

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Пинженин Егор Игоревич

**Применение методов ядерной физики для диагностики
быстрых частиц на установке ГДЛ**

1.3.9. Физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Максимов Владимир Васильевич

Новосибирск — 2026

Оглавление

| | Стр. |
|--|------|
| Введение | 6 |
| | |
| Глава 1 Краткий обзор экспериментальных и теоретических результатов по изучению функции распределения быстрых частиц на установке ГДЛ | 15 |
| 1.1 Описание установки Газодинамическая ловушка | 15 |
| 1.2 Изучение свойств быстрой компоненты плазмы в экспериментах с длительностью инъекции 1 мс | 19 |
| 1.3 Измерение пространственного распределения плотности быстрых ионов | 20 |
| | |
| Глава 2 Многоканальная диагностика для изучения быстрых атомов, покидающих плазму ГДЛ | 23 |
| 2.1 Применение AXUV диодов в качестве быстрых болометров | 23 |
| 2.2 Изучение свойств экспериментальных лавинных диодов. Предварительные эксперименты | 28 |
| 2.3 Первые эксперименты по регистрации атомов перезарядки из плазмы ГДЛ с помощью лавинных диодов | 31 |
| 2.4 Свойства девятиканального лавинного диода | 34 |
| 2.5 Свойства экспериментальных диодов в режимах с лавинным усилением при регистрации частиц | 36 |
| 2.6 Камера-обскура на основе диодов AXUV16ELG | 38 |
| 2.7 Детектор на основе экспериментальных лавинных диодов | 42 |
| 2.8 Наблюдение МГД активности плазмы с помощью детекторов быстрых атомов | 44 |
| 2.9 Моделирование сигнала на камере-обскуре в экспериментах с дифференциальным вращением плазмы | 45 |
| 2.10 Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость | 50 |
| 2.11 Выводы по разделу | 51 |

| | | |
|----------------|--|-----------|
| Глава 3 | Диагностика продуктов термоядерной реакции на установке ГДЛ | 53 |
| 3.1 | Регистрация нейтронного потока в экспериментах по термоядерному синтезу | 53 |
| 3.1.1 | Активационные методы | 53 |
| 3.1.2 | Камеры деления | 54 |
| 3.1.3 | Алмазные спектрометры нейтронов | 55 |
| 3.2 | Диагностика продуктов термоядерной реакции на ГДЛ | 57 |
| 3.3 | Регистрация термоядерных протонов на ГДЛ | 57 |
| 3.3.1 | Детекторы термоядерных протонов на основе ФЭУ | 58 |
| 3.4 | Диодные диагностики термоядерных протонов | 61 |
| 3.5 | Фотодиоды для регистрации заряженных продуктов термоядерной реакции | 63 |
| 3.6 | Диагностика термоядерных нейтронов | 65 |
| 3.7 | Нормировка данных сцинтилляционного детектора с помощью данных детектора термоядерных протонов | 68 |
| 3.8 | Свидетельство наличия перегретых электронов в экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом | 71 |
| 3.9 | Прогресс в удержании плазмы на ГДЛ | 72 |
| 3.10 | Данные диагностик реакции синтеза в экспериментах по изучению физики расширителя | 75 |
| 3.11 | Демонстрация улучшенного удержания быстрых частиц в экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом | 77 |
| 3.12 | Наблюдение продольного распределения интенсивности реакции синтеза | 79 |
| 3.13 | Наблюдение перестроения функции распределения быстрых частиц в результате развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости | 83 |
| 3.14 | Эксперименты с измененной магнитной конфигурацией | 86 |
| 3.15 | Выводы по разделу | 87 |
| Глава 4 | Спектрометр быстрых нейтронов и гамма квантов на основе стильбенового сцинтиллятора | 89 |

| | | |
|--|--|------------|
| 4.1 | Методы идентификации нейтронов и гамма квантов в органических сцинтилляторах | 89 |
| 4.2 | Дизайн спектрометра нейтронов и гамма квантов | 90 |
| 4.3 | Режим регистрации формы импульсов | 93 |
| 4.4 | Режим калибровок | 94 |
| 4.4.1 | Метод разделения нейтронов и гамма квантов, основанный на частотно градиентном анализе | 95 |
| 4.4.2 | Определение значения параметра A для разделения нейтронов и гамма квантов | 97 |
| 4.5 | Сравнение методов n/γ дискриминации на основе частотно градиентного анализа и метода разделения по форме импульса (Pulse Shape Discrimination, PSD) | 101 |
| 4.6 | Спектроскопический режим работы детектора | 102 |
| 4.7 | Энергетическая калибровка стильбенового спектрометра нейтронов и гамма квантов | 104 |
| 4.8 | Амплитудная калибровка нейтронного канала спектрометра | 106 |
| 4.9 | Энергетическое разрешение нейтронного спектрометра | 112 |
| 4.10 | Определение скорости счета спектрометра | 114 |
| 4.11 | Эксперименты по инжекции электронов в ГДЛ | 116 |
| 4.12 | Тестирование n/γ спектрометра в плазменном эксперименте на ГДЛ | 118 |
| 4.13 | Эксперименты с новым вариантом спектрометра | 121 |
| 4.14 | Выводы по разделу | 123 |
| Заключение | | 124 |
| Список литературы | | 126 |
| Приложение А Использование программы SRIM для расчета пробега частиц из плазмы в веществе | | 143 |
| A.1 | Расчет пробега ионов в кремнии для интервалов энергий от 1 кэВ до 3 МэВ | 143 |
| A.2 | Расчет пробега заряженных продуктов термоядерной реакции в полупроводниковом детекторе | 144 |

| | Стр. |
|---|------------|
| А.3 Расчет пробега протонов отдачи в стильбеновом сцинтилляторе | 146 |
| А.4 Пробег электронов в стильбеновом сцинтилляторе | 147 |
| Приложение Б Сечения реакций синтеза | 148 |
| Приложение В Моделирование коллиматора | 149 |

Введение

Актуальность темы исследования. Установка Газодинамическая ловушка (ГДЛ) [1, 2] имеет линейную осесимметричную конфигурацию открытого типа, предназначенную для удержания плазмы с субтермоядерными параметрами. Исследовательская программа ГДЛ ориентирована на решение ключевых физических проблем и отработку технологий, необходимых для реализации термоядерных приложений газодинамической ловушки. К таким возможным приложениям относятся мощные источники нейтронов для решения задач ядерного и термоядерного материаловедения, производства редких изотопов, переработки отработанного ядерного топлива, а также управления реакторами деления, работающими в подкритическом режиме [3]. Полученные результаты экспериментальных и теоретических работ по программе исследований в области магнитных ловушек открытого типа позволяют также с оптимизмом оценивать перспективность создания "чистого" термоядерного реактора для производства энергии на основе ГДЛ [4].

Одной из ключевых особенностей ГДЛ является наличие популяции горячих ионов с максимальной энергией в 25 кэВ и средней энергией около 10 кэВ. Горячие ионы возникают в результате ионизации и захвата мощных пучков атомарного дейтерия удерживаемой в ловушке теплой дейтериевой плазмой. Горячие ионы сталкиваются между собой и с ионами теплой плазмы, что приводит к реакции синтеза ядер дейтерия. В результате реакции синтеза возникают протоны с энергией 3.02 МэВ и нейтроны с энергией 2.45 МэВ (а также ^3He и T). Диагностика, основанная на регистрации этих частиц, позволила в предшествующих настоящей работе экспериментах получить богатую информацию о процессах, определяющих удержание горячих ионов [5, 6]. Краткий обзор результатов ранних работ по изучению удержания горячих ионов в установке ГДЛ приведен в главе 1.

Последовавшая за этим этапом исследований модернизация установки ГДЛ привела к существенному росту параметров плазмы и, как следствие, к возникновению ряда физических процессов, не наблюдавшихся ранее. Это потребовало создания и развития современных и отвечающих актуальным экспериментальным задачам диагностических методов, приведенных в настоящей работе. Диагностики позволили получать информацию об удержании быст-

рых частиц в новых режимах работы установки и контролировать параметры плазмы в этих режимах. Ниже перечислены этапы и основные результаты модернизаций.

1) Был разработан и внедрен метод вихревого удержания, позволивший минимизировать поперечные потери частиц и энергии плазмы, возникающие при развитии МГД-неустойчивостей [7].

2) Длительность работы атомарных инжекторов была увеличена с 1 мс до 5 мс, при этом суммарная мощность атомарных пучков, достигающих поверхности плазмы, возросла с 3.5 МВт до 5 МВт [8].

3) Введена в строй система дополнительного микроволнового нагрева плазмы на частоте электронного циклотронного резонанса (ЭЦР), что позволило достичь значения температуры электронов ~ 1 кэВ и продемонстрировать улучшение удержания быстрых ионов, соответствующее росту полного выхода нейтронов на 80% [9].

4) Разработаны и внедрены новые методы генерации предварительной плазмы, необходимые для первоначальной ионизации и захвата атомарных пучков. Один из этих методов основан на микроволновом пробое газа, предварительно инжектированного в вакуумную камеру ловушки [10]. Другой метод заключается в использовании инъекции электронного пучка в ловушку через одну из магнитных пробок [11]. Новому методу, основанному на генерации плазмы электронным пучком, посвящен отдельный раздел настоящей работы.

Степень разработанности темы исследований. Результаты первых двух модернизаций привели к существенному росту относительного давления плазмы [12], что в условиях высокой степени анизотропии функции распределения горячих ионов привело к развитию микронеустойчивости, которая была идентифицирована как Альфвеновская ионно-циклотронная. Эта неустойчивость была изучена на ГДЛ как экспериментально [13, 14], так и теоретически [15]. Другой неустойчивостью была глобальная акустическая мода, вызванная анизотропным давлением [16, 17, 18]. В качестве диагностических методов в этих исследованиях использовались в основном магнитные измерения. В рамках настоящей работы было решено развить диагностику, которая позволяет визуализировать плазмоид горячих ионов в свете атомов с энергией 1-25 кэВ с пространственным и временным разрешением, являясь многоканальным монитором потока таких атомов. Эти работы описаны в главе 2 настоящей работы. В качестве регистраторов здесь используются диоды с тонким мертвым слоем.

Отметим, что такие диоды широко применяются в плазменном эксперименте для регистрации частиц и излучения. Дополнительно в главе 3 продемонстрировано изменение пространственного распределения продуктов термоядерной реакции, свидетельствующие о перестроении функции распределения быстрых частиц в результате развития микронеустойчивостей.

Режимы с возросшей плотностью и относительным давлением сопровождались увеличением выхода термоядерной реакции. Для оптимизации режимов удержания плазмы по параметру нейтронного выхода было решено создать монитор потока продуктов реакции синтеза. Отметим, что регистрация продуктов реакции синтеза широко применяется на большинстве термоядерных установок. Чаще всего в таких диагностиках ведется регистрация 2.45 МэВ и 14 МэВ нейтронов. В условиях ГДЛ целесообразно регистрировать как нейтроны, так и 3.02 МэВ протоны. С помощью монитора были налажены измерения абсолютных значений выхода реакции синтеза дейтерия в различных экспериментальных кампаниях на ГДЛ. Эти данные приведены в главе 3.

Помимо демонстрации улучшенного удержания быстрых частиц и увеличения электронной температуры при применении СВЧ нагрева, в экспериментах на ГДЛ зарегистрировано возникновение в плазме популяции перегретых электронов и связанная с этим генерация мощных вспышек рентгеновского излучения. Жесткое рентгеновское излучение серьезно искажает показания мониторов нейтронного потока. Для изучения свойств такого излучения, учета его вклада в измерения штатными диагностиками термоядерной реакции было решено использовать спектрометр нейтронов и гамма квантов на основе стильбенового сцинтиллятора. Детекторы на основе сцинтилляторов, в которых форма световой вспышки зависит от сорта регистрируемой частицы, находят широкое применение в плазменном эксперименте. В новом приборе, который был создан в лаборатории, реализован метод частотно градиентного анализа, причем идентификация идет в режиме реального времени (этим он отличается от аналогичных приборов). Требовалось прокалибровать спектрометр и протестировать его в плазменном эксперименте. Такой спектрометр в режиме реального времени способен определять сорт зарегистрированной частицы по форме сцинтилляционной вспышки. Эти данные приведены в главе 4.

Целью настоящей работы является развитие и применение методов, основанных на регистрации продуктов реакции синтеза ядер дейтерия, ней-

тральных частиц с энергиями в десятки килоэлектронвольт и фотонов с энергиями в диапазоне от десятков до сотен килоэлектронвольт, которые возникают в процессах нагрева и удержания плазмы в установке Газодинамическая ловушка.

Было необходимо решить следующие **задачи**:

- Развитие диагностических методов для изучения популяции быстрых ионов, которая формируется в результате мощной атомарной инъекции в плазму ГДЛ. В качестве диагностического метода применялись многоканальные мониторы, визуализирующие плазму "в свете" быстрых атомов с энергией 1-25 кэВ. Изучение процессов, связанных с развитием магнитогидродинамических и кинетических неустойчивостей, влияющих на удержание быстрых частиц в ГДЛ.
- Создание диагностики для измерения абсолютных значений интенсивности термоядерной реакции и оптимизации удержания быстрых ионов, изучения эволюции пространственного распределения быстрых частиц по продуктам термоядерной реакции. Изучение перестроения функции распределения быстрых частиц в результате развития микронеустойчивостей с применением методов численного моделирования для анализа и интерпретации экспериментальных данных.
- Проведение калибровок и изучение свойств спектрометра на основе стильбенового сцинтиллятора, ФЭУ и программируемой логической матрицы. Изучение популяции перегретых электронов, возникающих в результате инъекции СВЧ излучения и электронного пучка в плазму ГДЛ. Получение экспериментальных данных об энергии таких частиц по спектру рентгеновского излучения.

Научная новизна. Впервые на установке ГДЛ реализована диагностика продуктов термоядерной реакции на основе диодов, регистрирующая протоны с энергией 3.02 МэВ и позволяющая вести абсолютные измерения их потока и его пространственное распределение.

Впервые на установке ГДЛ реализована диагностика быстрых ионов на основе линеек многоэлементных диодов с тонким мертвым слоем, позволяющая наблюдать динамику плазмы методом анализа потока быстрых атомов: накопление быстрых ионов в процессе атомарной инъекции, их потери в результате развития МГД неустойчивостей, перераспределение быстрых ионов в пространстве в результате развития микронеустойчивостей.

Новый спектрометр на основе стильбена позволил впервые в условиях ГДЛ разделить при измерениях вклады рентгеновских квантов и нейтронов, а также впервые получить данные об энергии перегретых электронов, возникающих в ГДЛ в процессе электронного циклотронного нагрева плазмы и в экспериментах по инжекции электронного пучка.

Теоретическая и практическая значимость. Все описанные в работе диагностики активно используются в плазменном эксперименте на ГДЛ, научная информация активно используется при анализе экспериментов и построении теоретических моделей.

Диагностика продуктов термоядерной реакции являлась одной из важных в экспериментах по изучению СВЧ нагрева плазмы [9], по влиянию микронеустойчивостей на удержание горячих ионов [18], по изучению физики расширителя [19] и других. Причем эксперименты по изучению влияния газовых условий в расширителе открытой ловушки на удержание плазмы в центре позволили существенно расширить диапазон рабочих параметров расширителя в проекте будущего термоядерного реактора на основе открытой ловушки. Базируясь на работах автора, команда установки MST совместно с командой установки C2U компании Tri Alpha Energy создали аналогичную диагностику, и она показала свою эффективность [20]. При участии автора была налажена диагностика 3.02 МэВ протонов на сферическом токамаке Глобус-2М [21].

Диагностика потока быстрых атомов использовалась на ГДЛ для дополнительной верификации механизма вихревого удержания плазмы и теории Альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости.

Научная ценность стильбенового спектрометра в экспериментах на ГДЛ заключается в том, что впервые получены данные об энергии перегретых электронов по спектру рентгеновского излучения на установке ГДЛ, а практическая значимость заключается в том, что показана возможность одновременной регистрации спектра 2.45 МэВ и 14 МэВ нейтронов, что важно в предстоящих дейтерий-тритиевых кампаниях, например, в экспериментах на ITER [22]. Также показано, что энергетическое разрешение прибора достаточно для измерения ионной температуры в таких экспериментах. Стильбеновый спектрометр показал возможность определить вклад нейтронов и гамма квантов в сигнал других диагностик жесткого излучения.

Методология и методы исследования. Экспериментальные исследования в работе были выполнены на установке Газодинамическая ловушка в

ИЯФ СО РАН, а также на ускорительных источниках нейтронов ИНГ-07ДМ и ИНГ-07Т в АО "ГНЦ РФ ТРИНИТИ", г. Москва. Моделирование разрядов ГДЛ проводилось с помощью кода DOL [23]. Моделирование проникновения заряженных частиц в вещество проводилось с помощью кода SRIM [24]. Моделирование коллиматоров проводилось в программе Comsol. Модель приведенная в Главе 2 была разработана с помощью кода C++.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Диагностика на основе диодов с тонким мертвым слоем позволяет изучать процессы накопления и удержания быстрых ионов, динамику их пространственного распределения, а также МГД активность плазмы в ГДЛ.
2. Диагностика продуктов реакции синтеза на ГДЛ, состоящая из датчиков протонов, нейтронов и гамма квантов, позволяет проводить абсолютные измерения интенсивности термоядерной реакции, оптимизировать удержание плазмы по параметру нейтронного выхода.
3. В спектрометре на основе стильбенового сцинтиллятора, ФЭУ и ПЛИС реализовано разделение нейтронов и гамма квантов на основе частотно-градиентного анализа в режиме реального времени. Максимальная скорость счета при этом составляет $6.6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Показана возможность одновременной регистрации 2.45 МэВ и 14 МэВ нейтронов.

Степень достоверности и апробация результатов. Материалы, изложенные в диссертации, были представлены автором на плазменных семинарах Института ядерной физики СО РАН (ИЯФ СО РАН), на семинарах лаборатории 9-1 ИЯФ СО РАН.

Материалы были представлены автором на международных конференциях:

1. XXXV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 11-15 февраля 2008 г.
2. XXXVII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 8-12 февраля 2010 г.

3. XXXVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 14-18 февраля 2011 г.
4. XXXIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 6-10 февраля 2012 г.
5. XLV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 2-6 апреля 2018 г.
6. XLVI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 18-22 марта 2019 г.
7. XLIX Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 14-18 марта 2022 г.
8. L Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Россия, Звенигород, 20-24 марта 2023 г.
9. 8th International Conference on Open Magnetic systems for plasma confinement, Россия, Новосибирск, 5-9 июля 2010 г.
10. 11th International Conference on Open Magnetic systems for plasma confinement, Россия, Новосибирск, 8-12 августа 2016 г.
11. 12th International Conference on Open Magnetic systems for plasma confinement, Япония, Тсукуба, 27-31 августа 2018 г.
12. 3rd European Conference on Plasma Diagnostics, Португалия, Лиссабон, 6-9 мая 2019 г.
13. 3rd International Fusion and Plasma Conference (iFPC 2024), Корея, Сеул, 24-28 июня 2024 г.
14. 4rd International Fusion and Plasma Conference (iFPC 2025), Корея, Тэджон, 9-13 июня 2025 г.

Материалы были представлены на Всероссийских конференциях:

1. XVII Всероссийская конференция Диагностика высокотемпературной плазмы, Россия, Звенигород, 13-17 июня 2017 г.
2. XVIII Всероссийская конференция Диагностика высокотемпературной плазмы, Россия, Красная Пахра, 11-15 сентября 2019 г.

3. XIX Всероссийская конференция Диагностика высокотемпературной плазмы, Россия, Сочи, 18-22 сентября 2023 г.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных и электронных изданиях, из них 4 изданы в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК [25, 26, 27, 28]:

1. DD product yield in the GDT central cell / P. A. Bagryansky, V. V. Maximov, E. I. Pinzhenin, V. V. Prikhodko. — Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, — Iss. 1T, — p.256-258. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST11-A11627> (дата публикации: 10.08.2017).
2. Пинженин, Е.И. Диодная регистрация быстрых нейтральных атомов на установке "Газодинамическая ловушка"/ Е.И. Пинженин, В.В. Максимов, И.Б. Чистохин — Текст: электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2019. — Т. 2, — с. 49-57. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0032816219020150> (дата публикации: 25.05.2018).
3. Development of FPGA-based real-time neutron spectrometer using stilbene scintillator / E. I. Pinzhenin, A. D. Khilchenko, P. V. Zubarev, [et al.]. — Текст: электронный // Plasma and Fusion Research. — 2019. — Vol. 14, — p.2402025. — URL: <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402025> (дата публикации: 02.12.2019).
4. Пинженин, Е.И. Применение методов ядерной физики для диагностики плазмы на основе газодинамической ловушки. / Е.И. Пинженин, В.В. Максимов — Текст: электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2024. — Т. 2, — с.53-63. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0032816224020078> (дата публикации: 22.12.2023).

Одна статья издана в сборнике докладов научных конференций [29]:

1. Pinzhenin, E. I. Fusion yield registration in the gas dynamic trap / E. I. Pinzhenin, V. V. Maximov — Текст: электронный // AIP Conference Proceedings (Novosibirsk, Russia, 8–12 August 2016) — 2016. — Vol. 1771, — p.050013. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964207> (дата публикации: 11.10.2016).

Личный вклад. Изложенные в работе результаты получены автором лично, либо при его определяющем участии. Автор лично разрабатывал ди-

агностики, описанные в главах 2 и 3, налаживал их работу в плазменном эксперименте на ГДЛ. Принимал участие в планировании и подготовке и проведении экспериментов, описанных во 2, 3 и 4 главах настоящей работы; обработке и анализе экспериментальных данных. Автор лично разработал теоретическую модель, приведенную во второй главе. Для анализа экспериментов 3 главы моделировал разряды ГДЛ кодом DOL. Автор полностью лично планировал и проводил все приведенные исследования свойств и параметров стильбенового спектрометра, приведенные в главе 4. Вклад соискателя в опубликованные работы по теме диссертации является определяющим.

Авторский вклад соискателя в статье 1 заключается в разработке и создании детекторов, описанных в статье, проведении экспериментов, обработке и анализе результатов. В работе показана возможность проведения измерения абсолютного значения потока 3.02 МэВ протонов диодными детекторами.

Авторский вклад в статье 2 заключается в том, что автором были исследованы свойства лавинных диодов, а именно измерена чувствительность и показано лавинное усиление при регистрации как оптического излучения так и частиц. Автором были разработаны камеры-обскуры для регистрации атомов, покидающих плазму ГДЛ. Проведены измерения поперечных распределений, асимметрия которых наблюдается вследствие ларморовского вращения быстрых частиц в ГДЛ. Показано, что сигнал с таких детекторов определяется быстрыми частицами, которые теряются из плазмы ГДЛ.

Авторский вклад в статье 3 заключается в проведении калибровок нейтронного и гамма каналов стильбенового спектрометра.

Авторский вклад в статье 4 заключается в создании и отладке многоканальной системы диагностик продуктов термоядерной реакции на установке ГДЛ, а также ее тестировании в плазменных экспериментах, получению сведений о пикировке быстрых частиц вблизи точки останова. Дополнительно соискателем в статье показано, что спектр нейтронов соответствует энергии 2.45 МэВ.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка литературы и приложений. Полный объем диссертации составляет 150 страниц, включая 86 рисунков и 8 таблиц. Список литературы содержит 112 наименований.

Глава 1

Краткий обзор экспериментальных и теоретических результатов по изучению функции распределения быстрых частиц на установке ГДЛ

1.1 Описание установки Газодинамическая ловушка

Газодинамическая ловушка является одним из вариантов открытой магнитной системы для удержания и нагрева плазмы. Впервые концепция ГДЛ была предложена в работе [1]. Установка Газодинамическая ловушка была построена в Институте ядерной физики в Новосибирске в конце 80 годов.

Схема установки ГДЛ приведена на рисунке 1.1. В таблице 1.1 приведены некоторые важные параметры установки Газодинамическая ловушка.

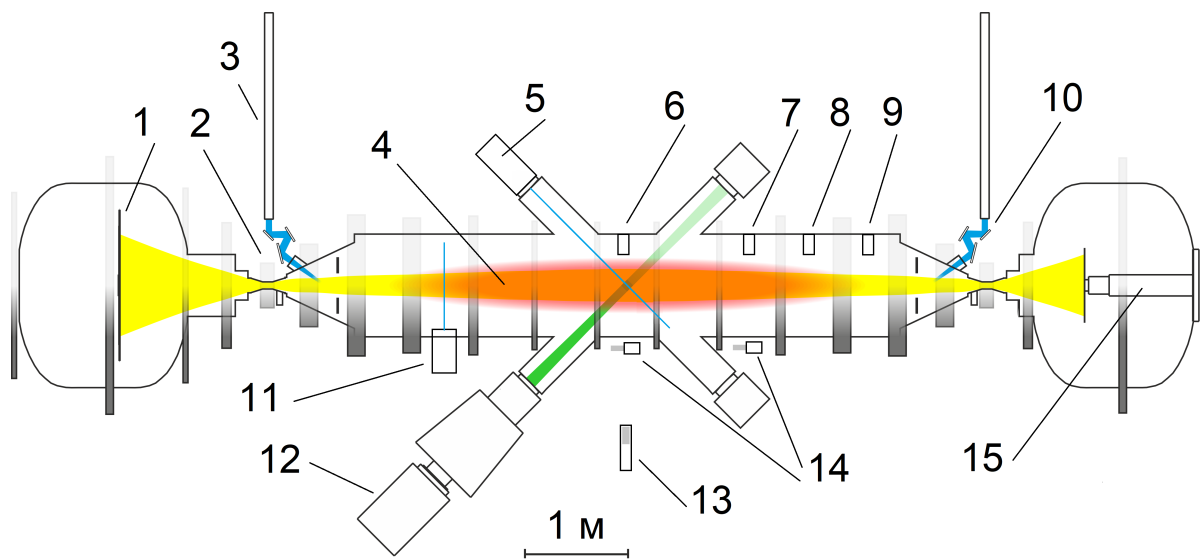


Рисунок 1.1 — Установка Газодинамическая ловушка. 1 - приемник плазмы, 2 - пробочный узел, 3 - линия ЭЦР нагрева, 4 - быстрые ионы, 5 - камера обскуры на основе диодов AXUV, 6, 7, 8, 9 - детекторы 3 МэВ протонов, 10 - СВЧ - пучок, 11 - камера обскуры на основе APD диодов, 12 - нагревной инжектор, 13 - стильбеновый спектрометр, 14 - сцинтилляционные детекторы нейтронов и гамма квантов, 15 - дуговой генератор плазмы (в некоторых экспериментальных кампаниях на это место устанавливалась электронная пушка)

Ловушка состоит из длинной вакуумной камеры, на которую установлены катушки, создающие магнитное поле центрального соленоида (поле в центральной плоскости B_{min} не превышает 0.35 Тл). С обоих концов расположены пробочные секции, на которых установлены катушки, создающие сильное магнитное поле от 2.5 Тл до 16 Тл (магнитные пробки). Расстояние между пробочными узлами 7 м. Диаметр вакуумной камеры центрального соленоида составляет около 1 м. К пробочным секциям присоединены две торцевые секции со спадающим полем и плазмоприемниками. Магнитное поле в торцевых баках, в зависимости от условий эксперимента, может иметь конфигурацию расширителя или антипробкотрона. Эти секции необходимы для обеспечения стабилизирующего вклада в интеграл устойчивости относительно желобковых возмущений (МГД стабилизации плазмы). Другим методом МГД стабилизации в ГДЛ является дифференциальное вращение плазмы в скрещенных радиальном электрическом и продольном магнитном полях [7]. Для его обеспечения на торцевые плазмоприемники и/или лимитеры подается соответствующий потенциал.

Перед началом плазменного эксперимента система откачки обеспечивает в вакуумной камере общим объемом около 15 м^3 остаточное давление $\sim 10^{-5}$ Па. Предварительная ("мишенная") плазма создается с помощью дугowego источника (установлен в одном из расширителей) и имеет температуру $\sim 3 - 10$ эВ, концентрацию $1 - 7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В некоторых сериях экспериментов предварительная плазма нарабатывается в результате инжекции микроволнового излучения в нейтральный газ концентрацией 10^{18} м^{-3} , которым установка заполняется заранее. Температура получившейся мишенной плазмы составляет ~ 5 эВ, концентрация - 10^{18} м^{-3} [10]. При обсуждении экспериментов, где это важно, будет отмечено, какой режим создания мишенной плазмы использовался. Новый метод генерации мишенной плазмы, основанный на инжекции электронного пучка, обсуждается в главе 4. Таким образом, мишенная плазма имеет относительно низкую температуру, удерживается в столкновительном режиме, то есть длина пробега иона (относительно рассеяния в конус потерь) меньше длины $L \cdot R$. Время жизни мишенной плазмы оценивается, как

$$\tau_{gdt} = LR/V_{Ti}, \quad (1.1)$$

где L — длина ловушки, R — пробочное отношение а V_{Ti} — тепловая скорость ионов.

Таблица 1.1 — Параметры установки ГДЛ

| Параметр | Значение |
|--|--|
| Общая длина системы | 14 м |
| Расстояние между пробками | 7 м |
| Магнитное поле в центральной плоскости | до 0.35 Тл |
| Магнитное поле в пробке | до 12 Тл |
| Плотность плазмы | $(0.1-5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ |
| Радиус плазмы в центральном сечении | 17 см |
| Температура электронов | до 0.25 кэВ |
| с дополнительным СВЧ нагревом | до 1 кэВ |
| Длительность работы нагревных инжекторов | 5 мс |
| Мощность нейтральной инжекции | до 5.4 МВт |
| Энергия нейтральных атомов | 22-25 кэВ |
| Плотность быстрых ионов вблизи точки остановки | $\sim 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ |
| Средняя энергия быстрых ионов | $\sim 10 \text{ кэВ}$ |
| Максимальное локальное значение β | 0.6 |
| Частота гиротронов | 54.5 ГГц |
| Мощность СВЧ нагрева | до 0.8 МВт |

Для нагрева предварительно созданной мишенной плазмы используется инжекция мощных пучков нейтральных атомов дейтерия (или водорода). После модернизации системы атомарной инжекции [8], в результате которой длительность работы инжекторов была увеличена до 5 мс, энергия инжектируемых ионов увеличена до 22-25 кэВ, количество инжекционных модулей было увеличено с 6 до 8, в плазму инжектируется мощность до 5.4 МВт. Захваченные ионы вблизи центральной плоскости имеют пич угол 45° к магнитной оси. Угловой разброс инжектируемых атомов составляет 5° , что определяется геометрической фокусировкой ионно оптической системы нагревных инжекторов. Средняя энергия быстрых ионов в плазме составляет $\sim 10 \text{ кэВ}$. Занятая ими область около 4 м вдоль установки, радиус в центральной плоскости 14 см.

Дополнительным методом нагрева плазмы, реализованным на ГДЛ, является электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЭЦР) плазмы [9]. Для

нагрева используются два гиротрона суммарной мощностью до 800 кВт, работающие на частоте 54.5 ГГц. Инжекция электромагнитного излучения ведется со стороны сильного магнитного поля. Длительность работы гиротронов составляет до 5 мс, причем оба гиротрона могут быть включены независимо.

Отметим, что присутствие популяции быстрых ионов является ключевой особенностью установки ГДЛ. Быстрые ионы совершают баунс осцилляции в магнитном поле между точками остановки, как в пробкотроне Будкера-Поста [30, 31]. Впервые эффекты, связанные с поведением плещущихся ионов в осесимметричной магнитной конфигурации, теоретически исследовались в [32, 33]. Согласно результатам моделирования [2, 34], в экспериментах на ГДЛ плотность быстрых ионов вблизи точки остановки достигает $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и может в три раза превышать их плотность в центральной плоскости, а время их жизни определяется временем торможения быстрых частиц с массой M_F и зарядом Z_F на электронах:

$$\tau_{Fe} = \frac{3M_F T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi m_e Z_F^2 e^2 n_e \Lambda}}, \quad (1.2)$$

где T_e и n_e температура, плотность электронов, e и m_e заряд и масса электрона, Λ -кулоновский логарифм. Для условий ГДЛ τ_{Fe} составляет ~ 6.3 мс для температуры электронов 100 эВ и ~ 17 мс для температуры плазмы 200 эВ (для ионов дейтерия и плотности плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Время рассеяния быстрых частиц на ионах плазмы определяется из формулы:

$$\frac{1}{\tau_{F\theta}} = \frac{2\pi\Lambda e^4 Z_F^2}{m_F^2 v_F^3} (n_i Z_i^2 + n_F Z_F^2), \quad (1.3)$$

где v_F — начальная скорость инжектируемого иона, E_F — энергия инжекции:

$$v_F = \sqrt{2E_F/m_F}$$

n_i и Z_i плотность и заряд ионов мишенной плазмы [35]. Соотношение $\tau_{Fe}/\tau_{F\theta} = 0.04$ для $T_e=250$ эВ и увеличивается с увеличением температуры: $\tau_{Fe}/\tau_{F\theta} = 0.3$ для $T_e=1$ кэВ. Поэтому в любых условиях эксперимента на ГДЛ в течение всего времени жизни быстрых частиц их функция распределения остается сильно анизотропной в пространстве скоростей.

1.2 Изучение свойств быстрой компоненты плазмы в экспериментах с длительностью инъекции 1 мс

Свойства быстрой компоненты плазмы подробно описаны в обзоре [29], в котором приведены результаты экспериментальных и теоретических работ, а так же результаты численного моделирования.

В обзоре проводился анализ уравнения глобального энергобаланса:

$$P_{Fe} = P_{tr} - \frac{dW_f}{dt} - P_{cx}$$

Захваченная мощность P_{tr} определялась экспериментально по ослаблению пучков. Энергосодержание W_f быстрых ионов измерялось диамагнитными петлями, мощность перезарядных потерь P_{cx} измерялась набором пироболометров. Мощность P_{Fe} , которую быстрые ионы тратят на нагрев электронной компоненты плазмы, оценивалась по уравнению энергобаланса, которое не учитывает прямые потери быстрых ионов на лимитеры и в пробки.

Измерялось характерное время, за которое быстрые ионы охлаждаются на электронах мишенной плазмы τ_{Fe} и время потери быстрых ионов из плазмы в результате резонансной перезарядки на остаточном газе τ_{cx} . Они оцениваются из данных энергобаланса как $\tau_{Fe} = W_f/P_{Fe}$, $\tau_{cx} = W_f/P_{cx}$. Эти времена сравнивались с результатами моделирования функции распределения быстрых частиц, проведенным с помощью кода MCSFIT [36].

Для дополнительной проверки была проведена серия экспериментов по измерению времени τ_{fe} , в которой торможение специально созданной популяции "пробных" ионов на электронах измерялось с помощью энергоанализатора быстрых атомов. Данные по торможению пробных ионов показали хорошее соответствие с измеренными временами, полученными из глобального энергобаланса.

Измерение функции распределения позволяет детально изучить скорость передачи энергии от быстрых ионов мишенной плазме. Такой метод является более чувствительным к возможному дополнительному рассеянию быстрых ионов, по сравнению с анализом уравнения макроскопического энергобаланса. В статье [37] показаны результаты экспериментов, в которых измерение спектра атомов, покидающих плазму, позволило получить данные о функции

распределения быстрых частиц по энергиям и углам. Выводом из этих экспериментальных данных является то, что угловой разброс быстрых частиц определяется парным кулоновским взаимодействием этих частиц с мишенной плазмой. В данных экспериментах не зарегистрировано значительного влияния микронеустойчивостей на функцию распределения быстрых частиц (с точностью, с которой были проведены измерения). Тем не менее, более поздние данные с улучшенными параметрами плазмы, когда длительность атомарной инжекции была увеличена до 5 мс, показали, что развивается неустойчивость, вызванной наличием плещущихся ионов. Эта неустойчивость не оказывала значительного влияния на функцию распределения быстрых частиц, за исключением сравнительно небольшой области в фазовом пространстве, соответствующей резонансу быстрых частиц с волной. Более подробно обсуждение этих результатов приведено в разделе 2.10.

1.3 Измерение пространственного распределения плотности быстрых ионов

Радиальный профиль плотности быстрых частиц был измерен с помощью ряда диагностик, включающих диагностику перезарядных атомов с активной мишенью, измерения профиля интенсивности реакции синтеза дейтерия и измерения ослабления магнитного поля в точке остановки, определяющееся в основном профилем давления быстрых частиц. Для измерения ослабления магнитного поля в плазме ГДЛ используется спектроскопическая диагностика на основе динамического эффекта Штарка [38]. Зарегистрированное радиальное распределение эмиссии продуктов DD реакции достаточно узкое, радиус в точке остановки составляет 6 см [5], при этом радиус мишенной плазмы (по проекции лимитера) составляет 10 см .

Этот вывод подтверждается измерением профиля перезарядных потерь, в которых радиальное распределение эмиссии нейтральных частиц, покидающих плазму, было измерено энергоанализатором нейтральных атомов [34]. Показано, что максимум профиля быстрых частиц сдвинут к периферии на ларморовский радиус быстрого иона. Профиль имеет радиус меньше 10 см по уровню на полувисоте для частиц с энергией 16 кэВ и меньше. Профиль ато-

мов перезарядки с энергиями, близкими энергии инъекции, в 1.5 раз шире и совпадает с результатами моделирования захвата атомов нагретых пучков в теплой мишенной плазме и последующего удержания быстрых ионов. Механизм, вызывающий формирование узкого радиального профиля быстрых частиц, пока до конца не изучен, но показано, что он не связан с дополнительными потерями быстрых частиц с периферии плазмы (например, в результате перезарядки на остаточном газе) [39]. Дополнительно для изучения этого процесса проводились эксперименты с обратным вращением плазмы на периферии. Радиальный профиль плотности быстрых ионов в этом случае значительно шире, что указывает на роль вращения плазмы при формировании профиля плотности быстрых ионов.

Измерения показывают, что быстрые частицы имеют сравнительно малый угловой разброс, который определяется начальным угловым разбросом нагретых инжекторов и рассеянием быстрых ионов по углам на ионах мишенной плазмы (характерное время значительно больше времени эксперимента на ГДЛ). Следовательно, продольный профиль концентрации быстрых частиц пикирован вблизи точек остановки. Это обстоятельство очень важно для источника нейтронов на основе ГДЛ [3]. Для экспериментальной проверки пикировки было измерено продольное распределение интенсивности DD реакции. Энергия инжектируемых частиц составляла 13-17 кэВ, мощность до 3 МВт. По времени потери плазмы, полученному с помощью диамагнитных измерений, было измерено энергетическое время удержания быстрых дейтронов (формула (1.2)), которое в 1.5 раза превышает энергетическое время жизни ионов в водородной плазме. Продольный профиль эмиссии продуктов синтеза (3.02 МэВ протонов и 2.45 МэВ нейтронов) был измерен с помощью коллимированных детекторов на основе сцинтиллятора и ФЭУ. Техника, которая применялась в этих экспериментах, описана в литературном обзоре главы 3.

Эксперименты по измерению распределения потока термоядерных протонов вдоль оси установки представлены в [5]. Данные со сцинтилляционного детектора показали увеличение выхода DD реакции вблизи точки остановки по сравнению с выходом вблизи центра установки примерно в 5 раз. Результаты моделирования дают такой же результат. Отметим, что пикировка эмиссии нейтронов чувствительна к дополнительному рассеянию быстрых частиц (по сравнению с кулоновским механизмом). Дополнительное рассеяние моделировалось в коде MCSFIT [36]. Экспериментальные данные хорошо согласуются с

результатами моделирования для классического ион-ионного рассеяния. Этот факт являлся дополнительным свидетельством того, что релаксация быстрых частиц определяется парными кулоновскими столкновениями.

Глава 2

Многоканальная диагностика для изучения быстрых атомов, покидающих плазму ГДЛ

2.1 Применение AXUV диодов в качестве быстрых болометров

Фотодиоды с тонким мертвым слоем, наряду с традиционными болометрами на основе фольг и пироболометрами, широко применяются в плазменном эксперименте для измерения плотности потока энергии, покидающей плазму в виде частиц и излучения. По сравнению с традиционными болометрами, фотодиоды имеют такие преимущества, как высокое быстродействие и чувствительность. Главным недостатком является зависимость чувствительности от длины волны излучения и связанная с этим сложность в интерпретации результатов. Важной особенностью полупроводникового детектора, которую необходимо учитывать при проведении экспериментов и анализе получаемых данных, является деградация его параметров в процессе облучения частицами плазмы.

Наиболее широкое применение получили диоды, производства компании Opto Diode Corporation (панель International Radiation Detectors (IRD)) [40,41] и устройства с аналогичными характеристиками, например, SPD диоды [42].

Отметим несколько основных задач в диагностике плазмы, для которых применяют фотодиоды с тонким мертвым слоем.

Первой задачей является изучение радиационных потерь плазмы. В этих экспериментах используется чувствительность фотодиодов к оптическому излучению с энергией квантов от 1 эВ до нескольких кэВ. Типичная зависимость чувствительности диодов AXUV от длины волны электромагнитного излучения приведена на рисунке 2.1. Диоды обладают высокой чувствительностью в видимом диапазоне и в диапазоне энергий фотонов более 20 эВ, слабочувствительны в области вакуумного ультрафиолета и нечувствительны к инфракрасной области. Поэтому такие устройства слабо подходят для абсолютного измерения мощности радиационных потерь. Диоды используют для изучения быстрых радиационных процессов (с характерным временем десятки микросекунд и быстрее) в паре с традиционными болометрами, об-

ладающими сравнительно низким быстродействием [43]. На токамаке TCV с помощью AXUV диодов изучались быстрые процессы, связанные с радиационными потерями при развитии Edge-localized mode [44]. Различие профилей излучения плазмы, измеренных традиционными резистивными болометрами и болометрами на основе AXUV диодов, зарегистрировано диагностикой на токамаке Alcator C-Mod [45]. Авторы статьи связывают это с уменьшением чувствительности диодов в области вакуумного ультрафиолета. Важным экспериментальным фактом, который обсуждается в статье [43], является деградация детектора, связанная с уменьшением чувствительности диодов в области энергий 100-500 эВ после облучения диодов потоками частиц плазмы.

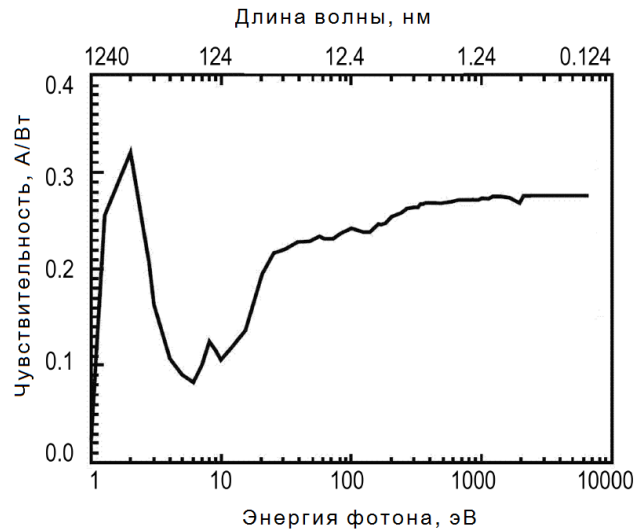


Рисунок 2.1 — Чувствительность AXUV диодов к фотонам различных энергий [40]

Развитием описанного выше метода является применение фильтров для выделения нужной области энергий регистрируемых фотонов. Например, в [46] для определения потерь энергии в линиях C_{IV} (155 нм) и Ly_{α} (122 нм) используются фильтры из кварцевого стекла и MgF_2 , которые отсекают более коротковолновое излучение. Далее изучается потеря энергии плазмой в этих линиях в результате МГД неустойчивостей плазмы.

Благодаря тонкому мертвому слою, диоды AXUV чувствительны к ионам и атомам с энергией от 1 кэВ (рисунок 2.2). В описанных выше экспериментах стремятся уменьшить вклад в измерения от нейтральных частиц, покидающих плазму. Для этого применяют фильтровые методы. Вообще, присутствующие в

плазме горячие ионы могут вносить существенный вклад в измерения (особенно в случае применения нагрева пучками нейтральных атомов либо ионного циклотронного нагрева плазмы). Таким образом, вторая задача, для которой используются диоды AXUV, это изучение ионной компоненты плазмы.

