

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

На правах рукописи

Самцов Денис Алексеевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПОТОКА
ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МУЛЬТИМЕГАВАТТНОГО
УРОВНЯ МОЩНОСТИ ПРИ РЕЛАКСАЦИИ РЭП
В ЗАМАГНИЧЕННОМ ПЛАЗМЕННОМ СТОЛБЕ**

1.3.9. Физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор
Аржанников Андрей Васильевич

Новосибирск — 2023

Оглавление

| | стр. |
|--|------|
| Введение | 4 |
| Раздел 1 Описание установки ГОЛ-ПЭТ и комплекса используемых диагностик..... | 20 |
| 1.1 Комплекс диагностик ТГц излучения..... | 27 |
| 1.2 Контактный датчик для измерения параметров РЭП | 36 |
| 1.2.1 Методика восстановления функции распределения электронов по углу | 37 |
| 1.2.2 Многоколлекторный датчик углового разброса..... | 43 |
| Раздел 2 Создание предварительной плазмы для проведения экспериментов по генерации ТГц излучения | 48 |
| 2.1 Модернизированная система высоковольтного разряда | 48 |
| 2.2 Управление профилем плотности плазмы путём изменения электрической схемы высоковольтного разряда | 51 |
| 2.3 Создание необходимого распределения плотности по длине плазменного столба | 57 |
| Раздел 3 Изменения характеристик РЭП в экспериментах по его интенсивному взаимодействию с плазмой..... | 65 |
| Раздел 4 Исследование характеристик потока излучения, генерируемого системой РЭП-плазма | 76 |
| 4.1 Спектральный состав и возможные механизмы генерации излучения в пучково-плазменной системе установки ГОЛ-ПЭТ | 77 |
| 4.2 Эксперименты при различном уровне неоднородности плотности плазмы..... | 84 |
| 4.3 Измерение характеристик потока излучения, выведенного через торец плазменного столба со спадом плотности | 91 |

| | |
|--|-----|
| Заключение | 103 |
| Список сокращений и условных обозначений | 107 |
| Список литературы | 108 |
| Список иллюстративного материала | 124 |

Введение

Актуальность темы исследования

Одной из актуальных задач современной физики является освоение так называемого терагерцового (ТГц) провала в частотном спектре электромагнитного излучения (ЭМ). Это область спектра расположена между инфракрасным (ИК) и микроволновым диапазонами и перекрывает интервал частот от 0.1–10 ТГц или, соответственно, интервал длин волн 3–0.3 мм. Низкий уровень практического использования ЭМ излучения из этого спектрального интервала связан с большими трудностями при генерации излучения в этой области частот. С одной стороны, из-за малой величины длины волны излучения в этом спектральном интервале трудно применить методы генерации, используемые в вакуумной электронике, с помощью которых освоен СВЧ диапазон. С другой стороны, использование классических схем лазерных генераторов обеспечило продвижение от оптической области только до далёкого инфракрасного диапазона (длина волны 0.3 мм). В то же время освоение ТГц диапазона крайне необходимо из-за открывающихся возможностей использования этого излучения в обширной сфере возможных приложений, что связано с его характерными особенностями. Терагерцовое излучение не способно ионизовать атомы и молекулы, что означает пониженное вредное воздействие на объекты живой природы. При этом, оно обладает способностью хорошего проникновения глубоко в вещества и диэлектрические материалы, которые не допускают распространение в них ЭМ излучения оптического и инфракрасного диапазонов. Возможность распространения ТГц излучения в различных средах позволяет проводить исследования их спектральных характеристик. В этом спектральном диапазоне лежат колебательные моды супрамолекулярных структур и кристаллических решёток твёрдого тела, вращательные уровни сложных молекул [1], в том числе молекул белков и ДНК, а также некоторых

взрывчатых веществ. Важно отметить, что спектры излучения, поступающего от астрономических объектов, содержат спектральные линии в ТГц диапазоне, что открывает возможность получения дополнительной информации об этих космических образованиях. Благодаря данным особенностям обсуждаемого спектрального диапазона, направления исследований, связанные с использованием ТГц излучения, и, соответственно, с методами его генерации и регистрации, оказываются одними из наиболее актуальных в современной физике [2, 3].

Приведём несколько примеров использования такого излучения в различных сферах человеческой деятельности. Отсутствие ионизирующего фактора в совокупности с высокой проникающей способностью делает привлекательным использование ТГц излучения для диагностики различных заболеваний и состояний тканей и органов человека [4, 5]. С другой стороны, эти же факторы позволяют использовать его в системах безопасности для поиска запрещенных к распространению веществ и материалов [6, 7]. Благодаря высокой частоте излучения, которая позволяет достигать высокой плотности передачи информации в потоке излучения, уже сейчас рассматривается создание сетей высокоскоростной связи в ТГц диапазоне частот [8].

