

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2021

Том 44  
Выпуск 3



В августе прошлого года скончался член редколлегии нашего журнала Владимир Сергеевич Войценья — заместитель директора по научной работе Института физики плазмы Национального научного центра Академии наук Украины Харьковского физико-технического института. Мы дружно и плодотворно сотрудничали с Владимиром Сергеевичем. Иллюстрацией результатов этого сотрудничества является, например, то, что среди авторов статей, опубликованных в предыдущем (июньском) выпуске нашего журнала, было 13 сотрудников ХФТИ.

Мы искренне скорбим о том, что потеряли Владимира Сергеевича, и, конечно, хотим, чтобы наше сотрудничество с ХФТИ сохранилось.

Обсуждение проблем этого сотрудничества между харьковскими коллегами и членами редколлегии завершилось тем, что на последнем (июньском) заседании редколлегии в её состав был введён сотрудник ХФТИ доктор физико-математических наук Василий Андреевич Рудаков.

*Редколлегия журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез».*

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 44

Выпуск 3

МОСКВА — 2021

## Главный редактор

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

## Редакционная коллегия:

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

А.Б. Кукушкин, зам. главного редактора, в.н.с., д.ф.-м.н., профессор, 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

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

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

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

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

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

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

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

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

С.В. Мирнов, начальник отдела, д.ф.-м.н., профессор, АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

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

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

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

В.А. Рудаков, д.ф.-м.н., ХФТИ, Харьков, Украина

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

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

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

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

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

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

Подписной индекс в Каталоге 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>

Импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,407

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

# PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

**THERMONUCLEAR FUSION**

PUBLISHED since 1978

**Volume 44**

**Issue 3**

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

MOSCOW — 2021

## Editor-in-Chief

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

## Editorial Board:

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

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

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

A.B. Alexeev, 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

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

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

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

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

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

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

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 impact factor of the journal in RSCI: 0,407

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

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

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

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

V.A. Rudakov, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine

Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine

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

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

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

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

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

**Editor** Karpova Tatyana Yurievna

[karpova.tat@fc.iterru.ru](mailto: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»

УДК 621.039.665

## РОЛЬ НЕЙТРОННЫХ РАСЧЁТОВ В РАЗРАБОТКЕ ОПТИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК ИТЭР

*Р.С. Афанасенко<sup>1,2,4</sup>, К.Ю. Вуколов<sup>1,2,3</sup>, Д.К. Вуколов<sup>1,2</sup>, А.А. Морозов<sup>1,2</sup>*

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

<sup>2</sup>Координационный центр «УТС-Центр», Москва, Россия

<sup>3</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

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

Рассматривается методика нейтронных расчётов для диагностического оборудования термоядерного реактора ИТЭР. Отмечается важная роль этих расчётов на этапе проектирования диагностических систем, используемых в средах с радиационным облучением. Описывается процесс разработки диагностического оборудования и моделирования нейтронно-физических характеристик для установок с источником излучения в виде термоядерной плазмы. Проведён анализ современного программного обеспечения, используемого для определения нейтронных параметров различных установок, в том числе и для ИТЭР. Особое внимание уделено вопросу определения понятия статистической погрешности расчёта и способам уменьшения дисперсии расчётных величин. Приведены результаты моделирования полей  $\gamma$ - и нейтронного излучения, энерговыделения и повреждения материалов в области размещения спектроскопии водородных линий (СВЛ) диагностики, расположенной в экваториальном порту № 11 ИТЭР.

**Ключевые слова:** диагностика плазмы, нейтронные расчёты, СВЛ, ИТЭР.

## ROLE OF THE NEUTRON CALCULATIONS ON THE DEVELOPMENT OF OPTICAL DIAGNOSTICS IN ITER

*R.S. Afanasenko<sup>1,2,4</sup>, K.Yu. Vukolov<sup>1,2,3</sup>, D.K. Vukolov<sup>1,2</sup>, A.A. Morozov<sup>1,2</sup>*

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

<sup>2</sup>International Fusion Projects Coordinating Centre, Russia, Moscow

<sup>3</sup>Bauman Moscow State University, Russia, Moscow

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

The technique of neutron calculations for diagnostic equipment of the ITER fusion reactor is considered. The important role of these calculations in the design of systems used in environments with radiation exposure is noted. Presented the process of development of diagnostic equipment and modeling of neutron-physical characteristics for the installation of radiation in the form of thermonuclear plasma. The modern software used to determine the neutron parameters of various installations, including for ITER. Particular attention paid to the definition of the concept of statistical calculation error and ways to reduce the calculated values. The results of the computational modeling of gamma-neutron fields, radiation energy release and DPA presented in the area of the diagnostic system of spectroscopy of hydrogen lines (H-alpha) located in the equatorial port No. 11 of ITER.

**Key words:** plasma diagnostics, neutron calculations, (HL) H-alpha, ITER.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-5-23

### ВВЕДЕНИЕ

Оптические диагностики плазмы широко применяются на современных термоядерных установках (ТЯУ). Они позволяют измерять основные характеристики плазмы, такие как температура, плотность электронов и ионов, концентрация примесей, локальные электрические и магнитные поля и т.д. Вос требованность этих методов диагностики очень велика, но они не могут быть прямо, без доработок перенесены с существующих ТЯУ на экспериментальный токамак-реактор ИТЭР [1]. В нём возникают критические радиационные и электромагнитные нагрузки как на конструкционные, так и на диагностические компоненты. Кроме того, в ИТЭР выдвигаются более высокие требования к точности измерений и временному разрешению по сравнению с современными ТЯУ. Это обусловлено тем, что результаты измерений будут использоваться для контроля безопасности и управления реактором через системы обратной связи.

Основные задачи нейтронных расчётов — это оценка эффективности нейтронной защиты для снижения активации конструкционных материалов в зоне обслуживания элементов реактора ИТЭР и определение полей  $\gamma$ - и нейтронного излучения с целью проверки конструкторских решений на этапе проек-

тирования. Полученные в результате расчётов данные позволяют с помощью дополнительных расчётов определить активацию элементов конструкции и сопоставить её с требованиями к лицензированию ядерных установок, а также рассчитать радиационные нагрузки и степень радиационного повреждения материалов.

Одна из главных причин для доработки архитектуры современных диагностик с целью применения их на ИТЭР заключается в действии радиации на оптические и другие элементы конструкции, которые будут менять свои свойства под интенсивным  $\gamma$ - и нейтронным излучением из термоядерной плазмы. В частности, пропускающие элементы (линзы, окна, призмы, фильтры и оптические волокна), которые нужны для сбора излучения из плазмы и доставки его к детекторам, быстро теряют пропускание, особенно в УФ-области спектра. Причиной этих потерь является наведённое оптическое поглощение (НОП) в оптических стёклах и оптических волокнах, которое возникает из-за образования в стекле под облучением центров окраски [2, 3]. Кроме того, под действием радиации многие марки стекла сами становятся источниками излучения [2, 4] вследствие эффектов радиолоюминесценции и (или) Черенкова.

**Направления исследований по радиационным проблемам в разработке оптических диагностических систем ИТЭР.** Надёжная работа оптических диагностик на ИТЭР может быть обеспечена за счёт применения радиационно-стойких элементов и (или) эффективной радиационной защиты, которая значительно уменьшает потоки излучения из плазмы. Для решения этих задач необходимо рассчитать радиационные поля в местах размещения оптических элементов, выбрать радиационно-стойкие оптические материалы (стёкла), определить уровни их допустимого облучения. В связи с этим практически с самого начала разработки диагностических систем для ИТЭР возникло три направления исследований.

Первое направление исследований — это расчёты радиационных нагрузок (потоки нейтронов и гамма-излучения) в оптических элементах и детекторах в ИТЭР. Такие расчёты проводятся методом Монте-Карло с использованием специализированных численных кодов и библиотек данных по сечениям ядерных процессов. Методика расчётов и их результаты в экваториальном порт-плаге ИТЭР изложены далее. Одни из первых опубликованных результатов нейтронно-физических расчётов представлены в работе [5].

Для получения достоверных результатов в расчётах радиационной обстановки диагностические системы и конструкции ИТЭР, в которых они размещаются, должны быть детально проработаны, включая материалы, размеры и геометрию размещения отдельных элементов. Так как конструкторская разработка установки и диагностических систем идёт постепенно, то и радиационная обстановка всё время уточняется. В настоящее время созданы трёхмерные модели конструкций ИТЭР с интеграцией в них диагностических систем, что позволяет сделать расчёты гамма-, нейтронных полей с точностью менее 10% внутри вакуумной части установки. Результаты нейтронно-физического анализа позволяют доказать соответствие конструкции диагностики требованиям ядерной безопасности и механической прочности под действием радиационных нагрузок. Кроме того, информация о полях  $\gamma$ - и нейтронного излучения даёт возможность обосновать требования для радиационных тестов материалов в ядерных реакторах или в других источниках радиационного излучения.

Второе направление — это исследования радиационной стойкости оптических материалов и испытания критических элементов диагностик. Первые эксперименты [4, 6] были выполнены при высоких уровнях радиации в расчёте на большие нагрузки в условиях ИТЭР. В результате облучения в ядерном реакторе до флюенса нейтронов  $6 \cdot 10^{19}$  н./см<sup>2</sup>, где нейтронные потоки достигали значения  $8 \cdot 10^{13}$  н./(см<sup>2</sup>·с), выяснилось, что в видимой области только чистое кварцевое стекло может выдержать длительное интенсивное облучение, а в УФ-области даже оно быстро теряет пропускание. Следующие испытания делались уже при реалистичных радиационных нагрузках [3, 7], но оказалось, что ситуация для чистого кварцевого стекла при снижении нагрузки меняется слабо, в основном на границе пропускания в УФ-области. А вот для стёкол, содержащих примеси (например, флинтты), и для оптического волокна [8, 9] результаты облучения сильно зависят от флюенса и спектра нейтронов, а также от мощности дозы облучения (потока частиц).

В инфракрасной и видимой области спектра у чистого кварцевого стекла в результате облучения пропускание практически не изменяется, а в УФ-области стекло и оптическое волокно становятся непрозрачными [3, 7, 8]. На основе испытаний был сделан вывод, что для сбора и передачи света из плазмы лучше

использовать зеркала, а пропускающую оптику следует размещать как можно дальше от плазмы и максимально защищать от радиации. Для достоверности результатов следует проводить радиационные тесты в условиях, максимально приближенных к тем, которые будут реализованы в ИТЭР.

Третье направление исследований — это разработка и создание нейтронной защиты, которая прежде всего необходима для обеспечения радиационной безопасности. Нейтронные расчёты показали, что совмещение в порт-плагах ИТЭР железобетонной защиты и блоков из карбида бора, а также использование перископических каналов для сбора излучения из плазмы позволяют выполнить требования по безопасности для ядерных установок. Радиационная обстановка на вакуумной границе и за ней становится уже не такой критичной. Здесь может находиться основная зона размещения элементов и детекторов систем диагностики плазмы. Для снижения интенсивности облучения можно использовать локальную нейтронную защиту, экранирующую оптические элементы.

**Изменения в конструкции оптических систем ИТЭР, обусловленные радиационными проблемами.** В процессе эксплуатации установки в D—T-режиме происходит активация конструкционных материалов, т.е. образование в них радиоактивных изотопов. Реактор ИТЭР, являясь термоядерной установкой, должен соответствовать требованиям ядерной безопасности, принятым во Франции, а именно в соответствии с нормами радиационной безопасности контактная мощность дозы в конструкционных материалах на вакуумной границе на 12-й день после останова реактора ( $\sim 10^6$  с) не должна превышать 100 мкЗв/ч. Это условие должно выполняться в течение всего срока эксплуатации ИТЭР ( $2 \cdot 10^7$  с). Требование к максимально возможному уровню активации обусловлено необходимостью обеспечения безопасной работы персонала при обслуживании систем реактора ИТЭР. Возможность соответствовать этому требованию определяется эффективностью нейтронной защиты и правильным выбором материалов конструкций. Для оптических диагностик это накладывает ограничения на выбор конструкционных материалов с наименьшим содержанием  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Nb}$  и  $^{181}\text{Ta}$ , которые вносят существенный вклад в активацию на временной шкале порядка 10 лет. Кроме того, нейтронная защита, созданная для выполнения этого требования, выполняет и функцию ослабления радиационных потоков на оптические элементы диагностик плазмы.

В процессе проектирования установки выполняются расчёты потоков нейтронного- и  $\gamma$ -излучения, что позволяет оценить эффективность нейтронной защиты и выбранных конструкторских решений требованиям по ядерной безопасности. Если расчёты показывают, что требования не выполнены, защита модернизируется, а расчёты радиационных полей и активации материалов проводятся повторно. Изменения в конструкцию вносятся до тех пор, пока требования безопасности не будут выполнены. Однако в некоторых случаях (бланкетные модули, первая стенка и т.д.), когда проектные решения приходят к пределу эффективности при прочих многочисленных ограничениях, рабочая зона переводится в недоступную для персонала, где должны работать роботы и/или сокращается рабочее время.

Таким образом, изменения в конструкции ИТЭР, обусловленные радиационными проблемами, являются вынужденными и приводят к увеличению стоимости проекта и усложнению конструкции. Как правило, при этом страдают такие характеристики диагностик плазмы, как точность измерений, пространственное и временное разрешение. Это связано с тем, что для снижения нейтронного потока приходится уменьшать телесный угол сбора излучения и максимально удалять оптические элементы от плазмы, что снижает полезный сигнал (поток фотонов на детектор). Однако без этих изменений диагностики просто не смогли бы функционировать как по физическим причинам (деградация характеристик оптики, слишком высокий фон от гамма-, нейтронных потоков на детектор), так и по формальным причинам (нарушение требований безопасности). В качестве типичных примеров сделанных изменений в конструкции порт-плагов и диагностик плазмы можно перечислить следующие: удлинение колен в нейтронной защите, сдвиг входного зрачка вглубь порт-плага, облегчение стальной части защиты и максимальное заполнение пустот более лёгким, не уступающим в эффективности материалом, уменьшение телесного угла сбора излучения для расширения зоны защиты, водяное охлаждение отдельных элементов диагностических систем, подверженных критическим радиационным нагрузкам.

Настоящая статья посвящена описанию методики и результатам нейтронных расчётов для оптических диагностик плазмы в ИТЭР и отражает роль нейтронных расчётов в процессе их разработки.

## РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК ИТЭР

Описание нейтронных расчётов для оптических диагностик в ИТЭР сделано на примере «Спектроскопии водородных линий и примесей» (СВЛ), которая входит в комплект поставки оборудования Российской Федерации к первой плазме ИТЭР (2026 г.). Диагностический комплекс СВЛ [10] размещается в двух экваториальных портах (ЭП) ИТЭР и включает в себя три канала наблюдения. СВЛ решает несколько ключевых задач для управления реактором, включая обеспечение его безопасности.

Во-первых, СВЛ-диагностика основана на измерении интенсивности линий изотопов водорода и примесей в пристеночной плазме в спектральном диапазоне 450—700 нм. Это позволяет контролировать интенсивности свечения примесей в плазме ИТЭР (Be, W, C, O, Ne, Ar). Во-вторых, СВЛ-диагностика определяет момент перехода из L- в H-моду [11], что является важным для управления режимом работы реактора. В-третьих, она позволяет измерять потоки и концентрации изотопов водорода вдоль полоидального обхода в пристеночной области плазмы, анализируя форму выбранной спектральной линии. Важной задачей СВЛ-диагностики является измерение на периферии плазменного шнура изотопного отношения, т.е. отношения плотности водорода и дейтерия, трития и дейтерия. Регистрация свечения  $\alpha$ -линии бальмеровской серии изотопов водорода ( $\lambda = 656$  нм) осуществляется с помощью спектрометра высокого разрешения [12], который позволяет разрешить изотопное смещение водорода, дейтерия и трития. Отметим, что изотопное отношение для центральной плазмы в ИТЭР выполняется с помощью диагностики NPA (Neutral Particle Analyzer — анализатор нейтральных частиц) [13].

Для доступа в вакуумную камеру систем откачки, нагрева и диагностики плазмы между тороидальными катушками магнитного поля вставлены патрубки (порты) на верхнем, экваториальном и нижнем уровне. Конструкцией реактора ИТЭР предусмотрены 18 ЭП, в которых для защиты от нейтронов устанавливаются заглушки (порт-плаги). Порт-плаг состоит из трёх блоков, называемых

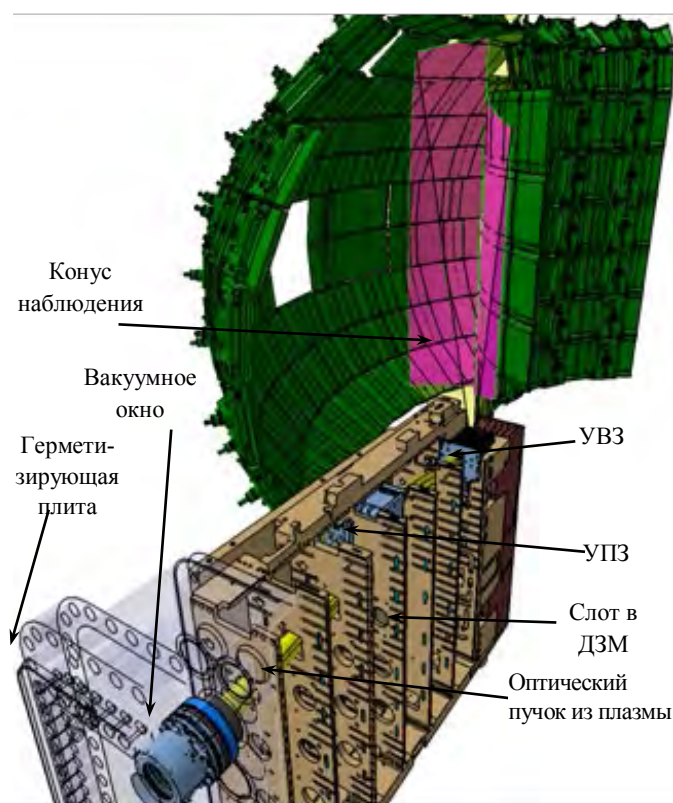


Рис. 1. Трёхмерное изображение первого ДЗМ в ЭП 12 реактора ИТЭР и размещения в нём канала С0 СВЛ-диагностики. Розовым цветом показана область наблюдения СВЛ на внешней и внутренней стенке вакуумной камеры. На рисунке для передачи изображения ось обзора наклонена относительно горизонта вниз

диагностическими защитными модулями (ДЗМ), а каждый ДЗМ разделён на ячейки (слоты) длиной 300 мм, к стенкам которых крепятся оборудование и нейтронная защита.

Три канала регистрации СВЛ-диагностики расположены в ЭП 11 (АО и В0) и 12 (С0):

— А0: ЭП 11 обозревает нижнюю часть внутренней стенки вакуумной камеры;

— В0: ЭП 11 обозревает верхнюю часть внутренней стенки;

— С0: ЭП 12 обозревает тангенциально внешнюю часть стенки с захватом части внутренней стенки вакуумной камеры. Вместе три канала обеспечивают полный полоидальный охват стенки камеры, что требуется для измерений. Конструкциями трёх каналов СВЛ-диагностики сделаны подобными для стандартизации элементов с целью упрощения конструкторского проекта и изготовления (в передней части располагается собирающий свет узел входных зеркал (УВЗ), в толще защиты устанавливается узел промежуточных зеркал (УПЗ)).

На рис. 1 показан канал С0, размещённый в ЭП 12. Канал С0 расположен в первом ДЗМ, его конус наблюдения направлен на внешнюю стенку вакуумной камеры.

Расположение компонентов диагностики СВЛ в первом ДЗМ ЭП 12 (канал С0, оборудование СВЛ выделено фиолетовым цветом) показано на рис. 2. На рисунке показано, как световой пучок, собираемый из плазмы, распространяется от диагностической первой стенки (ДПС) через порт-плаг к вакуумному окну, а также показана соседняя диагностическая система WAVS (Wide — Angle View System — системы широкоугольного обзора) [14].

У канала С0 в ЭП 12 ось наблюдения направлена тангенциально на внешнюю стенку, но в телесный угол (конус) наблюдения попадает и часть внутренней стенки вакуумной камеры. Канал образует большой вырез в теле ДПС (см. рис. 1), через который высокоэнергичные нейтроны могут беспрепятственно проникать до «входных» оптических зеркал диагностики, объединённых в едином узле. Общий вид УВЗ СВЛ-диагностики в ЭП 12 показан на рис. 3. Свет из плазмы попадает на входной зрачок, за которым расположено сферическое зеркало М1, которое направляет излучение на плоское зеркало М2, смещённое в горизонтальной плоскости. Зеркала М1 и М2 крепятся к молибденовому корпусу УВЗ, материал зеркал — молибден. Вокруг зеркал смонтирована сетка системы очистки, которая позволяет удалять загрязнения в виде материала первой стенки бериллия с поверхности зеркал, распыляя их поверхность в аномальном тлеющем разряде.

Для увеличения угла обзора плазмы и первой стенки камеры УВЗ размещён в 50 см от плазмы сразу за ДПС. Из-за близости расположения УВЗ к плазме возникают серьёзные радиационные нагрузки на элементы его конструкции и зеркала.

Отражаясь от зеркала М2, световой поток из УВЗ идёт на алюминиевые зеркала М3 и М4 (см. рис. 2), расположенные внутри узла промежуточных зеркал (УПЗ). Эти зеркала образуют перископ, смещающий ось сбора излучения из плазмы и формирующий лабиринт в защите на пути потока радиации вдоль порта наружу реактора, что позволяет исключить прямой пролёт высокоэнергичных нейтронов. Такой способ размещения оптических компонентов существенно снижает нейтронные нагрузки [15] как на отдельные элементы диагностики, так и на все элементы конструкции после УПЗ.

Результаты расчётов нейтронных и тепловых нагрузок в ЭП 12 были рассмотрены в [16]. Здесь будут детально рассмотрены два канала СВЛ, размещённые во втором ДЗМ ЭП 11, и проведено сравнение

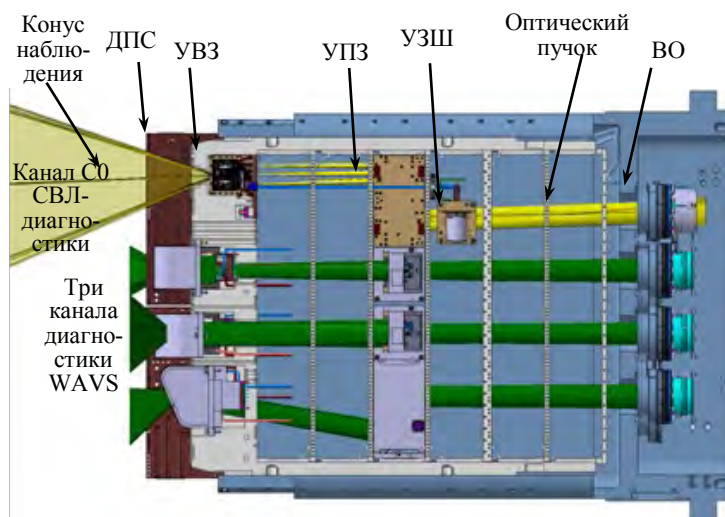


Рис. 2. Размещение СВЛ-диагностики в ЭП 12 установки ИТЭР: жёлтым цветом показана апертура, в которой собирается зеркалами излучение из плазмы; блоки защиты не показаны; ДПС — диагностическая первая стенка; УВЗ — узел входных зеркал; УПЗ — узел промежуточных зеркал (зеркала М3, М4); УЗШ — узел защитной шторки; ВО — вакуумное окно

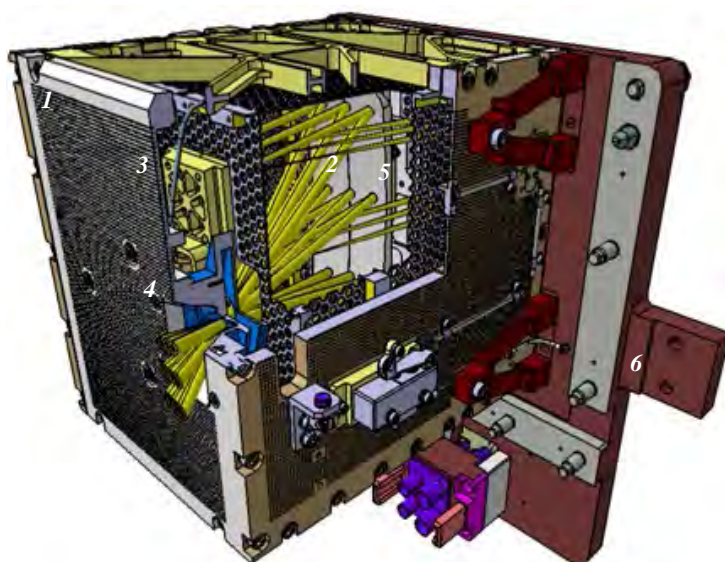


Рис. 3. Общий вид УВЗ СВЛ-диагностики в ЭП 12. Сделан вырез в боковой стенке для обзора распространения световых пучков: жёлтым цветом показаны пучки собираемого из плазмы излучения; 1 — передняя стенка корпуса УВЗ; 2 — зеркало М1; 3 — зеркало М2; 4 — входной зрачок; 5 — система очистки; 6 — стальная плита крепления УВЗ

результатов расчётов для ЭП 11 и ЭП 12. На рис. 4 показаны два канала СВЛ-диагностики А0 и В0 в ЭП 11, выделенные фиолетовым цветом. Между ними располагается канал НРА-диагностики, представляющий собой полую трубу, которая идёт от ДПС через порт-плаг и межпортовое пространство до припортовой камеры. Коллиматор НРА-диагностики в защитном материале порта позволяет проникать высокоэнергичным нейтронам вглубь ДЗМ, тем самым ухудшая нейтронную обстановку в портовой ячейке.

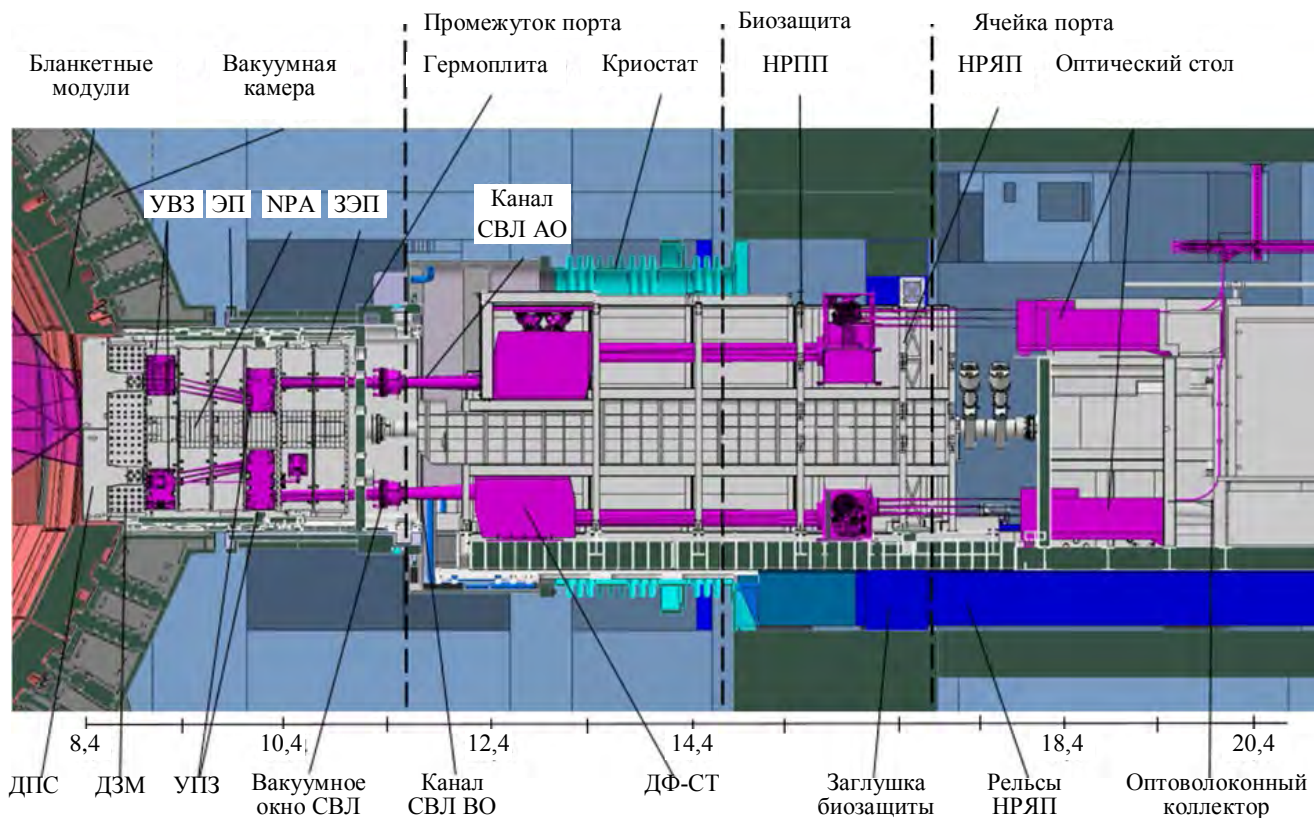


Рис. 4. Два канала СВЛ-диагностики А0 и В0 и НРА-труба во втором ДЗМ ЭП 11 (блоки защиты не показаны): линейка указывает расстояние от оси тора в метрах; ЭП — экваториальный порт; УВЗ — узел входных зеркал; УПЗ — узел промежуточных зеркал (зеркала М3, М4); ЗЭП — заглушка экваториального порта; НРПП — несущая рама в промежутке порта; НРЯП — несущая рама в ячейке порта; ДФ-СТ — длиннофокусный спектральный телескоп

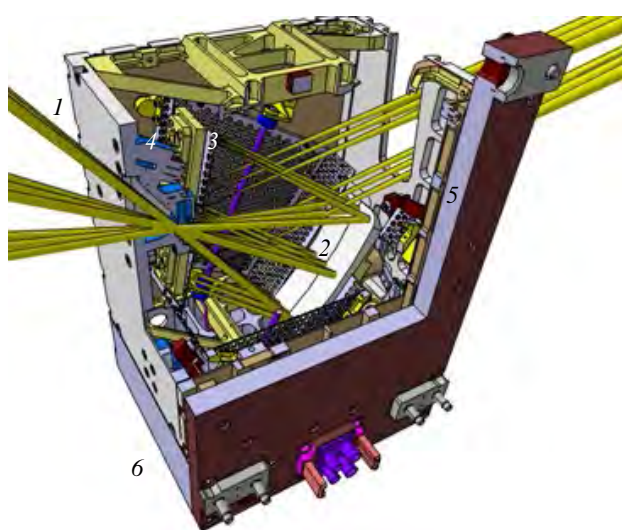


Рис. 5. Общий вид УВЗ-канала В0 СВЛ-диагностики в ЭП 11. Сделан вырез в боковой стенке для обзора распространения световых пучков: жёлтым цветом показаны пучки собираемого из плазмы излучения; 1 — передняя стенка корпуса УВЗ; 2 — зеркало М2; 3 — система очистки; 4 — зеркало М1; 5 — стальная плита крепления УВЗ; 6 — нижняя стальная защитная плита

УВЗ — наиболее подверженный нейтронным нагрузкам элемент СВЛ-диагностики размещён в первом слоте второго ДЗМ в обоих каналах А0, В0. Эти узлы имеют схожую конструкцию. 3D-модель УВЗ с зеркалами М1 и М2 в канале В0 показана на рис. 5. Стальные защитные плиты сверху и снизу УВЗ служат дополнительной защитой от нейтронного потока. Как видно на рис. 5, в ЭП 11 так же, как и в ЭП 12, сферическое зеркало М1 и плоское М2 объединены внутри УВЗ в каждом из двух размещённых в ЭП 11 каналов наблюдения СВЛ.

В четвёртом слоте ЭП 11 для обоих каналов на стальной плите крепления размещены УПЗ (см. рис. 4). Их конструкция также очень близка и состоит из защитного стального корпуса и пары зеркал М3 и М4. В канале В0 блок привода УЗШ смещён в пятый слот, в канале А0 он находится в четвёртом слоте, но на рис. 4 не виден, так как закрыт корпусом УПЗ.

## МЕТОДИКА НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Анализ радиационного воздействия на элементы диагностического оборудования является одним из ключевых пунктов в процессе разработки систем диагностики плазмы для реактора ИТЭР. Поток нейтронов энергией 14 МэВ из D—T-плазмы способен глубоко проникать в здание реактора, где располагаются диагностическое оборудование и рабочий персонал. Под действием нейтронного облучения конструкционные материалы активируются, а также подвергаются разрушению за счёт смещения атомов в кристаллической решётке. Даже на остановленном реакторе активированные материалы будут выделять большое количество энергии в процессе радиационного распада изотопов, что является опасным фактором для персонала реактора.

**Коды для расчёта транспорта нейтронов.** В ИТЭР для расчётов официально принят прецизионный код MCNP (Monte-Carlo N-Particle Code) [17], так как в настоящее время он является наиболее проработанным, постоянно обновляемым и хорошо себя зарекомендовавшим программным обеспечением за долгие годы тестирования, начиная с середины XX века. Большинство других кодов (Geant-4 [18], SuperMC [19], TRIPOLI [20], MCU [21]), предназначенных для расчётов взаимодействия нейтронов с веществом, работают на основе того же метода Монте-Карло, что и MCNP, но эти коды развиты меньше, так как MCNP имеет значительно большую экспертную поддержку, вследствие этого ИТЭР поддерживает данный формат модели установки и здания. Для применения альтернативных кодов нейтронного моделирования необходимо подготовить и протестировать базы данных ядерных микросечений для нейтронов и  $\gamma$ -квантов с высокими энергиями порядка 14 МэВ, а также адаптировать или создать с нуля глобальную нейтронную модель реактора ИТЭР.

Нейтронно-физический код обрабатывает произвольную трёхмерную конфигурацию материалов в конечных элементах модели, ограниченных заданными поверхностями (ячейка расчётной модели). В расчётах используются данные для сечений взаимодействия из библиотек ядерных микроконстант. В этих библиотеках сечения ядерных реакций заданы в определённом диапазоне энергий нейтронов или  $\gamma$ -квантов (например, FENDL 3.1 [22] — библиотека нейтронных сечений до 60 МэВ, библиотека для  $\gamma$ -квантов от 1 кэВ до 50 МэВ или ENDF/B-VII [23]). Для  $\gamma$ -квантов код позволяет учитывать некогерентное и когерентное рассеяние, возможность флуоресцентного излучения после фотоэлектрического поглощения и поглощения при образовании электрон-позитронной пары. Процессы переноса электронов/позитронов учитывают угловое отклонение через многократное кулоновское рассеяние, потерю энергии при столкновении с опциональным рассеянием и производство вторичных частиц, в том числе К-рентгеновских лучей, электронов смещения, тормозное излучение и  $\gamma$ -лучи от аннигиляции позитронов в состоянии покоя. Электронный транспорт не учитывает влияния внешних или индуцированных электромагнитных полей.

Код MCNP моделирует взаимодействие нейтронов с веществом с помощью учёта вероятности событий (разыгрывание множества историй ядерных взаимодействий) методом Монте-Карло. Под методом Монте-Карло понимается численный метод решения математических задач с помощью моделирования случайных величин [24]. У каждой случайной величины есть ошибка, в нашем случае это статистическая ошибка расчёта. Статистическая ошибка ( $R$ ) в нейтронных расчётах кода MCNP приводится в выходном файле и представляет собой оценочную относительную ошибку, определяемую как стандартное отклонение среднего  $S_{\bar{x}}$ , делённое на расчётное среднее  $\bar{x}$ :

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}}. \quad (1)$$

Ошибка  $R$  пропорциональна  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ , где  $N$  — количество разыгрываемых историй:

$$R \sim \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (2)$$

Расчётное среднее значение исследуемой величины  $\bar{x}$  определяется следующим выражением:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad (3)$$

где  $x_i$  — значение  $x$  для  $i$ -й истории моделирования. Для большого числа историй стандартное отклонение среднего  $S_{\bar{x}}$  выглядит следующим образом:

$$S_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{S^2}{N}}, \quad (4)$$

где  $S^2$  называется стандартным отклонением  $x$  и имеет вид

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N - 1} \approx x^2 - \bar{x}^2; \quad (5)$$

$$\overline{x^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2. \quad (6)$$

Таким образом, под статистической ошибкой понимается неопределённость в оценке истинного значения измеряемой величины, которая возникает из-за того, что несколько повторных измерений тем же самым методом дают различающиеся результаты. Она тесно связана с объёмом статистики (количеством историй): обычно чем больше проведено испытаний, тем меньше статистическая погрешность и тем точнее результат измерения. В нашем случае очень важную роль в уровне статистической ошибки играет расстояние от исследуемого образца до источника нейтронов — плазмы. Для внутривакуумных систем ИТЭР ошибка расчёта  $R$  не превышает 10%.

Нейтронные расчёты в ИТЭР выполняются с использованием официальной модели реактора C-Model R181031 REV. 190715 issued 15/07/2019 [25] (далее C-Model). Это трёхмерная конструкторская CAD-модель тороидального 40°-ного сектора ИТЭР (1/9 часть реактора ИТЭР) с его основными конструкциями, включая порты (один центральный и по половине слева и справа для учёта граничных условий), полученная с помощью программного комплекса Super MC, позволяющего конвертировать конструкторские CAD-файлы в среду MCNP для использования в нейтронных расчётах.

Внешняя граница C-Model проходит по криостату и биологической защите. В модель могут быть внесены дополнительные элементы, отражающие размещаемые в установке устройства и конструкции. На рис. 6 показан общий вид конструкторской модели расчётного сектора C-Model. Красным цветом выделена область экваториальных портов, для которой делались описанные здесь расчёты. Например, для расчётов радиационного воздействия в область экваториального порт-плага добавлены все компоненты диагностической системы СВЛ, задана геометрия их размещения (УВЗ, УПЗ, УЗШ и др.), а также материалы, из которых они изготовлены. Что каса-

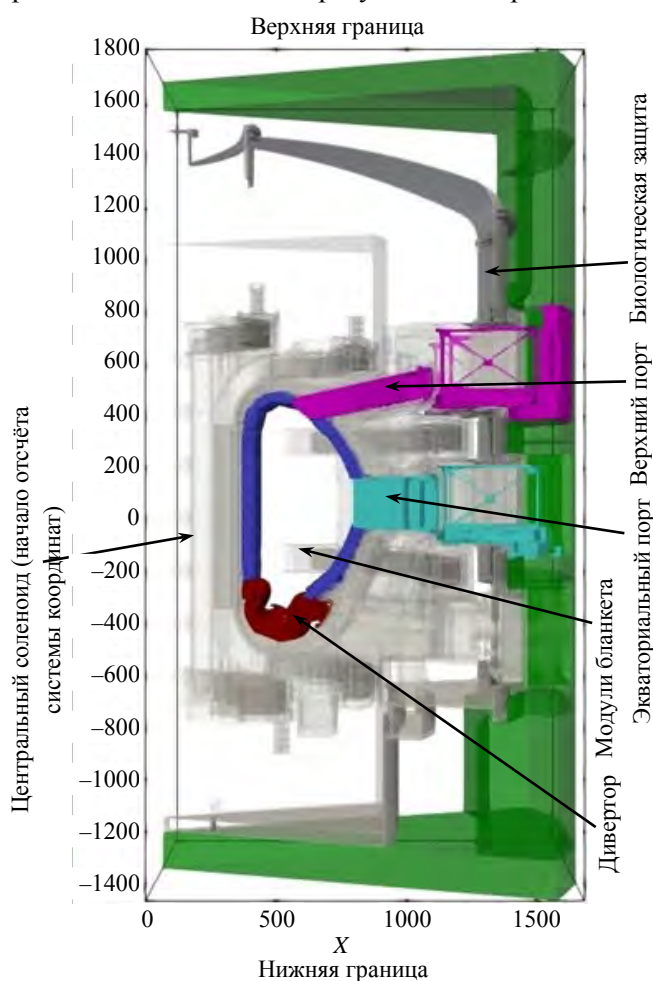


Рис. 6. Конструкторская CAD-модель 40°-ного сектора ИТЭР, используемого для нейтронных расчётов. Размеры по осям координат даны в сантиметрах, различными цветами указаны основные элементы реактора: ■ — биологическая защита; ■ — верхний порт; ■ — экваториальный порт; ■ — бланкетные модули; ■ — дивертор

ются остальных — первого и третьего ДЗМ, то они заполнены диагностическими системами в соответствии с техническим заданием для ЭП 11.

Распределение нейтронного излучения (источник нейтронов) в плазме ИТЭР зависит от распределения плотности и температуры плазмы, которые имеют достаточно сложные пространственные зависимости. Источник нейтронов смоделирован с учётом параметров плазмы и геометрии плазменного шнура для базового сценария ИТЭР с максимальной термоядерной мощностью D—T-реакции 500 МВт при токе 15 МА. Его форму, описание и распределение, нацеленное прежде всего на оценку радиационной безопасности, задаёт центральная команда Международной организации ИТЭР [26], и, таким образом, во всех расчётах источник нейтронов стандартизирован и не подлежит изменению. Это позволяет сравнивать результаты расчётов, сделанные в разных домашних командах.

В высокотемпературной плазме ИТЭР в результате реакций D—T-синтеза выделяются нейтроны, которые можно представить как объёмный источник нейтронов:



В реакции (7) два ядра дейтерия и трития сливаются в составное ядро, которое затем распадается с образованием ядра гелия ( $\alpha$ -частицы) и высокоэнергичного нейтрона. Соотношение выделенной энергии распределяется между  $\alpha$ -частицей и нейтроном как 1/5. Реакция интенсивно протекает уже при температуре около  $10^8$  К, но её недостатком является высокая цена трития.

Распределение скорости синтеза (рождение термоядерных нейтронов в источнике) моделируется набором ячеек, каждая из которых имеет определённую вероятность испускания нейтрона. Источник в модели представлен матрицей  $40 \times 40$ , задающей относительную вероятность излучения нейтрона из заданных этой матрицей областей пространства. Эти ячейки расположены в области от 404 до 835 см по большому радиусу тора и от 390 до 440 см по высоте в системе координат реактора (см. рис. 6, бирюзовый цвет).

Для достоверного предоставления результатов расчёта программного кода необходимо нормировать полученные данные при использовании источника для  $40^\circ$ -ного сектора расчётной модели. Далее приведена формула расчёта нормировочного коэффициента  $F$  с размерностью нейтрон/секунда для моделируемого источника нейтронов при термоядерной мощности плазмы 500 МВт и выходе нейтронов энергией 14 МэВ (80% мощности от полного выхода термоядерной реакции) из D—T-плазмы:

$$F = \frac{500 \cdot 10^6 \text{ Вт} \cdot 80\% \cdot 6,2 \cdot 10^{18} \text{ эВ} / \text{Дж}}{14 \cdot 10^6 \text{ эВ}} \cdot \frac{1}{9}. \quad (8)$$

Как видно из (8), нормировочный коэффициент — отношение 80% от 500 МВт термоядерной мощности в электрон-вольтах при использовании  $40^\circ$ -ного сектора расчётной модели (1/9 часть от мощности плазмы в ИТЭР) к мощности одного 14 МэВ-ного нейтрона. Другими словами,  $F$  можно охарактеризовать как выход энергии синтеза на один нейтрон термоядерной плазмы в секунду. Интенсивность источника получается равной  $1,97 \cdot 10^{19}$  нейтронов в секунду [27].

На рис. 7 показан профиль нейтронного источника, т.е. вертикальное и горизонтальное распределения потока нейтронов в плазменной камере и за её пределами во время работы термоядерного реактора ИТЭР, полученные с помощью математического моделирования источника для базового сценария ИТЭР.

Для ускорения расчёта и минимизации нагрузки на вычислительные мощности программы при моделировании нейтронных процессов во внутривакуумной части модели  $40^\circ$ -ного сектора ИТЭР были приняты следующие приближения:

— произведена гомогенизация защитного материала ДЗМ (гомогенная смесь из стали SS316L(N)-IG/карбида бора/воды и пустоты в про-

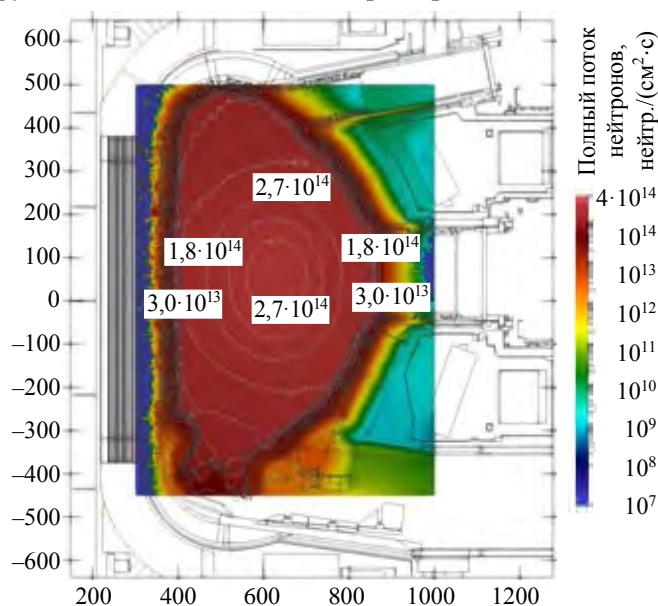


Рис. 7. Полный по энергии поток нейтронов, излучаемый D—T-плазмой ИТЭР, вертикальное сечение,  $n/(cm^2 \cdot c)$

центном соотношении 31/41/1/27%). Такой состав смеси определяется заполнением слотов в ДЗМ защитным материалом из кубиков карбида бора, стальных стержней и труб с водой в стенках ДЗМ;

— гомогенизирован состав ДПС, которая содержит больше воды по сравнению с ДЗМ — смесь из стали SS316L(N)-IG и воды (25/75%);

— верхний и нижний (дивертор) порт-плаги были для облегчения модели полностью заполнены защитным материалом (состав такой же, как в экваториальных порт-плагах);

— произведено упрощение конструкторских моделей диагностического оборудования (удалены болты, сплайны и мелкие части конструкции, существенно не влияющие на процесс моделирования);

— в модели отсутствует вклад от инжекторных портов, являющихся частной локальной областью камеры ИТЭР и не входящих в расчётный 40°-ный сектор;

— процессы переноса частиц моделируются отражающими граничными условиями для области вне исследуемой модели. Другими словами, предполагается полное отражение от границ: сколько нейтронов уходит в соседние секторы, столько возвращается в данный сектор от соседей, что соответствует расчёту полного тора, состоящего из 18 одинаковых секторов. На верхнюю и нижнюю границы модели не наложено никаких ограничений, попадающие туда частицы исчезают. Данное условие моделирует реальные условия — выход нейтронов за границы поверхности установки, все нейтроны рождаются в результате D—T-реакции.

Основная сложность при проведении нейтронно-физического расчёта заключается в достижении приемлемых статистических показателей, а именно достаточного числа историй взаимодействий нейтронов с материалами геометрической модели. Проблема заключается в том, что в передней части исследуемой области (часть модели возле источника нейтронов плазмы) происходит большое количество взаимодействий, а в той части модели, которая расположена глубже, — в зоне биологической защиты и области галереи количество взаимодействий мало для достижения хорошей точности расчёта.

Существует несколько способов по увеличению статистики расчёта: метод контроля популяции частиц, продвижение частиц вглубь исследуемой области (различные ценности ячеек), использование весовых окон (ADVANTG [28]), создание нового поверхностного источника [29] и распараллеливание процессов расчёта для увеличения количества историй. В рассматриваемом здесь расчёте нейтронных нагрузок во внутривакуумных компонентах ЭП 11 никакой из перечисленных методов снижения статистической погрешности расчёта не использовался. Это связано с тем, что в связи с близким расположением элементов конструкции к плазме статистики было достаточно и усложнения методики расчёта не потребовалось. В будущих нейтронных расчётах в межпортовом пространстве и в портовой ячейке ЭП 11 и ЭП 12 предполагается использовать генератор весовых окон ADVANTG.

Время, требуемое для расчёта, зависит от нескольких факторов:

— дальности расположения исследуемого образца от источника радиоактивного излучения;

— метода уменьшения статистической погрешности;

— сложности модели;

— вычислительной мощности компьютера.

Даже при использовании суперкомпьютера на расчёт может потребоваться от одного дня до одного месяца. В частности, это связано с тем, что 40°-ный C-Model реактора ИТЭР практически невозможно запустить на персональном компьютере. Для успешного решения задач нейтронного моделирования необходимо использовать многоядерный суперкомпьютер с возможностью распараллеливания расчёта и применять методики уменьшения дисперсии. Тем не менее расчёты с учётом отладки процесса затягиваются на недели, а иногда и дольше, в зависимости от постановки задачи.

Для оценки профилей удельных повреждений материалов конструкций в единицах сна (смещение на атом) используется метод, который основан на NRT-модели (Norgett—Robinson—Torrens) [30]. Это общепринятая модель для расчёта повреждений в материалах, вызванных столкновениями с ионами или нейтронами. В макроскопической модели радиационных повреждений число смещений на атом зависит от поглощённой энергии и от энергии, необходимой для смещения атома из его положения в кристаллической решётке:

$$\text{сна} = 0,8 \frac{E_a}{2E_d}, \quad (9)$$

где  $E_a$  — полная поглощённая энергия, передаваемая атомам решётки, вычисленная с помощью библиотеки микросечений FENDL (рассчитываемый параметр);  $E_d$  — энергия, необходимая для смещения атома из его положения в кристаллической решётке ( $E_d$  (молибден) 60 эВ,  $E_d$  (сталь) 40 эВ) [31]. Отсюда очевидно, что для этих расчётов необходимо предварительно получить спектры нейтронов и задать состав материала, включая примеси, в каждой ячейке конечно-элементной модели.

Во время расчёта определение нейтронных спектров происходит непрерывно, в ходе каждого взаимодействия нейтрона с материалом. Однако при необходимости получить данные о нейтронных спектрах можно вывести результат лишь в тех диапазонах значений энергий, которые были заданы во входном файле до начала момента моделирования. Вывод данных по нейтронным характеристикам (потoki, энерговыделение, спектры) определяется в конечный момент времени расчёта. В данной работе было использовано 175-групповое приближение по энергиям Vitamin-J [32]. Оно было выбрано в соответствии с рекомендациями Международной организации ИТЭР и как наиболее оптимальное решение в силу большого объёма полученных данных и удобства в использовании в дальнейшем для активационных расчётов и оценки радиационного повреждения материалов с помощью программы FISPACT-II [33].

Одной из важных задач нейтронного расчёта является определение энерговыделения в элементах конструкции диагностических систем, поскольку при сильном нагреве элементов необходимо обеспечить условия для отвода тепла. Использование технических решений с участием теплоносителя (вода) заметно усложняет конструкцию системы по сравнению с вариантом естественного охлаждения за счёт теплового излучения. Особенно актуально это для зеркал, используемых для сбора излучения из плазмы. Кроме того, течи в системе водяного охлаждения могут стать большой проблемой в процессе эксплуатации ИТЭР.

Для расчёта радиационного энерговыделения необходимо знать поля ионизирующих излучений и сечения взаимодействия различных видов излучения с материалами конструкции. Энерговыделение в конструкционных материалах определяется, в основном, быстрыми нейтронами и  $\gamma$ -квантами. Кроме того, для некоторых материалов существенный вклад в радиационное энерговыделение могут давать реакции образования фотонейтронов ( $\gamma, n$ ) и заряженных частиц, образующихся, например, в реакции ( $n, \alpha$ ). При прохождении  $\gamma$ -излучения через вещество происходит ослабление интенсивности потока  $\gamma$ -квантов, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества.

Основной вклад в энерговыделение от нейтронов вносят процессы упругого и неупругого рассеяния. В первом случае сумма кинетических энергий рассеянного нейтрона и ядра отдачи равна кинетической энергии нейтрона до взаимодействия. При этом средняя энергия ядра отдачи равна потере энергии нейтроном:

$$E_{\text{я}} = \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \mu_c(E)) E, \quad (10)$$

где  $E$  — энергия падающего нейтрона;  $A$  — массовое число элемента;  $\mu_c(E)$  — средний косинус угла рассеяния нейтрона в системе центра масс. Выражение для энерговыделения, обусловленного упругим рассеянием нейтронов в единице объёма материала, имеет вид

$$Q_c = C \frac{2A}{(A+1)^2} \int_0^{\infty} \rho \Phi(E) \sigma_c(E) (1 - \mu_c(E)) dE, \quad (11)$$

где  $\rho$  — ядерная плотность материала;  $\Phi(E)$  — плотность потока нейтронов энергией  $E$ ;  $\sigma_c$  — сечение упругого рассеяния нейтронов;  $C$  — переводной коэффициент, равный  $1,6 \cdot 10^{-13}$  Дж/МэВ.

Неупругое рассеяние является пороговой реакцией, и энерговыделение от него определяется соотношением, аналогичным (11):

$$Q_{\text{in}} = C \int_0^{\infty} \rho \Phi(E) \sigma_{\text{in}}(E) E_{\gamma}^{\text{in}} dE, \quad (12)$$

где  $\sigma_{\text{in}}$  — сечение неупругого рассеяния нейтронов [34].

В большинстве случаев вклад в энерговыделение  $\gamma$ -квантов составляет около 90% и только 10% приходится на нейтроны.

## РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРОННОГО АНАЛИЗА ДЛЯ СВЛ-ДИАГНОСТИКИ

**Нейтронные и  $\gamma$ -потoki.** Нейтронно-физический расчёт позволяет получить нейтронные и  $\gamma$ -потoki в исследуемых зонах. На основе комплексного анализа этих данных могут быть получены спектры нейтронов, сна нагрузки, активация материалов, а также тепловыделение в элементах конструкции.

Детальный расчёт нейтронных и  $\gamma$ -потокoв проводился в ограниченной области (рис. 8) в месте размещения зеркал СВЛ-диагностики в ЭП 11. Была использована расчётная сетка с шагом 2 см, начиная от ближнего к плазме края ДПС до стальной герметизирующей плиты экваториального порт-плага (см. рис. 4). Данная сетка задаётся на этапе создания входного файла и никак не влияет на ход моделирования нейтронных процессов. Размер расчётной сетки должен быть оптимально подобран (нецелесообразно использовать крупную сетку для мелких объектов — это может привести к росту статистических ошибок, в то же время нельзя и мельчить — это грозит увеличением нагрузки на оперативную память и увеличением объёма выходных данных). Расчётная сетка задаётся пользователем и служит вспомогательным элементом для представления (визуализации) результатов.

Результаты расчётов нейтронного потока представлены в виде цветных диаграмм на рис. 8. На рис. 8, а показано распределение нейтронного потока в вертикальном сечении, проходящем вдоль радиальной плоскости второго ДЗМ ЭП 11, где размещены два канала АО и ВО СВЛ-диагностики (см. рис. 4). На рис. 8, б показана картина распределения нейтронного потока в горизонтальном сечении, проходящем в экваториальной плоскости вдоль центральной оси оптического канала АО.

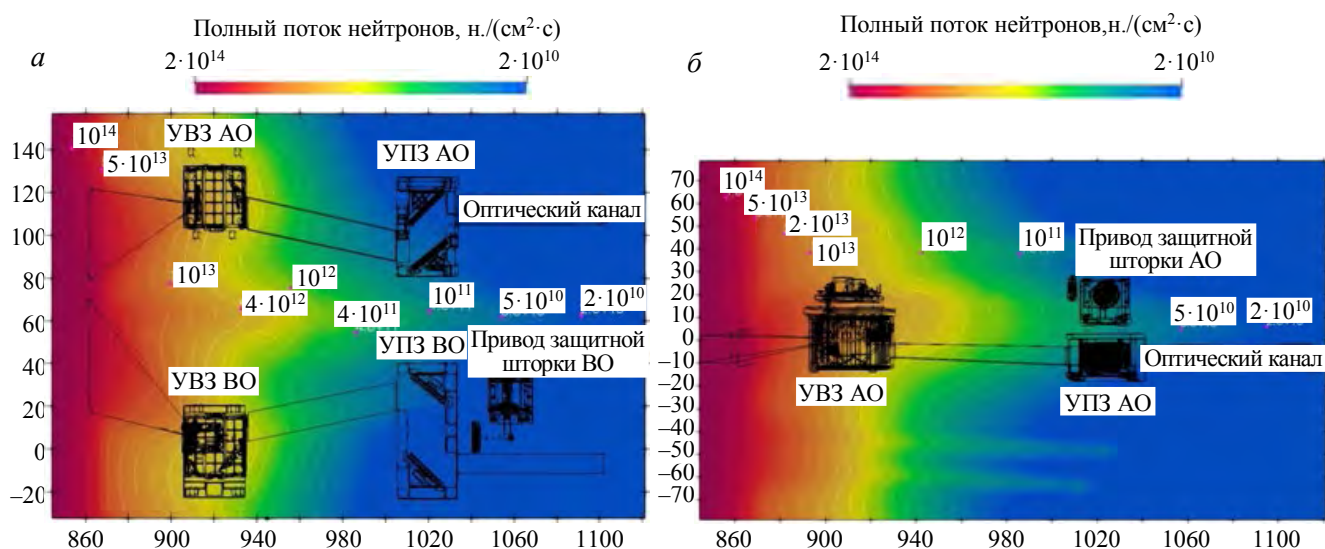


Рис. 8. Полный нейтронный поток в зоне СВЛ-диагностики ЭП 11, н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), сечение (а —  $PY = 0$ , б —  $PZ = 32$ ). Интенсивность нейтронного потока задана с помощью цветовой гаммы, шкала которой показана в верхней части рисунков

Левая граница на рис. 8 отвечает границе между плазмой и ДПС. Здесь полный поток нейтронов определяется мощностью нейтронного источника и составляет примерно  $2 \cdot 10^{14}$  н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). В этой области в спектре преобладают нейтроны энергией 14 МэВ. Поток нейтронов быстро ослабляется в защитном материале ДПС и ДЗМ при проникновении глубже в порт-плаг. При попадании нейтронов в УВЗ их поток снижается уже примерно в 10 раз.

Результаты распределения  $\gamma$ -потоков во втором ДЗМ ЭП 11 показаны на рис. 9. Координата  $X = 860$  показывает расстояние от центральной оси тора (начало отсчёта системы координат) до края ДПС. Изолиниями на рис. 8, 9 показаны значения распределения нейтронного и  $\gamma$ -потоков, приведённые рядом на рисунках.

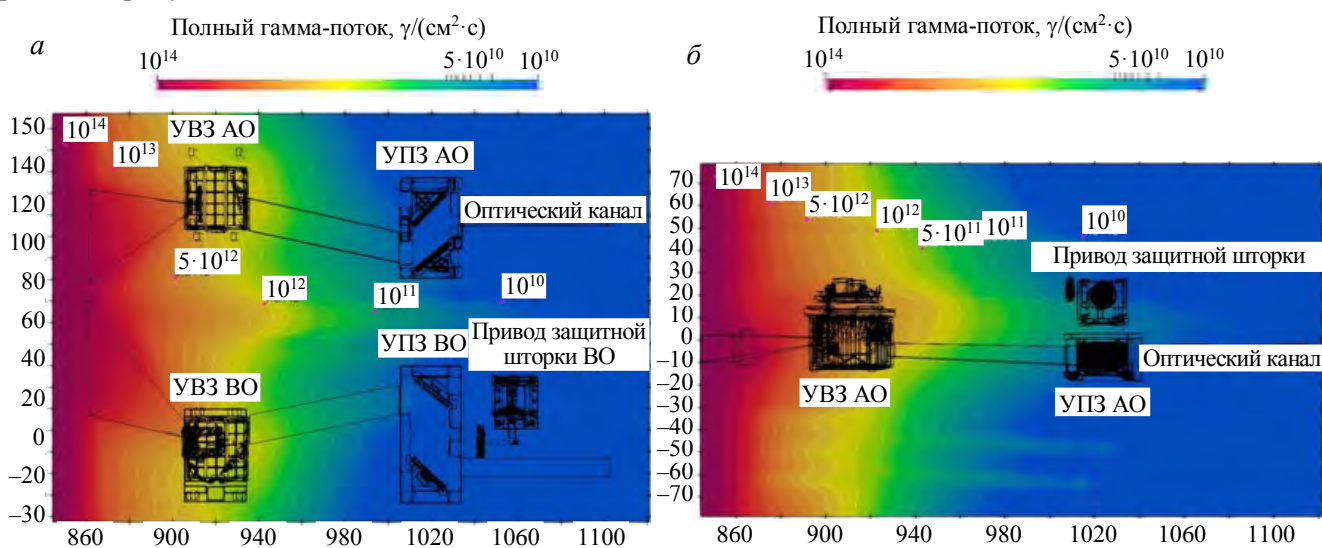


Рис. 9. Полный  $\gamma$ -поток в зоне СВЛ-диагностики ЭП 11,  $\gamma/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , сечение ( $a$  —  $PY = 0$ ;  $b$  —  $PZ = 32$ )

Наблюдаемая вытянутая вдоль оси порта область высокого потока нейтронов в середине второго ДЗМ, вызвана прохождением здесь полой трубы диаметром 20 см, которая используется для сбора излучения в НРА-диагностике. Наличие в ЭП 11 нескольких диагностик с большими вырезами в защите приводит к уменьшению эффективности нейтронной защиты и более глубокому проникновению нейтронов по сравнению с размещением всего одного канала, как это было заложено в расчётах, представленных в [5]. Тем не менее в месте размещения УПЗ поток нейтронов спадает до  $1 \cdot 10^{11}$  н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Таким образом, из результатов нейтронного анализа видно, что использование защиты из гомогенной смеси карбида бора, воды и стали в зоне ДЗМ даёт значительное снижение нейтронного потока, тем самым уменьшая поглощённую дозу. А это необходимо для выполнения требований по радиационной безопасности и по предельному уровню активации конструкций для увеличения времени доступа рабочего персонала в межпортовую зону без угрозы здоровью.

На рис. 9  $\gamma$ -потоки во втором ДЗМ ЭП 11 показаны в виде цветных диаграмм. На рис. 9,  $a$  показана картина распределения  $\gamma$ -потока в сечении, проходящем вдоль радиальной плоскости, где размещены два канала АО и ВО СВЛ-диагностики. На рис. 9,  $b$  показана картина распределения нейтронного потока в сечении, проходящем в вертикальной плоскости ЭП 11 вдоль центральной оси оптического канала АО.

Полученные результаты показывают, что полные потоки нейтронов и  $\gamma$ -квантов в области ДПС ( $1,9 \cdot 10^{14}$  н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  и  $1,1 \cdot 10^{14}$   $\gamma/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  соответственно) и далее вглубь порт-плага незначительно отличаются по уровню. Это объясняется тем, что  $\gamma$ -излучение возникает в ядерных реакциях нейтронов с окружающими материалами. Можно сказать, что нейтронный поток «тянет» за собой  $\gamma$ -излучение. В свою очередь,  $\gamma$ -потоки вызывают нагрев элементов, что приводит к изменению их формы и размеров. Для оптических элементов это может вызвать нежелательные эффекты в передаче света вплоть до искажения или потери изображения.

На рис. 10 показаны спектры нейтронов, полученные в результате расчётов для внутривакуумных элементов СВЛ-диагностики в ЭП 11 с

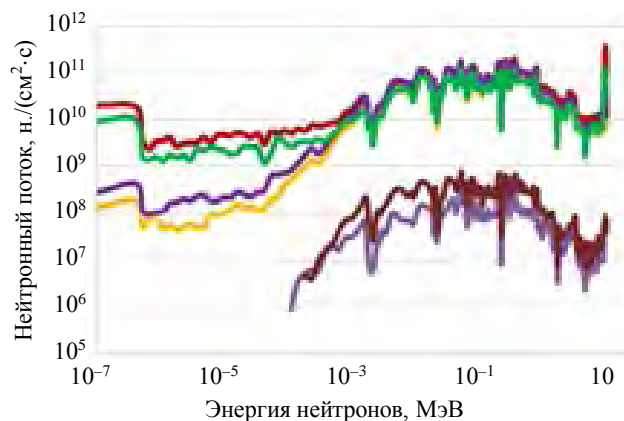


Рис. 10. Нейтронный спектр в зоне расположения элементов СВЛ-диагностики ЭП 11: — АО УВЗ, плита крепления; — АО УВЗ, зеркало М1; — АО УПЗ, плита крепления; — АО УПЗ, зеркало М1; — ВО УВЗ, плита крепления; — ВО УВЗ, зеркало М1; — ВО УПЗ, плита крепления

учётом состава материалов элементов конструкции и защиты. Плиты креплений УЗВ и УПЗ выполнены из стали SS316LN, зеркала УВЗ — из молибдена.

Высокоэнергичные нейтроны хорошо рассеиваются сталью и замедляются охлаждающей водой в ДПС. Этот состав материалов известен своей эффективностью для построения радиационной защиты и торможения нейтронов [35]. Наличие в материалах ДПС железа и воды приводит к тому, что в зоне за ДПС доминируют нейтроны энергией от 0,1 до 14 МэВ. Затем нейтроны замедляются за счёт поглощения и рассеяния в карбиде бора, который входит в состав материала ДЗМ, и нагревают его. Снятие тепловой нагрузки в защитных элементах, в основном, происходит за счёт охлаждения водой стальных перегородок ДЗМ (см. рис. 4), которые нагреваются  $\beta$ -излучением и посредством теплопередачи от блоков из карбида бора.

Нейтронный поток является второстепенной оценкой влияния радиационных полей на оптические компоненты диагностик. Конкретным параметром является радиационное повреждение материалов или сна нагрузка, которая характеризует степень радиационного повреждения материалов в элементах конструкции. Количество смещений на атом в заданном материале можно оценить на основе данных о нейтронных потоках с учётом спектров нейтронов, а также с использованием библиотек микроконстант сечений ядерных реакций. Полученные с использованием NRT-модели и формулы (9) средние значения сна для защитного корпуса УВЗ приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Средние значения радиационного повреждения элементов защитного корпуса УВЗ СВЛ-диагностики

Элементы СВЛ-диагностики	Материал	Нейтронный поток, н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ )	Радиационное повреждение, сна
Канал А0 (верхний УВЗ)			
Зеркало М1	Mo	$6,30 \cdot 10^{12}$	0,05
Зеркало М2	Mo	$1,20 \cdot 10^{13}$	0,10
Передняя стенка корпуса УВЗ	TZM	$1,21 \cdot 10^{13}$	0,10
Задняя стенка корпуса УВЗ	TZM	$4,95 \cdot 10^{12}$	0,04
Левая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	$4,93 \cdot 10^{12}$	0,03
Правая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	$7,69 \cdot 10^{12}$	0,05
Плита крепления УВЗ	SS316	$4,20 \cdot 10^{12}$	0,03
Канал В0 (нижний УВЗ)			
Зеркало М1	Mo	$4,98 \cdot 10^{12}$	0,03
Зеркало М2	Mo	$5,35 \cdot 10^{12}$	0,04
Передняя стенка корпуса УВЗ	TZM	$8,18 \cdot 10^{12}$	0,06
Задняя стенка корпуса УВЗ	TZM	$3,73 \cdot 10^{12}$	0,03
Левая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	$3,78 \cdot 10^{12}$	0,02
Правая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	$6,43 \cdot 10^{12}$	0,04
Плита крепления УВЗ	SS316	$5,44 \cdot 10^{12}$	0,04

Для конструкционных материалов критическими нагрузками являются значения сна больше единицы. При достижении таких значений сна, возможно, необходимо будет проводить дополнительные исследования, которые покажут не разрушится ли кристаллическая решётка материала, тем самым приведя в негодность изделие.

