

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Тюхменева Екатерина Алексеевна

Исследование эффективного заряда плазмы и радиационных потерь в
сферическом токамаке Глобус-М2 в экспериментах с дополнительным нагревом
пучками атомов

Специальность 1.3.9

«Физика плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н.

Толстяков Сергей Юрьевич

Санкт-Петербург — 2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1 Спектроскопические измерения в установках магнитного удержания плазмы	15
1.1 Роль излучения из плазмы и спектроскопия на сферических токамаках	18
1.2 Излучение плазмы токамака	21
1.2.1 Линейчатое излучение	22
1.2.2 Континуум	26
1.3 Диагностики	30
1.3.1 Спектральные диапазоны и диагностики	30
1.3.2 Спектры излучения плазмы	31
1.3.3 Радиационные потери и мягкое рентгеновское излучение	35
1.3.4 Видимый и ближний ИК спектральный диапазон	44
Выводы к главе 1	46
Глава 2 Сферический токамак Глобус-M2	48
2.1 Параметры токамака Глобус-M2	48
2.2 Диагностики токамака Глобус-M2	51
2.3 Диагностический комплекс для спектроскопии примесей	54
2.3.1 Область применения комплекса спектроскопических диагностик	54
2.3.2 Диагностика эффективного заряда плазмы Z_{eff}	56
2.3.3 Диагностика линий	62
2.3.4 Многохордовая диагностика SXR и радиационных потерь	67
2.3.5 Система сбора данных	74

2.3.6 Томографические методы восстановления профилей интенсивности излучения в полоидальном сечении токамака Глобус-M2 с использованием массивов SPD фотодиодов.....	75
Выводы к главе 2	81
Глава 3 Результаты измерений с использованием комплекса спектроскопических диагностик на токамаке Глобус-M2	82
3.1. Результаты измерения эффективного заряда плазмы и мощности радиационных потерь на токамаке Глобус-M2	83
3.1.1. Сравнение результатов измерения среднего эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ и моделирования транспортным кодом ASTRA.....	83
3.1.2. Сравнение результатов измерения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в двух спектральных интервалах	85
3.1.3. Влияние боронизации камеры на содержание примесей в плазме.....	87
3.1.4. Влияние дополнительного нагрева пучками нейтральных частиц на радиационные потери и содержание примесей в плазме	90
3.1.5. Исследование накопления примеси при переходе в режим улучшенного удержания	96
3.1.6. Исследование поступления примеси в плазму в режиме улучшенного удержания при разных типах краевых неустойчивости	98
3.1.7. Зависимость мощности и доли радиационных потерь от тороидального магнитного поля и тока по плазме	101
3.1.8. Интенсивность и профиль радиационных потерь в разрядах с лимитерной и диверторной магнитной конфигурацией на установке Глобус-M2.....	104
3.2 Поведение примеси в основном объеме плазмы в экспериментах с напуском азота для снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины на установке Глобус-M2	108

3.3. Результаты измерения интенсивности излучения с использованием массивов фотодиодных линеек для исследования МГД-колебаний в плазме токамака Глобус-M2	114
Выводы к главе 3	118
Заключение	119
Список литературы	121

Введение

Актуальность исследования

Разработка новых безопасных и экологически чистых источников энергии в настоящее время является одной из самых востребованных задач. Использование энергии управляемого термоядерной позволит решить проблему истощения углеводородных ресурсов, а также улучшить экологическую обстановку, связанную с выбросами углекислого газа от сжигания ископаемого топлива. В основе метода получения энергии за счет ядерного синтеза лежат реакции слияния легких ядер, например, дейтерия и трития. Для осуществления реакции синтеза широко используется магнитное удержание плазмы в установках токамак и стелларатор.

В настоящее время актуален вопрос исследования удержания плазмы в сферических токамаках с увеличенным магнитным полем. Сферические токамаки уже давно используются для исследований в области высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза. Данный тип установок обладает ключевыми возможностями токамаков с большим аспектным соотношением, но имеет достаточно компактные размеры и, соответственно, доступнее в производстве. Сферические токамаки могут быть эффективно использованы при создании гибридного реактора в качестве термоядерного источника нейтронов (ТИН), поскольку по сравнению с классическими токамаками имеют более высокую плотность потока нейтронов [1]. Исследования на сферических токамаках продемонстрировали возможность работы с высокими значениями «бета» [2] при сильной вытянутости плазмы и гораздо более сильную зависимость времени удержания от тороидального магнитного поля и столкновительности [3], чем на классических токамаках. Эта особенность может быть связана с различиями в процессах переноса частиц и тепла, которые должны быть изучены для дальнейшего развития применения сферических токамаков. В настоящее время прогресс в сфере сверхпроводников делает исследования плазмы в сферических токамаках еще более перспективными, так как конструкция с использованием

сверхпроводников позволит значительно повысить тороидальное магнитное поле установки без существенного увеличения ее размеров.

Установка Глобус-М2 является одним из действующих в настоящее время сферических токамаков, наряду с NSTX-U [4], MAST-U [5], [6], ST-40 [7]. На токамаке Глобус-М2 в 2020 г. было достигнуто значение тороидального поля 0,9 Тл и тока по плазме 0,45 МА [8] и в дальнейших планах увеличение поля и тока до проектных параметров 1 Тл и 0,5 МА. Эксперименты на установке Глобус-М2 позволили впервые оценить зависимость времени удержания энергии от тороидального магнитного поля в диапазоне 0,4 – 0,8 Тл [9].

Для дальнейшего развития концепции сферических токамаков важно исследовать параметры, влияющие на время удержания энергии. Одним из таких параметров является содержание примесей.

Плазма токамаков, состоящая из ионов, электронов и возбужденных атомов, является источником электромагнитного излучения в широком диапазоне от миллиметровых волн до гамма-излучения. На основе измерений интенсивности, спектрального состава и распределения излучения можно получать огромное количество информации о поведении и параметрах плазмы.

Степень разработанности темы исследования

С момента создания токамаков начались и исследования плазмы с помощью спектроскопических диагностик. По спектру, частоте, мощности излучения из плазмы проводятся исследования поведения примесей, потерь на излучение, неустойчивостей. Методы, применяемые для изучения плазмы токамаков, развивались вместе с развитием самих установок и теперь используются для изучения плазмы сферических токамаков, в которых физические процессы могут в значительной степени отличаться от классических токамаков. Спектроскопические диагностические успешно работают на установках Глобус-М/М2, NSTX, MAST. Исследования излучения из плазмы в различных спектральных диапазонах продолжаются в условиях развития сферических токамаков: увеличения тороидального магнитного поля, тока по плазме, мощности нагрева, времени

удержания энергии. Результаты актуальных работ, выполненных на ключевых сферических установках, подробно рассматриваются в разделе 1.3.

Методология и методы исследования

Экспериментальные исследования проводились на сферическом токамаке Глобус-М2. Для измерений эффективного заряда, интенсивности спектральных линий, мощности радиационных потерь и интенсивности мягкого рентгеновского излучения использован комплекс спектроскопических диагностик, позволяющий проводить измерения в диапазоне от мягкого рентгеновского до ближнего ИК. Эффективный заряд плазмы рассчитывался по измеренной интенсивности тормозного излучения и профилям температуры и концентрации электронов, полученных с помощью диагностики томсоновского рассеяния. Радиационные потери и интенсивность мягкого рентгеновского излучения измерялись при помощи диагностики на основе SPD (Silicon Precision Detector)-фотодиодов, регистрирующих излучение в диапазоне 1 эВ – 15 кэВ. Двумерные профили радиационных потерь получены из интегральных измерений путем решения обратной задачи с использованием регуляризации Тихонова. Основные параметры плазмы определялись с использованием диагностического комплекса токамака Глобус-М2.

Более подробное описание применяемых диагностик, инструментов и методов можно найти в главе 2. Результаты проведенных измерений в конкретных экспериментах описаны в главе 3.

Цели работы

- 1) Исследование влияния параметров разряда в сферическом токамаке Глобус-М2 на эффективный заряд плазмы, а также на спектр и интенсивность излучения в диапазоне 0,1 – 1200 нм.
- 2) Измерение мощности радиационных потерь в токамаке Глобус-М2.

В соответствии с поставленными целями в работе решались следующие задачи:

- 1) Определение параметров диагностического комплекса в соответствии с исследуемыми параметрами плазмы и процессами в токамаке Глобус-М2.
- 2) Разработка и внедрение диагностических систем на токамаке Глобус-М2.
- 3) Проведение измерений эффективного заряда плазмы для широкого диапазона параметров плазмы.
- 4) Проведение измерений мощности радиационных потерь в условиях увеличенного тороидального магнитного поля до 0,75 Тл и тока по плазме до 0,35 МА.
- 5) Проведение многохордовых измерений интенсивности излучения в широком спектральном диапазоне.

Научная новизна работы

Созданы и апробированы диагностики эффективного заряда плазмы и интенсивности спектральных линий на токамаке Глобус-М2, объединенных с многохордовой системой SPD-фотодиодов в комплекс спектроскопических диагностик для регистрации излучения в спектральном диапазоне 0,1 – 1200 нм с временным разрешением до 1 МГц.

Впервые на сферическом токамаке проведено исследование влияния боронизации, режима удержания и нагрева пучками нейтральных частиц на величину эффективного заряда плазмы в широком диапазоне значений тороидального магнитного поля до 0,95 Тл и тока по плазме до 0,45 МА.

Впервые на сферическом токамаке проведены измерения мощности радиационных потерь из основного объема плазмы при тороидальном магнитном поле до 0,75 Тл и токе по плазме до 0,35 МА.

Обнаружена возможность детектирования МГД-колебаний плазмы токамака Глобус-М2 с помощью массивов SPD-фотодиодов.

Практическая значимость результатов работы:

- 1) Использование результатов измерений для оценки влияния мощности радиационных потерь энергетический баланс электронной компоненты плазмы сферического токамака Глобус-М2 [10] и [11].
- 2) Применение комплекса спектроскопических диагностик для мониторинга поступления примеси в основной объем плазмы при напуске азота в диверторную область для снижения тепловой нагрузки на пластины дивертора [12].
- 3) Использование результатов измерений эффективного заряда плазмы в широком диапазоне концентрации для моделирования энергобаланса плазмы и определения коэффициентов переноса (электронная и ионная температуропроводность) в режимах с дополнительным нагревом нейтральным пучком (в том числе и в режиме с горячими ионами) в работах [10], [13].
- 4) Результаты данной работы, направленной на развитие спектроскопических методов для диагностики высокотемпературной плазмы, могут быть использованы при реализации Федерального проекта №3 «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» в рамках комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации» для планирования экспериментов на действующих установках, таких как Глобус-М2, Т-15МД, а также при проектировании установок следующего поколения – ТРТ, Глобус-3 и др.

Личное участие автора

Все представленные в диссертации результаты получены непосредственно автором или при его активном участии.

Лично автором были сформулированы основные требования к геометрии, конструкции, компонентам разработанных диагностик и системе сбора данных, разработана принципиальная схема диагностических систем. Автором произведена

разработка и расчет оптических схем и геометрий наблюдения диагностики эффективного заряда, спектроскопии линий и проектируемой двухракурсной системы измерения интенсивности излучения в трех спектральных диапазонах. Автор выполнил расчеты и оценки для определения необходимых параметров разработанных диагностических систем: коэффициентов усиления и временного разрешения аппаратуры, чувствительности приемников и спектральных интервалов регистрации линий излучения. Также автором разработан алгоритм расчета эффективного заряда плазмы и выполнено моделирование данного параметра с помощью транспортного кода ASTRA. Автор занимался подготовкой и проведением измерений с помощью комплекса спектроскопических диагностик, обработкой экспериментальных результатов.

Автор принимал участие в экспериментах по исследованию снижения тепловой нагрузки на пластины дивертора при напуске азота. При непосредственном участии автора были проведены измерения мощности радиационных и эффективного заряда плазмы на токамаке Глобус-М2.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) Создание комплекса спектроскопических диагностик для измерений эффективного заряда, спектрального состава и радиационных потерь из плазмы сферического токамака Глобус-М2.
- 2) Определение эффективного заряда плазмы и исследование влияния параметров разряда на его величину на сферическом токамаке Глобус-М2. При средней удельной мощности тепловой нагрузки на стенку до $0,4 \text{ МВт/м}^2$ и пиковой нагрузке на диверторные пластины до 3 МВт/м^2 величина эффективного заряда находится в пределах $1,1 - 4,0$. Обнаружено, что эффективный заряд уменьшается с ростом плотности электронов, а также в результате боронизации.
- 3) Определение мощности радиационных потерь в режиме омического нагрева и с дополнительным нагревом пучками атомов с энергией до 45 кэВ и

мощностью до 1 МВт. Обнаружено, что доля радиационных потерь из объема плазмы достигает 50 % от поглощенной мощности.

- 4) Результаты исследования эффективного заряда плазмы в экспериментах с напуском азота в диверторную область для снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины. Продемонстрировано, что величина эффективного заряда плазмы в основном объеме возрастает не более чем на 30 % при снижении нагрузки до 10 раз.

Апробация работы

Достоверность полученных результатов обеспечена хорошим соответствием экспериментальных результатов, полученных в результате многократного повторения измерений. Полученные данные не противоречат результатам экспериментов на других сферических токамаках. Описываемые в работе результаты были опубликованы в реферируемых журналах, а также обсуждались на российских и международных конференциях и на семинарах и совещаниях лаборатории Физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Результаты работы представлялись в 8 докладах на российских и международных конференциях:

- 1) XLVI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 18 – 22 марта 2019 г., Москва.
- 2) XLVII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 16 – 20 февраля 2020 г., Москва.
- 3) International Polytech-SOKENDAI Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion 13-24 JULY 2020, Санкт-Петербург.
- 4) PhysicA.SPb/2020 19-23 октября 2020 г., Санкт-Петербург.
- 5) XLVIII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 15 – 19 февраля 2021 г., Москва.
- 6) 47th EPS Conference on Plasma Physics, 21-25 июня 2021 г.
- 7) XIX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» 27 сентября – 1 октября 2021 г., г. Сочи.

- 8) XX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» 18 – 22 сентября 2023 г., г. Сочи.

и в 9 статьях в реферируемых журналах:

- 1) Г. С. Курскиев, Н. В. Сахаров, В. К. Гусев, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, Ю. В. Петров, А. Ю. Тельнова, Н. Н. Бахарев, Е. О. Киселев, Н. С. Жильцов, П. Б. Щеголев, И. М. Балаченков, В. И. Варфоломеев, А. В. Воронин, В. Ю. Горяинов, В. В. Дьяченко, Е. Г. Жилин, М. В. Ильясова, А. А. Кавин, А. Н. Коновалов, С. В. Крикунов, К. М. Лобанов, А. Д. Мельник, А. Б. Минеев, А. Н. Новохацкий, М. И. Патров, А. В. Петров, А. М. Пономаренко, О. М. Скрекель, В. А. Соловей, В. В. Солоха, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, С. Ю. Толстяков, Е. А. Тюхменева, Е. М. Хилькевич, Н. А. Хромов, Ф. В. Чернышев, А. Е. Шевелев, К. Д. Шулятьев, А. Ю. Яшин, «Режим с горячими ионами в сферическом токамаке Глобус-М2», Физика плазмы, т. 49, № 4, с. 305–321, 2023, DOI: 10.31857/S0367292122601497.
- 2) Тельнова А.Ю., Курскиев Г.С., Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Кавин А.А., Киселев Е.О., Минаев В.Б., Мирошников И.В., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Тюхменева Е.А., Хромов Н.А., Шулятьев К.Д., Щеголев П.Б., «Первые результаты исследования переноса тепла и частиц в сферическом токамаке Глобус-М2 при инжекции пучка на стадии роста тока», Журнал технической физики, т. 91, № 3, с. 412, 2021, doi: 10.21883/JTF.2021.03.50517.103-20.
- 3) Н. А. Хромов, Н. Н. Бахарев, Е. О. Векшина, В. К. Гусев, К. В. Долгова, Н. С. Жильцов, Е. О. Киселев, Г. С. Курскиев, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, П. А. Молчанов, А. Н. Новохацкий, Ю. В. Петров, В. А. Рожанский, Н. В. Сахаров, А. Ю. Тельнова, В. М. Тимохин, Е. Е. Ткаченко, В. А. Токарев, Е. А. Тюхменева, П. Б. Щеголев, «Первые эксперименты по уменьшению тепловой нагрузки на диверторные пластины токамака Глобус-М2 с помощью инжекции азота и сопоставление с результатами моделирования»,

Физика плазмы, т. 49, № 12, с. 1327–1336, 2023, DOI: 10.31857/S0367292123601029.

- 4) А.Ю. Тельнова, Мирошников И.В., Митранкова М.М., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Киселев Е.О., Курские Г.С., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Щёголев П.Б., Тухменева Е.А., «Первые результаты исследований ионного теплопереноса на сферическом токамаке Глобус-М2», Письма в журнал технической физики, т. 47, № 9, с. 25, 2021, DOI: 10.21883/pjtf.2021.09.50903.18618.
- 5) E. A. Tukhmeneva et al., “Development of Zeff diagnostic system on the Globus-M(M2) tokamak and the first experimental results”, Plasma Science and Technology, vol. 21, no. 10, 2019, DOI: 10.1088/2058-6272/ab305f.
- 6) E. A. Tukhmeneva et al., “Measurement of Radiation Losses and Effective Ion Charge on the Globus-M2 Tokamak,” Technical Physics Letters, vol. 47, no. 1, pp. 56–60, 2021, DOI: 10.1134/S1063785021010272.
- 7) E. A. Tukhmeneva et al., “Plasma effective charge diagnostics at the Globus-M2 tokamak”, Journal of Physics: Conference Series, Institute of Physics Publishing, 2019, doi: 10.1088/1742-6596/1383/1/012001.
- 8) Yu. V. Petrov, P. A. Bagryansky, I. M. Balachenkov, N. N. Bakharev, P. N. Brunkov, V. I. Varfolomeev, A. V. Voronin, V. K. Gusev, V. A. Goryainov, V. V. Dyachenko, N. V. Ermakov, E. G. Zhilin, N. S. Zhiltsov, S. V. Ivanenko, M. V. Il'yasova, A. A. Kavin, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, A. D. Melnik, V. B. Minaev, A. B. Mineev, I. V. Miroshnikov, E. E. Mukhin, A. N. Novokhatsky, A. V. Petrov, A. M. Ponomarenko, N. V. Sakharov, O. M. Skrekel, A. E. Solomakhin, V. V. Solokha, A. Yu. Telnova, E. E. Tkachenko, V. A. Tokarev, S. Yu. Tolstyakov, E. A. Tukhmeneva, E. M. Khil'kevich, N. A. Khromov, F. V. Chernyshev, A. E. Shevelev, P. B. Shchegolev, K. D. Shulyat'ev & A. Yu. Yashin, “Diagnostic Complex of the Globus-M2 Spherical Tokamak”, Plasma Phys. Rep., vol. 49, pp. 1459–1479, 2023, DOI: 10.1134/S1063780X23601360.

- 9) G. S. Kurskiev, V. B. Minaev, N. V. Sakharov, V. K. Gusev, Yu. V. Petrov, I. V. Miroshnikov, N. N. Bakharev, I. M. Balachenkov, F. V. Chernyshev; V. V. Dyachenko, V. Yu. Goryainov, M. V. Iliasova, E. M. Khilkevich, N. A. Khromov, E. O. Kiselev, A. N. Konovalov, S. V. Krikunov, A. D. Melnik, A. N. Novokhatskii, M. I. Patrov, P. B. Shchegolev, A. E. Shevelev, K. D. Shulyatiev, O. M. Skrekel, V. V. Solokha, A. Yu. Telnova, N. V. Teplova, E. E. Tkachenko, V. A. Tokarev, S. Yu. Tolstyakov, G. A. Troshin, E. A. Tukhmeneva, V. I. Varfolomeev, A. V. Voronin; N. S. Zhiltsov, P. A. Bagryansky, S. V. Ivanenko, I. V. Shikhovtsev, A. L. Solomakhin, E. N. Bondarchuk, A. A. Kavin, A. B. Mineev, V. N. Tanchuk, A. A. Voronova, K. V. Dolgova, A. V. Petrov; A. M. Ponomarenko, V. A. Rozhansky, V. M. Timokhin, A. Yu. Yashin, A. E. Konkov, P. S. Korenev, Yu. V. Mitrishkin, E. G. Zhilin, V. A. Solovey, “Confinement, Heating, and Current Drive Study in Globus-M2 toward a Future Step of Spherical Tokamak Program in Ioffe Institute.” *Physics of Plasmas*, vol. 31, no.6, 2024, DOI: 10.1063/5.0211866.

Глава 1 Спектроскопические измерения в установках магнитного удержания плазмы

Разработка новых безопасных и экологически чистых источников энергии в настоящее время является одной из самых востребованных задач. Использование энергии управляемого термоядерного позволит решить проблему исчерпания углеводородных ресурсов, а также улучшить экологическую обстановку, связанную с выбросами углекислого газа от сжигания ископаемого топлива.

В основе метода получения энергии за счет ядерного синтеза лежит осуществление реакции слияния легких ядер, например, дейтерия и трития. По критерию Лоусона (1.1) [14]:

$$n_e T \tau_e = 3 \cdot 10^{21} \text{кэВ} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}, \quad (1.1)$$

то есть для протекания термоядерной реакции, температура ионов в плазме должна быть 10 – 20 кэВ или 200 – 300 млн. градусов (для D-T реакции) [14]. Никакой материал не способен выдерживать температуры такой величины, поэтому для отработки реакции синтеза используется магнитное удержание плазмы в установках токамак и стелларатор.

В настоящее время актуален вопрос исследования удержания плазмы в сферических токамаках с увеличенным магнитным полем. Сферические токамаки уже давно используются для исследований в области высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза. Аспектное соотношение сферических токамаков $A = R/a < 2$ приводит к тому, что полоидальное сечение плазмы может иметь большие значения вытянутости. Запас устойчивости на границе плазмы значительно выше, это приводит к большей МГД стабильности плазмы, возможности получать большие значения тока по плазме при тех же значениях магнитного поля, а также к большей эффективности генерации бутстреп-тока. Причем величина предельного тока быстро растёт с уменьшением аспектного отношения [15].

Исследования на сферических токамаках продемонстрировали возможность работы с высокими значениями «бета» [2] при сильной вытянутости плазмы и

гораздо более сильную зависимость времени удержания от тороидального магнитного поля и столкновительности [3], чем на классических токамаках. Эта особенность может быть связана с различиями в процессах переноса частиц и тепла [16], [17], [18], которые должны быть изучены для дальнейшего развития применения сферических токамаков.

Обзор последних достижений на основных сферических установках NSTX-U, MAST-U, ST40 и Глобус-M2 представлены в работах [4], [5], [6], [7], [2].

Несмотря на то, что основная цель – это создание токамака-реактора, сферические токамаки могут быть эффективно использованы в качестве термоядерного источника нейтронов (ТИН), поскольку по сравнению с классическими токамаками имеют более высокую плотность потока нейтронов [1], [2]. Также как прототип источника быстрых нейтронов на основе токамака рассматривается сверхпроводящая установка ДЕМО-ТИН [19], [20].

На данный момент рассматриваются две концепции применения таких источников нейтронов: переработка отходов ядерных реакторов [21], [22], [23], [24] и наработка топлива атомных электростанций [19].

Помимо использования сферических установок для получения быстрых нейтронов, также разрабатываются концепции создания модульных термоядерных электростанций, состоящих из набора небольших сферических токамаков с большой термоядерной мощностью [25], [26], [27]. Прогресс последних лет в разработке низкотемпературных и высокотемпературных сверхпроводников [28] позволяет рассматривать в качестве этого небольшого единичного модуля сферические токамаки. Конструкция с использованием сверхпроводников может позволить добиться более высокого тороидального магнитного поля. Однако, магнитная система на сверхпроводниках требует создания криостата для охлаждения до температуры 4K и дополнительной радиационной защиты от нейтронов (более 1м для термоядерной установки для низкотемпературных сверхпроводников [29]).

Новые разработки в области высокотемпературных сверхпроводников, вероятно, могут быть использованы для создания компактных сферических токамаков с высокой термоядерной мощностью. ВТСП обладают большей стабильностью при больших магнитных полях более 20 Тл, работают при более высоких температурах и требуют меньшей радиационной защиты. Несмотря на данные преимущества, они дороги, также требуют систем захлаживания до 20 – 40 К, производство на существующих мощностях очень длительное, сложны в установке в центральном соленоиде.

В настоящее время сверхпроводники использованы в магнитной системе токамаков: LHD, KSTAR [30], EAST [31], JT-60SA [32].

1.1 Роль излучения из плазмы и спектроскопия на сферических токамаках

Столкновительные процессы в плазме токамаков приводят к излучению в широком спектральном диапазоне, которое обусловлено взаимодействием как частиц рабочего газа, так и примесных частиц. Однако, основная мощность, теряемая плазмой в виде излучения, связана с присутствием примесей [33]. Процессы переноса, геометрия плазменного шнура и параметры плазмы в сферических токамаках отличаются от классических установок, что приводит и к отличиям в поступлении, распределении и переносе примесных элементов.

Примесные элементы в плазме токамака можно условно разделить на легкие, средние и тяжелые, в зависимости от их заряда ядра. Легкими примесями в токамаках обычно являются гелий, бор, углерод, кислород, азот, аргон, неон, литий, которые либо поступают из материалов камеры токамака, либо напускаются для чистки камеры, для диагностических целей или для получения особых режимов работы. К средним примесям относятся, например, металлы, содержащиеся в сплавах, из которых сделаны элементы конструкций в камере токамака: железо, хром, молибден, медь и т.д. Тяжелые элементы, такие как вольфрам, молибден, свинец могут распыляться при взаимодействии плазмы с покрытиями камеры или дивертора, которые подвергаются высоким тепловым нагрузкам. Легких примесей обычно содержится порядка 1 %, средних и тяжелых примесей – менее 0,1 % [34].

Доля потерь на излучение в современных токамаках может сильно отличаться в зависимости от материала стенки и режима работы. Несмотря на то, что обычно радиационные потери из основного объема плазмы значительно ниже, чем из области SOL [35], и не превышают 25% от вкладываемой мощности [36], [37], [38], наиболее критичным является радиационное охлаждение центральной области плазмы при накоплении примеси в центре плазменного шнура [39].

Оценка ожидаемых тепловых потоков на диверторные пластины в токамаках ITER и DEMO в несколько раз превышает максимально допустимые нагрузки на материалы диверторных пластин вольфрам и бериллий [40]. Решением данной

проблемы может послужить напуск легких примесей в диверторную область. В таком случае, энергия частиц, покидающих область удержания и попадающих в дивертор, переходит в излучение атомов примеси, напускаемой в диверторную область. Таким образом, падающая на диверторные пластины мощность перераспределяется, и тепловая нагрузка на единицу площади снижается.

Обычно для получения такого режима используются инертные газы и другие легкие примеси: азот [41], [42], [12]), гелий [43], неон [44], аргон [45], криптон [46]. С напуском примеси можно добиться до 90% снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины [47]. Режим исследовался или исследуется в настоящее время практически на всех токамаках, оснащенных дивертором: Глобус-М2 [12], ASDEX Upgrade [48], MAST [49], EAST [50] и других и является перспективным режимом работы термоядерных реакторов (ITER и DEMO), поэтому спектроскопия излучения во время напуска примеси очень актуальна.

Помимо оценки времени удержания энергии, излучение может быть использовано для определения обширного набора параметров плазмы и исследования МГД-неустойчивостей [34]. Поэтому очевидно, что спектроскопические измерения имеют важное значение для разработки термоядерных реакторов.

Пассивные диагностики, рассматриваемые в данной работе, охватывают только излучение, вызванное столкновительными процессами непосредственно между частицами плазмы. Исследование излучения, связанного с воздействием на плазму внешних факторов, например, инжекции частиц, рассеяние лазерных пучков, относится к активным диагностикам.

Собственное излучение плазмы находится в широком спектральном диапазоне от мягкой рентгеновской (SXR) до видимой и инфракрасной области. Примеры зарегистрированных спектров излучения на токамаках в различных спектральных диапазонах представлены на рисунках 3, 4б, 5б, 6.

Излучение из разных диапазонов длин волн обусловлено разными физическими механизмами, которые подробно рассматриваются далее в разделе 1.2. Соответственно в каждом диапазоне могут измеряться разные параметры плазмы в различных областях плазмы с использованием различных диагностических методов. Подробнее о спектроскопических методах написано в разделе 1.3.

Спектр излучения состоит из двух составляющих: непрерывной и дискретной. Непрерывный спектр представляет собой сумму тормозного, рекомбинационного и циклотронного излучения. Тормозное излучение возникает при ускорении электрона в поле иона, циклотронное – при ускоренном движении заряженных частиц по спирали в магнитном поле, рекомбинационное – при переходе свободного движущегося заряда в связанное состояние – при захвате электрона ионом. По интенсивности континуума определяют, например, такие параметры плазмы как эффективный заряд плазмы [51] [52], температура электронов [53], [54], [55].

За дискретный спектр излучения ответственны связанные заряды: излучение на линиях вызывает переход электронов между дискретными энергетическими уровнями внутри молекул, атомов или ионов. Длина волны, уширение и смещение линии и интенсивность излучения на линии зависит от многих параметров: вида элемента, номера энергетического перехода, температуры, магнитного и электрического поля, концентрации элемента, вероятности перехода. Следовательно, можно на основе излучения исследовать такие параметры как концентрация частиц разного вида и зарядового состояния, их температуру [56], скорость вращения плазмы [57], величину поля [58].

1.2 Излучение плазмы токамака

Излучение плазмы во всем спектре определяется тремя основными процессами: связанно-связанными, свободно-свободными и свободно-связанными переходами заряженных частиц. Также в плазме присутствует циклотронное излучение, возникающее в связи с ускоренным движением заряженных частиц по ларморовским орбитам под действием магнитного поля, однако данный вид излучения практически полностью перепоглощается в объеме плазмы [59].

Если известны все концентрации элементов n_z с зарядом z , то интенсивность излучения P_z элемента данного сорта в оптически тонкой плазме может быть вычислена по формуле (1.3)[59]:

$$P_z = n_e \sum n_z L_z(T_e). \quad (1.3)$$

При этом предполагается, что характерные времена ионизации и рекомбинации существенно превосходят времена спонтанного излучательного перехода, а функция распределения электронов слабо отличается от максвелловской. Относительная интенсивность излучения $L_z(T_e)$ складывается из тормозного, рекомбинационного и излучения на линиях.

Для вычисления радиационных потерь применяется ряд аппроксимационных методов, позволяющих учитывать излучения только на основных линиях [60], [33], [61].

1.2.1 Линейчатое излучение

Связанно-связанные переходы – переходы электронов между энергетическими уровнями в ионах и атомах – являются причиной дискретной составляющей спектра излучения плазмы. Атомы, ионы или молекулы переходят в возбужденное состояние в ходе столкновений.

Вероятность $A(p \rightarrow q)$ (или A_{pq}) спонтанного перехода (релаксации) электрона с уровня p на уровень q с излучением фотона $h\nu_{pq} = E(p) - E(q)$ называется коэффициентом Эйнштейна. Тогда излучательная способность или скорость спонтанной релаксации определяется как (1.4) [59]:

$$\epsilon(p \rightarrow q) = A(p \rightarrow q)n_z(p), \quad (1.4)$$

где $n_z(p)$ – концентрация атомов (или ионов) z в возбужденном состоянии p .

Мощность излучения P_{pq} на линии, соответствующей переходу электрона в атоме z с уровня p на уровень q , определяется как (1.5) [59]:

$$P_{pq} = \frac{1}{4\pi} \int n_z n_p A_{pq} ds, \quad (1.5)$$

где n_p концентрация атомов или ионов z в состоянии p , а интегрирование производится вдоль линии регистрации излучения в плазме.

В общем случае коэффициент A_{pq} (как и энергии атома E_p и E_q на уровнях p и q) является характеристикой атома или иона и его табличное значение можно найти, например, в базе данных NIST [62].

Излучательные квантовые переходы, происходящие в плазме, включают в себя не только спонтанные переходы излучением фотона, но и переходы с поглощением фотона и переходы, вызванные столкновениями между частицами. В оптически тонкой плазме поглощение излучения пренебрежимо мало, поэтому переход в возбужденное состояние обеспечивается только за счет столкновения частиц. Электронный удар является основным механизмом возбуждения и снятия возбуждения иона или атома в плазме токамаков. Схема возбуждения атома (иона) электронным ударом [59]:

$$e^{-} + A^{z+}(q) \rightleftharpoons A^{z+}(p) + e^{-}. \quad (1.6)$$

В некоторых случаях могут давать вклад и другие механизмы возбуждения, например, излучение/поглощение фотона при переходах между уровнями тонкой структуры. Но в спектроскопии плазмы токамаков будем рассматривать только возбуждение электронным ударом.

При $E_p > E_q$ в атомах происходят переходы как в одну, так и в другую сторону, т. е. переходы $E_q \rightarrow E_p$ и $E_p \rightarrow E_q$. Переходы первого типа сопровождаются поглощением энергии и происходят только под внешним воздействием и характеризуются коэффициентом B_{qp} . Переходы $E_p \rightarrow E_q$ происходят как «самопроизвольно» (спонтанное испускание), так и под внешним воздействием (вынужденное испускание), и характеризуются, соответственно, двумя коэффициентами A_{pq} и B_{pq} .

Если плазма находится в состоянии термодинамического равновесия, процессы возбуждения и снятия возбуждения уравниваются друг друга, и уровни энергии невырожденные, доля частиц в состоянии p имеет больцмановское распределение[59]:

$$N_p \propto \exp\left(-\frac{E_p}{T}\right), \quad (1.7)$$

а отношение доли частиц в состоянии p к доле частиц в состоянии q :

$$\frac{N_p}{N_q} = \exp\left[-\frac{E_p - E_q}{T}\right] = \exp\left(-\frac{h\nu_{pq}}{T}\right). \quad (1.8)$$

Излучение также находится в состоянии термодинамического равновесия и поэтому по закону Планка зависимость интенсивности чернотельного излучения от частоты и температуры определяется формулой [59], [63]:

$$\rho(\nu) = 8\pi h\nu^3 / \left[\exp\left(\frac{h\nu}{T}\right) - 1 \right] c^3. \quad (1.9)$$

Обращаясь к принципу детального равновесия, получаем для нашего случая:

$$(A_{pq} + B_{pq}\rho)N_p = B_{qp}\rho N_q. \quad (1.10)$$

Тогда интенсивность излучения примет вид:

$$\rho = \frac{A_{pq}}{\frac{N_q}{N_p} B_{qp} - B_{pq}}. \quad (1.11)$$

С учетом формулы для ρ между тремя коэффициентами B_{qp} , B_{pq} и A_{pq} имеют место статистические соотношения:

$$A_{pq} = \frac{8\pi h \nu_{pq}^3}{c^3} B_{pq} \quad (1.12)$$

и

$$B_{pq} = B_{qp}. \quad (1.13)$$

Эти соотношения определяются только свойствами самого атома и сохраняются вне зависимости, выполняется ли условие термодинамического равновесия или нет.

Населенность уровней ионов, атомов и молекул зависит от соотношения между столкновительными и излучательными процессами в плазме. В условиях токамака для горячей плазмы с низкой плотностью, учитывая вклад от возбуждения и снятия возбуждения электронным ударом и спонтанного испускания/поглощения излучения, населенность энергетических уровней ионов и атомов определяется столкновительно-излучательными уравнениями[59], [63]:

$$\frac{dn_p}{dt} = n_e \sum_q n_q C_{qp} - n_e \sum_q n_p C_{pq} + \sum_{q>p} n_q A_{qp} - \sum_{q<p} n_p A_{pq}. \quad (1.14)$$

Коэффициенты A_{pq} и A_{qp} – коэффициенты спонтанного испускания и поглощения излучения, а C_{qp} и C_{pq} представляют собой сечения возбуждения(девозбуждения) электронным ударом, усредненные по максвелловскому распределению электронов по скоростям. Также коэффициенты C_{qp} и C_{pq} являются функцией частоты столкновений и, следовательно, функцией электронной температуры T_e и плотности n_e .

При наличии радиационного охлаждения плазма не находится в термодинамическом равновесии. К центральной области плазмы в токамаках обычно может быть применима корональная модель – в том случае, если можно пренебречь вкладом от переходов между двумя возбужденными уровнями и

переходов, вызванных процессами, отличными от возбуждения электронным ударом и спонтанным излучением. Например, в приближении корональной модели по интенсивности основных линий примесных элементов может определяться концентрация примесей в центральной области плазмы. В остальных случаях данные коэффициенты для каждого перехода и, соответственно, интенсивности линий, находятся из полной столкновительно-излучательной модели.

Отсутствие переходов между возбужденными уровнями означает, что переход с верхнего уровня p происходит сразу в основное состояние g , а в уравнении (1.14) остаются только слагаемые, соответствующие возбуждению электронным ударом и снятию возбуждения при спонтанном излучении. В этом приближении для концентрации атомов или ионов в состоянии p получаем:

$$n_p = \frac{n_e n_g C_{gp}}{A_{pg}}. \quad (1.15)$$

Тогда мощность излучения (1.5) на линии при $n_z \approx n_g$ определяется как:

$$P_{pg} = \frac{1}{4\pi} \int n_e n_z C_{gp} ds. \quad (1.16)$$

Таким образом, из измеренных в экспериментах значений интенсивности излучения P_{pg} при известных профилях T_e и n_e может быть определена концентрация n_z .

Интенсивность наблюдаемых на спектре линий зависит от распределения населенности энергетических уровней, а под действием внешних электрических и магнитных полей или микрополей окружающих частиц линии могут смещаться, уширяться и расщепляться. По параметрам наблюдаемых линий могут определяться потери на излучение, концентрация, температура частиц, давление, а также величина внешних полей.

1.2.2 Континуум

В плазме токамака излучение в непрерывном спектре возникает в результате свободно-свободного (тормозное излучение) и свободно-связанного (рекомбинационное излучение) взаимодействия электронов с ионами. В первом случае электрон движется с ускорением в поле иона и после взаимодействия остается свободным, во втором случае электрон оказывается захваченным ионом. Столкновения между электронами не учитываются, так как этот вклад в тормозное излучение мал из-за отсутствия ускорения центра масс при столкновении идентичных частиц.

Тормозное излучение

Потери энергии электрона на тормозное излучение могут быть определены из закона сохранения энергии при отклонении траектории (рисунок 1.1) электрона в кулоновском поле иона с зарядом Z .