Отдельно отметим приложения, для которых требуется высокая мощность потока излучения. Мощные источники излучения в узком спектральном интервале терагерцового диапазона востребованы в системах электронно-циклотронного нагрева (ЭЦР) плазмы [9] и её диагностики методами интерферометрии плазмы [10]. Кроме того, высокая мощность в импульсном потоке ТГц излучения необходима при создании систем радиолокации [11] с возможностью визуализации небольших объектов, находящихся на значительных расстояниях, а также систем радиоэлектронной борьбы. Возможность использования таких систем обусловлена наличием окон прозрачности атмосферы у земной поверхности в определённых участках

ТГц диапазона [12], а также беспрепятственным распространением этого излучения в верхних слоях атмосферы. Другим возможным применением мощного ТГц излучения являются спектроскопия и возбуждение фононных колебаний в молекулярных кристаллах и супрамолекулярных структурах [13]. Кроме того, использование ТГц излучения высокой мощности открывает абсолютно новые возможности для управления различными физическими процессами в конденсированных средах, в частности, инициирование химических реакций.

В течение двух последних десятилетий был достигнут значительный прогресс в освоении методов генерации мощных потоков излучения ТГц диапазона. Обзор современного состояния источников ТГц излучения представлен в [3, 14, 15]. Однако остается проблема генерации ТГц излучения с характерной пиковой мощностью масштаба и выше 1 МВт в области частот выше 0.1 ТГц. На текущий момент существуют три основных подхода к генерации ЭМ излучения в данном диапазоне, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки. Прежде всего, отметим лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) ТГц диапазона [16, 17], которые успешно применяются для генерации ТГц излучения в импульсно-периодическом режиме. Лидером по достижению высокой пиковой и средней мощности в спектральной области выше 1 ТГц является Новосибирский ЛСЭ (Ново-ЛСЭ), созданный в ИЯФ СО РАН [17]. При энергии электронного пучка 12 МэВ Ново-ЛСЭ генерирует излучение в диапазоне частот 1.2–2.5 ТГц (длина волны ~ 0.3 –0.1 мм) при пиковой мощности до 1 МВт и длительности импульса 30–100 пс с интервалом между импульсами около 180 нс. Другим подходом является генерация вспышки терагерцового излучения при выстреле сверхкоротким импульсом лазерного излучения или пучком электронов по специально созданной мишени [18]. В этом случае импульс испускаемого излучения может иметь длительность менее пикосекунды, и, следовательно, ширина спектра излучения будет достигать нескольких ТГц. Третьим подходом является использование устройств, работающих на принципах вакуумной электроники,

в частности, гиротронов. Данные устройства в настоящее время являются наиболее распространёнными источниками ТГц излучения высокой мощности в частотном интервале 0.1–1 ТГц и способны работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме. При этом мощность излучения на выходе гиротронов, работающих в непрерывном режиме, достигает одного мегаватта [19] при частоте, приближающейся к 0.2 ТГц. При частоте генерации ≈ 0.7 ТГц импульсная мощность этого устройства достигает 0.2 МВт [20]. Тем не менее применение отмеченных выше подходов к созданию вакуумных генераторов встречает существенные трудности по мере превышения частотой уровня 0.3 ТГц. Можно также отметить высокую сложность и дороговизну технических решений при создании этих устройств. Имеется ещё одно обстоятельство, ограничивающее использование вакуумных генераторов в рамках используемых физических механизмов, которое связано с затруднениями в быстрой перестройке частоты генерации.

Таким образом, исследования, направленные на создание мегаваттных источников излучения в области частот свыше 0.1 ТГц, несомненно актуальны до настоящего времени. Одним из перспективных направлений в решении проблемы создания таких источников излучения является использование метода генерации излучения на базе механизмов пучково-плазменного взаимодействия. Особенность такого подхода состоит в использовании пучков релятивистских электронов (РЭП) гигаваттного уровня мощности, что позволяет получать на выходе генераторов поток излучения с мощностью масштаба десятков и даже сотен МВт. Кроме того, частота излучения в таких системах привязана к плазменной частоте, что открывает уникальную возможность быстрой перестройки частоты генерируемого излучения путём варьирования плотности плазмы.

Исходя из вышеизложенного можно утверждать, что выбранная тема диссертационной работы, которая направлена на проведение исследований процесса генерации ТГц ЭМ излучения при коллективной релаксации РЭП в

столбе замагниченной плазмы и на определение перспективы создания специализированных генераторов ЭМ излучения на основе пучково-плазменного взаимодействия, представляется безусловно актуальной.

