

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики плазмы, атомной физики и астрофизики
Лаборатория Физики Высокотемпературной плазмы

Тюхменева Екатерина Алексеевна

**Исследование процессов переноса в плазме токамака Глобус-М2 с
использованием комплексного подхода на основе данных измерений
оптических диагностик**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Научный доклад

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель:

Толстяков Сергей Юрьевич,
кандидат физико-
математических наук,
старший научный сотрудник,
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Рецензент:

Куприенко Денис Васильевич
кандидат физико-
математических наук,
старший научный сотрудник,
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Рецензент:

Горбунов Алексей Викторович
кандидат физико-
математических наук,
научный сотрудник,
НИЦ «Курчатовский институт»

Оглавление

ГЛАВА 1. Основные методы и результаты исследования процессов, связанных с переносом примесей в плазме токамаков.	6
1) Вступление о термоядерной энергетике.....	Ошибка! Закладка не определена.
2) Механизмы излучения из плазмы	6
3) Оптические методы исследования плазмы: рентгеновский, видимый, ИК диапазоны.....	7
4) Диагностики мягкого рентгеновского излучения SXR. Применение рентгеновских диагностик	8
5) Исследование пространственного распределения SXR.....	9
6) Диагностика T_e по отношению интенсивностей мягкого рентгеновского излучения в разных спектральных диапазонах	12
7) Полупроводниковые детекторы для регистрации мягкого рентгена.....	14
8) Перенос примесей и эффективный заряд плазмы	15
9) Определение эффективного заряда плазмы по тормозному континууму	15
10) Определение эффективного заряда плазмы на диагностике CXRS	16
ГЛАВА 2. Установка Глобус-M2 и комплекс спектроскопических диагностик.	16
1) Установка Глобус-M2.....	16
2) Диагностический комплекс для исследования переноса примесей в токамаке Глобус-M2. Диагностика Z_{eff}	17
3) Спектроскопическая система.....	19
4) Диагностика радиационных потерь на основе SPD-массивов 16x16 и 1x24	22
5) Модернизация диагностического комплекса	23
ГЛАВА 3. Результаты экспериментов на токамаке Глобус-M2	26
1) Измерения радиационных потерь в разрядах с полем 0.5-0.7 Т и током 250-400 кА	26
2) Моделирование Z_{eff} в разрядах на токамаке Глобус-M2 с использованием транспортного кода ASTRA	28
3) Поступление примесей в плазму в зависимости от боронизации камеры.	28
4) Зависимость интенсивности поступления примеси от параметров разряда: дополнительный нагрев, режим улучшенного удержания, развитие неустойчивостей	29
5) Накопление примесей при неустойчивости снейк	33
6) Эксперименты на установке Глобус-M2 с напуском азота для исследования режима «детачмента».....	36
Заключение	41
Основные результаты работы опубликованы в следующих статьях:	41
Список литературы	42
Приложение	42

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

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

В настоящее время актуален вопрос исследования удержания плазмы в сферических токамаках с сильным магнитным полем. Сферические токамаки уже давно используются для исследований в области высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза [1]. Данный тип установок обладает ключевыми возможностями токамаков с большим аспектным соотношением, но имеет достаточно компактные размеры и, соответственно, доступнее в производстве. Сферические токамаки могут быть эффективно использованы при создании гибридного реактора в качестве термоядерного источника нейтронов (ТИН), поскольку по сравнению с классическими токамаками имеют более высокую плотность потока нейтронов [2,3]. Исследования на сферических токамаках продемонстрировали возможность работы с высокими значениями «бета» [3] при сильной вытянутости плазмы и гораздо более сильную зависимость времени удержания от тороидального магнитного поля и столкновительности [4], чем на классических токамаках. Эта особенность может быть связана с различиями в процессах переноса частиц и тепла, которые должны быть изучены для дальнейшего развития применения сферических токамаков. В настоящее время прогресс в сфере сверхпроводников (в том числе теплых) [5] также делает еще более перспективными исследования плазмы в сферических токамаках, так как конструкция с использованием сверхпроводников может позволить добиться более высокого тороидального магнитного поля в ограниченном пространстве центрального соленоида.

Эксперименты на одном из ведущих сферических токамаков NSTX-U [6] проводились в 2016 году с тороидальным магнитным полем до 0.6 Тл, однако, в настоящее время установка на реконструкции. Также в процессе модернизации находится токамак MAST-U, на котором планируются эксперименты с тороидальным магнитным полем до 0.92 Тл [7].

Тем временем на токамаке Глобус-М2 в 2020г. уже было достигнуто значение тороидального поля 0,9 Тл и в дальней планах увеличение поля. Таким образом, эксперименты на Глобусе-М2 позволят впервые оценить зависимость времени удержания энергии от тороидального магнитного поля в диапазоне 0,6 – 1,0 Тл.

В ходе работы по изучению процессов переноса в сферических токамаках будут использованы оптические диагностики мягкого рентгеновского излучения (радиационные потери, температура электронов, неустойчивости), эффективного заряда плазмы и спектроскопическая диагностика.

Цель научного исследования:

Исследование процессов переноса примесей в плазме сферического токамака Глобус-М2 с помощью комплекса спектроскопических диагностик.

Задачи научного исследования:

- Разработка комплекса спектроскопических диагностик для изучения процессов переноса, который позволит всесторонне исследовать излучение из плазмы в диапазоне от рентгеновского (60 кэВ) до инфракрасного (1 эВ).
- Измерение эффективного заряда плазмы на сферическом токамаке Глобус-М2 с тороидальным магнитным полем ~ 1 Тл.
- Исследование поступления и накопления примесей в плазме в Н- и L-режимах удержания, при развитии неустойчивостей, при дополнительном нагреве с использованием инжекции пучков нейтральных атомов.

Научная новизна работы:

Впервые на сферическом токамаке проведены исследования поведения примесей при тороидальном магнитном поле до 0,9 Тл и 0,4 МА.

Впервые на сферическом токамаке проведены измерения абсолютной мощности радиационных потерь и двумерного распределения мощности радиационных потерь для тороидального магнитного поля до 0,7 Тл и тока по плазме до 300 кА.

Впервые при тороидальном магнитном поле до 0,9 Тл и 0,4 МА:

- был измерен эффективный заряд плазмы $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$;
- проведено исследование влияния режима удержания плазмы в токамаке на количество содержания примесей;
- проанализировано поведение примесей при пилообразных колебаниях и неустойчивости «снейк»;
- исследовано поступление примесей в плазму при нагреве инжекцией пучками нейтралей.

Основные положения работы:

1. Разработка комплекса спектроскопических диагностик для исследования процессов переноса примесей на сферическом токамаке Глобус-М2
2. Результаты исследования поступления, содержания и переноса примесей в плазме токамака Глобус-М2 при тороидальном магнитном поле до 0,9 Тл и токе по плазме до 0,43 МА
3. Результаты исследования неустойчивостей снейк и пилообразных колебаний и их влияние на примеси в плазме токамака Глобус-М2
4. Результаты исследования накопления примеси в режиме улучшенного удержания плазмы на токамаке Глобус-М2
5. Результаты исследования поступления примесей в основной объем плазмы при напуске примеси в область дивертора.

Результаты работы представлялись на международных совещаниях и конференциях:

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

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

ГЛАВА 1. Основные методы и результаты исследования процессов, связанных с переносом примесей в плазме токамаков.

1) Введение

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

В настоящее время актуален вопрос исследования удержания плазмы в сферических токамаках с сильным магнитным полем. Сферические токамаки уже давно используются для исследований в области высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза [1]. Данный тип установок обладает ключевыми возможностями токамаков с большим аспектным соотношением, но имеет достаточно компактные размеры и, соответственно, доступнее в производстве. Сферические токамаки могут быть эффективно использованы при создании гибридного реактора в качестве термоядерного источника нейтронов (ТИН), поскольку по сравнению с классическими токамаками имеют более высокую плотность потока нейтронов [2, 3]. Исследования на сферических токамаках продемонстрировали возможность работы с высокими значениями «бета» [3] при сильной вытянутости плазмы и гораздо более сильную зависимость времени удержания от тороидального магнитного поля и столкновительности [4], чем на классических токамаках. Эта особенность может быть связана с различиями в процессах переноса частиц и тепла, которые должны быть изучены для дальнейшего развития применения сферических токамаков. В настоящее время прогресс в сфере сверхпроводников (в том числе теплых) [5] также делает еще более перспективными исследования плазмы в сферических токамаках, так как конструкция с использованием сверхпроводников может позволить добиться более высокого тороидального магнитного поля в ограниченном пространстве центрального соленоида.

2) Механизмы излучения из плазмы

Плазма установок с магнитным удержанием (в частности, токамаков), состоящая из заряженных ионов и электронов, возбужденных нейтральных атомов, является источником электромагнитного излучения в широком диапазоне энергий фотонов от миллиметровых волн до гамма-излучения. В видимом и мягком рентгеновском диапазоне плазма обычно оптически тонкая. Это означает, что плазма излучает из всего своего объема, и измерение в определенном ракурсе представляет собой интеграл излученной мощности по наблюдаемому объему.

Основной вклад в излучаемую мощность вносят линейчатое излучение - в частности, в ультрафиолетовом диапазоне примесей, таких как углерод и металлы с более высоким зарядом, а также тормозное излучение [8].

Максимальные энергии этих двух типов излучения зависят от температуры электронов плазмы, которая в токамаках обычно составляет от нескольких электронвольт до десятков кэВ. Циклотронное излучение электронов оказывает незначительное влияние на потери мощности в существующих установках. Излучаемая мощность синхротронного излучения в условиях реактора, например, в ИТЭР, значительна [9]. Однако, поскольку плазма оптически толстая для излучения на основной частоте циклотронного излучения, то эта мощность перепоглощается и перераспределяется в плазме. Значительная часть циклотронного излучения может излучаться с периферии плазмы и в некоторых случаях должна учитываться в балансе мощности по данным измерений или моделирования

испускания, перепоглощения и отражений от стенок. Потери на гармониках на частотах, на которых плазма менее оптически толстая, по оценкам, пренебрежимо малы даже в условиях термоядерного реактора.

Процессы, ответственные за излучение, можно разделить по состоянию участвующего электрона до и после взаимодействия. Линейчатое излучение вызывается связанно-связанным переходом в атомах и не полностью ионизированных ионах, в которых электроны возбуждаются через столкновение (в основном с электронами). Излучение также может испускаться, когда электрон ускоряется в поле заряженной частицы. Этот процесс является свободно-свободным переходом, когда электрон свободен после столкновения, (тормозное излучение) и свободно-связанным, когда электрон захвачен ионом (рекомбинационное излучение).

Преобладающее линейчатое излучение - это излучение примесей с низким Z , такие как углерод и кислород. Изотопы водорода преимущественно излучают в диапазоне от ближнего ИК до более коротких длин волн. В чистой плазме вклад тяжелых примесей в общую излучаемую мощность невелик, хотя даже в таких случаях вклад линейчатого излучения в диапазоне килоэлектронвольт может быть очень значительным по сравнению с тормозным излучением. В случае слабого переноса частиц плотность излучаемой мощности приблизительно пропорциональна плотности электронов и примесей и является функцией электронной температуры T_e . Однако, обычно перенос частиц плазмы не является пренебрежимо малым. Временные масштабы атомных процессов, связанных с излучением, сравнимы с масштабами времени переноса по отношению к пространственному размеру плазмы, что приводит к размытию зависимости профиля излучения от локальных параметров плазмы.

Свободно-свободный и свободно-связанный переходы приводят к возникновению непрерывного по спектру излучения, из-за свободного электрона, имеющего континуум энергетических состояний. В случае, когда рекомбинацией можно пренебречь, коэффициент излучения тормозного излучения на единицу объема на единицу телесного угла на единицу длины волны можно записать как (1) [10]:

$$\varepsilon_\lambda = 1.5 \cdot 10^{-25} \frac{n_e^2 Z_{eff} g_f}{\lambda^2 \sqrt{kT_e}} e^{\frac{-hc}{\lambda kT_e}} [\text{Вт м}^{-3} \text{Ср}^{-1} \text{нм}^{-1}], \quad (1)$$

а полное излучение, то есть тормозное излучение и рекомбинация, может быть выражено формулой (1) умноженной на значение $\propto T_e Z^2 e^{\frac{-hc}{\lambda n kT_e}} \sum_N n$ [11]. В данной формуле n_e - электронная плотность (в м^{-3}), T_e - электронная температура (в эВ), $\frac{hc}{\lambda kT_e}$ - энергия фотона (в эВ), Z_{eff} - эффективный заряд плазмы, n - главное квантовое число уровня, на который захватывается электрон ионом, а суммирование производится по всем возможным значениям главного квантового числа иона N , g_{ff} и g_{fb} - усредненный по Максвеллу Гаунт-фактор свободно-свободных и свободно-связанных переходов соответственно, который учитывает квантовые поправки. В видимом диапазоне вклад рекомбинации пренебрежимо мал [8]. Гаунт-фактор обычно 1 в диапазоне SXR, а в видимом диапазоне - от 2 до 5 [12, 13, 14].

3) Оптические методы исследования плазмы: рентгеновский, видимый, ИК диапазоны

Многоканальные измерения, например, в рентгеновском и видимом диапазонах длин волн широко распространены в диагностике горячей и холодной плазмы. Если излучение из плазмы собирается в полоидальном сечении из узких конусообразных объемов вдоль линий наблюдения и излучение обладает симметрией в полоидальном сечении, то с помощью обратного преобразования Абеля можно восстановить мощность

излучения из каждой точки плазмы. На магнитных поверхностях многие плазменные параметры являются константами в обычных условиях, и эта симметрия может быть использована при восстановлении пространственных распределений. Когда такие предположения о симметрии невозможны, необходимы многоканальные измерения под разными углами, чтобы можно было восстановить локальную мощность излучения с помощью томографических методов. Такой подход применяется как для видимого, так и для мягкого рентгеновского диапазона.

Первое применение томографии для исследования SXR в токамаках проводилась с использованием одноракурсных камер, когда хорды наблюдения выходили веером из одной точки [15, 16, 17, 18].

Вскоре после этого была реализована полная томография с использованием как минимум двух камер несколькими детекторами. Для исследования пилообразных колебаний, МГД процессов и переноса примесей диагностические системы SXR с пятью и более направлениями хорд используются в настоящее время практически на всех установках (ASDEX Upgrade, JET, DIII-D и т.д.) [19, 20, 21, 22].

Томографические восстановления и обратные преобразования Абеля - это математические задачи, классифицируемые как “некорректные” задачи. Существуют математические методы, позволяющие справиться с некорректностью. За многие годы разработано, применено и опубликовано большое количество алгоритмов компьютерной томографии в диагностике плазмы токамаков.

4) Диагностики мягкого рентгеновского излучения SXR. Применение рентгеновских диагностик

Свойства плазмы, которые исследуются с помощью многоканальных рентгеновских систем:

- 1) Радиационные потери;
- 2) Эволюция профиля мощности излучения из плазмы;
- 3) Локализация примесей;
- 4) Перенос примеси и тепла;
- 5) Температура электронов;
- 6) МГД-активность и неустойчивости.

Из уравнения (1) следует, что тормозное излучение зависит от n_e^2 , T_e и Z_{eff} . Пространственные возмущения плотности или температуры являются следствием пилообразных колебаний [23], МГД-мод [24], «снейков» (**рисунок 1**) [25], «фишбонов» [26]. Если интенсивность SXR регистрируется вдоль линий наблюдения, то информация о локализации возмущений может быть получена с помощью томографии.

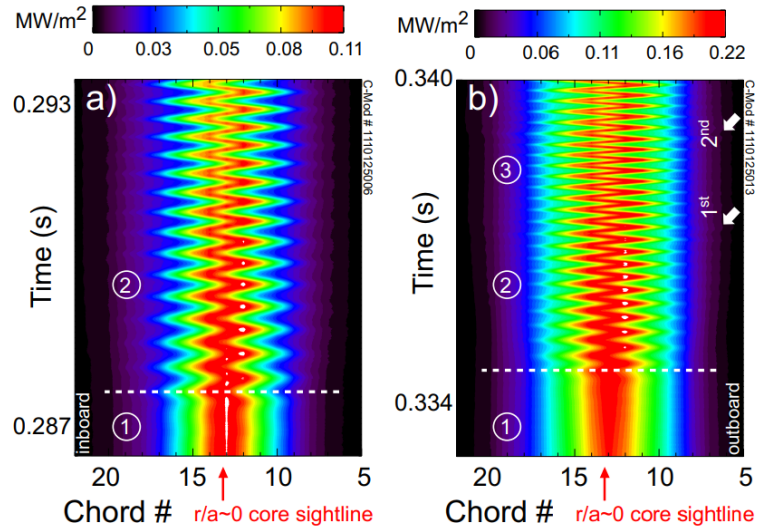


Рис. 1. Регистрация неустойчивости «снейк» по интенсивности мягкого рентгеновского излучения на токамаке Alcator C-Mod [25]

Из-за зависимости тормозного излучения от энергии кванта регистрируемого излучения (1), возможно оценить T_e из измерений интенсивности SXR в разных спектральных диапазонах. Например, двухмерный профиль T_e был получен с помощью томографии из измерений SXR с двумя фильтрами на MST [27].