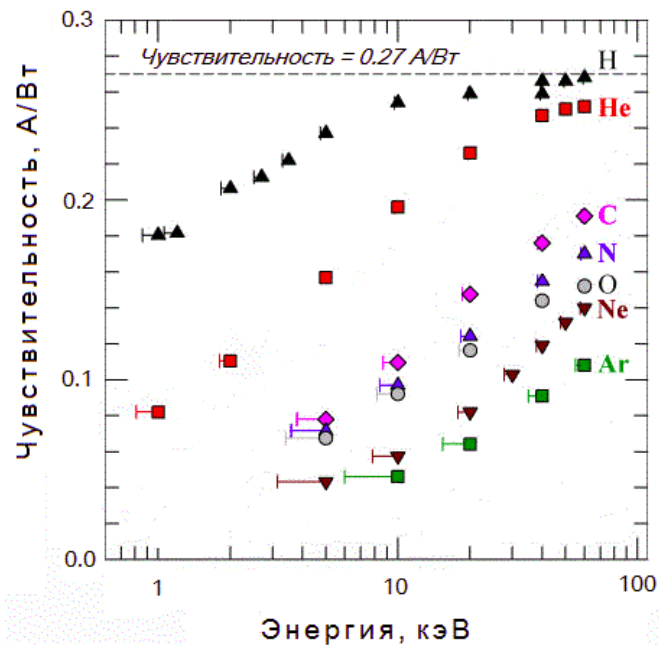


Рисунок 2.2 — Чувствительность AXUV диодов к различным ионам [40]

Один из подходов заключается в использовании диодов малой площади (обладающих минимальной емкостью, темновыми токами и шумами) в качестве спектрометров быстрых атомов. Атомы рождаются в результате перезарядки ионов плазмы на остаточном газе, искусственной мишени либо в других элементарных процессах, и несут информацию о функции распределения быстрых частиц.

Энергоанализаторы атомов на основе AXUV диодов были реализованы на установке Alcator C-Mode [47], в которой быстрая ионная компонента формировалась в результате ионного циклотронного нагрева плазмы. Энергия ионов составляла от 50 кэВ до 350 кэВ. Для защиты от оптического излучения, а также атомов, возникающих из основной компоненты плазмы и имеющих температуру около 1 кэВ, использовалась алюминиевая фольга толщиной от 100 нм до 150 нм. Оценки с помощью кода SRIM [24] показывают, что в таких фольгах атомы водорода (с энергией 50-350 кэВ) теряют 12-20 кэВ энергии.

Энергетическое разрешение самого диода измерялось в предварительных экспериментах и составляло 6 кэВ при регистрации атомов дейтерия с энергией 46 кэВ. В плазменных экспериментах был успешно измерен спектр атомов для диапазона энергий 50-350 кэВ. Описанная реализация вполне типична для экспериментов на больших и средних токамаках и стеллараторах. На установках NSTX [48, 49], LHD [50], ASDEX Upgrade [51] были реализованы сходные решения для измерения спектра атомов, формирующихся в плазме в результате мощной атомарной инжекции дейтерия или водорода с энергиями до 100 кэВ.

Альтернативой AXUV диодам в таком подходе являются детекторы на основе природного алмаза [52]. Особенности детекторов частиц на основе алмаза следующие:

1. Нечувствительность к фотонам с энергией ниже 5.5 эВ.
2. Разрешение детектора может достигать 15 кэВ, порог регистрации частиц может быть снижен до 15 кэВ.
3. Высокая радиационная стойкость (к нейтронам до $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, и дейтонам 10^{12} см^{-2})
4. Возможность работы при высоких температурах.

В статье [49] измерена деградация энергетического разрешения AXUV детектора в зависимости от флюенса дейтонов. Получено, что флюенс $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ является критическим. Этот же показатель для детектора из натурального алмаза, согласно [52] составляет 10^{12} см^{-2} .

Отметим, что прямое применение подхода, связанного со спектрометрией отдельных атомов в экспериментах на ГДЛ для измерения энергетического спектра атомов, покидающих плазму, представляется затруднительным. Энергия инжекции нейтральных атомов сравнительно низкая и составляет 25 кэВ (определяет максимальную энергию быстрых ионов в плазме). Разрешение твердотельного спектрометра на основе полупроводникового детектора в плазменном эксперименте, как правило, не лучше 10 кэВ, а в защитной фольге и мертвом слое теряется около 10-15 кэВ.

Измерение спектров обычно производится с разрешением не быстрее 1 мс (определяется временем набора статистики). Для изучения быстрых процессов, связанных с изменением потока нейтральных атомов, измерения AXUV диодами ведут в потоковом режиме. Как правило, на входное окно диода ставится фильтр толщиной порядка 100 нм для того, чтобы уменьшить вклад в измерение атомов, возникающих из тепловой компоненты плазмы и излучения

(порог регистрации частиц составляет 10-20 кэВ). Измерения ведутся либо без разрешения по энергиям, либо реализуются фильтровые методы анализа энергии нейтральных атомов. Например, в экспериментах на NSTX применяются вольфрамовые фильтры толщиной 100, 200 и 300 нм, для которых порог регистрации по энергиям составляет ~ 25 , ~ 45 и ~ 65 кэВ соответственно [53]. В этой же статье показано, что удастся регистрировать флуктуации эмиссии атомов из плазмы с частотами до 120 кГц, а Фурье спектры сигналов, полученных с катушек Мирнова и регистратора атомов, хорошо совпадают. Аналогичный подход (регистрация в потоковом режиме без разделения по энергиям) реализован на открытой ловушке C-2 [54]. Энергия атомов, применяемых для нагрева, в установке C-2 составляла 20 кэВ, поэтому отдельная фольга толщиной порядка 100 нм не использовалась: применялись диоды со специальным вольфрамовым фильтром толщиной 40 нм. Такой фильтр был нанесен на поверхность диода во время производства и обеспечивал защиту детектора от видимого и ультрафиолетового излучения плазмы. Диоды с такими фильтрами позволяли регистрировать нейтральные частицы из плазмы с энергией более 5 кэВ.

На ГДЛ была создана многоканальная диагностика быстрых нейтральных атомов. Главной целью такой диагностики было изучение пространственных распределений быстрых ионов в плазме. Один из каналов описанной далее диагностики был реализован на основе линейки из 16 диодов AXUV16ELG [40]. В качестве регистрирующего элемента для другого канала диагностики была выбрана линейка экспериментальных фотодиодов разработки Института Физики полупроводников СО РАН (ИФП СО РАН). Размер чувствительной области одного элемента 1x9 мм. На одном кристалле расположено 9 элементов. Расстояние между элементами 0.5 мм. Детекторы с выбранной геометрией оптимальны для создания диагностики по хордам по схеме однокоординатной камеры-обскуры. Так как экспериментальные диоды, разработанные Институтом физики полупроводников, не являются серийно выпускаемыми приборами, потребовалось дополнительное изучение их свойств.

2.2 Изучение свойств экспериментальных лавинных диодов. Предварительные эксперименты

Для диагностики атомов перезарядки используются экспериментальные полупроводниковые диоды, разработанные в Институте физики полупроводников СО РАН в рамках интеграционного проекта между ИФП СО РАН и ИЯФ СО РАН. Первыми экспериментальными образцами были одиночные диоды с диаметром чувствительной области 2 мм. Диоды были разработаны в ИФП и протестированы в условиях плазменного эксперимента на установке ГДЛ. Такие детекторы обладают тонким мертвым слоем (80 нм) и позволяют регистрировать протоны с энергией от нескольких кэВ. Емкость детектора составляет 2 пФ, область пространственного заряда 150 мкм при рабочем напряжении смещения до 1100 В. Фотография такого диода представлена на рисунке 2.3.

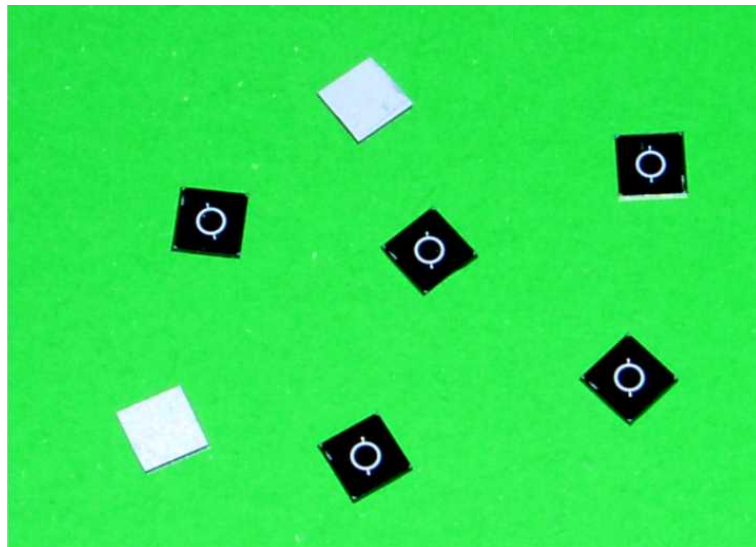


Рисунок 2.3 — Фотография дискретных лавинных диодов (диаметр чувствительной области 2 мм)

Схема диода приведена на рисунке 2.4. Лавинные диоды были изготовлены из пластин нейтронно-легированного сверхчистого кремния, изготовленного методом безтигельной зонной плавки. Удельное сопротивление пластин составляло 30 Ом·см. Лавинные диоды обладают следующими конструктивными особенностями: глубокозалегающая область основного р-п перехода (р-) легированна бором для создания областей кремния с р проводимостью. Тол-

щина этой области составляет примерно 14 мкм. Для уменьшения влияния локальных электрических полей, возникающих на границе кремния и оксида кремния и приводящих к пробое при высоких обратных напряжения смещения, в структуре диода созданы три области глубоководящих протяженных охранных переходов (Junction Termination Extention, JTE), относительная степень легирования которых уменьшается к периферии устройства: 80% (p^- на рисунке 2.4), 55 % (p^{--} на рисунке 2.4) и 34% (p^{---} на рисунке 2.4) соответственно (степень легирования 100 соответствует основному PN переходу p^-). Радиальный размер охранных JTE областей составляет 150 мкм, 200 мкм и 100 мкм (для колец от периферии к центру).

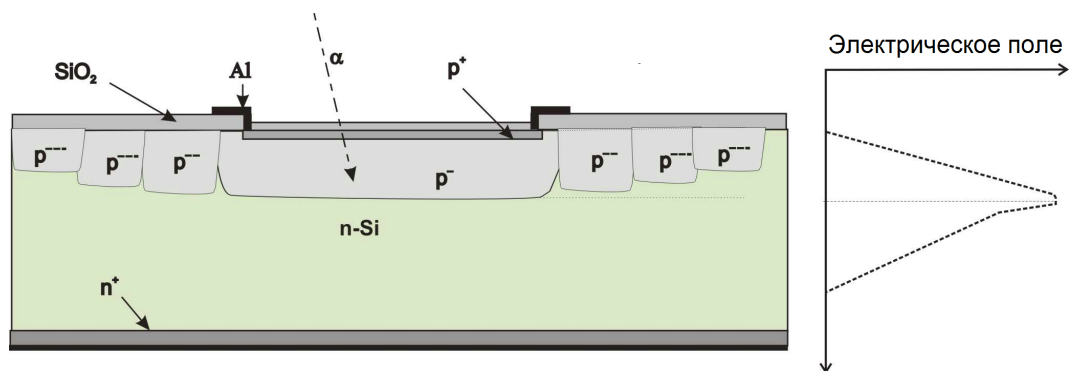


Рисунок 2.4 — Схема дискретного лавинного диода

Толщина контактного слоя на поверхности диода (p^+ на рисунке 2.4), созданного методом молекулярно лучевой эпитаксии, составляет 80 нм. Толщина этого слоя была сделана минимально возможной, чтобы уменьшить «мертвый» слой на поверхности и обеспечить возможность регистрации частиц с наименьшей энергией (спектрометр частиц на основе такого диода дает наименьшую систематическую ошибку). Чувствительная область кристалла покрыта защитной пленкой из оксида кремния толщиной 25 нм [55, 56].

Диоды способны работать в режиме с лавинным усилением. Лавинное усиление это эффект, при котором электроны и дырки, возникшие в полупроводнике вдоль трека зарегистрированной частицы, ускоряются в электрическом поле p - n перехода на длине свободного пробега до энергии, достаточной для вторичной ионизации атома решетки полупроводника и образования вторичных электрон-дырочных пар. Иллюстрация эффекта лавинного усиления при регистрации атомов водорода с энергией 25 кэВ и оптического излучения приведена на рисунке 2.5 [55]. Зависимость темнового тока диода

от напряжения приведена на рисунке 2.6, а вольт-фарадная характеристика лавинного диода приведена на рисунке 2.7.

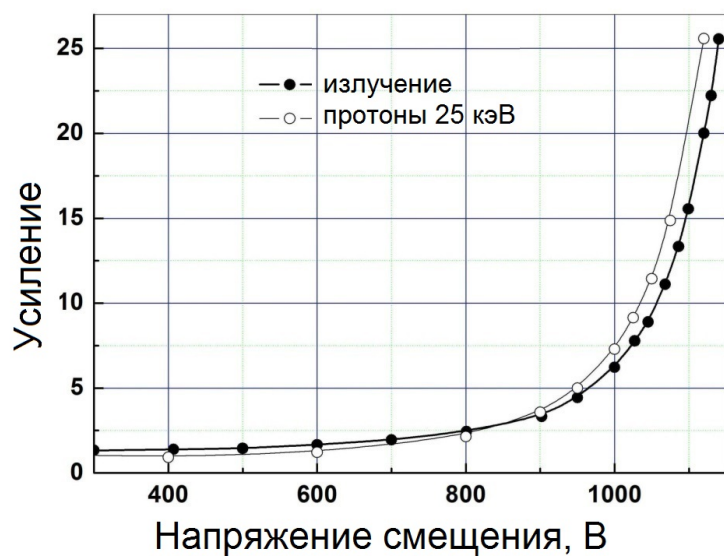


Рисунок 2.5 — Лавинное усиление видимого света и атомов водорода с энергией 25 кэВ [55]

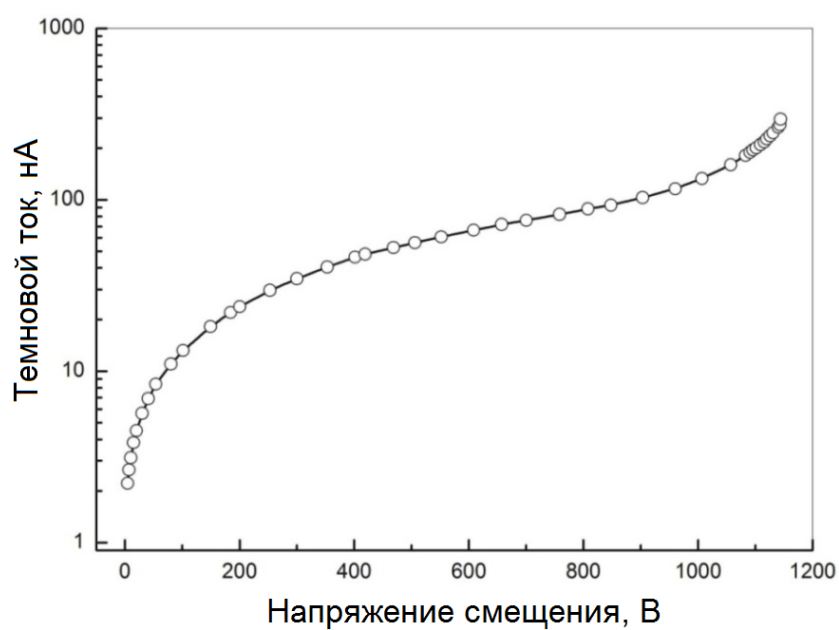


Рисунок 2.6 — Вольт-амперная характеристика дискретного лавинного диода (обратная ветвь)[56]

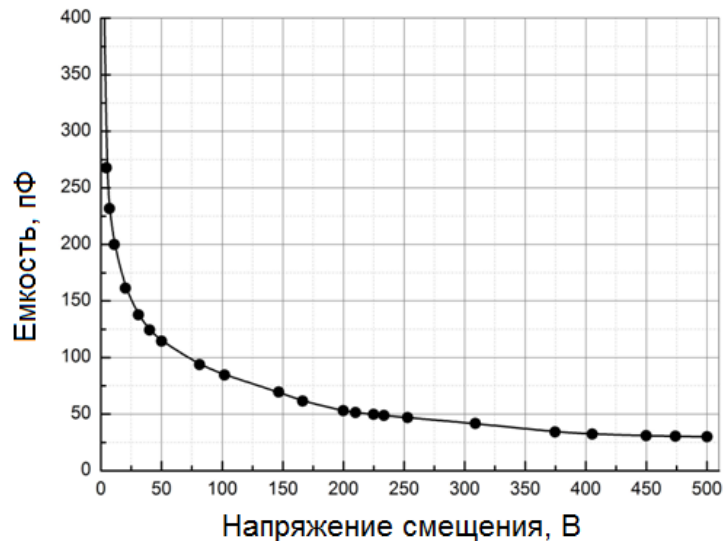


Рисунок 2.7 — Вольт-фарадная характеристика дискретного лавинного диода

2.3 Первые эксперименты по регистрации атомов перезарядки из плазмы ГДЛ с помощью лавинных диодов

Задачей первой серии экспериментов по регистрации потоков частиц из плазмы ГДЛ была проверка работоспособности такого детектора. Схема эксперимента представлена на рисунке 2.8. Полупроводниковый детектор был размещен внутри вакуумной камеры вблизи точки остановки быстрых частиц, то есть в пробочном отношении $R = 2$. В этой области быстрые частицы имеют преимущественно перпендикулярную магнитному полю компоненту скорости, следовательно, в случае перезарядки на остаточном газе нейтральные частицы со средней энергией 10 кэВ (и максимальной энергией, равной энергии инжекции) покидают плазму поперек силовых линий магнитного поля. Детектор был нацелен на ось плазмы, область наблюдения вдоль оси установки составляла 10 см. На рисунке 2.9, в) представлен сигнал с фотодиода, зарегистрированный осциллографом Tektronix TDS360. Дополнительно на рисунке 2.9 а) и б) представлены сигналы магнитного потока, вытесненной плазмой, и захваченная мощность нейтральных пучков. Так как защитные фольги не применялись, то вклад в сигнал вносят как атомы перезарядки, возникшие из быстрой компоненты плазмы, так и оптическое излучение плазмы. Задача

разделения вклада в сигнал от частиц и от оптического излучения в описываемом эксперименте не ставилась.

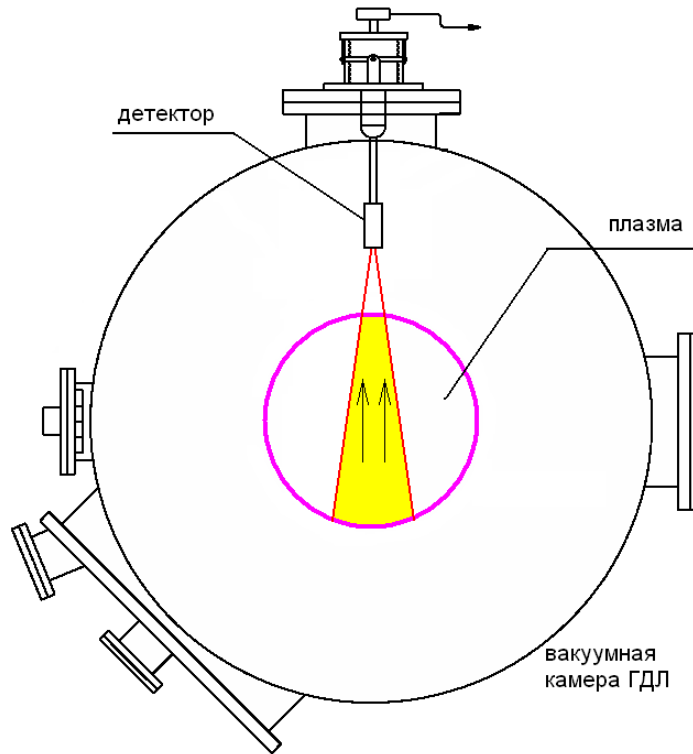


Рисунок 2.8 — Схема первого эксперимента по наблюдению быстрых нейтральных атомов и излучения из ГДЛ с помощью дискретного лавинного диода (диаметр чувствительной области 2 мм)

В момент времени $t=0$ мс начинает работать плазменная пушка, заполняющая установку газоразрядной плазмой вдоль силовых линий магнитного поля. В момент времени 3.8 мс начинается нейтральная инжекция в холодную плазму с температурой 5-10 эВ и плотностью $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$, созданную плазменной пушкой. Отметим, что излучение такой газоразрядной плазмы на сигнале с детектора в этих экспериментах было не различимо. Однако, в экспериментах по регистрации излучения и частиц из плазмы многоканальным детектором, излучение предварительно созданной гиротроном плазмы наблюдалось (раздел 2.7, рисунок 2.16) и был измерен профиль такой плазмы. Далее, в течение миллисекунды с начала инжекции происходит перестроение профиля плазмы. В течение 0.5 мс с начала инжекции наблюдается рост сигнала на мониторе нейтральных атомов (рисунок 2.8); аналогичный рост сигнала наблюдается на сигнале дисперсионного интерферометра [57], измеряющего линейную плотность. Далее начинается стабильное (без развития МГД неустойчивостей) удержание плазмы (Наблюдение изменения интенсивности эмиссии

атомов перезарядки в результате МГД активности плазмы обсуждается в разделе 2.8). После окончания инъекции происходит распад плазмы с временем, равным примерно 1 мс и соответствующим энергетическому времени жизни плазмы в ГДЛ.

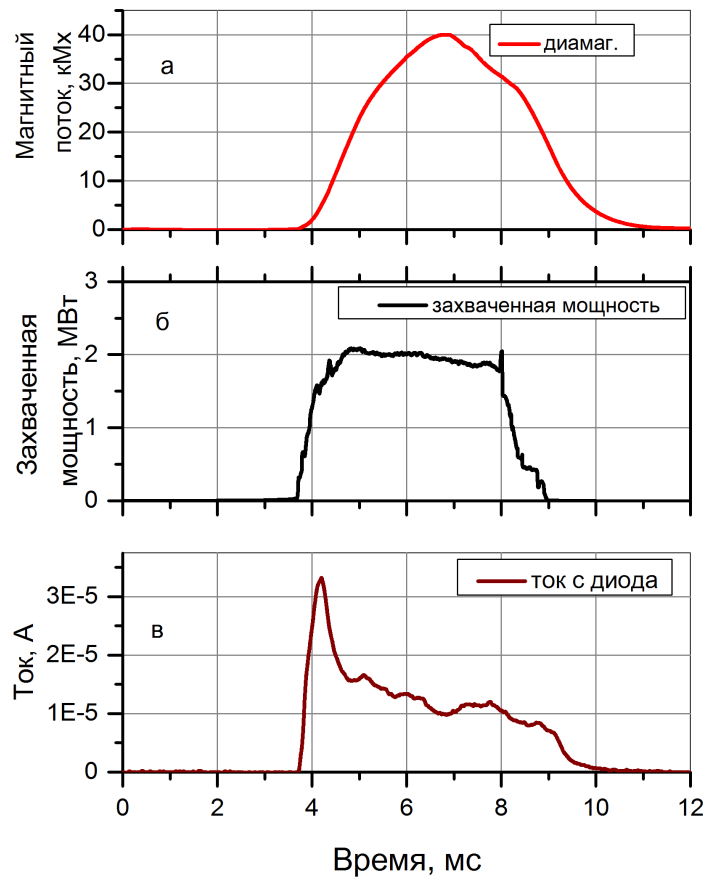


Рисунок 2.9 — а) магнитный поток, вытесненный плазмой (измерен диамагнитной петлей вблизи точки остановки быстрых частиц); б) мощность нагрева пучками нейтральных атомов; в) поток быстрых нейтральных атомов и излучения из плазмы, измеренный дискретным лавинным диодом

По результатам проведения описанного выше предварительного эксперимента был сделан вывод о целесообразности развития многоканальной диагностики на основе полупроводниковых детекторов. Целью такой диагностики является регистрация пространственного распределения эмиссии оптического излучения и атомов перезарядки, покидающих плазму поперек магнитного поля. По результатам описанных выше экспериментов, в Институте физики полупроводников СО РАН был разработан экспериментальный

девятиканальный вариант лавинных фотодиодов, предназначенный для прямой регистрации частиц. Изучению его свойств, и созданной на его основе диагностики посвящены следующие разделы настоящей главы.

2.4 Свойства девятиканального лавинного диода

Основой отдельного элемента девятиканального детектора (фотография приведена на рисунке 2.10) является модернизированный лавинный диод с глубокой слаболегированной диффузионной p -областью и наличием латеральных и глубокозалегающих протяженных охранных переходов с пониженной концентрацией примеси бора по отношению к сильнолегированной контактной области p^+ и основному переходу [58]. Поперечный разрез двух лавинных диодов представлен на рисунке 2.11 (p^+ и p^- обозначают относительную степень легирования бором). Для изготовления линейчатых массивов детекторов использовались пластины кремния n типа с удельным сопротивлением $7.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и ориентацией (100).

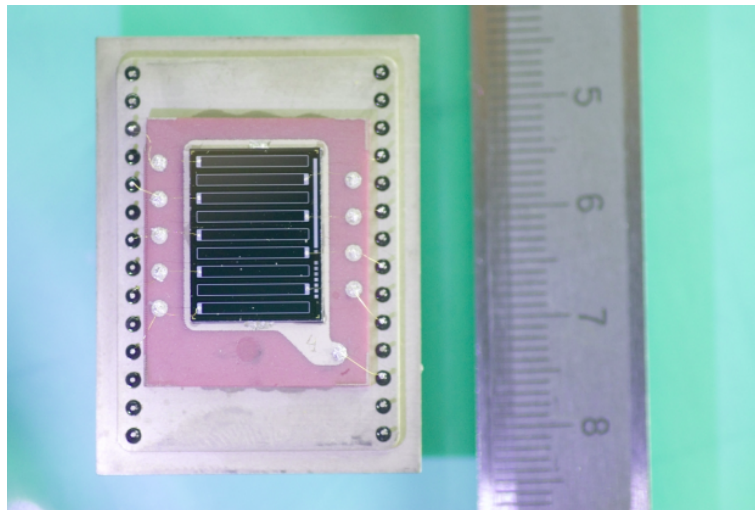


Рисунок 2.10 — Фотография девятиканального лавинного диода

Размеры активной площадки отдельного лавинного диода составляют $1 \text{ мм} \times 9 \text{ мм}$. На кристалле расположено 9 диодов с расстоянием между ними 500 мкм . Для создания контактного сильнолегированного “мертвого” слоя p^+ сверхмалой толщины (80 нм) использовалась технология молекулярно-лучевой эпитаксии.

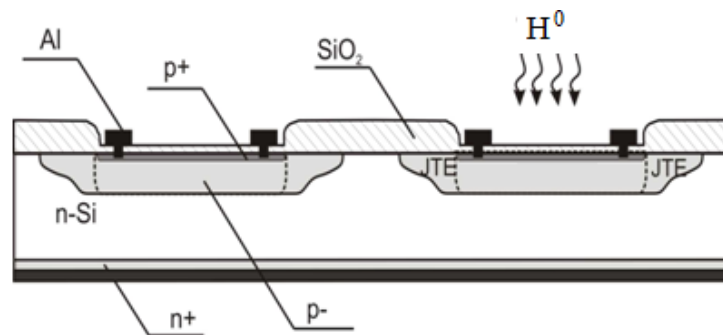


Рисунок 2.11 — Поперечное сечение двух элементов девятиканального лавинного диода

Охранные переходы состоят из двух областей (размером 300 и 200 мкм), в которых концентрации бора относительно активной области фотодиода составляют 80 % и 50 % соответственно. Для уменьшения токов утечки вблизи поверхности по периферии кристалла дополнительно созданы два охранных кольца. Размеры кристалла составляют 15.7 x 11.4 мм.

При малых напряжениях смещения (меньше 300 В) диоды работают в режиме обычного фотодиода. При больших напряжениях смещения (около 500 В) в лавинном диоде носители заряда, образованные за счет торможения частиц или поглощения излучения, приобретают в сильном электрическом поле р-п-перехода (более 10^5 В/см) энергию, достаточную для ударной ионизации атомов решетки, и создают на своем пути вторичные носители заряда. В результате происходит лавинное усиление сигнала.

Для изучения и контроля чувствительности экспериментальных диодов к ионам и атомам водорода с энергией от нескольких килоэлектронвольт, автором данной работы был сконструирован специальный стенд [58], основной частью которого является источник протонов с энергией от 2 до 20 кэВ, плотностью тока 0.1-1 мкА/см², длительностью импульса 1-10 мс. В экспериментах на стенде чувствительность лавинных диодов определялась сравнением с известной характеристикой фотодиода AXUV HE1 [40]. Оба диода облучались пучком протонов с одинаковыми плотностью потока частиц и геометрическими размерами пучка с заданной энергией.

Результаты эксперимента в режиме работы без лавинного усиления (напряжение смещения 50 В), представленные на рисунке 2.12, показывают высокую чувствительность при регистрации потока частиц во всем необходимом

для экспериментов на ГДЛ диапазоне энергий. В среднем чувствительность экспериментального диода примерно в два раза ниже, чем у диодов AXUV. Меньшая по сравнению с диодами AXUV чувствительность может объясняться более толстым мертвым слоем на поверхности экспериментального диода, либо наличием дефектов в кристаллической решетке кремниевого детектора.

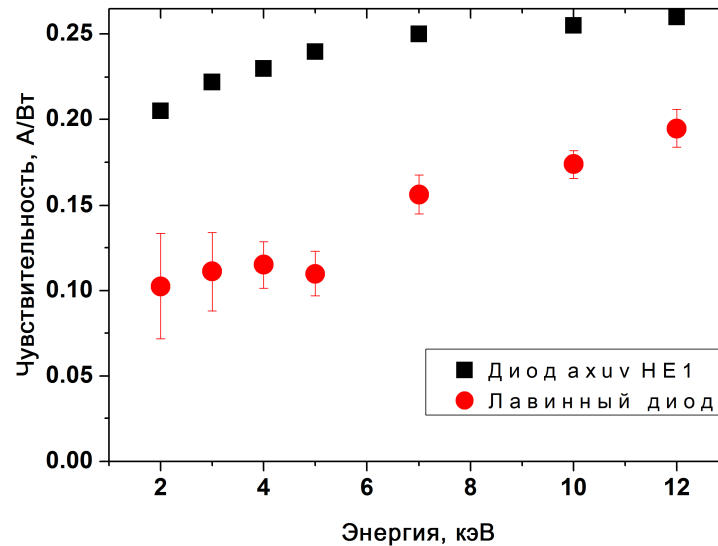


Рисунок 2.12 — Чувствительность экспериментальных диодов к потоку протонов с энергией 2-12 кэВ [26]

2.5 Свойства экспериментальных диодов в режимах с лавинным усилением при регистрации частиц

На этом же стенде был исследован эффект лавинного усиления при регистрации частиц с энергией от нескольких килоэлектронвольт (обсуждается в разделе 2.5). В лавинном режиме чувствительность диода значительно повышается.

Для каждого диода девятиканальной линейки зарегистрированы зависимости темнового тока от напряжения смещения. Полученные зависимости могут значительно различаться (рисунок 2.13). Ток диода более 1 мкА приводит к деградации детектора, и соответствующее напряжение является

максимальным рабочим. Различие обратного тока между детекторами на одном кристалле может быть связано с различным (для различных диодов) количеством накопленных дефектов в области р-п перехода или в области контакта кремния и оксида кремния, так как утечки могут происходить как по поверхности кристалла, так и через р-п-переход.

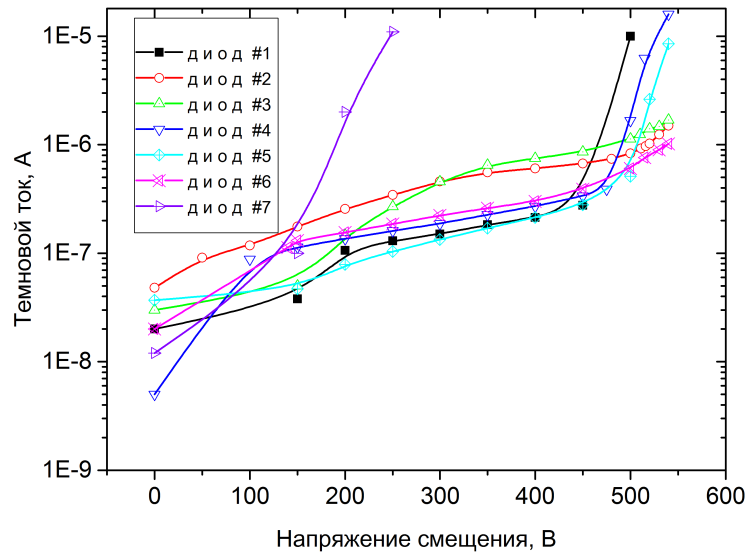


Рисунок 2.13 — Темновой ток нескольких элементов линейки лавинных диодов [26]

Чувствительность каждого диода в лавинном режиме определялась на упомянутом выше стенде вплоть до максимальных значений напряжения смещения для протонов с энергией 1-12 кэВ (коэффициент усиления, равный 1, принят при напряжении смещения 200 В). Регистрация проводилась в потоковом режиме. Дополнительно измерялось лавинное усиление сигнала при регистрации оптического излучения. Получено, что лавинное усиление для потока протонов 4 кэВ и фотонов с длиной волны 620 одинаково (рисунок 2.14).

В режиме лавинного усиления чувствительность детектора превышает чувствительность диодов AXUV, что может использоваться в плазменных экспериментах при измерении сигналов низкой интенсивности. Сложность при работе экспериментального диода в режиме с лавинным усилением связана с тем, что свойства отдельных диодов на одном кристалле заметно различаются (рисунок 2.13). Для работы в таких режимах требуется индивидуальный стабилизированный источник напряжения смещения для каждого элемента 9-канального детектора. Так как усиление фотонов и частиц одинаково, то

для относительной калибровки чувствительности каналов детектора прямо в эксперименте можно равномерно освещать все диоды, например, светодиодом. Такая проверка была произведена и было показано, что чувствительность всех детекторов на одном кристалле одинакова (в режиме работы без лавинного усиления) как при регистрации протонов, так и при регистрации оптического излучения.

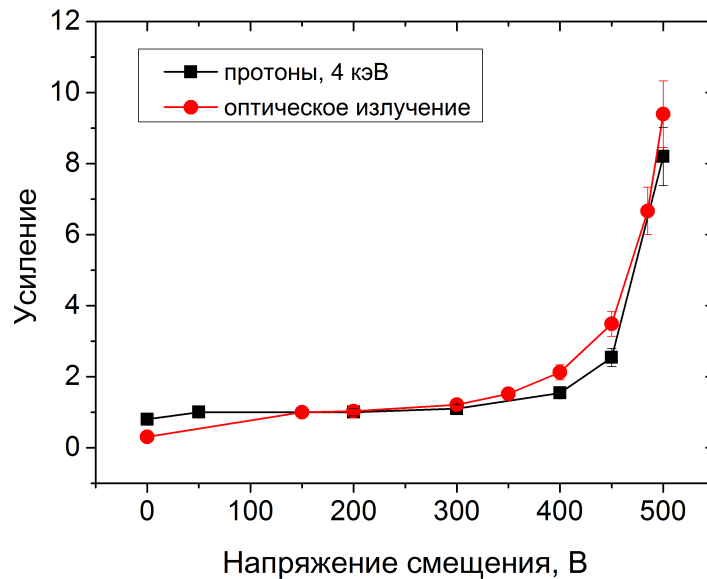


Рисунок 2.14 — Лавинное усиление видимого света и протонов с энергией 4 кэВ [26]

2.6 Камера-обскура на основе диодов AXUV16ELG

Диоды AXUV чувствительны к электромагнитному излучению в широком диапазоне энергий - от 1 эВ до нескольких килоэлектронвольт (рисунок 2.1). Кроме того, они чувствительны к потокам атомов с энергией 1 кэВ (рисунок 2.2) благодаря тонкому "мертвому" слою (10 нм) р-типа. В описываемой работе использовалась чувствительность диодов AXUV именно к потокам частиц - атомов водорода и дейтерия с энергией от 1 до 25 кэВ.

Детектор выполнен по схеме однокоординатной камеры-обскуры с входным отверстием диаметром ~ 0.3 мм. В качестве чувствительного элемента используется 16-канальный детектор AXUV16ELG [40]. Детектор расположен

вблизи центра установки (показано на рисунке 1.1), на расстоянии 139 см от оси плазмы и под углом 45° к оси установки (соответствует питч углу быстрых частиц). Вдоль оси ГДЛ область наблюдения составляет 7 см. Наблюдение проводится по хордам. 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. Регистрация проводится с помощью 12-разрядного 1-МГц АЦП.

Центр ГДЛ выбран для размещения детектора атомов перезарядки по следующим соображениям. Во-первых, вблизи центральной плоскости ГДЛ (рисунок 1.1) ведется атомарная инжекция, при этом возникает “активная” мишень, на которой идет перезарядка ионов, причем свойства этой мишени, как обсуждается в разделе 2.6, примерно постоянны во времени. Во-вторых, в центральной плоскости разброс быстрых частиц по питч углам минимален (все частицы имеют питч угол, близкий к 45°), поэтому поток атомов перезарядки в детектор максимален.

Тем не менее оценим мощность тормозного и рекомбинационного излучения из плазмы ГДЛ. Спектральная плотность мощности тормозного излучения для чистой водородной плазмы (в Вт/(см³нм)):

$$\frac{dI}{d\lambda} = 1.9 \cdot 10^{-29} g_{ff} n_e^2 \lambda^2 T_e^{1/2} \exp(-1240/\lambda T_e).$$

И рекомбинационного излучения (в Вт/(см³нм)):

$$\frac{dI}{d\lambda} = 5.1 \cdot 10^{-28} g_{fb} n_e^2 \lambda^2 T_e^{-3/2} \exp\left(\frac{-1240}{T_e} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)\right),$$

где λ - длина волны (в нм), T_e и n_e температура (в эВ) и плотность электронов, g_{ff} g_{fb} гаунтовские факторы для свободно-свободных и свободно-связанных переходов, усредненные по максвелловскому распределению, λ_0 - длина волны, соответствующая порогу рекомбинации на уровень с главным квантовым числом n .

Оценим полную мощность тормозного и рекомбинационного излучения.

Мощность тормозного излучения [59] кубического сантиметра плазмы в Вт/(см³нм):

$$P_{brem} = 1.5 \cdot 10^{-32} \sqrt{T_e} Z^2 n_e^2$$

Мощность рекомбинационного излучения в Вт/(см³нм):

$$P_{rec} = 10^{-31} n_e^2 Z^4 / \sqrt{T_e},$$

где температура T_e в килоэлектронвольтах, n_i , n_e в кубических сантиметрах. Мощность тормозного излучения 1 см³ плазмы ГДЛ с температурой 200 эВ и плотностью 10^{13} см⁻³ и эффективным заряде плазмы $Z=1$ составляет $2 \cdot 10^{-5}$ Вт/см³. Мощность рекомбинационного излучения $0.7 \cdot 10^{-6}$ Вт/см³. Таким образом потери плазмы объемом $3 \cdot 10^5$ см³ на тормозное и рекомбинационное излучение не превышают 10 Вт. Эффективный заряд плазмы ГДЛ близок к 1 согласно данным спектроскопических измерений по наблюдению линий. Регистрируются в основном линии водорода (даже при работе с дейтерием в нагревных инжекторах и использовании дейтерия в качестве мишенной плазмы), и не наблюдается линии более тяжелых примесей.

Мощность излучения (с учетом телесного угла), которое попадает на детектор, оценивается 10^{-10} Вт, что значительно меньше общей мощности излучения и частиц попадающих на детектор.

Приведем данные о свойствах активной мишени в центре ГДЛ. Измеряемый сигнал пропорционален концентрации нейтральных атомов, на которых идет перезарядка.

$$\frac{dn_{CXatoms}}{dt} = \langle \sigma_{cx} v \rangle n_{ion} n_{atom}$$

Концентрация остаточного газа для измеренного давления 10^{-5} Па оценивается как $2.5 \cdot 10^9$ см⁻³. Концентрация нейтральных атомов из атомарных инжекторов оценивается в $8 \cdot 10^{10}$ см⁻³ в максимуме. Еще одним источником атомов, на которых идет перезарядка, являются «теплые» нейтральные атомы. Источником таких атомов является резонансная перезарядка дейтонов мишенной плазмы со средней энергией, которая не превышает электронную температуру в 250 эВ, на атомах нагревных инжекторов с энергией 25 кэВ. В результате такого процесса образуются «теплые» нейтральные атомы с температурой ионов мишенной плазмы ~ 250 эВ. Соотношение скоростей мишенных и быстрых частиц: $v_{warm}/v_{fast} \sim \sqrt{E_{warm}/E_{fast}} \sim 1/10$, плотность тока атомов нагревных инжекторов $j_{fast} = n_{fast} v_{fast}$. Плотность тока «теплых» атомов $j_{warm} = n_{warm} v_{warm}$ близка к плотности тока быстрых, так как идет процесс резонансной перезарядки. Таким образом $n_{fast}/n_{warm} = v_{warm}/v_{fast} \approx 1/10$, поэтому плотность «теплых» атомов значительно превышает плотность атомов из других источников. Это подтверждается результатами моделирования,

приведенного в статье [60]. В этой статье обсуждаются эксперименты с длительностью инжекции 1 мс и показано, что плотность «теплых» атомов в центре ловушки превышает плотность атомов из нейтральных инжекторов в 3 раза. Поэтому модель мишени должна учитывать активную мишень быстрых атомов, активную мишень в виде «теплых» атомов и перезарядку на остаточном газе.

На рисунке 2.15 показано поперечное распределение интенсивности эмиссии атомов перезарядки, усредненное по временному интервалу от 6 до 7 мс. Максимум сигнала смещен на 5 см к периферии, в сторону, соответствующую направлению ларморовского вращения быстрых частиц (ларморовский радиус дейтона с энергией инжекции 25 кэВ в центре ГДЛ составляет 4.6 см). Несимметричный профиль свидетельствует о том, что сигнал в основном определяется быстрыми нейтральными атомами.

Для определения вклада оптического излучения в измеряемый сигнал входное отверстие камеры было закрыто кристаллом фторида лития толщиной 4 мм. Кристалл имеет широкий спектральный диапазон прозрачности (от 116 нм до 7 мкм), что дает возможность регистрировать большую часть излучения плазмы. Однако использование кристалла привело к полному исчезновению сигнала от плазмы.

Для оценки уменьшения интенсивности сигнала площадь входного отверстия была увеличена примерно в 150 раз (отверстие диаметром 0.3 мм было заменено на щель размером 1·10 мм). На рисунке 2.15 б приведен сигнал с камеры-обскуры с фильтром из фторида лития. Зарегистрировано излучение плазмы, которое было симметрично, а радиус плазмы составлял 15 см. Сигнал усреднялся по временному интервалу 1 мс (от 6 до 7 мс). Радиальный профиль плазмы в разные моменты времени в одном эксперименте не изменялся.

В этом опыте с учетом изменения площади входного отверстия было получено, что вклад быстрых частиц в измеряемый сигнал на 4 порядка больше, чем вклад оптического излучения. Оценка вклада излучения с длинами волн короче 100 нм (тормозного и рекомбинационного) для плазмы ГДЛ с $Z_{eff} \sim 1$ показывает, что мощность такого излучения незначительна. Таким образом, данная диагностика позволяет наблюдать плазму ГДЛ в свете атомов перезарядки.

