

Том 50, Номер 4

ISSN 0367-2921
Апрель 2024



ФИЗИКА ПЛАЗМЫ



Журнал для научных работников в области теоретических и экспериментальных исследований по физике плазмы и взаимодействию плазмы с твердым телом, по проблеме управляемого термоядерного синтеза



НАУКА
— 1727 —



СОДЕРЖАНИЕ

Том 50, номер 4, 2024

ТОКАМАКИ

- ITER и TPT — технологические платформы управляемого термоядерного синтеза
А. В. Красильников 363
- Комплекс диагностик томсоновского рассеяния на токамаке TPT
Е. Е. Мухин, С. Ю. Толстяков, Г. С. Курские, Н. С. Жильцов, Н. В. Ермаков, Е. Е. Ткаченко, А. Н. Коваль, В. А. Соловей, С. А. Александров, А. В. Николаев, Д. А. Антропов, А. В. Бондарь, И. В. Кедров, Т. А. Марченко, А. Ф. Корнев, А. М. Макаров, Д. Л. Богачев, Д. С. Самсонов, Е. Г. Гук, В. Н. Климов, Е. П. Смирнова, А. В. Сотников, А. Г. Раздобарин, А. Н. Баженов, И. В. Бочаров, В. А. Бочарников, И. М. Букреев, А. М. Дмитриев, Д. И. Елец, И. Б. Терещенко, Л. А. Варшавчик, Ан. П. Чернаков, П. А. Панкратьев, Г. В. Марчий, М. Минбаев, К. О. Николаенко, Н. А. Кунгурцев, Н. В. Сахаров, Ю. В. Петров, А. Н. Мокеев 373
- Концепция диагностической системы измерения профиля электронной температуры плазмы по интенсивности электронно-циклотронного излучения для установки TPT
Н. А. Соловьев, Д. Е. Михайлова 390
- Концептуальный проект диагностики эрозии первой стенки и дивертора токамака с реакторными технологиями TPT
А. Г. Раздобарин, Я. Р. Шубин, А. А. Белокур, Д. Л. Богачев, Д. И. Елец, О. С. Медведев, Е. Е. Мухин, Л. А. Снигирев, И. В. Алексеенко 409
- Моделирование влияние вакуумной камеры TPT на сигналы датчиков системы электромагнитной диагностики
А. М. Белов, В. Ф. Андреев, А. В. Сушков 427
- Концепция MSE-диагностики токамака TPT
И. А. Земцов, В. С. Неверов, А. Р. Немец, В. А. Крупин, А. А. Пшенов, В. И. Давыденко, Н. В. Ступишин 442
- Концепция диагностики доплеровского обратного рассеяния на TPT
А. Ю. Яшин, А. М. Пономаренко, В. В. Солоха, С. С. Рожков, А. А. Харчевский 468
- Спектрометры нейтронов и быстрых атомов термоядерной плазмы токамаков на основе синтезированных CVD алмазных монокристаллических пленок
А. Н. Кириченко, А. В. Красильников, Н. Б. Родионов, В. П. Родионова, А. Г. Трапезников, В. П. Ярцев, С. А. Мещанинов, К. К. Артемьев, Р. А. Хмельницкий, В. Н. Амосов 484
- Исследование метода фотонной нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов в ИЯФ СО РАН
С. С. Попов, М. Г. Атлуханов, А. В. Бурдаков, А. А. Иванов, В. В. Куркучеков, А. Л. Санин, Д. И. Сквородин, Ю. А. Трунев, И. В. Шиховцев 491

Возможности применения активной корпускулярной диагностики на установке ТРТ

*В. И. Афанасьев, А. Д. Мельник, М. И. Миронов, А. С. Наволоцкий, В. Г. Несеневич, М. П. Петров,
С. Я. Петров, Ф. В. Чернышев, Р. Ю. Шмитов*

502

Варианты реализации диагностики ИК-термография в токамаке с реакторными технологиями ТРТ

*А. Г. Раздобарин, Я. Р. Шубин, Д. Л. Богачев, Д. И. Елец, О. С. Медведев, Е. Е. Мухин,
Л. А. Снигирев*

509

CONTENTS

Volume 50, Number 4, 2024

TOKAMAKS

- ITER and TRT—Technological Platforms for Controlled Thermonuclear Fusion
A. V. Krasilnikov 363
- Complex for Thomson Scattering Diagnostics on the TRT Tokamak
E. E. Mukhin, S. Yu. Tolstyakov, G. S. Kurskiev, N. S. Zhiltsov, N. V. Ermakov, E. E. Tkachenko, A. N. Koval, V. A. Solovey, S. A. Aleksandrov, A. V. Nikolaev, D. A. Antropov, A. V. Bondar, I. V. Kedrov, T. A. Marchenko, A. F. Kornev, A. M. Makarov, D. L. Bogachev, D. S. Samsonov, E. G. Guk, V. N. Klimov, E. P. Smirnova, A. V. Sotnikov, A. G. Razdobarin, A. N. Bazhenov, I. V. Bocharov, V. A. Bocharnikov, I. M. Bukreev, A. M. Dmitriev, D. I. Elets, I. B. Tereshchenko, L. A. Varshavchik, An. P. Chernakov, P. A. Pankrat'ev, G. V. Marchii, M. Minbaev, K. O. Nikolaenko, N. A. Kungurtsev, N. V. Sakharov, Yu. V. Petrov, A. N. Mokeev 373
- Concept of a Diagnostic System for Measuring the Electron Temperature Profile of Plasma from the Intensity of Electron Cyclotron Emission for the TRT Facility
N. A. Solovev, D. E. Dias Mikhaylova 390
- Conceptual Project for Diagnostics of Erosion of the First Wall and Divertor of the Tokamak with Reactor Technologies TRT
A. G. Razdobarin, Ya. R. Shubin, A. A. Belokur, D. L. Bogachev, D. I. Elets, O. S. Medvedev, E. E. Mukhin, L. A. Snigirev, I. V. Alekseenko 409
- Simulations of TRT Vacuum Vessel Effect on the Magnetic Diagnostics System Sensor Signals
A. M. Belov, V. F. Andreev, A. V. Sushkov 427
- The Concept of the MSE Diagnostic at the TRT Tokamak Facility
I. A. Zemtsov, V. S. Neverov, A. R. Nemets, V. A. Krupin, A. A. Pshenov, V. I. Davydenko, N. V. Stupishin 442
- Concept of the Doppler Backscattering Diagnostic on TRT
A. Yu. Yashin, A. M. Ponomarenko, V. V. Solokha, S. S. Rozhkov, A. A. Kharchevskii 468
- Spectrometers of Neutrons and Fast Atoms of Tokamak Thermonuclear Plasma Based on CVD Synthesized Diamond Single-Crystal Films
A. N. Kirichenko, A. V. Krasilnikov, N. B. Rodionov, V. P. Rodionova, A. G. Trapeznikov, V. P. Yartsev, S. A. Meshchaninov, K. K. Artemev, R. A. Khmel'nitskii, V. N. Amosov 484
- Study of the Method of Photon Neutralization of Powerful Beams of Negative Ions at the Budker Institute of Nuclear Physics
S. S. Popov, M. G. Ailukhanov, A. V. Burdakov, A. A. Ivanov, V. V. Kurkuchekov, A. L. Sanin, D. I. Skovorodin, Yu. A. Truneev, I. V. Shikhovtsev 491

Possibilities of Using Active Neutral Particle Diagnostics at the TRT Facility

V. I. Afanasyev, A. D. Melnik, M. I. Mironov, A. S. Navolotsky, V. G. Nesenevich, M. P. Petrov, S. Ya. Petrov, F. V. Chernyshev, R. Yu. Shmitov

502

Options for Implementation of IR Thermography Diagnostics in a Tokamak with Reactor Technologies TRT

A. G. Razdobarin, Ya. R. Shubin, D. L. Bogachev, D. I. Elets, O. S. Medvedev, E. E. Mukhin, L. A. Snigirev

509

ИТЭР И ТРТ – ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПЛАТФОРМЫ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

© 2024 г. А. В. Красильников

Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектный центр ИТЭР”,
Москва, Россия

e-mail: A.Krasilnikov@iterrf.ru

Поступила в редакцию 04.12.2023 г.

После доработки 14.01.2024 г.

Принята к публикации 25.01.2024 г.

Для решения основных проблем создания термоядерного токамака-реактора, таких как экспериментальная демонстрация квазистационарного термоядерного горения, генерация неиндуктивного квазистационарного тока; разработка плазменных технологий и материалов первой стенки и дивертора создаётся Международный экспериментальный термоядерный реактор ИТЭР, разрабатываются проекты демонстрационных реакторов ДЕМО, а в России разрабатывается токамак с реакторными технологиями ТРТ. Представлены основные компоненты технологических платформ ИТЭР (сверхпроводящая электромагнитная система (ЭМС) из Nb_3Sn и $NbTi$, первая стенка из W с покрытием из материала с низким Z , системы дополнительного нагрева плазмы, экспериментальные модули бридерного blankets, системы управления плазмой и др.) и ТРТ (ЭМС из высокотемпературных сверхпроводников, опции первой стенки из W с покрытием из V_4C_5 , из композита TiB_2-AlN и жидкометаллическая литиевая, системы дополнительного нагрева и генерации квазистационарного неиндуктивного тока, инновационный дивертор, экспериментальные модули бридерного и гибридного blankets, реакторсовместимые диагностики и системы дистанционного управления плазмой и др.). Технологические платформы сооружаемого ИТЭР и проектируемого ТРТ вместе содержат практически полный, по современным представлениям, набор технологий будущего термоядерного реактора.

Ключевые слова: ИТЭР, ТРТ, технологическая платформа, квазистационарная термоядерная плазма, генерация неиндуктивного тока, первая стенка, обращенный к плазме материал

DOI: 10.31857/S0367292124040017, EDN: QEBWSY

1. ОСНОВНЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

На пути к созданию термоядерного токамака-реактора предстоит решить несколько основных проблем — экспериментальная демонстрация: 1) эффективного удержания энергии и частиц плазмы в специально разрабатываемых квазистационарных режимах с термоядерным горением, с доминирующим нагревом термоядерными альфа-частицами и их принципиально коллективным поведением; 2) методов генерации неиндуктивного квазистационарного тока; 3) плазменных технологий и материалов первой стенки и дивертора, обеспечивающих эффективный съём тепла при взаимодействии квазистационарной термоядерной плазмы с первой стенкой и дивертором. Миссия ИТЭР заключается в экспериментальной демонстрации реализуемости термоядерной энергетики с получением режимов с $Q = 10$. Исполнение этой миссии — вклад в разрешение основных проблем в создании будущего термоядерного реак-

тора, определяется полным составом и гибкостью экспериментального технологического комплекса ИТЭР. Основными целями создания ТРТ являются, как дальнейшее развитие технологий ИТЭР, так и разработка новых дополнительных к технологической платформе ИТЭР-технологий, прежде всего — ЭМС из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), вариантов первой стенки из материалов с низким Z , инновационных плазменных технологий дивертора, генерации квазистационарного неиндуктивного тока, методов управления плазмой, элементов гибридного blankets и других.

2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ ПЛАТФОРМА ИТЭР

В рамках проекта ИТЭР на базе достижений развития токамаков в Советском Союзе, США (TFTR) и ЕС (JET), а также в Японии (JT-60U), Китае (EAST) и Республике Корея (K-STAR) создаётся технологическая платформа термоядерного реактора [1] и уже сегодня начинает формироваться мировая

термоядерная промышленность. Технологическая платформа ИТЭР (см. рис. 1) включает электромагнитную систему (ЭМС) из низкотемпературных сверхпроводников (катушки тороидального поля (TFC) и центрального соленоида (CS) — из Nb_3Sn , катушки полоидального поля (PFC) — из $NbTi$), первую стенку из W (в настоящее время также рассматривается вариант создания первой стенки из $W + V$ покрытия (боронизация тлеющим разрядом и непосредственно в разряде ИТЭР с вводом крупинок бора)), W -дивертор с напуском Ne , криостат, крионасосы, криогенный комплекс, системы дополнительного нагрева и неиндуктивной генерации тока, реакторосовместимые диагностики, системы сбора и дистанционной обработки данных, системы управления, экспериментальные модули бриддерного бланкета и другие системы и технологии, уровень

разработки которых и определяет современный мировой уровень технологического развития.

Катушки TFC (из Nb_3Sn , с магнитным полем на внутреннем обходе — 11.8 Тл, током $I = 68$ кА, размером 9×17 м, весом 360 т), модули CS (из Nb_3Sn , будут работать в магнитном поле — 13.5 Тл, $I = 42$ кА) и катушки PFC (из $NbTi$, магнитное поле до 6 Тл, $I = 45$ кА, самая большая диаметром 24 м, самая тяжелая — 400 т) электромагнитной системы ИТЭР созданы так, чтобы обеспечить инженерные плотности тока в катушках, обеспечивающие формирование магнитной конфигурации и генерацию тока во всём диапазоне проектных параметров ИТЭР с магнитным полем на оси до 5.3 Т и чтобы обеспечить их эффективное функционирование в условиях циклических нагрузок. Более 1300 тонн Nb_3Sn и $NbTi$ сверхпроводников и сверхпроводящие катушки для ЭМС

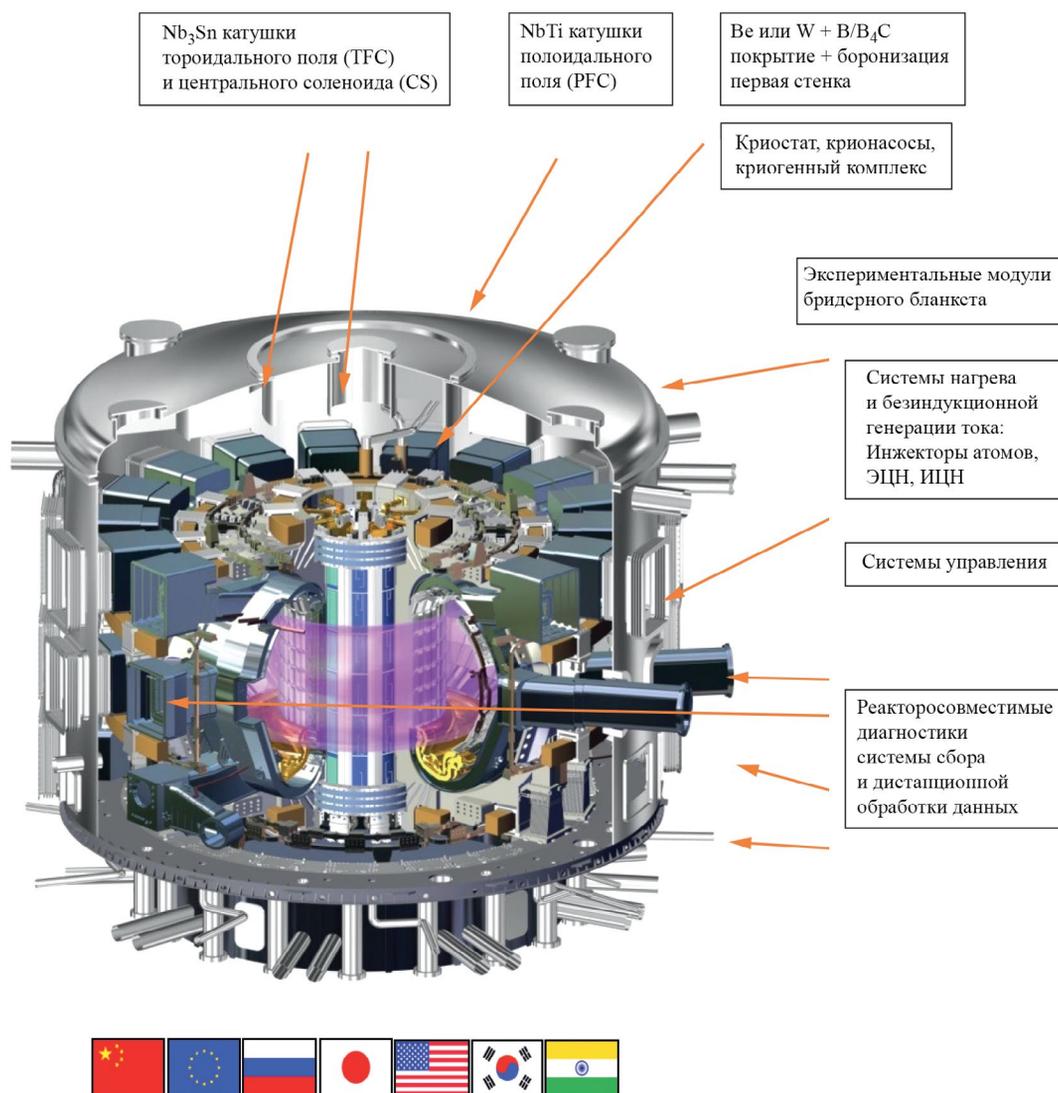


Рис. 1. Технологическая платформа ИТЭР.

ИТЭР были изготовлены на специально созданных у шести участников проекта ИТЭР (все кроме Индии) производственных линиях. 250 тонн Nb_3Sn и $NbTi$ сверхпроводников ИТЭР были изготовлены на специально и впервые созданных в России: производстве низкотемпературных сверхпроводников на Чепецком механическом заводе АО “ТВЭЛ” под научным руководством АО “ВНИИНМ” и технологических линиях по изготовлению сверхпроводящих кабелей и проводников в АО “ВНИИКП”. Катушка полоидального поля RF-1 (диаметр 8.9 м, вес 161 тонна) из $NbTi$ сверхпроводника была разработана АО “НИИЭФА” и изготовлена совместно АО “СНСЗ” и АО “НИИЭФА”. Токовводы ЭМС ИТЕР изготовлены в Китае из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП).

С целью обеспечения проведения экспериментов в плазме с основными примесями, имеющими низ-

кую зарядность, первая стенка ИТЭР разработана из металлического бериллия. В настоящее время в ЕС, России (АО “НИИЭФА”) и Китае изготовлены и прошли испытания первые полномасштабные прототипы элементов первой стенки из Ве. По ряду технологических причин организацией ИТЭР рассматриваются и исследуются возможности создания вольфрамовой первой стенки с возобновляемым покрытием бором. Для этого организацией ИТЭР анализируются возможности реализации технологий боронизации с применением тлеющего разряда и ввода крупинки бора непосредственно в разряд плазмы ИТЭР. Экспериментальное изготовление и исследование свойств опытных образцов элементов вольфрамовой первой стенки с покрытием B_4C (и др.) начато в нескольких научных центрах и на технологических предприятиях России [2–4]. Оборудование ИТЭР первой стенкой из металла с высоким

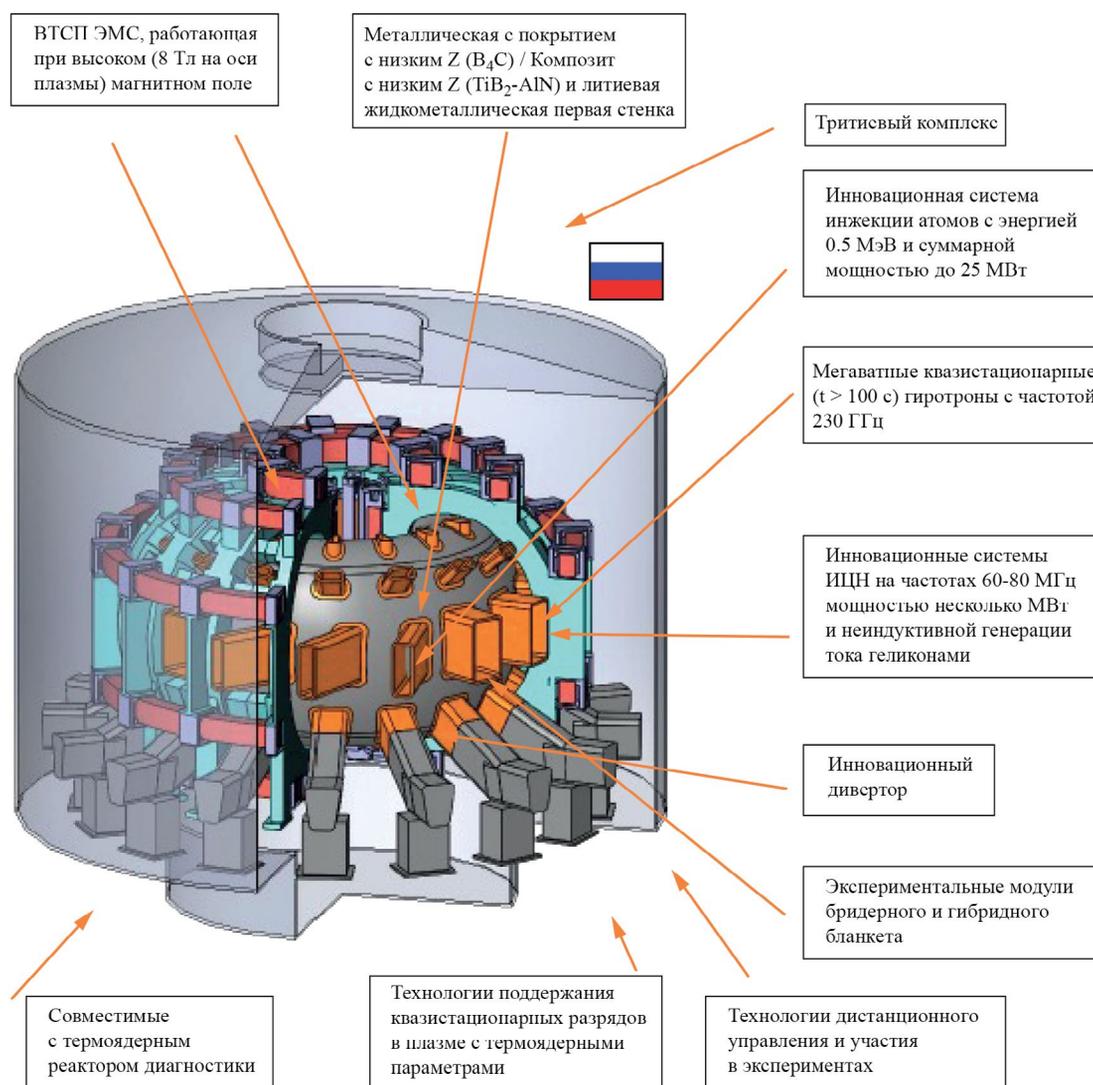


Рис. 2. Технологическая платформа ТРТ.

Z и с B_4C покрытием потребует специальной разработки технологии восстановления этого покрытия первой стенки в процессе разряда ИТЕР. Технология нанесения и восстановления B_4C покрытия с применением напуска паров карборана ($B_{10}H_{10}C_2H_2$) в процессе разряда в токамаке была ранее разработана и успешно применена на российских установках T-11M и T-10 [5]. В настоящее время в России разработана программа НИОКР по дальнейшему исследованию важных для эффективного применения на ИТЭР свойств B_4C покрытий на вольфраме, которая включает: стендовые исследования адгезии, распыления, трещинообразования, сорбирования водорода и других свойств, а также программа совместных с партнёрами по ИТЭР комплексных испытаний свойств B_4C покрытий на действующих токамаках с длительным (~ 100 с) разрядом плазмы. Начата подготовка дальнейшей экспериментальной разработки и проведения исследований эффективности технологий восстановления B_4C покрытий первой стенки токамака посредством напуска паров

карборана непосредственно в плазменный разряд с перспективой применения этих технологий на ИТЭР. Наряду с созданием и испытаниями обращённого к плазме B_4C покрытия металлической первой стенки, в качестве материала первой стенки ИТЭР российскими учеными в настоящее время экспериментально исследуется и анализируется эффективность применения таких материалов с низким Z, как имеющие высокие: температуры плавления, прочности, теплопроводности и электропроводности композиты на основе TiB_2-AlN [6–9] (см. табл. 1).

Для обеспечения надежной работы ИТЭР в режимах с плотностями потоков энергии в дивертор на уровне 10 МВт/м² и выше обращенная к плазме поверхность последнего изготавливается из вольфрама, имеющего одну из самых высоких температур плавления — 3695 К. Однако, плотности потоков энергии в диверторе ИТЭР, особенно во время развития локализованных на границе плазмы неустойчивостей (ELM), настолько высоки, что для защиты вольфрамовой поверхности дивертора в проект

Таблица 1. Основные свойства рассматриваемых перспективных материалов первой стенки

Показатель	Металл		Металл + покрытие		Керамика		Композит	
	Be	W	W + B	W + B_4C	AlN	TiB_2	TiB_2-AlN [6] $TiB_2-AlN-Al$ [7]	$TiB_2-AlN-BN-TiN$ [8]
Z	4	74	74 + 5	74 + 5/6	13/7	5/22	5/7/13/22	5/7/13/22
Плотн. г×см ⁻³ (% соотн.)	1.85	19.3	2.34	2.52	3.255	4.52	3.5 (40/60) [6] (95/5) [9] (28/65/7(Al)) [7]	3.5 (36/54/4/6)
$T_{\text{плав}}$, К	1551	3695	2348	2620	2770	3498	2770/3498	2770/3498
Теплопровод. Вт/(мК)	200	174	27 (300 К)	121 (300 К) 62 (970 К)	> 170	66 (293 К) 80 (1200 К) 30(273 К) [6]	135 (273 К) – 70 (600 К) [6] 149 [9] 170–230 (300 К)	
Элект. резист. нОм×м	36	53	$\sim 10^{13}$	8×10^5 (500 С)	$\sim 10^{20}$	90–140	2 (293 К) – 9 (1200 К)× 10^3 (28/65/7(Al)) [7]	7 (293 К) – 15 (1200 К)× 10^3 (36/54/4/6)
К лин. расш., К ⁻¹ × 10^{-6}	11.5	4.3		9.5	5.3/4.2 анизотроп.	5.9–9.2 (300–1300 К)		
Поглощ. трития / перепыление			?	? / ?	? / ?	? / ?	? / ?	? / ?
Особенность	Низк. $T_{\text{плав}}$.	Выс. Z.		Кристаллическое покрытие	Пористость $\sim 20–25$ % [6]	Окисляется, при $T > 1273$ К Большие гранулы, пористость ~ 10 %	TiB_2 гранулы в AlN матрице. Снижен размер TiB_2 гранул. Снижение порист до 5–1 %. Снижение окисления	

ИТЭР включена технология отрыва входящего потока энергии от непосредственного локального взаимодействия с поверхностью дивертора в области пересечения с выходящей на неё сепаратрисой. Это достигается переизлучением энергии, выносимой вдоль сепаратрисы, на специально напускаемом в дивертор газе, в качестве которого в ИТЭР будет использоваться неон. Для контроля характеристик плазмы в диверторе с требуемым пространственным и временным разрешением создаётся комплекс диагностик дивертора ИТЭР. Конструкция дивертора и режимы его работы оптимизированы так, чтобы снизить поступление в основную плазму как распылённых примесей вольфрама, так и инжектированного неона. Изготовление элементов дивертора ведётся в ЕС, России (центральные сборки, АО “НИИЭФА”) и Японии. Финальные испытания элементов дивертора всех партнёров по ИТЭР при высоких потоках энергии выполняются на специально созданном в АО “НИИЭФА” стенде IDTF (ITER divertor test facility).

Сверхпроводящая электромагнитная система, работающая при температуре, близкой к температуре жидкого гелия, вакуумная камера и криостат ИТЭР существенно превосходят по своим масштабам все ранее реализованные аналогичные установки. Криогенная система ИТЭР должна обеспечить функционирование не только ЭМС и криостата ИТЭР, криомагнитов, гиротронов, топливных инжекторов крупинки, но и ряда других систем, таких как: системы криогенной вакуумной откачки вакуумной камеры, криостата, нагревных и диагностического инжекторов, и др. Её проектная мощность и масштабы не имеют аналогов.

В настоящее время Международной организацией ИТЭР разрабатывается новая базовая линия (состав комплекса, график сооружения, общая стоимость) ИТЭР, в соответствии с которой экспериментальная программа ИТЭР будет разделена на три этапа: первый — расширенная первая плазма (AFP) с близкими к проектным экспериментальными режимами плазмы с водородом и дейтерием, второй — проведение экспериментов с DT-плазмой с достижением $Q = 10$ при ограничении суммарного флюенса DT-нейтронов на уровне 1% от проектного (DT-1) и третий — полномасштабные технологические DT-эксперименты (DT-2). Для нагрева плазмы до термоядерных температур и отработки технологий генерации квазистационарного неиндуктивного тока в условиях высокой плотности плазмы (10^{20} м^{-3}) и величине магнитного поля на оси 5.3 Тл в рамках проекта ИТЭР разрабатываются три метода дополнительного нагрева с кардинально повышенными к сегодня достигнутым параметрами. Система электронного циклотронного нагрева (ЭЦН) будет

базироваться на применении гиротронов с частотой 170 ГГц, мощностью 1 МВт и длительностью импульса 1000 секунд. В разрабатываемой новой базовой линии планируется существенное увеличение суммарной мощности ЭЦН, за счёт увеличения числа гиротронов: до 40 МВт на стадии расширенной первой плазмы (AFP) и до 67 МВт на последующих стадиях DT-1 и DT-2. 16 гиротронов для проекта ИТЭР уже изготовлены, 8 в России (АО “ГИКОМ” и ИПФ РАН) и 8 в Японии (Toshiba). Создаются три инжектора быстрых атомов водорода/дейтерия, на базе источников отрицательных ионов, с энергией до 1 МэВ, мощностью 16 МВт каждый и длительностью импульса 1000 секунд. Разрабатывается система ионного циклотронного нагрева (ИЦН), которая будет работать в частотном диапазоне 40—55 МГц (мощностью до 10 МВт на первой стадии работы ИТЭР — AFP (первая антенна) и до 20 МВт на стадиях DT-1 и DT-2) и базироваться на применении двух многолепестковых ($24 = 4$ лепестка в тороидальном направлении $\times 6$ — в полоидальном) антенн. Разработанная конструкция антенн ИЦН позволит в экспериментах на ИТЭР изменять спектр k_{\parallel} быстрой магнитозвуковой волны с целью оптимизации нагрева и генерации тока и снижать амплитуду медленной волны для снижения поступления примесей в плазму.

В рамках проекта ИТЭР разработаны и будут изготовлены более 50 диагностик и систем сбора, дистанционной обработки данных и управления. Существенная часть этих систем будет реакторосовместимой. В том числе и в связи международным характером проекта ИТЭР особенностью создаваемых диагностик является дистанционная обработка данных и управления их параметрами. ИТЭР является экспериментальным реактором, поэтому его диагностический комплекс включает расширенное число диагностик, требуемое для поиска и оптимизации режимов работы. Будущий термоядерный реактор, по-видимому, будет использовать меньшее число диагностик. Определение минимального необходимого перечня диагностик будущего реактора будет одной из важных задач экспериментов на ИТЭР. В научных центрах России выполнена разработка и ведётся изготовление следующих диагностик ИТЭР: корпускулярные анализаторы, комплекс томсоновского рассеяния в диверторе, гамма-спектрометр (ФТИ РАН), спектроскопия водородных линий и примесей, рефлектометрия и рефрактометрия (УТС-Центр, НИЦ “Курчатовский институт”), вертикальная многоканальная нейтронная камера, диверторный монитор потока нейтронов (ИТЭР-Центр, АО “НИИТФА”), ИЯФ СО РАН), алмазный и сцинтилляционный нейтронные спектрометры, алмазный спектрометр быстрых атомов перезарядки (ИТЭР-Центр).

Важнейшей задачей Проекта ИТЭР является определение и разработка методов и технологий управления квазистационарной плазмой на ИТЭР и в будущем реакторе. В Проекте ИТЭР планируется провести исследование эффективности таких методов управления как оптимизация профилей параметров плазмы, создание транспортных барьеров, оптимизация профиля тока, предотвращение срывов, снижение амплитуды неустойчивостей на границе плазменного шнура (ELM), управление работой дивертора с применением напуска неона и ряд других. Главной целью программы исследований на первой стадии работы ИТЭР (AFP) является разработка и эффективное штатное применение, при максимальных поле — 5.3 Тл и плазменном токе — 15 МА, методов: предотвращения срывов плазмы, недопущения развития режимов с убегающими сверхэнергичными электронами и управления ELM-неустойчивостями с применением инжекторов крупинки и внутрикамерных витков.

Важнейшей программой на ИТЭР будет разработка и испытания экспериментальных модулей blankets. В рамках этой программы запланированы исследования не менее четырёх концепций и экспериментальных образцов бридерных модулей blankets для наработки трития. В качестве лидеров данных исследований на ИТЭР выступают ЕС, Япония, Китай и Корея.

Центральной частью технологической платформы, главной целью и миссией проекта ИТЭР является демонстрация реализуемости термоядерной энергетики, которая должна быть продемонстрирована достижением квазистационарной плазмы (500—3600 с) с $Q > 10$. Суть этого будущего достижения ИТЭР заключается в том, что человечество впервые создаст и обеспечит длительное квазистационарное удержание термоядерной плазмы с доминирующим нагревом собственными термоядерными альфа-частицами. Успешную реализацию этой центральной технологии ИТЭР — квазистационарное удержание термоядерной плазмы и будет обеспечивать весь технологический комплекс ИТЭР.

Как инициатор и полноценный участник проекта ИТЭР Российская Федерация активно участвует в создании всех компонентов технологической платформы ИТЭР и непосредственно обеспечивает разработку, изготовление и поставку 29 систем ИТЭР в рамках выполнения 23 соглашений о поставках.

3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ ПЛАТФОРМА ТРТ

Но в проект ИТЭР включены не все, требуемые реактору термоядерные технологии, а именно, в нем отсутствуют: электромагнитная система из высокотемпературных сверхпроводников, Li первая стенка,

высокоэффективная генерация стационарного тока, гибридный blanket, испытания материалов термоядерного реактора, поэтому Проектным центром ИТЭР в кооперации ведущими российскими научными центрами (АО “НИИЭФА”, НИЦ “Курчатовский институт”, АО “ГНЦ РФ ТРИНИТИ” и др.) — участниками проекта ITER предложен и разрабатывается токамак с реакторными технологиями (TRT) [10, 11]. Концептуальный проект TRT [10] опубликован в специальных номерах журнала “Физика плазмы” (Plasma Physics Reports) (№ 11 и № 12 за 2021 и № 8 и № 12 за 2022 год). ТРТ разрабатывается: как плазменный прототип, как чистого термоядерного реактора, так и термоядерного источника нейтронов для гибридного (синтез-деление) реактора. Основными целями создания ТРТ являются — разработка, интеграция и реализация в одной установке ключевых инновационных термоядерных технологий (создание дополнительной к ИТЭР технологической платформы ТРТ). Технологическая платформа ТРТ включает: ВТСП электромагнитную систему, работающую при высоком (8 Тл на оси плазмы) магнитном поле, варианты металлической с покрытием из материала с низким Z , из композита с низким Z и литиевую жидкометаллическую первую стенку, инновационный дивертор, системы инжекции атомов с энергией 0.5 МэВ и суммарной мощностью до 25 МВт, мегаваттные квазистационарные ($t > 100$ с) гиротроны с частотой 230 ГГц, системы ионного циклотронного нагрева на частотах 60—80 МГц мощностью несколько МВт, системы неиндуктивной генерации тока, тритиевый комплекс, совместимые с термоядерным реактором диагностики, технологии дистанционного управления, технологии поддержания квазистационарных разрядов в плазме с термоядерными параметрами, экспериментальные модули бридерного и гибридного blankets, пионерские исследования работы токамака в режиме горения термоядерной плазмы ($Q > 1$) с интенсивным нагревом альфа-частицами в центре плазменного шнура в дейтерий-третиевых экспериментах. ТРТ также обеспечит интеграцию технологических разработок и плазменных технологий ИТЭР в российскую программу УТС.

Кардинальный прогресс в разработке и полупромышленном изготовлении высокотемпературных сверхпроводников II группы в виде лент из редкоземельных барьеров медь оксидных материалов (REBCO), разработки ВТСП токонесущих элементов и экспериментальное изготовление прототипов катушек, в том числе и для токамака, способных работать в магнитных полях до 20 Тл открыло возможность проектирования квазистационарного прототипа токамака реактора с высоким магнитным полем (8—10 Тл) из ВТСП. Очень важными преимуществами ВТСП над НТСП при их применении в ЭМС

токамака-реактора являются существенно более широкий диапазон температур их эффективной работы, способность работать в существенно более высоких чем НТСП магнитных полях и более высокая радиационная стойкость. Обусловленное изготовлением ЭМС из высокотемпературных сверхпроводников [12] увеличение магнитного поля позволяет заметно уменьшить размеры токамака-реактора, в том числе и ТРТ [10], что существенно снижает его стоимость. Зависимость критического максимального тока как от величины, так и направления магнитного поля в высокотемпературных сверхпроводниках, а также существенно отличающиеся динамики изменения тока в тороидальных, полоидальных катушках и центральном солениоде ТРТ определяют различные конструкции ВТСП токонесящих элементов для этих катушек. Варианты конструкций соответствующих токонесящих элементов для ТРТ предложены в [13]. Конструкции токонесящих элементов ЭМС ТРТ [12] будут совершенствоваться по результатам проведения испытаний их прототипов и катушек ЭМС ТРТ, а эксплуатация ТРТ обеспечит рекомендации по конструкции ВТСП ЭМС токамака-реактора с учётом масштабирующих факторов.

Наряду с рассмотрением возможности использования Ве в качестве материала первой стенки (ПС) в проекте ТРТ также анализируются варианты с применением и других материалов. Первый — это изготовление ПС из металла с высоким Z , и существенно более высокой температурой плавления, но с обращенной к плазме поверхностью, покрытой плёнкой (~ 30 — 50 мкм) из материала с низким Z . В настоящее время в нескольких российских научных центрах и технологических компаниях проводятся технологические исследования по нанесению различными методами кристаллических плёнок V_4C на металлические (W) прототипы элементов первой стенки ИТЭР и исследованию таких их свойств как: структура, распыление, адгезия, электропроводность, теплопроводность, поглощение водорода и др. [2—4]. Наряду с изготовлением и проведением испытаний элементов первой стенки с V_4C покрытием анализируется возможность восстановления таких покрытий в процессе разряда токамака [5] как для ТРТ, так и для ИТЭР. В качестве материалов обращенных к плазме элементов первой стенки ТРТ также анализируется перспективность применения композитов TiB_2-AlN [6—9] и других керамик и композитов, некоторые важные свойства которых представлены в табл. 1. В России разработана и начала выполняться программа проведения исследований основных эксплуатационных характеристик прототипов компонентов первой стенки будущего термоядерного реактора из наиболее перспективных материалов (W с покрытием V_4C и композиты на основе TiB_2-AlN) на ряде испытательных стендов, а также

в условиях длительных (~ 100 с) экспериментов на действующих крупных сверхпроводящих токамаках EAST (Китай) и KSTAR (Корея).

На базе опыта, полученного в экспериментах на T-11M, T-10, FTU, EAST разрабатывается концепция основных компонентов литевой жидкометаллической первой стенки ТРТ [14], которые планируется испытать в экспериментах на T-15MD.

Следуя технологиям, принятым для дивертора ИТЭР, в диверторе ТРТ для переизлучения энергии, поступающей из основной плазмы вдоль сепаратрисы, будет применяться напуск неона [15]. Кроме того, для снижения средней плотности энергии в области пересечения сепаратрисы с поверхностями дивертора в ТРТ с помощью специальных полоидальных витков, расположенных под дивертором [16] будет организовано периодическое качение обеих ног сепаратрисы с частотой ~ 1 Гц и амплитудой до 75 мм. Такое качение сепаратрисы должно обеспечить снижение усредненной во времени плотности потока-энергии-на пластины дивертора до 10 раз [16]. Другие варианты инновационного дивертора также анализируются [16].

Системы дополнительного нагрева и неиндуктивной генерации квазистационарного тока на токамаке ТРТ включают шесть скомпонованных в трех тангенциальных патрубках инновационных инжекторов атомов с энергией 0.5 МэВ суммарной мощностью до 25 МВт [17], систему электронного циклотронного нагрева на базе мегаваттных квазистационарных ($t > 100$ с) гиротронов, работающих на частоте 230 ГГц, суммарной мощностью 10 МВт [18], и систему ионного циклотронного нагрева на частотах 60—80 МГц мощностью несколько МВт [10]. Для реализации эффективной внеосевой генерации неиндуктивного квазистационарного тока анализируется возможность применения несколько-мегаватной высокочастотной системы на базе радиационностойкой антенны бегущей волны, которая должна обеспечить излучение в плазму геликоновых волн [19] в частотном диапазоне 1000—1200 МГц.

Инновационность разрабатываемых в ИЯФ СО РАН инжекторов атомов будет состоять: в существенной модернизации узла генерации отрицательных ионов дейтерия с целью повышения эффективности и стабильности выхода D^- , в обеспечении электромагнитного сдвига оси пучка ионов после выхода из источника, перед входом в ускоритель, в применении в инжекторах плазменных или фотонных нейтрализаторов и в обеспечении рекуперации энергии остаточной ионной компоненты пучка [17].

В связи с высоким магнитным полем (8 Тл) для реализации электронного циклотронного нагрева для ТРТ в ИПФ РАН и АО “ГИКОМ” будут специально

созданы мегаваттные стационарные (длительностью > 100 с) гиротроны с частотой излучения 230 ГГц [18], в которых планируется использовать магниты из ВТСП сверхпроводников. Для генерации квазистационарного неиндуктивного тока проектируется тангенциальный ввод излучения гиротронов с применением зеркала в соответствующем экваториальном патрубке ТРТ [18].

ТРТ проектируется как токамак, который впервые в России будет включать, хоть и в ограниченном по количеству трития масштабе, тритиевые термоядерные технологии — газонапуск, выделение трития из системы откачки и экспериментальных модулей бланкета.

ТРТ разрабатывается как полномасштабный прототип, как чистого термоядерного реактора, так и термоядерного источника нейтронов для гибридного (синтез–деление) реактора. Поэтому одной из важнейших задач программы работ ТРТ будут разработка и эксперименты с прототипами экспериментальных модулей бланкета, как бридерного [20], так и элементов гибридного [21]. Исследование основных характеристик элементов гибридного экспериментального модуля бланкета будет касаться всех его компонентов и аспектов (прежде всего: работа в магнитном поле, коррозия и др.) за исключением применения делящихся ядерных материалов, использование которых не планируется в экспериментах на ТРТ.

Диагностический комплекс ТРТ [22] создаётся в соответствии с требованиями обеспечения как измерений характеристик, так и управления параметрами плазмы для проведения экспериментов по разработке плазменных режимов, конфигураций и профилей, необходимых для реализации квазистационарных разрядов с максимальной термоядерной мощностью. Особенными требованиями к создаваемым на ТРТ диагностическим системам являются их перспективная совместимость с условиями работы на будущем термоядерном реакторе и обеспечение временного и пространственного разрешения, необходимых для эффективного обеспечения технологий дистанционного управления. Концептуальные проекты диагностических систем ТРТ представлены в специальных выпусках журнала “Физика плазмы” (Plasma Physics Reports) № 8 и № 12 2022 года и в настоящем выпуске журнала.

В условиях ТРТ и в обеспечение его основных целей, технологии дистанционного управления — это технологии поддержания квазистационарных разрядов в плазме с термоядерными параметрами. Эффективность работы технологий дистанционного управления горением плазмы на основе данных, предоставляемых диагностическим комплексом, будет обеспечена применением широкого набора актуализаторов управления характеристиками плазмы, таких как, все методы дополнительного нагрева

и генерации неиндуктивного тока, системы напуска газа и инъекции топливных и примесных крупинки, активные и пассивные электромагнитные витки управления и другие технологии. Основными задачами этих технологий будут предотвращение срывов, предотвращение развития или снижение амплитуды ELM — неустойчивостей на границе плазменного шнура, управление потоками энергии и частиц в диверторе, предотвращение развития неустойчивостей, генерируемых термоядерными альфа-частицами. Важнейшим нововведением в экспериментах на ТРТ будет обеспечение дистанционного участия в реализации программы исследований с использованием создаваемой в России информационно-коммуникационной платформы для проведения исследований по управляемому термоядерному синтезу [23].

Весь экспериментальный комплекс токамака ТРТ вместе с создаваемыми технологиями поддержания квазистационарных разрядов обеспечит проведение пионерских исследований работы токамака в режиме горения термоядерной плазмы ($Q > 1$) с интенсивным нагревом альфа-частицами в центре плазменного шнура в дейтерий–тритиевых экспериментах [10, 11], что и является ключевой термоядерной плазменной технологией ТРТ, разрабатываемой для термоядерного реактора.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Технологические платформы сооружаемого ИТЭР (удержание энергии и частиц плазмы токамака в режимах с длительным (1000—3600 с) квазистационарным горением с $Q = 10$ с реализованными технологиями — сверхпроводящей ЭМС из Nb_3Sn и $NbTi$ низкотемпературных сверхпроводников, первой стенки и дивертора, подавления срывов, предотвращения развития или снижения амплитуды ELM-неустойчивостей на границе плазменного шнура, кинетического и магнитного управления, дополнительного нагрева, экспериментальными модулями бридерного бланкета, диагностиками реакторной плазмы и другими) и проектируемого ТРТ (удержание энергии и частиц плазмы токамака в режимах с длительными (100 секунд) квазистационарными разрядами с реакторными параметрами с реализованными технологиями: сверхпроводящей ЭМС из высокотемпературных сверхпроводников, инновационной первой стенки и дивертора, подавления срывов, предотвращения развития ELM-неустойчивостей на границе плазменного шнура, управления и обеспечения дистанционного участия в экспериментах, дополнительного нагрева и генерации квазистационарного тока, экспериментальными модулями бридерного и гибридного бланкета, реакторсовместимыми диагностиками плазмы и другими) вместе содержат практически полный, по современ-

ным представлениям, набор технологий, требуемых для реализации будущего термоядерного реактора.

Особую важность для будущего термоядерного реактора в проектах ИТЭР и ТРТ представляет разработка и испытание комплексов плазменных технологий и реакторных компонентов и материалов в обеспечение: термоядерного зажигания и горения, генерации стационарного неиндуктивного тока и стационарного взаимодействия термоядерной плазмы с первой стенкой и дивертором токамак-реактора.

Создание и экспериментальная эксплуатация технологических платформ ИТЭР и ТРТ, с учётом опыта реализации других крупных термоядерных экспериментов партнёров по ИТЭР, позволит на следующем шаге реализовать сооружение как чистого термоядерного, так и гибридного (синтез-деление) реактора.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института (учреждения, организации). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bigot B.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62, 042001.
2. *Черепанов Д. Е., Бурдаков А. В., Вячеславов Л. Н., Кандауров И. В., Касатов А. А., Казанцев С. Р., Красильников А. В., Попов В. А., Рыжков Г. А., Шошин А. А.* // ВАНТ. 2024. Принята в печать.
3. *Пискарев П. Ю., Рулев Р. В., Мазуль И. В., Красильников А. В., Писарев А. А., Кутеев Б. В., Колесник М. С., Душик В. В., Бобров С. В., Монтак Н. В., Рыбиков А. А., Букатин Т. Н.* // ВАНТ. 2024. Принята в печать.
4. *Позняк И. М., Алябьев И. А., Подковыров В. Л., Барсук В. А., Цыбенко В. Ю., Бирюлин Е. З., Федулаев Е. Д., Новоселова З. И.* // ВАНТ. 2024. Принята в печать.
5. *Buzhinskij O. I., Otroschenko V. G., Whyte D. G. et al.* // J. Nucl. Mat. 2003. 313—316. 214.
6. *Loryan V. E., Borovinskaya I. P.* // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2003. V. 39. № 5. P. 525.
7. *Карпов А. В., Ковалев Д. Ю., Боровинская И. П., Сычев А. Е.* // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56. № 4. С. 543.
8. *Karpov A. V., Konovalikhin S. V., Borovinskaya I. P., Sachkova N. V., Kovalev D. Yu., Sytshev A. E.* // Russian Journal of Non-Ferrous Metals. 2018. V. 59. № 6. P. 658.
9. *Xu Geng-fu, Carmel Yuval, Olorunyolemi Tayo, Lloyd Isabel K., Wilson Otto C., Jr.* // Journal of Materials Research. 2003. V. 18. Iss. 1
10. *Krasilnikov A. V., Konovalov S. V., Bondarchuk E. N., Mazul' I. V., Rodin I. Yu., Mineev A. B., Kuz'min E. G., Kavın A. A., Karpov D. A., Leonov V. M., Khayrutdinov R. R., Kukushkin A. S., Portnov D. V., Ivanov A. A., Belchenko Yu. I., Denisov G. G.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 11. P. 1092.
11. *Leonov V. M., Konovalov S. V., Krasilnikov A. V., Kujanov A. Yu., Zhogolev V. E., Bondarchuk E. N., Mazul' I. V., Mineev A. B., and Rodin I. Yu.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. P. 1107.
12. *Bondarchuk E. N., Voronova A. A., Grigor'ev S. A., Zapretilina E. R., Kavın A. A., Kitaev B. A., Koval'chuk O. A., Kozhukhovskaya N. M., Konovalov S. V., Krasilnikov A. V., Labusov A. N., Maksimova I. I., Mineev A. B., Muratov V. P., Rodin I. Yu., et al.* // Plasma Phys. Rep. 2021. V. 47. № 12. P. 1188.
13. *Sytnikov V. E., Lelekhov S. A., Krasilnikov A. V., Zubko V. V., Fetisov S. S., and Vysotskii V. S.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 12. P. 1204.
14. *Vertkov A. V., Zharkov M. Yu., Lyublinskii I. E. and Safronov V. M.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 12. P. 1245.
15. *Kukushkin A. S. and Pshenov A. A.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 12. P. 1238.
16. *Mazul' I. V., Giniyatulin R. N., Kavın A. A., Litunovskii N. V., Makhan'kov A. N., Piskarev P. Yu., and Tanchuk V. N.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 12. P. 1220.
17. *Belchenko Yu. I., Burdakov A. V., Davydenko V. I., Gorbovskii A. I., Emelev I. S., Ivanov A. A., Sanin A. L., and Sotnikov O. Z.* // Plasma Phys. Rep. 2021. V. 47. № 11. P. 1151.
18. *Belousov V. I., Denisov G. G., and Shmelev M. Yu.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 12. P. 1158.
19. *Vdovin V. L.* // Plasma Physics Reports. 2013. V. 39. P. 95.
20. *Kovalenko V. G., Leshukov A. Y., Tomilov S. N., Razmerov A. V., Strebkov Y. S., Sviridenko M. N., Kirillov I. R., Obukhov D. M., Pertsev D. A., Vitkovsky I. V.* // Fusion Engineering and Design, 2016. V. 109—111. P. 521.
21. *Лешуков А. Ю., Лопаткин А. В., Лукасевич И. Б., Размеров А. В., Стребков Ю. С., Сысоев А. Г.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2023. Т. 46. Вып. 1. С. 41.

22. *Kashchuk Yu. A., Konovalov S. V., Krasilnikov A. V.* // Plasma Physics Reports. 2022. V. 48. № 12. P. 1339.
23. *Портоне С. С., Миронова Е. Ю., Семенов О. И., Ежова З. В., Семенов Е. В., Миронов А. Ю., Ла-рионов А. С., Нагорный Н. В., Звонарева А. А., Григорян Л. А., Гужев Д. И., Николаев А. И., Семенов И. Б., Красильников А. В.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. Вып. 4. С. 34.

ITER and TRT—Technological Platforms for Controlled Thermonuclear Fusion

A. V. Krasilnikov^{a,*}

^a Private Institution “ITER-Center,” Moscow, 123098, Russia
e-mail: A.Krasilnikov@iterrf.ru

To solve the main problems of designing a thermonuclear tokamak reactor, such as the experimental demonstration of quasi-stationary thermonuclear burning, generation of non-inductive quasi-stationary current; development of plasma technologies and materials of the first wall and divertor, the International Thermonuclear Experimental Reactor ITER is being designed, projects of DEMO demonstration reactors are being developed, and a Tokamak with Reactor Technologies TRT is being developed in Russia. The main components of the ITER (superconducting electromagnetic system (EMS) made of Nb₃Sn and NbTi, the first wall of W coated with a low-Z material, systems for additional plasma heating, experimental modules of a breeder blanket, plasma control systems, etc.) and TRT (EMS of high-temperature superconductors, first wall options of W with B₄C coating, TiB₂–AlN composite and liquid metal lithium, additional heating and quasi-stationary non-inductive current drive systems, innovative divertor, experimental breeder and hybrid blanket modules, reactor-compatible diagnostics and remote plasma control systems, etc.) technology platforms are presented. The technological platforms of the ITER being under construction and the TRT being designed contain an almost complete, according to modern understanding, set of technologies for the future thermonuclear reactor.

Keywords: ITER, TRT, technological platform, quasi-stationary thermonuclear plasma, non-inductive current generation, first wall, plasma-facing materia

УДК 533.9

КОМПЛЕКС ДИАГНОСТИК ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ТОКАМАКЕ ТРТ

© 2024 г. Е. Е. Мухин^{а, *}, С. Ю. Толстяков^а, Г. С. Курскиев^а, Н. С. Жильцов^а, Н. В. Ермаков^а,
Е. Е. Ткаченко^а, А. Н. Коваль^а, В. А. Соловей^а, С. А. Александров^а, А. В. Николаев^а,
Д. А. Антропов^б, А. В. Бондарь^б, И. В. Кедров^б, Т. А. Марченко^б, А. Ф. Корнев^с, А. М. Макаров^с,
Д. Л. Богачев^д, Д. С. Самсонов^а, Е. Г. Гук^а, В. Н. Климов^а, Е. П. Смирнова^а, А. В. Сотников^а,
А. Г. Раздобарин^а, А. Н. Баженов^а, И. В. Бочаров^а, В. А. Бочарников^а, И. М. Букреев^а,
А. М. Дмитриев^а, Д. И. Елец^а, И. Б. Терещенко^а, Л. А. Варшавчик^а, Ан. П. Чернаков^а,
П. А. Панкратьев^а, Г. В. Марчий^а, М. Минбаев^а, К. О. Николаенко^а, Н. А. Кунгурцев^д,
Н. В. Сахаров^а, Ю. В. Петров^а, А. Н. Мокеев^е

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

^б Акционерное общество “НИИЭФА им. Д.В. Ефремова”

^с ООО “Лазеры и оптические системы”, Санкт-Петербург, Россия

^д ООО “Спектрал-Тех”, Санкт-Петербург, Россия

^е Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектный центр ИТЭР”,
Москва, Россия

* e-mail: e.mukhin@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 14.11.2023 г.

После доработки 20.12.2023 г.

Принята к публикации 25.12.2023 г.

Обсуждается система диагностик томсоновского рассеяния центральной, краевой и диверторной областей плазмы токамака с реакторными технологиями. Приводится обоснование и выбор технических решений, обсуждается состав диагностического комплекса томсоновского рассеяния, а также оценка точности измерения электронной температуры и концентрации плазмы, в центральной краевой и диверторной областях токамака ТРТ. Особое внимание уделено обеспечению работоспособности предлагаемой диагностики в реакторном режиме работы токамака и результатам тестирования диагностического оборудования в экспериментах на токамаке “Глобус-М2”.

Ключевые слова: ТРТ, диагностика плазмы, томсоновское рассеяние, полихроматор, лазер, реал-тайм
DOI: 10.31857/S0367292124040021, **EDN:** QEAOOW

1. ВВЕДЕНИЕ

Томсоновское рассеяние (ТР) на свободных электронах — это проверенный диагностический метод измерения профилей важных параметров электронного компонента плазмы: электронной температуры T_e и концентрации n_e с минимумом модельных предположений. Практически все существующие токамаки снабжены одной или несколькими системами ТР и к настоящему времени накоплен значительный опыт практических методов их реализации. Комплекс диагностик томсоновского рассеяния на токамаке ТРТ включает диагностику центральной и краевой плазмы при зондировании из экваториального патрубка, а также области наружного дивертора и X-точки. Диагностические системы ТРТ

будут иметь существенное отличие от большей части своих современных аналогов. Значительные размеры вакуумной камеры и большое расстояние от границы вакуума до плазмы предполагают наличие внутрикамерных диагностических элементов, входящих в конструкцию токамака, что, в свою очередь, диктует необходимость разработки вакуумной камеры ТРТ одновременно с их диагностическими комплексами. При их разработке следует учитывать ряд факторов, действующих в рабочем вакуумном объеме, а именно интенсивный радиационный фон, осаждение распыленных материалов конструкции, а также сильное магнитное поле (~ 5 Тл) сверхпроводящих обмоток. Повышенные требования к оперативности и надежности диагностических комплексов следу-

ющего поколения продиктованы необходимостью управлять работой токамака в режиме реального времени. Работа диагностики ТР в мониторинговом режиме и демонстрация управления концентрацией в режиме реального времени, продемонстрированная на токамаке “Глобус-М2”, позволит включать диагностику ТР в обратную связь, играя важную роль в программах исследований, как эффективности нагрева центральной плазмы, так и отработки режимов работы дивертора. Срок службы первых зеркал, расположенных в прямом видении термоядерной плазмы, может быть очень коротким из-за интенсивного загрязнения материалами первой стенки, разрушаемыми плазмой. Загрязнение может приводить к ухудшению зеркального отражения. Кроме того, даже достаточно тонкие прозрачные пленки оксидов могут кардинально изменить форму спектров отражения, особенно для зеркал с достаточно низкой отражательной способностью, таких как молибден. Искажение данных, полученных с помощью различных оптических диагностик, может повлиять на безопасную эксплуатацию ТРТ. Поэтому разработка методов очистки оптики и от осадений является ключевым фактором в построении и эксплуатации оптической диагностики в ТРТ. Коллектив авторов данной статьи имеет большой опыт разработки внутривакуумной оптики, а также защиты и чистки оптических компонент, накопленный при разработке диагностики томсоновского рассеяния дивертора токамака ИТЭР [1–10] и предполагает использовать свои знания при детальном проектировании внутривакуумных компонент для токамака ТРТ.

Зондирование центральной и краевой плазмы предлагается проводить вдоль хорды лазерного излучения, вводимого в плазму в экваториальном патрубке ТРТ 8, с ловушкой лазерного излучения в патрубке 13 и сборе рассеянного излучения через экваториальный патрубок 9. При этом зондирование в экваториальной плоскости обеспечивает зондирование плазменного шнура в промежутке значений большого радиуса 1979–2777 мм, что соответствует диапазону $-0.3 < r/a < 1.1$ (см. рис. 1а). Для обеспечения зондирования в требуемой геометрии на выходе в экваториальных патрубках 8 и 9 предложено сделать вырезы (см. рис. 1б, в). Зондирование диверторной плазмы рассматривается в плоскости полоидального сечения диверторного патрубка 16 вдоль трех хорд, показанных на рис. 1 г. При этом сбор рассеянного излучения хорд 1 и 3 необходимо проводить из патрубка 13 (для этого аналогичными вырезами, показанными на рис. 1в требуется оснастить патрубок 13). Сбор рассеянного излучения хорды 2 можно осуществлять из диверторного патрубка 16.

Экваториальная геометрия зондирования центральной плазмы обеспечивает измерения T_e и n_e

на стороне слабого поля и в паре точек со стороны сильного поля. Это позволяет по профилю давления электронов определять положение как магнитной оси, так и последней замкнутой магнитной поверхности. Задачи ТР центральной плазмы [11] заключаются в определении:

- энергозапаса в электронном компоненте (W_e , β_e);
- градиентов температуры и концентрации (L_{Te} и L_{ne});
- расчета скорости тороидального вращения плазмы $V_{tor}(R)$ по шафрановскому сдвигу и положения магнитной оси;
- реконструкции карты полоидального магнитного потока;
- процессов, влияющих на эффективность нагрева и МГД устойчивость.

Надежные мониторинговые измерения W_e , $\langle n_e \rangle$, β_e необходимы для:

- управления режимом работы реактора;
- предотвращения аварийных ситуаций, связанных со срывом тока плазмы;
- реализации перспективных схем управлением профилем тока плазмы advanced control.

Целью таких схем является оптимизация выхода термоядерной мощности путем управления профилем энергоклада; системами нагрева; генерацией неиндукционного тока.

Задачи ТР в краевой плазме на пьедестале плазменного шнура [11] заключаются в мониторинге

- удержания энергии и частиц в режимах с краевым транспортным барьером;
- условий образования и поддержания транспортного барьера на краю;
- механизмов подавления турбулентности и аномального переноса тепла и частиц;
- эволюции профиля плотности плазмы при пеллет инжекции.

Данные ТР в краевой плазме могут использоваться для обеспечения обратной связи при:

- управлении режимами удержания (H -мода, I -мода и тд), включая формирование транспортного барьера;
- предотвращении развития краевых неустойчивостей ELM, баллонных мод.

Измерение градиента давления электронов на периферии плазмы — основного драйвера развития баллонных мод — предполагается проводить в наиболее интересной области слабого магнитного поля. Параметры, измеряемые диагностикой ТР центральной и краевой плазмы могут быть использованы

в качестве входных данных для определения карты полоидального магнитного потока с помощью равновесных кодов типа EFIT, SPIDER и др.

Задачи ТР в диверторной плазме [12] разделяются на изменение параметров плазмы вдоль сепаратрисы на входе в дивертор и в районе X-точки; вдоль поверхности наружной диверторной пластины в районе strike-point, а также ниже сепаратрисы в области private flux region. Эти данные необходимы для определения скорости реакций с участием электронной компоненты — ионизация, рекомбинация

и излучение примеси, которые играют важную роль в охлаждении и рекомбинации плазмы. Эта информация необходима при оптимизации режима работы дивертора по снижению нагрузки на диверторные пластины. Ослабление нагрузки может достигаться при поддержании повышенного давления нейтрального компонента в диверторной области камеры, например, путем подачи в диверторную плазму примесных газов (неон, азот или аргон). В этом случае мощность, поступающая в дивертор из центральной плазмы, достигает поверхности диверторных пластин

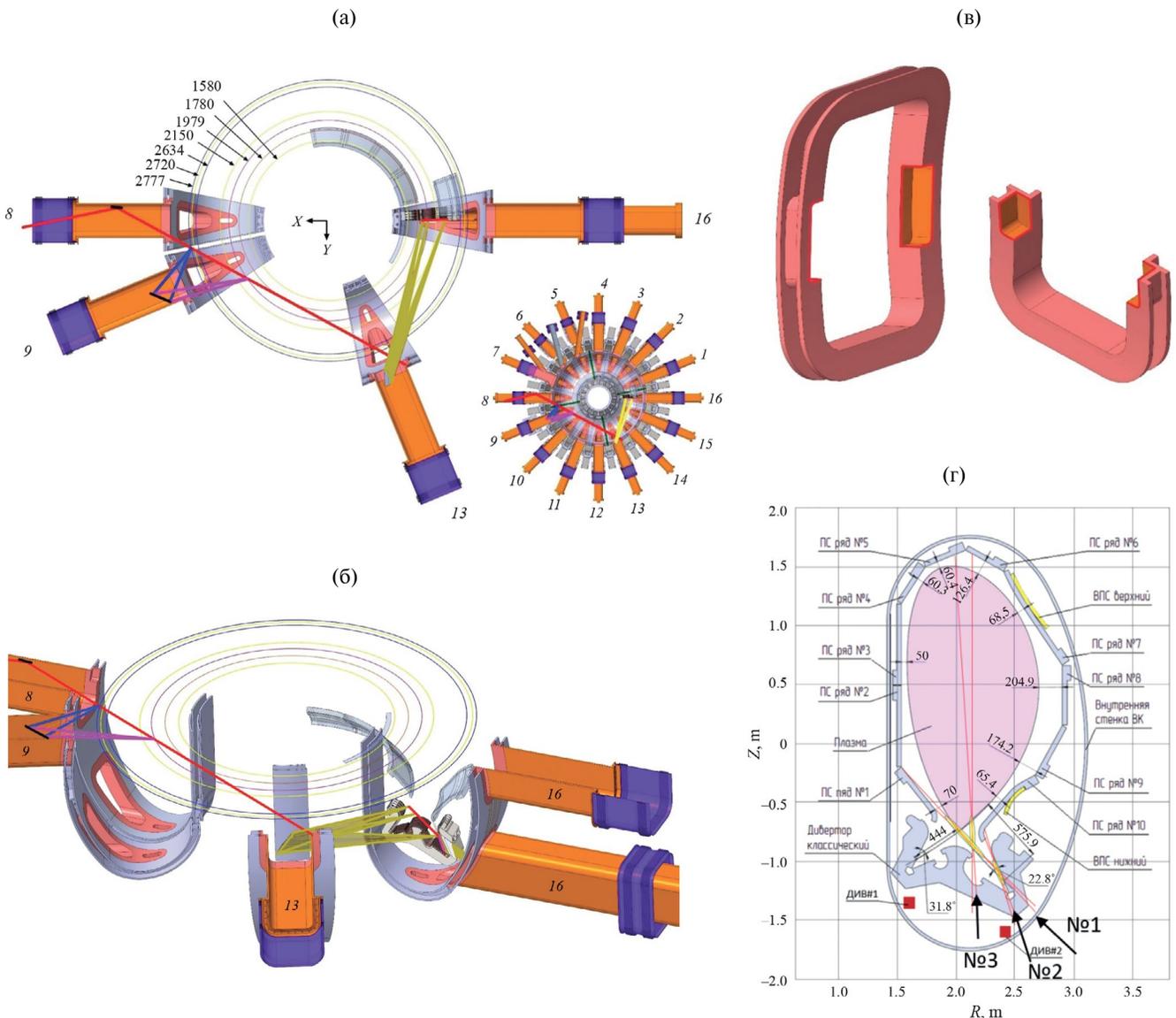


Рис. 1. Расположение схем зондирования систем томсоновского рассеяния токамака ТРТ: схемы проведения лазерного луча из патрубков 8 в патрубок 13 и сбора излучения через патрубок 9, а также лучи системы сбора из патрубков 13 для хорды 1 диверторного патрубка 16 (вид сверху) (а). Цифры соответствуют большому радиусу токамака: 2777 мм = $r + 1.1a$ ($r/a = 1.1$); 2720 мм = $r + a$ ($r/a = 1$); 2634 мм = $r + 0.85a$ ($r/a = 0.85$); 1979 мм = $r - 0.3a$ ($r/a = -0.3$); тоже в 3-мерной геометрии (б); вырезы на выходе в экваториальных патрубках 8, 9 и 13, обведены красными линиями (в); хорды зондирования в полоидальной плоскости диверторного патрубка 16 (г).

преимущественно в форме излучения и энергии нейтральных частиц. При нейтрализации плазмы из энергии передаваемой диверторным пластинам ионной компонентой уходит вклад потенциала ионизации атома водорода (13.6 эВ). Вдобавок, нейтральные частицы не удерживаются магнитным полем и поэтому связанный с ними поток энергии распределяется по поверхности первой стенки более равномерно. Такой режим “отрыва” плазмы от диверторных пластин необходимо оптимизировать таким образом, чтобы скорость и место запуска излучающей примеси приводило к переизлучению большей части мощности вне зоны удержания. На сегодняшний день теоретические модели пристеночной и диверторной плазмы, а также режима “отрыва” плазмы от диверторных пластин окончательно не разработаны. Исследования плазмы в области дивертора активно ведутся на всех ведущих токамаках. Наиболее интересные результаты получены диагностиками томсоновского рассеяния дивертора на токамаках ASDEX-U [13], DIII-D [14] и MAST-U [15]. Эти данные требуются как для подтверждения моделей и расчетов численными кодами, так и для определения преимущественных физических процессов в пристеночной плазме.

Диапазоны параметров, которые предполагается измерять соответствующими диагностическими системами томсоновского рассеяния, приведены в табл. 1.

Данная статья является продолжением серии статей, посвященных разработке концептуального

проекта диагностического комплекса томсоновского рассеяния токамака TRT. Во введении приводится краткое описание задач диагностического комплекса томсоновского рассеяния центральной, краевой и диверторной областей плазмы токамака с реакторными технологиями. В разд. 2 приводится обоснование и выбор технических решений. В разд. 3 определение состава диагностического комплекса токамака TRT. В разд. 4 приводятся результаты тестирования диагностического оборудования в экспериментах на токамаке “Глобус-М2”.

2. ОБОСНОВАНИЕ И ВЫБОР ТЕХНИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ

Выбор технических решений при разработке диагностической системы TP определяется требованиями к пространственному и временному разрешению, диапазону измерения температуры и концентрации электронов, а также максимально допустимой погрешности измерения, сформулированным на предыдущей стадии формирования технических требований. Основные параметры оптических систем сбора рассеянного излучения TP центральной и краевой плазмы приведены в табл. 2.

Измерение спектральных контуров, соответствующих T_e величиной 20–25 кэВ при углах рассеяния 100–120°, требует регистрации сигналов TP в широком спектральном диапазоне от длины волны зондирующего излучения 1064 нм вплоть до

Таблица 1. Диапазоны параметров, измеряемые разными диагностическими системами томсоновского рассеяния

Диагностическая система	Параметр	Диапазон	Точность
Диагностика центральной плазмы	$n_e, \text{м}^{-3}$	$10^{19} - 3 \cdot 10^{20}$	$\Delta n_e < 5\%$
	$T_e, \text{кэВ}$	0.2–25	$\Delta T_e < 10\%$
Диагностика краевой плазмы и области X-точки	$n_e, \text{м}^{-3}$	$5 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{20}$	$\Delta n_e < 5\%$
	$T_e, \text{кэВ}$	0.025–10	$\Delta T_e < 10\%$
Диагностика диверторной плазмы	$n_e, \text{м}^{-3}$	$10^{19} - 10^{22}$	$\Delta n_e < 5\%$
	$T_e, \text{эВ}$	0.3–100	$\Delta T_e < 10\%$

Таблица 2. Основные параметры систем сбора рассеянного излучения TP центральной и краевой плазмы (см. рис. 1а)

Параметр	Значение
Область измерений	$-0.3 < r/a < 1.1$, включая: $-0.3 < r/a < 0.85$ центр $0.85 < r/a < 1.1$ периферия
Область измерений ΔR , мм	1980–2780
Длина хорды L , включая перекрытие центральной и периферийной хорд рассеяния, мм	985 ($\Delta R = 655$) центр 315 ($\Delta R = 245$) периферия
Телесный угол, 10^{-3} ср	11–18
Угол рассеяния, °	119–60
Апертура первого зеркала системы сбора, мм	360×210

сине-зеленой области спектра. Для краевой системы предполагается проведение измерений более низких значений электронной температуры $T_e < 10$ кэВ. Для обеих диагностик предлагается использовать схожую конфигурацию спектральных каналов спектрометров, например конфигурацию спектральных каналов спектрометров, приведенную на рис. 2 [16].

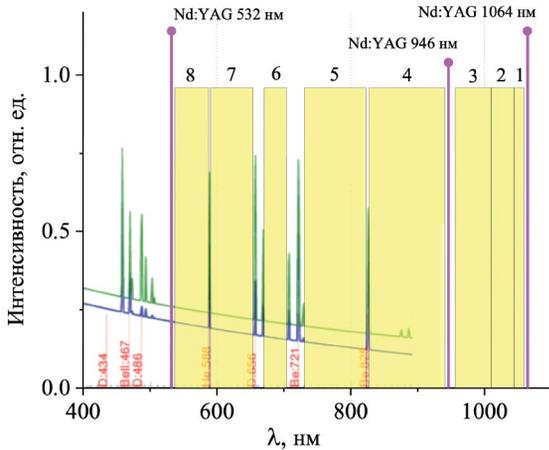


Рис. 2. Конфигурация спектральных каналов фильтрового полихроматора для диагностики центральной и краевой плазмы в сравнении со спектром тормозного и линейчатого фонового излучения плазмы, рассчитанного в коде Shegab командой томсоновского рассеяния центральной плазмы (CPTS) ИТЭР [16]. Расчет выполнен для первого зеркала системы сбора CPTS при использовании первой стенки из бериллия.

Выбранная конфигурация позволяет отстроиться от наиболее интенсивных спектральных линий фонового излучения плазмы [17] и работать одновременно с тремя зондирующими Nd:YAG-лазерами с длинами волн 1064, 946, 532 нм. При анализе точности измерений, оценка фонового сигнала делалась на основании работы [18] в предположении, что он обусловлен преимущественно тормозным излучением, собираемым вдоль хорды наблюдения. Для оценки уровня фонового излучения использовались радиальные профили основных параметров шнура для разряда ТРТ в D/D-плазме для режима $B_0 = 8$ Т, $I_p = 5$ МА, $\langle n_e \rangle = 10^{20}$ м⁻³, (см. рис. 11 в [19]). Для учета других возможных вкладов в фоновый сигнал, вызванных отражением излучения плазмы от внутренней стенки реактора, неопределенностью профиля эффективного заряда плазмы и линейчатым излучением, рассчитанное среднее значение интенсивности тормозного излучения вдоль хорды наблюдения было увеличено в пять раз. Распределение чувствительности по спектральным каналам представлено на рис. 3.

На рис. 4 представлено сравнение сигналов рассеяния в спектральных каналах, рассчитанных для центральной и периферийной систем, в сравнении с уровнем фона в зависимости от локальной температуры плазмы.

Из рис. 4 видно, что интенсивность сигналов рассеяния находится на уровне нескольких тысяч фотоэлектронов, что в несколько раз меньше ожидаемого уровня фона. Учитывая, что шум измеряемого

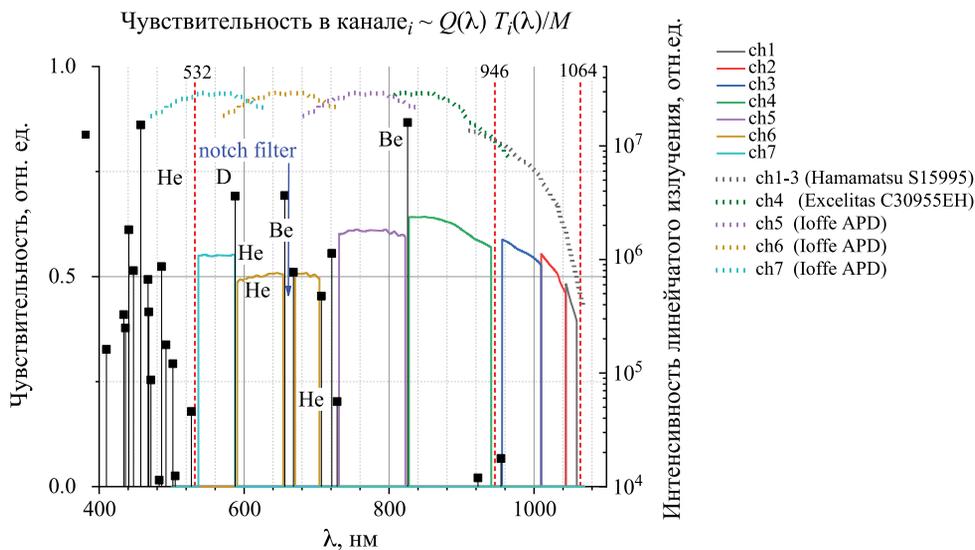


Рис. 3. Распределение чувствительности по спектральным каналам, оптимизированное при оценке ошибок. Расчет проводился в предположении значения квантового выхода 0.42 (1051.5 нм), 0.68 (1027 нм), 0.78 (985 нм), 0.91 (884.25 нм), 0.93 (776, 647, 562 нм), что соответствует лучшим показателям, достигнутым производителями кремниевых ЛФД фирмами Hamamatsu, Excelitas, Ioffe-APD.

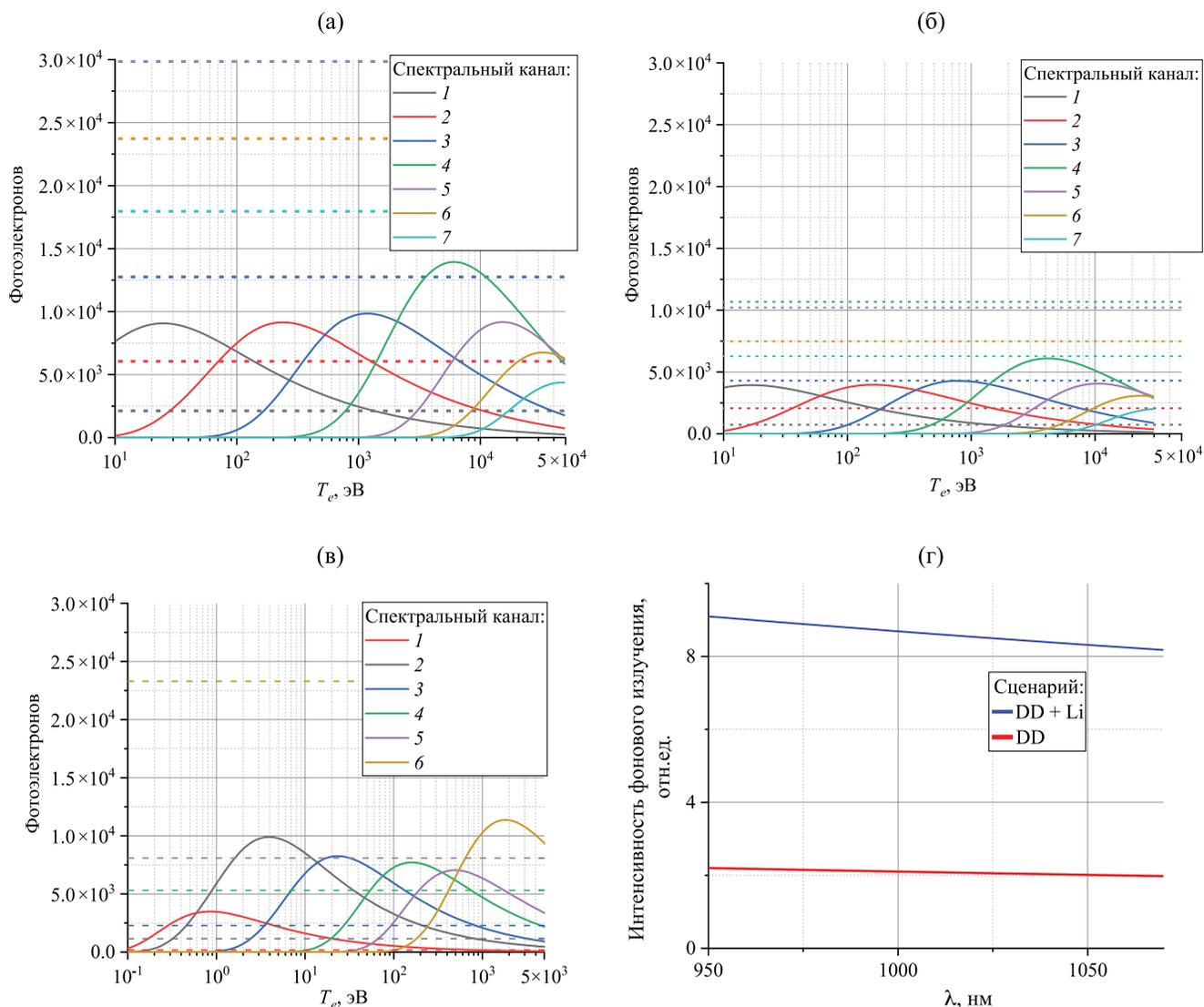


Рис. 4. Сравнение рассчитанных сигналов рассеяния в сравнении с уровнем фона в зависимости от T_e . Сплошными линиями на рисунках (а), (б) и (в) показан сигнал ТР в спектральном канале, а штриховая линия такого же цвета соответствует уровню фонового сигнала в этом канале. Уровень тормозного излучения рассчитан для хордовых измерений и включает в себя совокупность сигналов из разных областей плазмы с разной температурой для разряда ТРТ [35] с 10% содержанием лития при $\langle n_e \rangle = 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$: (а) для центральной системы в сравнении с фоном ($E_{1064\text{нм}} = 2.4 \text{ Дж}$, $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$); (б) для краевой систем в сравнении с фоном ($E_{1064\text{нм}} = 4,8 \text{ Дж}$, $n_e = 0.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$); (в) для диверторной системы в сравнении с фоном ($E_{1064\text{нм}} = 1.5 \text{ Дж}$, $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$); (г) фон характерный для диагностик в области дивертора ТРТ.

сигнала пропорционален корню из количества измеряемых фотоэлектронов, уровень сигналов ТР вполне достаточен для их надежного измерения. Для центральной системы ТР, при энергии лазера $E_L = 2.4 \text{ Дж}$ в области наблюдения, возможно измерение $T_e = 0.03\text{—}30 \text{ кэВ}$ с погрешностью $\delta T_e < 7.5 \%$ при $n_e = 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 5а). В случае измерений на периферии плазменного шнура (при условии низкой плотности плазмы $n_e = 0.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и высокого пространственного разрешения) для обеспечения удовлетворительной точности требуется увеличе-

ние энергии лазерного импульса вдвое, до 4.8 Дж, см. рис. 5б.

Всю совокупность плазменных параметров в районе X-точки, их изменение от X-точки вдоль сепаратрисы до наружной диверторной пластины и вдоль ее поверхности предлагается решать с помощью совмещенной лазерной диагностики ТР/ЛИФ [20]. Компоненты оптических систем ввода лазерного излучения располагаются под кассетами дивертора. Лазерная хорда 1 (рис. 1г), направленная вдоль сепаратрисы наружной диверторной ноги, падает под

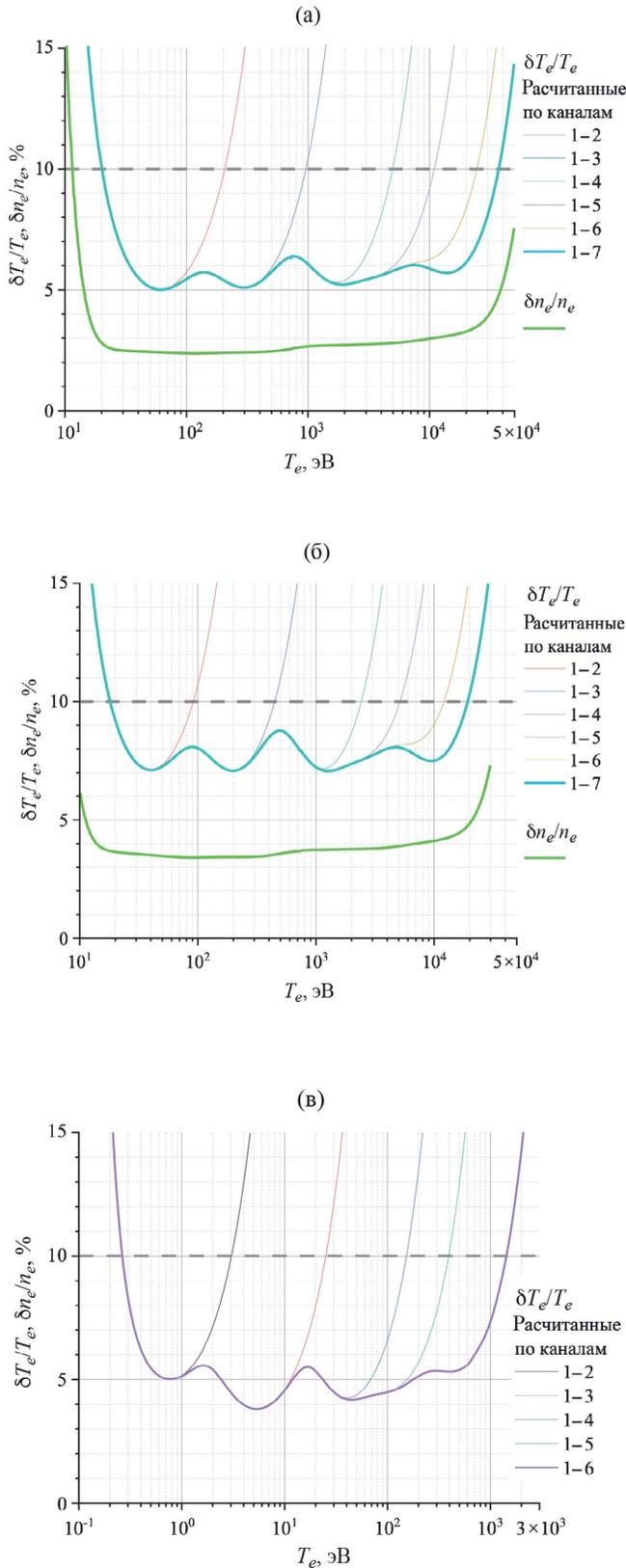


Рис. 5. Ожидаемая погрешность измерения T_e и n_e для: (а) центральной ($E_L = 2.4$ Дж, $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$); (б) краевой ($E_L = 4.8$ Дж, $n_e = 0.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$); (в) диверторной плазмы ($E_L = 1.5$ Дж, $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$).

углом $\sim 5^\circ$ к поверхности на элемент первой стенки (ПС) в ряду № 1. Лазерная хорда 2 (см. рис. 1г), направленная вдоль поверхности наружной диверторной пластины, заканчивается на задней поверхности загиба элемента ПС № 10. Лазерная хорда 3 (рис. 1г) пересекает область private region и SOL — scrape-off-layer с наружной стороны от X-точки. Зондирование вдоль хорд 1 и 2 предполагается проводить через щель между диверторными кассетами, а хорды 3 через отверстие в центре кассеты в диверторном патрубке ТРТ № 16. Сбор рассеянного излучения хорды 1 проводится через ту же щель между диверторными кассетами, что и используемая для зондирования плазмы дивертора. Сбор излучения хорд зондирования 2 и 3 предполагается проводить из патрубка 13. При зондировании вдоль хорд 1 и 2, лазерный луч попадает в лазерную ловушку на расстоянии менее полуметра от зоны измерений (см. рис. 1г). Для этих хорд проблемы с паразитно-рассеянным излучением для хорд 1 и 2 требуют аккуратной работы с системой сбора рассеянного излучения. Перед реализации этих систем необходима демонстрация работы этих систем на стенде. Пример реализации такой системы сбора показан на рис. 6 для хорды зондирования 1. Основные параметры оптических систем сбора рассеянного излучения ТР области X-точки (хорды 1 и 3) приведены в табл. 3, а наружной ноги дивертора (хорда 2) в табл. 4.

Таблица 3. Основные параметры систем сбора рассеянного излучения ТР области X-точки (хорды 1 и 3)

Параметр	Значение
Длина хорды рассеяния, мм	450
Телесный угол, 10^{-3} ср	80
Угол рассеяния, $^\circ$	90
Апертура первого зеркала, мм	340×340

Таблица 4. Основные параметры систем сбора рассеянного излучения ТР наружной ноги дивертора (хорда 2)

Параметр	Значение
Область покрытия, мм	350
Телесный угол, 10^{-3} ср	50
Угол рассеяния, $^\circ$	100–120
Апертура первого зеркала, мм	200×200

Пространственное распределение электронной температуры T_e и концентрации плазмы n_e вблизи диверторных пластин характеризуется, как правило, большими градиентами, экстремально плотной плазмой (до $2 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$) и низкими значениями температуры (в области 0.3 эВ). По мере отдаления от диверторных

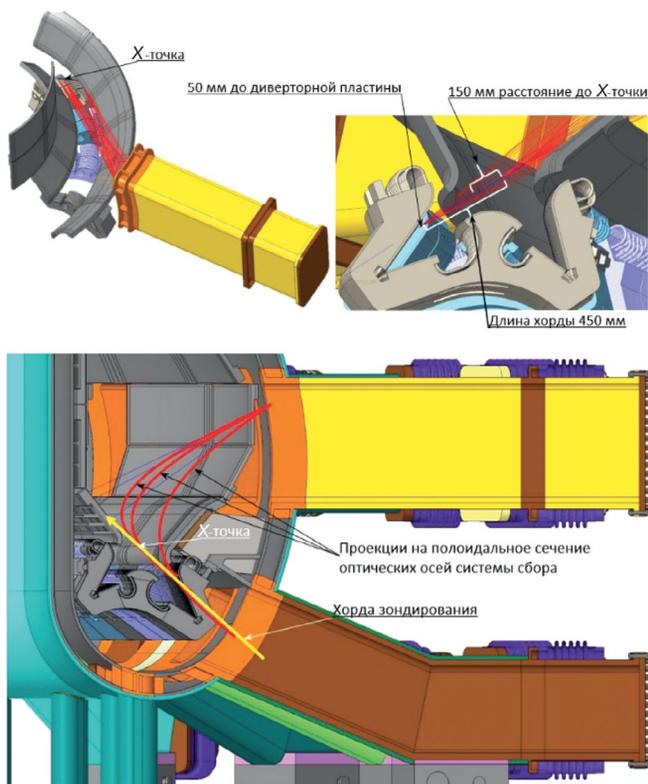


Рис. 6. Геометрия сбора рассеянного излучения с хорды зондирования № 1, расположенной вдоль сепаратрисы. Приведенные кривые проекции на полоидальную плоскость в тороидальной системе координат оптических осей системы сбора из разных точек хорды зондирования важны для корректной оценки фонового излучения. Кривые проекции представляют собой группу точек пересечения хордами зондирования всех полоидальных сечений.

пластин и приближения к X-точке, диапазоны изменения n_e и T_e становятся близки к параметрам, характерным для пристеночной плазмы токамака в основной камере. Для плазмы диверторной ноги с высокой концентрацией и низкой температурой, длина Дебая приближается к лазерной длине волны, и отклонение формы спектра ТР от гауссовой становится очень заметным из-за эффекта коллективного рассеяния. Поэтому стандартный алгоритм обработки сигналов ТР с разделением переменных T_e и n_e , справедливый для рассеяния излучения на свободных электронах, не годится, так как и форма спектра ТР является функцией не только T_e , но и n_e . Влияние коллективных эффектов на дифференциальное сечение томсоновского рассеяния обсуждались в работах [12, 20].

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

Оптическая схема всех систем ТР построена по классической схеме лазерных диагностик, предпо-

лагающей поперечное расположение хорд зондирования и хорд наблюдения рассеянного излучения. Предлагаемое использование для зондирования плазмы нескольких длин волн одновременно было предложено в конце 1990-х гг. [21], и стало возможным в настоящее время благодаря развитию лазерной техники. Из комбинации рассеянных спектров, генерируемых лазерами, излучающих на разных длинах волн, можно определить температуру и неизвестное, медленно меняющееся спектральное пропускание разных каналов. Наборы лазерных длин волн были предложены ранее в работе [22]. Так, для зондирования центральной и краевой плазмы предлагается использовать длины волн 1064, 946 и 532 нм, а для диверторной плазмы 1064 и 1047 нм. Распределение контуров рассеяния по спектральным каналам приведено для диагностики центральной и краевой плазмы (рис. 7а) и для диагностики диверторной плазмы (рис. 7б).

Для анализа спектров томсоновского рассеяния предлагается использовать фильтровые полихроматоры [23, 24], хорошо зарекомендовавшие себя в мировой практике при работе в диагностике томсоновского рассеяния, а также на отечественных токамаках “Глобус-М2” [25, 26] и Т-10 [27]. Длина хорды зондирования центральной плазмы 985 мм, и краевой плазмы 315 мм при угле сбора излучения $(11-18) \cdot 10^{-3}$ ср соответствует ~ 60 полихроматорам необходимым для регистрации излучения ТР в центральной плазме и 20 в краевой плазме, обеспечивая разрешение ~ 16 мм вдоль хорд зондирования. Длина хорд 450 мм вдоль направлений 1 и 3 (хорды зондирования 1 и 3) с телесным углом сбора излучения $\sim 80 \cdot 10^{-3}$ ср соответствует ~ 65 приборам, обеспечивающим пространственное разрешение ~ 7 мм. Длина хорд 350 мм вдоль направления 2 (хорда зондирования 2) с телесным углом сбора излучения $\sim 50 \cdot 10^{-3}$ ср соответствует ~ 50 приборам, обеспечивающим пространственное разрешение ~ 7 мм. Точное количество требуемого спектрального оборудования и распределение пространственного разрешения вдоль хорд зондирования будет определено на следующем этапе при проведении анализа размещения и интеграции диагностического оборудования в патрубках вакуумной камеры ТРТ. Однако уже на данном этапе потребность в спектральном оборудовании можно оценить как ~ 300 фильтровых полихроматоров.

Применяемый сегодня вариант фильтрового полихроматора имеет высоту 2U использует интерференционные фильтры диаметром 1,25” и может иметь до 7 спектральных каналов, что позволяет разместить 15 таких приборов в стандартной 19” стойке. Подобный подход потребует только для диагностики томсоновского рассеяния использовать 20 стоек. Сейчас в стадии разработки находится конструкция

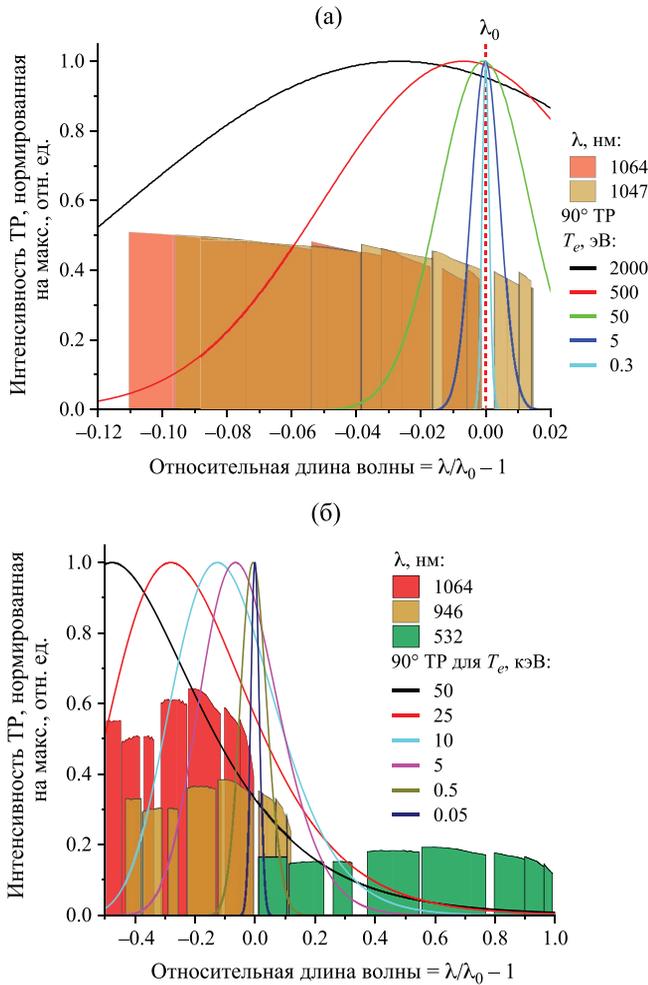


Рис. 7. Характеристики спектральных каналов полихроматора системы ТР и контуры линии томсоновского рассеяния. Относительная чувствительность спектральных каналов на разных лазерных длинах волн показано прямоугольниками разной высоты. При расчете чувствительности делалась нормировка на одинаковую энергию лазеров, учитывая уменьшение количества более коротковолновых фотонов на единицу лазерной энергии: (а) относительное расположение набора спектральных каналов и томсоновских контуров линий на длинах волн 1064, 1047 нм для электронных температур 0,3, 5, 50, 500 и 2000 эВ; (б) относительное расположение набора спектральных каналов и томсоновских контуров линий на длинах волн 1064, 946 и 532 нм для электронных температур 0.05, 5, 10, 25 и 50 кэВ.

