

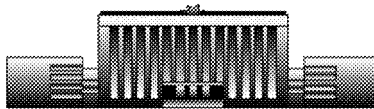


**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера СО РАН
(ИЯФ СО РАН)**

Е.И. Солдаткина, П.А. Багрянский, Е.Д. Господчиков, П.В. Зубарев, С.В. Иваненко,
А.Н. Квашнин, О.А. Коробейникова, А.А. Лизунов, Л.В. Лубяко, В.В. Максимов,
Д.В. Моисеев, С.В. Мурахтин, А.К. Мейстер, Е.И. Пинженин, В.В. Приходько, Е.А. Пурыга,
А.Л. Соломахин, А.Д. Хильченко, В.А. Хильченко, Т.А. Хусаинов, А.Г. Шалашов,
Е.А. Шмигельский

**Газодинамическая ловушка: система управления и
диагностический комплекс**

ИЯФ 2025-08



**НОВОСИБИРСК
2025**

Газодинамическая ловушка: система управления и диагностический комплекс

Е.И. Солдаткина¹, П.А. Багрянский¹, Е.Д. Господчиков², П.В. Зубарев¹, С.В. Иваненко¹,
А.Н. Квашнин¹, О.А. Коробейникова¹, А.А. Лизунов¹, Л.В. Лубяко², В.В. Максимов¹,
Д.В. Моисеев¹, С.В. Мурахтин¹, А.К. Мейстер¹, Е.И. Пинженин¹, В.В. Приходько¹,
Е.А. Пурыга¹, А.Л. Соломахин¹, А.Д. Хильченко¹, В.А. Хильченко¹, Т.А. Хусаинов²,
А.Г. Шалашов², Е.А. Шмигельский¹

¹*Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия*

²*Институт Прикладной Физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

Аннотация

В работе приведено детальное описание установки Газодинамическая Ловушка (ГДЛ), ее диагностического комплекса и системы управления, актуальное на сегодняшний день.

Препринт ИЯФ СО РАН 2025-08

Оглавление

1. Установка ГДЛ.....	3
Магнитное поле	4
Вакуумная система	6
Генератор плазмы.....	6
Система атомарной инъекции.....	7
Управляющий и измерительный комплексы	8
2. Измерение параметров атомарных пучков	17
3. Магнитные измерения.....	20
Диаманитные петли	21
Пояс Роговского.....	24
Магнитные зонды	25
4. Измерение магнитного поля методом спектроскопии на основе динамического эффекта Штарка (MSE – Motional Stark Effect).....	27
5. Диагностики быстрых атомов	33
Анализатор нейтралов перезарядки.....	33
Камера-обскура.....	36
6. Томсоновское рассеяние	38
7. Диагностики продуктов DD реакций.....	42
Детекторы 3.02 МэВ протонов на основе диодов.....	42
Спектрометр нейтронов и гамма квантов	45
8. Дисперсионный интерферометр	47
9. СВЧ диагностика	49
Измерение радиационной температуры электронов.....	49
Коллективное томсоновское рассеяние.....	52
Диагностика мощности рассеянного СВЧ излучения.....	55
СВЧ интерферометр	56
10. Пирозлектрические болометры для измерения перезарядных потерь	59
11. Диагностический приемник плазмы	61
Датчики потока мощности.....	62
Датчики потока ионов	63
Датчики полного тока	64
Бесконтактные измерители тока	64
12. Калориметрические измерения на лимитерах	65
13. Томография в расширителе	66
Заключение.....	67
Список литературы.....	68

1. Установка ГДЛ

Установка ГДЛ (ГазоДинамическая Ловушка) представляет собой осесимметричный пробкотрон длиной 7 метров с пробочным отношением $R=33$, предназначенный для удержания двухкомпонентной плазмы [1]. Одна из компонент – столкновительная мишенная плазма с изотропной в пространстве скоростей максвелловской функцией распределения частиц – имеет температуру электронов до 250 эВ и плотность порядка $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для этой компоненты характерен газодинамический режим удержания, так как длина пробега ионов относительно рассеяния в конус потерь не превышает длину ловушки. Другая компонента – быстрые ионы со средней энергией $\sim 10 \text{ кэВ}$ и плотностью до $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ – образуется в результате мощной атомарной инжекции посредством восьми инжекторных модулей общей мощностью 5 МВт с энергией частиц 25 кэВ. Для данной компоненты характерен бесстолкновительный режим удержания, который определяется сохранением энергии и адиабатического инварианта – магнитного момента.

Атомарная инжекция ведётся в центре установки под углом 45° по отношению к оси. При этом быстрые ионы, совершая продольные колебания между магнитными пробками, сохраняют относительно малый угловой разброс. В этих условиях вблизи областей отражения частиц (в точках с пробочным отношением $R=2$) продольный профиль плотности быстрых ионов, а, следовательно, и профиль плотности потока нейтронов, образующихся за счёт термоядерных реакций, оказываются пикированными. Величина относительного давления плазмы β (отношение давления плазмы к давлению удерживающего магнитного поля) в этих областях может достигать 60 % [2].

В качестве источника дополнительного нагрева электронов на ГДЛ используется система СВЧ-излучения на основе гиротрона с частотой 54.5 ГГц и мощностью 800 кВт. Нагрев реализован на первой гармонике излучения [3]. В режимах с таким дополнительным нагревом было получено значение электронной температуры плазмы в области вблизи оси порядка 1 кэВ.

В стандартной магнитной конфигурации величина магнитного поля в центре ловушки составляет 0.33 Тл, а в пробках – до 12 Тл. Конфигурация магнитного поля может быть изменена коммутацией специальной пары двойных катушек: это позволяет удвоить количество витков катушки и позволяет реализовать магнитную конфигурацию с областью движения быстрых ионов в 1.5 раза более короткой, чем в стандартной конфигурации (далее $\delta = 1.5$, где δ – отношение расстояния между точками остановки в стандартной магнитной конфигурации к расстоянию в любой иной конфигурации). Дополнительное к этому переключение пары центральных катушек из последовательного соединения в параллельное реализует магнитную конфигурацию со сжатием области движения быстрых ионов в 2 раза относительно стандартной ($\delta = 2$) и со сниженным до 0.27 Тл полем в центральной плоскости [4].

Для обеспечения МГД-устойчивости плазмы в ГДЛ применяется метод дифференциального вращения, реализованный в экспериментах [5] и обоснованный теоретически в [6]. Механизм получил название «вихревого удержания» и осуществлялся путем подачи потенциала на радиальные электроды – лимитеры, – расположенные вблизи пробочных узлов установки (рис. 1.1). Подаваемое на лимитеры напряжение обеспечивает вращение внешних слоев плазмы относительно внутренних в скрещенных $\vec{E} \times \vec{B}$ полях. Вихревое удержание не подавляет МГД-неустойчивость, но позволяет модифицировать ее таким образом, что линии потока плазмы на периферии становятся замкнутыми и плазма удерживается внутри образовавшегося вихря. Таким образом при помощи вихревого удержания поперечные потери в ГДЛ ограничиваются на уровне не более 10-15% от продольных [7].

Экспериментальная программа ГДЛ ориентирована на физическое обоснование будущих термоядерных приложений – источника нейтронов и термоядерного реактора на основе открытой осесимметричной ловушки, – и включает в себя изучение устойчивости плазмы относительно кинетических и магнитогидродинамических неустойчивостей, исследование поведения плещущихся ионов, а также изучение энергетического и материального баланса плазмы в различных режимах работы.

На рисунке 1.1 приведена схема установки ГДЛ, стандартная конфигурация ее магнитного поля, а также перечислены все используемые диагностики, описанию которых посвящена данная работа.

Магнитное поле

Система формирования магнитного поля установки ГДЛ состоит из отдельных катушек, разделенных на группы, имеющие независимые системы питания на основе конденсаторных накопителей общей емкостью 0.66 Ф (рис. 1.2), подключаемых к нагрузке через диодные развязки. Центральный соленоид состоит из 10 включенных последовательно катушек и обеспечивает поле на оси 0.33 Т с точностью 1% в течение рабочего импульса. Две конусные катушки также соединены последовательно, ток в них задается в соответствии с требованиями системы ЭЦР-нагрева плазмы, причем для обеспечения нужной длительности заданного уровня магнитной индукции конусные катушки включены последовательно с выпрямительной диодной сборкой (оранжевая кривая в нижней части рисунка 1.3).

Каждая пробочная катушка ГДЛ состоит из двух частей: внешней (также называемой «медленной») и внутренней («быстрой»). Внешние катушки имеют независимые системы питания и обеспечивают пробочное отношение в максимуме импульса $R = 20$. Для получения большего значения R используются внутренние катушки, включенные последовательно друг с другом и позволяющие достигать пробочного отношения на уровне $R = 35$ (рис. 1.3). Катушки обратного поля охватывают торцевые баки установки и позволяют получать магнитное поле на оси до 0.02 Т для управления кривизной силовых линий в расширителе.

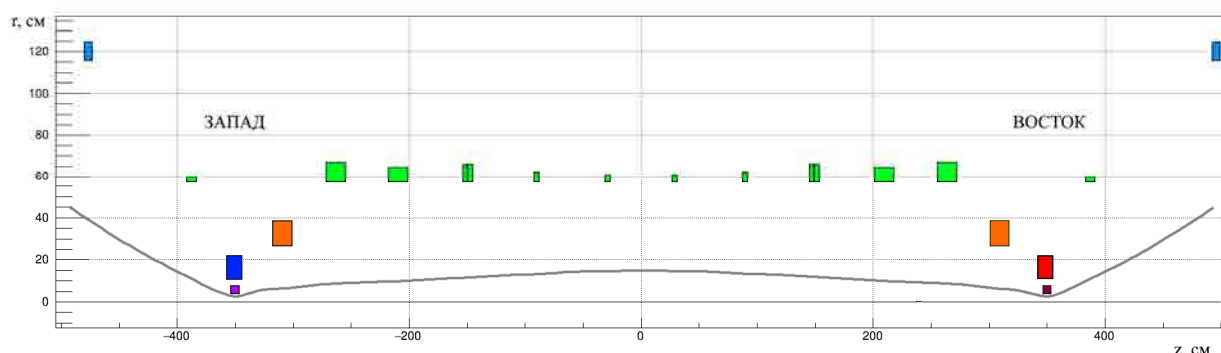


Рисунок 1.2. Расположение и геометрические размеры катушек магнитного поля установки ГДЛ, а также силовая линия, соответствующая радиусу лимитера. Цветовая схема соответствия катушек: зеленые – центральный соленоид и корректирующие выходные катушки; синяя и красная – внешние пробочные катушки; фиолетовая и коричневая – внутренние пробочные катушки; оранжевые – конусные катушки; голубые – катушки обратного поля.

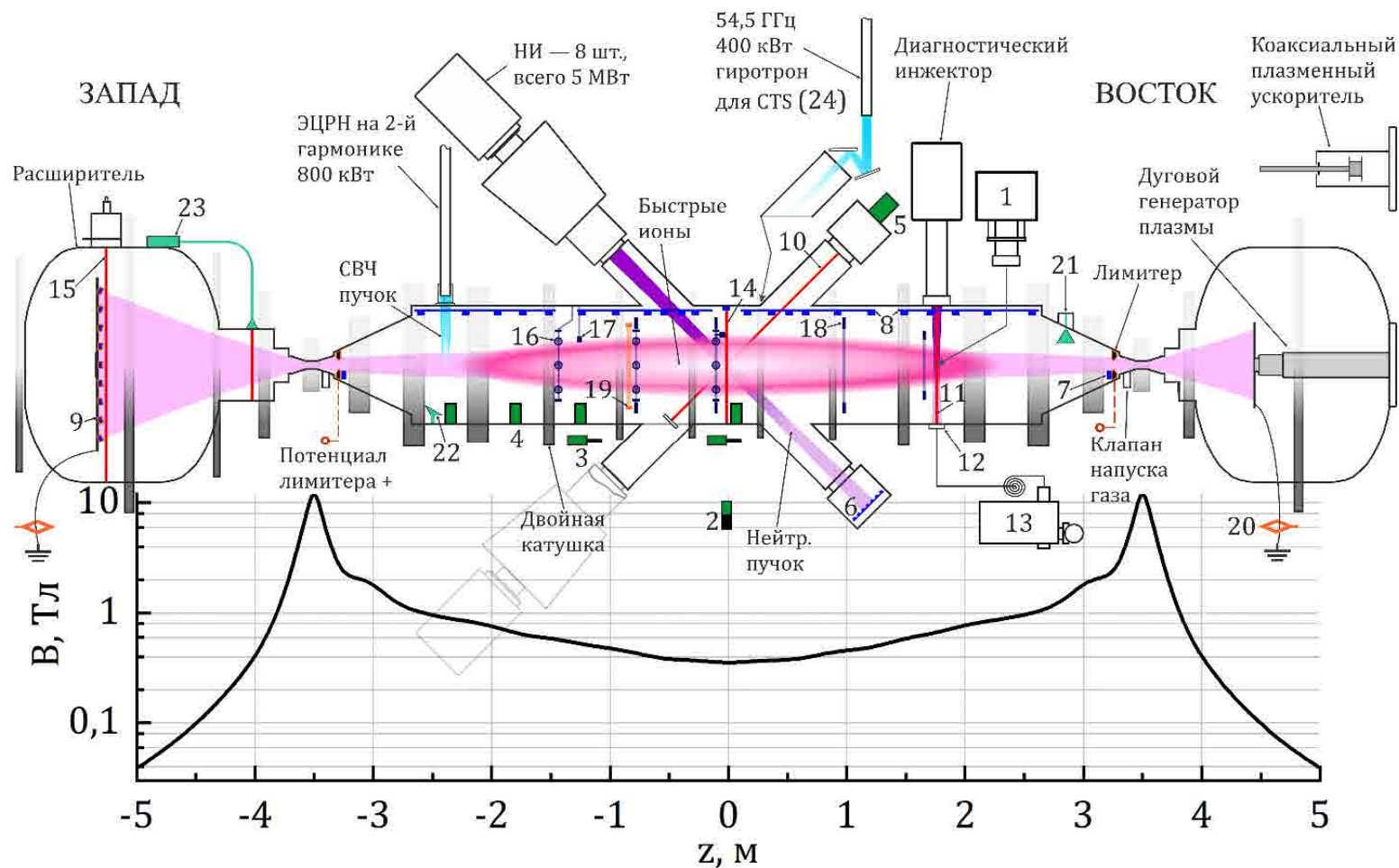


Рисунок 1.1. Установка ГДЛ, ее магнитное поле и диагностический комплекс: 1 – анализатор нейтралов перезарядки, 2 – детектор нейтронов и гамма-квантов, 3 – сцинтилляционные датчики нейтронов, 4 – датчики протонов, 5 – камера-обскура, 6 – вторично-эмиссионные датчики в приемниках пучков, 7 – калориметры на лимитерах, 8 – пирозлектрические болометры, 9 – датчики ионного тока, датчики полного тока и пирозлектрические болометры на плазмодриемнике, 10 – дисперсионный интерферометр, 11 – спектроскопическая диагностика на основе динамического эффекта Штарка (MSE), 12 – приемник пучка диагностического инжектора, 13 – спектрометр, 14 – томсоновское рассеяние, 15 – оптическая томография в расширителе, 16 – низкочастотные магнитные зонды, 17 – азимутальная сборка высокочастотных магнитных зондов, 18 – диамагнитные петли, 19 – пояс Роговского, 20 – измерители полного тока плазмодриемников, 21 – радиометр, 22 – СВЧ-диод, 23 – СВЧ-интерферометр, 24 – диагностика коллективного томсоновского рассеяния (CTS).

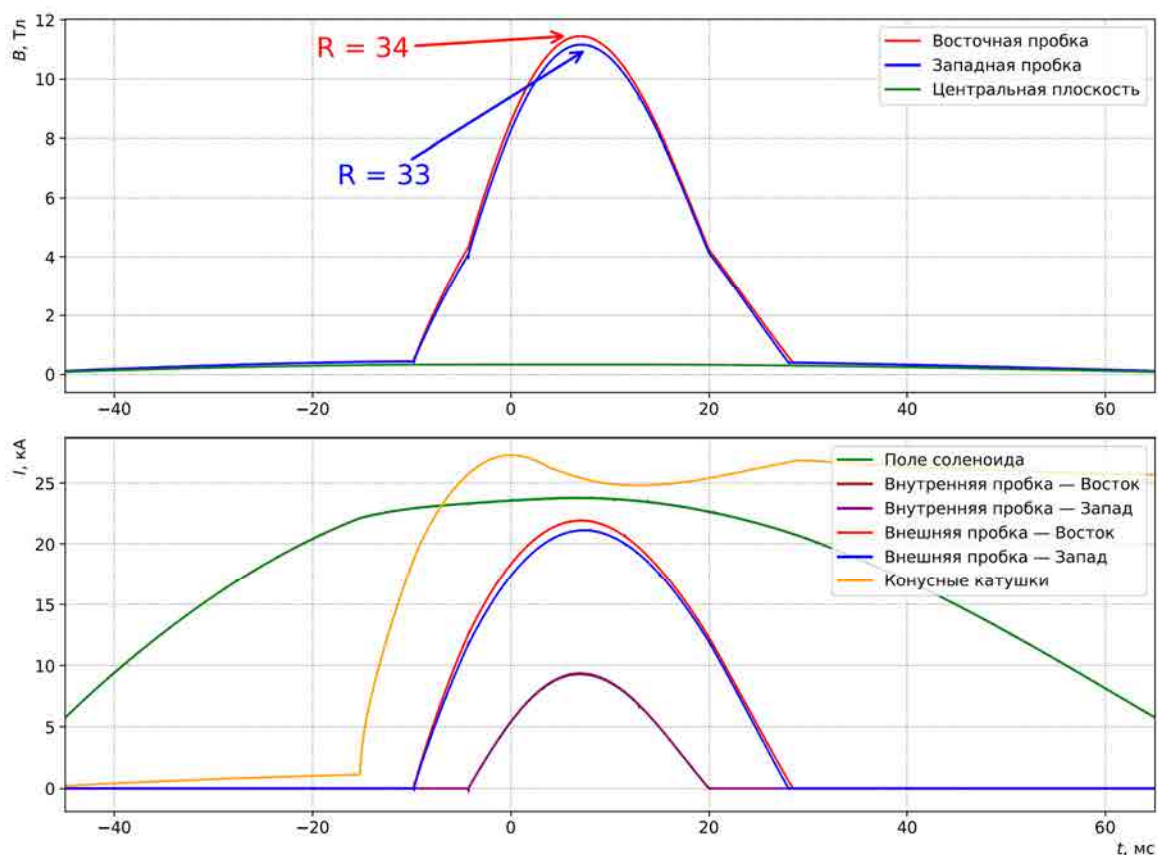


Рисунок 1.3. Формы импульсов магнитного поля на оси установки в трех координатах по оси (вверху) и соответствующие токи в катушках (внизу).

Вакуумная система

Предельный вакуум в установке непосредственно перед рабочим импульсом составляет величину порядка $2 \cdot 10^{-5}$ Па. Система вакуумной откачки ГДЛ является полностью безмасляной и состоит из форвакуумного насоса Kashiyama MU603, позволяющего получать начальный вакуум внутри рабочей камеры до 0.5 Па, а также трех турбомолекулярных насосов Shimadzu TMP-1103LMP, имеющих скорость откачки 1080 л/с. Дополнительный форвакуумный насос Edwards XDS35i откачивает выхлопную трассу турбомолекулярных насосов.

Также в установке стандартным образом используются азотные ловушки для минимизации давления водяных паров и органических соединений.

Для улучшения вакуумных условий и минимизации рециклинга нейтралов с первой стенки в ГДЛ применяется система титанового геттерирования [8]. Каждые 45 секунд срабатывают дуговые испарители, расположенные вдоль установки, и на внутреннюю поверхность вакуумной камеры равномерно осаждается титановая пленка, поглощающая остаточный газ и обеспечивающая приемлемый уровень рециклинга.

Для регистрации уровня вакуума в установке используются цифровые вакуумметры Thyrcont VSM77PL.

Генератор плазмы

Для заполнения ловушки предварительной мишенной плазмой используется дуговой источник, конструкция которого представлена на рис. 1.4. Рабочий газ (водород или дейтерий) напускается с помощью электромагнитного клапана в катодную полость через

кольцевое отверстие в поджигающем электроде. Для инициирования разряда между поджигающим электродом и катодом прикладывается напряжение порядка 5 кВ и длительностью импульса 15 мкс. Канал основного разряда ограничен набором шайб из нержавеющей стали толщиной 1.5 мм, изолированными друг от друга. Анодная шайба выполнена из молибдена. Импульсный соленоид предназначен для регулирования размера плазменной струи, однако штатно не используется.

Импульс разрядного тока формируется 6-звенной LC-линией, заряжаемой до напряжения 4.5 кВ. Параметры линии позволяют получать максимальную длительность разряда 4.5 мс, ток разряда до 9 кА, напряжение в разряде 150-300 В в зависимости от количества напускаемого рабочего газа. Для быстрого (10-20 мкс) обрыва тока в источнике плазмы используется тиристорный ключ и набор варисторов.

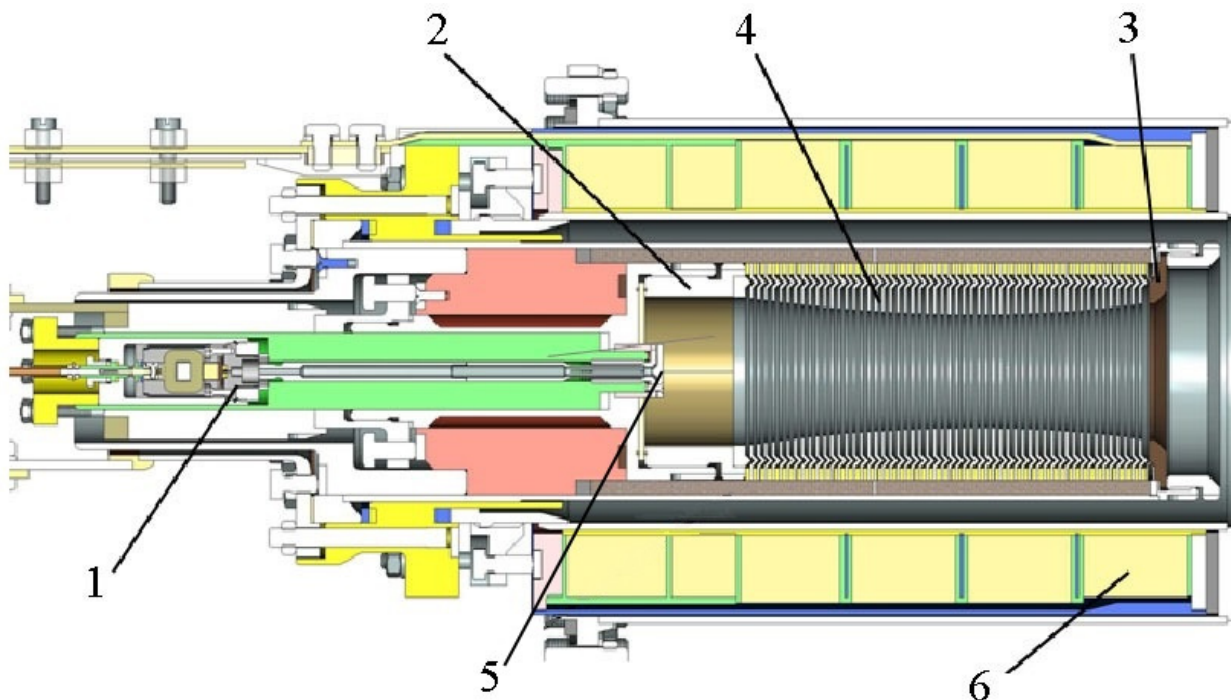


Рисунок 1.4. Конструкция источника мишенной плазмы. 1 – газовый клапан, 2 – катод, 3 – анод, 4 – анодные шайбы, 5 – поджигающий электрод, 6 – соленоид.

Система атомарной инжекции

Для создания популяции горячих ионов в ГДЛ используются восемь инжекторов нейтральных пучков СТАРТ-5М [9]. Ускоряющее напряжение ионно-оптической системы (ИОС) таких инжекторов составляет до 25 кВ, а длительность импульса – 5 мс. ИОС имеет геометрическую фокусировку пучка для увеличения плотности тока в точке фокуса. Схема инжектора показана на рисунке 1.5.

Для формирования плазменного эмиттера вблизи ионно-оптической системы используется генератор плазмы дугового типа с холодным катодом. Рабочий газ (водород, дейтерий) вводится в разрядный канал двумя импульсными клапанами вблизи катода и анода. Плазменная струя расширяется из отверстия анода диаметром 10 мм в цилиндрическую камеру диаметром 240 мм и длиной 300 мм, которая расположена между генератором плазмы и ионно-оптической системой. Поскольку плотность плазмы в разрядном канале достаточно высока, водород, нагнетаемый в плазменный источник, практически полностью ионизируется, а молекулярные ионы в плазме диссоциируют. В процессе расширения плотность плазмы резко падает, поэтому дополнительная ионизация остаточного газа в камере расширения незначительна, а количество молекулярных ионов

остается небольшим. В результате плазма, полученная в таком источнике, имеет высокую долю протонов – около 90% и более.

Обычно значительная часть плазмы, образующейся в дуговом разряде, теряется на стенке камеры расширения, что приводит к снижению плотности потока плазмы. Чтобы получить достаточно однородный профиль плотности ионного тока на первой сетке ИОС, стенка камеры расширения покрыта массивом из 32 постоянных магнитов, что увеличивает поток плазмы к первой сетке ИОС в 1.5 раза и обеспечивает более однородную эмиссию ионов из плазмы.

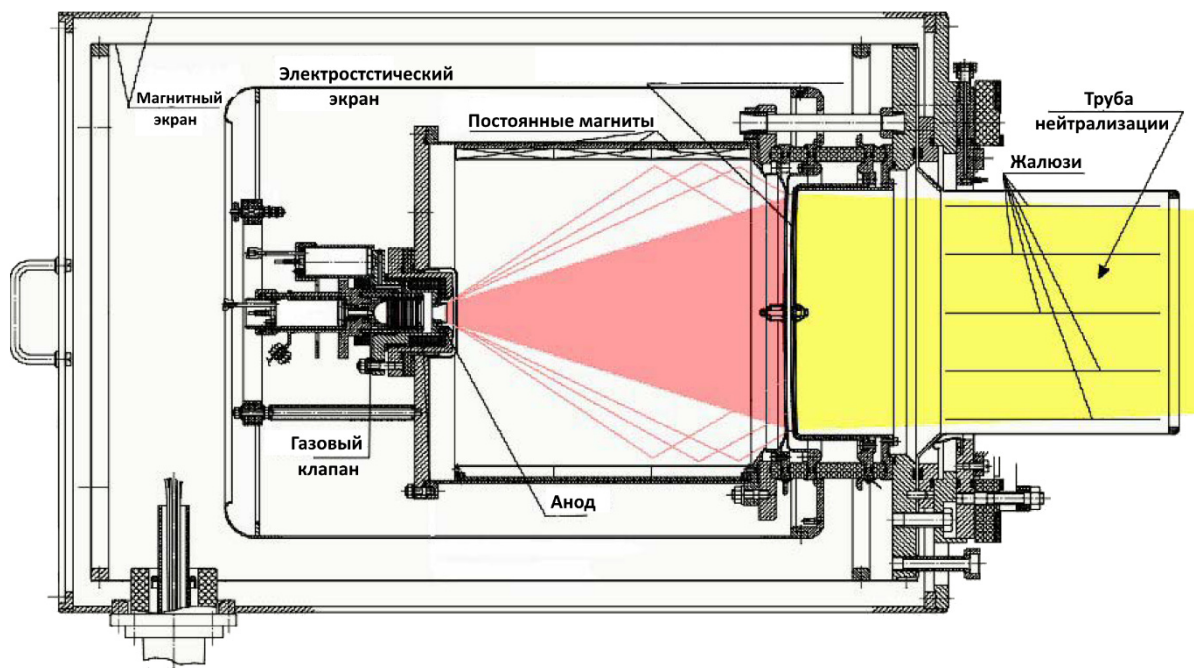


Рисунок 1.5. Схема нагревного инжектора СТАРТ-5М.

Ионный ток до 40 А извлекается из плазменного эмиттера и ускоряется до 25 кэВ многоапертурной четырехэлектродной ионно-оптической системой. Каждый молибденовый электрод (сетка) ионно-оптической системы имеет более 3300 отверстий диаметром 2.5 мм внутри апертуры 200 мм. Отверстия образуют правильную гексагональную структуру с точностью лучше 10 мкм. Прозрачность гексагональной структуры составляет 53%. Сетки имеют сферическую форму с радиусом кривизны 240 см.

Ионный пучок преобразуется в нейтральный в импульсной газовой мишени в трубе нейтрализации. Типичная величина эффективности нейтрализации составляет 73% для иона H^+ , что близко к равновесной доле для протонов 25 кэВ ~76%.

Радиус пучка нейтралов по уровню $1/e$ составляет около 4.5 см в фокальной плоскости, что соответствует его угловому расхождению в 0.02 радиана. Фокусное расстояние составляет около 200 см, где эквивалентная плотность тока достигает 1 А/см^2 .

Управляющий и измерительный комплексы

Функционально все оборудование ГДЛ можно подразделить на технологическое, обеспечивающее создание необходимых условий для проведения экспериментов, и диагностическое, поставляющее данные о параметрах плазмы и их временной динамике в магнитной ловушке. К технологическим относятся:

- подсистема откачки рабочего объема и испарители титана, обеспечивающие получение необходимых вакуумных условий;
- генератор плазмы и подсистема газонапуска, формирующие мишенную плазму с необходимыми для эксперимента начальными параметрами и поддерживающие ее

плотность во время рабочего импульса;

- подсистема формирования магнитного поля на основе набора аксиально-симметричных катушек и емкостных накопителей энергии;
- инжекционный комплекс, состоящий из восьми нагревных и двух диагностических инжекторов атомарных пучков.

Схема построения **управляющего комплекса**, ответственного за работу перечисленных подсистем, подсистемы блокировок и защит, а также диагностического оборудования, приведена на рисунке 1.6.

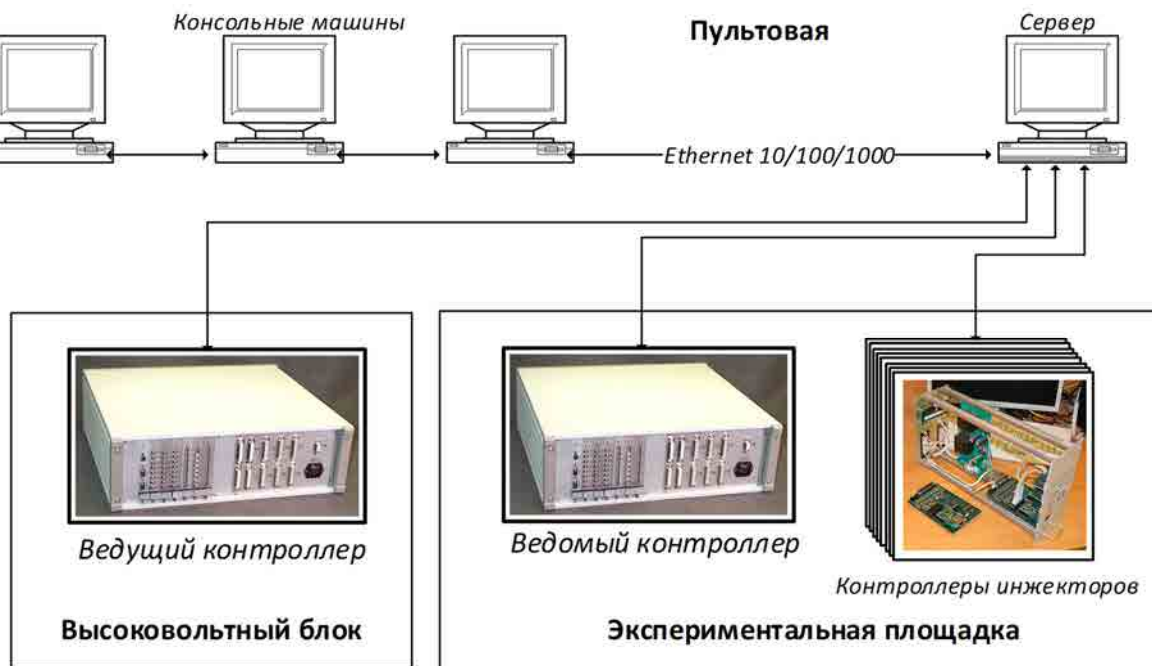


Рисунок 1.6. Схема построения управляющего комплекса

Его базовыми компонентами являются два программируемых контроллера (ПК) общего назначения и восемь ПК инжекторов атомарных пучков. На рисунке 1.7 приведена функциональная схема ПК общего назначения.

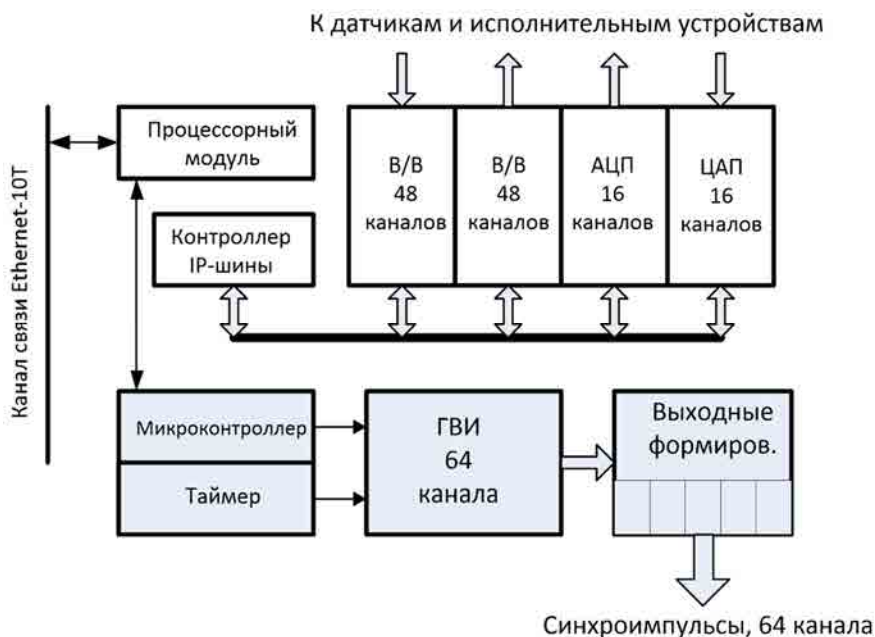


Рисунок 1.7. Схема построения multifunctional ПК.

Функции его управляющего ядра выполняет 32-х разрядный процессорный модуль IP302. Он оснащен сетевым интерфейсом Ethernet-10BASE-T и работает под управлением операционной системы реального времени RTEMS. К нему с помощью последовательной линии связи UART и контроллера шины Industry Pack подключаются мезонинные цифровые модули ввода/вывода, оснащенные набором входных/выходных формирователей с оптронной или трансформаторной гальванической развязкой в сигнальных трактах, 8/16-ти каналные измерительные модули на основе 12/16-ти разрядных АЦП различного быстродействия, модули формирования сигналов пропорционального управления с 16-ти разрядными АЦП и ЦАП (рис. 1.8). Цифровые модули имеют унифицированную схему построения, использующую ресурсы программируемой логической матрицы (FPGA) для реализации широкого круга устройств: многоканальных параллельных и последовательных портов ввода/вывода, измерителей и генераторов временных интервалов (ГВИ), частотомеров, таймеров и т.д.

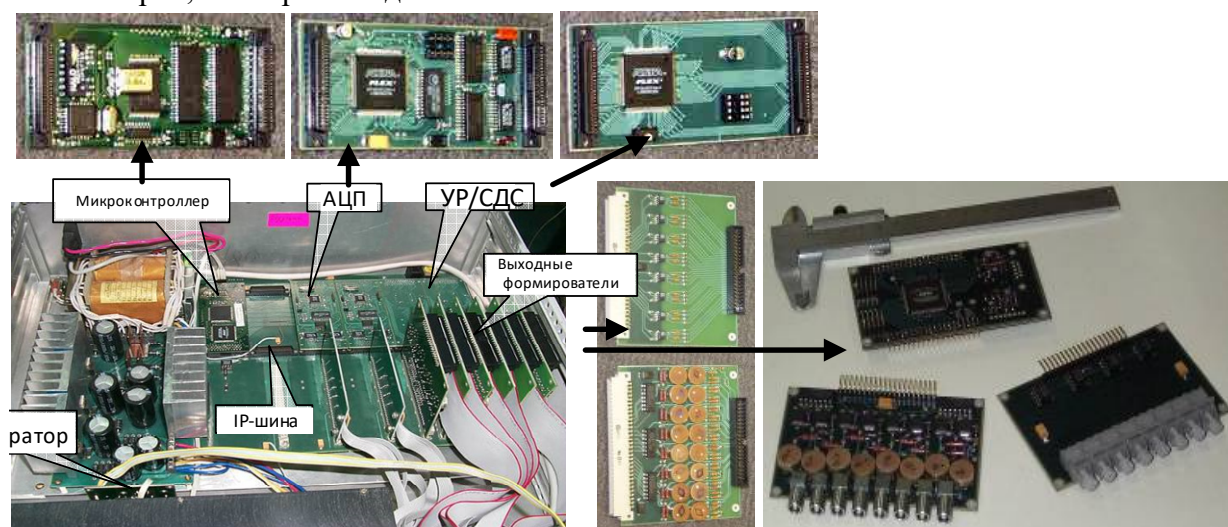


Рисунок 1.8. Конструктивные особенности многофункционального ПК.