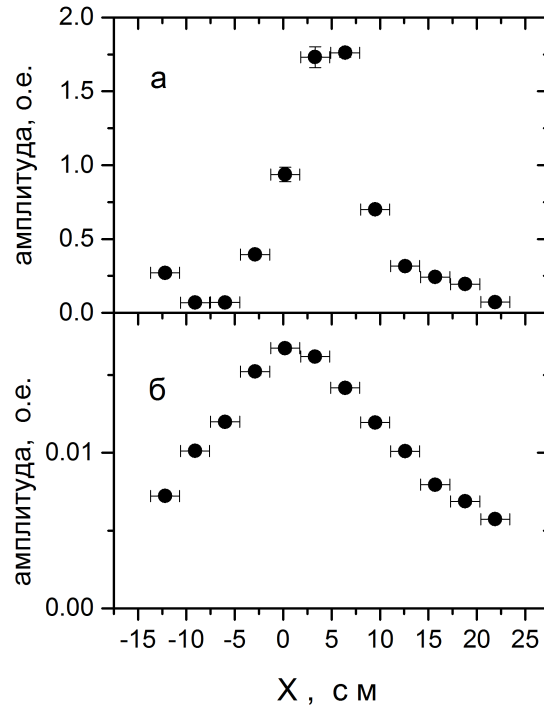


Рисунок 2.15 — Поперечное распределение: а - перезарядных потерь быстрых атомов из центра ГДЛ; б - оптического излучения плазмы в центре ГДЛ (данные усреднены по временному интервалу от 6 до 7 мс) [26]

2.7 Детектор на основе экспериментальных лавинных диодов

Во второй камере-обскуре установлен кремниевый чип из девяти экспериментальных лавинных диодов (9 каналов) на одном кристалле (рисунок 2.10), который смонтирован на керамическом основании и в металлостеклянном корпусе, что позволяет использовать детектор в вакууме.

Щель второй однокоординатной камеры-обскуры, расположенной вблизи точки остановки (показано на рисунке 1.1), ориентирована вдоль оси плазмы и имеет размеры 0.3 x 10 мм. Детектор расположен на расстоянии 49 см от оси плазмы. Наблюдение проводится по хордам. Пространственное разрешение по радиусу составляет 2.5 см. Перезарядка идет на остаточном газе, плотность которого спадает от периферии к центру плазмы.

На начальной стадии эксперимента, до старта атомарной инжекции, диодами камеры регистрировалось оптическое излучение плазмы. Усредненные

за период с 2.5 до 3.5 мс данные приведены на рисунке 2.16 а. Максимум излучения ожидаемо находится на оси симметрии плазменного столба.

При накоплении быстрых частиц характер распределения существенно изменяется. Соответствующее распределение, усредненное по интервалу 6-7 мс, приведено на рисунке 2.16 б. Максимум сигнала смещен к периферии в соответствии с направлением вращения быстрых частиц (вблизи точки остановки ларморовский радиус дейтона со средней энергией ~ 10 кэВ равен 3 см). Сильная асимметрия указывает на преимущественный вклад в сигнал покидающих плазму перезарядных атомов.

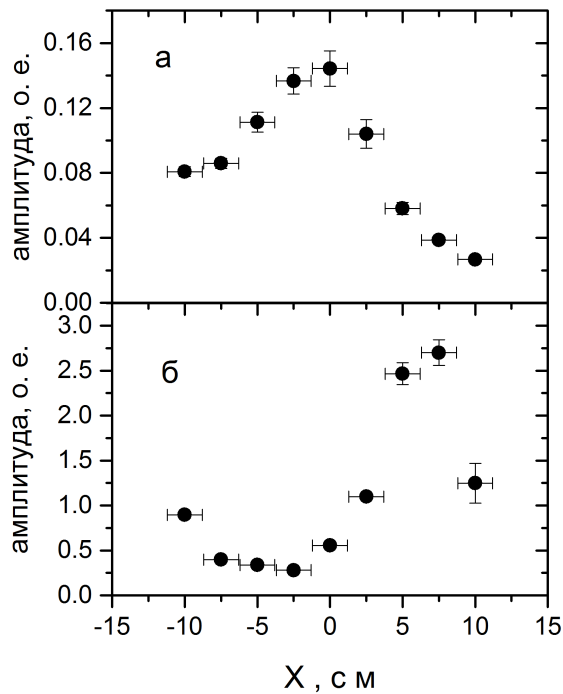


Рисунок 2.16 — Поперечное распределение: а - оптического излучения предварительно созданной гиротроном плазмы (данные усреднены по временному интервалу от 2 до 3 мс); б - эмиссии атомов перезарядки вблизи точки остановки (данные усреднены по временному интервалу от 6 до 7 мс) [26]

2.8 Наблюдение МГД активности плазмы с помощью детекторов быстрых атомов

Диагностика позволяет изучать МГД неустойчивости и колебания плазмы. На рисунке 2.17 представлены данные измерений с камеры вблизи точки остановки (рисунок 2.17 а) и с камеры в центре (рисунок 2.17 б), сигнал диамагнетизма быстрых частиц (пропорционален суммарной энергии популяции быстрых частиц) и временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы (рисунок 2.17 в).

Согласно рисунку 2.17 в, практически одновременно с началом работы нагревающего плазму гиротрона наблюдаются колебания сигналов обеих камер с частотой 10 кГц. Эти колебания наблюдаются во временном интервале от 6 до 7 мс. Такая частота соответствует частоте дифференциального вращения плазмы, и она наблюдается также на азимутальной сборке магнитных зондов (рисунок 2.18 а)). Магнитные зоды окружают плазму и установлены вблизи области остановки горячих ионов. Параметры диагностической системы для проведения магнитных измерений на установке ГДЛ приведены в статье [61]. Начиная с момента времени ~ 7 мс амплитуда низкочастотных колебаний с частотой 10 кГц сильно уменьшается как на детекторах атомов перезарядки, так и на магнитных зондах (рисунок 2.18 б)). В это время на высокочастотных зондах [18] появляются колебания с частотой ~ 30 МГц (рисунок 2.19). На мониторах атомов перезарядки в это время исчезают флуктуации сигнала.

Отметим, что диагностика быстрых атомов на основе диодов может иметь временное разрешение более 100 нс. Таким образом одним из путей запланированной модернизации диагностики на ГДЛ является применение усилителей и АЦП, которые обеспечивают регистрацию с полосой до нескольких мегагерц.

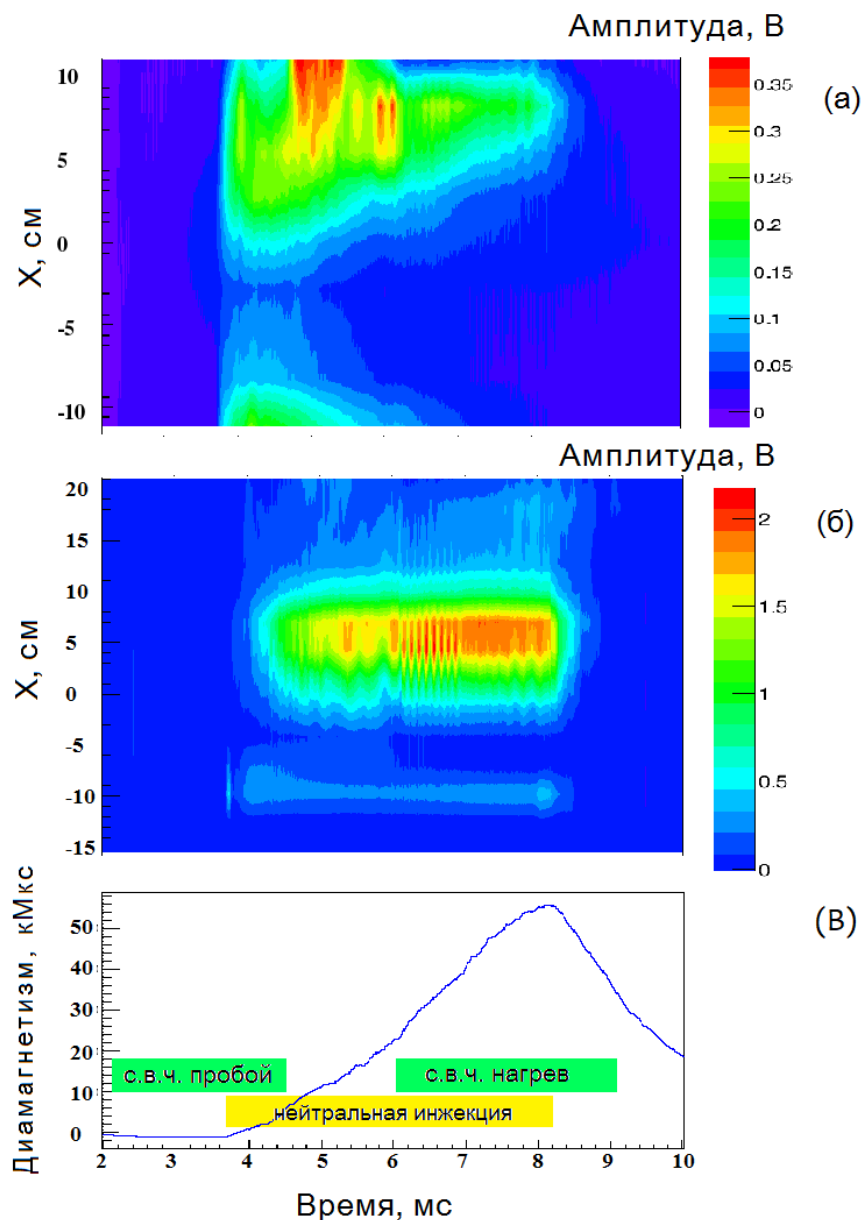


Рисунок 2.17 — Сигнал: а - с камеры-обскуры на основе линейки экспериментальных диодов вблизи точки останова; б - с камеры-обскуры на основе диодов AXUV в центре ГДЛ; в - диамагнетизм плазмы. Дополнительно на графике приведены времена работы: гиротрона, создающего плазму, атомарных инжекторов и нагревного гиротрона [26]

2.9 Моделирование сигнала на камере-обскуре в экспериментах с дифференциальным вращением плазмы

Разность потенциалов, подаваемая на торцевые плазмоприемники и лимитеры, вызывает вращение плазмы в скрещенных электрическом и маг-

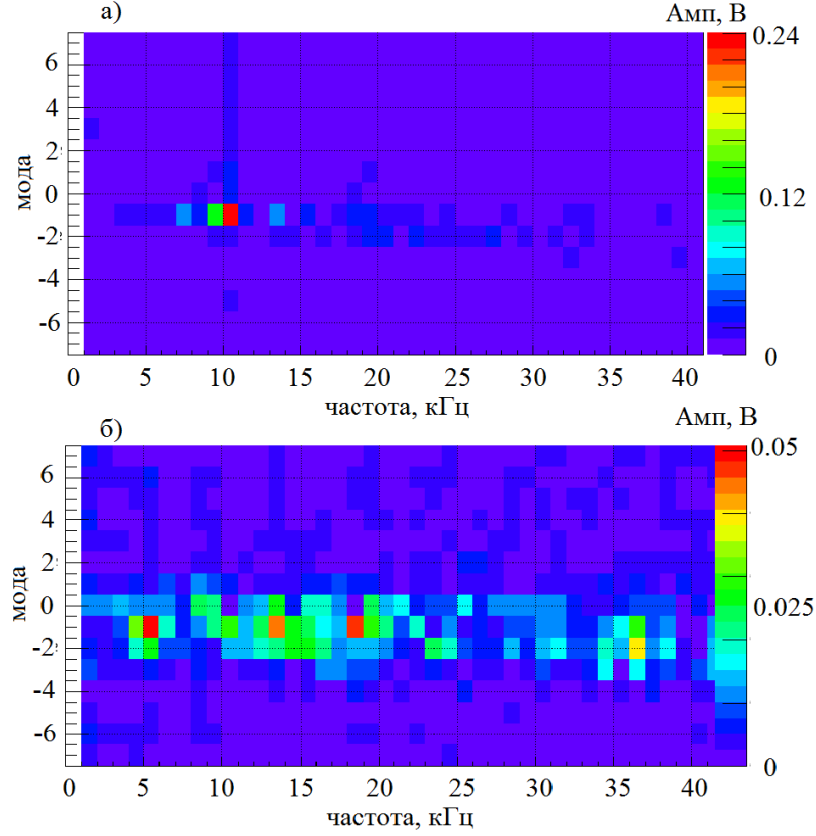


Рисунок 2.18 — Спектр сигнала низкочастотной сборки зондов. Приведены данные для различных временных интервалов а) - 6-7 мс; б) - 7-8 мс

нитном полях. Такой метод приводит к насыщению МГД колебаний плазмы на низком уровне амплитуд [7].

Для анализа наблюдаемых данных была создана модель потока атомов перезарядки в детектор, расположенный в центре ГДЛ и наблюдающий плазму под углом 45° к направлению магнитного поля.

В модели (рисунок 2.20) распределение нейтрального газа принято Гауссовым и симметричным относительно оси ГДЛ.

$$n_{gas}(x,y) = n_{0gas} \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x+y)^2}{2\sigma^2}\right).$$

Распределение ларморовских центров также принято Гауссовым с тем же характерным пространственным размером.

$$n_{FastPart}(x,y) = n_{0FastPat} \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(x+y)^2}{2\sigma^2}\right).$$

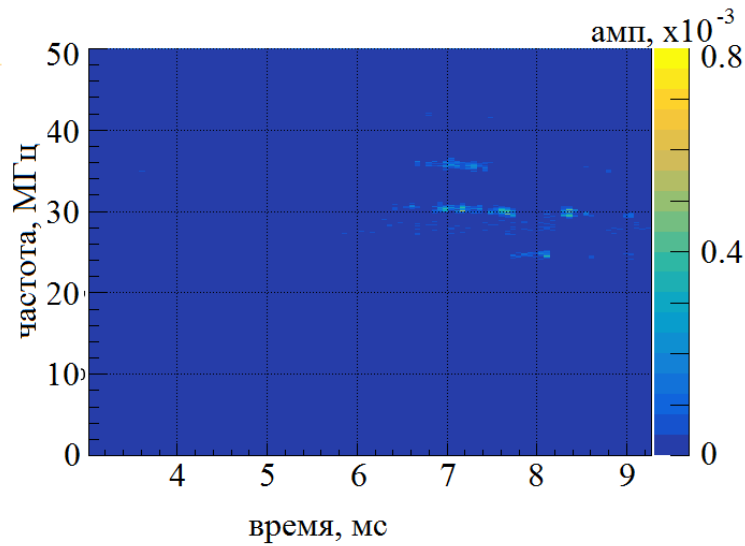


Рисунок 2.19 — Спектр сигнала высокочастотных зондов

В модели принято, что все быстрые частицы обладают одинаковой энергией, соответствующей средней энергии $\langle E_{fast} \rangle = 10$ кэВ, причем ларморовский радиус $\rho_l = 0.5\sigma$ (для показанных ниже результатов моделирования). Единственный элементарный процесс образования быстрых нейтральных атомов, который учитывается, это резонансная перезарядка, так как этот процесс является основным.

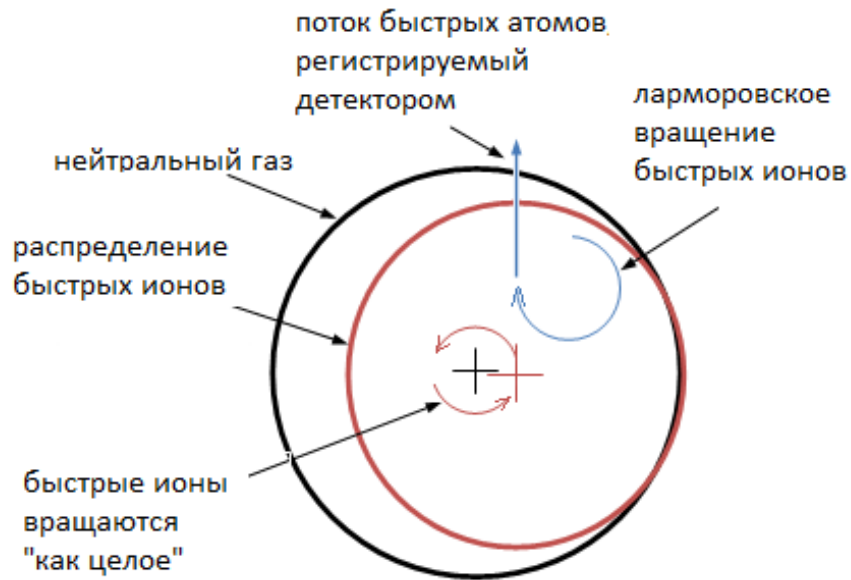


Рисунок 2.20 — Схема моделирования дифференциального вращения плазмы

Сигнал, регистрируемый детектором из элементарного объема плазмы, пропорционален концентрации нейтрального газа n_{gas} и концентрации быстрых частиц $n_{FastPart}$, вектор скорости которых направлен в детектор. Далее ведется суммирование по хорде наблюдения. Получаем, что моделируемое (и регистрируемое) поперечное распределение не симметрично.

Моделирование сигнала в результате дифференциального вращения плазмы реализовано следующим образом (рисунок 2.20). Считаем, что распределение нейтрального газа неподвижно и не зависит от времени (напомним, что параметры распределения нейтрального газа и его концентрация не изменяются, так как используется активная мишень, источником которой являются нагревные инжектора 2.6). В модели принято, что распределение ларморовских центров смещено к периферии на расстояние $0.4 \rho_l$ и все распределение совершает вращение вокруг оси ГДЛ с частотой дифференциального вращения плазмы.

На рисунке 2.21 показана высокочастотная часть сигналов (соответствующая частоте дифференциального вращения) с нескольких последовательных диодов камеры-обскуры в центре ГДЛ. Маркером "X=0 см" обозначен диод, который коллимирован на центральную хорду плазмы. Маркером "X=9.3 см" обозначен диод, осцилляции на котором практически отсутствуют. На диодах "X=12.4 см" и "X=15.5 см" наблюдается модуляция сигнала в противофазе относительно диодов, коллимированных на хорды ближе к центру.

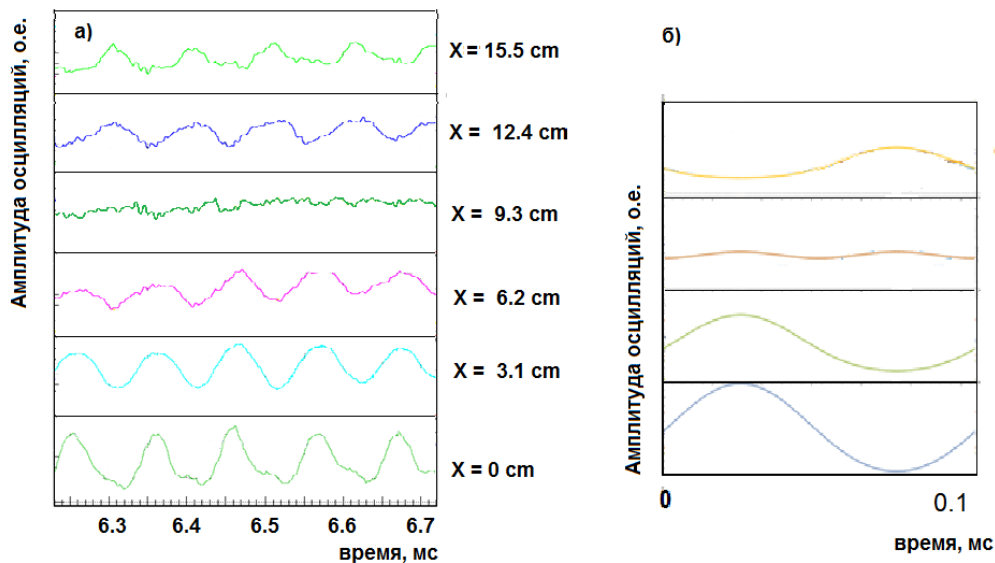


Рисунок 2.21 — Высокочастотная составляющая сигнала на диодах камеры, установленной вблизи центра ГДЛ: а) - эксперимент и б) - моделирование

На рисунке 2.22 показано поперечное распределение эмиссии атомов перезарядки, измеренное этой же камерой в момент времени 6.4 мс. В это время колебания с частотой дифференциального вращения плазмы уже наблюдаются. Точками показано среднее значение сигнала, усредненное по нескольким периодам колебаний, серой заливкой показана амплитуда модуляции на соответствующем диоде камеры. Номеру диода 0 соответствует центр плазмы, а максимум смещен к периферии, в соответствии с направлением ларморовского вращения быстрых ионов.

Результаты моделирования следующие. На рисунке 2.21 б) показан модельный сигнал на диодах камеры-обскуры в центре. Присутствует диод практически без модуляции, и диоды, колебания на которых в противофазе. На рисунке 2.22 б) приведено поперечное распределение эмиссии атомов, полученное в результате моделирования. Оно хорошо повторяет экспериментальные данные, показанные на рисунке 2.22 а).

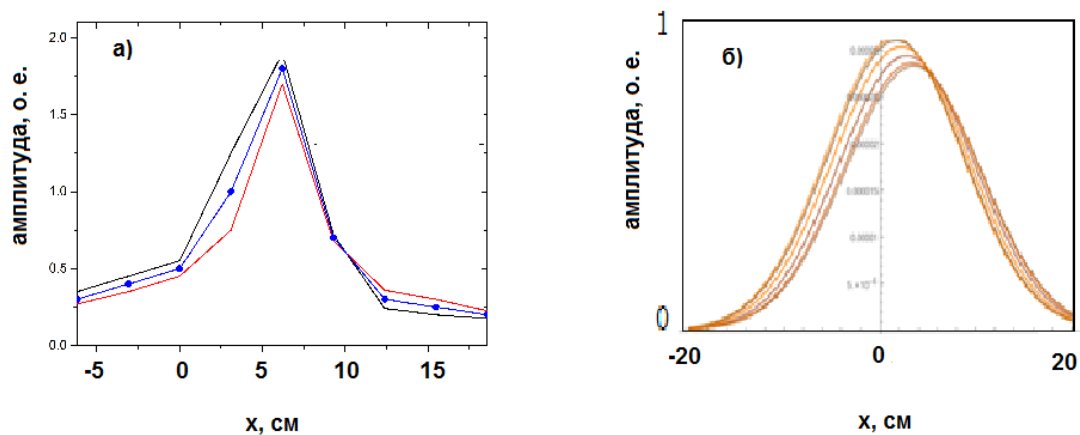


Рисунок 2.22 — Поперечное распределение эмиссии атомов, полученное камерой, установленной вблизи центра установки ГДЛ: а) - эксперимент и б) - моделирование

Таким образом, продемонстрировано хорошее соответствие экспериментальных данных и модели. Дальнейшее развитие модели предполагает учет: реального распределения газа на котором происходит резонансная перезарядка, радиального распределения быстрых частиц, функции распределения быстрых частиц по энергиям, то есть присутствие в плазме частиц с различными ларморовскими радиусами.

2.10 Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость

В режимах удержания плазмы с максимальным относительным давлением плазмы наблюдаются события, сопровождающиеся резким спадом сигнала диамагнетизма (спад диамагнетизма не превышает 10 %)(рисунок 2.23). Такие события были исследованы с помощью магнитных зондов, и было определено, что развивается альфвеновская ионно циклотронная неустойчивость (АИЦ). Дополнительно такая неустойчивость исследовалась теоретически. Выводами из этих исследований служит то, что развивающаяся микронеустойчивость не приводит к значительным потерям быстрых частиц.

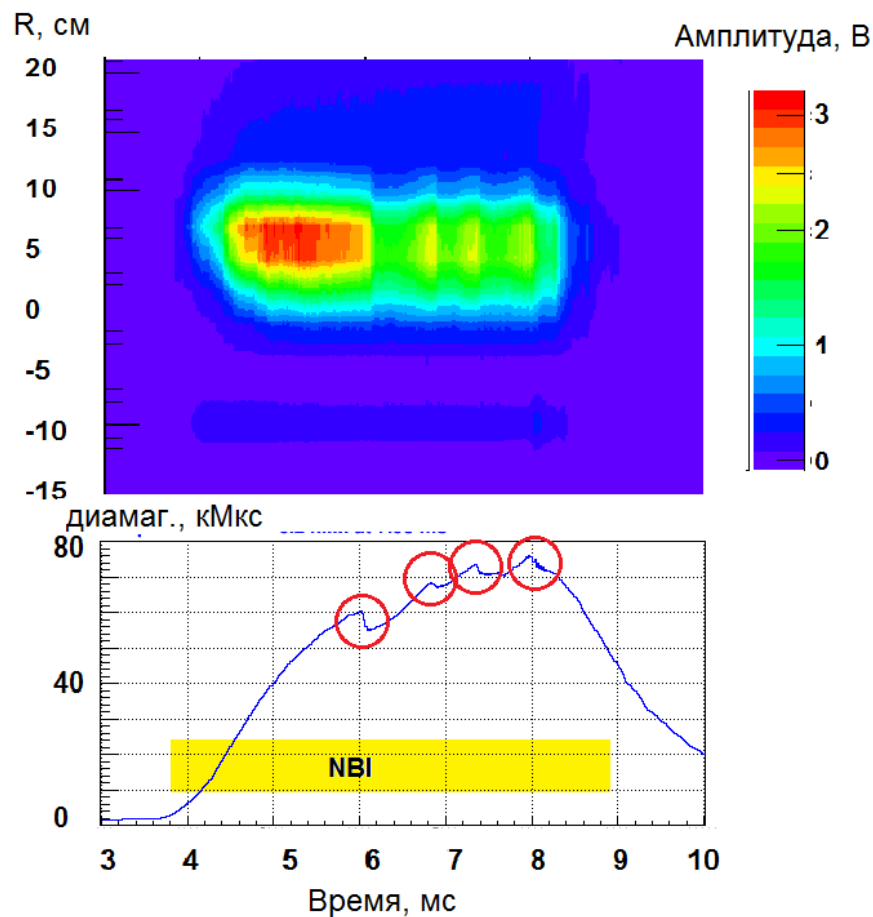


Рисунок 2.23 — Синфазное уменьшение сигналов на камере-обскуре при развитии альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости

Согласно теоретическим представлениям, АИЦ неустойчивость в ГДЛ влияет на частицы, расположенные в области фазового пространства, в кото-

рую попадают только что инжектированные в установку частицы. Неустойчивость приводит к рассеянию частиц по питч углам. Как только частицы покидают эту область фазового пространстве (в результате торможения или рассеяния), неустойчивость перестает влиять на такие быстрые частицы. АИЦ неустойчивость сопровождается увеличением потока частиц с энергией 4-12 кэВ в конус потерь [62].

Описанные события сопровождаются одновременным уменьшением сигнала со всех хорд, измеряемых камерой в центре (данные приведены на рисунке 2.23). Это вызвано уменьшением количества частиц в фазовом пространстве, которые попадают в поле зрения детектора, так как камера-обскура коллимирована так, что «видит» частицы с узким распределением по питч-углам. Оценки показывают что начальное распределение нагретых инжекторов (5°) в результате неустойчивости уширяется до 6.5° градусов. Это значит, что количество частиц в фазовом пространстве уменьшается на 30 %, что соответствует измеренному уменьшению сигнала на детекторе атомов перезарядки. Описанные измерения обеспечивают еще одно подтверждение представлений об Альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости в ГДЛ.

2.11 Выводы по разделу

Для регистрации быстрых атомов созданы камеры-обскуры на основе линейек диодов с тонким мертвым слоем. Эксперименты показали, что сигналы с таких диодов определяются, главным образом, потоком атомов, вылетающих из плазмы при перезарядке быстрых ионов. В работе использовались как коммерчески доступные диоды AXUV16ELG, так и экспериментальные диоды, разработанные Институтом физики полупроводников СО РАН.

С помощью предложенной диагностики наблюдалось накопление быстрых частиц в процессе нагрева плазмы мощными атомарными пучками, регистрировалась МГД активность плазмы в ГДЛ. В частности, наблюдалась модуляция интенсивности потока быстрых частиц с частотой ~ 10 кГц, соответствующей частоте дифференциального вращения плазмы. Создана модель, показывающая, что осцилляции потока перезарядных атомов соответствуют вращению плазмы.

Анализ потоков перезарядных атомов во время развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости показывает, что в результате развития неустойчивости плотность частиц в фазовом объеме, на которую коллимирован детектор, спадает на 30 процентов, что соответствует теории, согласно которой происходит рассеяние высокоэнергетичных ионов по углам.

Экспериментальные многоканальные диоды, разработанные Институтом физики полупроводников СО РАН, были протестированы в режиме работы с лавинным усилением при регистрации электромагнитного излучения и частиц с энергией от нескольких килоэлектронвольт. Коэффициенты усиления диодов при регистрации оптического излучения и частиц совпадают. Проведено сравнение чувствительности экспериментальных диодов и диодов AXUV HE1 при облучении пучками протонов с энергией 2-12 кэВ (в режимах без лавинного усиления). В режиме с лавинным усилением чувствительность таких диодов повышается, и они могут применяться в диагностиках атомов перезарядки при регистрации сигналов малой интенсивности.

Эксплуатация диодных линеек в течение года в плазменном эксперименте на установке ГДЛ не выявила признаков их деградации вследствие накопления дефектов в полупроводниковых структурах.

Глава 3

Диагностика продуктов термоядерной реакции на установке ГДЛ

3.1 Регистрация нейтронного потока в экспериментах по термоядерному синтезу

Регистрация нейтронов, продуктов реакций синтеза, применяется на большинстве термоядерных установок. Абсолютное значение нейтронного выхода, выделяемая в результате реакций синтеза мощность, пространственное распределение плотности и температуры ионов плазмы, функция распределения горячих ионов и другие плазменные параметры измеряются с помощью нейтронных диагностик различного типа. Важной задачей остается определение отношения концентрации топлива n_d/n_t и термоядерной мощности, выделяемой в различных реакциях, особенно в предстоящих экспериментах с дейтериевой плазмой и малой добавкой трития. Другой важной задачей нейтронных спектрометров является измерение скорости вращения плазмы.

Наиболее часто используются детекторы нейтронов следующих типов: алмазные детекторы, камеры деления, детекторы на основе различных сцинтилляторов. Также широко используются активационные методы. Наиболее прецизионные спектрометрические измерения проводят времяпролетными методами.

3.1.1 Активационные методы

Суть активационного метода заключается в том, что образец материала помещается вблизи источника нейтронов. После проведения плазменного эксперимента образец извлекается, и измеряется наведенная активность [63]. Обычно измеряется наведенная гамма активность, но при использовании делящихся материалов в образце, может быть измерена и активность нейтронов.

Такая методика позволяет производить относительные измерения термоядерной мощности в широком динамическом диапазоне с высокой точностью.

После проведения абсолютной калибровки возможно проведение измерения термоядерной мощности, причем не требуется калибровка *in situ*.

Проблемой при точном измерении количества нейтронов активационным методом является то, что необходимо знать спектр нейтронов (может быть получен из результатов моделирования) и сечение реакции, также необходимо точно знать количество вещества в образце. Для уменьшения влияния рассеянных и замедленных нейтронов, детекторы необходимо размещать как можно ближе к плазме.

Преимуществом активационного метода является абсолютная нечувствительность к сопутствующим гамма квантам, так как они не вызывают наведенную активность образца.

На реакторе ИТЭР активационным методом будет измеряться выход термоядерных нейтронов. Предполагается использование фольг Al, Fe, Ti и других. Альтернативным методом является измерение наведенной активности теплоносителя, который охлаждает первую стенку. Временное разрешение такой диагностики может быть улучшено до 0.1 с, но точность таких измерений ниже.

Активационные методы позволяют измерить интегральный нейтронный поток за импульс установки, но не обладают необходимым для экспериментов на ГДЛ временным разрешением.

3.1.2 Камеры деления

Камера деления это прибор, как правило, наполненный инертным газом, электроды которого покрыты делящимся веществом (радиатор). Нейтроны взаимодействуют с материалом радиатора (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{232}Th и другие) с образованием осколков деления с суммарной кинетической энергией около 200 МэВ (при захвате нейтрона ядром ^{235}U). Эти осколки вызывают мощную ионизацию в газовой среде и могут быть зарегистрированы.

Некоторые изотопы (^{233}U , ^{235}U , ^{239}U) делятся под действием нейтронов любой энергии, то есть камера деления чувствительна как к тепловым нейтронам, так и к быстрым. Для других изотопов (^{237}Np , ^{232}Pa , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi) сечение реакции (n,f) резко возрастает при превышении определенной энергии,

то есть реакция носит пороговый характер. В этом случае камера деления является счетчиком быстрых нейтронов.

При работе камеры деления в режиме счета отдельных импульсов вклад гамма излучения в измеряемый сигнал можно исключить методом анализа амплитудного спектра импульсов. Рабочее давление камеры выбирают таким образом, чтобы пробег осколков деления был примерно равен расстоянию между радиаторами. Пробег гамма кванта в газовой среде значительно больше. Ионизация, вызванная осколком деления, значительно превышает ионизацию, вызванную гамма квантом. Поэтому удастся вести измерения при сопутствующем гамма излучении, поток которого на несколько порядков превышает поток нейтронов.

На разрабатываемом реакторе ИТЭР в диагностике диверторного монитора нейтронного потока для измерения полного выхода нейтронов и термоядерной мощности предполагается использование камер деления с радиаторами из ^{235}U и ^{238}U [64]. Эта диагностика будет использоваться в дейтериевой кампании, в экспериментах с различным соотношением дейтерия и трития в системе и в экспериментах максимальной DT мощностью. Поэтому диагностика должна обладать экстремально широким динамическим диапазоном, как по измеряемой термоядерной мощности (100 кВт-1.5 ГВт), так и по полному выходу нейтронов (эксперимент с дейтериевой плазмой $10^{14} - 10^{17}$ н/с, эксперимент с дейтерий тритиевой плазмой $10^{17} - 10^{21}$ н/с).

Для создания такой диагностики для ИТЭР разработаны камеры деления с различным содержанием делящихся изотопов [65]. Камеры в ИТЭР будут работать в счетном (до 10^6 имп/с), флуктуационном (10^5 - 10^8 имп/с) и токовом режиме (до 10^9 имп/с), что позволяет еще больше расширить динамический диапазон при обеспечении временного разрешения диагностики (1 мс) и точности измерений 10%.

3.1.3 Алмазные спектрометры нейтронов

Алмазные детекторы чувствительны к фотонам ультрафиолетовой области, рентгеновскому излучению, электронам, альфа частицам, заряженным

частицам с энергией от 5.5 эВ (эта энергия соответствует ширине запрещенной зоны углерода) до космических частиц гэвного диапазона и нейтронам.

Алмазные детекторы обладают такими преимуществами, как радиационная стойкость, стойкость к высоким температурам и агрессивным средам, что позволяет использовать их в экстремальных условиях, например, термоядерного реактора ИТЭР и JET, в экспериментах по изучению физики высоких энергий (Beam condition monitor and particle tracker [66] ЦЕРН, как дозиметр при радиационной терапии, рентгеновский монитор синхротронного излучения (например на установке ESRF, Grenoble, France [67]). Большая подвижность носителей заряда обеспечивает высокое быстродействие. Малый объем детектора позволяет проводить локальные измерения, например, внутри вакуумной камеры плазменной установки. Удельное сопротивление алмаза на 5 порядков выше, чем у полупроводникового детектора, обеспечивает малые токи утечки.

Между быстрыми нейтронами и углеродом кристаллической решетки происходят следующие реакции $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ и $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}^*$. Суммарная энергия ^9Be и α частицы составляет: $E_\alpha + E_{\text{Be}} = E_n - 5.7\text{MeV}$, где E_n энергия исходного нейтрона (таким образом чувствительность алмазного детектора имеет пороговое значение 5.7 МэВ). Алмазный детектор является идеальным спектрометром быстрых нейтронов продуктов реакции синтеза дейтерия и трития и не чувствителен к нейтронам - продуктам DD реакции. Отметим, что для регистрации теплых нейтронов на поверхность кристалла алмазного детектора наносится слой ^6LiF , при этом регистрируются альфа частицы, возникшие в результате $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$.

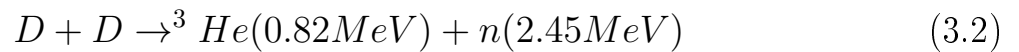
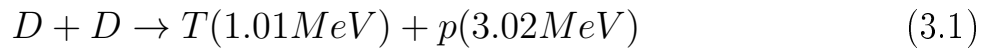
Детекторы обладают широким динамическим диапазоном, а вероятность зарегистрировать 14 МэВ нейтрон детектором 2.5*2.5*0.13мм составляет 10^{-5} [68]. Этого достаточно для измерения ионной температуры с разрешением 100 мс в дейтерий-тритиевой кампании на ИТЭР.

Такие диагностики как времяпролетные спектрометры [69] и спектрометры протонов отдачи [70] не обладают необходимым временным разрешением для условий ГДЛ.

3.2 Диагностика продуктов термоядерной реакции на ГДЛ

Таким образом, для экспериментов на ГДЛ с инжекцией атомарных пучков дейтерия требовалось создать диагностику для регистрации интенсивности термоядерной реакции с временным разрешением, превышающим, по крайней мере, время развития МГД неустойчивостей (несколько десятков микросекунд). Измерения предполагалось вести без коллимации нейтронного потока.

Реакция синтеза дейтерия происходит по двум путями:



Сечение обеих реакций одинаково для практически интересного для ГДЛ диапазона энергий дейтронов от 1 кэВ до 50 кэВ (формула для сечения приведена в приложении Б). Поэтому вероятность возникновения каждого из продуктов реакции одинакова, регистрировать можно любой из продуктов и делать вывод о всех реакциях в системе. В настоящем разделе обсуждается диагностика термоядерных протонов и нейтронов - продуктов реакции синтеза.

3.3 Регистрация термоядерных протонов на ГДЛ

Детектирование заряженных продуктов термоядерной реакции обладает существенными преимуществами (по сравнению с регистрацией нейтронов), а именно возможность получить высокое пространственное разрешение, возможность создания компактных детекторов (пробег 3 МэВ протона в веществе около 100 мкм, данные моделирования кодом SRIM приведены в приложении А), но требует учета некоторых дополнительных особенностей. Необходимо размещать детекторы внутри вакуумной камеры (в идеале как можно ближе к плазме) и учитывать, что магнитное поле влияет на траекторию заряженных частиц.

Для регистрации на ГДЛ были выбраны 3.02 МэВ протоны, как продукт, обладающий самой высокой энергией. Практически все результаты, представленные в данной главе, получены автором с помощью полупроводниковых

детекторов, работающих в счетном режиме. Случаи, когда это не так, будут отмечены в тексте.

3.3.1 Детекторы термоядерных протонов на основе ФЭУ

Ранее на ГДЛ для регистрации пространственных распределений выхода DD реакции использовались детекторы на основе ФЭУ Hamamatsu и сцинтиллятора СПМ 5 толщиной 5 мм [71]. Такие детекторы размещались внутри вакуумной камеры. Детектор на основе сцинтиллятора работает в режиме счета отдельных импульсов. Он чувствителен как к протонам, так и к нейтронам и гамма квантам, поэтому приходится производить две серии экспериментов. В одной серии выстрелов установки регистрируются только нейтроны (протоны отсекаются специальной заслонкой). В другой серии выстрелов регистрируется сигнал от протонов и нейтронов (с открытой заслонкой). Серия выстрелов проводится в одном режиме и выбираются выстрелы с близкими плазменными параметрами (контролируется по таким параметрам плазмы, как диамагнетизм, электронная температура и другие). Затем анализируются спектры импульсов с открытой и закрытой заслонкой и вычитаются один спектр из другого (экспериментальные спектры показаны на рисунке 3.1). Таким образом регистрируется поток термоядерных протонов, пропорциональный интенсивности термоядерной реакции в ГДЛ. В следующей серии выстрелов производится измерение в другой точке пространства и, в зависимости от коллимации (продольной или поперечной), регистрируется продольное или радиальное распределение интенсивности DD реакции. Моделирование пластинчатых коллиматоров, применявшихся в экспериментах на ГДЛ приведено в приложении В. Отметим, что в описанном выше подходе, при котором необходимо производить двойное количество измерений, присутствует дополнительный источник экспериментальной ошибки, связанный с необходимостью вычитания нейтронного (и гамма) фона.

Для измерения радиального распределения интенсивности термоядерной реакции использовался детектор на сильфонной подвижке, с помощью которого производилось сканирование по хордам. Результаты измерения поперечного распределения приведены на рисунке 3.2. С помощью таких измерений (а так

же с помощью спектроскопической диагностики на основе динамического эффекта Штарка [73] и электростатического анализатора [74]) производилось изучение таких эффектов самоорганизации плазмы, как пинчевание [39] быстрых частиц к оси установки в экспериментах с максимальным плазменным бета. Было показано, что область, занятая быстрыми частицами, имеет заметно меньший радиальный размер, чем проекция лимитера по силовым линиям. Причем формирование относительно узкого радиального профиля быстрых частиц не связано с дополнительными потерями (например на периферийном остаточном газе).

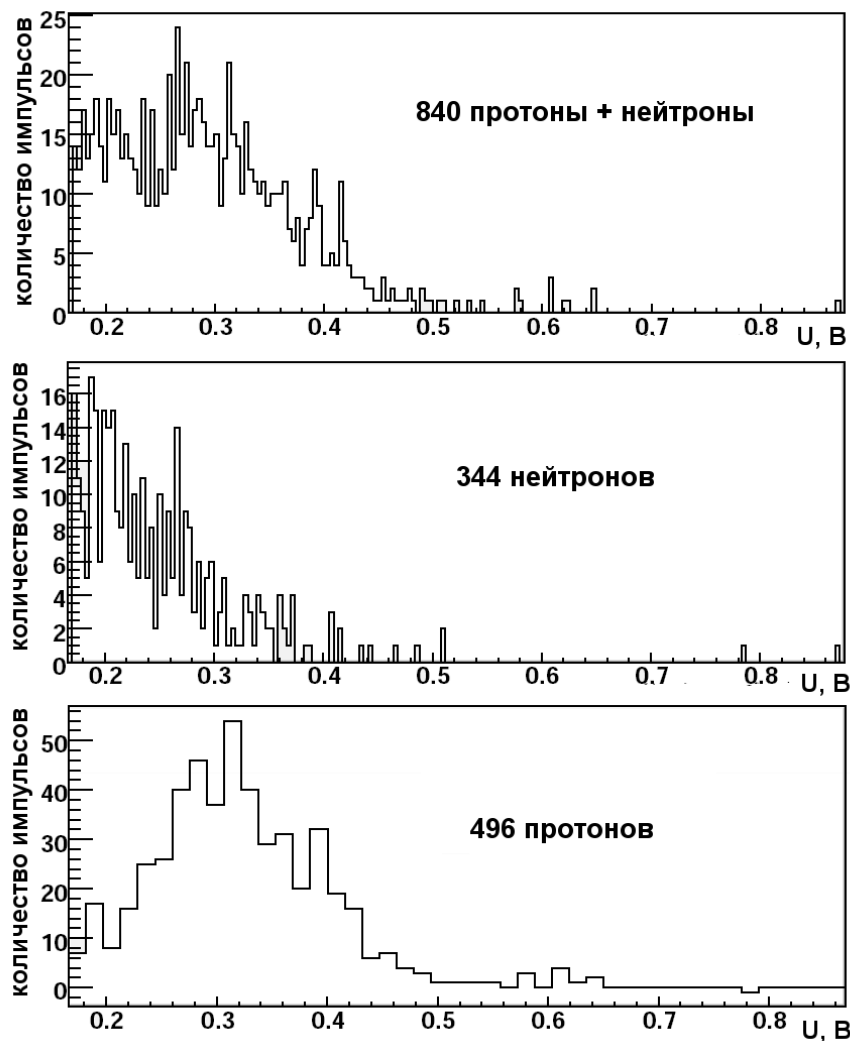


Рисунок 3.1 — Спектр сигналов со сцинтилляционного детектора с открытой заслонкой: протоны и нейтроны (верхний график), с закрытой заслонкой: только нейтроны (средний график), получившийся спектр протонов (нижний график) [72]

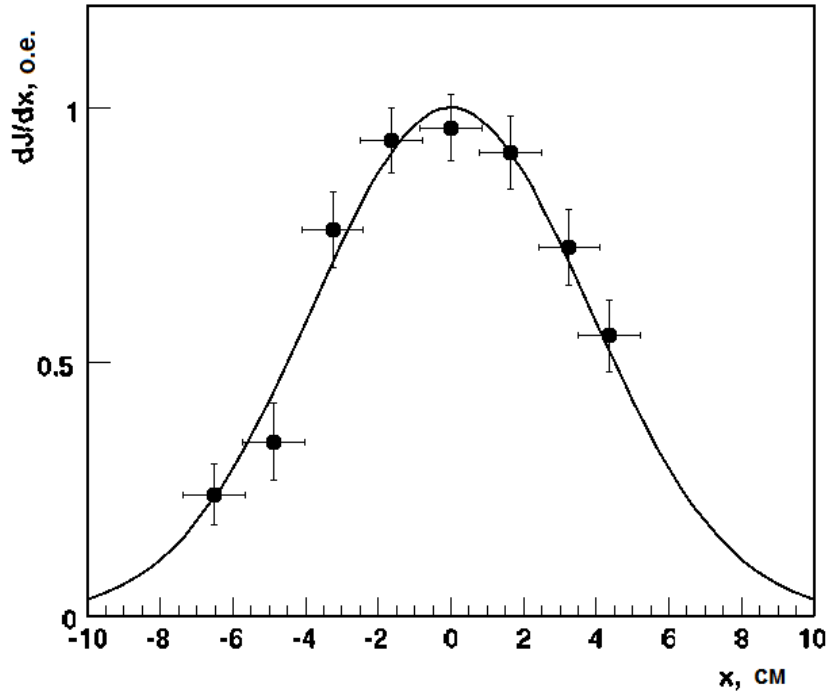


Рисунок 3.2 — Поперечное распределение интенсивности DD реакции, измеренное с помощью сцинтилляционного детектора [25]

Для измерения продольного распределения (рисунок 3.3) датчик необходимо было переставлять в разные порты вдоль установки, что сопровождалось развакуумированием системы и последующими сложностями с настройкой на режим. Тем не менее, в экспериментах была показана пикировка продольного профиля интенсивности DD реакции, что соответствует неравномерному распределению плотности быстрых частиц вдоль установки. Экспериментальные данные хорошо согласовались с результатами моделирования. Показано, что кинетика релаксации энергии быстрых частиц соответствует парным кулоновским столкновениям (охлаждению на электронах и рассеянию на ионах). Дополнительного рассеяния зарегистрировано не было, и был сделан вывод, что дополнительные потери отсутствовали [6].