Тяжелые примеси испускают линейчатое излучение и рекомбинационное излучение в мягком рентгеновском диапазоне, а увеличение Z_{eff} можно отследить по интенсивности тормозного излучения. Таким образом, томография SXR подходит для локализации тяжелых примесей, а в случае инжекции примесей (например, при напуске примеси в дивертор для переизлучения энергии [28]) также может использоваться для анализа переноса частиц, учитывая зависимость профиля излучения от параметров переноса частиц.

Также совместно применяются магнитные измерения и данные SXR для определения местоположения МГД-моды и для отслеживания изменения фазы в моде. На установке JET проводились исследования по обеспечению вертикального контроля положения плазмы на основе определения в реальном времени центра излучения SXR.

5) Исследование пространственного распределения SXR

Для получения пространственного распределения излучения обычно используется подход, проиллюстрированный на **рисунке 2**. Измерения производятся вдоль нескольких хорд, измеренное значение мощности является интегральным по объему наблюдения, следовательно, при достаточном количестве хорд наблюдения можно проводить томографическое восстановление профиля интенсивности излучения. Возможность исследования процессов в плазме ограничено геометрией наблюдения, а именно пространственным разрешением диагностики, и зависит от размера исследуемого явления. Кроме того, восстановленные распределения могут быть не уникальными – может возникать множество решений задачи, поэтому необходимы дополнительные априорные знания о форме профилей, полученные из других источников.

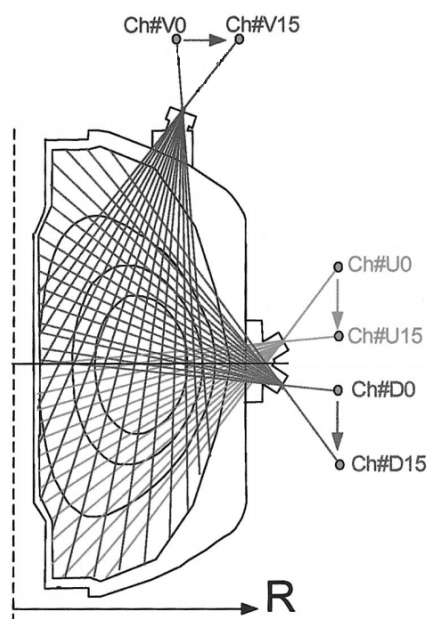


Рис.2. Типичная геометрия многохордовых измерений интенсивности SXR (установка NSTX) [29]

Общий принцип томографического подхода к решению задачи инверсии заключается в предположении, что мощность излучения может быть разложена на сумму известных пространственных функций, умноженных на какие-то весовые коэффициенты. Например, один из возможных вариантов –выразить мощность излучения через набор пикселей, покрывающих какую-то пространственную сетку. Тогда каждому пикселю будет соответствовать функция:

$$\begin{aligned} f_i(x, y) &= 1, \text{ при } x_i < x < x_{i+1}, y_i < y < y_{i+1} \\ f_i(x, y) &= 0 \text{ вне пикселя} \end{aligned} \quad (2)$$

Тогда задача состоит в том, чтобы определить весовые коэффициенты функций, наиболее подходящие для воспроизведения интегрального значения. Понятие «наиболее подходящих» весов должно быть включено в алгоритм определения коэффициентов, чтобы получилось одно единственное решение, даже если многие (или ни один) могут полностью соответствовать интегральным данным. Таким образом, невозможно определить больше коэффициентов, чем хорд наблюдения. По факту приходится использовать значительно меньше весовых коэффициентов, чем количество переменных, а затем с помощью процедуры оптимизации, такой как метод наименьших квадратов, разложение по сингулярным числам [30] или максимальной энтропии [31], построить соответствие измеренным интегральным значениям мощности.

Качество полученных результатов будет сильно зависеть от выбранного набора базовых функций. Пример пикселей является не очень удачным выбором для многих ситуаций, потому что при таком выборе не используется никакой дополнительной известной информации о плазме, например, о гладкости профилей или симметрии.

Для приблизительно цилиндрической плазмы нужно представить азимутальную зависимость в виде ряда Фурье. Ряд Фурье должен быть ограничен m -м слагаемым. Например, если $m = 0$, задача переходит в простое преобразование Абеля, то есть плазма предполагается цилиндрически-симметричной.

Чтобы перейти к более высоким m , необходимы дополнительные хорды наблюдения. Это легко увидеть, если рассматривать линии наблюдения как набор параллельных хорд (**Рисунок 3**). Если у нас есть только один набор параллельных хорд под углом $\theta = 0$ (**рис. 3а**), можно получить разложение вида:

$$f_0(r) + f_1(r) \sin \theta \quad (3)$$

но отсутствует компонента $\cos \theta$ и невозможно отличить $\sin 2\theta$ от $\sin \theta$. **Рисунок 3б**, на котором представлены два вида линий наблюдения, представляется уже в как:

$$f_0(r) + f_{1c}(r) \sin \theta + f_{1c}(r) \cos \theta + f_{2c}(r) \cos 2\theta \quad (4)$$

для однозначного разложения.

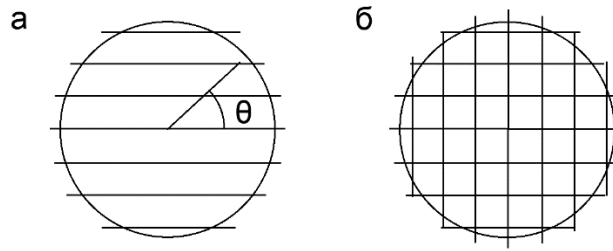


Рис. 3. а) для четных и нечетных значений m , б) дополнительные хорды наблюдения для более подробного разрешения [12]

В некоторых случаях плазма вращается в полоидальном направлении как единое целое с постоянной скоростью. Тогда функции можно разложить в ряд Фурье до достаточно больших чисел m . В тех случаях, когда плазму нельзя считать равномерно вращающейся, необходимо либо сделать априорные предположения о симметрии плазмы, либо увеличить число ракурсов независимых измерений.

Пример такого восстановления формы плазмы приведен на **рисунке 4**. Оно представляет из себя двумерное распределение мощности излучения, полученное на токамаке ASDEX Upgrade [32]. В большинстве случаев, поскольку перенос энергии и частиц вдоль магнитного поля является чрезвычайно быстрым, предполагается, что T_e , n_e , Z_{eff} и, следовательно, коэффициент излучения на магнитной поверхности будет постоянным. Следовательно, контуры мощности излучения должны совпадать с магнитными поверхностями, и пример на **рисунке 4** можно рассматривать как аппроксимацию магнитной поверхности.

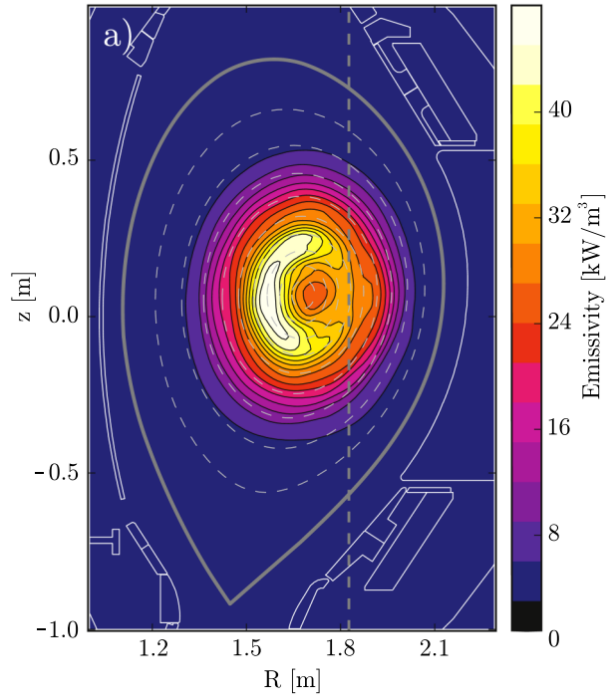


Рис.4. Пример восстановления двумерного распределения излучаемой мощности в разряде на токамаке ASDEX Upgrade [32]

6) Диагностика T_e по отношению интенсивностей мягкого рентгеновского излучения в разных спектральных диапазонах

Наиболее точной для измерения температуры (и концентрации) электронов является диагностика томсоновского рассеяния, обладающая хорошим пространственным разрешением. Для определения профиля температуры электронов методом тонких фольг приходится решать достаточно сложную томографическую задачу, точность решения которой зависит от выбора подходящего метода решения плохо обусловленных систем уравнений, сетки и т.д. Однако диагностика томсоновского рассеяния не может дать такого хорошего разрешения по времени, как диагностика температуры по мягкому рентгену, так как ограничена частотой следования лазерных импульсов. Объединение же пространственной точности диагностики ТР и разрешения по времени SXR диагностики позволит получить более полную картину. Так, например, на установках EAST и NSTX применены смешанные подходы к измерениям T_e [24,33].

Основной принцип диагностической системы измерения рентгеновского излучения с разными фольгами состоит в том, чтобы по спаду рентгеновского континуума в нескольких диапазонах энергий измерять температуру электронов с высоким временным разрешением. Непрерывное излучение из плазмы, состоящее в основном из свободно-свободного и свободно-связанного тормозного и рекомбинационного излучений, описывается формулой [33]:

$$\frac{dP_X(R,t)}{dh\nu} \approx T_e^{\frac{1}{2}}(R,t) \gamma(T_e, Z) Z_{eff}(R,t) n_e^2(R,t) \exp\left\{\frac{-h\nu}{k_B T_e(R,t)}\right\} \quad (8)$$

где P_X - мощность рентгеновского излучения, $h\nu$ - энергия квантов рентгеновского излучения, а T_e , n_e и Z_{eff} - локальная электронная температура, электронная плотность и эффективный заряд плазмы соответственно. Коэффициент $\gamma(T_e, Z)$ - это коэффициент усиления мощности тормозного излучения за счет рекомбинационного излучения, возникающего в основном из-за поступления со стенки ионизированных примесей.

Выражение (8) справедливо при допущении, что функция распределения электронов по энергиям максвелловская, а в SXR спектре преобладает непрерывное излучение.

Мощность SXR, излучаемая элементом локального объема, а затем отфильтрованная металлической фольгой и падающая на детектор, определяется выражением:

$$\varepsilon_X(R, t) = \int_{E_C}^{E_A} \frac{dP_X(R, t)}{dh\nu} T(h\nu) A(h\nu) d(h\nu) \quad (9)$$

Интегрирование производится в диапазоне энергий, который в первую очередь определяется снизу энергией отсечки E_C используемой фольги. Верхний предел определяется граничной энергией, на которой детектор может преобразовывать SXR излучение в фотоэлектроны E_A . $T(h\nu)$ и $A(h\nu)$ соответствуют зависящему от энергии коэффициенту пропускания металлического фильтра и поглощению в детекторе. Для интересующих нас энергий ($0,2 < E_X < 20$ кэВ) пропускание бериллиевой фольги можно аппроксимировать ступенчатой функцией Хевисайда, в то время как поглощение в выбранном детекторе также можно считать идеальным $A(h\nu) \rightarrow 1$. Локальная мощность мягкого рентгеновского излучения плазмы и поглощаемого выбранным детектором, может быть аппроксимирована следующим образом:

$$\varepsilon_X(R, t) \propto \sqrt{T_e(R, t)} \gamma(T_e, Z) Z_{eff}(R, t) n_e^2(R, t) \exp\left\{\frac{-h\nu}{k_B T_e(R, t)}\right\} \quad (10)$$

Тангенциальная интегрированная вдоль линии наблюдения мощность SXR в экваториальной плоскости плазмы может быть рассчитана с помощью

$$B(r_T, t) = \int_0^L \varepsilon_X(R, t) ds = \int_R^{R_{max}} \varepsilon_X(R, t) \frac{R}{\sqrt{R^2 - r_T^2}} dR \quad (11)$$

где R – большой радиус токамака, а ds – элемент длины для каждой линии наблюдения L и r_T – соответствующий каждой линии прицельный параметр. Поскольку рентгеновское излучение тороидальной осесимметричной плазмы имеет круговую симметрию, к тангенциальным профилям $B(r_T, t)$, интегрированным вдоль линий наблюдения, может быть применено обратное преобразование с использованием стандартного одномерного уравнения Абеля следующим образом:

$$\varepsilon_X(R, t) = -\frac{1}{\pi} \int_R^{R_{max}} \frac{B(r_T)}{dr_T} \frac{1}{\sqrt{r_T^2 - R^2}} dr_T \quad (12)$$

Используя диагностические методы, рассмотренные ранее, профили электронной температуры с высоким временным разрешением могут быть получены путем расчета отношения интенсивностей SXR, измеренных в двух или более диапазонах энергий. Отношение $\mathfrak{R}_{j/i}$ поглощенного излучения между детектором с толстой металлической фольгой j и тонкой фольгой i определяется выражением:

$$\mathfrak{R}_{j/i} \equiv \frac{\varepsilon_{X,j}(R, t)}{\varepsilon_{X,i}(R, t)} \approx \exp\left\{\frac{-\Delta E_{C(j/i)}}{T_e(R, t)}\right\} \quad (13)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta \mathfrak{R}_{j/i}(R, t)}{\mathfrak{R}_{j/i}(R, t)} = \frac{\Delta E_{C(j/i)}}{T_e^2(R, t)} \Delta T_e(R, t) \quad (14)$$

где $E_{Cj/i} = E_{C,j} - E_{C,i} > 0$ – разница энергий отсечки между толстой и тонкой фольгами. Временные или пространственные изменения этого отношения будут в первую очередь связаны с локальным изменением температуры электронов, как указано в (14). Чувствительность $\mathfrak{R}_{j/i}$ к изменению электронной температуры пропорциональна разнице в

энергиях отсечки между фильтрами SXR и может быть максимизирована путем оптимального выбора фильтрующего материала и его толщины.

7) Полупроводниковые детекторы для регистрации мягкого рентгена

Твердотельные детекторы на кремниевых диодах первыми были использованы для массивов детекторов SXR, прежде всего из-за их низкой стоимости и простоты эксплуатации. Первоначально использовались SBD (surface barrier diodes). В SBD тонкий слой золота напыляется на кристалл кремния, легированного p-атомом, - полупроводниковом диоде.

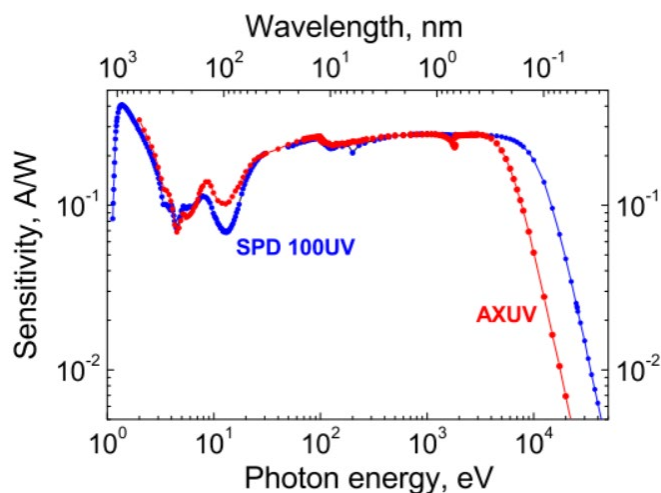


Рис. 5. Сравнение спектральных чувствительностей SPD UVHS (Globus-M2) и AXUV детекторов [34].

Специальные фотодиоды AXUV были разработаны для измерений в UV и SXR спектральной области. Преимущество этих фотодиодов состоит в отсутствии мертвой зоны на их поверхности, так как это не приводит к рекомбинации носителей зарядов, сгенерированных излучением, и, следовательно, к почти стопроцентной эффективности сбора и регистрации носителей зарядов. Кроме того, диоды имеют чрезвычайно тонкое (от 3 до 7 нм) радиационно стойкое защитное стекло из диоксида кремния.