В состав ПК общего назначения входит развитая подсистема синхронизации. Ее ядром является 64-канальный программируемый модуль ГВИ/Таймера, связанный с процессором через UART. Каждый тракт формирования выходных сигналов этого модуля имеет дискретность регулирования длительности и задержки формирования выходного сигнала относительно общего импульса запуска в 100 нс на временной базе до 10 с. Процессорный модуль ПК обслуживает ТСР/IP соединения и управляет подчиненными ему устройствами. Один из контроллеров общего назначения является ведущим. С помощью вспомогательных последовательных линий связи, объединяющих его с другими контроллерами, он синхронизирует выполнение прикладных алгоритмов, формирует заданную требованиями эксперимента последовательность управляющих воздействий в подчиненных подсистемах, обеспечивает безопасный режим работы их оборудования при развитии нештатных ситуаций.

Функции управляющего ядра в ПК инжектора пучка нейтральных атомов (рис. 1.9) выполняет однокристалльная система сбора данных ADuC836, содержащая восьмизнарядный микропроцессор, встроенные двенадцатизнарядный ЦАП и двухканальный шестнадцатизнарядный сигма-дельта АЦП. Цифровые узлы этого ПК, в том числе его 16-ти каналный ГВИ/Таймер, регистры портов ввода/вывода и узел сопряжения с контроллером канала связи Ethernet-10/100, реализованы с использованием ресурсов FPGA. В ней же размещен и узел управления синхронным 16-канальным регистратором формы импульсных сигналов с двенадцатизнарядным амплитудным разрешением и частотой дискретизации 400 кГц. ПК формирует импульсы синхронизации, задающие временную диаграмму работы системы питания инжектора, обеспечивает корректную

работу источников питания его электронно-оптического тракта, контролирует напряжения и токи на его электродах, фиксирует осциллограммы сигналов в контрольных точках. Вспомогательный выносной модуль управляет работой генератора плазмы, фиксирует осциллограммы токов и напряжений на его электродах. Он располагается под импульсным потенциалом вытягивающего электрода (25 кВ) и сопрягается с ПК с помощью последовательной оптоволоконной линии связи.

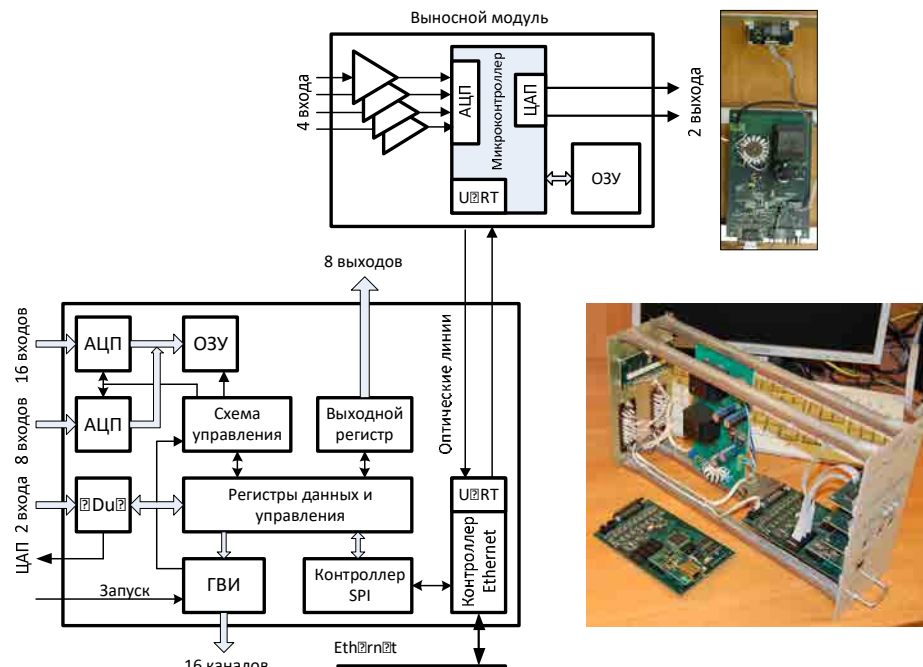


Рисунок 1.9. Схема построения контроллера атомарного инжектора.

Измерительный комплекс ГДЛ, схема построения которого приведена на рисунке 1.10, обеспечивает фиксацию и предварительную обработку сигналов перечисленных ранее диагностических трактов с помощью систем регистрации на основе:

- многоканальных модулей АЦП различного быстродействия и разных поколений,
- гальванически изолированных АЦП,
- модулей АЦП с гальванической изоляцией измерительных трактов.

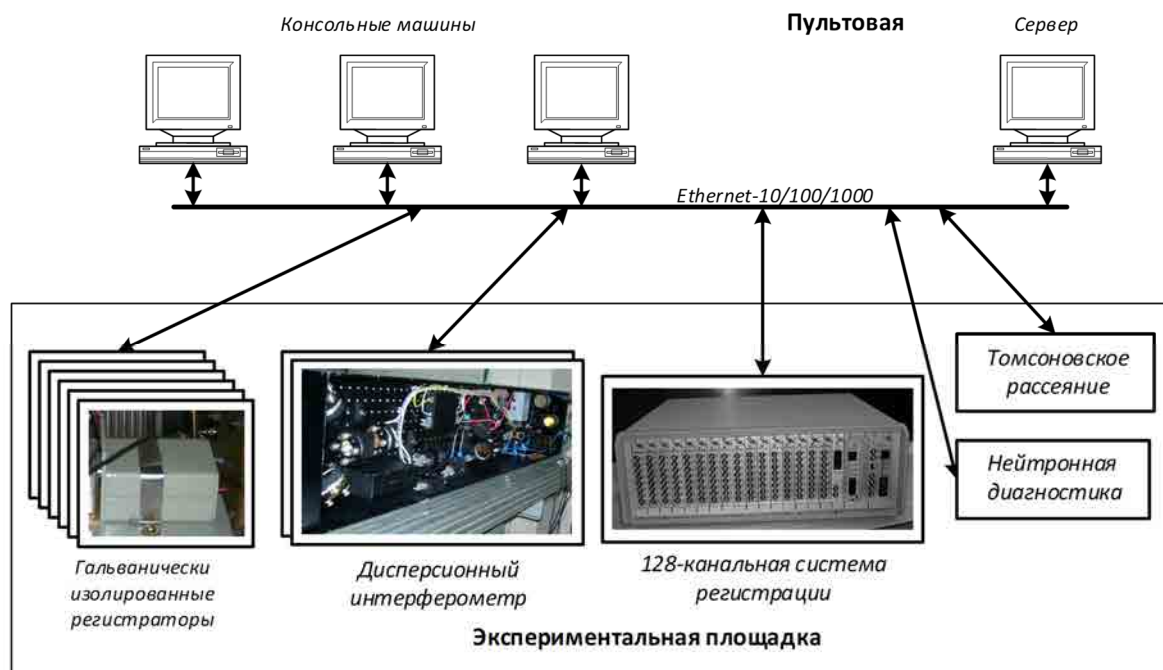


Рисунок 1.10. Схема построения измерительного комплекса ГДЛ.

Первое поколение систем регистрации на основе многоканальных модулей АЦП имеет магистрально-модульную архитектуру и характеризуется синхронным режимом работы всех трактов А-Ц преобразования (рис. 1.11).

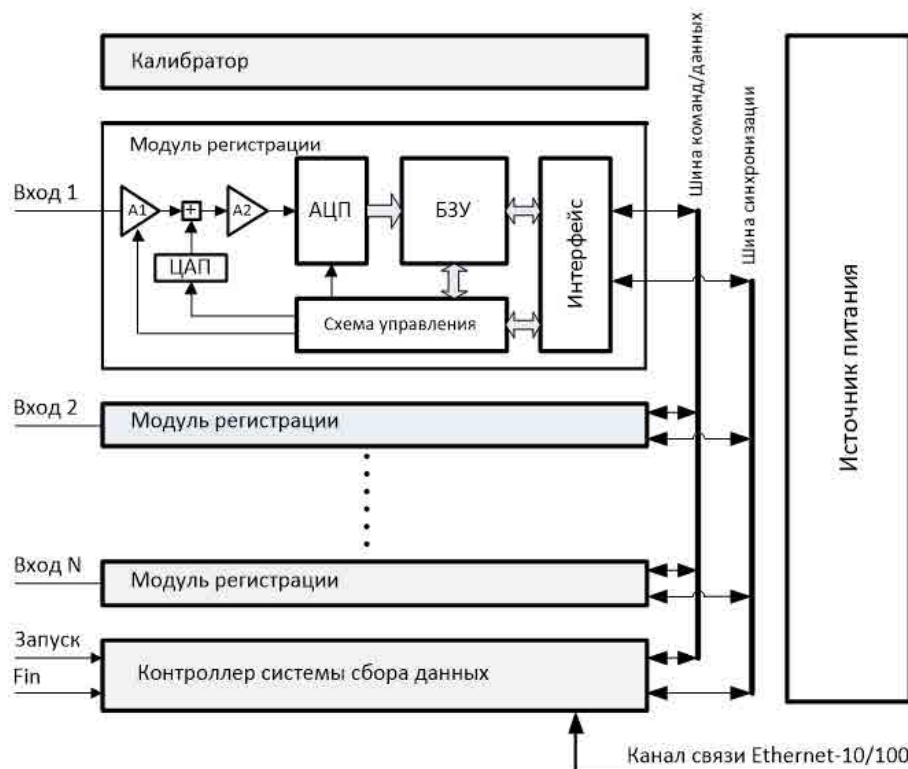


Рисунок 1.11. Схема построения многоканальных синхронных систем регистрации.

Вспомогательный модуль калибратора формирует тестовые сигналы, используемые, в случае необходимости, для нормировки амплитудных шкал измерительных трактов. Управляющим ядром системы является модуль контроллера, взаимодействующий по каналу связи Ethernet-10/100 с консолью оператора и сервером базы данных. С его помощью задаются масштабы преобразования по амплитуде в каждом измерительном тракте и текущее значение частоты дискретизации АЦП, с привязкой к внешнему одноименному сигналу или по команде оператора запускается цикл регистрации данных буферными ЗУ регистраторов, а по окончании этого цикла выполняются процедуры чтения накопленных в этих ЗУ информационных массивов и их пересылки по каналу связи серверу базы данных.

На ГДЛ для регистрации сигналов широкого спектра диагностик используются системы ADC1250/32 построенные на основе четырехканальных модулей регистрации с частотой дискретизации двенадцати разрядных АЦП до 50 МГц и объемом буферного ЗУ в 32К отсчетов/канал.

К числу многоканальных систем регистрации промежуточного поколения относятся системы, построенные на основе автономных модулей АЦП, в цифровой блок которых интегрирован коммуникационный узел, обеспечивающий взаимодействие прибора по каналам связи Ethernet-100 «сырыми пакетами» как с консольным компьютером, так и с сервером базы данных. Примером может служить система регистрации на основе двухканальных модулей регистрации ADC12500 с частотой дискретизации двенадцатиразрядных АЦП до 500 МГц и объемом буферного ЗУ до 3М отсчетов/канал, используемая в диагностиках продуктов DD реакций. К этому же поколению приборов относится и встраиваемый регистратор ADC500NG на базе тех же АЦП, являющийся основой нейтрон-гамма спектрометра с разделением событий в режиме реального времени по форме сигнала-отклика детектора с органическим сцинтиллятором.

К последнему поколению многоканальных систем регистрации данных, используемых на ГДЛ, относятся системы на основе быстродействующих адаптивных регистраторов сигналов (БАРС). Эти приборы (рис. 1.12), помимо измерительных трактов с программно-перестраиваемыми параметрами, включают в свой состав развитый цифровой узел на основе элементов FPGA, одно или двух ядерный процессор семейства ARM® Cortex®-A9, работающий под управлением ОС Linux, начальный загрузчик на основе SD карты, блок памяти объемом до 4 Гб и полноценный контроллер канала связи Ethernet-1000.

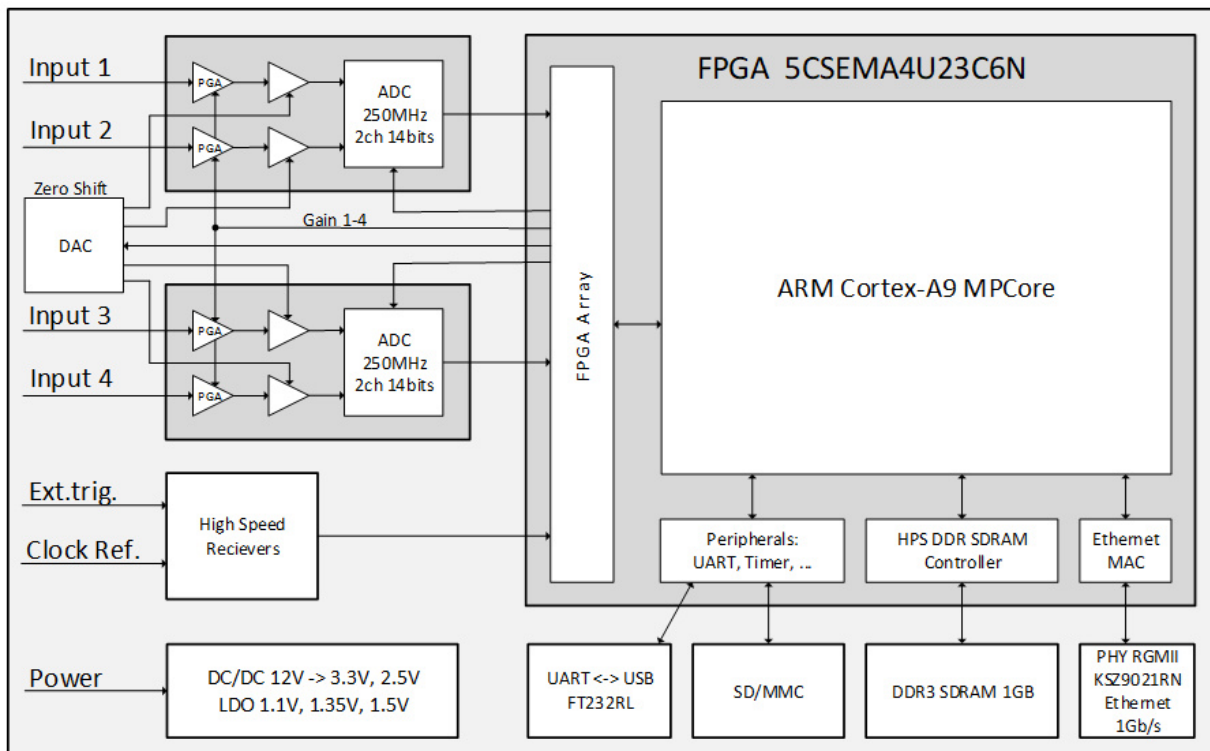


Рисунок 1.12. Схема построения регистраторов семейства “БАРС”.

В состав семейства БАРС входят:

- двухканальные регистраторы ADC12500M на основе двенадцатиразрядных АЦП с частотой дискретизации 500 МГц и объемом буферного ЗУ до 128М отсчетов/канал, замещающие своих предшественников в диагностиках продуктов DD реакций и в нейтрон-гамма спектрометре,

- двухканальные регистраторы ADC14125 на основе четырнадцатиразрядных АЦП с частотой дискретизации до 125 МГц и объемом буферного ЗУ до 128М отсчетов/канал, используемые на ГДЛ в диагностике плотности плазмы на основе дисперсионного интерферометра,

- восьмиканальные регистраторы ADC1480 на основе четырнадцатиразрядных АЦП с частотой дискретизации до 80 МГц и объемом буферного ЗУ до 32М отсчетов/канал, замещающие в диагностическом комплексе ГДЛ модули регистрации ADC1250 предыдущего поколения,

- восьмиканальные регистраторы ADC105000, использующие для фиксации в цифровой форме текущих значений амплитуды импульсных сигналов, формируемых фотодетекторами диагностики томсоновского рассеяния.

Измерительный узел регистратора ADC105000 реализует методику масштабного временного преобразования сигналов. Сначала он фиксирует текущие значения их амплитуды в линейках емкостных накопителей с эквивалентной частотой дискретизации 5 ГГц, а на следующем этапе оцифровывает эти значения медленным многоканальным АЦП (рис. 1.13).

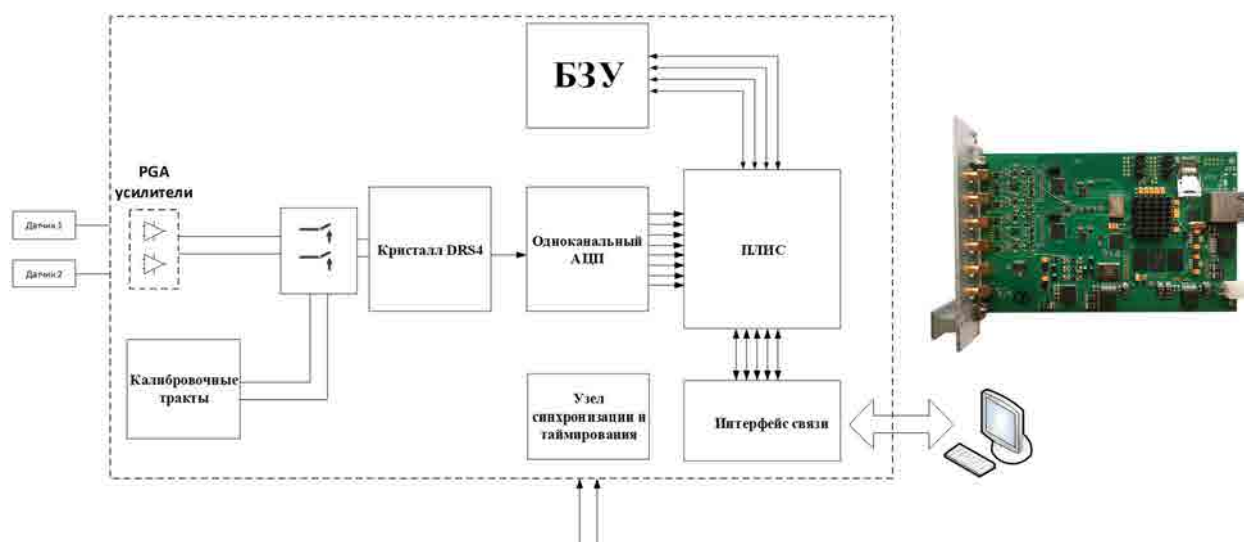


Рисунок 1.13. Схема построения ADC105000.

Гальванически изолированные регистраторы (ГИР) (рис. 1.14) ориентированы фиксацию в осциллографической форме сигналов датчиков, находящихся под плавающим потенциалом относительно земли установки, либо датчиков, находящихся под воздействием мощных электромагнитных помех.

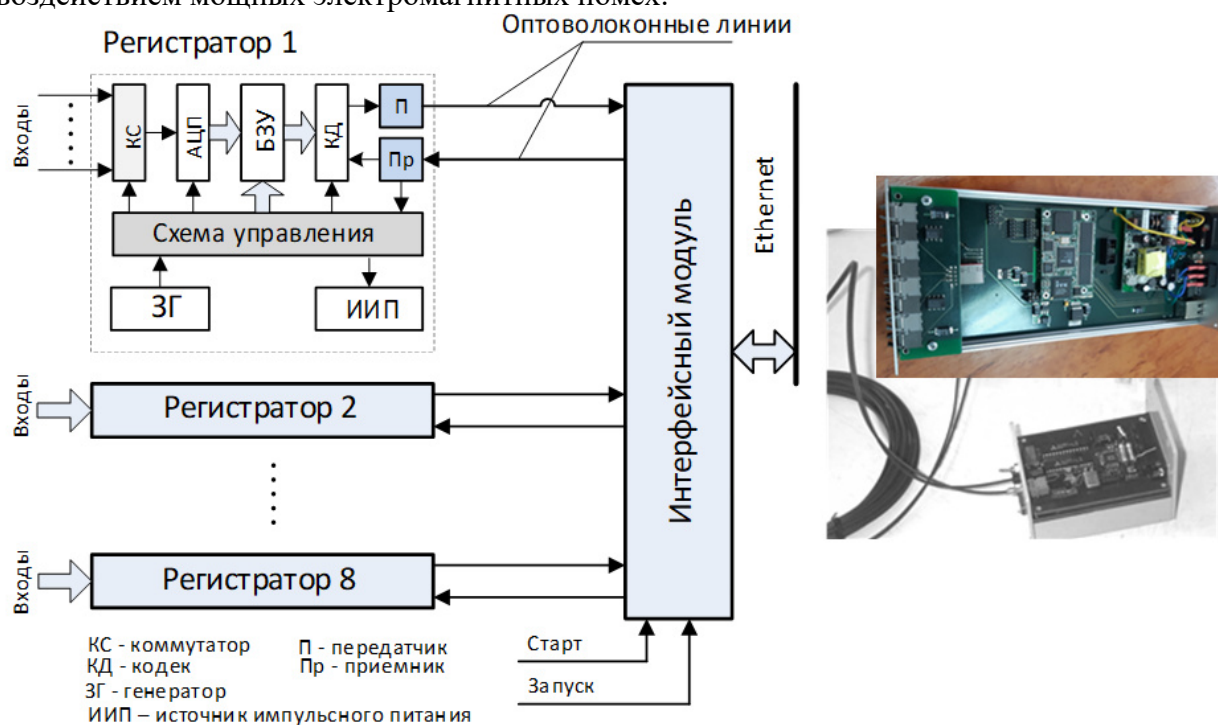


Рисунок 1.14. Гальванически изолированные регистраторы и интерфейсный модуль на процессоре Intel PXA255.

В состав этих систем входят выносные модули регистрации, оснащенные встроенными источниками импульсного питания (ИИП) на основе аккумуляторов, а также интерфейсный модуль, взаимодействующие друг с другом по оптоволоконным линиям связи, одновременно выполняющим функции элемента гальванической развязки. К числу выносных регистраторов, используемых диагностиками ГДЛ, относятся:

- двухканальные модули ADC1210/2 с частотой дискретизации двенадцатиразрядных АЦП 10 МГц, объемом буферных ЗУ до 512 К отсчетов/канал,
- четырехканальные модули ADC161/4 частотой дискретизации шестнадцатиразрядных АЦП 1 МГц, объемом буферных ЗУ до 256 К отсчетов/на канал.

Рабочий цикл ГИР инициируется внешним сигналом “старт”. По этому сигналу интерфейсный модуль переводит источники ИИП модулей регистрации в активное состояние. После завершения переходных процессов на приемные узлы модулей регистрации по тем же оптоволоконным линиям подается привязанный к внешнему сигналу “запуск” одноименный сигнал, инициирующий рабочий цикл регистраторов. С этого момента они начинают накапливать последовательность отсчетов АЦП в собственных буферных ЗУ. После заполнения последних активизируется процедура “перекачки” накопленных данных по оптоволоконным линиям связи в буфер интерфейсного модуля. По завершении этой процедуры ИИП регистраторов выключаются.

ГИР работают под управлением интерфейсного модуля, построенного на основе процессора Intel PXA255, оснащенного сетевым интерфейсом Ethernet-100 и FPGA Cyclone III EP3C10E144.

Многоканальные системы регистрации с гальванически изолированными измерительными трактами (МИР), в какой-то степени являются аналогом ГИР. Измерительные тракты модулей регистрации этих систем строятся на основе сигма-дельта модуляторов, имеющих встроенные элементы гальванической изоляции, что позволяет им обрабатывать сигналы, привязанные к разным потенциалам “земли”.

Прошедшие через изолирующий барьер выходные сигналы модуляторов усредняются фильтрами низких частот, входящими в состав цифрового узла регистратора, построенного на элементах FPGA. Фильтры формируют последовательность отсчетов, численные значения которых пропорциональны текущим значениям амплитуды входных сигналов. Отсчеты в темпе их формирования передаются по оптоволоконным линиям интерфейсному модулю (рис. 1.15), в котором они фиксируются в блоке памяти процессора ARM® Cortex®-A9, работающего под управлением ОС Linux. Процессорный узел интерфейсного модуля оснащен начальным загрузчиком на основе SD-карты, блоком памяти объемом в 1Гбайт и полноценным контроллером канала связи Ethernet-1000.

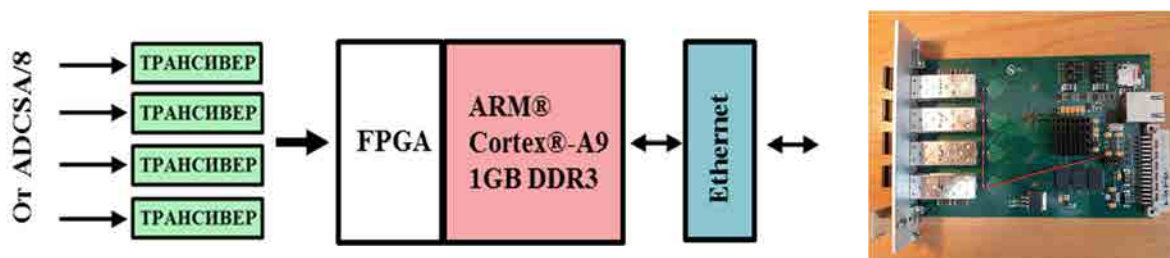


Рисунок 1.15. Интерфейсный модуль на основе FPGA Cyclone V со встроенным процессором Cortex®-A9 и Ethernet-1000.

Каждый интерфейсный модуль может обслуживать до восьми модулей регистрации. В качестве примера на рисунке 1.16 приведена схема построения и фотография 192-х канальной сборки на основе гальванически изолированных регистраторов МИР, фиксирующей в синхронном режиме в осциллографической форме сигналы относительно низкочастотных диагностических трактов ГДЛ с девятиразрядным разрешением при частоте дискретизации 1.25 МГц.

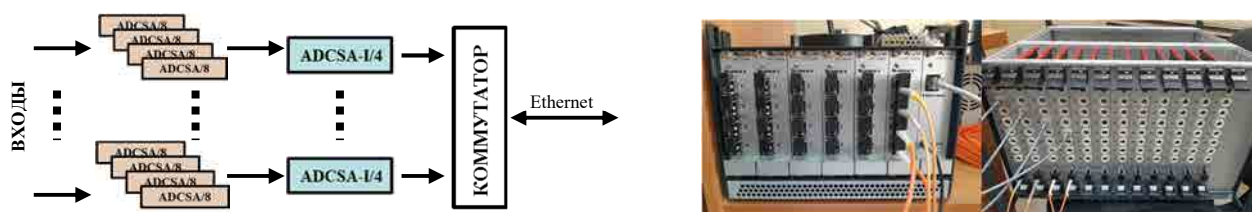


Рисунок 1.16. 192-канальная сборка гальванически изолированных регистраторов МИР.

Ключевыми компонентами программного обеспечения информационно-измерительного и управляющего комплексов установки ГДЛ являются база данных параметров эксперимента, построенная на основе распространяющейся вместе с дистрибутивами ОС Linux реляционной СУБД PostgreSQL, и пакет программ обработки и хранения экспериментальных данных ROOT разработки CERN [10]. База данных параметров эксперимента оперирует с иерархической структурой описателей, содержащих информацию:

- о типе используемых приборов и их физических адресах;
- о численных значениях управляющих и опорных констант, задающих режим работы того или иного прибора;
- об амплитудных и временных параметрах измерительных трактов систем регистрации данных и периферийных контроллеров.

На уровне базы данных эксперимента описатели приборов, обеспечивающие корректную работу какой-либо диагностики или подсистемы управления и контроля, объединяются в диагностический или управляющий куст. На следующем уровне иерархии созданные таким образом кусты объединяются в описатели разрешенных конфигураций эксперимента или его сценариев. Для создания и модификации описателей разработан специальный графический редактор. При работе с ним оператора сервисный код базы данных отслеживает корректность изменения параметров для описателей всех уровней иерархии.

Применение реляционной базы данных для хранения описателей приборов и сценариев эксперимента позволяет:

- упростить и ускорить процедуры удаленного доступа со стороны прикладных программ к массивам управляющих и опорных переменных, задающих режимы работы и текущие параметры измерительных/управляющих трактов конкретных приборов;
- повысить надежность хранения опорных переменных: в краткосрочном масштабе времени – с помощью встроенного механизма контроля исполнения транзакций, а в долгосрочном – средствами резервного копирования;
- реализовать удобный для оператора системы режим работы с иерархическими структурами описателей.

Для построения архива экспериментальных данных, их математической обработки и визуализации, в том числе и в графической форме, в информационно-измерительном комплексе ГДЛ используется пакет ROOT с дополнениями в виде библиотеки классов сигналов и вспомогательных сервисных средств, обеспечивающих работу с этими классами. Архив имеет иерархическую структуру. Он содержит нумерованные директории рабочих импульсов установки, состоящие, в свою очередь, из поддиректорий конкретных диагностик с зафиксированными их средствами регистрации массивами экспериментальных данных, представленными в виде сигналов. При этом под сигналом подразумевается информационный массив, сформированный конкретным измерительным трактом, связанные с этим трактом коэффициенты, представляющие его амплитудно-временные характеристики в реальных физических величинах, калибровочные коэффициенты, данные о времени получения информации и идентификатор оператора, создавшего данную запись. Визуализация данных производится средствами пакета ROOT и программами-скриптами, создаваемыми персоналом установки на языке C++.

Работа с базой данных и архивом – основная задача программного ядра системы сбора данных. С его помощью по команде оператора производится инициализация или программный запуск всех используемых в эксперименте приборов, принимаются данные от аппаратуры регистрации и периферийных контроллеров, производится их первичная обработка, унифицируется формат информационных массивов и производится их запись в архив эксперимента. Встроенные сетевые средства ROOT и PostgreSQL позволяют запускать ядро на произвольной машине комплекса. Графическая оболочка этого ядра наглядно отображает информацию о ходе эксперимента, состоянии оборудования,

архивной подсистемы. Представляемые ею данные позволяют оперативно реагировать на возможные нештатные ситуации. На уровне системы реализован параллельный режим работы физиков-экспериментаторов с массивами данных эксперимента с разных терминальных станций.

Комплект прикладных программ, ориентированных на работу с аппаратурой технологического и диагностического комплексов включает в себя сервисные процедуры, драйверы, обслуживающие интерфейсные платы измерительных и управляющих подсистем, а также набор утилит, используемых при поверке оборудования. Сервисный процесс обрабатывает поступающие от ядра команды, при необходимости запрашивает у базы данных информацию, необходимую для инициализации приборов, пересылает на верхний уровень информационные массивы, формируемые контроллерами и аппаратурой регистрации. Состав и характер взаимодействия основных программных компонент системы поясняет диаграмма, приведенная на рисунке 1.17.

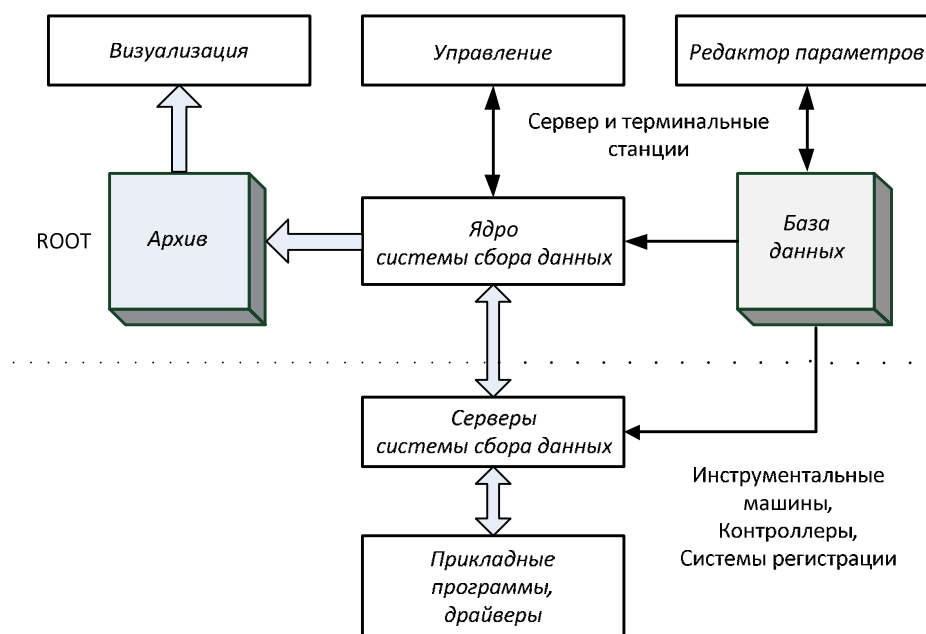


Рисунок 1.17. Программные компоненты системы автоматизации ГДЛ.

2. Измерение параметров атомарных пучков

Для измерения мощности, поступающей в плазму от атомарных инжекторов, используются данные вторично-эмиссионных датчиков и проволочных калориметров.

В каждом приёмнике пучка расположен крест из тринадцати вторично-эмиссионных датчиков (рис. 2.1 (а)), каждый из которых выполнен в форме конуса из нержавеющей стали, помещенного в цилиндр с отверстием на оси. Атомы нагревного пучка, попадая на датчик, выбивают из его поверхности вторичные электроны, которые отталкиваются от этой поверхности поданным на датчик отрицательным потенциалом и попадают на внутреннюю поверхность цилиндра. Этот вторично-эмиссионный ток регистрируется измерительной схемой (рис. 2.1 (б)). На каждый датчик подано отрицательное смещение – 150 В для штатной работы в режиме вторичной эмиссии электронов. Диаметр входного отверстия каждого датчика 4 мм, шаг структуры 30 мм. Плотность тока на поверхности приёмника пучка до 20 мА/см².

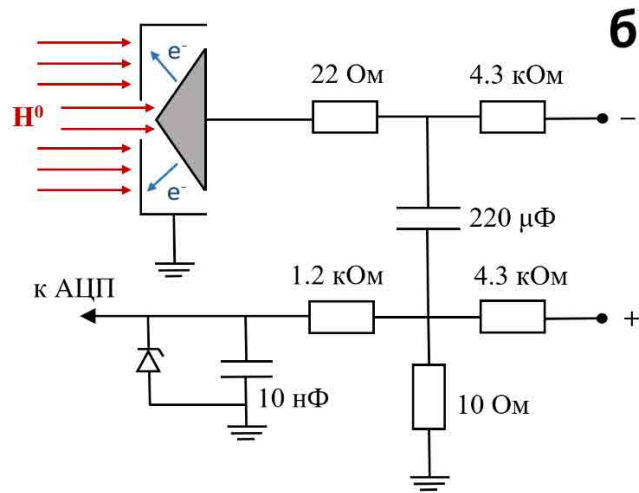
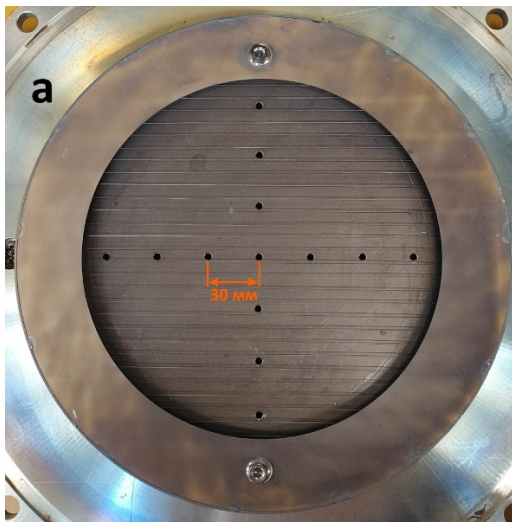


Рисунок 2.1. (а) – общий вид приемника пучка, включающий набор вторично-эмиссионных датчиков и проволоочный калориметр; (б) – измерительная схема.

Для определения ослабления пучка сигналы с детекторов записываются в рабочем импульсе и в «фоновом» выстреле без плазмы. Разность этих сигналов, нормированная на сигнал в отсутствие плазмы, называется коэффициентом ослабления пучка и пропорциональна доле мощности пучка, захваченной в ловушку:

$$k(t) = \frac{j_0(t) - j(t)}{j_0(t)},$$

где $j(t)$ – ток пучка в импульсе с плазмой, $j_0(t)$ – ток пучка в «фоновом» выстреле.