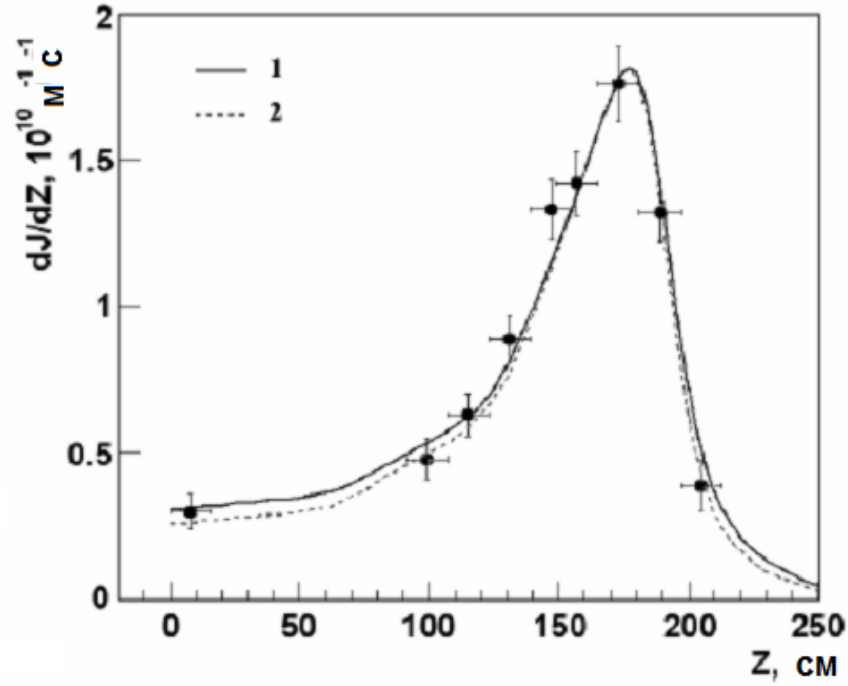


Рисунок 3.3 — Продольное распределение интенсивности DD реакции, измеренное с помощью датчика на основе сцинтиллятора и ФЭУ [5]. Точки соответствуют измеренным значениям. Линии соответствуют расчетам: 1 - для стационарной модели функции распределения с учетом конечного ларморовского радиуса быстрых ионов; 2 - стационарной модели с бесконечно малым ларморовским радиусом

3.4 Диодные диагностики термоядерных протонов

Для дальнейшего развития описанных выше экспериментальных подходов было решено использовать фотодиоды (как правило, PIN диоды), специально разработанные для регистрации частиц. Такие диоды обладают тонким мертвым слоем, поэтому потери в нем малы, а эффективность регистрации частицы определяется количеством электрон-дырочных пар, рожденных в результате торможения частицы в обедненной области детектора. Вместе с тем толщина обедненной области должна превышать длину пробега регистрируемой частицы в детекторе. В этом случае количество пар пропорционально энергии регистрируемой частицы, и такой детектор способен работать в режиме спектрометра (если детектор работает в режиме счета отдельных частиц). Преимуществом таких детекторов является нечувствительность к маг-

нитным полям и нейтронному потоку (в условиях ГДЛ). Сепарация гамма квантов осуществляется в результате анализа амплитудного спектра событий. Определенные сложности связаны с созданием и работой усилителей и другой регистрирующей электроники в условиях сильных помех при проведении плазменного эксперимента. Также полупроводниковые детекторы деградируют под потоком частиц. Согласно литературным данным флюенс больше 10^{14} частиц/см² приводит к деградации детектора (например, [49]). Отметим, что заметная деградация не была зарегистрирована в экспериментах на ГДЛ в течение примерно 10 лет работы диодного детектора термоядерных протонов.

$$\rho_l = \frac{(E_i/M_i)^{1/2}}{(eB/M_i c)} \quad (3.3)$$

В условиях ГДЛ, магнитное поле в точке с пробочным отношением 2 составляет ~ 0.7 Тл. В таком поле ларморовский радиус термоядерного протона с энергией 3.02 МэВ согласно формуле (3.3) составляет $\rho_l = 25$ см (для случая, когда вектор скорости протона направлен перпендикулярно магнитному полю). Радиус плазмы, который равен радиусу проекции лимитера на эту область, составляет $R_{pl} = 7$ см (что примерно соответствует области, занимаемой быстрыми частицами; из этой области идет эмиссия продуктов термоядерной реакции). Таким образом, отношение ларморовского радиуса к радиусу плазмы $\rho_l/R_{pl} > 1$ позволяет производить измерения интенсивности DD реакции с разрешением как вдоль так и поперек оси установки, регистрируя поток частиц из всей плазмы. В больших токамаках с достаточно сильным полем отношение ларморовского радиуса к радиусу плазмы $\rho_l/R_{pl} \ll 1$, поэтому с помощью диагностики термоядерных протонов можно сканировать интенсивность DD реакции только вблизи границы плазмы на глубину $\sim 2\rho_l$.

Дополнительная особенность экспериментов на ГДЛ заключается в том, что радиус плазмы сравним с ларморовским радиусом быстрых частиц: для магнитного поля в указанной точке ларморовский радиус дейтона с энергией 10 кэВ (средняя энергия частиц быстрой компоненты [29]) составляет $\rho_{lfast} = 2$ см, а дейтона с энергией 25 кэВ (энергия инжекции) $\rho_{lfast} = 3.2$ см. Поэтому присутствует заметная доля быстрых частиц, ларморовский центр которых близок к периферии плазмы. Такие быстрые ионы находятся в области за проекцией лимитера часть времени. Потеря этих частиц была экспериментально исследована с помощью специального подвижного лимитера [39]. С

практической точки зрения, при проектировании настоящей диагностики, это обозначает невозможность размещать детекторы слишком близко к плазме, иначе произойдет потеря быстрых частиц на элементах конструкции детектора.

Дополнительной возможностью применения полупроводникового канала регистрации, которая была реализована на ГДЛ, является абсолютная калибровка детектора на основе ФЭУ [29]. Такая калибровка производится в каждом выстреле и позволяет учесть вклад в сигналы с ФЭУ рентгеновского и гамма излучения. Калибровка монитора термоядерных нейтронов обсуждается в разделе 3.7. В этом же разделе приведен пример влияния рентгеновского излучения на диагностики продуктов термоядерной реакции.

3.5 Фотодиоды для регистрации заряженных продуктов термоядерной реакции

В работе используется ряд датчиков на основе фотодиодов, разработанных для прямой регистрации частиц. Конструктивное различие детекторов связано с тем, что они проектировались под различные задачи:

- регистрация абсолютного потока продуктов DD реакции;
- регистрация распределения интенсивности DD реакции вдоль оси ГДЛ.

Общая схема детекторов при этом сохранена. Детектор размещается как можно ближе к плазме. Диод защищен слоем алюминиевой фольги 10 мкм (либо 20 мкм), в которой теряется незначительная часть энергии 3.02 МэВ протона. Потери энергии 3.02 МэВ протонами в алюминиевой фольге, толщиной 10 мкм и 20 мкм составляют 0.23 МэВ и 0.44 МэВ соответственно. Результаты моделирования с помощью кода SRIM [24] приведены в приложении А. Во время плазменного эксперимента фольга требуется для защиты от оптического излучения и нейтральных атомов, покидающих плазму. Между выстрелами алюминиевая фольга защищает диод от распыляемого титана. Отметим, что в результате распыления титана на все внутренние поверхности ГДЛ напыляется несколько монослоев за один импульс работы системы пыления. Напыляемый в результате экспериментальной кампании титан не влияет на чувствительность и энергетическое разрешение детектора на время

экспериментальной кампании. Отметим, что экспериментальная кампания на ГДЛ редко превышает несколько месяцев. Техническое обслуживание детекторов, связанное с заменой фольги, обычно производится раз в несколько лет, при этом ни амплитуда сигналов, ни энергетическое разрешение детекторов заметно не изменяются. Далее располагается токовый двухкаскадный предусилитель с коэффициентом усиления ~ 55000 В/А. Предусилитель расположен прямо в вакууме для минимизации емкости соединения. Через вакуумный разъем сигнал с предусилителя подается на АЦП 12500 (500 МГц, 12 бит) [76]. Такое АЦП позволяет записывать полную длительность импульса ГДЛ с временем квантования 2 нс. При этом длительность импульса от отдельного протона составляет ~ 50 нс. Сигналы записываются системой сбора данных ГДЛ и обрабатываются с помощью программного обеспечения, разработанного автором. Импульсы анализируются по спектру, энергетическое разрешение детектора ~ 300 кэВ. Вклад в измеряемый спектр гамма квантов не зарегистрирован. Отметим, что в режимах работы установки с интенсивной эмиссией рентгеновского излучения такое излучение регистрируется протонными детекторами на основе диодов. Но вклад в измерение интенсивности термоядерной реакции и спектра DD протонов не вносит. Это обсуждается в разделе 3.8.

Для проверки отсутствия вклада жесткого гамма излучения при измерении спектра 3.02 МэВ протонов, периодически проводятся дополнительные эксперименты, в которых детектор закрывается стальной заслонкой толщиной 1 мм. Такая заслонка непрозрачна для 3.02 МэВ протонов, но прозрачна для гамма квантов с энергией более 50 кэВ. Таких импульсов на осциллограммах в этих экспериментах не регистрируется. Также на графиках амплитудного спектра наблюдаются наложения (события с большей амплитудой, например, в 6899 мкс на рисунке 3.4), их количество соответствует вероятности наложения, оцениваемой из длительности отдельного импульса и наблюдаемой частоты следования импульсов. Наложения учитываются при обработке. Временное разрешение всей диагностики определяется статистикой регистрируемых событий (интенсивностью термоядерной реакции и применяемыми коллиматорами) и может быть 100 мкс и быстрее. Энергетическое разрешение протонного детектора приведено на рисунке 3.5 и составляет 314 ± 7 кэВ. Отметим, что максимум в зарегистрированном энергетическом спектре сдвинут на 0.23 МэВ в сторону уменьшения энергии. Это соответствует потере энергии 3.02 МэВ протоном в алюминиевой фольге толщиной 10 мкм.

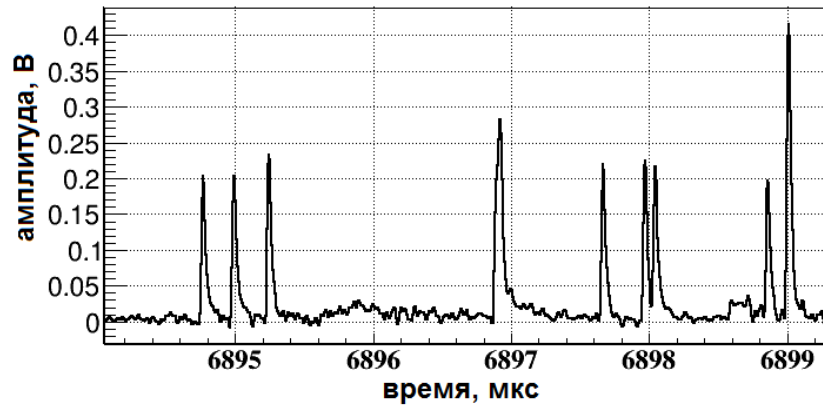


Рисунок 3.4 — Импульсы от отдельных 3.02 МэВ протонов. В 6899 мкс показан пик от одновременно зарегистрированных двух протонов [75]

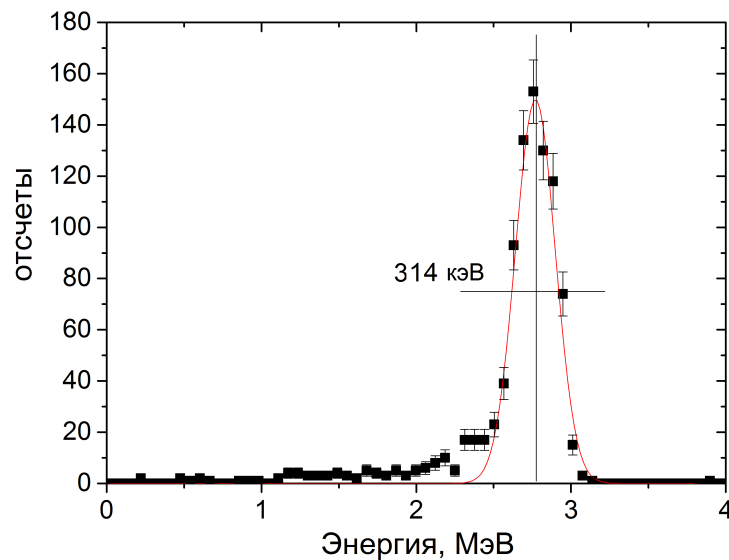


Рисунок 3.5 — Энергетический спектр, зарегистрированный детектором 3 МэВ протонов [75]

3.6 Диагностика термоядерных нейтронов

Диагностика термоядерных нейтронов на ГДЛ была реализована в виде детектора на основе сцинтиллятора и ФЭУ. Детектор расположен за пределами вакуумной камеры ГДЛ на расстоянии 0.6 м от оси плазмы и на расстоянии 1.2 м от экваториальной плоскости (расположение показано на рисунке 1.1). Применяется модуль ФЭУ с делителем hamamatsu H2611. Сам ФЭУ Hamamatsu R2490-05 изготовлен по технологии fine mesh [77], что позволя-

ет ему работать в магнитных полях до 1 Тл без дополнительной магнитной защиты. Некоторые характеристики ФЭУ приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 — Некоторые свойства ФЭУ hamamatsu H2611

| | |
|-------------------------------|---|
| Тип фотокатода | Bialkali, бищелочной |
| Диаметр фотокатода | 36 мм |
| Спектральная чувствительность | 300-650 нм |
| Максимальная чувствительность | 420 ± 50 нм |
| Материал входного окна | Боросиликатное стекло |
| Структура динодов | 16 сеток, Fine Mesh |
| Рабочее напряжение | До 2700 В |
| Максимальное усиление | До $5 \cdot 10^6$ при магнитном поле 0 Тл |
| Максимальное усиление | До $2 \cdot 10^5$ при магнитном поле 1 Тл |

Недостатком такого подхода является то, что чувствительность ФЭУ зависит от ориентации относительно силовых линий магнитного поля и его напряженности (рисунок 3.6). Для экспериментов на ГДЛ магнитное поле, в котором устанавливался сцинтилляционный детектор, было рассчитано с помощью специальной программы, учитывающей токи в магнитной системе ГДЛ и количество витков в соответствующих катушках. Данные напряженности магнитного поля и карта силовых линий для области установки детектора приведена на рисунке 3.7.

Для контроля влияния магнитного поля на коэффициент усиления ФЭУ, применяется светодиод, встроенный в конструкцию датчика. На светодиод подаются прямоугольные импульсы напряжения, а форма (и амплитуда) токовых импульсов с ФЭУ регистрируется, например, в течение выстрела с магнитным полем без плазмы. Так как за время плазменного разряда на ГДЛ (≈ 5 мс) магнитное поле изменяется незначительно (постоянная времени LC контура системы питания основного магнитного поля на ГДЛ ~ 100 мс), то чувствительность ФЭУ за время выстрела остается постоянной, что было проверено в калибровочных экспериментах с магнитным полем без плазмы с использованием встроенного светодиода. Калибровка коэффициента усиления ФЭУ может применяться при изменении режима работы установки в разных экспериментальных кампаниях, связанного с увеличением (или уменьшением) магнитного

поля. Тем не менее этот метод в экспериментах практически не применялся, так как автором была реализована процедура нормировки нейтронного детектора с использованием данных датчика термоядерных протонов. Проведение нормировки данных детектора нейтронов обсуждается ниже.

Figure 2: Current Amplification in Magnetic Field

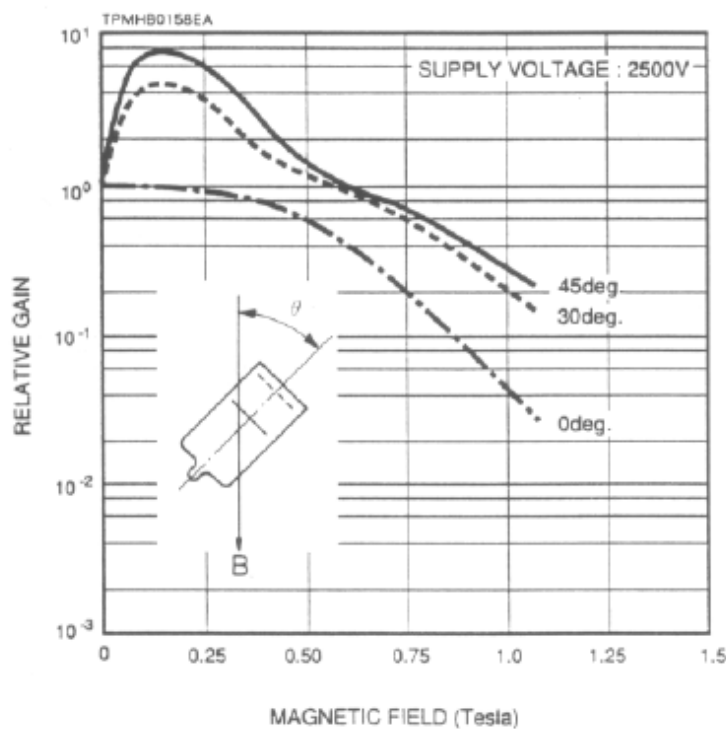


Рисунок 3.6 — Зависимость коэффициента усиления ФЭУ R2490-05 от напряженности и ориентации магнитного поля [78]

В детекторе применяется сцинтиллятор на основе органического пластика СПМ-5. Время высвечивания 5 нс, диаметр 25 мм, длина 100 мм. Время интегрирования составляет 20 мкс и определяется емкостью регистрирующего тракта. Регистрация производится с помощью АЦП 12 бит 1.25 МГц. Напряжение на ФЭУ составляет от 850 В до 1500 В.

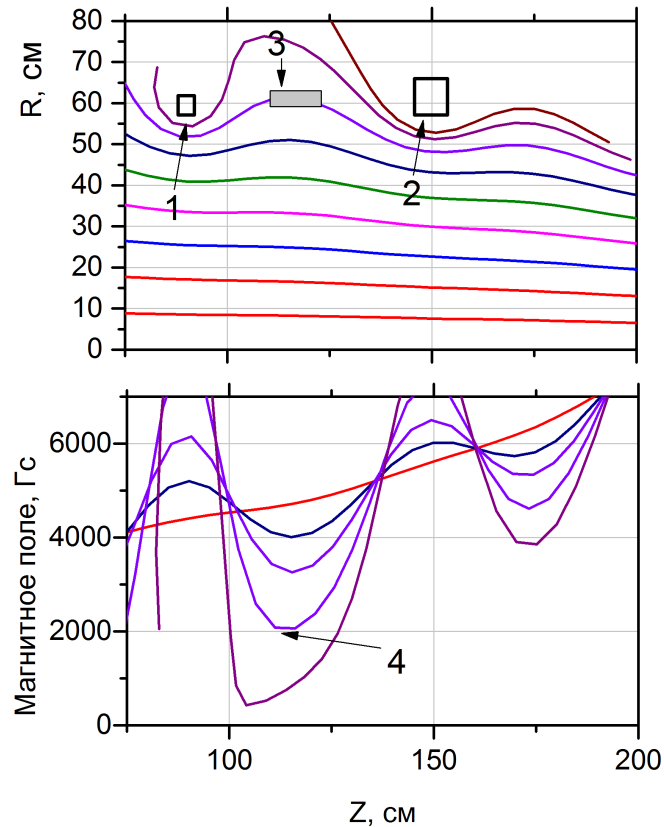


Рисунок 3.7 — Результат расчета силовых линий магнитного поля в области установки монитора нейтронного потока (верхний график). Цифрами 1 и 2 обозначены катушки магнитного поля, цифрой 3 обозначен сцинтилляционный детектор. На нижнем графике показан расчет напряженности магнитного поля. Цифрой 4 обозначено магнитное поле, в котором работает ФЭУ

3.7 Нормировка данных сцинтилляционного детектора с помощью данных детектора термоядерных протонов

Сцинтилляционный детектор чувствителен как к нейтронам, так и к гамма фону. Источников гамма квантов в плазменных экспериментах на ГДЛ несколько. В экспериментах без дополнительного СВЧ нагрева это захват нейтронов — продуктов DD реакции ядрами конструкционных материалов установки, оборудования, бетонных стен зала и т. д. и последующие ядерные реакции с испусканием гамма излучения различных энергий. Гамма фон в области установки датчика был измерен в специальной серии экспериментов.

Для этого, рядом со сцинтилляционным детектором был размещен спектрометр нейтронов и гамма квантов на основе стильбена. Подробное описание этого спектрометра дано в главе 4 настоящей работы. Измерения проводились без плазмы и магнитного поля (в режимах с плазмой поток нейтронов на спектрометр был бы слишком большой). В качестве источника нейтронов с энергией 2.45 МэВ использовались приемники пучков дейтерия нагревной системы ГДЛ. Измерялись спектр и количество за выстрел нейтронов и сопутствующих гамма квантов. Спектр измеренных нейтронов соответствует линии 2.45 МэВ. Отношение количества гамма квантов к количеству нейтронов (данные усреднены за выстрел) составляло 0.39 ± 0.045 . Скорость счета фоновых гамма квантов в зале ГДЛ в области установки детектора (между выстрелами) составляет 1.4 ± 0.15 событий/сек, а во время выстрела нагревными пучками без плазмы регистрируется скорость счета гамма квантов $3.7 \pm 0.2 \cdot 10^4$ событий/сек. При этом источником этого сигнала являются термоядерные нейтроны, замедлившиеся и захваченные в элементах конструкционных материалов в результате (n, γ) реакций. Как правило, высвечивание гамма квантов, происходит быстро, поэтому суммарный сигнал, регистрируемый детектором (от нейтронов и гамма квантов, возникших в результате взаимодействия нейтронов с элементами конструкции) пропорционален интенсивности DD реакции. Дополнительная проверка, связанная с включением сцинтилляционного детектора после распада плазмы не показывает уровня наведенной радиации в зале ГДЛ, достаточного для того, чтобы быть зарегистрированным обсуждаемым детектором: сигнал на сцинтилляционном детекторе исчезает сразу после выключения нагревных инжекторов и охлаждения плазмы со временем, соответствующим времени передачи энергии быстрыми ионами электронам мишенной плазмы (формула (1.2)).

Другим источником рентгеновского излучения, которое может быть зарегистрировано сцинтилляционным детектором, являются перегретые электроны, возникшие в результате СВЧ нагрева плазмы или инжекции электронного пучка в ГДЛ. Такие гамма-кванты имеют тормозную природу. Минимальная энергия регистрируемых сцинтилляционным детектором рентгеновских квантов ограничена прозрачностью вакуумной стенки ГДЛ и составляет 100 кэВ. Максимальная энергия ограничена энергией перегретых электронов. Автором получены данные о спектре таких рентгеновских квантов с помощью

стильбеового спектрометра, описанного в главе 4, и показано, что в плазме присутствуют электроны вплоть до 500 кэВ.

Для калибровки детектора нейтронов в каждом выстреле используется сигнал с детектора термоядерных протонов, прямо измеряющий поток продуктов реакции синтеза. На рисунке 3.8 приведены данные со сцинтилляционного детектора, работающего в токовом режиме и с детектора термоядерных протонов, работающего в счетном режиме.

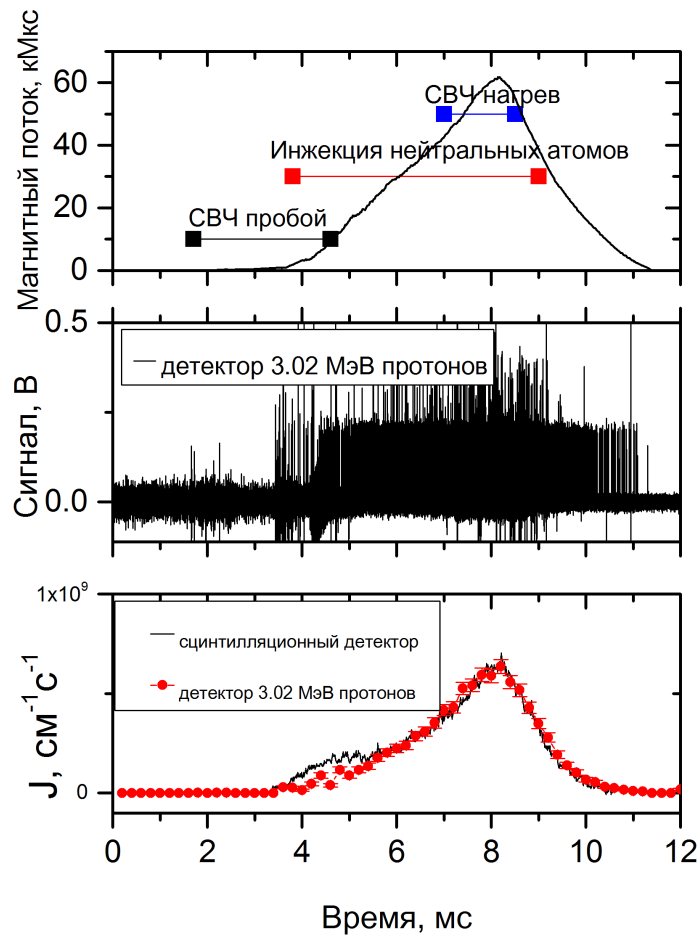


Рисунок 3.8 — Магнитный поток, вытесненный плазмой, дополнительно приведено время работы систем создания и нагрева плазмы (верхний график). Сигнал протонного детектора (средний график). Сигнал сцинтилляционного детектора (кривая) и выход термоядерной реакции, измеренный протонным детектором (точки) (нижний график) [75]

На рисунке 3.8 показано, что ошибка в измерениях нейтронного потока сцинтилляционным детектором составляет 7% для максимума (определяется

соотношением сигнал шум), а детектора термоядерных протонов статистическим разбросом при работе в режиме счета отдельных частиц и составляет 8% при временном разрешении 200 мкс. Отметим, что на начальном этапе плазменного разряда, различие может составлять до 100 процентов, что может быть связано с изменением профиля плазмы во время ее формирования, либо вкладом, теряющихся перегретых электронов.

3.8 Свидетельство наличия перегретых электронов в экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом

В экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом, поток, измеряемый датчиком термоядерных протонов, может различаться с сигналом со сцинтилляционного детектора вплоть до нескольких сотен процентов (рисунок 3.9). Дальнейший анализ показал, что аномальный рост амплитуды сигналов на сцинтилляционном детекторе по сравнению нормальным сигналам от термоядерной реакции являются экспериментальным свидетельством наличия перегретых электронов в плазме ГДЛ. Причем реализуются различные сценарии возникновения неустойчивости, в результате которой эти электроны высвечиваются [79].

В 8.55 мс развивается неустойчивость, которая приводит к потере перегретых электронов и образованию вспышки рентгеновского излучения, имеющего тормозную природу. На рисунке 3.10 показано, что нулевая линия протонного детектора повторяет форму сигнала со сцинтилляционного детектора (синяя линия), так как полупроводниковый диод чувствителен к рентгеновскому излучению. При этом на фоне такой нулевой линии видны пики от отдельных термоядерных протонов, которые были посчитаны (черная гистограмма с временем суммирования пиков 200 мкс.). До развития неустойчивости сигнал сцинтилляционного детектора и количество импульсов с датчика термоядерных протонов совпадают, за исключением расхождения на начальной стадии плазменного разряда.

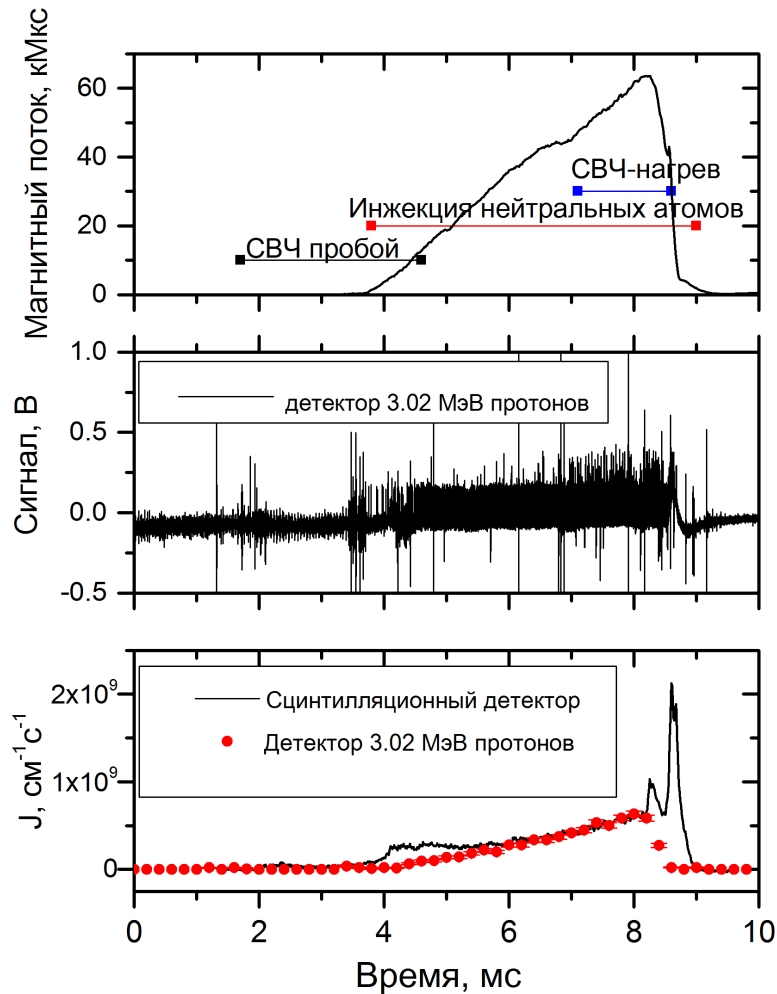


Рисунок 3.9 — Магнитный поток, вытесненный плазмой, дополнительно приведено время работы систем создания и нагрева плазмы (верхний график). Сигнал протонного детектора (средний график). Сигнал сцинтилляционного детектора (кривая) и выход термоядерной реакции, измеренный протонным детектором (точки) (нижний график). Приведен эксперимент с дополнительным СВЧ нагревом и эмиссией рентгеновского излучения [28]

3.9 Прогресс в удержании плазмы на ГДЛ

За время работы на установке Газодинамическая ловушка был проведен ряд последовательных модернизаций, что позволило достигнуть значительного прогресса плазменных параметров.

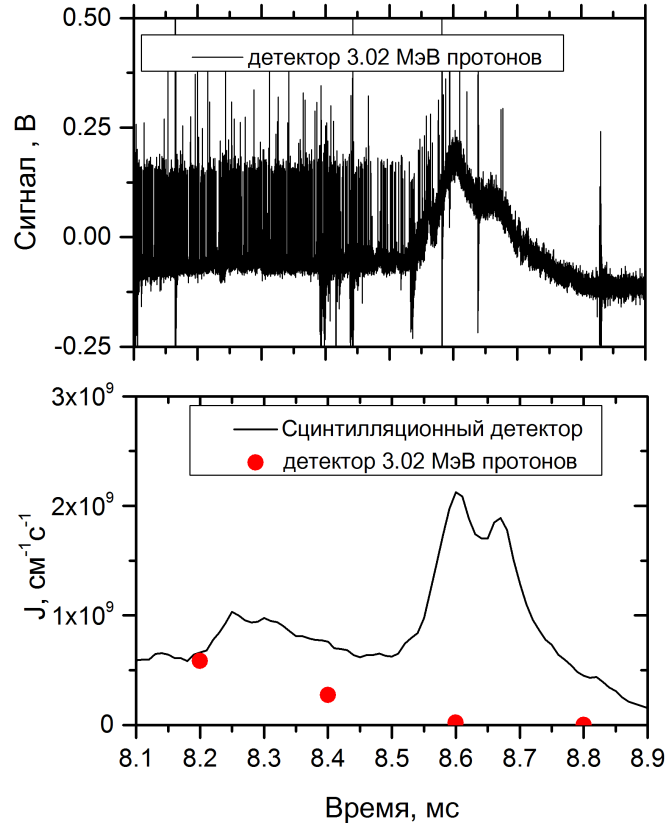


Рисунок 3.10 — Сигнал детектора термоядерных протонов (верхний график) в момент времени, соответствующий вспышке рентгеновского излучения от 8.1 мс до 8.9 мс. Сигнал сцинтилляционного детектора (нижний график). Точками показан измеренный выход термоядерных протонов (время суммирования количества протонов составляет 200 мкс) [28]

Предпоследняя значительная модернизация связана с увеличением длительности работы нагревных (t_{inj}) инжекторов с 1 мс до 5 мс. Количество инжекторных модулей при этом увеличилось с 6 до 8. На начальном этапе это позволило получать квазистационарное удержание плазмы $t_{inj} > \tau_{Fe}$, где τ_{Fe} , согласно формуле (1.2), характерное время передачи энергии быстрыми ионами электронам мишенной плазмы (например, в [72] приведены графики, демонстрирующие квазистационарное удержание плазмы в ГДЛ, в том числе по параметру диамагнетизма и интенсивности реакции синтеза, которые выходили на насыщение. Температура электронов в этих экспериментах составляла 100 эВ). Дополнительно было увеличено магнитное поле. Эта модернизация была закончена к 2009 году. Отметим, однако, что при современных пара-

метрах, удержание плазмы перестало быть квазистационарным, что лучше всего характеризует зависимость интенсивности реакций синтеза от времени, приведенная, например, на рисунке 3.8, на котором как магнитный поток, вытесненный плазмой, так и выход реакции синтеза растут в течение всего времени работы систем нагрева практически линейно.

Последняя значительная модернизация установки Газодинамическая была связана реализацией схемы СВЧ нагрева электронной компоненты плазмы. Эта система была штатно запущена к 2014 году и позволила увеличить электронную температуру до 1 кэВ в локальной по радиусу области. Прогресс в достигнутой электронной температуре приведен на рисунке 3.11 [80]. На рисунке 3.12 приведены данные по выходу нейтронов на единицу длины установки в ГДЛ. Электронная температура с 2003 года возросла примерно на порядок. Выход нейтронов за это время также увеличился примерно на порядок. Отметим, что общее количество нейтронов, которое ГДЛ генерирует за выстрел, увеличилось в 100 раз по сравнению с экспериментами с длительностью инжекции 1 мс.

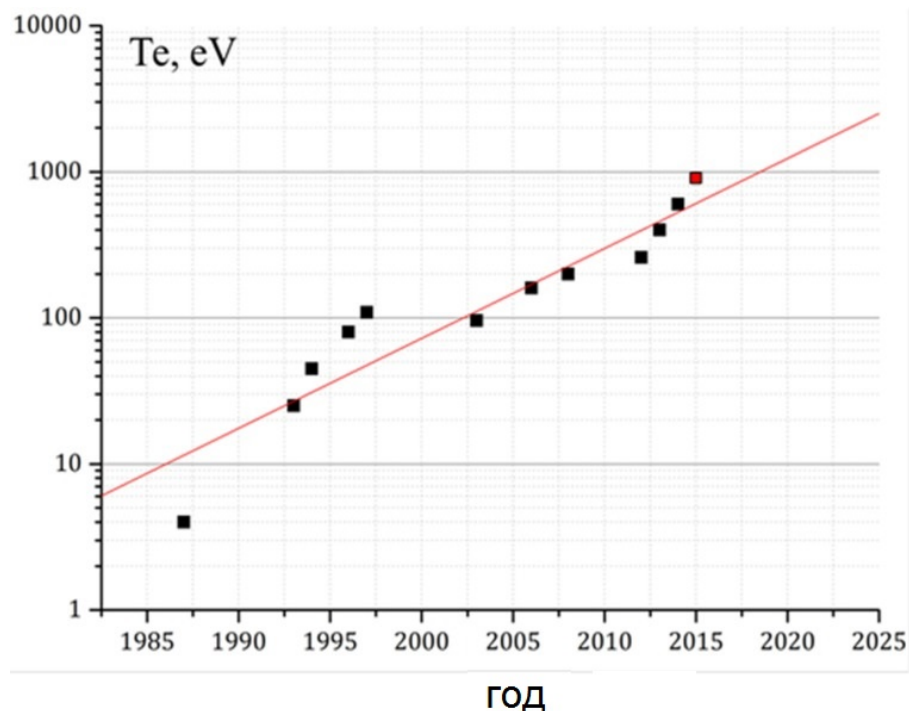


Рисунок 3.11 — Зависимость максимальной электронной температуры от года, в который она получена [80]

Несколько экспериментальных точек, которые были опубликованы в [81] и [29], демонстрируют уменьшение интенсивности выхода реакций синтеза (по сравнению с рекордными параметрами 2015 года). Это связано с тем, что ре-

лизация СВЧ нагрева потребовала уменьшить плотность мишенной плазмы в ГДЛ (для обеспечения эффективного захвата микроволновой мощности).

Далее будут кратко приведены результаты некоторых экспериментальных кампаний, в которых важную роль играла диагностика продуктов термоядерной реакции.

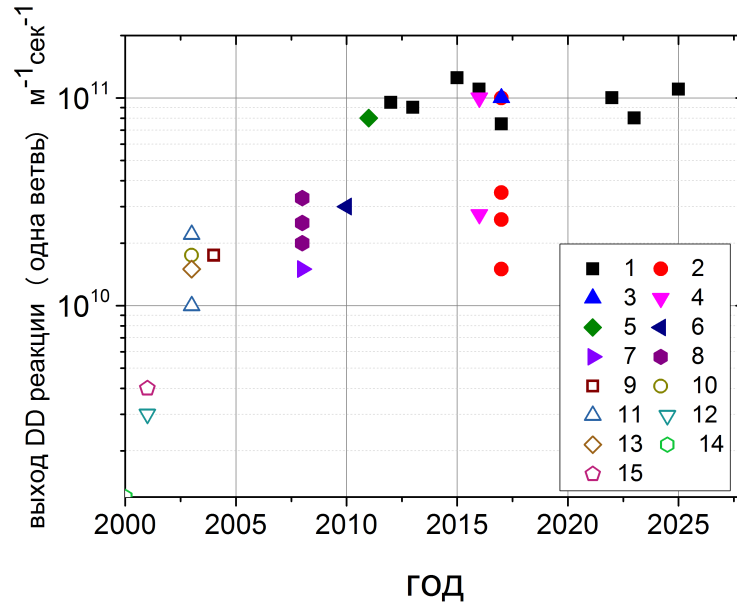


Рисунок 3.12 — Выход DD реакции на ГДЛ (одна ветвь) по данным публикаций. Дополнительно маркером (1) обозначены данные максимального выхода протонов, зарегистрированные с 2012 по 2025 годы. Данные, обозначенные маркером (2), опубликованы в [82], (3) в [81], (4) в [29], (5) в [25], (6) в [83], (7) в [84], (8) в [72]. Эти данные получены на ГДЛ в режимах с длительностью атомарной инжекции 5 мс. Остальные данные получены при длительности нагрева 1 мс: (9) опубликованы в [5], (10) в [85], (11) в [86], (12) в [87], (13) в [6], (14) в [88], (15) в [71]

3.10 Данные диагностик реакции синтеза в экспериментах по изучению физики расширителя

Важной особенностью открытых магнитных ловушек является то, что горячая плазма, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля, имеет прямой

контакт с холодными материальными поверхностями лимитеров и плазмоприемников. Это является мотивом для проведения исследования физических механизмов, определяющих транспорт энергии и частиц вдоль силовых линий магнитного поля; разрабатываются теоретические и численные модели для экстраполяции результатов на установки реакторного класса. Поэтому исследования расширителя, то есть области от магнитной пробки до плазмоприемника с уменьшающимся магнитным полем, являются одним из важных пунктов научной программы ГДЛ.

В работе [19], в частности, изучалось влияние концентрации остаточного газа в расширителе на электронную температуру и удержание быстрых частиц в центральной ячейке ГДЛ. Предполагалось, что остаточный газ будет ионизирован в результате взаимодействия с частицами плазмы, покидающей ловушку, в результате чего концентрация холодных электронов увеличится и начнет существенно влиять на плазму в ловушке, охлаждая ее. Оценки дают допустимую концентрацию остаточного газа в расширителе 10^{12} см^{-3} , при которой отсутствует влияние на удержание плазмы в центральной ловушке.

Однако проведенные измерения не показывают деградации плазменных параметров вплоть до концентрации остаточного газа 10^{14} см^{-3} в расширителе: на рисунке 3.13 показано, что электронная температура и поток продуктов реакции синтеза не изменяются. Также не изменяется диамагнетизм плазмы. Для изучения физики расширителя использовались датчики ионного тока, расположенные на плазмоприемнике, которые не продемонстрировали возрастания сигнала при увеличении концентрации газа. Оптическая томографическая диагностика, установленная в расширителе, демонстрирует возрастание сигнала на периферии плазменного факела при увеличении концентрации газа в расширителе. Численная модель, описывающая поведение остаточного газа в расширителе, приведена в статье [19] и показывает, что газ не ионизируется в плазме, а вытесняется к периферии в результате упругих столкновений.

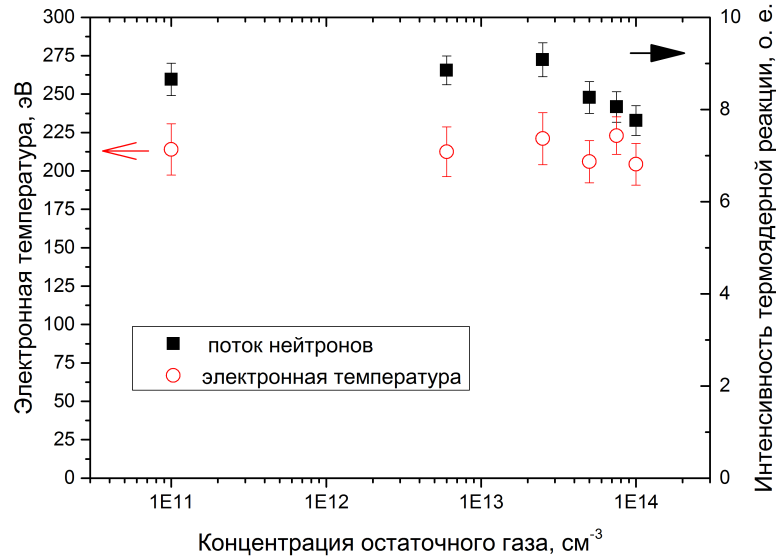


Рисунок 3.13 — Зависимость электронной температуры и интенсивности реакции синтеза в центральной ячейке ГДЛ от концентрации газа в расширителе [19]

3.11 Демонстрация улучшенного удержания быстрых частиц в экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом

На установке ГДЛ было реализовано несколько режимов СВЧ нагрева плазмы [9]: с "узким" вкладом мощности электромагнитного излучения, характеризующимся локальным по радиусу ($r=1$ см) возрастанием электронной температуры до 0.9 кэВ; с "широким" нагревом, характеризующимся возрастанием электронной температуры до 300 эВ по всему плазменному столбу. Второй режим сопровождается улучшенным удержанием быстрых частиц, он наиболее интересен в контексте данной работы и будет рассматриваться далее.