Средние значения в стенках корпуса не превышают 0,1 сна, а максимальное значение выявлено на передней стенке корпуса верхнего УВЗ и на зеркале М1, так как они находятся ближе всего к плазме и подвержены наибольшему воздействию потока высокоэнергичных нейтронов. Анализируя данные расчёта сна в элементах конструкции УВЗ, можно сказать о незначительном масштабе радиационных повреждений, которые не должны вызывать изменение прочностных характеристик материалов.

**Радиационный нагрев.** Радиационный нагрев рассчитан на основе данных о нейтронных и  $\gamma$ -потоках. Вклад от нейтронов и  $\gamma$ -квантов в этом расчёте суммировался. Наибольший локальный нагрев ( $0,4 \text{ Вт/см}^3$ ) наблюдается на передней стенке корпуса УВЗ в верхнем канале СВЛ ЭП 11, который находится ближе к плазме. Вклад от нейтронов в энерговыделение по результатам расчёта оказался около

10% от полного. На рис. 11 в виде 3D-распределения показан радиационный нагрев молибденового корпуса УВЗ в каждом из каналов ЭП 11.

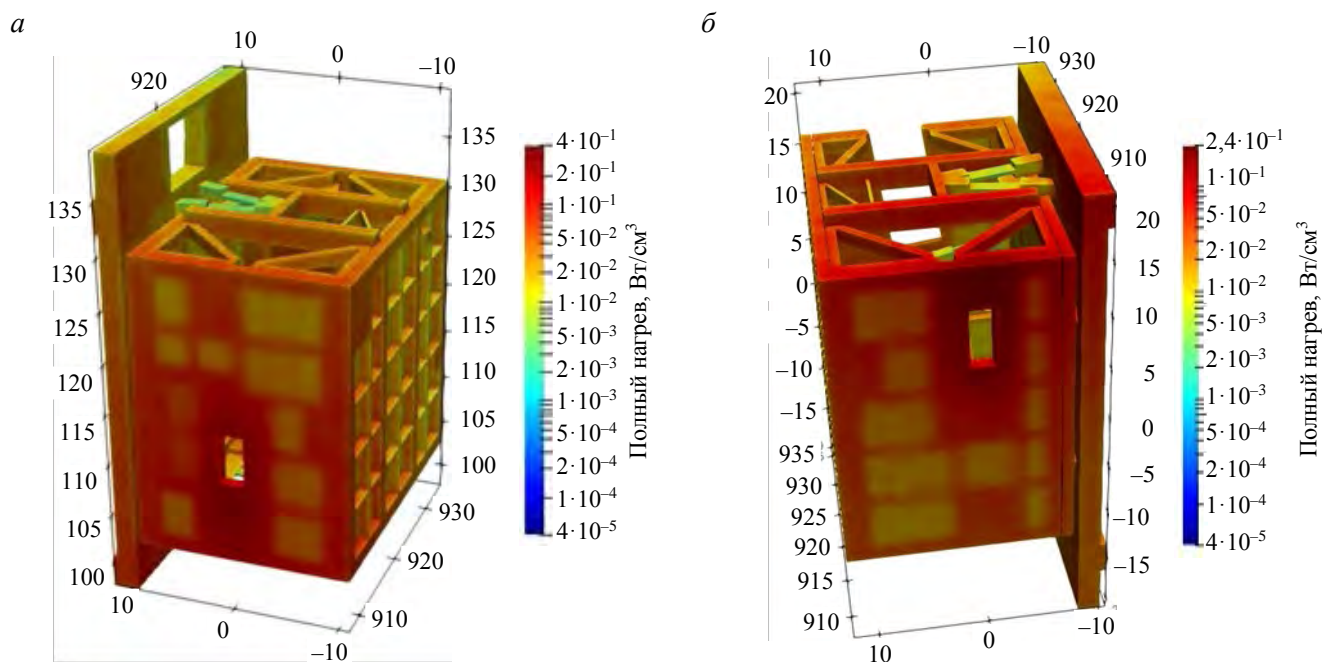


Рис. 11. Радиационный нагрев в корпусе УВЗ (а — А0, б — В0 каналы),  $\text{Вт/см}^3$

Высокие локальные градиенты, которые можно видеть на рис. 11, вызваны частичным захватом пустого пространства расчётной сеткой, что приводит к уменьшению эффективной тепловой мощности на единственный кубик расчётной сетки. Это объясняется тем, что энергия фактически выделяется только в материале, но данные рассчитываются для всего объёма кубика, который содержит и пустое пространство. По этой причине правильные результаты по тепловым нагрузкам могут быть получены только для 100% заполненных ячеек сетки. Для лучшей статистики объём ячейки должен быть достаточно большим, и поэтому форма ячейки должна быть как можно ближе к фактической форме соответствующего элемента конструкции. Следовательно, с хорошей точностью можно получить только среднюю тепловую нагрузку по всему элементу. Статистическая погрешность расчёта для компонентов УВЗ не превышает 10%, а для расположенных в глубине ДЗМ элементов УПЗ ошибка расчёта возрастает ещё на 5—10% в связи с ухудшением статистики по нейтронному потоку.

В табл. 2 даны значения полного энерговыделения в основных элементах УВЗ СВЛ-диагностики. Наибольшее значение энерговыделения наблюдается на передней стенке корпуса верхнего УВЗ из-за прямого пролёта нейтронов энергией 14 МэВ из плазмы.

Таблица 2. Полное энерговыделение в элементах УВЗ СВЛ-диагностики,  $\text{Вт/см}^3$

Элементы СВЛ-диагностики	Материал	Полный нагрев, $\text{Вт/см}^3$
Канал А0 (верхний УВЗ)		
Зеркало М1	Mo	0,17
Зеркало М2	Mo	0,33
Передняя стенка корпуса УВЗ	TZM	0,40
Задняя стенка корпуса УВЗ	TZM	0,13
Левая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	0,12
Правая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	0,21
Плита крепления УВЗ	SS316	0,06
Канал В0 (нижний УВЗ)		
Зеркало М1	Mo	0,13
Зеркало М2	Mo	0,14
Передняя стенка корпуса УВЗ	TZM	0,24
Задняя стенка корпуса УВЗ	TZM	0,09
Левая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	0,09
Правая стенка корпуса УВЗ (вид на плазму)	TZM	0,16
Плита крепления УВЗ	SS316	0,08

Тепловые радиационные нагрузки, которые действуют на элементы СВЛ-диагностики, не являются критическими и позволяют использовать молибден в качестве основного конструкционного материала без использования дополнительного водяного охлаждения. Наибольший полный нагрев  $0,33 \text{ Вт/см}^3$  от нейтронов и вторичных  $\gamma$ -квантов наблюдается в зеркале М2 УВЗ в канале А0. Сброс такого энерговыделения будет обеспечиваться переизлучением без подведения охлаждающей воды, что существенно облегчает конструкцию системы. Зеркала М1 и М2 УВЗ ЭП 12 имеют температуру выше  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ , при этом их деформация не приводит к критическому искажению отражающей поверхности, следовательно, и к деградации качества изображения.

## ДИСКУССИЯ

Обеспечить ядерную безопасность для реактора ИТЭР — это первостепенная задача для развития термоядерной энергетики. В проекте ИТЭР наложены ограничения на критичные для безопасности ядерные характеристики, которые могут привести к аварии или отразиться на здоровье обслуживающего персонала и населения. В их числе прежде всего следует упомянуть об ограничении максимально возможного накопления радиоактивной пыли внутри вакуумной камеры и уровня предельной активации материалов на вакуумной границе. На этапе конструирования реактора ИТЭР анализ ядерной безопасности проводится с помощью нейтронных расчётов.

Роль нейтронных расчётов для разработки оптических диагностик плазмы в ИТЭР сводится к трём основным аспектам. Результаты расчётов служат доказательством выполнения общих требований по ядерной безопасности, связанных с уровнем активации материалов. Данные, полученные из анализа результатов нейтронных расчётов (радиационный нагрев, активация, радиационное повреждение материалов конструкций и др.), необходимы как для разработки конструкции самой диагностики, так и для оптимизации нейтронной защиты в порт-плагах. Кроме того, на основе результатов расчёта радиационных полей делается выбор условий для проведения радиационных тестов материалов и элементов диагностического оборудования.

В процессе конструирования диагностических систем нейтронный анализ является одним из основных. Нейтронные расчёты позволяют определить входные данные (нейтронные и  $\gamma$ -поля), подтверждающие эффективность защиты, позволяющие рассчитать сна, дающие представление о необходимости учёта радиационных эффектов в оптических элементах. Расчёты радиационного нагрева элементов конструкции ИТЭР необходимы для определения температурных полей в компонентах диагностических систем с целью анализа прочности конструкции, а также проверки работоспособности системы и применяемых материалов. Наконец, расчёт активации позволяет доказать возможность обеспечения безопасности для персонала в зонах инспекции и обслуживания, а также выработать требования к чистоте используемых материалов.

Процесс любой конструкторской разработки разбит на последовательные этапы, начиная с концептуального проекта и заканчивая поставкой готового оборудования. В проекте реактора ИТЭР окончание каждого этапа происходит после его защиты перед комиссией независимых экспертов. Важным критерием для успешной защиты является соответствие разработанной конструкции требованиям ядерной безопасности, что может быть доказано только на основе результатов нейтронных расчётов. В связи с этим критичными оказываются вопросы точности и обоснованности результатов нейтронных расчётов и, в частности, уровня активации конструкций.

Точность результатов расчётов зависит от нескольких факторов. Прежде всего она определяется статистической ошибкой метода моделирования, которую можно достаточно точно рассчитать. Отдельно следует учитывать точность закладываемых в расчёты сечений ядерных процессов, которые, как правило, известны с точностью до нескольких процентов. Кроме того, на точности результатов могут сказываться приближения, сделанные в расчётной модели и коде MCNP. Последний фактор даёт основную погрешность результатов, так как определить значение ошибки, которую он вносит, не всегда возможно.

В получении высокой точности расчётов с помощью кода MCNP велика роль набора статистики. Чем дальше от источника нейтронов, тем сложнее получить хорошую статистику, потому что не хватает событий взаимодействия нейтронов с материалами. Проблему не всегда удаётся решить увеличением количества историй (больше историй взаимодействия = улучшение статистики расчёта), так как в этом случае даже на суперкомпьютере длительность расчёта становится неприемлемо большой. Таким образом, статистическая ошибка расчёта увеличивается по мере удаления от источника нейтронов. Единственным выходом становится использование дополнительных методов, но даже их использование не позволяет значительно улучшить точность расчёта на большом удалении от источника нейтронов. На практике в ИТЭР в настоящее время

удастся получить точность результатов расчёта на уровне менее 10% только в пределах криостата. Этого достаточно, чтобы положительно решить вопрос о предельной активации материалов и условий эксплуатации элементов диагностики, расположенных близко к плазме, но возникают проблемы с достоверностью нейтронных расчётов для оптических элементов (видеокамеры, линзы, оптоволокно и др.) в промежуточном пространстве между криостатом и биологической защитой, а также далее, в портовой ячейке.

Следует также обратить внимание на ограничения в расчётной модели. Для моделирования нейтронных нагрузок в диагностических портах используется 40°-ный сектор реактора с отражающими условиями на боковых поверхностях модели. Отражающие свойства заданы таким образом, что они не позволяют исчезать частицам (покидать расчётную область), попадающим на края сектора в зоне экваториальных портов (что компенсируется вкладом от соседних портов). Также моделируется и поведение частиц внутри источника нейтронов, что нивелирует ошибку, связанную с использованием ограниченного сектора в расчётной модели. Например, для СВЛ-диагностики в ЭП 12 конус наблюдения направлен тангенциально, т.е. почти вдоль оси плазменного шнура (см. рис. 1) на противоположную стенку вакуумной камеры. Конус наблюдения выходит далеко за пределы расчётного сектора. В этом случае использование принципа отражения нейтронов на границе сектора позволяет учесть нейтронный поток из всей плазмы внутри конуса наблюдения, а не только из его части внутри 40°-ного сектора модели. Неучтённым остаётся лишь вклад от нейтронов, рассеянных от стенок экваториального патрубка камеры на противоположной стороне от расчётной модели, однако этот вклад минимален и им можно пренебречь.

Интересно сравнить результаты нейтронного моделирования для СВЛ-диагностики в ЭП 11 и ЭП 12 [15]. В связи с различным позиционированием оптических компонентов сложно говорить об одинаковых нагрузках на элементы диагностик во всех трёх каналах. УВЗ СВЛ-диагностики в ЭП 12 максимально приближён к плазме и расположен сразу за ДПС, в связи с этим подвергается воздействию максимального нейтронного потока. В свою очередь, элементы каналов А0 и В0 в ЭП 11 расположены внутри ДЗМ, достаточно хорошо защищены как ДПС, так и защитным материалом внутри ДЗМ и не подвергаются критическим потокам нейтронов из плазмы. Нельзя забывать про сквозной вырез в защите второго ДЗМ для диагностики НРА, что приводит к возникновению вдоль него локального потока высокоэнергичных нейтронов в сторону герметизирующего фланца. Однако в целом можно сделать вывод о схожих результатах в одинаковых по назначению элементах диагностики СВЛ в разных каналах наблюдения с учётом их позиционирования.

Достоверность MCNP-расчётов подтверждает тот факт, что радиационные условия в ЭП 11, полученные в данной работе, и результаты 2004 г. [5] в ЭП 10 близки, хотя в работе [5] в порт-плаге размещён только один канал СВЛ, а весь остальной объём заполнен железобетонной защитой. Например, внутри УВЗ нейтронные потоки практически одинаковы (на уровне  $10^{13}$  н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ), но чем дальше от плазмы, тем больше различаются результаты из-за более эффективной защиты, использованной в работе [5]. Наибольшая разница оказывается в области вакуумного окна. В данной работе расчёт даёт результат  $2 \cdot 10^{10}$  н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , а в [5] —  $3 \cdot 10^7$  н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Рассмотрим теперь возможности обобщения расчёта в ЭП 11 на другие экваториальные порты. В ИТЭР нет ни одного экваториального порт-плага с одинаковым размещением диагностических каналов. Каждый экваториальный порт заполнен своими диагностическими системами, вырезами в защите под них и несёт свою определённую функцию. Соответственно сложно говорить о прямом переносе результатов расчёта для одного порт-плага на другой. Тем не менее вполне возможно делать такие оценки с точностью до порядка величины в местах, где нет каких-то «особенных» элементов диагностик, например, таких, как и где нейтронный поток уже стабилизировался и спадает без резких скачков и перепадов. Такая ситуация наблюдается, например, в зоне межпортового пространства, где все высокоэнергичные нейтроны потеряли большую часть энергии и защита из карбида бора эффективно выполняет свои функции.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере СВЛ-диагностики рассмотрена методика нейтронных расчётов для диагностического оборудования термоядерного реактора ИТЭР. Отмечается важная роль этих расчётов на этапе проектирования диагностических систем, используемых в средах с радиационным облучением. Детально описан процесс разработки диагностического оборудования и моделирования нейтронно-физических характеристик ( $\gamma$ - и нейтронного излучения, тепловых и сна нагрузок) для установок с источником излу-

чения в виде термоядерной плазмы. В ходе работы проведён анализ современного программного обеспечения, используемого для определения нейтронных параметров различных установок, в том числе и для ИТЭР. Особое внимание уделено вопросу определения понятия статистической погрешности расчёта и способам уменьшения дисперсии расчётных величин.

Приведены результаты расчётного моделирования  $\gamma$ - и нейтронных полей, энерговыделения и сна нагрузок в области размещения СВЛ-диагностики, расположенной в ЭП 11 ИТЭР. Нейтронное облучение не приводит к серьёзным повреждениям компонентов диагностики и не искажает отражающие поверхности оптических зеркал в наиболее нагруженной зоне УВЗ, следовательно, не происходит ухудшения качества изображения, собираемого из плазмы.

Можно резюмировать, что роль нейтронных расчётов в разработке оптических диагностик ИТЭР сводится к двум основным аспектам: первое — это проверка обеспечения требований ядерной безопасности и второе — подтверждение работоспособности диагностических конструкций под действием ядерных нагрузок.

Работа выполнена в рамках договора № 17706413348210001850/47-21/01 от 1 июня 2021 между Частным учреждением «ИТЭР-Центр» и НИЦ «Курчатовский институт», в рамках государственного контракта между Частным учреждением «ИТЭР-Центр» и Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом» № Н.4а.241.19.21.1038 от 11 мая 2021 г. «Разработка, опытное изготовление, испытание и подготовка к поставке специального оборудования в обеспечение выполнения российских обязательств по проекту ИТЭР в 2021 г.».

Особая благодарность выражается команде координационного центра «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вуколов К.Ю., Зимин А.М., Тройнов В.И. Спектроскопия водородной плазмы. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2020.
2. Decreton M., Shikama T., Hodgson E. Performance of functional materials and components in a fusion reactor: the issue of radiation effects in ceramics and glass materials for diagnostics. — *J. of Nuclear Materials*, 2004, vol. II, p. 329—333.
3. Vukolov K.Yu. Radiation effects in window materials for ITER diagnostics. — *Fusion Eng. Des.*, 2009, vol. 84, p. 1961—1963.
4. 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 Nucl. Mater.*, 1999, vol. 273, p. 271—276.
5. Шелудяков С.В., Вуколов К.Ю., Шаталов Г.Е. Нейтронно-физический анализ Н-альфа и CXRS диагностических систем в реакторе ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2004, вып. 1, с. 26—40.
6. Orlinski D.V., Vukolov K.Yu. Quartz KU-1 optical density measurements after irradiation in the nuclear reactor IR-8. — *J. Plasma Devices and Operations*, 1999, vol. 7, p. 195—204.
7. Вуколов К.Ю., Андреев Е.Н., Афанасенко Р.С., Борисов А.А., Морозов А.А. Особенности применения волоконной оптики в ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, т. 40, вып. 3, с. 14—22. DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-3-14-22.
8. Orlovskiy I.I., Vukolov K.Yu., Andreenko E.N., Gulyukin M.N. Neutron irradiation of flint glasses for optics in ITER. — *J. of Nuclear Materials and Energy*, 2018, vol. 15, p. 249—253.
9. Gusarov A., Vukolov K.Y., 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. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.111356>.
10. 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, p. 796—799; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.082>.
11. Афанасьев В.И., Гончаров П.Р., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я., Сергеев В.Ю. 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.
12. Зайдель А.Н., Островская Ю.И. Техника и практика спектроскопии. — М.: Наука, ГИФМЛ, 1972.
13. Петров С.Я., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П. 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.
14. Vives S., Aumeunier M.H., Guillon C. et al. Overview of optical designs of the port-plug components for the ITER Equatorial Wide Angle Viewing System (WAVS). — *Fusion Eng. Des.*, 2019, vol. 146, Part B, p. 2442—2445; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.04.014>.
15. Афанасенко Р.С., Алексеев А.Г., Кутеев Б.В., Морозов А.А., Вуколов Д.К. Радиационные нагрузки на узел входного зеркала диагностики СВЛ в экваториальном порту ИТЭР № 12. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2020, т. 43, вып. 1. DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-39—45.
16. Афанасенко Р.С., Алексеев А.Г., Кутеев Б.В., Морозов А.А., Вуколов Д.К., Козлов А.М. Тепловые нагрузки на узел входного зеркала диагностики СВЛ в экваториальном порту № 12 ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2020, т. 43, вып. 3.
17. X-5 Monte Carlo Team. MCNP — a General Monte-Carlo N-Particle Transport Code. Version 5, vol. I, MCNP Overview and Theory, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-03-1987, April 24, 2003.

18. Allison J. et al. Geant4 developments and applications. — IEEE Transactions on Nuclear Science, 2006, vol. 53, p. 270; doi:10.1109/TNS.2006.869826.
19. Wu Y., F.D.S. team. CAD-based interface programs for fusion neutron transport simulation. — Fusion Eng. Des., 2009, vol. 84, p. 1987—1992.
20. Jaboulaya J.-Ch., Caylab P.-Y., Fausserb Cl. et al. TRIPOLI-4 Monte Carlo code ITER A-lite neutronic model validation. — Fusion Eng. Des., 2014, vol. 89, p. 2174—2178.
21. Gurevich M.I., Kalugin M.A., Oleynik D.S., Shkarovsky D.A. Estimation of some neutron physics characteristics by Monte-Carlo method using the importance function. — Annals of Nuclear Energy, 2019, vol. 130, p. 388—393.
22. Forrest R., Capote R., Otsuka N., Kawano T., Koning A., Kunieda S., Sublet J.-C., Watanabe Y. FENDL-3 Library Summary Documentation, INDC(NDS)-0628, Dec. 2012.
23. Abdou M.A., Maynard C.W., Wright R.Q. MACK: a Computer Program to Calculate Neutron Energy Release Parameters (Fluence-to-Kerma Factors) and Multigroup Reaction Cross Sections from Nuclear Data in ENDF Format. Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-TM-3994, 1973.
24. Коробейников В.В. Универсальный алгоритм метода Монте-Карло для расчёта бланкетов электроядерных установок. — Известия вузов. Ядерная энергетика. 1999, вып. 2.
25. Polunovskiy E. C-model R181031 (Revision 190110) (ITER\_D\_XEU24H\_v2). Private communication.
26. Juárez R., Catalan J.P. et al. ITER plasma source and building modelling to produce radiation maps. — Nuclear Fusion, 2018, vol. 58, № 12.
27. Loughlin M.J., Taylor N.P. Recommended Plasma Scenarios for Activation Calculations. ITER Internal Report ITER\_D\_2V3V8G v 1.1, 28 Oct. 2009.
28. ADVANTG. An Automate Variance Reduction Generator ORNL/TM-2013/416.
29. Trotter A., Blomeley L., Chow J.C., Colton A., Masala E., Shukhman B., Watts D., Wilkin B. Implementation of a direct perturbation method in MCNP and application to SCALE verification. — Annals of Nuclear Energy, 2013, vol. 62, p. 291—297.
30. Norgett M.J. et al. Method of calculating displacement dose rates. — Nuclear Engineering and Design, 1975, vol. 33, p. 50—34.
31. Nordlund K. et al. Primary Radiation Damage in Materials, OCED 2015.
32. Sartori E., Panini G.C. GROUPSTRUCTURES, VITAMIN-J, XMAS, ECCO-33, ECCO2000 Standard Group Structures. Organisation for Economic Co-Operation and Development, Nuclear Energy Agency — OECD/NEA, Le Seine Saint-Germain, 12 boulevard des Iles, F-92130 Issy-les-Moulineaux (France).
33. Flemming M. et al. The FISPACT-II User Manual, UKAEA (18)001. Issue January 2018.
34. Ташлыков О.Л., Щеклеин С.Е., Лукьяненко В.Ю., Михайлова А.Ф., Русских И.М., Селезнев Е.Н., Козлов А.В. Оптимизация состава радиационной защиты. — Известия вузов. Ядерная энергетика, 2015, № 4, с. 36—42.
35. Поваров В.Д., Поливанов И.Ф., Терещенко А.Б. Методика расчёта радиационного энерговыделения в ядерных реакторах: Препринт НИИАР-26С707. — М.: Атоминформ, 1986. 20 с.



Роман Станиславович Афанасенко, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 2-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; аспирант; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия  
Aphanasenko\_RS@nrcki.ru



Константин Юрьевич Вуколов, заместитель начальника отдела, д.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 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



Дмитрий Константинович Вуколов, инженер-конструктор 1-й категории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; главный конструктор Конструкторского отдела; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
vukolov\_dk@fc.iterru.ru



Антон Александрович Морозов, конструктор 1-й категории, лауреат премии 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  
Morozov\_AA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 5—23.

УДК 621.039.647

## ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ 140 ГГц ДЛЯ ЭЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД

Н.А. Кирнева<sup>1,2</sup>, А.А. Борщеговский<sup>1</sup>, А.Ю. Куянов<sup>1</sup>, И.С. Пименов<sup>1</sup>, И.Н. Рой<sup>1</sup><sup>1</sup>НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Электронно-циклотронный нагрев является одним из методов дополнительного нагрева плазмы в токамаке Т-15МД. В статье рассмотрена возможность нагрева плазмы с использованием необыкновенной волны на третьей гармонике электронно-циклотронного резонанса на частоте 140 ГГц. Показано, что в соответствии с расчётами по квазилинейному коду OGRAY можно ожидать высокой доли поглощённой мощности (вплоть до 96%) даже при включении ЭЦР-нагрева на омическом фоне. С ростом температуры плазмы доля однопроходного поглощения увеличивается в соответствии с теорией. Показано, что наиболее привлекательным является ввод мощности по вертикали. Предложены возможные инженерные решения реализации такой схемы ввода СВЧ-мощности.

**Ключевые слова:** электронно-циклотронный нагрев, однопроходное поглощение, поглощённая мощность, третья гармоника.

## POSSIBILITY OF USING THE 140 GHz FREQUENCY FOR ECR PLASMA HEATING IN THE T-15MD TOKAMAK

N.A. Kirneva<sup>1,2</sup>, A.A. Borshchegovskii<sup>1</sup>, A.Yu. Kuyanov<sup>1</sup>, I.S. Pimenov<sup>1</sup>, I.N. Roi<sup>1</sup><sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia<sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Electron-cyclotron heating is one of the methods of additional plasma heating in the T-15MD tokamak. The article considers the possibility of plasma heating using an extraordinary wave on the third harmonic of electron-cyclotron resonance at a frequency of 140 GHz. It has been shown that in accordance with the calculations by quasi-linear OGRAY code, a high fraction of single-pass absorption (up to 96%) can be expected even when the ECR is turned on with an ohmic background. Increase of this fraction with the increase in plasma temperature agrees with the theoretical predictions. Vertical power launch seems to be most attractive. Possible engineering solutions for implementation of such a scheme are proposed.

**Key words:** electron-cyclotron heating, single-pass absorption, absorbed power, third harmonic.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-24-36

### ВВЕДЕНИЕ

Электронно-циклотронный нагрев рассматривается как один из методов дополнительного нагрева плазмы и создания неиндукционного тока в токамаке Т-15МД [1]. Уже на первом этапе работы установки (физический пуск и получение разряда) для осуществления пробы будет использован один гиротрон с частотой 82,6 ГГц мощностью 1 МВт [2]. Предполагается, что в дальнейшем этот гиротрон может быть использован для нагрева плазмы и генерации тока с использованием необыкновенной волны на второй гармонике электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) [3].

Возможность нагрева плазмы будет ограничиваться режимами с плотностью, не превышающей плотности отсечки, которая определяется условием

$$\omega_{pe}^2 < s^2 \omega_{ce}^2 \text{ — для обыкновенной волны; } \omega_{pe}^2 < s(s-1)\omega_{ce}^2 \text{ — для необыкновенной волны } (s \geq 2). \quad (1)$$

Здесь  $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота;  $\omega_{ce}$  — электронная циклотронная частота (ЭЦЧ);  $s$  — номер гармоники.

После подстановки  $\omega_{pe}$  [рад/с] =  $1,78 \cdot 10^{11} n_e^{0,5}$  и  $\omega_{ce}$  [рад/с] =  $1,76 \cdot 10^{11} B$  (здесь плотность  $n_e$  в  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , магнитное поле  $B$  в Тл) получим выражения для плотности отсечки

$$n_{\text{cut-off}} [10^{19} \text{ м}^{-3}] = 0,98s^2 B^2 \text{ — для обыкновенной волны;}$$

$$n_{\text{cut-off}} [10^{19} \text{ м}^{-3}] = 0,98s(s-1)B^2 \text{ — для необыкновенной волны.} \quad (2)$$

Для необыкновенной волны с частотой  $f = 82,6$  ГГц на второй гармонике ЭЦР плотность отсечки составляет  $n_{\text{cut-off}} = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  при вводе СВЧ-волны вдоль большого радиуса тора  $R$  и снижается при вводе волны под углом к  $R$ . Отметим, что это локальное значение плотности плазмы (не среднее по объёму или по линии наблюдения). В то же время, как показано в работах [3, 4], рабочая область токамака Т-15МД по плотности существенно шире. При токе плазмы 1 МА предельное значение средней плотности по Гринвальду [5] составляет  $n_{\text{Gw}} = 7,1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  в расчёте на малый радиус плазмы  $a = 0,67$  м, при токе плазмы

1,5 МА  $n_{Gw} = 10 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и при токе плазмы 2 МА  $n_{Gw} = 14 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Это означает, что для использования СВЧ-нагрева плазмы в полномасштабных экспериментах токамака T-15МД необходимо предусмотреть возможность увеличения частоты гиротронов и/или изменение типа используемой волны.

На установке TCV для нагрева плазмы с высокой плотностью используется необыкновенно поляризованная электронно-циклотронная волна на третьей гармонике ЭЦЧ [6]. Комплекс электронно-циклотронного нагрева на TCV состоит из двух групп гиротронов. Частота 82,7 ГГц используется для нагрева на второй гармонике, частота 118 ГГц — для нагрева на третьей гармонике ЭЦР. Планируется расширение комплекса ЭЦР-нагрева, которое предполагает добавление гиротронов с частотой 126 ГГц для нагрева на третьей гармонике ЭЦЧ [7]. Поскольку оптическая плотность плазмы зависит от температуры [8, 9], на современных установках доля однопроходного поглощения ЭЦР-волны на третьей гармонике оказывается меньше, чем на второй. Для увеличения доли поглощённой мощности ввод СВЧ-волны на TCV осуществляется по вертикали, почти вдоль линии циклотронного резонанса [6]. В установке ASDEX Upgrade для нагрева плазмы высокой плотности при пониженном значении магнитного поля наряду с нагревом на необыкновенной волне на третьей гармонике используется обыкновенная волна на второй гармонике [10]. При нагреве на третьей гармонике увеличение доли поглощённой мощности происходит за счёт так называемого «бутстреп-эффекта» [11]. На начальной стадии нагрева волна поглощается на внутреннем обводе тора на второй гармонике, что приводит к образованию пьедестала и формированию H-моды. Температура плазмы увеличивается, что приводит к возрастанию поглощения на третьей гармонике. Нагрев на обыкновенной волне на второй гармонике менее удобен, поскольку для увеличения поглощения требует установки отражательного элемента на стенке камеры на внутреннем обводе для обеспечения прохождения волны и поглощения её за второй проход [10]. Нагрев на обыкновенной волне на второй гармонике также используется на стеллараторе LHD [12]. ЭЦР-нагрев на необыкновенной волне на третьей гармонике используется на токамаке KSTAR [13] в экспериментах по стабилизации МГД-неустойчивостей плазмы.

Аналогичным образом на установке T-15МД для ЭЦР-нагрева плазмы при плотностях, превышающих плотность отсечки для необыкновенной волны на второй гармонике ЭЦЧ, может быть использована обыкновенная волна на второй гармонике ЭЦЧ и необыкновенная волна на третьей гармонике. Для нагрева на третьей гармонике могут быть использованы уже существующие мегаваттные гиротроны установки T-10 ( $f = 140 \text{ ГГц}$ ). В табл. 1 приведены значения резонансного магнитного поля  $B_{res}$  [Тл] =  $f$  [ГГц]/(28·s) и плотности отсечки  $n_{cut-off}$  для волны различной поляризации на частоте 82,6 и 140 ГГц. В соответствии с общепринятыми обозначениями «X» соответствует необыкновенно поляризованной волне, «O» — волне обыкновенной поляризации. Цифрой обозначен номер гармоники. В соответствии с данными табл. 1 использование волны O2 на частоте 82,6 ГГц позволяет увеличить рабочее значение плотности плазмы вдвое по сравнению с волной X2 на той же частоте. Использование волны X3 на частоте 140 ГГц позволяет гораздо значительно расширить рассматриваемый диапазон плотностей. При распределении плотности плазмы, близком к параболическому при  $n_e(0) = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , значение средней плотности будет близко к  $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , что соответствует плотности Гринвальда для  $I_p = 1,5 \text{ МА}$ .

Таблица 1. Плотности отсечки и значения резонансного магнитного поля для ЭЦ-волны разной поляризации

Частота волны, ГГц	Тип волны и номер гармоники	$B_{res}$ , Тл	$n_{cut-off}$ , $10^{19} \text{ м}^{-3}$
82,6	X2	1,47	4,2
	O2	1,47	8,4
	X3	0,98	5,6
140	X3	1,67	16

Доля мощности, поглощённой за один проход, зависит от температуры плазмы следующим образом:

$$\frac{P_{ab}}{P_{inj}} = (1 - \exp(-\tau));$$

$$\tau \sim \left( \frac{T_e}{m_e c^2} \right)^\alpha,$$
(3)

где  $P_{ab}$  и  $P_{inj}$  — поглощённая и введённая мощность соответственно;  $T_e$  — температура электронов в кэВ;  $m_e$  — масса электрона;  $c$  — скорость света в вакууме;  $m_e c^2 = 511 \text{ кэВ}$ ;  $\tau$  — оптическая толщина. Для необыкновенно поляризованной волны  $\alpha = s - 1$ , ( $s \geq 2$ ), для обыкновенно поляризованной волны  $\alpha = s$ .

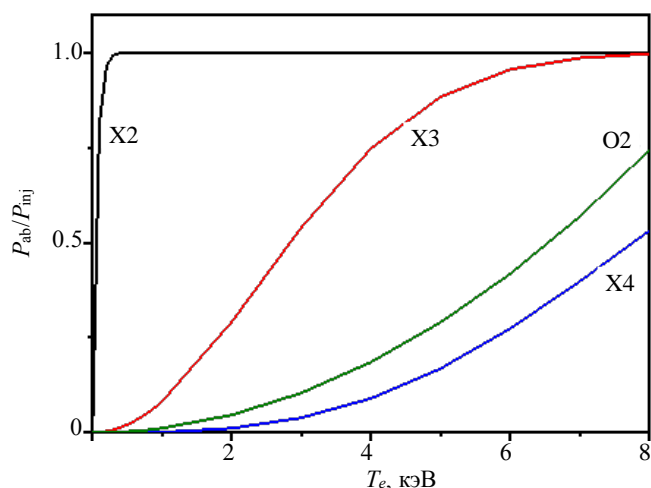


Рис. 1. Доля поглощённой мощности в зависимости от температуры плазмы для электронно-циклотронной волны разной поляризации на гармониках электронно-циклотронной частоты

поглощённой за один проход, оказывается более чем в 2 раза выше, чем для волны O2. Кроме того, как упоминалось, опыт работы на токамаке ASDEX Upgrade [10, 11] показал, что использование волны X3 не требует применения дополнительных внутрикамерных элементов для увеличения однопроходного поглощения в отличие от волны O2.

Таким образом, кажется целесообразным рассмотреть возможность использования гиротронов с частотой  $f = 140$  ГГц для нагрева плазмы в Т-15МД на третьей гармонике электронно-циклотронной частоты с использованием необыкновенно поляризованной волны. Благоприятным для этого является то, что в НИЦ «Курчатовский институт» сохранились два гиротрона мощностью 1 МВт каждый, которые могут быть модернизированы для работы на установке Т-15МД в длинном импульсе (до 10 с). Если это возможно, то комплекс ЭЦР-нагрева может быть оснащён дополнительной мощностью 2 МВт уже на более ранней стадии работы установки.

В этой работе будет рассмотрена возможность использования гиротронов с частотой 140 ГГц для нагрева плазмы в Т-15МД:

- будут рассмотрены различные инженерные варианты ввода мощности на третьей гармонике;
- с помощью кода OGRAY [14] будет проанализирована возможность обеспечения высокой доли однопроходного поглощения для волны X3 с частотой 140 ГГц в различной геометрии ввода и в различных режимах работы установки.

### УСЛОВИЯ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ДЛЯ ЭЦ-ВОЛНЫ С ЧАСТОТОЙ 140 ГГц В Т-15МД

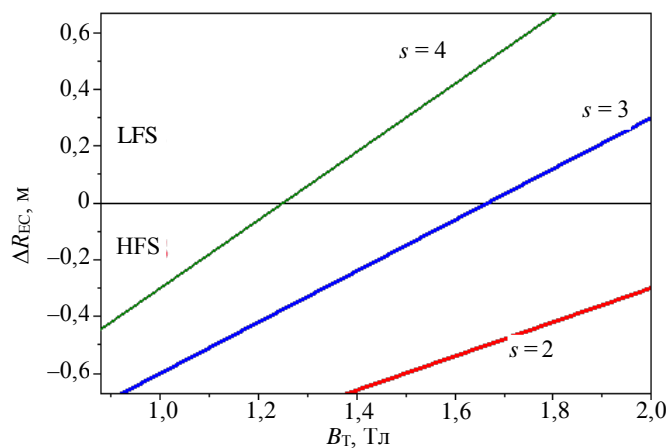


Рис. 2. Смещение положения ЭЦ-резонанса на второй, третьей и четвёртой гармонике относительно центра вакуумной камеры установки Т-15МД для гиротронов с частотой 140 ГГц при разных значениях  $B_T$ : LFS — сторона слабого поля; HFS — сторона сильного магнитного поля

На рис. 1 приведены оценки доли поглощённой мощности для необыкновенной волны на второй, третьей и четвёртой гармонике и обыкновенной волны на второй гармонике в зависимости от электронной температуры плазмы для  $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $B_T = 1,5$  Тл, для значения большого радиуса установки  $R_0 = 1,5$  м. Рассматривалась волна, распространяющаяся вдоль большого радиуса установки. Оптическая толщина плазмы рассчитывалась по формулам, приведённым в [9] (формула (25) и табл. 4 из [9]). Приведённые оценки не противоречат экспериментально наблюдаемому снижению однопроходного поглощения в современных установках при переходе от X2 на волну X3. Однако для ожидаемых в Т-15МД значений  $T_e \sim 4$  кэВ [4] при использовании волны X3 доля мощности, по-

Как уже многократно отмечалось [1, 2], отличительная особенность установки Т-15МД заключается в малой величине аспектного отношения  $A = R_0/a$ . С точки зрения реализации электронно-циклотронного нагрева это приводит к тому, что при некоторых значениях магнитного поля в плазме могут присутствовать слои электронно-циклотронного резонанса на нескольких гармониках (рис. 2). На рис. 2 показано расположение слоёв циклотронного резонанса на второй, третьей и четвёртой гармониках для волны с частотой 140 ГГц. Величина  $\Delta R_{EC}$  характеризует смещение резонансного слоя относительно центра вакуумной камеры, т.е.  $\Delta R_{EC} = R_{res} - R_0$ , где  $R_{res} = 28sB_T[\text{Тл}]R_0[\text{м}]/f[\text{ГГц}]$ .

Для частоты 140 ГГц при значении тороидального магнитного поля  $B_T = 1,5$  Тл внутри вакуумной камеры одновременно существуют области, резонансные на второй, третьей и четвёртой гармонике.

Области резонанса на третьей и четвёртой гармонике частоты 140 ГГц одновременно присутствуют внутри вакуумной камеры Т-15МД в широком диапазоне значений магнитного поля  $B_T = 0,9—1,8$  Тл. Если тороидальное магнитное поле  $B_T = 1,4—2$  Тл, то на стороне сильного магнитного поля появляется резонансный слой на второй гармонике.

### ВОЗМОЖНЫЕ СХЕМЫ ВВОДА СВЧ-МОЩНОСТИ В Т-15МД

Система ввода СВЧ-излучения для ЭЦР-нагрева и генерации тока должна удовлетворять следующим требованиям:

- чтобы избежать пробоев в волноводном тракте, СВЧ-излучение до входа в плазму не должно пересекать область магнитного поля, резонансного для вводимого излучения;
- система СВЧ-ввода должна соответствовать габаритам используемого патрубка;
- необходимо обеспечить низкие дифракционные потери (желательно, чтобы суммарные потери за счёт расширения пучка не превышали 1%).

В установке Т-15МД предполагается использование восьми гиротронов в двух тороидальных сечениях. В каждом сечении существует возможность ввода мощности по вертикали, через верхний наклонный патрубок и через экваториальный патрубок (рис. 3, а, схемы 1, 2 и 3 соответственно). Ввод мощности по вертикали может быть организован через верхний вертикальный патрубок (рис. 3, б, схема 1') и верхний горизонтальный патрубок (рис. 3, б, схема 1).

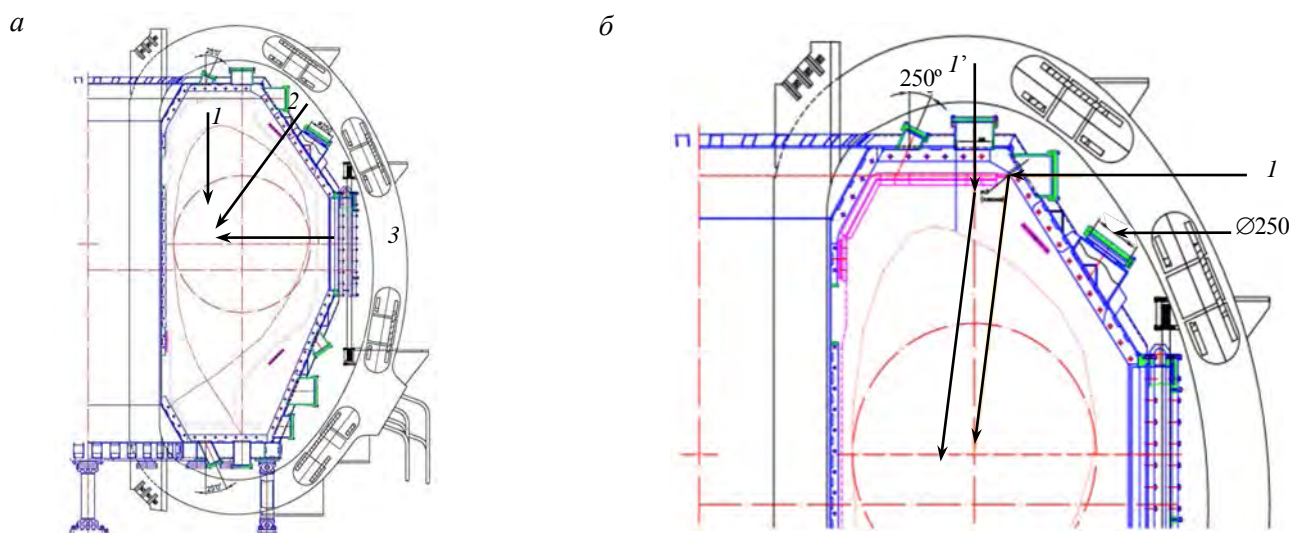


Рис. 3. Полоидальное сечение установки Т-15МД. Стрелками показаны возможные принципиальные схемы ввода СВЧ-мощности: 1 — вертикальный ввод, 2 — ввод через верхний 55° патрубок, 3 — ввод через экваториальный патрубок (а); разные возможные схемы ввода СВЧ-мощности по вертикали (б)

Отметим, что в статье будут рассмотрены исключительно зеркальные системы СВЧ-ввода с подвижным последним зеркалом.

Рассмотрим схемы 1 и 1' более подробно.

**Схема 1'. Ввод СВЧ-излучения через верхний вертикальный патрубок.** Исходя из того, что СВЧ-пучок изначально входит в патрубок в вертикальном положении и чтобы обеспечить распространение пучка исключительно в полоидальном сечении, надо будет применять достаточно большое по габаритам последнее сканирующее зеркало, так как угол между пучком и зеркалом будет достаточно мал. Поэтому для данной схемы целесообразно придать пучку тороидальный угол.

Вертикальная ось симметрии верхнего патрубка проходит через центр вакуумной камеры. Диаметр патрубка в сечении составляет 200 мм. В соответствии с приведёнными требованиями к системе ввода это означает, что данная схема не может быть использована при  $B_T = 1,56—1,78$  Тл. Конечно, с точки зрения ввода излучения в плазму правильнее было бы рассматривать результирующее магнитное поле от всех источников (тороидальные катушки, поле тока плазмы, поле управляющих катушек) в той области, где

проходит пучок. На пути следования пучка не должно быть зоны резонансного магнитного поля и его гармоник, которые соответствуют частоте вводимого излучения. В первом приближении, если брать в расчёт только поле от тороидальных катушек, считая, что поле тока плазмы и поле управляющих витков дадут малую поправку, то резонансное магнитное поле должно быть смещено в сторону сильного магнитного поля относительно внутреннего края рассматриваемого патрубка, т.е.  $B_T < 1,56$  Тл. Следовательно, в этой конфигурации в условиях небольших шафрановских смещений, когда положение магнитной оси близко к геометрическому центру камеры токамака, невозможен вклад мощности в центр плазменного шнура.

**Схема 1. Ввод СВЧ-излучения через верхний горизонтальный патрубок.** С точки зрения инженерной реализации в этом случае можно применить систему ввода СВЧ-излучения, аналогичную предложенной на токамаке TCV [6]. Чтобы менять область вклада при сохранении большого полоидального угла, здесь предусмотрено перемещение зеркала вдоль большого радиуса установки  $R$ . Также это позволяет избежать попадания зеркала в область ЭЦ-резонанса. В данном случае максимально допустимое магнитное поле составляет  $B_T = 1,78$  Тл. Таким образом, схема 1 оказывается предпочтительной, так как в ней оказывается возможным центральный вклад мощности.

В обеих рассмотренных конфигурациях (схемы 1 и 1') квазиоптическая схема системы СВЧ-ввода рассчитывалась таким образом, чтобы минимизировать размеры зеркал. Во-первых, это значительно упрощает механизм поворота последнего зеркала (из-за того, что зеркало по сравнению с неоптимизированными случаями имеет меньшую массу), а во-вторых, мы ограничены размером патрубка. Предполагалось, что в обоих случаях используется двухзеркальная система ввода: первое (по ходу волны от гиротрона) зеркало является фокусирующим, последнее зеркало (плоское), вращается вокруг оси симметрии патрубка, обеспечивая заданные тороидальный и полоидальный углы распространения СВЧ-волны до плазмы.

На основании проведённого анализа были выбраны следующие параметры фокусировки, которые в дальнейшем были использованы в расчётах по коду OGRAY:

- радиус кривизны волнового фронта 284 см;
- полуширина пучка по уровню  $e^{-1}$  по мощности составляет 3,12 см;
- полуширина пучка по уровню  $e^{-1}$  составляет 2,2 см в области перетяжки в вакуумных условиях.

Геометрическое положение зеркала для трёх схем ввода, использованных в расчётах OGRAY, приведено в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Геометрическое положение последнего зеркала для различных возможных схем СВЧ-ввода

Номер схемы	Высота зеркала над экваториальной плоскостью, см	Положение зеркала по $R$ , см
1	141,8	169,2
2	84,0	208,7
3	0	240,0

### РАСЧЁТ ПОГЛОЩЕНИЯ МОЩНОСТИ НА ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ В ТОКАМАКЕ T-15МД

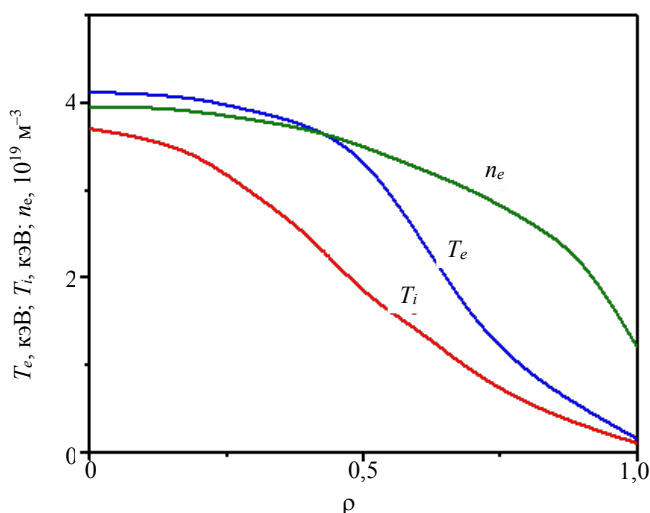


Рис. 4. Профили температуры электронов, ионов и плотности плазмы из [4], для которых выполнялись расчёты по коду OGRAY

Оценки возможности нагрева плазмы с использованием СВЧ-волны с частотой 140 ГГц были выполнены с помощью кода OGRAY для базового режима [4] с высокой мощностью нагрева плазмы и высокой вытянутостью ( $\kappa = 1,75$ ). Наряду с этим тестовые расчёты проведены для умеренной вытянутости плазмы  $\kappa = 1,3$  на фоне омического нагрева и дополнительного нагрева малой мощности 1 и 3 МВт. Рассматривалась необыкновенно поляризованная волна мощностью 1 МВт на третьей гармонике ЭЦЧ.

**Режим с высокой вытянутостью и треугольностью.** Профили плотности и температуры плазмы для этого режима показаны на рис. 4. Параметры режима соответствуют параметрам, приведённым в [4]:

- большой радиус плазмы  $R = 1,5$  м;
- малый радиус плазмы  $a = 0,67$  м;
- ток плазмы  $I_p = 1$  МА при тороидальном магнитном поле  $B_T = 1,5$  Тл; при изменении магнитного поля ток плазмы менялся, чтобы сохранить значение фактора запаса устойчивости  $q_L$  на границе;
- вытянутость плазмы  $\kappa = 1,75$ , треугольность  $\delta = 0,35$ ;
- рабочий газ — водород;
- эффективный заряд плазмы  $z_{эф} = 1,6$ .

Для этих условий с помощью кода OGRAY были выполнены расчёты распространения СВЧ-волны для схем ввода мощности 1—3, показанных на рис. 3. Во всех случаях рассматривалось распространение волны вдоль  $R$ , тороидальный угол ввода мощности задавался малым,  $\varphi_T = 1^\circ$ . Полоидальный угол ввода мощности  $\varphi_p$  определялся как угол по отношению к горизонтальной плоскости (рис. 5).

На рис. 6 показаны расчётные профили поглощённой мощности (см. рис. 6, а) и поглощение мощности по направлению распространения луча (см. рис. 6, б) при вертикальном вводе СВЧ-мощности (схема 1) в зависимости от величины тороидального магнитного поля в центре камеры токамака. Полоидальный угол ввода мощности определялся из условия, чтобы луч, идущий вдоль направления распространения волны, пересекал слой резонанса вблизи экваториальной плоскости. При магнитном поле  $B_T = 1,76$  Тл положение резонанса для волны на третьей гармонике ( $f = 140$  ГГц) смещается на  $R = 158$  см, что с учётом шафрановского смещения ( $\sim 10$  см) для рассматриваемого режима близко к положению магнитной оси. В этом случае профиль поглощённой мощности оказывается наиболее широким и захватывает центр плазмы. При меньших значениях  $B_T$  область резонанса смещается в сторону сильного магнитного поля, профиль вклада мощности становится более локализованным (луч пересекает слой резонанса под меньшим углом) и не захватывает центр плазменного шнура.

Как видно на рис. 6, б, для всех трёх значений магнитного поля наблюдается полное однопроходное поглощение мощности СВЧ-волны.

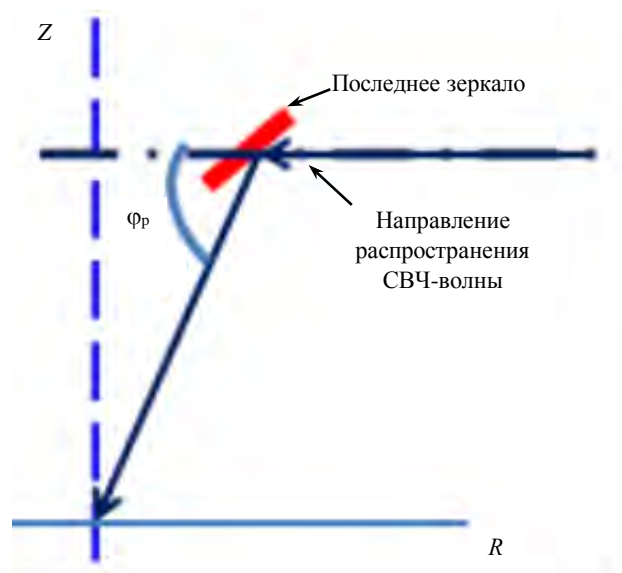


Рис. 5. Определение полоидального угла ввода СВЧ-мощности

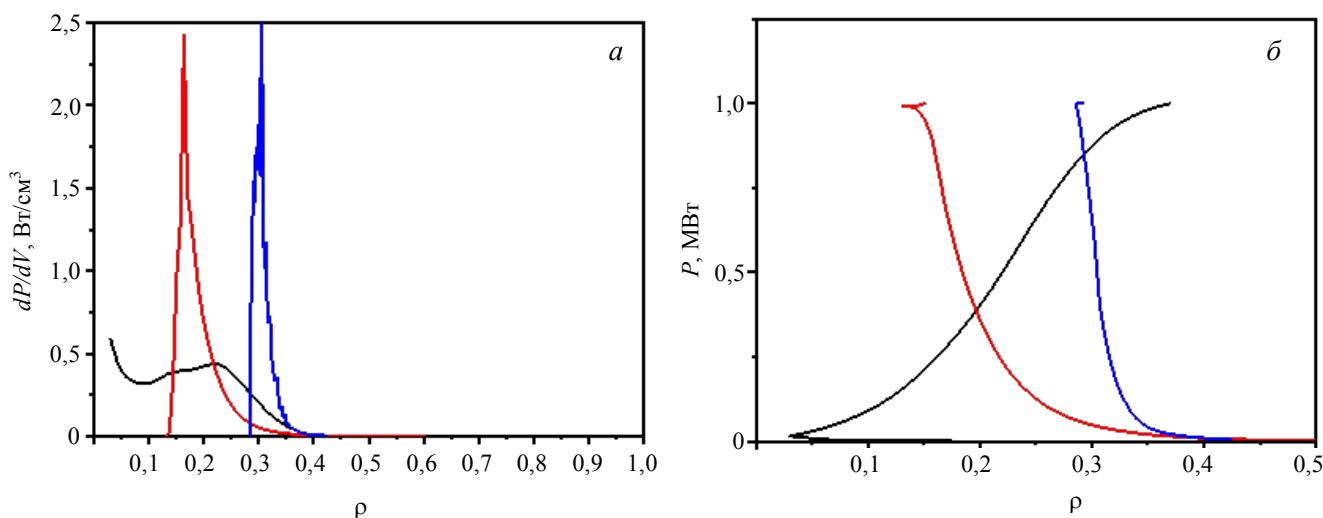


Рис. 6. Зависимость поглощённой СВЧ-мощности от тороидального магнитного поля в схеме 1: а — профили поглощённой мощности; б — изменение мощности по лучу; — —  $B_T = 1,76$  Тл,  $\varphi_p = 85,6^\circ$ ; — —  $B_T = 1,60$  Тл,  $\varphi_p = 81^\circ$ ; — —  $B_T = 1,50$  Тл,  $\varphi_p = 76,4^\circ$

На рис. 7 показано изменение профиля вложенной мощности при изменении полоидального угла ввода мощности в режиме с  $B_T = 1,6$  Тл. Область резонанса смещена на сторону сильного магнитного поля на  $R = 1,44$  м. Наиболее центральному вкладу мощности соответствуют полоидальные углы  $80^\circ$  и  $81^\circ$ . Во всех случаях, кроме  $\varphi_p = 82^\circ$ , доля однопроходного поглощения мощности превышает 95% (см. рис. 7, б и 8). При  $\varphi_p = 82^\circ$  для заданного положения последнего зеркала электронно-циклотронная волна вблизи резонансного слоя идёт по касательной к нему (рис. 7, в). Из-за конечной ширины пучка зона пересечения пучка с ЭЦ-резонансом оказывается широкой. Это приводит к значительному уширению профиля поглощённой мощности. В то же время из-за конечного поперечного размера пучка значительная часть СВЧ-мощности до поглощения проходит в область с более низкой температурой плазмы, т.е. меньшей оптической толщиной, что приводит к относительному снижению доли однопроходного поглощения.

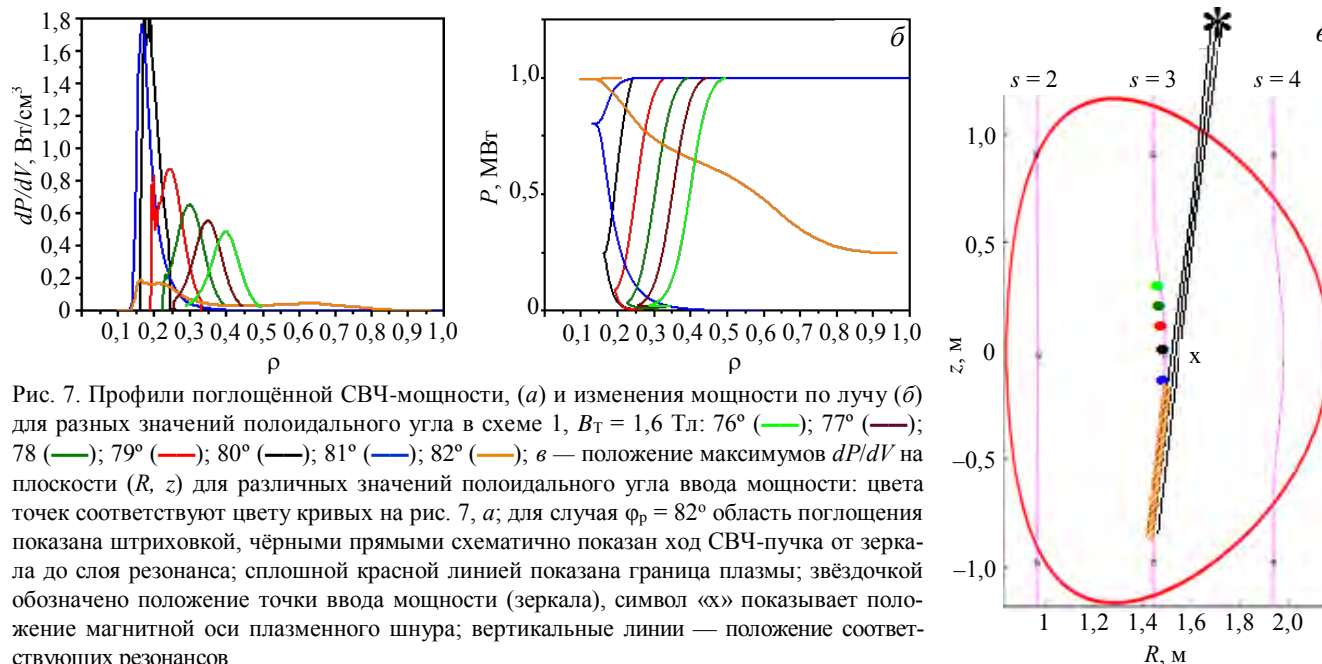


Рис. 7. Профили поглощённой СВЧ-мощности, (а) и изменения мощности по лучу (б) для разных значений полоидального угла в схеме 1,  $B_T = 1,6$  Тл:  $76^\circ$  (—);  $77^\circ$  (—);  $78^\circ$  (—);  $79^\circ$  (—);  $80^\circ$  (—);  $81^\circ$  (—);  $82^\circ$  (—); в — положение максимумов  $dP/dV$  на плоскости  $(R, z)$  для различных значений полоидального угла ввода мощности: цвета точек соответствуют цвету кривых на рис. 7, а; для случая  $\varphi_p = 82^\circ$  область поглощения показана штриховкой, чёрными прямыми схематично показан ход СВЧ-пучка от зеркала до слоя резонанса; сплошной красной линией показана граница плазмы; звёздочкой обозначено положение точки ввода мощности (зеркала), символ «х» показывает положение магнитной оси плазменного шнура; вертикальные линии — положение соответствующих резонансов

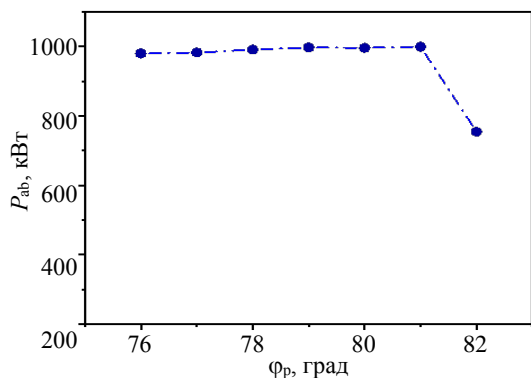


Рис. 8. Зависимость величины поглощённой СВЧ-мощности от полоидального угла в схеме 1

Таким образом, в условиях вертикального ввода мощности (схема 1 на рис. 3) в рассматриваемом режиме можно ожидать эффективного нагрева плазмы на необыкновенной волне на третьей гармонике ЭЦР на частоте 140 ГГц в широком диапазоне полоидальных углов ввода.

Сравним возможности нагрева плазмы на частоте 140 ГГц в схемах 1, 2, 3 (см. рис. 3). Расчёты по OGRAY были сделаны для двух значений магнитного поля:  $B_T = 1,76$  и  $B_T = 1,5$  Тл.

Результаты расчётов для  $B_T = 1,76$  Тл приведены на рис. 9. Это поле соответствует положению СВЧ-резонанса

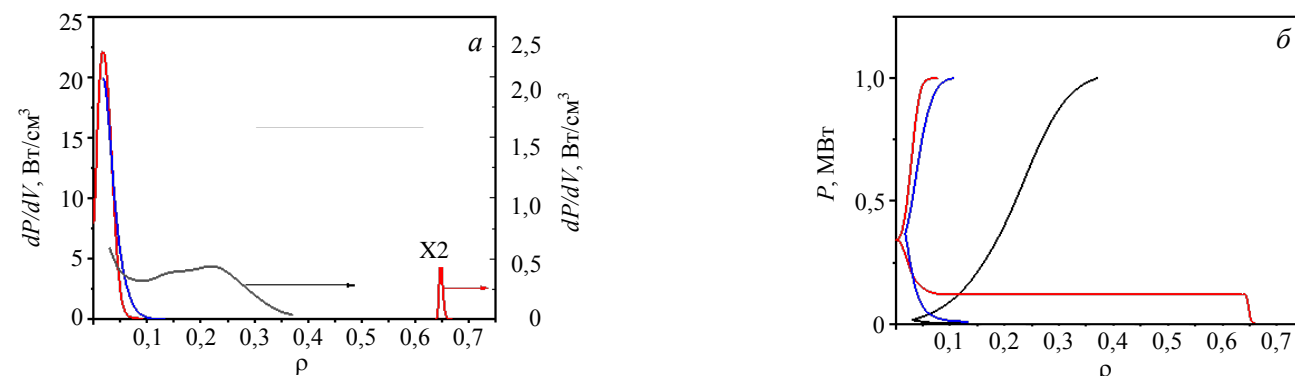


Рис. 9. Сравнение схем 1, 2, 3 для  $B_T = 1,76$  Тл: а — профили поглощённой мощности; б — изменение мощности по лучу; — — схема 1,  $\varphi_p = 85,6^\circ$ ; — — схема 2,  $\varphi_p = 59^\circ$ ; — — схема 3,  $\varphi_p = 0^\circ$

вблизи магнитной оси, т.е. вблизи центра плазменного шнура. Поскольку в случае вертикального ввода луч идёт почти по касательной к резонансному слою, то профиль поглощённой мощности оказывается широким. При вводе мощности через экваториальный (схема 3) или верхний наклонный (схема 2) патрубков вклад мощности узко локализован в центре плазменного шнура. Вертикальный ввод позволяет добиться полного однопроходного поглощения мощности ( $P_{ab}/P_{inj} = 1$ ). При вводе мощности через экваториальный патрубок в области резонанса на третьей гармонике поглощается 88% введённой мощности ( $P_{ab}/P_{inj} = 0,88$ ). Однако при этом значении магнитного поля на стороне сильного поля появляется область, соответствующая резонансу на второй гармонике электронно-циклотронной частоты ( $R_{res} = 1,06$  м). Можно ожидать, что мощность, не поглощённая в области резонанса на третьей гармонике, поглотится на второй, аналогично тому, как получается в режимах на токамаке ASDEX Upgrade [10, 11]. Расчёт по коду OGRAY подтверждает возможность поглощения оставшихся 120 кВт в слое резонанса на второй гармонике (см. рис. 9, а).

При  $B_T = 1,5$  Тл вклад мощности локализован вблизи  $\rho = 0,3$  для всех трёх рассматриваемых схем ввода СВЧ-мощности (рис. 10). Наибольшая доля поглощённой мощности (99%) наблюдается при вер-

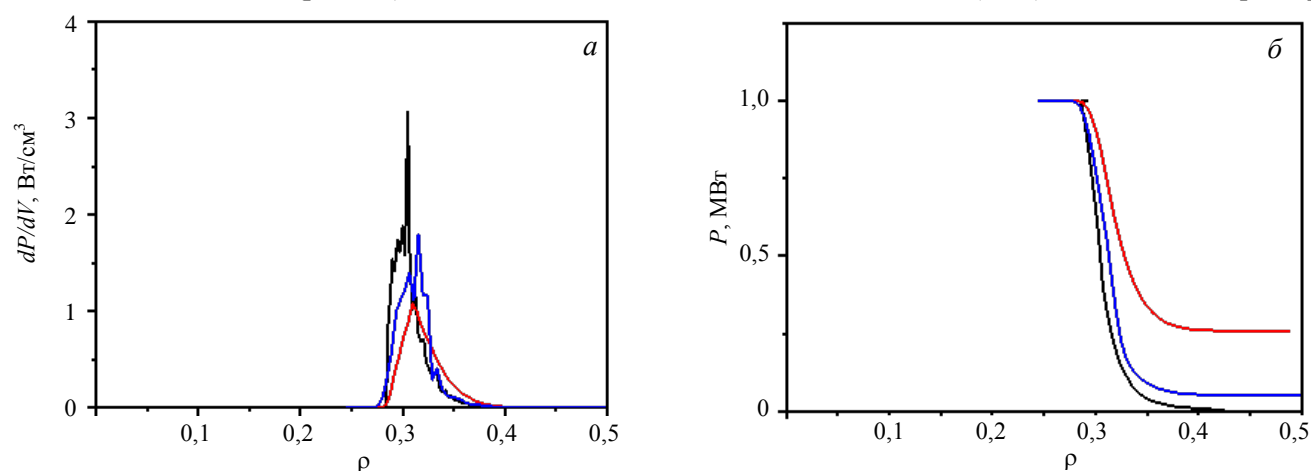


Рис. 10. Сравнение схем 1, 2, 3 для  $B_T = 1,5$  Тл: а — профили поглощённой мощности; б — изменение мощности по лучу; — — схема 1,  $\varphi_p = 76,4^\circ$ ; — — схема 2,  $\varphi_p = 48^\circ$ ; — — схема 3,  $\varphi_p = 0^\circ$

тикальном вводе (схема 1), при вводе по схеме 2 доля поглощённой мощности составляет 95% и 74% при вводе по схеме 3. Однако резонансный слой для второй гармонике оказывается на границе плазмы и поглощения мощности в нём не происходит в отличие от предыдущего случая.

**Режимы с умеренными  $\kappa$  и  $\delta$ .** Рассмотрим возможность нагрева плазмы на частоте 140 ГГц в режимах с более умеренными параметрами: с меньшей, чем в [4], суммарной мощностью нагрева и с меньшими значениями вытянутости и треугольности плазмы ( $\kappa = 1,3$ ,  $\delta = 0,2$ ).

