

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Российской академии наук

На правах рукописи

Сладкомедова Алсу Данияловна

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ ПЛАЗМЫ
СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
С.Ю. Толстяков

Санкт-Петербург

2017

Оглавление

Введение	5
Актуальность темы исследования	5
Степень разработанности темы исследования	9
Цели и задачи.....	9
Научная новизна.....	10
Научная и практическая значимость работы	11
Методология и методы исследования.....	12
Основные положения, выносимые на защиту.....	13
Достоверность и апробация результатов	13
1. Роль радиационных потерь в энергобалансе плазмы и проблема переноса.....	14
1.1. Роль радиационных потерь в энергобалансе плазмы	14
1.2. Процессы переноса тепла и частиц в плазме токамака	21
1.3. Выводы к главе	30
2. Теоретические основы методов исследования радиационных потерь плазмы в магнитных ловушках.....	32
2.1. Радиационные потери и модели равновесия плазмы	32
2.2. Механизмы излучения плазмы.....	38
2.3. Детекторы для измерения радиационных потерь	42
2.3.1. Пирозлектрические болометры	43
2.3.2. Резистивные болометры	43
2.3.3. Емкостные болометры.....	45
2.3.4. Инфракрасные болометры	46
2.3.5. Полупроводниковые фотодиоды SPD и AXUV	46
2.4. Выводы к главе	51

3. Токамак Глобус-М и методы экспериментального и аналитического исследования	52
3.1. Токамак Глобус-М.....	52
3.2. Диагностический комплекс для измерения мощности излучения плазмы на токамаке Глобус-М	54
3.2.1. Дискретные фотодиоды SPD	56
3.2.2. Линейка фотодиодов SPD 1×24	59
3.2.3. Матрица фотодиодов SPD 16×16	62
3.3. Принципы томографии	66
3.3.1. Основные принципы решения обратной задачи.....	66
3.3.2. Методы численного решения обратной задачи	70
3.3.3. Определение параметра регуляризации.....	74
3.4. Методика реконструкции двумерного профиля мощности излучения плазмы	75
3.4.1. Алгоритм восстановления профиля радиационных потерь.....	75
3.4.2. Тестирование алгоритма на модельных профилях.....	79
3.4.3. «Эффективная» чувствительность фотодиодов SPD	85
3.5. Транспортные коды АСТРА и STRANL.....	88
3.6. Выводы к главе	94
4. Исследование мощности излучения плазмы токамака Глобус-М.....	96
4.1. Исследование зависимости радиационных потерь от параметров плазменного разряда	96
4.1.1. Примесный состав плазмы токамака Глобус-М	96
4.1.2. Зависимость радиационных потерь от плотности плазмы, режима нагрева и изотопный эффект радиационных потерь	98
4.1.3. Зависимость радиационных потерь от смещения шнура.....	107
4.1.4. Влияние боронизации на мощность излучения плазмы	108

4.1.5.	Зависимость распределения мощности излучения от магнитной конфигурации шнура	110
4.1.6.	Зависимость радиационных потерь от тока плазмы и тороидального магнитного поля в омическом режиме нагрева	114
4.2.	Влияние радиационных потерь на энергобаланс плазмы	122
4.3.	Исследование процессов переноса основной примеси плазмы.....	127
4.4.	Исследование деградации SPD	132
4.5.	Исследование проникновения плазменной струи в плазму токамака ...	135
4.6.	Выводы к главе	141
Заключение.....		145
Список литературы.....		148

Введение

Актуальность темы исследования

Разработка новых безопасных и экологически чистых источников энергии в настоящее время является одной из самых востребованных задач. Использование энергии управляемого термоядерной синтеза (УТС) 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 лежит осуществление реакции слияния легких ядер, например, дейтерия и трития. Реакция на основе дейтерия и трития считается в настоящее время наиболее перспективной, поскольку сечение данной реакции в широком диапазоне ионных температур выше, чем у других реакций [1]. В настоящее время для осуществления реакции синтеза широко используется магнитное удержание плазмы. В такой установке разогретая до температур в несколько десятков килоэлектронвольт (кэВ) плазма удерживается магнитными полями, создаваемыми как магнитными катушками, так и самой плазмой. Токамак является самым вероятным кандидатом на роль первого промышленного реактора, работающего на реакции УТС, и в настоящее время ведется сооружение первого экспериментального реактора на основе токамака – ITER (International Thermonuclear Reactor) [2]. Кроме того, существует ряд проектов, направленных на создание источника нейтронов на основе токамака [3], [4]. Источник нейтронов может быть использован для создания гибридного реактора, работающего по схеме синтез-деление, для переработки радиоактивных отходов, в установках для материаловедческих исследований в поддержку демонстрационных термоядерных реакторов типа DEMO [5] и для различных фундаментальных исследований [6], [7].

Перспективной конфигурацией для осуществления реакции ядерного синтеза в источнике быстрых нейтронов является сферический токамак, который характеризуется низким аспектным отношением (отношением большого радиуса к малому), по сравнению с традиционными токамаками с аспектным отношением

≥ 2 . Достаточно высокое давление плазмы при относительно небольшой величине тороидального магнитного поля в сферическом токамаке позволяет получить высокое значение параметра β – отношения давления плазмы к давлению магнитного поля, – характеризующее экономическую эффективность работы реактора на основе реакции синтеза [8]. При этом плазма сферического токамака при высоких β значительно стабильнее по отношению к магнитогидродинамическим неустойчивостям, чем плазма традиционных токамаков, вследствие естественной вертикальной вытянутости плазмы и высокой треугольности [9].

Как в установке, представляющей собой реактор на основе термоядерного синтеза, так и в источнике нейтронов, необходимо максимизировать количество протекающих ядерных реакций и обеспечить необходимое отношение мощности ядерной реакции к мощности нагрева для осуществления условия горения плазмы. Радиационные потери плазмы (мощность электромагнитного излучения плазмы) являются неизбежным – и в проектах будущих токамаков-реакторов существенным – каналом потерь энергии [10], [11], [12], [13], [14], поэтому их исследование необходимо для определения эффективности работы установки и прогнозирования параметров будущих реакторов и источников нейтронов.

Одной из основных проблем магнитного удержания являются высокие потоки энергии на диверторные пластины во время стационарной стадии разряда и во время стадии срыва плазмы. Вся энергия, которая не излучилась внутри сепаратрисы – последней замкнутой магнитной поверхности – поступает в SOL (Scrape-of-Layer – обдирочный слой плазмы), далее выходит в диверторную область и на поверхность стенки. Для снижения тепловых потоков на современных токамаках широко используется напуск примесей для излучения части энергии плазмы. При этом необходимо избегать накопления примесей в центре плазмы, поскольку это приводит к разбавлению топлива. Кроме того, высокое содержание примесей в центре может привести к охлаждению плазмы за счет потерь энергии на излучение и снизить тем самым КПД реактора.

Поэтому исследования радиационных потерь плазмы и процессов переноса примеси, проведенные в диссертации, являются важной и актуальной темой исследований.

Основные результаты работы были представлены в 8 докладах:

1. Ибляминова А.Д. Применение кремниевых фотодиодов SPD XUV диапазона для диагностики плазмы токамака Глобус-М / А.Д. Ибляминова, Березуцкий, В.К. Гусев, В.В. Забродский, Г.С. Курские, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков // В сб. XL Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. – Москва, 2013, с. 71.
2. Ибляминова А.Д. Исследование плазмы токамака Глобус-М с помощью кремниевых фотодиодов SPD XUV диапазона / А.Д. Ибляминова, А.Г. Алексеев, Н.Н. Бахарев, В.К. Гусев, В.В. Забродский, Г.С. Курские, А.И. Панов, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Н.А. Хромов, П.Б. Щёголев // В сб. XLI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. – Москва, – 2014, с. 98.
3. Iblaminova A.D. Investigation of the radiative losses on the Globus-M tokamak using SPD XUV silicon photodiodes / A.D. Iblaminova, A.G. Alekseyev, P.N. Aruev, N.N. Bakharev, V.K. Gusev, N.A. Khromov, G.S. Kurskiev, V.B. Minaev, E.E. Mukhin, A.I. Panov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, S.Yu. Tolstyakov, A.V. Voronin, V.V. Zabrodskii // Proc. of 41st EPS conference on Plasma Physics. – Berlin, 2014. – Т 38F – P4.032.
4. Ибляминова А.Д. Исследование радиационных потерь плазмы токамака Глобус-М / А.Д. Ибляминова, А.Г. Алексеев, Н.Н. Бахарев, А.В. Воронин, В.К. Гусев, В.В. Забродский, А.Д. Ибляминова, Г.С. Курские, В.Б. Минаев, А.И. Панов, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Н.А. Хромов, П.Б. Щёголев // В сб. XLII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. – Москва, 2015, с. 110.
5. Ibyaminova A.D. Plasma investigation using SPD XUV silicon photodiodes on the Globus-M tokamak / A.D. Ibyaminova, A.G. Alekseyev, P.N. Aruev, N.N. Bakharev, V.K. Gusev, N.A. Khromov, G.S. Kurskiev, V.B. Minaev, E.E. Mukhin, A.I.

Panov, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, S.Yu. Tolstyakov, A.V. Voronin, V.V. Zabrodsky and the Globus-M Research Team // Proc. of 42st EPS conference on Plasma Physics, – Lisbon, 2015. – Т. 39E – P5.129.

6. Ибляминова А.Д. Изучение радиационных потерь плазмы при инжекционном нагреве на токамаке Глобус-М / А.Д. Ибляминова, А.Г. Алексеев, Н.Н. Бахарев, А.В. Воронин, В.К. Гусев, В.В. Забродский, Г.С. Курскиев, В.Б. Минаев, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, С.Ю. Толстяков, Н.А. Хромов, П.Б. Щёголев // В сб. XLIII Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. – Москва, 2016, с. 106.

7. Ibyaminova A.D. Multichannel SPD system for radiated power study on the Globus-M tokamak / A.D. Ibyaminova, A.G. Alekseyev, P.N. Aruev, N.N. Bakharev, A.N. Bazhenov, V.K. Gusev, G.S. Kurskiev, V.B. Minaev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, S.Yu. Tolstyakov, V.V. Zabrodsky // Proc. of 43rd EPS Conference on Plasma Physics. – Leuven, 2016. – Т. 40F – P1.063.

8. Sladkomedova A.D. Impurity transport studies on the Globus-M tokamak”, A.D. Sladkomedova, A.G. Alekseyev, P.N. Aruev, N.N. Bakharev, N.A. Khromov, V.K. Gusev, G.S. Kurskiev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, S.Yu. Tolstyakov, V.V. Zabrodsky // Proc. of 44th EPS Conference on Plasma Physics. – Belfast, 2017 – P1.180

и опубликованы в 3 статьях реферируемых изданий:

1. Ибляминова А.Д., Исследование мощности излучения плазмы токамака Глобус-М с помощью кремниевых фотодиодов SPD / А.Д. Ибляминова, Г. Ф. Авдеева, П. Н. Аруев, Н. Н. Бахарев, В. К. Гусев, В. В. Забродский, Г. С. Курскиев, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, П. Б. Щёголев // Физика плазмы – 2016. – Т. 42 – № 10 – С. 1–12.

2. Ибляминова А.Д. Определение радиационных потерь плазмы токамака Глобус-М с использованием кремниевых фотодиодов SPD. А.Д. Ибляминова, С.Ю. Толстяков, Г.С. Курскиев, А.А. Березуцкий, Ю.В. Петров, В.В. Забродский //

Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-Математические науки. – 2012. –Т.158 – С. 70-74.

3. Kurskiev G.S. Scaling of energy confinement time in the Globus-M spherical tokamak / G.S. Kurskiev, V.K. Gusev, N.V. Sakharov, N.N. Bakharev, A.D. Iblyaminova, P.B. Shchegolev, G.F. Avdeeva, E.O. Kiselev, V.B. Minaev, E.E. Mukhin, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, A.Yu. Telnova, S.Yu. Tolstyakov // Plasma Physics and Controlled Fusion. –2017. – Т. 59 – С.045010.

Степень разработанности темы исследования

Измерения радиационных потерь для классических токамаков с большим аспектным отношением представлены довольно широко, однако результаты исследований мощности излучения плазмы в зависимости от различных параметров плазмы ограничены. Для сферических токамаков известны результаты измерений на CDX-U и NSTX, для которых были отмечены довольно низкие значения радиационных потерь из основного объема плазмы от вкладываемой мощности нагрева. Диагностический комплекс радиационных потерь на этих сферических токамаках отличается от приведенного в данной работе меньшим числом каналов и отсутствием измерений двумерного в полоидальном сечении токамака распределения радиационных потерь. Относительная новизна концепции сферических токамаков и ограниченность экономических ресурсов являются основными причинами, определяющими недостаточные исследования в данном направлении. Обзор по исследованию радиационных потерь плазмы в токамаках приведен в разделе 1.1.

Цели и задачи

Основными целями работы явились:

- Исследование полных радиационных потерь плазмы и мощности излучения плазмы в различных спектральных диапазонах в зависимости от параметров плазмы и методов нагрева на сферическом токамаке Глобус-М.

- Исследование роли радиационных потерь в энергобалансе плазмы сферического токамака Глобус-М.
- Исследование пространственного распределения радиационных потерь плазмы и радиального переноса собственной примеси плазмы – углерода – на сферическом токамаке Глобус-М.
- Исследование радиационных потерь при формировании профиля плотности путем инъекции быстрой плазменной струи на токамаке Глобус-М.

Для достижения этих целей были поставлены следующие задачи:

1. Разработка диагностики пространственного распределения радиационных потерь на сферическом токамаке Глобус-М.
2. Разработка и применение алгоритма для реконструкции двумерного в полоидальном сечении профиля радиационных потерь на токамаке Глобус-М.
3. Создание экспериментальной базы данных по измерениям радиационных потерь на токамаке Глобус-М для диапазона электронных плотностей $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ – $6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, величин тока плазмы 125 – 240 кА, величин тороидального магнитного поля 0,4 – 0,5 Тл, в случае зазора между плазмой и стенкой 2 – 3 см для режимов омического нагрева и нагрева плазмы методом инъекции пучка быстрых атомов с различным изотопным составом плазмы, для случая формирования профиля плотности плазмы инъекцией быстрой плазменной струи.
4. Моделирование транспортных процессов основной плазмы и углерода в омическом режиме нагрева плазмы токамака Глобус-М.

Научная новизна

- Впервые на сферических токамаках разработана и внедрена система диагностики мощности излучения плазмы, основанная на наборе линеек SPD (Silicon Precision Detector) и дискретных фотодиодах SPD, регистрирующих излучение в различных спектральных диапазонах.
- Впервые на сферических токамаках экспериментально исследована зависимость радиационных потерь от электронной плотности, тока плазмы, тороидального магнитного поля, зазора между плазмой и стенкой, метода нагрева

плазмы, изотопного состава плазмы, а также вклад в полные радиационные потери различных спектральных диапазонов.

- Впервые на сферических токамаках получено экспериментальное двумерное распределение радиационных потерь плазмы в полоидальном сечении токамака. В частности, впервые для условий компактного сферического токамака Глобус-М разработан и применен алгоритм для реконструкции двумерного профиля радиационных потерь в полоидальном сечении плазмы на основе хордовых измерений в 280 каналах.
- Впервые на компактном сферическом токамаке Глобус-М проведено исследование влияния экспериментально измеренных радиационных потерь плазмы на оценку коэффициента электронной температуропроводности и времени удержания энергии.
- Впервые на токамаках проведено исследование радиационных потерь при формировании профиля плотности путем инъекции быстрой плазменной струи.

Научная и практическая значимость работы

- Токамак Глобус-М был оснащен диагностическим комплексом, позволяющим измерять пространственное распределение и эволюцию электромагнитного излучения плазмы в различных спектральных диапазонах: от инфракрасного излучения (1 эВ) до рентгеновского излучения (15 кэВ).
- Создана экспериментальная база данных, основанная на измерениях радиационных потерь плазмы для широкого диапазона электронных плотностей, тока плазмы и тороидального магнитного поля, зазора между внешней границей плазмы и стенкой, а также в зависимости от метода нагрева и изотопного состава плазмы, что позволило расширить знания о радиационных потерях плазмы с собственной примесью.
- Разработанный программный код для томографической реконструкции двумерного распределения радиационных потерь плазмы на основе измерений, выполненных с помощью матрицы фотодиодов SPD 16×16 и линейки SPD 1×24,

позволил получать распределение радиационных потерь в полоидальном сечении плазмы и может быть использован на других плазменных установках.

- Измерение распределения радиационных потерь позволило создать транспортную модель плазмы сферического токамака Глобус-М, учитывающую потери на электромагнитное излучение плазмы, а также провести моделирование переноса углерода в плазме; данные об абсолютных значениях радиационных потерь из основного объема плазмы позволили провести анализ баланса мощности в плазме токамака.

Методология и методы исследования

Экспериментальная работа была проведена на сферическом токамаке Глобус-М с применением диагностического комплекса установки. Для измерения радиационных потерь плазмы были использованы кремниевые полупроводниковые фотодиоды SPD. Для восстановления двумерного профиля радиационных потерь плазмы в полоидальном сечении токамака разработан специализированный алгоритм и компьютерный код. Процедура восстановления заключается в решении некорректной задачи методом регуляризации Тихонова с применением принципа невязки для определения оптимального параметра регуляризации. При исследовании мощности излучения плазмы в зависимости от параметров плазмы электронная плотность изменялась в диапазоне ($1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ – $6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$), ток плазмы – 125 – 240 кА, тороидальное магнитное поле – 0,4 – 0,5 Тл, зазор между внешней границей плазмы и стенкой соответствовал 2 см и 3 см. Для исследования зависимости от режима нагрева использован омический и дополнительный нагрев плазмы методом инжекции пучка атомов высокой энергии. Для исследования зависимости от изотопного состава плазмы в качестве рабочего газа использованы дейтерий и водород. Для формирования профиля плотности плазмы инжекцией быстрой плазменной струи была использована плазменная пушка. Моделирование проведено с помощью транспортных кодов АСТРА [15] – для основных частиц плазмы и STRAHL [16] – для примеси. Описание методов, используемых в исследовании, приведено в главах 2 и 3.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработка диагностического комплекса радиационных потерь, позволяющего измерять мощность электромагнитного излучения в диапазоне энергии 1 эВ – 15 кэВ из основного объема плазмы токамака Глобус-М.
2. Разработка алгоритма для реконструкции двумерного распределения мощности излучения плазмы из единицы объема в полоидальном сечении токамака на основе хордовых измерений радиационных потерь плазмы токамака. Применение разработанного алгоритма для реконструкции экспериментального двумерного профиля радиационных потерь плазмы в полоидальном сечении токамака Глобус-М.
3. Экспериментальное исследование зависимости радиационных потерь от параметров плазмы в различных режимах работы токамака Глобус-М. Создание экспериментальной базы данных по измерениям радиационных потерь плазмы, включая их пространственное и временное распределение, для различных режимов токамака Глобус-М.

Достоверность и апробация результатов

Результаты выполненных измерений радиационных потерь плазмы не противоречат измерениям мощности нагрева плазмы и потока тепла, выполненных с помощью имеющихся на токамаке Глобус-М диагностик. Выполненные измерения находятся в соответствии с проведенным в данной работе моделированием, для которого были также использованы данные других диагностик. Реконструированные измеренные значения радиационных потерь не противоречат результатам с других токамаков – сферических и традиционных. Результаты, приведенные в диссертации, опубликованы в реферируемых журналах, доложены на российских и международных конференциях, а также на семинарах лаборатории физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А. Ф. Иоффе и лаборатории физики улучшенного удержания плазмы токамаков Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

1. Роль радиационных потерь в энергобалансе плазмы и проблема переноса

1.1. Роль радиационных потерь в энергобалансе плазмы

Для того, чтобы обеспечить экономически эффективную работу токамак-реактора в импульсном режиме, полученная мощность должна превосходить вложенную в $Q \geq 10$ раз, в стационарном режиме $Q \geq 5$ [17]. Баланс мощности термоядерной плазмы в 0-мерной форме описывается уравнением:

$$P_{in} + P_{\alpha} - \frac{\partial W}{\partial t} = P_{tr} + P_{rad} \quad (1.1)$$

где P_{in} – мощность нагрева плазмы (омическая мощность нагрева и поглощенная мощность дополнительного нагрева); P_{α} – мощность нагрева альфа-частицами.

Полный энергозапас плазмы определяется как $W = \int \frac{3}{2} (n_e T_e + n_i T_i) dV$, $\frac{\partial W}{\partial t}$ – производная по времени от запасенной энергии, P_{tr} – потери энергии из плазмы за счет процессов переноса, P_{rad} – радиационные потери.

Мощность потерь за счет процессов переноса (теплопроводности и конвекции) описывается временем удержания энергии τ_E :

$$P_{tr} = \frac{W}{\tau_E} \quad (1.2)$$

В таком случае, пренебрегая мощностью нагрева от альфа-частиц, время удержания энергии можно записать следующим образом:

$$\tau_E = \frac{W}{P_{in} - P_{rad} - \partial W / \partial t} \quad (1.3)$$

Стоит отметить также, что существует и другое определение времени удержания энергии, в котором радиационные потери не учитываются [18]. Это связано с тем, что такое время удержания энергии экспериментально определить легче, поскольку измерения радиационных потерь доступны не для всех установок и довольно сложно различить радиационные потери внутри последней

замкнутой магнитной поверхности от радиационных потерь в обдирочном слое плазмы.

Время удержания энергии присутствует в критерии Лоусена, который определяет необходимые значения параметров плазмы – электронной плотности, температуры и времени удержания энергии, – для осуществления управляемой термоядерной реакции с положительным выходом энергии [19]. Для D-T плазмы данный критерий, сформулированный в терминах тройного произведения, имеет вид $n_e T \tau_E = 3 \cdot 10^{21}$ кэВ·м⁻³·с с минимумом при температуре плазмы $T = 14$ кэВ (для упрощения здесь предполагается, что электронная и ионная температура равны).

При этом неизбежное наличие примесей в плазме накладывает ограничения на данный критерий. Поскольку гелий, являющийся продуктом D-T реакции и замедлившийся до тепловых скоростей, а также другие примеси, попадающие в плазму в результате взаимодействия со стенкой или при намеренном напуске, замещают основные ионы плазмы и могут значительно охладить плазму.

Наличие гелия с концентрацией 6% и углерода с концентрацией 1% увеличивает необходимое тройное произведение до $n_e T \tau_E = 4,6 \cdot 10^{21}$ кэВ·м⁻³·с, т.е. примерно на 50% от значения без учета примесей при $\eta = 5$ [20]. При этом η – отношение глобального времени удержания гелия и времени удержания энергии плазмы – $\eta = \tau_\alpha^* / \tau_E$. Использование такого параметра обусловлено наличием взаимосвязи между переносом тепла и частиц, т.е. значениями χ_a / D_a [18], [21]. На плоскости $n_e T \tau_E - T$ решения, отвечающие зажиганию плазмы с различными η , образуют замкнутые кривые, внутренняя область которых отвечает требуемым параметрам. Критическим параметром, выше которого зажигание невозможно является $\eta_{crit} \leq 15$ или $\eta_{crit} \leq 10$ при наличии 2% бериллия [10], [22].

Наличие легких примесей, помимо гелия, в пределах 1-2%, а тяжелых – 0,005% приводит к заметному сужению области работы реактора на УТС [20]. Тогда как высокий уровень замедлившегося гелия в плазме главным образом опасен тем, что снижается доля ионов, участвующих в реакции синтеза, другие

примеси ответственны в большей степени за рост радиационных потерь и устанавливают границу предела по излучению. Вследствие роста потерь на излучение плазма охлаждается, что в свою очередь, также приводит к уменьшению времени удержания энергии.

Примеси в объеме плазмы могут возникать вследствие взаимодействия плазмы с материалом стенки вакуумной камеры, из остаточного газа в вакуумной камере, вследствие образования в самой плазме (например, ^3He от реакции синтеза), а также могут напускаться извне. Примеси, которые не напускаются в плазму намеренно, называются «собственными». Этот тип примесей будет рассмотрен в данной работе. Поскольку уровень вакуумной гигиены в современных установках достаточно высокий, влияние примесей из остаточного газа, как правило, незначительно. Скорость образования гелия в плазме имеет определенную величину, зависящую от скорости протекания реакции синтеза, а также определяется и коэффициентом рециклинга и скоростью откачки.

Поступление примеси вследствие взаимодействия со стенкой камеры обусловлено распылением материала облицовочных элементов и имеет сильную зависимость от порядкового номера элемента материала. Значительная нагрузка на стенку камеры – на поверхностях, подвергающихся воздействию частиц плазмы, переносящих поток тепла из обдирочного слоя плазмы. В диверторной конфигурации – это диверторные пластины, в случае лимитерной – тороидально или полоидально симметричные кольца, ограничивающие плазму. Серьезный источник примесей во время плазменного разряда также представляет собой стенка вакуумной камеры токамака. При нагреве плазмы инжекцией быстрых нейтральных частиц нагрузка на стенку токамака может увеличиваться в случае слабого удержания инжектированных частиц.

К основным механизмам распыления можно отнести физическое и химическое распыление материала мишени. Физическое распыление возникает вследствие передачи энергии налетающей частицы атомам поверхности твердого тела, в результате, по крайней мере, один атом покидает мишень. Механизм химического распыления заключается в том, что налетающие ионы или атомы

после термализации вступают в химическую реакцию с атомами мишени. Образуется слабо связанная молекула, которая, диффундируя к поверхности тела, десорбируется. Таким образом, атомы примесей, которые выбиваются с поверхности камеры, ионизуясь, могут проникать в центр плазмы посредством процессов переноса. Важную роль в процессах переноса частиц с поверхности камеры может играть переосаждение, которое возникает вследствие того, что ионизированная частица, двигаясь по первой ларморовской орбите, снова попадает на поверхность материала стенки [23].

Оценить уровень загрязнения плазмы примесями в современных установках с магнитным удержанием позволяют измерения радиационных потерь, т.к. при температуре плазмы до нескольких кэВ основной вклад в радиационные потери вносит линейчатое излучение примесей [24]. Мощность линейчатого излучения пропорциональна функции $L_Z(T_e)$, которая имеет сильную зависимость от электронной температуры, атомного номера элемента и более слабую от электронной плотности плазмы. Излучательные функции табулированы и представлены в таких кодах как ADAS [25], ADPAK [26]. Более подробно механизмы излучения плазмы описаны в разделе 2.2.

Распределение мощности излучения в объеме плазмы также сильно зависит от атомной массы примеси. При наличии транспортного барьера в плазме, легкие примеси, как правило, излучают на периферии плазмы, в области низкой электронной температуры. Такие неустойчивости, как пилообразные колебания и моды, локализованные на периферии (ELM), способствуют выносу примесей из центра плазменного шнура на периферию для первого случая и из плазмы для второго. При этом в экспериментах с H-модой без ELM (ELM-free) наблюдалось накопление примесей в центре плазменного шнура и высокие доли радиационных потерь от вкладываемой мощности в основном объеме плазмы (внутри сепаратрисы) [27], [28].

Как правило, для токамаков с низкочарядовой собственной примесью доля потерь на излучение из основного объема плазмы невелика и доля радиационных потерь от вкладываемой мощности нагрева из основного объема плазмы и SOL

обычно не превышает 50%. Для L- или H-режима за пределами сепаратрисы для плазмы в диверторной конфигурации большая доля мощности излучения из единицы объема приходится на диверторную область SOL. Этой области соответствует большое содержание нейтральных атомов и низкая электронная температура.

Излучение значительной доли вкладываемой мощности нагрева с помощью напуска примесных элементов является основным способом снижения теплового потока на диверторные пластины токамака. Два способа для снижения потока тепла на диверторные пластины в настоящее время рассматриваются в качестве сценариев работы ITER. Один из них предусматривает большую, близкую к 100% долю излучения из основного объема плазмы – RI-режим (Radiation improved), полученный на токамаке TEXTOR [29], режим с большой долей излучения на DIII-D [30] и других токамаках [31]. Основное излучение плазмы в данных режимах происходит внутри сепаратрисы на периферии плазмы, при этом удержание плазмы не хуже, чем в H-режиме. В качестве основного сценария рассматривается H-мода с «отрывом» плазмы SOL от пластин (detachment), при котором в области дивертора и X-точки излучается большая часть мощности, выходящая из основной плазмы в SOL [10]. Режим с отрывом был получен на многочисленных установках: JET [32], DIII-D [33], NSTX [43], MAST [35] и других. Для будущего источника нейтронов режим с большой долей мощности излучения, например, за счет отрыва плазмы, так же является предпочтительным [36].

Для демонстрационных проектов промышленного реактора типа DEMO проблема снижения потока тепла на дивертор стоит более остро, чем в ITER, вследствие более высокой выделяемой термоядерной мощности, а, следовательно, более высокого потока тепла через сепаратрису, при соизмеримом большом радиусе установки. Более высокие значения потока нейтронов в будущем промышленном реакторе неблагоприятно отражаются на допустимом пределе по плотности потока тепла на диверторные пластины (для современных конструкций дивертора). Поэтому в настоящее время рассматриваются сценарии работы

реактора DEMO с высокой долей радиационных потерь из центральной области плазмы от мощности нагрева – до 77% [11], [12], [13], [14], [37].

Рассмотрим долю радиационных потерь от вкладываемой мощности нагрева для различных токамаков в H-режиме удержания. Доля полных радиационных потерь, включая излучение в SOL и диверторной области, от мощности нагрева (P_{rad}/P_{in}) на токамаке JET составляла 40-60%, при этом 10-20% – из основного объема плазмы, 20–40% – область дивертора и X-точки [32]. На токамаке DIII-D доля радиационных потерь от вкладываемой мощности составляла 17% и 30% из основного объема плазмы и из диверторной области соответственно, для режима с дополнительным напуском рабочего газа и снижением потока тепла на внешнюю часть дивертора – 30% и 50% из основного объема плазмы и диверторной области соответственно [38]. Значение P_{rad}/P_{in} на TCV составляло $\geq 50\%$ из всего объема, включая SOL, однако авторами указывается, что данное значение может быть завышено [39]. На ASDEX для электронной плотности $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ – 65%, 18% – из основного объема плазмы, 47% – излучение из области дивертора [40], на ASDEX-U 70–80% мощности разряда приходится на излучение, 40–50% от мощности нагрева – на диверторную область [41]. На Alcator C-Mod P_{rad}/P_{in} составляли 20–40% из основного объема плазмы, до 60% из диверторной области [42].

В сферическом токамаке с графитовой стенкой CDX-U доля радиационных потерь в основном объеме плазмы от мощности нагрева в омических разрядах не превышала 20% [43]. На токамаке с низким аспектным отношением NSTX в экспериментах с графитовой стенкой утверждается, что P_{rad}/P_{in} для основного объема плазмы составляет 2-14% [44], [45] при этом для центральной части плазмы ($r/a \leq 0,7$) не более 10% [46], [47]. В экспериментах с распылением лития на NSTX в режимах с накоплением металлических в центре плазменного шнура радиационные потери в пределах сепаратрисы превышали 50% от вложенной мощности [28]. На токамаке MAST в работе [48] предполагалось, что 40% энергии теряется за счет излучения, включая потери в SOL.

На момент начала написания диссертации имелись результаты измерения радиационных потерь плазмы токамака Глобус-М с металлической поверхностью стенки, обращенной к плазме [49]. Согласно приведенной работе радиационные потери из всего объема плазмы, включая SOL, составляли до 40% от мощности омического нагрева плазмы. В настоящей работе эксперименты были проведены с графитовыми облицовочными пластинами в качестве материала основной стенки и для некоторых разрядов с вольфрамовыми пластинами в нижней внешней части диверторной области токамака.

1.2. Процессы переноса тепла и частиц в плазме токамака

Распределение радиационных потерь в плазме зависит от распределения концентрации примесей, которое в свою очередь, главным образом, определяется температурой плазмы и процессами переноса частиц. Временная эволюция функции распределения скоростей частиц в плазме, находящейся в термодинамическом равновесии, описывается уравнением Фоккера-Планка, рассматривающим дальнедействующие взаимодействия между частицами [50]. Уравнения, в котором в качестве функции распределения ее нулевой и второй моменты, представляют собой законы сохранения частиц (уравнение переноса частиц) и энергии плазмы (уравнение переноса энергии) соответственно [51], [52].

В общем случае уравнение переноса для некоторой функции f записывается как

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\nabla\Gamma + S, \quad (1.4)$$

где Γ - обобщенный поток функции f , S описывает источники и стоки функции f .

Для описания переноса энергии в плазме используется функция плотности тепловой энергии для частиц плазмы сорта a : $f_a = 3/2 n_a T_a$. Полный поток энергии описывается диффузионной и конвективной составляющей и в некотором приближении его можно записать как

$$W_a = q_a + \frac{5}{2} n_a T_a V_a, \quad (1.5)$$

где q_a - поток тепла, n_a - концентрация, T_a - температура, V_a - скорость частиц.

Поток тепла возникает вследствие теплопроводности:

$$q_a = -\chi_a n_a \nabla T_a, \quad (1.6)$$

где χ_a - коэффициент температуропроводности (температуропроводность). Второе слагаемое в формуле (1.5) представляет собой поток тепловой энергии за счет конвекции.

Баланс энергии для электронов можно выразить в следующей форме:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial (n_e T_e)}{\partial t} + \nabla \left(q_e + \frac{5}{2} n_e T_e V_e \right) = P_e, \quad (1.7)$$

где P_e – источник энергии для электронов, который определяется следующим выражением:

$$P_e = P_{oh} + P_h - P_{ei} - P_{rad}, \quad (1.8)$$

где P_{oh} – мощность омического нагрева плазмы, P_h – мощность дополнительного нагрева электронов, P_{ei} описывает обмен энергией между электронами и ионами за счет кулоновских столкновений, P_{rad} – потери энергии электронами на электромагнитное излучение (радиационные потери плазмы).

Поскольку радиационные потери входят в уравнение баланса энергии для электронов, измерения радиационных потерь плазмы необходимы для определения коэффициента температуропроводности для электронов.

Решение задачи переноса частиц поперек магнитного поля можно осуществить с помощью потока частиц, представленного в виде

$$\Gamma_a = -D_a \nabla n_a + V_a n_a, \quad (1.9)$$

где D_a и V_a – коэффициенты переноса: D_a – коэффициент диффузии, V_a – скорость конвекции частиц. Первое слагаемое описывает перенос частиц наружу за счет градиента плотности (при пикированном в центре плазмы профиле плотности), второе за счет конвекции, которая может быть направлена как внутрь, так и наружу.

Для примеси типа a с плотностью N_a^z в ионизационном состоянии z закон сохранения частиц выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial N_a^z}{\partial t} = -\nabla \Gamma_a^z + Q_a^z, \quad (1.10)$$

где Γ_a^z – плотность потока частиц примеси, Q_a^z – источники и стоки частиц вследствие ионизации, рекомбинации и перезарядки.

Для случая, когда частицы не инжектируются в центр плазмы, источники частиц внутри плазмы отсутствуют и $\Gamma_a = 0$. В этом случае можно записать:

$$\frac{V_a}{D_a} = \frac{\nabla n_a}{n_a} \quad (1.11)$$

При этом величина $1/L_{n_a} = -\nabla n_a/n_a$ называется показателем пикирования профиля n_a . Выражение (1.11) справедливо для случая собственной примеси в плазме.

Решение задачи переноса частиц и энергии включает в себя определение профилей концентрации и температуры, коэффициентов диффузии, конвекции и теплопроводности. Поскольку в плазме магнитной ловушки коэффициенты продольного ($\parallel \mathbf{B}$) переноса сильно превышают коэффициенты поперечного переноса ($\perp \mathbf{B}$), то эти два механизма транспорта можно рассматривать отдельно.

Радиальный перенос в плазме можно разделить на столкновительный и аномальный перенос в зависимости от пространственного масштаба вносимых возмущений. Столкновительный перенос, обусловленный Кулоновскими столкновениями, имеет характерные масштабы меньше или порядка Дебаевской длины экранирования λ_D . Аномальный перенос часто связывают с турбулентностью в плазме. Турбулентный перенос вносит возмущения в параметры плазмы на длинах гораздо больших λ_D . Полный поток частиц представляет собой сумму потока вследствие столкновительного и аномального переносов.

Столкновительный перенос в цилиндрической геометрии носит название классического, а в тороидальной геометрии неоклассического. Значительную роль на ранней стадии развития неоклассической теории переноса сыграли работы Галева и Сагдеева [53], [54]. Теория переноса плазмы за счет кулоновских столкновений достаточно хорошо и полно описана [55], [56].

В рамках магнитогидродинамического описания (МГД) описания ионы и электроны плазмы представляют собой жидкость, а кулоновские столкновения приводят к возникновению сил трения, действующих на центр рассматриваемой

жидкости. Классический перенос происходит вследствие сил трения, которые перпендикулярны градиенту давления плазмы и магнитному полю плазмы в приближении однородного магнитного поля.

В рамках столкновительного переноса согласно классическому описанию коэффициент диффузии частицы типа a определяется как $D_{CL}^a \sim \rho_a^2 \nu_{ab}$, где ρ_a – Ларморовский радиус частицы, ν_{ab} – частота столкновений между разноименно заряженными частицами. Классический коэффициент теплопроводности для электронов $\chi_e \approx \rho_e^2 \nu_{ee}$, для ионов $\chi_i \approx \rho_i^2 \nu_{ii}$ [10], [57].

Используя выражения для потоков вследствие классического переноса, полученные в [56], можно записать выражения для классических коэффициента диффузии и скорости конвекции ионов типа a в зарядовом состоянии Z , усредненных по магнитной поверхности:

$$D_{a,Z}^{CL} = \frac{1}{(\partial\Psi/\partial r)^2} \left\langle \frac{R^2 B_p^2}{B^2} \right\rangle \frac{m_a k_B T \nu_a}{e^2 Z^2}, \quad (1.12)$$

$$V_{a,Z}^{CL} = D_{a,Z}^{CL} Z \left[\frac{d \ln n_i}{dr} - \frac{1}{2} \frac{d \ln T}{dr} \right], \quad (1.13)$$

где Ψ – полоидальный магнитный поток, R – радиус плазмы, B_p – полоидальное магнитное поле, B – полное магнитное поле, T – температура ионов типа a , равная температуре ионов основной плазмы, n_i – концентрация основных ионов плазмы.

Силы трения, которые параллельны магнитному полю и градиенту давления, вызывают неоклассический перенос. Неоклассический перенос учитывает неоднородность магнитного поля, являющуюся неотъемлемой частью тороидальных магнитных ловушек, а для режимов с большой длиной свободного пробега эти пространственные вариации существенны [55].

В зависимости от частоты столкновений для неоклассического переноса наблюдается три режима: режим Пфирша-Шлюттера ($\nu_a^* > \varepsilon^{-3/2}$), режим «плато»

($1 < \nu_a^* < \varepsilon^{-3/2}$) и банановый режим ($\nu_a^* < 1$). В качестве параметра, определяющего режим переноса, используется столкновительность:

$$\nu_a^* = \frac{\nu_a q R_0}{U_{th,a}} \varepsilon^{-3/2}, \quad (1.14)$$

где ν_a – сумма по всем частотам столкновений для частицы сорта a с другими частицами плазмы, q – коэффициент запаса устойчивости, R_0 – большой радиус установки, $U_{th,a}$ – тепловая скорость частицы, ε – обратное аспектное отношение, т.е. отношение малого радиуса плазмы к большому. Таким образом, в случае частых столкновений в переносе определяющую роль играют пролетные частицы, а в случае редких запертые – частицы, имеющие банановую траекторию.

В режиме Пфирша-Шлюттера коэффициент диффузии частиц сорта a в зарядовом состоянии Z для усредненных по магнитным поверхностям значений определяется соотношением:

$$D_{a,Z}^{PS} = \frac{\langle RB_T \rangle^2}{(\partial\Psi/\partial r)^2} \left(\langle B^{-2} \rangle - \langle B^2 \rangle^{-1} \right) K^{PS} \frac{m_a k_B T \nu_a}{e^2 Z^2}, \quad (1.15)$$

а скорость конвекции

$$V_{a,Z}^{PS} = D_{a,Z}^{PS} Z \left[\frac{d \ln n_i}{dr} + \frac{H^{PS}}{K^{PS}} \frac{d \ln T}{dr} \right]. \quad (1.16)$$

Для токамака с большим аспектным отношением и круглым сечением произведение первых двух членов в (1.15) приводит к $2q^2/B_0^2$, B_0 – вакуумное тороидальное магнитное поле на оси. Параметры K^{PS} и H^{PS} – функции параметра интенсивности примеси $\alpha = n_a Z_a^2 / n_i$ и столкновительности основного иона.

Коэффициенты переноса для бананового режима и режима «плато»:

$$D_{a,Z}^{BP} = \frac{\langle RB_T \rangle^2}{(\partial\Psi/\partial r)^2 \langle B^2 \rangle} \frac{k_B T \mu_{ai}^*}{e^2 Z^2 n_a} \quad (1.17)$$

$$V_{a,Z}^{BP} = D_{a,Z}^{BP} Z \left[\frac{d \ln n_i}{dr} + H^{BP} \frac{d \ln T}{dr} \right], \quad (1.18)$$

Первый множитель в выражении (1.17) для случая токамака с большим аспектным отношением и круглым сечением сводится к $q^2 / (B_0^2 \varepsilon^2)$. Параметр μ_{ai}^* – приведенный коэффициент вязкости основного иона i и иона примеси a , а H^{BP} – дрейфовый член, связанный с отношением коэффициентов вязкости примеси и основного иона. Более подробные выражения для этих параметров можно найти в работах [56] [58].

Таким образом, для всех трех режимов можно записать следующую зависимость коэффициента диффузии, являющегося суммой по всем перечисленным режимам переноса, от параметров плазмы:

$$D^{NC} \sim \frac{q^2}{B_0^2} \frac{m_a}{\sqrt{T_a}} n_a \quad (1.19)$$

При этом в банановом-плато режиме добавляется множитель $\varepsilon^{-3/2}$.

Скорость конвекции во всех случаях определяется суммой двух слагаемых, которые определяются градиентом ионной плотности и градиентом ионной температуры. Как правило, в современных токамаках наблюдаются пикированные в центре профили ионной концентрации и температуры, что приводит потоку внутрь плазмы вследствие градиента плотности и потоку наружу вследствие градиента температуры (множитель перед градиентом температуры отрицательный). Первый эффект приводит к накоплению примесей в плазме, а второй к т.н. температурному экранированию примесей и существенен, как правило, для примесей с высоким Z .

Выражение для неклассической электронной температуропроводности в различных режимах по столкновительности можно представить следующим образом согласно [59], [60]:

$$\begin{aligned} \chi_e^{PS} &= 1,6q^2 \rho_e^2 v_{ee}, & v_e^* &> \varepsilon^{-3/2} \\ \chi_e^P &= C_e q v_e \rho_e^2 / R, & 1 < v_e^* < \varepsilon^{-3/2} \\ \chi_e^B &= 0,66q^2 \varepsilon^{-3/2} \rho_e^2 v_{ee}, & v_e^* &< 1 \end{aligned} \quad (1.20)$$

В данном выражении C_e – медленно возрастающая функция частоты столкновений v_{ee} , v_e – тепловая скорость электронов. Аналогичным образом

выглядят выражения для неоклассической ионной температуропроводности с заменой электронных параметров ионными.

Развитие исследований турбулентного переноса было вызвано значительными отклонениями наблюдаемых в экспериментах коэффициентов переноса от неоклассических уровней. Основными неустойчивостями, которые оказывают влияние на турбулентный перенос в центральной части плазмы, являются: ионная температурная градиентная мода (ITG – Ion Temperature Gradient), мода на запертых электронах (ТЕМ – Trapped Electron Mode), электронная температурная градиентная мода (ЕТГ – Electron Temperature Gradient). Развитие этих мод связано с наличием порогового значения неустойчивости.

Для неустойчивости ITG этот порог – критический нормализованный градиент ионной температуры ($R/L_{T_i} = -R\nabla T_i/T_i$), зависящий от нормализованного градиента электронной плотности и отношения электронной температуры к ионной. Вблизи этого критического значения происходит резкий рост переноса по ионному тепловому каналу и профиль ионной температуры становится «жестким» – последующее увеличение мощности нагрева не приводит к росту градиента температуры. Для неустойчивости ТЕМ порогом является критический градиент электронной температуры, инкремент развития которой зависит от градиента электронной плотности и доли запертых частиц. Для моды ЕТГ порогом так же является критический градиент электронной температуры. Рост коэффициентов переноса, связанных с этой модой аналогичен случаю развития ITG моды. [61]. На перенос частиц в плазме главным образом влияют длинноволновые дрейфовые неустойчивости (с малым волновым числом) моды ITG и ТЕМ [62].

Для сферического токамака характерно значительное снижение аномального (турбулентного) переноса ионов плазмы, по сравнению с токамаками с большим аспектным отношением. Для сферических токамаков инкременты развития длинноволновых неустойчивостей аналогичны тем, что на традиционных токамаках, однако вследствие наличия сильного тороидального

шира $E \times B$ на сферических токамаках эти неустойчивости должны сильно подавляться [63]. Еще одно предположение заключается в улучшенной стабильности балонных мод с высоким тороидальным числом n вследствие того, что в плазме с низким аспектным отношением пролетные частицы меньше времени проводят в области плохого удержания и больше в области с высоким полем – на внутреннем обходе шнура [64]. Также согласно gyroкинетическим расчетам, которые не зависят от аспектного отношения сильным стабилизирующим эффектом является градиент β [65].

Одно из первых исследований по переносу собственных примесей в плазме сферического токамака было выполнено на CDX-U в L-моде с омическим режимом нагрева [43]. Значения коэффициента диффузии для углерода и кислорода были на уровне $D=0,2-0,6 \text{ м}^2/\text{с}$, скорость конвекции на уровне $V=4-16 \text{ м/с}$, соответствующая пикированным профилям углерода и кислорода, и описывались неоклассическим переносом.

Исследования коэффициентов переноса неона в L-моде в сферическом токамаке NSTX показали неоклассические уровни переноса в широком диапазоне по радиусу [66]. В H-моде с напуском неона коэффициент диффузии неона в центральной плазме $r/a < 0,7$ описывался неоклассической теорией, что подтвердилось также экспериментами, выполненным для различных значений тороидального магнитного поля. Значения коэффициента диффузии для этой области составили $D=0,2-1,6 \text{ м}^2/\text{с}$, скорость конвекции $< 4 \text{ м/с}$. Неоклассический коэффициент диффузии в центре плазмы связывается с подавлением длинноволновой электростатической турбулентности широм скорости потока в скрещенных полях $E \times B$ [67]. Эксперименты в H-моде без ELM показали, что коэффициенты переноса собственной примеси – углерода – также описывались неоклассической теорией [68].

Эксперименты на токамаке MAST для L-режима удержания показали, что коэффициенты диффузии для углерода (собственной примеси) и азота (от газонапуска) для центральной части плазмы описываются неоклассическим приближением. Коэффициенты диффузии для примесей были на уровне

1–10 м²/с, а для периферийной области наблюдалась достаточно высокая отрицательная скорость конвекции 40 м/с. Аномальные значения коэффициентов переноса для периферийной области согласно проведенному в работе квазилинейному приближению объясняется неустойчивостью на запертых электронах [69]. При этом согласно [70], [71] ITG мода на токамаке MAST подавляется широм скорости вращения $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. В исследованиях по переносу гелия было получено, что в H-моде, по сравнению с L-модой, наблюдается сужение области с аномальными коэффициентами переноса – они наблюдались только для периферийной области с $\rho > 0,7$. Таким образом, в переносе в H-моде доминирует неоклассический механизм вследствие стабилизации неустойчивости на запертых электронах вследствие более низкого градиента электронной плотности [72].

Исследования переноса примеси на токамаке Глобус-М не осуществлялись до настоящего времени. Однако исследование переноса тепла основных ионов плазмы Глобус-М показало, что ионная теплопроводность описывается неоклассической теорией как для омических режимов нагрева, так и в плазме с дополнительным нагревом [73], [74], [75]. Электронная теплопроводность и перенос основных частиц плазмы описываются аномальным переносом [75], [76].

1.3. Выводы к главе

Радиационные потери входят в уравнение баланса энергии плазмы магнитной ловушки и играют существенную роль в условии работы будущего токамака-реактора. С ростом концентрации примесей и соответственно потерь на излучение сужается область рабочих параметров реактора, определяющаяся тройным произведением $n_e T \tau_E$. Это свидетельствует о том, что необходимо контролировать уровень примесей в плазме, которые способствуют загрязнению топлива и радиационному охлаждению плазмы.

При этом одним из основных сценариев работы ITER является режим с большой долей (до 80%) мощности электромагнитного излучения плазмы от мощности нагрева плазмы, поэтому исследования радиационных потерь являются ключевыми в разработке таких сценариев. Данный сценарий предусматривает, что большая часть мощности излучается на периферии плазмы и в диверторной области, однако существуют и другие режимы удержания, при которых значительная мощность излучается из основного объема плазмы без ухудшения удержания. Для демонстрационного промышленного реактора DEMO рассматриваются сценарии работы с высокой долей мощности излучения из центральной части плазмы.

Мощность излучения из основного объема плазмы для различных токамаков не превышала 30% от мощности нагрева и составляла до 60% от мощности нагрева для диверторной области, области X-точки и SOL.

Процессы переноса примесей в плазме определяют их пространственное и временное распределение и соответственно распределение радиационных потерь плазмы. В настоящий момент нет четкой и однозначной картины, касающейся механизмов переноса на токамаках. На установках в различных режимах удержания наблюдались как неоклассические коэффициенты переноса, так и аномальные.

Радиационные потери являются стоком энергии электронов и таким образом участвуют в уравнении переноса энергии для электронов плазмы.

Поэтому измерения радиационных потерь плазмы важны для корректной оценки коэффициента электронной температуропроводности.

2. Теоретические основы методов исследования радиационных потерь плазмы в магнитных ловушках

2.1. Радиационные потери и модели равновесия плазмы

Радиационные потери плазмы представляют собой мощность излучения электромагнитных волн в диапазоне радиочастот до рентгеновских, которые возникают вследствие ускорения частиц плазмы и атомных процессов. Основная доля излучения лабораторной плазмы возникает вследствие переходов электронов плазмы с одного энергетического уровня на другой в поле атома или иона, что связано с большей подвижностью электронов. Интенсивность излучения, которая наблюдается при таких переходах, зависит от нескольких факторов: населенности соответствующего энергетического уровня (плотности частиц, находящихся в определенном энергетическом состоянии), вероятности перехода электрона в атоме или ионе с одного уровня на другой, вероятности поглощения испускаемого фотона плазмой до того, как он покинет объем плазмы (оптической толщины плазмы).