фильтрового полихроматора, который при сохранении светосилы прибора, уже зарекомендовавшего себя при работе на отечественных токамаках, позволит перейти на интерференционные фильтры диаметром 1". Более компактные размеры оптики, применяемой в таком приборе, позволят расположить в одном корпусе высотой 1U два 4-х канальных фильтровых полихроматора. Такие полихроматоры,

при сохранении точности измерения температуры, будут иметь на порядок более узкий диапазон измеряемых температур. Однако предполагается, что обеспечиваемый ими диапазон измеряемых температур ~ 100 , закрывает большую часть экспериментальных потребностей. Такой подход позволит пятью стойками обеспечить спектральной аппаратурой 300 пространственных точек. Выбор лазеров с длинами волн 1064, 1047 и 946 нм, которые были разработаны в рамках работ по проекту ИТЭР определяет выбор детекторов на основе кремниевых лавинных фотодиодов (ЛФД). Разработанные полихроматоры [23, 24] оснащены сверхмал шумящей ($\sigma \sim 7$ фотоэлектронов приведенных ко входу) и высокоскоростной системой детектирования. Опыт работы на токамаке "Глобус-М2" показал, что такие низкие шумы востребованы далеко не всегда. Точность измерения определяется дробовым шумом самого сигнала, дробовым шумом плазменного фона и шумом усилителя и АЦП. На рис. 8 показан вклад плазменного шума в относительные погрешности измеряемого сигнала, полученные при работе в диагностике томсоновского рассеяния центральной плазмы токамака "Глобус-М2". Видно, что достигнутый сверхнизкий шум усилителя на основе транзистора рНЕМТ (Pseudomorphic High-Electron-Mobility-Transistor) оказался значительно ниже шума, определяемого фоновым светом плазменного разряда.

Благодаря компактности и сверхнизкому энергопотреблению современных компьютеров и аналого-цифровых преобразователей (АЦП), полихроматоры, включающие оптический блок и электронику обработки данных с гигабитным оптическим Ethernet

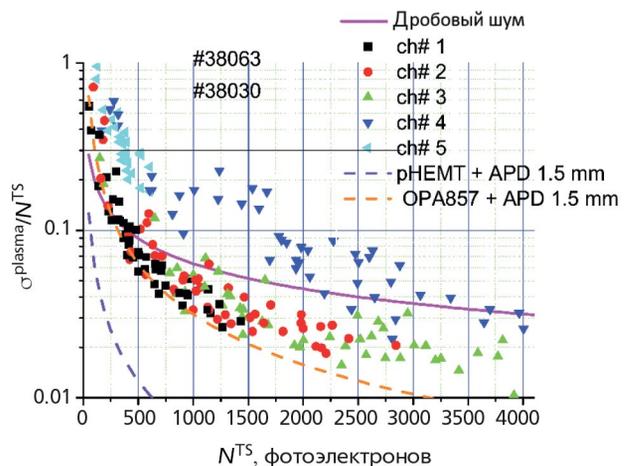


Рис. 8. Вклад шума, определяемого светом плазмы в погрешность измерения сигнала ТР в зависимости от интенсивности сигнала в ходе плазменного эксперимента на установке "Глобус-М2" по сравнению с различными видами предусилителей (показано линиями) [23].

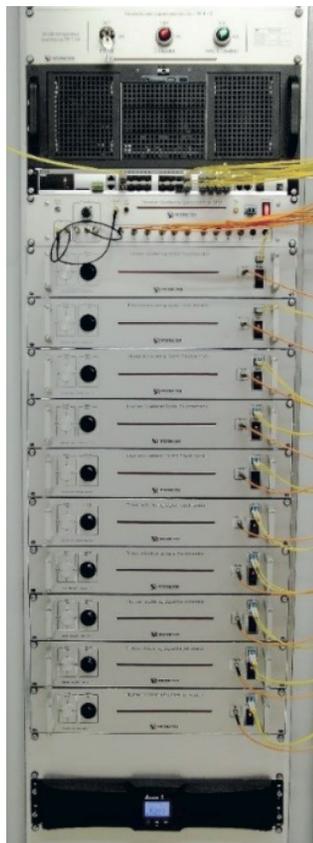


Рис. 9. Набор из 10 фильтровых полихроматоров томсоновского рассеяния, смонтированных в стандартную 19-дюймовую стойку.

легко монтируется в стандартную 19-дюймовую стойку (см рис. 9).

Ожидается, что такая конструкция “все в одном” с оптоволоконным входом и цифровым оптическим выходом будет гораздо более устойчивой к электромагнитным помехам. Система сбора данных способна работать с лазерными импульсами длительностью несколько нс. Система сбора данных на базе чипа DRS4 [28] обеспечивает 14-битную оцифровку (11.5 бит с учетом шумов) с амплитудным разрешением ~ 0.5 мВ и возможностью переключения частоты дискретизации от 1 до 5 ГГц. Такая высокая частота дискретизации в сочетании с осциллографическим режимом работы обеспечивает гибкую обработку цифровых сигналов в отличие от аналоговых методов, чувствительных к заряду. Эта функция открывает новые возможности для проектирования диагностических ТР в современных/будущих термоядерных устройствах, которые включают в себя: работу при высокой фоновой освещенности, измерение очень низкой температуры и концентрации электронов на границе плазмы и SOL, возможность временной отстройки от паразитно рассеянного лазерного излучения, задержанного относительно сигнала

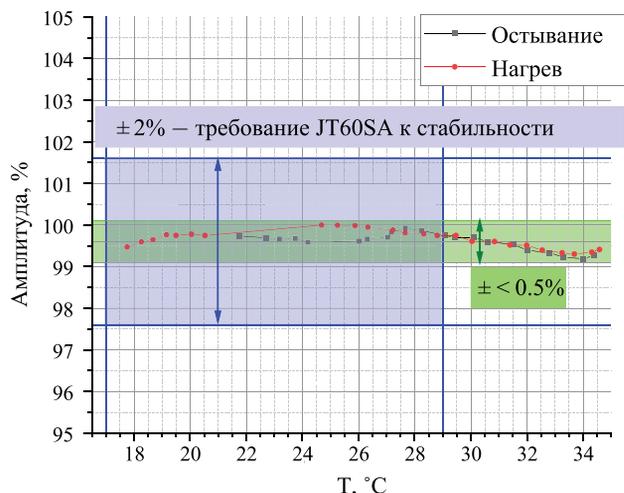


Рис. 10. Амплитуда сигнала как функция температуры окружающей среды. Красные точки — нагрев, черные — охлаждение предусилителя с электронной компенсацией термодрейфа, измеренного при коэффициенте усиления ЛФД $M = 75$ (для 20 °С).

ТР. Анализ формы регистрируемого сигнала также дает возможность выделить разнесенное во времени сигналы ТР и рассеяние на пылевых частицах, что важно для измерений в SOL. Испытания на токамаке “Глобус-М2” разработанных для томсоновского рассеяния дивертора ИТЭР прототипов лазеров и полихроматоров, показали отличные характеристики устройств [23]. Продемонстрировано, что один из источников ошибок — тепловой дрейф коэффициента усиления ЛФД, может быть скомпенсирован до уровня $\pm 0.5\%$, в диапазоне температур окружающей среды от 17.5 до 35 °С [24] (см рис. 10).

Одним из ключевых моментов для всех диагностик по томсоновскому рассеянию является диапазон рабочих параметров лазера. Для диагностики ТР требуются высокопроизводительные и мощные лазерные системы, работающие в стационарном режиме с высокой частотой повторения. Лазеры характеризуются импульсами джоулевого уровня, короткой наносекундной длительностью импульса, высоким качеством излучения в ближнем и дальнем поле и частотой повторения импульсов десятки герц. Были разработаны лазеры с длительностью импульсов ~ 3 нс [29—31]. Столь малое время зондирования позволяет снизить накопленный плазменный фон, в том числе тепловое излучение диверторных мишеней, отделить сигналы ТР от паразитно рассеянного излучения, отраженного от обращенных к плазме конструкций, и хорошо согласуется с высокоскоростными малощумящими детекторами на основе ЛФД. Текущая концепция ТР предполагает использование трех лазеров для диагностики плазмы: Nd: YAG-лазер с длиной волны 1064 нм, Nd: YLF-лазер с длиной волны 1047 нм и Nd:

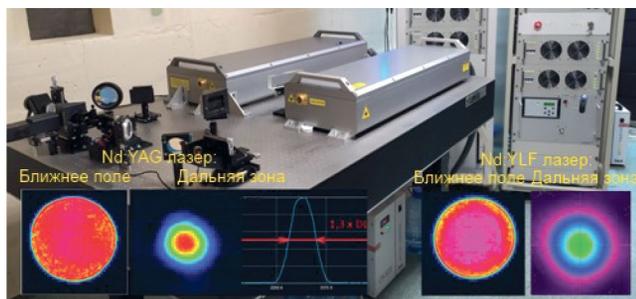


Рис. 11. Лазеры работающие на длине волны 1064 нм (слева) и 1047 нм (справа) при работе в составе диагностического комплекса ТР центральной плазмы токамака “Глобус-М2”.

YAG-лазер с длиной волны 946 нм. Основной диагностический Nd: YAG-лазер с длиной волны 1064 нм используется для основных экспериментов с плазмой, лазеры с длиной волны 1047 и 946 нм позволяют одновременно калибровать спектры пропускания собирающей оптики внутри вакуумной системы. На рис. 11 представлены лазеры, работающие на длинах волн 1064 нм (слева) и 1047 нм (справа) при работе в составе диагностического комплекса ТР центральной плазмы токамака “Глобус-М2” с длительностью импульса 3 нс и высоким качеством пучка (расходимость вблизи дифракционного предела).

Принципиально важной характеристикой лазерных систем, разрабатываемых для купных токамаков с большой длительностью плазменного импульса, является устойчивость рабочих характеристик со временем. Это позволит использовать диагностику томсоновского рассеяния не только для надежного мониторинга плазменных параметров, но и применение в управлении токамаком при включении ТР в обратную связь. Один из разработанных лазеров Nd: YLF с длиной волны 1047 нм был протестирован при выработке 100 миллионов импульсов, что соответствует непрерывной работе лазера в течение ~567 ч. В ходе испытаний лазер продемонстрировал

отличную 24-часовую стабильность энергии импульса со среднеквадратичным значением ~1%. За время испытаний энергия выходного импульса снизилась на ~9% с 2.0 до 1.85 Дж. Постепенное снижение энергии в основном было связано с медленной деградацией лазерных диодных матриц в одном из усилительных каскадов лазера (см. рис. 12).

4. ТЕСТИРОВАНИЕ ОБОРУДОВАНИЯ В ПЛАЗМЕННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Функционирование ТР в режиме реального времени (real-time) важно для предотвращения аварийных ситуаций, связанных со срывом тока плазмы [32]. Диагностика ТР в режиме реального времени также требуется для реализации перспективных схем управления профилями концентрации, тока, электронной и ионной температур плазмы для оптимизации выхода реакции термоядерного синтеза в токамаках-реакторах [33, 34]. На токамаке ИТЭР именно диагностика ТР призвана обеспечить обратную связь для управления гибридными режимами [32]. Одной из приоритетных задач российского проекта TRT [19, 35] также является реализация управления профилями различных параметров плазмы, для решения этой задачи перспективно использование диагностики ТР [11]. На сегодняшний день, обработка данных диагностики ТР в режиме реального времени реализована на ряде установок: KSTAR [36], NSTX-U [37, 38], LHD [39, 40], MAST [41, 42], TCV [43] и DIII-D [44]. В работе [25] продемонстрировано управление средней концентрацией в токамаке “Глобус-М2” на основании данных диагностики ТР в омическом режиме с низкой средней концентрацией электронов ($<2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) (см рис. 13). Для демонстрации применения диагностики ТР в системе управления токамака в качестве управляемого параметра была выбрана средняя концентрация электронов, а в качестве исполняющего устройства использован пьезоклапан MaxTec MV-112, регулирующий поток водорода в камеру. Для демонстрации возможности управления

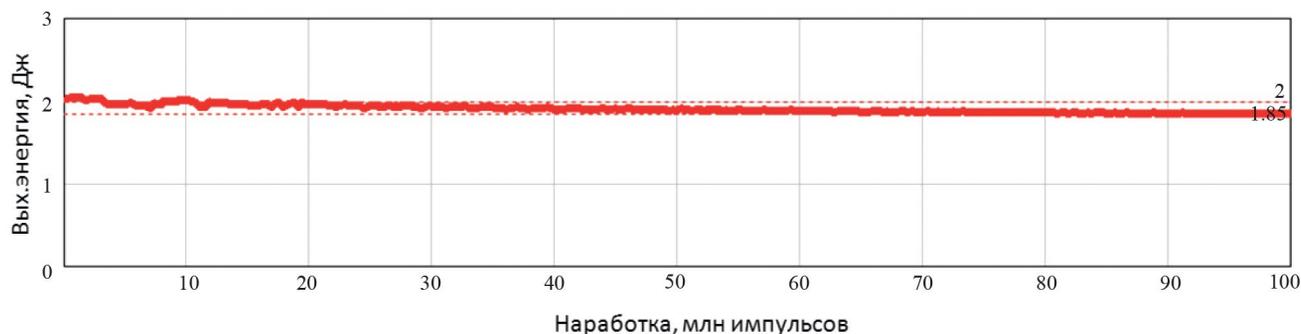


Рис. 12. Выходная энергия в импульсе лазера Nd: YLF с длиной волны 1047 нм. За 100 миллионов импульсов наработки энергия выходного импульса снизилась на ~9% с 2.0 до 1.85 Дж.

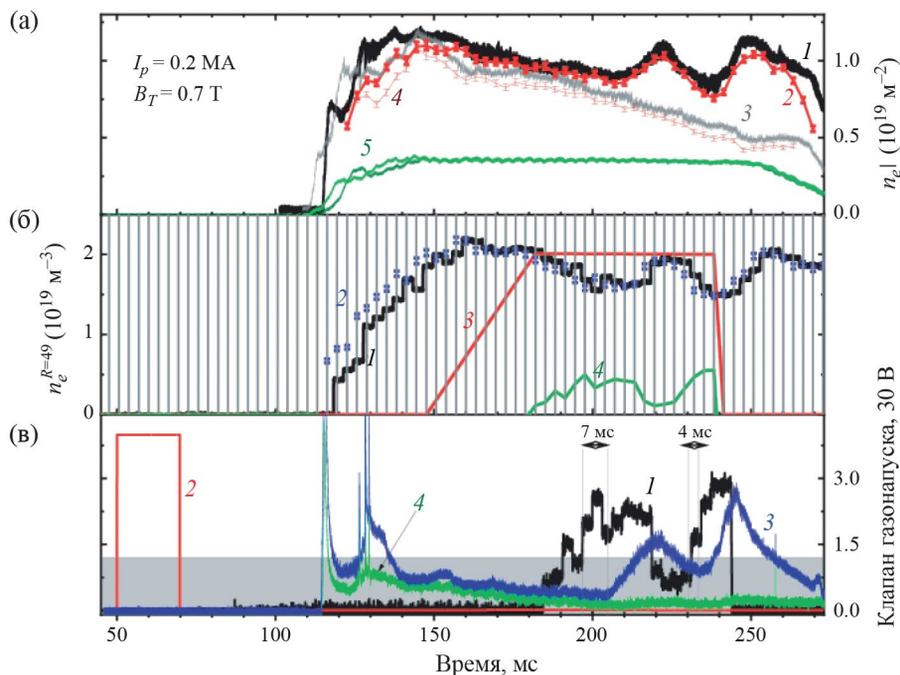


Рис. 13. Основные параметры эксперимента для двух разрядов токамака “Глобус-М2”: разряда № 42613 с включенной системой управления концентрацией и контрольного разряда № 42611 без управления: (а) интегральная концентрация, полученная с помощью СВЧ-интерферометра (1, 3) и методом ТР (2, 4), 5 — ток плазмы; (б) измеренная локальная концентрация $n_e^{R=49}$: выход ЦАП в режиме реального времени (1) и результаты постобработки (2, 3) — заданная программа управления концентрацией, 4 — разность заданного и измеренного значений, вертикальными линиями показаны моменты зондирования; (в) напряжение на пьезоклапане: 1 — в цепи обратной связи, 2 — на вспомогательном клапане. Область серого цвета — мертвая зона клапана. Суммарная интенсивность излучения линий H и D в разряде № 42613: 3 — для хорды наблюдения, направленной на капилляр газонапуска, 4 — для фонового сигнала [25].

средней концентрацией в токамаке на основании данных диагностики ТР был выбран омический режим с низкой средней концентрацией электронов ($< 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) и предварительной боронизацией первой стенки. Для данного режима работы токамака “Глобус-М2” не ожидается перехода в режим улучшенного удержания, сопровождающегося резким изменением коэффициента диффузии частиц, что позволяет использовать простую модель управления n_e пропорциональным регулятором. На рис. 13 приведены основные параметры плазмы для двух разрядов токамака “Глобус-М2”: разряда № 42613 с включенной системой управления концентрацией и контрольного разряда № 42611 без управления. Для измерения величины n_{el} использовались две независимые диагностики: методом ТР [45] и с помощью СВЧ-интерферометра (характерная длина хорды $\sim 0.6 \text{ м}$). В результате, в разряде с включенной системой управления n_e по сигналу обратной связи от системы диагностики ТР монотонное снижение n_{el} было подавлено.

На токамаке “Глобус-М2” профиль концентрации, измеренный методом томсоновского рассеяния,

обрабатывается в режиме реального времени для каждого плазменного разряда (начиная с декабря 2022 г.). Время от момента измерения до готовности полного профиля не превышает 2.4 мс. Достигнутое время быстрогодействия находится на мировом уровне [37, 38, 46] и удовлетворяет требованию 2.5 мс для включения диагностики ТР в систему управления параметрами плазмы ИТЭР [32]. Время обработки можно сократить до $\sim 1 \text{ мс}$ за счет оптимизации системы передачи данных. Дополнительное увеличение быстрогодействия возможно при использовании операционной системы реального времени и более высокопроизводительного процессора. Показано соответствие между данными, измеряемыми в режиме реального времени, и результатами стандартной постобработки.

Важной частью подготовки оборудования для диагностики диверторной плазмы ТРТ является испытание оборудования на специфической для токамака холодной и плотной плазме дивертора, имеющей температуру, при которой начинают проявляться процессы рекомбинации. Первые измерения диагностики ТР, работающей в области нижнего дивертора

токамака “Глобус-М2” показали, что в определенных режимах, плазма внутренней ноги дивертора подходит для испытания оборудования диагностики томсоновского рассеяния дивертора [47]. В описываемом эксперименте источником зондирующего излучения был Nd: YAG лазер с длиной волны 1064 нм с энергией в импульсе 2 Дж, длительностью импульсов 3 нс и с частотой повторения 100 Гц. Вертикальная хорда зондирования ($R = 24$ см) располагалась в области внутренней диверторной ноги, а рассеянное излучение собиралось из 9 пространственных точек, вдоль хорды длиной 110 мм. Спектрально-аналитический комплекс собран на базе фильтровых полихроматоров. Диагностическая система по своим показателям соответствует целям и задачам программы научных исследований плазмы на токамаке “Глобус-М2”, выполняемых в рамках проекта РНФ № 23-79-00033, позволяя проводить анализ различных плазменных конфигураций в режимах работы с “отрывом” плазмы от диверторных пластин. В термоядерных установках режим с “отрывом” плазмы в диверторе является основным решением, позволяющим снизить нагрузку на диверторные пластины. Несмотря на то, что из-за короткого импульса в токамаке “Глобус-М2” данная проблема не существенна, здесь могут быть решены многие вопросы по отработке технологии снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины то-

камака-реактора. Первые измерения электронной температуры диверторной плазмы в одной пространственной точке, проведенные в экспериментальной кампании 2022 г., составили в ряде режимов несколько электронвольт, что сопоставимо с электронной температурой диверторной плазмы крупных токамаков. Видно, что в интервале времени с 166 до 196 мс, плазменный шнур смещался по диагонали вверх относительно точки измерения. Рисунок 14 построен в предположении, что параметры плазмы на стационарной фазе в области X-точки оставались неизменными. Магнитные конфигурации были совмещены по положению X-точки на 166 мс. Эволюция конфигурации плазменного шнура во времени позволила говорить об измерении градиента температуры снаружи от сепаратрисы на внутреннем обходе вблизи X-точки. Проведенные измерения продемонстрировали возможность проведения апробации диагностического оборудования томсоновского рассеяния, разрабатываемого для диагностики дивертора.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На данном этапе разработки диагностической системы ТР токамака ТРТ поведен выбор технических решений в соответствии с требованиями к пространственному и временному разрешению, диапазону измерения температуры и концентрации электронов, а также максимально допустимой погрешности измерения, сформулированным на предыдущей стадии формирования технических требований. Для предложенных параметров систем сбора рассеянного излучения ТР центральной, краевой и диверторной плазмы проведен анализ распределения по спектру каналов фильтровых полихроматоров и сделана оценка величин ожидаемых сигналов, уровня фона.

В связи с изменением распределения диагностических патрубков, предложено внести изменение в конструкцию 8, 9 и 13 экваториальных патрубков, оснастив их вырезами во фланцах, расположенных на границе патрубков и вакуумного объема. Такие вырезы в 8 патрубке используем для ввода лазерного излучения и 9 патрубке для сбора рассеянного излучения при одной хорде зондирования в экваториальной плоскости обеспечивают область исследования в диапазоне $-0.3 < r/a < 1.1$, включая диагностику центральной области в диапазоне $-0.3 < r/a < 0.85$ и краевой области в диапазоне $0.85 < r/a < 1.1$. Экваториальный патрубок 13 предполагается использовать для расположения ловушки лазерного излучения выходящего из патрубка 8 и сбора рассеянного излучения из области дивертора от хорд зондирования расположенных в экваториальном сечении диверторного патрубка 16.

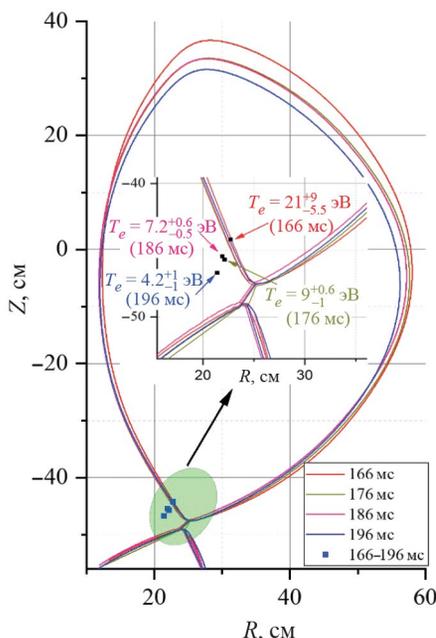


Рис. 14. Результаты измерения электронной температуры диверторной плазмы в одной пространственной точке, проведенные в интервале времени с 166 до 196 мс, в процессе смещения плазменного шнура по диагонали вверх относительно точки измерения.

При развитии диагностики и использования ее для управления плазмой целесообразно расширить возможности диагностической системы ТР путем применения мультиволнового (мультилазерного) режима зондирования с помощью дополнительных Nd: YAG-лазеров с генерацией на длинах волн 946 нм и 532 нм. Это позволит увеличить эффективное спектральное разрешение диагностики, достоверно измерить электронную температуру плазмы в требуемом диапазоне значений, даже в случае незапланированного изменения спектральной характеристики системы сбора излучения. Такой подход предоставляет возможность определить искажение спектральной характеристики системы сбора излучения в случае ее деградации из-за осаждения продуктов эрозии первой стенки на оптических элементах, а также спектрально-селективного снижения пропускания линз и световодов вследствие воздействия нейтронного и гамма-облучения.

Для диагностики диверторной плазмы на установке ТРТ предложен диагностический комплекс для измерения параметров плазмы в диверторе и в области Х-точки совмещенной лазерной диагностикой томсоновского рассеяния и лазерно-индуцированной флуоресценции. Измерения предлагается проводить вдоль трех хорд лазерного излучения, вводимого в плазму в диверторном патрубке ТРТ 16. Системы наблюдения при этом предлагается размещать в диверторном патрубке 16 и экваториальном патрубке 13. Каждая из хорд лазерного зондирования предназначена для решения своей функциональной задачи: хорда зондирования вдоль наружной диверторной мишени служит для измерения распределения тепловой нагрузки на наружную диверторную пластину, положение и ширину области максимальной нагрузки (strike point); хорда, направленная вдоль сепаратрисы, позволит измерить градиенты параметров электронного, ионного и нейтрального компонентов плазмы от Х-точки до области strike point; хорда зондирования, направленная вертикально из-под диверторной кассеты, позволит измерить плазменные параметры в области Х-точки на входе в дивертор и под сепаратрисой (private region).

Для использования данных диагностики в обратной связи для реализации перспективных схем управления профилями концентрации, тока, электронной и ионной температур плазмы и предотвращения аварийных ситуаций, связанных со срывом тока плазмы, предлагается использовать разработанное оборудование, позволяющее получать данные диагностики ТР в режиме реального времени. Диагностика ТР в режиме реального времени также требуется для оптимизации выхода реакции термоядерного синтеза в токамаках-реакторах. На токамаке ИТЭР именно диагностика ТР призвана обеспечить обратную

связь для управления гибридными режимами. Одной из приоритетных задач российского проекта ТРТ также является реализация управления профилями различных параметров плазмы, для решения этой задачи перспективно использование диагностики ТР. Ожидается, что предложенный состав диагностического комплекса позволит реализовать управление режимами работы ТРТ. Рассмотрено применение диагностики томсоновского рассеяния в режиме реального времени для управления концентрацией плазмы сферического токамака “Глобус-М2”, с обработкой сигналов лазерного рассеяния из 11 пространственных точек в реальном времени с задержкой менее 2.4 мс. Возможности диагностики ТР, созданной для токамака “Глобус-М2”, достаточны для реконструкции профиля тока плазмы равновесными кодами в режиме реального времени, для систем управления пространственными распределениями параметров плазмы в токамаке-реакторе и источнике нейтронов. Достигнутая скорость обработки сигналов ТР соответствует требованиям к системам регистрации диагностики томсоновского рассеяния современных термоядерных установок, в том числе проекта ИТЭР.

Для отладки оборудования диагностики диверторной области предлагается использовать область внутренней ноги дивертора токамака “Глобус-М2”. В пилотном эксперименте, проведенном 2022 году показано, что в определенных режимах в этой области реализуется область плазмы с параметрами, характерными для режимов “отрыва” от диверторных пластин.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Постановка задач, выполняемых диагностикой ТР, а также формулировка технических требований, предъявляемых к системе ТР (разд. 1 и 2) выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания FFUG-2024-0034, а также при частичной финансовой поддержке за счет средств государственного контракта № Н.4к.241.09.23.1060 от 17.04.2023. Демонстрация возможностей диагностического комплекса томсоновского рассеяния при исследовании диверторной плазмы, описание которой приведено в разд. 4, проводилась на токамаке “Глобус-М2” в рамках проекта РНФ № 23-79-00033.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mukhin E., Vukolov K., Semenov V., Tolstyakov S., Kochergin M., Kurskiev G., Podushnikova K., Razdobarin A., Gorodetsky A., Zalavutdinov R., Bukhovets V., Zakharov A., Bulovich S., Veiko V., Shakshno E. // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 085032.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/8/085032>

2. Mukhin E. E., Semenov V. V., Razdobarin A. G., Tolstyakov S. Yu., Kochergin M. M., Kurskiev G. S., Podushnikova K. A., Masyukevich S. V., Kirilenko D. A., Sitnikova A. A., Chernakov P. V., Gorodetsky A. E., Bukhovets V. L., Zalavutdinov R. Kh., Zakharov A. P., Arkhipov I. I., Khimich Yu. P., Nikitin D. B., Gorshkov V. N., Smirnov A. S., Chernozumskaya T. V., Khilkevitch E. M., Bulovich S. V., Voitsenya V. S., Bondarenko V. N., Konovalov V. G., Ryzhkov I. V., Nekhaieva O. M., Skorik O. A., Vukolov K. Yu., Khripunov V. I., Andrew P. // Nucl. Fusion. 2012. V. 52. P. 013017.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/1/013017>
3. Nemov A., Modestov V., Buslakov I., Loginov I., Ivashov I., Lukin A., Borovkov A., Kochergin M., Mukhin E., Litvinov A., Koval A., Tolstyakov S., Andrew P. // Fusion Eng. Des. 2014. V. 89. P. 1241–1245.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.04.008>
4. Razdobarin A. G., Dmitriev A. M., Bazhenov A. N., Bukreev I. M., Kochergin M. M., Koval A. N., Kurskiev G. S., Litvinov A. E., Masyukevich S. V., Mukhin E. E., Samsonov D. S., Semenov V. V., Tolstyakov S. Yu., Andrew P., Bukhovets V. L., Gorodetsky A. E., Markin A. V., Zakharov A. P., Zalavutdinov R. Kh., Chernakov P. V., Chernozumskaya T. V., Koblelev A. A., Miroshnikov I. V., Smirnov A. S. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 093022.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/9/093022>
5. Bukreev I. M., Mukhin E. E., Bulovich S. V., Matyushenkov A. A., Babinov N. A., Dmitriev A. M., Litvinov A. E., Razdobarin A. G., Samsonov D. S., Varshavchik L. A., Zatyilkin P. A. // J. Phys.: Confer. Ser. 2019. V. 1400. P. 077040.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1400/7/077040>
6. Koblelev A., Babinov N., Barsukov Yu., Chernozumskaya T., Dmitriev A., Mukhin E., Razdobarin A., Smirnov A. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 013504.
<https://doi.org/10.1063/1.5051314>
7. Varshavchik L. A., Babinov N. A., Zatyilkin P. A., Chironova A. A., Lyullin Z. G., Chernakov A. P., Dmitriev A. M., Bukreev I. M., Mukhin E. E., Razdobarin A. G., Samsonov D. S., Senitchenkov V. A., Tolstyakov S. Yu., Serenkov I. T., Sakharov V. I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 025005.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/abca7e>
8. Babinov N. A., Razdobarin A. G., Bukreev I. M., Kirilenko D. A., Lyullin Z. G., Mukhin E. E., Sitnikova A. A., Varshavchik L. A., Zatyilkin P. A., Putrik A., Klimov N. S., Kovalenko D. V., Zhitlukhin A. M., Morgan T., Brons S., De Temmerman G., Serenkov I. T., Sakharov V. I., Bulovich S. V., Gorodetsky A. E., Zalavutdinov R. Kh. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 126004.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac8b1f>
9. Mukhin E. E., Nelyubov V. M., Yukish V. A., Smirnova E. P., Solovej V. A., Kalinina N. K., Nagaitsev V. G., Valishin M. F., Belozeroва A. R., Enin S. A., Borisov A. A., Deryabina N. A., Khripunov V. I., Portnov D. V., Babinov N. A., Dokhtarenko D. V., Khodunov I. A., Klimov V. N., Razdobarin A. G., Alexandrov S. E., Kempenaars M. // Fusion Eng. Des. 2022. V. 176. P. 113017.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2022.113017>
10. Samsonov D., Tereschenko I., Mukhin E., Gubal A., Kapustin Yu., Filimonov V., Babinov N., Dmitriev A., Nikolaev A., Komarevtsev I., Koval A., Litvinov A., Marchii G., Razdobarin A., Snigirev L., Tolstyakov S., Marinin G., Terentev D., Gorodetsky A., Zalavutdinov R., Markin A., Bukhovets V., Arkhipushkin I., Borisov A., Khripunov V., Mikhailovskii V., Modestov V., Kirilenko I., Buslakov I., Chernakov P., Mokeev A., Kempenaars M., Shigin P., Drapiko E. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. P. 086014.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac544d>
11. Курские Г. С., Мухин Е. Е., Коваль А. Н., Жильцов Н. С., Соловей В. А., Толстяков С. Ю., Ткаченко Е. Е., Раздобарин А. Г., Дмитриев А. М., Корнев А. Ф., Макаров А. М., Горшков А. В., Асадулин Г. М., Кукушкин А. Б., Сдвиженский П. А., Чернаков П. В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 711.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122100134>
12. Мухин Е. Е., Толстяков С. Ю., Курские Г. С., Жильцов Н. С., Коваль А. Н., Соловей В. А., Горбунов А. В., Горшков А. В., Асадулин Г. М., Корнев А. Ф., Макаров А. М., Богачев Д. Л., Бабинов Н. А., Самсонов Д. С., Раздобарин А. Г., Баженов А. Н., Букуев И. М., Дмитриев А. М., Елец Д. И., Сениченков В. А., Терещенко И. Б., Варшавчик Л. А., Ходунов И. А., Чернаков А. П., Марчий Г. В., Николаенко К. О., Ермаков Н. В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 722.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122100146>
13. Kurzan B., Lohs A., Sellmair G., Sochor M. and ASDEX Upgrade team. // J. Instrumentation. 2021. V. 16. P. C09012.
14. Glass F., Carlstrom T. N., Du D., McLean A. G., Taussig D. A., Boivin R. L. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 11E508.
<https://doi.org/10.1063/1.4955281>
15. Hawke J., Scannell R., Harrison J., Huxford R., Bohm P. // J. Instrumentation. 2013. V. 8. P. C11010.
16. Bassan M. Performance analysis of the 55.C1 CPTS Diagnostic. <https://user.iter.org/default.aspx?uid=UG2AFL>, <https://www.cherab.info/demonstrations/demonstrations.html#creating-plasmas>.
17. Kurskiev G. S., Sdvizhenskii P. A., Bassan M., Andrew P., Bazhenov A. N., Bukreev I. M., Chernakov P. V., Kochergin M. M., Kukushkin A. B., Kukushkin A. S., Mukhin E. E., Razdobarin A. G., Samsonov D. S., Se-

- menov V. V., Tolstyakov S. Yu., Kajita S., Masyukevich S.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 5.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053024>
18. *Kukushkin A. S., Kukushkin A. B.* On the calculation of Bremsstrahlung from ITER divertor. <https://user.iter.org/default.aspx?uid=3338YT>.
 19. *Леонов В. М., Коновалов С. В., Жоголев В. Е., Кавин А. А., Красильников А. В., Куянов А. Ю., Лукаш В. Э., Минеев А. Б., Хайрутдинов Р. Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 986.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121120040>
 20. *Mukhin E. E., Kurskiev G. S., Gorbunov A. V., Samsonov D. S., Tolstyakov S. Yu., Razdobarin A. G., Babinov N. A., Bazhenov A. N., Bukreev I. M., Dmitriev A. M., Elets D. I., Koval A. N., Litvinov A. E., Masyukevich S. V., Senichenkov V. A., Solovei V. A., Tereshchenko I. B., Varshavchik L. A., Kukushkin A. S., Khodunov I. A., Levashova M. G., Lisitsa V. S., Vukolov K. Yu., Berik E. B., Chernakov P. V., Chernakov Al.P., Chernakov An.P., Zatilkin P. A., Zhiltsov N. S., Krivoruchko D. D., Skrylev A. V., Mokeev A. N., Andrew P., Kempenaars M., Vayakis G., Walsh M. J.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 086052.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1cd5>
 21. *Smith O. R. P., Gowers C., Nielsen P., Salzmann H.* // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. P. 725.
<https://doi.org/10.1063/1.1147686>
 22. *Mukhin E. E., Pitts R. A., Andrew P., Bukreev I. M., Chernakov P. V., Giudicotti L., Huijsmans G., Kochergin M. M., Koval A. N., Kukushkin A. S., Kurskiev G. S., Litvinov A. E., Masyukevich S. V., Pasqualotto R., Razdobarin A. G., Semenov V. V., Tolstyakov S. Yu., Walsh M. J.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 043007.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/4/043007>
 23. *Kurskiev G. S., Chernakov Al.P., Solovei V. A., Tolstyakov S. Yu., Mukhin E. E., Koval A. N., Bazhenov A. N., Aleksandrov S. E., Zhiltsov N. S., Senichenkov V. A., Lukyanova A. V., Chernakov P. V., Varfolomeev V. I., Gusev V. K., Kiselev E. O., Petrov Yu. V., Sakharov N. V., Minaev V. B., Novokhatsky A. N., Patrov M. I., Gorshkov A. V., Asadulin G. M., Belabas I. S.* // Nuclear Inst. Methods in Phys. Res. A. 2020. V. 963. P. 163734.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163734>
 24. *Zhiltsov N. S., Kurskiev G. S., Mukhin E. E., Solovei V. A., Tolstyakov S. Yu., Aleksandrov S. E., Bazhenov A. N., Chernakov Al.P.* // Nuclear Inst. Methods in Phys. Res. A. 2020. V. 976. P. 164289.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164289>
 25. *Жильцов Н. С., Курские Г. С., Соловей В. А., Гусев В. К., Кавин А. А., Киселёв Е. О., Минаев В. Б., Мухин Е. Е., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Солоха В. В., Новохацкий А. Н., Ткаченко Е. Е., Толстяков С. Ю., Тюхменева Е. А.* // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49. С. 13.
 26. *Kurskiev G. S., Zhiltsov N. S., Koval A. N., Kornev A. F., Makarov A. M., Mukhin E. E., Petrov Yu. V., Sakharov N. V., Solovei V. A., Tkachenko E. E., Tolstyakov S. Yu., Chernakov P. V.* // Tech. Phys. Lett. 2022. V. 48. P. 78.
<https://doi.org/10.21883/TPL.2022.15.54273.19019>
 27. *Асадулин Г. М., Баженов А. Н., Бельбас И. С., Горшков А. В., Коваль А. Н., Курские Г. С., Соловей В. А., Солоха В. В., Чернаков Ал.П.* // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. С. 89.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2019-42-1-89-94>
 28. *Ritt S., Dinapoli R., Hartmann U.* // Nuclear Inst. Methods in Phys. Res. A. 2010. V. 623. P. 486.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.045>
 29. *Kornev A. F., Davtian A. S., Kovyarov A. S., Makarov A. M., Oborotov D. O., Pokrovskii V. P., Porozov A. A., Sobolev S. S., Stupnikov V. K., Kurskiev G. S., Mukhin E. E., Tolstyakov S. Yu., Andrew P., Kempenaars M., Vayakis G., Walsh M.* // Fusion Eng. Design. A. 2019. V. 146. P. 1019.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.147>
 30. Annex 1 to DTS DDD (UVFXVC). <https://user.iter.org/?uid=UVFXVC&version=v1.0>.
 31. *Makarov A. M., Kornev A. F., Katsev Yu. V., Stupnikov V. K.* // Appl. Optics. 2021. V. 60. P. 547.
<https://doi.org/10.1364/AO.41290>
 32. ITER System Requirements Document for diagnostics (SRD-55) from DOORS (Dynamic Object-Oriented Requirements System). <https://user.iter.org/default.aspx?uid=28B39L>.
 33. *Litaudon X., Barbato E., Becoulet A., Doyle E. J., Fujita T., Gohil P., Imbeaux F., Sauter O., Sips G.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2024. V. 46. P. A19.
 34. *Boyer M. D., Battaglia D. J., Mueller D., Eidietis N., Erickson K., Ferron J., Gates D. A., Gerhardt S., Johnson R., Kolemen E., Menard J., Myers C. E., Sabbagh S. A., Scotti F., Vail P.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 036016.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aaa4d0>
 35. *Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю. И., Денисов Г. Г.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
 36. *Lee J.-H., Lee S. J., Kim H. J., Hahn S. H., Yamada I., Funaba H.* // Fusion Eng. Design. 2023. V. 190. P. 113532.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2023.113532>
 37. *Laggner F. M., Diallo A., LeBlanc B. P., Rozenblat R., Tchilinguirian G., Kolemen E. and NSTX-U Team* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 043501.
<https://doi.org/10.1063/1.5088248>

38. Rozenblat R., Kolemen E., Laggner F.M., Freeman C., Tchilinguirian G., Sicht P., Zimmer G. // Fusion Sci. Technol. 2019. V. 75. P. 835.
https://doi.org/10.1080/15361055.2019.1658037
39. Hammond K. C., Laggner F. M., Diallo A., Doskoczynski S., Freeman C., Funaba H., Gates D. A., Rozenblat R., Tchilinguirian G., Xing Z., Yamada I., Yasuhara R., Zimmer G., Kolemen E. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. P. 063523.
https://doi.org/10.1063/5.0041507
40. Yamada I., Funaba H., Lee J.-H., Huang Y., Liu C. // Plasma Fusion Res. 2022. V. 17. P. 2402061.
https://doi.org/10.1585/pfr.17.2402061
41. Shibaev S., Naylor G., Scannell R., McArdle G.J., Walsh M.J. // 17th IEEE-NPSS Real Time Conf. Lisbon, Portugal. 2010. P. 1.
https://doi.org/10.1109/RTC.2010.5750394
42. Shibaev S., Naylor G., Scannell R., McArdle G.J., O’Gorman T., Walsh M.J. // Fusion Eng. Design. 2010. V. 85. P. 683.
https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.03.035
43. Arnichand H., Andrebe Y., Blanchard P., Antonioni S., Couturier S., Decker J., Duval B. P., Felici F., Galperti C., Isoz P.-F., Lavanchy P., Llobet X., Marletaz B., Marmilod P., Masur J. // J. Instrumentation. 2019. V. 14. P. C09013.
https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/09/C09013
44. Carlstrom T. N., Campbell G. L., DeBoo J.C., Evanko R., Evans J., Greenfield C. M., Haskovec J., Hsieh C. L., McKee E., Snider R. T., Stockdale R., Trost P. K., Thomas M. P. // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 4901.
https://doi.org/10.1063/1.1143545.25
45. Курскиев 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., Мирошников И. В., Патров М. И., Петров Ю. В., Тельнова А. Ю., Толстяков С. Ю., Токарев В. А. // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. С. 86.
https://doi.org/10.21517/0202-3822-2016-39-4-86-94
46. Kadziela M., Jablonski B., Perek P., Makowski D. // J. Fusion Energy. 2020. V. 39. P. 261.
47. Ермаков Н. В., Жильцов Н. С., Курскиев Г. С., Мухин Е. Е., Толстяков С. Ю., Ткаченко Е. Е., Соловей В. А., Николаенко К. О., Коваль А. Н., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Бочаров И. В., Рожанский В. А., Сениченков И. Ю., Долгова К. В. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С.

Complex for Thomson Scattering Diagnostics on the TRT Tokamak

E. E. Mukhin^{a,*}, S. Yu. Tolstyakov^a, G. S. Kurskiev^a, N. S. Zhiltsov^a, N. V. Ermakov^a, E. E. Tkachenko^a, A. N. Koval^a, V. A. Solovey^a, S. A. Aleksandrov^a, A. V. Nikolaev^a, D. A. Antropov^b, A. V. Bondar^b, I. V. Kedrov^b, T. A. Marchenko^b, A. F. Kornev^c, A. M. Makarov^c, D. L. Bogachev^d, D. S. Samsonov^a, E. G. Guk^a, V. N. Klimov^a, E. P. Smirnova^a, A. V. Sotnikov^a, A. G. Razdobarin^a, A. N. Bazhenov^a, I. V. Bocharov^a, V. A. Bocharnikov^a, I. M. Bukreev^a, A. M. Dmitriev^a, D. I. Elets^a, I. B. Tereshchenko^a, L. A. Varshavchik^a, An. P. Chernakov^a, P. A. Pankrat’ev^a, G. V. Marchii^a, M. Minbaev^a, K. O. Nikolaenko^a, N. A. Kungurtsev^d, N. V. Sakharov^a, Yu. V. Petrov^a, A. N. Mokeev^e

^a Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021, Russia

^b Efremov Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg, Russia

^c Lasers & Optical Systems Company, St. Petersburg, Russia

^d Spectral-Tech LLC, St. Petersburg, Russia

^e Private Institution “ITER Center”, Moscow, Russia

* e-mail: e.mukhin@mail.ioffe.ru

A diagnostic system for Thomson scattering of the central, edge and divertor plasma regions of a tokamak with reactor technologies is discussed. The rationale and choice of technical solutions are given, the composition of the Thomson scattering diagnostic complex is discussed, as well as an estimate of the accuracy of measuring the electron temperature and plasma density in the central edge and divertor regions of the TRT tokamak. Particular attention is paid to ensuring the functionality of the proposed diagnostics in the reactor mode of the tokamak operation and the results of testing diagnostic equipment in experiments on the Globus-M2 tokamak.

Keywords: TRT, plasma diagnostics, Thomson scattering, polychromator, laser, real-time

УДК 533.9

КОНЦЕПЦИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ УСТАНОВКИ ТРТ

© 2024 г. Н. А. Соловьёв^{а,*}, Д. Е. Диас Михайлова^{а,б}^а Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия^б Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail:solovev_NA@nrcki.ru

Поступила в редакцию 08.09.2023 г.

После доработки 20.10.2023 г.

Принята к публикации 20.11.2023 г.

Представлена концепция диагностики ЭЦИ для установки ТРТ и оценены достижимые параметры измерений в базовом сценарии. Целевая для диагностики область спектра соответствует первой гармонике частоты ЭЦР в обыкновенной поляризации (О1) и второй гармонике в необыкновенной поляризации (Х2). Предполагается осуществлять измерения со стороны слабого поля вдоль двух линий обзора: радиальной и тороидально наклоненной. Доступная область спектра в терминах нормированной радиальной координаты приблизительно оценивается в $-0.9-0.9$ для О1 и $-0.1-0.9$ для Х2. Для формирования входного волнового пучка предлагается применять квазиоптическую фокусирующую систему, обеспечивающую поперечный размер разрешаемой области примерно 3–5 см на О1 и 1.2–3 см на Х2. Для измерений предлагается применять фурье-спектрометры с временным разрешением около 10 мс и многоканальные гетеродинные приемники с временным разрешением около 1 мкс. Минимальный радиальный размер разрешаемой области оценивается в 3–5 см для О1 и 2–4 см для Х2, в зависимости от координаты.

Ключевые слова: токамак, ТРТ, диагностика плазмы, электронно-циклотронное излучение, ЭЦИ

DOI: 10.31857/S0367292124040036, **EDN:** QDYCGF

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведется разработка установки ТРТ, представляющей собой прототип термоядерного реактора и термоядерного источника нейтронов для гибридного реактора [1]. Ожидается, что установка ТРТ будет оснащена обширным диагностическим комплексом для измерения параметров плазмы. В частности, потребуются измерения профиля электронной температуры T_e в центре ($T_{e,core}$) и на краю ($T_{e,edge}$) плазмы для обеспечения возможности разработки технологий продвинутого управления плазменным разрядом ТРТ и для изучения физики высокотемпературной плазмы соответственно [2]. Предъявляемые требования к динамическому диапазону, а также к пространственному и временному разрешению для данных параметров, приведены в табл. 1.

Диагностика электронно-циклотронного излучения (ЭЦИ) [3] является одной из традиционно применяемых на токамаках и стеллараторах диагностик T_e наряду с диагностиками томсоновского рассеяния [4] и мягкого рентгеновского излучения

[5]. Для повышения надежности измерений одновременно применяется несколько видов диагностик для измерения одного и того же параметра. Типично реализуемые системы диагностики ЭЦИ позволяют производить измерения пространственно-временного распределения T_e с пространственным разрешением ~ 1 см и временным разрешением порядка ~ 1 мкс.

Физический принцип диагностики ЭЦИ основан на том, что при типичных для токамаков и стеллараторов значениях плотности n_e и температуры T_e ЭЦИ в области низших гармоник частоты электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) приобретает характер излучения черного тела в результате испускания и по-

¹ В силу малости энергии кванта, $hf \ll k_B T_e$, с хорошей точностью выполняется закон Рэлея–Джинса.

² В данной работе мы предполагаем максвелловскую функцию распределения в каждой точке плазмы. При немаксвелловском распределении данные измерений диагностики ЭЦИ, вообще говоря, позволяют получить некоторую меру энергии электронов и требуют более углубленного анализа.

глощения электронами. Удельная интенсивность $I_{\sigma}(f)$ ЭЦИ в характеристической моде σ ($\sigma = O, X$) на частоте f оказывается пропорциональной¹ температуре²:

$$I_{\sigma}(f) \simeq \frac{f^2}{c^2} k_B T_e, \quad (1)$$

причем в отсутствие существенного перепоглощения ЭЦИ на соседних гармониках по пути к приемнику значение T_e в формуле (1) локализовано вблизи области ЭЦР для частоты f , что делает возможным восстановление профиля T_e по спектру ЭЦИ и известной координатной зависимости индукции магнитного поля $\mathbf{B}(\mathbf{r})$.

Целью настоящей работы является представление концепции системы диагностики ЭЦИ для установки ТРТ. В разд. 2 приведено качественное описание концепции с кратким обзором актуальных технических решений, в разд. 3 приведена количественная оценка основных параметров системы. В приложении А описана применяемая для оценочных расчетов упрощенная физическая модель диагностики.

2. ОПИСАНИЕ КОНЦЕПЦИИ СИСТЕМЫ

Предлагаемую диагностическую систему можно условно разделить на три функциональных сегмента: фронтальную систему, волноводный тракт и спектрометрический комплекс. Фронтальная система обеспечивает выделение из излучения плазмы сфокусированного волнового пучка. Спектрометрический комплекс измеряет зависимость мощности СВЧ-излучения от частоты и времени. Волноводный тракт обеспечивают передачу энергии СВЧ-излучения из фронтальной системы, расположенной в непосредственной близости к плазме, на входы приборов спектрометрического комплекса, предположительно расположенного в удаленном от установки диагностическом помещении.

2.1. Фронтальная система

Предлагаемая концепция фронтальной системы базируется на концепции фронтальной системы диагностики ЭЦИ для проекта ITER [6, 7]. Концептуальная 3D-модель фронтальной системы проиллюстрирована на рис. 1 в контексте 3D-модели ТРТ³.

Предлагается применять две линии обзора. Первая (основная) линия обзора направлена вдоль большого радиуса R . Вторая (вспомогательная) наклонена в тороидальном направлении под небольшим углом. Обе линии обзора расположены в экваториальной плоскости. Из соображений экономии места пред-

лагается использовать одну и ту же линию обзора для измерений в O- и X-поляризациях.

Ожидается, что одновременное применение двух линий обзора позволит повысить надежность измерений T_e за счет аппаратного дублирования, а также предоставит возможность расширенно анализировать данные измерений в режимах с немаксвелловским распределением электронов, используя факт зависимости диапазона энергий электронов, к излучению которых чувствительна диагностика, от угла приёма [8]. На базе результатов [8] можно ожидать, что угол наклона вспомогательной хорды должен составлять приблизительно 10–20°, однако выбор определенного угла наклона для ТРТ потребует дальнейших исследований.

Фронтальная система состоит из внутривакуумного модуля, размещаемого в экваториальном патрубке установки, и делителя поляризации, размещаемого снаружи вакуумной камеры в непосредственной близости от экваториального патрубка. Компоненты внутривакуумного модуля и делителя поляризации в совокупности образуют единую квазиоптическую фокусирующую систему, которую можно рассматривать как согласующую поступающие из плазмы волновые пучки требуемого вида с волноводными трактами. Мы ограничимся рассмотрением квазиоптической системы, соответствующей основной — радиальной — линии обзора. Квазиоптическая система для наклонной линии обзора предполагается в значительной степени аналогичной, за исключением угла поворота первого фокусирующего зеркала. На рис. 2 приведена схема текущего варианта квазиоптической системы.

На пути из плазмы волновой пучок проходит через апертуру в обращенном к плазме сегменте диагностической первой стенки, после чего попадает в перископическую систему из вогнутого (фокусирующего) и плоского зеркал. Отражающая поверхность фокусирующего зеркала может, например, иметь форму участка эллипсоида вращения [9]. Наличие фокусировки обеспечивает локализацию разрешаемой области в полоидальном направлении, что может быть актуально для исследования мелкомасштабных флуктуаций T_e . Перископическая конфигурация способствует устранению прямого канала выхода нейтронов наружу через входную апертуру системы. За вогнутым зеркалом — напротив входной апертуры — целесообразно разместить соответствующий нейтронный экран, например из B_4C [7].

Далее пучок распространяется по внутривакуумному квазиоптическому тракту и проходит через вакуумное окно, расположенное на экваториальном фланце. В качестве вакуумного окна предлагается применять двойное клиновидное окно из кристаллического кварца, аналогичное разрабатываемому для ITER [10]. Характерную величину

³ Представленная в работе геометрия фронтальной системы определялась на основании геометрии ТРТ, актуальной на январь 2022 года, так как авторы не имели доступа к более новой версии 3D-модели ТРТ на момент написания данной работы.

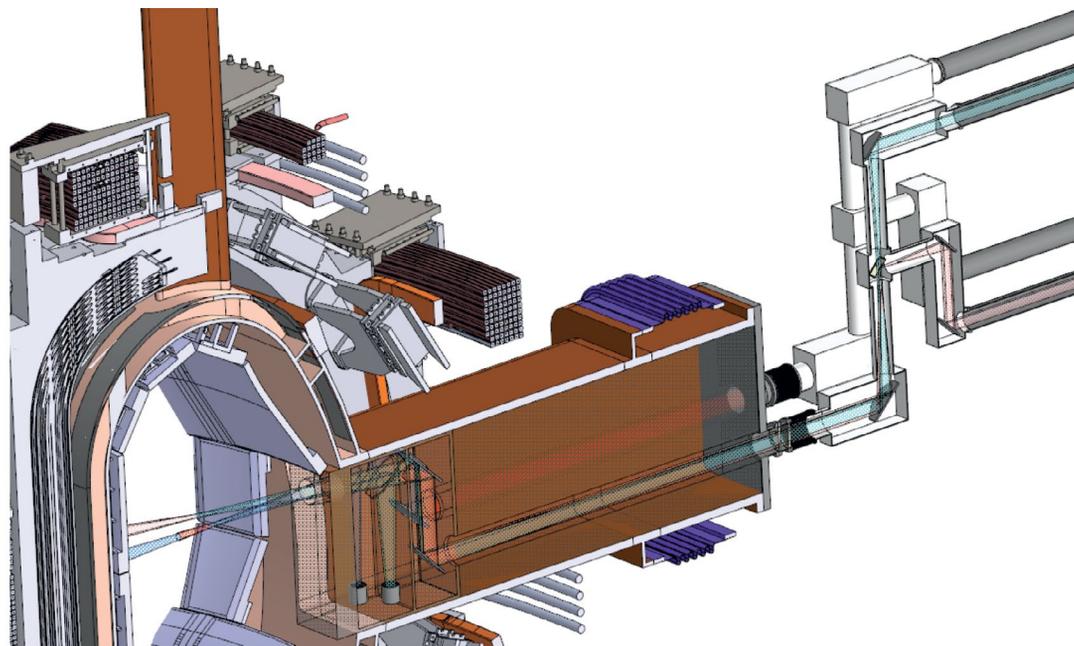


Рис. 1. Концептуальная 3D-модель фронтальной системы в контексте 3D-модели ТРТ.

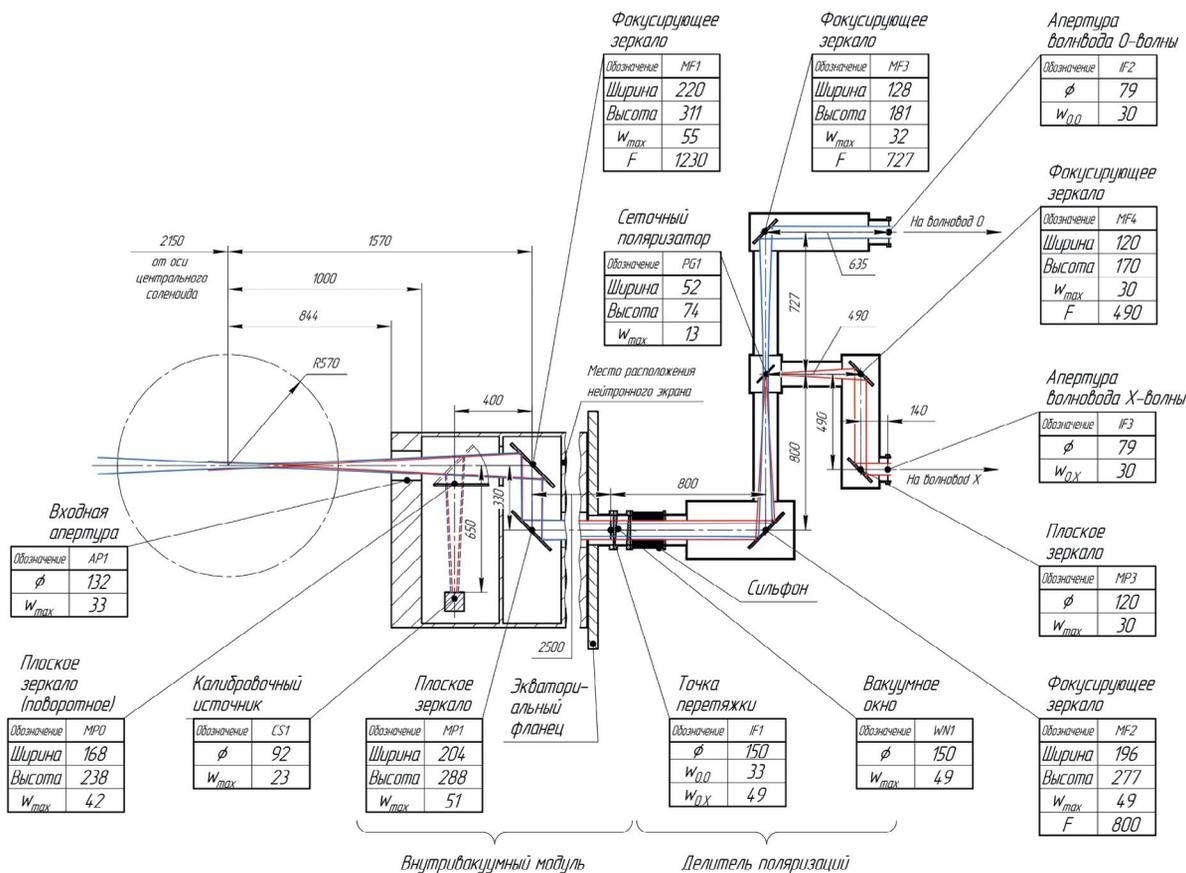


Рис. 2. Концептуальная схема фронтальной системы с указанием примерных размеров и взаимного расположения основных компонентов квазиоптической системы. Обозначения: w_{max} — максимальный радиус волнового пучка в точке нахождения соответствующего компонента; $w_{0,0}$, $w_{0,X}$ — радиусы перетяжек волновых пучков, соответствующих O- и X-поляризациям; F — фокусное расстояние. Размеры указаны в миллиметрах. Цветом выделены каустики волновых пучков O1 (синий) и X2 (красный) на нижних границах частотных диапазонов.

коэффициента ослабления в таком окне можно ожидать на уровне 3 дБ [11] в релевантном частотном диапазоне. Применение двойного окна с напускаемым в межконный промежуток инертным газом с контролируемым давлением (величиной ~ 0.5 бар) представляется актуальным для установки реакторного типа, так как снижает риск утечки трития, обеспечивая две границы с дифференциальным давлением.

Затем пучок поступает в делитель поляризаций, который по аналогии с делителем для ITER предлагается выполнить в виде совокупности двух квазиоптических телескопов [9], тем самым упрощая согласование между отдельными модулями. Между первым и последующими фокусирующими зеркалами делителя размещается сеточный поляризатор [12]. Для компенсации возможного сдвига делителя относительно внутрикамерного модуля (например, из-за термической деформации вакуумной камеры) предполагается соединять делитель с экваториальным фланцем через сильфон и юстировать систему при деформациях камеры, повторяющих ожидаемые при измерениях с плазмой.

Для юстировки данного участка квазиоптической системы может быть применен луч лазера видимого диапазона, источник которого размещается на оси квазиоптической системы, например на участке между сеточным поляризатором PG1 и фокусирующим зеркалом MF2. Возможность ввода такого источника должна быть предусмотрена конструкцией системы, например посредством люков для доступа к квазиоптическому тракту и соответствующих креплений. В качестве мишени для лазерного луча предполагается использовать первую стенку токамака, наблюдаемую при помощи видеокamеры, что должно позволить контролировать смещение и поворот линии обзора *in situ* при подстройке положений компонентов, главным образом зеркала MF2. Можно ожидать, что потребуются компенсировать смещения величиной ~ 1 см и располагать компоненты с точностью ~ 0.5 мм (~ 0.01°), используя в совокупности грубую подстройку взаимного расположения отдельных модулей с помощью настраиваемых опор и прецизионную подстройку положений и углов поворота зеркал посредством настраиваемых оптических держателей.

Для абсолютной калибровки системы во внутривакуумном модуле предполагается разместить

вакуумно-совместимый эталонный источник шума на базе черного тела (например, пластины из SiC), нагреваемого до температуры ~ 1000 К, аналогичный разрабатываемому для ITER [7]. В процессе калибровки излучение эталонного источника предполагается модулировать посредством поворотного зеркала.

2.2. Спектрометрический комплекс

Для каждой из двух линий обзора и каждой из двух характеристических мод (O, X) предлагается применять сканирующий фурье-спектрометр [13–15] и набор многоканальных гетеродинных приемников [16–18]. Вариант схемы спектрометрического комплекса представлен на рис. 3.

Фурье-спектрометр предполагается реализовать на основе интерферометра, аналогичного описанному в работе [13]. В данном приборе линейный детектор мощности, как правило, представляющий собой охлаждаемый жидким гелием InSb-болومتر [19], регистрирует интерферограмму, создаваемую полным принимаемым спектром частот при периодическом изменении со временем разности фаз между интерферирующими волновыми пучками посредством сканирующего зеркала. Сканирование предлагается осуществлять вращением нескольких участков винтовой отражающей поверхности. Частотный спектр интенсивности восстанавливается по интерферограмме посредством преобразования Фурье из пространства координат зеркала в пространство частот.

Предлагается использовать фурье-спектрометр как основной прибор для измерения спектра ЭЦИ на ТРТ, так как приборы данного типа обладают широкой полосой приема (ширина полосы ~ 1 ТГц), что позволяет исследовать полный спектр ЭЦИ (или значительную его часть), и допускают возможность относительно быстрой абсолютной калибровки. Недостатками данного прибора является низкое временное разрешение, определяемое периодом сканирования $\Delta t \sim 10$ мс и ограниченная частотная селективность ($\Delta f \sim c/(4\Delta x)$, где Δx — амплитуда сканирующего зеркала) [20]. Однако ограниченное временное разрешение не представляется существенными с точки зрения удовлетворения требованиям, предъявляемым к измеряемым параметрам ТРТ (табл. 1), а ограниченная частотная селективность представляется малосущественной

Таблица 1. Выдержка из требований к измеряемым параметрам плазмы на ТРТ [2]

№	Параметр	Диапазон измерений, кэВ	Пространственное разрешение,		Временное разрешение,	
			см	мс		
1	$T_{e,core}$	0,5–30	2	10		
2	$T_{e,edge}$	0,5–10	1	10		

в режимах с высокой температурой в силу достаточно большого предельно достижимого размера разрешаемой области (данный вопрос рассмотрен в разд.3.1), особенно при использовании многоканальных гетеродинных приемников в дополнение к фурье-спектрометрам.

Гетеродинные приемники предлагается применять для измерений с более высоким временным разрешением ($\Delta t \sim 1$ мкс). В гетеродинном приемнике частотный спектр принимаемого СВЧ-излучения смещается на заданную величину (частоту гетеродина) посредством понижающего модуля на основе широкополосного СВЧ-смесителя с подавлением зеркальной полосы, где за счет биений сигнала из плазмы с квазимонохроматическим сигналом гетеродина генерируется спектр промежуточных частот (ПЧ), линейный по амплитуде со входным спектром. Частот-

но-селективные каналы приемника выделяют ряд узких частотных полос посредством радиоэлектронных фильтров, после чего в каждой полосе детектируется соответствующая величина мощности, для чего, как правило, применяются диодные детекторы мощности. На рис. 3 представлен вариант схемы гетеродинного приемника с двойным понижением частоты [21] и контуром защиты от перегрузок.

Гетеродинные приемники обладают высокой и хорошо контролируемой частотной селективностью, что позволяет применять их, в частности, для анализа малых турбулентных флуктуаций T_e методом спектральной декорреляции теплового шума в смежных частотных полосах [22]. Высокое временное разрешение позволяет анализировать быстрые процессы (МГД-неустойчивости, начальную стадию срыва тока). Также может обеспечиваться возможность

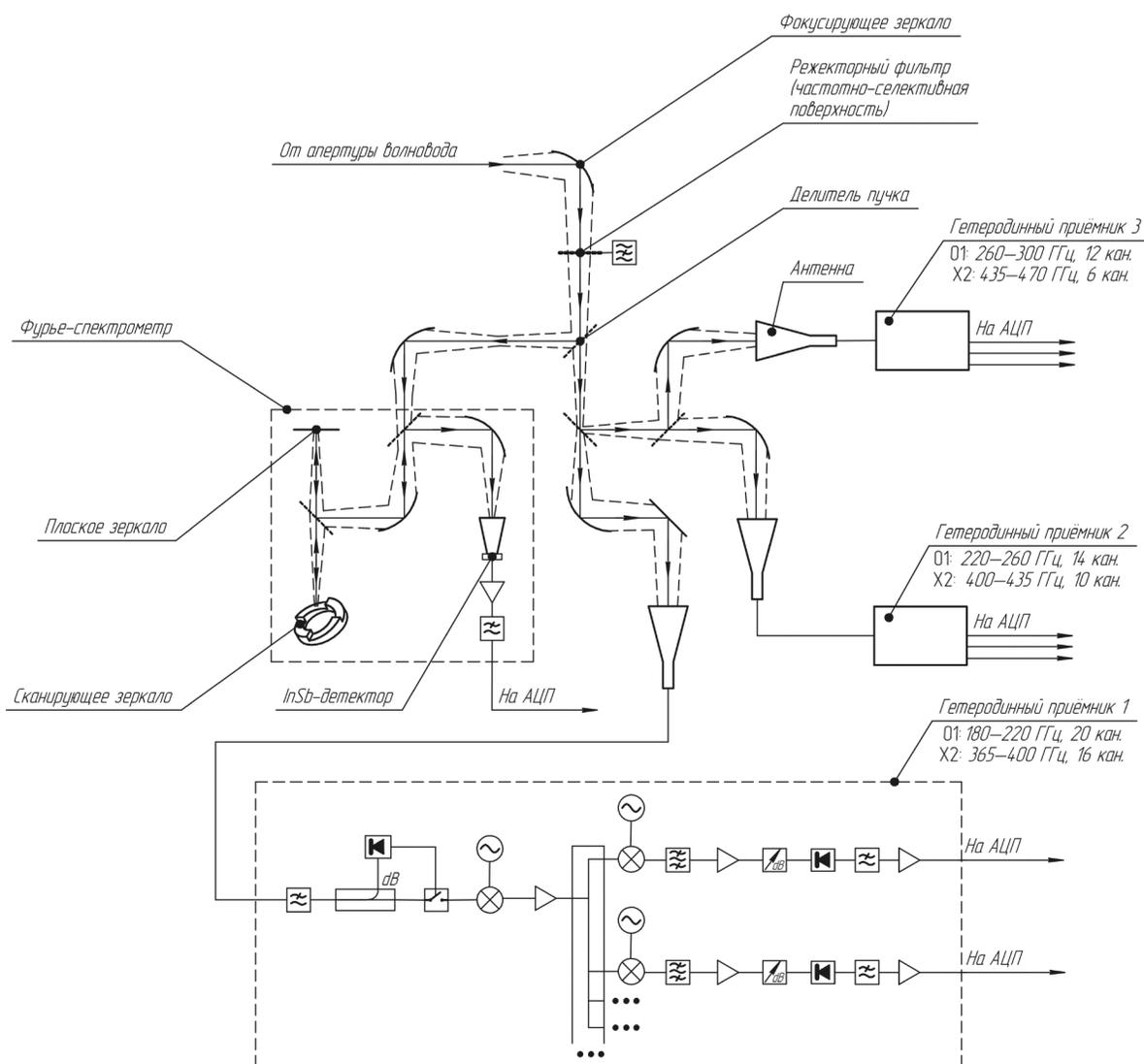


Рис. 3. Концептуальная схема спектрометрического комплекса (не в масштабе). Изображен один из четырех сегментов.

измерения профиля T_e в реальном времени. Недостатками гетеродинных приемников являются сложность абсолютной калибровки в силу теплового дрейфа коэффициентов передачи каналов (компенсируется регулярной нормировкой на показания абсолютно калиброванного фурье-спектрометра; также возможно использование встроенного эталонного генераторного шума для относительной калибровки каналов) и ограниченная ширина полосы приема (≤ 40 ГГц), определяемая рабочими частотными диапазонами СВЧ-компонентов, входящих в состав приемника (широкополосных смесителей, усилителей, коаксиальных делителей и так далее). Отметим, что верхняя граница частотного спектра, охватываемая современными гетеродинными приемниками, составляет как минимум 330 ГГц [21], однако представляется технически реализуемым приемник до частоты не менее 500 ГГц⁴, так как существуют соответствующие широкополосные смесители [23].

Отметим, что для измерения ЭЦИ с высоким временным разрешением также применяются решетчатые полихроматоры [24–26], в которых частотная селективность обеспечивается дифракционными решетками, а детектирование СВЧ-спектра в различных частотных полосах производится массивами InSb-боллометров. На текущий момент применение полихроматоров для диагностики ЭЦИ на ТРТ не представляется необходимым, так как при большей технической сложности реализации преимущества над гетеродинным приемником сомнительны [27], однако в случае возникновения технологических проблем с изготовлением гетеродинных приемников для высокочастотной области спектра ЭЦИ наличие альтернативного измерительного метода целесообразно иметь в виду.

Для одновременного применения нескольких спектральных приборов потребуются применение делителя мощности, который может быть реализован на основе сеточных поляризаторов и/или частотно-селективных брэгговских рефлекторов [28]. Второй вариант теоретически может обеспечить меньшие потери мощности в гетеродинных приемниках, однако возможность его технической реализации требует исследования. Для согласования выходной апертуры волноводного тракта и антенн спектральных приборов в общем случае представляется целесообразным применение квазиоптических телескопов, как и в делителе поляризации.

Важным аспектом диагностики ЭЦИ на ТРТ, как и на практически любом токамаке с одновременным использованием диагностики ЭЦИ и системы ЭЦР-

нагрева, является защита измерительного оборудования от СВЧ-излучения гиротронов. Для этой цели применяются режекторные фильтры, настроенные на соответствующие частоты ЭЦР-нагрева (для ТРТ частота ЭЦРН составит 230–260 ГГц [1]). Режекторные фильтры могут быть реализованы, например, на базе частотно-селективных поверхностей [29] или волноводов с периодическими резонаторными полостями [30]. Также могут применяться широкополосные фильтры в случае, когда частота ЭЦРН находится вне целевого частотного диапазона прибора. На текущий момент концепция диагностики ЭЦИ для ТРТ предполагает применение частотно-селективных поверхностей в составе делителей мощности для одновременной защиты всех приборов, приходящихся на один волновод. Ожидается, что в ходе дальнейшей проработки системы, в том числе макетных испытаний, будет определена необходимость применения дополнительных защитных компонентов, вообще говоря, индивидуальных для каждого частотного диапазона.

2.3. Волноводный тракт

Текущая концепция диагностики ЭЦИ предполагает использование четырех волноводов: по одному на каждую из двух линий обзора и двух характеристических мод. Для ТРТ представляется актуальным применение либо квазиоптических лучеводов, либо сверхразмерных волноводов.

Квазиоптический лучевод для диагностики ЭЦИ был реализован, например, на установке Alcator C—Mod [31], где в тракте длиной 10.8 м коэффициент ослабления достигал ≈ 0.85 , т.е. погонный коэффициент ослабления составлял ≈ 0.07 дБ/м. Представляется, что квазиоптический лучевод, реализованный в виде последовательности фокусирующих зеркал, расположенных в достаточно широкой (как минимум в 2 раза шире пучка) трубе мог бы обеспечить наименьшие возможные потери мощности. Однако в силу громоздкости и необходимости индивидуальной юстировки зеркал, количество которых увеличивается с увеличением длины линии, применение квазиоптического лучевода представляется целесообразным только в случае невозможности реализации волноводного тракта на базе сверхразмерного волновода (например, при таком расположении диагностического помещения относительно токамака, что величина потерь в сверхразмерном волноводе оказалась бы неприемлемо большой).

Вариант применения сверхразмерного волновода рассматривается для ITER [7]. Экспериментальное исследование трех типов волноводов круглого сечения (с гладкими металлическими стенками, с гофрированными металлическими стенками и с диэлектрическим покрытием стенок), проведенное в работе [32],

⁴ Из обсуждения между авторами и представителями отечественных изготовителей СВЧ-оборудования следует, что данная граница еще выше и составляет около 1 ТГц.

показало, что в среднем по релевантному частотному диапазону наименьшая величина коэффициента ослабления ($\approx 0.3\text{--}0.4$ дБ/м для откачанной 8-метровой линии с двумя поворотами) достигается для волновода с гладкими стенками, хотя ослабление в гофрированном волноводе было сравнимым при частотах ниже примерно 600 ГГц. На базе данных результатов оптимальным вариантом волноводного тракта для диагностики ЭЦИ ТРТ представляется круглый сверхразмерный волновод с гладкими стенками, подобный прототипу для ITER, и в текущей концепции предполагается применение именно такого типа волновода. Волновод с гладкими стенками также имеет преимущество в виде относительно более доступной технологии изготовления. Однако данный тип волновода также имеет недостаток в виде частотно-зависимой деполаризации излучения, что может иметь место при небольшом эллиптическом искажении поперечного сечения [33] и приводить к увеличению коэффициента затухания для волны в целевой поляризации.

Отметим, что в волноводном тракте, делителях (поляризаций и мощности) и волноводных объемах спектральных приборов необходимо минимизировать содержание паров воды во избежание поглощения ими СВЧ-излучения [32], для чего может осуществляться, например вакуумная откачка или осушение азотом.

3. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ

В данном разделе приведена оценка основных параметров диагностики ЭЦИ в базовом сценарии ТРТ со следующими номинальными параметрами: среднечордовая плотность $\bar{n}_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, электронная температура в центре $T_{e,0} = 18$ кэВ, тороидальное магнитное поле в центре $B_{t,0} = 8$ Тл, ток плазмы $I_p = 5$ МА. Интерполированные в экваториальной плоскости радиальные профили релевантных плазменных параметров из работы [34], приведены на рис. 4. Параметры установки: большой радиус

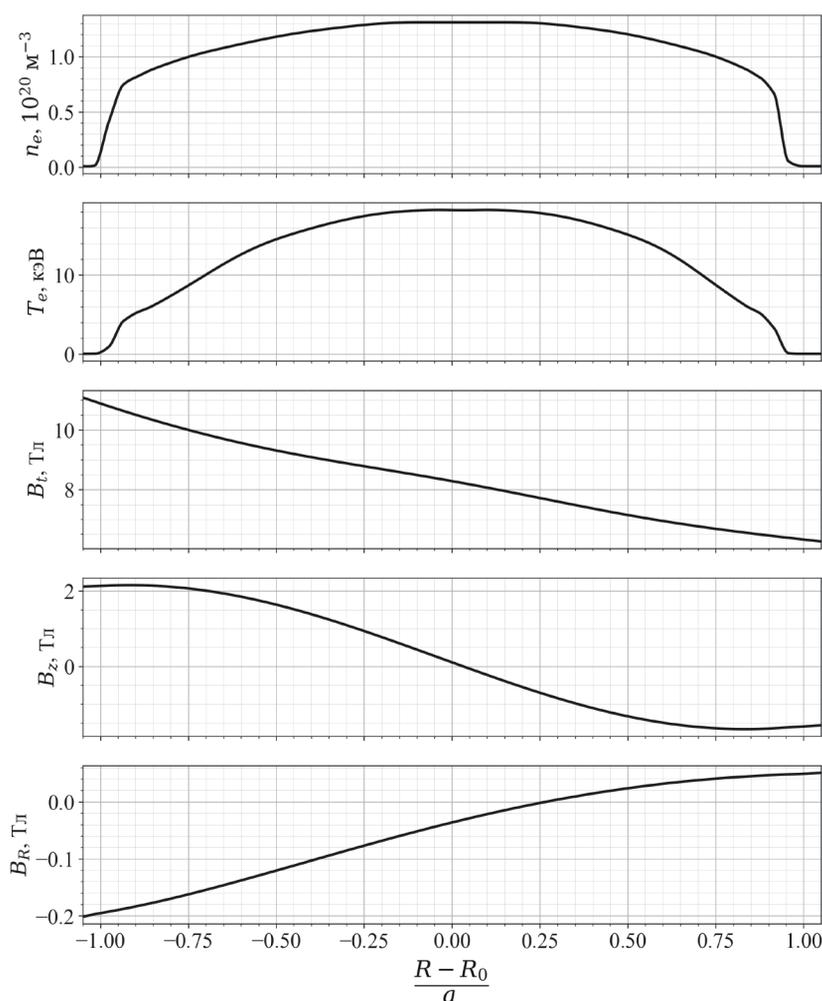


Рис. 4. Радиальные профили плазменных параметров в экваториальной плоскости при базовом сценарии ТРТ: n_e — электронная плотность; T_e — электронная температура; B_t , B_z , B_R — тороидальная, вертикальная и радиальная компоненты вектора индукции магнитного поля \mathbf{B} соответственно. Профили интерполированы по данным из работы [34].

$R_0 = 1.15$ м; малый радиус $a = 0.57$ м. Рассматривается только стадия плато тока.

3.1. Продольное пространственное разрешение, частотные диапазоны

Размер разрешаемой области в направлении линии обзора определяется уширением спектральных линий, связанным с зависимостью частоты ЭЦР от энергии электрона и конечной шириной частотной полосы канала спектрального прибора. Для количественной характеристики размера разрешаемой области в направлении большого радиуса R мы используем вспомогательный функционал

$$F_{\sigma}(f, R_1, R_2, A_I, x) = \frac{\int_{R_1}^{R_2} \int_0^{\infty} A_I(f - f') W_{\sigma}(R, f') T_e(R) x(R) df' dR}{\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \int_0^{\infty} A_I(f - f') W_{\sigma}(R, f') T_e(R) df' dR}, \quad (2)$$

где $A_I(f)$ — аппаратная функция спектрального прибора, R_{\min}, R_{\max} — внутренняя и внешняя границы рассматриваемой области (формула (25)), $W_{\sigma}(R, f)$ — весовая функция, вычисляемая, вообще говоря, как результат многих отражений от плоских стенок с коэффициентами отражения r и кросс-поляризации при отражении p (формула (26)). Для достаточно оптически плотной ($\tau_{\sigma} \gg 1$) плазмы $W_{\sigma}(R, f) \simeq \alpha_{\sigma}(f, R) e^{-\tau_{\sigma}(f, R)}$, где α_{σ} — коэффициент поглощения, τ_{σ} — оптическая толщина [35]. Функционал (2) представляет собой взвешенное среднее величины x с относительным уровнем сигнала спектрального прибора, соответствующего области $R_1 \leq R \leq R_2$. В частности, при $x = 1$ это просто относительный уровень температурного сигнала из данной области. Функционал (2) является некоторой модификацией функционала, использованного в работе [36], позволяющей учитывать как влияние плазмы, так и влияние спектрального прибора на радиальное разрешение диагностики.

Абсолютный уровень температурного сигнала⁵ $T_{I,\sigma}(f)$ в рассматриваемой характеристической моде σ принимается равным

$$T_{I,\sigma}(f) = \int_0^{\infty} A_I(f - f') T_{\text{rad},\sigma}(f') df' = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \int_0^{\infty} A_I(f - f') W_{\sigma}(R, f') T_e(R) df' dR. \quad (3)$$

⁵ Подразумевается, что выходной сигнал спектрального прибора приведен к температурным единицам путем соответствующей нормировки.

Радиальный размер разрешаемой области ΔR_{σ} мы определяем следующим образом:

$$\Delta R_{\sigma} = R_{\sigma}^{+} - R_{\sigma}^{-}, \quad (4)$$

где границы области со стороны сильного (R_{σ}^{-}) и слабого (R_{σ}^{+}) поля такие, что

$$F_{\sigma}(f, R_{\min}, R_{\sigma}^{-}, A_I, 1) = F_{\sigma}(f, R_{\sigma}^{+}, R_{\max}, A_I, 1) = \frac{1 - \eta}{2}, \quad (5)$$

а η — относительная доля сигнала, поступающая из области $R_{\sigma}^{-} \leq R \leq R_{\sigma}^{+}$. В данной работе мы характеризуем радиальный размер разрешаемой области долей сигнала $\eta = 1 - e^{-2} \simeq 86.5\%$ по аналогии с поперечным размером (раздел 3.3).

Координату (“середины”) R_{σ}^{*} разрешаемой области мы также определяем при помощи функционала (2)

$$F_{\sigma}(f, R_{\min}, R_{\sigma}^{*}, A_I, 1) = F_{\sigma}(f, R_{\sigma}^{*}, R_{\max}, A_I, 1) = \frac{1}{2}. \quad (6)$$

Также мы применяем обозначение $\langle R \rangle_{\sigma,n}$,

$$\langle R \rangle_{\sigma,n} = F_{\sigma,n}(f, R_{\min}, R_{\max}, A_I, R), \quad (7)$$

где функционал $F_{\sigma,n}$ аналогичен функционалу (2), но в качестве коэффициента поглощения при вычислении W_{σ} используется только вклад соответствующей гармоники $\alpha_{\sigma,n}$ (формула (31)). Величина $\langle R \rangle_{\sigma,n}$ характеризует координату области ЭЦР для соответствующей гармоники и характеристической моды, где диагностика ЭЦИ осуществляла бы измерение, если бы наложения гармоник не было. В отсутствие наложения гармоник $R_{\sigma}^{*} \simeq \langle R \rangle_{\sigma,n}$.

На рис. 5 приведены расчетные спектры радиационной температуры в O- и X-поляризациях для трех комбинаций коэффициентов r и p , построенные в соответствии с моделью, описанной в приложении А (формула (24)). В рамках данной модели полный спектр соответствует области частот 140—1600 ГГц (предельные значения границ по уровню 10% максимума). Помимо ожидаемого наложения гармоник, ограничивающего диапазон измерений со стороны сильного поля (высокой частоты) на гармониках выше первой, можно видеть вблизи низкочастотной границы спектра пики, связанные с эффектом просвечивания (*shine-through*) [37] ввиду большой величины температуры на краю плазмы. Ожидаемо можно видеть, что отражения малосущественны для целевых диапазонов, соответствующих 1-й гармонике частоты ЭЦР в обыкновенной моде (O1) и 2-й гармонике в необыкновенной моде (X2), за исключением областей просвечивания.

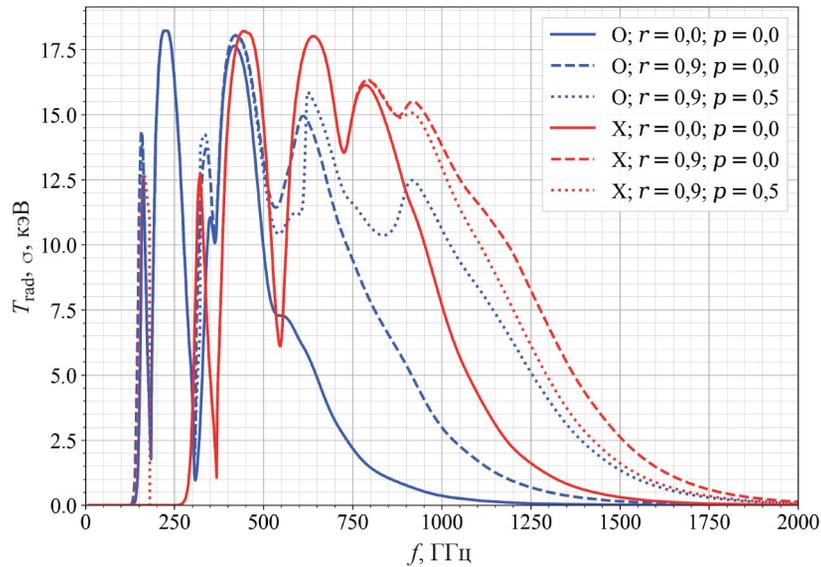


Рис. 5. Спектры радиационной температуры $T_{\text{rad},\sigma}$ в О- и Х-поляризациях при различных значениях коэффициентов отражения r и крос-поляризации при отражении p , рассчитанные с помощью модели из приложения А.

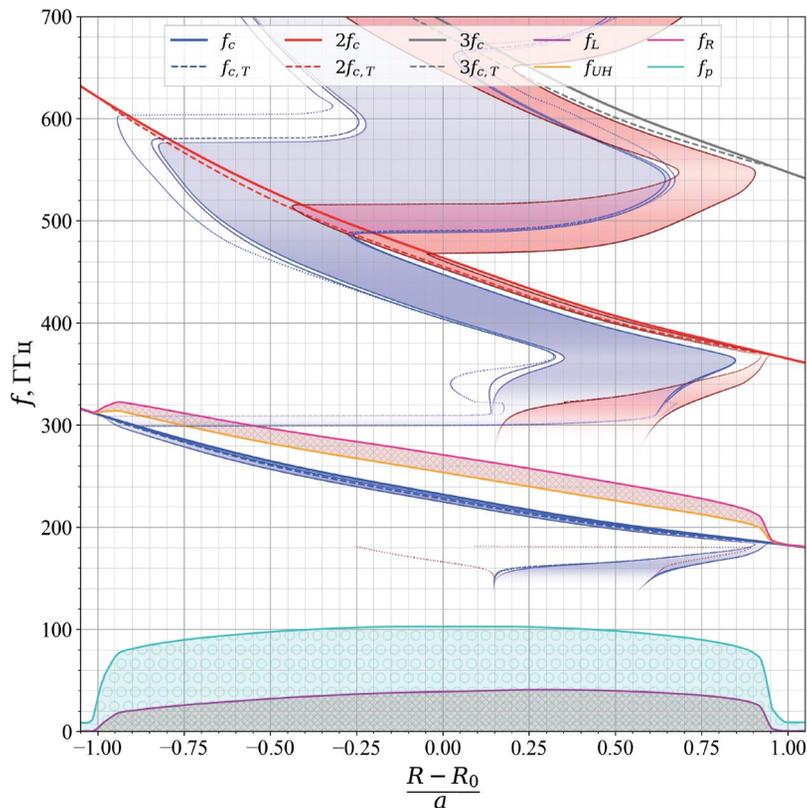


Рис. 6. Границы разрешаемой радиальной области для различных частот. Тонкими линиями показаны величины R_{σ}^{-} и R_{σ}^{+} ; $R_{\sigma}^{-} \leq R_{\sigma}^{+}$. Стили тонких линий соответствуют комбинациям r, p из рис. 5. Область между R_{σ}^{-} и R_{σ}^{+} для случая $r = 0, p = 0$ закрашена градиентной заливкой. Степень прозрачности иллюстрирует относительную величину $T_{\text{rad},\sigma}(f)$ в спектре. Оттенки красного отвечают Х-моду, оттенки синего — О-моду. Толстыми линиями проведены характеристические частоты: $f_c = eB/(2\pi m_e)$; $f_{c,T} = f_c \sqrt{1 - k_B T_e / (m_e c^2)}$; $f_p = (1/2\pi) \sqrt{n_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)}$; $f_R = f_c/2 + \sqrt{(f_c/2)^2 + f_p^2}$; $f_L = -f_c/2 + \sqrt{(f_c/2)^2 + f_p^2}$; $f_{UH} = \sqrt{f_c^2 + f_p^2}$. Также заштрихованы области непрозрачности для О- и Х-волн в холодной плазме.

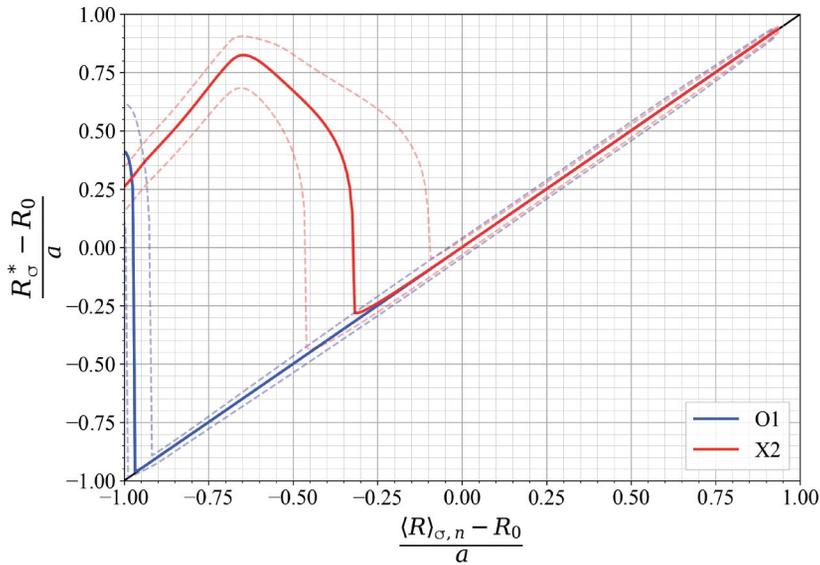


Рис. 7. Координата разрешаемой области $(R_{\sigma}^* - R_0)/a$ как функция координаты ЭЦР в отсутствие наложения гармоник $(\langle R \rangle_{\sigma,n} - R_0)/a$ для случая $r = p = 0$. Штриховыми линиями обозначены границы разрешаемой области R_{σ}^- и R_{σ}^+ ; $R_{\sigma}^- \leq R_{\sigma}^+$.

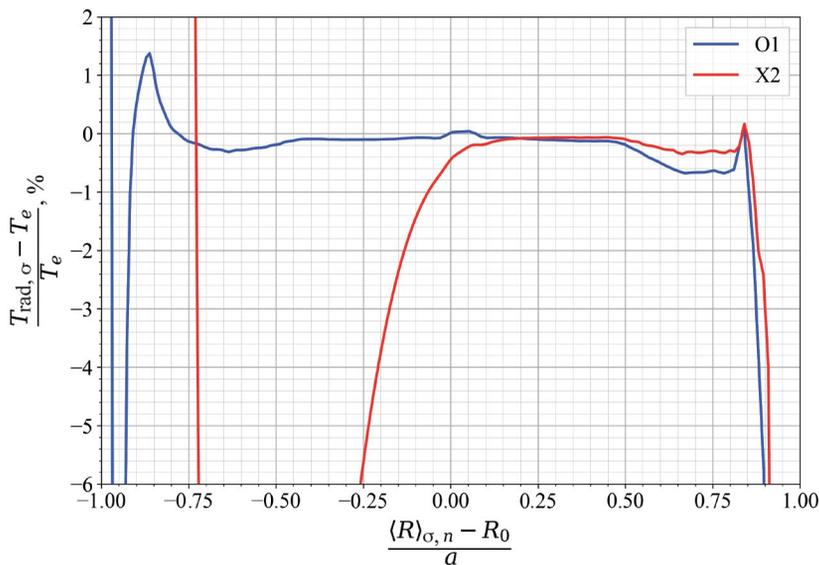


Рис. 8. Относительное отклонение радиационной температуры $T_{\text{rad},\sigma}$ от электронной температуры T_e в соответствующей точке $\langle R \rangle_{\sigma,n}$.

Степень пространственной локализации измерений для различных частот f в предельном случае идеального спектрального прибора ($A_f(f) = \delta(f)$, где $\delta(f)$ — δ -функция Дирака) проиллюстрирована на рис. 6. Вблизи частотных областей O1 и X2 наблюдается наиболее высокая локализация, однако в случае X2 для измерений недоступна примерно половина профиля на стороне сильного поля. Для бóльшей наглядности приведены величины координаты разрешаемой области (рис. 7) и относительного отклонения радиационной и электронной температур (рис. 8)

для случая $r = p = 0$. На соответствующих графиках по оси абсцисс отложена координата области ЭЦР для отдельно рассматриваемой гармоники $\langle R \rangle_{\sigma,n}$. Из полученных результатов можно определить диапазон координат в плазме, при котором возможны пространственно-локализованные измерения с несущественным наложением гармоник: для O1 этот диапазон составляет примерно $-0.9 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$, а для X2 — примерно $-0.1 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$. Наиболее актуальные для измерения T_e частотные диапазоны составляют около 180—300 ГГц для O1 и около

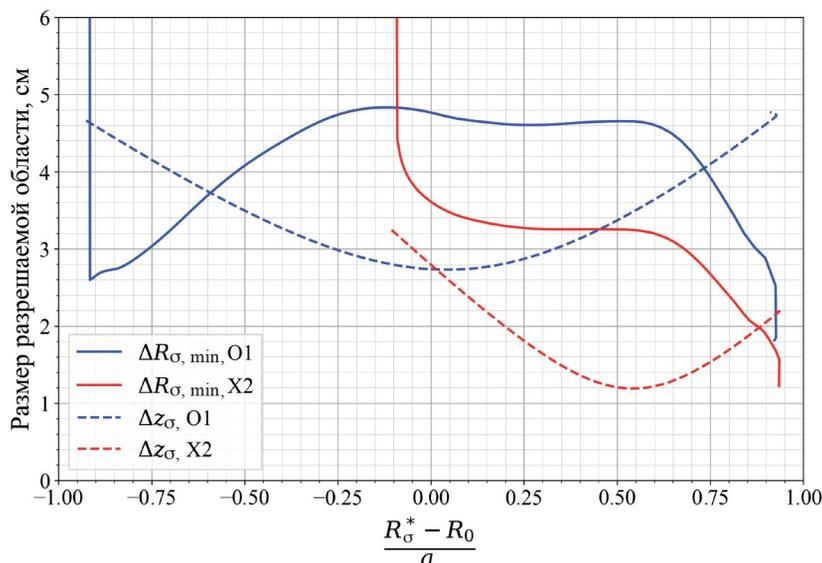


Рис. 9. Размеры разрешаемых областей для О- и Х-мод как функции координаты ЭЦР R_{σ}^* . $\Delta R_{\sigma, \min}$ — предельный радиальный размер, Δz_{σ} — диаметр гауссова пучка для квазиоптической системы, изображенной на рис. 2.