Для определения температуры и плотности в таких режимах были проведены расчёты в коде ASTRA [15] по модели канонических профилей в редакции 1995 г. [16], которая успешно использовалась для анализа разрядов Т-10 [17] и TCV [18]. Моделирование проводилось для режимов со следующими параметрами:  $I_p = 1$  МА,  $B_T = 1,5$  и  $1,76$  Тл, линейная средняя плотность  $\langle n_e \rangle = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $z_{эф} = 2,5$ . Были рассчитаны профили температуры электронов и плотности в омическом режиме и при дополнительном нагреве (табл. 3). Предполагается, что дополнительный нагрев может быть осуществлён с помощью одного или трёх гиротронов с мощностью 1 МВт на гиротрон. Один гиротрон с частотой 82,6 ГГц уже имеется в наличии на Т-15МД, т.е. режим с комбинацией омического нагрева и дополнительного нагрева мощностью 1 МВт может быть получен на самой ранней стадии работы установки. Мощность дополнительного нагрева и область вклада мощности  $\rho_{dep}$ , для которых были рассчитаны профили температуры и плотности плазмы, приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Величины мощности ЭЦ-нагрева и область вклада мощности, использованные в расчёте по коду ASTRA

Номер расчёта	Мощность дополнительного нагрева, МВт	$B_T$ , Тл	$\rho_{dep}$
A1	0	1,76	—
A2	1		0,3
A3	3		0,3
A4	0	1,5	—
A5	1		0

Полученные в расчётах профили температуры и плотности плазмы приведены на рис. 11 и 12.

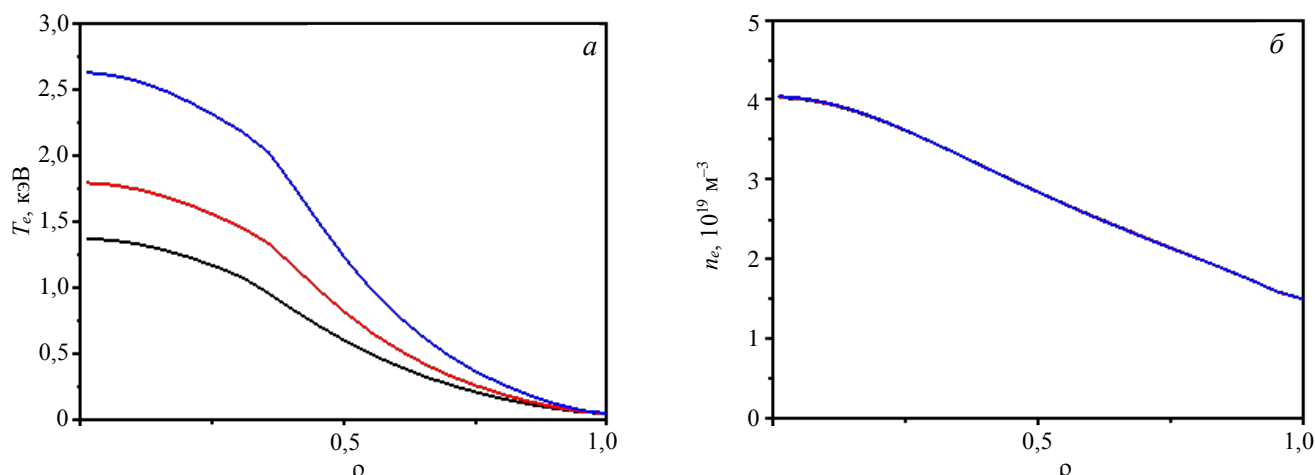


Рис. 11. Результаты расчётов А1—А3. Расчётные профили электронной температуры: — — ОН, — — ОН + 1 МВт ( $\rho \sim 0,3$ ), — — ОН + 3 МВт ( $\rho \sim 0,3$ ) (а) и плотности плазмы (б) для режимов Т-15МД с умеренной вытянутостью и треугольностью плазмы при магнитном поле  $B_T = 1,76$  Тл в омическом режиме и при СВЧ-нагреве разной мощности, локализованном на  $\rho \sim 0,3$

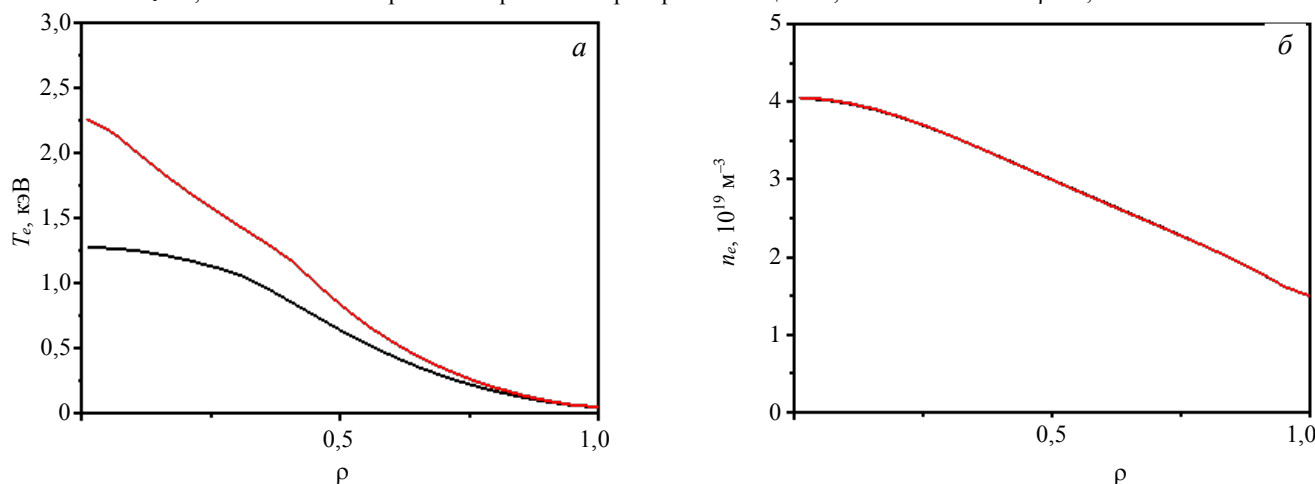


Рис. 12. Результаты расчётов А4—А5. Расчётные профили электронной температуры: — — ОН, — — ОН + 1 МВт ( $\rho = 0$ ) (а) и плотности плазмы (б) для режимов Т-15МД с умеренной вытянутостью и треугольностью плазмы при магнитном поле  $B_T = 1,5$  Тл в омическом режиме и при центральном СВЧ-нагреве мощностью 1 МВт

На рис. 13 приведены результаты расчётов по коду OGRAY для профилей температуры и плотности плазмы, полученных в расчёте А1. Из-за меньшей температуры плазмы, чем в рассмотренном случае, профиль поглощённой СВЧ-мощности оказывается более широким. При полоидальном угле ввода мощности  $87^\circ$  достигается наибольшая доля однопроходного поглощения  $P_{ab}/P_{inj} \approx 97\%$ .

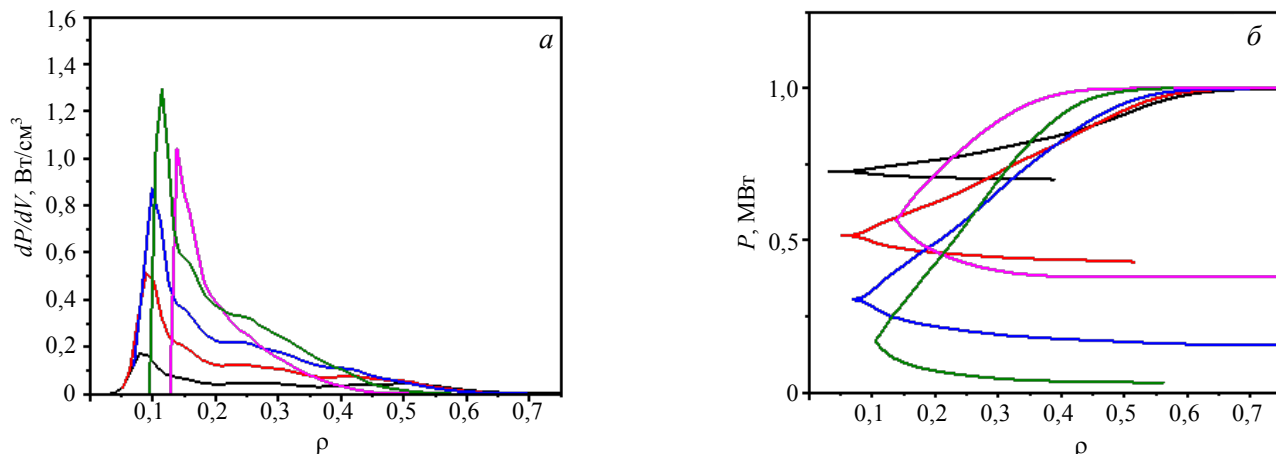


Рис. 13. Профили поглощённой СВЧ-мощности:  $\varphi_p = 85^\circ$  (—),  $85,5^\circ$  (—),  $86^\circ$  (—),  $87^\circ$  (—),  $88^\circ$  (—) (а) и изменения мощности по лучу (б) для разных значений полоидального угла при вертикальном вводе мощности в режиме с умеренной вытянутостью и треугольностью плазмы. Исходный режим — омический (А1),  $B_T = 1,76$  Тл

Увеличение температуры плазмы, как и следовало ожидать (см. рис. 1), приводит к улучшению поглощения мощности на третьей гармонике. Профиль вложенной мощности остаётся широким (рис. 14), однако расширяется диапазон полоидальных углов, при которых наблюдается доля однопроходного поглощения  $\sim 100\%$  (рис. 15).

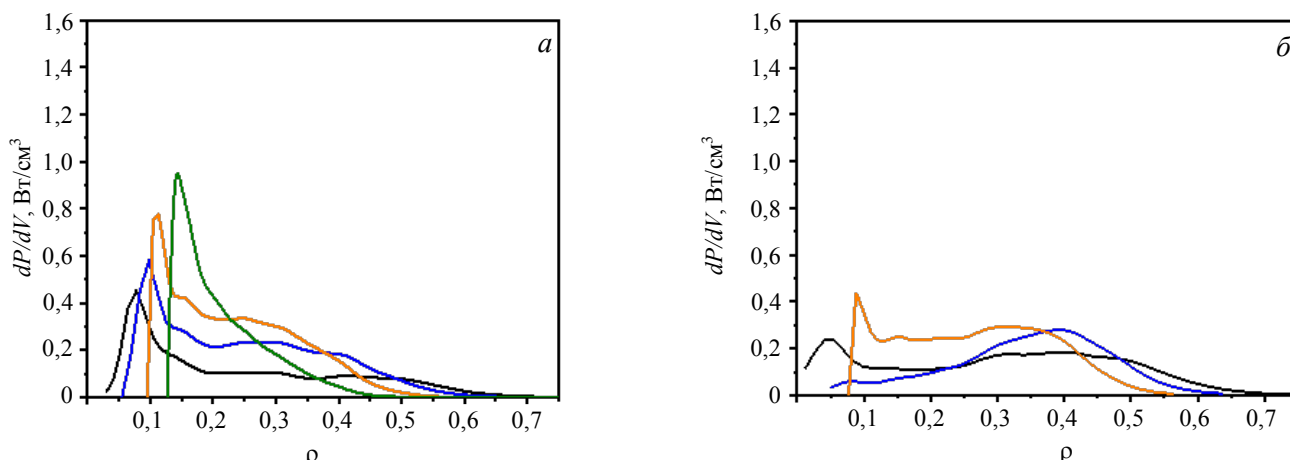


Рис. 14. Профили поглощённой СВЧ-мощности для разных значений полоидального угла в схеме 1 в режиме с умеренной вытянутостью и треугольностью плазмы: *a* — фоновый режим (дополнительный нагрев мощностью 1 МВт, профили из расчёта А2); *б* — фоновый режим (дополнительный нагрев мощностью 3 МВт, профили из расчёта А3),  $B_T = 1,76$  Т,  $\varphi_p$  равно: — —  $85^\circ$ , — —  $86^\circ$ , — —  $87^\circ$ , — —  $88^\circ$

При снижении тороидального магнитного поля до 1,5 Тл область циклотронного резонанса для ЭЦР-волны на третьей гармонике смещается на сторону сильного поля. При неизменном положении поворотного зеркала по  $R$  полоидальный угол ввода уменьшается. За счёт снижения длины пути волны вдоль резонансного слоя снижается доля однопроходного поглощения. На рис. 16, *a* показаны профили поглощённой мощности для различных значений полоидального угла. Наиболее центральный и узкий профиль вложенной мощности получается при значениях  $\varphi_p = 78^\circ$  и  $79^\circ$ . Максимальная доля однопроходного поглощения достигается при  $\varphi_p = 79^\circ$  и составляет 67% (рис. 16, *б*).

Дополнительный прогрев плазмы вследствие поглощения мощности на третьей гармонике будет

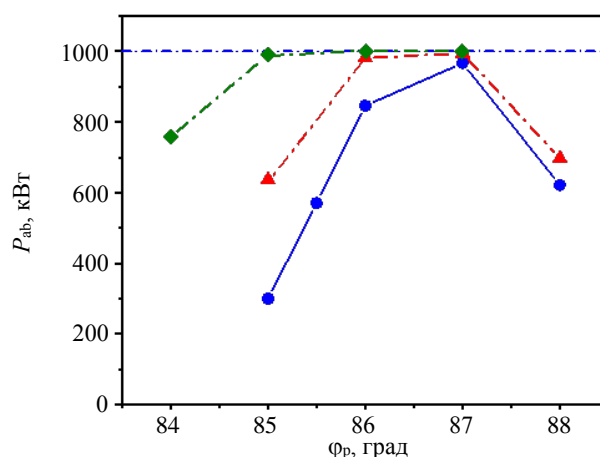


Рис. 15. Мощность, поглощённая за один проход, при нагреве плазмы на третьей гармонике ЭЦР в случае вклада мощности на различном фоне: —●— — ОН; —▲— — ОН + 1 МВт; —◆— — ОН + 3 МВт,  $B_T = 1,76$  Тл

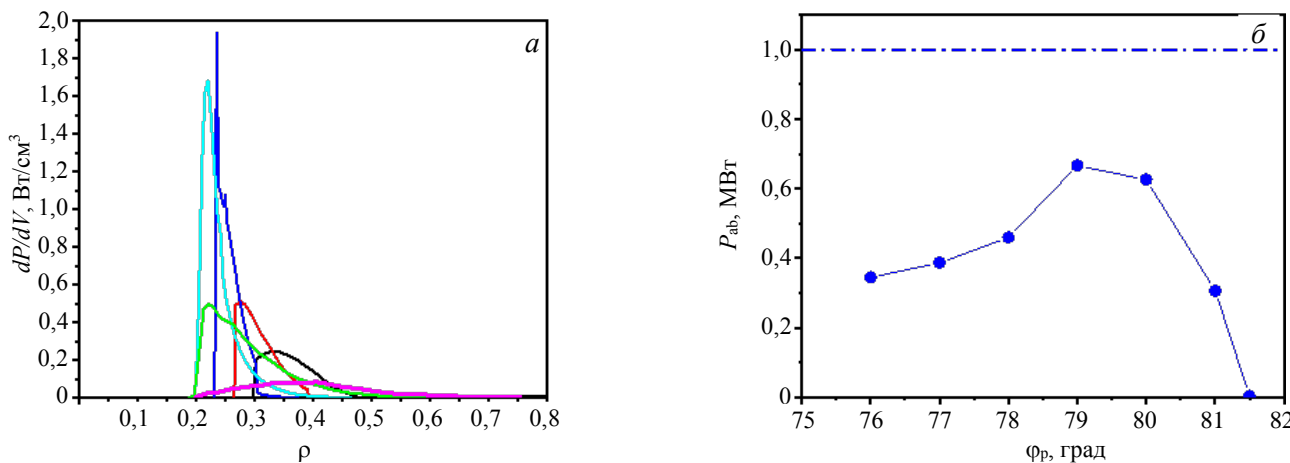


Рис. 16. Профили поглощённой мощности для разных значений полоидального угла в схеме 1 в режиме с умеренными значениями  $\kappa$  и  $\delta$ . Фоновый режим — дополнительный нагрев мощностью 1 МВт,  $\rho_{деп} \sim 0$  (профили из расчёта А5):  $\varphi_p = 76^\circ$  (—),  $77^\circ$  (—),  $78^\circ$  (—),  $79^\circ$  (—),  $80^\circ$  (—),  $81^\circ$  (—) (*a*); зависимость величины поглощённой мощности от полоидального угла (*б*).  $B_T = 1,5$  Тл

приводить к увеличению температуры плазмы, что повлечёт за собой увеличение доли однопроходного поглощения для волны на третьей гармонике ЭЦР. Также доля мощности, поглощённой за один проход,  $P_{ab}$  будет выше, если увеличить мощность фонового нагрева плазмы. Зависимость  $P_{ab}$  от величины центральной температуры плазмы показана на рис. 17, а.

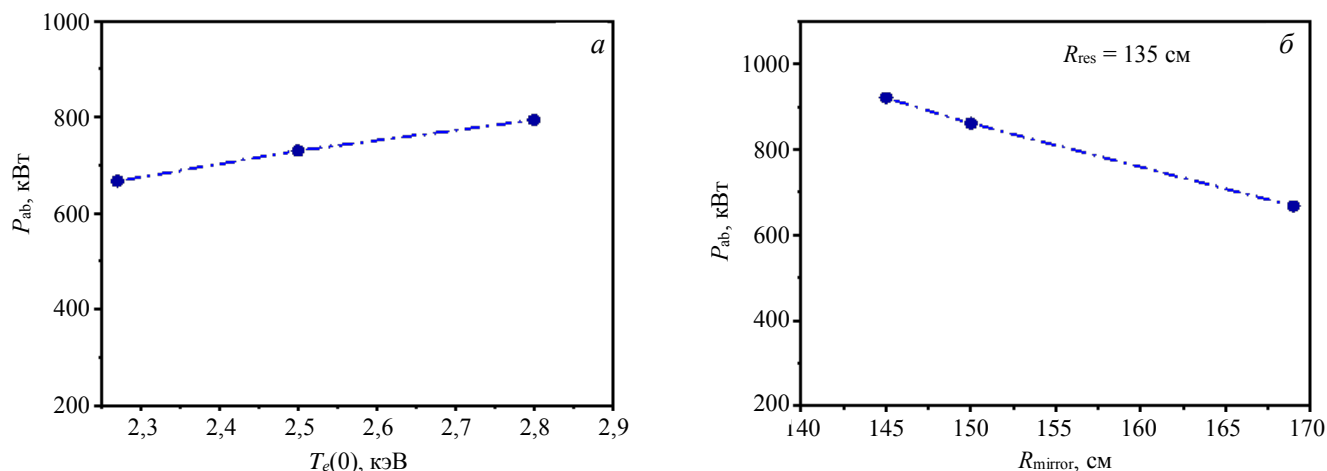


Рис. 17. Изменение величины поглощённой мощности: а — при изменении температуры плазмы; б — при изменении положения последнего зеркала по  $R$ . Фоновый режим (дополнительный нагрев мощностью 1 МВт,  $\rho_{dep} \sim 0$ ),  $B_T = 1,5$  Тл

Сильное влияние на величину поглощённой мощности оказывает положение последнего зеркала  $R_{mirror}$  относительно резонансного слоя  $R_{res}$  (рис. 17, б). Это означает, что при проектировании системы ввода мощности по вертикали желательно предусмотреть возможность перемещения последнего зеркала по  $R$ , как уже упоминалось.

### ВОЗМОЖНОСТЬ НАГРЕВА НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ

Как видно на рис. 2, при высоких значениях магнитного поля ( $B_T > 1,4$  Тл) внутри камеры установки появляется резонансный слой для ЭЦР-волны с частотой 140 ГГц на второй гармонике ЭЦЧ. При вводе волны со стороны слабого магнитного поля резонанс на второй гармонике всегда оказывается «закрыт» резонансом на третьей гармонике, т.е., распространяясь со стороны слабого магнитного поля, волна сначала проходит через резонансный слой для третьей гармоники, а далее мощность, не поглощённая в этом слое, распространяется до слоя поглощения на второй гармонике. При вводе мощности по вертикали это проявляется в меньшей степени, поскольку луч проходит через слой резонанса для ХЗ в области низких температур. Для поля  $B_T = 1,76$  Тл были сделаны расчёты поглощения необыкновенной волны на второй гармонике при вертикальной схеме ввода. Расчёты были сделаны для профилей температуры и плотности, показанных на рис. 4 и 11. Полоидальный угол ввода СВЧ-мощности был задан из условия пересечения слоя резонанса вблизи экваториальной плоскости  $\varphi_p = 69^\circ$ . Результаты расчётов показаны на рис. 18. На рис. 18, а показаны профили поглощённой мощности.

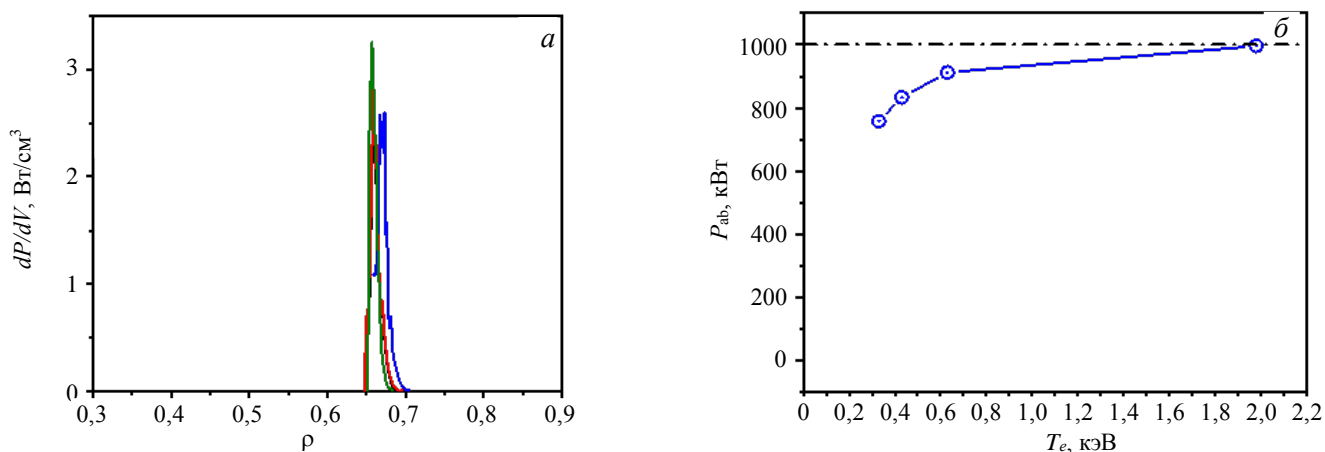


Рис. 18. Профили поглощённой мощности на второй гармонике ЭЦЧ для разных режимов при  $\varphi_p = 69^\circ$  в схеме 1, режим А1 (—), А2 (—), А3 (—), из [4] (—) (а); зависимость величины поглощённой мощности от электронной температуры в области резонанса (б)

Доля поглощённой мощности за один проход луча показана на рис. 18, б. Вклад мощности ЭЦР-волны на второй гармонике оказывается достаточно узко локализованным. Доля поглощённой мощности превышает 75% даже при вкладе мощности на фоне омического нагрева. С ростом температуры плазмы поглощение мощности растёт, как и следовало ожидать, в соответствии с приведёнными оценками (см. рис. 1). Увеличение магнитного поля будет приводить к смещению области резонанса для волны Х2 с частотой 140 ГГц к центру плазмы. При поле 2 Тл (максимальное проектное значение для Т-15МД) область холодного резонанса находится на  $R = 120$  см, что соответствует  $\rho \sim 0,5$ . Таким образом, при высоком значении магнитного поля вертикальный ввод ЭЦ-мощности на частоте 140 ГГц может быть использован для нецентрального нагрева плазмы на второй гармонике ЭЦЧ.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Приведённые в статье результаты расчётов, выполненных с помощью кода OGRAY, показали, что СВЧ-волну с частотой 140 ГГц можно использовать для нагрева плазмы токамака Т-15МД на третьей гармонике ЭЦЧ в режиме полномасштабных экспериментов, когда будет создаваться конфигурация плазмы с высокой вытянутостью и треугольностью, при высокой мощности дополнительного нагрева плазмы, т.е. в режимах с высокой электронной температурой. Наиболее перспективной кажется схема ввода мощности по вертикали.

Следует, однако, отметить, что в коде OGRAY используется модель распространения СВЧ-излучения, в которой поглощение мощности СВЧ-волны рассчитывается вдоль центрального луча гауссова пучка. Это приводит к тому, что не учитываются эффекты дифракции и рефракции, которые, как показано в [19, 20], могут влиять на поглощение в условиях, когда радиальный (по  $R$ ) размер области ЭЦР-взаимодействия мал по сравнению с шириной пучка. Эти эффекты, по-видимому, не будут значительными для схем ввода СВЧ-мощности 2 и 3 (см. рис. 3, а), в которых реализуется «пересекающееся распространение» (в терминах работы [20]). Для вертикального ввода (схемы 1 и 1') OGRAY может переоценивать эффективность поглощения мощности при полоидальных углах ввода  $\varphi_p \geq 86^\circ$ .

Тем не менее, даже с учётом этих ограничений, на основании выполненных расчётов можно ожидать высокого уровня однопроходного поглощения (более 80%) уже на ранней стадии работ на токамаке Т-15МД при умеренных значениях вытянутости и треугольности плазмы (для оценки рассмотрена конфигурация с  $k = 1,3$  и  $\delta = 0,2$ ) при вертикальном вводе волны на третьей гармонике.

Возможность использования гиротронов с частотой 140 ГГц существенно расширяет диапазон операционных режимов Т-15МД по плотности, доступных для ЭЦР-нагрева. Кроме того, наличие двух мегаваттных гиротронов Т-10 позволяет получить дополнительную мощность комплекса СВЧ-нагрева на более ранних этапах работы установки (после некоторой модернизации гиротронов).

Если использовать гиротроны Т-10 на рабочей частоте 140 ГГц, то возникает вопрос об их модернизации на длинный импульс. В существующей конфигурации гиротроны способны работать по длительности импульса 200 мс, однако конструкция ламп позволяет их переделать под импульс до 10 с. Кажется логичным на первом этапе экспериментов по нагреву плазмы с использованием частоты 140 ГГц провести тестовые эксперименты и определить экспериментально величину поглощённой мощности для сопоставления её с предсказаниями теории. Для этого можно проложить от гиротрона к установке воздушную волноводную линию, что значительно упрощает подвод излучения к используемому фланцу токамака.

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15.
2. Хвостенко П.П. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, с. 7.
3. Кириева Н.А., Кислов Д.А., Рой И.Н. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 64.
4. Леонов В.М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 3, с. 73.
5. Greenwald M. et al. — Nucl. Fusion, 1988, vol. 28, p. 2199.
6. Hogge J.P. et al. — Nucl. Fusion, 2003, vol. 43, p. 1353.
7. Alberti S., Genoud J., Goodman T. et al. — EPJ Web of Conferences, 2017, vol. 157, p. 03001.
8. Erckmann V., Gasparino U. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1989, vol. 31, p. 1869.

9. **Bornatici M.** — Plasma Phys., 1982, vol. 24, p. 629.
10. **Hohnle H. et al.** — Nuclear Fusion, 2011, vol. 51, p. 083013.
11. **Stober J. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2020, vol. 62, p. 024012.
12. **Shimozuma T. et al.** — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 063035.
13. **Kwak J.G. et al.** — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 104005.
14. **Zvonkov A.V. et al.** — Plasma Phys. Rep., 1998, vol. 24, p. 389.
15. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA — Automated System for Transport Analysis. IPP 5/98, February 2002.
16. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Plasma Phys. Reports, 1997, vol. 23, p. 566.
17. **Esipchuk Yu.V. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 793.
18. **Pochelon A. et al.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 1807.
19. **Балакина М.А., Смолякова О.Б., Токман М.Д.** — Физика плазмы, 2003, vol. 29, p. 60.
20. **Балакина А.А., Балакина М.А., Шалашов А.Г.** — Физика плазмы, 2007, vol. 33, p. 729.



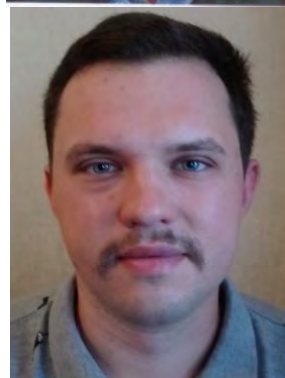
Наталья Александровна Кирнева, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; доцент кафедры «Физика плазмы»; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия  
Kirneva\_NA@nrcki.ru



Александр Алексеевич Борщеговский, с.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Borschegovskiy\_AA@nrcki.ru



Алексей Юванович Куянов, научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
a.kuyanov@gmail.com



Игорь Сергеевич Пименов, инженер-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
pimenowigor@mail.ru



Игорь Николаевич Рой, начальник лаборатории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Roy\_IN@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 24—36.

УДК 621.039.623.533.9

## ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ (GLOBSYS) ДЛЯ СЛЕДУЮЩЕГО ШАГА ПРОГРАММЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И СОПОСТАВЛЕНИЕ С ДАННЫМИ РАЗРЯДА ГЛОБУС-M2

*А.Б. Минеев<sup>1</sup>, Э.Н. Бондарчук<sup>1</sup>, А.А. Кавин<sup>1</sup>, А.Ю. Конин<sup>1</sup>, И.Ю. Родин<sup>1</sup>, В.Н. Танчук<sup>1</sup>, О.Г. Филатов<sup>1</sup>,  
Н.Н. Бахареv<sup>2</sup>, Н.С. Жильцов<sup>2</sup>, Г.С. Курскиеv<sup>2</sup>, Е.О. Киселёv<sup>2</sup>, В.Б. Минаев<sup>2</sup>, Н.В. Сахаров<sup>2</sup>, Ю.В. Петров<sup>2</sup>,  
А.Ю. Тельнова<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Приведено описание нульмерного инженерно-физического кода GLOBSYS (Globus spherical tokamak system code), предназначенного для параметрического анализа следующего шага программы Глобус-M, Глобус-M2. В рамках нульмерного приближения уточнены определения основных скейлингов параметров плазмы (полоидальная бета, доля бустреп-тока, энергетическое время жизни плазмы), а также специфика расчёта индуктивности и сопротивления плазмы в сферических токамаках. Результаты расчётов параметров плазмы по коду сопоставлены с экспериментальными данными одного из разрядов (№ 38 800) Глобус-M2 с пучковым нагревом и показали хорошее соответствие. В отдельной статье предполагается провести сопоставление расчётов по коду с достигнутыми и прогнозируемыми параметрами сферических токамаков NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U, ST40. Сформулированы цели следующего шага (Глобус-3), главные из которых — длинный импульс, большое тороидальное поле и мощный нагрев, которые позволяют рассматривать Глобус-3 в качестве водородного прототипа нейтронного источника. Приведены инфраструктурные ограничения на параметры Глобус-3, которые требуют в дальнейшем анализа различных вариантов исполнения электромагнитной системы. На примере разряда № 38 800 Глобус-M2 показана работа ограничений по балансу потока и нагреву элементов электромагнитной системы.

**Ключевые слова:** сферический токамак, системные коды, скейлинги, Глобус-M.

## ENGINEERING-PHYSICAL MODEL (GLOBSYS) FOR THE NEXT STEP OF THE GLOBUS-M-SPHERICAL TOKAMAK PROGRAM MODEL DESCRIPTION AND COMPARISON WITH THE DATA OF DISCHARGE GLOBUS-M2

*A.B. Mineev<sup>1</sup>, E.N. Bondarchuk<sup>1</sup>, A.A. Kavin<sup>1</sup>, A.Yu. Konin<sup>1</sup>, I.Yu. Rodin<sup>1</sup>, V.N. Tanchuk<sup>1</sup>, O.G. Filatov<sup>1</sup>,  
N.N. Bakharev<sup>2</sup>, N.S. Zhilzov<sup>2</sup>, G.S. Kurskiev<sup>2</sup>, E.O. Kiselev<sup>2</sup>, V.B. Minaev<sup>2</sup>, N.V. Sakharov<sup>2</sup>, Yu.V. Petrov<sup>2</sup>,  
A.Yu. Telnova<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>JSC «NIEFA», St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup>Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg, Russia

The description of the zero-dimensional engineering-physical code GLOBSYS (Globus spherical tokamak system code), designed for parametric analysis of the next step of the program Globus-M, Globus-M2, is given. Within the framework of the zero-dimensional approximation, the definitions of the main scaling parameters of the plasma (poloidal beta, the fraction of bootstrap current, the energy lifetime of the plasma), as well as the specifics of calculating the inductance and resistance of the plasma in spherical tokamaks are refined. The results of calculations of the plasma parameters by the code were compared with the experimental data of one of the Globus-M2 discharges (№ 38 800) with neutral beam heating and showed a good correspondence. In a separate article it is proposed to perform comparison of calculations based on the code with the achieved and predicted parameters of spherical tokamaks NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U, ST40. The goals of the next step (Globus-3) are formulated, the main of which are a long pulse, a large toroidal field and powerful heating, which allow us to consider Globus-3 as a hydrogen prototype of a neutron source. The infrastructural restrictions on the Globus-3 parameters are given, which require further analysis of various versions of the electromagnetic system. Using the example of discharge № 38 800 Globus-M2, the operation of restrictions on the flow balance and heating of the elements of the electromagnetic system is shown.

**Key words:** spherical tokamak, system codes, scaling, Globus-M.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-37-51

### ВВЕДЕНИЕ

На начальном этапе проектирования токамаков следующего поколения всё чаще используются системные коды. Они позволяют самосогласованно увязать физические параметры с ограничениями на инженерные, упрощают как поиск базовых параметров установок, так и переход к более глубокому этапу проектирования. Основная область использования системных кодов — концептуальное проектирование.

К настоящему времени различными группами исследователей разработано несколько системных кодов для термоядерных реакторов. Они имеют модульную структуру и описывают взаимосвязь основных подсистем реактора, позволяют проводить параметрические исследования и оптимизацию при наличии ограничений на физические и технические параметры. В первую очередь такие коды важны для демонстрационного реактора ДЕМО, следующего после ИТЭР шага термоядерной программы.

Перечислим наиболее известные разработанные системные коды: ASC (США) — анализ проектов термоядерных реакторов ARIES [1, 2]; TPC/TOPPER (Япония) [3, 4]; PROCESS (Великобритания) [5, 6]; SYCOMORE (Франция) [7, 8]; HELIOS (Франция) [9]; TREND (Германия) [10]; SPECTRE (Индия) [11]; Корейский системный код [12]; Китайский системный код [13, 14]; нульмерная физическая модель (составитель N. Uckan), разработанная для ИТЭР [15]; АТоМ (Advanced Tokamak Modeling, США) [16].

Отметим, что Китайский глобальный системный код [13, 14] на основе интерфейса OMFIT и OPTIMUS объединяет множество модулей (равновесие, процессы переноса, процессы в диверторе, детальное описание магнитной системы и вакуумной камеры) и его можно отнести к более продвинутой стадии проектирования, чем остальные перечисленные нульмерные системные коды. То же относится и к коду АТоМ [16], использующему интерфейс OMFIT и интегрированный симулятор плазмы IPS (Integrated Plasma Simulator).

Большинство из этих кодов разработано для токамаков с большим аспектным отношением и не вполне отражает особенности сферических токамаков. Отметим, что в последнее время, в ходе развития британского кода PROCESS, в него добавлен модуль описания плазмы в сферических токамаках [6, 17]. Упомянем также современный подход к моделированию пилотных термоядерных реакторов на основе сферических токамаков, развиваемый в США [18, 19].

Кроме системных кодов, позволяющих согласованно учитывать физические и технические ограничения, особенности конструкции и технико-экономические показатели реакторов-токамаков с большим аспектным отношением, приведём также несколько российских кодов, ориентированных на исследование процессов в сферических токамаках:

— нульмерная физическая модель, разработанная для анализа параметров компактного источника нейтронов сферического токамака ТИН-СТ с аспектным отношением  $A = 1,67$  и тороидальным полем на оси  $B_{t0} = 1,5$  Тл [20];

— нульмерная модель плазмы, разработанная для описания экспериментов на сферическом токамаке Глобус-М при омическом нагреве [21].

Указанные в [20, 21] коды ближе к теме нашего исследования. Некоторые детали этих кодов нуждаются в модификации. Далее приведены особенности системного кода GLOBSYS, разработанного для анализа следующего шага программы развития исследований на сферических токамаках линейки Глобус.

Структура данной статьи такова: кратко сформулированы основные цели следующего шага программы Глобус (сферический токамак Глобус-3); приведены особенности инженерно-физического кода GLOBSYS; приведена верификация плазменной части кода GLOBSYS по данным разряда № 38 800 Глобус-М2; приведены оценки по инженерной части кода, относящиеся к нагреву обмоток за импульс и баланс потока для разряда № 38 800. В Заключение сформулированы результаты работы.

### БАЗОВЫЕ ЦЕЛИ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-3

Основные цели создания установки Глобус-3:

- дальнейшее увеличение тороидального поля с  $B_{t0} = 1$  Тл (Глобус-М2) до 2—3 Тл;
- увеличение мощности нагрева плазмы с 1—2 МВт (Глобус-М2) до 6—8 МВт;
- сохранение концепции сферического токамака (аспектное отношение  $A < 1,7—1,8$ );
- существенное увеличение длительности разряда  $\tau_{pulse}$ .

При выполнении этих целей установка может стать водородным прототипом нейтронного источника. Базовые ограничения — инфраструктура установки должна вписаться:

- по размерам в экспериментальный зал установки Глобус-М2;
- по энергетике установки в суммарную потребляемую мощность 125 МВА + (возможно) добавка дополнительной конденсаторной энергетике.

В ходе исследований параметров Глобус-3 предполагается выполнить анализ нескольких вариантов исполнения электромагнитной системы (ЭМС):

- тёплый вариант электромагнитной системы из медного сплава;

— вариант электромагнитной системы из медного сплава, предварительно охлаждённой до азотных (вариант до гелиевых) температур;

— сверхпроводниковая ЭМС с использованием низкотемпературной сверхпроводимости (НТСП);

— сверхпроводниковая ЭМС с использованием высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП).

В данной работе рассматривается вариант выполнения электромагнитной системы из тёплого медного сплава. В этом случае одно из ограничений сверху на длительность разряда связано с разогревом центрального столба тороидального магнита. Ещё одно ограничение на длительность сверху связано с соленоидом омического нагрева: полным запасом потока в нём и его нагревом за время импульса. В случае, если указанные технические ограничения устранены, могут проявиться и более тонкие, связанные с взаимодействием плазма—стенка (перепыление и накопление пыли в камере, появление горячих зон на теплоприёмных пластинах и их влияние на плазму).

Ограничение снизу на требуемую длительность разряда связано с необходимостью достижения стационарных профилей параметров плазмы. Его можно записать в виде

$$\tau_{\text{plateau}} > \tau_{L/R} \text{ (желателен и более длинный импульс с } \tau_{\text{pulse}} > (3-10)\tau_{L/R}), \quad (1)$$

где  $\tau_{L/R} \equiv L_p/R_{pl}$ ,  $L_p$  и  $R_{pl}$  — полная индуктивность и сопротивление плазмы;  $\tau_{\text{plateau}}$  — длительность плато тока (расчёт полной индуктивности и сопротивления плазмы в сферических токамаках имеет свою специфику, которая будет отмечена в следующем разделе).

## ОСОБЕННОСТИ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКОГО КОДА GLOBSYS

Перечислим ряд особенностей кода GLOBSYS (GLOBus SYStem code — системный код для программы Глобус), который развивается в настоящее время.

**Индуктивность плазмы  $L_p$ .** В системных кодах [1—12, 15] для полной индуктивности плазмы используют, как правило, простое соотношение

$$L_p = \mu_0 R_0 \left( \ln \frac{8R_0}{ak_{95}^{1/2}} - 2 + \frac{l_i}{2} \right), \quad (2)$$

включающее внешнюю индуктивность

$$L_{p,\text{ext}} = \mu_0 R_0 \left( \ln \frac{8R_0}{ak_{95}^{1/2}} - 2 \right) \quad (3)$$

и внутреннюю

$$L_{p,\text{int}} = \mu_0 R_0 \frac{l_i}{2}, \quad (4)$$

здесь  $k_{95}$  — вытянутость сечения плазмы по уровню 95% от полного полоидального потока;  $R_0$  и  $a$  — большой и малый радиус плазмы;  $l_i \equiv l_i(3)$  [15] — безразмерная внутренняя индуктивность

$$l_i = \frac{2V_p \langle B_p \rangle^2}{R_m (\mu_0 I_p)^2}; \quad V_p \text{ — объём плазмы; } R_m \text{ — радиус магнитной оси.}$$

Выражение (4) для внутренней индуктивности не зависит от аспектного отношения. В то же время соотношение (3) для внешней индуктивности при низком аспектном отношении и большой вытянутости формально теряет смысл. Действительно, если положить  $A = 1,3$  и  $k = 2,0$ , то из (3) следует, что величина  $L_{p,\text{ext}}/(\mu_0 R_0)$  равна нулю, а при ещё большей вытянутости становится отрицательной. Иными словами, соотношения (2), (3) применимы только для токамаков с большим аспектным отношением  $A \gg 1$ .

В сферических токамаках с низким аспектным отношением и большой вытянутостью для индуктивности плазмы следует пользоваться более сложным выражением [22], применимым при произвольных значениях аспектного отношения и вытянутости сечения плазмы. Приведём простую аппроксимацию более громоздких соотношений из [22]:

$$L_{p,\text{ext}} = \mu_0 R_0 \frac{2,5(1-\varepsilon)^2}{1-\varepsilon+0,55k_{95}}; \quad (5)$$

$$L_p = \mu_0 R_0 \left( \frac{2,5(1-\varepsilon)^2}{1-\varepsilon+0,55k_{95}} + \frac{l_i}{2} \right), \quad (6)$$

здесь  $\varepsilon = A^{-1}$  — обратное аспектное отношение.

Зависимость безразмерной внешней индуктивности  $L_{p, ext}/(\mu_0 R_0)$  от  $\varepsilon$  и  $k_{95}$  по соотношениям (3) и (5) в сравнении с данными работы [22] приведена в табл. 1.

Т а б л и ц а 1.  $L_{p, ext}/(\mu_0 R_0) = f(A, k_{95})$  по соотношениям (5) и (3) и сопоставление с [22]

$k_{95}$	$L_{p, ext}/(\mu_0 R_0)$ (5)			$L_{p, ext}/(\mu_0 R_0)$ [22]			$L_{p, ext}/(\mu_0 R_0)$ (3)		
	$A = 1,3$	$A = 1,5$	$A = 1,7$	$A = 1,3$	$A = 1,5$	$A = 1,7$	$A = 1,3$	$A = 1,5$	$A = 1,7$
1,8	0,108	0,21	0,3	0,108	0,20	0,295	0,05	0,19	0,31
2,0	0,10	0,19	0,28	0,10	0,184	0,274	0	0,13	0,26
2,5	0,082	0,16	0,235	0,082	0,154	0,232	-0,12	0,02	0,15

Как следует из табл. 1, соотношение (5) хорошо соответствует данным работы [22], а также работы [23] и приводит к более плавным зависимостям по сравнению с (3), без «завала» при большой вытянутости плазмы и низком аспектном отношении.

**Сопротивление плазмы  $R_{pl}$ .** Для сопротивления плазмы в системных кодах чаще всего используется (см., например, код TREND [10]) простое аналитическое выражение:

— либо соотношение Спитцера

$$R_{pl} = \frac{1}{\langle \sigma_{sp} \rangle} \frac{2\pi R_0}{\pi a^2 k_{95}} = \langle \eta_{sp} \rangle \frac{2R_0}{a^2 k_{95}}; \quad \langle \eta_{sp} \rangle = \frac{1,65 \times 10^{-3} Z_{эф} \ln \Lambda}{\langle T_e \rangle^{3/2}}; \quad [\text{мкОм} \cdot \text{м}, \text{кэВ}] \quad (7)$$

— либо соотношение Спитцера с неоклассической поправкой при низкой частоте соударений в плазме [15], справедливое при большом аспектном отношении:

$$R_{pl} = \frac{1}{\langle \sigma_{neo} \rangle} \frac{2\pi R_0}{\pi a^2 k_{95}} = \langle \eta_{neo} \rangle \frac{2R_0}{a^2 k_{95}}; \quad \frac{\langle \eta_{neo} \rangle}{\langle \eta_{sp} \rangle} = 4,3 - 0,6A, \quad (8)$$

здесь  $Z_{эф}$  — эффективный заряд плазмы;  $\langle \eta_{sp} \rangle$  и  $\langle \eta_{neo} \rangle$  — удельное сопротивление плазмы по классическому соотношению Спитцера и с учётом неоклассической поправки;  $\ln \Lambda$  — кулоновский логарифм; усреднение удельного сопротивления производится по сечению плазмы;  $\langle T_e \rangle_V$  — температура, усреднённая по объёму.

В сферических токамаках при расчёте сопротивления плазмы важно учитывать несколько дополнительных факторов, отмеченных в работе [21]:

— магнитные поверхности плазмы при конечном давлении смещены к наружному обводу, относительное смещение магнитных поверхностей  $\Delta/R_0$  довольно велико и имеет максимум на магнитной оси плазмы;

— безразмерная частота соударений  $\nu_{e^*}$ , запас устойчивости  $q$  и температура плазмы  $T_e$  существенно меняются от центра к периферии плазмы.

В этих условиях более корректно вычислять сопротивление плазмы из интегрального соотношения [21]

$$R_{pl} = \frac{1}{\int_0^1 \frac{k(\rho)}{R_0 + \Delta(\rho)} \sigma_{neo, SA}(Z_{эф}, T_e(\rho)) \rho d\rho}, \quad (9)$$

где  $\sigma_{neo, SA}$  соответствует работе [24];  $\rho$  — нормированная координата магнитной поверхности ( $\rho = 0$  соответствует магнитной оси плазмы,  $\rho = 1$  — границе плазмы):

$$\frac{\sigma_{neo, SA}}{\langle \sigma_{sp} \rangle} = 1 - \left( 1 + \frac{0,36}{Z_{эф}} \right) X + \frac{0,59}{Z_{эф}} X^2 - \frac{0,23}{Z_{эф}} X^3, \quad (10)$$

где  $X = \frac{f_t}{1 + (0,55 - 0,1f_t)\sqrt{\nu_{e^*}} + 0,45(1-f_t)\nu_{e^*}/Z_{эф}^{3/2}}$ ; безразмерная частота соударений

$$v_{e^*} = 7 \cdot 10^{-4} \frac{q(\rho) R n_e(\rho) Z_{эф} \ln \Lambda}{(T_e(\rho))^2 \varepsilon(\rho)^{3/2}}, \quad [10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{ кэВ}]; \quad (11)$$

доля запертых частиц  $f_i = 1 - \frac{(1 - \varepsilon(\rho))^2}{\sqrt{1 - \varepsilon(\rho)^2} (1 + 1,46\varepsilon(\rho)^{1/2})}$ ,  $\varepsilon(\rho) = \rho/A$ .

При заданных профилях концентрации  $n_e(\rho)$  и температуры  $T_e(\rho)$  плазмы для расчёта  $R_{pl}$  по соотношению (9) необходимо также использовать профили запаса устойчивости  $q(\rho)$  и смещения магнитных поверхностей плазмы  $\Delta(\rho)$ .

В работе [21] величина смещения  $\Delta$  магнитной оси плазмы определялась непосредственно из экспериментальных данных по зависимости профилей температуры и плотности плазмы от большого радиуса. В то же время профиль запаса устойчивости  $q(\rho)$  и смещение магнитных поверхностей плазмы  $\Delta(\rho)$  могут быть найдены из кодов равновесия плазмы. Расчёты в геометрии токамака Глобус-M2 по коду равновесия плазмы DIALEQT [25] показали, что:

— вытянутость сечения плазмы

$$k(\rho) \approx \text{const} \approx k_{95}; \quad (12)$$

— смещение магнитных поверхностей

$$\frac{\Delta(\rho)}{R_0} = 0,2\beta_p^{1/3} (1 - \rho^2)^{0,5}; \quad (13)$$

— запас устойчивости

$$q(\rho) = q_0 + (q_{95} - q_0)\rho^4. \quad (14)$$

**Соотношения для полоидальной бета плазмы ( $\beta_p$ ).** В системных кодах для  $\beta_p$  используют несколько соотношений. Они отличаются методом усреднения полоидального поля  $B_p$ , создаваемого плазменным током.

*Усреднение полоидального поля по периметру  $L$ :*

$$\beta_{p,L} = \frac{\int p dV}{\langle\langle B_p \rangle\rangle^2 / 2\mu_0} = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{B_{p,L}^2}; \quad B_{p,L} = \frac{\mu_0 I_p}{L}, \quad (15)$$

где  $p$  — тепловое давление плазмы;  $\langle\langle x \rangle\rangle = \frac{\oint x dl}{\oint dl}$  — усреднение по периметру;  $L$  — периметр крайней маг-

нитной поверхности плазмы;  $I_p$  — ток плазмы;  $I_p = \frac{5a^2 B_{t0}}{q_{95} R_0} \frac{1 + k^2 (1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)}{2} \frac{(1 - A^{-2})^2}{1,17 - 0,65/A}$  [МА, м, Тл].

Для периметра  $L$  в большинстве системных кодов принимается

$$L = 2\pi a \sqrt{\frac{1 + k^2}{2}}. \quad (16)$$

В модели Uscan [15] учитывается также и треугольность плазмы:

$$L = 2\pi a \sqrt{\frac{1 + k^2 (1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)}{2}}, \quad (17)$$

а в работах [20, 21] используется соотношение

$$L = 2\pi a \sqrt{\frac{1 + k}{2}}. \quad (18)$$

При выборе аналитического выражения для  $\beta_p$  для системного кода GLOBSYS снова можно воспользоваться кодами МГД-равновесия плазмы. Поскольку отличие величины периметра в соотношениях (16)—(18) существенно только при большой вытянутости и треугольности плазмы, воспользуемся геометрией плазмы токамака NSTX с вытянутостью  $k$  до 2,75 при малом аспектном отношении  $A \sim 1,3$ . Расчёты по коду DIALEQT привели в случае усреднения по периметру к выбору в пользу соотношений (16) и (17).

Усреднение полоидального поля по объёму  $V$ :

$$\beta_{p, V} = \frac{\int p dV}{\int \frac{B_p^2}{2\mu_0} dV} = \frac{2\mu_0 \langle p \rangle}{\langle B_p^2 \rangle}. \quad (19)$$

Такое определение  $\beta_p$  используется, например, в работе [26], а величина  $\int \frac{B_p^2}{2\mu_0} dV$  в этом случае имеет смысл энергии полоидального тока плазмы  $W_I$ . Энергию тока  $W_I$  можно записать в виде [26]

$$W_I = \frac{L_{p, \text{int}} I_p^2}{2} = \frac{1}{4} \mu_0 R_0 I_i I_p^2, \quad (20)$$

в котором для сферических токамаков, согласно [26], следует заменить большой радиус геометрического центра плазмы  $R$  на большой радиус магнитной оси  $R_m$ :

$$W_I = \frac{L_{p, \text{int}} I_p^2}{2} = \frac{1}{4} \mu_0 R_m I_i I_p^2. \quad (21)$$

**Энергобаланс плазмы.** В качестве уравнения баланса энергии используется простейшее соотношение на плато тока плазмы

$$\frac{W_{\text{th}}}{\tau_E} = P, \quad (22)$$

где  $W_{\text{th}}$  — тепловая энергия плазмы;  $P = P_{\text{OH}} + P_{\text{aux, abs}}$ ;  $P_{\text{aux, abs}}$  — мощность внешних источников нагрева, поглощённая в плазме.

В коде GLOBSYS принято, что температура электронов и ионов плазмы одинакова,  $T_e = T_i = T$ . В этом случае тепловая энергия плазмы может быть записана в виде  $W_{\text{th}} = 3 \langle n_e \rangle_V \langle T \rangle_n V_p$  или  $W_{\text{th}} = 4,8 \cdot 10^{-2} \langle n_e \rangle_V \langle T \rangle_n V_p$  в единицах МДж,  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ , кэВ,  $\text{м}^3$ , где  $\langle n_e \rangle_V = \frac{\int n_e dV}{V_p}$  — усреднённая по объёму

концентрация плазмы;  $\langle T \rangle_n = \frac{\int n_e T dV}{\int n_e dV}$  — средняя по объёму температура с весом концентрации;

$V_p$  — объём плазмы,  $V_p = 2\pi^2 a^2 R_0 k (1 - 0,25\epsilon\delta)(1 - \delta^2/8)$  согласно [26]. Отметим, что это соотношение для объёма плазмы немного отличается от приведённых в работах [20, 27].

Радиальные профили концентрации, температуры и плотности тока плазмы считаются заданными функциями параболического типа

$$n_e(\rho) = n_{e0}(1-\rho^2)^{\alpha_n}; \quad T(\rho) = T_0(1-\rho^2)^{\alpha_T}; \quad j(\rho) = j_0(1-\rho^2)^{\alpha_j}. \quad (23)$$

В этом случае

$$\langle n_e \rangle_V = \frac{n_{e0}}{1+\alpha_n}; \quad \langle T \rangle_n = \frac{\int T dV}{V_p} = \frac{T_0}{1+\alpha_T}; \quad \langle T \rangle_n = \frac{T_0(1+\alpha_n)}{1+\alpha_n+\alpha_T}; \quad (24)$$

и  $W_{\text{th}} = \frac{4,8 \cdot 10^{-2} n_{e0} T_0 V_p}{1+\alpha_n+\alpha_T}$ , [МДж,  $10^{20}$  кВт,  $\text{м}^3$ ].

В соотношении (22) радиационные потери плазмы учитываются, как и в работе [18], в скейлинге энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$ .

Мощность омического нагрева плазмы рассчитывается по работе [10, p. 40]:

$$P_{\text{OH}} = U_{\text{res}} I_p, \quad U_{\text{res}} = R_{\text{pl}}(I_p - I_{\text{BS}} - I_{\text{CD}}) = R_{\text{pl}} I_p (1 - f_{\text{BS}} - f_{\text{CD}}), \quad (25)$$

где  $I_p$  — полный ток плазмы;  $I_{\text{BS}}$  — бутстреп-ток;  $I_{\text{CD}}$  — ток увлечения;  $f_{\text{BS}} = I_{\text{BS}}/I_p$ ,  $f_{\text{CD}} = I_{\text{CD}}/I_p$ .

**Соотношения для энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$ .** При анализе параметров сферических токамаков ( $A < 1,8$ ) разумную оценку энергетического времени жизни плазмы даёт скейлинг Н-моды ИТЭР, полученный при обработке данных с классических токамаков ( $A > 2,5$ ) [28]:

$$\tau_{E\text{-IPB}(y, 2)} = 0,0562 H_{y, 2} I_p^{0,93} B_t^{0,15} n_e^{0,41} R_0^{1,97} k^{0,78} \varepsilon^{0,58} A_i^{0,19} / P^{0,69} \text{ [с, МА, Тл, } 10^{19} \text{ м}^{-3}, \text{ МВт]} \quad (26)$$

с коэффициентом улучшения удержания  $H_{y, 2}$  около или несколько больше единицы;  $A_i$  — масса ионов основной плазмы в атомных единицах.

Согласно этому скейлингу увеличение тока плазмы важнее, чем рост тороидального поля. А если выделить явно зависимость тока  $I_p$  от поля  $B_t$ , то энергетическое время жизни примерно пропорционально полю:  $\tau_{E\text{-IPB}(y, 2)} \sim B_t$ .

В то же время накопленная база данных экспериментов на сферических токамаках привела к более сильной зависимости от тороидального поля. Такой пересмотр скейлинга был начат с работ [29, 30]. Так, в работе [29] анализ данных MAST привёл к зависимости  $\tau_E \sim I_p^{0,59} B_t^{1,4}$  с сохранением сильной зависимости от тока, но с гораздо более оптимистичной зависимостью от тороидального поля, так что  $\tau_{E\text{-Valovič}} \sim B_t^{2,3}$ .

На токамаке NSTX также был проделан подобный анализ с результатом [18], также подтвердивший сильную зависимость  $\tau_E$  от  $B_t$ :

$$\tau_{E\text{-NSTX}} = 0,095 I_p^{0,57} B_t^{1,08} n_{e19}^{0,44} R_0^{1,97} k^{0,78} \varepsilon^{0,58} A_i^{0,19} / P^{0,73}. \quad (27)$$

В работе [18] для целей системного анализа установок с разным аспектным отношением предложена гибридная модель для энергетического времени удержания плазмы  $\tau_{E\text{-Hybrid}}$ , объединяющая скейлинги NSTX (малые  $A$ ) и Petty (большие  $A$ ):

$$\begin{aligned} \tau_{E\text{-NSTX}} &= 0,095 I_p^{0,57} B_t^{1,08} n_{e19}^{0,44} R_0^{1,97} k^{0,78} \varepsilon^{0,58} A_i^{0,19} / P^{0,73} \quad (\varepsilon > 0,6); \\ \tau_{E\text{-Petty08}} &= 0,052 I_p^{0,57} B_t^{0,3} n_{e19}^{0,32} R_0^{2,09} k^{0,88} \varepsilon^{0,84} A_i^{0,0} / P^{0,47} \quad (\varepsilon < 0,4); \\ \tau_{E\text{-Hybrid}} &= 5[(\varepsilon - 0,4)\tau_{E\text{-NSTX}} + (0,6 - \varepsilon)\tau_{E\text{-Petty08}}] \quad (0,4 < \varepsilon < 0,6). \end{aligned} \quad (28)$$

Наконец, в последнее время при анализе экспериментов на токамаках Глобус-М, Глобус-М2, MAST и NSTX предложен скейлинг [31—33], хорошо описывающий имеющиеся данные экспериментов для MAST и NSTX и, особенно, новые результаты Глобус-М2:

$$\tau_{E\text{-Globus-2021}} = 0,066 I_p^{0,53} B_t^{1,05} n_e^{0,65} R_0^{2,62} k^{0,78} / P_{\text{aux}}^{0,58}. \quad (29)$$

**Скейлинги для доли бутстреп-тока  $f_{\text{BS}}$ .** В то время, как удержание электронов плазмы в токамаках существенно хуже, чем по неоклассической теории, а глобальные скейлинги энергетического времени жизни плазмы являются эмпирическими (см. (28), (29)), некоторые важные характеристики плазмы рассчитываются по неоклассике, а именно сопротивление плазмы  $R_{\text{pl}}$  и доля бутстреп-тока  $f_{\text{BS}}$ . В качестве исходных одномерных соотношений для плотности неоклассического бутстреп-тока используются формулы [34], выведенные для произвольных значений аспектного отношения или более поздние модели [24] и [35]. Путём сканирования множества вариантов зависимости  $f_{\text{BS}}$  от выбранных параметров были получены различные скейлинги для доли бутстреп-тока.

В качестве главных параметров нульмерного скейлинга для  $f_{BS}$  выбраны  $\beta_p$  (её тепловая часть) и аспектное отношение  $A$  или  $\varepsilon = A^{-1}$ . Поскольку  $f_{BS}$  по неоклассическим соотношениям определяется градиентами параметров плазмы, то в скейлинги для  $f_{BS}$  входят также показатели профилей концентрации  $\alpha_n$ , температуры  $\alpha_T$  и плотности тока  $\alpha_j$ . При этом вместо параметра  $\alpha_j$  используются и другие характеристики профиля плазменного тока: внутренняя индуктивность плазмы  $l_i$  и (или) отношение запаса устойчивости на периферии и в центре плазменного шнура  $q_{95}/q_0$ . Кроме того, в ряде подходов [24] учитывается возможность наличия примесей в плазме (через эффективный заряд плазмы  $Z_{эф}$ ).

Несмотря на огромную проделанную работу по получению скейлингов для  $f_{BS}$ , некоторая несамосогласованность подходов, тем не менее, остаётся. Так:

— радиальные профили концентрации, температуры и плотности тока плазмы не являются неоклассическими, а задаются «руками» (см. профили параболического типа (23) либо гауссовы профили в работе [26]);

— не учитывается наличие внутреннего транспортного барьера (ИТВ) и его влияние на  $f_{BS}$ ;

— ряд соотношений выведен в узком диапазоне параметров (только для  $A \gg 1$  либо только в бесстолкновительной области  $v_{e*} \ll 1$ );

— в некоторых полученных скейлингах (см., например, формулу далее (38)) независимыми считаются близкие по смыслу параметры, такие как  $l_i$  и  $q_{95}/q_0$  (оба параметра характеризуют профиль тока плазмы).

Приведём сводку (из огромной базы скейлингов для бутстреп-тока  $f_{BS}$ ) с краткими пояснениями.

*Скейлинги в приближении большого аспектного отношения  $A \gg 1$ .* Основная зависимость таких скейлингов  $f_{BS} \propto \varepsilon^{1/2} \beta_p$ :

$$f_{BS, w} = C_{BS} \varepsilon^{1/2} \beta_p, \quad (30)$$

при этом  $C_{BS}$  имеет постоянное значение  $\sim 0,33—0,5$  [36] либо является функцией запаса устойчивости

$$C_{BS} = \max(1, 2 - 0,2q^*/q_{min}, 0,6), \quad (31)$$

где  $q^* = \varepsilon(1 + k^2)\pi a B_{t0}/(\mu_0 I_p)$  [19].

К этому же типу отнесём и скейлинг, приведённый в материалах ИТЭР [15], с несколько более сильной зависимостью от  $\varepsilon^{1/2} \beta_p$ :

$$f_{BS, U} = \left( 1,32 - 0,235 \frac{q_{95}}{q_0} + 0,0185 \left( \frac{q_{95}}{q_0} \right)^2 \right) (\varepsilon^{1/2} \beta_p)^{1,3}. \quad (32)$$

Отметим, что в (32) зависимость  $f_{BS}$  от отношения  $q_{95}/q_0$  в диапазоне  $x = q_{95}/q_0 = 3—10$  довольно слабая (от 0,8 при  $x = 3$  к минимуму около 0,6 при  $x = 5—7$  и до 0,8 при  $x = 10$ ).

Приведём также скейлинг [37] с близкими к (30) зависимостями от  $\varepsilon$  и  $\beta_p$ , но содержащий также профильные коэффициенты  $\alpha_n$ ,  $\alpha_T$  и  $\alpha_j$ :

$$f_{BS} = 0,45 \varepsilon^{1/2} \beta_p^{0,92} \frac{(1 + \alpha_p)^{0,47}}{(1 + \alpha_j)^{0,45}}, \quad (33)$$

где  $\alpha_p = \alpha_n + \alpha_T$  — показатель пикированности профиля давления плазмы.

*Скейлинги для произвольных значений аспектного отношения.* Среди таких скейлингов отметим ранние работы [38, 39], в которых параметр  $C_{BS}$  в соотношении (26) представлен в виде функции от коэффициентов пикированности профилей  $\alpha_n$ ,  $\alpha_T$  и  $\alpha_j$ , эффективного заряда плазмы  $Z_{эф}$  и обратного аспектного отношения  $\varepsilon$ . При этом в разложении по малому параметру учтены слагаемые  $\propto \varepsilon^{1/2}$  и  $\varepsilon$ . Указанные в этих работах параметры зависимости для бутстреп-тока ( $\alpha_n$ ,  $\alpha_T$ ,  $\alpha_j$ ,  $Z_{эф}$ ,  $\varepsilon$ ) стали общепринятыми для дальнейших представлений скейлингов  $f_{BS}$ .

Приведём несколько более свежих скейлингов для бутстреп-тока, полученных обработкой большого количества вариантов с помощью кода ACCOME (Analyzer for Current Drive Consistent with Magnetohydrodynamics Equilibrium) двумя группами японских учёных:

— Gi et al [40]:

$$f_{BS, G1} = 0,474\alpha_p^{0,974}\alpha_T^{-0,416}Z_{эф}^{0,178}\left(\frac{q_{95}}{q_0}\right)^{-0,133}\varepsilon^{0,4}\beta_p; \quad (34)$$

$$f_{BS, G2} = 0,382\alpha_p^{0,974}\alpha_T^{-0,416}Z_{эф}^{0,178}\varepsilon^{0,258}\beta_p; \quad (35)$$

— Sakai et al [41]:

$$f_{BS, S1} = 10^{0,906\varepsilon - 0,83}\alpha_n^{0,015\varepsilon + 0,042}\alpha_T^{0,215\varepsilon - 0,287}\beta_p^{-0,863\varepsilon + 1,538}\left(\frac{q_{95}}{q_0}\right)^{0,133\varepsilon - 0,162}; \quad (36)$$

$$f_{BS, S2} = 10^{0,912\varepsilon - 0,968}\alpha_n^{0,125\varepsilon + 0,059}\alpha_T^{0,499\varepsilon - 0,255}I_i^{-0,119\varepsilon - 0,37}\beta_p^{-1,258\varepsilon + 1,576}. \quad (37)$$

К этому же типу скейлингов отнесём и зависимости для  $f_{BS}$ , полученные в рамках подхода [26]:

$$f_{BS, AL1} = \frac{0,78}{\varepsilon^{1/2}}(1 + \alpha_p)\frac{\beta_N q_{cyl} R_0}{I_i^{1,2} R_m}; \quad (38)$$

$$f_{BS, AL2} = 0,234(1 + \alpha_p)^{0,8}\varepsilon^{1/2}\beta_p. \quad (39)$$

На примере разряда Глобус-M2 № 38 800 будет проведено сопоставление указанных в (30)—(39) скейлингов для доли бутстреп-тока, а также выражений для  $\beta_p$  плазмы (15) + (16); (19) + (21).

**Скейлинг для токов увлечения.** Ввод в плазму импульса вдоль тора (пучки быстрых частиц, ВЧ-волны) генерирует токи увлечения, помогающие поддерживать ток плазмы. Принято соотношение для эффективности генерации токов увлечения  $I_{CD}$  вида

$$I_{CD} = \mu_{CD} \frac{P_{CD} < T >_V}{n_e R_0} [\text{МА}, \text{МВт}, \text{кэВ}, 10^{20} \text{ м}^{-3}, \text{м}]. \quad (40)$$

В соответствии с [19] для  $\mu_{CD}$  принято значение  $\mu_{CD} = 0,03—0,04$ .

**Давление быстрых частиц.** В качестве основного метода создания токов увлечения рассматривается инжекция пучков быстрых нейтралов энергией  $E_{NB}$  и подводимой к плазме мощностью  $P_{NB, in}$ . Поглощённая в плазме мощность  $P_{NB, abs} \equiv P_{CD}$  рассчитывается по кодам. Для давления быстрых частиц используется соотношение

$$p_f = \frac{2}{3}n_f E_{NB} \frac{P_{NB, abs}}{P_{NB, in}}, \quad (41)$$

где концентрация быстрых частиц

$$n_f = \frac{P_{NB, abs} \tau_{sc}}{E_{NB} V_{pl}}, \quad (42)$$

а время торможения

$$\tau_{sc} = 6,7 \cdot 10^{-2} \frac{< T >_V^{3/2} A_b}{< n_e >_V \ln \Lambda} \ln \left( 1 + A_i \left( \frac{E_{NB}}{14,8 A_b < T >_V} \right)^{3/2} \right) [\text{с}, \text{кэВ}, 10^{20} \text{ м}^{-3}], \quad (43)$$

где  $\ln \Lambda = 16,1 + \ln \left( \frac{< T >_V}{< n_e >_V^{1/2}} \right)$  [кэВ,  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ] — кулоновский логарифм.

В присутствии быстрых частиц полное давление плазмы  $p_{tot} = p + p_f$ . При этом полная тороидальная и нормализованная бета плазмы могут быть записаны в виде

$$\beta_{t, tot} = \frac{2\mu_0 \int p_{tot} dV}{B_t^2 V_{pl}}; \quad \beta_{N, tot} = \frac{100 a B_{t0} \beta_{t, tot}}{I_p} [\text{М}, \text{Тл}, \text{МА}]. \quad (44)$$

## ВЕРИФИКАЦИЯ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТИ КОДА НА ПРИМЕРЕ РАЗРЯДА № 38 800 ГЛОБУС-М2

В табл. 2 (столбец «Экспериментальные данные») приведены экспериментальные значения параметров плазмы для разряда № 38 800 в сферическом токамаке Глобус-М2 (дейтериевая плазма). Данные относятся к моменту времени  $t = 180$  мс, когда основные параметры выходят на плато (рис. 1).