В каждом выстреле также измеряется ускоряющее напряжение на ИОС $U(t)$ и ионный ток в цепи вытягивания ионных источников инжекторов $I(t)$. Мощность, захваченная при инжекции пучка в плазму, вычисляется как

$$P(t) = k(t)U(t)I(t)\gamma,$$

где $\gamma \sim 0.8$ – учитывает коэффициент перезарядки в газовой мишени. На рисунке 2.2 приведены сигналы мощности, рассчитанные по сумме всех восьми инжекторов в «фоновом» и плазменном выстрелах.



Рисунок 2.2. Сигналы мощности атомарной инжекции с указанием их среднего значения, а также полной энергии пучков в «фоновом» выстреле (синяя кривая) и в выстреле с плазмой (красная кривая).

Для регистрации переданной плазме энергии атомарных пучков во время плазменного эксперимента используется система проволочных калориметров рамочной конструкции в каждом инжекторном тракте [11]. Калориметр изготовлен в виде кольца с натянутой на нём танталовой проволокой диаметром $d = 0.3$ мм с шагом $\Delta x = 7.5$ мм. Прозрачность структуры κ составляет 94%, что позволяет использовать данную конструкцию в качестве проходного детектора, установленного непосредственно перед плазмой и сразу после неё в приёмнике пучка. Вычисление энергии пучка производится посредством измерения разности сопротивления ΔR танталовой проволоки перед рабочим импульсом инжектора и сразу после его окончания:

$$E_{beam} = \Delta R \frac{c \rho S^2}{\alpha \cdot (1 - \kappa)} \cdot \frac{\Delta x}{d},$$

где c и ρ – теплоемкость и плотность тантала, соответственно, S – площадь сечения проволоки, α – температурный коэффициент ее электрического сопротивления.

Для определения сопротивления калориметр включен в электрическую цепь, изображенную на рисунке 2.3. Изменение сопротивления калориметра вычислялось с помощью измерения тока, текущего через шунтирующее сопротивление $R_{ш}$, и падения напряжения на проволоке.

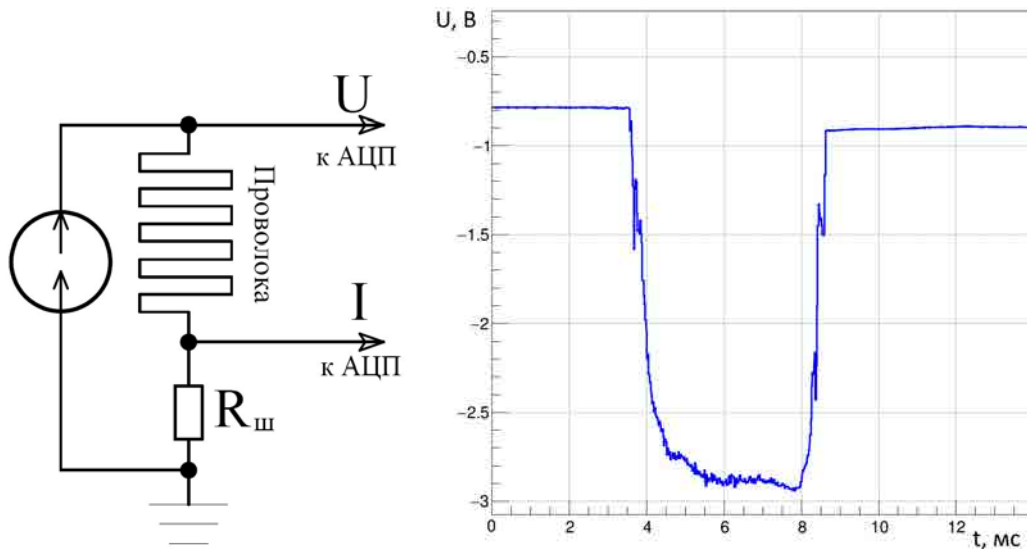


Рисунок 2.3. Схема измерения сопротивления калориметра (слева) и типичный сигнал напряжения в рабочем импульсе (справа).

На рисунке 2.4 для примера приведены типичные сигналы со вторично-эмиссионных датчиков и данные входных калориметров инжектора номер 2. Из рисунка видно, что центр пучка приходится не на ось плазменного столба, а смещен на расстояние порядка 5 см. Такое нацеливание произведено со всеми атомарными пучками с целью передачи дополнительного импульса частицам плазмы в сторону циклотронного вращения горячих ионов.

Сигналы с калориметров и вторично-эмиссионных датчиков записываются при помощи АЦП-264 с частотой дискретизации 50 кГц и разрядностью 12 бит.

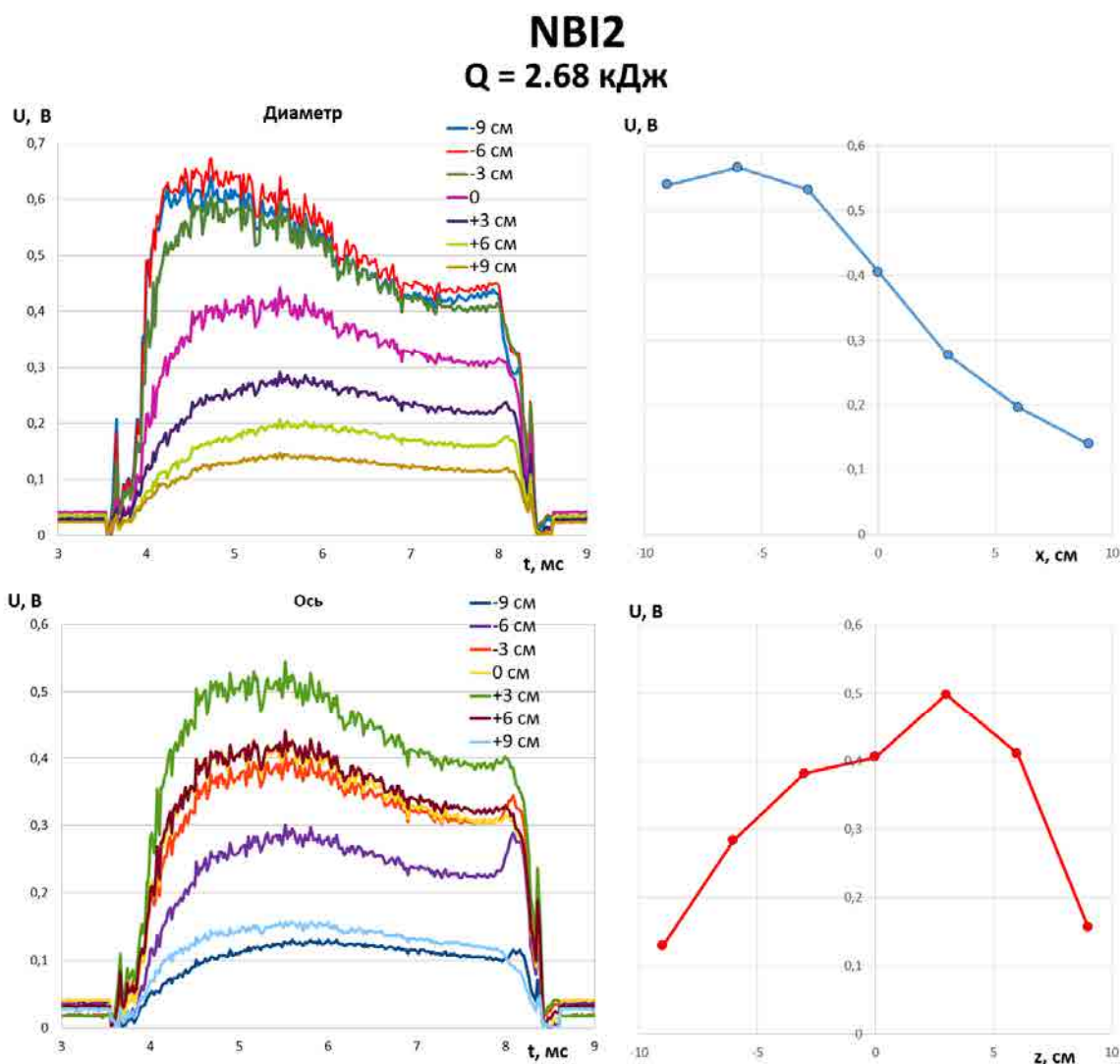


Рисунок 2.4. Сигналы вторично-эмиссионных датчиков, установленных в приемнике нейтрального пучка номер 2 (слева) и восстановленные в момент времени 6 мс профили пучка (справа) вдоль диаметра плазмы и вдоль оси установки. В верхней части рисунка приведено значение энергии, рассчитанное по данным входного проволочного калориметра.

3. Магнитные измерения

Магнитные измерения в ГДЛ представлены набором диамагнитных петель и несколькими сборками магнитных зондов, рассчитанных на измерения в разных диапазонах частот (рис. 3.1).

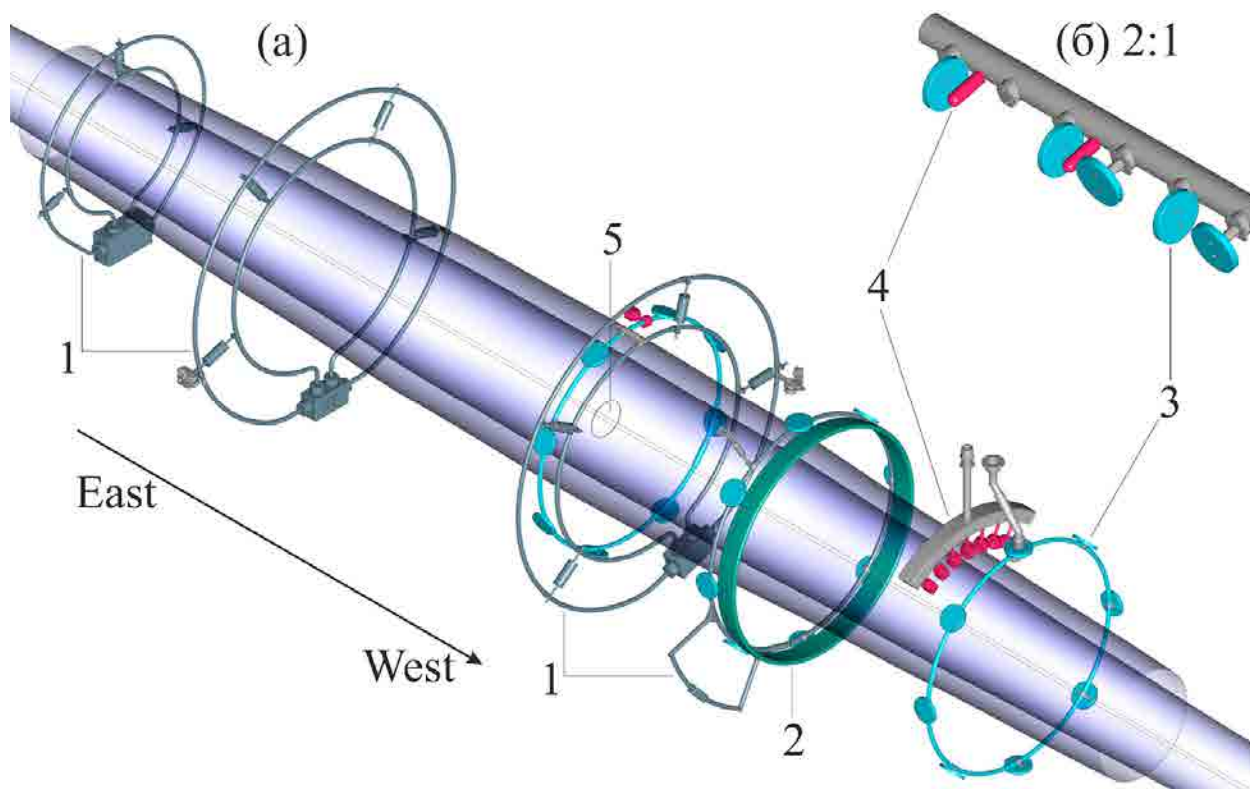


Рисунок 3.1. (а) – расположение магнитных диагностик относительно столба плазмы и области, занятой быстрыми ионами в стандартной магнитной конфигурации: 1 – диамагнитные петли; 2 – пояс Роговского; 3 – низкочастотные зонды; 4 – высокочастотные зонды; 5 – центральная плоскость; (б) – продольная система магнитных зондов в масштабе 2:1.

Диамангнитные петли

Диамангнитные петли, охватывающие плазменный столб в плоскости, перпендикулярной оси установки в нескольких осевых сечениях, применяются для измерения магнитного потока, вытесняемого плазмой (далее – диамангнетизм). Величина диамангнетизма характеризует количество кинетической энергии, накопленной в быстрых ионах за разряд, а её временная зависимость дает представление о качестве удержания быстрых ионов.

Рассчитанные кодом DOL [12] продольные профили давления быстрых ионов использовались при выборе осевых координат диамангнитных петель, предназначенных для измерения диамангнетизма в нестандартных магнитных конфигурациях ГДЛ (см. раздел 1). Модельные профили вакуумного магнитного поля показаны на рисунке 3.2. В соответствии с ними, диамангнитные петли были установлены в плоскостях с координатами $z = -98$ см и 74 см.

В таблице 1 приведены значения локального пробочного отношения R для полного набора диамангнитных зондов в трех магнитных конфигурациях ГДЛ. Первая петля охватывает центральное сечение плазмы, вторая расположена в точке остановки быстрых ионов для стандартной магнитной конфигурации, третья и четвертая – в точках остановки для конфигураций, укороченных в 1.5 и 2 раза относительно стандартной, соответственно.

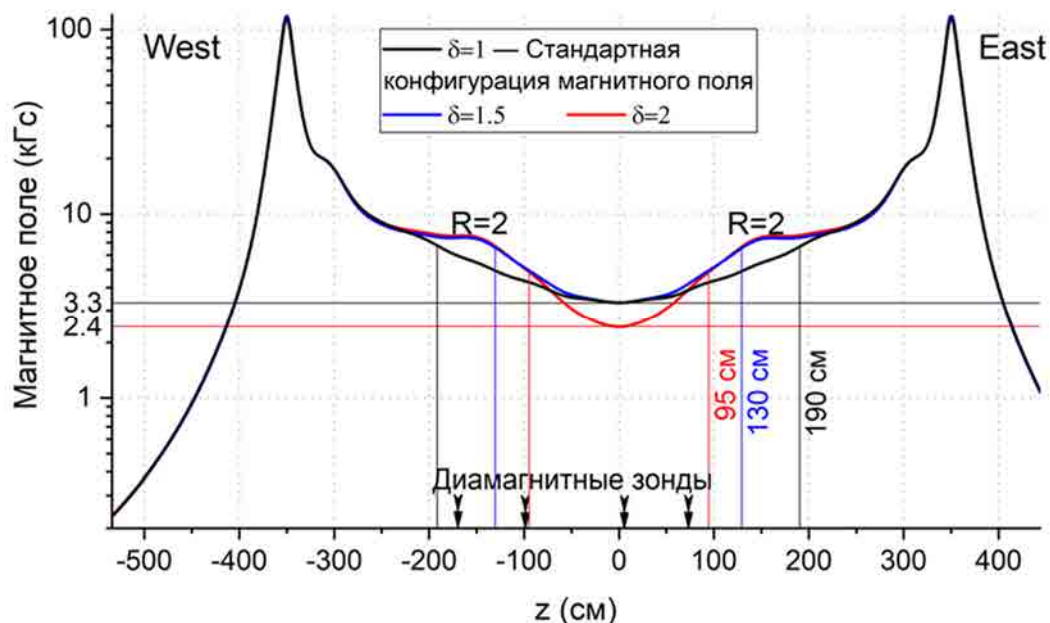


Рисунок 3.2. Профили вакуумного магнитного поля в различных магнитных конфигурациях. Горизонтальными линиями указаны точки остановки быстрых ионов в трех магнитных конфигурациях.

Таблица 1. Характеристики диамагнитных петель. Жирным шрифтом выделены петли, измеряющие диамагнетизм в области вблизи точки остановки для каждой из магнитных конфигураций

Осевая координата z диамагнитной петли, см		- 14	- 74	+ 98	+168
Радиус основного витка, см		31	31	31	19,3
Внешний радиус компенсатора, см		44	48	44	27,7
Кол-во витков петля/компенсатор		1/1	1/6	1/1	1/1
Калибровочный коэффициент K_Φ , кМкс/(В·мкс)		0.79	1.3	0.81	2.12
Локальное пробочное отношение R	$\delta=1$	1.01	1.17	1.31	1.77
	$\delta=1.5$	1.02	1.28	1.54	2.25
	$\delta=2$	1.02	1.62	2.06	3.13

Диамагнитная петля состоит из пары стальных обручей, зафиксированных при помощи изолирующих подвесов и стяжек (рис. 3.1). По внутреннему обручу пропущен измерительный контур экранированного провода, по внешнему – часть компенсирующего контура, остальная его часть замыкается по внутреннему обручу.

На измерительном и компенсирующем контурах диамагнитного зонда индуцируется ЭДС $\varepsilon_{m,c} = -\frac{d\Phi_{m,c}}{dt}$. Магнитный поток Φ_m , воспринимаемый измерительным контуром площади S_m с количеством витков N_m , равен $\Phi_m = N_m[S_m(B_0 + \delta B) - \Phi_p]$, где поля магнитной системы установки B_0 и наведенных в камере токов δB считаются однородными на размерах зонда, а $\Phi_p = \int \Delta B(r) dS$ – диамагнетизм плазмы. Магнитный поток, проходящий через контур компенсатора, равен $\Phi_c = N_c S_c (B_0 + \delta B)$. При выполнении условия компенсации $N_c S_c = N_m S_m$ вклад полей внешних токов в разность $\Phi_c - \Phi_m$ исключается, и диамагнетизм плазмы выражается через разность ЭДС: $\Phi_p = \frac{1}{N_m} \int (\varepsilon_c - \varepsilon_m) dt$.

Схема измерительной цепи диамагнитных зондов изображена на рис. 3.3 (а), где контуры петель показаны индуктивностями L_m и L_c . На вакуумном разъеме сигнальные

контуры соединены последовательно с сопротивлением r (50 Ом), далее сигнал передается на АЦП через коаксиальный кабель и RC-фильтр нижних частот, совмещенный с делителем напряжения (емкость C , сопротивления R_1 , R_2 и переменное R_t). Для процессов с характерным временем ~ 0.1 мс можно пренебречь паразитной ёмкостью контуров и ёмкостью измерительного кабеля (на схеме обозначено как C'). Тогда связь между ЭДС и измеряемым напряжением U выражается в виде

$$|\varepsilon| = |U| \frac{R_2}{\sqrt{(R_1 + R_2 + r/2)^2 + [2\pi f C R_2 (R_1 + r/2)]^2}} \equiv K_\Phi(f) \cdot |U|,$$

где $K_\Phi(f)$ – частотная зависимость отклика цепи регистрации петель. На времени разряда $K_\Phi(f)$ с точностью до 1% можно считать постоянной, и её значение $K_\Phi(0) = K_\Phi$ используется в качестве калибровочного коэффициента при расчете вытесненного плазмой магнитного потока:

$$\Phi_p(t) = \frac{K_\Phi}{N_m} \int_0^t U(t') dt'.$$

Значения коэффициента K_Φ для всех диамагнитных петель приведены в таблице 1.

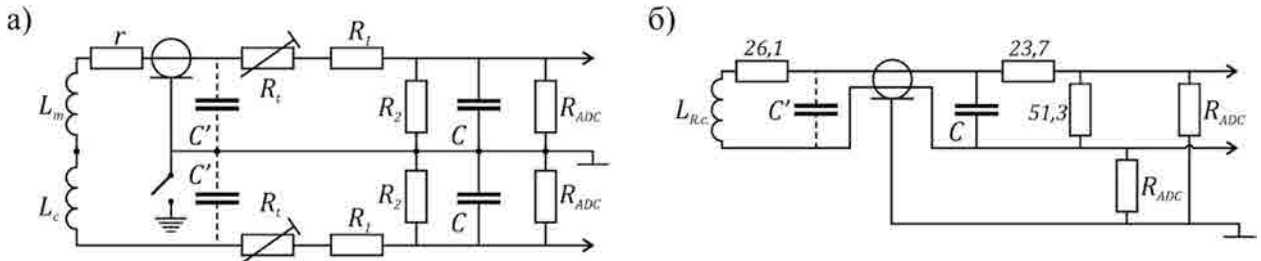


Рисунок 3.3. (а) – измерительная схема диамагнитных петель; (б) – измерительная схема пояса Роговского.

Радиус и количество витков в контурах выбирались исходя из выполнения условия компенсации, а затем их радиус и форма уточнялись с помощью расчетов потока магнитного поля ГДЛ в среде моделирования CST Studio Suite. Поскольку эти меры не позволяют полностью исключить из измерения внешний магнитный поток, предусмотрена процедура вычитания из сигналов диамагнитных зондов соответствующих «фоновых» сигналов, записанных в отсутствие плазмы.

Фильтр подавляет высокочастотную компоненту сигнала, обусловленную кинетическими неустойчивостями мегагерцового диапазона [13] и глобальной звуковой моды частотой ~ 100 кГц [14]. Уже на частоте порядка 100 кГц отклик цепи $K_\Phi(f)$ уменьшается в 3 раза.

Для регистрации сигналов используется АЦП ГИР с дифференциальным входом и частотой дискретизации 1 МГц и разрядностью 16 бит.

Рисунок 3.4 демонстрирует временную зависимость диамагнетизма плазмы в различных сечениях для разряда в магнитной конфигурации со сближением точек остановки в 2 раза. В этом случае наибольший диамагнитный поток получается в сечении перед точкой остановки, где $R = 1.62$. Сигнал диамагнитного зонда сразу за точкой остановки ($R = 2.06$) оказывается почти вдвое меньше, а в сечении с $R = 3.1$, где нет быстрых ионов, диамагнетизм составляет менее 10% от значения в центральной плоскости.

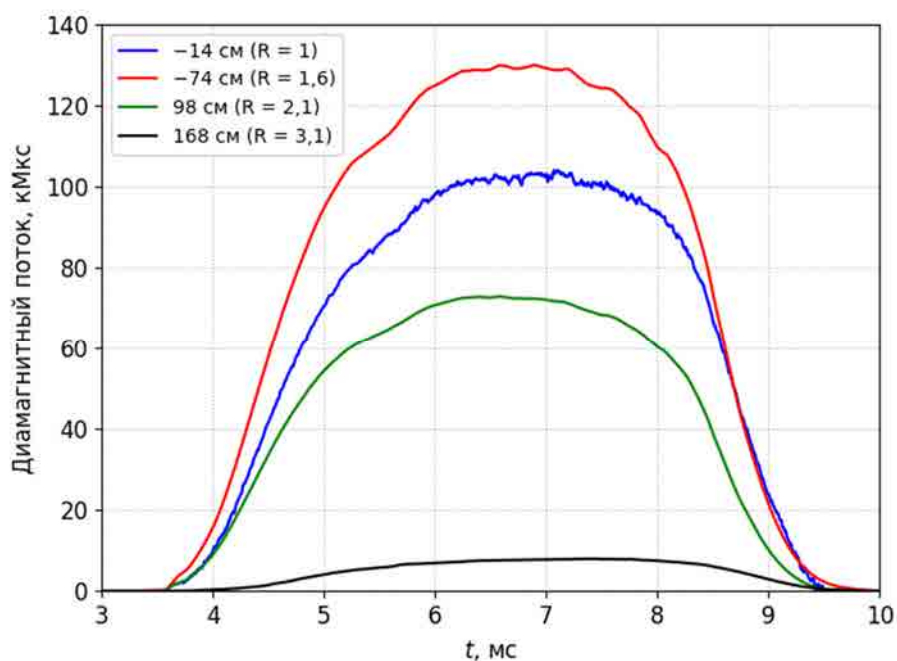


Рисунок 3.4. Диамагнитный поток, измеренный в нескольких сечениях в разряде с конфигурацией магнитного поля $\delta=2$. В скобках указано значение локального пробочного отношения.

Пояс Роговского

Пояс Роговского используется для измерения продольного тока плазмы. Данные пояса дополняют представления о протекании токов в плазме и установке, основанные на показаниях измерителей, установленных на лимитерах и плазмоприемниках (см. раздел 10). Пояс Роговского представляет собой овальный соленоид, намотанный лакированным медным проводом диаметром 0.57 мм на фторопластовый каркас и уложенный внутри 16 ламелей из листов нержавеющей стали толщиной 0.3 мм. Сечение соленоида показано на рисунке 3.5 (а). Каждая ламель охватывает соленоид без замыкания, поскольку её края сведены посредством полиамидного крепежа. Ламели соединены внахлест, и каждый стык совмещен с зажимом, фиксирующим ламель на корпусе диамагнитной петли в $z = -74$ см. Обратный виток пропущен внутри одной из фторопластовых трубок, образующих каркас соленоида.

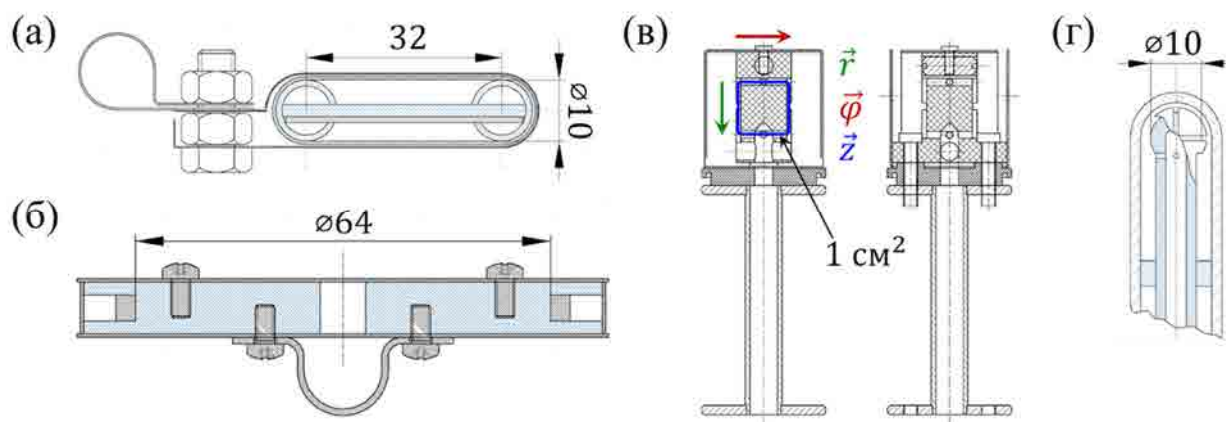


Рисунок 3.5. (а) – сечение пояса Роговского в месте крепления к каркасу диамагнитного зонда; (б) – осевое сечение медленного магнитного зонда; (в, г) – сечения быстрых магнитных зондов. Размеры указаны в мм.

Пояс охватывает плазму на расстоянии 31 см от её оси, при том, что радиус плазменного столба вместе с орбитами быстрых ионов не превышает 20 см в месте расположения пояса Роговского. Необходимая чувствительность к току достигается благодаря значительному потокоцеплению: 3024 витка площадью 4 см². Собственное сопротивление и индуктивность соленоида равны соответственно 26 Ом и 2.7 мГн. Отставание показаний пояса от калибровочного импульса тока ≈ 0.2 мс, что сопоставимо по порядку величины с L/R-временем, значительно превосходит RC-время и обеспечивает достаточное временное разрешение, хотя и дает погрешность на неквазистационарных участках разряда.

Чувствительность пояса к внешнему магнитному потоку (через плоскость пояса) равна 0.026 А/кМкс, так что систематическая ошибка, связанная с захватом диамагнитного потока плазмы, при типичных для ГДЛ значениях диамагнитного потока составляет ~ 1 –2 А. Поток ведущего магнитного поля установки исключен из измерения путем вычитания фоновых сигналов.

Зазор между концами соленоида составляет около 10 см; в зависимости от близости провода с измеряемым в процессе калибровки током к зазору, коэффициент преобразования напряжения в ток варьируется в пределах 5%. При измерениях тока плазмы ошибка, связанная с его неоднородным распределением по сечению должна быть много меньше 5% в силу малого смещения плазмы от оси и её дифференциального вращения с частотой ~ 10 –20 кГц [7]. Погрешностями калибровочного коэффициента и цифрового интегрирования можно пренебречь на фоне обозначенных источников ошибки.

Схема подключения пояса Роговского аналогична схеме диамагнитных петель и приведена на рисунке 3.3 (б), а типичный сигнал тока, регистрируемого им в эксперименте – на рисунке 3.6. Сигнал записывается с помощью АЦП ГИР с частотой дискретизации 1 МГц.

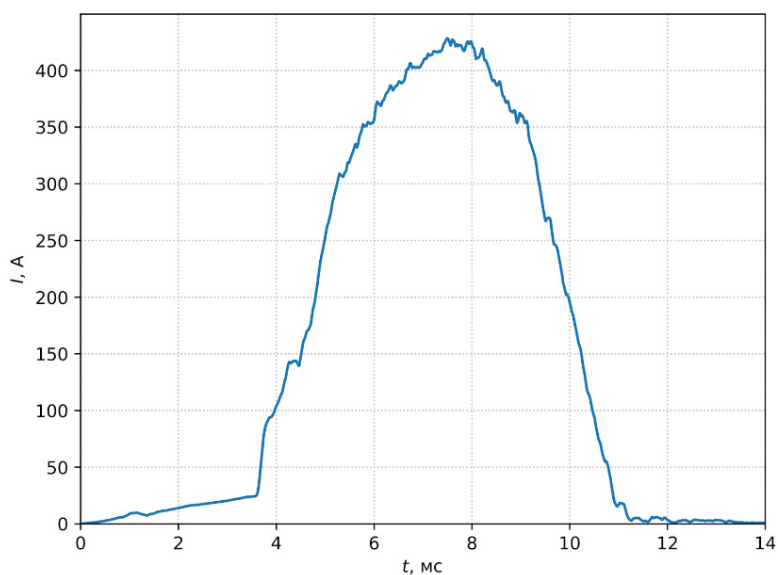


Рисунок 3.6. Пример сигнала тока, измеренного поясом Роговского.

Магнитные зонды

Набор низкочастотных магнитных зондов (3 на рис. 3.1) используется для изучения МГД-активности плазмы в диапазоне частот до 80 кГц, а также динамики равновесного магнитного поля, создаваемого плазмой в ходе разряда. Зонды сгруппированы по 8 штук в три азимутальные сборки радиусом ≈ 31 см и установлены в координатах -8 см, -75 см и -148 см по оси установки; ближайшая к центру установки сборка повернута относительно остальных на $22,5^\circ$ чтобы не препятствовать приему излучения системой томсоновского рассеяния (раздел 6). Выбор продольных координатборок обусловлен близостью к

областям с максимумами давления быстрых ионов для разных магнитных конфигураций установки.

Остальные 12 зондов расположены вдоль оси на расстоянии ≥ 31 см от нее. Они предназначены для измерения радиальной и осевой компонент магнитного поля плазмы. Эти данные совместно с радиальным распределением магнитного поля (по данным диагностики MSE, описанной в разделе 4) возможно использовать для восстановления распределения магнитного поля плазмы [15] и оценок относительного давления вне области, доступной для измерения.

Магнитный зонд (рис. 3.5 (б)) представляет собой 100-витковую катушку диаметром 6.4 см. Каркас выполнен из фторопласта и закрыт от титанового напыления листовой нержавеющей сталью толщиной 0,4 мм. Зонды, относящиеся к продольной сборке, имеют сопротивление ≈ 57 Ом и индуктивность ≈ 5 мГн, к азимутальной – ≈ 48 Ом и ≈ 1.3 мГн соответственно. Зависимость напряжения на выводах зонда от частоты гармонического возмущения магнитного поля была измерена для каждого зонда на стенде с кольцами Гельмгольца (рис. 3.7).

Сигналы зондов передаются на 32-х канальный АЦП1250 с 50-омным входом, разрядностью 12 бит и настраиваемой частотой дискретизации от 1 до 50 МГц.

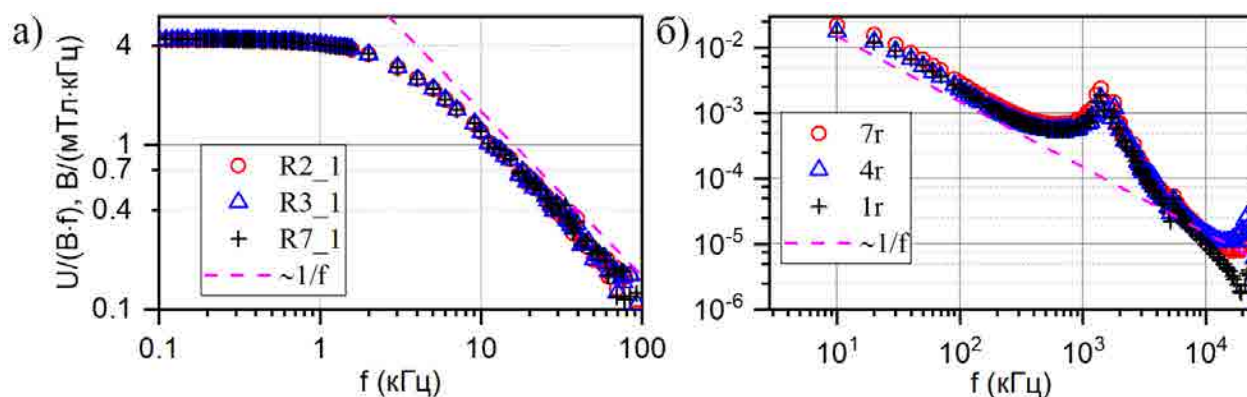


Рисунок 3.7. Амплитудно-частотные характеристики (а) низкочастотных и (б) высокочастотных магнитных зондов второго типа. Максимумы графиков около 1 МГц на рис. (б) относятся к резонансу калибровочных колец Гельмгольца.

Высокочастотные возмущения магнитного поля регистрируются с помощью набора компактных, низкоиндуктивных зондов (4 на рис. 3.1) двух типов. Зонды с округлыми контурами диаметра 1 см и кварцевыми колпаками для защиты от титанового напыления (рис. 3.5 (г)) имеют 10 витков в каждом контуре. Девять таких зондов размещены вдоль оси между низкочастотными зондами на той же несущей трубе и предназначены, главным образом, для изучения продольной структуры альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости (АИЦН) [16] в магнитных конфигурациях со сближенными точками остановки. Зонды продольного массива заключены между центральной плоскостью и точкой остановки стандартной конфигурации; до точек остановки конфигураций $\delta = 1.5$ и $\delta = 2$ установлены соответственно 7 и 6 зондов. Поскольку пространственная структура АИЦН почти неизменна вдоль радиуса на сечении плазмы [13], при корреляционных измерениях допускается, чтобы витки зондов имели одну и ту же радиальную координату. Наличие трех взаимно перпендикулярных контуров в зондах позволяет определить поляризацию возмущений поля.

Зонды второго типа (рис. 3.5 (в)) имеют по одному квадратному витку площадью 1 см² на каждое направление. Витки окружены электростатическим экраном, образованным гранями куба из стального листа 0.4 мм и разделенным на две части по три грани, так что в плоскостях витков экран не образует дополнительных контуров. Обе части заземлены на вакуумную камеру и экранируют витки от потенциала плазмы. Ослабление сигнала зонда

вследствие скин-эффекта происходит для возмущений магнитного поля с частотой ~ 2 МГц и выше (рис. 3.7 (б)).

Семь зондов с шагом 11.25° объединены в азимутальную сборку, расположенную в плоскости с координатой $z = -126$ см (4 на рис. 3.1 (а)). Предельное азимутальное волновое число, получаемое при использовании кросскорреляционного метода, равно 32. Зонды находятся на наименьшем расстоянии от плазмы без ущерба для её энергосодержания: центры витков – вдоль дуги радиуса 23 см. Два зонда в массиве имеют полный набор витков и годятся для определения поляризации возмущений магнитного поля, в остальных – только азимутально ориентированные витки.

Для исследования продольной корреляции мелкомасштабных неустойчивостей, в частности, для проверки желобкового характера дрейфово-конусной неустойчивости [13], на обрубке-корпусе центрального азимутального массива низкочастотных магнитных зондов установлен дополнительный ВЧ зонд (рис. 3.1). Его угловая координата совпадает с координатой третьего зонда азимутальной сборки. Зонд может быть повернут на 90° в плоскости (r, z) . В обоих положениях либо для стандартной конфигурации магнитного поля, либо для конфигурации $\delta = 1.5$ его радиальная координата вдоль потоковой поверхности проецируется на радиальную координату зондов азимутальной сборки с точностью до размера витка.

Для записи сигналов используется АЦП12500 с частотой дискретизации 500 МГц и разрядностью 12 бит.