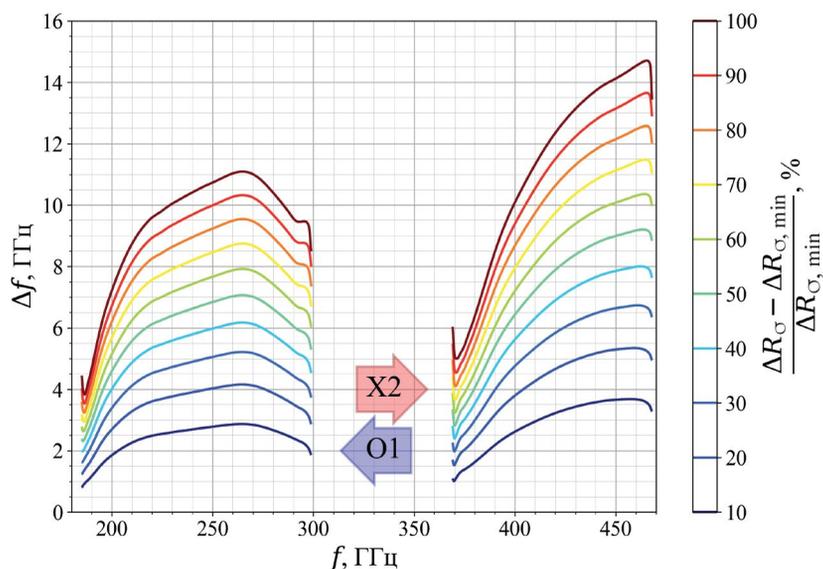


Рис. 10. Ширина частотной полосы Δf спектрального прибора с прямоугольной аппаратной функцией, соответствующая различным значениям относительного превышения радиального размера разрешаемой области ΔR_{σ} над предельным $\Delta R_{\sigma, \min}$.

365—470 ГГц для Х2. Очевидно, указанные границы частотных диапазонов актуальны только для рассмотренной магнитной конфигурации. С изменением магнитного поля соответствующие частотные диапазоны будут смещаться примерно пропорционально $B_{t,0}$ при условии, что профили плотности и температуры обеспечивают достаточно высокую оптическую толщину и отсутствие отсечки ЭЦИ в плазме.

Предельный радиальный размер разрешаемой области $\Delta R_{\sigma, \min}$ как функция координаты R_{σ}^* приведен на рис. 9. Для О1 этот размер составляет примерно

3—5 см, а для Х2 — 2—4 см, в зависимости от положения в плазме.

При проектировании спектрального прибора целевыми характеристиками являются ширина частотной полосы одного канала измерений и число каналов. Для максимизации отношения сигнал/шум при детектировании ЭЦИ выгодно применять как можно большее значение ширины полосы Δf . Однако с увеличением Δf , вообще говоря, увеличивается и размер разрешаемой области ΔR_{σ} . На рис. 10 приведены значения Δf , при которых относительное

превышение размера разрешаемой области над предельным $(\Delta R_\sigma - \Delta R_{\sigma, \min}) / \Delta R_{\sigma, \min}$ составляет определенное фиксированное значение при прямоугольной аппаратной функции [38],

$$A_I(f) = A_{\text{rect}}(f) \equiv \frac{1}{\Delta f} \text{rect}\left(\frac{f}{\Delta f}\right). \quad (8)$$

Можно видеть, например, что для превышения в 10% требуется $\Delta f \simeq 1.0\text{--}2.5$ ГГц для О1 и $\Delta f \simeq 1.0\text{--}3.5$ ГГц для Х2. Мы принимаем данное превышение в качестве целевого для гетеродинного приемника.

Для того, чтобы соответствующие каналам с шириной полосы Δf области ЭЦР были взаимно удалены на расстояние $\delta R \simeq 1.1 \Delta R_{\sigma, \min}$ их число для О1 и Х2 можно оценить соответственно величинами $N_{O,1} \simeq 23$ и $N_{X,2} \simeq 16$ на основании данных рис. 9. Однако для корреляционного анализа методом спектральной декорреляции по сигналам “спаренных” каналов [22] представляется целесообразным применять вдвое большее число каналов ($N_{O,1} \simeq 46$ и $N_{X,2} \simeq 32$ соответственно).

В случае фурье-спектрометра физический канал измерений у прибора один⁶, а число виртуальных “каналов” измерений N_f , понимаемое как число частот, на которых восстанавливается спектр при использовании дискретного преобразования Фурье, определяется числом семплов в рамках одного скана или, эквивалентно, частотой семплирования интерферограммы f_s [39]. Если интерферограмма принимается в полосе частот B_f при времени сканирования Δf , то N_f можно оценить как половину числа семплов,

$$N_f \simeq \frac{f_s \Delta t}{2}, \quad (9)$$

а шаг по частоте

$$\delta f \simeq \frac{2B_f}{f_s \Delta t}. \quad (10)$$

Соответственно число каналов $N_{\sigma,n}$, доступных для измерений T_e в частотном диапазоне соответствующей характеристической моды и гармоники $B_{\sigma,n}$ можно оценить как

$$N_{\sigma,n} \simeq \frac{B_{\sigma,n}}{\delta f} = \frac{B_{\sigma,n}}{2B_f} f_s \Delta t. \quad (11)$$

Например, при $\Delta t = 10$ мс, $B_f = 1.6$ ТГц, $f_s = 200$ кГц, $B_{O,1} = 120$ ГГц, $B_{X,2} = 105$ ГГц можно ожидать число каналов $N_{O,1} \simeq 75$, $N_{X,2} \simeq 65$ с шагом $\delta f \simeq 1.6$ ГГц.

⁶ Не считая вспомогательных каналов, количество которых зависит от конкретной технической реализации, например канала контроля положения сканирующего зеркала; а также безотносительно совмещения нескольких интерферометрических каналов в рамках одного прибора.

3.2. Уровень шума и допустимые потери в линии

Шум является существенным источником ошибки измерений для диагностики ЭЦИ. Сигнал, возбуждаемый ЭЦИ в измерительной системе, сам по себе имеет характер случайного процесса, и для восстановления величины T_e с приемлемым уровнем статистической дисперсии необходимо применять аналоговую и/или цифровую фильтрацию в ущерб временному разрешению. Обращаем внимание на то, что оцениваемые в работе радиационная температура $T_{\text{rad},\sigma}$ и связанный с ней уровень сигнала $T_{I,\sigma}$ понимаются как величины, соответствующим образом усредненные по времени (или статистическому ансамблю идентичных плазменных сценариев). Относительный вклад в ошибку измерений собственного шума измерительного прибора возрастает с ростом потерь мощности излучения в линии передачи между плазмой и прибором.

В случае гетеродинного приемника отношение сигнал/шум SNR можно оценить как [20]

$$\text{SNR} \simeq \frac{T_A}{T_{\text{sys}}} \sqrt{\Delta f_{\text{IF}} \Delta t} \simeq \frac{\sqrt{\Delta f_{\text{IF}} \Delta t}}{1 + L \frac{T_N}{T_e}}, \quad (12)$$

где $T_A \simeq T_e$ — антенная температура, $T_{\text{sys}} \simeq T_e + LT_N$ — суммарная шумовая температура в системе, приведенная ко входу линии передачи, T_N — шумовая температура приемника, Δf_{IF} — ширина полосы фильтра ПЧ⁷, Δt — эффективное время интегрирования, L — коэффициент ослабления в линии передачи. На рис. 11 приведены значения отношения сигнал/шум на нижней границе требуемого диапазона измерений $T_e = 0.5$ кэВ как функции коэффициента ослабления L при различных временах усреднения Δt для случая ширины полосы $\Delta f_{\text{IF}} = 1$ ГГц и ожидаемого [40] значения $T_N \simeq 10$ эВ. В отсутствие установленных требований к ошибке измерений для диагностик ТРТ на текущий момент мы предлагаем требование, что диагностика ЭЦИ должна обеспечивать $\text{SNR} \geq 10$ при $\Delta t = 1$ мкс и $T_e = 0.5$ кэВ, подразумевая, что большее значение SNR будет достигаться путем усреднения по времени при пост-обработке. Таким образом, наибольшая допустимая величина потерь в линии передачи на пути от плазмы к гетеродинному приемнику составляет около 20 дБ.

Отношение сигнал/шум для фурье-спектрометра можно оценить по формуле [41]

$$\text{SNR} \simeq \frac{P}{\text{NEP}} \sqrt{\frac{\Delta t}{4}} \simeq \frac{A \Omega f^2 k_B T_e \Delta f}{2c^2 L} \frac{\sqrt{\Delta t}}{\text{NEP}}, \quad (13)$$

где P — входная мощность, $\text{NEP} \simeq 1.25 \cdot 10^{-12}$ Вт · Гц^{-1/2} — эквивалентная мощность шума InSb-детектора [40],

⁷ В случае приема без подавления зеркальной полосы в ПЧ-сегменте $\Delta f \simeq 2\Delta f_{\text{IF}}$, в противном случае $\Delta f = \Delta f_{\text{IF}}$.

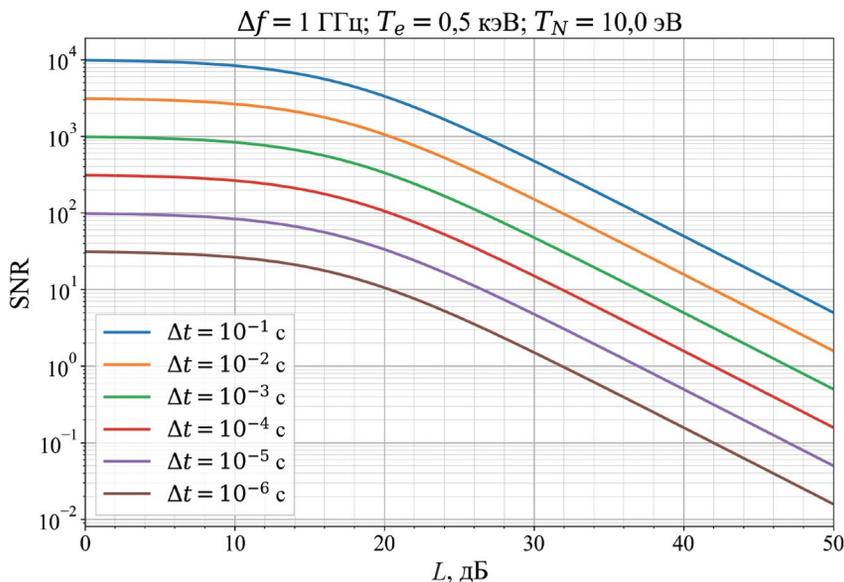


Рис. 11. Отношение сигнал/шум SNR как функция коэффициента ослабления L линии передачи при различных значениях времени усреднения Δt . Кривые построены для канала гетеродинного приемника с шириной полосы ПЧ $\Delta f_{\text{IF}} = 1 \text{ ГГц}$ и шумовой температурой $T_N = 10 \text{ эВ}$ на нижнем пределе требуемого диапазона измерений $T_e = 0.5 \text{ кэВ}$.

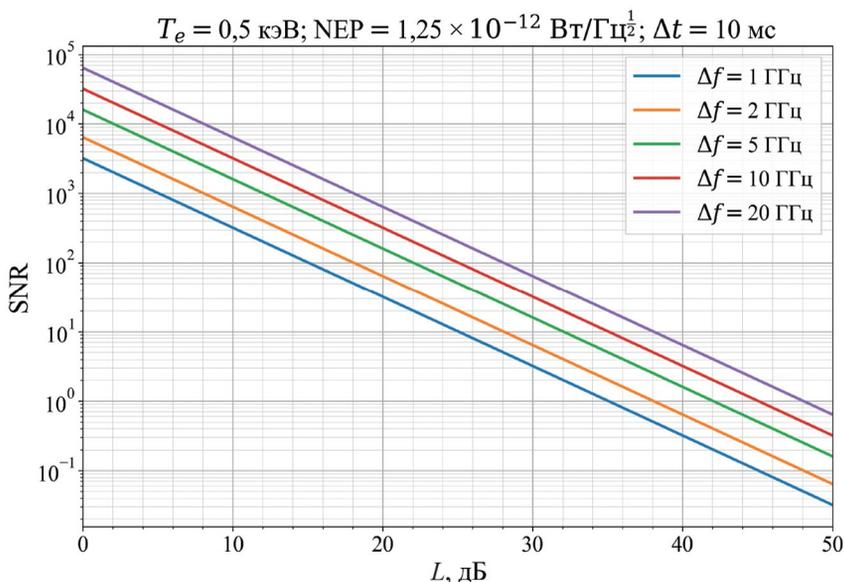


Рис. 12. Отношение сигнал/шум SNR как функция коэффициента ослабления L линии передачи при различных значениях разрешаемой ширины частотной полосы Δf . Кривые построены для фурье-спектрометра с временем сканирования $\Delta t = 10 \text{ мс}$ и эквивалентной мощностью шума детектора $\text{NEP} = 1,25 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$ на нижнем пределе требуемого диапазона измерений $T_e = 0.5 \text{ кэВ}$.

$A\Omega$ — геометрический фактор (*étendue*). При оценке мы принимаем $A\Omega \simeq \lambda^2$, где $\lambda = c/f$ — длина волны в вакууме, что соответствует дальней зоне гауссова пучка. Соответствующие графики SNR как функции L для различных значений Δf на нижней границе диапазона измерений $T_e = 0.5 \text{ кэВ}$ приведены на рис. 12. При потерях в линии 20 дБ достижимы зна-

чения $\text{SNR} \simeq 32 - 320$ при $\Delta f = 1 - 10 \text{ ГГц}$ соответственно.

Для фурье-спектрометра также важно учитывать время интегрирования при калибровке черным телом Δt_{cal} , возрастающее с увеличением потерь в линии передачи. Эту величину можно оценить по формуле [40, 41]

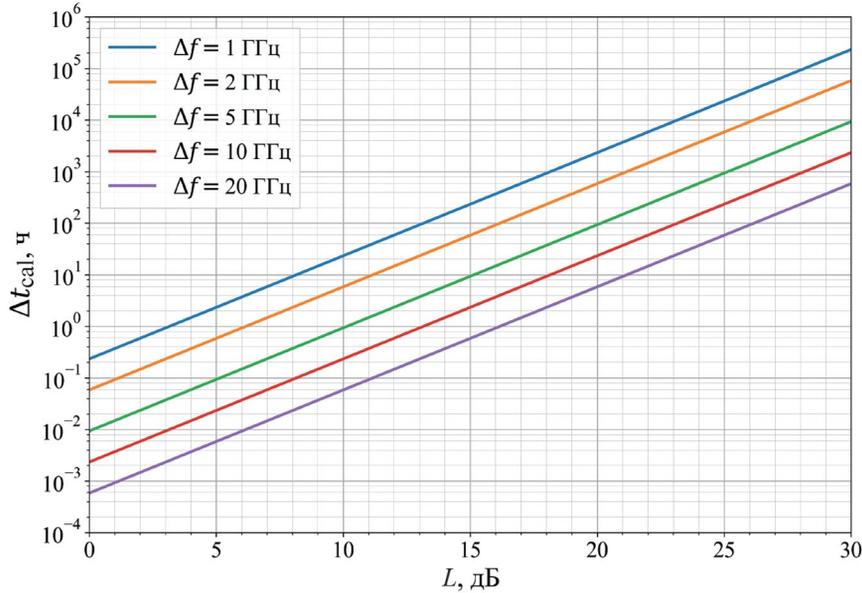


Рис. 13. Время интегрирования при калибровке фурье-спектрометра Δt_{int} для получения отношения сигнал/шум $\text{SNR} = 200$ как функция коэффициента ослабления L линии передачи при различных значениях разрешаемой ширины частотной полосы Δf . Предполагаемая температура калибровочного источника $T_{\text{cal}} = 1000$ К, эквивалентная мощность шума InSb-болометра $\text{NEP} = 1.25 \cdot 10^{-12}$ Вт \cdot Гц $^{-1/2}$.

$$\Delta t_{\text{cal}} \simeq \left(\frac{2c^2 L}{A \Omega f^2 k_B T_{\text{cal}} \Delta f} \cdot \text{SNR}_{\text{cal}} \cdot \text{NEP} \right)^2, \quad (14)$$

где SNR_{cal} — достигаемое при калибровке отношение сигнал/шум, T_{cal} — температура калибровочного источника. На рис. 13 представлены значения Δt_{cal} как функции L при различных Δf при параметрах $\text{SNR} = 200$, $T_{\text{cal}} = 1000$ К. Предполагая калибровку в течение смены продолжительностью 8 ч и ширину полосы $\Delta f = 10$ ГГц, можно оценить максимальную допустимую величину потерь мощности в линии величиной ≈ 18 дБ.

При потерях в вакуумном окне ≈ 3 дБ и в делителе мощности ≈ 3 дБ на первой ступени деления, ведущей к фурье-спектрометру, а также погонном коэффициенте ослабления 0.3–0.4 дБ/м сверхразмерного круглого волновода (раздел 0) можно оценить максимальную длину волноводного тракта величиной ≈ 30 –40 м.

3.3. Ширина волнового пучка

Для оценки ширины волнового пучка, характеризующей поперечный размер разрешаемой области в плазме, мы предполагаем, что распределение мощности в поперечном сечении пучка соответствует фундаментальной эрмит-гауссовой моде, и пренебрегаем рефракцией пучка в плазме. Ширина волнового пучка характеризуется диаметром $\Delta z_{\sigma} = 2w_{\sigma}$ соосной с пучком круглой площадки, через которую

проходит доля полной мощности пучка, равная $1 - e^{-2} \simeq 86.5\%$. Для расчета квазиоптической системы применяем матричный ($ABCD$) метод, подробно описанный в книге [9]. Для рассматриваемого случая, когда положение перетяжки на выходе из внутривакуумного модуля (точка IF1 на рис. 2) фиксировано для всех частот вблизи экваториального фланца, а фокусировка в плазме обеспечивается единственным фокусирующим зеркалом MF1 с фокусным расстоянием F_{MF1} данный метод позволяет получить следующее выражение для Δz_{σ} ⁸:

$$\Delta z_{\sigma}(f) \simeq \frac{2c}{\pi w_{0,\sigma} f} \sqrt{\left(\Delta_{\text{in},\sigma} + \Delta_{\text{out},\sigma} - \Delta_{\text{out},\sigma} \frac{\Delta_{\text{in},\sigma}}{F_{\text{MF1}}} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{c} w_{0,\sigma}^2 f \left(1 - \frac{\Delta_{\text{in},\sigma}}{F_{\text{MF1}}} \right) \right)^2}, \quad (15)$$

где $\Delta_{\text{in},\sigma}(f) = R_{\text{MF1}} - R_{\sigma}^*(f)$ — расстояние между координатой области ЭЦР $R_{\sigma}^*(f)$ и первым фокусирующим зеркалом MF1, $\Delta_{\text{out},\sigma}$ — расстояние между фокусирующим зеркалом MF1 и перетяжкой в точке IF1, отсчитываемое вдоль осей соответствующих волновых пучков, $w_{0,\sigma}$ — радиус перетяжки в точке IF1.

⁸ ABCD-матрица системы получается перемножением трех матриц, соответствующих промежутку длиной $\Delta_{\text{in},\sigma}$, тонкой линзе с фокусным расстоянием F_{MF1} и промежутку длиной $\Delta_{\text{out},\sigma}$. Величина Δz_{σ} восстанавливается из мнимой части комплексного параметра обратно направленного пучка с частотой, соответствующей резонансу на удалении $\Delta_{\text{in},\sigma}(f)$ от фокусирующего зеркала.

На рис. 9 штриховыми линиями показаны значения диаметра волнового пучка при соответствующей координате ЭЦР $R_{\sigma}^*(f)$ для квазиоптической системы, изображенной на рис. 2. Данный вариант квазиоптической системы представляет собой результат предварительной оптимизации квазиоптической системы с одинаковым для О1 и Х2 положением перетяжки вблизи экваториального фланца, где в качестве минимизируемого параметра выступал усредненный по области измерений диаметр волнового пучка для Х2. В области измерений для О1 диаметр пучка варьируется в пределах 2.8–4.6 см, а для Х2 — в пределах 1.2–3.2 см. Диаметры и ширины компонентов D_i , указанные на рис. 2, выбраны на основании условия $\frac{D_i}{w_i} \simeq 3-4$, где w_i — радиус пучка в точке расположения i -го компонента, что в приближении квазиоптики соответствует потерям мощности $\approx 0.03-1.1\%$ при каждом отражении из-за “обрезания” пучка компонентом конечного размера [9].

Стоит отметить, что приведенный вариант квазиоптической системы может обеспечить передачу СВЧ-излучения без существенного обрезания пучка при частоте волны в О-моду примерно $f \geq 145$ Гц, что позволяет говорить о возможности измерений примерно при $B_{t,0} \geq 6.5$ Тл с максимальным охватом профиля T_e (по крайней мере, посредством фурье-спектрометра), но, вообще говоря, с субоптимальной фокусировкой.

3.4. Режекция излучения системы ЭЦР-нагрева

Для оценки необходимой величины режекции излучения гиротронов, необходимой для защиты измерительного оборудования, предположим, что поглощения мощности ЭЦРН плазмой не происходит (аварийная ситуация), а излучение гиротронов суммарной мощностью P_{ECRH} равномерно поглощается обращенными к плазме поверхностями, обладающими суммарной площадью S_w и эффективным коэффициентом отражения r . Мощность излучения P_{inc} , доходящего до рассматриваемого компонента по линии передачи с коэффициентом ослабления L , можно оценить следующим образом:

$$P_{\text{inc}} \approx \frac{\pi w_{\text{API,max}}^2}{2L(1-r)S_w} P_{\text{ECRH}}, \quad (16)$$

где w_{API} — максимальный радиус волнового пучка в месте расположения входной апертуры системы, а коэффициент $1/2$ связан с тем, что излучение предполагается деполаризованным в результате многократных отражений в камере до попадания на поляризатор PG1. Максимальную допустимую мощность на входе в смеситель гетеродинного приемника (наиболее чувствительный к перегрузкам компонент) можно оценить величиной $P_{\text{MXR,max}} \approx 10$ мВт.

Принимаем для оценки $w_{\text{API,max}} \approx 33$ мм, $S_w \approx 90$ м², $P_{\text{ECRH}} \approx 10$ МВт, $r \approx 0.9$. Тогда минимальное необходимое ослабление L_{min} составляет

$$L_{\text{min}} \approx \frac{\pi w_{\text{API,max}}^2 P_{\text{ECRH}}}{2(1-r)S_w P_{\text{MXR,max}}} \approx 53 \text{ дБ}. \quad (17)$$

При потерях мощности 13–18 дБ до входа в смеситель первого гетеродинного приемника в отсутствие режекторного фильтра можно ожидать, что величина ослабления, вносимого фильтром на частоте ЭЦРН, должна составлять не менее 35–40 дБ.

При использовании частотно-селективной поверхности в качестве режекторного фильтра на выходе из волноводного тракта (рис. 3) необходимо обеспечить условия, при которых поверхность не повреждается в силу перегрева или пробоя диэлектрика. При характерном ослаблении в тракте 10–15 дБ можно ожидать величину падающей на поверхность мощности излучения системы ЭЦРН около 60–190 Вт. Доля мощности, поглощенной фильтром, зависит от его толщины и используемых материалов, однако в худшем случае эта доля ожидается на уровне нескольких процентов, поэтому перегрев фильтра не представляется существенным фактором. Максимальная ожидаемая величина напряженности электрического поля при данном уровне мощности оценивается не выше $100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, т.е. пробоя фильтра также не ожидается. Заметим, что падающая на режекторный фильтр мощность излучения системы ЭЦРН в рассматриваемом аварийном случае превышает интегральную по спектру мощность ЭЦИ равновесной плазмы примерно на 60 дБ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена концепция диагностики ЭЦИ для установки ТРТ. Оценены ожидаемые параметры измерений в базовом сценарии ТРТ и параметры основных компонентов диагностической системы.

Измерение профиля T_e предполагается осуществлять в экваториальной плоскости по участкам спектра ЭЦИ, соответствующим 1-й гармонике обыкновенной моды (О1) и 2-й гармонике необыкновенной моды (Х2). В базовом сценарии ТРТ при тороидальном магнитном поле в центре $B_{t,0} = 8$ Тл релевантные частотные диапазоны оцениваются величинами $f \simeq 180-300$ ГГц для О1 и $f \simeq 365-470$ ГГц для Х2. Области измерений оцениваются диапазонами радиальной координаты $-0.9 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$ для О1 и $-0.1 \leq (R - R_0) / a \leq +0.9$ для Х2. Область измерений на Х2 ограничена со стороны сильного поля в силу наложения гармоник. Предельный достижимый радиальный размер разрешаемой области для радиально направленной линии обзора оценивается величиной $\Delta R_{\sigma,\text{min}} = 3-5$ см для

О1 и $\Delta R_{\min} = 2-4$ см для Х2. Для формирования входного волнового пучка предлагается применять квазиоптическую фокусирующую систему, обеспечивающую поперечный размер разрешаемой области $\Delta z \approx 3-5$ см на О1 и $\Delta z \approx 1-3$ см на Х2.

С технической стороны концептуальный проект диагностики ЭЦИ для ТРТ базируется на соответствующем концептуальном проекте диагностики ЭЦИ для ИТЕР. В экваториальном патрубке ТРТ предполагается разместить фокусирующие зеркала, обеспечивающие прием ЭЦИ вдоль двух линий обзора (радиальной и тороидально наклоненной) одновременно в О- и Х-поляризациях. Для калибровки предполагается применять вакуумно-совместимый нагревательный элемент (черное тело). Вакуумную границу предполагается обеспечить с помощью двойного клиновидного окна из кристаллического кварца. Разделение О- и Х-поляризаций предполагается осуществлять с помощью сеточного поляризатора, расположенного в делительном модуле с телескопической конфигурацией фокусирующих зеркал. Передачу ЭЦИ из токамака в диагностическое помещение предполагается осуществлять с помощью четырех круглых сверхразмерных металлических волноводов с гладкими стенками, чья максимальная допустимая длина оценивается величиной 30—40 м.

Для измерения спектра ЭЦИ предполагается для каждой из четырех линий передачи применять фурье-спектрометр и многоканальные гетеродинные приемники. Ожидается, что гетеродинные приемники смогут обеспечить измерения на О1 и Х2 с временным разрешением $\Delta t \approx 1$ мкс с отношением сигнал/шум не менее 10 (может быть увеличено при пост-обработке ценой ухудшения временного разрешения), а фурье-спектрометры смогут обеспечить широкополосные измерения спектра ЭЦИ с временным разрешением $\Delta t \approx 10$ мс и отношением сигнал/шум не менее 32.

Работа выполнена при частичной поддержке государственной корпорации “Росатом” в рамках государственного контракта № Н.4к.241.09.23.1060 от 17.04.2023.

Авторы выражают благодарность Д. О. Корнееву, Д. В. Сарычеву и Д. А. Шелухину за продуктивные дискуссии.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

МОДЕЛЬ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЦИ

1. Основные теоретические положения, актуальные для диагностики ЭЦИ

В приближении геометрической оптики и в пренебрежении быстрым изменением плазменных па-

раметров удельная интенсивность микроволнового излучения I_σ в характеристической моде $\sigma = O, X$ с частотой f в плазме удовлетворяет уравнению переноса излучения [35]

$$N_{r,\sigma}^2 \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{I_\sigma}{N_{r,\sigma}^2} \right) = j_\sigma - \alpha_\sigma I_\sigma, \quad (18)$$

где j_σ — коэффициент испускания, α_σ — коэффициент поглощения, $N_{r,\sigma}$ — лучевой показатель преломления, s — координата, отсчитываемая вдоль луча. При максвелловском распределении электронов по импульсам выполняется закон Кирхгофа, связывающий отношение коэффициентов испускания и поглощения с температурой

$$\frac{j_\sigma}{N_{r,\sigma}^2 \alpha_\sigma} = \frac{f^2}{c^2} k_B T_e. \quad (19)$$

Решение уравнения (18) в терминах радиационной температуры $T_{rad,\sigma}$ [20],

$$T_{rad,\sigma} \equiv \frac{c^2}{k_B f^2 N_{r,\sigma}^2} I_\sigma, \quad (20)$$

может быть записано в виде

$$T_{rad,\sigma}(s_2, f) = T_{rad,\sigma}(s_1, f) e^{-\tau_\sigma(s_1, f)} + \int_{s_1}^{s_2} \alpha_\sigma(s, f) e^{-\tau_\sigma(s, f)} T_e(s) ds, \quad (21)$$

где s_1 и s_2 — начальная и конечная точки луча, τ_σ — оптическая толщина,

$$\tau_\sigma(s, f) = \int_s^{s_2} \alpha_\sigma(s', f) ds'. \quad (22)$$

Основная измерительная задача диагностики ЭЦИ фактически состоит в измерении радиационной температуры на выходе из плазмы $T_{rad,\sigma}(f) \equiv T_{rad,\sigma}(s_2, f)$. Испускание и поглощение ЭЦИ происходит на частоте ЭЦР, определяемой условием [42],

$$f = n \frac{f_c}{\gamma} + \frac{1}{2\pi} k_{\parallel} v_{\parallel}, \quad (23)$$

где $f_c = eB/2\pi m_e$ — нерелятивистская циклотронная частота, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — Лоренц-фактор, n — номер гармоники, v — скорость электрона, \mathbf{k} — волновой вектор, а индексом \parallel обозначены продольные компоненты относительно вектора индукции магнитного поля \mathbf{B} . Коэффициенты j_σ и α_σ имеют ненулевые значения в некоторой окрестности гармоник циклотронной частоты $n f_c$, а размер данных

окрестностей, влияющий на степень локализации измерений, зависит от распределения электронов по скоростям.

2. Модель для оценки спектральных характеристик ЭЦИ

Мы применяем упрощенную модель, предполагающую распространение ЭЦИ вдоль одного луча, направленного вдоль R , то есть пренебрегаем влиянием рефракции излучения и конечной направленности приемной системы. Радиационная температура $T_{\text{rad},\sigma}(f)$ на выходе из плазмы вычисляется как взвешенная электронная температура,

$$\begin{aligned} T_{\text{rad},\sigma}(f) &\equiv T_{\text{rad},\sigma}(R_{\text{max}}, f) = \\ &= \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} W_{\sigma}(R, f) T_e(R) dR, \end{aligned} \quad (24)$$

где $W_{\sigma}(R, f)$ — весовая функция, R_{min} и R_{max} — правая и левая границы рассматриваемой области,

$$\frac{R_{\text{min}} - R_0}{a} = -\frac{R_{\text{min}} - R_0}{a} = 1.05. \quad (25)$$

Для качественного расчета участка спектра, для которого плазма не является оптически плотной⁹, $W_{\sigma}(R, f)$ находится с учетом отражений в рамках модели “плоских стенок” с эффективными коэффициентами отражения r и кросс-поляризации при отражении p . В общем случае для нахождения W_{σ} применяется итерационная схема, базирующаяся¹⁰ на описанной в работе [43]:

$$W_{\sigma} = W_{\sigma, i \text{ max}} \simeq \lim_{i \rightarrow \infty} W_{\sigma, i}(R, f), \quad (26)$$

где последовательность $W_{\sigma}(R, f)$ определяется итерационной формулой

$$W_{\sigma, i} = \begin{bmatrix} 1 \\ r(1-p)e^{-\tau_{0,\sigma}} \\ rpe^{-\tau_{0,\sigma}} \\ r^2(1-p)^2e^{-2\tau_{0,\sigma}} + r^2p^2e^{-\tau_{0,\sigma}-\tau_{0,\sigma'}} \\ r^2p(1-p)(e^{-2\tau_{0,\sigma}} + e^{-\tau_{0,\sigma}-\tau_{0,\sigma'}}) \end{bmatrix}^T \cdot \begin{bmatrix} W_{\sigma,0}^+ \\ W_{\sigma,0}^- \\ W_{\sigma',0}^- \\ W_{\sigma,i-1} \\ W_{\sigma',i-1} \end{bmatrix}. \quad (27)$$

⁹ По сути, для таких частот, при которых первый член в уравнении (21) существенен, поэтому функцию W_{σ} нельзя отождествить с $\alpha_{\sigma}e^{-\tau_{\sigma}}$.

¹⁰ В работе [43] осуществлялся итерационный расчет непосредственно $T_{\text{rad},\sigma}$, однако так как в рамках нашей модели все температурные члены могут быть представлены в виде интегралов по одной и той же переменной в одинаковых пределах, аналогичная схема представляется применимой для весовой функции.

В этом выражении $\tau_{0,\sigma}$ — полная оптическая толщина,

$$\tau_{0,\sigma}(f) = \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \alpha_{\sigma}(R, f) dR, \quad (28)$$

$W_{\sigma,0}^+$, $W_{\sigma,0}^-$ — весовые функции при распространении без отражений наружу и внутрь соответственно,

$$W_{\sigma,0}^+(R, f) = \alpha_{\sigma}(R, f) \exp\left[-\int_R^{R_{\text{max}}} \alpha_{\sigma}(R', f) dR'\right], \quad (29)$$

$$W_{\sigma,0}^-(R, f) = \alpha_{\sigma}(R, f) \exp\left[-\int_{R_{\text{min}}}^R \alpha_{\sigma}(R', f) dR'\right], \quad (30)$$

индексы σ , σ' обозначают взаимно ортогональные поляризации (O, X или X, O), а первый член $W_{\sigma,0}^+ = W_{\sigma',0}^- = 0$. Коэффициент поглощения α_{σ} находится как сумма вкладов отдельных гармоник¹¹ [44],

$$\alpha_{\sigma} = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_{\sigma,n}, \quad (31)$$

где для вычисления $\alpha_{\sigma,n}$ применяются аналитические выражения из работы [42] для случая квазиортогонального распространения и с поправкой для высоких температур. При вычислениях для 1-й гармоники X-моды мы искусственно создаем полное поглощение вблизи верхнегибридной частоты на пути излучения наружу. Итерирование останавливается на шаге i_{max} по достижении определенного уровня относительного отклонения результатов между соседними итерациями (10^{-4}).

Заметим, что в отсутствие кросс-поляризации при отражении ($p = 0$) W_{σ} выражается просто как сумма геометрической прогрессии,

$$W_{\sigma} = \frac{1}{1 - r^2 e^{-2\tau_{0,\sigma}}} \left(W_{\sigma,0}^+ + \left(r e^{-\tau_{0,\sigma}} \right) W_{\sigma,0}^- \right), \quad (32)$$

а в отсутствие отражений ($r = p = 0$), либо при $\tau_{0,\sigma} \gg 1$, очевидно,

$$W_{\sigma} = W_{\sigma,0}^+ \equiv \alpha_{\sigma} e^{-\tau_{\sigma}}. \quad (33)$$

¹¹ В работе [43], напротив, складывались оптические толщины для разных гармоник, однако для исследования пространственной локализации измерений представляется более удобным осуществлять суммирование на уровне коэффициента поглощения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю., Денисов Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970. DOI: 10.31857/S0367292121110196
2. Кащук Ю. А., Коновалов С. В., Красильников А. В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1159. DOI: 10.31857/S0367292122700214
3. Luhmann Jr. N. C., Bindslev H., Park H., Sanchez J., Taylor G., Yu C. X. // Fusion Science and Technology. 2008. V. 53. P. 335. DOI: 10.13182/FST08-A1675
4. Donne A. J. H., Barth C. J., Weisen H. // Fusion Science and Technology. 2008. V. 53. P. 397. DOI: 10.13182/FST08-A1676
5. Stratton B. C., Bitter M. Hill K. W., Hillis D. L., Hogan J. T. // Fusion Science and Technology. 2008. V. 53. P. 431. DOI: 10.13182/FST08-A1677
6. Taylor G., Austin M. E., Basile A., Beno J. H., Danani S., Feder R., Houshmandyar S., Hubbard A. E., Johnson D. W., Khodak A., Kumar R., Kumar S., Ouroua A., Padasalagi S. B., Pandya H. K. B., Phillips P. E., Rowan W. L., Stillerman J., Thomas S., Udintsev V. S., Vayakis G., Walsh M. Weeks D. // EPJ Web Conf. 2017. V. 147. P. 02003. DOI: 10.1051/epjconf/201714702003
7. Udintsev V. S., Danani S., Taylor G., Giacomini T, Guirao J., Pak S., Hughes S., Worth L., Vayakis G., Walsh M., Schneider J., Pandya M., Kumar H. K. B., Kumar V., Jha S., Thomas S., Padasalagi S. B., Kumar S., Phillips P. E., Rowan W. L., Austin M. E., Khodak A., Feder R., Neilson H., Basile A., Hubbard A. E., Saxena A., Nazare C., Maquet P., Gimbert N. // EPJ Web Conf. 2019. V. 203. P. 03003. DOI: 10.1051/epjconf/201920303003
8. Taylor G., Harvey R. W. // Fusion Science and Technology. 2009. V. 55. P. 64. DOI: 10.13182/FST55-64
9. Goldsmith P. Quasioptical Systems: Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications. Wiley, 1998. (IEEE Press Series on RF and Microwave Technology).
10. Udintsev V. S., Maquet P., Gimbert N., Giacomini T, Guirao J., Iglesias S., Vacas C., Walsh M. J., Pak S., Conway B., Dapena M., Drevon J.-M., Eaton G., Hughes S., Darby T., Bamber R. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. V. 47. P. 864. DOI: 10.1109/TPS.2018.2879407
11. Taylor G., Austin M. E., Beno J. H., Danani S., Ellis R. F., Feder R., Hester J. L., Hubbard A. E., Johnson D. W., Kumar R., Kumar S., Kumar V., Ouroua A., Pandya H. K. B., Phillips P. E., Roman C., Rowan W. L., Udintsev V., Vayakis G., Walsh M. // EPJ Web of Conferences. 2015. V. 87. P. 03002. DOI: 10.1051/epjconf/20158703002
12. Wang H., Liu X., Lu Z., Yu J., Yao Y., Liu H., Qi L., Chen Z., Chen X. // 2016 IEEE 9th UK-Europe-China Workshop on Millimetre Waves and Terahertz Technologies (UC-MMT). 2016. P. 111. DOI: 10.1109/UCMMT.2016.7873980
13. Buratti P., Zerbini M. // Review of Scientific Instruments. 1995. V. 66. P. 4208. DOI: 10.1063/1.146438
14. Simonetto A., Sozzi C., Garavaglia S., Fessey J. A., Nowak S., Contributors J.-E. // Review of Scientific Instruments. 2011. V. 82. P. 113506. DOI: 10.1063/1.3660276
15. Liu Y., Schmuck S., Zhao H., Fessey J., Trimble P., Liu X., Zhu Z., Zang Q., Hu L. // Plasma Science and Technology. 2016. V. 18. P. 1148. DOI: 10.1088/10090630/18/12/02
16. Hartfuss H. J., Geist T., Hirsch M. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1997. V. 39. P. 1693. DOI: 10.1088/0741-3335/39/11/001
17. Austin M. E., Lohr J. // Review of Scientific Instruments. 2003. V. 74. P. 1457. DOI: 10.1063/1.1530387
18. Chatterjee R., Phillips P., Heard J., Watts C., Gandy R., Hubbard A. // Fusion Engineering and Design. 2001. V. 53. P. 113. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(00\)00484-1](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(00)00484-1)
19. Kinch M. A., Rollin B. V. // British Journal of Applied Physics. 1963. V. 14. P. 672. DOI: 10.1088/0508-3443/14/10/317
20. Hartfuss H.-J., Geist T. Fusion Plasma Diagnostics with mm-Waves. Weinheim: Wiley, 2013
21. High Sensitive Radiometers for Plasma Diagnostics. URL: <https://elva-l.com/products/a40059>
22. Walls C. // Fusion Science and Technology. 2007. V. 52. P. 176. DOI: 10.13182/FST07-A1497
23. Deng J., Lu Q., Jia D., Yang K., Zhu Z. // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2018. V. 28. P. 242. DOI: 10.1109/LMWC.2018.2804158
24. Isayama A., Isei N., Ishida S., Sato M. // Review of Scientific Instruments. 2002. T. 73. P. 1165. DOI: 10.1063/1.1436132
25. Kawahata K., de Vries P. C., Nagayama Y., Inagaki S., Tokuzawa T., Tanaka K., Sasao H. // Review of Scientific Instruments. 2001. V. 72. P. 387. DOI: 10.1063/1.1309006
26. Guharay S. K., Boyd D. A., Ellis R. F., Stauffer F. J., Lasnier C. J. // Review of Scientific Instruments. 1990. V. 61. P. 3520. DOI: 10.1063/1.1141561
27. Stott P. E., Gorini G., Prandoni P., Sindoni E. Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors. New York: Springer, 2012. 652 с.
28. Belousov V. L., Vershkov V. A., Denisov G. G., Khozin M. A., Shelukhin D. A. // Technical Physics Letters. 2017. V. 43. P. 1037. DOI: 10.1134/S1063785017110189.
29. Mohyuddin W., Woo D., Kim S., Kim K., Choi H. // Journal of Sensor Science and Technology. 2016. V. 25. P. 8. DOI: 10.5369/JSST.2016.25.1.8
30. Danilov Y. Y., Denisov G. G., Khozin M. A., Panin A., Rodin Y. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. V. 42. P. 1685. DOI: 10.1109/TPS.2014.2318352
31. Hsu T. C. The submillimeter wave electron cyclotron emission diagnostic for the Alcator C—Mod Tokamak. Massachusetts Institute of Technology, 1994.
32. Kumar R., Danani S., Randy A., Vaghashiya P., Udintsev V. S., Taylor G., Austin M. E., Kumar V. // EPJ Web Conf. 2019. V. 203. P. 04009. DOI: 10.1051/epjconf/201920304009
33. Sandmark P. // IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1955. V. 3. P. 15. DOI: 10.1109/TMTT.1955.1124971

34. *Леонов В. М., Коновалов С. В., Жоголев В. Е., Кавин А. А., Красильников А. В., Куянов А. Ю., Лукаш В. Э., Минеев А. Б., Хайрутдинов Р. Р.* // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. С. 986. DOI: 10.31857/S0367292121120040
35. *Бекефи Д.* Радиационные процессы в плазме. М.: Мир, 1971.
36. *Tribaldos V.* Spatial Resolution of the ECE for JET Typical Parameters. Spain, 2000. P. 28. *Plasma Physics and Fusion Technology*.
37. *Denk S., Fischer R., Maj O., Poli E., Willensdorfer M., Stober J., Stroth U., Suttrop W., Team A. U. et al.* // 44th EPS Conference on Plasma Physics. European Physical Society. 2017. P. 1.108.
38. Rectangle Function. <https://mathworld.wolfram.com/RectangleFunction.html>; Accessed: 2023-07-16.
39. *Griffiths P., De Haseth J., Winefordner J.* *Fourier Transform Infrared Spectrometry*. Wiley, 2007.
40. *Pandya H., Kumar B., Udintsev V. S., Vayakis G., Austin M.* // *EPJ Web of Conferences*. 2012. V. 32. P. 03005. DOI: 10.1051/epjconf/20123203005
41. *Treffers R. R.* // *Appl. Opt.* 1977. V. 16. P. 3103. DOI: 10.1364/AO.16.003103
42. *Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F.* // *Nuclear Fusion*. International Atomic Energy Agency (IAEA), 1983. V. 23. P. 1153.
43. *Danani S., Pandya H. K. B., Vasu P., Austin M. E.* // *Fusion Science and Technology*. 2011. V. 59. P. 651. DOI: 10.13182/FST11-A11729
44. *Bornatici M., Engelmann F.* // *Physics of Plasmas*. 1994. V. 1. P. 189. DOI: 10.1063/1.870549

Concept of a Diagnostic System for Measuring the Electron Temperature Profile of Plasma from the Intensity of Electron Cyclotron Emission for the TRT Facility

N. A. Solov'ev^{a,*}, D. E. Dias Mikhaylova^{a,b}

^a National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123098, Russia

^b Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia

* e-mail: Solov'ev_NA@nrcki.ru

The paper presents a concept of the ECE diagnostic for the TRT facility and estimates the achievable measurement parameters in the baseline scenario. The target spectral region for the diagnostic corresponds to the first harmonic of the ECR frequency in ordinary polarization (O1) and the second harmonic in extraordinary polarization (X2). It is proposed to carry out measurements from the low-field side along two lines of sight: radial and toroidally oblique. The accessible spectral region in terms of the normalized radial coordinate is approximately estimated as -0.9 to 0.9 and -0.1 to 0.9 . It is proposed to shape the input wave beam by means of a quasi-optical focusing system that provides a transverse size of the resolved region of approximately 3–5 cm for O1 and 1.2–3 cm for X2. For measurements, it is proposed to use Fourier transform spectrometers with a time resolution of about 10 ms and multichannel heterodyne receivers with a time resolution of about 1 μ s. The minimum radial size of the resolved region is estimated to be 3–5 cm for O1 and 2–4 cm for X2, depending on the coordinate.

Keywords: tokamak, TRT, plasma diagnostics, electron cyclotron emission, ECE

КОНЦЕПТУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ ДИАГНОСТИКИ ЭРОЗИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ И ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ ТРТ

© 2024 г. А. Г. Раздобарин^{a,b,c,*}, Я. Р. Шубин^a, А. А. Белокур^a, Д. Л. Богачев^b, Д. И. Елец^{a,b,c},
О. С. Медведев^{a,b,c}, Е. Е. Мухин^a, Л. А. Снигирев^a, И. В. Алексеенко^c

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

^b ООО “Спектрал-Тех”, Санкт-Петербург, Россия

^c Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

* e-mail: [Aleksy.Razdobarin@mail.ioffe.ru](mailto:Aleksey.Razdobarin@mail.ioffe.ru)

Поступила в редакцию 10.12.2023 г.

После доработки 12.01.2024 г.

Принята к публикации 23.01.2024 г.

Предложен концептуальный проект диагностики эрозии первой стенки и диверторных пластин токамака с реакторными технологиями ТРТ. Разработаны принципы построения диагностического комплекса на основе следующих систем: лазерный радар двухдлинноволновая цифровая голографическая интерферометрия и активная лазерная ИК-термография. Разработана оптическая схема совмещения оптических путей ввода лазерного излучения и сбора рассеянного света диагностических систем. Для обзора максимальной площади первой стенки предложена схема оптического сканирования поверхности первой стенки и дивертора. На основании оптического моделирования построено пространственное распределение плотности мощности и фазы лазерного излучения интерферометрии в освещенной области первой стенки, определены размеры световых полей и плотность мощности для диагностик ИК-термография и лазерный радар. Для методов интерферометрия и ИК-термография предложена схема формирования изображения и определено пространственное разрешение. Проведено экспериментальное исследование функции рассеяния света на макетах облицовки дивертора ИТЭР. На основании полученных экспериментальных данных выполнен расчет энергетике собираемого сигнала для всех трех диагностических методов и сформулированы требования к диагностическому оборудованию.

Ключевые слова: токамак ТРТ, лазерные диагностики, первая стенка

DOI: 10.31857/S0367292124040042, EDN: QDRKLY

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка диагностик первой стенки является важным шагом развития термоядерных установок следующего поколения. В условиях длительных разрядов и высокой энергетической нагрузки на обращенные к плазме элементы (ОПЭ) могут приводить к разрушению и/или модификации материалов внутренней облицовки [1,2]. Исследования, проводимые в рамках проекта ИТЭР, показали, что тепловые нагрузки выше 15 МВт/м² с большой вероятностью приводят к возникновению трещин на всю глубину макетов вольфрамовых мишеней [3]. В то же время, импульсные тепловые нагрузки, обусловленные переходными процессами, такими как краевые локализованные моды (ELM) и срывы разряда неизбежно будут приводить к возникновению больших температурных градиентов, и, как следствие, усталостному разрушению защитной облицовки. В случае вольфрамовой облицовки ИТЭР порог усталостного разрушения для

10⁵ импульсов оценивается в 0,1–0,2 МДж/м², а уже при плотности энергии ~0,3 МДж/м² растрескивание сопровождается поверхностным плавлением вольфрама. Для токамака с реакторными технологиями ТРТ ожидаемые тепловые нагрузки на диверторные мишени при мощности дополнительного нагрева >30 МВт будут превышать 10 МВт/м² [4] в стационарном режиме и 0,3–0,5 МДж/м² во время переходных процессов, приближаясь, таким образом, к пределу выносливости используемых материалов.

Эксперименты с вольфрамовыми зондами в токамаках продемонстрировали изменение рельефа поверхности W — формирование нерегулярной шероховатости с масштабами до нескольких десятков микрометров [5]. В случае, если шероховатость возникает как следствие поверхностного плавления, ее характерные размеры могут достигать миллиметров [2]. Формирование развитой структуры поверхности с отличными от основного объема теплофизическими

и электрическими свойствами и сложной морфологией может, в свою очередь влиять на характеристики взаимодействия плазмы со стенкой, вызывая увеличенное пылеобразование [6], перераспределение вкладов ионного и электронного потоков на стенку [7] и изменение характеристик удержания водорода.

Таким образом, в ТРТ достаточно остро стоит проблема контроля разрушения и эрозии элементов первой стенки и дивертора. Любое вскрытие вакуумного объема токамака сопряжено с огромными временными и финансовыми затратами особенно в случае использования трития в качестве рабочего газа. Поэтому реализация диагностических методов контроля состояния обращенных к плазме элементов должна обеспечить возможность дистанционного анализа состояния защитной облицовки в режиме реального времени и без развакуумирования установки.

Первым токамаком, в котором разработке таких методов было уделено пристальное внимание, является международный проект ИТЭР. Предлагаемый для ИТЭР набор диагностических методов включает в себя эндоскопы для обзора внутренней поверхности, системы метрологии на основе лазерного радара (LIDAR), монитор эрозии высокого разрешения на основе двухволновой цифровой голографии [8]. Также предусмотрена возможность установки образцов свидетелей и их замены при помощи манипуляторов с последующим анализом. Основной принцип построения систем метрологии поверхности ОПЭ в ИТЭР заключается в максимальном охвате внутренней поверхности и разделении зон наблюдения для различных методов дистанционного мониторинга. Обратной стороной такого подхода является чрезмерное усложнение реализации и интеграции диагностических систем с учетом

специфики их размещения в диагностических порталах и высоких требований к разрешению.

В данной работе описывается ряд универсальных решений, как основы для построения системы диагностики состояния ОПЭ в ТРТ. Предлагаемый подход заключается в объединении взаимодополняющих оптических методов в единый комплекс, задачей которого является получение оперативной информации о возникновении критических разрушений облицовки, таких как трещины и плавление, мониторинг развития рельефа поверхности обращенных к плазме элементов и возникновения модифицированных и рекристаллизованных слоев. Также в круг задач данной системы входит исследование толщины и теплофизических свойств осадений продуктов плазменной эрозии.

В основе диагностического комплекса лежат методы оптического неразрушающего контроля анализа поверхности: частотно-модулированный лазерный радар (FM—LIDAR), двухволновая цифровая голографическая интерферометрия (ДЦГИ) и активная лазерная ИК термография (АЛИТ). При разработке диагностического комплекса планируется сделать упор на объединении элементной базы методов и обеспечении комплементарности проводимых измерений для получения максимально полной картины о локальном состоянии поверхности.

2. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

2.1. Диагностические методы

Принцип работы системы FM—LIDAR (частотно-модулированный лазерный радар) с линейной модуляцией оптической частоты лазерного излучения показан на рис. 1. В случае линейной

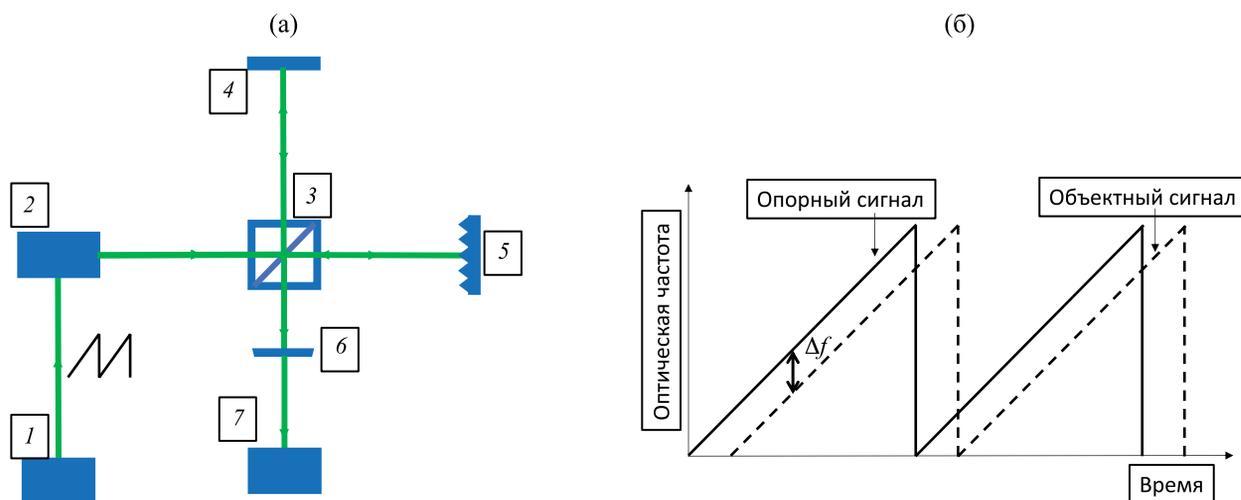


Рис. 1. Принцип работы системы FM—LIDAR: а) — схема системы FM—LIDAR; б) — зависимость оптической частоты опорного и объектного сигналов от времени. 1 — генератор пилообразного сигнала; 2 — перестраиваемый лазер; 3 — светоделительный кубик; 4 — зеркало; 5 — исследуемый объект; 6 — лавинный фотодиод; 7 — частотомер

по времени развертки частоты лазера временная задержка между переданным и принятым сигналами пропорциональна разности соответствующих частот f_1 и f_2 , а также скорости изменения передаваемой частоты. Интерференция когерентного излучения лазера на лавинном фотодиоде приводит к возникновению биений на частоте равной разности оптических частот опорного и объектного сигналов. Таким образом расстояние до объекта вычисляется, как

$$d = \frac{c|f_1 - f_2|}{2df/dt}.$$

Такой гетеродинный способ детектирования позволяет использовать регистрирующую аппаратуру, рассчитанную на работу в частотном диапазоне — кГц для детектирования неоднородностей масштаба ~ 1 мм.

Принципиальная схема второго из предлагаемых методов монитора эрозии ОПЭ — двухволновой цифровой голографии показана на рис. 2.

Когерентное излучение, отраженное от объекта и опорный луч, формируют интерферограмму, которая регистрируется при помощи КМОП-камеры. Две интерферограммы на разных длинах волн записываются одновременно либо последовательно с использованием одного или двух перестраиваемых по длине волны лазеров. Пространственное распределение разности фаз, реконструированных из интерферограмм на двух разных длинах волн, дает информацию о профиле поверхности. Для плоского фронта объектной волны, падающей нормально к поверхности, разность фаз в 2π будет соответствовать глубине профиля объекта

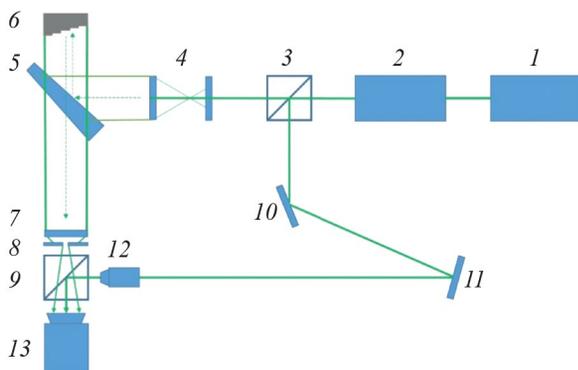


Рис. 2. Схема цифрового голографического интерферометра: 1 — лазер накачки; 2 — перестраиваемый лазер; 3 — светоделитель; 4 — коллиматор; 5 — оптический клин; 6 — объект; 7 — собирающая линза; 8 — диафрагма; 9 — светоделитель; 10, 11 — зеркала; 12 — собирающая линза/микрообъектив; 13 — КМОП-камера.

$$\Delta z = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{2|\lambda_1 - \lambda_2|} = \frac{\Lambda}{2},$$

где λ_1 и λ_2 — длины волн, используемые для записи голограмм, а Λ — т.н. синтетическая длина волны. Применимость метода для контроля эрозии в ИТЭР была продемонстрирована в [9]. При использовании оптической схемы с расстоянием $\sim 0,5$ м между объектом и собирающей оптикой точность измерения системы составила ± 10 мкм. При этом регистрирующая аппаратура была отнесена на расстояние ~ 20 м от объекта.

Принцип метода активной лазерной инфракрасной термографии (АЛИТ) заключается в анализе пространственного распределения температуры поверхности объекта при воздействии на нее импульсным лазером. На основании анализа неоднородностей в температурных распределениях предполагается выявлять локальные приповерхностные дефекты — трещины, поры, расслоения. В зависимости от способа освещения — равномерное, или точечное, методом лазерной термографии разрешают трещины параллельные и перпендикулярные поверхности [10]. Реализация, синхронной лазерной термографии позволяет диагностировать и исследовать параметры модифицированных и осажденных слоев на поверхности обращенных к плазме элементов [11]. Метод лазерной термографии впервые предлагается в качестве диагностики ОПЭ в токамаках. Разрешение метода, предельные размеры детектируемых дефектов и толщины модифицированных слоев являются предметом предстоящих исследований.

2.2. Блок-схема диагностического комплекса

Основной принцип совмещения оптических диагностик первой стенки показан на рис. 3. В условиях ограничений, связанных с необходимостью размещения оптических компонентов в диагностических портах внутри вакуумного объема, использование широкоугольных обзорных систем, представляется нерациональным, поскольку обеспечение одновременно широкого угла обзора и приемлемого оптического разрешения потребует размещения крупногабаритной зеркальной оптики в диагностических патрубках токамака, что существенно увеличит стоимость и сложность интеграции диагностической системы. В связи с этим при проектировании системы выбор был сделан в пользу динамического сканирования первой стенки.

Чтобы обеспечить как можно более широкую область обзора, двухосевая система сканирования внутренней поверхности должна размещаться на минимальном расстоянии от выхода из диагностического



Рис. 3. Блок-схема диагностического комплекса.

патрубка вблизи границы плазмы. Для проекта ИТЭР предложен ряд решений по реализации приводов подвижных элементов, приспособленных для эксплуатации в условиях высоких тепловых и радиационных нагрузок. Уже разработаны приводы на основе биметаллических, пьезоэлектрических, пневматических и электромагнитных актюаторов, предназначенные для юстировки зеркал и управления защитными экранами, которые будут размещаться на границе с плазмой, и потенциально применимые для задачи реализации сканирующей системы.

При разработке функциональной схемы диагностического комплекса были приняты во внимание плюсы и минусы реализации системы, предназначенной для решения аналогичной задачи в ИТЭР. Основным недостатком предлагаемого для ИТЭР подхода является, по мнению авторов, выбор метода LIDAR в качестве основной системы метрологии, обеспечивающей покрытие большей части внутренней поверхности токамака. Как следствие, для обеспечения пространственного разрешения, порядка 1 мм, к системе сканирования первой стенки и дивертора лазерным лучом предъявляются высокие требования по точности позиционирования и угловой точности поворота зеркал, что в свою очередь требует использования угловых энкодеров и подведения световодов. Для защиты диэлектрических материалов световодов от оптической деградации, вследствие радиационного воздействия весь сканирующий узел планируется фиксировать на манипуляторе, который будет убираться вглубь диагностического патрубка на время рабочих импульсов ИТЭР.

Реализацию системы контроля состояния первой стенки можно существенно упростить, если выбрать

в качестве основных систем метрологии методы, обеспечивающие обзор определенной площади стенки в течение одной экспозиции. В качестве таких методов предлагается использовать двухволновую цифровую голографию и активную лазерную ИК-термографию. Данное решение имеет следующие преимущества:

1. Уменьшается число шагов сканирующей системы, необходимых для обзора первой стенки и дивертора токамака. Если площадь обзора составляет 100×100 мм, то при требуемом разрешении 1 мм, число необходимых шагов сканирования уменьшится в 10^4 раз по сравнению со сканированием методом LIDAR.
 2. Пространственное разрешение системы определяется только оптическим разрешением, а не шагом сканирования. Следовательно, снижаются требования к точности угла поворота. Приемлемая точность может быть обеспечена путем реализации механизма привода сканатора с фиксированным шагом без необходимости реализации дополнительной системы контроля его углового положения.
 3. Одновременное получение оптического изображения исследуемой поверхности. Сшивка отдельных областей обеспечивается стандартными библиотеками обработки изображения, доступными, например, в пакете расширения Image Processing Toolbox среды Matlab.
 4. Кросс-проверка данных, полученных независимо тремя методами. Повышение надежности результатов, комбинирование методов для получения более полной информации о состоянии ОПЭ
- Обработка данных, полученных методом ДЦГИ, включает в себя последовательное выполнение

прямого и обратного Фурье преобразования с промежуточной фильтрацией спектра и анализ результирующей комплексной амплитуды. Надежность интерпретации данных можно существенно повысить, если иметь определенную априорную информацию относительно формы волнового фронта объектной волны и угла наклона поверхности объекта по отношению к направлению распространения объектной волны. Кроме того, при использовании методов ДЦГИ и АЛИТ построение изображения на матрицах детекторов требует информацию о расстоянии до объекта для фокусировки выходных объективов систем сбора света. Для получения данной априорной информации предлагается использовать метод FM—LIDAR с возможностью независимого сканирования поверхности в пределах площади сбора света ДЦГИ. Такое сканирование планируется осуществлять с использованием двухосевой поворотной подвижки, расположенной вне вакуумного объема токамака, а для того, чтобы область сканирования LIDAR всегда совпадала с областью обзора ДЦГИ и АЛИТ, ввод излучения и сбор света для всех трех диагностик будет выполняться через один и тот же внутривакуумный сканатор, расположенный на границе с плазмой.

3. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ДИАГНОСТИКИ

3.1. Общие принципы построения оптической схемы диагностического комплекса

Расчеты оптической схемы, её параметров и характеристик производились в программном

пакете Ansys Zemax OpticStudio. Блок-схема предлагаемого комплекса диагностик первой стенки токамак-реактора показана на рис. 4. Основным принципом построения комплекса — совмещение областей обзора трех диагностических методов: двухволновая цифровая голография, активная лазерная термография и LIDAR. На схеме ход лучей данных диагностик показан зеленым, красным и синим цветами соответственно. Перестройка между различными областями внутренней поверхности объема токамака осуществляется при помощи внутривакуумного сканатора, отмеченного цифрой 8 на рис. 4.

Наибольшее поле зрения из всех трех диагностик имеет метод ДЦГИ. Для подстройки систем LIDAR и АЛИТ в пределах области наблюдения системы ДЦГИ используется вневакуумное поворотное зеркало, отмеченное на схеме на рис. 4 полукруглой стрелкой. Вся регистрирующая часть оптической схемы, а также большая часть систем ввода и сбора лазерного излучения вынесены за границу вакуума. Внутривакуумная часть состоит только из сканатора, используемого одновременно для ввода лазерного излучения и для вывода собираемого света из вакуумного объема. Такая компоновка при расположении сканатора достаточно близко к выходу диагностического порта обеспечит линейный угол развертки ~ 100° и максимальный обзор первой стенки вместе с внутренней и наружной мишенями дивертора (см. рис. 5).

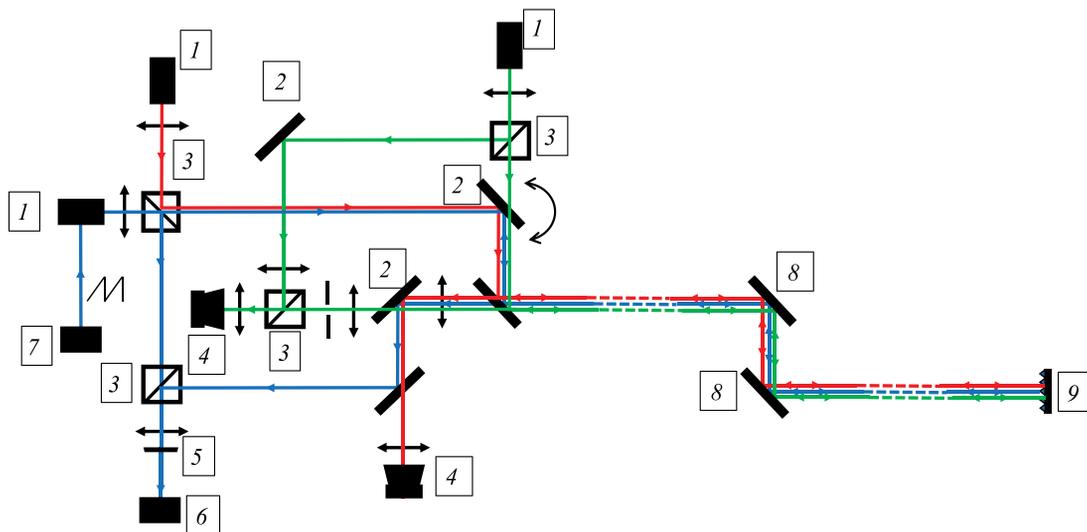


Рис. 4. Блок-схема диагностической системы контроля состояния первой стенки токамак-реактора: 1 — лазеры; 2 — зеркала; 3 — светоделительный кубик; 4 — камеры; 5 — лавинный фотодиод; 6 — частотомер; 7 — генератор пилообразной развертки; 8 — внутривакуумный сканатор; 9 — исследуемая поверхность; зеленый цвет — система ДЦГИ; красный цвет — система АЛИТ; синий цвет — система LIDAR.

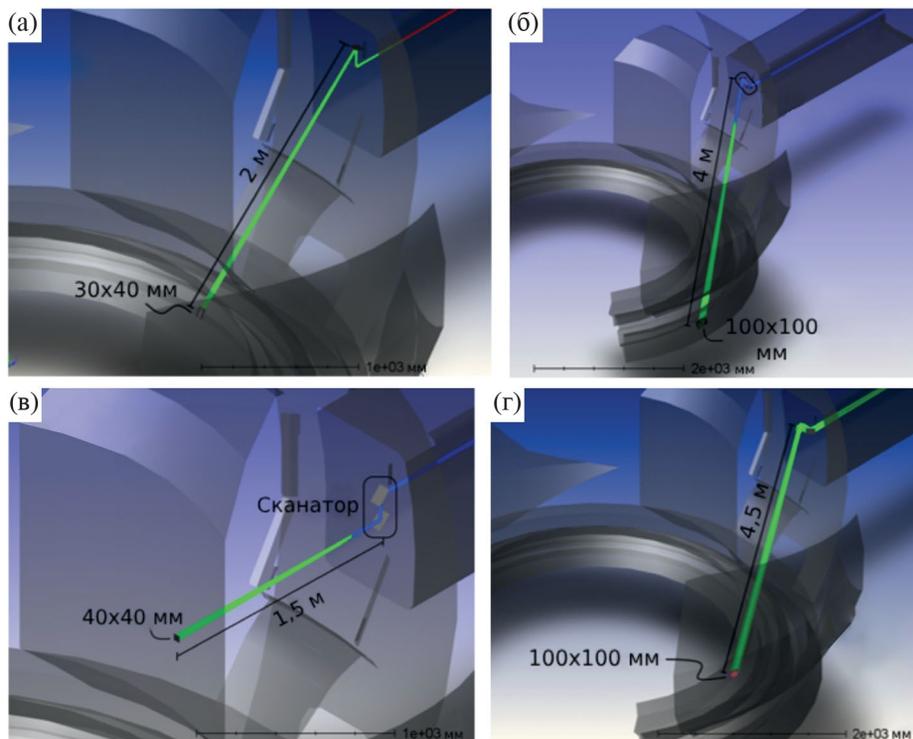


Рис. 5. — Настройка системы сканирования диагностического комплекса разные области внутренней поверхности токамака ТРТ: а) — внутренний дивертор; б) — наружный дивертор; в) — центральная колонна; г) — наружная стенка.

3.2. Система ввода лазерного излучения

Оптические схемы системы ввода излучения и сбора света показаны на рис. 6 и 8. Система ввода излучения состоит из 3 оптических узлов, каждый из которых отвечает за формирование светового поля соответствующей диагностики с заданными параметрами. Общими для всех трех узлов являются поворотное зеркало, совмещенное с малым зеркалом объектива системы сбора света, сапфировое окно порта и узел первого зеркала, который обеспечи-

вает сканирование в пределах полуконуса с углом раствора 100° .

Узел голографии состоит из коллиматора с оптоволоконным входом, лучеделителя и двухлинзового объектива с перестраиваемой первой линзой. Лучеделитель используется для разбиения пучка на опорный и сигнальный, при этом опорный посылается на систему задержки, а сигнальный фокусируется объективом в область порта. После объектива пучок без изменений проходит сквозь дихроическое зеркало,

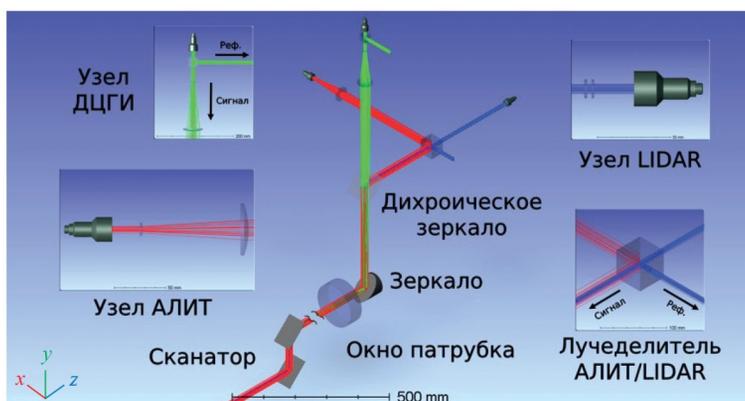


Рис. 6. Оптическая схема ввода лазерного излучения диагностического комплекса: зеленый цвет — система ДЦГИ; красный цвет — система АЛИТ; синий цвет — система LIDAR.

прозрачное в диапазоне длин волн, используемых для голографии, и заводится в порт. В порту пучок проходит через перетяжку, причем ее положение смещается подвижной линзой объектива таким образом, чтобы в область сканирования приходило широкое световое поле с максимальным радиусом кривизны, обеспечивающее равномерную засветку области сканирования и минимальный фазовый сдвиг в ее пределах.

Узел термографии построен по тому же принципу, что и узел голографии. Мощный коллимированный пучок без разделения на опорный и сигнальный проходит через объектив, фокус которого размещается непосредственно в области сканирования. Оптические пути узлов термографии и LIDAR совмещаются при помощи лучеделителя, что позволяет использовать одно общее дихроическое зеркало. Это зеркало настроено на отражение в спектральном диапазоне, используемом для термографии и LIDAR, и при этом размещается на прецизионной двухосевой угловой подвижке (до 1° в обеих осях). Таким образом оно служит для наводки лучей этих диагностик на отдельные точки в пределах большей области обзора ДЦГИ.

Узел LIDAR так же состоит из коллиматора с оптоволоконным входом и двухлинзового объектива, однако

фокус этого объектива зафиксирован ($F=8500$ мм) так, чтобы перетяжка пучка лежала на среднем расстоянии — 3 м. Лучеделитель в этом узле выполняет двойную функцию: прошедший луч становится сигнальным и следует по пути, общему с системой термографии, а отраженный луч становится опорным и отправляется на систему задержки. Особенностью узла также является малое относительное отверстие объектива, благодаря которому достигается большая глубина резкости и обеспечивается высокая концентрация энергии пучка в поперечном сечении — размеры пятна не превышают 2.5 мм на всех расчетных дистанциях сканирования. Это позволяет использовать LIDAR в качестве реперной системы для остальных диагностик, дающей информацию о расстоянии до исследуемой поверхности, наклоне и крупномасштабном рельефе.

Лазеры, используемые для всех трех диагностик, генерируют излучение на фундаментальной $TEM_{0,0}$ моде, и таким образом на вход системы во всех трех случаях подаются гауссовы пучки. Благодаря расчету оптики на минимум сферических aberrаций при проходе через систему ввода излучения поле сохраняет гауссов профиль распределения интенсивности, а его расчетная фаза хорошо описывается аналитически. Волновой фронт поля ДЦГИ (рис. 7), падающего на

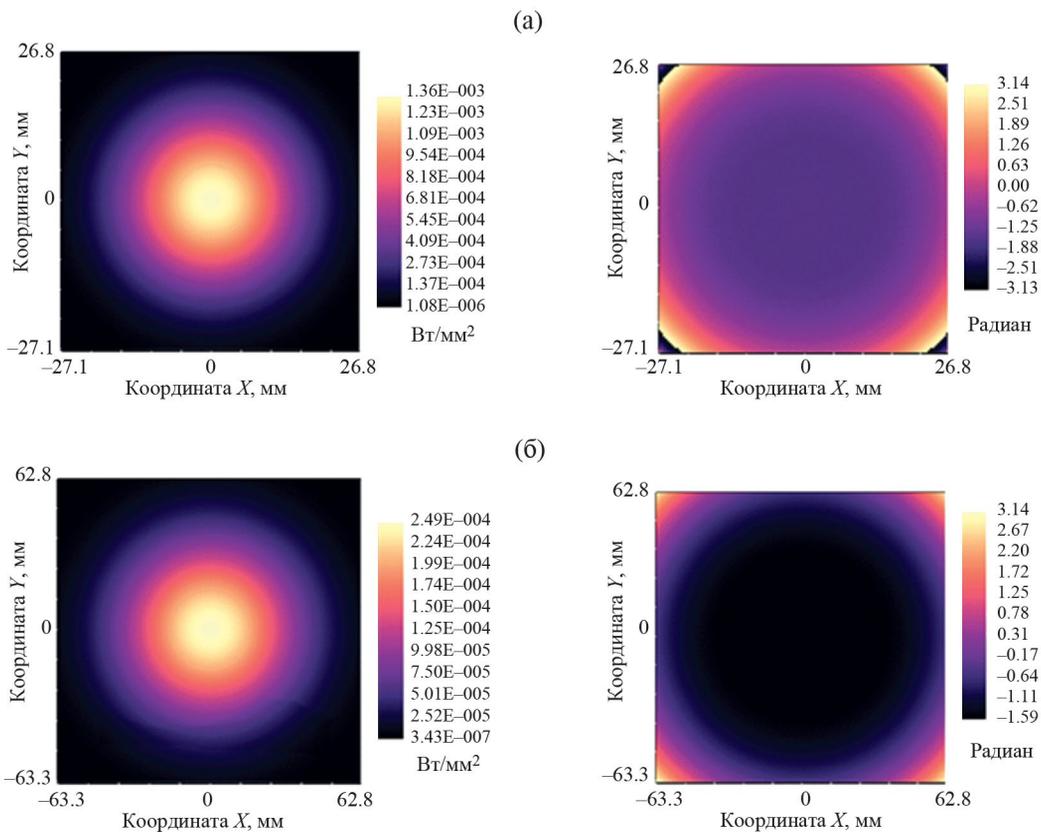


Рис. 7. Распределение плотности мощности (слева) и фазы (справа) поля лазерного излучения ДЦГИ на объекте в зависимости от дистанции сканирования: а) — 1.5 м; б) — 4.5 м.

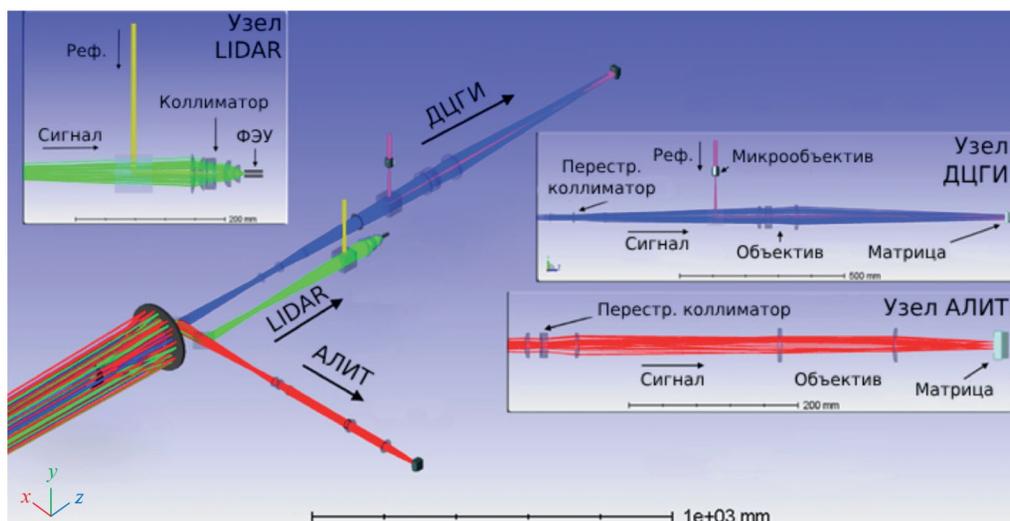


Рис. 8. Оптическая схема системы сбора света диагностического комплекса: зеленый цвет — система ДЦГИ; красный цвет — система АЛИТ; синий цвет — система LIDAR.

область сканирования, имеет сферическую форму, однако, благодаря тому, что расстояние до перетяжки существенно превышает длину Рэлея, радиус кривизны волнового фронта принимает значения порядка единиц метров. Такая маленькая кривизна позволяет достичь отсутствия перескоков фазы в области засветки, что существенно упрощает анализ результирующей голограммы.

Анализ профиля интенсивности поля LIDAR показывает, что вся падающая мощность оказывается сконцентрирована в пределах пятна диаметром 2.5 мм (по уровню e^{-2}) на любой дистанции, а пиковое значение освещенности не опускается ниже 0.5 Вт/мм^2 в пересчете на 1 Вт мощности лазера. Для АЛИТ уширение входного пучка приводит к увеличению выходной числовой апертуры и позволяет стянуть лучи в пятно меньшего диаметра, до 1.5 мм по уровню e^{-2} . В результате становится достижимой более высокая пиковая плотность мощности на уровне порядка десятков Вт/мм^2 в пересчете на 10 Вт мощности лазера.

3.3. Система сбора света

В системе сбора света ключевым элементом является зеркальный объектив типа Кассегрен. Выбор объектива обусловлен работой в широком спектральном диапазоне, в условиях которого использование зеркал полностью исключает существование хроматических aberrаций.

Задача разделения входного пучка по узлам деструктурирования различных диагностик решается при помощи дихроических зеркал. Первое зеркало, расположенное непосредственно за объективом, настро-

ено на пропускание видимого спектра и отражение в ИК-диапазоне, за счет чего выделяется спектральная полоса, задействованная в голографии. Второе зеркало, настроено на пропускание в среднем ИК и отражение в ближнем ИК-спектрах, при помощи чего разделяются полосы LIDAR и ИК-термографии.

Узел ДЦГИ состоит из перестраиваемого коллиматора, лучеделителя, микрообъектива и объектива-триплета. В функции коллиматора входит не только распараллеливание входного пучка, но также и обеспечение максимального относительного отверстия за счет изображения неподвижной апертурной диафрагмы как можно ближе к объекту, что делает оптическую систему более светосильной и повышает предел разрешения. Выходящие из коллиматора параллельные лучи после прохождения диафрагмы направляются на лучеделитель для смешения с опорным пучком. Опорный пучок, в свою очередь, на выходе из системы задержки преобразовывается микрообъективом в точечный источник света, при этом расстояние от него до лучеделителя должно быть равно дистанции между лучеделителем и диафрагмой для обеспечения максимальной контрастности интерферограммы. Полученное в результате смешения световое поле фокусируется объективом-триплетом на КМОП-матрицу, при этом сигнальный пучок формирует изображение области сканирования, а опорный создает интерференционные кольца поверх изображения.

В методе LIDAR применяется схема смешения сигнального и опорного пучков, схожая с методом ДЦГИ, однако поскольку LIDAR не является изображающей диагностикой, необходимости в фокусировке или перестройке пучков не возникает.

Это позволяет использовать единственный короткофокусный объектив для формирования интерферирующих пятен от сигнального и опорного пучков на матрице фотоумножителя.

Узел термографии, как и узел голографии, построен с использованием перестраиваемого коллиматора и объектива с фиксированным фокусным расстоянием. Объектив фокусирует изображение на матрицу ИК-камеры. Линзовая оптика для прохода лучей в диагностике АЛИТ, а также вакуумные окна должны быть изготовлены из материала, пропускающего излучение с длиной волны до 5 мкм. В качестве такого материала можно использовать сапфир с полосой пропускания — до 5.5 мкм.

Минимизация aberrаций при расчете оптики позволила на большинстве дистанций сканирования достичь дифракционного предела разрешения для диагностик АЛИТ и ДЦГИ. Разрешающая способность обеих диагностических систем приведена на рис. 9. Сводка по предельной разрешающей способности (по уровню контраста 0.2) приведена в табл. 1.

В методе LIDAR одним из источников неопределенности в определении расстояния до объекта является ошибка волнового фронта на детекторе в связи с тем, что эта диагностика является когерентной. Величины ошибки измерения из-за кривизны волнового фронта регистрируемого излучения для осевой и крайней точек поля сканирования LIDAR приведены в табл. 2.

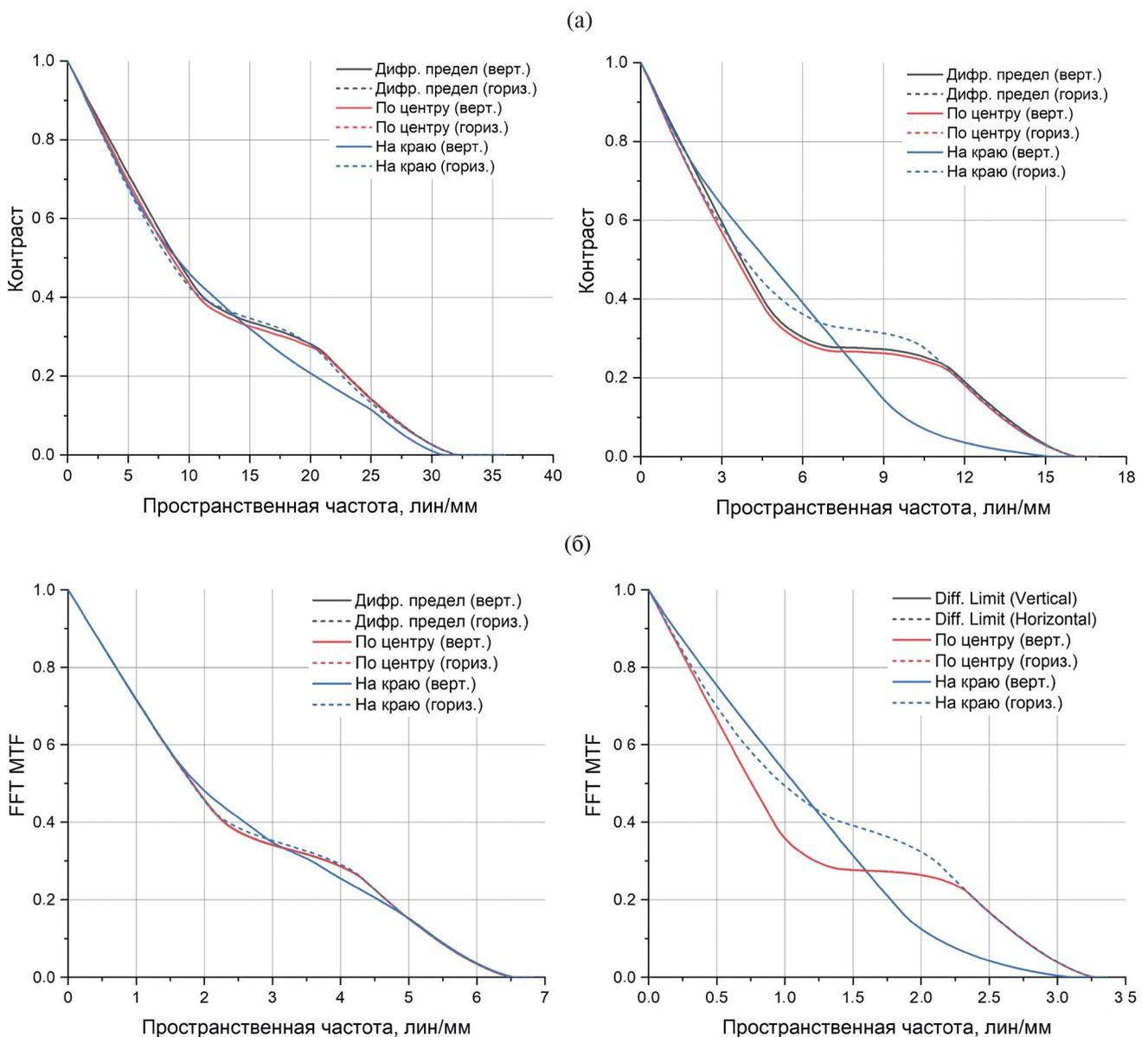


Рис. 9. Частотно-контрастная характеристика диагностических систем на дистанциях 1.5 м (слева) и 4,5 м (справа) на объекте в зависимости от дистанции сканирования: а) — ДЦГИ; б) — АЛИТ.

Таблица 1. Предельная разрешающая способность изображающих диагностик

Диагностика		Разрешающая способность, лин/мм					
		Дифракционный предел		В центре поля		На краю поля	
		Вертикальный	Горизонтальный	Вертикальный	Горизонтальный	Вертикальный	Горизонтальный
ДЦГИ	1.5 м	23.1	23.1	22.9	22.9	20.4	22.7
	4.5 м	11.9	11.9	11.7	11.7	8.3	11.7
АЛИТ	1.5 м	4.7	4.7	4.7	4.7	4.5	4.7
	4.5 м	2.4	2.4	2.4	2.4	1.8	2.4

Таблица 2. Оценка ошибки определения расстояния методом LIDAR, обусловленной ошибкой волнового фронта на детекторе

Дистанция, м	Максимальная ошибка, мкм		Среднеквадратичная ошибка, мкм	
	В центре	На краю	В центре	На краю
1.5	25	33	7	10
3.0	<1	<1	<1	<1
4.5	6	14	2	4

4. АНАЛИЗ УРОВНЯ СИГНАЛОВ, ФОРМУЛИРОВКА ТРЕБОВАНИЙ К ОБОРУДОВАНИЮ

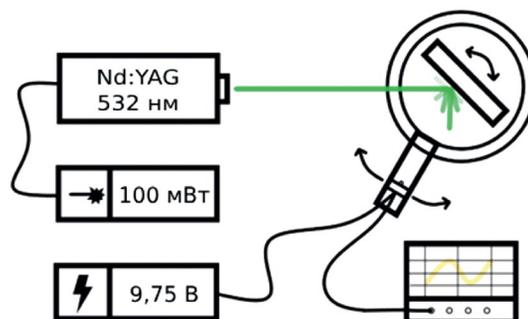
4.1. Угловая зависимость интенсивности рассеянного света

Для формулировки требований к оборудованию был проведен анализ уровня сигналов, регистрируемых приемной аппаратурой всех трех диагностик. Одним из параметров расчета является сила отраженного излучения, рассчитанная с учетом угла падения лазерного луча на исследуемую поверхность. В то время как для теплового излучения угловая зависимость интенсивности подчиняется ламбертовскому закону, в случае диффузного рассеяния лазерного луча индикатриса рассеяния будет зависеть от параметров рельефа рассеивающей поверхности, которые, в свою очередь зависят от технологии шлифовки. Поскольку оценить параметры рельефа поверхности защитных пластин токамака ТРТ в настоящий момент не представляется возможным, было проведено измерение угловой зависимости силы рассеянного излучения с использованием макета облицовочной вольфрамовой плитки дивертора ИТЭР как наиболее близкого по своим характеристикам объекта. Для этого была собрана экспериментальная схема, показанная на рис. 10.

В эксперименте измерялась индикатриса рассеяния света в зависимости от угла падения излучения на макет. Излучение лазера с рабочей длиной волны 532 нм и оптической мощностью 100 мВт падало на исследуемый образец, закрепленный на вращающемся штативе. Штатив был расположен в центре вращающегося столика, а на подвижном лимбе столика крепилась короткая оптическая скамья, на которой был зафиксирован штатив с фотодиодом. Таким

образом, в эксперименте можно было независимо менять угол падения лазерного излучения и сбора рассеянного света.

В ходе измерений было обнаружено, что индикатриса рассеяния на макете облицовки имеет выделенную плоскость. Свет отражается от образцов полосой, направление которой зависит от ориентации образца в держателе. Связанно это с наличием выделенного направления полировочных канавок на поверхности образца. Причем ориентация полосы преимущественного рассеяния оказалась различна на разных тайлах одной сборки. Это делает невозможным предсказание ориентации индикатрисы рассеяния для элементов облицовки в токамаке, что необходимо учитывать при расчете интенсивности собираемого света для диагностик LIDAR и ДЦГИ. Измерения проводились для двух ориентаций образца, соответствующих горизонтальной и вертикальной плоскости преимущественного рассеяния света.

**Рис. 10.** Схема эксперимента по измерению интенсивности рассеяния лазера на макете элемента облицовки дивертора ИТЭР.

На основании данных, полученных в ходе эксперимента, была построена параметрическая модель рассеяния, зависящая от угла падения лазерного луча на образец i и полярного угла сбора света φ . Модель основана на широко известной модели бликового рассеяния S Кука—Торренса [12], дополненной компонентами постоянного шума A , равномерного ламбертовского рассеяния B и компонентой диффузного пятна D . Как и в оригинальной модели, бликовое рассеяние задается распределением микрограней на поверхности материала по Бекманну [13] с параметром m и амплитудой k_s , которое модулируется фактором Френеля F и функцией геометрического затенения G :

$$S = \frac{k_s}{4 \cos i \cos \varphi} \cdot \frac{e^{-\frac{\tan^2 \frac{\varphi-i}{2}}{m^2}}}{\pi m^2 \cos^4 \frac{\varphi-i}{2}} \cdot F \cdot G.$$

Поскольку в эксперименте использовался неполяризованный лазерный луч, то для учета фактора Френеля применялась аппроксимация Шлика [14]

$$F \approx R_0 + (1 - R_0)(1 - \cos i)^5,$$

где R_0 равен коэффициенту отражения по нормали, что для вольфрама на длине волны 532 нм составит порядка 0.5 [15]. Функция геометрического затенения, обеспечивающая затухание блика при предельно косых углах сбора света, имеет вид

$$G = \min \left(1, \frac{2 \cos \varphi \cos \frac{\varphi-i}{2}}{\cos \frac{\varphi+i}{2}}, \frac{2 \cos i \cos \frac{\varphi-i}{2}}{\cos \frac{\varphi+i}{2}} \right).$$

Диффузное отражение можно описать распределением Лапласа с амплитудой k_d и параметром n , которое также модулируется факторами Френеля и затенения:

$$D = k_d \frac{e^{-\frac{|\tan \frac{\varphi-i}{2}|}{n}}}{n} \cdot F \cdot G.$$

Компонентам ламбертовского рассеяния и постоянного шума соответствуют слагаемые $k_b \cos \varphi$ и k_a . Таким образом, общий вид модельной функции рассеяния

$$A + B + D + S = k_a + k_b \cos \varphi + F \cdot G \times \left(k_d \frac{e^{-\frac{|\tan \frac{\varphi-i}{2}|}{n}}}{n} + \frac{k_s}{4 \cos i \cos \varphi} \cdot \frac{e^{-\frac{\tan^2 \frac{\varphi-i}{2}}{m^2}}}{\pi m^2 \cos^4 \frac{\varphi-i}{2}} \right).$$

В программном пакете OriginPro была проведена аппроксимация экспериментальных данных описанной выше моделью. Графики аппроксимирующих поверхностей в логарифмическом масштабе приведены на рис. 11. Статистическая оценка значений параметров дана в таблице 3.

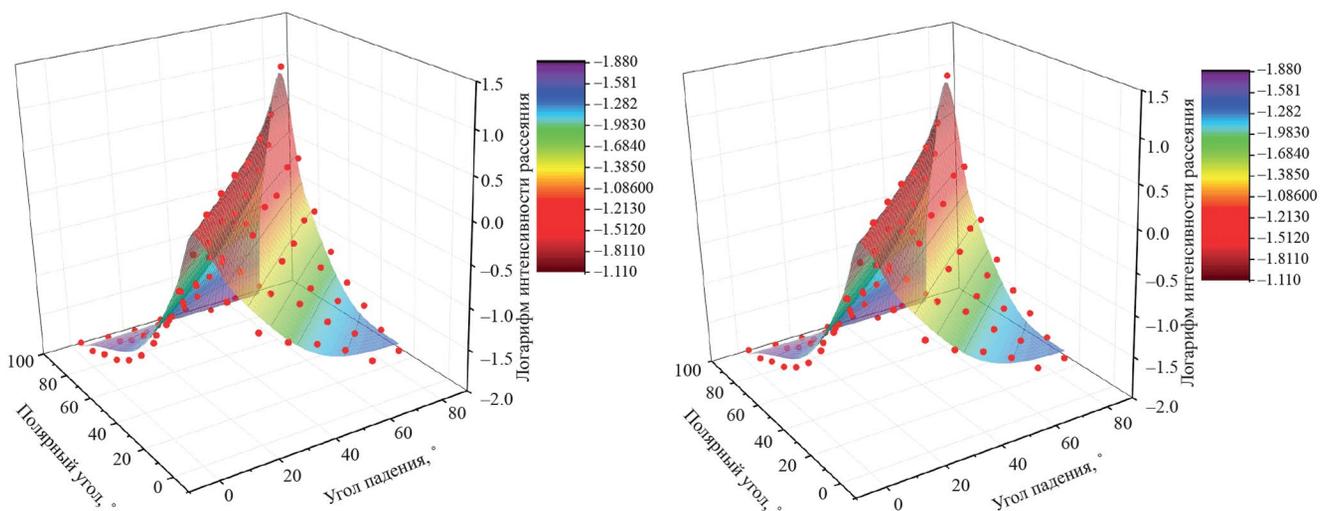


Рис. 11. Аппроксимация экспериментальных данных рассеяния в логарифмическом масштабе. Поверхности соответствуют модельным данным, точки — эксперименту; слева — ориентация штрихов в плоскости падения света, справа — поперек.

