
СОДЕРЖАНИЕ

Том 48, номер 12, 2022

ТОКАМАКИ

Требования к измерениям характеристик плазмы токамака с реакторными технологиями TRT <i>Ю. А. Кащук, С. В. Коновалов, А. В. Красильников</i>	1159
Многоканальный нейтронный коллиматор TRT <i>Г. Е. Немцев, Р. Н. Родионов, Р. Р. Хафизов, Ю. А. Кащук, Т. М. Кормилицын, А. В. Красильников</i>	1166
Спектрометрический монитор полного нейтронного выхода токамака TRT <i>Т. М. Кормилицын, Ю. А. Кащук, Р. Н. Родионов, К. К. Артемьев, А. В. Панкратенко, Г. Е. Немцев, А. В. Красильников</i>	1174
Спектрометр с алмазными детекторами для диагностики быстрых атомов на токамаке с реакторными технологиями (TRT) <i>К. К. Артемьев, А. В. Красильников, Т. М. Кормилицын, Н. Б. Родионов</i>	1183
Перспективы использования гамма-спектрометрической диагностики быстрых частиц на токамаке TRT <i>А. Е. Шевелев, Е. М. Хилькевич, Н. Н. Бахарев, М. В. Ильслова, О. М. Скрекель, И. А. Полуновский</i>	1193
Комбинированная диагностика измерения профилей радиационных потерь, экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений в токамаке TRT <i>А. Г. Алексеев, В. В. Забродский, Д. В. Сарычев, Н. А. Соловьев, А. В. Сушков</i>	1206
Комплекс диагностик первой стенки и дивертора токамака с реакторными технологиями: контроль эрозии, температуры и мониторинг накопления термоядерного топлива <i>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</i>	1216
Зондовое устройство для комплексного исследования взаимодействия плазмы с дивертором токамака TRT <i>А. А. Айрапетов, Л. Б. Беграмбеков, Я. А. Садовский</i>	1233
Многофункциональный зонд для исследования взаимодействий “плазма/первая стенка” в токамаке TRT <i>Л. Б. Беграмбеков, А. В. Грунин</i>	1244

ТРЕБОВАНИЯ К ИЗМЕРЕНИЯМ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ TRT

© 2022 г. Ю. А. Кащук^{a,*}, С. В. Коновалов^{a,b}, А. В. Красильников^a

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

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

*e-mail: y.kashchuk@iterrf.ru

Поступила в редакцию 25.08.2022 г.

После доработки 29.09.2022 г.

Принята к публикации 01.10.2022 г.

Сформулирован перечень требований к измерениям характеристик высокотемпературной плазмы, которые должны обеспечить безопасность работы и защиту токамака с реакторными технологиями, а также управление плазменным шнуром и исследование физики термоядерной плазмы. Особое внимание уделяется измерениям, данные которых необходимы для отработки плазменных технологий будущих квазистационарных термоядерных реакторов. Определены диапазоны изменений плазменных параметров, в том числе определены требования к разрешению, с которым эти параметры должны быть измерены. Эти требования являются исходными данными при выборе измерительных систем, разработке конструкции и последующей интеграции диагностик на установке. Предложена классификация диагностик в зависимости от решаемых задач и стадийность создания диагностического комплекса токамака с реакторными технологиями.

Ключевые слова: токамак, термоядерный реактор, характеристики плазмы, диагностика плазмы

DOI: 10.31857/S0367292122700214

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный прогресс, достигнутый в последнее время в технологии изготовления высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) 2-го поколения (2G HTS), позволяет создавать магнитные катушки с сильным рабочим магнитным полем [1]. Использование ВТСП дает возможность приступить к созданию квазистационарных термоядерных установок с небольшими размерами по сравнению с токамак-реактором ИТЭР. В таких установках может быть обеспечено достижение режимов зажигания и горения термоядерной плазмы с выходом энергии нейтронного потока по отношению к вложенной энергии при ее нагреве $Q > 1$. Сегодня в этом направлении ведутся исследования в нескольких лабораториях мира – это такие проекты как TRT [2], ARC [3], SPARC [4, 5]. Также магнитные катушки на основе высокотемпературных сверхпроводников 2-го поколения планируются использовать в токамаке ST40 [6], в том числе с целью демонстрации реализуемости новых технологических достижений при создании электромагнитных систем современных установок управляемого термоядерного синтеза (УТС).

В проекте TRT, помимо реализации перспективной для термоядерного реактора ВТСП электромагнитной системы, закладываются инновационные решения для разрешения ключевых проблем на пути создания токамака-реактора, – это обеспечение квазистационарных режимов с контролируемым взаимодействием плазмы с первой стенкой и дивертором, оптимальное функционирование систем дополнительного нагрева плазмы, безындукционной генерации тока в плазме и управления ее параметрами, корректное функционирование системы подачи топлива, а также целого ряда технологических систем, необходимых для осуществления плазменных разрядов с реакторными характеристиками. Создаваемая новая технологическая платформа TRT будет способствовать интеграции технологических разработок ИТЭР в российскую программу УТС на пути создания как “чистого”, так и гибридного термоядерного реактора. В то же время ожидаемые характеристики плазмы позволяют рассматривать TRT как реальный плазменный прототип термоядерного источника нейтронов для гибридного (синтез-деление) реактора.

Разработка плазменных технологий квазистационарного термоядерного реактора помимо тра-

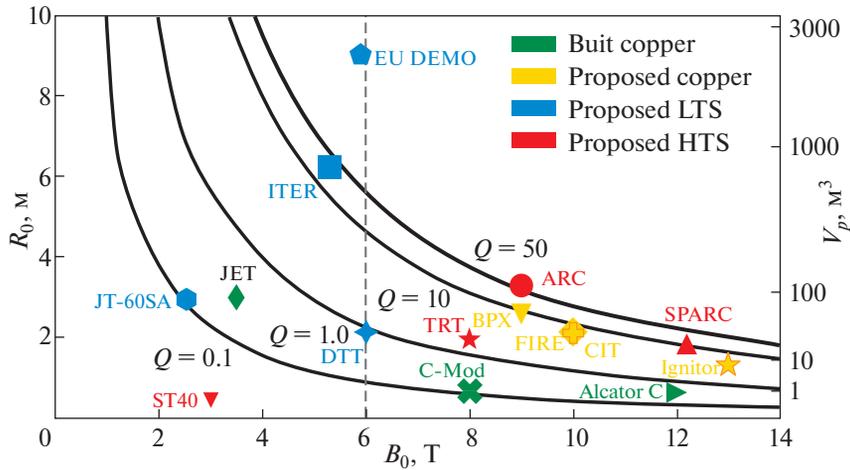


Рис. 1. Проектные (предельно достижимые) значения Q термоядерных установок с теплыми медными (Copper), низкотемпературными (LTS) и высокотемпературными (HTS) сверхпроводящими электромагнитными системами: $B_0(T)$ – значение магнитной индукции установки в Теслах, $R(m)$ – большой радиус тороидальной камеры токамака в метрах, $V_p(m^3)$ – объем плазмы в кубических метрах.

диционных измерений характеристик параметров разряда токамака, таких как магнитное поле, ток плазмы, форма сечения плазменного шнура, горизонтальное и вертикальное смещения, положение X-точки сепаратрисы, МГД-активность, должна включать оптимизацию профилей нагрева и генерации тока, обеспечение удержания энергии и частиц в плазме, а также контроль потоков энергии и частиц на первую стенку и дивертор. Для этого необходимо обеспечить управление профилем тока в плазме, измерения плотностей и температур ионов и электронов как в центре плазменного шнура, так и в областях транспортных барьеров, и на периферии плазмы. Также важны измерения распределений плотностей и температур ионов, электронов и примесей в диверторной области, а также ряда других технологических параметров таких как поток энергии на стенку и пластины дивертора, температура материалов стенки и дивертора в критических областях. Все эти измерения необходимо выполнять с требуемыми пространственным и временным разрешениями.

Роль проекта TRT в современных термоядерных исследованиях наглядно показана на рис. 1, где представлены проектные (предельно достижимые) значения Q термоядерных установок с теплыми медными (copper), низкотемпературными (LTS) и высокотемпературными (HTS) сверхпроводящими электромагнитными системами [4].

В табл. 1 и 2 представлены основные технические параметры и сценарии разрядов токамака TRT, соответственно [2].

Диагностический комплекс TRT должен обеспечить безопасность работы установки, разработку и оптимизацию плазменных термоядерных технологий квазистационарного разряда плазмы с выходом на термоядерное зажигание, и проводить измерения указанных выше параметров и характеристик термоядерной плазмы во всем диапазоне их изменения в разрядах TRT как длительностью 100 секунд и выходом DD-нейтронов $\sim 10^{18}$ н/с, так и длительностью 5 секунд и выходом DT-нейтронов $\sim 10^{19}$ н/с с требуемыми временными, частотным и пространственным разрешениями. Наряду с обеспечением требуемых измерений в центральной области плазмы, особое внимание будет уделено измерениям характеристик на ее периферии: на пьедестале, в слое плазмы вблизи стенки вакуумной камеры токамака (Scrape of Layer – SOL) и в диверторной области.

2. КЛАССИФИКАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Учитывая накопленный опыт работы измерительных систем на термоядерных установках и опыт создания диагностического комплекса токамака-реактора ИТЭР, все измерения характеристик плазмы в токамаке TRT (табл. 3) можно, как и для ИТЭР, разделить на несколько классов в зависимости от решаемых задач. Это задача безопасности работы и защиты установки (1.1а); базовое управление токамаком (1.1б), продвинутое управление плазменным разрядом с реакторными характеристиками (1.2) и измерения, необходимые для детального исследования диверторной плазмы (1.2д). Группа измерений (1.2д) включает в себя параметры, необходимые для детального

Таблица 1. Параметры токамака с реакторными технологиями TRT

Название	Параметр	Значение
Большой радиус, м	R_0	2.15
Малый радиус, м	a	0.57
Аспектное отношение	A	3.77
Магнитное поле на оси, Тл	B_{i0}	8
Ток в плазме, МА	I_p	5
Вытянутость	κ_{sep}	1.8
Треугольность	δ_{sep}	0.3
Длительность разряда, с	Δt_{flatop}	100/<10*
Запас потока в индукторе, Вс	Φ_{tot}	~33
Средняя плотность, 10^{20} м^{-3}	$\langle n_e \rangle$	до 2
Энергетическое время жизни плазмы, с	τ_e	0.33
Мощность дополнительного нагрева, МВт	P_{aux}	до 40
Термоядерная мощность, МВт	P_{fus}	~0.5/40*
Отношение мощности, выносимой на сепаратрису, к большому радиусу, МВт/м	P_{sep}/R	14/16*
Отношение термоядерной мощности к мощности нагрева	Q	0.01/>1*

*TRT с плазмой D + малая добавка T/D–T-плазма.

Таблица 2. Основные сценарии разрядов токамака TRT (проект 2020 г., электромагнитная система ВТСП). Расчеты выполнены кодом PART с параметрами: H-мода с $P_{aux} = 40$ МВт ($P_{NBI} = 25$ МВт, $P_{ECRH} = 10$ МВт, $P_{ICRH} = 5$ МВт) и $n_e = 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$

Топливо	D	D + 1%T	D + T
Длительность импульса Δt_{pulse} , с	100–150	~100	<10
Температура плазмы T , кэВ	6–8	6–8	7–8
Коэффициент улучшенного удержания в H-моду $H_{y,2}$	1.0–1.2	1.0–1.2	1.0–1.3
β_N	1.4	1.4	1.6
Запас устойчивости, q_{95}	3.3	3.3	3.3
Энергетическое время жизни плазмы τ_E , с	0.3	0.3	0.3
Макс. выход нейтронов Y_n , 10^{18} н/с	0.5	1	~15
Термоядерная мощность P_{fus} , МВт	0.3	0.6	~40
Отношение мощности, выносимой на сепаратрису, к большому радиусу P_{sep}/R , МВт/м	14	14	17
Отношение термоядерной мощности к мощности нагрева Q	0.01	0.02	≥ 1

исследования характеристик плазмы в SOL и диверторе. Эти измерения включают контроль формы плазменного шнура, в частности положение X-точки, измерение тепловых потоков на диверторные мишени, определение потоков атомов и профиля радиационного излучения, измерение плотности и температуры диверторной плазмы. Детальные изучения диверторной плазмы являются важными для общей программы исследований на TRT.

Последний класс измерений (группа 2) ориентирован на изучение физики высокотемпературной плазмы, включая L–H транспортные переходы, такие колебания как ELM, МГД-активность, физики “быстрых ионов” и других явлений в термоядерной плазме с реакторными параметрами.

Измерения некоторых плазменных характеристик могут вносить разный вклад во все обозначенные задачи при том, что требования к измерениям могут быть разными в зависимости от роли в экспериментах и работе установки. Наиболее

Таблица 3. Классификация измерений и диапазоны изменения плазменных параметров TRT

№	Измерения	Параметр	Диапазон изменений	Требуемые разрешения
Измерения, необходимые для безопасной работы и защиты установки (1.1а)				
1	Ток в плазме	I_p	0–5 МА	0.1 мс, интегрально
2	Скорость смещения плазменного шнура	$dZ/dt, dR/dt$	0–5 м/с	1 мс
3	Напряжение на обходе	V_{loop}	0–30 В	1 мс
4	Отношение газокINETического давления плазмы к давлению тороидального магнитного поля	β_t	0–0.05	0.1 мс, интегрально
5	Контроль МГД-активности плазмы		$m/n = 2/1$	1 мс
6	Полные радиационные потери при срыве	P_{rad}	0.3–300 МВт	0.1 мс, интегрально
7	Средняя электронная плотность	$\int n_e dl / \int dl$	$10^{18} - 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$	1 мс, интегрально
8	Убегающие электроны	$I_{runaway}$	0.5–1.0 МА	10 мс
9	Температура поверхности дивертора	E_{max}	10–30 МэВ	2 мс
		t_{div}°	200–3000°C	
Измерения, необходимые для базового управления установкой (1.1б)				
1	Положение плазменного шнура (расстояние до первой стенки)	D_{sep}	–	10 мс
2	Радиационные потери основной плазмы	P_{rad}	0.1–40 МВт	1 мс, интегрально
3	Удельное радиационное излучение основной плазмы	P_{rad}	5 кВт/м ³ – 3 МВт/м ³	1 мс, 2 см
4	Полный нейтронный выход	Y_n	$10^{15} - 2 \times 10^{19} \text{ н/с}$	1 мс, интегрально
5	Топливное отношение в центре плазменного шнура	n_H/n_D	0.1–10	100 мс, 5 см
6	Относительная концентрация примесей Be, W, Li, Ne и др.	n_{imp}	$10^{-4} - 5 \times 10^{-2}$	10 мс, интегрально
7	Температура поверхности первой стенки	t_{FW}°	200–3000°C	10 мс, 0.5 см
8	Тороидальное магнитное поле	B_T	0–8.0 Тл	1 сек
9	Профиль тока	$q(r)$	0.5–9	10 мс, 3 см
Измерения, необходимые для разработки технологий продвинутого управления плазменным разрядом TRT (1.2)				
1	Профиль нейтронного/ α -источников	$Neutron/\alpha\text{-source}$	$10^{14} - 6 \times 10^{18} \text{ н/(м}^3 \times \text{с)}$	1 мс, 5 см
2	Профиль температуры электронов в центре плазмы	$T_e \text{ Core}$	0.5–30 кэВ	10 мс, 2 см
3	Профиль плотности электронов основной плазмы	$n_e \text{ Core}$	$3 \times 10^{19} - 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$	10 мс, 2 см
4	Профиль плотности электронов на краю плазмы	$n_e \text{ Edge}$	$5 \times 10^{18} - 2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$	10 мс, 1 см
5	Профиль температуры ионов в центре	$T_i \text{ Core}$	0.5–30 кэВ	20 мс, 5 см
6	Относительная концентрация “гелиевой золы”	n_{He}	0.1–5%	20–30 мс, 2 см
Измерения, необходимые для исследований характеристик диверторной плазмы (1.2 д)				
1	Радиационные потери в диверторе	$P_{rad} \text{ Div}$	0.03–40 МВт	1 мс, интегрально
2	Профиль радиационного излучения в диверторе	$P_{rad} \text{ Div}$	50 кВт/м ³ – 100 МВт/м ³	1 мс, 5 см

Таблица 3. Окончание

№	Измерения	Параметр	Диапазон изменений	Требуемые разрешения
3	Температура поверхности дивертора	t_{div}^o	200–3000°С	2 мс
4	Плотность электронов плазмы вблизи диверторной мишени	n_e	10^{18} – 10^{22} м ⁻³	1 мс, 1 см
5	Температура электронов плазмы вблизи диверторной мишени	T_e	1–150 эВ	1 мс, 1 см
6	Давление газа в диверторе	P_{div}	10^{-4} –20 Па	50 мс, 20%
7	Поток атомов в диверторе	Φ_{div}	10^{19} – 10^{25} атом/с	1 мс, 20%
8	Плотность нейтралов в диверторе	nH, nD, nHe	10^{17} – 10^{21} м ⁻³	1 мс, 20%
Измерения, необходимые для изучения физики высокотемпературной плазмы (2)				
1	Контроль H-моды, ELMов и индикатора L-H перехода: плотность на пьедестале температура на пьедестале		5×10^{18} – 2×10^{20} м ⁻³ 0.5–10 кэВ	0.1 мс, 1–2 см 1 мс, 2–3 см
2	Быстрые ионы			5–10 мс
3	Неудерживаемые быстрые ионы			1 мс
4	Z эфф	Z_{eff}	1–4	20 мс, 5 см
5	Скорость тороидального вращения плазмы	V_{TOR}	1–200 км/с	20 мс, 2 см
6	Скорость полоидального вращения плазмы	V_{POL}	1–50 км/с	20 мс, 2 см
7	Визуальный и температурный контроль первой стенки при ELM	$^{\circ}C FW ELM$	400–3000°С	0.2 мс, 1 см
8	Профиль температуры электронов на краю плазмы	$T_e Edge$	0.5–10 кэВ	10 мс, 1 см
9	Профиль температуры ионов на краю	$T_i Edge$	0.05–10 кэВ	100 мс, 2 см
10	Плотность электронов в диверторе	n_e	10^{19} – 10^{22} м ⁻³	1 мс, 5 см
11	Температура электронов в диверторе	T_e	0.3–200 эВ	1 мс, 5 см
12	Температура ионов в диверторе	T_i	0.3–200 эВ	1 мс, 5 см

полный список параметров, измеряемых в экспериментах с высокотемпературной плазмой, представлены в последней версии проектных требований к ИТЭР и в статье [7]. В этих работах представлены более ста режимов измерений плазменных характеристик, охватывающие все сценарии работы токамака-реактора. Для токамака TRT перечень параметров менее масштабный. Это обусловлено прежде всего целями и научной программой проекта. Так же существуют технические ограничения, связанные с тем, что количество патрубков в TRT (16) меньше, чем в ИТЭР (18). Патрубки TRT имеют меньшие геометрические размеры, что физически не позволяет разместить на установке все современные диагностики, используемые для исследования высокотемпературной плазмы токамаков. Список основных плазменных параметров TRT, диапазон изменений и требуемые разрешения собраны в табл. 3. Представленный список параметров не является полным. Диапазоны измерений, также, как и требования к разрешениям, будут уточняться

и дополняться по мере развития проекта и становления диагностического комплекса TRT. С учетом стадийности наращивания операционных возможностей TRT можно выделить три этапа работы установки: режимы работы токамака с плазмой без нейтронов (разряды в водороде и в гелии), режимы работы с плазмой с умеренным выходом нейтронов до 5×10^{17} н/с (разряды в дейтерии) и режимы работы с максимально допустимыми нейтронными нагрузками до 15×10^{18} н/с (разряды в смеси дейтерия и трития).

Контроль всех параметров, обеспечивающих защиту и управление плазмой в TRT, является обязательным. Это требование становится особенно актуальным в экспериментах с плазменными разрядами с высоким уровнем термоядерной нагрузки. В экспериментах по изучению физики высокотемпературной плазмы токамаков и оптимизации плазменных технологий возможно измерение части параметров из группы 2 при условии полного контроля всех параметров групп 1. Ia,

1.1б, 1.2 и 1.2д. Готовность к полномасштабной реализации программы исследований токамака с реакторными технологиями определяется возможностью диагностического комплекса проводить измерения плазменных параметров в указанном диапазоне с требуемым разрешением (временным, частотным, пространственным, энергетическим).

3. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС TRT

На настоящем этапе с учетом разрабатываемого эскизного проекта вакуумной камеры и ее патрубков начато формирование диагностического комплекса TRT, который должен обеспечить максимальное выполнение требований к измерениям характеристик плазмы TRT, представленных в табл. 3. Планируется, что диагностический комплекс TRT будет включать: многокомпонентную электромагнитную диагностику, корпускулярную диагностику с несколькими перпендикулярными и тангенциальными конусами регистрации [8, 9], многоканальные коллиматоры нейтронов [10], болометрическую и рентгеновскую томографии, многоканальные спектрометры нейтронов, рентгеновского, гамма-излучения [11] и неударяемых в плазме быстрых ионов, многоканальные спектрометры излучений примесей и водородных линий для основной плазмы и плазмы в диверторе, многоканальные интерферометрию, рефлектометрию и рефрактометрию [12, 13], мониторы потока нейтронов [14], многоканальную активную спектроскопию [15], спектроскопию на основе динамического эффекта Штарка (MSE) и томсоновского рассеяния [16], оптический [17] и зондовый контроль первой стенки [18], оптические измерения в диверторе [19, 20] и зондовые измерения в диверторе [21] и некоторые другие диагностики. Более детально диагностический комплекс TRT будет сформирован после проведения интеграции вышеназванных диагностик в разрабатываемый проект патрубков TRT с учетом стадийности реализации проекта.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные цели создания токамака с реакторными технологиями [2] определяют сформулированные в настоящей статье требования к измерениям характеристик плазменного разряда TRT (табл. 3). Начаты работы по анализу возможности создания диагностик и определению состава диагностического комплекса, который позволит измерять основные характеристик плазмы TRT [8–21].

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации Росатом в рамках Государственного контракта № Н.4ф.241.09.22.1135 от

12.09.2022 г. по реализации комплексной программы “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года” [22].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Molodyk A., Samoilenkov S., Markelov A., Degtyarenko P., Lee S., Petrykin V., Gaifullin M., Mankevich A., Vavilov A., Sorbom B., Cheng J., Garberg S., Kesler L., Hartwig Z., Gavrillkin S., Tsvetkov A., Okada T., Awaji S., Abraimov D., Francis A., Bradford G., Larbalestier D., Senatore C., Bonura M., Pantoja A.E., Wimbush S.C., Strickland N.M., Vasiliev A.* // Sci Rep. 2021. V. 112084. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-81559-z>
2. *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. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
3. *Sorbom B.N., Ball J., Palmer T.R., Mangiarotti F.J., Sierchio J.M., Bonoli P., Kasten C., Sutherland D.A., Barnard H.S., Haakonsen C.B., Goh J., Sung C., Whyte D.G.* // Fusion Eng. and Design. 2015. V. 100. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.07.008>
4. *Creely A.J., Greenwald M.J., Ballinger S.B., Brunner D., Canik J., Doody J., Fülöp T., Garnier D.T., Granetz R., Gray T.K., Holland C., Howard N.T., Hughes J.W., Irby J.H., Izzo V.A., Kramer G.J., Kuang A.Q., LaBombard B., Lin Y., Lipschultz B., Logan N.C., Lore J.D., Marmar E.S., Montes K., Mumgaard R.T., Paz-Soldan C., Rea C., Reinke M.L., Rodriguez-Fernandez P., Särkimäki K., Sciortino F., Scott S.D., Snicker A., Snyder P.B., Sorbom B.N., Sweeney R., Tinguely R.A., Tolman E.A., Umansky M., Vallhagen O., Varje J., Whyte D.G., Wright J.C., Wukitch S.J., Zhu J. and the SPARC Team* // J. Plasma Phys. 2020. V. 86. <https://doi.org/10.1017/S0022377820001257>
5. *Rodriguez-Fernandez P., Creely A.J., Greenwald M.J., Brunner D., Ballinger S.B., Chrobak C.P., Garnier D.T., Granetz R., Hartwig Z.S., Howard N.T., Hughes J.W., Irby J.H., Izzo V.A., Kuang A.Q., Lin Y., Marmar E.S., Mumgaard R.T., Rea C., Reinke M.L., Riccardo V., Rice J.E., Scott S.D., Sorbom B.N., Stillerman J.A., Sweeney R., Tinguely R.A., Whyte D.G., Wright J.C., Yuryev D.V.* // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. 042003. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac1654>
6. *Gryaznevich M., Asunta O.* // Fusion Eng. and Design. 2017. V. 123. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.03.011>
7. **PROGRESS IN THE ITER PHYSICS BASIS, Ch. 7: Diagnostics** // Nucl. Fusion. 2007. 47 (6), S337. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S07>
8. *Афанасьев В.И., Гончаров П.Р., Мельник А.Д.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 675. <https://doi.org/10.31857/S0367292122100031>
9. *Афанасьев В.И., Козловский С.С., Мельник А.Д.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 685. <https://doi.org/10.31857/S0367292122100043>

10. Немцев Г.Е., Родионов Р.Н., Хафизов Р.Р. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1166.
11. Шевелев А.Е., Хилькевич Е.М., Бахарев Н.Н., Ильясова М.В., Скрекель О.М., Полуновский И.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1193.
12. Вершков В.А., Петров В.Г., Субботин Г.Ф. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 731.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122700159>
13. Шелухин Д.А., Субботин Г.Ф., Вершков В.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 747.
<https://doi.org/10.31857/S036729212260042X>
14. Кормилицын Т.М., Кацук Ю.А., Родионов Р.Н., Артемьев К.К., Панкратенко А.В., Немцев Г.Е., Красильников А.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1174.
15. Серов С.В., Тугаринов С.Н., Серов В.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 700.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122100262>
16. 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. № 8. С. 711.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122100134>
17. Раздобарин А.Г., Гаспарян Ю.М., Богачев Д.Л., Дмитриев А.М., Елец Д.И., Коваль А.Н., Курские Г.С., Мухин Е.Е., Булгадарян Д.Г., Крат С.А., Маренков Е.Д., Алексеенко И.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1216.
18. Беграмбеков Л.Б., Грунин А.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1244.
19. Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Курские Г.С. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 722.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122100146>
20. Вуколов К.Ю., Андреев Е.Н., Горбунов А.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 761.
<https://doi.org/10.31857/S0367292122100110>
21. Айрапетов А.А., Беграмбеков Л.Б., Садовский Я.А. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1233.
22. Ильгисонис В.И., Ильин К.И., Новиков С.Г., Оленин Ю.А. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 963.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110172>

УДК 533.9

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ КОЛЛИМАТОР TRT**© 2022 г. Г. Е. Немцев^{а, *}, Р. Н. Родионов^а, Р. Р. Хафизов^а, Ю. А. Кашук^а,
Т. М. Кормилицын^а, А. В. Красильников^а**^а Частное учреждение “ИТЭР-Центр”, Москва, Россия

*e-mail: g.nemtsev@iterrf.ru

Поступила в редакцию 20.05.2022 г.

После доработки 01.07.2022 г.

Принята к публикации 10.08.2022 г.

Описывается проект нейтронной камеры для токамака с реакторными технологиями (TRT). Нейтронная камера представляет собой многоканальный нейтронный коллиматор, покрывающий хордами наблюдения плазменный нейтронный источник. Нейтронная камера – система, предназначенная для измерения профиля термоядерного источника нейтронов в полоидальном сечении токамака. В работе предлагается концептуальный проект системы, включающий в себя 10 измерительных каналов коллиматоров, наблюдающих плазму в радиальном направлении. Для более детального охвата линиями наблюдения плазменного нейтронного источника систему предлагается оснастить также несколькими вертикальными коллиматорами. Каналы коллиматоров находятся внутри патрубков вакуумной камеры, заходя в пространство криостата установки. Подобное решение позволяет увеличить охват линиями наблюдения объема плазмы. Для материала коллиматоров предлагается использовать нержавеющую сталь и борированный полиэтилен высокой плотности. В качестве детекторов нейтронов планируется использовать алмазные детекторы и сцинтилляторы на основе стибена и хлорида лантана. В работе моделировался плазменный нейтронный источник. С помощью расчетов радиационного транспорта получены значения потоков и спектров нейтронов в каналах коллиматоров. Нейтронная камера установки TRT позволит измерять профиль нейтронного источника в DD- и DT-плазме, а также отношение интенсивности излучений DD- и DT-нейтронов, спектр нейтронов, полный нейтронный выход и другие параметры.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями, нейтронный коллиматор, профиль нейтронного источника, метод Монте-Карло, детекторы нейтронов

DOI: 10.31857/S0367292122600479

1. ВВЕДЕНИЕ

Токамак с реакторными технологиями (TRT) представляет собой квазистационарную термоядерную плазменную установку с временем удержания более 100 с. Отличительная особенность токамака – широкое использование материалов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в качестве материалов электромагнитной системы. При данной конфигурации вакуумная камера токамака находится внутри объемного криостата. Для доступа диагностических и технологических систем в установке имеются вертикальные и горизонтальные патрубки. Общий вид установки показан на рис. 1.

Для нагрева плазмы TRT планируется использовать целый ряд систем дополнительного нагрева, включая инжекторы атомов с энергией 0.5 МэВ на базе источников отрицательных ионов, мегаваттные гиротроны с частотой излучения 230–260 ГГц, систему ионного циклотронного нагрева мощностью до 5 МВт в частотном

диапазоне 60–80 МГц. Суммарная мощность дополнительного нагрева установки – до 40 МВт [1]. При этом средняя плотность частиц в установке будет достигать $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Дополнительно, на установке планируется реализовать комплекс напуска трития. При данных параметрах стоит ожидать значительного нейтронного выхода. В целом, прогнозируется, что выход нейтронов будет достигать 5×10^{17} нейтронов/с для D–D-плазмы и свыше 10^{18} нейтронов/с для D–T-плазмы. При исследовании процессов термоядерного горения плазмы в установке с достаточно большой вакуумной камерой встает вопрос пространственного разрешения термоядерного источника нейтронов. В общем случае источник термоядерных нейтронов неравномерно распределен в пространстве и изменяется во времени. Знание профиля нейтронного источника имеет важное значение для точного измерения общей мощности термоядерного синтеза и корректировки показаний мониторов нейтронного выхо-

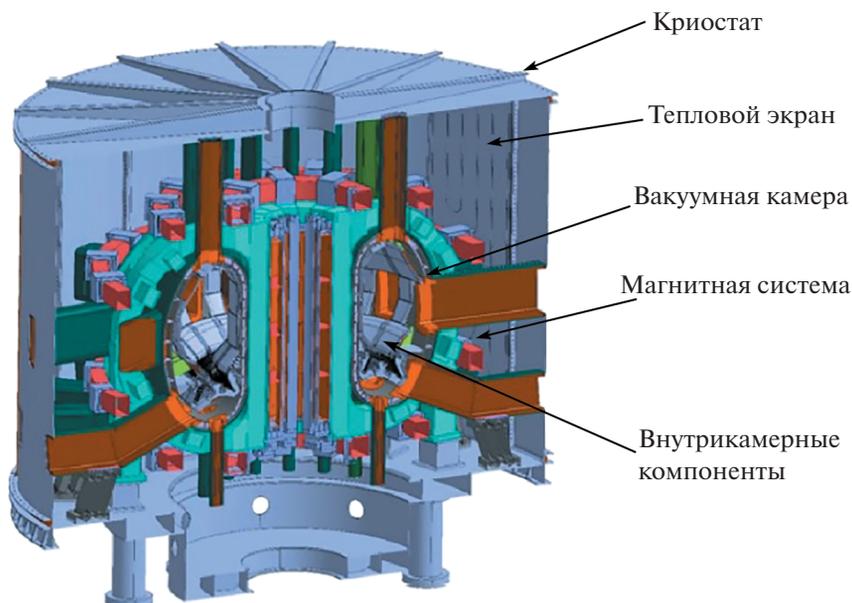


Рис. 1. Общий вид установки TRT.

да. Измерение профиля нейтронного источника достигается с помощью нейтронных камер — диагностических систем на основе многоканальных нейтронных коллиматоров. Подобные камеры были созданы для токамаков JT-60, TFTR и JET. В настоящий момент вертикальная [2] и радиальная нейтронные камеры [3] проектируются для токамака ИТЭР. Данные диагностики предназначены для измерения профиля нейтронного источника и термоядерной мощности, профиля ионной температуры, отношения концентрации ионов дейтерия и трития.

2. ПРОЕКТ НЕЙТРОННОЙ КАМЕРЫ

Особенностью взаимодействия быстрых нейтронов с веществом является большая длина свободного пробега. Поэтому нейтронные коллиматоры в общем случае представляют собой протяженные (свыше 1 м) и тяжелые конструкции (свыше 10 т), что накладывает ограничения на их интеграцию в термоядерную установку. Наиболее эффективный нейтронный коллиматор получается при комбинации материалов, эффективно рассеивающих, замедляющих и поглощающих нейтроны. В качестве рассеивателей, как правило, используют вольфрам или нержавеющую сталь, в качестве замедлителей — воду или полиэтилен, в качестве поглотителей — бор [4]. Идеальная позиция для расположения нейтронных детекторов и коллиматоров — как можно ближе к плазменному нейтронному источнику для обеспечения наилучшего покрытия хордами наблюдения. Желательно, чтобы при этом на пути сле-

дования нейтронов от источника к детектору не было никаких препятствий. Опираясь на концептуальный проект установки TRT можно заключить, что наиболее подходящими для размещения диагностики будут горизонтальные патрубки. Для максимального охвата плазмы линиями наблюдения предлагается разместить детекторы и каналы коллиматоров в глубине патрубка. Такая конфигурация была предложена для радиальной и вертикальной нейтронных камер ИТЭР [2, 3]. Однако на ИТЭРе предлагается размещать детекторы и нейтронные коллиматоры внутри вакуума установки, что накладывает серьезные ограничения на выбор материалов и значительно усложняет интеграцию и обслуживание данных систем. В данной работе предлагается разместить нейтронную камеру внутри герметичного кожуха, заходящего вглубь патрубка токамака. Таким образом, принципиальным отличием от нейтронных камер ИТЭР является вневакуумное размещение детекторов и нейтронной защиты. Общий вид нейтронной камеры представлен на рис. 2. Как видно из рис. 2, в предлагаемой концепции горизонтальный патрубок имеет двойную стенку и таким образом вакуумная граница патрубка заходит внутрь криостата, практически достигая первой стенки.

В качестве материалов коллиматоров предлагается использовать нержавеющую сталь (передний слой защиты, толщина 200 мм) и борированный полиэтилен высокой плотности (толщина 600 мм). Применение борированного полиэтилена выглядит возможным в первую очередь из-за вневакуумного расположения элементов ней-

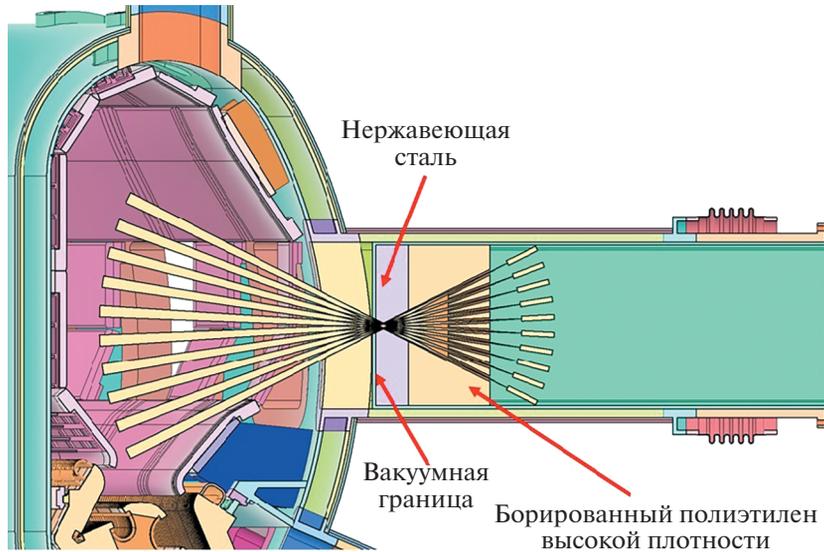


Рис. 2. Проект нейтронной камеры.

тронной защиты и, как следствие, отсутствием необходимости в ее технологическом прогреве. Предварительно проведенный анализ ядерного энерговыделения элементов вакуумной камеры показал, что даже в DT-сценарии радиационный нагрев данной области не существен [5]. В дальнейшем, исходя из результатов детального теплового анализа, в случае необходимости конструкцию нейтронной защиты можно будет дополнить системой водяного охлаждения. Не исключено и применение в качестве нейтронной защиты карбида бора. Общий вес конструкции нейтронной защиты, предложенной в данной статье, около 2 т. Линии коллиматоров сходятся внутри объема первой стенки из нержавеющей стали, образуя фокусную точку. Диаметр коллиматоров составляет 30 мм. В модели также сделаны детекторы в виде цилиндров протяженностью 200 мм и диаметром 30 мм.

3. СОЗДАНИЕ МОДЕЛИ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

Для оценки эффективности коллиматоров, а также нейтронных потоков и спектров на детекторах была построена расчетная модель токамака, включающая нейтронную камеру и плазменный нейтронный источник. При моделировании источника для упрощения принято предположение о постоянстве интенсивности нейтронного излучения вдоль магнитной поверхности. Для задания геометрии магнитных поверхностей использовалось упрощенное трехмоментное приближение решения уравнения Грэда–Шафранова. Данное приближение используется при моделировании

геометрии магнитных поверхностей в коде ASTRA [6]. В общем виде оно выглядит так

$$\begin{cases} r(a, \theta) = R_0 + \Delta_{sh}(a) + a(\cos \theta - \delta(a)\sin^2 \theta), \\ z(a, \theta) = Z_0 + a\lambda(a)\sin \theta. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь a – малый радиус токамака, Δ_{sh} , λ и δ – соответственно параметры шафрановского сдвига, эллиптичности и треугольности, θ – угол в полярном направлении. В данном приближении можно варьировать магнитную поверхность параметризуя функции эллиптичности, треугольности и шафрановского сдвига. Данные параметры были подобраны, опираясь на внешнюю магнитную поверхность, взятую из CAD-модели токамака. Используя данное трехмоментное приближение было получено семейство магнитных поверхностей, в общем виде описывающих плазменный нейтронный источник. Для простоты моделировался моноэнергетичный источник нейтронов с энергией 2.5 МэВ и гауссовским профилем распределения. Таким образом, располагая информацией о распределении магнитных поверхностей, заданных в координатах (r, z) , и рассматривая профиль нейтронного источника как функцию $f(r, z)$ с учетом постоянства выхода нейтронов, вдоль магнитной поверхности осесимметричный плазменный источник нейтронов может быть представлен в виде набора колец квадратного сечения. Подобный подход к моделированию нейтронного источника ранее использовался при расчетах Вертикальной нейтронной камеры ИТЭР и подробно описан в работе [7]. Построенный таким образом источник представлен на рис. 3. При этом полная интен-

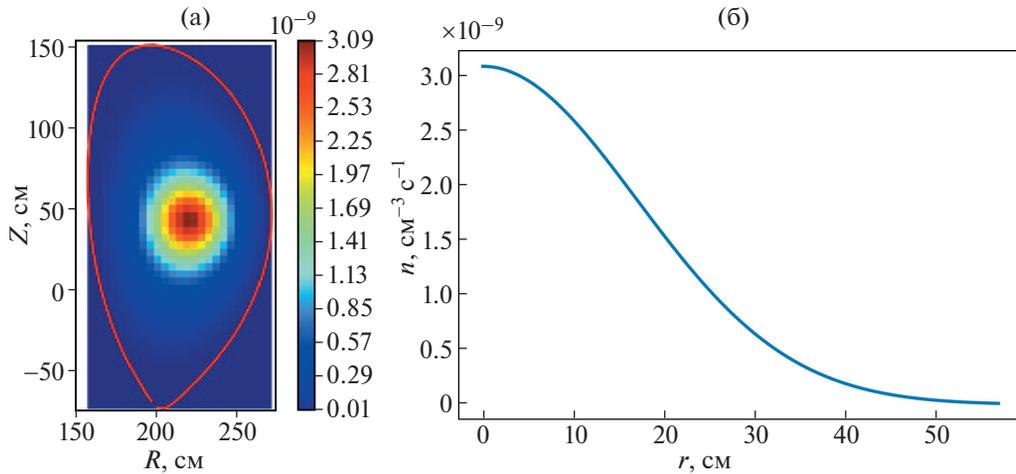


Рис. 3. Модель нейтронного источника, выход 10^{16} нейтронов/с: пространственное распределение интенсивности нейтронного источника в полоидальном сечении плазмы (а); профиль нейтронного источника (б).

сивность нейтронного источника составила 10^{16} нейтронов/с.

4. РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ В КАНАЛАХ КОЛЛИМАТОРОВ

Для проведения нейтронного анализа и расчета нейтронных потоков в месте расположения детекторов была создана эталонная модель токамака. Эталонная модель предназначена для расчетов переноса нейтронного излучения методом Монте-Карло. Она построена на основе CAD-модели токамака и представляет собой 90-градусный сектор вакуумной камеры вместе с криостатом и отражающими поверхностями по бокам сектора. При расчете радиационного транспорта отражающие поверхности компенсируют прилет частиц из других секторов токамака, моделируя таким образом полный объем плазмы и рассеяние нейтронов в других секторах токамака. Упрощенная CAD-модель была преобразована в расчетную модель с помощью программы SuperMC [8]. Более детально принципы создания эталонной модели описаны в работе [5]. Данная модель содержит основные элементы токамака, такие как модули бланкета, диверторные кассеты, катушки ВТСП, систему охлаждения, верхние, нижние и горизонтальные патрубки. Каждому элементу предписана карта материалов: чистый вольфрам, нержавеющая сталь, медь, борированный полиэтилен, вода. При расчетах радиационного транспорта использовалась библиотека ядерных данных ENDF/B-VII [9]. В исходной геометрической модели TRT нет детальной конструкции криостата и пространство вокруг патрубков является пустым. Для того чтобы избежать вклада в сигнал прямых нейтронов, поступающих из соседних с патрубком областей плазмы, в расчетной модели

мы заполнили пространство вокруг нейтронных детекторов нейтронной защитой из борированного полиэтилена. Это позволило более точно оценить эффективность нейтронных коллиматоров. В дальнейшем, планируется изменить конструкцию коллиматоров с учетом более детальной модели криостата и патрубков. Общий вид модели для расчета переноса нейтронов представлен на рис. 4.

С помощью заданного нейтронного источника и эталонной модели токамака были рассчитаны нейтронные потоки и спектры в каналах коллиматоров. Значения нейтронных потоков представлены в табл. 1. Для оценки фона нейтронов в измерительных каналах был выполнен расчет с коллиматорами, заполненными материалом за-

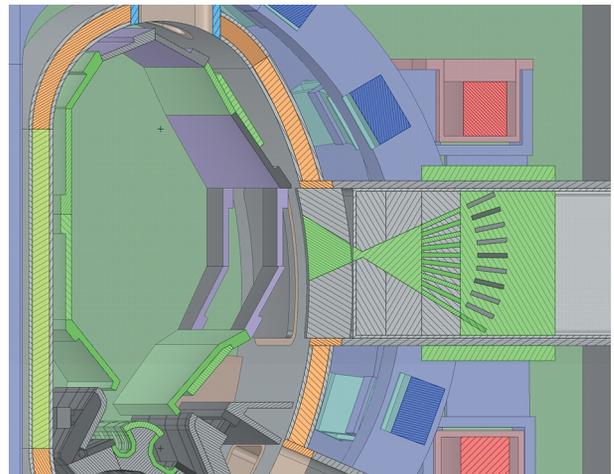


Рис. 4. Эталонная расчетная модель токамака для проведения нейтронного анализа.

Таблица 1. Значения нейтронных потоков в каналах коллиматоров

Номер коллиматора	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Полная плотность потока нейтронов, нейтронов/см ² с	3.14×10^6	3.4×10^6	5.44×10^6	8.64×10^6	1.35×10^7	1.77×10^7	1.67×10^7	1.09×10^7	6.82×10^7	3.57×10^7
Плотность потока нейтронов с энергией свыше 2 МэВ н/см ² с	7.03×10^5	7.17×10^5	2.76×10^6	5.48×10^6	1.01×10^7	1.44×10^7	1.35×10^7	7.81×10^6	3.45×10^6	1.25×10^6
Плотность потока нейтронов при заполненных каналах коллиматоров н/см ² с	1.0×10^5	8.83×10^5	1.2×10^2	9.56	4.94	6.33	65.2	5.26×10^3	5.27×10^4	2.17×10^4

щиты. Нумерация детекторов и каналов коллиматоров проставлена сверху вниз. Как видно из таблицы, поток прямых нейтронов в каналах коллиматоров достигает 10^7 нейтронов/см² · с, а построенные линии наблюдения охватывают области плазмы с различной интенсивностью нейтронного источника.

Для оценки эффективности нейтронных коллиматоров были также посчитаны спектры нейтронов в месте расположения детекторов нейтронной камеры. Результаты представлены на рис. 5. Как видно из рисунка, пик прямых нейтронов с энергией 2.5 МэВ во всех каналах хорошо выделяется. Нейтроны с энергией выше 2 МэВ можно отнести к прямым, приходящим на детектор непосредственно из плазменного источника с некоторой долей нейтронов, рассеявшихся непосредственно в коллиматорных каналах на малые углы. Таким образом, опираясь на форму нейтронного спектра и значения из табл. 1 можно заключить, что предложенная нейтронная защита достаточно эффективна и доли прямых и рассеянных нейтронов хорошо разделяются. Иными словами, в данной конфигурации обеспечивается хорошее отношение сигнал–фон при проведении измерений плотности потока нейтронов.

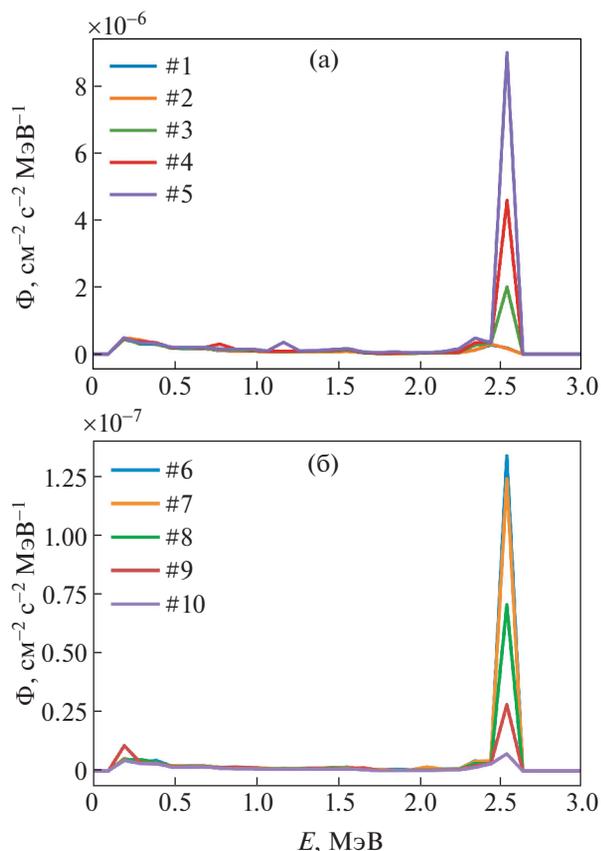


Рис. 5. Спектр нейтронов в месте расположения детекторов: каналы 1–5 (а); каналы 6–10 (б).

5. ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОННОЙ КАМЕРЫ

Как было упомянуто выше, предполагается работа токамака TRT как с DD, так и с DT-плазмой, при этом интенсивность нейтронного источника будет меняться на несколько порядков, что требует работы нейтронных детекторов в широком динамическом диапазоне. Помимо измерения непосредственно профиля нейтронного источника необходимо также измерять и другие параметры: топливное отношение (или отношение интенсивности излучений DD/DT-нейтронов), спектр нейтронов, полный нейтронный выход, профиль ионной температуры (в случае максвелловского распределения). Одиночный детектор нейтронов не может соответствовать всем вышеперечисленным требованиям, поэтому для различных режимов работы токамака предлагается использовать детекторы с различной чувствительностью. Наиболее предпочтительными кандидатами в качестве детекторов нейтронной камеры выглядят хлор-содержащие сцинтилляторы и детекторы на основе CVD монокристаллического алмаза.

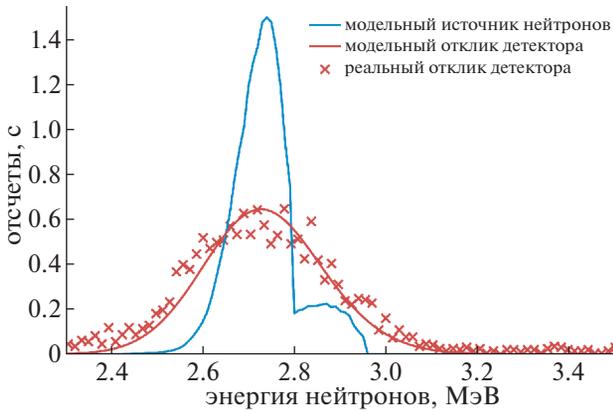


Рис. 6. Наблюдаемый с помощью детектора на основе кристалла хлорида лантана спектр DD-нейтронов.

Сцинтиллятор на основе хлорида лантана, легированный церием [LaCl₃(Ce)] ранее успешно применялся для решения задачи спектрометрии DD-нейтронов [10], аналогичный детектор на основе сцинтиллятора Cs₂LiYCl₆(Ce) применялся на токамаке EAST [11]. В хлорсодержащих сцинтилляторах для регистрации нейтронов используется реакция ³⁵Cl(*n, p*)³⁵S g.s. Она имеет положительный энергетический выход $Q = 615$ кэВ, поэтому пик полного поглощения протонов находится в более высокоэнергетичной области отклика детектора, что, вкупе с цифровым методом разделения частиц по форме импульса, упрощает восстановление исходного нейтронно-

го спектра. Наличие классической функции отклика выгодно выделяет хлорсодержащие сцинтилляторы на фоне органических, традиционно используемых для детектирования быстрых нейтронов.

На рис. 6 представлено сравнение наблюдаемого отклика детектора на основе кристалла хлорида лантана, полученного в эксперименте (красные кресты) и отклика, полученного с помощью моделирования (красная сплошная). Для информации на рисунке (синяя сплошная) также представлена используемая при моделировании функция источника быстрых DD-нейтронов, соответствующего используемому в эксперименте генератору быстрых нейтронов ИНГ-07Д. Одной из проблем, которую необходимо решить при разработке сцинтилляционного спектрометра является размещение светоприемников в зоне сильного магнитного поля. В качестве таких светоприемников можно использовать кремниевые фотоумножители (SiPM), при условии решения проблемы разделения нейтронного и гамма-излучения. Альтернативным подходом является использование оптоволоконна для передачи света. Подобную схему предлагается использовать для диагностики жесткого рентгена ИТЭР [12].