Т а б л и ц а 2. Разряд № 38 800: сопоставление данных эксперимента с расчётами

Параметр	Экспериментальные данные	Расчёт по GLOBSYS
$V_p, \text{м}^3$	0,62	0,64
$R_m, \text{м}$		0,42
$q_{95}$	7,07	6,7
$U_{\text{res}}, \text{В (tot. MCC)}$	1,1	1
$U_{\text{res}}, \text{В (tot.-bs-cd)}$	0,7	0,78
$\beta_p$	0,4	0,4
$l_i$	0,9—1,0	0,9
$P_{\text{OH}}, \text{кВт}$	326	336
$\langle T_e \rangle / T_{e0}, \text{кэВ}$	0,45/1,17	0,47/1,07
$\langle T_i \rangle / T_{i0}, \text{кэВ}$	0,47/1,0	
$\langle n_e \rangle / n_{e0}, 10^{20} \text{м}^{-3}$	0,65/1,00	0,65/1,00
$W_p / W_{\text{pot}}, \text{кДж}$	10/(10,5—11)	10,7/12
$\beta_N$	2,1	2 (th.)/2,3 (tot.)*
$\beta_t, \%$	4,63	4,6 (th.)/5,2 (tot.)*
$\tau_E, \text{мс}$	13	14,0
$f_{\text{BS}}, \%$	16	17,5
$f_{\text{CD}}, \%$	5	6

\*th. — тепловая составляющая, tot. — полная, с учётом быстрого компонента.

Данные по геометрии плазмы, току и магнитному полю для  $t = 180$  мс получены восстановлением крайней замкнутой магнитной поверхности методом подвижных токовых колец:  $R_0 = 36,5$  см,  $a = 23,9$  см,  $k = 1,64$ ,  $\delta = 0,28$ ,  $I_p = 442$  кА,  $B_{i0} = 0,808$  Тл (при  $R_0 = 36,5$  см),  $q = 7,07$ ,  $V_p = 0,62$  м<sup>3</sup>, периметр  $L = 2,04$  м. При указанных параметрах расчёт периметра по соотношениям (16), (17) и (18) даёт  $L = 2,04$  (16),  $L = 2,14$  (17),  $L = 1,72$  м (18). Ближе всего к измеренному значению формула (16):  $L = 2\pi a \sqrt{\frac{1+k^2}{2}}$ .

$$\text{мула (16): } L = 2\pi a \sqrt{\frac{1+k^2}{2}}.$$

В разряде № 38 800 использовался нагрев плазмы пучком быстрых атомов дейтерия энергией  $E_{\text{NB}} = 28$  кэВ и с подводимой к плазме мощностью  $P_{\text{NB, in}} = 850$  кВт. Расчёты по коду NUBEAM привели к поглощённой мощности  $P_{\text{NB, abs}} = 510$  кВт, а при использовании полного орбитального кода  $P_{\text{NB, abs}} = 430$  кВт. Последняя величина была принята в качестве входной для кода GLOBSYS.

Радиальные профили температуры и концентрации электронов плазмы измерены с помощью лазера томсоновского рассеяния. Основной тип примеси в плазме — углерод со стенок, эффективный заряд  $Z_{\text{эф}} = 1,6$ .

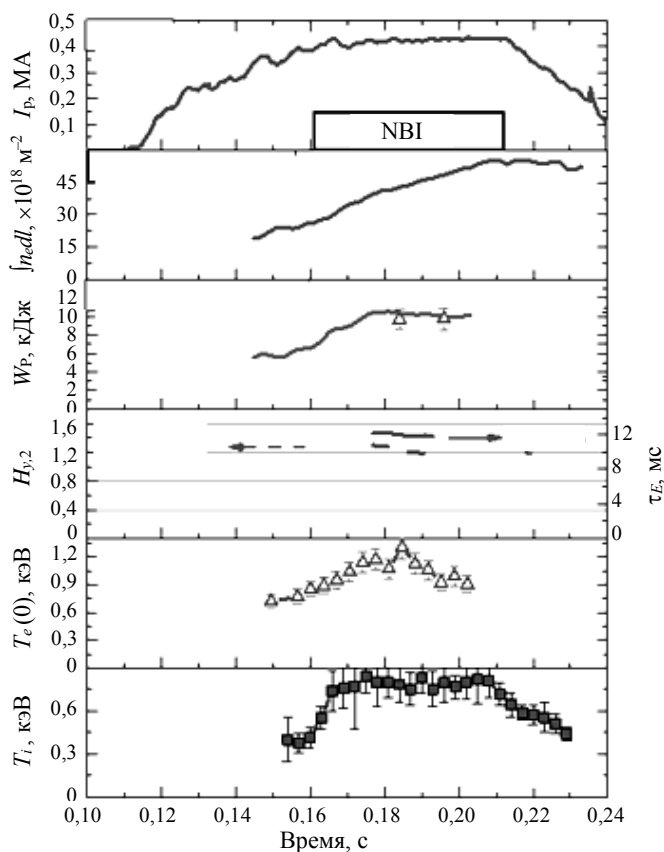


Рис. 1. Глобус-М2, разряд № 38 800, эволюция плазменных параметров: тока  $I_p$ , хордовой концентрации  $\langle n_e \rangle dl$ , тепловой энергии  $W_p$ , энергетического времени жизни  $\tau_E$ , температур электронов  $T_{e0}$  и ионов  $T_i$

Принято, что внутренняя индуктивность плазмы  $l_i = 0,9$ , что соответствует значению, полученному из кода равновесия и усреднённого по пилообразным колебаниям.

**Сопоставление скейлингов для  $\beta_p$ -плазмы.** Выберем энергетическое время жизни плазмы, соответствующее скейлингу  $\tau_{E-Globus-2021}$  (29), а долю бутстреп-тока — скейлингу (38). Тогда для данных № 38 800 при  $l_i = 0,9$  получим:

— при усреднении по периметру (15) + (16):  $\beta_{p,L} = 0,40$ ;  $f_{BS} = 0,17$ ;  $P_{OH} = 336$  кВт;  $\tau_E = 14$  мс;

— при усреднении по объёму (19) + (21):  $\beta_{p,V} = 0,33$ ;  $f_{BS} = 0,14$ ;  $P_{OH} = 344$  кВт;  $\tau_E = 14$  мс.

Далее будем использовать усреднение полоидального магнитного поля по периметру  $\beta_{p,L}$ .

**Сопоставление скейлингов для бутстреп-тока.** При указанных ранее предположениях значения бутстреп-тока по различным скейлингам приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Значения  $f_{BS}$  по разным скейлингам

Скейлинг для бутстреп-тока	Значения по скейлингам
Wesson (30) с $C_{BS} = 0,45$	$f_{BS,W} = 0,147$
Uckan (32)	$f_{BS,U} = 0,14$
Gi (34)	$f_{BS,G1} = 0,217$
Gi (35)	$f_{BS,G2} = 0,239$
Sakai (36)	$f_{BS,S1} = 0,194$
Sakai (37)	$f_{BS,S2} = 0,21$
Andrade, Ludwig (38)	$f_{BS,AL1} = 0,125$
Andrade, Ludwig (39)	$f_{BS,AL2} = 0,174$

Отметим разброс в величине  $f_{BS}$  по различным скейлингам (30)—(39) по сравнению с результатом  $f_{BS} = 0,16$  обработки экспериментальных данных по коду ASTRA (см. левый столбец табл. 3). Доля бутстреп-тока  $f_{BS}$  по скейлингам (34)—(37) несколько завышена. Возможно, это связано с выходом за область их применимости. Так, скейлинги [38] получены для диапазона изменения  $\beta_p > 0,6—0,9$ . Скейлинги [39] относятся к вариантам конфигурации плазмы с очень большой вытянутостью и треугольностью ( $k = 2,3$ ,  $\delta = 0,5$ ). Наиболее близкие результаты с экспериментом даёт скейлинг (39).

**Сопоставление скейлингов для энергетического времени жизни плазмы  $\tau_E$ .** Для разряда № 38 800 при  $t = 180$  мс параметры плазмы при использовании различных скейлингов  $\tau_E$  приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Некоторые параметры разряда № 38 800 при разных скейлингах  $\tau_E$ 

Вид скейлинга $\tau_E$	$\tau_E$ , мс	$f_{BS}$	$\beta_{p,L}$	$P_{OH}$ , кВт
ITER (26) (с $H_{y,2} = 1$ )	11	0,15	0,35	410
ITER (26) (с $H_{y,2} = 1,2$ )	14	0,176	0,41	330
NSTX (27)	28	0,27	0,6	170
Globus-2021 (29)	14	0,175	0,4	336

Результаты сильно отличаются для разных скейлингов  $\tau_E$ . Наиболее близки к экспериментальным данным использованные скейлинг Globus-2021 и скейлинг ITER при коэффициенте улучшения удержания  $H_{y,2} = 1,2$ . Далее примем в качестве базового для Глобус-М2 скейлинг Globus-2021 (см. табл. 2, в которой приведено сопоставление расчётных и экспериментальных данных для следующего набора скейлингов: (15) + (16) — для  $\beta_p$ ; (39) — для бутстреп-тока; (29) — для энергетического времени жизни плазмы.

### ИНЖЕНЕРНАЯ ЧАСТЬ КОДА: ДАННЫЕ ПО БАЛАНСУ ПОТОКА И НАГРЕВУ ОБМОТОК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ГЛОБУС-М2 В РАЗРЯДЕ № 38 800

В разделе базовые цели Глобус-3 в качестве одного из критериев длительного импульса разряда поставлено условие: длительность плато тока должна превышать время установления профилей параметров плазмы  $\tau_{plateau} > \tau_{L/R}$ ,  $\tau_{L/R} \equiv L_p/R_{pl}$ ,  $L_p$  и  $R_{pl}$  — полная индуктивность и сопротивление плазмы.

Для разряда № 38 800 на плато тока плазмы полная индуктивность и сопротивление плазмы составляют  $L_p \approx 0,35$  мкГн и  $R_{pl} \approx 2,2$  мкОм, т.е.  $\tau_{L/R} \approx 160$  мс. Как следует из рис. 1, плато тока в разряде существенно меньше. Ранее упоминалось об основных ограничениях на длительность разряда, связанных с запасом потока и допустимым нагревом элементов электромагнитной системы. Приведём соответствующие данные.

**Баланс потока.** Составляющие баланса потока в разряде № 38 800 приведены в табл. 5. Как видно из таблицы, баланс потока выполнен. При этом на плато тока остаётся всего 40 мВб, что позволяет достичь длительности плато около 50 мс. Дальнейшее увеличение длительности плато можно ожидать при увеличении запаса потока в центральном соленоиде (проектное значение 400 мВб, в разряде № 38 800 достигнуто 226 мВб), минимизации резистивных затрат потока  $\Delta\psi_R$  на стадии подъёма тока плазмы (снижение  $C_{Ejima} = \Delta\psi_R/(\mu_0 R_m I_p)$ ) и увеличении доли неиндуктивного тока плазмы.

Т а б л и ц а 5. Компоненты баланса потока в разряде № 38 800

Стадия разряда	Затраты потока, мВб	Примечание
Создание условий для пробоя	20	$U \sim 7$ В
Пробой и подъём тока до 50 кА	25	Изменение полного потока от 131,6 до 107 мВб $C_{Ejima} = 0,5$ $L_p \approx 0,35$ мкГн
Резистивные затраты потока на подъёме тока до $I_p = 440$ кА	120	
Индуктивная составляющая потока $L_p \cdot I_p$	150	$U_{res} \approx 0,8$ В, плато тока от 160 до 210 мс
Резистивные затраты потока на плато при нагреве	40	
Суммарные затраты потока	355	
Вклад от изменения потока от центрального соленоида	226,5	Изменение потока от 109,8 до -116,7 мВб
Вклад в поток от внешних полоидальных обмоток	130,2	Изменение потока от 21,8 до -108,4 мВб
Суммарный запас потока	356,7	Изменение потока от 131,6 до -225,1 мВб

**Нагрев тороидальной обмотки в ходе разряда № 38 800.** Некоторые параметры обмотки тороидального поля (ОТП) токамака Глобус-М2:

Сопротивление тороидальной обмотки, МОм . . .	1,5
Ток по витку при поле 0,8 Тл (при $R = 0,36$ м), кА . . .	90
Ток по витку при поле 1 Тл (при $R = 0,36$ м), кА . . .	112,5
Сечение проводника в наиболее узком месте, мм <sup>2</sup> . . .	582
Омическая мощность в ОТП при поле 0,8 Тл, МВт . . .	12
Омическая мощность в ОТП при поле 1 Тл, МВт . . .	20

Материал обмотки — серебрясодержащая медь. Начальная температура обмотки 20 °С. Эволюция тока по обмотке в разряде № 38 800 при поле 0,8 Тл показана на рис. 2. Значения мощности нагрева (12 МВт в поле 0,8 Тл и 20 МВт в поле 1 Тл) довольно велики. В этом случае в ходе импульса ОТП нагревается практически по адиабате и её охлаждение возможно только между импульсами (пауза между импульсами около 10 мин).

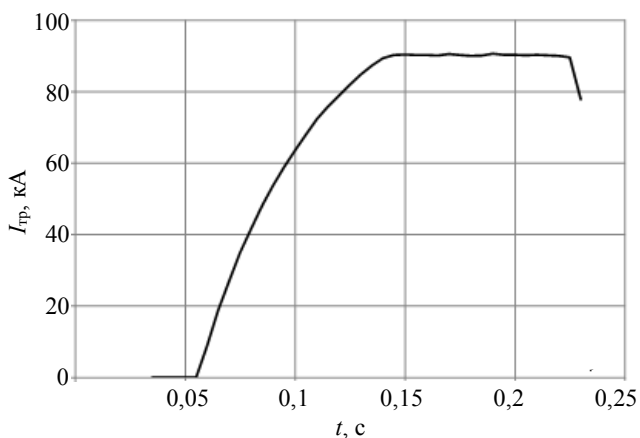


Рис. 2. Эволюция тока по витку тороидальной обмотки в разряде № 38 800

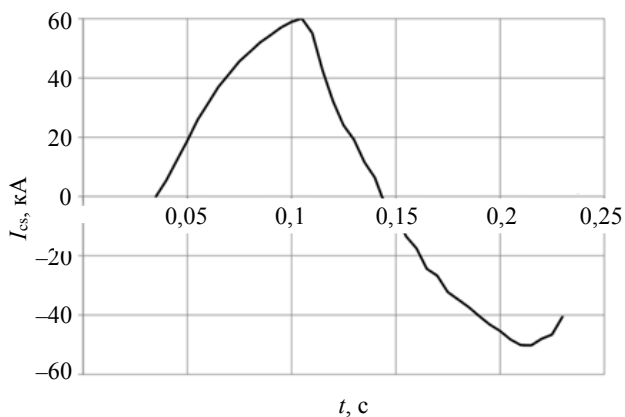


Рис. 3. Эволюция тока по витку центрального соленоида в разряде № 38 800

При магнитном поле  $B_{t0} = 0,8$  Тл конструктивная плотность тока (геометрическая) по тороидальной обмотке на внутреннем обводе 108 МА/м<sup>2</sup>. Плотность тока по проводнику (в наиболее узком месте в области расположения центрального соленоида) 155 МА/м<sup>2</sup>. Приведённая на рис. 2 эволюция тока по витку ОТП позволяет определить приращение температуры за импульс (около 20 °С). Указанная величина перегрева обмотки существенно меньше допустимой (около 80 °С), и в данном разряде нагрев ОТП не является ограничением на длительность разряда.

**Нагрев центрального соленоида в ходе разряда № 38 800.** Расчёт нагрева центрального соленоида (ЦС) по той же методике, что и для ОТП по показанной на рис. 3 эволюции тока по проводнику ЦС (с использованием параметров ЦС Глобус-М2 для разряда № 38 800: максимальный ток по витку 60 кА, сечение проводника 272 мм<sup>2</sup>, плотность тока по проводнику 220 МА/м<sup>2</sup>), приводит к величине приращения температуры в ходе импульса около 20 °С и также в данном разряде не ограничивает длительность импульса разряда.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведено описание нульмерного инженерно-физического кода GLOBSYS, ориентированного на анализ разрядов в сферическом токамаке Глобус-М2 и на параметрический анализ следующего шага программы Глобус — установку Глобус-3, представляющую собой водородный прототип нейтронного источника.

В рамках нульмерного приближения уточнены определения основных скейлингов параметров плазмы ( $\beta_p$ , доля бутстреп-тока, энергетическое время жизни плазмы), а также специфика расчёта индуктивности и сопротивления плазмы в сферических токамаках.

Результаты расчётов параметров плазмы по коду сопоставлены с экспериментальными данными одного из разрядов (№ 38 800) Глобус-М2 с пучковым нагревом и показали хорошее соответствие.

Сформулированы цели следующего шага (Глобус-3), главные из которых длинный импульс, большое тороидальное поле и мощный нагрев, которые позволяют рассматривать Глобус-3 в качестве водородного прототипа нейтронного источника. Приведены инфраструктурные ограничения на параметры Глобус-3, которые требуют в дальнейшем анализа различных вариантов исполнения электромагнитной системы. На примере разряда № 38 800 Глобус-М2 показана работа ограничений по балансу потока и нагреву элементов электромагнитной системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (соглашение № 21-79-20133 от 24.03.2021 между РФФ и АО «НИИЭФА»).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Dragojlovic Z. et al.** An advanced computational approach to system modeling of tokamak power plants. — Fusion Science and Technology, 2009, vol. 56, p. 913.
2. **Dragojlovic Z. et al.** An advanced computational algorithm for systems analysis of tokamak power plants. — Fusion Engineering and Design, 2010, vol. 85, p. 243.
3. **Fujieda H., Murakami Y., Sugihara M.** Tokamak Plasma Power Balance Calculation Code (TPC Code) Outline and Operation Manual: Preprint JAERI-M 92-178, 1992.
4. **Utoh H., Tobita K.** Modeling of JAEA system code and results of the benchmark test case in JA. — In: The 8th Workshop on DEMO in the Broader Approach Activities, 2011.
5. **Kovari M., Kemp R., Knight P.J., Ward D.J.** The PROCESS Fusion Reactor Systems Code. PROCESS Summary Paper. DRAFT 22/08/2011, 2011.
6. **Knight P.J., Kovari M.D.** A User Guide to the PROCESS Fusion Reactor Systems Code, version 12, January 2016.
7. **Reux C. et al.** DEMO reactor design using the new modular system code SYCOMORE. — Nuclear Fusion, 2015, vol. 55, p. 073011.
8. **Kahn S., Reux C., Artaud J.-F., Aiello G., Blanchard J.-B. et al.** Sensitivity analysis of fusion power plant designs using the SYCOMORE system code. — Nuclear Fusion, 2019, vol. 60 (1), p. 016015.
9. **Johner J.** HELIOS: a zero-dimensional tool for next step and reactor studies. — Fusion Science and Technology, 2011, vol. 59, p. 308.
10. **Hartmann T.** Development of a Modular Systems Code to Analyse the Implications of Physics Assumptions on the Design of a Demonstration Fusion Power Plant, PhD, 2013.
11. **Menon V., Srinivasan R., Kaw P.K. et al.** Physics design and analysis code SPECTRE for tokamak based Fusion. — In: 25th IAEA Fusion Energy Conference. St. Petersburg, Russia, 2014, FIP/P7-19.
12. **Hong B.G., Lee D.V., In S.R.** Tokamak reactor system analysis code for the conceptual development of DEMO reactor. — Nuclear Engineering and Technology, 2008, vol. 40, № 1, p. 87.
13. **Ye M.Y., Wang S.J., Mao S.F. et al.** Development of CFETR integration design platform: modular structure. — Transactions on Plasma Science, 2017, vol. 45, № 3, p. 512.
14. **Dehong Chen.** Development and application of system analysis program for parameters optimization and economic assessment of fusion reactor (SYSCODE). — In: 1st IAEA Technical Meeting on the Safety, Design and Technology of Fusion Power Plants. Vienna, Austria, 3—5 May 2016.
15. **Uckan N.A. and ITER Physics Group.** ITER Physics Design Guidelines. ITER Documentation Series № 10. — Vienna: IAEA, 1990.
16. **Candy J., Bernholdt D., Green D., Dorr M., Dorf M., Schissel D., Holland C., Batchelor D., Diem S., Izzo V., Meneghini O., Orlov D., D’Azevedo E., Park J.M., Smith S., Snyder P., Umansky M.** AToM: Advanced Tokamak Modeling: Introduction and first physics results. SciDAC-3 PI Meeting. Bethesda, MD, 22—24 July 2015.
17. **Muldrew S.I., Lux H., Cunningham G. et al.** PROCESS: systems studies of spherical tokamaks. — Fusion Engineering and Design, 2020, p. 111530.
18. **Menard J.E.** Compact steady-state tokamak performance dependence on magnet and core physics limits. — Phil. Trans. Royal Society, A 377: 20170440, 2019.

19. **Menard J.E., Brown T., El-Guebaly L., Boyer M., Canik J. et al.** Fusion nuclear science facilities and pilot plants based on the spherical tokamak. — Nuclear Fusion, 2016, vol. 56, p. 106023.
20. **Голикков А.А., Кутеев Б.В.** Усовершенствованная модель для анализа плазменных характеристик токамака с интенсивной реакцией ядерного синтеза. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, т. 35, вып. 1, с. 45.
21. **Курский Г.С., Сахаров Н.В., Щёголев П.Б., Бахарев Н.Н., Киселев Е.О., Авдеева Г.Ф., Гусев В.К., Ибляминова А.Д., Минаев В.Б. и др.** Нуль-мерная модель для описания эффективности нагрева и термоизоляции плазмы токамака Глобус-М в омических режимах. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 4, с. 87.
22. **Hirshman S.P., Neilson G.P.** External inductance of an axisymmetric plasma. — Phys. Fluids, 1986, vol. 29, p. 790.
23. **Ludwig G.O., Andrade M.C.R.** External inductance of large to ultralow aspect-ratio tokamak plasmas. — Physics of Plasmas, 1998, vol. 5, № 6, p. 2274.
24. **Sauter O., Angioni C.** Neoclassical conductivity and bootstrap current formulas for generalaxisymmetric equilibria and arbitrary collisionality regime. — Physics of Plasmas, 1999, vol. 6, p. 2834.
25. **Беляков В.А., Минеев А.Б.** Токамак: равновесные плазменные конфигурации. Учебное пособие. — СПбГУ, ПИМ-ПУ ВВМ, 2010.
26. **Andrade M.C.R., Ludwig G.O.** Scaling of bootstrap current on equilibrium and plasma profile parameters in tokamak plasmas. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2008, vol. 50, p. 065001.
27. **Costley A.E., Hugill J., Buxton P.F.** On the power and size of tokamak fusion pilot plants and reactors. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 033001.
28. **ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, Special Issue, 1999, vol. 39.
29. **Valovič M., Akers R., Cunningham G., Garzotti L., Lloyd B. et al.** Scaling of H-mode energy confinement with  $I_p$  and  $B_t$  in the MAST spherical tokamak. — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, p. 075016.
30. **Valovič M., Akers R., de Bock M., McCone J., Garzotti L. et al.** Collisionality and safety factor scalings of H-mode energy transport in the MAST spherical tokamak. — Nuclear Fusion, 2009, vol. 51, p. 073045.
31. **Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.V., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V.** Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field approaching 0.8 T. — In: IAEA Fusion Energy Conference, IAEA-EXC-P7, 2021.
32. **Kurskiev G.S. et al.** Thermal energy confinement at the Globus-M spherical tokamak. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 066032.
33. **Kurskiev G.S. et al.** Tenfold increase in the fusion triple product caused by doubling of toroidal magnetic field in the spherical tokamak Globus-M2. — Nucl. Fusion, 2021, vol. 61, p. 064001.
34. **Hirshman S.P.** Finite-aspect-ratio effects on the bootstrap current in tokamaks. — Physics of Fluids, 1988, vol. 31, № 10, p. 3150.
35. **Hager R., Chang C.S.** Gyrokinetic neoclassical study of the bootstrap current in the tokamak edge pedestal with fully non-linear Coulomb collisions. — Physics of Plasmas, 2016, vol. 23, p. 042503.
36. **Wesson J.** Tokamaks. — Oxford University Press, 2011.
37. **Hoang G.T. et al.** — In: Proc. 24th EPS Conference. Bershtesgaden, Germany, 1997, vol. 21A, Part III, p. 965.
38. **Pomphrey N.** Bootstrap Dependence on Plasma Profile Parameters. Preprint PPPL-2854, 1992.
39. **Wilson H.R.** Bootstrap current scaling in tokamaks. — Nuclear Fusion, 1992, vol. 32, p. 257.
40. **Gi K., Nakamura M., Tobita K., Ono Y.** Bootstrap current fraction scaling for a tokamak reactor design study. — Fusion Eng. Des., 2014, vol. 89, p. 2709.
41. **Sakai R., Fujita T., Okamoto A.** Derivation of bootstrap current fraction scaling formula for 0-D system code analysis. — Fusion Eng. Des., 2019, vol. 149, p. 111322.

**АО «НИИЭФА» им. Д.В. ЕФРЕМОВА, 196641 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ, пос. МЕТАЛЛОСТРОЙ,  
ДОРОГА НА МЕТАЛЛОСТРОЙ 3, РОССИЯ**



Анатолий Борисович Минеев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности  
min-anat@mail.ru



Эдуард Николаевич Бондарчук, начальник отдела, к. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности  
bondar@sintez.niefa.spb.su



Андрей Александрович Кавин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности  
kavin@sintez.niefa.spb.su



Алексей Юрьевич Конин, инженер-исследователь II категории



Игорь Юрьевич Родин, заместитель генерального директора по термоядерным и магнитным технологиям АО «НИИЭФА», научный руководитель приоритетного направления «сверхпроводимость» ГК «Росатом», к. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности  
rodin@sintez.niiefa.spb.su



Виктор Николаевич Танчук, начальник лаборатории, ветеран атомной энергетики и промышленности  
victor.tanchuk@sintez.niiefa.spb.su



Олег Геннадьевич Филатов, научный руководитель АО «НИИЭФА», д.ф.-м.н., Золотая медаль имени И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности  
filatovog@niiefa.spb.su

**ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ, 194021 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ,  
ул. ПОЛИТЕХНИЧЕСКАЯ 26, РОССИЯ**



Николай Николаевич Бахарев, м.н.с., к.ф.-м.н.  
bakharev@mail.ioffe.ru



Никита Сергеевич Жильцов, м.н.с., аспирант  
nikita.zh@mail.ioffe.ru



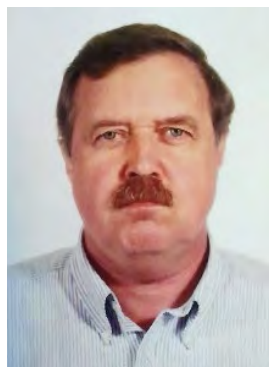
Глеб Сергеевич Курский, н.с., к.ф.-м.н.  
gleb.kurskiy@gmail.com



Евгений Олегович Киселёв, аспирант



Владимир Борисович Минаев, в.н.с., к.ф.-м.н., заместитель руководителя установки, лауреат премии Правительства РФ  
vladimir.minaev@mail.ioffe.ru



Николай Владимирович Сахаров, с.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии Правительства РФ  
nikolay.sakharov@mail.ioffe.ru



Юрий Викторович Петров, с.н.с., к.ф.-м.н.  
yu.petrov@mail.ioffe.ru



Анна Юрьевна Тельнова, м.н.с.  
anna.telnova@gmail.com

Статья поступила в редакцию 11 июля 2021 г.

После доработки 16 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 37—51.

УДК 621.039.61:533.9.082.5

## ПРИМЕНЕНИЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 ПО ДАННЫМ ДИАГНОСТИК ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЙНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Е.Е. Ткаченко, Г.С. Курскиев, Н.С. Жильцов, А.В. Воронин, В.Ю. Горяинов, Е.Е. Мухин, С.Ю. Толстяков,  
В.И. Варфоломеев, В.К. Гусев, В.Б. Минаев, А.Н. Новохацкий, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров,  
Е.О. Киселёв, П.Б. Щеголев*

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Важной частью исследований в области физики высокотемпературной плазмы является определение температуры электронов в плазменных экспериментах на токамаке. Для её измерения наряду с другими диагностиками применяют как диагностику томсоновского рассеяния лазерного излучения, так и диагностику потока мягкого рентгеновского излучения. Возможности измерения температуры электронов первой диагностикой ограничены частотой повторения импульсов лазера и их количеством в одном разряде токамака. Данные второй диагностики непрерывны во времени и определяются временным разрешением детекторов, однако получение с её помощью значений температуры электронов сопряжено с рядом сложностей, описываемых в статье. Для преодоления этих сложностей и объединения преимуществ диагностик разработан метод совместной обработки их результатов с использованием алгоритмов машинного обучения. Обучающие данные включают в себя результаты измерения интенсивности потока мягкого и жёсткого рентгеновского излучения, а также излучения углеродной примеси на линии СIII. В качестве ответов для обучения с учителем используются данные температуры электронов, полученные диагностикой томсоновского рассеяния. Разработанный метод позволил существенно расширить возможности определения температуры электронов на токамаке Глобус-М2.

**Ключевые слова:** температура электронов, сферический токамак, мягкое рентгеновское излучение, машинное обучение, Глобус-М2, диагностика томсоновского рассеяния, диагностика плазмы.

## APPLICATION OF MACHINE LEARNING TO DETERMINE ELECTRON TEMPERATURE IN GLOBUS-M2 TOKAMAK USING THE SOFT X-RAY EMISSION DATA AND THE THOMSON SCATTERING DIAGNOSTICS DATA

*E.E. Tkachenko, G.S. Kurskiev, N.S. Zhiltsov, A.V. Voronin, V.Yu. Goryainov, E.E. Mukhin, S.Yu. Tolstyakov,  
V.I. Varfolomeev, V.K. Gusev, V.B. Minaev, A.N. Novokhatsky, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov,  
E.O. Kiselev, P.B. Shchegolev*

*Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg, Russia*

An important part of high-temperature plasma study is the determination of the electron temperature dynamics in tokamak plasma. At spherical tokamaks, one can use the Thomson scattering diagnostics as well as soft X-ray emission diagnostics (SXR). The temporal resolution of the first diagnostics is limited by the repetition rate of the high-power probing laser pulses. Thus, it cannot be used for fast processes. On the other hand, SXR diagnostics has a high temporal resolution, but the measurement accuracy is rather bad. To solve this problem, a machine learning based algorithm was developed and applied to estimate electron temperature. Training data includes soft X-ray diagnostic data, hard X-ray diagnostic data, and CIII line emissivity diagnostic data. Thomson's local scatter measurements have been used as labels for machine learning. The developed technique allows significantly expand the possibilities of determining the electron temperature on the Globus-M2 tokamak.

**Key words:** electron temperature, spherical tokamak, soft x-ray, machine learning, Globus-M2, Thomson scattering, plasma diagnostic.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-52-62

### ВВЕДЕНИЕ

Для измерения температуры электронов  $T_e$  в плазме сферических токамаков традиционно применяют как диагностику томсоновского рассеяния (TS — Thomson Scattering) [1], так и диагностику потока мягкого рентгеновского излучения (SXR — Soft X-Ray) [2]. Диагностика TS даёт наиболее достоверные локальные измерения  $T_e$  в том случае, когда коллективными эффектами можно пренебречь. Однако частота измерений температуры ограничена частотой повторения импульсов лазера и их количеством в одном разряде токамака, что для большинства диагностик TS делает практически невозможным исследование быстрых процессов, происходящих в плазме.

Этого недостатка лишена диагностика SXR, поскольку она обладает высоким временным разрешением и с её помощью можно получать подробный временной ход  $T_e$  во время всего плазменного разряда. Однако при этом погрешность определения температуры «методом фольг», традиционно применяемым для интерпретации измерений диагностики SXR, значительно возрастает в случае регистрации сильного линейчатого излучения примесей детекторами мягкого рентгеновского излучения.

Для преодоления указанных недостатков обеих диагностик удачным решением видится их совмещение, которое будет особенно ценно для сферических токамаков, где в силу их специфики применение диагностики ECE (электрон-циклотронного излучения) затруднительно. Данная идея уже была опробована на токамаках NSTX [3] и EAST [4], на которых традиционный «метод фольг» был улучшен с помощью нормировки на значения температуры электронов, полученные диагностикой TS. На токамаке NSTX-U [5] объединение диагностик предлагают сделать с помощью нейронных сетей, так как «метод фольг» неприменим из-за наличия тяжёлой вольфрамовой примеси и соответствующего линейчатого излучения.

Статья построена следующим образом: сначала приводится описание диагностик SXR и TS и их взаимного расположения на токамаке Глобус-М2; далее детально рассмотрен традиционный «метод фольг» измерения температуры электронов по сигналам мягкого рентгеновского излучения. Данные диагностики TS использовались для более точного определения калибровочных коэффициентов. Показаны границы применимости «метода фольг» для токамака Глобус-М2, описан метод объединения диагностик с использованием машинного обучения. В Заключение представлены результаты работы предложенного метода.

## РАСПОЛОЖЕНИЕ ДИАГНОСТИК SXR И TS НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

Схема расположения диагностик SXR и TS на токамаке Глобус-М2 показана на рис. 1.

На токамаке Глобус-М2 установлено четыре детектора потока мягкого рентгеновского излучения, каждый из которых оснащён фильтрами в виде бериллиевых фольг разной толщины: 15, 27, 50 и 80 мкм [6]. Регистрация рентгеновского излучения осуществляется вдоль хорды, направленной по большому радиусу в центр плазменного шнура. Временное разрешение диагностики  $\sim 30$  мкс. Спектральный диапазон регистрации излучения детекторов определяется границей пропускания бериллиевых фильтров (энергия отсечки  $E_c$  на уровне половины пропускания равна 1,3, 1,6, 2 и 2,3 кэВ соответственно), с одной стороны, и чувствительностью детектора ( $\sim 10$  кэВ), с другой стороны. Бериллиевые фильтры используются для того, чтобы отсечь область линейчатого излучения типичных для Глобуса-М2 примесей: углерод, кислород и железо.

В работе были использованы данные диагностики томсоновского рассеяния, работавшей на токамаке Глобус-М2 до 2020 г. Частота следования импульсов лазера в данной диагностике 1 кГц, но за один разряд токамака Глобус-М2 могло быть всего до 20 импульсов лазера. Ключевыми элементами данной диагностики были многоимпульсный инфракрасный лазер на Nd-стекле с генерацией на длине волны 1055 нм и высокочувствительная система регистрации сигналов. Диагностика позволяла проводить измерения от внешней до внутренней границы плазмы в 10 пространственных точках. В работе используются измерения только одной точки, соответствующей центральной области плазмы.

Измерение температуры данной диагностикой строится на анализе формы спектра рассеянного плазмой излучения при зондировании монохроматическим импульсом.

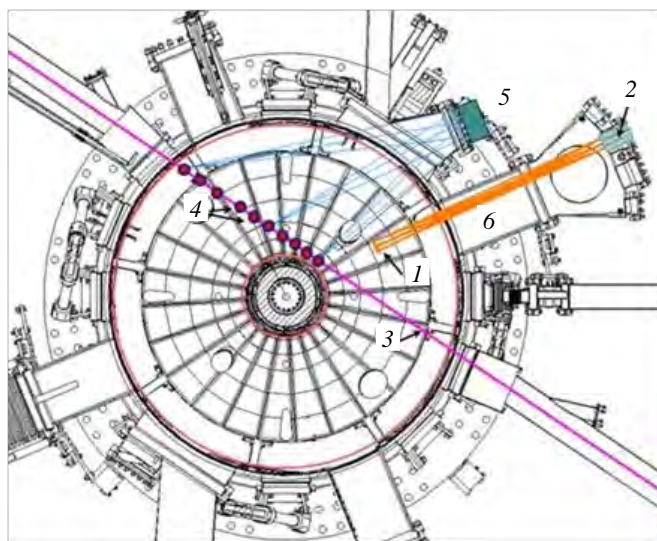


Рис. 1. Схема расположения диагностик SXR и TS: 1 — область измерения температуры электронов диагностикой SXR; 2 — детекторы мягкого рентгеновского излучения; 3 — зондирующий лазерный пучок; 4 — точки измерения температуры электронов диагностикой TS; 5 — объектив диагностики TS; 6 — линии сбора излучения SXR

Если коллективными эффектами можно пренебречь, тогда считается, что рассеяние зондирующего излучения происходит на свободных электронах и ширина спектра томсоновского рассеяния пропорциональна температуре электронов:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx 2\sqrt{2} \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{T_e}{m_e c^2}},$$

где  $\Delta\lambda$  — ширина спектра TS;  $\lambda_0$  — длина волны зондирующего излучения;  $m_e$  — масса электрона;  $c$  — скорость света;  $\theta$  — угол между направлением распространения падающей и рассеянной волны.

Подробное описание диагностики приведено в статьях [7, 8].

### ТРАДИЦИОННЫЙ РАСЧЁТ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ ПО «МЕТОДУ ФОЛЬГ» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ TS

Детектор мягкого рентгеновского излучения регистрирует непрерывное излучение из плазмы, включающее в себя тормозное, рекомбинационное излучение и линейчатое излучение примесей. Если предположить, что электроны описываются максвелловской функцией распределения и линейчатым излучением примесей можно пренебречь, то сигнал с детектора мягкого рентгеновского излучения можно записать следующим образом [3]:

$$\varepsilon_X(t) \sim \int_{E_c}^{E_A} T(E)A(E)T_e^{-1/2}(t)\gamma(T_e, Z_{\text{эф}})Z_{\text{эф}}(t)n_e^2(t)\exp\left\{-\frac{E}{T_e(t)}\right\}dE,$$

где  $T_e(t)$ ,  $n_e(t)$  — температура и концентрация электронов;  $E_c$  — энергия отсечки бериллиевой фольги;  $E_A$  — верхний предел чувствительности детектора;  $T(E)$  — функция пропускания фольги;  $A(E)$  — функция чувствительности детектора;  $\gamma(T_e, Z_{\text{эф}})$  — множитель, показывающий во сколько раз мощность суммарного рентгеновского излучения, приходящего на детектор, больше мощности только тормозного из-за рекомбинации примесей ионизованного углерода, поступающего в плазму с графитовых стенок токамака;  $Z_{\text{эф}}$  — эффективный заряд плазмы. Данную формулу можно привести к более простому виду. Для интересующих нас энергий SXR ( $1 < E < 10$  кэВ) функция пропускания бериллиевых фольг может быть аппроксимирована ступенчатой функцией Хэвисайда [9], а поглощение детектора можно считать идеальным ( $A(E) \rightarrow 1$ ). После интегрирования сигнал детектора мягкого рентгеновского излучения запишется в виде

$$\varepsilon_X(t) \sim \sqrt{T_e(t)}\gamma(T_e, Z)Z_{\text{эф}}(t)n_e^2(t)\exp\left\{-\frac{E_C}{T_e(t)}\right\}.$$

Ошибка такой аппроксимации составляет не более 6% в условиях Глобуса-М2 при температуре электронов не выше 2 кэВ.

Тогда отношение сигналов двух разных детекторов, оснащённых фольгами разной толщины — толстой ( $j$ ) и тонкой ( $i$ ), можно записать следующим образом:

$$\mathfrak{R}_{(j/i)}(t) \equiv \frac{\varepsilon_{X,j}(t)}{\varepsilon_{X,i}(t)} \approx K_{(j/i)} \exp\left\{-\frac{\Delta E_{C(j/i)}}{T_e(t)}\right\},$$

где  $\Delta E_{C(j/i)} = E_{C(j)} - E_{C(i)}$  — разность энергий отсечек фольг; коэффициент  $K_{(j/i)}$  учитывает различие каналов регистрации и обычно определяется из калибровки по эталонному источнику излучения. При этом предполагается, что линейчатое излучение примесей не попадает в спектральный диапазон детектора, поэтому коэффициент  $K_{(j/i)}$  должен быть константой для каждой пары каналов.

Коэффициенты  $K_{(j/i)}$  можно определить альтернативным способом, зная температуру электронов. Для этого воспользуемся данными диагностики TS, тогда выражение для коэффициентов  $K_{(j/i)}(t)$  будет

$$K_{(j/i)}(t) \approx \mathfrak{R}_{(j/i)}(t) \exp\left\{\frac{\Delta E_{C(j/i)}}{T_e^{\text{TS}}(t)}\right\}.$$

Затем, вычислив таким образом  $K_{(j/i)}(t)$  в сотне разрядов токамака Глобус-М2, проведём по ним усреднение и получим по одному коэффициенту  $\bar{K}_{(j/i)}$  для каждой пары каналов. Теперь с их помощью можно вычислить температуру электронов в любой временной точке по формуле

$$T_e(t) = \frac{\Delta E_{C(j/i)}}{\ln \frac{\bar{K}_{(j/i)}}{\mathfrak{R}_{(j/i)}(t)}}$$

Температура  $T_e(t)$  представляет собой среднюю температуру центральной части шнура, так как интенсивность регистрируемого излучения имеет экспоненциальную зависимость от температуры электронов и регистрация излучения идёт вдоль хорды. Чтобы сопоставить данную температуру локальным измерениям диагностики TS, было проведено моделирование сигнала диагностики потока SXR, используя известные профили температуры и концентрации  $n_e$  электронов. Для анализа использовались разные виды профилей  $n_e$  и  $T_e$ , возможные на Глобусе-М2, — пикированные и плоские. Профили были взяты из статьи [10], их форма показана на рис. 2, а, б. Используя синтетический сигнал, полученный на основе различных комбинаций профилей  $n_e$  и  $T_e$ , была рассчитана температура по «методу фольг». Полученное значение сравнивалось с заданным значением  $T_e$  на магнитной оси. Результат показан на рис. 2, в, отклонение оказалось менее 7%.

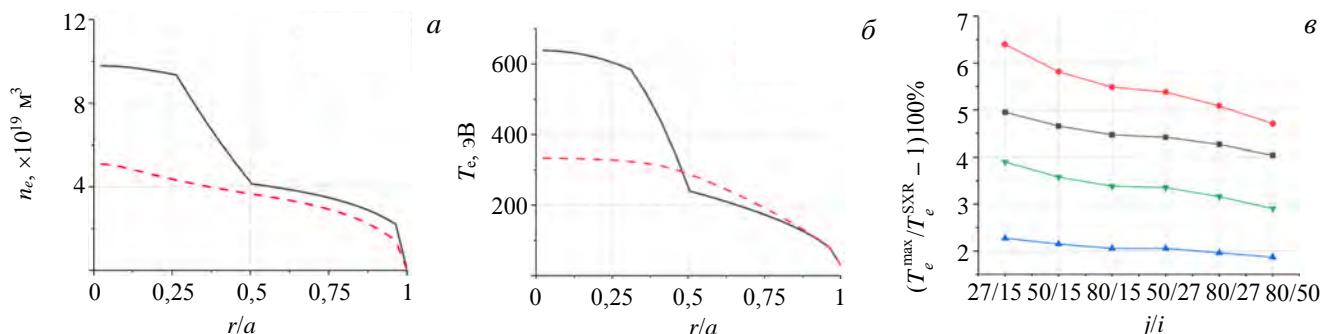


Рис. 2. Виды типичных профилей токамака Глобус-М2: а — концентрация: — пикированная; - - - — плоская; б — температура электронов: — пикированная; - - - — плоская; в — результаты сравнения центральной температуры рассматриваемого профиля  $T_e^{\max}$  с температурой, рассчитанной методом фольг по отношению моделируемых с этого профиля сигналов потока SXR в спектральных каналах с толщинами фольг  $j/i$   $T_e^{\text{SXR}}$ : ■ — пикированная  $T_e$  и пикированная  $n_e$ ; ● — пикированная  $T_e$  и плоская  $n_e$ ; ▲ — плоская  $T_e$  и пикированная  $n_e$ ; ▼ — плоская  $T_e$  и плоская  $n_e$

Далее по рассмотренному «методу фольг» была посчитана температура электронов для выбранного разряда токамака Глобус-М2 № 38 835. На рис. 3, а показаны ток плазмы, сигнал детектора потока жёсткого рентгеновского излучения, хордовая ( $R = 42$  см) концентрация электронов по интерферометру и

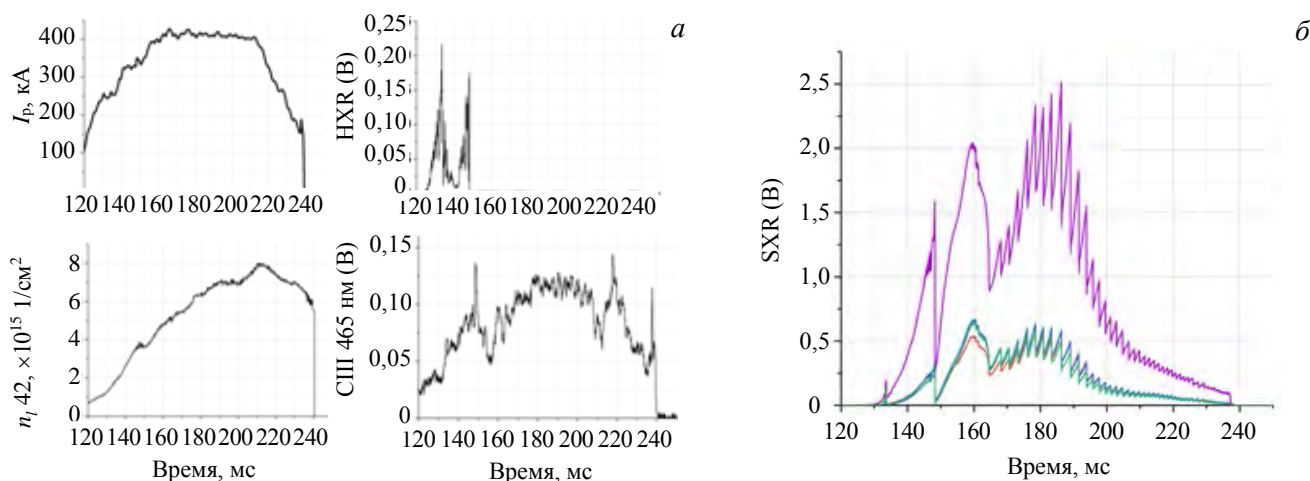


Рис. 3. Ток плазмы ( $I_p$ ), сигнал с детектора потока жёсткого рентгеновского излучения (HXR), хордовая концентрация по интерферометру ( $n_{l42}$ ) и сигнал детектора линии излучения СШ (СШ 465 нм) для разряда № 38 835 токамака Глобус-М2 (а); сигналы детекторов потока мягкого рентгеновского излучения в разных спектральных диапазонах (толщина фольги перед детектором указана на рисунке) для разряда № 38 835 токамака Глобус-М2: — SXR 15; — SXR 27; — SXR 50; — SXR 80 (б)

сигнал детектора линии излучения СШ для этого разряда. Сигналы детекторов потока SXR показаны на рис. 3, б. Результаты расчёта температуры электронов по «методу фольг» показаны на рис. 4.

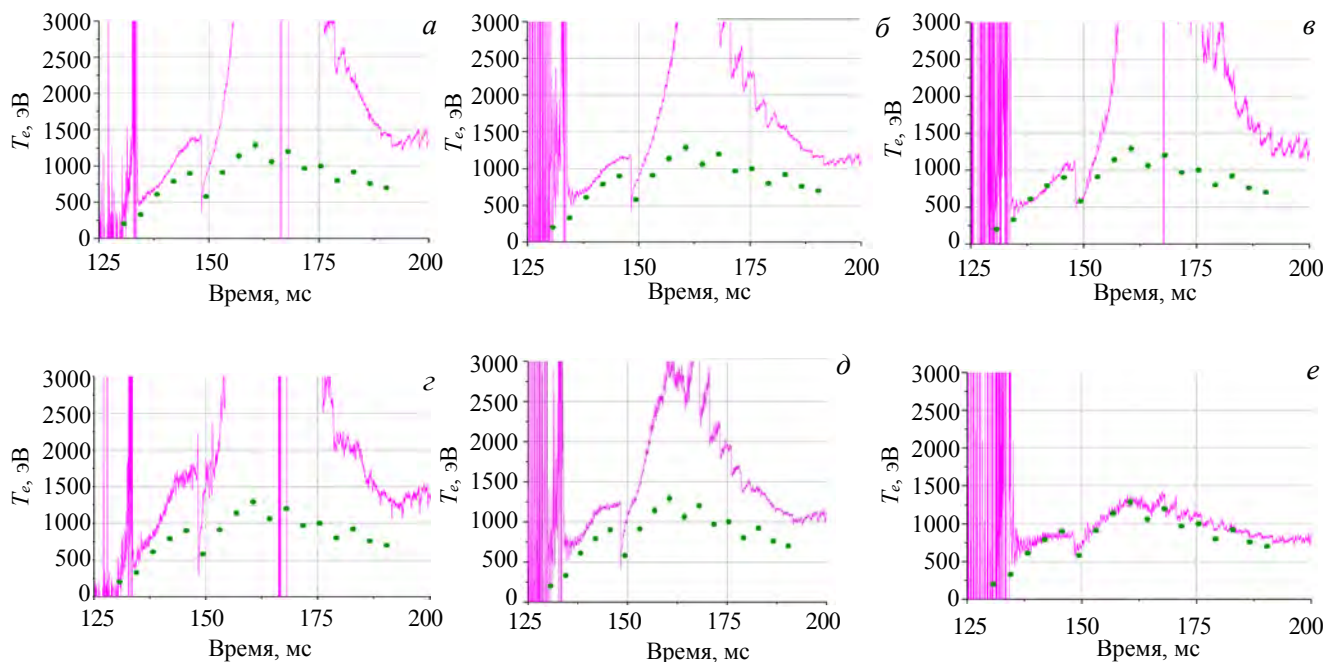


Рис. 4. Временной ход температуры, рассчитанный «методом фольг» в разряде № 38 835 (—) для разных комбинаций пар каналов спектрометра (т.е. какие толщины фольг). Пары каналов для данного расчёта:  $R_{27/15}$  (а);  $R_{50/15}$  (б);  $R_{80/15}$  (в);  $R_{50/27}$  (г);  $R_{80/27}$  (д);  $R_{80/50}$  (е), • — измерения TS

Нужно отметить, что предложенный метод неприменим для измерения  $T_e$  в начале и в конце разряда, поскольку сигналы SXR в этих областях имеют плохое соотношение сигнал—шум (см. рис. 4). В начале разряда видно, что измерения температуры «методом фольг» близко к измерениям диагностики TS (кроме пар фольг 27/15 и 50/27), но с превышением температуры в 1 кэВ во многих парах каналов соответствие пропадает.

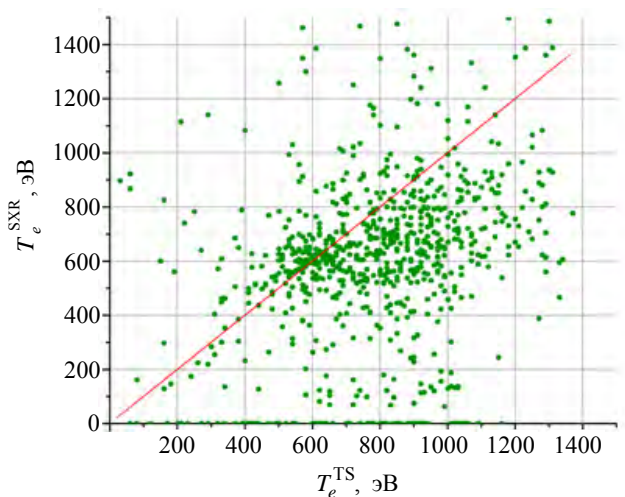


Рис. 5. Сравнение температуры, измеренной диагностикой TS, с температурой, посчитанной по методу фольг, для 100 разрядов токамака Глобус-М2 в паре каналов с фольгами 80 и 50 мкм

На рис. 5 показано сравнение расчётов  $T_e$  «методом фольг» с измерениями диагностики TS в сотне различных разрядов токамака Глобус-М2 для пары фольг 80 и 50 мкм. Данное сравнение показывает, что совпадение температур в разряде № 38 835 в этой паре каналов носит случайный характер, а на самом деле для множества других разрядов корреляция отсутствует.

Схожая картина наблюдается для всех пар фольг. В качестве метрики, оценивающей точность измерения температуры электронов рассматриваемыми методами, путём сравнения полученных значений с  $T_e$  диагностики TS, была выбрана средняя абсолютная ошибка (MAPE). MAPE «метода фольг» для всех пар каналов составила более 500%.

MAPE определяется следующей формулой:

$$MAPE = \frac{1}{n} \sum_{t=1}^n \left| \frac{A_t - F_t}{A_t} \right|,$$

где  $A_t$  — значение, полученное «методом фольг»;  $F_t$  — измерение диагностики TS.

Полученные результаты показывают, что коэффициенты  $K_{(ji)}$  не являются постоянными во времени и проводить их усреднение для расчёта  $T_e$  некорректно. Возникающая ошибка, вероятно, связана с зави-

симостью  $K_{(j/i)}$  от линейчатого излучения, попадающего на детектор. Помочь в преодолении данной трудности может расширение спектральных возможностей диагностики. Установка более толстых фильтров позволит эффективнее отсекаать линейчатое излучение при измерении высоких температур. Таким образом, в условиях Глобуса-М2 возможности использования «метода фольг» с выбранными номиналами фольг для определения температуры электронов крайне ограничены.

## РАСЧЁТ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Результаты применения метода фольг на токамаке Глобус-М2 указывают на то, что нужно применять иной метод обработки данных мягкого рентгеновского излучения для получения температуры электронов. Например, такой метод может быть разработан с использованием алгоритмов машинного обучения (МО).

Для обработки данных диагностики SXR на Глобусе-М2 был выбран алгоритм МО «случайный лес» [11], поскольку он представляет собой мощный инструмент для нахождения закономерностей в нелинейно зависимом наборе данных, но при этом существенно проще в реализации и настройке, чем нейронные сети.

«Случайный лес» строится на основе другого алгоритма — «дерево решений» [12]. «Дерево решений» широко распространено не только в машинном обучении, но и в самых разных областях науки и техники и входит в число алгоритмов для «обучения с учителем», которое подразумевает, что при обучении всем данным сопоставлены желаемые ответы. Этот алгоритм представляет собой иерархические древовидные структуры, состоящие из решающих правил вида «Если ..., то ...». Правила автоматически генерируются в процессе обучения на обучающем множестве. Дерево состоит из узлов и листьев. Узел — это элемент дерева, от которого идут ветки в другие узлы и листья. Узел содержит решающее правило, а каждая ветка соответствует своему ответу на него. Листья же являются завершающей структурой дерева, которая содержит в себе все ответы, подходящие под правила, которые привели к этому листу.

Алгоритм «случайный лес» представляет собой множество решающих деревьев. Все деревья обучаются отдельно на своей выделенной части выборки обучающего множества, при этом выборки для двух и большего числа деревьев могут пересекаться и генерируются случайно. Каждое дерево предоставляет свой ответ на переданные входные данные, затем эти ответы усредняются по всем деревьям. Такой метод обучения помогает существенно повысить точность результатов по сравнению с использованием алгоритма только одного «дерева решений».

Алгоритм «случайный лес» может идеально подстраиваться к обучающим данным и подбирать такие решающие правила, что ошибка определения значения на обучающем наборе окажется нулевой. Однако при этом он не сможет показать ту же точность на новых данных, которых он не видел в процессе обучения. Поэтому данный алгоритм нуждается в точной настройке для того, чтобы находить наиболее общие правила для обучающего множества, которые будут верны и для других аналогичных данных. Настройка заключается в процессе подбора гиперпараметров алгоритма. В данной работе варьировались три гиперпараметра «случайного леса»: количество решающих деревьев, максимальная глубина каждого дерева и минимальное число объектов в листе, при котором лист можно расщепить.

В качестве метрики для обучения была выбрана среднеквадратическая ошибка RMSE:

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2}{n}},$$

где  $y_i$  — полученное значение;  $\hat{y}_i$  — ожидаемое значение;  $n$  — количество определённых значений.

Итоговым результатом обучения с использованием алгоритма (с фиксированными гиперпараметрами или со свободными) является модель МО. Эта модель содержит в себе все решающие правила, созданные при обучении, и руководствуется ими для определения итоговых значений при поступлении данных.

Данные были разделены на две выборки — обучающую и тестовую в соотношении 80/20. При этом использовалась встроенная функция библиотеки Scikit-learn, которая позволяла разделить данные таким образом, чтобы и в обучающей, и в проверочной выборке оказались репрезентативные значения.

Для подбора гиперпараметров использовалась только обучающая выборка. Первым варьировалось количество деревьев, при этом остальные два параметра оставались свободными. Для каждого из рассматриваемых значений количества деревьев обучающая выборка пять раз снова случайным образом делилась в соотношении 80/20 на локальную обучающую выборку и локальную проверочную, на них обучалось пять моделей «случайных лесов». Эти леса проверялись путём расчёта RMSE на своих 80% обучающих данных и 20% проверочных, затем значения RMSE усреднялись. Таким образом формировались зависимости RMSE для локальных обучающей и проверочной от варьируемого признака выборок (рис. 6, а). Целью подбора количества деревьев была минимизация RMSE, т.е. находилось такое значение количества деревьев, при котором на локальной проверочной выборке было наименьшее RMSE и при этом RMSE на локальной обучающей выборке находилось на плато. Например, на рис. 6, а было выбрано значение 40.

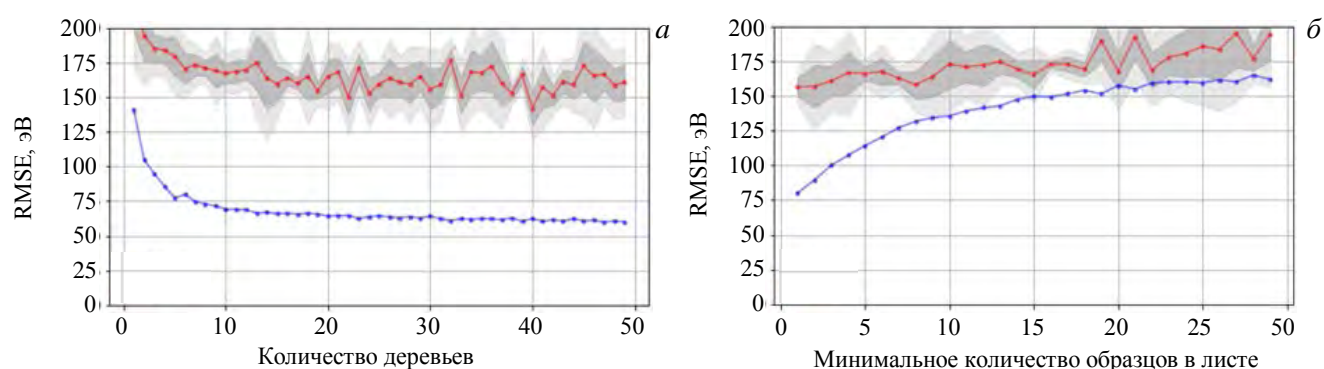


Рис. 6. Подбор количества деревьев путём поиска минимального значения RMSE в эВ (а) и регуляризация алгоритма МО с помощью подбора минимального количества объектов в листе (б): — ошибка на обучающей выборке; — на проверочной; серая область вокруг красной кривой показывает погрешность определённого среднего значения ошибки параметра

Подбор двух других параметров осуществлялся с помощью того же алгоритма нахождения RMSE для каждого значения варьируемого параметра. Но при этом при нахождении последующих параметров предыдущие уже были зафиксированы найденным значением. При нахождении максимальной глубины дерева также решалась задача минимизации RMSE, тогда как при нахождении минимального числа объектов в листе главной целью была регуляризация модели. Поэтому во втором случае подбиралось такое значение параметра, при котором ошибки на проверочной выборке и на локальной обучающей были наиболее близки и при этом не слишком существенно завышались (см. рис. 6, б). Такой подбор этого параметра повышал ошибку модели на обучающем множестве, но при этом значительно снижал ошибку на тестовой выборке, так как не давал модели переобучаться. Например, на рис. 6, б было выбрано значение для дальнейшего использования 8.

После этого модель проверялась на тестовой выборке путём подсчёта MAPE. До этого момента модель никак не взаимодействовала с тестовой выборкой. Если результат на тестовой выборке оказался удовлетворительным, то обученную модель можно использовать в качестве метода для определения температуры электронов в разряде токамака.

В использованном алгоритме  $T_e$ , измеренная диагностикой TS, применялась в качестве «меток» для обучения с учителем. После обучения модель позволяет получать температуру электронов независимо от измерений диагностики TS и не принимает на вход её данные.

Преимуществом разработки метода с использованием алгоритмов машинного обучения является также возможность использования дополнительных данных, например, интенсивность потока жёсткого рентгеновского излучения (HXR) и интенсивность излучения линии углерода CIII. Интенсивность HXR может давать информацию об искажении функции распределения электронов вследствие перехода высокоэнергетической части электронов в режим непрерывного ускорения (убегания), а также об искаже-

нии сигнала детектора потока SXR из-за регистрации высокоэнергетического рентгеновского излучения. Интенсивность излучения линии углерода, в свою очередь, может служить косвенной информацией о его концентрации в плазме. Поэтому были подготовлены два варианта обучающей выборки. Одна из них содержала только данные об интенсивности потока мягкого рентгеновского излучения, а вторая включала в себя дополнительно интенсивность потока жёсткого рентгеновского излучения HXR и интенсивность излучения линии углерода CIII.

Полученные результаты для того же разряда токамака Глобус-М2 (№ 38 835) для двух выборок показаны на рис. 7. Видно, что при использовании дополнительных данных измерения температуры электронов, полученные с помощью МО, лучше согласуются с результатами диагностики TS. Это было подтверждено сравнением результатов МО после обучения на обеих выборках с результатами диагностики TS для большого числа различных разрядов токамака Глобус-М2. Графическое сравнение для второй выборки приведено на рис. 7, в. При обучении в качестве метрики была выбрана средняя абсолютная ошибка MAPE, которая для первой выборки составила 22%, а для второй 18%.

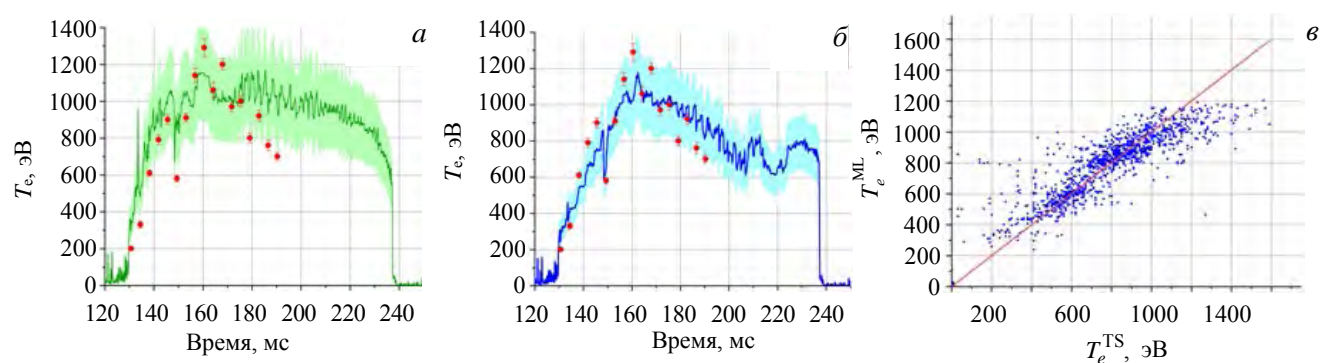


Рис. 7. Временной ход температуры в разряде № 38 835 с использованием алгоритма машинного обучения для первой обучающей выборки, состоящей только из сигналов SXR (—  $T_e^{ML}$ , • —  $T_e^{TS}$ ) (а), второй обучающей выборки, в которую также были добавлены данные об интенсивности потока HXR и излучении линии углерода CIII (—  $T_e^{ML}$ , • —  $T_e^{TS}$ ) (б) (выделенная цветом область вокруг полученной кривой показывает среднюю ошибку метода (а, б)); сравнение температуры TS  $T_e^{TS}$  и подсчитанной алгоритмами МО  $T_e^{ML}$  по второй обучающей выборке (в)

Статистический анализ вклада дополнительных данных приведён в таблице.

**Выбранные гиперпараметры и сравнение ошибок обученных моделей**

Выбранные параметры	Только SXR	SXR + HXR	SXR + CIII	SXR + HXR + CIII
Количество деревьев	41	40	37	40
Максимальная глубина дерева	13	20	13	17
Минимальное количество образцов в листе	8	8	8	8
Полученные значения ошибок				
RMSE, эВ	188	180	169	159
MAPE, %	22	21	19	17,6

Это означает, что HXR и интенсивность линий углерода CIII дают значимую информацию для сопоставления сигналов SXR с температурой электронов.

Кроме того, совпадение значительно лучше, чем при расчёте температуры «методом фольг» (см. рис. 5), и наблюдается в большем диапазоне температуры. Заметно, что при  $T_e > 1200$  эВ разработанный метод не может определять температуру. По-видимому, это происходит из-за того, что ширины спектрального диапазона диагностики SXR не достаточно для измерения более высоких температур.

Главным недостатком использования машинного обучения для разработки метода является то, что существуют строгие пределы применения данного метода, которые задаются обучающей выборкой. Готовая модель сможет определить температуру с указанной точностью только в тех же параметрах экспе-

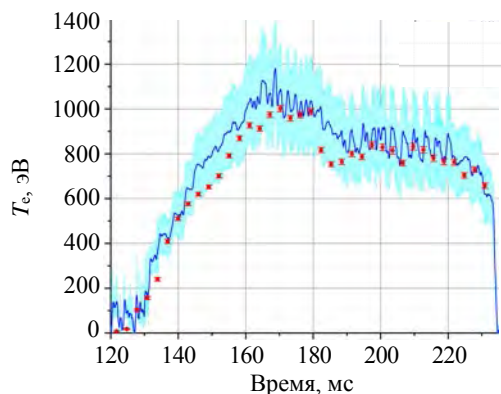


Рис. 8. Измерение температуры с использованием разработанного метода на основе МО  $T_e^{ML}$  (—) в разряде № 39 781. Выделенная цветом область вокруг полученной кривой показывает среднюю ошибку метода. Точки температуры TS  $T_e^{TS}$  (\*) измерены модернизированной диагностической системой

римента, которые были в обучающей выборке. Если происходит какое-то вмешательство в диагностики или устанавливаются новые параметры разряда, возможность экстраполяции метода на эти данные должна быть исследована для каждого случая отдельно.

В 2020 г. на токамаке Глобус-М2 была модернизирована система TS [13].

Алгоритм МО был обучен на основе данных старой системы TS. Однако измеренная с его помощью температура находится в хорошем соответствии с измерениями модернизированной системы [13, 14]. Таким образом, видно, что метод демонстрирует хорошую точность на новых данных (рис. 8). На рис. 9 показаны основные параметры разряда № 39 781, в котором определялась температура.