Таблица 3. Статистика параметров аппроксимации функции рассеяния излучения лазера на макете облицовки дивертора ITER

Параметр	Ориентация штрихов			
	В плоскости падения света		Поперек плоскости падения света	
	Среднее, ср^{-1}	Станд. отклонение, ср^{-1}	Среднее, ср^{-1}	Станд. отклонение, ср^{-1}
k_a	0.0133	0.0012	0.0116	0.0011
k_b	0.031	0.005	0.0154	0.0034
k_d	0.365	0.032	0.099	0.011
k_s	0.069	0.016	0.0643	0.0010
n	0.082	0.005	0.090	0.009
m	0.0505	0.0035	0.0435	0.0021

4.2. Уровни собираемого сигнала

Расчет энергетике собираемого света для диагностик ДЦГИ и LIDAR проводился для двух дистанций от рассеивающей поверхности до сканатора — 1.5 м и 4.5 м. В первом случае моделировался случай настройки на центральную колонну ТРТ, во втором — на внешнюю стенку токамака. Поверхность в обоих случаях ориентировалась под углом 45° к падающему излучению. При совмещении систем ввода и сбора излучения угол сбора света всегда равен углу падения света по величине и противоположен по знаку. Как следует из полученных угловых зависимостей индикатрисы рассеяния, для углов падения более $\sim 40^\circ$ компоненты бликового и диффузного пятен практически не оказывают никакого влияния на функцию рассеяния, и единственный вклад вносит ламбертовская компонента

$$f(i \gtrsim 40^\circ, \varphi) \approx k_b \cos \varphi.$$

Оценка проводилась в пересчете на 1 Вт источника излучения и один светочувствительный элемент соответствующей диагностики при регистрации крайней точки области сканирования. Коэффициент пропускания оптической системы ввода принимался с учетом однократного просветления за 99%, системы сбора — 30% (падение пропускания при сборе связано преимущественно с экранированием малым зеркалом объектива Кассегрена). Приходящее в область сканирования излучение рассчитывалось для метода ДЦГИ — по уровню e^{-2} .

Таблица 4. Параметры светового потока, приходящего на детектор ДЦГИ в пересчете на 1 Вт мощности источника излучения для угла падения 45°

Дистанция, м	1.5	4.5
Размер светочувствительного элемента, $\text{мкм} \times \text{мкм}$	5×5	
Мощность излучения на 1 светочувствительный элемент, Вт	$9.1 \cdot 10^{-14}$	$1.5 \cdot 10^{-14}$
Энергия фотона, Дж	$1,81 \cdot 10^{-19}$	
Поток фотонов на 1 светочувствительный элемент, фотон/с	$5.1 \cdot 10^5$	$6.1 \cdot 10^4$

Для получения значения яркости излучения в области сканирования необходимо умножить полученное значение интенсивности рассеяния на освещенность, создаваемую источниками с учетом падения под углом 45° . Как известно, яркость в оптической системе модулируется только поглощением и рассеянием на оптике, поэтому возможно сразу получить значение яркости на детекторах. По известной выходной численной апертуре системы сбора света рассчитывается телесный угол, стягиваемый пикселями детектора

$$\Omega = \pi \cdot NA^2.$$

Далее, предполагая характерный размер пикселей, легко получить мощность на 1 пиксель. Таким образом, входные данные и результаты расчетов для детектора ДЦГИ сведены в табл. 4.

Для метода LIDAR мощность света, собираемого на детекторе фотодиода с учетом измеренной индикатрисы рассеяния можно оценить, как $8 \cdot 10^{-7}$ Вт на дистанции 1.5 м и $1.4 \cdot 10^{-7}$ Вт на дистанции 4.5 м.

Оценка энергетического потока на ИК-детектор диагностики АЛИТ выполнена для дистанции 4.5 м и угла падения излучения лазера и, соответственно сбора света — 45° . Также необходимо иметь в виду, что внешний нагрев лазером поверхности происходит в импульсном режиме. Температура в области лазерного пятна описывается формулой

$$T(\tau) = \frac{2q(1-R)\sqrt{a\tau}}{k\sqrt{\pi}} + T_0,$$

где T — абсолютная температура поверхности;
 τ — длительность лазерного импульса;
 q — пиковая плотность мощности при падении под углом 45° ;
 $R = 0,68$ — коэффициент отражения вольфрама на длине волны 1 мкм;
 $a = 9,38 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ — коэффициент температуропроводности;
 $k = 190 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ — коэффициент теплопроводности;
 $T_0 = 300 \text{ К}$ — начальная температура поверхности.

Спектральная планковская яркость (с учетом коэффициента серости вольфрама при комнатной температуре $\varepsilon = 0,1$) интегрируется по длинам волн от 3 до 3.1 мкм, затем проводятся те же оптические расчеты, что и для двух других диагностик.

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

При оценке сигнала следует учесть, что искомым параметром диагностики АЛИТ является не полная мощность, а ее прирост. Графики зависимости температуры поверхности и прироста потока фотонов в ходе импульсного нагрева на 1 пиксель ИК-детектора диагностики АЛИТ от длительности импульса лазера для двух значений мощности лазера — 10 и 100 Вт — приведены на рис. 12.

Здесь следует отметить, что данный расчет справедлив для схемы регистрации излучения, построенной на двух ИК-детекторах с использованием полосовых фильтров на разные спектральные ди-

апазоны. Такая схема детектирования нужна, когда необходимо отслеживать быструю динамику абсолютных значений температуры в исследуемой области. Если нужны только данные об относительном изменении температуры, то достаточно одного детектора, измеряющего полную мощность излучения. В таком случае чувствительность методики будет заметно выше.

4.3. Вклад рассеянного лазерного излучения в собираемый сигнал

При совмещении систем ввода лазерного излучения и сбора света неизбежно возникает проблема засветки детекторов светом, рассеянным на общих зеркальных элементах систем. В оптической схеме, описанной в разд. 3, такими элементами являются зеркала сканирующей системы. В случае диагностики АФМ—LIDAR диффузное отражение на зеркалах сканатора приведет к возникновению дополнительных частот биения регистрируемого сигнала, соответствующих расстоянию до данных зеркал. Эти частоты не будут меняться в ходе сканирования поверхности и могут быть отфильтрованы в ходе постобработки. Для метода АЛИТ лазерное излучение необходимо только для нагрева поверхности и длина волны зондирующего лазера может быть выбрана вне спектрального диапазона ИК-камеры (например, 1064 нм). В таком случае опасность будет представлять не рассеянный свет, а планковское излучение зеркал, нагретых лазерным излучением. В предложенной оптической схеме плотность лазерного излучения на зеркалах, а следовательно, и изменение температуры в импульсе в 50 раз меньше, чем на исследуемой поверхности облицовки токамака ТРТ при фокусировке на 4.5 м, что позволит пренебречь эффектом нагрева зеркал в измерениях.

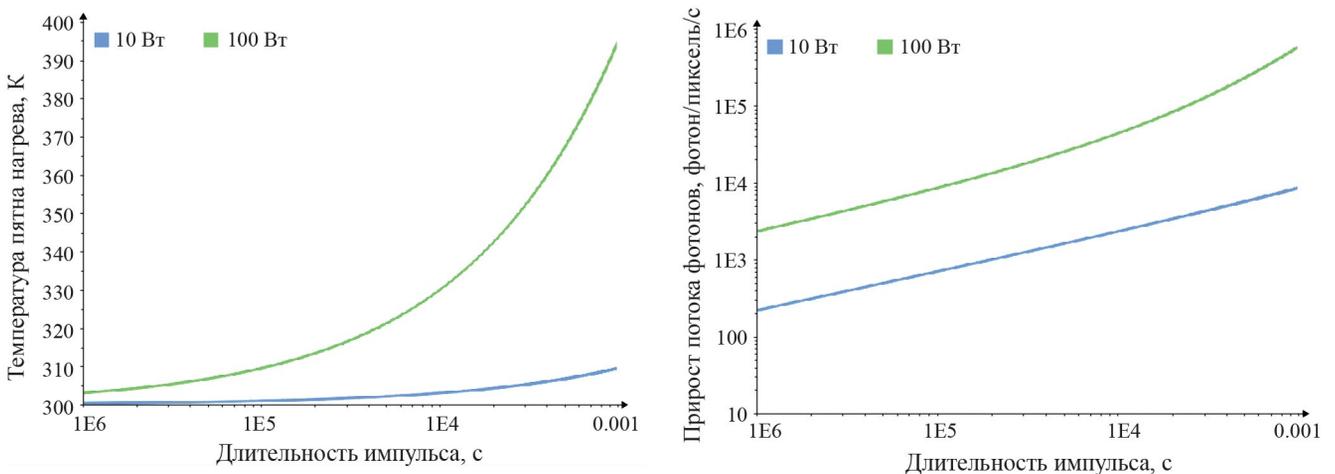


Рис. 12. Зависимость температуры поверхности (слева) и прироста потока фотонов на 1 пиксель ИК-детектора диагностики АЛИТ (справа) от длительности импульса лазера для двух значений мощности лазера — 10 и 100 Вт.

В методе ДЦГИ собираемое излучение имеет частоту зондирующего лазера, что делает невозможным спектральную разделенность сигналов. Для вычисления уровня паразитной засветки модель системы сбора света в программном пакете Zemax была дополнена двумя дополнительными конфигурациями, в которых мнимый источник засветки располагался на первом и втором зеркалах сканирующей системы. По численным расчетам были определены телесные углы, стягиваемые от этих источников входным зрачком системы, а также доля энергии, достигающая матрицы детектора с учетом потерь в системе, включая виньетирование выходным окном и экранирование малым зеркалом Кассегрена.

Сходясь далеко от фокуса, рассеянные лучи в первом приближении равномерно засвечивают матрицу, благодаря чему возможно построить линейную математическую модель зависимости интенсивности паразитной засветки I (ламбертовское рассеяние) от доли диффузного отражения зеркал d

$$I(d) = \frac{\tau I_0}{S} \cdot d \frac{\Omega}{\pi} \cos(45^\circ),$$

где I_0 — энергия, падающая на зеркало, в пересчете на 20 мДж энергии импульсного лазера;

τ — доля энергии, приходящей на матрицу;

S — площадь матрицы;

Ω — телесный угол, стягиваемый зрачком системы.

Полученные зависимости, а также уровень сигнала, отраженного от первой стенки в худшем случае фокусировки на 4.5 м и угле падения 45° в диапазоне параметра d от 0 до 10% приведены на рис. 13.

Анализ зависимостей показывает, что основной вклад в засветку ожидаемо вносит второе от плазмы зеркало, поскольку для него падающая мощность, а также телесный угол почти вдвое больше, чем для первого. Точка пересечения линии суммарного рассеяния с уровнем сигнала ($d \sim 0,07\%$) определяет требования к качеству поверхности зеркал. При доле диффузного рассеяния — 1%, вполне достижимого для монокристаллических молибденовых зеркал, [17] сигнал от рассеянного на зеркалах излучения примерно в 20 раз превышает полезный сигнал. Один из возможных путей решения данной проблемы — использование источников света с ограниченной длиной когерентности, что позволит исключить вклад засветки в интерференционную картину, а только добавит постоянный фон. Тогда единственным ограничением на интенсивность паразитного сигнала будет динамический диапазон приемника. Предполагая глубину цвета регистрирующей матрицы равной 16 бит (65 536 уровней), имеем возможность регистрации сигнала на всех дистанциях сканирования без потери данных при доле рассеяния на зеркалах системы сканирования не хуже 2–3%.

Другое возможное решение заключается в использовании импульсных лазеров с длительностью импульса в нс диапазоне и реализации схемы задержки регистрации детектируемого сигнала. Данный способ применим при достаточной дистанции сканирования. В случае токамака ТРТ, где минимальная дистанция от первого зеркала до стенки составляет ~ 2 м длительность импульса лазера не должна превышать ~ 10 нс.

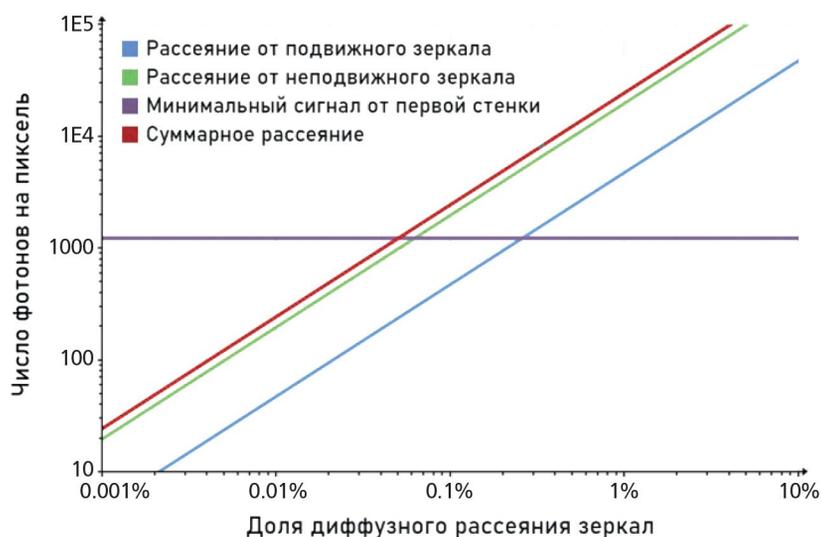


Рис. 13. Зависимость количества сигнальных и рассеянных зеркалами фотонов от доли диффузного рассеяния зеркал при облучении лазером с энергией в импульсе 20 мДж элемента стенки, расположенного на 4.5 м от первых зеркал и угле падения света 45°

4.4. Требования к оборудованию

На основании расчета параметров световых потоков можно сформулировать требования к мощности лазерного излучения, чтобы получить на детекторах надежно регистрируемый сигнал. В первую очередь данные требования относятся к мощности лазерных источников для получения измеримого уровня сигналов на детекторах. Для кремниевых КМОП матриц научных камер, рассчитанных на видимый диапазон с темновым шумом $\sim 1-2\epsilon$ и квантовой эффективностью, близкой к 100% за уровень надежно измеряемого сигнала можно взять 1000 фотонов. Для ИК-камер с заметно более высоким темновым шумом и несколько более низкой квантовой эффективностью измерения можно надежно проводить для 10^4 фотонов. В методе LIDAR, в качестве приемника используется лавинный фотодиод. Типичная кривая фоточувствительности лавинного фотодиода показана на рисунке 14. Для лазера, излучающего на длине волны 1064 нм, уровень сигнала на диоде должен быть не менее ~ 100 нВт.

Требуемые параметры лазерных систем приведены в табл. 5.

Еще одним фактором, который необходимо учитывать при реализации диагностики ДЦГИ для ис-

следования первой стенки токамак-реактора является необходимость крепления элементов оптической схемы на конструкционных элементах токамака, подверженных вибрациям что может привести к возникновению случайных фазовых сдвигов. Уменьшить чувствительность системы к вибрациям можно, обеспечив проведение измерений за время много меньшее, чем период собственных колебаний конструкции. В случае использования постоянного лазера уменьшение времени экспозиции неизбежно потребует увеличения мощности лазера, до значений в несколько кВт и использования быстрой камеры. Другой подход, предложенный ранее в [18] заключается в использовании импульсного лазера в нс—мкс диапазоне. В таком случае, энергии 20 мДж в импульсе будет достаточно для обеспечения надежно измеримого уровня сигнала в макете диагностики ДЦГИ.

Для диагностик LIDAR и ДЦГИ, основанных на эффекте интерференции когерентного излучения с перестраиваемой длиной волны существенными, являются также требования к ширине линии генерации и диапазону перестройки оптической частоты. Длина когерентности лазерного излучения связана с шириной полосы лазера соотношением:

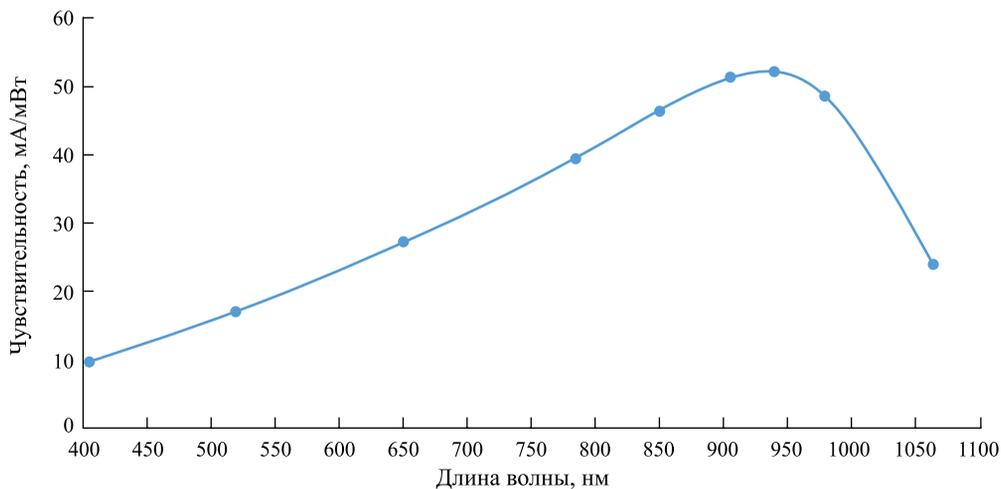


Рис. 14. Типичная спектральная зависимость фоточувствительности кремниевых лавинных фотодиодов [17].

Таблица 5. Требования к лазерным системам диагностического комплекса

Диагностика	LIDAR	ДЦГИ	АЛИТ
Мощность (энергия в импульсе)	Не менее 1 Вт	Не менее 20 мДж	Не менее 1000 Вт
Длина волны	400—1100 нм	400—900 нм	—
Ширина линии	Не более 10 МГц	Не более 3 ГГц	—
Диапазон перестройки	Не менее 0,3 нм	Не менее 3 нм	—
Частота модуляции (длительность импульса)	Не менее 1 кГц	Не более 10 нс	Не менее 1 кГц

$$\Delta\nu = c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{c}{L},$$

где L — длина когерентности;

c — скорость света.

Для реализации методов LIDAR и ДЦГИ необходимо, чтобы длина когерентности превышала разность хода опорного и объектного лучей. Если расстояние от лазера до объекта не превышает 15 м, длина когерентности не должна быть меньше 30 м. Следовательно ширина линии $\Delta\nu$ в неперестраиваемой схеме LIDAR должна быть не больше 10 МГц. В методе ДЦГИ требования к когерентности могут быть ниже при добавлении в схему проводки опорного луча регулируемой линии задержки. В таком случае требования к длине когерентности будут определяться линейными размерами осматриваемой области. Для разрабатываемой системы — это квадрат со стороной 10 см. Следовательно для обеспечения когерентности необходимо, чтобы ширина линии $\Delta\nu$ не превышала 3 ГГц.

Ширина полосы перестроения в методе ДЦГИ определяется требованием к динамическому диапазону измерений. Чтобы получить предельный динамический диапазон измерения глубины рельефа в 100 мкм при работе на длине волны 700 нм необходимо иметь возможность перестроения длины волны в диапазоне ~ 3 нм. Для системы LIDAR частоту сигнала, регистрируемого как результат наложения опорного и объектного поля можно оценить из следующего выражения:

$$\Delta f = \Delta F \cdot \frac{2 \cdot L \cdot \nu}{c},$$

где L — расстояние до объекта;

ν — частота модуляции оптической частоты лазера;

ΔF — амплитуда модуляции оптической частоты лазера.

Взяв расстояние до исследуемой поверхности — 15 м, частоту модуляции — 1 кГц и регистрируемую частоту — 1 МГц, получаем необходимую амплитуду модуляции — 90 ГГц, или 0,3 нм для длины волны лазера 1064 нм.

Требования к оборудованию системы регистрации диагностического комплекса, представлены в табл. 6. Основным требованием к матрице приемника диагностик ДЦГИ и АЛИТ является их разрешение. Для объекта размером 100×100 мм с учетом теоремы Шеннона—Найквиста и требуемого разрешения метода ДЦГИ — 100 мкм размер матрицы должен быть не менее 2000×2000 пикселей. Для метода АЛИТ требования к разрешению несколько ниже — 500 мкм, и, следовательно разрешение детектора должно быть не меньше, чем 400×400 пикселей.

Система сбора света метода LIDAR спроектирована для сбора света со всей площади 100×100 мм на матрицу лавинного фотодиода. В соответствии с расчетами для этого размер фоточувствительной матрицы фотодиода должен быть не менее 1.5×1.5 мм.

Для детекторов, используемых в методе АЛИТ, также необходимо при выборе спектрального диапазона учитывать, что граница оптического пропускания материала вакуумных окон в токамаке — сапфира составляет 5.5 мкм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматриваются принципы построения системы мониторинга эрозии первой стенки и диверторных пластин токамака с реакторными технологиями ТРТ. В основе системы лежат методы: FM—LIDAR, ДЦГИ и АЛИТ. В предложенной концепции метод ДЦГИ обеспечивает обзор площади стенки $\sim 100 \times 100$ мм, а поля наблюдения LIDAR и АЛИТ перестраиваются в пределах этой площади. Полное покрытие видимой из диагностического патрубка внутренней поверхности токамака обеспечивается за счет оптического сканирования поверхности первой стенки и дивертора. Метод LIDAR служит для получения априорной информации относительно угла наклона поверхности объекта по отношению к направлению распространения объектной волны ДЦГИ и о расстоянии до объекта для фокусировки выходных объективов систем сбора света. Метод АЛИТ позволяет выявлять локальные приповерхностные дефекты — трещины, поры, расслоения.

Таблица 6. Требования к оборудованию системы регистрации диагностического комплекса

Диагностика	LIDAR	ДЦГИ	АЛИТ
Разрешение (размер матрицы)	Не менее 1.5×1.5 мм	Не менее 2000×2000 пикселей	Не менее 400×400 пикселей
Спектральный диапазон	400—1100 нм	400—900 нм	1,5—5,1 мкм
Динамический диапазон (минимально детектируемая оптическая мощность)	Не менее 0,1 мкВт	Не менее 16 бит	Не менее 12 бит
Дополнительные требования	—	Наличие “глобального затвора”	Возможность записи с частотой не менее 1 кГц

Предложена схема совмещения оптических путей ввода лазерного излучения и сбора рассеянного света диагностических систем при размещении сканирующей системы максимально близко к границе плазмы. На основании оптического моделирования сделаны выводы о распределении плотности мощности и фазы лазерного излучения ДЦГИ в освещенной области первой стенки. Набег фазы от центра к краю не превышает π радиан при радиусе сферической волны — несколько метров падающего излучения. Информация о форме волнового фронта принципиально важна при постобработке данных диагностики ДЦГИ. Для методов ДЦГИ и АЛИТ предложена схема формирования изображения и определено пространственное разрешение в худшем случае на дистанции 4,5 м на краю изображения — 9 штрихов/мм и 2 штриха/мм соответственно. Для оценки энергетики собираемого света, проведено экспериментальное исследование функции рассеяния света на макетах облицовки дивертора ИТЭР, как объекта, наиболее близкого по своим свойствам к облицовке ТРТ. На основании полученных экспериментальных данных выполнен расчет энергетики собираемого сигнала для всех трех диагностических методов, проведена оценка вклада рассеянного лазерного излучения в собираемый сигнал и сформулированы требования к диагностическому оборудованию. На следующем этапе необходимо макетирование предложенной системы для экспериментальной валидации предложенных концептуальных решений.

Кроме мониторинга состояния защитной облицовки в круг задач комплекса диагностик первой стенки является измерение содержания изотопов водорода в ОПЭ ТРТ. Предполагается, что при реализации на установке ТРТ система мониторинга накопления топлива будет объединена с монитором эрозии в единый диагностический комплекс. В частности, планируется использовать общие внутривакуумные элементы ввода лазерного излучения и сбора света. В данной работе описывается только часть, относящаяся к исследованию эрозии ОПЭ. Описанию системы мониторинга накопления топлива в материалах первой стенки и дивертора ТРТ будет посвящена отдельная публикация.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Разработка общих принципов построения диагностического комплекса (разд. 1) выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание, тема № 0034-2019-0001). Разработка оптической схемы (разд. 2), а также анализ уровня сигналов и формулировка требований к оборудованию (разд. 3) выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-00023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Temmerman G., Hirai T., Pitts R. A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60, P. 044018. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaaf62>
2. *Schweer B., Huber A., Sergienko G., Philipps V., Irrek F., Esser H. G., Samm U., Kempenaars M., Stamp M., Gowers C., Richards D.* // J. Nucl. Mater. 2005. V. 337—339. P. 570. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.10.156>
3. *Pintsuk G., Bobin-Vastra I., Constans S., Gavila P., Rödig M., Riccardi B.* // Fusion Eng. Des. 2013. V. 88. P. 1858. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.091>
4. *Кукушкин А. С., Пушенов А. А.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. С. 1123.
5. *Будаев В. П.* // ВАНТ. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. № 4. С. 5.
6. *Autricque A., Peillon S., Gensdarmes F., Sow M., Fedorczak N., Roche H., Pluchery O., Grisolia C.* // Nucl. Mater. Energy. 2018. V. 17. P. 284. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.11.013>
7. *Cohen R., Ryutov D.* // Physics of Plasmas. 1998. V. 5. P. 2194. <https://doi.org/10.1063/1.872926>
8. *Reichle R., Andrew P., Bates P., Bede O., Casal N., Choi C. H., Barnsley R., Damiani C., Bertalot L., Dubus G., Ferreol J., Jagannathan G., Kocan M., Leipold F., Lisgo S. W., Martin V., Palmer J., Pearce R., Philipps V., Pitts R. A., Passedat G., Puiu A., Suarez A., Shigin P., Shu W., Vayakis G., Veshchev E., Walsh M.* // Journal of Nuclear Materials, 2015, V. 463, P. 180. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.01.039>
9. *Pedrini G., Calabuig A., Jagannathan G., Kempenaars M., Vayakis G., Osten W.* // Applied Optics. 2019. V. 58. Iss. 5. P. A147. <https://doi.org/10.1364/AO.58.00A147>
10. *Li T., Almond D. P. and Rees D. A. S.* // Meas. Sci. Technol. 2011, 22, 035701. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/22/3/035701>
11. *Courtois X., Sortais C., Melyukov D., Gardarein J. L., Semerok A., Grisolia Ch.* // Fusion Engineering and Design. 2011. V. 86, P. 1714. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.04.071>
12. *Cook R. L., Torrance K. E.* // ACM SIGGRAPH Graphics. 1981. V. 15. Issue 3. P. 307. <https://doi.org/10.1145/965161.806819>
13. *Beckmann P., Spizzichino A.* The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. Norwood MA, Artech House Inc., 1987.
14. *Schlick C.* // Computer graphics forum. 1994. V. 13. № 3. P. 233. <https://doi.org/10.1111/1467-8659.1330233>

15. *Werner W.S. M., Glantschnig K., Ambrosch-Draxl C.* // Journal of Physical and Chemical Reference Data. 2009. V. 38. № 4. P. 1013. DOI: 10.1063/1.3243762
16. *Litnovsky A., Wienhold P., Philipps V., Sergienko G., Schmitz O., Kirschner A., Kreter A., Droste S., Samm U., Mertens Ph., Donné A. H., TEXTOR Team, Rudakov D.,*
17. <http://www.lightsensing.com/>
18. *Бондаренко А. В., Высоцкий Д. В., Тугаринов С. Н.* // ВАНТ. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. № 1. С. 18.
- Allen S., Boivin R., McLean A., Stangeby P., West W., Wong C., DIII-D Team, Romanyuk A.* // J. Nucl. Mat. 2007. V. 363—365. P. 1395.

Conceptual Project for Diagnostics of Erosion of the First Wall and Divertor of the Tokamak with Reactor Technologies TRT

A. G. Razdobarin^{a, b, c, *}, Ya. R. Shubin^a, A. A. Belokur^a, D. L. Bogachev^b, D. I. Elets^{a, b, c}, O. S. Medvedev^{a, b, c}, E. E. Mukhin^a, L. A. Snigirev^a, I. V. Alekseenko^c

^a *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021, Russia*

^b *Spectral-Tech, St. Petersburg, 194223, Russia*

^c *Immanuel Kant Baltic Federal University, Kaliningrad, 236041, Russia*

* *e-mail: Aleksey.Razdobarin@mail.ioffe.ru*

A conceptual design for diagnosing erosion of the first wall and divertor plates of a tokamak with reactor technologies TRT is proposed. The principles of constructing a diagnostic complex based on the following systems are developed: laser radar, dual-wavelength digital holographic interferometry and active laser IR thermography. An optical scheme is developed for combining the optical paths to input laser radiation and collect scattered light from diagnostic systems. To view the maximum area of the first wall, a scheme for optical scanning of the surface of the first wall and divertor is proposed. Based on optical simulation, the spatial distribution of the power density and phase of interferometry laser radiation in the illuminated region of the first wall is constructed, and the dimensions of the light fields and power density for IR thermography and laser radar diagnostics are determined. An image formation scheme is proposed and the spatial resolution is determined for interferometry and IR thermography methods. The light scattering function on models of the ITER divertor cladding is studied experimentally. The energy of the collected signal is calculated on the basis on the experimental data for all three diagnostic methods and the requirements for the diagnostic equipment are formulated.

Keywords: TRT tokamak, laser diagnostics, first wall

УДК 621.039.623, 533.9.08, 519.688

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТРТ НА СИГНАЛЫ ДАТЧИКОВ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИАГНОСТИКИ

© 2024 г. А. М. Белов^{a,b,*,**}, В. Ф. Андреев^a, А. В. Сушков^a

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b Государственный научный центр РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Троицк, Москва, Россия

* e-mail: Belov_AM@nrcki.ru

** e-mail: abelov@triniti.ru

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

После доработки 15.02.2024 г.

Принята к публикации 20.02.2024 г.

Приведены результаты модельных численных расчетов, показывающие влияние вакуумной камеры ТРТ на амплитуду и фазу сигналов в магнитных датчиках, которые расположены на внутренней и внешней поверхности вакуумной камеры. Показано, что характерное время в датчиках напряжения обхода существенно зависит от их положения на вакуумной камере ТРТ. Поэтому требуется их тщательное согласование между собой, особенно на динамической стадии разряда, когда в вакуумной камере наводятся большие вихревые токи. Приведены результаты численных расчетов при периодическом возмущении в плазменном шнуре. Они показали, что вакуумная камера практически полностью экранирует сигналы в датчиках формы магнитной поверхности, расположенных на внешней поверхности вакуумной камеры. При этом она влияет не только на амплитуду сигналов в магнитных датчиках, но и на фазу сигналов. Численные исследования позволяют заключить, что приоритетным является расположение датчиков формы магнитной поверхности именно на внутренней поверхности вакуумной камеры ТРТ.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями, электромагнитная диагностика, магнитные датчики, вакуумная камера, моделирование, уравнения Кирхгофа, вихревые токи

DOI: 10.31857/S0367292124040056, EDN: QDNYCD

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной целью токамака ТРТ является отработка ключевых технологий термоядерного реактора и достижение параметров плазмы, обеспечивающих горение ($Q > 1$) [1]. Для достижения этих целей планируется разработать электромагнитную систему (ЭМС) токамака на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), позволяющую создавать тороидальное магнитное поле до 8 Тл, которое будет удерживать горячую плазму от контакта со стенкой вакуумной камеры (ВК). Для обеспечения заданных параметров плазмы необходимо в реальном времени контролировать форму и положение плазменного шнура внутри ВК. Существенным препятствием для получения требуемых параметров плазмы являются различные типы неустойчивостей [2], которые возникают в плазме. Наиболее опасными являются МГД-неустойчивости, которые относятся к макроскопическим неустойчивостям плазмы, так как их неконтролируемое развитие может привести, например к развитию неустойчивости срыва, при котором

происходит потеря тепловой и магнитной энергии за очень малые времена, что приводит к существенному воздействию на первую стенку ВК, ЭМС токамака.

Электромагнитная диагностика (далее в тексте магнитная), основанная на датчиках индуктивного типа, представляющих собой как одно-, так и многовитковые катушки, имеющих различные линейные размеры, обеспечивает как локальные (порядка нескольких сантиметров), так и распределенные (сравнимо с линейными размерами токамака) измерения магнитного поля в разных частях токамака. На основе измерений магнитными датчиками можно определить ток и энергосодержание плазмы, вихревые токи, текущие по конструктивным элементам токамака, напряжение обхода и др.

Данные магнитной диагностики, после их обработки, используются для управления системой электропитания ЭМС токамака в реальном времени, которая обеспечивает реализацию заданного сценария разряда. Анализ сигналов магнитной диагностики после разряда позволяет восстанавливать

форму и положение плазмы, исследовать процессы возникновения и развития МГД-неустойчивостей, турбулентности плазмы. В современных установках электромагнитная диагностика состоит из сотен индуктивных датчиков различных типов, которые устанавливаются как на внутренней поверхности, так и на внешней поверхности ВК [3–8].

Вакуумная камера ТРТ толстая, она имеет двухстенную конструкцию из аустенитной нержавеющей стали AISI 316LN с толщиной внешней и внутренней стенок по 25 мм, которые будут соединены между собой ребрами толщиной также 25 мм [1], поэтому при изменении токов в полоидальных обмотках индукторе или плазменном шнуре в ней наводятся значительные вихревые токи. Эти токи влияют на равновесие плазмы и систему управления плазменным разрядом. Поэтому численное моделирование дает важную информацию, которая может быть использована как для проектирования системы электромагнитной диагностики, так и для оценки сигналов в магнитных датчиках, расположенных в разных местах внутри и снаружи ВК токамака. Математическое моделирование позволяет оптимизировать расположение магнитных датчиков с учетом влияния ВК, а также рассчитать необходимые параметры датчиков, учесть их взаимное расположение, геометрию, возможность замены и корректировки величины измеряемых сигналов.

В статье представлены результаты математического моделирования сигналов для двух типов магнитных датчиков при различных возмущениях, задаваемых в плазменном шнуре. Первый тип датчиков — распределенный, петли для измерения полоидального потока (датчик напряжения обхода — ДНО, представляющий собой осесимметричный тороидальный виток (одновитковая индуктивная катушка)), установленные на внутренней поверхности ВК. Второй тип датчиков — локальный, датчик формы магнитной поверхности (ДФМП), который представляет собой индуктивный датчик из двух ортогональных многовитковых катушек: одна катушка для определения нормальной составляющей магнитного поля B_n (ось катушки перпендикулярна измерительному контуру); другая катушка для определения тангенциальной составляющей магнитного поля B_r (ось катушки параллельна касательной к измерительному контуру), линейные размеры датчика порядка нескольких сантиметров. ДФМП могут располагаться как на внутренней, так и на внешней поверхности ВК.

Численное моделирование, проведенное в работе, позволяет оценить влияние вакуумной камеры ТРТ на величину и поведение сигналов ДНО и ДФМП и, соответственно, учесть эту информацию при выборе магнитных датчиков, их количества, параметров

и расположения в процессе рабочего проектирования ВК, первой стенки и дивертора токамака ТРТ.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ РАСЧЕТА СИГНАЛОВ В МАГНИТНЫХ ДАТЧИКАХ

Будем предполагать, что ВК является аксиально-симметричной по большому обходу тора. В этом случае задачу вычисления магнитных полей и сигналов в магнитных датчиках можно сформулировать в двумерной постановке для цилиндрической системы координат r и z . Здесь ось r направлена вдоль горизонтальной оси токамака, а ось z — вдоль вертикальной оси токамака.

Для расчета магнитных полей будем использовать скалярную величину магнитного потока $\psi(r, z)$, которая в точке с координатами (r, z) от обмоток полоидального поля и пассивных элементов ВК вычисляется по формуле

$$\psi(r, z) = \iint_{S_i} G(r, z, r_i, z_i) j(r_i, z_i) dr_i dz_i, \quad (1)$$

где $j(r_i, z_i)$ — распределение плотности тока в i -й полоидальной обмотке или в пассивном элементе ВК; S_i — площадь сечения i -го проводника.

Если предположить, что ток I по сечению обмотки и пассивного элемента распределен равномерно, то получаем

$$\psi(r, z) = \frac{I}{S_i} \iint_{S_i} G(r, z, r_i, z_i) dr_i dz_i, \quad (2)$$

где G — функция Грина [9]:

$$G(r, z, r_i, z_i) = \sqrt{\frac{r r_i}{k^2}} \left[(2 - k^2) K(k) - 2E(k) \right], \quad (3)$$

$$k^2 = \frac{4r r_i}{(r + r_i)^2 + (z - z_i)^2},$$

а $K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} d\theta,$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta. \quad (4)$$

Таким образом, функция Грина $G(r, z, r_i, z_i)$ — это, фактически, магнитный поток в точке (r, z) от кольцевого тока, расположенного в точке (r_i, z_i) , т.е. взаимная индуктивность двух тонких колец.

Поэтому скалярную величину $\psi(r, z)$ от конечного числа проводников можно вычислить

алгебраическим сложением действий от всех источников. В этом случае компоненты магнитного поля в цилиндрических координатах (r, z) рассчитываются через производные от потока ψ

$$B_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad B_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (5)$$

Наведенные вихревые токи в пассивных элементах вычисляются из решения уравнений Кирхгофа для электрических цепей

$$\mathbf{L} \frac{d\mathbf{I}}{dt} + \mathbf{R}\mathbf{I} = -\frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (6)$$

где \mathbf{L} — матрица индуктивностей (положительно определенная и симметричная) [Гн]; \mathbf{I} — вектор токов в пассивных элементах [А]; \mathbf{R} — диагональная матрица сопротивлений [Ом]; $\psi(r, z)$ — вектор суммарного магнитного потока от активных проводников [Вб].

Сигнал в магнитных датчиках U , который измеряется в эксперименте, $U = -d\Phi/dt$, где $\Phi = \mathbf{BNS}$, \mathbf{B} — вектор индукции магнитного поля вдоль оси датчика, S — площадь поперечного сечения датчика, N — количество витков датчика.

Численный алгоритм решения задачи (1)–(6) состоит из следующей последовательности шагов:

- 1) разбиваем ВК на некоторое количество тороидальных витков;
- 2) задаем ток $I(t)$ в плазме;
- 3) решаем уравнения Кирхгофа (6) и находим вихревые токи в тороидальных витках ВК;
- 4) вычисляем суммарный магнитный поток $\psi(r, z)$ в местах расположения ДНО и ДФМП от тока плазмы и вихревых токов пассивных элементов;
- 5) вычисляем магнитное поле B_z и B_r в местах расположения ДНО и ДФМП по формулам (5);
- 6) для расчета сигнала в магнитных датчиках необходимо спроецировать поля B_z и B_r на ось ДНО и ДФМП с учетом угла их расположения относительно ВК.

Вычисление тангенциальной B_τ и нормальной B_n компоненты магнитного поля в местах расположения ДФМП осуществляется по формулам

$$\begin{aligned} B_\tau &= B_z \sin \alpha - B_r \cos \alpha, \\ B_n &= B_z \cos \alpha + B_r \sin \alpha, \end{aligned} \quad (7)$$

где α — угол между нормалью к стенке вакуумной камеры и вертикалью (ось z), см. рис. 1.

Таким образом, задавая ток в плазме и вычисляя вихревые токи в пассивных элементах ВК, можно рассчитать сигналы в ДНО и ДФМП.

Сделаем несколько замечаний о численном методе решения задачи (1)–(6).

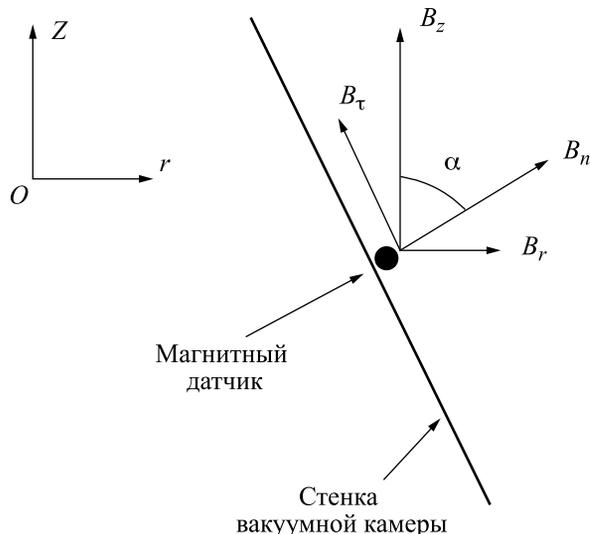


Рис. 1. Тангенциальная B_τ и нормальная B_n компоненты магнитного поля ДФМП, относительно угла α между нормалью к стенке ВК и вертикалью (ось z).

3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РАСЧЕТА СИГНАЛОВ В МАГНИТНЫХ ДАТЧИКАХ

Первая проблема — использование большого количества тороидальных витков для моделирования ВК, что увеличивает количество уравнений Кирхгофа (6) и требует обращения матрицы индуктивностей большой размерности. Так как вакуумная камера ТРТ состоит из двух стенок, то необходимо разбивать на тороидальные витки как внутреннюю, так и внешнюю стенки ВК токамака. В нашем случае внутренняя стенка и внешняя стенки ВК разбивались равномерно по контуру камеры, в результате, общее количество используемых тороидальных витков составило 220.

Вторая проблема — при решении уравнений Кирхгофа (6) необходимо обращать матрицу индуктивностей большой размерности \mathbf{L} . При большом количестве тороидальных витков, индуктивности соседних витков близки между собой, и поэтому обращение матрицы может оказаться неустойчивым. Для решения этой задачи использовалась регуляризация по А. Н. Тихонову [10]. Вместо решения уравнения $\mathbf{A}\mathbf{z} = \mathbf{u}$ решается уравнение $(\mathbf{A}\mathbf{A}^* + \alpha\mathbf{E})\mathbf{z} = \mathbf{A}^*\mathbf{u}$, где \mathbf{E} — единичная матрица, \mathbf{A}^* — сопряженная матрица, α — параметр регуляризации. Однако если матрица \mathbf{A} симметрична, то уравнение сводится к виду $(\mathbf{A} + \alpha\mathbf{E})\mathbf{z} = \mathbf{u}$. Поэтому вместо матрицы индуктивностей \mathbf{L} использовалась модифицированная матрица $\mathbf{D} = \mathbf{L} + \alpha\mathbf{E}$. Коэффициент α находился из условия его минимального значения и устойчивого решения задачи (1)–(6). Отметим, что обращение модифицированной матрицы индуктивностей \mathbf{D} проводилось по методу Гаусса–Жордана [11].

Третья проблема — решение системы дифференциальных уравнений (6) с большой точностью, так как необходимо численно решать задачу на длительном интервале времени до выхода вихревых токов в ВК на стационар. Для численного решения использовался неявный метод Гаусса–Лежандра четвертого порядка, который является А-устойчивым [12].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 приведена математическая модель вакуумной камеры ТРТ [13], показано расположение полоидальных обмоток (PF1, PF2, PF3, PF4, PF5, PF6), индуктора (CSD1, CSD2 и CSU1, CSU2) и витков пассивной стабилизации (ПС, красные отрезки внутри ВК). Данная модель будет использоваться в расчетах магнитного поля в ВК. На рис. 2 (слева) дано тестовое расположение 28 датчиков напряжения обхода, которые расположены равномерно по полоидальному углу внутри ВК, а на рис. 2 (справа) — тестовое расположение 16 датчиков формы магнитной поверхности, одна половина этих датчиков (№ 1—8) расположена внутри ВК, а другая (№ 9—16) — снаружи ВК.

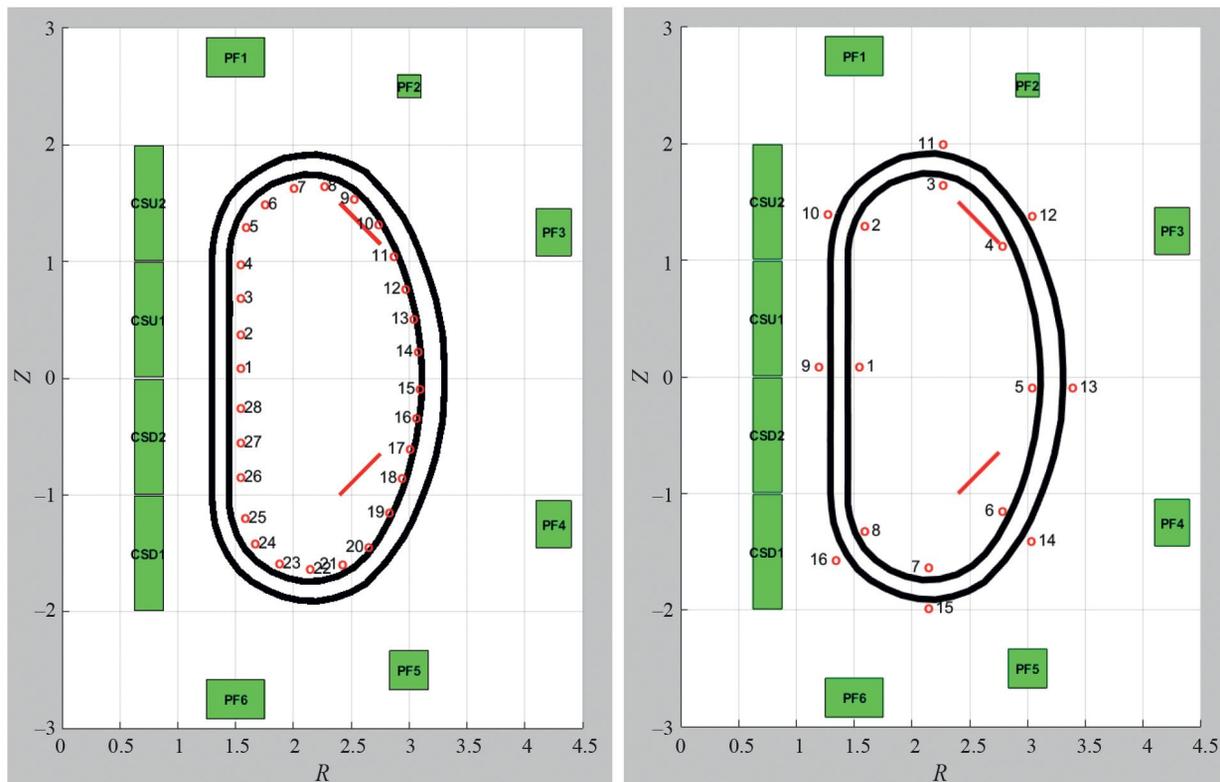


Рис. 2. Математическая модель вакуумной камеры ТРТ: черные кривые — вакуумная камера; зеленые прямоугольники — индуктор и обмотки полоидального поля; красные отрезки — витки пассивной стабилизации; красные кружочки слева — датчики напряжения обхода; красные кружочки справа — датчики формы магнитной поверхности.

4.1. Задание растущего с постоянной скоростью тока в плазменном шнуре

Первый модельный численный эксперимент заключался в следующем. Плазменный шнур моделировался 100 тороидальными витками. Задаем скорость роста в одном плазменном витке равным 10 000 А/с. Рассчитываем характерное время выхода сигнала в ДНО на стационарное значение, т.е. на значение, если бы отсутствовало влияние ВК.

На рис. 3 приведен заданный полный ток в плазменном шнуре и рассчитанный суммарный вихревой ток в ВК.

На рис. 4 показано распределение магнитного потока ψ (рис. 4а) и модуля вектора магнитной индукции B (рис. 4б) в момент времени $t = 0.05$ с.

На рис. 5 приведены сигналы в некоторых ДНО и характерное время τ в миллисекундах выхода на стационар, что показывает влияние ВК на эволюцию сигналов в этих магнитных датчиках.

На рис. 6 приведено характерное время τ в миллисекундах для всех датчиков напряжения обхода (представлены на рис. 2 слева).

Таким образом, численный эксперимент показал следующее. Во-первых, в ВК токамака наводятся

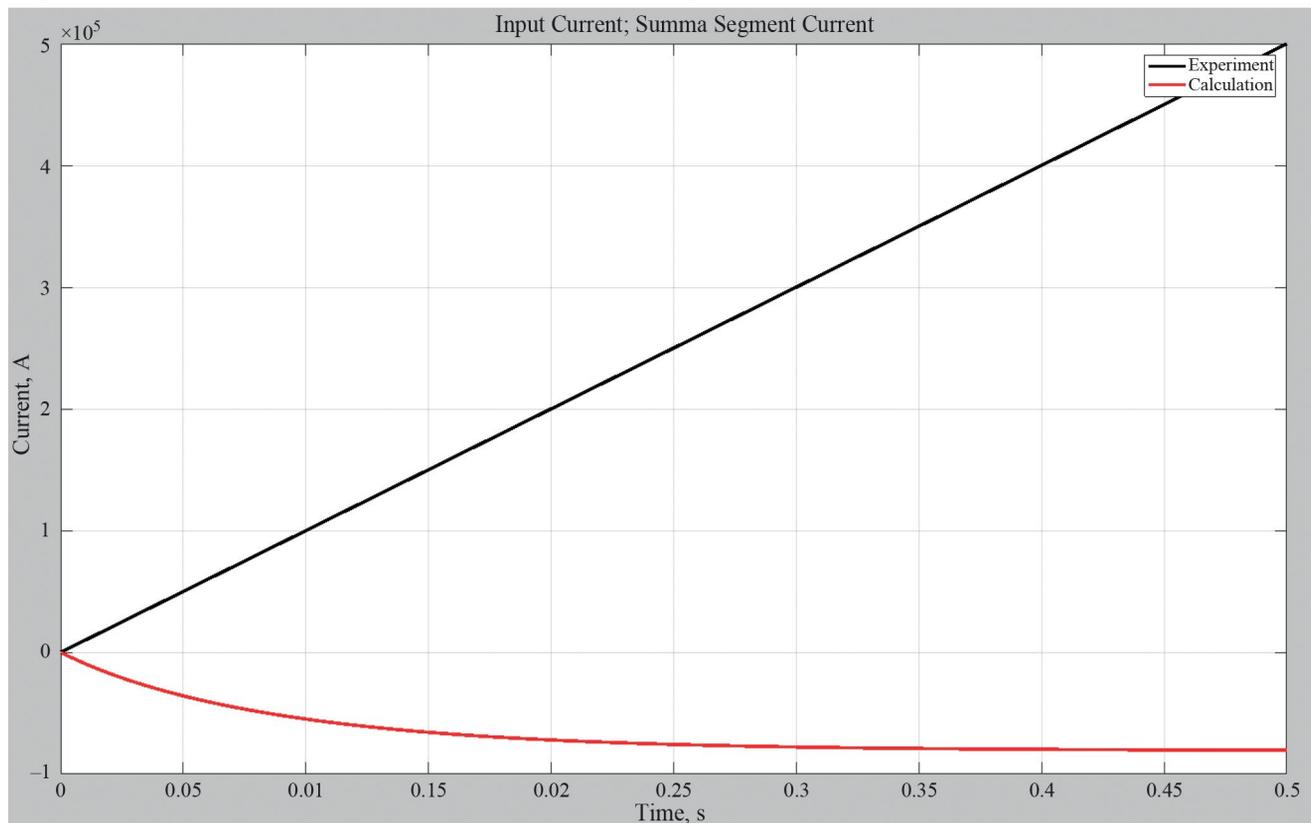


Рис. 3. Полный ток в плазменном шнуре (черная прямая) и суммарный вихревой ток в ВК (красная кривая).

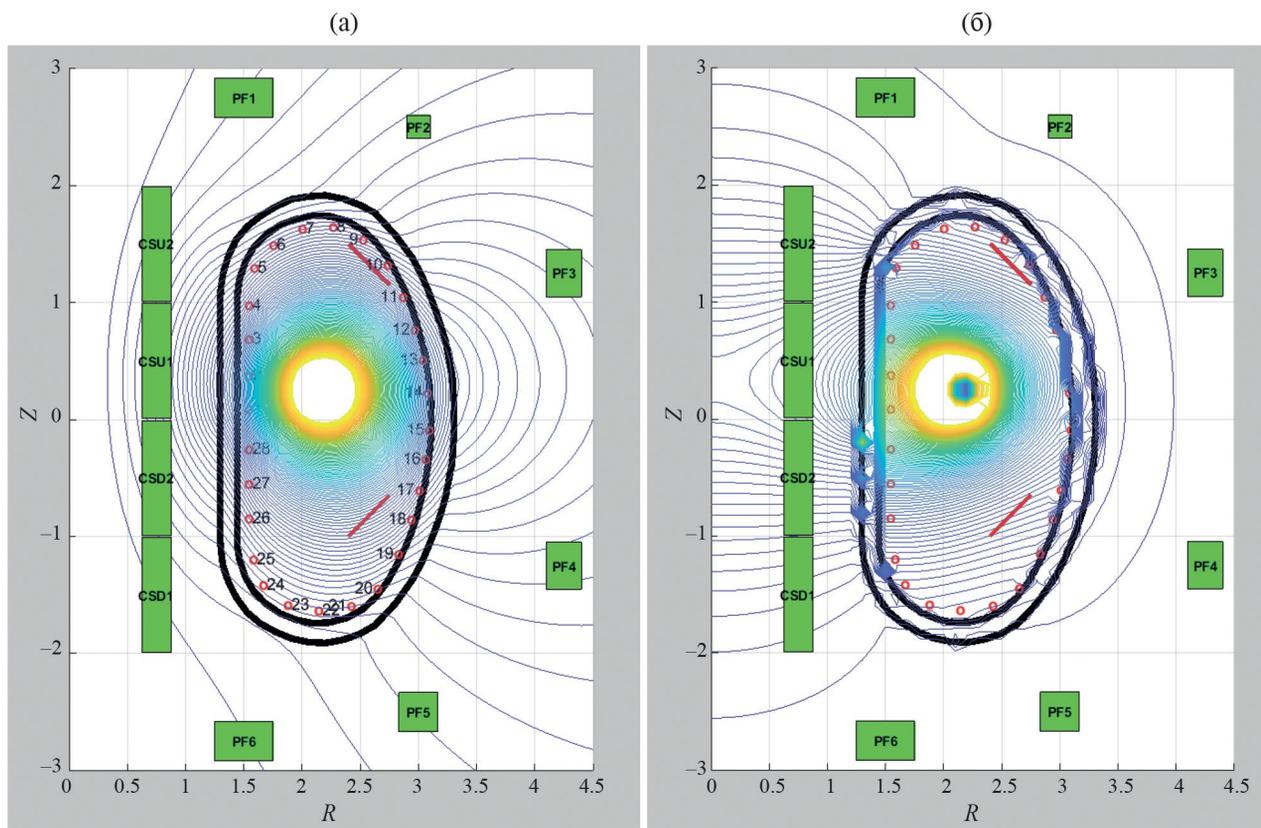


Рис. 4. Распределение магнитного потока ψ (а) и распределение модуля вектора магнитной индукции B (б).

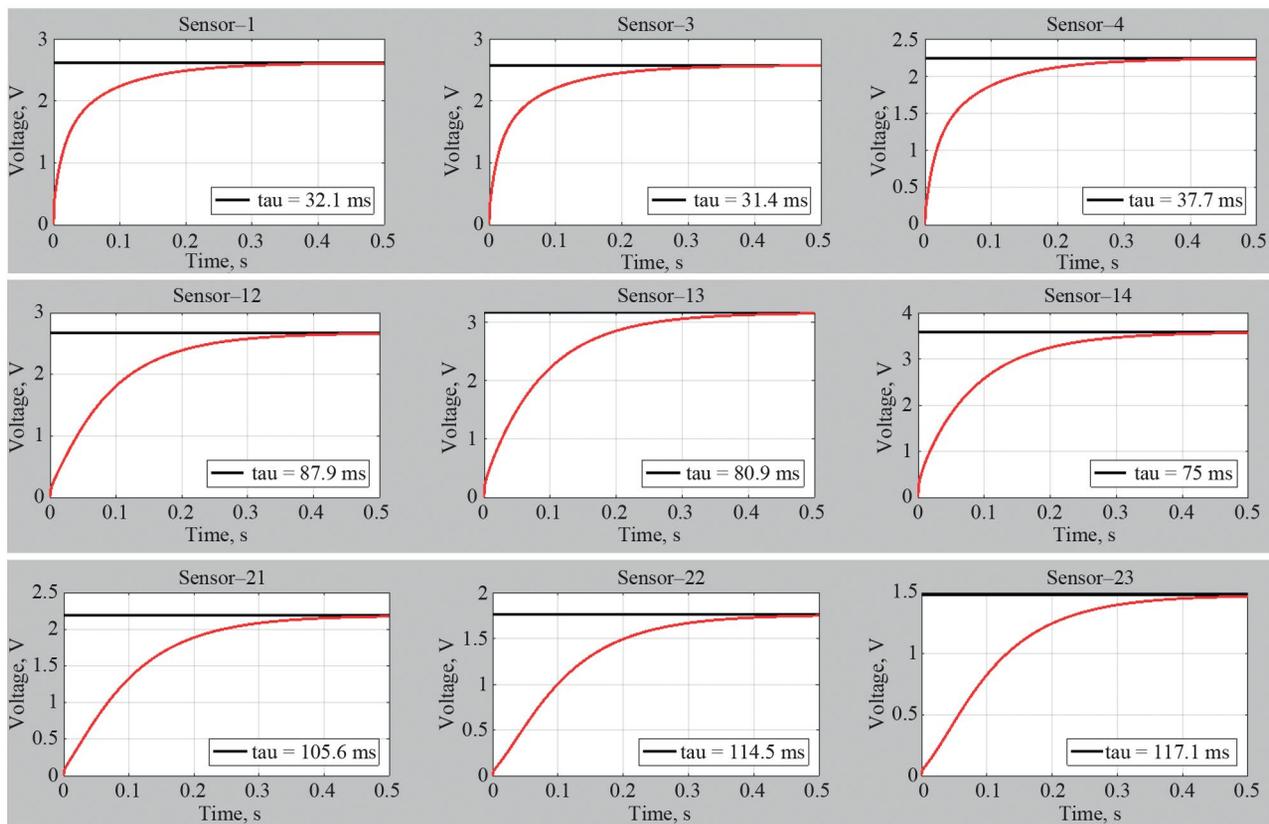


Рис. 5. Сигналы в ДНО с (красная кривая) и без (черная прямая) учета влияния ВК.

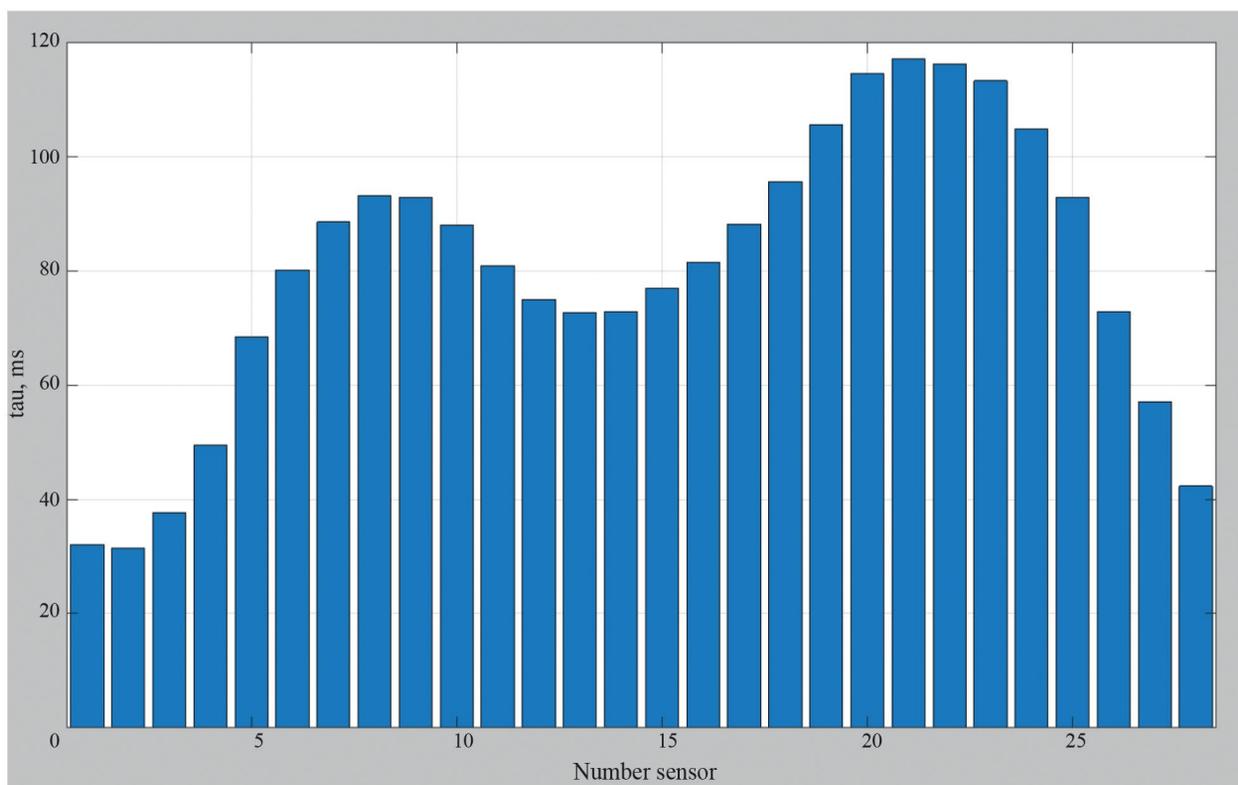


Рис. 6. Характерное время τ в миллисекундах в сигналах ДНО.

значительные вихревые токи (рис. 3, красная кривая), которые препятствуют как проникновению магнитного поля из ВК, так и влияют на сигналы ДНО. Во-вторых, следует отметить, что влияние ВК на сигналы в магнитных датчиках неравномерно по полоидальному углу обхода вакуумной камеры. Характерное время τ изменяется от минимального значения $\tau \approx 32$ мс до максимального значения $\tau \approx 118$ мс. В-третьих, при обработке и интерпретации сигналов с ДНО необходимо учитывать характерное время τ сигнала в каждом магнитном датчике.

4.2. Задание переменного тока в плазменном шнуре

Основная цель численных экспериментов, приведенных в данном разделе, состоит в сравнении сигналов в ДФМП, расположенных внутри и снаружи ВК, т.е. реакции магнитных датчиков на периодическое возмущение, которое возникает в плазменном шнуре.

Численное моделирование проводилось следующим образом. задается синусоидальный ток в плазме с заданной частотой и вычисляется амплитуда и сдвиг фазы сигналов в ДФМП. Магнитные датчики двухкомпонентные, а их тестовое расположение приведено на рис. 2 (справа).

Перейдем к результатам численных расчетов. В первом численном эксперименте частота, задаваемого тока в плазме, равна 100 Гц и амплитудой ~ 15 кА, а время расчета равно 0.1 с, рис. 7.

На рис. 8 показано распределение магнитного потока ψ (рис. 8а) и модуля вектора магнитной индукции \mathbf{B} (рис. 8б) для момента времени $t = 0.01$ с.

На рис. 9 приведены сигналы в ДФМП, расположенные внутри и снаружи ВК, для нормальной компоненты магнитного поля. Отметим, что сигналы в магнитных датчиках, которые расположены снаружи ВК (№ 9–16) увеличены в 10 раз. Это сделано для более наглядного сравнения сигналов.

На рис. 10а приведена амплитуда, а на рис. 10б фаза сигналов в ДФМП, расположенных внутри и снаружи ВК, для нормальной компоненты магнитного поля.

На рис. 11 приведены сигналы в ДФМП, расположенных внутри и снаружи ВК для тангенциальной компоненты магнитного поля. Отметим, что сигналы в датчиках, расположенных снаружи ВК (№ 9–16) увеличены в 100 раз. Это сделано для более наглядного сравнения сигналов.

На рис. 12а приведена амплитуда, а на рис. 12б фаза сигналов в магнитных датчиках, расположенных внутри и снаружи ВК.

Хорошо видно, что амплитуда сигналов наружных магнитных датчиков существенно меньше амплитуды сигналов во внутренних магнитных датчиках,

что указывает на значительное влияние толстой стенки ВК токамака. Также следует отметить, что сигналы в ДФМП, расположенные внутри и снаружи ВК, отличаются не только по амплитуде, но и по сдвигу фазы относительно задаваемого в плазме возмущения.

Во втором численном эксперименте частота задаваемого тока в плазме была равна 1000 Гц, а расчет осуществлялся в течение 0.01 с, рис. 13.

На рис. 14 показано распределение магнитного потока ψ (рис. 14а) и модуля вектора магнитной индукции \mathbf{B} (рис. 14б) для момента времени $t = 0.001$ с.

На рис. 15 приведены сигналы в ДФМП для нормальной компоненты магнитного поля. Отметим, что сигналы в магнитных датчиках на внешней поверхности (№ 9–16) увеличены в 100 раз. Это сделано для более наглядного сравнения сигналов.

На рис. 16 приведена амплитуда и фаза сигналов в магнитных датчиках, расположенных внутри и снаружи ВК.

На рис. 17 приведены сигналы в ДФМП для тангенциальной компоненты магнитного поля. Сигналы в магнитных датчиках (№ 9–16), расположенные снаружи ВК, увеличены в 100 раз. Это сделано для более наглядного сравнения.

На рис. 18а приведена амплитуда и на рис. 18б фаза сигналов в ДФМП для тангенциальной компоненты магнитного поля.

Хорошо видно, что амплитуда сигнала в магнитных датчиках, расположенных снаружи ВК, существенно меньше сигналов в магнитных датчиках, расположенных внутри ВК. Такая эволюция сигналов в ДФМП определяется влиянием толстой стенки вакуумной камеры ТРТ. Следует также отметить, что сигналы в соответствующих ДФМП (пары датчиков, расположенные по разные стороны стенки ВК, № 1 и 9, № 2 и 10 и т.д.) отличаются не только по амплитуде, но они имеют разный сдвиг по фазе. Также из приведенных численных расчетов хорошо видно, что тангенциальная компонента магнитного поля для датчика, расположенного снаружи ВК, практически, полностью экранируется толстой стенкой ВК.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные модельные численные расчеты по анализу влияния ВК ТРТ на сигналы ДНО и ДФМП показали, что ВК оказывает существенное влияние на сигналы индуцированные в магнитных датчиках, при изменении внешнего магнитного в следствие наведения больших вихревых токов в ВК, имеющую совокупную толщину стенок из аустенитной нержавеющей стали 50 мм.

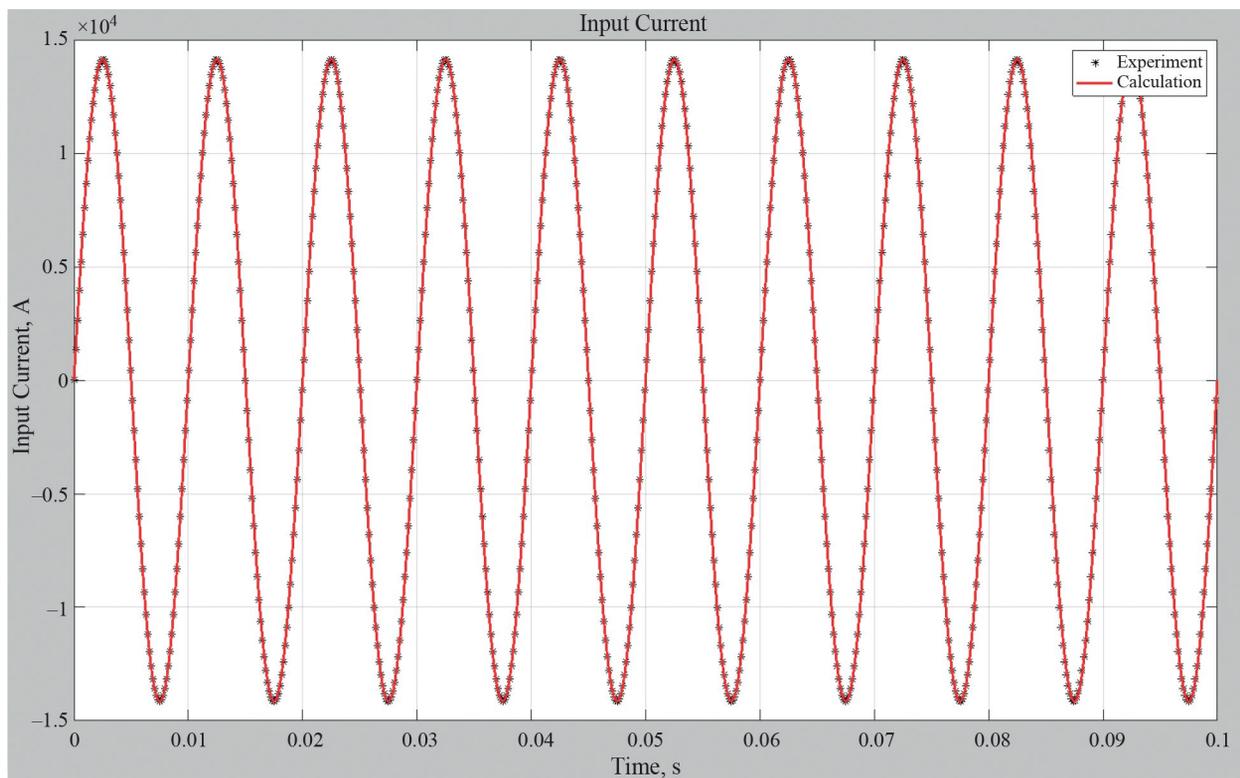


Рис. 7. Ток с частотой 100 Гц, задаваемый в плазменном шнуре.

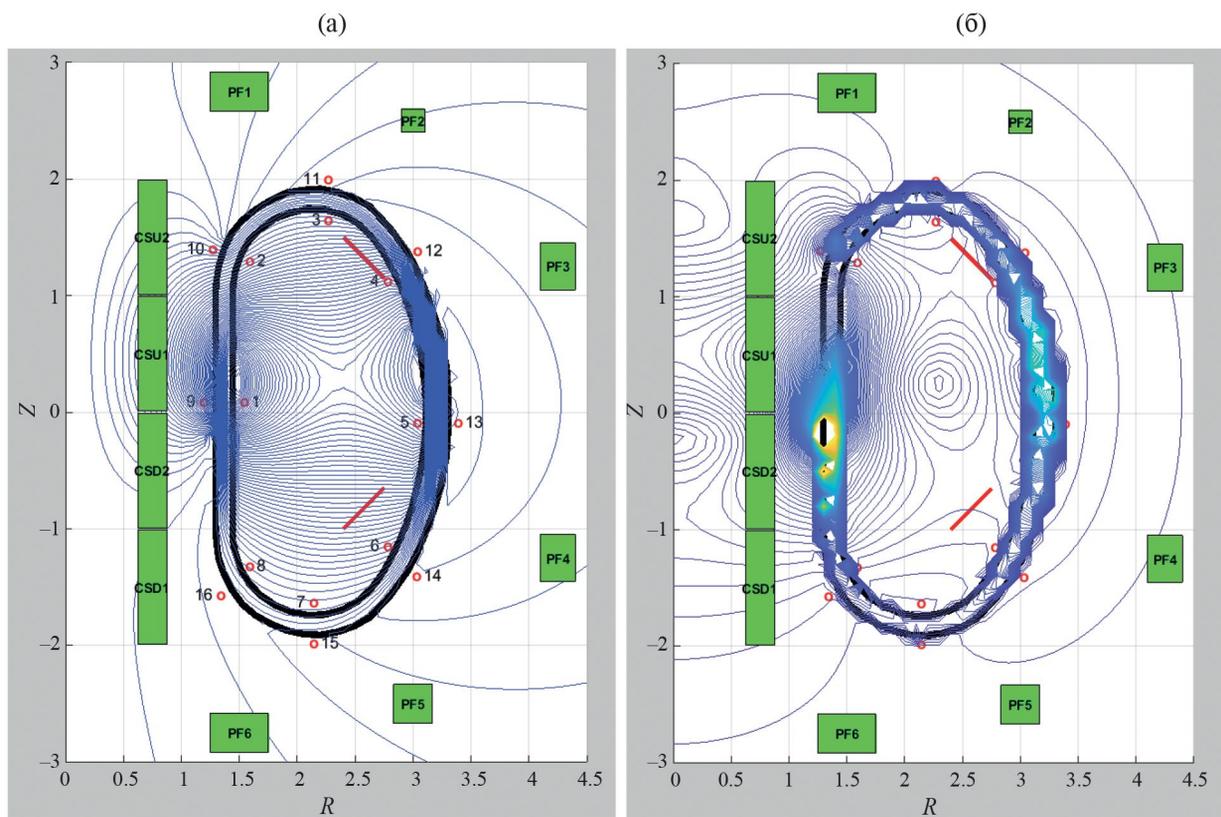


Рис. 8. Распределение магнитного потока ψ (а); распределение модуля вектора магнитной индукции \mathbf{B} (б) в момент времени $t = 0.01$ с.

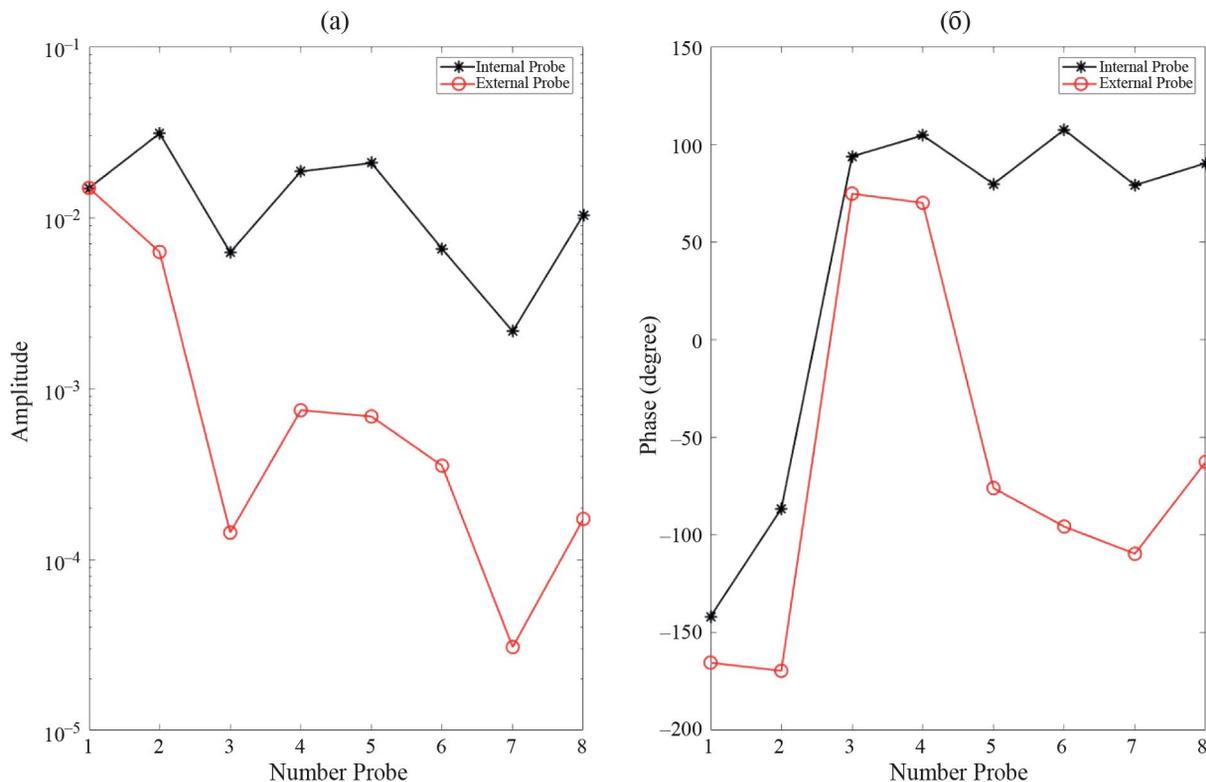


Рис. 9. Сигналы в ДФМП, расположенные внутри (черные кривые) и снаружи (красные кривые) ВК, для нормальной компоненты магнитного поля. Сигналы в ДФМП, расположенные снаружи ВК, увеличены в 10 раз.

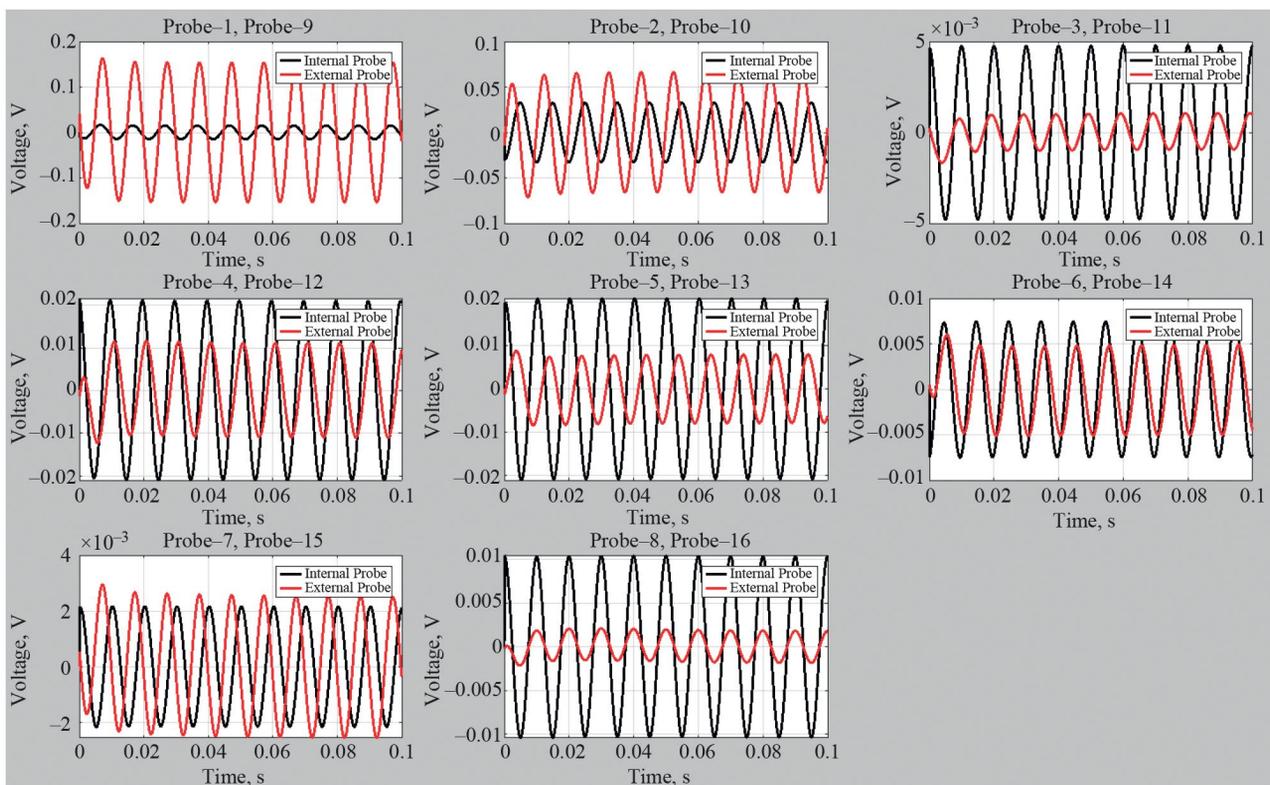


Рис. 10. Амплитуда в логарифмической шкале (а) и фаза (б) сигнала в ДФМП для нормальной компоненты магнитного поля. Черная кривая — датчики на внутри, а красная кривая — датчики снаружи ВК.

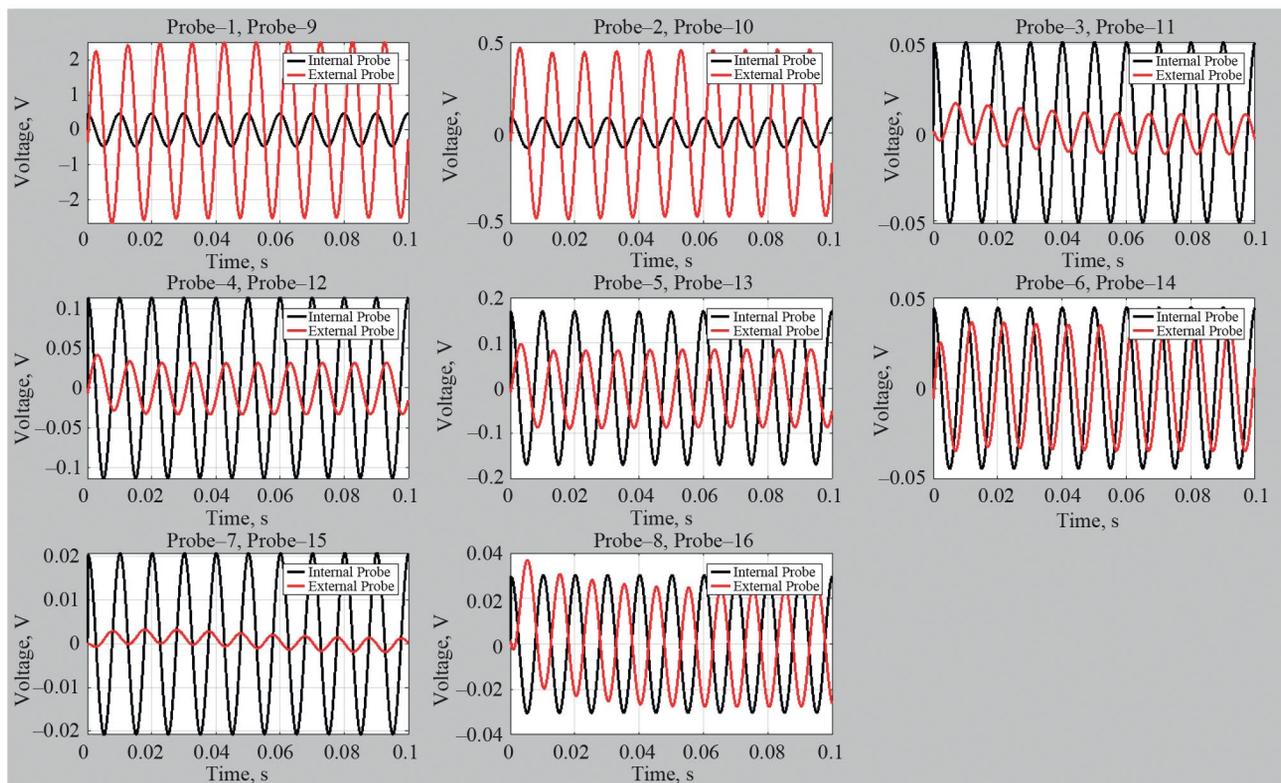


Рис. 11. Сигналы в ДФМП, расположенных внутри (черные кривые) и снаружи (красные кривые) ВК для тангенциальной компоненты магнитного поля. Сигналы в ДФМП, расположенные снаружи ВК, увеличены в 100 раз.

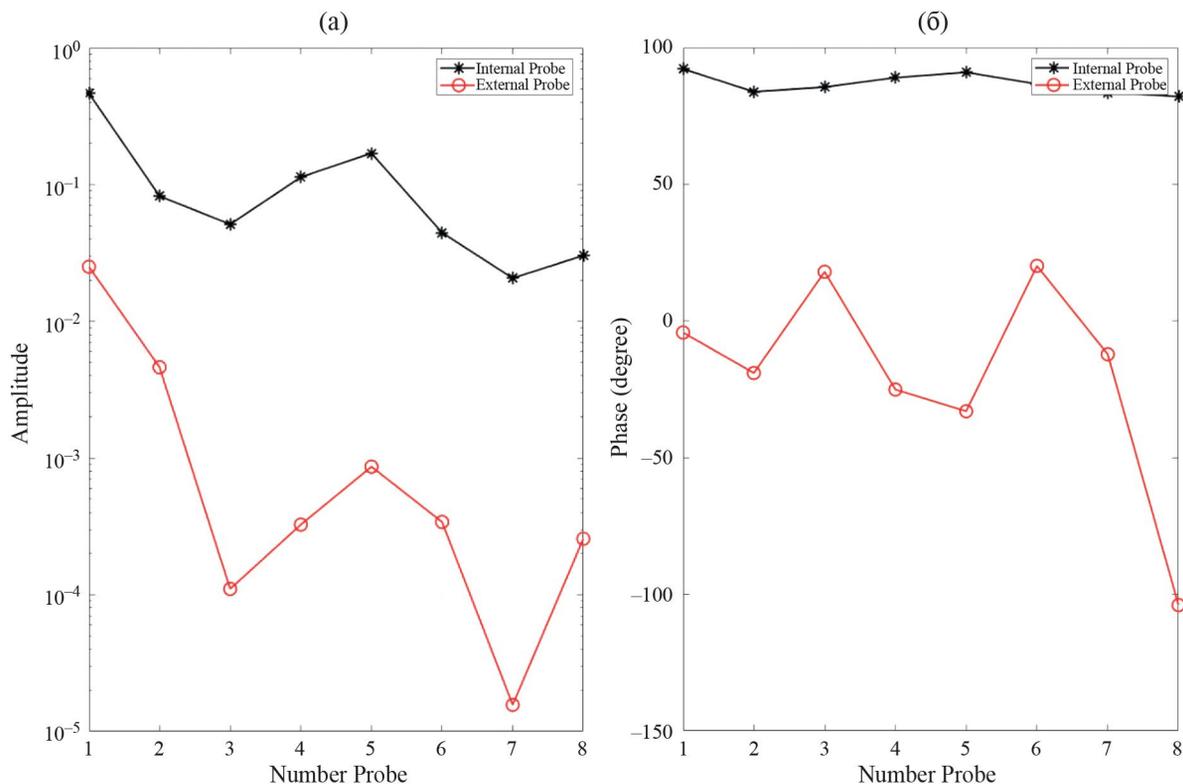


Рис. 12. Амплитуда в логарифмическом масштабе (а) и фаза (б) сигналов в ДФМП для тангенциальной компоненты магнитного поля. Черная кривая — датчики внутри, а красная кривая — датчики снаружи ВК.

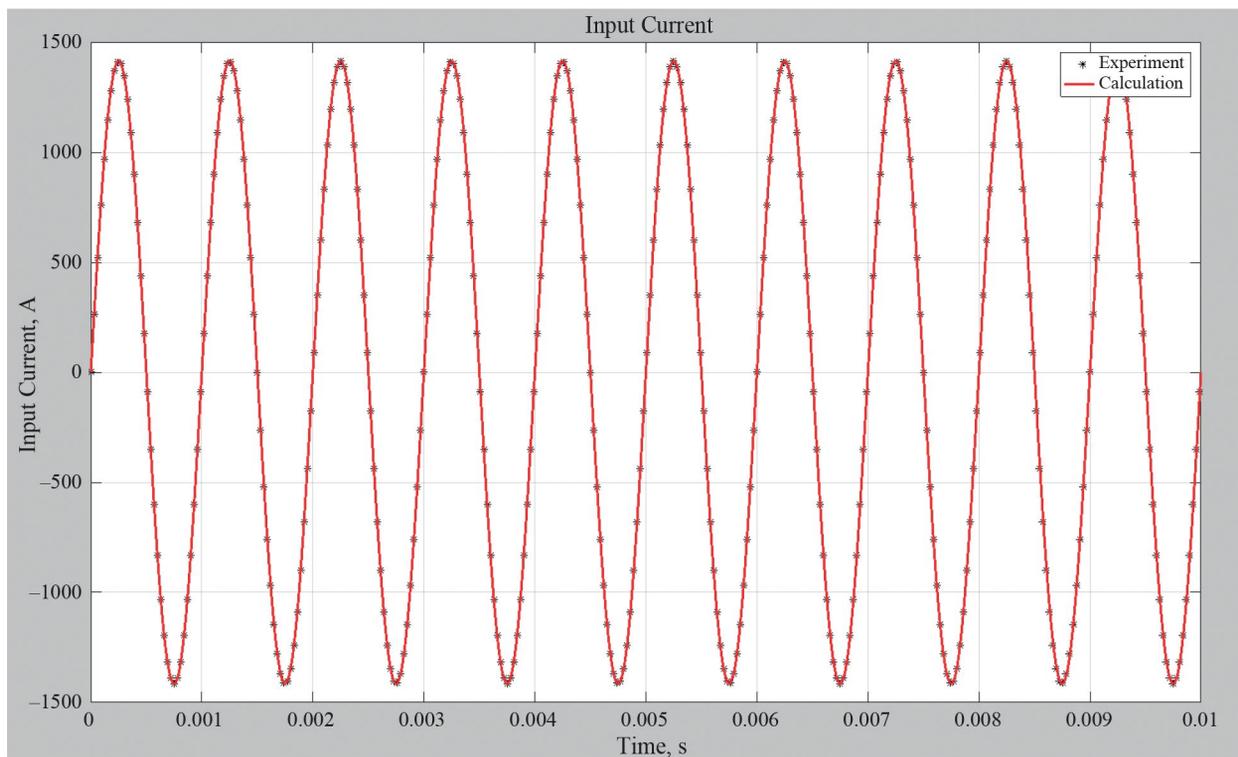


Рис. 13. Ток с частотой 1000 Гц, задаваемый в плазменном шнуре.

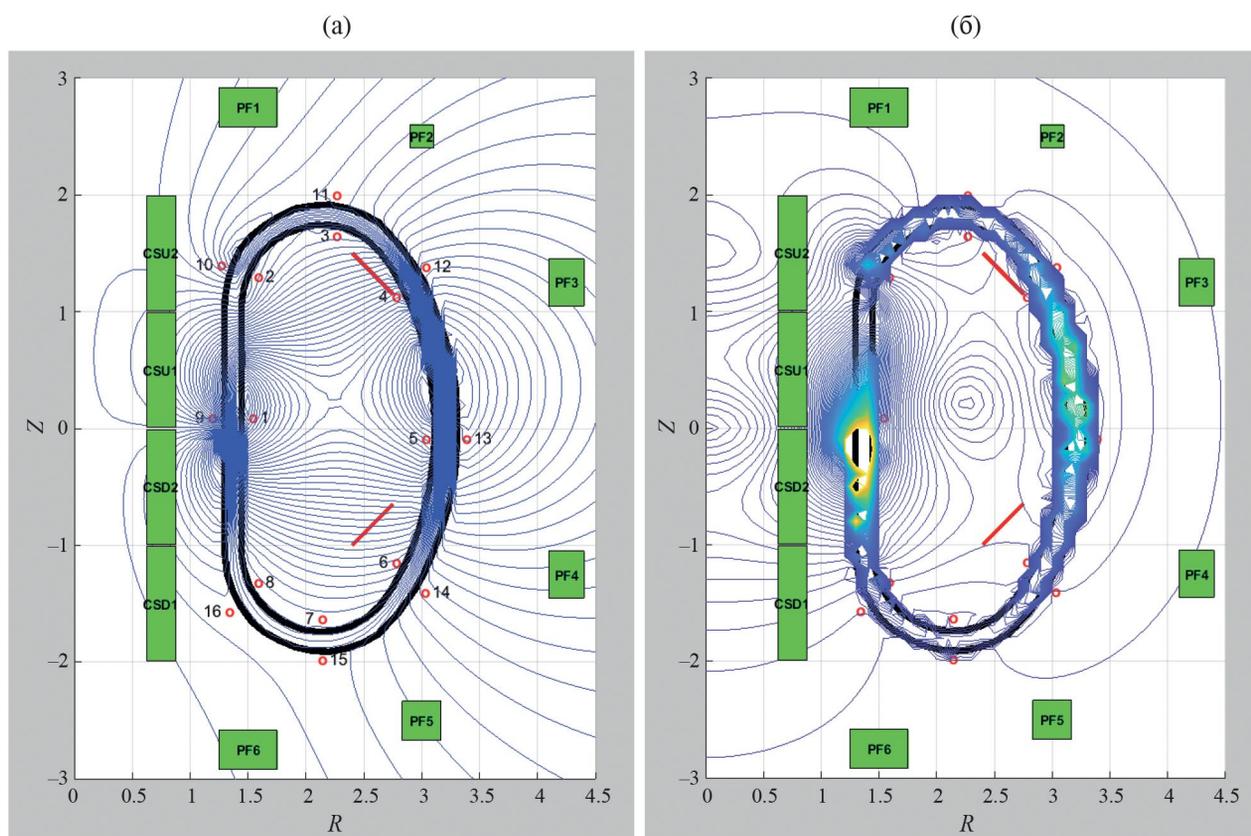


Рис. 14. Распределение магнитного потока ψ (а) и модуля вектора магнитной индукции B (б).

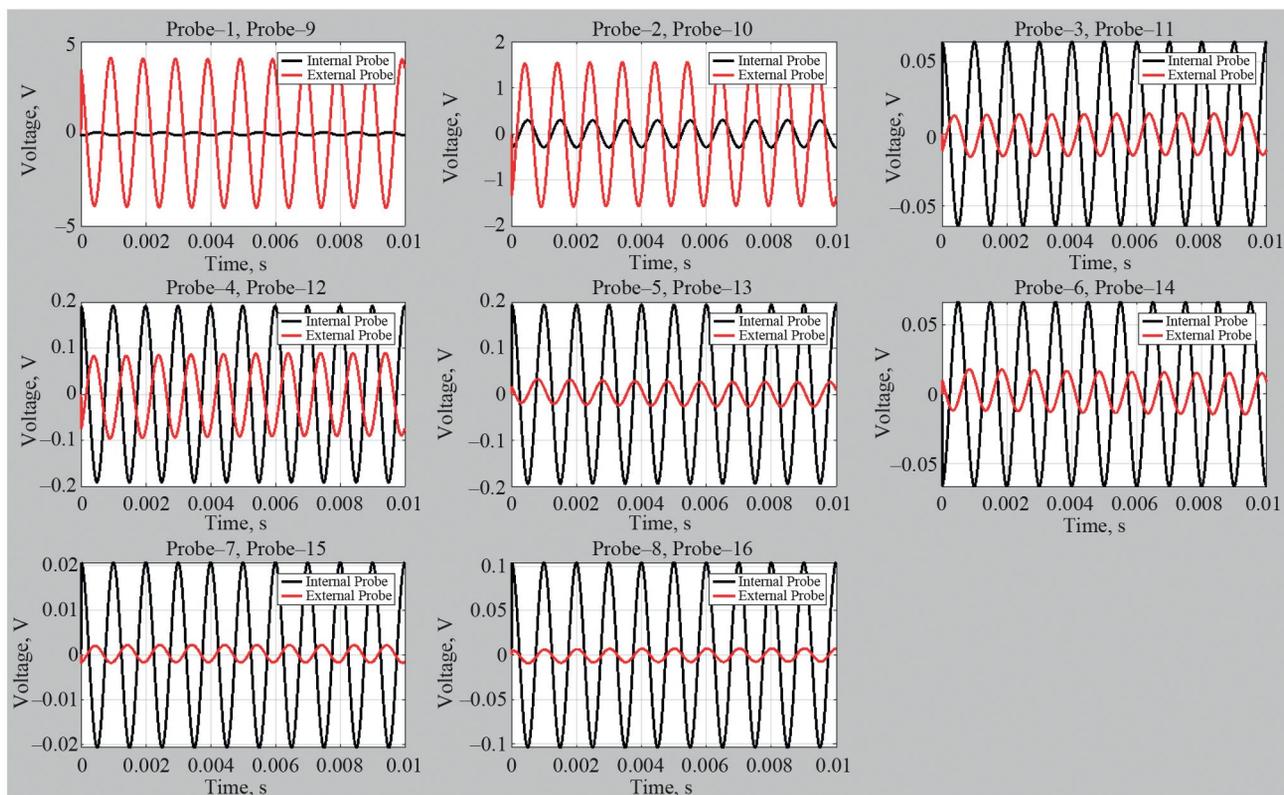


Рис. 15. Сигналы в ДФМП, расположенные внутри (черная кривая) и снаружи (красная кривая) ВК, для нормальной компоненты магнитного поля. Сигнал в ДФМП, расположенного снаружи ВК, увеличен в 100 раз.