Однако конечная ширина окна из диоксида кремния приводит к поглощению и отражению излучения, то есть к потерям квантовой эффективности в диапазоне энергий фотонов от 7 до 100 эВ. Из-за высокой квантовой эффективности в широком спектральном диапазоне AXUV можно рассматривать как болометры при условии, что мощность, излучаемая плазмой в спектральном диапазоне, где квантовая эффективность снижена, незначительна. По сравнению со стандартными резистивными болометрами, эти детекторы высокочувствительны, имеют быстрое время отклика (около 1 мс), компактны, просты в использовании (не требуют калибровки) и недороги. В отличие от болометров с металлическим поглотителем, AXUV также нечувствительны к частицам с низкой энергией, например, нейтральным частицам от реакций перезарядки, выходящим из плазмы [35].

Фильтры рентгеновского излучения можно использовать в качестве вакуумного окна. Традиционно используют бериллий, сочетающий прочность с хорошим пропусканием в рентгеновском диапазоне. Для повышения радиационной стойкости рассматривалось использование других, не кремниевых детекторов SXR, например, алмазных или германиевых. В установках с большим током в дейтериевой плазме нужно

учитывать изменение чувствительности в результате нейтронного повреждения, а детекторы необходимо регулярно менять.

Для регистрации мягкого рентгеновского излучения на токамаке Глобус-М2 были использованы чувствительные к излучению в диапазоне энергий 1 эВ-15 кэВ SPD фотодиоды [34] спектральная характеристика которых представлена на **рисунке 5**. SPD представляет собой кремниевый фотодиод с переходом p+-n, разработанный в Институте Иоффе, включающей чрезвычайно тонкий p-n-переход (~30 нм) и тонкий верхний «мертвый слой» (~10 нм). Это позволяет избежать сильного поглощения ультрафиолета на поверхности диода. Толщина «мертвого» слоя фотодиода SPD больше, чем у AXUV, что приводит к более низкой чувствительности у SPD в области ультрафиолета (**рисунок 5**). Однако это же и обеспечивает более высокую радиационную стойкость детекторов SPD, поскольку излучение с энергиями 7-20 эВ являются наиболее разрушительными для кремниевых фотодиодов [34].

8) Перенос примесей и эффективный заряд плазмы

Величина эффективного заряда характеризует степень загрязненности плазмы атомами различных примесей, таких как кислород, гелий, углерод, азот и др. Эффективный заряд определяется выражением

$$Z_{\text{эф}} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i},$$

где n_i - концентрация примеси с зарядом Z_i .

Интерес к развитию методик измерения эффективного заряда обусловлен его существенным влиянием на многие процессы в плазме токамака. Присутствие в плазме примесей влияет на столкновительность, транспорт, проводимость, загрязнение плазмы атомами тяжелых элементов ведет к радиационным потерям и ухудшает удержание плазмы. Сталкиваясь с электронами и ионами, примесные частицы забирают энергию на возбуждение и последующее переизлучение, увеличивая радиационные потери и уменьшая температуру.

В настоящее время на токамаках чаще всего используются два метода измерения профилей $Z_{\text{eff}}(R)$ [36]:

- 1) из профилей интенсивности тормозного излучения плазмы $I_{\text{br}}(R)$ в видимой (400 — 700 нм), УФ-(< 400 нм) и ближней ИК-области (> 700 нм) спектра;
- 2) на основе активной диагностики CXRS (Charge Exchange Recombination Spectroscopy).

9) Определение эффективного заряда плазмы по тормозному излучению

В видимой области спектра 400—700 нм непрерывное излучение горячей плазмы при $T_e > 10$ эВ представлено преимущественно тормозным континуумом, который на несколько порядков интенсивнее рекомбинационного и планковского излучения.

Мощность тормозного излучения получается из описания движения электрона в кулоновском поле ядра атома. Для плазмы с максвелловским распределением по скоростям получается выражение (1) для мощности тормозного излучения P_{br} .

Обычно производятся интегральные измерения тормозного излучения вдоль нескольких хорд и по интегральным значениям Z_{eff} восстанавливается распределение в плазме при известном распределении n_e и T_e . Для регистрации выбираются спектральные интервалы, свободные от линейчатого излучения атомов, и выделяются интерференционными фильтрами. Измерения производятся в УФ, видимой и ИК областях спектра. В видимой области спектра затруднено измерение тормозного излучения в связи с плотным расположением линий атомов. При измерении в ИК-области интенсивность тормозного излучения снижается $\sim \frac{1}{\lambda^2}$, что тоже усложняет его регистрацию. Однако в ИК-области существуют достаточно широкие спектральные окна без линий излучения атомов, что делает возможной регистрацию тормозного излучения.

10) Определение эффективного заряда плазмы на диагностике CXRS

В основе CXRS диагностики лежит измерение интенсивности конкретной спектральной линии, соответствующей какому-либо примесному элементу. Излучение возникает при перезарядке иона примеси на нейтральном атоме из пучка NBI (neutral beam injection), инжектируемого для дополнительного нагрева плазмы. От интенсивности этого излучения зависит концентрация данной примеси. Зная концентрацию каждой примеси, можно определить эффективный заряд Z_{eff} по формуле [37]:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{n_e}$$

Есть два недостатка данной диагностики [37]:

]. Во-первых, это возможность перекрывания нескольких линий от разных элементов примеси и вклад тормозного и рекомбинационного излучений. Во-вторых, определение Z_{eff} с помощью CXRS-диагностики осложняется тем, что учитывается вклад только основных примесей, вкладом остальных пренебрегают.

ГЛАВА 2. Установка Глобус-M2 и комплекс спектроскопических диагностик.

1) Установка Глобус-M2.

Сферический токамак Глобус-M2 имеет следующие параметры: большой радиус A – 0.36 м, малый радиус – 0.24 м, вытянутость 1.5, тороидальное магнитное поле B_t до 0.9 Т, ток по плазме I_p до 0.4 МА, электронная плотность не более 10^{20} м^{-3} , температура электронов T_e порядка 1.5 кэВ.

Основной примесью является углерод, так как камера покрыта графитовыми пластинами. Кроме углерода в плазме присутствует гелий, накапливающийся в стенках камеры после тлеющего разряда. Железо, хром и молибден поступают при взаимодействии плазмы с вакуумной камерой, изготовленной из нержавеющей стали, медь поступает с грилла антенны. Азот и кислород, которые регистрируются в плазме установки Глобус-M2, соответственно поступают из атмосферы. После боронизации камеры регистрируются спектральные линии бора.

Глобус-M2 оснащен широким набором систем нагрева, генерации тока и диагностик (расположение на **рисунке 6**):

- Диагностика томсоновского рассеяния [38] для измерения профилей концентрации n_e и температуры T_e электронов;
- НХР и нейтронная диагностика для измерения потоков нейтронов;
- Анализаторы атомов перезарядки NPA – профиль температуры ионов T_i ;
- Датчики мягкого рентгеновского излучения SXR;
- Видеокамера
- Тепловизор;
- Активная спектроскопия (CXRS) – температура ионов,

- Магнитные зонды – МГД процессы в плазме, альфеновские моды;
- Ленгмюровские зонды – температура в SOL;
- Интерферометрия
- Система ВЧ нагрева и генерации тока.

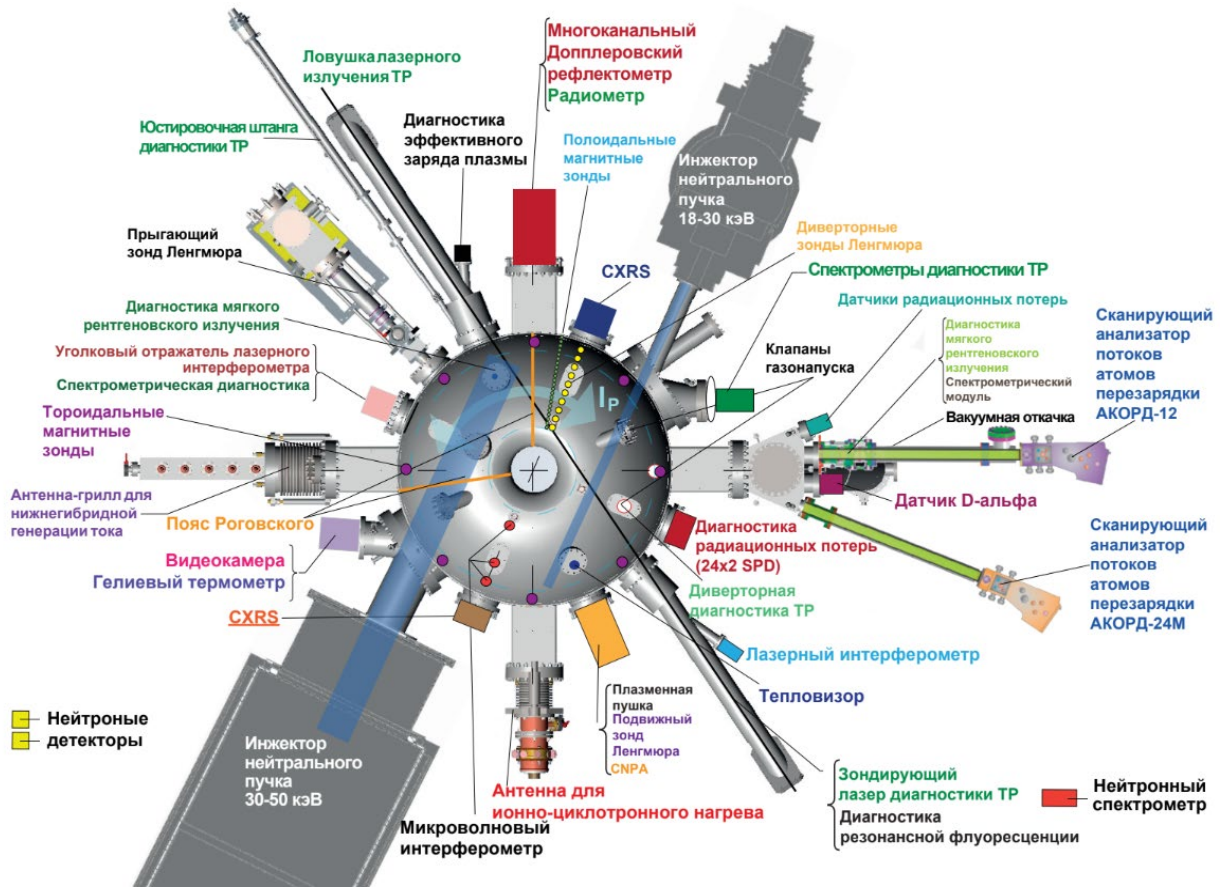


Рис.6. Схема расположения диагностик и систем нагрева на токамаке Глобус-М2

2) Диагностический комплекс для исследования переноса примесей в токамаке Глобус-М2. Диагностика Z_{eff} .

На установке Глобус-М2 измеряется среднехордовый эффективный заряд $\langle Z_{eff} \rangle$ по мощности тормозного излучения, которая определяется эффективным зарядом, а также температурой и концентрацией электронов (2):

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

где $n_e(R)$ и $T_e(R)$ - профили плотности и температуры электронов в зависимости от большого радиуса R , P_{br} – интегральная мощность тормозного излучения, $\langle g_{ff} \rangle$ усредненный по T_e Гаунт-фактор. Интегрирование производится по длине волны λ на спектральном интервале $\Delta\lambda$ и по объему V , в котором регистрируется тормозное излучение, Ω - телесный угол сбора света.

Мощность тормозного излучения измеряется абсолютно калиброванным фильтровым монохроматором [39], регистрирующим тормозное излучение в ближнем ИК диапазоне, где отсутствует линейчатое излучение. В экспериментах на токамаке Глобус-М2 для измерений используются два спектральных диапазона 948-952 нм и 1019-1040 нм (рисунки 7). Спектральные интервалы, свободные от линейчатого излучения, выбраны на основе измерений спектра излучения плазмы с помощью обзорного спектрометра Avantes Avaspec-2048 и спектрометра высокого разрешения «Spectral-Tech»

SPT-DDHR-04 [40] Для температуры электронов 10-2000 эВ, характерной для плазмы токамака Глобус-М2, в данных спектральных диапазонах тормозное излучение значительно превосходит рекомбинационное [41], а молекулярный квази-континуум присутствует преимущественно в видимой области спектра [42].

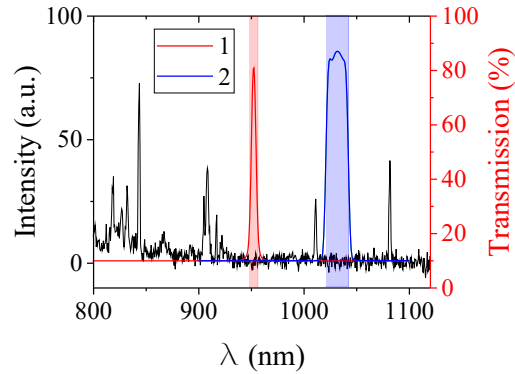


Рис.7. Спектральные характеристики фильтров диагностики Z_{eff} : 1 – 948-952 нм, 2 – 1019-1040 нм.

Тормозное излучения в данных спектральных интервалах регистрируется вдоль хорды, аналогичной хорде зондирования диагностики томсоновского рассеяния в экваториальной плоскости токамака, из квазицилиндрического объема диаметром 3 см (рисунок 8) [39].

Для расчета среднего по объему наблюдения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ используется измеренная абсолютно калиброванным монохроматором мощность тормозного излучения, а также профили температуры и концентрации электронов, измеренные с помощью диагностики ТР [38, 39].

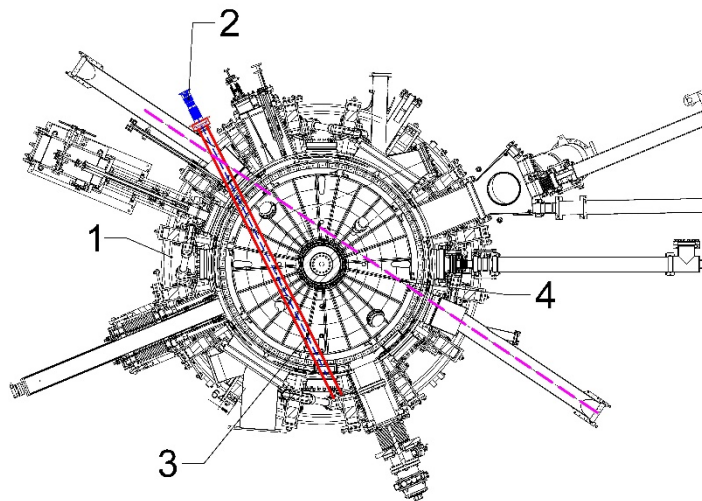


Рис. 8. Геометрия регистрации мощности тормозного излучения диагностики Z_{eff} : 1 – экваториальное сечение камеры токамака Глобус-М2, 2 – фильтровый монохроматор, 3 – объем регистрации P_{br} , 4 – хорда зондирования диагностики ТР.

Погрешность определения эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ зависит прежде всего от погрешностей измерения профилей T_e и n_e , а также погрешности измерения сигнала монохроматора, определения объема наблюдения и координат сепаратриссы и др. [39].

Экспериментальные результаты, представленные на **рисунке 9**, свидетельствуют о совпадении измеренных значений $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ при одинаковых параметрах плазмы в одинаковых условиях при измерениях в разных спектральных диапазонах.

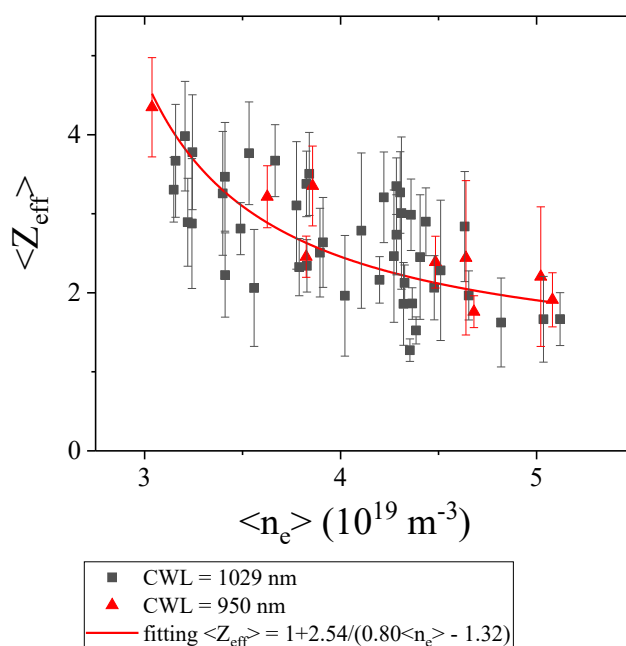


Рис. 9. Результаты измерения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в спектральном диапазоне 1019-1040 нм и в интервале 948 – 952 нм в разрядах после боронизации камеры с полем $B_T = 0.7 \text{ Т}$ в стационарной стадии разряда при нагреве нейтральным пучком

3) Спектроскопическая система

Спектроскопическая система, предназначенная для контроля поступления примесей на токамаке Глобус-М2, состоит из обзорного спектрометра Avantes Avaspec-2048 и набора фильтровых монохроматоров, регистрирующих интенсивность излучения на отдельных линиях примесных элементов в плазме токамака Глобус-М2.