Распределение электронов по энергетическим уровням определяется столкновительными процессами и взаимодействием частиц с излучением. В том случае, когда столкновения между частицами в плазме редки, по сравнению с излучательными процессами, имеет место корональное приближение плазмы [79]. Эта модель применима для плазмы с относительно невысокой плотностью и высокой температурой и изначально была разработана для описания процессов в солнечной короне. По мере роста плотности плазмы столкновения между частицами начинают конкурировать с излучательными переходами в атомах и ионах плазмы. В данном случае для описания плазмы применима столкновительно-излучательная модель.

Для плазмы с еще более высокими плотностями характерно локальное термодинамическое равновесие (ЛТР), при котором населенности уровней такие же, как и в системе, находящейся в полном термодинамическом равновесии. Распределение электронов по энергетическим уровням определяется только столкновениями между частицами и определяется статистикой Максвелла-

Больцмана. В плазме, описываемой моделью ЛТР, столкновения происходят настолько часто, что внесение любого изменения условий в плазме приводит к быстрому установлению соответствующего распределения. При этом каждому процессу в плазме соответствует обратный процесс, который по принципу детального равновесия протекает с аналогичной скоростью [77].

На рисунке 2.1 показаны относительные населенности первых уровней, возбужденных электронным ударом, для атома водорода в плазме с электронной температурой 3 эВ в зависимости от электронной плотности. График демонстрирует различные области применения той или иной модели плазмы. Как правило, для диапазона температур и плотностей в условиях плазменного разряда в ловушках с магнитным удержанием ($T_e \sim 1-10^4$ эВ, $N_e \sim 10^{18}-10^{20}$ м⁻³), применимы корональное равновесие и столкновительно-излучательная модель. В термоядерной плазме также возможно выполнение ЛТР – при определенных условиях в диверторе магнитной ловушки при высокой электронной плотности и низкой электронной температуре.

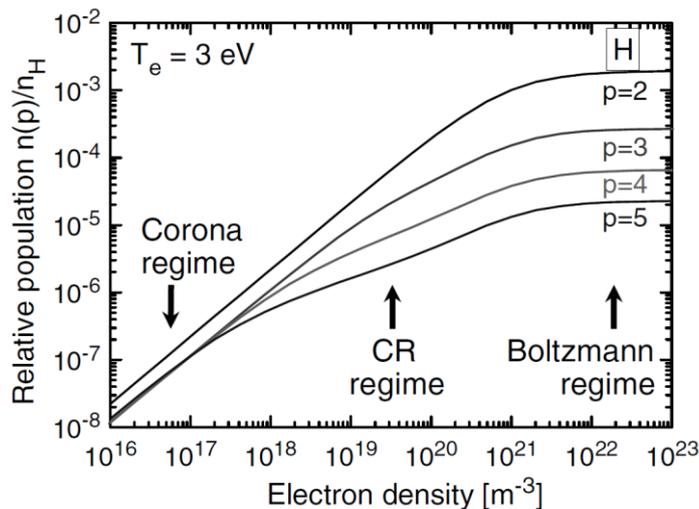
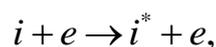


Рисунок 2.1. Границы применимости различных моделей плазмы (корональной, столкновительно-излучательной и модели ЛТР) в зависимости от плотности для атома водорода при $T_e=3$ эВ [78].

Рассмотрим процессы, которые в рамках корональной модели определяют распределение электронов по энергетическим уровням. Кинетическая энергия свободного электрона плазмы переходит за счет столкновений во внутреннюю энергию иона:



где i^* обозначает возбужденное состояние иона. Далее возбужденный ион переходит в основное состояние за счет излучения фотона:

$$i^* \rightarrow i + h\nu,$$

где $h\nu$ – энергия фотона, ν – частота излучения. Изменение зарядового состояния иона осуществляется за счет столкновений с электронами:

$$\begin{aligned} i + e &\rightarrow i^+ + e + e, \\ i^+ + e &\rightarrow i + h\nu, \end{aligned}$$

где i^+ обозначает соседнее ионизационное состояние иона.

Таким образом, скорость ионизации электронным ударом атомов или ионов в зарядовом состоянии $z-1$ уравнивается скоростью излучательной рекомбинацией с ионами в зарядовом состоянии z :

$$S_a^{z-1} N_a^{z-1} N_e = \alpha_a^z N_a^z N_e, \quad (2.1)$$

где $S_a^{z-1} = \langle \sigma_{ion} \nu_e \rangle$ – коэффициент скорости ударной ионизации, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по функции распределения электронов, α_a^z – коэффициент скорости излучательной рекомбинации, N_a^{z-1} , N_a^z – плотности ионов в зарядовом состоянии $z-1$ и z соответственно, N_e – электронная плотность, индекс a обозначает сорт частицы.

Таким образом, получаем, что для корональной модели распределение ионов не зависит от плотности электронов:

$$\frac{N_a^z}{N_a^{z-1}} = \frac{S_a^{z-1}}{\alpha_a^z}, \quad (2.2)$$

при этом параметр S_a^{z-1} имеют сильную зависимость от электронной температуры. Предполагается, что на возбужденных уровнях находится пренебрежимо малая часть от ионов на основном уровне, т.е. практически все атомы и ионы находятся в основном состоянии. Населенность возбужденного уровня определяется равновесием между возбуждением электронным ударом из основного состояния и спонтанным распадом:

$$\frac{N_m}{N_g} = \frac{X_{mg} N_e}{\sum_{n < m} A_{nm}}, \quad (2.3)$$

где N_m – населенность возбужденного уровня, N_g – населенность основного уровня, $X_{mg} = \langle \sigma_{exc} \nu_e \rangle$ – коэффициент столкновительного возбуждения, A_{nm} – вероятность перехода между энергетическими уровнями m и n .

Для оптически тонкой плазмы для всех линий данного иона интенсивность линии определяется следующим образом:

$$I_{nm} = N_e N_g X_{mg} \frac{A_{nm}}{\sum_{r < n} A_{rm}} E_{nm}, \quad (2.4)$$

E_{nm} – энергия перехода [77], [79].

Применение корональной модели ограничено для режимов плазмы, при которых влияние столкновительных процессов становится значимым. В магнитных ловушках это справедливо в тех случаях, когда процессы переноса в плазме существенны и установление коронального равновесия не происходит в силу того, что транспортные времена меньше, чем характерные времена ионизации и рекомбинации [80], [81], [82].

Для исследования таких процессов была разработана столкновительно-излучательная модель [83], в которой учитывается возможность ступенчатых процессов в плазме, обусловленных столкновениями. Это позволяет решить проблему наличия метастабильных состояний, для которых радиоактивный распад запрещен или происходит гораздо медленнее, чем переход между уровнями посредством столкновений с электронами [79].

Таким образом, временная эволюция населенности возбужденного уровня m определяется следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{dN_m}{dt} = & \sum_{k < m} N_k N_e X_{km} - N_m \left[N_e \left(\sum_{k < m} X_{mk} + \sum_{k > m} X_{mk} + S_p \right) + \sum_{k < m} A_{mk} \right] + \\ & + N_k \sum_{k > m} (N_e X_{km} + A_{km}) + N_i N_e (N_e \alpha_m + \beta_m). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Первый член в выражении описывает возбуждение электронным ударом с нижележащих уровней $k < m$. Процессы потерь с уровня m происходят за счет девозбуждения электронным ударом на нижележащие уровни, $k < m$, возбуждения электронным ударом на вышележащие уровни $k > m$, ионизации электронным ударом (скоростной коэффициент S_p) и спонтанного распада. Следующие слагаемые отвечают за процессы электронного удара и спонтанного распада с вышележащих уровней. Последние два члена описывают населенность уровня за счет излучательной и тройной рекомбинаций [78].

Поскольку времена жизни возбужденных состояний пренебрежимо малы, по сравнению со временем установления равновесной населенности основного уровня, то уравнение (2.5) можно записать в квазистационарном виде для всех уровней, кроме основного:

$$\begin{aligned} \frac{dN_g^z}{dt} &= -N_e S_{CD} N_g^z + N_e \alpha_{CD} N_g^{z+1}, \\ N_m &= C_0 + C_1 N_g, \end{aligned} \quad (2.6)$$

S_{CD} – коэффициент ионизации, α_{CD} – коэффициент рекомбинации, C_0, C_1 – коэффициенты, зависящие от N_e, T_e, Z и номера уровня [77], [24].

Эволюция населенностей основных уровней осуществляется на временах порядка диффузионных времен плазмы. Поэтому их поведение должно определяться решением уравнений переноса для числа частиц, момента и энергии и описываться с помощью теории переноса плазмы. При этом, поскольку времена релаксации возбужденных уровней намного меньше времен релаксации основных, можно утверждать, что населенности возбужденных уровней находятся в квазиравновесии, по сравнению с населенностями основных уровней. Моделирование атомных процессов может быть осуществлено независимо от задачи переноса частиц путем локальных расчетов, которые определяют квазистационарные возбужденные населенности и коэффициенты излучения возбужденных ионов. Полученные в результате эффективные столкновительно-излучательные коэффициенты (ионизации и рекомбинации) могут быть использованы в уравнениях переноса. В свою очередь решение уравнений

переноса определяет пространственное и временное поведение основных населенностей, которые могут быть использованы для расчета локальных коэффициентов излучения (мощности излучения из единицы объема), коэффициенты излучения могут быть сравнены с экспериментальными наблюдениями [24]. Данный подход используется в транспортном коде для примесей STRANL, который описан в разделе 3.5.

2.2. Механизмы излучения плазмы

Как было отмечено в предыдущем разделе, плазма излучает фотоны при переходе электронов с одного уровня на другой. В зависимости от механизма возникновения этих переходов различают несколько видов излучения плазмы: тормозное (свободно-свободные переходы), рекомбинационное (свободно-связанные переходы), линейчатое (связанно-связанные переходы) и циклотронное.

Тормозное излучение в высокотемпературной плазме установок с магнитным удержанием возникает вследствие замедления электронов в ходе электрон-ионных столкновений. Это излучение непрерывного спектра является стандартным процессом потери энергии в плазме, который неизбежен. При этом плазма является оптически тонкой практически для всего спектра.

Мощность тормозного излучения из единицы объема вещества определяется соотношением:

$$P_{ff} = \frac{64}{3} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/2} (\alpha a_0)^3 \left(\frac{kT}{E_H} \right)^{1/2} \frac{E_H^2}{\hbar} Z^2 N_i N_e, \quad (2.7)$$

α – постоянная тонкой структуры, a_0 – Боровский радиус, kT – температура электронов, E_H – потенциал ионизации водорода, Z – заряд иона, N_i – концентрация ионов, N_e – концентрация электронов, фактор Гаунта, вносящий квантово-механические поправки, в данном выражении принят равным единице (однако может достигать 4) [79]. При подстановке значений констант для плазмы с эффективным зарядом $Z_{eff} = \frac{\sum_i N_i Z_i^2}{\sum_i N_i Z_i}$ формула для тормозного излучения принимает вид:

$$P_{ff} = 9,56 \cdot 10^{-28} Z_{eff} N_e N_i (kT)^{1/2} \quad (2.8)$$

Из данного соотношения видно, что тяжелые, легко поддающиеся ионизации атомы примеси особенно эффективно вызывают потери на тормозное излучение. При этом даже атомы с низким зарядовым числом могут вызывать сильные потери на тормозное излучение при их высокой концентрации. Кроме

того, с ростом температуры данный вид потерь растет. В современных установках с магнитным удержанием тормозное излучение составляет небольшую часть потерь на излучение. Однако для условий токамака-реактора ITER потери на тормозное излучение (как и описанное ниже циклотронное) будут составлять заметную часть от мощности нагрева [10].

Рекомбинационное излучение возникает при захвате ионом свободного электрона на связанный энергетический уровень. Излучательная и диэлектронная рекомбинации сопровождаются электромагнитным излучением с непрерывным или ступенчатым линейчатым спектрами соответственно. Мощность излучения для случая свободно-связанных переходов выражается как

$$P_{fb} = \frac{64}{3} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/2} (\alpha a_0)^3 \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} \frac{E_\infty E_H}{\hbar} Z^2 N_i N_e, \quad (2.9)$$

где E_∞ - энергия ионизации, другие переменные аналогичны формуле для тормозного излучения. Фактор Гаунта здесь также принят за единицу. Мощность излучения в результате диэлектронной рекомбинации соотносится с мощностью излучения излучательной рекомбинации следующим образом:

$$\frac{P_{dr}}{P_{fb}} = 1,5 \times 10^2 \frac{E_H}{kT} \quad (2.10)$$

Важным процессом в термоядерной плазме является также рекомбинация перезарядки, возникающая при взаимодействии нейтрального атома и иона. Происходит передача заряда от, например, атома водорода, иону. В результате возникает возбужденное состояние, которое распадается с испусканием излучения линейчатого спектра.

Линейчатое излучение возникает при переходах электронов между связанными уровнями в результате распада возбужденного состояния атома или иона. Энергия, выделяющаяся в результате такого перехода, определяется разностью энергий уровней. Выражение для мощности излучения при связанно-связанных переходах электрона:

$$P_{bb} = 32\pi \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{E_H}{kT}\right)^{1/2} \frac{E_H^2}{\hbar} \left[\sum_m \bar{g} f_{mn} e^{-\frac{E_{mn}}{kT}} \right] a_0^3 N_i N_e, \quad (2.11)$$

где \bar{g} – фактор Гаунта, f_{mn} – сила осциллятора поглощения, E_{mn} – энергия перехода между связанными уровнями m и n . Линейчатое излучение примесей является основным механизмом радиационных потерь в современных токамаках [10].

Излучение каждого типа иона складывается из описанных выше механизмов и общая формула, определяющая мощность излучения иона Z , имеет вид:

$$P_Z = N_e N_Z L_Z(T_e), \quad (2.12)$$

где $L_Z(T_e)$ – функция мощности излучения для элемента Z (мощность излучения из единицы объема на один электрон и ион примеси). Формы функции $L_Z(T_e)$ для некоторых примесей изображены на рисунке 2.2. Для легких примесей характерен пик в мощности излучения в диапазоне электронной температуры 50–200 эВ. Далее с ростом T_e функция мощности излучения падает, что обусловлено ионизацией примесей и соответствующим уменьшением линейчатого излучения. Последующий с ростом температуры электронов рост излучения связан с ростом тормозного излучения на ионах примеси.

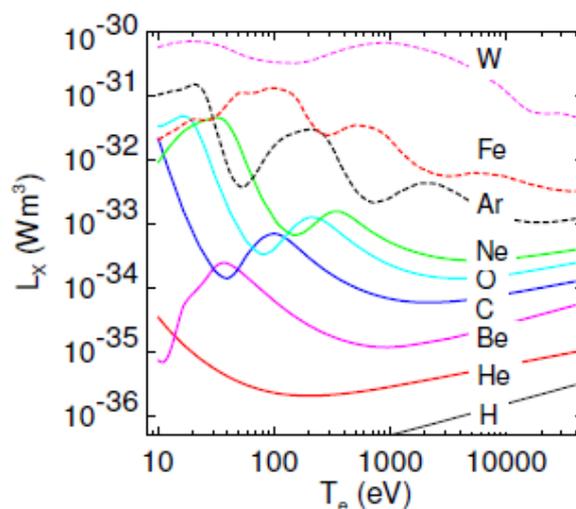


Рисунок 2.2. Функция мощности излучения для некоторых элементов, взятая из работы [20]. Для вольфрама кривая была построена на основе данных из ADPAK, для остальных – из ADAS.

Циклотронное излучение возникает в результате движения электронов по спирали в магнитном поле токамака и, таким образом, имеет неатомную природу. Полная мощность, излучаемая на ларморовской частоте одним электроном:

$$P_c = \frac{e^4 k T_e B^2}{6\pi \epsilon_0 m_e^3 c^3}, \quad (2.13)$$

где e – заряд электрона, B – индукция магнитного поля, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость, m_e – масса электрона, c – скорость света. Поскольку плазма поглощает излучение на собственной частоте, то результирующая мощность потерь будет значительно ниже. Большая часть потерь мощности появляется в гармониках в переходной области от оптически толстой к оптически тонкой плазме, что составляет только $10^{-2} - 10^{-3}$ от мощности, представленной данной формулой для собственной частоты без поглощения.

2.3. Детекторы для измерения радиационных потерь

Стандартным инструментом для измерения радиационных потерь на многих токамаках являются болометры, которые характеризуется постоянной для широкого диапазона длин волн чувствительностью. Болометром традиционно называется детектор, измеряющий мощность падающего излучения за счет нагрева материала, обладающего электрическим сопротивлением с известной температурной зависимостью. Как правило, болометр состоит из слоя поглотителя и элемента для измерения температуры. В качестве поглотителя, как правило, используется тонкий слой металла – фольга. Среди основных болометров по принципу детектирования изменения температуры поглотителя различают: термостолбики, термисторы, пироэлектрические, резистивные, емкостные и инфракрасные болометры.

Одним из основных недостатков использования резистивных металлических болометров, которые сейчас наиболее сильно распространены в экспериментах с магнитным удержанием плазмы, является их низкое временное разрешение. Поэтому для исследования радиационных потерь плазмы стали широко применяться детекторы, основанные на полупроводниковых фотодиодах: SPD (Silicon Precision Detector) [84] и AXUV (Absolute eXtreme Ultraviolet) [85]. Временное разрешение данных фотодиодов, как правило, порядка микросекунд, позволяет исследовать быстрые процессы в плазме, такие как локализованные на периферии моды (ELM – Edge Localized Modes), МГД неустойчивости, пилообразные колебания, явления внутреннего перезамыкания магнитных поверхностей (IRE – Internal Reconnection Events), срывы и т.д.

Термостолбики и термисторы использовались для измерения радиационных потерь плазмы на ранних стадиях экспериментов по магнитному удержанию [86]. Несмотря на их высокую чувствительность, они очень сильно подвержены радиационному разрушению.

Ниже будут рассмотрены основные принципы работы различных типов детекторов для измерения радиационных потерь плазмы, используемых в настоящее время на установках с магнитным удержанием.

2.3.1. Пироэлектрические болометры

Принцип работы пироэлектрического болометра основан на пироэлектрическом эффекте, который заключается в изменении величины спонтанной поляризации кристаллического диэлектрика при изменении его температуры. Кристаллические диэлектрики, которые обладают спонтанной поляризацией в отсутствие внешних полей, называются пироэлектриками. Падающее на детектор излучение поглощается тонкой пленкой металла, которой покрыт пироэлектрик, и вызывает изменение температуры кристалла. Это приводит к появлению электрического поля на гранях кристалла, вследствие чего возникает ток. К пироэлектрикам можно отнести: ниобат лития (LiNbO_3), танталат лития (LiTaO_3), дейтерированный триглицинсульфат, ниобат бария-стронция.

Ток, генерируемый в цепи:

$$I = k(T)A \frac{dT}{dt}, \quad (2.14)$$

где $k(T)$ – коэффициент, связанный со свойствами пироэлектрического кристалла, A – площадь чувствительной области, dT/dt – скорость изменения температуры. Таким образом, пироэлектрический детектор измеряет производную от мощности излучения. Поскольку чувствительность пироэлектрических датчиков очень низкая, такие детекторы подвержены в сильной степени шумам и наводкам, в том числе вследствие паразитного пьезоэлектрического эффекта. Кроме того, они чувствительны к радиационному разрушению, которое является значительным при нейтронном потоке $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}$ с энергией 1 МэВ [87]. Эти детекторы были использованы на установках DIVA [88], ISX-B [89], TFR [90] [91], T-10 [92], Глобус-М [49].

2.3.2. Резистивные болометры

В резистивном болометре для измерения изменения температуры используется резистор. В зависимости от материала резистора различают полупроводниковые и металлические болометры. Полупроводниковый резистор

был использован на ранних стадиях исследований по УТС. Он был использован, например, на установке ТМ-2 в 1960-х гг [93]. Однако основным его недостатком является деградация чувствительности за счет недостаточной радиационной стойкости. Поэтому в настоящее время на установках используются в основном болометры на металлических резисторах.

Рассмотрим принцип работы резистивного болометра. Основу резистивного болометра составляют три слоя: металлическая фольга, которая поглощает падающее излучение, электрически изолированный слой подложки и резистор, тепло к которому передается через слой подложки (рисунок 2.3).

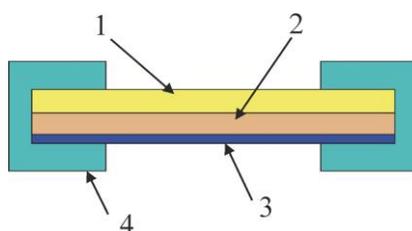


Рисунок 2.3. Схематическое изображение резистивного болометра на металлической фольге. 1 – фольга, 2 – изолирующая подложка, 3 – резистор, 4 – плата, обеспечивающая сток тепла.

Поглощающий слой изготавливается, как правило, из золота или платины, слой подложки – из слюды, каптона, либо из мембраны из нитрида кремния. Слой резистора имеет форму меандра для того, чтобы обеспечить высокую величину сопротивления (~кОм), и изготавливается из того же материала, что и слой поглотителя (для случая металлического резистора). Как правило, в детектирующей системе, основанной на резистивных болометрах, используются референсные элементы, закрытые от падающего излучения, что позволяет компенсировать изменения условий окружающей среды и влияния потока нейтронов. Пара измерительных резисторов и пара референсных резисторов объединяются в измерительный мост Уитстона, позволяющий измерять изменения температуры.

Мощность излучения, падающая на фольговый болометр, выражается через изменение температуры резистора T следующим образом:

$$P = C \left(\frac{dT}{dt} + \frac{T}{\tau_c} \right), \quad (2.15)$$

где C – теплоемкость фольги и τ_c – постоянная охлаждения, которая характеризует скорость передачи тепла от фольги к охлаждающему элементу, обычно составляет порядка нескольких миллисекунд и является принципиальным фактором, ограничивающим допустимое временное разрешение.

Резистивные металлические болометры получили очень широкое распространение и использовались на таких токамаках, как JET [94], EAST [95], ASDEX [96], TFTR [97]. К недостаткам данного вида детектора можно отнести его высокую стоимость, что усложняет их использование на отечественных установках.

2.3.3. Емкостные болометры

Принцип работы емкостного болометра основан на тонком сегнетоэлектрическом конденсаторе, емкость которого сильно зависит от температуры. Конденсатор может быть размещен в виде емкостного моста по принципу, схожему с резистивным болометром (при этом количество проводов остается таким же). Однако привлекательной стороной емкостных болометров является принципиальная возможность использования меньшего количества проводов в детектирующей схеме [98]. Конденсатор может быть расположен также в резонансной LC-цепи, что позволяет снимать сигнал с нескольких каналов с разными резонансными частотами с использованием двух проводов. Сегнетоэлектрические материалы, такие как цирконат свинца (II) PbZrO_3 , обладают высокой чувствительностью, а также имеют достаточную радиационную стойкость для экспериментов по УТС [99], [100], [101]. Несмотря на многочисленные исследования в области емкостных болометров, имеется ряд сложностей, связанных со сложностью процесса травления подходящей для болометра структуры на задней стороне сегнетоэлектрика, и проблемы с изготовлением необходимых электрических контактов. Все эти факторы откладывают возможную демонстрацию функциональности данных болометров.

2.3.4. Инфракрасные болометры

Устройство инфракрасного болометра аналогично устройству резистивного болометра, основанного на поглощении излучения фольгой. Однако в данном случае результирующее изменение температуры регистрируется инфракрасной камерой, размещенной вне вакуумной камеры [102], [103], [104]. Изначально для создания многоканальной системы каждый детектирующий канал был размещен изолированно от остальных, находясь между двумя масками. Таким образом, формировалась идентичная 2D структура [102]. Впоследствии была предложена другая концепция, известная как инфракрасный видеоболометр (IRVB), в котором используется одна большая тонкая фольга, размещенная в рамке [103], [104]. Преимущество первого метода заключается в большем сроке службы болометра, поскольку фольга поддерживалась маской. Тогда как вторая схема позволяет получить большую чувствительность вследствие более оптимального использования пикселей инфракрасной камеры и уменьшения охлаждения периферии фольги, а также обеспечивает большую гибкость в выборе между чувствительностью и количеством каналов. Болометры, основанные на инфракрасной камере, использовались на токамаках TFR [105], JT-60U [106], стеллараторе LHD [107].

2.3.5. Полупроводниковые фотодиоды SPD и AXUV

Фотодиод представляет собой приемник излучения, измеряющий мощность падающего излучения за счет преобразования энергии излучения в электрический сигнал с помощью процессов в p-n переходе [108]. Для измерения радиационных потерь плазмы необходимы фотодиоды, чувствительные к электромагнитному излучению в широком диапазоне энергий – от инфракрасного до рентгеновского. Успешно применяются для таких целей кремниевые фотодиоды SPD, разработанные в Физико-Техническом институте им А.Ф. Иоффе, и AXUV, разработанные компанией IRD (ныне Optodiode), которые обладают высокой чувствительностью к электромагнитному излучению в интервале энергий 1 эВ – 15 кэВ (интервал длин волн 1100 – 0,1 нм).

Принцип работы данных диодов основан на образовании электронно-дырочных пар (носителей) под воздействием фотонов с энергией больше 1,12 эВ (равной ширине запрещенной зоны кремния при комнатной температуре). При этом средняя энергия, необходимая для образования одной электронно-дырочной пары, составляет 3,66 эВ и является постоянной для широкого диапазона длин волн [109], [110]. Эти фотогенерированные носители разделяются электрическим полем р-п перехода и ток, пропорциональный числу электронно-дырочных пар, создает токи во внешней схеме. Квантовая эффективность (количество носителей, образованных в результате поглощения одного фотона) для диапазона экстремального ультрафиолета (10,2—124 эВ) и рентгеновского излучения больше единицы и возрастает линейно с увеличением энергии фотонов. Данный параметр хорошо предсказывается теоретическим выражением $E_{ph}/3,66$, где E_{ph} — энергия фотона в электрон-вольтах. Снижение квантовой эффективности возникает только для длин волн, при которых происходит значительная абсорбция в оксиде (пассивирующем слое) или отражение фотонов. График квантовой эффективности для кремниевых фотодиодов AXUV показан на рисунке 2.4, для фотодиодов SPD предполагается схожая зависимость.

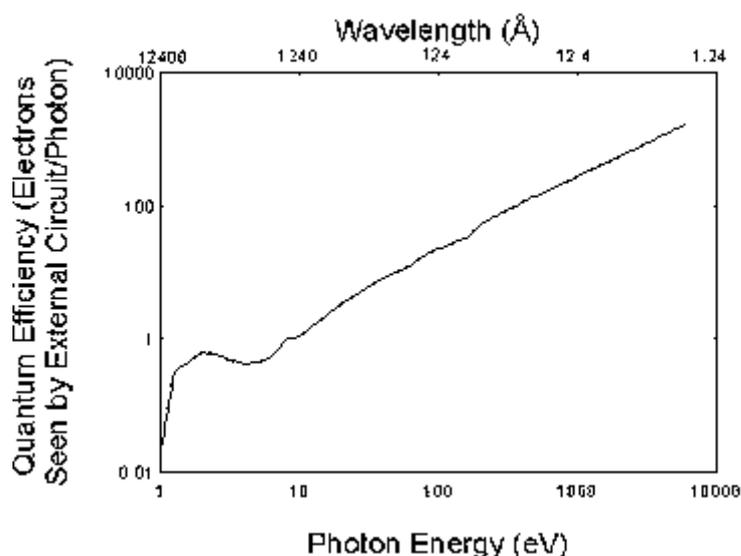


Рисунок 2.4. Типичный график квантовой эффективности диодов AXUV.

Фотодиоды SPD и AXUV имеет в своей основе р-і-п структуру: между слоями дырочной и электронной проводимости находится слой собственного нелегированного полупроводника. В традиционных кремниевых диодах над

чувствительной областью детектора размещается слой из диоксида кремния SiO_2 , который соединяет в себе свойства естественного пассивирующего слоя, антиотражательного покрытия и маски для литографии. Пассивирующий слой должен обеспечивать стабильный низкий темновой ток детектора и прозрачность в необходимом спектральном диапазоне. Обычно этот слой составляет 30 нм, что сильно снижает квантовую эффективность в области ультрафиолета [111]. В p-n фотодиодах AXUV используется очень тонкий слой из оксида кремния $\sim 3-8$ нм, что обеспечивает проникновение ультрафиолетового излучения в чувствительную область диода без поглощения.

В p-n фотодиоде SPD в качестве чувствительной области и одновременно т.н. «мертвого» слоя используется соединение кремния с бором (толщина чувствительной области вместе с «мертвым» слоем 30 нм, толщина «мертвого» слоя 10 нм). Это также позволяет избежать сильного поглощения ультрафиолета на поверхности диода. Толщина «мертвого» слоя фотодиода SPD больше, чем у AXUV, что приводит к более низкой чувствительности у SPD в области ультрафиолета. Однако это же и обеспечивает более высокую радиационную стойкость детекторов SPD, поскольку излучение с энергиями 7-20 эВ являются наиболее разрушительными для кремниевых фотодиодов [85], [112].

На рисунке 2.5 показано устройство фотодиода SPD.

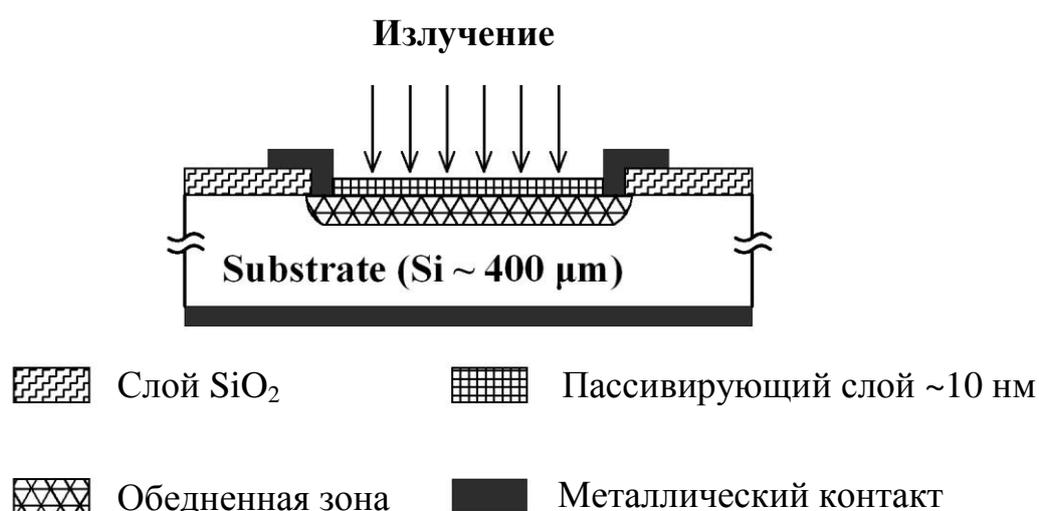


Рисунок 2.5. Сечение фотодиода SPD.

Для обоих типов детекторов производителем предоставляется абсолютная ампер-ваттная чувствительность, измеренная в процессе калибровки в национальном метрологическом институте PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) [110].

Спектральные чувствительности для фотодиодов SPD (в модификациях SPD 100UV и SPD UVHS) показаны на рисунке 2.6. Спектральные чувствительности фотодиодов AXUV и SPD UVHS показаны на рисунке 2.7. Из графиков видно, что фотодиоды SPD UVHS обладают постоянной чувствительностью на уровне 0,25 – 0,27 А/Вт для электромагнитного излучения с энергией от 100 эВ до 10 кэВ (AXUV – до 4 кэВ). Для области низких энергий (меньше 30 эВ) спектральная чувствительность этих фотодиодов значительно нелинейная. Кроме того, как показывают исследования [114], [115], диоды AXUV (что также справедливо и для SPD) чувствительны к нейтральным частицам и ионам. Результаты SRIM показывают, что длина свободного пробега ионов дейтерия в SiO₂ превышает толщину пассивирующего слоя в 6 нм для энергии падающих ионов примерно 250 эВ. При энергиях выше 2 кэВ, чувствительность AXUV к ионам дейтерия сравнима с чувствительностью к фотонам [115].

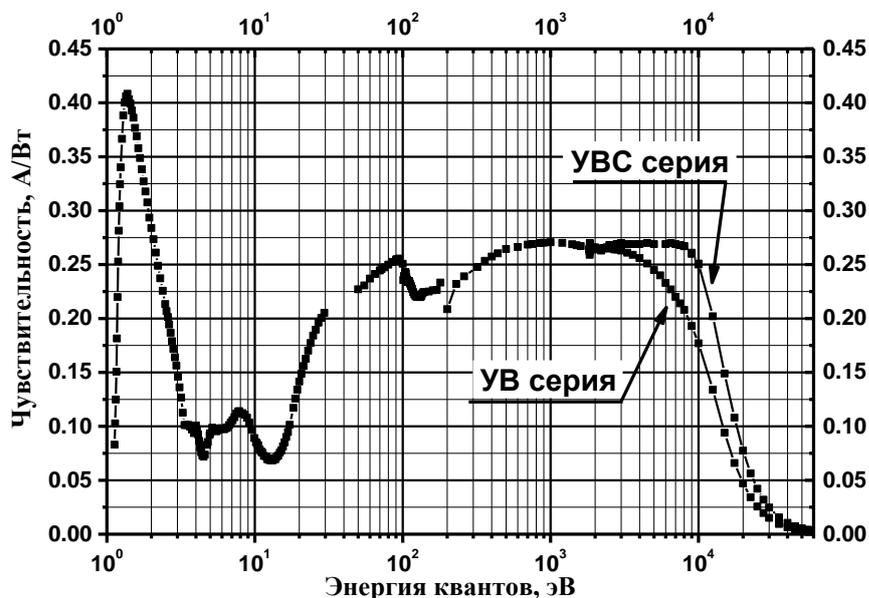


Рисунок 2.6. Спектральные характеристики фотодиодов SPD 100UV (УВ серия) и SPD-UVHS (УВС серия).

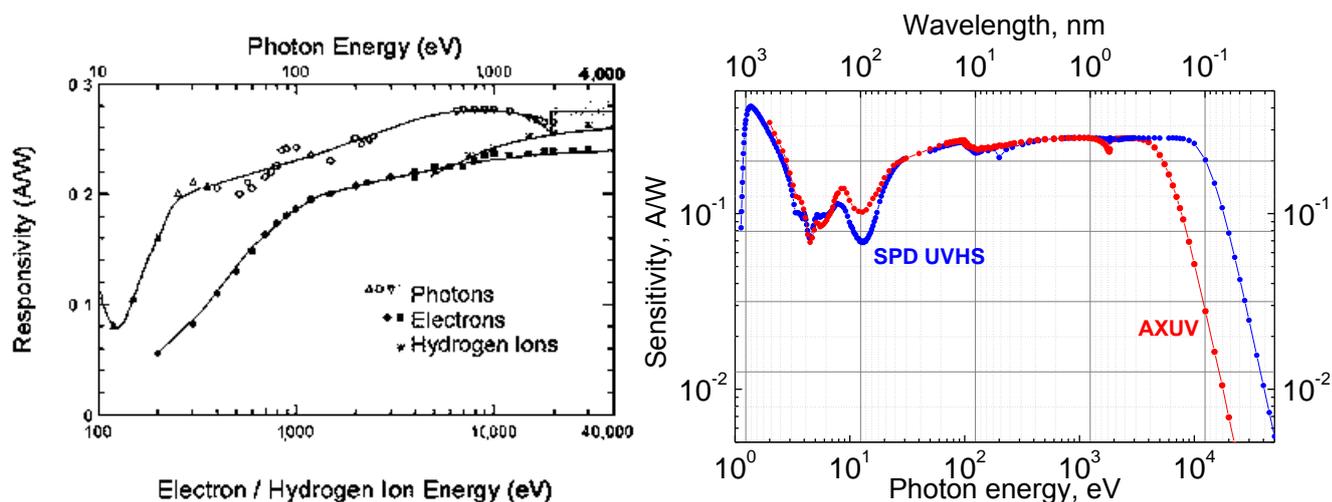


Рисунок 2.7. Спектральные характеристики фотодиодов AXUV для фотонов, электронов и ионов водорода (слева) и сравнение спектральных характеристик для фотодиодов SPD UVHS и AXUV (справа).

Кремниевые фотодиоды SPD и AXUV могут обеспечивать временное разрешение в микросекундном диапазоне в плазменных экспериментах, что позволяет использовать их также и для исследования быстрых процессов в плазме — мод, локализованных на периферии (ELM), различных магнитогидродинамических неустойчивостей, распространения плазменной струи в плазме токамака. Данные детекторы отличаются сравнительно невысокой стоимостью и относительной простотой в эксплуатации.

Фотодиоды SPD применялись для измерения мощности излучения плазмы на токамаке T-11M [117] в составе матрицы фотодиодов SPD 16×16. В данной работе также использованы детекторы на основе кремниевых фотодиодов SPD.

Фотодиоды AXUV использовались для измерения радиационных потерь на NSTX [44], T-10 [92], DIII-D [115], TCV [118], ASDEX-U [119], Alcator C-Mod [120] и других.

2.4. Выводы к главе

Наиболее подходящей моделью для описания излучательных характеристик плазмы токамака является столкновительно-излучательная модель, поскольку она учитывает вторичные столкновения в плазме и наличие метастабильных состояний, возникающих за счет столкновений в плазме. При этом, поскольку времена релаксации возбужденных уровней намного меньше времен релаксации основных, моделирование атомных процессов может быть осуществлено независимо от задачи переноса частиц.

Среди механизмов излучения плазмы на современных токамаках наиболее существенным является линейчатое излучение, связанное с переходами электрона между дискретными уровнями энергии в ионе или атоме. Функции мощности излучения различных элементов табулированы и имеют сильную зависимость от электронной температуры плазмы.

Для регистрации радиационных потерь плазмы существуют различные виды болометров, которые имеют однородную чувствительность в зависимости от длины волны падающего излучения. Как правило, такие болометры характеризуются достаточно низким временным разрешением, измеряемым миллисекундами. К недостаткам также можно отнести низкую чувствительность и высокую стоимость некоторых видов болометров. Альтернативным методом измерения мощности излучения плазмы являются кремниевые фотодиоды SPD и AXUV, регистрирующие излучение в диапазоне 1 эВ – 15 кэВ (интервал длин волн 1100 – 0,1 нм). Как правило, они имеют временное разрешение порядка микросекунды и относительно просты в эксплуатации. Однако стоит учитывать, что данные фотодиоды обладают сильно изменяющейся спектральной чувствительностью в диапазоне низких энергий, что накладывает необходимость дополнительной интерпретации измеряемых сигналов.

3. Токамак Глобус-М и методы экспериментального и аналитического исследования

3.1. Токамак Глобус-М

Данная работа была проведена на сферическом токамаке Глобус-М [116]. Токамак Глобус-М обладал аспектным отношением $A=1,5$, большим радиусом $R=0,36$ м, малым радиусом $a=0,24$ м. Ток плазмы достигает 250 кА. Величина магнитной индукции тороидального магнитного поля установки, создаваемого 16 одновитковыми катушками, составляла $B_T \leq 0,5$ Тл. Максимальная среднечордовая (42 см) электронная плотность плазмы могла достигать $\langle n_e \rangle \leq 10^{20} \text{ м}^{-3}$, максимальная электронная температура плазмы в центре плазменного шнура $T_{e0} \leq 1,5$ кэВ. Вертикальная вытянутость шнура могла достигать 2,2, а треугольность – 0,6. Токамак имел возможность создавать лимитерную, так и в т.н. открытую диверторную конфигурацию плазменного шнура.

Токамак Глобус-М был оснащен нейтральным инжектором для нагрева плазмы атомами водорода или дейтерия высокой энергии. Мощность инжекции составляла до 1 МВт, энергия пучка находилась в диапазоне 18–30 кэВ, длительность импульса инжекции составляла до 50 мс.

Для исследования задач доставки топлива в термоядерную плазму токамака использовалась коаксиальная плазменная пушка, работающая по принципу пушки Маршала [119]. Плазменная пушка позволяла инжектировать водородную струю плотностью $\sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$ со скоростью от 100 км/с [122].

Для измерения параметров плазмы токамак Глобус-М был оснащен многофункциональным диагностическим комплексом. Пространственное распределение электронной температуры и плотности измерялось системой диагностики томсоновского рассеяния в десяти точках измерения [123]. Диагностика позволяла осуществлять измерения вдоль большого радиуса плазменного шнура как со стороны слабого, так и стороны сильного магнитного поля токамака. Минимальный временной интервал между ближайшими измерениями составлял 300 мкс. Для измерения средней плотности электронов в

мониторинговом режиме использовался СВЧ-интерферометр с рабочей длиной волны 0,8-1,5 мм и вертикальной хордой наблюдения на 42 см большого радиуса. На основе данных с магнитной диагностики [124], измерявшей полоидальный магнитный поток, и с помощью кода реконструкции EFIT [125], [126], осуществлялось восстановление магнитной конфигурации плазмы. Ионная температура плазмы измерялась с помощью анализатора АКОРД-12 [127] на основе данных о потоках атомов перезарядки. Потоки быстрых частиц, возникавших в результате инжекции нейтральных атомов, измерялись с помощью анализатора ACORD-24M, который имел тот же прицельный параметр, что и комплекс нейтральной инжекции. Токамак также был оснащен ленгмюровскими зондами: массивом из 10 встроенных зондов на нижних диверторных пластинах и подвижным зондом в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. Измерения с помощью зондов Ленгмюра позволяли определить ионный ток насыщения, плавающий потенциал, электронную температуру, на основе этих данных вычислялись электронная плотность и число Маха.

Кроме того, среди мониторинговых диагностик присутствовали датчики для измерения излучения линий серии Бальмера – H α (656 нм), углерода CIII (465 нм) и кислорода OIII (559 нм). Обзорный спектрометр AvaSpec-ULS 2048XL-RS-USB2 позволял регистрировать видимое излучение плазмы с рабочим диапазоном длин волн 350-1160 нм и разрешением (полной шириной на уровне половинной амплитуды) 1,4 нм. Также токамак был оснащен спектроскопической диагностикой CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) на основе двойного дифракционного спектрометра высокого разрешения DDHR-04 с рабочим спектральным диапазоном 430-900 нм [128]. Более подробное описание некоторых диагностик токамака Глобус-М приведено в [129].

3.2. Диагностический комплекс для измерения мощности излучения плазмы на токамаке Глобус-М

К началу проведения работ по диссертации на Глобус-М измерение радиационных потерь плазмы проводилось несколькими дискретными фотодиодами SPD. Хорды наблюдения данных детекторов не обеспечивали необходимую геометрию наблюдения плазменного шнура для корректного расчета полных радиационных потерь плазмы, однако позволяли в мониторинговом режиме оценивать уровень мощности излучения плазмы. В ходе работ по диссертации была проведена модернизация диагностического комплекса радиационных потерь, обеспечившая возможность измерения пространственного распределения радиационных потерь плазмы и оценки полных радиационных потерь плазмы. Кроме того, дискретные детекторы были заменены на детекторы с аналогичными кристаллами, однако в конфигурации с предусилителями, установленными в непосредственной близости к фотодиоду (в одном корпусе), что обеспечило более высокое соотношение сигнал/шум. Для измерения мощности излучения плазмы в различных выделенных спектральных диапазонах был разработан и изготовлен спектрометрический модуль на основе фотодиодов SPD.

В результате выполненных работ, диагностический комплекс для измерения радиационных потерь и мощности излучения в различных спектральных диапазонах включал в себя диагностики на основе:

- дискретных фотодиодов с обзорной и периферийной геометриями наблюдения;
- спектрометрического модуля на основе дискретных фотодиодов, оснащенных фильтрами;
- линейки фотодиодов 1×24 ;
- матрицы фотодиодов 16×16 .

Расположение всех детекторов, использовавшихся на токамаке Глобус-М для измерения мощности излучения плазмы, и их хорды наблюдения показаны на рисунке 3.1. Хорды наблюдения линейки 1×24 и матрицы 16×16 также показаны на рисунке 3.2.

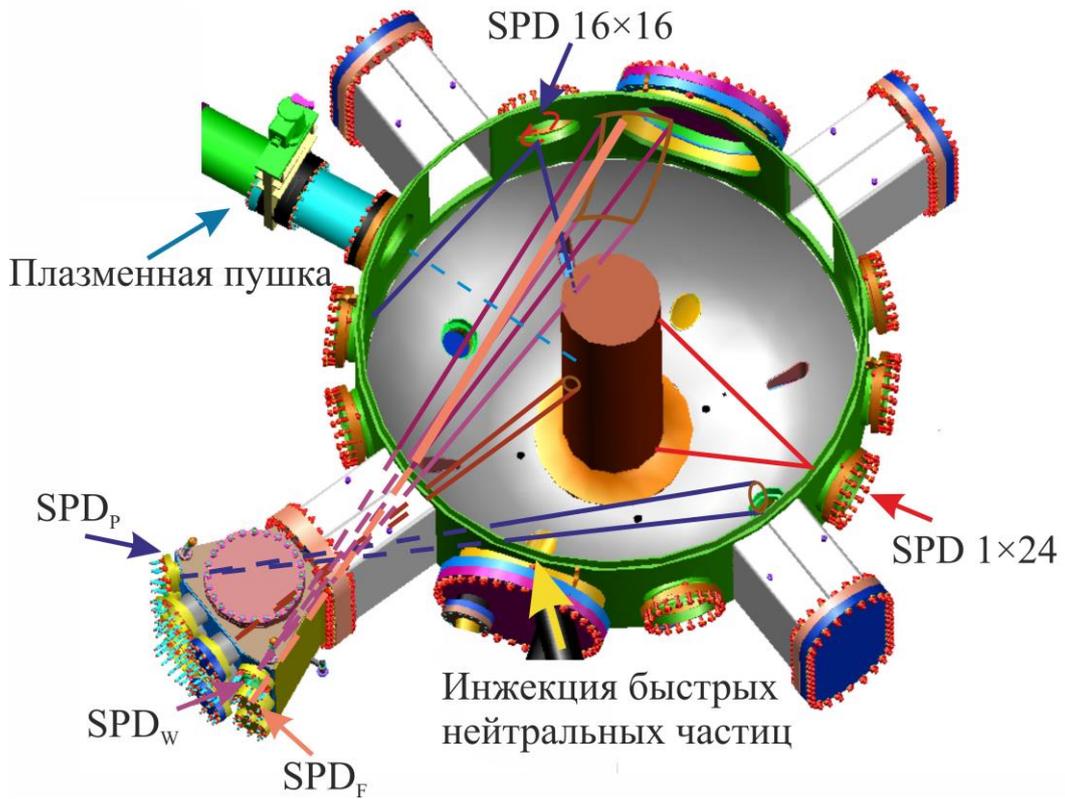


Рисунок 3.1. Геометрия эксперимента. Дискретные фотодиоды: SPD_W – обзорный, SPD_P – периферийный, SPD_F – четырехканальный спектрометрический модуль. Многоканальные детекторы: $SPD_{16 \times 16}$ – матрица фотодиодов, $SPD_{1 \times 24}$ – линейка фотодиодов.

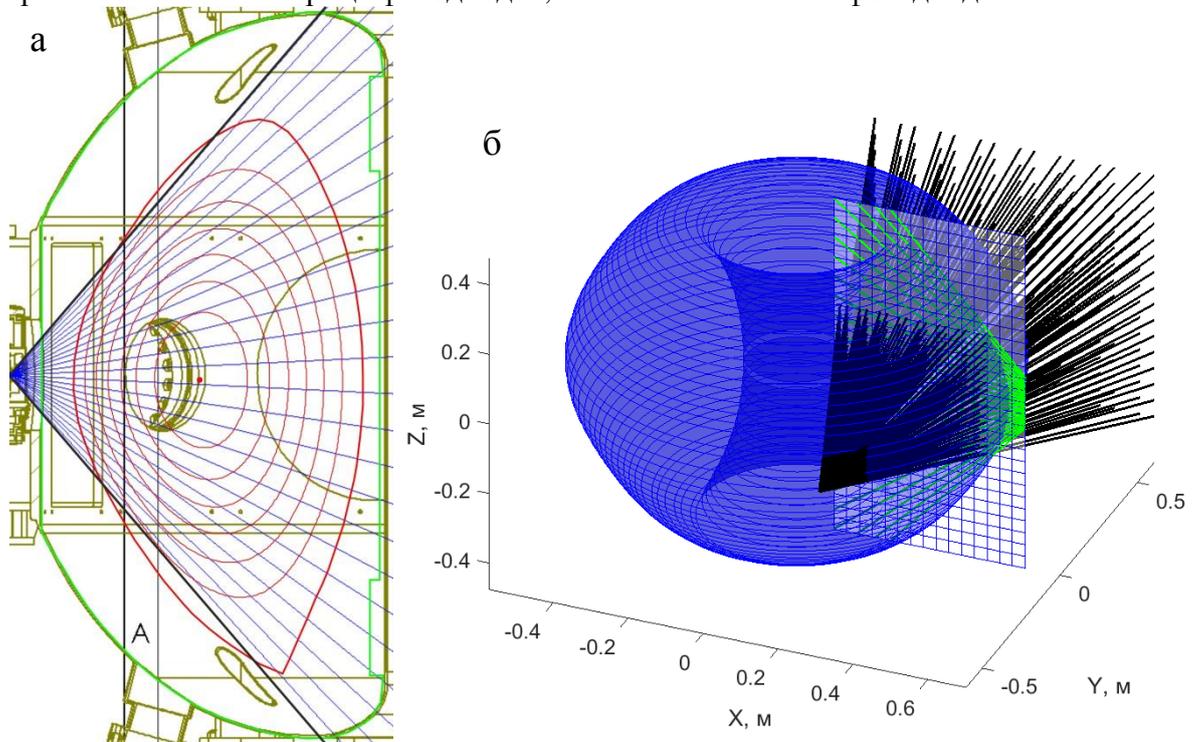


Рисунок 3.2. а) Хорды наблюдения диагностик для измерения радиационных потерь плазмы на основе линейки 1×24 и магнитная конфигурация плазмы в полоидальном сечении токамака; б) Хорды наблюдения диагностики на основе матрицы 16×16 , диагностики на основе линейки 1×24 в изометрии и сетка, для которой осуществлялась томографическая реконструкция радиационных потерь плазмы.