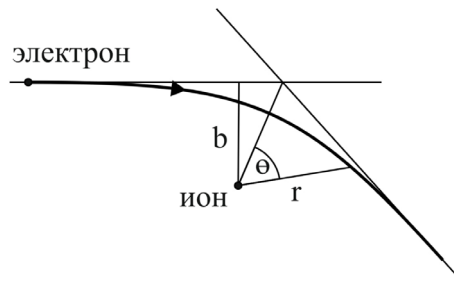


Рис. 1.1 Траектория электрона, ускоряющегося в поле иона

Спектральную мощность тормозного излучения одного электрона можно записать как произведение потери энергии электрона $\frac{dW}{dv}$ при единичном столкновении с ионом на начальную скорость v_1 и концентрацию n_i ионов и проинтегрировать по всем возможным прицельным параметрам b [63]:

$$\frac{dP}{dv} = n_i v_1 \int_0^\infty \frac{dW}{dv} (v, b) 2\pi db. \quad (1.17)$$

Используя закон сохранения энергии и уравнение движение электрона в поле иона [63], получаем:

$$\frac{dP}{d\nu} = \frac{Z^2 e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{32\pi^2 n_i}{3\sqrt{3}m^2 c^3 v_1} G(\nu), \quad (1.18)$$

где $G(\nu)$ – Гаунт-фактор – множитель для учета вклада релятивистских эффектов, в классическом случае $G = 1$.

Время между столкновениями электронов с ионами много меньше, чем время между столкновениями с другими электронами, т. е. потери на тормозное излучение обычно не ведут к существенному искажению функции распределения электронов по скоростям, поэтому функцию распределения электронов принимается здесь за максвелловскую. Усреднение по скоростям электронов выражения (1.18) приводит к выражению для мощности излучения в единицу телесного угла на единицу объема:

$$j(\nu) = n_e n_i Z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{8\pi}{3\sqrt{3}m^2 c^3} \left(\frac{2m}{\pi T_e} \right)^{1/2} \exp(-h\nu/T_e) \bar{g}, \quad (1.19)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, $\bar{g}$ – усредненный по максвелловским скоростям Гаунт-фактор G [64]], его величина зависит от частоты излучения и температуры электронов. Существует несколько способов и приближений для вычисления $\bar{g}$, для рассматриваемой в данной работе области спектра он составляет 1 - 4 [64]

Полная спектральная мощность тормозного излучения получается путем суммирования по всем сортам ионов, подстановкой значений констант и с введением величины эффективного заряда плазмы $Z_{eff} = \sum_Z \frac{n_Z Z^2}{n_e}$:

$$\frac{dP_{ff}}{dE} = 1,5 \cdot 10^{-38} n_e^2 Z_{eff} \bar{g} \frac{\exp\left(-\frac{E}{T_e}\right)}{\sqrt{T_e}}, \quad (1.20)$$

где E – энергия фотона тормозного излучения.

Рекомбинационное излучение

В процессе рекомбинации при захвате электрона с энергией E_{kin} , происходит испускание фотона с энергией:

$$h\nu = E_{kin} + [E_{max} - E_q], \quad (1.21)$$

где E_{max} – максимальная энергия ионизации.

Схема данного излучательного процесса:

$$A^{(z+1)+}(g) + e^- \rightleftharpoons A^{z+}(q) + h\nu, \quad (1.22)$$

где g – основное состояние иона. Спектр излучения при этом процессе непрерывный, так как непрерывно распределение свободных электронов в плазме по энергиям, но со «ступеньками» (см. рисунок 1.2), вызванными дискретностью состояний, в которых может находиться захваченный ионом электрон.

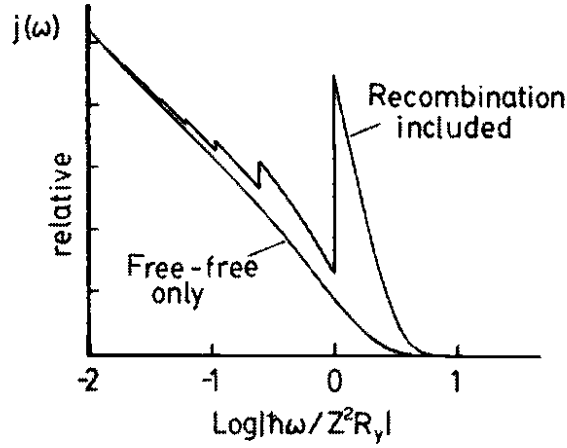


Рис. 1.2 Интенсивность излучения из плазмы при $T_e = Z^2 Ry$ [65]

Если $E_{kin} = \frac{mv^2}{2} < h\nu$, то электрон захвачен ионом и дискретная составляющая энергии

$$W_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{2(4\pi\epsilon_0 \hbar)^2 n^2} = -Ry \frac{Z^2}{n^2}, \quad (1.23)$$

где Ry – постоянная Ридберга.

Тогда спектр рекомбинационного излучения:

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{Z^2 Ry}{n^2}, \quad (1.24)$$

а энергия, излучаемая на этой линии, может быть записана как:

$$\frac{dW}{dv}(b, v)\Delta v_n, \quad (1.25)$$

$$\Delta v_n \approx \frac{2Z^2 Ry}{hn^3}.$$

Тогда аналогично случаю свободно-свободного столкновения для максвелловской функции распределения электронов по скоростям получаем выражение для мощности излучения в единицу телесного угла на единицу объема для уровня n [63]:

$$j_n(v) = n_e n_i Z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{8\pi}{3\sqrt{3}m^2 c^3} \left(\frac{2m}{\pi T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) \left[\frac{Z^2 Ry}{T_e} \frac{2}{n^3} G_n \exp\left(\frac{Z^2 Ry}{n^2 T_e}\right) \right], \quad (1.26)$$

где G_n – Гаунт-фактор для связанно-связанных переходов на уровень n [64].

После суммирования (1.26) по всем свободно-связанным переходам n и в водородоподобном приближении, получаем формулу для рекомбинационного излучения, аналогичную формуле для тормозного излучения:

$$\frac{dP_{fb}}{dE} = 1,54 \cdot 10^{-38} n_e Z^2 \bar{g}_{fb} \frac{\exp\left(-\frac{E}{T_e}\right)}{\sqrt{T_e}} \beta(Z, T_e), \quad (1.27)$$

где $\bar{g}_{fb} = \bar{g}_{fb}(E, Z_i, T_e, n_e)$ – усредненный по максвелловским скоростям Гаунт-фактор, β – параметр, включающий суммирование по всем возможным переходам в водородоподобном приближении для всех уровней с главным квантовым числом n [66].

В видимом спектре преобладает тормозное излучение, как и в мягком рентгеновском для легких примесей при высоких T_e (мощность рекомбинационного излучения $\sim Z^4$), при низких температурах на периферии плазмы для тяжелых примесей возможно преобладание рекомбинационного излучения.

1.3 Диагностики

1.3.1 Спектральные диапазоны и диагностики

Как было рассмотрено в предыдущей главе, за возникновение излучения ответственны разнообразные физические механизмы.

Спектр в видимом и ближнем ИК состоит в основном из линий излучения атомов рабочего газа и легких примесей, а также тормозного излучения, которое для условия токамаков значительно превышает по уровню рекомбинационное излучение [63], [67]. В УФ и мягком рентгеновском диапазоне при достаточно высоких температурах порядка сотен эВ начинает преобладать тормозное излучение и линейчатое излучение более тяжелых примесей [63], [68]. По разным спектральным диапазонам измеряются различные параметры плазмы.

Регистрация излучения из широкого диапазона от мягкого рентгеновского до ИК дает нам оценку потерь на излучение. Спектры излучения, получаемые в измерениях в широких спектральных диапазонах, дают нам информацию о зависимости мощности излучения от длины волны излучения и о преобладании того или иного вида излучения, по обзорным спектрам может определяться примесный состав плазмы. По интенсивности излучения в мягком рентгеновском диапазоне измеряется температура электронов, исследуется МГД активность в плазме: пилообразные колебания, тиринг-моды, неустойчивость «снейк» и др. Измерения интенсивности излучения в видимом и УФ и ближнем ИК диапазоне дает возможность измерять эффективный заряд плазмы и содержание отдельных примесей.

1.3.2 Спектры излучения плазмы

Проведение измерений интенсивности излучения в зависимости от длины волны в широком спектральном диапазоне позволяет получать обзорные спектры излучения. Обзорные спектры, примеры которых представлены на рисунках 1.3, 1.4б, 1.5б, 1.6, регистрируются на токамаках в рентгеновском, УФ, видимом и ИК диапазонах. По характеру зависимости от длины волны может быть определен вид излучения: тормозное, рекомбинационное, линейчатое. По длинам волн спектральных линий определяют примесный состав плазмы, а при абсолютной калибровке спектрометра и концентрации отдельных элементов.

Обзорные спектроскопические системы представлены на большинстве токамаков. Например, для измерения спектров в мягком рентгеновском диапазоне на токамаке JET (рисунок 1.3) применялись кристалл-дифракционные спектрометры [69], а на установке TCV спектрометр на основе многослойных зеркал [70].

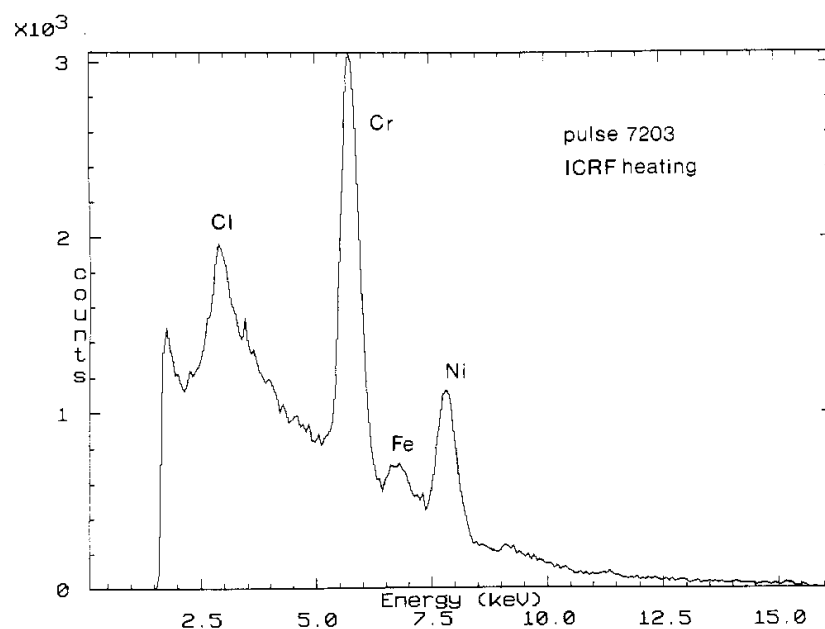


Рис. 1.3 Пример обзорного спектра излучения плазмы на токамаке JET в мягком рентгеновском диапазоне [69]

Спектрометр системы Сейя – Намиока, регистрирующий спектры в УФ и видимом диапазоне 50 – 700 нм и оснащенный ПЗС-детектором, используется на

токамаке EAST [71]. Идентификация линий на спектрах производилась с использованием базы данных NIST [72] и [73].

На установке JET применяется система двух УФ спектрометров VUV SPRED KT2 и KT7 (рисунок 1.4а), регистрирующая обзорные спектры (рисунок 1.4б) в диапазоне 10-110 нм с разрешением $\sim 0,5$ нм [74], [75].

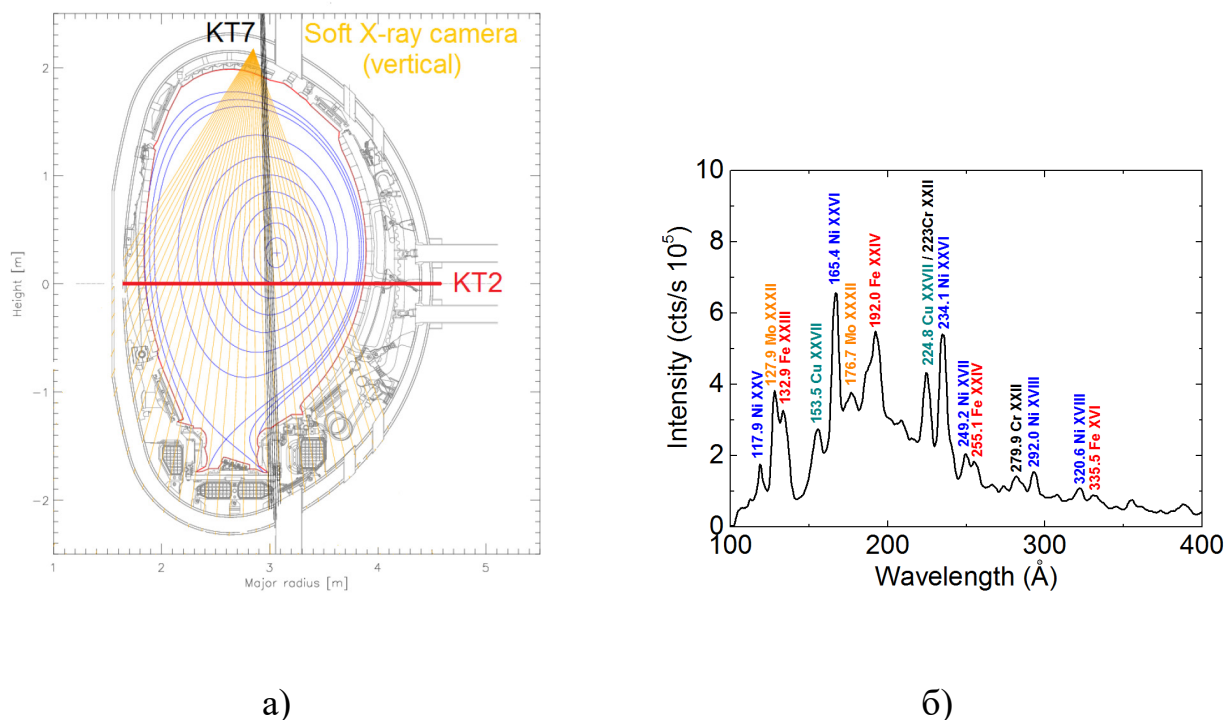


Рис. 1.4 Спектроскопия на токамаке JET: а) – Схема регистрации обзорных спектров, б) – пример обзорного спектра в УФ-диапазоне [74]

На токамаке T-10 использован обзорный спектрометр для работы в видимой области 390 – 710 нм со спектральным разрешением до 0,3 нм на основе монохроматора МДР-206 («ЛОМО фотоника») и ПЗС-камеры Proscan HS 101H [76], схема которого изображена на рисунке 1.5а, а пример измеренного спектра – на рисунке 1.5б.

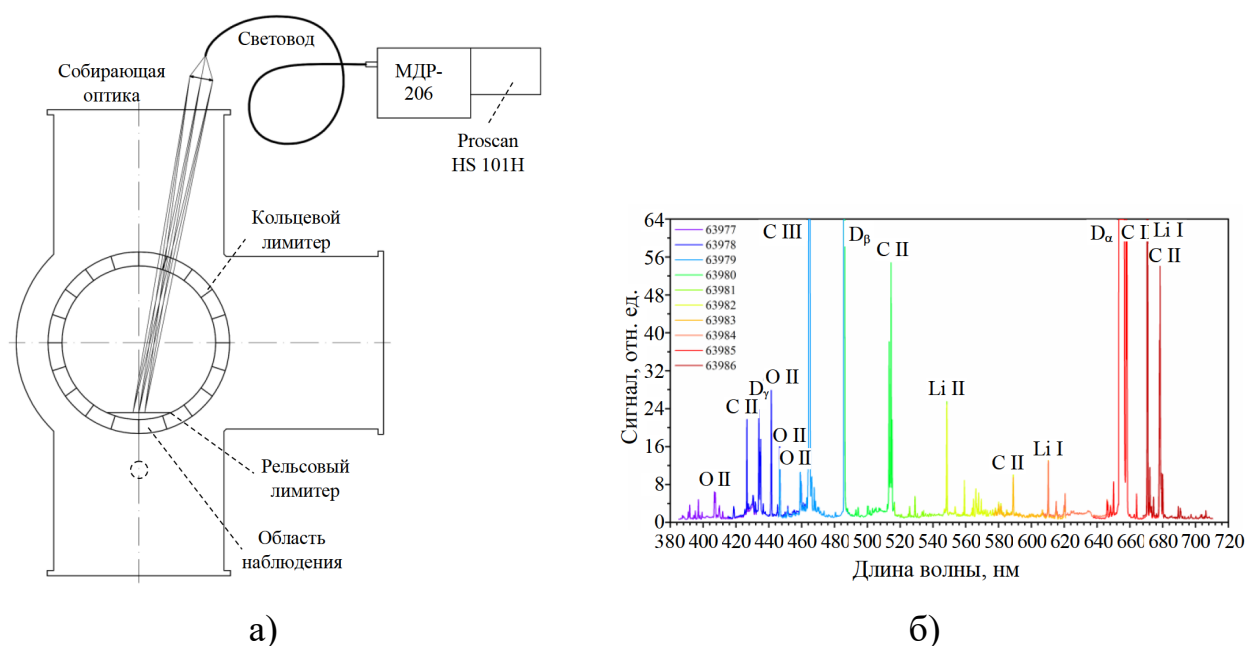


Рис. 1.5 Спектроскопия на токамаке Т-10: а) – схема регистрации обзорных спектров, б) – пример обзорного спектра в видимом диапазоне [76]

Измерение спектров излучения в ИК диапазоне представляет интерес так как оптические компоненты (зеркала, окна, волокна, линзы) спектроскопических систем для измерений в ИК спектре способны выдерживать более высокие радиационные нагрузки по сравнению с компонентами для работы с УФ и видимым излучением, однако кремниевые детекторы (в том числе и ПЗС-матрицы) имеют более низкую чувствительность в ИК диапазоне. Система измерения обзорных спектров в ИК диапазоне на основе монохроматора Черни-Тернера и ПЗС-матрицы работает на токамаке NSTX и способна регистрировать спектральные линии в диапазоне 760 - 1150 нм (рисунок 1.6) [77].

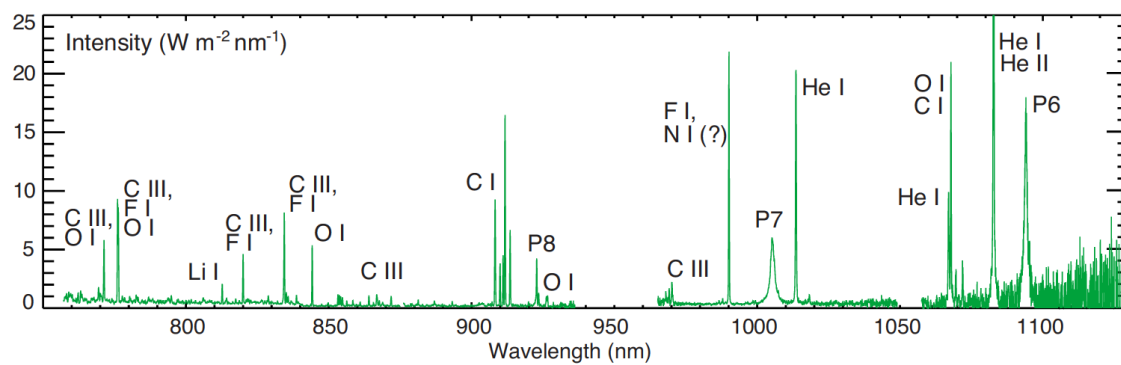


Рис. 1.6 Обзорный спектр излучения из дивертора токамака NSTX в ИК-диапазоне [67]

1.3.3 Радиационные потери и мягкое рентгеновское излучение

Приемники

Из-за необходимости контролировать потери на излучение, приводящие к охлаждению плазмы, диагностиками радиационных потерь оснащено большинство установок магнитного удержания плазмы. Наиболее часто применяют детекторы на основе металлических резистивных болометров, а также специальных полупроводниковых фотодиодов AXUV (Absolute X-ray UltraViolet Diodes) и SPD, чувствительных в диапазоне от мягкого рентгеновского до ИК излучения.

Принцип работы металлических резистивных болометров, схема которых изображена на рисунке 1.7, заключается в определении изменения температуры металлического резистора, соединенного с металлической фольгой, на которую попадает излучение плазмы, по изменению его электрического сопротивления. Таким образом, можно определить мощность падающего излучения, которая пропорциональна этому изменению температуры. Наиболее часто применяются болометры на золотых и платиновых фольгах, сами резисторы обычно изготовлены из платины или золота (AUG [78], WEST [79], JET [80]) и наносятся на подложку в виде меандра. Спектральная чувствительность металлических резистивных болометров составляет от нескольких эВ до десятков кэВ в зависимости от материалов и конструкции болометра и близка к 1 во всем спектральном диапазоне [81]. Например, для болометра с золотой фольгой и каптоновой фольгой спектральная чувствительность ~ 1 для диапазона 1,2 эВ – 1,2 кэВ.[82], а у болометра на основе платины с SiN подложкой – от 20 эВ до 10 кэВ [83]. В болометрах для установки ИТЭР предполагается применение резисторов из платины или никеля из-за трансмутации золота при нейтронном облучении [21].

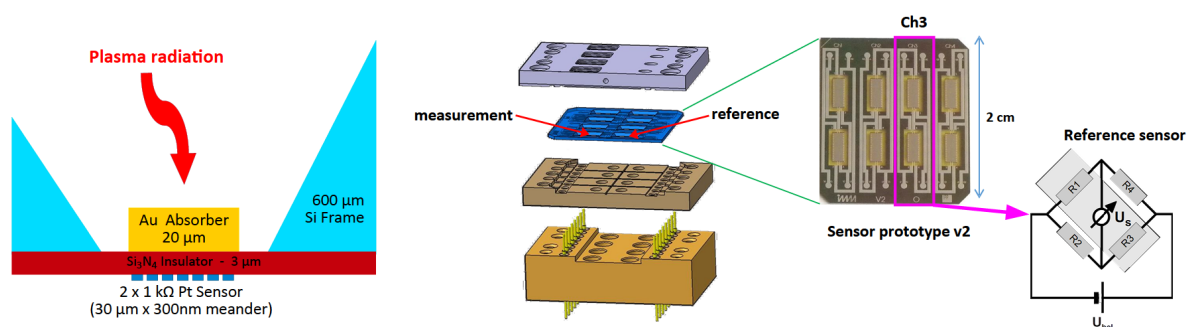


Рис. 1.7 Устройство металлического болометра [81]

Инфракрасные или видеоболометры (IRVB imaging bolometers) схожи по принципу работы с резистивными болометрами: излучение поглощается металлической фольгой, однако изменение температуры определяется не по изменению сопротивления резистора, а с помощью ИК-камеры, находящейся вне вакуумной камеры токамака. Такие болометры подходят для использования в термоядерных установках под высокими радиационными нагрузками (что было подтверждено в экспериментах на JT-60U [84]), так как внутри вакуумной камеры располагается только металлическая фольга.

Системы на основе полупроводниковых диодов AXUV [85] или SPD [[86], [87]], в настоящее время наиболее распространены на токамаках.

Принцип работы данных приемников заключается в том, что при попадании фотона на поверхность фотодиода (см. рисунок 1.8) в n-p-переходе генерируется ток с очень высокой квантовой эффективностью, которая достигается за счет покрытия фотодиода тонким слоем диоксида кремния SiO_2 . Падающее излучение создает электронно-дырочную пару также в слое диоксида, поверхность которого оказывается положительно заряженной. Положительный заряд слоя SiO_2 отталкивает электроны от границы раздела SiO_2/Si , тем самым поддерживая дрейф носителей заряда в n-p-переходе.

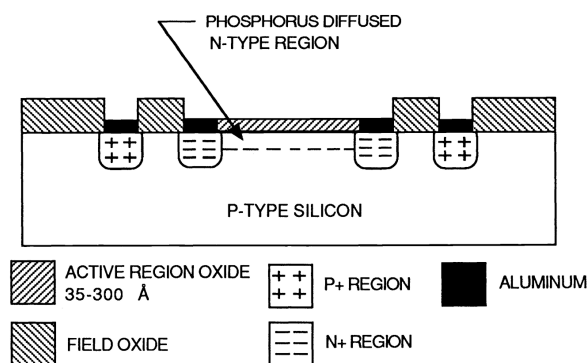


Рис. 1.8 Схема AXUV фотодиода [87]

Фотодиоды SPD-100UV, разработанные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [88], [86] имеют $p-n$ – структуру полупроводника, противоположную AXUV, и чувствительность в том же спектральном диапазоне.

Существенным недостатком таких детекторов является постепенное снижение спектральной чувствительности от радиационной нагрузки [89], [90], [91]. Спектральная чувствительность SPD-100UV также деградирует во время экспериментов, но их радиационная стойкость выше по сравнению с приемниками AXUV [92], [91].

Также можно видеть по спектральным характеристикам AXUV и SPD на рисунке 1.9, что в диапазоне низких энергий ~до 20 эВ их спектральная чувствительность снижена и имеет сильную зависимость от энергии фотонов, поэтому измеряемая мощность излучения из пристеночной области при $T_e < 500$ эВ может быть недооценена.

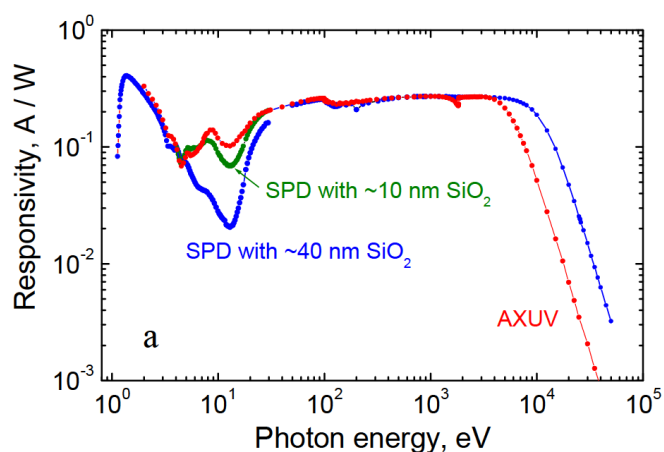


Рис. 1.9 Спектральные чувствительности SPD и AXUV фотодиодов [93]

Третьим недостатком является то, что фотодиоды AXUV и SPD чувствительны не только к излучению, но и к частицам с энергиями ниже 200 эВ и попадание частиц на детектор может вызывать паразитный вклад в сигнал.

Несмотря на все эти недостатки системы на основе AXUV и SPD более распространены, чем системы на основе металлических болометров, так как полупроводниковые детекторы более чувствительны к излучению, дешевле в производстве, позволяют регистрировать мощность излучения с временным разрешением до 2 МГц, имеют низкий уровень шумов и более просты в производстве массивов для многохордовых измерений. Диагностики радиационных потерь на основе полупроводниковых детекторов AXUV и SPD используются, например, на установках COMPASS [94], EAST [95], Глобус-М [96].

У болометров же относительно низкое временное разрешение порядка нескольких миллисекунд [97] и более высокая стоимость производства, однако в условиях токамаков-реакторов предполагается использование именно металлических болометров, так как они способны выдерживать значительные радиационные нагрузки [81]. Для ИТЭР разработан диагностический комплекс на основе металлических болометров [98], ТРТ также планируется оснастить системой на основе металлических резистивных болометров [99].

SXR

Кроме измерений P_{rad} в широком спектральном диапазоне, с помощью AXUV и SPD приемников проводятся измерения в мягком рентгеновском диапазоне. По мягкому рентгеновскому излучению можно исследовать большое количество плазменных процессов.

Для измерения температуры электронов T_e на установках магнитного удержания плазмы используется метод фольг. Полупроводниковые фотодиоды устанавливаются за фольгами (фильтрами), позволяющими выделить спектральные диапазоны, где отсутствует линейчатое излучение, а регистрируется только тормозное. Фольги подбираются с учетом параметров плазмы и мощности падающего излучения. Например, для измерений T_e на токамаке EAST [53] используются 4 фильтра – титановая фольга 0,3 мкм и три бериллиевые 5, 15 и 50 мкм, на установке NSTX [100] – бериллиевые фольги по 10, 100 и 300 мкм, на установке MST – два набора бериллиевых фольг толщиной 80, 15, 140, и 478 мкм и 140, 15, 254, и 478 мкм [101].

Мощность тормозного излучения:

$$P_{SXR}(R, t) \propto \sqrt{T_e(R, t)} \gamma(T_e, Z) Z_{eff}(R, t) n_e^2(R, t) \exp\left\{\frac{-h\nu}{k_B T_e(R, t)}\right\} \quad (1.28)$$

измеряется одновременно несколькими детекторами в нескольких спектральных диапазонах в одном объеме наблюдения. По отношению измеренных мощностей

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

являющемуся функцией от T_e , может определяться средняя по хорде регистрации P_{SXR} температура электронов T_e .

Для получения профилей T_e устанавливаются многохордовые системы фотодиодов, регистрирующие мягкое рентгеновское излучение в нескольких спектральных диапазонах [53], [100], [101]. Хотя точность определения данным методом профилей температуры уступает активной диагностике томсоновского рассеяния, метод фольг имеет большее разрешение по времени (до МГц). Таким образом можно комбинировать эти два диагностических метода для повышения

точности результатов измерения температуры электронов, как, например, на установке NSTX [102].

Так как мощность тормозного излучения имеет сильную зависимость от T_e , то с помощью многохордовых систем измерения SXR исследуются МГД-колебания, при которых изменяются локальные значения температуры. С помощью многохордовых измерений интенсивности SXR может определяться положение поверхности $q = 1$ [103], [104], которое часто совпадает с радиусом инверсии пилообразных колебаний [105], [106], регистрируемых в мягком рентгеновском диапазоне. Также данный параметр определяется по измеренным профилям T_e , полученным на диагностике томсоновского рассеяния [107]. МГД неустойчивости в плазме токамаков являются возмущениями магнитного поля, поэтому базовым инструментом их исследования являются магнитные зонды. Идентифицировать МГД-колебание можно по значениям модовых чисел регистрируемых неустойчивостей m/n , которые определяются с помощью массивов магнитных зондов, расположенных тороидально и полоидально [108].

Однако, МГД-неустойчивости также вызывают флуктуации других параметров плазмы, таких как концентрация, температура и т.д., поэтому они могут наблюдаться и с помощью других диагностик [109]. Например, на установке Глобус-М2 с помощью метода ДОР (доплеровское обратное рассеяние) исследуются такие явления как неоклассические тиринг-моды [110], тороидальные альфвеновские моды, LCO (limit cycle oscillation) [111]. Измерения в мягком рентгеновском диапазоне спектра успешно применяют на токамаках для исследования пилообразных колебаний [104], [112] и неоклассической тиринг-моды [113] и неустойчивости «снейк» [114], так как они вызывают флуктуации температуры и концентрации электронов.

Временное разрешение до 1 мкс диагностик на базе AXUV и SPD позволяет отслеживать динамику быстрых МГД-колебаний. Измерения в мягком рентгеновском диапазоне используются для исследования таких явлений как тиринг-моды (единицы - десятки кГц) на токамаке JET [115], NSTX [116]] и других,

неустойчивость «снейк» (порядка нескольких кГц) на токамаках Глобус-М [117], Alcator C-Mod [114], EAST [118], альфвеновские моды (сотни кГц) на установке ASDEX Upgrade [119], «фишбон» (~20 кГц) на токамаке MAST [120] и другую МГД активность (EAST [53], STOR-M [109] совместно с магнитными диагностиками [121] и доплеровской рефлектометрией [110].

Многохордовые измерения и томография

Многохордовые измерения мощности излучения в широком спектральном диапазоне производятся с помощью систем на основе болометров или полупроводниковых фотодиодов AXUV и SPD на многих токамаках для получения профилей радиационных потерь [122], [123], [96]. Потери на излучение из центральной области плазмы важнее для баланса энергии, чем из пристеночной области, а накопление примеси в центре плазменного шнура приводит к охлаждению наиболее горячей и плотной плазмы [78], [122], [123], [79]. Для исследования снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины при напуске примеси измеряются двумерные профили мощности излучения в диверторе. Диверторные диагностики радиационных потерь представлены на токамаках, например, JET [80], [122], EAST [95]. Пример распределения мощности излучения в диверторе установки JET представлен на рисунке 1.10б, а геометрия регистрации излучения диагностической системы – на рисунке 1.10а.

Для получения профилей и двумерных распределений мощности излучения из плазмы необходимо по интегральным измерениям вдоль хорд определить локальные значения в объеме плазмы, решая обратную задачу томографическими методами. Особенности томографии плазмы в установках магнитного удержания предполагают применение специальных математических методов решения обратной задачи, которая является некорректной – решение задачи не является единственным. Для решения некорректных задач в общем случае применяется регуляризация.

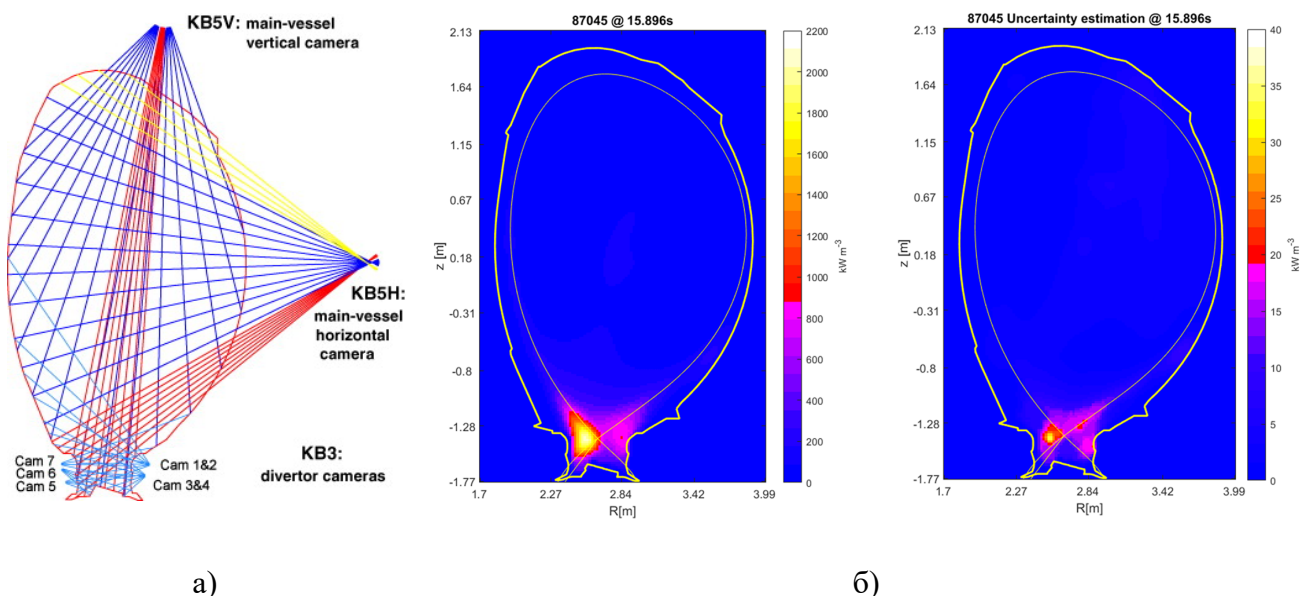


Рис. 1.10 Диагностика радиационных потерь на токамаке JET[80]: а) – геометрия наблюдения, б) – пример восстановления двумерного распределения излучения вблизи X-точки [124]

Доступ к плазме в токамаках производится через ограниченное количество патрубков вдоль сравнительно небольшого количества (порядка нескольких сотен) хорд наблюдения, а излучение собирается из конических объемов наблюдения, располагающихся веером и пересекающихся в одной точке, поэтому решаемая задача является плохо обусловленной. В отличие от применения томографических методов в медицине, где объект исследования постоянен во времени, томография плазмы в токамаке кроме хорошего пространственного разрешения требует также хорошего разрешения по времени, так как исследуются процессы с частотой до 1 МГц. Также особенностью томографии плазмы является достаточно сильная зашумленность регистрируемых сигналов. Для обратных задач такого вида разработаны регуляризационные методы, способные дать достаточно точные решения [125], [126]. Например, один из наиболее распространенных методов – регуляризация Тихонова-Филлипса [127], [128], [96]. При использовании данного метода на решение накладывается такое дополнительное условие, чтобы было возможно получить единственное решение, например, это может быть условие на гладкость или неотрицательность решения. Частные случаи метода: метод условного экстремума [127], [129], [96], [130], в котором регуляризационный

параметр находится из условия минимума ограничивающего функционала, и регуляризация Фишера (MFI), когда в ограничивающем функционале оставляют только слагаемые со вторыми производными [131], [127].

Также используются итерационные методы такие, как метод алгебраической реконструкции (ART) [132], [124], [133] или статистические методы (максимального подобия [134], байесовский метод [135]), которые основаны на пошаговом приближении к истинному решению.

Кроме того, для решения обратной задачи используют нейросети, обученные на базе данных разрядов, в тех случаях, когда необходимо получить результаты восстановления быстро, но не обязательно очень точно и подробно [123], [136].

Подробнее некоторые методы томографии будут рассмотрены в главе 2.

1.3.4 Видимый и ближний ИК спектральный диапазон

Излучение на линиях

В видимом диапазоне преобладает линейчатое излучение легких примесей и атомов рабочего газа. Излучение на линиях может быть использовано для мониторинга поведения отдельных элементов в различных зарядовых состояниях в основном объеме плазмы, пристеночной и диверторной областях [137], [138].

Измерения интенсивности линий позволяет с хорошим временным разрешением отслеживать L-H переход, регистрировать краевые неустойчивости (ELM), контролировать напуск примеси и ее поступление в объем плазмы, определять концентрации примесей и использовать эти данные для моделирования [139].

Для регистрации излучения на линиях используют наборы фильтровых монохроматоров. По обзорным спектрам подбираются интенсивные отдельно стоящие линии, и узкий спектральный интервал (до нескольких нм) выделяется с помощью узкого интерференционного фильтра. В качестве приемников используют ФЭУ или полупроводниковые фотодиоды [140].

Диагностические системы оснащены монохроматорами на линии рабочего газа (обычно $D_{\alpha,\beta,\gamma}$) и наиболее интенсивные линии основных примесей, список которых различается в зависимости от материалов камеры и напускаемых примесей. Например, диагностика токамака EAST регистрирует линии C III (465.0 нм), W I (400.9 нм), Li I (670.8 нм), Li II (548.3 нм), Mo I (386.4 нм), He II (468.5 нм) и O II (441.5 нм) [139].