Обзорные спектры на установке регистрируются с помощью спектрометра Avantes Avaspec-2048 в спектральном интервале 200-1100 нм с минимальным временем интегрирования 1.1 мс каждые 20 мс в течение разряда. Излучение из плазмы собирается линзой диаметром 5 мм вдоль хорды в экваториальной плоскости камеры в направлении большого радиуса (**рисунок 11**) и фокусируется на вход оптического волокна 5. Длина волокна 20 м, диаметр волокна 600 мкм. Излучение из объема наблюдения по волокну передается на вход спектрометра 8. Данные, полученные с помощью обзорного спектрометра используются для определения примесного состава плазмы и быстрого контроля соотношения интенсивности излучения разных примесных элементов (**рисунок 12**).

На Глобусе-М2 в настоящий момент регистрируется эволюция интенсивности излучения на линиях С III, О III, Fe I и N II. Монохроматоры для регистрации отдельных линий примесных элементов сделаны на основе фотодиодов ФПУ2-153 и ФЭУ Hamamatsu H10721-110, спектральные характеристики которых представлены на **рисунке 10**. Коэффициенты усиления для каждого монохроматора были подобраны с учетом актуальных интенсивностей линий элементов.

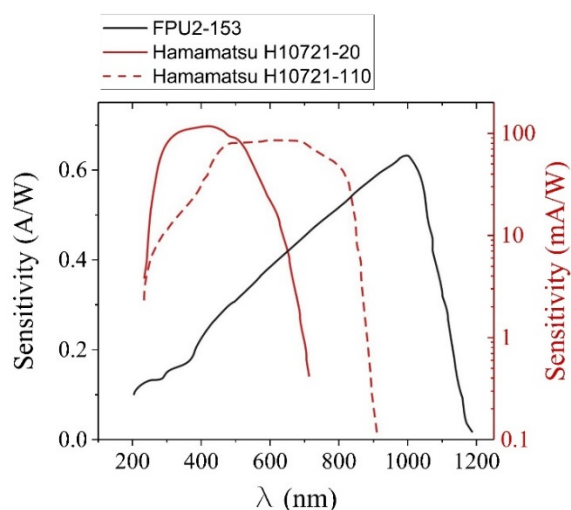


Рис. 10. Спектральные характеристики приемников ФПУ2-153, Hamamatsu H10721-110 и Hamamatsu H10721-20

Характеристики каждого монохроматора собраны в таблице 1.

	С III	Fe I	O II	N II	B II	He I
CWL (нм)	465.6	427.3	441	568.1	343	585
FWHM (нм)	2.3	4.8	9.5	4	5	5
Детектор	FPU2-153	FPU2-153	PMT Hamamatsu H10721-20	PMT Hamamatsu H10721-110	PMT Hamamatsu H10721-110	PMT Hamamatsu H10721-110
Чувствительность	0.65 V/A	0.65 V/A	80 mA/W	80 mA/W	80 mA/W	80 mA/W
Усиление	10^6	10^7	2×10^6	2×10^6	2×10^6	10^5

Таблица 1. Характеристики фильтровых монохроматоров спектроскопической системы

Излучение из плазмы собирается линзой диаметром 5 мм вдоль хорды в экваториальной плоскости камеры в направлении большого радиуса (**рисунок 11**) и фокусируется на вход оптического волокна. Длина волокна 12 м, диаметр волокна 600 мкм или 400 мкм. Излучение из объема наблюдения по волокну передается на вход коллиматора (**рисунок 11**), формируемый линзой параллельный пучок проходит через интерференционный фильтр 2 и после него фокусируется второй линзой на чувствительную площадку приемника.

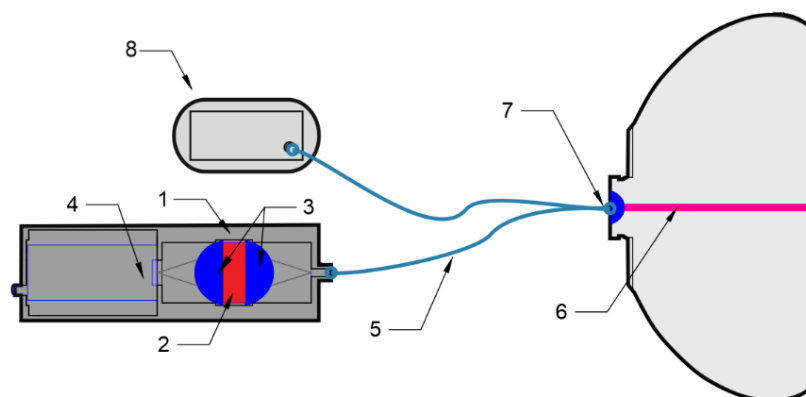


Рис. 11. Схема спектроскопической системы и ее фильтрового монохроматора:
1 – коллиматор, 2 – интерференционный фильтр, 3 – линзы, 4 – детектор, 5 – оптическое волокно, 6 – объем наблюдения, 7 – фасеточный объектив с собирающими линзами, 8 – спектрометр Avantes AvaSpec-2048

Спектральные интервалы подбирались и проверялись с использованием спектров излучения из плазмы Глобуса-М2. Идентификация линий производилась на основании возможных источников примесей, данных с других установок [43, 44, 45], данных монохроматора МДР-23 (диапазон 200-800 нм, дифракционные решетки 1200 штр./мм, дисперсия 20 А/мм) и базы данных NIST. Например, можно идентифицировать линии бора, сравнивая спектры до и после процедуры боронизации камеры, интенсивность гелия резко увеличивается после чистки тлеющим разрядом. Камера токамака Глобус-М2 внутри покрыта графитными плитками, поэтому самые интенсивные линии – СIII (456 нм) и $H\alpha/D\alpha$ (656 нм). Единственная линия железа, наблюдаемая на установке в видимом диапазоне, это Fe I (427 нм). Поступление кислорода отслеживается по интенсивности линии О III (441 нм). Спектральные интервалы, с которых производится сбор света на всех линиях, обозначены на **рисунке 12**.

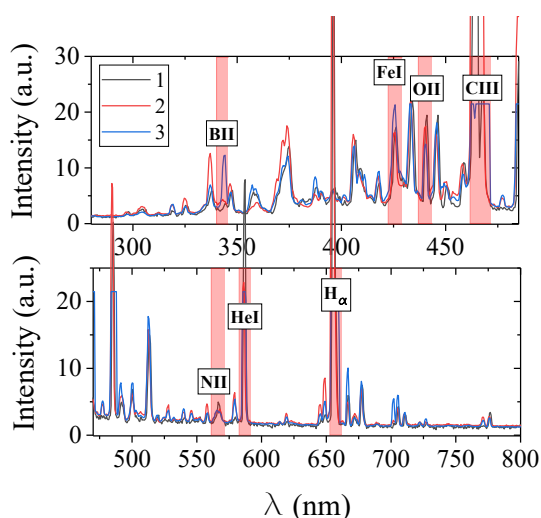


Рис. 12. Спектры излучения плазмы токамака Глобус-М2, в разрядах 1 – с установленной антенной ВЧ нагрева до боронизации, 2 – без антенны ВЧ нагрева до

боронизации, 3 – без антенны ВЧ нагрева после боронизации и спектральные интервалы регистрации линий примесей.

4) Диагностика радиационных потерь на основе SPD-массивов 16x16 и 1x24

На установке Глобус-М2 для измерения мощности радиационных потерь и интенсивности мягкого рентгеновского излучения используются системы на основе SPD-фотодиодов [46, 47], подробно описанных в главе 1. Для измерений P_{rad} использовалась система камер-обскур с матрицей SPD-фотодиодов 16x16 пикселей и линейного SPD-массива 1x24 и нескольких дискретных приемников [34]. Расположение на установке и геометрия наблюдения изображены на **рисунке 13 а, в**. Методами томографии по данным матрицы 16x16 и линейного массива 1x24 восстанавливается двумерное распределение P_{rad} в полоидальном сечении [34].

Дискретные фотодиоды, отмеченные на **рисунке 13в**, регистрируют излучение из периферийной области, в радиальном направлении в экваториальной плоскости и в широком угле. Приемник с четырьмя спектральными каналами (**рисунк 13б**) использован для того, чтобы учитывать провал в спектральной характеристике SPD-фотодиодов в районе 10 эВ при расчетах мощности радиационных потерь.

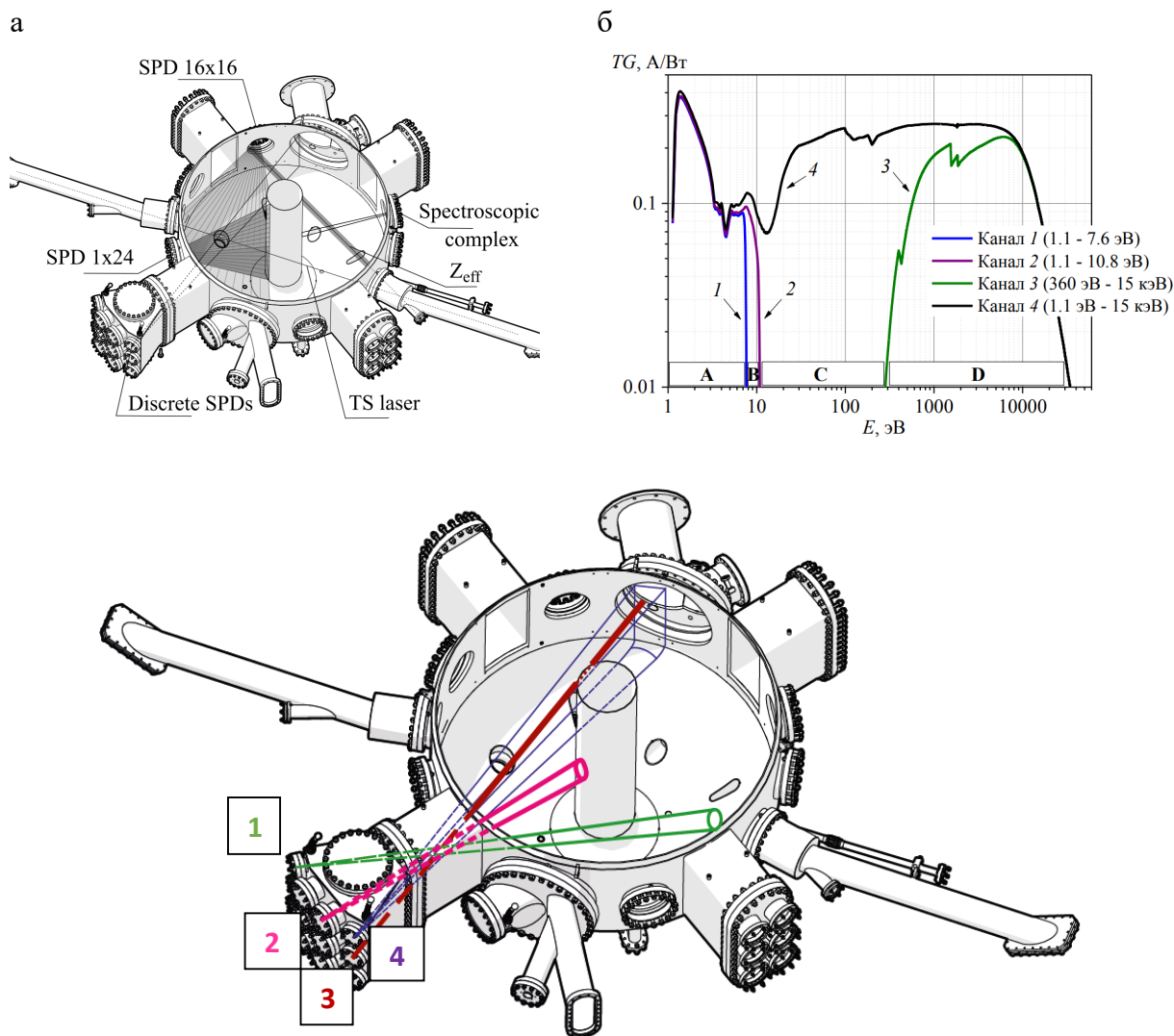
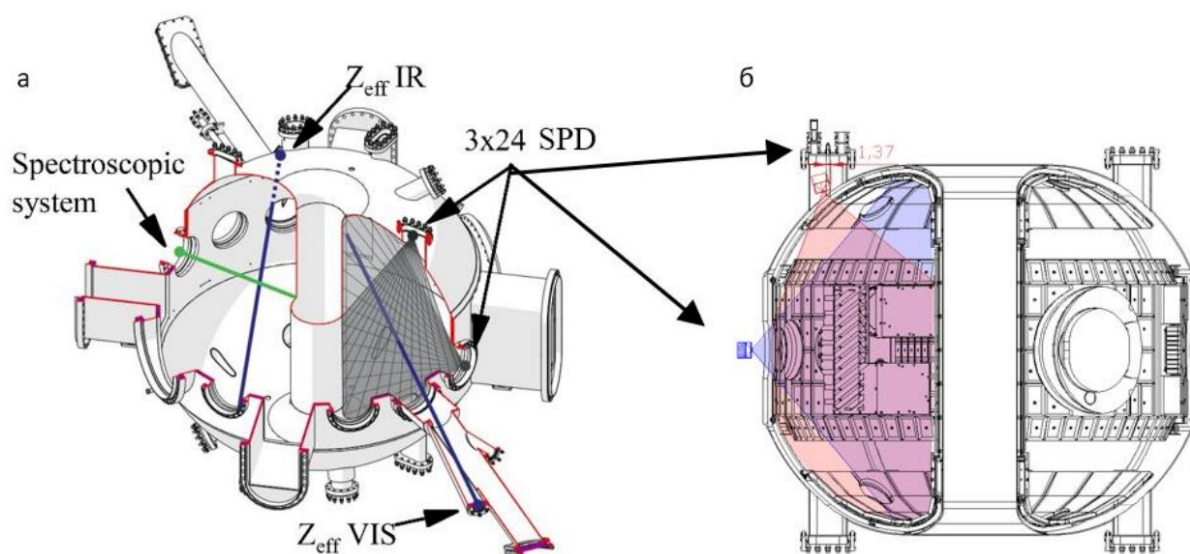


Рис.13. а) Расположение массивов SPD-фотодиодов 16х16 и 1х24, б) спектральные характеристики каналов 4-канального датчика, в) расположения и области наблюдения дискретных SPD-фотодиодов: 1 – периферийный, 2 – на столб, 3 – четырехканальный, 4 – обзорный.

5) Модернизация диагностического комплекса

В ходе модернизации SXR диагностики производится разработка и установка двух новых массивов SPD-фотодиодов 3х24 пикселя с областями наблюдения в вертикальном и горизонтальном направлениях в одном полоидальном сечении камеры (рисунок 14).

Одна линейка из трех в SPD-массиве необходима для измерений мощности радиационных потерь и устанавливается без фильтра, одна с бериллиевым фильтром 20 мкм и одна с бериллиевым фильтром 50 мкм (спектральные характеристики на рисунке 14в). Линейки за бериллием будут использоваться для измерения T_e и мягкого рентгеновского излучения. Новая геометрия позволяет увеличить точность восстановления профиля радиационных потерь, упростить зависимость от геометрии, уменьшить сложность и время расчетов и одновременно сократить необходимое количество каналов АЦП. Кроме того, при работе в новой геометрии будут получены более точные измерения в диверторной области. Также при измерениях в одной плоскости сделают возможным анализировать неустойчивости плазмы без тороидальной симметрии, которые вращаются в полоидальном сечении.



в

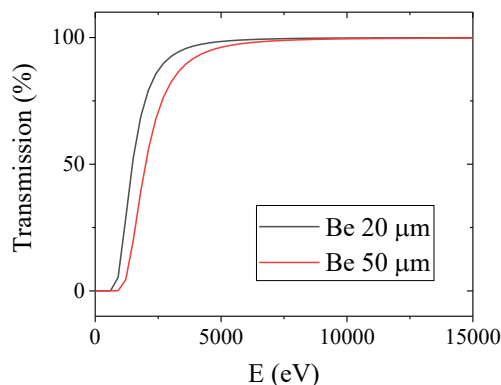


Рис. 14. а) Схема расположения частей диагностического комплекса на токамаке; б) геометрия диагностик P_{rad} и T_e , в) спектральные характеристики бериллиевой фольги 20 мкм и 50 мкм.