Как было отмечено в разделе 2.3.5, все фотодиоды SPD имеют абсолютно калиброванную ампер-ваттную чувствительность. Все фотодиоды SPD, которыми был оснащен токамак Глобус-М, относятся к типу SPD-UVHS и имеют спектральную чувствительность, указанную на рисунке 2.6.

3.2.1. Дискретные фотодиоды SPD

Рассмотрим характеристики диагностики на основе дискретных фотодиодов SPD, использовавшихся в данной работе. Для исследования радиационных потерь плазмы использовались три дискретных фотодиода SPD-8UVHS без ограничения по регистрируемому спектральному диапазону и четыре дискретных SPD-12UVHS в составе спектрометрического модуля, оснащенного фильтрами.

Конфигурация дискретных детекторов в одном корпусе с усилителем, установленных на токамак в результате модернизации, показана на рисунке 3.3. Часть результатов, описанных в диссертации, получены с помощью обзорного детекторов, усилитель которого находился снаружи вакуумной камеры токамака.

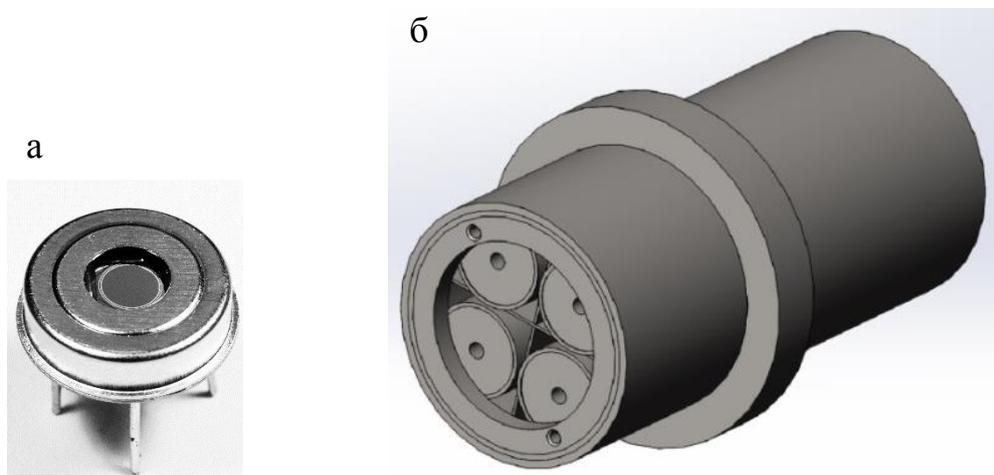


Рисунок 3.3. а) Детектор SPD-12UVHS с чувствительной областью \varnothing 4мм в корпусе с трансимпедансным усилителем; б) Сборка четырехканального спектрометрического модуля.

Четырехканальный модуль (рисунок 3.3, б) служил для изучения вкладов мощности излучения в различных диапазонах спектра электромагнитного излучения. Для регистрации видимой и ультрафиолетовой области спектра были установлены фильтры из фторида магния толщиной 0,95 мм и кварца КУ-1 – 0.7 мм, для рентгеновской области – фильтр из нитрида кремния толщиной 90 нм с напылением алюминия толщиной 270 нм [130]. Один из детекторов был

установлен без фильтра и измерял мощность излучения во всем спектральном диапазоне.

Таким образом, спектрометрическая система регистрировала излучение в следующих спектральных диапазонах: канал 1 – 1–7,7 эВ (кварц), канал 2 – 1–10,9 эВ (фторид магния), канал 3 – 330– $1,5 \times 10^4$ эВ (нитрид кремния), канал 4 – 1– $1,5 \times 10^4$ эВ (без фильтра). Кривые пропускания фильтров из кварца и фторида магния были измерены с помощью спектрофотометра в лабораторных условиях. Для фильтра из нитрида кремния кривая пропускания была предоставлена производителем. На рисунке 3.4 представлены спектральные характеристики каналов, представляющие собой произведение коэффициента пропускания фильтра каждого из каналов и спектральной чувствительности фотодиода SPD-12UVHS. В силу различных коэффициентов усиления для различных детекторов, временное разрешение для первого канала составляло 100 мкс, для остальных 60 мкс.

Энергетический диапазон регистрируемого излучения был разделен на следующие области: 1–7,7 эВ (“А”), 7,7–10,9 эВ (“В”), 10,9–330 эВ (“С”), 330– $1,5 \times 10^4$ эВ (“D”). Мощность излучения в области “А” и “D” измерялась непосредственно. Мощность излучения в области “В” определялась разницей между мощностью излучения в каналах 2 и 1, в области “С” – разницей между каналами 4 и 2, 3.

Сигнал с каждого из фотодиодов через коаксиальный кабель подавался на оптическую гальваническую развязку с полосой пропускания 0–30 кГц, далее на 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Временное разрешение обзорного фотодиода составляло порядка нескольких микросекунд и, таким образом, ограничивалось полосой пропускания развязки. Для периферийного фотодиода временное разрешение составляло 90 мкс. Питание диагностики осуществлялось с помощью лабораторных блоков питания с напряжениями +11/-2 В.

Обзорный фотодиод имел линию наблюдения тангенциально к плазменному шнуру и был диафрагмирован отстоящими друг от друга отверстиями $\varnothing 1$ мм и

щелью $2 \times 6 \text{ мм}^2$. Для обзорного фотодиода угол сбора излучения в вертикальной плоскости составлял 16° , в горизонтальной плоскости – 4° .

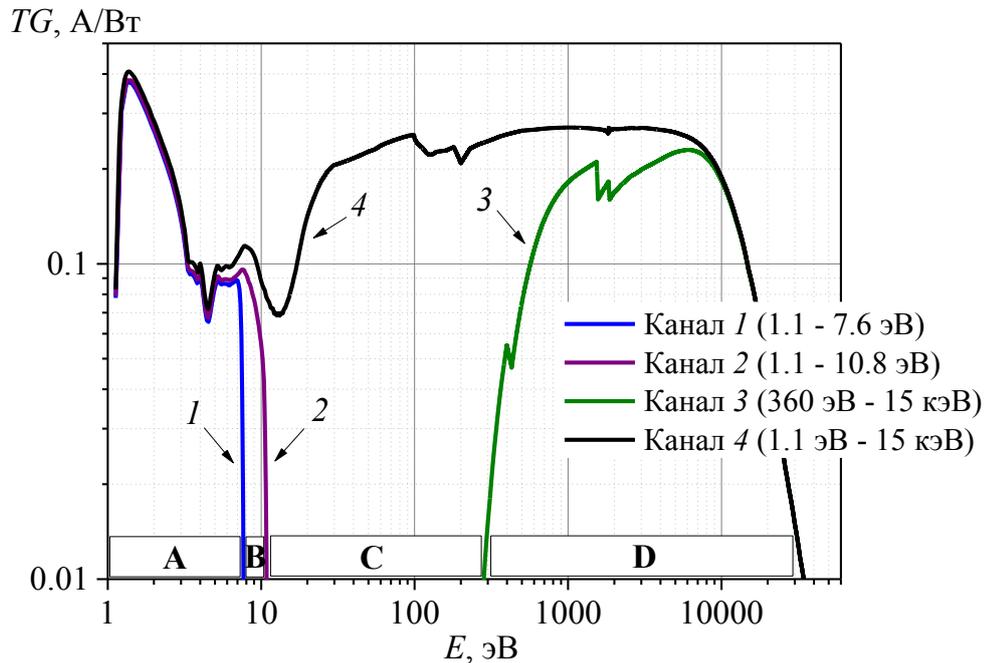


Рисунок 3.4. Спектральные характеристики каналов спектрометрического модуля. TG – произведение спектральной характеристики канала G на коэффициент пропускания соответствующего фильтра T . 1 – канал 1 (1–7.7 эВ), 2 – канал 2 (1–10.9 эВ), 3 – канал 3 (330– 1.5×10^4 эВ), 4 – канал 4 (1– 1.5×10^4 эВ). “А”, “В”, “С”, “D” относятся к диапазонам 1–7.7 эВ, 7.7–10.9 эВ, 10.9–330 эВ, 330– 1.5×10^4 эВ соответственно.

Периферийный фотодиод регистрировал излучение из внешней границы плазмы и был диафрагмирован двумя отверстиями $\varnothing 1 \text{ мм}$. Для этого фотодиода угол сбора излучения составлял 3° . Телесный угол периферийного фотодиода составлял $2 \cdot 10^{-3}$ ср. Датчики из спектрометрического модуля имели линию наблюдения тангенциально к плазменному шнуру и регистрировали излучение из центральной области плазмы. Коллимация каждого фотодиода обеспечивалась двумя диафрагмами $\varnothing 1 \text{ мм}$, обеспечивающими угол сбора излучения 2° . Телесный угол каждого фотодиода из спектрометрического модуля составлял $2 \cdot 10^{-4}$ ср. Все четыре фотодиода из спектрометрического модуля регистрировали излучение примерно из одной области плазмы. Поскольку все детекторы для измерения мощности излучения плазмы, в том числе, описанные ниже линейка и матрица, размещались в вакуумной камере токамака, они были оснащены задвижками, не допускающими запыления чувствительной области фотодиода во время чистки камеры. На рисунке 3.5 изображены сигналы с четырех каналов

спектрометрического модуля в течение плазменного разряда с инъекцией атомов дейтерия с энергией 26 кэВ мощностью 700 кВт в дейтериевую плазму на 150 мс. На каналах 1, 2, 4 видны плазменные неустойчивости ELM (в течение всей стационарной стадии разряда типа III и при пилообразных колебаниях на 150-172 мс типа I). На канале 3 отчетливо видны пилообразные колебания (150-172 мс).

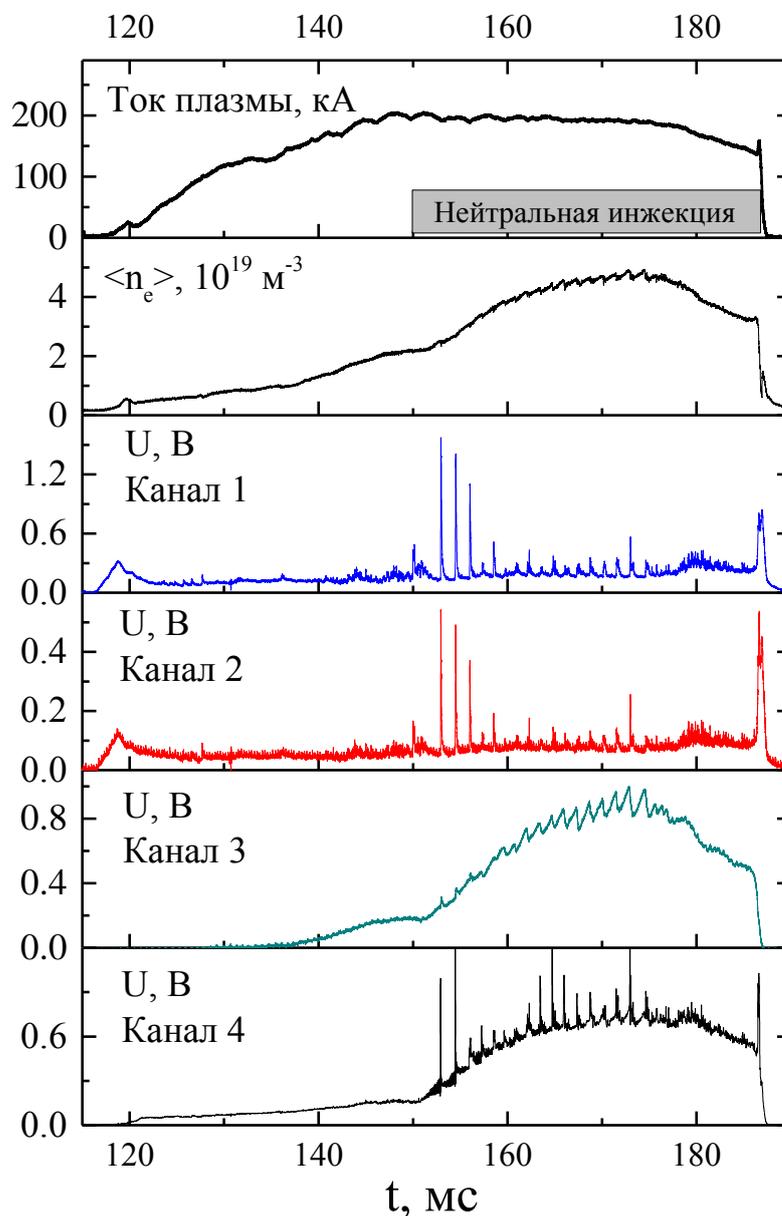


Рисунок 3.5. Разряд №35969. Эволюция во времени тока плазмы, среднехордовой электронной плотности плазмы (42 см по большому радиусу), сигналов с четырех каналов спектрометрического модуля.

3.2.2. Линейка фотодиодов SPD 1×24

Для измерения распределения радиационных потерь плазмы токамак был оснащен детектором, состоящим из линейки с кристаллами фотодиодов. Детектор

состоял из платы с кристаллами и платы с предусилителями, расположенными относительно друг друга Т-образно. Фотография изготовленной для установки на токамак Глобус-М платы с кристаллами формата 1×24 и платы с предусилителями приведена на рисунке 3.6, а. Данное размещение платы обеспечивало близость электроники к фотодиодам, что позволяло снизить шумы и обеспечить компактность системы, важную для задач управляемого ядерного синтеза в магнитных ловушках. Фронтальные размеры платы с кристаллами – $3,5 \times 55$ мм², платы предусилителей – 55×22 мм², толщина плат – 1 мм. Максимальное количество кристаллов с усилителями, которое может разместиться на плате – 32. Однако в силу экономических факторов было принято решение использовать 24 фотодиода. Фронтальный размер одного кристалла составляет $1,5 \times 1,5$ мм² (рисунок 3.6, б). Площадь чувствительной области фотодиода – 0,99 мм². Фотодиоды располагались на плате с небольшим зазором порядка 200 мкм.

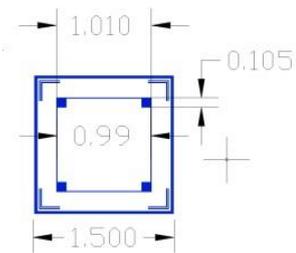
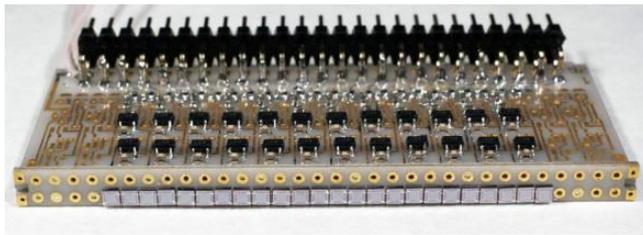


Рисунок 3.6. а) Фотография изготовленной линейки, состоящей из платы с фотодиодами SPD и платы с предусилителями, для регистрации радиационных потерь плазмы; б) Чертеж одного пикселя линейки фотодиодов (фронтальный вид).

Коэффициенты усиления каналов детекторов определялись величинами сопротивлений в обратной связи R_{oc} , которые варьировались в пределах 1-4 МОм.

Конструкционные элементы для линейки были разработаны так, чтобы обеспечить геометрию наблюдения с охватом плазмы в полоидальном сечении. Размеры диафрагмы для линейки составлял 1×1 мм², угол раствора диагностики в вертикальном направлении – 100° , расстояние между хордами на середине большого радиуса – 3 см. Телесный угол для одного фотодиода из линейки составлял $\sim 10^{-3}$ ср. Хорды наблюдения для каждого из фотодиода линеек и диверторная магнитная конфигурация плазмы в полоидальном сечении Глобус-М показаны на рисунке 3.2, а. Плата линейки фотодиодов с предусилителями размещается на несущей пластине из нержавеющей стали через промежуточную

изолирующую керамическую пластину. С лицевой стороны линейки размещена экранирующая конструкция, предусматривающая установку сменных диафрагм и фильтров. Разработанная конструкция предусматривала установку 4х таких линеек – на каждой несущей металлической пластине 2 платы, что позволяет в будущем разместить дополнительные линейки. На рисунке 3.7 приведены трехмерная модель конструкции крепления детекторов и фотография изготовленных детекторов в сборке с конструкционными элементами.

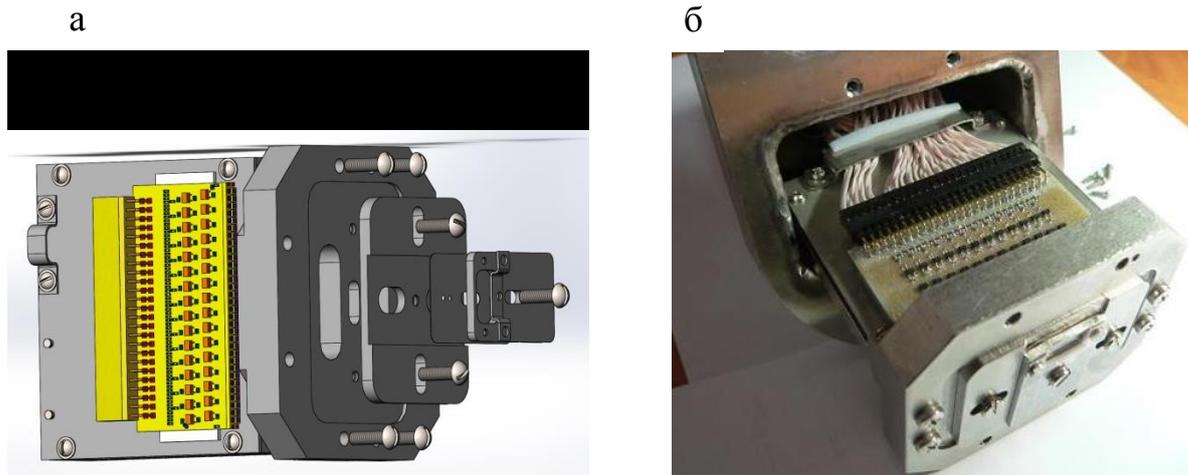


Рисунок 3.7. а) 3-D модель конструкции крепления детекторов SPD на основе линеек; б) Фотография изготовленного модуля для измерения радиационных потерь.

Блок-схема диагностики для регистрации радиационных потерь приведена на рисунке 3.8. Сигналы с платы с электроникой поступали через промежуточные разъемы и провода на герметичный разъем СНЦ13-102/27В-6-а-В. От ответного разъема сигналы поступали на блок разветвления и через промежуточный разъем по коаксиальным кабелям RG-174 на вход оптической гальванической развязки. От развязки сигналы по коаксиальным кабелям поступали на 12-разрядный АЦП. Гальваническая развязка для линейки радиационных потерь имела полосу пропускания 0-70 кГц. Поэтому, несмотря на то, что временные разрешения непосредственно фотодиодов с усилителями составляли в диапазоне 5-7 мкс, временное разрешение диагностики ограничивалось полосами пропускания оптических развязок. Т.к. длина сигнальных проводов между детекторами и АЦП достаточно велика (~15 м), использование оптических развязок позволяет снизить влияние высокочастотных шумов, появляющихся в результате работы обмоток электромагнитной системы токамака. Питание диагностики осуществлялось с

помощью лабораторного блока питания. Операционные усилители, используемые в данной диагностике, обладали широким динамическим диапазоном с максимальным размахом по напряжению питания 22 В.

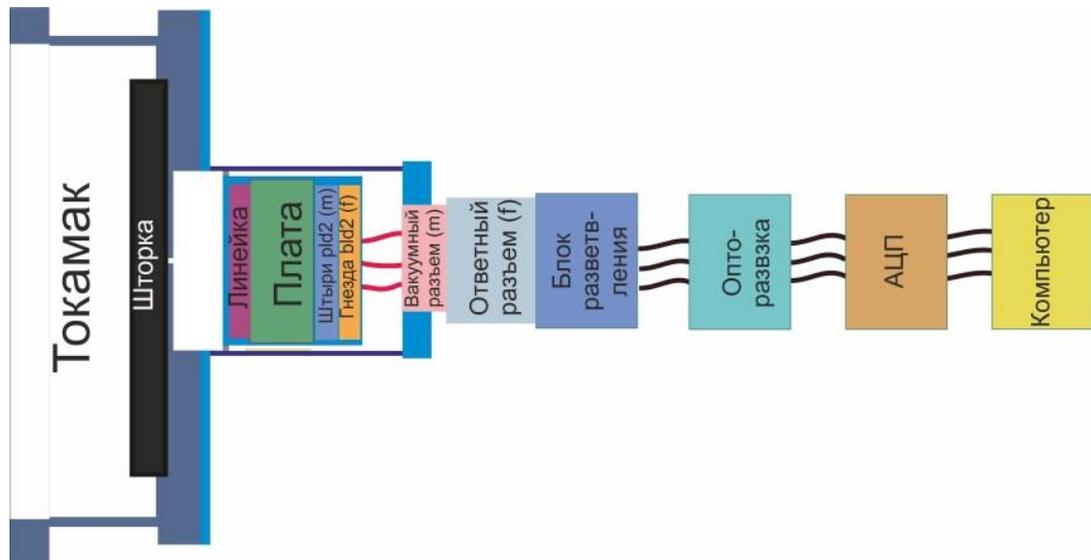


Рисунок 3.8. Схема детектирующей системы на основе линейки SPD 1×24 для регистрации радиационных потерь плазмы токамака Глобус-М.

3.2.3. Матрица фотодиодов SPD 16×16

Помимо линейки для измерения пространственного распределения радиационных потерь применялась матрица фотодиодов SPD 16×16, представлявшая собой камеру-обскуру [131]. Данная матрица состояла из восьми подмодулей, каждый из которых в свою очередь состоит из двух линеек диодов на одной плате. Каждый подмодуль обладал одной двусторонней керамической платой с электроникой (рисунок 3.9). На плате располагались предусилители фотодиодов и элементы, необходимые для управления сбором данных (подробнее далее в тексте). Предусилители обладали коэффициентами усиления 10^6 В/А, что определяло максимально возможное временное разрешение ≥ 1 мкс. Размер чувствительной области фотодиода составлял $0,88 \times 1,23$ мм². Фронтальный размер матрицы составлял 31×31 мм².

Матрица размещалась в металлическом корпусе размером $38 \times 38 \times 155$ мм³. Конструкция обращенной к плазме части корпуса позволяла устанавливать сменные диафрагмы. Для размещения данного модуля матрицы на Глобус-М в рамках данной работы была выбрана геометрия наблюдения и разработаны и

изготовлены соответствующие конструкционные элементы, обеспечивающие необходимый обзор плазмы. Наиболее оптимальной геометрией наблюдения является тангенциальная к плазменному шнуру с максимальным охватом по большому радиусу, поскольку в предположении тороидальной симметрии такое расположение позволяет получить максимальную информацию о профиле излучения. Конструкционные элементы состояли из направляющей трубы, механизма шторки и патрубка для контроля температуры. Диаметр диафрагмы составлял 0,35 мм. Расстояние между соседними хордами в полоидальном сечении токамака, параллельном плоскости матрицы, для случаев фотодиодов на одной плате и соседних платах с электроникой составляло 2,4 см и 3,3 см соответственно. Телесный угол для одного фотодиода из матрицы составлял $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ ср.

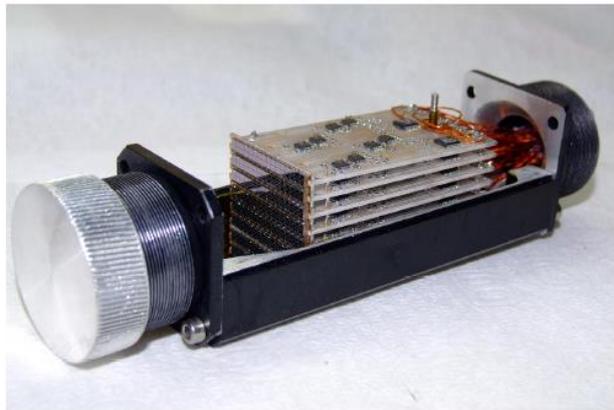


Рисунок 3.9. Камера обскура на основе матричного детектора SPD 16×16.

Вывод сигнала и управление электронными системами матрицы осуществлялись через промежуточный разъём, который в свою очередь был соединен жгутом проводов с герметичным разъемом РСГС50-В. Диагностическая система была оснащена термодатчиком для контроля температуры детектора при прогреве токамака.

Многоканальную синхронную регистрацию сигналов обеспечивает система сбора данных. Схема построения системы сбора данных приведена на рисунке 3.10. В ее состав входят: набор коммутаторов (аналоговых мультиплексоров), восемь 4-х канальных модулей регистрации, построенных на базе 12ти разрядных АЦП с частотой дискретизации до 40 МГц и тактовой частотой 40 МГц,

магистраль (системная шина), контроллер магистрали, набор источников питания с трансформаторной гальванической развязкой и линейной схемой стабилизации выходных напряжений. На каждый коммутатор поступают сигналы с 8ми фотодиодов линейки. Каждый канал АЦП снабжён буферным запоминающим устройством размером 64 МБ, который обеспечивает запись в течение 3,2 сек при частоте 1,25 МГц.

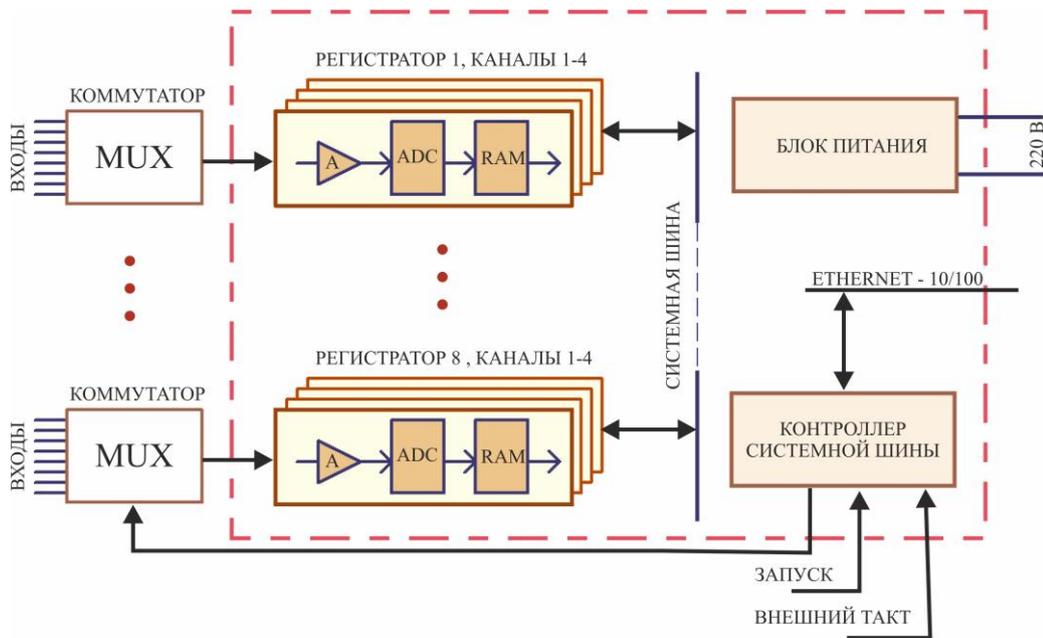


Рисунок 3.10. Схема построения системы сбора данных

Контроллер системной шины перед регистрацией сигнала задавал коэффициенты передачи по амплитуде, значения напряжения сдвига уровня нуля входного сигнала для каждого канала регистрации, частоту дискретизации для всех каналов АЦП, объем памяти, который используется для накопления данных, тип источника опорных синхроимпульсов – внутренний или внешний и импульсов запуска, а также моду инициализации процедуры регистрации данных.

В режиме регистрации данных контроллер системной шины формировал единую последовательность сигналов управления и синхронизации, поступающих как на модули регистрации, так и на внешний коммутатор входных сигналов этих модулей. По окончании рабочего цикла контроллер обеспечивал передачу накопленных в буферных запоминающих устройствах модулей регистрации информационных массивов по линии связи Ethernet 10/100 Base базовому компьютеру измерительного комплекса.

Поскольку сигналы с линеек 1×24 и матрицы 16×16 использовались для решения обратной задачи – восстановления профиля радиационных потерь, важным параметром является разброс чувствительности отдельных пикселей детекторов относительно друг друга. В лабораторных условиях фотодиоды линеек и матрицы были равномерно освещены калибровочной лампой СИРШ-6-40. Результаты калибровки показали разброс в чувствительности фотодиодов порядка 5%, максимальное относительное отклонение сигналов отдельных пикселей не превышало 10%.

3.3. Принципы томографии

Изучение распределения радиационных потерь плазмы неразрывно связано с математическими задачами реконструкции профиля излучения. Основные принципы, на которых основана томография, изначально были разработаны для медицинских задач, однако сейчас широко используются и в других областях: методах неразрушающего контроля, геофизике, исследованиях атмосферы и в том числе в области термоядерного синтеза. С помощью методов томографии на основании нелокальных измерений, например, проинтегрированных по хорде измерения, восстанавливается локальная физическая характеристика. Так на основании хордовых измерений мощности электромагнитного излучения плазмы, сделанных для различных областей плазмы, можно восстановить пространственное распределение излучательной способности плазмы. При этом есть существенные отличия измерений, выполненных для задач термоядерного синтеза, от медицинских измерений. Эти отличия могут включать: ограниченное количество линий наблюдений и ракурсов, нерегулярное пространственная выборка, конечная ширина конуса наблюдения, большой уровень шумов в измерениях [132].

3.3.1. Основные принципы решения обратной задачи

Задача восстановления профиля какой-либо неизвестной величины на основе хордовых измерений сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода:

$$\int_a^b K(r,t)\varepsilon(r)dr = b(t), \quad c \leq t \leq d, \quad (3.1)$$

где $K(r,t)$ – ядро уравнения, которое переводит неизвестную искомую функцию $\varepsilon(r)$ в некоторую другую функцию $b(t)$, доступную для измерения. В рассматриваемом случае r – обобщенные координаты, в качестве которых могут выступать, например, декартовы координаты x, y . Ядро $K(r,t)$ в этом случае описывает геометрические характеристики.

Инверсия такого интегрального уравнения, как правило, классифицируется как некорректная задача. Корректность по Адамару означает, что решение существует, решение единственно и решение непрерывно зависит от данных в некоторой разумной топологии [133]. Некорректность уравнения (3.1) состоит в «сглаживающем» действии ядра. Таким образом, большое количество функций $\varepsilon(r)$ удовлетворяют данному уравнению.

Решение уравнения (3.1) может быть получено двумя способами: аналитической инверсией с последующей численной обработкой или дискретизацией уравнения с последующей численной инверсией.

Существует ряд способов, позволяющих осуществить аналитическое решение обратной задачи. Многие из них основаны на использовании методов преобразования Фурье или методов фильтрованных обратных проекций. Последние методы берут свое начало преобразования Радона [134]. Решение обратной задачи с помощью преобразования Радона заключается в параметризации хорд наблюдения, заключенных в функции $K(r, t)$. Инверсия функции $b(t)$ может быть получена за два шага: применение фильтрующего свойства дельта-функции и последующая обратная проекция.

Метод Кормака, основанный на разложении функций $\varepsilon(r)$ и $b(t)$ на гармонические составляющие, широко использовался для рентгеновской томографии в первых экспериментах в области УТС. Несмотря на то, что для медицинских целей этот метод успешно применяется, для установок с магнитным удержанием эти методы практически не используются в силу недостаточного набора линий наблюдения и того, что не всегда можно использовать априорную информацию.

Численное решение подразумевает разложение исходного решения по базисным функциям. Таким образом, функция $\varepsilon(r)$ может быть разложена по базисным функциям $p_i(r)$:

$$\varepsilon(r) \approx \sum_i \varepsilon_i p_i(r), \quad (3.2)$$

где ε_i - коэффициенты разложения.

На основе уравнения (3.1) можно записать систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ)

$$\sum_{i=1}^N K_{ji} \varepsilon_i = b_j, \text{ или} \quad (3.3)$$

$\mathbf{K}\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{b}$ в матричной форме

$j = 1, 2, \dots, M$ – номер хорды наблюдения, $i = 1, 2, \dots, N$ – номер зоны излучения.

Элемент матрицы \mathbf{K} (K_{ji}) – длина j -й хорды в i -й зоне излучения:

$$K_{ji} = \iint K(r, t) p_i(r) dr \quad (3.4)$$

Среди базисных функций, используемых для задач томографии, различают следующие: локальные базисные функции, глобальные базисные функции и естественные базисные функции. Локальные базисные функции включают в себя квадратные пиксели и другие функции, локализованные на относительно небольшом участке. Глобальные базисные функции используются в методах, применяющих аналитическую инверсию для решения обратной задачи. В зависимости от метода решение может быть разложено на гармонические функции, функции Чебышева или полиномы Цернике. Естественные базисные функции, или естественные пиксели, основаны на функциональной форме $K(r, t)$, т.е. геометрии наблюдения. Данные базисные функции успешно применяются при небольшом количестве линий наблюдения, однако они не являются ортогональными и при нерегулярном покрытии хордами наблюдения их использование затруднено [132].

Как правило, в реальных экспериментах, матрица \mathbf{K} является разреженной, и получить решение $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{K}^{-1}\mathbf{b}$ простой инверсией невозможно. Это связано с наличием малых собственных значений матрицы \mathbf{K} , т.е. матрица близка к вырожденной. Поэтому матрица \mathbf{K} является плохо обусловленной. Числом обусловленности матрицы \mathbf{K} называется

$$\text{cond}(\mathbf{K}) = \|\mathbf{K}\| \cdot \|\mathbf{K}^{-1}\|, \quad (3.5)$$

где норма $\| \cdot \|$ – евклидова норма матрицы или корень из максимального собственного числа матрицы ν_{\max} . Таким образом, обусловленность (устойчивость) решения падает с ростом числа обусловленности, т.е. с ростом ν_{\max}/ν_{\min} . При величине $\text{cond}(\mathbf{K}) > 10^3$ матрица называется плохо обусловленной.

Таким образом, система (3.3) плохо обусловлена – решение достаточно сильно зависит от вариаций свободного члена b_j (в реальном эксперименте за счет ошибок измерения), от ошибок в определении коэффициентов K_{ji} и от ошибок счета (в результате округления при расчете на ЭВМ).

В практических случаях измеряемые данные подвержены влиянию шумов. Даже небольшие шумы могут привести к совершенно неверным решениям. Зашумленные регистрируемые данные \mathbf{b}_s можно представить следующим образом:

$$\mathbf{b}_s = \mathbf{K}\boldsymbol{\varepsilon}^0 + \mathbf{h}_s \quad (3.6)$$

где $\mathbf{K}\boldsymbol{\varepsilon}^0$ – правая часть уравнения (3.3), представляющая собой сигнал без шума, $\boldsymbol{\varepsilon}^0$ – истинное решение, \mathbf{h}_s – ожидаемый вектор шума в регистрируемых данных, обусловленный условиями эксперимента. Таким образом, решение СЛАУ (3.6) – это вектор $\boldsymbol{\varepsilon}^0$, который удовлетворяет соотношению:

$$\| \mathbf{K}\boldsymbol{\varepsilon}^0 - \mathbf{b}_s \| \leq s, \quad (3.7)$$

где s – норма вектора шума \mathbf{h}_s . Далее индекс s будет опущен, здесь и далее $\| \cdot \|$ – евклидова норма.

В силу плохой обусловленности матрицы \mathbf{K} одна минимизация нормы (3.7), например, методом наименьших квадратов даст решение, далекое от истинного и сильно осциллирующее. Для решения данной проблемы применяют различные регуляризационные методы, которые накладывают на искомое решение некоторое условие. Предположим, что решение данной задачи существует. Тогда для выбранного параметра регуляризации λ , отвечающего за уровень этого условия, можно записать аппроксимацию истинного решения $\boldsymbol{\varepsilon}^0$ как $\boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda,s} = \mathbf{R}_\lambda \mathbf{b}_s$, где \mathbf{R}_λ –

регуляризационная матрица. Разница между истинным и аппроксимированным решением будет составлять:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda,s} - \boldsymbol{\varepsilon}^0 = (\mathbf{R}_\lambda \mathbf{K} \boldsymbol{\varepsilon}^0 - \boldsymbol{\varepsilon}^0) + \mathbf{R}_\lambda \mathbf{h}_s \quad (3.8)$$

Первый член в этом выражении отражает ошибку аппроксимации в результате использования регуляризационной матрицы \mathbf{R}_λ (для ненулевого параметра λ) вместо инверсии \mathbf{K}^{-1} . При этом при $\lambda \rightarrow 0$ $\mathbf{R}_\lambda \rightarrow \mathbf{K}^{-1}$. Второй член в правой части представляет собой ошибку, связанную с шумами. С уменьшением λ эта ошибка возрастает до довольно больших значений. Поэтому в рассматриваемой задаче очень важно найти компромисс между ошибкой восстановления и ошибкой вследствие шумов в исходных данных, распространяющихся на результирующее решение [135].

Далее рассмотрим некоторые методы численного решения плохо обусловленной системы уравнений.

3.3.2. Методы численного решения обратной задачи

Метод регуляризации Тихонова. Для решения некорректной плохо обусловленной задачи широко используется метод регуляризации Тихонова [133]. В данном методе задача, доопределяется наличием условия, накладываемого на функцию ε , которое задается ограничивающим функционалом Ω . Основным условием, как правило, выступает гладкость решения, которая обеспечивается второй производной. 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.

В Декартовых координатах изотропный функционал можно записать как:

$$\begin{aligned} \Omega[\varepsilon(x, y)] = \iint \left[c_0 \varepsilon^2 + c_x \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right)^2 + c_y \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right)^2 + \right. \\ \left. + c_{xx} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} \right)^2 + 2c_{xy} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial y} \right)^2 + c_{yy} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \right)^2 \right] dx dy \end{aligned} \quad (3.9)$$

Коэффициенты c устанавливаются в зависимости от поставленной задачи и являются координатами решения, к которым применяется условие. Коэффициент c при самом решении минимизирует решение для заданной области. Первая производная минимизирует градиенты в заданной области. Вторая производная от решения ответственна за гладкость искомого решения.

Отличие анизотропного функционала от изотропного состоит в том, что он обеспечивает гладкость в выделенном пространственном направлении. В данной работе использовался анизотропный функционал, обеспечивающий гладкость вдоль направления полоидальных магнитных поверхностей плазмы. В координатах магнитного потока можно записать этот функционал следующим образом:

$$\Omega[\varepsilon(x, y)] = \iint \left\{ \nabla \cdot [\mathbf{D} \cdot \nabla \varepsilon(x, y)] \right\}^2 dx dy, \quad (3.10)$$

где \mathbf{D} – тензор анизотропной диффузии, который является функцией пространственного положения. Диффузия в данном контексте не является физическим термином и лишь отдаленно соотносится с диффузией в плазме. Этот тензор можно разделить на две составляющие – перпендикулярную и параллельную к магнитным поверхностям – D_{\perp} и D_{\parallel} . Тогда (3.10) можно переписать:

$$\Omega[\varepsilon(x, y)] = \iint \left[\nabla \cdot (n D_{\perp} n \cdot \nabla \varepsilon + t D_{\parallel} t \cdot \nabla \varepsilon) \right]^2 dx dy, \quad (3.11)$$

где \mathbf{n} и \mathbf{t} – единичные векторы, направленные по нормали и параллельно к магнитным поверхностям в полоидальном сечении токамака. Аналогично (3.9) в Декартовых координатах функционал анизотропной гладкости будет выглядеть:

$$\Omega[\varepsilon(x, y)] = \iint \left[c_x \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + c_y \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + c_{xx} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} \right) + 2c_{xy} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x \partial y} \right) + c_{yy} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \right) \right]^2 dx dy, \quad (3.12)$$

где коэффициенты c представляют собой функции коэффициентов D_{\perp} , D_{\parallel} и полоидального потока [136]. В дискретной форме функционал Ω заменяется матрицей конечно-разностных эквивалентов. При этом матрица $\mathbf{\Omega}$ – квадратная с размерностью равной количеству зон излучения, т.е. размерности $\mathbf{\varepsilon}$.

Поиск экстремума $\Omega[\varepsilon(x)] \rightarrow \min$ (или $\|\Omega\varepsilon\| \rightarrow \min$) при наличии условия (3.7) является задачей на условный экстремум. В рамках метода Тихонова ее решение осуществляется методом множителей Лагранжа. Формируется функционал Тихонова:

$$F_\lambda = \|\mathbf{K}\varepsilon - \mathbf{b}\|^2 + \lambda \|\Omega\varepsilon\|^2, \quad (3.13)$$

где λ – регуляризирующий параметр, обратный множителю Лагранжа. Таким образом, вместо нормы невязки решения минимизируется сумма нормы невязки и функционала, накладывающего условие на решение. Как видно из данного выражения параметр регуляризации определяет степень гладкости решения. С ростом λ член $\|\Omega\varepsilon\|^2$ имеет больший вес в минимизируемом функционале Тихонова и накладываемое условие работает сильнее.

Минимизация выражения (3.13):

$$\|\mathbf{K}\varepsilon - \mathbf{b}\|^2 + \lambda \|\Omega\varepsilon\|^2 \rightarrow \min \quad (3.14)$$

приводит при выбранном параметре λ к решению в виде:

$$\varepsilon_\lambda = \mathbf{K}^T (\mathbf{K} \times \mathbf{K}^T + \lambda \Omega \times \Omega^T)^{-1} \mathbf{b} \quad (3.15)$$

Для нахождения псевдообратной матрицы $\mathbf{M}_\lambda^+ = \mathbf{K}^T (\mathbf{K} \times \mathbf{K}^T + \lambda \Omega \times \Omega^T)^{-1}$ может быть использован метод обобщенных сингулярных разложений матриц. Данный метод предполагает разложение матриц \mathbf{K} и Ω в следующей форме:

$$\mathbf{K} = \mathbf{U}\Sigma\mathbf{W}^{-1}, \quad (3.16)$$

$$\Omega = \mathbf{V}\mathbf{X}\mathbf{W}^{-1}, \quad (3.17)$$

где \mathbf{U}, \mathbf{V} – ортогональные матрицы, \mathbf{W} – невырожденная матрица, Σ, \mathbf{X} – диагональные матрицы с элементами

$$0 \leq \sigma_1 \leq \dots \leq \sigma_N \leq 1, \quad 1 \geq \chi_1 \geq \dots \geq \chi_N \geq 0, \quad \sigma_i^2 + \chi_i^2 = 1, \quad i = 1 \dots N.$$

Отношения $\gamma_i = \sigma_i / \chi_i$ – обобщенные сингулярные значения пары матриц \mathbf{K}, Ω .

Подстановка выражений (3.16), (3.17) в (3.15) и применение ряда преобразований позволяет записать решение следующим образом

$$\boldsymbol{\varepsilon}_\lambda = \mathbf{W} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \lambda^2} \frac{1}{\boldsymbol{\sigma}} \mathbf{U}^T \mathbf{b} \quad (3.18)$$

Метод регуляризации Тихонова с использованием анизотропного ограничивающего функционала и метода обобщенных сингулярных разложений матриц для инверсии регуляризационной матрицы был использован в данной работе для восстановления двумерного профиля радиационных потерь.

Принцип максимума энтропии. Алгоритм, основанный на методе максимума энтропии, выбирает решение, которое максимизирует информационную энтропию искомого решения [137], [138].

В качестве ограничивающего функционала выступает величина:

$$\Omega(\boldsymbol{\varepsilon}) = -\boldsymbol{\varepsilon} \log(\boldsymbol{\omega} \boldsymbol{\varepsilon}), \quad (3.19)$$

где $\boldsymbol{\varepsilon}$ представляет собой вектор решения, состоящий из положительных элементов, $\boldsymbol{\omega}$ – вектор с весовыми коэффициентами. При этом величина $-\Omega(\boldsymbol{\varepsilon})$ имеет смысл энтропии $\boldsymbol{\varepsilon}$. Таким образом, в качестве решения выступает наиболее объективная, наиболее невозмущенная, гладкая функция, удовлетворяющая наблюдаемым измерениям [139].

Итерационные методы. Среди итерационных методов решения СЛАУ широко известны метод алгебраической реконструкции (ART) [140], метод реконструкции путем одновременных итераций (SIRT) [141], метод сопряженных градиентов [142], метод наискорейшего спуска [143] и другие. В основе этих методов лежит вычисление минимума квадратичной нормы $\|\mathbf{K}\boldsymbol{\varepsilon}^0 - \mathbf{b}_s\|$. Регуляризация достигается вводом релаксационного параметра и прерыванием итераций в необходимой точке. Данные методы имеют преимущество в скорости вычисления решения, когда имеется большое количество хорд наблюдения, измеряемое сотнями тысяч, а требуемое разрешение весьма мало. Поскольку в области УТС количество измерений, как правило, не превышает тысячи, итерационные методы не получили широкого распространения для решения обратных задач.

3.3.3. Определение параметра регуляризации

Определение оптимального параметра регуляризации является одной из самых важных задач при нахождении решения. Наиболее популярными методами, позволяющих определить соответствующий параметр регуляризации являются метод невязки, метод перекрестной значимости (generalized cross-validation, CV-метод) и метод L-кривой. В данной работе был использован метод невязки в силу его гибкости и удобства. Рассмотрим подробнее метод невязки.

Предположим, что известен уровень шумов регистрируемого сигнала. Тогда для некоторого вектора \mathbf{h} справедливо

$$\mathbf{K}\boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{b} = \mathbf{h} \quad (3.20)$$

Нормируя невязку для каждого канала измерения на соответствующую ей погрешность измерения, получаем:

$$\|(\mathbf{K}\boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{b}) \cdot \mathbf{h}^{-1}\|^2 = M, \quad (3.21)$$

где M – число измерений.

В данном случае для заданного \mathbf{h} оптимальный параметр регуляризации будет таким, что нормированная невязка примерно равна количеству каналов измерения. Таким образом, сначала в интервале значений параметра регуляризации $\{\lambda_{\min}, \lambda_{\max}\}$ находятся решения и соответствующая каждому решению норма невязки (в рамках метода регуляризации Тихонова):

$$res = \lambda^4 (\gamma^2 + \lambda^2)^{-2} (\mathbf{U}^T \mathbf{b})^2 \quad (3.22)$$

Эта невязка нормируется на вектор \mathbf{h} . Далее зависимость $\lambda(res_n)$ интерполируется для значения нормированной невязки, равной числу измерений: $res_n \approx M$. Соответствующий параметр $\lambda(res_n)$ и является искомым оптимальным параметром регуляризации.

3.4. Методика реконструкции двумерного профиля мощности излучения плазмы

3.4.1. Алгоритм восстановления профиля радиационных потерь

Для того, чтобы получить светимость плазмы – мощность, излучаемую плазмой с единицы поверхности, – необходимо преобразовать регистрируемое АЦП напряжение в мощность излучения плазмы. Ток, протекающий в фотодиоде I_F , связан с выходным напряжением U_{out} трансимпедансного усилителя следующим соотношением:

$$I_F = \frac{U_{out}}{R_{in}}, \quad (3.23)$$

где R_{in} – сопротивление в обратной связи усилителя.

Мощность радиационных потерь, регистрируемая фотодиодом, выражается через фототок и ампер-ваттную характеристику фотодиодов G :

$$P_R = \frac{I_F}{G}. \quad (3.24)$$

Поскольку ампер-ваттная характеристика фотодиодов изменяется в диапазоне низких энергий (до 30 эВ) и вследствие этого мощность излучения плазмы может быть недооценена, был разработан метод корректировки чувствительности G , описанный в разделе 3.4.3. Для каждой хорды наблюдения многоканальной диагностики радиационных потерь (матрицы 16×16 и линейки 1×24) чувствительность определялась отдельно.

Светимость плазмы определяется следующим образом:

$$b = \frac{4\pi P_R}{\Theta S}, \quad (3.25)$$

где P_R – мощность излучения плазмы, Вт, $\Theta = S'/l^2$ – телесный угол сбора излучения, ср, определяемый расстоянием l между двумя отверстиями коллиматора с площадями S' и S для случая дискретных детекторов, в случае массива датчиков S – площадь коллиматора, S' – площадь чувствительной

области детектора. Полученный набор значений b , Вт/м², – это и есть правая часть уравнения (3.3).

Зная распределение ε – мощности излучения из единицы объема плазмы, можно рассчитать полные радиационные потери из плазмы объема V :

$$P_{rad} = \int \varepsilon dV = 2\pi R_c \int \varepsilon dS_{pl} \quad (3.26)$$

где ε – распределение радиационных потерь по полоидальному сечению плазменного шнура, R_c – геометрический центр масс полоидального сечения плазмы, S_{pl} – площадь полоидального сечения плазмы внутри сепаратрисы.

Для того чтобы определить ε , необходимо, как упоминалось в разделе 3.3.1, решить некорректную задачу. В дискретной задаче распределение радиационных потерь из единицы объема представляет собой вектор ε .

Для реконструкции двумерного профиля мощности излучения из единицы объема плазмы в полоидальном сечении токамака был разработан алгоритм и компьютерная программа, использующая экспериментальные сигналы, полученные линейкой SPD 1×24 и матрицей SPD 16×16 . Данная программа использует хордовые сигналы с матрицы 16×16 и линейки 1×24 (вектор \mathbf{b}), данные об их геометрии наблюдения (матрицу \mathbf{K}) для решения обратной задачи – поиска ε .

В разработанном алгоритме использован метод регуляризации Тихонова с анизотропным ограничивающим функционалом и методом невязки для определения параметра регуляризации.

Важной частью решения обратной задачи является определение матрицы коэффициентов \mathbf{K} . В разделе 3.2 на рисунке 2.1 показаны хорды наблюдения матрицы 16×16 и линейки 1×24 . Матрица 16×16 имеет геометрию наблюдения тангенциально плазменному шнуру. Хорды наблюдения линейки 1×24 охватывают полоидальное сечение плазмы токамака. Количество хорд и геометрия измерения детекторов для регистрации мощности излучения позволяет обеспечить реконструкцию двумерного распределения мощности излучения из единицы объема плазмы в полоидальном сечении токамака.