Для измерения DT-нейтронов предлагается использовать алмазный детектор. В нем для регистрации нейтронов преимущественно используется реакция ¹²C(*n, α*)⁹Be на углероде [13]. Алмазные детекторы обеспечивают как измерение ней-

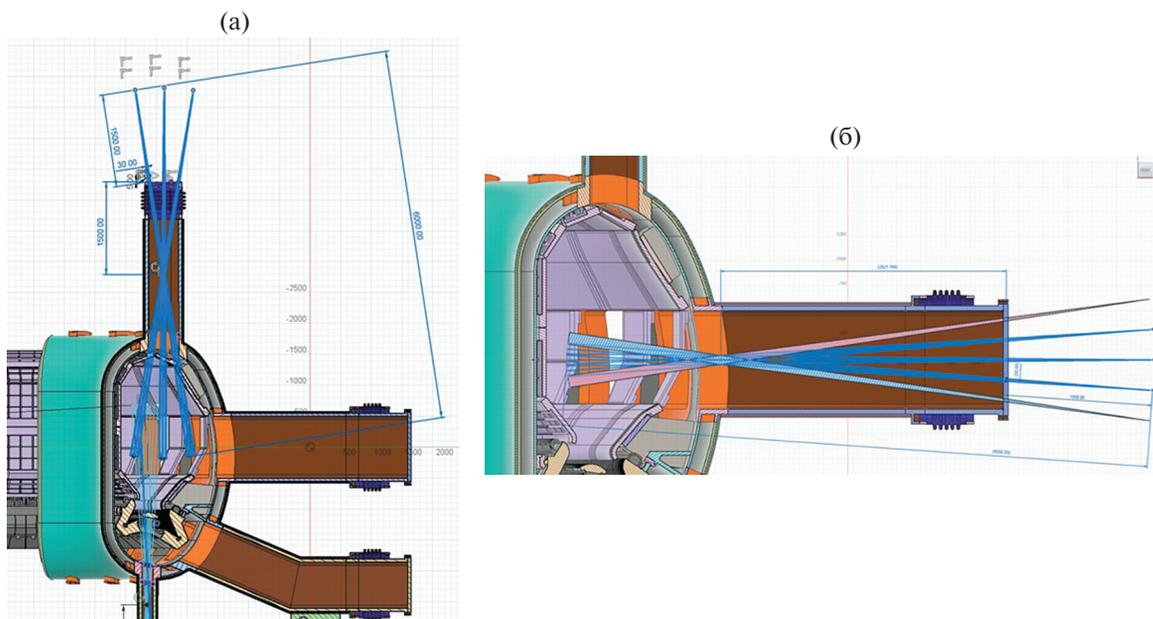


Рис. 7. Оснащение нейтронной камеры дополнительными линиями наблюдения: концепция вертикальных линий наблюдения (а); размещение горизонтальных линий наблюдения за пределами криостата (б).

тронного выхода и спектра в DT-плазме, так и измерение доли наработанного трития, рожденного в DD-реакции [14].

6. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЛИНИИ НАБЛЮДЕНИЯ НЕЙТРОННОЙ КАМЕРЫ

В целом, как было показано при разработке системы вертикальная нейтронная камера ИТЭР при наличии априорной информации о конфигурации магнитных поверхностей можно решить задачу восстановления профиля нейтронного источника малым числом линий наблюдения [7]. В то же время, для увеличения точности восстановления можно дополнить нейтронную камеру TRT дополнительными линиями наблюдения. Особенно привлекательной выглядит идея использовать для этого вертикальные патрубки токамака. Концепция данных линий наблюдения представлена на рис. 7а. Как видно из рисунка, для размещения данных дополнительных линий необязательно интегрировать детекторы и коллиматоры внутрь патрубка. Однако данная задача требует отдельной инженерной проработки с учетом возможностей экспериментального зала установки и допустимой нагрузки на камеру криостата. Без интеграции в пространство патрубка можно реализовать также дополнительные горизонтальные линии наблюдения, для охвата центральной плазменной области (рис. 7б). При данной геометрии линий наблюдения предполагается установка протяженного нейтронного коллиматора непосредственно за фланцем патрубка. В этом случае расстояние от детектора до центра плазменного шнура составит около 6 м, что потребует использования детекторов большей чувствительности. В качестве такого детектора предлагается использовать сцинтиллятор на основе стильбена, ранее также успешно применявшийся для измерения потоков нейтронов на токамаках [15].

7. ВЫВОДЫ

В рамках данной работы была создана концептуальная модель нейтронной камеры TRT, состоящая из 10 линий наблюдения и включающая каналы коллиматоров и набор нейтронных детекторов. Ввиду наличия объемного криостата установка нейтронной камеры за пределы криостата позволяет исследовать только центральную область плазмы. Для более широкого охвата области плазмы рекомендуется установить камеру внутри порта токамака. Предложенная вневакуумная конструкция патрубка для размещения нейтронных коллиматоров позволяет значительно упростить интеграцию нейтронных детекторов диагностики и использовать более широкий спектр материалов нейтронной защиты. В целом конструкция TRT позволяет дополнить диагностиче-

скую систему также вертикальными линиями наблюдения. Созданная 90° эталонная модель токамака TRT и нейтронного источника позволила выполнить анализ потоков и спектров нейтронов в каналах коллиматоров нейтронной камеры. В работе показано, что при выходе DD-нейтронов 10^{16} нейтронов/с стоит ожидать плотность нейтронного потока на детекторах до 10^7 нейтронов/см² · с. В данных условиях для работы как с DD, так и с DT-плазмой в качестве детекторов нейтронной камеры предлагается использовать CVD алмазные детекторы и сцинтилляторы на основе LaCl₃ и стильбена. Расчеты переноса нейтронного излучения показали, что предложенная нейтронная защита достаточно эффективно разделяет потоки прямых и рассеянных нейтронов, поэтому можно говорить, что нейтронная камера будет работать с высоким отношением сигнал-фон.

Работа выполнена в рамках договора № Н.4ф.241.09.22.1135 от 12.09.2022 на выполнение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по теме: “НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2022 года”.

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. Bertalot L., Bamsley R., Casal N., Ferreol J., Giacomin T., Krasilnikov A.V., Martin V., Simrock S., Suarez A., Udintsev V., Walsh M., Yukhnov N., Amosov V., Nemtcev G., Zvonkov A., Mota F., Lucca F., Marin A., Vigano F., Lee H.G., Pak S. // Proceed. Sci. (PoS). 2015. P. 090.
3. Moro F., Petrizzi L., Brolatti G., Esposito B., Marocco D., Villari R. // Fusion Engineering Design. 2009. V. 173. P. 1351.
4. Van Rooyen J. Transport and shielding of ionising radiation. Pretoria: Necsa (South African Nuclear Energy Corporation), 2015.
5. Портнов Д.В., Высоких Ю.Г., Кацук Ю.А., Родионов Р.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1170.
6. Pereverzev G., Yushmanov P. ASTRA – Automated System for TRansport Analysis. IPP-Report. 2002.
7. Rodionov R., Kumpilov D., Nemtcev G., Bertalot L., Vysokikh J. // Fusion Engineer. Design. 2021. V. 173. P. 112874.
8. Wu Y., Song J., Zheng H., Sun G., Hao L., Long P., Hu L. // Ann. Nuclear Energy. 2015. V. 82. P. 161.
9. ENDF, version 2021-02-15, <https://nds.iaea.org/exfor/endf.htm>.

10. *Kormilitsyn T., Obudovsky S., Rodionov R., Pankratenko A., Dzhurik A., Kashchuk Yu., Krasilnikov A.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2021. V. 92. P.043528.
11. *Rigamont D., Zhong G., Croci G., Giacomelli L., Gorini G., Hu Z., Muraro A., Nocente M., Cippo E.P., Rebai M., Tardocchi M., Camera F., Cattadori C., Zhou R., Hu L., Ge L., Zhang Y., Fan T.* // *J. Instrumentation.* 2019. V. 14. P. 09025.
12. *Kajita S., Pandya P.S., O'Connor R., Barnsley R. Roger H.* // *Plasma Fusion Res.* 2021. V. 16. P. 1302106.
13. *Krasilnikov A.V.* *Issues of Atomic Sci. Technics.* 1995. V. 1. P. 36.
14. *Nemtsev G., Amosov V., Meshchaninov S., Popovichev S., Rodionov R.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. V. 87. P. 11D835.
15. *Ishikawa M., Nishitani T., Morioka A., Takechi M., Shinohara K., Shimada M., Miura Y., Nagami M., Kashchuk Yu.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2002. V. 73. P. 4237.

УДК 533.9

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ МОНИТОР ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА ТОКАМАКА TRT

© 2022 г. Т. М. Кормилицын^а, * Ю. А. Кашук^а, Р. Н. Родионов^а, К. К. Артемьев^а,
А. В. Панкратенко^а, Г. Е. Немцев^а, А. В. Красильников^а

^а Частное учреждение государственной корпорации по атомной энергии “Росатом”

“Проектный центр ИТЭР”, Москва, Россия

*e-mail: t.kormilitsyn@iterrf.ru

Поступила в редакцию 25.05.2022 г.

После доработки 17.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Ключевой задачей проекта TRT является достижение высокой мощности реакций синтеза, приводящей к значительному уровню выхода нейтронов из плазмы реактора. Обеспечение количественного контроля мощности источника нейтронов, рожденных в реакциях синтеза D–D и D–T, во времени, таким образом, становится основополагающим требованием к диагностическому комплексу TRT. В статье проведен анализ особенностей нейтронного источника в условиях дейтериевых и дейтерий-третиевых разрядов высокой мощности. Представлен обзор текущих методов мониторинга и спектрометрии быстрых нейтронов. Освещены вопросы интеграции детекторных узлов в конструкцию токамака, а также следующие шаги в разработке проекта.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями, TRT, диагностика плазмы, нейтронный спектрометр, монитор нейтронного выхода

DOI: 10.31857/S0367292122600509

1. ВВЕДЕНИЕ

Проектные характеристики токамака с реакторными технологиями (TRT, Tokamak with Reactor Technologies) [1] нацелены на достижение разрядов с высокой мощностью и длительностью. Такие разряды отличаются мощностью дополнительного нагрева 30–40 МВт [2] в силу ограничений омического метода. Количество рожденных в термоядерных реакциях быстрых нейтронов в условиях TRT может достигать 10^{18} н/с, а распределение нейтронов по энергиям будет обладать особенностями, регистрация которых позволит судить о достигнутой ионной температуре, топливном отношении для дейтерий-третиевой плазмы, эффективности дополнительного нагрева, времени замедления быстрых ионов на электронах.

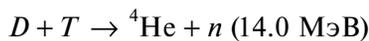
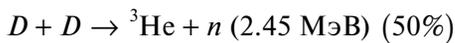
Предлагаемый проект спектрометрического монитора нейтронного выхода TRT обеспечит контроль мощности нейтронного источника с высоким разрешением по времени с учетом особенностей их происхождения – рожденных в результате взаимодействия тепловых (максвелловских) ионов друг с другом, пучковых ионов с тепловыми, пучковых ионов с пучковыми, и ряд других процессов. Наличие различных компонент в спектре быстрых нейтронов, при возмож-

ности их дифференцированного (покомпонентного) контроля, несет в себе большой объем информации о разряде. В комбинации с нейтронной камерой TRT [3] (Немцев Г.Е. и др., см. этот выпуск) и с данными других диагностических систем токамака спектрометрический монитор нейтронного выхода TRT имеет значительный потенциал для анализа пространственного, временного и энергетического распределения выхода нейтронов.

Современные методы нейтронной спектрометрии с использованием компактных и высокочувствительных детекторов широко применяются на действующих установках, работающих преимущественно с дейтериевой плазмой – EAST, KSTAR, JET, Глобус-М2, Туман-3М [4–8], однако значительный опыт в работе с дейтерий-третиевой плазмой был также приобретен на установке JET [9]. В целях данного концептуального проекта исследование было сфокусировано на сцинтилляционных и полупроводниковых детекторах ввиду простоты конструкции, надежности и существенного прогресса в области систем сбора данных.

2. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА

Планируемый в разрядах TRT-диапазон ионной температуры плазмы составляет 10–20 кэВ, и является оптимальным для протекания синтеза ядер дейтерия и трития (D–T-реакции) в термоядерной плазме [10]. Стоит заметить, что в интересующем нас диапазоне 10–20 кэВ ионной температуры скорость D–T-реакции примерно в 30–50 раз выше D–D-реакция в такой горячей плазме. Ключевые реакции ядерного синтеза, участвующие в рождении быстрых нейтронов в современной термоядерной установке управляемого синтеза с магнитным удержанием плазмы, следующие:



В условиях подчиняющейся равновесному распределению Максвелла–Больцмана горячей плазмы, наблюдаемый энергетический спектр нейтронов можно оценить нормальным распределением, полная ширина на полувысоте (ПШПВ, FWHM) которого связана с параметрами распределения как [11]:

$$FWHM \approx C(T_i)^{1/2}$$

Причем для дейтериевой плазмы коэффициент C определен как 82.6, а для дейтерий-тритиевой плазмы – 177 [11]. Таким образом, распределение быстрых нейтронов по энергиям должно иметь определенную форму распределения, ПШПВ которого позволяет судить об ионной температуре плазмы.

В большинстве современных экспериментов на токамаке термоядерная плазма содержит популяцию ионов с надтепловыми энергиями, возникающую преимущественно при дополнительном нагреве плазмы с помощью инъекции нейтрального пучка атомов или за счет ускорения ионов СВЧ-волнами на ионно-циклотронной резонансной (ИЦР) частоте. При доминировании нагрева плазмы методом инъекции нейтрального пучка распределение ионов по скоростям можно разделить на тепловую (максвелловскую) и пучковую составляющие. В этом случае полный выход нейтронов из плазмы Y_{tot} , состоит из трех компонентов: плазменный компонент – Y_{TH} ; компонент, связанный с взаимодействием пучков атомов с плазмой – Y_{BT} и компонент, возникаю-

щий в результате взаимодействия типа пучок-пучок – Y_{BB} :

$$Y_{tot} = Y_{TH} + Y_{BT} + Y_{BB},$$

$$\text{где } Y_{TH} = n_i n_d \langle \sigma v \rangle_{Ti} + 1/2 n_d^2 \langle \sigma v \rangle_{Ti}$$

$$Y_{BT} = n_b n_i \langle \sigma v \rangle_{BT} + n_b n_d \langle \sigma v \rangle_{BT}$$

$$Y_{BB} = 1/2 n_b^2 \langle \sigma v \rangle_{BB}$$

Здесь n_i и n_d – концентрация ионов трития и дейтерия, n_b – концентрация быстрых ионов дейтерия, возникших в результате инъекции быстрых нейтралов, $\langle \sigma v \rangle_{Ti}$ – скорость реакции синтеза в тепловой плазме при ионной температуре T_i , $\langle \sigma v \rangle_{BT}$ и $\langle \sigma v \rangle_{BB}$ – скорости реакции синтеза для взаимодействия пучок-плазма и пучок-пучок.

Анализ измерений полного нейтронного выхода показал, что во многих экспериментах с горячей D–D-плазмой (без введения трития), существенный вклад в Y_{tot} вносит взаимодействие мощного инжектируемого в плазму пучка атомов (взаимодействие пучок-плазма), Y_{BT} , даже при плотности частиц пучка n_b много меньше плотности плазмы. Это обусловлено тем, что сечения D–D-реакций резко возрастают в диапазоне энергий, характерных для применяемых нагретых нейтральных пучков. Выход нейтронов в результате взаимодействия типа пучок-пучок требует отдельного рассмотрения в будущих работах.

В то же время ввиду того, что присутствие в плазме фракции высокоэнергетичных ионов приводит к изменению формы спектра вылетающих из горячей плазмы нейтронов, исследование этой формы спектра позволяет анализировать некоторые эффекты, связанные с особенностями дополнительного нагрева плазмы [12].

На рис. 1 представлен пример спектра источника быстрых D–D-нейтронов токамака JET [12] в разрядах с интенсивным дополнительным нагревом суммарной мощностью, достигающей 8 МВт (2 МВт вводится путем инъекции в плазму быстрых нейтралов и 6 МВт – это радиочастотный ИЦР-нагрев). Вклад в нагрев плазмы и в результирующий выход нейтронов оказывается наибольшим в результате инъекции быстрых нейтралов с энергиями 105 кэВ и 125 кэВ и составил около 70%, несмотря на вдвое большую мощность ИЦР-нагрева, вклад от которого дал лишь 9%. На токамаке TRT предполагаются режимы со схожими и большими мощностями нагрева в результате инъекции пучков нейтралов мощностью до 40 МВт и энергиями инжектируемых атомов до 500 кэВ. Таким образом, контроль выхода нейтронов в разрядах с дейтериевой плазмой, подкрепленный анализом распределения быстрых нейтронов по энергии, позволит детально анализировать эффективность ключевого средства на-

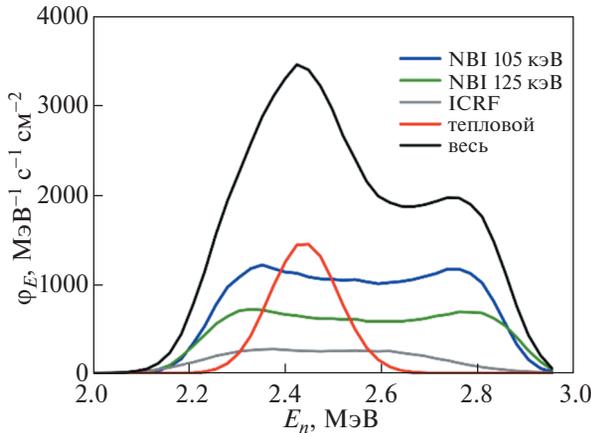


Рис. 1. Разбиение по компонентам спектра быстрых D–D-нейтронов в разряде токамака JET (из [12]). Здесь “NBI 105, 125 keV” – компонента, обусловленная взаимодействием пучков атомов с энергиями 105 кэВ и 125 кэВ с максвелловской плазмой; “ICRF” – компонента, обусловленная взаимодействием нагретых ионов с помощью ИЦР-излучения с максвелловской плазмой; “thermal” – компонента, обусловленная нейтронным излучением максвелловской плазмы; “total” – сумма вышеперечисленных компонент.

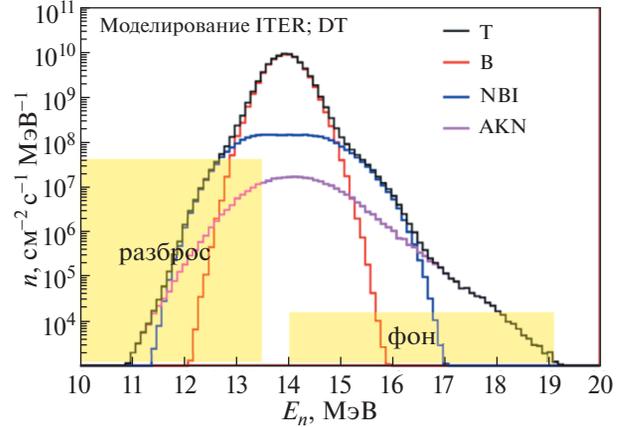


Рис. 2. Разбиение по компонентам спектра быстрых D–T-нейтронов в разряде токамака-реактора ИТЭР (из [13]). Здесь “B” – компонента, обусловленная нейтронным излучением максвелловской плазмы; “NBI” – компонента, обусловленная взаимодействием пучковых ионов с максвелловской плазмой; “AKN” – компонента, обусловленная взаимодействием максвелловской плазмы и быстрых ионов, получивших свою энергию от прямого столкновения с α -частицами; “T” – сумма вышеперечисленных компонент.

грева плазмы в проектируемом токамаке TRT – инъекции пучков быстрых нейтралов.

Стоит отметить, что измерение полного нейтронного выхода в экспериментах с дейтериевой плазмой на токамаках предоставляет информацию о наличии высокоэнергичных ионов, но не позволяет напрямую измерять выделяемую термоядерную мощность.

Отдельный тип сценариев – эксперименты с дейтериевой плазмой с малыми добавками трития, характеризующиеся сопоставимыми величинами выхода D–D и D–T-нейтронов. Проблема счетчиков, традиционно используемых для контроля полного нейтронного выхода, заключается в различных чувствительностях к D–D и D–T-нейтронам. Анализ энергетического распределения быстрых нейтронов, в свою очередь, служит решением этой проблемы, позволяя точнее измерять итоговую термоядерную мощность.

Рассмотрим также на примере распределения источника быстрых нейтронов по энергиям в планируемом разряде в токамаке-реакторе ИТЭР, в случае топливного отношения дейтерия и трития 50:50 при энергии инъекции пучка атомарного дейтерия 1 МэВ и температуре ионов в центре плазменного шнура 25 кэВ.

В планируемом разряде ИТЭР, спектр нейтронного источника которого представлен на рис. 2 [13], параметры плазмы во многом будут сопоставимы с ключевым и наиболее мощным планируемым разрядом TRT. В этих разрядах то-

токамака TRT предполагается более низкая температура ионов, которая составит величину около 18 кэВ, а также более низкая энергия инжектируемых нейтралов, равная 500 кэВ. Характерными особенностями энергетического спектра нейтронов в этом случае являются области энергий от 15 до 17 МэВ, и область более 17 МэВ, преимущественно занимаемая нейтронами, рожденными в результате взаимодействия высокоэнергетичного пучка атомов с тепловой плазмой, а также ионов, провзаимодействовавших с быстрыми альфа-частицами. В других условиях, характерных для сценариев TRT, с более низкими значениями плотности плазмы и ионной температуры, а также при меньшем содержании трития, соотношения этих компонент нейтронов в спектре могут значительно меняться, ввиду различной их зависимости от параметров разряда. Мощность источника нейтронов максвелловской плазмы зависит от ее плотности как $S_{TH} \sim n^2$ (см. “B” на рис. 2), тогда как для части источника, соответствующей взаимодействию типа “пучок-плазма”, мощность потока нейтронов по-другому зависит от параметров плазмы $S_{BT} \sim P_{NBI} T_e^{3/2} n_T / n_e$ (см. “NBI” на рис. 2). Таким образом, доминирующая часть мощности нейтронного источника становится результатом взаимодействия нагревного пучка нейтральных атомов с плазмой. Соотношение этих компонент источника нейтронов позво-

ляет получить оценку топливного отношения трития и дейтерия [14]

$$n_T/n_D \approx \frac{(S_{BT})^2 \langle \sigma v \rangle_{TH}}{S_{TH} \langle \sigma v \rangle_{BT}^2 \left(\int_0^L \frac{\partial n_b}{\partial l} dl \right)^2},$$

где n_b — оцененная плотность быстрых ионов дейтерия вдоль линии наблюдения детектора, L — полная длина линии наблюдения внутри объема плазмы.

В условиях горячей плазмы компонента спектра нейтронов, обусловленная взаимодействием альфа-частиц с ионами плазмы (“AKN” на рис. 2) позволяет судить об эффективности удержания этих альфа-частиц, и следовательно, о качестве процесса термоядерного горения, хотя относительная мощность видимой части этой компоненты источника низка и составляет величину около 1/5000 [15], что делает ее исследование затруднительным, однако возможным при длительных разрядах.

Совокупность особенностей энергетического распределения быстрых нейтронов в плазме диктует необходимость комбинированных измерений полного нейтронного выхода с помощью спектрометрии быстрых нейтронов.

3. ДЕТЕКТОРЫ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО МОНИТОРА НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА TRT

Органический сцинтиллятор

Основным методом спектрометрии быстрых нейтронов традиционно является реакция их упругого рассеяния на ядрах водорода. Этим объясняется высокая популярность органических

сцинтилляторов, применяемых в спектрометрии нейтронного выхода. Также важными факторами таких сцинтилляторов можно считать высокое содержание водорода в их составе, отсутствие сложных примесей и простота изготовления. Как следствие, преимуществом детектора нейтронов на основе органического сцинтиллятора является его довольно высокая эффективность, лежащая в интервале значений 0.01–0.05, и потенциально высокая скорость счета нейтронов, т.к. характерная длительность светового импульса, генерируемого нейтроном в органическом сцинтилляторе лежит в пределах 100 нс. При большей длине импульса, характерной для неорганических сцинтилляторов, предельная загрузка спектрометрического тракта может быть ограничена наложениями импульсов. Развитие электроники также позволило использовать методы разделения частиц по форме импульса. К недостаткам применения органических сцинтилляторов следует отнести невысокие энергетические разрешения при регистрации D–D-нейтронов (8–10%) [16] и при регистрации D–T-нейтронов (около 4%), нелинейная зависимость светового выхода от энергии регистрируемого ядра отдачи и низкая температурная стойкость.

Ввиду простой кинематики реакции упругого рассеяния нейтрона на ядре водорода, несложно получить представление о распределении протонов отдачи по энергии для случая моноэнергетического нейтронного излучения, — это столбчатая функция распределения с предельной энергией, равной энергии нейтрона. Характерный вид спектра светового отклика органического сцинтиллятора после разделения сцинтилляционных сигналов от нейтрона и γ -кванта (n – γ -разделение) представлен на рис. 3. Разуме-

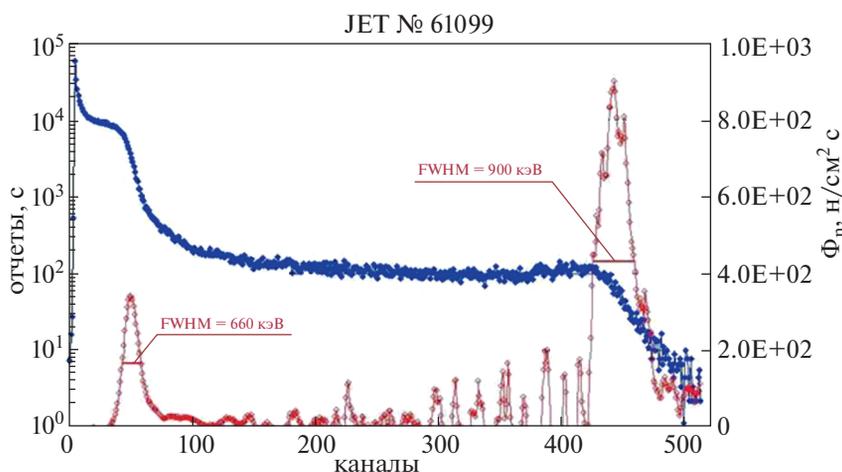


Рис. 3. Характерный амплитудный спектр органического сцинтиллятора в условиях дейтериевого разряда токамака JET № 61099 с напуском малой добавки трития (из [16]). Здесь синим — аппаратный спектр детектора, красным — восстановленный спектр быстрых нейтронов, регистрируемых детектором, с указанием значений ПШПВ.

ется, имеется ряд факторов, влияющих на световой отклик нейтрона, искажая его первоначальную столообразную форму, это первичное рассеяние нейтрона на других ядрах (например, на ядре углерода в случае органических сцинтилляторов) и нелинейность светового выхода сцинтиллятора от энергии ядра отдачи. Тем не менее, вкупе с современными методами цифрового n - γ -разделения по форме импульса и низкой стоимостью, органические сцинтилляторы остаются привлекательными для решения задачи спектрометрии как D–D, так и D–T-нейтронов. Такого рода детектор был успешно применен для целей нейтронной спектрометрии на установке JET [17, 18].

Хлорсодержащий сцинтиллятор

Недавним прорывом в тематике спектрометрии быстрых D–D-нейтронов стали сцинтилляционные детекторы на основе хлорсодержащих кристаллов – CLYC (Cerium-doped Cesium Lithium Yttrium, $\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6:\text{Ce}$), CLLBC (Cesium Lanthanum Lithium BromoChloride, $\text{Cs}_2\text{LiLaBr}_{4.8}\text{Cl}_{1.2}:\text{Ce}$), $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ [19]. Данные сцинтилляторы разрабатывались приоритетно как гамма-детекторы, однако детальное изучение сечения пороговых реакций нейтрон – протон (n, p) и нейтрон – α -частица (n, α) на ядрах хлора-35 позволило раскрыть потенциал данных детекторов и использовать их при измерениях спектра быстрых нейтронов на токамаке EAST [20].

На рис. 4 представлены сечения реакций (n, p) для случаев образования в качестве продукта реакции ядра серы в различных состояниях – основном, 1-м возбужденном и 2-м возбужденном. Источником этих результатов послужила база данных ENDF-B/VIII.0 [21]. Также на рисунке представлено сечение реакции (n, α) для случаев, в которых образуется ядро фосфора в одном из аналогичных трех состояний.

Наиболее полезной с точки зрения регистрации быстрых нейтронов реакцией является ядерная реакция нейтрона с ядром хлора с выходом протона и образование ядра серы $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}_{\text{g.s.}}$, обеспечивающая классическую форму отклика, сдвиг средней энергии регистрируемых протонов в область больших энергий, лучшее соотношение энергии рожденного протона E_p с энергией E_n регистрируемого нейтрона $E_p \sim E_n$, а также упрощенную процедуру восстановления исходного спектра нейтронов. Реакция (n, α) при этом позволяет при энергиях нейтрона более 3 МэВ получать дополнительную информацию об исходном распределении нейтронов по энергии.

Методы цифрового разделения частиц по форме импульса позволили достоверно выделять импульсы, соответствующие регистрации быстрых

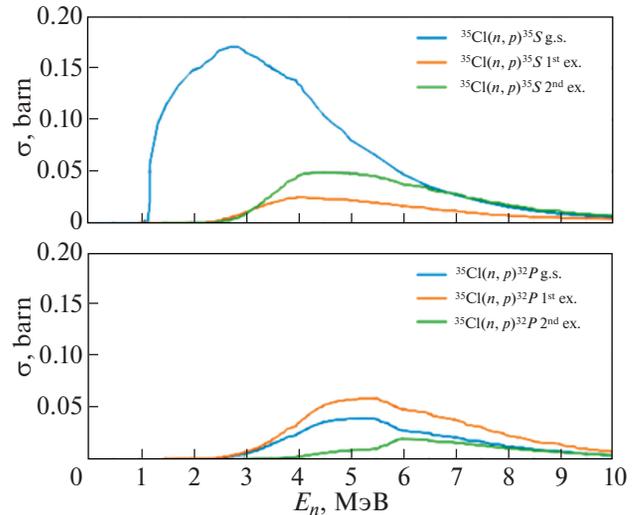


Рис. 4. Сечения реакций $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ – сверху и $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$ – снизу [21]. Представлены сечения реакции с образованием остаточного ядра в основном, 1-м возбужденном и 2-м возбужденном состояниях.

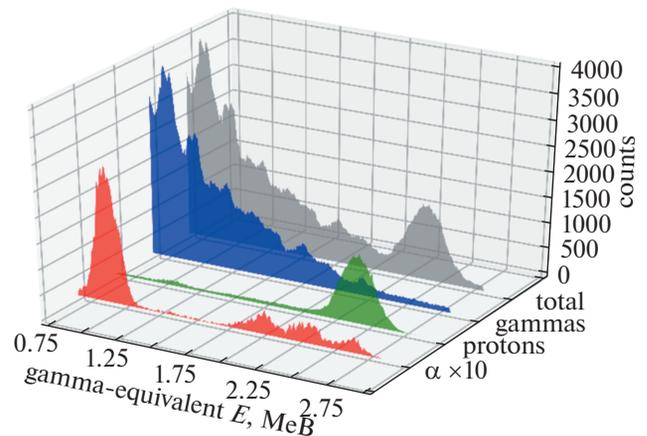


Рис. 5. Амплитудный спектр детектора на основе кристалла $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ в поле излучения D–D нейтронного генератора (энергия нейтронов $E_n = 2.8$ МэВ) после разделения частиц по форме импульса (красным – α -частицы, включающие собственное излучение кристалла, зеленым – протоны, рожденные в (n, p)-реакции, синим – зарегистрированное γ -излучение).

нейтронов, на фоне импульсов гамма-квантов также, как и в случае с органическими сцинтилляторами. Энергетическое же разрешение оказывается сопоставимым с органическими сцинтилляторами 8%, но при более низкой эффективности около 5×10^{-4} . Характерный отклик сцинтилляторного детектора на основе кристаллического легированного церием хлорида лантана $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ в потоке излучения D–D нейтрон-

ного генератора после разделения частиц по форме импульса представлен на рис. 5 [22].

Алмазный детектор

Особое место в данной работе отводится полупроводниковому детектору на основе синтетического монокристалла алмаза с низким содержанием примесей. Особенностью именно алмазного твердотельного детектора является удобная с точки зрения спектрометрии быстрых нейтронов реакция $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ энергия реакции $Q = -5.7$ МэВ. В этой пороговой реакции рождается две частицы с длинами свободного пробега менее 20 мкм, что даже при типично малых толщинах кристалла синтетического алмаза (характерная толщина около 500 мкм) оказываются достаточными, чтобы обеспечить эффективную конверсию кинетической энергии осколков ядерной реакции в объемный заряд. Причем величина этого заряда оказывается прямо пропорционально связана с энергией осколков, а значит пропорциональна и энергии налетающего нейтрона. Характерный амплитудный спектр детектора на основе монокристалла алмаза в поле излучения D–T-нейтронов представлен на рис. 6. Достаточно низкое сечение реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ вкуче с малым объемом детектора ведет к низкой чувствительности (на уровне 5×10^{-5} см²) детектора к D–T-нейтронам с характерной энергией 14 МэВ. Однако низкая чувствительность такого алмазного детектора компенсируется высоким энергетическим разрешением 1–2%, а также его уникальной компактностью. Такой детектор на основе монокристалла алмаза был использован для регистрации быстрых D–D и D–T-нейтронов на установке JET [23, 24]. В случае применения детектора на основе монокристалла алмаза для регистрации нейтронов с энергией около 2.45 МэВ доминирующей является реакция упругого рассеяния на ядрах углерода, что снижает спектрометрические характеристики детектора, делая его малоприменимым для спектрометрии D–D-нейтронов.

Счетчик быстрых нейтронов

В условиях мощного дополнительного нагрева плазмы в установке TRT пучками нейтральных атомов, полный выход нейтронов Y_{tot} может меняться более чем в 100 раз в течение характерного времени замедления быстрых ионов, которое составляет около 50 мс. Поэтому детектор полного выхода нейтронов должен иметь широкий динамический диапазон и быстрое время отклика. Также очень важно, чтобы детектор имел низкую чувствительность к жесткому рентгеновскому излучению и гамма-квантам, которые сопровождают поток нейтронов. Для одновременного выпол-

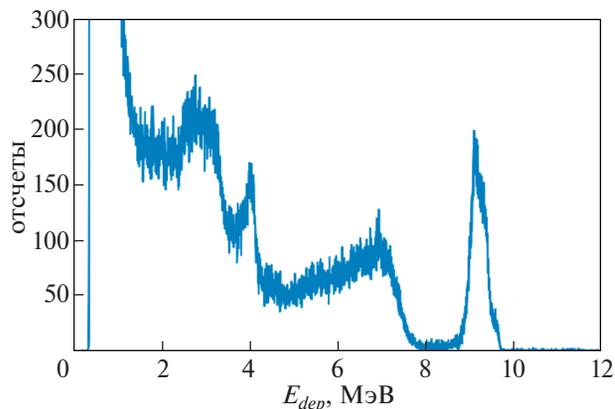


Рис. 6. Амплитудный спектр алмазного детектора в поле излучения D–T нейтронного генератора (средняя энергия нейтронов $E_{n, \text{сред}} \sim 14.8$ МэВ).

нения этих двух требований необходимо использовать быстродействующие детекторы нейтронов, которые могут быть использованы в двух режимах работы: счетном режиме, когда скорость счета импульсов пропорциональна плотности потока нейтронов, и флуктуационном режиме, при котором значение дисперсии сигнала детектора пропорционально скорости счета импульсов и, следовательно, пропорциональна плотности потока нейтронов.

К таким детекторам относятся нейтронные пропорциональные счетчики и камеры деления. Это пропорциональные счетчики на основе бора (В) и гелия-3 (^3He), а также камеры деления с изотопом урана ^{235}U наиболее чувствительны к тепловым нейтронам, поэтому для регистрации быстрых нейтронов эти детекторы часто помещают в замедлитель нейтронов. Применение камеры деления с изотопом урана ^{238}U позволяет напрямую регистрировать быстрые нейтроны с энергией свыше 1 МэВ. Ввиду позитивного опыта разработки подобной системы для строящегося токамака-реактора ИТЭР [25] целесообразным является выбор счетчика на основе ионизационной камеры деления с изотопом урана ^{238}U , который будет эффективным в условиях эксплуатации установки TRT.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРНЫХ УЗЛОВ И ВОПРОСЫ ИНТЕГРАЦИИ

В качестве концепта диагностики, предназначенной для решения задачи контроля нейтронного выхода при поддержке нейтронной спектрометрии, предлагается комплекс детекторных узлов, обеспечивающих измерения нейтронного потока и энергетического спектра нейтронов в непосредственной близости к плазме, внутри экваториального патрубка установки TRT. Раз-

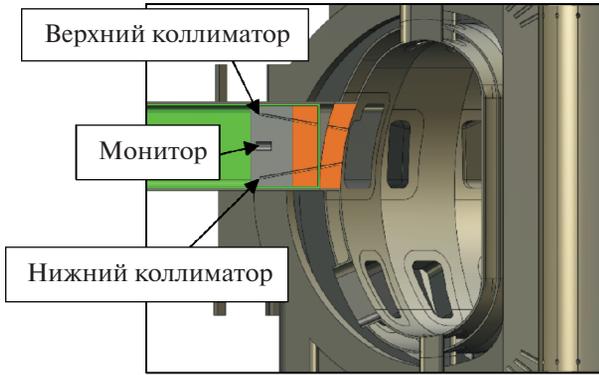


Рис. 7. Концепт размещения детекторных узлов внутри экваториального патрубка установки TRT.

мещение детекторов в экваториальном патрубке призвано решить несколько задач. Приоритетной задачей является обеспечение размещения детектора нейтронов вблизи границы плазменного шнура, но вне вакуумной камеры. Герметичный кожух, представленный зеленым цветом на рис. 7, обеспечивает размещение детекторов нейтронной диагностики в непосредственной близости к первой стенке установки, сохраняя возможность удобного обслуживания детекторных узлов, размещенных внутри объема высокоплотного полиэтилена. Фронтальная часть коллиматоров должна быть выполнена из стали толщиной 200 мм.

Для каждого отдельно взятого разряда токамака два детекторных узла призваны проводить измерения распределения по энергиям быстрых нейтронов, вылетающих из центра плазменного шнура, используя коллиматоры длиной около 1 м и диаметром 25 мм. Контрольный монитор располагается рядом со спектрометрическими детекторными узлами в толще полиэтилена, обеспечивающего снижение нейтронного потока в экваториальном порту позади объема защиты. При размещении на установке TRT детекторных узлов

с кристаллическими сцинтилляторами отдельной сложной задачей является прокладка оптоволоконной группы для вынесения фотоэлектронных умножителей из зоны с сильным магнитным полем. Обслуживание этих оптоволоконных кабелей и их потенциальная замена также заметно упрощается при вневакуумной конфигурации защитного кожуха.

Перечень планируемых к использованию детекторных узлов с проектными характеристиками представлен в табл. 1. В условиях дейтериевой плазмы и интегрального нейтронного выхода, достигающего величины 10^{17} н/с, анализ и моделирование с помощью метода Монте-Карло и библиотеки сечений ENDF/B-VIII.0 показал, что такой комплекс детекторов позволит проводить измерения полного нейтронного выхода с временным разрешением около 100 мс со статистической погрешностью не более 3.6%. В установке TRT в сценариях с разрядами с более интенсивным нейтронным выходом и наличием в плазме трития, статистическая погрешность может быть минимизирована до величины менее 1% при том же временном разрешении 100 мс. Задача оптимизации коллиматорных линий, удовлетворяющих различным наборам детекторных узлов и сценариям разрядов, находится за пределами данной работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ доступных и надежных решений для целей диагностики и комбинированного контроля выхода нейтронов и нейтронной спектрометрии, а также оценочных скоростей счета в предлагаемых местах размещения нейтронных детекторов показал, что в сценариях с интенсивным нагревом плазмы в токамаке TRT методом инъекции нейтралов, предложенная концепция диагностики спектрометрического мониторинга полного выхода нейтронов станет важным дополнением разрабатываемого диагностического комплекса установки.

Таблица 1. Сравнение характеристик детекторных узлов, предлагаемых в рамках концептуального проекта спектрометрического монитора нейтронного выхода установки TRT

Чувствительный элемент	Чувствительность, см ²	dE/E, %	Фаза работы TRT		Оценочные скорости счета, с ⁻¹	
			DD	DT	DD	DT
LaCl ₃ (Ce)	~10 ⁻²	7–8	+	–	10 ⁴	–
Стильбен	1–10 ⁻²	8–9 (DD), 4–5 (DT)	+	+	10 ⁵	10 ⁶
Монокристалл алмаза	~5 × 10 ⁻⁵	1–2	–	+	–	10 ⁴
Счетчик (ИКД)	10 ⁻¹	–/–	+	+	10 ³	10 ⁵

Существенной для контроля нейтронного выхода является процедура абсолютной калибровки детекторов нейтронной диагностики, а также разработка методологии этого процесса является одной из предстоящих задач. Следующие шаги проекта также будут включать в себя: оптимизацию коллиматорных линий и объемов чувствительных элементов детекторов, проработку инженерных вопросов, связанных с прокладкой оптического волокна для сцинтилляционных детекторов, разработку системы сбора данных для контроля измерений в реальном времени, анализ измерительных характеристик детекторов в различных сценариях работы установки.

Работа выполнена в соответствии с государственным контрактом № Н.4ф.241.09.22.1135 “НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2022 года”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krasilnikov A.V., Konovalov S.V., Bondarchuk E.N., Mazul I.V., Rodin I.Y., Mineev A.B., Kuzmin E.G., Kavin A.A., Karpov D.A., Leonov V.M., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.S., Portnov D.V., Ivanov A.A., Belchenko Y.I., Denisov G.G.* // Plasma Physics Reports. 2021. V. 47. № 11. P. 1092. <https://doi.org/10.1134/S1063780X21110192>
2. *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. <https://doi.org/10.31857/s0367292121120040>
3. *Немцев Г.Е., Родионов Р.Н., Хафизов Р.Р., Кащук Ю.А., Кормилицин Т.М., Красильников А.В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 12. С. 1166.
4. *Liao L.Y., Zhang Y.M., Hu Z.M., Yang D.K., Ge L.J., Sun J.Q., Zhong G.Q., Hu L.Q., Wan B.N., Gorini G., Nocente M., Tardocchi M., Li X.Q., Fan T.S.* // Review of Scientific Instruments. 2021. V. 92 (4). <https://doi.org/10.1063/5.0043617>
5. *Kim Y.K., Lee S.K., Kang B.H., Son J.B., Kim G.D.* // Journal of Instrumentation. 2012. V. 7 (6). <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/C06013>
6. *Hellesen C., Eriksson J., Conroy S., Ericsson G., Skiba M., Weiszflog M.* // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83 (10). 10D916. <https://doi.org/10.1063/1.4738647>
7. *Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Bakharev N.N., Skrekel O.M., Minaev V.B., Doinikov D.N., Gin D.B., Gusev V.K., Kornev V.A., Naidenov V.O., Novokhatskii A.N., Petrov Y.V., Polunovsky I.A., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Y., Varfolomeev V.I.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2022. 1029. 166425. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166425>
8. *Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lebedev S.V., Askinazi L.G., Kornev V.A., Minaev V.B., Turchinsky A.S., Doinikov D.N., Polunovsky I.A., Naidenov V.O., Gin D.B.* // Review of Scientific Instruments. 2021. V. 92 (4). 043560. <https://doi.org/10.1063/5.0040667>
9. *Mailloux J., Abid N., Abraham K., Abreu P., Adabonyan O., Adrich P., Afanasev V., Afzal M., Ahlgren T., Aho-Mantila L., Aiba N., Airila M., Akhtar M., Albanese R., Alderson-Martin M., Alegre D., Aleiferis S., Aleksa A., Alekseev A.G., ... Zychor I.* // Nuclear Fusion. 2022. V. 62 (4), 042026. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac47b4>
10. *Bosch H.S., Hale G.M.* // Nuclear Fusion. 1992. V. 32 (4). P. 611. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/4/I07>
11. *Ballabio L., Källne J., Gorini G.* // Nucl. Fusion. 1998. V. 38. № 11. P. 1723. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/38/11/310>
12. *Bertalot L., Conroy S., Murari A., Reginatto M., Schuhmacher H., Zimbal A.* // 32nd EPS Conf. Plasma Physics. 2005. Europhysics Conference Abstracts, 1. P. 594.
13. *Ericsson Göran* // Journal of Fusion Energy. 2019. V. 38 (3–4). P. 330. <https://doi.org/10.1007/s10894-019-00213-9>
14. *Kormilitsyn T., Nemtsev G., Rodionov R., Kashchuk Y., Portnov D.* // Journal of Instrumentation. 2019. V. 14 (10). C10019. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/10/C10019>
15. *Ballabio, L., Gorini G., Källne J.* // Physical Review E – Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics. 1997. V. 55 (3). P. 3358. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.55.3358>
16. *Tardini G., Gagnon-Moisan F., Zimbal A.* // Review of Scientific Instruments. 2016. V. 87 (10). <https://doi.org/10.1063/1.4964375>
17. *Kashchuk Yu.A., Popovichev S., Trykov L.A., Bertalot L., Oleynikov A.A., Murari A.* // 31st EPS Conf. Plasma Physics Proc. 2004. V. 28 (04). P. 2.
18. *Adams J.M., Jarvis O.N., Sadler G.J., Syme D.B., Watkins N.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A. 1993. V. 329 (1–2). P. 277. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90947-G](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90947-G)
19. *Giaz A., Blasi N., Boiano C., Brambilla S., Camera F., Cattadori C., Ceruti S., Gramegna F., Marchi T., Mattei I., Mentana A., Million B., Pellegrini L., Rebai M., Riboldi S., Salamida F., & Tardocchi M.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. V. 825. P. 51. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.03.090>
20. *Rigamonti D., Zhong G.Q., Croci G., Giacomelli L., Gorini G., Hu Z., Muraro A., Nocente M., Perelli Cippo E., Rebai M., Tardocchi M., Camera F., Cattadori C., Zhou R.J., Hu L.Q., Ge L., Zhang Y., Fan T.S.* // Journal of Instrumentation. 2019. V. 14 (9). C09025. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/09/C09025>

21. *Brown D.A., Chadwick M.B., Capote R., Kahler A.C., Trkov A., Herman M.W., Sonzogni A.A., Danon Y., Carlson A.D., Dunn M., Smith D.L., Hale G.M., Arbanas G., Arcilla R., Bates C.R., Beck B., Becker B., Brown F., Casperson R.J., ... Zhu Y.* // Nuclear Data Sheets. 2018. V. 14. P. 1.
<https://doi.org/10.1016/j.nds.2018.02.001>
22. *Kormilitsyn T.M., Obudovsky S.Y., Rodionov R.N., Pankratenko A.V., Dzhurik A.S., Kashchuk Y.A., Krasilnikov A.V.* // Review of Scientific Instruments. 2021. V. 92 (4). 043528.
<https://doi.org/10.1063/5.0042394>
23. *Krasilnikov A.V., Amosov V.N., Van Belle P., Jarvis O.N., Sadler G.J.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2002. V. 476 (1–2). P. 500.
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01497-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01497-8)
24. *Cazzaniga C., Nocente M., Rebai M., Tardocchi M., Calvani P., Croci G., Giacomelli L., Girolami M., Griesmayer E., Grosso G., Pillon M., Trucchi D.M., Gorini G.* // Review of Scientific Instruments. 2014, 85(11), 11E101.
<https://doi.org/10.1063/1.4885356>
25. *Kaschuck Y.A., Batyunin A.V., Egorov O.G., Krasilnikov A.V., Tsutskih A.Y., Frunze V.V.* // AIP Conf. Proc. 2008. V. 988 (1). P. 303.
<https://doi.org/10.1063/1.2905086>

УДК 539.1.074.5

СПЕКТРОМЕТР С АЛМАЗНЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ БЫСТРЫХ АТОМОВ НА ТОКАМАКЕ С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ (TRT)

© 2022 г. К. К. Артемьев^а, *, А. В. Красильников^а, Т. М. Кормилицын^а, Н. Б. Родионов^а

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

*e-mail: k.artemev@iterrf.ru

Поступила в редакцию 19.05.2022 г.

После доработки 06.08.2022 г.

Принята к публикации 20.08.2022 г.

Представлен спектрометр быстрых атомов перезарядки с алмазными детекторами, интегрированными в систему с инжектором нейтральных атомов для диагностики плазмы токамака с реакторными технологиями (TRT). Показана предпочтительная схема их совместного расположения и прохождения лучей обзора. Показан потенциал многоканального спектрометра с алмазными детекторами для изучения эффективности дополнительного нагрева плазмы TRT. Приведены результаты расчетов сигналов алмазных детекторов для спектрометра и оценка эффективности его применения.

Ключевые слова: токамак с реакторными технологиями, TRT, алмазный детектор, инжекция нейтральных пучков, спектрометрия быстрых атомов перезарядки

DOI: 10.31857/S0367292122600480

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведется проектирование компактного квазистационарного Токамака с реакторными технологиями (TRT) [1] с сильным магнитным полем на оси плазменного шнура (величина магнитной индукции до 8 Тл), электромагнитной системой из высокотемпературного сверхпроводника и дейтериевой термоядерной плазмы. Такое сильное магнитное поле должно обеспечить достижение термоядерных режимов плазмы при компактных размерах тороидальной установки (большой радиус тора $R_T = 2.15$ м, малый радиус тора $a_T = 0.57$ м). Одна из миссий TRT состоит в разработке и исследовании длительных (более 100 с) квазистационарных разрядов в плазме токамака с температурой около 10 кэВ и плотностью до 2×10^{14} см⁻³, которые близки к требуемым значениям для термоядерного реактора.

Для создания спектрометра для диагностики быстрых атомов плазмы TRT представляется перспективным использовать алмазные детекторы благодаря таким их свойствам как высокая радиационная стойкость [2, 3] (предельно допустимый флюенс нейтронов превышает значения 2×10^{14} см⁻², а по альфа-частицам 2×10^{13} см⁻²), высокая чувствительность при регистрации выходящих из плазмы нейтральных атомов, возмож-

ность эксплуатации диагностической системы спектрометра на базе алмазных детекторов при высоких температурах и ее компактность. Подобные спектрометры применялись на нескольких крупнейших термоядерных установках, – TFTR [4], JT-60U [5] и JET [6].

Атомы и ионы, регистрируемые алмазным детектором, имеют небольшие пробеги в кристалле алмаза, например, пробег альфа-частиц с энергией 5.48 МэВ составляет 13.8 мкм. Нижний порог регистрации определяется в большей степени толщиной фронтального контакта алмазного чувствительного элемента (сторона алмазного детектора, “смотрящая” на плазму) и имеет типичное значение 50 кэВ. В работе [7] определены значения энергетических разрешений алмазного детектора для ионов малых энергий, которые составляют 63.3 кэВ для альфа-частиц с энергией 462.7 кэВ, 16.5 кэВ для протонов с энергией 294.2 кэВ и 23.5 кэВ для дейтронов с энергией 288.3 кэВ. Определена минимальная регистрируемая детектором энергия частиц: 36.9 кэВ для альфа-частиц, 51 кэВ для протонов, 30.1 кэВ для дейтронов.

В данной работе представлена концепция спектрометра с алмазными детекторами для диагностики быстрых атомов перезарядки, выходящих из плазмы TRT. Представлено предложение

по размещению алмазных детекторов в патрубках вакуумной камеры TRT, сделаны оценки максимальной скорости счета таких детекторов.