4. Измерение магнитного поля методом спектроскопии на основе динамического эффекта Штарка (MSE – Motional Stark Effect)

MSE-диагностика позволяет по расщеплению излучения диагностического пучка определить абсолютную величину магнитного поля. Наиболее эффективным является использование водородного диагностического пучка и наблюдение перехода линии H_α , так как она находится в видимой части спектра, что упрощает эксперимент. Атомы диагностического пучка испытывают воздействие электрического поля (в СГС, как и везде в главе 4) $\vec{E} = \vec{V} \times \vec{B}$ ($V \ll c$) в собственной системе отсчета. В этом поле линия излучения водорода H_α в соответствии с линейным эффектом Штарка расщепляется на мультиплет (рис. 4.1 а). Вне рассмотрения тонкой структуры атомных уровней и эффекта Зеемана мультиплет включает 15 эквидистантных компонент, из которых шесть крайних на практике можно игнорировать ввиду их малой относительной интенсивности. Спектральный сдвиг между соседними компонентами пропорционален магнитному полю: $\Delta\lambda_{st} = \frac{3ea_0}{2hc^2} \lambda_0^2 |\vec{V} \times \vec{B}|$, где a_0 – боровский радиус, λ_0 – длина волны H_α (или D_α), а V – скорость атомов. Три (из рассматриваемых девяти) линии мультиплета поляризованы поперек электрического поля – это σ -компоненты, остальные шесть – вдоль поля – π -компоненты. Наблюдение под углом θ к атомарному пучку (рис. 4.1 б) и выделение излучения, поляризованного в плоскости рисунка 4.1 б, предопределяет вклад σ - и π -компонент в профиль интенсивности в виде: $I(\lambda) = I_\pi \cos^2 \theta + \frac{1}{2} I_\sigma \sin^2 \theta$. Аппроксимация спектра мультиплета $I(\lambda)$ теоретической моделью позволяет определить величину магнитного поля в области пересечения телесного угла наблюдения с пучком. Данный подход – спектральная MSE-диагностика, также известная как MSE-LS (line-shift), не предполагает разделения компонент мультиплета по поляризации и потому применима для измерения магнитных полей $\lesssim 7$ кГс, характерных для ГДЛ.

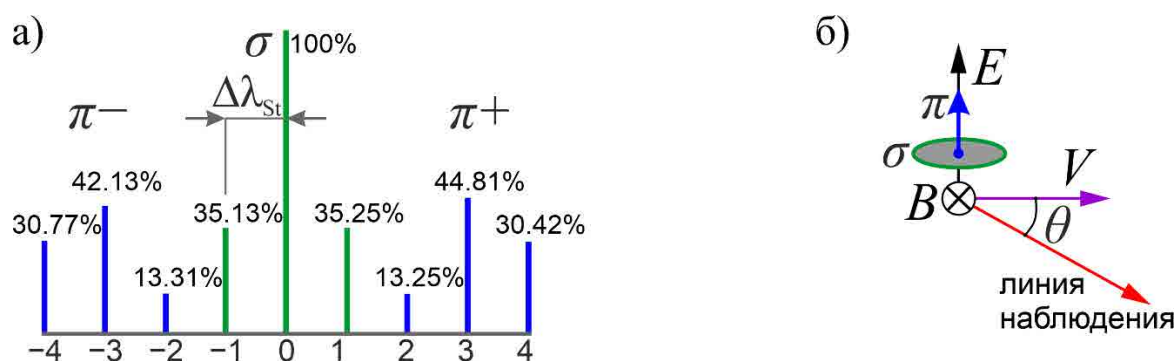


Рисунок 4.1. (а) Относительная интенсивность основных девяти компонент шарковского мультиплета. π -компоненты поляризованы вдоль электрического поля, σ -компоненты – поперек. (б) Геометрия приема излучения при измерении магнитного поля MSE-LS диагностикой.

В состав MSE-диагностики входят:

- диагностический атомарный инжектор (основные параметры перечислены в Таблице 2);
- оптическая система регистрации излучения (см. Таблицу 3);
- газовая мишень.

Эти части в различном исполнении могут быть смонтированы как в плоскости точки остановки быстрых ионов $z=180$ см в стандартной магнитной конфигурации ГДЛ [17, 18], так и в центральной плоскости [19, 20]. Плоскость, образованная пучком и линиями наблюдения, перпендикулярна оси установки, так что в центральной плоскости расщепление линии излучения обусловлено полным магнитным полем, а в точке остановки только его продольной компонентой: наклон силовых линий поля на периферии плазмы не превышает 2.2° . Схема диагностики, расположенной в центральной плоскости ловушки изображена на рисунке 4.2.

Атомарный пучок диагностического инжектора ДИНА-5М [21-24] (2 на рис. 4.2) направлен перпендикулярно оси установки вдоль диаметра плазмы. Настройка и контроль направления пучка осуществляются с помощью юстировочного сильфонного узла (3) и крестообразного массива датчиков вторичной эмиссии (4), сигналы которых регистрируются АЦП МИР и могут использоваться, помимо прочего, для определения размера пучка. Плазма генерируется дуговым источником, заполняя расширительный объем с мультипольной магнитной стенкой. Ионный пучок формируется четырехэлектродной многоапертурной (диаметр ячеек 4 мм) ионно-оптической системой с диаметром сеток 110 мм. Ионный пучок нейтрализуется на перезарядной газовой мишени, оставшиеся ионы отклоняются магнитным полем установки. Электроды имеют сферическую форму с радиусом кривизны 2 м, обеспечивая баллистическую фокусировку пучка. Фокусное расстояние ИОС – 1.8 м, и диаметр пучка равен 35 мм в наиболее узком месте (перетяжка каустики пучка), которое приходится на периферию плазмы за ее осью. Угловая расходимость пучка оценивается как 7 мрад.

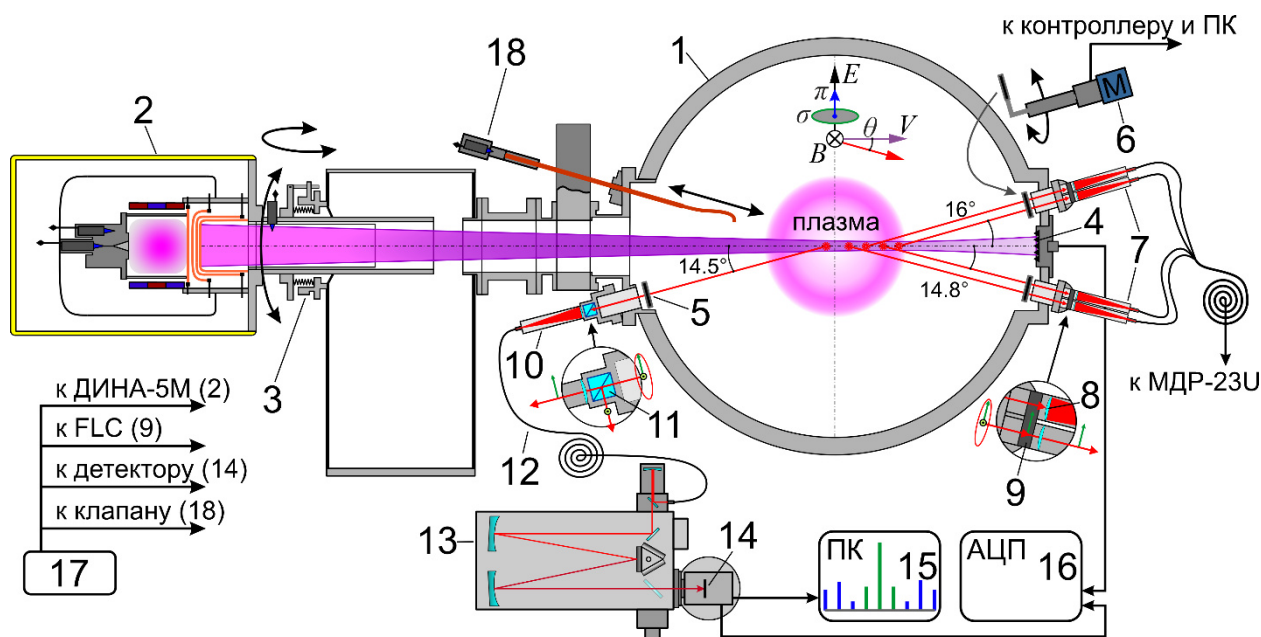


Рисунок 4.2. Схема MSE-LS диагностики в центральной плоскости ГДЛ: 1 – сечение вакуумной камеры; 2 – диагностический инжектор ДИНА-5М [21]; 3 – юстировочный сильфонный узел; 4 – приёмник пучка с массивом датчиков вторичной эмиссии; 5 – заслонка; 6 – электромеханический привод заслонки; 7 – объективы линий наблюдения MSE1-4; 8 – плоско-выпуклая линза; 9 – затвор-поляризатор (FLC); 10 – объектив линии наблюдения MSER (Dynamic) для многократных измерений; 11 – поляризационный светоделитель; 12 – световод; 13 – спектрометр SpectraPro HRS-500-MS; 14 – ПЗС-детектор PyLoN:PYL-2KBX eXcelon; 15 – персональный компьютер; 16 – АЦП МИР; 17 – генератор импульсов для синхронизации запусков; 18 – выдвижная трубка с вакуумным вводом и импульсный клапан газовой мишени. Для элементов 9 и 11 показано направление поляризации проходящего излучения.

Атомы водорода или дейтерия могут быть ускорены до энергии 50 кэВ. Энергетический разброс определяется температурой плазмы в дуговом источнике, абберациями ИОС, рассеянием на мишени нейтрализатора и нестабильностью ускоряющего напряжения. Вклад от рассеяния на мишени снижается при уменьшении её плотности, но ценой уменьшения тока пучка в нейтралах. Среднеквадратичное отклонение ускоряющего напряжения было уменьшено до 50 В при включении во вторичную обмотку высоковольтного трансформатора системы стабилизации на основе цепи варисторов под управлением цифрового регулятора [25]. Длительность стабилизированной фазы импульса напряжения равна 4.7 мс, ток пучка в нейтралах варьируется от 4 до 3 экв. А в течение импульса. Доля основной компоненты в пучке по дейтерию $\approx 80\%$.

Система регистрации излучения включает пять линий наблюдения, чьи точки пересечения с пучком распределены вдоль диаметра плазмы между координатами -2.3 см и 16.7 см в центральной плоскости и между 0 см и 14.5 см в плоскости точки остановки. В центральной плоскости крайняя координата примерно соответствует радиусу мишенной плазмы, тогда как в плоскости точки остановки крайняя хорда наблюдения пересекает внешние участки орбит вращения инжектируемых ионов. Между разрядами диагностические окна закрываются от титанового напыления посредством заслонок (5) с пневматическим (в точке остановки) или электрическим приводом (в центре, 6 на рис. 4.2).

Излучение вдоль четырёх линий наблюдения (7 на рис. 4.2), проходя через вакуумное окно с двусторонним просветляющим покрытием, посредством плосковыпуклых линз (8) фокусируется на торцах световодов. Четыре световода объединяются в общий жгут, на выходном торце которого волокна организованы в линейный массив, примыкающий к 50 мкм входной щели спектрометра МДР-23U. Волокна

сгруппированы по каналам, и каждая группа освещает четверть матрицы ПЗС-детектора Arcee Alta U47+ на выходе спектрометра. Разрешение матрицы равно 1024×1024 пикселя, размер пикселя – 13 мкм. В пределах области матрицы, соответствующей каждому из каналов, осуществляется построчное сложение зарядов (биннинг 1×256), так что снимок включает четыре спектра излучения от соответствующих пространственных каналов. Детектор охлаждается до рабочей температуры -25°C с помощью термоэлектрического элемента и дополнительного водяного контура. Окно экспозиции формируется оптическим затвором (9) производства компании Displaytech, Inc., состоящим из пары скрещенных поляризаторов, пространство между которыми заполнено жидким кристаллом (FLC – Ferroelectric Liquid Crystal). Кроме того, наличие поляризатора позволяет явно интерпретировать вклады σ - и π -компонент в профиль интенсивности излучения пучка. Направление поляризации FLC-затвора лежит в плоскости пучка и линий наблюдения и перпендикулярно этим линиям. Время перехода затвора ≈ 50 мкс значительно меньше типичной длительности экспозиции 0.5 мс. Она, в свою очередь, достаточно мала по сравнению с периодом инжекции 5 мс, так что по серии измерений можно отследить эволюцию радиального профиля равновесного диамагнитного поля плазмы с некоторой дополнительной ошибкой из-за размывания спектра при изменении поля в течение экспозиции. С другой стороны, столь длительная экспозиция не позволяет исследовать относительно быстрые (~ 100 мкс) процессы перестройки магнитного поля плазмы из-за рассеяния быстрых ионов в результате кинетических неустойчивостей [13, 14].

Таблица 2. Параметры диагностического инжектора ДИНА-5М

Тип источника плазмы	Дуговой генератор
Расширительный объем	с мультипольной магнитной стенкой
Рабочий газ	D ₂ (или H ₂)
Тип ИОС	4-х электродная многоапертурная, с геометрической фокусировкой: сферические электроды R=2 м
Фокусное расстояние	1.8 м
Диаметр сеток ИОС	110 мм
Энергия пучка	до 50 кэВ
Вариация ускоряющего напряжения (RMS)	50 В
Длительность пучка	4.7 мс
Ток пучка в нейтралах	3-4 экв. А
Доля компоненты с полной энергией (D)	$\approx 80\%$
Диаметр перетяжки каустики пучка	35 мм
Угловая расходимость	7 мрад
Плотность тока пучка в фокусе	$\lesssim 400$ экв. мА/см ²

Пятая линия наблюдения (10 на рис. 4.2) обеспечивает измерения поля вблизи оси установки с периодом не менее 0.6 мс в течение разряда. После вакуумного окна свет

попадает на поляризационный светоделитель (11), пропускающий компоненту, поляризованную в плоскости пучка и линий наблюдения. Далее свет плоско-выпуклой линзой фокусируется на вход световода (12), волокна которого на выходе организованы в линейный массив. Только несколько волокон массива освещают край 25 мкм щели спектрометра SpectraPro HRS-500-MS (13), тем самым свет воспринимается лишь $\approx 1/10$ частью матрицы (50 строк) ПЗС-детектора (14) серии PyLoN производства компании Teledyne Princeton Instruments. Остальная часть матрицы служит буфером для хранения заряда, накопленного при предыдущих экспозициях. Перенос заряда обычно занимает 0.6 мс, но может быть сокращен до 0.4 мс (12 мкс или 7.95 мкс на строку), так что при типичных временах экспозиции 0.2 – 0.5 мс измерения осуществляются с периодом 0.6 – 1.1 мс. Временная развертка экспозиции камеры записывается на один из каналов АЦП МИР (16).

Таблица 3. Параметры оптической системы регистрации спектра диагностического пучка

Каналы	MSE1-4: Пространственное разрешение	MSED (Dynamic): Временное разрешение
Время экспозиции	0.5 ÷ 1 мс	0.25 ÷ 0.5 мс
Угол между скоростью пучка и линией наблюдения	в плоскости точки остановки: 45°	52°
	в центральной плоскости: 14.8° и 16° попарно	165.5°
Поляризатор	Жидкокристаллический поляризатор-затвор (Ferroelectric Liquid Crystal, FLC), коэффициент запираения $1:10^4$	Светоделитель-поляризатор THORLABS CCM1-PBS251, коэффициент экстинкции $\geq 1000:1$
Линза	Стекло K8, Плоско-выпуклая, R=54.71 мм, F=125 мм, $\varnothing 18$ мм	THORLABS LA1986-A N-BK7: Плоско-выпуклая, F=125 мм, $\varnothing 25.4$ мм
Световоды: кол-во волокон и их диаметр	26× $\varnothing 100$ мкм	19× $\varnothing 220$ мкм
Спектрометр	МДР-23U	SpectraPro HRS-500-MS
Схема	Эберта-Фасти	Эберта-Фасти
Фокусное расстояние	0.6 м	0.5 м
Дифракционная решетка	1800 штр./мм	1800 штр./мм
Ширина входной щели	50 мкм	25 ÷ 50 мкм
Относительное отверстие f/#	f/6	f/6.5

Обратная линейная дисперсия	0.70 нм/мм	0.79 нм/мм
Спектральное разрешение	0.0112 нм	0.0107 нм
Детектор	Apogee Alta U47+	PyLoN:PYL-2KBX eXcelon
Разрешение матрицы	1024×1024	2048×512
Размер пикселя	13 мкм	13.5 мкм
Биннинг	1×256	1×50
Цифровое разрешение	16 бит	16 бит
Квантовая эффективность (650 нм)	≈90%	≥95%
Рабочая температура	–25°C: термоэлектрическое и дополнительное водяное охлаждение	–120°C: охлаждение жидким азотом
Темновой ток	0.2 е ⁻ /пиксель/с (–20°C)	0.1 е ⁻ /пиксель/час (–120°C)
Системный шум (RMS)	9 е ⁻	3.5 е ⁻

Пространственное разрешение диагностики определяется размерами области пересечения пучка и телесного угла наблюдения. В плоскости точки остановки при наблюдении под 45° (и 52° в случае MSED) наилучшее разрешение $\Delta z \times \Delta r = 18 \times 21$ мм достигается около оси, а на периферии – 18×27 мм. В центральной плоскости углы наблюдения равны от 14.5° до 16° (см. рис. 4.2), пространственное разрешение хуже: $\approx 18 \times 70$ мм, и проекции соседних линий наблюдения на пучок перекрываются.

Тем не менее, наблюдение под малым углом к пучку [19] расширяет снизу диапазон доступных для измерения величин магнитного поля поскольку, во-первых, увеличивается вклад π -компонент в контур интенсивности $I(\lambda)$, что повышает точность аппроксимации спектра; во-вторых, увеличивается объем, откуда принимается излучение, и, следовательно, его интенсивность; в-третьих, уменьшается доплеровская ширина линии излучения пучка, из-за чего повышается спектральное разрешение. Последнее следует из выражения для эффективного уширения спектральной линии: $\delta\lambda = \sqrt{\delta\lambda_{app}^2 + \delta\lambda_{\parallel}^2 + \delta\lambda_{\perp}^2 + \delta\lambda_{opt}^2}$, где $\delta\lambda_{app}$ – аппаратное уширение спектрометра и $\delta\lambda_{\parallel} = \lambda_0 \cos\theta \frac{\delta E}{c\sqrt{2ME}}$ – уширение вследствие энергетического разброса частиц пучка, а основной вклад в $\delta\lambda$ вносят $\delta\lambda_{\perp} = \lambda_0 \frac{v}{c} \sin\theta \delta\theta_{\perp}$ и $\delta\lambda_{opt} = \lambda_0 \frac{v}{c} \sin\theta \delta\theta_{opt}$ – уширения вследствие углового разброса частиц в пучке и конечного телесного угла приёма излучения, соответственно. Линейная дисперсия спектрометра рассчитывается по известным линиям излучения водорода (656.28 нм – H α), неоновой лампы или углерода (657.805 нм, 658.288

нм – $СП$), если такие наблюдаются. Эффективная ширина спектральных линий $\delta\lambda$ определяется из спектра излучения пучка при его взаимодействии с плотной газовой мишенью (H_2 или D_2) в отсутствие внешнего магнитного поля. Мишень создается локально вблизи пучка и оси установки при вдвигании в камеру подающей трубки с импульсным клапаном (18 на рис. 4.1). Газовая мишень также используется при измерении вакуумного магнитного поля.

При измерении магнитного поля величиной ≥ 4 кГс для аппроксимации спектра пучка применима простейшая модель: $I(\lambda) = I_0 + C \cdot \sum_{j=-4}^4 a_j \exp \left[-\frac{(\lambda - \Delta\lambda_D - j \cdot \Delta\lambda_{St})^2}{\delta\lambda^2} \right]$, где $\Delta\lambda_D$ – доплеровский сдвиг линий излучения пучка и a_j — относительная интенсивность компонент мультиплета (рис. 4.1 а) с учетом их поляризации и заданной геометрии приема излучения. Смещение I_0 , масштабный коэффициент C , величина штарковского расщепления $\Delta\lambda_{St} \sim |B_z|$ и доплеровский сдвиг $\Delta\lambda_D$ являются свободными параметрами аппроксимации. Доплеровский сдвиг может быть зафиксирован исходя из калибровочных измерений (так же, как и $\delta\lambda$), что упрощает сходимость процедуры подбора и может увеличить его точность. Для корректного расчета малых полей (≤ 4 кГс) следует использовать модель спектра (например, модель из [26]), в которой динамический эффект Штарка рассматривается совместно с эффектом Зеемана и поправками из-за тонкого расщепления атомных уровней.

5. Диагностики быстрых атомов

Анализатор нейтралов перезарядки

Анализатор атомов перезарядки с радиальным разрешением является развитием диагностики, описанной в [27]. Он предназначен для регистрации потоков атомов с заданной энергией вдоль нескольких хорд наблюдения. Быстрые ионы плазмы, перезаряжаясь на остаточном газе либо на активной атомарной мишени, покидают плазму поперек магнитного поля и могут быть использованы для изучения функции их распределения по энергии. Для этой цели атомы перезарядки должны быть снова ионизованы на обдирочной мишени, и поток образовавшихся ионов направлен в электростатический анализатор, разделяющий ионы по энергиям.

Общая схема анализатора представлена на рисунке 5.1. Основные элементы диагностики помещены внутрь магнитного экрана и включают в себя объём обдирочной мишени, 45-градусный электростатический анализатор и набор полупроводниковых детекторов.

Диагностика расположена в области остановки быстрых ионов, где их скорости направлены преимущественно поперёк магнитного поля, на расстоянии около 1 м от оси установки. В этой области магнитное поле быстро спадает, однако в объёме мишени его значение остаётся высоким – около 500 Гс. Для уменьшения влияния магнитного поля на заряженные частицы камера анализатора окружена двухслойным магнитным экраном. Внешний экран предназначен для «перехватывания» основного магнитного потока и представляет собой короб из магнитной стали толщиной 2 см и размерами 59 см (длина) $\times$ 42 см (ширина) $\times$ 39 см (высота). Установка внешнего экрана искажает поле ГДЛ, однако величина искажений остаётся небольшой и по оценкам не превышает 0.2% в области удержания плазмы. Внутренний экран выполнен из листов железа с высокой магнитной проницаемостью и покрывает стенку камеры анализатора слоем толщиной 2 мм, уменьшая поле до величин порядка нескольких Гс, что является приемлемым. Наибольшее влияние остаточное магнитное поле оказывает на ионы с низкой энергией: протоны с характерной энергией 1 кэВ отклоняются углом не более 0.5°, что практически не изменяет их траекторию.

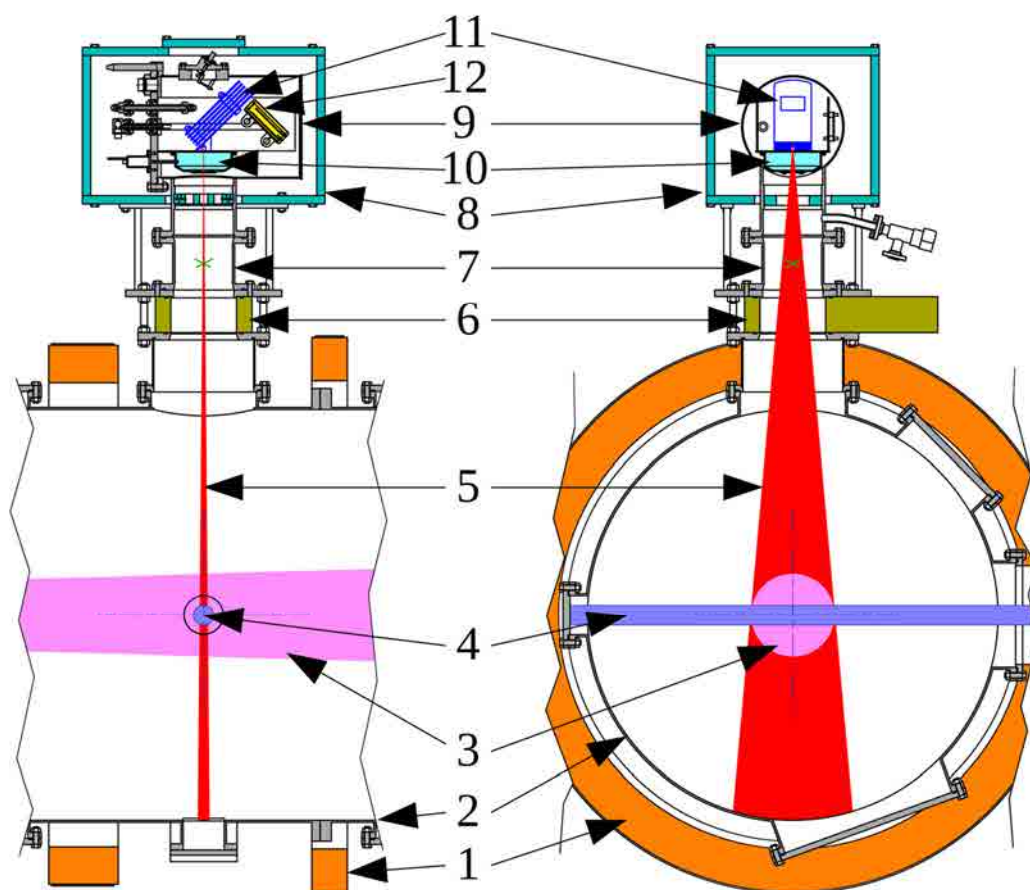


Рисунок 5.1. Схема анализатора атомов перезарядки с радиальным разрешением на установке ГДЛ – продольное (слева) и поперечное (справа) сечения: 1 – магнитная катушка, 2 – вакуумная камера установки ГДЛ, 3 – плазма, 4 – пучок ДИНА-5М (активная мишень), 5 – область наблюдения, ограниченная коллиматором, 6 – вакуумный затвор, 7 – поворотный узел (крестами отмечено положение осей вращения), 8 – внешний магнитный экран, 9 – камера анализатора и внутренний магнитный экран, 10 – объем обдирочной мишени, 11 – 45-градусный анализатор, 12 – блок детекторов и усилителей. Для упрощения восприятия на правой стороне рисунка убраны все элементы, находящиеся перед и за заземлённой пластиной 45-градусного анализатора.

45-градусный анализатор предназначен для разделения частиц по энергиям [28] и представляет собой плоский конденсатор высотой 42 мм и длиной около 180 мм, наклонённый под углом 45° к линии наблюдения. Одна из обкладок конденсатора заземлена, на вторую подаётся отклоняющее напряжение до 15 кВ. Ионы входят через отверстие в заземлённой обкладке конденсатора, двигаются с постоянным ускорением в области однородного поля и, не достигнув отклоняющую обкладку, возвращаются обратно на заземлённую. Траектория ионов имеет вид параболы, а расстояние между точками её пересечения с поверхностью заземлённой обкладки пропорционально отношению энергии иона к отклоняющему потенциалу. Таким образом, размещая детекторы на разном расстоянии от точки входа, выбирается энергия регистрируемых частиц. Коллимационная система диагностики состоит из точечного (диаметром 2 мм) отверстия в заземлённой обкладке 45-градусного анализатора и щелевого отверстия на входе в объем обдирочной мишени, формируя одномерное изображение, как в камере-обскуре. Щель располагается перпендикулярно оси установки ГДЛ, в результате формируется изображение вдоль диаметра плазмы. В качестве детекторов используется линейка фотодиодов AXUV16ELG, имеющая 16 отдельных элементов, тонкий «мертвый слой» и позволяющая регистрировать поток ионов с энергией выше нескольких кэВ. Для уменьшения наводок усилители с

коэффициентом преобразования 105 В/А располагаются внутри вакуумной камеры сразу за детекторами. Они регистрируют ионы с энергией $1.6 \cdot e \cdot U$, где U – напряжение на отклоняющей пластине, e – элементарный заряд. Энергетическое разрешение диагностики близко к 8%. Пространственное разрешение отдельного канала составляет около 4 см вдоль оси установки и 1.3 см в радиальном направлении, в результате полный размер наблюдаемой области для 16 каналов составляет около 20 см и покрывает весь диаметр плазмы в этой части установки.

В качестве активной мишени используется пучок протонов с энергией около 40 кэВ диагностического инжектора ДИНА-5М. Использование активной мишени позволяет выделить сигнал из центральных областей плазмы, для этого проводится две серии экспериментов: с включенным и с выключенным диагностическим пучком (рисунок 5.2). Разница этих сигналов позволяет выделить сигнал от ионов плазмы, перезаряжающихся на пучке диагностического инжектора (рисунок 5.3).

Для регистрации сигналов используется 32-х каналный АЦП1250 с частотой дискретизации 1 МГц и разрядностью 12 бит.

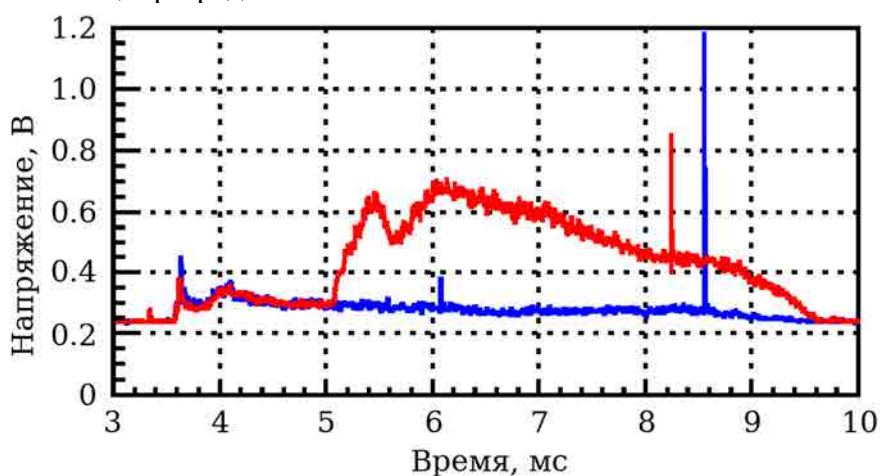


Рисунок 5.2. Пример временной эволюции сигнала одного из каналов диагностики: синяя линия – без активной мишени, красная – с активной мишенью.

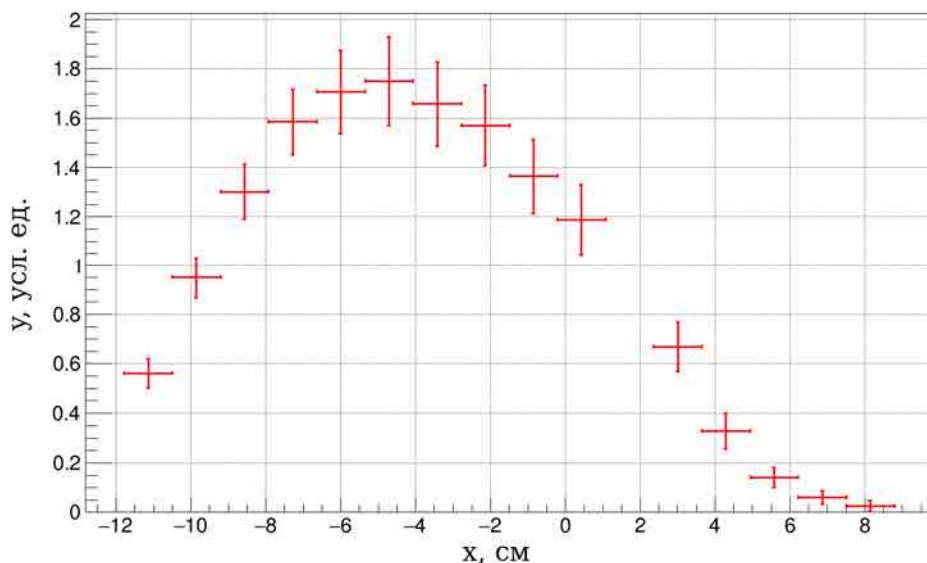


Рисунок 5.3. Профиль сигнала от активной мишени на интервале 6–7 мс: x – координата вдоль диаметра плазмы, y – поток атомов, перезарядившихся на активной мишени. Горизонтальные пределы погрешностей показывают размер наблюдаемой области для канала, вертикальные – дисперсию сигнала.

Камера-обскура

Быстрые атомы возникают в плазме ГДЛ в результате элементарных процессов (резонансная перезарядка, рекомбинация и других), не удерживаются магнитным полем, покидают ловушку поперек магнитного поля. Такие атомы несут информацию о функции распределения быстрых ионов. В условиях ГДЛ такие атомы имеют энергию 1-25 кэВ.

Таким образом быстрые частицы покидают плазму ГДЛ и несут информацию о накоплении и удержании быстрых частиц (в том числе потере частиц, связанной с развитием магнитогидродинамических неустойчивостей). В результате развития кинетических неустойчивостей может происходить перестроение функции распределения быстрых частиц, а значит, могут меняться потоки быстрых нейтральных атомов.

Для регистрации атомов используется шестнадцатиэлементная матрица диодов AXUV16ELG, которые обладают тонким мертвым слоем (~ 10 нм), чувствительны к атомам водорода (и дейтерия) с энергией от 1 кэВ и оптическому излучению. Это позволяет широко применять их в плазменном эксперименте в качестве быстрых болометров для измерения радиационных потерь, а также в анализаторах атомов, покидающих плазму.

Диагностика на установке ГДЛ построена по схеме однокоординатной камеры-обскуры (рис. 5.4) и обеспечивает наблюдение плазмы вблизи центральной плоскости ГДЛ под углом 45 градусов к магнитной оси установки. Входное отверстие камеры имеет диаметр около 0.3 мм и расположено на расстоянии 139 см от оси плазмы. Вдоль оси ГДЛ область наблюдения составляет 7 см. Пространственное разрешение поперек плазменного столба составляет 3.1 см. В диагностике применяются трансимпедансные усилители с коэффициентом усиления $2 \cdot 10^5$ В/А и полосой 100 кГц. Для регистрации сигналов камеры-обскуры используется 96-канальный АЦП МИР. Для данной задачи выбрана частота дискретизации 1.25 МГц и соответствующая ей разрядность 9 бит.

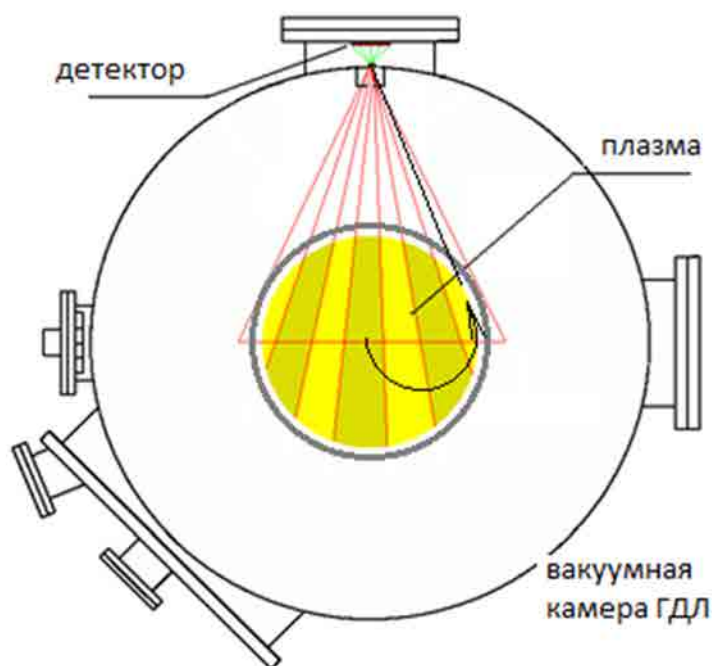


Рисунок 5.4. Схема диагностики камера-обскуры для наблюдения быстрых атомов.

Наличие сильно анизотропной функции распределения быстрых частиц, которая формируется в ГДЛ в результате мощной инжекции пучков нейтральных атомов с угловым разбросом $\sim 5^\circ$, приводит к наличию выделенных направлений, в которых поток теряющихся нейтральных атомов наиболее яркий. Таким направлением является 45 градусов из центральной плоскости ловушки. В этом направлении выгодно наблюдать быстрые атомы, а вклад излучения (изотропного) в измеряемый сигнал минимален.

Другой особенностью области наблюдения вблизи центра ГДЛ является наличие искусственной мишени, то есть популяции нейтральных атомов, на которых идет резонансная перезарядка быстрых ионов. Источником атомов являются сами нейтральные пучки нагревных инжекторов, а значит, параметры искусственной мишени значительно не меняются в течение стационарной стадии работы инжекторов.