В качестве базисных функций были выбраны квадратные пиксели, составляющие сетку в полоидальном сечении плазмы, которую можно увидеть на рисунке 3.2, б. Размер сетки для восстановления экспериментальных профилей соответствовал размеру полоидального сечения токамака. Вертикальная координата изменялась в диапазоне $-0,48 \div 0,48$ м, горизонтальная – $0,1 \div 0,6$ м. Оптимальное количество узлов сетки было подобрано в результате исследования зависимости уровня ошибки восстановления от размера сетки при тестировании алгоритма на модельных профилях (подробнее о тестировании алгоритма на модельных профилях ниже). Шаг сетки составил 3,2 см и был порядка максимального пространственного разрешения датчиков. Это соответствовало 15 зонам излучения по большому радиусу и 32 по вертикальной координате.

Каждый элемент матрицы коэффициентов **К** представляет собой длину хорды в каждой из зон излучения. Для линейки фотодиодов SPD 1×24 расчет матрицы коэффициентов является тривиальной задачей, поскольку все ее хорды наблюдения находятся в одном полоидальном сечении токамака. При этом расчет матрицы коэффициентов для матрицы фотодиодов SPD 16×16 представляет трехмерную задачу. При этом предполагалась тороидальная симметрия распределения мощности излучения плазмы, что позволяло «спроецировать» линии наблюдения матрицы на полоидальное сечение токамака. Матрицу **К** для заданной геометрии и базисных функций достаточно рассчитать один раз. Эта матрица хранилась в файле и импортировалась в компьютерную программу для решения обратной задачи. Размер матрицы составлял 760×480 . Несмотря на то, что экспериментальных хорд наблюдения 280 (256 хорд матрицы и 24 хорды линейки), полное число уравнений составляло 760, поскольку матрица **К** включала в себя также предположения об излучении в некоторых областях плазмы. В частности предположение о том, что излучение вне вакуумной камеры отсутствует. Это условие включено в матрицу **К** наличием виртуальных хорд наблюдения, проходящих через соответствующие зоны излучения.

Как упоминалось ранее, в разработанном в данной работе алгоритме был использован анизотропный ограничивающий функционал. Отношение

коэффициентов в ограничивающем функционале (3.11) для области плазмы внутри сепаратрисы составляло $D_{\perp} / D_{\parallel} \sim 0,1$, при этом коэффициент $D_{\parallel} \approx 2$. Для диверторной конфигурации в области диверторных пластин и X-точки были «разрешены» высокие градиенты решения вдоль направления полоидальных магнитных поверхностей: $D_{\perp} / D_{\parallel} \sim 0,7 - 0,9$, $D_{\parallel} = 6 - 10$. В лимитерной конфигурации высокие градиенты вдоль магнитных поверхностей предполагались в области SOL со стороны сильного магнитного поля, поскольку плазма касается центральной колонны токамака; коэффициенты в этом случае имели отношение $D_{\perp} / D_{\parallel} \sim 0,7$, $D_{\parallel} \approx 5$.

Определение оптимального параметра регуляризации осуществлено методом невязки, который проиллюстрирован на рисунке 3.11. По вертикальной оси слева представлена норма вектора невязки, представляющего собой отношение невязки для каждого канала и амплитуды шума для каждого канала (согласно формуле (3.21)) для интервала параметра регуляризации $\lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]$. По оси справа обозначена норма произведения матрицы $\mathbf{\Omega}$ и вектора решения $\mathbf{\varepsilon}$, которая ответственна за гладкость решения. Оптимальный параметр регуляризации соответствует решению с нормированной невязкой, равной числу измерений.

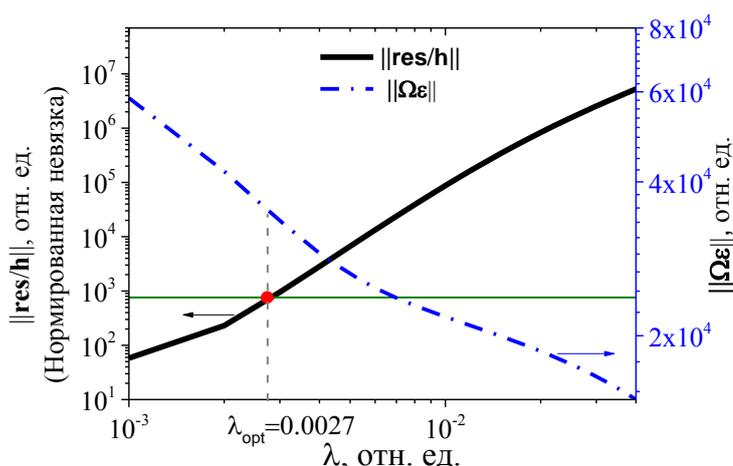


Рисунок 3.11. Определение оптимального параметра регуляризации методом невязки.

Разработанный алгоритм заключался в следующих этапах:

1. Импорт матрицы коэффициентов \mathbf{K} на основе выбранных базисных функций.

2. Импорт данных о магнитной конфигурации из кода EFIT.
3. Импорт экспериментальных сигналов с детекторов SPD. Подготовка сигналов:
 - сглаживание сигнала с выбранным временным окном;
 - вычет «нулевой линии»;
 - проверка уровней сигналов во всех каналах на соответствие условиям эксперимента и корректировка нерабочих каналов при их наличии.
4. Корректировка чувствительности фотодиодов SPD.
5. Расчет светимости плазмы с учетом «эффективной» чувствительности.
6. Расчет матрицы конечно-разностных эквивалентов анизотропного функционала гладкости Ω .
7. Представление матриц \mathbf{K} , Ω методом обобщенных сингулярных разложений.
8. Решение задачи методом регуляризации Тихонова для заданного интервала параметра регуляризации $\lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]$.
9. Определение оптимального λ_{opt} методом невязки.
10. Расчет решения ϵ_{opt} для оптимального λ_{opt} .
11. Постобработка – графическое отображение решения.

3.4.2. Тестирование алгоритма на модельных профилях

Разработанный алгоритм был протестирован на модельных профилях. Для этого были использованы 5 типов распределения мощности излучения по полоидальному сечению плазмы токамака: параболическое, провальное в центре плазменного шнура, провальное с максимумом излучения в верхней части плазмы, серповидное с максимумом на внешней границе плазмы, серповидное с максимумом на внутренней границе плазмы.

На рисунке 3.12 представлены модельные изображения профилей ϵ и профили, полученные в результате восстановления с нулевым уровнем шумов,

уровнем шумов 10% и 20% в «измеренных» сигналах. Зашумленный сигнал представлял собой сумму исходного «измеренного» сигнала и сгенерированного

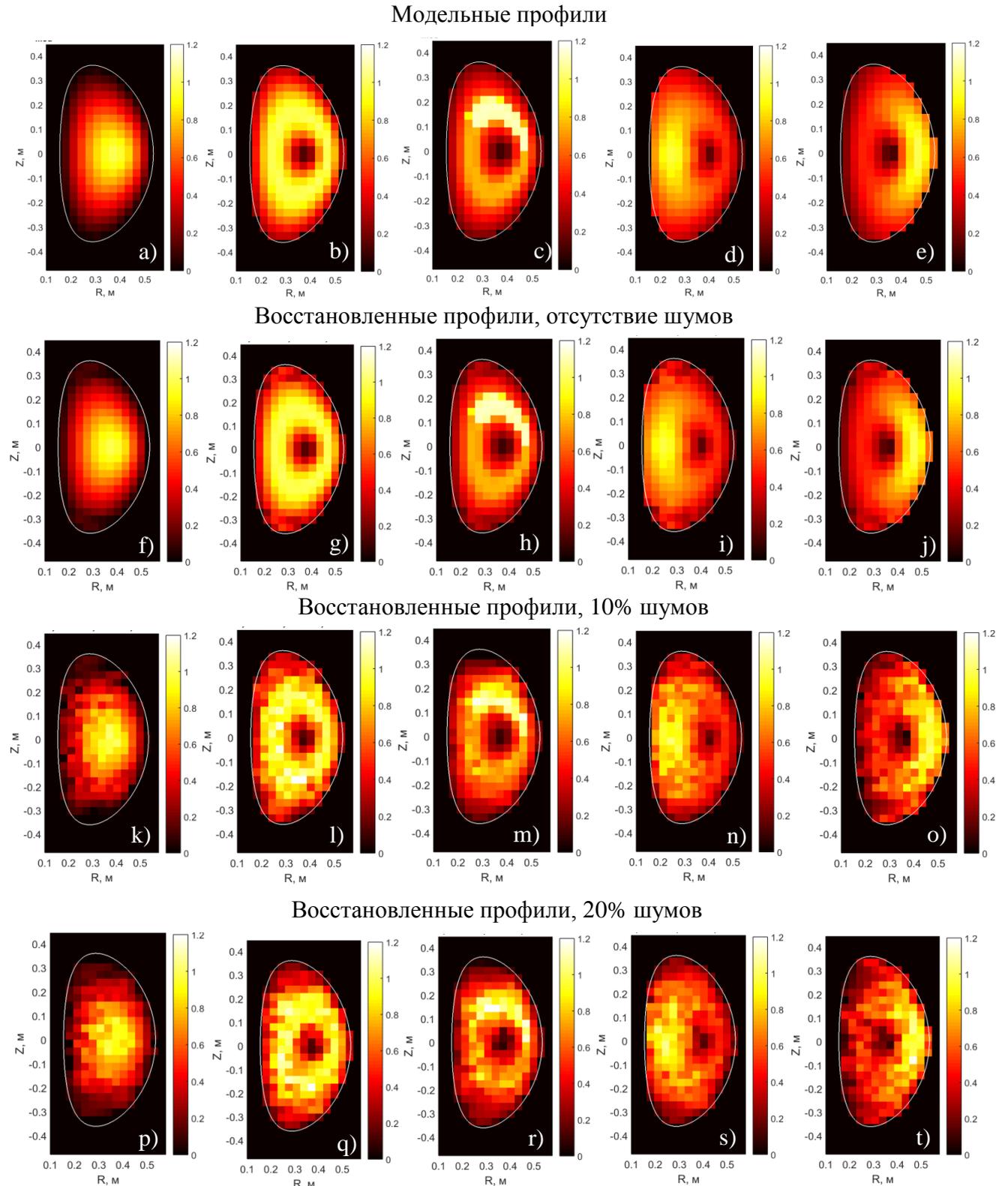


Рисунок 3.12. Изображение модельных профилей (верхние) и соответствующих им восстановленных при нулевом шуме в **b** (2 ряд сверху), 10% шуме в **b** (3 ряд сверху), 20% шуме в **b** (нижний ряд): **a**), **f**), **k**), **p**) – параболический; **b**), **g**), **l**), **q**) – провальный; **c**), **h**), **m**), **r**) – провальный с максимумом излучения в верхней части плазмы; **d**), **i**), **n**), **s**) – серповидный с

максимум на внутренней границе плазмы, e), j), o), t) – серповидный с максимум на внешней границе плазмы.

случайным образом белого шума на уровне $x\%$ от «измеренного» значения. Видно, что для разнообразных форм распределения алгоритм позволяет достаточно точно восстановить исходное изображение в отсутствии шумов. Наличие 10% и 20% белого шума ухудшает точность восстановления, однако общая структура изображения прослеживается.

Общим критерием точности восстановления профиля в модельной задаче может служить величина, являющаяся отношением нормы разницы исходного модельного и восстановленного профилей к норме модельного профиля:

$$\delta\varepsilon = \frac{\|\varepsilon_{\text{mod}} - \varepsilon_{\text{rec}}\|}{\|\varepsilon_{\text{mod}}\|} \quad (3.27)$$

В таблице 3.1 приведены значения $\delta\varepsilon$ и относительной невязки res , рассчитанной аналогично (3.27), для различных типов распределения и уровней ошибок в «измеренных» сигналах \mathbf{b} . Оптимальные значения параметра регуляризации для различных видов распределений при нулевом уровне шумов были порядка $\lambda \sim 6 \cdot 10^{-7}$, при уровне шумов 1% – $2 \cdot 10^{-3}$, 10% – 10^{-2} , 20% – $2 \cdot 10^{-2}$.

Таблица 3.1. Значения $\delta\varepsilon$ и относительной невязки res для различных типов распределения и уровней ошибок в «измеренных» сигналах \mathbf{b} . Поперечный размер сетки $N_R=17$.

Тип распределения	$\delta\varepsilon, \%$				Относительная невязка $res, \%$			
	Уровень шумов в $\mathbf{b}, \%$				Уровень шумов в $\mathbf{b}, \%$			
	0	1	10	20	0	1	10	20
Параболический	4	6	15	15	0,3	0,4	1,8	4,1
Провальный 1	5	5	13	16	0,3	0,5	1,8	3,7
Провальный 2	3	6	14	16	0,3	0,5	2,4	4,2
Серповидный 1	6	8	14	18	0,3	0,3	1,8	4,2
Серповидный 2	5	7	16	18	0,2	0,3	1,8	3,9

На рисунке 3.13 проиллюстрирована зависимость относительной ошибки в решении $\delta\varepsilon$ от относительных шумов в «измеренных» сигналах δb . С ростом уровня шумов, как и ожидалось, ошибка восстановленного решения увеличивается. Однако рост ошибки $\delta\varepsilon$ замедляется при переходе от случая 10% к 20% в «измеренных» сигналах. Распределение относительной ошибки восстановления для серповидного распределения с максимумом на внешней границе плазмы по полоидальному сечению токамака представлено на рисунке 3.14. Восстановленный профиль был получен при нулевом уровне шумов в «измеренных» сигналах (рисунок 3.12, j). Как видно из рисунка, большие ошибки восстановления возникают для областей плазмы вблизи периферии в верхней и нижней части плазмы. Для основной части плазмы относительная ошибка восстановления составляла меньше 1%.

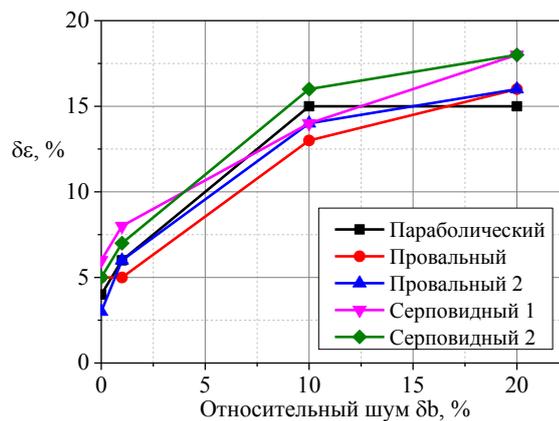


Рисунок 3.13. Зависимость ошибки $\delta\varepsilon$ в восстановленном решении в зависимости от уровня шумов в «измеренных» сигналах δb .

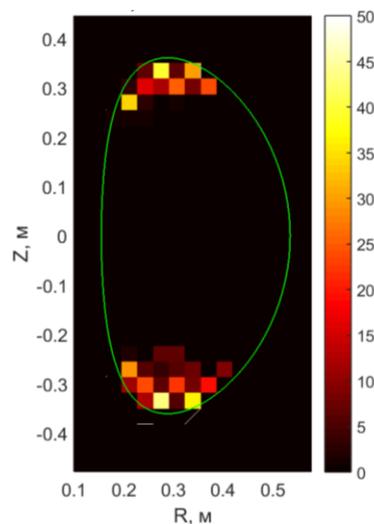


Рисунок 3.14. Распределение относительной ошибки восстановления (%) по полоидальному сечению для распределения, указанного на рисунке 3.12, j.

При этом для правой части уравнения **b** видно соответствие значений, рассчитанных по модельному профилю и полученных в результате процедуры реконструкции (рисунок 3.15).

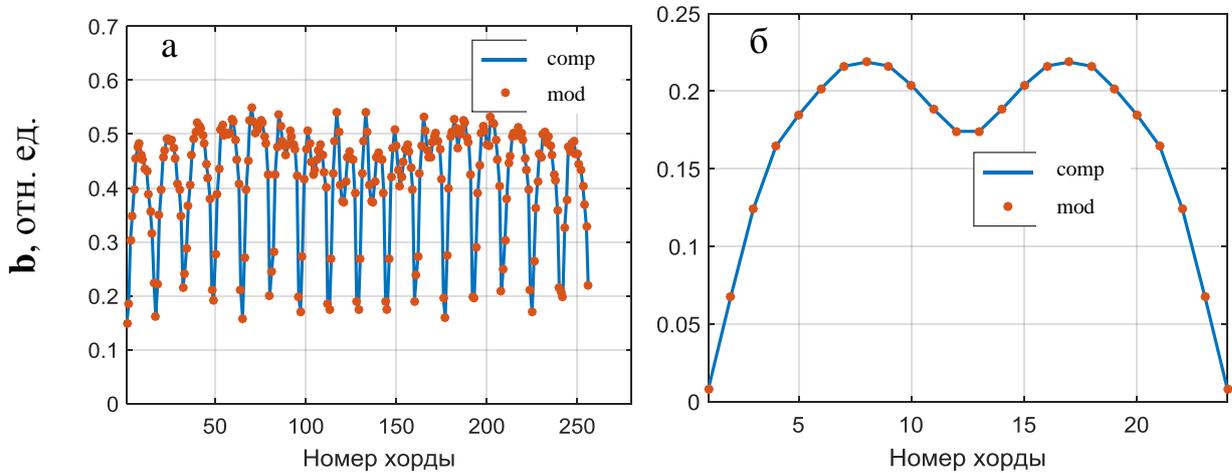


Рисунок 3.15. Заданные в алгоритм (красные точки) и восстановленные (синяя линия) значения правой части уравнения **b** (в относительных единицах) для а) матрицы фотодиодов SPD 16×16 , б) линейки фотодиодов SPD 1×24 . Данные приведены в двух отдельных окнах для иллюстрации распределения хордовых сигналов отдельно для матрицы и линейки.

Кроме того, алгоритм также был протестирован на модельном профиле радиационных потерь, рассчитанным с помощью B2SOLPS для разряда №34410 и предоставленным для использования Векшиной Е. Подробности моделирования приведены в [148]. Данный профиль был использован, чтобы протестировать возможности восстановления профиля излучения вне сепаратрисы, поскольку указанный код позволяет рассчитывать параметры плазмы для периферийной области и SOL. Как видно из рисунка 3.16, значения и распределение мощности излучения даже при наличии 20% шума в «измеренных» сигналах в восстановленном и модельном профилях близки. Из профиля излучения видно, что большая доля излучения приходится на область вблизи X-точки, что характерно для плазмы в диверторной конфигурации. Таким образом, разработанный компьютерный код позволяет осуществить реконструкцию профиля радиационных потерь плазмы при наличии высоких градиентов мощности излучения вблизи диверторных пластин токамака. На рисунке 3.17 представлены усредненные значения мощности излучения по полоидальным магнитным поверхностям: модельные и восстановленные с 20 % уровнем шумов в

«измеренных» сигналах (соответствует распределению на рисунке 3.16, в). Видно, что наибольшее отклонение восстановленного профиля от модельного наблюдается для внешней области плазмы.

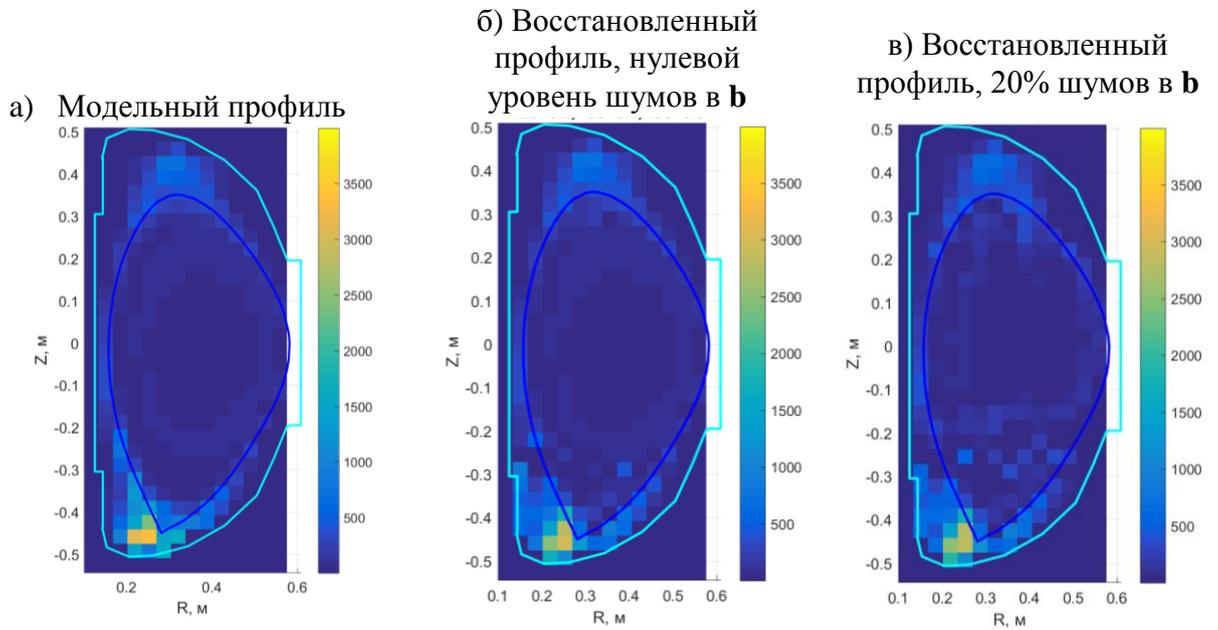


Рисунок 3.16. а) Модельный профиль (из B2SOLPS), восстановленные профили с б) нулевым уровнем шумов и в) уровнем шумов 20%.

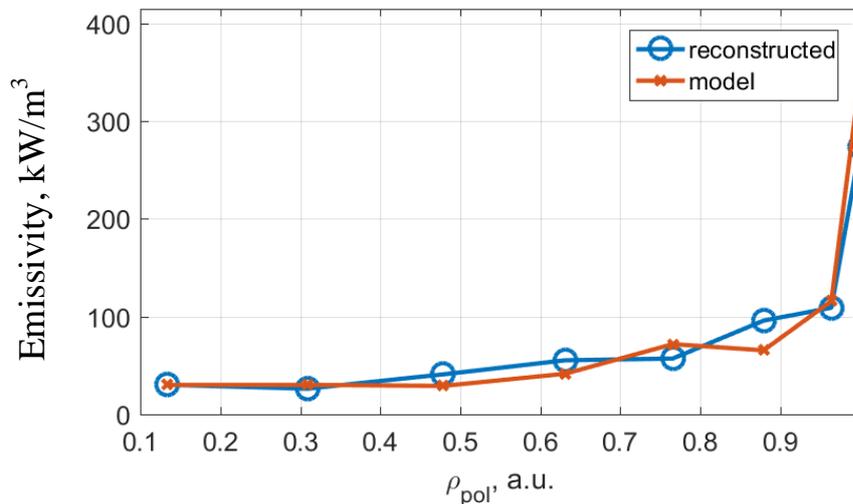


Рисунок 3.17. Распределения модельного профиля из B2SOLPS (кресты) и восстановленного профиля с уровнем шумов 20% в «измеренных» сигналах (окружности) для основного объема плазмы (внутри сепаратрисы) по ρ_{pol} (нормализованному полоидальному магнитному потоку). Значения радиационных потерь усреднены по полоидальным магнитным поверхностям.

3.4.3. «Эффективная» чувствительность фотодиодов SPD

Чувствительность SPD в области низких энергий регистрируемого излучения сильно варьируется. Сниженная чувствительность в области 1–30 эВ может привести к недооценке мощности излучения плазмы. Излучение в данном диапазоне энергии соответствует периферии плазмы. Корректировка чувствительности для выделенных областей плазмы осуществлялась на основании теоретических предсказаний для мощности излучения отдельных линий углерода в данном диапазоне энергий. Скорректированная таким образом чувствительность сравнивалась с «эффективной» чувствительностью, полученной с помощью данных, измеренных четырехканальным спектрометрическим модулем на основе детекторов SPD с фильтрами, описанного ранее в разделе 3.2.1.

В диапазоне 1 – 35 эВ из базы ADAS были выбраны наиболее интенсивные линии излучения углерода (углерод предполагался основной примесью в плазме, более подробное объяснение в разделе 4.1.1). Для каждого разряда и момента времени на основании томсоновских измерений профилей электронной плотности и температуры, а также профиля атомов основной плазмы, рассчитывалось двумерное распределение мощности излучения этих линий в предположении полоидальной симметрии. Далее мощность излучения каждой из линий нормировалась на суммарную по всем линиям мощность излучения углерода, также рассчитанную на основании данных из ADAS. На основании взвешенных коэффициентов для каждой зоны излучения плазмы (локальной базисной функции) рассчитывалась «эффективная» чувствительность для каждой хорды наблюдения детекторов с учетом нормализованной матрицы коэффициентов **K** и профиля электронной температуры.

Согласно проведенным расчетам, в диапазоне 1 – 35 эВ следующие линии углерода обладают наибольшей интенсивностью излучения для условий токамака Глобус-М: CIV 8 эВ (154,9 нм), CIII 12,7 эВ (97,7 нм), CIII 10,55 эВ (117,5 нм), CIV 32,3 эВ (38,4 нм). Интенсивное излучение на линии углерода 8 эВ (154,9 нм) наблюдалось на токамаках NSTX [44], DIII-D [115].

«Эффективная» чувствительность фотодиодов SPD с помощью четырехканального спектрометрического модуля была рассчитана следующим образом. Согласно базе ADAS наиболее интенсивными линиями углерода для спектральных диапазонов «А» и «В» являются следующие: «А» – CV 5,5 эВ (227,45 нм), «В» – CIV 8 эВ (154,9 нм), CIII 10,55 эВ (117,5 нм). В диапазоне «В» излучает также линия L_{α} 10,2 эВ (121 нм), чувствительность для этой энергии не сильно отличается от чувствительности на 10,55 эВ для CIII. Для диапазонов «С» и «D» количество линий излучение довольно велико. Фототок, измеряемый каналами 1, 2, 3 и 4 данного модуля, можно описать следующим образом:

$$I_1 = \langle TG \rangle_A P_A \quad (3.28)$$

$$I_2 = \langle TG \rangle_A P_A + \langle TG \rangle_B P_B \quad (3.29)$$

$$I_3 = \langle TG \rangle_D P_D \quad (3.30)$$

$$I_4 = \langle G \rangle_A P_A + \langle G \rangle_B P_B + \langle G \rangle_C P_C + \langle G \rangle_D P_D \quad (3.31)$$

Здесь $\langle TG \rangle_{A,B,D}$ – эффективный коэффициент пропускания фильтра T , умноженный на чувствительность фотодиода G для конкретного спектрального диапазона. Для диапазона «В» $\langle TG \rangle_B$ – усреднение TG для значений на линиях углерода 8 эВ и 10,55 эВ. Значение $\langle TG \rangle_A$ для диапазона «А» было определено для линии 5,5 эВ. Для диапазона «D» данное значение рассчитывалось равномерным усреднением по всему наблюдаемому спектру:

$$\langle TG \rangle_D = \sum_{i=1..N} \frac{1}{N} T_i G_i, \quad (3.32)$$

Величины $\langle G \rangle_{A,B,D}$ для каждого диапазона были рассчитаны аналогично. Величина $\langle G \rangle_C$ также рассчитывалась усреднением по спектру аналогично формуле (3.32). Из выражения (3.31) можно получить мощность излучения в диапазоне «С» – P_C . Тогда полная мощность излучения определяется как сумма по всем наблюдаемым диапазонам:

$$P_{tot} = P_A + P_B + P_C + P_D \quad (3.33)$$

Зная измеренный фототок в канале 4 без фильтра I_4 и полную мощность излучения P_{tot} , можно оценить «эффективную» чувствительность для всего наблюдаемого диапазона излучения:

$$G_{eff} = \frac{I_4}{P_{tot}} \quad (3.34)$$

Чувствительность, рассчитанную на основе измерений с помощью 4хканального спектрометрического модуля можно сравнить с чувствительностью, рассчитанной с помощью профилей температуры и плотности по методике, для хорд матрицы 16×16 со схожей геометрией – в экваториальной плоскости через центр плазменного шнура.

Для разряда №37046 значение эффективной чувствительности для канала 4 без фильтра из спектрометрического модуля $G_{eff} = 0,21$ А/Вт. Для расчета с учетом распределения линий излучения углерода в плазме из базы данных ADAS для центральных хорд матрицы с примерно такой же геометрией наблюдения $G_{eff} = 0,215$ А/Вт. Результаты корректировки чувствительности датчиков в области низких энергии двумя различными методами согласуются между собой для достаточно широкого диапазона условий плазменного разряда.

3.5. Транспортные коды АСТРА и STRANL

В данной работе код АСТРА [15] был использован совместно с кодом STRANL [16] для решения уравнения радиального переноса для углерода – основной примеси плазмы Глобус-М.

Код АСТРА используется для моделирования процессов переноса плазмы, удерживаемой в магнитной ловушке. Кодом включает в себя уравнения переноса для потока электронов и ионов, потока тепла электронов и ионов и полоидального потока. Уравнения переноса частиц и тепла основной плазмы в АСТРЕ и примесей в STRANL аналогичны уравнениям, описанным в разделе 1.2.

Код АСТРА может решать, как прямую задачу – на основе коэффициентов переноса рассчитывать профили концентрации и температуры, так и обратную (интерпретационную) – при заданных профилях концентрации, температуры и тока вычислять коэффициенты переноса.

Транспортное уравнение для полоидального потока в АСТРЕ представляет собой закон Ома для продольной плотности тока:

$$j_{\parallel} = \sigma_{\parallel} E_{\parallel} + j_{BS} + j_{CD}, \quad (3.35)$$

где σ_{\parallel} – продольная проводимость, которая в данной работе определялась интегрированным в АСТРУ модулем NCLASS [144], E_{\parallel} – продольное электрическое поле, j_{BS} – бутстрэп-ток, j_{CD} – ток увлечения.

Пакет NCLASS представляет собой код, который рассчитывает локальные транспортные характеристики плазмы на основе неоклассической модели в формализме Хиршмана и Сигмара [56]. Модель основана на рассмотрении плазмы в качестве жидкости и использовании моментов уравнения Фоккера-Планка для расчета неоклассического переноса многокомпонентной осесимметричной плазмы с произвольным аспектным отношением, геометрией и столкновительностью.

Транспортная матрица в коде АСТРА выглядит следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \Gamma_e/N_e \\ q_e/N_e T_e \\ q_i/N_i T_i \\ V'G_1\mu_0 j_{BS}/B_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_n & D_e & D_i & D_E \\ \chi_n^e & \chi_e & \chi_i^e & \chi_E^e \\ \chi_n^i & \chi_e^i & \chi_i & \chi_E^i \\ C_n & C_e & C_i & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1/N_e \cdot \partial N_e / \partial \rho \\ 1/T_e \cdot \partial T_e / \partial \rho \\ 1/T_i \cdot \partial T_i / \partial \rho \\ E_{\parallel} / B_p \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

В наиболее простом приближении в расчет включаются только диагональные элементы транспортной матрицы, которые определяют диффузионные потоки в плазме: коэффициент диффузии частиц D_n , коэффициент теплопроводности для электронов χ_e , коэффициент теплопроводности для ионов χ_i . Это наиболее часто реализуемо на практике, поскольку остальные элементы матрицы учесть сложнее.

Для определения конфигурации плазменного шнура в токамаке решается уравнение Грэда-Шафранова. В рамках данной работы для этого использовался блок для расчета равновесия с использованием 3-моментного приближения с параметризованными магнитными поверхностями [145].

Вследствие наличия градиентов плотности и температуры и зависимости тороидального поля от большого радиуса токамака потоки в уравнениях переноса зависят от полоидального угла магнитной поверхности. При расчетах как в коде АСТРА, так и STRANL, производится усреднение уравнений по магнитным поверхностям.

Код STRANL предназначен для расчета коэффициентов радиального переноса и интенсивности излучения примесей плазмы. Это осуществляется посредством решения радиального уравнения непрерывности для каждого ионизационного состояния примеси либо для полного числа частиц в одномерном приближении. В модели поток частиц рассматривается как сумма диффузионной и конвективной составляющей. В цилиндрических координатах для усредненного по магнитной поверхности потока примеси с полной плотностью N уравнение радиального переноса примесей выглядит:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(D(r) \frac{\partial N}{\partial r} - V(r) N \right) + Q(r, t) - \frac{N}{\tau_{\parallel}} \theta(r - a), \quad (3.37)$$

где D и V – усредненные по магнитной поверхности радиальный коэффициент диффузии и скорость радиального дрейфа, Q – функция источника/стока за счет ионизации и рекомбинации, представляет собой сумму по всем ионизационным состояниям функции Q^z . Функция Q^z определяет связь между соседними ионизационными состояниями:

$$\begin{aligned} Q^z = & -\left(N_e S^z + N_e \alpha^z + N_H \alpha_{CX}^z\right) N^z \\ & + N_e S^z N^z \\ & + \left(N_e \alpha^{z+1} + N_H \alpha_{CX}^{z+1}\right) N^z, \end{aligned} \quad (3.38)$$

S^z – коэффициент ударной ионизации, α_{CX}^{z+1} – коэффициент рекомбинации вследствие перезарядки, N_H – концентрация атомов водорода или изотопов водорода. Как видно из выражения, при суммировании Q^z для всех зарядовых состояний все слагаемые сокращаются, кроме тех, что отвечают за ионизацию нейтрального атома и рекомбинацию однократно ионизированного иона.

Последний член в (3.37) отвечает за параллельный перенос в SOL на диверторные пластины или лимитер с временем потерь τ_{\parallel} . θ – полоидальный угол, a – малый радиус плазмы. Значения скоростных коэффициентов и мощности излучения элементов используются из базы данных ADAS [25].

На рисунке 3.18 изображена схема модели для определения потоков частиц. Продольные потери в обдирочном слое плазмы определяются в STRANL характерными длинами до элементов стенки (дивертора и лимитера) и продольной скоростью потока. Таким образом, время продольного переноса ионов примеси из SOL:

$$\tau_{\parallel} = \frac{L}{v_{flow}} \approx \frac{2\pi Rq}{M v_{th}}, \quad (3.39)$$

где R – большой радиус, q – коэффициент запаса устойчивости, M – число Маха в SOL, скорость частиц $v_{th} = \sqrt{k_B(3T_i + T_e)}/m$, m – масса основных ионов плазмы. Для параметров плазмы на Глобус-М с $q \approx 7$, $R \approx 0,57$ м, $M \approx 0,4$, $T_i \approx T_e \approx 25$ эВ, время, за которое частицы достигают диверторных пластин, $\tau_{\parallel} \approx 0,7$ мс (на рисунке

3.18 соответствует $\tau_{SOL \rightarrow div}$). Частицы из дивертора откачиваются с частотой N_{div}/τ_{pump} , а обратный поток нейтральных частиц из дивертора за счет рециклинга определяется постоянной $\tau_{div \rightarrow SOL}$. Стоит отметить, что Глобус-М не оснащен закрытым дивертором и отсутствует откачка в диверторной области.

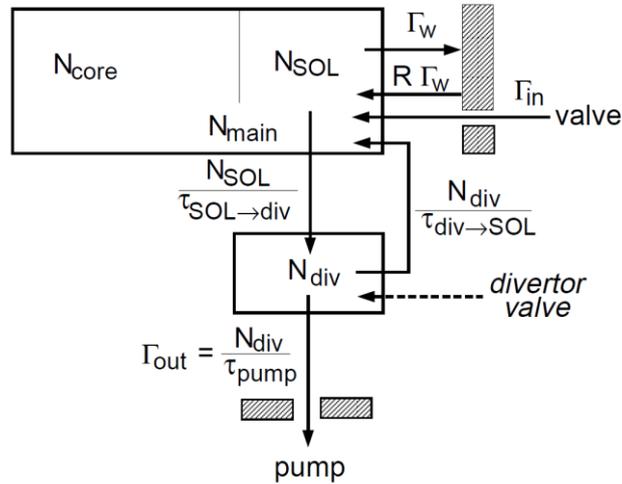


Рисунок 3.18. Двухкамерная модель описания потоков частиц в основном объеме плазмы и SOL, используемая в STRANL [146].

Радиальный поток частиц на стенку определяется выражением

$$\Gamma_w \approx D_{SOL} N_{a,edge} / w, \quad (3.40)$$

где D_{SOL} – коэффициент диффузии в SOL, w – длина спада, $N_{a,edge}$ – концентрация примеси на границе плазмы. Поток примесей со стенки за счет рециклинга – $R_{rec} \Gamma_w$, R_{rec} – коэффициент рециклинга. Более подробную информацию о коде STRANL можно найти также в [16].

Для расчета распределения ионов по ионизационным состояниям и мощности излучения примеси в STRANL необходимо также задать профили электронной плотности и температуры, профиль нейтральных частиц основной плазмы, магнитное равновесие и геометрические характеристики. Данные параметры вводились с использованием кода АСТРА. Для каждого момента времени рассчитанные параметры плазмы в коде АСТРА использовались для решения уравнения переноса примеси в STRANL. Далее рассчитанные в STRANL профили концентрации примеси и соответствующее распределение по зарядовым состояниям использовались для расчета параметров плазме в АСТРЕ. В таблице

3.2 приведены входные параметры для кодов АСТРА и STRAHL. Поскольку коды интегрированы между собой, часть параметров, используемых только в STRAHL, задавалась непосредственно в АСТРЕ. На рисунке 3.19 изображено взаимодействие расчетных кодов между собой.

Таблица 3.2. Входные параметры для кодов АСТРА и STRAHL.

АСТРА	STRAHL
Геометрические характеристики плазмы	Поток нейтральных частиц примеси, падающих на поверхность плазмы
Тороидальное магнитное поле	Энергия нейтральных атомов примеси
Ток плазмы	Характерная длина спада параметров в SOL
Тип рабочего газа	Коэффициент рециклинга примеси со стенки и с дивертора
Тип примеси	Характерное расстояние вдоль силовой магнитной линии до дивертора и лимитера
Электронная и ионная температура	Число Маха
Электронная плотность	Постоянная времени откачки из диверторной области
Плотность падающих на поверхность плазмы нейтральных частиц рабочего газа	Коэффициенты диффузии и скорость конвекции примеси в основном объеме плазмы
	Коэффициент диффузии примеси в SOL
	Расстояния от сепаратрисы до стенки камеры, от сепаратрисы до лимитера и от сепаратрисы до источника примеси

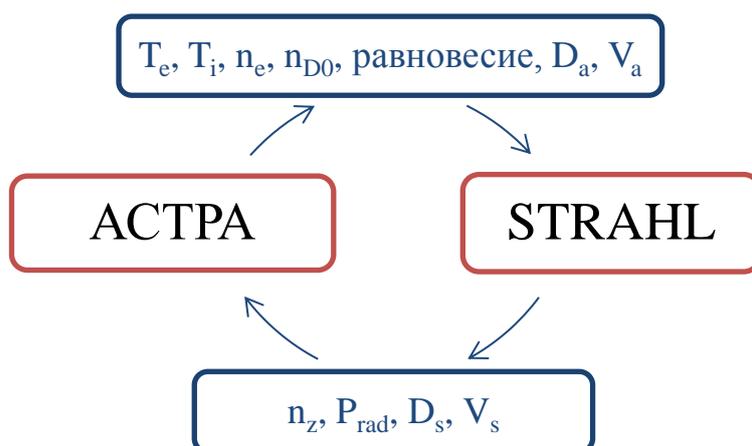


Рисунок 3.19. Схема взаимодействия кодов АСТРА и STRAHL.

В модуле АСТРА задаются дополнительно коэффициенты переноса примесей, которые могут быть как неоклассическими, так и аномальными. Также

возможен расчет неоклассических коэффициентов непосредственно в STRAHL. В общем случае коэффициенты переноса определяются суммой:

$$D, V = D_a, V_a + D_s, V_s.$$

Поскольку расчет в рассматриваемых кодах ведется для усредненных по магнитным поверхностям величинам, эффект от потенциальной полоидальной асимметрии в распределении примесей, который связывался с центробежным эффектом [147], не учитывается. Поскольку этот эффект возрастает с зарядовым состоянием примеси, а также существенен при больших скоростях тороидального вращения плазмы, предполагалось, что асимметрия в распределении примеси для омических разрядов незначительная.

3.6. Выводы к главе

Был разработан и установлен на токамак Глобус-М диагностический комплекс радиационных потерь на основе фотодиодов SPD. Диагностический комплекс состоит из дискретных фотодиодов и детекторов на основе линеек фотодиодов 1×24 и матрицы фотодиодов 16×16 . Многоканальные системы позволяли измерять пространственное распределение радиационных потерь с достаточно высоким временным разрешением в пределах $1 - 7$ мкс. Дискретные детекторы позволяли в мониторинговом режиме отслеживать радиационные потери из центральной и периферийной частей шнура. Разработанный спектрометрический модуль, состоящий из фотодиодов с фильтрами, позволял регистрировать электромагнитное излучение в различных спектральных диапазонах.

Для реконструкции профиля радиационных потерь по измеренным хордовым сигналам необходимо решить некорректную задачу. Решение такой задачи включает в себя доопределение системы уравнений ограничивающим функционалом. В методе регуляризации Тихонова используется ограничивающий функционал, который обеспечивает гладкость решения. Использование анизотропного ограничивающего функционала позволяет обеспечивать гладкость решения в выбранном пространственном направлении. Использование метода невязки для определения оптимального параметра регуляризации позволяет получить решение при заданном уровне шумов в измеренных сигналах.

Был разработан алгоритм для восстановления двумерного профиля радиационных потерь в полоидальном сечении плазмы на основе хордовых измерений. Данный алгоритм использовал метод регуляризации Тихонова с анизотропным ограничивающим функционалом и метод невязки для поиска оптимального параметра регуляризации. Результаты тестирования алгоритма на модельных профилях показали соответствие модельного профиля и восстановленного с ошибкой в пределах 20% для основного объема плазмы при 20% уровне шумов в «измеренных» сигналах.

Была разработана методика, позволяющая определять эффективную чувствительность для линейки и матрицы фотодиодов SPD, измеряющих радиационные потери во всем спектральном диапазоне, для того, чтобы скорректировать сниженную спектральную характеристику в области низких энергий.

Транспортный код АСТРА позволяет решать уравнение переноса для частиц и потока тепла для основной плазмы и может использоваться совместно с кодом STRANL для исследования переноса примесей плазмы.

4. Исследование мощности излучения плазмы токамака Глобус-М

4.1. Исследование зависимости радиационных потерь от параметров плазменного разряда

4.1.1. Примесный состав плазмы токамака Глобус-М

В настоящей работе представлены результаты измерения радиационных потерь на стационарной стадии плазменного разряда для дейтериевой либо водородной плазмы без напуска примесного газа. Таким образом, большая часть радиационных потерь плазмы обусловлена излучением собственной примеси плазмы, возникающей вследствие взаимодействия плазмы со стенкой. В работе представлены результаты, охватывающие экспериментальные кампании в 2012 – 2016 гг. В период 2012 – 2013 гг. стенка токамака была полностью покрыта плитками из рекристаллизованного графита [150], с осени 2013 г. в нижний наружный диверторный пояс были установлены вольфрамовые плиты.

Спектр излучения в видимом диапазоне, измеренный с помощью обзорного спектрометра AvaSpec, в разряде с установленными вольфрамовыми диверторными пластинами приведен на рисунке 4.1. На рисунке отмечены основные линии, которые вносят существенный вклад в излучение на указанной длине волны согласно базе данных National Institute of Standards and Technology (NIST) [151]. Линии представленного спектра соответствуют линиям излучения дейтерия (серия Бальмера), углерода, кислорода и вольфрама. Вблизи 587,5 нм могут излучать такие элементы как углерод, вольфрам, железо и гелий [151]. Линии железа могут присутствовать вследствие наличия конструкционных элементов токамака из нержавеющей стали. Однако поскольку таких конструкционных элементов незначительное количество, по сравнению с графитовыми пластинами, покрывающими всю поверхность камеры, содержание железа в плазме предполагается пренебрежимо малым. Это подтверждается также моделированием излучательных характеристик плазмы в предположении углерода в качестве основной примеси плазмы, приведенным в разделе 4.3. Гелий и кислород могут присутствовать в плазме из остаточного газа в камере, однако в

условиях низкого остаточного давления их доля в радиационных потерях плазмы также незначительна.

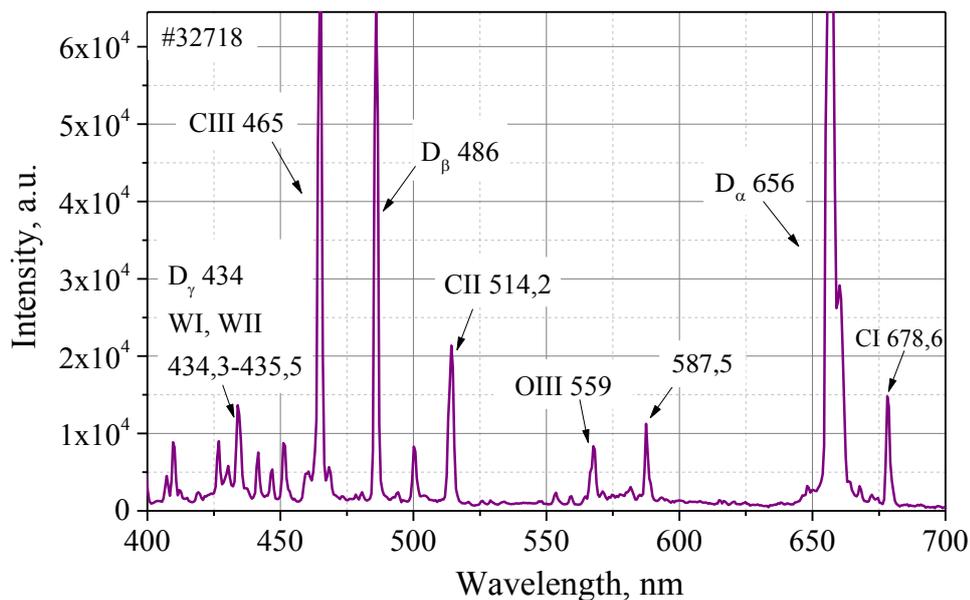


Рисунок 4.1. #32718, $I_p=200$ кА, $\langle n_e \rangle = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Типичный спектр излучения для дейтериевого омического разряда.

Радиационные потери плазмы, измеренные обзорным дискретным датчиком SPD, для плазмы с полной графитовой стенкой и плазмы с графитовой стенкой и вольфрамовыми диверторными пластинами представлены на рисунке 4.2. Существенной разницы в значениях радиационных потерь не наблюдается, за исключением области с плотностями $\langle n_e \rangle \geq 5,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. При этом можно утверждать, что содержание вольфрама в плазме незначительно и не приводит к росту мощности излучения плазмы. Вольфрам имеет следующие пороговые энергии физического распыления различными элементами: 178 эВ (D), 429 эВ (H), 28 эВ (^{12}C), 59 эВ (W) [152], [153]. В течение стационарной стадии омического разряда температура в области дивертора согласно измерениям Ленгмюровскими зондами ≤ 30 эВ, поэтому энергии основных ионов плазмы в течение разряда недостаточно для значительного распыления вольфрама. Кроме того, процесс быстрого осаждения в результате попадания иона обратно на материал в течение движения по первой после распыления ларморовской орбите может играть существенную роль. Для плазмы с электронной температурой 20 эВ и плотностью $> 10^{19} \text{ м}^{-3}$ доля таких частиц составляет $> 70\%$ и возрастает с плотностью [23]. Однако незначительное распыление вольфрама в диверторной области возможно

вследствие бомбардировки диверторных пластин примесными элементами (например, углеродом), а также плазмой в течение неустойчивостей ELM (редкие типа I и частые с небольшой амплитудой типа III) [154], которые в свою очередь достаточно редки и, как правило, имеют небольшую амплитуду.

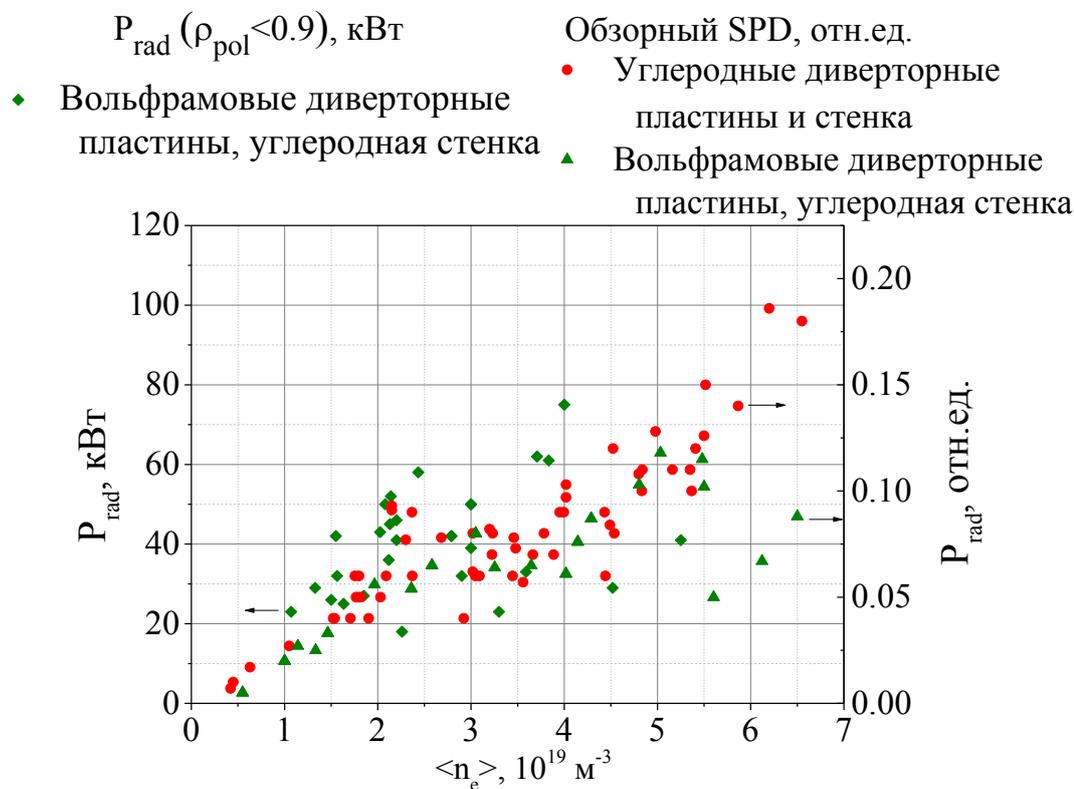


Рисунок 4.2. Радиационные потери в дейтериевой плазме в омическом режиме с полностью графитовой стенкой и с графитовой стенкой и вольфрамовыми пластинами для тока плазмы $I_p=200$ кА.