Эффективный заряд плазмы Z_{eff}

В видимом диапазоне излучения плазмы в токамаках существуют и достаточно широкие спектральные окна, в которых присутствует только континуум, а линии излучения атомов и ионов отсутствуют. Тормозное излучение видимом диапазоне используется для измерения количественного содержания примесей в плазме – эффективного заряда плазмы Z_{eff} . Спектральные диапазоны, свободные от линейчатого излучения, также выделяются при помощи

интерференционных фильтров. Обычно для измерений Z_{eff} используют интервалы в видимом диапазоне 520 – 540 нм [141], [142].

По зависимости интенсивности тормозного излучения

$$P_{br} = 1,5 \cdot 10^{-23} \cdot Z_{eff} \cdot \langle g_{ff} \rangle \int_V \int_{\Delta\lambda} \Omega(V) \frac{n_e^2}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda T_e}\right) dV d\lambda \quad (1.29)$$

из объема наблюдения V в выделенном спектральном диапазоне $\Delta\lambda$, с известными профилями температуры T_e и концентрации n_e , можно определить эффективный заряд плазмы Z_{eff} . Многохордовые измерения мощности тормозного излучения используются для получения профилей Z_{eff} , которые дают информацию о распределении примесей в объеме, их накоплении в центре плазменного шнура, об источниках поступления и переносе [143]. Например, на установке MAST профили эффективного заряда измеряются по интенсивности тормозного излучения в спектральном интервале шириной $\sim 0,5$ нм вблизи $\lambda = 521,3$ нм с помощью диагностики на основе ПЗС-камеры с объективом Canon f-1.2L/50 mm [51].

Данный метод диагностики эффективного заряда плазмы является наиболее распространенным и точным на установках магнитного удержания плазмы. Существуют и альтернативные способы измерения Z_{eff} , например, по сумме концентраций всех зарядовых состояний основных примесей, измеренных с помощью диагностики CXRS [143], [144], [145] или оценка среднего по объему Z_{eff} по сопротивлению плазмы, пропорциональному заряду ионов [14], [146].

Выводы к главе 1

Особое внимание к электромагнитному излучению плазмы в токамаках связано как с его вкладом в энергобаланс плазмы, так и с диагностическим применением. Различные механизмы возникновения излучения и широкий спектральный диапазон от мягкого рентгеновского до инфракрасного позволяют измерять множество параметров, получать их пространственные распределения и исследовать множество процессов в плазме.

Линейчатое излучение, возникающее при переходах электронов в атомах и ионах между энергетическими уровнями, является преобладающим по мощности в диапазоне от мягкого рентгеновского до видимого в условиях плазмы токамаков. Измерения интенсивности и профиля линий используются для определения концентрации и температуры атомов и ионов. По присутствию тех или иных линий на обзорных спектрах может определяться примесный состав плазмы.

Непрерывный спектр излучения представлен в токамаках суммой тормозного и рекомбинационного излучения, а циклотронное, перепоглощающееся в объеме плазмы, пренебрежимо мало. Так как мощность двух этих видов излучения зависит от температуры электронов и эффективного заряда плазмы, то по континууму на токамаках часто определяют величину эффективного заряда и температуру электронов, а также исследуют МГД-колебания, сопровождающиеся изменением температуры и концентрации электронов – тиринг-моды, пилообразные колебания, неустойчивость «снейк».

Измерения полной мощности излучения всех видов во всем оптическом диапазоне позволяют оценивать потери энергии на излучение. Многохордовые измерения интегральных значений мощности излучения позволяют с использованием томографических методов восстанавливать локальные значения мощности излучения.

Излучение примесей может иметь практическое применение для решения проблемы перегрева диверторных пластин. Для снижения тепловой нагрузки на

диверторные пластины в диверторную область производят напуск легких примесей, на излучении которых может быть перераспределено до 90% энергии.

Глава 2 Сферический токамак Глобус-М2

2.1 Параметры токамака Глобус-М2

Данная работа выполнена на установке токамак Глобус-М2 [147]. Это компактный сферический токамак с большим радиусом $R = 0,36$ м, малым радиусом $a = 0,24$ м, и аспектным соотношением $A = 1,5$. Тороидальное магнитное поле в экспериментах достигало 0,9 Тл (проектное значение 1 Тл), а ток по плазме – 0,45 МА (проектное значение 0,5 МА). Максимально достигнутая температура ионов составила 4 кэВ [148]. Основные параметры токамака Глобус-М2 собраны в таблице 2.1.

Большой радиус R	0,36 м
Малый радиус a	0,24 м
Аспектное соотношение R/a	1,5
Тороидальное магнитное поле B_T	до 1 Тл
Вытянутость k	1,5 – 2,1
Ток по плазме I_p	до 0,5 МА
Плотность электронов $\langle n_e \rangle$	$1 - 10 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$
Температура электронов T_e	до 1,8 кэВ
Температура ионов T_i	до 4 кэВ
Мощность нагрева NBI P_{NBI}	1,85 МВт
Удельная тепловая нагрузка на стенку P_H	до 3 МВт/м ²
Длительность разряда τ_{pulse}	0,2 с
Время удержания энергии τ_E	до 15 мс

Таблица 2.1 Параметры установки Глобус-М2

На токамаке Глобус-М2 есть возможность получать как режимы с лимитерной конфигурацией, так и с диверторной с верхней и нижней Х-точкой. Установка оснащена открытым дивертором, что позволяет исследовать режима со

снижением тепловой нагрузки на диверторные пластины при напуске примеси, который предполагается использовать при работе термоядерного реактора [149].

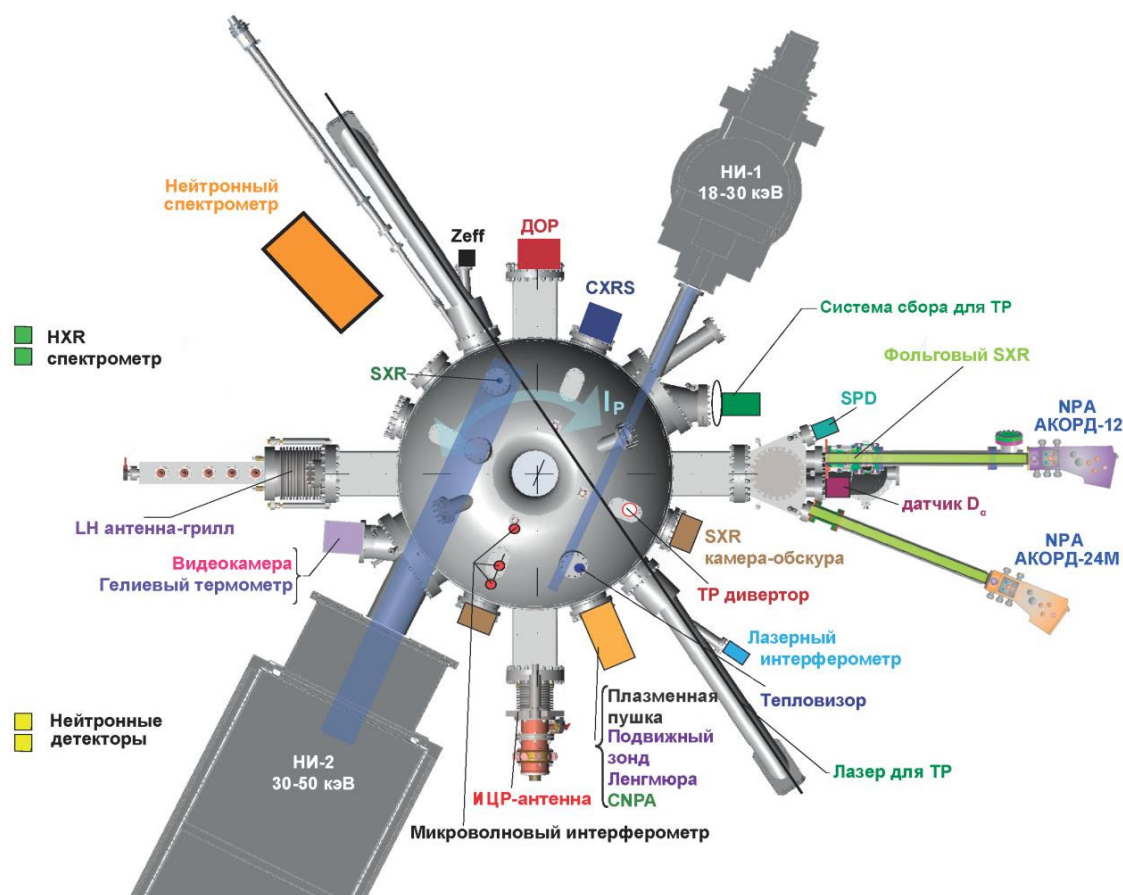


Рис. 2.1 Расположение диагностик, систем нагрева и генерации тока на токамаке Глобус-М2[108]

На установке Глобус-М2 для дополнительного нагрева плазмы используются два инжектора пучков нейтральных атомов, расположение которых представлено на рисунке 2.1. В плазму инжектируются пучки высокоэнергетичных атомов водорода или дейтерия, которые, будучи нейтральными и, проникая через магнитное поле токамака, передают свою энергию ионам в плазме. Параметры инжекторов: NBI I с мощностью 0,85 МВт и энергией частиц 28 кэВ, инжектор NBI II с мощностью 1 МВт и энергией частиц 50 [150].

Основные параметры токамака Глобус-М2 дополнительно представлены в сводной таблице 2.2 в сравнении с другими ведущими сферическими установками в мире: MAST [6], NSTX [29], ST40[151].

	R, м	a, м	A	B_T, Тл	I_p, МА	P_{heat}, МВт
Глобус-М2	0,36	0,24	1,5	0,95	0,45	1,85
NSTX-U [6]	0,85	0,65	1,3	0,64	0,8	10
MAST-U [29]	0,85	0,65	1,3	0,65	0,75	3,5
ST-40 [151]	0,6	0,33	1,6	2,2	0,8	1,6

Таблица 2.2 Основные параметры сферических токамаков

2.2 Диагностики токамака Глобус-М2

Установка оснащена обширным набором магнитных, оптических и корпускулярных диагностик [108], которые позволяют определять все основные параметры плазмы и всесторонне исследовать процессы, происходящие в сферическом токамаке.

Профили температуры T_e и концентрации n_e электронов измеряются на токамаке с помощью диагностики томсоновского рассеяния [152] в 11 пространственных точках по большому радиусу от 23 см ($r/a = -0,5$) до 60 см ($r/a = 1$). Диапазон измерения T_e от 6 эВ до 5 кэВ, диапазон измерения n_e от $5 \cdot 10^{17}$ до $3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Также средняя вдоль линии наблюдения плотность электронов n_e в мониторинговом режиме измеряется при помощи СВЧ интерферометра на лампе обратной волны (ЛОВ) и дисперсионным интерферометром (ДИ) на основе CO_2 лазера с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения [153].

Для получения информации о полоидальном магнитном потоке и восстановления равновесия используются данные с тороидальных магнитных петель и поясов Роговского, измеряющих ток по плазме и ток в полоидальных катушках. С помощью кодов [154], РЕТ [155] и метода подвижных токовых колец [156] вычисляются такие параметры, как границы плазмы, малый и большой радиус плазмы, положение магнитной оси, положение Х-точки, полоидальная «бета», внутренняя индуктивность, величина диамагнитного потока и энергозапас.

Тороидальные и полоидальные массивы магнитных зондов, а также трехкоординатный зонд на установке Глобус-М2 позволяют исследовать в широком диапазоне частот от 5 кГц до 20 МГц МГД-колебания, такие как тиринг-моды [157], шировые альфвеновские моды [158], компрессионные альфвеновские моды [159], ионно-циклотронное излучение, а также даже более высокочастотные геликоны.

Ионная температура измеряется на установке измеряется с помощью анализаторов атомов перезарядки (два анализатора типа АКОРД [160] и один компактный анализатор CNPA-09 [161]) и диагностики активной спектроскопии перезарядки CXRS на основе компактного светосильного спектрометра высокого разрешения «Спектрал-Тех» SPT-DDHR-04 [162]. Анализаторы также используются для определения изотопного состава плазмы и исследования удержания быстрых ионов во время применения дополнительного нагрева. С помощью диагностики CXRS также измеряется скорость тороидального вращения плазмы.

С помощью трех микроволновых систем доплеровских рефлектометров [163], [164], [165] на токамаке проводятся исследования процесса перехода в режим улучшенного удержания, тиринг-мод, альфвеновских мод, турбулентности, геодезическая акустическая мода (ГАМ), колебания предельного цикла (LCO). В основе метода доплеровской рефлектометрии лежит регистрация излучения, обратно рассеиваемого на флуктуациях плотности плазмы.

Спектры жесткого рентгеновского излучения в диапазоне энергий гамма-квантов 0,1 – 16 МэВ регистрируются двумя сцинтилляционными спектрометрами на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ [166]. Мониторинговые измерения уровня жесткого рентгеновского излучения производятся с помощью детектора на основе сцинтиллятора $\text{NaI}(\text{Tl})$.

При дополнительном нагреве пучками нейтральных атомов в плазме токамака Глобус-М2 при столкновениях высокоэнергетичных ионов пучка с тепловыми ионами основной плазмы, а также между собой, рождаются нейтроны. Для регистрации спектров нейтронов используются два нейтронных спектрометра на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A, а также два ^{10}B коронных нейтронных счетчика для оценки интегрального нейтронного [167].

Для измерения пристеночных параметров, таких как плотность (n_e) и температура (T_e) электронов, а также число Маха ($M_{||}$) на установке применяется

подвижный ленгмюровский зонд [168], расположенный в экваториальной плоскости.

Пространственное распределение и эволюция температуры поверхности диверторных пластин измеряется совместно ИК-пирометром и тепловизором (ИК-камерой) [158], [169]. В нижние диверторные пластины вмонтирован набор из десяти ленгмюровских зондов [170].

Для наблюдения общей картины процессов, происходящих в плазме, применяется высокоскоростная камера Optronis, со скоростью съемки от 540 кадров/с при разрешении 1696×1710 и до 100000 кадров/с при разрешении 96×38 на протяжении всего разряда. С помощью камеры можно наблюдать границу плазмы, крупные примесные частицы, структуру пилинг-балонной моды, газонапуск и проникновение струи плазменной пушки.

2.3 Диагностический комплекс для спектроскопии примесей

2.3.1 Область применения комплекса спектроскопических диагностик

Для исследования поведения примесей и МГД-колебаний на установке Глобус-М2 был разработан комплекс спектроскопических диагностик. Параметры и особенности плазмы в токамаке Глобус-М2 являлись определяющими факторами при выборе спектральных диапазонов, геометрии, типов приемников, оптических систем и параметров системы сбора в диагностическом комплексе. Он состоит из трех основных частей (рисунок 2.2):

- однохордовой диагностики среднего эффективного заряда плазмы по интенсивности тормозного излучения для определения количественного содержания примесей;
- спектроскопии линий для регистрации обзорных спектров в диапазоне 200 – 1100 нм и мониторинга интенсивности линий примесей C, O, Fe, N, B, Ne;
- многохордовой диагностики радиационных потерь и мягкого рентгеновского излучения на основе SPD фотодиодов, регистрирующих излучение в диапазоне 1 – 10000 эВ (1200 – 0,1 нм);

Диагностический комплекс оснащен новой системой сбора данных, позволяющей выполнять оцифровку сигналов с хорошим временным разрешением до 1 МГц в течение всего разряда.

С помощью диагностического комплекса проводятся исследования поступления, переноса и содержания примесей, а также примесный состав плазмы в различных режимах работы токамака. В экспериментах по исследованию снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины при напуске примеси [12] диагностический комплекс использовался для мониторинга напуска примеси. Связанные с наличием примесей в плазме потери на излучение, а также распределение их мощности в объеме камеры токамака, измеряются с помощью многохордовой диагностики радиационных потерь [96], которая была

модернизирована на установке Глобус-М2. Многохордовая система регистрации мягкого рентгеновского излучения, входящая в состав комплекса спектроскопических диагностик, позволяет проводить исследования МГД-колебаний, происходящих в плазме сферического токамака.

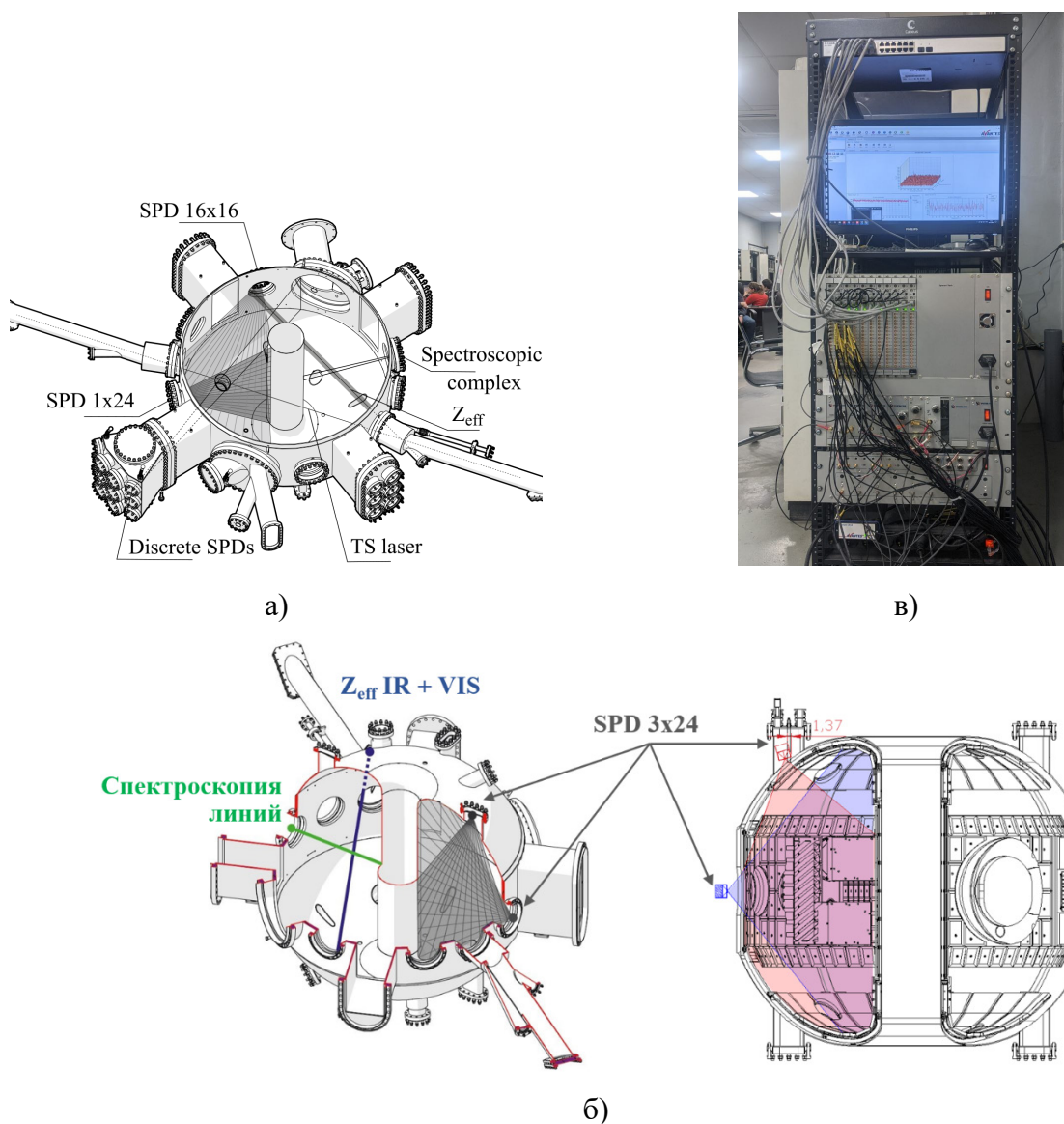


Рис. 2.2 Конфигурация комплекса спектроскопических диагностик на токамаке Глобус-М2: а) – до модернизации [148] при измерении мощности радиационных потерь, б) – проектная геометрия наблюдения многохордовой системы SPD-фотодиодов после модернизации, в) – фото диагностического комплекса

2.3.2 Диагностика эффективного заряда плазмы Z_{eff}

Для определения количественного содержания примеси в плазме токамака Глобус-М2 была разработана диагностика эффективного заряда [171],[172],[173]. С помощью диагностики можно определять зависимость количества примеси от концентрации электронов, метода нагрева, магнитной конфигурации плазмы, контролировать поступление в центральную область напускаемой в дивертор примеси.

Средний вдоль линии наблюдения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ рассчитывается по измеренной абсолютно калиброванным монохроматором мощности тормозного излучения P_{br} , а также профилям температуры и концентрации электронов, измеренным с помощью диагностики томсоновского рассеяния [152]. Для регистрации мощности тормозного излучения одновременно используются два спектральных канала 630 – 640 нм и 1019 – 1040 нм.

Схема регистрации тормозного излучения и объем наблюдения

Хорда наблюдения, вдоль которой производится регистрация тормозного излучения (рисунок 2.3), проходит в экваториальной плоскости и аналогична линии зондирования лазера диагностики томсоновского рассеяния. Для минимизации вклада в полезный сигнал P_{br} излучения, отраженного от графитовой стенки камеры, линия наблюдения направлена в область патрубка с противоположной стороны.

Объектив, оптическая схема которого была разработана в программном пакете CODE V, позволяет собирать излучение в квази-цилиндрическом объеме диаметром ~ 3 см вдоль хорды наблюдения. Излучение из области фокусируется на торец 20-волоконного жгута длиной 20 м. С противоположного конца жгут разделяется на две равные части и подключается к входам двух монохроматоров (рисунок 2.3), регистрирующих излучение в двух различных спектральных каналах 630 – 640 нм (видимый диапазон) и 1019 – 1040 нм (ИК диапазон).

Использование системы на основе оптических волокон позволило разместить детекторную часть диагностики, которая наиболее подвержена наводкам от ВЧ систем и влиянию жесткого рентгеновского излучения, на удалении от токамака вне экспериментального зала.

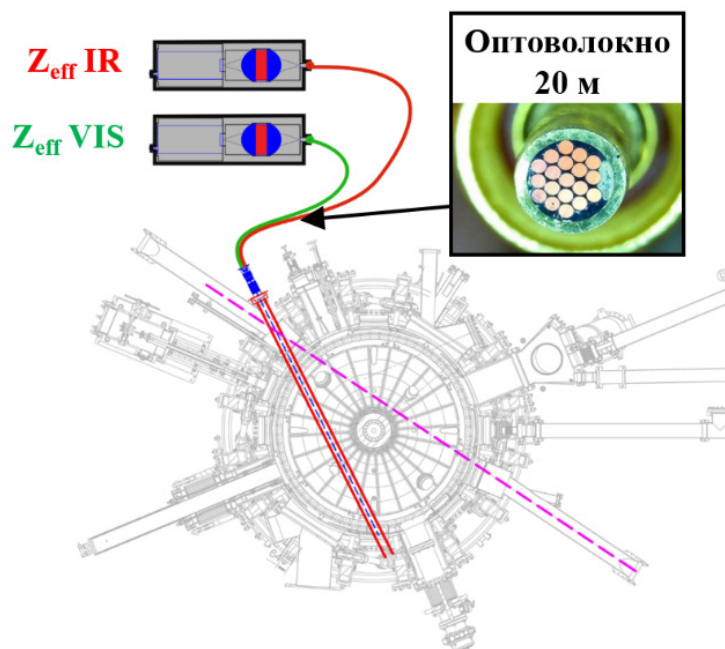


Рис. 2.3 Схема диагностики эффективного заряда плазмы на токамаке Глобус-М2

Спектральные интервалы измерения P_{br}

Для регистрации тормозного излучения необходимо использовать такие спектральные интервалы, в которых отсутствует линейчатое излучение, а также молекулярный квази-континуум [174]. Для температуры электронов 10-2000 эВ, характерной для плазмы токамака Глобус-М2, в данных спектральных диапазонах тормозное излучение значительно превосходит рекомбинационное, согласно выражениям для мощности тормозного (1.20) и рекомбинационного (1.27) излучения, а молекулярный квази-континуум серии линий молекулы H_2 на обзорных спектрах не наблюдается.

Спектральные интервалы (рисунок 2.4) для измерений в ИК (1019-1040 нм) и видимом (630-640 нм) диапазонах выбраны с учетом результатов измерений обзорного спектрометра Avantes AvaSpec-ULS2048 и проверены более подробно на

отсутствие линий с помощью спектрометра высокого разрешения Spectral-Tech SPT-DDHR-04 [175], [176].

В ИК спектральном канале в некоторых режимах работы, при которых стенка токамака значительно нагревается (например, в режимах с низкой плотностью и убегаящими электронами, ВЧ нагревом), может присутствовать вклад ИК излучения от стенки. Использование второго монохроматора для видимой области на 630 – 640 нм расширило рабочий диапазон диагностики, так монохроматор не чувствителен к ИК спектру излучения нагретой стенки.

Типичный спектр излучения плазмы токамака Глобус-М2 в стационарной стадии разряда и выбранные для диагностики Z_{eff} спектральные интервалы (маркированные цветом области) приведены на рисунке 2.4.

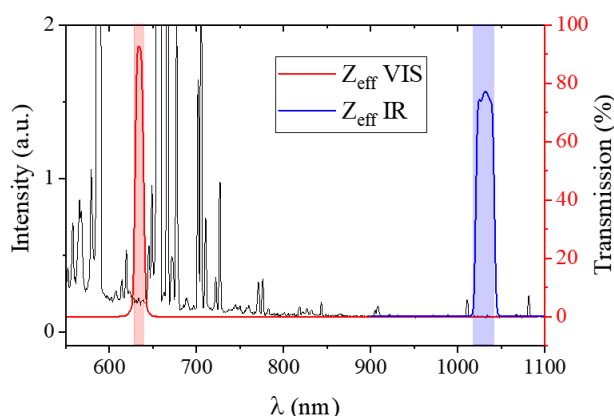


Рис. 2.4 Спектральные интервалы регистрации тормозного излучения (вертикальные полосы)

Выделение выбранных спектральных интервалов производится с помощью интерференционных фильтров. Их спектральные характеристики, измеренные на спектрофотометре ЛОМО СФ-256, изображены непрерывными линиями на рисунке 2.4.

Расходящийся пучок света, приходящий на вход монохроматоров из оптического волокна, преобразуется собирающей линзой в параллельный пучок для нормального падения на поверхность фильтра, что позволяет избежать искажения спектрального пропускания фильтра. После фильтра при помощи

второй собирающей линзы тормозное излучение фокусируется на поверхности детекторов.

Приемники P_{br} диагностики эффективного заряда

Для измерений в ИК области спектра используется полупроводниковый приемник ФПУ2-153 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) [177] с максимальной спектральной чувствительностью $\sim 0,65$ А/Вт в области 1000 – 1050 нм. Для видимого диапазона используется детектор ФЭУ Н10721-110 с максимальной чувствительностью ~ 70 мА/Вт в области 450 – 700 нм. Спектральные чувствительности приемников приведены на рисунке 2.5.

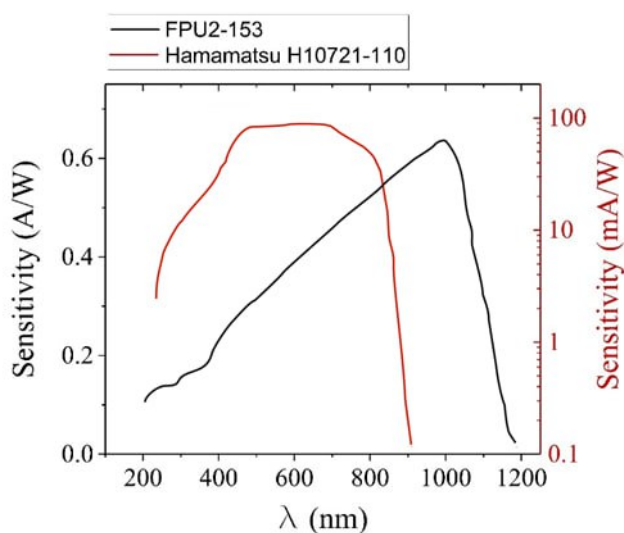


Рис. 2.5 Спектральная чувствительность приемников диагностики Z_{eff} для регистрации тормозного излучения в видимом (красная линия) и ближнем ИК (черная линия) диапазоне

Абсолютная калибровка монохроматоров диагностики производилась с использованием интегрирующей сферы Labsphere USLR-V12F-NMNN. Спектральная мощность излучения интегрирующей сферы была взята из документации и было установлено соответствие между мощностью излучения, попадающего на вход объектива, и напряжении на выходе приемника:

$$A \left[\frac{V}{W} \right] = \frac{U}{P} \quad (2.1)$$

где A – калибровочный коэффициент для канала. Калибровка проводилась для единой системы в полном сборе со всем компонентами диагностики: объективом, оптическим волокном, собирающими линзами и интерференционными фильтрами.

Алгоритм расчета Z_{eff}

С помощью диагностики измеряется среднехордовый эффективный заряд $\langle Z_{eff} \rangle$ по мощности тормозного излучения P_{br} , которая определяется эффективным зарядом, а также температурой и концентрацией электронов (2.2):

$$\langle Z_{eff} \rangle = \frac{P_{br}}{1,5 \cdot 10^{-23} \cdot \langle g_{ff} \rangle \int_V \int_{\Delta\lambda} \Omega \frac{n_e^2(R)}{\lambda^2 \sqrt{T_e(R)}} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda T_e(R)}\right) dV d\lambda}, \quad (2.2)$$

где $n_e(R)$ и $T_e(R)$ – пространственные распределения плотности и температуры электронов в зависимости от большого радиуса R , P_{br} – интегральная мощность тормозного излучения, $\langle g_{ff} \rangle$ усредненный по T_e Гаунт-фактор [64]. Интегрирование производится по длине волны λ на спектральном интервале $\Delta\lambda$ и по объему V , в котором регистрируется тормозное излучение, Ω – телесный угол сбора света. Гаунт-фактор $\langle g_{ff} \rangle$ для температуры электронов порядка сотен эВ – 1 кэВ оценен согласно [178] и его значение составило 3 для ИК диапазона и 2,75 для видимого диапазона измерения P_{br} .

Аппроксимация профилей $T_e(R)$ и $n_e(R)$ для расчетов $\langle Z_{eff} \rangle$ производится с использованием 0-мерной модели [179] по пространственным точкам диагностики томсоновского рассеяния, а также с добавлением значения пристеночной температуры при наличии экспериментальных данных с ленгмюровских зондов [168].

Оценка погрешности

Относительная погрешность определения $\langle Z_{eff} \rangle$ складывается из погрешности измерения δT_e и δn_e , ошибки измерения сигналов на выходе приемников δU_{br} , а также погрешности определения калибровочного коэффициента δA . Ошибка измерения сигнала δU_{br} связана с вкладом отраженного от конструкционных материалов излучения. Несмотря на то, что

хорда наблюдения ориентирована на область патрубка, излучение от графитовой стенки частично может попадать в область регистрации детектора. На это указывают измерения в экспериментах - завышение величины регистрируемого сигнала в спектральном интервале 1019 – 1040 нм отмечается в режимах, в которых увеличивается температура покрытия камеры, что подробно рассматривается в параграфе данной работы 3.1.2. Вклад излучения нагретой стенки оценить проблематично, поэтому при расчете погрешности измерения δU_{br} учитывается только отраженное излучение, соответствующее коэффициенту отражения графита [180], который зависит от длины волны регистрируемого излучения. Погрешность δA пропорциональна погрешности $\delta P_{Labsphere}$ спектральной мощности излучения калибровочной сферы Labsphere USLR-V12F-NMNN, которая приведена в документации прибора, и для рассматриваемых здесь спектральных интервалов 630 – 640 нм и 1019 – 1040 нм составляет 1,0 – 1,1%.

Расчет относительной погрешности δZ_{eff} производится по формуле:

$$\delta Z_{eff} = \sqrt{\left(\frac{\partial Z_{eff}}{\partial n_e} \delta n_e\right)^2 + \left(\frac{\partial Z_{eff}}{\partial T_e} \delta T_e\right)^2 + \left(\frac{\partial Z_{eff}}{\partial U} \delta U_{br}\right)^2 + \left(\frac{\partial Z_{eff}}{\partial A} \delta A\right)^2}, \quad (2.3)$$

куда входят все составляющие, приведенные выше. Погрешность определения $\langle Z_{eff} \rangle$ при расчетах по приведенному алгоритму составляет 15 – 20%.

2.3.3 Диагностика линий

Диагностика линий используется на установке для мониторинга каждой в отдельности примеси в плазме. Основная примесь в плазме токамака Глобус-М2 – это углерод. Камера внутри покрыта графитовыми пластинами и их поверхность распыляется при взаимодействии с частицами плазмы. Также в заметном количестве в плазме присутствует гелий, который напускается в камеру для чистки в тлеющем разряде. Кислород и азот из атмосферы частично остаются в камере токамака после откачки. Кроме того, напуск азота в диверторную область производится в экспериментах по исследованию режима снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины [12]. Присутствие в плазме примеси бора связано с напылением боро-углеродной пленки в тлеющих разрядах в гелии с добавлением паров карборана для снижения потока примесей со стенки [181]. В небольшом количестве присутствуют более тяжелые примеси, компоненты конструкционных материалов вакуумной камеры - железо, хром, молибден. Излучение на линиях меди заметно на спектре, когда в камере установлена антенна с медным [182].

Диагностика линий примесей включает в себя обзорный спектрометр для регистрации спектров в широком спектральном диапазоне и набор из шести фильтровых монохроматоров для регистрации интенсивности излучения на линиях углерода, гелия, кислорода, азота, бора и железа с высоким временным разрешением. Схема расположения диагностики изображена на рисунке 2.6.

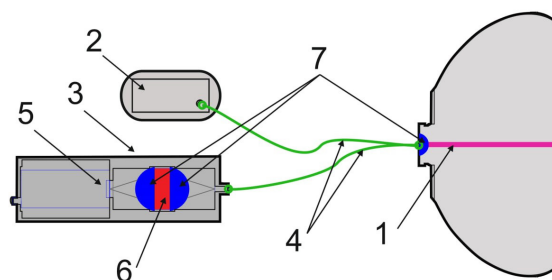


Рис. 2.6 Схема диагностики линий примесей на токамаке Глобус-М2: 1 – линия наблюдения обзорного спектрометра и монохроматоров, 2 – обзорный спектрометр, (3) – фильтровый монохроматор, 4 – оптическое волокно 20 м, 5 – приемник, 6 – интерференционный фильтр, 7 – линзы

Обзорный спектрометр

Система регистрации обзорных спектров на основе спектрометра Avantes AvaSpec-ULS2048 позволяет снимать спектры в диапазоне 200 – 1100 нм каждые 1,05 мс в течение всего разряда. Спектрометр прокалиброван по длине волны, что позволяет сравнивать отношение линий в спектре. Излучение из небольшого объема наблюдения вдоль хорды в экваториальном сечении камеры при помощи собирающей линзы диаметром 5 мм фокусируется на торец оптического волокна диаметром 200 мкм длиной 20 м. Волокно подключается к спектрометру, установленному в стойке диагностического комплекса вне экспериментального зала. Аналогичную геометрию наблюдения имеет система фильтровых монохроматоров на отдельные линии, излучение по оптическим волокнам длиной 20 метров поступает на входы фильтровых монохроматоров.

Идентификация линий на спектре

Наиболее интенсивными линиями являются линия углерода C III (465 нм) и линия H α (656 нм), H β (486 нм). Сравнение со спектрами излучения, полученных на других токамаках, камера которых покрыта графитом [183], [184], [185], позволяет сделать точную спектральную привязку и идентифицировать наиболее интенсивные углеродные линии (рисунок 2.7).

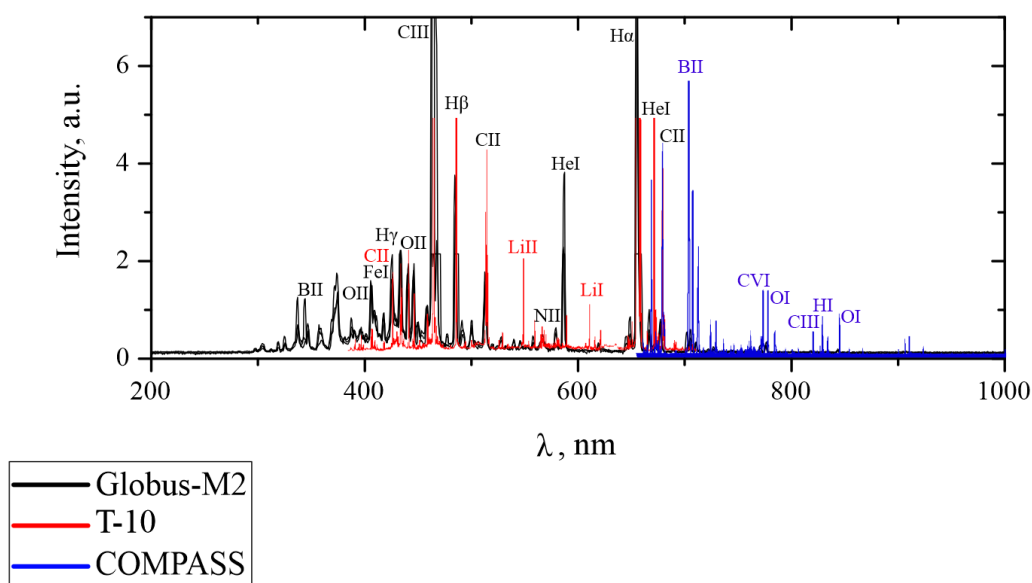


Рис. 2.7 Спектры излучения из плазмы токамаков Глобус-М2, Т-10 [183] и COMPASS [186]

Единственная линия железа, наблюдаемая на спектре токамака Глобус-М2 в видимой области спектра – Fe I 427,3 нм, была определена при помощи монохроматора МДР-23 (диапазон 200 – 800 нм, дифракционные решётки 1200 штр./мм, дисперсия 20 А/мм). Линия кислорода О II 441 нм была идентифицирована аналогично.

Водородные линии на обзорном спектре легко идентифицируются путем сравнения временной эволюции с сигналом датчика линии D_{α} , линия наблюдения которого совпадает с линией наблюдения обзорных спектров. Увеличение интенсивности линий бора, гелия и азота наблюдалось на спектре после боронизации камеры, тлеющего разряда в гелии и напуске азота, соответственно. Линия меди была идентифицирована посредством сравнения спектров, полученных в разрядах до и после установки антенны ВЧ системы. Кроме того, длины волн идентифицированных линий были дополнительно соотнесены со значениями в базе данных атомных спектров NIST [185].