Еще одной особенностью схемы эксперимента является то, что ларморовский радиус быстрого иона сравним с радиусом плазмы. Существует популяция быстрых ионов, которые захватываются в плазме вблизи периферии, часть времени они проводят в залимитерной области. При потере таких частиц в результате перезарядки на остаточном газе они сохраняют направление своего движения (рис. 4.4), что приводит к асимметрии регистрируемого потока таких частиц с одной и с другой стороны от плазмы камерой-обскуры. Поперечное распределение быстрых атомов, покидающих ГДЛ, приведено на рисунке 5.5. Максимум распределения смещен к периферии, соответствующей направлению вращения ионов в магнитном поле ловушки. На рисунке 5.5 приведено также поперечное распределение излучения плазмы, измеренное этой же камерой. Для исключения вклада частиц в измерения входное окно камеры закрыто фильтром из фторида лития толщиной 3 мм, прозрачного для оптического излучения в широком спектральном диапазоне и не пропускающего атомы, возникающие в плазме. Отметим, что сигналы при измерении с фильтром на 4 порядка меньше, чем сигналы с открытым входным отверстием камеры. Этот факт, а также несимметричность поперечного распределения являются свидетельствами того, что вклад в измерения камеры-обскуры вносят быстрые частицы, а излучение из плазмы минимально.

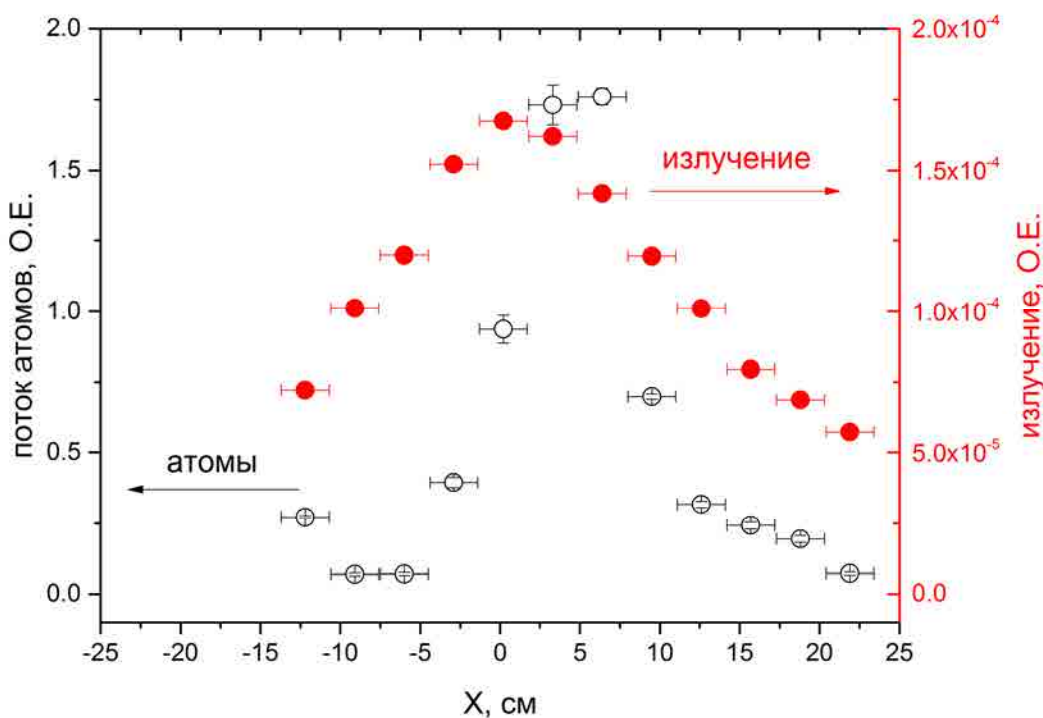


Рисунок 5.5. Поперечное распределение, зарегистрированное камерой-обскурой в эксперименте на ГДЛ. Приведены данные по регистрации быстрых атомов, покидающих плазму ГДЛ, и оптического излучения (входная апертура закрыта LiF фильтром).

На рисунке 5.6 приведен пример сигнала с канала камеры, который регистрирует нейтралы с хорды, проходящей через центр плазмы. Камера позволяет наблюдать накопление быстрых частиц (в приведенном выстреле от 3.5 мс до 4.2 мс). В момент 5.2 мс развивается неустойчивость, которая приводит к рассеянию быстрых частиц и уменьшению сигнала камеры. После выключения нагревных инжекторов в 8.2 мс исчезает искусственная мишень и сигнал с камеры падает. Подробное описание диагностики приведено в [29].

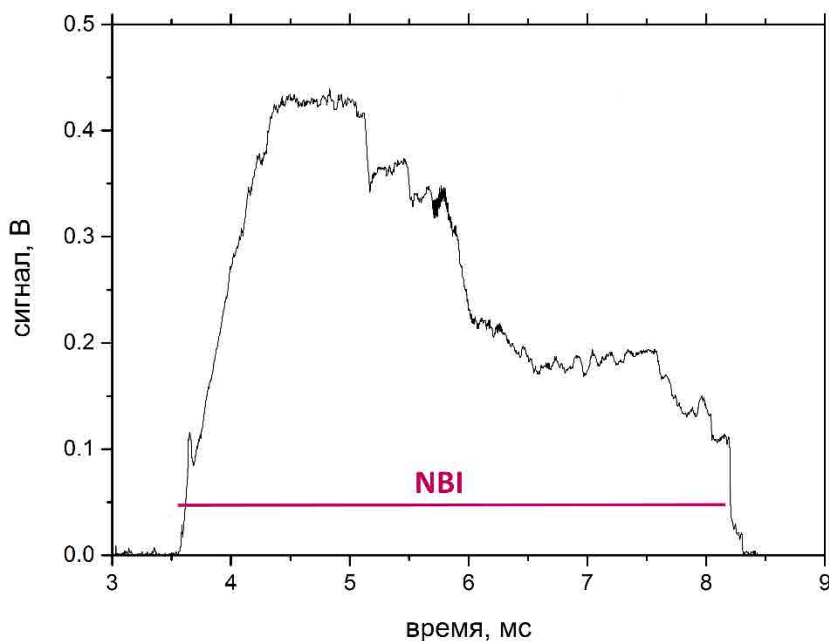


Рисунок 5.6. Сигнал с центрального канала камеры-обскуры.

6. Томсоновское рассеяние

Для измерения температуры и плотности электронной компоненты плазмы на установке ГДЛ используется диагностическая система на основе томсоновского рассеяния [30]. Источником излучения служат два Nd:YAG лазера с длиной волны 1064 нм: Spectra Physics Quanta Ray Pro 250, который за время эксперимента выдаёт один импульс длительностью 10 нс с энергией 1.5 Дж, и Beamtch SGR 30-PBLS, обеспечивающий 10 импульсов с энергией по 3 Дж. Последний в стандартном режиме работы производит импульсы с периодом 250 мкс, но данный период может быть изменён для проведения измерений в интересующих временных точках эксперимента. Лазеры запускаются независимо друг от друга, обеспечивая одиннадцать временных точек измерения электронных температуры и плотности. Пути лучей совмещаются с помощью электрооптической ячейки Погкельса, конвертирующей поляризацию лазера Quanta Ray в необходимую для работы в данной конфигурации.

Оптическая схема диагностической системы приведена на рисунке 6.1. Излучение посредством зеркал с диэлектрическим покрытием подводится к вакуумной камере и фокусируется на оси камеры в центральной плоскости установки в пятно размером $\delta \approx 0.7$ мм линзой с $f = 100$ см через окно под углом Брюстера. Прошедшее через плазму излучение пересекает настроечный узел с дополнительным подвижным 45° алюминиевым зеркалом. Выдвижное зеркало позволяет осуществлять точную проводку луча через камеру благодаря свету диодного лазера с длиной волны 635 нм мощностью 25 мВт, предварительно совмещённого с Nd:YAG лазером. После прохождения узла излучение лазера поглощается в ловушке из молибдена.

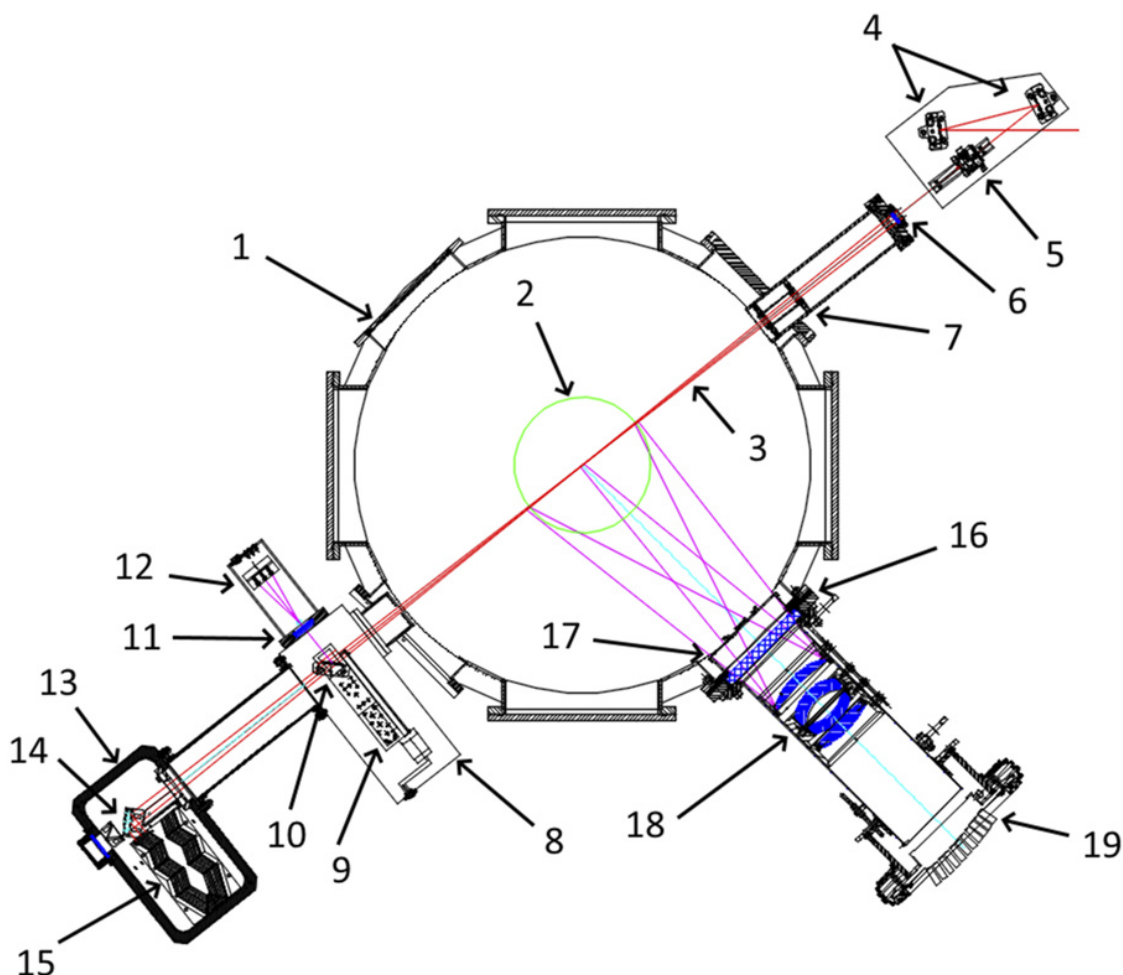


Рисунок 6.1. Оптическая схема томсоновского рассеяния на ГДЛ: 1 – поперечное сечение центральной плоскости вакуумной камеры ГДЛ, 2 – плазма ($r = 15,5$ см), 3 – лазерный луч, сфокусированный на оси камеры, 4 – плоские диэлектрические зеркала, 5 – линза $f = 100$ см, 6 – вакуумное окно, 7 – набор входных диафрагм, 8 – корпус настроечного узла, 9 – высоковакуумный механизм линейного перемещения с шаговым двигателем, 10 – 45° зеркало для настройки по красному лучу, 11 – вакуумное окно вывода и плоско-вогнутая линза, 12 – 5 фотодиодов FDS100, расположенных крестообразно, 13 – корпус поглотителя, 14 – 45° диэлектрическое зеркало с длиной волны 1064 нм, 15 – лабиринт поглощения луча из молибденовых листов толщиной 0.2 мм, 16 – диагностический порт собирающей оптики с вакуумным окном, 17 – защитный затвор, 18 – шестиэлементный ахроматический объектив, 19 – коллекторы волоконно-оптического узла.

Рассеянный свет шестиэлементным ахроматическим объективом со световым диаметром 160 мм ($f/3.1$) передаётся на коллекторы волоконно-оптического узла с уменьшением $M \sim 0.6$. Конструкция позволяет собирать рассеянное излучение по 11 линиям наблюдения со всего диаметра плазмы. В настоящее время используется 6 линий наблюдения, соответствующих разным расстояниям в диапазоне от 0 до 15.6 см по радиусу плазмы. Пространственное разрешение линий наблюдения составляет $10 \text{ мм} \times 1 \text{ мм}$. С каждой линии излучение транспортируется 10-метровым световодом на отдельный светосильный спектрометр $f/2.4$ ($NA \approx 0.21$) в диагностическом шкафу с кондиционером для обеспечения заданной температуры [31, 32].

Внутри спектрометров излучение интерференционными фильтрами раскладывается на 6 спектральных каналов, как показано на рисунке 6.2, и асферической линзой фокусируется на лавинный фотодиод HAMAMATSU S11519-15 (рабочий диаметр 1.5 мм) с высокой квантовой эффективностью 0.4 на 1000 нм.

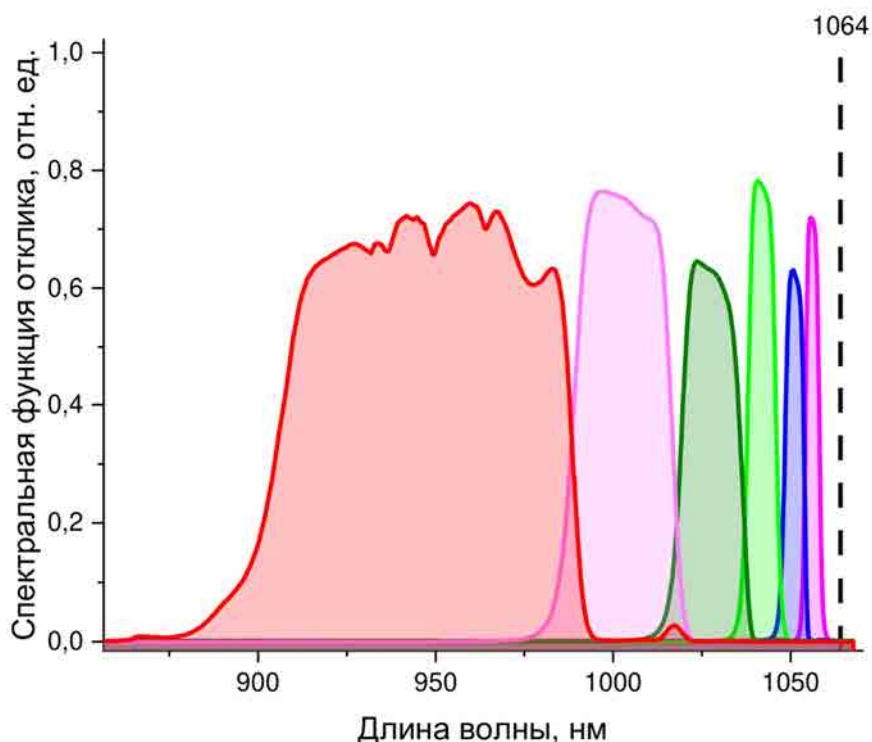


Рисунок 6.2. Спектральная характеристика спектрометров, используемых в системе томсоновского рассеяния.

Каждый спектрометр оснащён АЦП, построенным по принципу Domino Ring Sampler (DRS) с восемью каналами регистрации данных, два из которых могут использоваться для различных справочных или служебных сигналов. Один канал регистрации использует двухэтапный подход с «быстрой» выборкой сигнала на частоте 5 ГГц в матрице коммутируемых конденсаторов и последующим «медленным» считыванием и оцифровкой на частоте 100 МГц (эта идея известна как «принцип растягивания времени»).

Ядро цифровой обработки данных состоит из процессора ARM с операционной системой Linux и высокопроизводительной программируемой логической интегральной схемой (ПЛИС, FPGA) Altera Cyclone-V, содержащей реконфигурируемые алгоритмы обработки. Полный цикл выборки сигналов, считывания, оцифровки и передачи по каналу Ethernet 1 Гбит/с может быть осуществлён с частотой до 40 кГц. Спектрометры также оснащены дополнительными медленными АЦП, которые могут быть использованы для получения точных спектральных характеристик (т.е. калибровки каналов спектрометров) при использовании калиброванного источника излучения и дополнительного сканирующего монохроматора.

Данные спектральных каналов регистрируются в виде осциллограмм, временные интегралы которых пропорциональны полному числу падающих фотонов в диапазоне, пропускаемом фильтром. Расчёт температуры электронов производится стандартным методом максимального правдоподобия (МП) с использованием приближения Шеффилда [33]. Чтобы сократить время вычисления, первое приближение выполняется с помощью поиска в базе данных, где хранятся синтетические сигналы томсоновского рассеяния (ТР) с шагом 10 эВ; следующее точное решение использует итеративную численную процедуру МП вблизи найденной исходной оценки.

Для измерения электронной плотности проводится калибровка методом комбинационного рассеяния света. Для конструкции используемого спектрометра удобно наблюдать переходы антистоксова вращательного комбинационного рассеяния света (КР) для газа N_2 , попадающие в первые два спектральных канала. Уравнения и численные данные для определения интенсивностей линий КР-рассеяния взяты из [34].

Калибровочный коэффициент для измерений плотности определяется через соотношение сигналов ТР и КР рассеяния N_2 при температуре 24°C и давлении 7.4 мбар с учётом сечений и энергии лазерного импульса (рис. 6.3).

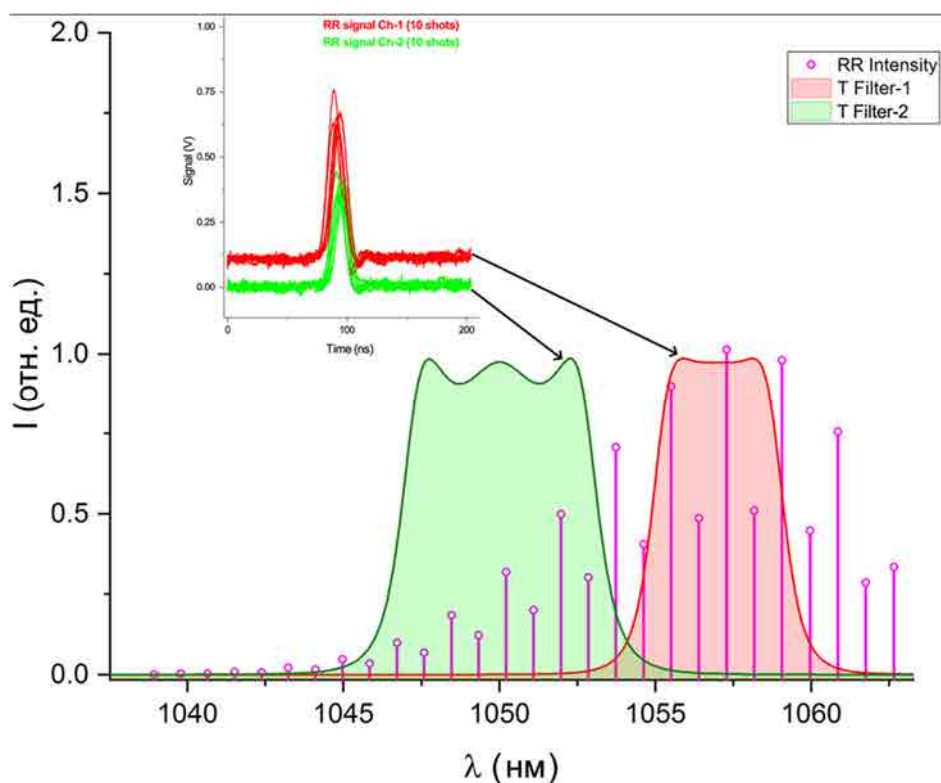


Рисунок 6.3. Относительные интенсивности антистоксовых RR-переходов для N_2 и кривые полосы пропускания для спектральных каналов 1 и 2. Вставка: накопленные сигналы КР за 10 снимков в каналах 1 и 2.

Диагностика позволяет измерить T_e до 3 кэВ с точностью 2 – 3 %, а достигаемая точность измерения плотности электронов плазмы томсоновской диагностикой составляет 5%. Примеры измерений, полученных с помощью системы томсоновского рассеяния в одном из разрядов, приведены на рисунке 6.4.

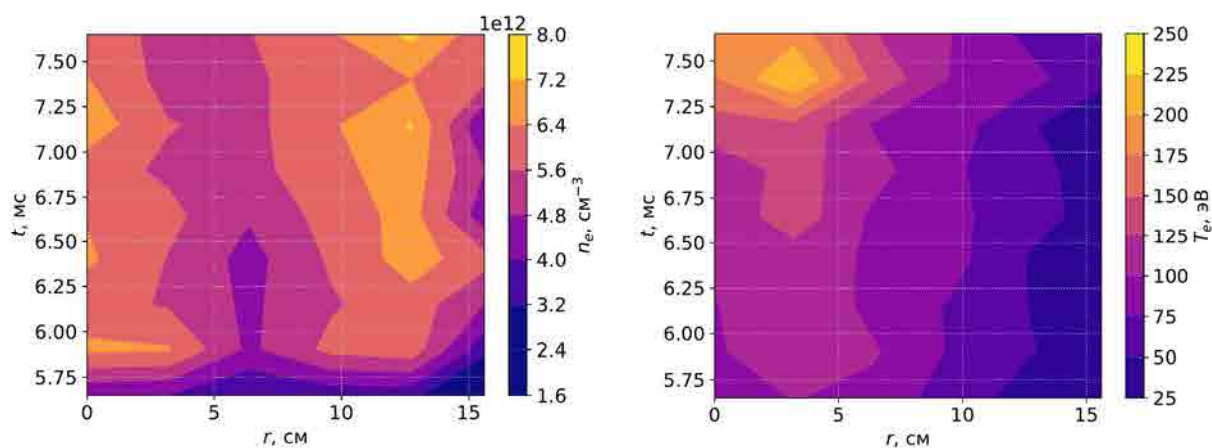
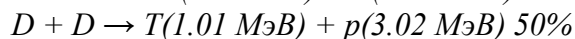
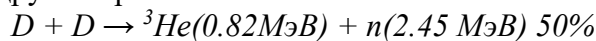


Рисунок 6.4. Пространственно-временные распределения электронной плотности (слева) и температуры (справа), измеренные в рабочем импульсе ГДЛ при помощи системы томсоновского рассеяния.

7. Диагностики продуктов DD реакций

Реакция синтеза дейтерия имеет две равновероятные ветви, в одной из которых рождаются нейтроны, а в другой протоны:



В диагностических целях могут использоваться как нейтроны, так и заряженные частицы, а выбор реализации диагностики зависит от условий конкретного эксперимента. В условиях ГДЛ, где поперечный размер плазмы составляет 30 см, а магнитное поле до 0.7 Тл в области, где происходит движение быстрых частиц, термоядерные протоны не удерживаются в плазме магнитным полем установки, вылетают за ее пределы и могут быть зарегистрированы.

Регистрация заряженных продуктов дает такие преимущества, как возможность измерения абсолютного значения потоков соответствующих продуктов без дополнительных калибровок (при работе детектора в режиме счета отдельных частиц). Помимо этого, заряженные продукты легко могут быть коллимированы для получения необходимого пространственного разрешения. Поэтому на ГДЛ, помимо регистрации 2.45 МэВ нейтронов, развивается регистрация 3.02 МэВ протонов.

Задачи, которые ставятся перед диагностикой продуктов термоядерной реакции на ГДЛ:

- Регистрация абсолютных значений интенсивности термоядерной реакции во всех экспериментальных кампаниях и режимах работы установки (выход реакции до $5 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$);
- Регистрация временной эволюции абсолютных значений выхода термоядерной реакции с временным разрешением 20 мкс;
- Наблюдение эволюции пространственных распределений с временным разрешением 100-200 мкс.

Для решения этих диагностических задач используется многоканальная диагностика, состоящая из детекторов интенсивности термоядерной реакции на основе сцинтилляторов и ФЭУ и дискретных детекторов термоядерных протонов, предназначенных для измерения абсолютных значений потока продуктов термоядерной реакции и изучения их пространственных распределений [35].

Сцинтилляционные детекторы нейтронов и гамма квантов состоят из пластикового сцинтиллятора СПМ-5 (диаметр 25 мм, длина 100 мм) и ФЭУ Hamamatsu H2611. Время высвечивания сцинтиллятора составляет 5 нс. Установка ГДЛ оборудована парой детекторов, расположенных за пределами вакуумной камеры вблизи экваториальной плоскости установки и на расстоянии 1.2 м от экваториальной плоскости установки. Детекторы работают в потоковом режиме, коллимация не применяется.

Детекторы 3.02 МэВ протонов на основе диодов

Диагностика состоит из набора дискретных регистрирующих модулей, расположенных внутри вакуумной камеры ГДЛ с переменным шагом вдоль установки. В качестве чувствительных элементов применяются диоды с тонким мертвым слоем (<100 нм) и большой площадью чувствительной поверхности ($0.5\text{--}4\text{ см}^2$). Диоды закрыты алюминиевой фольгой толщиной 10-20 мкм для защиты от излучения и нейтральных атомов, покидающих плазму. Таким образом детекторы регистрируют протоны с энергией 3.02 МэВ. Регистрация ведется в режиме счета отдельных частиц, что позволяет без дополнительных калибровок проводить измерения потока продуктов термоядерной реакции.

В детекторном модуле используется специально разработанный широкополосный малошумящий предусилитель. Для уменьшения наводок предусилитель располагается как можно ближе к диоду. Применяется питание на основе аккумуляторов.

Регистрация ведется в осциллографическом режиме с помощью АЦП12500 с разрядностью 12 бит и частотой дискретизации 500 МГц.

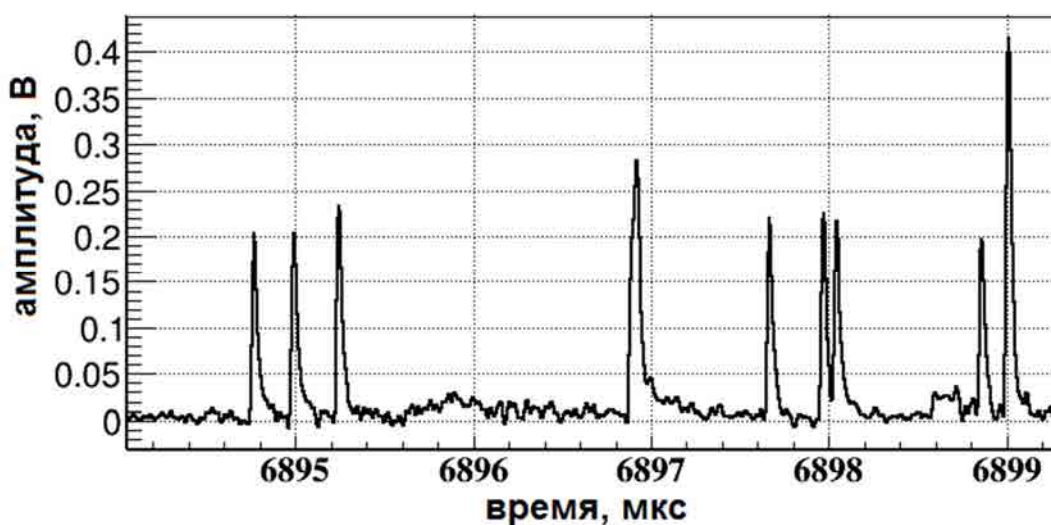


Рисунок 7.1. Осциллограмма сигнала детектора 3.02 МэВ протонов, полученная в эксперименте на ГДЛ.

Пример осциллограммы приведен на рисунке 7.1. Длительность импульса от отдельного протона составляет ~ 40 нс. Дополнительно на рисунке 7.2 приведено энергетическое разрешение детектора, которое составляет 300 кэВ. Такое разрешение позволяет отделять электрические помехи и возможные искажения сигнала, связанные с регистрацией гамма квантов от полезного сигнала. При этом следует отметить, что диагностика практически нечувствительна к нейтронному и гамма фону в условиях ГДЛ.

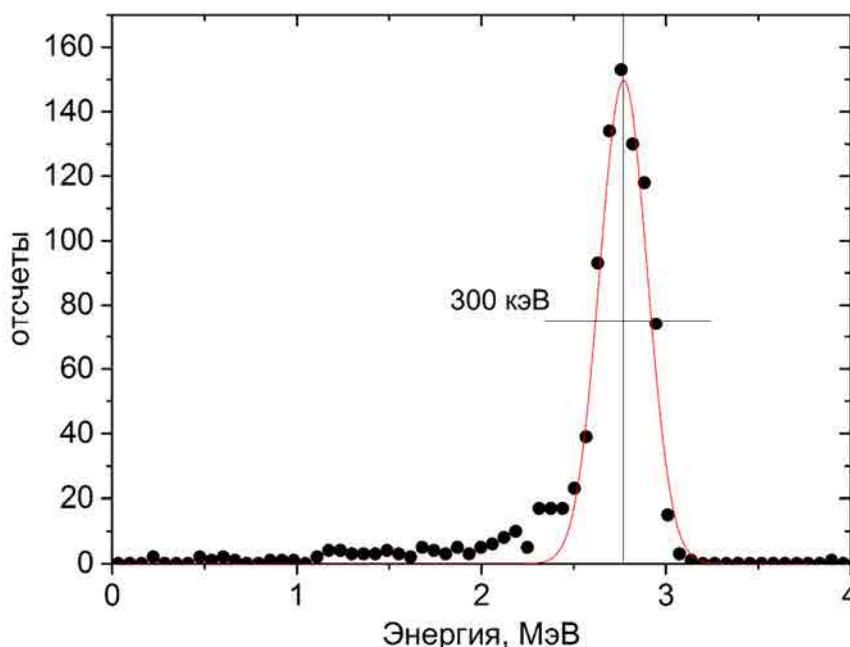


Рисунок 7.2. Спектр 3.02 МэВ протонов, зарегистрированный в эксперименте на ГДЛ. Энергетическое разрешение детектора составляет 300 кэВ.

На рисунке 7.3 приведена зависимость выхода термоядерной реакции на ГДЛ от времени, измеренная протонным детектором. Для получения приведенного графика проводился пересчет количества зарегистрированных пиков за выбранный временной интервал. Приведенный на графике разброс определяется статистикой. Для данного

рабочего импульса разброс не превышает 10 % (в максимуме) для времени суммирования 100 мкс, что соответствует временному разрешению протонного канала диагностики. Дополнительно на графике приведен и сигнал сцинтилляционного детектора, который был нормирован на данные протонного детектора, получено хорошее соответствие. Временное разрешение сцинтилляционного детектора составляет 20 мкс.

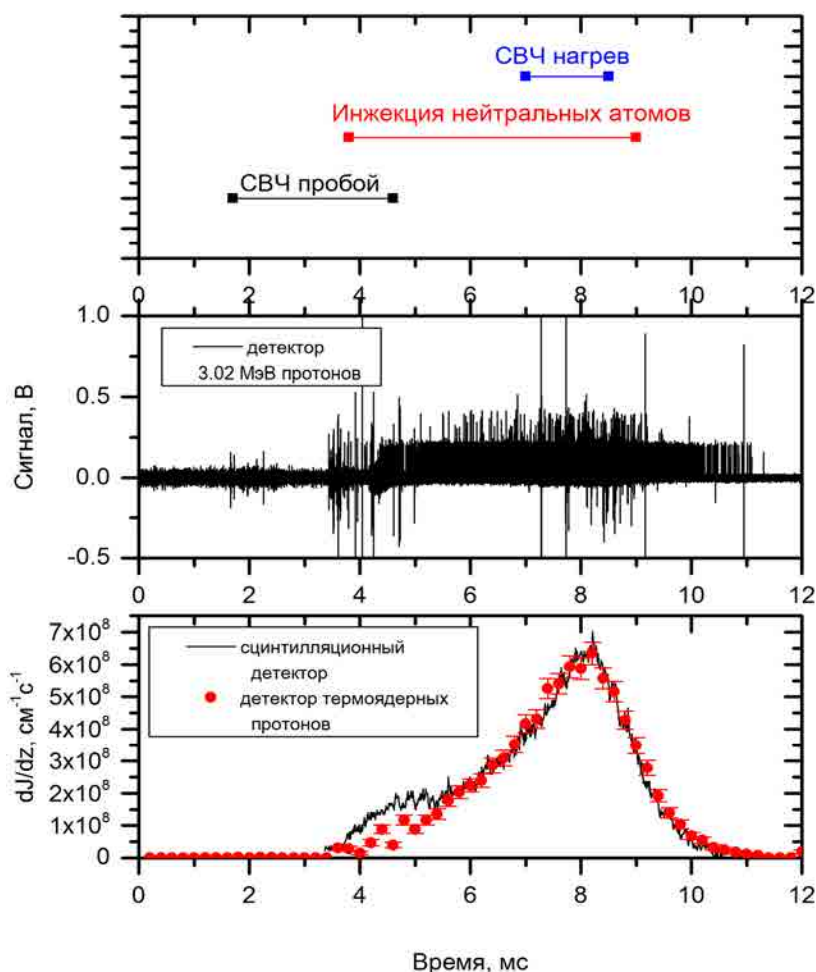


Рисунок 7.3. Временная диаграмма систем создания и нагрева плазмы (верхний график). Сигнал детектора 3.02 МэВ протонов (средний график). Выход термоядерной реакции, измеренный протонным детектором и сцинтилляционным детектором (нижний график).

Данные о продольном распределении выхода термоядерной реакции приведены на рисунке 7.4. График получен с помощью четырех дискретных детекторов, расставленных вдоль установки с переменным шагом. Для получения пространственного разрешения (несколько десятков сантиметров) применялись пластинчатые коллиматоры из нержавеющей стали, ориентированные поперек установки. Дополнительно продольное распределение моделировалось кодом DOL [12]. В приведенном импульсе профиль не меняется в течение всего эксперимента. Отметим, что в экспериментах, где наблюдается развитие микронеустойчивостей, приведенный профиль может изменяться, что было зарегистрировано настоящей диагностикой.

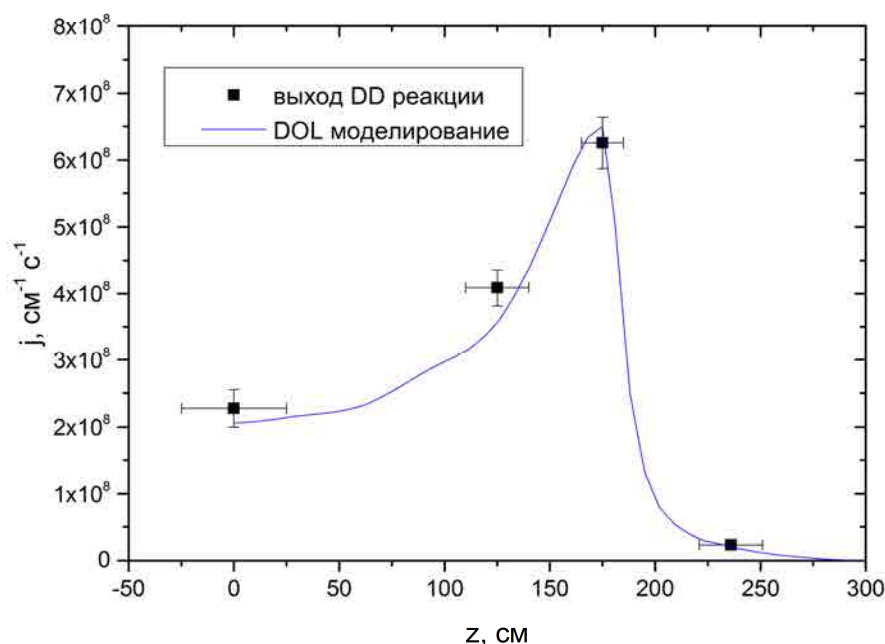


Рисунок 7.4. Продольное распределение выхода 3.02 МэВ протонов.

Спектрометр нейтронов и гамма квантов

Спектрометр нейтронов и гамма квантов на основе монокристаллического стильбенового сцинтиллятора, ФЭУ и ПЛИС установлен вблизи экваториальной плоскости ГДЛ на расстоянии 2 м от оси плазмы и используется для измерения интенсивности реакции синтеза в ГДЛ временного хода потока 2.45 МэВ нейтронов, измерения спектра таких нейтронов, определения вклада рентгеновского излучения и гамма квантов в сигналы других детекторов жесткого излучения на ГДЛ.