4.1.2. Зависимость радиационных потерь от плотности плазмы, режима нагрева и изотопный эффект радиационных потерь

На рисунке 4.3 представлены результаты измерения радиационных потерь, выполненные с помощью обзорного дискретного фотодиода SPD с областью наблюдения, показанной на рисунке 3.1, для экспериментальных кампаний в 2012–2013 гг., когда вся вакуумная камера токамака была покрыта облицовочными плитами из графита, и с помощью линейки 1×24 и матрицы 16×16 для экспериментальных кампаний в 2016 г. с графитовой стенкой и вольфрамовым диверторным поясом.

Исследования были проведены в экспериментах с плазмой с различным изотопным составом – дейтериевой и водородной – при токе плазмы $I_p=200$ кА и

среднехордовой электронной плотности в диапазоне $\langle n_e \rangle = (0,5-6,5) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на стационарной стадии разряда. Омическая мощность нагрева (произведение тока плазмы и напряжения на обходе) составляла 260–440 кВт для дейтериевых и 210–460 кВт для водородных разрядов. Дополнительный нагрев обеспечивался инжекцией атомарного пучка с энергией 26 кэВ. Мощность инжекции для дейтериевого пучка для большинства разрядов составляла 600 кВт (исключение составляют 2 разряда с измерениями полных радиационных потерь в более поздней экспериментальной кампании), водородного – 700 кВт. Измерения были выполнены в диверторной конфигурации плазмы, вытянутость плазмы составляла $k=1,8-2$. При $\langle n_e \rangle = (1,2-6) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и $I_p=200 \text{ кА}$ в омических режимах нагрева электронная температура в центре плазмы варьировалась в диапазоне 300 эВ – 1 кэВ [75]. В режиме с нейтральной инжекцией электронная температура значительно не возрастала. Максимальный рост электронной температуры в центре в отдельных разрядах составлял 30% от значения в омическом режиме.

Абсолютные радиационных потерь, представленные на рисунке 4.3, рассчитаны для объема плазмы, заключенного внутри 90% полоидальной магнитной поверхности. Такое ограничение по объему было вызвано, во-первых, тем, чтобы исключить влияние сильного излучения вблизи центральной колонны для тех разрядов, где плазма находилась близко к плазменному столбу, и вместе с тем исключить вклад излучения из SOL, ширина которого меньше пространственного разрешения диагностики, во-вторых, это позволяет использовать для расчета разряды, в которых измерения проводились только матрицей SPD16×16, область наблюдения которой в большинстве случаев захватывает область плазмы, соответствующую 90% поверхности полоидального магнитного потока.

Как видно из рисунка 4.3, а, по мере увеличения электронной плотности наблюдался линейный рост радиационных потерь. Это отражает линейную зависимость мощности линейчатого излучения от электронной плотности в соответствии формуле (2.12).

Измерения абсолютных значений радиационных потерь для режима с инжекцией быстрых атомов с помощью матрицы 16×16 было выполнено в геометрии, которой соответствует тот же питч-угол, что и инжектору нейтральных частиц. Поскольку детектор также чувствителен к атомам и ионам высокой энергии, которые могут вылетать из плазмы за счет потерь напролет и с первой орбиты, часть сигнала может быть обусловлена данными процессами. Для того чтобы оценить вклад регистрации быстрых частиц в общий сигнал, было проведено сравнение сигналов с матрицы с сигналами с дискретных датчиков – обзорного и детектора без фильтра из спектрометрического модуля, – а также с сигналами с линейки 1×24 , в омическом режиме и в режиме с инжекцией. В результате сравнения было получено, что для $\langle n_e \rangle \geq 4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ отношения сигналов с матрицы к сигналам с остальных детекторов в омическом режиме и в режиме с инжекцией отличаются в среднем на 20%. Для нескольких отдельных пикселей, в основном наблюдающих внешнюю границу плазмы, т.е. плазму со стороны слабого магнитного поля, это отношение отличалось на $\leq 50\%$. Для этих плотностей сигналы матрицы были скорректированы на соответствующую величину. Для более низких плотностей потери быстрых частиц напролет, т.е. с тем же питч-углом, что и у матрицы, играют существенную роль и составляют более 15% от всех потерь быстрых частиц [155]. Для таких плотностей вклад инжектированных частиц с большой энергией в сигнал матрицы становится существенным. Поскольку распределение быстрых частиц в плазме неизвестно, не представляется возможным скорректировать сигналы для каждой хорды.

Как видно из рисунка 4.3, а, радиационные потери в режиме с нейтральной инжекцией выше, чем в омическом режиме. Представленные полные радиационные потери плазмы для случая с инжекционным нагревом получены для случая с продолжающимся напуском рабочего газа и близки к зависимости, полученной для тех же условий для дискретного фотодиода с обзорной геометрией наблюдения. Более низкие значения радиационных потерь в режимах с продолжающимся напуском рабочего газа, чем в случае инжекции быстрых нейтралей с отключенным газонапуском, можно объяснить более низким вкладом

примеси, вылетающей со стенки в формируемую электронную плотность плазмы и соответственно более низким содержанием примеси (углерода) в плазме.

При включении нейтральной инжекции поток частиц из плазмы увеличивается, добавляются нейтралы и ионы, вылетающие за счет потерь напролет, потерь с первой орбиты и процессов перезарядки. На токамаке Глобус-М достаточно малая часть инжектируемых частиц поглощается плазмой. К примеру, при инжекции дейтериевого пучка с энергией 26 кэВ мощностью 600 кВт в дейтериевую плазму с $\langle n_e \rangle = (3,5-4) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ теряется 80% мощности пучка [155]. Поэтому при инжекционном нагреве создается большой поток частиц на стенку и частицы имеют бóльшую энергию. При этом согласно измерениям пирометрических датчиков [156] в режиме с нейтральной инжекцией увеличивается температура поверхности диверторных пластин.

Сильная зависимость химического распыления от температуры [157] может способствовать увеличению поступления примесей в плазму в разрядах с нейтральной инжекцией. При увеличении энергии падающих на графитовую стенку частиц происходит также рост выхода физического распыления, который имеет максимум для изотопов водорода, согласно [152], в области 400–600 эВ.

Мощность излучения, приведенная к мощности нагрева, в разрядах с инжекционным нагревом также выше, чем в омических (рисунок 4.3, б). Это свидетельствует о том, что доля радиационных потерь в режимах с нейтральной инжекцией также возрастает. Для режимов с омическим нагревом P_{in} – это мощность омического нагрева, для режимов с нейтральной инжекцией P_{in} – сумма омической мощности нагрева и поглощенной плазмой мощности пучка. Поглощенная мощность для режимов с нейтральной инжекцией была рассчитана для различных изотопных комбинаций инжектируемого пучка и плазмы [155]. Поглощенная мощность пучка в режимах с инжекцией дейтерия в дейтериевую плазму составляла 30–140 кВт, водорода в водородную плазму 30–220 кВт.

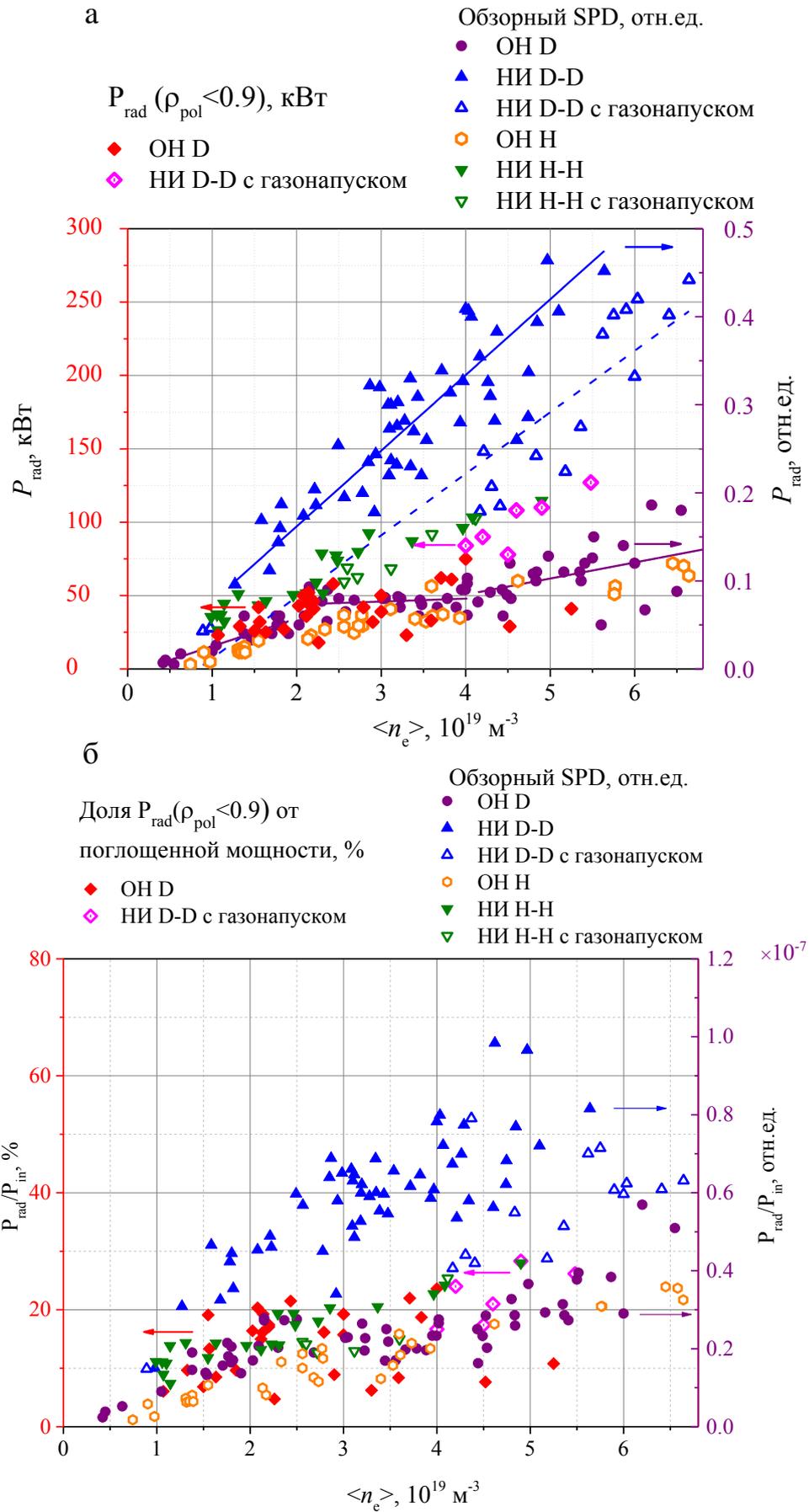


Рисунок 4.3. Зависимость от среднехордовой электронной плотности для режимов с омическим нагревом и нагревом пучком нейтральных атомов для дейтериевой плазмы: а) радиационных потерь в объеме плазмы с $\rho_{\text{pol}} \leq 0,9$ и радиационных потерь, измеренных обзорным дискретным

фотодиодом, б) доля радиационных потерь от вкладываемой мощности нагрева в объеме плазмы с $\rho_{pol} \leq 0,9$ и мощность излучения радиационных потерь, измеренная обзорным дискретным фотодиодом, отнесенная к вложенной мощности. P_{in} – вложенная мощность нагрева. ОН D – омический режим нагрева, дейтериевая плазма; НИ D-D – режим с инжекцией пучка быстрых нейтральных атомов дейтерия в дейтериевую плазму, ОН H – омический режим нагрева, водородная плазма, НИ H-H – режим с инжекцией пучка быстрых нейтральных атомов водорода в водородную плазму. Значения P_{rad} для каждой зависимости выбраны для различных разрядов в течение стационарной стадии в интервале $t=160-180$ мс.

Рост экспериментально измеренных радиационных потерь, эффективного заряда плазмы и концентрации примесей в режимах с инжекционным нагревом, по сравнению с омическими режимами, также наблюдался на других установках [158], [159]. Линейный рост радиационных потерь с ростом электронной плотности был получен на NSTX в H-моде без ELM для режимов с нагревом нейтральным пучком [68], в режиме с нейтральной инжекцией на JT-60U [160].

На токамаке JET наблюдался линейный рост радиационных потерь с ростом плотности как для случая с графитовой стенкой, так и для т.н. ITER-like wall – с пластинами из бериллия на основной стенке и вольфрамовых пластин в диверторе [161]. Полученная зависимость P_{rad}/P_{in} от электронной плотности для омических разрядов сходна с тем, что наблюдалось на токамаке ASDEX [162].

На рисунке 4.3 изображены также значения радиационных потерь для водородной плазмы и инжекции водородного пучка в водородную плазму, измеренные дискретным обзорным фотодиодом SPD. В разрядах с омическим нагревом в дейтериевой плазме мощность излучения имеет более высокие значения, чем в водородной плазме, что соответствует измерениям, приведенным в [163]. Более высокое значение мощности излучения плазмы в дейтериевой плазме, чем в водородной (изотопный эффект) можно объяснить зависимостью выхода распыления материала стенки вакуумной камеры токамака от атомной массы налетающей частицы. Для графита по теоретическим предсказаниям и экспериментальным данным физический и химический выход распыления растет с увеличением массы налетающей частицы [152], [164]. В режимах с инжекцией нейтральных частиц также наблюдается изотопный эффект на радиационных потерях. Более высокие радиационные потери при инжекции дейтерия в дейтериевую плазму могут быть связаны с большим потоком частиц на стенку в

этой конфигурации, что связано с лучшим удержанием быстрых частиц при инжекции водорода в водородную плазму.

Рассчитанные значения эффективного заряда также указывают на увеличение концентрации примесей в режиме с инжекцией, по сравнению с омическим разрядом. При этом для дейтериевой плазмы были получены более высокие значения эффективного заряда, чем для водородной. Подробности проведенного моделирования и его результаты можно найти в работе [165].

Для рассмотренного диапазона электронных плотностей радиационные потери из основного объема плазмы с $\rho_{pol} \leq 0,9$ согласно измерениям с помощью линейки и матрицы в дейтериевой плазме с омическим нагревом составили 18-75 кВт, что составило 5-25% от вкладываемой мощности нагрева, в режиме с инжекцией быстрых атомов дейтерия в дейтериевую плазму – до 75-130 кВт, что составило 18-30% от вкладываемой мощности нагрева. В режимах с инжекцией без газонапуска, как видно из рисунка 4.3, можно ожидать более высокую долю радиационных потерь от мощности нагрева.

Рассмотрим изменение мощности излучения в различных спектральных диапазонах в дейтериевой плазме для режимов с омическим нагревом и нейтральной инжекцией на основе измерений четырехканального спектрометрического модуля. В режимах с дополнительным нагревом энергия дейтериевого пучка составляла 26 кэВ, мощность инжекции 450 кВт. На рисунке 4.4 представлены светимости плазмы для диапазонов “А”, “В”, “С” и “D”.

Одной из причин роста радиационных потерь при нейтральной инжекции может являться излучение в результате перезарядки атомов пучка на ионах примеси. Так, наблюдения интенсивности спектральной линии излучения CVI на длине волны 529 нм (2,3 эВ) с помощью спектрометрической диагностики CXRS в режиме с нейтральной инжекцией показали, что интенсивность линии излучения увеличивается примерно в 3 раза по сравнению с омическим режимом. Однако поскольку в диапазоне “А” излучение при инжекционном нагреве не увеличивается, вклад в мощность излучения в диапазоне 1–7,7 эВ от линии излучения с энергией 2,3 эВ незначителен.

Для диапазона “В” (7,7–10,9 эВ) наблюдается линейный рост мощности излучения с ростом электронной плотности (рисунок 4.4, б). Из данной зависимости прослеживается тенденция к превышению значений светимости в омических разрядах над значениями в режимах с инжекцией. Данная зависимость схожа с тем, что наблюдается для линии СШ 465 нм (рисунок 4.5, а). Поведение линии D_{α} достаточно сильно отличается (рисунок 4.5, б) от зависимости для углерода (рисунок 4.5, а) и излучения в диапазоне “В”. Поэтому в диапазон “В” наибольший вклад вносят именно линии углерода, а не L_{α} .

При нагреве пучком нейтральных атомов основной рост плотности осуществляется за счет ионизации быстрых частиц в отличие от омических разрядов, где он происходит посредством газонапуска. Это обуславливает большее количество холодных атомов дейтерия на периферии плазмы в омическом режиме при одинаковых значениях средней электронной плотности. Изображенная на рисунке 4.5, б, интенсивность свечения линии D_{α} в зависимости от плотности плазмы также свидетельствует о большем содержании атомов рабочего газа в режимах с омическим нагревом.

Как видно из рисунка 4.4, различие в мощности излучения в омических режимах и с нагревом пучком нейтральных атомов наблюдалось для диапазонов “С” (10,9–330 эВ) и “D” (330– $1,5 \times 10^4$ эВ). Различие в электронной температуре плазмы в режимах с инжекционным нагревом и омическими режимами может достигать 30%. Мощность тормозного излучения для энергетического диапазона $[E_1, E_2]$ $P_{br} \sim T_e^{-0,5} \int_{E_1}^{E_2} e^{-E/kT_e} dE$. Согласно проведенным оценкам рост электронной температуры не должен приводить к росту мощности тормозного излучения в диапазонах “А”, “В” и “С”. Для диапазона “D” даже при росте электронной температуры на 30% рост тормозного излучения составляет не более 40% в рассматриваемой области температур. Для средних по большому радиусу значений электронной температуры плазмы 200–800 эВ, соответствующих рассмотренным разрядам, определяющим механизмом излучения является линейчатое излучение легких примесей [24].

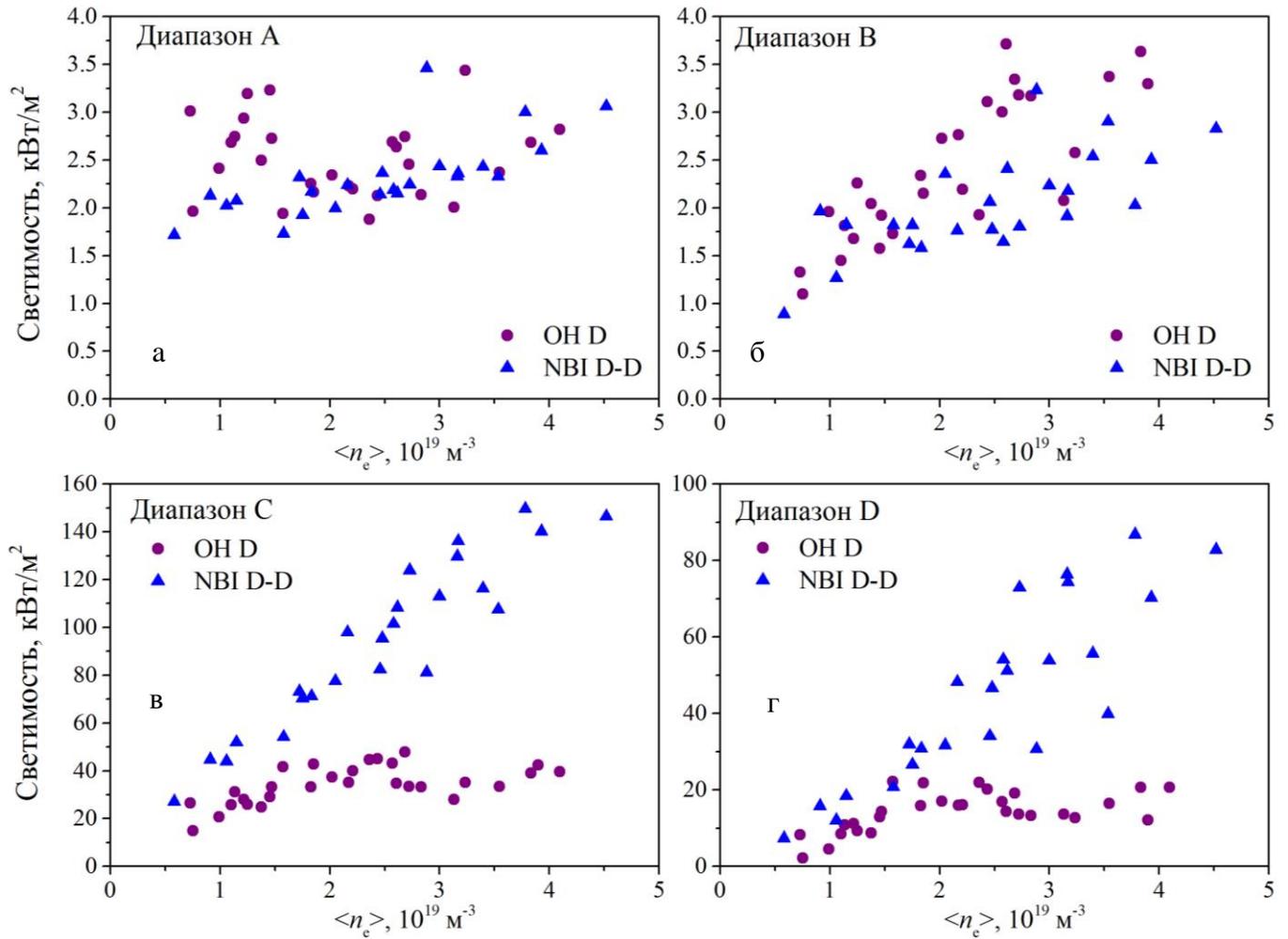


Рисунок 4.4. Зависимости мощности излучения от электронной плотности в дейтериевой плазме для режимов с омическим нагревом и нагревом пучком нейтральных атомов в различных спектральных диапазонах: а) “А” (1-7,7 эВ), б) “В” (7,7-10,9 эВ), в) “С” (10,9–330 эВ), г) “D” (330– $1,5 \times 10^4$ эВ). OH D – омический режим нагрева, дейтериевая плазма, NBI D-D – режим с инъекцией пучка быстрых нейтральных атомов дейтерия в дейтериевую плазму.

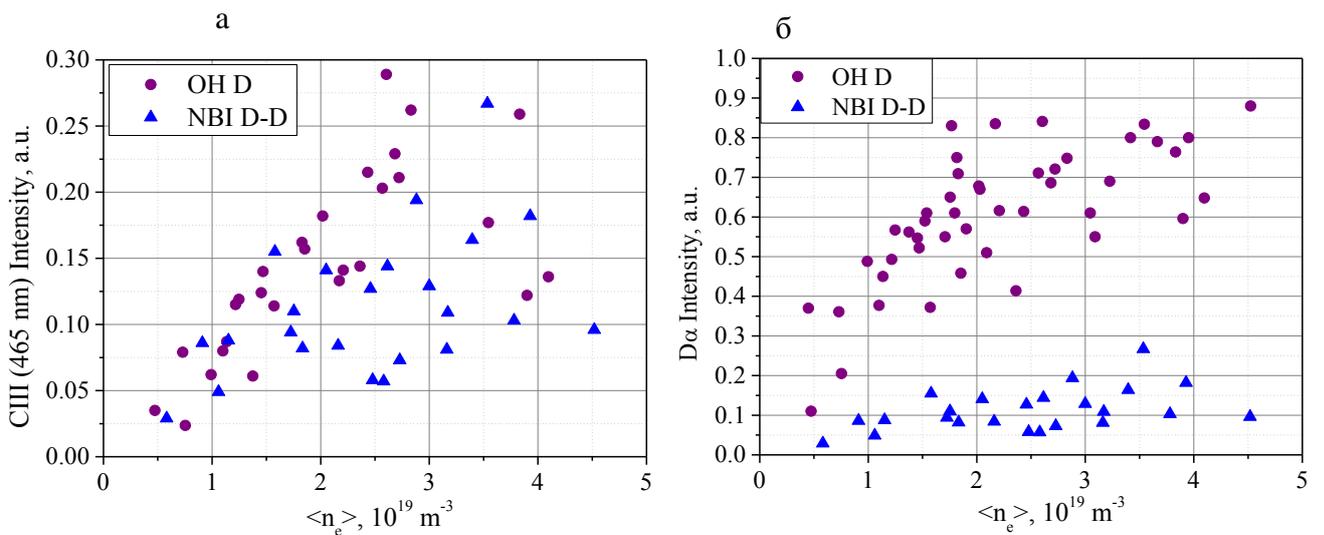


Рисунок 4.5. а) Мощность излучения на линии CII 465 нм (2,67 эВ); б) Мощность излучения линии D α .

Таким образом, основной вклад в излучение в диапазоне “С” должно вносить излучение линий углерода. В диапазоне “D” рост мощности излучения при нейтральной инжекции в несколько раз при больших плотностях также связан с увеличением излучения примесей в плазме. Диапазон “С” (область ультрафиолета и мягкого рентгеновского излучения) вносит наибольший вклад в радиационные потери, составляя 60–70% от мощности излучения во всем диапазоне чувствительности детектора $1-1,5 \times 10^4$ эВ. На диапазон “D” (мягкое рентгеновское излучение) приходится 20–35%.

4.1.3. Зависимость радиационных потерь от смещения шнура

Было показано, что уменьшение расстояния между плазмой и стенкой вакуумной камеры токамака способствует лучшей стабилизации плазмы с соответствующим достижением режимов с более высокими β [166], [17]. При этом зазор между плазмой и стенкой токамака является одним из факторов, определяющих содержание примесей в плазме и, таким образом, влияющих на радиационные потери. Уменьшение зазора между плазмой и стенкой приводит к увеличению взаимодействия плазмы со стенкой, облегчает попадание примесей в плазму и приводит к росту мощности излучения плазмы. В приведенной на рисунке 4.6 зависимости зазор между плазмой и стенкой со стороны слабого магнитного поля в экваториальной плоскости $\Delta R=3$ см соответствует типичному положению плазменного шнура в омических разрядах на Глобус-М. При сдвиге плазменного шнура наружу наблюдается увеличение радиационных потерь относительно стандартного положения, при этом меняется характер роста радиационных потерь с плотностью. Различие величин радиационных потерь при рассмотренных зазорах между плазмой и стенкой может достигать 3–4 раз. Таким образом, при формировании профиля плазменного шнура необходимо учитывать эффекты от поступления примесей в плазму.

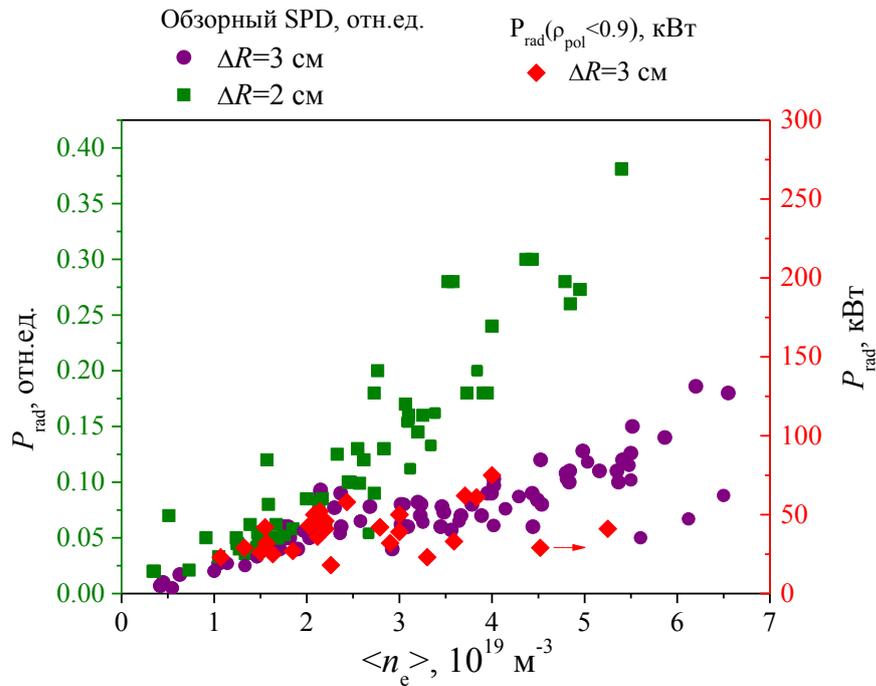


Рисунок 4.6. Омический режим нагрева, дейтериевая плазма. Радиационные потери, измеренные обзорным SPD, и радиационные потери, измеренные линейкой 1×24 и матрицей 16×16 , в зависимости от плотности при различных зазорах плазма-стенка ΔR .

4.1.4. Влияние боронизации на мощность излучения плазмы

Одним из методов уменьшения поступления примесей со стенки служит боронизация вакуумной камеры – распыление карборана $\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$ в тлеющем гелиевом разряде [73], [167]. В результате на поверхность стенки, обращенной к плазме, осаждается бороуглеродная пленка, снижающая распыление и эрозию графитовых плиток и способствующая адсорбции изотопов водорода и примесей. На рисунке 4.7 приведены светимости плазмы, измеренные фотодиодами SPD для моментов времени до и после боронизации. Периферийные радиационные потери были измерены периферийным дискретным детектором SPD. Радиационные потери из центра плазмы были измерены фотодиодом без фильтра из четырехканального модуля. Сразу после боронизации значения радиационных потерь снизились (рисунок 4.7, а). В первых разрядах после боронизации потери на периферии упали более чем в 6 раз, примерно через 30 разрядов (суммарно 2 секунды плазменного разряда) составили порядка 50% от значения до боронизации и вышли на плато. Центральные радиационные потери после боронизации упали на 30–50% и оставались на таком же уровне на протяжении 400 плазменных разрядов (суммарная длительность 25 с). Снижение напряжения

на обходе после боронизации на 40% и сохранение этого значения на протяжении рассматриваемого промежутка является аналогичным поведению радиационных потерь и также свидетельствует о снижении уровня примесей в плазме.

В диапазонах “А” и “В” боронизация практически никак не отразилась на мощности излучения, тогда как в областях спектра с большей энергией “С”, “Д” характер поведения мощности излучения аналогичен радиационным потерям (рисунки 4.7, б, в). Таким образом, боронизация значительно снижает потери на излучение плазмы в широком диапазоне длин волн.

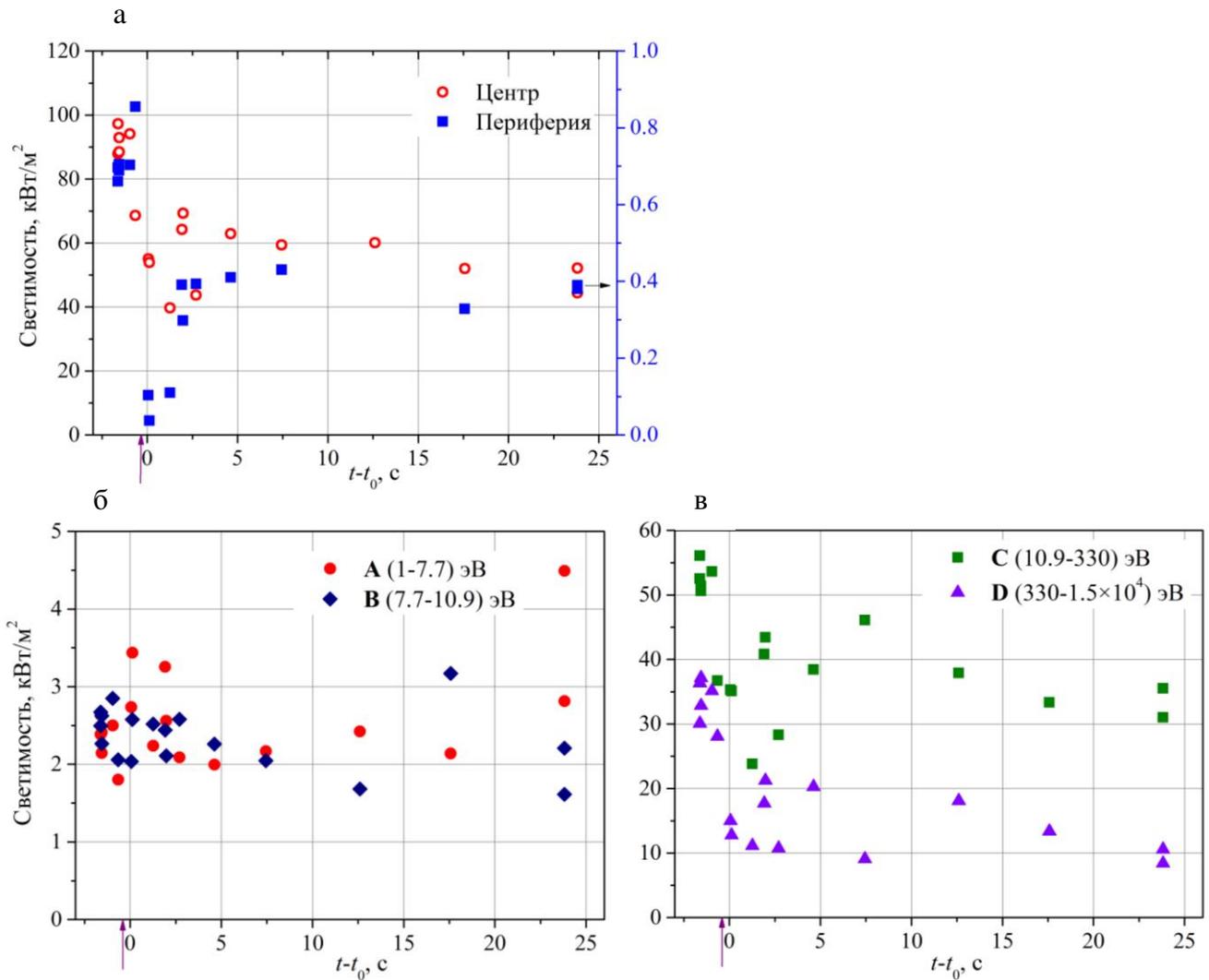


Рисунок 4.7. Светимость а) центральной части плазмы и на периферии и светимость диапазонов б) “А” и “В”, в) “С” и “Д” в зависимости от суммарной длительности времени всех разрядов, прошедших после боронизации (отрицательные значения $t-t_0$ соответствуют по абсолютной величине длительности времени до боронизации).

4.1.5. Зависимость распределения мощности излучения от магнитной конфигурации шнура

Разработанный алгоритм восстановления с использованием анизотропной функции диффузии позволяет восстанавливать профиль излучения как для случая диверторной конфигурации плазмы, так и для лимитерной. Для сравнения профилей плазмы в различных магнитных конфигурациях были рассмотрены два разряда – № 36917 и № 37078. Данные разряды характеризовались током плазмы $I_p=140$ кА, тороидальным магнитным полем $B_T=0,4$ Тл, среднечордовой плотностью $\langle n_e \rangle = 2,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и омическим режимом нагрева. Для приведенных в данном пункте и далее в работе разряды были выполнены со стенкой с графитовыми пластинами и с поясом из вольфрамовых пластин в области нижнего дивертора, во внешней его части.

Измеренная в эксперименте светимость плазмы для тороидальных проекций на полоидальное сечение токамака хорд наблюдения матрицы 16×16 и для хорд наблюдения линейки 1×24 показана на рисунке 4.8, а, для разряда №36917 для 158 мс. Соответствующее восстановленное распределение радиационных потерь показано на рисунке 4.8, б. На рисунках 4.8, в, и 4.8, г, также приведены изображения светимости плазмы, измеренные с помощью линейки 1×24 и матрицы 16×16 соответственно. Профили радиационных потерь для лимитерной конфигурации для различных моментов времени, соответствующих разным размерам плазменного шнура, представлены на рисунке 4.9. Для различных типов магнитной конфигурации использовались различные распределения анизотропного функционала, отвечающие распределению полоидального магнитного потока. Дополнительным фактором для выбора коэффициентов в анизотропном функционале являлось количество отрицательных значений в восстановленном решении и общая достоверность решения, следующая из физических предпосылок. При этом необходимо иметь в виду, что в восстановленном изображении всегда присутствуют артефакты и окончательное решение всегда является компромиссом между малым отклонением от

измеренных сигналов и физической достоверностью результатов. Артефактами в изображении могут быть как отрицательные решения, так и необоснованно большие значения решения для отдельных пространственных локализаций. Выбранный параметр регуляризации для описанных в данном пункте профилей составлял $\lambda=0,0028$, что соответствовало ошибке восстановления $\leq 10\%$.

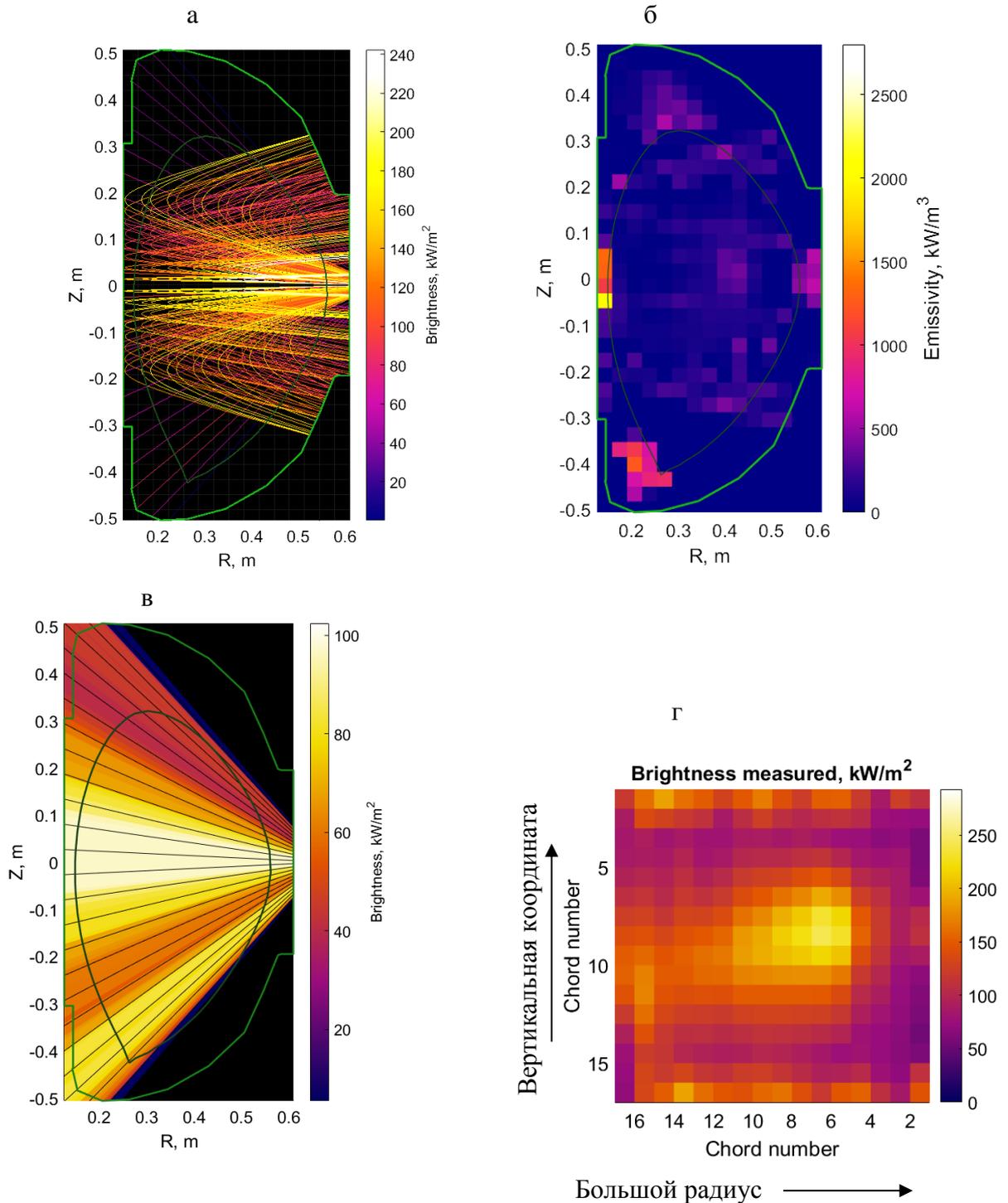


Рисунок 4.8. а) Положение линий наблюдения для линейки 1x24 в полоидальном сечении токамака, тороидальная проекция линий наблюдений для матрицы 16x16 на полоидальное сечение токамака и соответствующая светимость плазмы (цветом); б) Восстановленное

двумерное распределение мощности излучения из единицы объема для соответствующих светимостей; в) Изображение светимости плазмы, измеренной линейкой 1×24 и представленной вдоль хорд наблюдения линейки (черные линии – хорды наблюдения); г) Изображение светимости плазмы, измеренной матрицей 16×16 .

Высокая интенсивность излучения вблизи столба токамака, которая на порядок величины превышает мощность излучения из основного объема плазмы, в обоих случаях объясняется близостью плазмы к центральной колонне, в результате чего может происходить взаимодействие плазмы с облицовочным материалом токамака – графитовыми пластинами. Дополнительным фактором, приводящим к росту излучения в данной области, может служить наличие клапана газонапуска в экваториальной плоскости на центральном столбе токамака.

Для диверторной конфигурации характерно высокое излучение вблизи X-точки и вдоль внутренней «ноги» сепаратрисы (внутренней), а также вблизи верхней X-точки внешней сепаратрисы. В лимитерной конфигурации высокая мощность излучения сконцентрирована снаружи сепаратрисы (в SOL) со стороны сильного магнитного поля вследствие касания плазмы центрального столба токамака.

В основном объеме плазмы для лимитерной и диверторной конфигураций профили радиационных потерь имеют схожее распределение – сильно пикированный профиль (рисунок 4.10, а), как и профиль электронной плотности (рисунок 4.10, б). Заштрихованная область на рисунке 4.10 (как и для последующих рисунков, изображающих распределение радиационных потерь), связана с высокой ошибкой в данной области вследствие того, что разрешение диагностики порядка 3,2 см меньше, чем ширина SOL, который может характеризоваться высокой долей излучения.

На рисунке 4.9 проиллюстрировано изменение профиля мощности излучения плазмы с изменением размера плазменного шнура (полоидального сечения шнура) в течение разряда в лимитерной конфигурации. Восстановленный профиль излучения также отражает сжатие плазменного шнура.

Одномерный профиль радиационных потерь, усредненный по магнитным поверхностям, для лимитерной конфигурации для различных моментов времени представлен на рисунке 4.11. Как видно из рисунка, профиль излучения уплощается со временем, при этом профиль электронной плотности аналогично становится более плоским в центральной части плазмы (рисунок 4.12, а). Электронная температура в центре плазмы возрастает, что также частично ответственно за снижение мощности излучения плазмы из центра плазмы, поскольку с ростом электронной температуры мощность излучения углерода снижается (см. рисунок 2.2).

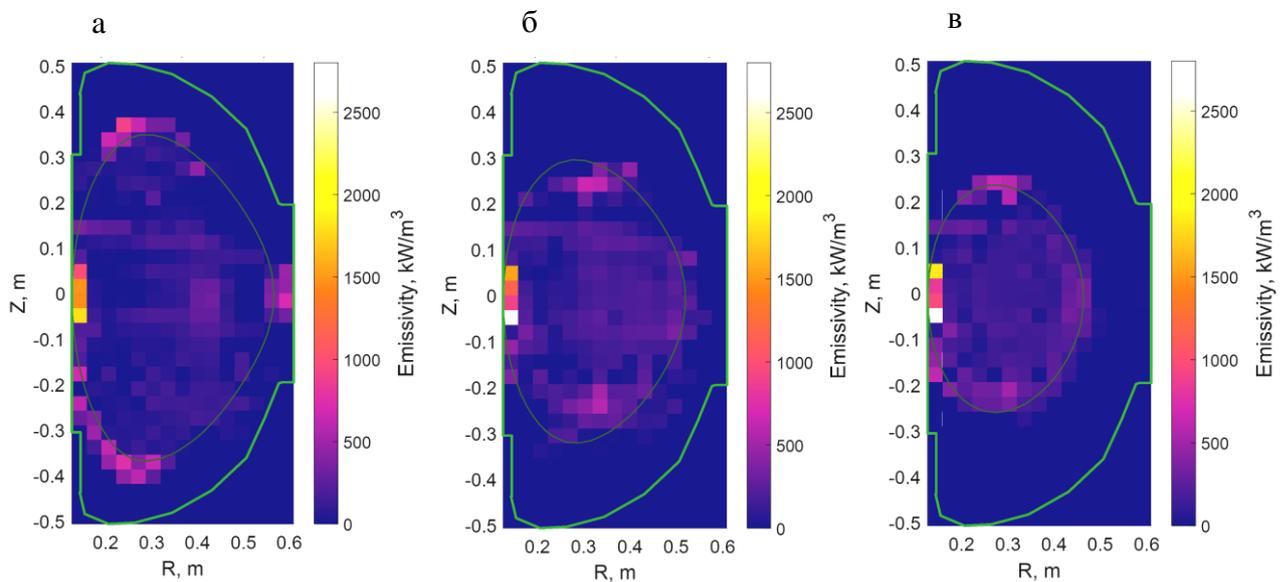


Рисунок 4.9. №37078, лимитерная конфигурация. Двумерное распределение для различных моментов времени: а) $t=160$ мс; б) 181 мс ; в) 191 мс.

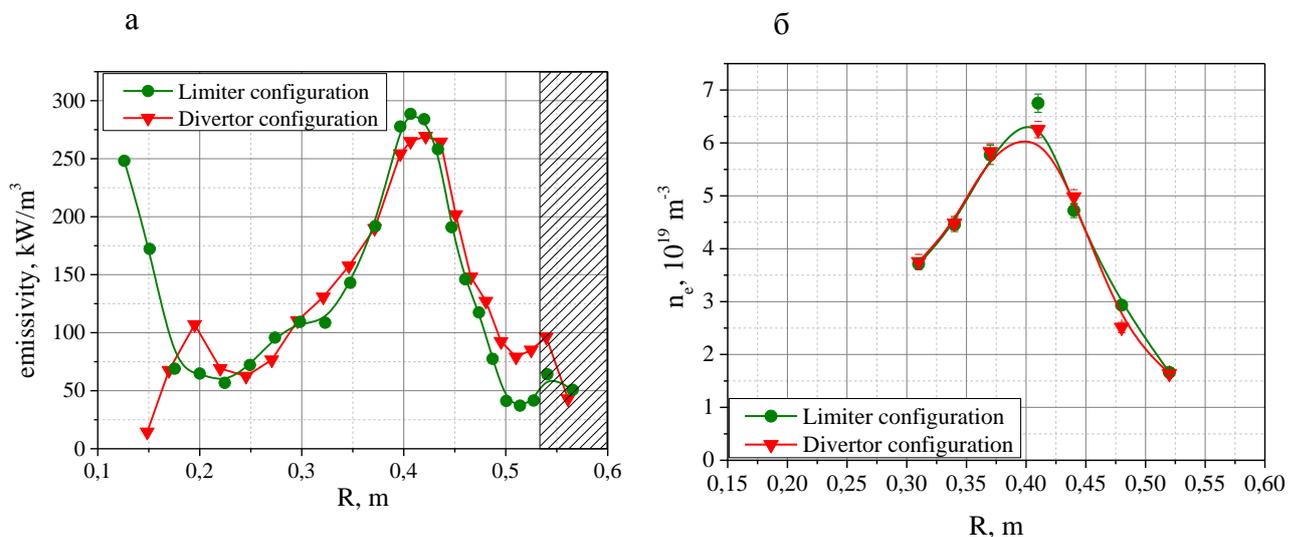


Рисунок 4.10. а) Распределение радиационных потерь, усредненных по магнитным поверхностям со стороны сильного и слабого поля отдельно, вдоль большого радиуса для

лимитерной (№37078, $t=160$ мс) и диверторной конфигураций (№36917, $t=158$ мс); б) соответствующие данным разрядам измеренные профили электронной температуры.

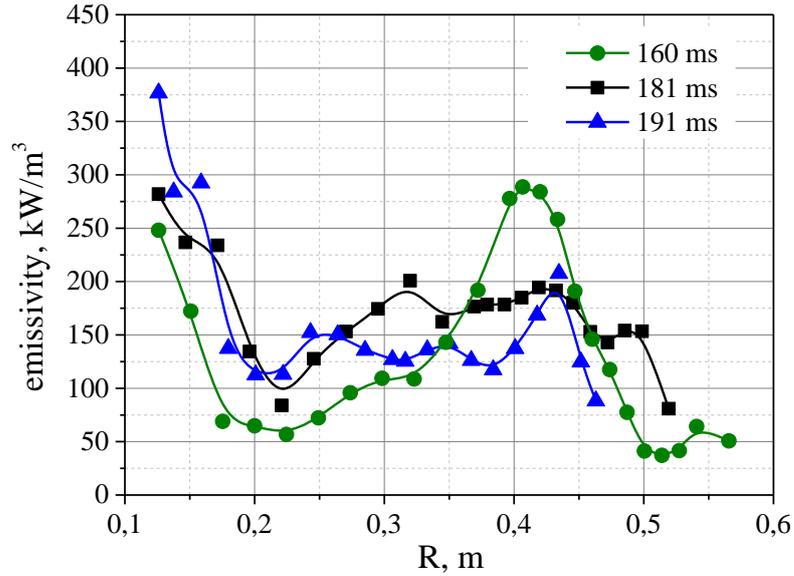


Рисунок 4.11. №37078, лимитерная конфигурация. Эволюция во времени профиля радиационных потерь, усредненного по магнитным поверхностям отдельно для области с высоким полем и с низким полем, вдоль большого радиуса.

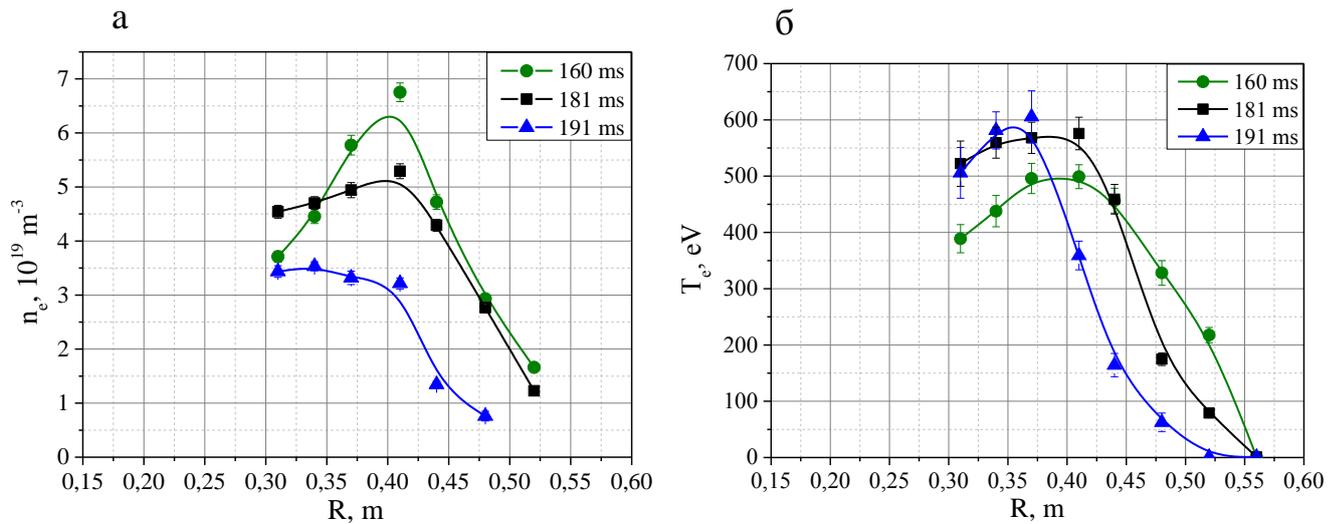


Рисунок 4.12. №37078, лимитерная конфигурация. Эволюция во времени профилей вдоль большого радиуса а) электронной плотности и б) электронной температуры.