2. ОПИСАНИЕ ДИАГНОСТИКИ

Основная цель многоканального спектрометра с алмазными детекторами, входящими в систему диагностического комплекса TRT состоит в определении эволюции энергетического спектра атомов перезарядки в диапазоне энергий 50 кэВ–4 МэВ.

Также алмазные спектрометры для TRT могут выполнять следующие задачи:

- исследование динамики функции распределения быстрых ионов во время развития различных плазменных неустойчивостей,
- изучение эффективности дополнительного нагрева плазмы с помощью нейтральной инжекции и ионно-циклотронного резонансного излучения,
- изучение возникновения заряженных продуктов термоядерных реакций в плазме TRT (альфа-частиц, протонов, тритонов), их удержание и торможение.

Изучение фракции быстрых ионов – критическая задача как с точки зрения нагрева и горения плазмы, так и с точки зрения безопасности установки TRT. Диагностика на основе алмазных спектрометров нейтральных частиц направлена на решение и этой задачи.

Показания диагностик, использующихся как основные для измерения ионной температуры плазмы TRT, должны быть и будут использованы для более точной интерпретации показаний спектрометра с алмазными детекторами. Такое взаимодействие позволит более детально исследовать надтепловую (неравновесную) фракцию быстрых ионов в плазме.

В установке TRT основными источниками быстрых ионов в плазме являются мощные инжекторы атомов, а также системы нагрева плазмы электромагнитными волнами в электронно-циклотронном и ионно-циклотронном диапазонах частот.

Различные неустойчивости плазмы могут приводить к перераспределению надтепловых ионов из центра плазменного шнура на его периферию, где они, перезарядившись на водородоподобных примесях, могут стать атомами и покинуть плазму. Время развития таких процессов обычно составляет 1–10 мс. Работающая с короткими временными окнами многоакурная система диагностики потоков и энергетических спектров атомов перезарядки позволит изучать поведение быстрых ионов, в том числе и при развитии неустойчивостей в плазме установки TRT.

Для наблюдения перераспределения быстрых частиц, инициированных неустойчивостями плазмы, предлагается использовать 2 набора из 3-х алмазных спектрометрических детекторов каждый, размещенных в тангенциальном экваториальном и вертикальном патрубках, направленных на различные магнитные поверхности плазмы. В нижеследующем разделе представлены предложения по размещению детекторов в вакуумной камере TRT.

3. РАЗМЕЩЕНИЕ ДИАГНОСТИКИ

Для осуществления длительных квазистационарных разрядов в плазме при полностью безындукционном поддержании тока в TRT, помимо прочих систем дополнительного нагрева, будут использоваться специально разрабатываемые комплексы нейтральной инжекции. Как показано на рис. 1, TRT имеет 3 тангенциальных экваториальных патрубка, специально спроектированных для инжекции пучка высокоэнергичных атомов. Каждый из инжекционных патрубков имеет внутреннее сечение 300 мм (по горизонтали) × 1000 мм (по вертикали). В данной статье используются следующие условные обозначения инжекторов: NBI0, NBI1, NBI2.

Описываемый спектрометр с алмазными детекторами имеет линии обзора от центра до периферии плазмы (рис. 2), которые позволяют наблюдать перераспределение быстрых ионов, инициированное неустойчивостями плазмы. Углы поворотов и размещение детекторов подобраны с учетом конструкционных особенностей установки TRT и имеют максимально возможное покрытие профиля плазмы от центра до периферии.

Каждый детектор обладает собственной линией обзора с размером апертуры 6 мм, длины коллиматоров у детекторных модулей различаются: 51 см для детектора, ориентированного на периферию плазмы, 53 см для детектора, ориентированного на центральную часть плазменного шнура.

Инжекционный комплекс, прототип которого разрабатывается в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, состоит из двух расположенных вертикально друг над другом инжекторов атомарных пучков большой энергии (500 кэВ). Диаметр каждого из инжектируемых пучков нейтралов на входе в патрубок TRT около 30 см, по вертикали расстояние между центрами пучков – 60 см [8].

Компактность спектрометров на основе алмазных детекторов позволяет разместить первый набор из 3-х детекторов на фланце патрубка № 6, между заслонками двухпучкового инжекторного модуля установки TRT (рис. 3).

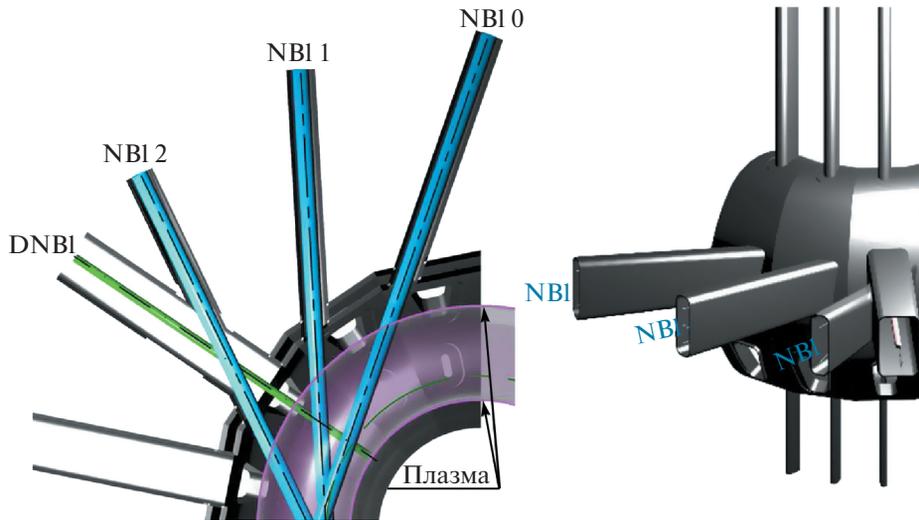


Рис. 1. Организация тангенциальных патрубков TRT для инъекции высокоэнергичных атомов (слева – экваториальное сечение камеры токамака, справа – изометрический вид сектора камеры с инжекторными патрубками). NBI – обозначение пучков нейтральной инъекции, DNBI – обозначение пучка диагностического инжектора.

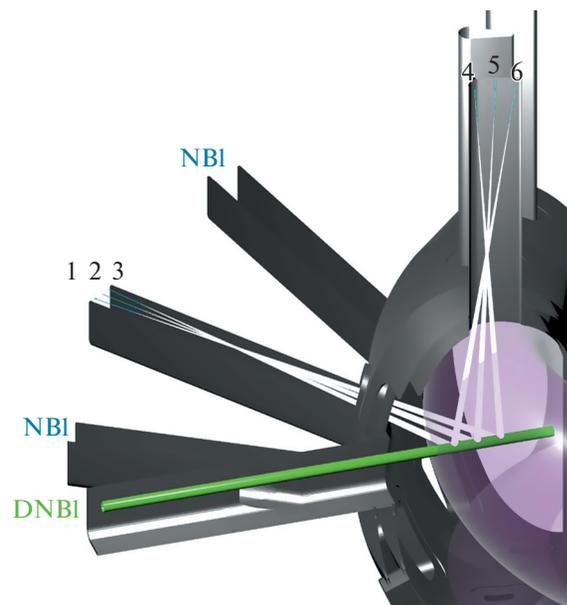


Рис. 2. Схематичное изображение линий наблюдения алмазных детекторов в косом инжекторном (детекторы 1–3) и вертикальном (детекторы 4–6) патрубках. NBI – условное обозначение патрубков с инжекторами нейтральных пучков, DNBI – условное обозначение патрубка с диагностическим инжектором.

Линии наблюдения алмазных детекторов ориентированы на пучок диагностического инжектора быстрых атомов водорода. В настоящее время разрабатывается концептуальный проект диагностического инжектора для TRT [9] со следующими основными характеристиками: энергия атомов – 60 кэВ; рабочий газ – водород; диаметр пучка в центре плазмы на уровне $1/e$ от максимального значения интенсивности – 13 см.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Выполнены оценки скорости счета алмазных детекторов при различных сценариях работы нагретых и диагностического атомарных пучков с помощью плазмозфизического расчетного кода DOUBLE-MC, основанного на методе Монте-Карло, позволяющего проводить моделирование энергетических распределений атомов, выходящих из плазмы тороидальных установок [10].

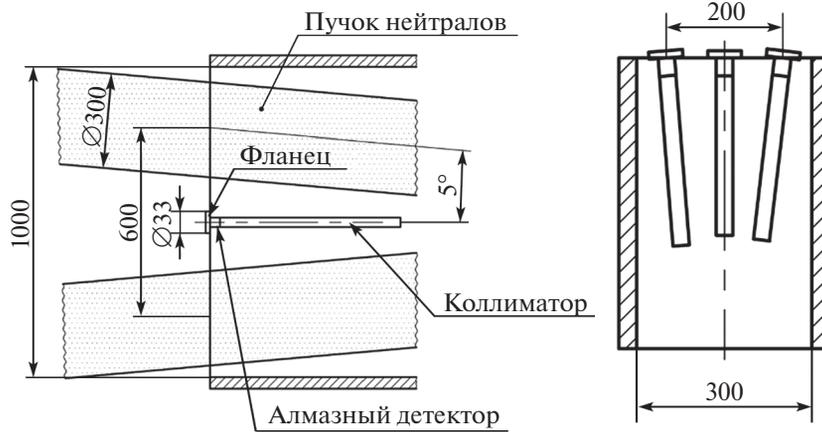


Рис. 3. Схематичное изображение геометрии установки алмазных детекторов в вертикальном патрубке установки TRT.

Для расчета плотности потока атомов, покидающих плазму, в коде DOUBLE-MS используется следующее выражение, представляющее собой интеграл вдоль линии наблюдения:

$$\Gamma_0(E) = \frac{1}{4\pi} \int_L n_i(x) \sum_j [n_j^0(x) \langle \sigma_j^0 v \rangle_{v_j}] f_i(E, x) \mu(E, x) dx$$

Здесь E – энергия частиц (выходящих из плазмы атомов и соответствующих им ионов плазмы); $n_i(x)$ – концентрация ионов основной плазмы; $n_j^0(x)$ – концентрация доноров j , дающих вклад в процессе нейтрализации; $\langle \sigma_j^0 v \rangle_{v_j}$ – скоростной коэффициент соответствующей реакции, усредненный по распределению относительной скорости ионов и доноров; $f_i(E, x)$ – функция распределения ионов по энергии; $\mu(E, x)$ – фактор ослабления потока атомов в результате процессов, приводящих к повторному превращению атомов в ионы; x – координата вдоль линии наблюдения. Донорами могут быть как частицы основной плазмы, так и частицы пучка в случае нейтральной инжекции.

При проведении, представленных в статье расчетов, функция распределения ионов задана изотропным максвелловским распределением. В расчетах не учитывались рожденные в результате реакций синтеза быстрые частицы.

Для расчетов использованы радиальные профили основных параметров плазменного шнура (рис. 5) для разряда TRT в дейтериевой плазме (D/D-разряде) ($B_0 = 8$ Т, $I_p = 5$ МА, $\langle n_e \rangle = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$) [11].

В табл. 1 представлены исходные данные для каждой линии обзора алмазных детекторов, заданные цилиндрическими координатами (R, φ, Z), углами, задающими направление обзора детекто-

ра (θ_1, θ_2), телесные углы (Ω) и расстояние вдоль хорды наблюдения от детектора до точки пересечения с диагностическим водородным пучком (Н). Геометрическое представление этих параметров дано на рис. 6.

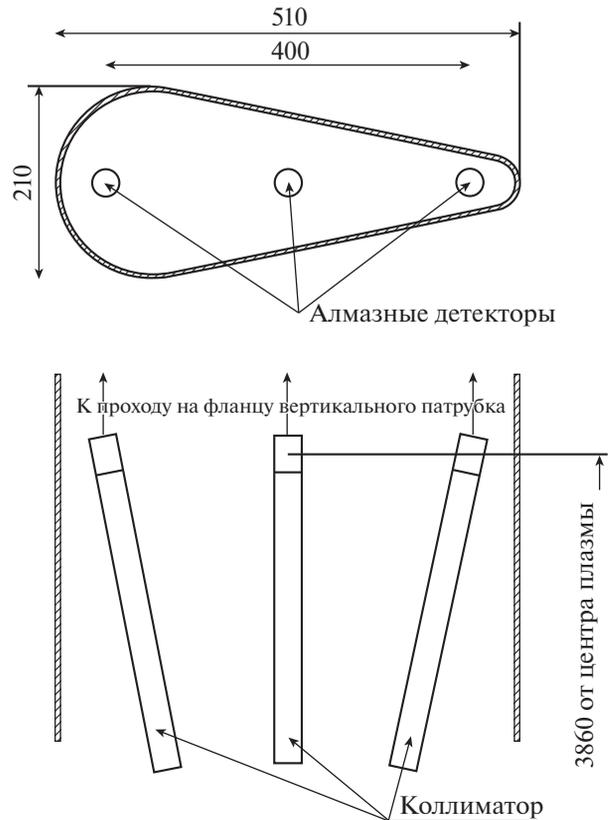


Рис. 4. Схематичное изображение геометрии установки алмазных детекторов в вертикальном патрубке установки TRT.

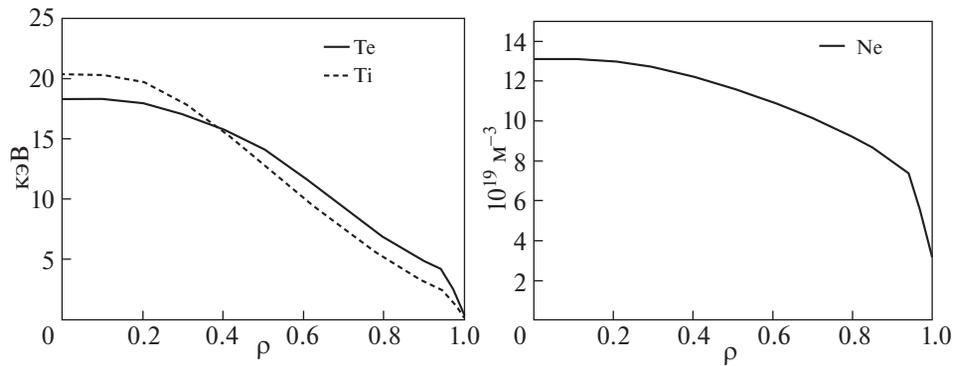


Рис. 5. Температуры ионов и электронов (слева) и плотность электронов (справа) плазмы установки TRT, в зависимости от нормализованной величины малого радиуса тора.

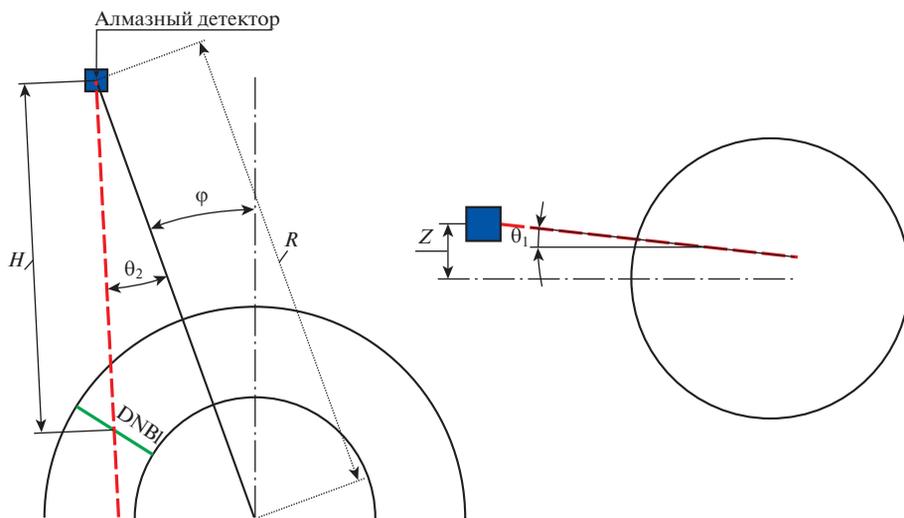


Рис. 6. Определение линий обзора (детекторов или начала пучков) где – R , ϕ , Z – цилиндрические координаты, θ_1 , θ_2 – углы наклона линии обзора.

В проведенных расчетах фракция быстрых альфа-частиц, протонов, тритонов, рожденных в результате ядерных реакций, и фракция удержанных частиц нагревных пучков не учитывались.

Расчетная величина плотности потока атомов, покидающих плазму, имеет размерность $1/(\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ} \cdot \text{с})$. В результате умножения потока атомов на площадь детектора (предполагаемый

Таблица 1. Исходные данные линий обзора алмазных детекторов, использованных для моделирования режимов работы установки TRT

№ детектора	R , м	z , м	ϕ , град	θ_1 , град	θ_2 , град	Ω , ср	H , м
1	5.97	0	22.46	0	15.45	0.000200	4.38
2	5.94		21.55		18.20	0.000214	4.24
3	5.91		20.63		21.18	0.000227	4.11
4	2.35	3.86	56.25	-86.28	0	0.000257	3.87
5	2.15			-92.59		0.000258	3.86
6	1.95			-98.83		0.000252	3.91

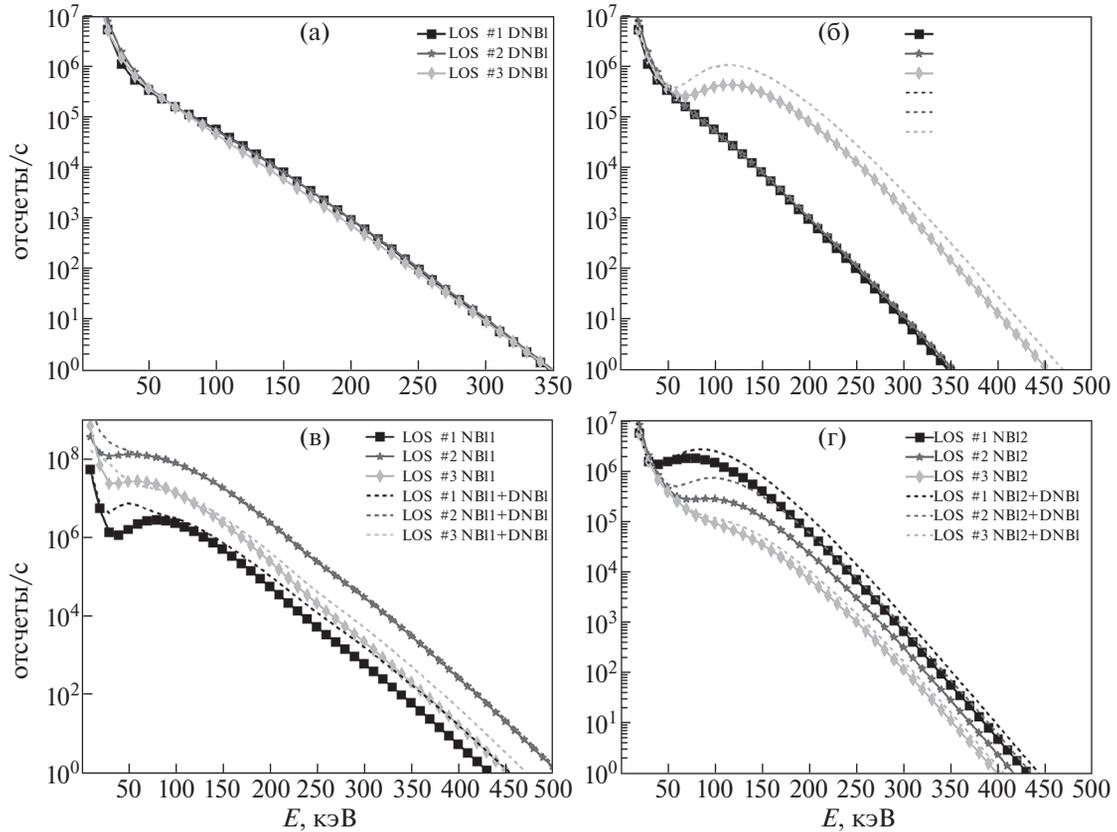


Рис. 7. Скорости счета алмазных детекторов (1–3) в различных сценариях использования инжекторов: (а) с диагностическим пучком, (б) с NBI0 и диагностическим пучком (пунктирная линия) и при отсутствии диагностического пучка (сплошная линия), (в) с NBI1 и диагностическим пучком (пунктирная линия) и при отсутствии диагностического пучка (сплошная линия), (г) с NBI2 и диагностическим пучком (пунктирная линия) и при отсутствии диагностического пучка (сплошная линия).

диаметр диафрагмы алмазного детектора 3 мм) и телесный угол (Ω) получается количество отсчетов в единицу времени.

Как можно видеть из рис. 7а, вклада в скорость счета алмазного детектора при работающем диагностическом пучке в отсутствие дополнительного инжекционного нагрева не наблюдается. В случаях сценариев с использованием NBI (7б–7в) наблюдается синергетический эффект диагностического и нагревного пучков.

Одной из вспомогательных характеристик, рассчитываемой кодом DOUBLE-МС, является функция светимости [10]. Эта величина пропорциональна вероятности рождения и выхода атома с определенной энергией из данной точки плазмы. На рис. 8 представлена функция светимости атома водорода с энергией 60 кэВ для 2-х описываемых выше сценариев. На рис. 8 слева функция светимости показана цветовым градиентом на линиях обзора алмазных детекторов, справа —

Таблица 2. Исходные данные для диагностического и нагревных атомарных пучков, вводимых в установку TRT

№ детектора	R , м	z , м	φ , град	θ_1 , град	θ_2 , град
DNBI	6.0	0	56.25	0	0
NBI_0_UP		0.3	-1.023	-5	18.88
NBI_0_LOW		-0.3		5	
NBI_1_UP		0.3	21.48	-5	
NBI_1_LOW		-0.3		5	
NBI_2_UP		0.3	43.98	-5	
NBI_2_LOW		-0.3		5	

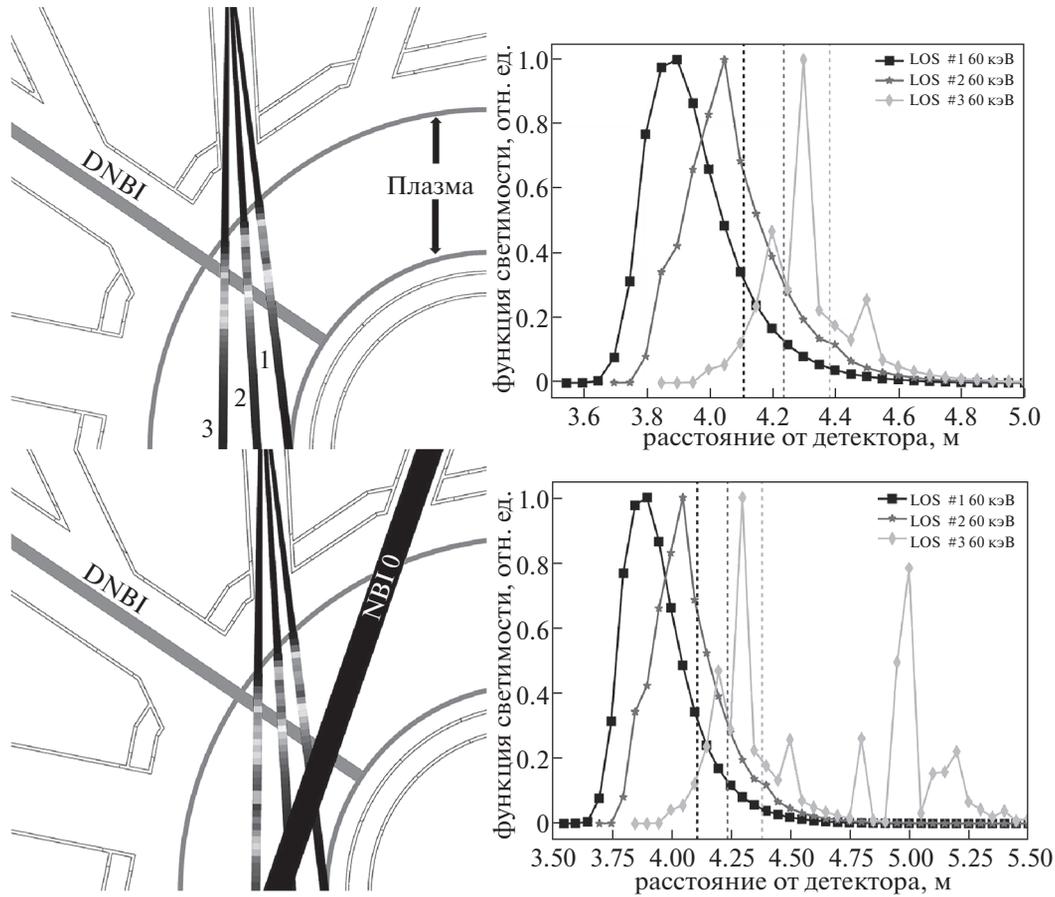


Рис. 8. Функции светимости атомов водорода с энергией 60 кэВ в сценарии с диагностическим инжектором (DNBI) (сверху) и сценарии с диагностическим инжектором и нагревным инжектором NBI0 (снизу).

графики функции светимости в зависимости от расстояния до детектора вдоль линии наблюдения. Пунктирными линиями, с соответствующими цветами, обозначены расстояния, на которых линия наблюдения детектора пересекается с диагностическим пучком.

Функции светимости (сценарий с NBI2) для атомов дейтерия с энергией 300 кэВ представлены на рис. 9.

На рис. 10 демонстрируются скорости счета детекторов 4–6, расположенных в вертикальном патрубке, находящимся над лучом диагностического инжектора в сценарии с диагностическим пучком и при его отсутствии. Функция светимости атомов водорода с энергией 60 кэВ для этого сценария представлена на рис. 11.

Результаты моделирования позволяют говорить о значительном изменении скорости счета детекторов (на порядок) при работающих нагревных пучках, а также о наличии синергетического эффекта диагностического и нагревного пучков (например, ярко выраженного в линиях наблюдения 1–3). Таким образом, диагностика позволяет контролировать эффективность нагрева, а на-

правление линий наблюдения на различные магнитные поверхности обеспечивает наблюдение как центра плазмы, так и периферии. В промежутке после отключения нагревных пучков количества отсчетов оказывается достаточно чтобы определить время замедления ионов на электронах, величину, пропорциональную электронной температуре в степени $3/2$.

Следует отметить, что алмазный детектор чувствителен к атомам, нейтронам и гамма-излучению. Как известно, термоядерная плазма служит источником смешанных радиационных полей, поэтому в случае диагностики атомов перезарядки на основе алмазных детекторов возникает необходимость избирательного измерения ядерного излучения определенного вида. Достигая детектора, атомы ионизируются и тормозятся на электронах, порождая электронно-дырочные пары, и чувствительность детектора в этом случае, ввиду малых длин свободного пробега, определяется площадью чувствительной части детектора, обращенной к плазме. Термоядерные нейтроны с энергией 14.1 МэВ, достигая алмазного детектора, вступают в реакции упругого и неупругого

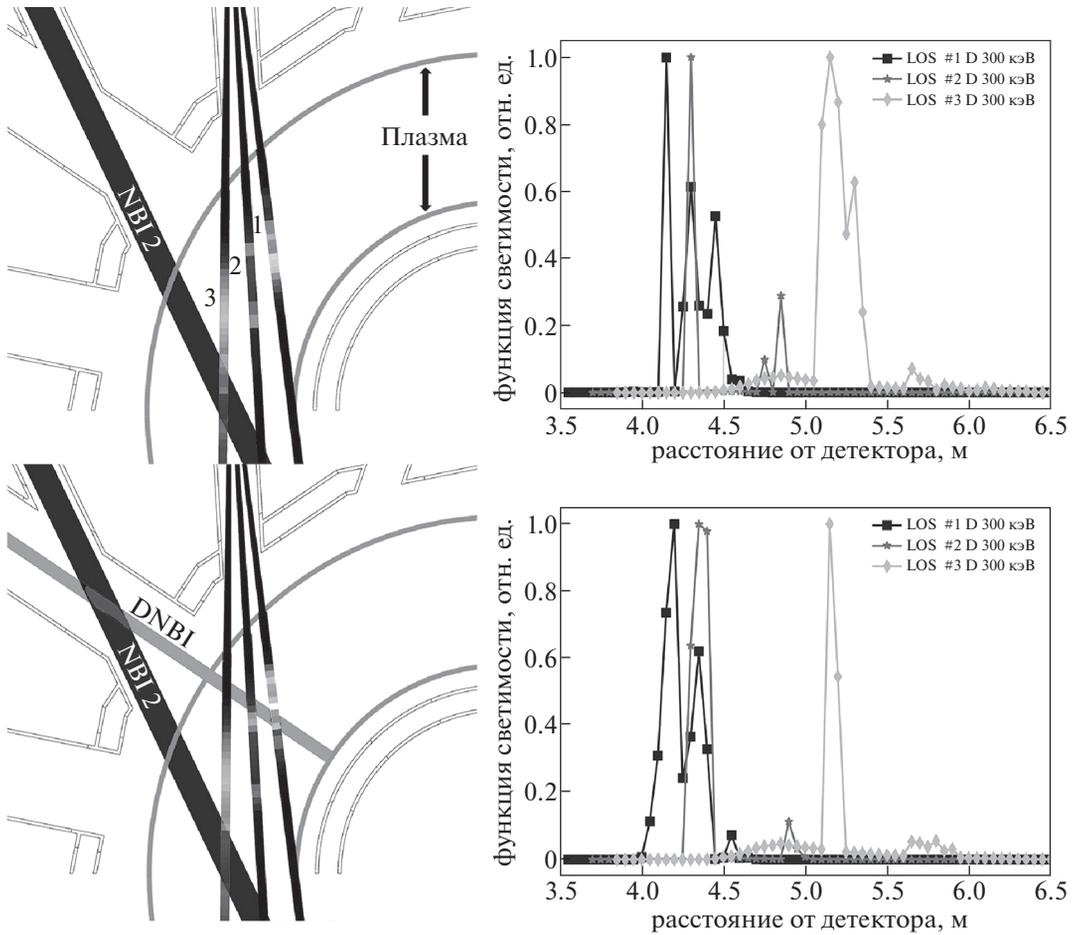


Рис. 9. Функции светимости атомов дейтерия с энергией 300 кэВ в сценарии с плазмой TRT с нагревным инжектором NBI2 (сверху) и в комбинированном сценарии с нагревным и диагностическим инжекторами NBI2 + DNBI (снизу).

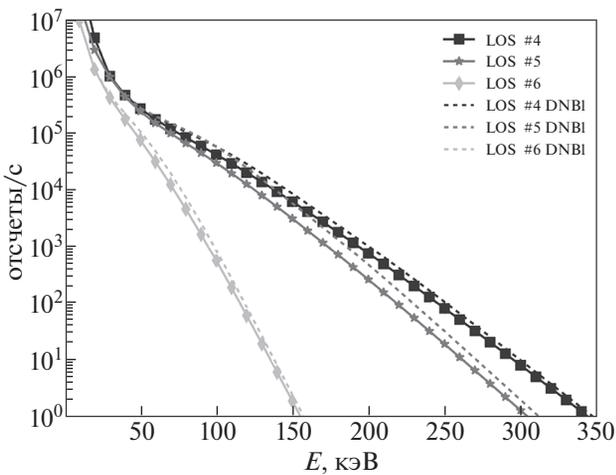


Рис. 10. Скорости счета детекторов (4–6) в сценарии с диагностическим пучком (пунктирная линия) и при его отсутствии (сплошная линия).

рассеяния на ядрах атомов углерода ^{12}C , а также в ядерные реакции, такие как $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ с образованием α -частиц и ядер бериллия Be. Нейтроны с энергией 2.5 МэВ, возникающие в результате D–D-реакции, испытывают только упругое рассеяние в алмазном детекторе. Отсчеты детектора в интенсивном потоке нейтронов, таким образом, вызваны регистрацией вторичных частиц — ядер отдачи углерода, альфа-частиц и ядер бериллия. Полная чувствительность алмазного детектора при регистрации быстрых нейтронов у типичного кристалла алмаза не превышает 10^{-3} см^2 . В свою очередь, γ -излучение может создавать комптоновские электроны в алмазе, но чувствительность алмазного детектора к γ -излучению на порядок ниже, чем чувствительность к нейтронам. Следует учитывать, что чувствительность алмазного детектора к нейтронам и γ -квантам пропорциональна его объему, тогда как его чувствительность к атомам пропорциональна его площади. Таким образом, выбор соотношения

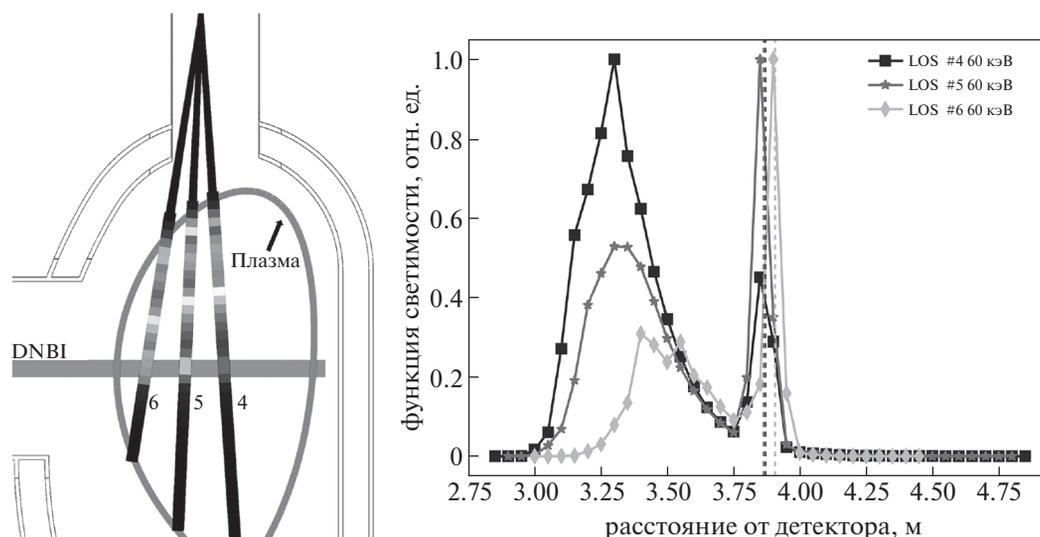


Рис. 11. Функции светимости атомов водорода с энергией 60 кэВ в сценарии с диагностическим инжектором (DNBI) для детекторов 4–6.

площади активной части детектора к ее объему позволяет предопределять целевое предназначение алмазного детектора.

В сценариях работы установки TRT с высоким выходом нейтронов, можно снизить эффективность регистрации детектором фонового γ и нейтронного излучения, уменьшив толщину детектора (гомоэпитаксиальной пленки) с 300–500 мкм до десятков мкм [12]. Таким образом, пленочные алмазные детекторы сохраняют свою чувствительность к атомам, снижая чувствительность к нейтронам и γ -излучению на еще один дополнительный порядок. Оценки толщины гомоэпитаксиальной пленки будут проведены на следующей стадии разработки проекта диагностической системы.

Следует отметить, что установка TRT как стационарная машина будет долго работать на водороде H, гелии He и дейтерии D. В серии разрядов с дейтерий-третиевой плазмой (D-T), завершающей стадии экспериментальной кампании TRT, спектрометр с алмазными детекторами будет работать в качестве D-T нейтронного спектрометра.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ достигаемых скоростей счета и потенциальных мест размещения диагностической системы на основе алмазных детекторов позволяет утверждать, что предложенный многоканальный спектрометр быстрых атомов перезарядки может служить важной составляющей диагностического комплекса термоядерной установки TRT. В дальнейшем разработка проекта предполагает следующие этапы: разработка детального дизайна детекторов (с макетированием и испытаниями);

подбор компонентов детекторного узла и системы сбора данных; построение синтетической диагностики и детальный анализ синтетических сигналов в условиях различных сценариев TRT; оптимизация параметров измерительного тракта для повышения эффективности измерений; разработка алгоритма совместного анализа данных нескольких диагностик.

Работа была выполнена при финансовой поддержке госкорпорации Росатом в рамках договора от 22 июля 2022 г. № Н.4ф.241.09.22.1104. Идентификатор государственного контракта 17706413348220000970.

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. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
2. Angelon M., Pillo M., Balducci A. et al. // Rev. of Sci. Instrum. 2006. V. 77, <https://doi.org/10.1063/1.2167130>
3. Bauer C., Baumann I., Colledani C. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 1996. V. 383. P. 64. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)00659-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00659-6)
4. Krasilnikov A.V., Medley S.S., Gorelenkov N.N. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. № 1. P. 1107.
5. Ishikawa M., Kusama Y., Takechi M. et al. // Review of scientific instruments. 2004. V. 75. № 10. P. 3643.
6. Amosov V.N., Krasilnikov A.V., Skopintsev D.A. et al. // Instruments and Experimental Techniques. 2008. V. 51. № 2. P. 258.

7. Амосов В.Н., Родионов Н.Б., Дравин В.А., Артемьев К.К., Мещанинов С.А. // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 1. С. 120.
<https://doi.org/10.7868/S0032816217010293>
8. 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.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121110135>
9. Давыденко В.И., Иванов А.А., Ступишин Н.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 694.
10. 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. № 1. С. 29.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121010108>
11. 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>
12. 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. С. 98. ISSN 0004-7163.

УДК 533.9

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ НА ТОКАМАКЕ TRT

© 2022 г. А. Е. Шевелев^а, *, Е. М. Хилькевич^а, Н. Н. Бахарев^а, М. В. Ильясова^а,
О. М. Скрекель^а, И. А. Полуновский^а

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

*e-mail: shevelev@cycla.ioffe.ru

Поступила в редакцию 10.03.2022 г.

После доработки 08.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлен проект гамма-спектрометрической системы диагностики быстрых частиц в плазме токамака TRT. Представлена концепция организации гамма-спектрометрических измерений. Приведены предварительные расчеты интенсивностей линий гамма-излучения из водородной, дейтериевой и дейтерий-третиевой плазмы, которые продемонстрировали возможность получать информацию об энергетическом и, в случае использования мультidetекторной системы, пространственном распределении быстрых ионов с временным разрешением 1–10 с. Убегающие электроны могут наблюдаться по жесткому рентгеновскому излучению из плазмы токамака в МэВном диапазоне.

Ключевые слова: физика плазмы, управляемый термоядерный синтез, токамак, диагностика термоядерной плазмы, гамма-спектрометрия, TRT

DOI: 10.31857/S0367292122100079

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с разработкой токамаков нового поколения, таких как ИТЭР, DEMO и др. возникла необходимость решения ряда научных и инженерных задач. К числу таких задач относится исследование быстрых частиц, рождающихся в плазме в виде продуктов термоядерного синтеза или в ходе дополнительного нагрева. На проектируемом в настоящее время токамаке с реакторными технологиями TRT [1, 2] планируется использование мощных систем дополнительного нагрева [3, 4]. Эксперимент на токамаке TRT предоставляет возможность изучить распределение быстрых частиц в плазме в условиях высокого магнитного поля.

Высокотемпературная плазма является источником гамма-излучения, которое может быть зарегистрировано гамма-спектрометрами и которое может предоставить информацию о соотношении компонентов термоядерного топлива, распределении быстрых ионов и эффективности дополнительного нагрева. Особый интерес представляет измерение гамма-излучения, испускаемого в реакциях термоядерного синтеза, а также в реакциях с альфа-частицами — продуктами термоядерного синтеза. Гамма-спектрометрия горячей плазмы продемонстрировала свою эффективность в изучении быстрых частиц на токамаке JET [5–7], для токамака ITER проектируются си-

стемы радиальных гамма-спектрометров и гамма-спектрометра в составе системы анализаторов атомов перезарядки [8, 9].

Кроме того, в настоящее время существует острая потребность в понимании и смягчении последствий генерации убегающих электронов (УЭ), что важно для безопасной эксплуатации токамака. По этой причине изучение и контроль УЭ признаны первоочередной задачей. Взаимодействие УЭ с материалами камеры токамака и примесями плазмы порождает интенсивную вспышку тормозного жесткого рентгеновского излучения (Hard X-Ray, HXR), которое может быть измерено гамма-спектрометрами. В экспериментах на токамаках FT-2 [10, 11], TUMAN-3M [12], JET [13, 14], ASDEX Upgrade [15, 16], DIII-D [17] и других, спектрометры жесткого рентгеновского излучения предоставляют важнейшую информацию о генерации убегающих электронов, их временной эволюции и энергетическом распределении.

При проектировании токамака TRT рассматривается возможность использования высокоэффективных гамма-спектрометров для диагностики быстрых ионов и ускоренных электронов. В данной статье мы представляем возможные решения организации гамма-спектрометрической системы на токамаке TRT, а также проводим оценки сигналов, предоставляемых гамма-спек-

тронметрами для различных сценариев плазменного эксперимента.

2. ПРЕДЛАГАЕМОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРОВ

Для диагностики быстрых частиц на токамаке ТРТ методами гамма-спектрометрии предлагается использовать два типа спектрометров: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe . Сцинтилляционные детекторы с кристаллами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ являются лучшими среди неорганических сцинтилляторов по энергетическому разрешению ($\sim 3\%$ для линии 0.662 МэВ) и световыходу (63 фотона/кэВ) [18]. На ТРТ предлагается использовать детекторы с кристаллами $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с размерами $\varnothing 76 \text{ мм} \times 76 \text{ мм}$. Эти детекторы обладают высокой эффективностью регистрации гамма-квантов в МэВном диапазоне и коротким временем высвечивания $\sim 16 \text{ нс}$, что позволяет достичь высоких скоростей счета в спектрометрическом режиме измерений. Фактически, предельная нагрузка для этих детекторов ограничена характеристиками фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Эксперименты показали, что $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ детекторы стабильно работают до загрузки $\sim 2 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ [19, 20]. Так как ФЭУ чувствительны к действию магнитного поля, детекторы должны быть снабжены магнитными экранами.

Полупроводниковые HPGe детекторы предоставляют высокое энергетическое разрешение $\sim 2.1 \text{ кэВ}$, что позволяет проводить анализ формы линий гамма-переходов, уширенных эффектом Доплера, и восстанавливать энергетическое распределение реагирующих частиц по доплеровскому уширению [21]. HPGe детекторы обладают меньшей эффективностью регистрации и скоростью счета, обычно не превышающей $2 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$. Современные модификации HPGe детекторов снабжены электрическими кулерами, охлаждающими кристаллы до температуры -185°C без использования жидкого азота. Кулеры также чувствительны к действию магнитного поля, поэтому должны быть защищены магнитными экранами.

Для проведения измерений профиля источника гамма-излучения в плазме предлагается установить 9 детекторов $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ с линиями обзора плазмы в пологоидальном сечении камеры токамака, как показано на рис. 1. Один HPGe спектрометр устанавливается таким образом, чтобы он просматривал центральную область плазмы квазирадiallyно. Предлагаемое расположение $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe спектрометров с обзором плазмы в экваториальной плоскости показано на рис. 2.

Для обеспечения защиты детекторов от действия рассеянного нейтронного излучения и маг-

нитного поля предлагается расположить эти детекторы на расстоянии от камеры токамака 8–10 м и снабдить их соответствующей защитой. Детекторы $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe необходимо разместить в защитном блоке (магнитный стальной блок вокруг $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и кулера HPGe , а также железобетонный блок во фронтальной части защиты), снабженном коллиматорами длиной 100 см, просматривающими камеру токамака. Для ослабления потока нейтронов в экспериментах с дейтериевой и DT-плазмой в каналах этих коллиматоров будут установлены нейтронные attenuаторы на основе прессованного порошка гидроксида лития (LiH), помещенного в герметичный стальной корпус [22, 23]. Диаметр коллиматора без attenuатора 60 мм, с LiH -attenuатором – 50 мм. Использование таких attenuаторов уменьшит поток быстрых нейтронов на детектор более чем на четыре порядка, при этом поток гамма-квантов с энергией 4 МэВ ослабнет менее, чем в раз.

На линии обзора плазмы детекторами установлена система дополнительных коллиматоров – стальной блок с отверстиями $\varnothing 100 \text{ мм}$. Коллиматорный блок устанавливается на расстоянии $\sim 3 \text{ м}$ от защитного блока с детекторами (см. рис. 1 и 2). Такая конфигурация расположения детекторов с радиационной защитой позволяет локализовать обозреваемую область плазмы и защитить детекторы от рассеянного нейтронного и гамма-излучения. На рис. 3 показаны линии обзора плазмы детекторами системы гамма-спектрометров, наложенные на рассчитанный профиль источника нейтронов в разряде с дейтериевой плазмой. Область плазменного шнура, видимая детекторами, ограничена длиной патрубка порта: чем длиннее патрубок, тем меньшая доля плазмы по вертикали будет доступна для наблюдений. При длине патрубка 3.2 м детекторы будут просматривать область плазменного шнура 120 см по вертикали. В области большого радиуса тора $R = 215 \text{ см}$ пространственное разрешение системы составит 12 см при диаметре видимой области плазмы для отдельного детектора около 25 см. Энергетический диапазон измерений гамма-излучения рассматриваемой системы составит 0.1–30 МэВ. Потери потока гамма-излучения в этом диапазоне при прохождении через заглушку порта, если она составит $\sim 10 \text{ мм}$, рассматриваются как допустимые. Порт может использоваться другими системами токамака при условии, что элементы этих систем не будут пересекать линии обзора плазмы детекторами.

Перед использованием в экспериментах с горячей плазмой гамма-спектрометры должны быть откалиброваны в измерениях с радиоактивными источниками и в экспериментах на пучке циклотрона. Калибровка должна включать измерение энергетической зависимости эффективно-

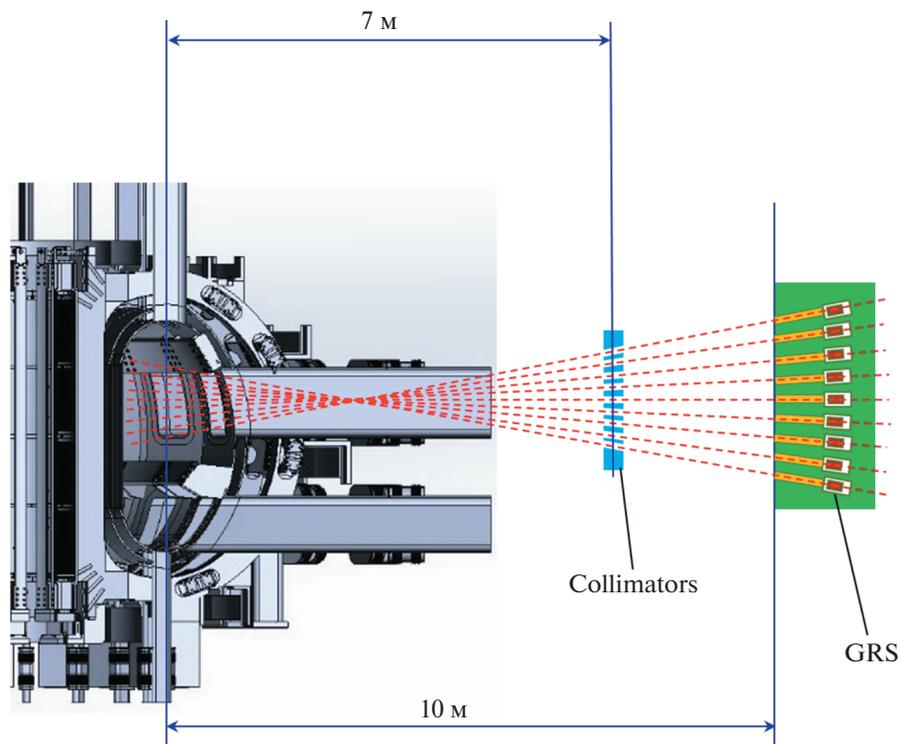


Рис. 1. Схема предполагаемого расположения спектрометров (вид сбоку).

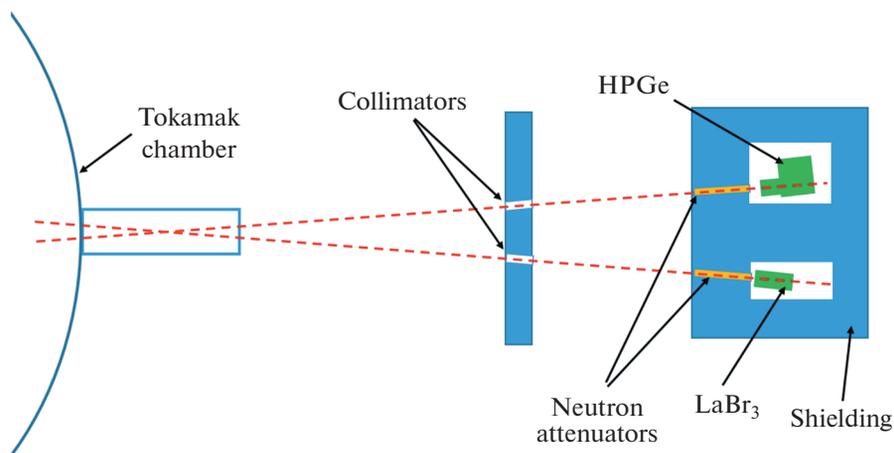


Рис. 2. Схема расположения HPGe и LaBr₃(Ce) детекторов (вид сверху).

сти и энергетического разрешения спектрометров. Проведение *in-situ* калибровки гамма-спектрометров на токамаке является трудно выполнимой задачей из-за больших размеров установки, что влечет за собой необходимость использования высокоактивных источников. Проблема может быть решена проведением Монте-Карло расчетов прохождения гамма-излучения из

плазмы в направлении детекторов после размещения спектрометров в экспериментальном зале.

3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ В ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

В режимах с инжекцией пучков нейтральных атомов водорода в водородную плазму информа-

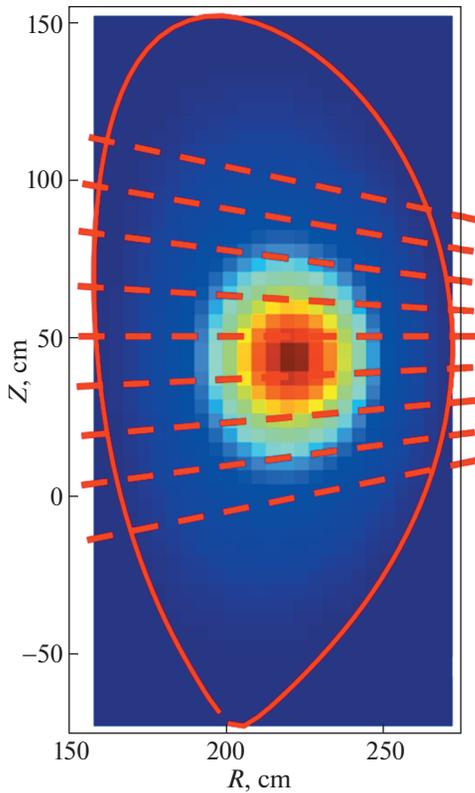


Рис. 3. Линии обзора гамма-спектрометрами плазмы TRT.