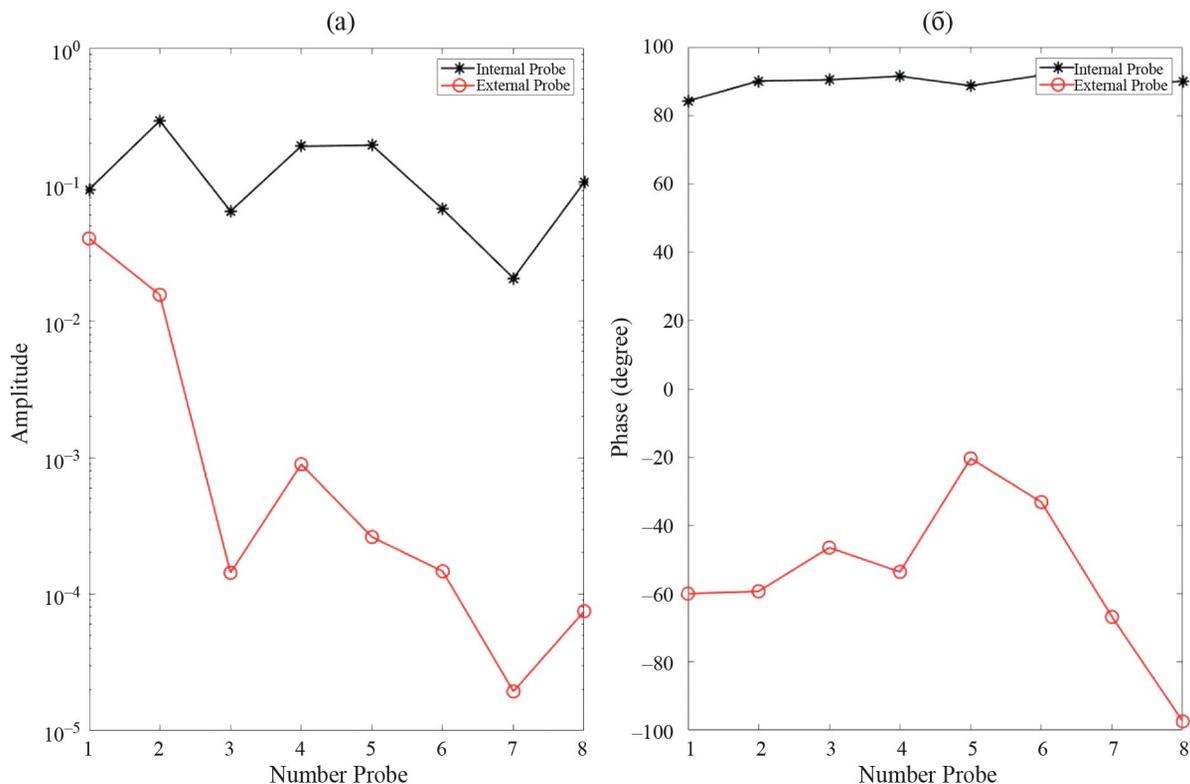


Рис. 16. Амплитуда в логарифмическом масштабе (а) и фаза (б) сигналов в ДФМП для нормальной компоненты магнитного поля. Черная кривая — датчики внутри ВК, а красная кривая — датчики снаружи ВК.

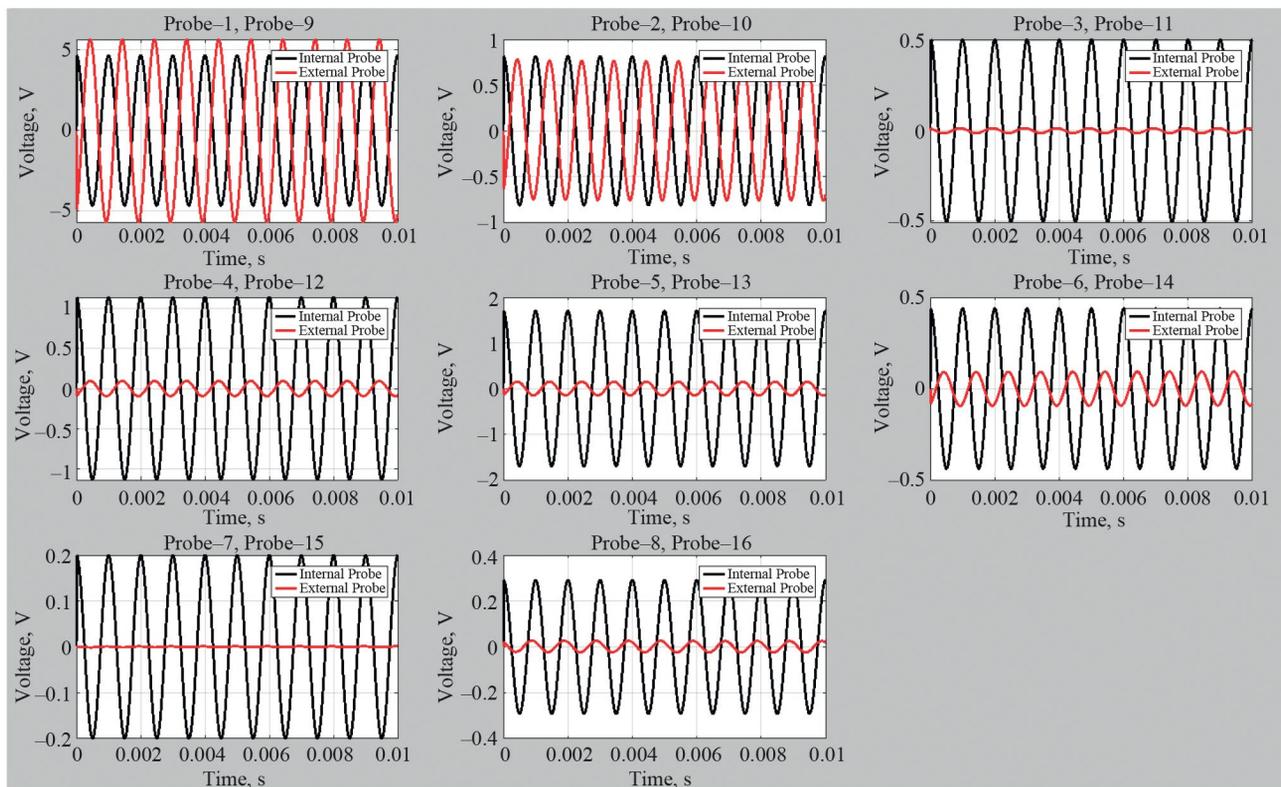


Рис. 17. Сигналы в ДФМП внутри (черная кривая) и снаружи (красная кривая) ВК для тангенциальной компоненты магнитного поля. Сигнал в ДФМП, расположенный снаружи ВК, увеличен в 100 раз.

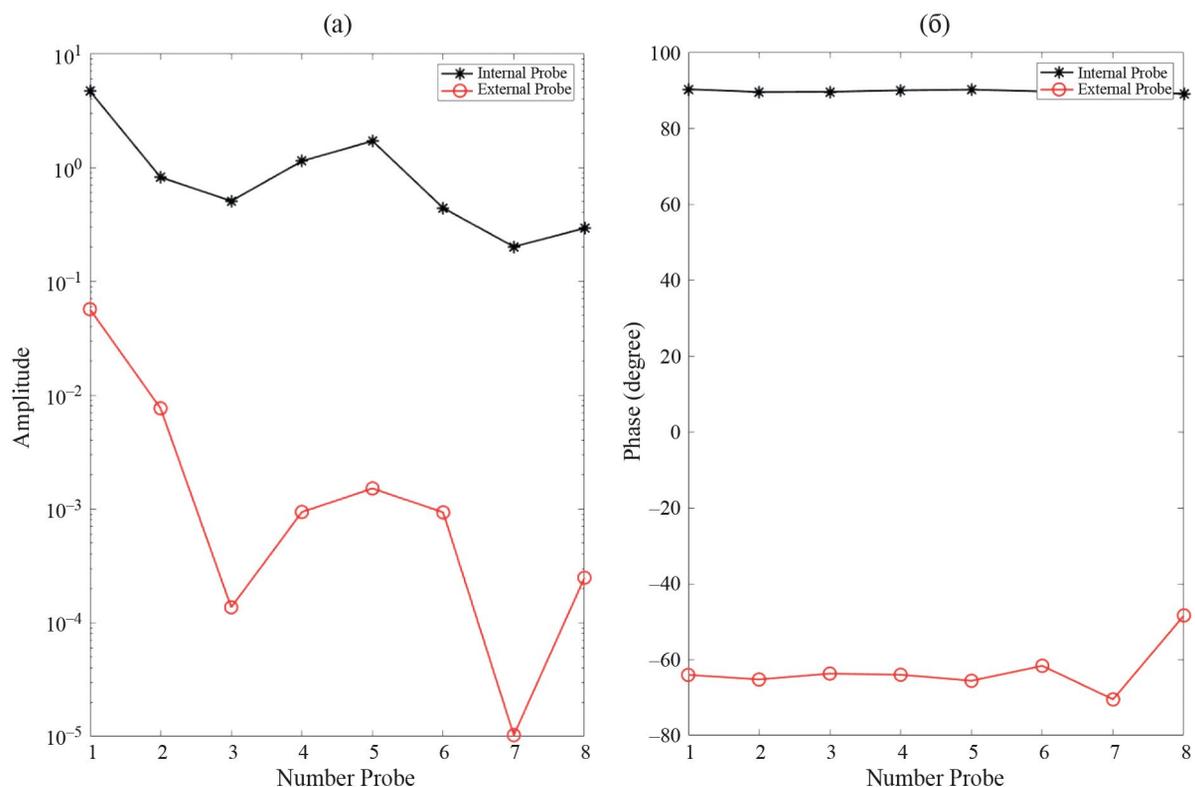


Рис. 18. Амплитуда в логарифмическом масштабе (а) и фаза (б) сигналов в ДФМП для тангенциальной компоненты магнитного поля. Черная кривая — датчики внутри ВК; красная кривая — датчики снаружи ВК.

Следует отметить, что хотя размещение ряда типов магнитных датчиков снаружи ВК технологически гораздо выгоднее, например, для обеспечения ремонтпригодности или трассировки сигналов датчиков до системы регистрации, однако при анализе различных видов МГД-неустойчивостей плазмы ВК практически полностью “экранирует” магнитные датчики, расположенные снаружи, не позволяя регистрировать частоты более 1 кГц. Таким образом, магнитные датчики могут быть установлены только внутри ВК, кроме того, эффективная площадь сечения NS датчика может быть значительно увеличена (с целью получения большей чувствительности) без риска уменьшения его полосы пропускания ниже частоты, определяемой влиянием ВК.

Использование сигналов магнитных датчиков в системах управления плазмой может привести к потере контроля над разрядом без соответствующего учета наведенного вихревого тока в ВК на сигналы этих датчиков.

Таким образом, так как ВК ТРТ накладывает существенные ограничения на осуществление быстрых магнитных измерений, возможный список типов магнитных датчиков ЭМД будет короче традиционного набора, обычно представленных на токамаках, а именно: петли для измерения полоидального потока; седловые петли; диамагнитные петли; двухкомпонентные магнитные зонды; пояса Роговского.

Для хорошей точности восстановления равновесия плазменного шнура необходимо значительное количество ДНО примерно равномерно размещенных вдоль полоидального обхода ВК, но их установке препятствуют горизонтальные патрубки ВК ТРТ, которые имеют значительные вертикальные размеры, поэтому для восстановления внешней границы плазмы необходимо наряду с сигналами ДНО использоваться и сигналы ДФМП.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены модельные численные расчеты, в которых анализировалось влияние вакуумной камеры ТРТ на амплитуду и фазу сигналов в магнитных датчиках, которые были расположены как внутри, так и снаружи вакуумной камеры.

Показано, что в датчиках напряжения обхода характерное время τ зависит от их положения в вакуумной камере ТРТ и изменяется от минимального значения $\tau \approx 32$ мс до максимального значения $\tau \approx 118$ мс. Такое различие во времени τ сигналов магнитных датчиков требует тщательного согласования сигналов в ДНО между собой, особенно на

динамической стадии разряда, когда в ВК наводятся большие вихревые токи.

Показано, что вакуумная камера ТРТ практически полностью “экранирует” сигналы в датчиках формы магнитной поверхности, расположенных снаружи вакуумной камеры. При этом ВК влияет не только на амплитуду сигналов, но и на их фазу при периодическом возмущении в плазме. Таким образом, результаты численных исследований позволяют заключить, что приоритетным является расположение ДФМП именно внутри вакуумной камеры ТРТ. Однако для более аккуратного определения местоположения и технических параметров магнитных датчиков, необходимо провести дополнительное математическое моделирование.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю. И., Денисов Г. Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
2. Кадомцев Б. Б. // УФН. 1967. Т. 91. С. 381.
3. Strait E. J. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 023502.
4. Moret J.-M., Buhlmann F., Fasel D., Hofmann F., Tonetti G. // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. P. 2333.
5. Edlington T., Martin R., Pinfold T. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 421.
6. Lee S. G., Bak J. G., Ka E. M., Kim J. Y., Hahn S. H. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 10F117.
7. Coccoresse V., Albanese R. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 4311.
8. Sushkov A. V., Belov A. M., Igonkina G. B., Kachkin A. G., Khayrutdinov E. N., Melnikov A. V., Sokolov M. M. // Fusion Engineering Design. 2019. V. 146. P. 383.
9. Никуфоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука. 1978.
10. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1988.
11. Kendall E. Atkinson. An Introduction to Numerical Analysis (2nd ed.). New York: John Wiley & Sons, 1989.
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Физматгиз, 1968.
13. Медведев С. Ю., Мартынов А. А., Коновалов С. В., Леонов В. М., Лукаш В. Э., Хайрутдинов Р. Р. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 998.

Simulations of TRT Vacuum Vessel Effect on the Magnetic Diagnostics System Sensor Signals

A. M. Belov^{a, b,*,**}, V. F. Andreev^a, A. V. Sushkov^a

^a National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123098, Russia

^b State Scientific Center of the Russian Federation “Troitsk Institute of Innovative and Thermonuclear Research”, Moscow, 108840, Russia

* e-mail: Belov_AM@nrcki.ru

** e-mail: abelov@triniti.ru

The results of model numerical calculations are presented, showing the effect of the TRT vacuum vessel on the amplitudes and phases of the magnetic sensors signals, which are located on the inner and outer vacuum vessel surfaces. It is shown that the characteristic times of loop voltage sensors considerably depend on their position on the TRT vacuum vessel. Therefore, their accurate mutual matching is required, especially in the dynamic stage of the discharge, when high eddy currents are induced in the vacuum vessel. The results of numerical calculations for the case of periodic disturbances in the plasma column are presented. They showed that the vacuum vessel almost completely shields the signals of the magnetic sensors located on the outer surface of the vacuum vessel. Moreover, it affects not only the amplitudes of magnetic sensors signals, but also their phases. Numerical studies brought us to conclusion that it is of priority to install the magnetic sensors just on the inner surface of the TRT vacuum vessel.

Keywords: tokamak with reactor technology, magnetic diagnostics, magnetic sensor, vacuum vessel, modeling, Kirchhoff equation, eddy current

КОНЦЕПЦИЯ MSE-ДИАГНОСТИКИ ТОКАМАКА ТРТ

© 2024 г. И. А. Земцов^{a,b,*}, В. С. Неверов^a, А. Р. Немец^a, В. А. Крупин^a, А. А. Пшенов^c,
В. И. Давыденко^d, Н. В. Ступишин^d

^a НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^b МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

^c Международная организация ИТЭР, Route de Vinon-sur-Verdon, St. Paul Lez Durance Cedex, France

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

* e-mail: zemtsov_ia@nrcki.ru

Поступила в редакцию 06.12.2023 г.

После доработки 10.01.2024 г.

Принята к публикации 20.01.2024 г.

Посвящено анализу возможности проводить измерения параметров плазмы в токамаке с реакторными технологиями методикой, основанной на динамическом эффекте Штарка, посредством разрешения линий спектра расщепленной линии бальмеровской серии быстрых атомов водорода, инжестированных в плазму. Использовался код, содержащий модели излучения, применимые к высокотемпературной плазме токамаков, и библиотека функций для симуляции геометрической оптики методом трассировки лучей. Моделирование спектров активного излучения нейтрального пучка и излучения плазмы, как в результате перезарядки на атомах пучка, так и пассивного с учетом отражения излучения от элементов камеры, обращенных к плазме, позволило определить параметры диагностического инжектора, а также расположение относительно него систем сбора света и нагревных инжекторов, при которых возможно разделение полезного и фонового спектров. Проведено моделирование сигнала, регистрируемого детектором системы сбора. Учтена форма хорды наблюдения, оптические свойства материалов линз, аппаратная функция спектрального прибора, характеристики сенсора и статистические шумы сигнала. Исходя из полученных результатов, предложена предварительная концепция MSE-диагностики для токамака с реакторными технологиями.

Ключевые слова: термоядерный синтез, токамак, ТРТ, диагностика плазмы, MSE-диагностика, спектроскопия

DOI: 10.31857/S0367292124040063, EDN: QDHFNL

1. ВВЕДЕНИЕ

Проект токамак с реакторными технологиями (ТРТ) — это следующий шаг в развитии программы управляемого термоядерного синтеза (УТС). ТРТ — крупная установка для магнитного удержания высокотемпературной плазмы, которая по некоторым параметрам превосходит международную экспериментальную установку ИТЭР, которая находится на завершающем этапе строительства. В качестве миссий ТРТ выделяют развитие и интеграцию в рамках одной установки ключевых термоядерных технологий, разработку и исследование длительных (≥ 100 с) квазистационарных разрядов в плазме токамака с температурой и плотностью, близкими к требуемым для термоядерного реактора, получение и исследование термоядерной плазмы с доминированием нагрева альфа-частицами в приосевой области плазменного шнура в дейтерий-третиевых экспериментах [1].

Для достижения поставленных задач токамак должен быть укомплектован передовым диагностическим комплексом, который позволит проводить измерения необходимых параметров плазмы. Крайне важными для реализации целей ТРТ являются измерения профилей плотности тока $j(\rho)$ плазмы и коэффициента запаса устойчивости $q(\rho)$, который определяет устойчивость шнура, перенос тепла и частиц в плазме. Знание этих величин на начальных этапах работы установки необходимо для разработки сценариев разряда и подбора параметров систем управления плазмой. На более поздних этапах — для понимания процессов, управление которыми позволит получать разряды токамака с высокими временами удержания энергии τ_E и значениями параметра β_N , которое определяется как отношение газодинамического давления к магнитному.

Приведенные искомые величины можно определить из измерений питч-угла магнитного поля

$\gamma_{pitch} = \tan^{-1}(B_\theta/B_\phi)$. Распространенным методом определения этого параметра является анализ направления поляризации спектральной линии серии Бальмера, излучаемой быстрыми атомами, пролетающими через магнитное поле. Эта методика получила название MSE-методики, а диагностика — MSE-диагностики, поскольку значительное расщепление компонент данной линии, позволяющее производить необходимые измерения, происходит в силу динамического эффекта Штарка (Motional Stark Effect, MSE) [2–6].

Данная статья посвящена созданию концепции MSE-диагностики для токамака TRT на базе спектроскопической методики MSE-LS, описание которой приведено в следующем разделе. Большое внимание было уделено моделированию сигналов, которые будет регистрировать аппаратура MSE-диагностики. Это необходимо, во-первых, для определения геометрии наблюдения и параметров оборудования и, во-вторых, эти синтетические сигналы можно использовать для решения обратной задачи с целью определить область измерений, рабочий диапазон диагностики и ее погрешность.

В простейшем случае обратная задача восстановления локальной величины B_θ/B_ϕ по MSE-спектру сводится к подгонке экспериментального спектра набором гауссовых функций, каждая из которых описывает свою компоненту расщепленного спектра (при этом ширины компонент также подгоняются независимо, так как чем дальше компонента отстоит от центра линии, тем сильнее она уширена). Известными параметрами считаются геометрии хорды наблюдения и диагностического пучка. Величина штарковского расщепления линии зависит от проекции вектора индукции магнитного поля на направление, перпендикулярное вектору скорости атома (см. (2) ниже), а отношение компонент спектра, поляризованных вдоль лоренцевского электрического поля E_L , к компонентам спектра, поляризованным перпендикулярно E_L , зависит от угла между вектором E_L и направлением наблюдения (см. (9) ниже). Таким образом, подогнав положения центров и относительные интенсивности компонент спектра, можно восстановить локальное значение B_θ/B_ϕ . Математическая формулировка и решение указанной обратной задачи в рамках синтетической диагностики для оценки точности измеряемой величины γ_{pitch} будут опубликованы отдельно.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ MSE-ДИАГНОСТИКИ

Динамическим эффектом Штарка называют эффект, который наблюдается при воздействии лоренцевского электрического поля, возникающего

в системе отсчета данного атома, на движущийся в магнитном поле атом. Вектор этого поля определяется выражением

$$E_L = v \times B, \tag{1}$$

где v — вектор скорости атома, B — вектор индукции магнитного поля. Подробнее про эффект Штарка см., например, [7], а про физические основы MSE диагностики см. [2–6]. Ниже мы ограничимся кратким описанием.

Эффект заключается в частичном снятии вырождения возбужденных состояний атома и расщеплении его электронных термов. В результате в оптических спектрах излучения атома (иона) возникает расщепление линий на компоненты с различной поляризацией. Компоненты, поляризованные параллельно вектору E_L , обозначаются, как π -компоненты, а поляризованные перпендикулярно вектору E_L — как σ -компоненты. Для водородоподобных атомов величина расщепления пропорциональна напряженности электрического поля. В случае перехода бальмер-альфа в атоме водорода (H_α) с $n = 3 \rightarrow 2$, уровень с главным квантовым числом $n = 3$ расщепляется на 5, а с $n = 2$ — на 3 энергетических уровня. Всего, с учетом правил отбора, возникает 15 основных переходов (см, например, формулы (2.12)–(2.14) в [2]), но лишь 9 из них можно разрешить при регистрации спектра. Относительные интенсивности остальных штарковских линий настолько малы (0,02–0,3% в интегральной по спектру интенсивности линии), что их вкладом можно пренебречь. Схема расщепленного спектра, рассчитанного для линии H_α атома водорода, представлена на рис. 1.

Использование эффекта Штарка в экспериментах на токамаках обычно основано на инжекции в плазму

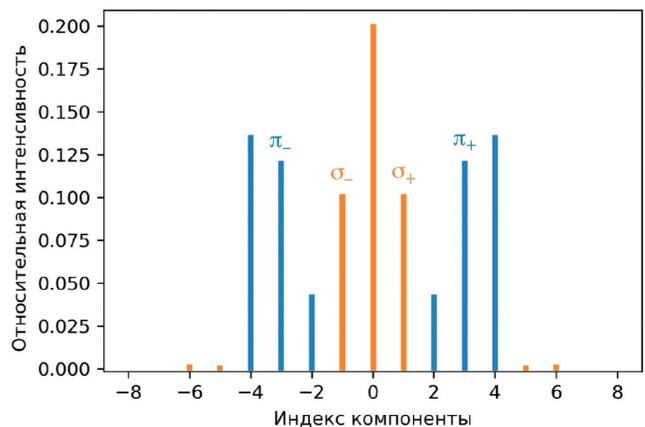


Рис. 1. Компонентный состав MSE-спектра атома водорода при плотности электронов 10^{19} м^{-3} и для энергии пучка 100 кэВ.

пучков быстрых атомов с помощью нагревных и (или) диагностических инжекторов. Спектр индуцированного таким образом в плазме излучения атомов водорода (дейтерия) регистрируется и далее анализируется. Величину штарковского расщепления линии $\Delta\lambda_{Stark}$ можно записать как функцию проекции магнитного поля на направление, перпендикулярное вектору скорости атома, B_{\perp} (см. формулу 2.14 в [4]):

$$\Delta\lambda_{Stark} \approx \frac{3ea_0}{2hc} \lambda_0^2 v B_{\perp} \quad (2)$$

где a_0 — боровский радиус, e — заряд электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света, v — скорость атома, λ_0 — длина волны линии водорода (дейтерия) в отсутствии расщепления.

При известном направлении пучка и выбранной геометрии его наблюдения измерение с достаточным спектральным разрешением характеристик спектра линии H_{α} диагностического (либо нагревного) пучка позволяет определять локальную величину γ_{pitch} .

На сегодняшний день в экспериментах на токамаках используются следующие методы MSE-измерений: поляриметрические (Line-Polarization MSE, или MSE-LP) и спектроскопические (Line-Shift MSE, или MSE-LS). Первые основаны на измерениях направления вектора поляризации света напрямую при помощи модулирующих поляризаторов. Вторые получают информацию о направлении вектора поляризации из измерений величин расщепления спектра и по соотношению интенсивностей π - и σ -компонент штарковского спектра. Относительно новым методом MSE-измерений можно назвать визуализационный метод (Imaging MSE). Данный метод основан на анализе двумерных интерферограмм поляризованного излучения плазмы.

Каждый из перечисленных методов обладает своими преимуществами и ограничениями. Так, MSE-LP системы обладают высоким быстродействием, позволяют проводить измерения в реальном времени и благодаря этому могут использоваться в контурах обратной связи для управления плазменным разрядом. Однако такие системы основываются на использовании сверхузкополосных светофильтров (полоса пропускания около 1 \AA). Кроме того, используемые в таких системах поляриметры весьма уязвимы к воздействию нейтронных потоков. Системы регистрации для измерений MSE-LS-методом более устойчивы к воздействию плазмы, поскольку исключено влияние искажений вектора поляризации излучения на оптических элементах системы, а также эффект Фарадея. Вместе с тем такие системы подвержены риску значительного снижения светопропускания за счет запыления и деградации оптических элементов систем сбора и передачи под действием

гамма-излучения и нейтронных потоков. Методика Imaging MSE выгодно выделяется благодаря возможности получения двумерных пространственных измерений распределения угла поляризации излучения, а также отсутствию необходимости разделения компонент штарковского спектра и более высокому отношению сигнала к шуму. Недостатками Imaging MSE являются сложность технической реализации и крайне высокая стоимость компонентов [5, 6].

Проектные величины нейтронных потоков, позволяют предположить, что на более поздних этапах работы токамака ТРТ проведение измерений методом MSE-LP будет значительно затруднено. Проектная величина индукции магнитного поля на оси плазменного шнура позволяет обеспечить настолько большое расщепления активного MSE-спектра, можно ожидать высокую точность измерений по методике MSE-LS. Следует отметить, что на первых этапах работы установки нейтронный поток будет отсутствовать, что позволяет реализовать измерения по методике MSE-LP, установив фотоупругий модулятор (Photoelastic Modulator — PEM) в одном из патрубков вблизи плазмы. Совместное использование двух методик на данном этапе позволит провести достаточно точную и детальную калибровку результатов работы аппаратуры MSE-LS-диагностики по более надежным измерениям при помощи PEM.

В качестве основных элементов SE-LS-диагностики можно выделить

1. Диагностический инжектор нейтральных атомов водорода (DNB), который используется для инъекции пучка быстрых атомов в плазму. Анализ спектра индуцированного в плазме излучения данных атомов позволит определить γ_{pitch} . От параметров инжектора зависит интенсивность активного излучения, которое будет возбуждено в плазменном объеме.

2. Систему сбора излучения из плазмы. Ее характеристики определяют количество света, которое по оптоволоконным коллекторам будет передано из плазмы на спектральный прибор, а также область наблюдения.

3. Спектральный и регистрирующий приборы. Эти приборы располагаются в удаленном помещении и предназначены для выделения интересующей области спектра и его регистрации. Параметры данных приборов определяют спектральное разрешение регистрируемого спектра и погрешность измеренных параметров.

В статье представлены результаты расчетов параметров трех указанных узлов MSE-диагностики.

3. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ MSE-СПЕКТРА

При проведении расчетов в данной работе использовался комплекс средств для моделирования параметров плазмы и процессов, протекающих в ней. Основным инструментом для расчетов была связка кодов Cherab [8] и Raysect [9] с последующей обработкой полученных результатов в среде Python.

3.1. Описание используемой в расчетах математической модели

Ниже приведены задействованные в данной работе модели из Cherab. За исключением модели тормозного излучения, все они были доработаны в процессе выполнения этой работы.

Модель нейтрального пучка. Использовалась модель моноэнергетического гауссового пучка (т.е. пучка, распределение плотности которого в направлении перпендикулярном оси инжекции задается функцией Гаусса) с затуханием вдоль направления распространения пучка. Плотность атомов пучка в системе координат пучка вычисляется следующим образом:

$$n_H^{(Beam)} = \frac{R_H}{2\pi v_0 \sigma_x(z) \sigma_y(z)} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{x}{\sigma_x(z)} \right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y(z)} \right)^2 \right) \right] \exp \left[-\int_0^z \frac{S^{(CR)}(z')}{v_0} dz' \right], \quad (3)$$

$$\sigma_x(z) = \sqrt{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_x)}, \quad (4)$$

$$\sigma_y(z) = \sqrt{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_y)},$$

$$S^{(CR)}(z) = \sum_{i=1}^m Z_i n_i(z) S_i^{(CR)}(\epsilon_{int}(z), n_{e,i}^{(eq)}(z), T_i(z)), \quad (5)$$

$$n_{e,i}^{(eq)}(z) = \frac{1}{Z_i} \sum_{j=1}^m Z_j^2 n_j(z), \quad (6)$$

где ось z направлена вдоль распространения пучка, R_H — число нейтральных атомов, инжектируемых в единицу времени, v_0 — модуль скорости атомов пучка, z_f — расстояние до фокуса пучка, σ — дисперсия пучка в фокусе, α_x и α_y — углы расходимости пучка, m — число сортов ионов плазмы, Z_i — заряд i -го сор-

та ионов плазмы, n_i — плотность ионов плазмы i -го сорта, $S_i^{(CR)}$ — коэффициент затухания пучка за счёт радиационно-столкновительного взаимодействия с i -м сортом ионов плазмы и соответствующей долей электронов (учитываются процессы возбуждения и последующей ионизации атомов пучка за счет столкновения с ионами и электронами, но не перезарядка), ϵ_{int} — кинетическая энергия атомов пучка в системе покоя ионов i -го сорта, T_i — температура i -го сорта ионов. Значения $S_i^{(CR)}$ рассчитываются кодами, входящими в пакет Atomic Data and Analysis Structure (ADAS) [10], и доступны в базе данных OpenADAS.

Направление (ненормированное) скорости нейтральных атомов пучка в системе координат пучка при $z > z_f$:

$$e_x = x \frac{(z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_x)}{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_x)},$$

$$e_y = y \frac{(z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_y)}{\sigma^2 + (z - z_f)^2 \tan^2(\alpha_y)}, \quad (7)$$

$$e_z = z - z_f.$$

При $z < z_f$ e_x , e_y и e_z меняют знак.

Граничными условиями для описания пучка в такой модели являются его энергия, мощность, дисперсия в фокусе и расходимости (α_x и α_y) в начале координат, положение фокуса, а также род газа пучка.

Модель спектральной интенсивности MSE. Светимость (угловая плотность мощности излучения) в линии H_α в точке за счёт возбуждения атомов пучка ионным и электронным ударом рассчитывается в координатах плазмы как

$$\epsilon_{32}^{(Beam)} = \frac{1}{4\pi} n_H^{(Beam)} \sum_{i=1}^m Z_i n_i q_{32}^{(Beam)}(\epsilon_{int}, n_{e,i}^{(eq)}, T_i), \quad (8)$$

где $q_{32}^{(Beam)}$ — коэффициент испускания фотонов в линии H_α за счёт взаимодействия атомов пучка с ионами плазмы i -го сорта и соответствующей долей электронов, значения которого берутся из базы данных ADAS.

Спектральное распределение интенсивности в точке рассчитывается следующим образом:

$$f_{32}(\lambda) = \left(\sin^2(\theta) I_\sigma^{(T)} + \cos^2(\theta) \right) \sum_{i=-1}^1 I_\sigma^{(i)} f_G(\lambda_i, \sigma_G) + \sin^2(\theta) I_\pi^{(T)} \sum_{i=-4..-2,2..4} I_\pi^{(i)} f_G(\lambda_i, \sigma_G), \quad (9)$$

$$I_{\sigma}^{(T)} + I_{\pi}^{(T)} = 1, \quad \sum_{i=-1}^1 I_{\sigma}^{(i)} = 1, \quad \sum_{i=-4..-2,2..4} I_{\pi}^{(i)} = 1, \quad (10)$$

$$\lambda_i = \frac{hc}{\epsilon_{ph} + i\Delta\epsilon_{\text{Stark}}}, \quad \epsilon_{ph} = \frac{hc}{\lambda_{32}(1 + \mathbf{v}\mathbf{l}/c)}, \quad (11)$$

$$\Delta\epsilon_{\text{Stark}} = \frac{3\epsilon_0 h^2}{4\pi m_e e^2} E, \quad \mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (12)$$

где θ — угол между вектором электрического поля \mathbf{E} и направлением наблюдения, $I_{\sigma}^{(T)}$ и $I_{\pi}^{(T)}$ — доли сумм всех σ - и π -поляризованных компонент в полном спектре при наблюдении перпендикулярно направлению \mathbf{E} , $I_{\sigma}^{(i)}$ и $I_{\pi}^{(i)}$ — доли индивидуальных σ - и π -поляризованных компонент в $I_{\sigma}^{(T)}$ и $I_{\pi}^{(T)}$ соответственно, f_G — распределение Гаусса по длине волны излучения с центром в λ_i и дисперсией σ_G , $\Delta\epsilon_{\text{Stark}}$ — величина расщепления Штарка, \mathbf{v} — скорость атомов пучка, \mathbf{B} — магнитное поле, \mathbf{l} — направление наблюдения, λ_{32} — длина волн линии D_{α} в отсутствие электрического поля. Величины $I_{\sigma}^{(T)}$, $I_{\pi}^{(T)}$, $I_{\sigma}^{(i)}$, $I_{\pi}^{(i)}$ являются функциями энергии пучка и плотности электронов, их значения были взяты из [11, 12].

Произведение $\mathbf{v}\mathbf{l}$ определяет доплеровский сдвиг спектра MSE относительно λ_{32} , и, как следствие, относительно пассивной линии D_{α} и спектра перезарядки нейтралов пучка на ионах плазмы. Естественное уширение спектра определяется дисперсией и расходимостью пучка, и изменением \mathbf{B} вдоль хорды наблюдения. Последнее влияет на то, что компоненты с большим индексом i уширяются сильнее. В (9)–(12) не учтен вклад радиального электрического поля, наличие которого может оказать негативное влияние на точность измерений.

Модель спектра излучения в результате перезарядки нейтралов пучка. Светимость в линии D_{α} в точке за счёт перезарядки атомов водорода пучка на ионах дейтерия плазмы вычисляется следующим образом:

$$\epsilon_{32}^{(\text{CX})} = \frac{1}{4\pi} n_{D_+} n_H^{(\text{Beam})} \frac{1}{\sum_n P_n} \sum_n P_n(\epsilon_{int}) q_{32_n}^{(\text{CX})} \times \left(\epsilon_{int}, n_{D_+}, T_{D_+}, Z_{eff} \right), \quad (13)$$

$$P_n(\epsilon_{int}) = \frac{1}{n_e} \sum_{i=1}^m Z_i n_i P_n^{(i)}(\epsilon_{int}, n_{e,i}^{(\text{eq})}, T_i) \quad (14)$$

где P_n — заселённость n -го возбуждённого состояния атомов пучка ($n = 1$ соответствует основному состоянию), $P_n^{(i)}$ — заселённость n -го возбуждённого состояния за счёт взаимодействия с ионами i -го сорта и соответствующей долей электронов, $q_{32_n}^{(\text{CX})}$ — коэффициент излучения фотонов в линии D_{α} за

счёт перезарядки атомов пучка в n -м возбуждённом состоянии на ионах дейтерия, Z_{eff} — эффективный заряд плазмы, n_{D_+} — плотность ионов дейтерия, T_{D_+} — температура ионов дейтерия. Значения $P_n^{(i)}$ и $q_{32_n}^{(\text{CX})}$ брались из базы данных ADAS.

Обычно при расчёте спектра перезарядки пренебрегают зеемановским расщеплением, так как его практически не видно на фоне сильного доплеровского уширения (нейтралы перезарядки имеют температуру ионов плазмы), однако при магнитном поле 8 Тл, планируемом в ТРТ, оно может быть заметно. Спектральное распределение интенсивности рассчитывалось с помощью модели параметризованного зеемановского триплета [13], который моделирует эффект Пашена—Бака, но с поправками на тонкую структуру уровней

$$f_{32}^{(\text{CX})}(\lambda) = \left(\frac{\sin^2(\vartheta)}{4} + \frac{\cos^2(\vartheta)}{2} \right) \left(f_G(\lambda_{\sigma_+}, \sigma_G) + \right. \\ \left. + f_G(\lambda_{\sigma_-}, \sigma_G) \right) + \frac{\sin^2(\vartheta)}{2} f_G(\lambda_{\pi}, \sigma_G), \quad (15)$$

$$\lambda_{\pi} = \lambda_{32} \left(1 + \mathbf{v}_{D_+} \mathbf{l} / c \right), \quad (16)$$

$$\lambda_{\sigma_{\pm}} = \left(\lambda_{32} \pm \frac{\alpha}{2} B \right) \left(1 + \mathbf{v}_{D_+} \mathbf{l} / c \right)$$

$$\sigma_G = \lambda_{32} \sqrt{\frac{T_{D_+}}{m_D c^2}} \left(1 + \beta^2 T_{D_+}^{2\gamma} \right), \quad (17)$$

где ϑ — угол между направлением магнитного поля \mathbf{B} и хордой наблюдения, \mathbf{v}_{D_+} — средняя скорость ионов дейтерия в данной точке, α , β и γ — численные параметры из [13].

Модель спектра пассивного излучения в линии D_{α} . Светимость в линии D_{α} в точке за счёт возбуждения нейтральных атомов плазмы электронным ударом и за счёт рекомбинации ионов плазмы рассчитывается как

$$\epsilon_{32}^{(\text{Plasma})} = \frac{1}{4\pi} n_D n_e q_{32}^{(\text{exc})}(n_e, T_e) + \frac{1}{4\pi} n_{D_+} n_e q_{32}^{(\text{rec})}(n_e, T_e), \quad (18)$$

где n_D — плотность атомов дейтерия в плазме, n_e и T_e — плотность и температура электронов, $q_{32}^{(\text{exc})}$ и $q_{32}^{(\text{rec})}$ — коэффициенты излучения фотонов при возбуждении электронным ударом и рекомбинации, соответственно.

На хорды наблюдения MSE будет попадать пассивное излучение в линии D_{α} из SOL, пересекаемого хордами, а также свет, отразившийся от

металлических стенок камеры, излучённый в том числе в диверторе. Расчёты SOLPS [14] показывают, что плотность электронов в диверторе может превышать 10^{21} м^{-3} , что в сочетании с достаточно низкой температурой электронов $\sim 1\text{--}10 \text{ эВ}$ приводит к необходимости учитывать не только доплеровское, но и штарковское уширение линии D_α .

Для одновременного учёта доплеровского и штарковского уширения спектральной линии изотопа водорода в случае их максвелловского распределения требуется вычислять свёртку в каждой точке пространства

$$V(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\lambda' - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}) L(\lambda - \lambda' - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) d\lambda', \quad (19)$$

$$L(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) = \frac{C_0 (\Delta\lambda_{1/2}^{(L)})^{3/2}}{\lambda^{5/2} + \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}}{2}\right)^{5/2}}, \quad (20)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^{(L)} = C_{ij} \frac{n_e^{a_{ij}}}{T_e^{b_{ij}}}, \quad (21)$$

где $G(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)})$ — распределение Гаусса, $L(\lambda, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)})$ — распределение Лоренца, но со степенью 5/2 вместо 2 (см. [15]), $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}$ и $\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}$ — полуширины распределений Гаусса и Лоренца, a_{ij} , b_{ij} , C_{ij} — параметры из [15], C_0 — нормировочная константа, λ_0 — длина волны, соответствующая центру линии, с учётом доплеровского сдвига за счёт ненулевой проекции средней скорости частиц на хорду наблюдения. Распределение (19) называется распределением Фойгта.

Для ускорения интегрирования вдоль лучей при их трассировке точная формула (19) заменяется т.н. псевдораспределением Фойгта [16]

$$V_p(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}) = \eta L(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(V)}) + (1 - \eta) G(\lambda - \lambda_0, \Delta\lambda_{1/2}^{(V)}), \quad (22)$$

$$\Delta\lambda_{1/2}^{(V)} \equiv F(\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}), \quad (23)$$

$$\eta \equiv f(\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}, \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}). \quad (24)$$

где $\Delta\lambda_{1/2}^{(V)}$ — полуширина распределения Фойгта и η — вес распределения Лоренца в псевдораспределении Фойгта являются функциями $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}$ и $\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}$.

F можно аппроксимировать полиномами 6-й степени от $x = \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)}$ при $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \leq 1$ и $x = \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(G)}$ при $\Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \geq 1$

$$\Delta\lambda_{1/2}^{(V)} \approx \begin{cases} \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \left(1 + \sum_{n=1}^6 a_n \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}}{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}} \right)^n \right), & \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} \leq 1 \\ \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} \left(1 + \sum_{n=1}^6 b_n \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}}{\Delta\lambda_{1/2}^{(G)}} \right)^n \right), & \Delta\lambda_{1/2}^{(L)} / \Delta\lambda_{1/2}^{(G)} \leq 1 \end{cases} \quad (25)$$

Вес η может быть аппроксимирован логарифмическим полиномом 5-й степени, коэффициенты которого и определяются подгонкой (22) под (19)

$$\eta = \exp \left(\sum_{n=0}^5 c_n \left(\ln \left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}^{(L)}}{\Delta\lambda_{1/2}^{(V)}} \right) \right)^n \right). \quad (26)$$

При $\lambda - \lambda_0 \sim 2\Delta\lambda_{1/2}^{(V)}$ относительная разность псевдораспределения Фойгта и распределения Фойгта может достигать 20%, но основные характеристики распределения Фойгта, а именно значение в максимуме, полуширина, затухание в “хвосте” спектрального контура линии воспроизводятся точно.

Зеемановское расщепление в доплер-штарковскую модель контура линии было добавлено приближенно, как и в [15], т.е. для каждой зеемановской компоненты рассчитывается штарк-доплеровское уширение линии.

Модель спектра тормозного излучения. Спектральная светимость тормозного излучения рассчитывалась по известной формуле (5.3.40) из [17]:

$$\varepsilon_{\text{Brems}}(\lambda) = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{32\pi^2}{3\sqrt{3}m_e^2 c^3} \sqrt{\frac{2m_e}{pe}} \frac{c}{4\pi\lambda^2} n_e \sqrt{T_e} \times \exp(-hc / \lambda T_e) \sum_{i=1}^m g_{\text{ff}}(Z_i, T_e, \lambda) n_i Z_i^2, \quad (27)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, g_{ff} — фактор Гаунта для свободно-свободных переходов, для которого используются табличные значения из [18], отличающиеся от значений [19] лишь расширенным диапазоном параметров, для которых они рассчитаны.

3.2. Исходные данные, использованные при моделировании

В расчётах использовались профили плазмы, получаемые сшивкой одномерных профилей для центральной области, рассчитанных кодом ASTRA [20] и опубликованных в работе [21], с двумерными

профилями в SOL, рассчитанными кодом SOLPS. В SOLPS рассчитывалась дейтериевая плазма с примесью неона в сценарии с мощностью теплового потока через сепаратрису 20 МВт (это примерно соответствует мощности дополнительного нагрева плазмы 28.5 МВт), средней плотностью электронов на сепаратрисе: $7.8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и средней температурой

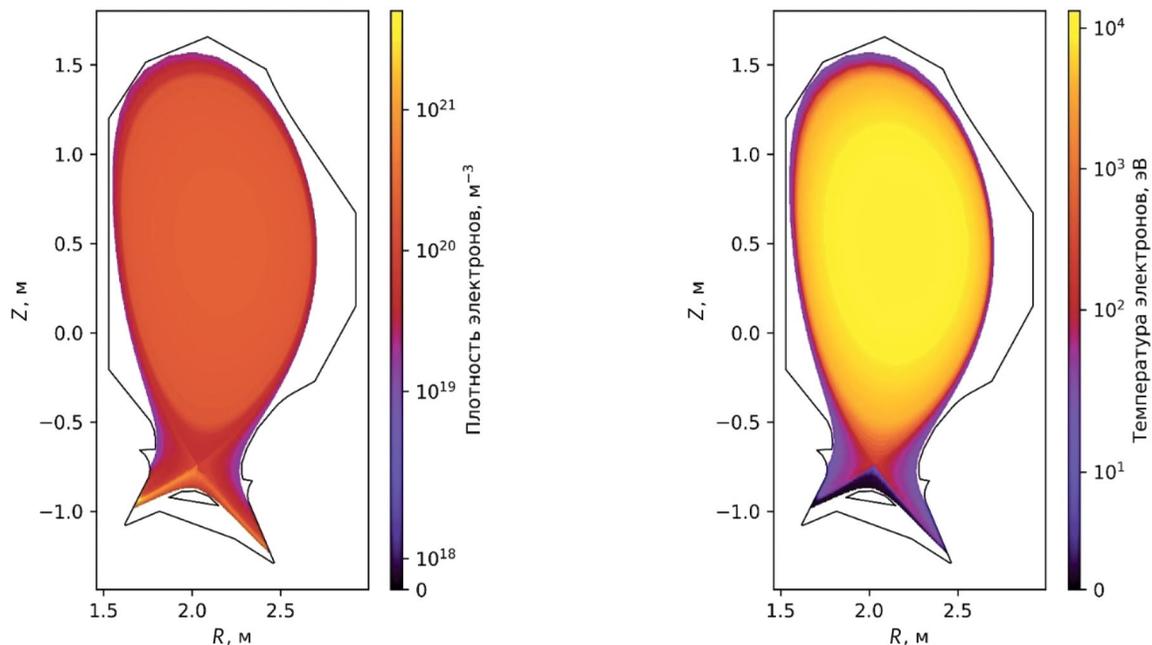


Рис. 2 Полоидальные распределения плотности и температуры электронов, использованные в расчетах.

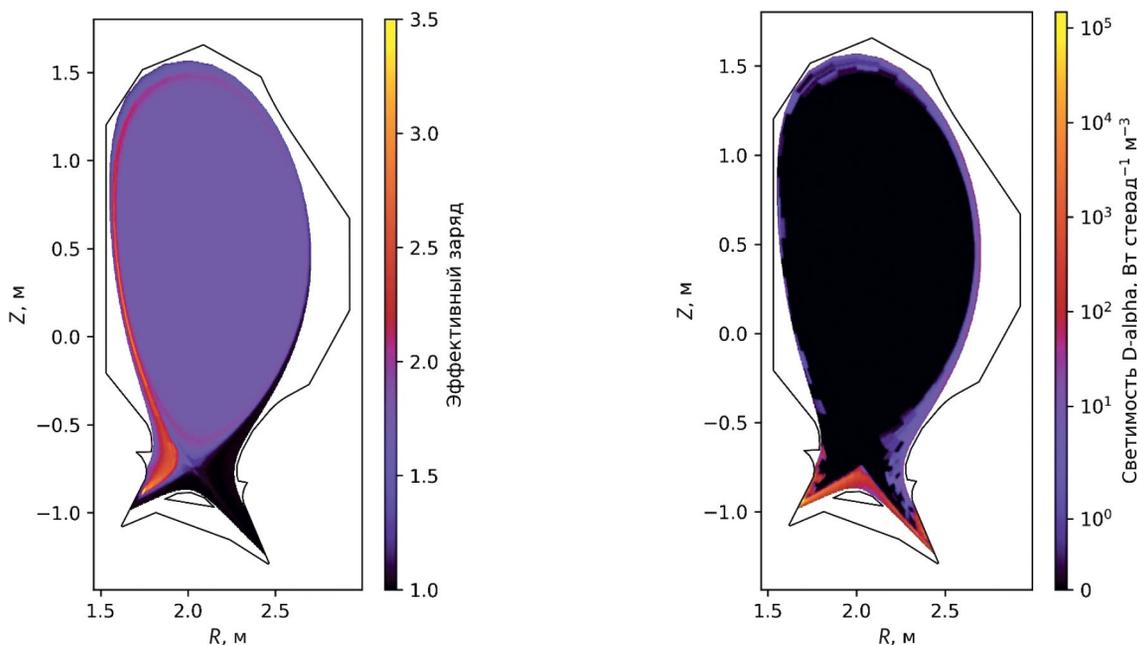


Рис. 3 Полоидальные распределения эффективного заряда плазмы и пассивной светимости в линии D_{α} , использованные в расчетах

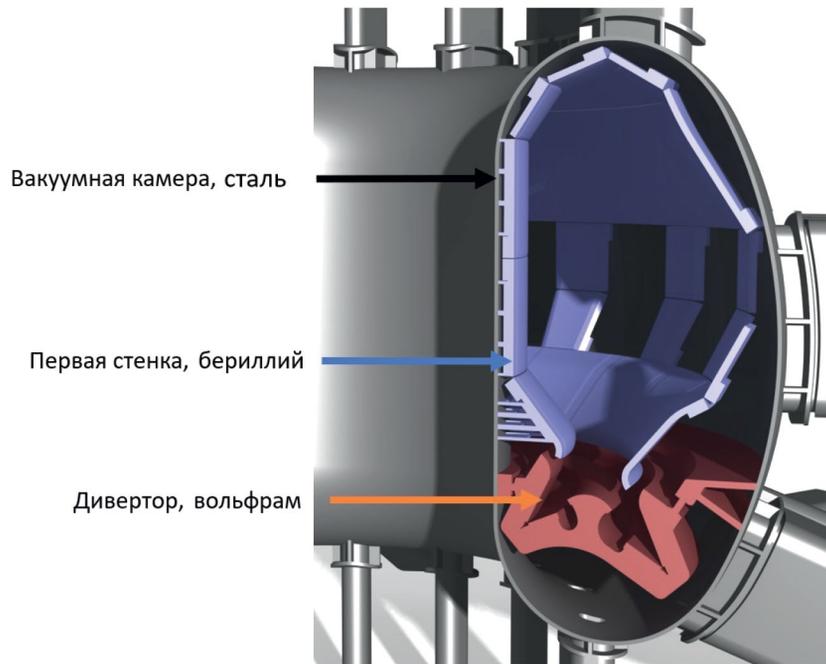


Рис. 4 Сечение трехмерной модели камеры ТРТ, использованной в расчетах

электронов и ионов на сепаратрисе: 160 и 260 эВ, соответственно. На рис. 2 приведены профили плотности и температуры электронов в расчётном сценарии, а на рис. 3 — профили эффективного заряда плазмы и пассивной светимости в линии D_{α} , рассчитанной по формуле (18).

Для учета отражений от элементов, обращенных к плазме, использовалась трехмерная твердотельная (т.е. не полигональная, а заданная аналитически) модель токамака ТРТ, представленная на рис. 4. Она была разделена на три части: вакуумную камеру с фланцами, первую стенку и дивертор. Поверхность первой стенки считалась бериллиевой, дивертора — вольфрамовой, а вакуумной камеры — стальной. В качестве модели двулучевой функции отражательной способности использовалась модель с микрогранями Кука—Торренса [22] с безразмерным параметром шероховатости, меняющимся в пределах от 0 (зеркальное отражение), до 1 (диффузное отражение). Значения параметра шероховатости были выбраны равными 0.26 для бериллия, 0.29 — для вольфрама и 0.13 — для стали. Такая же модель отражательной способности (с теми же значениями параметра шероховатости) использовалась в [23] для токамака JET-ILW, и в [24] для ИТЭР.

В работе моделирование проводилось для водородных диагностических пучков. Входными данными для их описания в *Chegab* являются E_0 — энергия быстрых нейтралов пучка, σ — дисперсия пучка в фо-

кусе, α_x и α_y — углы расходимости пучка, полная концентрация атомов пучка и положение его фокуса. Для круглого сечения пучка было принято $\alpha_x = \alpha_y$. Положение фокуса было зафиксировано на магнитной оси плазменного шнура. Для задания пучка в модели было принято, что ионно-оптическая система диагностического инжектора формирует ионный пучок с током $I = 15$ А. Эмиссионная плотность тока была принята равной 120 мА/см². Локальная угловая расходимость сформированного пучка α и его радиус в фокусе r определялись в результате расчетов отдельной ячейки ионно-оптической системы с использованием программ *PBGUNs*. Результаты расчетов представлены на рис. 5.

Также в работе было учтено, что в сформированном ионном источнике диагностического инжектора ионном пучке кроме протонов H^+ содержатся молекулярные ионы H_2^+ и H_3^+ . При нейтрализации ионного пучка из молекулярных ионов образуются атомы с энергиями $E_0/2$ и $E_0/3$ соответственно. Эквивалентный ток атомов каждой компоненты I_{eq} после перезарядки рассчитывался по формуле

$$I_{eq}(E_i) = m_i P_i F_i I, \quad (28)$$

где F_i — эффективность перезарядки i -й компоненты [25], P_i — ее доля в составе пучка, а m_i — ее атомный вес. Состав ионного пучка по току был принят таким же как, как в работе [26]: $H^+ : H_2^+ : H_3^+ = 0.85 : 0.05 : 0.10$.

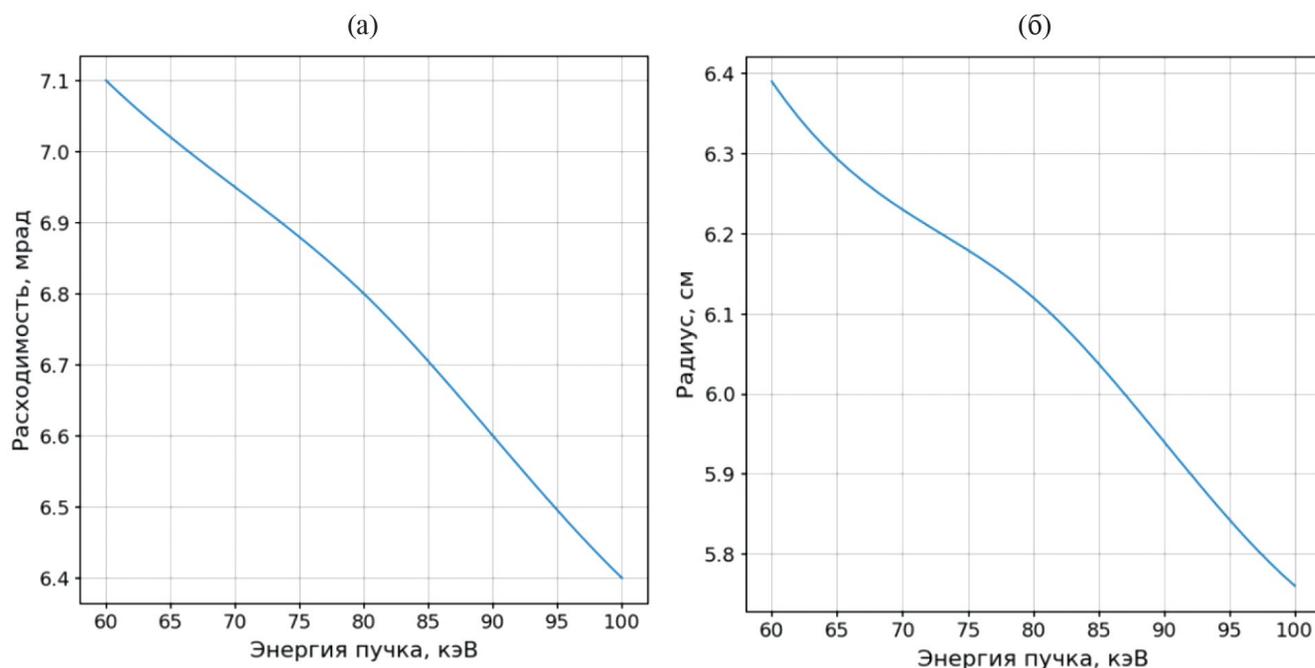


Рис. 5 Зависимость параметров диагностического пучка от его энергии

3.3. Состав модельного спектра

Применение описанных выше моделей к объектам камеры токамака ТРТ, плазмы и пучка позволило произвести расчеты пассивного и активного спектров излучения плазмы. В полученных спектрах учтены следующие компоненты: тормозной континуум (27), пассивная линия плазмы D_α (18)—(26), а также активные спектры излучения пучка (8)—(12) и перезарядки ионов плазмы на пучке (13)—(17). Следует отметить, что в модельном спектре нами не было учтено излучение в линиях примесных ионов плазмы. В частности, так как моделирование SOLPS для токамака ТРТ проводилось без учета примеси углерода, не был учтен вклад мультиплета С II, который, как показано в [27], может частично накладываться на MSE-спектр. Пример модельного спектра представлен на рис. 6. Слева показана пассивная линия плазмы D_α , основной вклад в которую даёт излучение из дивертора, попавшее на хорду наблюдения за счёт отражений от первой стенки, а справа на фоне крыла пассивной линии представлена часть спектра в увеличенном масштабе. Видны все учтенные составляющие спектра: пассивная линия плазмы, тормозной континуум, активная перезарядочная линия пучка и активный MSE-спектр пучка. Более подробно активный спектр представлен на фоне линии D_α на рис. 7. На нем показаны по отдельности вклады каждой из трех энергетических компонент диаг-

ностического пучка в полный активный спектр. На рис. 6 и 7 спектры были рассчитаны для хорды наблюдения, исходящей из экваториального патрубка в сечении, соседнем с диагностическим инжектором, и нацеленной на точку пересечения пучка и центра плазменного шнура.

Моделирование происходило в два этапа: предварительный расчет для определения параметров системы сбора света из плазмы, а также параметров диагностического инжектора и более детальный расчет для оценки требований к спектральному и регистрирующему приборам. Предварительный расчет проводился в приближении бесконечно тонких хорд наблюдения, а отражения от стенок камеры учитывались только для пассивных компонент спектра. Подобное приближение не влияет на положение пиков спектральных линий, что позволяет оценить зависимости взаимного расположения активного MSE-сигнала относительно фонового от направления сбора излучения и параметров диагностического инжектора. Для второго этапа задавались размер и апертурный угол оптоволоконного коллектора, и собирающая оптика перед ним, которая фокусировала конус сбора света на оси диагностического пучка. Также были учтены следующие факторы: влияние оптики и спектрального прибора на спектр, статистические шумы.

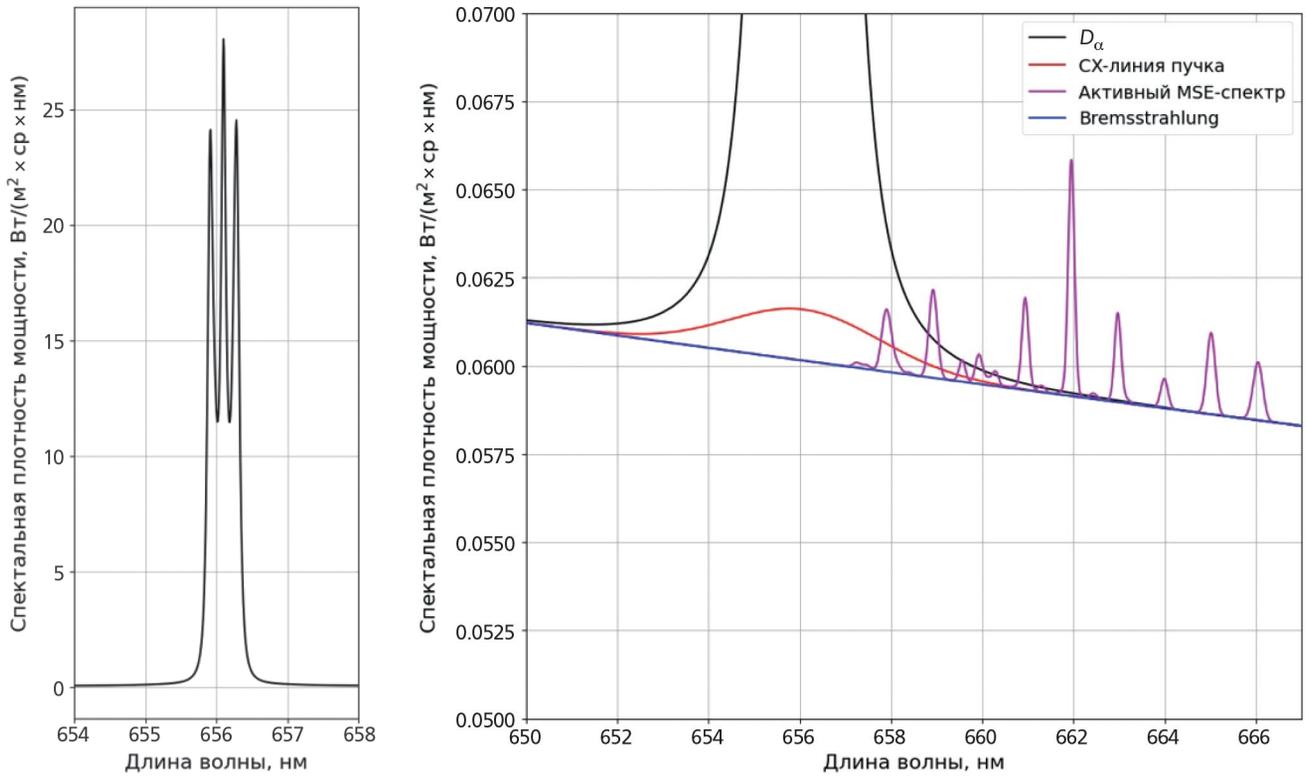


Рис. 6 Общий вид модельного спектра на хорде наблюдения, исходящей из экваториального патрубка в сечении соседнем с DNB и нацеленной на точку пересечения пучка и центра плазменного шнура (слева) и его состав (справа)

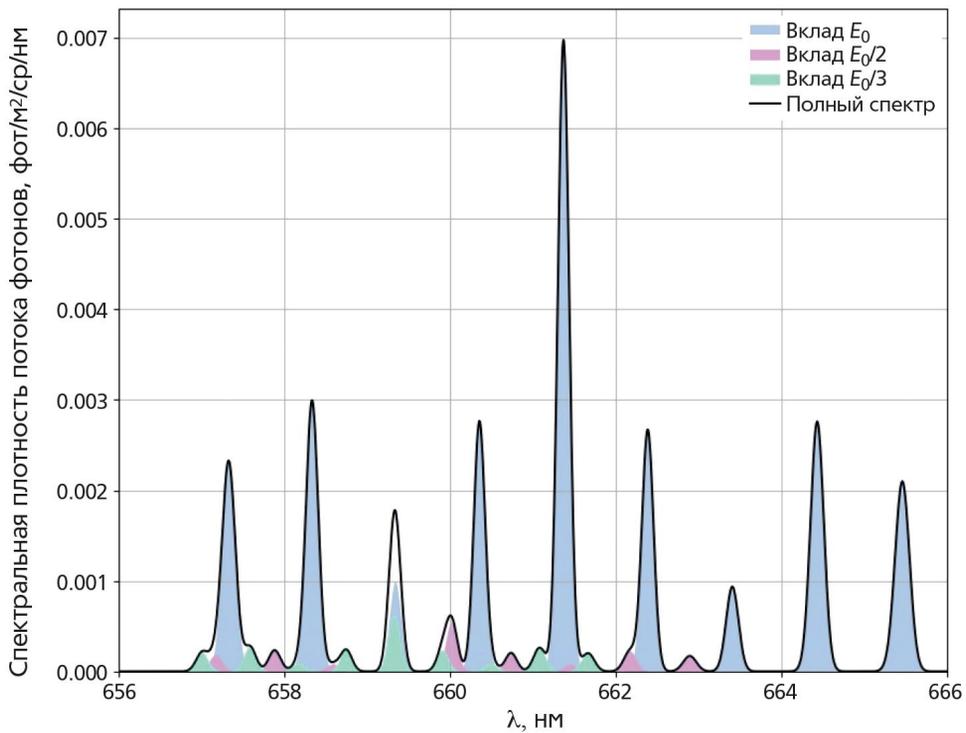


Рис. 7 Вклад в MSE-спектр отдельных компонент диагностического пучка для центральной хорды

4. СИСТЕМА СБОРА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ MSE-ДИАГНОСТИКИ

Вид и расположение MSE-спектра относительно фоновых компонент будет определяться положением системы сбора света относительно оси инжекции быстрых атомов. Для определения характеристик системы сбора света для MSE-диагностики необходимо в первую очередь определить патрубок, в котором она будет располагаться. Варианты расположения в данной работе рассматривались для организации наблюдения за диагностическим пучком, инжектируемым радиально в экваториальной плоскости установки. В условиях планируемой геометрии установки ТРТ, к рассмотрению приняты экваториальные патрубки в четырех соседних с пучком сечениях. Вертикальные патрубки в сечении инжекции на данном этапе проектирования не были рассмотрены из-за практически прямого угла между хордами наблюдения в центральной области шнура и диагностическим пучком. Подобное положение наблюдения не позволит вследствие эффекта Доплера сдвинуть активный MSE-спектр относительно пассивной линии D_{α} . Также экваториальные патрубки позволяют размещать значительно больше оптических приборов, систем юстировки, шторок и других необходимых элементов систем сбора света.

4.1. Выбор положения наблюдения по сигналу с центральной хорды

Рассмотренные варианты наблюдения за центральной частью шнура представлены на рис. 8, где

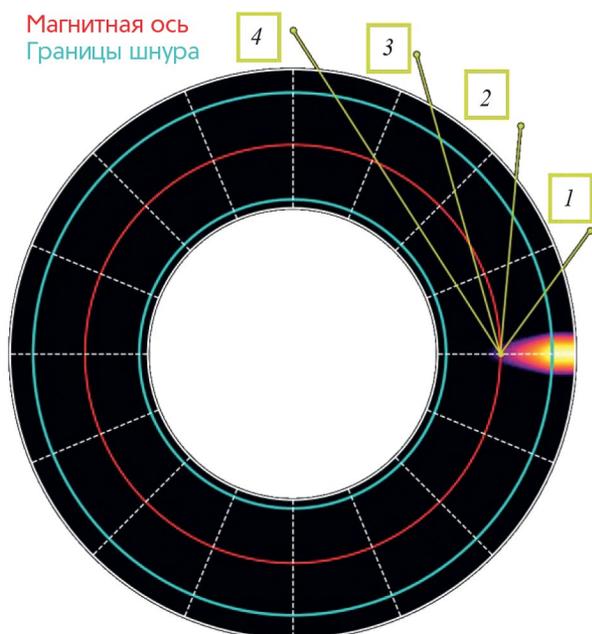


Рис. 8. Возможные варианты наблюдения за центральной областью шнура.

изображена плоскость магнитной оси плазменного шнура. Точки наблюдения располагались по центру экваториальных патрубков максимально близко к плазме, но за пределами первой стенки на радиусе $R = 3$ м. Такое расстояние позволит разместить перед точкой наблюдения зеркало, которое необходимо для защиты оптики от прямого потока нейтронов из плазмы. Для MSE-LS методики влияние данного зеркала на сигнал можно учесть в общем коэффициенте пропускания системы сбора. Для пятого сечения относительно пучка, которое хоть и имеет достаточный обзор, часть хорд (при этом — центральных) проходят через SOL со стороны сильного поля, что значительно повышает собранный этими хордами пассивный сигнал и снижает отношение полезного сигнала к полному. В связи с этим данное сечение также было исключено из рассмотрения.

Для четырех выделенных вариантов было проведено моделирование активного спектра и определены его полные интенсивности в зависимости от энергии диагностического пучка. Результаты расчетов представлены на рис. 9а. На нем видно, что хорды наблюдения из 1 и 4 сечения позволяют собрать значительно большую интенсивность излучения при наблюдении за центральной областью шнура, чем два остальных ракурса. Также, благодаря большим углам между направлением наблюдения и инжекцией, те же два сечения позволяют достичь большего смещения активного спектра относительно пассивной линии D_{α} , что продемонстрировано на рис. 9б. Рисунок 9 также позволяет сделать вывод о том, что для MSE-измерений большее значение энергии пучка окажется предпочтительней: переход от 60 к 100 кэВ увеличивает интегральный полезный сигнал на 60% и обеспечивает на 1...1,5 нм больший сдвиг для центральных хорд наблюдения. Исходя из данных результатов, предлагается рассматривать только два варианта размещения систем сбора света для MSE-LS-диагностики: в сечениях 1 (LOS1) и 4 (LOS4).

Отличием этих ракурсов является то, что для ракурса 1 проекция направления пучка на направление хорды наблюдения положительна, и активный сигнал будет смещаться в красную область спектра, а для ракурса 4 эта проекция отрицательна, и активный сигнал будет смещаться в синюю область спектра. Выбор оптимального направления смещения будет зависеть от примесного состава плазмы. Отсутствие интенсивных линий примесей с одной из сторон от пассивной линии D_{α} облегчит выделение активного сигнала и обработку спектра.

С точки зрения углов наблюдения, отличие ракурсов 1 и 4 заключается в том, что для соседнего с пучком сечения хорды наблюдения, нацеленные на центр шнура, имеют больший сдвиг активного

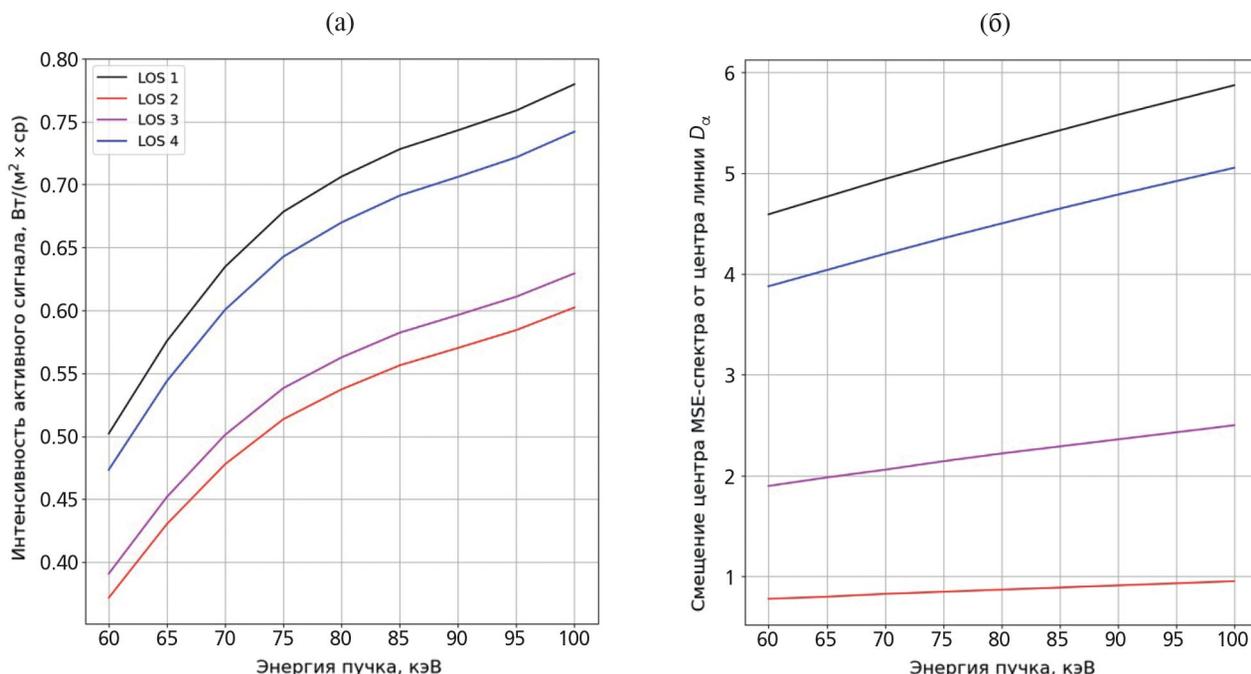


Рис. 9. Интегральные характеристики MSE-сигналов для возможных вариантов наблюдения.

спектра, чем периферийные хорды. При наблюдении из 4-го сечения ситуация обратная: активный спектр для периферийных хорд смещен сильнее, чем для центральных. В связи с этим для организации измерений может оказаться выгодно разделить системы сбора света по областям обзора на две — центральную и периферийную — и разнести их в разные патрубки. Это, с одной стороны, снизит требования к оптике систем сбора, но, с другой стороны, увеличит их количество.

4.2. Определение параметров системы сбора света из плазмы

Для определения параметров систем сбора света было проведено моделирование активного и пассивного спектров по пяти хордам наблюдения для двух выбранных ракурсов. Хорды были нацелены на различные точки по малому радиусу плазмы от $\rho = 0$ до $\rho = 1$ со стороны слабого поля, где концентрация атомов пучка максимальна. На рис. 10 представлена геометрия хорд наблюдения, задаваемая в данном расчете. Для каждой хорды была получена зависимость полной интенсивности активного сигнала в зависимости от энергии диагностического инжектора. На рис. 11 представлены результаты расчетов для LOS1 в абсолютных единицах (рис. 11б) и нормированные на максимальное значение для каждой хорды. На рис. 11б видно, что для центральной области наибольшая интенсивность достигается при энергии основной компоненты 100 кэВ, а для периферий-

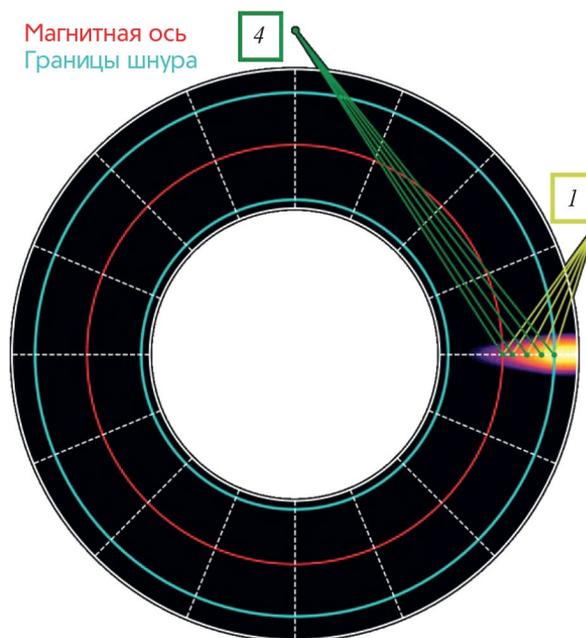


Рис. 10. Геометрия наблюдения за всем радиусом плазменного шнура для выбранных точек наблюдения.

ной — при 60 кэВ. При этом интегральная яркость периферийных хорд падает на 30% при переходе от низких энергий пучка к высоким. На рис. 11а видно, что для всего диапазона рассматриваемых энергий интенсивность на периферийных хордах примерно в 10...15 раз превышает интенсивность

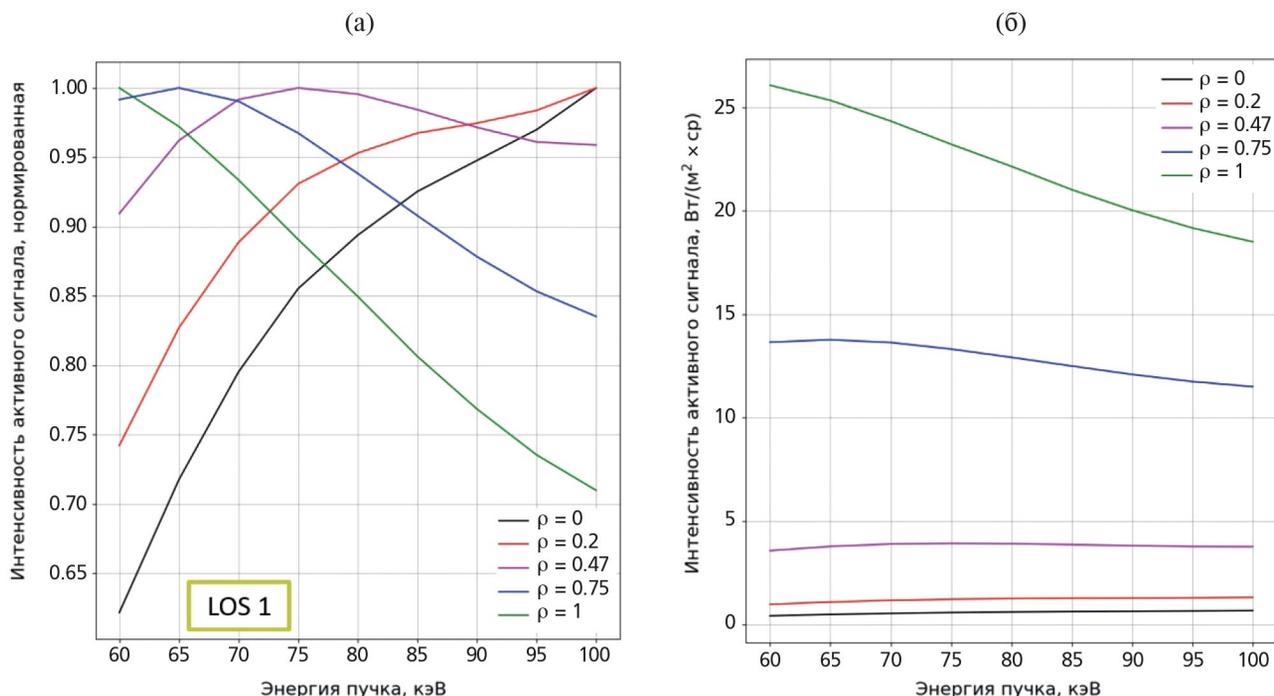


Рис. 11. Зависимость интенсивности MSE-сигнала от энергии диагностического пучка.

на центральных. Для направления наблюдения LOS4 тенденции сохраняются.

Одной из основных характеристик объектива является его диафрагменное число, которое определяет его оптическую силу. Поскольку в центральной области шнура интенсивность активного сигнала крайне мала, этот параметр должен принимать как можно меньшее значение. При этом полная светосила диагностики будет определяться наименее светосильным компонентом. Чаще всего таким элементом является спектрометр, как наиболее дорогой и сложный прибор. Для спектрометров, используемых для MSE-диагностики на токамаках, распространенными являются диафрагменные числа $<F/4.0$ [28, 29]. Используются и более светосильные приборы с диафрагменным числом $F/2.5 \dots F/3.5$ [30]. При этом наиболее светосильное спектроскопическое оборудование обладает диафрагменным числом в районе $F/2.0$ [31, 32]. Таким образом, на данном этапе разработки MSE-диагностики в системах сбора света предлагается использовать светосильную оптику с диафрагменным числом $F/3.0$.

Углы обзора для каждого из предложенных вариантов размещения систем сбора представлены на рис. 12. Для единой системы в 1 патрубке (рис. 12а) необходим собирающий объектив с углом обзора от 26 градусов при условии, что оптическая ось объектива нацелена на $\rho = 0.5$. Необходимо учесть, что при больших отклонениях от оптической оси объектива

значительно падает эффективность сбора света из-за виньетирования. Поэтому в таком положении оптической оси оптимальным было бы проектировать объективы с большими углами обзора и подавленным виньетированием. Если же в достаточной степени подавить виньетирование объектива не удастся, то оптическую ось системы сбора необходимо смещать ближе к центру плазменного шнура, поскольку количество индуцированного в этой области света на порядок ниже, чем на периферии, и необходимо использовать максимальную площадь поверхности линзы. В случае пересечения оптической оси системы сбора с пучком в области $\rho = 0.2$ угол раствора конуса для регистрации излучения по всему малому радиусу составит 37 градусов, при пересечении на $\rho = 0$ —52 градуса.

Эффективное фокусное расстояние линзы для системы LOS1 можно определить из основного уравнения геометрической оптики как $f = a/(m + 1)$, где a — длина переднего отрезка, а m — масштаб, с которым компрессуется изображение за объективом. Длина переднего отрезка определена положением системы сбора. Масштаб снизу ограничен размером патрубка, где будет располагаться изображение диагностического пучка, формируемое линзой, а сверху — требуемым пространственным разрешением при заданном диаметре входного торца оптоволокну. При минимальном отводе изображения вглубь патрубка первым зеркалом, масштаб будет ограничен $m \approx 5$ геометрией патрубков: система

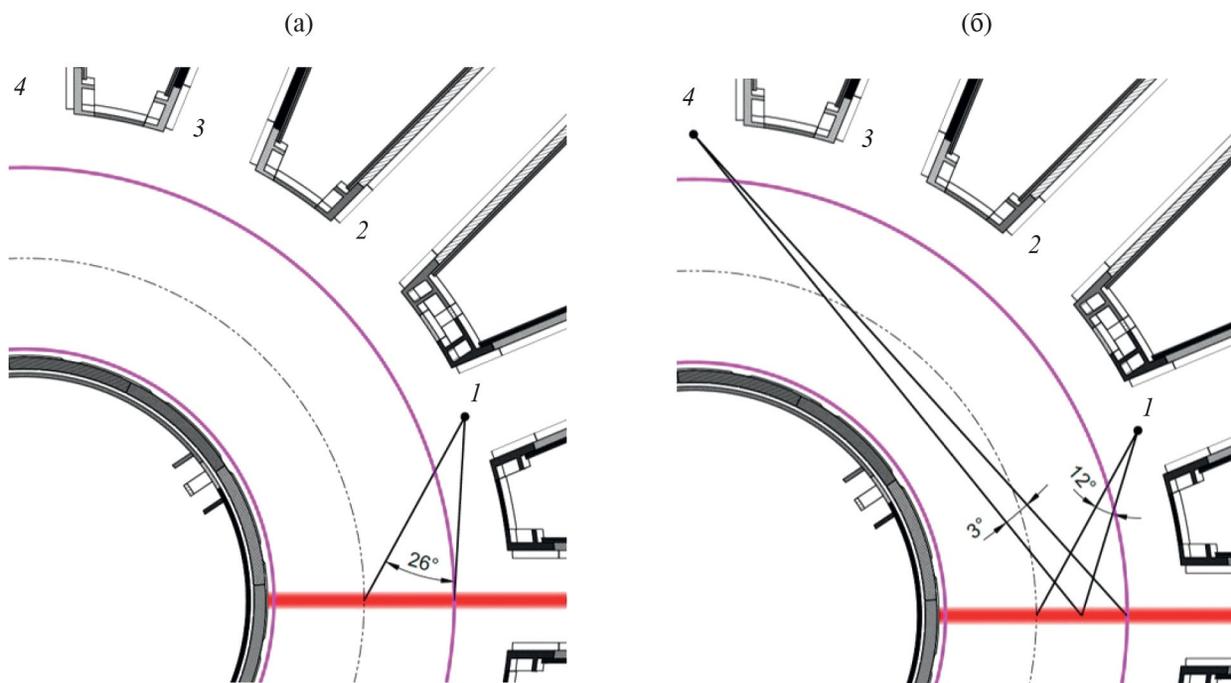


Рис. 12. Углы обзора для LOS1 и LOS4.

сбора должна поместиться в нем и при этом за узлом крепления световодов должно быть порядка 15...25 см для удобства их установки и юстировки. В таком случае эффективное фокусное расстояние составит $f = a/(m + 1) = 1690 / 6 \approx 280$ мм для центральной хорды и $f = a/(m + 1) = 1460 / 6 \approx 240$ мм. Тогда при условии $f/D < 3.0$ диаметр линзы должен лежать в пределах $D > 80...90$ мм. Задний фокальный отрезок в таком случае будет лежать в диапазоне от 300 до 340 мм.

Для раздельной системы LOS4 достаточно объективов с углами обзора 12...13 и 3...4 градуса в патрубках 1 и 4 соответственно для обеспечения пересечения областей наблюдения (см. рис. 12б). Параметры масштаба, длины заднего отрезка и т.д. для объектива в сечении 1 остаются неизменными. Для объектива в сечении 4 величина заднего отрезка также задается из соображений геометрии патрубков и ограничена необходимостью юстировки и обслуживания системы сбора. В таком случае расстояние до пучка составит порядка 4...4.5 метров и масштаб $m \approx 12...15$. При фиксированном масштабе $m = 12$ эффективное фокусное расстояние объектива и его диаметр можно определить по хорде, направленной вдоль оптической оси: $f = a/(m + 1) = 4200 / 12 \approx 350$ мм, $D > 120...140$ мм.

Более точно параметры объективов можно определить только на более поздних этапах разработки, поскольку необходимо интегрировать собирающую

оптику не только с системой зеркал для защиты от прямого потока нейтронов, но и других диагностических систем, расположенных в этом патрубке. Для обоих вариантов расположения систем сбора объективы должны быть спроектированы с коррекцией aberrаций (хроматических, астигматизма) и виньетирования.

На данном этапе разработки в качестве передающего излучения световода для MSE-диагностики предлагается использовать многоканальный оптоволоконный коллектор с апертурным углом не менее апертюры собирающей оптики. Количество каналов световода будет определяться размером сенсорной камеры и степенью компрессии изображения, переданного на входную щель спектрального прибора. Жилы для каждой хорды со стороны токамака укладываются в плотную квадратную или прямоугольную упаковку, а со стороны спектрального прибора — в одну прямую линию.

Количество жил в каждом канале световода может варьироваться в зависимости от количества доступного оборудования. Полное число жил со стороны установки ограничено изображением пучка за объективом. При радиусе пучка 6 см и масштабе 5:1 сборка жил оптоволоконна не должна превышать 6 мм по радиусу, а для масштаба 12:1 — не более 2.5 мм.

Со стороны спектрального оборудования количество жил ограничено размерами сенсоров камер, которые есть в распоряжении данной диагностики.

То есть можно организовать на каждой хорде такое количество жил, которое полностью займет целую матрицу научной камеры. Тогда, с одной стороны, увеличится количество спектрометров и камер, но с другой появится возможность уменьшить влияние шумов на результаты измерений посредством биннинга. Другой крайностью будет являться использование на каждой хорде одножильных световодов, которые все вместе будут укладываться на матрицу одной камеры. Тогда достаточно всего одного спектрального прибора, но снижается интенсивность регистрируемого сенсором сигнала. В любой ситуации отношение активного сигнала к полному очень слабо зависит от количества жил. Поэтому на данном этапе была рассмотрена возможность использования одножильного оптоволокна диаметром 400 мкм.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ИНЖЕКТОРА БЫСТРЫХ АТОМОВ

Для MSE-LS методики диагностический инжектор — наиболее технически сложный и ответственный элемент, поскольку его параметры определяют принципиальную возможность проведения измерений, а также предельные точность и пространственно-временное разрешение измеряемых величин. Поэтому моделирование активного сигнала для различных вариантов исполнения диагностического

инжектора является важным этапом разработки концепции MSE-диагностики для токамака ТРТ.

5.1. Определение влияния энергии основной компоненты на возможность MSE-измерений

При решении данной задачи в коде Cherab, согласно описанной формулами (3)—(6) и (28) модели, задавались диагностические пучки с энергией основной компоненты пучка E_0 в диапазоне от 60 до 100 кэВ, что соответствует энергиям диагностических пучков, распространенных на других установках [26, 33]. В первую очередь стоит отметить влияние данного параметра на ток атомов пучка на выходе из диагностического инжектора, которое описывается уравнением (28) и отображено на рис. 13. Из него видно, что с ростом энергии основной компоненты полный ток пучка падает на $\approx 35\%$. При этом из-за падения эффективности нейтрализации ионов водорода значительно меняется компонентный состав пучка. Начиная с энергии 86 кэВ, наибольшую долю тока пучка составляет компонента с энергией $E_0/3$. Данный факт может негативно сказываться на составе активного спектра, генерируемого пучком. Вклад каждой из компонент пучка в активный MSE-спектр на периферии плазмы (LOS1, $\rho = 1$, $E_0 = 100$ кэВ) представлен на рис. 14. Из него видно, что наиболее яркая линия в спектре излучается частицами с энергией $E_0/3$, многие линии накладываются друг на друга. Обработка такого спектра осложнена и требует

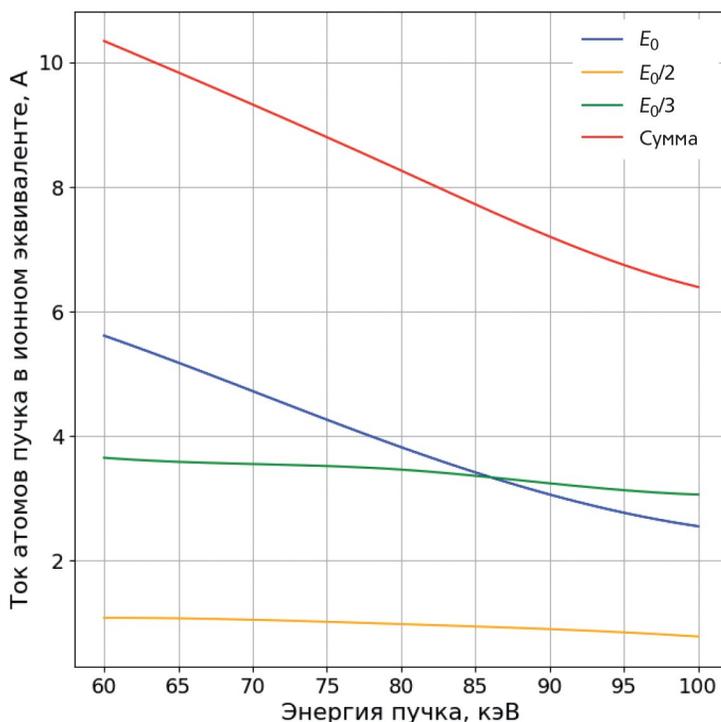


Рис. 13. Зависимость тока атомов пучка от его энергии.

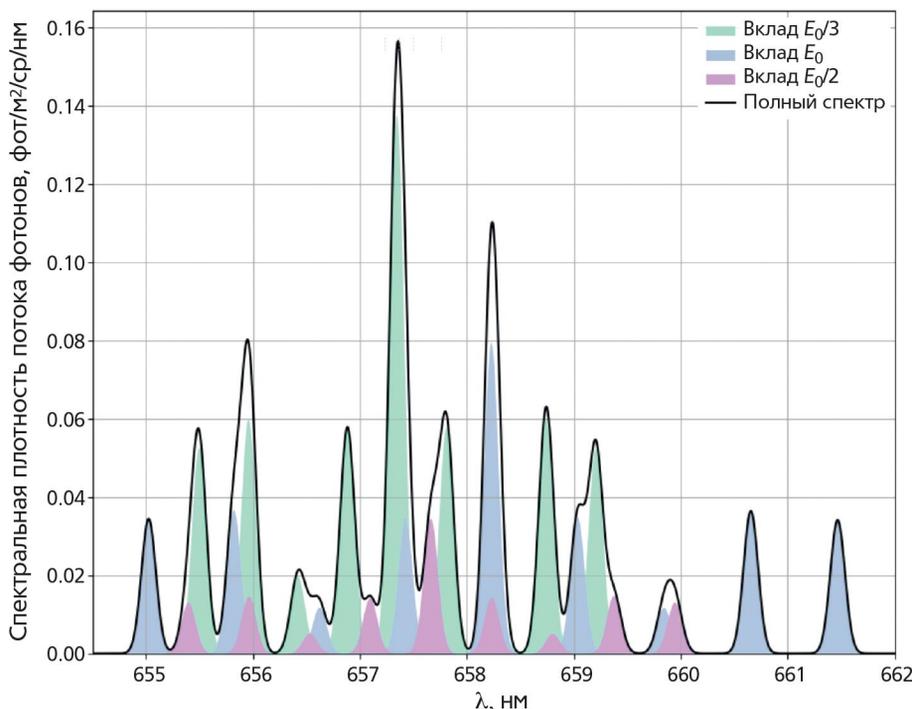


Рис. 14. Вклад в MSE-спектр отдельных компонент диагностического пучка для периферийной хорды.

достаточно точных данных о параметрах пучка в конкретном разряде. Необходимо точно знать энергию пучка, его компонентный состав и расходимость. В таком случае при решении обратной задачи остается значительно меньше свободных параметров для описания экспериментальных данных: доплеровский сдвиг спектров различных энергетических компонент пучка предсказуем, так как не зависит от параметров плазмы и магнитного поля токамака.

Для контроля параметров пучка достаточно иметь одну линию наблюдения, пересекающую ось инжекции еще во внутреннем объеме инжектора. Регистрация спектров излучения линии H_{α} пучка в этом вакуумном объеме позволит достаточно легко получать информацию о фактической энергии диагностического пучка, о компонентном составе и угловой расходимости пучка в конкретном импульсе. В диагностическом инжекторе для подобного контроля параметров должен быть предусмотрен патрубок, как это сделано в ДИНА-КИ60 [26].

При смещении зоны наблюдения к центру плазмы состав MSE-спектра будет улучшаться и к $\rho = 0$ вклад медленных компонент пучка становится практически незаметен (см. рис. 7). Это объясняется различным ослаблением компонент пучка при прохождении через плазму. Проникновение диагностического пучка в плазму ТРТ при разной энергии было промоделировано в Cherab, результаты расчетов

представлены на рис. 15. Из него видно, что при большей энергии основной компоненты снижаются потери инжектированных атомов, и большая доля пучка (в 2...3 раза) долетает до центральной области плазмы. Это происходит из-за уменьшения сечений взаимодействия атомов пучка с плазмой с ростом энергии атомов.