4.1.6. Зависимость радиационных потерь от тока плазмы и тороидального магнитного поля в омическом режиме нагрева

Анализ поведения распределения радиационных потерь плазмы при различных тороидальных магнитных полях и токах плазмы был осуществлен для следующих разрядов:

- а) $I_p=160$ кА при $B_T=0,4$ Тл – №37019 и $B_T=0,5$ Тл – №36906, №37022;

$I_p=200$ кА при $B_T=0,4$ Тл – №37057.

б) $I_p=200$ кА при $B_T=0,4$ Тл – №37060 и $B_T=0,5$ Тл – №36724, №36726;

$I_p=200$ кА, $B_T=0,4$ Т – №37060 и $I_p=250$ кА, $B_T=0,5$ Т – №37046.

В разрядах а) среднехордовое значение электронной плотности составляло $\langle n_e \rangle = 2,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (профили электронной плотности и температуры приведены на рисунке 4.13, а), в разрядах б) среднехордовое значение электронной плотности составляло $\langle n_e \rangle = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (профили электронной плотности и температуры приведены на рисунке 4.14, а). Для разрядов с $I_p=160$ кА при увеличении тороидального магнитного поля радиационные потери незначительно снижаются из центра и со стороны сильного магнитного поля (рисунок 4.15). В разрядах с $I_p=200$ кА также наблюдается снижение мощности излучения из центра плазмы при увеличении B_T . Это связано с тем, что происходит рост электронной температуры в данных разрядах с повышенным тороидальным магнитным полем, преимущественно наблюдаемым в центре плазмы (рисунки 4.13, б и 4.14, б). Падение радиационных потерь с ростом тока плазмы происходит вследствие роста кратности ионизации ионов примеси (углерода, кислорода), поскольку в диапазоне 200–800 эВ мощность излучения легких примесей падает с ростом электронной температуры.

Несмотря на то, что плазма в разряде №36906 в момент времени $t=178$ мс находилась в диверторной конфигурации, расстояние между плазмой и центральной колонной было меньше, чем в других разрядах, что обуславливает более высокие значения радиационных потерь на внутренней границе плазмы (рисунок 4.15, а).

Стоит отметить, что в некоторых разрядах наблюдаются более высокие значения радиационных потерь со стороны сильного магнитного поля. Одной из причин может являться то, что примеси более легко проникают в плазмы со стороны центральной колонны из-за меньшего расстояния между плазмой и стенкой и поскольку плазма периодически в течение разряда может касаться центрального столба токамака.

С ростом тока плазмы с 160 кА до 200 кА при $B_T=0,4$ Тл, мощность излучения из центра плазмы также падает. Это также происходит вследствие роста электронной температуры плазмы, как видно из профилей T_e на рисунке 4.13, б, соответствующих рассмотренным разрядам, и рисунке 4.16 для разрядов, обсуждаемых далее.

Рисунок 4.16 демонстрирует восстановленные двумерные профили радиационных потерь для разрядов с $I_p=200$ кА, $B_T=0,4$ Тл (№37060) и $I_p=250$ кА, $B_T=0,5$ Тл (№37046) при фиксированном значении коэффициента запаса устойчивости $q_{95}=4,6$. Задача восстановления была решена с параметром регуляризации $\lambda=0,0018$ с соответствующей ошибкой восстановления $\leq 8\%$. Для плазмы в обоих разрядах характерна высокая доля излучения из диверторной области, при этом для случая с более высоким током плазмы и магнитным полем, излучение из диверторной области охватывают большую площадь. При этом недостаточное количество хорд наблюдения в диверторной области не позволяет более точно определить излучение из области X-точки, поэтому на профиле разряда №37046 присутствуют артефакты в виде пониженной мощности излучения вблизи X-точки. Как следует из зависимостей на рисунке 4.17, поведение радиационных потерь из основного объема плазмы с ростом тока плазмы и тороидальном магнитном поле сохраняется – мощность излучения из центра плазмы ниже благодаря росту электронной температуры.

Для омических режимов нагрева в дейтериевой плазме для диапазона плотностей $\langle n_e \rangle = (1-6) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ были исследованы радиационные потери из основного объема плазмы для $\rho_{pol} \leq 0,9$ в зависимости от тороидального магнитного поля. Для широкого диапазона плотностей мощность излучения плазмы при увеличении тороидального магнитного поля с $B_T=0,4$ Тл до $B_T=0,5$ Тл в среднем имеет более низкое значение (рисунок 4.18, а). При этом значения радиационных потерь сильно зависят от состояния стенки камеры токамака, поэтому могут наблюдаться одни и те же уровни мощности излучения плазмы для разных значений B_T . Доля радиационных потерь от мощности нагрева

демонстрирует схожее поведение при увеличении тороидального магнитного поля (рисунок 4.14, б).

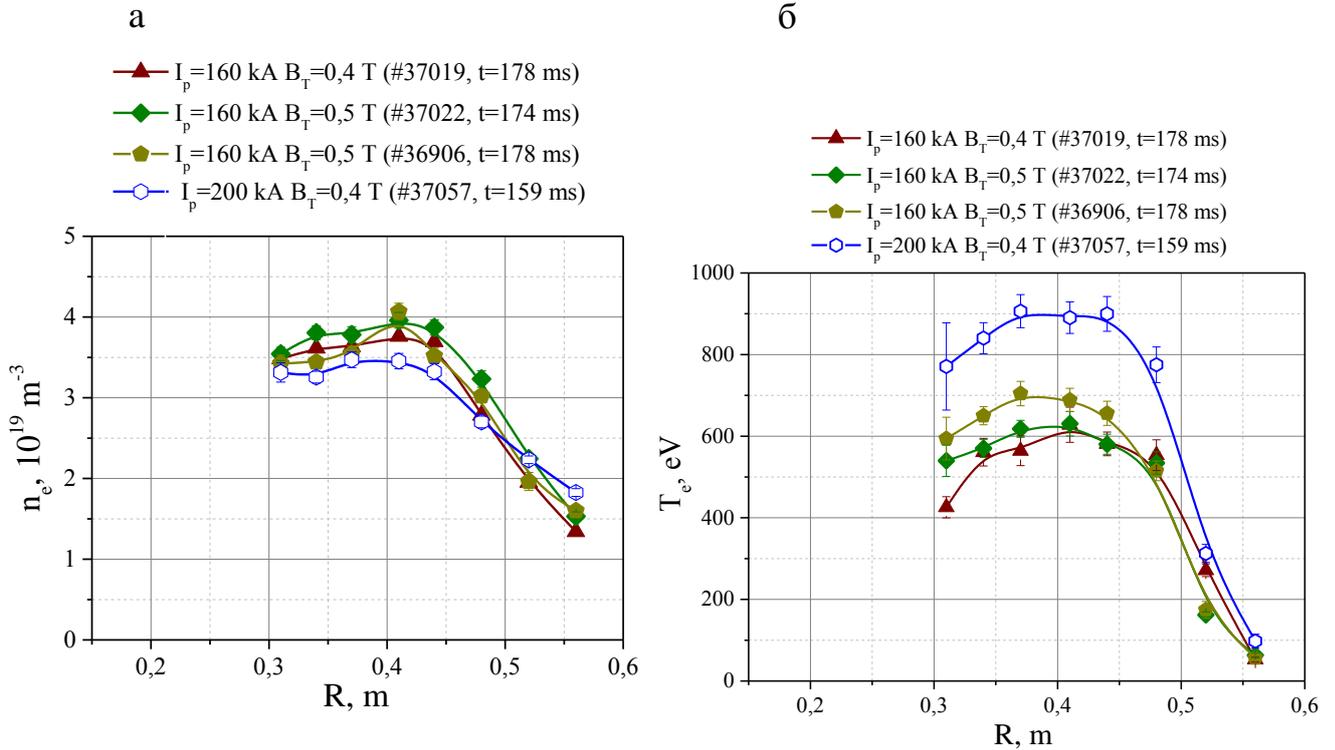


Рисунок 4.13. Профили а) электронной плотности и б) температуры, измеренные диагностикой Томсоновского рассеяния в разрядах с $B_T=0,4$ Т и $B_T=0,5$ Т при $I_p=160$ кА.

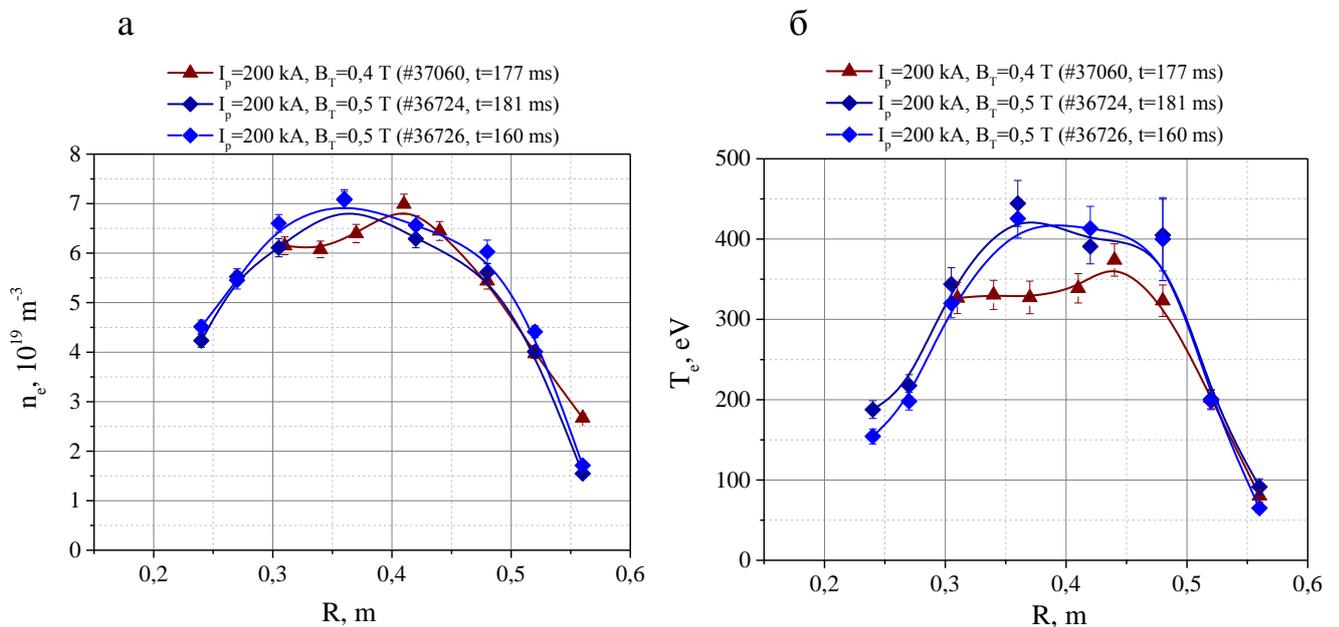


Рисунок 4.14. Профили а) электронной плотности и б) температуры, измеренные диагностикой Томсоновского рассеяния в разрядах с $B_T=0,4$ Т и $B_T=0,5$ Т при $I_p=200$ кА.

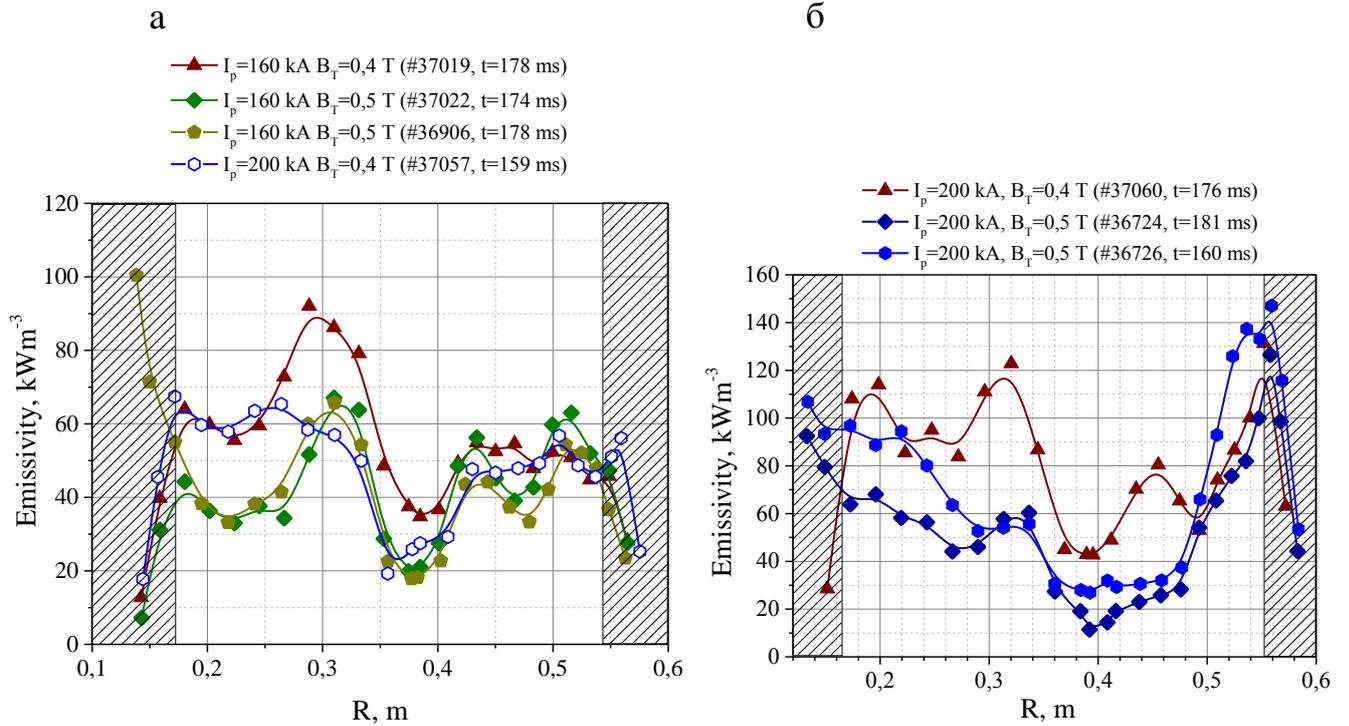


Рисунок 4.15. Распределения радиационных потерь вдоль большого радиуса, усредненные по магнитным поверхностям отдельно со стороны сильного и слабого магнитного поля, для а) $I_p=160$ кА с $B_T=0,4$ Т и $B_T=0,5$ Т и $I_p=200$ кА с $B_T=0,4$ Т при $\langle n_e \rangle = 2,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$; б) $I_p=200$ кА с $B_T=0,4$ Т и $B_T=0,5$ Т при $\langle n_e \rangle = 4,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

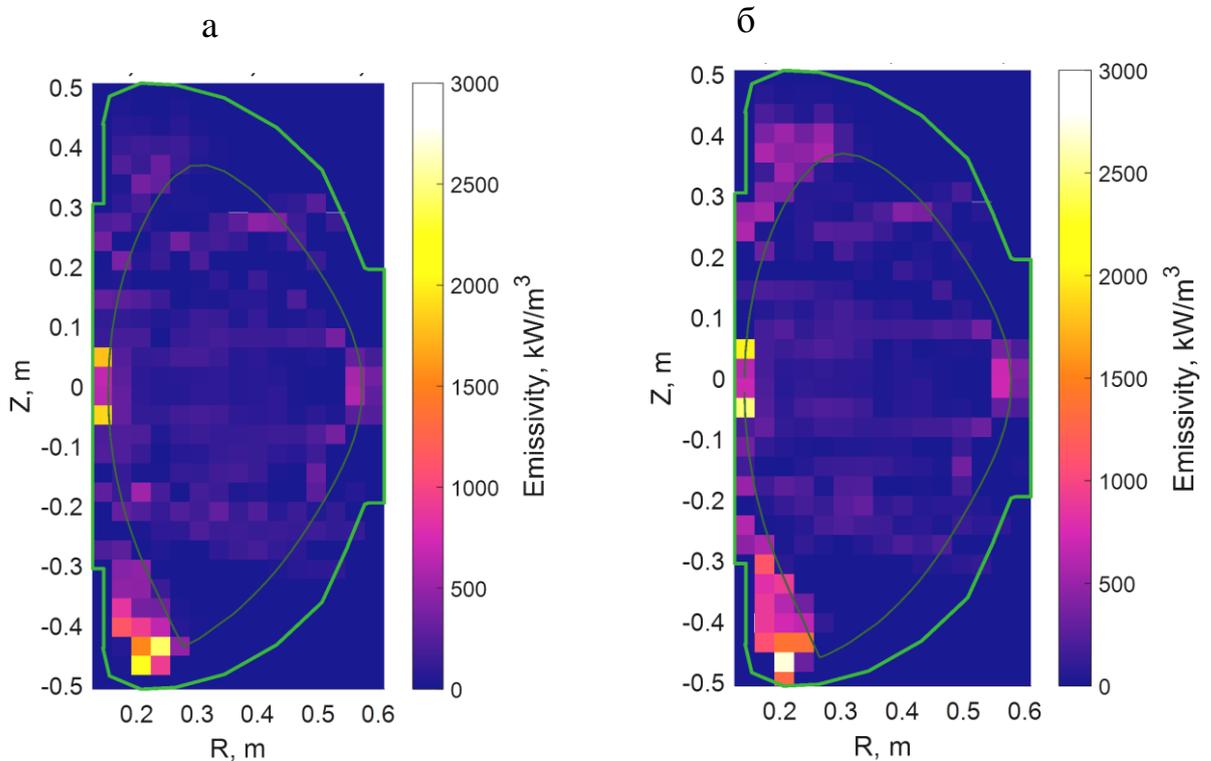


Рисунок 4.16. Двумерные распределения радиационных потерь в полоидальном сечении токамака для а) $I_p=200$ кА, $B_T=0,4$ Т (#37060, $t=176$ мс), б) $I_p=250$ кА, $B_T=0,5$ Т (#37046, $t=168$ мс).

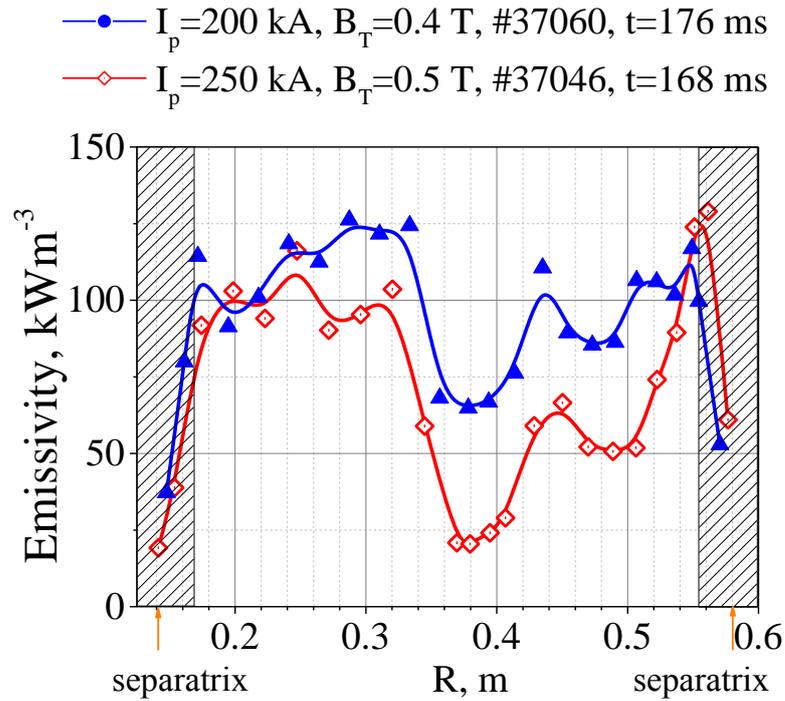


Рисунок 4.17. Распределения радиационных потерь, усредненные по полоидальным магнитным поверхностям (отдельно для стороны сильного и слабого магнитных полей), для случаев $I_p=200$ кА, $B_T=0,4$ Т (#37059) и $I_p=250$ кА, $B_T=0,5$ Т (#37046).

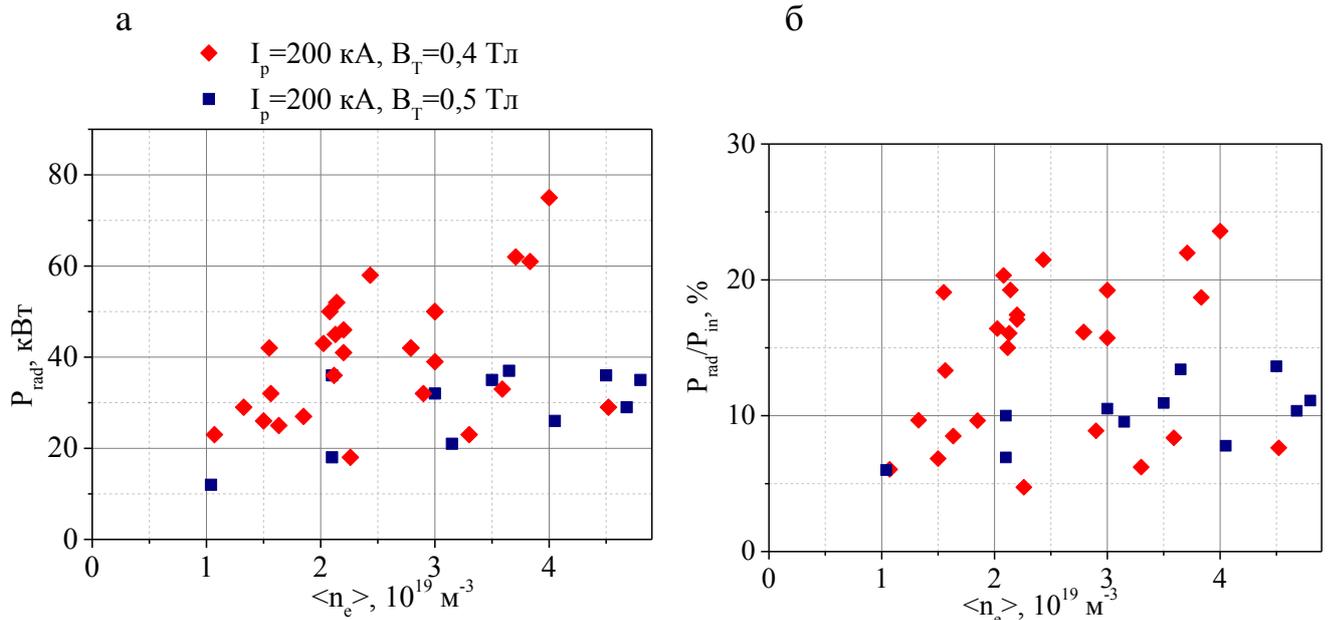


Рисунок 4.18. а) Радиационные потери, б) доля радиационных потерь от мощности нагрева из объема плазмы с $\rho_{pol} \leq 0,9$ для значений тороидального магнитного поля 0,4 Т и 0,5 Т при токе плазмы 200 кА в омических режимах нагрева в дейтериевой плазме.

Было проведено исследование мощности излучения из основного объема плазмы для водородной плазмы с омическим нагревом в диапазоне плотностей $(0,5-4) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ от тока плазмы в интервале 125–240 кА, что соответствует диапазону омической мощности нагрева 180–450 кВт. Наблюдалось снижение

мощности излучения как, согласно измерениям обзорного фотодиода SPD, так и согласно измерениям радиационных потерь из основного объема плазмы (рисунок 4.19, а). При этом доля радиационных потерь от вкладываемой омической мощности существенно снижается с ростом тока плазмы (рисунок 4.19). Похожие результаты наблюдались на других установках со стенкой из легкого материала [44], [158], [168]. Как следует из рисунка 4.20, с ростом тока плазмы отчетливо наблюдается рост электронной температуры по всем рассматриваемым точкам большого радиуса плазменного шнура. Как было отмечено выше, рост электронной температуры в данном диапазоне обуславливает снижение потерь на излучение. Из рисунка 4.19, а, видно хорошее соответствие между абсолютными радиационными потерями из основного объема плазмы, полученными в результате процедуры реконструкции, и радиационными потерями, измеренными обзорным фотодиодом SPD. Поэтому обзорный фотодиод SPD достаточно точно может позволить в мониторинговом режиме оценивать радиационные потери из основного объема плазмы.

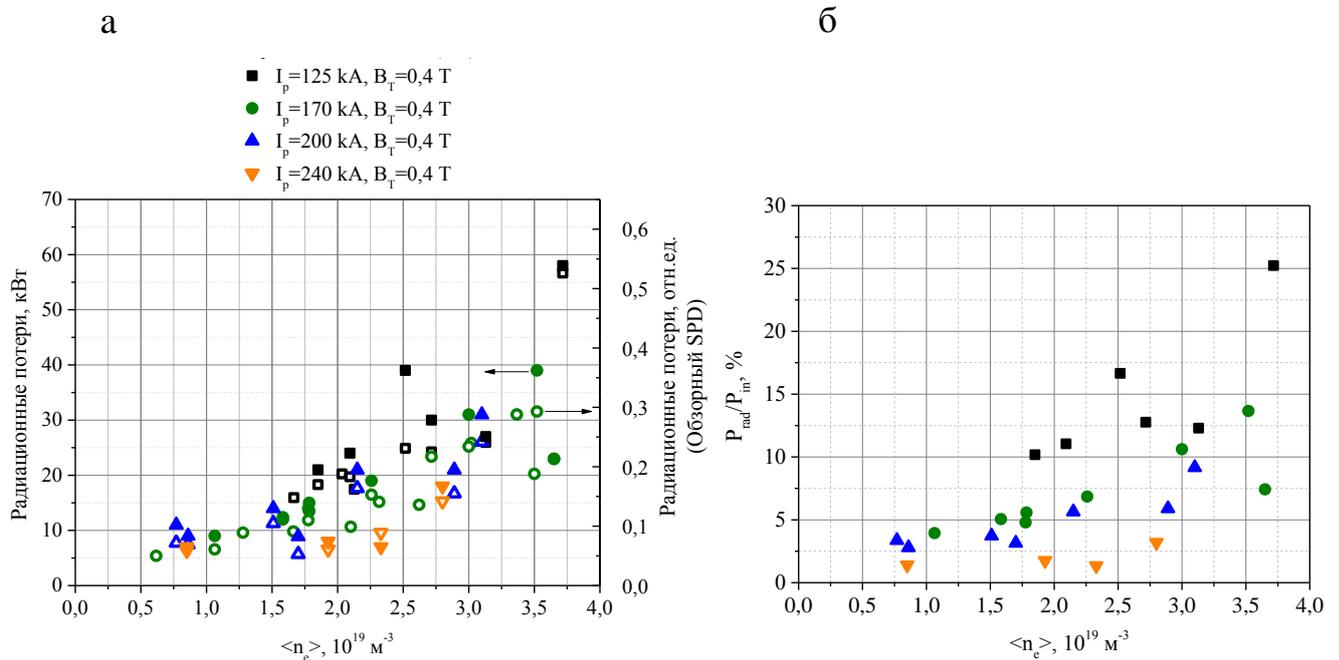


Рисунок 4.19. Омический режим нагрева, водородная плазма. Зависимость от электронной плотности для различных токов плазмы: а) – мощности излучения P_{rad} ; б) – мощности излучения P_{rad} , отнесенной к вложенной мощности P_{in} .

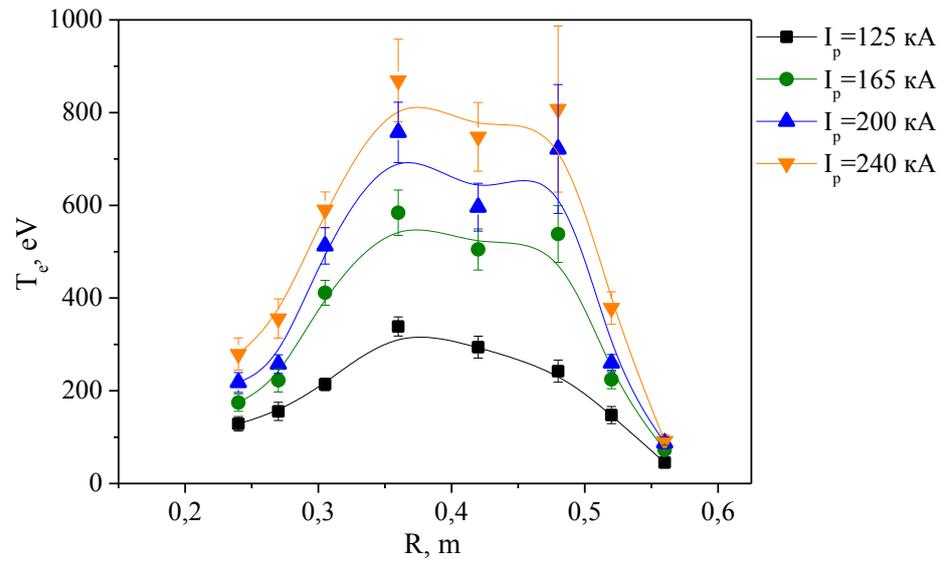


Рисунок 4.20. Профили электронной температуры для различных токов плазмы для среднехордовой электронной плотности $3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

4.2. Влияние радиационных потерь на энергобаланс плазмы

Было проведено исследование переноса основных частиц плазмы (электронов) с помощью кода АСТРА для омических разрядов с разными токами плазмы и тороидальными магнитными полями: №37060 ($I_p=200$ кА, $B_T=0,4$ Тл) и №37046 ($I_p=250$ кА, $B_T=0,5$ Тл). Коэффициент запаса устойчивости 95% поверхности магнитного потока составлял $q_{95}=4,6$. Данные разряды были выполнены в условиях со стенкой после недавней боронизации. Моделирование соответствовало моменту времени на стационарной стадии разряда с продолжающимся напуском рабочего газа плазмы. Плазма находилась в диверторной конфигурации с нижней X-точкой.

Электронные плотность и температура были измерены диагностикой томсоновского рассеяния. Среднехордовая плотность составляла $\langle n_e \rangle = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Электронная температура для случая высокого тока плазмы и тороидального поля выше на ~50%, чем для случая низкого тока и поля, главным образом, вследствие более высокого тока плазмы. Центральные значения электронной температуры для разрядов с низкими и высокими I_p , B_T составили 370 эВ и 570 эВ соответственно. Ионная температура измерялась анализатором атомов перезарядки и составила в центральной области 215 и 250 эВ для разрядов с низкими и высокими I_p , B_T соответственно. Плазма находилась в режиме улучшенного удержания, о чем также свидетельствует наличие граничного транспортного барьера на профиле электронной плотности. В разрядах присутствовали пилообразные колебания, которые учитывались в моделировании при расчете неоклассической проводимости.

Полученный коэффициент диффузии электронов значительно выше неоклассического уровня и составляет $0,9 \text{ м}^2/\text{с}$ для центральной части плазмы и снижается в области транспортного барьера до $0,2 - 0,3 \text{ м}^2/\text{с}$. Скорость пинчевания частиц предполагалась на уровне Веервской конвекции [169]. Профили аномального коэффициента диффузии электронов, неоклассическая скорость конвекции и соответствующие экспериментальные и расчетные профили электронной плотности и температуры приведены на рисунках 4.21, а – г. На

рисунке 4.21 и далее $\rho_{pol} = \psi_N^{0,5}$, ψ_N – нормализованный полоидальный магнитный поток. Поток частиц через сепаратрису в моделировании составил $0,8 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$. Концентрация нейтральных частиц рабочего газа на границе плазмы – $0,18 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ – была выбрана так, чтобы время удержания частиц в плазме превышало время удержания энергии в 3–4 раза. Это соответствует данным по соотношению времени удержания частиц и энергии в H-режиме с других токамаков [170]. Время удержания частиц составило порядка 20 мс.

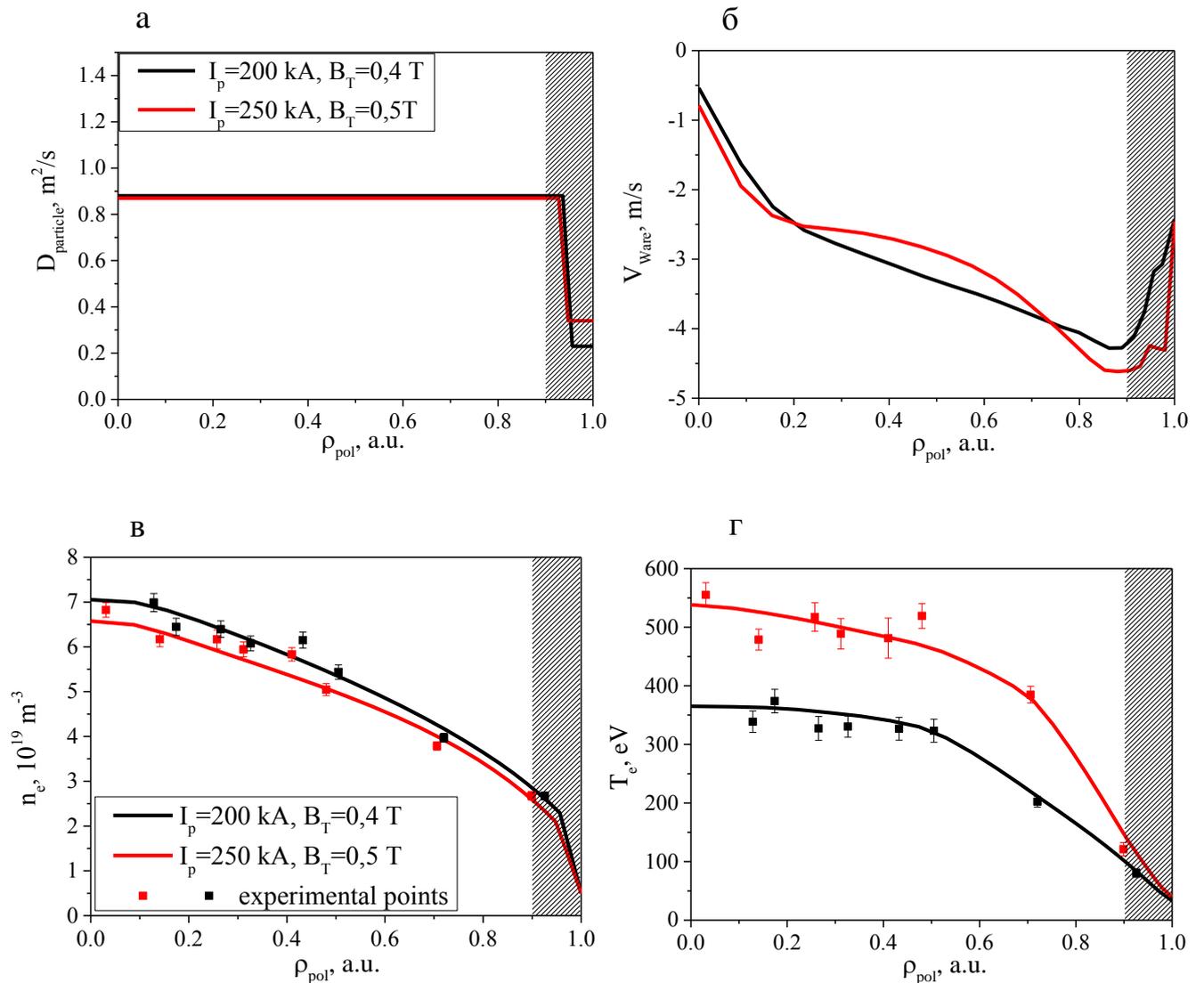


Рисунок 4.21. Результаты моделирования переноса частиц основной плазмы в коде АСТРА для разрядов №37060 ($I_p=200 \text{ кА}$, $B_T=0,4 \text{ Тл}$) и №37046 ($I_p=250 \text{ кА}$, $B_T=0,5 \text{ Тл}$). а) Аномальные коэффициенты диффузии электронов; б) Вееровская скорость конвекции; в) профили электронной плотности и г) профили электронной температуры.

Баланс мощности для разрядов №37060 и №37046, рассчитанный с помощью кода АСТРА, приведен в таблице 4.1. Видно, что с учетом потерь на излучения потоки энергии в электронах составляют 34% и 48% от омической мощности нагрева для разряда с низкими и высокими I_p , V_T соответственно. Радиационные потери внутри сепаратрисы составляют 13–16% от омической мощности.

Измеренные радиационные потери во всем объеме плазмы и поток тепла на нижние внешние диверторные пластины указаны в таблице 4.2 для разряда №37046. Как видно из таблицы, учтенная мощность в разряде составляет 72% от полной вкладываемой мощности нагрева. При этом полные радиационные потери, включая SOL, составляют 27% от мощности нагрева. Неучтенная мощность может приходиться на верхние диверторные пластины, а также на внутреннюю ногу сепаратрисы. Кроме того, хорды наблюдения диагностики радиационных потерь не полностью покрывают сечение плазмы, в частности нижнюю внешнюю ногу сепаратрисы, поэтому часть неучтенной мощности может приходиться излучение плазмы. Одним из каналов потерь энергии из плазмы может также являться перезарядка, но при этом, как правило, не составляет значительной доли от вкладываемой мощности [44]. Погрешности в измерениях радиационных потерь и потока на диверторные пластины, безусловно, могут быть ответственны за неучтенную мощность.

Таблица 4.1. Баланс потока энергии в моделировании и измеренные радиационные потери внутри сепаратрисы для двух разрядов.

Номер разряда	37060	37046
Поток энергии в электронах, P_e , кВт	116	180
Поток энергии в ионах, P_i , кВт	168	148
Измеренные радиационные потери, P_{rad} , кВт	55	47
Омическая мощность нагрева, P_{OH} , кВт	339	375

Таблица 4.2. Баланс мощности на основе экспериментальных измерений радиационных потери и потока тепла на дивертор для разряда №37046.

Полные радиационные потери, включая SOL, P_{radtot} , кВт	100
Поток тепла на дивертор (внешняя «нога») $P_{heat }$, кВт	170
$(P_{radtot} + P_{heat })/P_{OH}$, %	78

Электронная температуропроводность для представленных разрядов носит аномальный характер, согласуется с моделированием, проведенным для схожих параметров плазмы Глобус-М в работе [75].

Для рассмотренных ранее разрядов было исследовано влияние радиационных потерь плазмы Глобус-М на оценку времени удержания энергии τ_E и коэффициента электронной температуропроводности χ_e .

При расчете τ_E без учета радиационных потерь в знаменателе формулы (1.3) мощностью излучения пренебрегают. Как видно из таблицы 4.3., в разрядах №37060 и №37046 при учете радиационных потерь значения τ_E возрастают на $\leq 17\%$. Для разряда с высокими I_p , V_T наблюдается рост времени удержания энергии на 15%. Полное энергосодержание плазмы, рассчитанное в модели на основе кинетических измерений, возрастает для случая с большими I_p , V_T на 26%. Это согласуется с данными с диамагнитной диагностики в пределах ошибок моделирования и измерения.

Таблица 4.3. Значения времени жизни энергии и полного энергосодержания плазмы

№	I_p , кА	V_T , Тл	τ_E , мс		$W_{tot\ ASTRA}$, кДж	$W_{tot\ dia}$, кДж
			Без учета P_{rad}	С учетом P_{rad}		
37060	200	0,4	5	6	1,7	1,3
37046	250	0,5	6	7	2,3	2

Поток энергии в электронном канале при учете радиационных потерь снижается наибольшим образом на периферии плазмы, поскольку доля потерь на излучение возрастает к периферии (рисунок 4.22, а). На рисунке 4.22, б, изображены профили экспериментальной «эффективной» электронной температуропроводности $\chi_{e,eff}$ с учетом потерь на излучение в электронном канале и без их учета. Термин «эффективная» означает, что перенос энергии за счет конвекции при решении уравнения баланса энергии для электронов не учитывался (второе слагаемое в формуле (1.5) в моделировании неизвестно). Наибольшее снижение значения $\chi_{e,eff}$ при учете радиационных потерь плазмы наблюдается для внешней части плазменного шнура для $0,6 \leq \rho_{pol} \leq 0,9$.

Снижение электронной теплопроводности в центре плазменного шнура и на периферии вследствие роста электронной температуры и уширения его профиля приводит к улучшению удержания и росту времени жизни энергии в разряде с высоким током плазмы и тороидальным магнитным полем. Электронная теплопроводность по порядку величины соответствует коэффициенту диффузии электронов, их отношение на $\rho_{pol}=0,6$ ($r/a=0,5$) находится в диапазоне $D/\chi_{e,eff} \approx 0,2-0,4$.

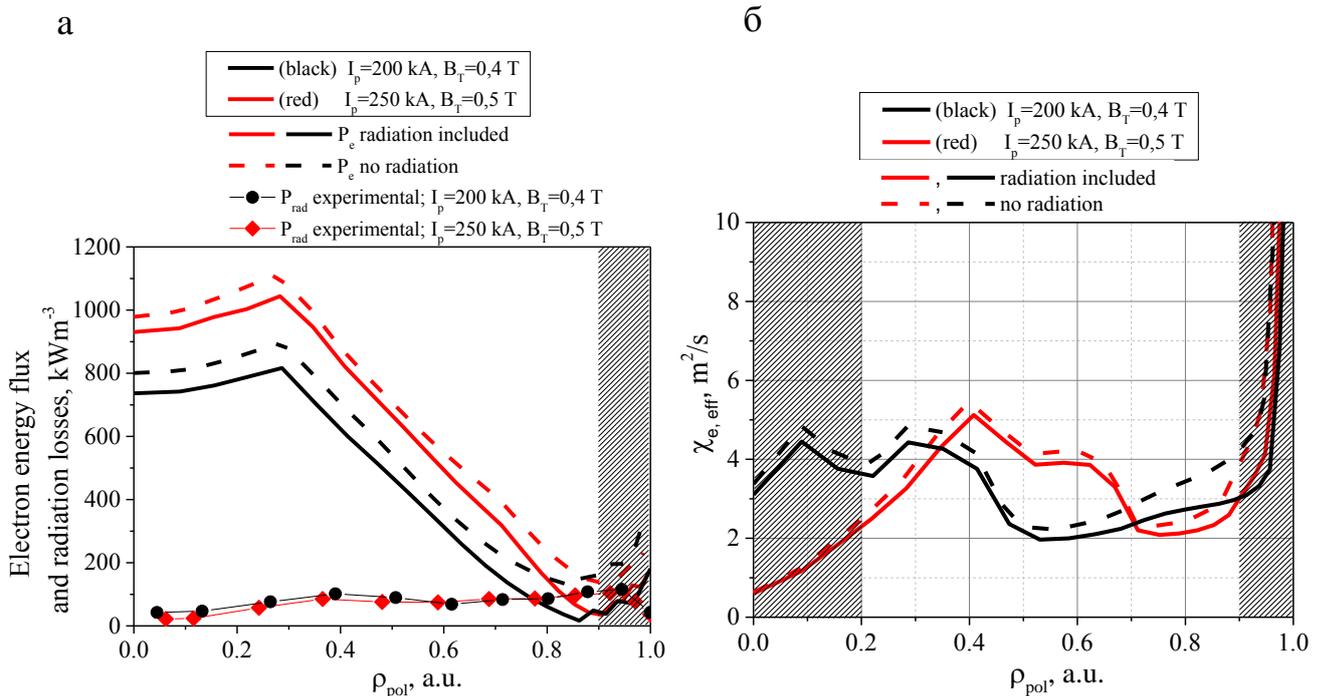


Рисунок 4.22. а) Поток энергии электронов; распределение экспериментально измеренных радиационных потерь; б) Влияние радиационных потерь на электронную теплопроводность. Заштрихованная область соответствует зоне, где возможны большие ошибки вследствие отсутствия экспериментальных точек электронной плотности и температуры.

4.3. Исследование процессов переноса основной примеси плазмы

Поскольку распределение примесей в плазме, а, следовательно, и мощность излучения, определяется процессами переноса, было проведено исследование коэффициентов диффузии и конвекции для разрядов в плазме Глобус-М в омическом режиме нагрева. Для этого было проведено моделирование переноса углерода с использованием транспортных кодов АСТРА и STRANL для разряда №37060, момента времени $t=176$ мс.

Были использованы экспериментальные профили электронной плотности и температуры (рисунок 4.21, в, г). Профиль ионной температуры предполагался параболическим, центральное значение – экспериментально измеренное. Параметры SOL были измерены Ленгмюровскими зондами. Значения числа Маха для ионов и электронной температуры в SOL – 0,4 и 20–30 эВ соответственно. Характерная длина спада параметров в SOL составляла 0,6 см. В модели переноса примесей пилообразные колебания не учитывались, экспериментальные сигналы были усреднены по периоду пилообразных колебаний.

Поток частиц, падающих на поверхность плазмы вследствие распыления материала стенки, определяется выходом распыления материала и радиальным потоком частиц плазмы на стенку: $\Gamma_{sp}^C = Y^C \Gamma_{\perp w}$. Процессам распыления графита посвящено множество работ [171], [172], [173], [174], [175] и в настоящее время данная область продолжает интенсивно изучаться. Выход распыления углерода достаточно сильно зависит от температуры материала. На Глобус-М измерений температуры стенки не осуществлялось, однако можно предположить, что в омическом режиме на стационарной стадии разряда стенка камеры токамака имеет температуру не более 400 К. Тогда типичный выход распыления для углерода, согласно данным из указанных выше ссылок, можно определить в диапазоне $Y^C = 0,007 - 0,1$. Радиальный поток частиц плазмы на стенку был рассчитан согласно формуле (3.40). Значение $n_{edge} \approx 0,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ было взято из моделирования основной плазмы, описанного в предыдущем разделе. Значение коэффициента диффузии основной плазмы в SOL $D_{SOL} \approx 3 \text{ м}^2/\text{с}$ [148]. Таким

образом, полный поток распыленных атомов углерода, проинтегрированный по площади поверхности, находится в диапазоне $(0,1-2,2) \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Коэффициент рециклинга для углерода был выбран порядка нескольких процентов в силу его высокой химической активности [69]. Энергия атомов примеси, попадающих на поверхность плазмы и определяющих расстояние, которое частица пролетает до ионизации, составляет $\sim 2 \text{ эВ}$ [176], [177].

Коэффициенты переноса определялись исходя из соответствия рассчитанным кодом STRANL профилю радиационных потерь и рассчитанного на основе неклассической проводимости плазмы модулем NCLASS в АСТРЕ напряжения на обходе измеренным в эксперименте значениям.

Соответствующий коэффициент диффузии углерода в центре плазмы незначительно превосходил неклассическое значение для углерода, рассчитанное кодом NCLASS (рисунок 4.23). А для области плазмы с $\rho_{\text{pol}} \geq 0,9$ коэффициент диффузии углерода принимает аномальное значение. Темно-серым цветом на рисунке отмечена ошибка определения D_C . Для данного распределения коэффициента диффузии углерода поток углерода составил $0,8 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$ и время удержания углерода соответствовало времени удержания основных ионов плазмы. Область, отмеченная светлым серым, соответствует значениям D_C , при которых радиационные потери и напряжение на обходе также соответствуют экспериментальным, однако время удержания углерода значительно ниже времени удержания основных частиц и для верхней границы по значению D_C составляет порядка времени удержания энергии. Значения потока для соответствующей верхней границы коэффициента диффузии достигает $2,2 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$ – верхней границы потока углерода согласно проведенной выше оценке.

Полученная в моделировании соответствующая скорость конвекции углерода имеет отрицательный знак – конвекция направлена внутрь плазмы. Наибольшая скорость пинчевания наблюдается на периферии плазмы, что связано с высокими градиентами давления вследствие граничного транспортного барьера на профиле электронной плотности. Однако поскольку отсутствуют измерения n_e в области близкой к сепаратрисе – области пьедестала, – возможны достаточно

большие ошибки в моделировании (соответствующая зона обозначена штриховкой). Профили отношения V_c/D_c и показателя пикирования профиля, $1/L_{n_c} = -\nabla n_c/n_c$, изображенные на рисунке 4.24, а, находятся в хорошем соответствии для области $\rho_{pol} \leq 0,9$. На периферии плазмы расхождение этих двух параметров можно объяснить тем, что в данной области присутствует источник частиц примеси. Как видно из рисунка 4.24, б, концентрация нейтрального углерода существенна для $0,9 < \rho_{pol} \leq 1$.

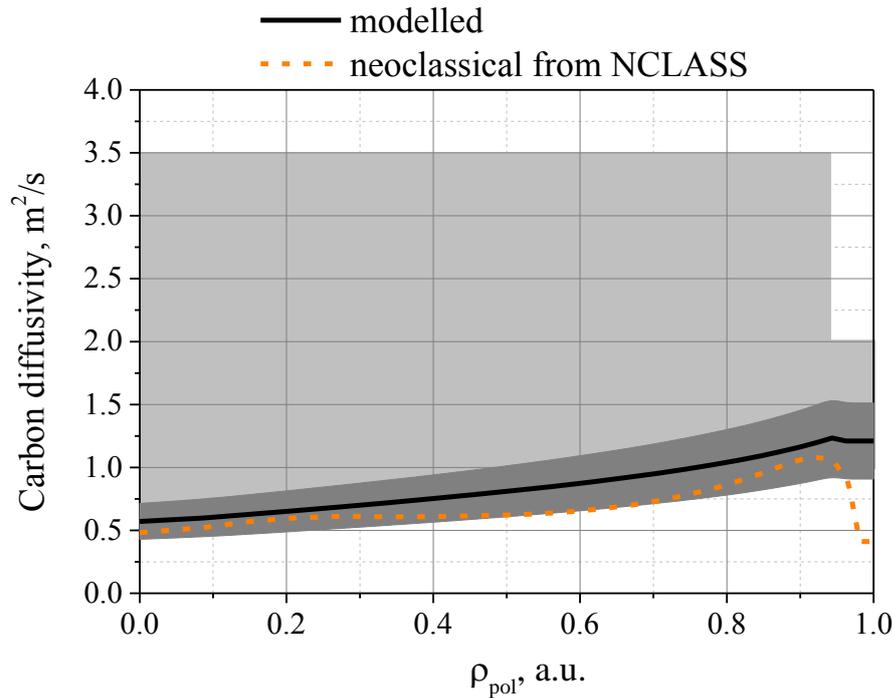


Рисунок 4.23. №37060. Профиль коэффициента диффузии для углерода (черная сплошная линия), темно-серая область соответствует ошибке D_C , неоклассический профиль коэффициента диффузии из NCLASS (оранжевая пунктирная линия). Более широкая область на графике, выделенная светлым серым цветом, соответствует области D_C , для которой расчетные U_{loop} и P_{rad} соответствуют экспериментально измеренным, однако время удержания углерода меньше времени удержания основных частиц плазмы.