ция о распределении быстрых протонов может быть получена из спектров гамма-излучения, содержащих линии гамма-переходов ядра ^{10}B , образовавшегося в результате реакции радиационного захвата $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$. Так как планируется, что стенка камеры токамака, обращенная к плазме, будет изготовлена с использованием бериллия (аналогично токамакам JET-ILW и ITER), можно ожидать высокое содержание примеси бериллия в плазме TRT: в работе [24] приводится содержание бериллия в плазме JET 0.5%, в ИТЭР содержание бериллия может достичь 2% [8]. Реакция $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$ имеет низкий кулоновский барьер около 100 кэВ, но относительно низкое полное сечение реакции в диапазоне до 500 кэВ (~14 мкбн на резонансе 320 кэВ) [25, 26]. Так как реакция имеет высокий энергетический выход $Q = 6.586$ МэВ [27], ядро ^{10}B рождается с высокой энергией возбуждения, которое снимается сериями гамма-переходов. Наиболее применимыми для наблюдения являются переходы в основное состояние, а также в первое (0.718 МэВ) и второе (1.74 МэВ) возбужденные состояния. В последнем случае окончательное возбуждение ядра снимается каскадными переходами 0.718 и 1.022 МэВ. На рис. 4 приведены функции возбуждения переходов в основное, первое и второе воз-

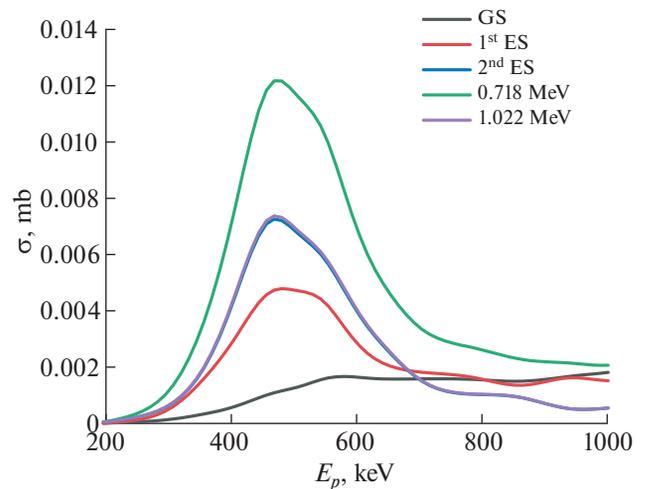


Рис. 4. Сечения гамма-переходов ядра ^{10}B , рожденного в реакции $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$ [24, 25].

бужденное состояние ядра ^{10}B , а также переходов 0.718 и 1.022 МэВ.

Планируется, что токамак TRT будет оснащен инжекторами нейтральных частиц с энергией инжектируемого водорода 500 кэВ с суммарной мощностью до 20 МВт [3]. Энергетическое распределение быстрых ионов водорода, полученное с помощью решения уравнения Фоккера–Планка для параметров плазмы, представленных в работе [2], показано на рис. 5.

Полученное распределение было использовано при моделировании спектров гамма-излучения из плазмы токамака. Для моделирования в коде MCNP (Monte-Carlo N-Particle code [28]) была разработана упрощенная модель камеры токамака и спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и HPGe , поме-

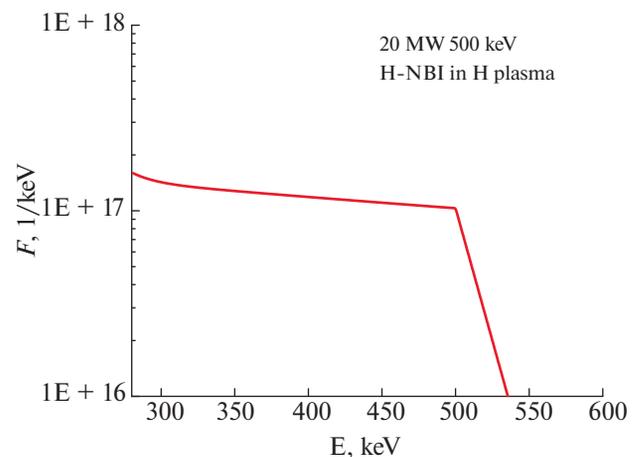


Рис. 5. Модельная функция энергетического распределения водорода в плазме TRT.

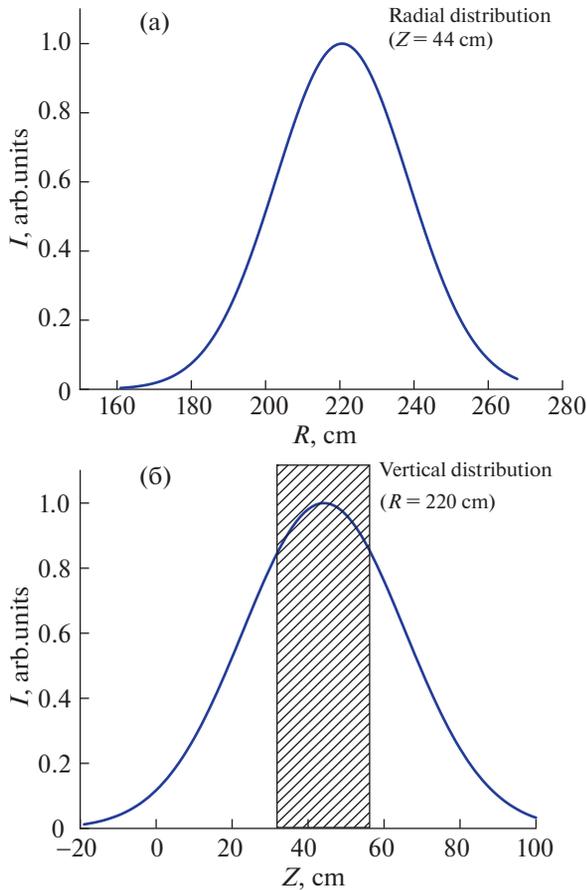


Рис. 6. Пространственное распределение гамма-источника в камере TRT: а) в радиальном направлении ($Z = 44$ см); б) в вертикальном направлении ($R = 220$ см).

щенных в защиту от рассеянного излучения. При моделировании задавался источник гамма-излучения, радиальное ($Z = 44$ см) и вертикальное ($R = 220$ см) распределение интенсивности которого показаны на рисунках 6а и 6б, соответственно. На рис. 6б штриховкой показана часть распределения, видимая детектору через систему коллиматоров. Полученный в результате моделирования спектр гамма-излучения показан на рис. 7. Как видно на рисунке, спектр включает несколько линий гамма-переходов с высокой интенсивностью.

С учетом функций возбуждения соответствующих переходов (рис. 4) анализ форм линий дает возможность восстановить энергетическое распределение протонов в видимом для детектора объеме плазмы. Пусть частица A с массой m_A и скоростью v_A взаимодействует с покоящейся частицей B с массой m_B , в результате чего образуется возбужденное ядро C с массой m_C , которое затем испускает гамма-квант с энергией E_γ . То есть мы имеем дело с реакцией радиационного захвата

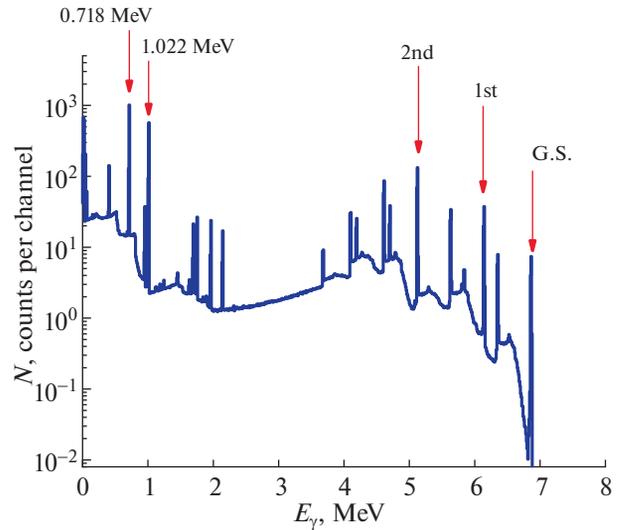


Рис. 7. Расчетный спектр гамма-излучения из водородной плазмы с 1% примесью бериллия и инжекцией пучков водорода с энергией 500 кэВ и суммарной мощностью 20 МВт. Расчеты проведены для времени набора спектра 1 с.

$B(A, \gamma)C$. Тогда из кинематических уравнений энергия E_γ равна

$$E_\gamma(v_a) = mc^2 \times \left(-1 + \frac{\cos(\alpha)v_C}{c} + \sqrt{\left(1 - \frac{\cos(\alpha)v_C}{c}\right)^2 + \frac{2Q^*}{mc^2}} \right), \quad (1)$$

где m_C – масса ядра C ; v_C – скорость движения ядра C ; v_A – скорость движения частицы A ; α – угол между направлениями движения частицы C и испускания гамма-кванта; c – скорость света; Q^* – энергия возбуждения ядра C :

$$Q^* = (m_A + m_B - m_C)c^2 + \left(1 - \frac{m_A}{m_C}\right) \frac{m_A v_A^2}{2}, \quad (2)$$

где m_B – масса ядра B ; m_A – масса частицы A . Эта формула связывает энергию родившегося гамма-кванта со скоростью частиц v_A . Видно, что энергия гамма-кванта оказывается больше величины Q реакции. Число реакций с частицами, скорость которых равна v_A , определяется соотношением

$$R_{AB} = v_A \sigma(v_A) n_B n_A f(v_A), \quad (3)$$

где $\sigma(v_A)$ – сечение реакции между ядрами A и B при скорости v_A ; n_B – концентрация ядер B ; n_A – концентрация ядер A ; $f(v_A)$ – функция распределения частиц A . Таким образом, зная функцию распределения частиц A по энергии, можно построить спектр гамма-излучения из реакции $B(A, \gamma)C$. Верно и обратное: из измеренной формы линии гамма-перехода возможно восстановить

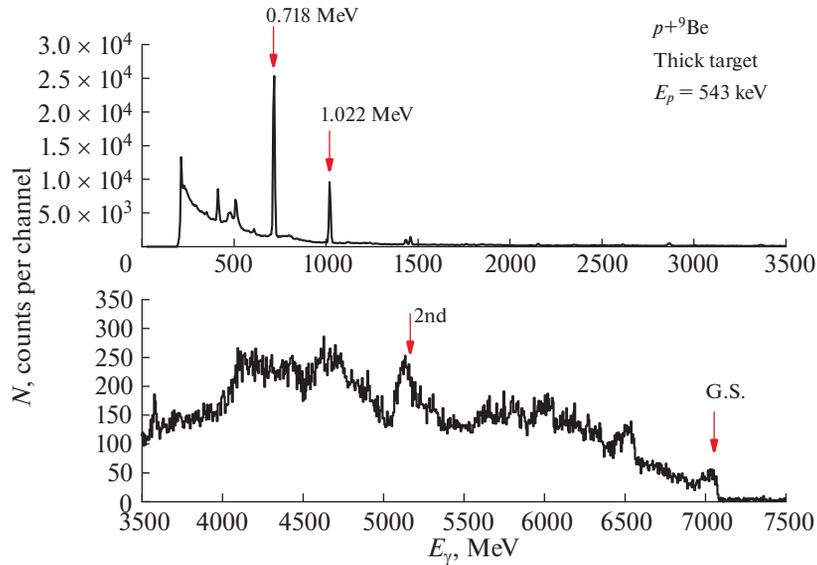


Рис. 8. Спектр гамма-излучения, измеренный при облучении толстой ${}^9\text{Be}$ мишени пучком ионов водорода с энергией 543 кэВ на циклотроне.

распределение налетающих частиц. Члены $\cos(\alpha)$ в формуле (1) описывают влияние эффекта Доплера на энергию наблюдаемого гамма-кванта. Значение этого члена будет зависеть от распределения частиц в пространстве скоростей. Для рассматриваемого случая реакции типа $B(A, \gamma)C$ основной вклад в энергию испускаемого кванта будут вносить величина Q реакции и кинетическая энергия взаимодействующих ядер.

На рис. 8 показан спектр, зарегистрированный HPGe спектрометром при облучении толстой бериллиевой мишени пучком протонов с энергией 543 кэВ на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе. В реакции радиационного захвата образовавшееся ядро ${}^{10}\text{B}$, в соответствии законам сохранения энергии и импульса, приобретает энергию возбуждения

$$Q_B^* = Q + \frac{M_B - m_p}{M_B} E_p \approx Q + 0.9E_p, \quad (4)$$

где $Q = M_B c^2 + m_p c^2 - M_B c^2$ – энергия реакции, M_B – масса ядра ${}^{10}\text{B}$; M_{Be} – масса ядра ${}^9\text{Be}$; m_p – масса протона; c – скорость света; $E_p = m_p v_p^2 / 2$ – кинетическая энергия протона в лабораторной системе. Таким образом, энергия перехода в основное состояние зависит от кинетической энергии протонов, взаимодействующих с ядрами бериллия, кинетической энергией которых можно пренебречь. Этим объясняются уширения линий переходов в основное состояние ядра ${}^{10}\text{B}$, а также во второе возбужденное состояние $E_B^* = 1.74$ МэВ, показанные на рис. 8.

В экспериментах с водородной плазмой без бериллиевых элементов внутри камеры система, по-видимому, может быть пригодна только для диагностики убегающих электронов, так как реакции протонов на углероде, который будет в этом случае основной примесью в плазме, имеют высокие энергетические пороги.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Исследования на токамаке JET продемонстрировали эффективность применения комбинации инжекции пучка нейтральных атомов (Neutral Beam Injection, NBI) и ионно-циклотронного резонансного нагрева (Ion-Cyclotron Resonance Heating, ICRH) по схеме трехкомпонентного нагрева плазмы [7, 24]. На токамаке TRT могут также быть реализованы сценарии с дейтериевой плазмой с примесью ${}^3\text{He}$ и инжекцией пучков нейтрального дейтерия.

Проведено моделирование спектров гамма-излучения из дейтериевой плазмы с примесью ${}^3\text{He}$ и инжекцией пучка нейтрального дейтерия для энергетического распределения дейтерия в высокоэнергичной области, показанного на рис. 9. Форма энергетического распределения дейтерия аналогична распределению, рассчитанному кодом TRANSP для характерного разряда на токамаке JET с 25% примесью ${}^3\text{He}$ в дейтериевой плазме [7], с инжекцией пучка дейтерия энергией ~ 100 кэВ мощностью около 10 МВт, сопровождавшейся ICRF нагревом мощностью 6 МВт.

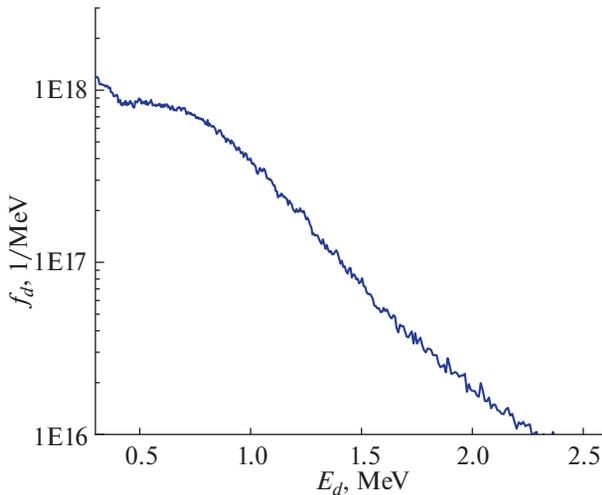


Рис. 9. Энергетическое распределение дейтерия в разряде с NBI-ICRH в дейтериевой плазме TRT, использованное для расчета гамма-спектра.

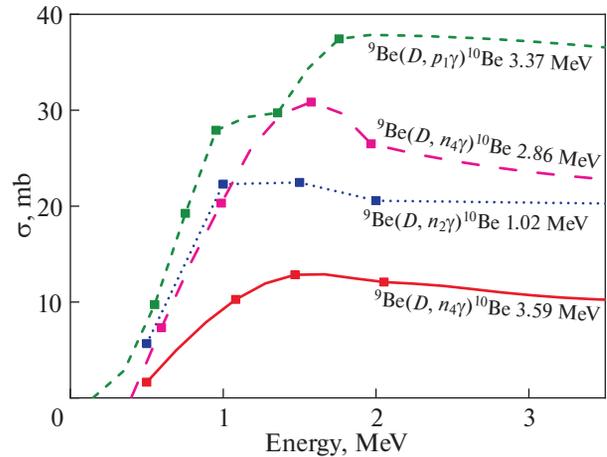


Рис. 10. Функции возбуждения гамма-переходов 1.02, 2.86, 3.37 и 3.59 МэВ ядер ^{10}Be и ^{10}B , образовавшихся в реакциях $d + ^9\text{Be}$ [29, 30].

Частицы дейтерия с высокой энергией взаимодействуют в плазме с ядрами примесей, прежде всего, с бериллием, в результате чего происходят ядерные реакции, в том числе и с испусканием гамма-излучения. На рис. 10 показаны функции возбуждения некоторых гамма-переходов ядер ^9Be и ^{10}B , образовавшихся в реакциях $^9\text{Be}(d, n\gamma)^{10}\text{B}$ и $^9\text{Be}(d, \gamma p)^{10}\text{Be}$.

На рис. 11 показан спектр, рассчитанный для источника с пространственным распределением, показанным на рис. 5 и для энергетического распределения ионов дейтерия, приведенного на рис. 9. Плотность примеси бериллия в центральной области плазмы была принята 10^{18} м^{-3} ; выход нейтронов 10^{17} с^{-1} . Модель системы, разработанная для кода MCNP, содержит нейтронный LiH attenuator длиной 100 см, встроенный в коллиматор радиационной защиты спектрометров. Диаметр апертуры коллиматора, заполненного таблетками LiH, в расчетах был равен 50 мм. Был оценен спектр и поток фонового гамма-излучения, индуцированного нейтронами, образовавшимися в ходе D–D-реакции синтеза.

На спектре гамма-излучения, полученном в ходе моделирования для спектрометра $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, отчетливо видны пики с энергиями 2.86, 3.37 и 3.59 МэВ со скоростью счета в пиках 1150, 800 и 280 с^{-1} , соответственно. Отношение пик/фон 3, 2 и 0.7, соответственно.

5. ДИАГНОСТИКА АЛЬФА-ЧАСТИЦ В DT-ПЛАЗМЕ

Одной из ключевых задач, стоящих перед термоядерными установками нового поколения яв-

ляется изучение условий рождения и удержания альфа-частиц – продуктов термоядерного синтеза. Для оценки способности гамма-спектрометрических методов предоставить информацию о профиле рождения и удержания альфа-частиц в плазме токамака TRT было проведено моделирование источника гамма-излучения из дейтериевой плазмы с 1% примесью трития. Разряд в плазме с таким изотопным составом является одним из рассматриваемых сценариев для TRT. В качестве входных данных была принята средняя электронная плотность $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, средняя электронная температура 7–8 кэВ. Выход D–D-нейтронов с энергией 2.45 МэВ, так же, как и выход D–T-нейтронов с энергией 14 МэВ, был взят

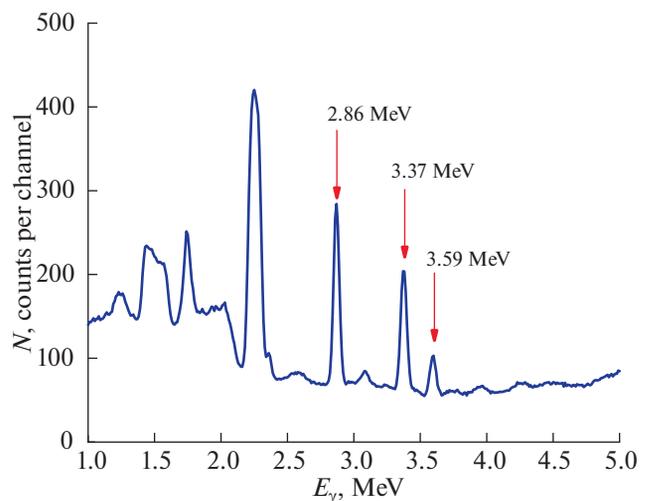


Рис. 11. Рассчитанный спектр $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ детектора в эксперименте с D-плазмой и NBI- и ICRF-нагревом.

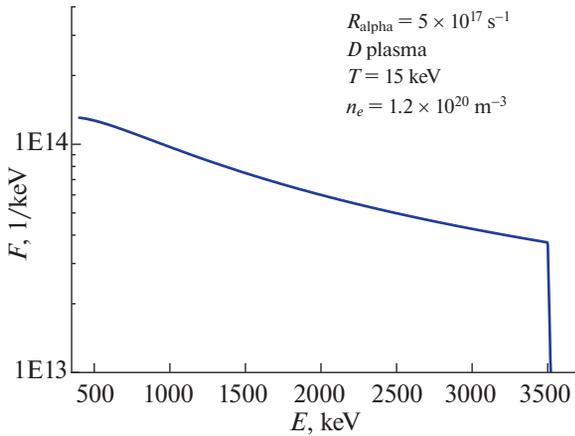


Рис. 12. Рассчитанное распределение альфа-частиц в дейтериевой плазме с 1% примесью трития.

$5 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$. Температура ионов в центральной области плазмы, видимой для детектора с линией обзора в экваториальной плоскости плазменного шнура, была принята 15 кэВ при электронной плотности $1.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Для приведенных выше условий было проведено моделирование энергического распределения удерживаемых альфа-частиц. Полученное 0-D-распределение показано на рис. 12.

Моделирование гамма-спектра, который может быть зарегистрирован HPGe-детектором, было проведено без учета гамма-фона, индуцированного нейтронными потоками. Расчеты фона будут проведены после корректировки модели камеры токамака и определения материалов, используемых в вакуумной камере и в обращенных

к плазме компонентах. Результат моделирования гамма-спектра показан на рис. 13.

На спектре виден широкий пик в районе 8–18 МэВ, соответствующий регистрации гамма-квантов из реакции $T(d, \gamma)^5\text{He}$. В результате этой реакции образуется ядро ^5He в возбужденном состоянии с энергией ~ 17 МэВ, которое разряжается гамма-переходами в основное или первое возбужденное состояние 1.27 МэВ [31]. Ядро ^5He нестабильное и основное состояние имеет ширину 0.648 МэВ. Первый уровень возбуждения имеет более значительную ширину 5.57 МэВ. Соответственно, спектр гамма-квантов из реакции $T(d, \gamma)^5\text{He}$ представляет собой широкий пик в области высоких энергий. Пространственное распределение источника 14-МэВ нейтронов, а, следовательно, и 17 МэВ гамма-квантов при моделировании соответствовало профилям, показанным на рис. 6. Используя коэффициент ветвления для реакций $T(d, \gamma)^5\text{He}/T(d, n)^4\text{He}$ $B = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$, оцененный в работе [32] число рожденных 17-МэВ квантов при моделировании было задано, как $R_{17 \text{ MeV}} = 6 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$. В модели был использован LiH-аттенюатор длиной 100 см и 5 см в диаметре. Оценка скорости счета HPGe-детектора в энергетическом диапазоне $E > 10.5$ МэВ, в котором вклад фонового излучения, индуцированного нейтронами, будет мал ($< 5\%$), составила $2.3 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$.

Также, на модельном спектре (рис. 13) отчетливо виден пик 4.44 МэВ из реакции $^9\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$. Согласно расчетам для распределения альфа-частиц, показанного на рис. 12, и для плотности бериллия 10^{18} м^{-3} отношение рождения 4.44 МэВ гамма к выходу нейтронов 14 МэВ со-

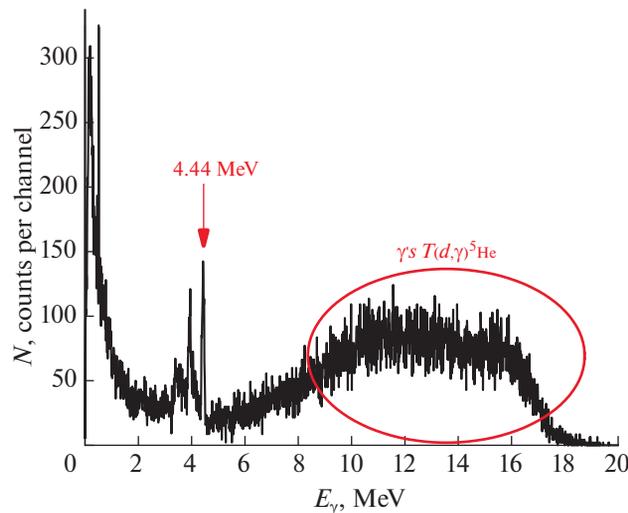


Рис. 13. Рассчитанный спектр гамма-излучения для дейтериевой плазмы с 1% примесью трития без учета индуцированного нейтронами гамма-фона.

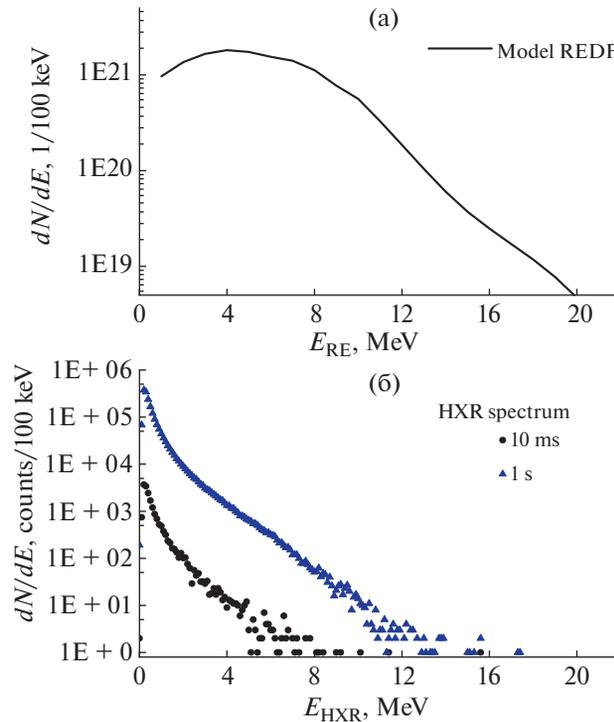


Рис. 14. Моделирование спектра HXR из плазмы TRT: а) энергетическое распределение УЭ, использованное при моделировании; б) спектры HXR, которые может зарегистрировать LaBr₃(Ce) детектор за 10 мс (черные точки) и 1 с (синие треугольники).

ставит 2.8×10^{-5} . Ожидается, что при обозначенных параметрах плазмы в пике полного поглощения 4.44 МэВ HPGe детектором будет зарегистрировано $\sim 1.1 \times 10^5$ событий в секунду. Анализируя форму линии, искаженную эффектом Доплера, возможно восстановить энергетическое распределение альфа-частиц, реагирующих с бериллием [21]. Для восстановления распределения альфа-частиц в пространстве скоростей по доплеровской форме линии 4.44 МэВ из реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ необходимо иметь два ракурса обзора плазмы высокоточными HPGe-детекторами. Для обеспечения второй линии обзора возможно установить второй HPGe-спектрометр за анализатором атомов перезарядки (NPA) с тангенциальным углом обзора плазмы через канал NPA, если такой анализатор будет установлен на TRT.

Следует отметить, что для режима с DT 50%/50% плазмой для уменьшения общей загрузки детектора потребуется уменьшить диаметр коллиматора в детекторном блоке с 50 мм до 20 мм и диаметров отверстий в коллиматорном блоке с 100 мм до 50 мм, что уменьшит загрузку детектора примерно в 30 раз. Этого будет достаточно, чтобы не допустить перегрузки детекторов в полномасштабных экспериментах с DT-плазмой. Для более точной оценки характеристик раз-

рабатываемой гамма-спектрометрической системы требуется проведение детального анализа конструкции камеры токамака и режимов плазменного разряда с дополнительным нагревом (NBI и ICRH).

6. ДИАГНОСТИКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ИЗМЕРЕННОМУ ТОРМОЗНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Разрабатываемая для TRT гамма-спектрометрическая система может быть использована для диагностики убегающих электронов, что является первостепенной задачей для обеспечения безопасной эксплуатации высокоомощной термоядерной установки. Измерения спектров жесткого рентгеновского излучения (HXR) в МэВ-диапазоне энергий позволяют отслеживать рождение пучков убегающих электронов (УЭ), а также предоставляют информацию об их энергетическом и пространственном распределении [10–13, 16]. Задача своевременного обнаружения генерации убегающих электронов накладывает жесткие требования к диагностической системе. На ИТЭР ток убегающих электронов должен быть измерен с временным разрешением 10 мс; максимальная энергия УЭ должна быть определена с 20% точностью [33]. Использование высокоэффективных и

быстрых спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ является наилучшим решением этих задач.

Для восстановления функций распределения убегающих электронов используются методы деконволюции HXR-спектров, реализованные в коде DeGaSum [10, 13]. Код использует предварительно рассчитанные функции отклика детектора на моноэнергетическое гамма-излучение, а также функции генерации тормозного излучения в широком энергетическом диапазоне, который обычно составляет 0.1–30 МэВ.

Проведены расчеты генерации тормозного излучения в плазме токамака ТРТ с использованием кода MCNP. При моделировании электроны двигались в видимом для детектора плазменном объеме с энергетическим распределением, показанном на рис. 14а. Такое энергетическое распределение УЭ наблюдалось в плазме для средних и крупных токамаков, таких как ASDEX-Upgrade [16] и JET [13]. Распределение потока электронов имело гауссову форму в полоидальном сечении камеры токамака с максимумом на линии обзора с полной шириной на половине высоты ПШПВ = 20 см в вертикальном направлении при $R = 220$ см.

На рис. 14б показаны спектры HXR-излучения из водородной плазмы ТРТ с эффективным зарядом $Z_{\text{eff}} = 1.5$, которые может зарегистрировать $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ $\varnothing 76$ мм \times 76 мм без использования нейтронного аттенюатора при токе УЭ 200 кА. Треугольниками показан спектр для времени накопления 1 с, точками – для 10 мс. Расчеты показали, что при измерениях без аттенюатора с водородной плазмой максимальный ток УЭ, при котором детектор может работать в спектрометрическом режиме (скорость счета $< 2 \times 10^6$ с⁻¹), составляет ~200 кА; с использованием аттенюатора – 4 МА. Временное разрешение предоставления данных о токе и максимальной энергии УЭ составит 1–10 мс. Проблема увеличения диапазона измеряемых токов УЭ в водородной плазме может быть решена установкой дополнительных детекторов с коллиматорами меньшего диаметра. Это может быть сделано по аналогии с решением для размещения HPGe-детектора (см. рис. 2). Уменьшение диаметра коллиматора в защитном блоке детекторов до 30 мм и диаметра отверстия в коллиматорном блоке до 50 мм уменьшит загрузку детектора примерно в 11 раз. Соответственно диапазон тока УЭ, при котором возможно измерение спектров HXR в водородной плазме, увеличится до 2.2 МА. Как показано в работе [8], в случае радиальной линии обзора плазмы детектором из-за высокой анизотропии углового распределения тормозного излучения вероятность регистрации высокоэнергетических квантов очень мала и энергетический диапазон измеряемого излучения будет ограничен величиной ~35 МэВ. Для

увеличения диапазона следует установить детектор с тангенциальной линией обзора пучка, в случае доступности портов с тангенциальными портовыми патрубками. При этом пучок электронов должен двигаться в направлении детектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На проектируемом токамаке ТРТ гамма-спектрометрия горячей плазмы может предоставить полезную информацию об энергетическом и пространственном распределении быстрых ионов, генерируемых в ходе дополнительного NBI и ICRF-нагрева как в водородной, так и в дейтериевой и DT-плазме. Для восстановления пространственного распределения быстрых ионов и электронов было предложено установить 9 спектрометров $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, просматривающих плазму под различными углами в полоидальном сечении камеры токамака. Один полупроводниковый HPGe-детектор будет наблюдать плазму квазирадиально в экваториальной плоскости плазменного шнура. Для получения распределения быстрых ионов в пространстве скоростей из анализа доплеровского уширения гамма-линий возможно установить дополнительный HPGe-спектрометр за анализатором атомов перезарядки, имеющем тангенциальную линию наблюдения плазмы. Спектрометры предлагается установить на расстоянии ~10 м от центра плазменного шнура. Они должны быть оснащены соответствующей системой защиты от действия рассеянного нейтронного и магнитного излучений.

Информация о распределении быстрых частиц в экспериментах с нагревом водородной плазмы пучками нейтрального водорода с энергией 500 кэВ может быть получена из анализа формы и интенсивности линий гамма-переходов ядер ^{10}B , образованных в реакции $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$. Оценки, проведенные для мощности NBI-нагрева 20 МВт, показали, что пространственное распределение быстрых протонов может быть восстановлено при использовании 9 спектрометров, просматривающих плазму в полоидальном сечении под различными углами, с временным разрешением около 1 с. Энергетическое распределение может быть оценено с временным разрешением ~10 с. В дейтериевой плазме в разрядах с NBI- и ICRF-нагревом для восстановления энергетического и пространственного распределения энергичных частиц дейтерия могут быть использованы линии гамма-излучения из реакций $^9\text{Be}(d, n\gamma)^{10}\text{B}$ и $^9\text{Be}(d, p\gamma)^{10}\text{Be}$.

В экспериментах с DT-плазмой гамма-спектрометрические измерения могут предоставить информацию о продуктах термоядерного синтеза, в первую очередь, об энергетическом и пространственном распределении альфа-частиц из

измерений линии 4.44 МэВ реакции ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$. По измерениям 17-МэВ гамма-квантов можно судить о скорости реакции синтеза в DT и D- ${}^3\text{He}$ -плазмах. Следует отметить, что для D- ${}^3\text{He}$ -плазмы измерение 17 МэВ гамма-квантов является практически единственной возможностью измерения скорости реакции термоядерного синтеза, что было недавно продемонстрировано в экспериментах на JET [34].

Был рассмотрен возможный случай генерации ускоренных (убегающих) электронов в токамаке TRT и оценен сигнал гамма-спектрометров для плазмы с эффективным зарядом $Z_{\text{eff}} = 1.5$. Расчеты показали, что при измерениях без аттенюатора максимальный ток УЭ, при котором детектор может работать в спектротрическом режиме, составляет ~200 кА, с использованием аттенюатора – 4 МА. Временное разрешение предоставления данных о токе и максимальной энергии УЭ составит 1–10 мс. Проблема увеличения диапазона измеряемых токов УЭ в водородной плазме может быть решена установкой дополнительных детекторов с коллиматорами меньшего диаметра. Для увеличения энергетического диапазона контролируемых УЭ следует установить детектор в порту с тангенциальной линией обзора плазмы (если это возможно). При этом пучок электронов должен двигаться в направлении детектора.

Следует отметить, что для детальной проработки конструкции и оценки характеристик разрабатываемой гамма-спектрометрической системы требуется проведение детального анализа конструкции камеры токамака и режимов плазменного разряда с дополнительным нагревом (NBI и ICRH).

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 0040-2019-0023 и № 0040-2019-0024.

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. 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.
3. 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.
4. Баев В.М., Гетман Д.В., Губин А.М., Субботин М.Л. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 11. С. 1050.
5. Kiptily V.G., Cecil F.E., Medley S.S. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2006. V. 48 R59–R82.
6. Nocente M., Tardocchi M., Kiptily V.G., Blanchard P., Chugunov I., Conroy S., Edlington T., Fernandes A.M., Ericsson G., Gatu Johnson M., Gin D., Grosso G., Hellesen C., Kneupner K., Lerche E., Murari A., Neto A., Pereira R.C., Perelli Cippo E., Sharapov S., Shevelev A., Sousa J., Syme D.B., Van Eester D., Gorini G. and JET-EFDA Contributors // *Nuclear Fusion*. 2012. V. 52. 063009. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/6/063009>
7. Nocente M., Kazakov Ye.O., Garcia J., Kiptily V.G., Ongena J., Dreval M., Fitzgerald M., Sharapov S.E., Stancu D.Z., Weisen H., Baranov Y., Bierwage A., Craciunescu T., Dal Molin A., de la Luna E., Dumont R., Dumortier P., Eriksson J., Giacomejli L., Giroud C., Goloborodko V., Gorini G., Khilkevitch E., Kirov K.K., Iliasova M., Jacquet P., Lauber P., Lerche E., Mantsinen M.J., Mariani A., Mazz S., Nabais F., Nave M.F.F., Oliver J., Panontin E., Rigamonti D., Sahlberg A., Salewski M., Shevelev A., Shinohara K., Siren P., Sumida S., Tardocchi M., Van Eester D., Varje J., Zohar A. and JET Contributors // *Nuclear Fusion*. 2020. V. 60. 124006. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abb95d>
8. Nocente M., Tardocchi M., Barnsley R., Bertalot L., Brichard B., Croci G., Brolatti G., Di Pace L., Fernandes A., Giacomejli L., Lengar I., Moszynski M., Krasilnikov V., Muraro A., Pereira R.C., Perelli Cippo E., Rigamonti D., Rebai M., Rzadkiewicz J., Salewski M., Santosh P., Sousa J., Zychor I. and Gorini G. // *Nuclear Fusion*. 2017. V. 57. 076016. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6f7d>
9. Bakharev N.N., Abdullina G.L., Afanasyev V.I., Altukhov A.B., Askinazi L.G., Babinov N.A., Bazhenov A.N., Belokurov A.A., Blekhshtein M.D., Bondarchuk E.N., Bukreev I.M., Bulanin V.V., Chernakov An.P., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dmitriev A.M., Doinikov D.N., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Gin D.B., Gorbunov A.V., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Gusev V.K., Heuroux S., Iliasova M.V., Irzak M.A., Kamenshikov S.N., Kavin A.A., Khilkevitch E.M., Khromov N.A., Kiselev E.O., Kiviniemi T.P., Kobelev A.A., Kornev V.A., Koval A.N., Kouprienko D.V., Krikunov S.V., Krutkin O.L., Kurskiy G.S., Lashkul S.I., Lebedev S.V., Lechte C., Leerink S., Litvinov A.E., Lobanov K.M., Masyukevich S.V., Martynov A.A., Medvedev S.Yu., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Naidenov V.O., Navolotsky A.S., Nesenevich V.G., Niskala P., Novokhatskii A.N., Oshuev K.Yu., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov M.P., Petrov S.Yu., Petrov Yu.V., Polunovsky I.A., Popov A.Yu., Razdobarin A.G., Razumenko D.V., Rozhdestvensky V.V., Sakhkarov N.V., Samsonov D.S., Saveliev A.N., Senichenkov V.A., Shchegolev P.B., Shevelev A.E., Slaadkomedova A.D., Smirnov A.I., Smirnov A.S., Solokha V.V., Solovei V.A., Stepanov A.Yu., Telnova A.Yu., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Tretnnikov P.V., Tereschenko I.B., Tukachinsky A.S., Tukhmenova E.A., Varfolomeev V.I., Varshavchick L.A., Yashin A.Yu., Zhilin E.G. and Zhubr N.A. // *Nuclear Fusion*. 2019. V. 59. 112022. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab22dc>
10. Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Altukhov A.B., Chugunov I.N., Doini-

- kov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Nersesyan N.S., Polunovsky I.A., Sidorov A.V., Kiptily V.G.* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. V. 830. P. 102.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.075>
11. *Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Lashkul S.I., Rozhdestvensky V.V., Pandya S.P., Plyusnin V.V., Altukhov A.B., Kouprienko D.V., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Esipov L.A., Gin D.B., Iliasova M.V., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Sidorov A.V. and Kiptily V.G.* // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. 016034.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa8cea>
 12. *Shevelev A., Khilkevitch E., Tukachinsky A., Pandya S., Askinazi L., Belokurov A., Chugunov I., Doinikov D., Gin D., Iliasova M., Kiptily V., Kornev V., Lebedev S., Naidenov V., Plyusnin V., Polunovsky I. and Zhubr N.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2018. V. 60. 075009.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aac0d5>
 13. *Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Kiptily V.G., Chugunov I.N., Gin D.B., Doinikov D.N., Naidenov V.O., Litvinov A.E., Polunovskii I.A. and JET-EFDA Contributors* // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. 123004.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/12/123004>
 14. *Reux C., Plyusnin V., Alper B., Alves D., Bazylev B., Belonohy E., Boboc A., Brezinsek S., Coffey I., Decker J., Drewelow P., Devaux S., de Vries P.C., Fil A., Gerastimov S., Giacomelli L., Jachmich S., Khilkevitch E.M., Kiptily V., Koslowski R., Kruezi U., Lehnen M., Lupelli I., Lomas P.J., Manzanares A., Martin De Aguilera A., Matthews G.F., Mlynář J., Nardon E., Nilsson E., Perez von Thun C., Riccardo V., Saint-Laurent F., Shevelev A.E., Sips G., Sozzi C. and JET contributors* // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. 093013.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/9/093013>
 15. *Nocente M., Shevelev A., Giacomelli L., Pautasso G., Tardocchi M., Gin D., Gobbin M., Gorini G., Fernandes A., Herrmann A., Khilkevitch E., Panontin E., Papp G., Pereira R.C., Salewski M., Tardini G., Valisa M., ASDEX Upgrade Team, and EUROfusion MST1 Team* // Review of Scientific Instruments. 2018. V. 89. 101124.
<https://doi.org/10.1063/1.5036658>
 16. *Shevelev A., Khilkevitch E., Iliasova M., Nocente M., Pautasso G., Papp G., Molin A.D., Pandya S.P., Plyusnin V., Giacomelli L., Gorini G., Panontin E., Rigamonti D., Tardocchi M., Tardini G., Patel A., Bogdanov A., Chugunov I., Doinikov D., Naidenov V., Polunovsky I., the ASDEX Upgrade Team and the EUROfusion MST1 Team* // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. 116024.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2638>
 17. *Paz-Soldan C., Cooper C.M., Aleynikov P., Pace D.C., Eidietis N.W., Brennan D.P., Granetz R.S., Hollmann E.M., Liu C., Lvovskiy A., Moyer R.A., and Shiraki D.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. 255002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.255002>
 18. Lanthanum Bromide and Enhanced Lanthanum Bromide,
<https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/hps-mac3-cma-crystals/files/2021-09/Lanthanum-Material-Data-Sheet.pdf>
 19. *Tardocchi M., Proverbio L.I., Gorini G., Grosso G., Locatelli M., Chugunov I.N., Gin D.B., Shevelev A.E., Murari A., Kiptily V.G., Syme B., Fernandes A.M., Pereira R.C., Sousa J., and JET-EFDA Contributors* // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79. 10E524.
<https://doi.org/10.1063/1.2964205>
 20. *Nocente M., Tardocchi M., Olariu A., Olariu S., Pereira R.C., Chugunov I.N., Fernandes A., Gin D.B., Grosso G., Kiptily V.G., Neto A., Shevelev A.E., Silva M., Sousa J., and Gorini G.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2013. V. 60. 1408.
<https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2252189>
 21. *Kiptily V.G., Gorini G., Tardocchi M., de Vries P.C., Cecil F.E., Chugunov I.N., Craciunescu T., Gatun Johnson M., Gin D., Goloborod'ko V., Hellesen C., Johnson T., Kneupner K., Murari A., Nocente M., Perelli E., Pietropaolo A., Pinches S.D., Proverbio I., Sanchez P.G., Sharapov S.E., Shevelev A.E., Syme D.B., Yavorskij V., Zoita V.L. and JET-EFDA contributors* // Nuclear Fusion. 2010. V. 50. № 8. 084001.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/50/8/084001>
 22. *Chugunov I.N., Shevelev A.E., Gin D.B., Naidenov V.O., Kiptily V., Edlington T., Syme B., and JET EFDA contributors* // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. P. 166.
<https://doi.org/10.1134/S0020441208020024>
 23. *Murari A., Edlington T., Angelone M., Bertalot L., Bolshakova I., Bonheure G., Brzozowski J., Coccoresse V., Holyaka R., Kiptily V., Lengar I., Morgan P., Pillon M., Popovichev S., Prior P., Prokopowicz R., Quercia A., Rubel M., Santala M., Shevelev A., Syme B., Vagliasind G., Villari R., Zoita V.L., JET-EFDA Contributors* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip. 2008. V. 593. P. 492.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.058>
 24. *Kazakov Ye.O., Ongena J., Wright J.C., Wukitch S.J., Lerche E., Mantsinen M.J., Van Eester D., Craciunescu T., Kiptily V.G., Lin Y., Nocente M., Nabais F., Nave M.F.F., Baranov Y., Bielecki J., Bilato R., Bobkov V., Crombé K., Czarnańska A., Faustin J.M., Felton R., Fitzgerald M., Gallart D., Giacomelli L., Golfopoulos T., Hubbard A.E., Jacquet Ph., Johnson T., Lennholm M., Loarer T., Porkolab M., Sharapov S.E., Valcarcel D., Van Schoor M., Weisen H., JET Contributors and the Alcator C-Mod Team* // Nature Physics. 2017. V. 13. P. 973.
<https://doi.org/10.1038/nphys4167>
 25. *Auwarter W. and Meyer V.* // Nuclear Physics. 1975. A242. P. 129.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(75\)90038-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(75)90038-X)
 26. *Zahnow D., Angulo C., Junker M., Rolfs C., Schmidt S., Schulte W.H., Somorjai E.* // Nuclear Physics A 589 (1995) 95-105.
[https://doi.org/10.1016/0375-9474\(95\)00077-E](https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00077-E)
 27. *Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L., Millener D.J., Purcell J.E., Sheu C.G., Weller H.R.* // Nuclear Physics A745 (2004) 155.
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.09.059>
 28. *X-5 Monte Carlo Team 2003 MCNP – a general Monte Carlo N-Particle transport code, version 5. Vol I: Overview and Theory (Los Alamos National Laboratory)* (https://laws.lanl.gov/vhosts/mcnp.lanl.gov/pdf_files/la-ur-03-1987.pdf)

29. Вуколов В.А., Колтыпин Е.А., Молчанов Ю.Д., Яньков Г.Б. // Ядерная физика. 1995. Т. 58. № 9. С. 1539.
30. *Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)*, <https://www-nds.iaea.org/exfor>
31. Tilley D.R., Cheves C.M., Godwin J.L., Hale G.M., Hofmann H.M., Kelley J.H., Sheu C.G., Weller H.R., // Nuclear Physics A 708 (2002) 3.
[https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)00597-3](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)00597-3)
32. Kammeraad J.E., Hall J., and Sale K.E. // Phys. Rev. C. 47. № 1 (1993), 29–35.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.47.29>
33. Donne A.J.H., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H., Boivin R., Conway G., Fisher R., Giannella R., Hartfuss H., von Hellermann M.G., Hodgson E., Ingesson L.C., Itami K., Johnson D., Kawano Y., Kondoh T., Krasilnikov A., Kusama Y., Litnovsky A., Lotte P., Nielsen P., Nishitani T., Orsitto F., Peterson B.J., Razdobarin G., Sanchez J., Sasao M., Sugie T., Vayakis G., Voitsenya V., Vukolov K., Walker C., Young K., and the ITPA Topical Group on Diagnostics // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. S. 337.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S07>
34. Iliasova M., Shevelev A., Khilkevich E., Kazakov Ye., Kiptily V., Nocente M., Giacomelli L., Craciunescu T., Stancar Z., Dal Molin A., Rigamonti D., Tardocchi M., Doinikov D., Gorini G., Naidenov V., Polunovsky I., Gin D., JET Contributors // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 1031 (2022). 166586.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166586>

УДК 533.9

КОМБИНИРОВАННАЯ ДИАГНОСТИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ, ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ В ТОКАМАКЕ TRT

© 2022 г. А. Г. Алексеев^а, В. В. Забродский^б, Д. В. Сарычев^а,
Н. А. Соловьев^а, А. В. Сушков^{а, *}

^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

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

*e-mail: alexey-sushkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.08.2022 г.

После доработки 27.09.2022 г.

Принята к публикации 05.10.2022 г.

Рассматриваются требования к диагностикам радиационных потерь, экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений для токамака с реакторными технологиями (TRT). Представлены предложения по геометрическому расположению датчиков, типу и количеству используемых детекторов. Обсуждается возможность размещения данных диагностик в одном поперечном сечении токамака.

Ключевые слова: радиационные потери плазмы, экстремальное ультрафиолетовое излучение (XUV) мягкое рентгеновское излучение, болометр, пироэлектрический детектор, XUV-детектор, многопроволочный пропорциональный детектор

DOI: 10.31857/S0367292122601035

1. ВВЕДЕНИЕ

Данные о радиационных потерях плазмы на установках УТС необходимы для решения задач получения и контроля плазменных разрядов с требуемыми параметрами, поэтому болометрия относится к списку диагностик физического пуска. В то же время пространственные распределения радиационных потерь плазмы существенны для проведения разнообразных физических программ, связанных с изучением энергобаланса и теплопроводности плазмы, процессов переноса, плазменно-поверхностного взаимодействия и физики дивертора, изучения и контроля срывов. Комбинация тепловых болометров с быстродействующими и высокочувствительными детекторами экстремального ультрафиолетового (в английской аббревиатуре XUV) и мягкого рентгеновского излучения с одинаковыми или близкими полями обзора дает синергетический эффект получения более детального объема информации по спектральному составу и динамике поведения примесей в плазме, например, в условиях развития МГД-возмущений.

2. СОВРЕМЕННЫЕ ТИПЫ БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ УСТАНОВОК УТС

Тепловые детекторы. Для измерения радиационных потерь должны использоваться датчики, обладающие постоянной чувствительностью во всех представленных в токамаке диапазонах спектра (фактически от видимого до излучения рентгеновского диапазона). В достаточной мере данному требованию удовлетворяют только тепловые детекторы, измеряющие мощность поглощенного излучения по возрастанию температуры абсорбера детектора. Несмотря на разнообразие применимых для болометрии датчиков температуры (включая полупроводниковые термисторы, термопары, пироэлектрические детекторы, измерители ИК-излучения), в условиях значительных радиационных нагрузок на крупных установках УТС практически единственным выбором является использование металлических резистивных болометров. При этом малая по сравнению с термисторами температурная чувствительность металлических резисторов потребовала значительных усилий для обеспечения приемлемых отношений “сигнал–шум” в экспериментальных условиях токамака [1]. Так, для снижения тепло-

емкости и повышения сопротивления измерительные резисторы наносятся на подложку по специальной технологии в виде весьма тонких и узких металлических лент типа “змеек” (толщина ~0.5 мкм, ширина ~30 мкм). С другой стороны, для компенсации наводок и температурного дрейфа в каждом канале болометра применяется устройство типа “мост”, состоящее из двух “переплетенных” измерительных резисторов и двух аналогичных референсных резисторов, закрытых от излучения плазмы. Этот “мост” возбуждается переменным напряжением с последующей синхронной демодуляцией сигнала. Такие меры позволили в условиях лаборатории достичь значения плотности мощности (эквивалентной шумам) (Noise-equivalent power density NEPD) на уровне 1 мкВт/см² при временном разрешении около 5 мс, которое лучше, чем для всех других типов тепловых детекторов, включая полупроводниковые термисторы.

В настоящее время миниатюризированные 4-канальные модули описанных резистивных болометров [2], выполненные на основе резисторов и абсорберов из золота на каптоновой подложке с площадью активной поверхности детектора 6 мм², с блоками электроники выпускаются за рубежом на коммерческой основе и стали стандартным выбором для крупных установок УТС. Болометры такого типа взяты за основу при разработке датчиков радиационных потерь для проектируемых установок реакторного класса. Однако адаптация таких болометров к уровням радиационных и тепловых нагрузок в термоядерном реакторе требует дополнительной модернизации их конструкции и совершенствования технологии изготовления (см., например, [3]). В частности, для установки ИТЭР рассматривается замена ленточных резисторов из напыленного золота на платиновые или никелевые из-за трансмутации золота при нейтронном облучении. Также предполагается замена широко применяемой подложки из каптона на нитрид кремния, при этом для электрических соединений резисторов применяется специальная сварка вместо пружинных контактов. В настоящее время совершенствование технологии изготовления резистивных болометрических датчиков для ИТЭР продолжается.