Мониторинговая система отдельных линий примесных элементов

На данный момент на установке используется набор фильтровых монохроматоров, регистрирующий линии В II, Fe I, О II, С III, N II, He I.

Спектральные интервалы регистрации линий, определяемые спектральными характеристиками интерференционных фильтров монохроматоров, изображены на рисунке 2.8, а также приведены в сводной таблице 2.1.

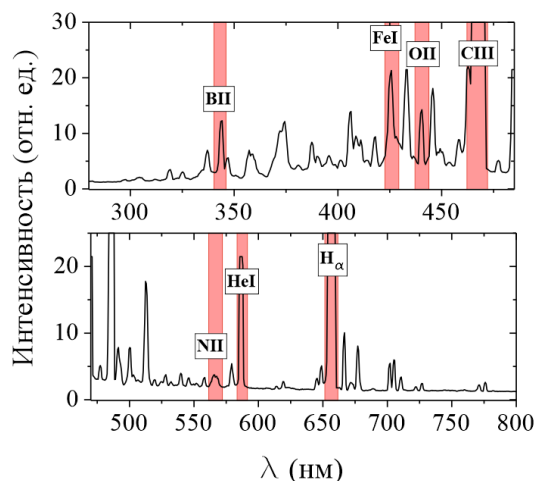


Рис. 2.8 Обзорный спектр излучения в УФ – видимом – ближнем ИК диапазоне и спектральные интервалы регистрации отдельных линий (красные вертикальные полосы)

Расходящийся пучок света, приходящий на вход монохроматоров (рисунок 2.6) из оптического волокна, как и в схеме монохроматоров диагностики Z_{eff} , преобразуется собирающей линзой в параллельный пучок для нормального падения на поверхность фильтра, что позволяет избежать искажения спектрального пропускания фильтра. После фильтра при помощи второй собирающей линзы тормозное излучение фокусируется на поверхности детекторов.

Приемники

В монохроматорах используется три вида приемников: полупроводниковые фотодиоды ФПУ2-153 [177] и ФЭУ Hamamatsu H10721-110/-20. Их спектральные характеристики представлены на рисунке 2.9. Для наиболее интенсивных линий С III и He I достаточно использовать обычные полупроводниковые фотодиоды. Для менее интенсивных линий использованы ФЭУ: для линий Fe I, O II, N II из видимого диапазона – Hamamatsu H10721-110, для линии В II –

Hamamatsu H10721-20, спектральная чувствительность которого смещена в УФ-область.

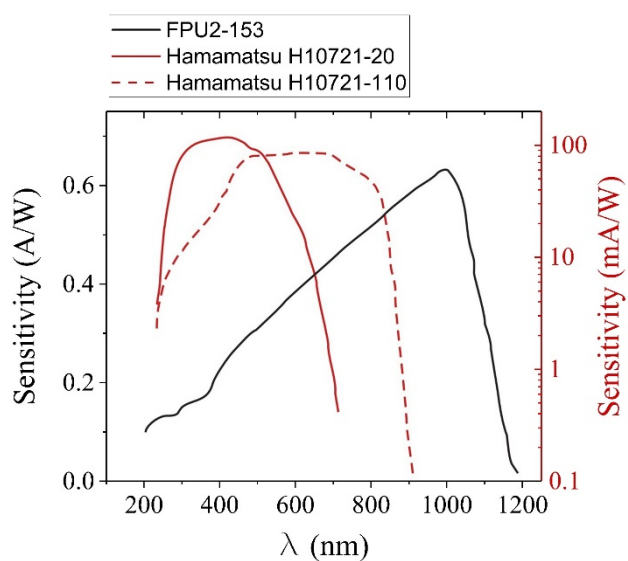


Рис. 2.9 Спектральная чувствительность приемников монохроматоров на линии примесей

В таблице 2.2 приведены основные характеристики всех монохроматоров системы.

	В II	О II	N II	Fe I	C III	He I
CWL (нм)	343	441	568,1	427,3	465,6	585
FWHM (нм)	5	9,5	4	4,8	2,3	5
Усиление	2 x 10 ⁶			10 ⁷	10 ⁶	10 ⁵
Детектор	PMT Hamamatsu H10721-20	PMT Hamamatsu H10721-110			ФПУ2-153	
Чувствительность	80 мА/Вт				0.65 А/Вт	

Таблица 2.2. Характеристики монохроматоров для мониторинга отдельных примесей

2.3.4 Многохордовая диагностика SXR и радиационных потерь

Для измерения потерь на излучение и регистрации мягкого рентгеновского излучения используется система на базе SPD фотодиодов разработки ФТИ им. А.Ф. Иоффе [99], [86]. Их спектральная чувствительность позволяет регистрировать излучение в широком спектральном диапазоне 1 эВ – 15 кэВ. Многохордовые измерения с помощью фотодиодных массивов позволяют определять пространственное распределение мощности радиационных потерь в объеме плазмы, локализацию МГД-колебаний.

SPD фотодиоды

Для регистрации излучения в широком диапазоне от мягкого рентгеновского до инфракрасного спектра на токамаке Глобус-M2 используются чувствительные к излучению в диапазоне энергий 1 эВ – 15 кэВ SPD фотодиоды [96], спектральная характеристика которых представлена на рисунке 2.10. SPD фотодиод представляет собой кремниевый фотодиод с переходом p⁺-n, разработанный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, включающей чрезвычайно тонкий p-n-переход (~30 нм) и тонкий верхний «мертвый слой» (~10 нм). Это позволяет избежать сильного поглощения ультрафиолета на поверхности диода. Толщина «мертвого» слоя фотодиода SPD больше, чем у его аналога AXUV [87], что приводит к более низкой чувствительности у SPD в ультрафиолетовой области спектра (рисунок 2.10). Однако это же и обеспечивает более высокую радиационную стойкость детекторов SPD, поскольку излучение с энергиями 7-20 эВ являются наиболее разрушительными для кремниевых фотодиодов [96], [99], [86].

Данные детекторы, в отличие от металлических болометров [81], нечувствительны к частицам с низкой энергией, например, нейтральным частицам от реакций перезарядки, выходящим из плазмы [187]. Однако, в экспериментах была продемонстрирована чувствительность к быстрым ионам, возникающим во время развития тороидальных альфвеновских мод [188].

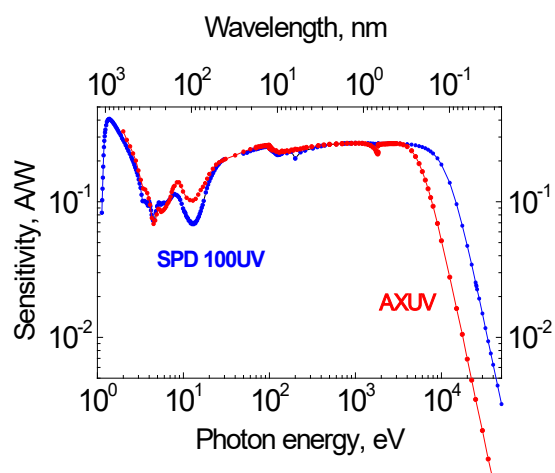
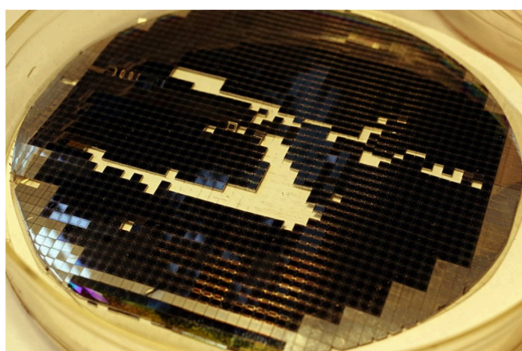
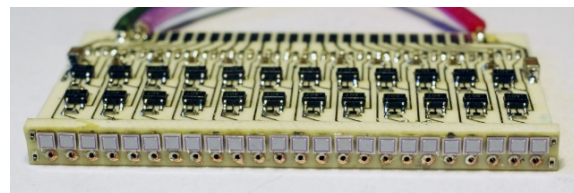


Рис. 2.10 Спектральная чувствительность SPD фотодиода и AXUV [93]

Используемые в системе фотодиоды (рисунок 2.11) имеют размер чувствительной области 1x1 мм. Спектральный диапазон регистрации составляет 1 – 15000 эВ (1200 – 0,1 нм). Временное разрешение позволяет регистрировать процессы с частотой до 1 МГц.



а)



б)

Рис. 2.11 Фото кристаллов SPD фотодиодов: а) – в процессе изготовления, б) – установленные на готовую плату с усилителями

Диагностика радиационных потерь на основе SPD-массивов

На установке Глобус-М2 для измерения мощности радиационных потерь и интенсивности мягкого рентгеновского излучения используются дискретные детекторы, а также массивы SPD-фотодиодов [189], [88], [99], [86].

Для измерений P_{rad} , описанных в работах [96], [190] использовалась система из двух камер-обскур с матрицей SPD-фотодиодов 16x16 пикселей и линейным SPD-массивом 1x24, а также нескольких дискретных приемников. Расположение на установке и геометрия наблюдения изображены на рисунках 2.12 а, в.

Дискретные фотодиоды, отмеченные на рисунке 2.12в, регистрируют излучение из периферийной области, в радиальном направлении в экваториальной плоскости и в широком угле. Приемник с четырьмя спектральными каналами (рисунок 2.12б) использован для того, чтобы учитывать немонотонность спектральной характеристики SPD-фотодиодов - провал в районе 10 эВ при расчетах мощности радиационных потерь.

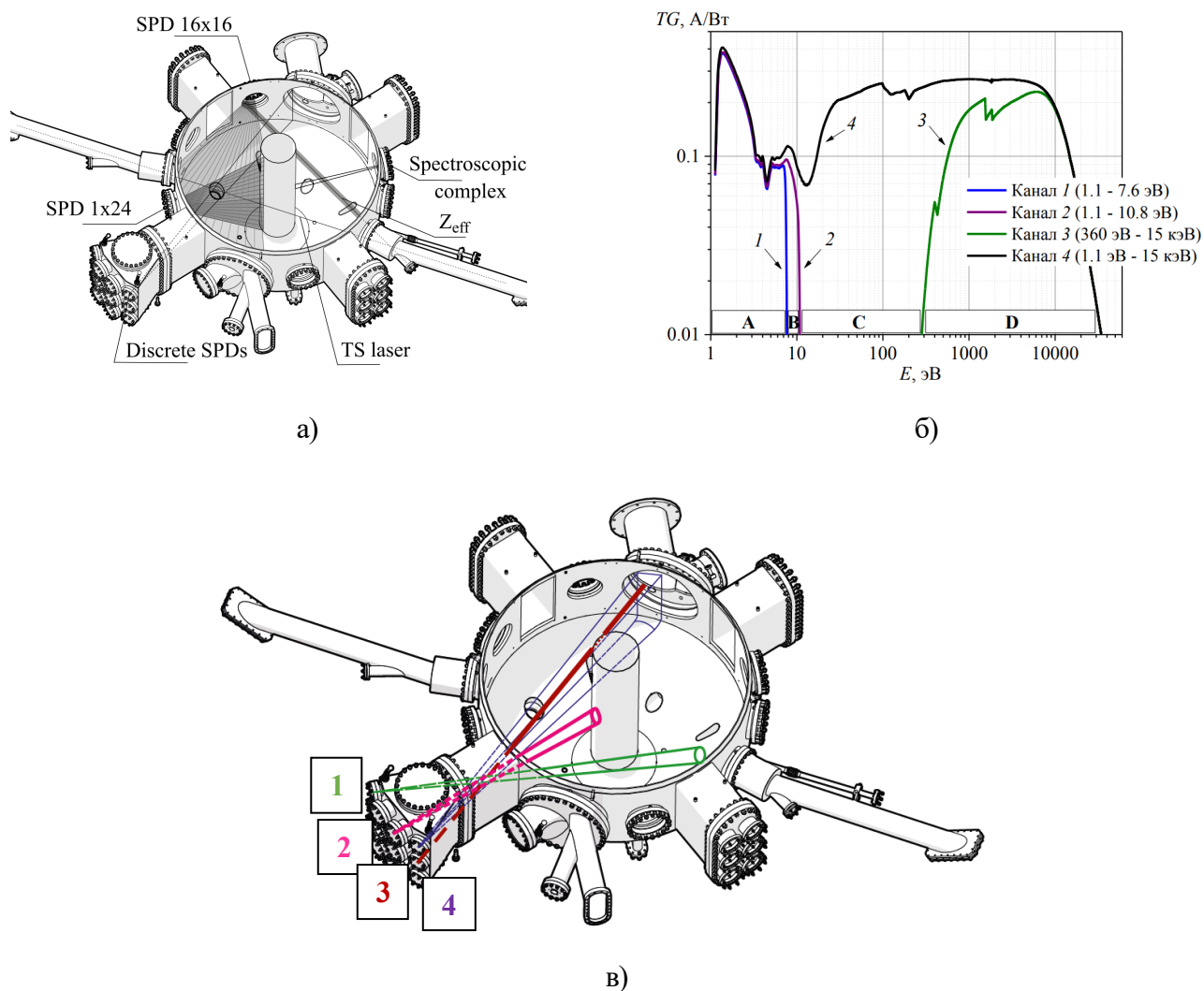


Рис.2.12 Конфигурация многохордовой системы SPD фотодиодов при измерениях мощности радиационных потерь на токамаке Глобус-М2: а) – расположение массивов SPD-фотодиодов 16х16 и 1х24, б) – спектральные характеристики каналов четырехканального датчика, в) – расположения и области наблюдения дискретных SPD-фотодиодов: 1 – периферийный, 2 – на столб, 3 – четырехканальный, 4 – обзорный [96]

Модернизированная диагностика P_{rad} и SXR

После 2020 года система была значительно изменена: полностью переработана геометрия наблюдения фотодиодных массивов, к широкому спектральному диапазону (1 эВ – 15 кэВ) многохордовых измерений добавлены два диапазона измерений в области мягкого рентгеновского спектра.

Новая система вместо матрицы 16х16 пикселей и одного линейного массива 1х24 будет включать в себя два модуля, регистрирующих излучение с разных ракурсов (рисунок

2.14), по три линейных массива по 24 фотодиода каждый (рисунок 2.13). Одна линейка из трех в SPD-массиве необходима для измерений мощности радиационных потерь и устанавливается без фильтра, две другие за бериллиевыми фольгами разной толщины.

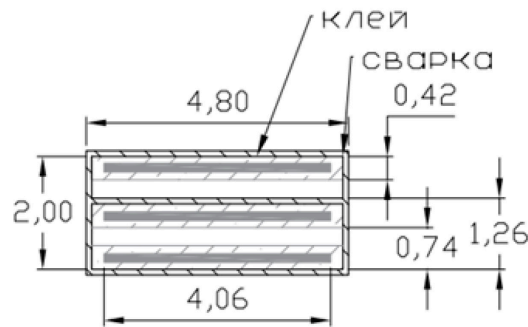


Рис.2.13 Схема расположения фотодиодных массивов в модуле модернизированной системы SPD фотодиодов

На данный момент новая система только частично установлена в вакуумной камере и включает в себя модуль с двумя из трех предполагаемых фотодиодных линеек 2x24, регистрирующий излучение в полоидальном сечении токамака с одного ракурса в двух спектральных диапазонах: широком 1 эВ – 15 кэВ и мягком рентгеновском 2 – 15 кэВ. Временное разрешение позволяет регистрировать процессы с необходимой частотой до 1 МГц в широком диапазоне и до 150 кГц в мягком рентгеновском диапазоне. В ходе работы будет установлено еще 4 фотодиодных модуля, что позволит регистрировать с помощью диагностической системы излучение в полоидальном сечении токамака с двух ракурсов в трех спектральных диапазонах.

Каждая линейка состоит из 24-х дискретных SPD детекторов VUV и XUV диапазонов с индивидуальными трансимпедансными усилителями. Коэффициенты усиления каждого усилителя выбирались, исходя из ожидаемого распределения плотности излучения плазмы по координате.

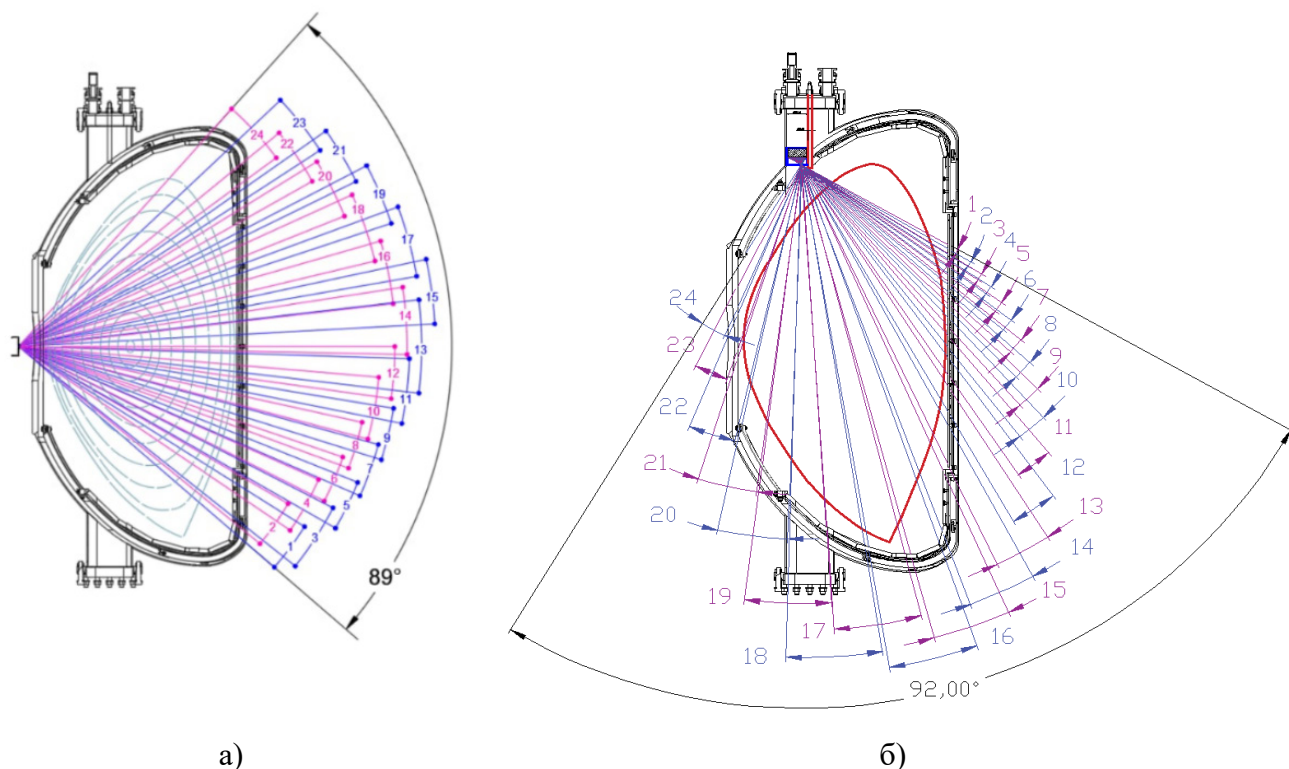


Рис. 2.14 Область регистрации излучения модернизированной системы фотодиодных линеек 3x24: а) – верхний ракурс, б) – экваториальный ракурс

Для требуемых параметров эксплуатации в качестве замены поликору был выбран новый материал плат RO3003™ производства компании Rogers Corporation [191]. Выбранный материал состоит из керамики с добавлением фторопласта (тефлона), который используется в условиях высокого вакуума.

Мощность излучения, падающего на каждый фотодиод, была оценена с учетом новых параметров плазмы (T_e и n_e), которые были достигнуты на установке в условиях увеличенного тороидального магнитного поля до 0,9 Тл и тока по плазме до 0,43 МА. Частотная полоса усилителя зависит линейно от сопротивления обратной связи. Для получения максимально возможной полосы пропускания в условиях расширенных границ параметров T_e и n_e была рассчитана максимальная толщина фильтров из бериллия 20 мкм и 50 мкм, спектральные характеристики которых приведены на рисунке 2.15. Бериллиевые фильтры были выбраны таким образом, чтобы отрезать область спектра, где присутствует линейчатое излучение [53]. Одновременно они должны быть достаточно тонкими, чтобы сопротивление

обратной связи трансимпедансных усилителей было минимально возможным, тем самым обеспечивая максимальную полосу пропускания – 140 – 900 кГц для регистрации разных линий наблюдения, что позволит исследовать МГД-колебания.

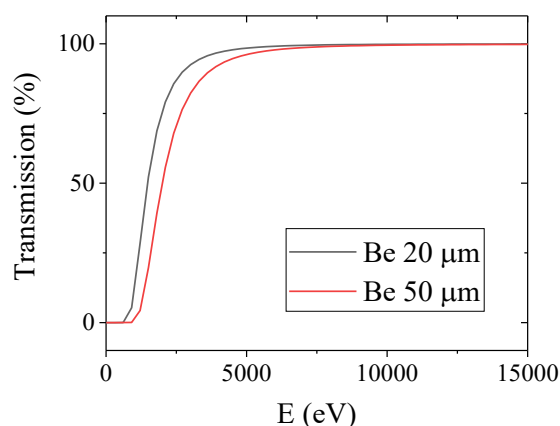


Рис. 2.15 Спектральные характеристики бериллиевых фильтров, устанавливаемых перед фотодиодными массивами для измерения SXR

Математическими методами томографии, которые будут подробно рассмотрены далее, по измерениям массивов фотодиодов можно восстанавливать распределение в полоидальном сечении мощности радиационных потерь и интенсивности мягкого рентгеновского излучения.

Результаты восстановления пространственного распределения и временной эволюции мощности излучения во всем спектральном диапазоне дает не только информацию о доле потерь энергии на излучение, но и о процессах поступления, распределения, накопления и переноса примесей в плазме, в том числе при напуске примеси во время экспериментов по исследованию снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины при напуске примеси [12].

При использовании системы с бериллиевыми фильтрами разной толщины можно проводить измерения профилей температуры электронной температуры T_e . По временной эволюции и распределению интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR производится регистрация и локализация тиринг-мод [115], неустойчивостей «снейк» [114], [117]. На основе многохордовых измерений SXR можно также определять радиус инверсии пилообразных колебаний [104].

2.3.5 Система сбора данных

Для комплекса диагностик подготовлена система сбора данных. Параметры системы регистрации:

- Частота оцифровки до 1МГц;
- Разрядность 16 бит;
- Количество каналов 11 плат по 16 каналов – всего 176;
- Диапазон входных напряжений от -2.5В до +2.5В
- Время записи в течение всего разряда – до нескольких минут в зависимости от выбора частоты оцифровки.

Для системы сбора данных было разработано программное обеспечение, предназначенное для считывания данных с модулей аналогово-цифровых преобразователей (АЦП) и записи результатов измерения сигналов свечения плазмы в форме временных зависимостей этих величин в формате .sht. Запись в данном формате, соответствующем общей базе данных установки Глобус-М2, подразумевает сжатие данных с использованием алгоритма Хаффмана и дополнительно RLE-алгоритма.

С помощью данной системы записываются данные со всех частей комплекса – диагностики Z_{eff} , монохроматоров линий примесных элементов, двух массивов SPD 3x24. Частота оцифровки до 1 МГц позволяет не только измерять радиационные потери и температуру электронов с временным разрешением 1 мкс, но и исследовать быстрые МГД-колебания в мягком рентгеновском диапазоне. Регистрация сигналов может производиться с максимальной частотой оцифровки в течение всего разряда, а программное обеспечение АЦП экспортирует сигналы напрямую в базу данных установки Глобус-М2.

2.3.6 Томографические методы восстановления профилей интенсивности излучения в полоидальном сечении токамака Глобус-М2 с использованием массивов SPD фотодиодов

Целью создания многохордовой системы SPD фотодиодов является получение двумерного распределения излучения плазмы из интегральных измерений вдоль линий наблюдения (рисунок 2.16). Так как плазма в токамаке является оптически прозрачной для рассматриваемого спектрально диапазона излучения, мощность, регистрируемая приемниками, является простым интегралом вдоль хорд наблюдения. Измерения могут быть представлены в виде линейных интегралов, то есть измеряемая величина f_i описывается интегралом от мощности излучения $g(x, y)$ вдоль прямой линии:

$$f_i(y) = \iint K_i(x, y) g(x, y) dx dy, \quad (2.4)$$

где $K_i(x, y)$ — ядро уравнения — определяет оператор K прямой задачи, переводящей неизвестную функцию $g(x, y)$, описывающую состояние объекта измерения, в некоторую другую функцию $f_i(y)$, доступную непосредственной регистрации и потому считающуюся известной.

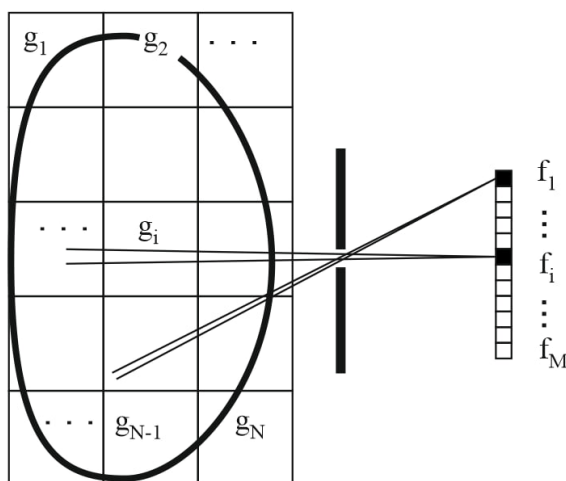


Рис. 2.16 Задача восстановления двумерного распределения мощности излучения в полоидальном сечении токамака по интегральным измерениям вдоль хорд наблюдения

Все задачи по поиску локальных величин по интегральным (измеренным) значениям являются некорректными. Корректность определяется существованием и единственностью решения уравнения (2.4). Однако, для задач такого вида решение оказывается не единственным, если измеренный параметр $f_i(y)$ не является точным значением. Например, рассмотрим уравнение Фредгольма 1-го рода для одной из линий наблюдения вдоль координаты x :

$$\int_a^b K(x, y)g(x)dx = f(y), \quad c \leq y \leq d. \quad (2.5)$$

Величина $f(y)$ не является точным значением, а измерена с конечной (известной) погрешностью e . Тогда разница между зарегистрированной $f(y)$ и точной функцией $f^*(y)$ удовлетворяет условию:

$$\max_{c \leq y \leq d} |f^*(y) - f(y)| \leq e. \quad (2.6)$$

Для такого условия можно найти две функции $g_1(x)$ и $g_2(x) = g_1(x) + C \sin 2\pi nx/(b-a)$, для которых $f_1 = K^{-1}g_1(x)$ и $f_2 = K^{-1}g_2(x)$ одновременно удовлетворяют неравенству (2.6) с одной и той же функцией $f^*(y)$. Таким образом, уравнению (2.5) с взятой из эксперимента правой частью $f(y)$ удовлетворяют с точностью до ошибки e по крайней мере две различные функции, а точнее, множество функций, содержащее неопределенно большие быстро осциллирующие компоненты.

Так как решение данной задачи не единственное, требуются дополнительные условия (ограничения) на решение. Это может быть, например, неотрицательность, гладкость и т.д. Кроме того, могут быть использованы априорные знания о свойствах плазмы, тороидальной и полоидальной симметрии, что позволит ограничить множество решений некорректной задачи.

Сведение к системе линейных алгебраических уравнений

Данная задача может быть сведена к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) для численного решения уравнений (2.4):

$$Kg = \int_a^b K(x, y)g(x)dx = f(y), \quad (2.7)$$

где $K = \{K_{ij}\}$ квадратная матрица с элементами K_{ij} .

Тогда $g = K^{-1}f$, где K^{-1} – оператор, обратный K .

Для численного решения необходимо произвести разложение $g(x, y)$ по базисным функциям $b_j(x, y)$:

$$g(x, y) \approx \sum_j g_j b_j(x, y). \quad (2.8)$$

Обычно в качестве базисных функций берутся квадратные пиксели, но также используются и базисные функции, основанные на геометрии исследуемого объекта [192]. С учетом сделанного разложения, задача по нахождению светимости плазмы в каждой точке полоидального сечения запишется в виде системы СЛАУ:

$$f_i = \sum_j K_{ij} g_j \quad (2.9)$$

где K_{ij} – это квадратная матрица элементов, определяемых как

$$K_{ij} = \iint K_i(x, y) b_j(x, y) dx dy.$$

Томография плазмы в токамаке является не только некорректной задачей, но также она является плохо обусловленной. Низкое пространственное разрешение у таких диагностических систем низкое связано с тем, что выбор ракурсов очень ограничен. Доступ к плазме осуществляется через немногочисленные патрубки, размещение которых ограничено магнитной системой токамака, системами дополнительного нагрева и т.д., а области наблюдения соседних фотодиодов в значительной степени перекрывают друг друга, поэтому строки системы уравнений (2.9) слабо отличаются друг от друга. Таким образом основная часть элементов матрицы K_{ij} является нулями.

Числом обусловленности матрицы называется $cond(K) = \|K\| \cdot \|K^{-1}\|$, где норма $\| \cdot \|$ – евклидова норма матрицы. При $cond(K) > 10^3$ матрица называется плохо обусловленной и устойчивость решения падает с ростом числа обусловленности.

Так как данные в физических задачах получены с определенной погрешностью, решения могут значительно отличаться от истинных. Решения имеют разную чувствительность для хорошо и плохо обусловленных задач к влиянию погрешности. Малые ошибки модели в K или f приводят к большим ошибкам в решении. Для решения таких задач необходимо применять особые методы.

Как уже упоминалось ранее, для решения некорректных задач применяется регуляризация с использованием дополнительной информации о решении задачи. Под регуляризацией [193] понимается построение на базе исходной некорректной задачи множества корректных задач, зависящего от малого положительного параметра регуляризации λ . Параметр обладает тем свойством, что при $\lambda \rightarrow 0$ и при одновременном стремлении к нулю погрешности правой части решение корректной задачи стремится к истинному решению исходной некорректной задачи.

Система уравнений (2.9) заменяется задачей поиска минимума функционала Тихонова:

$$F_{\lambda}(g) = \|Kg - f\|^2 + \lambda \|\Omega g\|^2, \quad (2.10)$$

где Ω – ограничивающий функционал, определяемый дополнительным условием, которое наложено на решение g . В общем случае в качестве ограничивающего функционала может выступать линейная комбинация функций, представляющих собой производные различного порядка от решения. Этот функционал может быть изотропным или анизотропным в зависимости от координатной системы.

Тогда при $F_{\lambda}(g) \rightarrow \min$ и определенном параметре λ решение будет:

$$g_{\lambda} = K^T(K \times K^T + \lambda \Omega \times \Omega^T)^{-1} f. \quad (2.11)$$

Оптимальным будет такое значение λ , при котором новая корректная задача обладает достаточной обусловленностью и в то же время достаточно близка к исходной задаче.

Метод регуляризации Тихонова подходит для томографических диагностик с небольшим количеством хорд наблюдения. Численный метод регуляризации Тихонова с использованием анизотропного ограничивающего функционала и метода обобщенных сингулярных разложений матриц для инверсии регуляризационной матрицы был использован для восстановления двумерного распределения мощности радиационных потерь на установке Глобус-М2 в работах [96], [173], [190], [96].

Основная идея метода состоит в том, что на решение $g(x, y)$ наложено дополнительное условие гладкости (по второй производной), заданное ограничивающим функционалом Ω . Общий вид ограничивающего функционала в декартовых координатах имеет вид:

$$\Omega(g) = \iint \left[c_0 g^2 + c_x \left(\frac{\partial g}{\partial x} \right)^2 + c_y \left(\frac{\partial g}{\partial y} \right)^2 + c_{xx} \left(\frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right)^2 + 2c_{xy} \left(\frac{\partial^2 g}{\partial x \partial y} \right)^2 + c_{yy} \left(\frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right)^2 \right] dx dy, \quad (2.12)$$

который для условия гладкости решения принимает вид:

$$\Omega(g) = \iint [\nabla \cdot [\mathbf{D} \cdot \nabla g(x, y)]]^2 dx dy. \quad (2.13)$$

В нашем случае был использован анизотропный функционал, диффузия $\mathbf{D}$ разделена на две составляющие – параллельную магнитным поверхностям $D_{\parallel}$ и перпендикулярную магнитным поверхностям $D_{\perp}$. Тогда предыдущее выражение примет вид:

$$\Omega(g) = \iint [\nabla \cdot (\mathbf{n} D_{\perp} \mathbf{n} \cdot \nabla g + \mathbf{t} D_{\parallel} \mathbf{t} \cdot \nabla g)]^2 dx dy \quad (2.14)$$

где $\mathbf{n}$ и $\mathbf{t}$ – единичные вектора, направленные перпендикулярно и параллельно магнитной поверхности соответственно.

В декартовых координатах:

$$\Omega(g) = \iint \left[c_x \left(\frac{\partial g}{\partial x} \right) + c_y \left(\frac{\partial g}{\partial y} \right) + c_{xx} \left(\frac{\partial^2 g}{\partial x^2} \right) + 2c_{xy} \left(\frac{\partial^2 g}{\partial x \partial y} \right) + c_{yy} \left(\frac{\partial^2 g}{\partial y^2} \right) \right]^2 dx dy. \quad (2.15)$$

С таким ограничивающим функционалом решается основная задача $\|K\mathbf{g} - \mathbf{f}\|^2 + \lambda\|\mathbf{\Omega g}\|^2 \rightarrow \min$, а ее решением является (2.11).

Для нахождения решения $\mathbf{g}_\lambda$ (2.11) в матрице

$$\mathbf{M} = \mathbf{K}^T (\mathbf{K} \times \mathbf{K}^T + \lambda \mathbf{\Omega} \times \mathbf{\Omega}^T)^{-1} \quad (2.16)$$

$\mathbf{K}$ и $\mathbf{\Omega}$ заменяются на:

$$\mathbf{K} = \mathbf{U} \mathbf{\Sigma} \mathbf{W}^{-1},$$

$$\mathbf{\Omega} = \mathbf{V} \mathbf{X} \mathbf{W}^{-1},$$

где $\mathbf{U}$ и $\mathbf{V}$ - ортогональные матрицы, $\mathbf{W}$ - невырожденная матрица, $\mathbf{\Sigma}$ – диагональная матрица с элементами $0 \leq \sigma_1 \leq \dots \leq \sigma_N \leq 1$, удовлетворяют условию $\sigma_i^2 + \chi_i^2 = 1$ для $i = 1 \dots N$.

Тогда решение (2.11) принимает вид:

$$\mathbf{g}_\lambda = \mathbf{W} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \lambda^2} \frac{1}{\sigma} \mathbf{U}^T \mathbf{f}, \quad (2.17)$$

где $\gamma_i = \frac{\sigma_i}{\chi_i}$ – обобщенные сингулярные значения пары матриц $\mathbf{K}$ и $\mathbf{\Omega}$.

Параметр регуляризации λ для решения находится методом невязки. То есть если известна погрешность измерения e , тогда нормированная невязка должна быть равна N – количеству уравнений СЛАУ:

$$\left\| \frac{\mathbf{K}\mathbf{g} - \mathbf{f}}{e} \right\|^2 = N. \quad (2.18)$$

Тогда решение уравнения (2.18) для $\mathbf{g}_\lambda$ даст нам оптимальный параметр регуляризации.

Кроме метода невязки для поиска параметра регуляризации также часто применяется метод L-кривых и метод минимизации функции GCV (generalized cross-validation) [194].

Выводы к главе 2

Глобус-М2 является компактным сферическим токамаком с тороидальным магнитным полем до 0,95 Тл и током по плазме до 0,45 МА, оснащенным системой дополнительного нагрева, включающей в себя два инжектора пучков нейтральных частиц мощностью 1,85 МВт. Набор магнитных, оптических и корпускулярных диагностических систем установки позволяет проводить измерения всех основных параметров плазмы и исследовать плазменные процессы.

В ходе работы были созданы и апробированы диагностики эффективного заряда плазмы и интенсивности спектральных линий на токамаке Глобус-М2, объединенные с многохордовой системой SPD-фотодиодов в комплекс спектроскопических диагностик для регистрации излучения в спектральном диапазоне 0,1 – 1200 нм с временным разрешением до 1 МГц. Разработанный диагностический комплекс может быть использован для исследования поведения примесей, радиационных потерь и МГД-колебаний на токамаке Глобус-М2.

Глава 3 Результаты измерений с использованием комплекса спектроскопических диагностик на токамаке Глобус-М2

Глава 3 содержит результаты измерения, полученные с помощью комплекса спектроскопических диагностик, среднего эффективного заряда плазмы $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ и интенсивности излучения на линиях основных примесей на установке Глобус-М и Глобус-М2 в разрядах с тороидальным магнитным полем 0,4 – 0,95 Тл, током по плазме 0,18 – 0,43 МА, температурой электронов до 1,5 кэВ и температурой ионов до 4 кэВ [148], с омическим нагревом и дополнительным нагревом пучками нейтральных частиц суммарной мощностью до 1,85 МВт [150]. Измерения радиационных потерь проведены в экспериментах на установке Глобус-М2 при тороидальном магнитном поле 0,5 – 0,75 Тл и токе по плазме 0,25 – 0,35 МА с дополнительным нагревом пучком нейтральных частиц мощностью до 0,85 МВт. В экспериментах по исследованию снижения тепловой нагрузки на стенку с напуском азота в диверторную область проведены измерения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ и интенсивности излучения из плазмы в рентгеновском диапазоне спектра [12].

3.1. Результаты измерения эффективного заряда плазмы и мощности радиационных потерь на токамаке Глобус-М2

3.1.1. Сравнение результатов измерения среднего эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ и моделирования транспортным кодом ASTRA

Данный параграф содержит сравнение значений среднего эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle_{\text{measured}}$, полученных с помощью диагностики, и $\langle Z_{\text{eff}} \rangle_{\text{ASTRA}}$, полученного в результате моделирования транспортным кодом ASTRA [195].