Расчитанный в моделировании профиль концентрации углерода является пикированным. Полученные профиль концентрации углерода, суммарный по всем зарядовым состояниям, и профиль эффективного заряда плазмы изображены на рисунке 4.24, в, г.

Радиационные потери, полученные кодом STRANL на основе профилей углерода и его излучательной способности, показаны на рисунке 4.25. Модельные профили излучения так же, как и экспериментальные профили растут к периферии плазмы. Ошибки значений радиационных потерь обусловлены

ошибками измерения, связанными с нелинейной спектральной характеристикой фотодиодов, ограниченным пространственным разрешением, ошибками процедуры восстановления, полоидальной асимметрией излучения. Расхождение в форме профиля мощности излучения можно объяснить также упрощенным рассмотрением примесного состава плазмы, точностью теоретических кривых излучения, а также характером коэффициентов переноса.

Столкновительность углерода соответствовала режимам «плато» и Пфирша-Шлюттера (рисунок 4.26) и неоклассический механизм переноса для углерода играет существенную роль.

В таблице 4.4 приведены рассчитанные в моделировании радиационные потери плазмы (внутри сепаратрисы), усредненный по объему эффективный заряд, доля концентрации углерода в плазме от электронной плотности и время удержания углерода и основных частиц плазмы.

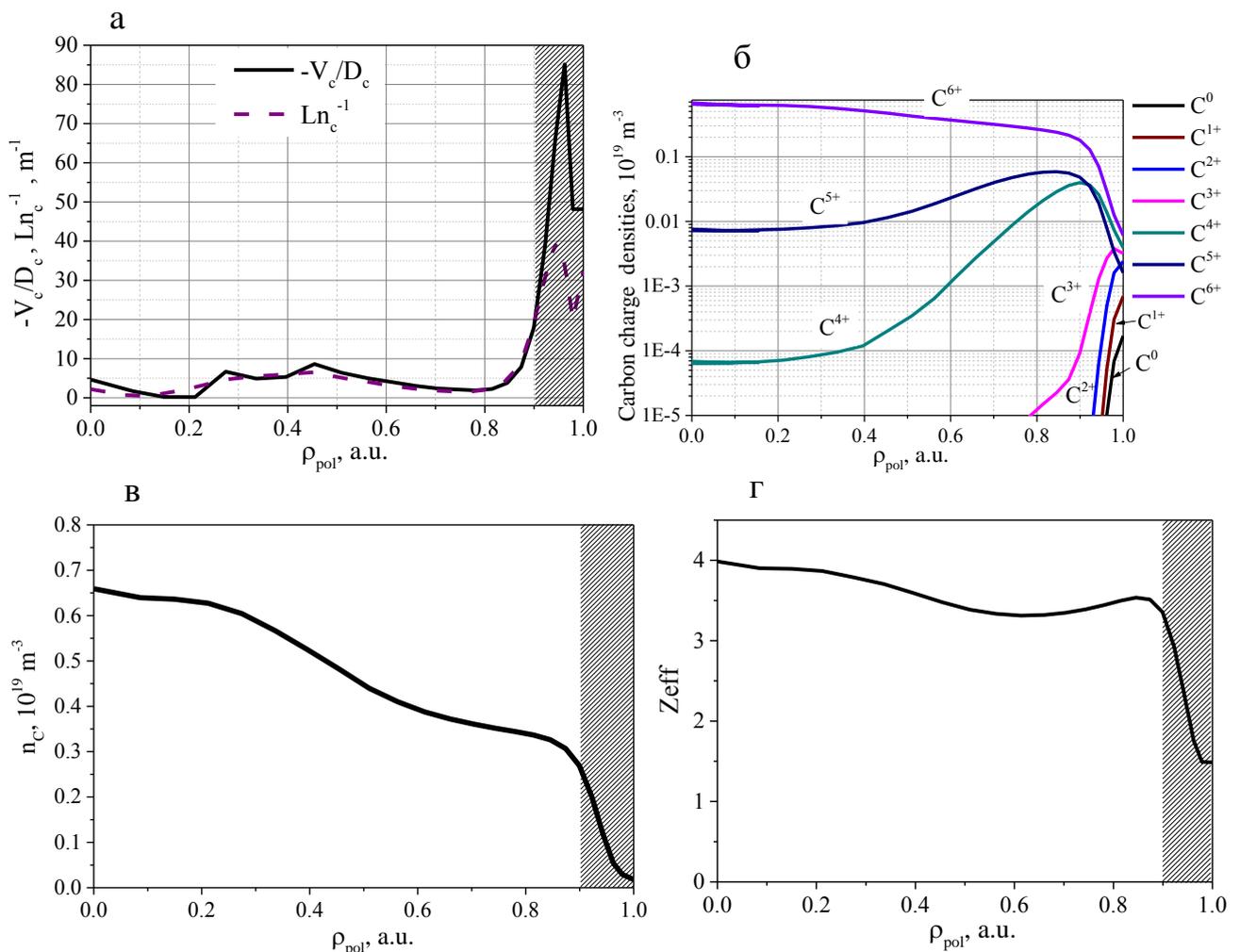


Рисунок 4.24. Результаты моделирования переноса углерода для различных значений потока примеси для разряда №37060. а) Профили отношения V_c/D_c и показателей пикирования

профилей; б) профили концентрации различных зарядовых состояний углерода в) профили концентрации углерода; г) профили эффективного заряда плазмы.

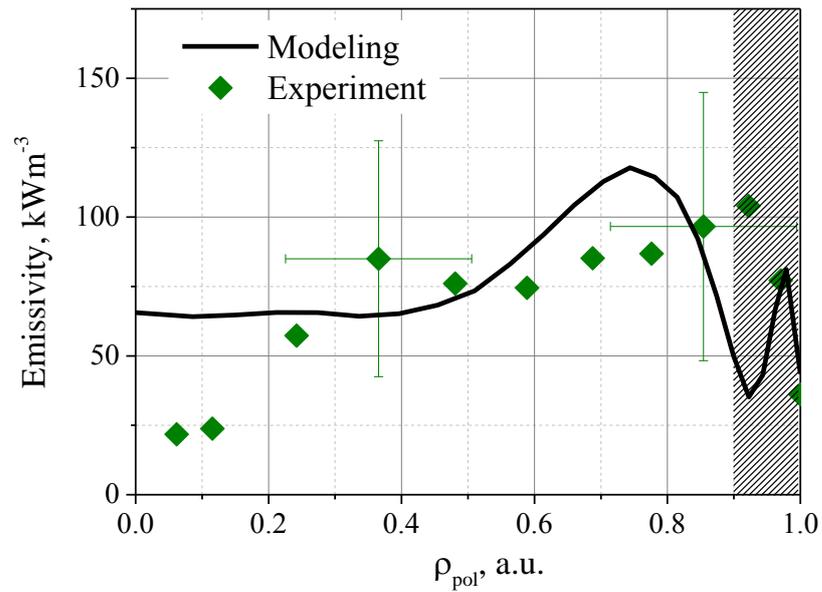


Рисунок 4.25. Полученные в моделировании и экспериментально измеренные распределения радиационных потерь для разряда №37060.

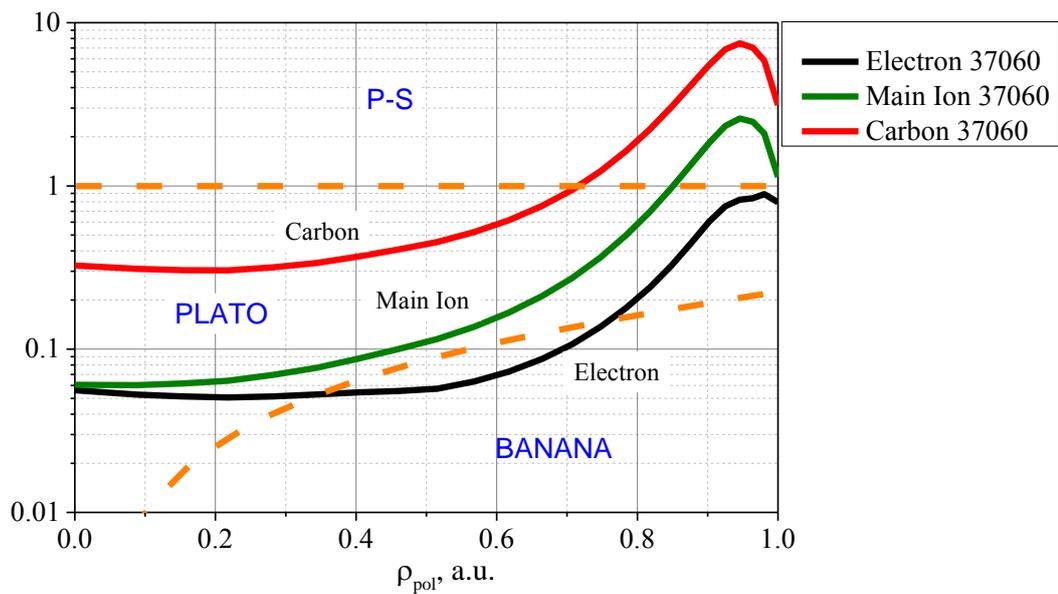


Рисунок 4.26. Значения $V_a^* \epsilon^{3/2}$ для электронов, основных ионов и углерода для разряда №37060.

Таблица 4.4. Результаты моделирования переноса углерода для разряда №37060.

Поток, 10^{20} c^{-1}	P_{rad} , кВт	$\langle Z_{eff} \rangle$	$\langle n_C \rangle / \langle n_e \rangle$, %	t_C , мс
0,8	47	3	8	22

4.4. Исследование деградации SPD

Деградация кремниевых n-p и p-n фотодиодов с активной областью, покрытой диэлектриками (диоксид кремния, оксинитрид, силицид бора), является фактором, который накладывает некоторые ограничения на их применение. Как известно, деградация фотодиодов происходит вследствие воздействия ультрафиолетового спектра. Как показывают исследования [85], [112], значительное снижение чувствительности фотодиодов вызывает излучение в диапазоне квантов с энергиями 7–20 эВ (эквивалентно длинам волн 160–60 нм). Обычно для тестирования стойкости кремниевых детекторов используют кванты с энергиями 10,2 и 17,7 эВ (121 и 70 нм соответственно). Типовые дозы, вызывающие деградацию на единицы и десятки процентов, составляют величину в несколько десятков мДж/см² [112]. Деградация связана с интенсивным поглощением ультрафиолета на границе раздела между кремниевой подложкой и «входным окном» детектора. Это приводит к образованию индуцированного положительного заряда на поверхности кремневых детекторов, обладающих «мертвым» слоем 5–10 нм. Дополнительный поверхностный заряд приводит к уменьшению внутреннего квантового выхода детекторов. Облучение упомянутых детекторов в области квантов с энергиями 100–200 эВ приводит к тем же масштабам деградации при дозах порядка нескольких десятков Дж/см² [178].

За период 2012–2014 г. эксплуатации обзорного датчика SPD была исследована его радиационная стойкость. Были проанализированы сигналы с детектора в плазменных разрядах со схожими параметрами. Измерения были выполнены в дейтериевой плазме с омическим нагревом, ток плазмы 200 кА, среднечордовая электронная плотность $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Из рисунка 4.27 следует, что в течение двухлетней эксплуатации значительной деградации фотодиода не произошло. Это верно, по крайней мере, для чувствительности фотодиода в тех областях спектра, которые вносят наибольший вклад в регистрируемое из рассматриваемого объема плазмы излучение.

Изменений в величине темнового тока фотодиода также не было обнаружено. Предполагая, что чувствительность SPD осталась неизменной,

можно рассчитать поглощенную фотодиодом энергию излучения $E = \int P_{\text{rad}} dt$, где $P_{\text{rad}} = I_{\text{ph}}/G$, G , А/Вт – ампер-ваттная чувствительность. Суммарная поглощенная фотодиодом энергия электромагнитного излучения составила около 7 мДж примерно за 5400 разрядов (суммарная длительность 390 с). Воздействие на SPD быстрых частиц нейтральной инжекции считается незначительным вследствие геометрии наблюдения датчика. Площадь обращенной к плазме чувствительной области фотодиода SPD составляла 7,5 мм².

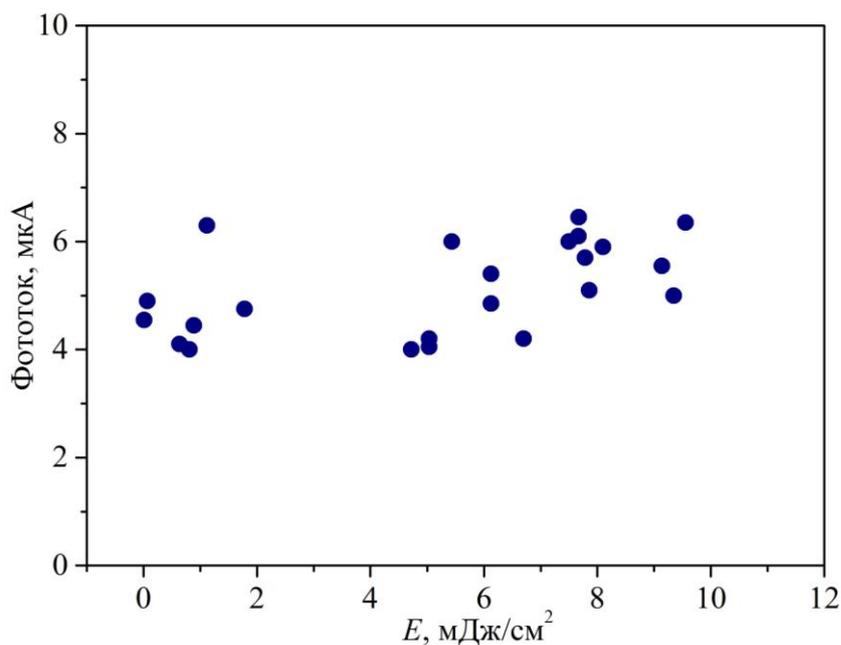


Рисунок 4.27. Зависимость фототока SPD от поглощенной им энергии электромагнитного излучения на единицу площади фотодиода.

Детектор регистрировал излучение в основном из центральной области плазмы, где во время стационарной стадии разряда доля излучения на линии L_{α} порядка нескольких процентов согласно данным со спектрометрического модуля. Интервалы времени в течение плазменного разряда, когда происходит излучение холодной плазмы (например, срывы), непродолжительны. Поэтому суммарной энергии излучения, наиболее опасной для деградации фотодиода длины волны 121,6 нм, оказалось недостаточно для существенного снижения чувствительности фотодиода за рассмотренный промежуток времени.

Таким образом, фотодиод SPD показал устойчивую чувствительность в течение достаточно длительной эксплуатации на Глобус-М. При этом исследования радиационной стойкости диодов со схожими характеристиками

AXUV на других токамаках показали существенное изменение спектральной чувствительности вследствие их деградации [114], [119].

4.5. Исследование проникновения плазменной струи в плазму токамака

Для работы будущих реакторов, принцип работы которых будет основан на магнитном удержании плазмы, важными задачами является формирование профиля плотности и доставка топлива в центральную часть плазмы. Напуск холодного газа с помощью пьезоэлектрических клапанов не позволяет формировать необходимые для работы ITER профили плотности, как показали эксперименты на крупных установках [10]. Использование инжекторов быстрых нейтральных атомов для этих целей в будущем реакторе также ограничено из-за низкой эффективности доставки топлива [10]. Инжекция пеллет из замороженных изотопов водорода [179] позволяет изменять профиль плотности для $r/a \geq 0,65$ даже в случае инъекции со стороны сильного магнитного поля. Напуск сверхзвуковой струи газа с помощью сопла Лавалья [180] не показал более высокой эффективности и глубокого проникновения, по сравнению с инъекцией пеллет [17]. Для доставки топлива в центр плазмы рассматривается инъекция «компактных торов» [181], однако данный метод находится на начальной стадии разработок и требует дальнейшего развития вследствие сложной технологической реализации [10], [17].

Альтернативным методом доставки топлива в центр плазменного шнура является инъекция быстрой холодной плазменной струи. Эксперименты, выполненные ранее на токамаке Глобус-М, показали, что инъекция плазменной струи позволила увеличить электронную плотность до двух раз, при этом срыв разряда происходил через достаточно большой промежуток времени [73], [182], [82], [184]. В данной работе проникновение плазменной струи в плазму токамака Глобус-М было исследовано с помощью матрицы фотодиодов SPD 16×16, позволившей изучить процесс распространения плазменного сгустка в плазме токамака на основе измерений светимости плазмы. Дополнительно были проведены эксперименты по инъекции гелиевой струи в дейтериевую плазму токамака.

Инжекция плазменной струи осуществлялась с помощью плазменной пушки, работающей по принципу пушки Маршалла [119]. Подробности принципа работы использованной в экспериментах пушки можно найти в работе [122].

Параметры плазменного разряда были следующие: ток плазмы $I_p=170$ кА, среднечордовая электронная плотность $\langle n_e \rangle = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, омический режим нагрева. Параметры плазменной струи: средняя плотность водородной струи $\langle n_H \rangle \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$, гелиевой струи $\langle n_{He} \rangle \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$, температура 1 эВ, для водородной струи скорость струи в вакууме при вылете из пушки – 150 км/с. Начальная скорость гелиевой струи не измерялась в экспериментах, однако предполагалось, что скорость инжекции гелиевой струи была незначительно ниже. Инжекция плазменной струи осуществлялась на стационарной стадии разряда в течение 15 мкс. Расположение плазменной пушки показано на рисунке 3.1 (инжекция плазменной осуществлялась поперек магнитного поля).

Сечение рекомбинации для водорода для диапазона $T_e = 0,8 - 1$ эВ либо превышает, либо сравнимо с сечением ионизации, и составляет $\langle \sigma v \rangle_{rec} \sim 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$ [82], [185]. Время рекомбинации водородной струи – $\tau_{rec} = [n \langle \sigma v \rangle_{rec}]^{-1} \sim 10^{-5} \text{ с}$. В проведенных экспериментах плазменная струя пролетала в вакуумной камере токамака 0,5 м до границы плазмы за время $\Delta t \approx (0,3 - 0,6) \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Таким образом, по крайней мере, большая часть ионов водорода не рекомбинировала и струя проникла в основную плазму токамака в преимущественно ионизированном состоянии.

Движение плазменного сгустка поперек магнитного поля в плазме токамака происходит за счет дрейфа в скрещенных полях $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, \mathbf{E} – электрическое поляризационное поле, которое возникает в самом сгустке за счет разделения зарядов, \mathbf{B} – магнитное поле токамака [60]. Поляризация (и скорость струи) уменьшается за счет излучения альфвеновских волн в окружающую плазму (альфвеновская проводимость), и вертикальных токов вследствие наличия $\nabla \mathbf{B}$.

Время, за которое струя должна существенно замедлиться за счет альфвеновской проводимости согласно [60], [186]:

$$\tau_w = \frac{\mu_0 c_A (M_a + M_i)}{2B^2}, \quad (4.1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, $c_A = B/\sqrt{\mu_0 m_i n_i}$ – альфвеновская скорость, $M_{a,i} = m_{a,i} n_{a,i} d$, d – поперечный размер плазменного сгустка, $m_{a,i}$ – масса атомов или ионов, $n_{a,i}$ – концентрация атомов или ионов в плазменном сгустке.

За счет градиента и кривизны магнитного поля плазменный сгусток тормозится с ускорением

$$g = \frac{2(T_e + T_i) n_i}{m_i R} \frac{n_i}{n_a}, \quad (4.2)$$

где все члены относятся к параметрам плазменной струи [186]. Время торможения: $t_g = V_0/g$, V_0 – начальная скорость.

В результате инъекции водородной струи в дейтериевую плазму центральные значения плотности электронов выросли вдвое, центральные значения температуры электронов упали вдвое через 400 мкс после момента вылета плазменной струи (рисунок 4.28). Результаты и измерения радиационных потерь плазмы в течение проникновения струи (рисунок 4.29, а) свидетельствуют о глубоком проникновении плазменной струи в плазму – до левой границы плазмы и распределении инжектированной струи по магнитным силовым линиям и далее по объему плазмы.

В результате инъекции гелиевой струи плотность электронов выросла за время порядка диффузионного. Центральные значения температуры электронов упали примерно на 30% через 300 мкс после момента вылета плазменной струи. Быстрая камера 16×16 показала проникновение гелиевой струи до центральной области плазмы (рисунок 4.29, б). Инъекция плазменной струи в обоих разрядах не привела к срыву плазменного разряда.

Рост мощности излучения, наблюдаемый в области распространения инжектированной струи в плазме токамака связано, главным образом, с

излучением примесей. Мощность излучения линий СШ (465 нм) и ОШ (559 нм) растет сразу после инъекции одновременно с ростом сигнала на датчиках радиационных потерь. Излучение данных линий падает примерно через 30 мкс после инъекции, что соответствует распределению струи по тороидальному обходу и дрейфу в сторону слабого магнитного поля.

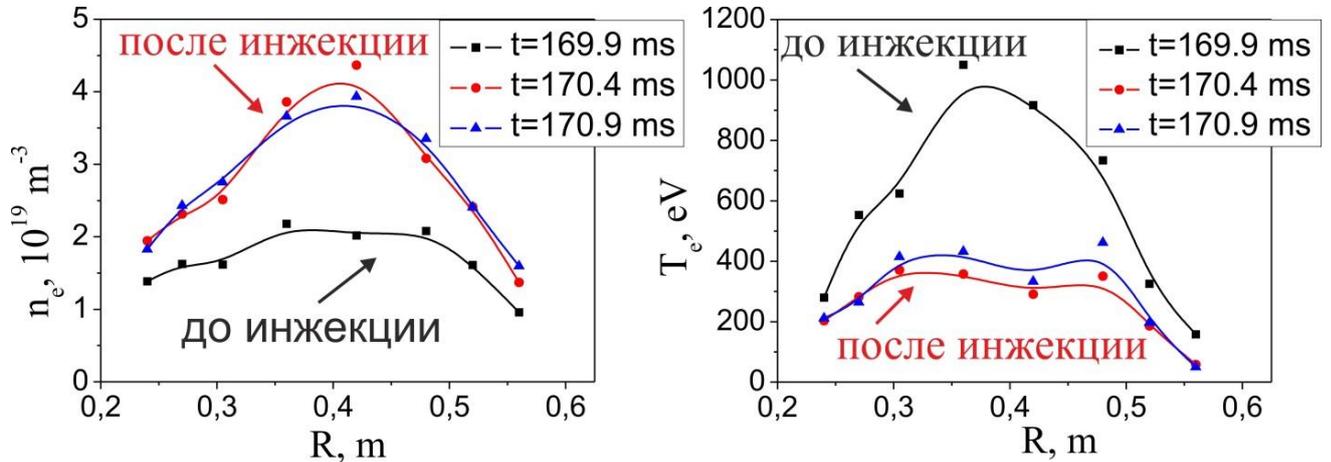


Рисунок 4.28. #33898. Профили электронной плотности (слева) и температуры (справа), измеренные диагностикой томсоновского рассеяния до (169,9 мс) и после (170,4 и 170,9 мс) инъекции плазменной струи. Вылет плазменной струи из пушки на 170 мс.

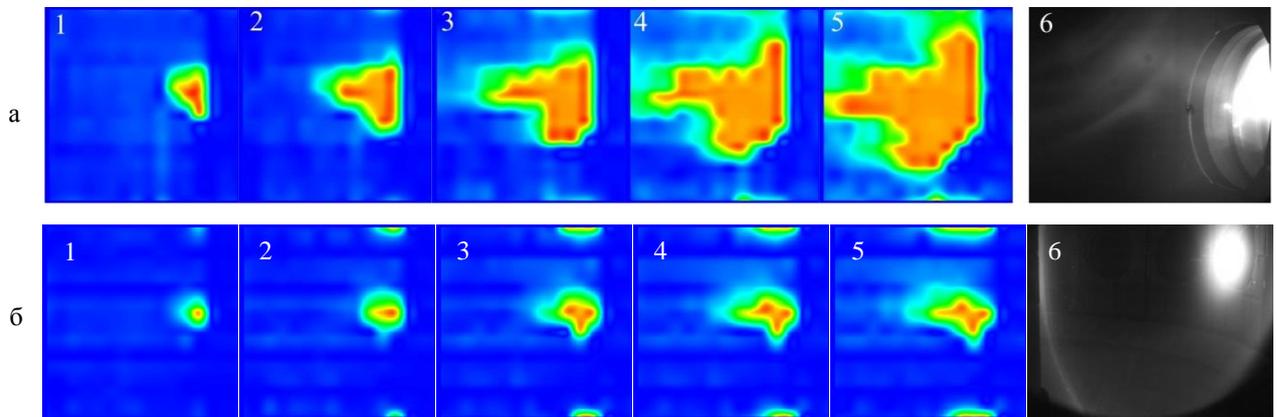


Рисунок 4.29. а) #33898, инъекция водородной струи в дейтериевую плазму. Кадры 1-5: светимость плазмы при проникновении водородной плазменной струи в течение 8 мкс, визуализированная с помощью матрицы SPD 16×16 . Временное окно между кадрами – 1,6 мкс. б) # 34688, инъекция гелиевой струи в дейтериевую плазму. Кадры 1–5: светимость плазмы при проникновении гелиевой плазменной струи в течение 5 мкс до торможения струи. Временное окно между кадрами – 1 мкс. Изображения 6 получены с помощью видеокамеры для внешней границы плазмы через 1 мс после инъекции. Для 1-5 левая часть изображения соответствует центральной колонне токамака, правая – внешней границе плазмы.

На основе измерений мощности излучения плазмы при проникновении водородной и гелиевой плазменных сгустков в плазму токамака были рассчитаны радиальные скорости. Координаты переднего фронта струи, полученные на

основе изображений с матрицы и известной геометрии эксперимента, приведены на рисунке 4.30, а. Кроме того, на этом рисунке представлена также аппроксимация координат экспоненциальной функцией. На основе данной функции рассчитана скорость струи в зависимости от времени. Результирующие зависимости скорости от времени приведены на рисунке 4.30, б. Точки на графике соответствуют рассчитанным скоростям на основе экспериментальных данных о зависимости координаты переднего фронта струи в плазме от времени. Начальные скорости водородной и гелиевой плазменной струи составили 60 км/с и 40 км/с соответственно.

Согласно полученным функциям скорости от времени можно рассчитать время, за которое инжектированная струя радиально проникает в плазму. Таким образом, водородная струя замедлилась за 10 мкс, достигнув левой границы плазмы, гелиевая струя – за 5 мкс, достигнув координаты по большому радиусу $R=0,37$ м.

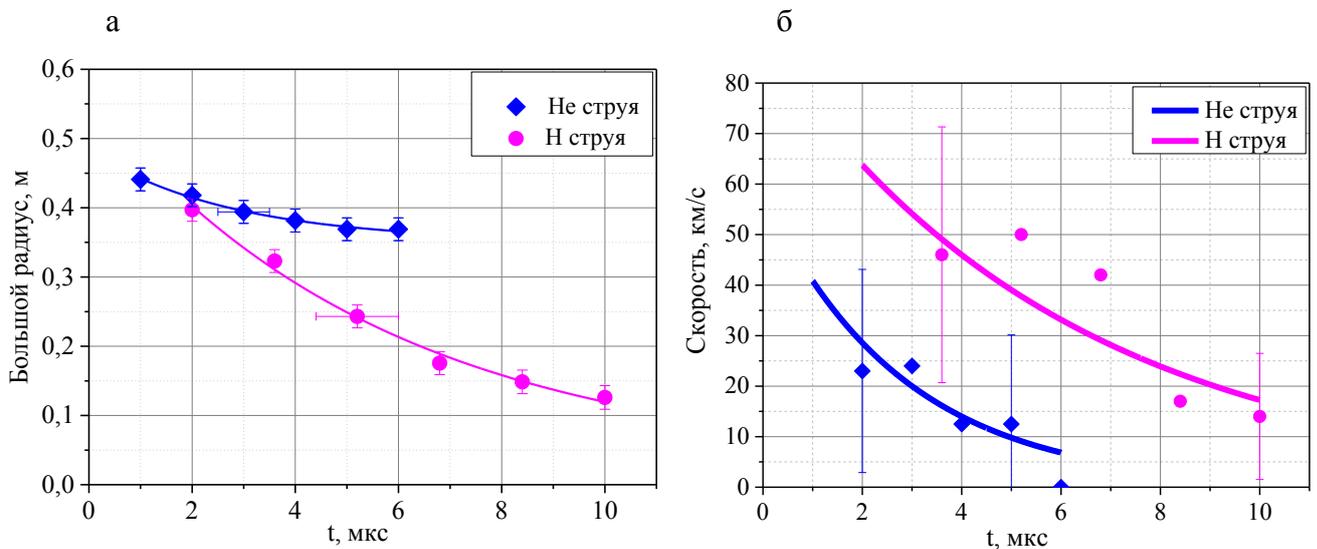


Рисунок 4.30. а) Координата по R переднего фронта инжектированной струи и б) радиальная скорость проникновения струи в зависимости от времени. Момент времени $t=0$ соответствует первому зарегистрированному кадру с излучением от плазменной струи.

Оценим вклад различных механизмов, отвечающих за замедление плазменной струи для условий инжекции на Глобус-М. В проведенных экспериментах времена замедления за счет излучения альфвеновских волн для водородной струи: $\tau_w = 11$ мкс, для гелиевой: $\tau_w = 4$ мкс. Время замедления за

счет ∇B для $V_0 = 150$ км/с составляет $t_g > 100$ мкс. Времена замедления τ_w хорошо согласуются со временами торможения, полученными в эксперименте. Поскольку время t_g больше времен, полученных в эксперименте, наибольший вклад в замедление струи в плазме токамака вносила альфвеновская проводимость.

4.6. Выводы к главе

Было показано, что радиационные потери плазмы в токамаке с полностью углеродной стенкой и с углеродной стенкой и установленными в область нижнего дивертора вольфрамовыми плитами не имеют существенного различия. Это говорит о том, что содержание вольфрама в плазме незначительно и не приводит к росту мощности излучения плазмы, поэтому можно считать, что основная примесь плазмы в рассмотренных разрядах – углерод.

Для дейтериевой плазмы характерны более высокие радиационные потери, чем для водородной, что можно объяснить более высоким выходом распыления материала стенки – графита, – который растет с атомной массой налетающей частицы. Рост радиационных потерь при инжекционном нагреве можно объяснить более высоким содержанием примесей в плазме вследствие распыления материала стенки. При этом в режиме с продолжающимся напуском рабочего газа при инжекционном нагреве плазмы радиационные потери росли значительно меньше из-за меньшего вклада стенки в формируемую плотность плазмы и, следовательно, более низкого содержания примеси.

С помощью четырехканального спектрометрического модуля было выявлено, что основной рост радиационных потерь плазмы с инжекционным нагревом происходит в диапазонах $10,9\text{--}330$ эВ и $330\text{--}1,5\cdot 10^4$ эВ, на которые приходится соответственно примерно 60% и 30% всех радиационных потерь плазмы.

Для рассмотренного диапазона электронных плотностей радиационные потери из основного объема плазмы с $\rho_{\text{pol}} \leq 0,9$ в дейтериевой плазме с омическим нагревом составили $18\text{--}75$ кВт, что составило 5–25% от вкладываемой мощности нагрева, в режиме с инжекцией быстрых атомов дейтерия в дейтериевую плазму – до $75\text{--}130$ кВт, что составило 18–30% от поглощенной мощности нагрева.

Значительное влияние на величину радиационных потерь может оказывать смещение плазменного шнура в экваториальной плоскости. Уменьшение зазора между внешней границей плазмы и стенкой вакуумной камеры приводило к

существенному росту радиационных потерь плазмы, что необходимо учитывать для контроля поступления примесей в плазму токамака.

Снизить поступление примесей в плазму токамака, а также улучшить характеристики плазменного разряда позволяет процедура боронизации стенки вакуумной камеры. В первых разрядах после проведения боронизации величина радиационных потерь на периферии снизилась примерно в 6 раз, через 30 разрядов выросли до половины значения радиационных потерь от уровня до боронизации. Радиационные потери, измеренные с помощью обзорного фотодиода, и мощность излучения из диапазонов 10,9–330 эВ и 330– $1,5 \cdot 10^4$ эВ сразу после боронизации снизились на 40% и оставались на этом уровне в течение следующих 400 разрядов. Таким образом, распыление на поверхность вакуумной камеры карборана бора позволяет значительно снизить мощность излучения плазмы в широком диапазоне длин волн.

Разработанный алгоритм восстановления с использованием анизотропной функции диффузии позволяет восстанавливать профиль мощности излучения плазмы в случаях диверторной и лимитерной конфигураций плазменного шнура. В диверторной конфигурации высокие величины мощности излучения из единицы объема, превышающие на порядок мощность излучения из основного объема плазмы, наблюдались в области диверторных пластин и X-точки плазмы. В лимитерной конфигурации, в отличие от диверторной, наблюдалась высокая мощность излучения в SOL и на периферии плазмы со стороны сильного магнитного поля. В обеих конфигурациях выявлены высокие радиационные потери плазмы в экваториальной плоскости вблизи центральной колонны токамака, однако при диверторной конфигурации плазмы эта область, как правило, находится вне сепаратрисы.

С ростом тороидального магнитного поля и тока плазмы радиационные потери из центра плазмы уменьшаются, что связано с ростом электронной температуры в центре плазменного шнура и снижением содержания низких зарядовых состояний углерода.

Для плазменного разряда №37046 измеренные радиационные потери плазмы, включая SOL, составляли 27% от омической мощности нагрева. Поток тепла на внешние диверторные пластины в эксперименте составил 45%. Таким образом, измеренная мощность разряда составила 72% от вкладываемой мощности нагрева.

Радиационные потери из основного объема плазмы для омических разрядов №37060 и №37046 составили 13–16% от мощности нагрева. Поэтому при учете радиационных потерь значения τ_E возрастают незначительно: $\leq 17\%$ от значения без учета радиационных потерь. Было показано, что при учете радиационных потерь оценка электронной температуропроводности наиболее существенно (до 35%) снижается во внешней части плазменного шнура для $0,6 \leq \rho_{pol} \leq 0,9$. Снижение электронной теплопроводности в центре плазменного шнура и на периферии вследствие роста электронной температуры и уширения его профиля приводит к улучшению удержания и росту времени жизни энергии в разряде с током плазмы 250 кА и тороидальным магнитным полем 0,5 Тл, по сравнению с разрядом с током плазмы 200 кА и тороидальным магнитным полем 0,4 Тл.

В результате моделирования для омического разряда №37060 с током плазмы 200 кА и тороидальным магнитным полем 0,4 Тл было обнаружено, что при времени удержания примеси равным времени удержания основных частиц плазмы наиболее соответствие радиационных потерь и напряжения на обходе плазмы, полученных в моделировании в кодах АСТРА и STRANL, экспериментальным измерениям наблюдается при коэффициенте диффузии углерода в диапазоне 0,5–1 м²/с для $\rho_{pol} \leq 0,9$ (близком к неоклассическому значению). На периферии коэффициент диффузии углерода составил 1 м²/с и значительно отличался от предсказания неоклассической теории. Соответствующая концентрация углерода составила 8% от электронной плотности плазмы.

Одной из важных характеристик кремниевых фотодиодов с широкой спектральной чувствительностью, определяющей область применения в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу, является радиационная

стойкость. В разрядах с одинаковыми условиями были исследованы сигналы с дискретного обзорного фотодиода SPD за двухлетний период эксплуатации на Глобус-М. Значения фототока детектора оставались на постоянном уровне в течение ~ 5400 разрядов. Это свидетельствует о том, что ампер-ваттная чувствительность диода не изменилась, при этом полная поглощенная энергия излучения на единицу площади фотодиода за рассмотренный промежуток времени составила порядка 10 мДж/см^2 .

В экспериментах по формированию профиля плотности с помощью инъекции быстрой плазменной струи в плазму токамака было изучено пространственное и временное распределение радиационных потерь плазмы. В результате была определена скорость распространения и время замедления плазменной струи в плазме токамака. Начальные скорости водородной и гелиевой плазменной струи составили 60 км/с и 40 км/с соответственно. Водородная струя замедлилась за 10 мкс , достигнув левой границы плазмы, гелиевая струя – за 5 мкс , достигнув координаты по большому радиусу $R=0,37 \text{ м}$. Основным механизмом, определяющим замедление плазменной струи в обоих случаях является альфвеновская проводимость.

Заключение

Данная работа посвящена исследованию радиационных потерь плазмы на сферическом токамаке Глобус-М. В результате проведенной работы разработан диагностический комплекс радиационных потерь на основе полупроводниковых кремниевых фотодиодов SPD, который позволил измерять распределение радиационных потерь и определять полные радиационные потери плазмы в диапазоне энергии 1 эВ – 15 кэВ. Данный комплекс состоял из дискретных фотодиодов и детекторов на основе линеек фотодиодов 1×24 и матрицы фотодиодов 16×16 . Многоканальные системы позволяли измерять пространственное распределение радиационных потерь с достаточно высоким временным разрешением в пределах 1,6 – 7 мкс. Дискретные детекторы позволяли в мониторинговом режиме отслеживать радиационные потери из центральной и периферийной частей шнура. Разработанный спектрометрический модуль, состоящий из фотодиодов с фильтрами, позволял регистрировать электромагнитное излучение в различных спектральных диапазонах: 1–7,7 эВ, 1–10,9 эВ, $330-1,5 \cdot 10^4$ эВ, $1-1,5 \cdot 10^4$ эВ.

Были разработаны алгоритм и программный код для восстановления двумерного профиля радиационных потерь в полоидальном сечении плазмы на основе хордовых измерений в 280 каналах детекторов. Алгоритм реконструкции заключался в решении некорректной и плохо обусловленной задачи методом регуляризации Тихонова с использованием анизотропного ограничивающего функционала для обеспечения гладкости решения в заданном направлении и метода невязки для определения оптимального параметра регуляризации.

Обнаружено, что радиационные потери плазмы линейно росли с увеличением электронной плотности плазмы, как в омическом режиме нагрева, так и в режиме с дополнительным нагревом плазмы пучком быстрых нейтральных частиц.

В результате экспериментов получено, что мощность излучения плазмы возрастала при дополнительном инжекционном нагреве плазмы по сравнению с

режимами с омическим нагревом плазмы, что связано, в первую очередь с увеличением распылением материала стенки токамака. В режиме с нейтральной инжекцией при включенном газонапуске атомов рабочего газа вклад распыленных со стенки камеры атомов примеси в формирование профиля плотности плазмы уменьшался. Это приводило к уменьшению радиационных потерь плазмы при включенном газонапуске по сравнению с режимом без газонапуска.

Были получены более высокие значения радиационных потерь в дейтериевой плазме, чем водородной в режимах с омическим нагревом и при нагреве плазмы инжекцией атомов высокой энергии. Это свидетельствует о наличии изотопного эффекта на радиационных потерях. Рост мощности излучения в дейтериевой плазме связан с тем, что выход распыления материала-мишени зависит от массы налетающей частицы: выход распыления увеличивается с ростом массы налетающей частицы.

При увеличении тока плазмы и тороидального магнитного поля электронная температура плазмы возрастала и приводила к снижению радиационных потерь плазмы в соответствующей области плазмы (как правило, центральной части).

С помощью четырехканального спектрометрического модуля было выявлено, что основной рост радиационных потерь плазмы с инжекционным нагревом происходит в диапазонах 10,9–330 эВ и 330– $1,5 \cdot 10^4$ эВ, на которые приходилось примерно 60% и 30% всех радиационных потерь плазмы соответственно.

Для рассмотренного диапазона электронных плотностей радиационные потери из основного объема плазмы с $\rho_{pol} \leq 0,9$ в дейтериевой плазме с омическим нагревом находились в диапазоне 18–75 кВт, что составило 5–25% от мощности нагрева, в режиме с инжекцией быстрых атомов дейтерия в дейтериевую плазму – 75–130 кВт, что составило 18–30% от поглощенной мощности нагрева.

Было выявлено, что уменьшение зазора между внешней границей плазмы и стенкой вакуумной камеры с 3 см до 2 см приводило к существенному росту

радиационных потерь плазмы, что необходимо учитывать для контроля поступления примесей в плазму токамака.

В результате моделирования в кодах АСТРА и STRANL в предположении, что время удержания примеси совпадает со временем удержания основных частиц плазмы, коэффициент диффузии углерода для $\rho_{pol} \leq 0,9$ составил $0,5-1 \text{ м}^2/\text{с}$ и незначительно превышал неклассическое значение. В области плазмы $\rho_{pol} \geq 0,9$ коэффициент диффузии углерода был $1 \text{ м}^2/\text{с}$, что соответствовало аномальному характеру переноса углерода в этой области. При этом концентрация углерода на уровне 8% от электронной плотности плазмы обеспечивала в моделировании соответствующие экспериментальным значениям напряжение плазмы на обходе и радиационные потери. Результаты экспериментов и моделирование свидетельствуют о том, что основная собственная примесь плазмы токамака Глобус-М – это углерод (низкозарядовая примесь).

В экспериментах по формированию профиля плотности с помощью инъекции быстрой плазменной струи в плазму токамака были определены скорость распространения и время замедления плазменной струи в плазме токамака с помощью измерений пространственной и временной эволюции радиационных потерь плазмы. Времена замедления для водородной струи и гелиевой струи составили 10 мкс и 5 мкс соответственно. Эти времена соответствовали теоретически предсказанным в литературе временам замедления вследствие альфвеновской проводимости.

За период работы диагностики радиационных потерь накоплена экспериментальная база данных по измерениям радиационных потерь, включающая в себя хордовые измерения с помощью дискретных фотодиодов (~7000 разрядов) и многоканальных детекторов (несколько тысяч разрядов).

Список литературы

1. Bosch H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities / Bosch H.-S., Hale G.M. // Nuclear Fusion – 1992. Т. 32 – № 4 – С.112.
2. 2016 Annual report / ITER Organization. St. Paul-lez-Durance, 2016.
3. Kuteev B.V. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils / Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S., Dnestrovsky A.Y., Dokuka V.N., Gladush G.G., Golikov A.A., Goncharov P.R., Gryaznevich M., Gurevich M.I., Ivanov A.A., Khairutdinov R.R., Khripunov V.I., Kingham D., Klishchenko A.V., Kurnaev V.A., Lukash V.E., Medvedev S.Y., Savrukhin P.V., Sergeev V.Y., Shpansky Y.S., Sykes A., Voss G., Zhirkin A.V. // Nuclear Fusion – 2011. – Т. 51– № 7 – С.73013.
4. Menard J.E. Fusion nuclear science facilities and pilot plants based on the spherical tokamak / Menard J.E., Brown T., El-Guebaly L., Boyer M., Canik J., Colling B., Raman R., Wang Z., Zhai Y., Buxton P., Covele B., D'Angelo C., Davis A., Gerhardt S., Gryaznevich M., Harb M., Hender T.C., Kaye S., Kingham D., Kotschenreuther M., Mahajan S., Maingi R., Marriott E., Meier E.T., Mynsberge L., Neumeyer C., Ono M., Park J.-K., Sabbagh S.A., Soukhanovskii V., Valanju P., Woolley R. // Nuclear Fusion – 2016. – Т. 56 – № 10 – С.106023.
5. Federici G. European DEMO design strategy and consequences for materials / Federici G., Biel W., Gilbert M.R., Kemp R., Taylor N., Wenninger R. // Nuclear Fusion. – 2017. – Т. 57 – №9 – С. 092002.
6. Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрипунов В.И. // Физика плазмы. –2010. – Т. 36 – №4 – С. 307-346.
7. Гончаров П.Р., Сопоставление нейтронного выхода классических и сферических токамаков / Гончаров П.Р., Кутеев Б.В., Голиков А.А., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Шпанский Ю.С., Сергеев В.Ю., Быков А.С., Грязневич М.П. // Вопросы атомной науки и техники, сер. “Термоядерный синтез”. –2011. Вып. 2 – С. 36–45.
8. A. Sykes. Physics of spherical tokamaks / A. Sykes // Technical Physics. –1999. – Т. 44 – № 9 – С.1047–1053.

9. Gusev V. The basics of spherical tokamaks and progress in European research / Gusev V., F. Alladio, and A. Morris // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. –2003. – T. 45 – № 12A – C. A59–A82.
10. ITER Physics Basis // *Nuclear Fusion*. – 1999. –T. 39 – № 12.
11. Lux H. Impurity Radiation in DEMO systems modeling / H. Lux, R. Kemp, D. J. Ward, M. Sertoli // *Fusion Engineering and Design*. –2015. –T. 101 – C. 42-51.
12. Zohm H. A stepladder approach to a tokamak fusion power plant / H. Zohm, F. Träuble, W. Biel, E. Fable, R. Kemp, H. Lux, M. Siccinio, R. Wenninger // *Nuclear Fusion*. – 2017. – T. 57 – C. 086002.
13. Zohm H. Recent ASDEX Upgrade research in support of ITER and DEMO H. Zohm for the ASDEX Upgrade Team and the EUROfusion MST1 Team // *Nuclear Fusion*. –2015. –T. 55 – C. 104010.
14. Zohm H. On the physics guidelines for a tokamak DEMO / H. Zohm, C. Angioni, E. Fable, G. Federici, G. Gantenbein, T. Hartmann, K. Lackner, E. Poli, L. Porte, O. Sauter, G. Tardini, D. Ward and M. Wischmeier // *Nuclear Fusion*. – 2013. – T. 53 – № 7 – C. 073019.
15. Pereverzev G.V. // *ASTRA*, Technical Report IPP 5/98, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 2002.
16. Dux R. // *STRAHL*, Annual IPP report 10/30, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 2002.
17. Shimada M. Progress in the ITER Physics Basis / M. Shimada, D.J. Campbell, V. Mukhovatov // *Nuclear Fusion*. –2007. – T. 47. C. S1–S17.
18. Rebhan E. Effect of helium concentration on ignition curves with energy confinement time including radiation losses / Rebhan E., Vieth U., Reiter D., Wolf G.H // *Nuclear Fusion*. – 1996. –T. 36 –№ 2 – C. 264–269.
19. Lawson, J. D. Some Criteria for a Power producing thermonuclear reactor / Lawson, J. D. Technical report. Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Berkshire, U. K., 1955.
20. Dux R. Impurity Transport in Tokamak Plasmas / Dux R., Max Planck Institute of Plasma Physics 10/27, 2004, –140 c.

21. Reiter D. Burn condition, helium particle confinement and exhaust efficiency. Reiter D, Wolf G.H., Kever H. // Nuclear fusion. –1990. – T. 30 – № 10.
22. Rebhan E. Thermonuclear burn criteria / Rebhan E., Guido Van Oost UGent // Fusion Science and Technology. –2004. – T. 45 – C.15-23.
23. Kirschner A. Modelling of Impurity Transport and Plasma–Wall Interaction in Fusion Devices with the ERO Code: Basics of the Code and Examples of Application / A. Kirschner, D. Tskhakaya, G. Kawamura, D. Borodin, S. Brezinsek, R. Ding, Ch. Linsmeier, J. Romazanov // Contrib. Plasma Physics. – 2016. – T. 56 – № 6-8 – C. 622 – 627.
24. Summers H.P. Ionization state, excited populations and emission of impurities in dynamic finite density plasmas: I. The generalized collisional–radiative model for light elements / Summers H. P., Dickson W. J., O’Mullane M. G., Badnell N. R., Whiteford A. D., Brooks D. H., Lang J., Loch S. D., Griffin D. C. // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2006. – T. 48 – C. 263–293.
25. Summers H. P. Atomic Data and Analysis Structure Users Manual / Summers H. P. // JET-IR 06, Abingdon: JET Joint Undertaking, 1994.
26. Clark R. Radiation rates for low Z impurities in edge plasmas / Clark R., Abdallah J. and Post D. J. // Nucl. Mater. – 1995. – T. 220–222 – C. 1028–1032
27. Rice J.E. Impurity transport in Alcator C-Mod plasmas / Rice J.E., Terry J. L., Goetz J. A., Wang Y., Marmor E. S., Greenwald M., Hutchinson I., Takase Y., Wolfe S., Ohkawa H., Hubbard A. // Physics of Plasmas. –1997. –T. 4 – C. 1605–1609.
28. Paul S.F. Measurements of accumulated metallic impurities during LiTER operation in NSTX / Paul S.F., Skinner C.H., Robinson J.A., LeBlanc B., Kugel H.W. // Journal of Nuclear Materials. –2009. – T. 390–391 –C. 211–215.
29. Messiaen A.M. High confinement and high density with stationary plasma energy and strong edge radiation cooling in the upgraded Torus Experiment for Technology Oriented Research (TEXTOR-94) / Messiaen A. M., Ongena J., Unterberg B., Boedo J., Fuchs G., Jaspers R., Konen L., Koslowski H. R., Mank G., Rapp J., Samm U., Vandenplas P. E., Van Oost G., Van Wassenhove G., Waidmann G., Weynants R. R., Wolf G. H., Bertschinger G., Bonheure G., Brix M., Dumortier P., Durodie F., Finken

K. H., Giesen B., Hillis D., Hutteman P., Koch R., Kramer-Flecken A., Lysoivan A., Mertens Ph., Pospieszczyk A., Post-Zwicker A., Sauer M., Schweer B., Schwelberger J., Telesca G., Tokar M. Z., Uhlemann R., Vervier M., Winterb J. // *Physics of Plasmas*. –1997. –T. 4 – C. 1690-1698.