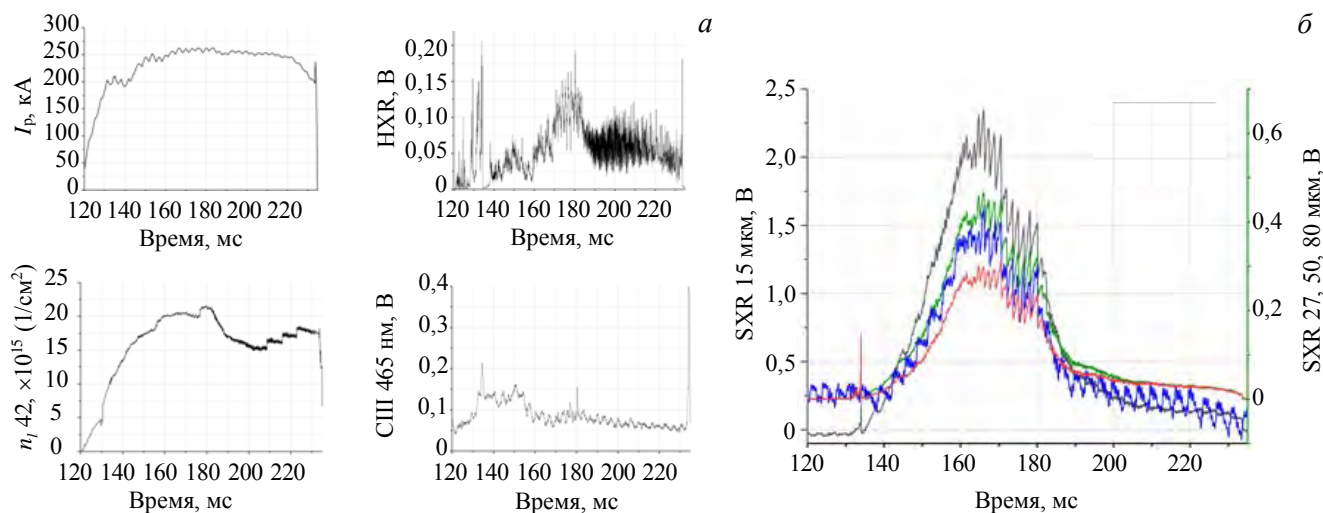


Рис. 9. Ток плазмы  $I_p$ , сигнал детектора потока жёсткого рентгеновского излучения (HXR), хордовая концентрация по интерферометру ( $n_l$  42) и сигнал с детектора линии излучения СШ (СШ 465 нм) для разряда № 39 781 токамака Глобус-М2 (а), сигналы детекторов потока мягкого рентгеновского излучения для разряда № 39 781 токамака Глобус-М2: — SXR 15; — SXR 27; — SXR 50; — SXR 80 (б)

## ВЫВОДЫ

Для расчёта температуры электронов с помощью совместной обработки данных диагностик томсоновского рассеяния и мягкого рентгеновского излучения на токамаке Глобус-М2 были опробованы два способа: традиционный «метод фольг» и метод, основанный на машинном обучении.

Используя традиционный «метод фольг», определить  $T_e$  достоверно нельзя, по-видимому, из-за значительного вклада линейчатого излучения в сигналы SXR.

Однако с использованием МО по сигналам SXR удаётся определить температуру электронов с точностью 18%. В нашем случае он применим для определения  $T_e$  от ~300 эВ до значений ~1200 эВ. Для измерения больших температур электронов необходимо расширить спектральный диапазон диагностики SXR и обучить метод с использованием новых данных.

Главным достоинством МО является возможность использования дополнительной информации о факторах, влияющих на регистрируемые сигналы SXR, которые нельзя учесть с помощью «метода фольг».

Разработанный с использованием алгоритма МО метод позволяет с хорошей точностью определять абсолютные значения температуры электронов в разрядах без крупномасштабных неустойчивостей. Для исследования быстротекущих процессов, например, в разрядах с пилообразными колебаниями, следует попробовать использовать метод совместной обработки данных TS и SXR с помощью нейронных сетей или

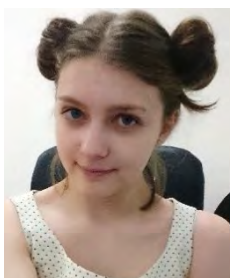
байесовского анализа. В настоящее время метод применяется на токамаке Глобус-М2 в качестве дополнения к диагностике TS, а также в тех ситуациях, когда её использование затруднено или нецелесообразно.

Обработка данных эксперимента по томсоновскому рассеянию и разработка метода определения температуры электронов, представленные в разделах «Традиционный расчёт температуры электронов по «методу фольг» с использованием TS» и «Расчёт температуры электронов с использованием алгоритмов машинного обучения», выполнены при финансовой поддержке РФФ № 17-72-20076. Измерения интенсивности потока рентгеновского излучения из плазмы, описанные в разделе «Расположение диагностик SXR и TS на токамаке Глобус-М2», выполнены в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе на УНУ «Сферический токамак Глобус-М», входящей в состав ФЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Peacock N.J. et al. — Nature, 1969, vol. 224, p. 488—490.
2. Von Goeler S et al. — Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, p. 301—11.
3. Delgado-Aparicio L.F. et al. — J. Appl. Phys., 2007, vol. 102, p. 073304.
4. Lan H. et al. — Plasma Sci. Technol., 2017, vol. 19, p. 125101.
5. Clayton D.J. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2013, vol. 55, p. 095015.
6. Горяинов В.Ю. и др. — В сб.: XLVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. ICRAF-2021, p. 59. DOI: 10.34854/ICRAF.2021.48.1.027.
7. Курский Г.С. и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2, с. 81—88.
8. Толстяков С.Ю. и др. — ЖТФ, 2006, т. 76, вып. 7, с. 27—33.
9. Von Goeler S. et al. — Rev. Sci. Instrum., 1999, vol. 70, p. 599.
10. Тельнова А.Ю. и др. — ПЖТФ, 2019, т. 45, вып. 13, с. 17—21.
11. Breiman L. Random Forests. — Machine Learning, 2001, vol. 45, № 1, p. 5—32.
12. Breiman L. et al. Classification and regression trees. Wadsworth & Brooks/Cole Advanced Books & Software.
13. Жильцов Н.С. и др. — В сб.: XLVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. ICRAF-2021, p. 62. DOI: 10.34854/ICRAF.2021.48.1.030.
14. Kurskiy G.S. et al. — Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A., 2020, vol. 963, p. 163734.

#### ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ, 194021 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ, ул. ПОЛИТЕХНИЧЕСКАЯ 26, РОССИЯ



Екатерина Евгеньевна Ткаченко, старший лаборант-исследователь



Глеб Сергеевич Курский, н.с., к.ф.-м.н.  
gleb.kurskiy@gmail.com



Никита Сергеевич Жильцов, м.н.с., аспирант  
nikita.zh@mail.ioffe.ru



Александр Васильевич Воронин, с.н.с., к. техн. н.



Валерий Юрьевич Горяинов, м.н.с.



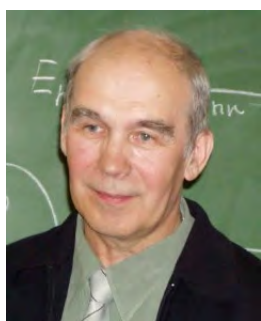
Евгений Евгеньевич Мухин, в.н.с., к.ф.-м.н.



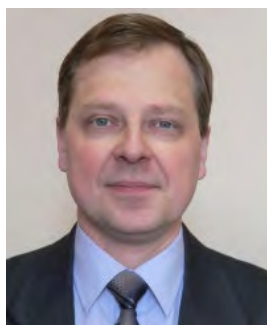
Сергей Юрьевич Толстяков, с.н.с., к.ф.-м.н.



Владимир Иванович Варфоломеев, н.с., к.ф.-м.н.



Василий Константинович Гусев, г.н.с, д.ф.-м.н., лауреат премии Правительства РФ  
[Vasily.Gusev@mail.ioffe.ru](mailto:Vasily.Gusev@mail.ioffe.ru)



Владимир Борисович Минаев, в.н.с., к.ф.-м.н., заместитель руководителя установки, лауреат премии Правительства РФ  
[vladimir.minaev@mail.ioffe.ru](mailto:vladimir.minaev@mail.ioffe.ru)



Александр Николаевич Новохацкий, ведущий инженер

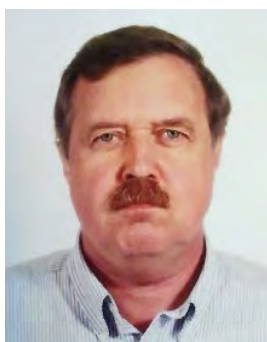


Михаил Иванович Патров, н.с., к.ф.-м.н.



к.к.

Юрий Викторович Петров, с.н.с., к.ф.-м.н.  
[yu.petrov@mail.ioffe.ru](mailto:yu.petrov@mail.ioffe.ru)



Николай Владимирович Сахаров, с.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии Правительства РФ  
[nikolay.sakharov@mail.ioffe.ru](mailto:nikolay.sakharov@mail.ioffe.ru)



Евгений Олегович Киселёв, аспирант



Петр Борисович Щеголев, м.н.с.

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 52—62.

УДК 620.193.1 : 669.15

**СЕЛЕКТИВНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ СТАЛИ ЭК-181 (РУСФЕР)***А.В. Голубева<sup>1</sup>, Б.И. Хрипунов<sup>1</sup>, В.Х. Алимов<sup>1</sup>, Н.Н. Преснякова<sup>2</sup>, Н.П. Бобыр<sup>1,2</sup>, В.М. Чернов<sup>2</sup>*<sup>1</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия<sup>2</sup>АО «ВНИИИМ им. А.А. Бочвара», Москва, Россия

Низкоактивируемые ферритно-мартенситные стали (НФМС) рассматривают не только как конструкционные, но также и в некоторых условиях как обращённые к плазме материалы термоядерных установок. Базовым материалом НФМС является железо. В этих сталях присутствуют также 8—12 вес. % Cr и 1—2 вес. % W. В некотором диапазоне энергии при ионном облучении НФМС возникают условия, при которых железо и хром распыляются, а вольфрам нет. Это явление носит название селективного распыления. В данной работе впервые подробно исследовано селективное распыление отечественной НФМС ЭК-181 (Русфер) при облучении дейтериевой плазмой с энергией ионов 100 эВ. Коэффициент распыления определялся по потере массы образцов. В ходе распыления на поверхности образуются выросты, высота которых увеличивается с ростом дозы облучения и достигает нескольких сотен нм. Получены данные о распылении и формировании рельефа при температуре образцов 440 К в диапазоне доз облучения  $3 \cdot 10^{24}$ — $7 \cdot 10^{25}$  ион/м<sup>2</sup>, а также в температурном диапазоне 350—700 К при фиксированной дозе облучения  $3 \cdot 10^{24}$  ион/м<sup>2</sup>. Распределение элементов по поверхности и в сечении образца, полученное методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX), указывает на значительное обогащение поверхности вольфрамом, особенно выраженное в выступающих частях поверхности. Исследования элементного состава методом спектроскопии резерфордовского обратного рассеяния (RBS) также показало рост концентрации вольфрама в поверхностном слое с ростом дозы облучения. При максимальной дозе облучения концентрация вольфрама на поверхности, усреднённая по площади анализирующего пучка 1,7 мм<sup>2</sup>, выросла примерно в 10 раз и достигла 4,5 ат. %.

**Ключевые слова:** низкоактивируемые ферритно-мартенситные стали, дейтерий, плазма, селективное распыление, поверхность, вольфрам, обогащение.

**SELECTIVE SPATTERING OF STEEL EK-181 (RUSFER)***A.V. Golubeva<sup>1</sup>, B.I. Khripunov<sup>1</sup>, V.H. Alimov<sup>1</sup>, N.N. Presnyakova<sup>2</sup>, N.P. Bobyr<sup>1,2</sup>, V.M. Chernov<sup>2</sup>*<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia<sup>2</sup>JSC VNIINM named after A.A. Bochvar, Moscow, Russia

Reduced activation ferritic-martensitic steels (RAFMS) are considered not only as structural, but also in some conditions as plasma-facing materials of fusion installations. The base element of RAFMS is iron. In these steels, there are also 8—12 wt % of Cr and 1—2 wt % of W. In a certain energy range at ion irradiation of RAFMS iron and chromium are sputtered while tungsten is not. This phenomenon is called selective sputtering. In this paper for the first time the selective sputtering of the domestic RAFMS EK-181 (Rusfer) at deuterium plasma irradiation with an ion energy of 100 eV is studied in detail. The sputtering coefficient was determined by the weight loss of the samples. At sputtering structures are formed on the surface, the height of which increases with the increase of plasma fluence and reaches several hundred nm. Data on sputtering and relief formation were obtained at a sample temperature of 440 K in the fluence range of  $3 \cdot 10^{24}$ — $7 \cdot 10^{25}$  ion/m<sup>2</sup>, as well as in the temperature range of 350—700 K at a fixed radiation fluence of  $3 \cdot 10^{24}$  ion/m<sup>2</sup>. The distribution of elements over the surface and in the cross-section of the sample obtained by energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDX) indicates a significant enrichment of the surface with tungsten, especially expressed in the protruding parts of the surface. Studies of the elemental composition by Rutherford backscattering spectroscopy (RBS) also showed an increase in the concentration of tungsten in the surface layer with an increase in the radiation dose. At the maximum radiation dose, the concentration of tungsten on the surface, averaged over the area of the analyzing beam of 1.7 mm<sup>2</sup>, was increased by about 10 times and reached 4.5 at. %

**Key words:** low-activated ferritic-martensitic steels, deuterium, plasma, selective sputtering, surface, tungsten, enrichment.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-63-74

**ВВЕДЕНИЕ**

В качестве конструкционных материалов промышленных термоядерных установок (ТЯУ) рассматривают аустенитные стали, композиты на основе карбида кремния, сплавы ванадия и ферритно-мартенситные стали с быстрым спадом наведённой активности при облучении термоядерными нейтронами (низкоактивируемые ферритно-мартенситные стали (НФМС)). Недостатком аустенитных сталей является их активация при облучении нейтронами в ТЯУ. Сплавы ванадия захватывают большие количества водорода в сравнении со всеми другими перечисленными материалами. При их использовании в ТЯУ в них будут накапливаться высокие концентрации радиоактивного трития, что является существенным недостатком этих материалов. Поэтому из перечисленных материалов НФМС в настоящее

время являются фаворитами, несмотря на то что это магнитные материалы и их размещение в магнитном поле токамака может быть сопряжено с некоторыми проблемами, впрочем несущественными для ТЯУ с непрерывным режимом работы.

Первую стенку реактора, сделанную из НФМС, от прямого воздействия плазмы планируется защищать путём облицовки бериллием, а в наиболее энергонапряжённых областях — вольфрамом. Однако ряд учёных предлагают использовать НФМС в качестве материала, обращённого к плазме, в областях, на которые приходится относительно низкие потоки плазмы и энергии [1, 2]. Кроме того, плазменному облучению будут подвергаться и удалённые от плазмы конструкционные элементы из НФМС в результате вторичных разрядов или срывов плазмы, а также в случае повреждения защитных покрытий.

НФМС — ферритно-мартенситные стали, разрабатываемые для применения в условиях нейтронного облучения, т.е. в ядерных и термоядерных установках. НФМС являются сплавами железа с рядом низкоактивируемых добавок, в числе которых обычно присутствует 1—2% W. Пороговые энергии распыления и коэффициенты распыления компонентов стали при облучении плазмой различны [3]. Железо — основной компонент НФМС — будет распыляться значительно быстрее, чем вольфрам, и поверхностный слой НФМС будет обогащаться вольфрамом. Этот феномен называется селективным распылением. Селективное распыление будет приводить к изменению физико-механических свойств поверхностного слоя, а также к изменению параметров накопления и проникновения изотопов водорода, попадающих на данную поверхность.

Вопрос селективного распыления НФМС в настоящее время находится в фокусе внимания. Исследования были начаты с селективного распыления бинарных систем W—Fe [4, 5]. Было обнаружено, что при облучении низкоэнергетичными ионами коэффициент распыления таких систем уменьшается с ростом дозы облучения, по мере обогащения поверхностного слоя вольфрамом. Затем исследователи приступили к изучению селективного распыления в НФМС Еврофер [6, 7], F82H [6, 8], CLAM [9]. Для всех НФМС, если энергия облучающих ионов больше пороговой энергии распыления железа и меньше пороговой энергии распыления вольфрама, происходит ожидаемое обогащение поверхностного слоя вольфрамом. В ряде случаев, как, например, в [8], наблюдается развитие сложного рельефа на распыляемой поверхности. Образование рельефа происходит в некотором диапазоне условий при облучении (плотность потока, доза ионного облучения, температура, возможно влияние других факторов) и не является обязательным.

Целью данной работы является подробное исследование селективного распыления отечественной НФМС ЭК-181 (Русфер), до сих пор мало изученной в этом аспекте.

## МАТЕРИАЛЫ И ОБРАЗЦЫ

В работе исследованы образцы ферритно-мартенситной стали со сниженной активацией ЭК-181 (Русфер) [10, 11], разработанной во ВНИИНМ им. А.А. Бочвара (Россия). Состав стали Русфер, а также составы трёх зарубежных аналогов сталей F82H [12], CLAM [13], Еврофер [14] приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Химический состав НФМС ЭК-181 и зарубежных аналогов

Сталь (номер плавки)	Ni	C	N	Si	Ti	V
ЭК-181 (ДШ41056)	0,03	0,16	0,07	0,4	0,05	0,4
Еврофер (83699)	0,007	0,15	0,017			0,19
CLAM (1506)		0,12	0,0026	0,025	0,21	0,19
F82H		0,1				0,2

Примечание. Железо является базовым элементом всех НФМС. Содержание остальных элементов приведено в весовых %.

Содержание хрома в стали ЭК-181 несколько выше, чем в сталях Еврофер, CLAM, F82H, содержание вольфрама в сталях ЭК-181 и Еврофер практически одинаковое.

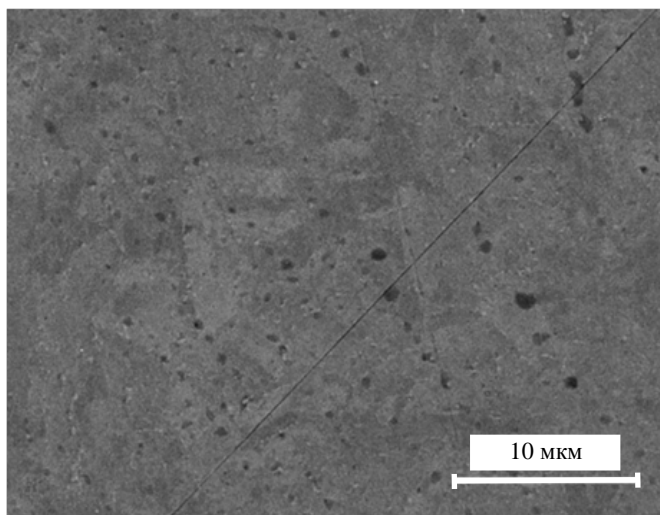


Рис. 1. Поверхность образца стали Русфер после полировки и отжига в вакууме

Образцы стали ЭК-181 размером  $10 \times 10$  мм были вырезаны механически из листа толщиной 1 мм и механически отполированы с двух сторон до зеркального блеска, последовательно уменьшая размер абразивных частиц от 35 до 4 мкм. Толщина полученных образцов после полировки составила 0,9 мм. После резки и полировки образцы были промыты в нескольких растворах в ультразвуковой ванне, после чего помещены в вакуум и прогреты при 773 К в течение 2 ч с целью релаксации напряжений, образовавшихся при резке и полировке материала. Данная процедура является стандартной при подготовке образцов НФМС [15]. Изображение поверхности подготовленного образца показано на рис. 1.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В начале исследований осуществлялось взвешивание каждого образца. Затем образцы подвергались облучению дейтериевой плазмой. Согласно [3] пороговая энергия физического распыления ионами дейтерия составляет  $\sim 50$  эВ для железа и  $\sim 180$  эВ для вольфрама. Поэтому в данной работе, целью которой являлось исследование селективного распыления, облучение проводилось ионами энергией 100 эВ, которая достаточна для распыления железа и хрома и недостаточна для распыления вольфрама. После облучения образцы вновь взвешивались, чтобы оценить коэффициент распыления по потере веса образца. Далее образцы были направлены на анализ поверхности и поперечного сечения приповерхностного слоя с помощью сканирующего и просвечивающего электронных микроскопов. Содержание ряда элементов (Fe, Cr, W) определялось в нескольких точках методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX). Затем состав поверхностного слоя некоторых образцов определялся методом резерфордского обратного рассеяния (RBS).

**Облучение плазмой.** Облучение образцов стали ЭК-181 низкотемпературной дейтериевой плазмой было выполнено на установке ЛЕНТА (НИЦ «Курчатовский институт»). Эта установка представляет собой генератор стационарной плазмы, которая образуется в результате пучково-плазменного взаимодействия электронного пучка с газом в аксиальном магнитном поле (0,2 Тл). Основным компонентом плазмы на установке ЛЕНТА являются ионы  $D^+$ , содержание ионов  $D_2^+$  составляет  $<10\%$ , содержание примеси  $O^+$  заведомо  $<1\%$ .

Из возможных схем разряда для данной работы была выбрана схема, в которой плазма создаётся в виде плазменного цилиндра в области электронного пучка диаметром  $\sim 2$  см (рис. 2), а образцы размещаются сбоку от него таким образом, чтобы поток плазмы поступал на поверхность образца поперёк магнитного поля.

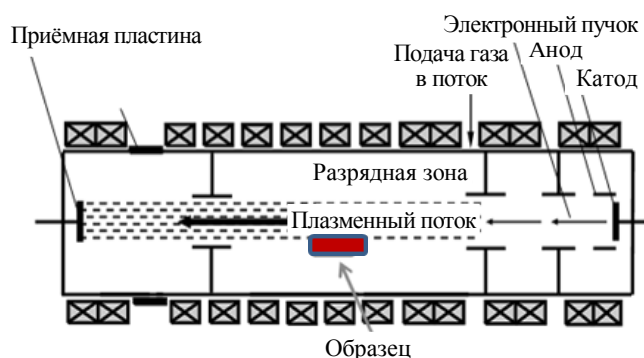


Рис. 2. Схема размещения образцов в разрядной камере установки ЛЕНТА при облучении плазмой

В конструкции мишенного узла предусмотрены водяное охлаждение подложки, к которой крепятся образцы, и возможность подачи на неё электрического потенциала. Энергия ионов, попадающих на поверхность образцов, определяется разностью потенциала смещения, который на них подаётся, и потенциала плазмы, который по результатам зондовых измерений при температуре электронов  $\sim 4$  эВ и плотности плазмы  $\sim 10^{13}$   $\text{см}^{-3}$  составляет менее +10 В. Отрицательный потенциал смещения в данных экспериментах был выбран таким обра-

зом, чтобы энергия ионов плазмы на поверхности составила 100 эВ. Таким образом, энергия ионов дейтерия была достаточной для распыления основного компонента стали Fe и вдвое ниже пороговой энергии распыления тяжёлого компонента стали W. Поток ионов дейтерия на поверхность составлял (3—7)10<sup>21</sup> ион/(м<sup>2</sup>·с). Облучение производилось в диапазоне дозы 3·10<sup>24</sup>—7·10<sup>25</sup> ион/м<sup>2</sup>.

Температура образцов  $T_{обр}$  измеряется термопарой, закреплённой в держателе и контактирующей с обратной стороной образца. Температура образца при облучении определяется балансом энергии, приходящей на образец из плазмы, и величиной теплового потока, отводимого системой охлаждения держателя. Поэтому, варьируя условия облучения, можно в некоторых пределах регулировать температуру образцов. В данной конструкции мишенного узла диапазон регулирования температуры составил 30—425 °С.

**Микроскопия.** Для исследования микроструктуры образцов использовался растровый электронно-ионный микроскоп Helios Nanolab 600i (FEI) Ресурсного центра НИЦ «Курчатовский институт». Этот микроскоп представляет собой комбинацию сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) и фокусированного ионного пучка (ФИП), который может использоваться для послойного травления поверхности и подготовки сечения образцов для последующего анализа. Разрешение электронного пучка составляет 0,8 нм при энергии 15 кэВ, разрешение ионного пучка — 4,5 нм при энергии 30 кэВ. Определение элементного состава поверхности осуществлялось методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX). Метод заключается в регистрации рентгеновского излучения, которое испускают атомы, возбуждённые путём облучения пучком электронов. Анализируя спектр, можно определить качественный и количественный состав материала.

**RBS.** Концентрация W в приповерхностном слое стали ЭК-181 определялась методом Резерфордского обратного рассеяния (Rutherford backscattering spectroscopy, RBS) [16]. Облучение ионами <sup>4</sup>He энергией 2,8 МэВ проводилось на тандемном ускорителе (NEC Pelletron accelerator, Национальный институт термоядерных технологий, Япония). При облучении по нормали диаметр облучаемой области составляет примерно 1,5 мм. Отражённые частицы <sup>4</sup>He анализировались под углом рассеяния 170° твёрдотельным кремниевым детектором с телесным углом 2,26 мср [17]. Спектры отражённых атомов

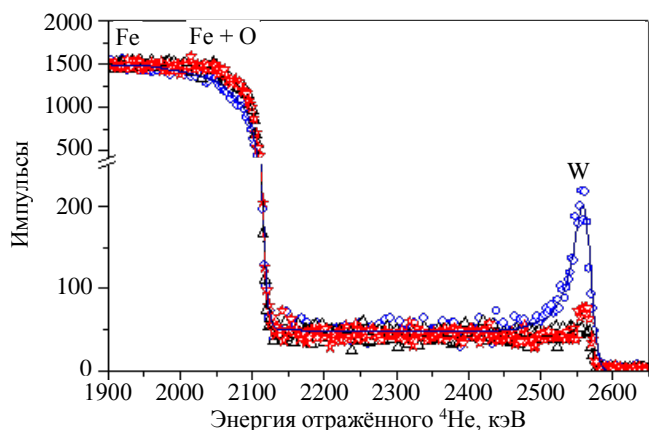


Рис. 3. Спектры атомов гелия, отражённых от образцов стали ЭК-181, облучённых различными дозами дейтериевой плазмы энергией ионов 100 эВ при температуре 440 К: ○, ☆, △ — спектр RBS; Φ = 7·10<sup>25</sup> (—), 1·10<sup>25</sup> (—), 3·10<sup>24</sup> ион/м<sup>2</sup> (—)

<sup>4</sup>He (рис. 3) преобразовывались в профили распределения атомов W по глубине в стали с помощью кода SIMNRA [18]. Разрешение по глубине для W составляло около 10 нм [19]. Чтобы промоделировать экспериментально полученные спектры RBS, в программу SIMNRA были введены слои, содержащие железо и вольфрам. Поскольку частицы He тормозятся в хrome, магнии и никеле (компонентах НФМС) практически так же, как в железе [20], нет необходимости вводить эти элементы в слои в SIMNRA. Тантал, содержащийся в НФМС в количестве менее 0,2 вес. %, а также элементы с более низкими атомными номерами (C, N<sub>2</sub>, Si) практически не влияют на форму спектра RBS. Однако чтобы описать экспериментально измеренный спектр кри-

вой, полученной моделированием в коде SIMNRA, в правом краю спектра, необходимо ввести в несколько поверхностных слоёв в SIMNRA элемент легче железа. В нашем моделировании третьим элементом был кислород, который был введён в поверхностные слои SIMNRA и чья концентрация уменьшалась с увеличением глубины. Нужно отметить, что концентрация W, полученная при совпадении экспериментальных и модельных RBS-спектров, рассчитывалась в предположении гладкой поверхности и равномерного распределения вольфрама по поверхности. Поэтому полученная методом RBS концентрация вольфрама на поверхности является усреднённой величиной и не отражает максимально достигнутой поверхностной концентрации W.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

**Коэффициенты распыления.** Каждый образец взвешивался до и после плазменного облучения. Погрешность определения потери массы составляла  $\pm 0,2$  мг. На рис. 4 показаны зависимости потери

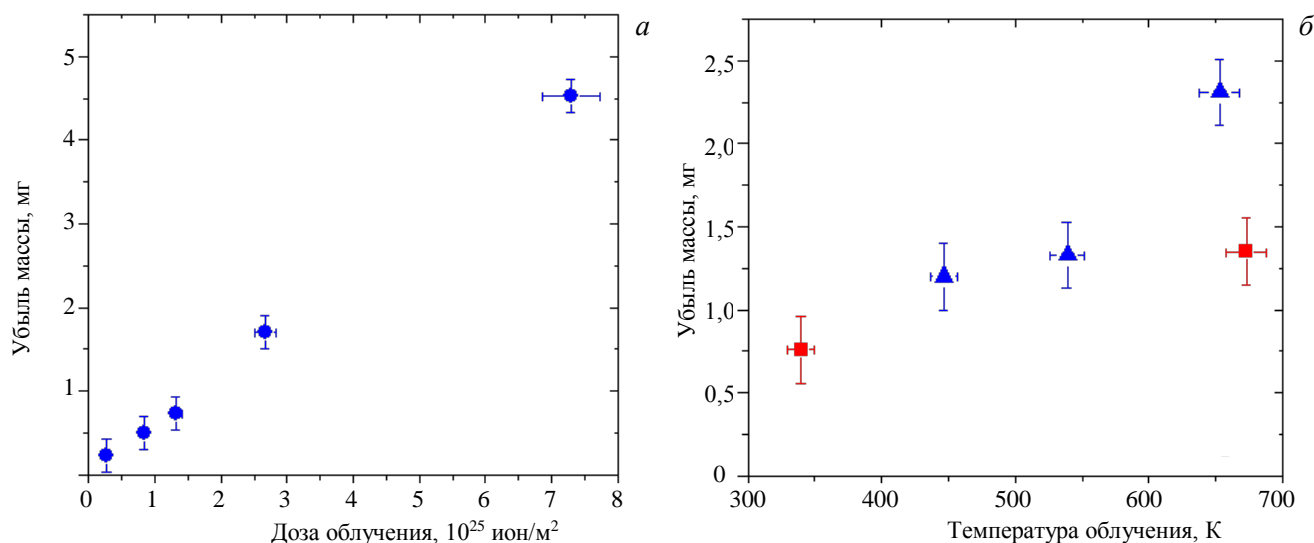


Рис. 4. Потеря массы образца при облучении дейтериевой плазмой с энергией ионов 100 эВ: *a* — в зависимости от дозы облучения дейтериевой плазмой при температуре образца 440 К, поток ионов  $3 \cdot 10^{21}$  ион/(м<sup>2</sup>·с); *б* — в зависимости от температуры при дозе облучения  $\sim 3 \cdot 10^{25}$  ион/м<sup>2</sup> плотность потока ионов:  $\blacktriangle$  —  $4,4 \cdot 10^{21}$ ,  $\blacksquare$  —  $2,0 \cdot 10^{21}$  ион/(м<sup>2</sup>·с)

массы  $\Delta m$  образцов от дозы облучения при фиксированной температуре 430 К и от температуры при фиксированной дозе облучения. Зависимость потери массы от дозы облучения линейна.

По полученной потере массы коэффициент распыления оценивался как отношение числа распылённых атомов  $N_r$  к числу ионов, облучивших поверхность  $N_i$ :

$$R = N_r/N_i. \quad (1)$$

$N_r$  определялось из  $\Delta m$ . Поскольку энергия ионов плазмы была недостаточна для распыления вольфрама, а из оставшихся компонентов стали ЭК-181 основными являются железо и близкий к нему по массе хром, для оценки коэффициента распыления можно считать, что все распылённые атомы являлись атомами железа. Зависимость коэффициента распыления от дозы облучения представлена на рис. 5.

С ростом дозы облучения коэффициент распыления снижается в 1,5 раза. В литературе отсутствуют данные по коэффициенту распыления стали ЭК-181, да и для зарубежных аналогов данные по коэффициенту распыления доступны для некоторых выделенных значений температур образца и энергий облучающих ионов. Пожалуй, в наиболее близких условиях коэффициент распыления НФМС Еврофер был определён в [19] при начальной энергии дейтронов 140 и 90 эВ. Однако данные в упомянутой работе фрагментарны и пригодны скорее для оценки, поскольку были получены лишь для 2—3 доз облучения. Коэффициент распыления стали ЭК-181 (Русфер) дейтериевой плазмой энергией 100 эВ, полученный в нашей работе, приблизительно равен коэффициенту распыления Еврофера при энергии дейтронов 140 эВ из [19]. Можно считать, что величины коэффициента распыления, полученные в данной работе, разумно согласуются с данными для зарубежного аналога стали Еврофер. Несколько более высокое значение коэффи-

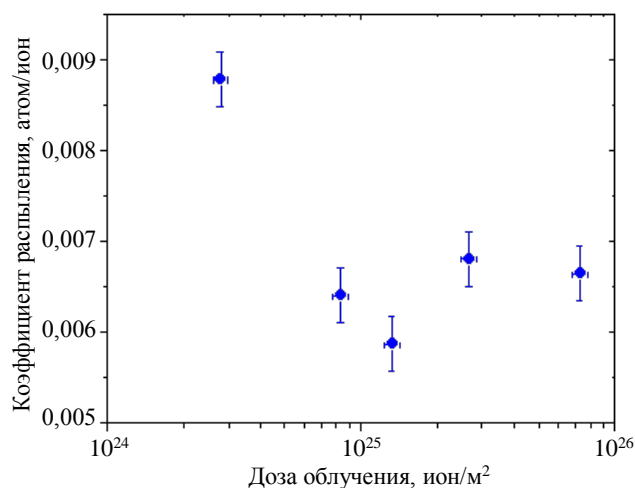


Рис. 5. Коэффициент распыления ЭК-181 как функция дозы облучения дейтериевой плазмой при температуре образца 440 К

циента распыления в данной работе, вероятно, обусловлено примесью кислорода в плазме. В работе же [19] коэффициент распыления был определён при облучении моноэнергетичным масс-сепарированным пучком дейтерия.

**Модификация поверхности.** На рис. 6 показан рельеф поверхности четырёх образцов стали ЭК-181, облучённых различными дозами дейтериевой плазмы с энергией ионов 100 эВ при фиксированной температуре образцов 440 К. Все снимки получены при одном и том же увеличении микроскопа. С ро-

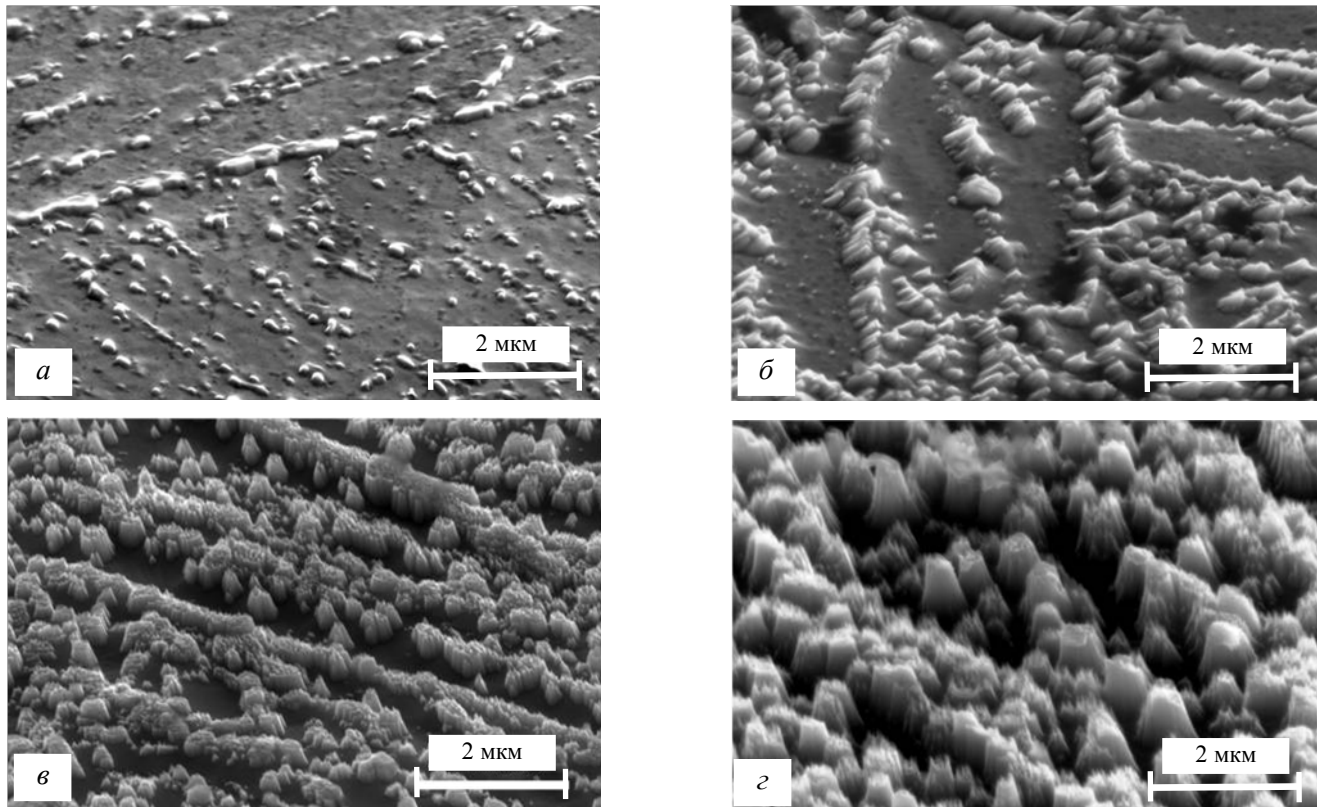


Рис. 6. Рельеф поверхности стали Русфер после облучения дейтериевой плазмой. Энергия ионов составляла 100 эВ, плотность потока  $2,4 \cdot 10^{21}$  ион/( $\text{м}^2 \cdot \text{с}$ ), температура образцов во время облучения 440 К. Дозы облучения: *a* —  $3 \cdot 10^{24}$ , *б* —  $8 \cdot 10^{24}$ , *в* —  $3 \cdot 10^{25}$ , *г* —  $7 \cdot 10^{25}$  ион/ $\text{м}^2$ . Все изображения получены при одинаковом увеличении СЭМ, масштаб 2 мкм

стом дозы облучения на поверхности развивается рельеф, состоящий из выростов, по форме напоминающих конусы со сглаженными вершинами. Перепад высот рельефа увеличивается с ростом дозы облучения и при максимальной дозе  $7 \cdot 10^{25}$  ион/ $\text{м}^2$  достигает 770 нм. Следует учитывать, что высота этих структур в разы меньше толщины распылённого слоя, что иллюстрирует рис. 7. Таким образом, развитый рельеф об-

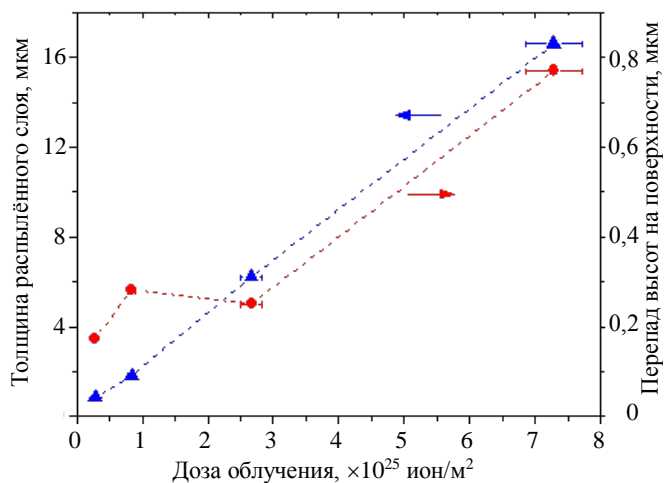


Рис. 7. Толщина распылённого слоя (▲) и перепад рельефа поверхности (●) как функция дозы облучения при температуре образца 440 К и энергии ионов дейтериевой плазмы 100 эВ

разуется глубоко под уровнем первоначальной поверхности и растёт по мере удаления от первоначального уровня вследствие распыления.

Характер образующегося рельефа весьма существенно зависит от температуры, при которой происходило облучение образца (рис. 8). При температуре 350 К в результате плазменного облучения поверхность покрылась плотно стоящими конусами со средней высотой 69 нм. При температуре 450 К рельеф на поверхности выглядит как разделённые промежутками усечённые конусы со средней высотой 410 нм. При температуре 540 К поверхность выглядит примерно так же, средняя высота усечённых конусов 500 нм, на основании, из которого вырастают конусы, также

развивается рельеф. При температуре 670 К рельеф поверхности состоит из плотно стоящих острых гребней со средней высотой 1040 нм. На рис. 8, *з* и *д* показаны поверхности двух образцов, облучавшихся при близких температурах 650 и 670 К. Плотность потока ионов на поверхность была вдвое ниже в

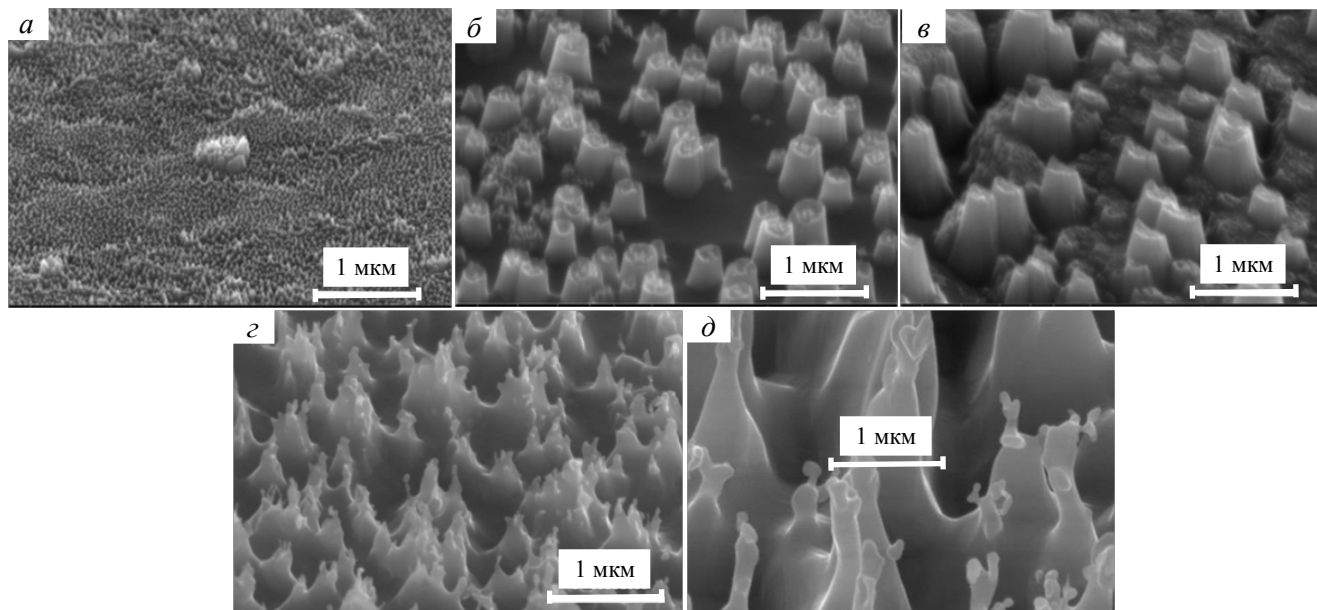


Рис. 8. Рельеф поверхности стали Русфер после облучения дозой  $3 \cdot 10^{25}$  ион/ $\text{м}^2$  дейтериевой плазмы. Энергия ионов 100 эВ. Температура образца при облучении 350 (*a*), 450 (*б*), 540 (*в*), 650 (*з*), 670 К (*д*); *a*, *д* — поток ионов  $2,4 \cdot 10^{21}$  ион/ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ; *б*, *в*, *з* — поток ионов  $5,2 \cdot 10^{21}$  ион/ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Все изображения получены при одинаковом увеличении микроскопа

первом случае. Высота структур, образовавшихся на поверхности образца, облучавшегося более высоким потоком, почти вдвое больше (1040 нм по сравнению с 600 нм). Несомненно, геометрические параметры структур на поверхности зависят не только от дозы облучения ионами и температуры во время облучения, но и от потока ионов на поверхность. Зависимость рельефа при селективном распылении стали Русфер от плотности потока дейтериевой плазмы на поверхность требует дополнительного исследования. На рис. 9, отображающем перепад высот в зависимости от условий облучения, обсуждаемым двум образцам соответствуют две крайние справа точки. Примечательно, что образец с более развитым рельефом, облучавшийся вдвое более высоким потоком, потерял вдвое меньшую массу при распылении (см. рис. 4, две крайние справа точки). Возможное объяснение этого факта следующее: в случае более развитого рельефа, состоящего из высоких гребней, распыленные частицы имеют больше шансов переосадиться на поверхность одного из соседних элементов.

Процессы развития рельефа и роста разнообразных структур на распыляемой поверхности наблюдались ранее на многих материалах: металлах, полупроводниках, диэлектриках. На поверхностях металлов и сплавов неоднократно наблюдался рост разнообразных микроскопических образований при ионном травлении: конусов, пирамидок, структур, состоящих из канавок и гребней [21]. Причины, приводящие к формированию рельефа, различны и не всегда они очевидны и математически описаны. За развитие структур на распыляемой поверхности могут быть ответственны по отдельности или вместе:

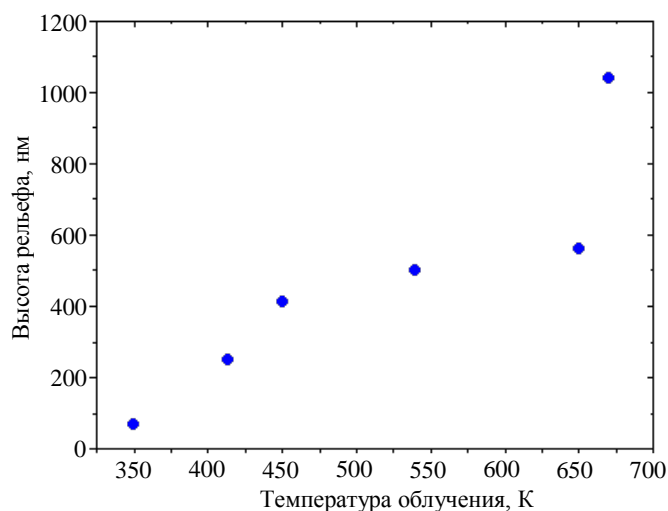


Рис. 9. Перепад рельефа на поверхности стали Русфер как функция температуры при облучении дейтериевой плазмой. Доза облучения во всех случаях  $3 \cdot 10^{25}$  ион/ $\text{м}^2$ . Поток ионов дейтерия на поверхность составлял  $(2,6—5,2) \cdot 10^{21}$  ион/ $(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

— неравномерное травление разных участков поверхности из-за наличия областей с более низким коэффициентом распыления;

— ионно-стимулированные процессы диффузии в полях напряжений, возникших при ионном облучении.

Согласно [21] условие роста кристаллов на поверхности металлов в результате ионно-стимулированных процессов при облучении  $T \geq (0,3—0,4)T_{пл}$ , где температура плавления выражена в °С. При более низких температурах на распыляемой поверхности образуются конусы, усечённые конусы и пирамидки.

В нашем случае, вероятно, действуют оба фактора: распыление и ионно-стимулированная диффузия, причём второй — более выражено при высоких температурах, когда наблюдается формирование высоких гребней и впадин.

Исследование особенностей образования рельефа на стали ЭК-181 и его математическое описание представляют интерес для дальнейшего исследования.

**Обогащение поверхности вольфрамом.** На основании исследований распыления для других НФМС можно было предположить, что поверхность при облучении дейтронами энергией 100 эВ обогащается вольфрамом, причём тем в большей степени, чем больше доза облучения. В первую очередь факт обогащения поверхностного слоя мы попробовали установить методом EDX. На рис. 10 показаны области анализа методом EDX состава поверхности образца стали ЭК-181, облучённого  $7 \cdot 10^{25}$  D/m<sup>2</sup> при температуре 440 К. На рис. 11 показан типичный EDX-спектр (для области 5 на рис. 10). В табл. 2 приведены концентрации вольфрама на поверхности данного образца в выделенных точках. Точки 1—3 располагаются непосредственно на поверхности, из которой растут выросты, точки 4—6 — на поверхностях выростов. Из табл. 2 можно сделать вывод, что концентрация вольфрама на поверхностях выростов выше, чем в промежутках между ними. В среднем же по поверхности концентрация вольфрама составляет 1,6 весовых %, что в ~1,5 раза выше концентрации вольфрама в необлучённой стали.

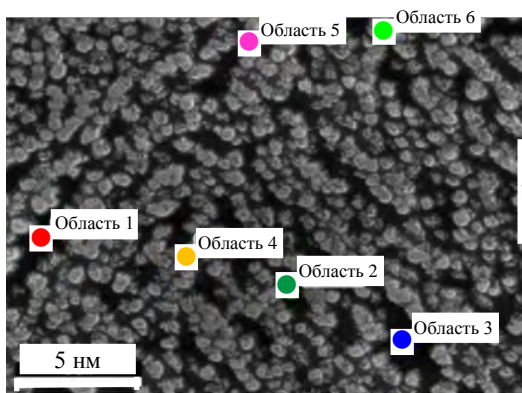


Рис. 10. Области анализа методом EDX состава поверхности образца стали Русфер, облучённого дейтериевой плазмой до дозы  $7 \cdot 10^{25}$  D/m<sup>2</sup> при температуре 440 К

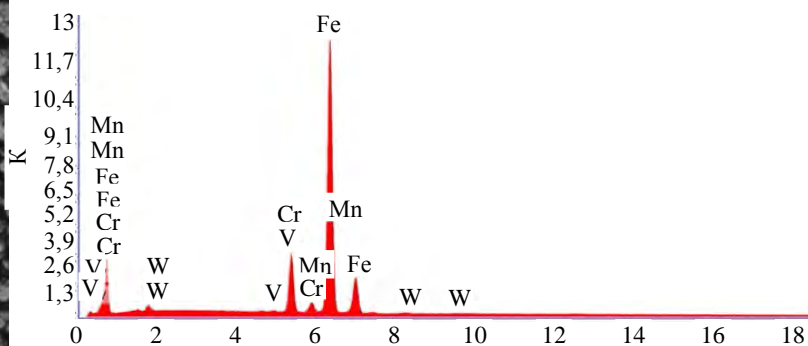


Рис. 11. EDX-спектр образца стали Русфер в точке 5 (EDX spot 5), указанной на рис. 10

Т а б л и ц а 2. Концентрация W в различных точках на поверхности образца стали Русфер (см. рис. 10), облучённого дейтериевой плазмой до дозы  $7 \cdot 10^{25}$  D/m<sup>2</sup> при температуре 440 К

Номер позиции	W, вес. %	W, ат. %
1	1,3	0,4
2	1,5	0,5
3	1,0	0,3
Плоскость в основании выростов, среднее	<b>1,3</b>	<b>0,4</b>
4	1,5	0,5
5	1,6	0,5
6	2,2	0,7
Выросты, средние	1,8	0,5

Стоит иметь в виду, что результаты анализа методом EDX относятся к поверхностному слою толщиной  $\sim 2,5$  мкм, а обогащение вольфрамом, как мы увидим далее, происходит в очень узком поверхностном слое, так что обогащение вольфрамом непосредственно поверхности может быть существенно выше чем зарегистрированное увеличение в 1,5 раза. Также и полученный методом EDX результат относительно того, что с ростом дозы облучения содержание вольфрама на поверхности возрастает (табл. 3) носит качественный характер.

Таблица 3. Усреднённая концентрация W на поверхности ЭК-181 для разных доз облучения дейтериевой плазмой при температуре 440 К

Номер образца	Доза облучения, D/m <sup>2</sup>	W, вес. %	W, ат. %
4	$8 \cdot 10^{24}$	0,87	0,24
6	$3 \cdot 10^{25}$	0,83	0,22
3	$7 \cdot 10^{25}$	1,52	0,46

Используя фокусированный ионный пучок (ФИП) из образца, облучённого максимальной дозой, был вырезан узкий фрагмент материала (ламель толщиной  $\sim 70$  нм) для исследования на просвечивающем электронном микроскопе. На рис. 12 показана поверхность вырезанной ламели — фрагмента сечения поверхности образца ЭК-181 и области, в которых элементный состав анализировался методом EDX. В табл. 4 приведены концентрации основных компонентов стали ЭК-181 в этих областях. Из табл. 4 видно, что поверхностный слой обогащён вольфрамом в 5—10 раз (напомним, что изначально сталь Русфер содержит  $\sim 1$  вес. % W). Наиболее высокая (в 10 раз больше начальной) концентрация вольфрама отмечена на острие наиболее высоко конусообразного выроста на поверхности. Данный результат является повторяемым. На остриях некоторых пиков концентрация вольфрама, измеренная методом EDX, достигала 65 вес. % (36 ат. %). Одновременно с обогащением поверхности вольфрамом происходит её обеднение хромом и железом (при концентрации вольфрама 65 вес. % концентрация Cr и Fe составила 1,5 и 33,5 вес. % соответственно). Вероятно, с ростом дозы облучения будет достигнута ситуация, когда на поверхности будет присутствовать исключительно вольфрам. При этом на глубине менее одного микрона (точки 8 и 9) концентрация вольфрама лишь незначительно (в 1,5 раза) превышает исходное содержание вольфрама в материале.

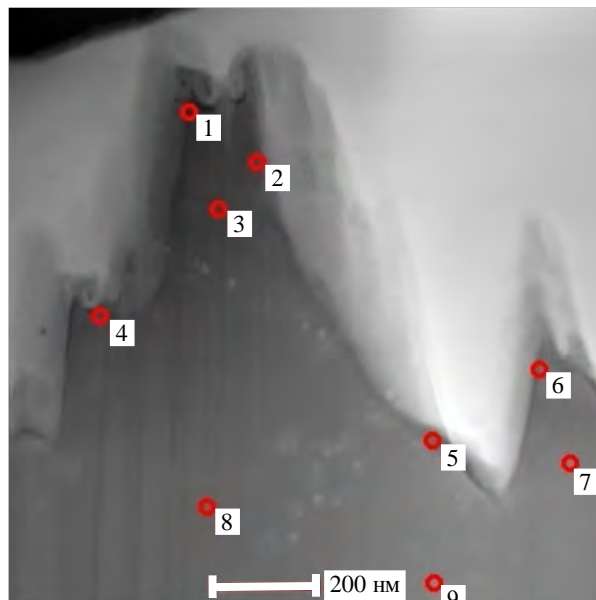


Рис. 12. Сечение поверхности образца Русфер (ЭК-181), облучённого дозой  $7 \cdot 10^{25}$  D/m<sup>2</sup> при температуре 440 К. Окружностями отмечены области, в которых элементный состав анализировался методом EDX

Таблица 4. Определённая методом EDX концентрация (в весовых %) основных элементов стали ЭК-181 в областях, отмеченных на рис. 12

Параметр	Область анализа	Cr	Fe	W
		вес. %		
Поверхность	1	3,8	88,7	7,5
	2	3,5	86,3	10,2
	4	4,9	92,6	2,5
	5	4,2	90,8	5,0
	6	4,5	90,5	5,0
Подповерхностный слой	3	4,7	92,4	2,9
	7	5,2	92,8	2,0
	8	6,8	91,7	1,5
	9	6,2	92,2	1,6

Более высокая концентрация вольфрама на остриях гребней лучше защищает материал под поверхностью от распыления, что обуславливает формирование столь развитой поверхности. Также нельзя исключить возможность ионно-стимулированной диффузии вольфрама на острия в полях напряжений.

Обогащение поверхности вольфрамом было также исследовано методом RBS. Полученные путём моделирования экспериментальных спектров (см. рис. 3) профили распределения вольфрама по глубине приведены на рис. 13, из которого видно, что при максимальной дозе облучения  $7 \cdot 10^{25}$  ион/м<sup>2</sup> обогащение вольфрамом затрагивает слой толщиной 0,1 мкм. Как можно видеть на рис. 14, с ростом дозы облучения концентрация вольфрама на поверхности увеличивается и достигает 4,5 ат. % (10,4 вес. %), что приблизительно в 10 раз больше, чем на поверхности исходного материала. Поскольку диаметр анализируемого пучка при исследовании методом RBS составлял 1,5 мм, полученные данные являются усреднёнными по анализируемой площади, состоящей из выступов и впадин. Согласно данным EDX вся подвергнутая распылению поверхность обогащена вольфрамом, однако на вершинах гребней обогащение более выражено. Поэтому данные RBS и EDX не противоречат, а дополняют друг друга.

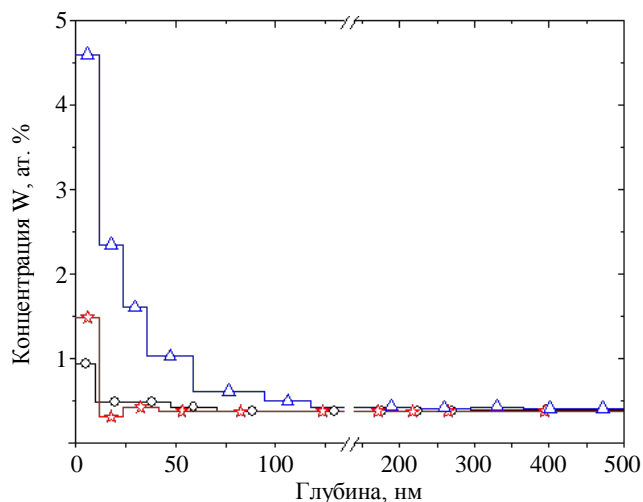


Рис. 13. Профили распределения вольфрама по глубине образцов, облучённых дейтериевой плазмой с энергией ионов 100 эВ. Доза облучения:  $\Delta$  —  $7 \cdot 10^{25}$ ,  $\star$  —  $1 \cdot 10^{25}$ ;  $\circ$  —  $3 \cdot 10^{24}$  ион/м<sup>2</sup>. Профили распределения вольфрама получены моделированием спектров RBS с помощью кода SIMNRA [18]

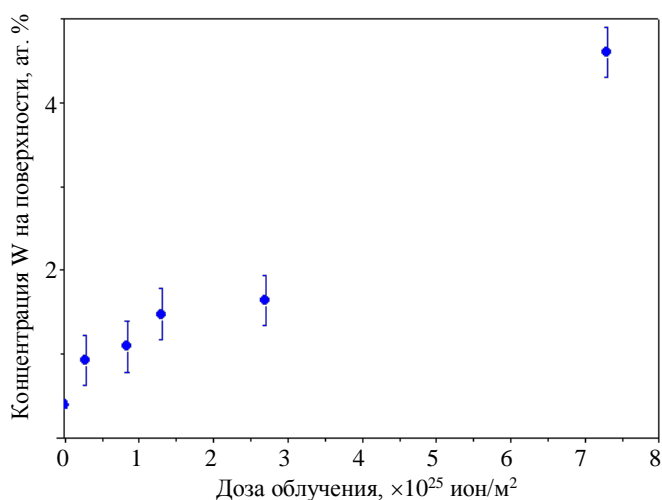


Рис. 14. Концентрация вольфрама на поверхности образца стали Русфер в зависимости от дозы облучения дейтериевой плазмы с энергией ионов 100 эВ при температуре 440 К. Концентрация вольфрама определена методом RBS

## ВЫВОДЫ

Впервые подробно исследовано распыление стали Русфер (ЭК-181) при облучении дейтериевой плазмой с энергией ионов 100 эВ. Основные результаты работы следующие:

- полученные значения коэффициента распыления разумно согласуются с литературными данными для стали Еврофер, аналога стали Русфер;

- при распылении низкоэнергетичной дейтериевой плазмой на распыляемой поверхности стали ЭК-181 развивается рельеф в виде столчатых структур;

- по мере увеличения дозы облучения перепад высоты рельефа становится больше. При температуре 440 К и дозе облучения  $7 \cdot 10^{25}$  D/м<sup>2</sup> максимальная высота структур на поверхности составила  $\sim 700$  нм;

- с ростом температуры во время облучения высота перепада рельефа на поверхности увеличивается;

- при распылении стали ЭК-181 происходило обогащение поверхностного слоя вольфрамом. Методом RBS зарегистрирован рост концентрации W в 10 раз при дозе облучения  $7 \cdot 10^{25}$  ион/м<sup>2</sup>. Локально, на остриях конусообразных структур на поверхности, методом EDX отмечен ещё более значительный рост концентрации вольфрама по сравнению с первоначальной;

— с ростом дозы облучения дейтериевой плазмой коэффициент распыления стали Русфер падает. Причины — обогащение поверхности вольфрамом и образование развитого рельефа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-08-01464.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bolt H., Barabash V., Federici G., Linke J., Loarte A., Roth J., Sato K. Part 1. Plasma facing and high heat flux materials – needs for ITER and beyond. — J. Nucl. Mater., 2002, vol. 307—311, p. 43—52.
2. Roth J., Sugiyama K., Alimov V., Hörschen T. et al. EUROFER as wall material: Reduced sputtering yields due to W surface enrichment. — J. Nucl. Mater., 2014, vol. 454, Issuts 1—3, p. 1—6.
3. Eckstein W., Garcia-Rosales C. — J. Roth, W. Ottenberger, Sputtering data, IPP 9/82, 1993.
4. Sugiyama K., Roth J., Alimov V.Kh., Schmid K. et al. Erosion study of Fe—W binary mixed layer prepared as model system for RAFM steel. — J. of Nucl. Mater., 2015, vol. 463, p. 272—275.
5. Caniello R., Uccello A., Ghezzi F., Minelli D. et al. Erosion yield and W surface enrichment of Fe—W model system exposed to low flux deuterium plasma in the linear device GyM. — Nuclear Materials and Energy, 2017, vol. 10, p. 9—16.
6. Ashikawa N., Sugiyama K., Manhar A.D., Balden M. et al. Effects of surface modifications on deuterium retention in F82H and EUROFER exposed to low-energy deuterium plasmas. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 112, p. 236—239.
7. Koslowski H.R., Bhattacharyya S.R., Hansen P., Linsmeier Ch. et al. Temperature-dependent in-situ LEIS measurement of W surface enrichment by 250 eV D sputtering of EUROFER. — Nuclear Materials and Energy, 2018, vol. 16, p. 181—190.
8. Alimov V.Kh., Hatano Y., Yoshida N., Bobyr N.P. et al. Surface morphology of F82H steel exposed to low-energy D plasma at elevated temperatures. — J. Nucl. Mater., 2018, vol. 510, p. 366—372.
9. Li Qiao, Chuan Xu, Hanwen Zhang, Engang Fu, Peng Wang. Surface studies of the characterization of RAFM steel after deuterium plasma exposure. — Surfaces and Interfaces, 2019, vol. 17, p. 100371
10. Solonin M.I., Chernov V.M., Gorokhov V.A., Ioltukhovskiy A.G. et al. Present status and future prospect of the Russian program for fusion low-activation materials. — J. Nucl. Mater., 2000, vol. 283—287, p. 1468—1472.
11. Леонтьева-Смирнова М.В., Агафонов А.Н., Ермолаев Г.Н., Иолтуховский А.Г. и др. Микроструктура и механические свойства малоактивируемой ферритно-мартенситной стали ЭК-181 (RUSFER-ЕК-181). — Перспективные материалы, 2006, № 6, с. 40—52.
12. Hishinuma A., Kohyama A., Klueh R.L., Gelles D.S. et al. Current status and future R&D for reduced-activation ferritic/martensitic steels. — J. Nucl. Mater., 1998, vol. 258—263, Part 2, p. 1291—129.
13. Jinnan Yu, Qunying Huang, Farong Wan. Research and development on the China low activation martensitic steel (CLAM). — J. Nucl. Mater., 2007, vol. 367—370, Part A, p. 97—101.
14. Lindau R., Möslang A., Schirra M. Thermal and mechanical behaviour of the reduced-activation-ferritic-martensitic steel EUROFER. — Fusion Engineering and Design, 2002, vol. 61—62, p. 659—664.
15. Голубева А.В., Бобырь Н.П., Черкез Д.И., Гаспарян Ю.М. и др. Взаимодействие изотопов водорода с ферритно-мартенситной сталью ЭК-181 (R-181-Русфер). Обзор полученных результатов. — Перспективные материалы, 2021, № 4, с. 5—18.
16. Chu W.K., Mayer J.W., Nicolet M.A. Backscattering Spectrometry. — New York: Academic Press, 1978.
17. Alimov V.Kh., Yajima M., Masuzaki S., Tokitani M., LHD Experiment Group. Analysis of mixed-material layers deposited on the toroidal array probes during the FY 2012 LHD plasma campaign. — Fusion Eng. Des., 2019, vol. 147, p. 111228; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.06.001>.
18. Mayer M. SIMNRA User's Guide. Tech. Rep. IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1997; [home.mpcdf.mpg.de/~mam/](http://home.mpcdf.mpg.de/~mam/).
19. Roth J., Sugiyama K., Alimov V., Hörschen T., Baldwin M., Doerner R. EUROFER as wall material: reduced sputtering yields due to W surface enrichment. — J. Nucl. Mater., 2014, vol. 454, p. 1—6; <http://dx.doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.07.042>.
20. Ziegler J.F. Helium: Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matter. — New York: Pergamon Press, 1977; [https://www.nds.iaea.org/stopping/stopping\\_heli.html](https://www.nds.iaea.org/stopping/stopping_heli.html).
21. Беграмбеков Л.Б. Модификация поверхности твердых тел при ионном и плазменном воздействии. Учебное пособие. — М.: МИФИ, 2001.



Анна Владимировна Голубева,  
к.ф.-м.н., с.н.с. ККФХТ; НИЦ  
«Курчатовский институт»,  
123182 Москва, пл. Академика  
Курчатова 1, Россия  
[Golubeva\\_AV@nrcki.ru](mailto:Golubeva_AV@nrcki.ru)



Борис Иванович Хрипунов,  
начальник лаборатории,  
к.ф.-м.н., лауреат премии им.  
И.В. Курчатова, ветеран  
атомной энергетики и про-  
мышленности; НИЦ «Курча-  
товский институт», 123182  
Москва, пл. Академика Кур-  
чатова 1, Россия  
[Khripunov\\_BI@nrcki.ru](mailto:Khripunov_BI@nrcki.ru)



Владимир Хасатович Алимов, с.н.с., к.ф.-м.н.; Институт физической химии и электрохимии имени А.Н. Фрумкина РАН, 119071, Москва, Ленинский проспект, д. 31, корп. 4, Россия



Наталья Николаевна Преснякова, инженер-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Kolobylyina\_NN@nrcki.ru



Николай Павлович Бобырь, н.с. ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; АО «ВНИИИМ», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия  
Vobyry\_NP@nrcki.ru



Вячеслав Михайлович Чернов, д.ф.-м.н., г.н.с., профессор; АО «ВНИИИМ», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия  
VMChernov@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 63—74.

УДК 621.039.531.546.78

## ВОЗДЕЙСТВИЕ УСКОРЕННЫХ ПРОТОНОВ И ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ ВОЛЬФРАМА

*Б.И. Хрипунов, В.С. Койдан, В.М. Гуреев, Е.В. Семенов, В.Н. Унежев, А.А. Цветков*

*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В работе представлены результаты экспериментального исследования вольфрама как материала покрытия дивертора и первой стенки термоядерного реактора-токамака. Разработан метод моделирования радиационного повреждения материала термоядерными нейтронами, основанный на использовании ускоренных протонов. Разработана методика облучения образцов вольфрама (PLANSEE) протонами на циклотроне НИЦ «Курчатовский институт». При облучении использованы протоны энергией 3,7 МэВ, полный флюенс составил  $10^{18}$  протон/см<sup>2</sup>. Облучённые образцы (0,05 сна) исследованы в дейтериевой плазме на установке ЛЕНТА. Показаны результаты воздействия облучения и плазмы на поверхность и накопление дейтерия в облучённом материале.