Такие эксперименты моделировались кодом DOL, результаты экспериментов и моделирования приведены на рисунке 3.14. Длительность работы нагревных инжекторов составляла 5 мс. Гиротроны были включены в 5 мс от нуля ГДЛ, работали 5 мс. В этих экспериментах при мощности ЭЦР нагрева 420 кВт получено увеличение выхода термоядерных нейтронов с $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}\text{с}^{-1}$ до $5.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}\text{с}^{-1}$ при росте диамагнетизма на 20% и электронной температуры на 44% [9, 29].

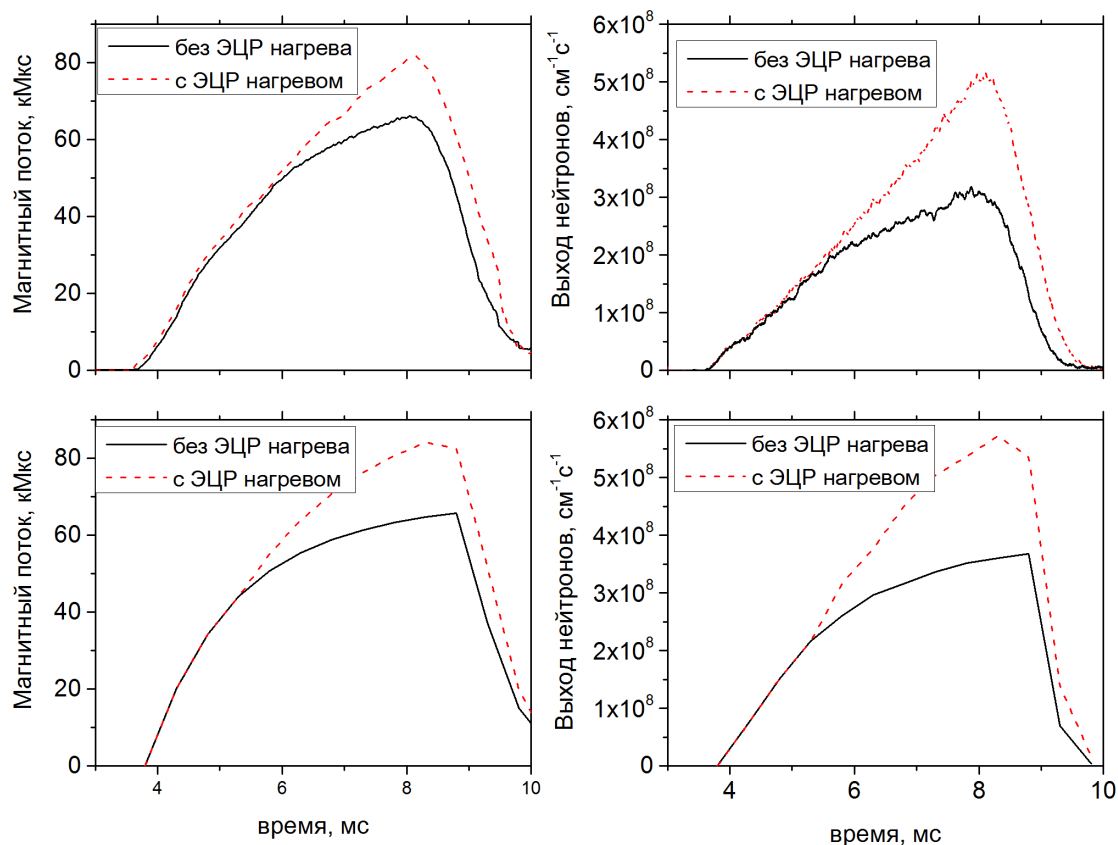


Рисунок 3.14 — Магнитный поток, вытесненный плазмой. Интенсивность термоядерной реакции в экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом. Эксперимент на ГДЛ (верхние графики) [29] и моделирование кодом DOL (нижние графики)

Код ДОЛ, при моделировании, дает завышенные (относительно экспериментов на ГДЛ) значения энергосодержания плазмы, температуры, а следовательно, нейтронного выхода. Для моделирования абсолютных значений в расчет было добавлено дополнительное охлаждение быстрых ионов на электронах. В этом случае наблюдался рост электронной температуры в расчетах в несколько раз. Далее (для численных экспериментов без ЭЦР нагрева) было включено дополнительное охлаждение электронов на мишенной плазме и потери мишенной плазмы. Критерием правильности расчета было соответствие энергосодержания, электронной температуры, времени распада плазмы после выключения нагрева. В результате разряды были промоделированы с

помощью кода DOL, получено хорошее соответствие (в том числе увеличение выхода нейтронов при ЭЦР нагреве).

3.12 Наблюдение продольного распределения интенсивности реакции синтеза

Для наблюдения продольного распределения интенсивности термоядерной реакции на ГДЛ было принято решение увеличить количество датчиков, расставленных вдоль установки. Для этого потребовалась разработка новых детекторных модулей и новых предусилителей, способных работать с диодами большей площади, так как в качестве чувствительных элементов было решено использовались диоды различной площади различных разработчиков. В диагностике плазмы на ГДЛ используется диод, разработанный в Институте физики полупроводников СО РАН. Такой диод имеет площадь чувствительной поверхности 0.5 см^2 и установлен вблизи точки остановки быстрых частиц с продольной координатой 175 см [29] (рисунок 1.1) Детектор расположен внутри вакуумной камеры ГДЛ на расстоянии 24.3 см от магнитной оси установки. Остальные детекторы построены на основе диодов площадью 1 см^2 , разработанных компанией ООО «Сниип-плюс» [89] (обозначены цифрами 12, 13 и 15 на рисунке 1.1). Расположены точках 0 см «центр», 125 см и 236 см вдоль установки на расстоянии от магнитной оси системы 29.3 см либо 54 см.

При разработке детекторных модулей использовался ранее опробованный на ГДЛ подход к проектированию таких датчиков, который заключается в следующем. Фотодиод расположен как можно ближе к плазме для улучшения пространственного разрешения диагностики, защищен от оптического излучения и атомов, покидающих плазму, алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм. Быстрый широкополосный предусилитель располагается как можно ближе к детектору для уменьшения наводок и паразитной емкости подводящего кабеля. Регистрация ведется АЦП с разрешением 12 бит и частотой дискретизации 500 МГц [76].

3D модель нового детекторного модуля с фланцем, который устанавливается на ГДЛ, приведена на рисунке 3.15. Основным отличием нового дизайна является то, что диод (1) на рисунке 3.15 расположен внутри вакуумной

камеры и прямо "смотрит" на плазму через алюминиевую фольгу, а предусилитель (3) расположен "на атмосфере", что позволяет избежать проблем с перегревом электронных компонентов. Питание предусилителя обеспечивается аккумуляторным блоком (4). Включение блоков питания может производиться по оптическому каналу связи, что позволяет значительно уменьшить уровень наводок при измерениях. Предусилитель с фотодиодом заранее монтируется в корпус (рисунок 3.16) и может быть протестирован отлажен до установки в ГДЛ.

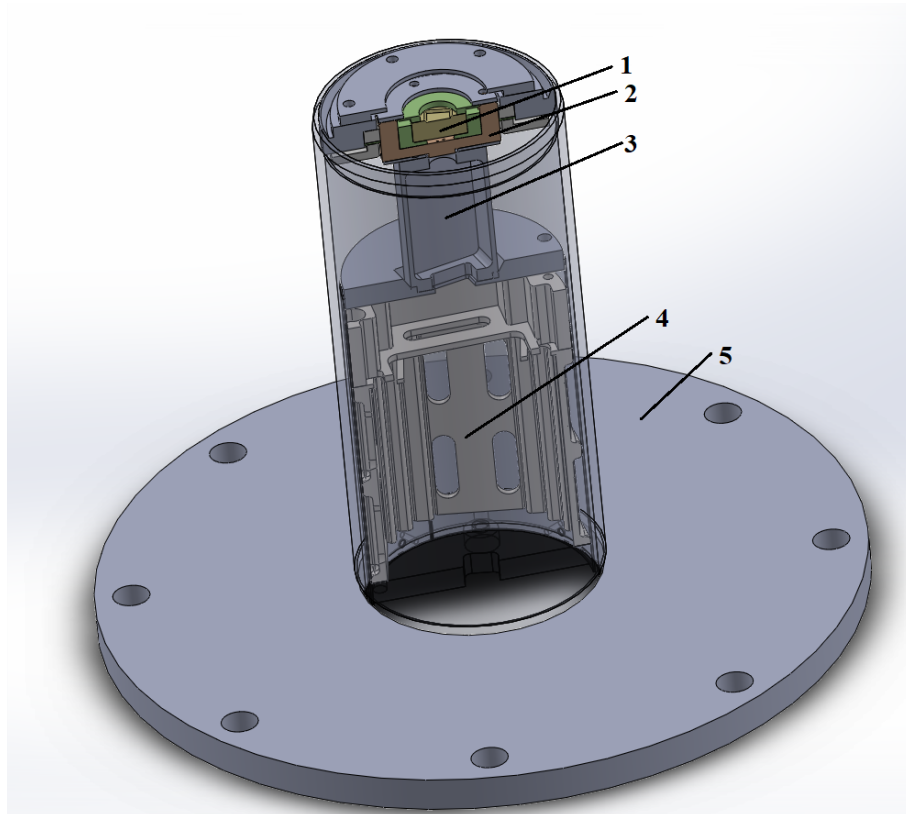


Рисунок 3.15 — 3d модель детекторного модуля для регистрации 3 МэВ протонов с фланцем, который устанавливается на ГДЛ. 1 - фотодиод, 2 - корпус, в котором смонтирован фотодиод, 3 - корпус, в котором монтируется предусилитель, 4 - место расположения аккумуляторов питания предусилителя, 5 - фланец, который устанавливается на ГДЛ

В детекторных модулях используется специально разработанный в лаборатории вариант широкополосного малошумящего предусилителя, который позволяет работать с фотодиодами большой площади (и емкости) [89]. Длительность пика от отдельного термоядерного протона составляет 40 нс, амплитуда 400 мВ, соотношение сигнал шум 20 (отдельные пики при регистрации термоядерных протонов с энергией 3.02 МэВ в плазменном эксперименте

на установке ГДЛ приведены на рисунке 3.4). Такие предусилители были протестированы при работе с фотодиодами площадью от 1 см^2 до 4.5 см^2 при регистрации альфа частиц с энергией 5 МэВ от радиоизотопного источника ^{239}Pu . В составе детекторного модуля диоды площадью 1 см^2 используются в эксперименте на ГДЛ при регистрации термоядерных протонов.



Рисунок 3.16 — Фотография детектора 3 МэВ протонов, подготовленного для установки на ГДЛ

Временная зависимость потока протонов, зарегистрированных в пространственных точках с координатами 0 см, 125 см, 175 см и 236 см, приведена на рисунке 3.17. Время суммирования количества пиков для всех датчиков составляет 100 мкс. Термоядерные протоны появляются в 4 мс, что соответствует времени начала работы инжекторов нейтральных атомов, и исчезают через 1.5 мс после завершения работы системы нагрева в 8.5 мс. По приведенным данным был построен продольный профиль интенсивности реакции синтеза в 8.25 мс (рисунок 3.18). Такой профиль остается пикированным в течение всего эксперимента и значительно не изменяется. Дополнительно на рисунке 3.18 приведен профиль интенсивности термоядерной реакции на ГДЛ, полученный в результате моделирования кодом ДОЛ [23]. Отметим, что код ДОЛ

является одномерным и не позволяет моделировать абсолютные значения интенсивности реакции, поэтому данные моделирования были нормированы на экспериментальные. Пикированный продольный профиль интенсивности реакции синтеза свидетельствует о том, что концентрация быстрых частиц так же пикирована вблизи точки остановки, а соответствие формы результатам моделирования говорит об отсутствии (в приведенном выстреле) дополнительного рассеяния быстрых частиц.

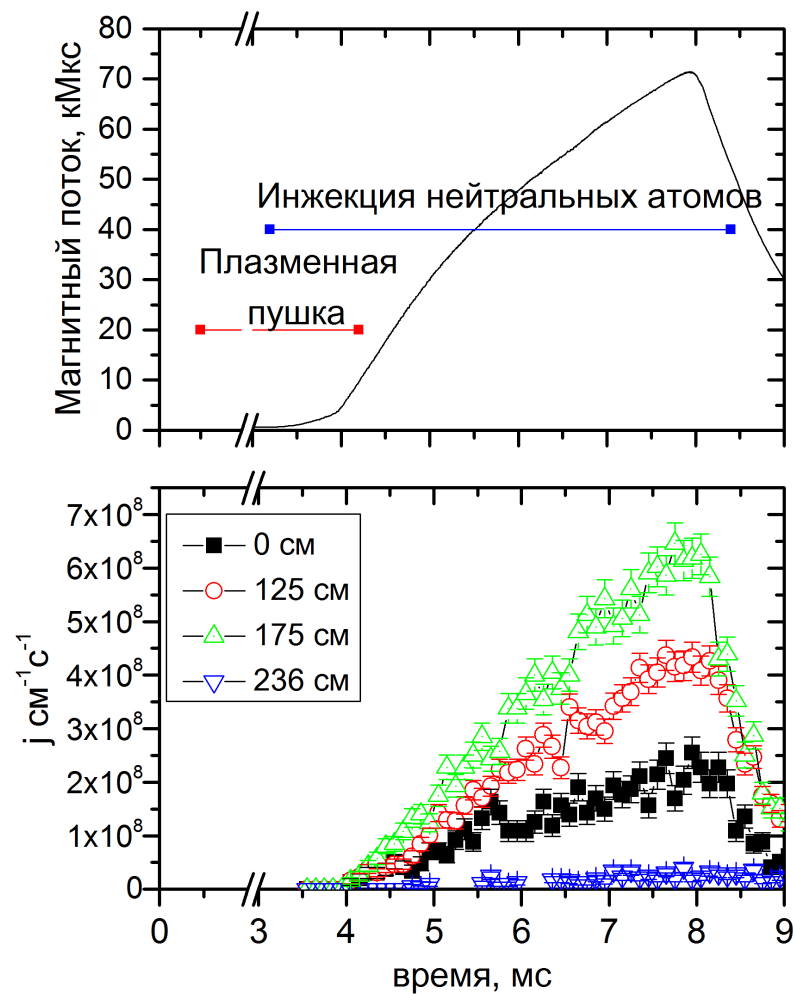


Рисунок 3.17 — Магнитный поток, вытесненный плазмой и временная диаграмма систем создания и нагрева плазмы (верхний график). Эволюция потока термоядерных протонов, измеренных в одном выстреле. Временное разрешение составляет 100 мкс (нижний график) [29]

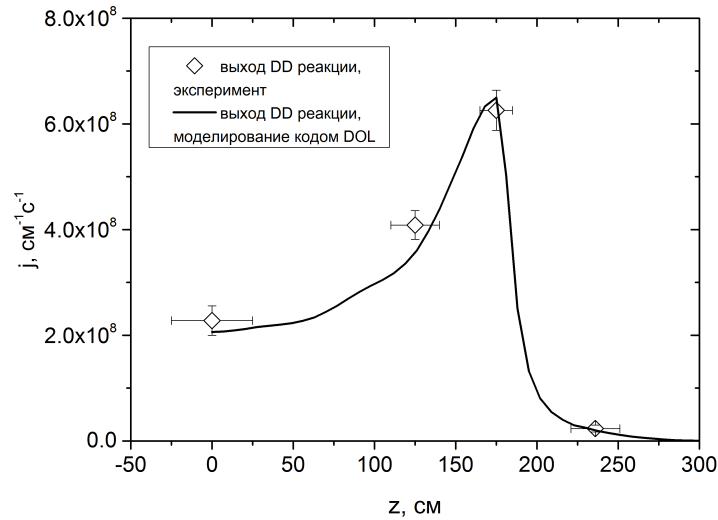


Рисунок 3.18 — Продольный профиль выхода термоядерной реакции. Время набора статистики с 8.2 мс по 8.3 мс [29]

3.13 Наблюдение перестроения функции распределения быстрых частиц в результате развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости

В некоторых режимах работы на установке ГДЛ наблюдается развитие различных микроустойчивостей. В частности, наблюдалось развитие альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости [15]. Такая неустойчивость сопровождается спадом сигнала диамагнетизма на диамагнитной петле вблизи точки остановки, некоторым увеличением сигнала диамагнитных петель, расположенных ближе к центру. Помимо этого, на высокочастотных магнитных зондах наблюдаются сигналы с частотой около 1 МГц. Анализ модового состава магнитных сигналов позволяет однозначно идентифицировать неустойчивость, как альфвеновскую ионно-циклотронную.

В выстреле, приведенном на рисунке 3.19, такая неустойчивость развивается после 6 мс, что хорошо видно по сигналам с диамагнитной петли (нижний график на рисунке 3.19). На датчиках интенсивности термоядерной реакции (рисунок 3.19, верхний график) в это время наблюдается перестроение профиля выхода термоядерной реакции, что является следствием изменения функции распределения быстрых частиц. На датчике вблизи точки остановки наблюдается уменьшение выхода реакции синтеза на 30 %, на датчике в

центре наблюдается рост на 20%, на детекторе за пределами точки остановки наблюдается рост сигнала примерно в два раза.

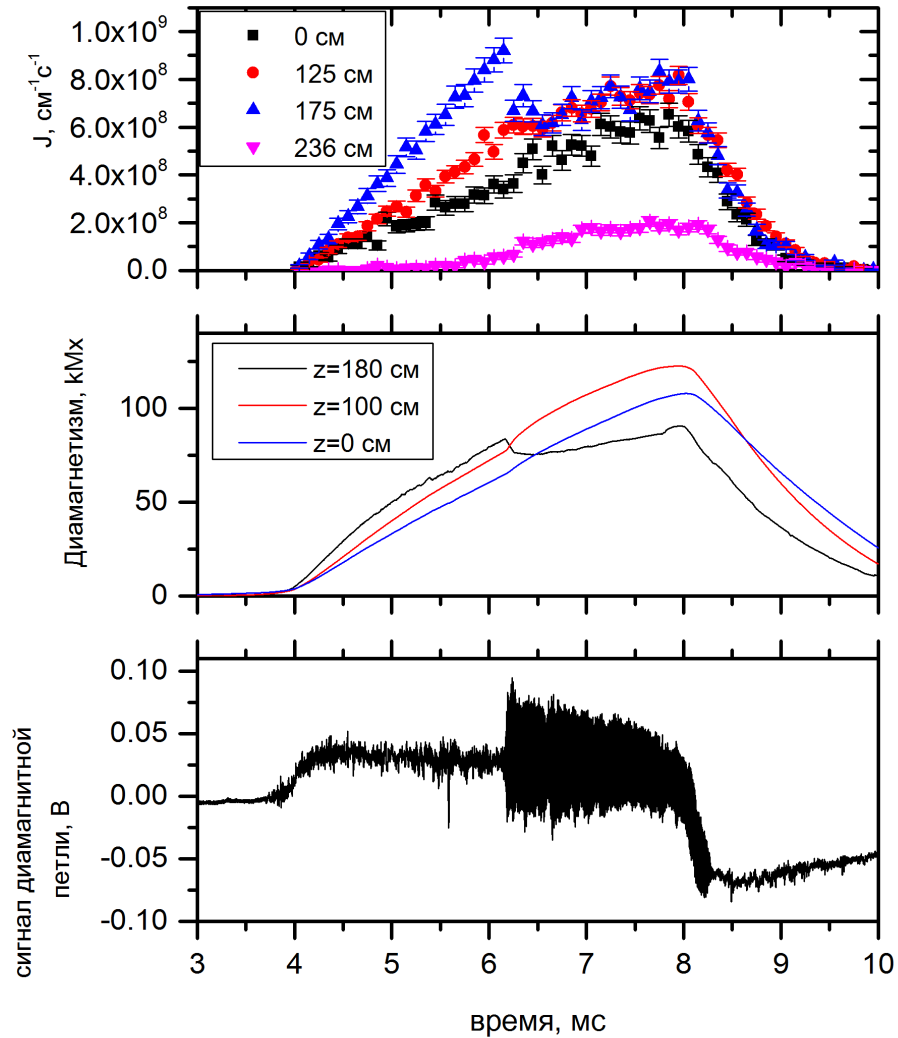


Рисунок 3.19 — Временная эволюция интенсивности термоядерной реакции в различных точках вдоль установки, измеренная в одном выстреле (верхний график). Магнитный поток, измеренный диамагнитными петлями, расположенными в разных координатах установки (средний график). Сигнал с диамагнитной петли (нижний график) [90]

Продольный профиль интенсивности реакции синтеза приведен на рисунке 3.20. Заполненные точки соответствуют профилю до развития микро-неустойчивости (время 6050 мкс). Пустые точки соответствуют профилю в момент времени 6650 мкс. В это время перестроение профиля завершилось

и сформировалось новое стационарное распределение быстрых частиц вдоль установки.

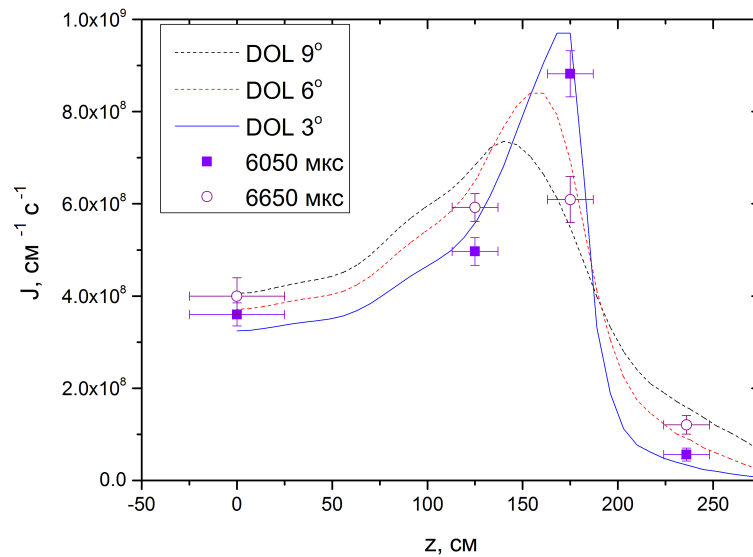


Рисунок 3.20 — Продольное распределение интенсивности термоядерной реакции. Заполненные точки соответствуют профилю выхода DD реакции до развития неустойчивости, незаполненные точки соответствуют стационарному профилю, сформировавшемуся после развития неустойчивости. Кривыми приведен результат моделирования пространственных распределений выхода DD реакции кодом DOL для различного углового разброса быстрых частиц [90]

Согласно теоретическим предсказаниям, Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость приводит к уширению функции распределения быстрых частиц по углам. Для моделирования эффекта уширения функции распределения по углам с помощью кода ДОЛ, делали следующее. Моделировали продольное распределение выхода нейтронов до развития неустойчивости. Для этого задавали начальный угловой разброс быстрых частиц 3 градуса. Результат моделирования для таких параметров приведен сплошной кривой на рисунке 3.20. Далее моделировались разряды с увеличенным разбросом по углам (соответствуют прерывистым кривым на рисунке 3.20). Результаты моделирования показывают для увеличенного начального разброса по углам от 6^0 до 9^0 соответствие расчета результатам эксперимента [90].

3.14 Эксперименты с измененной магнитной конфигурацией

На ГДЛ была проведена серия экспериментов с измененной магнитной конфигурацией. Расчет стандартного магнитного поля и новой магнитной конфигурации приведен на рисунке 3.21. В новой магнитной конфигурации предполагалось сдвинуть точки остановки быстрых ионов ближе к центральной плоскости установки. Это позволило, при сохранении мощности нагревных инжекторов, уменьшить объем, в котором удерживаются быстрые частицы, и соответственно увеличить значение среднего бета.

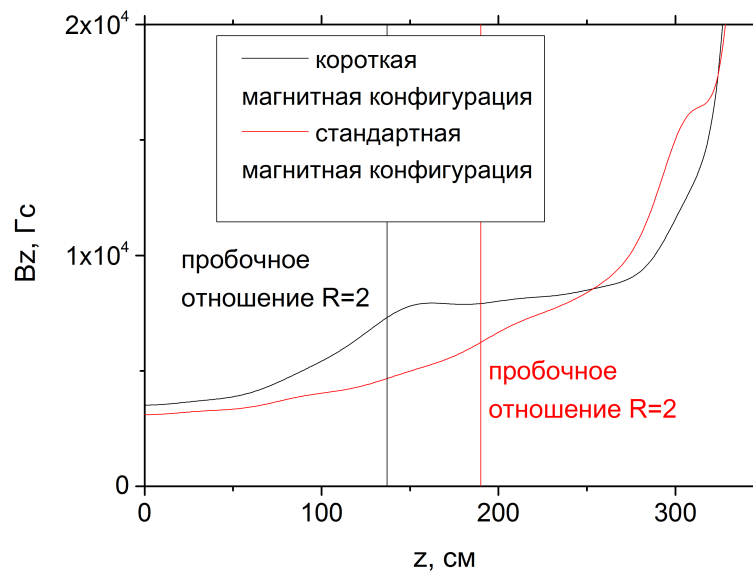


Рисунок 3.21 — Магнитное поле для конфигурации с «короткой» ямой и стандартной магнитной конфигурации

В новой магнитной конфигурации точка остановки быстрых частиц смещалась к центру примерно на 50 см. Таким образом, датчик №2, который расположен в координате 125 см, оказался вблизи новой точки остановки, а детекторы №3 и №4 располагались за точкой остановки быстрых частиц. Временной ход интенсивности эмиссии термоядерных нейтронов в разных координатах вдоль установки приведен на рисунке 3.22.

В данном эксперименте в 5.8 мс развивается микронеустойчивость, в результате которой сигнал на датчике вблизи точки остановки спадает, а на датчике в центре увеличивается. Дополнительно значительно увеличивается сигнал на детекторах за точкой остановки.

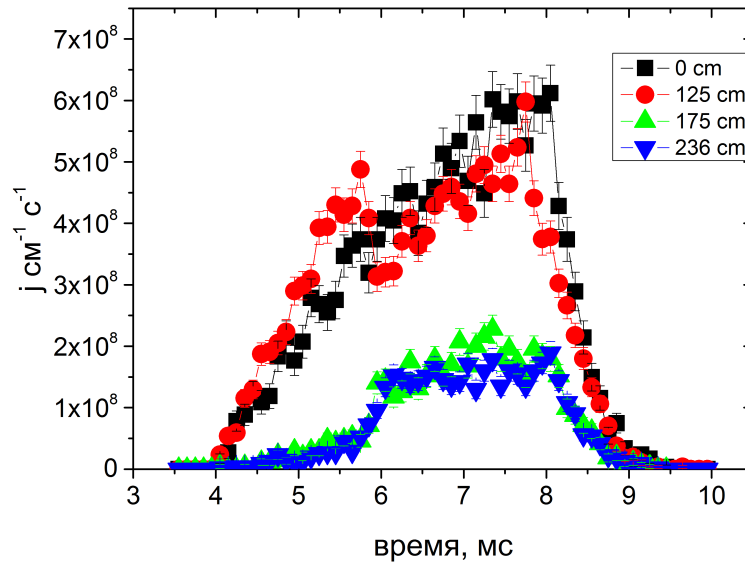


Рисунок 3.22 — Временная эволюция потока термоядерных протонов, измеренных в одном выстреле. Временное разрешение составляет 100 мкс

Продольные профили до развития неустойчивости показаны заполненными точками и сплошными линиями на рисунке 3.23. На этом же рисунке профили, модифицированные в результате неустойчивости показаны, пустыми точками и пунктирными кривыми. В эксперименте наблюдается перестроение профиля быстрых частиц, которое сопровождается их рассеянием по углам. Отметим, что до конца работы нагревных инжекторов новое продольное распределение выхода DD реакции сохраняется. Дополнительно отметим, что полное количество термоядерных реакций в системе, как в экспериментах с короткой ямой, так и в экспериментах со стандартной магнитной конфигурацией практически не изменяется и в максимуме составляет $2 \cdot 10^{11}$ нейтронов/сек.

3.15 Выводы по разделу

Диагностика реакции синтеза на ГДЛ состоит из: нейтронного канала, который работает в потоковом режиме и позволяет измерять интенсивность реакции синтеза с временным разрешением несколько десятков микросекунд, протонного канала, который работает в счетном режиме и позволяет вести абсолютные измерения, калибровать канал на основе сцинтиллятора.

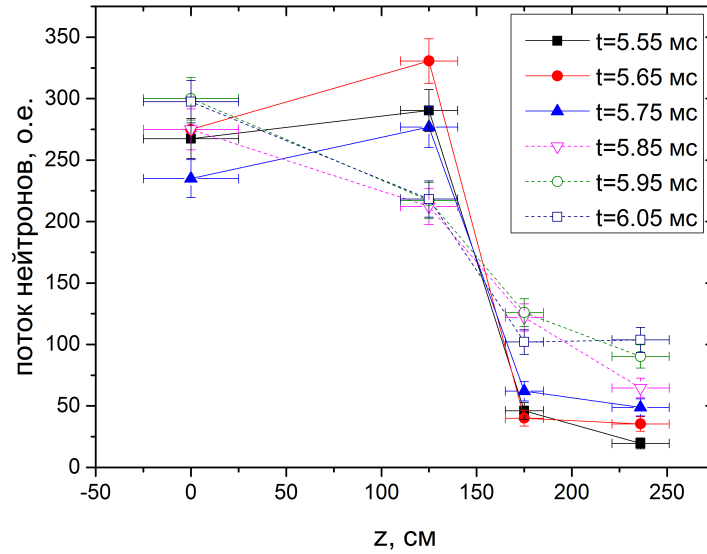


Рисунок 3.23 — Продольный профиль выхода термоядерной реакции. Заполненными точками обозначены данные до развития неустойчивости, пустыми точками — после развития неустойчивости

В экспериментах с дополнительным нагревом (ЭЦР или электронным пучком) сцинтилляционный детектор используется для регистрации рентгеновского излучения.

Налажен мониторинг интенсивности термоядерной реакции:

В экспериментах с “широким” СВЧ нагревом получено увеличение выхода термоядерных нейтронов с $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}\text{с}^{-1}$ до $5.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}\text{с}^{-1}$ при росте диамагнетизма на 20% и электронной температуры на 44%.

В экспериментах по изучению влияния газовых условий в расширителе ГДЛ показано, что деградация плазменных параметров не наблюдается вплоть до концентрации остаточного газа 10^{14} см^{-3} в расширителе, что позволяет значительно понизить требования к вакуумным системам установок следующего поколения.

Создана многоканальная система регистрации профиля интенсивности термоядерной реакции на основе диодов. В результате развития неустойчивостей показано перестроение профиля эмиссии термоядерной реакции, а, соответственно, и перестроение функции распределения быстрых частиц. Перестроение функции распределения быстрых частиц показано впервые.

Глава 4

Спектрометр быстрых нейтронов и гамма квантов на основе стильбенового сцинтиллятора

Спектрометрия быстрых нейтронов остается сложной научно технической задачей, особенно в присутствии рентгеновского и гамма излучения. Для исключения вклада в измерения гамма квантов, например, применяют спектрометры на основе традиционных органических сцинтилляторов (стильбен, р-терфенил), либо жидких сцинтилляторов NE213, BC501. В них форма сцинтилляционной вспышки различается для нейтронов, гамма квантов и альфа частиц. По форме импульса определяется тип частицы, которая была зарегистрирована.

4.1 Методы идентификации нейтронов и гамма квантов в органических сцинтилляторах

В статье [91] описан метод идентификации нейтронов и гамма квантов на основе аналоговой обработки сигналов. В этой же статье, по видимому, впервые описан метод n/γ дискриминации по форме сцинтилляционной вспышки, основанный на сравнении заряда, собранного за разные временные интервалы (Charge comparision method). В дальнейшем были реализованы и другие методы n/γ разделения на основе аналоговой техники, например, метод пересечения нуля [92] или метод измерения времени нарастания сигнала [93].

С распространением быстродействующих АЦП с достаточной разрядностью, стала широко применяться цифровая обработка сигналов, причем алгоритмы n/γ разделения были либо полностью аналогичными, применявшимся ранее аналоговым методам [94], либо их вариациями. В некоторых случаях производилась запись полных осциллограмм на жесткий диск компьютера с последующим анализом данных: идентификацией нейтронов и гамма квантов, записью спектров и т. д. [95, 96]. Наличие "сырых" данных позволяет реализовывать различные алгоритмы разделения, сравнивать их эф-

фективность. В статье [97] реализован digital delay-line-shaping method, причем производился анализ записанных осциллограмм.

В длительном (несколько секунд) стационарном плазменном эксперименте, который будет, например, на токамаке ИТЭР, такой подход вызывает необходимость передавать и хранить неоправданно большой объем данных. Поэтому все более широкое развитие получают подходы, в которых осуществляется предварительная обработка с помощью программируемых логических систем (ПЛИС, FPGA) прямо "на борту" спектрометра. Данные о спектре занимают значительно меньший объем (по сравнению с осциллограммами) и могут быть легко переданы с помощью любого современного коммуникационного интерфейса. Например, спектрометры, в которых разделение событий реализовано с помощью FPGA прямо "на борту", описаны в [98, 99, 100]. В них реализовано n/γ разделение событий и регистрация спектров в режиме реального времени.

Вообще применение цифровых методов записи и анализа данных позволило реализовать множество различных методов n/γ дискриминации, причем дальнейшие работы по оптимизации алгоритмов продолжаются. Если в первых работах, в которых применялась цифровая обработка данных, как правило, применялись алгоритмы (или их модификации), которые были отработаны при аналоговом разделении формы импульсов сигналов, а именно метод сравнения собранного заряда, метод пересечения нуля, метод измерения времени нарастания сигнала (смотреть, например, [94, 99], в статье [101] изложены некоторые варианты оптимизации таких классических методов), то в последнее время все более широко изучаются и оптимизируются алгоритмы, основанные на Фурье преобразовании [102], вейвлет преобразовании [103], на анализе моментов [96], методы дискриминации на основе нейросетей [104] и другие.

4.2 Дизайн спектрометра нейтронов и гамма квантов

Спектрометр нейтронов и гамма квантов, регистрирующая электроника которого была разработана в лаборатории ГДЛ, состоит из стильбенового сцинтиллятора диаметром 30 мм и длиной 30 мм, фотоэлектронного умножителя РМТ 9266В (свойства ФЭУ приведены в таблице 4.1 [105]) с делителем на-

пряжения и конвертером питания, быстрого предусилителя, АЦП (12 бит, 500 МГц) и программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС). Связь с компьютером осуществляется по протоколу Ethernet. Программное обеспечение для управления спектрометром и сбора данных реализовано с помощью LabView. Схема спектрометра приведена на рисунке 4.1.

Таблица 4.1 — Некоторые свойства ФЭУ PMT 9266B

| | |
|---|------------------------|
| Тип фотокатода | Bialkali бищелочной |
| Диаметр фотокатода | 48 мм |
| Материал динодов | 10LFSbCs |
| Количество динодов | 10 |
| Усиление | до $0.6 \cdot 10^5$ |
| Максимальное рабочее напряжение | 1100 В |
| Магнитное поле, при котором чувствительность уменьшается в 2 раза | $1.4 \cdot 10^{-4}$ Тл |

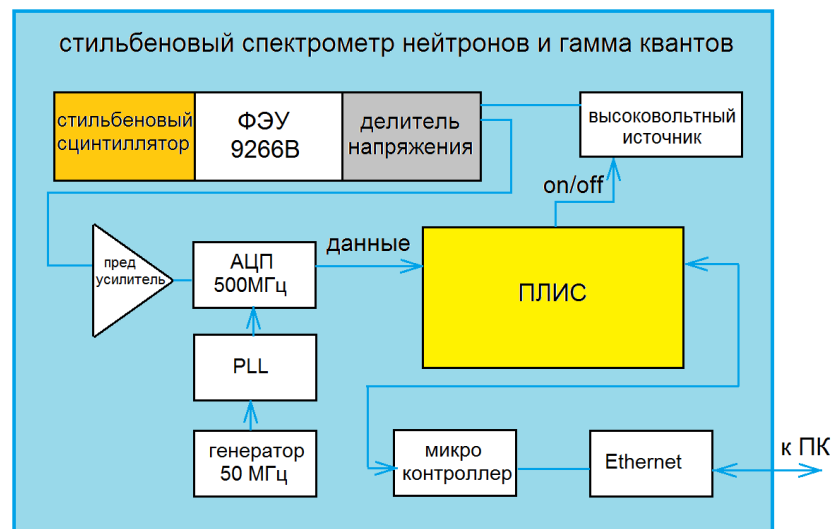


Рисунок 4.1 — Схема спектрометра нейтронов и гамма квантов

Готовый прибор представляет собой цилиндрический корпус диаметром 70 мм и длиной 400 мм (рисунок 4.2). Дизайн корпуса обеспечивает защиту от электромагнитных наводок, паразитной засветки сцинтиллятора. Дополнительно в корпус встроен магнитный экран. Интерфейсы, которые используются в приборе: Ethernet разъем для управления спектрометром,

разъем питания 12 В, внешний запуск. Изменение напряжения на делителе ФЭУ осуществляется с помощью цифро-аналогового преобразователя.



Рисунок 4.2 — Фотография спектрометра нейтронов и гамма квантов

Достоинством прибора, обеспечивающим удобство работы с ним, является наличие встроенного конвертера напряжения с 12 вольт, до напряжения, необходимого для питания делителя ФЭУ (около 1 кВ). В приборе используется конвертер напряжения TRACO POWER THV 12-1000N. Таким образом, дополнительное высоковольтное питание не требуется, а включение, измерение напряжения и контроль высокого напряжения на ФЭУ осуществляется по команде оператора через интерфейс управляющей программы.

В ПЛИС реализовано несколько режимов работы прибора: условно называемые "режим регистрации формы импульсов", "режим калибровок" и "спектрометрический режим". Схема работы спектрометра приведена на рисунке 4.3. Далее, в соответствующих разделах настоящей работы, остановимся на каждом из режимов работы спектрометра.

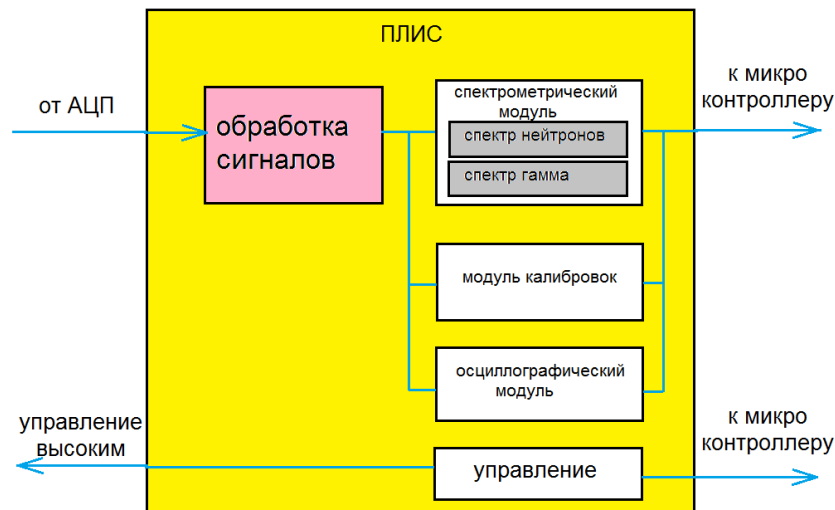


Рисунок 4.3 — Режимы работы спектрометра нейтронов и гамма квантов [27]

4.3 Режим регистрации формы импульсов

Режим регистрации формы импульсов используется для определения порога запуска прибора, который задает оператор в программе управления, визуального контроля уровня наводок и шумов. Дополнительно визуально контролируется уровень темнового тока ФЭУ.

В этом режиме работы запись данных ведется в так называемом оконном режиме. После того, как оператор дал команду на запись осциллограмм, прибор переходит в режим ожидания. Если на регистратор приходит импульс, превышающий порог срабатывания, включается запись, причем записывается часть осциллограммы до непосредственного срабатывания триггера. Всего на одно событие записывается 256 точек, время квантования 2 нс, разрядность АЦП 12 бит. Далее запись прекращается и прибор ожидает следующего события, превышающего уровень триггера. Такой режим позволяет не записывать участки осциллограммы без событий, превышающих уровень триггера (на них присутствуют только шумы и события с низкой амплитудой). Такой подход позволяет экономить память прибора которая жестко лимитирована. Всего записывается 16 событий. Зарегистрированные осциллограммы могут быть записаны в память компьютера для последующего анализа. На рисун-

ке 4.4 представлен скриншот программы управления спектрометром в этом режиме работы.

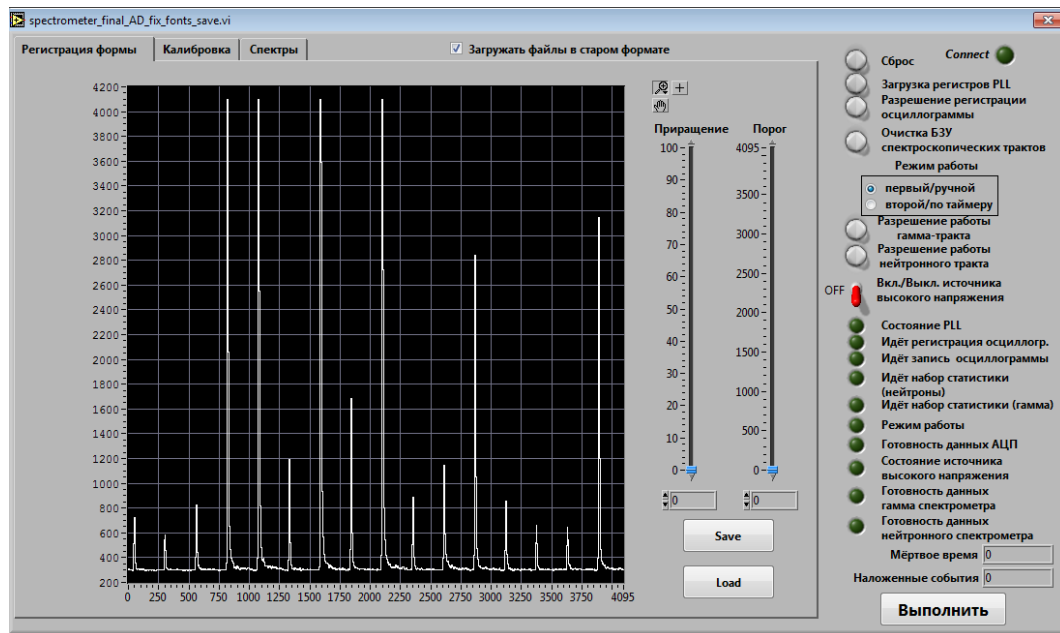


Рисунок 4.4 — Скриншот программы управления спектрометром (режим регистрации формы импульсов)

4.4 Режим калибровок

Длительность высвечивания в стильбеновом сцинтилляторе зависит от сорта регистрируемых частиц. Для иллюстрации, при работе в осциллографическом режиме, были зарегистрированы 16 событий при регистрации смешанного потока нейтронов и гамма квантов от радионуклидного источника ^{252}Cf . Для последующего анализа были отброшены события, амплитуда которых выходила за динамический диапазон АЦП. Все импульсы были нормированы на значение в максимуме. События, высветившиеся быстро, являются гамма квантами. Они были усреднены между собой (10 шт). События, свечение после которых дольше, являются нейтронами (2 шт). Данные приведены на рисунке 4.5.

Так как форма световой вспышки у нейтронов и гамма квантов различна, то отличается и спектральное представление этих сигналов. Нарастание и быстрый спад сигнала для нейтронов и гамма квантов происходит с близкими

временами (так называемая быстрая компонента сигнала), поэтому высокочастотные гармоники сигналов будут совпадать. А низкочастотные гармоники будут резко различаться: для нейтронов амплитуда низкочастотных гармоник будет больше, чем для гамма квантов. Это грубо и описывает суть частотно градиентного анализа [100], реализованного в данном n/γ спектрометре для разделения событий.