Конструкции линеек SXR диагностики представлены на **рисунке 15**, для верхнего массива угол обзора составляет 72 градуса, на экваторе - 100 градусов.

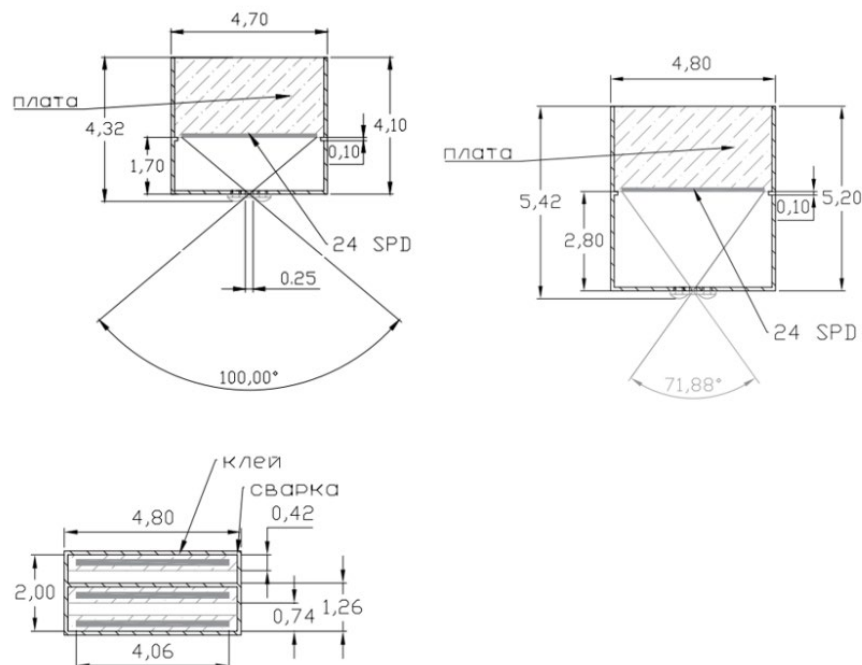


Рис.15. Конструкции SPD-массивов 3x24 диагностики мягкого рентгена и радиационных потерь.

Бериллиевые фильтры были выбраны таким образом, чтобы отрезать область спектра, где присутствует линейчатое излучение [24]. Одновременно они должны быть достаточно тонкими, чтобы сопротивление обратной связи трансимпедансных усилителей было минимально возможным, тем самым обеспечивая максимальную полосу пропускания – 140-900 кГц для разных линий наблюдения. Такая полоса пропускания позволяет регистрировать многие МГД-процессы.

Для проверки параметров SPD системы на токамак был установлен массив из 16 SPD-фотодиодов за бериллиевым фильтром толщиной 50 мкм. Линии наблюдения фотодиодов лежат в одном полоидальном сечении в геометрии, схожей с финальной версией диагностики (**рисунок 16а**). Полоса пропускания 10 кГц. С помощью прототипа SPD линейки были проведены тестовые измерения для широкого диапазона параметров разрядов - $\langle n_e \rangle = 0.5 - 12 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $B_T = 0.6 - 0.8 \text{ Т}$, $I_p = 200 - 400 \text{ кА}$, нагрев: омический, NBI, ВЧ, до 1.5 кэВ.

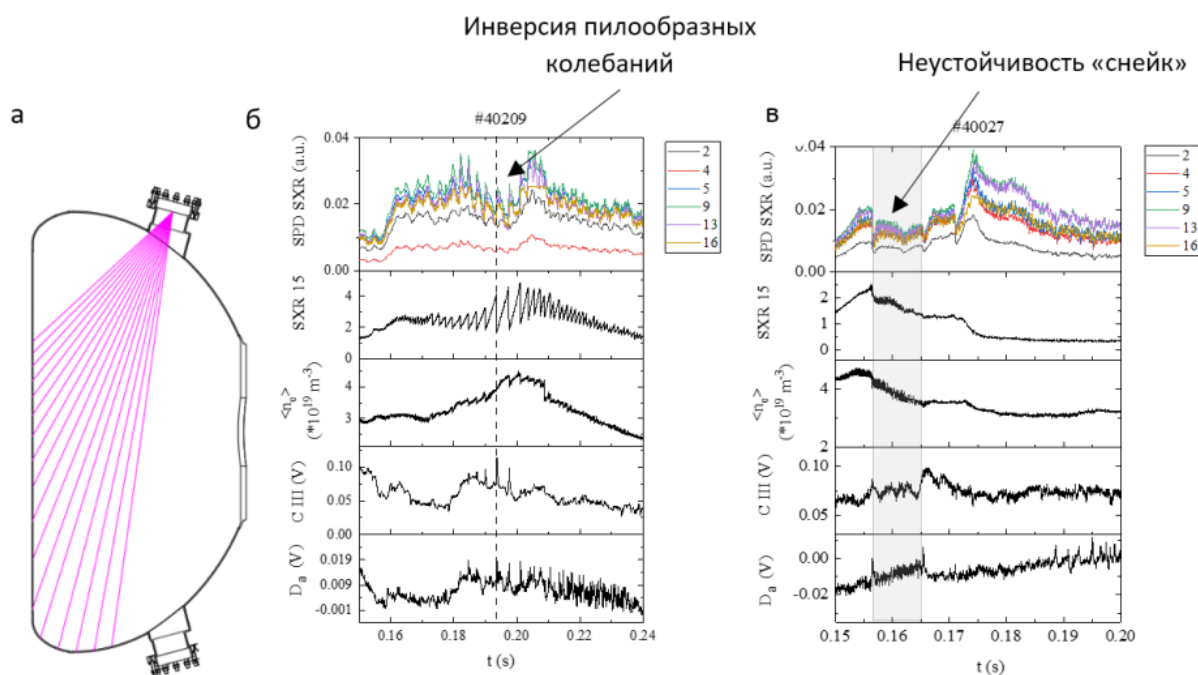
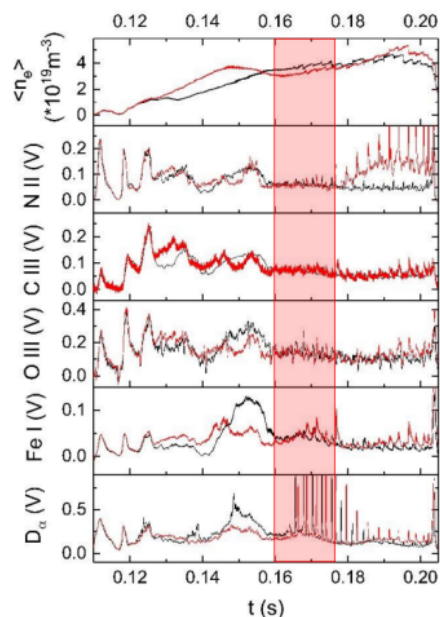


Рис.16. а) геометрия хорд наблюдения прототипа фотодиодных массивов; примеры осциллограмм тестовых измерений мягкого рентгена в разрядах с б) пилообразными колебаниями и в) неустойчивостью «снейк».

В ходе измерений были зарегистрированы пилообразные колебания (**рисунок 16б**) и неустойчивости «снейк» (**рисунок 16в**). Также тестовые измерения проводились в экспериментах с напуском азота в область дивертора (**рисунок 17**).

а



б

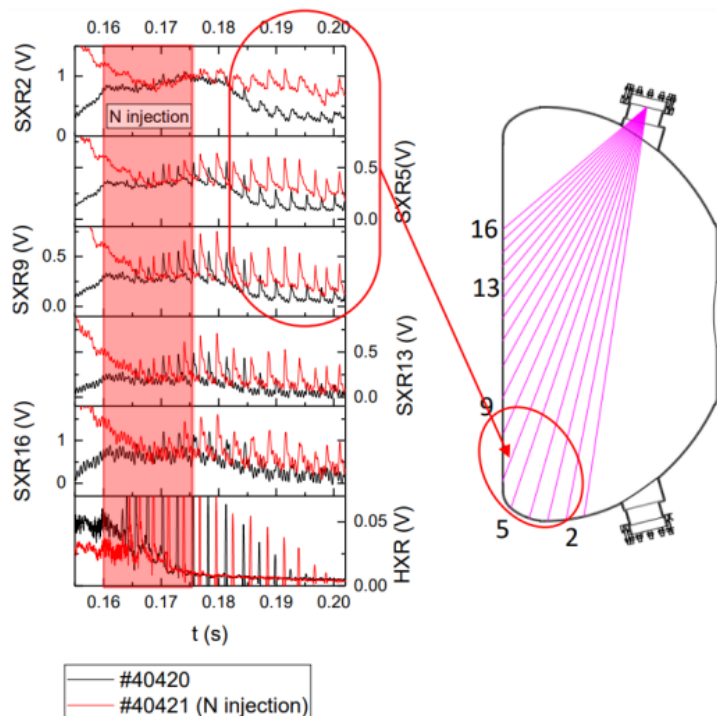


Рис.17. Пример осциллограмм, полученных с помощью а) монохроматоров спектроскопической диагностики и б) прототипа SPD-массива в экспериментах с напуском азота в диверторную область установки Глобус-М2 в разрядах #40420 и #40421 с $B_T = 0,7$ Тл и $I_p = 230$ кА.

Также специально для всего диагностического комплекса была разработана и изготовлена система сбора данных с параметрами:

- Частота оцифровки 1000 кГц;
- Разрядность 16 бит;
- Количество каналов 176;

С помощью данной системы будут записываться данные всех со всех детекторов диагностического комплекса – диагностики Z_{eff} , монохроматоров линий примесных элементов, двух массивов SPD 3×24 . Частота оцифровки до 1 МГц позволит не только измерять радиационные потери и температуру электронов, но и исследовать быстрые МГД-процессы в мягком рентгеновском диапазоне. Регистрация сигналов может производиться с максимальной частотой оцифровки в течение всего разряда, а программное обеспечение АЦП экспортирует сигналы напрямую в базу данных установки Глобус-М2.

ГЛАВА 3. Результаты экспериментов на токамаке Глобус-М2

1) Измерения радиационных потерь в разрядах с полем 0,5-0,7 Тл и током 250-400 кА

С помощью системы диагностики радиационных потерь, описанной в предыдущей главе 2 был проведен ряд измерений на установке Глобус-М2. Впервые на сферическом токамаке была измерена мощность радиационных потерь при тороидальном магнитном поле 0,7 Тл и токе по плазме 300 кА [48].

Результаты восстановления двумерного распределения P_{rad} в разряде #38358 с параметрами $B_T = 0,7$ Тл, $I_p = 280$ кА представлены на рисунке 18, причем мощность полных

радиационных потерь из всего объема плазмы $P_{\text{rad tot}} = 110$ кВт, что составило 14% от мощности нагрева с использованием нейтрального пучка (параметры пучка $P_{\text{NBI}} = 850$ кВт, $E_{\text{NBI}} = 28$ кэВ). Мощность нагрева плазмы складывается из двух компонентов: омический нагрев (409 кВт) и поглощенная плазмой мощность из нейтрального пучка (380 кВт). Поглощенная мощность рассчитывается на установке с помощью моделирования взаимодействия пучка с плазмой кодом NUBEAM. Для сравнения здесь также представлен результат измерения P_{rad} на токамаке Глобус-М для разряда #37036 с тороидальным магнитным полем $B_T = 0,5$ Тл и током по плазме $I_p = 250$ кА (результаты показаны на **рисунке 18**), мощность полных радиационных потерь $P_{\text{rad tot}} = 172$ кВт, что составило 26% от мощности нагрева с использованием нейтрального пучка (параметры пучка $P_{\text{NBI}} = 880$ кВт, $E_{\text{NBI}} = 28$ кэВ). Мощность омического нагрева составляла 366 кВт, мощность нагрева нейтральным пучком — 270 кВт. В обоих разрядах присутствует дополнительный нагрев нейтральным пучком, а также разряды имеют приблизительно равные электронную температуру $\langle T_e \rangle$, плотность $\langle n_e \rangle$ и диверторную магнитную конфигурацию. Двумерное распределение радиационных потерь, представленное на **рисунке 18**, приведено для момента времени 15 мс от начала инжекции для обоих разрядов.

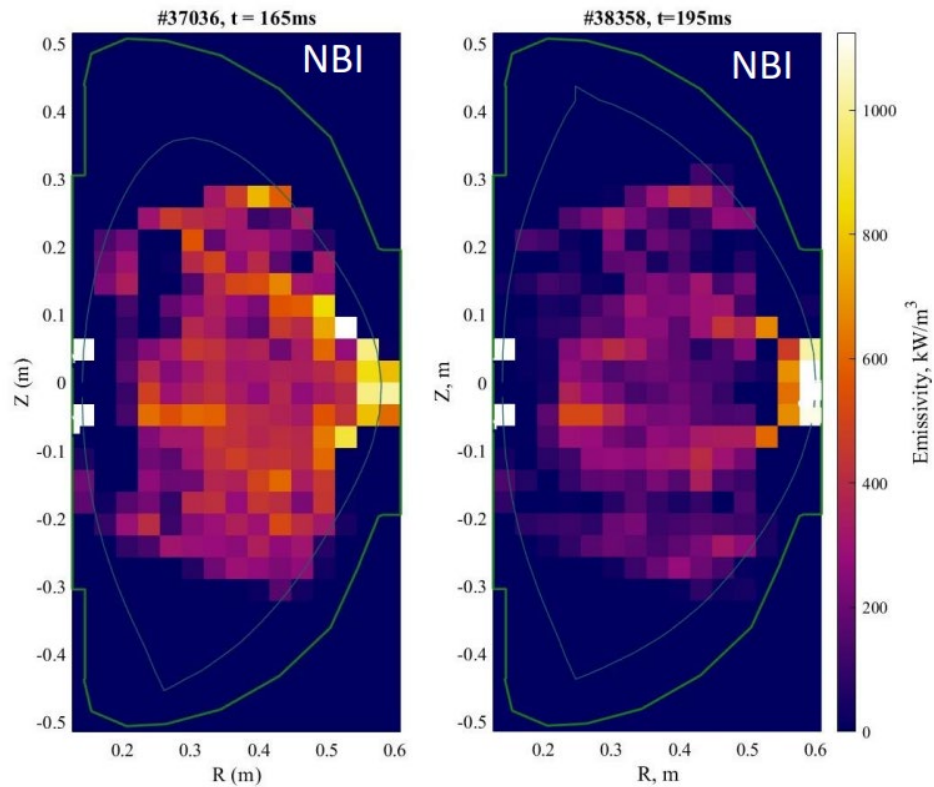


Рис.18. Двумерное распределение мощности радиационных потерь в разрядах #37036 ($B_T = 0,5$ Тл, $I_p = 250$ кА) и #38358 ($B_T = 0,7$ Тл, $I_p = 280$ кА)

Измерения в широком диапазоне электронной плотности плазмы позволили оценить зависимость полных радиационных потерь от плотности электронов и тороидального магнитного поля. Как видно из **рисунка 19**, мощность полных радиационных потерь для разных разрядов растет с увеличением плотности электронов и снижается при увеличении B_T . Здесь для разрядов с пучком значение $P_{\text{rad tot}}$ соответствует моменту времени 18 мс от начала инжекции, для омических разрядов — в момент времени с максимальной плотностью n_e в стационарной стадии разряда. Несмотря на увеличение абсолютной мощности полных радиационных потерь, они составили менее 45% от вкладываемой мощности. Погрешность P_{rad} здесь представлена определяемой параметром регуляризации при использовании метода регуляризации Тихонова суммой ошибки восстановления и

ошибки из-за шумов. Для разрядов, рассмотренных в работе, погрешность составляла в среднем 10%.

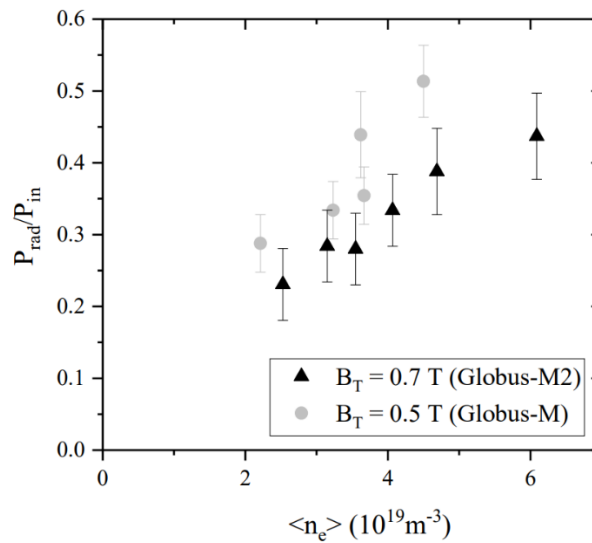


Рис.19. Зависимость доли радиационных потерь от вкладываемой мощности нагрева $P_{\text{rad tot}}/P_{\text{in}}$ от электронной плотности $\langle n_e \rangle$ для $B_T = 0,5 \text{ Тл}$ и $B_T = 0,7 \text{ Тл}$.