**Ключевые слова:** вольфрам, ускоренные ионы, дейтериевая плазма, поверхность, эрозия, радиационные повреждения.

## TUNGSTEN SURFACE UNDER ACCELERATED PROTONS AND PLASMA IMPACT

*B.I. Khripunov, V.S. Koidan, V.M. Gureev, E.V. Semenov, V.N. Unezhev, A.A. Tsvetkov*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

Results of the experimental research of tungsten suggested for armor in divertor and on the first wall in a fusion tokamak-reactor. An experimental method to produce radiation damage in the material is developed for simulation of thermonuclear neutrons effect which is based on the use of high-energy protons. The procedure has been elaborated for irradiations of tungsten (PLANSEE) on the cyclotron at Kurchatov Institute. Protons accelerated to 3,7 MeV with total fluence of  $10^{18}$  protons/cm<sup>2</sup> were used. The samples irradiated so far (0.05 dpa) were studied in deuterium plasma on the LENTA device. The results of the surface irradiation and the plasma exposure are shown as well as deuterium retention effect.

**Key words:** tungsten, accelerated ions, deuterium plasma, surface, erosion, radiation damage.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-75-81

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема создания материалов для покрытия камеры в термоядерном реакторе-токамаке (первой стенки и дивертора) в последние годы по мере разработки крупных реакторных систем приобретает все большую остроту. Требования к таким материалам обусловлены особо сильными факторами воздействия на них со стороны удерживаемой плазмы, в которой происходит термоядерная реакция DT, включая предельно высокие тепловые и плазменные нагрузки, а также облучение термоядерными нейтронами (14 МэВ). Значительный флюенс нейтронов, характеризующий длительную непрерывную работу реактора, приведёт к накоплению в материале радиационных повреждений высокого уровня (в соответствии с прогнозом — от единиц до сотен сна), что, в свою очередь, вызовет деградацию его физических и теплофизических свойств [1—5]. Для строящегося международного реактора ИТЭР выбор сделан в пользу бериллия (камера) и вольфрама (дивертор), однако для будущих термоядерных реакторов (например, ДЕМО, ТИН) в настоящее время данный вопрос остаётся открытым. Углеродистые материалы, показавшие не только высокие скорости химического распыления с образованием углеводородов в пристеночной плазме, но и существенное ускорение химической эрозии при высоком уровне радиационного повреждения [5, 6], в настоящее время исключены из списка материалов, обращённых к плазме ТЯР. Сегодня рассматривается возможность использования вольфрама для покрытия первой стенки реактора-токамака.

Нами экспериментально решается задача исследования вольфрама с высоким уровнем радиационных повреждений в потоках дейтериевой плазмы. В настоящее время получены и изучены образцы вольфрама с повреждениями от 0,1 до 200 сна — этот интервал покрывает весь диапазон значений, прогнозируемых для термоядерного реактора. Возможность исследования материалов с радиацион-

ным повреждением такого уровня обеспечивается применением для их получения ускоренных тяжёлых ионов с энергиями МэВ-ного диапазона, поскольку источники непосредственно термоядерных нейтронов необходимой большой интенсивности в настоящее время отсутствуют. Облучение образцов ионами высоких энергий выполняется на циклотроне НИЦ «Курчатовский институт». Эксперименты по экспозиции облучённого материала в высоких потоках плазмы также проводятся в НИЦ «Курчатовский институт» на линейной плазменной установке ЛЕНТА, на которой создаётся плазма с параметрами, соответствующими пристеночной плазме токамака.

## **ПОЛУЧЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ В ВОЛЬФРАМЕ С ПОМОЩЬЮ ПУЧКОВ ИОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Радиационное повреждение материалов в результате облучения ионами, ускоренными до высоких энергий, является одним из основных направлений физики высоких энергий, важных для разработки и применений ускорительной техники. В основе воздействия быстрых ионов на материал лежат процессы столкновений ионов с атомами облучаемого материала, приводящие к смещению атомов из положения равновесия, которые в соответствии с этим характеризуются величиной количества произведённых смещений на атом облучаемого материала (сна). Предложение использовать ионы высоких энергий для моделирования радиационного повреждения материалов под воздействием нейтронного облучения [7] давно и успешно реализуется в многочисленных экспериментальных исследованиях, относящихся, в частности, к реакторам деления. В термоядерном реакторе, реализующем реакцию синтеза DT, самые большие энергии отвечают нейтронам 14 МэВ, образующимся в результате этой реакции. В отсутствие источника термоядерных нейтронов высокой интенсивности возможно моделирование радиационных повреждений непосредственно с помощью нейтронов на реакторах деления, которое ограничивается экспериментальными исследованиями при существенно более низких энергиях нейтронов по сравнению с термоядерными нейтронами и трудностью получения высоких уровней повреждения, которые будут характерны для ТЯР [8, 9]. Нами в течение многих лет развивается метод получения радиационных повреждений с помощью пучков ускоренных ионов в применении к исследованию термоядерных материалов, контактирующих с плазмой. Данный метод наряду с облучением нейтронами на реакторах деления широко применяется различными исследователями для изучения термоядерных материалов, в последнее время в основном вольфрама. Для этой цели используются пучки различных видов тяжёлых ионов газов и металлов He, Ar, Cu, Fe, W [10—17], а также протоны. С выбором вида ионов непосредственно связаны скорости генерации дефектов в материале и возможности получения материалов с высоким уровнем радиационного повреждения. В последние десять лет для проведения экспериментов с вольфрамом нами использованы пучки ионов гелия, углерода, азота, а также протоны [18—21]. В данной работе приведены некоторые результаты исследования радиационно-повреждённого вольфрама двух марок, рассматриваемых для применения в реакторе ИТЭР, фирмы PLANSEE (Австрия) и Полема (РФ), облучённого протонами.

## **ОБЛУЧЕНИЕ ВОЛЬФРАМА БЫСТРЫМИ ПРОТОНАМИ**

Поскольку при изготовлении образцов электроискровым методом были использованы медные электроды, следы эрозии которых были нами обнаружены на полученных образцах, последние были подвергнуты сначала химической очистке, а затем механической полировке и отжигу при температуре 1000 °С в течение 1 ч. Образцы вольфрама фирмы PLANSEE были предоставлены нам в рамках Координированной программы МАГАТЭ по исследованию облучённого вольфрама (Research Agreement 18118/R0).

Методика облучения образцов протонами высокой энергии предусматривает ускорение протонов до энергии 32 МэВ, которая является оптимальной для получения максимального тока протонов на мишени, и последующее их торможение в слое алюминия и слое воды (охлаждение образца). После прохождения алюминиевой фольги и слоя воды энергия пучка существенно падает, и на поверх-

ности облучаемого образца средняя энергия протонов составляет  $E = 3,7 \pm 1,3$  МэВ. Схематическое представление эксперимента по облучению протонами образца вольфрама показано на рис. 1. На рис. 2 показаны расчётные траектории протонов пучка, соответствующие схеме облучения вольфрама, показанной на рис. 1.

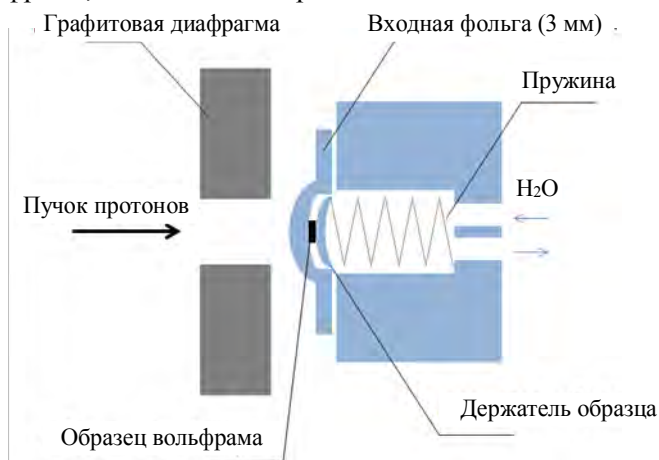


Рис. 1. Схема облучения образцов вольфрама

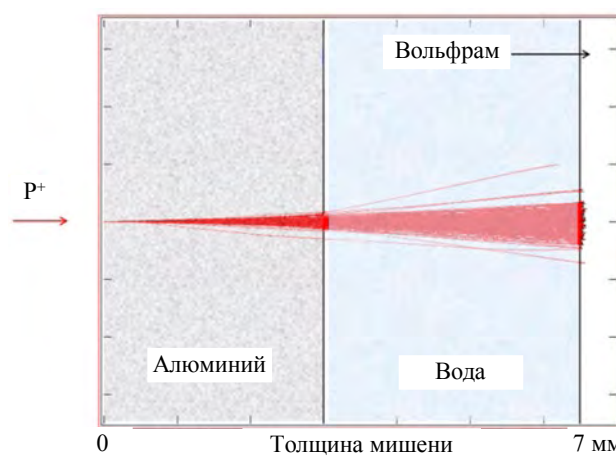


Рис. 2. Расчётное моделирование пучка протонов при облучении образцов вольфрама

На образец вольфрама диаметром 10 мм был подан заряд пучка протонов 0,5 Кл, что соответствует флюенсу около  $10^{18}$  протон/см<sup>2</sup>. При этом расчётный уровень образования дефектов соответствует значениям до 0,1 сна. На рис. 3 показаны профиль радиационных повреждений для вольфрама D, рассчитанный для флюенса  $\Phi = 10^{18}$  протон/см<sup>2</sup> (см. рис. 3, а), и энергетический спектр протонов на поверхности образца (см. рис. 3. б). При моделировании радиационных повреждений в вольфраме значение пороговой энергии образования дефектов было равно 60 эВ [22]. Толщина повреждённого слоя при этом, как показал расчёт, составляет около 100 мкм (см. рис. 3, а).

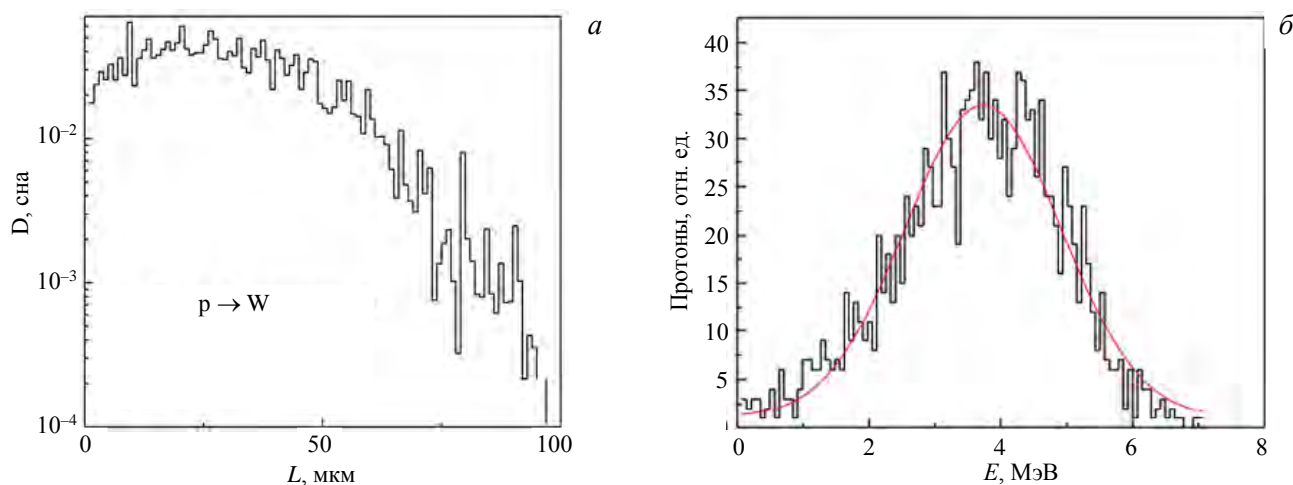


Рис. 3. Профиль радиационных повреждений в вольфраме, облучённом протонами со средней энергией 3,7 МэВ до дозы  $10^{18}$  р/см<sup>2</sup> (а), и энергетический спектр протонов на поверхности образца (б)

Поскольку наведённая в образце активность после облучения составляла вполне заметную величину, после облучения образец выдерживался 2,5 месяца, в течение которых обеспечивался спад активности до необходимого уровня. На рис. 4 показан аппаратный гамма-спектр от облучённого образца через сутки и 7 суток после облучения.

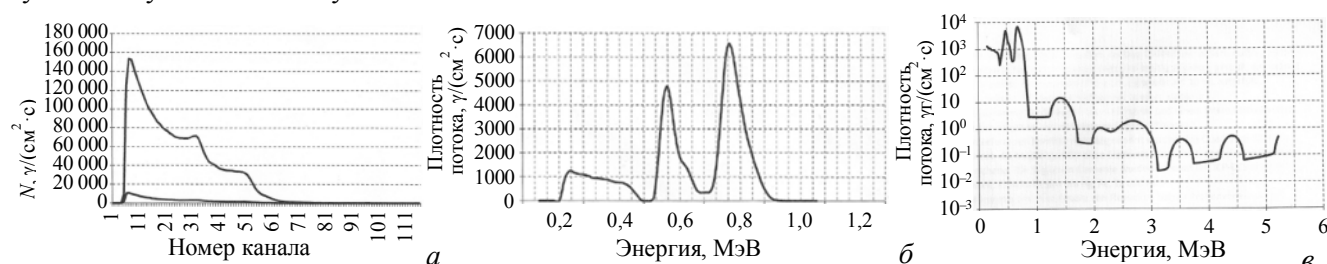


Рис. 4. γ-спектр от облучённого образца вольфрама в интервале энергии 0—0,5 (а); 0—1 (б); 0—5 МэВ (в)



Рис. 5. Образец вольфрама PLANSEE после облучения протонами на циклотроне ( $E_{p\text{ ср}} = 3,7$  МэВ,  $10^{18}$  р/см<sup>2</sup>)

На рис. 5 показана фотография образца вольфрама PLANSEE после облучения быстрыми протонами. Закрытая от облучения область на краю образца (более тёмная на фото) соответствует ширине  $\Delta = 0,5$  мм.

Поверхность образца показана на рис. 6 (СЭМ). В верхней части рисунка видны границы облучения, а также растрескивание поверхности в виде уходящей от границы облучения трещины.

Выявленная на фото граница облучения (см. рис. 6) отделяет облучённую область образца (нижняя часть) от необлучённой области (верхняя часть), однако изменений микроструктуры поверхности в результате облучения, как показал анализ СЭМ, материал не испытал.

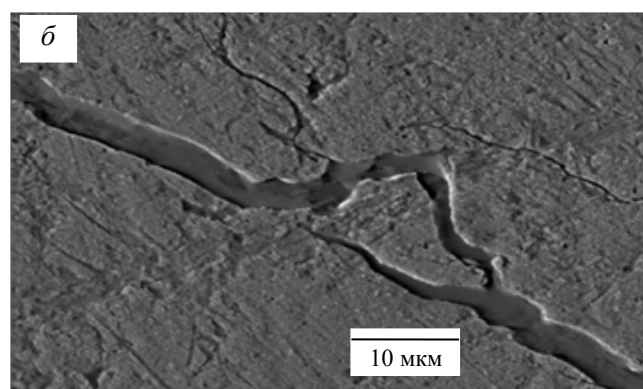
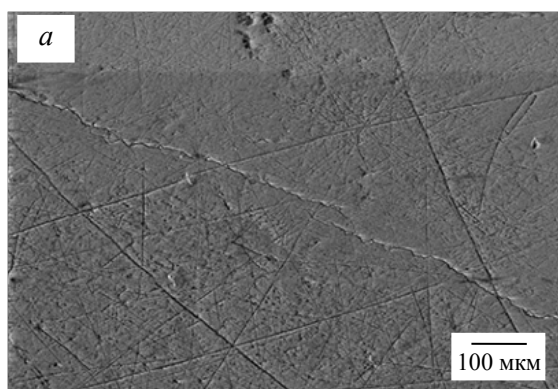


Рис. 6. Поверхность вольфрама PLANSEE после облучения протонами: *a* — более светлая часть выявляет границу облучения, указанную стрелкой; *б* — облучённая область

### ОБЛУЧЁННЫЙ ВОЛЬФРАМ В D-ПЛАЗМЕ

На установке ЛЕНТА проведено исследование образцов вольфрама под воздействием стационарной плазмы с параметрами, моделирующими пристеночный слой в диверторе термоядерного реактора. Плазма образуется в виде цилиндрического столба в пучково-плазменном разряде в аксиальном магнитном поле 0,2 Тл в результате взаимодействия электронного пучка с газом. Образцы размещались сбоку от плазменного столба, и на них подавался отрицательный потенциал смещения, который определял энергию ионов дейтерия, падающих на поверхность.

Экспозиция образца в плазме проведена в нескольких сеансах в течение общего времени облучения

304 мин. Условия и параметры облучения были следующие: дейтериевая плазма; энергия ионов на поверхности образца 250 эВ; плотность потока ионов на мишень  $2,4 \cdot 10^{17}$  ион/(см<sup>2</sup>·с); полный флюенс ионов дейтерия  $0,9 \cdot 10^{22}$  ион/см<sup>2</sup>; температура поверхности <100 °С.

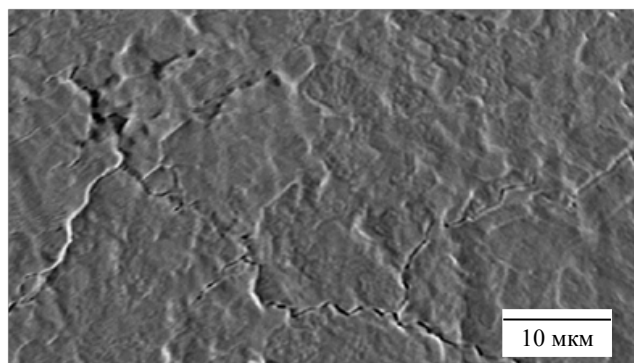


Рис. 7. Поверхность облучённого вольфрама PLANSEE после экспозиции в дейтериевой плазме ( $\sim 10^{22}$  D<sub>ион</sub>/см<sup>2</sup>)

Эрозия поверхности вольфрама в результате бомбардировки ионами дейтерия при указанной энергии, превышающей пороговое значение, отвечает распылению материала и приводит к изменению её рельефа, в котором проявляется поликристаллическая структура материала. Фотография поверхности образца, облучённого протона-

ми и экспонированного затем в плазме, показана на рис. 7. В результате распыления поверхности и проникновения ионов дейтерия в материал отчётливо обозначается зёрнистая структура материала и происходит протравливание границ зёрен.

Измерение скорости эрозии весовым методом показало значение  $0,86 \text{ мг}/(\text{см}^2 \cdot \text{ч})$ . С учётом плотности потока ионов дейтерия на поверхность это приводит к величине коэффициента эрозии материала PLANSEE в дейтериевой плазме  $Y_{D \rightarrow W} = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ ат./ион}$ . Последнее значение согласуется с данными по другим маркам вольфрама, полученными нами ранее [19—26].

В исследованиях вольфрама, облучённого ионами различного вида, нами были использованы, в частности, различные методы, позволяющие оценить накопление газов при воздействии плазмы на поверхность облучённых образцов (МРЯО, ТДС, метод обратного ядерного рассеяния, рентгеновские методы исследования поверхности) [18—21, 23]. В данной работе накопление дейтерия в вольфраме, облучённом протонами до достижения  $0,05 \text{ сна}$ , было проанализировано с помощью метода термодесорбции TDS. Анализ, проведённый после экспозиции облучённого образца в D-плазме, показал лишь небольшие отличия наблюдаемого спектра в диапазоне  $600\text{—}1300 \text{ К}$  от соответствующего спектра, полученного на необлучённом образце (рис. 8). Таким образом, генерация дефектов протонами в описанных условиях не приводит к существенному повышению накопления дейтерия в облучённом материале при экспозиции его в D-плазме. Для сравнения на рисунке приведён также спектр, соответствующий вольфраму, предварительно облучённому ионами гелия.

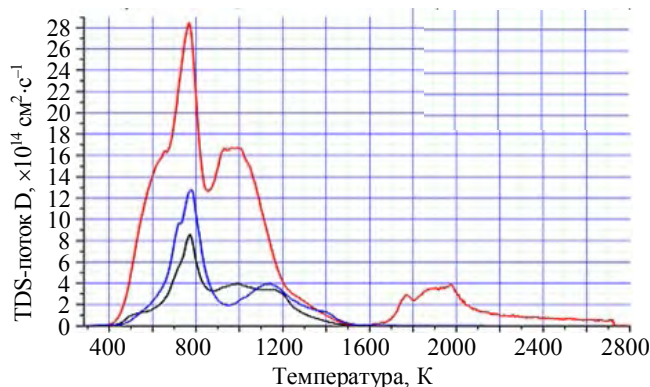


Рис. 8. TDS-спектры вольфрама PLANSEE, облучённого протонами (—), 4 МэВ, ионами гелия (—), 4,5 МэВ, и необлучённого вольфрама (—) [19] после их экспозиции в дейтериевой плазме

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Рассмотренный в данной работе радиационно-повреждённый вольфрам получен в результате облучения образцов протонами со средней энергией  $3,7 \text{ МэВ}$  до накопления флюенса  $10^{18} \text{ р}/\text{см}^2$ . Такое облучение приводит к накоплению первичных дефектов в поверхностном слое материала толщиной в десятки микрон на уровне до одного смещения на атом. Казалось бы, использование протонов для моделирования образования дефектов в нейтронном потоке приближает нас к тем уровням, которые отвечали бы облучению нейтронами. Однако термоядерные нейтроны имеют несравнимо большую энергию ( $14 \text{ МэВ}$ ) по сравнению с протонами в нашем случае, что радикально сказывается на процессе образования дефектов. Использование же протонов с энергиями указанного высокого уровня с экспериментальной точки зрения ограничивается практической возможностью проведения самой работы, поскольку включение в процесс ядерных реакций в таком случае приводит к сильной активации вольфрама. Как показывает данная работа, реально достижимые параметры облучения и уровни образования дефектов могут отвечать энергиям протонов менее  $10 \text{ МэВ}$  и флюенсу  $10^{18} \text{ р}/\text{см}^2$  и составлять единицы сна. Ранее нами использовались различные виды тяжёлых ионов (пучки ионов гелия, углерода, азота) и экспериментально получены значения уровней первичных дефектов в вольфраме значительно более высокие — десятки сна и более. Разумеется, каждый вид ионов вносит свою специфику в процесс взаимодействия с решёткой материала. Тем не менее заранее нельзя предсказать влияние выбора на результаты, например, по накоплению изотопов водорода в облучённом материале. В наших экспериментах с вольфрамом ранее было проведено исследование накопления дейтерия в вольфраме, облучённом ионами углерода и гелия [20], и было показано, что в образцах с близкими уровнями повреждения (до  $10 \text{ сна}$ ) получают весьма близкие результаты.

Результаты работы показывают, что облучение вольфрама PLANSEE протонами на уровне параметров данного эксперимента не выявляет существенного влияния полученных в материале повреждений на микроструктуру поверхности при последующей экспозиции в D-плазме, а также на накопление дей-

терия в результате бомбардировки ионами плазмы. Сравнение с экспериментами на необлучённых образцах показывает, что полученные значения скорости и коэффициента эрозии материала в дейтериевой плазме, а также рельеф, образующийся на поверхности, не позволяют выявить какое-либо влияние накопленных дефектов на течение процессов на границе плазма—поверхность при данном уровне облучения, определяя, таким образом, уровень «безболезненности» облучения для взаимодействия материала с плазмой.

Значительная часть работы, представленная в данной статье, выполнена Александром Ивановичем Рязановым и Сергеем Терентьевичем Латушкиным, безвременно ушедшими из жизни в период написания данной статьи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wampler W.R., Doerner R.P.** — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, p. 115023.
2. **Roth J., Schmid K.** — Physica Scripta, 2011, vol. 145, p. 014031.
3. **Hatano Y., Shimada M., Alimov V.Kh. et al.** — JNM, 2013, vol. 428, S114.
4. **Mayer M., Markina E., Lindig S., Schwartz-Selinger T.** — Physica Scripta, 2011, vol. 159, p. 014045.
5. **Miyamoto M., Nishijima D., Ueda Y., Doerner R. et al.** — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 065035.
6. **Khripunov B.I. et al.** — JNM, 2009, vol. 390—391, p. 921—924.
7. **Флеров Г.Н.** Практические применения пучков тяжелых ионов. — УФН, 1974, т. 11, вып. 2, с. 351—372.
8. **Shimada M. et al.** Defect annealing and thermal desorption of deuterium in low dose HFIR neutron-irradiated tungsten. — JNM, 2015, vol. 463, p. 1005—1008.
9. **Hatano Y., Toyama T., Lee H.T. et al.** Defect-hydrogen isotopes interactions in neutron-irradiated tungsten and effects of alloying elements and crystal orientation on defect formation under surrogate irradiation. — Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, 2019, vol. 18, p. 55—68.
10. **Ryazanov A., Koidan V., Khripunov B. et al.** — Fus. Sci. & Technol., 2012, vol. 61, № 2, p. 107—117.
11. **Rieth M., Dudarev S.L., Gozalez de Viceente S.M., Actaa J. et al.** Recent progress in research on tungsten materials for nuclear fusion application in Europe. — JNM, 2013, vol. 432, p. 482—500.
12. **Deshpande S.P., Raole P.M. et al.** Simulation of radiation damage and ion-irradiation experiments with tungsten. — Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, 2019, vol. 18, p. 3—44.
13. **Mayer M., Markina E., Lindig S., Schwartz-Selinger T.** — Physica Scripta, 2011, T159, p. 014045.
14. **Shimada M. et al.** — Nucl. Fusion., 2015, vol. 55, p. 013008.
15. **Gasparyan Yu.M., Ogorodnikova O.V., Pisarev A.A. et al.** Thermal desorption from self-damaged tungsten exposed to deuterium atoms. — JNM, 2015, vol. 463, p. 1013—1016.
16. **Li X., Xu Y., Zhang Y., Liu S.** Across-scale self-healing mechanisms for radiation damage in nano-crystal tungsten. — Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, IAEA, 2019, vol. 18, p. 81—126.
17. **Алимов и др.** Удержание дейтерия в радиационно-поврежденном вольфраме. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 40, вып. 4, с. 25—39.
18. **Koidan V.S. et al.** — In: IAEA 25th FEC. St. Petersburg, 2014, paper MPT/P7-37.
19. **Khripunov B.I., Koidan V.S., Ryazanov A.I.** High-flux plasma effect on tungsten damaged by high-energy ions. — Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, 2019, vol. 18, p. 69—80.
20. **Khripunov B. et al.** — J. Nucl. Mater., 2015, vol. 463, p. 258.
21. **Хрипунов Б.И., Койдан В.С., Рязанов А.И., Гуреев В.М., Латушкин С.Е., Семенов Е.В., Столярова В.Г.** Исследование материалов ТЯР в потоке дейтериевой плазмы: радиационные повреждения, модификация поверхности, эрозия. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 46—54.
22. **Sawan M.E.** Damage parameters of structural materials in fusion environment compared to fission reactor irradiation. — Fusion Eng. Des., 2012, vol. 87, p. 551—555.
23. **Boriskin O.I., Nuzhdin G.A., Muravyeva I.V.** — Chernye Metally, 2020, № 3, p. 37—41.



Борис Иванович Хрипунов, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Khripunov\_BI@nrcki.ru



Василий Семенович Койдан, начальник отдела, д.ф.-м.н., профессор, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Виктор Михайлович Гуреев, ведущий специалист, лауреат премии им. И.В. Курчатова 1996 и 2001 гг., ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Евгений Владимирович Семенов, н.с., лауреат молодежной премии им. И.В. Курчатова 2012 г., лауреат стипендии Президента РФ молодым учёным и аспирантам 2012 г.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Виталий Нургалиевич Унежев, начальник ускорительного комплекса, ветеран атомной энергетики и промышленности, многократный лауреат премии И.В. Курчатова, лауреат премии Совмина СССР; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Андрей Александрович Цветков, главный специалист, ветеран труда; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 30 июня 2021 г.

После доработки 16 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 75—81.

УДК 621.7; 621.039.531:546.881; 621.039.634.669-154

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ИОНОВ АРГОНА И ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ВАНАДИЯ И СПЛАВОВ НА ЕГО ОСНОВЕ (Обзор)

*И.В. Боровицкая<sup>1</sup>, С.Н. Коршунов<sup>2</sup>, А.Н. Мансурова<sup>2</sup>, Г.Г. Бондаренко<sup>3</sup>, И.Е. Люблинский<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

<sup>4</sup>АО «Красная Звезда», Москва, Россия

В работе представлен обзор исследований о влиянии интенсивных потоков ионов аргона и мощного импульсного лазерного излучения на свойства: микротвёрдость, радиационную эрозию, структурные изменения, сопротивление коррозии в жидком литии, а также изменение топографии поверхности в условиях отдельного и последовательного облучения ионами  $Ar^+$  и лазерного излучения малоактивируемых сплавов ванадия (V—0,59Ga; V—1,86Ga; V—3,49Ga; V—3,4Ga—0,62Si; V—4,51Ga—5,66Cr; V—4,8Ti—4,82Cr) в сравнении с чистым ванадием. Облучение материалов ионами аргона проводили в вакууме в ускорителе ИЛУ в следующем режиме: энергия 20 кэВ, доза  $10^{22} \text{ м}^{-2}$ , плотность потока ионов  $6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $T_{\text{обл}} \sim 700 \text{ К}$ ; лазерное облучение в установке ГОС 1001 в вакууме в режиме модулированной добротности: плотность мощности потока  $q = 1,2 \cdot 10^{12} \text{ Вт/м}^2$ , длительность импульса  $\tau_0 = 50 \text{ нс}$ , число импульсов от 1 до 4. Впервые обнаружен ряд новых явлений: возможность появления радиационного блистеринга при имплантации в металлы тяжёлых ионов; проявление эффекта дальнего действия, который состоит в двухстороннем изменении микротвёрдости, текстуры мишени и морфологии поверхности; увеличение эрозии материалов при последовательном воздействии на них ионов и лазерного излучения. Показана идентичность механизмов коррозии как облучённых ионами аргона, так и необлучённых материалов при испытании в жидком литии при температуре  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 400 ч, которая заключается в незначительном проникновении азота в материалы и значительном выходе из них кислорода, что вызывает формирование зоны с пониженной микротвёрдостью вблизи поверхности образцов.

**Ключевые слова:** ванадий, ионы аргона, лазерное излучение, микротвёрдость, эффект дальнего действия, морфология поверхности, коррозия, жидкий литий, имплантация.

## INVESTIGATION OF THE COMPLEX EFFECT OF INTENSE ARGON ION FLUXES AND PULSED LASER RADIATION ON THE SURFACE OF VANADIUM AND ITS ALLOYS (Review)

*I.V. Borovitskaya<sup>1</sup>, S.N. Korshunov<sup>2</sup>, A.N. Mansurova<sup>2</sup>, G.G. Bondarenko<sup>3</sup>, I.E. Lyublinsky<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>A.A. Baykov Institute of Metallurgy and Materials Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>2</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

<sup>3</sup>National Research University «Higher School of Economics», Moscow, Russia

<sup>4</sup>Joint Stock «Krasnaya Zvezda», Moscow, Russia

The paper presents a review of studies of the effect of intense argon ion fluxes and high—power pulsed laser radiation on the properties: microhardness, radiation erosion, structural changes, corrosion resistance in liquid lithium, as well as changes in the surface topography under conditions of separate and sequential irradiation with  $Ar^+$  ions and laser pulsed radiation of low—activated vanadium alloys (V—0.59Ga; V—1.86Ga; V—3.49Ga; V—3.4Ga—0.62Si; V—4.51Ga—5.66Cr; V—4.8Ti—4.82Cr) in comparison with pure vanadium. The materials were irradiated with argon ions in a vacuum in the ILU accelerator in the mode: energy 20 keV, dose  $10^{22} \cdot \text{m}^{-2}$ , ion flux density  $6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $T_{\text{irr}} \sim 700 \text{ К}$ ; laser irradiation in the GOS 1001 installation in vacuum in the modulated  $q$ -factor mode: flux power density  $q = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ W/м}^2$ , pulse duration  $\tau_0 = 50 \text{ ns}$ , pulse number from 1 to 4. A number of new phenomena were discovered: the possibility of radiation blistering during implantation of heavy ions in metals; the manifestation of the long-range effect in two-sides changes of the microhardness, target texture and surface morphology; an increase of materials erosion when they are successively exposed to ions and laser radiation. It is shown that the corrosion mechanism of both irradiated argon ions and non-irradiated materials are identical when they are tested in liquid lithium at the temperature of  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  for 400 h, which consists in a slight penetration of nitrogen into the materials and a significant release of oxygen from them, which causes the formation of a zone with reduced microhardness near the surface of the samples.

**Key words:** vanadium, argon ions, laser radiation, microhardness, long-range effect, surface morphology, corrosion, liquid lithium, implantation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-82-93

## ВВЕДЕНИЕ

Проекты по созданию термоядерных установок стимулируют разработку новых конструкционных и функциональных материалов, современных способов модификации их свойств, а также моделирование их поведения в условиях эксплуатации, в том числе в экстремальных ситуациях. Особое внимание уделяется исследованию материалов с быстрым спадом наведённой активности, в частности, ванадиевым сплавам, использование которых предполагается в ряде проектов ТЯР [1—10]. Для имитации экстремального термического воздействия, реализуемого в установках термоядерного синтеза, применяются высокоэнергетические лучевые технологии с использованием концентрированных потоков энергии, например, лазерное излучение [11—13]. Имитация радиационной повреждаемости может быть проведена путём использования интенсивных пучков ионов, которые, помимо этого, являются также перспективным методом модификации свойств материалов [14—15]. Целью данной работы является обобщение результатов исследований, проводимых авторами в последние годы и касающихся изучения процессов повреждаемости в ванадии и его сплавах в результате комплексного ионного и лазерного воздействия [16—21]. В обзоре проведён анализ работ по изучению влияния высокодозных потоков ионов аргона и мощного импульсного лазерного излучения (ЛИ) на свойства ванадия и его сплавов: V—0,59Ga; V—1,86Ga; V—3,49Ga; V—3,4Ga—0,62Si; V—4,51Ga—5,66Cr; V—4,8Ti—4,82Cr. Сплавы системы V—Ga были разработаны в ИМЕТ РАН в качестве альтернативных материалов сплавам системы V—Ti—Cr, так как установлено, что скорость спада наведённой радиоактивности галлия наибольшая из всех оцененных гипотетически чистых элементов [2, 3, 6, 7, 22].

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для выплавки сплавов использовали алюмотермический ванадий марки ВНМ-1. Технология изготовления сплавов, химические составы и механические свойства исходных образцов приведены в работе [16]. Размеры образцов варьировались в следующих пределах: ширина — от 7 до 11 мм, длина — от 10 до 20 мм, толщина — от 0,9 до 1,5 мм. Перед испытаниями и облучением холодно-деформированные мишени отжигали при 1000 °С в течение 1 ч. Поверхность материалов полировалась в реактиве 20% H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> + 80% этилового спирта.

Сплавы облучали в ускорителе с масс-сепарацией ионов ИЛУ (НИЦ «Курчатовский институт») [23] ионами Ar<sup>+</sup> энергией 20 кэВ до дозы 10<sup>22</sup> м<sup>-2</sup> при плотности потока ионов 6·10<sup>18</sup> м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Температура мишеней в процессе эксперимента составляла ~700 К. Лазерное облучение образцов осуществлялось в вакууме с использованием установки ГОС 1001 в режиме модулированной добротности (МД) с плотностью мощности потока  $q$ , равной 1,2·10<sup>12</sup> Вт/м<sup>2</sup>, длительностью импульса  $\tau_0 = 50$  нс, числом импульсов от 1 до 4.

Для измерения твёрдости использовали микротвёрдомер ПМТ-3 и прибор 401/402 MVD фирмы Wolpert Group, с помощью которых измеряли микротвёрдость по методу Виккерса, а также нанотвёрдомер Nanotest, с помощью которого измеряли кинетическую твёрдость, используя метод непрерывного индентирования. Для обозначения твёрдости в обоих случаях использовали символ Н<sub>ц</sub>.

Топографию поверхности образцов исследовали до и после облучения в растровых электронных микроскопах JSM-35CF и EVO 40 фирмы Zeiss и в оптическом металлографическом микроскопе Neophot.

Определение профилей основных компонентов и примесей в исследуемых образцах выполняли на ускорителе Ван-де-Граафа методом резерфордовского обратного рассеяния (РОР) ионов He<sup>+</sup> энергией 2,0 МэВ. Рассеянные на угол 160° ионы гелия регистрировали поверхностно-барьерным детектором.

Рентгеноструктурные исследования поверхности образцов проводили на дифрактометрах Дрон-2,0 и UltimaIV фирмы Rigaku (Япония) с использованием монохроматического излучения Cu ( $\alpha$ ) и Co ( $\alpha$ ).

Для взвешивания образцов использовали аналитические лабораторные весы ВЛР-200, точность измерения на которых составляет 5·10<sup>-5</sup> г.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В результате облучения материалов ионами аргона энергией 20 кэВ дозой  $1 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-2}$  при температуре  $\sim 700 \text{ К}$  происходит их упрочнение, степень которого зависит от состава материала (см. таблицу).

**Микротвёрдость (кг/мм<sup>2</sup>) поверхности образцов после облучения ионами аргона в сравнении с исходными образцами при нагрузке на индентор 50 г [16]**

Материал	Микротвёрдость, кг/мм <sup>2</sup>					
	V	V—0,59Ga	V—1,86Ga	V—4,51Ga—5,66Cr	V—3,4Ga—0,62Si	V—4,81Ti—4,82Cr
Исходный	102,6	106,6	123	204	185,9	173,4
Облучённый	390	380	386	282	382	966

Характерно, что толщина модифицированного слоя значительно превышает как теоретический, так и экспериментальный пробег ионов аргона в ванадии, что иллюстрируют данные рис. 1, где на примере сплавов V—0,59Ga и V—1,86Ga показаны результаты исследования методом РОР химического состава поверхностного слоя облучённых образцов (см. рис. 1, а), типичное распределение микротвёрдости по поперечному сечению мишени (см. рис. 1, б), а также распределение кинетической твёрдости в поверхностном слое, полученное методом непрерывного индентирования (см. рис. 1, в).

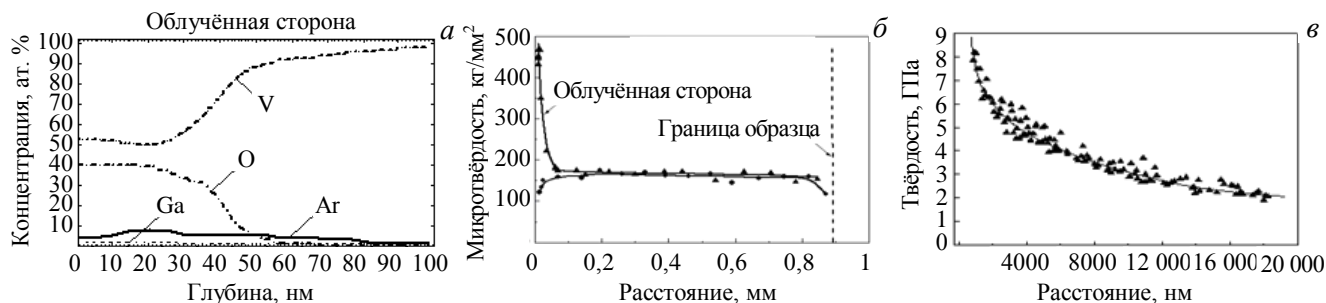


Рис. 1. Профили концентрации основных компонентов (галлия, аргона и кислорода) в сплаве V—0,59Ga (а); распределение микротвёрдости по поперечному сечению сплава V—1,86Ga: ● — исходный, ▲ — облучённый Ag (б); распределение кинетической твёрдости по глубине поверхностного слоя сплава V—0,59Ga после облучения ионами Ag<sup>+</sup> до дозы  $10^{22} \text{ м}^{-2}$ , энергией 20 кэВ,  $T_{\text{обл}} \approx 700 \text{ К}$  (в) [16]

Из рис. 1, а следует, что максимальное проникновение ионов Ag<sup>+</sup> составляет  $\sim 9 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$  (90 нм — 900 Å), тогда как максимальный расчётный проективный пробег ( $R_p + \Delta R_p$ ) ( $R_p$  — средний проективный пробег,  $\Delta R_p$  — девиация проективного пробега) ионов аргона энергией 20 кэВ в ванадии равен  $2,3 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$  (23 нм) [24], т.е. приблизительно в 4 раза меньше экспериментально наблюдаемой глубины его залегания. Распространение аргона на расстояние, превышающее теоретическое значение его пробега в ванадии, может быть связано с эффектом радиационно-стимулированной диффузии внедрённых атомов из облучённого слоя, который возможен при больших дозах и плотностях потока ионов. Но толщина упрочнённого слоя, как следует из рис. 1, б, составляет приблизительно 35 мкм, что более чем на два порядка превышает экспериментально наблюдаемое проникновение аргона в материалы ( $9 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$ ) и на три порядка теоретическое значение пробега ( $2,3 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$ ).

Кроме того, оценку глубины и степени упрочнения материалов проводили, используя метод кинетической микротвёрдости, где величина твёрдости, выраженная в ГПа, соответствовала её значению, измеряемому на строго фиксированной глубине погружения индентора. На рис. 1, в показано распределение твёрдости в поверхностном слое сплава V—0,59Ga после облучения ионами Ag<sup>+</sup> до дозы  $10^{22} \text{ м}^{-2}$ , энергией 20 кэВ,  $T_{\text{обл}} \approx 700 \text{ К}$ . Из рисунка следует, что толщина упрочнённого слоя превышает 18 мкм.

Упрочнение материалов обусловлено высокой плотностью радиационных дефектов, отжиг которых, как подробно описано в работе [18], происходит при  $\sim 800 \text{ К}$ .

Аномальное влияние ионного облучения на глубину изменения свойств мишени известно как эффект дальнего действия [19]. Результаты проведённых исследований позволяют развить представления об этом эффекте. Термин «эффект дальнего действия» объединяет целый ряд эффектов, различающихся их природой и масштабом. Некоторые из них характеризуются меньшей глубиной, другие — большей. Обе эти особенности удалось зафиксировать в экспериментах: первый является результатом радиационно-

стимулированной диффузии примеси (см. рис. 1, *a*), второй связан с генерацией дислокаций при высокодозной имплантации в статических полях напряжений, возникающих при внедрении примесей, и проявляется в упрочнении не только облучённой стороны образца, но и противоположной облучению стороны (рис. 2), а также в двухстороннем изменении текстуры мишени, о чём свидетельствуют изменения интенсивностей от ряда плоскостей до и после имплантации (рис. 3) и морфологии поверхности (рис. 4). Анализ морфологии поверхности на рис. 4 позволяет также обнаружить эрозию материалов вследствие радиационного блистеринга, хотя с точки зрения теории радиационный блистеринг маловероятен для тяжёлых ионов [25].

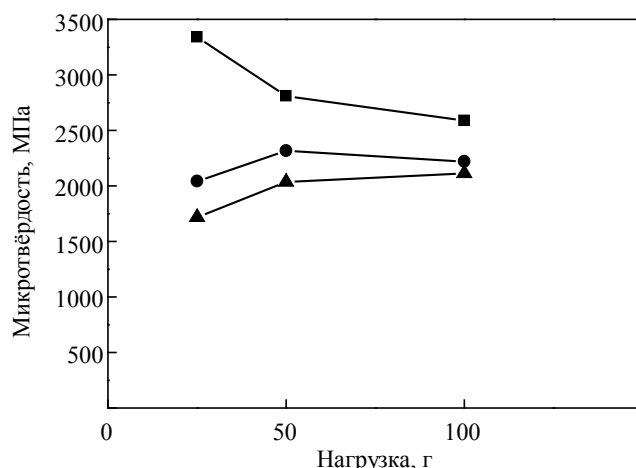


Рис. 2. Типичное двухстороннее изменение поверхностных характеристик ванадия и его сплавов: микротвёрдость поверхности сплава V—4,51Ga—5,66Cr при различных нагрузках индентора: ■ — облучённая сторона; ● — сторона против облучения; ▲ — исходный [19]

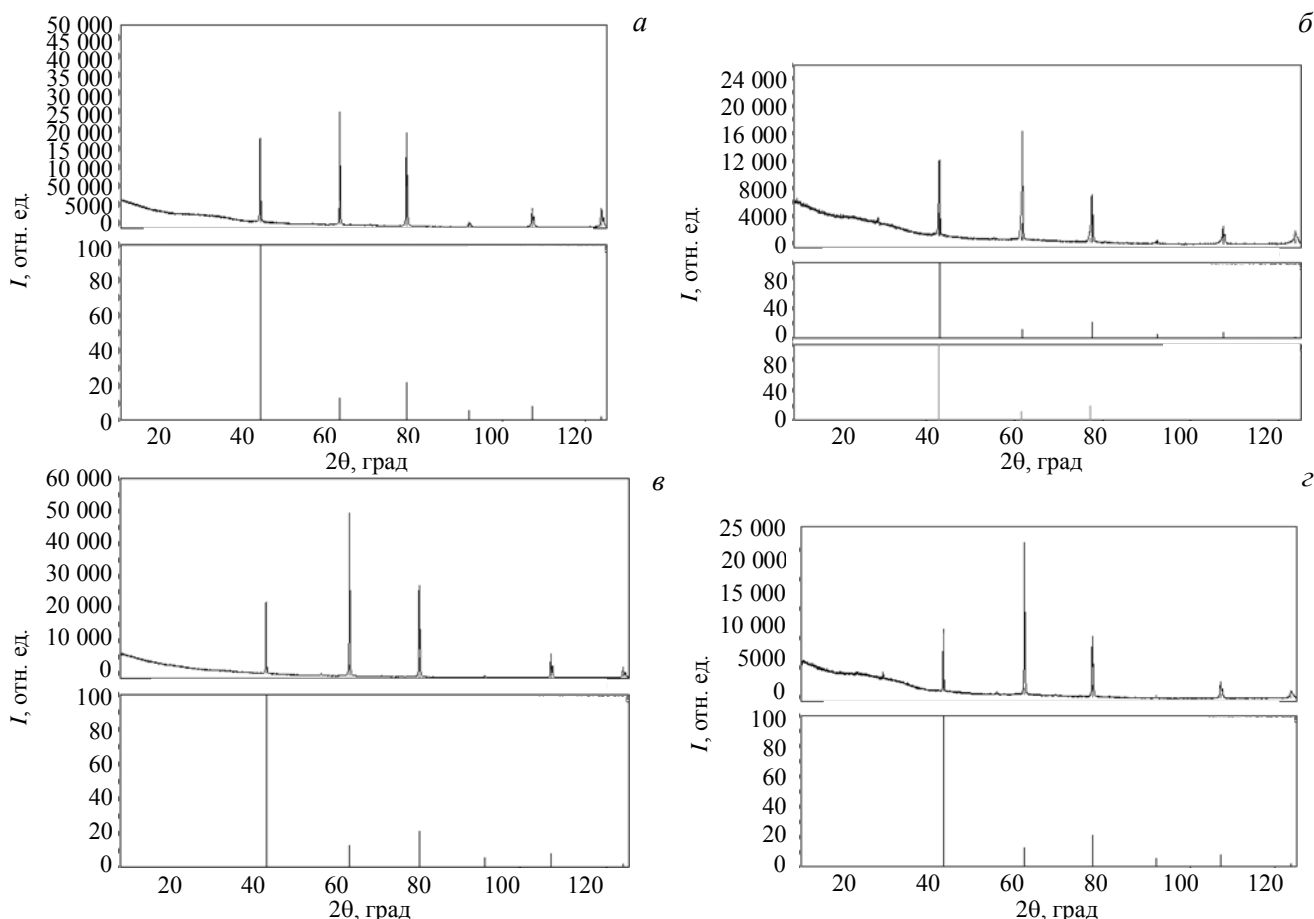


Рис. 3. Дифрактограммы ванадия: *a*, *б* — исходный образец с двух сторон: будущая облучённая сторона, будущая необлучённая сторона соответственно; *в* — облучённая сторона; *г* — необлучённая сторона после облучения [19]

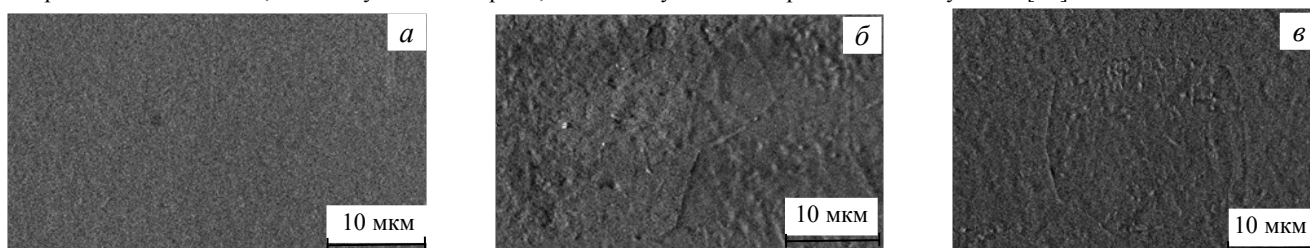


Рис. 4. Топографии поверхности до и после облучения ионами  $Ar^+$  до дозы  $10^{22} \text{ м}^{-2}$ , энергией 20 кэВ,  $T_{\text{обл}} \approx 700 \text{ К}$  [19]: *a* — исходный образец, *б* — облучённая сторона; *в* — сторона, противоположная облучению

Далее необходимо отметить, что одним из важных свойств, определяющих в значительной мере работоспособность данного класса материалов при продолжительной эксплуатации в термоядерных реакторах, является их коррозионная стойкость в теплоносителях [26—30]. Особенность ванадия и сплавов на его основе заключается в чувствительности их свойств к неметаллическим примесям (O, N, C), которые содержатся в жидких щелочных металлах. Однако существует гипотеза о влиянии имплантированных в металл инертных газов на их коррозионную стойкость [26, 27]. Для проверки справедливости этой гипотезы проведено исследование коррозионной стойкости в жидком литии высокой чистоты (содержание примесей азота и углерода  $<10^{-3}\%$  мас.) ванадиевых сплавов V—1,86Ga, V—3,4Ga—0,62Si, V—4,8Ti—4,82Cr (в % ат.) и чистого ванадия как в исходном состоянии, так и предварительно облучённых ионами аргона [18].

Так как возможные процессы воздействия лития на ванадиевые сплавы и механизмы их протекания подробно рассмотрены в работах [26, 28, 29], то анализ результатов проводится на их основе. Согласно этим источникам полученные данные могут являться результатом протекания трёх процессов: поглощения сплавами из лития примеси азота и углерода; поглощения литием примеси кислорода из сплавов; растворения компонентов сплавов в жидком литии. Поскольку растворимость ванадия и важнейших компонентов его сплавов в литии достаточно мала (особенно, если учесть тот факт, что растворимость компонентов сплавов в литии уменьшается с понижением содержания в нём азота [26]), то наибольшее значение имеет обмен неметаллическими примесями между ванадиевыми сплавами и литием. Из цитируемых работ также следует, что увеличение микротвёрдости образцов после выдержки в литии в основном обусловлено их насыщением примесью азота, так как насыщение ванадиевых сплавов азотом идёт приблизительно в 6 раз активнее, чем углеродом [26]. При этом одновременно имеет место перенос примеси кислорода, диффузионная подвижность которого на порядок выше, чем азота, из материалов в литий. Это приводит к очистке поверхностных слоёв мишеней от кислорода и вызывает снижение микротвёрдости и уменьшение веса.

В наших экспериментах обнаружено, что после выдержки в литии образцы практически всех материалов, как предварительно облучённых аргоном, так и необлучённых, характеризуются потерей массы  $\Delta M$  в пределах от 0,23 до 0,64 мг/см<sup>2</sup>, которая соответствует скорости растворения от 6 до 16 мг/(м<sup>2</sup>·ч). Такие низкие значения изменения массы образцов показывают, что исследованные материалы незначительно подвержены растворению в литии [26, 28].

Воздействие литиевой среды на исследованные сплавы оценивали также по распределению микротвёрдости в поперечном сечении, которое отражает характер и общий уровень протекания процессов обмена примесями внедрения в системе твёрдый металл—жидкий металл [26, 28].

На рис. 5 показаны типичные изменения твёрдости  $H_{\mu}$  в поперечном сечении как необлучённых, так и облучённых аргоном образцов, полученные с помощью приборов Nanotest (первые три точки)

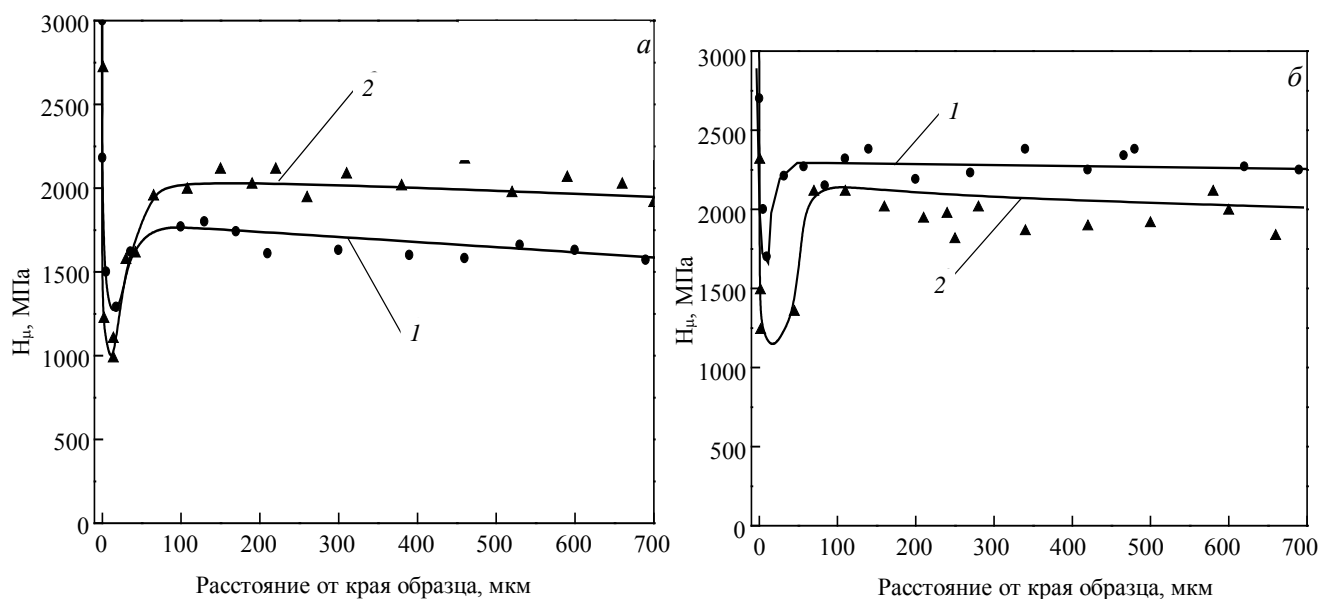


Рис. 5. Типичные распределения микротвёрдости по поперечному сечению образцов ванадия и его сплавов после выдержки в Li (600 °C, 400 ч): а — V—3,4Ga—0,62Si; б — V—5Ti—5Cr; 1 — Li, необлучённые; 2 — Ar<sup>+</sup> + Li, облучённые аргоном [18]

и 401/402 MVD [18]. Обращает внимание похожий характер этих распределений. Кроме того, на рис. 5 видно, что непосредственно вблизи поверхности для всех образцов, как облучённых, так и необлучённых аргоном, наблюдается повышенная микротвёрдость, связанная, по-видимому, с образованием тонкой плёнки (типа оксидов, карбидов, оксинитридов и т.д.). Более детально это можно видеть на рис. 6, где показаны типичные распределения  $H_u$  в поверхностных слоях мишеней толщиной до 20 мкм, полученные на приборе Nanotest [17]. Образование такой плёнки может быть вызвано взаимодействием на поверхности встречных потоков примесей внедрения друг с другом, с ванадием и другими компонентами сплавов. Можно предположить, что на этой глубине ещё заметную роль играет поглощение сплавами азота и углерода из жидкого металла, тогда как на больших глубинах будет преобладать процесс отдачи ванадием кислорода литию. Как следует из рис. 6, толщина этой плёнки составляет приблизительно 1,5—2 мкм. Возможно также, что эта плёнка не сплошная и её толщина неоднородна, что приводит к различной ширине зоны с пониженной микротвёрдостью как для различных образцов, так и для различных участков одного и того же образца ([28], см. рис. 5). В работе [28], в частности, было установлено, что плёнка нитридов, образующаяся на сплавах, содержащих менее 5%Ti, носит островковый характер и не является защитной.

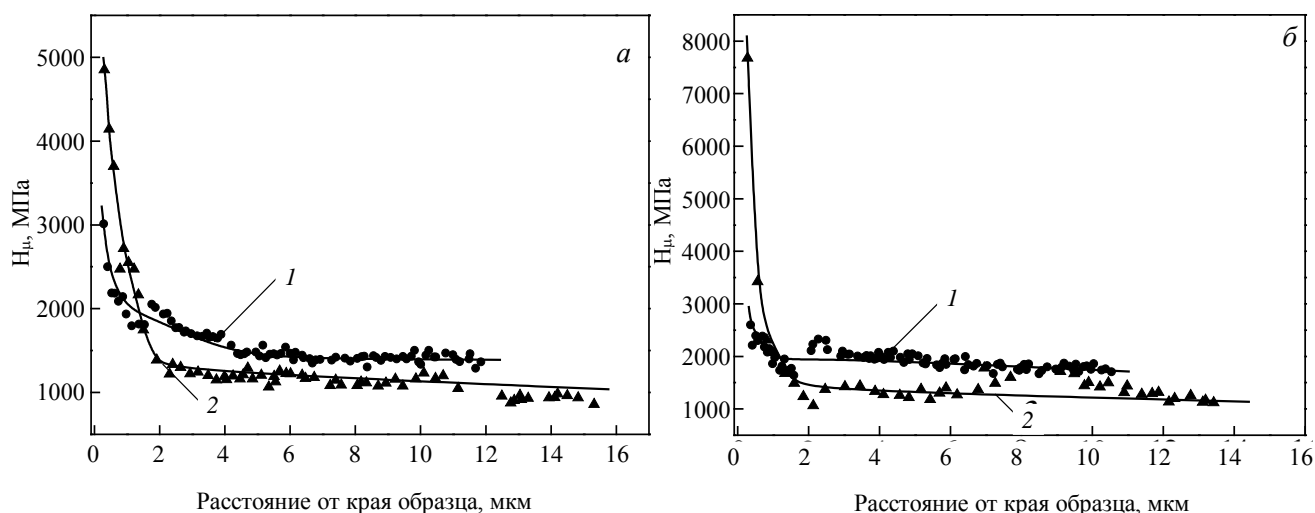


Рис. 6. Типичное распределение кинетической твёрдости по глубине поверхностного слоя сплавов V—3,4Ga—0,62Si (а), V—5Ti—5Cr (б) после выдержки в Li (600 °С, 400 ч): 1 — Li, необлучённые; 2 — Ar<sup>+</sup> + Li, облучённые аргоном [18]

За этой зоной следует область с пониженной микротвёрдостью  $H_u$ , причём для всех облучённых образцов минимальные значения  $H_u$  в этой зоне ниже, чем для необлучённых. Образование этой зоны (см. рис. 5 и 6), вероятно, обусловлено уходом кислорода из ванадиевого сплава в литий, что вызывает снижение микротвёрдости и уменьшение веса [26].

Таким образом, представленные результаты показывают, что, во-первых, при использовании лития высокой чистоты практически отсутствует поглощение материалами азота, а следовательно, и не имеет место формирование на их поверхности сплошной защитной плёнки типа оксинитридов. Такая плёнка образуется при определённой концентрации азота в литии, и её растворимость меньше растворимости ванадия и других элементов сплавов [26, 28]. Во-вторых, основным процессом, происходящим при взаимодействии исследуемых материалов с жидким литием высокой чистоты, является перенос кислорода из металла в жидкий литий, причём предварительное облучение ионами аргона не изменяет общую картину механизма взаимодействия ванадиевых сплавов с литием высокой чистоты [18].

При исследовании топографии поверхности выдержанных в литии материалов обнаружены следы коррозионного воздействия лития, выражающиеся в проявлении границ зёрен (рис. 7). Отметим также, что на рис. 7, *в* наблюдаются следы эрозии по механизму флекинга, возникающие на поверхности образцов после их облучения ионами аргона, что показано на рис. 4, *в* и подробно описано в работе [16].

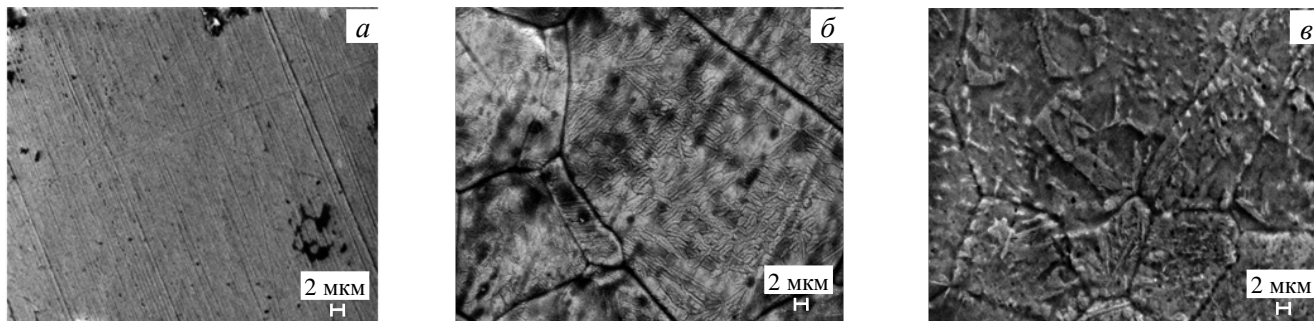


Рис. 7. Типичные топографии поверхности материалов: *а* — исходный образец; *б* — после выдержки в литии при 600 °С в течение 400 ч; *в* — после облучения ионами  $Ag^+$  и последующей выдержки в литии (600 °С, 400 ч) [18]

При выборе материалов для реакторов термоядерного синтеза значительный интерес представляет исследование их повреждаемости под влиянием не только ионных, но и тепловых излучений, которые в реальных условиях будут присутствовать в камере термоядерной установки. На рис. 8, *а* и *б* показан типичный характер разрушения поверхности исходного ванадия (см. рис. 8, *а*) и ванадия, предварительно облучённого ионами аргона (см. рис. 8, *б*), в результате воздействия ЛИ в вакууме в режиме модулированной добротности с плотностью мощности потока  $q$ , равной  $1,2 \cdot 10^{12}$  Вт/м<sup>2</sup>, длительностью импульса  $\tau_0 = 50$  нс.

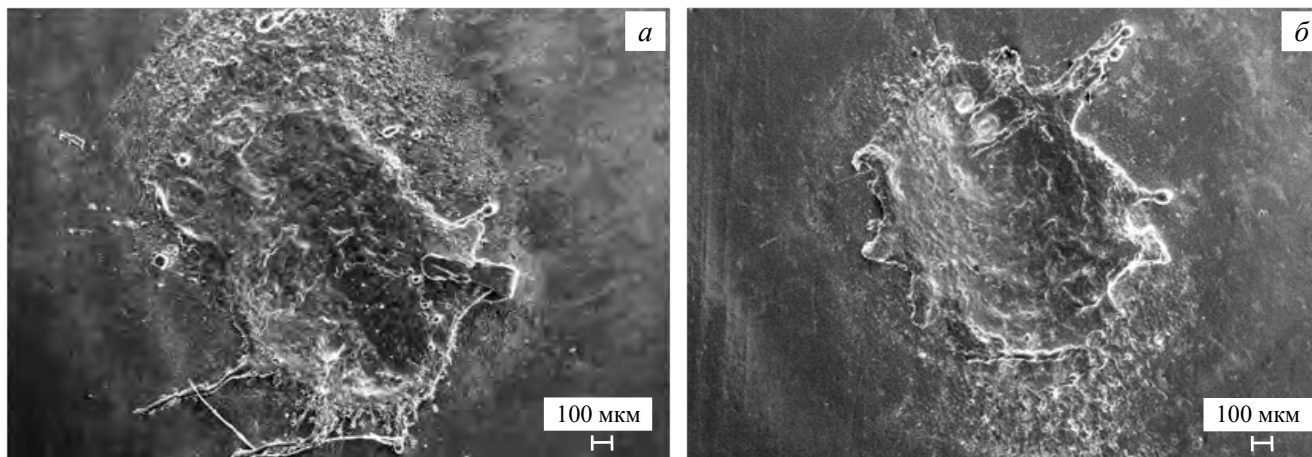


Рис. 8. Типичный характер разрушения поверхности образцов исходного ванадия (*а*) и предварительно облучённого аргоном после воздействия ЛИ в режиме МД (*б*)

Из анализа рис. 8 следует идентичность характера разрушения мишеней в обоих случаях: образование лунки и бруствера вокруг неё. Процесс разрушения металлов при мощном импульсном ЛИ рассмотрен в ряде работ [31—35]. Однако полной адекватной теоретической модели его до сих пор не создано ввиду многообразия и крайней сложности одновременно протекающих процессов. К факторам, способствующим возникновению выплеска и обуславливающим существенную его роль в процессе разрушения, следует отнести наличие в металлах значительных количеств растворённых газов. Быстрый нагрев вызывает их выделение, что обуславливает вскипание и более интенсивный выплеск материала мишеней, в частности, в области бруствера. Важно отметить, что наличие дополнительно имплантированного

газа может усилить этот процесс. Рис. 9 иллюстрирует типичную структуру поверхности внутри лунки как для образцов ванадия, облучённых только лазером (см. рис. 9, *а*), так и для образцов, предварительно облучённых ионами  $\text{Ar}^+$  (см. рис. 9, *б*) после воздействия на материал ЛИ.

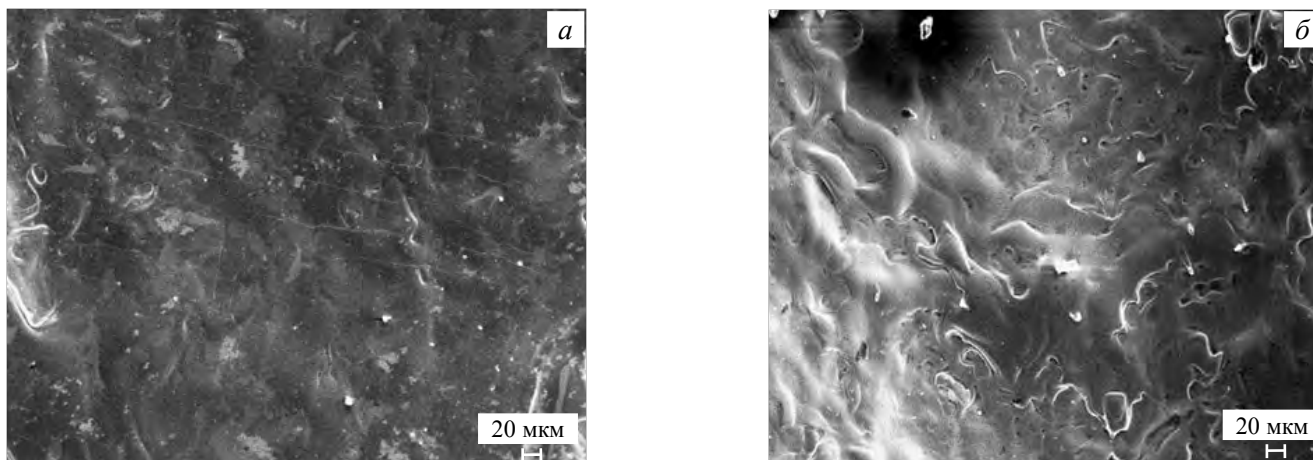


Рис. 9. Характерные виды разрушения поверхности внутри лунки для образцов ванадия в результате воздействия ЛИ в вакууме в режиме МД с плотностью мощности потока  $q$ , равной  $1,2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, длительностью импульса  $\tau_0 = 50$  нс: *а* — в результате лазерного облучения исходных образцов; *б* — в результате лазерного облучения образцов, предварительно имплантированных ионами аргона

В обоих случаях в результате плавления материала внутри лунки можно наблюдать наплывы, капельные и волнообразные структуры, причём при наличии аргона эти изменения имеют более выраженный характер. Но имеются и различия. Так, в исходных образцах внутри лунки можно наблюдать редкие трещины (см. рис. 9, *а*), отсутствующие в мишенях, предварительно облучённых ионами газа (см. рис. 9, *б*).