Степень разработанности темы исследования

Экспериментальные исследования взаимодействия РЭП с плазмой в лабораторных условиях были начаты во второй половине прошлого столетия [21, 22]. С одной стороны, такие исследования были направлены на поиск механизмов нагрева плазмы применительно к решению термоядерной проблемы [23, 24]. С другой стороны, они способствовали раскрытию механизмов генерации всплесков излучения в солнечной короне и других объектах космического пространства [25, 26]. Как было выяснено в ходе этих исследований, релаксация РЭП при его инжекции в плазму происходит за счёт развития пучковой (или, другими словами, двухпотоковой) неустойчивости, существование которой было предсказано А. И. Ахиезером и Я. Б. Файнбергом (1949) [27], а также независимо Д. Бомом (D. Bohm) и Е. Гроссом (E. Gross, 1949) [28]. Развитие этой неустойчивости приводит к возбуждению и накачке плазменных волн. Возникновение такой неустойчивости обусловлено резонансным взаимодействием пучка заряженных частиц, движущегося в плазме, с возбуждаемыми им плазменными волнами в условиях черенковского резонанса. Эти нарастающие плазменные колебания могут участвовать в различных процессах, приводящих к нагреву электронной компоненты плазмы в открытых ловушках [23, 29, 30], подавлению продольной электронной теплопроводности [31, 32], а также эмиссии ЭМ излучения на частоте электронных плазменных колебаний [33 – 35]. Причём мощность и спектр излучения существенно зависят от того, какие процессы доминируют в пучково-плазменной системе в данном конкретном случае.

В частности, в случае слаботурбулентной плазмы к эмиссии излучения со спектром в окрестности электронной плазменной частоты приводит процесс

рассеяния ленгмюровских волн на ионно-звуковых колебаниях плазмы, так называемый $l + s = t$ процесс [36]. В случае сильной турбулентности реализуется быстрая перекачка ленгмюровских волн по спектру в область больших волновых чисел и генерация излучения может возникать за счёт процессов рассеяния ленгмюровских колебаний на вынужденных флуктуациях плотности плазмы, связанных с развитием модуляционной неустойчивости из-за слияния незапертых в каверны высокочастотных колебаний из длинноволновой части турбулентного спектра [37, 38], а также за счёт сильно нелинейных процессов внутри коллапсирующих каверн [39]. Кроме того, возможна генерация излучения и на частотах кратных плазменной. В формировании излучения на удвоенной плазменной частоте участвуют слаботурбулентные процессы слияния ленгмюровских волн $l + l = t$ [40], процессы конверсии на флуктуациях плотности плазмы ленгмюровских колебаний [41] с частотой, близкой к удвоенной частоте. Либо генерация ЭМ колебаний коллапсирующими кавернами в сильно-турбулентной плазме [42, 43].

Нельзя не отметить, что многие вопросы по генерации излучения еще не решены и теоретические исследования механизмов трансформации волн продолжаются до настоящего времени. В последние годы они сосредоточены на интерпретации [44, 45] экспериментальных исследований по инжекции в замагниченный плазменный столб РЭП с килоамперным током [35, 46], в которых достигается высокий уровень плотности энергии плазменных колебаний. Кроме того, в ходе развития исследований данной тематики оформилось отдельное направление исследований, направленное на создание генераторов и усилителей когерентного ЭМ излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов, в которых частотно-селективные свойства электродинамической системы определяются плазменной средой, так называемая плазменная СВЧ электроника [47]. Среди институтов, в которых осуществляются исследования по данной тематике, особо выделим Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН (г. Москва) [48].

Что касается экспериментальных исследований накачки интенсивных электронных колебаний в замагниченной плазме при инъекции РЭП, то это научное направление было открыто в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (г. Новосибирск) [21 – 23]. На начальном этапе эти исследования проводились на установках ИНАР [22] и ГОЛ-1 [29] при длительности импульса инжектируемого пучка масштаба 100 нс. В дальнейшем эти исследования были продолжены на установках ГОЛ-М [43, 49] и ГОЛ-3 [30 – 32] с использованием пучков микросекундной длительности. Основной задачей исследования в отмеченных публикациях являлась инъекция в плазму РЭП с током от единиц до десятка килоампер применительно к накачке плазменных колебаний, которые при затухании нагревают плазменные электроны [31] и в последующих процессах – ионы [32]. В последнее десятилетие фокус исследований сместился на изучение процессов накачки плазменных колебаний для генерации ЭМ излучения на плазменной частоте. Первая серия опытов данной направленности проведена на установке ГОЛ-3 [33, 34]. В дальнейшем эти исследования были продолжены на созданной специализированной установке ГОЛ-ПЭТ [35]. Результаты цикла исследований, проведённых на этой установке за последние пять лет, были положены в основу представляемой диссертационной работы.

Главной целью диссертации являлось достижение максимальной мощности направленного потока ТГц излучения, выходящего вдоль оси пучково-плазменной системы, и установление закономерностей в изменениях его спектра в зависимости от параметров пучково-плазменной системы. Для достижения цели в работе поставлены и решены следующие **задачи**:

1. Создать систему приготовления столба предварительной плазмы, которая обеспечивает возможность получения различных вариантов распределения её плотности, как по сечению, так и по длине столба.