Помимо состава спектра, энергия основной компоненты диагностического пучка оказывает сильное влияние на доплеровский сдвиг активного MSE-спектра. В результате с ростом E_0 спектр сдвигается дальше от яркой пассивной линии D_{α} (см. рис. 9б, что позволяет снизить требования к динамическому диапазону системы регистрации. Для количественной оценки смещения активного спектра были введены три величины: ширина пассивной линии $\delta_{D_{\alpha}}$, смещение MSE-спектра (основной компоненты пучка) по краю π -компоненты δ_{π} и смещение MSE-спектра по центральной линии σ -компоненты δ_{σ} . Визуальное определение данных величин представлено на рис. 16. На нем ось ординат совпадает с центром пассивной линии D_{α} . Тогда выполнение условия $\delta_{D_{\alpha}} \leq \delta_{\pi}$ для какого-то случая означает, что активный спектр в нем сдвинут на такую величину, что отсутствует его наложение на пассивную линию плазмы. Это значительно упрощает регистрацию сигнала, поскольку сильно падает интенсивность пассивного излучения. Выполнение условия $\delta_{D_{\alpha}} \leq \delta_{\sigma}$ означает, что активный спектр смещен относительно D_{α} лишь наполовину и наложение на пассивную линию

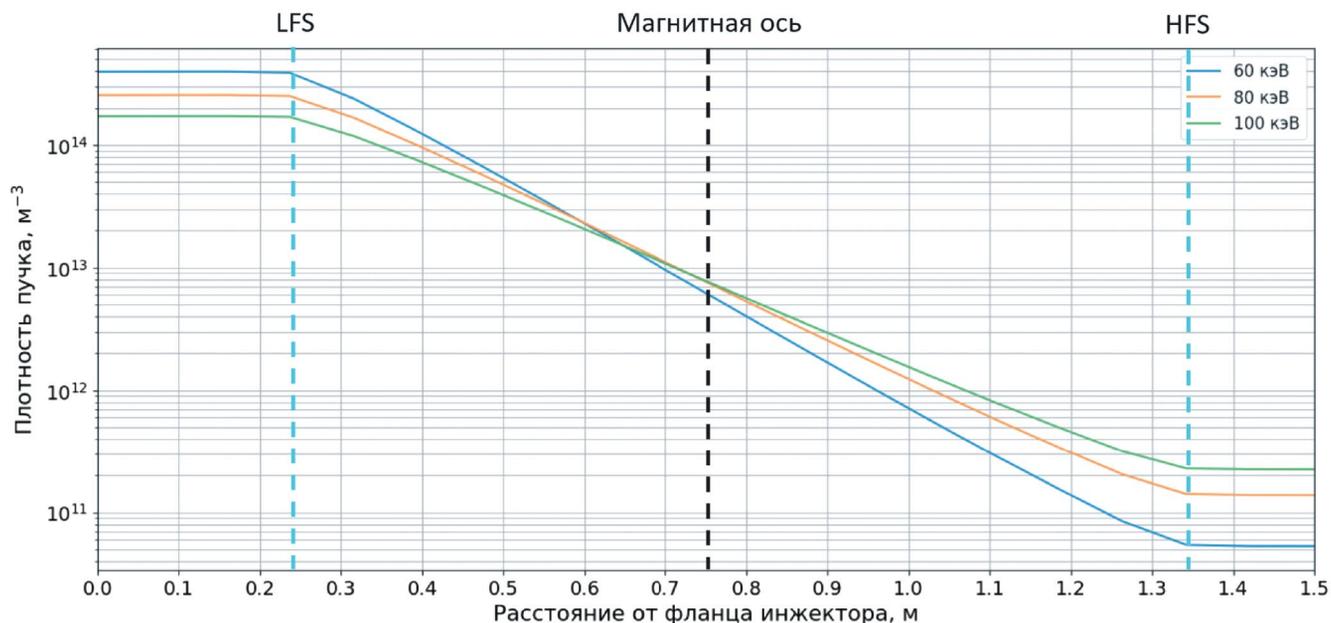


Рис. 15. Ослабление диагностических пучков разных энергий при прохождении через плазму.

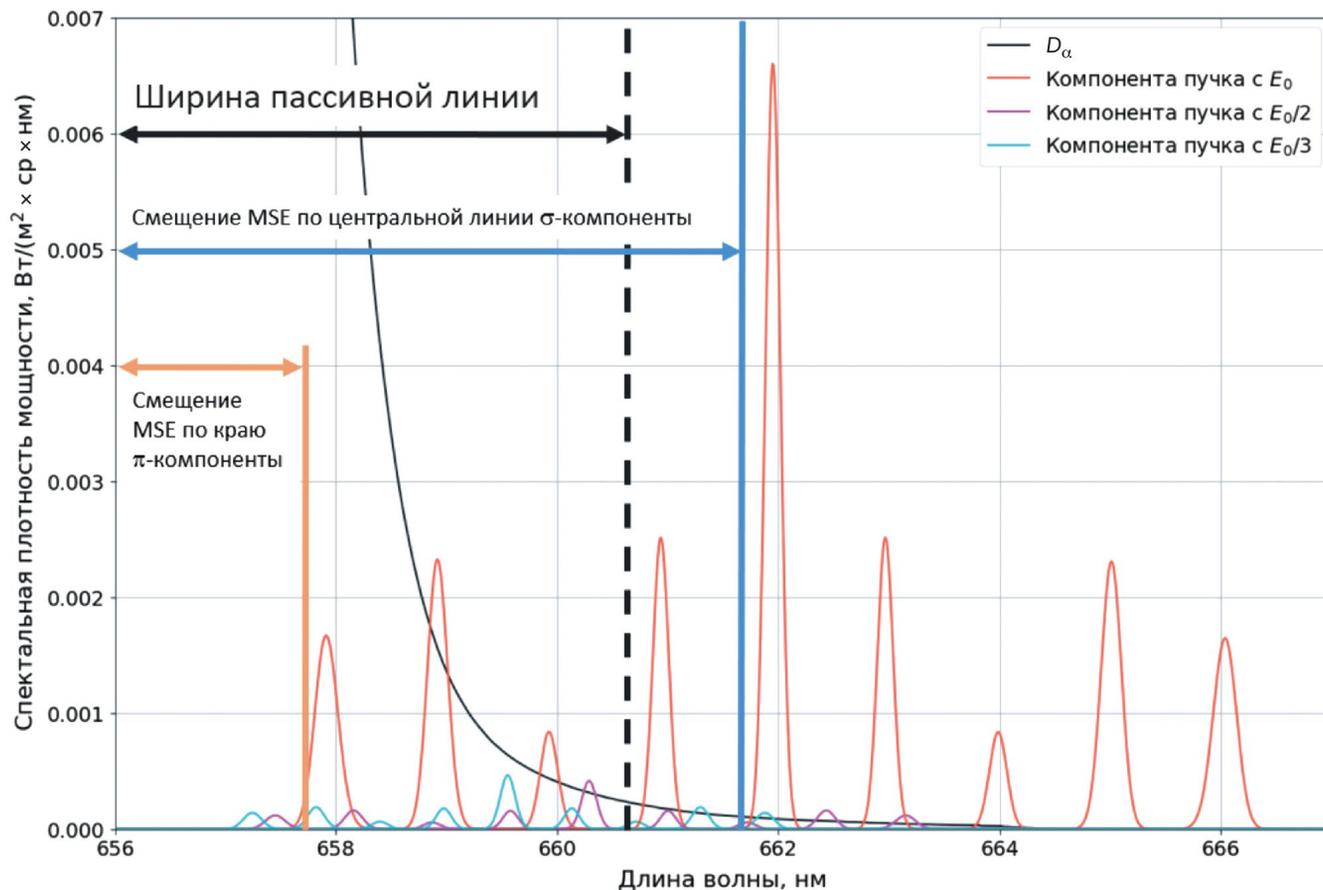


Рис. 16. Определение положения MSE-спектра относительно пассивной линии плазмы.

отсутствует у дальнего триплета л-компоненты и двух линий центрального триплета σ-компоненты (включая центральную). Второе условие менее строгое, но тоже позволяет восстановить MSE-спектр исходя из условия равенства интенсивностей левой и правой половин спектра.

Проведенное моделирование показало, что условие $\delta_{D_\alpha} \leq \delta_\sigma$ не выполняется ни для какого из выбранных направлений наблюдения, области сбора сигнала и энергии основной компоненты пучка. Результаты расчетов δ_{D_α} и δ_σ представлены на рис. 17. На них пунктирной линией изображены δ_{D_α} для всех хорд наблюдения обоих вариантов расположения систем сбора, а сплошными линиями — δ_σ . Из рис. 17 а видно, что для LOS1 при $E_0 > 70$ кэВ выполняется условие $\delta_{D_\alpha} \leq \delta_\sigma$, что означает возможность проведения MSE-измерений. Для системы наблюдения, полностью расположенной в сечении 4 относительно сечения инжекции, это значение составило 90 кэВ (рис. 17б). Для раздельной системы, расположенной в патрубках 1 и 4, данное условие выполняется для всех соответствующих хорд наблюдения при $E_0 > 70$ кэВ.

Таким образом, энергия основной компоненты диагностического пучка должна быть не меньше 70 кэВ. Однако возрастающая зависимость интенсивности MSE-сигнала от E_0 говорит о том, что более высокие энергии пучка (90...100 кэВ) могли бы упростить измерения параметров плазмы методом MSE-LS.

5.2. Ограничение взаимного расположения диагностического и нагревного инжекторов

На токамаке ТРТ планируется организовать комплекс дополнительного нагрева плазмы, который будет включать несколько нагревных инжекторов с энергией быстрых атомов 250 или 500 кэВ [34]. Тангенциальное направление их инжекции создает по тороидальному обходу шнура достаточно большую область, в которой хорды наблюдения будут пересекаться хордами наблюдения MSE-диагностики. В некоторых положениях при этом спектр излучения нагревного пучка будет накладываться на MSE-спектр диагностического пучка. Поэтому, чтобы избежать подобной ситуации, было проведено совместное моделирование излучения диагностического и нагревного пучков при различном их взаимном расположении. Модель задавалась в соответствии с представленной на рисунке 18 схемой. Диагностический пучок инжектировался радиально по центру экваториального патрубка в плоскости магнитной оси шнура. С него начиналась нумерация диагностических сечений, возрастающая против часовой стрелки. Нагревные пучки инжектировались в камеру тангенциально вдоль центра косых патрубков, предусмотренных для данной цели на эскизных чертежах вакуумной камеры. В модели было учтено наличие двух источников ионов в каждом нагревном инжекторе. Они были разнесены по вертикали и направлены

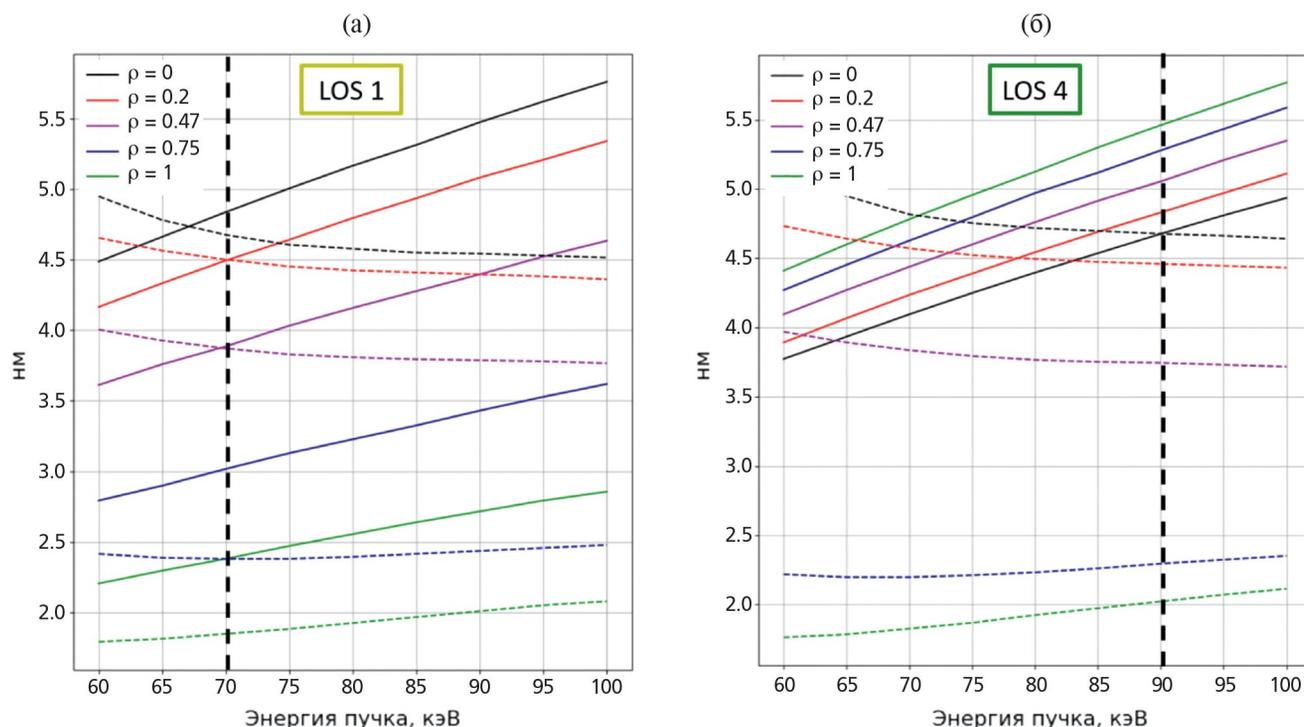


Рис. 17. Отступ MSE-спектра по центральной линии σ-компоненты (сплошные кривые) и ширина фоновой линии D_α (штриховые кривые) для хорд наблюдения систем сбора 1 (слева) и 4 (справа).

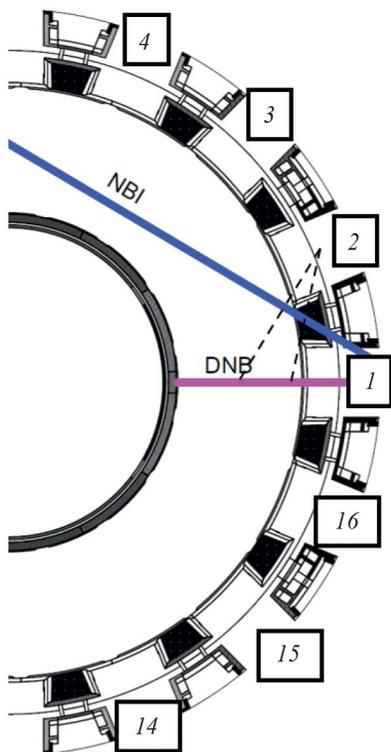


Рис. 18. Направление инжекции нагревного пучка и нумерация диагностических сечений.

на магнитную ось плазмы, как это представлено на рис. 3 в работе [34]. Излучение моделировалось для

хорд систем сбора LOS1 и LOS4. Исследование заключалось в расчете набора спектров при различном взаимном положении нагревного и диагностического пучков. Для этого нагревные пучки смещались из одного сечения в следующее поворотом относительно оси токамака на 22.5 градуса (тороидальный угол между диагностическими сечениями).

В результате моделирования спектров излучений DNB и NBI были определены два варианта наложения спектров друг на друга:

- 1) наложение на MSE-спектр диагностического пучка активной линии нагревного пучка;
- 2) наложение на MSE-спектр диагностического пучка линии D_{α} , испускаемой плазмой при перезарядке на нагревном пучке (CX-спектр).

Варианты расположения нагревного инжектора, при которых реализуются данные ситуации, представлены на рис. 19. Всего для системы сбора LOS1 было установлено два нежелательных варианта размещения нагревного пучка относительно диагностического: в сечении 1 накладываются MSE-спектры DNB и NBI, а в сечении 13 на MSE-спектр диагностического пучка накладывается CX-спектр от нагревного. Для LOS4 нежелательных сечений 3: в сечениях 3, 4 и 16 накладываются MSE-спектры. В сечении 16 дополнительно накладывается и CX-спектр от NBI.

С учетом представленных данных на этапе концептуальной разработки MSE-диагностики

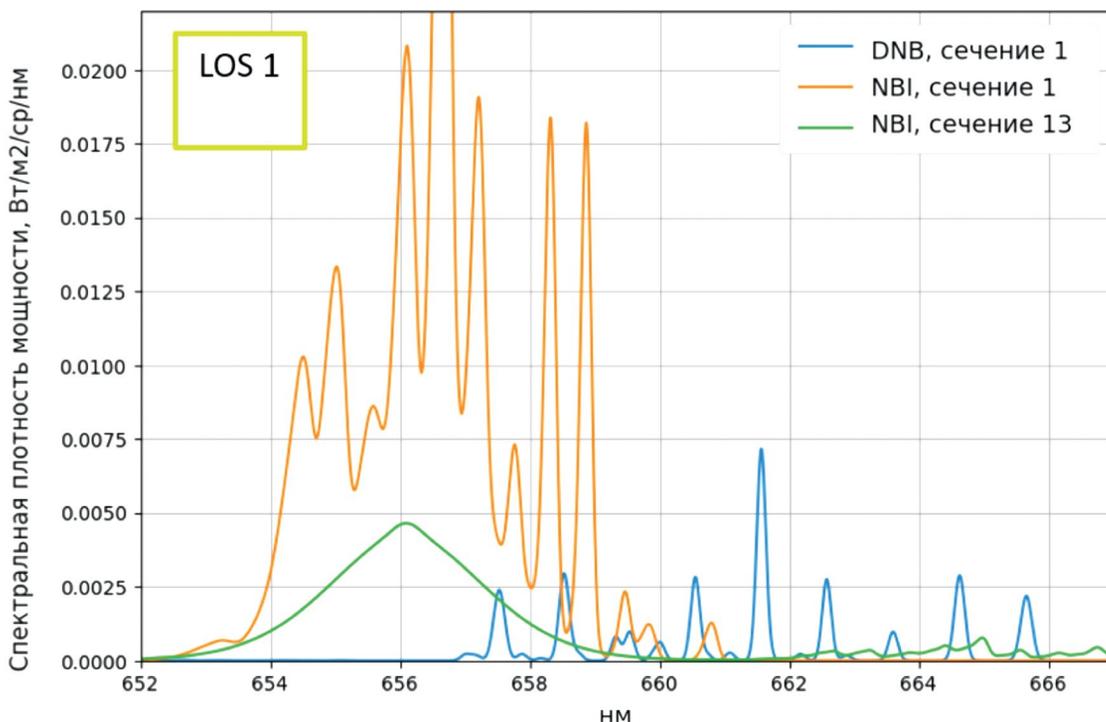


Рис. 19. Варианты наложения спектров от NBI на MSE-спектр от диагностического пучка.

к диагностическому инжектору быстрых атомов были сформулированы следующие требования:

- 1) энергия основной компоненты — 90...100 кэВ;
- 2) полный ток пучка в атомах — 6.4...7.2 А;
- 3) эффективный радиус — 5.7...6.0 см;
- 4) расположение в патрубке, для которого не наблюдается наложение спектров от DNB и NBI.

6. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ MSE-СИГНАЛА

Систему регистрации MSE-сигнала можно разделить на две основные части.

1. Спектрометр, включающий в себя входную щель, объективы и дифракционную решетку.
2. Научная камера.

Для оценки необходимых параметров этих элементов данного узла было проведено моделирование сбора света с учетом влияния на регистрируемый спектр формы хорды и оптики для системы сбора LOS1. Схема сбора света из плазмы токамака ТРТ представлена на рис. 20. Вместо бесконечно тонкой хорды наблюдения задавалась расходящаяся хорда с апертурным углом достаточным для того, чтобы в область видимости попадал весь собирающий объектив. Положение центра собирающей оптики задавалось в соответствии с предыдущим этапом моделирования, а положение торца световода выставлялось таким образом, чтобы хорда была сфокусирована в центре

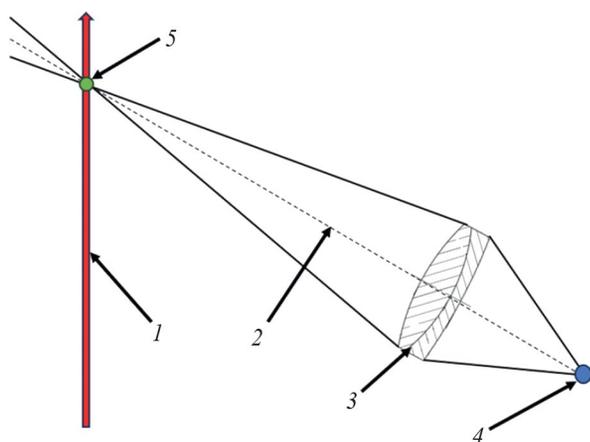


Рис. 20. Схема моделирования спектра с учетом формы хорды, собирающей оптики и отражений.

диагностического пучка. Необходимое положение “зрачка” определялось при помощи функционала Raysect — LoggingRay. Также были учтены отражения от стенок камеры для всех компонент спектра.

На этапе концептуальной разработки в качестве собирающей оптики для фокусировки хорды использовалась склейка из двух линз с известной оптической схемой и материалами из базы Raysect. Характеристики линз перечислены в табл. 1. При моделировании для каждой хорды склейка поворачивалась так, чтоб ее оптическая ось совпадала с центром хорды наблюдения для избежания сферических aberrаций. Для LOS1 при данной схеме было проведено моделирование сбора света для трех хорд наблюдения направленных на три области плазменного шнура: $\rho = 0$, $\rho = 0,5$ и $\rho = 1$. Результаты моделирования в диапазоне длин волн 654...665 нм представлены на рис. 21. Из него видно, что для центральной хорды величина пассивного сигнала в ≈ 2.5 раза больше, а активного в ≈ 25 раз меньше по сравнению с хордой, направленной на $\rho = 1$.

После моделирования сбора света была проведена его обработка, учитывающая влияние системы регистрации на сигнал. Для этого полученные спектральные плотности мощности излучения были пересчитаны в спектральные плотности фотонного потока. Полученные распределения были затем свернуты с аппаратной функцией спектрального прибора. На данном этапе в качестве предполагаемого спектрометра, который можно использовать для MSE-диагностики на установке ТРТ, был принят светосильный спектрометр с высоким спектральным разрешением, основанный на решетке Эшелле с 200 штр/мм и работающей в высоких порядках дифракции (11...14). Его входная линза имеет фокусное расстояние 370 мм, а выходная — 260 мм. Он обладает значением дисперсии $5 \text{ \AA}/\text{мм}$ в районе линии H_{α} , предельным спектральным разрешением $0,2 \text{ \AA}/\text{мм}$, а его диафрагменное число равно $F/3,2$. В работе [30] для аналогичного спектрометра был получен приборный контур, который учитывает искажения, которые вносят в спектр входная щель, объективы и дифракционная решетка прибора. Контур был получен при ширине щели 400 мкм, которая равна диаметру световода в модели, и представлен на рис. 22. Его ширина на полувысоте составляет $1,9 \text{ \AA}$, что значительно меньше ширин спектральных линий,

Таблица 1. Характеристики линз, использованных при моделировании сбора света для LOS1

Параметр	Спектральный диапазон	Диаметр	Фокусное расстояние	Диафрагменное число	Радиус кривизны входной поверхности	Радиус кривизны выходной поверхности
Линза А	400...700 нм	75 мм	200 мм	F/2,67	96.37 мм	118.81 мм
Линза Б	400...700 нм	75 мм	200 мм	F/2,67	288.97 мм	-96.37 мм

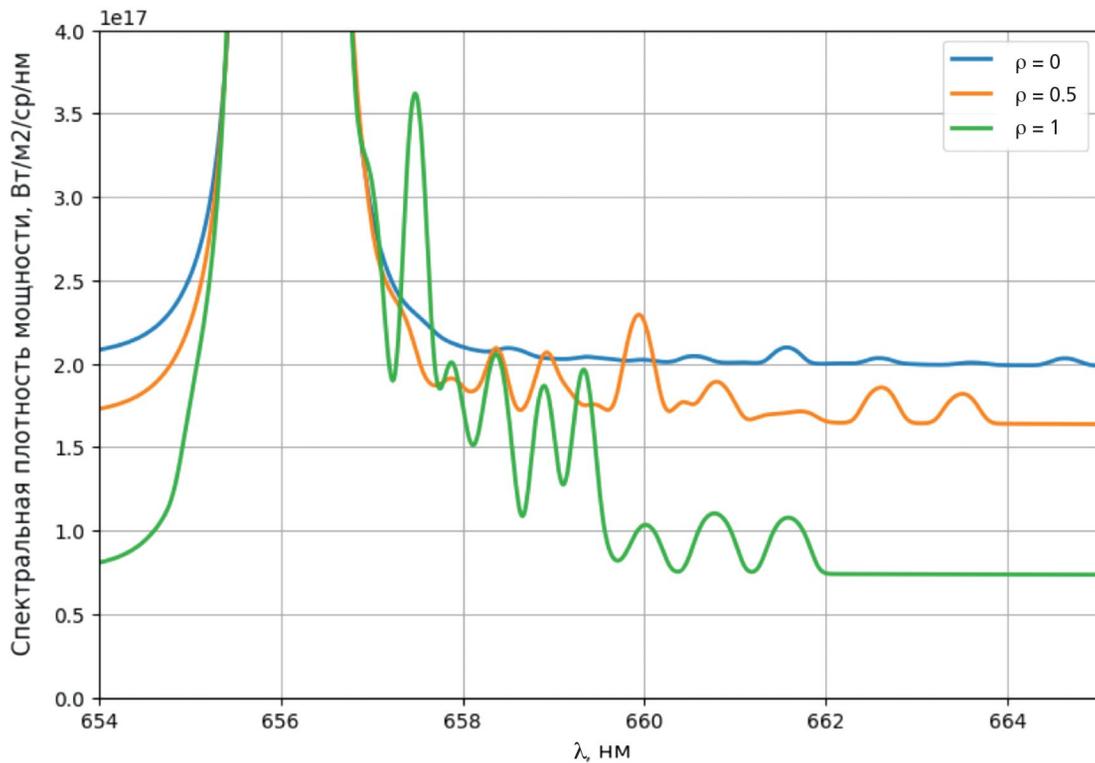


Рис. 21. Результаты моделирования сбора света из плазмы токамака ТРТ.

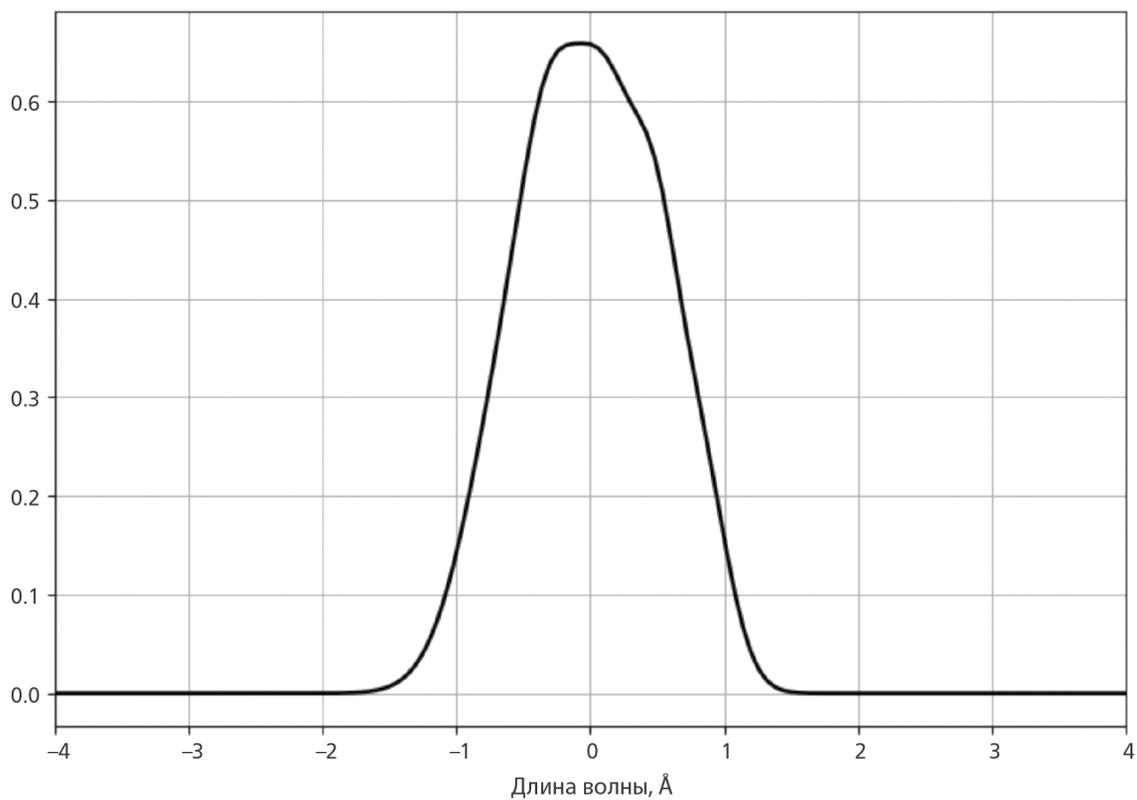


Рис. 22. Приборный контур спектрометра, использованный в модели.

полученных в результате моделирования. Таким образом, при “прохождении спектрометра” регистрируемый спектр слабо изменяется. Наиболее сильное влияние заметно на спектре, рассчитанном для периферийной хорды. В качестве примера результат свертки для этой хорды представлен на рис. 23. И него видно, что учет приборного контура немного сгладил спектр, но не привел к переналожению линий.

После учета влияния спектрального прибора на форму сигнала свернутый с приборным контуром спектр был проинтегрирован по матрице камеры.

В качестве нее была выбрана EMCCD-камера с разрешением 512×512 пикселей размером 24 мкм квантовой эффективностью 90%. Общее пропускание всей системы от входных торцов световодов до выходного объектива спектрометра принято равным 7%, что соответствует ожиданиям пропускания схожих систем на других установках [35]. Количество счетов в секунду, которое в таком случае будет регистрировать камера для рассматриваемых хорд, представлено на рис. 24.

Далее сигналы на кадрах без активного сигнала и с ним были зашумлены с помощью статистического

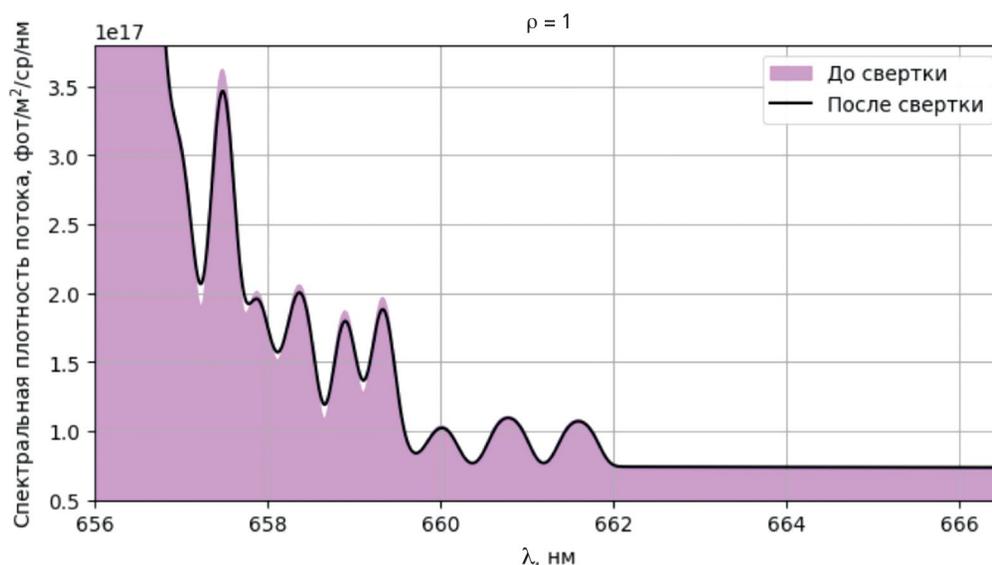


Рис. 23. Сравнение расчетного спектра до и после прохождения спектрометра.

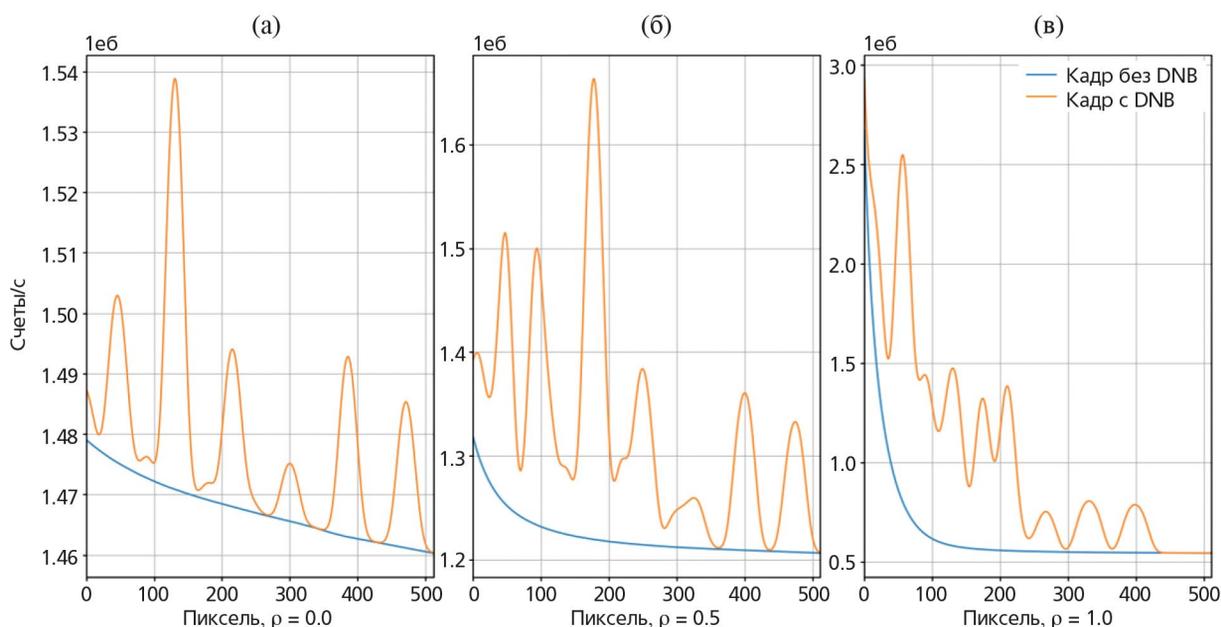


Рис. 24. Активный и пассивный кадры на матрице для трех хорд наблюдения.

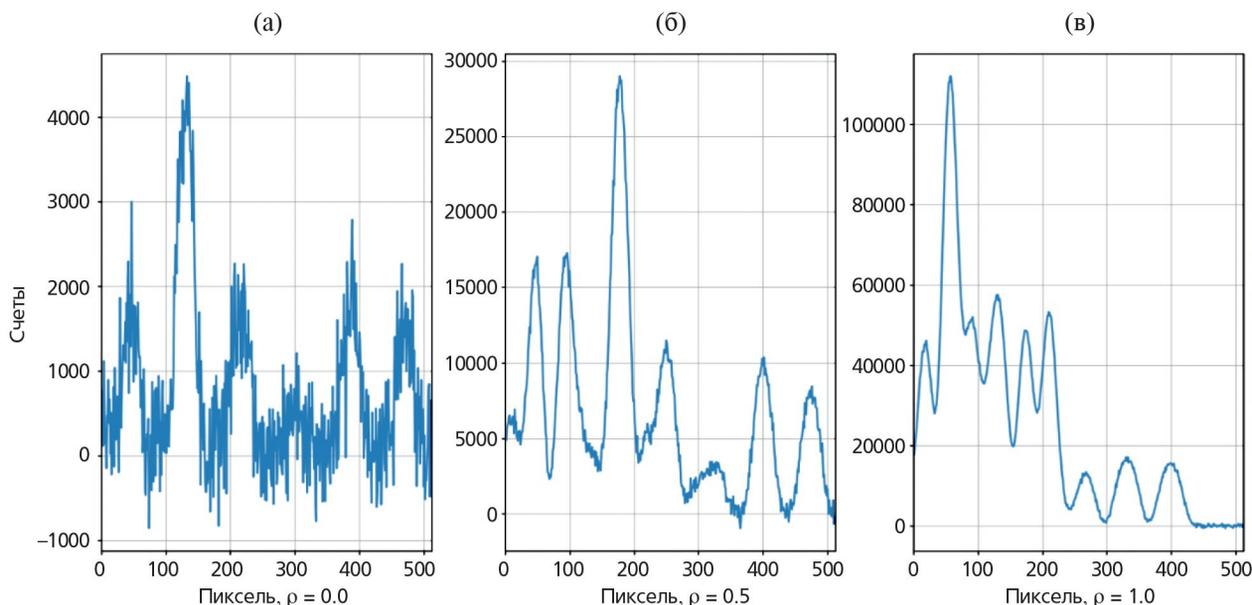


Рис. 25. Разностный сигнал при времени выдержки 50 мс.

шума, который представляет собой добавку в виде случайной величины с нормально распределенной плотностью вероятности, математическим ожиданием, равным нулю, и стандартным отклонением, равным квадратному корню амплитуды сигнала в данной точке матрицы. Используя принцип временной разностной схемы из зашумленных сигналов на матрице, был получен разностный сигнал, который содержит только зашумленный активный сигнал. На рис. 25 представлены разностные сигналы для выбранных хорд при времени интегрирования 50 мс. Из него видно, что при данном значении выдержки уровень сигнала по центральной хорде наблюдения достаточно низок и значительно зашумлен. Для центральной и периферийной хорд отношение сигнал-шум значительно выше.

7. АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ MSE-ИЗМЕРЕНИЙ

Для оценки эффективности измерений параметров плазмы методикой MSE-LS была проведена оценка пространственного и временного разрешений, которые можно ожидать при реализации MSE-диагностики согласно представленной в данной работе концепции.

Пространственное разрешение оценивалось как расстояние в радиальном направлении между внешней и внутренней магнитными поверхностями, которые пересекает хорда наблюдения на входе и на выходе из диагностического пучка, где точки входа и выхода определяются эффективным диаметром пучка. Результаты оценки пространственного разрешения для систем сбора LOS1 и LOS4 представлены

на рис. 26. Полученные значения обусловлены совокупностью факторов: во-первых, это необходимость расположения хорд наблюдения под большим углом к пучку для достижения смещения активного спектра относительно фонового. Во-вторых, это достаточно большой диаметр диагностического пучка (около 12 см) и направление его инжекции. Для достижения более высокого пространственного разрешения необходимо рассмотреть возможность наблюдения за пучком в полоидальном направлении либо поворота оси инжекции по тороидальному углу.

Для определения временного разрешения, которое может быть достигнуто с использованием диагностического оборудования в составе и с характеристиками, представленными в данном разделе отчета, для рассматриваемых хорд был проведен расчет зависимости отношения сигнал-шум (SNR) от времени экспозиции. SNR определялся как отношение полувысоты наиболее яркой линии активного спектра на сенсоре к стандартному отклонению наложенного шума. Результаты расчетов представлены на рис. 27. Из него видно, что для центральной хорды величина SNR лежит в пределах 2...14, а для хорд, нацеленных на $\rho = 0.5$ и $\rho = 1$ принимает на 1...2 порядка большие значения. При заданном отношении сигнал-шум временное разрешение MSE-диагностики будет разным для каждой хорды наблюдения, что тоже говорит в пользу разделения систем регистрации на несколько обособленных по областям наблюдения за плазменным шнуром. Если принять достаточным для определения параметров

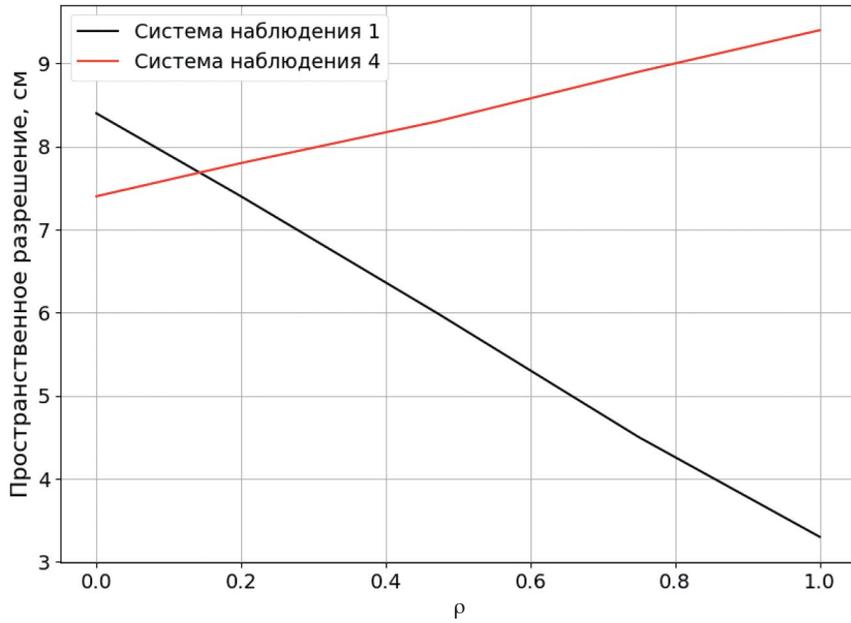


Рис. 26. Результат оценки пространственного разрешения MSE-измерений.

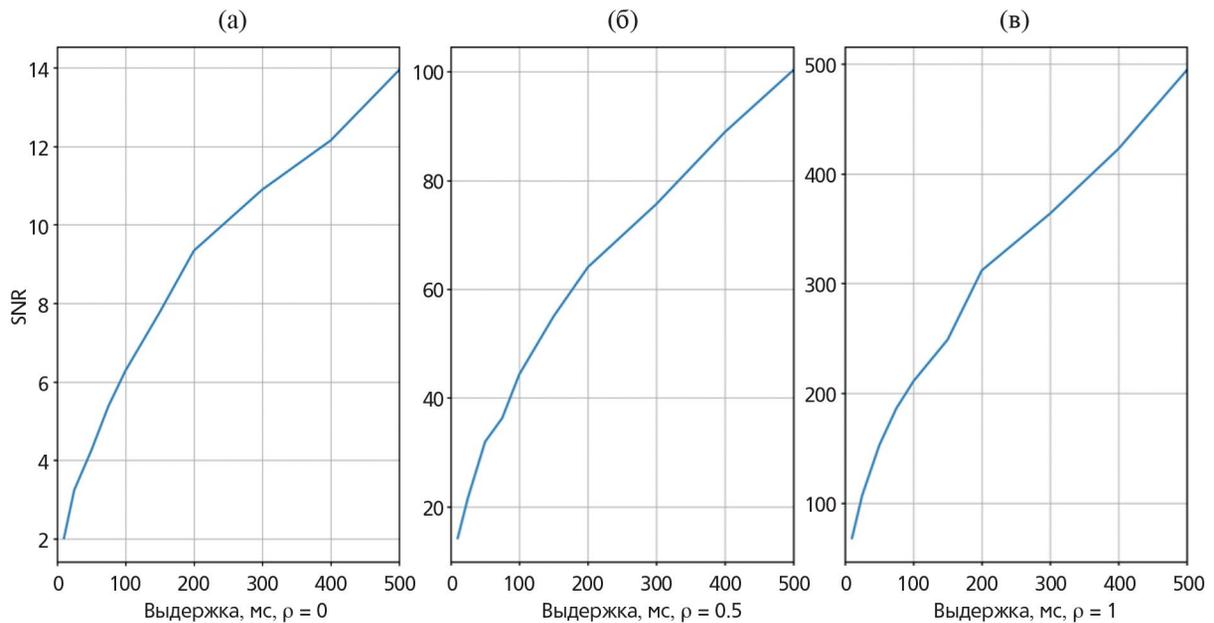


Рис. 27. Зависимость отношения сигнал-шум от длины выдержки.

плазмы с необходимой точностью значение $SNR = 5$ по центральной хорде, то временное разрешение диагностики составит 65 мс.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для формулирования концепции диагностики MSE для токамака ТРТ было проведено моделирование MSE-спектров и сопутствующих фоновых сиг-

налов с учетом отражения излучения от внутренних поверхностей вакуумной камеры. По результатам анализа модельных спектров предложены схемы расположения систем сбора и параметры собирающей оптики: углы обзора, фокусные расстояния, диафрагменные числа. Определены положения диагностического инжектора относительно нагревных и определена нижняя граница энергии основной компоненты диагностического пучка, при которой

удается достаточно сдвинуть MSE-спектр относительно пассивной D_{α} линии плазмы, основной вклад в которую даёт отраженное излучение из дивертора: 70 кэВ. Получен разностный сигнал для светосильного спектрального прибора с диафрагменным числом $F/3.2$ и научной EMCCD-камеры. Оценены пространственное и временное разрешения диагностики, которые составили 65 мс и 6...8 см соответственно.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Моделирование MSE-спектров выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса” НИЦ “Курчатовский институт”, <http://ckp.nrcki.ru/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю. И., Денисов Г. Г. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 970.
2. Levinton F. M., Fonck R. J., Gammel G. M., Kaita R., Kugel H. W., Powell E. T., and Roberts D. W. // *Physical Review Letters*, 1989. V. 63. № 19. P. 2060.
3. Крупин В. А., Иванов С. Н., Медведев А. А., Мялтон Т. Б., Стрелков В. С., Чаклин В. А. // Препринт ИАЭ- 5940/7, М.: РНЦ “Курчатовский институт”. 1995. с.
4. Howard Yung-Hao Yuh, Ph. D Thesis // Massachusetts Institute of Technology, 2005. 271 p.
5. Howard J., Michael C., von Nessi G. and Thorman A. // *Journal of the Korean Physical Society*. 2014. V. 65. P.1257.
6. Wolf R. C., Bock A., Ford O. P., Reimer R., Burckhart A., Dinklage A., Hobirk J., Howard J., Reich M. and Stober J. // *JINST*. 2015. V. 10. P10008.
7. Galushkin Yu.I. // *Soviet Astronomy Journ*. 1970. V. 14. № 2. P. 301.
8. Carr M., Meakins A., Bernert M., David P., Giroud C., Harrison J., Henderson S., Lipschultz B., Reimold F., *EUROfusion* // *Rev. Sci. Instrum*. 2018. V. 89. 083506. <https://doi.org/10.1063/1.5031087>, <https://www.cherab.info>
9. Meakins A., Carr M. raysect/source: v0.7.0 Release (Version v0.7.0) — Zenodo, 2020, <https://doi.org/10.5281/zenodo.1341346>, <https://raysect.org>
10. Summers H. P. The ADAS User Manual, version 2.6, 2004, <http://www.adas.ac.uk>, <https://open.adas.ac.uk/>
11. Marchuk O., Ralchenko Yu., Janev R. K., Biel W., Delabie E. and Urnov A. M. // *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, 2009. Vol. 43. № 1.
12. Von Hellermann M., de Bock M., Marchuk O., Reiter D., Serov S. and Walsh M. // *Atoms*, 2019. V. 7. P. 30. <https://doi.org/10.3390/atoms7010030>
13. Blom A., Jupen C. // *Plasma Phys. Control. Fusion*.2002. V. 44. P. 1229. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>.
14. Kukushkin A. S., Pacher H. D., Kotov V., Pacher G. W., Reiter D. // *Fusion Eng. Des*. 2011. V. 86. № 12. P. 2865. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
15. Lomanowski B. A., Meigs A. G., Sharples R. M., Stamp M., Guillemaut C. and JET Contributors // *Nucl. Fusion*. 2015. V. 55. P. 123028. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>
16. Ida T., Ando M., Toraya H. // *Journal of Appl. Crystallography*. 2000. V. 33. P. 1311. <https://doi.org/10.1107/s0021889800010219>
17. Hutchinson I. H. Principles of Plasma Diagnostics / Second Ed., Cambridge University Press, 2002. ISBN: 9780511613630, <https://doi.org/10.1017/CBO9780511613630>
18. De Avillez M. A., Breitschwerdt D. // *Astron. Astrophys.*,2015. V. 580. P. A124.
19. Carson T. R. // *Astron. Astrophys*. 1988. V. 189. P. 319.
20. Pereverzev G. V., Yushmanov P. N. ASTRA — Automated System for TRansport Analysis. Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik. IPP-Report, IPP 5/98, February 2002; https://w3.pppl.gov/~hammett/work/2009/Astra_ocr.pdf.
21. Леонов В. М., Коновалов С. В., Жоголев В. Е., Кавин А. А., Красильников А. В., Куянов А. Ю., Лукаш В. Э., Минеев А. Б., Хайрутдинов Р. Р. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 986.
22. Cook R. L., Torrance K. E. // *ACM Transactions on Graphic*.1982. V. 1. P. 7. <https://doi.org/10.1145/357290.357293>
23. Karhunen J., Carr M., Harrison J. R., Lomanowski B., Balboa I., Carvalho P., Groth M., Huber A., Matthews G. F., Meakins A., Silburn S. and JET Contributors // *Rev. Sci. Instrum*.2019. V. 90. P. 103504. <https://doi.org/10.1063/1.5118885>.
24. Neverov V. S., Khusnutdinov R. I., Alekseev A. G., Carr M., De Bock M., Kukushkin A. B., Lovell J., Meakins A., Pitts R., Polevoi A. R. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2020. V. 62. P. 115014. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb53b>
25. Berkner K. H., Pyle R. V., Stearns J. W.// *Nucl. Fusion*. 1975. V. 15.P. 249.
26. Stupishin N. V., Deichuli P. P., Ivanov A. A., Abdrashitov A. G., Abdrashitov G. F., Rashenko V. V.,

- Zubarev P. V., Gorbovsky A. I., Mishagin V. V., Kapitonov V. A., Krupin V. A., Tulinin G. N. // *Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (OS)*, 2016.
27. Delabie E., Brix M., Giroud C., Jaspers R. J. E., Marchuk O., O'Mullane M. G., Ralchenko Yu., Surrey E., von Hellermann M. G., Zastrow K. D. // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2010. V. 52. P. 125008.
28. Jakubowska K., De Bock M., Jaspers R., von Hellermann M., Shmaenok L. // *Rev. Sci. Instrum.*, 1 October 2004. V. 75. № 10. P. 3475.
29. René Reimer, *Doctoral Thesis* // Ernst-Moritz-Arndt-Universität, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 16.05.2017.
30. Klyuchnikov L. A., Krupin V. A., Nurgaliev M. R., Nemets A. R., Zemtsov I. A., Tugarinov S. N., Naumenko N. N. // *Rev. Sci. Instrum.* 2017. V. 88. № 9. P. 093508.
<https://doi.org/10.1063/1.5001490>
31. Uzun-Kaymak I. U., Fonck R. J., McKee G. R. // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. № 10. 10D526.
<https://doi.org/10.1063/1.4733548>
32. Holcomb C. T., Makowski M. A., Jayakumar R. J., Allen S. A., Ellis R. M., Geer R., Behne D., Morris K. L., Seppala L. G., Moller J. M. // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. V. 77. № 10. 10E506.
<https://doi.org/10.1063/1.2235812>
33. Listopad A., Davydenko V., Ivanov A., Mishagin V., Coenen J., Savkin V., Shulzhenko G. and Uhlemann R. // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. № 2. 02B707.
34. Бельченко Ю. И., Бурдаков А. В., Давыденко В. И., Горбовский А. И., Емелев И. С., Иванов А. А., Санин А. Л., Сотников О. З. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 1031.
35. Krupin V., Zemtsov I., Nurgaliev M., Klyuchnikov L., Nemets A., Ivanov A., Stupishin N., Naumenko N. and Tugarinov S // *Journal of Instrumentation*. 2020. V. 15. C02027.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/C02027>

The Concept of the MSE Diagnostic at the TRT Tokamak Facility

I. A. Zemtsov^{a, b, *} (ORCID: 0000-0001-9519-9750),

V. S. Neverov^a (ORCID: 0000-000-9519-9750),

A. R. Nemets^a (ORCID: 0000-0002-3163-7288),

V. A. Krupin^a, A. A. Pshenov^c (ORCID: 0000-000-8527-5940), V. I. Davydenko^d,

N. V. Stupishin^d

^a National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, 123098 Russia

^b Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

^c ITER Organization, Route de Vinon-sur-Verdon, St. Paul Lez Durance Cedex, France

^d Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090, Russia

* e-mail: zemtsov_ia@nrcki.ru

The possibility of carrying out measurements of plasma parameters in a tokamak with reactor technologies (TRT) by means of the technique based on the Stark effect by resolving the spectrum of the split lines of Balmer series emitted by fast hydrogen atoms injected into plasma is analyzed. The code containing the models of emission applicable for the high-temperature tokamak plasma, along with the library of functions for the ray-tracing simulation of geometric optics, was used. Simulation of spectra of active neutral beam emission and plasma emission, both as a result of charge exchange on beam atoms and passive one, taking into account reflections from the plasma facing vessel elements, allowed determining parameters of the diagnostic injector and relative position of the light-collection systems and heating injectors for which the useful and background spectra could be separated. The signal gathered by the detector is simulated. The shape of the visual angle along the line of sight, optical properties of the lens materials, the instrumental function of the spectral device, the sensor characteristics, and statistical noise of the signal are taken into consideration. Based on the obtained results, a preliminary concept of the motional Stark effect (MSE) diagnostic for the tokamak with reactor technologies is proposed.

Keywords: thermonuclear fusion, tokamak, TRT, plasma diagnostics, MSE diagnostics, spectroscopy

УДК 533.9.082

КОНЦЕПЦИЯ ДИАГНОСТИКИ ДОППЛЕРОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ТРТ

© 2024 г. А.Ю. Яшин^{a,b,*}, А.М. Пономаренко^a, В.В. Солоха^{a,b}, С.С. Рожков^c, А.А. Харчевский^d

^a Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

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

^c НИИ «Вектор», Санкт-Петербург, Россия

^d Московский институт радиотехники, электроники, автоматики (МИРЭА) -
Российский технологический университет, Москва, Россия

*e-mail: alex_yashin@list.ru

Поступила в редакцию 21.12.2024г.

После доработки 01.02.2024г.

Принята к публикации 15.02.2024г.

Обсуждается возможность применения диагностики доплеровского обратного рассеяния (ДОР) для решения задач токамака с реакторными технологиями (ТРТ), а также предложены способы ее реализации в ТРТ, включая обсуждение возможных технических характеристик системы. Одним из наиболее важных преимуществ реализации ДОР является возможность исследовать различные области плазмы. Это требует выбора соответствующего диапазона частот зондирования, чтобы они соответствовали сценариям и профилям плотности, ожидаемым в ТРТ. Обсуждаются аспекты и преимущества различных способов реализации ДОР на токамаке. Представлены возможные аппаратные средства, конструкции и расположение антенной системы. Существуют также ограничения системы, которые необходимо учитывать специально для ТРТ. Идеи по реализации ДОР на ТРТ подкреплены расчетами трассировки лучей и разрешения диагностики. Также оцениваются волновые числа флуктуаций плазмы, которые система могла бы регистрировать.

Ключевые слова: диагностика плазмы, термоядерный реактор, токамак с реакторными технологиями, ТРТ, доплеровское обратное рассеяние, доплеровская рефлектометрия

DOI: 10.31857/S0367292124040072, EDN: QDGVBM

1. ВВЕДЕНИЕ

Осуществление управляемого термоядерного синтеза (УТС) является одной из главных задач, стоящих перед человечеством, которая принесет огромные социальные выгоды в случае успеха. В настоящее время научное сообщество делает все возможное для решения оставшихся проблем на пути к достижению УТС. Мировые исследования в области термоядерного синтеза в конечном итоге направлены на создание демонстрационной термоядерной электростанции ДЕМО, которая сыграет значимую роль в энергоснабжении в конце этого столетия. Исследования термоядерного синтеза представляют собой сочетание разработки научной основы удержания плазмы, развития связанных с термоядерным синтезом технологий и комплексной демонстрации производства термоядерной энергии. Продолжающееся взаимодействие между этими тремя областями исследований имеет основополагающее значение для успеха исследований в области термоядерного синтеза [1]. Исследования в конечном итоге направлены на строительство и успешную демонстрацию

токамака-реактора [2]. По пути к созданию такого реактора необходимо создание ряда токамаков с использованием новых технологий, уточняющих отдельные аспекты работы реактора. Один из таких проектов — это токамак с реакторными технологиями (ТРТ).

Токамак с реакторными технологиями (ТРТ) это разрабатываемый компактный стационарный токамак с высоким магнитным полем и с дейтериевой термоядерной плазмой [3]. Успех будущих термоядерных экспериментов напрямую зависит от возможностей разработанных диагностических систем, поэтому одной из миссий ТРТ является разработка совместимых с термоядерным реактором диагностик. Данная задача напрямую связана с запланированным проведением исследований квазистационарных плазменных разрядов в различных режимах с плотностью и температурой, соответствующих реакторным [4].

В данной статье обсуждается возможность использования диагностики доплеровского обратного рассеяния (ДОР) на токамаке ТРТ с целью исследования различных свойств турбулентности плаз-

мы. Диагностика ДОР стала неотъемлемой частью исследований плазмы на большинстве токамаков [5–16] и стеллараторов [17–21] по всему миру, а также проектируется для новых установок, таких как JT60-SA [22] и ITER [23]. Большая информативность данной диагностики позволит решать многие задачи, определенные миссией ТРТ.

Статья устроена следующим образом: в разд. 2 описан физический принцип диагностики ДОР. В разделе 3 обсуждаются задачи, определенные миссией ТРТ, решению которых будет способствовать диагностика ДОР. В разд. 4 представлены результаты анализа распространения электромагнитных волн СВЧ-диапазона в ТРТ. Далее в разд. 5 приводится расчет разрешения ДОР на ТРТ, а также оценка оптимального размера антенны. В разд. 6 описан возможный дизайн ДОР на ТРТ, а в разд. 7 установка и концепция ДОР на ТРТ. В заключении делаются основные выводы из проведенного в статье анализа и рассматриваются возможные варианты развития системы ДОР и методов обработки экспериментальных данных.

2. ФИЗИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП МЕТОДА ДОППЛЕРОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Метод доплеровского обратного рассеяния (ДОР), или доплеровской рефлектометрии (ДР), основан на анализе рассеянного на колебаниях плотности плазмы электромагнитного излучения сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона. Физический принцип метода ДОР основан на явлении коллективного рассеяния электромагнитного излучения на движущихся неоднородностях плотности плазмы [24]. Зондирующая волна направляется в плазму под углом θ к поверхности, а обратное рассеяние происходит преимущественно вблизи области отсечки зондирующего излучения, что обеспечивает локальность измерений методом ДОР. Угол наклона θ выбирается таким образом, что волновой вектор зондирующего излучения в области отсечки k_r направлен перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Согласно условию Брэгга, обратное рассеяние происходит на флуктуациях плотности с волновым вектором $k = \pm 2k$.

При рассеянии на движущихся со скоростью v неоднородностях плотности плазмы происходит доплеровский сдвиг частоты рассеянного излучения на величину $\Delta\omega = \vec{v} \cdot \vec{k} = v_{\parallel}k_{\parallel} + v_{\perp}k_{\perp} + v_r k_r$, где v_{\parallel} и k_{\parallel} направлены вдоль линий магнитного поля, v_{\perp} и k_{\perp} направлены перпендикулярно одновременно магнитному полю и радиальному электрическому полю, а v_r и k_r направлены вдоль малого радиуса токамака. В установках магнитного удержания флук-

туации плотности плазмы вытянуты вдоль силовых линий, что приводит к тому, что $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$, что позволяет пренебречь параллельной компонентой в выражении. Кроме того, радиальная компонента тоже вносит незначительный вклад, так как обычно $k_r \approx 0$. Это означает, что результирующий доплеровский сдвиг обусловлен только перпендикулярной составляющей. Поэтому измерив величину и знак доплеровского сдвига рассеянного излучения, можно определить величину и направление скорости флуктуаций плотности плазмы с волновым вектором k_{\perp} в направлении диамагнитного дрейфа заряженных частиц (электронов или ионов), перпендикулярном магнитному полю, по формуле $V_{\perp} = \frac{\Delta\omega}{k_{\perp}}$. Скорость, извлеченная из доплеровского сдвига, может содержать две компоненты $v_{\perp} = v_{E \times B} + v_{phase}$ где $v_{E \times B}$ — скорость $E \times B$ дрейфа в радиальном электрическом поле, v_{phase} — фазовая скорость флуктуаций плотности. Каждая компонента позволяет получать различную информацию о плазменной турбулентности, например, данные о v_{phase} и ее направлении дают информацию о типе присутствующей турбулентности и ее поведении, а знание $v_{E \times B}$ позволяет рассчитать значения радиального электрического поля, поэтому, чтобы верно интерпретировать данные ДОР, необходимо дополнительно проводить моделирование для условий, в которых будут проводиться анализируемые эксперименты.

Метод ДОР позволяет использовать излучение СВЧ-диапазона с поляризацией O- или X-типа. Мощность рассеянного излучения в случае падающего излучения O-моды пропорциональна в борновском приближении интенсивности рассеивающих флуктуаций плотности, что позволяет измерять амплитуду мелкомасштабных турбулентных колебаний плазмы выделенного масштаба k_{\perp} .

Таким образом, экспериментальные результаты, характеризующие турбулентность плазмы в токамаке, которые могут быть получены методом ДОР:

- при одновременном зондировании плазмы несколькими близкими по частоте СВЧ- волнами (многочастотный метод ДОР) можно измерять радиальные профили амплитуды флуктуаций плотности. С помощью корреляционного анализа сигналов, рассеянных в близко расположенных радиальных областях, можно измерить характерный радиальный размер турбулентных структур выделенного масштаба k_{\perp} и угол их наклона относительно радиального направления, определяющий связь турбулентности с радиальной неоднородностью скорости $E \times B$ дрейфа [25,26];

- изменяя угол наклона зондирующего пучка θ можно измерять спектры флуктуаций плотности

плазмы по волновым числам k_{\perp} . Это позволит идентифицировать различные типы плазменных неустойчивостей. Например, типичные интересующие значения находятся в диапазоне $k_{\perp}\rho_i \simeq 0.3 - 5$, где ρ_i — ионный Ларморовский радиус, что подходит для наблюдения неустойчивостей ИТГ- и ТЕМ-типа;

— диагностика позволяет измерять радиальные профили перпендикулярной (полоидальной) скорости флуктуаций плотности плазмы. В случае, когда V_{\perp} определяется $E \times B$ дрейфом плазмы, измерение V_{\perp} позволяет рассчитать профиль радиального электрического поля и его градиент [17];

— результаты измерений ДОР хорошо подходят для сравнения с результатами гирокинетического (ГК) моделирования турбулентности, в том числе путем подстановки выходных данных ГК модели турбулентности в полноволновой код и прямого сравнения экспериментальных результатов и результатов синтетической диагностики [15].

Описанные физические принципы метода ДОР свидетельствуют о том, что диагностика является подходящим инструментом для исследования турбулентности плазмы в токамаке ТРТ. В отличие от обычной рефлектометрии, доплеровская рефлектометрия позволяет исследовать более широкий круг параметров турбулентности. Вместе с тем метод доплеровской рефлектометрии обладает всеми преимуществами обычной рефлектометрии: нежесткими требованиями к размещению диагностики на токамаке, недорогой микроволновой техникой, высоким пространственным и временным разрешением. Результаты измерений имеют относительно простую интерпретацию. ДОР обладает хорошим пространственным, спектральным и временным разрешением параметров турбулентности [27]. Типичные значения для первых двух характеристик составляют $\Delta r \simeq 1 \text{ cm}$ и $\Delta k_{\perp} \simeq 1 \text{ cm}^{-1}$. Временное разрешение измерения параметров ограничивается только интервалом дискретизации данных (обычно разрешения выше мегагерца, достаточного для изучения турбулентных явлений). Типичный радиальный диапазон измерений охватывает обдирочный слой плазмы (SOL), область транспортного барьера и центральные области плазмы и определяется профилем плотности плазмы, частотой и поляризацией зондирующего излучения (конкретные значения для исследуемых областей и оценки разрешающей способности диагностики для сценариев ТРТ обсуждаются ниже);

3. КАКИЕ ЗАДАЧИ РЕШИТ ДОР НА ТРТ

На всех этапах исследования чрезвычайно важной является информация о турбулентном состоянии плазмы, во многом определяющем перенос,

а также о различных развивающихся резонансных неустойчивостях. Диагностика ДОР является одной из наиболее информативных диагностик флуктуаций плотности плазмы и позволяет решать одновременно множество задач [28]. Например, применение ДОР на токамаке Глобус-М/М2 позволило исследовать процесс перехода в режим улучшенного удержания [29], возникающие во время такого перехода колебания предельного цикла [30, 31], возникающие во время Н-режима периферийные локализованные моды [32], процесс перехода из Н-моды с ELM в ELM-free Н-моду [33], возникающие во время Н-моды с ELM филаменты [34, 35], а также различные плазменные колебательные процессы, такие как тиринг моды [36] и их влияние на развитие филаментов [37], геодезические акустические моды [38], квази-когерентные моды [39], тороидальные альфвеновские моды [40, 41] и альфвеновские каскады [42].

3.1. Исследование вращения плазмы при различных методах нагрева

В токамаке ТРТ планируется проводить эксперименты с различными видами дополнительного нагрева, например, эксперименты по поддержанию неиндукционного тока инъекцией быстрых частиц и нагрев плазмы электронным циклотронным нагревом (ЭЦН) [43, 44]. Так как различные типы нагрева по-разному влияют на скорость плазменного вращения, важно иметь возможность измерять вращение плазмы во время различных сценариев разряда. Многочастотная диагностика ДОР дает возможность получать профили полоидальной скорости вращения, а также исследовать реакцию плазменной турбулентности на различные методы дополнительного нагрева. Зондирование плазмы на нескольких частотах позволяет измерять перпендикулярную скорость плазмы в различных радиальных областях разряда, таких как обдирочный слой (SOL), сепаратриса, пьедестал и центральные области. Получаемые экспериментальным путем результаты можно сопоставлять с транспортным моделированием. Измерение вращения плазмы методом ДОР позволит провести детальное исследование эффективности передачи момента силы плазме от внешних источников и механизмов нарушения изотропии [22].

3.2. Исследование режима улучшенного удержания

Все режимы работы токамака стремятся к получению плазмы с большим временем удержания частиц и энергии, т. е. работу в стационарном Н-режиме. В связи с этим важной является задача изучения процессов ЛН-перехода и механизмов, определяющих потоки тепла и частиц в близких к реакторным условиям. Диагностика ДОР позволяет получать различные характеристики таких явлений, как зональные

потоки, например, геодезические-акустические моды (ГАМ) [45], и колебания предельного цикла (ЛСО) [46]. Переход в режим с улучшенным удержанием происходит в результате образования транспортного барьера в плазме. Процесс перехода также сопровождается изменением турбулентного состояния плазмы. Детальное исследование турбулентности в области транспортного барьера может быть выполнено с помощью многочастотной схемы ДОР [47]. Результаты измерений включают в себя радиальные распределения мощности колебаний плотности плазмы и их спектров, спектры по волновым числам k_{\perp} , структуру мелкомасштабной турбулентности в полоидальном сечении, радиальное распределение скорости плазмы и ее спектра. Полученные результаты также хорошо согласуются с ГК кодами [48].

Измерения перпендикулярной скорости вращения плазмы методом ДОР может использоваться для оценки профилей радиального электрического поля E_r и его шира. Эти данные важны для сопоставления с результатами транспортного моделирования, поскольку радиальные электрические поля оказывают стабилизирующее влияние на плазму. Это влияние связано с декорреляцией турбулентных структур широм $E \times B$ -скорости [49, 50].

Также, переход в H-режим обычно сопровождается явлением краевых плазменных неустойчивостей (ELM), которые определяют динамику транспортного барьера и тепловую нагрузку на конструктивные элементы токамака [51]. Экспериментальное исследование турбулентности в условиях существования ELM возможно проводить с помощью диагностики ДОР [52].

Во время ELM также нередко наблюдается появление вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля нитевидных структур (филаментов), которые рассматриваются как нелинейная стадия развития пилинг-баллонной неустойчивости [53]. Исследование таких структур с помощью многоканальной ДОР позволяет определить их локализацию, оценить их поперечные размеры, модовые числа и измерить скорость их движения [54]. Результаты измерения периферийной турбулентности могут сравниваться с результатами моделирования развития пилинг-баллонных мод на ТРТ [55, 56].

Кроме того, с помощью ДОР можно анализировать электрические поля вблизи сепаратрисы со стороны слабого магнитного поля в режимах детачмента [57]. Согласно теоретическому предсказанию, скорость $E \times B$ -дрейфа в радиальном электрическом поле по величине должна равняться полоидальной скорости звука [58]. Измерения радиального электрического поля позволят подтверждать предлагаемые физические модели, описывающие режим детач-

мента, а само изменение значения электрического поля может служить дополнительным индикатором перехода в режим детачмента. Кроме того, по уровню турбулентности можно судить о том, находится ли плазма в режиме улучшенного удержания с детачментом или же детачмент реализовался в режиме с плохим удержанием.

Концепция токамака ТРТ предполагает использование высокотемпературных сверхпроводящих магнитных катушек REBCO, которые позволяют получить магнитное поле на оси токамака $B_T = 8$ Тл при малых размерах токамака ($R = 2.15$ м, $a = 0.57$ м) [4]. При использовании высоких магнитных полей прогнозируется достижение $Q = 1$ в разрядах длительностью $t < 10$ с и достижение электронной и ионной температуры более 20 кэВ в центре плазменного шнура при вложенной мощности $P_{ext} = 30$ МВт. Однако, небольшое значение малого радиуса токамака и высокие ожидаемые температуры плазмы вызывают увеличение относительного ларморовского радиуса ($\rho^* = \rho / a$, где — ларморовский радиус, а ρ — малый радиус токамака) до значений характерных для классических несверхпроводящих токамаков ($\rho_i^* = 7 \times 10^{-3}$, $\rho_e^* = 10^{-4}$), например, ASDEX-Upgrade [59]. Учитывая, что токамаки при работе в режимах с высокими значениями градиентов давления и температур подвержены развитию кинетической-баллонной неустойчивости и показывают значения потоков тепла в несколько гиробомовских величин (пропорциональных ρ^*) [60, 61], то перенос тепла может быть недостаточно малым для достижения заявленных параметров ТРТ, и получение температур более 20 кэВ в центре плазменного шнура может быть затруднено. В связи с этим полезным является вычисление величин переноса тепла в условиях токамака ТРТ с помощью кодов GKW [62] и GS2 [63] для анализа возможностей реализации сценария с $Q = 1$. Верификация этих кодов возможна только при наличии экспериментальных данных о плазменной турбулентности различных масштабов, которые можно получить с помощью диагностики ДОР.

3.3. Исследование МГД-неустойчивостей

Исследование магнитогидродинамической (МГД) активности в токамаке ТРТ представляет интерес в связи с поставленной задачей изучения ITER-подобной плазмы. Особый интерес представляет исследование альфвеновских мод (АМ). В токамаке ТРТ возможно возбуждение альфвеновских мод (АМ) высокоэнергичными ионами нагретых пучков или термоядерными альфа-частицами в D-T-экспериментах. Возможность развития АМ в ТРТ и их характеристики исследовались методом моделирования [64]. Экспериментальное исследование пространственно-временной структуры различных

Таблица 1. Задачи диагностики ДОР для ТРТ

Исследование вращения плазмы	Исследование режимов улучшенного удержания	Исследование МГД неустойчивостей
<ul style="list-style-type: none"> Измерение профиля поперечной скорости вращения плазмы Возможность сопоставления экспериментальных измерений с результатами транспортного моделирования Изучение реакции турбулентности на различные методы дополнительного нагрева 	<ul style="list-style-type: none"> Измерение профиля радиального электрического поля до и после перехода в H – режим Измерение ширины скорости, как параметра ответственного за LH-переход Изучение подавления турбулентности в области пьедестала Возможность сопоставления с результатами гирокинетического моделирования Изучение характеристик периферийно локализованных мод (ELMs) и филаментов во время ELMs контроль режима детачмента и семи-детачмента 	<ul style="list-style-type: none"> Детектирование тиринг мод, оценка их размера, анализ сценария срыва Детектирование различных альфвеновских мод, сравнение результатов с моделированием Изучение различных колебательных процессов в плазме (геодезические-акустические моды (ГАМ), колебания предельного цикла (LCO) и др.)

альфвеновских мод может быть проведено много-частотным доплеровским рефлектометром. ДОР измеряет в области развития АМ колебания скорости на альфвеновской частоте, связанные с дрейфом плазмы в скрещенных переменным радиальном электрическом поле альфвеновской волны и магнитном поле токамака. Эффективность использования ДОР для исследования АМ была продемонстрирована на нескольких установках с магнитным удержанием плазмы [65, 66].

Кроме того, диагностика ДОР может быть использована для исследования тиринг мод (ТМ) [36], которые могут развиваться на ТРТ [55]. С помощью многочастотного ДОР можно получить сведения о структуре и локализации различных ТМ, что позволит изучать их влияние удержание плазмы и на сценарий срыва. Также, можно наблюдать влияние тиринг неустойчивости на скорость вращения плазмы в различных областях токамака.

Таким образом, задачи, определенные миссией ТРТ, которые может помочь решить диагностика ДОР, представлены в табл. 1.

4. АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СВЧ-ДИАПАЗОНА В ТОКАМАКЕ-РЕАКТОРЕ ТРТ

Для анализа возможности использования ДОР на ТРТ были проведены расчеты для случая зондирования плазмы обыкновенной волной (О-мода) для геометрии и ожидаемой электронной плотности на ТРТ. Был получен расчет отклика системы регистрации излучения, рассеянного на модельных флуктуациях, путем численного моделирования рассеяния и детектирования микроволнового излучения О-поляризации в линейном приближении в цилиндрической геометрии [67]. На ТРТ отсечка на обыкновенной волне доступна, так как цикло-

тронная частота выше частотного диапазона ДОР [68]. Также предполагается, что ввод зондирующего пучка проводится в экваториальной плоскости токамака со стороны слабого магнитного поля. Расчет проводился для двух сценариев разряда: базового сценария и разряда с примесью лития. Для оценки использовались радиальные профили плотности плазмы, которые были рассчитаны и представлены на рис. 11 и 15 в работе [4].

Под базовым подразумевается сценарий разряда с проектными характеристиками $I_p = 5$ МА и 50/50 дейтерий-третиевой плазме. Основным варьируемым параметром при конструировании базовых режимов разряда становится плотность плазмы n_e . Моделирование, представленное в работе [4], для 5 МА сценария в D-плазме показало, что в вышеуказанных предположениях длительность плато тока превосходит 100 с при плотности плазмы $n_e \leq 10 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Был проведен расчет с помощью одномерного кода для расчета лучевой траектории в цилиндрической геометрии. Данный код позволяет оценивать значения волновых векторов и радиуса в отсечке для выбранной геометрии и частот зондирования. В проведенном расчете использовалась геометрия ТРТ и электронная плотность в случае базового сценария разряда (см. рис. 11 в статье [4]). Результаты расчета приведены на рис. 1. На нем представлены значения волновых векторов и радиусов отсечек для серии возможных углов наклона антенны и частот зондирования. В общем было проанализировано 6 углов наклона от 35° до 5° с шагом 5° и 15 частот зондирования от 40 ГГц до 110 ГГц с шагом 5 ГГц. Расчет показывает, что ДОР с углами наклона и частотами из проанализированного диапазона дает возможность исследовать флуктуации в диапазоне волновых чисел от 1 см^{-1} до 27 см^{-1} . В то же время положение

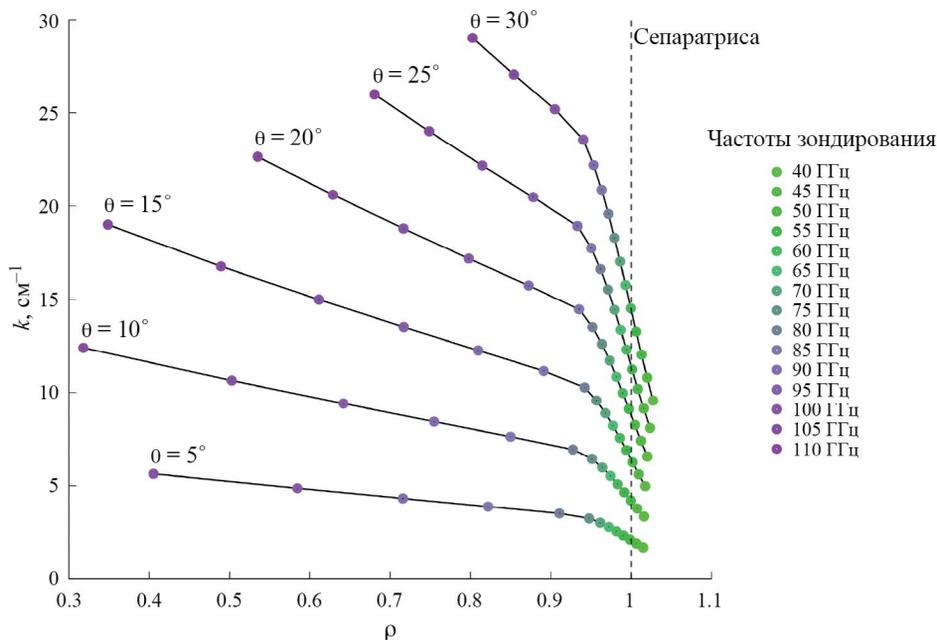


Рис. 1. Зависимость волнового вектора рассеивающих флуктуаций от нормализованного малого радиуса для различных частот зондирования в базовом режиме работы токамака ТРТ

отсечек находится в диапазоне ρ от 0.3 до 1.05, что соответствует областям плазмы от центральных областей до сепаратрисы. Можно отметить, что с увеличением угла наклона значения волновых векторов растут, и радиус отсечки увеличивается, что говорит о смещении отсечки в более периферийные области. Для расчетов распространения волн релятивизм электронов на данном этапе не учитывался, потому что отсечки для большинства частот зондирования во всём диапазоне углов оказывались в достаточно холодных областях разряда. Однако для малых углов и максимальных частот отсечки оказываются всё же при радиусах, соответствующих температуре электронов порядка 10–15 кэВ, что уже может повлиять на проведение измерений, поэтому в дальнейшем расчёты необходимо будет проводить с учётом эффекта релятивизма электронов.

Постепенное наращивание содержания лития в ТРТ является неотъемлемой составляющей всей программы исследований, нацеленной на достижение необходимого для любого термоядерного реактора приемлемого по техническим требованиям стационара взаимодействия плазмы со стенкой. Это связано с тем, что удельная мощность, необходимая для поддержания стационарных или длительных (> 30 с) разрядов с большим током, оказывается достаточно большой и значительно превышает предел, достигнутый в экспериментах с углеродным покрытием первой стенки. Использование лития

для экранировки первой стенки может облегчить ситуацию.

Для сценария разряда с литием (см. рис. 15 в статье [4]) также был проведен расчет с помощью одномерного кода для расчета лучевых траекторий в цилиндрической геометрии. Результаты расчета приведены на рис. 2. Расчет показывает, что ДОР дает возможность исследовать флуктуации в диапазоне волновых чисел от 1 см^{-1} до 27 см^{-1} . В то же время положение отсечек находится в диапазоне ρ от 0.95 до 1.06, что соответствует областям плазмы от сепаратрисы до обдирочного слоя (SOL). Можно отметить, что с увеличением угла наклона значения волновых векторов растут, и радиус отсечки увеличивается, что говорит о смещении отсечки в более периферийные области.

Результаты расчета показывают, что для исследования плазмы базового сценария ТРТ в диапазоне радиусов от середины плазменного шнура до его периферии потребуется создание генераторов, излучающих волны в V (40 ГГц — 75 ГГц) и W (75 ГГц — 110 ГГц) диапазонах. Это также означает, что на ТРТ возможно применение стандартных волноводов для O-волны. Изменение углов наклона антенн от 0° (нормальное падение, режим стандартной флуктуационной рефлектометрии) до 35° позволит исследовать различные типы флуктуаций плотности плазмы в диапазоне волновых чисел $1\text{—}27\text{ см}^{-1}$.

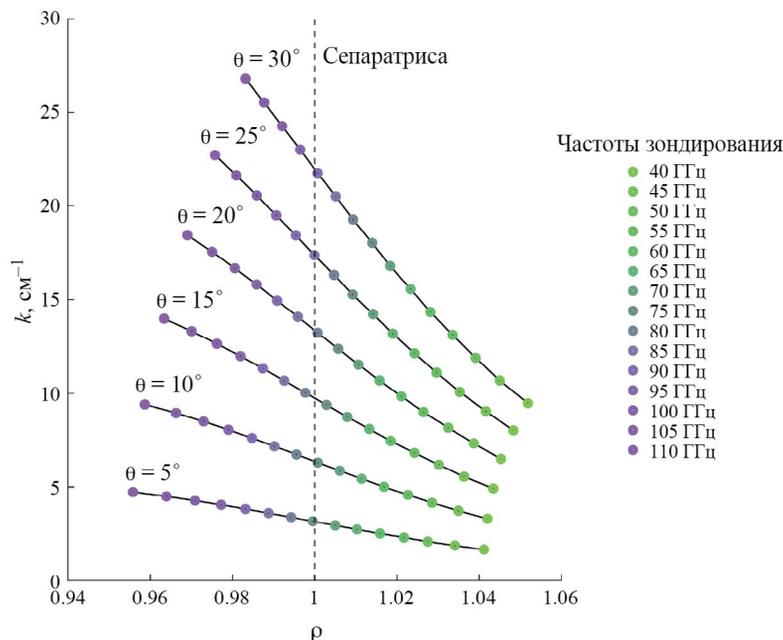


Рис. 2. Зависимость волнового вектора рассеивающих флуктуаций от нормализованного малого радиуса для различных частот зондирования в режиме работы токамака ТРТ с литием

5. РАЗРЕШЕНИЕ ДОР НА ТРТ

Конструкция ДОР должна быть оптимизирована относительно разрешающей способности диагностики по радиусу (Δr) и по волновым числам (Δk_{\perp}). Δr и Δk_{\perp} определяются распределением поля зондирующего пучка в области отсечки. При заданном распределении поля в плазме оценки разрешающей способности диагностики ДОР по волновым числам k_{\perp} и по радиусу для токамака ТРТ могут быть проведены путем моделирования экспериментов по рассеянию на флуктуациях плотности, имеющих узкий спектр по полоидальным волновым числам и локализованным по радиусу. Этим условиям удовлетворяют флуктуации в виде локализованной по радиусу полоидальной моды порядка m , задаваемой на малом радиусе r . Значение параметров r и m определяют значение полоидального волнового числа флуктуаций $k_{\perp} = m/r$. Параметры модельных флуктуаций r и k_{\perp} изменялись в некотором диапазоне вблизи значений, определенных в точке поворота лучевой траектории. Мощность рассеянного излучения на флуктуациях с такими параметрами будет максимальной. Характерные размеры функции рассчитанных значений откликов ДР от параметров r и k_{\perp} определяют разрешающие способности диагностики Δr и Δk_{\perp} .

Результаты расчета отклика диагностики ДОР на модельно заданные флуктуации представлены на рис. 3. На нем изображена зависимость амплитуды сигнала от радиуса и волнового числа при фиксированной частоте зондирующего излучения (50 ГГц).

Результаты получены с использованием численного моделирования микроволнового рассеяния, основанного на расчетах двумерной пространственной весовой функции в борновском приближении [67]. По значениям полуширины представленных зависимостей можно сделать оценку разрешающей способности диагностики. В случае ТРТ ожидается $\Delta r \approx 0.5$ см и $\Delta k_{\perp} \approx 0.5$ см⁻¹.

Поле зондирующего излучения в плазме задается распределением поля и радиусом кривизны его волнового фронта на выходе схемы формирования зондирующего излучения R . Это излучение предлагается направлять в плазму токамака ТРТ при помощи поворотного зеркала, позволяющего задать необходимый угол падения на плазменную поверхность (подробнее о системе поворота зеркал и размещении их в камере токамака ТРТ написано в разд. 7). Пользуясь рассмотренным методом определения разрешающей способности можно рассчитать оптимальные значения параметров зондирующего пучка на выходе схемы его формирования, обеспечивающие максимальное разрешение диагностики по волновым числам и по радиусу. При поиске оптимальных значений параметров пучка на зеркале в качестве исходных значений можно взять оценки для гауссовского пучка. Наилучшее разрешение по k для такого пучка с плоским фронтом в отсечке получается, когда его радиус равен

$$w_0^{opt} = \sqrt{\frac{k_0}{R_{pl}}} \quad [69], \quad R_{pl} - \text{радиус магнитной поверх-}$$

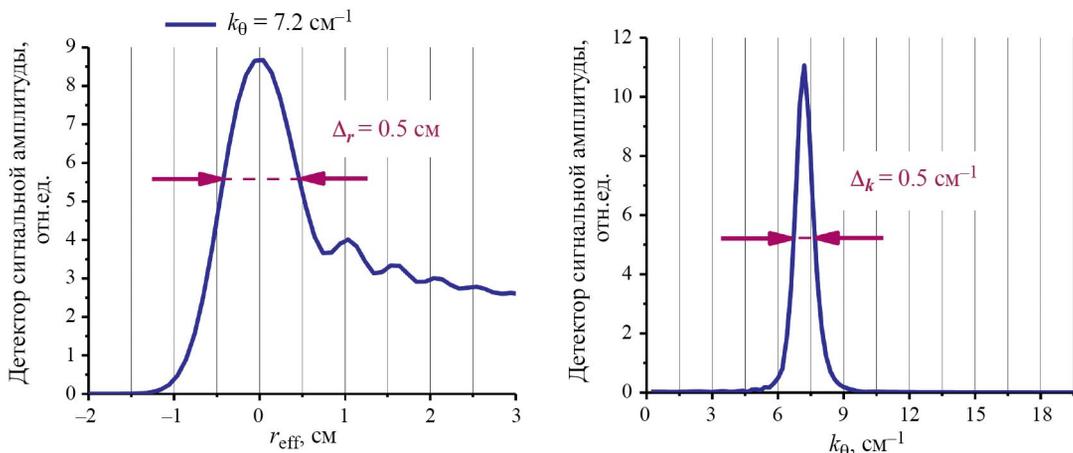


Рис. 3. Зависимость амплитуды синтезированного сигнала ДОР от (слева) расстояния от радиуса отсечки зондирующего излучения и от (справа) волнового вектора рассеивающих флуктуаций, задаваемых в модели.

ности в отсечке, а k_0 — волновой вектор зондирующего излучения в вакууме. $w_0^{opt} \approx 3.5$ см для частоты 50 ГГц. На расстоянии 100 см от отсечки для этой частоты, т. е. на зеркале, параметры пучка будут такие: $w \approx 6.7$ см, $R \approx -140$ см, где R — эффективный радиус волнового фронта [67].

Результаты расчета зависимости разрешения по волновому вектору от ширины антенны для частоты зондирования 50 ГГц представлены на рис. 4. Под шириной антенны здесь понимается геометрический размер раскрыва рупора антенны в направлении, которое перпендикулярно направлению волнового вектора и электрического поля зондирующего излучения. По получаемой зависимости можно оценить оптимальный размер антенны. В случае ТРТ можно предположить, что, так как разрешение минимально для значения $w = 10$ см, то это является самым оптимальным значением для данного параметра.

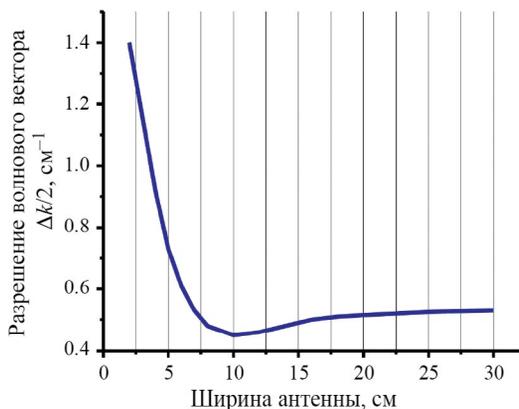


Рис. 4. Зависимость разрешения по волновому вектору от размера антенны для частоты зондирования 50 ГГц.

6. ДИЗАЙН СИСТЕМЫ ДОР НА ТРТ

Рассмотрим метод создания стабильной многоканальной системы, работающей в нескольких, в том числе и в V-диапазоне частот (40—75 ГГц) электромагнитных колебаний, которая позволяет одновременно измерять скорость распространения флуктуаций плотности и турбулентных потоков плазмы в нескольких различных пространственных точках для токамака с реакторными технологиями (ТРТ).

С учетом опыта построения систем рефлектометрии для Международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР) [70] и Т-15МД [68], предлагается построить систему ДОР для ТРТ по блочной технологии на основе высокочастотного генератора с низким фазовым шумом, объединенного с блоком фильтров и системой квадратурного детектирования. Система ДОР, работающая в V-диапазоне, предлагается к апробации на токамаке Т15-МД, где будет использоваться для отслеживания скорости потоков заряженных частиц в плазме, анализа турбулентности плотности по большей части радиуса плазмы во время таких событий, как: переход в режим улучшенного удержания плазмы, возникновение ГАМ и других процессов, ответственных за перенос энергии в плазме. Систему в W-диапазоне предполагается разработать по аналогии с системой в V-диапазоне, однако апробировать ее на токамаке Т15-МД не представляется возможным из-за слишком низких по сравнению с ТРТ значений плотности плазмы.

Схема предлагаемой системы представлена на рис. 5. За ее основу взята схема диагностики токамака J-TEXT [16] Блок генерации состоит из источников, полосовых фильтров, умножителей и смесителя. В качестве источников СВЧ-сигнала предполагается использование SynthHD — двухканального программно настраиваемого генератора

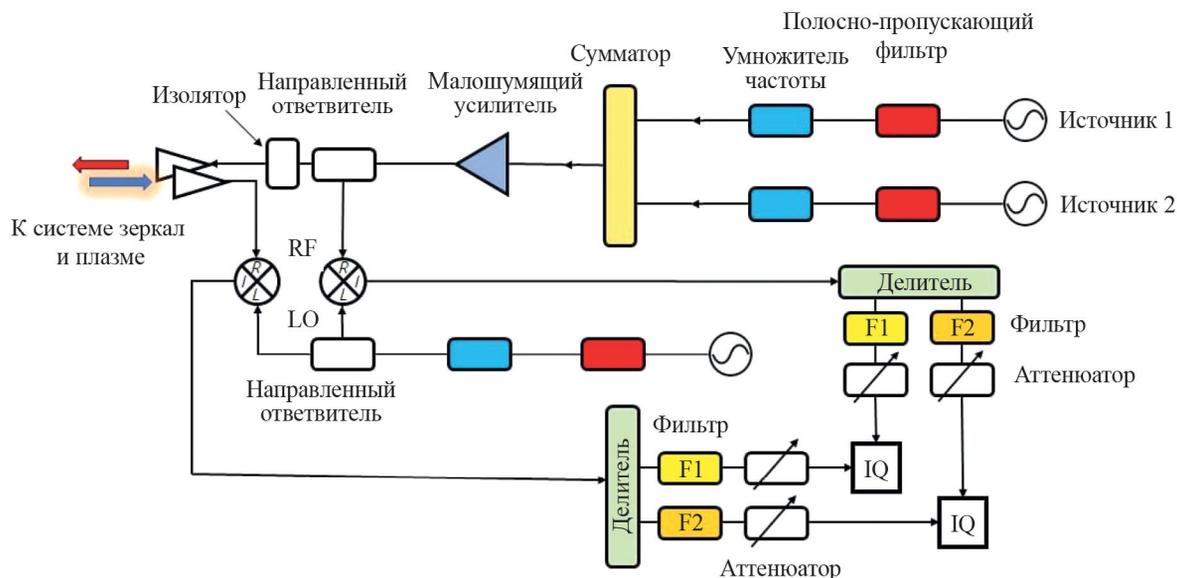


Рис. 5. Схема двухканальной системы ДОР.

радиочастотных сигналов в диапазоне от 10 МГц до 15 ГГц, управляемого и питаемого устройством под управлением операционной системы Windows или Android через USB-порт. Два независимых канала SynthHD (v2) можно настроить для работы на двух разных частотах или на одной частоте с разными фазами. Это позволяет использовать его для генерации квадратурного сигнала.

Источники обеспечивают управление частотой, фазой и амплитудой с разрешением по частоте 0,1 Гц, что позволяет перемещать частоту блока зондирующего сигнала по всему V-диапазону с использованием умножителя частоты.

Мощность и частота синтезаторов могут быть удаленно настроены; максимальная выходная мощность составляет 20 дБм. Частоты зондирования могут быть настроены для соответствия различным параметрам разряда. Для исключения влияния гармоник, генерируемых нелинейными эффектами, предлагается применить полосовой фильтр 8—12,5 ГГц. Умножители частот используются для умножения сигнала до V-диапазона. Затем сумматор объединяет сигналы двух или более каналов для вывода. В соответствии с характеристической кривой источника устанавливается соответствующая выходная мощность на соответствующей частоте.

В текущей конфигурации сигнал проходит через усилитель с низким уровнем шума V-диапазона и направленный ответвитель. Для зондирования и приема используется пара антенн, расположенных выше горизонтальной плоскости и параллельно ей. Перпендикулярное расстояние от геометрического центра двух антенн до горизонтальной плоскости выбирается в зависимости от возможностей систем

зеркал, и должно быть эквивалентно полярному углу приблизительно в 15—20°.

Генератор канала (LO) имеет такую же структуру, что и каждый канал (RF), и сигнал отправляется на порт LO миксеров. Полученный рассеянный сигнал направляется на порт RF миксера для получения промежуточной частоты (IF). Стоит отметить, что частота зондирования канала LO и нескольких RF каналов должна поддерживать определенное соотношение для получения фиксированных промежуточных частот (например, 1, 2, 3 или 4 ГГц) для фазовых IQ детекторов.

В блоке многоканальной демодуляции преобразованные промежуточные частоты направляются в блок многоканальной демодуляции. В этом блоке структуры канала детекции и опорного канала являются зеркальными отражениями: широкополосный четырехканальный делитель мощности разделит сигналы на два или более канала, и несколько узкополосных фильтров (1, 2, 3 или 4 ГГц) с полосой пропускания около 100 МГц будут использоваться для выбора сигнала с конкретной, используемой для зондирования волной. Мощность принятого рассеянного сигнала может варьироваться с помощью аттенюаторов и должна быть достаточной для обеспечения работы фазового IQ детектора.

В качестве антенной системы диагностики предлагается применять конические рупорные антенны с прямоугольным волноводом WR-15 и двумя поворотными зеркалами для фокусировки пучка зондирующего излучения, находящихся внутри вакуумной камеры T-15МД на уровне экваториального диагностического порта. В связи с этим принято

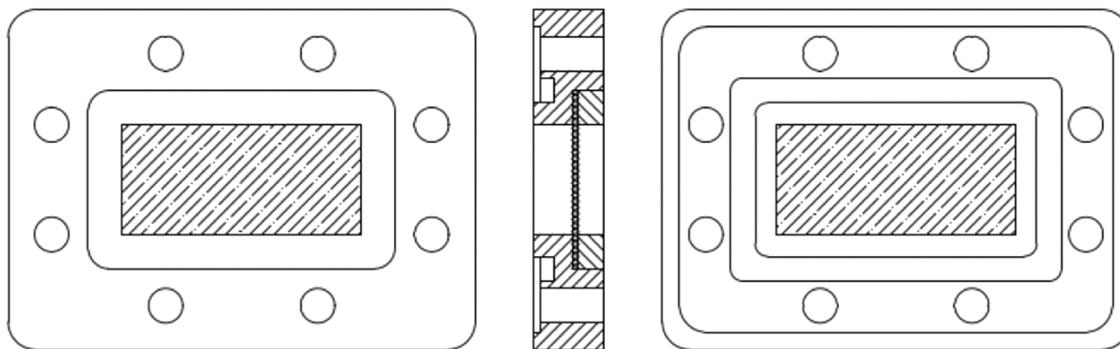
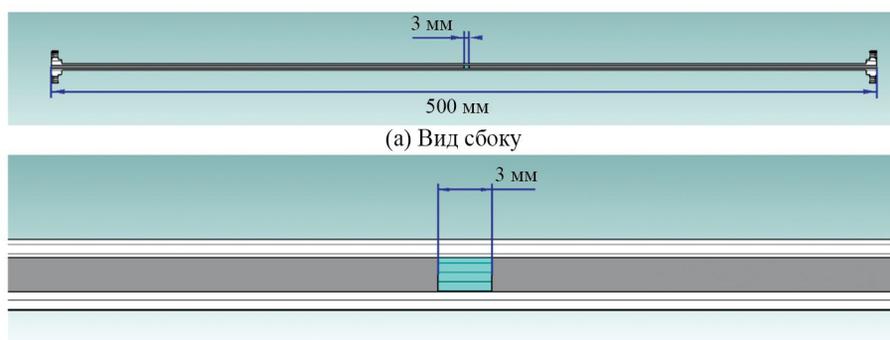


Рис. 6. Схема устройства типowego прямоугольного вакуумного окна с кварцевым стеклом фирмы HENGDA MICROWAVE (Китай).