Ранее нами были проведены исследования влияния особенностей повреждения поверхностного слоя ванадия под действием импульсного лазерного облучения, которое проводили на воздухе с использованием установки ГОС 1001 в аналогичных режимах. В этих экспериментах было обнаружено, что наряду с плавлением материала и образованием капельных структур под воздействием ЛИ происходит формирование сетки микротрещин как в центральной, так и в прилегающей к ней зоне, называемой зоной термического влияния [20]. При облучении в вакууме ярко выраженных микротрещин, а тем более сетки микротрещин не наблюдается (см. рис. 9). Это связано с тем, что ванадий в процессе лазерной обработки на воздухе поглощает из него примеси внедрения (O, N) и поверхность становится хрупкой. Поэтому в процессе затвердевания и кристаллизации жидкой фазы, когда возникают термические напряжения, в более хрупком материале образуются микротрещины. Но при лазерном воздействии на образцы в режиме модулированной добротности реализуется не только тепловая, но и ударно-волновая компонента энергии импульса [12]. Возможно, это является причиной появления редких трещин внутри лунки исходного ванадия при облучении в вакууме (см. рис. 9, *а*). В случае же предварительного внедрения в образец аргона поглощённая энергия расходуется в основном, по-видимому, на плавление материала (см. рис. 9, *б*).

На рис. 10 и 11 показана структура на поверхности мишеней за пределами бруствера после облучения импульсами лазера. Характерно, что на облучённой поверхности наблюдаются скопления пузырей,

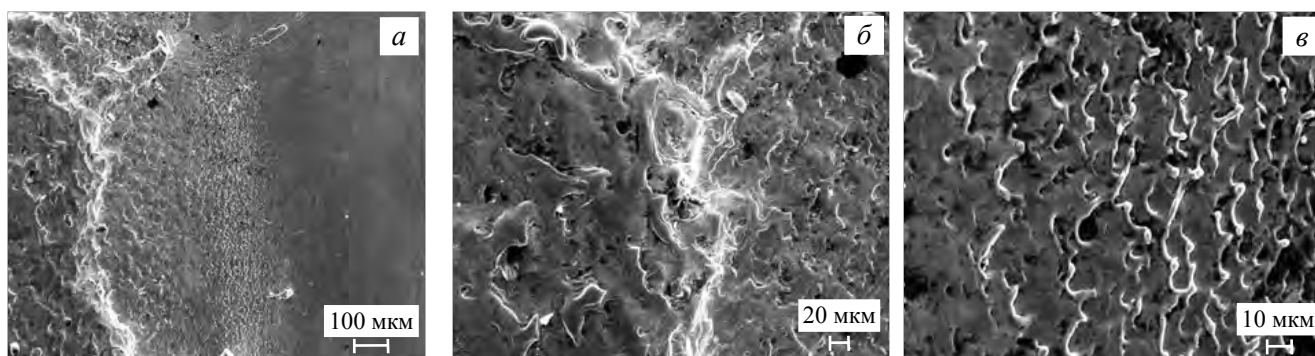


Рис. 10. Типичный характер разрушения поверхности исходных образцов ванадия за пределами бруствера после воздействия ЛИ в режиме МД: *а* — общий вид; *б* — область непосредственно за бруствером; *в* — более удалённый участок

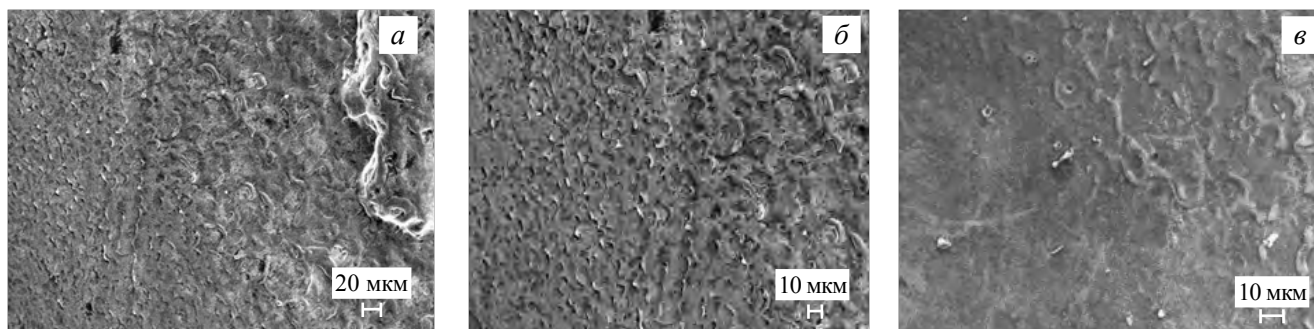


Рис. 11. Типичный характер разрушения поверхности образцов ванадия, предварительно облучённых ионами аргона, за пределами бруствера после воздействия ЛИ в режиме МД: *a* — общий вид; *б, в* — по мере удаления от бруствера

крышки которых вскрыты и оплавлены. С одной стороны, подобные пузыри напоминают газонаполненные (как элементами газовых примесей, присутствующих в исходном материале, так и внедрённым газом-аргоном) блистеры с разрушенными оболочками-куполами.

Стоит отметить, что плотность таких пузырей выше для образцов с предварительным облучением газами, кроме того, число отшелушенных слоёв в этом случае больше по сравнению с образцами исходного ванадия. С другой стороны, пузыри, наполненные газообразующими примесями (O, C, N, Ar), могут зарождаться также в процессе кипения расплавленного слоя, когда в поле высокого градиента температуры происходит как бы их всплытие к разогретой поверхности и последующее вскрытие [21]. Характерно, что по мере удаления от бруствера плотность блистеров уменьшается, а для исходного ванадия преимущественно формируется только волнообразная структура (см. рис. 10, *в*).

Таким образом, предварительная обработка ванадия аргоном при последующем воздействии лазерных импульсов вызывает увеличение эрозии материала в зонах, прилегающих к лунке, т.е. наблюдается синергетический эффект совместного воздействия ионного и лазерного облучений. Эффекты синергизма подробно описаны в ряде работ [36—37]. В реальных условиях реактора это может привести к увеличению загрязнения плазмы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены экспериментальные и теоретические проблемы, связанные с изучением влияния высококодозных потоков ионов аргона и мощного импульсного лазерного излучения на свойства ванадия и его сплавов: V—0,59Ga; V—1,86Ga; V—3,4Ga—0,62Si; V—4,51Ga—5,66Cr; V—4,8Ti—4,82Cr.

Впервые обнаружен ряд новых явлений: возможность появления радиационного блистеринга при имплантации в металлы тяжёлых ионов; проявление эффекта дальнего действия в двухстороннем изменении микротвёрдости, текстуры мишени и морфологии поверхности; увеличение эрозии материалов при последовательном воздействии на них ионов аргона и лазерного излучения.

Показана идентичность механизмов коррозии как облучённых ионами аргона, так и необлучённых материалов при испытании в жидком литии при температуре 600 °С в течение 400 ч, которая заключается в незначительном проникновении азота в материалы и значительном выходе из них кислорода, что вызывает формирование зоны с пониженной микротвёрдостью вблизи поверхности образцов, причём предварительное облучение ионами аргона не изменяет общую картину механизма взаимодействия ванадиевых сплавов с литием высокой чистоты.

Исследования позволили расширить и развить представления о процессах, происходящих при взаимодействии интенсивных потоков ускоренных ионов и тепловых потоков с материалами. Их результаты могут быть использованы как при выборе материалов для термоядерных реакторов, так и в работах по модификации свойств материалов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ivanov L.I., Dedyurin A.I., Savvateev N.N., Borovitskaya I.V.** Prospects of application of alloys of vanadium — gallium system in thermonuclear power. — *Perspective Materials*, 1995, № 5, p. 37—40.
2. **Ivanov L.I., Platov Yu.M., Dedyurin A.I., Borovitskaia I.V., Lazorenko V.M., Savvateev N.N., Sidorova V.V., Zakharova M.I., Artemov N.A.** V—Ga — based alloys as candidate materials for fusion reactor application. — *J. of Nuclear Materials*, 1996, vol. 233—237, p. 395—399.
3. **Dedyurin A.I., Platov Yu.M., Zakharova M.I., Borovitskaja I.V., Artemov N.A.** Effect of neutron irradiation on swelling, elastic modulus and thermal conductivity of V—Ga alloys. — *J. of Nuclear Materials*, 1998, vol. 258—263, p. 1409—1413.
4. **Кондрик А.И., Ковтун Г.П.** Сплавы на основе ванадия для термоядерной энергетики. — *Вестник Харьковского университета. Сер. Ядра, частицы, поля*, 2008, № 823, вып. 3(39), с. 4—24.
5. **Muroga T.** Vanadium alloys for fusion blanket applications. — *Materials Transactions*, 2005, vol. 46, № 3, p. 405.
6. **Иванов Л.И., Дедюрин А.И., Савватеев Н.Н., Боровицкая И.В.** Перспективы применения сплавов системы ванадий—галлий в термоядерной энергетике. — *Перспективные материалы*, 1995, № 5, с. 37—40.
7. **Иванов Л.И., Платов Ю.М., Дедюрин А.И., Боровицкая И.В., Люблинский И.Е., Вертков А.В., Колотов В.П.** Исследование малоактивируемых сплавов для ядерной энергетики на основе диаграммы состояния V—Ga—Si. — *Перспективные материалы*, 2005, № 1, с. 31.
8. **Borgstedt H.U., Grundmann M., Konys J., Petric Z.** A vanadium alloy for the application in a liquid metal blanket of a fusion reactor. — *J. Nucl. Mater.*, 1988, vol. 155—157, p. 690—693.
9. **Евтихин В.А., Люблинский И.Е., Коржавин В.М.** Жидкий литий и ванадиевые сплавы в проекте ИТЭР. — *Перспективные материалы*, 1995, № 6, с. 38—42.
10. **Бондаренко Г.Г.** Радиационная физика, структура и прочность твёрдых тел. Учебное пособие. — М.: Изд-во Лаборатория знаний, 2016. 462 с.
11. **Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калинин Б.А., Якушин В.Л.** Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. — М.: Издательский дом «Круглый год», 2001. 528 с.
12. **Морозов Е.В., Демин А.С., Пименов Е.Н., Грибков В.А., Рощупенин В.В., Масляев С.А., Латышев С.В., Демина Е.В., Казилин Е.Е., Кольцов А.Г., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И.** Особенности повреждаемости и структурных изменений в поверхностном слое вольфрама при импульсном воздействии лазерного излучения, потоков ионов и плазмы. — *ФХОМ*, 2017, № 4, с. 5—18.
13. **Масляев С.А., Морозов Е.В., Ромахин П.А., Пименов Е.Н., Грибков В.А., Тихонов А.Н., Бондаренко Г.Г., Дубровский А.В., Казилин Е.Е., Сасниовская И.П., Синицина О.В.** Повреждаемость покрытия из оксида  $Al_2O_3$  на алюминиевой подложке импульсным пучково-плазменным и лазерным излучением. — *Перспективные материалы*, 2018, № 12, с. 15.
14. **Боровицкая И.В., Никулин В.Я., Бондаренко Г.Г., Михайлова А.Б., Силин П.В., Гайдар А.И., Парамонова В.В., Перегудова Е.Н.** Воздействие импульсных потоков азотной плазмы и ионов азота на структуру и механические свойства ванадия. — *Металлы*, 2018, № 2, с. 54—64.
15. **Гусева М.И.** Ионная имплантация в полупроводниковые материалы. — В сб.: *Итоги науки и техники. Сер. Физические основы лазерной и пучковой технологии. Т. 5.* — М.: ВИНТИ, 1989. 164 с.
16. **Боровицкая И.В., Данелян Л.С., Затекин В.В., Иванов Л.И., Куликаускас В.С., Коршунов С.Н., Ляховицкий М.М., Мансурова А.Н., Парамонова В.В.** Влияние облучения ионами  $Ar^+$  на свойства поверхности ванадия и его сплавов. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2011, вып. 2, с. 46—52.
17. **Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Ляховицкий М.М., Мансурова А.Н., Парамонова В.В.** Воздействие сильноточных пучков ионов аргона на поверхностные свойства ванадия и сплавов на его основе. — *Там же*, 2013, т. 36, вып. 4, с. 39—43.
18. **Боровицкая И.В., Люблинский И.Е., Бондаренко Г.Г., Парамонова В.В., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Ляховицкий М.М., Жарков М.Ю.** Исследование коррозионной стойкости ванадиевых сплавов в жидком литии. — *Там же*, 2015, т. 38, вып. 1, с. 15—21.
19. **Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Михайлова А.Б., Парамонова В.В.** Проявление эффекта дальнего действия в системе ионы аргона—ванадий и его сплав V—4,51Ga—5,66Cr. — *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, 2019, № 2, с. 101—106.
20. **Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Михайлова А.Б., Парамонова В.В., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Казилин Е.Е.** Особенности повреждения поверхности ванадия при воздействии импульсного лазерного излучения. — *Там же*, 2020, № 5, с. 56—62.
21. **Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Казилин Е.Е.** Особенности структурных изменений в поверхностных слоях ванадия в условиях раздельного и последовательного воздействия ионов гелия и импульсного лазерного излучения. — *Там же*, 2021, № 4, с. 56—62.

22. **Боровицкая И.В.** Исследование физико-химических свойств малоактивируемых сплавов на основе системы ванадий—галлий для ядерной энергетики. Автореферат диссертации на соискание учёной степени к.ф.-м.н. — М.: ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН, 2006. 25 с.
23. **Гусев В.М., Бушаров Н.П., Нафтулин С.М., Проничев А.М.** Ионный ускоритель ИЛУ на 100 кэВ с сепарацией по мас-се. — ПТЭ, 1969, т. 4, с. 19—25.
24. **Кумахов М.А., Мухалев В.А., Аверьянов Е.Г. и др.** Проективные пробеги и разбросы пробегов для 1240 комбинаций ион—мишень в интервале энергий  $20 \leq E \leq 100$  кэВ. — М.: МГУ, НИИЯФ, 1974.
25. **Мартыненко Ю.В.** Теория блистеринга: Препринт ИАЭ-3145. — М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1979. 40 с.
26. **Михайлов В.Н., Евтихин В.А., Люблинский И.Е., Вертков А.В., Чуманов А.Н.** Литий в термоядерной и космической энергетике XXI века. — М.: Энергоатомиздат, 1999. 527 с.
27. **Артюх В.Г., Белоус В.А., Репова Л.П.** О влиянии ионной имплантации инертных газов на коррозионную стойкость металлов. Обзор. — М.: ЦНИИАтоминформ, 1991. 39 с.
28. **Дедюрин А.И., Люблинский И.Е., Боровицкая И.В.** Коррозионная стойкость в литии сплавов V—Ga. — *Металлы*, 1998, № 3, с. 71—74.
29. **Люблинский И.Е.** Литий в энергетическом термоядерном реакторе. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2006, вып. 3, с. 3—26.
30. **Borgstedt H.U., Grundmann M., Konys J., Petric Z.** A vanadium alloy for the application in a liquid metal blanket of a fusion reactor. — *J. Nucl. Mater.*, 1988, vol. 155—157, p. 690—693.
31. **Бондаренко Г.Г., Иванов Л.И., Янушкевич В.А.** Природа структурных нарушений в алюминии при воздействии гигантских импульсов оптического квантового генератора. — *Физика металлов и металловедение*, 1973, т. 36, № 4, с. 879—880.
32. **Кузнецов В.В.** Эффекты фазовых переходов при воздействии на вещество энергии высокой плотности (на примере соударения металлов). — Новосибирск: Сибирское отделение АН СССР, Институт геологии и геофизики, 1985. 72 с.
33. **Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.** Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970. 272 с.
34. **Климов Ю.М., Майоров В.С., Хорошев М.В.** Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Учебное пособие. — М.: МИИГАиК, 2014. 108 с.
35. **Криштал М.А., Жуков А.А., Кокора А.Н.** Структура и свойства сплавов, обработанных излучением лазера. — М.: Металлургия, 1973. 192 с.; *Атомная энергия*, 1983, т. 55, с. 366—368.
36. **Гусева М.И., Иванов С.М., Мансурова А.Н.** Эффект синергизма при облучении графита ионами  $H^+$  и электронами. — *Атомная энергия*, 1983, т. 55, с. 366—368.
37. **Гусева М.И., Иванов С.М., Мансурова А.Н.** Радиационный блистеринг с учётом перенапыления поверхностных слоёв конструкционных материалов. — *Поверхность. Физика, химия, механика*, 1987, № 5, с. 116—121.



Ирина Валерьевна Боровицкая, с.н.с., к.ф.-м.н., специалист в области металловедения; Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, 119991 Москва, Ленинский пр. 49, Россия  
symp@imet.ac.ru



Сергей Николаевич Коршунов, руководитель лаборатории, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Korshunov\_SN@nrcki.ru



Анжелика Николаевна Мансурова, с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
ang.2008@mail.ru



Геннадий Германович Бондаренко, д.ф.-м.н., профессор; Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000 Москва, Мясницкая ул. 20, Россия  
bondarenko\_gg@rambler.ru



Игорь Евгеньевич Люблинский, начальник отдела, к. техн. н.; ОАО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А; Россия  
lyublinski@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 82—93.

УДК 621.039.633

## КРИОГЕННЫЕ МИШЕНИ УДАРНОГО ПОДЖИГА: МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ ЗАПОЛНЕНИЯ ВОДОРОДНЫМ ТОПЛИВОМ МЕТОДОМ ДИФФУЗИИ

*И.В. Александрова, Е.Р. Корешева*

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия*

В настоящее время в рамках Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) стартовал координационный научный проект «Энергия инерционного синтеза: исследования материалов и развитие технологий» (Pathways to Energy from Inertial Fusion: Materials Research and Technology Development) [1]. Физический институт им. П.Н. Лебедева (ФИАН) принимает участие в данном проекте согласно контракту № 24 154. Цель исследований — разработка технологий массового производства криогенных топливных мишеней ударного поджига с низким начальным аспектным отношением. Предполагается, что такие мишени являются более гидродинамически устойчивыми в процессе имплозии [2, 3]. Ключевой аспект — создание методов и технологий, функционирующих в частотном режиме [1]. Для решения поставленных задач предложено использовать разработанный в ФИАН уникальный метод FST (free-standing target) [4, 5], оперирующий с бесподвесными, поточно движущимися мишенями. Это позволяет экономично производить требуемое количество мишеней и с заданной частотой инжектировать их в фокус мощной лазерной установки или реактора ИТС. Подготовительный этап перед началом формирования любых криогенных мишеней — это заполнение их топливом, представляющим собой дейтерий ( $D_2$ ) или дейтерий-тритиевую смесь ( $D-T$ ). В мировой практике принято осуществлять этап заполнения либо методом диффузии газообразного топлива через стенку оболочки мишени, либо инжектировать жидкое топливо через тонкий капилляр (в несколько десятков микрометров), встроенный в стенку оболочки. В данной работе впервые представлены результаты моделирования процесса диффузионного заполнения мишеней ударного поджига с низким начальным аспектным отношением до давления 1250 атм. при 300 К для различных материалов оболочки мишени. Обсуждаются вопросы реализации оптимального варианта процедуры заполнения, в основе которой лежит режим с постоянным градиентом давления, позволяющий избежать механического разрушения мишеней в течение всего цикла заполнения.

**Ключевые слова:** инерциальный термоядерный синтез (ИТС), криогенные мишени ударного поджига, диффузионное заполнение топливом.

## CRYOGENIC TARGETS FOR SHOCK IGNITION: MODELING OF DIFFUSION FILLING WITH A HYDROGEN FUEL

*I.V. Aleksandrova, E.R. Koresheva*

*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Currently, within the framework of the International Atomic Energy Agency (IAEA), a coordination research project (CRP) «Pathways to Energy from Inertial Fusion: Materials Research and Technology Development» has been started [1]. The P.N. Lebedev Physical Institute (LPI) takes part in this CRP under contract № 24 154 with the aim to develop technologies for mass production of shock ignition, cryogenic fuel targets with a low initial aspect ratio because they are supposed to be more hydrodynamically stable during the implosion [2, 3]. A key area of research is the creation of methods and technologies with an emphasis on repetition systems [1]. For this purpose, the LPI proposes to use a unique free-standing target (FST) method [4, 5], which works with free-standing and line-moving targets. This makes it possible to economically produce a large number of fusion targets and inject them with the required rate at the focus of a powerful laser facility or an inertial fusion reactor. The preparatory stage before the formation of any targets is their filling with a hydrogen fuel, which is deuterium ( $D_2$ ) or deuterium-tritium mixture ( $D-T$ ). In the world practice, the target shells can be filled by diffusion of the gaseous fuel through the shell wall or by injection of the liquid fuel through the fill tubes a few tens of micrometers in diameter built into the shell wall. This report at the first time presents the results of modeling the project targets filling by diffusion up to pressures of 1250 atm at 300 K for various materials of the target shell. The issues of realizing an optimal filling procedure are discussed. It is based on a ramp filling regime with a constant pressure gradient, which allows one to avoid mechanical destruction of the targets during the entire filling cycle.

**Key words:** inertial confinement fusion, shock ignition cryogenic targets, fuel filling by diffusion.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-94-106

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одно из перспективных направлений в области управляемого ИТС [1] предполагает использование метода ударного зажигания топлива в предварительно сжатой криогенной топливной мишени с помощью сфокусированной ударной волны (в зарубежной литературе — shock, or self-

ignition (SI)-режим). Для реализации этого подхода рассматриваются мишени прямого облучения с низким начальным аспектным отношением, поскольку предполагается, что именно такие мишени являются более гидродинамически устойчивыми в процессе имплозии [2, 3]. Основные проблемы здесь связаны с разработкой технологии массового производства низкоаспектных мишеней и необходимостью их частотной инжекции в камеру взаимодействия с мощным лазерным излучением [1].

В самом общем случае технологическая цепочка подготовки криогенных мишеней к лазерному эксперименту включает: производство сферических оболочек, заполнение их топливом (жидким или газообразным), формирование внутри оболочек топливного слоя (собственно, это и есть производство криогенной мишени с жидким или твёрдым слоем топлива), ускорение мишени до требуемых скоростей инжекции ( $>200$  м/с), частотная доставка (инжекция) готовой мишени в камеру взаимодействия с лазерным излучением, контроль параметров криогенной мишени на различных этапах производства (качество оболочки, топливного слоя, траектории движения мишени и др.). Оболочка для криогенных мишеней (аблятор) изготавливается из пластика (СН), бериллия или углерода высокой плотности [1]. Подчеркнём, что для работы термоядерного реактора требуется  $\sim 1$  миллион мишеней в сутки. Именно поэтому разрабатываемые в настоящее время методы формирования криогенных мишеней должны быть применимы или впоследствии легко адаптированы для массового производства мишеней с частотой повторения 10—15 Гц [1]. Последнее возможно лишь в случае использования свободно движущихся мишеней, или, другими словами, мишеней, незакреплённых на каком-либо подвесе. Такой подход давно развивается в ФИАН, где было предложено эффективное с точки зрения затрат производство мишеней для ИТС.

Предложение основано на использовании бесподвесных и поточно движущихся мишеней в технологических цепочках формирования топливного слоя и доставки уже готовых мишеней с заданной частотой (везде далее FST-подход) [4, 5]. FST-подход включает также разработку технологии производства топлива с различной структурой слоя (твёрдый кристаллический с различным уровнем дисперсности, включающий нанослои, а также жидкий) [6, 7], что позволяет экспериментально исследовать проблемы устойчивости и эффективности процесса имплозии. Кроме того, FST-подход обеспечивает минимизацию пространственных и временных масштабов при формировании и доставке криогенных мишеней, т.е. минимизирует запасы радиоактивного трития в системах ИТС и снижает стоимость производства мишеней.

### ДИФфуЗИОННОЕ ЗАПОЛНЕНИЕ МИШЕНЕЙ УДАРНОГО ПОДЖИГА

Исследования, проводимые в ФИАН в рамках координационного проекта МАГАТЭ «Энергия инерционного синтеза: исследования материалов и развитие технологий» [1], имеют своей целью разработку технологий для массового производства криогенных мишеней в частотном режиме. В проекте будут впервые исследованы мишени прямого облучения с низким начальным аспектным отношением, предназначенные для ударного поджига топлива (везде далее SI-мишень) [2, 3]. Технический подход для решения задач проекта — это разработка цикла формирования и бесконтактной доставки SI-мишеней, основанного на методе FST [4, 5].

Простейший вариант криогенной мишени для ударного поджига представляет полимерную (СН) оболочку и криогенный слой топлива (рис. 1). Геометрические параметры SI-мишеней, исследуемых в проекте, даны в табл. 1.

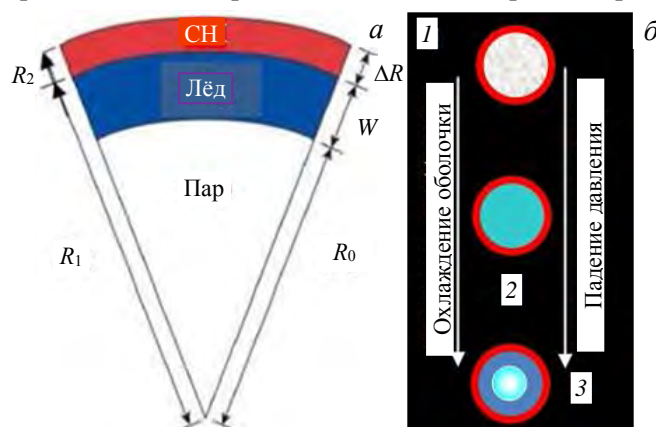


Рис. 1. Мишень ударного поджига (SI-мишень): а — геометрия SI-мишени; б — состояние топлива внутри СН-оболочки при её охлаждении в процессе формирования криогенного слоя; 1 — топливный газ, 2 — сжатая жидкость, 3 — двухфазное состояние «лёд + пар»

Т а б л и ц а 1. Геометрические параметры исследуемых мишеней [2, 3]

Варианты дизайна	Полимерная оболочка			Топливный слой		
	$R_2$ , мкм	$R_1$ , мкм	$\Delta R$ , мкм	$R_0$ , мкм	$W$ , мкм	$A_{cl}$
SI-1	1080	1049	31	888	161	5,5
SI-2	902	880	22	733	147	5
SI-3	815	791	24	593	198	3

При этом приняты следующие обозначения (пояснения на рис. 1):  $R_2$  — внешний радиус оболочки;  $R_1$  — внутренний радиус оболочки;  $\Delta R$  — толщина оболочки;  $R_0$  — радиус газовой полости (содержит насыщенный топливный пар);  $W$  — толщина криогенного слоя (изотопы водорода или их смеси);  $A_{cl}$  — начальное аспектное отношение криогенного слоя, определяемое соотношением  $A_{cl} = R_0/(R_1 - R_0) = R_0/W$ . Для низкоаспектных мишеней  $A_{cl} \sim 3-5$ .

Начальный подготовительный этап перед формированием криогенного слоя — это заполнение СН-оболочек топливным веществом. Стандартным способом заполнения является диффузия топливного газа через неповреждённую стенку оболочки [8—10]. Другая возможность — инжекция жидкого топлива внутрь оболочки через встроенный в её стенку капилляр. В этом случае крепление оболочки на подвесе, а также влияние наполняющих трубок (капилляров) на имплозию мишени остаётся в настоящее время нерешённой проблемой [11]. Поэтому мы рассмотрим первый вариант, который отработан на построенной в ФИАН установке (так называемая система заполнения) [8, 10]. Данная установка позволяет осуществлять диффузионное заполнение нерадиоактивным топливом бесподвесных оболочек до 1000 атм. при 300 К (полимерные оболочки) и 650 К (оболочки из стекла).

Чтобы получить криогенный слой значительной толщины, СН-оболочки предварительно заполняются до высокого внутреннего давления газообразным топливом из изотопов водорода, включая радиоактивный тритий в составе эквимольной D—T-смеси (50% молекул DT, 25% дейтерия ( $D_2$ ) и 25% трития ( $T_2$ )). Для реализации данного этапа (см. рис. 1, б, 1) необходимо знать параметры SI-мишеней, которые должны быть достигнуты при формировании двухфазного состояния топлива «лёд + пар» (см. рис. 1, б, 3) при заданной температуре  $T_{cl}$ . Согласно [2, 3] они имеют следующие значения:

— D—T-топливо:  $T_{cl} = 18,3$  К, плотность пара  $\rho_v = 0,3$  мг/см<sup>3</sup>, плотность D—T-льда  $\rho_s = 250$  мг/см<sup>3</sup>;

—  $D_2$ -топливо:  $T_{cl} = T_{tr} = 18,71$  К (температура тройной точки для  $D_2$ ), плотность пара  $\rho_v = 0,448$  мг/см<sup>3</sup>, плотность  $D_2$ -льда  $\rho_s = 196,7$  мг/см<sup>3</sup>.

Это позволяет рассчитать паспорт SI-мишеней, т.е. те исходные данные, которые будут определять весь ход процесса FST-формирования, а именно:  $V_{cl}$  (мм<sup>3</sup>) — объём твёрдого топлива;  $m_{cl}$  (мкг) — масса твёрдого топлива;  $V_v$  (мм<sup>3</sup>) — объём топливного пара в полости SI-мишени;  $m_v$  (мкг) — масса топливного пара;  $\rho_f$  (мг/см<sup>3</sup>) — плотность газообразного топлива в оболочке при  $T = 300$  К;  $P_f$  (атм.) — давление газообразного топлива в оболочке при  $T = 300$  К;  $M_f$  (мкг) — полная масса топлива. Полученные результаты приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Параметры топливного слоя

Дизайн мишени	Топливо	$V_{cl}$	$m_{cl}$	$V_v$	$m_v$	$\rho_f$	$P_f$	$M_f$
SI-1	$D_2$	1,90	374,1	2,93	1,31	77,6	678,5	375,4
	D—T		475,5		0,88	98,5	692,9	476,4
SI-2	$D_2$	1,20	237,0	1,65	0,73	83,3	751,8	237,7
	D—T		301,2		0,49	105,7	775,3	301,7
SI-3	$D_2$	1,19	236,0	0,87	0,39	114,0	1248,1	236,4
	D—T		299,9		0,26	144,8	1228,7	300,2

Далее представлены результаты, полученные для SI-мишеней при их заполнении реальным газом (плотный  $D_2$ - или D—T-газ с межмолекулярным взаимодействием).

**Метод заполнения.** Рассмотрим режим, когда диффузионное заполнение осуществляется наиболее быстро, т.е. с помощью метода постоянного градиента давления (режим ramp filling), разработанного в ФИАН [9, 10]. Данный метод характеризуется тем, что в ходе процесса заполнения разница между давлением снаружи и внутри СН-оболочки поддерживается постоянной и имеет максимально возможную величину, определяемую прочностью оболочки. Для лёгких газов с межмолекулярным взаимодействием, таких как изотопы водорода, уравнение Ван-дер-Ваальса [12] достаточно точно описывает экспериментальные данные при высоких давлениях заполнения. Именно это уравнение будет использоваться во всех наших расчётах, так как в нём участвуют только три параметра:  $R_G$ ,  $a$  и  $b$ . Его вид, устанавливающий зависимость между давлением  $P$ , температурой  $T$  и плотностью газа  $\rho$ , хорошо известен:

$$P = \frac{R_G T}{(\mu/\rho) - b} - \frac{a\rho^2}{\mu^2}, \quad (1)$$

где  $R_G$  — индивидуальная газовая постоянная;  $\mu$  — удельный молекулярный вес;  $a$  и  $b$  — параметры уравнения Ван-дер-Ваальса;  $T$  — абсолютная температура, которая при заполнении СН-оболочек равна  $T = 300$  К. Связь критических параметров индивидуального вещества с параметрами уравнения (1) определяется следующими соотношениями [12]:  $b = V_{cp}/3$ ,  $P_{cp} = a/(27b^2)$ ,  $T_{cp} = 8a/(27bR_G)$ , где  $T_{cp}$ ,  $P_{cp}$  и  $V_{cp} = 1/\rho_{cp}$  есть температура, давление и объём в критической точке. В табл. 3 даны значения критических параметров для чистых изотопов водорода и D—T-смеси.

Т а б л и ц а 3. Критические параметры (плотность, давление и температура) для изотопов водорода и D—T-смеси [13]

Параметр	H <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	T <sub>2</sub>	D—T
$\rho_{cp}$ , мг/см <sup>3</sup>	30,1	69,8	108,97	87,06
$P_{cp}$ , атм.	12,98	16,43	18,26	17,5
$T_{cp}$ , К	33,19	38,34	40,44	39,42

Особо подчеркнём, что любой режим заполнения оболочек топливным газом должен выдерживать (не превышать) разность между внешним и внутренним давлением на стенку оболочки, определяемую прочностью материала оболочки, чтобы гарантированно избежать её разрушения, особенно в случае заполнения радиоактивной D—T-смесью. Для этого необходимо знать зависимость от времени внутреннего давления, которое является функционалом от способа или режима подачи внешнего давления. При этом, поскольку требуемые плотности заполнения  $\rho_f$  для рассматриваемого класса SI-мишеней выше критических значений (можно сравнить в табл. 2 и 3), модель идеального газа заведомо не может быть использована для описания термодинамического состояния топлива в процессе заполнения СН-оболочек. Поэтому мы использовали нелинейное уравнение Ван-дер-Ваальса для расчёта зависимости давления от плотности (рис. 2). В качестве реперных точек (обозначены звёздочками) для D—T-смеси были взяты экспериментальные данные, приведённые в [14]. Верификация данных для D<sub>2</sub> осуществлялась с помощью уравнения Тиммерхауса, содержащего 24 константы [15].

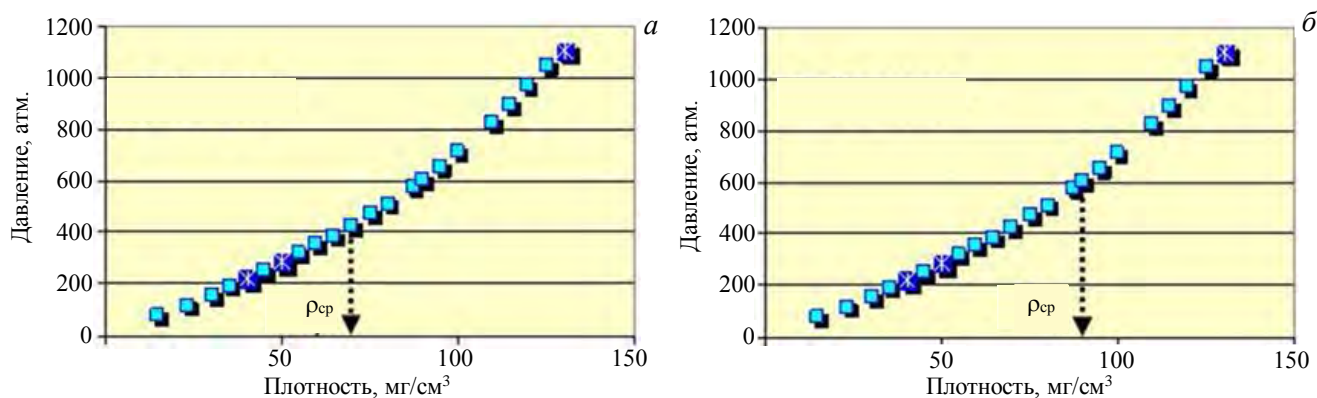


Рис. 2. Давление внутри оболочки при  $T = 300$  К как функция плотности газа для D<sub>2</sub> (а) и D—T-смеси (б)

При создании математической модели процесса заполнения тонкостенной сферы до высоких давлений был предложен подход, основанный на решении задачи Коши для нелинейных параболических уравнений с нелинейными граничными условиями [9, 10]. Нелинейность модели связана как с нелинейностью зависимости давления от плотности газа (уравнение Ван-дер-Ваальса), так и с влиянием некоторых параметров системы «СН-оболочка—D<sub>2</sub>/D—T-газ» на режим заполнения. Среди них зависимость прочности и газопроницаемости СН-оболочки от материала, метода изготовления и конструкции оболочки, от температуры и давления газа, от структурных изменений, накапливаемых в полимерах вследствие бета-распада трития, если таковые имеют место в материале оболочки при длительном времени заполнения [10]. Что касается конструкции оболочки, то в качестве кандидатов могут также рассматриваться многослойные оболочки с компактным и пористым полимерными слоями различной толщины и конфигурации, которые, в свою очередь, могут включать тонкое отражающее покрытие из материалов с высоким  $Z$  (например, золото,  $W_{Au} = 0,03$  мкм,  $\rho_{Au} = 19,3$  г/см<sup>3</sup>) [16]. Такой отражающий слой позволяет противостоять тепловой нагрузке в камере реактора с горячими стенками и сохранять качество криогенной мишени при её доставке в лазерный фокус.

**Время заполнения.** Реализация режима ramp filling от начального давления  $P_0$  до конечного  $P_f$  осуществляется с постоянным шагом по давлению  $\Delta P$  [9, 10]:

$$\Delta P = a_b P_b, \quad P_b = \frac{2E}{\sqrt{3(1-\nu^2)}} \delta^2, \quad \delta = \frac{\Delta R}{R_2}, \quad (2)$$

где  $P_b$  — внешнее давление разрушения;  $a_b$  — коэффициент запаса ( $a_b = 1 \rightarrow \Delta P = P_b = \Delta P_{\max}$ ), задаётся исходя из условий эксперимента;  $E$  — модуль Юнга для материала СН-оболочки мишени;  $\nu$  — коэффициент Пуассона, который может меняться в пределах 0,25—0,35, что слабо сказывается на результатах расчёта.

Время заполнения до конечного давления  $P_f$  запишется в виде [9, 10]

$$t_f = \tau \frac{P_f - P_0}{\Delta P}, \quad \tau = \frac{\tau_0}{\left(1 + \frac{P_0}{\beta}\right) \left(1 + \frac{P_f}{\beta}\right)}, \quad (3)$$

$$\tau_0 = \frac{\delta R_1^2}{3R_G K T}, \quad \beta = 3R_G T \rho_{\text{ср}} \quad (4)$$

где  $K$  — газопроницаемость стенки СН-оболочки. Отметим, что эффективное использование режима *ramp filling* требует точного знания первой производной давления по времени как функции времени (скорость заполнения). Используя соотношения (3), (4), легко найти искомое уравнение

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\Delta P}{\tau_0} \frac{1 + \frac{P_0}{\beta}}{\left(1 - \frac{\Delta P}{\beta} \frac{t}{\tau_0}\right)^2}. \quad (5)$$

По существу, уравнение (5) определяет вид управляющей кривой, или, другими словами, закон, согласно которому давление должно подаваться в камеру заполнения, чтобы избежать разрушения СН-оболочек. Этот вопрос тесно связан с практической реализацией процедуры заполнения, так как в случае неидеального газа (газ Ван-дер-Ваальса) величина скорости заполнения  $dP/dt$  становится зависящей от времени. Кроме того, моделирование и расчёт скорости подачи давления необходимо проводить имея данные по возможной вариации коэффициентов газопроницаемости и прочности СН-оболочки (входят в уравнение (5)).

Далее представлены результаты, полученные при моделировании процесса заполнения топливным газом в режиме *ramp filling* ( $\Delta P = \text{const}$ ) для трёх исследуемых полимерных материалов: полиимид, полистирол и полимер, полученный методом GDP (*glow discharge polymer*), которые рекомендованы для криогенных мишеней ударного поджига [2, 3]. Исходные данные для расчётов приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Свойства исследуемых полимерных материалов

Полимер	$E$ , ГПа	$K_{\text{H}_2}$	$K_{\text{D}_2}$	$K_{\text{DT}}$
Полиимид [17—19]	3,2—15,0	$2,5 \cdot 10^{-14}$	$1,78 \cdot 10^{-14}$	$1,6 \cdot 10^{-14}$
Полистирол [20, 21]	1,0—3,2	$5,0 \cdot 10^{-15}$	$3,5 \cdot 10^{-15}$	$3,1 \cdot 10^{-15}$
GDP-полимер [22, 23]	1,4—2,6	$9,2 \cdot 10^{-15}$	$6,5 \cdot 10^{-15}$	$5,8 \cdot 10^{-15}$

Примечание:  $K$ , (моль·м)/(м<sup>2</sup>·с·Па) — коэффициент газопроницаемости СН-оболочки по отношению к изотопам водорода.

Значение модуля Юнга  $E = 3$  ГПа можно рассматривать как удобную реперную точку при сравнении исследуемых полимеров.

**Результаты моделирования.** Расчётное время заполнения мишени SI-1 с оболочкой из полиимида до конечного давления, величина которого согласно табл. 2 равна  $P_f = 679$  атм. для  $\text{D}_2$  и  $P_f = 693$  атм. для  $\text{D—T}$ , представлено в табл. 5.

Из табл. 5 хорошо видно, что расчёт процедуры заполнения позволяет определить время достижения внутреннего давления в оболочке на любой промежуточной стадии. При этом разрушение оболочки исключается, так как разница между давлением снаружи и внутри мишени не превышает заданной величины, определяемой прочностью оболочки (см. формулы (2)—(4)).

Т а б л и ц а 5. Время заполнения топливом ( $D_2/D-T$ ) мишени SI-1 с оболочкой из полиимида для двух значений модуля Юнга

Параметр	Время заполнения, ч				
	200 атм.	400 атм.	600 атм.	679 атм.	693 атм.
$E = 3$ ГПа, $a_b = 1,0$					
$D_2$	0,41	0,73	0,98	1,10	—
$D-T$	0,46	0,81	1,10	—	1,20
$E = 3$ ГПа, $a_b = 0,3$					
$D_2$	1,38	2,43	3,26	3,54	—
$D-T$	1,54	2,70	3,62	—	3,99
$E_2 = 15$ ГПа, $a_b = 0,3$					
$D_2$	0,28	0,49	0,65	0,71	—
$D-T$	0,31	0,54	0,72	—	0,81
$E_2 = 15$ ГПа, $a_b = 0,1$					
$D_2$	0,83	1,46	1,96	2,12	—
$D-T$	0,92	1,62	2,17	—	2,39

Однако если необходимо дополнительно снизить риск разрушения оболочки (например, за счёт обеспечения не столь высоких скоростей заполнения), то за счёт уменьшения величины  $a_b$  можно рассчитать кривую подачи давления в камеру заполнения для конкретного экспериментального случая. Так, например, для  $E = 3$  ГПа время заполнения оболочки SI-1 дейтерием до давления 679 атм. при максимально допустимом перепаде давления на её стенке, т.е., при  $a_b = 1$ , составит менее 70 мин. При этом скорость заполнения  $V_{\text{зап}}$  будет лежать в пределах от 6,9 атм./мин (начало процедуры заполнения) до 16,7 атм./мин (её окончание). Если необходимо обеспечить заполнение со скоростью, не превышающей 5 атм./мин, то этого можно достичь выбором коэффициента  $a_b = 0,3$ . При этом время заполнения увеличится до 3,5 ч.

Отметим также, что полученные результаты с очевидностью иллюстрируют тот факт, что для уменьшения времени заполнения и соответственно для уменьшения запасов трития в системе рекомендуется использовать более прочный полиимид. Это легко видеть из следующего сравнения: при  $E = 3$  ГПа время заполнения  $D-T$ -топливом составит  $\sim 4$  ч, а при  $E = 15$  ГПа уже менее 50 мин даже при коэффициенте запаса  $a_b = 0,3$ . Сделанный вывод является общим, так как именно высокая прочность СН-оболочки позволяет реализовать желаемые скорости заполнения и гарантированно избежать разрушения мишени на всех этапах её производства, включая и заполнение оболочек топливом.

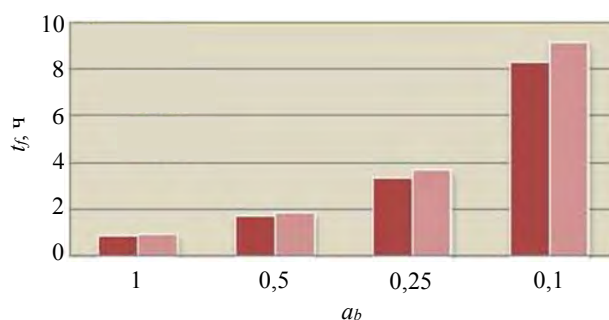
Аналогично рассчитывается ход процесса заполнения для мишеней SI-2 и SI-3. Для удобства суммируем полученные данные в табл. 6, рассчитанные для модуля Юнга  $E = 3$  ГПа и средней величины коэффициента запаса  $a_b = 0,5$ .

Т а б л и ц а 6. Время заполнения топливом (ч) для различного дизайна криогенных мишеней ударного поджига

Материал	Топливо	SI-1	SI-2	SI-3
Полиимид				
$K_{D_2} = 1,78 \cdot 10^{-14}$	$D_2$	2,12	1,86	1,65
$K_{DT} = 1,60 \cdot 10^{-14}$	$D-T$	2,39	2,11	1,82
Полистирол				
$K_{D_2} = 6,0 \cdot 10^{-15}$	$D_2$	6,30	5,52	4,98
$K_{DT} = 5,4 \cdot 10^{-15}$	$D-T$	7,10	6,25	5,49
GDP-полимер				
$K_{D_2} = 6,5 \cdot 10^{-15}$	$D_2$	5,82	5,10	4,60
$K_{DT} = 5,8 \cdot 10^{-15}$	$D-T$	6,60	5,82	5,11

Чтобы представить характерное изменение времени заполнения для всего используемого на практике диапазона значений коэффициента запаса ( $a_b = 1,0-0,1$ ), на рис. 3 демонстрируется изменение этой величины для мишени SI-3 с оболочкой из полиимида.

Прежде чем перейти к обсуждению возможности практической реализации полученных результатов, сделаем ещё одно важное замечание. Согласно уравнению (5) величина

Рис. 3. Время заполнения мишени SI-3 с оболочкой из полиимида ( $E = 3$  ГПа) для различных значений коэффициента запаса: ■ —  $D_2$ ; ■ —  $D-T$

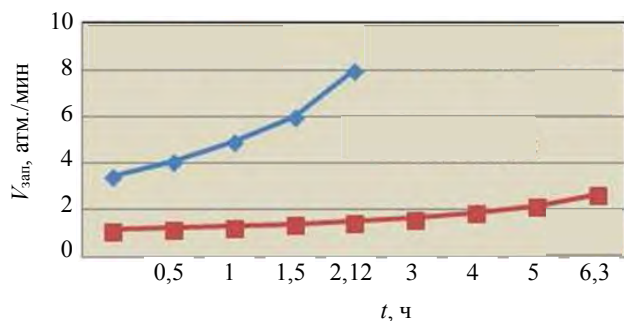


Рис. 4. Скорость заполнения дейтерием мишени SI-1 как функция времени для различных материалов оболочки ( $E = 3$  ГПа):  
 ◆ — полиимид; ■ — полистирол

скорости заполнения  $dP/dt$  является величиной, зависящей от времени, т.е. детальное моделирование и расчёт скорости подачи давления в камеру заполнения необходимо проводить для каждой отдельной партии оболочек. Имеется в виду точное знание свойств полимерных материалов, а именно коэффициентов газопроницаемости и прочности оболочки для рассматриваемого дизайна мишени. Рис. 4 наглядно иллюстрирует данное утверждение.

### СИСТЕМА ЗАПОЛНЕНИЯ, СОЗДАННАЯ В ФИАН

Как уже отмечалось, для подготовки мишеней ударного поджига к экспериментам по формированию криогенного слоя заполнение оболочек топливом может осуществляться либо диффузионным, либо инъекционным способом. Метод FST работает с оболочками, заполненными как тем, так и другим способом. Созданная в ФИАН система заполнения (СЗ) представляет собой автоматизированный комплекс, предназначенный для заполнения полых сферических оболочек до давления 1000 атм. методом диффузии. На рис. 5 показан общий вид СЗ, смонтированной в рабочем помещении с вытяжной вентиляцией с пятикратным обменом свободного объёма в час. Детальное описание СЗ дано в работах [8, 10]. Здесь мы лишь кратко перечислим параметры, важные для рассматриваемого класса мишеней:

- одновременное заполнение газом от 5 до 25 незакреплённых оболочек диаметром 0,4—2,0 мм;
- рабочий режим:  $\Delta P = \text{const}$  (режим ramp filling),  $P = \text{const}$  (режим step filling);

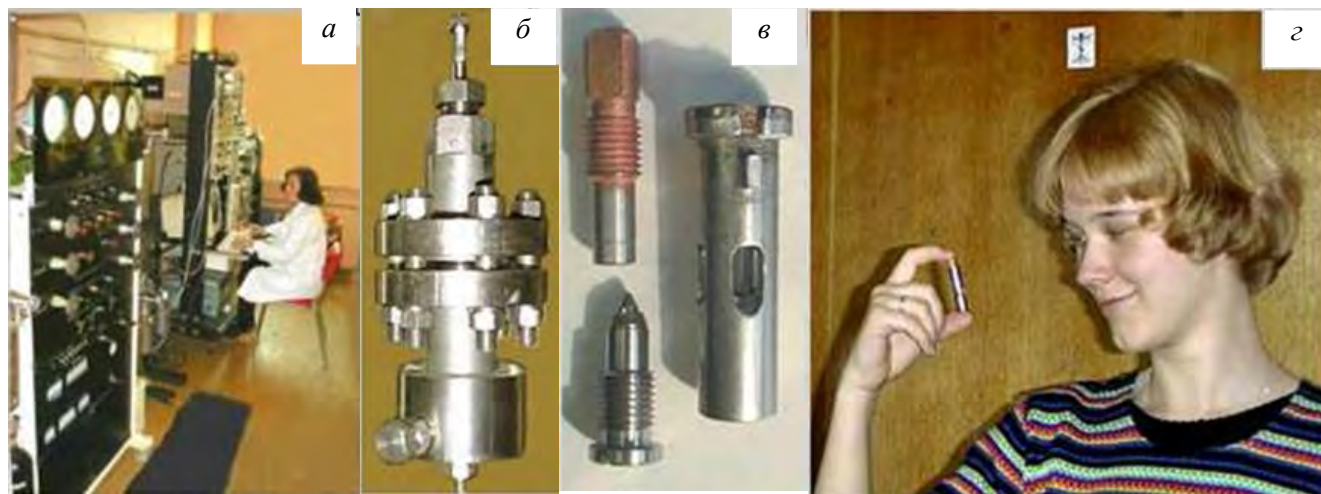


Рис. 5. Система заполнения (СЗ), построенная в ФИАН: а — общий вид СЗ; б — камера заполнения; в — МК; г — перенос МК от СЗ к МФ по методу FST

- рабочие газы:  $D_2$ ,  $H_2$ ,  $D_2 + H_2$ , инертные газы (неон, ксенон, аргон, гелий);
- рабочие температуры: 300 К (полимерные оболочки), 650 К (стеклянные оболочки);
- точность подачи давления: не хуже 0,1 атм.

**Тестирование работы СЗ.** Исследования проведены для широкого спектра значений давления газа внутри оболочки. Использование в экспериментах преимущественно водорода ( $H_2$ ) для тестирования СЗ обусловлено следующими факторами: изучаемые явления не зависят от вида топлива, время заполнения

оболочек водородом — наименьшее по сравнению с другими изотопами, водород — наиболее дешёвый изотоп. Для наглядной демонстрации работы СЗ используем схему проведения экспериментов по формированию криогенного слоя методом FST (рис. 6). Это имеет дополнительные преимущества с точки зрения актуализации возможностей метода FST, относящихся к частотному производству мишеней. Остановимся на этом вопросе подробнее на примере полимерных оболочек.

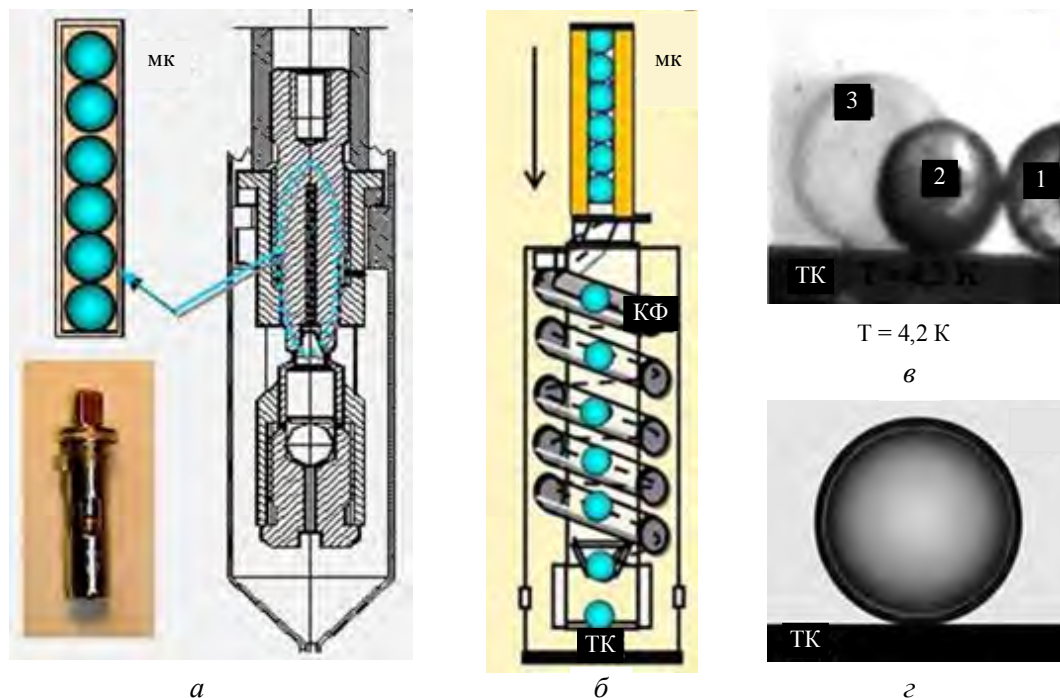


Рис. 6. Схема проведения экспериментов по методу FST: *а* — схема и общий вид МК для бесподвесных мишеней; *б* — схема МФ, обеспечивающая движение бесподвесных мишеней с жидким топливом в спиральном КФ в процессе вымораживания криогенного слоя на внутренней поверхности СН-оболочек; *в* — инъекция готовых мишеней из КФ в ТК при  $T = 4,2$  К в порядке следования: 1-я, 2-я, а затем 3-я мишень (момент касания дна ТК); *г* — криогенная мишень после инъекции ( $\varnothing 1620$  мкм (СН),  $W = 85$  мкм ( $D_2$ ))

В процессе заполнения незакреплённые оболочки размещаются в специальном мишенном контейнере (МК), как показано на рис. 6, *а*. После окончания процедуры заполнения при 300 К (первый подготовительный этап) МК переносится при той же температуре (300 К) от СЗ к модулю формирования (МФ) для проведения экспериментов по вымораживанию криогенного слоя в движущейся оболочке (метод FST, см. рис. 6, *б*). Перед началом экспериментов необходимо осуществить процедуру разгерметизации МК в условиях, исключающих как разрушение оболочки внутренним давлением, так и утечку из неё топлива вследствие обратной диффузии (второй подготовительный этап). Такая возможность появляется (см. рис. 1, *б*) лишь при условии понижения температуры, когда давление газа в оболочке падает, газопроницаемость её стенки снижается, а прочность материала оболочки растёт [21]. Поэтому МК с заполненными полимерными оболочками, находясь внутри МФ, охлаждается до температуры  $T_d$ , существенно более низкой, чем комнатная, для удаления топлива (жидкого или газообразного), находящегося вне оболочек.

Затем мишень инъецируется в канал формирования (КФ), где осуществляется быстрое (менее 15 с для мишеней диаметром  $\sim 2000$  мкм) формирование однородного и симметричного топливного слоя внутри оболочки по методу FST за счёт следующих особенностей [4, 5]:

— во-первых, мишень вращается в процессе своего гравитационного движения вниз вдоль КФ (КФ представляет собой одинарную, двойную или тройную спираль), что приводит к симметризации жидкого топлива внутри мишени;

— во-вторых, отвод тепла происходит за счёт теплопроводности через малое пятно контакта между оболочкой мишени и стенкой КФ. Спиральный КФ, представляющий собой вставку в криостат, охлаждается снаружи жидким или газообразным гелием. В процессе движения мишени внутри КФ пятно контакта движется по внешней поверхности вращающейся мишени, в результате чего происходит рав-

номерный переход топлива из жидкой в твёрдую фазу. Инжекция готовых мишеней из спирального КФ в тестовую камеру (ТК) показана на рис. 6, в, з;

— в-третьих, движущаяся мишень — это путь к реализации поточного производства мишеней и их частотной доставки. Именно поэтому метод FST был выбран в проекте МАГАТЭ как ключевое решение при разработке технологий, функционирующих в частотном режиме.

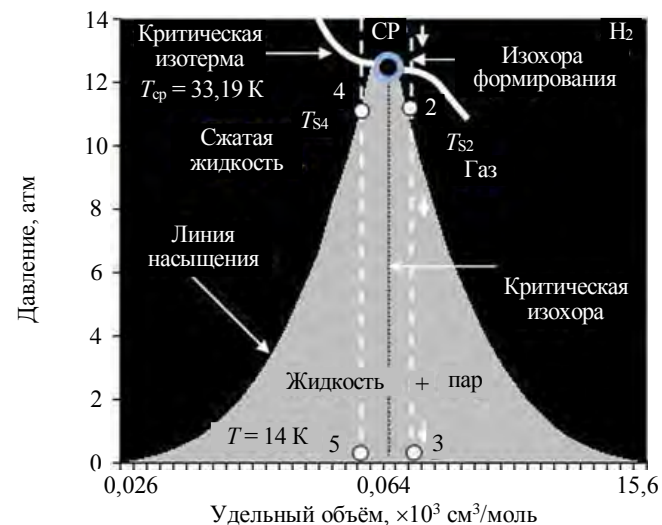


Рис. 7. Фазовая диаграмма  $H_2$  в координатах «давление—удельный объём»: СР — критическая точка; температура  $T_{S2}$  — внутри оболочки газ; температура  $T_{S4}$  — внутри оболочки сжатая жидкость (данные для построения диаграммы взяты из работы [13])

Формирование криогенной мишени методом FST представляет собой изохорический процесс. Фазовые превращения при этом контролируются температурой и фазовой диаграммой исследуемого вещества на плоскости «давление—объём» ( $P—V$ ). В нашем случае состояние  $H_2$  характеризуется отрезком прямой (изохора формирования, обозначенная на рис. 7 цифрами 1→2→3), опускающимся сверху вниз (мишень остывает). Переход «газ→жидкость» начинается, когда эта изохора пересекает линию насыщения в точке  $T_S$  (температура начала процесса разделения «газ→жидкость»). При дальнейшем охлаждении до температуры тройной точки  $T_{тр}$  (значения  $T_{тр}$  для изотопов водорода см. в табл. 7) и ниже происходит вымораживание слоя в оболочке, т.е. осуществляется переход «жидкость→твёрдая фаза» и образуется двухфазное состояние топлива «водородный лёд + пар» (или криогенная мишень).

Т а б л и ц а 7. Давление и температура для изотопов водорода в точках кипения и тройной точке [13]

Параметр	$H_2$	$D_2$	$T_2$	D—T
$T_{бр}$ , К	20,39	23,66	25,04	24,38
$P_{бр}$ , атм.	1,0	1,0	1,0	1,0
$T_{тр}$ , К	13,96	18,73	20,62	19,79
$P_{тр}$ , атм.	0,07	0,17	0,21	0,19

Выбор изохоры формирования определяется соотношением  $1/\rho_f$ , где  $\rho_f$  — плотность топливного газа при заполнении оболочки. Отметим, что производство криогенных слоёв по методу FST может иметь особенности в зависимости от того, в каком начальном фазовом состоянии находится топливо. Работа с начальной газовой фазой при  $\rho_f > \rho_{ср}$  (для SI-мишеней реализуется именно эта ситуация, см. табл. 2 и 3) будет возможна, если сброс давления в МК можно осуществить при температуре выше критической  $T_d > T_{ср}$ , причём существенную роль будет играть величина превышения над критической изотермой (см. рис. 7).

Сбросить давление в МК, когда топливо находится ещё в газообразном состоянии, возможно лишь при использовании оболочек из высокопрочных полимеров, так как давление в критической точке всё ещё значительно для всех изотопов водорода: 12,98 атм. ( $H_2$ ), 16,43 атм. ( $D_2$ ), 17,5 атм. (D—T) (см. табл. 3). Это означает, что для оболочек с низкой прочностью величина  $T_d$  может оказаться даже ниже температуры  $T_S$  (см. рис. 7), которая соответствует началу разделения топлива на жидкую и газообразную фазы, т.е. переходу топлива в двухфазное состояние при пересечении изохорой формирования линии насыщения. Отметим, что при дальнейшем понижении температуры давление в точке кипения ( $T_{бр}$ ) падает до величины  $P_{бр} = 1$  атм., а в тройной точке ( $T_{тр}$ ) не превышает  $P_{тр} < 0,22$  атм. для всех изотопов водорода (см. табл. 7). Суммируя сказанное, перечислим все возможности, определяемые  $P—V$ -диаграммой для  $\rho_f > \rho_{ср}$ :

- однофазное газообразное состояние топлива при  $T_d > T_{ср}$ ;
- критическое состояние соответствует области вблизи критической точки  $T_d \sim T_{ср}$ ;
- однофазное жидкое состояние соответствует области сжатой жидкости при  $T_S < T_d < T_{ср}$ ;
- двухфазное состояние «жидкость + пар» при  $T_{тр} < T_d < T_S$ .

При изменении температуры поведение границы раздела в двухфазном состоянии «жидкость + пар» зависит от давления заполнения, что может служить надёжным маркером при тестировании СЗ.

**Демонстрационные эксперименты.** В экспериментах использовались СН-оболочки из полистирола ( $E = 1$  ГПа, см. табл. 4) диаметром  $\sim 1000$  мкм с толщиной стенки  $\Delta R = 8$  мкм. Оболочки заполнялись водородом в СЗ при  $T = 300$  К, затем МК переносился в МФ, где осуществлялась его разгерметизация при температуре  $T = T_d$ . Следующий шаг — охлаждение оболочек от температуры  $T_d$  до  $T = 14,1$  К, что несколько выше температуры тройной точки  $T_{tr} = 13,96$  К (см. табл. 7). Для анализа экспериментов удобно ввести параметр  $\Theta = \rho_f/\rho_{cp}$ . Согласно табл. 3 для  $H_2$   $\rho_{cp} = 30,1$  мг/см<sup>3</sup>, а соответствующее давление заполнения по Ван-дер-Ваальсу равно  $P_b \sim 500$  атм. (рис. 8). Отметим, что для  $\Theta = 1$  в случае идеального газа давление было бы существенно ниже реального давления в оболочке и составило бы  $P_{и} \sim 366$  атм. В соответствии с формулой (2) для SI-мишеней даже при  $E = 3$  ГПа давление разрушения составляет менее  $P_b < 30$  атм., разность величин  $P_b - P_{и} > 130$  атм. Поэтому некорректный выбор уравнения состояния неизбежно привёл бы к разрушению оболочки в процессе её заполнения (сравним ход кривых на рис. 8, соответствующих идеальному газу и газу Ван-дер-Ваальса).

Проведение экспериментов осуществлялось следующим образом. Оболочки отогревались от температуры  $T = 14,1$  К до  $T \geq T_s$ . Особое внимание следует при этом уделить поведению границы раздела «жидкость—пар» для различных давлений заполнения и соответственно для различных значений параметра  $\Theta$ .

**Параметр  $\Theta < 1$ .** Плотность газа при заполнении  $\rho_f = 21$  мг/см<sup>3</sup>  $< \rho_{cp}$  ( $\Theta = 0,7$ ), давление заполнения  $P_f = 312$  атм. ( $t_f = 4,8$  ч,  $a_b = 0,5$ ). Результаты экспериментов для этого случая показаны на рис. 9. Фазовое состояние при  $T = 14,1$  К «жидкость + пар». По мере нагрева оболочки количество жидкой фазы уменьшается, диаметр газовой полости растёт, и при температуре  $T_{S2}$  внутри оболочки остаётся только газ (отогрев вдоль изохоры формирования  $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ , см. рис. 7).

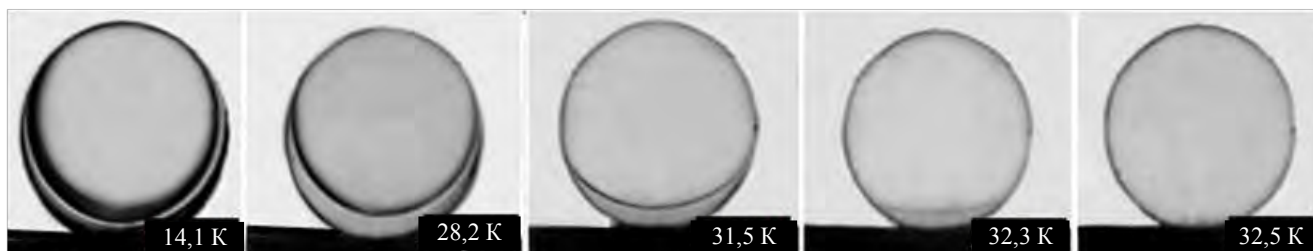


Рис. 9. Поведение границы раздела «жидкость—пар» при нагреве оболочки для случая  $\Theta < 1$  ( $\Theta = 0,7$ ,  $P_f = 312$  атм., последний кадр — в оболочке газообразный водород)

**Параметр  $\Theta > 1$ .** Плотность газа при заполнении  $\rho_f = 42$  мг/см<sup>3</sup>  $> \rho_{cp}$  ( $\Theta = 1,4$ ), давление заполнения  $P_f = 850$  атм. ( $t_f = 9,6$  ч,  $a_b = 0,5$ ). Результаты экспериментов показаны на рис. 10. Фазовое состояние при  $T = 14,1$  К «жидкость + пар». По мере нагрева оболочки количество жидкой фазы возрастает, диаметр газовой полости уменьшается. При достижении температуры  $T_{S4}$  (см. рис. 7) внутри оболочки находится водород в состоянии сжатой жидкости.