Другим типом болометров, принципиально применимых в реакторных условиях, являются формирующие изображение ИК-болометры (IR imaging bolometers), в которых инфракрасная камера используется для измерения распределения температуры тонкой металлической фольги, экспонируемой в потоке излучения плазмы через входное отверстие камеры-обскуры. Такой метод имеет ряд преимуществ – получение двумерного “изображения” плазмы в режиме реального времени, отсутствие необходимости вывода электри-

ческих сигналов от датчиков при возможности размещения ИК-камеры за пределами систем радиационной защиты посредством использования лабиринта с зеркалами. Однако существуют весьма серьезные ограничения и технологические сложности на пути применения этого метода в установках реакторного класса. В частности, достижимые при использовании существующих ИК-камер значения отношения “сигнал–шум” оказываются достаточно низкими – величина NEPD масштаба 50–500 мкВт/см² для порядка ста “каналов” и временного разрешения около 10 мс [4, 5]. В то же время с развитием ИК-технологий ожидается значительное улучшение чувствительности такой диагностической аппаратуры. К другим трудностям метода ИК-болометрии относятся сложность обработки сигнала и его калибровки, включая проблему отделения паразитного сигнала, связанного с объемным радиационным нагревом фольги в реакторе. Следует отметить, что для резистивных многоканальных болометров эта проблема решается вычитанием из сигнала каждого рабочего канала сигналов от референсных каналов болометра, идентичных измерительным, но закрытых от излучения плазмы специальными экранами. В поле зрения ИК-камеры также может находиться референсная фольга, но точность компенсации нагрева фольги будет ниже, чем отдельно для каждого канала резистивных болометров. Также необходимы дальнейшие исследования возможностей обеспечения механической прочности тонкой свободно расположенной фольги (абсорбера) при электромагнитных нагрузках и перепадах давления, характерных для крупных установок УТС. Следует отметить, что конфигурация ИК-болометров с одним ракурсом наблюдения и с большим количеством каналов в поперечном сечении не является оптимальной для задачи томографии плазмы, для которой предпочтительным является распределение каналов вокруг плазмы. Более адекватным в этом случае представляется наблюдение плазмы в тангенциальном направлении с соответствующей томографической реконструкцией изображения в предположении о ее торoidalной симметрии [6]. Таким образом, можно заключить, что техника формирующей изображение ИК-болометрии является весьма перспективной для применения в установках УТС, но в настоящее время она требует дополнительных исследований в направлении повышения надежности получаемой информации и обеспечения совместимости с реакторными условиями.

Пироэлектрические детекторы являются еще одним типом детекторов радиационных потерь, которые хорошо зарекомендовали себя на установках УТС (см., например, [7, 8]), и продолжают успешно использоваться до настоящего времени. В частности, недавно на токамаке T-10 с помо-

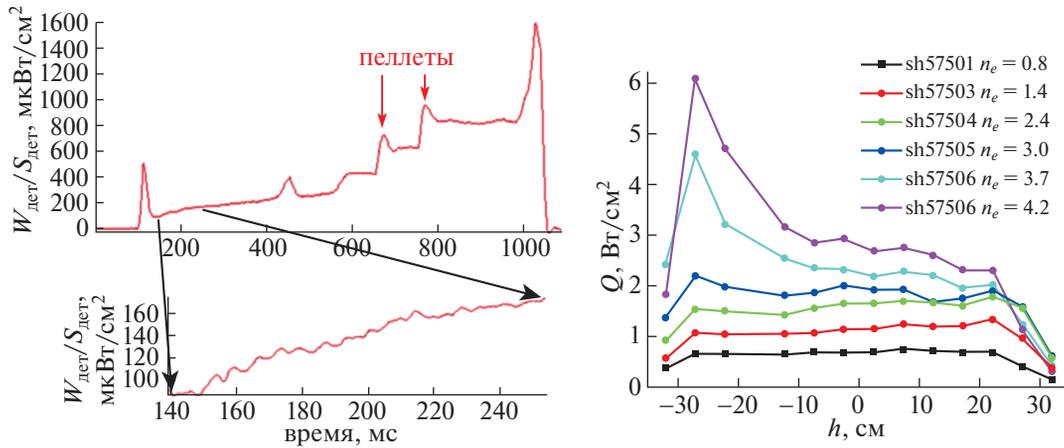


Рис. 1. Примеры данных многоканальной системы пироболометров на токамаке Т-10. Слева – осциллограмма сигнала центральной хорды в разряде с влетом пеллет. Масштаб по вертикали в единицах плотности падающей на детектор мощности радиационного излучения плазмы; выделенный фрагмент осциллограммы в увеличенном масштабе демонстрирует достижимое значение NEPD. Справа – хордовые профили энергетической светимости Q в серии разрядов с нарастающей плотностью плазмы при кондиционировании литием: h – прицельный параметр хорды наблюдения ($h = 0$ соответствует центру плазменного шнура), n_e – среднечордовая плотность в единицах 10^{13} см^{-3} .

стью совместного применения многоканальных систем на основе пироэлектриков и детекторов AXUV было изучено поведение радиационных потерь плазмы в экспериментах по переходу от графитовых к вольфрамовым лимитерам и по кондиционированию стенки литием [9]. Многоканальные болометрические системы на основе пироэлектрических детекторов также разработаны и изготовлены для токамака Т-15МД.

Принцип действия пироэлектрических детекторов основан на зависимости спонтанной поляризации пироэлектрических материалов от температуры [10]. В результате изменение температуры детектора приводит к возникновению в его цепи тока, пропорционального скорости изменения температуры. Таким образом, для процессов, достаточно быстрых, чтобы можно было пренебречь тепловыми потерями детектора, его отклик оказывается непосредственно пропорциональным поглощаемой мощности излучения. Это отличает пироэлектрические детекторы от резистивных болометров, сигнал которых пропорционален температуре и поэтому требует дифференцирования для восстановления мощности излучения в быстрых процессах. Возможность применения пиродетекторов для определения мощности излучения в “медленных” процессах в плазме на установках с квазипостоянными характеристиками разряда анализируется ниже в разд. 5. К достоинствам пироэлектрических детекторов также относятся достаточно высокое временное разрешение, высокая надежность, низкая цена и широкий диапазон рабочих температур. К недостаткам же пироэлектриков можно отнести паразитный пьезоэлектрический эффект, приводя-

щий к существенному снижению отношения “сигнал–шум” в условиях работы в установках УТС, а также малую чувствительность. Последнее свойство пироэлектриков обусловлено тем, что характерные активные токовые сигналы таких детекторов при измерениях потоков радиационного излучения из плазмы в токамаках с достаточно подробным пространственным разрешением составляют не более сотен пикоампер. Это обстоятельство требует расположения электроники, осуществляющей первоначальное усиление сигнала, в камере плазменной установки в непосредственной близости от детекторов. Тем не менее, при обеспечении соответствующих виброзащиты и экранировки в условиях токамака Т-10 были получены значения NEPD на уровне 10 мВт/см^2 при временном разрешении порядка 10 мс , что практически оказалось достаточным для получения пространственных распределений радиационных потерь во всех представляющих интерес режимах разряда. Примеры осциллограммы сигнала радиационных потерь плазмы одного из каналов и хордовых профилей светимости плазмы с многоканальной системы пиродетекторов токамака Т-10 представлены на рис. 1.

3. БОЛОМЕТРИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ УСТАНОВКИ TRT

На начальной “безнейтронной” стадии работы токамака TRT, которая составляет существенную часть его экспериментальной программы [11], предпочтительным представляется использование для измерения полных радиационных потерь пироэлектрических детекторов. Это связано с на-

личием опыта успешного применения этих детекторов на отечественных установках, их доступностью, относительно низкой стоимостью и простотой эксплуатации. Высокая надежность детекторных блоков на основе пироэлектриков дает возможность длительной эксплуатации в условиях отсутствия доступа к ним в течение экспериментальной кампании, причем необходимо только по одному электрическому выводу на канал в отличие от резистивных болометров, требующих 4-х выводов для каждого резистивного моста.

В то же время, использование пироэлектрических детекторов в режимах с высоким потоком нейтронов, по-видимому, не представляется возможным. Даже несмотря на то, что некоторые сегнетоэлектрические материалы демонстрируют достаточно высокую радиационную стойкость [12], основной проблемой является малость сигналов и, как следствие, указанная выше необходимость размещения преусилителей в непосредственной близости от детекторов, что невозможно в “нейтронных” режимах работы установки TRT.

Таким образом, к началу стадии работы с высокими радиационными и нейтронными нагрузками должен быть осуществлен переход к радиационно-стойким металлическим резистивным болометрам. В ходе первой стадии работы TRT может осуществляться постепенное дополнение и замена пироэлектриков модулями реакторно-совместимых резистивных детекторов, аналогичных применяемым в установке ИТЭР (детекторы “ИТЭР-класса”), разработка технологии которых, как ожидается, будет к этому моменту завершена.

В будущем при условии успешного решения проблем разработки, также может рассматриваться возможность применения на установке TRT формирующих изображение ИК-болометров.

4. КОНФИГУРАЦИЯ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ НА TRT

Предполагаемая геометрия наблюдения плазмы в TRT системой измерения радиационных потерь представлена на рис. 2. Две широкообзорные камеры обскуры обеспечивают наблюдение всех областей центральной плазмы с двух ракурсов с пространственным разрешением около 10 см. При расстоянии от камер до центра плазмы около 1.5 м и характерном размере детектора 0.5 см, это приводит к размеру камер обскур вдоль луча зрения примерно 7 см. В работе [13] приведен масштаб мощности радиационных потерь основной плазмы TRT: $P_{rad} > 0.5$ МВт. Исходя из этого значения, можно оценить, что для получения плот-

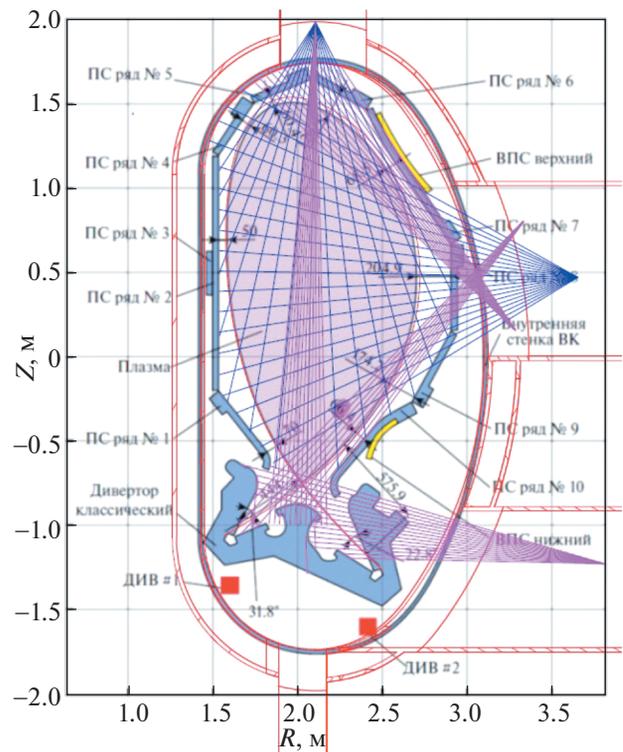


Рис. 2. Предполагаемая геометрия наблюдения системы измерения радиационных потерь плазмы в поперечном сечении TRT. R и Z – радиальная и вертикальная координаты соответственно в системе с началом отсчета в центре тора вакуумной камеры. ВК – вакуумная камера, ПС – панели первой стенки, ВПС – витки пассивной стабилизации, ДИВ – диверторные витки.

ности мощности на детекторах более 1 мВт/см^2 , что эквивалентно $100 \times \text{NEPD}$, достаточна тороидальная ширина наблюдения в плазме около 12 см, что вполне допустимо с точки зрения возможности пренебрежения тороидальной кривизной и неоднородностью плазменного шнура вдоль тора.

Области дивертора и пристеночной плазмы, характеризующиеся повышенной мощностью излучения, должны наблюдаться с лучшим пространственным разрешением и с большего числа ракурсов. Это, с одной стороны, необходимо для исследований процессов в этих областях, таких как переизлучение энергии в диверторе (при выполнении экспериментов с газовой мишенью в диверторе [14]), плазменно-поверхностное взаимодействие на первой стенке и радиационная неустойчивость (явление MARFE) [15], возникающая на внутреннем обводе плазмы в режимах с высокой плотностью (см., например, профили на рис. 1). С другой стороны, как минимум двухракурсное наблюдение всех областей плазмы и повышенное число углов наблюдения для областей

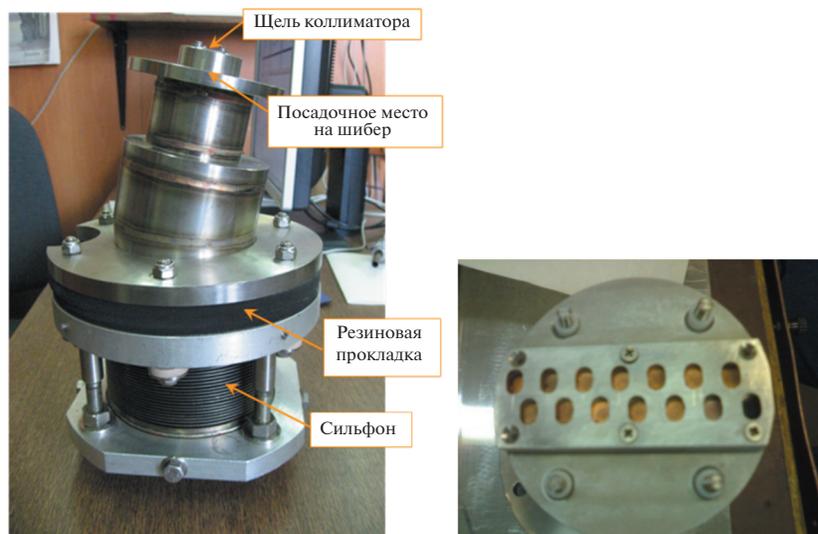


Рис. 3. Фотография многоканальной болометрической системы для токамака Т-10: слева – внешний вид сильфонной камеры (полная высота камеры 260 мм), справа – детекторный модуль (диаметр детекторного модуля 85 мм).

с резкими градиентами требуется для корректного восстановления распределения локальных мощностей излучения центральной плазмы методами томографии [1].

На первом этапе предполагается два ракурса наблюдения дивертора – сверху и сбоку через пологидальную щель между диверторными кассетами. Также предусмотрены две камеры в боковом патрубке, направленные на области вблизи защитных лимитеров на внешнем обводе плазмы [14]. Пространственное разрешение, например, верхней “диверторной” камеры составляет около 3 см, что при расстоянии до дивертора около 2.5 м приводит к глубине камеры обскуры примерно 40 см. Если такой размер недопустим по соображениям интеграции, возможно применение для подсистем с высоким разрешением пластинчатых коллиматоров Соллера, позволяющихкратно уменьшить длину коллиматора без снижения лучевой емкости, определяющей величину сигнала детекторов [16].

В ходе последующего развития системы с целью увеличения числа ракурсов наблюдения дивертора и пристеночной плазмы может рассматриваться добавление детекторных блоков (резистивных болометров) с небольшим числом каналов, размещаемых в щелях панелей первой стенки.

5. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ В ТОКАМАКЕ

Вследствие свойственного пироэлектрическим детекторам паразитного пьезоэффекта тре-

буется их защита от вибраций, передаваемых детекторам от элементов конструкции токамака. Для обеспечения виброразвязки детекторы размещаются на массивном основании, соединенном с опорами через элементы с малой жесткостью и демпфирующими свойствами (см., например, на рис. 3 вид сильфонной камеры для пироэлектрических детекторов для токамака Т-10).

В силу малости сигнала пиродетекторов существует необходимость защиты электрической цепи детекторов от фотоэмиссионных токов, эффективно генерируемых излучением плазмы токамака в диапазоне вакуумного ультрафиолета [17]. Для этого сигнал должен сниматься с задних поверхностей детекторов, а передние обращенные к плазме поверхности должны быть покрыты сплошным металлическим электродом и заземлены. Конструкция детекторного модуля (рис. 3) должна исключать попадание излучения и фотоэлектронов на элементы электрической цепи детекторов.

Существенной трудностью для применения пироэлектрических детекторов на ТРТ является большая длительность разряда – до 150 с. Действительно, сигнал пиродетекторов пропорционален мощности излучения только на коротких временных промежутках $\Delta t < \tau_c$, где τ_c – время охлаждения детектора. Для более длинных промежутков в приближении линейного локального теплообмена мощность излучения P_{rad} связана с током детекто-

$$\text{ра } I_{det} \text{ как } P_{rad}(t) \propto \left(I_{det}(t) + \frac{1}{\tau_c} \int_0^t I_{det}(t') dt' \right) [10].$$

Так как характерные времена охлаждения пиродетекторов в зависимости от их размера находятся в интервале 2–20 с, для учета влияния охлаждения необходимо иметь детальную информацию о характеристиках теплообмена детекторов, на который могут оказывать влияние также изменения давления окружающего газа. Для их контроля может использоваться закрытый от излучения плазмы референсный детектор, засвечиваемый контрольным источником излучения. Кроме того, восстановление среднего уровня сигнала в разрядах большой длительности в токамаке TRT может производиться посредством кратковременного закрытия защитной шторки перед детекторами. Еще более эффективным подходом, который дополнительно позволяет повысить отношение “сигнал–шум” посредством синхронной демодуляции, является непрерывная модуляция падающего на детекторы излучения специальным затвором с пьезоэлектрическим приводом [18].

К заключительным замечаниям общего характера относятся следующие.

Необходима защита тепловых детекторов от непоглощенного СВЧ-излучения систем дополнительного нагрева плазмы, например, это может быть сделано посредством металлических сеток с ячейкой менее $\lambda/4$, при этом желательно размещение болометрических систем в таком сечении токамака, в котором отсутствуют системы СВЧ-нагрева и источники газонапуска.

При температурах свыше 120°C , достигаемых в области детекторных блоков в рабочем режиме или режимах кондиционирования камеры, требуется принудительное охлаждение детекторных модулей для защиты размещенных на них преусилителей.

Должны быть предусмотрены также защитные шторки, прикрывающие детекторы в режимах кондиционирования камеры длительным разрядом в токамаке TRT.

6. XUV-ДИАГНОСТИКА

Кремниевые фотодиоды XUV-диапазона на основе AXUV и SPD-детекторов американского и российского производства весьма популярны в плазменных исследованиях благодаря их быстродействию (~ 1 мкс) и высокой чувствительности (≥ 0.1 А/Вт) в широком спектральном диапазоне энергии фотонов радиационного излучения плазмы 1–5000 эВ (рис. 4) [19, 20]. Подобные характеристики позволяют создавать многоканальные диагностические средства на основе внутривакуумных камер-обскур с хорошим угловым разрешением при сохранении удовлетворительного отношения сигнал/шум в широкой полосе сигнальных частот.

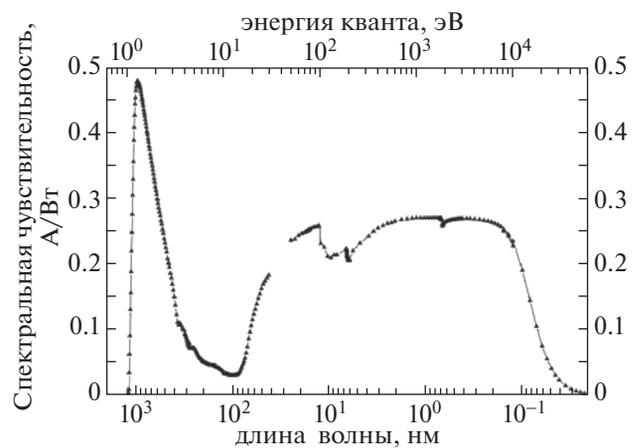


Рис. 4. Типовая характеристика спектральной чувствительности SPD диодов в диапазоне длин волн 10^3 – 10^{-1} нм.

Помимо одиночных фотодиодов и линейных матриц были разработаны и гибридные двумерные сборки на основе SPD-линеек размерностью 2×16 фоточувствительных элементов (ФЧЭ), конструкция которых позволяла собирать матрицы формата 16×16 ФЧЭ с кадровой частотой до 1 МГц. Такие детекторы были успешно применены в токамаках HL-1M, T-11M, T-10, NSTX, DIII-D, Глобус-М для визуализации быстрых процессов поперечного переноса примесей. Однородная чувствительность в диапазоне энергий фотонов от 40 эВ до 10 кэВ позволяет оценивать не только динамику переноса, но и энергетические характеристики радиационного излучения плазмы. В комплексе с классическими тепловыми болометрами и многоордовыми рентгеновскими системами, XUV-диагностика обеспечивает детализацию поведения примесей при МГД-неустойчивостях, срывах и других высокоскоростных процессах в плазме.

Внутривакуумный модуль для XUV-матриц детекторов обычно состоит из минимального комплекта электроники, состоящий до 2×16 ФЧЭ (двухрядные линейки) или 256 ФЧЭ (матрицы формата 16×16), с фактором заполнения до 25%, при необходимости включая набор малощумящих преусилителей и быстродействующих 8-канальных аналоговых мультиплексоров, которые позволяют осуществить опрос всех 256 элементов матричного детектора формата 16×16 за время 0.8 мкс, и передать на внешнюю систему сбора данных по 32-м соединительным линиям. В качестве внешней системы сбора данных используется 32-канальный синхронный регистратор (АЦП) с частотой дискретизации до 40 МГц с бортовой памятью в каждом канале на 32М выборков. Максимальная продолжительность цикла набора данных при такой скорости составляет 3.2 сек.

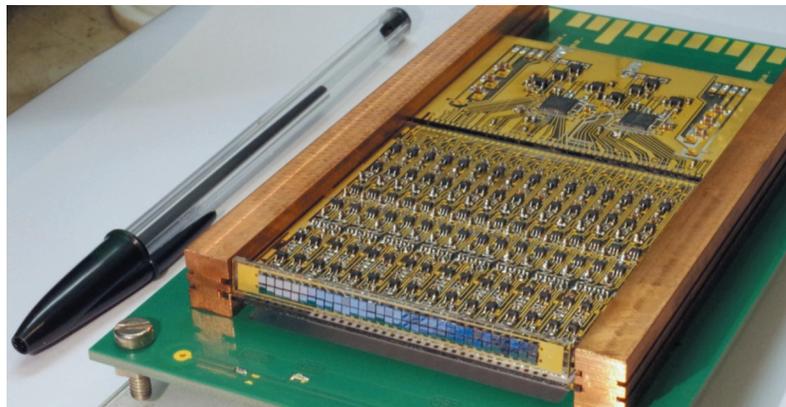


Рис. 5. Разрабатываемый модуль SPD-линейки формата 2×32 на сапфировой плате с интегрированными аналоговой и цифровой системами регистрации.

В настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе разрабатывается конструкция более сложных гибридных сборок следующего поколения на основе гибридных линеек формата 2×32 из SPD-детекторов. Гибридные линейки на сапфировых платах также содержат аналоговую часть из быстродействующих усилителей, а также цифровую часть из АЦП (12 бит) и микросхем для LVDS (Low Voltage Differential Signaling) технологии передачи данных, расположенными непосредственно в вакуумном модуле (рис. 5). Такое построение значительно повышает помехоустойчивость и динамический диапазон системы за счет передачи цифровых данных, что в 16 раз минимизирует количество сигнальных линий, проходящих через вакуумную границу, однако при этом значительно возрастает энергопотребление и выделяемая тепловая мощность. В условиях вакуума это требует принятия специальных мер для предотвращения перегрева электронного блока. Тем не менее, при реализации системы ожидается получение возможности записи 2D-изображения плазмы в формате 32×32 ФЧЭ с разрешением 12 бит и временем непрерывной записи 5–10 с. Ограничение по длительности записи определяется объемом памяти и возможностью перегрева электронного блока. Возможен вариант линеек из SPD-детекторов в режиме back-illuminated, позволяющий создание линеек с интегрированными XUV-фильтрами из слоев различных металлов с толщинами от 3 до 2000 нм, а также с увеличением коэффициента заполнения до 40%.

Для применения в токамаке TRT на первом этапе работы предлагается размещение как минимум двух линейных SPD-матриц формата 1×32 или 2×32 , обеспечивающими полный обзор полоидального сечения плазмы, с хордами наблюдения, совпадающими или близкими к направлениям обзора болометров и рентгеновских детекторов (рис. 2, 8). Ширина экваториальных

патрубокв TRT позволяет разметить все три системы в одном и том же патрубке, что обеспечивает идентичность их зон наблюдения и возможность дифференциации источников излучения по спектральному составу. В идеале та же зона наблюдения должна быть перекрыта обычными камерами видимого излучения, чтобы иметь возможность отделить вклад линейчатого излучения видимого диапазона атомов водорода и примесей.

7. ДИАГНОСТИКА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Системы измерения мягкого рентгеновского излучения плазмы являются стандартной диагностикой любого современного токамака [25–27]. Регистрация быстрых флуктуаций радиального профиля интенсивности мягкого рентгеновского излучения плазмы дает сведения о флуктуациях электронной температуры плазмы, развитии МГД-неустойчивостей центральной области плазменного шнура и радиусе переворота фазы пилообразных колебаний. Многокурсовые измерения радиального профиля мягкого рентгеновского излучения позволяют получать информацию о положении плазменного шнура и форме плазменного шнура, необходимую для управления плазмой в токамаке и предотвращения развития ее срыва. Для многоканальной регистрации мягкого рентгеновского излучения обычно используются камеры обскура с полупроводниковыми детекторами (ППД). Последние годы также стали применяться GEM (Gas Electron Multiplier)-детекторы, которые позволяют проводить двумерные измерения спектра рентгеновского излучения. Преимуществами ППД и GEM-детекторов является высокое быстродействие, что позволяет регистрировать одиночные фотоны и использовать их для анализа спектра мягкого рент-

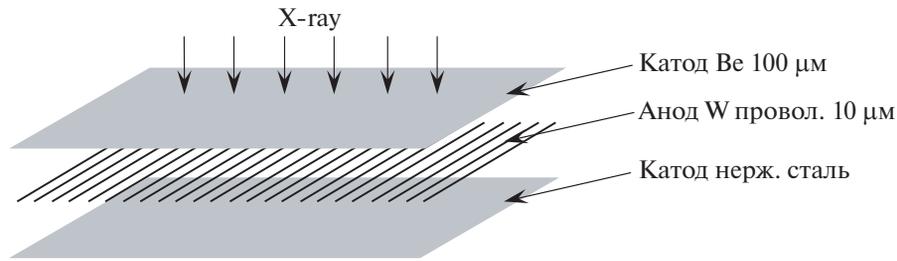


Рис. 6. Схема конструкции МПД-детектора.

геновского излучения. Основным недостатком таких систем является высокая стоимость и низкая радиационная стойкость, даже в экспериментах с дейтериевой плазмой в токамаках средних размеров характеристики ППД-детекторов значительно ухудшаются за время экспериментальной кампании из-за радиационных повреждений, и тогда требуется их регулярная замена.

Газовые многопроволочные пропорциональные детекторы (МПД) являются альтернативой полупроводниковым детекторам [27, 28]. МПД-детекторы имеют меньшее быстродействие (50 кГц для описанной в статье [27] версии детектора) и не являются оптимальными для регистрации спектра рентгеновского излучения. Спектрометр мягкого рентгеновского излучения на основе ППД-детекторов для токамака TRT разрабатывается отдельно и в данной работе его конструкция не обсуждается. МПД-детекторы на токамаке TRT предполагается использовать в потоковом режиме для визуализации профиля интенсивности рентгеновского излучения и томографической реконструкции двумерного распределения интенсивности рентгеновского излучения плазмы. В потоковом режиме МПД-детекторы имеют существенное преимущество по сравнению с ППД- и SPD-детекторами за счет высокого газового усиления, — до 10^5 , и лучшего отношения сигнал/шум. Величина, газового усиления регулируется напряжением, поданным на детектор, что значительно упрощает схему усиления сигнала. МПД-детектору нужен только предусилитель с постоянным коэффициентом усиления, а амплитуда выходного сигнала регулируется напряжением, подаваемым на детектор, позволяя получить необходимый уровень сигнала в любом режиме токамака TRT. Кроме того, МПД является радиационно-стойким, но в случае перехода экспериментов к стадии с высоким потоком нейтронов, необходимо предусилители, которые находятся внутри корпуса детектора, вынести за криостат. Это позволит обеспечить защиту предусилителей от радиации плазмы.

Другим преимуществом МПД является относительно простая конструкция, в которой отсутствуют дорогостоящие комплектующие. МПД

состоит из анодной плоскости, образованной параллельными вольфрамовыми проволочками, каждая из которых является независимым каналом измерения, и двух катодных плоскостей расположенных на расстоянии 4 мм от анодной плоскости (рис. 6). Один из катодов выполнен из бериллиевой фольги толщиной 100 мкм, и является входным окном для рентгеновского излучения, а второй катод может быть изготовлен из нержавеющей стали. Объем МПД-детектора заполняется газовой смесью, состоящей из криптона (90%Kr) и метана (10%CH₄) при атмосферном давлении. Расчетная эффективность регистрации фотонов в зависимости от энергии для данной газовой смеси представлена на рис. 7. Практика 20-ти лет использования МПД-детекторов на токамаке T-10 показала, что при условии обеспечения потока газовой смеси через детектор на уровне 2–3 см³/мин, характеристики детектора не меняются со временем.

Для измерения радиального профиля интенсивности мягкого рентгеновского излучения плазмы в токамаке TRT предлагается разместить три 64-канальных МПД мягкого рентгеновского

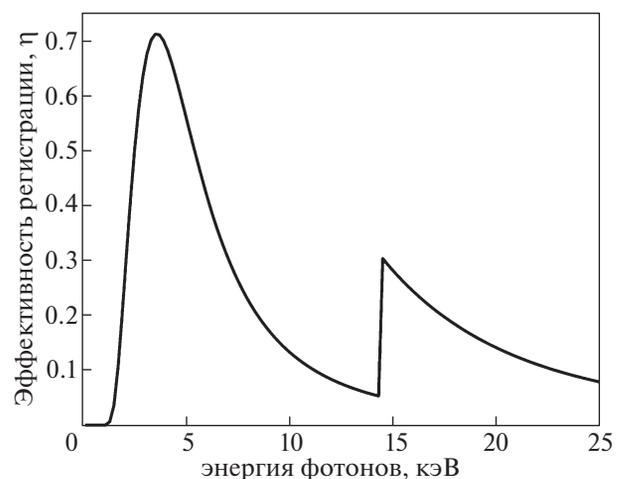


Рис. 7. Расчетная зависимость эффективности регистрации фотонов от их энергии для МПД-детектора, заполненного газовой смесью 90%Kr и 10%CH₄.

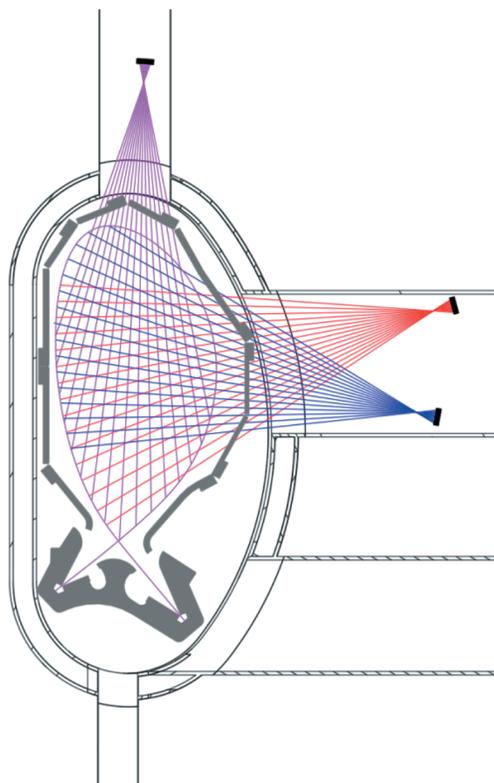


Рис. 8. Предлагаемая геометрия наблюдения системы измерения мягкого рентгеновского излучения в полоидальном сечении TRT. МПД-детекторы (черные прямоугольники) размещаются в диагностических патрубках. Регистрация излучения плазмы происходит вдоль линий наблюдения (цветные линии), проходящих через отверстия в камере обскура.

излучения как показано на рис. 8. Такое расположение детекторов позволит обеспечить двумерную томографическую реконструкцию интенсивности мягкого излучения плазмы с пространственным разрешением не хуже 3 см и достаточно высоким временным разрешением, которое обеспечивается регистрацией сигнала с частотой оцифровки не менее 150 кГц. Размеры экваториального патрубка TRT однозначно позволяют обеспечить установку МПД-детекторов совместно с болометрическими детекторами в соответствии с предложенной схемой. Что касается верхнего патрубка, то без тщательной проработки конструкции определить реализуемость совместного размещения детекторов пока не представляется возможным.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для токамака TRT предложена комбинированная многоканальная диагностика радиационных потерь и мягкого рентгеновского излучения на основе пироэлектрических болометров,

матричных полупроводниковых фотодиодов XUV-диапазона, и многопроволочных газовых детекторов мягкого рентгеновского излучения с одинаковыми или близкими полями обзора размещаемая в экваториальном и вертикальном патрубке в одном полоидальном сечении плазмы. Размеры вертикального патрубка токамака TRT не позволяют совместить все три диагностические системы, поэтому, придется ограничиться одной или двумя диагностиками. Точное количество каналов и их расположение будут определены на стадии технического проектирования диагностических систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ingesson L.C., Alper B., Peterson B.J., Vallet J.-C.* // Fusion Science and Technology. 2008. V. 53:2. P. 528.
2. *Mast K.F., Vallet J.C., Andelfinger C., Betzler P., Kraus H., Schramm G.* // Rev. Sci. Instrum. 1991. V. 62. P. 744.
3. *Giannone L., Queen D., Hellman F., Fuchs J.C.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. 2123.
4. *Peterson B.J., Kostrioukov A.Yu., Ashikawa N., Liu Y., Yuhong Xu, Osakabe M., Watanabe K.Y., Shimozuma T., Sudo S., and the LHD Experiment Group* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 1167.
5. *Peterson B.J., Parchamy H., Ashikawa N., Kawashima H., Konoshima S., Kostrioukov A.Yu., Miroshnikov I.V., Seo D., Omori T.* // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 79. 10E301.
6. *Liu Y., Tamura N., Peterson B.J., Iwama N., Konoshima S., LHD Experimental Group & the JT-60 team* // Plasma Fusion Res. 2007. V. 2. S1124.
7. *Лукьянов С.Ю., Максимов Ю.С., Вертунорох А.Н.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 1. С. 14.
8. *Фэн Б., Габдуллин П.Г., Капралов В.Г., Кутеев Б.В., Смирнов А.С., Гусев В.К., Лаукул С.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 11. С. 1.
9. *Vershkov V.A., Sarychev D.V., Notkin G.E., Shelukhin D.A., Buldakov M.A., Dnestrovskij Yu.N., Grashin S.A., Kirneva N.A., Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Melnikov A.V., Neudatchin S.V., Nurgaliev M.R., Pavlov Yu.D., Savrukhin P.V. & T-10 team* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 102017.
10. *Sarychev D.V.* "Bolometry", in "Fusion Physics / Ed. by: M. Kikuchi, K. Lackner, M.Q. Tran, IAEA Vienna. 2012. P. 378.
11. *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.
12. *Sternberg A., Kundzins K., Zauls V., Aulika I., Čakare L., Bittner R., Weber H., Humer K., Lesnyh D., Kulikov D., Trushin Y.* // Journ. Eur. Ceramic Soc. 2004. V. 24 1653.
13. *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.

14. Мазуль И.В., Гуниятулин Р.Н., Кавин А.А., Лутуновский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Танчук В.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. С. 1103.
15. Wesson J. *Tokamaks*. Oxford: Oxford University Press, 1997.
16. Ingesson L.C., Wilson D.J. // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. P. 2890.
17. Côté C., DeSilva A.W. // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. 4146 .
18. Kuteev B.V., Outkine A.A., Gabdullin P.G., Kostrioukov A.Yu., Kapralov V.G. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 4287.
19. Alekseyev A., Perov G., Kurnosov A., Chernoby A., Amosov V., Portnov D., Belov A., Korde Raj // Plasma Dev. & Oper. 1999. V. 7. P. 139.
<https://doi.org/10.1080/10519999908224466>
20. Прохоров А.С., Алексеев А.Г., Белов А.М., Лазарев В.Б., Мирнов С.В. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 155.
21. Alekseyev A.G., Belov A.M., Zabrodsky V.V., Sukhanov V.L., Sorokin A.A., Peterson B.J. // Plasma & Fusion Research. 2007. V. 2. S1061.
<https://doi.org/10.1585/pfr.2.S1061>
22. Алексеев А.Г., Белов А.М., Забродский В.В. // ПТЭ. 2010. № 2. С. 58.
23. Sladkomedova A.D., Voronin A.N., Alekseev A.G., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Tolstyakov S.Yu., Zabrodsky V.V. // Phys. Scr. 2018. V. 93. 105601.
<https://doi.org/10.1088/1402-4896/aadb85>
24. Аруев Р.Н., Бобашев С.В., Красильщиков А.М., Николоаев А.В., Петров Д.Ю., Шерстнев Е.В. // ПТЭ. 2021. № 1. С. 98.
25. Johnson L.C., Bitter M., Chouinard R., von Goeler S., Hill K.W., Liew S.-L., McGuire K., Paré V., Sauthoff N.R., Young K.M. // Review of Scientific Instruments. 1986. V. 57. P. 2133.
26. Bobrovskij G.A., Kislov D.A., Lyadina E.S., Savrukhin P.V. // Review of Scientific Instruments. 1991. V. 62. P. 886.
27. Janicki C., Decoste R., Noël P. Review of Scientific Instruments. 1992. V. 63. P. 4410.
28. Sushkov A., Andreev V., Camenen Y., Pochelon A., Klimanov I., Scarabosio A., Weisen H. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 023506.
29. Sushkov A.V., Andreev V.F., Kravtsov D.E. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 10E319.

УДК 533.9

КОМПЛЕКС ДИАГНОСТИК ПЕРВОЙ СТЕНКИ И ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ: КОНТРОЛЬ ЭРОЗИИ, ТЕМПЕРАТУРЫ И МОНИТОРИНГ НАКОПЛЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

© 2022 г. А. Г. Раздобарин^{а, *}, Ю. М. Гаспарян^б, Д. Л. Богачев^а, А. М. Дмитриев^{а, б},
Д. И. Елец^{а, б}, А. Н. Коваль^а, Г. С. Курскиева^а, Е. Е. Мухин^а, Д. Г. Булгадарян^б,
С. А. Крат^б, Е. Д. Маренков^б, И. В. Алексеенко^с

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

^б НИЯУ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

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

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

Поступила в редакцию 01.04.2022 г.

После доработки 23.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Предложен проект комплекса диагностик, обращенных к плазме элементов первой стенки и дивертора токамака с реакторными технологиями (TRT). Основные задачи диагностического комплекса – контроль целостности обращенных к плазме элементов, мониторинг состояния поверхности стенки, тепловых потоков на первую стенку и диверторные мишени, а также исследование физических процессов, протекающих в материале стенки при воздействии плазмы. Приведен обзор ожидаемых эффектов воздействия плазмы на обращенные к плазме элементы, в первую очередь на вольфрамовую облицовку дивертора. На основании анализа методов, прошедших апробацию в действующих токамаках, а также разрабатываемых в рамках международного проекта ITER, предлагается комплекс взаимодополняющих диагностик, отвечающий задачам TRT. В статье обсуждается вариант реализации в TRT частотно/амплитудно-модулированного лазерного радара, двухчастотной цифровой голографии, активной (лазерной) и пассивной ИК-термографии, диагностик накопления топлива на основе лазерной десорбции и абляции, а также установка образцов-свидетелей. Предложен вариант размещения диагностик на токамаке TRT и их физической интеграции.

Ключевые слова: диагностики первой стенки, токамак TRT, накопление водорода, плазменная эрозия

DOI: 10.31857/S0367292122100249

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы, происходящие в плазме токамака, неразрывно связаны с состоянием поверхности контактирующих с плазмой элементов стенки. Согласно выводам, основанным на текущих исследованиях в токамаках и в лабораторных установках, взаимодействие плазмы со стенкой, в частности, срок службы обращенных к плазме элементов (ОПЭ) и накопление в них термоядерного топлива будут одними из ключевых факторов, ограничивающих энергетические характеристики проектируемых в настоящее время термоядерных установок [1]. При этом, большинство токамаков на сегодняшний день имеет достаточно ограниченный набор диагностик состояния первой стенки и захвата изотопов водорода, что, обусловлено относительно низкой энергонагруженностью и, очевидно, недооценкой роли про-

цессов, протекающих при взаимодействии плазма-стенка. Обычно, такие исследования ограничиваются контролем баланса напускаемого и откачиваемого газа, а также исследование образцов-свидетелей или отдельных частей ОПЭ после длительных экспериментальных кампаний. Первый метод не дает возможности получения информации о пространственном распределении областей захвата изотопов водорода, а периодичность анализа образцов свидетелей после длительных экспозиций затрудняет исследование динамики протекающих на поверхности стенки процессов. Помимо указанных методов, в данный момент активно развиваются дистанционные диагностики на основе лазерного воздействия, обеспечивающие возможность контроля состояния первой стенки и дивертора в режиме реального времени с хорошим пространственным и временным разрешением. Исследования при-

менимости лазерных методов проводятся в лабораторных условиях и на действующих токамаках. Первые измерения были выполнены в токамаке TEXTOR [2]. В данный момент подобные системы проходят апробацию на установках JET, EAST и др. [3–5]. В проекте ITER разработка диагностических комплексов для контроля накопления трития в диверторной области и эрозии первой стенки и дивертора включена в список приоритетных задач [6].

Эксплуатация в условиях длительных разрядов и высокой энергонагруженности ОПЭ токамака TRT также будет требовать постоянного контроля целостности облицовки первой стенки и дивертора для предотвращения их разрушения, связанного с риском повреждения несущей конструкции с контурами охлаждения. Одновременно с этим, крайний интерес будет представлять информация о химическом составе и содержании рабочего газа (в перспективе трития), морфологии поверхности (включая наличие повреждений) и, по возможности, теплофизических свойствах ОПЭ. Это важно не только для обеспечения безопасной работы установки, но и для изучения фундаментальных проблем удержания плазмы и взаимосвязи с состоянием поверхности. Отдельная задача – мониторинг тепловых потоков на стенку в режиме реального времени и использование этих данных в цепи обратной связи системы управления токамаком TRT.

Достижение максимальных параметров плазмы в токамаках требует регулярных процедур кондиционирования стенки. Возможность контроля состояния стенки могла бы дать важную информацию об эффективности процесса и помочь в выборе оптимальных режимов кондиционирования.

Ниже, в разд. 2 приводится обзор ожидаемых эффектов взаимодействия плазмы со стенкой и формулируются общие требования к диагностикам первой стенки и диверторных мишеней. Раздел 3 посвящен описанию диагностических методов. В разд. 4 представлены предложения по размещению диагностического комплекса, интеграции диагностик и приведены оценки чувствительности некоторых из них.

2. ЗАДАЧИ ДИАГНОСТИКИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ И ДИВЕРТОРА TRT

В диверторной конфигурации магнитного поля, внешние пристеночные слои плазмы двигаются преимущественно вдоль разомкнутых силовых линий и уносятся в область дивертора, где они нейтрализуются и откачиваются из объема токамака. ОПЭ в диверторной области подвергаются максимальным тепловым нагрузкам. Облицовка первой стенки испытывает меньшие тепло-

вые нагрузки, но подвержена облучению частиц с большей средней энергией, что приводит к интенсивному распылению ее поверхности. В связи с этим первую стенку обычно рассматривают, как основной источник эрозии ОПЭ.

2.1. Критические повреждения поверхности ОПЭ

Ресурс дивертора, ограничивается эрозией вольфрамовых пластин, а также усталостным разрушением ОПЭ под действием циклических тепловых нагрузок. Исследование макетов вольфрамовых мишеней ITER показало, что циклическая нагрузка в 20 МДж/м^2 приводит к возникновению глубоких трещин, которые могут распространяться вглубь до охлаждающих трубок [7]. Как следует из [8], стационарные тепловые нагрузки на диверторные мишени при мощности дополнительного нагрева более 30 МВт в TRT с большой вероятностью будут превышать 10 МДж/м^2 , приближаясь, таким образом, к пределу выносливости материала.

Импульсные тепловые нагрузки, обусловленные переходными процессами, такими как краевые локализованные моды (ELM) и срывы разряда, неизбежно будут приводить к возникновению больших температурных градиентов, напряжениям в материале и могут вызывать пластические деформации и приповерхностное растрескивание ОПЭ. Тепловые нагрузки в диверторе TRT, обусловленные ELM типа I, можно оценить на основании данных расчетов, выполненных ранее для ITER [9]. Ввиду близких значений параметров P_{sep}/R (P_{sep} – мощность, выносимая из центральной зоны токамака через сепаратрису в пристеночную плазму, R – большой радиус тороидальной камеры токамака), λ_q (толщина диверторного слоя) и $\Delta W_{ELM}/W_{ped}$ (отношение энергии ELM ΔW_{ELM} к энергии пьедестала на границе плазмы – pedestal plasma energy $W_{ped} = 3/2n_{e,ped}(T_{e,ped} + T_{i,ped})V_{plasma}$) для TRT и ITER, можно ожидать сравнимой величины импульсных нагрузок $P \approx 0.3\text{--}0.5 \text{ МДж/м}^2$ [8, 10, 11]. Исследование стойкости вольфрамовой облицовки ITER при импульсном циклическом воздействии электронного пучка, лазерного излучения и в плазменных ускорителях, продемонстрировали достаточно низкий порог разрушения поверхности [1]. Так в [12] было показано, что трещины на поверхности вольфрама появляются после первого же импульса длительностью 1 мс с плотностью энергии $\sim 0.4 \text{ МДж/м}^2$. При этом, для 10^5 импульсов порог усталостного разрушения падает до значений $0.1\text{--}0.2 \text{ МДж/м}^2$, а уже при плотности энергии $\sim 0.3 \text{ МДж/м}^2$ растрескивание сопровождается поверхностным плавлением вольфрама. Плавление вольфрамовой облицовки наблюдалось в ряде экспериментов на действующих плаз-

менных установках – JET, ASDEX-U, Alcator C-Mod [13, 14]. Следует отметить, что реализация технологии качания сепаратрисы, которую предложено использовать для распределения пиковой нагрузки на диверторные мишени по большей площади [15], может привести к эффектам усталостного разрушения вследствие постоянного термоциклирования, что требует особого внимания к целостности ОПЭ в данной области.

Реализация диагностических методов контроля состояния ОПЭ должна быть направлена на постоянный мониторинг наиболее нагруженных областей – в первую очередь области выхода сепаратрисы на диверторные мишени, с учетом ее качания. На первой стенке – это пластины подверженные наибольшему стационарному тепловым нагрузкам $\sim 3 \text{ МВт/м}^2$ в рядах 2, 3, которые служат лимитером на стадии подъема тока; 4, 5 – квазидиверторная зона; 7, 10 – защитные лимитеры (см. рис. 1). Подробную информацию о структуре ОПЭ токамака TRT можно найти в [15]. Кроме того, желательно предусмотреть возможность регулярной инспекции всей поверхности первой стенки и дивертора без нарушения вакуума. Такая возможность может понадобиться, например, при возникновении аварийных ситуаций или после больших срывов плазмы.

2.2. Взаимодействие плазмы со стенкой: модификация поверхности, переосаждение и накопление топлива

В ходе работы токамака поверхностный слой ОПЭ может существенно меняться. Под действием потоков ионов водорода и гелия происходит модификация поверхностных слоев (блистеринг, формирование “пуха” и т.д.) [16, 17], может наблюдаться развитие рельефа поверхности [18]. В областях с преимущественным осаждением продуктов эрозии бериллиевой (Be) стенки на вольфрамовые (W) мишени в диверторе возможно образование сплавов Be–W (Be_2W , Be_{12}W и Be_{22}W) [19]. В результате плазменного воздействия, можно ожидать изменения теплофизических и прочностных свойств материала [20, 21], накопления изотопов водорода в приповерхностных слоях и увеличения вероятности возникновения униполярных дуг [22]. Как следствие, возможен локальный перегрев поверхности, снижение ресурса облицовочных пластин, формирование областей повышенной эрозии на поверхности, а также эмиссия макроскопических частиц в плазму.

Эксперименты, проводимые на действующих токамаках, указывают на существенное влияние взаимодействия плазма–стенка на характеристики удержания плазмы. Так, распыление ОПЭ увеличивает концентрацию примеси в плазме, может давать заметный вклад в радиационные поте-

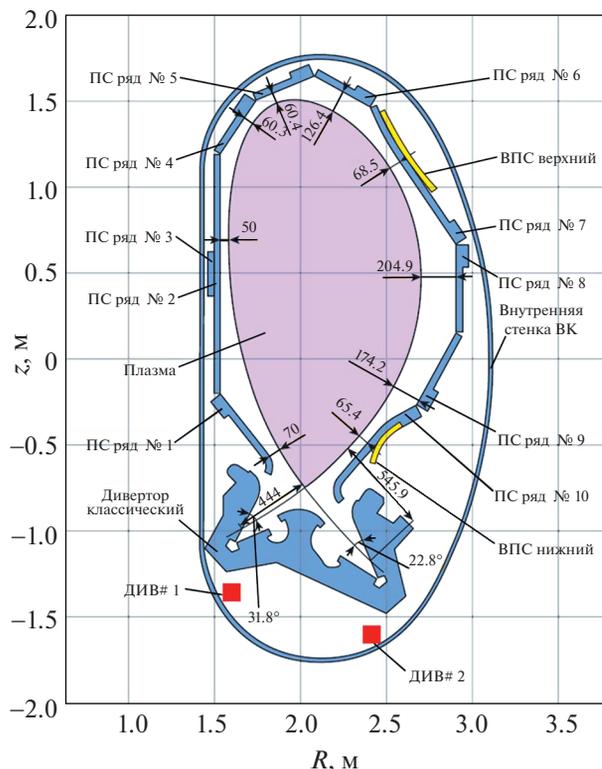


Рис. 1. Расположение защитных пластин в токамаке TRT. Цифрами 1–10 обозначены ряды облицовочных панелей первой стенки (ПС). Размерными линиями обозначены расстояния от края плазмы до ближайших конструктивных элементов. ВПС – витки пассивной стабилизации. ДИБ – дополнительные обмотки, обеспечивающие качание сепаратрисы. ВК – вакуумная камера.