2. На основе имеющихся методик измерений параметров сильноточных РЭП создать комплекс диагностик для измерения функции распределения пучковых электронов по питч-углам и по энергиям.
3. Адаптировать радиометрический диагностический комплекс для регистрации спектральных характеристик потока генерируемого излучения в условиях проводимой серии экспериментов.
4. Создать компьютерную систему сбора и обработки экспериментальных данных, а также последующего их анализа применительно к сопоставлению результатов экспериментов с теоретическими моделями.
5. Осуществить измерения угловых характеристик электронов инжектируемого пучка и их функции распределения по энергиям после взаимодействия пучка с плазмой.
6. Провести измерения макроскопических характеристик и спектрального состава потока ТГц излучения, генерируемого в пучково-плазменной системе в условиях варьирования параметров плазмы, инжектируемого пучка и ведущего магнитного поля.
7. Провести сопоставление результатов экспериментальных исследований с имеющимися моделями теоретического описания процесса генерации излучения при пучково-плазменном взаимодействии.

Научная новизна

Впервые экспериментально установлены закономерности влияния на мощность и спектральный состав потока ТГц излучения, выходящего вдоль оси пучково-плазменной системы, со стороны распределения плотности по радиусу замагниченного плазменного столба и спада плотности плазмы на его торце. Достигнуты рекордно высокие величины мощности (8 ± 2 МВт) и энергосодержания (5–7 Дж) в этом потоке ТГц излучения при микросекундной длительности импульса. В лабораторных условиях исследований впервые реализован механизм генерации килоамперным РЭП ЭМ излучения в

замагниченной плазме путём прямой накачки ЭМ ветви плазменных колебаний. Впервые измерено распределение замагниченных релятивистских электронов с энергией 0.5 МэВ по питч-углу для десятикилоамперного пучка после преобразования его сечения из ленточного в круглое. Впервые измерено энергетическое распределение релятивистских электронов пучка, обеспечившего генерацию в плазме мультимегаваттного потока на плазменной частоте.

Теоретическая значимость диссертационной работы состоит в том, что в ходе проводимых исследований были установлены закономерности генерации ЭМ излучения в замагниченном плазменном столбе на верхне-гибридной плазменной частоте и её удвоенной величине при коллективном торможении в нём РЭП микросекундной длительности с килоамперным током. Это служит основой для проверки адекватности теоретических моделей, развитых в последнем десятилетии, по генерации излучения в пучково-плазменной системе.

Практическая значимость разработок и исследований, выполненных в рамках диссертации, обеспечивается возможностью использования полученных результатов в ряде практических приложений.

Экспериментально измерены характеристики продольного потока ТГц излучения, генерируемого в пучково-плазменной системе, представляющие интерес для ряда практических приложений. Полученный в пучково-плазменной системе направленный поток ТГц излучения микросекундной длительности с приемлемой величиной угловой расходимости ($5-7^\circ$) и рекордным уровнем мощности (8 ± 2 МВт) в области частот 0.1–0.3 ТГц применим для воздействия на объекты и материалы.

Предложенная методика обработки экспериментальных данных на основе подхода Танабэ-Хуанга обеспечивает восстановление функции распределения электронов путём решения обратной задачи по ограниченному набору результатов измерений без дополнительных предположений о

характере этой функции распределения, что позволило измерить угловую расходимость электронов в пучке, генерируемом на ускорителе У-2.

Созданная система формирования плазменного столба с заданным профилем плотности на основе высоковольтного (В/В) разряда с импульсным напуском газов положена в основу разработки плазменной секции пучково-плазменного генератора излучения в области частот выше 0.6 ТГц с использованием пучка, генерируемого в линейном индукционном ускорителе.

В целом, результаты диссертационной работы будут использованы для дальнейшего продвижения в развитии инженерно-физических решений по генерации мощных потоков ТГц излучения в пучково-плазменных системах и, соответственно, могут быть использованы при создании импульсных генераторов такого излучения мультимегаваттного уровня мощности.

Методология и методы диссертационного исследования

Методологической основой диссертационной работы являются экспериментальные методы исследования генерации ЭМ излучения, возникающего при релаксации РЭП в замагниченном плазменном столбе. Для определения зависимостей процессов взаимодействия РЭП с плазмой, приводящих к формированию потоков ТГц излучения, проведены измерения параметров плазмы, пучка и излучения. Для измерения энергетического и углового распределений электронов в релятивистском пучке использованы два датчика, в основе работы которых используется контактная методика измерений параметров РЭП. Измерение локальных параметров плазмы осуществлено системой Томсоновского рассеяния на основе использования импульсного лазерного пучка, которое дополнено интерферометрией на квазистационарном лазерном луче. Для измерения спектрального состава генерируемого излучения в области частот менее 0.5 ТГц использована система из частотно-селективных датчиков на основе диодов с барьером Шоттки. Для измерения полной мощности в потоке излучения применён калориметр. Для обработки результатов измерений и анализа характерных

зависимостей создан комплекс компьютерных программ, обеспечивающих сбор и первичную обработку данных с последующим представлением спектральных характеристик излучения в корреляции с параметрами пучка и плазмы.