2) Моделирование Z_{eff} в разрядах на токамаке Глобус-М2 с использованием транспортного кода ASTRA

В дополнение к экспериментальным измерениям было выполнено моделирование $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ с помощью кода ASTRA. По зависимости измеренной величины от расчетной (рисунок 20) можно видеть, что результаты практически совпадают.

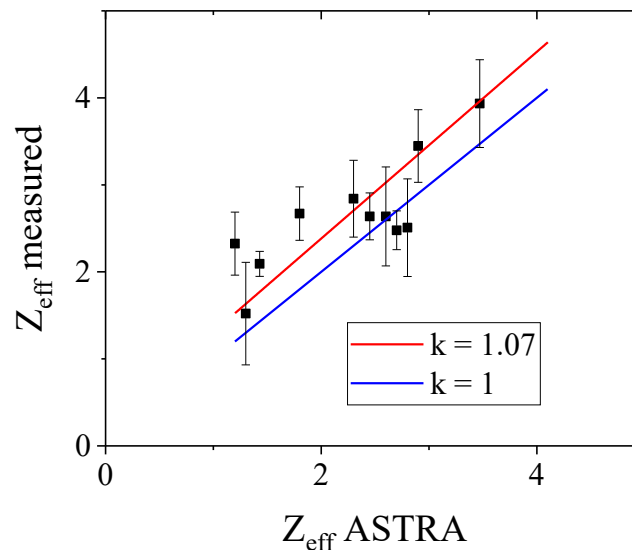


Рис.20. Результаты измерения и моделирования $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ с помощью транспортного кода ASTRA.

3) Поступление примесей в плазму в зависимости от боронизации камеры.

Для очистки камеры токамака на установке Глобус-М2 проводится боронизация, в ходе которой происходит осаждение бороуглеродной пленки. [49]. При визуализации всех данных по измерению эффективного заряда на Глобусе-М2 наблюдается, что в дни, сразу

после проведения боронизации, эффективный заряд меньше на 25-30%, чем до боронизации. На **рисунке 21** представлены результаты измерения эффективного заряда плазмы $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ во время нейтральной инжекции для значения тороидального магнитного поля $B_T = 0.7$ Т в стационарной стадии разряда.

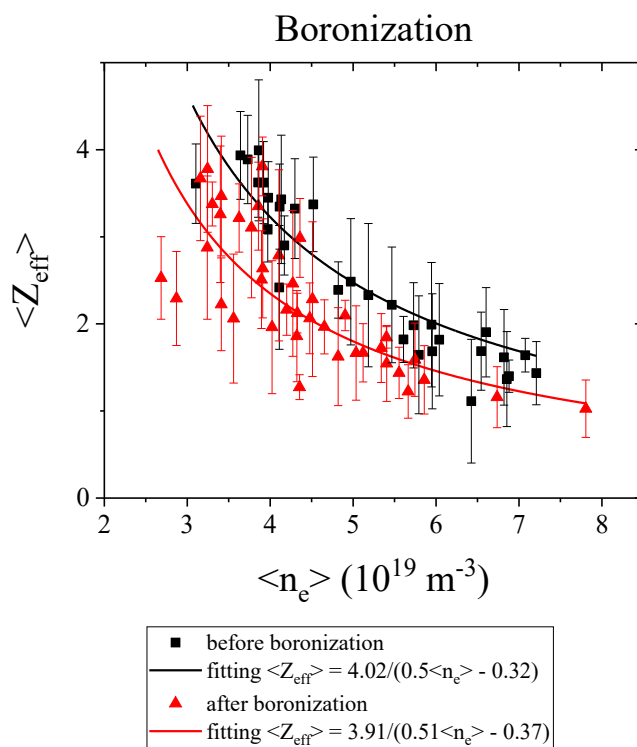


Рис. 21. Зависимость величины эффективного заряда от концентрации электронов и боронизации камеры.

4) Зависимость интенсивности поступления примеси от параметров разряда: дополнительный нагрев, режим улучшенного удержания, развитие неустойчивостей

На установке Глобус-M2 используются два инжектора пучков нейтральных атомов, расположение которых представлено на **рисунке 22**. Параметры инжекторов: NBI-I с мощностью 0.85 МВт и энергией частиц 28 кэВ, инжектор NBI-II с мощностью 1 МВт и энергией частиц 50 кэВ [50].

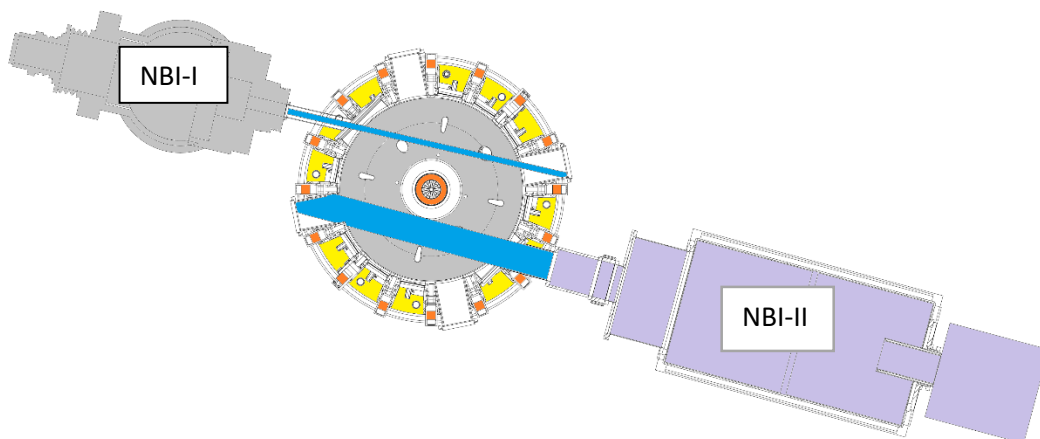
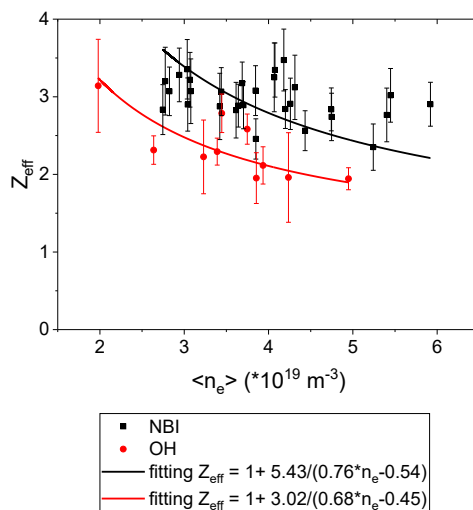


Рис. 22. Экваториальное сечение камеры токамака Глобус-М2 и расположение инжекторов NBI-I и NBI-II.

Эффективный заряд плазмы был измерен на токамаке Глобус-М2 в разрядах с омическим нагревом и в разрядах с пучками нейтральных атомов. На **рисунке 23** приведено сравнение величины среднехордового эффективного заряда при омическом нагреве и с использованием дополнительного нагрева пучком NBI-I. На рисунках приведены измерения для разрядов с одинаковыми параметрами: непосредственно после чистки камеры с боронизацией, тороидальное магнитное поле 0,8 Тл, ток по плазме 0,4 МА и т.д. Из **рисунка 23а** видно, что в экспериментах во время дополнительного нагрева пучком $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ увеличивается. Измерения при помощи обзорного спектрометра и дискретных монохроматоров также демонстрируют увеличение интенсивности свечения на линиях С III, О III, N II, Fe I, He I и В II (**рисунок 23б**) при включении NBI-I на 180 мс. После прекращения инжекции на 220 мс интенсивность свечения на линиях начинает снижаться. Поведение линий в течение разряда практически идентично для регистрации монохроматорами и обзорным спектрометром для всех элементов кроме гелия, так как в разряде хорда наблюдения монохроматора He I была ориентирована на область дивертора. Хорды остальных детекторов направлены вдоль радиуса R в экваториальном сечении (**рисунок 11**).

а



б

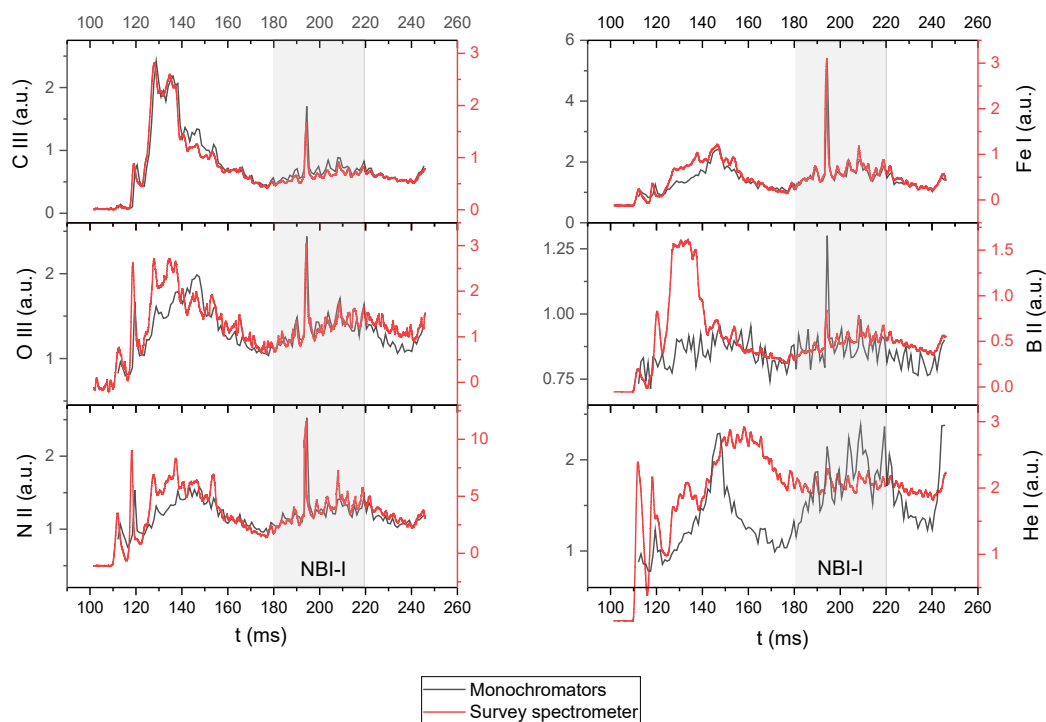
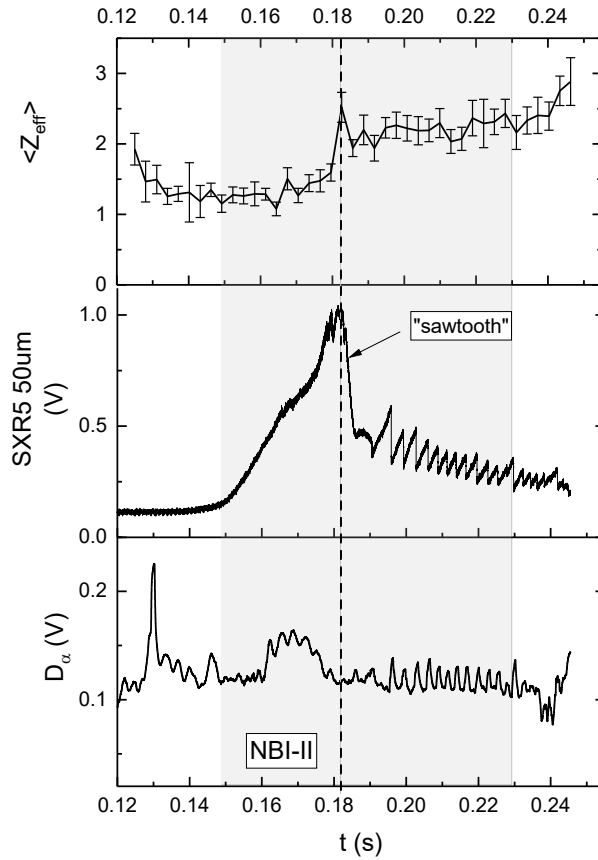


Рис.23. а) Зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от плотности электронов для омических разрядов и с дополнительным нагревом NBI в разных разрядах с $B_T = 0.8$ Т после боронизации камеры (для NBI-I); б) интенсивность излучения на линиях основных примесных элементов, полученная с помощью дискретных монохроматоров и обзорного спектрометра.

Наблюдаемое увеличение содержания примесей происходит вследствие неустойчивостей, развивающихся во время инжекции и перехода в режим улучшенного удержания. Прежде всего, поступление примесей связано с пилообразными колебаниями. Несмотря на то, что пилообразные колебания - это неустойчивость в центральной области установки Глобус-М2, она инициирует ELMы на периферии [51], которые и являются причиной интенсивного поступления примеси со стенки. На **рисунке 24а** видно, что в

разряде #41112 происходит резкий рост $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ с началом развития пилообразных колебаний, а не с началом инжекции NBI-II.

а



б

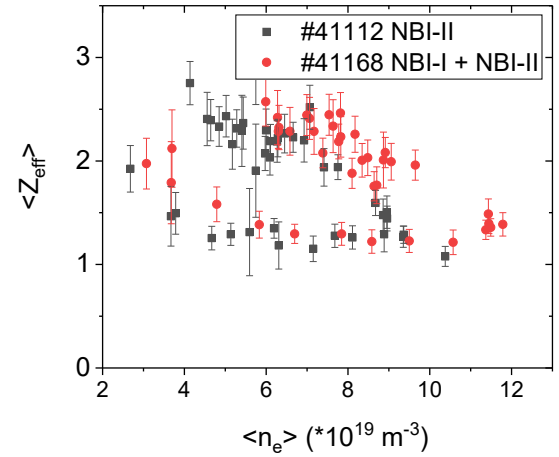


Рис.24. а) эволюция $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ во времени, SXR и интенсивности D_α в разряде с нейтральной инжекцией #41112; б) зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ в разрядах #41112 и #41168.

NBI также стимулирует переход плазмы в режим улучшенного удержания. В Н-режиме появляются транспортные барьеры на границе, перенос тепла и частиц снижается, то есть улучшается удержание энергии и частиц.

Улучшение удержания происходит для ионов рабочего газа, сопровождающееся накоплением примесей (**рисунок 25**). $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в разряде #41531 начинает расти за 15 мс до начала пилообразных колебаний. По падению интенсивности излучения на линии D_α наблюдается, что активное поступление примеси начинается с переходом в Н-режим и растет с развитием пилообразных колебаний. На **рисунке 25б** видно три режима поступления примесей: L-режим, Н-режим и пилообразные колебания. Таким образом, при пилообразных колебаниях $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ увеличивается в 1.4-2 раза.

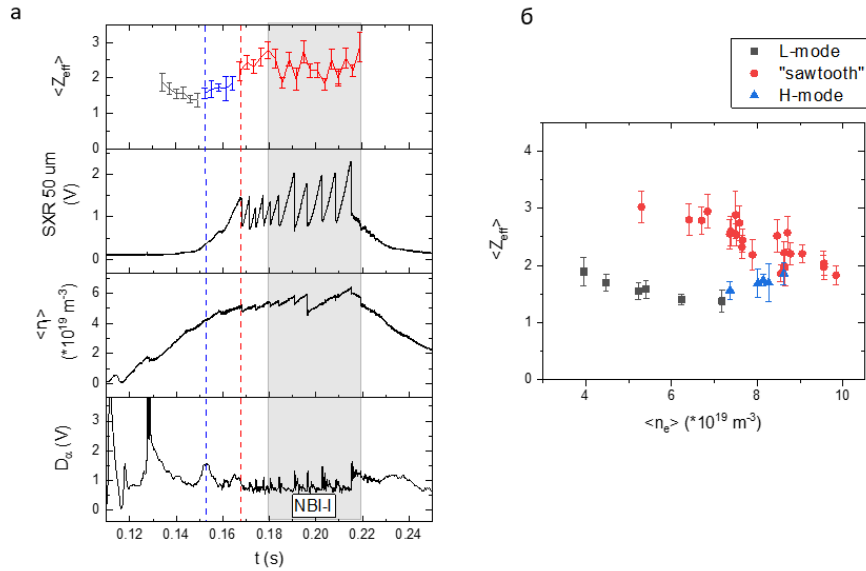


Рис.25. а) эволюция $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ во времени и осциллограммы интенсивностей излучения на линиях примесных элементов в разряде с нейтральной инжекцией #41531; б) зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ в разряде #41531.