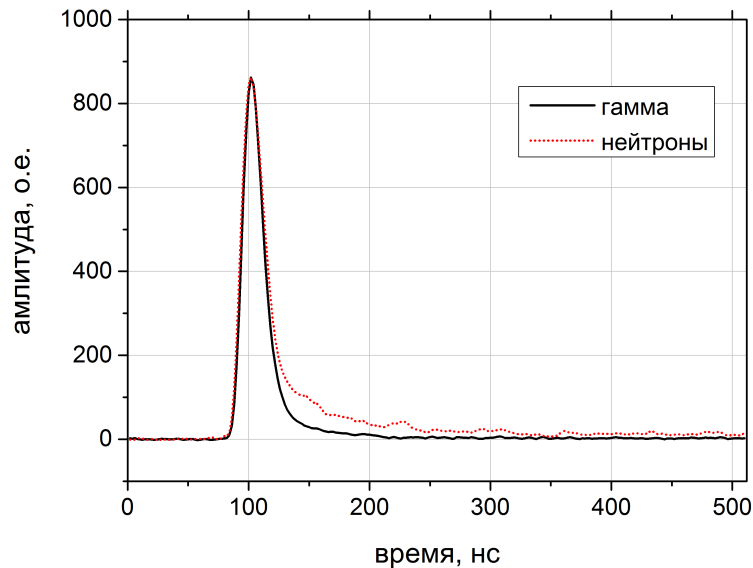


Рисунок 4.5 — Форма световой вспышки в стильбеновом сцинтилляторе при регистрации нейтронов и гамма квантов [27]

4.4.1 Метод разделения нейтронов и гамма квантов, основанный на частотно градиентном анализе

Интерфейс спектрометра, работающего в режиме калибровок, приведен на рисунке 4.6. При этом последовательно набирается статистика из 2048 событий. Для каждого из событий записывается 128 точек, при этом время квантования 2 нс, разрядность АЦП 12 бит. События обрабатываются в режиме реального времени. В модуле ПЛИС, который называется signal processing (рисунок 4.3), у осциллограммы удаляется смещение нуля (постоянная составляющая сигнала). Далее для каждого зарегистрированного сигнала

вычисляются амплитуды гармоник дискретного преобразования Фурье, которые обозначаются далее как $X(0)$ и $X(2)$.

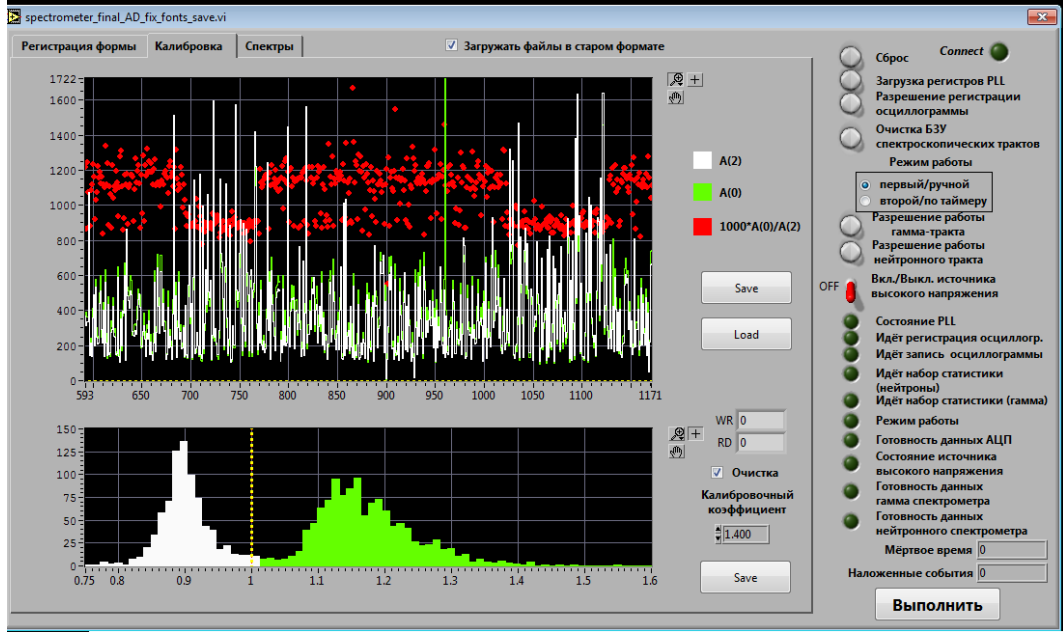


Рисунок 4.6 — Скриншот программы управления спектрометром (режим калибровок)

Разделение событий от частиц различного сорта проводится методом частотно градиентного анализа [102]

$$X[0] = \sum_{n=0}^{n=N-1} x_n = N\bar{x}, \quad (4.1)$$

где x_n - n -тая измеренная точка в сигнале.

$$X[1] = \sum_{n=0}^{n=N-1} x_n \cos(2\pi n/N) - i \sum_{n=0}^{n=N-1} x_n \sin(2\pi n/N) \quad (4.2)$$

$$X[2] = \sum_{n=0}^{n=N-1} x_n \cos(2 \cdot 2\pi n/N) - i \sum_{n=0}^{n=N-1} x_n \sin(2 \cdot 2\pi n/N) \quad (4.3)$$

$$X[f] = \sum_{n=0}^{n=N-1} x_n \cos(f \cdot 2\pi n/N) - i \sum_{n=0}^{n=N-1} x_n \sin(f \cdot 2\pi n/N) \quad (4.4)$$

Амплитуда Фурье гармоник рассчитывается, как

$$|X(f)| = \sqrt{|X_1(f)|^2 + |X_2(f)|^2}, \quad (4.5)$$

где $X(f) = FT(x(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i2\pi ft} dt = X_1(f) + iX_2(f)$. $X_1(f)$ и $X_2(f)$ реальная и мнимая часть $X(f)$ соответственно.

В режиме реального времени для зарегистрированного события в ПЛИС рассчитываются значения нулевой Фурье гармоники $X(0)$ (формула (4.1)) и второй Фурье гармоники $X(2)$ сигнала (с учетом формулы (4.3) и формулы (4.5)):

$$X(2) = \sqrt{(Re(X[2]))^2 + (Im(X[2]))^2} \quad (4.6)$$

Для этого события вычисляется значение $X(0)/X(2)$, при $X(0)/X(2) > A$ событие определяется как нейтрон, в противном случае событие определяется как гамма квант.

Режим калибровок как раз и служит для определения значения A , оптимального для разделения нейтронов и гамма событий.

4.4.2 Определение значения параметра A для разделения нейтронов и гамма квантов

На рисунке 4.7 представлена гистограмма $X(0)/X(2)$, построенная для 2048 событий, записанных детектором при регистрации смешанного потока нейтронов и гамма квантов от AmBe радионуклидного источника. В описанном случае гистограмма имеет два пика: в правый пик попадают нейтроны, в левый гамма кванты. В случае регистрации только гамма квантов, например, от радионуклидного источника гамма излучения, в распределении $X(0)/X(2)$ остается только левый пик. Гистограмма строится в программе управления спектрометром автоматически (рисунок 4.6) и служит для определения оптимального параметра разделения A . Этот параметр определяется экспериментатором вручную по результатам калибровочного эксперимента. По результатам множества экспериментов для данного спектрометра (данного сцинтиллирующего кристалла, ФЭУ и параметров АЦП и использованных алгоритмов обработки) при регистрации излучения от различных источников нейтронов и гамма квантов параметр A близок к 1.4. Далее во всех экспериментах использовалось значение параметра $A = 1.4$, если не обозначено иное.

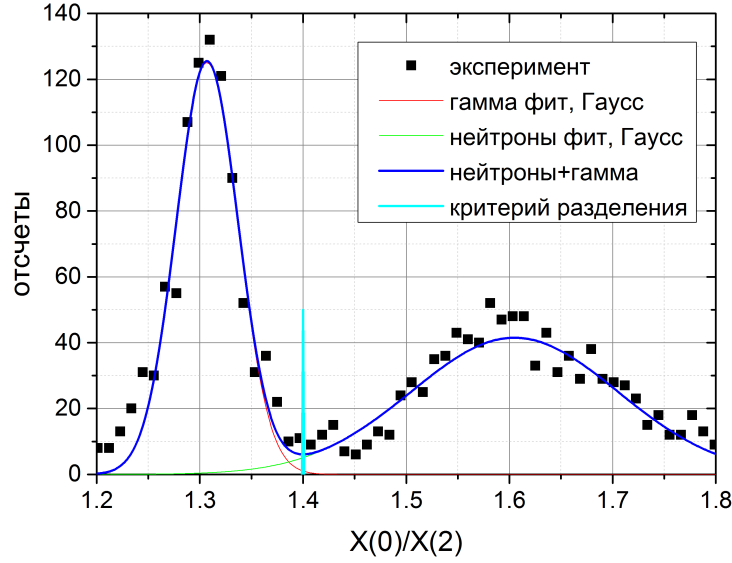


Рисунок 4.7 — Определение критерия разделения

Мерой эффективности разделения нейтронов и гамма событий спектрометром является параметр FOM (*Function of Merit*)

$$FOM = \frac{\Delta}{FWHM_{neutron} + FWHM_{gamma}},$$

где Δ - расстояние между максимумами гистограммы для событий в нейтронном и гамма пике, $FWHM_{neutron}$, $FWHM_{gamma}$ - ширина на полувысоте распределения нейтронов и гамма квантов соответственно. Либо, если аппроксимировать измерения $X(0)/X(2)$ двумя распределениями Гаусса (с соответствующими параметрами распределения Гаусса μ - математическое ожидание и σ^2 - дисперсия):

$$FOM = \frac{\mu_{neutron} - \mu_{gamma}}{2.355(\sigma_{neutron} + \sigma_{gamma})}. \quad (4.7)$$

Приведем данные калибровочных экспериментов в другом виде: для каждого из 2048 событий поставим точку в координатах $X(0)$ и $X(2)$ (приведено на рисунке 4.8 и рисунке 4.9). В этом случае события, соответствующие гамма квантам и нейтронам, попадают в две отдельные области, разделенные прямой, соответствующей критерию разделения $A = 1.4$ (уравнение прямой на рисунке 4.8 $X(2) = AX(0)$). Отметим, что значение $X(0)$ это интеграл под зарегистрированным импульсом, и это значение пропорционально энергии протона отдачи либо комптоновского электрона, зарегистрированного детектором.

Поэтому ось абсцисс на графике является фактически осью энергии (с соответствующим калибровочным коэффициентом, причем разным для нейтронов и гамма квантов).

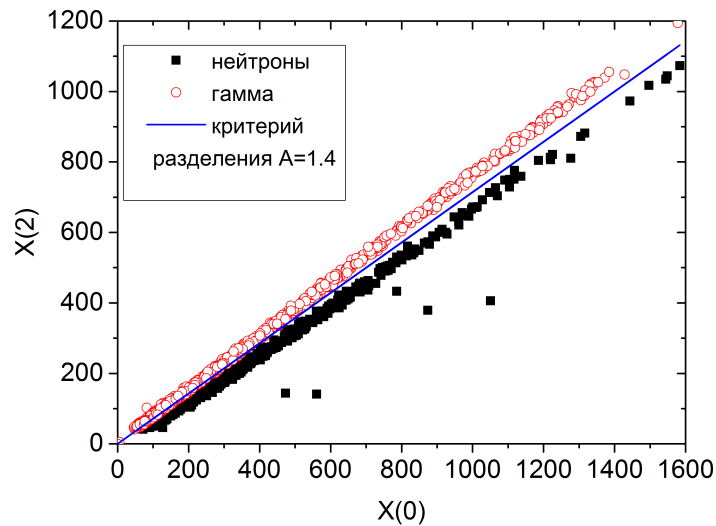


Рисунок 4.8 — График, на котором для каждого из 2048 событий поставлена точка в координатах $X(0)$, $X(2)$. Данные зарегистрированы при облучении спектрометра смешанным потоком n/γ излучения от источника AmBe. Напряжение на ФЭУ 500V

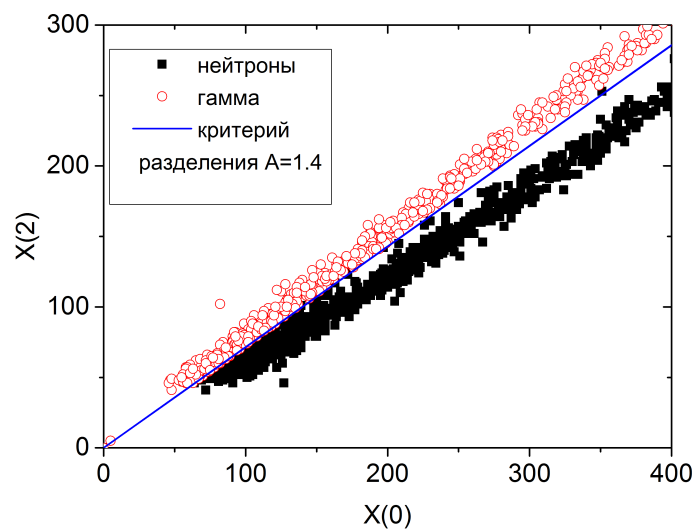


Рисунок 4.9 — График в координатах $X(0)$, $X(2)$ для событий с малой амплитудой

Приведем гистограммы $X(0)/X(2)$, в которых учитываются только амплитуды событий ($X(0)$) выше заданного значения. На рисунке 4.10 приведены гистограммы $X(0)/X(2)$ при работе детектора в смешанном нейтронном и гамма поле от источника AmBe при различных порогах срабатывания (те же данные, что и на рисунке 4.7). Приведены данные для порогов срабатывания, нормированные на линию ^{137}Cs (энергия гамма квантов 622 кэВ, максимальная энергия комптоновских электронов 477.4 кэВ): $X(0) > 1/2 E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (1), $X(0) > E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (2), $X(0) > 2 E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (3), $X(0) > 4 E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (4). Дополнительно на каждом графике приведено значение критерия разделения n/γ событий FOM . С увеличением порога срабатывания улучшается разделение нейтронов и гамма квантов, причем наибольшее количество ошибочно определенных событий наблюдается в каналах с низкими энергиями. Это объясняется наличием погрешностей в определении $X(0)$ и $X(2)$, относительная величина которых возрастает для импульсов с низкой амплитудой.

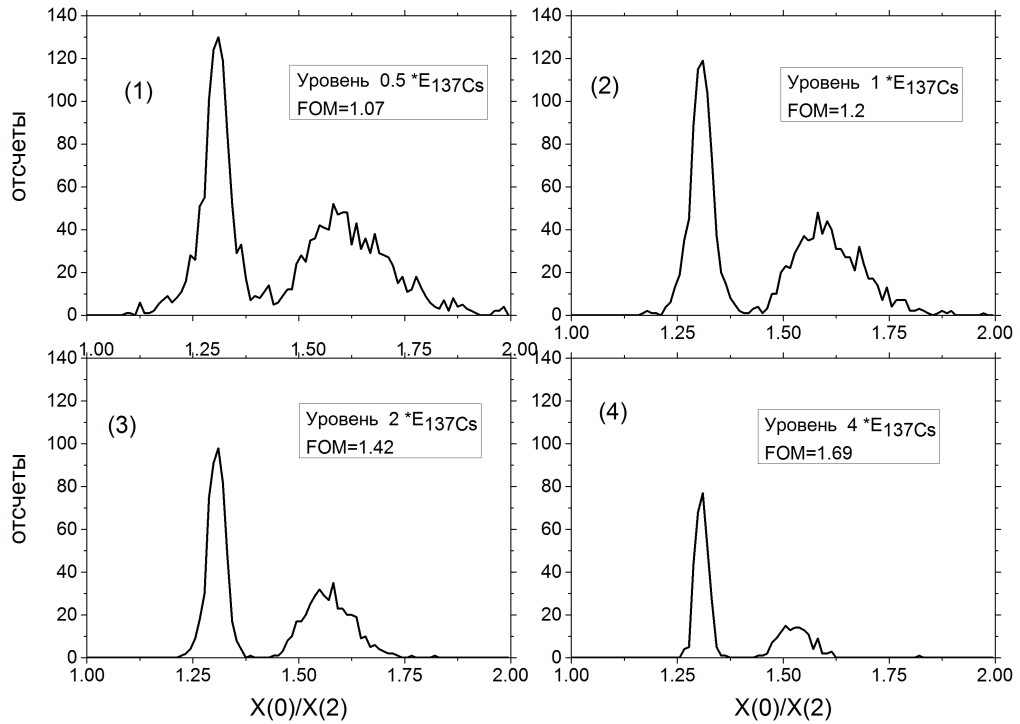


Рисунок 4.10 — Гистограммы $X(0)/X(2)$ для различных уровней срабатывания: порог регистрации соответствует $X(0) > 1/2 E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (1), $X(0) > E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (2), $X(0) > 2 E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (3), $X(0) > 4 E_{\text{gamma}}^{137\text{Cs}}$ (4)

4.5 Сравнение методов n/γ дискриминации на основе частотно градиентного анализа и метода разделения по форме импульса (Pulse Shape Discrimination, PSD)

Как уже упоминалось выше, существует множество методов идентификации нейтронов и гамма квантов. Целью данной работы не являлось сравнение всех этих методов. Тем не менее приведем сравнение эффективности разделения для метода частотно градиентного анализа и метода разделения по форме импульса, далее по тексту Pulse Shape Discrimination, PSD. Метод Pulse Shape Discrimination был выбран как интуитивно понятный и легко реализуемый, с одной стороны, и, по мнению автора, достаточно широко распространенный, с другой стороны. Суть метода, которая приведена, например, в [106, с. 679] заключается в сравнении интегралов *FAST* и *SLOW* от импульса за разные промежутки времени t_{fast} и t_{slow} . Временные промежутки t_{fast} и t_{slow} приведены на рисунке 4.11, а сам критерий разделения PSD определяется следующим образом:

$$PSD = \frac{SLOW}{FAST + SLOW}. \quad (4.8)$$

В случае, если критерий *PSD* превышает некоторое значение, событие определяется как гамма квант, иначе как нейтрон.

Набор осциллограмм, содержащий импульсы (1000 шт.) от нейтронов и гамма квантов, зарегистрированных стильбеновым сцинтиллятором и АЦП 12 бит, 500 МГц, обрабатывался различными методами для сравнения эффективности идентификации. В качестве меры эффективности использовался параметр *FOM* (формула (4.7)). Эффективность алгоритма *PSD* довольно чувствительна к значениям t_{fast} и t_{slow} и к t_0 - моменту времени, когда начинается интегрирование (отсчитывается от максимума сигнала). Задача оптимизации алгоритма *PSD* в рамках данной работы не ставилась. Тем не менее были использованы данные работы [107], в которых такая оптимизация проводилась в разделе 3.4 на странице 81.

Данные для критерия *FOM* для двух методов n/γ дискриминации приведены в таблице 4.2. Получено, что эффективность n/γ разделения при использовании метода частотно градиентного анализа несколько выше, чем традиционного PSD метода.

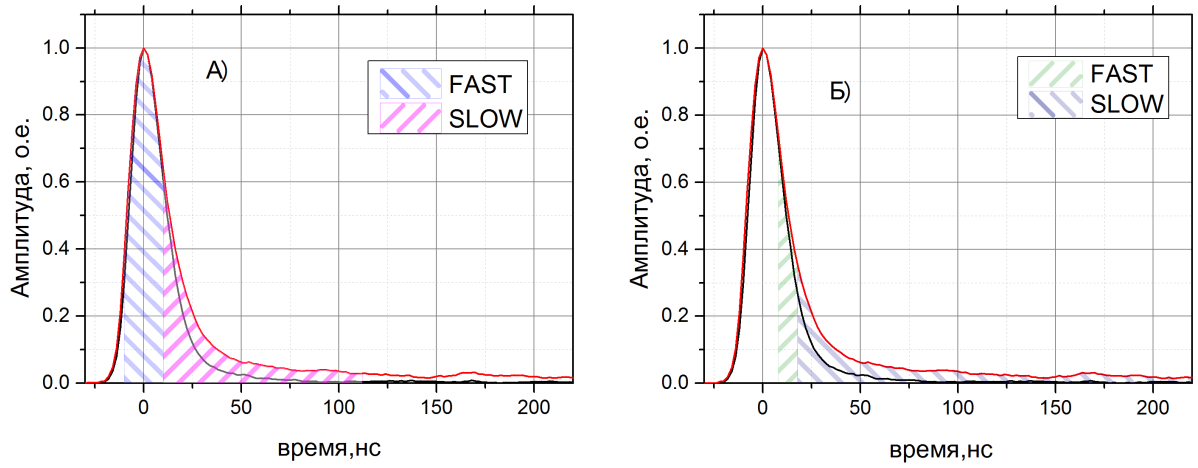


Рисунок 4.11 — Характерные импульсы нейтронов и гамма квантов. Штриховкой обозначены интегралы *FAST* и *SLOW*: А) для параметров PSD алгоритма без оптимизации (петвая строка таблицы 4.2); Б) для параметров PSD алгоритма с использованием оптимизации из [107] (вторая строка таблицы 4.2).

Таблица 4.2 — Данные по эффективности идентификации нейтронов и гамма квантов

| Метод n/γ дискриминации | Параметры | FOM |
|-----------------------------------|--|-----------------|
| PSD | $t_0 = -10$ нс, $T_{fast} = 20$ нс, $T_{slow} = 100$ нс | 1.03 ± 0.09 |
| PSD с оптимизацией из [107] | $t_0 = 8$ нс, $T_{fast} = 10$ нс, $T_{slow} = 200$ нс | 1.29 ± 0.18 |
| Частотно градиентный анализ | $X(0)/X(2)$ (Формулы (4.1), (4.6)) | 1.68 ± 0.29 |

4.6 Спектроскопический режим работы детектора

В режиме регистрации спектров, прибор регистрирует события, уровень которых превышает уровень триггера, заданный в осциллографическом режиме. Далее в модуле «signal processing» ПЛИС (рисунок 4.3), в режиме реального времени, у сигнала удаляется постоянная составляющая и вычис-

ляются значения $X(0)$ и $X(2)$ для этого события. Далее, если значение $X(0)/X(2)$ для конкретного события превышает A , полученного в режиме калибровок, то событие определяется как нейтрон. Его значение $X(0)$ определяется как энергия, к соответствующей ячейке в спектре энергий нейтронов прибавляется единица. Если $X(0)/X(2) < A$, событие записывается в гамма канал. Таким образом, прибор в режиме реального времени регистрирует отдельно спектр нейтронов и спектр гамма квантов при регистрации смешанного n/γ потока.

Если амплитуда импульса выходит за динамический диапазон АЦП, то такое событие отбрасывается. Если за время обработки события (составляет 256 нс) регистрируется еще одно событие, то такая осциллограмма также отбрасывается. Пример интерфейса пользователя при одновременной регистрации спектров нейтронов и гамма квантов показан на рисунке 4.12.

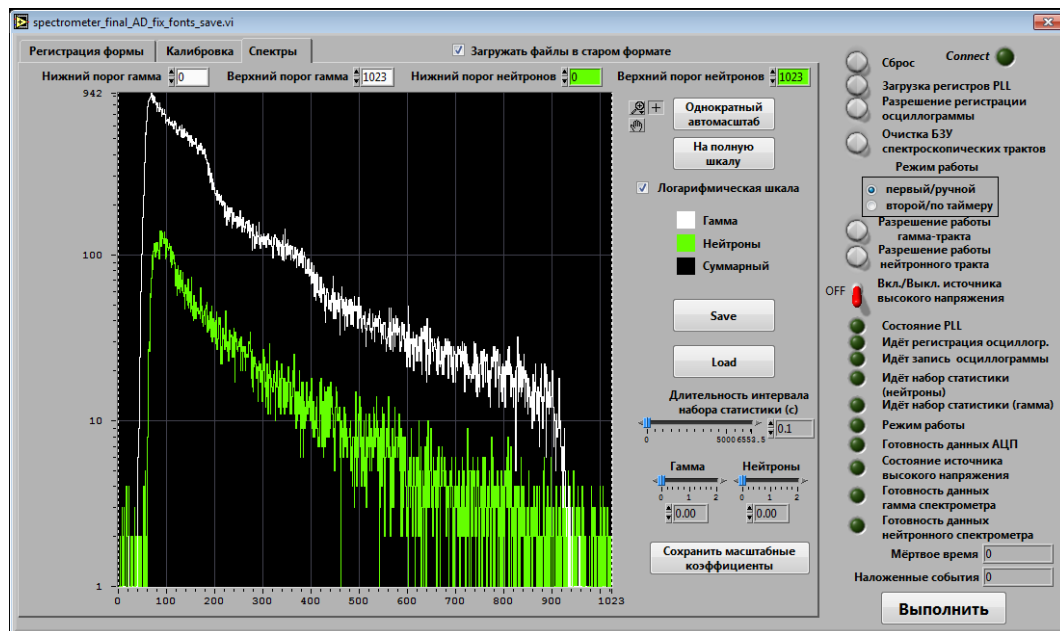


Рисунок 4.12 — Скриншот программы управления прибором, записанный в режиме регистрации спектров. В данном случае регистрировался смешанный поток n/γ излучения от радионуклидного источника ^{252}Cf

4.7 Энергетическая калибровка стильбенового спектрометра нейтронов и гамма квантов

Энергетическая калибровка спектрометра проводилась отдельно для нейтронного и гамма канала с использованием радионуклидных источников гамма квантов, радионуклидных источников смешанного n/γ излучения и ускорительных источников нейтронов. В таблице 4.3 приведены данные по радионуклидным источникам, использовавшимся для калибровки гамма канала детектора.

Таблица 4.3 — Радионуклидные источники, использовавшиеся при калибровке гамма канала детектора

| γ источник | E_γ | E_{max} | Номер маркера |
|-----------------------------|------------|------------|---------------|
| ^{22}Na | 511 кэВ | 340.4 кэВ | 1 |
| ^{22}Na | 1275 кэВ | 1051.8 кэВ | 4 |
| ^{137}Cs | 662 кэВ | 477 кэВ | 2 |
| ^{60}Co | 1173 кэВ | 962.9 кэВ | 3 |
| ^{60}Co | 1333 кэВ | 1118.2 кэВ | 5 |
| захват нейтрона на водороде | 2223 кэВ | 1993.4 кэВ | 6 |
| $AmBe$ | 3927 кэВ | 3687.1 кэВ | 7 |
| $AmBe$ | 4438 кэВ | 4186.4 кэВ | 8 |

Так как стильбен является органическим сцинтиллятором, не содержит тяжелых примесей, то гамма кванты взаимодействуют с ним по комптоновскому механизму. Механизм фотоионизации подавлен и фото пика при регистрации гамма квантов не наблюдается. Причиной этого является то, что сечение взаимодействия гамма кванта по комптоновскому механизму пропорционально Z ([106], стр. 49), а сечение фотоэффекта пропорционально Z^n ([106], стр. 51), где n принимает значение между 4 и 5, а Z это атомный номер ядра, с которым взаимодействует гамма квант. Поэтому энергетическая калибровка гамма канала спектрометра производилась по комптоновскому краю: максимальной энергии E_{max} , которую может получить комптоновский элек-

трон при регистрации гамма кванта с энергией E_γ .

$$E_{max} = E_\gamma \left(\frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \right), \quad (4.9)$$

где $\gamma = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} = \frac{E_\gamma [keV]}{511 keV}$.

Отметим, что в гамма спектре источника смешанного нейтронного и гамма излучения AmBe имеется две линии (таблица 4.3). Комptonовский край этих линий использовался для калибровки гамма квантами высоких энергий. Так же отметим, что при регистрации нейтронов и использовании замедлителя, содержащего большое количество водорода (например, полиэтилена), наблюдается яркая гамма линия 2223 кэВ, соответствующая реакции H (n,γ).

Спектры, зарегистрированные в гамма канале спектрометра, приведены на рисунке 4.13. Данные получены при напряжении на ФЭУ 550 В. На рисунке 4.14 приведена калибровочная прямая. Гамма канал спектрометра демонстрирует хорошую линейность по энергиям. В экспериментах при других напряжениях на ФЭУ регистрируются калибровочные прямые с другим наклоном.

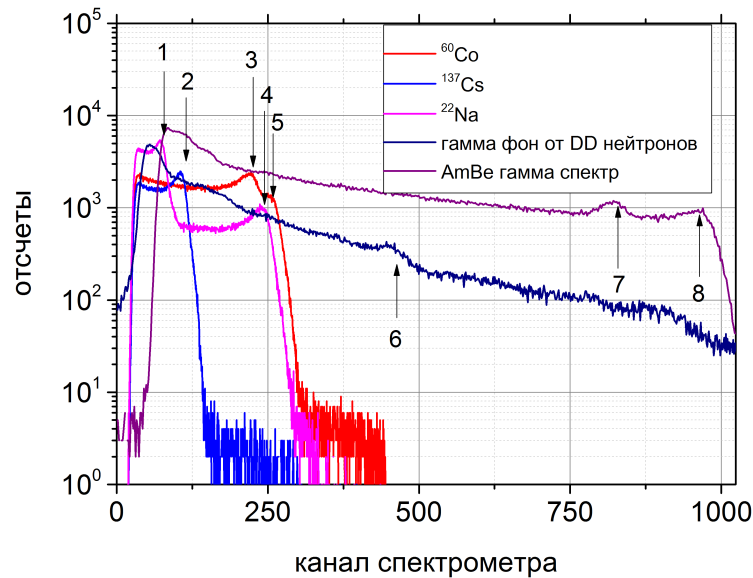


Рисунок 4.13 — Спектры, зарегистрированные при калибровке энергетической шкалы в гамма канале. Стрелками показаны максимальные энергии комptonовских электронов для различных γ источников. Номер маркера соответствует Таблице 4.3 [27]

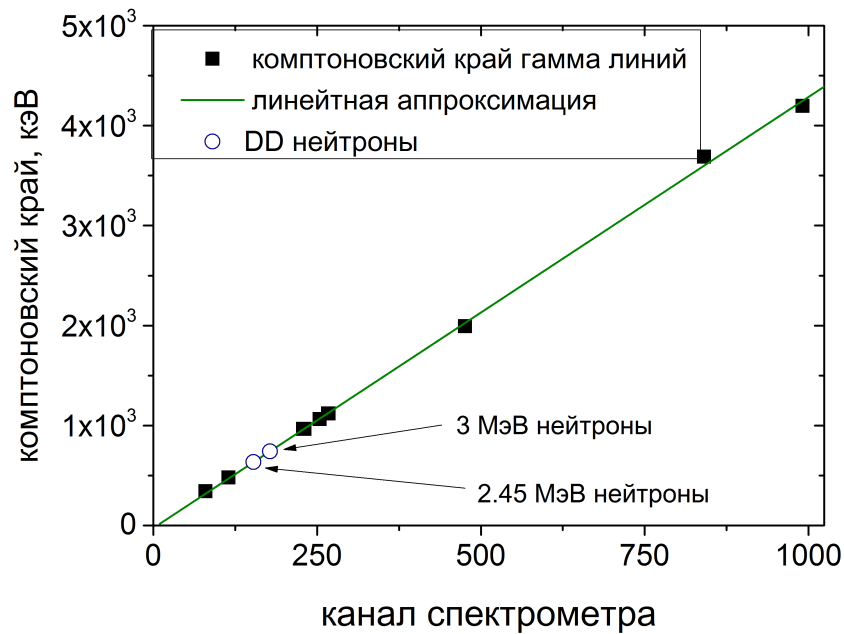


Рисунок 4.14 — Калибровочная прямая гамма канала стильбенowego спектрометра [27]

4.8 Амплитудная калибровка нейтронного канала спектрометра

Для калибровки нейтронного канала спектрометра, помимо радионуклидных источников смешанного n/γ излучения ($AmBe$, ^{252}Cf), использовались ускорительные источники нейтронов. Источники $AmBe$ и ^{252}Cf обладают широким спектром нейтронов от 1 кэВ до 11 МэВ и до 7 МэВ соответственно. Поэтому они использовались в основном в предварительных экспериментах для проверки корректности работы алгоритма разделения. Для энергетической калибровки их использование затруднено. Более целесообразно использование источников, обладающих узкими энергетическими линиями в интересном для применения в физике плазмы энергетическом интервале от 2 МэВ до 15 МэВ.

Механизм взаимодействия быстрого нейтрона с материалом сцинтиллятора предполагает упругое рассеяние с образованием протона отдачи. Причем спектр протонов отдачи является непрерывным, от энергии нейтрона до нулевой энергии. Поэтому спектр световых импульсов от моноэнергетичной линии нейтронов представляет собой ступень [106] (в случае если нет разброса при усилении ФЭУ, а световыход и светосбор не вносят вклад в шумы). Далее по-

лученный спектр протонов отдачи дифференцируют [108], и получают линию. Средняя амплитуда E_{mean} соответствует нейтронам со средней энергией, а разброс $FWHM$ определяется разрешением спектрометра (и шириной спектра регистрируемого нейтронного потока). Энергетическое разрешение спектрометра определяется по формуле:

$$R = \frac{FWHM}{E_{mean}}. \quad (4.10)$$

Для энергетической калибровки спектрометра использовались источники нейтронов ускорительного типа, позволяющие получать монохроматические потоки нейтронов. В таких устройствах пучок дейтонов (либо протонов или других тяжелых частиц), ускоренный до некоторой энергии (от нескольких десятков килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт), попадает на мишень, в которой растворен дейтерий либо тритий. В результате происходит одна из реакций синтеза с образованием нейтронов (Таблица Б.1 Приложения Б). В современных плазменных экспериментах с дейтериевой плазмой и предстоящих дейтерий тритиевых экспериментах происходят те же реакции, поэтому проведение калибровки с помощью таких источников является предпочтительным вариантом для спектрометров, которые предполагается использовать в экспериментах с горячей плазмой в термоядерном эксперименте.

Эксперименты проводились на площадке ТРИНИТИ с использованием генераторов нейтронов ИНГ-07ДМ (2.45 МэВ, 10^7 сек $^{-1}$) и ИНГ-07Т (14 МэВ, 10^9 сек $^{-1}$) [109]. Ускоряющее напряжение таких генераторов составляло 140 кВ, ток 0.1 мА.

Спектры DD и DT нейтронов, зарегистрированные в нейтронном канале спектрометра, приведены на рисунке 4.15. Дополнительно на этом рисунке приведен спектр AmBe. На рисунке 4.16 приведена калибровочная прямая. По оси ординат отложена энергия комптоновских электронов. Это сделано для того, чтобы проводить энергетическую калибровку нейтронного канала по радионуклидным гамма источникам (например, при изменении напряжения на ФЭУ).

На графике присутствуют точки для энергии нейтронов 2.45 МэВ и 3 МэВ. Нейтроны с такой энергией были получены с генератора ИНГ-07ДМ. Нейтронный генератор испускает нейтроны различных энергий в зависимости от направления. На рисунке 4.17 представлена схема эксперимента, в котором были получены две указанные точки.

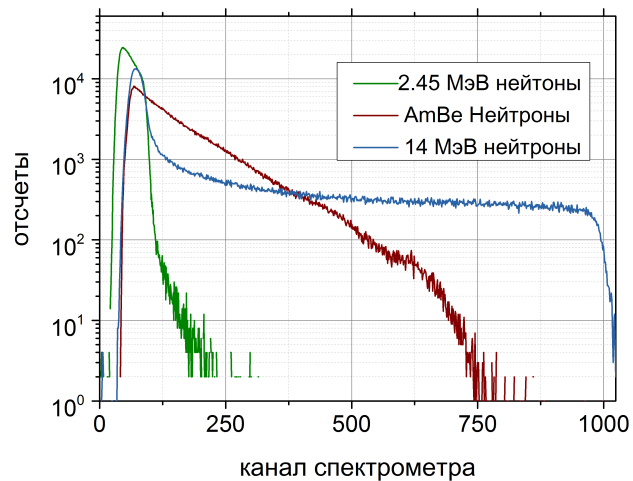


Рисунок 4.15 — Спектр DD источника нейтронов (2.45 МэВ), спектр DD и DT источника нейтронов, работающих одновременно (2.45 МэВ и 14 МэВ), спектр AmBe источника [27]

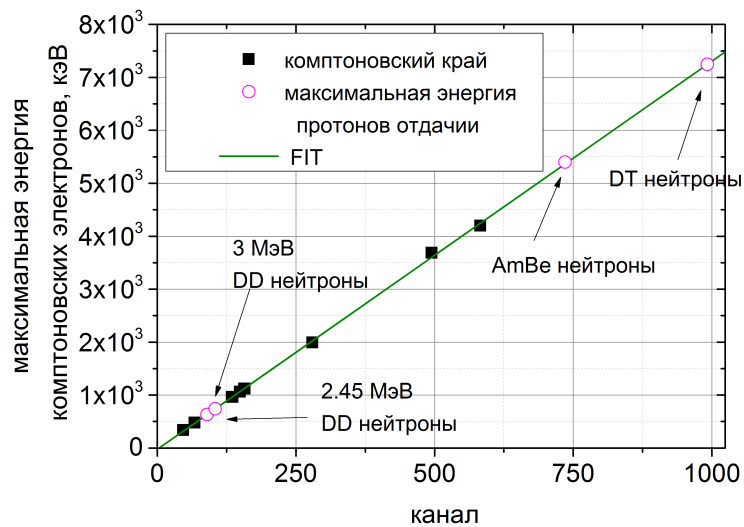


Рисунок 4.16 — Калибровочная прямая спектрометра, полученная при регистрации нейтронов с энергией от 2.45 МэВ до 14.1 МэВ [27]

На рисунке 4.18 приведена энергия нейтронов в зависимости от направления вылета из мишени (для различных ускоряющих напряжений). Направление 0 градусов соответствует вылету нейтронов в направлении исходного пучка. В этом случае спектр нейтронов уширен, так как в пучке присутствуют нейтроны, возникшие при реакции замедлившихся дейтонов пучка с дейтонами мишени. Для прецизионного измерения энергетического разрешения спектрометра, детектор следует располагать под углом ~ 100 градусов

к направлению исходного пучка. В этом направлении вылетают нейтроны с энергией 2.45 МэВ (если пятно, в которое приходит пучок дейтонов, мало по сравнению с расстоянием от мишени до спектрометра), причем эта энергия не зависит от ускоряющего напряжения. В представленных экспериментах стильбеновый сцинтиллятор располагался в направлении движения ускоренного пучка (получена энергия нейтронов 3 МэВ) и в плоскости мишени (получена энергия нейтронов 2.45 МэВ).

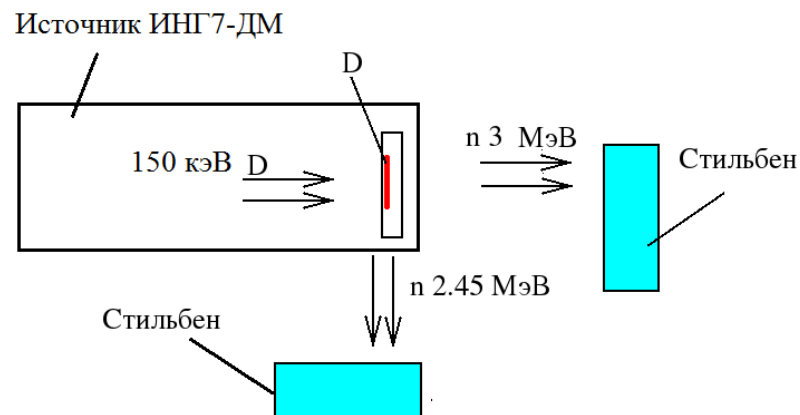


Рисунок 4.17 — Схема эксперимента в котором энергия DD нейтронов различается, в зависимости от направления на мишень

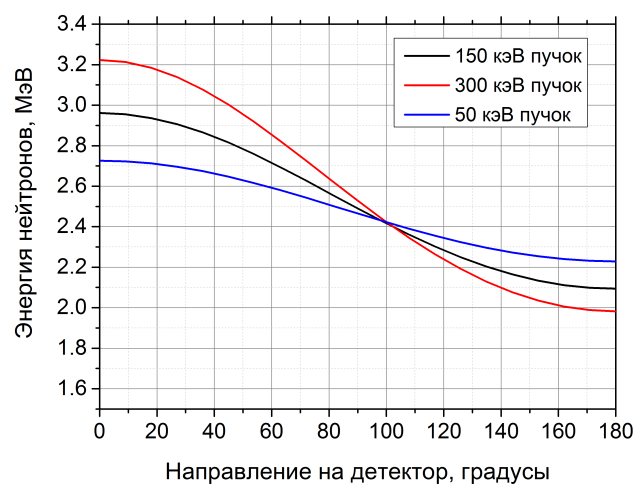


Рисунок 4.18 — Энергия нейтронов, генерируемых ускорительным источником для различных углов вылета относительно направления пучка исходных дейтонов. Приведены расчетные данные для различных ускоряющих напряжений

Дополнительно отметим факт, что в эксперименте с одновременной работой генераторов DD и DT нейтронов удалось зарегистрировать спектры протонов отдачи для нейтронов с энергий 2.45 МэВ и 14 МэВ (рисунок 4.15). Это обстоятельство показывает возможность применения такого спектрометра в дейтерий-тритиевых плазменных экспериментах.

Еще одной особенностью стильбенового сцинтиллятора является зависимость световыхода от угла между пучком регистрируемых нейтронов и главной оптической осью кристалла. Причем максимальный световыход достигается в случае, когда главная оптическая ось перпендикулярна пучку нейтронов. Схема эксперимента представлена на рисунке 4.19. При этом регистрируются показанные на рисунке 4.20 спектры протонов отдачи.

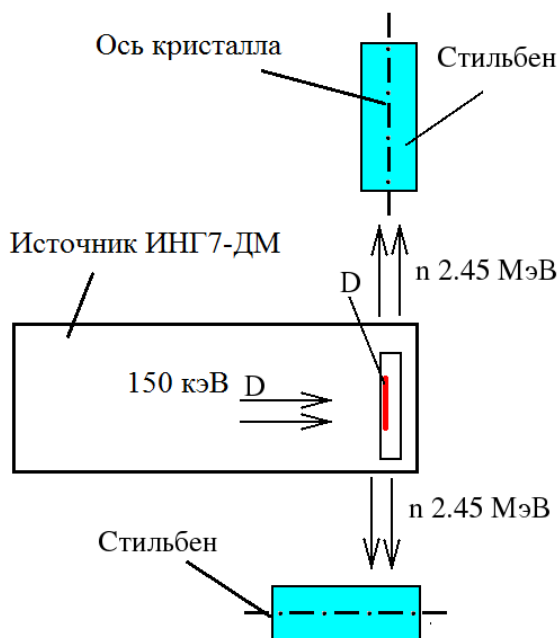


Рисунок 4.19 — Схема эксперимента, в котором демонстрируется разница световыхода стильбенового сцинтиллятора в зависимости от угла между главной оптической осью кристалла и направлением пучка нейтронов

Световыход при регистрации нейтронов и гамма квантов стильбеновым сцинтиллятором различается. Это связано с различием скорости торможения электронов и тяжелых частиц (протонов) в материале сцинтиллятора. График световыхода для нейтронов и гамма квантов (причем для разных ориентаций главной оптической оси кристалла относительно потока нейтронов) приведен на рисунке 4.21. Главное здесь то, что при спектрометрических измерениях, поток нейтронов должен попадать на кристалл перпендикулярно главной

оптической оси, а нейтроны, попадающие в детектор под другими углами значительно ухудшают энергетическое разрешение прибора и их поток должен быть минимизирован системой коллимации.