Метод определения среднего эффективного заряда с помощью моделирования транспортным кодом ASTRA заключался в подборе параметра $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ таким образом, чтобы измеренное напряжение на обходе токамака U_{loopEXP} совпадало с полученным в результате моделирования $U_{\text{loopASTRA}}$. Напряжение на обходе $U_{\text{loopASTRA}}$ определялось из неоклассической проводимости плазмы, рассчитываемой модулем NCLASS. Необходимые для моделирования переноса профили $T_e(R)$ и $n_e(R)$ измерены с помощью диагностики томсоновского рассеяния, а профили температуры ионов $T_i(R)$ – с помощью диагностики CXRS [108]. В качестве граничного условия задавалось экспериментальное значение тока по плазме I_p . В модели учитывалась только основная примесь в плазме токамака Глобус-М/М2 – углерод с зарядом ядра +6 и атомной массой 12 а. е. м. В данных расчетах температура ионов рабочего газа и примесей полагалась равной, так как частота столкновений ионов примеси с ионами рабочего газа значительно превышает частоту столкновений с электронами [196] в условиях неоклассического переноса, поэтому температуры разных ионов будут быстро выравниваться.

На рисунке 3.1а продемонстрирована эволюция значений $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, полученных из измерений мощности тормозного излучения и в результате моделирования, в разряде #37069 (Глобус-М) в дейтериевой плазме с тороидальным магнитным полем 0,4 Тл и током по плазме 0,180 МА с дополнительным нагревом пучком нейтрального дейтерия мощностью 650 кВт. На рисунке 3.1б приведены

результаты измерения и расчета $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ для разрядов из диапазона #38000 – #38540 (Глобус-М2) в дейтериевой плазме с тороидальным магнитным полем 0,7 – 0,75 Тл, током по плазме 0,2 – 0,33 МА в омических разрядах и с дополнительным нагревом дейтериевым пучком мощностью $\sim 850 - 900$ кВт. Все представленные на рисунке 3.1б точки взяты в моменты времени на плато тока: в омических разрядах при максимальной электронной концентрации $\langle n_e \rangle$, в разрядах с дополнительным нагревом – на 15 – 20 мс с начала инжекции. Мощность тормозного излучения P_{br} , по которой были рассчитаны значения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в данном параграфе, измерялась в спектральном интервале в ИК области спектра 1019 – 1040 нм.

Параметр k , характеризующий отношение измеренных значений $\langle Z_{\text{eff}} \rangle_{\text{measured}}$ к значениям $\langle Z_{\text{eff}} \rangle_{\text{ASTRA}}$, полученным в результате моделирования, оказался достаточно близок к 1 и составил $\sim 1,07$. Таким образом, результаты моделирования отличались от измеренных значений $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ на 10 – 30%, что для большей части разрядов оказалось в пределах оценок погрешности $d\langle Z_{\text{eff}} \rangle$. Метод определения погрешности $d\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ был описан в параграфе 2.3.2.

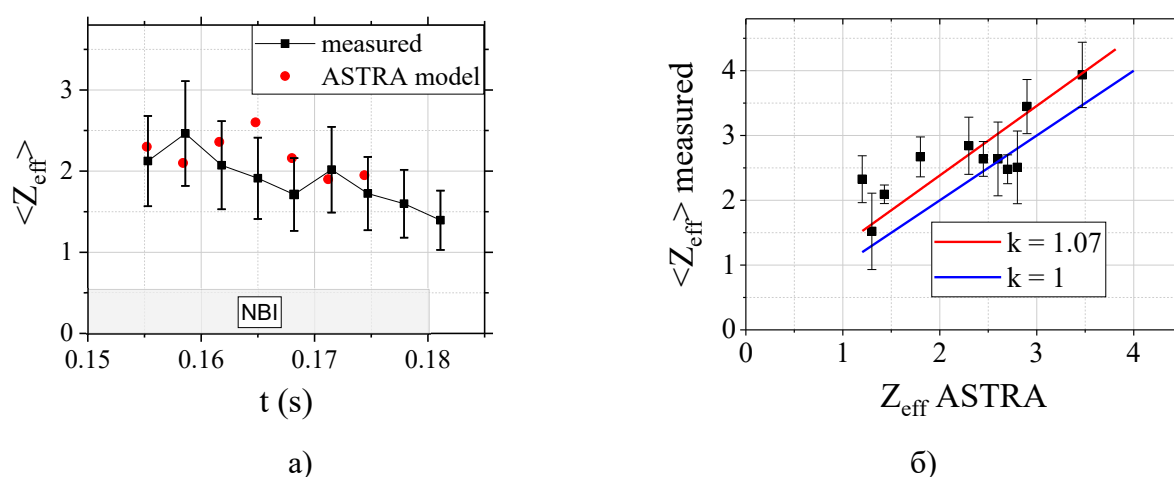


Рис. 3.1. Сравнение результатов измерения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ с модельным расчетом транспортным кодом ASTRA [172], [173]: а) – результаты определения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ по интенсивности тормозного излучения и расчета с помощью кода ASTRA в разряде #37069 (Глобус-М), б) – отношение измеренного значения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ к значению $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, полученного моделированием в нескольких разрядах с различной концентрацией электронов n_e (Глобус-М2)

3.1.2. Сравнение результатов измерения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в двух спектральных интервалах

Основная причина завышения значения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ при низких концентрациях электронов связана с вкладом в сигнал P_{br} излучения стенки, нагретой высокоэнергетичными убегаящими электронами [197], [198], о появлении которых свидетельствует увеличение интенсивности жесткого рентгеновского излучения. Для демонстрации данного влияния на рисунке 3.2а приведены результаты одновременного измерения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в обоих спектральных интервалах в разряде #43093 с низкой концентрацией электронов. Расхождение значений $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в видимом и ИК диапазонах измерений начинается во время снижения концентрации электронов и с момента появления жесткого рентгеновского излучения примерно на 161 мс. В разряде, представленном на рисунке 3.2а, значения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, рассчитанные по мощности излучения в ИК и видимом диапазоне, различаются более чем в 2 раза.

Второй причиной завышения измеренного в ИК диапазоне уровня мощности тормозного излучения P_{br} являются краевые неустойчивости ELM, также приводящие к нагреванию стенки [199]. На рисунке 3.2б представлен разряд #43148, в котором различие в $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ для двух спектральных каналов возникает с началом развития краевых неустойчивостей в момент времени около 186 мс, о чем свидетельствуют всплески на сигнале интенсивности линии D_{α} , которая измерялась вдоль вертикальной хорды наблюдения, проходящей через значение большого радиуса $R = 50$ см.

Для более высоких значений концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ и в отсутствие интенсивных краевых неустойчивостей $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ могут быть достаточно точно измерены и в спектральном интервале 1019 – 1040 нм. Значения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в разряде #42840 (рисунок 3.2в) с плотностью до $4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для обоих спектральных интервалов различаются менее, чем на величину погрешности $d\langle Z_{\text{eff}} \rangle$.

При измерениях спектра излучения в диапазоне 200 – 1100 нм из основного объема плазмы на токамаке Глобус-М2 было отмечено, что вклад от молекулярного континуума отсутствует в спектральных интервалах измерения тормозного излучения 630 – 640 нм и 1019 – 1040 нм.

3.1.3. Влияние боронизации камеры на содержание примесей в плазме

В рамках обеспечения вакуумной гигиены на установке Глобус-М2 проводится боронизация, в ходе которой происходит осаждение бороуглеродной пленки на обращенных к плазме конструктивных элементах, которая снижает химическое распыление материалов камеры и рециклинг водорода [200]. Данный метод широко применяется для стабилизации стенки токамаков ([201], [202], [203]).

На рисунке 3.3 продемонстрированы результаты измерения содержания примесей в плазме в нескольких однотипных разрядах с тороидальным магнитным полем 0,7 Тл и током по плазме 0,3 МА во время стадии плато тока. В разрядах, произведенных на следующий день после боронизации камеры, эффективный заряд оказался на 25 – 35% меньше, чем до боронизации. Снижение эффективного заряда с увеличением электронной плотности объясняется ростом концентрации частиц рабочего газа и, соответственно, электронов при неизменном количестве ионов примесей.

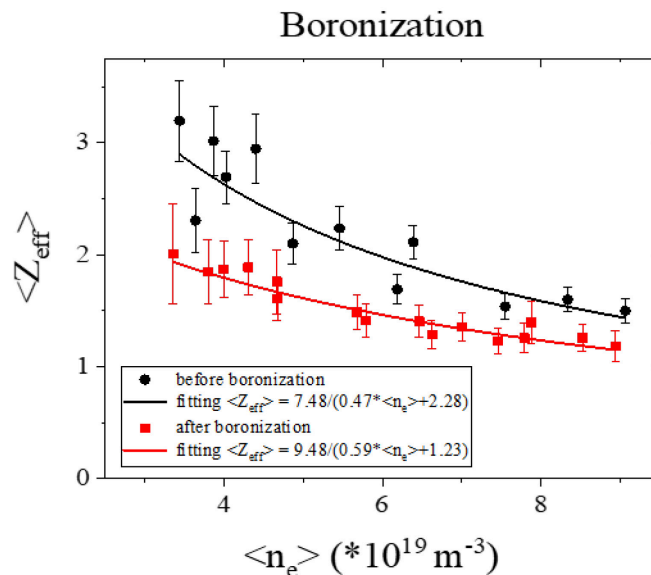


Рис. 3.3 Зависимость величины эффективного заряда от концентрации электронов до и после боронизации камеры [173]

На рисунке 3.4 приведены результаты измерения среднего эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ (t) для двух разрядов #44170 и #44185 до и после боронизации соответственно со схожими основными параметрами: средней концентрацией электронов $\langle n_e \rangle$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ тороидальным магнитным полем 0,95 Тл, током по плазме 0,35 – 0,4 МА и дополнительным нагревом пучком нейтрального дейтерия. В разряде #44185, кроме более низких значений среднего эффективного заряда (на 20% ниже, чем в разряде #44170), монохроматорами на линии С III и О II (рисунок 3.4) и обзорным спектрометром (рисунок 3.5) регистрируется снижение в 2 – 3 раза интенсивности излучения на линиях примесей углерода, кислорода и железа.

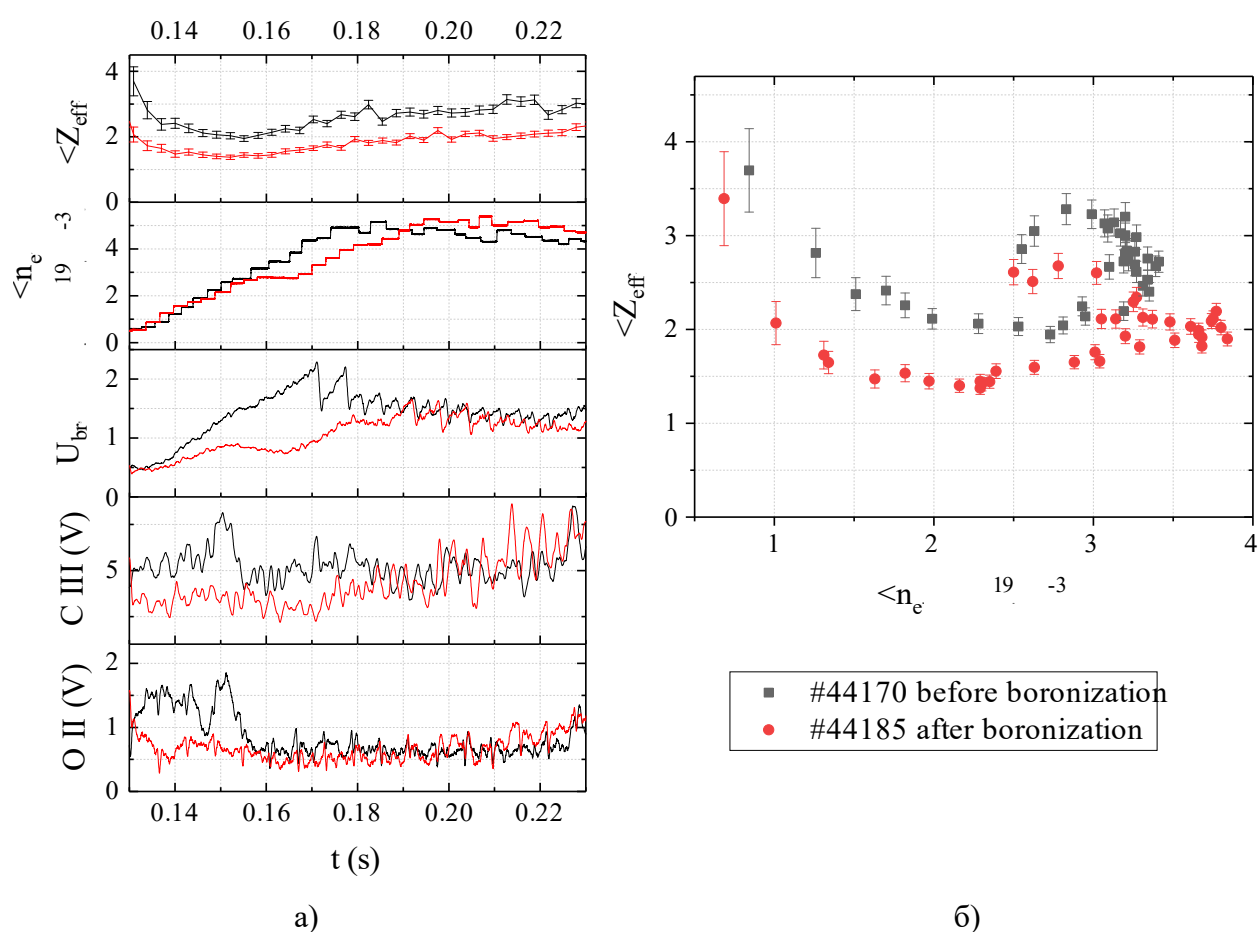


Рис. 3.4. Результаты измерения среднего эффективного заряда до (разряд #44170) и после (разряд #44185) боронизации камеры: а) – эволюция среднего эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, средней по объему концентрация электронов $\langle n_e \rangle$, интенсивности регистрируемого тормозного излучения U_{br} и интенсивности излучения на линиях углерода и кислорода, б) – зависимость величины эффективного заряда от концентрации электронов

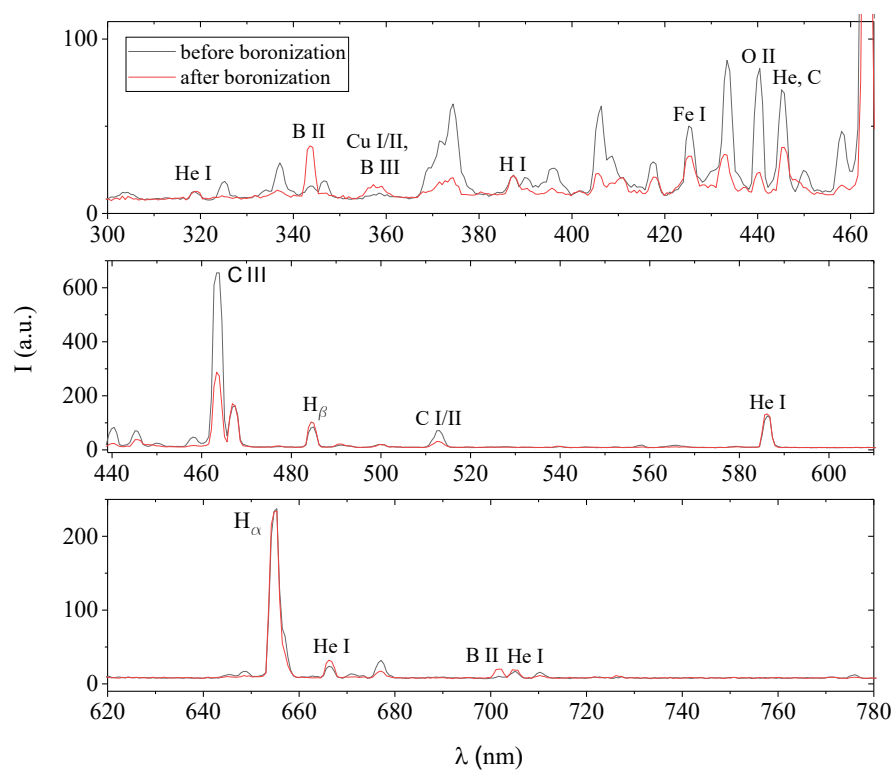


Рис. 3.5 Обзорные спектры излучения плазмы до/после боронизации [173]

3.1.4. Влияние дополнительного нагрева пучками нейтральных частиц на радиационные потери и содержание примесей в плазме

Увеличение доли потерь на излучении во время нагрева плазмы пучком нейтральных частиц было отмечено на установке Глобус-М в работе [204], а также на других классических [205] и сферических токамаках [206] и связывалось не только с увеличением плотности взаимодействующих со стенкой частиц, но также с потерями быстрых частиц, к которым чувствительны SPD-фотодиоды, и распылением стенки камеры инжектируемыми частицами [96], [207].

На установке Глобус-М2 измерения мощности радиационных потерь проводились в разрядах с чисто омическим нагревом и с дополнительным нагревом пучками нейтрального дейтерия NBI I и NBI II мощностью 850 кВт. Тороидальное магнитное поле в экспериментах менялось в пределах 0,5 – 0,75 Тл, ток по плазме 0,18 – 0,35 кА. Все приведенные в работе результаты измерения радиационных потерь на токамаке Глобус-М2 получены с помощью первой версии системы SPD фотодиодов на основе матричного детектора 16x16 SPD фотодиодов[96].

Увеличение мощности и доли радиационных потерь во время инжекции нейтральных частиц также зарегистрировано и в экспериментах на установке Глобус-М2. Например, результаты измерения радиационных потерь в разряде #38056 с током по плазме 0,3 МА, тороидальным магнитным полем 0,7 Тл, с мощностью нейтральной инжекции 850 кВт, проиллюстрированы на рисунке 3.6. Абсолютная мощность P_{tot} растет с 30 до 300 кВт, а доля радиационных потерь $P_{\text{tot}}/P_{\text{in}}$ с 5% до 40% от мощности нагрева с началом дополнительного нагрева. Абсолютные значения радиационных потерь, представленные на рисунке 3.6 и далее в главе 3, были рассчитаны для объема плазмы, заключенного внутри 90% полоидальной магнитной поверхности. Доля радиационных потерь рассчитывалась как отношение полных радиационных потерь $P_{\text{rad,tot}}$ к мощности нагрева P_{in} , которая складывается из мощности омического нагрева P_{oh} и поглощенной мощности от нейтральной инжекции P_{NBI} . Поглощенная мощность рассчитывалась с помощью моделирования взаимодействия пучка с плазмой кодом NUBEAM.

Также после начала инжекции наблюдается рост интенсивности излучения на линиях примесей C III и O III, измеряемой монохроматорами комплекса спектроскопических диагностик. Резкий рост концентрации электронов и краевые неустойчивости ELM, которые видны на сигнале монохроматора, регистрирующего излучение на линии D_α на периферии плазменного шнура, свидетельствуют о переходе в режим улучшенного удержания.

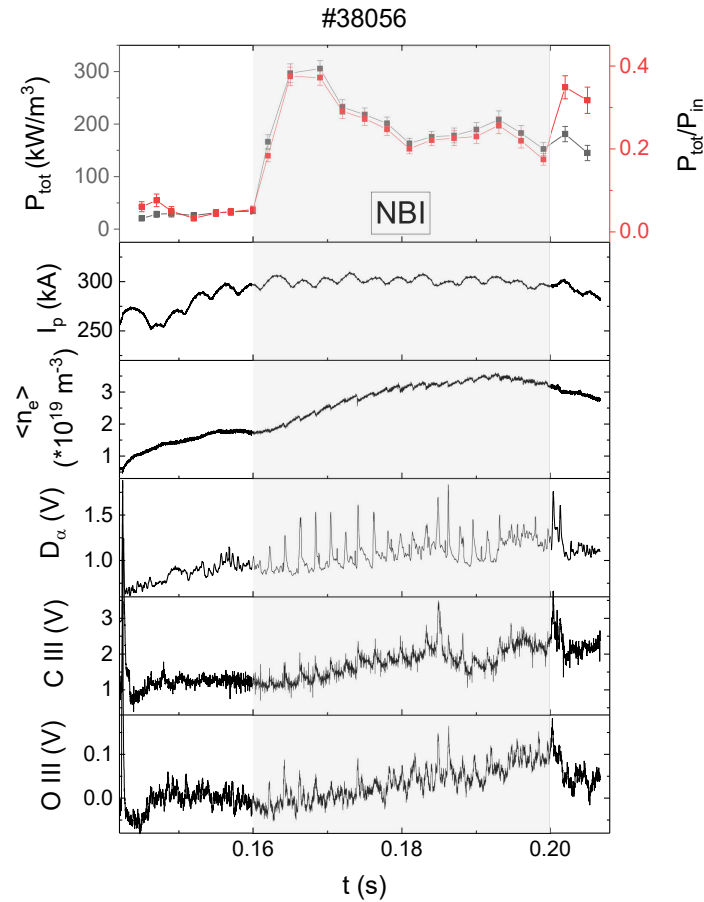


Рис. 3.6 Зависимость потерь на излучение при NBI I в разряде #38056 [173]

Рисунок 3.7 демонстрирует результаты измерения P_{rad} , полученные на установке Глобус-М2 в двух разрядах #38039 и #38293 с тороидальным магнитным полем 0,7 Тл и током по плазме 0,25 – 0,27 МА с дополнительным нагревом пучком нейтральных частиц мощностью 850 кВт. В обоих разрядах инжекция начинается на стадии роста тока на 130 мс, но в разряде #38039 включение инжектора происходит при $\langle n_e \rangle = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а в разряде #38293 – при $\langle n_e \rangle = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

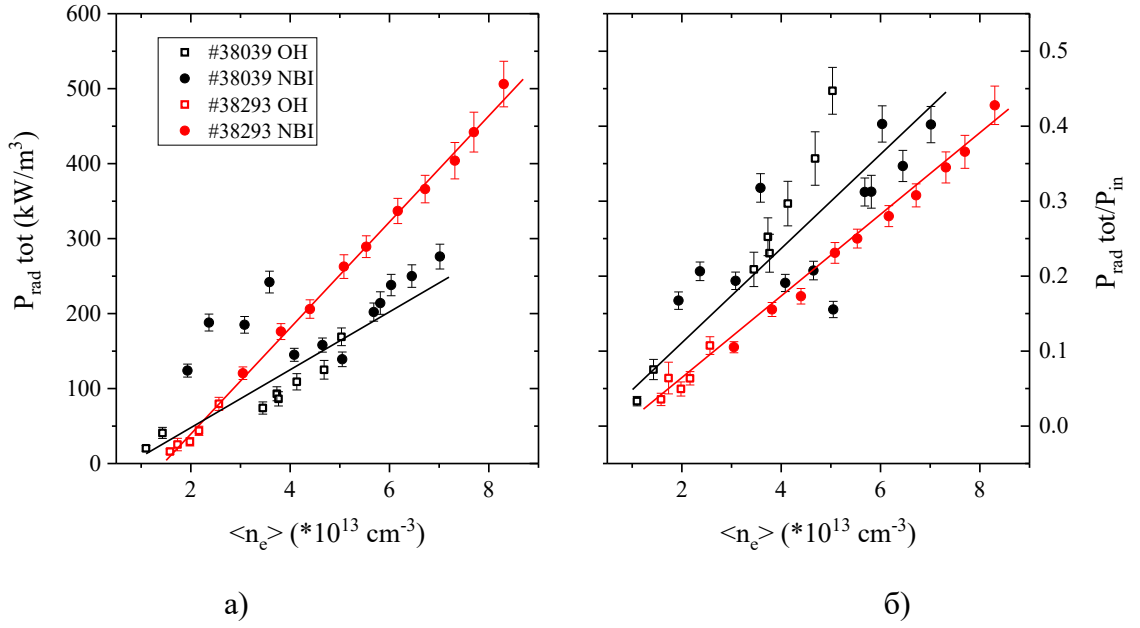


Рис. 3.7 Результаты измерения мощности радиационных потерь в разрядах с дополнительным нагревом пучками нейтральных частиц в зависимости от средней концентрации электронов $\langle n_e \rangle$: а) – абсолютная мощность радиационных потерь, б) – доля радиационных потерь для разрядов #38039 и #38293

Абсолютная мощность радиационных потерь $P_{\text{rad tot}}$ в разряде #38293 линейно растет с электронной концентрацией $\langle n_e \rangle$ [190], [173]. Такая картина наблюдалась на токамаках NSTX [206], JT-60U [208], JET [205]. Полученная зависимость схожа и с результатами, полученными на установке Глобус-М при более низких значениях тороидального магнитного поля 0,4 – 0,5 Тл и тока по плазме 0,18 – 0,25 МА [96]. Такая зависимость находится в соответствии с формулой (1.3), описывающей мощность линейчатого излучения. Однако, в разряде #38039 видно, что при инжекции на низкой плотности электронов в начале инжекции появляется отклонение от линейной зависимости, а по мере роста электронной плотности примерно до $3,5 - 4,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ мощность радиационных потерь возвращается к линейной зависимости от n_e . Такое поведение может свидетельствовать о связи повышения регистрируемой мощности излучения с взаимодействием частиц пучка со стенкой вакуумной камеры токамака и с потерями быстрых частиц напролет [207].

Как видно на временной эволюции параметров данных разрядов (рисунок 3.8), после начала инжекции в разряде #38039 резко возрастает не только интенсивность радиационных потерь, но также видны вспышки на линиях углерода и кислорода, а через 11 мс $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ увеличивается с 2,5 до 3,2.

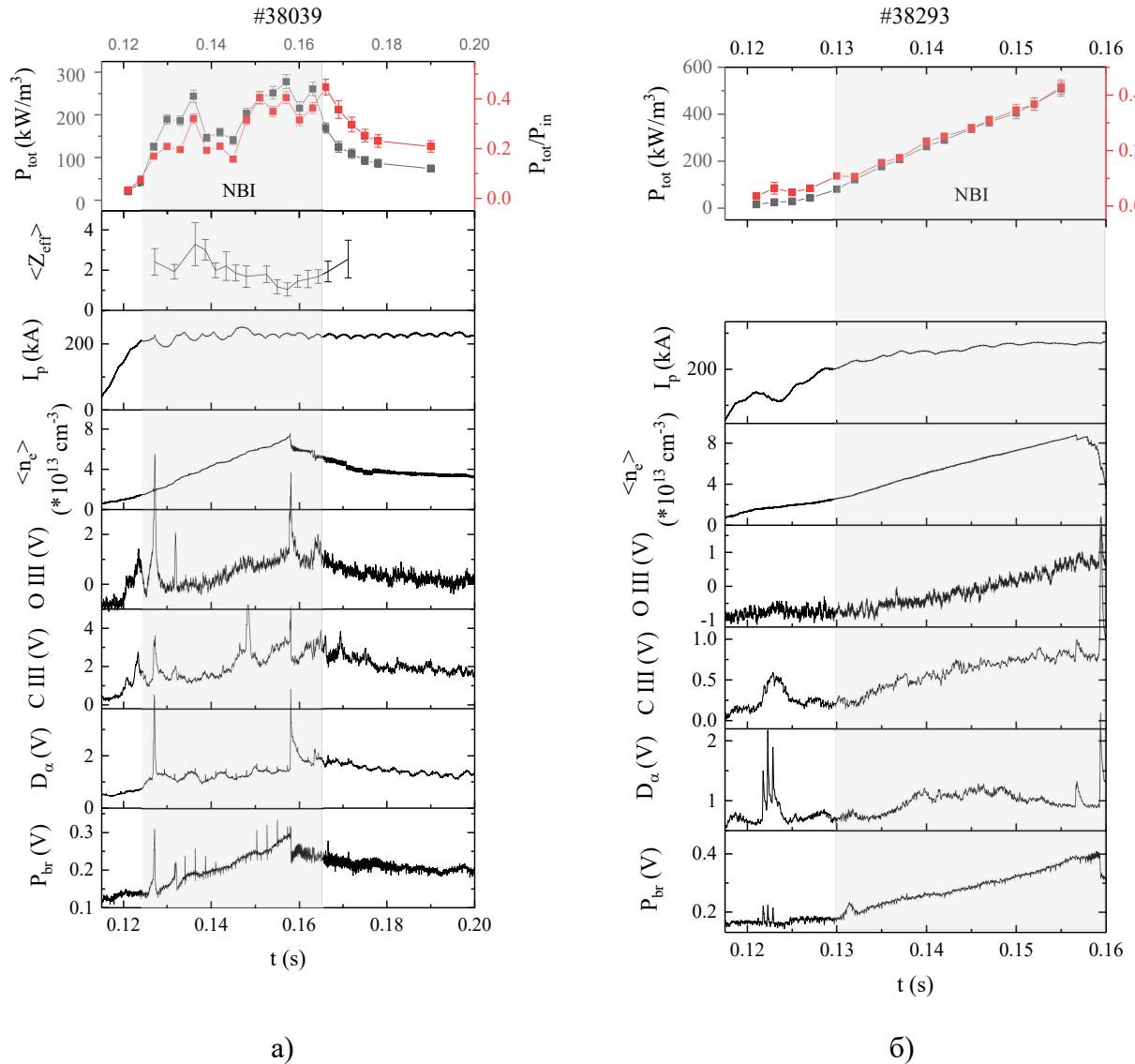


Рис. 3.8 Эволюция мощности радиационных потерь P_{tot} , эффективного заряда плазмы $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, тока по плазме, средней по объему концентрации электронов $\langle n_e \rangle$, интенсивности излучения на линиях О III, С III, D_α и интенсивности тормозного излучения в спектральном интервале 1019 – 1040 нм: а) – в разряде #38039, б) – в разряде #38293

Интенсивность поступления примесей, с которыми связана величина радиационных потерь, можно также отследить и по величине среднего эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$.

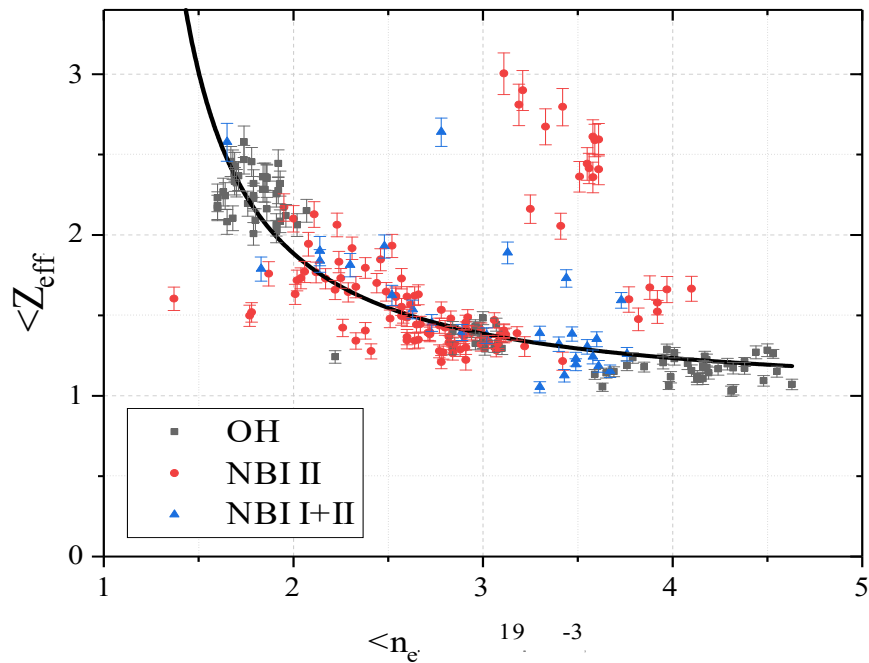


Рис. 3.9 Зависимость $\langle Z_{eff} \rangle$ от средней концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ для разрядов с омическим нагревом, с дополнительным нагревом пучком нейтральных частиц NBI I и с дополнительным нагревом одновременно двумя пучками быстрых частиц NBI I и NBI II

На рисунке 3.9 представлена зависимость среднего по объему $\langle Z_{eff} \rangle$ от средней концентрации электронов для разрядов с разным типом нагрева: омическим, с дополнительным нагревом пучком NBI II и дополнительным нагревом с использованием одновременно обоих пучков NBI I и NBI II. На рисунке 3.9 приведены значения $\langle Z_{eff} \rangle$ для омического режима во время стационарной стадии разряда, для разрядов с нейтральной инжекцией взяты точки во время стационарной стадии и непосредственно во время инжекции, причем в разрядах с нагревом двумя пучками приведены только точки в моменты работы обоих инжекторов одновременно. Во всех разрядах в качестве рабочего газа использовался дейтерий, инжектируемый газ – дейтерий для обоих пучков. Тороидальное магнитное поле рассматриваемых разрядов находится в диапазоне 0,63 – 0,8 Тл, ток по плазме 0,21 – 0,3 МА. Мощность нейтральной инжекции для NBI I составляла до 800 кВт, для NBI II – до 900 кВт.

Зависимость содержания примесей от метода нагрева на данном графике неоднозначная. Основной массив значений для всех трех режимов нагрева лежит

на линии $\langle Z_{eff} \rangle = 1 + 0,9/(0,65 \langle n_e \rangle^{0,25} - 0,7)$, однако, в некоторые моменты времени в разрядах с нейтральной инжекцией $\langle Z_{eff} \rangle$ в 1,3 – 2,2 раза выше, чем при омическом нагреве при равных концентрациях электронов.

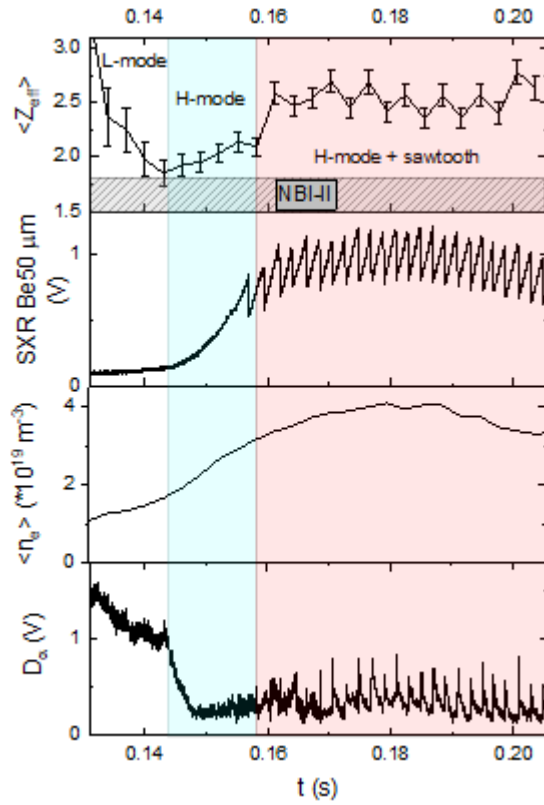
Для того, чтобы определить причины увеличения количества примесей при нейтральной инжекции, необходимо более подробно рассматривать процессы, происходящие во время дополнительного нагрева.

3.1.5. Исследование накопления примеси при переходе в режим улучшенного удержания

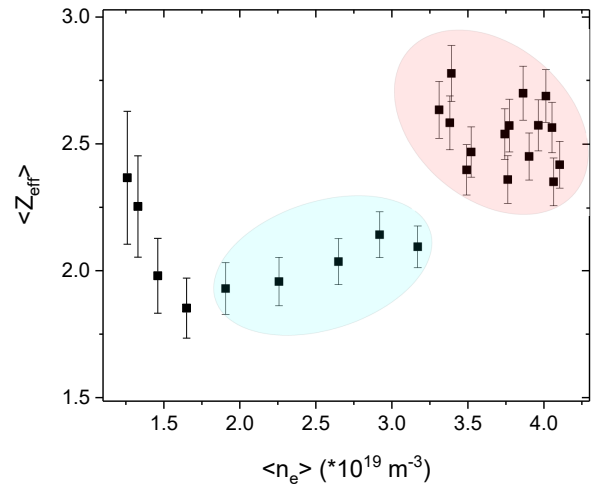
Инжекция пучков нейтральных частиц приводит к увеличению плотности и стимулирует переход плазмы в режим улучшенного удержания (H-режим) [209]. Улучшение удержания энергии и частиц происходит для ионов рабочего газа и сопровождается накоплением примесей [210], [211]. На рисунке 3.10 присутствуют два варианта поступления примесей: до перехода в режим улучшенного удержания (L-режим) и после перехода (H-режим).

При переходе в режим улучшенного удержания в разряде наблюдается постепенное увеличение эффективного заряда с ростом плотности электронов. Однако, в ряде разрядов резкий рост происходил после развития пилообразных колебаний, как наблюдается в разряде на рисунке 3.10, $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ резко увеличивается в 1,3 раза.

Несмотря на то, что пилообразные колебания – это неустойчивость в центральной области, приводящая к выводу примесей из центральной области и препятствующая их накоплению [212], она инициирует краевые неустойчивости (ELM - Edge Localized Modes) на периферии [213], которые, наоборот, являются причиной интенсивного поступления примеси со стенки. Краевые неустойчивости развиваются в токамаках во время режима улучшенного удержания и приводят к потерям энергии и частиц с периферии плазменного шнура [214].



а)



б)

Рис. 3.10 Результат измерения эффективного заряда плазмы $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в разряде #44079 с дополнительным нагревом пучком нейтральных частиц NBI II: а) – эволюция во времени $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR, средней по объему концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ и интенсивности излучения линии D_α , б) – зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от средней концентрации электронов $\langle n_e \rangle$

3.1.6. Исследование поступления примеси в плазму в режиме улучшенного удержания при разных типах краевых неустойчивости

В базовой терминологии определяются 2 типа краевых [214] – интенсивные неустойчивости с низкой частотой (тип 1) и менее интенсивные с более высокой частотой (тип 3). В работе [213] было отмечено, что на токамаке Глобус-М2 краевые неустойчивости 1 типа появляются с развитием пилообразных колебаний и синхронизированы с ними во времени: каждому срыву «пилы» соответствует интенсивная вспышка на сигнале D_α . Также на установке возникают независимые краевые неустойчивости, которые не синхронизированы с пилообразными колебаниями [215]

На рисунках 3.11 и 3.12 представлены три разряда с пилообразными колебаниями и различным характером поведения примесей. В разряде #43163 без улучшенного удержания (L-мода) $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ и, соответственно, содержание примесей падает с ростом средней электронной плотности $\langle n_e \rangle$. Эффективный заряд $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в разряде #44192 растет с 1,8 до 2,4 при переходе в H-режим с краевыми неустойчивостями 3 типа и остается на уровне 2,3 – 2,5 с ростом концентрации электронов.