Положения, выносимые на защиту:

1. При релаксации РЭП с плотностью тока $1.5\text{--}2\text{ кА/см}^{-3}$, энергией электронов $0.4\text{--}0.6\text{ МэВ}$ и угловой расходимостью 0.1 ± 0.02 рад в замагниченном плазменном столбе с плотностью $0.4 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-3}$ и выше пучково-плазменная система генерирует потоки излучения в спектральной области $0.1\text{--}0.6\text{ ТГц}$ с энергосодержанием $5\text{--}7\text{ Дж}$ при длительности импульса на полувысоте $0.5\text{--}0.8\text{ мкс}$ и, соответственно, с рекордным уровнем мощности $8\pm 2\text{ МВт}$, что было показано в экспериментах на ГОЛ-ПЭТ.

2. Переход от однородного распределения плотности плазмы к распределению с модулированной по радиусу приводит к 30-кратному росту спектральной плотности мощности в потоке излучения на частоте верхне-гибридных плазменных колебаний, которая лежит в интервале $0.2\text{--}0.3\text{ ТГц}$.

3. Конфигурация плазменного столба с резким понижением плотности на его торце, обращённом к коллектору, поглощающему электроны прошедшего через плазму пучка, обеспечивает эффективный вывод потока излучения в вакуум и далее из вакуума в атмосферу. Выводимый таким образом поток излучения обладает угловой расходимостью $5\text{--}7^\circ$ и может распространяться на расстояние нескольких метров, сохраняя мощность на уровне нескольких мегаватт.

4. Разработана методика решения обратной задачи для восстановления функции распределения электронов по углам и энергии в ходе компьютерной обработки экспериментальных данных, в которой используются только базовые представления о виде функции, а не накладываются строгие ограничения на её характер поведения.

5. Использование взрыво-эмиссионного катода в ленточном диоде с магнитной изоляцией позволяет получать в ходе трансформации и сжатия сечения пучка в ведущем магнитном поле плотность тока МЭВ-ных электронов $1\text{--}2\text{ кА/см}^2$ при их среднеквадратичном угловом разбросе $4\text{--}6^\circ$, что достоверно установлено в результате большого числа экспериментов.

6. Использование модифицированной системы высоковольтного разряда обеспечивает формирование замагниченного плазменного столба с возможностью задания различных профилей распределения плотности, подходящих для эффективной генерации направленных потоков ТГц излучения при пучково-плазменном взаимодействии.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов достигается хорошо обоснованным выбором геометрии и параметров проводимых экспериментов, калибровкой используемых при измерениях датчиков, высокоэффективной системой сбора и обработки данных, полученных при многократном проведении экспериментов. Приведённые выводы сформулированы на основе большого массива экспериментальных данных. Основные закономерности подтверждаются теоретическим описанием процессов генерации.

Результаты работы докладывались на конкурсах молодых ученых и семинарах в ИЯФ СО РАН, а также представлялись на международных конференциях:

1. XLVII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (г. Звенигород, Россия, 2020);
2. 2020 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS), (г. Сингапур, Республика Сингапур, 2020);
3. 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM) (Республика Алтай, Россия, 2021).

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных и электронных изданиях, из них 4 в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК, и 3 в сборниках тезисов докладов научных конференций.

В рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК:

1. New detector and data processing procedure to measure velocity angular distribution function of magnetized relativistic electrons / A. V. Arzhannikov, M. A. Makarov, D. A. Samtsov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — Vol. 942. — P. 162349. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162349>. — Дата публикации: 10.07.2019.
2. Well-directed flux of megawatt sub-mm radiation generated by a relativistic electron beam in a magnetized plasma with strong density gradients / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, A. A. Kasatov [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2020. — Vol. 62, nr 4. — P. 045002. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6587/ab72e3>. — Дата публикации: 19.02.2020.
3. Creation of plasma column with different density gradients to generate terahertz radiation during beam-plasma interaction / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, P. V. Kalinin [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1647. — P. 012011. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1647/1/012011> (дата обращения: 02.05.2023).
4. Energy Content and Spectral Composition of a Submillimeter Radiation Flux Generated by a High-Current Electron Beam in a Plasma Column With Density Gradients / A. V. Arzhannikov, S. L. Sinitsky, S. S. Popov [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2022. — Vol. 50, nr 8.

— P. 2348–2363. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9813494>. — Дата публикации: 01.07.2022.