ри и связанные с ними нестабильности в краевой плазме, такие как MARFE [23]. Инжекция капель с расплавленных поверхностей может, при определенных условиях, провоцировать срывы в основной плазме, что наблюдалось в экспериментах на установке Alcator C-Mod [24]. Очевидно, что модификация поверхности ОПЭ при плазменном воздействии меняет ее свойства, что, в свою очередь, будет сказываться и на самой плазме. Исследование корреляции между состоянием поверхности ОПЭ и параметрами плазменного шнура в токамаках имеет достаточно ограниченный характер, что обусловлено, в первую очередь, низкой энергонагруженностью и короткими импульсами разрядов в установках. Отдельные эксперименты на токамаке TRIAM-1M со сверхдлинными импульсами (3 часа 10 мин) показали, что в начале импульса рециклинг водорода со стенки монотонно растет пока не выходит на стационар, сравниваясь с потоками водорода из плазмы за время около 30 минут [23]. Эксперименты на T-10 также показывают, что рециклинг постепенно меняется на протяжении нескольких

разрядов после проведения литиезации [25]. Время выхода рециклинга на стационар, по видимому, зависит от параметров плазмы, однако очевидно, что структурные изменения поверхности могут иметь значительно большие характерные времена. В связи с этим имеет смысл говорить о выходе на стационар во взаимодействии плазма–стенка, как в масштабах длительности одного или нескольких импульсов для достижения баланса потоков топлива со стенки и на стенку, так и в существенно больших масштабах времен, достаточных для возникновения необратимых изменений в состоянии поверхности. Следовательно, круг задач диагностик первой стенки должен включать в себя мониторинг постепенных изменений ОПЭ, накапливаемых за времена, существенно превосходящие длительность разряда в TRT, а также исследование процессов на поверхности непосредственно в ходе горения разряда. Последнее подразумевает контроль источников и потоков десорбции запасаемого в стенках газа, что принципиально важно для обеспечения корректной процедуры напуска топлива, оптимального баланса изотопов водорода и гелиевой золы, а также достижения оптимальных характеристик плазменного разряда.

В экспериментах на токамаке JET было обнаружено, что основное накопление топлива (46.5%) происходит во внутренней части дивертора, преимущественно в результате соосаждения дейтерия с бериллием [26]. Численные расчеты транспорта продуктов эрозии бериллиевых ОПЭ в ITER показывают, что, как и в JET, внутренняя мишень дивертора в большей степени подвержена осаждению бериллиевых пленок, причем в наиболее нагруженных областях скорость осаждения ожидается $\sim 10^{21}$ ат/м⁻² с⁻¹ [27].

Для проведения детального исследования вопроса воздействия плазмы на ОПЭ и взаимного влияния стенки на плазму, необходима информация о динамике состояния поверхностей, контактирующих с плазмой, включая максимально возможную площадь поверхности первой стенки и дивертора. Интерес представляет не только полоидальное распределение характерных эффектов взаимодействия, но и локальные неоднородности, обусловленные расположением конструктивных и диагностических элементов, антенн, геометрией ввода нагревных пучков и т.д. Подобные неоднородности наблюдаются в действующих плазменных установках. Выраженная тороидальная асимметрия осаждения W, Fe, Cr, Mo наблюдалась, например, в стеллараторе LHD, что было вызвано распределением материалов антенн электрон-циклотронного (ECRH) и ионно-циклотронного нагрева (ICRH) [28]. Оптимальным решением представляется комбинация методик, включающая максимально возможный охват поверхности в полоидальном, а по возможности, и в

тороидальном направлениях методами дистанционного зондирования и дополнительное размещение образцов-свидетелей в отдельных интересующих областях. Использование предлагаемого диагностического комплекса также направлено на изучение эффективности удаления/захвата рабочего газа при кондиционировании стенок, обосновании периодичности и длительности дегазации установки.

Отдельный интерес представляют исследования при использовании ОПЭ на основе лития, т.к. детальных исследований на сегодняшний день не существует. Большой проблемой данных исследований является высокая химическая активность лития, приводящая к потере изотопов водорода из литиевых слоев при контакте с атмосферным воздухом [29]. По этой причине использование in-situ диагностик ОПЭ на основе лития является необходимым для получения полной информации о состоянии стенки.

2.3. Мониторинг тепловых потоков на первую стенку и диверторные мишени

Ограничение тепловой нагрузки на конструкционные материалы токамаков – одно из обязательных условий их работы в режиме длинных и квазинепрерывных импульсов. Измерение температурных полей на поверхности ОПЭ в режиме реального времени является эффективным инструментом, который не только дает информацию о тепловой нагрузке на стенку, но и может использоваться в системе обратной связи управления горением плазмы. Системы измерения температуры в реальном времени на основе температурных датчиков или при помощи ИК-термографии успешно реализованы на целом ряде токамаков. Высокое пространственное и временное разрешение метода ИК-термографии позволило получить данные о ширине пристеночного слоя λ_q [30], исследовать краевые эффекты, связанные с формой профилирования облицовочных пластин [31], делать оценки потоков тепловой энергии, выносимой на стенку убегающими электронами [32] и контролировать температуру наиболее нагруженных конструктивных элементов, в частности антенн дополнительного нагрева [33]. Особый интерес представляет опыт использования температурных измерений в цепи обратной связи управления токамаком. Так, в экспериментах на EAST переход в режим детачмента и его поддержание обеспечивалось импульсным напуском нейтрального газа Ne + D₂ по управляющему сигналу диагностики ИК-термографии [34]. Аналогичный метод использовался при управлении мощностью дополнительного нагрева для ограничения температур антенн в токамаке Tore-Supra [35].

В TRT диагностические методы, направленные на контроль температуры ОПЭ, должны обеспечивать возможность мониторинга дивертора и большей части поверхности первой стенки с пространственным и временным разрешением, достаточным для решения следующих задач:

1. Определение профилей пространственного распределения тепловой нагрузки на диверторные пластины: асимметрия нагрузки на внутреннюю и наружную мишени дивертора, область пересечения мишеней сепаратрисой (в т.ч. при реализации технологии качания сепаратрисы), данные о ширине пристеночного слоя λ_q .

2. Контроль тепловых нагрузок на наиболее нагруженные области первой стенки, главным образом стартовые и защитные лимитеры 2, 3, 7, 10 и пластины 4, 5 в квазидиверторной зоне (см. рис. 1), антенны дополнительного нагрева. Мониторинг тепловых нагрузок при срывах плазмы; детектирование убегающих электронов и оценка энергии, выносимой ими на стенку.

3. Использование в цепи обратной связи управления токамаком. Управление мощностью нагрева и/или инжекцией нейтрального газа в область дивертора по сигналу системы мониторинга температуры в выделенных (наиболее нагруженных) зонах.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

3.1. Модулированный лазерный радар

Диагностическая система, основанная на методе частотно (FM) и/или амплитудно-модулированного (AM) лазерного радара (LIDAR), позволяет получать информацию о крупномасштабной эрозии обращенных к плазме элементов стенки, а также о профиле и наклоне поверхности ОПЭ.

В методе LIDAR, основанном на модуляции амплитуды лазерного излучения, расстояние до объекта измеряется по задержке сигнала, отраженного от исследуемой поверхности.

$$d = c\varphi/2\omega,$$

где ω – круговая частота модуляции амплитуды лазерного излучения, φ – набег разности фаз модуляции, а c – скорость света. Очевидным преимуществом данного подхода является простота, однако он имеет ряд недостатков, связанных с зависимостью φ от интенсивности измеренного сигнала. Так, изменение пропускной способности оптической схемы из-за деградации пропускания ее отдельных компонентов в процессе эксплуатации, а также неоднородность отражения от исследуемой поверхности, приводят к снижению точности измерения расстояния методом AM-LIDAR до нескольких миллиметров [36]. Кроме того, в связи с тем, что данная система из-

меряет не абсолютное, а относительное расстояние на одной длине волны модуляции, точность измерений может ухудшаться из-за перескоков фазы через 2π .

В FM-LIDAR с линейной модуляцией оптической частоты лазерного излучения временная задержка между переданным и принятым сигналами пропорциональна разности соответствующих частот (f_1) и (f_2), а также скорости изменения передаваемой частоты [37]. Таким образом расстояние до объекта d вычисляется, как:

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

FM-LIDAR, в отличие от AM-систем, позволяет производить абсолютное измерение расстояния от торца волокна до объекта и не имеет погрешностей, связанных с перескоком фазы через 2π , а также демонстрирует меньшую чувствительность к неоднородности коэффициента отражения исследуемой поверхности и нечувствителен к многократным отражениям [38]. При проведении измерений в условиях токамака можно ожидать субмиллиметровой точности в определении расстояния при помощи такой системы. С другой стороны, FM-система не обеспечивает построение двумерных изображений объекта из-за того, что амплитуда измеряемого сигнала модулируется его фазой, зависящей от расстояния до объекта.

В связи с этим система измерения эрозии первой стенки токамака ITER (InVessel Viewing and metrology System – IVVS) разрабатывается на базе комбинации двух вышеперечисленных методов [38], в которой AM-LIDAR используется для построения двумерных изображений стенки, а FM-LIDAR – для построения трехмерной карты поверхности ОПЭ. Точность измерения рельефа поверхности первой стенки при помощи данной системы ограничивается в первую очередь воспроизводимостью положения первого оптического элемента после его установки в рабочее положение. Для калибровки положения выдвижных зондов в данной системе предусмотрены специализированные реперные метки, расположенные на первой стенке между модулями бланкета.

Успешное применение метода FM-LIDAR для сканирования ОПЭ было продемонстрировано на токамаке TFTR. Исследования, проведенные после завершения дейтериево-тритиевого эксперимента в 1999 году, позволили зафиксировать отслоение соосаженных углеводородных пленок на графитовых тайлах ОПЭ первой стенки [39].

3.2. Двухчастотная цифровая голография (ДЦГ)

Для контроля эрозии ОПЭ токамака предлагается использовать метод двухчастотной цифровой голографии (ДЦГ). Данный метод позволяет

оценить амплитуду и фазу волнового фронта путем анализа интерференции опорного и предметного пучков [40]. Две голограммы на разных длинах волн записываются одновременно, либо последовательно с использованием одного перестраиваемого или двух лазеров. Пространственное распределение разности фаз, извлеченных из голограмм, зарегистрированных на двух разных длинах волн дает информацию о профиле поверхности. Так, если направление освещения и наблюдения объекта перпендикулярны его поверхности, то для рассчитанной разности фаз в 2π изменение профиля поверхности объекта будет определяться выражением:

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

где λ_1 и λ_2 — длины волн, используемые для записи голограмм, а Λ — т.н. синтетическая длина волны. Важным преимуществом данного метода является возможность изменения динамического диапазона измерения путем смещения одной рабочей частоты относительно второй. Исследование применимости метода для контроля эрозии в ИТЕР [41] показало возможность измерения формы объектов, находящихся на расстоянии более 20 м от измерительной системы, с точностью по глубине ± 10 мкм.

Пространственное разрешение метода ДЦГ определяется характерным размером спеклов на матрице приемника. Регистрируемая спекловая структура является результатом интерференции опорного луча и луча, отраженного от шероховатой поверхности исследуемого объекта, и зависит от соотношения $\lambda f/D$, где D — диаметр эффективной апертуры оптической схемы, λ — длина волны лазера, а f — эффективное фокусное расстояние системы. Размер спеклов накладывает ограничение на размер диафрагм, используемых для защиты от загрязнения первых оптических элементов. Например, для фокусного расстояния — 1 м и размера диафрагмы — 1 мм, минимально достижимое латеральное разрешение на длине волны 1 мкм будет составлять ~ 1 мкм.

Один из основных источников шума в данном методе связан с лазерной спекл-структурой, которая является результатом взаимной интерференции на случайных неоднородностях шероховатой поверхности, приводящей к случайному распределению интенсивности интерференции в области наблюдения. При этом, для возникновения такой спекл-структуры наличие опорного поля необязательно. Вызванный этим шум можно уменьшить, путем усреднения нескольких измерений с различными парами длин волн с постоянной синтетической длиной волны Λ . Реализация серии последовательных измерений с постоянной Λ требует наличия лазерной систе-

мы, перестраиваемой в достаточно широком спектральном диапазоне.

Размещение элементов оптической схемы на различных конструкционных элементах токамака может привести к возникновению непредсказуемых фазовых сдвигов из-за вибраций, создаваемых насосами, а также вследствие тепловых искажений геометрии опор. Чтобы сделать систему нечувствительной к вибрациям необходимо обеспечить проведение измерений за время много меньше, чем период собственных колебаний конструкции. Для этого было предложено использовать схему, состоящую из двух импульсных лазеров, в которой регистрация цифровых голограмм на двух различных длинах волн осуществляется одновременно одним детектором. Данный подход успешно применялся в экспериментах по измерению профиля объектов в условиях вибраций в рамках разработки диагностики ДЦГ для ИТЕР [41].

Еще одним фактором, усложняющим интерпретацию данных диагностики может быть необходимость разрешать мелкие детали на фоне рельефа заметно большего масштаба или существенного наклона исследуемой поверхности. Если фазовый сдвиг, обусловленный формой поверхности превышает 2π , необходимо комбинировать ДЦГ с другими методами, которые могут предоставить информацию о крупных неоднородностях и/или угле наклона поверхности по отношению к волновому фронту. В ходе математической обработки сигнала, эти данные можно будет учесть для компенсации фазового сдвига. В диагностическом комплексе TRT предлагается использовать комбинацию методов ДЦГ-LIDAR, обеспечивающих динамические диапазоны измерения 10 мкм—1 мм и более 1 мм соответственно.

3.3. Инфракрасная термография

Контроль температуры поверхности ОПЭ токамака, является важной задачей, позволяющей обеспечить целостность элементов первой стенки и дивертора. В ряде существующих токамаков для температурных измерений в ходе работы токамака, применяются системы, основанные на методе инфракрасной термографии. Помимо непосредственно контроля за температурой стенки данная система, включенная в систему управления параметрами токамака, позволяет предотвращать разрушение ОПЭ вследствие превышения допустимых тепловых нагрузок [34].

Принцип метода пассивной инфракрасной термографии (ПИТ) заключается в наблюдении за тепловым излучением ОПЭ первой стенки и дивертора во время плазменных разрядов. Для этих задач применяются специализированные инфракрасные камеры, работающие в спектраль-

ном диапазоне 1.5–5.0 мкм [31]. При проведении количественных измерений перед камерой устанавливаются одноволновый узкополосный фильтр. Сбор света в таких системах осуществляется при помощи зеркал и оптических элементов, изготовленных из прозрачных для инфракрасного излучения материалов, например, Al_2O_3 , ZnS, ZnSe, Ge. Такие системы используются в установках WEST [33], EAST [34], а также JET и ASDEX [42]. Пространственное разрешение современных систем ПИТ составляет доли миллиметра [33]. В настоящее время ведется разработка системы ПИТ для токамака ITER [43]. Для проведения абсолютных измерений температуры ОПЭ при помощи системы ПИТ в ITER предлагается использовать лазеры, расположенные в диагностическом помещении, обеспечивающие калибровку детекторов, и лазеры, выдвигаемые внутрь объема токамака с помощью роботизированных систем, предназначенные для калибровки оптической схемы во время плановых остановок токамака. Также для промежуточной калибровки предполагается использование термопарных измерителей, установленных на первой стенке и в диверторе.

Для применения в TRT предлагается также использование активной лазерной инфракрасной термографии (АЛИТ), что позволит выявлять трещины, а также диагностировать и исследовать параметры модифицированных и соосажденных слоев на поверхности ОПЭ [44]. При помощи метода синхронного детектирования (lock-in) АЛИТ осуществляет измерение температуры ОПЭ, вызванное внешним нагревом за счет лазерного излучения. АЛИТ позволяет определять толщины соосажденных слоев в диапазоне от микрометров до миллиметров, а также качество адгезии слоя. При этом используется достаточно маломощное лазерное излучение (~5 Вт), которое не приводит к заметному повышению температур поверхности ОПЭ и искажению параметров слоев. Для интерпретации данных АЛИТ применяется итерационная модель распространения тепла от лазерного луча по поверхности ОПЭ. Эксперименты, проведенные с углеродными и вольфрамовыми слоями, показали хорошую сходимость данной модели с экспериментальными данными.

3.4. Лазерно-индуцированная масс-спектрометрия (LIA-QMS, LID-QMS) для мониторинга накопления изотопов водорода

Лазерное излучение позволяет реализовать различные методики контроля элементного состава поверхностного слоя, включая содержание в них изотопов водорода. Наиболее простым методом с точки зрения реализации является лазерно-индуцированная масс-спектрометрия (LIA-QMS, LID-QMS). Лазерное излучение через

систему зеркал направляется на анализируемый участок ОПЭ, что приводит к высвобождению захваченного в поверхностном слое частиц. Далее анализируется интегральное количество газообразного материала путем измерения парциального давления отдельных газов. Для этой диагностики можно использовать штатный масс-спектрометр, находящийся на значительном удалении от исследуемой поверхности. Наиболее часто сейчас используются квадрупольные масс-спектрометры, отсюда и аббревиатура QMS в названии методов лазерно-индуцированной абляции (Laser Induced Ablation–Quadrupole Mass-Spectrometry–LIA-QMS) и лазерно-индуцированной десорбции (Laser Induced Desorption–Quadrupole Mass-Spectrometry–LID-QMS).

Варьируя мощность лазерного излучения, можно реализовать режим десорбции или абляции. В первом случае температура поверхности не превышает порога плавления, что приводит к десорбции захваченных газов без нарушения целостности поверхности. Глубина анализа в этом режиме определяется длительностью импульса лазерного излучения, т.к. захваченным частицам необходимо диффундировать из объема до поверхности. Согласно расчетам [45] при длительности импульса порядка 10 нс десорбция дейтерия из вольфрама происходит из поверхностного слоя толщиной около 50 нм. При использовании лазерного излучения длительностью масштаба 1 мс глубина анализа увеличивается до нескольких микрометров. При увеличении мощности излучения растет максимальная температура поверхности и количество вышедшего газа. Нагрев поверхности лазерным излучением также сильно зависит от его термических характеристик (теплопроводность, теплоемкость), поэтому для количественного анализа содержания водорода в поверхностном слое может потребоваться дополнительная информация о воздействии лазерного излучения на поверхность, в частности данные измерения динамики температуры поверхности оптическими методами.

При дальнейшем увеличении мощности сначала происходит плавление поверхности, а потом и абляция поверхностного слоя с образованием лазерной искры. В режиме абляции состав покидающих поверхность частиц более сложный и включает не только молекулы, но и атомы, и ионы, что может потребовать дополнительных калибровочных экспериментов. Измерения в режиме абляции открывают дополнительные возможности по сравнению с режимом десорбции, в частности, измерение распределения захваченного газа по глубине. Одновременно с масс-спектрометрическими измерениями можно проводить спектроскопию плазмы лазерного факела (Laser Induced Breakdown Spectroscopy – LIBS). Метод LIBS предоставит дополнительную ин-

формацию о составе осадений, а также позволит контролировать процесс абляции, чтобы избежать повреждения стенки токамака.

Для мониторинга накопления топлива непосредственно в ходе плазменных разрядов также рассматривается возможность проведения измерений содержания топлива лазерно-индуцированными методами с использованием эмиссионной спектроскопии в краевой плазме. Методы спектроскопии лазерно-индуцированной абляции (Laser Induced Ablation Spectroscopy – LIAS) и спектроскопии лазерно-индуцированной десорбции (Laser Induced Desorption Spectroscopy – LIDS), основанные на лазерной абляции и десорбции, соответственно были опробованы в токамаке TEXTOR [3]. Согласно выводам авторов, данные методы имеют перспективы применения в ITER в комбинации с диагностикой LIBS.

В настоящее время готовится апробация диагностики накопления изотопов водорода в токамаке Глобус-М2.

3.5. Метод лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии – LIBS

В методе лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (LIBS) предполагается облучение материала первой стенки коротким мощным лазерным импульсом, в результате чего происходит абляция и ионизация аблированного материала. Излучение плазмы лазерного факела регистрируется спектрометром. По результатам этих измерений можно определить состав плазмы и, соответственно, сделать выводы о составе поверхности облученного образца. Типичная интенсивность лазерного излучения, используемого в этом методе, составляет порядка 500 МВт/см^2 при длительности импульса несколько наносекунд [46]. LIBS рассматривается как перспективная методика для определения накопления дейтерия (D) и трития (T) в материалах, контактирующих с плазмой, а также для определения состава напыленных на них слоев материалов (W, Be, Al, Mo, Li, C) с возможностью профилирования по глубине при последовательном облучении одной области. К настоящему времени LIBS уже апробирован на некоторых токамаках, например, FTU [47] и EAST [48]. Однако, точность проводимых измерений по-прежнему является предметом исследования.

Наибольший интерес представляет использование LIBS без дополнительной калибровки (Calibration Free LIBS, CF-LIBS). При этом для интерпретации результатов измерения спектрометром предполагается, что образовавшаяся в результате абляции плазма оптически прозрачна и для определения ее параметров можно использовать метод Саха–Больцмана (СБ) [49]. Сравнение с другими методиками анализа показывает, что

CF-LIBS обладает достаточно высокой точностью [50, 51]. Так, определение накопления дейтерия D в W-Al-D-пленках, измеренное с помощью методов CF-LIBS и ТДС в работе [51] показало отличие всего в 1%. Однако, нужно отметить, что разброс точек на графике СБ в этих работах соответствует разбросу интенсивности в несколько раз. Поэтому точность в 1% является оптимистичной оценкой.

Подробный анализ точности CF-LIBS на примере накопления дейтерия D в вольфраме W-методом численного моделирования, был проведен в [52]. Расчеты показали, что ошибка, связанная с нарушением условий ЛТР, снижается с увеличением интенсивности лазерного излучения и при интенсивности 10^{10} Вт/см^2 составляет 30%. Уменьшение ошибки связано с ростом электронной плотности при постоянной электронной температуре, что соответствует лучшему выполнению условий локального термодинамического равновесия (ЛТР), которое необходимо для применения метода СБ. Опираясь на все эти результаты, можно ожидать точности CF-LIBS около десятков процентов.

3.6. Исследование образцов-свидетелей

Использование образцов-свидетелей различных конструкций является одним из наиболее распространенных способов определения областей преимущественного осаждения и эрозии в крупных установках УТС [53, 54]. Такие образцы размещаются внутри установки на период от одного разряда до нескольких экспериментальных кампаний, после чего проводится анализ их поверхности. Конструкция образца-свидетеля зависит от типа собираемой информации о функционировании установки. Чувствительность, разрешение, погрешность метода определяются параметрами диагностик, применяемых для исследования образцов. Широко используются сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) поверхности и поперечного среза образцов совместно с энерго-дисперсионной спектроскопией (ЭДС) [55], профилометрия поверхности образцов, а также методы основанные на облучении поверхности ионными пучками высоких энергий от десятков кэВ до нескольких МэВ [56]. Для определения содержания топлива применяют анализ при воздействии ионным пучком (анализ по ядрам отдачи, анализ методом ядерных реакций) [29], термодесорбционную спектроскопию [56].

Часто на поверхность образцов наносят “маркерные слои”, т.е. покрытия известного начального состава и толщины. Такие слои могут наноситься как на целые тайлы [29], так и на небольшие образцы, устанавливаемые в облицовку стенки [57]. В первом случае обычно использует-

Таблица 1. Задачи и диагностические методы исследования первой стенки и диверторных мишеней токамака TRT. О – основная диагностика. Д – дополнительная диагностика

Задачи	Диагностики									
	LIDAR	ДЦГ	АЛИТ	LIA-QMS	LID-QMS	LIBS	LIAS	LIDS	ПИТ	Обр. свид.
Контроль критических разрушений: плавление, растекание, образование глубоких трещин	О	Д	О							
Модификация поверхности: рекристаллизация, образование пуха, блистеринг, развитие рельефа, поверхностное плавление, растрескивание	О	О	О							Д
Мониторинг осаджений продуктов эрозии ОПЭ		О	Д			О	Д			О
Измерение содержания изотопов водорода				О	О	Д	Д	Д		О
Измерение температуры ОПЭ									О	

ся тот же материал покрытия, что и материал облицовки, на которую он наносится. Толщина таких вольфрамовых маркеров, используемых в диверторе токамака JET, составляет ~3 мкм, точность измерений ~100 нм. Во втором случае, в силу малого по сравнению с тайлами, размера образцов, возможно применение различных материалов покрытий для изучения их эрозии и предсказания поведения первой стенки в случае их применения в установке (например, использование образцов из бериллия Ве и вольфрама W в JET с углеродной стенкой [58]). Толщина покрытий таких образцов, используемых на внутренней стенке токамака JET, составляла ~1.5 мкм для Ве, 250 нм для W, точность измерений ~20 нм для Ве, 1 нм для W.

Помимо изучения распыления и транспорта частиц, при помощи набора образцов маркеров с различными покрытиями возможна также оценка локальных энергетических спектров частиц, распыляющих стенку установки, в областях энергий от 10 эВ до 50 кэВ в том числе в труднодоступных для других диагностик областях [59].

В теневой области могут устанавливаться образцы разной геометрии. При использовании коллекторных образцов с узкими входными щелями, например, была получена информация о пространственном распределении потоков частиц, приводящих к образованию соосажденных слоев [60]. Возможно также проведение разреженных по времени измерений, например, с использованием кварцевых датчиков осаждения или образцов-коллекторов с медленно вращающимся входным отверстием [61].

4. РЕАЛИЗАЦИЯ КОМПЛЕКСА ДИАГНОСТИК ПЕРОВОЙ СТЕНКИ В TRT

В табл. 1 приведены диагностики, предлагаемые для мониторинга первой стенки и диверторных мишеней токамака TRT. Исходя из сформулированных в первом разделе задач, диагностический комплекс должен обеспечить обзор всей поверхности ОПЭ во время разрядов и между ними для контроля температуры и целостности облицовки. Также необходимо иметь возможность детального исследования поверхности в областях преимущественного напыления и эрозии. Предполагается, что совокупность данных, полученных разными методиками, позволит получить информацию о развитии рельефа поверхности, возникновении модифицированных и рекристаллизованных слоев, сделать выводы о составе и толщине осаджений, включая содержание изотопов водорода в них. В качестве обзорных диагностик предлагается использовать частотно/амплитудно-модулированный лазерный радар (LIDAR), а также активную и пассивную ИК-спектроскопию. Разумным требованием для пространственного разрешения данных диагностик является масштаб 2–3 мм. Для более детального исследования поверхности и приповерхностных слоев планируется дополнительно задействовать диагностики двухчастотной цифровой голографии (ДЦГ) и лазерные методы исследования осаджений, основанные на лазерной десорбции и абляции (LIBS, LIAS, LIDS, LIA-QMS/LID-QMS).

В дополнение к оптическим методам диагностики первой стенки в объеме TRT планируется

размещение образцов – свидетелей, которые могут быть закреплены неподвижно или же устанавливаться на передвижных зондах.

При реализации диагностик первой стенки в TRT основной упор планируется сделать на объединении элементной базы и физической интеграции методов. Важной особенностью предлагаемого подхода является объединение методов в единый комплекс для чего будут совмещены области наблюдения и сбора данных, что позволит:

- Проводить кросс-проверку данных: независимо измерять накопление топлива методами LIA-QMS, LID-QMS, LIBS, LIAS, LIDS. Получать данные о толщине осадений методами лазерной ИК-термографии, LIBS, ДЦГ. Получать данные о рельефе поверхности методами ДЦГ и LIDAR.

- Упрощать интерпретацию результатов, комбинировать методы для получения более полной информации о состоянии ОПЭ. Проводить калибровку метода LIBS по измерениям поверхностной плотности изотопов водорода методами LIA-QMS, LID-QMS. Использовать данные LIDAR для корректировки набега фаз на крупномасштабных неоднородностях или вследствие наклона поверхности при интерпретации данных ДЦГ. Комбинировать методы LIDAR, ДЦГ и лазерной ИК-термографии для получения данных о рельефе в разных масштабах, о наличии глубоких и приповерхностных трещин, а также о наличии и свойствах модифицированных слоев и/или осадений на поверхности в одной и той же локальной области. Получать информацию о толщине осадений путем измерения глубины лазерных кратеров комбинируя методы ДЦГ и LIA-QMS.

Область покрытия предлагаемых диагностик, периодичность, достижимые разрешения и точность измерений приведены в табл. 2.

Необходимость обзора всей поверхности стенки и в то же время высокого пространственного разрешения в отдельных ее областях требуют использования нескольких оптических каналов. Оптимальным вариантом было бы размещение обзорных диагностик в экваториальных патрубках, а диагностик для мониторинга интересующих областей дивертора (наиболее нагруженные области и области с преимущественным напылением) – в диверторе под куполом, по аналогии с расположением диагностики ДЦГ в ITER. Текущая геометрия диверторных кассет токамака TRT, однако, затрудняет размещение под куполом в существующих вырезах кассет одновременно схем ввода лазерного излучения и сбора света с возможностью сканирования мишеней, в связи с чем рассматриваются два альтернативных варианта расположения оптики:

1. Ввод лазерного излучения и сбор света лазерных диагностик накопления топлива в дивер-

торе LIA-QMS, LID-QMS, LIBS, LIAS, LIDS, и диагностики ДЦГ осуществляется через щель между диверторными кассетами. Часть оптики может быть размещена под куполом. Обзорные диагностики LIDAR, активная и пассивная ИК-термография, а также диагностики накопления топлива в первой стенке располагаются в экваториальном патрубке. Основным недостатком такой компоновки является узкий сектор обзора диверторных мишеней и возможные ограничения, связанные с размещением технологического оборудования TRT под кассетами.

2. Все диагностики внутренней мишени дивертора располагаются вместе с обзорными диагностиками в экваториальном патрубке. Схемы сбора света диагностик внешней мишени размещаются под куполом в вырезе между кассетами, а ввод лазерного излучения осуществляется либо из смежного выреза, либо из экваториального патрубка. Второй вариант требует дополнительного анализа для оценки качества лазерного пятна на поверхности мишени. Пример совмещения схем сбора света обзорных диагностик и диагностик внутренней мишени дивертора в экваториальном патрубке и наблюдения наружной мишени из-под купола приведен на рис. 2. Зеленым цветом на рисунке показаны лучи системы сбора света обзорных диагностик. Красным – диагностика диверторной области. В обоих случаях для вывода излучения предполагается использовать зеркальную оптику. Решение о возможности использования оптоволокна в вакуумном объеме TRT будет принято после анализа тепловых и нейтронных нагрузок, а также по результатам оценки интенсивности потоков примеси в области расположения оптических компонентов.

Прототипом комплекса обзорных диагностик поверхности первой стенки, внутреннего и внешнего дивертора TRT являются широкоугольная система обзора (WAVS) и интравакuumная система обзора и метрологии (IVVS), разработываемые для ITER [38]. При этом, существует ряд серьезных отличий, которые усложняют адаптацию систем к условиям TRT. В первую очередь – это отсутствие в TRT верхних портов, которые обеспечивают в ITER удобный обзор области дивертора. Для одновременного покрытия областей центральной колонны, наружной стенки и дивертора при размещении обзорных систем в экваториальных патрубках TRT потребуется как минимум 4 оптических канала. Вариант оптической схемы широкоугольного зеркального объектива одного из 4-х каналов в экваториальном патрубке показан на рис. 2. Область, охватываемая четырьмя каналами, расположенными в одном патрубке показана на рис. 3. Чтобы покрыть всю обращенную к плазме поверхность токамака необходимо установить такие 4-канальные системы эквидистантно в 5-экваториальных патрубках. В каче-

Таблица 2. Параметры диагностических методов исследования первой стенки и диверторных мишеней токамака TRT

Диагностика	Контролируемый параметр	Область покрытия	Периодичность	Диапазон, точность, разрешение
Лазерный радар (AM/FM LIDAR)	Рельеф поверхности, глубина эрозии	Первая стенка, дивертор	Раз в несколько десятков разрядов, во время регламентных работ	Диапазон: >1 мм. Разрешение по глубине 1 мм. Пространственное разрешение 2–3 мм
Двухчастотная цифровая голография (ДЦГ)	Рельеф поверхности, глубина эрозии, толщина осадений	Области преимущественного напыления и эрозии на внутренней и внешней мишенях дивертора	Между разрядами	Диапазон: 10 мкм–1 мм. Разрешение по глубине < 10 мкм. Пространственное разрешение 0.1–1 мм
Пассивная ИК-термография (ПИТ)	Температура поверхности	Первая стенка, дивертор	Постоянно во время разрядов	Диапазон: 600 – 3000 К. Отн. ошибка 15% для 600 К, уменьшается с ростом температуры. Разрешение 2–3 мм
Активная лазерная ИК-термография (АЛИТ)	Наличие поверхностных структурных дефектов, параметры осадений	Первая стенка, дивертор	Раз в несколько десятков разрядов, во время регламентных работ	Пространственное разрешение 2–3 мм
LIBS	Состав осадений, содержание изотопов водорода	Области преимущественного напыления на внутренней и внешней мишенях дивертора	Между разрядами	Нужны оценки предела и точности измерения. Пространственное разрешение 1–2 мм
LIA-QMS, LID-QMS	Содержание изотопов водорода в ОПЭ и осадениях	Первая стенка, дивертор	Между разрядами	Нижний предел детектирования зависит от толщины осадений. Для слоя 10 мкм, чувствительность $\sim 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$. Пространственное разрешение 1–5 мм
LIDS, LIAS	Содержание изотопов водорода в ОПЭ и осадениях	Внутренний, внешний дивертор	Во время разрядов	Нужны оценки предела и точности измерения. Пространственное разрешение 1–5 мм
Образцы-свидетели	Рельеф поверхности, глубина эрозии, толщина осадений, содержание изотопов водорода	Первая стенка, дивертор	Стационарные или между разрядами (при использовании передвижных материаловедческих зондов)	Диапазон: нм–мм. Точность <1 нм. Пространственное разрешение <1 мкм

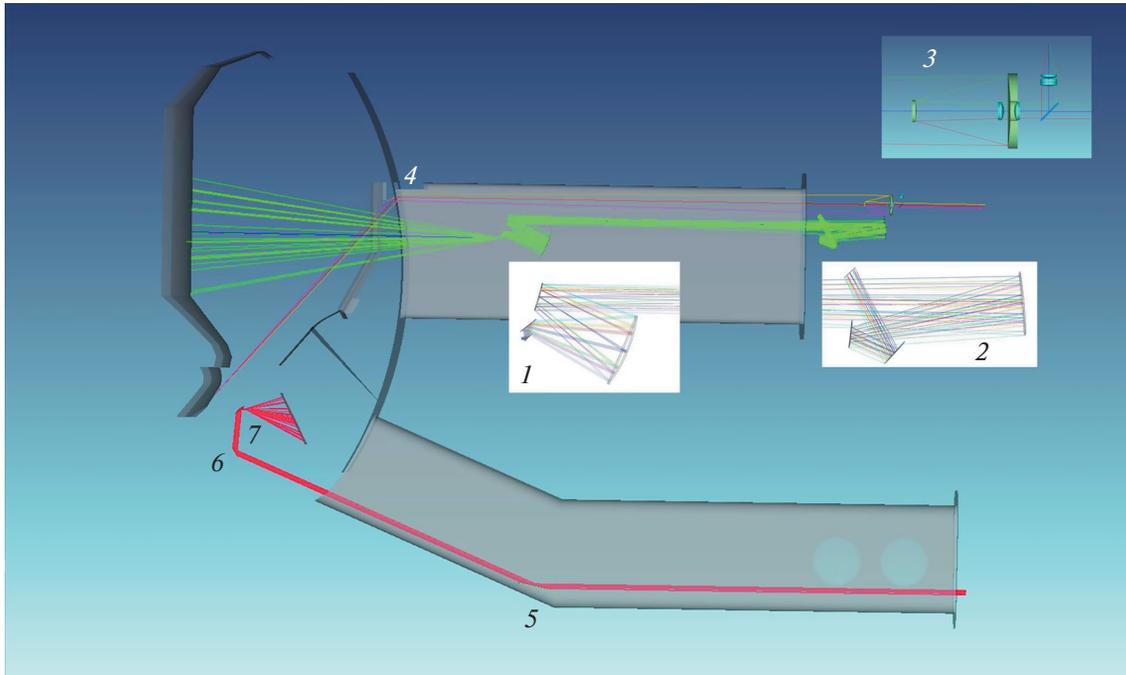


Рис. 2. Схемы сбора излучения обзорных диагностик и диагностик мониторинга областей дивертора. Показан вариант обзора внутренней мишени дивертора из экваториального патрубка. Схемы ввода и сбора излучения диагностик наружной мишени расположены под куполом. 1, 2 – входной и выходной объективы обзорных диагностик, 3 – выходной объектив диагностик внутренней диверторной мишени, 4 – поворотное сканирующее зеркало, 5–7 – зеркала схемы обзора наружной диверторной мишени.

стве альтернативного варианта можно рассмотреть установку отдельных систем обзора наиболее нагруженных локальных областей первой стенки и дивертора в дополнение к обзорной системе, обеспечивающей максимальное поле зрения из одного порта.

Периодичность измерений различными методами определяется, в первую очередь физическими задачами, а также временем, необходимым для проведения измерений. В частности, лазерное сканирование всей стенки, лежащее в основе обзорных диагностик состояния поверхности LIDAR и активной ИК-термографии, потребует не менее нескольких часов, что делает нецелесообразным частое использование этих методов.

Ограниченная светосила широкоугольного зеркального объектива, расположенного в экваториальном патрубке (см. рис. 2), а также наличие непрерывного фона, связанного с излучением плазмы и тепловым излучением элементов оптического тракта, могут накладывать ограничения на диапазон температур, измеряемых методами активной и пассивной ИК-термографии. Для оценки ошибок измерений, связанных с фоновой засветкой, был проведен анализ вклада непрерывного фона, обусловленного тормозным излучением (ТИ) в объеме, ограниченном телесным углом сбора света объектива. Сравнение спек-

тральной интенсивности ТИ-электронов, имеющих максвелловское распределение по скоростям с температурой T_e , с интенсивностью полезного сигнала проводилось в предположении излучения стенки с коэффициентом эмиссии вольфрама около 0.1 [62]. Расчет вклада ТИ при обзоре первой стенки и диверторных пластин был выполнен аналогично процедуре, описанной в [63] для характерных параметров плазмы TRT $n_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $Z_{eff} = 2$ в диапазоне электронных температур $T_e = 0.1\text{--}10^4 \text{ эВ}$ [8, 64]. Как видно из рис. 4, спектральная интенсивность ТИ сравнима с полезным сигналом при температуре стенки 600 К, и составляет менее 30% при температуре 700 К в спектральном диапазоне 4–5.5 мкм. Это позволит регистрировать температуру более 600 К с ошибкой, не превышающей 15% при использовании оптики из Al_2O_3 для вывода излучения из вакуумного объема TRT. В предложенной схеме будет необходимо предусмотреть охлаждение ближайших к плазме зеркал для снижения их теплового излучения.

Ограничения, связанные с чувствительностью и шумами регистрирующей аппаратуры, касаются, в первую очередь метода активной лазерной ИК-термографии, что обусловлено требованиями к нижнему пределу измеряемой температуры и ее точности. Для предложенной схемы сбора

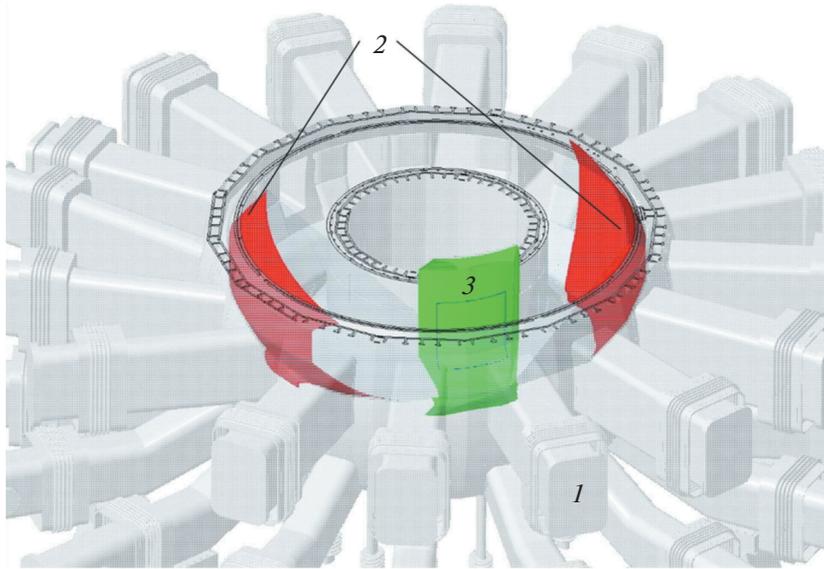


Рис. 3. Области покрытия одного канала обзорной системы, расположенной в экваториальном патрубке. 1 – патрубок, из которого производится обзор поверхности стенки, 2 – области обзора на наружной стенке камеры TRT (выделены красным цветом), 3 – область обзора на внутренней стенке камеры TRT (выделена зеленым цветом).

света обзорной диагностики (см. рис. 2) с размерами первого зеркала 8 мм и расстоянием до первой стенки 2.3 м интенсивность сигнала на матрице камеры на длине волны 4 мкм при температуре стенки 300 К и разрешении 2–3 мм составляет $\sim 10^5$ – 10^6 фотонов/(пиксель·сек) для спектральной полосы 100 нм, что позволит в паузах между разрядами или кампаниями проводить измерения лазерно-индуцированного нагрева поверхности при исходной температуре близкой к 300 К. При необходимости, уровень полезного сигнала можно повысить, сместившись в длинноволновую область, или увеличив спектральный диапазон регистрируемого сигнала.

Оценку чувствительности методики измерения накопления водорода в осадения материалов ОПЭ методом LIA-QMS можно сделать на основании данных работы [65], где была продемонстрирована возможность измерения парциального давления водорода и дейтерия (H/D) при давлениях до 4×10^{-7} Па со стандартными отклонениями $\pm 16.5\%$ путем регистрации эмиссионных линий изотопов атомарного водорода H_{α} 656.28 нм и дейтерия D_{α} 656.10 нм в разряде Пеннинга. В пересчете на объем камеры TRT около 100 м^3 это соответствует $\sim 10^{16}$ атомов. Для этого в [65] для измерения базового давления использовался вакуумметр Alcatel CF2P на основе пеннинговского разряда и спектрометр высокого разрешения SPT-DDHR-04 со временем интегрирования CCD камеры 1 с. Оценки, сделанные для бериллиевых осадений, показывают, что облучение лазерными импульсами с длительностью

импульсов несколько нс и короче с плотностью энергии 10 Дж/см^2 обеспечит скорость абляции более 1 мкм за один импульс. Использование стандартного лазера с энергией в импульсе 1 Дж,

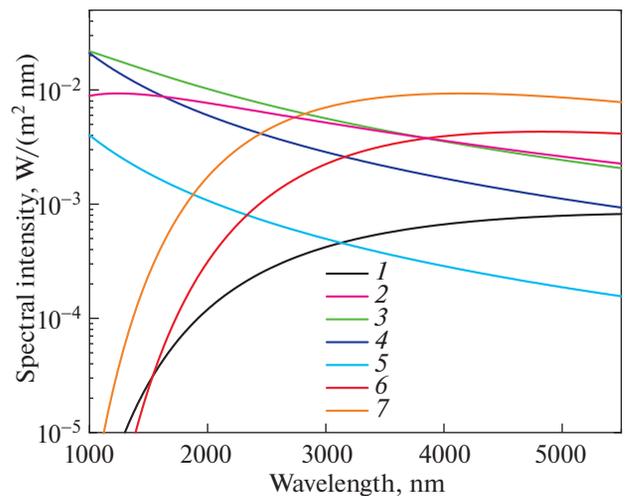


Рис. 4. Сравнение спектральной интенсивности тормозного излучения (ТИ) и планковского излучения нагретой поверхности стенки токамака TRT. Расчет приводится для сигналов, регистрируемых диагностикой ИК-термографии для нескольких значений электронной температуры $T_e = 0.1$ – 10000 эВ, и 2-х температур стенки – 600 К и 700 К. 1 – ТИ, $T_e = 0.1$ эВ, 2 – ТИ, $T_e = 0.5$ эВ, 3 – ТИ, $T_e = 1$ эВ, 4 – ТИ, $T_e = 100$ эВ, 5 – ТИ, $T_e = 10000$ эВ, 6 – Планковское излучение, $T = 600$ К, 7 – Планковское излучение, $T = 700$ К.

длительностью импульса несколько нс и частотой повторения 100 Гц позволит проводить измерение изотопов водорода, накопленных в осадениях толщиной около 100 мкм с поверхностной плотностью от 10^{17} атомов/см² и выше за время 1 с, сравнимое со временем откачки вакуумного объема TRT. При толщине осадений ~10 мкм чувствительность вырастет до 10^{16} атомов/см² при условии реализации системы сканирования лазерным лучом поверхности ОПЭ.

Одной из задач при разработке комплекса диагностик первой стенки является поиск путей интеграции с другими оптическими диагностиками. В частности, рассматривается возможность совмещения системы регистрации метода LIAS/LIDS с системой спектрального анализа краевой плазмы диагностики томсоновское рассеяние/ЛИФ (лазерно-индуцированная флюоресценция) в диверторе для исследования динамики накопления топлива в ходе разрядов [66]. Сократить затраты на реализацию комплекса также планируется путем совмещения элементной базы диагностического комплекса, главным образом за счет его наиболее дорогостоящей части — лазерных систем. Так, один лазер с наносекундной длительностью импульса может использоваться в диагностиках LIBS/LIAS/LIA-QMS и служить лазером накачки для узкополосного параметрического генератора света диагностики ДЦГ, а комбинированный постоянный/миллисекундный лазер можно использовать одновременно в диагностиках LIDS/LID-QMS, активной ИК-термографии и LIDAR.

Как показывает опыт разработки оптических диагностик для токамака ITER, необходимость поддержания работоспособности внутривакуумной оптики является одним из основных факторов, определяющих дизайн, как самих оптических элементов, так и систем сбора света в целом. Наиболее проработанный вариант — использование металлических молибденовых или родиевых монокристаллических или нанокристаллических зеркал в непосредственной близости от плазмы. В удаленных областях возможно использование защищенных высокоотражающих зеркал из серебра и алюминия или многослойных диэлектрических зеркал. Для защиты оптических элементов диагностик первой стенки TRT от осадений продуктов эрозии ОПЭ, планируется использовать механические заслонки на основе пьезокерамических или биметаллических актюаторов. Для систем, открытых на плазму во время разрядов в токамаке рассматривается возможность оснащения узлов первых зеркал системой плазменной очистки на основе ВЧ-разряда. Подобные системы, предназначенные для очистки металлических и диэлектрических осадений в присутствии магнитного поля и без него, активно разрабаты-

ваются для большинства оптических диагностик в ITER [67, 68].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для токамака TRT предложен проект комплекса диагностик первой стенки. Задачи комплекса — наблюдение за состоянием обращенных к плазме элементов (ОПЭ) и мониторинг тепловых потоков на элементы облицовки. Наблюдение за состоянием ОПЭ подразумевает контроль целостности обращенной к плазме облицовки для предотвращения ее разрушения, исследование эволюции механических разрушений с течением времени, включая возникновение модифицированных и рекристаллизованных слоев, а также измерение состава, толщины осадений и содержания в них изотопов водорода. Мониторинг поверхности ОПЭ позволит исследовать как постепенные изменения ОПЭ, так и процессы на поверхности непосредственно во время разрядов. Последнее подразумевает контроль источников и потоков десорбции запасенного в стенках газа, что принципиально важно для достижения оптимальных характеристик плазменного разряда. Использование предлагаемого диагностического комплекса направлено также на изучение эффективности процедуры кондиционирования стенок, обоснование периодичности и длительности дегазации установки. Измерение температурных полей на поверхности ОПЭ в режиме реального времени планируется использовать как для получения информации о тепловой нагрузке на стенку, так и в качестве одного из индикаторов в системе обратной связи управления горением плазмы. В частности, управление мощностью нагрева и/или инжекцией нейтрального газа в область дивертора по сигналу системы мониторинга температуры в наиболее нагруженных зонах рассматривается, как один из вариантов реализации такой обратной связи.

Для решения поставленных задач необходимо обеспечить обзор всей поверхности ОПЭ во время разрядов и между ними, и, одновременно, предусмотреть возможность детального исследования поверхности, в областях преимущественного напыления и эрозии. В качестве обзорных диагностик предлагается использовать частотно/амплитудно-модулированный лазерный радар (AM-, FM-LIDAR), а также активную и пассивную ИК-термографию. Для более детального исследования поверхности и приповерхностных слоев планируется дополнительно задействовать диагностики двухчастотной цифровой голографии (ДЦГ) и лазерные методы исследования осадений, основанные на лазерной десорбции и абляции (LIBS, LIAS, LIDS, LIA-QMS/LID-QMS). Большинство из данных диагностик до настоящего времени не использовалось в условиях тока-

маков и находятся на стадии проектирования для реализации в ИТЕР. Разработка и внедрение такого диагностического комплекса требует макетирования и апробации каждой из диагностик в условиях, близких к ожидаемым в токамаке с учетом требований, связанных с их интеграцией в единый комплекс. Такая работа уже ведется совместными усилиями коллективов ФТИ им. Иоффе и МИФИ. В рамках данной работы планируется установить и провести апробацию совмещенной диагностики LIA-QMS/LIBS на установке Глобус-М2 с последующей их интеграцией с диагностикой ДЦГ.

Формулировка задач при разработке комплекса диагностик первой стенки TRT (Раздел 2) выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (договор № 0723-2020-0043). Выбор и обоснование физических методов выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (договор № 0034-2019-0001). Разработка вариантов размещения диагностического комплекса на токамаке, а также анализ ожидаемой точности измерения (разд. 4) выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-12-00360).