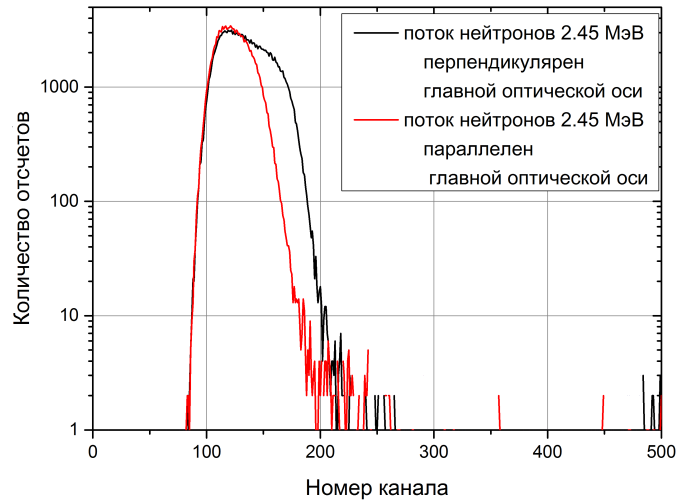


Рисунок 4.20 — Различие спектров протонов отдачи в стильбеновом сцинтилляторе при разной ориентации кристалла относительно потока нейтронов

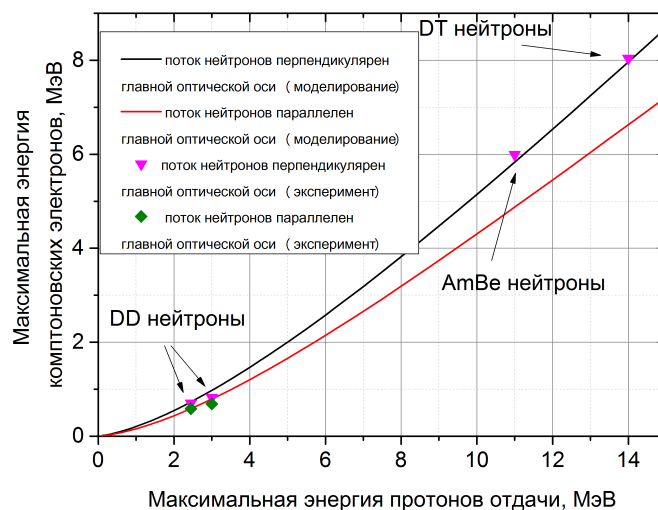


Рисунок 4.21 — Световыход стильбенового сцинтиллятора при различных ориентациях главной оптической оси кристалла относительно потока нейтронов. Результаты моделирования взяты из работы [111]

4.9 Энергетическое разрешение нейтронного спектрометра

Зарегистрированный спектр протонов отдачи и распределение, полученное после дифференцирования этого спектра, приведены на рисунке 4.22 (дополнительно приведен спектр, зарегистрированный в гамма канале). Энергетическое разрешение спектрометра (согласно формуле (4.10)) $R = 0.088$, а $FWHM = 215$ кэВ, при регистрации нейтронов с энергией 2.45 МэВ и напряжением на ФЭУ 544 В.

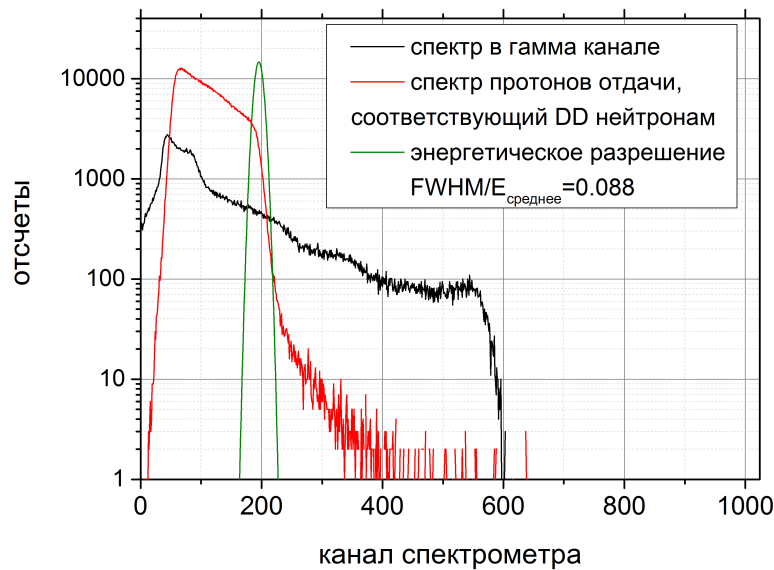


Рисунок 4.22 — Спектр протонов отдачи, зарегистрированный при облучении сцинтиллятора потоком 2.45 МэВ нейтронов (в нейтронном канале спектрометра). Спектр комптоновских электронов (в гамма канале спектрометра). Дополнительно приведено энергетическое разрешение

В специальной серии экспериментов измерялась зависимость энергетического разрешения от напряжения на ФЭУ. При этом спектрометр облучался потоком нейтронов с энергией 2.45 МэВ от источника ИНГ07-ДМ [107]. Изменялось только напряжение на ФЭУ, никакие другие настройки спектрометра (порог срабатывания, критерий разделения и т. д.) и условия эксперимента (ускоряющее напряжение и ток генератора, расстояние от источника нейтронов до детектора и т. д.) не изменялись. Для минимальных напряжений на ФЭУ (475 В) также было измерено энергетическое разрешение при регистрации 14 МэВ нейтронов от источника ИНГ07-Т [107].

Результаты измерения зависимости энергетического разрешения спектрометра от напряжения на ФЭУ приведены на рисунке 4.23. Получено, что с увеличением напряжения, энергетическое разрешение (формула (4.10)) спектрометра улучшается. При регистрации 2.45 МэВ нейтронов получено энергетическое разрешение 180 кэВ (7.3 %) при напряжении на ФЭУ 650 В. Такого разрешения достаточно для измерения температуры дейтериевой плазмы с температурой менее 10 кэВ. Разрешение спектрометра при регистрации 14 МэВ нейтронов составляет 400 кэВ при напряжении на ФЭУ 475 В.

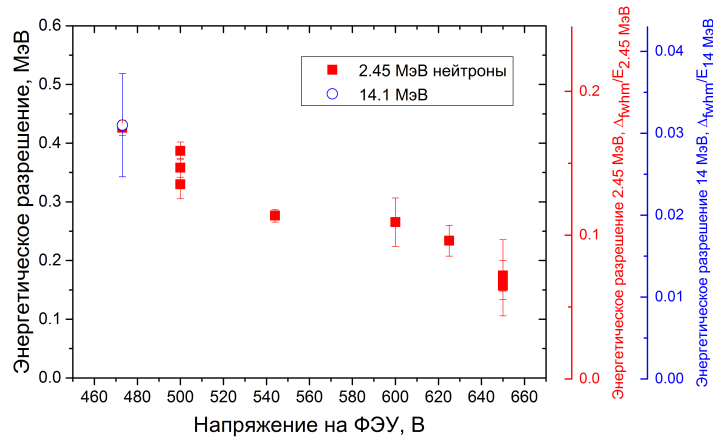


Рисунок 4.23 — Энергетическое разрешение спектрометра при регистрации DD и DT нейтронов в зависимости от напряжения на ФЭУ [27]

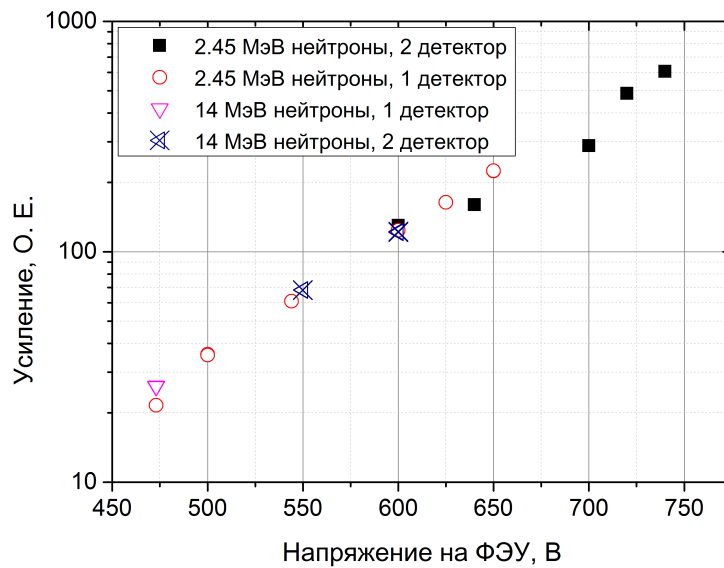


Рисунок 4.24 — Зависимость усиления от напряжения на ФЭУ

Дополнительно в ходе этих экспериментов измерялся коэффициент усиления в зависимости от напряжения на ФЭУ. Для каждого зарегистрированного спектра измерялось E_{mean} и нормировалось на референтное значение для одного напряжения. Данные на графике, приведенном в полулогарифмическом масштабе (рисунок 4.24), хорошо аппроксимируются прямой. Это значит, что во всем диапазоне напряжений на ФЭУ, все элементы спектрометра (сцинтиллятор, ФЭУ, предусилитель) работают в режиме без насыщения. Данные приведены для двух аналогичных детекторов, амплитуда сигналов с которых отличалась примерно в 3 раза (при одинаковых напряжениях на ФЭУ), это могло быть связано с различием световыходов кристаллов, или ухудшением оптического контакта между сцинтиллятором и ФЭУ.

4.10 Определение скорости счета спектрометра

Скорость счета в режиме реального времени является важной характеристикой спектрометра, так как она определяет время набора статистики, и в конечном счете временное разрешение при измерении плазменных параметров. Например, в реакторе ИТЭР временное разрешение нейтронных спектрометров должно быть 100 мс [22]. Для требований установки ГДЛ, в которой длительность плазменного эксперимента составляет 5 мс, это требование на несколько порядков выше.

При использовании спектрометра в плазменном эксперименте на ГДЛ скорость счета менялась в значительных пределах от $0.5 \cdot 10^5$ имп/сек до $5.5 \cdot 10^5$ имп/сек. На рисунке 4.25 приведены данные по измерению скорости счета при различных нагрузках. Расчетная кривая учитывает длительность записи окна, равную 256 нс и вероятность наложения при соответствующей частоте следования событий. Экспериментальные точки получены в плазменном эксперименте, причем вероятность наложения события определялась из количества событий, для которых параметр $X(0)/X(2)$ (раздел 4.4.2) не попадает ни в пик для гамма квантов, ни в пик для нейтронов. Это происходит, если за время регистрации и обработки (256 нс) приходит еще одно событие. Экспериментальные данные показывают хорошее совпадение с расчетными, причем для скорости счета $5.5 \cdot 10^5$ имп/сек доля незарегистрированных событий со-

ставляет 14 %. Дополнительно на рисунке 4.25 приведены данные, полученные при регистрации 14 МэВ нейтронов вплоть до загрузок $4 \cdot 10^5$ имп/сек. Для этих данных измерено энергетическое разрешение, которое ухудшается на 10 % с увеличением загрузки детектора. В экспериментах на ГДЛ измерялся параметр FOM. Получено, что вплоть до загрузок $6.6 \cdot 10^5$ имп/сек нейтроны и гамма кванты разделяются, хотя эффективность разделения уменьшается.

Таким образом созданный спектрометр способен работать с разделением n/γ в режиме реального времени с указанной скоростью счета.

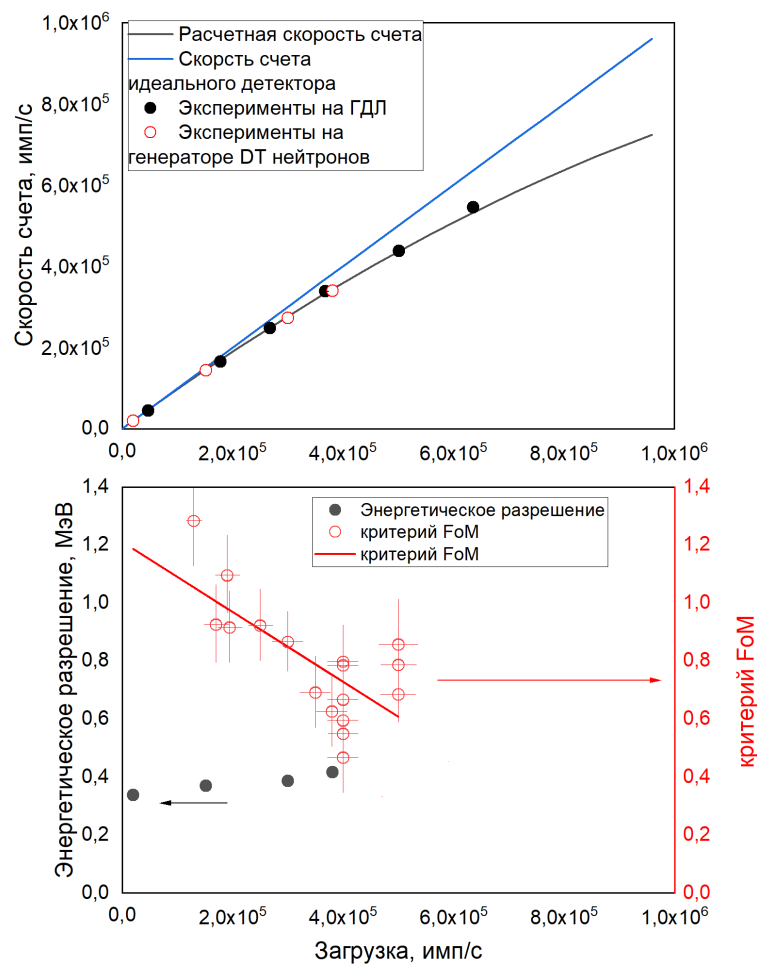


Рисунок 4.25 — Измерение скорости счета при различных нагрузках (верхний график). Приведены данные, полученные в экспериментах на ГДЛ и при регистрации 14 МэВ нейтронов от нейтронного генератора. На нижнем графике приведено энергетическое разрешение, полученное при регистрации 14 МэВ нейтронов и критерий FOM, измеренный при различных нагрузках в экспериментах на ГДЛ

4.11 Эксперименты по инъекции электронов в ГДЛ

Основной практической целью инъекции электронного пучка в ГДЛ являлась разработка метода создания предварительной плазмы, в которую затем ведется инъекция мощных дейтериевых пучков. Ранее в экспериментах на ГДЛ для создания предварительной плазмы использовался дуговой газоразрядный генератор (плазменная пушка), который был размещен в одном из расширительных баков. Некоторое время назад на ГДЛ проводились эксперименты по созданию предварительной плазмы с помощью инъекции излучения гиротронов. В этом эксперименте реализовано создание предварительной плазмы с параметрами, достаточными для захвата нейтральных пучков. Получено, что энергосодержание ионно горячей плазмы совпадает при обоих методах создания предварительной плазмы [10].

Требования к мишенной плазме в экспериментах на ГДЛ следующие. Концентрация должна составлять $\approx (5-20) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, радиус в области, в которую ведется инъекция нагревных пучков, должен составлять около 30 см. При температуре мишенной плазмы несколько электронвольт это позволит обеспечить долю захваченной мощности нагревных пучков с энергией 25 кэВ от 20% до 50% и более.

Источником электронов была специально разработанная электронная пушка, установленная в один из расширительных баков (3d модель расширителя ГДЛ с установленной электронной пушкой приведена на рисунке 4.26). Инжекция ведется в нейтральный газ (дейтерий, концентрация от 10^{11} см^{-3} до 10^{13} см^{-3}) вдоль магнитного поля, ток электронов составляет от 6 А до 20 А, энергия пучка от 20 кэВ до 30 кэВ. Длительность инъекции составляет 1-5 мс. Инжекция ведется через магнитную пробку с полем 12 Тл (магнитное поле в области, где установлен катод, составляет 0.18 Тл). В процессе инъекции электронного пучка в центральной ловушке ГДЛ нарабатывается плазма с концентрацией от 10^{12} см^{-3} до 10^{13} см^{-3} и радиусом 30 см в центральном сечении установки, что достаточно для захвата нагревных пучков. При этом диаметр пучка электронов в этой же области при инъекции в вакуум не превышал 1 см. При работе системы нагрева пучками нейтральных атомов удастся получить энергосодержание быстрых ионов более 1 кДж, что соответствует

стандартному экспериментальному режиму работы ГДЛ с наработкой предварительной плазмы дуговой плазменной пушкой.

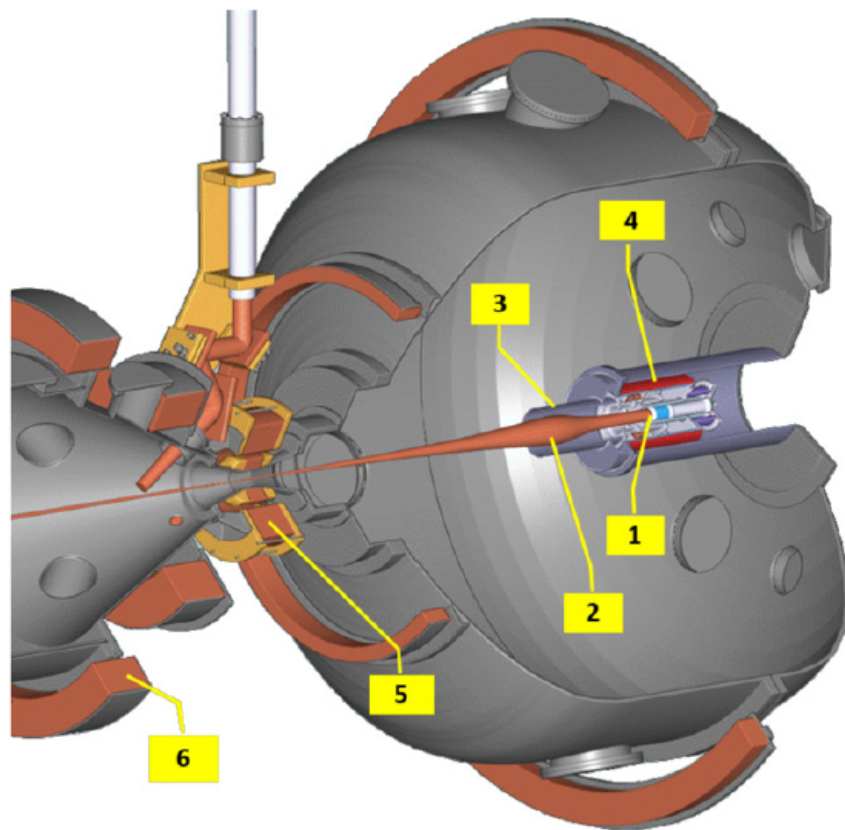


Рисунок 4.26 — 3d модель электронной пушки, установленной в расширитель ГДЛ. 1 - катод, 2 - пучок электронов, 3 - дрейфовая камера, 4 - соленоид электронной пушки, 5 - магнитная пробка ГДЛ, 6 - катушка основного соленоида ГДЛ

Для сравнения на Рисунке 4.27 показаны измеренные диамагнитной петлей формы импульсов магнитного потока, вытесненного плазмой, полученные в режимах с различными способами создания предварительной мишенной плазмы: при помощи дугового источника плазмы, СВЧ-пробоя и электронного пучка.

По результатам представленной выше серии экспериментов была опубликована статья [110], в которой экспериментально изучен механизм пучково-плазменного взаимодействия, приводящего к наработке мишенной плазмы в ГДЛ. Сделан вывод, что электронный пучок является еще одним способом создания мишенной плазмы для установки ГДЛ и проектов установок следующих поколений на ее основе.

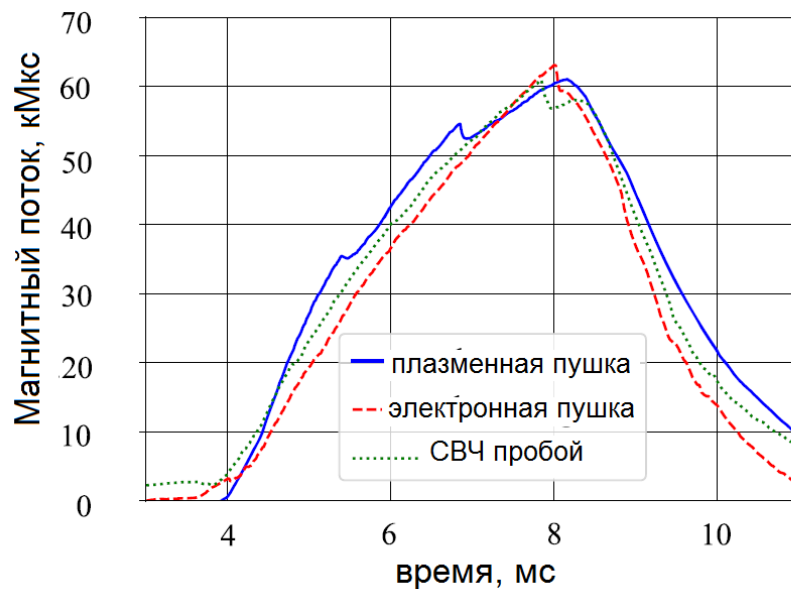


Рисунок 4.27 — Энергосодержание при различных методах генерации предварительной плазмы [110]

4.12 Тестирование n/γ спектрометра в плазменном эксперименте на ГДЛ

Спектрометр нейтронов размещался вблизи экваториальной плоскости ГДЛ на расстоянии 2 метра от оси плазмы. Положение спектрометра приведено на рисунке 1.1. В описанных экспериментах плазма создавалась с помощью электронного пучка. Нагрев осуществлялся с помощью мощных пучков атомов и дополнительного СВЧ излучения. Временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы, а также сигнал со сцинтилляционного детектора нейтронов приведен на рисунке 4.28.

В этом режиме удержания наблюдается рост сигнала на сцинтилляционном детекторе, который возникает после выключения нагревных инжекторов. Приведен анализ спектров, зарегистрированных стильбеновым датчиком в таком режиме.

Измерения в спектра в нейтронном канале стильбенового спектрометра за временной интервал от 4 мс до 10 мс дают типичный спектр протонов отдачи, соответствующий нейтронам с энергией 2.45 МэВ (приведен на рисунке 4.29). В это время в гамма канале наблюдается спектр, приведенный на рисун-

ке 4.30. Этот спектр соответствует (n/γ) реакциям и далее анализироваться не будет.

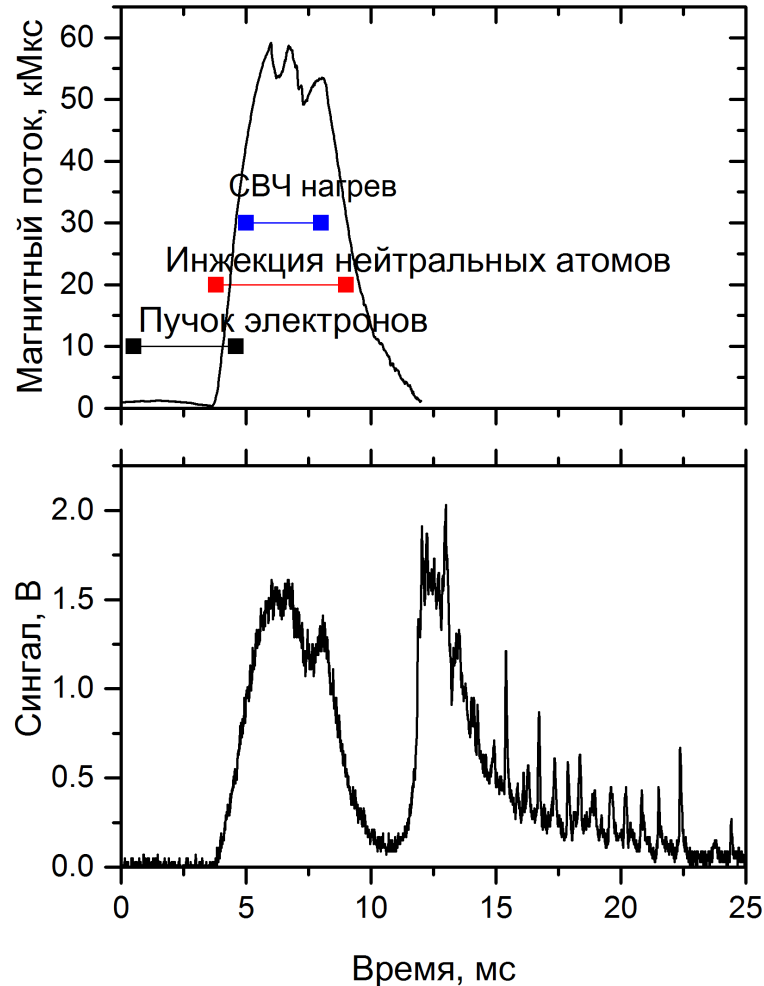


Рисунок 4.28 — Сигнал сцинтилляционного детектора [28]

С 11.6 мс на рисунке 4.28 наблюдается второе увеличение сигнала. В нейтронном канале стильбенового спектрометра событий не наблюдается, а в гамма канале был зарегистрирован спектр, приведенный на рисунке 4.30, причем он значительно изменяется: исчезают комптоновские электроны с энергией больше 300 кэВ. Значения пересчитанной энергии комптоновских электронов в энергию исходного рентгеновского излучения согласно формуле (4.9) также приведены на рисунке 4.30. Результатом этого эксперимента является то, что в плазме ГДЛ при СВЧ нагреве присутствуют перегретые электроны с энергией до 350-400 кэВ.

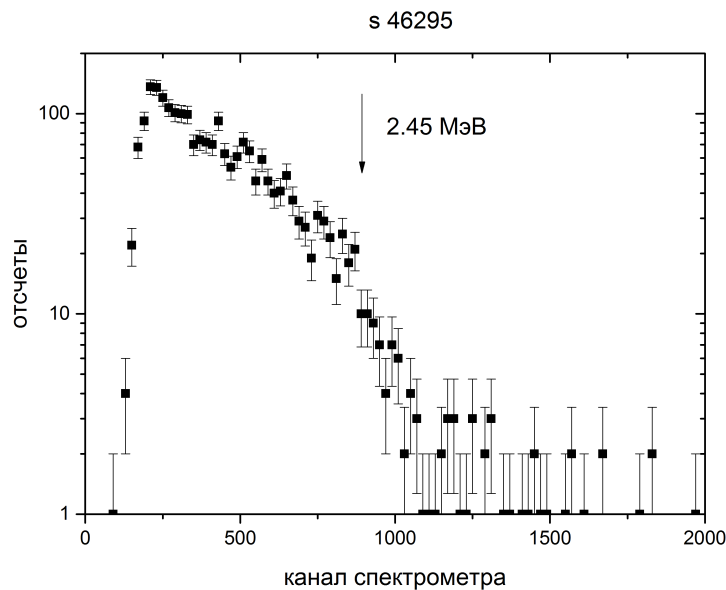


Рисунок 4.29 — Спектр 2.45 МэВ нейтронов из плазмы ГДЛ [28]

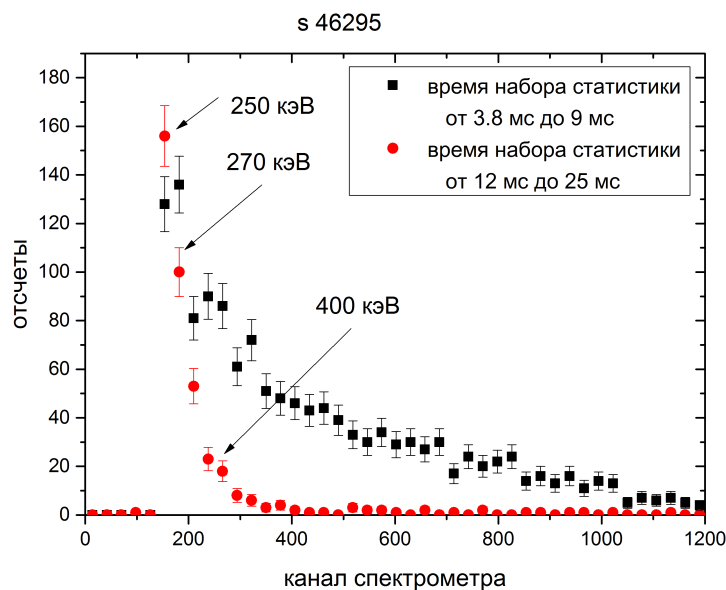


Рисунок 4.30 — Спектр комптоновских электронов, возникающих при регистрации гамма квантов стильбеновым сцинтиллятором [28]

В описанных выше экспериментах коллимация не применялась. В следующих экспериментах спектрометр был дополнен коллиматором из свинца толщиной 5 см. Коллимированный спектрометр переставлялся вдоль установки, было зарегистрировано, что эмиссия рентгеновского излучения происходит из области лимитера и области плазмоприемника. Из других областей установки (в том числе оборудования, которое расположено близко к плазме внутри

вакуумной камеры, например, диамагнитной петли) эмиссии рентгеновского излучения не зарегистрировано. Отсюда сделан вывод, что перегретые электроны возникают в плазме ГДЛ при дополнительном СВЧ нагреве, теряются вдоль магнитного поля на соответствующие элементы лимитеров и плазмориемников ГДЛ.

4.13 Эксперименты с новым вариантом спектрометра

Новая версия спектрометра позволила записывать для каждого события, помимо энергии и сорта соответствующей частицы, время, в которое частица была зарегистрирована. Такая модификация потребовала значительной переработки как аппаратной части спектрометра, связанной с добавлением "на борт" спектрометра flash памяти, так и модификации прошивки и программы управления. Тем не менее спектрометр с расширенным функционалом позволял получать больше информации об эмиссии нейтронов на ГДЛ в присутствии рентгеновских вспышек.

На рисунке 4.31 приведены данные для эксперимента, в котором плазма создавалась с помощью электронного пучка. Сигнал тока и напряжения на источнике электронов обозначен (а). Буквой (б) обозначен график работы системы нагрева нейтральными пучками. На рисунке (в) приведен магнитный поток через диамагнитную петлю, который пропорционален энергии, накопленной в быстрых ионах плазмы.

График 4.31 (д) демонстрирует сигнал сцинтилляционного детектора. График (г) - скорость счета стильбенового спектрометра (время набора статистики составляет здесь 500 мкс). Временная зависимость обоих диагностик в целом совпадает. При этом на графике 4.31 г приведена отдельно скорость счета в нейтронном и гамма канале. Видно, что до 5 мс преобладают отсчеты, связанные с рентгеновскими квантами. После окончания рентгеновской вспышки (после 5 мс) соотношение в нейтронном и гамма канале устанавливается примерно 2 к 1, что соответствует эмиссии 2.45 МэВ протонов и гамма квантам, рожденным в n/γ реакциях. Дополнительные рентгеновские кванты, имеющие тормозную природу, практически отсутствуют. Отметим, что после выключения инжекторов нейтральных атомов и потери ионно-горячей плаз-

мы (после 11 мс) наблюдается еще одна небольшая вспышка рентгеновского излучения. Нейтронный канал спектрометра при этом не показывает событий, в отличие от гамма канала. Следовательно удастся непосредственно отделить вклад рентгеновского излучения для сигнала сцинтилляционного детектора для экспериментов на ГДЛ с помощью стильбенового спектрометра.

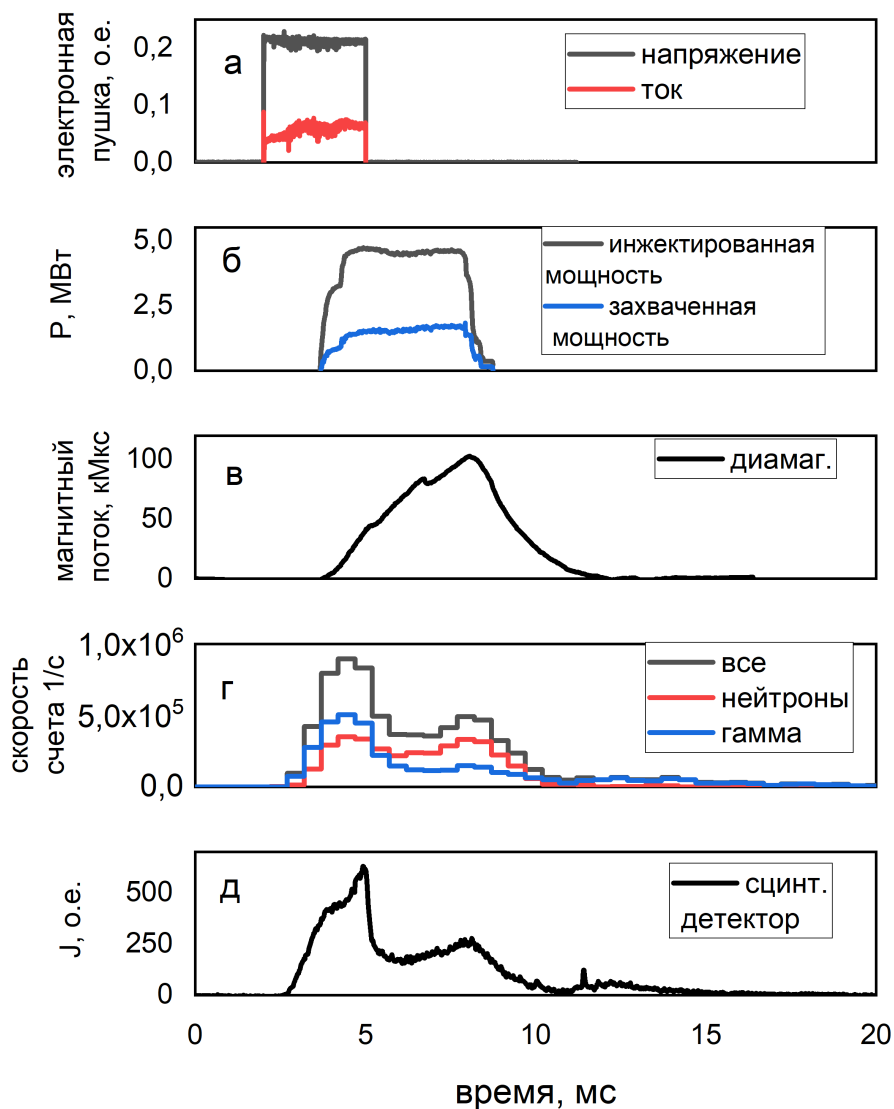


Рисунок 4.31 — Осциллограммы систем создания и нагрева плазмы в эксперименте с электронной пушкой, которая создает предварительную плазму. Дополнительно приведены данные с детектора нейтронов и стильбенового сцинтиллятора [75]

4.14 Выводы по разделу

В лаборатории создан спектрометр на основе монокристаллического стильбенового сцинтиллятора, ФЭУ 9266В, АЦП 12 бит 500 МГц и FPGA. В приборе реализован метод разделения нейтронов и гамма квантов на основе частотно-градиентного анализа. Прибор работает в режиме реального времени. В эксперименте была продемонстрирована скорость счета спектрометра до $6.6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Протестирована работа детектора при регистрации смешанного нейтронного и гамма излучения.

Проведена калибровка гамма канала спектрометра с помощью радионуклидных источников гамма излучения (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na , ^{133}Ba), источников смешанного нейтронного и гамма излучения (^{252}Cf и AmBe).

Калибровка нейтронного канала спектрометра проводилась с помощью ускорительных источников DD и DT нейтронов (ИНГ-07ДМ и ИНГ-07Т соответственно).

Энергетическое разрешение при регистрации 2.45 МэВ нейтронов составляет 180 кэВ.

Энергетическое разрешение при регистрации 14.1 МэВ нейтронов составляет 400 кэВ.

Показано, что эффективность разделения нейтронов и гамма квантов алгоритмом на основе частотно градиентного анализа выше, чем оптимизированного PSD метода.

В плазменных экспериментах проведены измерения спектра протонов отдачи, который соответствует энергии нейтронов 2.45 МэВ.

В экспериментах с дополнительным СВЧ нагревом зарегистрированы вспышки рентгеновского излучения. Согласно измерениям спектра такого излучения в плазме ГДЛ возникает популяция перегретых электронов с энергией более 100 кэВ.

Продemonстрировано, что электронный пучок может использоваться для генерации мишенной плазмы на ГДЛ.

Заключение

На установке Газодинамическая ловушка на основе линеек диодов создана диагностика нейтральных атомов, покидающих плазму. Такая диагностика позволяет наблюдать накопление быстрых частиц, потерю таких частиц в результате МГД неустойчивости, влияние микронеустойчивостей на функцию распределения быстрых частиц. Разработана простая модель модуляции потока быстрых частиц в результате их потери в процессе вращения плазмы.

Созданы детекторы интенсивности термоядерной реакции на основе сцинтиллятора и ФЭУ, данные такого детектора нормируются на показания детектора термоядерных протонов и позволяют измерять интенсивность термоядерной реакции, в том числе, в экспериментах с дополнительным нагревом и в условиях вспышек рентгеновского излучения. Такие детекторы применяются, как один из мониторов эффективности удержания быстрых ионов плазмы.

Налажен мониторинг интенсивности реакции синтеза на ГДЛ. Зарегистрированный максимальный выход DD реакции в экспериментах на ГДЛ составляет $1.1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. В экспериментах с СВЧ нагревом было показано увеличение выхода продуктов DD реакции с $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ до $5.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$; увеличение диамагнетизма плазмы на 20 %; увеличение электронной температуры до 300 эВ. В экспериментах по изучению влияния газовых условий в расширителе ГДЛ на удержание быстрых частиц в центральной ячейке показано, что расширитель может работать в широком диапазоне значений концентрации остаточного газа (от 10^{11} см^{-3} до 10^{14} см^{-3}).

Для наблюдения эволюции продольного распределения интенсивности реакции синтеза при развитии микронеустойчивостей был разработан набор датчиков термоядерных протонов, расставленных вдоль установки. Такая система позволяет изучать перестроение профиля быстрых частиц в каждом выстреле. С помощью моделирования кодом DOI показано уширение функции распределения быстрых частиц по углам в результате развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости.

В спектрометре нейтронов и гамма квантов на основе стильбенового сцинтиллятора, ФЭУ и ПЛИС реализован алгоритм частотно-градиентного анализа для идентификации нейтронов и гамма квантов. Спектрометр был откалиброван по радионуклидным источникам гамма квантов, по ускорительным

источникам нейтронов. Показана возможность одновременной регистрации 2.45 МэВ нейтронов и 14 МэВ нейтронов. Получены данные о спектре протонов отдачи, соответствующие энергии нейтронов 2.45 МэВ на ГДЛ. Детектор используется в экспериментах со вспышками рентгеновского излучения при дополнительном СВЧ нагреве и при инжекции электронного пучка.

Автор выражает благодарность научному руководителю Максиму В.В., коллективу установки ГДЛ, сотрудникам термоядерных лабораторий ИЯФ СО РАН за совместную работу в течение многих лет. Автор выражает благодарность Багрянскому П.А., Приходько В.В., Полосаткину С.В. за их интерес к настоящей работе, помощь и ценные замечания. Автор благодарен Хильченко А.Д. и Чистохину И.Б. — разработчикам экспериментального оборудования, которое обсуждается в диссертации. Особую благодарность автор выражает Солдаткиной Е.И. без помощи которой работа не могла быть доведена до защиты.