В сборниках тезисов докладов научных конференций:

1. Создание плазменного столба с различными градиентами плотности для генерации ТГц излучения в пучково-плазменном взаимодействии / А. В. Аржанников, И. А. Иванов, П. В. Калинин [и др.]. — Текст : электронный // Тезисы докладов XLVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, Россия, 16–20 марта 2020 года). — Москва, 2020. — С. 201. — URL: <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLVII/Pt/ru/GK-Samtsov.docx> (дата обращения: 02.05.2023).
2. Generation of Directed Flux of Megawatt THz Radiation as Result of Strong REB-Plasma Interaction in Plasma Column / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, A. A. Kasatov [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2020 IEEE International Conference on Plasma Science (Singapore, 6–10 December 2020). — IEEE, 2020. — P. 568. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/9717519> (дата обращения: 02.05.2023).
3. Eight-Channel Polychromator for Spectral Measurements in the Frequency Band of 0.1-0.6 THz / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, S. A. Kuznetsov [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (Souzga, the Altai Republic, Russia, 30 June – 4 July 2021). — IEEE, 2021. — P. 101–105. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9507604> (дата обращения: 02.05.2023).

Исследования поддержаны грантом Российского научного фонда (Договор № 19-12-00250, 2019–2021 гг.) и персональным грантом Российского фонда фундаментальных исследований (Договор № 20-32-90045, 2020–2022 гг.).

Личный вклад

Участие автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. Автор диссертации принимал активное участие в формулировании требующих решения задач, проведении необходимых экспериментов, анализе полученных результатов, подготовке публикаций и представлении результатов на международных конференциях. Подготовка к публикации полученных результатов работы проводилась совместно с соавторами. Список публикаций, рекомендованных ВАК, приведенный во введении, содержит 4 работы. Авторский вклад соискателя в статье 1 заключается в построении численной модели для расчёта прохождения электронов через вещество в коллекторах датчика углового разброса. Результаты численного моделирования, проведенного автором, использовались для оптимизации геометрических размеров коллекторов и при вычислении функций чувствительности, которые необходимы для восстановления углового распределения электронов в пучке. Авторский вклад соискателя в статьях 2 и 4 заключается в измерении спектральной плотности мощности ТГц излучения, обработке полученных результатов, а также анализе зависимости спектральной плотности мощности от различных параметров эксперимента и, в частности, от плотности плазмы. В статье 3, посвященной генерации столба предварительной плазмы, соискателем сформулировано и реализовано в экспериментах предложение по использованию управляемого напуска нейтрального газа для варьирования продольного профиля плотности плазмы с целью обеспечения оптимальных условий формирования продольных потоков ТГц излучения. Значительная доля экспериментов, результаты которых приведены в статье 4, выполнена под руководством соискателя. В результате работы автора диссертации были определены параметры пучково-плазменной системы, обеспечивающие генерацию импульса излучения мультимегаваттного уровня мощности.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 129 страницы с 50 рисунками и 6 таблицами. Список литературы содержит 86 наименований.

В первом разделе описаны структура, сценарий работы и функциональные характеристики составляющих установки ГОЛ-ПЭТ. Описан диагностический комплекс установки ГОЛ-ПЭТ. Для известных методик дано лишь краткое описание. Подробно описаны радиометрическая система для регистрации спектрального состава излучения, методика и контактный датчик для измерения параметров РЭП. **Во втором разделе** изложены результаты экспериментов по созданию столба предварительной плазмы, в которую должен инжектироваться РЭП с током масштаба 10 кА. Описаны характерные особенности системы В/В разряда для формирования плазменного столба для проведения исследований по генерации ТГц излучения. **В третьем разделе** приведены результаты измерения распределения электронов пучка поpitch-углам с использованием контактного датчика. На основе проведённых измерений проведены оценки длины релаксации РЭП в плазме. **Четвёртый раздел** посвящен исследованию процесса генерации ТГц излучения в пучково-плазменной системе, распространяющегося вдоль оси плазменного столба, а также измерению характеристик этого излучения. Проведены измерения ключевых характеристик потока излучения: спектрального распределения плотности мощности, энергосодержание и пространственное распределение мощности в потоке. **В заключении** проведен анализ полученных результатов, обобщены закономерности процессов генерации излучения, наблюдаемых в эксперименте, обозначены планы и перспективы дальнейшего развития данной тематики. Сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Раздел 1 Описание установки ГОЛ-ПЭТ и комплекса используемых диагностик

Экспериментальные исследования по генерации ТГц излучения при пучково-плазменном взаимодействии проводятся в ИЯФ СО РАН на установке ГОЛ-ПЭТ. Данная установка была создана с использованием инфраструктуры ранее использовавшейся установки ГОЛ-3 [50] в комплексе ДОЛ. Схема установки ГОЛ-ПЭТ представлена на рисунке 1.1 (а).