В разряде #44172 с дополнительным нагревом пучком нейтральных частиц мощностью 750 кВт присутствуют оба типа краевых неустойчивостей (рисунок 3.12). После перехода в H-моду на 156 – 177 мс на сигнале датчика, регистрирующего излучение с периферии плазмы на линии D_α , видны краевые неустойчивости 3 типа, которые сменяются интенсивными краевыми неустойчивостями 1 типа, синхронизованными с пилообразными колебаниями. Хорда наблюдения D_α проходит через плазму вертикально на значении большого радиуса $R = 50$ см.

Во время независимых краевых неустойчивостей величина эффективного заряда постепенно растет – примеси накапливаются в основном объеме плазмы в

связи со снижением коэффициентов переноса частиц при переходе в режим улучшенного удержания [210], [216].

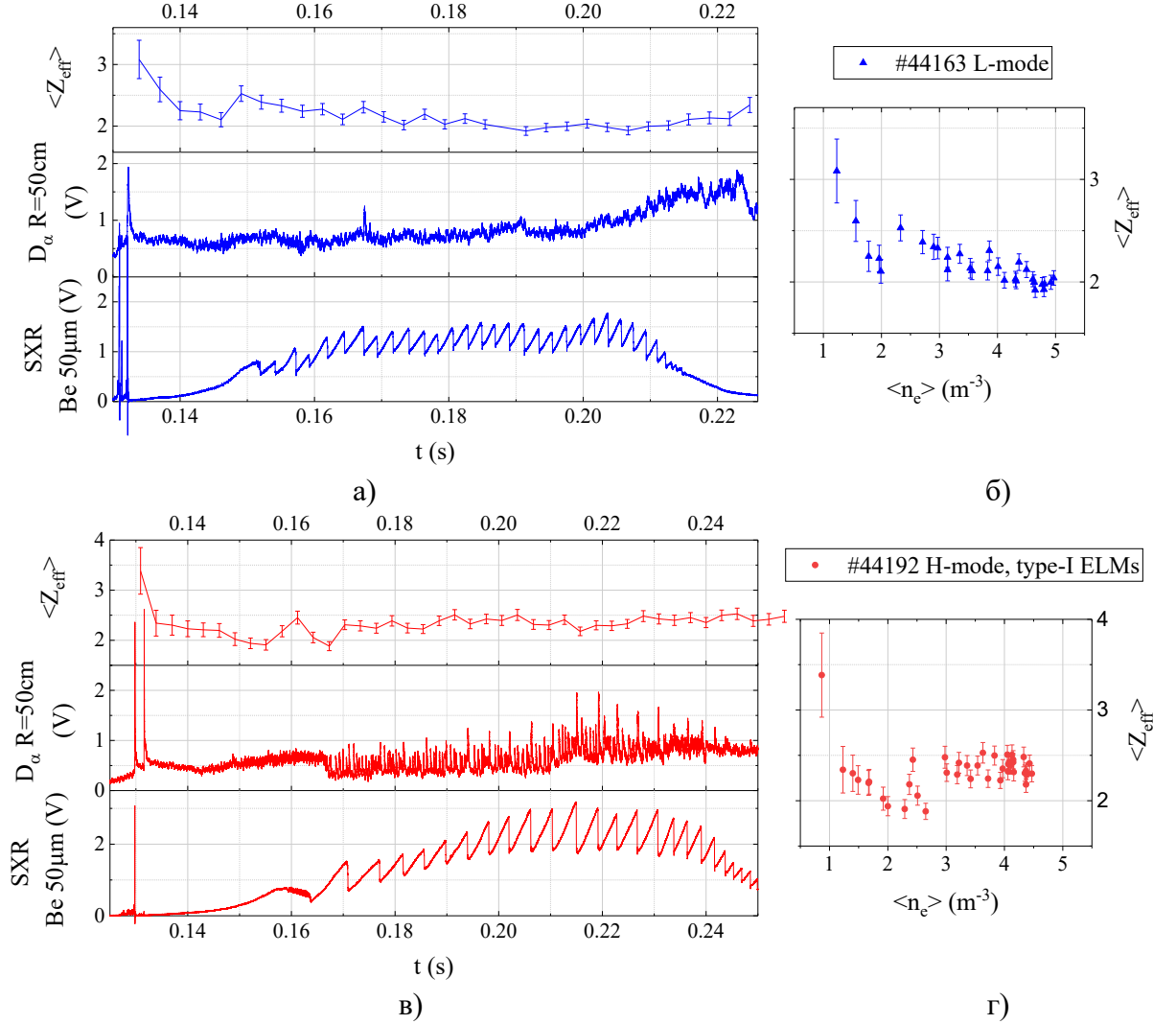


Рис. 3.11 Результат измерения эффективного заряда плазмы в разрядах с различными режимами удержания: а) – эволюция $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, интенсивности излучения на линии D_α и интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR из центральной области плазмы в разряде #44163 без перехода в режим улучшенного удержания, б) – зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ в разряде #44163 без перехода в режим улучшенного удержания, в) эволюция $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, интенсивности излучения на линии D_α и интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR из центральной области плазмы в разряде #44192 с переходом в Н-режим с десинхронизированными краевыми неустойчивостями, г) – зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ в разряде #44192 с переходом в Н-режим с десинхронизированными краевыми неустойчивостями

Под воздействием интенсивных краевых неустойчивостей 1 типа на стенку примесь начинает активнее поступать в плазму и эффективный заряд растет с 2 до 2,7, причем при почти неизменной концентрации электронов продолжает расти до 3,2. С 234 мс, когда концентрация электронов начинает падать и плазма переходит обратно в L-режим, вместе с этим постепенно до 2,7 снижается эффективный заряд. Различие в режимах поступления примеси во время разных типов краевых неустойчивостей хорошо иллюстрирует характер зависимости эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от средней концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ (рисунок 3.12б).

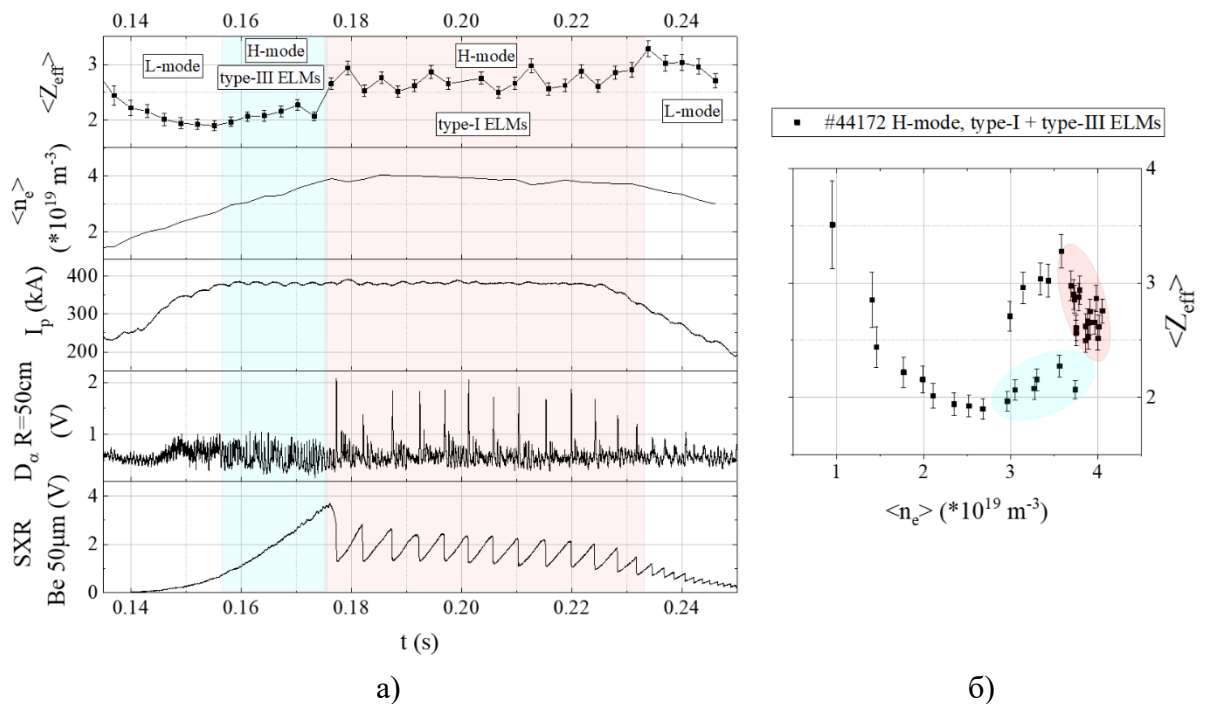


Рис. 3.12 Результат измерения эффективного заряда плазмы в разряде #44172 с десинхронизированными и синхронизированными краевыми неустойчивостями:

- а) – эволюция $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, средней по объему концентрации электронов $\langle n_e \rangle$, тока по плазме I_p , интенсивности излучения на линии D_α на периферии плазменного шнура и интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR из центральной области плазмы, б) – зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от средней по объему концентрации электронов $\langle n_e \rangle$

На токамаках при работе в режиме улучшенного удержания с краевыми неустойчивостями 3 типа наблюдается низкое распыление покрытия стенки камеры токамака и поступление примеси в основной объем плазмы, что позволяет рассматривать его в качестве режима работы термоядерного реактора [217], [218].

3.1.7. Зависимость мощности и доли радиационных потерь от тороидального магнитного поля и тока по плазме

Магнитная система токамака Глобус-М в 2019 году была модернизирована [219], и рассчитана на тороидальное магнитное поле B_T до 1 Тл и ток по плазме до 0,5 МА.

Расширение диапазона рабочих параметров токамака Глобус-М2 позволило получить новые данные о потерях на излучение в условиях увеличенного тороидального магнитного поля и тока по плазме. На данный момент измерения мощности радиационных потерь были проведены в экспериментах с тороидальным магнитным полем до 0,75 Тл и током по плазме до 0,350 МА.

На установке Глобус-М измерения для тороидального магнитного поля 0,4 – 0,5 Тл обнаружено падение мощности и доли радиационных потерь с увеличением тороидального магнитного поля и тока по плазме [96]. На рисунке 3.13 приведены значения мощности полных радиационных потерь и доли радиационных потерь, измеренных в разрядах на установке Глобус-М при $B_T = 0,4 - 0,5$ Тл и $I_p = 0,18 - 0,240$ МА и в разрядах на установке Глобус-М2 при $B_T = 0,7$ Тл и $I_p = 0,25 - 0,33$ МА. Во всех использованных для сравнения разрядах присутствовал дополнительный нагрев пучком нейтралей мощностью 650 – 850 кВт. Поглощенная мощность пучка для разрядов с $B_T = 0,7$ Тл составляла 330 – 410 кВт, а для разрядов с $B_T = 0,4 - 0,5$ Тл составляла 180 – 250 кВт. Временные точки, в которых были взяты значения $P_{\text{rad,tot}}$ и $P_{\text{rad}}/P_{\text{in}}$, соответствуют моментам времени на стационарной стадии разряда и во время нейтральной инжекции, через 10 – 15 мс после ее начала.

На рисунке 3.14 продемонстрировано снижение мощности радиационных потерь с ростом тороидального магнитного поля в диапазоне 0,4 – 0,75 Тл и тока по плазме 0,18 – 0,3 МА. Значения P_{rad} на рисунке приведены для разрядов, полученных до и после модернизации установки Глобус-М/М2. Все разряды и точки выбраны таким образом, чтобы средняя по объему концентрация электронов

$\langle n_e \rangle$ составляла $4,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, и чтобы с начала нейтральной инжекции прошло не менее 10 мс. Так как мощность радиационных потерь зависит от вида инжектируемого и рабочего газа [96], [220], [221], поэтому выбраны разряды только с дейтериевой плазмой и дейтериевым пучком. Мощность нейтральной инжекции в разрядах с Глобус-М составляла 650 кВт, для разрядов с Глобуса-M2 ~900 кВт. Основные параметры разрядов собраны в таблице 3.1.

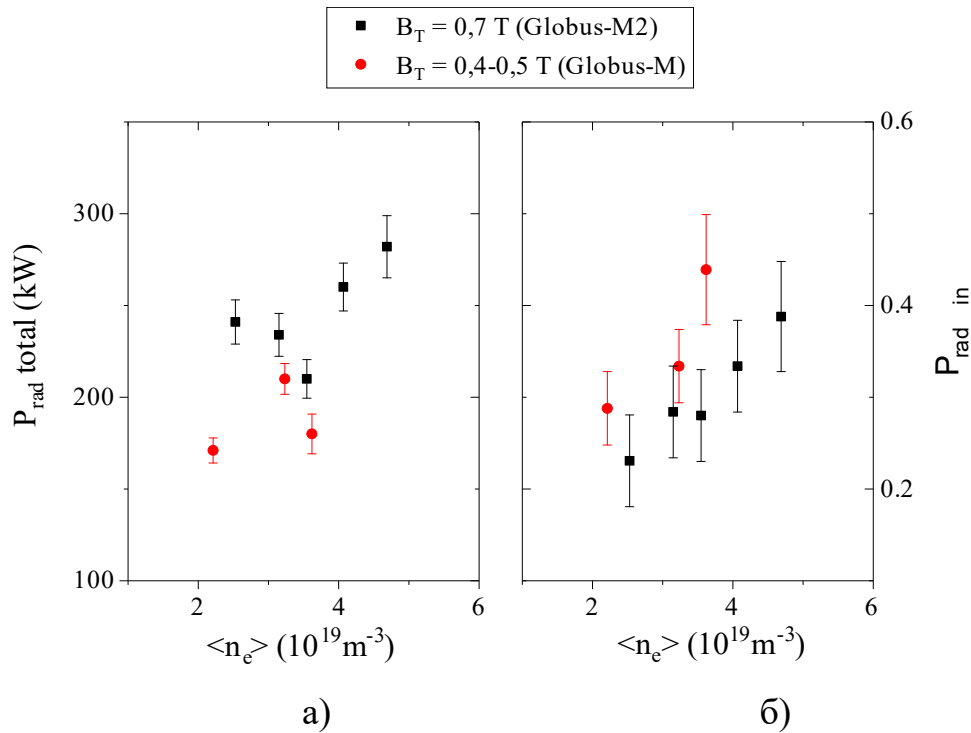


Рис.3.13 Зависимость радиационных потерь от электронной плотности $\langle n_e \rangle$ при $B_T = 0,4 - 0,5 \text{ Тл}$ ($I_p = 0,18 - 0,24 \text{ МА}$) и $B_T = 0,7 \text{ Тл}$ ($I_p = 0,25 - 0,33 \text{ МА}$) [190], [17]:

а) – абсолютная величина потерь, б) – доля радиационных потерь относительно поглощаемой мощности нагрева

	t, с	P_{rad} , кВт	B_T , Тл	I_p , МА	P_{NBI} , кВт
#37073	0,174	251	0,4	0,18	650
#37066	0,176	242	0,5	0,23	650
#37929	0,153	253	0,5	0,23	850
#38049	0,162	177	0,7	0,27	850
#38431	0,179	126	0,7	0,29	850
#38530	0,182	132	0,75	0,3	850
#38529	0,170	83	0,75	0,3	850

Таблица 3.1 Параметры разрядов на рисунке 3.14

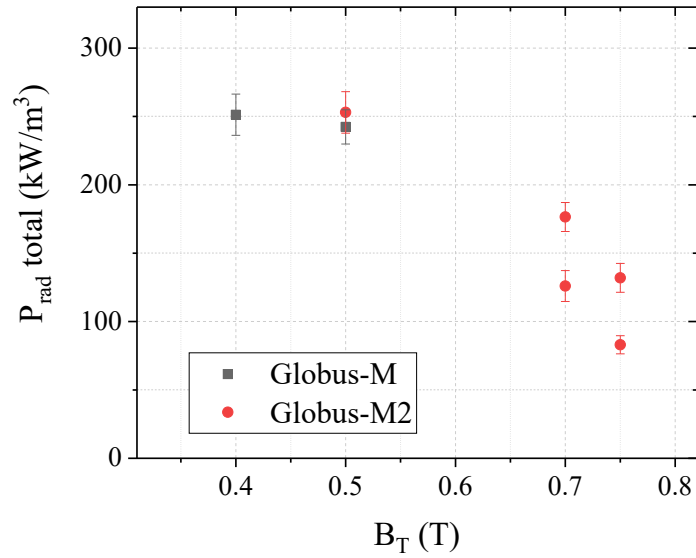


Рис. 3.14 Зависимость мощности полных радиационных потерь от тороидального магнитного поля B_T и тока по плазме I_p при $\langle n_e \rangle = 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$

С учетом полученных результатов измерения профилей мощности радиационных потерь, увеличение тороидального магнитного поля с 0,4 Тл до 0,7 – 0,8 Тл на установке Глобус-М2 привело к увеличению тройного произведения $n_i T_i \tau_E$ в 10 раз и времени удержания энергии в 2,7 раза [9].

3.1.8. Интенсивность и профиль радиационных потерь в разрядах с лимитерной и диверторной магнитной конфигурацией на установке Глобус-М2

Важна не только полная мощность радиационных потерь, но и их распределение в объеме. Если радиационные потери в SOL и диверторе могут снижать тепловые нагрузки на покрытие камеры [149], то слишком высокая мощность излучения из центральной области плазмы, связанного с накоплением примесей, может приводить к снижению температуры в центре, к ухудшению удержания и радиационному коллапсу [222], [223], [95].

На токамаке Глобус-М2 проведены измерения двумерного распределения мощности радиационных потерь в основном объеме плазмы в разрядах с диверторной и лимитерной конфигурации при тороидальном магнитном поле 0,7 – 0,75 Тл и токе по плазме 0,27 – 0,35 МА. Для восстановления двумерного распределения в данных разрядах были использованы данные фотодиодной матрицы 16x16, не охватывающей диверторный регион, таким образом анализировать было возможно только излучение в основном объеме плазмы.

На рисунке 3.15 представлено пространственное распределение радиационных потерь и магнитная конфигурация в двух разрядах при примерно одинаковой средней электронной плотности $3,5 - 4,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ #37069 (Глобус-М) и #38056 (Глобус-М2) тороидальным магнитным полем 0,4 Тл и 0,7 Тл, с током по плазме 0,18 и 0,3 МА, с дополнительным нагревом нейтральной инжекцией мощностью 650 и 850 кВт соответственно. Восстановление магнитной конфигурации плазмы осуществлялось на основе данных магнитных петель [108], измерявшей полоидальный магнитный поток, и с помощью кода реконструкции [224], [225] и кода равновесия [226]. Одномерный профиль радиационных потерь, усредненный по магнитным поверхностям, также представлен на рисунке 3.15а.

Магнитная конфигурация в разряде #37069 соответствовала диверторной, а зазор между сепаратриссой и центральным столбом составлял для момента

времени $t = 0,178$ с примерно 2 см. В разряде #38056 плазма находилась в лимитерной конфигурации, а граница плазмы проходила в непосредственной близости от центральной колонны, поэтому присутствует интенсивное излучение как со стороны слабого, так и со стороны сильного магнитного поля.

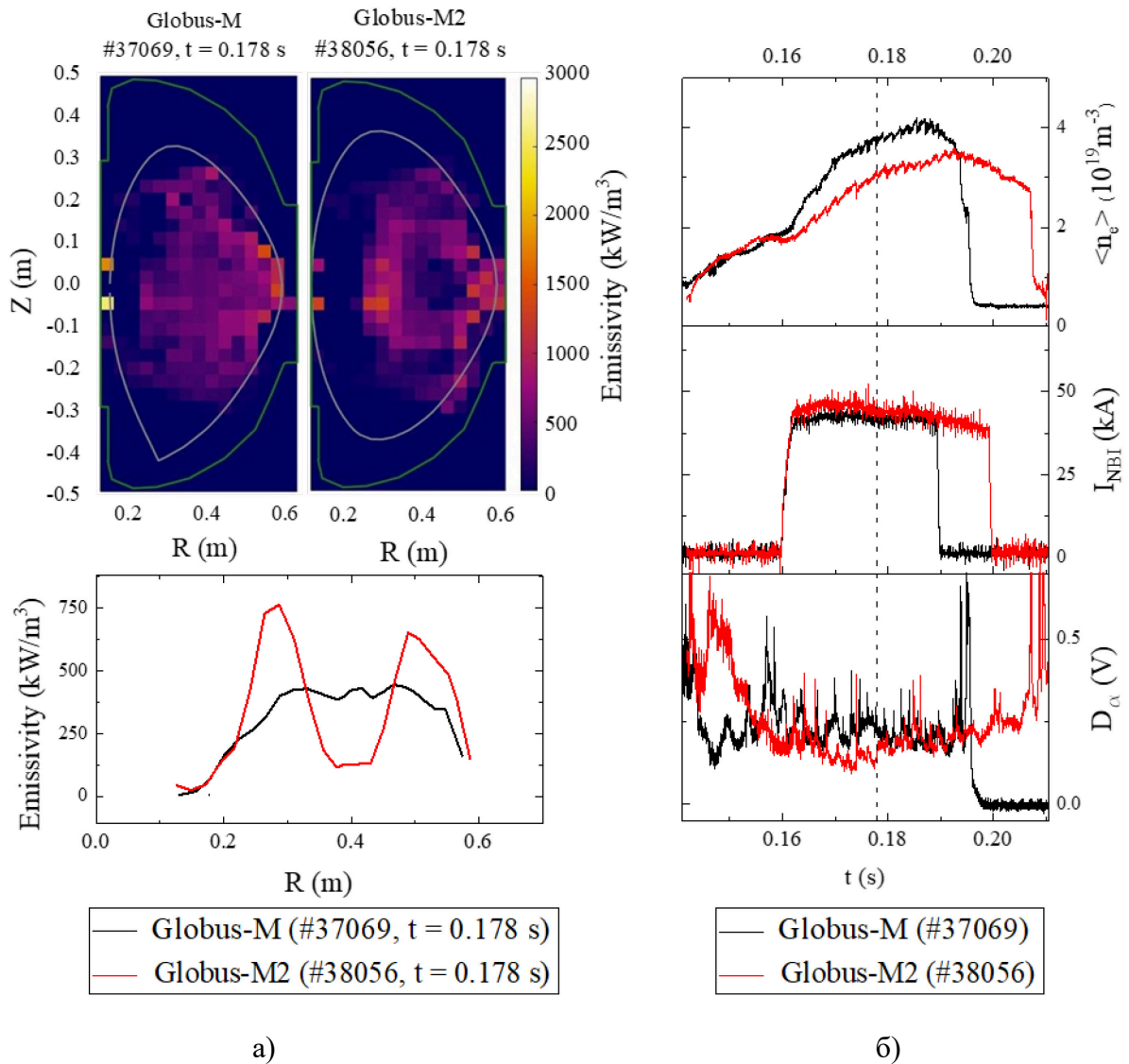


Рис. 3.15 Результаты измерения радиационных потерь на токамаке Глобус-М и Глобус-М2: а) – двумерное распределения и профиль радиационных потерь в разряде #37069 (Глобус-М) с диверторной конфигурацией и в разряде #38056 (Глобус-М2) с лимитерной конфигурацией [173], [190], б) – средняя по объему концентрация электронов $\langle n_e \rangle$, ток инжектора NBI I и интенсивность излучения на линии D_α на периферии плазменного шнура в разрядах #37069 и #38056

Для разрядов #38039 и #38293, полученных на установке Глобус-М2, с одинаковым магнитным полем 0,7 Тл, током по плазме 0,25 – 0,27 МА и с концентрацией электронов $7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, при одинаковой близости границы плазмы к стенке камеры имеют схожие распределения в полоидальном сечении и профили радиационных потерь для лимитерной и диверторной конфигураций, что продемонстрировано на рисунке 3.16.

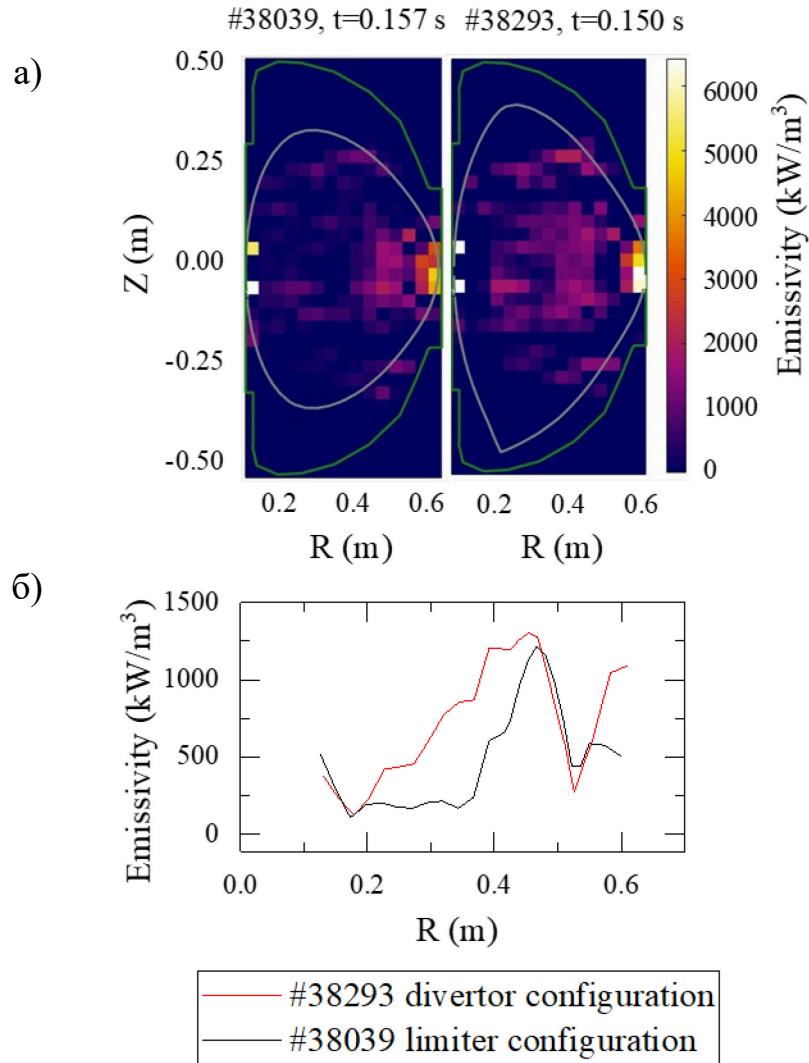


Рис. 3.16 Результаты измерения радиационных потерь на токамаке Глобус-М2 в разрядах с лимитерной (#38039) и диверторной (#38293) конфигурацией: а) – двумерное распределение мощности радиационных потерь в полоидальном сечении, б) – профили радиационных потерь

Аналогично результатам, полученным на установке Глобус-М при $B_T = 0,4 - 0,5$ Тл [96], на установке Глобус-М2 при значениях $B_T = 0,7 - 0,75$ Тл наблюдается зависимость профиля радиационных потерь из основного объема плазмы в большей мере от расстояния от сепаратриссы до стенки плазмы, чем непосредственно от магнитной конфигурации.

3.2 Поведение примеси в основном объеме плазмы в экспериментах с напуском азота для снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины на установке Глобус-M2

Напуск азота в диверторную область производится на токамаках для получения режимов с переизлучением энергии на атомах примеси для уменьшения нагрузки на пластины дивертора [149]. В данном разделе продемонстрирована возможность использования диагностики эффективного заряда плазмы, спектроскопии линий и многохордовой диагностики на основе SPD фотодиодов для отслеживания влияния напускаемой в дивертор примеси на основной объем плазмы и подбора оптимального режима напуска. Необходимо, чтобы напускаемая примесь не влияла на основной объем плазмы и центральная область не охлаждалась за счет излучения попавших примесей.

В эксперименте на Глобусе-M2 напуск азота производился в дейтериевую плазму в разрядах с тороидальным магнитным полем 0,7 Тл, током по плазме 0,2 – 0,24 МА с дополнительным нагревом пучком нейтрального дейтерия. Азот напускался через капилляр диаметром 0,5 мм, который располагается на нижнем куполе камеры токамака в области дивертора (рисунок 3.17а). Поток напускаемой примеси при напуске составлял $\sim 3 \cdot 10^{20}$ атомов/сек, импульсы напуска длительностью 15 – 35 мсек. Перед экспериментами была проведена боронизация камеры.

Измерения параметров плазмы в области дивертора производились с помощью набора ленгмюровских зондов [12]. Для контроля напуска азота использовался монохроматор на линию N II (568 нм) системы спектроскопии линий, переориентированный на диверторную область, обзорный спектрометр (200 – 1100 нм) (рисунок 3.17), массив из 16 фотодиодов за бериллиевой фольгой толщиной 50 мкм (рисунок 3.17б и 3.18).

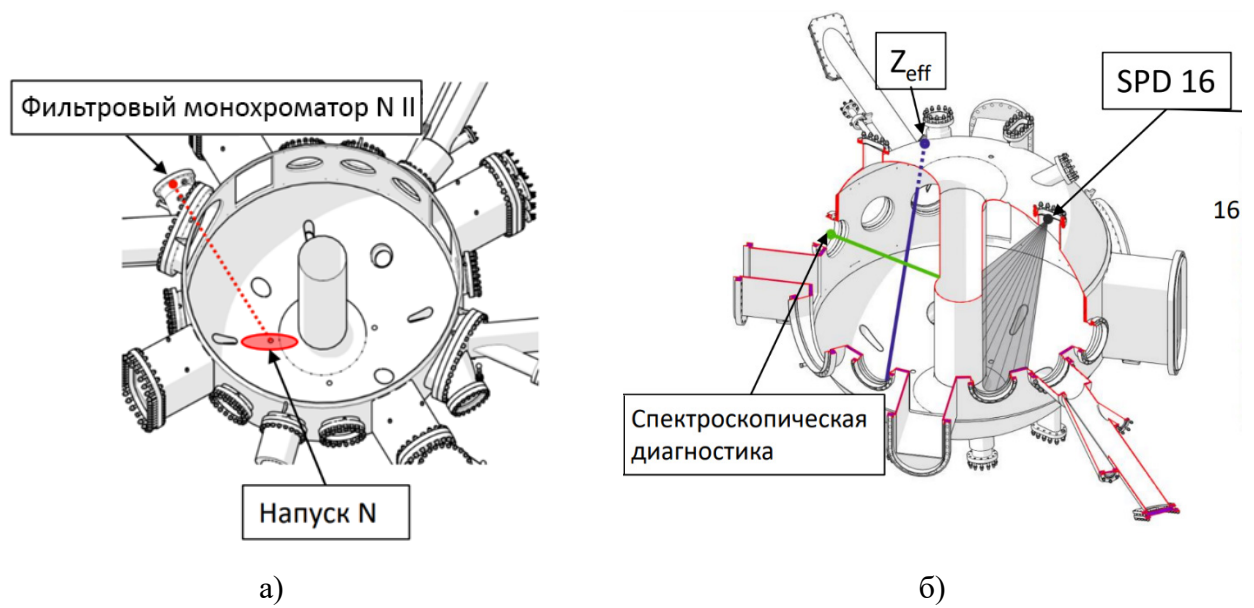


Рис. 3.17 Схема измерений в эксперименте с напуском азота на токамаке Глобус-М2:
 а) – ориентация линии наблюдения фильтрового монохроматора N II относительно капилляра, б) расположение диагностики эффективного заряда, спектроскопии линий и массива SPD-фотодиодов 1х16

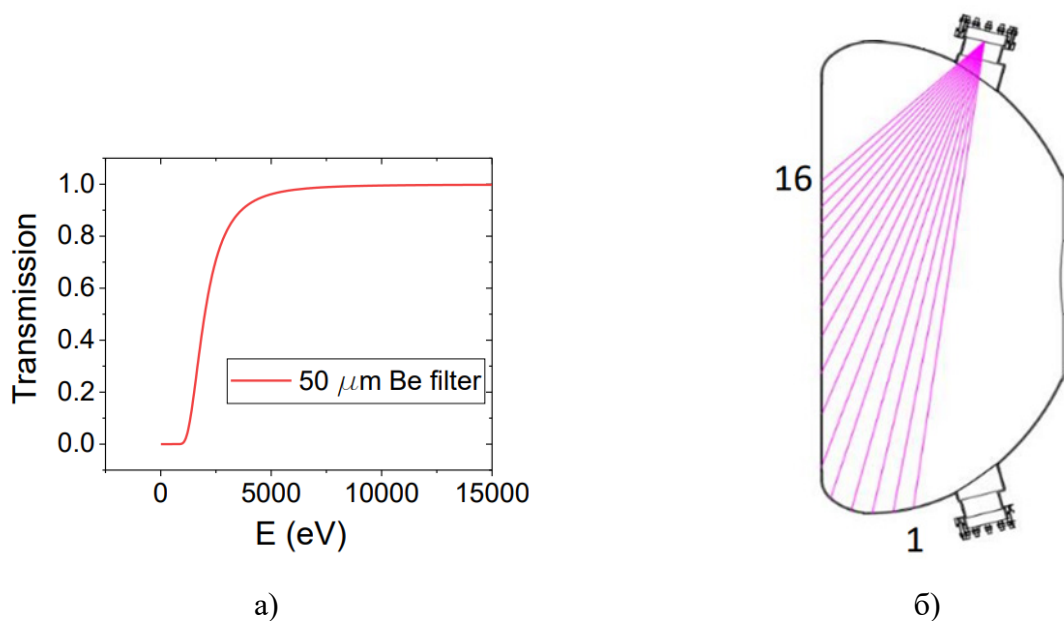


Рис. 3.18 Параметры системы SPD-фотодиодов 1х16, использованной в экспериментах с напуском азота: а) – спектральная характеристика бериллиевого фильтра, б) – линии наблюдения интенсивности мягкого рентгеновского излучения

В разрядах #39821 и #40394 (рисунок 3.19) средний по объему эффективный заряд увеличивался после напуска азота в дивертор на 20 – 30 %. Интенсивность на

линии излучения N II (568 нм) также росла и в основном объеме плазмы, о чем свидетельствуют измерения, сделанные с помощью обзорного спектрометра (рисунок 3.20), хорда наблюдения которого оставалась во время данных экспериментов в стандартной геометрии диагностики спектроскопии линий – в экваториальной плоскости и ориентирована вдоль большого радиуса (рисунок 3.176). То есть примесь в значительной мере попадает в основной объем плазмы и может приводить к снижению температуры в центральной области. В разряде #40394 после инъекции азота примерно на 190 мс одновременно с появлением интенсивного излучения на линии азота N II (568 нм) температура электронов в центральной области при значении $R = 0,371$ м примерно на 10 – 15%.

Во время экспериментов с напуском азота проводились также измерения с помощью линейного массива 16 SPD-фотодиодов, установленного за бериллиевым фильтром толщиной 50 мкм. В данном спектральном диапазоне излучение преимущественно тормозное [228], [100], интенсивное излучение на линиях рабочего газа и примесей находится вне диапазона пропускания фильтра. Геометрия наблюдения изображена на рисунке 3.186.

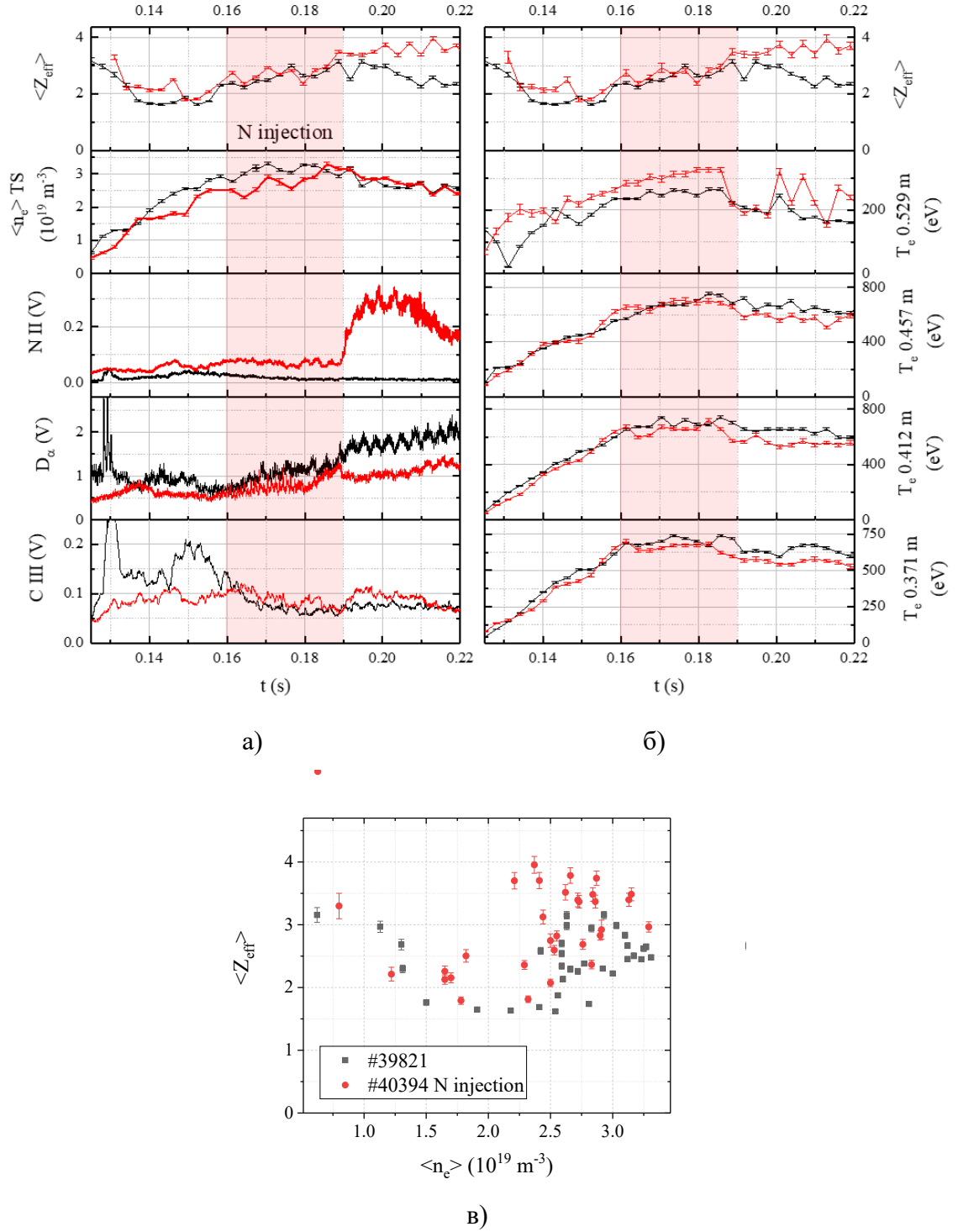


Рис. 3.19 Результаты измерения эффективного заряда плазмы и интенсивности излучения на линии N II в разрядах без напуска (#39821) и с напуском (#40394) азота в диверторную область: а) временная эволюция среднего эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, средней по объему концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ и интенсивности излучения на линиях N II (дивертор), D_α (периферия) и C III (основной объем), б) временная эволюция температуры электронов T_e для значений большого радиуса 0,371 м, 0,412 м, 0,457 м и 0,529 м, в) зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от средней по объему концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ [227]

#40394

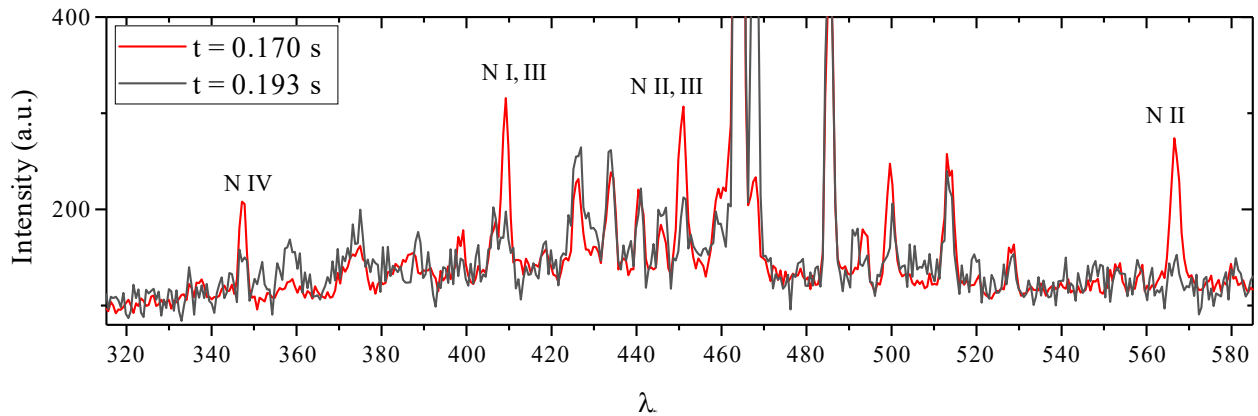


Рис. 3.20 Обзорные спектры излучения из основного объема плазмы в разряде #40394 до и после напуска азота в диверторную область [227]

Сравним два разряда – #40420 без напуска азота и #40421 с напуском азота, в котором наблюдалось снижение тепловой нагрузки на диверторные пластины. Измерения, представленные на рисунке 3.21, демонстрируют увеличение интенсивности тормозного излучения вдоль хорд SXR 2-5, ориентированных на диверторную область, после напуска. Интенсивность излучения на хордах SXR 9-16, не попадающих на дивертор, практически остается неизменной после напуска азота.