5) Накопление примесей при неустойчивости «снейк».

С поступлением примесей также связывают развитие неустойчивости «снейк». По результатам исследований в работах [25, 52] неустойчивость может развиваться при накоплении тяжелых примесей в центральной области плазменного шнура. На установке Глобус-M2 регистрируются данные неустойчивости и с помощью комплекса спектроскопических диагностик были сделаны измерения в таких разрядах. Развитие «снейка» наблюдается в разрядах с достаточно высокой плотностью и дополнительным нагревом пучком.

Самая тяжелая примесь, линия которой может наблюдаться в УФ диапазоне на токамаке Глобус-M2 – это Fe I (327 нм), остальные линии находятся в области SXR [53]. Однако, поведение линии Fe I не будет отражать реальной картины содержания железа в плазме, так как атомы железа могут быстро ионизоваться и покинуть доступную для регистрации спектральную область. Поэтому процесс накопления примеси лучше отслеживать по эволюции эффективного заряда $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$.

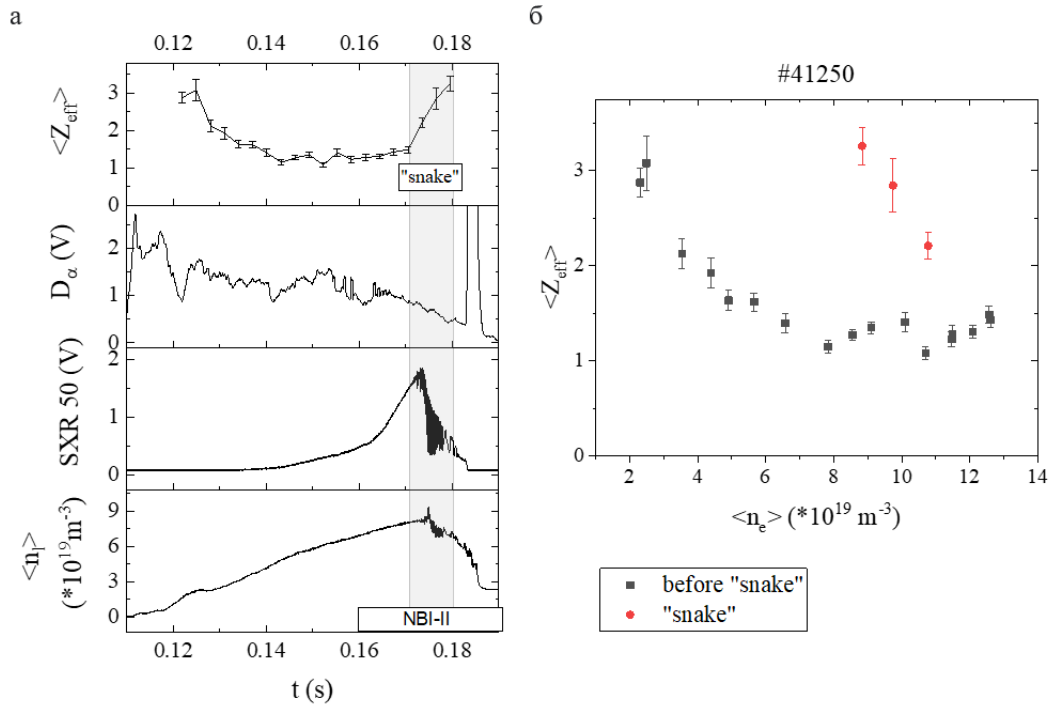
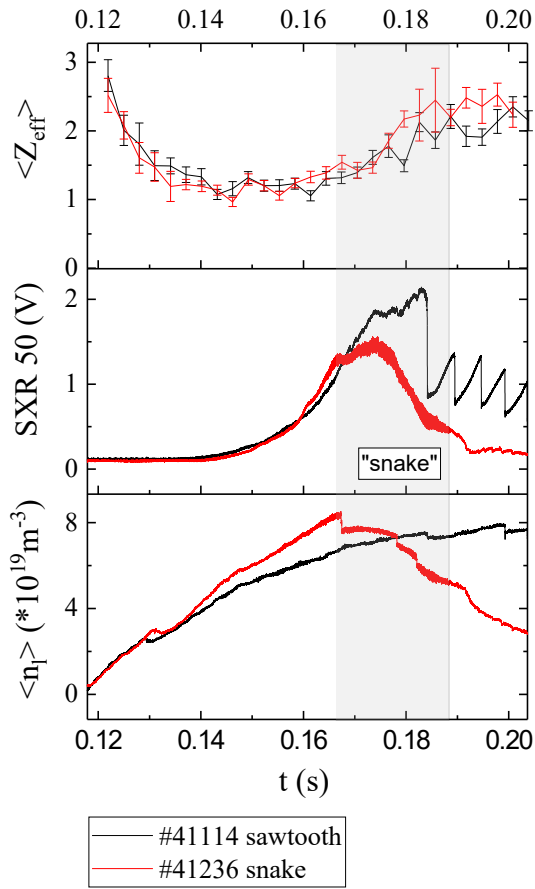


Рис. 26. а) эволюция $\langle Z_{eff} \rangle$, интенсивности линии D_α , интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR 50 и среднехордовой концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ в разряде с неустойчивостью «снейк» #41250; б) зависимость $\langle Z_{eff} \rangle$ от концентрации электронов до и во время развития неустойчивости

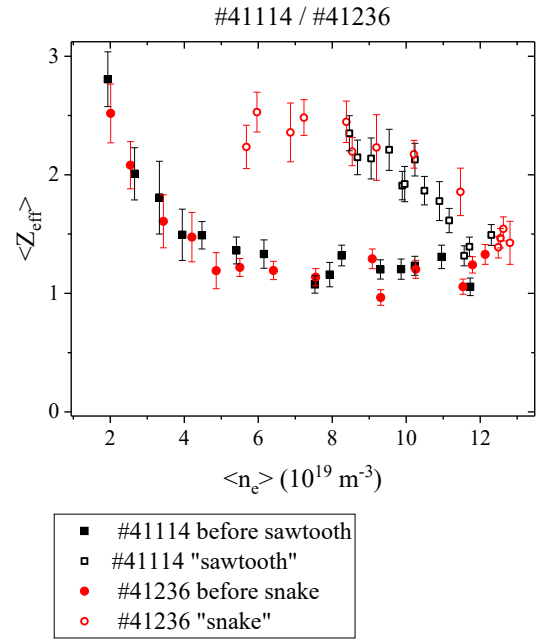
Как и в случае с пилообразными колебаниями влияние на примеси «снейка» может быть завуалировано переходом в Н-моду. Наиболее ярко выраженное влияние неустойчивости на содержание примеси видно в разряде #41250 ($B_T = 0,8$ Тл, $I_p = 0,4$ МА, NBI-II), **рисунок 26а, б**. Датчики мягкого рентгеновского излучения (например, SXR 50 с Be фольгой толщиной 50 мкм) и интерферометр регистрируют неустойчивость на частоте 5-19 кГц. Соответственно, на $\langle Z_{eff} \rangle(t)$ тоже виден резкий рост в момент $t = 171$ мс.

Рассмотрим пары разрядов #41105/#41107 и #41114/#41236 с одинаковыми основными параметрами. В разрядах #41105/#41107: $B_T = 0,8$ Тл, $I_p = 0,4$ кА, $\langle n_e \rangle = 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, дополнительный нагрев пучком нейтральных атомов, в разрядах #41114/#41236: $B_T = 0,8$ Тл, $I_p = 0,4$ кА, $\langle n_e \rangle = 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, дополнительный нагрев пучком нейтральных атомов. При сравнении величины эффективного заряда для разрядов (**рисунок 27а, б, в**) видно, что при «снейке» он выше, чем при пилообразных колебаниях.

a



б



в

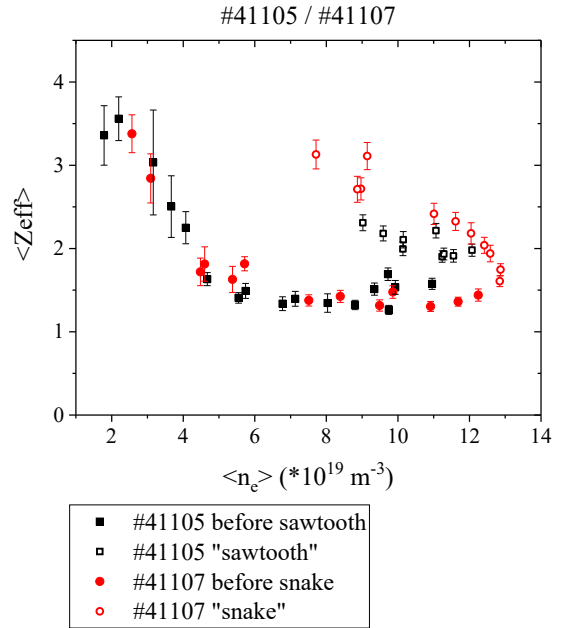


Рис.27. а) эволюция $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, интенсивности мягкого рентгеновского излучения SXR 50 и среднехордовой концентрации электронов $\langle n_e \rangle$ в разряде с пилообразными колебаниями #41114 и с неустойчивостью «снейк» #41236; б) зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от концентрации электронов до и во время развития пилообразных колебаний (#41114) и неустойчивости «снейк» (#41236); в) зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от концентрации электронов до и во время развития пилообразных колебаний (#41105) и неустойчивости «снейк» (#41107);

Данный эффект можно объяснить тем, что при пилообразных колебаниях ELMы вызывают поступление примеси со стенки, но пилообразные колебания выводят примеси из центральной области. В случае со «снейком» происходит накопление примесей в основном объеме плазмы. При развитии неустойчивости «снейк» $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ на 15-25% выше, чем при пилообразных колебаниях.

6) Эксперименты на установке Глобус-М2 с напуском азота для исследования режима «отрыва» плазмы

Во время последней экспериментальной кампании (лето 2021г.) на токамаке Глобус-М2 проводились эксперименты с напуском азота в диверторную область. Напуск азота в диверторную область производится для исследования режимов с отрывом и переизлучением энергии на атомах примеси для уменьшения нагрузки на пластины дивертора [54]. При этом инжектируемая примесь не должна влиять на параметры плазмы в основном объеме, то есть не охлаждать основной объем плазмы. Контролируя содержание примеси в плазме при помощи диагностического комплекса, можно управлять напуском азота, чтобы избежать падения T_e в центральной области плазменного шнура. С помощью диагностической системы были проведены измерения эффективного заряда, интенсивности примесных линий и обзорных спектров в экспериментах с использованием напуска азота через капилляр в область дивертора (**рисунок 28**). На время экспериментов с напуском азота соответствующий детектор был переориентирован на дивертор, его хорда наблюдения отмечена на **рисунке 28**, область наблюдения остальных монохроматоров оставалась без изменений (**рисунок 11 и 13**). Для азота значения потока составляли примерно 3×10^{20} атомов/сек.

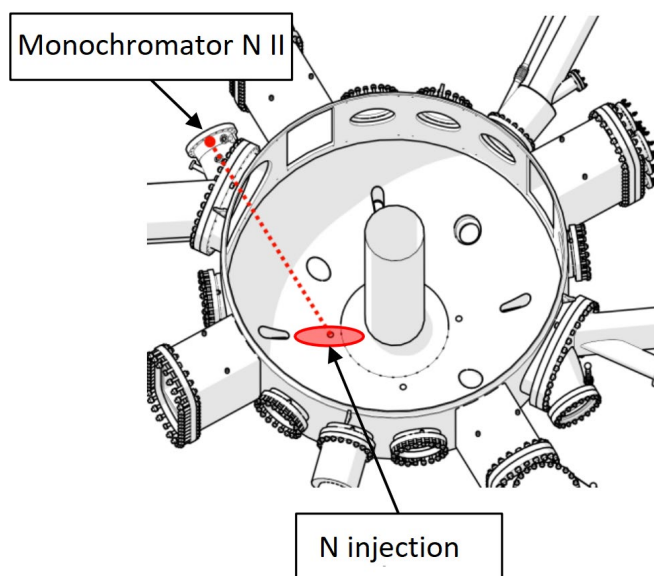


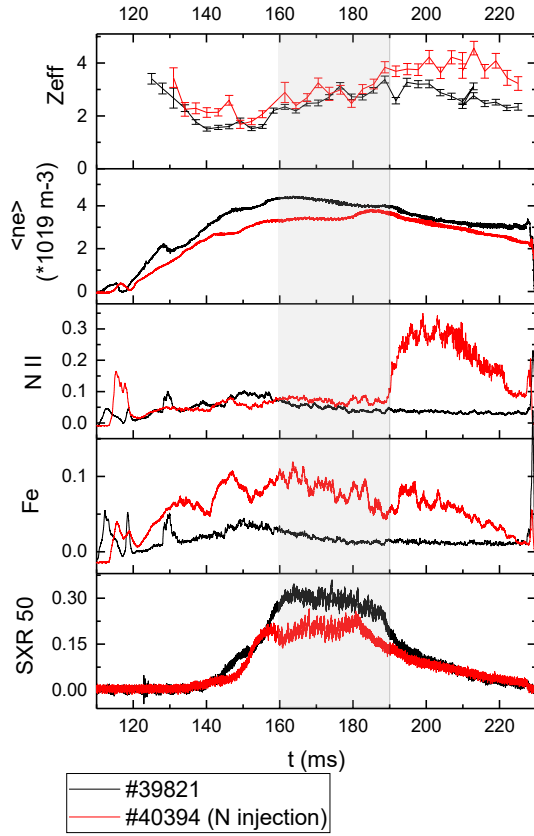
Рис. 28. Геометрия напуска азота и гелия в область дивертора и хорда регистрации линии азота N II.

Результаты измерения $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, интенсивности излучения на линиях примесей и эволюция температуры электронов в 4 пространственных точках приведены для разрядов #39821/40394 и #41019/41033 с омическим нагревом и дополнительным нагревом пучком нейтральных атомов соответственно. Профили температуры были получены с помощью диагностики томсоновского рассеяния [38], измеряющей температуру и плотность электронов в 10 пространственных точках вдоль большого радиуса. В парах разряды взяты с максимально похожими основными параметрами. Параметры разрядов #39821/40394: $B_T = 0,7$ Тл, Омический нагрев, $I_p = 200$ кА, напряжение на клапане капилляра $U_{\text{кл}} = 2,7$ В, параметры разрядов # 41019/41033: $B_T = 0,7$ Тл, NBI, $I_p = 250$ кА, напряжение на клапане капилляра $U_{\text{кл}} = 3,5$ В.

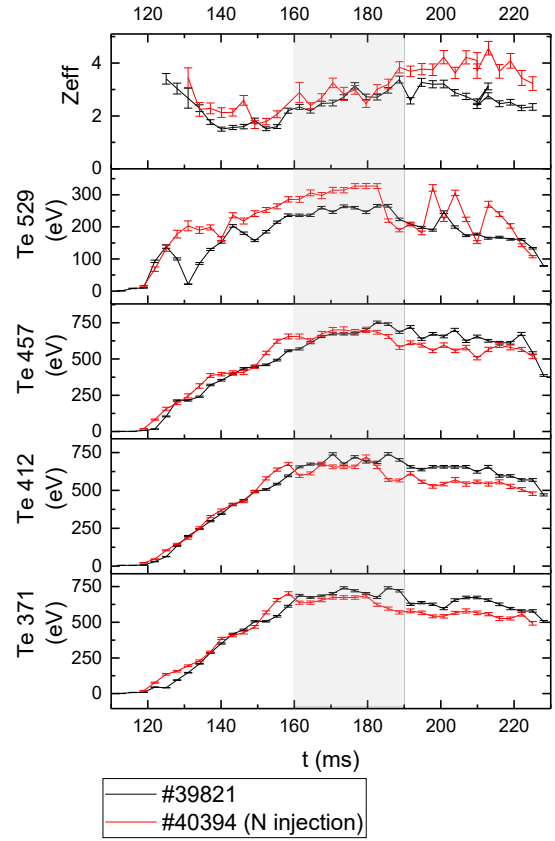
На **рисунке 29 а** видно, что рост Z_{eff} и излучения на линии N II начинается уже в конце напуска около 190 мс. Так как монохроматор N II ориентирован на область капилляра, то значит, что эта задержка на 30 мс связана со временем на возбуждение и ионизацию атомов азота. Аналогично после инъекции азота на 180 мс начинается и падение T_e (**рисунок 29 б**), причем как на периферии плазмы на $R = 529$ мм, так и в центральной области $R = 371$ мм. Падение T_e еще до начала роста Z_{eff} и P_{NII} связано с тем, что потери энергии на излучение начинаются, когда атомы азота находятся еще только в возбужденном состоянии N I.