30. Jackson G.L. Enhanced confinement discharges in DIII-D with neon and argon induced radiation / Jackson G.L., Murakami M., Staebler G.M., Wade M.R., Messiaen A.M., Ongena J., Unterberg B., Boedo J.A., Evans T.E., Hyatt A.W., LaHaye R.J., Lasnier C.J., Leonard A.W., McKee G.W., Maingi R., Moyer R.A., Petrie T.W., West W.P. // *Journal of Nuclear Materials*. – 1999. –T. 266-269 – C. 380-385.

31. Ongena J., Overview of experiments with radiation cooling at high confinement and high density in limited and diverted discharges / Ongena J., Messiaen A. M., Unterberg B., Budny R. V., Bush C. E., Hill K., Hoang G. T., Jackson G., Kallenbach A., Monier-Garbet P., Mueller D., Murakami M., Staebler G., Ryter F., Wade M., Bell M., Boedo J., Bonheure G., Dumortier P., Durodie F., Finken K. H., Fuchs G., Giesen B., Hutteman P., Jaspers R., Koch R., Kramer-Flecken A., Mertens Ph., Moyer R., Pospieszczyk A., Ramsey A., Samm U., Sauer M., Schweer B., Uhlemann R., Vandenplas P. E., Van Oost G., Vervier M., Van Wassenhove G., Waidmann G., Weynants R. R., Wolf G. H., ASDEX-Upgrade7, DIII-D, TEXTOR-94, TFTR and Tore-Supra teams // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. –1999. –T. 41 – C. A379–A399.

32. Loarte A. Plasma detachment in JET Mark I divertor experiments / Loarte A., Monk R.D., Martin-Solis J.R., Campbell D.J., Chankin A.V., Clement S., Davies S.J., Ehrenberg J., Erents S.K., Guo H.Y., Harbour P.J., Horton L.D., Ingesson L.C., Ackel H.J., Lingertat J., Lowry C.G., Maggi C.F., Matthews G.F., McCormick K., O'brien D.P., Reichle R., Saibene G., Smith R.J., Stamp M.F., Stork D., Vlases G.C. *Nuclear fusion*. –1998. – T.38 – № 3 – C. 331–371.

33. West W.P. Divertor plasma studies on DIII-D: experiment and modeling / West W.P., Allen S.L., Brooks N.H., Buchenauer D.A., Carlstrom T.N., Cuthbertson J.W., Doyle E.J., Evans T.E., Fenstermacher M.E., Hill D.N., Hyatt A.W., Isler R.C., Jackson G.L., Jong R., Klepper C.C., Lasnier C.J., Leonard A.W., Mahdavi M.A., Maingi R.,

- McKee G.R., Meyer W.H., Moyer R.A., Nilson D.G., Petrie T.W., Porter G.D., Rhodes T.L., Schaffer M.J., Stambaugh R.D., Thomas D.M., Tugarinov S., Wade M.R., Watkins J.G., Whytey D.G., Wood R.D. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 1997. –T. 39 – C. A295–A310.
34. Soukhanovskii V.A., Divertor heat flux reduction and detachment experiments in NSTX / Soukhanovskii V.A., Maingi R., Bush C.E. // *Journal of Nuclear Materials*. – 2007. –T. 363–365 – C. 432–436.
35. Harrison J.R. The MAST Team Characterisation of detached plasmas on the MAST tokamak Harrison J.R., Lisgo S.W., Gibson K.J., Tamain P., Dowling J. // *Journal of Nuclear Materials*. –2011. –T. 415 – C. S379–S382.
36. Sergeev V.Yu. Conceptual design of divertor and first wall for DEMO-FNS / V.Yu. Sergeev, B.V. Kuteev, A.S. Bykov, A.A. Gervash, D.A. Glazunov, P.R. Goncharov, A.Yu. Dnestrovskij, R.R. Khayrutdinov, A.V. Klishchenko, V.E. Lukash, I.V. Mazul, P.A. Molchanov, V.S. Petrov, V.A. Rozhansky, Yu.S. Shpanskiy, A.B. Sivak, V.G. Skokov, A.V. Spitsyn // *Nuclear Fusion*. –2015. –T. 55 – C. 123013.
37. Giruzzi G. Modelling of pulsed and steady-state DEMO scenarios / G. Giruzzi, J.F. Artaud, M. Baruzzo, T. Bolzonella, E. Fable, L. Garzotti, I. Ivanova-Stanik, R. Kemp, D.B. King, M. Schneider, R. Stankiewicz, W. Stepniewski, P. Vincenzi, D. Ward and R. Zagorski // *Nuclear Fusion*. – 2015. – T. 55 – C. 073002.
38. Leonard A.W. Power balance in DIII-D during single-null ELMing H-mode plasmas. Leonard A.W., Lasnier C.J., Cuthbertson J.W., Evans T.E., Fenstermacher M.E., Hill D.N., Jong R.A., Meyer W.H., Petrie T.W., Porter G.D. // *Journal of Nuclear Materials*. –1995. – T. 220-222 – C. 325-329.
39. Veres G. Radiation distributions in TCV / Veres G., Pitts R.A., Wischmeier M., Gulejova B., Horacek J., Kálvin S. // *Journal of Nuclear Materials*. – 2007. –T. 363-365 – C. 1104-1109.
40. Keilhacker M. Plasma boundary layer in limiter and divertor tokamaks / Keilhacker M., Lackner K., Behringer K., Murmann H., Niedermeyer H. // *Physica Scripta*. – 1982. –T. T2/2 – C. 443–53.

41. Fuchs J.C. Radiation distribution and power balance in the ASDEX Upgrade LYRA divertor / J.C. Fuchs, D. Coster, A. Herrmann, A. Kallenbach, K.F. Mast, ASDEX Upgrade Team // *Journal of Nuclear Materials*. – 2001. – T. 290-293 – C. 525–529.
42. Goetz J.A. Power balance and scaling of the radiated power in the divertor and main plasma of Alcator C-Mod / Goetz J.A., Lipschultz B., Graf M.A., Kurz C., Nachtrieb R., Snipes J.A., Terry J.L. // *Journal of Nuclear Materials*. –1995. –T. 220-222 – C. 971-97.
43. Soukhanovskii V. A. Observation of neoclassical impurity transport in Ohmically heated plasmas of CDX-U low aspect ratio tokamak, Soukhanovskii V. A., Finkenthal M., Moos H. W., Stutman D., Munsat T., Jones B., Hoffman D., Kaita R., Majeski R. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. –2002. – T. 44 – C. 2339–2355
44. Paul S.F. Accounting of the power balance for neutral-beam heated H-mode plasmas in NSTX / Paul S.F., Maingi R., Soukhanovskii V., Kaye S.M., Kugel H.W., The NSTX Research Team // *Journal of Nuclear Materials*. –2005. –T. 337-339 – C. 251.
45. Maingi R. The NSTX Team Heat flux scaling experiments in NSTX. Maingi R., Kugel H.W., Lasnier C.J., Roquemore A.L., Soukhanovskii V.A., Bush C.E. / *Journal of Nuclear Materials*. –2003. – T. 313–316 – C. 1005–1009.
46. Kaye S.M. Confinement and local transport in the National Spherical Torus Experiment (NSTX) / Kaye S.M., Levinton F.M., Stutman D., Tritz K., Yuh H., Bell M.G, Bell R.E., Domier C.W., Gates D., Horton W., Kim J., LeBlanc B.P., Luhmann Jr N.C., Maingi R., Mazzucato E., Menard J.E., Mikkelsen D., Mueller D., Park H., Rewoldt G., Sabbagh S.A., Smith D.R., Wang W. // *Nuclear Fusion*. – 2007. – T. 47 – C. 499–509.
47. Kaye S. M. Momentum transport in electron-dominated NSTX spherical torus plasmas / Kaye S.M., Solomon W., Bell R.E., LeBlanc B.P., Levinton F., Menard J., Rewoldt G., Sabbagh S., Wang W. and Yuh H. // *Nuclear Fusion*.– 2009. – T. 49 –C. 045010.

48. Ahn J.-W. Experimental investigations of SOL plasma in the MAST tokamak. *Journal of Nuclear Materials*. Ahn J.-W., Counsell G.F. – 2001. – Т. 290-293 – С. 820-824.
49. Feng B. Measuring Radiative Losses in the Globus-M Spherical Tokamak / B. Feng, P. G. Gabdullin, V. G. Kapralov, B. V. Kuteev, A. S. Smirnov, V. K. Gusev, S. I. Lashkul, Yu. V. Petrov, and N. V. Sakharov // *Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. – 2003. – Т. 29 – № 11 – С. 1–6.
50. Braginskii S. I. *Transport Processes in Plasmas // Reviews of Plasma Physics*. – Т. 1; ред. Leontovich M. A., Consultants Bureau, New York, 1965, 205 с.
51. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. В сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 1; ред. М.А. Леонтовича, – М.: Атомиздат, 1963.
52. Франк-Каменецкий Д.А. *Лекции по физике плазмы*. Франк-Каменецкий Д.А. Атомиздат, Москва, 1968.
53. Galeev A. A. Transport phenomena in a collisionless plasma in a toroidal magnetic system / A. A. Galeev, R. Z. Sagdeev // *Soviet Physics JETP*. – 1968. – Т. 26 – № 1 – С. 233.
54. Галеев А.А. «Неоклассическая» теория диффузии / А.А. Галеев, Р.З. Сагдеев // *Вопросы теории плазмы*. – 1973 – № 7 – С. 205.
55. Hinton F. Theory of plasma transport in toroidal confinement systems / Hinton F., Hazeltine R. // *Review of Modern Physics*. – 1976. – Т. 48 – С. 239 – 308.
56. Hirshman S. Neoclassical transport of impurities in tokamak plasmas / Hirshman S., Sigmar D. // *Nuclear Fusion*. – 1981. – Т. 21 – С. 1079 – 1201.
57. Wesson J. *Tokamaks*. Wesson J. Clarendon Press-Oxford, 2004, 749 с.
58. Dux R. Z dependence of the core impurity transport in ASDEX Upgrade H mode discharges / Dux R., Peeters A.G., Gude A., Kallenbach A., Neu R., ASDEX Upgrade Team // *Nuclear Fusion*. – 1999. – Т. 39 – С. 1509 – 1522.
59. Днестровский Ю.Н. *Математическое моделирование плазмы* / Ю.Н. Днестровский, Д.П. Костомаров // – 2-у изд., перераб. и доп. – М.: Физматлит, 1993. – 336 с.

60. Рожанский В. А. Теория плазмы: Учебное пособие. — СПб.: Издательство «Лань». — 2012. — 320 с.
61. Garbet, X. Physics of transport in tokamaks. X. Garbet, P. Mantica, C. Angioni, E. Asp, Y. Baranov, C. Bourdelle, R. Budny, F. Crisanti, G. Cordey, L. Garzotti, N. Kirneva, D. Hogeweij, T. Hoang, F. Imbeaux, E. Joffrin, X. Litaudon, A. Manini, D. C. McDonald, H. Nordman, V. Parail, A. Peeters, F. Ryter, C. Sozzi, M. Valovic, T. Tala, A. Thyagaraja, I. Voitsekhovitch, J. Weiland, H. Weisen, A. Zabolotsky, the JET EFDA Contributors // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2004. — Т. 46 — №12B — С. B557.
62. E.J. Doyle. Progress towards increased understanding and control of internal transport barriers in DIII-D / E.J. Doyle, C.M. Greenfield, M.E. Austin, L.R. Baylor, K.H. Burrell, T.A. Casper, J.C. DeBoo, D.R. Ernst, C. Fenzi, P. Gohil, R.J. Groebner, W.W. Heidbrink, G.L. Jackson, T.C. Jernigan, J.E. Kinsey, L.L. Lao, M. Makowski, G.R. McKee, M. Murakami, W.A. Peebles, M. Porkolab, R. Prater, C.L. Rettig, T.L. Rhodes, J.C. Rost, G.M. Staebler, B.W. Stallard, E.J. Strait, E.J. Synakowski, D.M. Thomas, M.R. Wade, R.E. Waltz, L. Zeng // Nuclear Fusion. — 2002. — Т. 42 — С. 333–339
63. M. Kotschenreuther. Attaining neoclassical transport in ignited tokamaks / M. Kotschenreuther, W. Dorland, Q.P. Liu, M.C. Zarnstor, R.L. Miller, Y.R. Lin-Liu // Nuclear Fusion. — 2000. — Т. 40 — С. 677.
64. G. Rewoldt, Microinstability properties of small-aspect-ratio tokamaks / G. Rewoldt, W. M. Tang, S. Kaye, J. Meward // Physics of Plasmas. — 1996. — Т. 3 — С. 1667.
65. C. Bourdelle. Stabilizing impact of high gradient of β on microturbulence. W. Dorland, X. Garbet, G. W. Hammett, M. Kotschenreuther, G. Rewoldt, E. J. Synakowski // Physics of Plasmas. — 2003. — Т. 10 — С. 2881.
66. D. Stutman. Impurity transport measurements in beam heated low-confinement mode discharges in the National Spherical Torus Experiment. D. Stutman, M. Finkenthal, R. E. Bell, S. M. Kaye, B. P. LeBlanc, J. E. Menard, E. J. Synakowski, D. S.

Darrow, V. Soukhanovskii, C. Bourdelle, M. Finkenthal // *Physics of Plasmas*. – 2003. – T. 10 – №11 – C. 4387 – 4395.

67. L. Delgado-Aparicio. Impurity transport experiments and effects on MHD in the National Spherical Torus Experiment (NSTX) / L. Delgado-Aparicio, D. Stutman, K. Tritz, F. Volpe, K.L. Wong, R. Bell, M. Finkenthal, E. Fredrickson, S.P. Gerhardt, S. Kaye // *Nuclear Fusion*. – 2011. – T. 51 – C. 083047

68. Scotti F. Core transport of lithium and carbon in ELM-free discharges with lithium wall conditioning in NSTX / F. Scotti, V.A. Soukhanovskii, R.E. Bell, S. Gerhardt, W. Guttenfelder, S. Kaye, R. Andre, A. Diallo, R. Kaita, B.P. LeBlanc, M. Podesta and the NSTX Team // *Nuclear Fusion*. – 2013. – T. 53 – C. 083001.

69. Henderson S. S. Charge dependence of neoclassical and turbulent transport of light impurities on MAST / S. S. Henderson, L. Garzotti, F. J. Casson, D Dickinson, M O'Mullane, A Patel, C M Roach, H P Summers, H Tanabe, M Valovič and the MAST team // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2015. – T. 57 – C. 095001.

70. Roach C. M. Microstability physics as illuminated in the spherical tokamak. C. M. Roach, D. J. Applegate, J. W. Connor, S. C. Cowley, W. D. Dorland, R. J. Hastie, N. Joiner, S. Saarelma, A. A. Schekochihin, R. J. Akers, C. Brickley, A. R. Field, M. Valovic and the MAST Team // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2005. – T. 47 – C. B323–B336.

71. Roach C M. Gyrokinetic simulations of spherical tokamaks / C. M. Roach, I. G. Abel, R. J. Akers, W. Arter, M. Barnes, Y. Camenen, F. J. Casson, G. Colyer, J. W. Connor, S. C. Cowley, D. Dickinson, W. Dorland, A. R. Field, W. Guttenfelder, G. W. Hammett, R. J. Hastie, E. Highcock, N. F. Loureiro, A.G. Peeters, M. Reshko, S. Saarelma, A. A. Schekochihin, M. Valovic, H. R. Wilson // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. –2009. – T. 51 – C. 124020.

72. Henderson S.S. Neoclassical and gyrokinetic analysis of time-dependent helium transport experiments on MAST. S.S. Henderson, L. Garzotti, F.J. Casson S.S., D. Dickinson, M.F.J. Fox, M. O'Mullane, A. Patel, C.M. Roach, H.P. Summers, M. Valovic and The MAST Team. // *Nuclear Fusion*. – 2014. – T. 54 – C. 093013.

73. Gusev V.K. Overview of results obtained at the Globus-M spherical tokamak / Gusev V.K., S.E. Aleksandrov, V. Kh Alimov, I.I. Arkhipov, B.B. Ayushin, A.G. Barsukov, B. Ya Ber, F.V. Chernyshev, I.N. Chugunov, A.V. Dech, V.E. Golant, A.E. Gorodetsky, V.V. Dyachenko, M.M. Kochergin, G.S. Kurskiev, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, V.M. Lebedev, V.M. Leonov, N.V. Litunovsky, I.V. Mazul, V.B. Minaev, A.B. Mineev, M.I. Mironov, I.V. Miroshnikov, E.E. Mukhin, Yu A. Nikolaev, A.N. Novokhatsky, A.A. Panasenkov, M.I. Patrov, .P. Petrov, Yu V. Petrov, K.A. Podushnikova, V.A. Rozhansky, V.V. Rozhdestvensky, N.V. Sakharov, O.N. Shcherbinin, I. Yu Senichenkov, A.E. Shevelev, E.V. Suhov, I.N. Trapesnikova, E.I. Terukov, G.N. Tilinin, S. Yu Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, A.V. Voronin, A.P. Zakharov, R. Kh Zalavutdinov, V.A. Yagnov, E.A. Kuznetsov and E.G. Zhilin. // Nuclear Fusion. – 2009. – T. 49 – C. 104021.
74. Avdeeva G.F. Study of ion heat transport in NBI experiments on the Globus-M spherical tokamak / G.F. Avdeeva, G.S. Kurskiev, I.V. Miroshnikov, N.V. Sakharov, N.N. Bakharev, V.K. Gusev, A.D. Iblyaminova, V.B. Minaev , M.I. Patrov, Yu. V. Petrov, P.M. Tretiakov, P.B. Shchegolev, S.Yu. Tolstyakov. Proc. of 43rd EPS Conference on Plasma Physics, ECA Vol. 40F, P1.064, 2016, Leuven, Belgium
75. Kurskiev G.S. Scaling of energy confinement time in the Globus-M spherical tokamak / G S Kurskiev, V K Gusev, N V Sakharov, N N Bakharev, A D Iblyaminova, P B Shchegolev, G F Avdeeva, E O Kiselev, V B Minaev, E E Mukhin, M I Patrov, Yu V Petrov, A Yu Telnova and S Yu Tolstyakov // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2017. – T. 59 – C. 045010.
76. Senichenkov I.Yu. Integrated modelling of the Globus-M tokamak plasma and a comparison with SOL width scaling / I.Yu. Senichenkov, E.G. Kaveeva, A.V. Gogoleva, E.O. Vekshina, G.V. Zadvitskiy, P.A. Molchanov, V.A. Rozhansky, S.P. Voskoboynikov, N.A. Khromov, S.A. Lepikhov, V.K. Gusev and The Globus-M Team / Nuclear Fusion. – 2015. – T. 55 – C. 053012.
77. Диагностика плазмы / под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. – М.: Изд-во МИР, 1967. — 515 с.

78. Fantz U. Basics of plasma spectroscopy / Plasma Sources Science and Technology. – 2006. – T. 15 – C. S137–S147.
79. Griem H. R. Principles of plasma spectroscopy / H. R. Griem. – Cambridge University Press, 1997. – 366 c.
80. Shimada M. Impurity reduction and remote radiative cooling with single-null poloidal divertor in Doublet-III / M. Shimada, M. Nagami, K. Ioki, S. Izumi, M. Maeno, H. Yokomizo, K. Shinya, H. Yoshida, N.H. Brooks, C.L. Hsieh, R. Groebner and A. Kitsunezaki // Nuclear Fusion. –1982. –T. 22 – №5 – C. 643-655.
81. Carolan P.G. The behaviour of impurities out of coronal equilibrium / P.G. Carolan, V.A. Piotrowicz // Plasma Physics. – 1983. – T. 25 – C. 1065-1086.
82. Post D.E. A review of recent developments in atomic processes for divertors and edge plasmas // Journal of Nuclear Materials. – 1995. – T. 220-222 – C. 143-157.
83. Bates D.R. Recombination between electrons and atomic ions, I. Optically thin plasmas. D. R. Bates, F.R.S., A. E. Kingston, R. W. P. McWhirter // Proceedings of the Royal Society A. – 1962. – T. 267 – C. 297-312.
84. Artyomov A. P. Temporal response of silicon EUV and soft X-ray detectors / Artyomov A. P., Aruev P. N., Baksht E. H., Tarasenko V. F., Fedunin A. V., Chaikovskiy S. A., Zabrodskii V. V., Petrenko M. V., Sobolev N. A., Suhanov V. L. // Instruments and Experimental Techniques. – 2015. – T. 58 – № 1 – P. 102.
85. Korde R. One gigarad Passivating Nitrided Oxides for 100% internal quantum efficiency silicon photodiodes / R. Korde, J.Cable, L. Canfield // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1993. – T. 40 – №6 – C. 1655-1659.
86. Edmonds P.H. Energy Loss To The Wall and Limiter in Normal ORMAK Discharges. P.H. Edmonds and A.C. England // Nuclear Fusion. –1978. – T. 18 – № 1, C. 23-27.
87. Orlinskiz D.V. Plasma Diagnostics on Large Tokamaks. Orlinskiz, D.V., Magyar G. // Nuclear Fusion. – 1988. – T. 28 – № 4 – C. 611-697.
88. Odajima K. Radiation loss and power balance in DIVA K. Odajima, H. Maeda, M. Shiho, H. Kimura, S. Yamamoto, M. Nagami, S. Sengoku, T. Sugie, S. Kasai, M. Azumi and Y. Shimomura // Nuclear Fusion. – 1978. – T. 18 – № 10 – C. 1337.

89. Bush C.E. Effects of neutral-beam co- and counter-injection on impurity radiation from ISX-B plasmas C.E. Bush, S.C. Bates, J.L. Dunlap, E.A. Lazarus, M. Murakami, V.K. Paré, C.E. Thomas, B. Thomas Jr., R.M. Wieland // Nuclear Fusion. – 1977. – Т. 23 – № 1 –С. 67.
90. Pecquet A.L. Bolometric technics on TFR 600 / A.L. Pecquet // Journal of Nuclear Materials Volumes. – 1980. – Т. 93–94 – С. 377-382.
91. Kumudni Tahiliani. Bolometers / Kumudni Tahiliani, Ratneshwar Jha; ред А. G. Unil Perera. – InTech, 2012. – 208 с.
92. Тимченко Н.Н. изучение радиационных потерь плазмы токамака Т-10 с помощью AXUV-детекторов / Д.В. Сарычев, Н.Н. Тимченко, Л.Н. Химченко, К. Шлаттер // XXX Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, – 2003, С. 93.
93. Gorelik L. L. Plasma Energy Losses in the Toroidal Chamber Tokamak TM-2 / L. L. Gorelik, K. A. Razumova, V. V. Sinitsyn Proc. 2nd International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Culham. 1965. – Т. 2 – С. 647
94. Huber A. Upgraded bolometer system on JET for improved radiation measurements / A. Huber, K. McCormick, P. Andrew, P. Beaumont, S. Dalley, J. Fink, J.C. Fuchs, K. Fullard, W. Fundamenski, L.C. Ingesson, F. Mast, S. Jachmich, G.F. Matthewsc, Ph. Mertens, V. Philipps, R.A. Pitts, S. Sanders, W. Zeidner // Fusion Engineering and Design. – 2007. – Т. 82 – С. 1327–1334.
95. Duan Y. M. Operation of bolometer system using Pt foil on SiN substrate detector for EAST tokamak / Y. M. Duan, S. T. Mao, L. Q. Hu, P. Xu, L. Q. Xu, J. Z. Zhang, and S. Y. Lin // Review of Scientific Instruments. – 2016. – Т. 87.
96. Meister H. Optimization of a bolometer detector for ITER based on Pt absorber on SiN membrane. H. Meister, T. Eich, N. Endstrasser, L. Giannone, M. Kannamüller, A. Kling, J. Koll, T. Trautmann, ASDEX Upgrade Team, P. Detemple, and S. Schmitt // Review of Scientific Instruments. – 2010, – Т. 81 – С. 10E132.
97. Schivell J. Performance of the Tokamak Fusion Test Reactor bolometers. Schivell J. // Review of Scientific Instruments. – 1985. – Т. 56 – С. 972.

98. Reichle R. Progress of the Reference Design for ITER Bolometers and Development of a High Performance Alternative / Reichle R., DI Maio M., Ingesson L. C. // Proceedings of Workshop Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors 2. – 1997 – C. 389.
99. Bittner R. Radiation-Induced Defects in Antiferroelectric Thin Films. R. Bittner, K.Humer, H.W. Weber, K. Kunzins, A. Sternberg // Fusion Eng. Design. – 2003 –T. 66–68C – C. 833.
100. Sternberg A. Antiferroelectric PbZrO₃ Thin Films: Structure, Properties and Irradiation Effects / A. Sternberg, K. Kundzins, V. Zauls, I. Aulika, L. Cakare, R.Bittner, H. Weber, K. Humer, D. Lesnyh, D. Kulikov, Y. Trush-in // J. Eur. Ceramic Soc. – 2004. – T. 24 – № 24 – C.1653.
101. Cain M. G., Ferroelectric materials for fusion energy applications / M. G. Cain, P. M. Weaver, M. J. Reece // Journal of Materials Chemistry A. – 2016 – № 27.
102. Wurden G. A. Design of an Imaging Bolometer System for the Large Helical Device / G. A. Wurden, B. J. Peterson, S. Sudo // Review of Scientific Instruments. – 1997 – T. 68 – C. 766.
103. Peterson B. J. Infrared Imaging Video Bolometer // Review of Scientific Instruments. – 2000. – T. 71 – C. 3696.
104. Peterson B. J. Calibration and Sensitivity of the Infrared Imaging Video Bolometer / B. J. Peterson, A. Yu. Kostrioukov, N. Ashikawa, M. Osakabe, S. Sudo // Review of Scientific Instruments. – 2003. – T. 74 – C. 2040.
105. TFR Group. Bolometric technics on TFR 600 / TFR Group, Pecquet A. L. // Journal of Nuclear Materials. – 1980 – T. 93-94 – C. 377-382.
106. Konoshima S. Radiated power profile observed by tangentially viewing IR bolometer in JT-60U tokamak / S. Konoshima, B.J. Peterson, N. Ashikawa, Y. Miura, the JT-60 team // 32nd EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, – Tarragona, 2005. – T. 29C – P. 4.092.7.
107. Peterson B. J. Infrared imaging video bolometer for the large helical device / B. J. Peterson, M. Osakabe, M. Shoji // Review of Scientific Instruments. – 2001. – T. 72 –C. 1.

108. Аксененко М.Д. Приемники оптического излучения. Справочник. Аксененко М.Д., Бараночников М.Л. – М.: Радио и связь, 1987. – 296 с.
109. Geist J. New calculations of the quantum yield of silicon in the near ultraviolet J. Geist, C. S. Wang // *Physics Review*. – 1983. – Т. В 27 – С. 4841.
110. Scholze F. Mean energy required to produce an electron-hole pair in silicon for photons of energies between 50 and 1500 eV / Scholze F., Rabus H., Ulm G // *Journal of applied physics*. – 1998 – Т. 84 – № 5 – С. 2926.
111. Naapalinna A. Spectral reflectance of silicon photodiodes / Naapalinna A., Kaha P., Ikonen E. // *Applied Optics*. – 1998. – Т. 37 – №4 – С. 729.
112. Забродский В.В., Исследование стабильности кремниевых фотодиодов в вакуумном ультрафиолете / Забродский В.В., Белик В.П., Аруев П.Н., Бер Б.Я., Бобашев С.В., Петренко М.В., В.Л. Суханов // *Письма в ЖТФ*. – 2012. – Т. 38 – № 17 – С. 69-77.
113. Scholze F. Characterization of detectors for extreme UV radiation / F. Scholze, R. Klein, R. Muller // *Metrologia*. – 2006. – Т. 43 – С. S6.
114. Boivin R. L. High resolution bolometry on the Alcator C-Mod tokamak / R. L. Boivin, J. A. Goetz, E. S. Marmor, J. E. Rice, J. L. Terry // *Review of Scientific Instruments*. – 1999. – Т. 70 – № 1 – С. 260.
115. Gray D.S. Time resolved radiated power during tokamak disruptions and spectral averaging of AXUV photodiode response in DIII-D / D.S. Gray, S. C. Luckhardt, L. Chousal, G. Gunner // *Review of Scientific Instruments*. – 2004 – Т. 75 – № 2 – С. 376.
116. Gusev V. K. Globus-M plasma physics research for fusion application and compact neutron source development / V.K. Gusev, N.N. Bakharev, B.Ya. Ber, V.V. Bulanin, F.V. Chernyshev, V.V. Dyachenko, P.R. Goncharov, E.Z. Gusakov, A.D. Iblyaminova, M.A. Irzak, E.G. Kaveeva, S.A. Khitrov, N.A. Khromov, V.A. Kornev, G.S. Kurskiev, A.D. Melnik, V.B. Minaev, A.B. Mineev, M.I. Mironov, A. N. Novokhatsky, M.I. Patrov, A.V. Petrov, Yu.V. Petrov, V.A. Rozhansky, N.V. Sakharov, A.N. Saveliev, I.Yu. Senichenkov, P.B. Shchegolev, O.N. Shcherbinin, S. Yu. Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, A.V. Voronin, A.Yu. Yashin // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2015. – Т. 58 – С. 014032.

117. Alekseyev A. Fast XUV plasma imaging: matrix array detector with 1 Mfps frame rate / Alekseyev, A.G., Belov, A.M., Lazarev, V.B., Mirnov, S.V., Panov, A.I., Zabrodsky, V.V., Proceedings of the 38th EPS Conference on Plasma Physics, Strasbourg, France, 2011, P1.047
118. Degeling A. W. AXUV bolometer and Lyman- α camera systems on the TCV tokamak / A. W. Degeling, H. Weisen, A. Zabolotsky, B. P. Duval, R. A. Pitts, M. Wischmeier, P. Lavanchy, Ph. Marmillod, G. Pochon // Review of Scientific Instruments. – 2004. – T. 75 – C. 4139
119. Bernert M. Application of AXUV diode detectors at ASDEX Upgrade. Bernert M., Eich T., Burckhart A., Fuchs J. C., Giannone L., Kallenbach A., McDermott R.M., Sieglin B. // Review of Scientific Instruments. – 2014. – T. 85 – C. 033503.
120. Reinke M. L. Two dimensional radiated power diagnostics on Alcator C-Mod / M. L. Reinke, I. H. Hutchinson // Review of Scientific Instruments. – 2008. – T. 79 – C. 10F306.
121. Marshall J. Performance of a hydromagnetic plasma gun. Phys. Fluids 3: 134-135. John Marshall Performance of a Hydromagnetic Plasma Gun Physics of Fluids. – 1960. – T. 3 – C. 134.
122. Voronin A.V. High kinetic energy plasma jet generation and its injection into the Globus-M spherical tokamak. A.V. Voronin, V.K. Gusev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, K.B. Abramova, E.M. Sklyarova, S.Yu. Tolstyakov // Nuclear Fusion. – 2005. – T. 45 – C. 1039–1045.
123. Курские Г.С. Модернизация диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М / Г.С. Курские, С.Ю. Толстяков, А.А. Березуцкий, В.К. Гусев, М.М. Кочергин, В.Б. Минаев, Е.Е. Мухин, М.И. Патров, Ю.В. Петров, Н.В. Сахаров, В.В. Семёнов, П.В. Чернаков // В сб. Вопросы атомной науки и техники. – 2012. – № 2 – С. 81.
124. Bender S.E. Magnetic diagnostics on Globus-M tokamak / S.E. Bender, V.I. Bushuev, E.G. Kuzmin, I.A. Mironov, A.V. Nikiforovsky // Plasma Devices and Operations. – 2001. – T. 9 – C. 143-157.

125. Lao L.L. Separation of β P and li in tokamaks of non-circular cross-section. L.L. Lao, H.St. John, R.D. Stambaugh, W. Pfeiffer // Nuclear Fusion. – 1985. – Т. 25, № 10 – С. 1421-1435.
126. Lao L.L. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks. L.L. Lao, H. St. John, R.D. Stambaugh, A.G. Kellman, W. Pfeiffer // Nuclear Fusion. – 1985. – Т. 25 – № 11 – С. 1611-1622.
127. Извозчиков А.Б. Многоканальный анализатор для одновременной регистрации энергетических спектров атомов водорода и дейтерия “АКОРД-12” / Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В., Шустов И.В. // ЖТФ – 1992. – Т. 62 – № 2 – С.157–163
128. Avdeeva G.F., CXRS measurements of ion temperature in NBI discharges on Globus-M spherical tokamak / G.F. Avdeeva, I.V. Miroshnikov, N.N. Bakharev, G.S. Kurskiev, M.I. Patrov, V.Yu. Sergeev, P.B. Schegolev. // Journal of Physics: Conference Series. – 2016 – Т. 666 – С. 012002.
129. Bulanin V.V. The Globus-M Diagnostics Design Bulanin V.V., Chugunov I.N., M. I. Vildzunas, G. A. Gavrilov, V. K. Gusev, V. B. Minaev, S. V. Krikunov, E. E. Mukhin, Yu. V. Petrov, G. T. Razdobarin , V. V. Rozdestvenskiy, N. V. Sakharov, V. V. Semenov, S. Yu Tolstyakov, A. M. Aronov, Yu. E. Kamach, L. L. Shapiro, A. A. Petrov, V. G. Petrov, S. E. Bender, B. A. Agureev, S. V. Trusillo // Plasma Devices and Operations. – 2001. – Т. 9 – № 1-2 – С. 129-142.
130. Torma P. T. Performance and Properties of Ultra-Thin Silicon Nitride X-ray Windows / Torma P. T., Kostamo J., Sipila H., Mattila M., Kostamo P., Kostamo E., Lipsanen H., Laubis C., Scholze F., Nelms N., Shortt B., Bavdaz M. // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2014. – Т. 61 – С. 695.
131. Alekseyev A.G. A 16×16 Hybrid Matrix Array Detector for Visualizing XUV Plasma Radiation / A.G. Alekseyev, A.M. Belov, V.V. Zabrodskii // Instruments and Experimental Techniques. – 2010. – Т. 53 – С. 209-212.
132. Ingesson L.C. Tomography diagnostics: bolometry and soft-x-ray detection / L.C. Ingesson, B. Alper, B. J. Peterson, J.-C. Vallet // Fusion Science and Technology. – 2008. – Т. 53 – С. 528.

133. Тихонов А. Н. Методы решения некорректных задач. / Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. // М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979. Изд. 2-е, 285 с.
134. Radon J. Uber die Bestimmung von Funktionen durch Ihre Integralwerte Laengs Geweisser Mannigfaltigkeiten / Radon J. // Berichte Saechsishe Acad. Wissenschaft. Math. Phys., Klass. – 1917. – Т. 69 – С. 262.
135. Bertero M. Linear inverse problems with discrete data: II. Stability and regularization / M. Bertero, C.De. Mol, I.R. Pike // Inverse Problems. – 1988. – Т.4 – С. 573-594.
136. Ingesson L.C. The Mathematics of some Tomography Algorithms Used at JET / L.C. Ingesson, JET-R(99)08 Report, 2000.
137. Anton M. X-ray tomography on the TCV tokamak M. Anton, H. Weisen, M.J. Dutch, W. von der Linden, F. Buhlmann, R. Chavan, B. Marmillod, P.Paris // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1996 – Т. 38 – С. 1849-1878.
138. Maximum entropy in action. Под ред. В. Buck, V.A. Mackaulay– Oxford: Oxford University Press, 1991, –248 с.
139. Maximum-Entropy and Bayesian Methods in Inverse Problems. Под ред. C. Ray Smith, W. T. Grandy, Jr., Reidel, Boston, 1985.
140. Gordon R. Algebraic Reconstruction Techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography / R. Gordon, R. Bender, G.T. Herman // Journal of Theoretical Biology. – 1970. – Т. 29 – С. 471-476.
141. Gilbert P. Iterative methods for the three-dimensional reconstruction of an object from projections/ P. Gilbert // Journal of Theoretical Biology. – 1972. – Т. 36 – С. 105.
142. Kammerer W.J. On the convergence of conjugate gradient method for singular linear operator equations / W.J. Kammerer, M.Z. Nashed // SIAM Journal on Numerical Analysis. – 1972. – Т. 9 – С. 165-181.
143. Kammerer W.J. Steepest descent for singular linear operators with nonclosed range. Kammerer W.J., Nashed M.Z. // Applicable Analysis. – 1971 – Т. 1 – С. 143.

144. Houlberg W. A. Bootstrap current and neoclassical transport in tokamaks of arbitrary collisionality and aspect ratio / W. A. Houlberg, K. C. Shaing, S. P. Hirshman, M. C. Zarnstorff // *Physics of Plasmas*. –1997. – T. 4 – C. 3230.
145. Zakharov L. E., Shafranov V. D. // in *Reviews of Plasma Physics* под ред. М. А. Leontovich, Vol. 11, Consultants Bureau, NY-London, 1986, p. 153.
146. Dux R. Measurement and modelling of neon radiation profiles in radiating boundary discharges in ASDEX Upgrade / R. Dux, A. Kallenbach, M. Bessenrodt-Weberpals, K. Behringer, H.-S. Bosch, J.C. Fuchs, O. Gehre, F. Mast, W. Poschenrieder, H. Murmann, H. Salzmann, J. Schweinzer, W. Suttrop, the ASDEX Upgrade Team and the NI Team // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 1996. – T. 38 – C. 989–999.
147. Menard J.E. Internal kink mode dynamics in high- β NSTX plasmas / J.E. Menard, R.E. Bell, E.D. Fredrickson, D.A. Gates, S.M. Kaye, B.P. LeBlanc, R. Maingi, S.S. Medley, W. Park, S.A. Sabbagh, A. Sontag, D. Stutman, K. Tritz, W. Zhu and the NSTX Research Team // *Nuclear Fusion*. – 2005. – T. 45 – C. 539.
148. Vekshina E. Globus-M plasma edge modeling with B2SOLPS5.2 code / E Vekshina, I Senichenkov, V Rozhansky, E Kaveeva, N Khromov, G Kurskiev, M Patrov and Globus-M team // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2016. – T. 58 – C. 085007.
149. Afanasyev V.I. On the Possibility of Determining the Radial Profile of Hydrogen Isotope Composition of JET Plasmas, and of Deducing Radial Transport of the Isotope Ions / V. I. Afanasyev, A. Gondhalekar, A. I. Kislyakov – Luxembourg, JET-R(00)04 report, 1999. – 20 с.
150. Gorodetsky A.E. Deuterium trapping by carbon materials for tokamak plasma-facing components / Gorodetsky A.E., Markin A.V., Chernikov V.N., Zakharov A.P., Burtseva T.A., Mazul I.V., Shipkov N.N., Tolstolutsкая G.D., Rybalko V.F. // *Fusion Engineering and Design*. – 1998. – T. 43 – C. 129.
151. Shen V.K. NIST Standard Reference Simulation Website, Shen V.K., Siderius, D.W., Krekelberg, W.P., Hatch, H.W. NIST Standard Reference Database Number 173 [Электронный ресурс], National Institute of Standards and Technology,

- Gaithersburg MD, 20899. – Режим доступа:
https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
152. Eckstein W., Sputtering Data, Eckstein W., Garcia-Rosales C., Roth J., Ottenberger W., Report IPP 9/82, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1993.
153. Neu R. Tungsten as a Plasma Facing Material in Fusion Devices / R. Neu. IPP 10/25, – 2003.
154. Bulanin V. V. Observation of Filaments on the Globus-M Tokamak by Doppler Reflectometry / Bulanin V. V., V. I. Varfolomeev, V. K. Gusev, A. E. Ivanov, S. V. Krikunov, G. S. Kurskiev, M. M. Larionov, V. B. Minaev, M. I. Patrov, A. V. Petrov, Yu. V. Petrov, N. V. Sakharov, S. Yu. Tolstyakov, N. A. Khromov, A. Yu. Yashin // Technical Physics Letters. – 2011. – Т. 37 – № 4 – С. 340–343.
155. Bakharev N.N. Fast particle behaviour in the Globus-M spherical tokamak Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Gusev V.K., Iblyaminova A.D., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Tolstyakov S.Yu., Zadvitskiy G.V. // Nuclear Fusion. – 2015 – Т. 55 – С. 043023.
156. Voronin A.V., Experimental studies of cyclical plasma effects on tungsten / Voronin A.V., Alexandrov S.E., Avdeeva G.F., Ber B.Ya., Brunkov P.N., Bormatov A.A., Gusev V.K., Demina E.V., Kazantsev D.Yu., Konnikov S.G., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Pavlov S.I., Petrov Yu. V., Prusakova M.D., Sakharov N.V., Sotnikova G.Yu. // Proc. 42nd EPS Conf. Plasma Phys., Lisbon, –2015. – Т. 39E – P5.175.
157. Balden M. New weight-loss measurements of the chemical erosion yields of carbon materials under hydrogen ion bombardment / Balden M., Roth. J. // Journal of Nuclear Materials. – 2000. – Т. 280 – С. 39.
158. Kubo H. Spectroscopic study of impurities in neutral beam heated and ohmically heated JT-60 discharges / Kubo H., Sugie T., Sakasai A., Koide Y., Nishino N., Hirayama T., Nishitani T., Nagashima K., Akaoka N., Takauchi H. // Nuclear Fusion. – 1989. – Т. 29 – С. 571.

159. Stratton B.C. Spectroscopic study of impurity behaviour in neutral beam heated and ohmically heated TFTR discharges / Stratton B.C., Ramsey A.T., Boody F.P., Bush C.E., Fonck R.J., Groebner R.J., Hulse R.A., Richards R.K., Schivell J. // *Nuclear Fusion*. – 1987. – Т. 27 – С. 1147.
160. Kubo H. Spectroscopic study of radiative losses in the JT-60U divertor plasma / Kubo H., Sugie T., Hosogane N., Tsuji-Iio S., Sakasai A., Higashijima S., Asakura N. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 1995. – Т. 37 – С. 1133-1140.
161. de Vries P.C. Characterisation of plasma breakdown at JET with a carbon and ITER-like wall / de Vries P.C., Sips A.C.C., Kim H.T., Lomas P.J., F. Maviglia, R. Albanese, I. Coffey, E. Joffrin, M. Lehnen, A. Manzanares, M. O'Mulane, I. Nunes, G. van Rooij, F.G. Rimini, M.F. Stamp, JET-EFDA Contributors // *Nuclear Fusion*. – 2013. – Т. 53 – С. 053003.
162. Pitcher C.S. Experimental divertor physics. Pitcher C.S., Stangeby P.C. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 1997. – Т. 39 – С. 779–930.
163. Bessenrodt-Weberpals M. The isotope effect in ASDEX / Bessenrodt-Weberpals M., Wagner F., Gehre O., Giannone L., Hofmann J.V., Kallenbach A., McCormick K., Mertens V., Murmann H.D., Ryter F., Scott B.D., Siller G., Soldner F.X., Stabler A., Steuer K.-H., Stroth U., Tsois N., Verbeek H., Zoohm H. // *Nuclear Fusion*. – 1993. – Т. 33 – С. 1205.
164. Monk R.D. The Behaviour of the Apparent Chemical Sputtering Yield in the JET Tokamak / Monk R.D., Amiss C.H., Guo H.Y., Matthews G.F., Mc-Cracken G.M., Stamp M.F. // *Physica Scripta*. – 1999. – Т. T81 – С. P. 54.
165. Ибляминова А.Д, Исследование мощности излучения плазмы токамака Глобус-М с помощью кремниевых фотодиодов SPD / А.Д. Ибляминова, Г. Ф. Авдеева, П. Н. Аруев, Н. Н. Бахарев, В. К. Гусев, В. В. Забродский, Г. С. Курскиев, В. Б. Минаев, И. В. Мирошников, М. И. Патров, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, С. Ю. Толстяков, П. Б. Щёголев // *Физика плазмы* – 2016. – Т. 42 – № 10 – С. 1–12.
166. Turnbull A.D. Synergism between cross-section and profile shaping in beta optimization of tokamak equilibria with negative central shear / Turnbull A.D., T.S.

Taylor, M.S. Chu, R.L. Miller, Y.R. Lin-Liu // Nuclear Fusion. – 1998. –T. 38 – № 10 – C. 1467.

167. Sakharov N.V. Study of Vacuum Vessel Boronization in Globus-M Tokamak / Sakharov N.V., Ananiev A.S., Gusev V.K., Konkov O.I., Lebedev V.M., Novokhatskii A.N., Petrov Yu.V., Terukov E.I., Trapeznikova I.N. // Proc. 29th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Montreux, – 2002. – T. 26B – P-5.078

168. Tahiliani K. Radiation power measurement on the ADITYA tokamak / Tahiliani K., Jha R., Gopalkrishana M.V., Doshi K., Rathod V., Hansalia Ch. // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2009. – T. 51 – C. 085004.

169. Ware A.A. Pinch Effect for Trapped Particles in a Tokamak / Ware A.A. // Physical Review Letters. – 1970. – T. 25 – №1 – C. 15.

170. Rensink M. E. Particle transport studies for single-null divertor discharges in DIII-D / Rensink M. E., Allen S. L., Futch A. H., Hill D. N., Porter G. D., Mahdavi M. A. // Physics of Fluids B: Plasma Physics. – 1993, – T. 5 – C. 2165-2175.

171. Balden M. Chemical erosion by deuterium impact on carbon films doped with nanometer-sized carbide crystallites / Balden M., C. Adelhelm, E. de Juan Pardo, J. Roth // Journal of Nuclear Materials. – 2007. – T. 363–365 – C. 1173–1178.

172. Liang J.H. Hydrogen isotopic effects on the chemical erosion of graphite induced by ion irradiation / Liang J.H., M. Mayer, J. Roth, M. Balden, W. Eckstein // Journal of Nuclear Materials. – 2007. –T. 363–365 – C. 184–189.

173. Nuclear Fusion Research. Understanding Plasma-Surface Interactions. / Под ред. Clark R.E.H., Reiter D.H. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. – 461 с.

174. Federici G. Plasma material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors / Federici G., C.H. Skinner, J.N. Brooks, J.P. Coad, C. Grisolia, A.A. Haasz, A. Hassaneine, V. Philipps, C.S. Pitcherf, J. Roth, W.R. Wampler, D.G. Whyte // Nuclear Fusion. – 2001. – T. 41 – № 12R – C. 1967-2137.

175. Verbeek H. Interaction of charge exchange neutrals with the main chamber walls of plasma machines. H. Verbeek, J. Stober, D.P. Coster, W. Eckstein, R. Schneider. Nuclear fusion. – 1998. – T. 38 – № 12 –C. 1789.

176. Tamor S. ANTIC: A code for calculation of neutral transport in cylindrical plasmas / Tamor S. // *Journal of computational physics*. – 1981. – T. 40 – C. 104-119.
177. Giroud C. Method for experimental determination of Z dependence of impurity transport on JET / Giroud C., Barnsley R., Buratti P., Coffey I.H., M. von Hellermann, C. Jupen, K.D. Lawson, A. Meigs, M. O'Mullane, A.D. Whiteford, K.-D. Zastrow, the JET EFDA contributors // *Nuclear Fusion*. – 2007. – T. 47 – C. 313–330.
178. Nikolenko A.D. Investigating the radiation hardness of semiconductor detectors toward synchrotron radiation in the EUV range (near 13.6 nm) / Nikolenko A.D., Aruev P.N., Zabrodsky V.V., Zavertkin P.S., Ivlyushkin D.V., Mashkovetsev M.R., Pindyurin V.F., Soldatov A.E. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2014. – T. 78 – C. 1388.
179. Milora S.L. Pellet fuelling / Milora S.L., Houlberg W.A. // *Nuclear Fusion*. – 1995. – T. 35 – № 6 – C. 657.
180. Lianghua Yao. Plasma behaviour with molecular beam injection in the HL-1M tokamak. Lianghua Yao, Nianyi Tang, Zhengying Cui, Deming Xu, Zhongchao Deng, Xuantong Ding, Junlin Luo, Jiafu Dong, Gancheng Guo, Shikun Yang, Chenghe Cui, Zhenggui Xiao, Dequan Liu, Xiaoping Chen, Longwen Yan, Donghai Yan, Enyao Wang, Xiwen Deng // *Nuclear Fusion*. – 1998. – T. 38 – № 4 – C. 631.
181. Raman R. Experimental demonstration of tokamak fuelling by compact toroid injection / Raman R., F. Martin, E. Haddad, M. St-Onge, G. Abel, C. Cote, N. Richard, N. Blanchard, H.H. Mai, B. Quirion, J.-L. LaChambre, J.-L. Gauvreau, G.W. Pacher, R. DeCoste, P.J. Gierszewski, D.Q. Hwang, A. Hirose, S. Savoie, B.-J. LeBlanc, H. McLean, C. Xiao, B.L. Stansfield, A. Cote, D. Michaud, M. Chartre. // *Nuclear Fusion*. – 1997. – T. 37 – № 7 – C. 967.
182. Gusev V.K. Density limits and control in the Globus-M spherical tokamak / V.K. Gusev, F.V. Chernyshev, V.E. Golant, V.M. Leonov, R.G. Levin, V.B. Minaev, A.B. Mineev, M.I. Patrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, S.Yu. Tolstyakov, V.I. Varfolomeev, A.V. Voronin, E.G. Zhilin // *Nuclear Fusion*. – 2006. – T. 46 – C/ S584–S591.

183. Voronin A. V. Dense plasma source development and jet injection in Globus-M / Voronin A. V., V. K. Gusev, Yu.V. Petrov, E. E. Mukhin, S. Yu. Tolstyakov, Gleb Sergeevich Kurskiev, M. M. Kochergin, K. G. Hellblom // *Nukleonika*. – 2008. – T. 53 – № 3 –C. 103-109.
184. Voronin A.V. High kinetic energy plasma jet generation and its injection into the Globus-M spherical tokamak / A.V. Voronin, V.K. Gusev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, K.B. Abramova, E.M. Sklyarova and S.Yu. Tolstyakov. // *Nuclear Fusion*. – 2005. – T. 45 – C. 1039–1045.
185. Johnson L.C. Ionization, recombination, and population of excited levels in hydrogen plasmas / L.C. Johnson, E. Hinnov // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 1973 – T. 13 –C. 333-358.
186. Rozhansky V. Penetration of supersonic gas jets into a tokamak / V. Rozhansky, I. Senichenkov, I. Veselova, D. Morozov, R. Schneider. // *Nuclear Fusion*. – 2006. – T. 46 – C. 367–382.