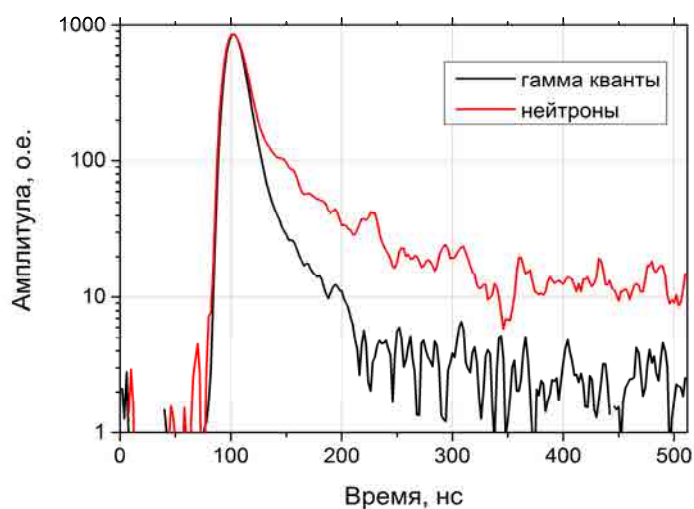


Рисунок 7.5. Форма световых вспышек в стильбеновом сцинтилляторе при регистрации смешанного нейтронного и гамма излучения.

В стильбене (и некоторых других сцинтилляторах) форма световой вспышки различается для нейтронов, гамма квантов (рис. 7.5) и альфа частиц. Существует большое количество алгоритмов разделения нейтронов и гамма квантов. В приборе, который применяется на ГДЛ, реализован частотно-градиентный анализ. Спектрометр в режиме

реального времени определяет вид зарегистрированной частицы и время, в которое эта частица была зарегистрирована.

Спектрометр имеет встроенный АЦП с разрядностью 12 бит и частотой дискретизации 500 МГц.

На рисунке 7.6 приведен один из экспериментов, в котором мишенная плазма создавалась электронным пучком и нагревалась с помощью пучков нейтральных атомов [36]. В таких экспериментах на сцинтилляционных детекторах наблюдается рентгеновское излучение (график (д) от 2.5 мс до 5 мс). Скорость счета в нейтронном и гамма канале (и общая скорость счета) стильбенового спектрометра приведена на рисунке 6.6 (г). Время набора статистики здесь составляет 1 мс. Показано, что скорость счета в гамма канале до 5 мс превышает скорость счета в нейтронном канале. Далее, после 7 мс, соотношение скоростей счета составляет 2 к 1, что соответствует разрядам ГДЛ без дополнительного нагрева СВЧ излучением и перегретых электронов.

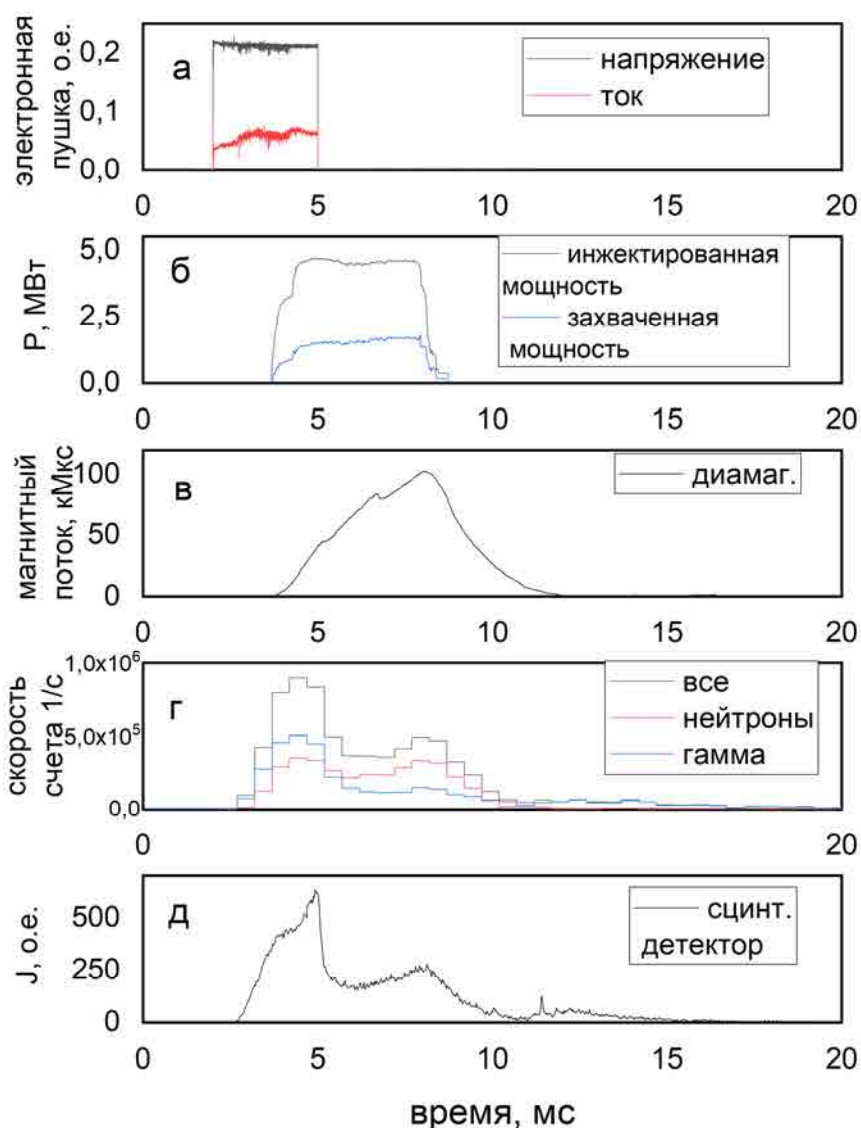


Рисунок 7.6. Временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы, сигналов с нейтронных диагностик. (а) – ток и напряжение электронной пушки, которая генерирует предварительную плазму; (б) – инжектированная и захваченная мощность нейтральных атомов; (в) – сигнал с диамагнитной петли; (г) – скорость счета спектрометра нейтронов и гамма квантов; (д) – сигнал детектора нейтронов и рентгеновских квантов, работающего в токовом режиме.

Таким образом, диагностика продуктов термоядерной DD реакции на ГДЛ позволяет измерять абсолютные значения интенсивности реакции с временным разрешением до 20 мс, а также эволюцию распределения интенсивности термоядерной реакции вдоль установки с временным разрешением 100 мс. В экспериментах, в которых происходит генерация перегретых электронов (при дополнительном СВЧ нагреве или инжекции электронного пучка), удастся отделять вклад жесткого рентгеновского излучения в сигналы сцинтилляционных детекторов с помощью стильбенового спектрометра.

8. Дисперсионный интерферометр

Динамика плотности плазмы в ГДЛ измеряется с помощью дисперсионного интерферометра [37], главным отличием которого от традиционных интерферометрических схем является разделение излучения источника не в пространстве, а по частоте и, соответственно, измерение разницы оптических свойств среды на разных частотах. Оптическая схема дисперсионного интерферометра представлена на рисунке 8.1.

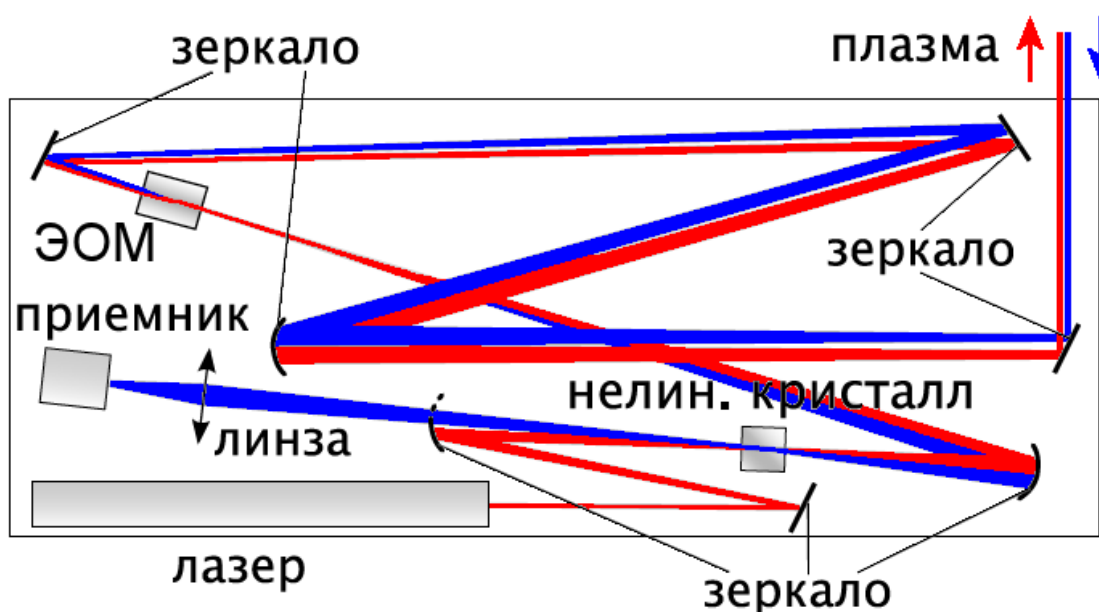


Рисунок 8.1. Оптическая схема дисперсионного интерферометра.

Источником излучения служит непрерывный CO_2 лазер, работающий на длине волны 9.6 мкм. Излучение лазера с помощью удвоителя частоты на основе нелинейного кристалла частично преобразуется во вторую гармонику. Процесс удвоения организован так, что после прохождения удвоителя излучения первой и второй гармоник идут по одному пути. Далее излучение проходит через электрооптический модулятор (ЭОМ). Он работает на основе эффекта Поккельса, когда изначально изотропный диэлектрик под воздействием внешнего электрического поля приобретает свойства анизотропной среды. Модулятор представляет собой конденсатор, между обкладками которого проходит излучение, а на обкладки подается модулирующее напряжение. Так как поляризации первой и второй гармоник излучения ортогональны, отличается и набег фазы гармоник при прохождении модулятора. Разница фаз пропорциональна приложенному напряжению. После этого излучение с помощью специальной фокусирующей системы направляется в плазму, которую оно пересекает вблизи центрального сечения под углом 45° к оси. Далее излучение отражается назад с помощью уголкового отражателя. При этом центр пучка смещен относительно центра уголка, что дает смещение отраженного пучка относительно падающего. Отраженный пучок возвращается обратно по тому же пути, но с небольшим смещением. Он проходит плазму, электрооптический модулятор и удвоитель частоты. В

последнем излучение на первой гармонике снова частично преобразуется во вторую гармонику. Далее уже по одному пути идёт три пучка: первая гармоника от лазера, вторая гармоника, рождённая при первом прохождении удвоителя, и вторая гармоника, получающаяся при втором прохождении излучением удвоителя. Затем с помощью специального зеркала пучок, отражённый от уголкового отражателя, отделяется от пучка, идущего от лазера. Далее с помощью фильтра отделяется излучение на второй гармонике и с помощью детектора регистрируется результат интерференции пучков, рождённых при первом и втором прохождении через удвоитель частоты. Так как интерферирующие пучки проходили через плазму на разной частоте, то разница их набегов фазы будет пропорциональна дисперсии плазмы. А так как эти пучки идут по одному пути, а дисперсия воздуха очень мала, то такая схема интерферометра слабо чувствительна к механическим вибрациям. Зарегистрированный интерференционный сигнал зависит от интеграла плотности плазмы вдоль хорды наблюдения – линейной плотности. Также этот сигнал промодулирован с помощью электрооптического модулятора, на который подаётся синусоидальное напряжение. Это позволяет однозначно восстановить линейную плотность плазмы из интерференционного сигнала, для чего используется специальный модуль обработки (рис. 8.2) [38], который сначала оцифровывает модулирующий сигнал и сигнал с детектора и далее с помощью быстрого преобразования Фурье последний раскладывается на гармоники частоты модуляции.

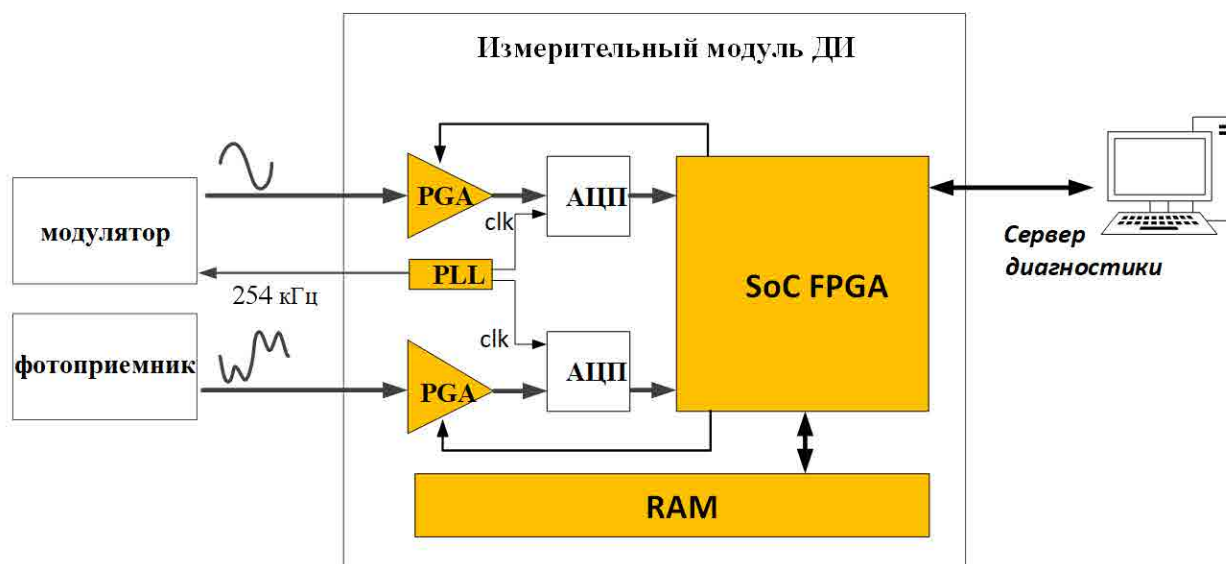


Рисунок 8.2. Блок-схема измерительной системы дисперсионного интерферометра (PGA – усилитель с программируемым коэффициентом усиления; PLL – модуль автоподстройки частоты; RAM – оперативная память; SoC FPGA – программируемая логическая матрица).

При этом получается, что гармоники одной чётности пропорциональны синусу набегу фазы в плазме, а гармоники другой чётности пропорциональны косинусу набегу фазы. Это позволяет легко восстановить фазу, а после умножения на нормировочный коэффициент, зависящий только от геометрии, получить линейную плотность плазмы. Все эти действия выполняются с помощью FPGA в режиме реального времени с задержкой не более двух периодов модуляции. Это позволяет на два порядка снизить объём данных и в перспективе использовать сигнал интерферометра в схемах обратных связей на установке ГДЛ. На рисунке 8.3 представлены примеры измеренной с помощью дисперсионного интерферометра линейной плотности плазмы в разных режимах работы установки.

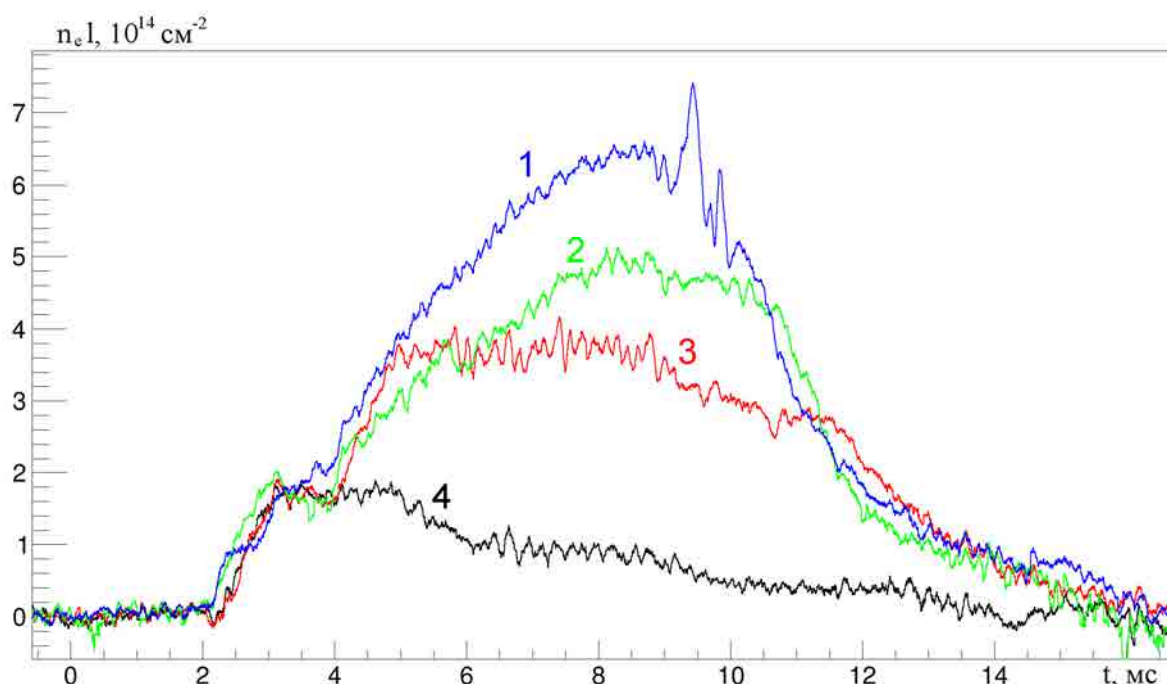


Рисунок 8.3. Линейная плотность плазмы в ГДЛ (1 – стандартный выстрел; 2 – выстрел со сниженной мощностью нейтральной инжекции; 3 – выстрел без МГД-стабилизации плазмы; 4 – выстрел без атомарной инжекции).

9. СВЧ диагностика

Измерение радиационной температуры электронов

Плазма в ГДЛ удерживается в магнитном поле, а электроны плазмы, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля, вращаются вокруг направления этого поля с циклотронной частотой. Такое движение является ускоренным, поэтому электроны излучают электромагнитную волну – циклотронное излучение. Однако это излучение может быть легко поглощено другим электроном, движущимся в этом же магнитном поле. В равновесной плазме вопрос её излучения на циклотронных частотах эквивалентен вопросу прозрачности плазмы на этих частотах. В непрозрачной плазме излучение заперто внутри и излучает только граница, на которой плазма становится прозрачной для излучения, при этом мощность этого излучения равна мощности излучения чёрного тела, которая пропорциональна температуре плазмы и не зависит от плотности. Напротив, мощность излучения прозрачной плазмы пропорциональна как её температуре, так и её плотности. Излучение происходит на частотах кратных частоте вращения электрона в магнитном поле. Из-за движения электрона вдоль магнитного поля частота излучения сдвинута в следствии эффекта Доплера:

$$\omega = n\omega_B + k_{\parallel}V_{\parallel},$$

n – номер гармоники, ω_B – циклотронная частота, $k_{\parallel}$, $V_{\parallel}$ – проекции волнового вектора излучения и скорости электрона на направление магнитного поля. Измерение мощности излучения в узком диапазоне частот обеспечивает локальность измерения параметров плазмы.

На ГДЛ используется два радиометра – приёмника СВЧ излучения на частотах 75 и 55 ГГц. Первый из них регистрирует излучение на второй гармонике циклотронной частоты, выходящее из плазмы на необыкновенной волне под углом 89° к оси ГДЛ, с помощью рупорной антенны, размещённой на специальной сильфонной подвижке, которая позволяет смещать рупор вдоль оси установки в диапазоне 0 – 12 см, а также менять угол наклона рупора в диапазоне $\pm 5^\circ$ в двух плоскостях. Рупор с помощью прямоугольного волновода соединён с радиометром, принципиальная схема которого представлена на рисунке 9.1.

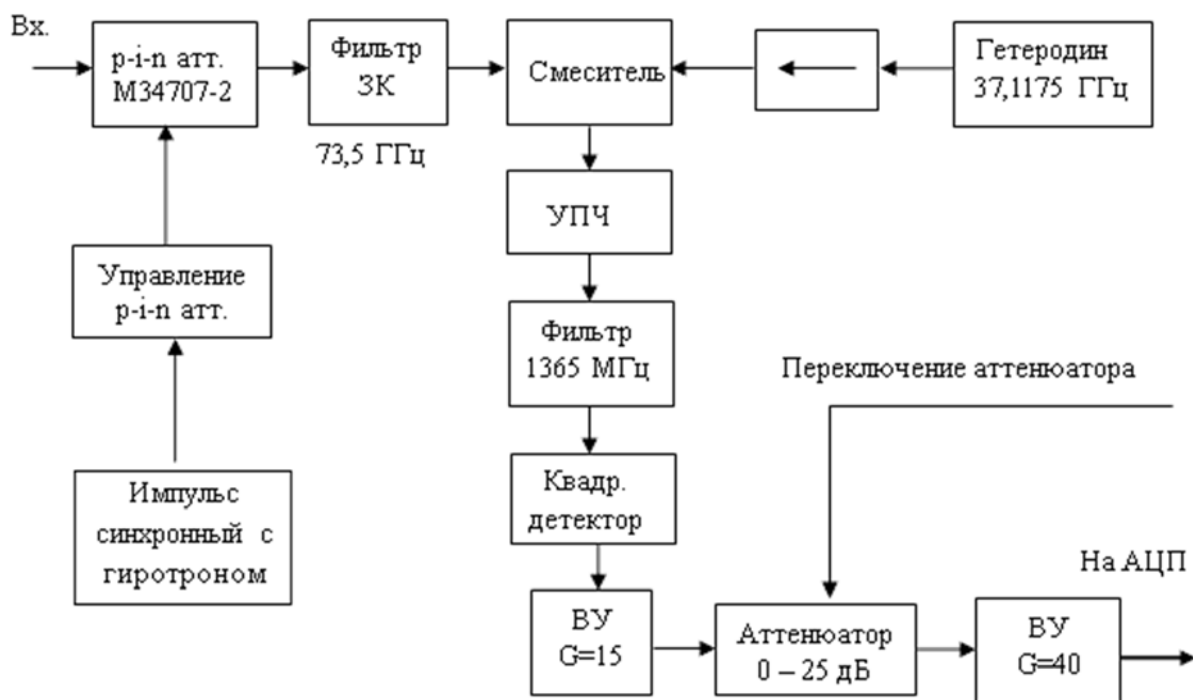


Рисунок 9.1. Блок-схема радиометра (ЗК – зеркальный канал; УПЧ – усилитель промежуточной частоты; ВУ – видеоусилитель).

На входе радиометра установлена система защиты чувствительных элементов от рассеянного излучения гиротронов, которое по оценкам может достигать уровня нескольких десятков ватт на входе радиометра. Первый элемент этой системы – p-i-n аттенюатор, который по внешнему сигналу во время работы гиротрона вносит в тракт ослабление 30 дБ. Второй элемент системы защиты – это фильтр высоких частот в виде заградительного волновода, который даёт ослабление 50 дБ на частоте работы гиротронов 54.5 ГГц. Также этот фильтр подавляет на 10 дБ зеркальный канал супергетеродинного приёмника, которым является радиометр. Далее сигнал с помощью субгармонического смесителя смешивается с мощным сигналом гетеродина и переносится в область более низких промежуточных частот. Гетеродин – генератор на диоде Ганна. Частота генерации стабилизируется резонатором и равна 37.1175 ГГц. Сигнал промежуточной частоты поступает в тракт усилителей промежуточной частоты, обеспечивающих полное усиление около 60 дБ. Частотная характеристика тракта промежуточной частоты формируется фильтром на полосковых резонаторах. Она представляет собой «трапецию», центрированную к частоте 1365 МГц с полосой 85.5 МГц. Это даёт диапазон рабочих частот радиометра 75.6 ± 0.086 ГГц. Усиленный сигнал поступает на квадратичный детектор и выходное напряжение, пропорциональное мощности сигнала, поступает на двухкаскадный видеоусилитель, выполненный на микросхемах ОР-27, что обеспечивает полосу $\Delta F \approx 35$ кГц. Между каскадами включен электронный аттенюатор 0 – 25 дБ, управляемый из блока питания. С выхода видеоусилителя сигнал поступает на АЦП ADC1210i (гальванически изолированное АЦП с частотой дискретизации 10 МГц и разрядностью 12 бит). Шумовая температура радиометра 0.4 эВ, а минимально обнаружимая температура 10^{-2} эВ.

Система калибруется с помощью модели чёрного тела с известной температурой, которое подносится к приёмной части рупора. В качестве такового используется хорошо поглощающий СВЧ материал. Обычно производятся два измерения: при комнатной температуре и при температуре кипения жидкого азота, чтобы определить чувствительность приёмника с учётом его собственного шума. Также калибровка возможна с помощью специального генератора белого шума с известной температурой на основе полупроводникового диода.

На рисунке 9.2 приведены типичные сигналы, полученные при помощи радиометра в различных режимах работы установки: в стандартном режиме без СВЧ-нагрева (черная кривая) и в режиме с дополнительным СВЧ-нагревом мощностью 300 кВт. Также с помощью радиометра можно диагностировать наличие в плазме популяции надтепловых электронов, возникающих при некоторых режимах работы системы ЭЦР нагрева.

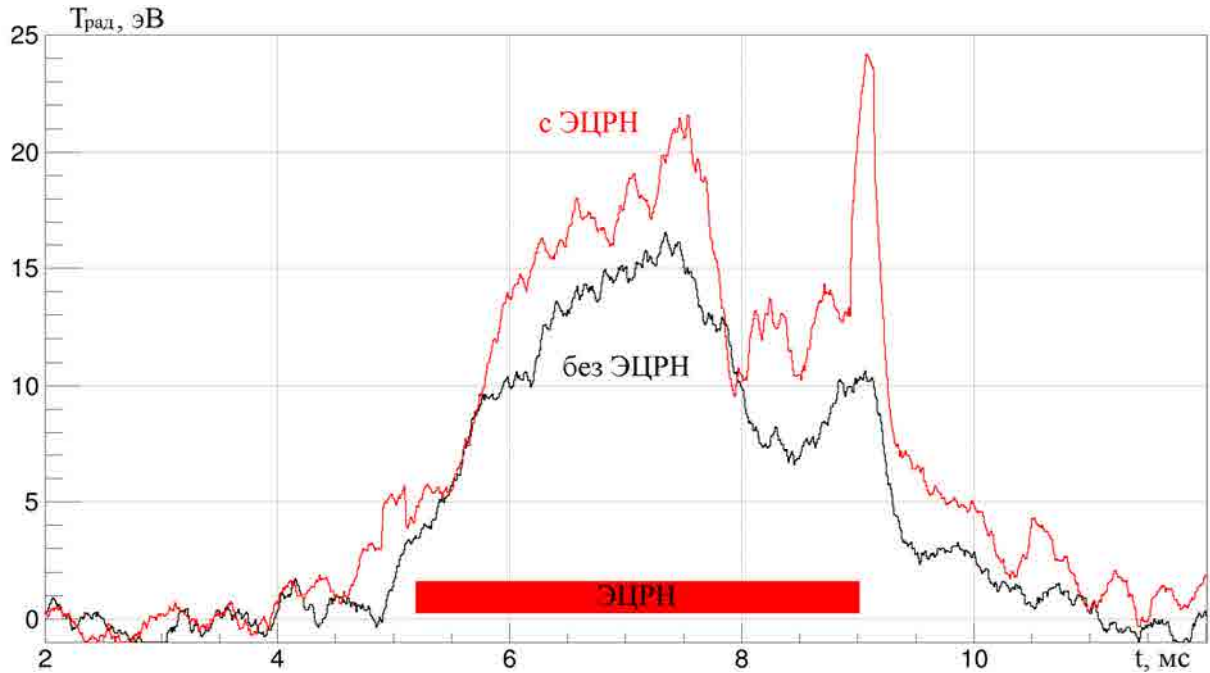


Рисунок 9.2. Радиационная температура плазмы в выстреле с дополнительным ЭЦР-нагревом мощностью 300 кВт и без него.

Второй радиометр [39] устроен аналогично первому (рис. 9.1), но с использованием другой частоты отсечки фильтра подавления зеркального канала, дающей подавление порядка 35 – 40 дБ на частоте гиротрона 54.5 ГГц, промежуточной частоты 1.63 ± 0.05 ГГц и гетеродина, частота генерации которого перестраивается в диапазоне 53.2 – 54.7 ГГц изменением внешнего напряжения. Это даёт возможность принимать излучение с частотой от 54.8 до 56.3 ГГц в полосе 100 МГц. Шумовая температура радиометра 0.2 эВ, а минимально обнаруживаемая температура $3 \cdot 10^{-3}$ эВ. Сигнал с радиометра регистрируется с помощью АЦП ГИР (гальванически изолированное АЦП частотой 1 МГц и разрядностью 16 бит).

Калибровка этого радиометра производится по той же схеме, что и радиометра на 75 ГГц с помощью чёрного тела, охлаждённого до температуры жидкого азота, или генератора шума, эта процедура выполняется отдельно для каждой частоты гетеродина.

Этот радиометр используется для настройки системы ЭЦР нагрева, для чего он подключается вместо гиротрона к волноводу системы ЭЦРН, по которому мощное излучение от гиротрона передаётся в плазму. Температура чёрного тела T_{rad} , которой соответствует мощность излучения, принимаемая радиометром, равна средней температуре области, в которой поглощается излучение (при усреднении используется весовая функция, зависящая от коэффициента поглощения):

$$T_{rad} = \int_0^{\infty} \alpha(l) T_e(l) e^{-\int_0^l \alpha(s) ds} dl,$$

где $\alpha(l)$ – коэффициент поглощения, $T_e(l)$ – электронная температура. Другими словами, чем ближе T_{rad} (мощность, регистрируемая радиометром) к электронной температуре на оси плазмы (максимальная температура), тем лучше и ближе к оси будет поглощаться излучение гиротрона.

Коллективное томсоновское рассеяние

Электромагнитное излучение при распространении в плазме рассеивается на флуктуациях плотности электронов. Эти флуктуации могут быть вызваны тепловым движением электронов, а также ионов в следствии образования вокруг них электронного слоя из-за дебаевской экранировки заряда иона. Если длина волны флуктуаций много меньше дебаевского радиуса, то рассеяние на отдельных электронах происходит независимо и интенсивности каждого рассеяния складываются. В противном случае, когда длина волны флуктуаций сравнима или больше радиуса Дебая, то начинают играть роль коллективные эффекты, связанные с движением ионов. По спектру рассеянного излучения можно определить функцию распределения ионов [40]. На рисунке 9.3 представлен модельный спектр рассеянного излучения для диагностики коллективного томсоновского рассеяния (CTS) на ГДЛ [41].

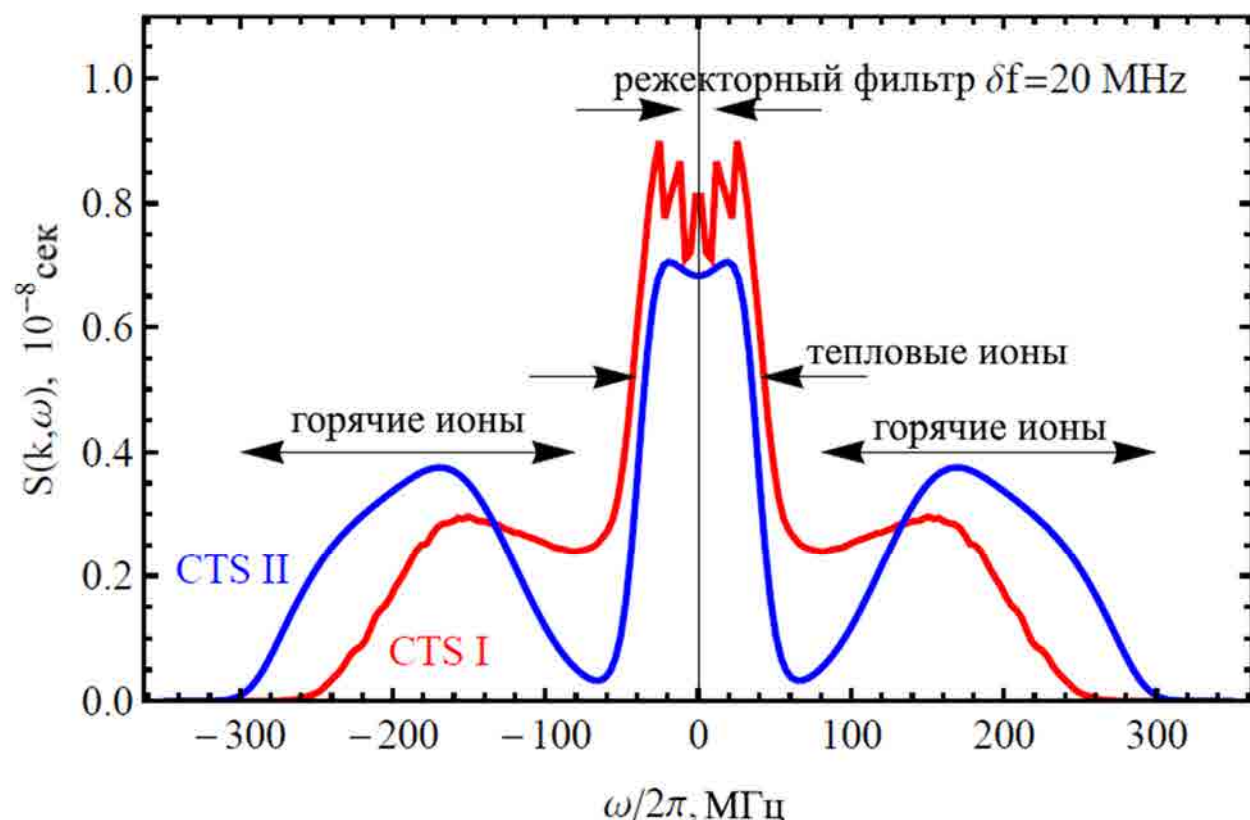


Рисунок 9.3. Модельный спектр коллективного томсоновского рассеяния на ГДЛ.

В качестве источника излучения на ГДЛ используется гиротрон «Буран-А» мощностью 400 кВт, работающий на частоте 54.5 ГГц. Излучение вводится в плазму под углом 45° к оси в центральной плоскости ГДЛ. Рассеянное излучение принимается через два ракурса (рис. 9.4).

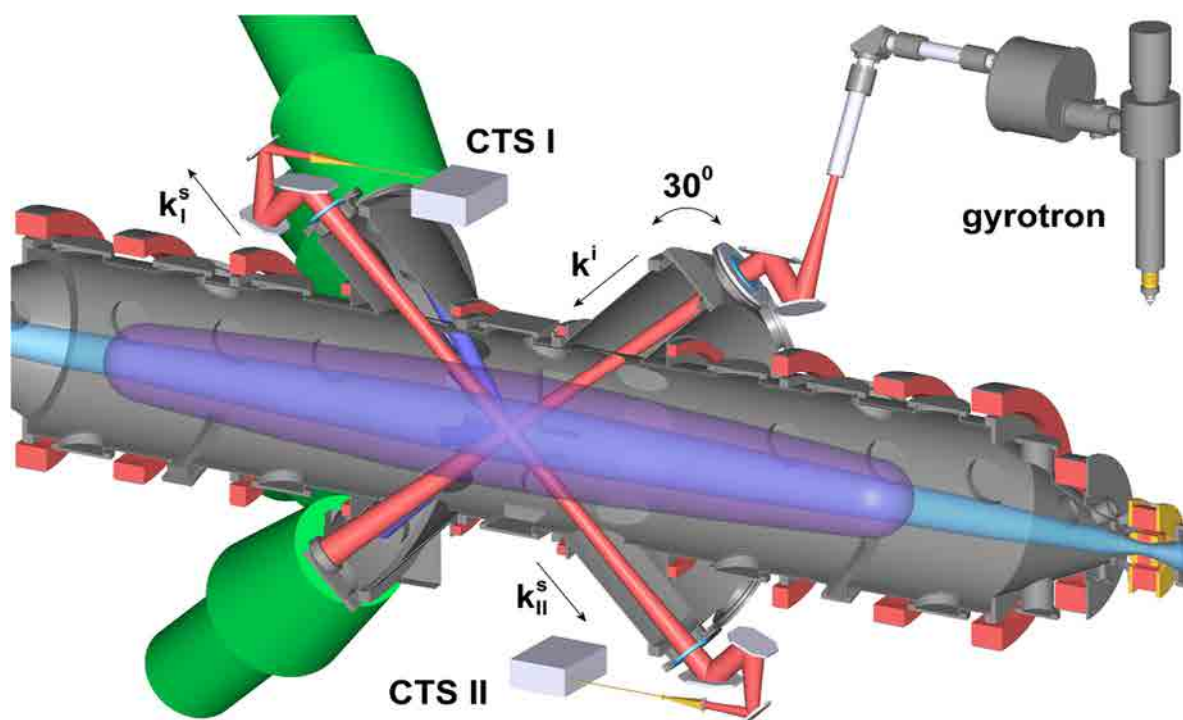


Рисунок 9.4. Расположение диагностики коллективного томсоновского рассеяния на ГДЛ.