Список литературы

1. Мирнов, В.В. Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы / В.В. Мирнов, Д.Д. Рютов — Текст: непосредственный // Письма в ЖЭТФ. — 1979. Т.5. — с.678.
2. Иванов, А.А. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы / А.А. Иванов, В.В. Приходько — Текст: электронный. // Успехи Физических Наук. — 2017. — Т. 187, № 5. — С. 547-574 — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2017/5/e/> (дата обращения 05.03.2025)
3. Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source / P.A. Bagryansky, A.A. Ivanov, E.P. Kruglyakov [et al.]. — Текст: электронный // Fusion Engineering and Design. — 2004. — Vol. 70, Iss. 1. — P. 13-33. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2003.08.002>. (дата обращения 05.03.2025)
4. Bagryansky, P. A. Encouraging Results and New Ideas for Fusion in Linear Traps / P. A. Bagryansky, A. D. Beklemishev, V. V. Postupaev — Текст: электронный // Journal of Fusion Energy. — 2019. — Vol. 38, Iss. 1. — P. 162-181. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10894-018-0174-1>. — Дата публикации: 24.07.2018
5. Spatial profiles of fusion product flux in the gas dynamic trap with deuterium neutral beam injection / V.V. Maximov, A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky. [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear fusion. — 2004. — Vol. 44, N 4. — P. 542-547. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/44/4/008>. — Дата публикации: 26.03.2004
6. Максимов, В.В. Термоядерные реакции в газодинамической ловушке с инжекцией дейтонов : специальность 01.04.08 "физика плазмы": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Максимов Владимир Васильевич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2003. — 73 с. — Текст: непосредственный.
7. Vortex Confinement of Plasmas in Symmetric Mirror Traps / A.D. Beklemishev, P. A. Bagryansky, M. S. Chaschin, E.I. Soldatkina. — Текст: электронный // Fusion science and technology. — 2010. — Vol. 57, N 4

- Р. 351-360. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>. — Дата публикации: 7.04.2017
8. Results of Recent Experiments on GDT Device After Upgrade of Heating Neutral Beams / A. A. Ivanov, A. D. Beklemishev, E. P. Kruglyakov [et al.]. — Текст: электронный // Fusion science and technology. — 2017. — Vol. 57, N 4 — Р. 320-325. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST10-A9493>. — Дата публикации: 7.04.2017
 9. Overview of ECR plasma heating experiment in the GDT magnetic mirror / P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, G.G. Denisov[et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Fusion 55 053009. — 2015. — Vol. 55, N 5 — Р. 053009. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009>. — Дата публикации: 15.04.2015
 10. Electron cyclotron plasma startup in the GDT experiment / D.V. Yakovlev, A.G. Shalashov, E.D. Gospodchikov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Fusion. — 2017. — Vol. 57, N 1. — Р. 016033. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016033>. — Дата публикации: 22.11.2016
 11. Разработка мегаваттного электронного пучка для установки ГДЛ / Е.И. Солдаткина , В.Т. Астрелин , П.А. Багрянский [и др.]. — Текст: электронный // Сборник тезисов докладов XLVI Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, (Звенигород, Московская область, 18 - 22 марта 2019). — Москва, 2019. — С.96. — URL: <https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLVI/Mu/ru/BN-Soldatkina.docx>
 12. Confinement of hot ion plasma with $\beta=0.6$ in the gas dynamic trap / P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, A.D. Beklemishev [et al.]. — Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, N 1T. — Р. 31-35. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST11-A11568>. — Дата публикации: 10.08.2017
 13. Kinetic instability observations in the Gas Dynamic Trap / K V Zaytsev, A V Anikeev, P A Bagryansky [et al.]. — Текст: электронный // Physica Scripta. — 2014. — Vol. 2014, N T161. — Р. 014004. URL: <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2014/T161/014004>. — Дата публикации: 2.03.2014

14. Зайцев К.В. Изучение физики удержания плазмы в ГДЛ методом магнитной диагностики : специальность 01.04.08 "физика плазмы": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Зайцев Константин Владимирович ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2016. —83 с. — Текст: непосредственный.
15. Черноштанов И.С. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в открытых ловушках с инжекцией пучков быстрых атомов : специальность 01.04.08 "физика плазмы": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Черноштанов Иван Сергеевич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2015. —88 с. — Текст: непосредственный.
16. Сковородин Д.И. Влияние самосогласованных полей на продольные потери из открытых ловушек : специальность 01.04.08 "физика плазмы": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Сковородин Дмитрий Иванович ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2014. —97 с. — Текст: непосредственный.
17. Beklemishev, A. D. Global Sound Mode in Plasma with Sloshing Ions / A. D. Beklemishev, D. I. Skovorodin and K. V. Zaytsev — Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2015. — Vol. 68, Iss. 1. — P. 21-27. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST14-883>. — Дата публикации: 20.03.2017
18. Magnetic Measurements at the GDT Facility / K. V. Zaytsev, A. V. Anikeev, P. A. Bagryansky [et al.]. — Текст: электронный // Fusion Science and Technology . — 2013. — Vol. 63, N. 1T. — P. 346-348. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST13-A16950>. — Дата публикации: 10.08.2017
19. Axial Plasma Confinement in Gas Dynamic Trap / E.I. Soldatkina, P. A. Bagryansky, A. D. Beklemishev, [et al.]. — Текст: электронный // Plasma and Fusion Research. — 2019. — Vol. 14. — P. 2402006. — URL: <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402006>. — Дата публикации: 14.01.2019
20. Fusion proton diagnostic for the C-2 field reversed configuration / R. M. Magee, R. Clary, S. Korepanov [et al.]. — Текст: электронный //

- Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85. — P. 11D851. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4892861>. — Дата публикации: 18.08.2014
21. Первые результаты диагностики заряженных продуктов синтеза на сферическом токамаке Глобус-М2 / Н. Н. Бахарев, О. М. Скрекель, А. С. Александров. [и др.]. — Текст: электронный // Письма в Журнал технической физики. — 2024. — Т. 50, Вып. 20. — С. 24-27. URL: <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.20.58933.19988>. — Дата публикации: 26.10.2024
 22. Status of ITER neutron diagnostic development / A.V. Krasilnikov, M. Sasao, Yu.A. Kaschuck [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Fusion. — 2005. — Vol. 45, N 12. — P. 1503–1509. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/12/005>. — Дата публикации: 22.11.2005
 23. Юров, Д. В. Нестационарная модель для описания осесимметричной открытой ловушки с неравновесной плазмой / Д. В. Юров, В. В. Приходько, Ю. А. Цидулко — Текст: электронный // Физика Плазмы. — 2016. — Т. 42, N 3. — С. 217–233. — URL: <https://doi.org/10.7868/S0367292116030100>. — Дата публикации: 11.09.2015
 24. SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter : [сайт]. — URL: <http://srim.org>. (Дата обращения 06.03.2025). — Яз. Англ. — Текст: электронный.
 25. DD product yield in the GDT central cell / P. A. Bagryansky, V. V. Maximov, E. I. Pinzhenin, V. V. Prihodko. — Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, — Iss. 1T, — p.256-258. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST11-A11627> (дата публикации: 10.08.2017).
 26. Пинженин, Е.И. Диодная регистрация быстрых нейтральных атомов на установке "Газодинамическая ловушка"/ Е.И. Пинженин, В.В. Максимов, И.Б. Чистохин — Текст: электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2019. — Т. 2, — с. 49-57. —URL: <https://doi.org/10.1134/S0032816219020150> (дата публикации: 25.05.2018).
 27. Development of FPGA-based real-time neutron spectrometer using stilbene scintillator / E. I. Pinzhenin, A. D. Khilchenko, P. V. Zubarev,

- [et al.]. — Текст: электронный // Plasma and Fusion Research. — 2019. — Vol. 14, — p.2402025. — URL: <https://doi.org/10.1585/pfr.14.2402025> (дата публикации: 02.12.2019).
28. Пинженин, Е.И. Применение методов ядерной физики для диагностики плазмы на основе газодинамической ловушки. / Е.И. Пинженин, В.В. Максимов — Текст: электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2024. — Т. 2, — с.53-63. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0032816224020078> (дата публикации: 22.12.2023).
 29. Pinzhenin, E. I. Fusion yield registration in the gas dynamic trap / E. I. Pinzhenin, V. V. Maximov — Текст: электронный // AIP Conference Proceedings (Novosibirsk, Russia, 8–12 August 2016) — 2016. — Vol. 1771, — p.050013. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964207> (дата публикации: 11.10.2016).
 30. Будкер, Г. И. Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую / Г.И. Будкер — Текст: электронный // Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез, Издательство академии наук СССР. — 1958. — Т. 3. — С. 3-31. — URL: https://elib.biblioatom.ru/text/fizika-plazmy_t3_1958/p1/ (дата обращения 05.03.2025)
 31. Post, R.F. Summary of UCRL Pyrotron (Mirror Machine) Programm / R.F. Post — Текст: электронный // Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, Switzerland 1 — 13 September 1958). — 1958. — Vol. 32. — P. 245-265. — URL: <https://physics.ucf.edu/rep/EDI/PostPyrotron1958> (дата обращения 05.03.2025)
 32. Kesner, J. Inverse ambipolar potential in a magnetic mirror configuration / J. Kesner. — Текст: электронный // Plasma Physics. — 1973. — Vol. 15, N 6. — P. 577 -584. — URL: <https://doi.org/10.1088/0032-1028/15/6/009>. — Дата публикации: 26.10.1972
 33. Kesner, J. Axisymmetric sloshing-ion tandem-mirror plugs / J. Kesner. — Текст: электронный // Nuclear Fusion. — 1980. — Vol. 20, N 5. — P. 557-562. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/20/5/004>. — Дата публикации: 15.11.1979

34. Ivanov, A. A. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results / A. A. Ivanov, V.V. Prikhodko. — Текст: электронный // Plasma physics and controlled fusion —2013. — Vol. 55, N 6. — P. 063001. — URL: <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/6/063001>. — Дата публикации: 14.06.2013
35. Котельников, И.А. Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки / И.А. Котельников, Д.Д. Рютов, Ю.А. Цидулко [и др.]. (Препринт 90-105). — Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1990. — Текст: электронный. — URL: https://inp.nsk.su/images/preprint/1990_105.pdf (Дата обращения: 06.03.2025)
36. Noack, K. Transport Simulations of Fast Ion and Neutral Gas Dynamics during GDT Experiments / K. Noack, G. Otto, S. Collatz — Текст: электронный // Fusion Technology. —1999. — Vol. 35, Iss. 1T. — P. 218-222. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST99-A11963855>. — Дата публикации: 17.01.2018
37. Fast ion relaxation and confinement in the gas dynamic trap / A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, A.A. Ivanov [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Fusion. —2000. — Vol. 40, N 4. — P. 753-765. — URL: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/40/4/301>. — Дата публикации: 21.12.1999
38. Note: Multi-point measurement of $|B|$ in the gas-dynamic trap with a spectral motional Stark effect diagnostic / A. A. Lizunov, D. J. Den Hartog, A.S. Donin [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2011. — Vol. 82. — P. 086105. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3624742>. — Дата публикации: 11.08.2011
39. Formation of a narrow radial density profile of fast ions in the GDT device / V. V. Prikhodko, A. V. Anikeev, P. A. Bagryansky [et al.]. — Текст: электронный // Plasma Physics Reports. —2005. — Vol. 31, Iss 11. — P. 899–907. — URL: <https://doi.org/10.1134/1.2131126>. — Дата публикации: 10.02.2005
40. Opto Diode Corporation : [сайт]. — URL: <http://optodiode.com>. (Дата обращения 06.03.2025) — Яз. Англ. — Текст: электронный.
41. AXUV bolometer and Lyman- α camera systems on the TCV tokamak / A. W. Degeling, H. Weisen, A. Zabolotsky [et al.]. — Текст: электронный

- // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 75. — P. 4139–4141. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1787131>. — Дата публикации: 1.10.2004
42. Исследование мощности излучения плазмы токамака Глобус-м с помощью кремниевых фотодиодов spd / А. Д. Ибляминова, Г. Ф. Авдеева, П. Н. Аруев. [и др.]. — Текст: электронный // Физика плазмы. — 2016. — Т. 42, N 10. — С. 873-883. — URL: https://elibrary.ru/download/elibrary_26665294_44678017.pdf (Дата обращения 06.03.2025)
43. Application of AXUV diode detectors at ASDEX Upgrade / M. Bernert, T. Eich, A. Burckhart [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Vol. 85. — P. 033503. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4867662>. — Дата публикации: 12.03.2004
44. Fast radiation dynamics during ELMs on TCV / G. Veres, R. A. Pitts, A. Bencze [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Nuclear Materials. — 2009. — Vol. 390–391. — P. 835-838. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.220>. — Дата публикации: 15.06.2009
45. Reinke, M. L. Two dimensional radiated power diagnostics on Alcator C-Mod / M. L. Reinke and I. H. Hutchinson. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2008. — Vol. 79. — P. 10F306. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2965018>. — Дата публикации: 31.10.2008
46. Time resolved radiated power during tokamak disruptions and spectral averaging of AXUV photodiode response in DIII-D / D. S. Gray, S. C. Luckhardt, L. Chousal [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 75. — P. 376–381. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1642745>. — Дата публикации: 1.02.2004
47. Compact multichannel neutral particle analyser for measurement of energetic charge-exchanged neutrals in Alcator C-Mod / V. Tang, J. Liptac, R. R. Parker [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2006. — Vol. 77. — P. 083501. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2238519>. — Дата публикации: 14.08.2006
48. Performance of the solid state neutral particle analyser array on the national spherical torus experiment / D. Liu, W. W. Heidbrink, D. S. Darrow [et al.]. — Текст: электронный // Review of

- Scientific Instruments. — 2006. — Vol. 77. — P. 10F113. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2227440>. — Дата публикации: 2.10.2006
49. Solid state neutral particle analyser array on National Spherical Torus Experiment / K. Shinohara, D. S. Darrow, A. L. Roquemore [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Vol. 75. — P. 3640–3642. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1785266>. — Дата публикации: 1.10.2004
 50. Initial angle resolved measurements of fast neutrals using a multichannel linear AXUV detector system on LHD / E. A. Veshchev, T. Ozaki, P. R. Goncharov [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2006. — Vol. 77. — P.10F129. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2351916>. — Дата публикации: 19.10.2006
 51. A new compact solid-state neutral particle analyser at ASDEX Upgrade: Setup and physics modelling / P. A. Schneider, H. Blank, B. Geiger [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2015. — Vol. 86. — P. 073508. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4926886>. — Дата публикации: 20.07.2015
 52. Application of natural diamond detector to energetic neutral particle measurements on NSTX / A. G. Alekseyev, D. S. Darrow, A. L. Roquemore [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2003. — Vol. 74. — P. 1905–1908. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1538324>. — Дата публикации: 1.03.2003
 53. Compact and multi-view solid state neutral particle analyser arrays on National Spherical Torus Experiment-Upgrade / D. Liu, W. W. Heidbrink, K. Tritz [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2016. — Vol. 87. — P. 11D803 — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4959798>. — Дата публикации: 29.07.2016
 54. A photodiode-based neutral particle bolometer for characterizing charge-exchanged fast-ion behaviour / R. Clary, A. Smirnov, S. Dettrick [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83. — P. 10D713. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4732860>. — Дата публикации: 12.08.2012
 55. Silicon avalanche photodiodes for particle detection / I. B. Chistokhin, O. P. Pchelyakov, E.G. Tishkovsky [et al.]. — Текст: электронный // Proceedings of SPIE (Zvenigorod, Russian Federation, 1-5 October

- 2007). — Zvenigorod, 2008. — Vol. 7025. — P. 70250L. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.802411>. — Дата публикации: 29.04.2008
56. Silicon Avalanche Diodes for Direct Detection of Nuclear Particles / I. B. Chistokhin, O. P. Pchelyakov, E.G. Tishkovsky [et al.]. — Текст: электронный // EDM: 2009 10TH international conference and seminar on micro/nanotechnologies and electron devices (Novosibirsk, Russia, 01-06 July 2009). — Novosibirsk, 2009. — P. 359-362 — URL: <https://doi.org/10.1109/EDM.2009.5174011> — Дата публикации: 24.07.2009
57. A Dispersion Interferometer Based on a CO_2 Laser / A. L. Solomakhin, P. A. Bagryanskii, R. V. Voskoboinikov [et al.]. — Текст: электронный // Instruments and Experimental Techniques . — 2005. — Vol. 48. — P. 649-658. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10786-005-0116-9>. — Дата публикации: 25.01.2005
58. Пинженин Е. И. Стенд для тестирования и калибровки полупроводниковых детекторов и анализаторов потоков частиц: квалификационная работа на соискание степени магистра, кафедра физики плазмы / Пинженин Егор Игоревич; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2010. — **83 с.** — Текст: непосредственный.
59. Арцимович, Л.А. Элементарная физика плазмы / Л.А. Арцимович. — Москва : Издательство: Госатомиздат, 1963 год. — Текст : непосредственный.
60. Effect of fast Ti-deposition on gas recycling at the first wall and on fast ion losses in the GDT experiment / P. A. Bagryansky, E.D. Bender, A.A. Ivanov [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Nuclear Materials. — 1999. — Vol. 265, Iss. 1. — P. 124-133. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(98\)00510-8](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(98)00510-8). — Дата публикации: 2.09.1998
61. Low-Frequency Oscillations of Plasma in the Gas Dynamic Trap / V.V. Prikhodko, P.A. Bagryansky, A.D. Beklemishev [et al.]. — Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, N 1T. — P. 94-97. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST11-A11582>. — Дата публикации: 10.08.2017
62. Energy spectrum of longitudinal ion losses in the GDT facility under development of Alfvén ion-cyclotron instability A. V. Anikeev, P. A.

- Bagryansky, K. V. Zaitsev [et al.]. — Текст: электронный // Plasma Physics Reports. — 2015. — Vol. 41, Iss 10. — P. 773–782. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063780X15100025>. — Дата публикации: 17.10.2015
63. Barnes, C. W. Neutron activation for ITER / C. W. Barnes, M. J. Loughlin, Takeo Nishitani — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2007. — Vol. 68. — P. 577–580. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1147657>. — Дата публикации: 01.01.1997
64. A Conceptual Project for a Divertor Monitor of the Neutron Yield in the ITER / Yu. A. Kashchuk, A. V. Krasil'nikov, D. V. Prosvirin [et al.]. — Текст: электронный // Instruments and Experimental Techniques. — 2006. — Vol. 49, No. 2. — P. 179–186. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0020441206020047>. — Дата публикации: 5.07.2005
65. Ковалев, А. О. Моделирование системы измерения диагностики ДМНП в составе интегрированного комплекса моделирования ИТЭР / А. О. Ковалев, Ю. А. Кашук и Д.В. Портнов. — Текст: непосредственный // Диагностика высокотемпературной плазмы. Материалы XVII Всероссийской конференции (Звенигород, Московская область, 13–17 июня 2017). — Звенигород, 2017. — С. 126. — ISBN: 978-5-89513-413-9
66. The ATLAS Beam Conditions Monitor / V. Cindro, D. Dobos, I. Dolenc [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Instrumentation. — 2008. — Vol. 3. — P. P02004. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/02/P02004>. — Дата публикации: 18.02.2008
67. Diamond-based semi-transparent beam-position monitor for synchrotron radiation applications / P. Bergonzo, A. Brambilla, D. Tromson [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Synchrotron Radiation. — 1999. — Vol. 6, part 1. — P 1–5. URL: <https://doi.org/10.1107/S090904959801509X>. — Дата публикации: 17.11.1998
68. Response function measurement of a synthetic diamond radiation detector for 14 MeV neutrons / Junichi Kaneko, Yujiro Ikeda, Takeo Nishitani, Masaki Katagiri — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 1999. — Vol. 70. — P. 1100–1103. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1149494>. — Дата публикации: 1.01.1999

69. The 2.5-MeV neutron time-of-flight spectrometer TOFOR for experiments at JET / M. G. Johnson, L. Giacomelli, A. Hjalmarsson [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — Vol. 591, Iss. 2. — P. 417-430. — Pages 417-430. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.03.010>. — Дата публикации: 21.06.2008
70. The thin-foil magnetic proton recoil neutron spectrometer MPRu at JET / E. Andersson Sundén, H. Sjöstrand, S. Conroy [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — Vol. 610, Iss. 3. — P. 682-699. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.09.025>. — Дата публикации: 11.11.2009
71. Maksimov, V.V. A Scintillation Detector of Protons and Neutrons, Products of a dd Reaction / V.N. Kornilov, V.V. Maksimov — Текст: электронный // Instruments and Experimental Techniques. — 2001. — Vol. 44, N.2. — P. 219-223. — URL: <https://doi.org/10.1023/A:1017571221230>. — Дата публикации: 19.07.2000
72. Пинженин Е.И. Измерение выхода DD реакции на установке Газодинамическая ловушка : квалификационная работа на соискание степени бакалавра, кафедра физики плазмы / Пинженин Егор Игоревич ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2008. — 30 с. — Текст: непосредственный.
73. Lizunov, A. Note: spectral motional Stark effect diagnostic for measurement of magnetic fields below 0.3 T / A. Lizunov, A. Donin, V. Savkin — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2013. — Vol. 84. — P.086104. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4817644>. — Дата публикации: 7.08.2013
74. Murakhtin, S.V. Energy Analyser for Hot Ion Density Profile Measurements in GDT / S.V. Murakhtin, V.V. Prihodko. — Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 57, N 1T. — P. 315-317. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST05-A675>. — Дата публикации: 10.08.2017

75. The Diagnostic Complex and Experiment Control System at the GDT Facility / E. I. Soldatkina, P. A. Bagryansky, E. D. Gospodchikov [et al.]. — Текст: электронный // Plasma Physics Reports. — 2025. — Vol. 51, N 9. — P. 999-1051. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063780X25603852>. — Дата публикации: 10.09.2025
76. Многофункциональный быстродействующий регистратор ADC12500 / Е.А. Пурьга, А.Д. Хильченко, А.Н. Квашнин [и др.]. — Текст: электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2012. — N 3. — С. 75-83 — URL: https://www.elibrary.ru/download/elibrary_17726199_48638589.pdf (Дата обращения 06.03.2025)
77. Hamamatsu : [сайт]. — URL: <http://hamamatsu.com>. (Дата обращения 06.03.2025) — Яз. Англ. — Текст: электронный.
78. Hamamatsu Photonic Systems R2490-05 Datasheet : [сайт]. — URL: <https://digchip.com/datasheets/parts/datasheet/190/R2490-05-pdf.php>. (Дата обращения 06.03.2025) — Яз. Англ. — Текст: электронный. (Дата обращения 06.03.2025)
79. First results of ECE measurements at the GDT mirror trap / A. L. Solomakhin, P. A. Bagryansky, E. D. Gospodchikov [et al.]. — Текст: электронный // AIP Conference Proceedings. — 2016.— Vol. 1771. — P. 050001 URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964195>. — Дата публикации: 11.10.2016
80. Progress in Mirror-Based Fusion Neutron Source Development / A. V. Anikeev, P. A. Bagryansky, A. D. Beklemishev [et al.]. — Текст: электронный // Materials (Basel). — 2015. — Vol. 8, N12. — P. 8452-8459.— URL: <https://doi.org/10.3390/ma8125471>. — Дата публикации: 4.12.2015
81. Пинженин, Е. И. Диагностики продуктов термоядерной реакции на установке ГДЛ / Е. И. Пинженин, В.В. Максимов // Диагностика высокотемпературной плазмы. Материалы XVII Всероссийской конференции (Звенигород, Московская область, 13–17 июня 2017). — Звенигород, 2017. — С. 116-117. — ISBN: 978-5-89513-413-9. — Текст: непосредственный.
82. Максимов, В.В. Регистрация выхода dd реакции на установке гдл в режимах с эцр нагревом / В.В. Максимов, Е.И. Пинженин — Текст: электронный // Сборник тезисов докладов XLIV Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемо-

- му термоядерному синтезу (г. Звенигород, Московская область, 13- 17 февраля 2017 года). — Москва, 2017. — С.86. — URL: <https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLIV/Mu/ru/BF-Maximov.docx> (Дата обращения 06.03.2025)
83. Максимов, В.В. Измерение выхода dd реакции на установке гдл / В.В. Максимов, Е.И. Пинженин — Текст: электронный // Сборник тезисов докладов XXXVII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (г. Звенигород, Московская область, 8-12 февраля 2010). — Москва, 2010. — С.35. — URL: <https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXVII/Mu/ru/AU-Pinzhenin.doc> (Дата обращения 06.03.2025)
84. Аникеев, А.В. Регистрация выхода dd реакции на установке газодинамическая ловушка / А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, В.В. Максимов [и др.]. — Текст: электронный // Сборник тезисов докладов XXXV Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (г. Звенигород, Московская область, 11 - 15 февраля 2008 г.). — Москва, 2008. — С.67. — URL: <https://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXV/Mu/ru/CE-Maksimov.doc> (Дата обращения 06.03.2025)
85. Spatial Profiles of the DD Product Yield in the GDT Experiments / A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, A.A. Ivanov[et al.]. — Текст: электронный // 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (St. Petersburg, 7-11 July). — St. Petersburg, 2003. — ECA. — Vol. 27A. — P-2.190. — URL: https://lac913.epfl.ch/epsppd3/2003/PDF/P2_190.PDF. (Дата обращения 06.03.2025)
86. Axial profile measurements of DD product yield in the GDT central cell P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, A.A. Ivanov [et al.]. — Текст: электронный // Fusion Science and Technology. — 2003. — Vol. 43, N 1T. — P. 259-261. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST03-A11963607> — Дата публикации: 10.08.2017
87. Axial distribution of DD neutron yield in GDT under skew injection of deuterium neutral beams / A.A. Ivanov A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, [et al.]. — Текст: электронный // Fusion Technology. — 2001. — Vol. 39, N.

- 1Т. — Р. 213-216. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST01-A11963444>. — Дата публикации: 17.01.2018
88. High Pressure Plasma Confinement and Stability Studies in Gas Dynamic Trap / A.A. Ivanov, A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, [et al.]. — Текст: электронный // Fusion Technology. — 2001. — Vol.39, Iss. 1Т. — Р. 127-132. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST01-A11963424>. — Дата публикации: 17.01.2018
89. Широкополосные Тракты Усиления Сигналов Полупроводниковых Детекторов Излучения И Частиц (Обзор) / Е.А. Пурьга, А.Д. Хильченко, А.Н. Квашнин [и др.]. — Текст: электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2022. — N. 1. — С. 44-57. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0032816222010207>. — Дата публикации: 7.10.2021
90. Пинженин, Е.И. Применение диагностики продуктов реакции синтеза для наблюдения перестроения функции распределения быстрых частиц в установке " Газодинамическая ловушка" / Е.И. Пинженин — Текст: электронный // Письма в ЖТФ. — 2026. — Т52, Вып. 2. — С. 3–7. — URL: <https://10.61011/PJTF.2026.02.62062.20413>. — Дата публикации: 26.01.2026
91. Brooks, F. D. A scintillation counter with neutron and gamma-ray discriminators / F. D. Brooks — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods. — 1959. — Vol. 4, Iss. 3. — Р. 151–163. — URL: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(59\)90067-9](https://doi.org/10.1016/0029-554X(59)90067-9) . — Дата публикации: 16.02.1959
92. Winyard, R.A. Pulse shape discrimination in inorganic and organic scintillators. I / R.A. Winyard, J.E.Lutkin, G.W.McBeth — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods. — 1971. — Vol. 95, Iss. 1. — Р. 141-153. — URL: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(71\)90054-1](https://doi.org/10.1016/0029-554X(71)90054-1). — Дата публикации: 1.08.1971
93. Alexander, T. An amplitude-insensitive system that distinguishes pulses of different shapes / T. Alexander and F. Goulding — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods. — 1961. — Vol. 13. — Р. 244-246. — URL: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(61\)90198-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(61)90198-7). — Дата публикации: 27.05.1961

94. Study of $n - \gamma$ discrimination by digital charge comparison method for a large volume liquid scintillator / DEMON Collaboration, M. Moszynski, G. Bizard [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1992. — Vol. 317, Iss. 1-2. — P. 262-272. URL: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90617-D](https://doi.org/10.1016/0168-9002(92)90617-D). — Дата публикации: 15.06.1992
95. Fast collimated neutron flux measurement using stilbene scintillator and flashy analog-to-digital converter in JT-60U / M. Ishikawa, T. Itoga, T. Okuji [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2006. — Vol. 77, Iss. 10. — P. 10E706. URL: <https://doi.org/10.1063/1.2221927>. — Дата публикации: 26.09.2006
96. Digital discrimination of neutrons and gamma-rays in organic scintillation detectors using moment analysis / Xie X, Zhang X, Yuan X [et al.]. — Текст: электронный // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83. — P.093507. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4754633>. — Дата публикации: 26.09.2006
97. A digital delay-line-shaping method for pulse shape discrimination in stilbene neutron detector and application to fusion neutron measurement at HL-2A tokamak / Xing Zhang, Xi Yuan, Xufei Xie. [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2012. — Vol. 687. — P. 7-13. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.05.077>. — Дата публикации: 7.06.2012
98. Performance improvement of neutron flux monitor at KSTAR / Y-K Kim, S-K Lee, B-H Kang. [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Instrumentation. — 2012. — Vol. 7. — P. C06013. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/06/C06013>. — Дата публикации: 27.06.2012
99. Fast neutron flux analyser with real-time digital pulse shape discrimination / A.A. Ivanova, P.V. Zubarev, S.V.Ivanenko. [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2016. — Vol. 827. — P. 13-17. URL:

- <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.04.088>. — Дата публикации: 26.04.2016
100. Multi-purpose fast neutron spectrum analyser with real-time signal processing / Yu.S.Sulyaev, E.A.Puryga, A.D.Khilchenko. [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 720. — P. 23-25. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2012.12.044>. — Дата публикации: 27.12.2012
 101. Quick algorithms for real-time discrimination of neutrons and gamma rays / M. Amiri, V. Prenosil, F. Cvachovec [et al.]. — Текст: электронный // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. — 2015. — Vol. 303, Iss. 1. — P. 583-599. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10967-014-3406-5>. — Дата публикации: 24.08.2014
 102. A Digital Method for the Discrimination of Neutrons and γ Rays With Organic Scintillation Detectors Using Frequency Gradient Analysis / Guofu Liu, Malcolm J. Joyce, Xiandong Ma. [et al.]. — Текст: электронный // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2010. — Vol. 57, Iss. 3. — P. 1682-1691. — URL: <https://doi.org/10.1109/TNS.2010.2044246>. — Дата публикации: 16.06.2010
 103. The Digital discrimination of neutron and γ ray using organic scintillation detector based on wavelet transform modulus maximum / YANG Yun, LIU Guo-Fu, YANG Jun, LUO Xiao-Liang. — Текст: электронный // arXiv. — 2013. — URL: <https://arxiv.org/abs/1304.4729>. — Дата публикации: 17.04.2013
 104. Discrimination of neutrons and γ -rays in liquid scintillator based on Elman neural network / Cai-Xun Zhang, Shin-Ted Lin, Jian-Ling Zhao. [et al.]. — Текст: электронный // Chinese Physics C. — 2016. — Vol. 40, N 8. — P. 86204. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/40/8/086204>. — Дата публикации: 13.03.2016
 105. ET Enterprises : [сайт]. — URL: <https://www.et-enterprises.com/> (Дата обращения 06.03.2025). — Яз. Англ. — Текст: электронный.
 106. Knoll, G.F. Radiation Detection and Measurement. Fourth Edition / Glenn E. Knoll. — 2010. — 857 p. — ISBN 0-471-07338-5. — Текст: электронный. — URL: <https://indico-tdli.sjtu.edu.cn/event/171/contributions/>

- 2123/ attachments/982/1592/Knoll4thEdition.pdf (Дата обращения 06.03.2025)
107. Иванова, А.А. Развитие методик и аппаратных средств цифровой спектрометрии для нейтронных и гамма диагностик : специальность 01.04.01 "приборы и методы экспериментальной физики": диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук / Иванова Алина Александровна ; Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. — Новосибирск, 2016. —128 с. — Текст: непосредственный.
 108. Колеватов, Ю.И. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике / Ю.И. Колеватов, В.П. Семенов, Л.А. Трыков // Москва, Энергоатомиздат. — 1990. — 296 с. — ISBN 5283030334. — Текст: непосредственный.
 109. Experimental and numerical investigations of radiation characteristics of Russian portable/compact pulsed neutron generators: ING-031, ING-07, ING-06 and ING-10-20-120 / D.Chernikova, V.L.Romodanov, A.G.Belevitin. [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2014. — Vol. 746. — P. 74 - 86. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.01.061>. — Дата публикации: 6.02.2014
 110. Electron beam-plasma discharge in GDT mirror tram: Experiments on plasma start-up with electron gun / E. Soldatkina, E. Pinzhenin, O. Korobeynikova [et al.]. — Текст: электронный // Nuclear Fusion. — 2022. — Vol. 62, N 6. — P. 066034. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/ac3be3>. — Дата публикации: 18.04.2022
 111. Кащук Ю.А. Сцинтилляционные спектрометры нейтронного и гамма излучения для диагностики термоядерной плазмы : специальность 01.04.08 "физика плазмы" специальность 01.04.01 "приборы и методы экспериментальной физики": диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Кащук Юрий Анатольевич ; Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований. — Москва, 2007. —198 с. — Текст: непосредственный.
 112. Huba, J.D. NRL Plasma formulary / J.D. Huba. — Washington : Naval Research Laboratory, 2009. — Текст: непосредственный.

Приложение А

Использование программы SRIM для расчета пробега частиц из плазмы в веществе

SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) [24] это пакет программ, широко использующихся для расчета прохождения различных ионов через вещество.

А.1 Расчет пробега ионов в кремнии для интервалов энергий от 1 кэВ до 3 МэВ

На графике (рисунок А.1) приведен средний пробег протонов с энергиями от 1 кэВ до 3 МэВ в полупроводниковом детекторе. Дополнительно показан разброс среднего пробега, который для низкоэнергетичных частиц возрастает и превышает средний пробег.

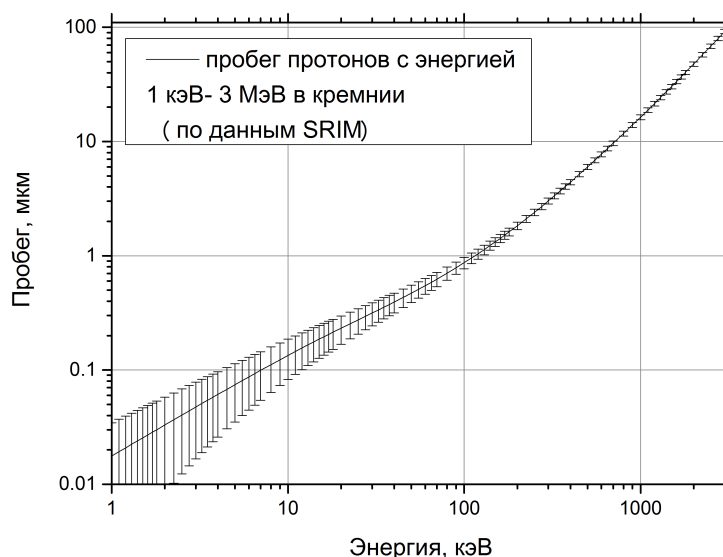


Рисунок А.1 — Расчет пробега протонов в кремнии для диапазона энергий от 1 кэВ (нейтральные атомы) до 3 МэВ (продукты термоядерной реакции)

На рисунке А.2 приведены данные по пробегам в кремнии ионов водорода, дейтерия и гелия для диапазона энергий, соответствующего нейтральным атомам, покидающим плазму ГДЛ.

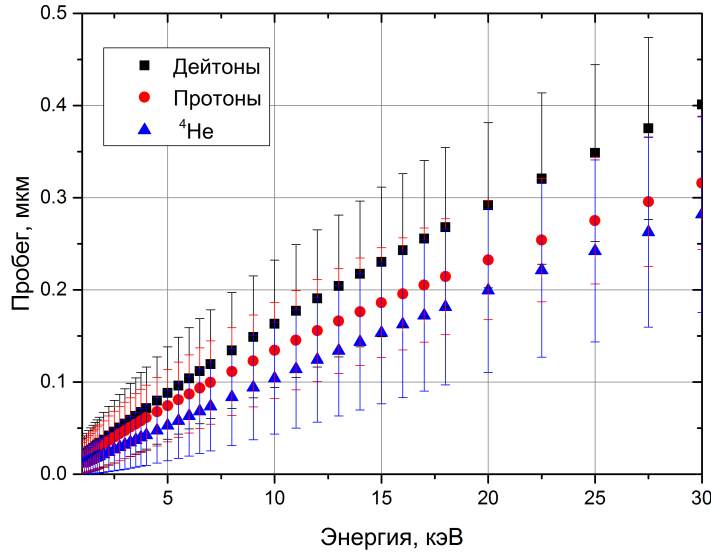


Рисунок А.2 — Расчет пробега протонов, дейтонов и ионов гелия в кремнии для диапазона энергий, соответствующего нейтральным атомам, покидающим плазму ГДЛ: от 1 кэВ до 30 кэВ

А.2 Расчет пробега заряженных продуктов термоядерной реакции в полупроводниковом детекторе

В таблице А.1 приведены данные по среднему пробегу и разбросу по глубине для заряженных ионов - продуктов DD и DT реакции. Данные приведены для кремния (материал детектора) и алюминия (используется в качестве фильтра, защищающего детектор от оптического излучения плазмы).

На рисунке А.3 приведен расчет потери энергии термоядерным протоном на ионизацию при прохождении защитного фильтра (10 мкм Al) и полупроводникового кристалла.

В таблице А.2 приведены данные об энергии, которую тратят термоядерные протоны на ионизацию в фильтре из алюминия разной толщины.

Таблица А.1 — пробег ионов в веществе

| Продукт ТЯ реакции | Энергия | Средний пробег | Разброс |
|--------------------|----------|------------------------|----------|
| ${}^3\text{He}$ | 820 кэВ | В кремнии 2.84 мкм | 0.19 мкм |
| T | 1010 кэВ | 10.74 мкм | 0.49 мкм |
| p | 3020 кэВ | 93.53 мкм | 4.1 мкм |
| ${}^4\text{He}$ | 3500 кэВ | 14.78 мкм | 0.57 мкм |
| ${}^3\text{He}$ | 820 кэВ | В алюминии 2.58 мкм | 0.16 мкм |
| T | 1010 кэВ | 9.89 мкм | 0.45 мкм |
| p | 3020 кэВ | 81.69 мкм | 3.54 мкм |
| ${}^4\text{He}$ | 3500 кэВ | 13.07 мкм | 0.5 мкм |

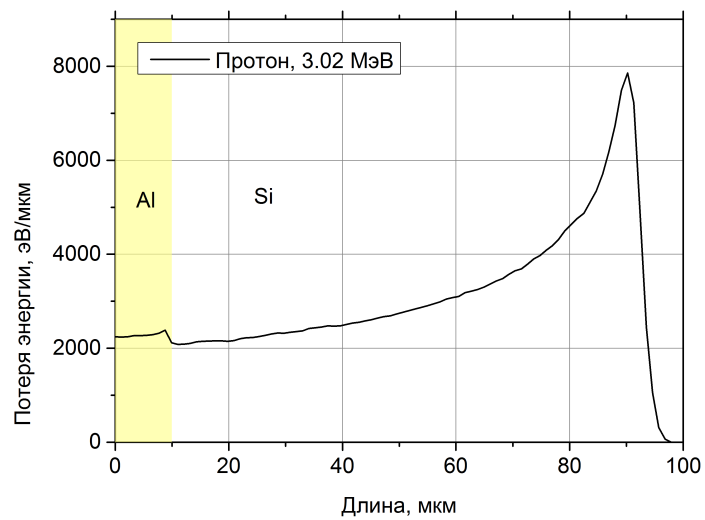


Рисунок А.3 — Расчет потерь на ионизацию термоядерного протона при регистрации полупроводниковым детектором. Входное окно детектора закрыто алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм

Таблица А.2 — Ослабление термоядерных протонов в алюминиевом фильтре

| Толщина фильтра из алюминия | Энергия, которую 3.02 МэВ протон тратит на ионизацию |
|--------------------------------|---|
| 10 мкм | 230 кэВ |
| 20 мкм | 475 кэВ |

А.3 Расчет пробега протонов отдачи в стильбеновом сцинтилляторе

На рисунке А.4 приведены данные по пробегу протонов отдачи в стильбеновом сцинтилляторе.

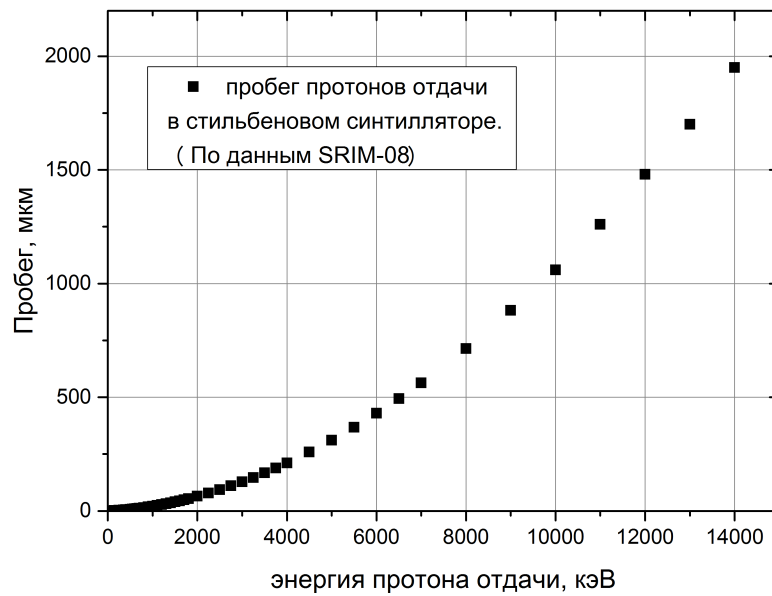


Рисунок А.4 — Длина пробега протонов отдачи с энергией от 1 кэВ до 15 МэВ в стильбеновом сцинтилляторе

А.4 Пробег электронов в стильбеновом сцинтилляторе

На рисунке А.5 приведены данные по пробегу электронов в стильбеновом сцинтилляторе (по данным [111]).

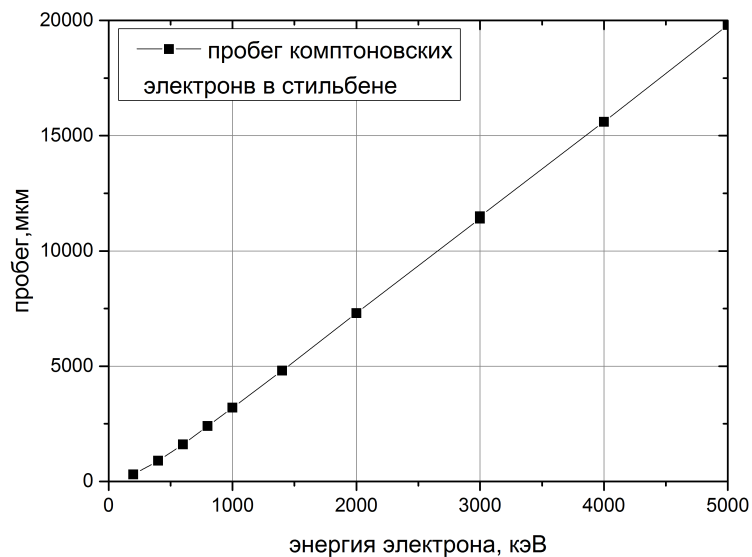


Рисунок А.5 — Пробег электронов с энергией от 200 кэВ до 5 МэВ в стильбеновом сцинтилляторе

Приложение Б

Сечения реакций синтеза

Согласно [112], сечения реакций $\sigma(E)$ в зависимости от энергии налетающей частицы E (предполагается, что частица являющаяся мишенью покоится) аппроксимируется формулой (в [барн= 10^{-24} см²]):

$$\sigma_T(E) = \frac{A_5 + [(A_4 - A_3 E)^2 + 1]^{-1} A_2}{E[\exp(A_1 E^{-1/2} - 1)]} \quad (\text{Б.1})$$

Где энергия E в кэВ, Коэффициенты A_j определяются из таблицы Б.1

Таблица Б.1 — Коэффициенты A_j для различных реакций синтеза

| | A_1 | A_2 | A_3 | A_4 | A_5 |
|---------------------|--------|-------|-----------------------|-------|-------|
| $d(d,t)p$ | 46.097 | 372 | $4.36 \cdot 10^{-4}$ | 1.22 | 0 |
| $d(d,n)^3\text{He}$ | 47.88 | 482 | $3.08 \cdot 10^{-4}$ | 1.177 | 0 |
| $d(t,n)^4\text{He}$ | 45.95 | 50200 | $1.368 \cdot 10^{-2}$ | 1.076 | 409 |

На рисунке Б.1 приведены сечения реакций.

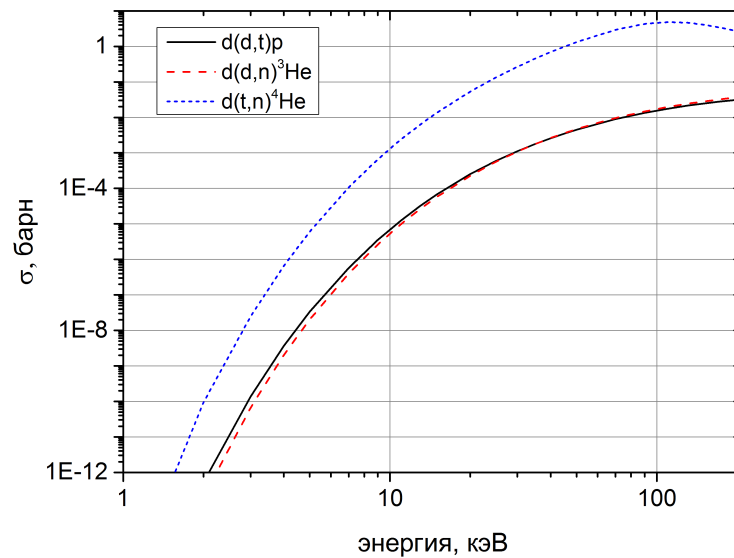


Рисунок Б.1 — Сечения реакций синтеза DD и DT

Приложение В

Моделирование коллиматора

В работе, для коллимации потока термоядерных протонов, использовались пластины из нержавеющей стали, которые располагались вдоль либо поперек установки для измерения радиального либо продольного распределения интенсивности реакции синтеза соответственно. Эффективность коллимации моделировалась в программе Comsol.

На рисунке В.1 приведены данные об ослаблении сигнала для коллиматоров с различным соотношением высоты пластины к расстоянию между пластинами. За 1 принят сигнал для детектора без коллиматора.

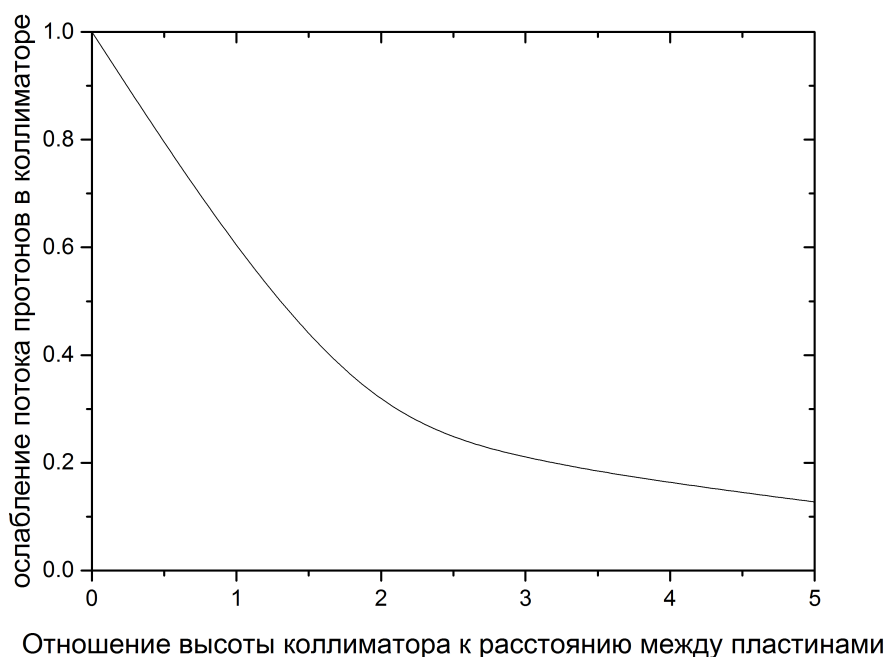


Рисунок В.1 — Ослабление потока в коллиматорах с различным соотношением высоты пластины к расстоянию между пластинами

На рисунке В.2 приведены данные о пространственном разрешении, которое обеспечивает коллиматор. Эти данные используются совместно при выборе пространственного разрешения детектора и потока протонов, который может быть зарегистрирован приемной электроникой.

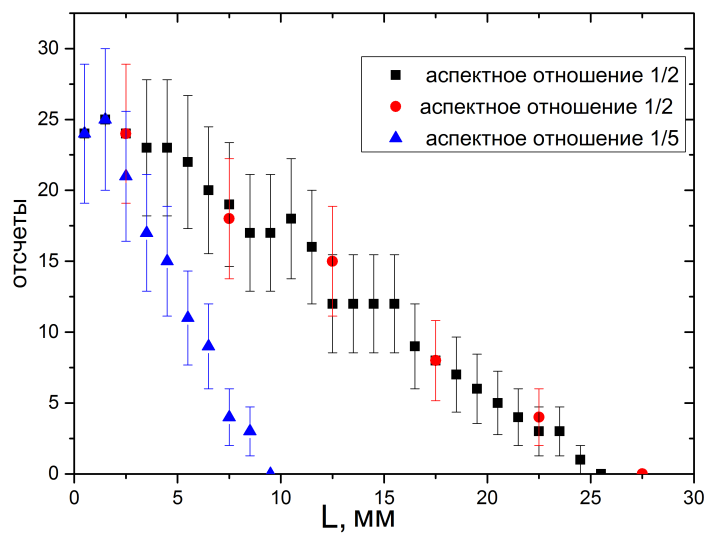


Рисунок В.2 — Пространственное разрешение, которое обеспечивает коллиматор

Размер детектора в моделировании был выбран 2х2 см, расстояние от детектора до плазмы 50 см, соотношение высоты коллиматора к расстоянию между коллимационными пластинами от 2 до 5.