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. 570–574. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.10.156>
3. *Philipps V., Malaquias A., Hakola A., Karhunen J., Maddaluno G., Almaviva S., Caneve L., Colao F., Fortuna E., Gasior P., Kubkowska M., Czarnecka A., Laan M., Lissovski A., Paris P., van der Meiden H.J., Petersson P., Rubel M., Huber A., Zlobinski M., Schweer B., Gierse N., Xiao Q., Sergienko G.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 093002. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093002>
4. *Liu P., Wu D., Sun L.Y., Zhao D.Y., Hai R., Li C., Ding H., Hu Z.H., Wang L., Hu J.S., Chen J.L., Luo G.N.* // Fusion Engineering and Design. 2017. V. 118. P. 98. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.03.021>
5. *Karhunen J., Hakola A., Likonen J., Lissovski A., Laan M., Paris P.* // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 931. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.028>
6. *Loarte A.* ITER technical report ITR-20-008 “Required R&D in Existing Fusion Facilities to Support the ITER Research Plan”.
7. *Pintsuk G., Bobin-Vastra I., Constans S., Gavila P., Rödiger M., Riccardi B.* // Fusion Eng. Des. 2013. V. 88. P. 1858. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.091>
8. *Кукушкин А.С., Пшенов А.А.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. С. 1123.
9. *Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J.P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., De Temmerman G., Veselova I., Wiesen S.* // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 20. P. 100696. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100696>
10. *Красильников А.В.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 970–985.
11. *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.
12. *Loewenhoff T., Linke J., Pintsuk G., Thomser C.* // Fusion Eng. Des. 2012. V. 87. P. 1201. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2012.02.106>
13. *Thomser C.V., Bailescu S., Brezinsek J.W., Coenen H., Greuner T., Hirai J., Linke C.P., Lungu H., Maier G., Matthews Ph., Mertens R., Neu V., Philipps V., Riccardo M., Rubel C., Ruset A., Schmidt I., Uytendhouwen, and JET EFDA contributors* // Fusion Sci. Technol. 2012. V. 62. P. 1. <https://doi.org/10.13182/FST12-A14103>
14. *Coenen J.W., Krieger K., Lipschultz B., Dux R., Kallenbach A., Lunt T., Mueller H.W., Potzel S., Neu R., Terra A., and the ASDEX Upgrade and TEXTOR Teams* // Evolution of Surface Melt Damage, its Influence on Plasma Performance and Prospects of Recovery. PS-FC/JA-12-72 // 2013, May 10, Plasma Science and Fusion Center Massachusetts Institute of Technology Cambridge, MA 02139 USA, (I-1).
15. *Мазуль И.В., Гиниятулин 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.
16. *Alimov V.Kh., Shu W.M., Roth J., Sugiyama K., Lindig S., Balden M., Isobe K., Yamanishi T.* // Phys. Scr. 2009. V. T138. 014048. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2009/T138/014048>
17. *Kajita S., Sakaguchi W., Ohno N., Yoshida N., Saeki T.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. 095005. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/49/9/095005>
18. *Будаев В.П.* // ВАИТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. № 4.
19. *Baldwin M.J., Doerner R.P., Nishijima D., Buchenauer D., Clift W.M., Causey R.A., Schmid K.* // J. Nucl. Mater. 2007. V. 363–365. P. 1179. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2007.01.151>
20. *Cui S., Simmonds M., Qin W., Ren F., Tynan G.R., Doerner R.P., Chen R.* // J. Nucl. Mater. 2017. V. 486. P. 267–73. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.01.023>
21. *Corr C.S., Ryan S.O., Tanner C., Thompson M., Bradley J.E., De Temmerman G., Elliman R.G., Kluth P., Riley D.* // Nucl. Mater. Energy. 2016. V. 12. P. 1336–41. <https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.04.012>
22. *Ueda Y., Coenen J.W., De Temmerman G., Doerner R.P., Linke J., Philipps V., Tsitroni E.* // Fusion Eng. Des. 2014. V. 89. P. 901. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.02.078>

23. *Sakamoto M., Yuno M., Itoh S., Hanada K., Nakamura K., Zushi H., Jotaki E., Hasegawa M., Kulkarni S.V., Iyomasa A., Kawasaki S., Nakashima H.* // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 693.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/44/7/001>
24. *Lipschultz B., Coenen J.W., Barnard H.S., Howard N.T., Reinke M.L., Whyte D.G., Wright G.M.* // Nucl. Fusion. 2012. V. 52. P. 123002.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/52/12/123002>
25. *Вериков В.А., Вуколов Д.К., Кулешин Э.О., Медведев А.А.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2012. Вып. 4. С. 80.
26. *Heinola K., Widdowson A., Likonon J., Alves E., Baron-Wiechec A., Barradas N., Brezinsek S., Catarino N., Coad P., Koivuranta S., Krat S., Matthews G.F., Mayer M., Petersson P., JET Contributors* // Phys. Scr. 2016. T. 167. 014075.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/T167/1/014075>
27. *Romazanov Y., Brezinsek S., Kirschner A., Borodin D., Ek-saeva A., Pitts R.A., W. Lisgo S., Anand H., Veshchev E., Neverov V.S., Kukushkin A.B., Alekseev A.G., Linsmeier C.* // Contrib. Plasma Phys. 2019. e201900149.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201900149>
28. *Alimov V.Kh., Yajima M., Masuzaki S., Tokitani M., LHD Experiment Group* // Fusion Eng. Des. 2019. V. 147. P. 111228.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.06.001>
29. *Krat S.A., Gasparyan Yu.M., Popkov A.S., Pisarev A.A.* // Vacuum. 2014. V. 105. P. 111–114.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.01.006>
30. *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.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/9/093031>
31. *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.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.02.017>
32. *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.
<https://doi.org/10.1063/1.4985086>
33. *Courtois X., Aumeunier M.-H., Balorin C., Migozzi J.B., Houry M., Blanckaert K., Mouddean Y., Pocheau C., Saille A., Hugot E., Marcos M., Vives S., WEST Team* // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146 B. P. 2015.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.03.090>
34. *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.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab8c65>
35. *Guilhem D.* // Fus. Eng. Des. 74 (1). P. 879.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2005.08.021>
36. *F4E_D_2B7C62 – T008 D18* // Detailed trade-off with supporting prototyping evidence, ASE Optics.
37. *Menon M.M., Barry R.E., Skinner C.H., Gentile C.* // Proc. Symposium on Fusion Technology. 1999. Cat. No. 99CH37050.
<https://doi.org/10.1109/FUSION.1999.849833>
38. *ITER_D_2K3K7Y v1.0 – 57 – IVVS – “Design Description Document (DDD) for the IVVS Measurement System (MS)”*
39. *Skinner C.H., Gentile C.A., Menon M.M., Barry R.E.* // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 1081.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/9/301>
40. *Schars U., Jueptner W.* Digital Holography: digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques // Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. 2005.
41. *Pedrini G., Calabuig A., Jagannathan G., Kempenaars M., Vayakis G., Osten W.* // Applied Optics. 2019. V. 58. Issue 5. P. A147–A155.
<https://doi.org/10.1117/12.2550453>
42. *Eich T., Sieglin B., Scarabosio A., Fundamenski W., Goldston R.J., and Herrmann A.* (ASDEX Upgrade Team) // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. 215001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.215001>
43. *Reichle R., Andrew P., Counsell G., Drevon J.-M., Encheva A., Janeschitz G., Johnson D., Kusama Y., Levesy B., Martin A., Pitcher C.S., Pitts R., Thomas D., Vayakis G., and Walsh M.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 10E135.
<https://doi.org/10.1063/1.3491199>
44. *Courtois X., Sortais C., Melyukov D., Gardarein J.L., Semerok A., Grisolia Ch.* // Fus. Eng. Des. 2011. V. 86. P. 1714.
45. *Gasparyan Y., Bulgadaryan D., Efimov N., Efimov V., Krat S., Popova M., Sinelnikov D., Vovchenko E., Dmitriev A., Eleis D., Mukhin E., Razdobarin A., Minaev V., Novokhatsky A., Sakharov N., Varfolomeev V.* // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 172. P. 112882.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112882>
46. *Schweer B., Beyene G., Brezinsek S., Gierse N., Huber A., Irrek F., Kotov V., Philipps V., Samm U., Zlobinski M.* // Phys. Scr. 2009. V. T138. P. 014008.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/2009/T138/014008>
47. *Maddaluno G., Almaviva S., Caneve L., Colao F., Lazic V., Laguardia L., Gasior P. and Kubkowska M.* // Nucl. Mater. Energy. 2019. V. 18. P. 208.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.12.029>
48. *Wu H., Li C., Wu D., Liu J., He Z., Li Q., Yuan S., Cui X., Hai R. and Ding H.* // J. Anal. At. Spectrom. 2021. V. 36. P. 2074.
<https://doi.org/10.1039/D1JA00196E>
49. *Zaytsev S.M., Popov A.M. and Labutin T.A.* // Spectrochim. Acta – Part B At. Spectrosc. 2019. V. 158. P. 105632.
<https://doi.org/10.1016/j.sab.2019.06.002>
50. *Paris P., Piip K., Hakola A., Laan M., Aints M., Koivuranta S., Likonon J., Lissovski A., Mayer M., Neu R., Rohde V. and Sugiyama K.* // Fusion Eng. Des. 2015. V. 98. P. 1349.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/T167/1/014043>
51. *Almaviva S., Caneve L., Colao F., Maddaluno G.* // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 2087.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.03.109>

52. *Marenkov E.D., Tsygvintsev I.P., Gasparyan Y.M. and Stepanenko A.A.* // Nucl. Mater. Energy. 2021. V. 28. P. 101029.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.101029>
53. *Rubel M., Coad J.P., Widdowson A., Matthews G.F., Esser H.G., Hirai T., Likonen J., Linke J., Lungu C.P., Mayer M., Pedrick L., Ruset C.* JET-EFDA Contributors // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. P. S1204–S1207.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.266>
54. *Hakola A., Koivuranta S., Likonen J., Herrmann A., Maier H., Mayer M., Neu R., Rohde V.* ASDEX Upgrade Team. // J. Nucl. Mater. 2015. V. 463. P. 162.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.11.034>
55. *Lagoyannis A., Tsavalas P., Mergia K., Provatas G., Triantou K., Tsompopoulou E., Rubel M., Petersson P., Widdowson A., Harissopulos S., Mertzimekis T.J.* and the JET contributors // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 076027.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa6ec1>
56. *Likonen J., Heinola K., De Backer A., Baron-Wiechec A., Catarino N., Jepsu I., Ayres C.F., Coad P., Koivuranta S., Krat S., Matthews G.F., Mayer M., Widdowson A.* JET Contributors // Nucl. Mater. Energy. 2019. V. 19. P. 166.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.02.031>
57. *Krat S., Mayer M., Coad J.P., Lungu C.P., Heinola K., Baron-Wiechec A., Jepsu I., Widdowson A.* JET Contributors // Nucl. Mater. Energy. 2021. V. 29. P. 101072.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.101072>
58. *Krat S., Mayer M., Bykov I., Lungu C.P., de Saint Aubin G., Widdowson A., Carvalho I.S.* JET contributors // Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 11. P. 20.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.02.026>
59. *Mayer M., Krat S., Coad J.P., Hakola A., Likonen J., Lindig S., Widdowson A.* JET-EFDA Contributors // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. P. S780–S783.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.167>
60. *Krat S., Mayer M., von Toussaint U., Coad P., Widdowson A., Gasparyan Y., Pisarev A.* JET contributors // Nucl. Mater. Energy. 2017. V. 12. P. 548–552.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.12.005>
61. *Coad J.P., Hole D.E., Rubel M., Widdowson A., Vince J.* // Phys. Scr. 2009. V. T138. P. 014023.
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/2009/T138/014023>
62. *Tomohiko Ushikia, Ryota Imazawaa, Hidetoshi Murakamia, Kosuke Shimizua, Tatsuo Sugieb, Takaki Hatae* // Fus. Eng. Des. V. 168. 112665.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112665>
63. *Лисица В.С., Мухин Е.Е., Кадомцев М.Б., Кукушкин А.Б., Кукушкин А.С., Курскиев Г.С., Левашова М.Г., Толстяков С.Ю.* // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 2. С. 157.
64. *Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянова А.Ю., Лукаша В.Э., Мишеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р.* // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. С. 986.
65. *Mukhin E.E., Andrew P., Anthoine A.D., Bazhenov A.N., Barnsley R., Bukreev I.M., Bukhovets V.L., Chernakov A.P., Gorodetsky A.E., Kochergin M.M., Koval A.N., Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Kurskiev G.S., Levashova M.G., Litvinov A.E., Lituovsky V.N., Markin A.V., Mazul I.V., Masyukevich S.V., Miroshnikov I.V., Nemov A.S., Novokhatsky A.N., Razdobarin A.G., Sherstnev E.V., Samsonov D.S., Semenov V.V., Smirnov A.S., Temmerman G.D., Tolstyakov S.Y., Zalavutdinov R.K., Walsh M.J.* // Nucl. Fusion. 2016. V. 56. P. 036017.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/56/3/036017>
66. *Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Курскиев 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., Букреев И.М., Дмитриев А.М., Елец Д.И., Сениченков В.А., Терещенко И.Б., Варшавчик Л.А., Ходунов И.А., Чернаков Ан.П., Марчий Г.В., Николаенко К.О., Ермаков Н.В.* // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 8. С. 722.
67. *Moser L., Marot L., Steiner R., Newman M., Widdowson A., Ivanova D., Likonen J., Petersson P., Pintsuk G., Rubel M., Meyer E. and JET Contributors* // Phys. Scr. 2016. V. T167. P. 014069
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/T167/1/014069>
68. *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., Kobelev A.A., Miroshnikov I.V., and Smirnov A.S.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 093022.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/9/093022>

УДК 533.9

ЗОНДОВОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ КОМПЛЕКСНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ДИВЕРТОРОМ ТОКАМАКА TRT

© 2022 г. А. А. Айрапетов^а, *, Л. Б. Беграмбеков^а, Я. А. Садовский^а

^а Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

*e-mail: AAAirapetov@mephi.ru

Поступила в редакцию 09.06.2022 г.

После доработки 07.10.2022 г.

Принята к публикации 10.10.2022 г.

Выбор материалов, контактирующих с плазмой, и конфигурации для энергетических термоядерных реакторов до сих пор неочевиден. Помочь решить этот вопрос должен создаваемый токамак с реакторными технологиями (TRT). В этой связи максимально полное изучение воздействия плазмы на дивертор токамака при различных типах разрядов и анализ его последствий имеют большое значение. Диверторные зонды – устройства, измеряющие термические и корпускулярные потоки на поверхность дивертора и/или фиксирующие результаты их воздействия на дивертор, нашли широкое применение в термоядерных установках. В статье рассмотрены особенности, достоинства и недостатки представленных в литературе диверторных зондов, а также случаи использования образцов материалов или устройств для решения отдельных задач, выполняемых диверторными зондами. Представлена предварительная конструкция и тепловые расчеты диверторного зонда для токамака TRT, способного, по мнению авторов, выполнить комплекс измерений, позволяющих составить заключение о механизмах и закономерностях процессов на поверхности дивертора в зависимости от параметров и условий плазменного облучения, а также ускорить определение оптимальных материалов и режимов плазменного облучения тайлов дивертора.

Ключевые слова: токамак, TRT, дивертор, диверторный зонд, измерения, облучение дивертора, модификация материала

DOI: 10.31857/S0367292122600625

ВВЕДЕНИЕ

Проблеме дивертора как элемента токамака, подвергающегося наиболее интенсивному плазменному воздействию, уделяется большое внимание как на стадии разработки и создания практически каждого токамака, так и в течение его эксплуатации. В случае токамака с реакторными технологиями (TRT) связанные с дивертором проблемы – конструкция, материалы, условия его плазменного облучения, методы диагностики – требуют особого внимания, поскольку до сих пор нет адекватного решения для диверторов токамаков с длинными разрядными импульсами или квазистационарными режимами, приводящими к интенсивным длительным потокам плазмы на дивертор, и именно такие режимы предполагается получить на TRT [1]. Основные параметры TRT приведены в табл. 1.

Для разработки материалов и режимов плазменного облучения диверторов токамаков следующего поколения, способных работать в квазистационарном режиме, важно выявить специфику и параметры процессов взаимодействия

плазмы с дивертором в условиях экстремально высоких температур и интенсивностей плазменного облучения, реализуемых на его поверхности [3]. Для выполнения этой задачи TRT должен обладать диагностикой, позволяющими получить требуемую информацию. Рассмотрев методы диагностики, информация о которых опубликована на данный момент [4] (помимо статей данного выпуска), можно выделить несколько групп диагностик. Первая группа направлена на измерение основных параметров плазмы: активная спектроскопия [5], диагностики по потокам атомов [6, 7], измерение электронной плотности плазмы [8], диагностики быстрых ионов и убегающих электронов [9], диагностический инжектор пучков атомов [10]. Вторая группа касается измерения диверторной плазмы: диагностика примесей и водорода в диверторной плазме [11]; диагностика краевой и диверторной плазмы, совмещенными с томсоновским рассеянием/ЛИФ [12]. Эти диагностики позволяют определить параметры диверторной плазмы и влияние дивертора на нее. Непосредственно диагностике поверхности, контактирующей с плазмой, посвящена лазерная ди-

Таблица 1. Основные параметры ТРТ

Средняя плотность плазмы ($\langle n_e \rangle$), м^{-3}	до 2×10^{20} [1]
Длительность разряда, с	до 100 [1]
Температура плазмы T , кэВ	6–8 [1]
Плотность плазмы на сепаратрисе, м^{-3}	$n_{es} \gtrsim 0.5n_e$ [2]
Пиковая нагрузка на дивертор (без газовой мишени), $\text{МВт}/\text{м}^2$	30–40 [3]
Тепловая нагрузка на дивертор (в случае классического дивертора), $\text{МВт}/\text{м}^2$	До 15 [4]
Охлаждение дивертора	Деминерализованная вода [3]
Температура охлаждающей воды на входе в дивертор	70°C [3]

агностика первой стенки [13]. Таким образом, видно, что для решения отмеченной выше задачи необходимо разработать способ, позволяющий непосредственно проводить изучение материала дивертора после воздействия плазмы токамака на него.

Вопрос воздействия плазмы на материалы является одним из самых важных для создания термоядерного реактора. Для его решения проводится много исследований как на токамаках, так и на других установках [14]. Для изучения воздействия плазмы токамаков на материалы на разных установках применяются разные подходы. Практически на всех токамаках выполняется анализ диверторных тайлов или их отдельных элементов после воздействия плазмы токамаков. Такой подход является основным для токамаков JET [15, 16] и WEST [17, 18]. Такие исследования проводят после того, как элементы дивертора выработают свой ресурс, производится их замена или модернизация. Информация, получаемая таким образом, является интегральной за все время экспонирования, включающая разряды в различных режимах, по-разному воздействующих на дивертор. Поэтому на ее основе трудно сделать определенные заключения о закономерностях и процессах, инициируемых плазмой на поверхности дивертора. В ряде случаев часть анализа может проводиться без удаления дивертора из вакуумной камеры, путем размещения диагностического оборудования на манипуляторе внутри вакуумной камеры [19]. Это позволяет определить, когда и какие элементы дивертора получили значительные повреждения, и когда необходимо их удалять или забирать на полноценный анализ. Однако проведение даже такого предварительного анализа возможно лишь во время длительных этапов обслуживания токамака.

С целью анализа воздействия плазмы на материал широко используются специальные образцы, устанавливаемые на первой стене или на элементах дивертора [20]. При этом усреднение воздействия плазмы на материал дивертора происходит обычно уже по меньшему числу разрядов. Если такие образцы могут быть извлечены из

плазменной камеры без удаления элемента дивертора из вакуумной камеры, их анализ может выполняться проще и чаще. Такая диагностика будет применяться, например, в установке ITER [21, 22]. При этом в большинстве случаев для этого требуется развакуумирование камеры и проведение работ либо вручную, либо с применением манипуляторов. Это приводит к тому, что время, когда можно провести замену образцов, определяется общим планом работы установки, и удаление образцов для анализа не может быть проведено “по требованию”.

Этих недостатков лишены зонды, служащие для экспозиции образцов в плазме и имеющие собственную систему, обеспечивающую передвижение образцов без нарушения вакуума в камере токамака. Конструкция и функционал таких зондов сильно зависят от параметров токамака, месторасположения зонда, режима облучения. При этом каждый зонд (как и каждый токамак) является уникальной конструкцией, и, зачастую, имеет собственное имя, например, DIMES, MATEO, MAPP, MAPES.

Зонды для экспонирования образцов вне диверторной области используются во многих установках: COMPASS [23], HT-7 [24], TOMAS [25], EAST [26], KSTAR [27]. Они имеют собственную систему перемещения, отдельную вакуумную систему, но, обычно, не имеют активной системы охлаждения образцов. Отсутствие системы охлаждения объясняется либо низкими потоками энергии на стенку, либо малыми длительностями разрядов. Неохлаждаемые зонды могут размещаться и в диверторной области. Так для COMPASS проектируют неохлаждаемый зонд, рассчитанный на короткие импульсы с длительностями до 2 с и с потоками до $10 \text{ МВт}/\text{м}^2$ [28]. Также неохлаждаемыми являются системы зондов DIMES в токамаке DIII-D [29]; MAPP в NSTX [30]; не являющийся зондом, но очень близким по конструкции и функциям является лимитер токамака TEXTOR [31].

В некотором смысле неохлаждаемым “диверторным зондом” является дивертор токамака КТМ

[32, 33]. В нем дивертор устроен так, что каждая из кассет дивертора может быть заменена без нарушения вакуума в токамаке. Это возможно было реализовать за счет того, что дивертор является неохлаждаемым при потоке тепла на дивертор $2\text{--}20 \text{ МВт/м}^2$ и длительности импульса $2\text{--}4 \text{ с}$.

Существуют диверторные зонды, которые обладают собственной системой охлаждения. Примером таких конструкций являются система DIM-II в токамаке ASDEX Upgrade [34] и МАТЕО в стеллараторе W7-X [35]. В случае DIM-II зондом является часть дивертора (2 из 128 внешних пластин), и в нем реализована та же система охлаждения, что и в самом диверторе. Есть два режима работы зонда: в первом — на зонд устанавливаются небольшие легкоосъемные образцы, а во втором — зонд повторяет конструкцию дивертора. При этом в первом режиме допустимы нагрузки значительно меньше, чем во втором. Максимальная длительность разряда при этом составляет 10 с, а время между разрядами — 20 минут, что определяется режимом тепловой нагрузки на дивертор.

В случае стелларатора W7-X зонд проектируется (активное проектирование было запланировано на 2018–2019 г. [36], о ходе работ было опубликовано в 2021 г. [35]) с собственной системой охлаждения, за счет чего возможно облучать отдельные образцы в стационарном режиме с плотностью мощности до 2 МВт/м^2 , а с большей плотностью мощности (до 10 МВт/м^2) можно облучать только поверхность самого зонда [35]. Одной из отличительных особенностей этого зонда относительно DIM-II является то, что зонд в данном случае не является частью дивертора, и возможна работа установки без зонда. Это является компромиссным решением, которое не позволяет получить на зонде характерные для дивертора режимы облучения. В случае МАТЕО его функции не ограничиваются (по крайней мере на ранней стадии проекта) облучением образцов, и предполагается, что он будет содержать несколько элементов, включая наборы зондов Ленгмюра, термомпары, зонд Маха, выводы оптоволокну и пьезоэлектрический клапан для подачи газа [36]. Некоторые из перечисленных элементов применяются и в других зондах, но в меньшем количестве и при меньших тепловых нагрузках, чаще всего в диверторных зондах встречаются зонды Ленгмюра. Иногда диверторные зонды используются даже не для изучения взаимодействия плазмы с материалами, а только для измерения параметров плазмы. Так на диверторном зонде в установке TCV на подвижном вводе располагается только набор зондов Ленгмюра [37].

Широкое применение зондов Ленгмюра в токамаках [38] объясняется сравнительно простой реализацией. Они применимы в широких диапазонах параметров плазмы; их функционирова-

ние подробно описано теорией, позволяющей однозначно интерпретировать результаты, полученные с их помощью. Почти в каждой установке такие зонды присутствуют в диверторной области: EAST [39], W7-X [40], DIII-D [41], WEST [42], KSTAR [43], они будут применяться и в диверторе установки ITER [44]. Зонды позволяют измерять параметры плазмы (температуру, плотность), определять тепловой поток на поверхность. Они могут работать с плотностями порядка 10^{20} м^{-3} [45], при плотностях потока энергии 15 МВт/м^2 и выше, успешно применяются в режиме отрыва плазмы от дивертора (детачмент) [46, 47].

При экспонировании образца в плазме необходимо знать параметры, при которых он облучался, желательно проводить измерения в той же точке, а лучше на самом образце. Поэтому оптимальным является возможность использовать сам исследуемый образец в качестве зонда Ленгмюра. Для этого необходимо обеспечить нужную геометрию (поверхность зонда должна быть заглублена в плазму) и возможность измерения тока при подаче на него напряжения до 200 В.

В большинстве случаев сведения о взаимодействиях, полученных в термоядерных установках относились к случаям сравнительно кратковременных воздействий на материалы. Так как режимы облучения материалов, ожидаемые в токамаке ТРТ, достижимы на сравнительно небольшом количестве установок [1, 3, 48], то информация о развитии процессов с изменением структуры, фазового состояния, плотности материалов, которую можно будет получить на ТРТ, представляет интерес для создания диверторов токамаков следующих поколений.

Перечисленные обстоятельства побудили авторов предлагаемой статьи приступить к разработке диверторного зонда для работы в токамаке ТРТ. Далее представлены основные задачи, для решения которых создается диверторный зонд, а также способы их реализации; описаны общая структура зонда, компоненты зонда, особенности конструкции и условия их работы.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ ДИВЕРТОРНЫМ ЗОНДОМ

В соответствии с целями создания токамака ТРТ можно говорить о двух основных задачах, стоящих перед создаваемым зондом. Первой задачей является получение комплекса данных, необходимых для однозначной интерпретации результатов измерений и разработки на их основе описания процессов, иницируемых на поверхности дивертора плазменным облучением. Для успешного выполнения этой задачи зонд должен параллельно обеспечивать измерение параметров плазмы, воздействующей на дивертор, и реги-

страцию изменений, происходящих на поверхности и в объеме материала дивертора в результате плазменного облучения с измеренными параметрами. Этот комплекс измерений включает: измерение температуры дивертора, плотности тока ионов и электронов на дивертор, а также исследования, позволяющие судить о воздействии плазменного облучения на поверхность дивертора в течение одного или серии однотипных импульсов.

Вторая задача заключается в проведении измерений, необходимых для выявления процессов в материале дивертора при длинных импульсах с большой корпускулярной и термической нагрузкой на его поверхность. Такое исследование должно включать анализ процессов эрозии поверхности дивертора, изучение модификации состава и структуры его материала. Для выполнения этой задачи описанные выше исследования будут дополняться также анализом взаимосвязи характера модификации материала дивертора при длительном воздействии потоков плазмы с явлениями перенапыления частиц материала. С этой целью предполагается использовать современные методы анализа материалов, лабораторные установки, имитирующие условия эксплуатации диверторов следующего поколения термоядерных установок.

ДИВЕРТОРНЫЙ ЗОНД В ТОКАМАКЕ ТРТ

Конструкцию зонда и устройства, обеспечивающего его работу, определила необходимость отвечать всем перечисленным выше требованиям, а также соответствовать особенностям конструкции дивертора и его расположения относительно патрубка вакуумной камеры ТРТ.

Обращенные к плазме поверхности дивертора сформированы пятью компонентами: внутренней и наружной вертикальными мишенями (ВВМ и НВМ), внутренней и наружной отражающими мишенями (ВОМ и НОМ) и куполом [3]. Положение сепаратрисы в стационарном режиме и в случае качания и положение дивертора относительно вакуумного патрубка позволяют разместить диверторный зонд на наружной вертикальной мишени. При этом может быть выбрано размещение зонда в области сепаратрисы, в зоне ее качания или в удаленной от нее области.

Зонд предполагается вводить в вакуумную камеру ТРТ через фланец диверторного патрубка и подводить к дивертору по направляющей трубе с помощью трубы-манипулятора (предварительная геометрия представлена на рис. 1). Так как часть зонда, обращенная к плазме, должна быть параллельна облучаемой плоскости дивертора, то логично сделать так, чтобы диверторный зонд подходил к дивертору перпендикулярно его плос-

кости. Поэтому труба-манипулятор должна позволять проходить как минимум один изгиб направляющей трубы, т.е. быть условно гибкой. В качестве материала условно гибкой трубы может выступать титан, как это реализуется в эндоскопе диагностики пыли Dust Monitor ITER [49]. Величина предела упругости титана позволяет изгибать трубку диаметром 8 мм с радиусом изгиба 0.8 м без перехода в режим пластической деформации (на рис. 1 радиус изгиба направляющей трубы составляет 0.8 м).

КОНСТРУКЦИЯ ДИВЕРТОРНОГО ЗОНДА

Конструкция зонда определяется его функциями. Для возможности оперативного проведения анализа результатов воздействия плазмы на зонд его облучаемая часть должна быть выполнена в виде съемного исследуемого образца. Соответствие условий облучений сменного образца зонда условиям облучения тайла достигается при предотвращении заметной разницы их температур при плазменном облучении, что в свою очередь обеспечивается наличием системы охлаждения сменного образца. Наконец, для измерения токов ионов и электронов на зонд и использования его в режиме зонда Ленгмюра, требуется изолирование сменного образца от остальных частей зонда (характерная разность потенциалов между ними может составлять до 200 В).

Исходя из вышеперечисленного, была разработана конструкция зонда. На рис. 2а представлено расположение зонда в диверторе. Тайл (1) представляет собой массив циркониевой бронзы (2) с каналом охлаждения диаметром 12 мм, к которому через медный слой толщиной 1–2 мм крепятся вольфрамовые плитки толщиной 4 мм [3]. Так как канал охлаждения тайла занимает приблизительно половину его ширины (2), зонд располагается между двумя соседними тайлами (3) уменьшенной ширины так, что его поверхность находится в одной плоскости с поверхностью тайлов. Сменный образец в представленной конструкции имеет размеры облучаемой поверхности 8×21 мм², которые определяются высотой тайла (в представленной конструкции – 22 мм), зазорами между тайлами 0.5 мм и зазорами между зондом и тайлами 1 мм.

Сменный образец представлен на рис. 2б. В базовом варианте материалом, облучаемым плазмой, является вольфрам. Вольфрамовая часть образца (1) толщиной 3 мм припаивается к медному основанию (2), толщина которого также равна 3 мм. В нем располагается отверстие для термопары (3). Фиксация сменного образца на держателе осуществляется с помощью упругих бронзовых лапок (3), которые припаяны к основанию.

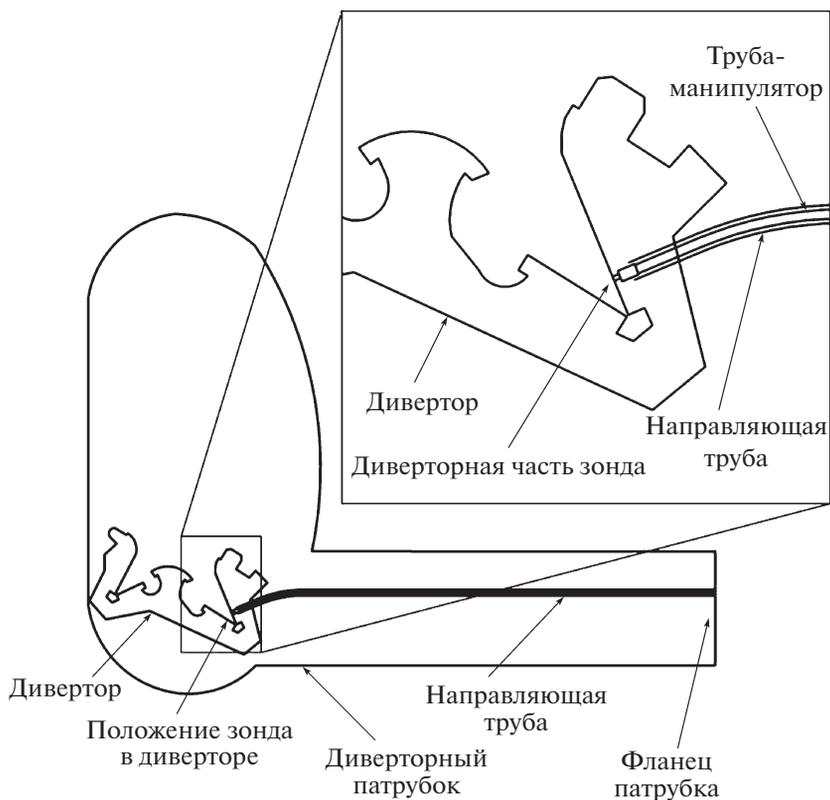


Рис. 1. Геометрия ввода диверторного зонда в вакуумную камеру токамака и его положение в токамаке ТРТ.

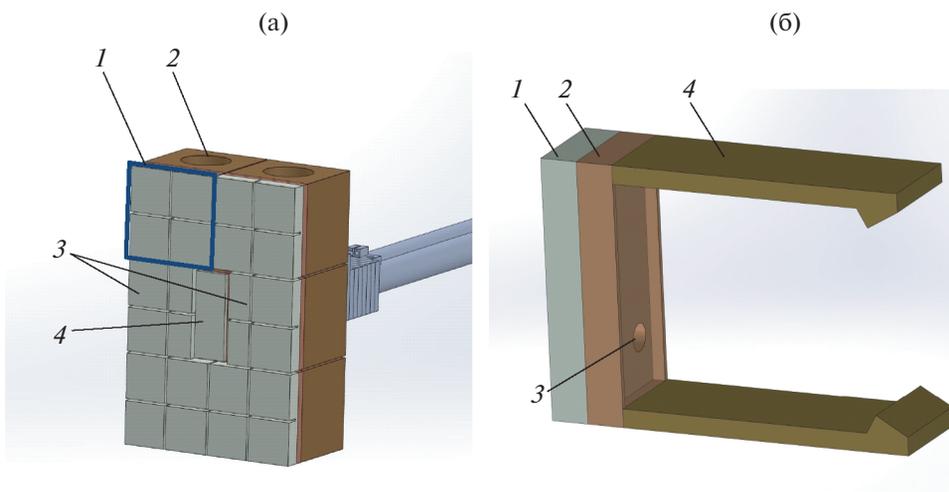


Рис 2. а) – Расположение сменного образца в диверторе: 1 – тилл стандартной ширины, 2 – бронзовое основание тилла с каналом охлаждения, 3 – тиллы уменьшенной ширины, 4 – сменный образец; б) – сменный образец: 1 – вольфрамовая часть образца, 2 – медное основание, 3 – отверстие для термпары, 4 – бронзовые лапки.

Сменный образец, расположенный на держателе, представлен на рис. 3, и так как зонд несимметричный, плоскость разреза проходит под углом к боковым поверхностям. Сменный образец (1) с помощью упругих лапок прижимается к охлаждаемому держателю из циркониевой брон-

зы (2). Форма лапок и основания подобраны так, чтобы при установленном образце они находились в деформированном состоянии и обеспечивали прижим образца к держателю. Охлаждение держателя обеспечивается потоком деминерализованной воды через канал охлаждения (3) и ко-

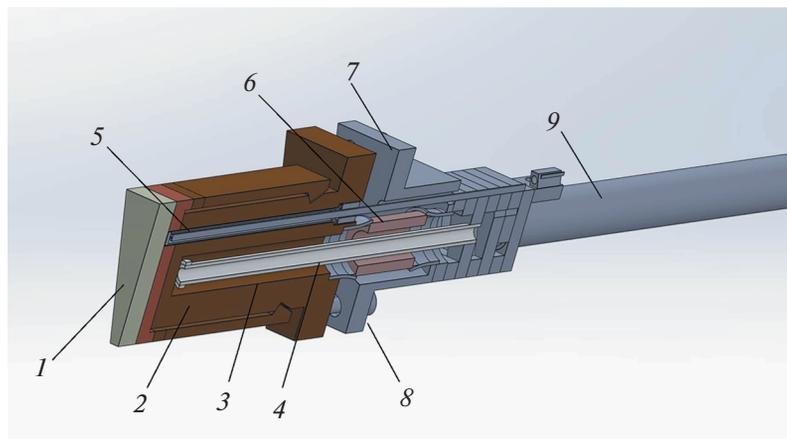


Рис. 3. Диверторный зонд и его элементы: 1 – сменный образец, 2 – охлаждаемый держатель, 3 – канал охлаждения, 4 – внутренняя диэлектрическая трубка охлаждения, 5 – термопара образца, 6 – внешняя керамическая трубка охлаждения, 7 – оголовник ввода, 8 – винты с изоляторами, 9 – трубы охлаждения (вторая находится вне плоскости разреза).

аксиально расположенную в нем диэлектрическую трубку (4). Также через охлаждаемое основание проходит термопара (5) от образца. Охлаждающая жидкость подается в канал охлаждения через керамическую трубку (6), которая одним концом припаяна к охлаждаемому основанию, а другим – к оголовнику ввода (7). Крепление охлаждаемого основания к оголовнику дублируется винтами с изоляторами (8), через один из этих винтов подводится провод, подающий напряжение на зонд (на рис. 3 не показан). С другой стороны к оголовнику подходят трубы охлаждения (9). Так как, исходя из размеров, охлаждение держателя образца реализуется концентрическими трубками, а подвод и отвод охлаждающей жидкости предпочтительно делать параллельными трубками, одна из функций оголовника – это перевод охлаждающих потоков из параллельных в коаксиальные. Это осуществляется с помощью сваренных пластин с внутренними отверстиями разной геометрии.

Приведенная выше конструкция создавалась на основе тепловых расчетов. Для оценки теплового контакта между сменным образцом и его держателем можно использовать данные для коэффициента теплоотдачи между двумя плоскими деталями из меди ($5000 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ при сдвигивающем усилии 0.6 МПа , шероховатость около 1 мкм [49]). При потоке 15 МВт/м^2 за счет такого теплового сопротивления перепад температур поверхностей составит величину около 3000 К . Для уменьшения теплового сопротивления может быть использована термопаста на силиконовой основе (например, [50], рабочая температура до 350°C , теплопроводность 12.5 Вт/мК) или высокотемпературная вакуумная паста (например, PELCO 16047, с рабочей температурой до 927°C и

теплопроводностью 9 Вт/мК [51]). Использование этих термопаст может обеспечить коэффициент теплоотдачи порядка $10^6 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ при рекомендованной толщине около 10 мкм (аналогично никелевому припою при толщине 100 мкм). Соответственно, при таком тепловом контакте перепад температуры составит около 15 К .

Так как стоит задача сравнить температуры облучаемой поверхности зонда и тайла, то были проведены расчеты для обеих конструкций. Для проведения тепловых расчетов необходимо знать температуру поверхностей, охлаждаемых водой. Для тайла оценка коэффициента теплопередачи при скорости воды 10 м/с , температуре на входе 70°C через канал диаметром 12 мм [3] без учета “закрученности” дает значение $5 \times 10^4 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$. Закрученность увеличивает теплопередачу более чем в два раза [52]. Поток тепла на тайл при плотности мощности 15 МВт/м^2 составляет около 7 кВт , площадь охлаждаемой водой поверхности около 800 мм^2 . Соответственно, разница температур воды и стенки трубы при коэффициенте теплопередачи $1 \times 10^5 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$ составит 90°C . Оценка коэффициента теплопередачи для зонда составляет при той же скорости и температуре потока величину порядка $7 \times 10^4 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$ (без учета разворота потока, который увеличивает теплопередачу). На поверхность зонда приходит поток тепла около 2.5 кВт , что при охлаждаемой площади 500 мм^2 дает разницу температур воды и стенки около 70°C . Так как разница температуры стенок, охлаждаемых водой, для тайла и зонда незначительна, в дальнейших расчетах будет применяться одинаковая температура стенок, равная 160°C , для обоих случаев.

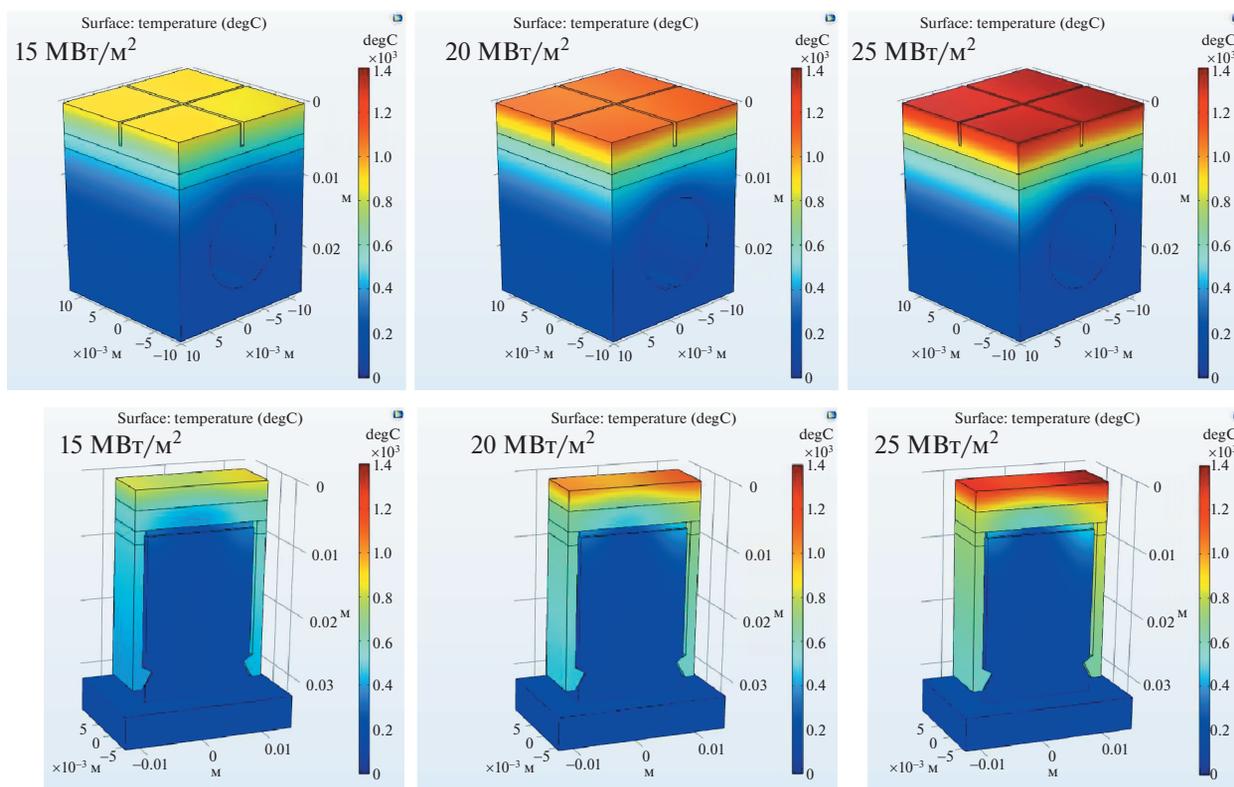


Рис. 4. Распределение температур для тайла (вверху) и зонда (внизу) при тепловых потоках на облучаемую поверхность 15, 20, 25 МВт/м².

В среде COMSOL Multiphysics был проведен расчет температур для зонда и тайла при тепловых потоках на облучаемые поверхности 15, 20, 25 МВт/м². Температура охлаждаемых стенок была взята 160°C, коэффициенты серости поверхностей – 0.2, коэффициент теплопередачи паянных контактов и контакта образец-держатель составляют 10⁶ Вт/м² К.

Полученные распределения температур представлены на рис. 4 (тепловые шкалы везде одинаковы: от 0 до 1400°C). Полученные результаты показывают, что температура облучаемой поверхности тайла составляет величины около 900, 1100 и 1400°C, образца – 850–900, 1000–1100, 1200–1400 при потоках 15, 20, 25 МВт/м². Температура поверхности зонда имеет небольшую неоднородность за счет несимметричности зонда, и на большей части поверхности соответствует температуре поверхности тайла.

В ходе тепловых расчетов была проведена также оценка разницы температуры, измеряемой термопарой, и температуры поверхности зонда. Эта величина составила 200°C при тепловом потоке 15 МВт/м².

С целью проверки результатов теплового расчета зонда предполагается тестирование его прототипа на установке СОПТМАТ (НИЯУ МИФИ,

Москва) [53, 54]. Данная установка позволяет проводить облучение образцов ионами или электронами в импульсном или стационарном режиме с мощностью до 270 МВт/м² [55]. В ходе тестирования будут получены данные для возможной модификации конструкции зонда.

ОСОБЕННОСТИ И ФУНКЦИИ ДИВЕРТОРНОГО ЗОНДА

Конструкция диверторного зонда позволит провести измерения термических и корпускулярных потоков, облучающих тайл дивертора, а также изучить процессы на поверхности и в объеме тайла в течение одиночного или многочисленных длинных разрядных импульсов токамака.

Изоляция сменного образца от тайла сделает возможным измерения токов ионов плазмы на образец. Для работы в режиме зонда Ленгмюра диверторный зонд будет устанавливаться так, чтобы поверхность сменного образца оказывалась выдвинутой над облучающей поверхностью тайла.

Измерение в реальном времени “in situ” температуры сменных образцов и тока облучающих ионов при выполнении перечисленных выше и других измерений сделает возможным установить

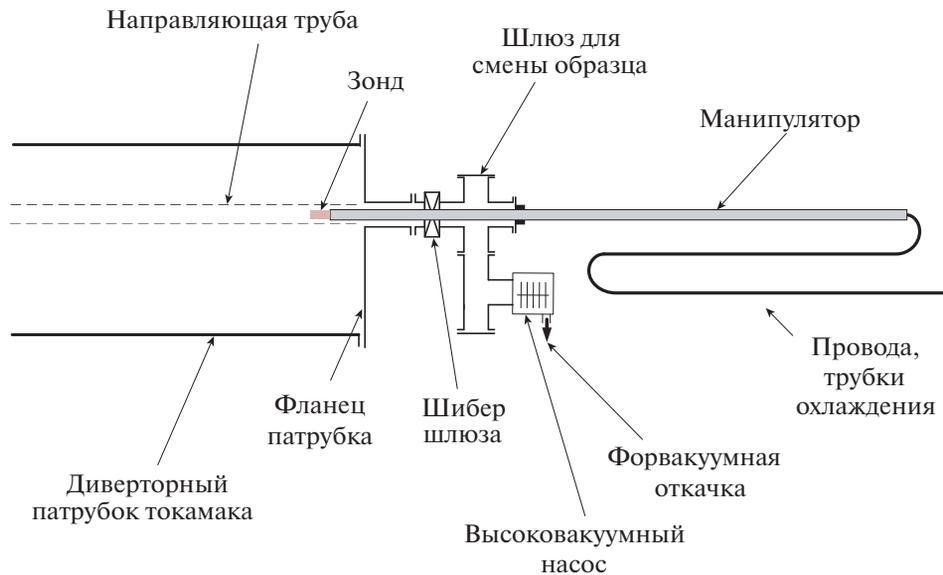


Рис. 5. Общая схема зондового устройства и вакуумной системы зонда.

соответствие между параметрами плазменного воздействия на дивертор и характером процессов на его поверхности и в объеме материалов.

Анализ экспонированных в плазме образцов, выполненных из материала дивертора, позволит определить скорость распыления дивертора; характер модификации структуры и рельефа его поверхности; количество и состав твердотельной примеси, осевшей на поверхности дивертора; составы и свойства поверхностных слоев, сформировавшихся на поверхности при осаждении примесей, а также количество и характер удержания дивертором газов, внедрившихся в его объем, в том числе при осаждении примесей.

Возможность извлекать из токамака и анализировать экспонированные в плазме образцы, заменять их без нарушения вакуума в камере токамака и нарушения работы дивертора, позволит изучать динамику развития процессов на его поверхности, их зависимость от длительности облучения, типов и параметров разряда, температуры поверхности дивертора.

ЗОНДОВОЕ УСТРОЙСТВО И ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА ЗОНДА

Зондовое устройство (рис. 5) присоединяется к токамаку через диверторный патрубок и обеспечивает возможность смены образца без нарушения вакуума в камере токамака. Устройство включает шибер, шлюз для смены образцов, вакуумный ввод, через который проходит труба-манипулятор, вакуумную систему, включающую вакуумные насосы, клапаны, датчики, а также не показанные на рис. 5 элементы, обеспечивающие

возможность проводить работы по монтажу и обслуживанию зондового устройства и вакуумной системы.

Рассматривается два варианта устройства: для проведения манипуляций с образцами вручную и с помощью автоматической механизированной системы. Во втором случае в шлюзе располагается автоматизированная система смены образцов с камерой хранения свежих образцов и камерой хранения экспонированных образцов.

В обоих вариантах общий порядок работы устройства следующий. На зонд устанавливается образец (при необходимости – с использованием термопасты), после чего он с помощью манипулятора перемещается в токамак и фиксируется в диверторе. Позиционирование манипулятора внутри токамака осуществляется направляющей трубой, закрепленной на вакуумной камере.

После экспонирования образца зонд выводится в шлюз, где экспонированный образец убирается с зонда, и на зонд устанавливается новый образец. Экспонированный образец после этого может либо передаваться дальше на анализ, либо храниться внутри системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлена концептуальная конструкция диверторного зонда для токамака ТРТ, предназначенного для выполнения измерений параметров как плазменного облучения дивертора, так и процессов на поверхности и в объеме материала дивертора при одиночных разрядах и при длительном плазменном облучении.

Зонд вводится в плазменную камеру через диверторный порт и устанавливается в тайле наружной отражающей мишени так, что поверхность его сменного образца располагается в плоскости облучаемой поверхности тайла. Зонд сможет измерять “in situ” характеристики ионных и термических потоков на сменный образец, также предусматривается возможность использовать зонд в качестве зонда Ленгмюра. Анализ экспонированных в плазме образцов, выполненных из материала дивертора, позволит определить скорость распыления дивертора, характер модификации структуры и рельефа его поверхности, количество и состав твердотельной примеси, осевшей на поверхности дивертора, состав и структуру образовавшихся поверхностных слоев, количество газов, внедрившихся в его объем и особенности их удержания.

Зондовое устройство и вакуумная система зонда обеспечивают установку сменного образца на зонд, ввод зонда в токамак, его фиксацию в тайле дивертора, вывод зонда из токамака после экспонирования сменного образца в плазме и его замену на новый образец. Предусматриваются варианты с ручной и автоматизированной работой зондового устройства, а также автоматизированное управление программой выполнения измерений и работой зондовой системы.

Предполагается, что измерение “in situ” температуры сменных образцов и тока облучающих ионов плазмы, а также возможность извлекать из токамака и анализировать сменные образцы без нарушения работы дивертора позволит устанавливать соответствие между параметрами плазменного воздействия на дивертор и характером процессов на его поверхности и в объеме материала и изучать динамику развития этих процессов от длительности облучения, типов и параметров разряда.