Два ракурса позволяют восстановить две проекции скорости ионов и, соответственно, получить полную функцию распределения ионов. С помощью системы фокусирующих зеркал и рупорных антенн рассеянное излучение принимается и транспортируется по волноводам к приёмникам (рис. 9.5) [42].

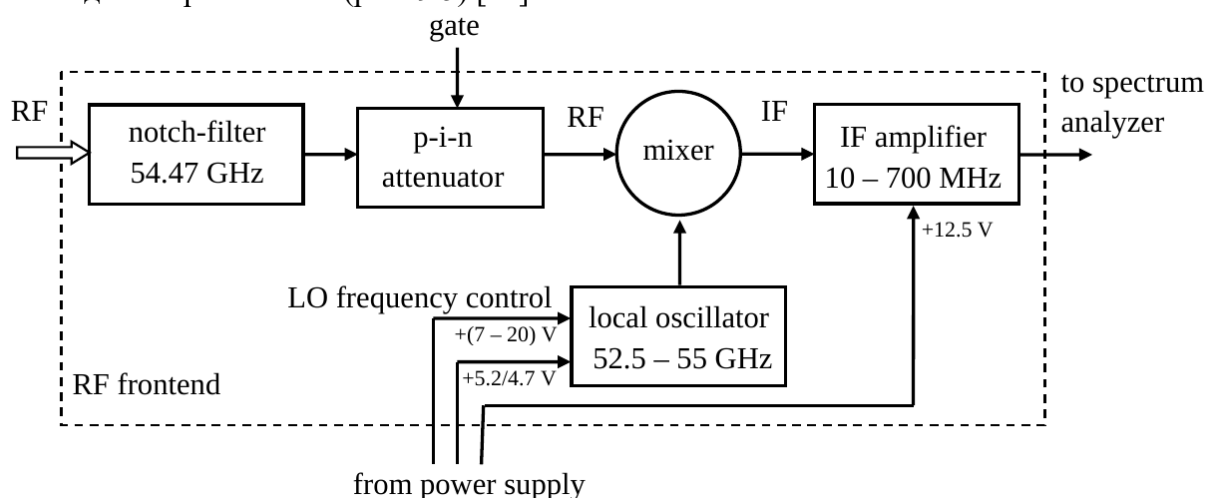


Рисунок 9.5. Блок-схема приёмника излучения для диагностики коллективного томсоновского рассеяния.

Мощность принимаемого рассеянного излучения на 14 порядков меньше мощности гиротрона. поэтому для защиты приёмников применяется многоступенчатая система подавления излучения гиротрона в измерительном тракте. На входе каждого приёмника установлен широкополосный аттенюатор. Затем излучение проходит через режекторный фильтр, настроенный на частоту гиротрона с глубиной подавления -40 дБ. Далее установлен р-і-п аттенюатор, который специальным сигналом открывается только на время измерения, предохраняя приёмник во время переходных процессов в гиротроне при его включении/отключении. Оставшаяся часть излучения гиротрона, прошедшая в измерительный тракт, уже не представляет угрозы для приёмника. Далее в смесителе рассеянное излучение смешивается с сигналом гетеродина на основе диода Ганна. Частота

гетеродина стабилизирована с помощью системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). В качестве эталонного генератора используется АКИП-3209, что позволяет менять частоту гетеродина и, соответственно, работать в гомодинном или гетеродинном режиме. Сигнал на разностной частоте с помощью фильтра низких частот выделяется и затем усиливается. При этом в приёмниках отсутствует фильтр для подавления зеркального канала, поэтому сигнал на разностной частоте представляет собой сумму прямого и зеркального каналов. Далее сигнал регистрируется осциллографом. Используя быстрое преобразование Фурье, вычисляется спектр сигнала [43]. Частота гиротрона и геометрия рассеяния определяют длину волны флуктуаций, рассеяние на которых даёт вклад в сигнал. Флуктуации, связанные с тепловым движением электронов и тёплых ионов мишенной плазмы, имеют малую частоту, сравнимую с нестабильностью частоты гиротрона. Поэтому сигнал от них находится в полосе подавления режекторных фильтров приёмников. Напротив, флуктуации, связанные с движением горячих ионов с энергией 1-25 кэВ, лежат в удобной для измерения приёмниками области частот 100-300 МГц (рис. 9.3). Поэтому система диагностики коллективного томсоновского рассеяния на ГДЛ прежде всего предназначена для измерения функции распределения горячих ионов (левая часть рис. 9.6). При этом система регистрирует рассеяние на флуктуациях, связанных с кинетическими неустойчивостями плазмы, если их длина волны и частота попадает в принимаемый диапазон (правая часть рис. 9.6). Неустойчивости легко отделить от спектра горячих ионов, так как они дают сигналы в виде ярких вспышек, ограниченных по времени и частоте. При этом частота этих вспышек редко превышает 100 МГц [41, 44, 45].

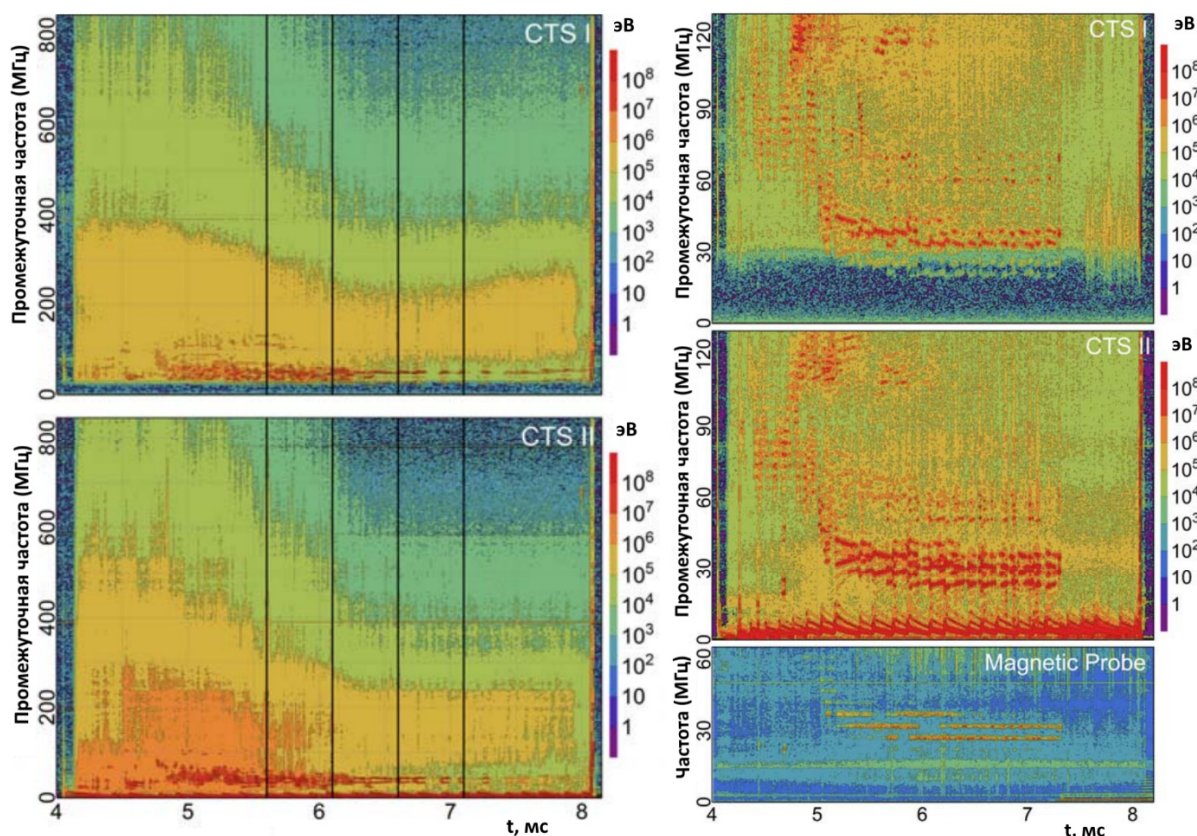


Рисунок 9.6. Примеры CTS спектров, обусловленных функцией распределения горячих ионов (слева) и развитием кинетической неустойчивости (справа), дополнительно справа внизу приведен спектр сигнала с магнитного зонда.

Диагностика мощности рассеянного СВЧ излучения

При работе систем ЭЦР-нагрева и коллективного томсоновского рассеяния в вакуумную камеру ГДЛ инжектируется СВЧ излучение на частоте 54.5 ГГц мощностью ~ 1 МВт. Далеко не всё инжектированное для ЭЦР-нагрева излучение поглощается при проходе через плазму, а для системы коллективного рассеяния поглощение излучения вовсе не предусматривается. Поэтому большая часть излучения в результате переотражений от стенок рассеивается в вакуумной камере. Таким образом вакуумная камера работает как резонатор для излучения с добротностью, определяемой потерями излучения через окна, поглощением в плазме и стенками камеры. Для измерения уровня мощности этого излучения на стенке вакуумной камеры установлены пять детекторов. Они служат для контроля работы гиротронов и контроля транспортировки их излучения.

Каждый датчик представляет собой СВЧ диод Д404, установленный в специальный корпус (рис. 9.7). На входе диода расположен настраиваемый аттенюатор на основе запредельного волновода, который снижает мощность СВЧ излучения до приемлемого для конкретного диода уровня. Диод и тракт передачи изолированы от корпуса и защищены от проникновения СВЧ излучения мимо аттенюатора. С помощью коаксиального кабеля, проложенного внутри медной трубки, диод соединяется с разъёмом на фланце вакуумной камеры и далее с АЦП ГИР (гальванически изолированное АЦП частотой 1 МГц и разрядностью 16 бит).

На рисунке 9.8 приведены типичные сигналы СВЧ-диодов при инжектировании в плазму СВЧ-мощности при помощи двух гиротронов.

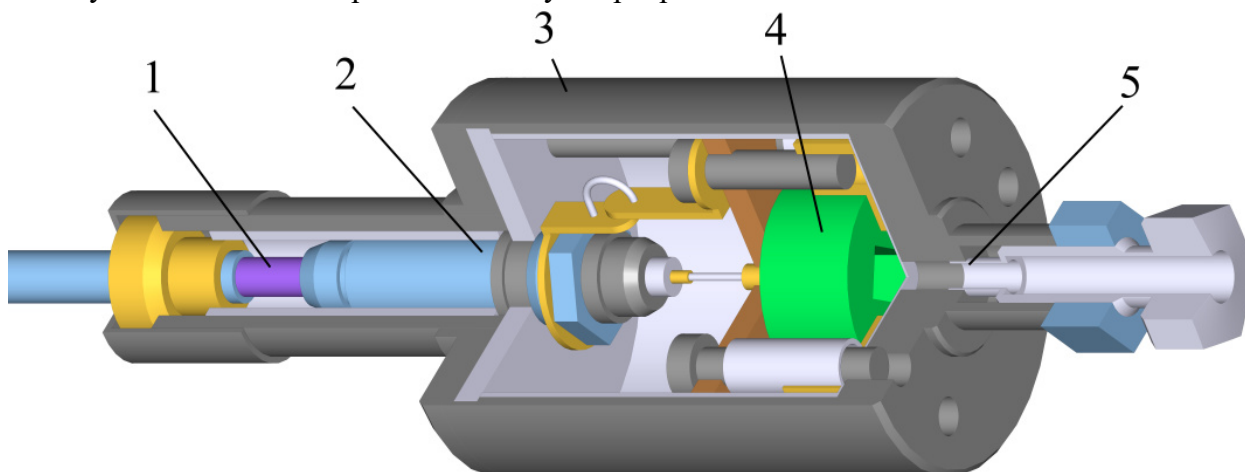


Рисунок 9.7. Конструкция диагностики: 1 – кабель, 2 – разъём, 3 – корпус, 4 – СВЧ диод, 5 – аттенюатор.

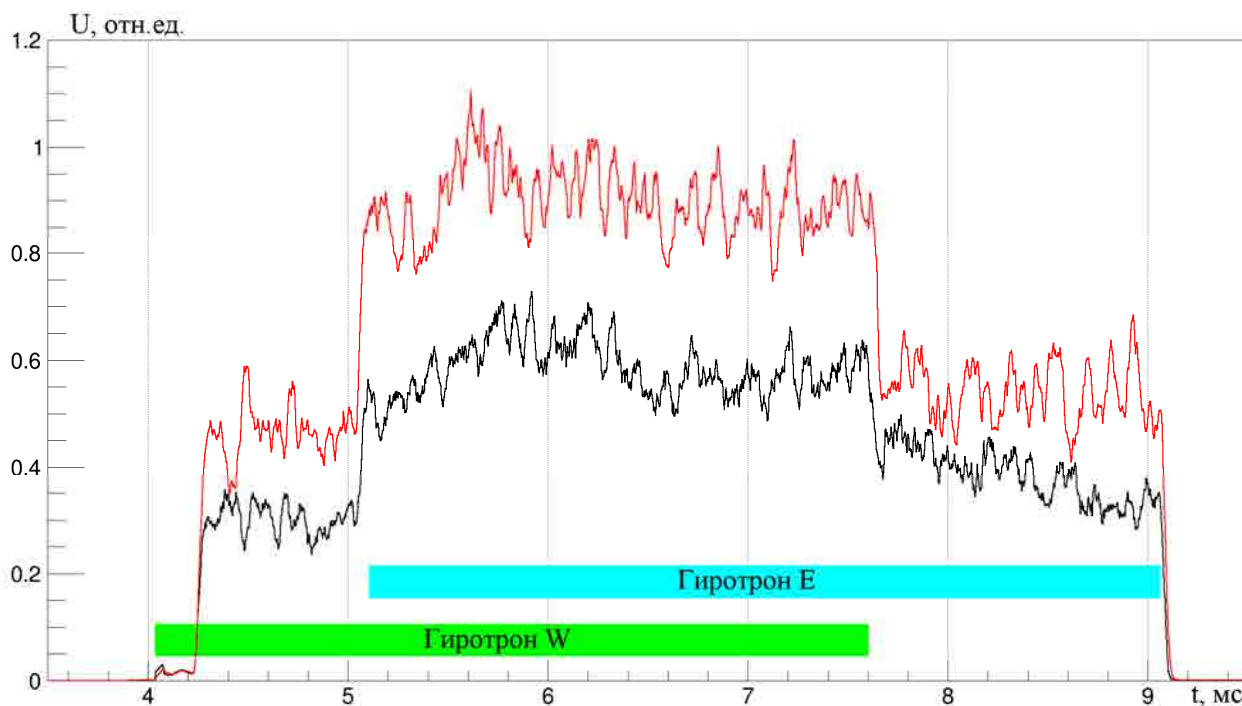


Рисунок 9.8. Пример сигналов с двух диодов при работе двух гиротронов (гиротрон E – гиротрон системы коллективного томсоновского рассеяния, гиротрон W – гиротрон системы ЭЦР-нагрева).

СВЧ интерферометр

Линейная плотность плазмы в западном расширителе ГДЛ измеряется с помощью СВЧ-интерферометра [46] изготовленного ООО «ДОК» (г. Санкт-Петербург).

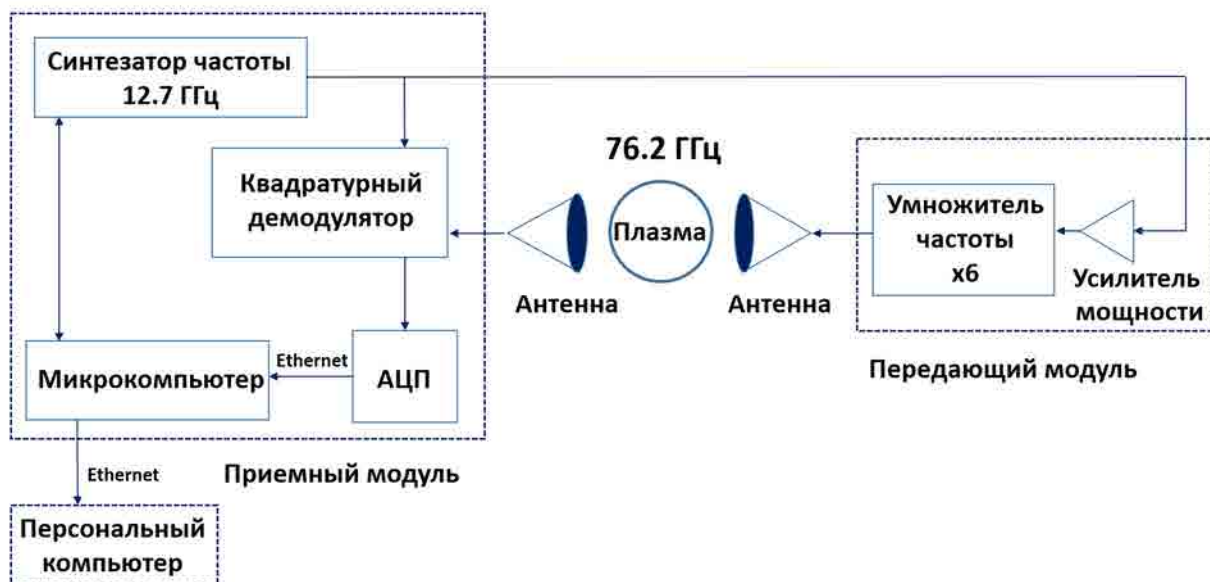


Рисунок 9.9. Блок-схема СВЧ-интерферометра.

Интерферометр работает по традиционной схеме с пространственным разделением измерительного и опорного канала и состоит из двух модулей приёмного и передающего (рис. 9.9). Основной источник волны в интерферометре – синтезатор частот, установленный в приёмном модуле. Он генерирует волну с частотой 12.7 ГГц, которая разделяется на две волны: измерительную и опорную. Измерительная волна с помощью СВЧ кабеля длиной 4 м передаётся в передающий модуль. Там она усиливается, и с помощью умножителя

частоты её частота увеличивается в 6 раз до 76.2 ГГц. Далее волна транспортируется по волноводу до вакуумной камеры ГДЛ (рис. 9.10), где установлена антенна, представляющая собой конический рупор. Излучение антенны проходит через кварцевое окно вакуумной камеры, пересекает плазму, ещё одно кварцевое окно и принимается второй конической рупорной антенной. Принятая волна по второму волноводу передаётся в приёмный модуль. Здесь в квадратурном демодуляторе смешиваются опорная и измерительная волна, при этом с помощью фильтра низких частот выделяется смесь шестой гармоники опорной волны и первой гармоники измерительной волны, которые имеют одну частоту 76.2 ГГц. Более того, смешивание производится в двух смесителях, на входы которых поступают обе волны, но на одном из них измерительная волна предварительно сдвигается по фазе на 90 градусов. Поэтому на выходе одного смесителя сигнал пропорционален косинусу разности фаз опорной и измерительной волн, а на выходе второго смесителя синусу разности фаз. Далее полученные сигналы с помощью встроенного АЦП оцифровываются и записываются в память микрокомпьютера и по команде оператора по сети Ethernet передаются на внешний компьютер.

Регистрация сигналов, пропорциональных синусу и косинусу разности фаз, позволяет однозначно восстановить разность фаз в рамках одной полосы. Делением одного сигнала на другой можно получить тангенс разности фаз. Если известен тангенс угла и знаки синуса и косинуса угла, можно однозначно восстановить угол в области 0-360 градусов.

Для зондирования плазмы используется обыкновенная волна, что соответствует поляризации излучения вдоль магнитного поля. При распространении излучения поперёк магнитного поля для холодной бесстолкновительной плазмы показатель преломления плазмы: $N^2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, где ω_p – плазменная частота, $\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m}$, n_e – плотность плазмы, e, m – заряд и масса электрона. Разность фаз опорной и измерительной волн:

$$\Delta\varphi = \varphi_0 - \frac{\omega}{c} \int_0^l N dz,$$

где φ_0 – набег фазы опорной волны. С помощью калибровки к измеренной разности фаз добавляется такая дополнительная фаза, чтобы в отсутствие плазмы разность была нулевая:

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \int_0^l \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \right) dz.$$

При плотности плазмы много меньшей уровня отсечки для частоты 76.2 ГГц ($7.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) для линейной плотности плазмы получается простое выражение:

$$\int_0^l n_e(z) dz \approx \frac{2\pi m c \omega}{e^2} \Delta\varphi.$$

Разрядность встроенного в прибор АЦП составляет 12 бит, частота дискретизации 420 кГц, разрешение по фазе не хуже 1 градуса, что соответствует разрешению по линейной плотности $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Типичный сигнал линейной электронной плотности с интерферометра, полученный в рабочем импульсе ГДЛ, показан на рисунке 9.11.

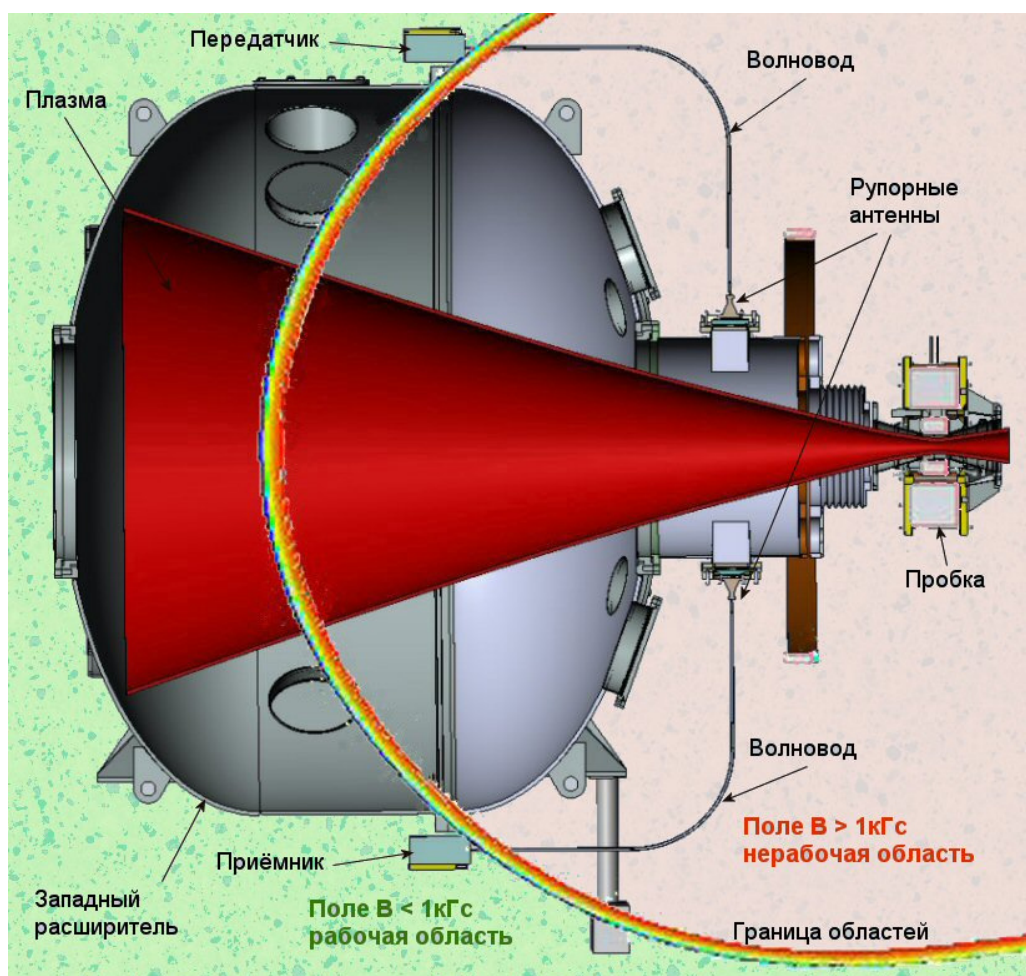


Рисунок 9.10. Схема расположения интерферометра на установке ГДЛ. Оба модуля вынесены за пределы сильного магнитного поля, в точке установки модулей магнитное поле < 1 кГс.

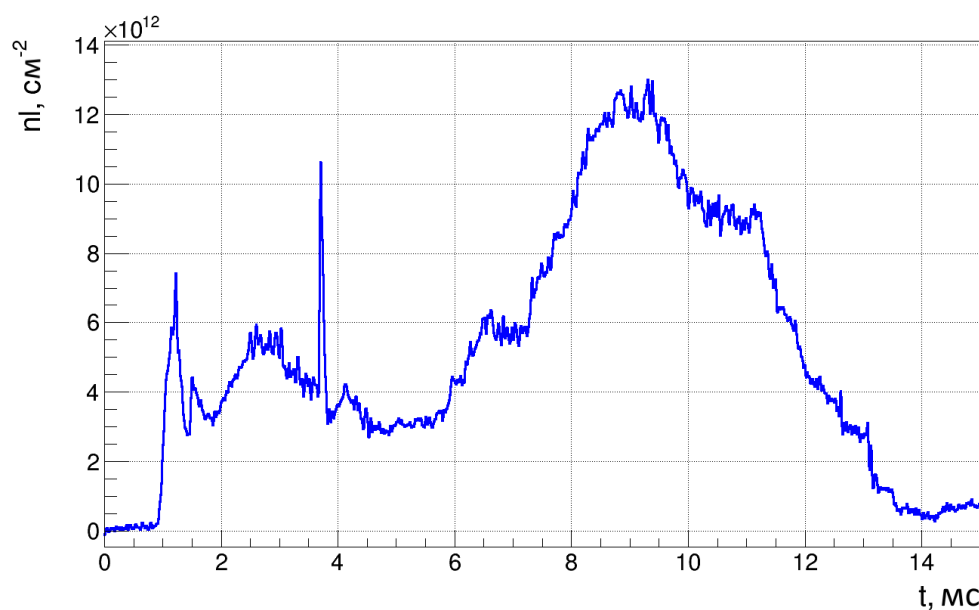


Рисунок. 9.11. Типичный сигнал линейной плотности, полученный при помощи СВЧ-интерферометра.

10. Пирозлектрические болометры для измерения перезарядных потерь

Для измерения потерь мощности на стенку центральной вакуумной камеры в ГДЛ установлена линейка пирозлектрических болометров (рис. 10.1), состоящая из 23 датчиков, размещённых по длине установки, в том числе в центре ловушки и в точках остановки быстрых ионов, что делает возможным измерение продольного распределения мощности потерь на стенку центральной камеры и временных зависимостей данных потерь. Полные величины моментальных мощностей потерь оцениваются умножением сигналов отдельных датчиков на площадь, равную площади боковой поверхности цилиндра с высотой, равной расстоянию между серединами расстояний до двух соседних датчиков.

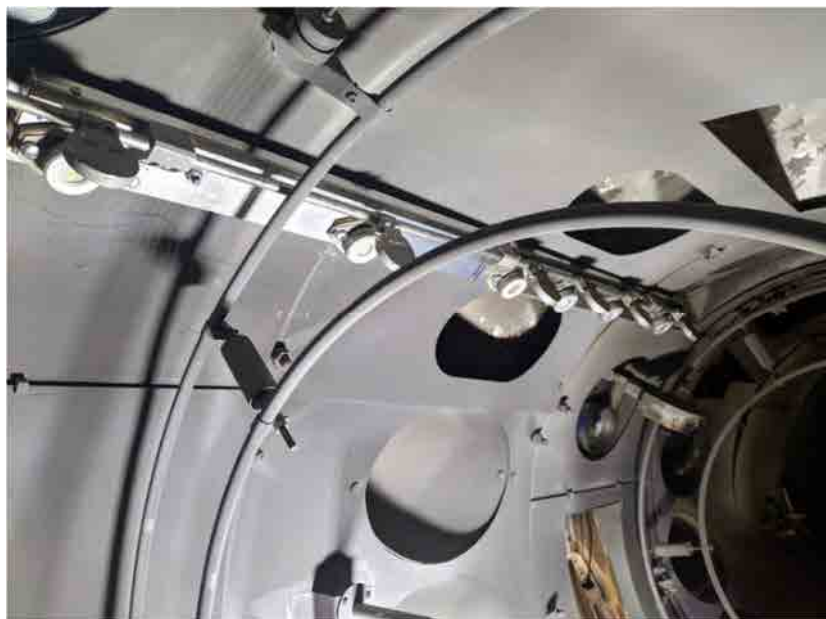


Рисунок 10.1. Общий вид линейки пирозлектрических болометров внутри камеры ГДЛ.

Основой датчика является пирозлектрический элемент – кристалл ниобата лития в форме таблетки диаметром 8 мм и толщиной 0.5 мм с напылёнными на обеих сторонах серебряными электродами. Так как в условиях ГДЛ пирозлектрик генерирует в ответ на внешнее тепловое воздействие токи наноамперного диапазона, для их регистрации необходимо использовать усилитель с большим коэффициентом усиления и малым энергопотреблением, так как вся плата усилителя помещается непосредственно в корпусе болометра внутри вакуумного объема установки, а пирозлектрик закреплен на ее обратной стороне во избежание электромагнитных наводок (рис. 10.2 (а)). Сама плата для минимизации возможных акустических помех, к которым чувствителен пирозлектрик, зафиксирована в корпусе вакуумной резиной. Пирозлектрическая таблетка обращена одной из сторон непосредственно к плазме, перед ее поверхностью расположена металлическая сетка для защиты датчика от электростатических колебаний плазмы. Каждый болометр на линейке имеет защитную крышку, которая предохраняет пирозлектрик от напыления титана, используемого в ГДЛ для улучшения вакуумных условий.

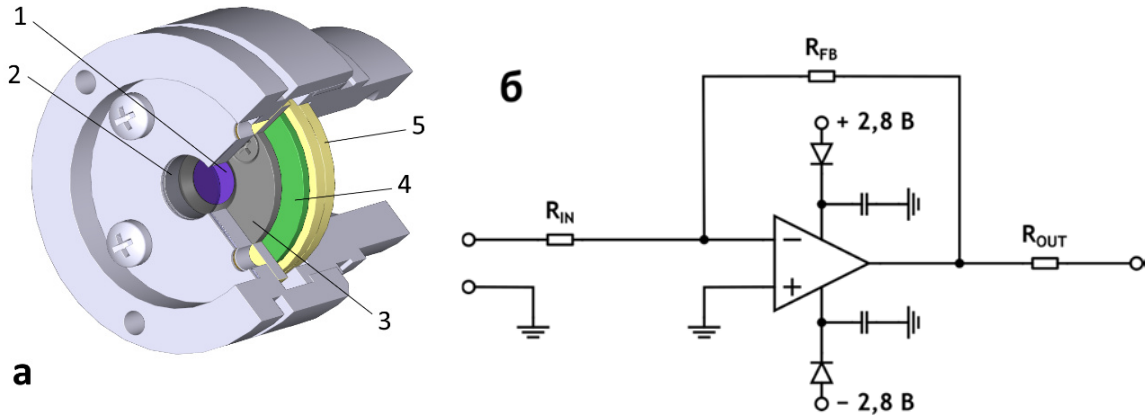


Рисунок 10.2. (а) – Модель болометра в разрезе: 1 – экранирующая сетка, 2 – пирозлектрик, 3 – прижим пирозлектрика, 4 – плата усилителя, 5 – вакуумная резина; (б) – Электрическая схема подключения болометра: R_{in} – входное сопротивление схемы, операционный усилитель марки LMV793MA, R_{fb} – сопротивление обратной связи, R_{out} – выходное сопротивление схемы.

На рис. 10.2 (б) показана электрическая схема подключения болометра. В достаточно широком диапазоне температур пирозлектрический коэффициент $\gamma = \frac{dP_s}{dT}$ для ниобата лития постоянен. Отводом энергии за время рабочего импульса (5 мс) можно пренебречь. Площадь кристалла S (окружность с радиусом 3 мм), γ – пирозлектрический коэффициент $4 \cdot 10^{-9}$ Кл/(см²К), c – теплоемкость ниобата лития 0.628 Дж/г °С, ρ – плотность ниобата лития 4.63 г/см³, d – толщина пирозлемента 50 мкм, R_{fb} – сопротивление обратной связи 4.7 МОм, $w(t)$ – поток мощности, приходящийся на единицу площади. Распределение температуры по глубине таблетки существенно неоднородно, так как $d \gg \left(\frac{k\tau}{\rho c}\right)^{\frac{1}{2}}$, где k – коэффициент теплопроводности, τ – время измерений. В объеме кристалла имеем $\text{div} D = 0$ или $\frac{d}{dt}(\epsilon E(l, t) + 4\pi P_s(l, t)) = 0$, где l отсчитывается от поверхности таблетки. Из граничного условия на металлическом электроде:

$$\epsilon E(l, t) + 4\pi P_s(l, t) = -4\pi\sigma(t),$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость, σ – поверхностная плотность заряда, используя равенства $\int E(l, t)dl + IR_{fb} = 0$ и $-S \frac{d\sigma}{dt} = I$, проинтегрируем по толщине пирозлектрика, а после продифференцируем по времени, получим:

$$\frac{S\epsilon R_{fb}}{4\pi d} \frac{dU_R}{dt} + U_R = \frac{\gamma w(t)SR_{fb}}{cpd}.$$

В условиях эксперимента ГДЛ постоянная времени $R_{fb}C_{\text{крист.}} \ll \tau_{\text{имп}}$, и сигнал с детектора равен:

$$U_R = \frac{S\gamma}{cpd} R_{fb} w(t).$$

Калибровочный коэффициент $K = \frac{w(t)}{U_R} = \frac{cpd}{R_{fb}\gamma S}$ при указанных параметрах схемы и кристалла пирозлектрика составляет 27 Вт/(см²·В). Экспериментально измеренная чувствительность болометра при калибровке импульсным лазерным лучом с длиной волны 450 нм и мощностью 1 Вт составляет 23 Вт/(см²·В). При расчетах итоговой мощности, попадающей на датчик, следует учитывать также прозрачность экранирующей сетки (25%) и коэффициент деления, обусловленный выходным сопротивлением схемы усилителя R_{out} (для линейки болометров в центральной камере это сопротивление равно 150 Ом) и входным сопротивлением используемого АЦП.

Датчики имеют динамический диапазон от 10 мВт/см^2 (определяющийся напряжением, соответствующим одному кванту АЦП, регистрирующего сигнал) до 1 кВт/см^2 (значение, при котором нарушается линейная зависимость напряжения от мощности в пирозлектрике). Временное разрешение датчика определяется инерционностью ниобата лития и составляет около 15 мкс.

Для регистрации сигналов болометров используется АЦП МИР с частотой дискретизации 1.25 МГц и разрядностью 9 бит.

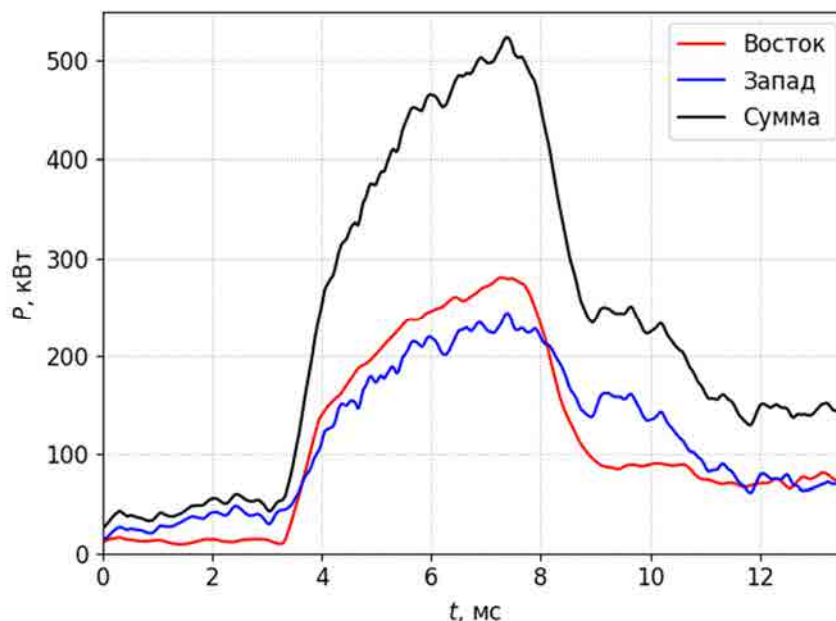


Рисунок 10.3. Временные зависимости мощности потерь на стенки с двух половин ГДЛ и их сумма.

11. Диагностический приемник плазмы

Западный плазмоприёмник, расположенный в баке расширителя ГДЛ, состоит из трёх соосных кольцевых пластин и оснащён диагностической системой для измерения потоков мощности и частиц, покидающих установку через западную магнитную пробку. Система включает в себя измерители трёх типов – пирозлектрические болометры, датчики ионного тока и датчики полного тока [47]. Датчики собраны в группы по три, по одному датчику каждого типа; одна группа находится в центре плазмоприёмника, а остальные 20 распределены крестообразно по радиусу (рис. 11.1). В четырёх самых удалённых от центра наборах датчики полного тока отсутствуют.