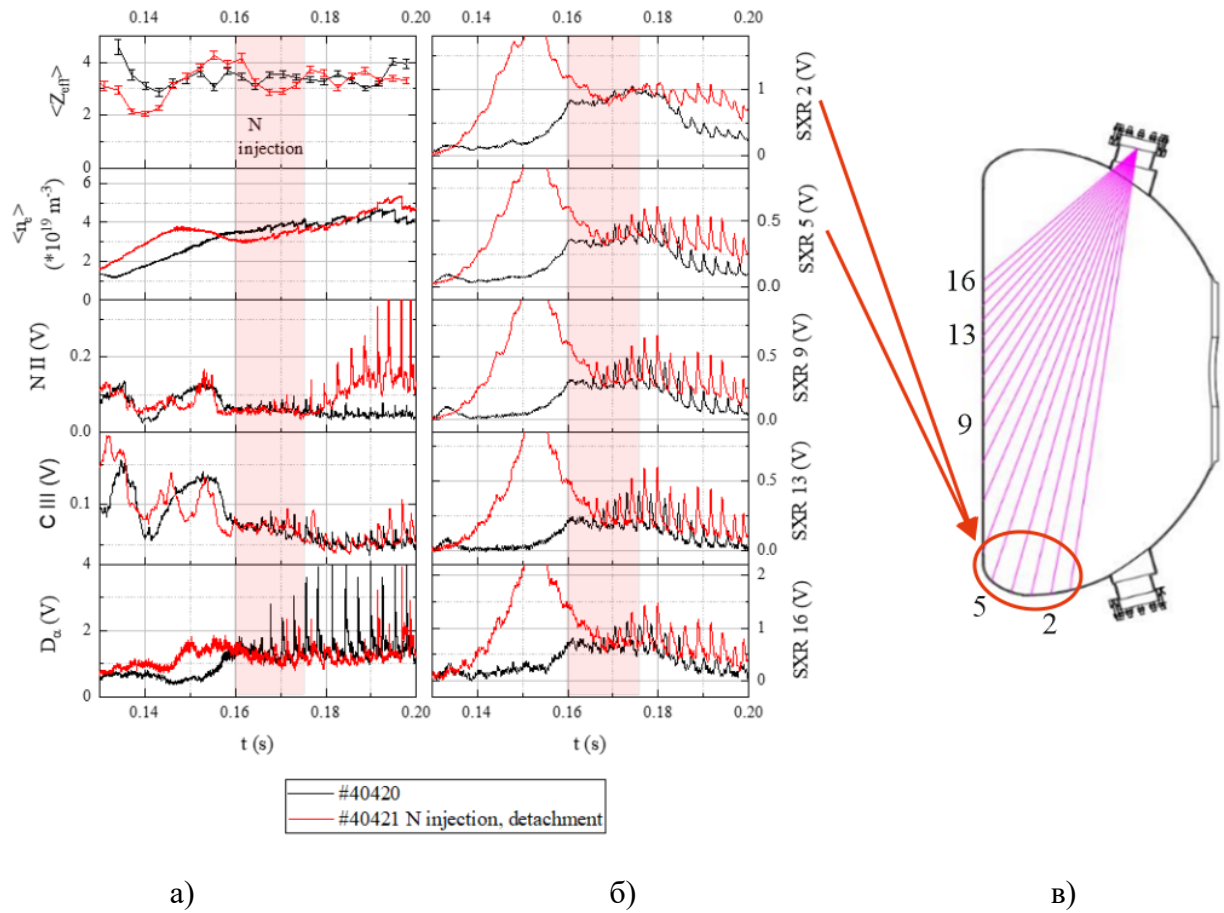


Рис. 3.21 Результаты измерения эффективного заряда плазмы и интенсивности излучения на линии N II в разрядах без напуска (#40420) и с напуском (#40421) азота в диверторную область: а) – временная эволюция среднего эффективного заряда $\langle Z_{eff} \rangle$, средней по объему концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ и интенсивности излучения на линиях N II (дивертор), D_α (периферия) и C III (основной объем), б) – интенсивность рентгеновского излучения SXR, измеренная массивом SPD фотодиодов, в) – линии наблюдения SXR в полоидальном сечении камеры [227]

3.3. Результаты измерения интенсивности излучения с использованием массивов фотодиодных линеек для исследования МГД-колебаний в плазме токамака Глобус-М2

Раздел посвящен описанию результатов применения метода локализации МГД-колебаний с помощью двух многохордовых систем фотодиодов: SPD 16x16 и SPD 1x24, подробное описание которых приведено в главе 2. В обоих случаях измерения проводились в полном диапазоне чувствительности SPD-фотодиодов без использования фильтров. Система на основе SPD-фотодиодов имеет подходящую спектральную чувствительность и временное разрешение, чтобы исследовать МГД-колебания с частотами до порядка 100 кГц.

В разряде #38360 на 0,155 на сигнале магнитного зонда наблюдается развитие неустойчивости (рисунок 3.22). На хордах системы SPD-фотодиодов матрицы 16x16 также детектируется МГД-колебание, регистрируемое магнитным зондом. В зависимости от хорды наблюдения данные колебания проявляются с большей или меньше интенсивностью, поэтому существует возможность локализации наблюдаемой неустойчивости.

Для получения спектрограммы сигнала, зарегистрированного магнитным зондом, на рисунке 3.22 использовалось быстрое преобразование Фурье (БПФ) для частоты дискретизации 1 МГц с окном Ханнинга длиной 3000 точек с шагом 300 точек. Аналогично сигналу магнитного зонда, с помощью быстрого преобразования Фурье была получена зависимость интенсивности излучения из плазмы от частоты в течение всего разряда для сигналов с каждого из 256 фотодиодов. Частота дискретизации сигнала с фотодиода составляла 1 МГц, БПФ произведено с окном Ханнинга длиной 4000 точек и сдвигом 400 точек. Пример сигнала с одного из фотодиодов матрицы и его спектрограмма также приведены на рисунке 3.22. Сравнивая спектрограммы, можно сделать вывод, что магнитным зондом и фотодиодом зарегистрирован один и тот же процесс на частотах 5,5 – 7,5 кГц.

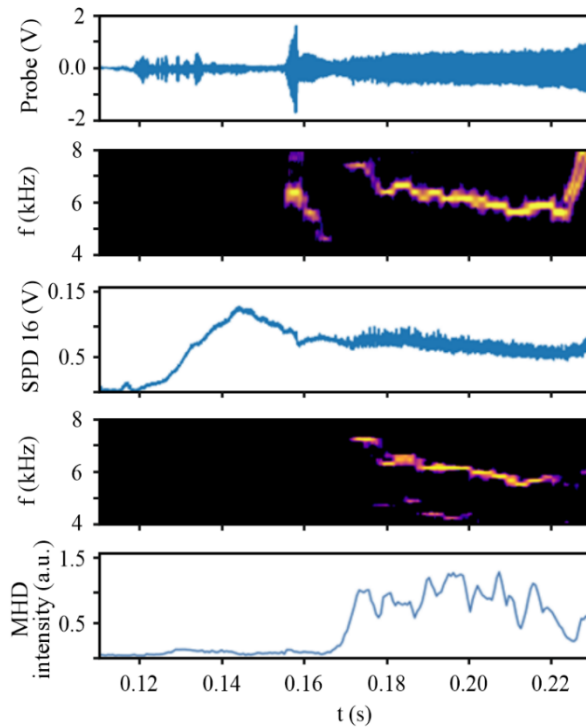


Рис. 3.22 Сигналы магнитного зонда и одного из SPD-фотодиодов матрицы 16x16 [96], их спектрограммы и интенсивность колебаний на частоте 5,5 – 7,5 кГц, регистрируемых SPD-фотодиодом матрицы в разряде #38360

В качестве интенсивности МГД-моды для каждого фотодиода в каждый момент времени было взято значение интенсивности на спектрограмме сигнала этого фотодиода, соответствующее частоте, на которой наблюдается максимум интенсивности на спектрограмме сигнала магнитного зонда. Пример эволюции во времени интенсивности моды, полученной таким методом, изображен на рисунке 3.22.

На рисунке 3.23а изображена интенсивность МГД-неустойчивости для каждого из фотодиодов системы 16x16, соответствующая моменту времени 0,185 с. По зарегистрированной фотодиодами мощности при помощи метода восстановления двумерного распределения интенсивности излучения плазмы в полоидальном сечении плазменного шнура, описанного в параграфе 2.3.6 и применяемого также в параграфе 3.1.8 для определения мощности радиационных потерь, были получены распределения интенсивности МГД-колебания при

$t = 0,185$ с на частоте около 6,5 кГц. На рисунке 3.23б изображен результат этого восстановления.

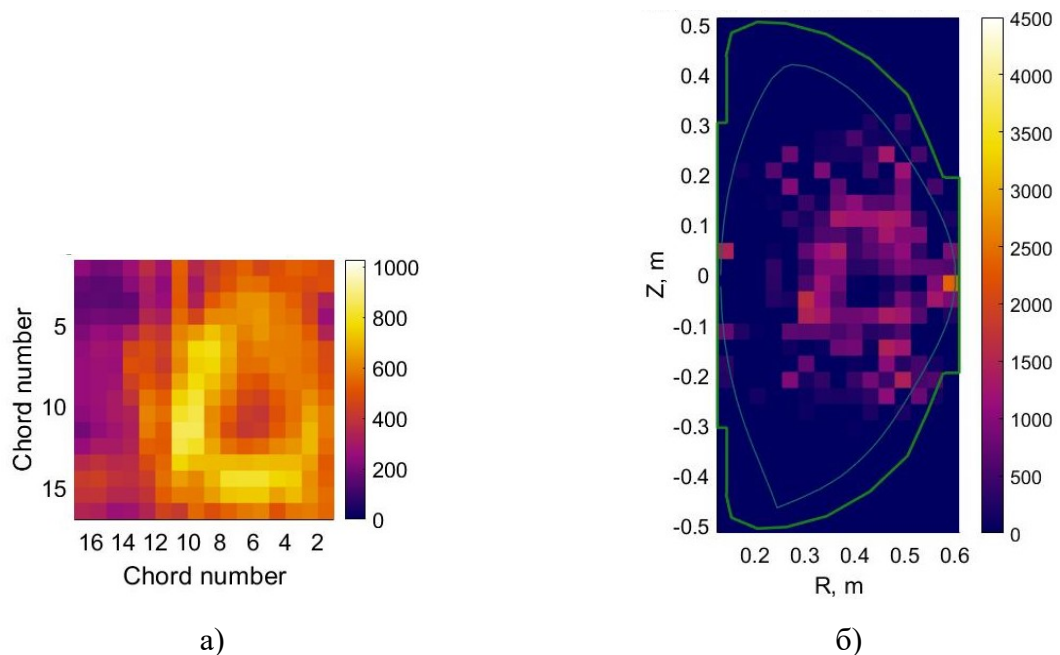


Рис. 3.23 Результат регистрации интенсивности МГД-колебаний матрицей 16x16 в разряде #38360 в момент времени $t = 0,185$ с: а) – интенсивность колебаний в плазме на частоте 6,5 кГц на каждом из 256 фотодиодов, б) – результат восстановления двумерного распределения интенсивности в полоидальном сечении плазменного шнура

Так как геометрия регистрации излучения с помощью фотодиодной матрицы 16x16 является трехмерной (рисунок 2.12а), то локализация колебания по полоидальной координате возможна только для тороидально симметричных процессов в плазме.

МГД-колебания регистрировались на токамаке Глобус-М2 также с помощью массива фотодиодов 1x24 [229]. На рисунке 3.24 приводятся сигналы, полученные с магнитного зонда и с фотодиода №18 из фотодиодного массива, полученные в разряде #43248. Вместе с сигналами на рисунке представлены и спектрограммы данных сигналов, полученные методом быстрого преобразования Фурье. Параметры БПФ для сигнала с магнитного зонда оставались такими же, как и в рассмотренном ранее случае. Быстрое преобразование Фурье для сигналов, полученных с каждого из фотодиодов массива 1x24 с частотой дискретизации

50 кГц, произведено с окном Ханнинга длиной 145 точек со сдвигом 29 точек. На спектрограммах зонда и фотодиода наблюдается мода на частотах 5 – 13 кГц со схожим развитием во времени. Интенсивность МГД-моды на каждом фотодиоде определялась аналогично рассмотренному примеру с фотодиодной матрицей 16x16.

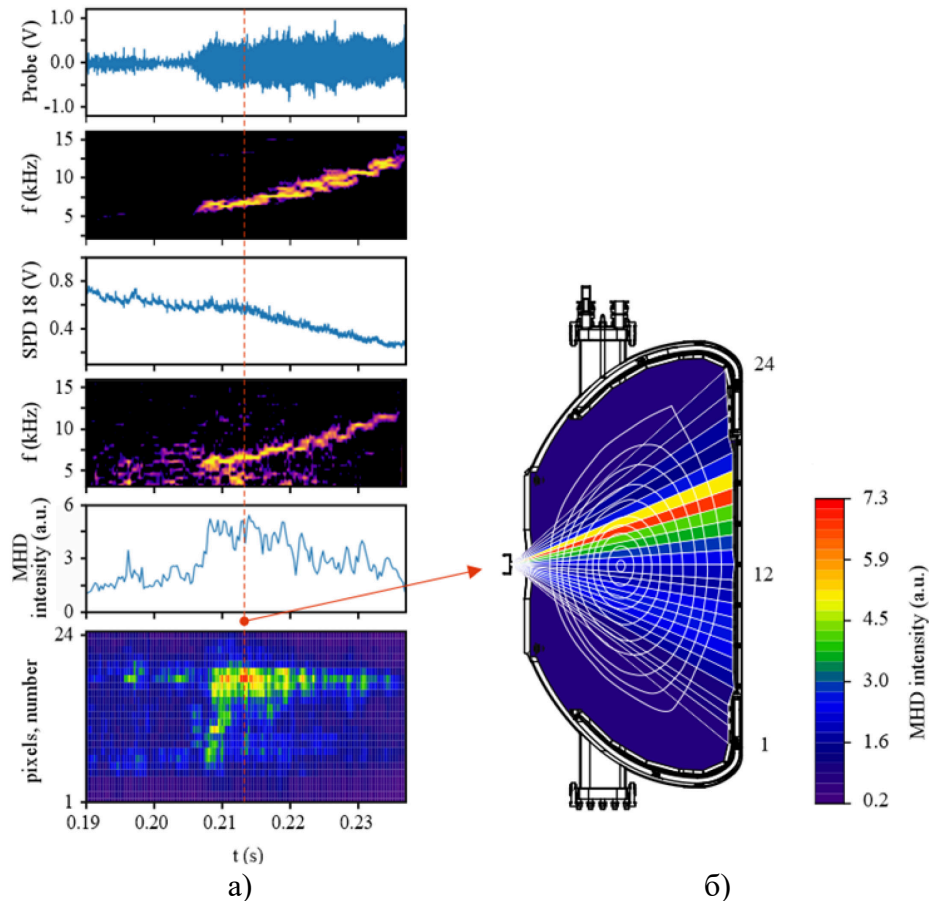


Рис. 3.24 Результаты регистрации МГД-колебаний с помощью массива SPD-фотодиодов 1x24 [21]: а) – сигналы магнитного зонда и фотодиода №9 фотодиодного массива, их спектрограммы, интенсивность МГД-моды в канале №9 и эволюция интенсивности МГД-колебаний для 24 хорд наблюдения фотодиодного массива; б) – результат локализации интенсивности МГД-колебания в полоидальном сечении плазмы по измерениям интенсивности излучения из плазмы при $t = 0,215$ с [229]

По изображенной на рисунке 3.24а эволюции во времени интенсивности излучения на частоте 5 – 13 кГц для всех 24 пикселей фотодиодного массива и соотнося с геометрией камеры и магнитной конфигурацией в разряде #43248 можно увидеть, что МГД-колебание было локализовано вблизи $\rho \approx 0,3 - 0,5$.

Выводы к главе 3

Впервые на сферическом токамаке в широком диапазоне значений тороидального магнитного поля до 0,9 Тл и тока по плазме до 0,45 МА проведены измерения эффективного заряда плазмы, мощности радиационных потерь и интенсивности мягкого рентгеновского излучения.

Было отмечено снижение $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ с ростом электронной плотности, а также обнаружено снижение величины $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ до 35% в результате процедуры боронизации.

Было определено, что в разрядах с нейтральной инжекцией доля потерь на излучение может достигать 45% от вкладываемой мощности. Была обнаружена зависимость мощности радиационных потерь от тороидального магнитного поля и тока по плазме.

В экспериментах с напуском азота в диверторную область для снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины проведены измерения интенсивности излучения на линии N II в диверторной области и $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в основном объеме плазмы.

Заключение

В данной работе проведено исследование влияния параметров разряда в сферическом токамаке Глобус-М2 на эффективный заряд плазмы, а также на спектр и интенсивность излучения в спектральном диапазоне 0,1 – 1200 нм.

Созданы и апробированы диагностики эффективного заряда плазмы и интенсивности спектральных линий на токамаке Глобус-М2, объединенные с многохордовой системой SPD-фотодиодов в комплекс спектроскопических диагностик для регистрации излучения в спектральном диапазоне 0,1 – 1200 нм с временным разрешением до 1 МГц. Впервые на сферическом токамаке в разрядах с тороидальным магнитным полем до 0,9 Тл и током по плазме до 0,45 МА проведены измерения эффективного заряда плазмы и интенсивности мягкого рентгеновского излучения, в разрядах с тороидальным магнитным полем до 0,75 Тл и током по плазме до 0,35 МА проведены измерения мощности радиационных потерь.

В ходе исследования примесей и радиационных потерь на установке Глобус-М2 было проанализировано влияние боронизации, режима удержания, метода нагрева и развития краевых неустойчивостей на концентрацию примесей в плазме. На сферическом токамаке Глобус-М2 установлена зависимость мощности радиационных потерь от тороидального магнитного поля и тока по плазме. Выявлено снижение доли радиационных потерь с ростом магнитного поля до 0,75 Тл и тока по плазме до 0,35 МА. В экспериментах с напуском азота в диверторную область для снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины проведены измерения интенсивности излучения на линии N II в диверторной области и $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в основном объеме плазмы. На сферическом токамаке Глобус-М2 экспериментально обнаружена возможность регистрации МГД-неустойчивостей с помощью массивов SPD-фотодиодов.

Разработанный диагностический комплекс может быть использован для дальнейшего исследования поведения примесей, радиационных потерь и МГД-колебаний на токамаке Глобус-М2. Результаты данной работы, направленной на развитие спектроскопических методов диагностики высокотемпературной плазмы, открывают перспективы для дальнейших исследований, направленных на улучшение удержания энергии и снижение потерь на излучение.

Список литературы

- [1] S. A. Sabbagh et al., “Overview of physics results from the conclusive operation of the National Spherical Torus Experiment,” *Nuclear Fusion*, vol. 53, no. 10, Oct. 2013, doi: 10.1088/0029-5515/53/10/104007.
- [2] M. P. Gryaznevich and A. Sykes, “The spherical tokamak programme at Culham,” *Nuclear Fusion*, vol. 39, no. 9Y, pp. 1271–1281, Sep. 1999, doi: 10.1088/0029-5515/39/9Y/305.
- [3] G. S. Kurskiev et al., “Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field reaching 0.8 T,” *Nuclear Fusion*, vol. 62, no. 1, Jan. 2022, doi: 10.1088/1741-4326/ac38c9.
- [4] J. E. Menard et al., “Overview of NSTX Upgrade initial results and modelling highlights,” *Nuclear Fusion*, vol. 57, no. 10, Jun. 2017, doi: 10.1088/1741-4326/aa600a.
- [5] J. W. Berkery et al., “Operational space and performance limiting events in the first physics campaign of MAST-U,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 65, no. 4, Apr. 2023, doi: 10.1088/1361-6587/acb464.
- [6] R. Scannell and the MAST Upgrade and EUROfusion Tokamak Exploitation Teams, “Developing understanding of spherical tokamaks with MAST Upgrade,” in *48th EPS Conference on Plasma Physics*, vol. O1.104, 2022.
- [7] M. Gryaznevich, “Experiments on ST40 at high magnetic field,” *Nuclear Fusion*, vol. 62, no. 4, Apr. 2022, doi: 10.1088/1741-4326/ac26ee.
- [8] Yu. V. Petrov et al., “Diagnostic Complex of the Globus-M2 Spherical Tokamak,” *Plasma Physics Reports*, vol. 49, no. 12, pp. 1459–1479, Dec. 2023, doi: 10.1134/S1063780X23601360.
- [9] G. S. Kurskiev et al., “Tenfold increase in the fusion triple product caused by doubling of toroidal magnetic field in the spherical tokamak Globus-M2,” *Nuclear Fusion*, vol. 61, no. 6, Jun. 2021, doi: 10.1088/1741-4326/abe08c.

- [10] Г. С. Курские и др., «Режим с горячими ионами в сферическом токамаке Глобус-М2», Физика плазмы, т. 49, № 4, с. 305–321, 2023, doi: 10.31857/S0367292122601497.
- [11] А. Ю. Тельнова и др., «Первые результаты исследования переноса тепла и частиц в сферическом токамаке Глобус-М2 при инжекции пучка на стадии роста тока», Журнал технической физики, т. 91, № 3, с. 412, 2021, doi: 10.21883/JTF.2021.03.50517.103-20.
- [12] Н. А. Хромов и др., «Первые эксперименты по уменьшению тепловой нагрузки на диверторные пластины токамака Глобус-М2 с помощью инжекции азота и сопоставление с результатами моделирования», Физика плазмы, т. 49, № 12, с. 1327–1336, 2023, doi: 10.31857/S0367292123601029.
- [13] А. Ю. Тельнова и др., «Первые результаты исследований ионного теплопереноса на сферическом токамаке Глобус-М2», Письма в журнал технической физики, т. 47, № 9, с. 25, 2021, doi: 10.21883/pjtf.2021.09.50903.18618.
- [14] Wesson J., Tokamaks, Third edition. Oxford University Press Inc., New York, 2004.
- [15] С.Ю. Медведев и др., “МГД-устойчивость ТИН-СТ,” ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, № 2, 2012.
- [16] Z. Gao, “Compact magnetic confinement fusion: Spherical torus and compact torus,” Matter and Radiation at Extremes, vol. 1, no. 3, pp. 153–162, May 2016, doi: 10.1016/j.mre.2016.05.004.
- [17] D. R. Smith, E. Mazzucato, W. Lee, H. K. Park, C. W. Domier, and N. C. Luhmann, “A collective scattering system for measuring electron gyroscale fluctuations on the National Spherical Torus Experiment,” Review of Scientific Instruments, vol. 79, no. 12, 2008, doi: 10.1063/1.3039415.
- [18] H. Y. Yuh et al., “Suppression of electron temperature gradient turbulence via negative magnetic shear in NSTX,” Physical Review Letters, vol. 106, no. 5, Feb. 2011, doi: 10.1103/PhysRevLett.106.055003.

- [19] B. V. Kuteev, E. A. Azizov, P. N. Alexeev, V. V. Ignatiev, S. A. Subbotin, and V. F. Tsibulskiy, “Development of DEMO-FNS tokamak for fusion and hybrid technologies,” *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 7, Jul. 2015, doi: 10.1088/0029-5515/55/7/073035.
- [20] S. S. Ananyev, B. V. Ivanov, A. Y. Dnestrovskij, A. S. Kukushkin, A. V. Spitsyn, and B. V. Kuteev, “Concept development and candidate technologies selection for the DEMO-FNS fuel cycle systems,” *Nuclear Fusion*, vol. 61, no. 11, Nov. 2021, doi: 10.1088/1741-4326/ac28ad.
- [21] K. M. Feng and G. S. Zhang, “Transmutation of transuranic actinides in a spherical torus tokamak fusion reactor,” *Nuclear Fusion*, vol. 43, pp. 756–760, 2003.
- [22] W. M. Stacey et al., “A fusion transmutation of waste reactor,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 63–64, pp. 81–86, Dec. 2002, doi: 10.1016/S0920-3796(02)00147-3.
- [23] Y.-K. M. Peng and E. T. Cheng, “Magnetic Fusion Driven Transmutation of Nuclear Waste (FTW),” *Journal of Fusion Energy*, vol. 12, no. 4, 1993.
- [24] J. Huang et al., “Overview of fusion-fission hybrid reactor design study in China,” *Fusion Science and Technology*, vol. 42, no. 1, pp. 138–145, 2002, doi: 10.13182/FST02-A221.
- [25] A. Sykes et al., “Compact fusion energy based on the spherical tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 58, no. 1, Jan. 2018, doi: 10.1088/1741-4326/aa8c8d.
- [26] M. P. Gryaznevich, V. A. Chuyanov, D. Kingham, and A. Sykes, “Advancing Fusion by Innovations: Smaller, Quicker, Cheaper,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 591, Mar. 2015. doi: 10.1088/1742-6596/591/1/012005.
- [27] K. Gi et al., “Conceptual design study of the moderate size superconducting spherical tokamak power plant,” *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 6, Jun. 2015, doi: 10.1088/0029-5515/55/6/063036.
- [28] B. N. Sorbom et al., “ARC: A compact, high-field, fusion nuclear science facility and demonstration power plant with demountable magnets,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 100, pp. 378–405, Nov. 2015, doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.07.008.

- [29] J. E. Menard et al., “Fusion nuclear science facilities and pilot plants based on the spherical tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 56, no. 10, Aug. 2016, doi: 10.1088/0029-5515/56/10/106023.
- [30] H. W. Kim et al., “Design updates of magnet system for Korean fusion demonstration reactor, K-DEMO,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 146, pp. 1086–1090, Sep. 2019, doi: 10.1016/j.fusengdes.2019.02.012.
- [31] S. Wu, “An overview of the EAST project,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 82, no. 5–14, pp. 463–471, Oct. 2007, doi: 10.1016/j.fusengdes.2007.03.012.
- [32] P. Barabaschi, Y. Kamada, and H. Shirai, “Progress of the JT-60SA project,” *Nuclear Fusion*, vol. 59, no. 11, Jun. 2019, doi: 10.1088/1741-4326/ab03f6.
- [33] D. E. Post, R. V. Jensen, C. B. Tarter, W. H. Grasberger, and W. A. Lokke, “Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 20, no. 5, Nov. 1977.
- [34] B. C. Stratton, M. Bitter, K. W. Hill, D. L. Hillis, and J. T. Hogan, “Chapter 5: Passive spectroscopic diagnostics for magnetically confined fusion plasmas,” *Fusion Science and Technology*, vol. 53, no. 2, pp. 431–486, 2008, doi: 10.13182/FST08-A1677.
- [35] L. Wang et al., “Integration of full divertor detachment with improved core confinement for tokamak fusion plasmas,” *Nature Communications*, vol. 12, no. 1, Dec. 2021, doi: 10.1038/s41467-021-21645-y.
- [36] B. J. Peterson et al., “Observation of divertor and core radiation in JT-60U by means of bolometric imaging,” *Journal of Nuclear Materials*, vol. 363–365, no. 1–3, pp. 412–415, Jun. 2007, doi: 10.1016/j.jnucmat.2007.01.090.
- [37] T. Nishitani et al., “Radiation losses and global power balance of JT-60 plasmas,” *Nuclear Fusion*, vol. 30, no. 6, pp. 1095–1105, Jun. 1990, doi: 10.1088/0029-5515/30/6/011.
- [38] A. Loarte et al., “Plasma detachment in JET Mark I divertor experiments,” *Nuclear Fusion*, vol. 38, no. 3, pp. 331–371, Mar. 1998, doi: 10.1088/0029-5515/38/3/303.

- [39] P. C. Stangeby and D. Moulton, “A simple analytic model of impurity leakage from the divertor and accumulation in the main scrape-off layer,” *Nuclear Fusion*, vol. 60, no. 10, Oct. 2020, doi: 10.1088/1741-4326/ab9e16.
- [40] V. A. Soukhanovskii, “A review of radiative detachment studies in tokamak advanced magnetic divertor configurations,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 59, no. 6, Apr. 2017, doi: 10.1088/1361-6587/aa6959.
- [41] M. Bernert et al., “X-point radiation, its control and an ELM suppressed radiating regime at the ASDEX Upgrade tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 61, no. 2, Feb. 2021, doi: 10.1088/1741-4326/abc936.
- [42] M. Komm et al., “Divertor impurity seeding experiments at the COMPASS tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 59, no. 10, Sep. 2019, doi: 10.1088/1741-4326/ab34d2.
- [43] C. Mazzotta, G. Pucella, E. Giovannozzi, M. Marinucci and the FTU Team, “Helium injection plasmas in FTU,” *Nuclear Fusion*, vol. 62, no. 2, 2022, doi: 10.1088/1741-4326/ac3798
- [44] K. Li et al., “Divertor detachment with neon seeding in grassy-ELM H-mode in EAST,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 62, no. 9, Sep. 2020, doi: 10.1088/1361-6587/aba859.
- [45] H. Shin et al., “Argon-seeded detachment during ELM control by RMPs in KSTAR,” *Nuclear Fusion*, vol. 63, no. 4, Apr. 2023, doi: 10.1088/1741-4326/acbec6.
- [46] P. David, M. Bernert, M. Cavedon, G. Harrer, and T. Eich, “Influence of pedestal radiation on the H-L transition using krypton seeded discharges at ASDEX Upgrade,” *Nuclear Fusion*, vol. 62, no. 10, Oct. 2022, doi: 10.1088/1741-4326/ac8942.
- [47] N. Asakura et al., “Simulation study of power load with impurity seeding in advanced divertor ‘short super-X divertor’ for a tokamak reactor,” *Journal of Nuclear Materials*, vol. 463, pp. 1238–1242, Jul. 2015, doi: 10.1016/j.jnucmat.2015.01.068.
- [48] A. Kallenbach et al., “Partial detachment of high power discharges in ASDEX Upgrade,” *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 5, May 2015, doi: 10.1088/0029-5515/55/5/053026.

- [49] K. Verhaegh et al., “Spectroscopic investigations of detachment on the MAST Upgrade Super-X divertor,” *Nuclear Fusion*, vol. 63, no. 1, Jan. 2023, doi: 10.1088/1741-4326/aca10a.
- [50] J. Wang et al., “The design and construction of divertor primary heat transfer system for EAST Tokamak,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 193, p. 113703, Aug. 2023, doi: 10.1016/j.fusengdes.2023.113703.
- [51] A. Patel, P. G. Carolan, N. J. Conway, and R. J. Akers, “Zeff profile measurements from bremsstrahlung imaging in the MAST spherical tokamak,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 11, pp. 4944–4950, Nov. 2004, doi: 10.1063/1.1808915.
- [52] H. Meister et al., “Zeff from spectroscopic bremsstrahlung measurements at ASDEX Upgrade and JET,” *Review of Scientific Instruments*, Oct. 2004, pp. 4097–4099. doi: 10.1063/1.1787167.
- [53] H. Lan et al., “Analysis of electron temperature, impurity transport and MHD activity with multi-energy soft x-ray diagnostic in EAST tokamak,” *Plasma Science and Technology*, vol. 19, no. 12, Dec. 2017, doi: 10.1088/2058-6272/aa8cbf.
- [54] L. F. Delgado-Aparicio et al., “A ‘multi-colour’ SXR diagnostic for time and space-resolved measurements of electron temperature, MHD activity and particle transport in MCF plasmas,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 49, no. 8, pp. 1245–1257, Aug. 2007, doi: 10.1088/0741-3335/49/8/010.
- [55] P. Franz et al., “Two-dimensional time resolved measurements of the electron temperature in MST,” *Review of Scientific Instruments*, 2006. doi: 10.1063/1.2229192.
- [56] A. Thorman et al., “Visible spectroscopy of highly charged tungsten ions with the JET charge exchange diagnostic,” *Physica Scripta*, vol. 96, no. 12, Dec. 2021, doi: 10.1088/1402-4896/ac387b.
- [57] V. Krupin et al., “The development of charge exchange recombination spectroscopy diagnostics for the T-15MD tokamak,” *Journal of Instrumentation*, vol. 15, no. 2, Feb. 2020, doi: 10.1088/1748-0221/15/02/C02027.

- [58] B. W. Rice, K. H. Burrell, and L. L. Lao, “Effect of plasma radial electric field on motional Stark effect measurements and equilibrium reconstruction,” *Nuclear Fusion*, vol. 37, no. 4, pp. 517–522, Apr. 1997, doi: 10.1088/0029-5515/37/4/I09.
- [59] H. R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*. Cambridge University Press, 1997. doi: 10.1017/cbo9780511524578.
- [60] Д.Х. Морозов, Е.О. Баронова и И.Ю. Сениченков, “Излучение примесей в плазме токамака,” *Физика плазмы*, т. 33, № 11, с. 988–1005, 2007.
- [61] “Вопросы теории плазмы,” Сб. статей. Вып. 12 / Под ред. акад. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982, с. 272.
- [62] <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
- [63] I. H. Hutchinson, “Principles of plasma diagnostics,” 2nd ed. Cambridge University Press, 2005.
- [64] W. J. Karzas and R. Latter, “Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field.,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 6, p. 167, May 1961, doi: 10.1086/190063.
- [65] P. J. Brussaard and H. C. van de Hulst, “Approximation Formulas for Nonrelativistic Bremsstrahlung and Average Gaunt Factors for a Maxwellian Electron Gas,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 34, no. 3, pp. 507–520, Jul. 1962, doi: 10.1103/RevModPhys.34.507.
- [66] S. Von Goeler, W. Stodiek, H. Eubank, H. Fishman, S. Grebenshchikov, and E. Hinnov, “Thermal X-ray spectra and impurities in the ST Tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 15, no. 2, pp. 301–311, Apr. 1975, doi: 10.1088/0029-5515/15/2/015.
- [67] V. A. Soukhanovskii, “Near-infrared spectroscopy for burning plasma diagnostic applications,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 10, Oct. 2008, doi: 10.1063/1.2964230.
- [68] M. E. Galante et al., “Determination of Z_{eff} by integrating measurements from x-ray tomography and charge exchange recombination spectroscopy,” *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 12, p. 123016, Nov. 2015, doi: 10.1088/0029-5515/55/12/123016.

- [69] E. Källne and J. Källne, “X-ray Spectroscopy in Fusion Research,” *Physica Scripta*, vol. T17, pp. 152–165, Jan. 1987, doi: 10.1088/0031-8949/1987/T17/017.
- [70] V. Piffel, H. Weisen, A. Zabolotsky, and the T. Team, “Ultrasoft x-ray spectroscopy using multilayer mirrors on TCV,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 46, no. 11, pp. 1659–1674, Nov. 2004, doi: 10.1088/0741-3335/46/11/001.
- [71] H. ZHANG et al., “Development of vacuum ultraviolet spectroscopy for measuring edge impurity emission in the EAST tokamak,” *Plasma Science and Technology*, vol. 22, no. 8, p. 084001, Aug. 2020, doi: 10.1088/2058-6272/ab81a4.
- [72] L. LI et al., “Line identification of extreme ultraviolet (EUV) spectra from low-Z impurity ions in EAST tokamak plasmas,” *Plasma Science and Technology*, vol. 23, no. 7, p. 075102, Jul. 2021, doi: 10.1088/2058-6272/abfea2.
- [73] R. L. Kelly, “Atomic and Ionic Spectrum Lines below 2000 Angstroms: Hydrogen through Krypton, Part III (Finding List) [J. Phys. Chem. Ref. Data, Suppl. 1 (1987)],” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 17, no. 2, pp. 953–953, Apr. 1988, doi: 10.1063/1.555807.
- [74] A. Czarnecka et al., “Analysis of metallic impurity content by means of VUV and SXR diagnostics in hybrid discharges with hot-spots on the JET-ITER-like wall poloidal limiter,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 61, no. 8, p. 085004, Aug. 2019, doi: 10.1088/1361-6587/ab2100.
- [75] N. J. Peacock et al., “Quantitative spectroscopy of x-ray lines and continua in Tokamaks,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 4, pp. 1734–1738, Apr. 1997, doi: 10.1063/1.1147983.
- [76] A. V. Gorbunov, L. A. Klyuchnikov, and K. V. Korobov, “Visible range spectrum of the T-10 tokamak plasma,” *Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion*, vol. 38, no. 2, pp. 62–67, 2015, doi: 10.21517/0202-3822-2015-38-2-62-67.