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. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110196>
2. Кукушкин А.С., Пшенов А.А. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. С. 1123–1129. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110202>
3. Мазуль И.В., Гиниятуллин Р.Н., Кавина А.А., Литунковский Н.В., Маханьков А.Н., Пискарев П.Ю., Тандчук В.Н. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. С. 1103. <https://doi.org/10.31857/S0367292121110214>
4. Тез. докл. XIX Всероссийская конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, 27 сентября–01 октября 2021 г., Сочи. URL: <http://dvp.iterrf.ru/tezisy>
5. Тугаринов С.Н., Красильников А.В., Кузьмин Н.В., Серов В.В., Серов С.В. // Тез. докл. XIX Всероссийской конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 71.
6. Афанасьев В.И., Гончаров П.Р., Козловский С.С., Мельник А.Д., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несевиич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В. // Тез. докл. XIX Всероссийская конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 73.
7. Артемьев К.К., Красильников А.В., Кормилицын Т.М., Миронов М.И., Афанасьев В.И., Петров М.П., Петров С.Я., Кедров И.В., Антропов Д.А. // Тез. докл. XIX Всероссийская конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 92.
8. Афонин А.Ю., Афонин К.Ю., Вершков В.А., Петров В.Г., Субботин Г.Ф., Шелухин Д.А. // Тез. докл. XIX Всероссийская конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 81.
9. Шевелев А.Е., Хилькевич Е.М., Ильясова М.В., Дойников Д.Н., Полуновский И.А., Найденов В.О. // Тез. докл. XIX Всероссийская конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 79.
10. Иванов А.А., Давыденко В.И., Ступишин Н.В. // Тез. докл. XIX Всероссийская конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 84.
11. Вукулов К.Ю., Андреев Е.Н., Горбунов А.В. // Тезисы докладов XIX Всероссийская конференция Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 68.
12. Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Курские Г.С., Горбунов А.В., Вукулов К.Ю., Лисица В.С., Левашова М.Г., Жильцов Н.С., Соловей В.А., Бабинов Н.А., Корнев А.Ф., Коваль А.Н., Чернаков П.В. // Тез. докл. XIX Всероссийская конф. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 75.
13. Раздобарин А.Г., Дмитриев А.М., Елец Д.И., Мухин Е.Е., Снугирев Л.А., Гаспарян Ю.М., Булгадарян Д.Г., Вовченко Е.Д., Ефимов В.С., Ефимов Н.Е., Крат С.А., Синельников Д.Н., Алексеенко И.В. // Тезисы докладов XIX Всероссийская конференция. Диагностика высокотемпературной плазмы, Сочи. 2021. С. 86.
14. Linsmeier Ch., Unterberg B., Coenen J.W., Doerner R.P., Greuner H., Kreter A., Linke J., Maier H. // Nuclear Fusion. 2017. 57 (9). 092012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa4feb>
15. Coad J.P., Matthews G.F., Widdowson A.M., Rubel M., Likonen J., Bekris N., Brezinsek S., Mayer M. // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 138. P. 78. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.10.002>
16. Rubel M., Coad J.P., Widdowson A., Matthews G.F., Esser H.G., Hirai T., Likonen J., Linke J., Lungu C.P., Mayer M., Pedrick L., Ruset C. // Journal of Nuclear Materials. 2013. V. 438. P. S1204. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.266>
17. Tsitron E., Pegourie B., Gunn J.P., Bernard E., Bruno V., Corre Y., Delpech L., Diez M., Douai D., Ekedahl A., Fedorczak N., Gallo A., Loarer T., Vartanian S., Gaspar J., Le Bohec M., Rigollet F., Bisson R., Brezinsek S., Dittmar T., De Temmerman G., Hakola A., Wauters T., Balden M., Mayer M., and WEST Team // Nuclear Fu-

- sion. 2022. V. 62. № 7. 076028.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2ef3>
18. Gunn J.P., Bucalossi J., Corre Y., Diez M., Delmas E., Fedorczak N., Grosjean A., Firdaouss M., Gaspar J., Loarer T., Missirlan M., Moreau P., Nardon E., Reux C., Richou M., Tsitron E. // Nuclear Materials and Energy. 2021. V. 27.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.100920>
 19. Diez M., Corre Y., Delmas E., Fedorczak N., Firdaouss M., Grosjean A., Gunn J.P., Loarer T., Missirlan M., Richou M., Tsitron E., the WEST Team // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. 106011.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac1dc6>
 20. Hakola A., Brezinsek S., Douai D., Balden M., Bobkov V., Carralero D., Greuner H., Elgeti S., Kallenbach A., Krieger K., Meisl G., Oberkofler M., Rohde V., Schneider P., Schwarz-Selinger T., Lahtinen A., De Temmerman G., Caniello R., Ghezzi F., Wauters T., Garcia-Carrasco A., Petersson P., Bogdanovic Radovic I., Siketic Z., ASDEX Upgrade Team and EUROfusion MST Team // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. № 6. 066015.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69c4>
 21. Campbell D.J., Akiyama T., Barnsley R., Bassan M., Baylor L.R., Bertalot L., Escourbiac F., Giancarli L.M., Gitton P., Guirao J., Kocan M., Krasilnikov V., Kruezi U., Lehnen M., Maruyama S., Ma Y., Merola M., Mitchell N., Pitcher C.S., Raffray A.R., Reichle R., Shigin P., Sirinelli A., Udintsev V., van der Laan J.G., Vayakis G., Wallander A., Walsh M., Watts C. // Journal of Fusion Energy. 2019. 38 (1). P. 11.
<https://doi.org/10.1007/s10894-018-0187-9>
 22. 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., Ligo S.W., Martin V., Palmer J., Pearce R., Philipps V., Pitts R.A., Pampin R., 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>
 23. Matějček J., Weinzettl V., Macková A., Malinský P., Havránek V., Naydenkova D., Klevarová V., Petersson P., Gasior P., Hakola A., Rubel M., Fortuna E., Kolehmainen J., Tervakangas S. // Journal of Nuclear Materials. 2017. V. 493. P. 102.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.06.009>
 24. Zhu D.H., Chen J.L., Zhou Z.J., Yan R., Ding R. // Journal of Nuclear Materials. 2012. V. 435. № 1–3. P. 107.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2012.12.044>
 25. Gorjaev A., Wauters T., Möller S., Brakel R., Brezinsek S., Buermans J., Crombé K., Dinklage A., Habrichs R., Höschen D., Krause M., Kovtun Yu., López-Rodríguez D., Louche F., Moon S., Nicolai D., Thomas J., Ragona R., Rubel M., Rüttgers T., Petersson P., Brunzell P., Linsmeier Ch., Van Schoor M. // Review of Scientific Instruments. 2021. V. 92. 023506.
<https://doi.org/10.1063/5.0033229>
 26. Liu H., Zhou H., Zhao M., Wu J., Xu Y., Wang J., Zhang Y., Sun N., Ding F., Xu Q., Luo G. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. V. 46. № 6. P. 2198–2202.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2825234>
 27. Son S.H., Hong S.-H., Kim J., Kim J.Y., Kim H.S., Ding F., Luo G.-N., Németh J., Zoletnik S., Fenyvesi A., Pitts R. // Fusion Engineering and Design. 2016. V. 109–111. Pt. A. P. 286–289.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.011>
 28. Lukes S., Horacek J., Veselovsky V., Vondracek P., Sestak D., Adamek J., Weinzettl V., Duran I. // Journal of Instrumentation. 2022. V. 17. C02007.
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/02/C02007>
 29. Wong C.P.C., Junge R., Phelps R.D., Politzer P., Puhn F., West W.P., Bastasz R., Buchenauer D., Hsu W., Brooks J., Hua T. // Journal of Nuclear Materials. 1992. V. 196–198. P. 871.
[https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(06\)80159-5](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(06)80159-5)
 30. Taylor C.N., Heim B., Gonderman S., Allain J.P., Yang Z., Kaita R., Roquemore A.L., Skinner C.H., Ellis R.A. // Review of Scientific Instruments. 2012. V. 83. 10D703.
<https://doi.org/10.1063/1.4729262>
 31. Schweer B., Brezinsek S., Esser H.G., Huber A., Mertens Ph., Musso S., Philipps V., Pospieszczyk A., Samm U., Sergienko G., Wienhold P. // Fusion Science and Technology. 2005. 47:2. P. 138.
<https://doi.org/10.13182/FST05-A695>
 32. Azizov E.A., Dokouka V.N., Dvorkin N.Ya., Khayrutdinov R.R., Korotkov V.A., Kovan I.A., Krylov V.A., Leykin I.N., Mineev A.B., Shapovalov G.V., Shestakov V.P., Shkolnik V.S., Tazhibaeva I.L., Tikhomirov L.N., Velikhov E.P. // Plasma Devices and Operations. 2003. 11:1. P. 39.
<https://doi.org/10.1080/1051999031000088457>
 33. Korotkov V.A., Azizov E.A., Cherepnin Yu.S., Dokouka V.N., Dvorkin N.Ya., Khayrutdinov R.R., Krylov V.A., Kuzmin E.G., Leykin I.N., Mineev A.B., Shkolnik V.S., Shestakov V.P., Shapovalov G.V., Tazhibaeva I.L., Tikhomirov L.N., Yagnov V.A. // Fusion Engineering and Design. 2001. V. 56. P. 831–835.
[https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(01\)00361-1](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(01)00361-1)
 34. Zammuto I., Herrmann A., Jaksic N., Li M., Balden M., Rohde V., Vorbrugg S., Greuner H., Neu R., Kallenbach A. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. Pt. B. P. 2434.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.04.011>
 35. Hubeny M., Höschen D., Neubauer O., Hoek R., Czymbek G., Naujoks D., Hathiramani D., Bardawil D., Unterberg B., König R., Brezinsek S., Linsmeier Ch. // Fusion Eng. Des. 2021. V. 167. 112297.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112297>
 36. Hubeny M., Höschen D., Rack M., Neubauer O., Czymbek G., Unterberg B., Brezinsek S., Linsmeier C., Bozhenkov S., König R., Hathiramani D. // Nuclear Materials and Energy. 2019. V. 18. P. 77.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.11.028>
 37. De Oliveira H., Theiler C., Elaian H., and TCv Team // Review of Scientific Instruments. 2021. 92. 043547.
<https://doi.org/10.1063/5.0043523>
 38. Matthews G.F. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1994. V. 36. № 10. 1595
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/36/10/002>
 39. Meng L.Y., Xu J.C., Liu J.B., Wang L., Qian X.Y., Chen L., Liu X., Xu G.S., Liang R.R., Huang J., Lan H., Mao S.T., Duan Y.M., Li A., Yu L., Wang P., Yang Q.Q., Zhang B., Wang Y.M. // Nuclear Materials and Energy.

2021. V. 27. 100996.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.100996>
40. Rudischhauser L., Endler M., Höfel U., Hammond K.C., Kallmeyer J.P., Blackwell B.D., and Wendelstein 7-X Team // Review of Scientific Instruments. 2020. 91. 063505.
<https://doi.org/10.1063/1.5143013>
41. Wang H.Q., Watkins J.G., Guo H.Y., Groth M., Jarvinnen A.E., Leonard A.W., Ren J., Thomas D.M., Boedo J. // Physics of Plasmas. 2021. V. 28. 052509.
<https://doi.org/10.1063/5.0048609>
42. Gaspar J., Corre Y., Fedorczak N., Gunn J.P., Bourdelle C., Brezinsek S., Bucalossi J., Chanet N., Dejarnac R., Firdaous M., Gardarein J.-L., Laffont G., Loarer T., Pocheau C., Tsitrone E. and the WEST Team // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. № 9. 096027.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac1803>
43. Bak J.G., Oh Y.S., Kim H.S., Hahn S.H., Yoon S.W., Jeon Y.M., Xiao W.W., Ko W.H., Kim W.C., Kwak J.G., Woo H.J., Chung K.S., the KSTAR project team // Contrib. Plasma Phys. 2013. V. 53. P. 69.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201310012>
44. Zhao W., Wang Y., Jin Y., Zhao L., Zhou H., Nie L., Zhong G., Liu C., Watts C., Gunn J.P. // Fusion Science and Technology. 2020. V. 76. Is. 2. P. 79.
<https://doi.org/10.1080/15361055.2019.1674123>
45. Kuang A.Q., Brunner D., LaBombard B., Leccacorvi R., Vieira R. // Review of Scientific Instruments. 2018. V. 89(4). 043512.
<https://doi.org/10.1063/1.5023905>
46. Guillemot C., Lennholm M., Harrison J., Carvalho I., Valcarcel D., Felton R., Griph S., Hogben C., Lucock R., Matthews G.F., Perez Von Thun C., Pitts R.A., Wiesen S., JET contributors // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2017. V. 59. № 4. 045001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa5951>
47. Liu J.B., Wang L., Guo H.Y., Wang H.Q., Xu G.S., Ding F., Xu J.C., Liu X.J., Yuan Q.P., Wu K., Liu S.C., Sang C.F., Meng L.Y., Feng W., Hyatt A., Leonard A.W., Thomas D., Zhang T., Zhou T.F., Xiao B.J., Gong X.Z., Li J., Wan B.N., the EAST Team // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. № 12. 126046.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab4639>
48. Bucalossi J. et al. // Nucl. Fusion. 2022. 62. 042007.
<https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac2525>
49. Tariq A., Asif M. // Heat Mass Transfer. 2016. V. 52. P. 291.
<https://doi.org/10.1007/s00231-015-1551-1>
50. Thermal Grizzly. High performance cooling solutions: Kryonaut Thermal Grease Paste, URL: <https://www.thermal-grizzly.com/produkte/2-kryonaut> (Дата обращения 25.08.2022).
51. Ted Pella, Inc. Microscopy Products for Science and Industry, URL: https://www.tedpella.com/tech-note_html/16047-TN-V1-06232009.pdf (Дата обращения 25.08.2022).
52. Salah El-Din El-Morshedy // Nuclear Materials and Energy. 2021. V. 28. 101035.
<https://doi.org/10.1016/j.nme.2021.101035>
53. Азизов Э.А., Айрапетов А.А., Беграмбеков Л.Б., Бужинский О.И., Вергазов С.В., Грунин А.В., Гордеев А.А., Захаров А.М., Калачев А.М., Мазуль И.В., Рахманов Р.А., Садовский Я.А., Шигин П.А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. № 4. С. 30.
<https://doi.org/10.21517/0202-3822-2014-37-4-30-38>
54. Ayrapetov A.A., Begrambekov L.B., Dyachenko M.Yu., Evsin A.E., Grunin A.V., Kalachev A.M., Sadovskiy Ya.A., Shigin P.A. // Journal of Physics: Conf. Ser. 2016. T. 700. № 1. C. 012041.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/700/1/012041>
55. Sadovskiy Ya., Begrambekov L., Shigin P., Ayrapetov A., Bidlevich O., Grunin A., Utkov N. // Journal of Physics: Conf. Ser. 2017. V. 789. 012044.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/789/1/012044>

УДК 537.534.7

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ЗОНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ “ПЛАЗМА/ПЕРВАЯ СТЕНКА” В ТОКАМАКЕ TRT

© 2022 г. Л. Б. Беграмбеков^{а, *}, А. В. Грунин^{а, **}^а Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

*e-mail: lbbegrambekov@mephi.ru

**e-mail: avgrunin@mephi.ru

Поступила в редакцию 06.06.2022 г.

После доработки 11.08.2022 г.

Принята к публикации 20.08.2022 г.

Рассмотрены диагностические методы и устройства, используемые для изучения взаимодействия плазмы с материалами в современных термоядерных установках. На основе анализа методов и устройств сделан вывод, что выполняемые ими измерения, разделенные в пространстве и во времени, не составляют достаточно полный объем информации, необходимый для выявления механизмов, закономерностей и параметров развития процессов на поверхности первой стенки при плазменном воздействии. Предложены диагностический многофункциональный зонд, включающий материаловедческую и спектрометрическую части, а также одиночный и двойной зонды Ленгмюра и зонд Маха. Многофункциональный зонд предназначен для проведения комплекса масс-спектрометрических и материаловедческих измерений, необходимых для выявления механизмов и закономерностей явлений на поверхности первой стенки термоядерной установки при интенсивном плазменном облучении, а также для измерения параметров потоков примесей в плазму.

Ключевые слова: диагностика плазмы, зонды Ленгмюра, взаимодействие плазма-стенка, примеси

DOI: 10.31857/S036729212260056X

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие плазмы с материалами первой стенки, диафрагм, дивертора термоядерных установок порождает целую серию явлений, в той или иной степени отрицательно влияющих на параметры удерживаемой горячей плазмы. Среди них эрозия и изменение морфологии поверхности материалов, изменение их состава, структуры, захват, удержание и неконтролируемый выброс газов, эмиссия в плазму атомов и микроскопических частиц материалов, формирование слоев перенапыленных атомов, также захватывающих и удерживающих большие количества газов и загрязняющих плазму при последующем разрушении слоев. Кроме того, процессы взаимодействия плазмы со стенкой отрицательно влияют и на саму первую стенку и компоненты, взаимодействующие с плазмой. Среди негативных явлений для первой стенки стоит отметить ее деградацию с последующим разрушением внутрикамерных элементов.

Исследование взаимодействия плазмы с контактирующими с ней материалами и попытка на этой основе предотвратить развитие указанных явлений или, по крайней мере, ослабить их отрицательное влияние на параметры горячей плаз-

мы — это чрезвычайно актуальная задача, поскольку разворачиваются исследования взаимодействия плазмы с кандидатными материалами элементов будущего поколения термоядерных установок в условиях работы с длинными импульсами.

В действующих термоядерных установках для получения информации о взаимодействии плазмы с материалами вакуумной камеры используется значительное количество методов и устройств, проводящих измерения в режиме реального времени и исследующих материалы, экспонированные в плазме. В статье приводится краткий обзор диагностических устройств, используемых в современных термоядерных установках для изучения процессов и параметров взаимодействия плазмы со стенкой. Обсуждается устройство многофункционального зонда, способного в реальном времени провести комплекс измерений, необходимых для получения достоверной информации о закономерностях взаимодействия со стенкой плазмы в конкретных условиях экспериментальной установки — токамака с реакторными технологиями (TRT).

МЕТОДЫ И УСТРОЙСТВА, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕСЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ ПЛАЗМЕННОЙ КАМЕРЫ

Спектроскопические методы измерения

Спектроскопическими методами, обеспечивающими высокое временное разрешение, регистрируются примеси в плазме в течение разряда токамака в видимом спектральном диапазоне [1, 2] и в области экстремального ультрафиолета и ближнего рентгеновского диапазона (XUV) [3, 4]. В качестве недостатков спектроскопических измерений отмечаются: сильная вариация результатов в зависимости от концентрации и плотности плазмы [5], зависимость результатов измерений от магнитной конфигурации в области анализа [6], низкое пространственное разрешение [7], невозможность выявления участков поверхности, дающих основной вклад в выделение примесей [7].

Регистрация газов и твердых частиц, выделяющихся из первой стенки газов при лазерном воздействии на нее

Для регистрации поверхностных примесей и внедренных в объем первой стенки газов производится нагрев поверхностного слоя лазерным лучом с целью газовой выделительной абляции или плазмообразования, и затем регистрация выделившихся частиц спектрометрически (Laser Induced Desorption Quadrupole Mass Spectrometry) или по их характерному свечению (Laser Induced Ablation Spectrometry – LIAS и Laser Induced Breakdown Spectrometry – LIBS). В работах [8, 9] с этой целью использовались методы LIBS и LIAS, в частности, в исследованиях на токамаке EAST. Сообщается, что анализ тайлов первой стенки со слоями бериллия-вольфрама-дейтерия (BeWD), выполненные техникой LIBS, хорошо согласуются с результатами, полученными с помощью метода SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry), после извлечения образцов из токамака JET [10]. Вместе с тем, в работе [11] отмечается, что сигналы, регистрируемые техникой LIBS, зависят от магнитного поля установки [11], давления рабочего газа, размера кратера, создаваемого лазерным импульсом, а также от интенсивности свечения плазмы [12]. При этом разрушение профиля поверхности первой стенки установки при абляции сопровождается последующими негативными последствиями.

Оценка газообмена плазмы со стенкой по результатам анализа изменений газобаланса установки

Метод измерения полного газобаланса установки широко используется для изучения захвата рабочего газа первой стенкой [13]. К сожалению, данный метод не позволяет определять места локализации захвата и десорбции газов.

Зонды Ленгмюра. Учет параметров плазмы необходим для правильной интерпретации всех измерений в рамках исследования взаимодействий плазма-стенка. С этой целью используют зонды Ленгмюра, способные измерять температуру и плотность электронов, плотность потока тепла, плавающий потенциал. В работах [14–19] представлены устройства зондов Ленгмюра, способные выполнять погружения в плазму [14, 15] и стационарно установленные [17–19] в диверторной области токамаков. При этом, такие зонды выдерживают тепловой поток высокой плотности до 100 МВт/м² в течение 5 с.

Приборы вне камерной диагностики. Известны внекамерные устройства корпускулярной диагностики, работающие в режиме реального времени. В работе [20] представлен энергоанализатор потока частиц плазмы, включающий электростатический анализатор, камеру обдирки и детектор Дейли. Такой анализатор выполняет в режиме реального времени регистрацию количества примесей и энерго-массовый анализ их компонентов. Трудности использования подобных устройств связаны с их значительными размерами. Кроме того, измеряются только потоки частиц, вылетающих из плазмы в пределах малого угла, а регистрация частиц твердотельной примеси практически невозможна [21].

Масс-спектрометрические зонды. Информацию о примеси в плазме, в частности, о продуктах распыления и десорбции газов получают с помощью масс-спектрометрических зондов, вводимых, чаще всего, в периферийную плазму. Так, зонд токамака Alcator C-mod работал в периферийной плазме при магнитном поле 4–8 Тл. Ионы сравнительно высоких зарядовых состояний разделялись в скрещенных $E \times H$ полях с разрешением по массам $M/\Delta M$ около 6. Однако, эффективная регистрация однозарядных ионов бора (B^+), углерода (C^+) и кислорода (O^+) не достигалась [14].

Масс-спектрометрический зонд токамаков DITE [22] и TEXTOR [23] успешно регистрировал многозарядные, но не однозарядные ионы примесей. Такой же недостаток отмечался в зондах, описываемых в работах [24, 25]. Зонд токамака HT-7 [26] измерял в магнитном поле около 2 Тл только массовые спектры ионов пристеночной плазмы.

В масс-спектрометрическом зонде, разработанном в работе [27], для регулировки энергетического диапазона регистрации ионов используется ускоряющая диафрагма. Эта диафрагма за счет доускорения ионов в тороидальном направлении, позволяет при разделении ионов пренебречь поперечной компонентой скорости ионов и за счет этого повысить разрешение по скоростям при регистрации потока ионов. Авторы также сообщают о настраиваемом диапазоне регистрации ионов по отношению их массы к заряду.

Исследование экспонированных в плазме образцов. Образцы для экспонирования в плазме вводились в плазменные камеры термоядерных установок, так называемыми, собирающими (материаловедческими) зондами, или анализу подвергались поверхности контактирующих с плазмой элементов дивертора, лимитера и первой стенки. Анализ поверхностей тайлов токамаков JET и TEXTOR после их вывода из токамаков представлен в работе [28]. Такой анализ позволяет сделать обобщенное заключение о воздействии плазмы на материалы тайлов, включая информацию о напыленных слоях и внедренных атомов газов в результате большого количества различных разрядов. Вместе с тем, по результатам этого анализа невозможно судить о закономерностях развития поверхностных процессов при различных плазменных воздействиях. Подобное же заключение об анализе поверхностей, экспонированных в плазме в течение длительного времени, было сделано и в работах [29, 30]. В первой из них при попытке однозначного определения толщины и количества примесей в углеродной пленке, осажденной в токамаке TEXTOR, оказалось невозможным идентифицировать доминирующие механизмы, ввиду того, что ее толщина определяется балансом между процессами распыления и осаждения. Во второй работе при измерении в токамаке CASTOR количества водорода, захватываемого в пластинку из ванадия в зависимости от подаваемого на нее потенциала, также оказалось трудно идентифицировать процессы, происходящие на контактирующей с плазмой поверхности, поскольку механизмы и вероятности захвата в ванадий ионов и атомов водорода зависят от параметров плазменного облучения.

В токамаке Tore Supra в работе [31] с использованием “прыгающего” материаловедческого зонда с образцами, расположенными вдоль зонда, определялось радиальное распределение потоков водорода, дейтерия и углерода в плазме. Однако, и в этом случае, полученные результаты суммировали информацию за большое количество разрядов. То есть, использование данной методики возможно только для определения общей толщины материала, осажденного на поверхность или удаленного с поверхности внутри камерных эле-

ментов. В целом интегральный эффект воздействия плазмы на внутрикамерные материалы важен, т.к. именно он определяет долговечность службы таких материалов и самих термоядерных установок.

Заключительные замечания о методах анализа взаимодействия плазма-стенка, применяемых на действующих термоядерных установках. Рассмотренные работы свидетельствуют о том, что, для выявления механизмов, закономерностей и параметров, характеризующих взаимодействие плазмы с контактирующими с плазмой материалами, и для определения условий и особенностей поступления в плазму примесей, современные термоядерные установки снабжаются специализированными диагностическими системами. Совокупность результатов их измерений, разделенных в пространстве и во времени, не доступных в режиме “In situ” и имеющих зачастую качественный характер, не позволяет делать однозначных заключений об исследуемых процессах. Причиной перечисленных проблем, как можно заключить на основании анализа работ, является то обстоятельство, что при исследовании определенных процессов и явлений не выполняется достаточно полный объем измерений, необходимых для характеристики условий, определяющих механизмы и особенности их развития. В результате, понижается достоверность и затрудняется интерпретация полученных данных, существенно осложняется и затягивается проведение исследований, что приводит к удорожанию проведения экспериментальных исследований. В частности, при проведении масс-спектрометрических и материаловедческих исследований ограничение спектра выполняемых измерений в значительной степени можно отнести к недостаткам используемых зондовых устройств. Так в работе [27] было показано, что введение соответствующих поправок в конфигурацию электрического поля и конструкцию зонда позволяет ослабить влияние поперечной компоненты скорости ионов на результаты анализа, а ускорение анализируемых ионов делает возможным улучшение разрешения зонда по скоростям ионов и проведение настройки зонда на определенный диапазон масс ионов. В результате, появляется возможность регистрации как легких однозарядных ионов примесей, так и примесных ионов с большим отношением массы к заряду.

Материаловедческий анализ облученных плазмой образцов материалов, напыленных на них слоев, сорбированных и внедренных газов, выполняется во всех рассмотренных случаях в режиме ex-situ после воздействия на образцы плазмы многочисленных разрядов. Поэтому, полученные результаты не дают возможности сделать заключение о закономерностях и параметрах развития исследуемых явлений в зависимости от

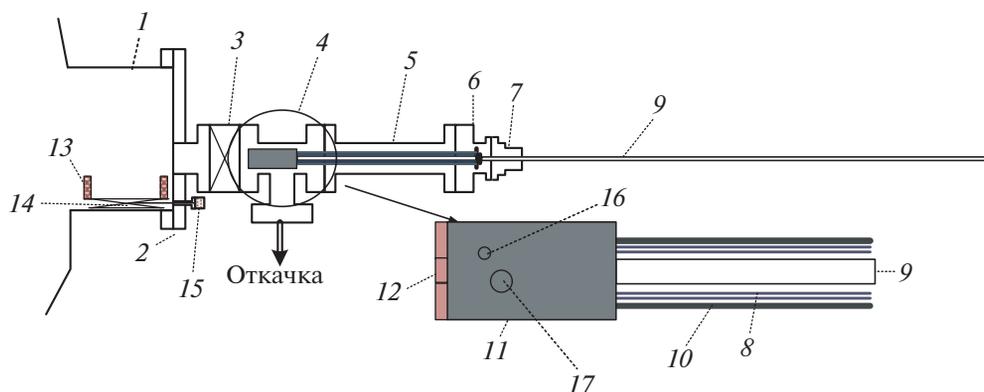


Рис. 1. Схема многофункционального зонда и вакуумированной системы обеспечения его работы. 1 – патрубок вакуумной камеры токамака, 2 – фланец, 3 – затвор ДУ100, 4 – шлюзовая камера, 5 – шлюз манипулятора перемещения, 6 – переходной патрубок, 7 – ввод движения, 8 – молибденовые экраны, 9 – манипулятор перемещения (штанга в виде трубки с проводами, опционально с водяным охлаждением), 10 – внешний экран кожуха манипулятора перемещения, 11 – защитный кожух измерительной части, 12 – облучаемые образцы, 13 – поддержка штанги перемещения, 14 – механизм поддержки штанги перемещения, 15 – ввод вращения механизма поддержки, 16 – отверстие в кожухе для пролета частиц внутри секции зонда, 17 – образец, размещенный на внешней поверхности кожуха.

особенностей воздействия плазмы. Таким образом использование современных методов позволит значительную часть измерений выполнять материаловедческими зондами в режиме реального времени, что существенно повышает эффективность материаловедческих исследований.

КОНЦЕПЦИЯ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОГО ЗОНДА ДЛЯ ТОКАМАКА TRT

Результативность измерений, ведущихся с целью исследования взаимодействия плазмы с контактирующими с плазмой материалами, может быть значительно повышена, а время и труд, затрачиваемые на подобные исследования, сокращены, если одновременно, будет выполняться комплекс измерений, необходимых для всесторонней характеристики исследуемых процессов и явлений. В этих условиях будут определяться факторы и выявляться степень их воздействия на измеряемый процесс и при этом сведется к минимуму часть измерений, выполняемых не в реальном времени. Именно такую организацию и проведение измерений можно будет реализовать с помощью предлагаемого малоразмерного многофункционального зонда, вводимого в плазму. Этот зонд не будет оказывать заметное влияние на параметры плазмы, будет работать в режиме реального времени и проводить комплекс исследований периферийной плазмы на различных стадиях разряда. Факторами повышения эффективности проводимых измерений, выполняемых многофункциональным зондом, будет возможность выводить из установки для анализа экспонируемые в плазме образцы, не прерывая работу установки. Использование автоматизации про-

цессов измерений и обработки результатов, их синхронизация с различными стадиями разряда при объединении систем автоматического управления установки и зонда позволит существенно повысить качество получаемой информации и ее объем.

Многофункциональный зонд и вакуумированная система обеспечения его работы

Система обеспечения работы многофункционального зонда служит для выполнения операций ввода и вывода зонда в вакуумную камеру токамака, фиксации зонда в камере и выполнения операций по установке или замене образцов, экспонируемых в плазме с помощью зонда. Основные элементы системы обеспечения работы многофункционального зонда показаны на рис. 1. Все основные части системы обеспечения работ многофункционального зонда располагаются в вакуумном патрубке 1 токамака или закрепляются на фланце 2 этого патрубка.

Многофункциональный зонд и его системы работают следующим образом. В исходном положении зонд (измерительная часть и часть штанги перемещения в составном защитном кожухе) располагаются в соответствующих шлюзах (рис. 1). Шлюз 4 измерительной части и шлюз 5 для кожуха 8, 10 штанги перемещения откачивается средствами токамака или отдельного вакуумного поста до давления не выше, чем 10^{-6} Па (опционально прогревается до температуры 250–300°C). Открывается затвор 3, разделяющий шлюз диагностической системы и основной объем вакуумной камеры токамака. Через ввод движения 7 измерительная часть зонда на штанге перемещения 9 двигается в основной объем токамака. Длина

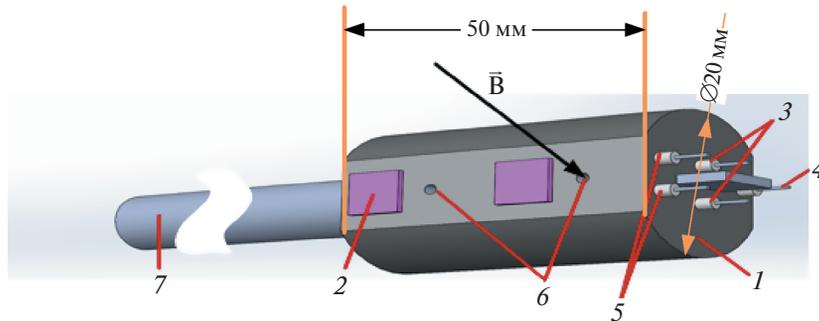


Рис. 2. Возможная конфигурация подвижной части многофункционального зонда. 1 – защитный кожух, 2 – экспонируемые в плазме образцы, 3, 4 – зонды Ленгмюра, 5 – отверстия входа частиц плазмы, 6 – отверстие входа частиц плазмы, 7 – фрагмент вакуумного ввода.

экваториального патрубка 1, размер шлюза 4 и расстояние до интересующей точки измерения определяют размер манипулятора перемещения (1000–1500 мм). Фиксация манипулятора происходит во вводе движения 7 и посредством поддержки 13. Для предотвращения прогиба манипулятора с измерительной частью имеется также механизм поддержки 14 манипулятора перемещения, который оснащен вводом 15, передающим на него движение от внешнего источника (шаговый двигатель или сервомотор).

Ввод движения 7 может быть реализован различным способом. Это может быть ввод с сильфонным уплотнением, магнитожидкостным уплотнением или уплотнением с помощью обжимного кольца. Использование сильфонного уплотнения является наилучшим вариантом с точки зрения минимизации течей при движении, а уплотнение с помощью обжимного кольца самое простое с конструктивной точки зрения, однако накладывает требования на точность изготовления штанги перемещения.

Устройство многофункционального зонда

На рис. 2 представлен многофункциональный зонд в защитном кожухе. Зонд обеспечивается системой автоматического управления и системой обработки результатов измерений, которые могут быть интегрированы в систему управления токамака.

Зонд включает материаловедческую и спектрометрическую секции, расположенные в кожухе, а также внешние устройства: зонд Маха, зонды Ленгмюра 4 и экспонируемые в плазме образцы 2. Зонд Маха, расположенный на оконечности кожуха, конструктивно состоит из двух зондов Ленгмюра, разделенных перегородкой. Секции зонда работают независимо друг от друга и вместе дают комплексную информацию о компонентах пристеночной плазмы. Извлечение образцов и

собирающих пластин, расположенных внутри защитного кожуха 1 и собирающих пластин 2 вне кожуха, может производиться через вакуумный шлюз на любом этапе работы токамака без прерывания его работы. Материал защитного кожуха выбирается в соответствии с материалами, применяемыми в конкретном токамаке. В случае токамака ТРТ наиболее вероятным является кожух из вольфрама.

Материаловедческая секция зонда.

Схема и выполняемые измерения

Материаловедческая секция зонда (рис. 3) включает в себя два одинаковых аналитических узла, в которые частицы плазмы и примесей могут проникать через отверстия 2 на противоположных сторонах зонда. Каждый из узлов может выполнять одинаковые или различные функции. На рис. 3 показаны различные модификации аналитических узлов.

На схеме одного из аналитических узлов показан датчик QMB 5. При подаче потенциала на электрод 3 для отклонения ионов плазмы от линейной траектории датчик QMB сможет проводить измерение потока частиц твердотельной примеси на свою поверхность при исключении распыления формируемого слоя ионами плазмы. При изменении конфигурации датчика QMB и электрода 3 будет возможно измерять скорости распыления пластин исследуемых материалов ионами плазмы. Для выполнения этих же задач вместо QMB может быть использовано устройство, фиксирующее толщину напыленного слоя по изменению его электропроводности. В обоих случаях зонд получит возможность регистрировать осаждаемые слои или скорость распыления материалов в реальном времени с точностью 1–2 атомных слоя, т.е., в течение одного или нескольких разрядов в токамаке и анализировать on-line получаемую информацию. Возможно размещение образцов исследуемых материалов 4 и на за-

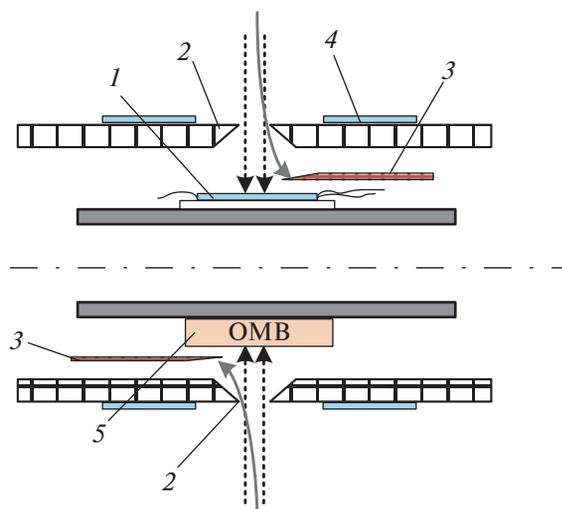


Рис. 3. Схема материаловедческой секции зонда. 1 – коллектор примеси, 2 – входное отверстие, 3 – отклоняющий ионы электрод, 4 – облучаемые в плазме образцы, 5 – датчик кварцевого микробаланса (QMB).

щитном кожухе. В этом случае образцы облучаются непосредственно в плазме токамака.

Второй аналитический узел приспособлен для выполнения ряда измерений в реальном времени, а также этот узел может обеспечить определенные воздействия на поверхность образцов с целью анализа их результатов при последующем лабораторном анализе образцов. Эта секция показана на схеме в конфигурации, обеспечивающей накопления слоев твердотельной примеси, осевшей на поверхность образца коллектора, а также атомов газов, внедрившихся в его объем для их анализа после выноса на атмосферу. На электрод 3, расположенный между входным отверстием и коллектором, может подаваться потенциал, для отклонения ионов плазмы, влетающих во входное отверстие и для предотвращения ионного облучения и распыления атомов, оседающих на образец. После извлечения образца из зонда, предполагается исследование коллекторов методами масс-спектрометрии вторичных ионов (SIMS), спектрометрии резерфордовского обратного рассеяния (RBS), Оже-спектроскопии (AES) и другими. Анализ внедрившихся в образцы компонентов плазмы проводится методом термодесорбционной спектрометрии. Изменение конфигурации образца и отклоняющего электрода 3, в частности, замена его на диафрагму, а также подача на образец и отклоняющий электрод соответствующих потенциалов, позволит в реальном времени проводить измерения параметров потоков ионов плазмы, примеси и электронов на коллектор 1.

Следует обратить внимание на то, что электрод 3 не позволяет полностью разделить процессы распыления и осаждения, так как нейтраль-

ные частицы (если их энергия высока) вносят определенный вклад в распыление, а ионы вносят вклад в осаждение. Тем не менее, предложенная схема применима для режима “In situ” при измерении скорости распыления или осаждения в условиях, когда один из процессов заведомо преобладает.

Схема масс-спектрометрической секции зонда и выполняемые измерения

Схема масс-спектрометрической секции изображена на рис. 4. Через отверстие 2 частицы плазмы 3 попадают внутрь измерительной части и ускоряются в промежутке между кожухом и ускоряющей диафрагмой 4. Электрическое поле, сформированное пластинами плоского конденсатора 5, и собственное магнитное поле токамака образуют область скрещенных $E \times H$ полей, в которых происходит разделение частиц плазмы по отношению их массы m к заряду Z . Токи частиц, попадающих на коллекторы 6, регистрируются с помощью набора высокоскоростных АЦП, считывающих и запоминающих данные на частотах до 30 кГц.

Для измерения полного ионного тока электрическое поле не формируется, в этом случае не происходит разделения частиц, и, таким образом, весь ионный или электронный ток фиксируется на коллекторе напротив входного отверстия. В качестве прямопролетного коллектора, так же, как и в материаловедческой секции, может быть установлен датчик QMB.

При включении электрического поля ионы будут отклоняться от линейной траектории, и датчик будет фиксировать накопление твердотельной примеси в нейтральном зарядовом состоянии. В то же время, остальные коллекторы смогут продолжать фиксировать примесь, находящуюся в ионизированном состоянии.

Расчеты показывают, что эффективное разделение заряженных частиц в масс-спектрометрической секции с размерами 20×20 мм возможно при собственном тороидальном магнитном поле токамака с индукцией более 0.5 Тл. Минимальное магнитное поле будет соответствовать максимальному напряжению (около 1 кВ) на обкладках пластин, формирующих электрическое поле. Таким образом, предлагаемый многофункциональный зонд может найти свое применение в действующих и создаваемых токамаках Т-15МД, КТМ, ТРТ.

Значительно влияние на траекторию ионов оказывает величина полоидальной компоненты магнитного поля в области разделения ионов, а также угол между осью входного отверстия и направлением скорости ионов. Значительная энергия ионов и наличие полоидальной компоненты

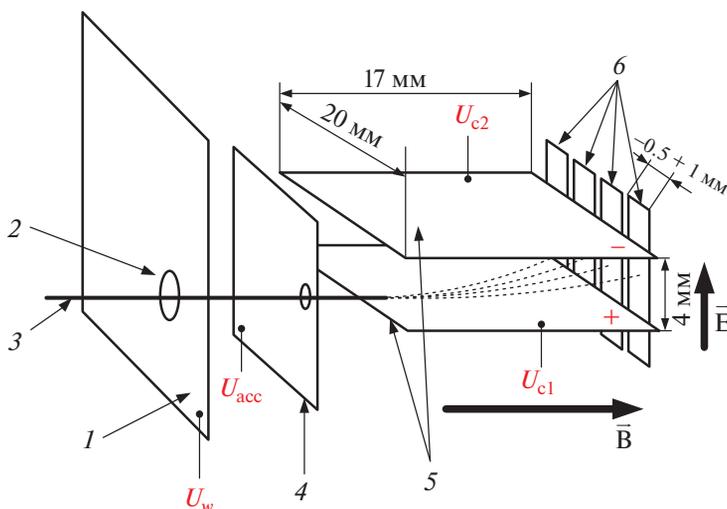


Рис. 4. Схема масс-спектрометрической секции многофункционального зонда. 1 — элемент защитного кожуха, 2 — входное отверстие, 3 — поток ионов, 4 — ускоряющая диафрагма, 5 — пластины плоского конденсатора, 6 — коллекторы ионов.

магнитного поля снижает энергетическое разрешение при регистрации ионов различного зарядового состояния. Для нивелирования обоих этих факторов в масс-спектрометрической секции зонда используется диафрагма, ускоряющая влетавшие в зонд ионы в тороидальном направлении. Расчеты показывают, что, при изменении величины ускоряющего потенциала в области 0–1000 эВ появляется возможность измерять точки ионов с отношением массы иона к заряду m/Z от 1 до 100.

Сводка измерений, выполняемых многофункциональным зондом.

Диапазоны и чувствительности измерений

■ “*In situ*” измерение скорости распыления материалов.

Разрешение: 1–2 распыленных атомных слоев при 20–100 слоях на коллекторе, и 2–5 атомных слоев при 100–1000 напыленных слоях.

■ “*In situ*” измерение скорости формирования слоев твердотельной примеси.

Разрешение: 1–2 атомных слоев при 20–100 слоях на коллекторе, и 2–5 атомных слоев при 100–1000 напыленных слоях.

■ “*In situ*” масс-спектрометрический анализ потока ионов плазмы и примеси.

Диапазон отношений массы иона к заряду $m/Z = 1–100$. Разрешение регистрации $(m/Z)/\Delta(m/Z)$ увеличивается с уменьшением параметра m/Z от трех при $50 < m/Z < 100$ до десяти при $1 < m/Z < 10$.

■ Аккумуляция на коллекторе атомов твердотельной примеси плазмы, быстрых ионов плазмы

и захваченных в осажденный слой атомов газа для последующих измерений.

■ Определение типа и количества атомов газов, сорбированных и захваченных коллектором.

■ Измерение скорости потока периферийной плазмы зондом Маха, а также выполнение измерений, характерных для одиночного зонда Ленгмюра.

■ Экспонирование в плазме образцов для последующего анализа их поверхности внутри кожуха зонда

Многофункциональный зонд для измерения параметров взаимодействия плазмы с кандидатными материалами первой стенки вакуумной камеры термоядерных установок следующего поколения

Термоядерные установки следующего поколения, с большой вероятностью, будут отличаться от ныне действующих и строящихся установок длинными (квазистационарными) плазменными импульсами, значительным радиационным фоном, возможно, использованием жидкометаллической первой стенки. Все эти особенности установок, с одной стороны, внесут много нового в процесс взаимодействия плазмы со стенкой и в механизмы, порождающие потоки примеси в плазму, а, с другой, существенно усложнят их изучение. В частности, существенно возрастет роль “*in situ*” измерений в реальном времени и “*in vacuo*”, анализ образцов, экспонированных в плазме в течение длительного времени.

Можно полагать, что автоматизированный многофункциональный зонд, дополненный

масс-спектрометром в шлюзовой камере и возможностью в автоматическом режиме проводить необходимые измерения выводимых из плазмы образцов в вакуумированной зондовой системе, окажется полезным, как на стадии лабораторных исследований взаимодействий плазма–стенка в установках следующего поколения, так и в процессе последующей эксплуатации установок. Его использование позволит проводить достаточно полный объем измерений различных аспектов взаимодействия плазмы с кандидатными материалами в условиях, соответствующих режимам работы будущих термоядерных установок. Это позволит облегчить выявление слабых сторон исследуемых материалов и ускорить разработку вариантов нейтрализации возможных негативных последствий их использования. Многофункциональный зонд в качестве диагностического средства действующей установки будет полезен для текущего контроля и углубления знаний о плазменных процессах на первой стенке в новом поколении термоядерных установок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрены диагностические методы и устройства, использующиеся для изучения взаимодействия плазмы с контактирующими с плазмой материалами в современных термоядерных установках. Делается вывод о том, что выполняемые ими измерения, зачастую разделенные в пространстве и во времени, и не доступные в режиме “*in situ*”, не составляют достаточно полный объем информации, необходимый для выявления механизмов, закономерностей и параметров развития процессов на поверхности первой стенки при плазменном воздействии.

Предложено новое диагностическое устройство (многофункциональный зонд), включающее материаловедческую и спектрометрическую части, а также зонды Ленгмюра (одиночный и двойной) и зонд Маха. Многофункциональный зонд предназначен для проведения комплекса масс-спектрометрических и материаловедческих измерений, необходимых для выявления механизмов и закономерностях поверхностных явлений на поверхности первой стенки при плазменном облучении и параметров потоков примеси в плазму.

К особенностям многофункционального зонда можно отнести способность выполнять и анализировать целый ряд материаловедческих и масс-спектрометрических измерений “*in-situ*” в реальном времени, в частности:

- “*In situ*” измерение скорости осаждения атомов примеси.
- “*In situ*” измерение скорости распыления материалов и напыленных слоев.

– “*In situ*” масс-спектрометрический анализ потока ионов плазмы и примеси в диапазоне отношений массы иона к заряду $m/Z = 1-100$.

– “*In situ*” анализ энергии ионов H_1^+ и D_1^+ (1–500 эВ).

– Возможность проводить “*In situ*” масс-спектрометрический анализ потока ионов плазмы и примеси в диапазоне отношений массы иона к заряду $m/Z = 1-100$.

– Способность извлекать для анализа облучаемые плазмой образцы, расположенные внутри и вне кожуха, через вакуумный шлюз на любом этапе работы токамака без прерывания его функционирования.

Делается вывод о том, что автоматизированный многофункциональный зонд, дополненный масс-спектрометром в шлюзовой камере и возможностью в автоматическом режиме проводить необходимые измерения выводимых из плазмы образцов в вакуумированной зондовой системе, окажется полезным, как на стадии исследований взаимодействий плазма–стенка в лабораторных стендах, имитирующих условия термоядерных установок следующего поколения (например, ДЕМО), так и в процессе последующей эксплуатации установок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alipour R., Ghorannevissa M., Salar Elahi A. // AIP Advances 2017. V. 7. 115303
<https://doi.org/10.1063/1.4990869>
2. Krupin V.A., Klyuchnikov L.A., Nurgaliev M.R., Nemets A.R., Zemtsov I.A., Dnestrovskiy A.Yu., Grashin S.A., Kislov A.Yu., Myalton T.B., Sarychev D.V., Sergeev D.S., Solovov N.A., Trukhin V.M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. 025019.
3. Fornal T., Książek I., Kaczmarczyk J., Figacz W., Kubkowska M., Burhenn R., Kunkel F., Laube R., Renard S., and W7-X Team // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. 093508.
<https://doi.org/10.1063/1.5099448>
4. Gray D.S., Luckhardt S.C., Chousal L., Gunner G., Kellman A.G., Whyte D.G. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. P. 376.
<https://doi.org/10.1063/1.1642745>
5. Kobayashi T., Kobayashi M., Kuzmin A., Goto M., Tanaka H., Kawamura G., Peterson B.J., Iwama N., and LHD Experiment Group // Plasma and Fusion Research: Regular Articles. 2018. V. 13. 3402030.
<https://doi.org/10.1585/pfr.13.3402030>
6. Ewald F., Schwoerer H., Düsterer S., Sauerbrey R., Magill J., Galy J., Schenkel R., Karsch S., Habs D., Witte K. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/12A/006>
7. Philipps V., Wienhold P., Kirschner A., Rubel M. // Vacuum. 2002. V. 67. Iss. 3–4. P. 399.
[https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00238-5](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00238-5)

8. *Hu Z., Li C., Xiao Q., Liu P., Ding F., Mao H., Wu J., Zhao D., Ding H., Luo G.N., and EAST team* // Plasma Sci. Technol. 2017. V. 19. 025502.
<https://doi.org/10.1088/2058-6272/19/2/025502>
9. *Hu Z., Gierse N., Li C., Liu P., Zhao D., Sun L., Oelmann J., Nicolai D., Wu D., Wu J., Mao H., Ding F., Brezinsek S., Liang Y., Ding H., Luo G., Linsmeier C.* // Phys. Scr. 2017. V. 170. 014046.
<https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa8650>
10. *Veis P., Marín-Roldán A., Dwivedi V., Karhunen J., Paris P., Jögi I., Porosnicu C., Lungu C.P., Nemanic V., Hakola A.* // Phys. Scr. 2020. V. 171. P. 014073
<https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab7ebd>
11. *Liu P., Wu D., Sun L.Y., Zhao D.Y., Hai R., Li C., Ding H., Hu Z.H., Wang L., Hu J.S., Chen J.L., Luo G.N., and EAST team* // Fusion Eng. Des. 2017. V. 118. P. 98.
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.03.021>
12. *Li C., Zhao D., Hu Z., Wu X., Luo G. N., Hu J., Ding H.* // Journal of Nuclear Materials. 2020. V. 467. P. 915.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.12.064>
13. *Kuzmina A., Zushi H., Takagi I., Sharma S.K., Rusinov A., Inoue Y., Hirooka Y., Zhou H., Kobayashi M., Sakamoto M., Hanada K., Yoshida N., Nakamura K., Fujisawa A., Matsuoka K., Idei H., Nagashima Y., Hasegawa M., Onchi T., Banerjee S., Mishrad K.* // Journal of Nuclear Materials. 2015. V. 463. P. 1087.
<https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.12.092>
14. *Nachtrieb R., LaBombard B., Thomas E.Jr.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. № 11. P. 4107.
<https://doi.org/10.1063/1.1311942>
15. *Watkins J.G., Salmonson J., Moyer R., Doerner R., Lehmer R., Schmitz L., Hill D.N.* // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63. P. 4728
<https://doi.org/10.1063/1.1143621>
16. *Zhang W., Chang J.F., Wan B.N., Xu G.S., Xiao C.J., Li B., Xu C.S., Yan N., Wang L., Liu S.C., Jiang M., Liu P.* // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 113501.
<https://doi.org/10.1063/1.3499237>
17. *Fukumoto M., Sakurai S., Asakura N., Itami K.* // Plasma and Fusion Research: Regular Articles. 2013. V. 8. 1405153.
<https://doi.org/10.1585/pfr.8.1405153>
18. *Xu J.C., Wang L., Xu G.S., Feng W., Liu H., Liu J.B., Zhang W., Ming T.F., Yip C.-S., Deng G.Z., Dai S.Y., Yao D.M., Luo G.N., Guo H.Y.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. V. 46. № 5. P. 1331.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2794533>
19. *Dejarnac R., Sestak D., Gunn J.P., Firdaouss M., Greuner H., Pascal J.-Y., Richou M., Roche H.* // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 163. 112120
<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112120>
20. *Гомм Ю.В., Курнаев В.А., Вайсберг О.Л.* Корпускулярная диагностика лабораторной и космической плазмы. М.: МИФИ, 2008.
21. *Takeuchi H., Matsuda T., Miura Y., Shiho M., Maeda H., Hashimoto K., Hayashi K.* // JAERI-M. 1983. V. 83. P. 146.
22. *Matthews G.F., Pedgley J.M., Pitts R.A., Stangeby P.C.* // Journal of Nuclear Materials. 1990. V. 176–177. P. 1032.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(90\)90187-R](https://doi.org/10.1016/0022-3115(90)90187-R)
23. *Matthews G.F., Elder D., McCracken G.M., Monk R.D., Pitts R.A., Samm U., Schweer B., Stangeby P.C.* // Journal of Nuclear Materials. 1992. V. 196. P. 253.
[https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(06\)80041-3](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(06)80041-3)
24. *Matthews G.F., Schustereder W., Cant N., Erents S.K., Vince J., Qayyum A., Mair C., Scheier P., Märk T.D.* // International Journal of Mass Spectrometry. 2003. V. 223–224. P. 45.
[https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(02\)00779-0](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(02)00779-0)
25. *Schustereder W.* // Proc. XXVIII Intern. Conf. Phenomena in Ionized Gases. 2007. 28th ICPIG, July 15–20, Prague. P. 1628.
26. *Bili L., Enyao W., Wei G., Baonian W., Jiangang L.* // Plasma Science & Technology. 2005. V. 7. № 2. P. 2716.
<https://doi.org/10.1088/1009-0630/7/2/005>
27. Патент RU 166465
28. *Rubel M., Wienhold P., Hildebrandt D.* // Vacuum. 2003. V. 70. P. 423.
[https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00681-4](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00681-4)
29. *Rubel M.J., Coad J.P., Wienhold P., Matthews G., Philipps V., Stamp M., Tanabe T.* // Phys. Scr. 2004. V. 111. P. 112.
<https://doi.org/10.1238/Physica.Topical.111a00112>
30. *Notkin M., Hron M.* // 33rd EPS Conf. Plasma Phys. 2006. Rome, 19–23 ECA V.30I, P-4.075
31. *Беграмбеков Л.Б., Шугин П.А.* // ПТЭ. 2004. № 2. С. 143.