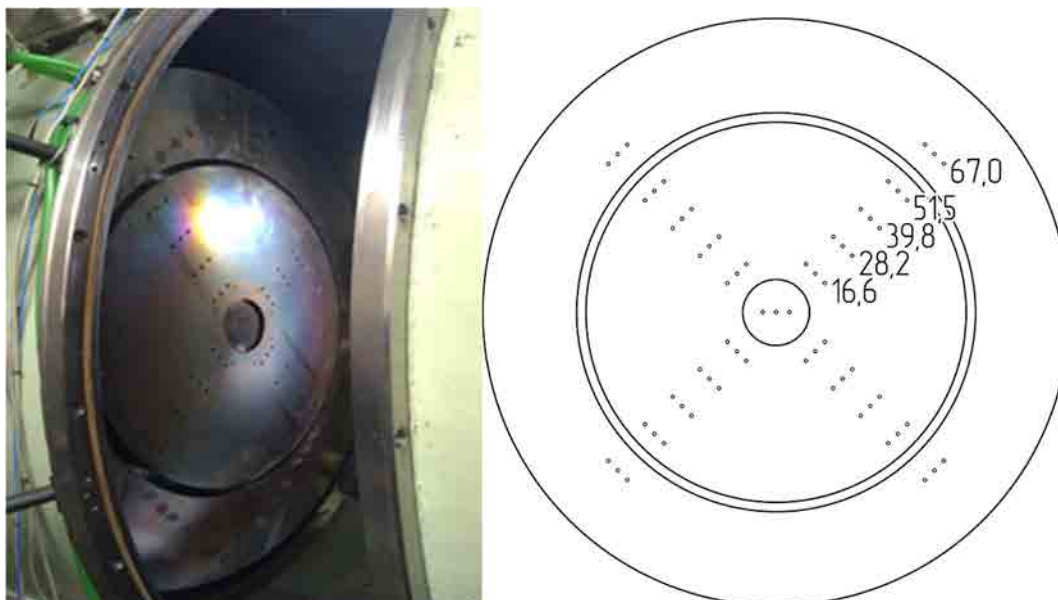


Рисунок 11.1. Общий вид западного приемника плазмы с указанием радиусов расположения датчиков.

Датчики установлены перпендикулярно рассчитанным в области плазмоприёмника силовым линиям магнитного поля. Диагностическая система имеет возможность работы в условиях, когда пластина плазмоприёмника находится под напряжением до 1 кВ. Все датчики заземлены непосредственно на плазмоприёмник.

Диагностическая система позволяет измерять временные зависимости потоков мощности и заряженных частиц, а также их распределение по площади плазмоприёмника: для измерения мощности используются пирозлектрические болометры, датчики ионного тока позволяют измерять поток ионов из ловушки, а датчики полного тока измеряют суммарный ток всех поступающих на них заряженных частиц. Такая диагностическая система может быть использована как для общего анализа потерь частиц и энергии из установки [48], так и для базового анализа потерь, вызванных специфическими неустойчивостями в плазме [4].

Датчики потока мощности

Пирозлектрические болометры на плазмоприёмнике аналогичны установленным на линейке в центральной камере ГДЛ за исключением некоторых особенностей измерительной схемы: сопротивление обратной связи усилителя в этих датчиках равно 2 МОм, выходное сопротивление 150 Ом. На рисунке 11.2 показан сигнал полной мощности, проинтегрированный по площади с учетом пространственного распределения плотности мощности, измеренной каждым болометром.

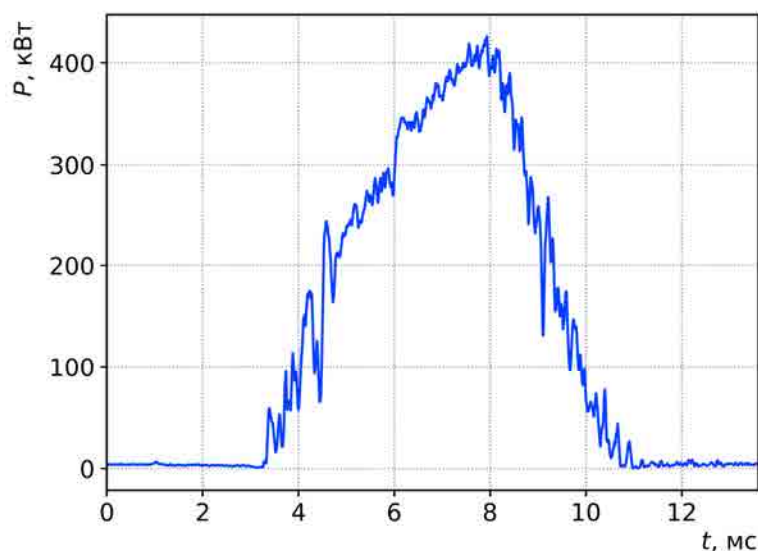


Рисунок 11.2. Полная мощность, приходящая на западный плазмоприемник ГДЛ.

Датчики потока ионов

Датчик ионного тока состоит из коллектора и вытягивающего электрода, изолированных керамикой в металлическом корпусе с входным отверстием диаметром 2 мм (рис. 11.3 а). Датчики предназначены для измерения тока ионной компоненты плазмы, покидающего центральную камеру ГДЛ через западную магнитную пробку, а также его распределения по площади плазмоприёмника.

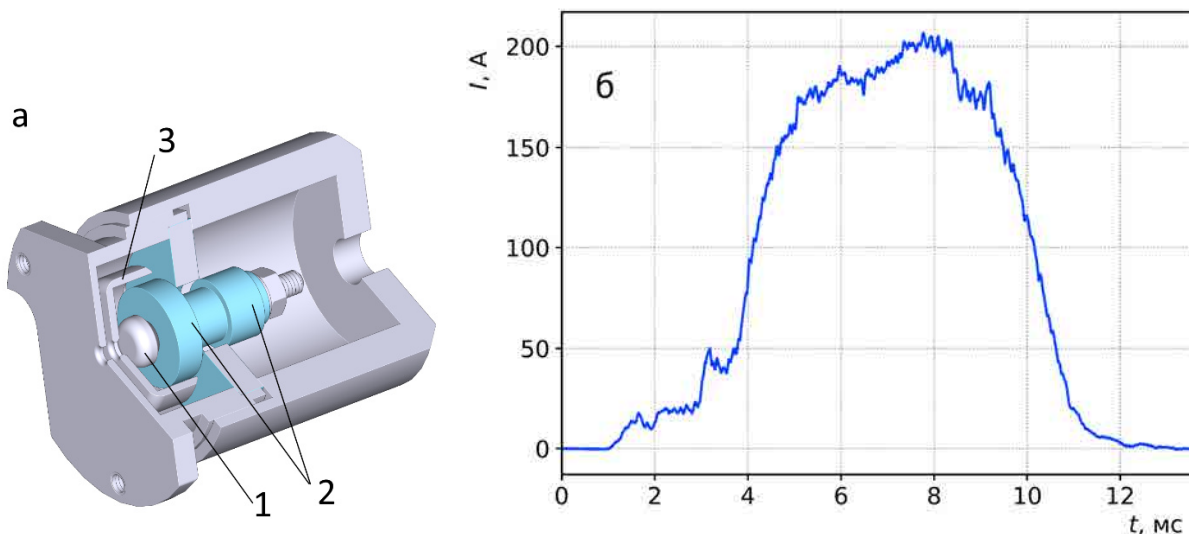


Рисунок 11.3. (а) – модель датчика ионного тока: 1 – коллектор, 2 – изоляторы, 3 – вытягивающий электрод; (б) – суммарный ионный ток, приходящий на западный плазмоприемник ГДЛ.

Входная апертура датчика ионного тока находится под потенциалом корпуса; на вытягивающий электрод подаётся напряжение -1.5 кВ относительно потенциала корпуса для отражения электронов и вытягивания ионов из плазмы, а на коллектор датчика подаётся напряжение того же отрицательного знака, но на несколько сотен вольт меньше по амплитуде, чем на вытягивающий электрод. В результате внутри датчика возникает электрическое поле, которое подавляет вторичную эмиссию электронов с коллектора датчика, возвращая эмитированные под действием падающего потока электроны на коллектор.

Датчики полного тока

Датчики полного тока состоят из плоского коллектора, изолированного керамикой из оксида алюминия в металлическом корпусе (рис. 11.4 (а)). Датчики этого типа измеряют полный ток на пластину плазмopриёмника и распределение потоков заряженных частиц по его площади.

На коллектор плоского датчика может подаваться отрицательное (относительно потенциала соответствующей пластины плазмopриёмника) напряжение вплоть до -300 В. В этом случае датчик будет работать в режиме ионного насыщения, то есть также являться датчиком ионного тока, но без подавления вторичной эмиссии. Это позволяет использовать датчик в таком режиме в паре с ионным датчиком для измерения коэффициента вторичной эмиссии электронов с поверхности плазмopриёмника по формуле $\delta_{ie} = j_{flat} / j_{ion} - 1$, где j_{flat} , j_{ion} – потоки, измеряемые датчиками полного и ионного токов соответственно.

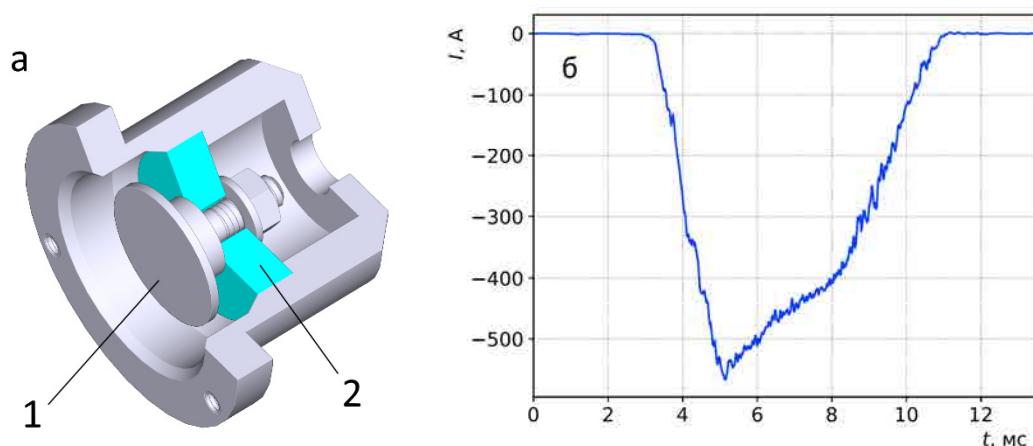


Рисунок 11.4. (а) – модель датчика полного тока: 1 – коллектор, 2 – изолятор; (б) – суммарный ток, приходящий на западный плазмopриемник ГДЛ.

Бесконтактные измерители тока

В режимах работы ГДЛ, когда плазмopриёмники заземляются на корпус установки, возможно измерение полного тока на плазмopриёмник при помощи датчиков тока SoCap SCK12T-1000A, работающих на эффекте Холла. Такая схема измерений позволяет измерять полный ток заряженных частиц на плазмopриёмники установки (рис. 11.5 и рис. 11.6).

Сигналы всех диагностик плазмopриемников регистрируются с помощью многоканального АЦП МИР (1.25 МГц, 9 бит).

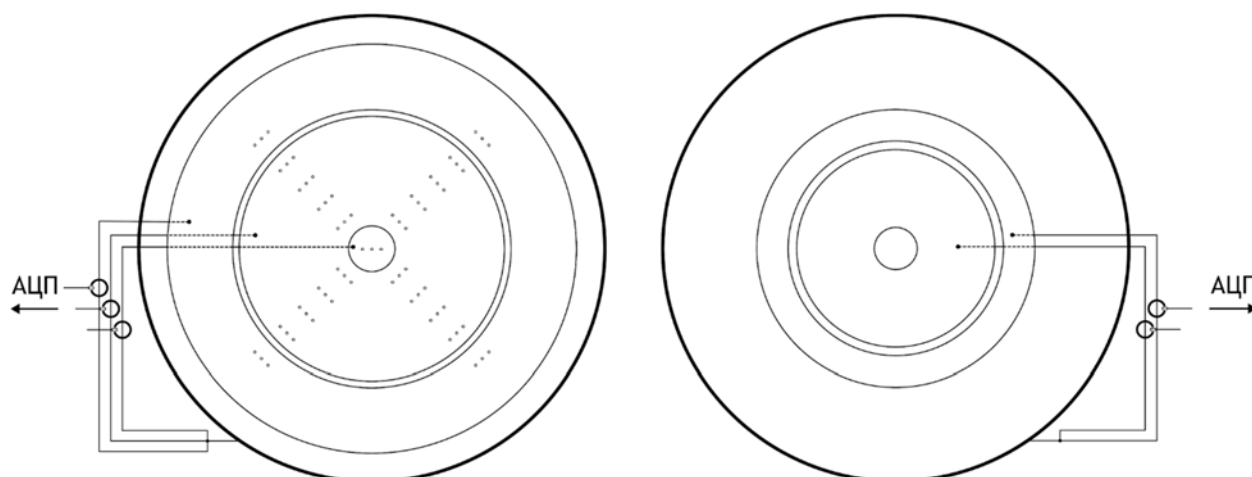


Рисунок 11.5. Схема измерений тока на плазмopриёмниках: слева – на западном, справа – на восточном.

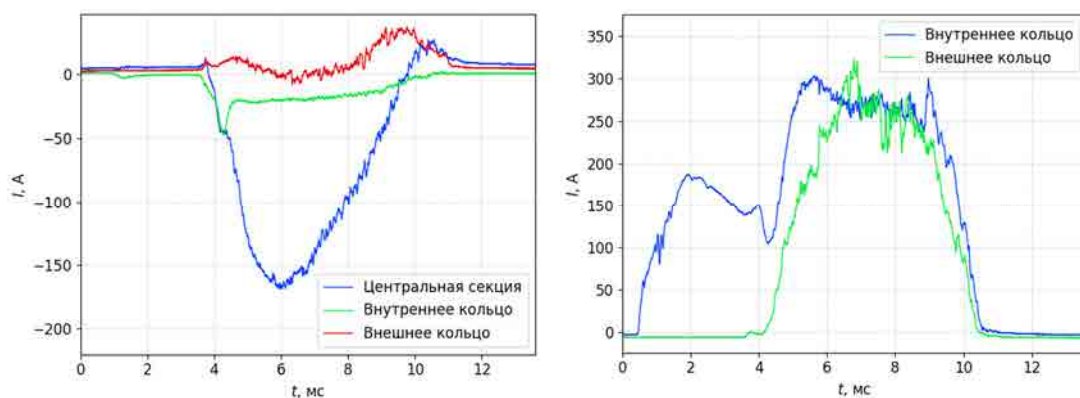


Рисунок 11.6. Осциллограммы токов, измеренных на кольцах плазмоприемников ГДЛ: слева – западный, справа – восточный.

12. Калориметрические измерения на лимитерах

Для измерения потерь энергии на лимитеры ГДЛ используются калориметры, выполненные в форме прямоугольного параллелепипеда из меди с размерами 5x13x34 мм, внутри которого расположен терморезистор Pt-100, подключенный по четырёхпроводной схеме к модулю ADAM-5013. Медь выбрана в качестве материала пластины для быстрого растекания тепла. Медный корпус тепло- и электроизолирован от лимитера с помощью полиацеталевого изолятора, к которому он прикручивается стальными винтами. Изолятор имеет цилиндрическую форму и прикрепляется такими же стальным винтами (не находящимися в контакте с винтами крепления пластины) к пластинке из нержавеющей стали, приваренной к лимитеру (рис.12.1).

Диагностика работает в предположении, что лимитер нагревается по азимуту сравнительно равномерно, и достаточно измерять нагрев лишь малой его части, после чего проводить пересчет на полную площадь. Малый размер калориметра при этом позволит теплу быстро распространиться по нагреваемому элементу, упрощая измерения. Подробное описание методики измерений приведено в работе [49].

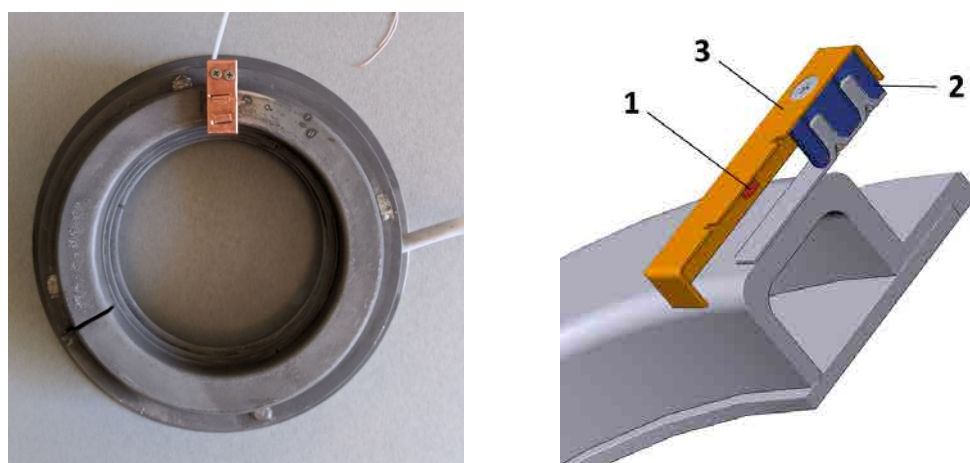


Рисунок 12.1. (слева) – общий вид лимитера с установленным калориметром; (справа) – 3D-модель калориметра в разрезе: 1 – термосопротивление, 2 – изолятор, 3 – медный корпус.

Предварительное моделирование потерь энергии на лимитер производилось с помощью CST Studio Suite 2020. Результаты показали, что для достаточно равномерного

распределения тепла по медной пластине достаточно шести секунд, за которые полиацеталевый изолятор почти не успевает нагреться, и достаточно учитывать только тепло, которое уходит в винты; его отношение к теплу, оставшемуся на медной пластине, также было получено в моделировании и учитывается при пересчёте. Таким образом, измеряется разность температур до импульса плазмы и спустя шесть секунд после него, и далее по формуле $\Delta Q = c m \Delta T \frac{S_{lim}}{S_{Cu}}$ (c – теплоемкость меди, m – масса медного корпуса и винтов, S_{lim} – площадь лицевой поверхности лимитера, S_{Cu} – площадь лицевой поверхности медного корпуса калориметра) определяется величина энергии, осажденная на лимитере. Типичные сигналы калориметров представлены на рисунке 12.2.

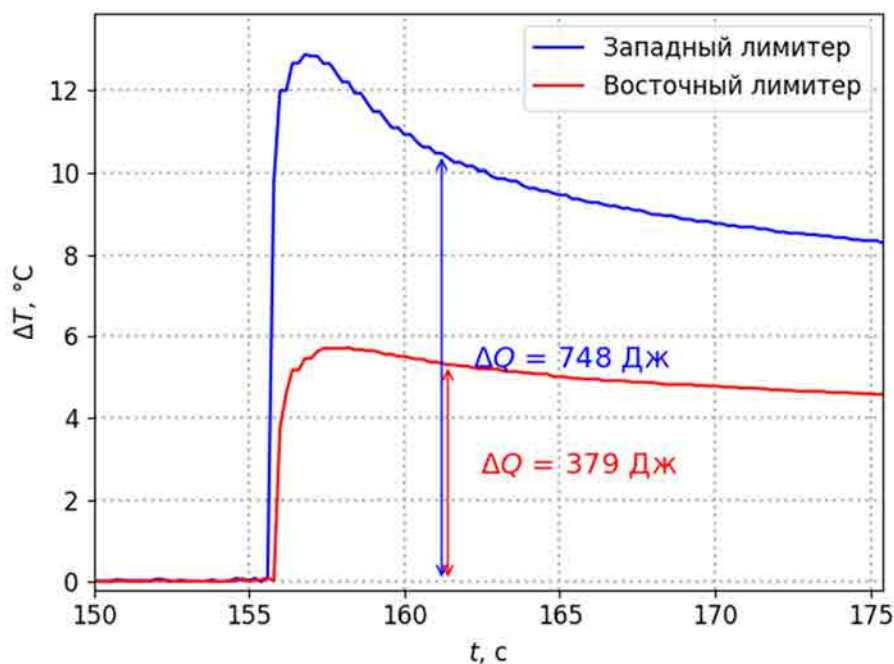


Рисунок 12.2. Сигналы временных зависимостей температуры, измеренные терморезисторами на двух лимитерах ГДЛ с оценками потерь энергии.

13. Томография в расширителе

На установке ГДЛ работает диагностическая система оптической томографии, основанная на многохордовой регистрации излучения спектральной линии $H\alpha$ в расширителе установки (рис. 13.1). Эта диагностика позволяет изучать пространственные профили плотности нейтрального газа и их динамику в диапазоне частот до 1 МГц. 42 линии наблюдения (ЛН) дают возможность восстанавливать трехмерную картину распределения плотности газа. Возможен выбор участка спектра при помощи узкополосных интерференционных фильтров (D_α и H_α – 656.2 нм). В качестве детекторов излучения используются лавинные фотодиоды с квантовой эффективностью 85% для излучения с длиной волны 650 нм. Широкополосные усилители сигнала обладают максимальным соотношением сигнал/шум. Проведена абсолютная калибровка всех каналов по интенсивности для количественных измерений плотности излучающих атомов.

Для регистрации сигналов используются 32-канальные АЦП1250.

На рисунке 13.2 приведены типичные профили интенсивности излучения в баке расширителя при различном темпе инъекции газа в его объем.

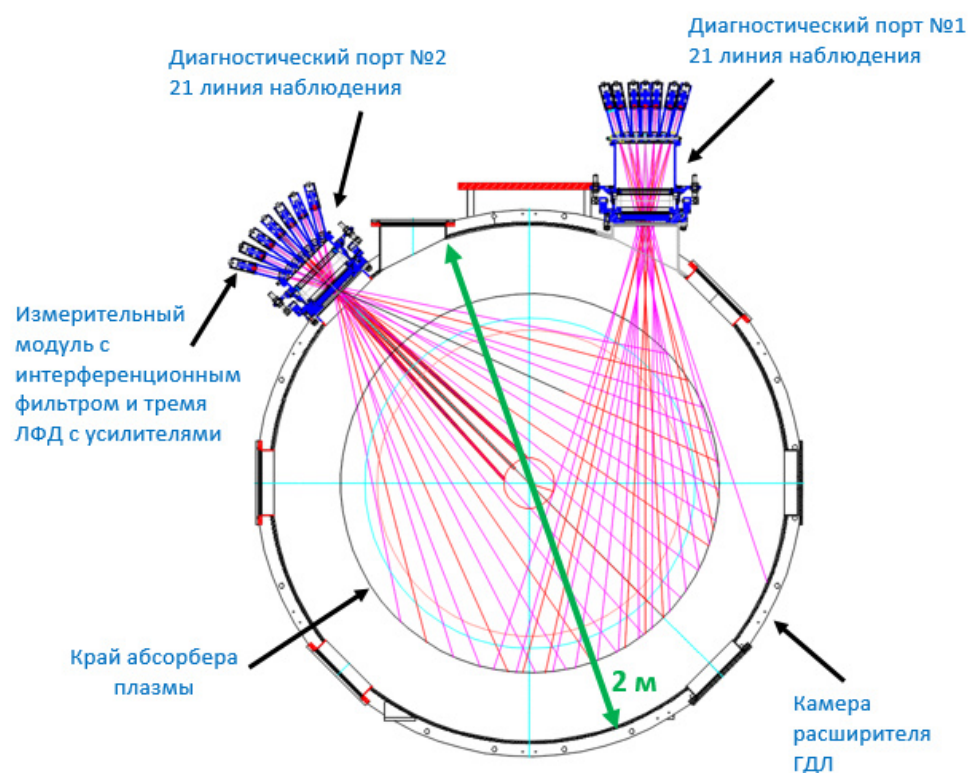


Рис. 13.1. Схема оптической томографии в расширителе ГДЛ.

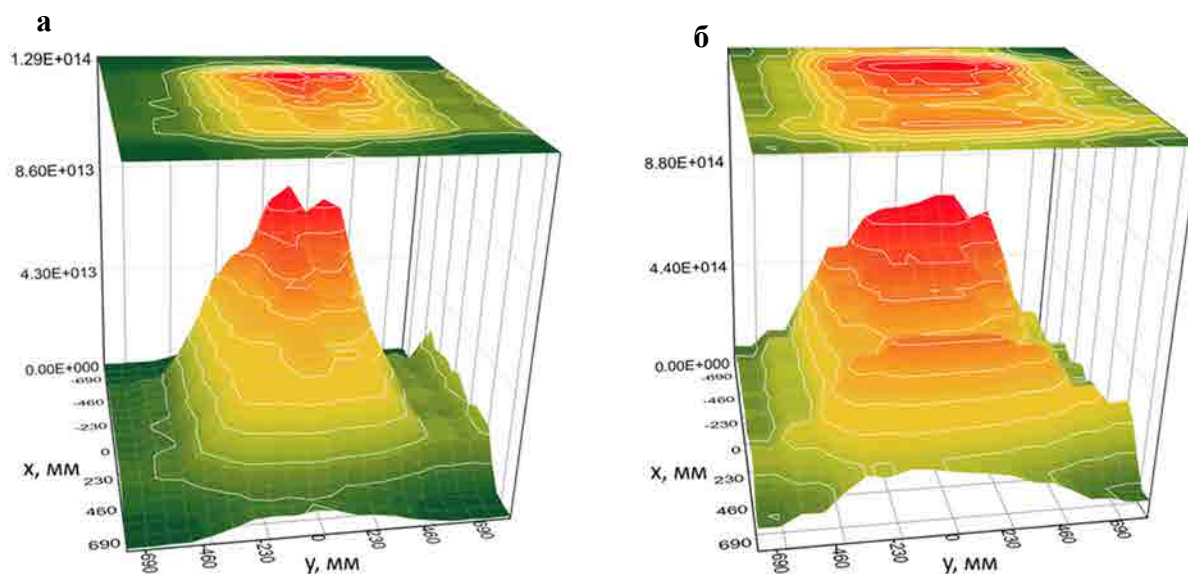


Рисунок 13.2. Интенсивность свечения атомарного газа в расширителе ГДЛ:
(а) – плотность газа $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$; (б) – плотность газа $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Заключение

Описанный диагностический комплекс позволяет получать достаточно полный набор данных для исследования физических механизмов, наблюдаемых в Газодинамической ловушке. Отработанные технологии могут стать основой для дальнейшего развития методов диагностики высокотемпературной плазмы и их применения в будущих плазменных установках реакторного класса.

Список литературы

1. Ivanov A.A., Prikhodko V. V. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results // Plasma Phys. Control. Fusion. IOP Publishing, 2013. Т. 55, № 6. С. 063001.
2. Simonen T.C. и др. High beta experiments in the GDT axisymmetric magnetic mirror // J. Fusion Energy. Springer, 2010. Т. 29, № 6. С. 558–560.
3. Bagryansky P.A. и др. Threefold Increase of the Bulk Electron Temperature of Plasma Discharges in a Magnetic Mirror Device // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 2015. Т. 114, № 20. С. 205001.
4. Shmigelsky E.A. и др. Recent results on high- β plasma confinement studies in the Gas Dynamic Trap // J. Plasma Phys. Cambridge University Press, 2024. Т. 90, № 2. С. 975900206.
5. Soldatkina E.I., Bagryansky P.A., Solomakhin A.L. Influence of the radial profile of the electric potential on the confinement of a high- β two-component plasma in a gas-dynamic trap // Plasma Phys. Reports. 2008. Т. 34, № 4. С. 259–264.
6. Beklemishev A.D. и др. Vortex Confinement of Plasmas in Symmetric Mirror Traps // Fusion Sci. Technol. Taylor & Francis, 2010. Т. 57, № 4. С. 351–360.
7. Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Soldatkina E.I. Influence of radial electric field on high-beta plasma confinement in the gas dynamic trap // Fusion Science and Technology. Taylor & Francis, 2007. Т. 51, № 2 Т. С. 340–342.
8. Bagryansky P.A. и др. Effect of fast Ti-deposition on gas recycling at the first wall and on fast ion losses in the GDT experiment // J. Nucl. Mater. North-Holland, 1999. Т. 265, № 1–2. С. 124–133.
9. Deichuli P.P. и др. High power hydrogen neutral beam injector with focusing for plasma heating // Rev. Sci. Instrum. AIP Publishing, 2004. Т. 75, № 5. С. 1816–1818.
10. ROOT: analyzing petabytes of data, scientifically. [Электронный ресурс]. URL: <https://root.cern/> (дата обращения: 07.07.2025).
11. Киреенко А.В., Мурахтин С.В. Проволочный калориметр для измерения энергосодержания мощных атомарных пучков // Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез. 2008. № 1. С. 26–30.
12. Yurov D. V., Prikhodko V. V., Tsidulko Y.A. Nonstationary model of an axisymmetric mirror trap with nonequilibrium plasma // Plasma Phys. Reports. Maik Nauka-Interperiodica Publishing, 2016. Т. 42, № 3. С. 210–225.
13. Shmigelsky E.A. и др. Kinetic instabilities in two-isotopic plasma in the gas-dynamic trap magnetic mirror // J. Plasma Phys. 2024. Т. 90, № 6. С. 905900605.
14. Skovorodin D.I., Zaytsev K. V., Beklemishev A.D. Global sound modes in mirror traps with anisotropic pressure // Phys. Plasmas. 2013. Т. 20, № 10.
15. Шмигельский Е.А. Восстановление распределения азимутального тока плазмы в ГДЛ по данным магнитных диагностик // ЛII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сб. тез. докл. 2025. С. 69.
16. Zaytsev K. V. и др. Kinetic instability observations in the Gas Dynamic Trap // Physica Scripta. 2014. Т. T161.
17. Bagryansky P.A. и др. Confinement of Hot Ion Plasma with $\beta = 0.6$ in the Gas Dynamic

- Trap // Fusion Sci. Technol. Taylor & Francis, 2011. Т. 59, № 1 Т. С. 31–35.
18. Lizunov A.A. и др. Note: Multi-point measurement of $|B|$ in the gas-dynamic trap with a spectral motional Stark effect diagnostic // Rev. Sci. Instrum. AIP Publishing, 2011. Т. 82, № 8.
 19. Lizunov A., Donin A., Savkin V. Note: Spectral motional Stark effect diagnostic for measurement of magnetic fields below 0.3 T // Rev. Sci. Instrum. 2013. Т. 84, № 8.
 20. Шмигельский Е. и др. Измерение относительного давления анизотропных ионов в конфигурациях со сближенными точками остановки на установке ГДЛ. // LI Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу: сб. тез. докл. 2024. С. 113.
 21. Abdrashitov G.F. и др. Neutral beam system of the gas dynamic trap // Fusion Science and Technology. Taylor & Francis, 2011. Т. 59, № 1 Т. С. 280–282.
 22. Davydenko V.I., Ivanov A.A. Development of neutral beam injectors for plasma diagnostic in Budker Institute of Nuclear Physics // Review of Scientific Instruments. 2004. Т. 75, № 5 PART II. С. 1809–1812.
 23. Korepanov S.A. и др. Neutral beam injector for active plasma spectroscopy // Rev. Sci. Instrum. AIP Publishing, 2004. Т. 75, № 5. С. 1829–1831.
 24. Belchenko Y.I. и др. Studies of ion and neutral beam physics and technology at the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS // Uspekhi Fiz. Nauk. Uspekhi Fizicheskikh Nauk (UFN) Journal, 2018. Т. 188, № 06. С. 595–650.
 25. Savkin V.Y., Lizunov A.A. Note: Diagnostic deuterium beam with an ultra-small energy spread for plasma spectroscopy // Rev. Sci. Instrum. 2017. Т. 88, № 7.
 26. Fiksel G. и др. Calculation of the optical transition intensity and energy level splitting for general conditions of the motional Stark effect diagnostic // Препринт ИЯФ СО РАН 2003-29.
 27. Приходько В.В. и др. Эффект формирования узкого радиального распределения плотности быстрых ионов в установке ГДЛ // Физика Плазмы. 2005. Т. 31, № 11. С. 969–977.
 28. Yarnold G.D., Bolton H.C. The electrostatic analysis of ionic beams // J. Sci. Instrum. IOP Publishing, 1949. Т. 26, № 2. С. 38–40.
 29. Pinzhenin E.I., Maximov V. V., Chistokhin I.B. A Diode-Based Detector of Fast Neutral Atoms at a Gas Dynamic Trap // Instruments Exp. Tech. Pleiades Publishing, 2019. Т. 62, № 2. С. 185–192.
 30. Lizunov A. и др. High resolution Thomson scattering diagnostic for measurements of radial profiles of electron temperature and density in the gas dynamic trap // Rev. Sci. Instrum. American Institute of Physics Inc., 2023. Т. 94, № 3.
 31. Lizunov A. и др. Integrated polychromator and data acquisition system for the Thomson scattering diagnostic // J. Instrum. IOP Publishing, 2019. Т. 14, № 7. С. C07010.
 32. Puryga E.A. и др. Data acquisition system for thomson scattering diagnostics on GDT // IEEE Trans. Plasma Sci. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2019. Т. 47, № 6. С. 2883–2889.
 33. Sheffield J. Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation. Academic Press, 1975.
 34. Penney C.M., St. Peters R.L., Lapp M. Absolute rotational Raman cross sections for N₂, O₂ and CO₂. // J Opt Soc Am. Optica Publishing Group, 1974. Т. 64, № 5. С. 712–716.

35. Пинженин Е.И. и др. Применение методов ядерной физики для диагностики плазмы на основе газодинамической ловушки // Приборы и техника эксперимента. The Russian Academy of Sciences, 2024. Т. 0, № 2. С. 53–63.
36. Soldatkina E.I. и др. Electron beam-plasma discharge in GDT mirror trap: experiments on plasma start-up with electron gun // Nucl. Fusion. IOP Publishing, 2022. Т. 62, № 6. С. 066034.
37. Solomakhin A.L. и др. A dispersion interferometer based on a CO₂ laser // Instruments Exp. Tech. Springer, 2005. Т. 48, № 5. С. 649–658.
38. Ivanenko S.V. и др. Dispersion interferometer for tokamak Globus-M2 // Probl. At. Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion. 2023. Т. 46, № 1. С. 86–94.
39. Лубяко Л.В. и др. РАДИОМЕТР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ ГДЛ, «Приборы и техника эксперимента» // Приборы и техника эксперимента. Akademizdatcenter Nauka, 2018. № 1. С. 78–83.
40. Shalashov A.G. и др. Collective Thomson scattering diagnostic for the GDT open magnetic trap // Plasma Phys. Control. Fusion. IOP Publishing, 2020. Т. 62, № 6. С. 065010.
41. Shalashov A.G. и др. Progress using collective Thomson scattering of microwave radiation to detect fast ions and plasma instabilities at the GDT open magnetic trap // Phys. Plasmas. American Institute of Physics, 2024. Т. 31, № 12. С. 122506.
42. Shalashov A.G. и др. Development of fast-ion collective Thomson scattering diagnostics for the GDT experiment // J. Instrum. IOP Publishing, 2021. Т. 16, № 07. С. P07007.
43. Shalashov A.G. и др. Fast-Ion Diagnostics with Collective Thomson Scattering of Microwave Radiation for the GDT Open Magnetic Trap // Radiophys. Quantum Electron. Springer, 2022. Т. 65, № 5–6. С. 323–337.
44. Shalashov A.G. и др. First results of collective Thomson scattering diagnostic of fast ions at the GDT open magnetic trap // Phys. Plasmas. American Institute of Physics Inc., 2022. Т. 29, № 8.
45. Shalashov A.G. и др. Optimization of the collective Thomson scattering diagnostic for the GDT open magnetic trap // Rev. Sci. Instrum. American Institute of Physics Inc., 2023. Т. 94, № 12.
46. Коробейникова О.А., Мурахтин С.В. Измерение линейной плотности плазмы в расширителе ГДЛ с помощью 4 мм СВЧ-интерферометра // XLVI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. 2019. С. 73.
47. Soldatkina E.I. и др. Measurements of axial energy loss from magnetic mirror trap // Nucl. Fusion. IOP Publishing, 2020. Т. 60, № 8. С. 086009.
48. Soldatkina E.I. и др. Experimental issues of energy balance in open magnetic trap // J. Plasma Phys. Cambridge University Press, 2024. Т. 90, № 2. С. 975900203.
49. Мейстер А.К., Солдаткина Е.И., Яковлев Д.В. Измерение потерь энергии на лимитере газодинамической ловушки // Сибирский изический Журнал. 2023. Т.18, №1. С. 5–13.

Е.И. Солдаткина и др.

Газодинамическая ловушка: система управления и диагностический комплекс

Препринт ИЯФ СО РАН 2025-08

Ответственный за выпуск М.В. Кузин

Работа поступила 05.08.2025 г.

Сдано в набор 06.08. 2025 г.

Подписано в печать 06.08. 2025 г.

Формат бумаги 60×90 1/8 Объем 5,7 печ.л., 5 уч.-изд.л.

Тираж 80 экз. Бесплатно. Заказ № 9

Отпечатано в типографии «Академтех», г. Новосибирск