б) Место расположения кварцевого стекла толщиной 3 мм

Рис. 7. Упрощённая модель волновода (без присоединительных фланцев) с кварцевым стеклом в CST.

решение применить волноводные соединительные фланцы с вакуумным уплотнением из кварцевого стекла по типу вакуумных радиопрозрачных окон HD-620WG фирмы HENGDA MICROWAVE (рис. 6).

Для получения расчётных данных о коэффициенте передачи сигнала в программной среде электродинамического моделирования CST MW STUDIO была построена упрощённая модель волновода (рис. 7).

Расчетные (CST) коэффициенты передачи S21 для разных толщин кварцевого стекла (диэлектрическая проницаемость $\epsilon=3,5$ и тангенс угла диэлектрических потерь $\tan=0,0004$) в такой волноводной системе показаны на рис. 8.

В качестве альтернативы предлагается использование окон для ввода зондирующего и приемного сигналов на основе вспененного полиметакрилимида RONACELL 71 HF by EVONIK ($\epsilon=1,09$ $\tan=0,0038$), применяемые на Т15МД.

Несмотря на то, что никаких существенных проблем с этой диагностикой в стационарном режиме работы не ожидается [71], стоит соблюдать необходимые меры предосторожности при разработке системы. В частности, необходимо установить частотные филь-

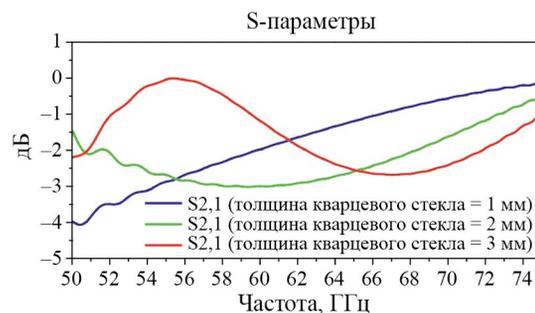


Рис. 8. S-параметры кварцевых стекол разной толщины в волноводной системе в диапазоне 50 ÷ 75 ГГц.

тры из-за запланированных на ТРТ экспериментов по электронно-циклотронному нагреву, которые могут привести к повреждению микроволновой системы [72], [43]. Помимо этого нужно аккуратно устанавливать направление зондирующего электромагнитного пучка, так как наличие ненулевой составляющей волнового вектора вдоль магнитного поля в токамаке может привести к нелокальности области измерений и ухудшению разрешения по волновым числам [73].

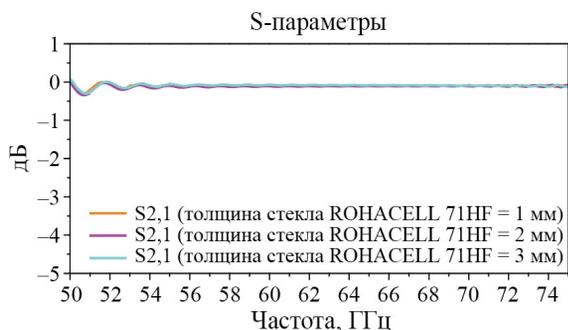


Рис. 9. S-параметры стекол ROHACELL 71 HF разной толщины в волноводной системе в диапазоне 50 ÷ 75 ГГц.

7. УСТАНОВКА ДОР НА ТРТ

Схема генерации и детектирования зондирующего и приёмного электромагнитного излучения будет находиться снаружи от вакуумной камеры, а системы антенн и поворотных-фокусирующих зеркал расположатся внутри вакуумного патрубка токамака ТРТ. Предлагается расположить вакуумные элементы ДОР таким образом, чтобы в экваториальной плоскости при угле наклона зондирующего излучения 15 градусов, который соответствует центральному значению всего рабочего диапазона углов, отсечка зондирующего излучения находилась вблизи экваториальной плоскости токамака. Возможная схема расположения элементов ДОР в вакуумной камере ТРТ представлена на рис. 10. Из генератора, находящегося снаружи от вакуумного патрубка, через прозрачное для СВЧ-волны вакуумное уплотнение электромагнитное излучение будет поступать по сверхразмерному длинному волноводу прямоугольной формы (1 на рис. 10) в коническую рупорную антенну (2 на рис. 10). Сверхразмерный волновод нужен для минимизации потери мощности при приеме-передаче сигнала. А для согласования тракта необходимо будет использовать волноводный переход со сверхразмерного волновода к выбранному стандарту (например, WR-15 для V-диапазона частот), который будет располагаться между элементами 1 и 2 на рис. 10. Далее СВЧ-излучение из антенны 2 поступает на параболическое зеркало 3, которое будет рассчитано таким образом, чтобы фокусировать волну в область предполагаемой отсечки (несколько сантиметров внутри сепаратрисы). Во избежание aberrации зеркало 3 не будет иметь возможности поворота. Необходимый угол наклона зондирующего пучка будет определяться поворотом плоского зеркала 4, которое с помощью подвижного поршня 5 сможет менять свой наклон. После отражения от фокусирующего параболического зеркала 3 и поворотного плоского зеркала 4 излучение будет поступать в плазму

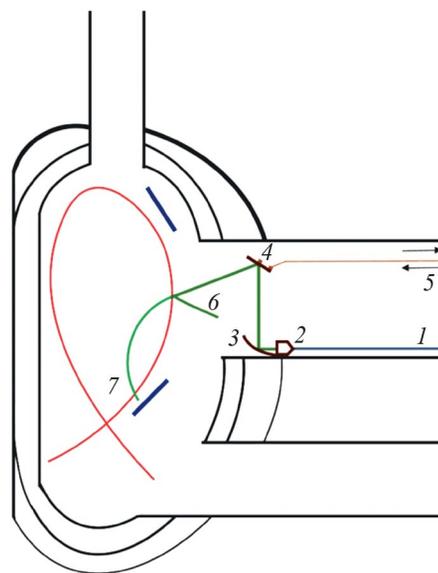


Рис. 10. Элементы ДОР на ТРТ: 1 — длинный волновод (О-мода), 2 — конусная антенна, 3 — фиксированный параболический отражатель, 4 — плоский подвижной отражатель, 5 — поршень (для обеспечения поворота элемента 4), 6 и 7 — лучевые траектории для частот зондирования 40 и 110 ГГц.

токамака ТРТ, где в области отсечки будут отражаться от магнитной поверхности с критической концентрацией. На рисунке 10 продемонстрированы лучевые траектории зондирующего излучения, рассчитанные с помощью двумерного кода для минимальной (6, частота 40 ГГц) и максимальной (7, частота 110 ГГц) частот во всём диапазоне предлагаемой схемы ДОР в случае базового сценария разряда (см.рис. 11 в статье [4]). Лучевая траектория примерно соответствует максимуму мощности вводимого в плазму электромагнитного пучка, а точка перегиба этой траектории соответствует области наиболее эффективного рассеяния на флуктуациях плотности, то есть области локализации измерений.

В представленном на рис. 10 варианте расположения вакуумных составляющих схемы ДОР элементы 1, 2 и 3 предполагается закрепить на нижней стенке патрубка, а элементы 4 и 5 — на верхней стенке. При этом данная конфигурация является наиболее простой, но не необходимой. Все элементы можно закрепить и на одной стенке, уменьшив расстояние между зеркалами 3 и 4. При этом изменятся необходимые для осуществления зондирования плазмы углы поворота зеркала 4 и кривизна фокусирующего зеркала 3. Однако основные выводы и расчёты, представленные в статье, не изменятся. Модификация представленной на рис. 10 схемы расположения может потребоваться, например, для размещения других диагностических систем

в непосредственной близости от вакуумных элементов ДОР. Кроме этого нужно понимать, что обозначенная цифрой 2 на рис. 10 антенна на самом деле является совокупностью 4-х антенн, так как на каждый диапазон (V и W) необходимо по паре антенн — приемной и передающей.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье описаны физические принципы метода доплеровского обратного рассеяния и подробно рассмотрены физические задачи, которые могут быть решены на токамаке ТРТ с помощью этой диагностики. В результате сопоставления основных задач ТРТ с возможностями метода доплеровского обратного рассеяния можно заключить, что данная диагностика будет способствовать решению сразу целого набора стоящих перед ТРТ задач и, более того, может стать ключевой при понимании физики некоторых процессов в горячей области плазмы ТРТ. Мировая практика использования диагностики ДОР, которая установлена на всех крупных установках с магнитным удержанием плазмы, подтверждает сделанные в разд. 3 выводы.

Предложена конкретная конфигурация схемы диагностики ДОР, которая обладает хорошими пространственным разрешением порядка 1 см и разрешением по волновым числам порядка 1 см^{-1} . Схема позволяет зондировать плазму ТРТ в широком диапазоне радиусов от сепаратрисы до примерно половины малого радиуса, а также пригодна для исследования флуктуаций плотности плазмы в широком диапазоне волновых чисел от 0 до 30 см^{-1} . Положения областей исследования и выбор масштаба рассеивающих флуктуаций предполагается осуществлять подвижным зеркалом, поворот которого будет осуществляться при помощи поршневого системы.

Предложенная схема расположения вакуумных элементов в патрубке токамака может быть легко модернизирована с целью размещения других диагностических систем в непосредственной близости от ДОР. При этом качество решения этим методом задач останется неизменным, так как пространственное перемещение элементов на этапе планирования не приведет к уменьшению разрешения метода или смещению области регистрации. Кроме этого число решаемых ДОР задач может быть существенно увеличено путем модернизации СВЧ-схемы. Так, например, может быть увеличено число частотных каналов (путем установки дополнительных генераторов или посредством амплитудной модуляции зондирующего излучения) для одновременного исследования быстрых процессов в плазме на различных радиусах или проведения исследования корреляционных свойств плазменной турбулентности.

Для обработки данных и интерпретации результатов диагностики ДОР помимо классических методов, таких как спектральный и корреляционный анализ, в настоящее время развиваются новейшие техники, которые также предлагается применить на токамаке ТРТ. К таким техникам относится использование искусственного интеллекта (ИИ), который позволяет, например, автоматизировать процесс нахождения особенностей в сигнале диагностики, соответствующих различным происходящим в плазме процессам (например, возникновению неустойчивостей или срывам и т. д.). Работа ИИ, обрабатывающего данные ДОР совместно с данными других диагностик в режиме реального времени, может поспособствовать разработке и внедрению систем обратной связи, предотвращающих нежелательные для работы ТРТ события.

Использование диагностики ДОР, как инструмента для исследования турбулентности, поспособствует развитию гирокинетического моделирования плазмы ТРТ. Именно возможность апробации его результатов в эксперименте является неотъемлемой составляющей любого гирокинетического моделирования, так как только возможность сравнения с экспериментом способна подтвердить или опровергнуть используемую в расчетах модель. Особенностью ДОР является селективность по волновому вектору плазменных флуктуаций, а предложенная в статье схема позволяет менять исследуемые волновые вектора в широком диапазоне значений. Это обстоятельство оказывается весьма удобным для проведения сравнения экспериментальных данных и модельных расчетов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Настоящая работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № FSEG-2024-0005 с использованием Федерального центра коллективного пользования "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях", включающего Уникальную научную установку "Сферический токамак Глобус-М".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kikuchi M.* //Energies.2010.V. 3.P. 1741. <https://doi.org/10.3390/en3111741>
2. *Song Y.*// E3S Web of Conferences. 2021. V. 292. 02067 <https://doi.org/10.1051/e3sconf/202129202067>
3. *Krasilnikov A. V., Kononov S. V., Bondarchuk E. N., Mazul' I. V., Rodin I. Yu., Mineev A. B., Kuz'min E. G., Kavin A. A., Karpov D. A., Leonov V. M., Khayrutdinov R. R., Kukushkin A. S., Portnov D. V., Ivanov A. A., Belchenko Yu. I.,*

- Denisov G. G. // Plasma Phys. Rep. 2021. V. 47. P. 1092. <https://doi.org/10.1134/S1063780X21110192>
4. Leonov V. M., Konovalov S. V., Zhogolev V. E., Kavin A. A., Krasilnikov A. V., Kuyanov A. Yu., Lukash V. E., Mineev A. B., Khayrutdinov R. R. // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. P. 1107. <https://doi.org/10.1134/S1063780X21120047>
 5. Silva C., Solano E. R., Hillesheim J. C., Delabie E., Birkenmeier G., Gil L., Giroud C., Morales R. B., Nina D. and JET Contributors // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. 126057 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac97f4>
 6. Feng X. A., Liu D., Zhou C., Wang M. Y., Zhang J., Liu Z. Y., Liu Y., Zhou T. F., Zhang S. B., Kong D. F., Hu L. Q., Ji J. X., Fan H. R., Li H., Lan T., Xie J. L., Mao W. Z., Liu Z. X., Ding G., Zhuang W. X., Liu W. D. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. 024704 <https://doi.org/10.1063/1.5075615>
 7. Höfler K., Happel T., Hennequin P., Stroth U., Cavedon M., Dux R., Fischer R., McDermott R. M., Poli E., Schuster C. U. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. 035020 <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abd896>
 8. Vermare L., Hennequin P., Honoré C., Peret M., Dif-Pradalier G., Garbet X., Gunn²J., Bourdelle C., Clairet F., Morales J., Dumont R., Goniche M., Maget P., Varennes R. and the WEST Team // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. 026002 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac3c85>
 9. Rhodes T. L., Michael C. A., Shi P., Scannell R., Storment S., Pratt Q., Lantsov R., Fitzgerald I., Hall-Chen V. H., Crocker N. A., Peebles W. A. // Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. 113549 <https://doi.org/10.1063/5.0101848>
 10. Yashin A. Yu., Bulanin V. V., Petrov A. V., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I. and Petrov Yu. V. // J. Instrum. 2019. V. 14. C10025 <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/10/C10025>
 11. Damba J., Pratt Q., Hall-Chen V. H., Hong R., Lantsov R., Ellis R., Rhodes T. L. // Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. 103549 <https://doi.org/10.1063/5.0101864>
 12. Molina Cabrera P. // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. 083503 <https://doi.org/10.1063/1.5007433>
 13. Shi Z. Wulu Zhong, Min Jiang, Zengchen Yang, Boyu Zhang, Peiwan Shi, Wei Chen, Jie Wen Chengyuan Chen, Bingzhong Fu, Zetian Liu, Xuantong Ding, Qingwei Yang, Xuru Duan // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. 113501 <https://doi.org/10.1063/1.4966680>
 14. Yashin A., Alexander Belokurov, Leonid Askinazi, Alexander Petrov and the TUMAN-3M Team // Atoms. 2022. V. 10. 106 <https://doi.org/10.3390/atoms10040106>
 15. Krutkin O. L., Altukhov A. B., Gurchenko A. D., Gusev E. Z., Irzak M. A., Esipov L. A., Sidorov A. V., Chôné L., Kiviniemi T. P., Leerink S., Niskala P., Lechte C., Heurax S. and Zadviitskiy G. // Nucl. Fusion. 2019. 59096017 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1cfb>
 16. Ren X. H., Yang Z. J., Shi Z. B., Yang Z. C., Zha X. Q., Gao Y., Zhang Z. C. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. 033545 <https://doi.org/10.1063/5.0040915>
 17. Estrada T. D. Carralero, Windisch T., Sánchez E., García-Regaña J. M., Martínez-Fernández J., A. de la Peña, Velasco J. L., Alonso J. A., Beurskens M., Bozhenkov S., Damm H., Fuchert G., Kleiber R., Pablant N., Pasch E. and the W7-X team // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. 046008 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abddee>
 18. Estrada T., Sánchez E., García-Regaña J. M., Alonso J. A., Ascasíbar E., Calvo I., Cappa A., Carralero D., Hidalgo C., Liniers M., Pastor I., Velasco J. L. and the TJ-II Team // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. 076021 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1940>
 19. Nasu T., Tokuzawa T., Tsujimura T. I., Ida K., Yoshinuma M., Kobayashi T., Tanaka K., Emoto M., Inagaki S., Ejiri A., Kohagura J. // Rev. Sci. Instrum. 2022. 93 113518 <https://doi.org/10.1063/5.0101588>
 20. Kondo Y., Ohshima S., Kuwahara D., Inoshita K., Fukuda T., Minami T., Kado S., Kobayashi S., Konoshima S., Mizuuchi T., Okada H., Tomita T. and Nagasaki K. // J. Instrum. 2022. V. 17. C05023 <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/05/C05023>
 21. Kharchevskii A. A., Bogachev N. N., Belukhov S. P., Malakhov D. V., Skvortsova N. N. and Guseinzade N. G. // J. Instrum. 2020. V. 15. C01038 <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/01/C01038>
 22. Carralero D., Happel T., Estrada T., Tokuzawa T., Martínez J., E. de la Luna, Cappa A., García J. // Fusion Eng. Des. 2021. V. 173. 112803 <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112803>
 23. Muscatello C. M., Anderson J. P., Boivin R. L., Finkenthal D. K., Gattuso A., Kramer G. J., LeSher M., Mrazkova T. J., Neilson G. H., Peebles W. A., Rhodes T. L., Robinson J. T., Torreblanca H., Zeller K., Zeng L., Zolfaghari A. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. 033524 <https://doi.org/10.1063/5.0040255>
 24. Conway G. D., Schirmer J., Klänge S., Suttrop W., Holzhauser E. and the ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. 951 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/6/003>
 25. Schirmer J., Conway G. D., Holzhauser E., Suttrop W., Zohm H. and the ASDEX Upgrade Team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. 1019 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/7/006>
 26. Pinzón J., Happel R. T., Hennequin P., Angioni C., Estrada T., Lebschy A., Stroth U. and the ASDEX Upgrade Team // Nucl. Fusion. 2019. 59074002 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab227e>
 27. Gusakov E. Z. and Surkov A. V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. P. 1143 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/46/7/012>

28. *Yashin A., Bulanin V., Petrov A., Ponomarenko A.* // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 8975 <https://doi.org/10.3390/app11198975>
29. *Ponomarenko A., Yashin A., Kurskiev G., Minaev V., Petrov A., Petrov Yu., Sakharov N., Zhiltsov N.* // Sensors. 2023. V. 23. P. 830 <https://doi.org/10.3390/s23020830>
30. *Yashin A. Yu., Bulanin V. V., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V. and Tolstyakov S. Yu.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. 112009 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aac4d8>
31. *Grover O., Manz P., Yashin A. Y., Réfy D. I., Seidl J., Vianello N., Birkenmeier G., Solano E. R., Sos M., Bohm P., Bilkova P., Hron M., Panek R., the ASDEX Upgrade Team, the COMPASS Team, the Globus-M Team and JET Contributors* // Nucl. Fusion. 2024. V. 64. 026001 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad0eae>
32. *Ponomarenko A., Gusev V., Kiselev E., Kurskiev G., Minaev V., Petrov A., Petrov Yu., Sakharov N., Solokha V., Teplova N., Shchegolev P., Yashin A. and Zhiltsov N.* // Nucl. Fusion. 2024. V. 64. 022001 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad0ead>
33. *Yashin A. Y., Bulanin V. V., Petrov A. V., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov Yu. V.* // Plasma Physics Reports. 2020. V. 46. P. 683 <https://doi.org/10.1134/S1063780X20070107>
34. *Bulanin V. V., Gusev V. K., Khromov N. A., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov M. A., Petrov Yu. V., Prisyazhnyuk D., Sakharov N. V., Tolstyakov S. Yu. and Yashin A. Yu.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. 096026 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2cdf>
35. *Bulanin V. V., Kurskiev G. S., Solokha V. V., Yashin I. A. Yu. and Zhiltsov N. S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. 122001 <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac36a4>
36. *Yashin A., Ponomarenko A., Balachenkov I., Kurskiev G., Kiselev E., Minaev V., Petrov A., Petrov Yu., Sakharov N., Zhiltsov N.* // Appl. Sci. 2023. V. 13. 3430 <https://doi.org/10.3390/app13063430>
37. *Bulanin V. V., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V., Prisyazhnyuk D. V., Sakharov N. V., Solokha V. V., Tolstyakov S. Yu., Khromov N. A., Yashin A. Yu.* // Tech. Phys. Lett. 2019. V. 45. P. 977. <https://doi.org/10.1134/S1063785019100055>
38. *Bulanin V. V., Wagner F., Varfolomeev V. I., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V., Prisyazhnyuk D. V., Sakharov N. V., Tolstyakov S. Yu., Khromov N. A., Shchegolev P. B., Yashin A. Yu.* // Tech. Phys. Lett. 2014. V. 40. P. 375 <https://doi.org/10.1134/S106378501405006X>
39. *Yashin A. Yu., Bulanin V. V., Gusev V. K., Kiselev E. O., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V., Ponomarenko A. M. and Shchegolev P. B.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. 092001 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac1297>
40. *Bulanin V. V., Bakharev N. N., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V., Sakharov N. V., Shchegolev P. B., Telnova A. Yu., Tolstyakov S. Yu., Yashin A. Yu.* // Phys. Atom. Nuclei. 2020. V. 83. P. 1124. <https://doi.org/10.1134/S1063778820070042>
41. *Bulanin V. V., Balachenkov I. M., Varfolomeev V. I., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V., Ponomarenko A. M., Telnova A. Yu., Shchegolev P. B., Yashin A. Yu.* // Tech. Phys. Lett. 2021. V. 47. P. 197. <https://doi.org/10.1134/S1063785021020206>
42. *Balachenkov I. M., Petrov Yu. V., Gusev V. K., Bakharev N. N., Bulanin V. V., Varfolomeev V. I., Zhiltsov N. S., Kiselev E. O., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Ponomarenko A. M., Sakharov N. V., Telnova A. Yu., Tokarev V. A., Khromov N. A., Shchegolev P. B., Yashin A. Yu.* // Tech. Phys. Lett. 2020. 46. P. 1157 <https://doi.org/10.1134/S1063785020120032>
43. *Белоусов В. И., Денисов Г. Г., Шмелев М. Ю.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 1038. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110147>
44. *Бельченко Ю. И., Бурдаков А. В., Давыденко В. И., Горбовский А. И., Емелев И. С., Иванов А. А., Санин А. Л., Сотников О. З.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 1031. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110135>
45. *Conway G. D., Smolyakov A. I. and Ido T.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. 013001 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac0dd1>
46. *Conway G. D., Angioni C., Ryter F., Sauter P., and Vicente J. (ASDEX Upgrade Team)* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. 065001 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.065001>
47. *Zohm H., Adamek J., Angioni C., Antar G., Atanasiu C. V., Balden M., Becker W., Behler K., Behringer K., Bergmann A., Bertonecelli T., Bilato R., Bobkov V., Boom J., Bottino A., Brambilla M., Braun F., Brüdgam M., Bühler I. A., Chankin A., Classen I. I., Conway G. D., Coster D. P., P. de Marné, D’Inca R., Drube R., Dux R., T. Eich, K. Engelhardt, B. Esposito, H.-U. Fahrbach, Fattorini L., Fink J., Fischer R., Flaws A., Foley M., Forrestet C. et al.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 104009 <https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/10/104009>
48. *Ruiz Ruiz J., Parra F. I., Hall-Chen V. H., Christen N., Barnes M., Candy J., Garcia J., Giroud C., Guttenfelder W., Hillesheim J. C., Holland C., Howard N. T., Ren Y., White A. E. and JET contributors* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. P. 055019 <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac5916>
49. *Van Oost G., Adamek J., Antoni V., Balan P., Boedo J. A., Devynck P., Āuran I., Eliseev L., Gunn J. P., Hron M., Ionita C., Jachmich S., Kirnev G. S., Martines E.,*

- Melnikov A., Schrittwieser R., Silva C., Stöckel J., Tandler M., Varandas C., Van Schoor M., Vershkov V. and Weynants R. R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 621 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/5/308>
50. *Da Silva F., Heuroux S. and Manso M.* // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. S816 <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/9/S17>
51. *Hill D. N.* // Journal of Nuclear Materials. 1997. V. 241—243. P. 182. [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(97\)80039-6](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(97)80039-6)
52. *Ponomarenko A., Gusev V., Kiselev E., Kurskiev G., Minaev V., Petrov A., Petrov Y., Sakharov N., Solokha V., Teplova N., Shchegolev P., Yashin A. and Zhiltsov N.* // Nucl. Fusion. 2023. V. 64. P. 022001 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad0ead>
53. *Kirk A. B. Koch, Scannell R., Wilson H. R., Counsell G., Dowling J., Herrmann A., Martin R., and Walsh M. (the MAST team)* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 185001 <https://doi.org/10.1103/Phys. Rev. Lett. 96.185001>
54. *Bulanin V. V., Gusev V. K., Khromov N. A., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov M. A., Petrov Yu. V., Prisiazhniuk D., Sakharov N. V., Tolstyakov S. Yu. and Yashin A. Yu.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. 096026 <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2cdf>
55. *Медведев С. Ю., Мартынов А. А., Коновалов С. В., Леонов В. М., Лукаш Э. М., Хайрутдинов Р. Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 998. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110226>
56. *Yashin A. et al.* 2022. Sensors. 229441. <https://doi.org/10.3390/s22239441>
57. *Kukushkin A. S., Pshenov A. A.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. P. 1238 <https://doi.org/10.1134/S1063780X21110209>
58. *Senichenkov I., Kaveeva E., Rozhansky V., Shtyrkhunov N., Voskoboinikov S., Coster D.* // Contrib. Plasma Phys. 2022. V. 62. e202100177 <https://doi.org/10.1002/ctpp.202100177>
59. *Schneider P. A., Bustos A., Hennequin P., Ryter F., Bernert M., Cavedon M., Dunne M. G., Fischer R., Görler T., Happel T., Igochine V., Kurzan B., Lebschy I A., McDermott R. M., Morel P., Willensdorfer M., the ASDEX Upgrade Team I and The EUROfusion MST Team* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 066003. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa65b3>
60. *Grandgirard V. et al* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. B173 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/12B/S16>
61. *Doerk H.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 042503 <https://doi.org/10.1063/1.4916579>
62. *Peeters A. G.* // Computer Physics Communications. 2009. V. 180. P. 2650. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.07.001>
63. <https://gyrokinetics.gitlab.io/g2/>
64. *Исаев М. Ю., Леонов В. М., Медведев С. Ю.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 1016 <https://doi.org/10.31857/S0367292121110184>
65. *Estrada T., Happel T. and Blanco E.* // Nucl. Fusion. 2012. V. 52. 082002. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/8/082002>
66. *Bulanin V. V., Gusev V. K., Kurskiev G. S., Minaev V. B., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V., Yashin A. Yu.* // Tech. Phys. Lett. 2019. V. 45. P. 1107. <https://doi.org/10.1134/S1063785019110051>
67. *Bulanin V. V., Yafanov M. V.* // Plasma Physics Reports. 2006. V. 32. P. 47. <https://doi.org/10.1134/S1063780X06010053>
68. *Shelukhin D. A., Subbotin G. F., Vershkov V. A., Vladimirov I. A.* // Plasma Physics Reports. 2022. V. 48. P. 721 <https://doi.org/10.1134/S1063780X22600402>
69. *Happel T., Estrada T., Blanco E., Tribaldos V., Cappa A., Bustos A.* // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 073502 <https://doi.org/10.1063/1.3160106>
70. *Vayakis G., Walker C. I., Claiet F., Sabot R., Tribaldos V., Estrada T., Blanco E., Sánchez J., Denisov G. G., Belousov V. I., Da Silva F., Varela P., Manso M. E., Cupido L., Dias J., Valverde N., Vershkov V. A., Shelukhin D. A., Soldatov S. V., Urazbaev A. O., Frolov E. Yu. and Heuroux S.* // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. S836 <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/9/S20>
71. *Hartfuss H.-J., König R. and Werner A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. R83 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/48/10/R01>
72. *Hansen S. K. Jacobsen A. S., Willensdorfer M., Nielsen S. K., Stober J., Höfler K., Maraschek M., Fischer R., Dunne M., the EUROfusion MSTI team and the ASDEX Upgrade team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. 095002 <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac0fd0>
73. *Hall-Chen V. H., Parra Felix I. and Hille-sheim Jon C.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. 095002 <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac57a1>

Concept of the Doppler Backscattering Diagnostic on TRT

A.Yu. Yashin^{a,b,*}, A.M. Ponomarenko^a, V.V. Solokha^{a,b}, S.S. Rozhkov^c, A.A. Kharchevskii^d

^a *Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University (SPbPU), Saint Petersburg, Russian Federation*

^b *Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russian Federation*

^c *Joint Stock Company "Vector Research Institute", Saint Petersburg, Russian Federation*

^d *MIREA — Russian Technological University, Moscow, Russian Federation*

* *e-mail: alex_yashin@list.ru*

The paper discusses the possibility of using the Doppler backscattering (DBS) diagnostic to aid the Tokamak with Reactor Technologies (TRT) with its mission, and also offers ways of installing it in TRT, including the possible technical characteristics of the system. One of the most important advantages of DBS implementation is the ability to investigate various areas of plasma. This requires selecting an appropriate range of probing frequencies to match the scenarios and density profiles expected in TRT. Aspects and advantages of different ways of implementing DBS in the tokamak are discussed. Possible hardware, design and arrangement of the antenna system are presented. There are also system limitations that need to be considered specifically for TRT. The propositions for DBS on TRT are supported by calculations of ray tracing and diagnostic resolution. The wave number values of plasma fluctuations that the system could detect are also estimated.

Keywords: plasma diagnostics, thermonuclear reactor, tokamak with reactor technologies, TRT, Doppler backscattering, Doppler reflectometry

УДК 539.1.074.5

СПЕКТРОМЕТРЫ НЕЙТРОНОВ И БЫСТРЫХ АТОМОВ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКОВ НА ОСНОВЕ СИНТЕЗИРОВАННЫХ CVD АЛМАЗНЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

© 2024 г. А. Н. Кириченко, А. В. Красильников, Н. Б. Родионов*, В. П. Родионова, А. Г. Трапезников, В. П. Ярцев, С. А. Мещанинов, К. К. Артемьев, Р. А. Хмельницкий, В. Н. Амосов

Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектный центр ИТЭР”,
Москва, Россия

*e-mail: n.rodionov@iterf.ru

Поступила в редакцию 15.01.2024 г.

После доработки 20.01.2024 г.

Принята к публикации 22.01.2024 г.

Высокая радиационная стойкость, химическая инертность, возможность работать при повышенных температурах, высокие подвижность и эффективность сбора носителей заряда являются важными свойствами алмаза для создания детекторов и спектрометров ионизирующих излучений. В настоящее время обоснованы и разработаны диагностики нейтронов и потоков нейтральных частиц на основе алмазных детекторов для термоядерного реактора ИТЭР. В данной работе представлены результаты исследования методами рамановской спектроскопии и спектроскопии фотолюминесценции электронного качества синтезированных эпитаксиальных алмазных пленок, полученных методом осаждения из газовой фазы в смеси водорода с метаном в реакторе “АРДИС” на легированных бором монокристаллических подложках алмаза. Из отобранных спектрометрическими методами плёнок для подтверждения их электронного качества были изготовлены детекторы и проведены измерения эффективности сбора заряда, энергетического разрешения при облучении альфа-частицами ^{241}Am источника и 14,7 МэВ быстрыми нейтронами ИНГ-07Т2 нейтронного генератора.

Ключевые слова: алмазные пленки, эпитаксия, рамановские спектры, спектры люминесценции, гомоэпитаксиальная структура

DOI: 10.31857/S0367292124040082, EDN: QDGBEO

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокая радиационная стойкость, химическая инертность, возможность работать при повышенных температурах (до 300 °С), теплопроводность, превышающая теплопроводность меди, высокие подвижность и скорости дрейфа носителей зарядов, являются наиболее важными свойствами алмаза для создания детекторов и спектрометров ионизирующих излучений.

Детекторы с алмазным чувствительным элементом использовались в нейтронной диагностике для регистрации энергетических спектров термоядерных нейтронов на установках токамак [1–3] и для регистрации энергетических спектров быстрых атомов перезарядки горячей плазмы [4].

В настоящее время обосновано применение и разработаны алмазные детекторы для нейтронной диагностики ИТЭР, являющейся одной из ключевых

диагностик термоядерного реактора. Основными задачами нейтронной диагностики в исследованиях термоядерной плазмы являются: контроль термоядерной мощности, измерение флюенса на первой стенке, определение ионной температуры плазмы и профиля нейтронного источника, а также исследование поведения быстрых ионов. В частности, в зону ответственности Российской Федерации входит создание Вертикальной нейтронной камеры (ВНК) — подсистемы нейтронной диагностики ИТЭР, предназначенной для измерения профиля нейтронного источника в полоидальном сечении плазмы токамака с заданным временным разрешением [5, 6].

Условия, в которых будет работать диагностика ВНК:

— плотность потока нейтронов в местах установки детекторов для нижней камеры будет достигать 10^{11} н/см²·с, для верхней камеры — 10^{12} н/см²·с;

- рабочая температура 150 °С;
- технологический прогрев до 250 °С;
- длительность рабочего импульса ~ 400—1000 с.

В соответствии с указанными требованиями материал чувствительного элемента — должен выдерживать длительные радиационные нагрузки, надежно работать в условиях высоких температур (150 °С) и иметь электронное качество для обеспечения спектрометрии нейтронов.

Важнейшим источником информации о поведении тепловых и сверхтепловых ионов в плазме токамака является диагностика потоков атомов перезарядки [7]. Использование алмазного детектора как анализатора быстрых атомов перезарядки перспективно не только благодаря его высокой радиационной стойкости и возможности работы при высоких температурах, но и предельной (100%) эффективности регистрации атомов с обеспечением требуемого энергетического разрешения при высоких нагрузках [8—12].

В настоящее время в России ведется проектирование квазистационарного токамака с реакторными технологиями (ТРТ) [13] с высоким магнитным полем на оси плазменного шнура (до 8 Тл), электромагнитной системой из высокотемпературных сверхпроводников и дейтериевой термоядерной плазмой. Для создания спектрометров для диагностики быстрых атомов на ТРТ представляется перспективным использовать алмазные детекторы с учетом перечисленных выше свойств: радиационная стойкость, высокая чувствительность при регистрации атомов, возможность эксплуатации при высоких температурах [14].

В работе [15] сообщалось о синтезе в “Проектном центре ИТЭР” гомоэпитаксиальных тонких пленок монокристаллического CVD-алмаза толщиной несколько десятков микрометров (~70—80 мкм) на сильно легированных бором (*p*-типа) НРНТ (high pressure high temperature) подложках, с эффективностью сбора зарядов 92% для альфа-частиц и 91% для нейтронов с энергией 14.7 МэВ. Преимущество тонких пленок, выращенных на борированных подложках, для создания детекторов ионизирующих излучений заключается в том, что с уменьшением толщины пленок их радиационная стойкость увеличивается [16]. В соответствии с [16] допустимый флюенс 14.8 МэВ нейтронов для алмазного кристалла толщиной 0.5 мм составляет 0.9×10^{14} см², а на тонких пленках (~50 мкм) флюенс может достигать 10^{15} см². Кроме того, наличие калибровочного источника в корпусе алмазного детектора или в непосредственной близости от него, позволит выполнить корректировку энергетической калибровки канала регистрации алмазного детектора при изменении детекторных свойств чувствительного

алмазного элемента из-за воздействия высоких потоков радиационных излучения. Кроме того, на них можно получить более высокую эффективность сбора заряда, так как на пути движения зарядов количество дефектов, на которых происходит захват носителей заряда, снижается. Детекторы на гомоэпитаксиальных тонких CVD алмазных пленках перспективно использовать для спектрометрии энергичных атомов и альфа-частиц.

2. СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ CVD АЛМАЗНЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК МЕТОДАМИ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И СПЕКТРОСКОПИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В данной работе методом осаждения из газовой фазы в смеси водорода с метаном в реакторе “АР-ДИС” на легированных бором монокристаллических подложках алмаза (концентрация бора ~100 ppm) были синтезированы эпитаксиальные алмазные пленки высокого кристаллического совершенства толщиной 75—118 мкм. Для определения структурного совершенства, содержания примесей и электронного качества синтезированных на подложках алмазных пленок проведено их комплексное исследование методами оптической спектроскопии. Подтверждение электронного качества проведено измерением эффективности сбора заряда и энергетического разрешения синтезированных гомоэпитаксиальных CVD алмазных пленок на борированных подложках.

В работе представлены результаты исследования методами рамановской спектроскопии и спектроскопии фотолюминесценции двух образцов эпитаксиальных алмазных пленок толщиной 75 (№ 1) и 180 (№ 2) мкм, полученных методом осаждения из газовой фазы в смеси водорода с метаном в реакторе с СВЧ-плазмой (2.45 ГГц) на легированных бором монокристалльных подложках алмаза (концентрацией бора ~100 ppm).

Для получения рамановских спектров и спектров люминесценции был использован конфокальный рамановский спектрометр InViaRamanMicroscope (производство компании Renishaw, Великобритания), имеющий в своем составе микроскоп. Возбуждение спектров осуществлялось лазером с длиной волны излучения 532 нм. Картины фотолюминесценции при возбуждении УФ-излучением были получены с помощью прибора DiamondView.

Рамановский спектр образца № 1 при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм представлен на рис. 1.

В рамановских спектрах наблюдаются только линия в области 1332 см⁻¹ — основная алмазная

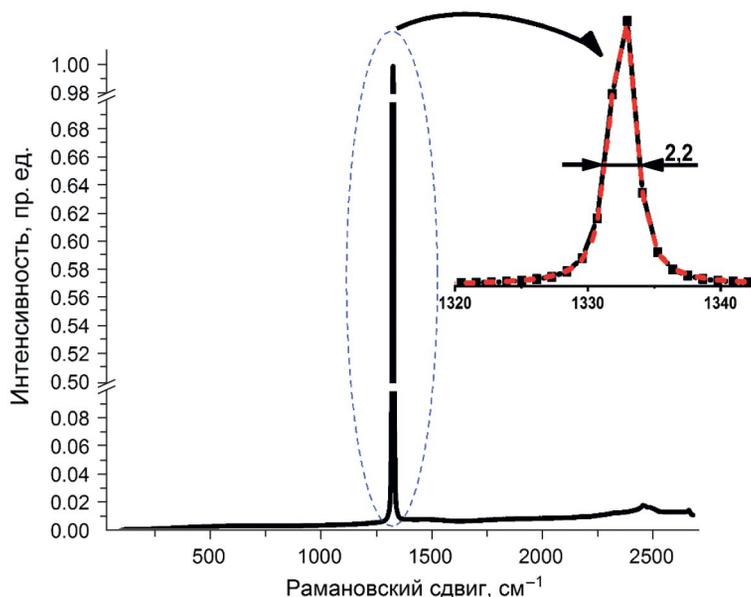


Рис. 1. Рамановский спектр алмазной пленки № 1 при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм. На вставке — деконволюция рамановского спектра. Результат деконволюции показан красным цветом, исходный спектр — черным

линия, и спектр ее фоновых повторений в области $2300\text{--}2700\text{ см}^{-1}$ (рис. 1), что демонстрирует наличие только алмазной фазы углерода в образце.

Ширина алмазной линии на половинной высоте является показателем неоднородных напряжений и дефектности кристалла, а ее положение зависит от напряжений, которые возникают в алмазной решетке. Наблюдаемое положение алмазной линии в области 1332.2 см^{-1} и значение полной ширины алмазной линии на половинной высоте (ПШПВ), которое составляет 2.2 см^{-1} (рис. 1), говорит о хорошем кристаллическом совершенстве алмазной структуры и об отсутствии сильных неоднородных напряжений.

Спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ) является одной из важных спектроскопических методик, используемых для анализа дефектов и примесей в алмазе и качественной оценки содержания оптически активных примесных центров. Среди наиболее типичных примесных центров окраски в алмазе можно отметить центры азот-вакансия NV, которые дают в спектре две линии бесфонового поглощения (БФЛ) на длинах волны 575 нм (NV^0 центр) и 637 нм (NV^- центр) и кремний-вакансионный центр, имеющий линию бесфонового поглощения в области 738 нм (SiV^- центр). Наличие этих примесей в алмазе приводит к появлению видимой красной люминесценции при освещении ультрафиолетовым источником излучения.

Спектр фотолюминесценции образца № 1 при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм пред-

ставлен на рис. 2. Рамановский спектр и спектр фотолюминесценции образца 2 практически полностью совпадали с соответствующими спектрами образца № 1.

В спектре фотолюминесценции наблюдается интенсивная узкая линия в области 574 нм (отмечена на рис. 2 звездочкой) и широкая слабая полоса в области 600—625 нм (отмечены на рис. 2 двумя звездочками) — накладывающийся на спектр люминесценции рамановский спектр алмаза. Узкая линия соответствует линии алмаза первого порядка с максимумом в области 1332 см^{-1} в рамановских спектрах, а широкая слабая полоса — рамановское рассеяние второго порядка. Также в спектре есть широкая бесструктурная полоса в области 630—800 нм (фонные повторения NV^0 и NV^- центров) со слабыми полосами на ее фоне, максимумы которых находятся в области 638 нм (БФЛ NV^- центров) и 738 нм (БФЛ SiV^- центров). Нужно отметить, что оптические центры NV^- и NV^0 отличаются высоким фактором Хуанга—Риса, то есть сильным электрон-фонным взаимодействием. В результате интенсивность БФЛ этих центров мала по сравнению с полосой фоновых повторений.

Малая интенсивность полосы 638 нм (БФЛ NV^- центров), свидетельствует о крайне низком содержании NV^- центров (ориентировочно, содержание NV^- центров меньше 10 ppb).

С помощью прибора DiamondView были получены картины фотолюминесценции при возбуждении УФ-излучением с длиной волны в диапазоне 219—225 нм.

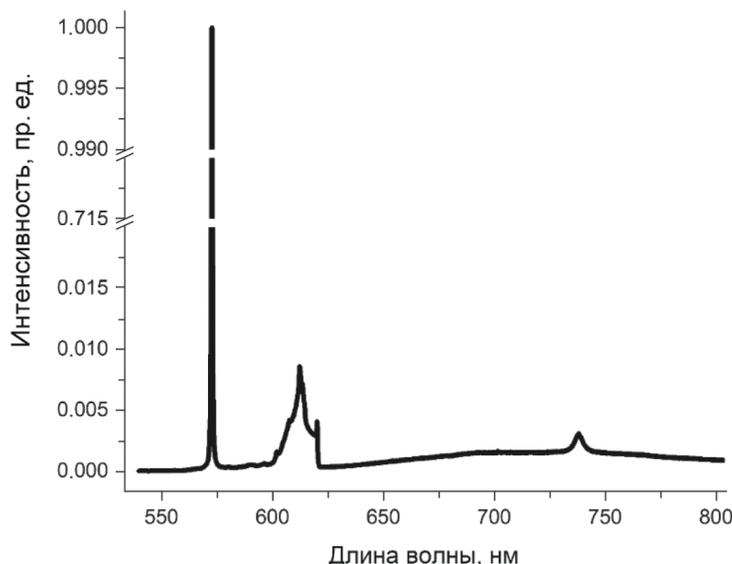


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции алмазной пленки № 1 при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм.

На картинах фотолюминесценции под ультрафиолетовым облучением в образцах № 1 и № 2 наблюдается крайне низкая интенсивность люминесценции, что свидетельствует о незначительном количестве люминесцирующих примесей.

Таким образом, по данным оптической спектроскопии CVD алмазные пленки обладают низким содержанием примесей в виде азотно-вакансионных центров (менее 5 ppb) и SiV центров (интенсивность бесфонных линий NV (575 и 637 нм) и SiV (738 нм) центров в 300 раз меньше интенсивности основной алмазной линии) и высоким кристаллическим совершенством (полная ширина алмазной линии на половинной высоте составила 2.2 см^{-1}).

3. ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ СБОРА ЗАРЯДА CVD АЛМАЗНЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

Из отобранных спектрометрическими методами плёнок (№ 1 и № 2) для подтверждения их электронного качества были изготовлены представленные на рис. 3 детекторы, у которых были проведены измерения эффективности сбора заряда, рождаемого в алмазе частицами высоких энергий и энергетического разрешения.

Для этого на ростовую сторону пленки и свободную сторону проводящей подложки в магнетронном разряде были нанесены сплошные металлические контакты из платины толщиной 35 нм. Чувствительный элемент с нанесенными контактами монтировался в специальный корпус с прижимными контактами [17]. Измерение амплитудных спектров детекторов было проведено при облучении альфа-частицами источника

(а) (б)

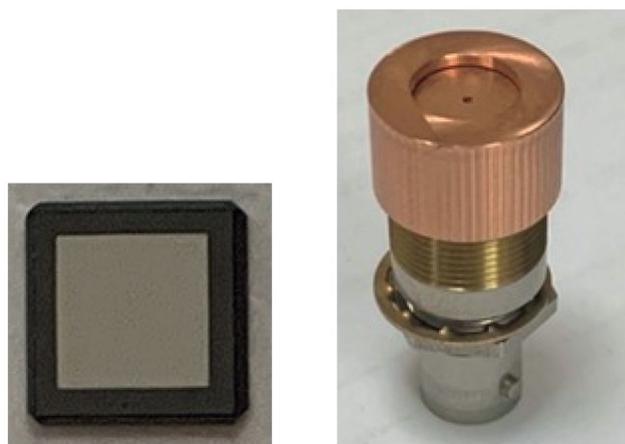


Рис. 3. Чувствительный алмазный элемент с нанесенными контактами (а). Детектор с чувствительным алмазным элементом в корпусе с прижимными контактами (б).

^{241}Am с энергией $\sim 5.5 \text{ МэВ}$ и активностью $\sim 30 \text{ кВк}$ и нейтронами на генераторе ИНГ-07Т2. Ускоряющее напряжение ИНГ-07Т2 составляло 130 кВ при токе 100 мА. Детекторы располагались на расстоянии 5 см от мишени нейтронного генератора, вдоль линии ускоренного дейтерий–третиевого пучка генератора, в потоке нейтронов с энергией $\sim 14.7 \text{ МэВ}$ и плотностью $\sim 1.1 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Время экспозиции было равно 300 с.

Амплитудные спектры детекторов на образцах № 1, № 2 и Е6 при облучении альфа-частицами источника ^{241}Am и ИНГ-07Т представлены на рис. 4 и 5 соответственно.

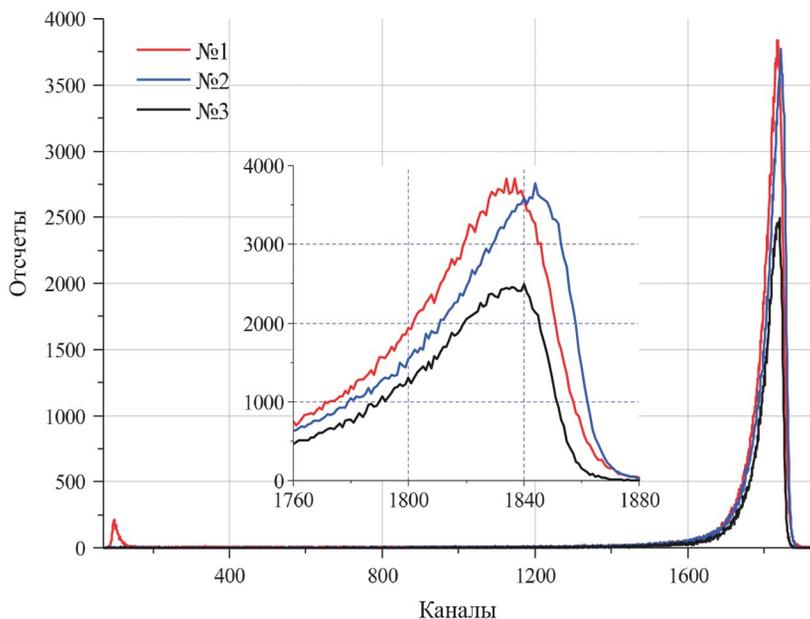


Рис. 4. Амплитудные спектры детекторов на образцах № 1 (красный), и № 2 (синий) и Еб (№ 3, черный) при облучении альфа-частицами источника ^{241}Am .

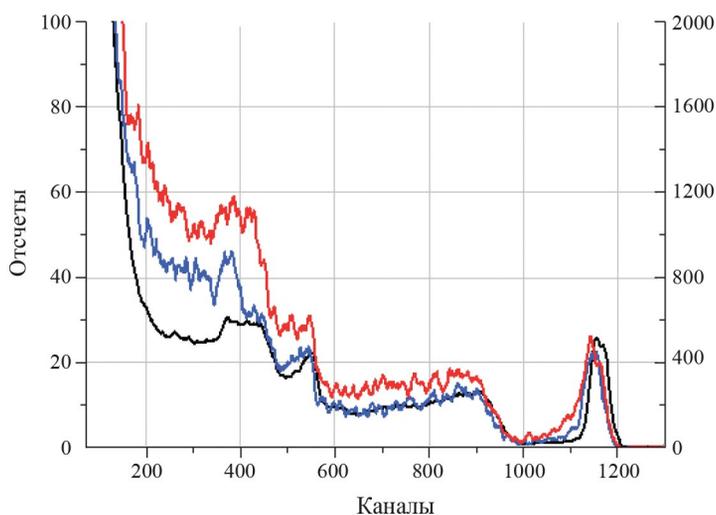


Рис. 5. Амплитудные спектры детекторов на образцах № 1 (красный), и № 2 (синий) и Еб (черный) при облучении ИНГ-07Т2, 300 с, 5 см до мишени, 130 кВ, 100 мА.

Эффективность сбора заряда (до 97%) и энергетическое разрешение в вакууме (0.8%) детектора были измерены в потоках 5.5 МэВ-ных альфа-частиц (приконтактная генерация носителей). Для 14 МэВ-ных нейтронов (объёмная генерация) эффективность сбора заряда составила (до 97%) с энергетическим разрешением (1.35%), при этом чувствительность по реакции (n, α) не превышала (5.2×10^{-6} н/см²). Современная электронная аппаратура позволяет обрабатывать сигнал при скорости счета не менее 10^6 Гц. Поэтому детектор будет оставаться работоспособ-

ным вплоть до потоков 2×10^{11} н/см². В данной работе показано (табл. 1, 2), что в сравнении с образцом, созданным фирмой Еб, пленки для 14.7 МэВ нейтронов по эффективности сбора заряда и по энергетическому разрешению являются такого же уровня и позволяют создавать детекторы для регистрации ионизирующего излучения в токамаках.

На основе синтезированных CVD алмазных монокристаллических пленках в настоящее время разрабатывается диагностика атомов для токамака ТРТ.

Таблица 1. Эффективности сбора заряда и энергетические разрешения $C(n, \alpha)Be$ -пика при облучении нейтронами от источника ИНГ-07Т2

Образец	Отношение ПШПВ к энергии пика амплитудного спектра детектора в части продуктов $C(n, \alpha)Be$ -реакции, %	Отношение ПШПВ амплитудного спектра к энергии пика ДТ нейтронов ИНГ-07Т2, %	Энергетическое разрешение с учетом уширения нейтронной линии под 0° ИНГ-07Т2 в 2,0 %	Эффективность сбора заряда, %
Eg13	3.75	2.29	1.11	98.00
№ 1	3.96	2.41	1.35	96.90
№ 2	5.52	3.37	2.71	96.65

Примечание: облучение 14,7 МэВ нейтронами.

Таблица 2. Эффективности сбора заряда и энергетические разрешения при облучении альфа-частицами от источника ^{241}Am

Образец	Энергетическое разрешение на воздухе %	Эффективность сбора заряда, %
Eg13	2.7	97.5
№ 1	2.7	97.3
№ 2	2.8	97.8

Примечание: облучение 5.5 МэВными альфа-частицами.

Полученные результаты по измерению параметров $C(n, \alpha)Be$ -пика при облучении нейтронами от источника ИНГ-07Т2 представлены в табл. 1 и альфа-частицами источника ^{241}Am в табл. 2. Из таблиц видно, что образцы, показавшие хорошие результаты в рамановской спектроскопии и спектроскопии фотолюминесценции имеют эффективность сбора зарядов, генерируемых нейтронами, достигающую 96.9%, альфа-частицами 97.8%.

4. ВЫВОДЫ

Синтезированы гомоэпитаксиальные CVD алмазные пленки на подложках из допированных бором НРНТ-алмазов. Методами оптической спектроскопии (рамановская спектроскопия и фотолюминесценция) установлено, что синтезированные образцы обладают низким содержанием примесей в виде азотно-вакансионных центров (ориентировочно менее 10 ppb) и SiV центров и высоким кристаллическим совершенством (полная ширина алмазной линии на половинной высоте составила 2.2 см^{-1}).

Для подтверждения электронного качества синтезированных образцов CVD алмазных пленок измерены амплитудные спектры созданных из этих пленок детекторов в потоках альфа-частиц с энергией 5.5 МэВ и нейтронов с энергией 14.7 МэВ. Показано, что при облучении альфа-частицами эффективность сбора заряда в синтезированном алмазе достигает 97.8%, а энергетическое разрешение на воздухе составило $\sim 2.7\%$. При облучении нейтронами с энергией

14.7 МэВ эффективность сбора заряда достигала 96.9%, а энергетическое разрешение достигло величины 1.35%, при этом чувствительность по реакции $C(n, \alpha)Be$ не превышала $5.2 \times 10^{-6} \text{ н/см}^2$.

Детекторы ионизирующего излучения на гомоэпитаксиальных тонких CVD алмазных пленках могут быть успешно применены для спектроскопии быстрых атомов и альфа-частиц, а также, для измерения потоков и энергетических спектров ДТ-нейтронов с плотностью более $10^{10} \text{ н/см}^2\text{с}$, что открывает возможности их эффективного применения в исследованиях на современных и будущих термоядерных установках, таких как ИТЭР [5, 6, 11, 12], ТРТ [14], BEST и других.

Работа выполнена в рамках государственного контракта на выполнение НИОКР от 17.04.2023 № Н.4к.241.09.23.1059.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Krasilnikov A. V., Azizov E. A., Khrunov V. S., Roquemore A. L., Young K. M. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68 (1). P. 553.
2. Krasilnikov A. V., Amosov V. N., Van Belle P., Jarvis O. N. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2002. V. 476. № 1.
3. Krasilnikov A. V., Nishitani T., Kaneko J., Sasao M. // Fusion Engineering and Design. 1997. V. 34. 35. P. 573.
4. Амосов В. Н., Красильников В. А., Скопинцев Д. А., Мещанинов С. А., Красильников В. А. // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 2. С. 108.
5. Борисов А. А., Дерябина Н. А., Родионов Р. Н., Амосов В. Н., Красильников А. В., Рахманов А. Ю., Родионов Н. Б., Немцев Г. Е. // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 2. С. 1.
6. Rodionov R., Kumpilov D., Nemtcev G., Bertalot L., Vysokih J. // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 173. P. 112874.
7. Афанасьев В. И. Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. СПб: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 2010.

8. Красильников В. А. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ТРИНИТИ, 2013.
9. Alekseyev A. G. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 1905.
10. Родионов Н. Б., Амосов В. Н., Артемьев К. К., Мещанинов С. А., Родионова В. П., Хмельницкий Р. А., Дравин В. А., Большаков А. П., Ральченко В. Г. // Атомная энергия. 2016. Т. 121. № 2.
11. Артемьев К. К., Родионов Н. Б., Амосов В. Н., Красильников В. А., Мещанинов С. А., Родионова В. П., Кедров И. В., Кузьмин Е. Г., Петров С. Я. // Приборы и техника эксперимента. 2019. № 3. С. 63.
12. Амосов В. Н., Родионов Н. Б., Дравин В. А., Артемьев К. К., Мещанинов С. А. // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 1. С. 120.
13. Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю. И., Денисов Г. Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
14. Артемьев К. К., Красильников А. В., Кормилицин Т. М., Родионов Н. Б. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 1183
15. Красильников А. В., Родионов Н. Б., Большаков А. П., Ральченко В. Г., Вартапетов С. К., Сизов Ю. Е., Мещанинов С. А., Трапезников А. Г., Родионова В. П., Амосов В. Н., Хмельницкий Р. А., Кириченко А. Н. // ЖТФ. 2022. Т. 92. С. 596.
16. Verona-Rinati G. Dipartimento di Ingegneria Industriale Università di Roma "Tor Vergata" Radiation hard Diamond Detectors in Schottky diode, 2018 // ITER-HQ, Cadarache, France, 2018.
17. Амосов В. Н., Мещанинов С. А., Родионов Н. Б. // Прикладная физика. 2011. № 4. С. 104.

Spectrometers of Neutrons and Fast Atoms of Tokamak Thermonuclear Plasma Based on CVD Synthesized Diamond Single-Crystal Films

A. N. Kirichenko^a, A. V. Krasilnikov^a, N. B. Rodionov^{a,*}, V. P. Rodionova^a,
A. G. Trapeznikov^a, V. P. Yartsev^a, S. A. Meshchaninov^a, K. K. Artemev^a,
R. A. Khmel'nitskii^a, V. N. Amosov^a

^a Private Institution "ITER-Center," Moscow, 123098, Russia

* e-mail: n.rodionov@iterrf.ru

High radiation resistance, chemical inertness, the ability to operate at elevated temperatures, high mobility and efficiency of charge-carrier collection are important properties of diamond for designing detectors and spectrometers of ionizing radiation. Currently, diagnostics of neutrons and neutral particle fluxes based on diamond detectors for the ITER thermonuclear reactor are justified and developed. This work presents the results of a Raman spectroscopy and photoluminescence spectroscopy study of the electronic quality of synthesized epitaxial diamond films obtained by vapor deposition in a hydrogen and methane mixture in the ARDIS reactor on boron-doped single-crystal diamond substrates. To confirm their electronic quality, detectors have been made from films selected by spectrometric methods and the charge collection efficiency and energy resolution have been measured when irradiated with alpha particles from a 241Am source and 14.7 MeV fast neutrons from the ING-07T2 neutron generator.

Keywords: diamond film, epitaxy, Raman spectra, luminescence spectra, homoepitaxial structure

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ФОТОННОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ МОЩНЫХ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ИЯФ СО РАН

© 2024 г. С. С. Попов^{a,b,*}, М. Г. Атлуханов^{a,b}, А. В. Бурдаков^{a,c}, А. А. Иванов^a, В. В. Куркучев^{a,b}, А. Л. Санин^{a,b}, Д. И. Сквородин^{a,b}, Ю. А. Трунев^{a,b}, И. В. Шиховцев^{a,b}

^a Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

* e-mail: s.s.popov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 30.11.2023 г.

После доработки 06.02.2024 г.

Принята к публикации 10.02.2024 г.

Представлен краткий обзор исследований, проводимых в ИЯФ СО РАН по теме фотонной нейтрализации пучков отрицательных ионов. Принципиальное отличие представленного подхода в нерезонансном накоплении фотонов в ограниченном пространстве. Удержание основано на адиабатическом движении фотонов в системе вогнутых зеркал, которое нечувствительно к качеству инжектируемого излучения. Проведен анализ перспектив нейтрализатора на основе нерезонансной фотонной ловушки в крупномасштабных установках типа ИТЭР и ТРТ, а также описан подготавливаемый эксперимент по фотонной нейтрализации на пучке отрицательных ионов водорода с энергией до 130 кэВ, током около 10 мА.

Ключевые слова: фотонейтрализация, нерезонансный фотонный накопитель, адиабатические инварианты, волоконный лазер, ИТЭР, ТРТ

DOI: 10.31857/S0367292124040091, **EDN:** QDDEGY

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционным подходом к нейтрализации пучков отрицательных ионов в такой задаче, как нагрев плазмы или ее диагностика нейтральными пучками, является использование газовой или плазменной мишени для отрыва избыточных электронов. Однако эти подходы имеют существенное ограничение по эффективности. К примеру, для проектируемых в настоящее время систем нейтральной инжекции с энергией атомов 1 МэВ [1] эффективность нейтрализации для газовой и плазменной мишени составит соответственно 60 и 85% [2], что существенно влияет на полный КПД проектируемых термоядерных реакторов. Кроме того, эти подходы сопряжены с осложнениями, существенными в некоторых приложениях: ухудшение вакуумных условий из-за подвода газа, появление посторонних примесей в пучке, усиление пробойных явлений в ускорителе. Конверсионной мишенью для преобразования пучка отрицательных ионов изотопов водорода в атомарный, лишенной этих недостатков, является фотонная мишень (см. рис. 1.).

Если энергия фотона превышает энергию сродства электрона атому водорода (0.754 эВ), но меньше

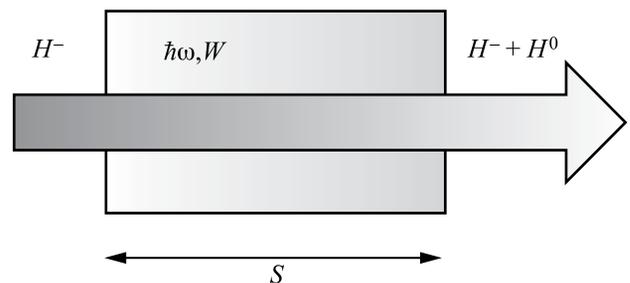


Рис. 1. Сечение фотоотрыва.

его потенциала ионизации (13.6 эВ), основной процесс взаимодействия пучка с мишенью заключается в фотоотрыве электрона от отрицательного иона. Это делает принципиально возможным достижение выхода атомов в такой мишени, близкого к единице, поскольку обратный процесс маловероятен, а полная фотонейтрализация невозможна.

На выходе из ловушки будем иметь плотность тока нейтралов

$$j(s) = j_-(0) \left(1 - \exp \left(- \frac{\sigma c}{V \hbar \omega} \int_0^s W dz \right) \right), \quad (1)$$

где j, j_- — плотности токов нейтралов и отрицательных ионов, W — плотность лучистой энергии, σ — сечение фотоотрыва, V — скорость ионов, z — координата вдоль пучка, s — путь пучка в мишени.

Сечение фотоотрыва электрона от отрицательного иона водорода в зависимости от длины волны излучения представлено на рис. 2 [3–5]. Теоретически сечение фотоотрыва вычислено в работе [5]. Оценки показывают, что с учетом уменьшения энергии фотона с увеличением длины волны энергетическая цена одного акта фотонейтрализации оказывается минимальной при длине волны излучения, равной 1 мкм.

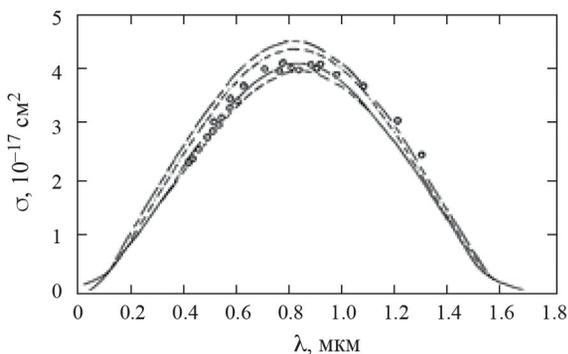


Рис. 2. Принципиальная схема фотонного нейтрализатора.

Это в значительной степени определяет выбор источника излучения для фотонейтрализатора. Для нейтрализатора длины масштаба 1 м, требуется плотность энергии $W \sim 10^{-5}$ Дж/см³ или интенсивность $I \sim Wc \sim 3 \cdot 10^5$ Вт/см². Это требует большой мощности накачки с одной стороны, а с другой высокоэффективного накопления фотонов. Несмотря на очевидные технические сложности, проблему фотонного нейтрализатора придется решать, поскольку построение экономически оправданных термоядерных электростанций без повышения эффективности нейтрализации пучков отрицательных ионов с помощью фотонной нейтрализации представляется невозможным [6].

2. ВОЗМОЖНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ФОТОННОГО НАКОПИТЕЛЯ

К настоящему времени предложено множество схем фотонных нейтрализаторов. Начиная с первой работы [7], они, как правило, предполагают создание оптического резонатора, внутри которого происходит обдирка пучка отрицательных ионов, и мощной системы лазерной накачки. За редким исключением они представляют твердотельные лазерные системы (см., например, [8–10] и приведенную в них библиографию) с экстремальными потоками

лучистой энергии на стенку резонатора. Несмотря на существенные отличия оптических схем в этих работах, все они основаны на накоплении фотонов в резонаторе Фабри–Перо, в простом варианте, представленном на рис. 3. В таких схемах есть ряд существенных ограничений. Действительно, коэффициент накопления излучения в такой схеме равен

$$I / I_0 = \zeta = \frac{t_1^2 (r_2^2 + 1)}{1 - 2r_1 r_2 \cos(\delta) + (r_1 r_2)^2}, \quad (2)$$

где I_0, I — инжектируемая и накопленная интенсивности; t_1, t_2, r_1, r_2 — амплитудные коэффициенты пропускания и отражения на входном и выходном зеркалах; — набег фазы за два прохода между зеркалами. С учетом потерь из (2) получим

$$\zeta \approx \frac{t_1^2 (r_2^2 + 1)}{1 - 2r_1 r_2 \sqrt{(1 - A)} \cos(\delta) + (r_1 r_2)^2 (1 - A)}, \quad (3)$$

где A — общие диссипативные потери интенсивности излучения за два прохода. В резонансе при $r_2^2 \approx 1$ усиление излучения составит величину

$$\zeta = \frac{2t_1^2}{(1 - r_1 \sqrt{1 - A})^2} \approx \frac{8t_1^2}{(1 - r_1^2 + A)^2}. \quad (4)$$

Современные технологии позволяют изготавливать зеркала с отражательной способностью свыше 0.999, что приводит к накоплению излучения в несколько тысяч раз. Так, в работе [10] заложена отражательная способность в 0.9996. Однако кроме эффективного отражения в таких концептах необходимо выполнить весьма жесткие требования на качество вводимого лазерного излучения, чтобы удовлетворились условия резонанса на большом числе проходов. Резонансная расстройка в уравнении (3), определяемая длиной резонатора L , ее нестабильностью ΔL и шириной спектра $\Delta\lambda$, при эффективном накоплении фотонов ограничивается

$$1 - \cos(\delta) \approx \left| \frac{4\pi\Delta L}{\lambda} \right| + \left| \frac{4\pi L\Delta\lambda}{\lambda^2} \right| \ll \ll 1 - r_1 r_2 \sqrt{1 - A} \approx 5 \cdot 10^{-4}. \quad (5)$$

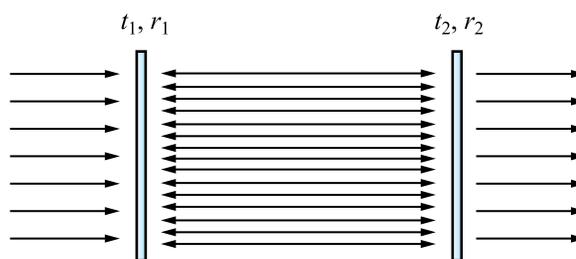


Рис. 3. Схема эталона Фабри–Перо.

При параметрах инжекторов, аналогичных разрабатываемому для ИТЕР или ДЕМО [1], когда длина резонатора закладывается не менее 100 м [11], ширина линии излучения не должна превосходить величины порядка $\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} c \approx \frac{1-r_1r_2}{4\pi L} c \sim 100$ Гц.

Иначе «резонансная» малость знаменателя не выполнится для всего спектра накачки. Создание мощного источника излучения (1 кВт) с такой тонкой линией очень сложная задача в настоящее время [11]. Кроме этого, из-за жестких условий резонанса не менее технически сложна проблема пространственной и температурной стабилизации [12].

Создание фотонной мишени на базе современных технологий кажется возможным и требует проработки деталей конструкции резонатора (зеркал и окон для излучения) и разработки стационарной излучающей системы с достаточной мощностью и экономичностью. Современное состояние дел по данной проблематике можно найти в обзоре [13].

Альтернативой резонансным накопителям может служить система зеркальных поверхностей, обеспечивающая многократное отражением лучей и их адиабатическое удержание в некоторой области. Так же, как и в резонансных накопителях фотонов, интегральное накопление энергии излучения будет определяться потерями на отражении и временем ухода луча за пределы системы. Принципиальное отличие от резонансных накопителей в том, что нет строгого условия на фазовые соотношения между большим количеством лучей внутри ловушки. В этом случае мы приходим к системам типа математического бильярда с открытыми участками, который не чувствителен к частотному и пространственному спектру вводимого излучения. Последнее обстоятельство существенно облегчает поиск или разработку источника излучения достаточной мощности. Им может быть набор мощных промышленных волоконных [14] или диодных лазеров.

Такой подход к накоплению излучения был предложен и экспериментально реализован в ИЯФ СО РАН [15, 16]. Позднее в эксперименте была осуществлена фотонная нейтрализация пучков отрицательных ионов водорода и дейтерия с рекордными показателями степени нейтрализации свыше 95% [17]. Энергия частиц была до 12 кэВ. Ширина области нейтрализации при этом была около 2 мм. Эффективность накопления излучения — около 400. Зеркала были составлены из плавно сопряженных цилиндрических и сферических сегментов.

3. СХЕМА НЕРЕЗОНАНСНОЙ ФОТОННОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ В КРУПНОМАСШТАБНЫХ УСТАНОВКАХ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ОБЩУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ АТОМАРНОГО ИНЖЕКТОРА

Принципиальная схема нейтрализатора в геометрии близкой к ионным пучкам в ИТЕР представлена на рис. 4 [18]. Каждое зеркало состоит из цилиндрической центральной части, плавно сопряженной с тороидальными законцовками. Длина такого накопителя может достигать 10 м, что вызвано необходимостью съема лучистой тепловой нагрузки и условиями продольного удержания при значительной величине в 6 м расстояния между зеркалами. Для системы нейтральной инжекции, подобной заложенной в ТРТ [19], энергетика, параметры и масштабы фотонного накопителя остаются почти столь же внушительными (см. табл. 1). Результаты численного моделирования освещенности в накопителе и достижимый профиль нейтрализации показаны на рис. 5.

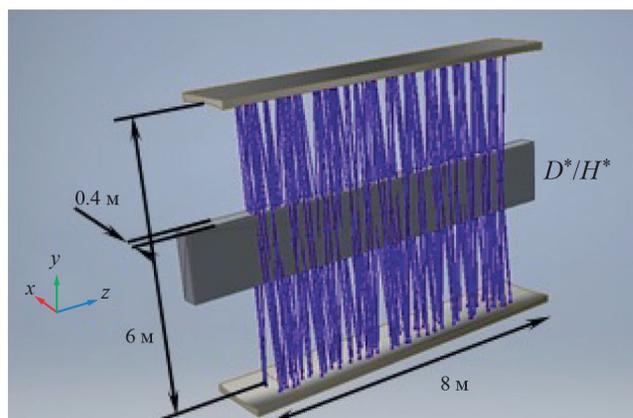


Рис. 4. Схема нерезонансного фотонного нейтрализатора для ИТЭР.

Таблица 1. Параметры фотонных нейтрализаторов в ИТЭР и ТРТ

	ИТЕР	ТРТ
Мощность пучков Н ⁻ /D ⁻ , МВт	40	5
Энергия частиц пучков, МэВ	<1	<0.5
Отражение зеркал	0.9995	0.9995
Сечение области нейтрализации, см ²	40×100	20×20
Длина накопителя, м	8	2
Межзеркальная дистанция, м	6	1
Мощность лазерной инжекции, кВт	300	150
Длина волны, мкм	1.07	1.07
Степень нейтрализации Н-/D-, %	>90/>95	>90/>95
КПД инжекции, %	>50	—

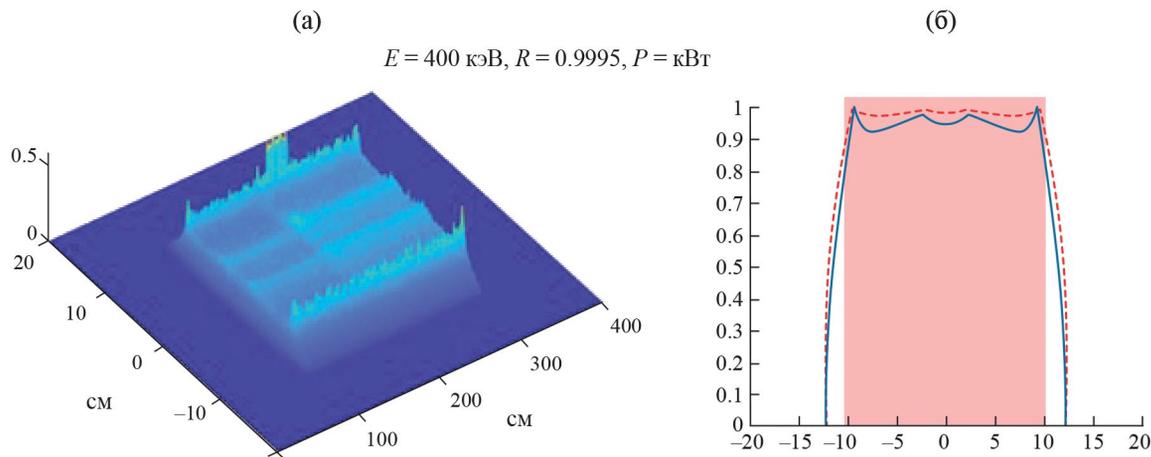


Рис. 5. Численное моделирование фотонного нейтрализатора для системы нейтральной инжекции подобной ТРТ: (а) распределение интенсивности лазерного излучения в центре фотонного накопителя; (б) поперечный профиль нейтрализации (сплошная линия — для пучка H^- , штриховая — для пучка D^- , прямоугольный фон — поперечный размер пучка).

Оценим эффективность инжекции при предлагаемой концепции нейтрализации. Представим степень нейтрализации в виде (1)

$$K(P) = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma P}{E_0 d V}\right), \quad (6)$$

где d — ширина области нейтрализации, E_0 — энергия фотона, V — скорость ионов. Интегральная P мощность излучения внутри ловушки равна $P = P_0 / (1 - r^2)$, где P_0 — мощность оптической накачки ловушки, r — амплитудный коэффициент отражения. Тогда КПД системы нейтральной инжекции с потоком отрицательных ионов мощностью P (при полных энергозатратах на ускоритель и сопутствующие системы P_{ac}), лазером с КПД η_l определяется выражением

$$\eta(P_0) = \frac{K(P_0) P_-}{P_{ac} + P_0 / \eta_l}. \quad (7)$$

Принимая оценку для P_{ac} из работы [6] около 67 МВт, получим примерную зависимость КПД атомарного инжектора от мощности накачки фотонов в ловушку, представленную на рис. 6. Там же показана степень нейтрализации. Поскольку (6) не учитывает затрат на охлаждение зеркал, других элементов лазерной системы и их амортизацию, то за оптимум накачки разумно принять уровень накачки около 300 кВт. Дальнейший рост КПД уже не существенный.

С традиционным газовым нейтрализатором КПД инжекции оказывается ограничен величиной 26% [6], и это при эквивалентном атомарном токе на выходе 17 А против 36 А при фотонной нейтрализации. Отметим важное значение поперечного профиля нейтрализуемого пучка. Как видно из профиля нейтрализации

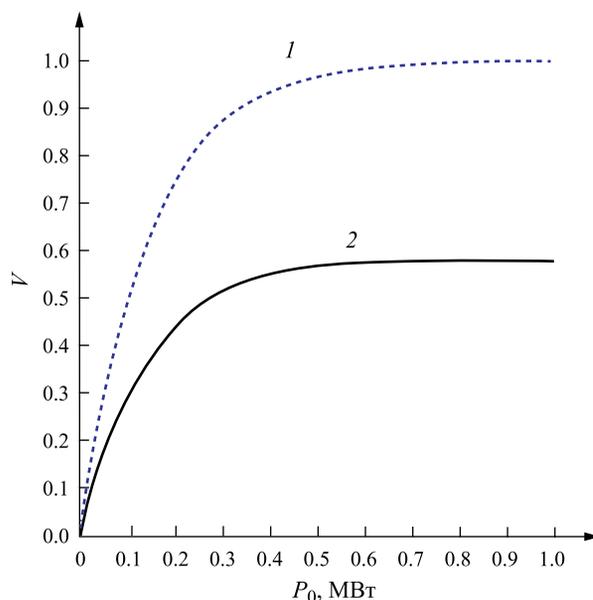


Рис. 6. Зависимости степени нейтрализации от мощности накачки фотонов в мишень — 1, КПД инжектора ITER при мощности пучка отрицательных ионов 40 МВт — 2.

(см. рис. 5b) и формулы (6), поперечный размер пучка d нужно иметь максимально «компактным».

4. СТАТУС ЭКСПЕРИМЕНТА ПО НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

Первая экспериментальная демонстрация адиабатического удержания представлена в работе [15].

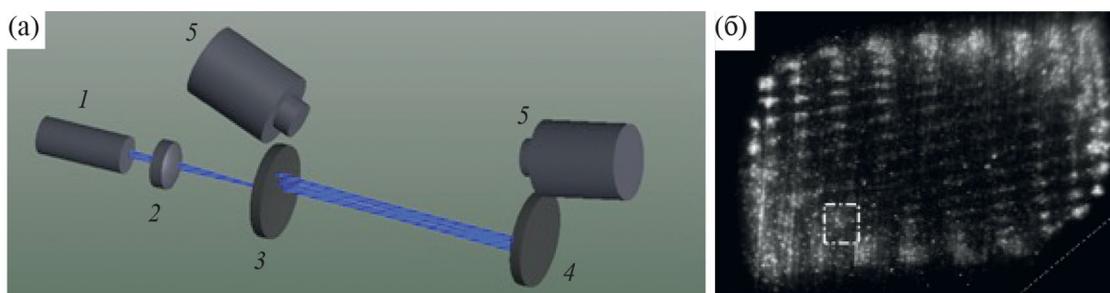


Рис. 7. Схема эксперимента: (а) 1 — источник излучения; 2 — линза; 3 — зеркало с входным отверстием; 4 — глухое зеркало; 5 — фотокамеры; фотометрический профиль интенсивности накопленного излучения на зеркале 4 (б); квадратом выделена область первого падения пучка света на зеркало.

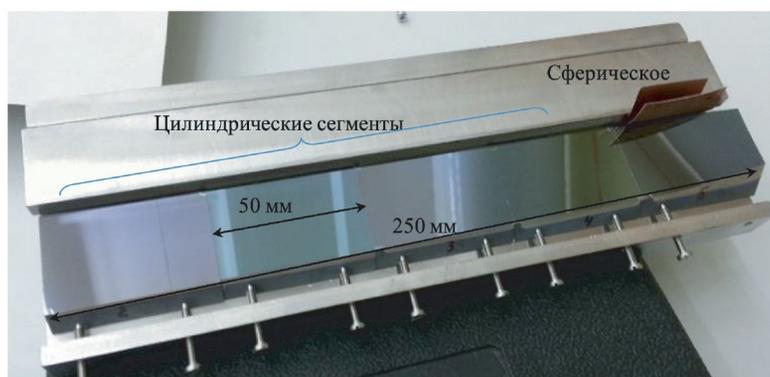


Рис. 8. Вариант компоновки зеркала фотонного накопителя из цилиндрических и сферических сегментов.

В ней применена простая схема нерезонансного накопления на сферических зеркалах. Эффективность накопления определялась по фотометрии рассеянного от поверхности зеркал излучению (см рис. 7).

В результате эффективность накопления составила свыше 300 при порядка 1000 значимых отражений, составляющих около 99% от накопленной мощности. На основании этого опыта был разработан накопитель с формой зеркал аналогичной рис. 4, применимый для фотонейтрализации пучков отрицательных ионов. Зеркала собирались из отдельных сегментов цилиндрической и сферической формы (см. рис. 8.).

Накопление излучения в ловушке из пары таких зеркал исследовано в работе [16]. Эффективность накопления, определенная по прямой регистрации зависимости времени жизни излучения от привнесенных поглотителей, составила около 430. С этим накопителем был поставлен эксперимент по нейтрализации пучков H^- и D^- [17]. Его схема приведена на рис. 9.

Оптическое излучение из лазерного коллиматора 1 проводилось через светоделитель 2 и затем линзой 3 фокусировалось на входное отверстие оптического накопителя 4. Угловой разброс при этом составлял

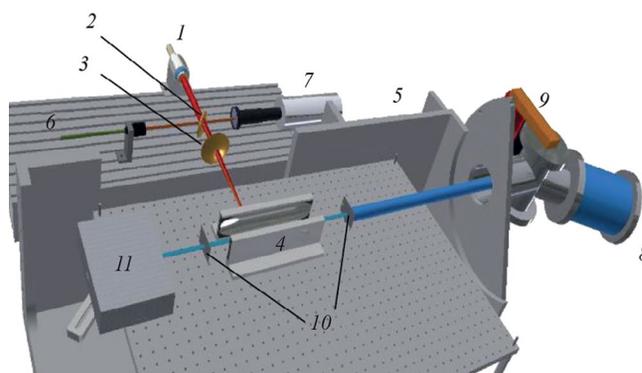


Рис. 9. Схема эксперимента по нейтрализации пучков H^- и D^- , взятая из работы [17]: 1 — лазерный коллиматор; 2 — светоделитель; 3 — линза; 4 — фотонный накопитель; 5 — вакуумная камера; 6 — монитор излучения накачки; 7 — фотокамера для контроля попадания излучения в отверстие ввода; 8 — генератор пучков положительных ионов; 9 — поворотный магнит; 10 — формирующие диафрагмы; 11 — магнитный анализатор.

около 3° . Сама фотонная ловушка располагалась в вакуумной камере 5. Светоделитель 2 малую долю инжектируемого излучения направлял в монитор 6. Камера 7 позволяла через этот же светоделитель

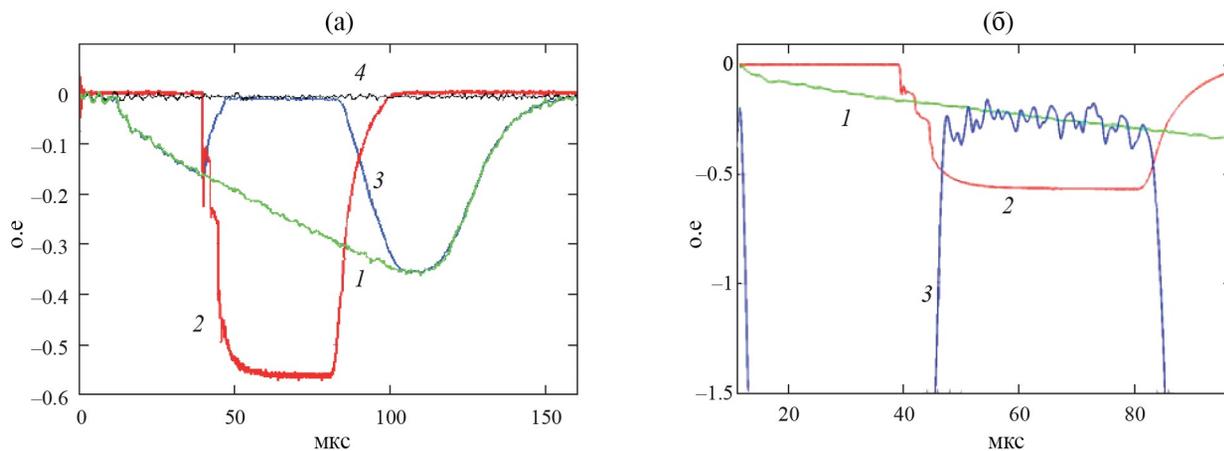


Рис. 10. Осциллограммы в экспериментах по нейтрализации пучка D^- при энергии частиц 6.5 кэВ (а), они же после фильтрации помех и масштабирования (б): 1 — ток отрицательных ионов без нейтрализации; 2 — монитор лазерной накачки; 3 — ток отрицательных ионов под воздействием нейтрализатора, 4 — шум и смещение нулевой линии (только в а)).

контролировать нацеливание фокусного пятна на входное отверстие. Дистанция между зеркалами была около 50 мм. Пучки ионов H^+ и D^+ с энергией частиц от 6 до 12 кэВ генерировались источником ДИНА 4А [20]. Газовая мишень на выходном патрубке источника порождала фракцию отрицательных ионов. Поворотный магнит 9 отделял ее от нейтральной и положительной компоненты, направляя в камеру 5 и в нейтрализатор 4. Диафрагмы 10 формировали сечение пучка, согласованное с областью нейтрализации в фотонной ловушке. Состав пучка после прохождения нейтрализатора определялся магнитным анализатором 11. В эксперименте по этой схеме была получена рекордная на настоящий момент степень нейтрализации, продемонстрированная на рис. 10. Здесь линии 1 и 3 — осциллограммы тока отрицательных ионов без накачки фотонной ловушки и с ней соответственно. Осциллограмма 2 — монитор лазерной накачки. Справа на рисунке показаны осциллограммы, очищенные от шумов и смещения. Сигнал 3 масштабирован по вертикали по сигналу 1 для наилучшего их совпадения. Разница единицы и обратный масштабный коэффициент дает степень нейтрализации около 98%. Полученные результаты существенно опередили прогресс, достигнутый в резонансном подходе (см. обзор [13]).

При переходе от фотонных нейтрализаторов малого размера (типа [17]) к масштабам, требуемым для ИТЭР или ТРТ возникает ряд трудностей. В их основе изготовление зеркал или их элементов существенно большей площади и лучшей отражательной способности. Помимо этого, возникает вопрос стоимости такого производства и долговечности зеркальной поверхности в условиях термоядерного эксперимента, и связанных с ним потоков высо-

коэнергичными частицами. Решать эти проблемы целесообразно поэтапно, увеличивая размер зеркал и накапливаемую мощность, с отработкой технологии производства и контролем времени их жизни, отработывая попутно вспомогательные системы (юстировка, охлаждение, и др.). Следующим таким шагом планируется осуществление фотонной нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода с энергией до 130 кэВ, током до 14 мА с длительностью вплоть до непрерывного режима работы. Схема подготавливаемого эксперимента представлена на рис. 11. Источником ионов послужит созданный в ИЯФ СО РАН инжектор для тандемного ускорителя [21]. Основные его части — это источник 1 отрицательных ионов с цезиевой поверхностно-плазменной генерацией и ускорительная трубка 2, разделенные поворотным магнитом. Последний позволяет эффективно сепарировать отрицательные ионы от электронной компоненты в вытягиваемом потоке. В непрерывном режиме работы инжектор может стабильно производить пучок с током до 14 мА. Диапазон энергии может варьироваться от 25 кэВ до 130 кэВ. Вакуумная камера фотонного нейтрализатора 3 будет использоваться та же самая, что и в работе [17]. Для ограничения поперечного размера пучка на входе в нейтрализатор предусмотрена система из двух юстируемых диафрагм 4. Кроме согласования сечения пучка с областью нейтрализации диафрагмы обеспечат защиту зеркал от частиц, вылетающих из трубки с большими углами или рассеянных на большой угол на пути в нейтрализатор 5. Для обсуждаемого эксперимента были изготовлены зеркала с отражающей поверхностью сложной формы. Чертеж подложки зеркала показан на рис. 12. Цилиндрическая часть зеркала длиной

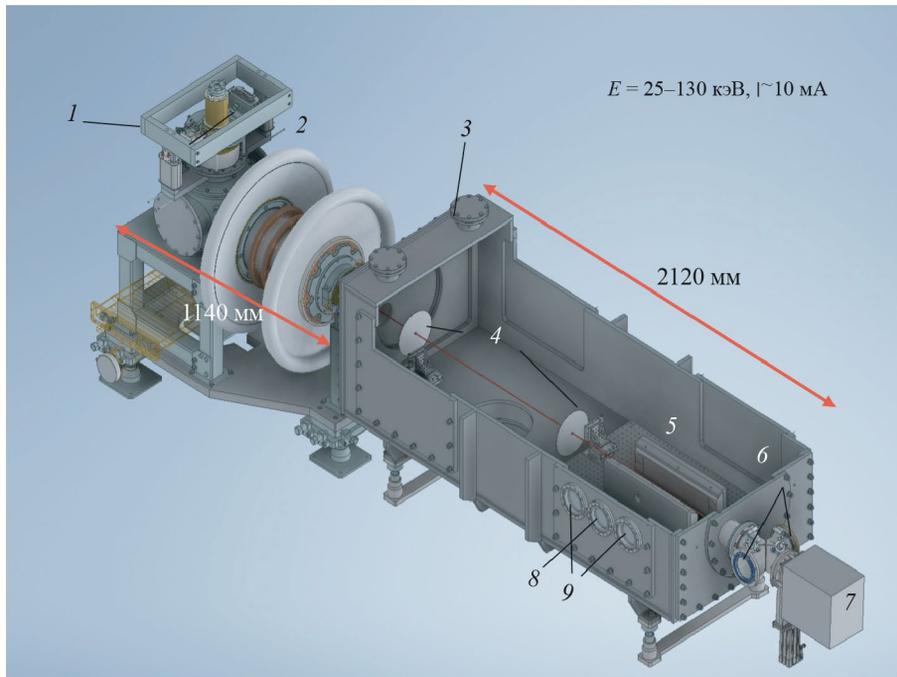


Рис. 11. Модель экспериментальной установки по нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода: 1 — источник ионов, 2 — ускорительная трубка, 3 — вакуумная камера нейтрализатора, 4 — формирующие диафрагмы, 5 — фотонный накопитель, 6 — порты оптических диагностик нейтрализованного пучка, 7 — магнитный анализатор пучка, 8 — порт ввода лазерного излучения в камеру, 9 — вспомогательные порты системы ввода излучения в фотонный накопитель.

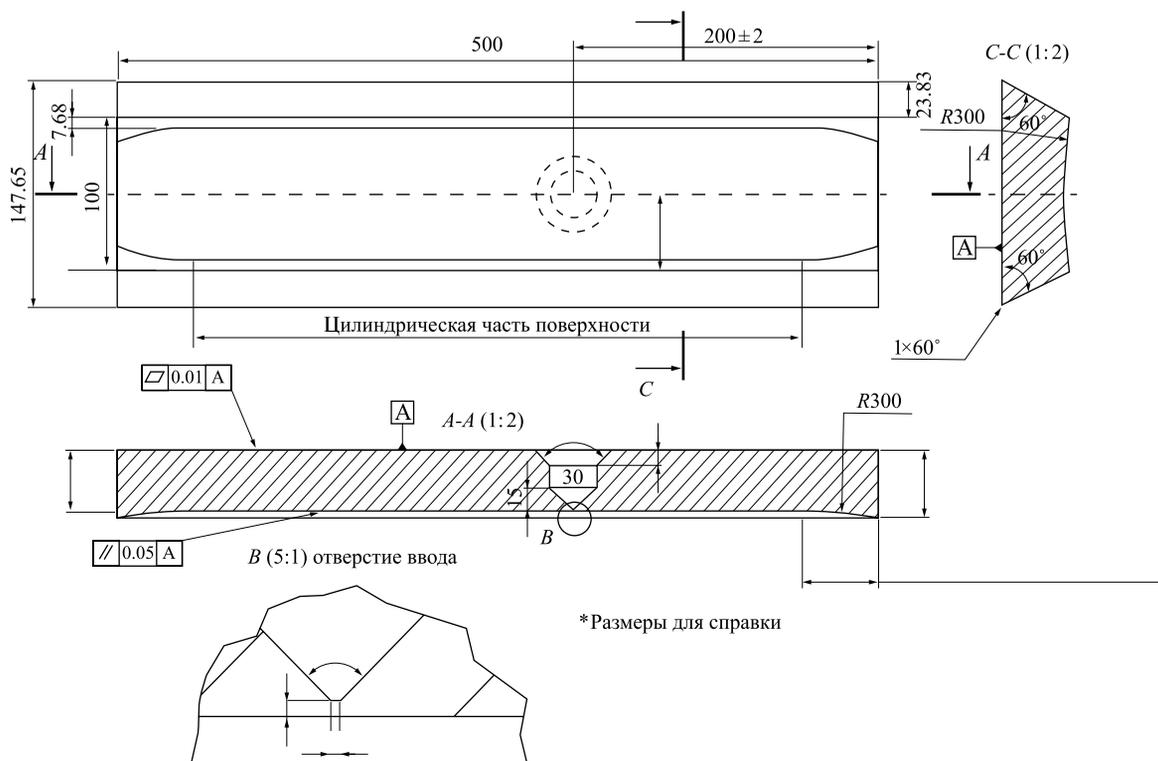


Рис. 12. Чертеж подложки зеркала фотонного накопителя.

400 мм плавно переходит в тороидальную. Радиус цилиндра и малый радиус тора составляют 300 мм, внешний радиус тора — 1000 мм. Поперечный размер светоотражающей поверхности около 100 мм, продольный 500 мм, отверстие ввода также имеет сложную форму для обеспечения ввода сходящегося пучка света и достаточно эффективного съема тепла из окрестности узкой горловины диаметром 0.5 мм. Материалом подложки выбран монокристаллический кремний. Последний обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционным кварцем: высокая теплопроводность, облегчающая охлаждение, большая проводимость для снятия заряда и напряжения с диэлектрического напыления, приемлемая технологичность при шлифовке и полировке.

Влияние потоков частиц на время жизни зеркал накопителя с многослойным диэлектрическим покрытием, а следовательно, и оптимизация диафрагм с расположением зеркал заслуживают отдельного исследования. Пока в разрабатываемом проекте расстояние между зеркалами выбрано около 10 см. Это позволит создать с одной стороны эффективно занятую лучами область нейтрализации с шириной около 1 см (см. рис. 13), а с другой достаточно надежно предотвратить бомбардировку зеркальной поверхности высокоэнергичными частицами. После нейтрализатора пучок проводится через узел с окнами для оптического зондирования пучка в магнитный анализатор зарядового состава.