Рис. 10. Поведение границы раздела «жидкость—пар» при нагреве оболочки для случая  $\Theta > 1$  ( $\Theta = 1,4$ ,  $P_f = 850$  атм., последний кадр — в оболочке жидкий водород)

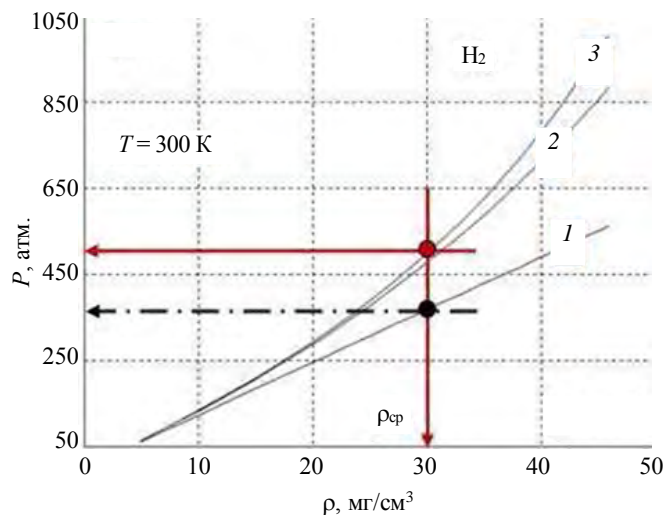


Рис. 8. Зависимость давления от плотности газа ( $H_2$ ) для различных уравнений состояния: 1 — уравнение идеального газа; 2 — уравнение Тиммерхауса; 3 — уравнение Ван-дер-Ваальса

Таким образом, данная серия экспериментов наглядно демонстрирует возможности СЗ при подготовке экспериментов по формированию криогенных мишеней ударного поджига методом FST. Расчёты показали, что в среднем SI-мишени могут быть заполнены до требуемых давлений за время от 1,65 ч (полиимид) до 7 ч (полистирол) при величине модуля Юнга  $E = 3$  ГПа и коэффициенте запаса  $a_b = 0,5$ , т.е. при вдвое меньшем перепаде давления на стенке оболочки относительно предельно допустимого значения (см. табл. 6). С ростом величины  $a_b$  время заполнения будет ещё меньше (см. рис. 3).

Отметим, что относительно небольшие времена заполнения являются следствием геометрии оболочки, так как при прочих равных условиях важным параметром является её толщина  $\Delta R$ . Для мишеней класса SI-1, SI-2 и SI-3 она составляет 31, 24 и 22 мкм соответственно.

Для сравнения приведём результаты по заполнению мишеней класса HiPER (High Power laser Energy Research) [24]. Базовый дизайн представляет собой тонкую полимерную сферическую оболочку ( $\varnothing \sim 2000$  мкм) с толщиной стенки  $\Delta R = 3$  мкм и с замороженным на её внутренней стороне топливным слоем  $W = 211$  мкм. Давление заполнения соответственно равно  $P_f = 951,52$  атм. для D<sub>2</sub>-топлива и  $P_f = 1046,63$  для D—T-топлива. Результаты расчёта представлены в табл. 8, согласно которой время заполнения составляет уже более суток для обоих видов топлива.

Т а б л и ц а 8. Время заполнения (ч) топливом мишени ВТ-2 с оболочкой из полиимида ( $E = 3$  ГПа,  $\Delta R = 3$  мкм,  $a_b = 0,5$ )

Топливо	$t_{f200}$	$t_{f400}$	$t_{f600}$	$t_{f800}$	$t_{f1000}$
D <sub>2</sub>	7,8	13,7	18,4	22,2	25,3
D—T	8,7	15,3	20,4	24,7	28,1

**Практическая реализация полученных результатов.** Согласно проведённым расчётам для мишеней класса SI-1 и SI-2 давление заполнения не превышает 800 атм. при 300 К для обоих видов топлива (D<sub>2</sub> и D—T), и, следовательно, такие мишени могут быть заполнены до требуемых давлений при использовании существующей СЗ (см. рис. 10,  $P_f = 850$  атм.). Что касается мишени SI-3, то для неё давление заполнения составляет  $P_f = 1250$  атм. при 300 К, т.е. выше верхнего предела работы СЗ, равного 1000 атм. Однако конструкция СЗ позволяет модернизировать её работу с целью расширения рабочего диапазона давлений до требуемых значений [10].

Ещё раз подчеркнём следующее важное обстоятельство. Для безопасного, т.е. без разрушения, заполнения полимерных оболочек топливом необходимо знать зависимость от времени внутреннего давления в оболочке, которое является функционалом от способа подачи внешнего давления. При этом, поскольку газ при высоком давлении не является идеальным (это уже плотный газ с межмолекулярным взаимодействием), то расчёт процедуры заполнения может осуществляться только при надлежащем выборе уравнения состояния для заданного топливного вещества. Кроме того, совершенно необходимо точное знание исходной базы данных по свойствам полимеров, предлагаемых в качестве материалов для оболочек SI-мишеней, среди которых особое место занимают прочностные параметры и коэффициенты газопроницаемости материала стенки оболочки. Отметим также, что вопросы адаптации СЗ для работы с DT-топливом детально рассмотрены в работах [10, 24].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Координационный проект в рамках МАГАТЭ «Энергия инерционного синтеза: исследования материалов и развитие технологий» направлен на продвижение фундаментальных исследований и технологий термоядерных материалов в тесной связи с разработкой технологий массового производства криогенных топливных мишеней с высоким усилением по энергии, формируемых в частотном режиме и с учётом их последующей инжекции в лазерный фокус.

ФИАН активно принимает участие в текущих исследованиях по данному проекту, одним из направлений которых является разработка технологий массового производства криогенных топливных мишеней ударного поджига с низким начальным аспектным отношением.

В основе технического подхода для решения поставленной задачи лежит метод FST, разработанный в ФИАН для формирования топливного слоя в движущихся бесподвесных оболочках. Это позволяет производить криогенные мишени в непрерывном режиме или с заданной частотой, что является необходимым условием проекта МАГАТЭ.

Программа исследований по проекту включает следующие направления:

— экспертный анализ основных требований, относящихся к ключевым научным и технологическим вопросам для SI-мишеней с целью координации экспериментальных и расчётно-модельных исследований при выборе свойств материалов и разработке методологий, которые применимы к массовому производству мишеней;

— математическое моделирование и разработка вычислительных кодов отклика SI-мишеней в процессе FST-цикла, в том числе заполнение топливным газом—формирование топливного слоя—бесконтактная доставка;

— экспериментальное моделирование рабочих условий функционирования ключевых элементов FST-цикла с целью оценки и подтверждения их эффективности для массового производства мишеней и их бесконтактной доставки;

— разработка схемы интеграции всех процессов, что позволит продвинуть предлагаемые технологии на реакторный уровень.

В настоящей статье представлены результаты, полученные при выполнении задач 1—3 для этапа диффузионного заполнения массива бесподвесных сферических полимерных оболочек газообразным топливом до давления в диапазоне от 670 до 1250 атм. при 300 К. Это наиболее дешёвый и экспериментально отработанный вариант осуществления подготовительного этапа, причём такой, который не нарушает качество оболочки и, следовательно, не влияет на симметрию сжатия мишени, как это может быть при инъекции жидкого топлива через тонкий капилляр, встроенный в стенку оболочки.

Проведённый цикл теоретических и экспериментальных исследований показал:

— SI-мишени могут быть заполнены до требуемых давлений за достаточно короткое время — всего за несколько часов, а при использовании прочных полимеров для оболочек SI-мишеней даже за время менее часа;

— существующая в ФИАН СЗ позволяет реализовать требуемые режимы работы установки, т.е., такие режимы, при которых время заполнения оболочки минимально (режим *ramp filling*), возможность её разрушения внешним и внутренним давлением исключена, а обратная утечка газа в процессе хранения или транспортировки оболочек отсутствует;

— использование более прочных полимеров предоставляет и более широкие возможности с точки зрения снижения рисков не только при заполнении оболочек топливом, но и при реализации всех ступеней подготовки мишеней к экспериментам по формированию топливного слоя методом FST.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке МАГАТЭ в рамках научного проекта № 24154 «Моделирование деградации оптики под воздействием ионизирующего излучения и массовое производство низкоаспектных мишеней для импульсно-периодической энергетической установки на основе ИТС» («Modelling of the Optics Degradation Under Ionizing Radiation and Mass Fabrication of Low Aspect-Ratio Targets for a Repetition-Rate IFE Facility»), а также в рамках ГЗ ФИАН и по программе Президиума РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pathways** to Energy from Inertial Fusion: Materials Research and Technology Development. <https://www.iaea.org/projects/crp/f13020>.
2. **Brandon V., Canaud B., Temporal M., Ramis R.** Low initial aspect-ratio direct-drive target designs for shock- or self-ignition in the context of the laser Megajoule. — *Nuclear Fusion*, 2014, vol. 54 (8), p. 083016.
3. **Shang W.L., Betti R., Hu S.X., Woo K., Hao L. et al.** Electron shock ignition of inertial fusion targets. — *Phys. Rev. Lett.*, 2017, vol. 119, p. 195001.
4. **Aleksandrova I.V., Koshelev E.L., Koresheva E.R.** In-line targetp for laser IFE. — *Applied Sci.*, 2020, vol. 10, p. 686 (17 pages); <http://dx.doi.org/10.3390/app10020686>.
5. **Aleksandrova I.V., Koresheva E.R.** Advanced fuel layering in line-moving, high-gain direct-drive cryogenic targets. — *High Power Laser Science and Engineering*, 2019, vol. 7, p. e38 (15 pages); <https://doi.org/10.1017/hpl.2019.23/>.
6. **Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Osipov I.E., Panina L.V.** Cryotargets for modern ICF experiments. — *Laser and Particle Beams*, 1996, vol. 6, № 2, p. 539.
7. **Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Osipov I.E., Belolipetskiy A.A., Panina L.V. et al.** Ultra-fine fuel layers for application to ICF/IFE targets. — *Fusion Sci. Technol.*, 2013, vol. 63, p. 106.

8. **Osipov I.E., Koresheva E.R., Baranov G.D. et al.** A ramp filling procedure applied to filling polymer and glass shells with highly pressurized hydrogens. — *J. Moscow Phys. Soc.*, 1999, vol. 9, p. 301.
9. **Aleksandrova I.V., Belolipetskiy A.A.** Mathematical models for filling polymer shells with a real gas fuel. — *Laser Particle Beams*, 1999, vol. 17(4), p. 701.
10. **Александрова И.В., Белолипецкий А.А., Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л., Осипов И.Е. и др.** Оптимизация процесса заполнения массива двухслойных полимерных оболочек газообразным D<sub>2</sub>- или D—T-топливом до давлений 1000 атм.: математическое моделирование и подготовка эксперимента. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2011, вып. 4, с. 22.
11. **Kline J. L., Batha S. H., Benedetti L. R. et al.** Progress of indirect drive inertial confinement fusion in the United States. — *Nuclear Fusion*, 2019, vol. 59 (11), p. 112018.
12. **Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А., Хачкурузов Г.А., Юнгман В.С. и др.** Термодинамические свойства индивидуальных веществ. — М.: Наука, 1982. 560 с.
13. **Roder H.M., Childs G.E., McCarthy R.D., Angerhofer P.E.** Survey of the Properties of the Hydrogen Isotopes Below their Critical Temperature. — *NBS Technical Note, Monograph 74*, 1965.
14. **Fagaly R.L., Alexander N.B., Mangano R.A., Bourque R.F., Bittner D.N. et al.** The cryogenic target delivery system for OMEGA Upgrade. — In: 39th National Symposium of the Amer. Vac. Soc. Chicago, November 9—13, 1992.
15. **Prydz R., Timmerhaus K.D., Stewart R.B.** The thermodynamic properties of deuterium. — *Adv. Cryo. Eng.*, 1968, vol. 13, p. 384.
16. **Bodner S.E., Colombant D.G., Schmitt A.J., Klapisch M.** High gain target design for laser fusion. — *Phys. Plasmas*, 2000, vol. 7 (6), p. 2298.
17. **Takekoshi. T.** Polyimides: fundamentals and applications. — *Plastic Engineering*, Eds. M.K. Ghosh and K.L. Mittal. 1966, vol. 36 (Markel Dekker, NY), p. 7.
18. **Sethian J.D., Friedman M., Lehberg R.H., Myers M., Obenschain S.P. et al.** Fusion energy with lasers, direct drive targets, and dry wall chambers. — *Nuclear Fusion*, 2003, vol. 43, p. 1693.
19. **Marsacq D., Dufour B., Blondel B., Lavergne Y., Thevenot G.** High-performance aromatic polyimides for inertial confinement fusion experiment. — *Polymer International*, 2000, vol. 49, Issue 9, p. 1021.
20. **Kobayashi S., Norimatsu T., Nakai M., Tanaka K.A., Yamanaka T., Nakai S.** Annealing of polystyrene microcapsules for inertial confinement fusion experiments. — *J. Vac. Sci. Technol.*, 1991, vol. 9(1), p. 150.
21. **Крыжановский В.К., Бурлов В.В., Паннатченко А.Д., Крыжановская Ю.В.** Технические свойства полимерных материалов. Справочник. 2-е изд., дополненное. — С-Пб: Изд-во «ПРОФЕССИЯ», 2007. 280 с.
22. **Nikroo A., Czechowicz D.G., Castillo E.R., Pontelandolfo J.M.** Production of higher strength thin walled glow discharge polymer shells for cryogenic experiments at OMEGA. — In: *Inertial Fusion Science and Applications*, 2001 (eds. K.A. Tanaka, D.D. Meyerhofer, J. Meyer-ter-Vehn), ELSEVIER, 2002, p. 794—797.
23. **ICF Handbook 2005.** Fabrication, Characterization, and Production of Equipment and Targets Produced and Manufactured by General Atomics and Schafer Corporation; [http://fusion.gat.com/icf/ICF\\_Catalog/catalog.pdf](http://fusion.gat.com/icf/ICF_Catalog/catalog.pdf).
24. **Aleksandrova I.V., Belolipetskiy A.A., Kalabuhov V.A., Koresheva E.R., Koshelev E.L. et al.** FST-technologies for high rate production of HiPER-scale cryogenic targets. — In: *Proc. of SPIE*, 2011, vol. 8080, p. 80802M.



Ирина Владимировна Александрова, к.ф.-м.н., специалист по проблемам формирования и частотной доставки криогенных топливных мишеней для ИТС, участник многих научных российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия



Елена Ростиславовна Корешева, д.ф.-м.н., профессор, руководитель Лаборатории нейтронной физики, а также многих научных российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования и частотной доставки криогенных топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

*Сер. Термоядерный синтез*, 2021, т. 44, вып. 3, с. 94—106.

УДК 533.95; 533.17

## САМОУСКОРЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ

К.В. Чукбар

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Необратимые потери тепловой энергии плазмы на объёмное излучение вызывают перераспределение давления вдоль её течения, в результате чего скорость движения начинает меняться, причём направление изменения зависит от исходного значения этой скорости. Сверхзвуковой поток ускоряется, а дозвуковой — тормозится.

**Ключевые слова:** гидродинамика плазмы, законы сохранения, объёмное излучение.

## SELF-ACCELERATION OF THE SUPERSONIC FLOW OF THE RADIATING PLASMA

K.V. Chukbar

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Irreversible losses of plasma thermal energy owing to volume radiation cause a redistribution of pressure along its flow, as a result of which the speed of movement begins to change, and the direction of change depends on the initial value of this speed. The supersonic flow is accelerated, but subsonic one is decelerated.

**Key words:** plasma hydrodynamics, conservation laws, volume radiation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-107-114

В различных практических ситуациях приходится иметь дело со стационарными или почти стационарными потоками плазмы. Речь может идти, например, о плазменных двигателях [1—3] или о течениях в различных импульсных системах: в плазменном фокусе [4, 5], в лайнерных сборках [6, 7], в межэлектродном зазоре сильноточных диодов [8], в капиллярных разрядах [9]. В данной работе обращается внимание на то, что во всех упомянутых случаях, а возможно, и в других вариантах, существует универсальный эффект изменения скорости потока вследствие необратимых потерь тепловой энергии плазмы на объёмное излучение. Механизм такого изменения связан не с ничтожно малой реактивной отдачей от уходящих фотонов, а с вполне заметным перераспределением давления в струе. К сожалению, о нём практически ничего не говорится в плазменной литературе (например, в энциклопедически объёмной книге [1] упоминание об эффекте отсутствует), что странно, поскольку само явление — правда, в обратном и дискретном, а не непрерывном (как будет показано дальше) варианте — прекрасно известно для обычных газов. Речь идёт о последствиях локального однократного нагрева струи, истекающей из сопла [10, 11], §97 и §34 соответственно.

Рассмотрим явление на основе простейшей одномерной одножидкостной модели стационарного истечения плазмы в пренебрежении воздействием магнитного поля и с достаточно примитивной термодинамикой. Конечно, во многих, хотя и не во всех, упомянутых случаях МГД-эффекты весьма существенны для движения плазмы, однако включение их в схему, не меняя качественной картины, усложняет аналитическое рассмотрение вследствие разного показателя адиабаты для магнитного и газокинетического давлений, появления быстрого и медленного звука, джоулевой диссипации и др. Для простоты можно считать, что если магнитные силы и привели к исходному разгону плазмы, то их влияние на её последующее движение невелико. В этом случае стационарное течение плазмы вдоль, скажем, оси  $x$  характеризуется постоянными потоками вещества и импульса:

$$nv = \text{const} = j; \quad (1)$$

$$nMv^2 + nT = \text{const} = G, \quad (2)$$

где  $n$ ,  $T$ ,  $M$ , — концентрация, температура и ионная масса плазмы (т.е. подразумевается, что массовая плотность  $\rho = nM$ );  $v$  — её скорость. Повторим, уносимый фотонами импульс даже в случае направленного характера излучения пренебрежимо мал по релятивистскому параметру  $v/c$ . А вот поток энергии

вследствие необратимости излучательных потерь обладает отрицательной дивергенцией, т.е. монотонно убывает вниз по потоку:

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} n v T + n M v \frac{v^2}{2} \right) = q < 0. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma$  — показатель адиабаты, который при наличии процессов ионизации/рекомбинации при нагреве/охлаждении плазмы (т.е. включении затрат на ионизацию в тепловую энергию) может приближенно считаться постоянным, но быть заметно ближе к единице, чем классические  $5/3$  [12, 13]. Никакой другой плазменной специфики в используемых уравнениях нет, просто излучательные потери бывают заметными на общем энергетическом фоне у плазмы, а не у обычных газов. Важно, что процесс носит именно объёмный характер, при нетривиальном транспорте фотонов через среду (например, в режиме лучистой теплопроводности), когда наряду с испусканием квантов существенно и их поглощение, неравенство (3) будет справедливым отнюдь не везде [12, 13].

Если бы темп тепловых потерь  $q(x)$  был известен явно, то вычисление из системы (1)—(3) профилей плазменных параметров  $v(x)$ ,  $n(x)$  и  $T(x)$  являлось бы тривиальной задачей. На самом же деле он представляет собой сложную и, главное, неуниверсальную функцию  $q = q(n, T)$ , зависящую от состава плазмы и той области температур, которая характеризует то или иное течение. Однако для выявления эффекта важна только знакоопределённость в (3), т.е. сам факт снижения энтропии вдоль потока. Для сравнения, в [10, 11], во-первых, рассмотрен вариант с  $q > 0$  и, во-вторых, изучается изменение скорости течения после прохождения пространственно ограниченного участка с ненулевой дивергенцией потока энергии, а не в процессе этого прохождения. Находя из (1), (2) зависимости  $n = j/v$ ,  $T = Gv/(j - Mv^2)$  и подставляя их в (3), получаем основное для обсуждаемого эффекта уравнение

$$\frac{dF}{dx} < 0, \quad \text{где } F = v(2v - v_0), \quad v_0 = \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{G}{jM}. \quad (4)$$

Область определения функции  $F$  ограничена отрезком  $0 \leq v \leq G/(jM) < 2v_0$ , так как скорость течения и температура плазмы не должны принимать отрицательных значений.

Согласно (4) если при каком-то значении координаты скорость потока плазмы равна  $v$ , то далее с ростом  $x$  вниз по течению она будет плавно меняться таким образом, чтобы обеспечить монотонное убывание  $F$ :  $dv/dx = (dF/dx)/(dF/dv)$ . Поскольку график  $F(v)$  представляет собой кусок параболы с максимумом при  $v = v_0$ , то это значит, что при начальном значении  $v > v_0$  скорость течения будет непрерывно возрастать:  $dv/dx > 0$ , приближаясь к границе  $G/(jM)$ , а в противоположном варианте, наоборот, убывать до 0. Если переписать (2) в терминах локальной скорости звука

$$v + \frac{c_s^2}{\gamma v} = \frac{\gamma+1}{\gamma} v_0, \quad c_s = \sqrt{\gamma \frac{T}{M}},$$

то легко увидеть, что ускорение испытывает исходно сверхзвуковой поток: при  $v > v_0$  имеем  $c_s^2/v < v_0$ , и тем более  $c_s^2 < v^2$ , а замедление — дозвуковой (все неравенства меняют знак) [10, 11]. Поведение системы можно охарактеризовать следующим наглядным образом, схожим с используемым при описании нелинейных волновых процессов [14]: если посчитать скорость потока  $v$  «координатой», а переменную  $x$  «временем», то точка-представление потока просто «соскальзывает» по горке-параболе  $F(v)$  вниз по склону в зависимости от того, по какую сторону от вершины она находится. В отличие от солитонного варианта динамика точки-представления здесь не гамильтонова, и темп соскальзывания  $|dv/dx|$  при заданном  $q$  обратно пропорционален крутизне склона  $|dF/dv|$ . Такая эволюция скорости  $v(x)$  сопровождается изменениями и других плазменных характеристик. При сверхзвуке плотность, температура и давление монотонно убывают  $n \rightarrow j^2 M/G$ ,  $T \rightarrow 0$ ,  $nT \rightarrow 0$ , а в дозвуковом режиме плотность и давление монотонно растут  $n \rightarrow \infty$ ,  $nT \rightarrow G$ , тогда как температура с уменьшением скорости в области  $1/\sqrt{\gamma} < v/c_s < 1$  (т.е.  $1/2 < vjM/G < \gamma/(\gamma+1)$ ) растёт, но после  $v < G/(2jM)$  начинает стремиться к 0.

Выявленные различия в поведении сверх- и дозвуковых потоков понять довольно легко. В сверхзвуковом режиме плазма не успевает перестраивать свою плотность в ответ на убыль тепловой энергии, в результате вдоль потока создаётся отрицательный градиент давления и согласно (2) по закону Бернулли убыль  $nT$  сопровождается ростом  $v$ . В медленном течении перестройка происходит (именно поэтому в некотором диапазоне параметров при уменьшении тепловой энергии температура может даже расти из-за адиабатического поджатия), и градиент давления имеет тормозящий характер. Скорость нарастания/убыли скорости, как и сказано, зависит от конкретных значений  $q(n, T)$ , которые весьма специфичны для плазмы разной природы, но можно гарантировать, что если в потоке излучается заметная доля тепла, то и эффект должен быть не малым. В подтверждение сказанного сделаем оценку эффекта, ориентируясь на параметры, как представляется, характерные для течения плазмы в сильноточных диодах. Согласно (2) «отклик» скорости на изменения температуры потока в линейном приближении есть

$$\frac{\Delta v}{v} \approx - \left( \gamma \frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right)^{-1} \frac{\Delta T}{T}.$$

Если исходно  $v = 1,5 c_s$ , а показатель адиабаты  $\gamma = 1,3$ , то при 30%-ном уменьшении температуры вниз по потоку скорость его возрастёт на вполне заметные 15%.

Коротко обсудим ограничения модели. Оставаясь в её рамках, надо иметь в виду, что при  $T \rightarrow 0$  рано или поздно излучение запирается, правда, сначала плазма начинает просто мало излучать. В принципе, включение в схему магнитного поля — например, перпендикулярного к оси  $x$   $B_z$  — в случае его вмороженности в плазму не слишком модифицирует ответ, надо лишь уточнять, при превышении какой скорости «звука» происходит смена режима. Естественно, при этом, помимо появления дополнительных слагаемых в (1)—(3), потребуются и новое, индукционное уравнение на электрическое поле  $E_y = vB_z = \text{const}$  (ср. с соотношениями на МГД-разрывах [1, 15]). Вот только в реальности считать излучающую и, следовательно, столкновительную плазму идеально проводящей, по-видимому, не стоит, и тогда в индукционном соотношении появляется член с  $dB_z/dx$  и аналитические формулы весьма усложняются. Однако «запаздывание» с перестройкой плотности, отвечающее за самоускорение плазмы, является характернейшей чертой сверхзвукового движения любых сред [10—12], так что на качественном уровне это явление должно сохраняться даже в не слишком одномерных и стационарных потоках.

Автор весьма признателен Ю.Г. Калинину, за его внимание к физике течения плазмы в сильноточных диодах. Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ № 2073 от 09.10.2020).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 576 с.
2. Щепетиллов В.А. Разработка электрореактивных двигателей в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, с. 5—18; doi: 10.21517/0202-3822-2017-40-2-5-18.
3. Жильцов В.А., Кулыгин В.М. Термояд и космос. — ВАНТ. Там же, 2018, т. 41, вып. 3, с. 5—20; doi: 10.21517/0202-3822-2018-41-3-5-20.
4. Ананьев С.С., Велихов Е.П., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Мялтон В.В. Параметры плазменных струй, истекающих из плазменного фокуса, в экспериментах на установке ПФ-3. — ВАНТ. Там же, 2016, т. 39, вып. 2, с. 58—68; doi: 10.21517/0202-3822-2016-39-2-58-68.
5. Крауз В.И., Виноградов В.П., Мялтон В.В., Виноградова Ю.В., Харрасов А.М. Исследование импульса и энергии плазменного потока, генерируемого в плазмодиффузионном разряде. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3, с. 48—56; doi: 10.21517/0202-3822-2018-41-3-48-56.
6. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Александров В.В., Фролов И.Н., Олейник Г.М., Лаухин Я.Н., Грицук А.Н., Сасоров П.В., Медовщиков С.Ф. Исследование импозии пенно-проволочных сборок на установке Ангара-5-1. — Физика плазмы, 2012, т. 38, № 12, с. 1022—1041.
7. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Ольховская О.Г., Зайцев В.И. Исследование течения плазмы при токовой импозии двухкаскадных вложенных сборок. — Там же, 2018, т. 44, № 2, с. 157—192; doi: 10.7868/S0367292118020105.
8. Ананьев С.С., Багдасаров Г.А., Гасилов В.А., Данько С.А., Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Курило А.А., Ольховская О.Г., Стрижаков М.Г., Ткаченко С.И. Исследование динамики анодной плазмы при воздействии мощного электронного пучка на эпоксидную смолу. — Там же, 2017, т. 43, № 7, с. 608—615; doi: 10.7868/S0367292117070022.

9. Кузенов В.В., Фролко П.А., Шумаев В.В. Численный анализ процессов в импульсной струе капиллярного разряда с испаряющей стенкой. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 105—112; doi: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-105—112.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. — М.: Физматлит, 2001. 736 с.
11. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. — М.: ГИТТЛ, 1950. 676 с.
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. 688 с.
13. Чукбар К.В. Лекции по явлениям переноса в плазме. — Долгопрудный: Интеллект, 2008. 256 с.
14. Сагдеев Р.З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. — В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 4. — М.: Атомиздат, 1964, с. 20—80.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. — М.: Физматлит, 2005. 656 с.



Константин Владимирович Чукбар, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., доцент; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова, 1, Россия  
Chukbar\_KV@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 107—110.

УДК 533.924

**ПОВРЕЖДЕНИЕ ПЛАСТИН ДИВЕРТОРА ИТЭР ПРИ СРЫВАХ***Ю.В. Мартыненко**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Проведён анализ воздействия ЭЛМов и срывов плазмы ИТЭР на приёмные пластины дивертора. При ЭЛМах плавления пластин дивертора не будет, а при срывах ожидается. Переноса расплавленного вольфрама вдоль поверхности и капельной эрозии с поверхности не будет, поскольку развитие неустойчивости Кельвина—Гельмгольца и неустойчивости пульсирующих бугров невозможно вследствие малого динамического давления тангенциального потока как первоначальной плазмы, так и плазмы, образованной из продуктов эрозии. Наиболее серьёзной эрозией может быть образование трещин и хрупкое разрушение, а потеря массы будет обусловлена также испарением с поверхности.

**Ключевые слова:** ИТЭР, дивертор, срывы плазмы, эрозия.

**DAMAGE OF ITER DIVERTOR PLATES AT PLASMA DISRUPTION***Yu. V. Martynenko**<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The analysis of the effect of ELMs and plasma disruptions in ITER on the divertor plates is carried out. At ELMs the divertor plates will not melt, and at plasma disruption it is expected. The transport of melt tungsten and droplet erosion are not possible because instability of Kelvin Helmholtz and instability of pulsing bumps do not develop due to the low dynamic pressure of tangential flow as the initial plasma and plasma formed from the erosion products. The most serious erosion can be the formation of cracks and brittle destruction. The evaporation from the surface will be an additional reason of mass loss.

**Key words:** ИТЭР, дивертор, срывы плазмы, эрозия.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-3-111-116

**ВВЕДЕНИЕ**

Проблема эрозии дивертора и первой стенки — ключевая для создания токамака-реактора ИТЭР. Эти элементы токамака подвергаются наиболее интенсивному плазменно-тепловому воздействию во время быстрых (переходных) плазменных процессов, таких как ЭЛМ-события (edge localized mode) и срывы тока. Тепловая нагрузка на диверторные пластины ИТЭР во время ЭЛМ-событий может достигать 0,2—5 МДж/м<sup>2</sup> при длительности воздействия  $t = 0,1—1$  мс, а во время срывов тока 10—100 МДж/м<sup>2</sup> при  $t = 1—10$  мс [1, 2]. Поскольку энергия ионов в ИТЭР составит 20—25 кэВ и скорость  $v \approx 10^6$  м/с [1], то давление потока плазмы, равное  $P = Q/v$  ( $Q$  — плотность потока мощности), в ИТЭР ожидается при ЭЛМах  $10^2—10^3$  Па и при срывах  $10^2—4 \cdot 10^3$  Па.

Прогноз последствий воздействия на пластины дивертора ИТЭР при быстрых процессах во многом основывается на симулирующих экспериментах. Наиболее близкие параметры плазменных потоков к потокам в дивертор ИТЭР при быстрых процессах имеют потоки плазмы в экспериментах на КСПУ [3, 4]. По плотности мощности и длительности импульса потоки плазмы КСПУ соответствуют тому, что ожидается в ИТЭР. Однако имеются отличия плазменных потоков КСПУ от потоков плазмы при ЭЛМах и срывах ИТЭР. Во-первых, давление плазменных потоков  $P$  в КСПУ составляет несколько атмосфер, тогда как в ИТЭР ожидается давление потока плазмы при ЭЛМах  $P = 10^2—10^3$  Па и при срывах  $P = 10^2—4 \cdot 10^3$  Па. Во-вторых, большинство экспериментов на КСПУ выполнено при нормальном падении плазменного потока на мишень, тогда как поток плазмы на пластины дивертора падает при малом угле скольжения. В-третьих, в КСПУ нет магнитного поля, а в диверторе ИТЭР  $B = 5$  Тл.

Результаты экспериментов [4] на ускорителях плазмы КСПУ и МК-200 сводятся к следующему. Наиболее опасными видами эрозии являются образование трещин и хрупкое разрушение, изучавшееся в работе [5]. Эти процессы возможны и в отсутствие плавления поверхности, в особенности при многократном повторении импульсных нагрузок.

Эрозия материала резко возрастает при плавлении поверхности и движении плазменного потока над расплавленным слоем металла.

При этом возникает перенос расплавленного металла с одного места на другое [3, 4, 6]. Этот механизм обуславливает самое сильное утонение облицовочного материала дивертора. Перенос расплавленного слоя приводит также к свариванию соседних элементов конструкции.

Движение плазменного потока над расплавленным слоем металла инициирует также капельную эрозию, которая при температуре меньше температуры кипения является основным механизмом уноса материала дивертора, превышая потерю материала при распылении и испарении.

Здесь рассмотрена возможность эрозии поверхности вольфрама именно при условии плавления поверхности и движении тангенциального плазменного потока (плазменного ветра) над расплавленным слоем металла.

Характеристики потока плазмы, входящего в дивертор, следующие. Плотность мощности потока плазмы в дивертор  $Q$ , ширина потока  $\lambda_q = 1$  мм [7]. Угол скольжения потока плазмы к поверхности, определённый по ширине следа потока плазмы на поверхности, равен в большинстве случаев  $\alpha = 5,7^\circ$ , а при некоторых L-режимах составляет  $\alpha = 3^\circ$  [7]. Поток, параллельный поверхности,  $Q_{\parallel} \approx Q$ . Поток, нормальный поверхности,  $Q_{\perp} = Q \sin \alpha$ . Для плавления необходимо, чтобы фактор теплового потока  $\varepsilon = Q \sin \alpha \cdot t^{1/2}$  превышал критический фактор теплового потока, необходимый для плавления,  $\varepsilon_{\text{melt}} = 50 \text{ МВт} \cdot \text{с}^{1/2} \cdot \text{м}^{-2}$  [8].

При ЭЛМах с наиболее жёсткими условиями ( $5 \text{ МДж/м}^2$ ,  $t = 0,1$  мс,  $\alpha = 5,7^\circ$ )  $\varepsilon = 50 \text{ МВт} \cdot \text{с}^{1/2} \cdot \text{м}^{-2}$ , т.е. плавление можно ожидать только в редких случаях. При срывах ( $100 \text{ МДж/м}^2$ ,  $t = 1$  мс,  $\alpha = 5,7^\circ$ )  $\varepsilon$  может достигать значений  $320 \text{ МВт} \cdot \text{с}^{1/2} \cdot \text{м}^{-2}$ , и плавление поверхности пластин дивертора при срывах вполне возможно. Поэтому далее мы говорим только о срывах.

Когда над расплавленной поверхностью движется тангенциальный поток плазмы, то на поверхности возникают неустойчивости. Во-первых, неустойчивость Кельвина—Гельмгольца (КГ) (рис. 1), а во-вторых, неустойчивость пульсирующих бугров (рис. 2) [9]. Неустойчивость КГ приводит к образованию волн. Плазменный ветер сдувает верхушки волн, что является причиной капельной эрозии [9]. Кроме того, плазменный ветер движет сами волны и переносит расплавленный металл вдоль поверхности, что приводит к утонению вольфрамового покрытия и спеканию тайлов [6].

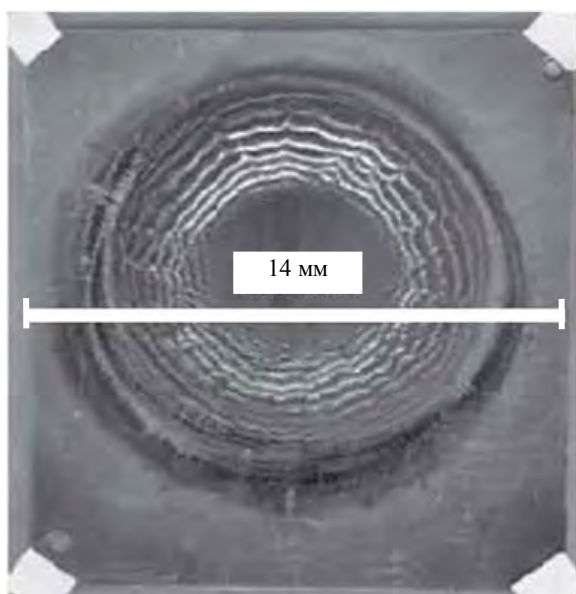


Рис. 1. Поверхность ниобиевой мишени после серии облучений в КСПУ при нормальном падении потока плазмы с нагрузкой  $Q = 4,5 \text{ МДж/м}^2$

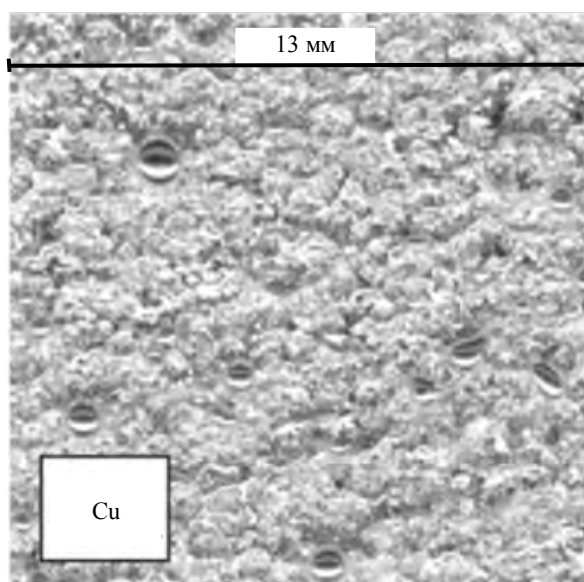


Рис. 2. Поверхность Cu после облучения в КСПУ

Напомним, что в результате развития неустойчивости КГ при движении плазмы возникает волновая структура с длиной волны  $\lambda$ , частотой  $\omega$  и инкрементом  $\gamma$ :

$$\lambda = 3\pi\sigma/2P, \quad (1)$$

$$\omega = (2^{5/2}/3)(P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2})(\rho^*/\rho)^{1/2} = 1,9(P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2})(\rho^*/\rho)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\gamma = (2^{5/2}/3^{3/2})P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2} \approx 1,09P^{3/2}/\sigma\rho^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение металла;  $\rho'$  и  $u$  — плотность и скорость плазмы;  $\rho$  — плотность металла;  $P = \rho' u^2 / 2$  — динамическое давление плазменного потока. При длительности импульса плазмы  $\tau$  волновая структура может образоваться ( $\gamma > 1/\tau$ ) только при давлении плазменного потока больше критического  $P_{cr}$ :

$$P > P_{cr} = 0,94\sigma^{2/3} \rho^{1/3} \tau^{-2/3}. \tag{4}$$

Из условия (4) следует, что для развития неустойчивости при  $\tau \approx 1$  мс на вольфраме необходимо давление плазменного потока над поверхностью расплавленного слоя  $P > 5,4 \cdot 10^3$  Па.

Другой вид неустойчивости расплавленной поверхности [10], над которой движется тангенциальный поток плазмы, развивается следующим образом. Если над поверхностью расплавленного металла движется поток плазмы, тангенциальный поверхности, то над поверхностью существует градиент давления Бернулли, который обуславливает силу, действующую на выступающие неровности поверхности и направленную вверх по отношению к поверхности. Эта сила вызывает образование стоячих капиллярных волн в виде пульсирующих бугров. Высота бугров  $H$  описывается уравнением [10]

$$\frac{d^2 H}{dt^2} = \frac{P}{\rho R} - \frac{4\sigma H}{R^3 \rho}, \tag{5}$$

которое имеет решение

$$H = H_{max}(1 - \text{Cos}(\omega t)), \quad \omega^2 = \frac{4\sigma}{\rho R^3}, \tag{6}$$

где  $R$  — радиус основания бугра; максимальная высота бугра  $H_{max} = PR^2/4\sigma$  определяется равенством давления Бернулли и поверхностного натяжения.

Минимальный размер бугров  $R_{min} = 4\pi^4 \nu^2 \rho / \sigma \approx 10\text{—}100$  нм ( $\nu$  — кинематическая вязкость) определяется затуханием колебаний вследствие вязкости.

Предпочтительно образование холмов размером меньше длины волны КГ  $\lambda$ :

$$R < 3\pi\sigma/2P. \tag{7}$$

Однако если на поверхности изначально имелись бугры, например, от предыдущих импульсов, то на неровной поверхности неустойчивость КГ не развивается, а образуются пульсирующие холмы большего размера,  $R > 3\pi\sigma/2P$ . При малых давлениях плазменного потока критический размер бугров, не позволяющих развиваться неустойчивости КГ, становится больше максимального размера бугра, который может возникнуть за время импульса  $t = 1$  мс. Кроме того, область воздействия плазменного потока при срывах может перемещаться от одного события к другому, так что в большинстве случаев воздействие потока плазмы при срыве приходится на поверхность со следами предыдущих импульсов, не совпадающих как по области воздействия, так и по параметрам самого импульса. Так что на пластинах дивертора ИТЭР более вероятно образование пульсирующих бугров.

При плотности мощности плазменного потока больше некоторого порогового значения  $P_{thr}$  бугры смещаются плазменным ветром, образуя струи, текущие к периферии области воздействия плазменного потока (рис. 3):

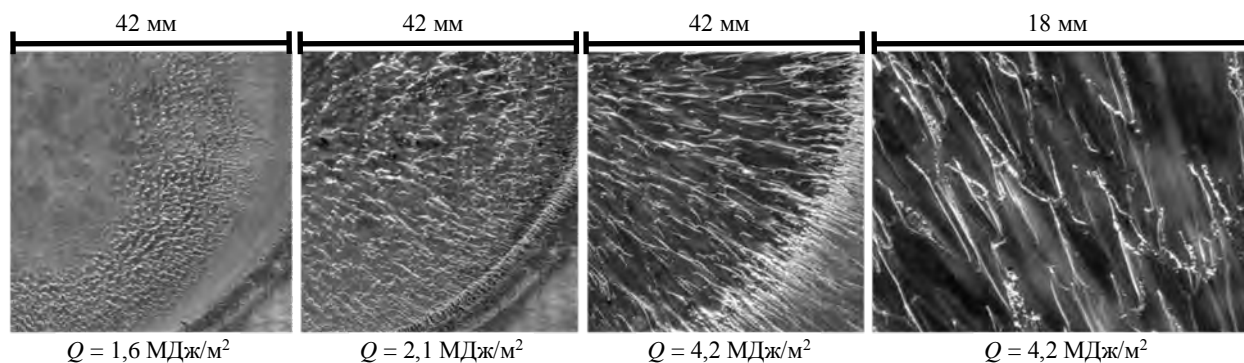


Рис. 3. Развитие рельефа поверхности ниобиевой мишени при увеличении плазменной нагрузки, демонстрирующее превращение бугров в струи

$$P_{thr} = 2\pi^{2/3} \sigma^{2/3} \rho^{1/3} / t^{2/3}. \quad (8)$$

Для вольфрама  $\sigma = 3,2 \text{ Н/м}$ ,  $\rho = 19\,000 \text{ кг/м}^3$  и при  $t = 3 \text{ мс}$   $P_{thr} \approx 1 \text{ атм}$ .

Эти струи переносят расплавленный металл вдоль поверхности [11]. Сдувание плазменным ветром вершущек бугров является причиной капельной эрозии [11]. Значения критического давления тангенциального плазменного потока, необходимого для возникновения капельной эрозии, близки к оценке (8).

### РАСЧЁТ ФАКТОРОВ ЭРОЗИИ ПЛАСТИН ДИВЕРТОРА ИТЭР

Как показано, давление первичного потока плазмы недостаточно для возбуждения неустойчивостей на расплавленной поверхности. В работе [9] показано, что приповерхностный слой плазмы, движущийся тангенциально поверхности с необходимым динамическим давлением, может образоваться из продуктов эрозии. Другими словами, может возникнуть положительная обратная связь, возникшая при спонтанной эрозии с уносом массы с поверхности, которая усиливает эрозию.

Покажем, как может образоваться тангенциальный поток плазмы над поверхностью. Приповерхностная плазма разогревается под действием потока тепла первичного потока. Этот нагрев неравномерен, центр нагретой области разогревается сильнее. Возникающий градиент давления плазмы является причиной тангенциального движения плазмы. Процесс аналогичен тому, что происходит в экспериментах на КСПУ. Размер области воздействия плазмы на поверхность дивертора равен  $\ell = \lambda q / \text{Sin}\alpha$ . Распределение давления можно представить в виде

$$P = P_p \exp(-(2x/\ell)^\beta) \text{ при } x < \ell/2; \\ P = 0 \text{ при } x > \ell/2, \quad (9)$$

где  $x$  — координата вдоль направления первичного потока;  $x = 0$  в центре области воздействия потока плазмы, показатель  $\beta$  характеризует степень размытости потока. Скорость потока плазмы, тангенциальная поверхности, обусловлена градиентом давления плазмы и определяется из уравнения

$$\rho du_x/dt = (\rho/2) du_x^2/dx = -\text{grad}P_p, \quad (10)$$

и динамическое давление тангенциального потока приповерхностной плазмы равно

$$P = P_p(1 - \exp(-(2x/\ell)^\beta)) \text{ при } x < \ell/2; \\ P = 0 \text{ при } x > \ell/2. \quad (11)$$

Давление тангенциального потока максимально у границы области воздействия плазмы на пластину дивертора при  $x \approx \ell/2$  и равно  $P \approx P_p = nT$ . Надо оценить плотность атомов  $W$ , ионизованных и находящихся в слое толщиной  $\lambda_q$ , а также их температуру  $T$ .

Плотность потока частиц с поверхности в результате эрозии

$$q \approx \Delta m / (tM_w), \quad (12)$$

где  $\Delta m$  — потеря массы с  $1 \text{ м}^2$  за импульс длительностью  $t$ ;  $M_w$  — масса атома  $W$ .

На ускорителе МКТ экспериментально показано [12], что основной вклад в унос массы дают мелкие капли размером меньше  $r \approx 1 \text{ мкм}$  (рис. 4). Давление плазменного потока в МКТ достаточно для капельной эрозии, но поток мощности в МКТ меньше, чем в КСПУ, поэтому мелкие капли не испаряются и могут быть собраны на сборнике. В КСПУ капли размером меньше  $5 \text{ мкм}$  испаряются и не регистрируются.

Полагая, что испарение капель происходит в результате воздействия первичного потока плазмы, получим время испарения  $t_v \approx NHr/Q$  и расстояние отлёта капель от поверхности до момента испарения

$$d = vdt_v = vNHr/Q, \quad (13)$$

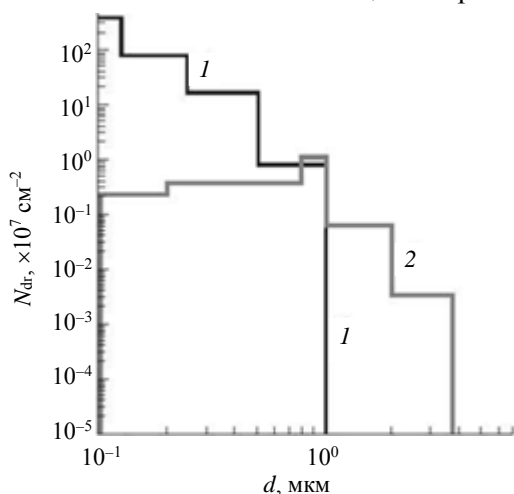


Рис. 4. Распределение капель вольфрама по размеру. Плазменный ускоритель МКТ, плотность потока энергии  $300 \text{ кДж/м}^2$  и длительность импульса  $60 \text{ мкс}$

где  $v_d \approx 10^3$  м/с — скорость отлёта капель [3, 6];  $N$  — число атомов в единице объёма вольфрама;  $H$  — энергия испарения атома вольфрама. На расстоянии  $\lambda_q = 1$  мм испаряются капли размером  $< 0,1$  мкм, что составляет малую часть всех капель. Основная часть капель улетает за пределы потока плазмы в дивертор. Атомы вольфрама, попавшие в этот слой, должны быть ионизованы.

Время ионизации атомов вольфрама равно

$$t_i = (n_0 v_e \sigma_i)^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}, \quad (14)$$

где  $\sigma_i$  (20 кэВ) =  $6,7 \cdot 10^{-22}$  м<sup>2</sup> — сечение ионизации атомов W электронами с температурой плазмы в потоке [13];  $v_e = 10^6$  м/с — направленная скорость электронов в потоке плазмы;  $n_0$  — плотность потока плазмы, оценивая которую как  $n_0 = P/(M_D \cdot v_0^2)$  ( $M_D$  — масса атома D), получаем  $n_0 = 2,5 \cdot 10^{16} — 10^{18}$  м<sup>-3</sup>. При максимальной плотности электронов в потоке плазмы  $t_i \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$  с. При скорости атомов W, равной скорости отлетающих капель  $v_d \approx 10^3$  м/с, нейтральные атомы улетают за пределы первичного потока плазмы на расстояние  $v_d t_i > \lambda_q$  и не успевают ионизоваться, т.е. приповерхностной плазмы из продуктов эрозии не образуется.

Однако даже если продукты эрозии ионизованы и вследствие замагниченности полностью находятся в слое толщиной  $\lambda_q$ , равной толщине первичного потока плазмы, нагрев приповерхностной плазмы для образования необходимого давления невозможен. Поток ионов D, равный  $n_0 v$ , за время  $t$  передаёт иону W энергию

$$\Delta E = n_0 v t \sigma_{Dw} E_D M_D / M_W, \quad (15)$$

где  $\sigma_{Dw}(m^2) \approx 10^{-16} / E_D^2$  (эВ) — сечение рассеяния ионов D на ионах W;  $E_D = 20$  кэВ — энергия ионов D в потоке плазмы, поступающей в дивертор. При максимальной плотности потока  $n_0 = 10^{18}$  м<sup>-2</sup>  $\Delta E \approx 0,2$  эВ.

Таким образом, у поверхности не может образоваться плазма с давлением, необходимым для развития неустойчивости на расплавленной поверхности вольфрама. Во-первых, основные продукты эрозии — капли мало испаряются в слое толщиной  $\lambda_q$ , что не позволяет образоваться значительной плотности пара в этом слое. Во-вторых, атомы W не могут быть ионизованы, поскольку пролетают этот слой за время, меньшее времени ионизации. В-третьих, высокоэнергичные ионы D не могут значительно нагреть ионы W за время срыва. Заметим, что это троекратное доказательство невозможности образования плазмы с достаточным давлением получено простыми, но численно убедительными оценками и не требует детального рассмотрения диверторной плазмы.

Следовательно, на пластинах дивертора при срывах не будет переноса расплавленного вольфрама и капельной эрозии, вызывающей большую потерю массы.

Потеря массы может быть в результате испарения с поверхности, которая значительно меньше потери массы при капельной эрозии [3].

А наиболее серьёзной эрозией могут быть образование трещин и хрупкое разрушение.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ воздействия ЭЛМов и срывов плазмы ИТЭР на приёмные пластины дивертора показал следующее. При ЭЛМах плавление пластин дивертора не будет, а при срывах вполне возможно. Переноса расплавленного вольфрама вдоль поверхности и капельной эрозии с поверхности не будет, поскольку развитие неустойчивости КГ и неустойчивости пульсирующих бугров невозможно вследствие малого динамического давления тангенциального потока плазмы над расплавленной поверхностью. Именно развитие этих неустойчивостей приводит к переносу расплавленного металла вдоль поверхности и капельной эрозии. Давление первичного потока плазмы в дивертор недостаточно для развития этих видов неустойчивости. Образование приповерхностной плазмы из продуктов эрозии с давлением выше порогового для развития указанных неустойчивостей также невозможно.

Наиболее серьёзной эрозией могут быть образование трещин и хрупкое разрушение, потеря массы будет вызвана также испарением с поверхности.

Работа выполнена при поддержке ГК «Росатом» в рамках выполнения государственных контрактов № Н.4а.241.19.18.1027, № Н.4а.241.19.19.1009, № Н.4а.241.19.20.1042, ЕОТП-УТП-223.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ITER Physics Basis. — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2137.
2. Federici G., Scinner C.H., Brooks J.N. et al. — Nuclear Fusion, 2001, vol. 41, p. 1967.
3. Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М., Сафронов В.М., Коваленко Д.В., Москачёва А.А., Позняк И.М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 2, с. 52.
4. Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л., Сафронов В.М., Житлухин А.М., Коваленко Д.В. Эрозия металлов при воздействии интенсивных потоков плазмы. — Там же, 2012, вып. 4, с. 23—33.
5. Будаев В.П., Мартыненко Ю.В., Химченко Л.Н., Житлухин А.М., Климов Н.С., Питтс Р.А., Линке И., Белова Н.Е., Карпов А.В., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д. — Физика плазмы, 2013, т. 39, № 11, с. 1017—1033.
6. Мартыненко Ю.В. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 2, с. 53—59.
7. Tsitrone E. — In: 15th ITPA CC Meeting. Cadarache, 10—12 December 2012.
8. Laorte A. — In: EU-PWI TF Meeting. Madrid, 29—31 October 2007.
9. Мартыненко Ю.В. — Физика плазмы, 2017, т. 43, № 3, с. 260—266.
10. Мартыненко Ю.В. — Там же, 2020, т. 46, № 1, с. 84—89.
11. Мартыненко Ю.В. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 76—83.
12. Guseva M.I., Gureev V.M., Domantovskii A.G., Martynenko Yu.V., Moskovkin P.G., Stolyarova V.G., Strunnikov V.M., Plyashkevich L.N., Vasilev V.I. — Tech. Phys., 2002, vol. 47, p. 841.
13. Aladdin database.



Юрий Владимирович Мартыненко, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
martyn907@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 20 июля 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 111—116.

**К 85-ЛЕТИЮ АЛЕКСАНДРА ВАСИЛЬЕВИЧА ГОРДЕЕВА (07.07.1936—13.05.2019)**



В июле этого года исполнилось бы 85 лет одному из ведущих теоретиков-плазмистов нашего НИЦ «Курчатовский институт», доктору физико-математических наук Гордееву Александру Васильевичу.

Александр Васильевич родился в г. Дмитрове Московской области в семье служащих. Мать, Мария Ивановна Гусева, имела специальность химика, отец, Василий Васильевич Гордеев, был инженером-гидротехником, по его проектам построено множество гидротехнических сооружений как в России, так и за её пределами; одно из самых известных — Вазузское водохранилище, за которое он был награждён орденом Красной Звезды.

Александр Васильевич пришёл в Курчатовский институт в сектор Е.К. Завойского после окончания МФТИ, где он обучался в группе при Институте физических проблем и одним из немногих сдал теорминимум Л.Д. Ландау. В тот момент сектор переориентировался на тематику, связанную с физикой плазмы, что и определило научную судьбу молодого специалиста на всю жизнь. Уже в первой работе, выполненной для конференции в Калэме 1963 г. с А.А. Веденовым и Л.И. Рудаковым (опубликована в *Plasma Physics* в 1967 г.) и являвшейся одной из пионерских в области модуляционной неустойчивости, проявились его основательность и высокая математическая культура. Упорство, тщательность и эффективность — характерные черты и всех его дальнейших достижений в тогда ещё молодой плазменной области. Благодаря именно этим качествам им был внесён весомый вклад в изучение такого красивого и

практически важного физического явления, как магнитная самоизоляция электрического тока. Эти его работы легли в научный фундамент, на котором был основан отдел релятивистских пучков, поскольку работа импульсных сильноточных генераторов, являющихся основой экспериментальной базы ОРП (ныне — отдела источников излучения), существенно опирается на это явление. В результате совместного теоретического и экспериментального изучения физики магнитной самоизоляции удалось добиться высокой эффективности концентрации энергии, подводимой к различным мишеням на мощных мегаамперных генераторах тока, в том числе и для инерциального управляемого термоядерного синтеза.

В последующие годы Гордеев, не снижая темпа, тесно сотрудничал с экспериментаторами, но и не чурался высокой теории. Он был одним из первых, кто стал изучать двухжидкостные эффекты в плазме. К его наиболее ярким достижениям можно отнести выявленные им неустойчивость ионно-звуковых солитонов к геликонным возмущениям, точный расчёт импеданса сильноточного вакуумного диода с так называемым «ножевым» катодом, естественный размер кернов электронных вихрей, влияние турбулентного размешивания на работу плазмозаполненных диодов. Очень красивы выполненные с учениками работы по резонансной геликонной неустойчивости электронного пучка в плазменном канале и нетривиальной быстрой эволюции магнитного поля вдоль хорошо проводящего электрода. По результатам этих достижений Александр Васильевич неоднократно становился лауреатом Курчатовской премии за лучшую научную работу. В последние годы он заинтересовался неквази нейтральными структурами в горячей плазме и ролью плазменных эффектов в глобальной эволюции Вселенной. В соавторстве и индивидуально им написано более ста пятидесяти научных работ, в том числе обзор по электронной магнитной гидродинамике в *Physical Reports* и подводящая итог пучковым исследованиям отдела книга «Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков».

Александр Васильевич отличался высокой требовательностью в научных дискуссиях и совместной работе, воспитал нескольких учеников-кандидатов наук. Долгие годы тщательно, скрупулёзно и неуклонно работал научным редактором в журнале «Физика плазмы».

Он всегда имел свой собственный взгляд на жизнь, литературу и искусство и, будучи широко образованным человеком в областях, даже довольно далеких от физики, являлся очень интересным собеседником, высказывающим порой необычные и захватывающие суждения. Писал стихи, переводил А. Рембо. Вёл здоровый образ жизни, любил бег, лесные и горные походы, где всегда был надёжен и незаменим, — пешком, на лыжах и особенно на велосипеде, на котором совершал прогулки от Москвы до Нижнего Новгорода.

Очень любил своих детей, был страстным и гордым отцом, давшим двум сыновьям прекрасное образование и частичку своей души.

**ПАМЯТИ ВАСИЛИЯ АНДРЕЕВИЧА ГЛУХИХ**  
**10.02.1929—19.07.2021**



На 93-м году жизни скончался Василий Андреевич Глухих — крупный советский и российский учёный, крупнейший специалист в области термоядерной энергетики, ускорительной, лазерной и МГД науки и техники, академик Российской академии наук, доктор технических наук, профессор, почётный научный руководитель Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры (НИИЭФА) имени Д.В. Ефремова.

В.А. Глухих родился в деревне Большая Каменная Уральской области. В 1947 г. поступил на электрофизический факультет Томского политехнического института (ТПИ) имени С.М. Кирова, откуда в 1949 г. был отобран для обучения на новом физико-техническом факультете по подготовке специалистов в области ускорительной техники и атомной энергетики. Преддипломная практика в ленинградском Особом конструкторском бюро Минэлектропрома (ОКБ МЭП, с 1960 г. — НИИЭФА), которым руководил профессор Д.В. Ефремов, определила для Василия Андреевича Глухих его дальнейший путь в науке. Деятельность созданного в 1945 г. по инициативе И.В. Курчатова ОКБ МЭП была направлена на создание оборудования для исследований в области ядерной физики и физики высоких энергий. В.А. Глухих с отличием окончил институт с присвоением квалификации инженера-физика и в 1953 г. был приглашён в ОКБ инженером.

В.А. Глухих начал трудовой путь с участия в разработке самого крупного в мире синхрофазотрона для Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) в городе Дубне. В 1958 г. В.А. Глухих возглавил работы по сооружению первой крупной отечественной экспериментальной тороидальной термоядерной установки «Альфа», инициатором создания которой был И.В. Курчатов. С этого времени он принимал личное творческое участие, а позже непосредственно руководил исследованиями и разработками по инженерно-физическим проблемам магнитного и инерциального управляемого термоядерного синтеза.

В конце 1953 г. В.А. Глухих поручили руководство группой по разработке МГД-насосов для перекачивания жидких металлов. В дальнейшем им была сформирована ведущая научная школа в области МГД-электромашиностроения. Разработанными и изготовленными в НИИЭФА высоконадёжными электромагнитными насосами укомплектованы все отечественные ядерные реакторы на быстрых нейтронах. Под его научным руководством были созданы уникальный автономный импульсный МГД-генератор, электромагнитные насосы и дроссели для ядерно-энергетических установок космического базирования.

В 1967 г. В.А. Глухих был назначен заместителем директора НИИЭФА по научной работе. В 1969—1970 гг. началось проектирование новой крупной и мощной установки Т-10, конструкция которой была

разработана в НИИЭФА. В ходе этой работы удалось решить ряд важных проблем: удовлетворить жёсткие требования физиков к качеству продольного магнитного поля, осуществить стабилизацию положения плазмы, обеспечить прочность катушек обмоток продольного и тороидального полей.

В 1974 г. Василий Андреевич защитил докторскую диссертацию и был назначен директором НИИЭФА имени Д.В. Ефремова, который возглавлял почти 30 лет. Создаваемые здесь уникальные электрофизические установки к тому времени уже получили признание у мирового научного сообщества. В этот период начал разрабатываться проект ускорительно-накопительного комплекса для Института физики высоких энергий. Активно разрабатывались ускорители и лазеры для промышленности и медицины. Задачи и объём работ для их реализации были настолько велики, что потребовалось бурное развитие экспериментальной и производственной баз.

В 1979 г. начались первые расчётно-конструкторские работы по созданию установки Т-15. НИИЭФА выполнял роль главного конструктора. В мировой практике отсутствовал опыт создания таких установок, что потребовало выполнения значительного объёма научно-исследовательских работ. Одновременно с началом проектирования установки Т-15 велись работы по созданию установки ТСП — токамака с сильным магнитным полем и установки АНГАРА-5.

В 1981 г. В.А. Глухих был избран членом-корреспондентом, а в 1987 г. — действительным членом Академии наук СССР. В 1989 г. утверждён в учёном звании профессора.

В 1990-е гг. под руководством В.А. Глухих НИИЭФА смог сохранить свой научный потенциал, материально-техническую базу, провёл глубокую конверсию тематики, сумел найти нишу в России и за рубежом для своих разработок и технологий. Разработки НИИЭФА применялись в энергетике, транспорте, в системах городского хозяйства. Интенсивному развитию этих направлений в работе НИИЭФА во многом способствовала работа В.А. Глухих в качестве председателя Научно-технического совета при губернаторе, а затем при Правительстве Санкт-Петербурга. В 2018 г. Законодательное собрание Санкт-Петербурга вручило В.А. Глухих почётный знак «За особый вклад в развитие Санкт-Петербурга».

Выдающийся научно-организационный вклад В.А. Глухих в формирование физико-технических основ термоядерной энергетики сегодня воплощается в реализации крупнейшего международного проекта по созданию Международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР), инженерная разработка которого началась в 1992 г. В течение 10 лет В.А. Глухих был членом Международного научно-технического комитета проекта ИТЭР.

Для научной школы В.А. Глухих характерна практическая направленность проводимых научных исследований. Во многом благодаря его умению совмещать последние достижения науки с возможностью их практического применения в различных областях НИИЭФА стал крупнейшим отечественным разработчиком и изготовителем ускорителей различных типов для лучевой терапии, радиационно-химических и природоохранных технологий, дефектоскопии, активационного анализа.

Василий Андреевич уделял постоянное внимание подготовке научных и инженерных кадров, профориентационной работе со старшеклассниками, научно-общественной деятельности. В Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого В.А. Глухих много лет заведовал кафедрой «Техника высоких напряжений и инженерная электрофизика». За вклад в развитие высшего профессионального образования в 2008 г. Василий Андреевич удостоен премии Правительства Санкт-Петербурга. Он является автором четырёх монографий, свыше 200 научных публикаций и более 20 изобретений.

Василий Андреевич был награждён орденами «За заслуги перед Отечеством» IV и III степени, Почёта, Трудового Красного Знамени, «Знак Почёта». Он является лауреат Ленинской премии и Государственных премий СССР и Российской Федерации, Премии Правительства РФ в области науки и техники. За выдающийся вклад в развитие отечественного электрофизического аппаратостроения и импульсной энергетики В.А. Глухих был удостоен премии академика А.Н. Крылова.

Талант инженера-учёного, незаурядность организатора, педагога и наставника делали Василия Андреевича яркой неповторимой личностью для всех, кому довелось с ним работать или общаться. Память об академике Василии Андреевиче Глухих, самоотверженном учёном, беззаветно преданном науке, навсегда останется в сердцах его друзей, учеников и коллег.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Афанасенко Р.С., Вуколов К.Ю., Вуколов Д.К., Морозов А.А.</i> Роль нейтронных расчётов в разработке оптических диагностик ИТЭР.....	5
<i>Кирнева Н.А., Борщеговский А.А., Куянов А.Ю., Пименов И.С., Рой И.Н.</i> Возможность использования частоты 140 ГГц для ЭЦР-нагрева плазмы в токамаке T-15МД.....	24
<i>Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов Н.С., Курские Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю.</i> Инженерно-физическая модель (GLOBSYS) для следующего шага программы сферического токамака ГЛОБУС. Описание модели и сопоставление с данными разряда ГЛОБУС-М2.....	37
<i>Ткаченко Е.Е., Курские Г.С., Жильцов Н.С., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Киселёв Е.О., Щеголев П.Б.</i> Применение машинного обучения для определения температуры электронов в токамаке ГЛОБУС-М2 по данным диагностик томсоновского рассеяния лазерного излучения и мягкого рентгеновского излучения.....	52
<i>Голубева А.В., Хрипунов Б.И., Алимов В.Х., Преснякова Н.Н., Бобырь Н.П., Чернов В.М.</i> Селективное распыление стали ЭК-181 (Русфер).....	63
<i>Хрипунов Б.И., Койдан В.С., Гуреев В.М., Семенов Е.В., Унежес В.Н., Цветков А.А.</i> Воздействие ускоренных протонов и плазмы на поверхность вольфрама.....	75
<i>Боровицкая И.В., Кориунов С.Н., Мансурова А.Н., Бондаренко Г.Г., Люблинский И.Е.</i> Исследование комплексного воздействия интенсивных потоков ионов аргона и импульсного лазерного излучения на поверхность ванадия и сплавов на его основе (Обзор).....	82
<i>Александрова И.В., Корешева Е.Р.</i> Криогенные мишени ударного поджига: моделирование процедуры заполнения водородным топливом методом диффузии.....	94
<i>Чукбар К.В.</i> Самоускорение сверхзвукового потока излучающей плазмы.....	107
<i>Мартыненко Ю.В.</i> Повреждение пластин дивертора ИТЭР при срывах.....	111
К 85-летию Александра Васильевича Гордеева (07.07.1936—13.05.2019).....	117
Памяти Василия Андреевича Глухих.....	119

## CONTENTS

<i>Afanasenko R.S., Vukolov K.Yu., Vukolov D.K., Morozov A.A.</i> Role of the neutron calculations on the development of optical diagnostics in ITER .....	5
<i>Kirneva N.A., Borshchegovskii A.A., Kuyanov A.Yu., Pimenov I.S., Roi I.N.</i> Possibility of using the 140 GHz frequency for ECR plasma heating in the T-15MD tokamak .....	24
<i>Mineev A.B., Bondarchuk E.N., Kavin A.A., Konin A.Yu., Rodin I.Yu., Tanchuk V.N., Filatov O.G., Bakharov N.N., Zhilzov N.S., Kurskiev G.S., Kiselev E.O., Minaev V.B., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Telnova A.Yu.</i> Engineering-physical model (GLOBSYS) for the next step of the GLOBUS-M-spherical tokamak program. Model Description and comparison with the data of discharge GLOBUS-M2 .....	37
<i>Tkachenko E.E., Kurskiev G.S., Zhiltsov N.S., Voronin A.V., Goryainov V.Yu., Mukhin E.E., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Gusev V.K., Minaev V.B., Novokhatsky A.N., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Kiselev E.O., Shchegolev P.B.</i> Application of machine learning to determine electron temperature in GLOBUS-M2 tokamak using the soft X-ray emission data and the thomson scattering diagnostics data .....	52
<i>Golubeva A.V., Khripunov B.I., Alimov V.Kh., Presnyakova N.N., Bobyr N.P., Chernov V.M.</i> Selective spattering of steel EK-181 (Rusfer) .....	63
<i>Khripunov B.I., Koidan V.S., Gureev V.M., Semenov E.V., Unezhev V.N., Tsvetkov A.A.</i> Tungsten surface under accelerated protons and plasma impact .....	75
<i>Borovitskaya I.V., Korshunov S.N., Mansurova A.N., Bondarenko G.G., Lyublinsky I.E.</i> Investigation of the complex effect of intense argon ion fluxes and pulsed laser radiation on the surface of vanadium and its alloys (Review) .....	82
<i>Alexandrova I.V., Koresheva E.R.</i> Cryogenic targets for shock ignition: modeling of diffusion filling with a hydrogen fuel .....	94
<i>Chukbar K.V.</i> Self-acceleration of the supersonic flow of the radiating plasma .....	107
<i>Martynenko Yu.V.</i> Damage of ITER divertor plates at plasma disruption .....	111
To the 85 <sup>th</sup> anniversary of Alexandr Vasilievich Gordeev (07.07.1936—13.05.2019) .....	117
In Memoriam of Vasilij Andreevich Glukhikh .....	119

Вопросы атомной науки и техники

С е р и я: Термоядерный синтез

Том 44, выпуск 3

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, 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 12.09.21. Формат 60×90/8

Печать цифровая. Усл. печ. л. 13. Уч.-изд. л. 12. Тираж 156. Индекс 3648. 9 статей, 1 обзор. Заказ 26

Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1