- [77] P. Beiersdorfer, M. Bitter, M. J. May, and L. Roquemore, “High-resolution soft x-ray spectrometer for the NSTX tokamak,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, no. 3, pp. 1974–1976, Mar. 2003, doi: 10.1063/1.1535241.
- [78] P. David et al., “Optimization of the computation of total and local radiated power at ASDEX Upgrade,” *Nuclear Fusion*, vol. 61, no. 6, p. 066025, Jun. 2021, doi: 10.1088/1741-4326/abf2e1.
- [79] P. Devynck, N. Fedorczak, R. Mao, and S. Vartanian, “Calculation of the radiated power in WEST,” *Journal of Physics Communications*, vol. 5, no. 9, p. 095008, Sep. 2021, doi: 10.1088/2399-6528/ac2370.
- [80] A. Huber et al., “Upgraded bolometer system on JET for improved radiation measurements,” *Fusion Engineering and Design*, vol. 82, no. 5–14, pp. 1327–1334, Oct. 2007, doi: 10.1016/j.fusengdes.2007.03.027.
- [81] H. Meister et al., “Bolometer developments in diagnostics for magnetic confinement fusion,” *Journal of Instrumentation*, Oct. 2019. doi: 10.1088/1748-0221/14/10/C10004.
- [82] P. T. Lang and K. F. Mast, “Photoresponse of a miniaturized ultrabroad-band low-noise metal-film bolometer detector array,” *Journal of Optics*, vol. 27, no. 1, pp. 25–29, Jan. 1996, doi: 10.1088/0150-536X/27/1/004.
- [83] H. Meister, M. Willmeroth, D. Zhang, A. Gottwald, M. Krumrey, and F. Scholze, “Broad-band efficiency calibration of ITER bolometer prototypes using Pt absorbers on SiN membranes,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, no. 12, Dec. 2013, doi: 10.1063/1.4834755.
- [84] B. J. Peterson et al., “Characteristics of Radiating Collapse at the Density Limit in the Large Helical Device,” *Plasma and Fusion Research*, vol. 1, no. 0, pp. 045–045, 2006, doi: 10.1585/pfr.1.045.
- [85] R. Korde, J. S. Cable, and L. R. Canfield, “One gigarad passivating nitrided oxides for 100% internal quantum efficiency silicon photodiodes,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, no. 6, pp. 1655–1659, Dec. 1993, doi: 10.1109/23.273555.

- [86] P. N. Aruev, S. V. Bobashev, A. M. Krassilchtchikov, A. V. Nikolaev, D. Yu. Petrov, and E. V. Sherstnev, “The Architecture of a 32×32 Hybrid Matrix Format High-Speed Detector for Spectral Range Vacuum Ultraviolet–Hard X-Rays,” *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 64, no. 1, pp. 93–96, Jan. 2021, doi: 10.1134/S0020441220060147.
- [87] P. N. Aruev et al., “Silicon photodiode with selective Zr/Si coating for extreme ultraviolet spectral range,” *Quantum Electronics*, vol. 42, no. 10, pp. 943–948, Oct. 2012, doi: 10.1070/QE2012v042n10ABEH014901.
- [88] A. P. Artyomov et al., “Temporal response of silicon EUV and soft X-ray detectors,” *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 58, no. 1, pp. 102–106, Jan. 2015, doi: 10.1134/S0020441215010017.
- [89] M. Bernert et al., “Application of AXUV diode detectors at ASDEX Upgrade,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, no. 3, Mar. 2014, doi: 10.1063/1.4867662.
- [90] L. Werner and J. Fischer, “Fast calibration of photodiodes in the near-infrared, visible and ultraviolet using a Fourier-transform spectrometer,” *Metrologia*, vol. 35, no. 4, pp. 403–406, Aug. 1998, doi: 10.1088/0026-1394/35/4/31.
- [91] P. N. Aruev et al., “Characterization of spatial homogeneity of sensitivity and radiation resistance of semiconductor detectors in the soft X-ray range,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 603, no. 1–2, pp. 58–61, May 2009, doi: 10.1016/j.nima.2008.12.159.
- [92] P. N. Aruev et al., “Silicon photodiode with selective Zr/Si coating for extreme ultraviolet spectral range,” *Quantum Electronics*, vol. 42, no. 10, pp. 943–948, Oct. 2012, doi: 10.1070/QE2012v042n10ABEH014901.
- [93] A. G. Alekseyev, A. M. Belov, V. V. Zabrodsky, V. L. Sukhanov, A. A. Sorokin, And B. J. Peterson, “Fast XUV 16×16 Array Hybrid Module for Plasma Imaging Applications,” *Plasma and Fusion Research*, vol. 2, pp. S1061–S1061, 2007, doi: 10.1585/pfr.2.S1061.

- [94] M. Komm et al., “Power exhaust by core radiation at COMPASS tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 61, no. 3, p. 036016, Mar. 2021, doi: 10.1088/1741-4326/abd3ea.
- [95] L. DONG et al., “Influence of impurity seeding on the plasma radiation in the EAST tokamak,” *Plasma Science and Technology*, vol. 20, no. 6, p. 065102, Apr. 2018, doi: 10.1088/2058-6272/aab20c.
- [96] A. D. Sladkomedova et al., “Tomography diagnostic of plasma radiated power on the spherical tokamak Globus-M,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 89, no. 8, Aug. 2018, doi: 10.1063/1.5039801.
- [97] H. Meister et al., “Overview Of The R&D Activities For The Iter Bolometer Diagnostic,” *Proceedings of 1st EPS conference on Plasma Diagnostics — PoS(ECPD2015)*, Trieste, Italy: Sissa Medialab, Oct. 2016, p. 079. doi: 10.22323/1.240.0079.
- [98] L. Giannone, D. Queen, F. Hellman, and J. C. Fuchs, “Prototype of a radiation hard resistive bolometer for ITER,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 47, no. 12, pp. 2123–2143, Dec. 2005, doi: 10.1088/0741-3335/47/12/004.
- [99] А. Г. Алексеев, В. В. Забродский, Д. В. Сарычев, Н. А. Соловьев и А. В. Сушков, «Комбинированная диагностика измерения профилей радиационных потерь, экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений в токамаке TRT», *Физика плазмы*, том 48, № 12, с. 1159–1165, 2022, doi: 10.31857/S0367292122601035.
- [100] L. F. Delgado-Aparicio et al., “Fast electron temperature measurements using a ‘multicolor’ optical soft x-ray array,” *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 7, Oct. 2007, doi: 10.1063/1.2786034.
- [101] P. Franz et al., “Two-dimensional time resolved measurements of the electron temperature in MST,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 77, no. 10, Oct. 2006, doi: 10.1063/1.2229192.

- [102] D. J. Clayton et al., “Electron temperature profile reconstructions from multi-energy SXR measurements using neural networks,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 55, no. 9, p. 095015, Sep. 2013, doi: 10.1088/0741-3335/55/9/095015.
- [103] R. T. Snider, “Scaling of the sawtooth inversion radius and the mixing radius on DIII-D,” *Nuclear Fusion*, vol. 30, no. 11, pp. 2400–2405, Nov. 1990, doi: 10.1088/0029-5515/30/11/017.
- [104] M. Imrisek et al., “Use of soft x-ray diagnostic on the COMPASS tokamak for investigations of sawteeth crash neighborhood and of plasma position using fast inversion methods,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, no. 11, Nov. 2014, doi: 10.1063/1.4894528.
- [105] Z. A. Pietrzyk et al., “Behaviour of central plasma relaxation oscillations during localized electron cyclotron heating on the TCV tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 39, no. 5, pp. 587–611, May 1999, doi: 10.1088/0029-5515/39/5/303.
- [106] V. Igoshine, “Active Control of Magneto-hydrodynamic Instabilities in Hot Plasmas”, *Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics*, vol. 83, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015, doi: 10.1007/978-3-662-44222-7.
- [107] R. Fischer et al., “Sawtooth induced q-profile evolution at ASDEX Upgrade,” *Nuclear Fusion*, vol. 59, no. 5, p. 056010, May 2019, doi: 10.1088/1741-4326/ab0b65.
- [108] Yu. V. Petrov et al., “Diagnostic Complex of the Globus-M2 Spherical Tokamak,” *Plasma Physics Reports*, vol. 49, no. 12, pp. 1459–1479, Dec. 2023, doi: 10.1134/S1063780X23601360.
- [109] M. Dreval, C. Xiao, S. Elgriw, D. Trembach, S. Wolfe, and A. Hirose, “Determination of radial location of rotating magnetic islands by use of poloidal soft x-ray detector arrays in the STOR-M tokamak,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, no. 5, May 2011, doi: 10.1063/1.3593110.
- [110] A. Yashin et al., “Investigation of Tearing Modes on the Spherical Tokamak Globus-M2 Using the Doppler Backscattering Method,” *Applied Sciences*, vol. 13, no. 6, p. 3430, Mar. 2023, doi: 10.3390/app13063430.

- [111] A. Yu. Yashin et al., “Recent Doppler backscattering applications in Globus-M tokamak,” *Journal of Instrumentation*, vol. 14, no. 10, pp. C10025–C10025, Oct. 2019, doi: 10.1088/1748-0221/14/10/C10025.
- [112] M. F. F. Nave et al., “On the use of MHD mode analysis as a technique for determination of q-profiles in JET plasmas,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 10, pp. 4274–4277, Oct. 2004, doi: 10.1063/1.1791333.
- [113] V. Igochine et al., “Tearing mode formation induced by internal crash events at different β_N ,” *Nuclear Fusion*, vol. 57, no. 3, p. 036015, Mar. 2017, doi: 10.1088/1741-4326/aa4fb9.
- [114] L. Delgado-Aparicio et al., “Formation and Stability of Impurity ‘Snakes’ in Tokamak Plasmas,” *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 6, p. 065006, Feb. 2013, doi: 10.1103/PhysRevLett.110.065006.
- [115] JET Team (prepared by G.T.A Huysmans), “Observation of neoclassical tearing modes in JET,” *Nuclear Fusion*, vol. 39, no. 11Y, pp. 1965–1970, Nov. 1999, doi: 10.1088/0029-5515/39/11Y/341.
- [116] R. Maingi et al., “Observation of a high performance operating regime with small edge-localized modes in the National Spherical Torus Experiment,” *Nuclear Fusion*, vol. 45, no. 4, pp. 264–270, Apr. 2005, doi: 10.1088/0029-5515/45/4/007.
- [117] M. I. Patrov et al., “Snake instability in the plasma of the Globus-M spherical tokamak,” *Technical Physics*, vol. 56, no. 9, pp. 1259–1265, Sep. 2011, doi: 10.1134/S1063784211090180.
- [118] X. Yao et al., “Snake perturbation during pellet injection in the EAST tokamak,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 58, no. 10, p. 105006, Nov. 2016, doi: 10.1088/0741-3335/58/10/105006.
- [119] M. Garcia-Munoz et al., “Fast-ion transport induced by Alfvén eigenmodes in the ASDEX Upgrade tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 51, no. 10, p. 103013, Oct. 2011, doi: 10.1088/0029-5515/51/10/103013.

- [120] M. Cecconello et al., “Impurity transport driven by fishbones in MAST,” *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 3, p. 032002, Mar. 2015, doi: 10.1088/0029-5515/55/3/032002.
- [121] N. Chu et al., “Observation of toroidal Alfvén eigenmode excited by energetic electrons induced by static magnetic perturbations in the EAST tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 58, no. 10, p. 104004, Oct. 2018, doi: 10.1088/1741-4326/aad70c.
- [122] E. Peluso et al., “Correction of JET bolometric maximum likelihood tomography for local gas puffing,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 65, no. 7, p. 075003, Jul. 2023, doi: 10.1088/1361-6587/accd1c.
- [123] D. D. Carvalho et al., “Deep neural networks for plasma tomography with applications to JET and COMPASS,” *Journal of Instrumentation*, vol. 14, no. 09, pp. C09011–C09011, Sep. 2019, doi: 10.1088/1748-0221/14/09/C09011.
- [124] E. Peluso, T. Craciunescu, A. Murari, P. Carvalho, and M. Gelfusa, “A comprehensive study of the uncertainties in bolometric tomography on JET using the maximum likelihood method,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 12, Dec. 2019, doi: 10.1063/1.5119441.
- [125] R. M. Lewitt, “Reconstruction algorithms: Transform methods,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 71, no. 3, pp. 390–408, 1983, doi: 10.1109/PROC.1983.12597.
- [126] P. C. Hansen, “Numerical tools for analysis and solution of Fredholm integral equations of the first kind,” *Inverse Problems*, vol. 8, no. 6, pp. 849–872, Dec. 1992, doi: 10.1088/0266-5611/8/6/005.
- [127] A. Jardin, D. Mazon, and J. Bielecki, “Comparison of two regularization methods for soft x-ray tomography at Tore Supra,” *Physica Scripta*, vol. 91, no. 4, p. 044007, Apr. 2016, doi: 10.1088/0031-8949/91/4/044007.
- [128] I. Song, Y. S. Han, and W. Choe, “Local profiles of line emission of impurity ions in rotating fusion plasmas,” *Nuclear Fusion*, vol. 60, no. 3, p. 036013, Mar. 2020, doi: 10.1088/1741-4326/ab6870.

- [129] S. Konoshima et al., “Tomographic reconstruction of bolometry for JT-60U diverted tokamak characterization,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 43, no. 7, pp. 959–983, Jul. 2001, doi: 10.1088/0741-3335/43/7/309.
- [130] L. C. Ingesson, B. Alper, B. J. Peterson, and J.-C. Vallet, “Chapter 7: Tomography Diagnostics: Bolometry and Soft-X-Ray Detection,” *Fusion Science and Technology*, vol. 53, no. 2, pp. 528–576, Feb. 2008, doi: 10.13182/FST53-528.
- [131] M. Anton et al., “X-ray tomography on the TCV tokamak,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 38, no. 11, pp. 1849–1878, Nov. 1996, doi: 10.1088/0741-3335/38/11/001.
- [132] G. T. Herman, *Image Reconstruction from Projections*. New York: Academic Press, 1980.
- [133] J. Karhunen et al., “Demonstration of improvement in 2D tomographic reconstructions of filtered cameras in the JET ITER-like wall divertor due to corrected interpretation of reflections,” *Journal of Instrumentation*, vol. 14, no. 10, pp. C10013–C10013, Oct. 2019, doi: 10.1088/1748-0221/14/10/C10013.
- [134] V. F. Turchin, V. P. Kozlov, and M. S. Malkevich, “The use of mathematical-statistics methods in the solution of incorrectly posed problems,” *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 13, no. 6, pp. 681–703, Jun. 1971, doi: 10.1070/PU1971v013n06ABEH004273.
- [135] Y. Chao et al., “Gaussian process tomography based on Bayesian data analysis for soft x-ray and AXUV diagnostics on EAST*,” *Chinese Physics B*, vol. 29, no. 9, p. 095201, Aug. 2020, doi: 10.1088/1674-1056/aba2e4.
- [136] C. Mai, L. Hu, L. Xu, Y. Chao, K. Chen, and Y. Chen, “Application of deep learning to soft x-ray tomography at EAST,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 64, no. 11, p. 115009, Nov. 2022, doi: 10.1088/1361-6587/ac8aca.
- [137] R. J. Colchin et al., “Measurement of neutral density near the X point in the DIII-D tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 40, no. 2, pp. 175–180, Feb. 2000, doi: 10.1088/0029-5515/40/2/303.

- [138] X. Zheng et al., “Density limits investigation and high density operation in EAST tokamak,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 58, no. 5, p. 055013, May 2016, doi: 10.1088/0741-3335/58/5/055013.
- [139] Z. Xu et al., “Filterscope diagnostic system on the Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST),” *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, no. 11, Nov. 2016, doi: 10.1063/1.4961294.
- [140] R. J. Colchin, D. L. Hillis, R. Maingi, C. C. Klepper, and N. H. Brooks, “The Filterscope,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 74, no. 3, pp. 2068–2070, Mar. 2003, doi: 10.1063/1.1537038.
- [141] A. Patel, P. G. Carolan, N. J. Conway, and R. J. Akers, “ Z_{eff} profile measurements from bremsstrahlung imaging in the MAST spherical tokamak,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 11, pp. 4944–4950, Nov. 2004, doi: 10.1063/1.1808915.
- [142] H. Meister et al., “ Z_{eff} from spectroscopic bremsstrahlung measurements at ASDEX Upgrade and JET,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 10, pp. 4097–4099, Oct. 2004, doi: 10.1063/1.1787167.
- [143] S. K. Rathgeber et al., “Estimation of profiles of the effective ion charge at ASDEX Upgrade with Integrated Data Analysis,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 52, no. 9, p. 095008, Sep. 2010, doi: 10.1088/0741-3335/52/9/095008.
- [144] L. A. Klyuchnikov et al., “Capabilities of spectroscopic diagnostics CXRS in T-10 tokamak,” *Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion*, vol. 39, no. 1, pp. 95–104, 2016, doi: 10.21517/0202-3822-2016-1-95-104.
- [145] T. Romba et al., “Evaluation and validation of radial impurity density profiles from CXRS using neutral beam modelling in W7-X,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 65, no. 7, p. 075011, Jul. 2023, doi: 10.1088/1361-6587/acd5c8.
- [146] А. И. Мещеряков и И. Ю. Вафин, «Измерения эффективного заряда плазмы по спектру мягкого рентгеновского излучения и по проводимости на стеллараторе Л-2М в условиях боронизации вакуумной камеры», *Успехи прикладной физики*, т. 3, № 2, 2015.

- [147] V. B. Minaev et al., “Globus-M2 spherical tokamak and its mission in developing of compact fusion neutron source,” EPJ Web of Conferences, vol. 149, p. 03001, Aug. 2017, doi: 10.1051/epjconf/201714903001.
- [148] G. S. Kurskiev et al., “The first observation of the hot ion mode at the Globus-M2 spherical tokamak,” Nuclear Fusion, vol. 62, no. 10, p. 104002, Oct. 2022, doi: 10.1088/1741-4326/ac881d.
- [149] A. W. Leonard, “Plasma detachment in divertor tokamaks,” Plasma Physics and Controlled Fusion, vol. 60, no. 4, Feb. 2018, doi: 10.1088/1361-6587/aaa7a9.
- [150] A. Y. Telnova, V. B. Minaev, P. B. Shchegolev, N. N. Bakharev, I. V. Shikhovtsev, and V. I. Varfolomeev, “New 50-keV neutral beam injector for the Globus-M2 spherical tokamak,” Journal of Physics: Conference Series, vol. 1400, no. 7, p. 077015, Nov. 2019, doi: 10.1088/1742-6596/1400/7/077015.
- [151] S. A. M. McNamara et al., “Achievement of ion temperatures in excess of 100 million degrees Kelvin in the compact high-field spherical tokamak ST40,” Nuclear Fusion, vol. 63, no. 5, p. 054002, May 2023, doi: 10.1088/1741-4326/acbec8.
- [152] Г. С. Курскиеv и др., «Измерение температуры электронов плазмы токамака Глобус-М2 методом мультлазерного томсоновского рассеяния», Письма в журнал технической физики, т. 47, № 24, с. 41, 2021, doi: 10.21883/PJTF.2021.24.51799.19019.
- [153] S. V. Ivanenko et al., “Dispersion interferometry diagnostic at Globus-M2,” Fusion Engineering and Design, vol. 202, p. 114409, May 2024, doi: 10.1016/j.fusengdes.2024.114409.
- [154] Е.О. Киселев и др., «Синтетическая диагностика спектров атомов перезарядки для исследования влияния МГД-неустойчивостей на удержание быстрых частиц в сферических токамаках Глобус-М/М2», Физика плазмы, т. 49, № 12, с. 1282–1292, 2023, doi: 10.31857/S0367292123600802.
- [155] S. A. Galkin, A. A. Ivanov, S. Y. Medvedev, and Yu. Y. Poshekhonov, “Comparison of tokamak axisymmetric mode growth rates from linear MHD and

equilibrium evolution approaches,” *Nuclear Fusion*, vol. 37, no. 10, pp. 1455–1461, Oct. 1997, doi: 10.1088/0029-5515/37/10/I11.

[156] V. I. Vasiliev et al., “On-line plasma shape reconstruction algorithm in tokamaks and its verification in the Globus-M,” *Nuclear Fusion*, vol. 46, no. 8, pp. S625–S628, Aug. 2006, doi: 10.1088/0029-5515/46/8/S08.

[157] A. Yashin et al., “Investigation of Tearing Modes on the Spherical Tokamak Globus-M2 Using the Doppler Backscattering Method,” *Applied Sciences*, vol. 13, no. 6, p. 3430, Mar. 2023, doi: 10.3390/app13063430.

[158] Y. Petrov et al., “Overview of Globus-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current,” *Nuclear Fusion*, vol. 62, no. 4, Sep. 2021, doi: 10.1088/1741-4326/ac27c7.

[159] И.М. Балаченков и др., «Обнаружение высокочастотных альфвеновских колебаний в омических разрядах сферического токамака Глобус-М2», Письма в журнал технической физики, т. 47, № 12, с. 17, 2021, doi: 10.21883/PJTF.2021.12.51061.18730.

[160] A.B. Izvozchikov, M.P. Petrov, S.Ya. Petrov, F.V. Chernyshev, and I.V. Shustov, “AKORD-12 multichannel analyzer for the simultaneous registration of energy-spectra of hydrogen and deuterium atoms,” *Tech. Phys.*, vol. 37, no. 2, p. 201, 1992.

[161] N. N. Bakharev, A. D. Melnik, and F. V. Chernyshev, “Review of the NPA Diagnostic Application at Globus-M/M2,” *Atoms*, vol. 11, no. 3, p. 53, Mar. 2023, doi: 10.3390/atoms11030053.

[162] Yu. S. Koshkin et al., “Lower order blaze grating spectrometer of large diffraction angle,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 70, no. 10, pp. 3844–3846, Oct. 1999, doi: 10.1063/1.1149999.

[163] V. V. Bulanin et al., “Doppler backscattering diagnostic with dual homodyne detection on the Globus-M compact spherical tokamak,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 92, no. 3, Mar. 2021, doi: 10.1063/5.0030307.

- [164] A. Y. Yashin et al., “Doppler backscattering systems on the Globus-M2 tokamak,” *Journal of Instrumentation*, vol. 17, no. 01, p. C01023, Jan. 2022, doi: 10.1088/1748-0221/17/01/C01023.
- [165] A. Yashin, V. Bulanin, A. Petrov, and A. Ponomarenko, “Review of Advanced Implementation of Doppler Backscattering Method in Globus-M,” *Applied Sciences*, vol. 11, no. 19, p. 8975, Sep. 2021, doi: 10.3390/app11198975.
- [166] A. E. Shevelev et al., “Studies of runaway electrons in the Globus-M tokamak,” *Plasma Physics Reports*, vol. 30, no. 2, pp. 159–163, Feb. 2004, doi: 10.1134/1.1648942.
- [167] M. V. Iliasova et al., “Neutron diagnostic system at the Globus-M2 tokamak,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 1029, p. 166425, Apr. 2022, doi: 10.1016/j.nima.2022.166425.
- [168] V. A. Tokarev, V. K. Gusev, N. A. Khromov, M. I. Patrov, Y. V Petrov, and V. I. Varfalomeev, “Studies of edge plasma with the help of a movable Langmuir probe at the Globus-M spherical tokamak,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1094, p. 012003, Sep. 2018, doi: 10.1088/1742-6596/1094/1/012003.
- [169] А. В. Воронин, В. Ю. Горяинов, А. А. Капралов, В. А. Токарев и Г. Ю. Сотникова, «Исследование температуры поверхности, контактирующей с плазмой, методом двухцветной пирометрии» *Журнал технической физики*, т. 93, № 5, с. 622, 2023, doi: 10.21883/JTF.2023.05.55456.262-22.
- [170] Н. А. Хромов и др., «Исследование пристеночной плазмы токамака Глобус-М с помощью массива диверторных ленгмюровских зондов», *Журнал технической физики*, т. 91, № 3, с. 421, 2021, doi: 10.21883/jtf.2021.03.50518.227-20.
- [171] E. A. Tukhmenova et al., “Plasma effective charge diagnostics at the Globus-M2 tokamak,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1383, Nov. 2019, doi: 10.1088/1742-6596/1383/1/012001.

- [172] E. A. Tukhmenova et al., “Development of Z_{eff} diagnostic system on the Globus-M (M2) tokamak and the first experimental results,” *Plasma Science and Technology*, vol. 21, no. 10, Aug. 2019, doi: 10.1088/2058-6272/ab305f.
- [173] E. Tukhmenova et al., “Measurement results of the power of radiation losses and effective ion charge in experiments on the Globus-M2 tokamak,” *47th EPS Conference on Plasma Physics*, vol. P5.1010, 2021.
- [174] D.C. Schram, R. A. B. Zijlmans, O. Gabriel, and R. Engeln, “Dissociative recombination as primary dissociation channel in plasma chemistry,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 192, p. 012012, Nov. 2009, doi: 10.1088/1742-6596/192/1/012012.
- [175] www.spectraltech.ru.
- [176] M. M. Larionova et al., “CXRS measurements of ion temperature profile in NBI shots of the Globus-M spherical tokamak,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1400, no. 7, p. 077018, Nov. 2019, doi: 10.1088/1742-6596/1400/7/077018.
- [177] <http://sildet.ru/production/preamp>.
- [178] P. Bogen and D. Rusbüldt, “Bremsstrahlung of a Fully Ionized Plasma in the Infrared,” *The Physics of Fluids*, vol. 11, no. 9, pp. 2022–2024, Sep. 1968, doi: 10.1063/1.1692236.
- [179] G. S. Kurskiev et al., “A zero-dimensional model to study plasma heating efficiency and thermal insulation at the Globus-M tokamak in ohmic heated regimes,” *Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion*, vol. 39, no. 4, pp. 86–94, 2016, doi: 10.21517/0202-3822-2016-39-4-86-94.
- [180] R. J. Papoular and R. Papoular, “Some optical properties of graphite from IR to millimetric wavelengths,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 443, no. 4, pp. 2974–2982, Oct. 2014, doi: 10.1093/mnras/stu1348.
- [181] V. K. Gusev et al., “Plasma formation and first OH experiments in the Globus-M tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 41, no. 7, pp. 919–925, Jul. 2001, doi: 10.1088/0029-5515/41/7/313.

- [182] V. V. Dyachenko et al., “The first lower hybrid current drive experiments in the spherical tokamak Globus-M,” *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 11, p. 113001, Sep. 2015, doi: 10.1088/0029-5515/55/11/113001.
- [183] A. V. Gorbunov, L. A. Klyuchnikov, and K. V. Korobov, “Visible range spectrum of the T-10 tokamak plasma,” *Problems of Atomic Science and Technology, Ser. Thermonuclear Fusion*, vol. 38, no. 2, pp. 62–67, 2015, doi: 10.21517/0202-3822-2015-38-2-62-67.
- [184] J. Fu et al., “Spectroscopic Measurements of Impurity Spectra on the EAST Tokamak,” *Plasma Science and Technology*, vol. 14, no. 12, pp. 1048–1053, Dec. 2012, doi: 10.1088/1009-0630/14/12/03.
- [185] <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
- [186] D. Naydenkova, J. Stöckel, and V. Weinzettl, “The Absolute Sensitivity Measurements of Spectra in Near IR Range at the COMPASS Tokamak,” *WDS 2014 — Proceedings of Contributed Papers — Physics*, pp. 215–220, 2014.
- [187] H. O. Funsten, S. M. Ritzau, R. W. Harper, and R. Korde, “Fundamental limits to detection of low-energy ions using silicon solid-state detectors,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 18, pp. 3552–3554, May 2004, doi: 10.1063/1.1719272.
- [188] N. N. Bakharev et al., “Heat Load onto the Globus-M2 Tokamak Wall due to Fast Ion Loss during Development of Toroidal Alfvén Eigenmodes,” *Plasma Physics Reports*, vol. 49, no. 12, pp. 1524–1532, Dec. 2023, doi: 10.1134/S1063780X23601384.
- [189] В.В. Забродский и др., «Исследование стабильности кремниевых фотодиодов в вакуумном ультрафиолете», *Письма в ЖТФ*, т. 38, № 17, с. 69–77, 2012.
- [190] E. A. Tukhmenova et al., “Measurement of Radiation Losses and Effective Ion Charge on the Globus-M2 Tokamak,” *Technical Physics Letters*, vol. 47, no. 1, pp. 56–60, Jan. 2021, doi: 10.1134/S1063785021010272.
- [191] <https://rogerscorp.com/-/media/project/rogerscorp/documents/advanced-electronics-solutions/english/data-sheets/ro3000-laminate-data-sheet-ro3003----ro3006----ro3010----ro3035.pdf>.

- [192] A. N. Bazhenov and P. A. Zatylnik, “Small angle reconstruction of plasma luminosity for spherical tokamak,” *Journal of Computational Technologies*, vol. 25, no. 1, pp. 5–38, 2020, doi: 10.25743/ICT.2020.25.1.002.
- [193] А. Н. Тихонов, «Методы решения некорректных задач», М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979, Изд. 2-е, 285 с.
- [194] B. W. Rust and D. P. O’Leary, “Residual periodograms for choosing regularization parameters for ill-posed problems,” *Inverse Problems*, vol. 24, no. 3, p. 034005, Jun. 2008, doi: 10.1088/0266-5611/24/3/034005.
- [195] G. V Pereverzev, P. N. Yushmanov, G. BEI MUNCHEN, and G. Pereverzev, “ASTRA Automated System for TRansport Analysis”, San Diego, 2002, 147c.
- [196] T. Fülöp and J. Weiland, “Impurity transport in ITER-like plasmas,” *Physics of Plasmas*, vol. 13, no. 11, Nov. 2006, doi: 10.1063/1.2375042.
- [197] B. N. Breizman, P. Aleynikov, E. M. Hollmann, and M. Lehnen, “Physics of runaway electrons in tokamaks,” *Nuclear Fusion*, vol. 59, no. 8, p. 083001, Aug. 2019, doi: 10.1088/1741-4326/ab1822.
- [198] M. Vlainić et al., “First dedicated observations of runaway electrons in the COMPASS tokamak,” *Nukleonika*, vol. 60, no. 2, pp. 249–255, Jun. 2015, doi: 10.1515/nuka-2015-0052.
- [199] W. Fundamenski and R. A. Pitts, “ELM-wall interaction on JET and ITER,” *Journal of Nuclear Materials*, vol. 363–365, pp. 319–324, Jun. 2007, doi: 10.1016/j.jnucmat.2007.01.272.
- [200] V. K. Gusev et al., “In-vessel surface layer evolution during plasma–wall interaction in the Globus-M spherical tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 49, no. 9, p. 095022, Sep. 2009, doi: 10.1088/0029-5515/49/9/095022.
- [201] S. A. Puyang et al., “Evolution of hydrogen isotopes retention behavior of in-situ boronization films in EAST,” *Nuclear Fusion*, vol. 64, no. 7, p. 074001, Jul. 2024, doi: 10.1088/1741-4326/ad4897.

- [202] F. Bedoya, J. P. Allain, F. J. Dominguez-Gutierrez, and P. S. Krstic, “Effect of deuterium irradiation on graphite boronized in the NSTX-U tokamak,” *Scientific Reports*, vol. 9, no. 1, p. 2435, Feb. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-38941-9.
- [203] W. P. West et al., “Plasma impurity content, gas fueling, and exhaust on DIII-D over extended periods between boronizations,” *Journal of Nuclear Materials*, vol. 390–391, pp. 461–464, Jun. 2009, doi: 10.1016/j.jnucmat.2009.01.141.
- [204] A. D. Iblyaminova et al., “Investigation of the plasma radiation power in the Globus-M tokamak by means of SPD silicon photodiodes,” *Plasma Physics Reports*, vol. 42, no. 10, pp. 909–918, Oct. 2016, doi: 10.1134/S1063780X16100044.
- [205] P. C. de Vries et al., “Characterisation of plasma breakdown at JET with a carbon and ITER-like wall,” *Nuclear Fusion*, vol. 53, no. 5, p. 053003, May 2013, doi: 10.1088/0029-5515/53/5/053003.
- [206] F. Scotti et al., “Core transport of lithium and carbon in ELM-free discharges with lithium wall conditioning in NSTX,” *Nuclear Fusion*, vol. 53, no. 8, p. 083001, Aug. 2013, doi: 10.1088/0029-5515/53/8/083001.
- [207] N. N. Bakharev et al., “Fast particle behaviour in the Globus-M spherical tokamak,” *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 4, p. 043023, Apr. 2015, doi: 10.1088/0029-5515/55/4/043023.
- [208] H. Kubo et al., “Spectroscopic study of radiative losses in the JT-60U divertor plasma,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 37, no. 10, pp. 1133–1140, Oct. 1995, doi: 10.1088/0741-3335/37/10/005.
- [209] F. Wagner, “A quarter-century of H-mode studies,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 49, no. 12B, pp. B1–B33, Dec. 2007, doi: 10.1088/0741-3335/49/12B/S01.
- [210] M. E. Perry, N. H. Brooks, D. A. Content, R. A. Hulse, M. Ali Mahdavi, and H. W. Moos, “Impurity transport during the H-mode in DIII-D,” *Nuclear Fusion*, vol. 31, no. 10, pp. 1859–1875, Oct. 1991, doi: 10.1088/0029-5515/31/10/005.

- [211] L. Zhang et al., “Suppression of tungsten accumulation during ELMy H-mode by lower hybrid wave heating in the EAST tokamak,” *Nuclear Materials and Energy*, vol. 12, pp. 774–778, Aug. 2017, doi: 10.1016/j.nme.2017.01.009.
- [212] M. F. F. Nave et al., “Role of sawtooth in avoiding impurity accumulation and maintaining good confinement in JET radiative mantle discharges,” *Nuclear Fusion*, vol. 43, no. 10, pp. 1204–1213, Oct. 2003, doi: 10.1088/0029-5515/43/10/023.
- [213] V. V. Bulanin, G. S. Kurskiev, V. V. Solokha, A. Y. Yashin, and N. S. Zhiltsov, “The model of synchronization between internal reconnections and edge-localized modes,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 63, no. 12, p. 122001, Dec. 2021, doi: 10.1088/1361-6587/ac36a4.
- [214] H. Zohm, “Edge localized modes (ELMs),” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 38, no. 2, pp. 105–128, Feb. 1996, doi: 10.1088/0741-3335/38/2/001.
- [215] V. V. Solokha et al., “Classification of Edge Instabilities at Globus-M2 Tokamak,” *Plasma Physics Reports*, vol. 49, no. 4, pp. 419–427, Apr. 2023, doi: 10.1134/S1063780X23600184.
- [216] K. Imada et al., “Observation of a new pedestal stability regime in MAST Upgrade H-mode plasmas,” *Nuclear Fusion*, vol. 64, no. 8, p. 086002, Aug. 2024, doi: 10.1088/1741-4326/ad5219.
- [217] G. Ding et al., “Comparison of natural grassy ELM behavior in favorable/unfavorable Bt in EAST,” *Plasma Science and Technology*, vol. 23, no. 9, p. 095105, Sep. 2021, doi: 10.1088/2058-6272/ac061b.
- [218] J. Garcia et al., “New H-mode regimes with small ELMs and high thermal confinement in the Joint European Torus,” *Physics of Plasmas*, vol. 29, no. 3, Mar. 2022, doi: 10.1063/5.0072236.
- [219] V. B. Minaev et al., “The Globus-M2 spherical tokamak: the first results,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1094, p. 012001, Sep. 2018, doi: 10.1088/1742-6596/1094/1/012001.

- [220] M. Bessenrodt-Weberpals et al., “The isotope effect in ASDEX,” *Nuclear Fusion*, vol. 33, no. 8, pp. 1205–1238, Aug. 1993, doi: 10.1088/0029-5515/33/8/I09.
- [221] P. A. Schneider, P. Hennequin, N. Bonanomi, M. Dunne, G. D. Conway, and U. Plank, “Overview of the isotope effects in the ASDEX Upgrade tokamak,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 63, no. 6, p. 064006, Jun. 2021, doi: 10.1088/1361-6587/abf540.
- [222] H.-E. S  therblom et al., “Correlation between plasma temperature and impurity flux in the limiter shadow of the Textor tokamak,” *Physica Scripta*, vol. 38, no. 2, pp. 150–154, Aug. 1988, doi: 10.1088/0031-8949/38/2/005.
- [223] H. Takenaga et al., “Compatibility of advanced tokamak plasma with high density and high radiation loss operation in JT-60U,” *Nuclear Fusion*, vol. 45, no. 12, pp. 1618–1627, Dec. 2005, doi: 10.1088/0029-5515/45/12/017.
- [224] L. L. Lao, H. St. John, R. D. Stambaugh, and W. Pfeiffer, “Separation of β_p and ℓ_i in tokamaks of non-circular cross-section,” *Nuclear Fusion*, vol. 25, no. 10, pp. 1421–1436, 1985, doi: 10.1088/0029-5515/25/10/004.
- [225] L. L. Lao, H. St. John, R. D. Stambaugh, A. G. Kellman, and W. Pfeiffer, “Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks,” *Nuclear Fusion*, vol. 25, no. 11, pp. 1611–1622, 1985, doi: 10.1088/0029-5515/25/11/007.
- [226] V. I. Vasiliev et al., “On-line plasma shape reconstruction algorithm in tokamaks and its verification in the Globus-M,” *Nuclear Fusion*, vol. 46, no. 8, pp. S625–S628, 2006, doi: 10.1088/0029-5515/46/8/S08.
- [227] Е.А.Тюхменева и др, «Исследование примесей в экспериментах с напуском азота и гелия на токамаке Глобус-М2», XIX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы», Тезисы доклада, 27 сентября –1 октября, Сочи, 2021.
- [228] S. V. Mirnov, “The ‘SXR—Pit’ paradox as an indicator of electron transport in tokamaks,” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 63, no. 4, p. 045017, 2021, doi: 10.1088/1361-6587/abe21e.

[229] Е.А. Тюхменева и др., «Развитие комплекса спектроскопических диагностик для исследования переноса примесей на токамаке Глобус-М2», XX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы», Тезисы доклада, Сочи, 2023.