5. ЭФФЕКТИВНОСТЬ НАКОПЛЕНИЯ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Результаты моделирования накопителя на основе таких зеркал приведены на рис. 13. В отличие от крупномасштабных схем ИТЕРовского типа [18], здесь заложена только одна точка инжекции, что приводит к относительно менее однородному профилю освещенности и нейтрализации, а также к более размытым границам (см. рис. 5а). Отдельные пики интенсивности связаны с расположением точки ввода излучения, а средняя пикированность в поперечном профиле вызвана сгущением лучей вблизи точек поворота при адиабатическом движении. При достаточно мощной накачке (4 кВт) накопителя возможно получить среднюю нейтрализацию по ширине 10 мм до 80%. Имеющийся волоконный лазер производства IPG обеспечивает такую мощность. Качество лазерного пучка позволяет с необходимым углом фокусировки вводить излучение через отверстие в зеркале. На настоящий момент зеркала изготовлены на НПО ЛУЧ. Собранный на них накопитель (см. рис. 14) исследуется на предмет эффективности удержания лучистой энергии. По первым результатам коэффициент накопления составляет около 2000. Это согласуется с отражательной

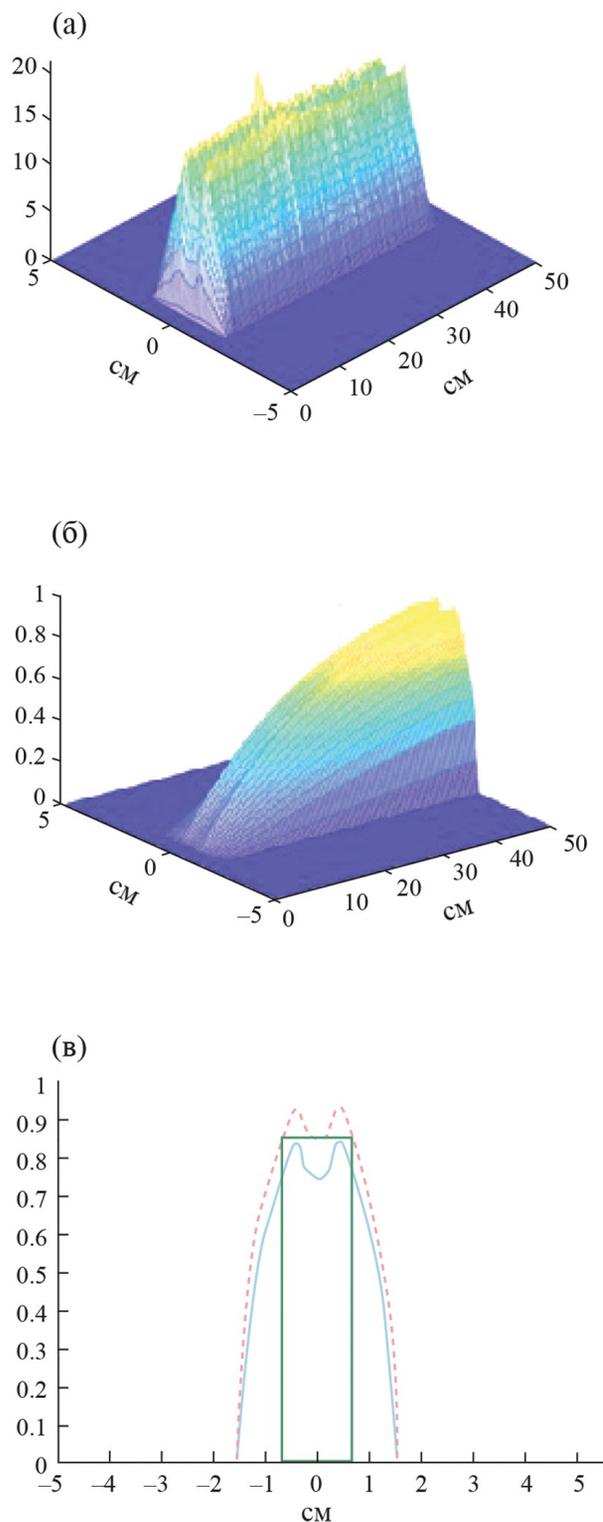


Рис. 13. Численное моделирование эксперимента по нейтрализации: (а) распределение освещенности в области нейтрализации; (б) зависимость степени нейтрализации от координат в области нейтрализации; (в) итоговый профиль нейтрализации сплошная линия соответствует водородному пучку, штриховая — дейтериевому.

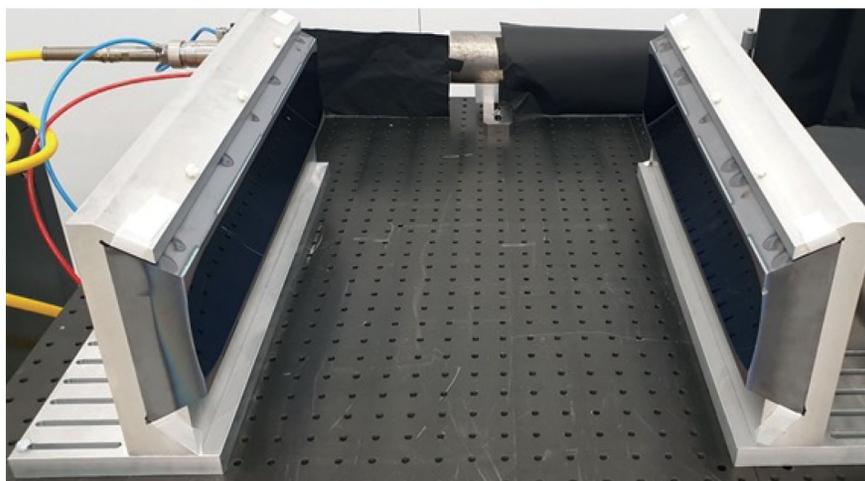


Рис. 14. Фотонный накопитель в исследовании эффективности накопления лучистой энергии.

способностью поверхности 0.9995, заложенной в техническом задании. Исследования (подробности будут опубликованы отдельно) проводятся по схеме и математической ее модели, близкой к [16]. Предварительные результаты доказывают техническую возможность выпуска таких сложных зеркал.

6. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ ПО НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

В экспериментальной программе необходимо выделить следующие основные пункты:

- 1) измерение тока отрицательных ионов при модуляции лазерного излучения;
- 2) снятие зависимости степени нейтрализации от энергии частиц пучка и от мощности накачки;
- 3) получение максимально-достижимой нейтрализации в квазистационарном режиме;
- 4) создание системы охлаждения зеркал и переход к *стационарному режиму* работы;
- 5) наработка на отказ.

Первые два пункта ввиду простой зависимости (1) позволят еще раз проверить работоспособность и правильность концепции нерезонансного накопления. Третий, если результат будет соответствовать расчетному (свыше 70% при энергии 100 кэВ), продемонстрирует возможность создания зеркал сложной формы и высокой отражательной способности, с достаточной стойкостью к высоким потокам лучистой энергии на единицу поверхности. Реализация четвертого позволит понять наиболее оптимальные пути к эффективному охлаждению зеркал — проблеме, очевидно, весьма существенной

для больших систем. Пятый пункт определит ориентировочное время жизни нейтрализатора. Оно, вероятно, ограничивается разрушением напыления под действием рассеянных высокоэнергичных частиц. Поскольку физика такого рассеяния основана на парных столкновениях, то полученный результат можно пересчитать на большие установки типа ТРТ и ITER.

Успех предлагаемой концепции фотонной нейтрализации согласно [6] позволит улучшить экономическую привлекательность термоядерной энергетики.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нерезонансное накопление излучения для фотонейтрализации отрицательных ионов в системах нейтральной инжекции имеет неоспоримое преимущество по сравнению с резонансным накоплением из-за коммерческой доступности высокоэффективных источников излучения. Такие имеют достаточное качество излучения и высокий КПД, до 45% [14]. Несмотря на значительную мощность и затраты на генерацию излучения (см. табл. 1), можно ожидать повышения полного КПД нагревных систем, по крайней мере, в 2 раза. При снижении выходного тока атомов КПД может вырасти еще существенно из-за упрощения ускорительной части инжектора и повышения из-за этого его эффективности. Для лучшего и более оптимального согласования ширины области, занятой фотонами и сечением пучка, наиболее удобна вытянутая в одном направлении форма.

Главное препятствие на пути к эффективной нейтрализации — производство больших зеркал с высокой общей эффективностью зеркальной поверхности. При этом принципиально важен вопрос о долговечности зеркальной поверхности.

Таким образом, предпринимаемый в ИЯФ СО РАН эксперимент призван дать ответ на вопрос о перспективности нерезонансной фотонной мишени для нейтрализации

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работы выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hemsworth R., Decamps H., Graceffa J., Schunke B., Tanaka M., Dremel M., Tanga A., De Esch H.P.L., Geli F., Milnes J., Inoue T., Marcuzzi D., Sonato P. and Zaccaria P.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 045006. DOI: 10.1088/0029-5515/49/4/045006
2. *Dimov G. I., Roslyakov G. V.* // Nucl. Fusion. 1975. V. 15 P. 551. DOI: 10.1088/0029-5515/15/3/021.
3. *Branscomb L. M., Smith S. J.* // Phys. Rev. Lett. 1955. V. 98. P. 1028.
4. *Smith S. J., Burch D. S.* // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2. P. 165.
5. *Frolov A. M.* // J. Phys. B: Atomic Mol. Opt. Phys. 2004. V. 37. P. 853.
6. *Hemsworth R. S., Boilson D.* // AIP Conference Proceed. 2017. V. 1869. P. 060001. DOI: 10.1063/1.4995788.
7. *Fink J. H., Frank A. M.* Photodetachment of electrons from negative ions in a 200 keV deuterium beam source. Lawrence Livermore Natl. Lab., 1975. UCRL-16844.
8. *Vanek V., Hursman T., Copeland D., Goebel D.* // Proc. 3rd Int. Symp. Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Brookhaven, 1983. P. 568.
9. *Chaibi W., Blondel C., Cabaret L., Delsart C., Drag C., Simonin A.* // AIP Confer. Proceed. 2009. V. 1097. P. 385.
10. *Kovari M., Crowley B.* // Fusion Engineer. Design. 2010. V. 85. P. 745.
11. *Simonin A. Jocelyn Achard, Achkasov K., Bechu S., Baudouin C., Baulaigue O., Blondel C., Boeuf J. P., Bresteau D., Cartry G., Chaibi W., Drag C., H.P.L. de Esch, Fiorucci D., Fubiani G., Furno I., Futtersack R., Garibaldi P., Gicquel A., Grand C., Guittienne Ph., Hagelaar G., Howling A., Jacquier R., Kirkpatrick M. J., Lemoine D., Lepetit B., Minea T., Odic E., Revel A., Soliman B. A. and Teste I P.* // Nucl. Fusion 2015. V. 55. P. 123020. DOI: 10.1088/0029-5515/55/12/123020.
12. *Fiorucci D., Feng J., Pichot M., Chaibi W.* // AIP Confer. Proc. 2015. V. 1655. P. 050010. DOI: 10.1063/1.4916467.
13. *Fiorucci D., Fassina A.* // European Phys. J. D. 2022. V. 76. P. 141. DOI: 10.1140/epjd/s10053-022-00457-9.
14. [https://www.ipgphotonics.com/ru/products/lasers/nepreryvnye-lazery-vysokoy-moshchnosti \[seriya-yls\].](https://www.ipgphotonics.com/ru/products/lasers/nepreryvnye-lazery-vysokoy-moshchnosti [seriya-yls].)
15. *Popov S. S., Atlukhanov M. G., Burdakov A. V. & Ushkova M. Yu.* // Opt. Spectrosc. 2016. V. 121. P. 160. DOI: 10.1134/S0030400X16070183.
16. Оптика и спектроскопия, 2016. Т. 121. № 1. С. 172—176.
17. *Popov S. S., Atlukhanov M. Yu., Burdakov A. V. and Ushkova M. Yu.* // Laser Phys. 2018. V. 28. P. 096201. DOI: 10.1088/1555-6611/aacb54.
18. *Popov S. S., Atlukhanov M. G., Burdakov A. V., Ivanov A. A., Kasatov A. A., Kolmogorov A. V., Vakhrushev R. V., Ushkova M. Yu., Smirnov A. and Dunaevsky A.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 096016. DOI: 10.1088/1741-4326/aacb02.
19. *Popov S. S., Atlukhanov M. G., Burdakov A. V., Ivanov A. A., Kolmogorov A. V., Ushkova M. Yu., Vakhrushev R. V.* // AIP Confer. Proc. 21. 2018. P. 2011. P. 060005. DOI: 10.1063/1.5053334.
20. *Бельченко Ю. И., Бурдаков А. В., Давыденко В. И., Горбовский А. И., Емелев И. С., Иванов А. А., Санин А. Л., Сотников О. З.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1031. DOI: 10.31857/S0367292121110135.
21. *Belchenko Y. I., Davydenko V. I., Derevyankin G. E., Dimov G. I., Dudnikov V. G., Morosov I. I., Roslyakov G. V., Schabalin A. L.* // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. P. 378.
22. *Sanin A., Belchenko Yu., Ivanov A., Gmyrya A.* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. P. 123314. DOI: 10.1063/1.5128590.

Study of the Method of Photon Neutralization of Powerful Beams of Negative Ions at the Budker Institute of Nuclear Physics

S. S. Popov^{a,b,*}, M. G. Atlukhanov^{a,b}, A. V. Burdakov^{a,c}, A. A. Ivanov^a,
V. V. Kurkuchekov^{a,b}, A. L. Sanin^{a,b}, D. I. Skovorodin^{a,b}, Yu. A. Trunev^{a,b},
I. V. Shikhovtsev^{a,b}

^a *Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, 630090, Russia*

^b *Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia*

^c *Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630073, Russia*

* *e-mail: s.s.popov@inp.nsk.su*

A short review of the studies carried out at the Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences (BINP SB RAS) on the photon neutralization of the beams of negative ions is presented. The principal distinctive feature of the presented approach consists in the nonresonant accumulation of photons in a limited space. Their confinement is based on the adiabatic motion of photons in a system of concave mirrors, which is insensitive to the quality of the injected radiation. An analysis is carried out of the possibility of using the neutralizer based on such a nonresonant photon trap in large-scale installations such as ITER and TRT, and a future experiment is described on the photon neutralization using a beam of negative hydrogen ions with energy up to 130 keV and a current of about 10 mA.

Keywords: photoneutralization, nonresonant photon trap, adiabatic invariants, optical fiber laser, ITER, TRT

УДК 533.9.07, 533.9.08

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АКТИВНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ НА УСТАНОВКЕ ТРТ

© 2024 г. В. И. Афанасьев^a, А. Д. Мельник^a, М. И. Миронов^{a,*}, А. С. Наволоцкий^a, В. Г. Несеневич^a, М. П. Петров^a, С. Я. Петров^a, Ф. В. Чернышев^a, Р. Ю. Шмитов^a

^a Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

* *maxim@npd.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 25.01.2024 г.

После доработки 26.02.2024 г.

Принята к публикации 28.02.2024 г.

Рассмотрены возможности применения активной корпускулярной диагностики для измерения локальных значений ионной температуры и изотопного соотношения дейтерий-тритиевой плазмы на токамаке с реакторными технологиями. Представлены варианты размещения анализатора атомов относительно диагностического инжектора. Проведено моделирование потоков атомов дейтерия и трития из плазмы для широкого диапазона значений плотности и температуры плазмы. Показано, что активная корпускулярная диагностика позволит измерять указанные параметры плазмы с пространственным разрешением ~ 14 см и временным разрешением ~ 0.01 – 0.1 с.

Ключевые слова: диагностика по потокам атомов, анализатор атомов перезарядки, инжекция нейтральных пучков, ТРТ

DOI: 10.31857/S0367292124040104, **EDN:** QCXXZH

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведется активная разработка российского токамака с реакторными технологиями (ТРТ), ключевыми особенностями которого являются сильное магнитное поле, использование инновационной жидкометаллической первой стенки и дивертора, а также применение передовых систем дополнительного нагрева плазмы [1]. Управление столь сложной установкой невозможно без наличия полноценного набора диагностических систем, позволяющих проводить измерения необходимых физических параметров. Важную роль при этом будут выполнять диагностики, занимающиеся изучением ионного компонента плазмы, в том числе диагностика по потокам атомов (корпускулярная диагностика), концептуальный проект которой в пассивном варианте был проанализирован для ТРТ ранее [2]. В целях расширения диапазона решаемых диагностикой задач, в данной работе рассматривается возможность применения на ТРТ активной корпускулярной диагностики (АКД), т.е. с использованием диагностического пучка нейтральных атомов, когда в плазме создается компактная нейтронизирующая мишень, которая позволяет проводить локальные измерения плазменных параметров.

В данной работе рассмотрены различные варианты расположения анализатора нейтральных атомов

относительно диагностического инжектора. С помощью программного кода [3] проведено численное моделирование проникновения диагностического пучка в плазму ТРТ, сделан анализ процессов нейтрализации ионов плазмы, получены оценки потоков атомов дейтерия и трития и соответствующих скоростей счета в детекторных каналах анализатора в тепловом и надтепловом диапазонах энергий. Сделана оценка пространственного и временного разрешения при проведении локальных измерений.

2. РАЗМЕЩЕНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ НА ТРТ

При поиске оптимального взаимного размещения диагностического инжектора и анализирующей аппаратуры необходимо учитывать многие факторы, в частности эффективность проникновения атомов пучка в плазму, размер зоны пересечения инжектируемого пучка и области плазмы, которую “видит” анализатор, ослабление потока вылетающих атомов, а также техническую осуществимость.

В частности, анализ конструктивных особенностей пространства для размещения оборудования на ТРТ показал, что расположение диагностического инжектора атомов на вертикальных патрубках установки является трудноосуществимым. Поэтому при

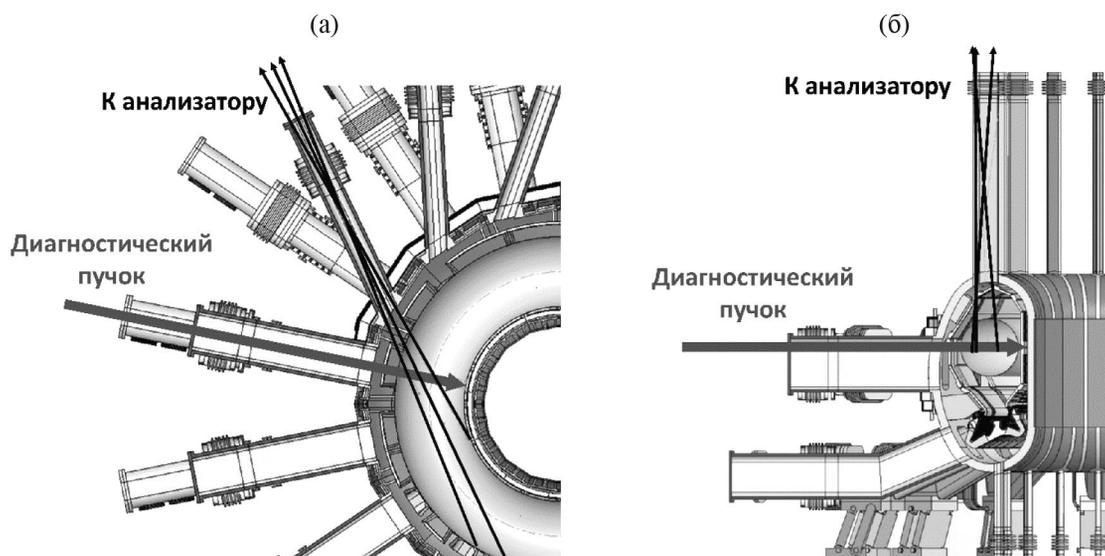


Рис. 1. Варианты взаимного расположения линии наблюдения анализатора атомов перезарядки и линии инжекции диагностического пучка на установке ТРТ: в экваториальной плоскости (а); в вертикальной плоскости (б).

дальнейшей оптимизации геометрии эксперимента было принято, что диагностический инжектор, как и в первоначальном проекте ТРТ, расположен на экваториальном патрубке установки и пучок атомов инжектируется в плазму в экваториальном направлении. В этом случае анализатор атомов можно установить либо на соседний тангенциальный патрубок, либо на вертикальный патрубок, находящийся в том же сечении установки. Оба варианта показаны на рис. 1. В обоих вариантах линии инжекции пучка и наблюдения анализатора пересекаются в центральной зоне плазмы. Угол их пересечения при наблюдении из тангенциального патрубка составляет $\sim 54^\circ$. Внутренние размеры патрубков, через которые осуществляется наблюдение, позволяют организовать сканирование плазмы по радиусу. При тангенциальном наблюдении измерения можно производить для r/a от -0.25 до 0.65 , где a — малый радиус плазмы. Отрицательные значения r/a относятся к наблюдению во внутренней области плазмы. Для вертикальной схемы этот диапазон составляет от -0.4 до $0.76r/a$. Следует отметить, что тангенциальное наблюдение предпочтительнее проводить в направлении инжекции нагревных пучков, для того чтобы избежать сильного искажения спектра тепловых ионов плазмы из-за появления в нем тормозящихся ионов пучка.

3. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ И ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ПУЧКА

При проведении расчетов, представленных в данной работе, использовался базовый DT-сценарий установки ТРТ со следующими параметрами: средняя плотность плазмы $\langle n_e \rangle = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, изотопный

состав $n_D/n_T = 1$, температура электронов и ионов в центре плазмы $T_e(0) = 20 \text{ кэВ}$ и $T_i(0) = 23 \text{ кэВ}$ соответственно, большой радиус плазмы $R = 2.15 \text{ м}$, малый радиус $a = 0.57 \text{ м}$, вытянутость плазмы $k = 1.8$, нейтральная инжекция — три дейтериевых пучка с энергией 0.5 МэВ и полной мощностью 25 МВт [4]. Для оценки возможностей диагностического метода были также проанализированы два сценария, когда плазма имеет уменьшенные по сравнению с базовым сценарием параметры плазмы, и соответственно меньший выход термоядерной энергии. В первом варианте температура ионов и электронов была искусственно снижена до 5 кэВ . Во втором — в дополнение к уменьшенной температуре, плотность плазмы была снижена до значения $\langle n_e \rangle = 0.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Размеры, форма и прочие параметры плазмы были оставлены теми же, что и в базовом сценарии.

Для диагностического пучка использовались следующие параметры: тип частиц — атомы водорода, энергия инжекции — 60 кэВ , эквивалентный ток пучка — 4.5 А , токовое соотношение энергетических ($E_0; E_0/2; E_0/3$) фракций пучка $0.85:0.1:0.05$, диаметр пучка в центре плазмы — 13 см [5].

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКА АТОМОВ И СКОРОСТЕЙ СЧЕТА В АНАЛИЗАТОРЕ АТОМОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Моделирование процессов нейтрализации ионов и расчеты потоков выходящих атомов проводились с помощью плазмозического кода DOUBLE-MC [3]. На первом этапе моделирования был сделан расчет пространственного распределения атомов-

доноров, на которых может происходить нейтрализация ионов плазмы. В качестве примера, на рис. 2 приведено распределение атомов-доноров вдоль центральной линии наблюдения анализатора для случая тангенциальной схемы наблюдения, где указаны основные составляющие, дающие вклад в нейтрализацию ионов тепловых энергий (до 200 кэВ). В первую очередь это атомы, проникающие в плазму из пристеночной области. Они характеризуются высокой плотностью на краю плазмы и быстрым «прогоранием» к ее центру. Также, при инжекции, в плазме будут присутствовать атомы самого пучка. Кроме того, пучок будет генерировать вокруг себя так называемое гало. Это вторичные атомы, образовавшиеся в результате перезарядки ионов плазмы на атомах пучка. Из результатов, представленных на рис. 2, видно, что в центральной зоне плотность атомов самого пучка и его гало (активный сигнал) на порядки выше «естественной» плотности атомов, проникающих в плазму со стенки установки (пассивный сигнал). Поэтому можно предположить, что перезарядка на дополнительных атомах-донорах от пучка и его гало, должны дать заметный вклад в поток атомов из центральной зоны плазмы. При этом следует учитывать, что хотя плотность гало на порядок ниже плотности пучка, нейтрализация ионов на нем может быть сопоставима с нейтрализацией на атомах самого пучка благодаря большей величине сечения перезарядки в области тепловых энергий.

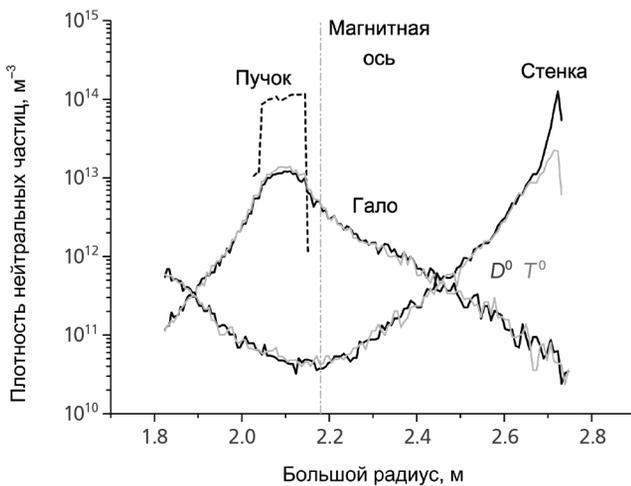


Рис. 2. Пространственное распределение атомов-доноров вдоль центральной линии наблюдения анализатора для случая тангенциальной схемы наблюдения. Пучок — плотность атомов диагностического пучка; Гало — плотность атомов, вторично образованных на пучке; Стенка — плотность атомов, поступающих со стенки. Пунктирной линией обозначено положение магнитной оси плазмы.

Для анализа относительного вклада перечисленных выше процессов в нейтрализацию ионов были рассчитаны функции светимости вылетающих из плазмы атомов. Функция светимости отражает вероятность вылета из плазмы атомов вдоль линии наблюдения анализатора. Для атомов определенной энергии она является произведением локальных значений плотности исходных ионов на скорость их нейтрализации и на коэффициент ослабления атомов при вылете из плазмы. Результаты расчета представлены на рис. 3 для обеих схем наблюдения и для различных энергий вылетающих атомов. Здесь и далее для каждой схемы в пределах доступной области сканирования выбрана хорда с минимальным ожидаемым уровнем сигнала. Для тангенциальной

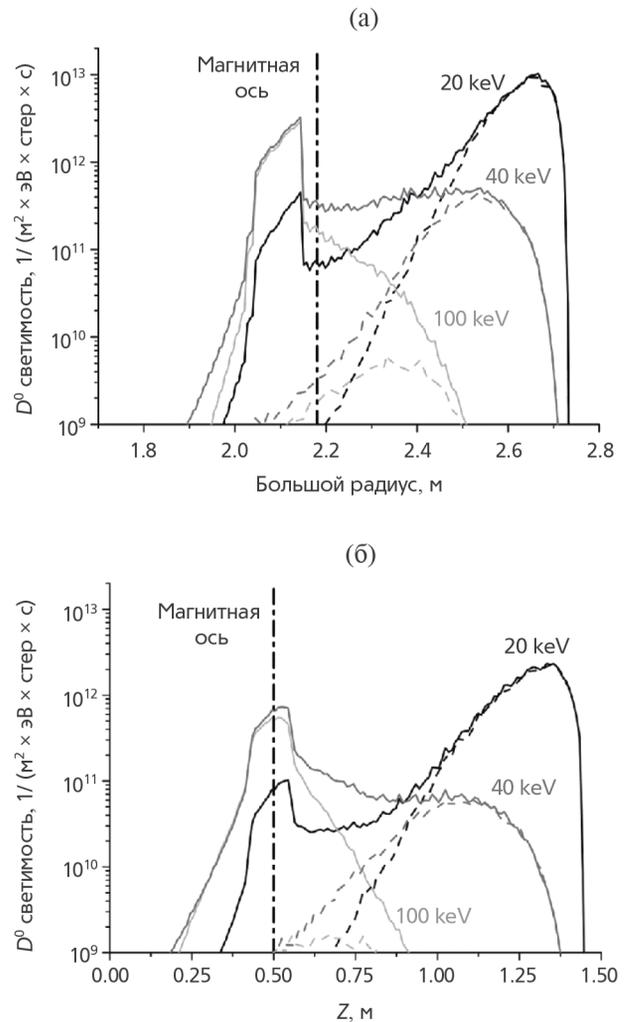


Рис. 3. Пространственные профили функций светимости вылетающих из плазмы атомов вдоль центральной линии наблюдения анализатора: тангенциальная схема наблюдения (а); вертикальная схема наблюдения (б). Штриховыми линиями обозначены профили при отсутствии пучка.

схемы это хорда, «смотрящая» на радиус $-0.25r/a$, для вертикальной — на $-0.4r/a$.

Из представленных на рисунке данных видно, что пространственный профиль функции светимости меняется с изменением энергии вылетающих атомов. Для небольших энергий ~ 20 кэВ относительный вклад пучка в формирование потока нейтрализованных ионов плазмы незначителен. Это связано с двумя факторами. Во-первых, частицы таких энергий сильнее поглощаются при вылете из центральных областей плазмы, где происходит нейтрализация на пучке. Во-вторых, из-за достаточно высокой ионной температуры, на краю плазмы присутствует значительное количество тепловых ионов, перезарядка которых на атомах-донорах, поступающих со стенки, маскирует активный сигнал из центра. С ростом энергии влияние указанных факторов снижается и для энергий выше 40 кэВ перезарядка на пучке становится определяющей. Для обеих схем наблюдения, начиная с этой энергии, источник частиц достаточно хорошо локализован, позволяя проводить локальные измерения с пространственным разрешением ~ 14 см.

Для оценки временного разрешения АКД был проведен расчет скоростей счета атомов дейтерия и трития. Расчет проводился для анализатора атомов, имеющего следующие характеристики: эффективность регистрации — 30%, энергетическая ширина детекторного канала — 5%, телесный угол сбора — $3 \cdot 10^{-10}$ см²·стер. Для обеих схем наблюдения, на рис. 4 приведены результаты, полученные для «теплого» (до $\sim 10T_i^{\max}$) энергетического диапазона, который обычно используется при измерении ионной температуры методом корпускулярной диагностики.

Сплошными линиями на рисунке обозначены скорости счета при инжекции пучка (активный сигнал),

штриховыми линиями — при отсутствии пучка (пассивный сигнал). Как и ожидалось из анализа функций светимости, начиная с энергии 40 кэВ, активный сигнал оказывается значительно выше пассивного. Это позволяет легко отделить активную составляющую сигнала и упрощает последующий анализ данных. Следует отметить, что форма энергетической зависимости активного сигнала заметно отличается от квазимаксвелловской прямой линии, по наклону которой можно было бы напрямую судить о температуре ионов плазмы. Это происходит из-за существенного ослабления атомарных потоков при их выходе из центральной области плазмы. Частицы с большей энергией испытывают меньшее ослабление, поэтому, как видно из рис. 4, ближе к 200 кэВ энергетическая зависимость сигнала становится линейной. Чтобы использовать весь доступный энергетический диапазон для определения ионной температуры, а также изотопного соотношения плазмы, необходимо проводить численное моделирование активного сигнала. Это можно сделать, например, с помощью упомянутого выше кода DOUBLE-MS. В этом случае параметры плазмы определяются путем подгонки расчетного сигнала к измеренному, в результате варьирования ионной температуры и изотопного соотношения.

Таким образом, диапазон энергий от 40 до 200 кэВ, свободный от пассивного сигнала, может быть использован для локальных измерений ионной температуры и изотопного соотношения плазмы. При этом следует учитывать следующее обстоятельство. В работе [2] было показано, что инжекция дейтериевых нагревных пучков создает в плазме значительную популяцию быстрых ионов дейтерия, которая приводит к искажению теплового энергетического спектра ионов дейтерия при энергии выше 50 кэВ. Поэтому,

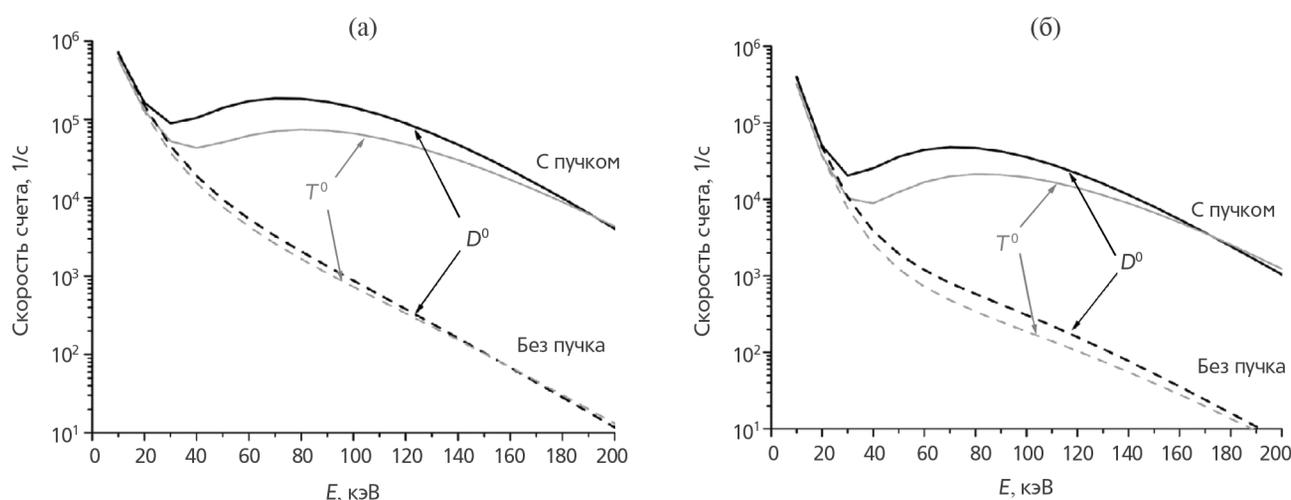


Рис. 4. Скорость счета атомов дейтерия и трития в детекторных каналах анализатора для базового сценария разряда ТРТ: тангенциальная схема наблюдения (а); вертикальная схема наблюдения (б).

прямое измерение температуры ионов дейтерия в таких условиях будет затруднительно. Тем не менее благодаря быстрому теплообмену, температуры ионов дейтерия и трития будут практически одинаковыми, и в большинстве случаев для определения ионной температуры плазмы будет достаточно ограничиться измерением ионной температуры трития, спектр атомов которого не искажается при инъекции в плазму атомов нагретых дейтериевых пучков.

Те же ограничения возникнут при определении изотопного соотношения плазмы. Измерение этого параметра будет ограничено диапазоном 40–50 кэВ, поскольку энергетический спектр атомов дейтерия выше энергии 50 кэВ будет искажен частицами нагретого пучка.

Для того чтобы оценить временное разрешение, которое могут обеспечить измерения с помощью метода АКД, использовался следующий подход. Предполагалось, что единственным источником ошибки измеряемого параметра является статистический разброс уровня сигнала в отдельном временном окне. Тогда, используя полученную скорость счета, можно определить минимальное временное окно необходимое для обеспечения требуемой точности измерений.

Временное разрешение оценивалось для вертикальной схемы, как случая с меньшим уровнем сигнала, и потому удобным для оценки минимальных возможностей АКД. Анализ показал, что при скорости счета ~ 10 кГц и требуемой точности измерений 10%, временное разрешение АКД будет не хуже 0.01 с.

Для оценки возможностей АКД по измерению параметров плазмы в других режимах работы токамака ТРТ, базовый сценарий разряда был модифицирован. Сначала температура плазмы была понижена до 5 кэВ с сохранением высокой плотности частиц.

Затем, в дополнение к сниженной температуре, в два раза была понижена плотность плазмы. Результаты расчетов зависимости скоростей счета атомов от энергии для вертикальной схемы в этих двух сценариях представлены на рис. 5.

Анализ полученных данных показывает, что и в таких режимах плазмы АКД позволяет проводить измерения ионной температуры и изотопного соотношения плазмы при условии правильной коррекции границ энергетического диапазона, внутри которого будут проводиться измерения. При этом из-за уменьшения ионной температуры диапазон измерений смещается в сторону меньших энергий. Также с уменьшением температуры снижается интенсивность сигнала, что приводит к соответствующему снижению временного разрешения до уровня ~ 0.1 с.

Отдельный интерес представляет возможность использования диагностического пучка для измерения потоков нейтрализованных knock-on ионов [6, 7]. Knock-on ионы появляются в результате лобовых столкновений тепловых ионов основной плазмы с термоядерными альфа-частицами, и могут только за одно столкновение приобрести энергию порядка 1 МэВ. Очевидно, что такие ионы рождаются в основном в центре плазмы, где максимальна плотность термоядерных альфа-частиц. Кроме того, если эти ионы в дальнейшем будут нейтрализованы, то высокая энергия позволит им покинуть плазму, не испытывая сильного ослабления. Таким образом, регистрация потоков нейтрализованных knock-on ионов дейтерия и трития позволяет получить информацию об изотопном составе в центре плазмы. В настоящее время на этом принципе основывается измерение изотопного соотношения плазмы в центре токамака-реактора ИТЭР [8, 9].

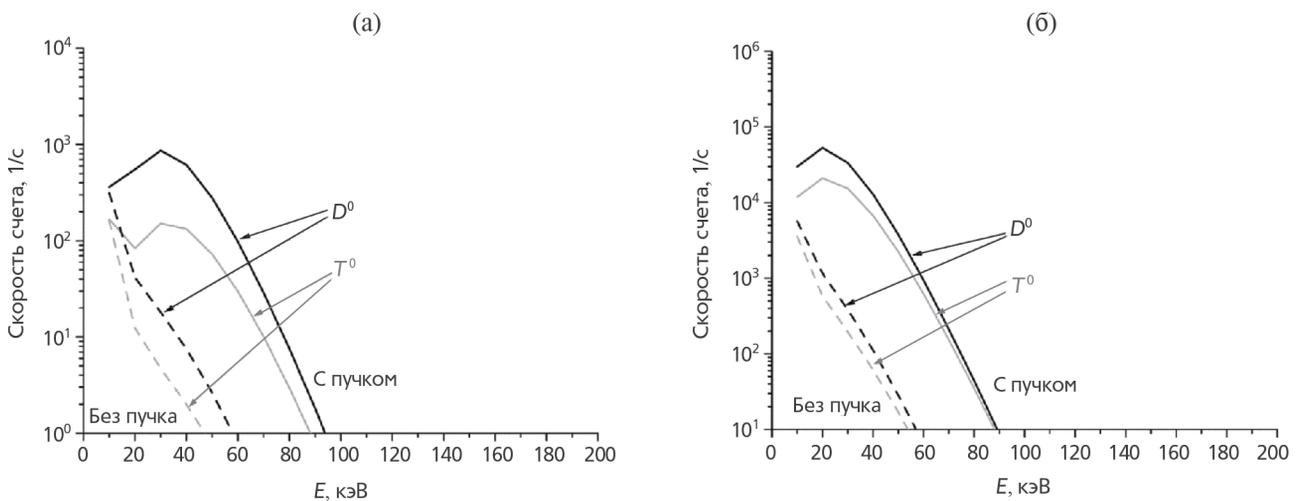


Рис. 5. Скорость счета атомов дейтерия и трития в детекторных каналах анализатора для вертикальной схемы наблюдения в разрядах ТРТ с уменьшенными параметрами: $T_{e,i}(0) = 5$ кэВ, $\langle n_e \rangle = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ (а); $T_{e,i}(0) = 5$ кэВ, $\langle n_e \rangle = 0.5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ (б).

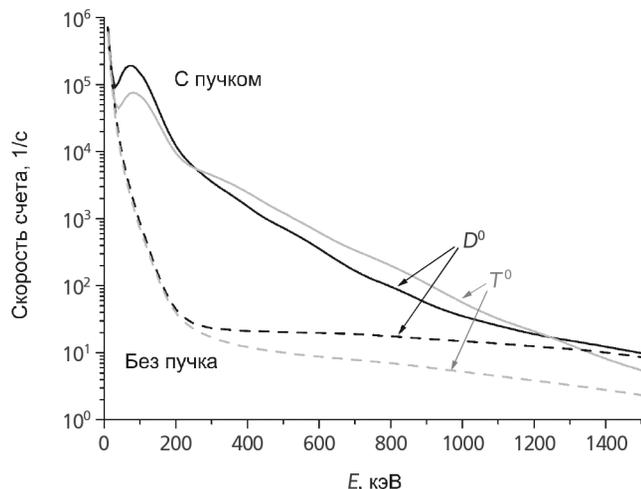


Рис. 6. Скорость счета нейтрализованных кносок-он ионов в детекторных каналах анализатора для базового сценария разряда ТРТ. Схема наблюдения — тангенциальная.

На рис. 6 представлены результаты моделирования скоростей счета нейтрализованных кносок-он ионов дейтерия и трития в детекторных каналах анализатора для базового сценария разряда установки ТРТ. В данном случае, в качестве примера, была рассмотрена тангенциальная схема наблюдения. Видно, что в области энергий выше 0.5 МэВ, где нет влияния нагревных пучков на энергетический спектр регистрируемых атомов, уровень активного сигнала может достигать величины $\sim 10^3$ Гц. Это обеспечит проведение измерений изотопного соотношения в центре плазмы ТРТ по потоку нейтрализованных кносок-он ионов с временным разрешением не хуже 0.1 с.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены варианты реализации активной корпускулярной диагностики на установке ТРТ. Учитывая существующие возможности по размещению аппаратуры, предложено две схемы наблюдения плазмы с помощью анализатора атомов перезарядки — тангенциальная и вертикальная.

С помощью численного моделирования получены пространственные распределения атомов-доноров, на которых происходит нейтрализация ионов плазмы, функции светимости вылетающих из плазмы атомов и скорости счета в детекторных каналах анализатора атомов при инъекции в плазму диагностического пучка. Показано, что для обеих схем наблюдения возможно проведение измерений локальных значений ионной температуры и изотопного соотношения плазмы с пространственным разрешением ~ 14 см. При этом для базового режима

горения термоядерной плазмы и для режимов с пониженной температурой и плотностью обеспечивается временное разрешение 0.01 с и 0.1 с соответственно. Кроме того, перспективным является измерение с помощью диагностического пучка потоков нейтрализованных “кносок-он” ионов дейтерия и трития. Показано, что для базового сценария разряда ТРТ это позволит измерять изотопное соотношение в центре плазмы с временным разрешением ~ 0.1 с.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № FFUG-2024-0028 и частичной финансовой поддержке за счет средств государственного контракта от 17.04.2023 № Н.4к.241.09.23.1060.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А. В., Коновалов С. В., Бондарчук Э. Н., Мазуль И. В., Родин И. Ю., Минеев А. Б., Кузьмин Е. Г., Кавин А. А., Карпов Д. А., Леонов В. М., Хайрутдинов Р. Р., Кукушкин А. С., Портнов Д. В., Иванов А. А., Бельченко Ю. И., Денисов Г. Г. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 970. DOI: 10.31857/S0367292121110196.
2. Афанасьев В. И., Гончаров П. Р., Мельник А. Д., Миронов М. И., Наволоцкий А. С., Несеневич В. Г., Петров М. П., Петров С. Я., Чернышев Ф. В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 675. DOI: 10.31857/S0367292122100031.
3. Миронов М. И., Чернышев Ф. В., Афанасьев В. И., Мельник А. Д., Наволоцкий А. С., Несеневич В. Г., Петров М. П., Петров С. Я. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 29. DOI: 10.31857/S0367292121010108.
4. Леонов В. М., Коновалов С. В., Жоголев В. Е., Кавин А. А., Красильников А. В., Куянов А. Ю., Лукаш В. Э., Минеев А. Б., Хайрутдинов Р. Р. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 986. DOI: 10.31857/S0367292121120040.
5. Давыденко В. И., Иванов А. А., Ступишин Н. В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 694. DOI: 10.31857/S0367292122100080.
6. Ryutov D. // Phys. Scr. 1992. V. 45 P. 153.
7. Ballabio L., Gorini G., Kallne J. // Phys. Rev. E. 1997. V. 55 P. 3358.
8. Afanasyev V. I., Chernyshev F. V., Kislyakov A. I., Kozlovski S. S., Lyublin B. V., Mironov M. I., Melnik A. D., Nesenevich V. G., Petrov M. P., Petrov S. Ya. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2010. V. 621. P. 456. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.201.
9. Петров С. Я., Афанасьев В. И., Мельник А. Д., Миронов М. И., Наволоцкий А. С., Несеневич В. Г., Петров М. П., Чернышев Ф. В., Кедров И. В., Кузьмин Е. Г., Люблин Б. В., Козловский С. С., Мокеев А. Н. // ВАНТ Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. № 1. С. 68. DOI: 10.21517/0202-3822-2016-1-67-80.

Possibilities of Using Active Neutral Particle Diagnostics at the TRT Facility

V. I. Afanasyev^{a,*}, A. D. Melnik^a, M. I. Mironov^a, A. S. Navolotsky^a, V. G. Nesenevich^a,
M. P. Petrov^a, S. Ya. Petrov^a, F. V. Chernyshev^a, R. Yu. Shmitova

^a *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021, Russia*

* *e-mail: maxim@npd.ioffe.ru*

The possibilities of using active neutral particle diagnostics for measuring local ion temperatures and isotopic ratio of deuterium-tritium plasma at the tokamak with reactor technologies are considered. Options for positioning the neutral particle analyzer relative to the diagnostic injector are presented. The fluxes of deuterium and tritium atoms escaping out of plasma were simulated in a wide range of plasma densities and temperatures. It is shown that the neutral particle analyzer active diagnostics will make it possible to measure the plasma parameters mentioned with the spatial and time resolutions of ~14 cm and ~0.01–0.1 s, respectively.

Keywords: diagnostics of atomic fluxes, neutral particle analyzer, neutral beam injection, TRT

ВАРИАНТЫ РЕАЛИЗАЦИИ ДИАГНОСТИКИ ИК-ТЕРМОГРАФИЯ В ТОКАМАКЕ С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ ТРТ

© 2024 г. А. Г. Раздобарин^{a,b,*}, Я. Р. Шубин^a, Д. Л. Богачев^b, Д. И Елец^{a,b}, О. С. Медведев^{a,b},
Е. Е. Мухин^a, Л. А. Снигирев^a

^aФизико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

^bООО “Спектрал-Тех”, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: Aleksey.Razdobarin@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 29.01.2024 г.

После доработки 15.02.2024 г.

Принята к публикации 18.02.2024 г.

Рассмотрены варианты реализации диагностической системы ИК-термография в установке ТРТ. Предложено два варианта оптической схемы измерения температуры первой стенки и диверторных мишеней: широкоугольная система, совмещенная с двумя диверторными каналами и четырехканальная система обзора. Проведено численное моделирование оптического разрешения обеих систем и уровней собираемого сигнала. На основании проведенных расчетов сделаны выводы о соответствии систем требованиям к измерениям температуры обращенных к плазме элементов ТРТ. Рассмотрены источники ошибки измерения температуры, сделана оценка величины ошибки, обусловленной отражением исследуемой поверхностью излучения обращенных к плазме элементов конструкций. Также обсуждаются вопросы калибровки диагностики ИК-термографии.

Ключевые слова: токамак ТРТ, ИК-термография, первая стенка

DOI: 10.31857/S0367292124040113, EDN: QCSKCO

1. ВВЕДЕНИЕ

Тепловая нагрузка на конструкционные материалы токамаков является одним из факторов, влияющих на возможность достижения требуемых параметров плазмы в режиме длинных и квазинепрерывных импульсов. Для мониторинга и управления процессами взаимодействия плазмы со стенкой в современных плазменных машинах широко используется метод ИК-термография. Суть метода заключается в измерении динамики температурных полей на поверхности взаимодействующих с плазмой элементов (ОПЭ) с последующим восстановлением плотности тепловых потоков на стенку. Можно выделить две основные функции данной диагностики:

- защита машины от чрезмерных тепловых нагрузок во избежание повреждения ОПЭ, возникновения глубоких трещин и/или утечки воды, обратная связь системы управления плазмой;

- изучение взаимодействия плазма-стенка для исследования физики пристеночного слоя, мониторинга изменений, происходящих в материале ОПЭ под действием плазменной нагрузки и оптимизации плазменных сценариев.

Системы измерения температуры в реальном времени, направленные на решение обеих задач уже

успешно опробованы на целом ряде токамаков. В частности, в экспериментах на EAST была продемонстрирована возможность контролируемого перехода в режим детачмента и его поддержания путем импульсного напуска нейтрального газа по управляющему сигналу диагностики ИК-термография [1]. В токамаке Tore-Supra данные температурных измерений использовались в цепи управления мощностью дополнительного нагрева для ограничения тепловых нагрузок на антенны [2]. При помощи метода ИК-термография были получены данные о ширине пристеночного слоя λ_q [3], исследовались краевые эффекты, обусловленные профилированием облицовочных пластин [4], а также были сделаны оценки тепловой энергии, выносимой на стенку убегающими электронами [5].

Требования к температурным измерениям, а следовательно, и реализация метода будут зависеть от того, какая задача диагностики является первичной. Для обеспечения безопасной работы установки требуется полностью надежный метод мониторинга в реальном времени с обратной связью с системой управления плазмой во избежание повреждения ОПЭ. В таком случае от диагностики требуются хорошее временное разрешение и максимальная область обзора. Задачи исследования физики пристеночного слоя

и взаимодействия плазма–стенка требуют высокого пространственного и временного разрешения в выделенных областях первой стенки и диверторных пластин. В данной работе предложены два варианта реализации системы ИК–термографии, оптимизированные под решение данных задач соответственно.

В статье также рассматриваются общие для обоих подходов источники ошибок и методы калибровки диагностики. Реализация диагностики ИК–термографии в цельнометаллических токамаках, каким является токамак с реакторными технологиями ТРТ должна учитывать дополнительные источники ошибок измерения, обусловленные многократными отражениями излучения внутренней нагретой поверхности токамака. Как показано в работах [6–8], эффекты переотражения теплового излучения в цельнометаллических токамаках могут приводить к локальным ошибкам в измерении температуры и, как следствие, генерации ложных сигналов в системе управления токамаком, использующей данные диагностики ИК–термография в качестве обратной связи. Разработка методов калибровки, проводимой непосредственно в ходе плазменных импульсов, и численное моделирование распределения температурных полей с учетом многократных переотражений теплового излучения призваны уменьшить данную ошибку и повысить надежность измерений температуры.

2. РАЗМЕЩЕНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В ЭКВАТОРИАЛЬНОМ ПАТРУБКЕ

Необходимость максимального обзора и в то же время высокого пространственного разрешения в от-

дельных областях первой стенки требует использования нескольких оптических каналов. Основным рассматриваемым вариантом является компоновка оптической схемы в экваториальной патрубке. На данном этапе работы мы отказались от размещения диагностической системы в диверторном порту, поскольку текущая геометрия диверторных касет токамака ТРТ затрудняет размещение оптических элементов под куполом в существующих вырезах касет. Ниже приведено два варианта реализации оптической схемы. Первый представляет собой широкоугольный объектив, совмещенный с 2 диверторными каналами, которые обладают более высоким разрешением в наиболее нагруженных областях дивертора. Второй вариант скомпонован по 4–канальной схеме и обеспечивает существенно более высокое разрешение на первой стенке. Оба варианта используют внутривакуумную зеркальную оптику и спроектированы с учетом размещения в порту совместно с комплексом диагностик первой стенки [9].

2.1. Широугольная система, совмещенная с двумя диверторными каналами

Широугольная система обзора обладает угловым полем 50° и предназначена для получения наиболее общего представления о процессах, происходящих в вакуумной камере. Система оптимизирована в широком спектральном диапазоне: от 450 нм до 4 мкм — и таким образом позволяет проводить наблюдения как в ИК, так и в видимом спектральном диапазонах. Входной объектив состоит из одного сферического и четырех плоских зеркал (вставка на рис. 1а). При

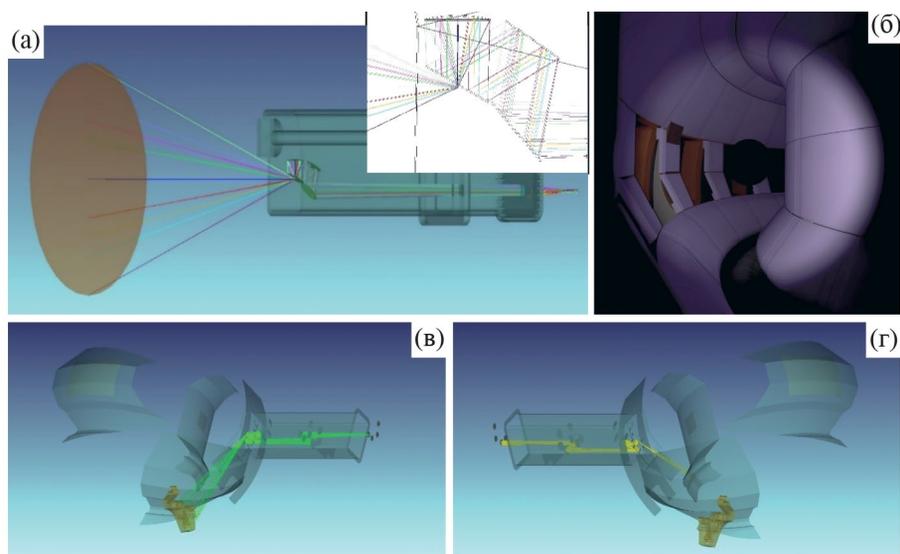


Рис. 1. Обзорный широкоугольный канал диагностики ИК–термография, совмещенный с двумя диверторными каналами: а) размещение в экваториальном порту широкоугольного объектива (на вставке показан крупный план входного объектива); б) поле обзора широкоугольной системы; в, г) размещение в экваториальном порту оптических каналов обзора наружной и внутренней диверторных мишеней соответственно

этом широкий угол обзора удалось достичь только при наличии несущественного экранирования по центру поля, обусловленной конфигурацией зеркал входного объектива (рис. 1б). Для получения более четкого изображения области дивертора, в которой происходит основной выход мощности на стенку в систему добавлено два дополнительных канала, передающих изображение внешней и внутренней мишеней дивертора (рис. 1в, г). Размеры области обзора диверторных каналов приведены в табл. 1

Для всех трех каналов были спроектированы тестовые оптические схемы выходных объективов и проведен расчет оптического разрешения и уровня сигнала. Для полноценного описания разрешающей способности диагностики необходимо учитывать дифракционные эффекты, которые в длинноволновом диапазоне проявляются сильнее геометрических aberrаций. Представление о разрешении можно по-

лучить, исследуя модуль комплексной оптической передаточной функции (ОПФ) исходного синусоидального сигнала с частотой, обратной к интересующему разрешению. Приведенный ниже анализ был выполнен в программном пакете ZEMAX для длины волны 4 мкм. Карты контраста построены на основе вычисления усредненного по тангенциальному (вертикальное разрешение) и сагиттальному (горизонтальное разрешение) сечениям модуля ОПФ для различных пространственных частот. Они были рассчитаны методом Фурье-преобразования сетки из 64×64 лучей в выходном зрачке. Приблизительное представление о минимальном гарантированном разрешении каналов можно получить, взяв за нижнюю отсечку допустимого контраста величину 0.2. Тогда пространственные частоты, соответствующие поверхностям, расположенным выше уровня 0.2 можно считать разрешимыми. Карты контраста для обзорного и диверторных каналов приведены на рис. 2.

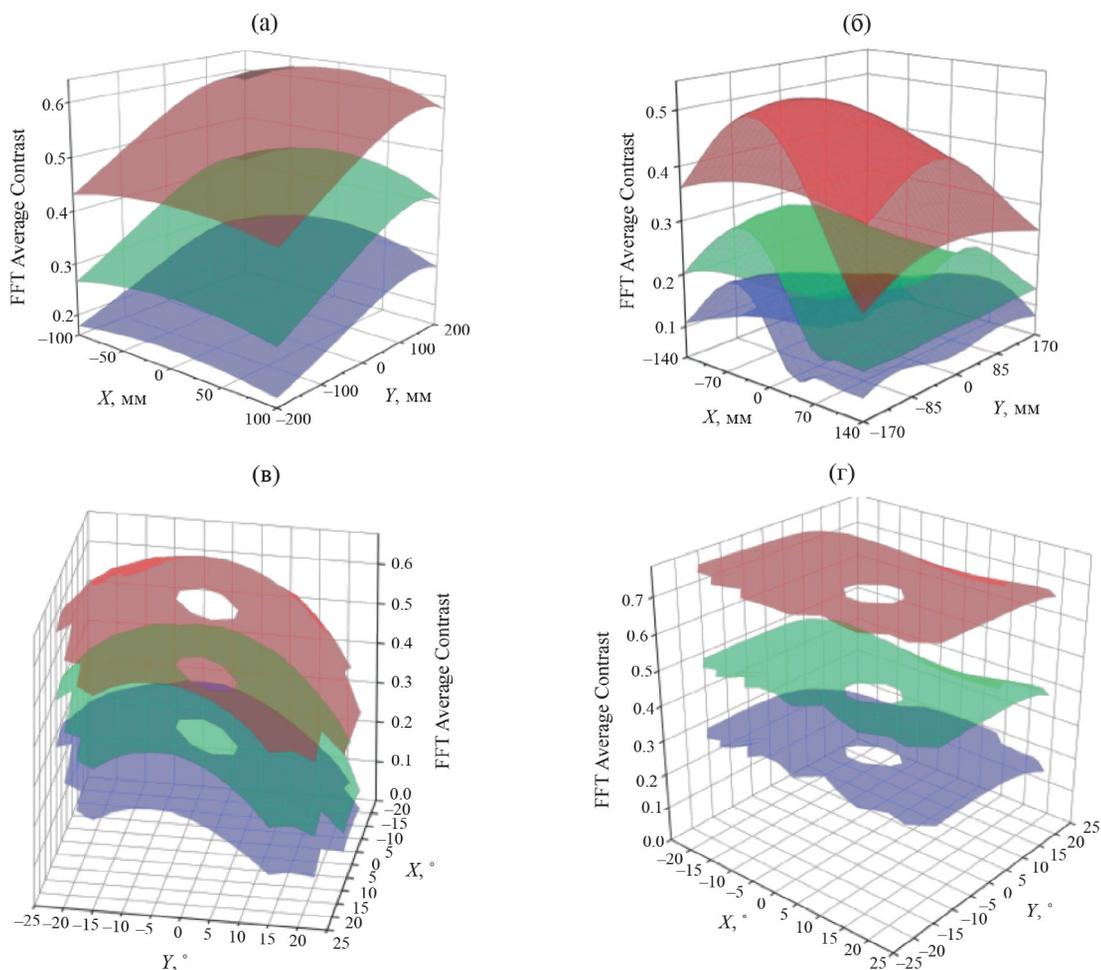
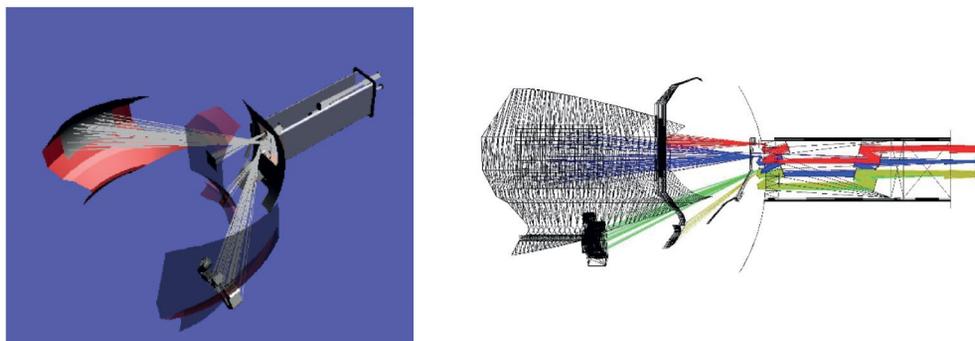


Рис. 2. Карта контраста видимого поля: а) — внутренняя мишень дивертора; б) — внешняя мишень дивертора; в) — обзорный канал на дистанции наблюдения 2 м; г) — обзорный канал на дистанции наблюдения 4.5 м. Разным цветам соответствуют различные пространственные частоты: R — красная, G — зеленая, B — синяя поверхности а) R — 1 лин/мм, G — 1.5 лин/мм, B — 2 лин/мм; б) R — 0.5 лин/мм, G — 1 лин/мм, B — 1.5 лин/мм; в) R — 0.2 лин/мм, G — 0.3 лин/мм, B — 0.4 лин/мм; г) R — 0.05 лин/мм, G — 0.1 лин/мм, B — 0.15 лин/мм

Таблица 1. Оптические каналы диагностики ИК-термография

Номер канала	Область обзора, номер ряда панели	Размеры области обзора, Ш×В, мм ²
1	Внутренняя мишень дивертора	200×400
2	Наружная мишень дивертора	Мишень целиком
3	Центральная колонна, панель в ряду 2	400×400
4	Наружная стенка, панель в ряду 10	1400×1000

**Рис. 3.** Четырехканальная схема диагностики ИК-термография ТРТ

Для диверторных каналов зависимость строилась от линейных координат поля наблюдения, в то время как для обзорного канала — от угловых координат.

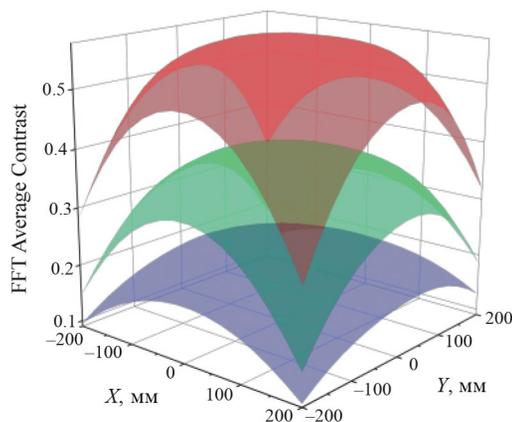
Полученные карты контраста для широкоугольной системы (рис. 2 в, г) показывают, что на средней дистанции наблюдения ~ 2 м от первых зеркал на длине волны 4 мкм разрешение не будет превосходить 0.4 линии на мм, то есть размер минимально разрешаемого объекта составит не менее 2.5 мм. При этом при наблюдении объектов, расположенных на дистанции 4.5 м разрешение существенно ниже — до 0,15 линий на мм. При этом, данная оценка не учитывает наклон мишени относительно линии наблюдения. С учетом наклона разрешение уменьшится до 0.1 линий на 1 мм. В диверторных каналах разрешение заметно выше. На внутренней мишени практически по всей площади оно не менее 2 линий на мм. На внешней мишени из-за специфических углов наклона предметной плоскости к оси оптической системы разрешение достаточно сильно меняется от 1.5 линий на мм до 0.5 линий на 1 мм на краю изображения.

2.2. Четырехканальная система

На рис. 3 показан второй вариант реализации системы измерения температуры, обеспечивающий более высокое разрешение областей первой стенки и центральной колонны по сравнению с обзорным каналом. Измерения температуры осуществляется по 4-канальной схеме: два канала — обзор внешней и внутренней мишеней дивертора и два для наблюдения за наиболее нагруженными защитными

панелями первой стенки — стартовым и защитным лимитерами (панели в рядах 2 и 10, соответственно [10]). Все четыре канала скомпонованы по одной и той же схеме и отличаются только ориентацией первого зеркала (рис. 3 справа). Диверторные каналы в данном варианте реализации идентичны рассмотренным выше в первом варианте, где они дополняют обзорный канал.

Размеры и расположение областей, в которых предполагается вести измерение температуры приведены в табл. 1. Карты контраста изображения участка центральной колонны, показанные на рис. 4,

**Рис. 4.** Карта контраста видимого поля области на центральной колонне. Разным цветам соответствуют различные пространственные частоты: *R* — красная, *G* — зеленая, *B* — синяя поверхности *R* — 1.0 лин/мм, *G* — 1.5 лин/мм, *B* — 2.0 лин/мм.

позволяют говорить о максимальном разрешении порядка 2 линий на мм в центре и 1.5—1 линий на мм на краях.

3. УРОВЕНЬ СИГНАЛА И ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ДИАГНОСТИКИ

Временное разрешение измерения температуры определяется в первую очередь требуемым временем накопления сигнала (экспозиции). Время экспозиции, необходимое для надежной регистрации светового потока зависит от принципа регистрации, реализованного в диагностике. Ниже приведен расчет уровня сигнала на детекторе для системы регистрации, основанной на одновременном измерении двух спектральных интервалов теплового излучения. В данном подходе предлагается использовать две ИК-камеры с полосовыми фильтрами на разные длины волны, как показано на схеме на рис. 5. Преимущества такого подхода по сравнению с измерением интегрального теплового потока обсуждаются в разд. 4.

Для оценки разрешения предложенной диагностической схемы по времени был проведен анализ энергетики собираемого сигнала в зависимости от температуры стенки. Как известно, яркость в оптической системе модулируется только поглощением оптических элементов, поэтому возможно сразу получить значение яркости на детекторах. По известной выходной числовой апертуре (NA) системы сбора света рассчитывается телесный угол, стягиваемый пикселями детектора

$$\Omega = \pi \cdot NA^2. \quad (1)$$

Далее, предполагая характерный размер пикселей, легко получить мощность на 1 пиксель. Расчет потока фотонов на матрицу детектора проводился для случая матрицы размером 1000×1000 пикселей и спектральной ширины регистрируемого сигнала — 100 нм. Для оценки интенсивности излучения спектральная планковская яркость (2) (с учетом коэффициента серости вольфрама при комнатной температуре $\varepsilon = 0.1$) интегрировалась по длинам волн от 4 до 4.1 мкм.

$$B_\lambda(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda} \cdot \frac{\varepsilon}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (2)$$

Зависимость потока фотонов на матрицу детектора от измеряемой температуры внутреннего дивертора показана на рис. 6.

Для ИК-камер с темновым шумом в несколько десятков \bar{n} и квантовой эффективностью ~ 30 —50% надежно измеряемый сигнал $\sim 10^4$ фотонов на один пиксель детектора. Достижимое разрешение по времени для обеих рассматриваемых схем мож-

но оценить из рисунка 6, разделив 10^4 на величину фотонного потока при данной температуре. Для температуры 200 °С минимально необходимое время экспозиции для всех рассматриваемых каналов составляет менее 0.1 мс. Следует также отметить, что в случае использования схемы детектирования, основанной на измерении интегрального теплового потока с поверхности, чувствительность методики, будет заметно выше, а требуемое время экспозиции — меньше.

Очевидной проблемой в диверторных каналах является большие градиенты температуры. Так, в области пересечения сепаратрисы с мишенью плотность потока теплового излучения может в сотни раз превышать плотность потока в более холодных областях, что потребует существенного увеличения динамического диапазона измерительной системы и снизит точность измерения. Наиболее рациональным в таком случае будет разделить собираемое излучение на несколько каналов и использовать разные системы детектирования для измерения высокой и низкой температур.

4. ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И КАЛИБРОВКА

В общем виде ошибки измерения температуры ОПЭ методом ИК-термография могут быть обусловлены следующими факторами:

1. Неизвестная величина коэффициента серости, и его температурная зависимость.
2. Неизвестная спектральная характеристика оптической системы сбора света, и ее изменение с течением времени.
3. Излучение плазмы.
4. Отраженное излучение.

Значение величины коэффициента серости принципиально необходимо при определении температуры путем измерения интегральной интенсивности планковского излучения нагретой поверхностью. Данный метод реализован в большинстве коммерчески доступных ИК-камер, корректные измерения которыми требуют предварительной калибровки при известной температуре объекта. В условиях токамак-реактора поверхность стенки может быть неоднородна и иметь разные коэффициенты серости в разных областях [11]. Учесть это можно, регулярно проводя калибровочные измерения по всей поверхности стенки при известной ее температуре, например, во время прогрева в ходе процедур дегазации. Другой способ — определять температуру путем измерения спектрального отношения интенсивности излучения с использованием двух ИК-камер с полосовыми фильтрами на разные длины волны (рис. 5). Данная схема обеспечивает

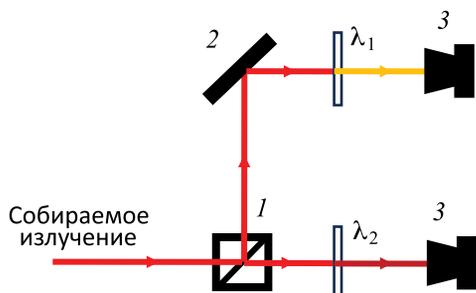


Рис. 5. Схема регистрации спектрального отношения Планковского излучения на основе двух ИК-камер. Символами λ_1 и λ_2 на схеме отмечены полосовые фильтры на соответствующие длины волн 1 — светоделительный кубик; 2 — зеркало; 3- ИК-камеры

абсолютные изменения температуры вне зависимости от абсолютной величины коэффициента серости и его вариации с ростом температуры. В то же время при измерении на двух длинах волн необходимо учитывать спектральную зависимость коэффициента серости, а также ее изменение при взаимодействии поверхности с плазмой — например вследствие эрозии или осаждения пленок. Для измерения спектральной зависимости коэффициента серости можно использовать отдельный канал измерения, проводя калибровку при помощи ИК-спектрометра во время прогрева стенки. Такой подход, в частности, используется в диагностике ИК-термографии дивертора ИТЭР.

Изменение спектральной характеристики оптической системы сбора света как еще один источник ошибки может возникнуть вследствие воздействия потоков частиц на оптические элементы, расположенные вблизи плазмы, либо после

аварийных событий, таких как прорыв контуров водяного охлаждения. При этом основным механизмом деградации оптических элементов является их загрязнение продуктами эрозии взаимодействующих с плазмой компонентов. Особую опасность представляют прозрачные осадения, такие как оксиды металлов и углеводородные пленки, которые могут приводить к возникновению интерференционной картины и, как следствие, значительному искажению спектральных характеристик зеркал. Как и в первом случае, устранение ошибки данного типа требует проведения калибровки по излучению объектов с известной температурой. Такую калибровку необходимо проводить регулярно.

Нагрев оптических элементов, расположенных вблизи плазмы, также может давать заметный вклад в ошибку измерения температуры стенки. Охлаждение первых зеркал представляется необходимым требованием к дизайну диагностической системы ИК-термографии.

Учет факторов, обусловленных фоновым свечением плазмы и отраженным излучением, представляет наибольшую трудность, поскольку не может быть выполнен путем калибровки во время паузы в работе токамака. В работе [12] была проведена оценка ошибок измерения, связанных с непрерывным фоном тормозного излучения (ТИ) в объеме, ограниченном телесным углом сбора света. Сравнение спектральной интенсивности ТИ электронов, имеющих максвелловское распределение по скоростям и полезного сигнала для худшего случая электронной температуры $T_e \sim 1$ эВ показало, что уровень фоновой засветки на детекторе сравним с полезным сигналом при температуре стенки 600 К и составляет менее 30% — при 700 К

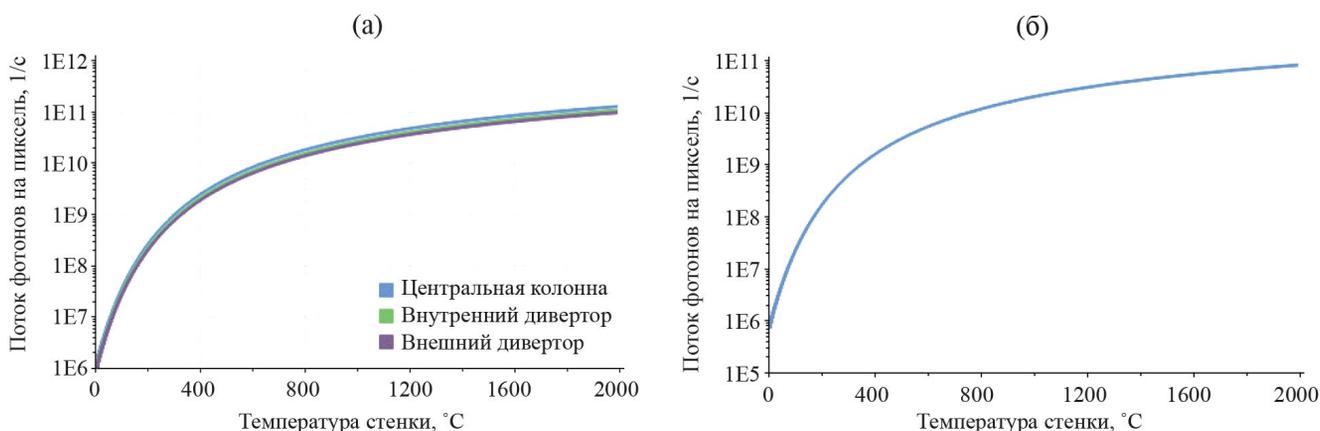


Рис. 6. Поток фотонов в спектральном диапазоне 4—4.1 мкм на пиксель матрицы детектора 1000X1000 в зависимости от температуры стенки. а) расчет для каналов обзора центральной колонны, внутренней и наружной мишеней дивертора; б) расчет для обзорного канала с расстоянием до объекта 3 м.

в спектральном диапазоне 4000—5500 нм. Выводы, сделанные в работе [12] позволяют рассчитывать на измерение температуры стенки ~ 600 К с ошибкой, не превышающей 15%. Измерения в спектральном диапазоне — до 5.5 мкм позволят использовать сапфировые окна для вывода излучения из вакуумного объема ТРТ.

Еще одним фактором, влияющим на точность измерения температуры ОПЭ во время импульсов токамака, является отражение исследуемой поверхностью излучения других, более горячих элементов конструкции. Из-за низкой излучательной способности металлической облицовки и неоднородного излучения окружающих конструкций, соотношение излучаемой и отраженной от поверхности мощности в цельнометаллических токамаках многократно выше, чем в случае графитовой стенки, где отраженный тепловой поток пренебрежимо мал и может быть исключен из рассмотрения. Так, для диагностики VIS/IR верхнего порта ИТЭР [7] было показано, что неучтенный вклад отраженного потока может привести к завышению температуры поверхности до 20% для горячих областей и до 90% для холодных областей.

Наши расчеты подтверждают, сделанный в работе [7] вывод о том, что отраженное излучение может многократно превышать собственное излучение стенки в случае наличия сильно нагретых областей, таких как область пересечения с сепаратрисой.

Для оценки доли отраженного излучения в программном пакете COMSOL Multiphysics была построена теплофизическая модель радиационного теплопереноса на основе упрощенной геометрии

ТРТ. Модель включала в себя решение стационарного уравнения теплопереноса с граничными условиями первого рода в совокупности с расчетом излучения, переизлучения и поглощения света с учетом интегрирования яркости по телесным углам в итеративном процессе схождения. В качестве граничных условий были заданы постоянная температура на внешней стороне камеры, равная 200 °С, а также полоса, шириной 1 см с температурой 2000 °С на внутренней и внешней мишенях дивертора. Распределение температуры по поверхности первой стенки и дивертора ТРТ показаны на рис. 7. Коэффициент серости вольфрама ϵ в симуляции выступал в качестве параметра.

Полученная в результате моделирования карта поверхностной светимости показана на рис. 8. Как видно из приведенного сечения, основная мощность отраженного излучения приходится на область дивертора. По мере удаления от нагретой области, полная светимость падает вместе с уменьшением доли отраженного излучения немонотонно, образуя отдельные области с повышенной светимостью. Следует отметить, что в модели использовалась упрощенная схема ТРТ, не учитывающая всех деталей геометрии внутреннего объема. С учетом всех конструктивных элементов в объеме картина распределения светимости может усложниться еще больше. В работе [8] приведены результаты измерения температуры стенки токамаков WEST и ASDEX Upgrade в ходе разрядов. Показано, что целый ряд горячих областей и точек на температурной карте, полученной в ходе измерений обусловлены исключительно отраженным излучением.

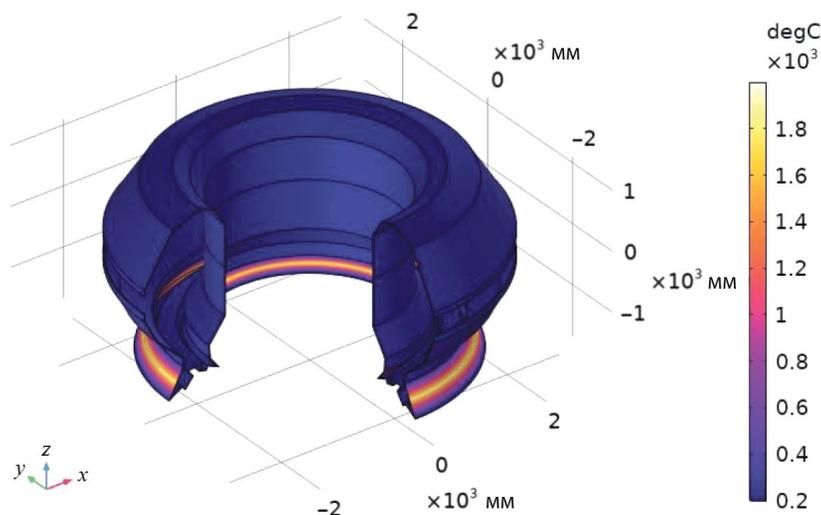


Рис. 7. Стационарное поле температур внутренней поверхности токамака, заданное в модели радиационного теплопереноса

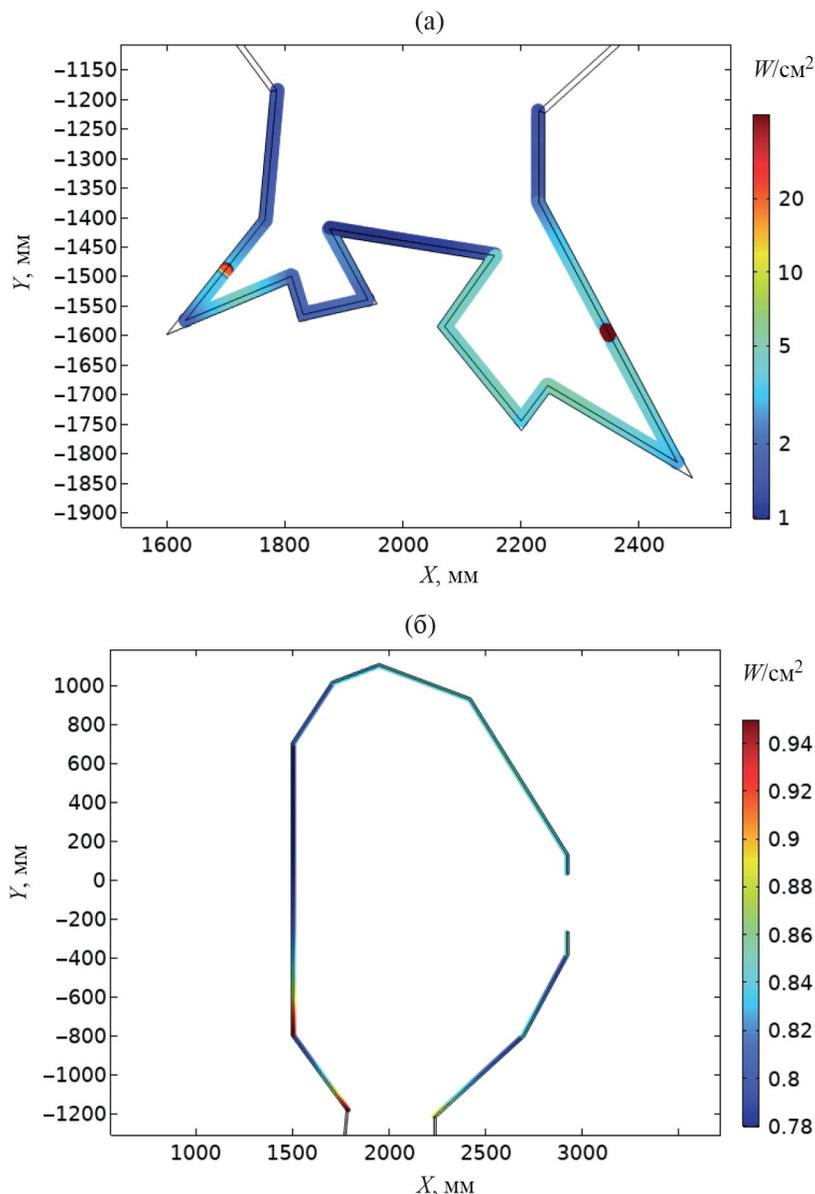


Рис. 8. Поверхностная светимость а) дивертора, б) первой стенки.

На рис. 9 показаны данные расчета плотности теплового потока со стенки в области центральной колонны как функции коэффициента серости вольфрама. На графике приводятся зависимости для теплового излучения стенки и диффузно отраженного излучения для двух случаев: когда вся внутренняя поверхность нагрета равномерно и когда к равномерному излучению стенки добавляется горячая область пересечения с сепаратрисой.

Для полированного вольфрама величина коэффициента серости лежит в диапазоне $\epsilon \sim 0.02\text{--}0.04$. Для вольфрамовых элементов в токамаке значение ϵ может быть на порядок больше. Так, в экспериментах на токамаке WEST [11] было показано, что

в зависимости от области наблюдения, коэффициент серости вольфрамовой облицовки может варьироваться в диапазоне от 0.1 до 0.4.

На основании проведенного моделирования можно сделать вывод, что при уменьшении коэффициента серости от 0.4 до 0.1 отношение диффузной к собственной светимости растет от 4 до 15. Это значит, что в случае измерения полной плотности потока мощности со стенки с температурой $200\text{ }^\circ\text{C}$ измеряемая температура будет меняться от $400\text{ }^\circ\text{C}$ до $670\text{ }^\circ\text{C}$. Сравнивая интенсивность отраженного излучения в области центральной колонны при однородно нагретой внутренней поверхности (рис. 9 внизу) и при добавлении горячей полосы в диверторе

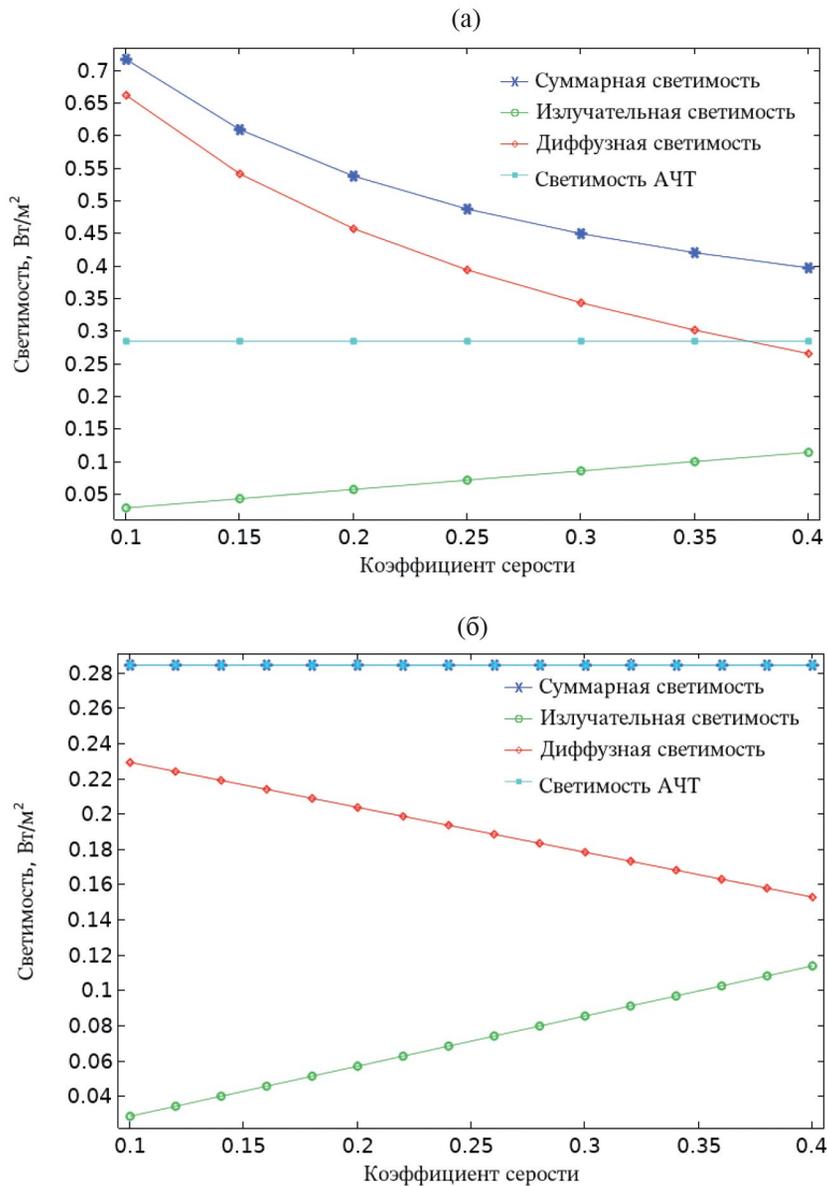


Рис. 9. Плотности теплового потока, излучаемого стенкой, отраженного от стенки, суммы этих потоков и излучения стенки, как абсолютно черного тела (АЧТ) в области центральной колонны в зависимости от коэффициента серости. а) излучает первая стенка и дивертор; б) излучает только первая стенка.

(рис. 9 сверху), можно сделать вывод о сравнимом вкладе свечения дивертора и первой стенки в отраженный тепловой поток. Стоит отметить, что в случае равномерно нагретой поверхности сумма плотностей теплового потока, излучаемого и отраженного стенкой не зависит от коэффициента серости и совпадает с плотностью излучения абсолютно черного тела (АЧТ). Данное наблюдение можно объяснить следующим образом: в тепловом равновесии локальные потоки тепла излучаемые и поглощаемые стенкой равны и пропорциональны коэффициенту серости.

$$I_{absorb} = I_{emis} = \epsilon I_{BB}, \text{ где } I_{BB} \text{ — плотность излучения АЧТ.}$$

С другой стороны, доля поглощенного и отраженного излучения связаны соотношением: $\frac{I_{ref}}{I_{Absorb}} = \frac{1-\epsilon}{\epsilon}$, и, следовательно, сумма излучаемого и отраженного стенкой тепловых потоков не зависит от ϵ

$$I_{emis} + I_{ref} = \epsilon I_{BB} + (1-\epsilon) \cdot I_{BB} = I_{BB}$$

Очевидно, ошибка измерения температуры, обусловленная переотражением будет зависеть от схемы регистрации. Например, равномерно нагретая стенка будет давать вклад в ошибку в случае регистрации интегральной светимости и не повлияет

на результаты измерения в случае измерения спектрального отношения сигнала. В последнем случае для расчета ошибки измерения необходимо знать не только интенсивность отраженного излучения, но и ее спектральное распределение.

Очевидно, для получения достоверной информации о температуре первой стенки необходимо учитывать эффекты отражения при постобработке данных диагностики ИК-термография. Одним из способов оценки интенсивности отраженного излучения является установка референсных металлических образцов с приваренной с обратной стороны термопарой. Тогда, зная их истинную температуру и измеряя полную плотность теплового потока с образца, можно сделать вывод о доле отраженной мощности. Для определения плотности потока, отраженного от защитной облицовки необходимо также знать коэффициенты серости референсного образца и облицовки. Однако, как показано в работе [8], интенсивность отраженного излучения неоднородна по поверхности и имеет локальные максимумы, заметно превышающие средний уровень. Следовательно, для построения карты интенсивности отраженного излучения недостаточно калибровки с использованием референсных образцов и необходимо проведение численного моделирования радиационного теплопереноса, учитывающего все детали геометрии внутреннего объема.

5. ВЫВОДЫ

В табл. 2 приведены требования к измерениям температуры первой стенки и дивертора токамака ТРТ [13]. В эту же таблицу сведены результаты расчетов разрешения по пространству и времени для двух рассмотренных выше вариантов реализации диагностики ИК-термография. Как видно из таблицы, широкоугольная система, обеспечивая

полный обзор по полоидальному сечению (рис. 16) не может обеспечить требуемого пространственного разрешения на всей первой стенке. В то же время четырехканальная система с запасом удовлетворяет требованиям по пространственному разрешению, но имеет ограниченную область наблюдения. Очевидно, у обеих систем существует определенный потенциал для оптимизации, на что и должны быть нацелены дальнейшие шаги по разработке диагностики. Однако главной задачей на данный момент представляется отработка алгоритмов калибровки и методик расчета ошибок измерения температуры. В первую очередь это актуально для учета ошибки, обусловленной отражением исследуемой поверхностью излучения обращенных к плазме конструктивных элементов. Как показано выше, неопределенность связанная с переотражением может приводить к завышению измеряемой температуры в несколько раз. Расчет соответствующей ошибки измерения заключается в построении синтетической диагностики, включая построение карты температурных полей на основе расчетных данных о тепловых потоках из плазмы на стенку, расчет радиационного теплопереноса в 3D- геометрии и моделирование взаимодействия излучения с материалом первой стенки. В качестве входных данных для данной синтетической диагностики будут использоваться данные калибровки, включающие построение распределения величины коэффициента серости по поверхности первой стенки и измерения на референсных образцах, установленных на первой стенке с независимым измерением их температуры.

В данной статье не рассматривались вопросы, связанные с защитой оптического тракта от воздействия плазмы, включающего распыление поверхности зеркал быстрыми частицами и напыления продуктов эрозии первой стенки. Оба эти фактора

Таблица 2. Требования к измерениям температуры ОПЭ ТРТ и достижимые параметры для 2-х вариантов реализации диагностики ИК-термография

Классификация измерений	Область обзора	Требования к диапазону измерения и разрешению	Каналы диагностики ИК-термография: диапазон измерения, достижимое разрешение по пространству и времени	
			Обзорный канал + 2 диверторных канала	4-канальная система
Измерения, необходимые для безопасной работы и защиты установки (1.1а)	Дивертор	200—3000 °C 2 мс	Обзорный канал: от 50 °C, 6—10 мм, 0.1 мс для 200 °C	Дивертор, внешняя мишень: от 50 °C, 0.7—2 мм, 0.1 мс для 200 °C
Измерения, необходимые для исследования характеристик диверторной плазмы (1.2а):			Дивертор, внешняя мишень: от 50 °C, 0.7—2 мм, 0.1 мс для 200 °C	Дивертор, внутренняя мишень: от 50 °C, 0.5 мм, 0.1 мс для 200 °C
Измерения, необходимые для базового управление установкой (1.1б)	Первая стенка	200—3000 °C 10 мс, 5 мм	Обзорный канал: от 50 °C, 2.5—10 мм, 0.1 мс для 200 °C	Центральная колонна: от 50 °C, 0.5—1 мм, 0.1 мс для 200 °C

могут приводить к деградации оптических свойств зеркал, и, как следствие, искажению спектральных характеристик оптической системы [14]. В качестве защитных систем диагностики ИК-термографии предполагается использовать механические заслонки на основе пьезокерамических или биметаллических актюаторов. Первые зеркала, расположенные на границе с плазмой и подверженные загрязнению, также планируется оснастить системой плазменной очистки на основе ВЧ-разряда [15].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Разработка оптической схемы диагностики (разд. 2) выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание, тема № FFUG-2024-0034). Расчет разрешения по времени (разд. 3), а также рассмотрение вопросов калибровки (разд. 4) выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-79-00023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chen M.W., Gong X.Z., Gan K.F., Wang L., Yuan Q.P., Wu K., Li K.D., Duan Y.M., Meng L.Y., Zhang B., Shu S.B., Zhang J.Y., Liu C., Liang R.R., Li C.J. and The EAST team* // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. P. 076009. DOI: 10.1088/1741-4326/ab8c65.
2. *Guilhem D.* // Fus. Eng. Des. 2005. V. 74(1) P. 879. DOI:10.1016/j.fusengdes.2005.08.021
3. *Eich T., Leonard A.W., Pitts R.A., Fundamenski W., Goldston R.J., Gray T.K., Herrmann A., Kirk A., Kallenbach A., Kardaun O., Kukushkin A.S., LaBombard B., Maingi R., Makowski M.A., Scarabosio A., Sieglin B., Terry J., Thornton A., ASDEX Upgrade Team and JET EFDA* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 093031. DOI: 10.1088/0029-5515/53/9/093031.
4. *Houry M., Pocheau C., Aumeunier M.-H., Balorin C., Blanckaert K., Corre Y., Courtois X., Ferlay F., Gaspar J., Gazzotti S., Grosjean A., Loarer Th., Roche H., Saille A., Vives S., the WEST Team* // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146A. P. 1104—1107. DOI: 10.1016/j.fuse-ngdes.2019.02.017.
5. *Hollmann E.M., Commaux N., Eidietis N.W., Lasnier C.J., Rudakov D.L., Shiraki D., Cooper C., Martin-Solis J.R., Parks P.B., Paz-Soldan C.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24(6). 062505. DOI:10.1063/1.4985086.
6. *Guilhem D., Reichle R., Roche H.* // QIRT Journal. 2006. V.3. № 2. P. 1.
7. *Aumeunier M.-H. et al* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2012. V.40. P.753
8. *M.-H. Aumeunier et al.* // Nuclear Materials and Energy. 2021. V. 26 .100879
9. *Раздобарин А.Г., Шубин Я.Р., Белокур А.А., Богачев Д.Л., Елец Д.И., Медведев О.С., Мухин Е.Е., Снугирев Л.А., Алексеенко И.В.* // Физика плазмы. 2024. Т. 50. С.
10. *Мазуль И.В., Гиниятуллин Р.Н., Кавин А.А., Лутуновский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Танчук В.Н* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. С. 1103.
11. *Gaspar J. et al.* // Nucl. Mat. and Energy. 2020. V.25.100851
12. *А. Г. Раздобарин, Ю. М. Гаспарян, Д. Л. Богачев, А. М. Дмитриев, Д. И. Елец, А. Н. Коваль, Г. С. Курскиев, Е. Е. Мухин, Д. Г. Булгадарян, С. А. Крат, Е. Д. Маренков, И. В. Алексеенко* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1216.
13. *Кащук Ю. А., Коновалов С. В., Красильников А. В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1159.
14. *Litnovsky A. et al.* // Journal of Nuclear Materials. 2007. V. 363—365. 1395—1402.
15. *Razdobarin A. G. et al.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 093022.

Options for Implementation of IR Thermography Diagnostics in a Tokamak with Reactor Technologies TRT

A. G. Razdobarin^{a, b, *}, Ya. R. Shubin^a, D. L. Bogachev^b, D. I. Elets^{a, b}, O. S. Medvedev^{a, b}, E. E. Mukhin^a, and L. A. Snigirev^a

^a *Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia*

^b *Spectral-Tech, St. Petersburg, 194223 Russia*

* *e-mail: Aleksey.Razdobarin@mail.ioffe.ru*

Abstract Options for implementing the IR thermography diagnostic system in a TRT facility are considered. Two variants of the optical scheme for measuring the temperature of the first wall and divertor targets are proposed: a wide-angle system combined with two divertor channels and a four-channel viewing system. The optical resolution of both systems and the levels of the collected signal are numerically simulated. On the basis of the calculations performed, conclusions are drawn about the compliance of the systems with the requirements for measuring the temperature of TRT plasma-facing elements. The sources of the temperature measurement error are considered, and the error caused by the reflection of radiation from structural plasma-facing elements by the surface under study is estimated. Calibration issues for IR thermography diagnostics are also discussed.

Keywords: tokamak TRT, IR thermography, first wall