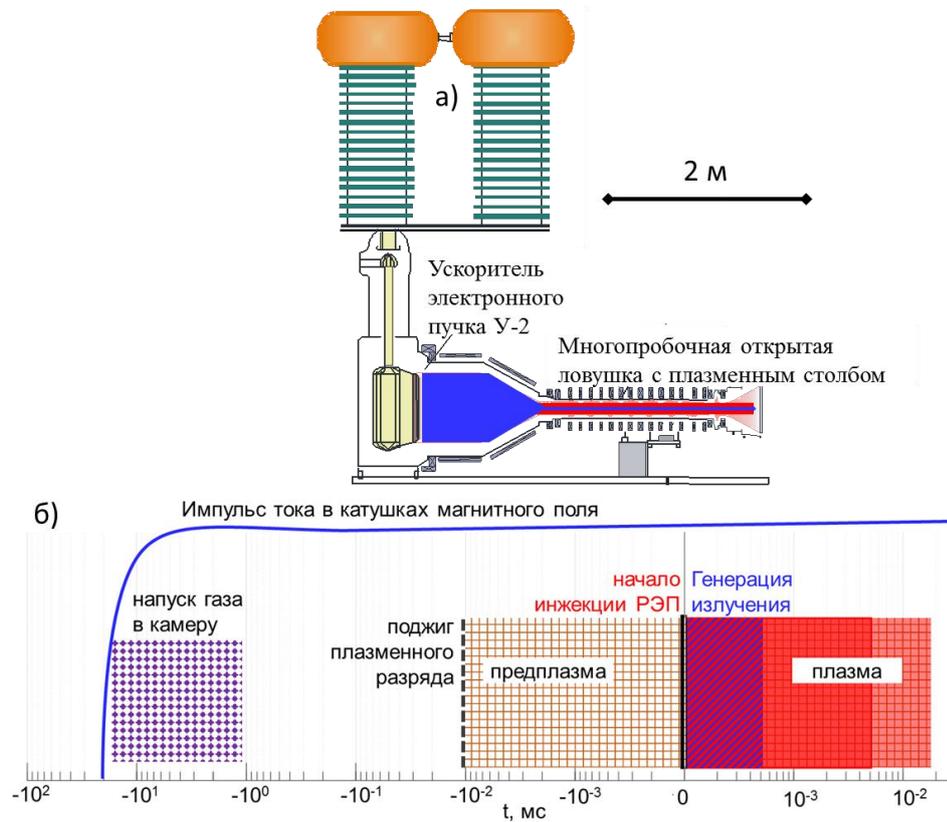


Рисунок 1.1 — Общая схема установки ГОЛ-ПЭТ (а) и временная диаграмма проведения эксперимента (б)

Установка состоит из ускорителя У-2, генерирующего пучок МэВ-ных электронов с током до 20 кА, и многопробочной открытой магнитной ловушки [51], в которой удерживается столб плазмы с плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [52]. Основная задача экспериментов на этой установке состоит в проведении исследований взаимодействия РЭП с замагниченной плазмой, в результате

которого в этой пучково-плазменной системе генерируется направленный поток ЭМ излучения на частоте электронных плазменных колебаний. Поскольку работа указанных составляющих установки осуществляется в форме коротких импульсов, то при описании экспериментов на ней будет использоваться термин «выстрел».

Временная диаграмма, отражающая порядок срабатывания различных систем установки и характерный период их работы, приведена на рисунке 1.1 (б). Далее более подробно рассмотрим основные системы установки в хронологическом порядке их срабатывания.

Вначале создается ведущее магнитное поле. Магнитная система установки состоит из трёх подсистем: диодных катушек, катушек системы трансформации пучка и катушек соленоида. Питание каждой из подсистем осуществляется независимо, путём подключения катушек с помощью тиристорных ключей к соответствующим блокам ёмкостных накопителей. Уровень заряда, запасенный в конденсаторах, определяет величину тока в катушках и, соответственно, напряженность магнитного поля. Такой подход в перспективе позволит варьировать продольное распределение поля путём программного управления уровнем зарядки отдельных блоков конденсаторной батареи. В проведённых экспериментах использовалась конфигурация магнитного поля, описанная ниже. Средняя величина магнитного поля в катод-анодном зазоре ускорительного диода У-2 составляет 0.3 Тл. На входе плазменного столба создается магнитная пробка, индукция поля в которой достигает 6 Тл. Период гофрировки магнитного поля в соленоиде в описываемых экспериментах составил 22 см при пробочном отношении $V_{\max}/V_{\min}=4.5/3.2$. Длительность импульса тока в катушках соленоида достигает 30 мс, что обеспечивает неизменность ведущего магнитного поля за время выстрела плазмой на уровне 0.5%.

Затем осуществляется напуск газа в вакуумный объем установки. Система напуска состоит из четырёх импульсных клапанов, установленных в

различных сечениях камеры по её длине. Расположение клапанов приведено на схеме плазменной части установки, на рисунке 1.2. Отметим, что при описании пространственного расположения элементов установки мы будем использовать направление вдоль оси плазменного столба, обозначенное координатой z , при этом начало отсчёта $z=0$ помещается в точку максимума индукции поля в магнитной пробке, через которую инжектируется РЭП.