На **рисунке 29** приведена зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от концентрации $\langle n_e \rangle$. Здесь видна бифуркация зависимости $\langle Z_{\text{eff}} \rangle (\langle n_e \rangle)$, причем два режима присутствуют как в разряде с напуском азота #40394, так и без напуска #39821. То есть Z_{eff} в разрядах увеличивается не только от напуска примеси, но и с развитием пилообразных колебаний. Точки во время пилообразных колебаний выделены на **рисунке 29** как «Sawtooth». В режиме «sawtooth» находятся и некоторые точки из разряда #40394, полученные в те моменты времени, когда пилообразные колебания уже начались, а атомы азота еще не успели ионизоваться. С учетом этого факта прирост $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ при инъекции N составил 22-25%, а падение T_e в основном объеме плазмы составило для данных разрядов 15 %.

a



б



в

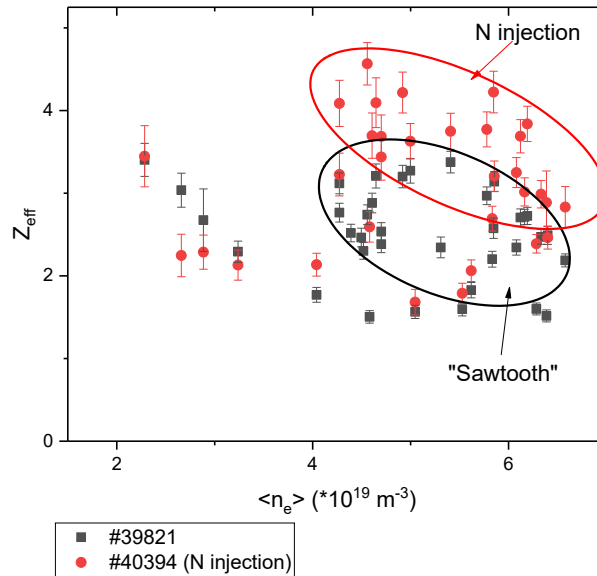


Рис. 29. Временная эволюция а) $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, $\langle n_e \rangle$, SXR 50 и излучения на линиях Fe I и N II, б) температуры электронов для значений большого радиуса 37.1 см, 41.2 см, 45.7 см и 52.9 см и в) зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от $\langle n_e \rangle$ в разрядах с напуском азота (#40394) и без напуска (#39821).

На **рисунке 30 а** представлены результаты для разрядов с нейтральной инжекцией #41019/41033. Рост $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ и излучения на линии N II регистрируется с запозданием на 15 мс относительно начала напуска. Меньшая задержка во времени может быть связана, во-

первых, с более высокой плотностью рабочего газа в этих разрядах, во-вторых, с более высоким напряжением на клапане капилляра и, соответственно, с более интенсивной подачей азота.

Как и в омическом разряде после инъекции азота на 165 мс начинается падение T_e (рисунок 30 б). Падение температуры электронов составило 17-25 %. На рисунке 30 в аналогичный вид имеет и зависимость $\langle Z_{eff} \rangle (\langle n_e \rangle)$: режим без пики, рост $\langle Z_{eff} \rangle$ при пилообразных колебаниях и рост за счет напуска азота. В данном случае рост $\langle Z_{eff} \rangle$ при инъекции N составил 45-60%, что связано с более интенсивным напуском азота и более сильными пилообразными колебаниями в разряде с инъекцией азота.

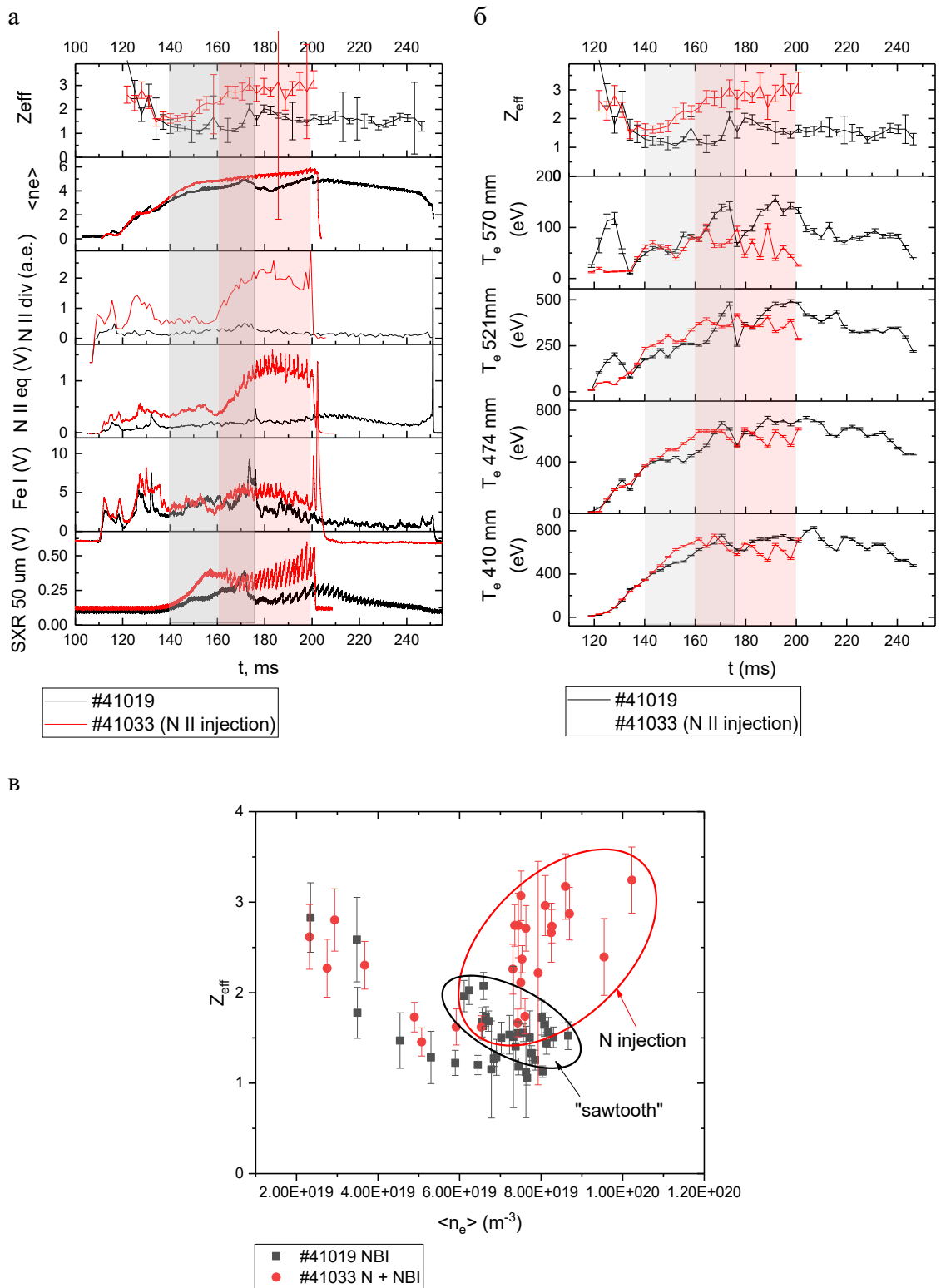


Рис. 30. Временная эволюция а) $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, $\langle n_e \rangle$, SXR 50 и излучения на линиях Fe I и N II, б) температуры электронов для значений большого радиуса 37.1 см, 41.2 см, 45.7 см и 52.9 см и в) зависимость $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ от $\langle n_e \rangle$ в разрядах с напуском азота (#41033) и без напуска (#41019).

Выводы к главе 3

Система спектроскопических диагностик с использованием данных модернизированной диагностики томсоновского рассеяния [38] позволила подробно

изучить поведение примесей, в том числе эволюцию эффективного заряда в течение разряда. Была проанализирована взаимосвязь накопления примесей с переходом в H-режиме, поступления примесей при развитии пилы и неустойчивости «снейк», а также оценено влияние на параметры основного объема плазмы напуска азота в экспериментах по исследованию режима отрыва.

Заключение

В представленной работе изложены материалы по исследованию примесей в плазме компактного сферического токамака Глобус-М2, в том числе:

1. Разработан комплекс спектроскопических диагностик для исследования процессов переноса в плазме токамака Глобус-М2: диагностика Z_{eff} , спектроскопическая диагностика отдельных примесей, многохордовая диагностика P_{rad} и SXR.
2. Проведено исследование поведения примесей в разрядах с параметрами: $\langle n_e \rangle$ до $20 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $\langle T_e \rangle$ до 1,5 кэВ, V_T до 0,9 Тл и I_p до 0,4 МА, с омическим нагревом и с дополнительным нагревом с помощью NBI-I и NBI-II. Показано влияние боронизации камеры, режима удержания, пилообразных колебаний, неустойчивости «снейк» на содержание примеси. Боронизация камеры позволила снизить $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ на 25-30%. Переход в режим улучшенного удержания приводит к постепенному накоплению примеси в плазменном шнуре и росту Z_{eff} . Пилообразные колебания и связанные с ними ELMы вызывают рост $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ в 1.4-2 раза. При развитии неустойчивости «снейк» примесь накапливается в центральной области плазмы и $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ на 15-25% выше, чем при пилообразных колебаниях.
3. В экспериментах по исследованию режима отрыва на токамаке Глобус-М2 определено влияние напуска азота в диверторную область на параметры основного объема плазмы. Напуск примеси вызвал снижение температуры электронов на 15-25% и увеличение $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ на 22-60% в зависимости от параметров напуска азота.

Основные результаты работы опубликованы в следующих статьях:

1. Е.А. Тюхменева и др. // Измерение мощности радиационных потерь и эффективного заряда плазмы на токамаке Глобус-М2, Письма в ЖТФ, 2021, том 47, вып. 2
2. E A Tukhmeneva *et al* // Plasma effective charge diagnostics at the Globus-M2 tokamak, *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2019 **1383 012001**
3. E A TUKHMENEVA *et al* // Development of Zeff diagnostic system on the Globus-M (M2) tokamak and the first experimental results, *Plasma Sci. Technol.*, 2019 **21 105104**
4. Tukhmeneva *et al* // Measurement results of the power of radiation losses and effective ion charge in experiments on the Globus-M2 tokamak, 47th EPS Conference on Plasma Physics, 2021 **P5.1010**

Список литературы

- [1] [Menard J.E. et al 2016 Nucl. Fusion 56 106023, A. Sykes et al Nucl. Fusion 58 (2018) 016039
- [2] S.A. Sabbagh et al 2013 Nucl. Fusion 53 104007
- [3] Sykes A. et al 1999 Nucl. Fusion 39 1271
- [4] G.S. Kurskiev *et al* 2022 *Nucl. Fusion* 62 016011
- [5] B.V. Kuteev *et al* 2017 *Nucl. Fusion* 57 076039
- [6] J.E. Menard et al 2017 Nucl. Fusion 57 102006
- [7] J.R. Harrison et al 2019 Nucl. Fusion 59 112011
- [8] R.V. Jensen et al 1977 Nucl. Fusion 17 1187
- [9] I. Fidone et al 2001 Nucl. Fusion 41 1755
- [10] I. H. HUTCHINSON 2002 Principles of Plasma Diagnostics. Second edition
- [11] Ingesson et al. 2008 FUSION SCIENCE AND TECHNOLOGY VOL. 53 FEB. 2008
- [12] M. E. Foord et al 1982 Rev. Sci. Instrum. 53 1407
- [13] K. KADOTA et al 1980 Nucl. Fusion 20 209
- [14] D. P. SCHISSEL et al 1988 Phys. Fluids 31 3738
- [15] M. A. DUBOIS et al 1980 Nucl. Fusion 20 1355 99
- [16] N. R. SAUTHOFF et al 1986 Rev. Sci. Instrum. 57 2139
- [17] P. SMEULDERS 1983 Nucl. Fusion 23 529
- [18] Y. NAGAYAMA et al 1981 Jpn. J. Appl. Phys. 20 L779
- [19] R. S. GRANETZ and L. WANG 1991 Proc. Workshop Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments, Varenna, August 27–September 6, 1991, ISPP-9, p. 425
- [20] P. E. STOTT et al 1991 Eds., Società Italiana di Fisica
- [21] M. BESSENRODT-WEBERPALS et al 1994 Europhysics Conference Abstracts: 21st Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Montpellier, June 27–July 1, 1994, Vol. 18B, part III, p. 1312, European Physical Society
- [22] M. ANTON et al 1996 Plasma Phys. Control. Fusion 38 1849
- [23] Imrisek et al 2013 WDS'13 Proceedings of Contributed Papers, Part II, 67–72
- [24] Heng LAN et al 2017 Plasma Sci. Technol. 19 125101
- [25] L. Delgado-Aparicio 2013 Physical Review Letters 110(6) 065006
- [26] M. Cecconello et al 2015 Nucl. Fusion 55 032002
- [27] Franz et al 2006 Rev. Sci. Instrum. 77 10F318

- [28] J-W Ahn et al 2014 Plasma Phys. Control. Fusion 56 015005
- [29] Semenov et al 2003 Phys. Plasmas 10 3
- [30] Press et al 1989
- [31] Gull and Daniell 1978
- [32] Odstrčil et al 2016 Rev. Sci. Instrum. 87 123505
- [33] Delgado-Aparicio et al 2007 J. Appl. Phys. 102 073304
- [34] Sladkomedova et al 2018 Rev. Sci. Instrum. 89 083509
- [35] H.O. Funsten, S.M. Ritzau, R.W. Harper et al., IEEE Trans. Nucl. Sci., 48, 1785 2(2001)].
- [36] В.А. Крупин и др. 2016 ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, т.39, вып.1
- [37] S. K. Rathgeber et al 2010 Plasma Phys. Control. Fusion 52 095008
- [38] Курские Г.С. и др. 2021, Письма ЖТФ, т.47, 24, страницы: 41-45
- [39] [E A Tukhmenova et al 2019 Plasma Sci. Technol. 21 105104
- [40] М.М. Larionova et al 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1400 077018
- [41] Y. Chen, et al 2013 Fusion Eng. Des. 88 11 p. 2825-2829
- [42] D C Schram et al 2009 J. Phys.: Conf. Ser. 192 012012
- [43] Gorbunov A V et al 2015 PAS&T/TF 38 62
- [44] FU Jia et al 2012 Plasma Science and Technology, Vol.14, No.12
- [45] Naydenkova et al WDS'14 Proceedings of Contributed Papers — Physics, 215–220
- [46] Забродский В.В. и др. 2012 Письма в ЖТФ Т. 38, № 17, С. 69-77
- [47] A. P. Artyomov et al. 2015 Instrum. Exp. Tech. 58 102
- [48] Tukhmenova et al 2021 Technical Physics Letters 47 1
- [49] Gusev V.K et al 2009 Nucl. Fusion 49 104 021
- [50] A Yu Telnova et al 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1400 077015
- [51] V V Bulanin et al 2021 Plasma Phys. Control. Fusion 63 122001
- [52] М.И. Патров и др. 2011 Журнал технической физики, том 81, вып. 9
- [53] Chunfeng DONG, Shigeru MORITA, Malay Bikas CHOWDHURI and Motoshi GOTO 2011 Plasma and Fusion Research Volume 6 2402078
- [54] A W Leonard 2018 Plasma Phys. Control. Fusion 60 044001

Приложение

Таблица 1. Список основных обозначений

A	Аспектное отношение
a	Малый радиус
B_T	Тороидальное магнитное поле
D	Коэффициент диффузии
E_{NBI}	Энергия инжекции
I_p	Ток плазмы
n_e	Плотность электронов
n_i	Плотность ионов
P_{NBI}	Мощность инжекции
P_{OH}	Мощность омического нагрева
q	Запас устойчивости
P_{rad}	Мощность радиационных потерь
R	Большой радиус
T_e	Температура электронов
T_i	Температура ионов
Z_{eff}	Эффективный заряд плазмы
β_N	Нормализованная бета
δ	Треугольность плазмы
k	Вытянутость плазмы
τ_E	Время удержания энергии
τ_{EIPB98}	Время удержания энергии, посчитанное по скейлингу IPB98(y,2)
χ_e	Электронная температуропроводность
χ_i	Ионная температуропроводность
ν_e^*	Электронная частота столкновений