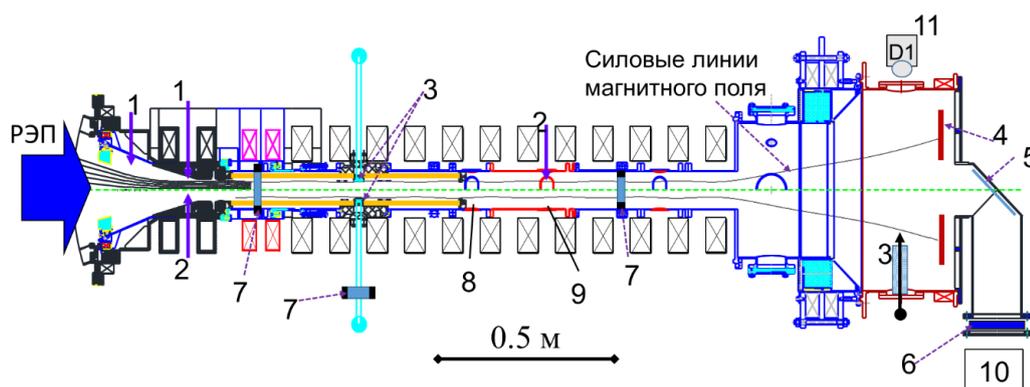


Рисунок 1.2 — Схема плазменной секции установки ГОЛ-ПЭТ.

- 1 — криптоновые импульсные клапаны; 2 — водородные импульсные клапаны; 3 — основные и дополнительный разрядные электроды; 4 — приёмник РЭП; 5 — поворотное зеркало; 6 — окно вывода излучения; 7 — пояса Роговского; 8 — положение системы Томсоновского рассеяния; 9 — положение интерферометра Майкельсона; 10 — комплекс диагностик ТГц излучения; 11 — одиночный датчик ТГц излучения

В среднем длительность напуска газов происходит в течение 1–2 мс. Их требуемое распределение по длине установки достигается путём задержки

инициации разряда на время необходимое для равномерного растекания газа внутри камеры, которое составляет примерно 10 мс.

Моменты времени для открытия клапанов и поджига плазменного разряда выбираются таким образом, чтобы начало пробоя в газе соответствовало максимуму тока в магнитных катушках. Детальное описание работы системы приготовления плазмы будет приведено в разделе 2. Отметим только, что для создания предварительной плазмы используется система В/В разряда, обеспечивающая развитие электрического пробоя в газе.

Спустя примерно 20 мкс, в момент времени, соответствующий максимуму плотности предварительной плазмы, начинается инжекция РЭП. Электронный пучок генерируется в магнитно-изолированном ленточном диоде с взрыво-эмиссионным катодом. Этот катод изготовлен из волокнистого графитового материала (карботекстима) и имеет вытянутую форму с сечением эмиссионной поверхности $75 \times 5 \text{ см}^2$. Благодаря этим двум особенностям диода, при напряжении на ускорительном диодном промежутке 0.4–0.8 МВ значение тока пучка на его выходе имеет масштаб 50 кА при длительности импульса около 5 мкс. Генерируемый в диоде пучок электронов транспортируется в ведущем магнитном поле со средним значением индукции 0.3 Тл до области, предназначенной для трансформации его сечения. В этой области пространства присутствует квадрупольная составляющая в индукции магнитного поля и обеспечивается рост продольной составляющей индукции от 0.3 до 5 Тл. В этих условиях осуществляется трансформация сечения пучка из ленточного $75 \times 5 \text{ см}^2$ в круглое и последующее сжатие сечения до диаметра 4 см. Сжатие сечения пучка происходит в облаке тяжелого нейтрального газа (Kr), что позволяет обеспечить нейтрализацию объемного заряда пучка и предотвратить отражение назад в ускорительный диод значительной части его электронов. Далее, пучок уже круглого сечения инжектируется в цилиндрический столб плазмы диаметром $\sim 7\text{--}8 \text{ см}$ с плотностью $n_e \sim 10^{13}\text{--}10^{14} \text{ см}^{-3}$. После прохождения плазменного столба пучок электронов попадает в узел-расширитель. Электронный пучок распространяется через

расширитель в условиях сильно спадающей индукции магнитного поля, что приводит к увеличению сечения РЭП и снижению плотности тока. В конце расширительного узла находится приёмник (коллектор) РЭП, который выполнен из графитовой пластины с отверстием в центре диаметром 150 мм. В итоге оказывается, что основная доля электронов РЭП поглощается на графитовом коллекторе (4) большой площади, и лишь небольшая часть пучка проникает через отверстие в нём. Обычная длительность импульса инжекции РЭП в описываемых экспериментах составила 6 мкс.

В результате взаимодействия РЭП с плазмой происходит генерация потоков ЭМ излучения ТГц диапазона частот. Излучение, распространяющееся вдоль оси плазменного столба, входит вместе с РЭП в расширитель, а затем через отверстие в приемнике пучка попадает в квазиоптический волноводный тракт диаметром 140 мм. Далее поток излучения распространяется в этом тракте до поворотного зеркала (5). Зеркало имеет эллиптическую форму, которая соответствует сечению места соединения двух одинаковых труб под углом 90° . Выполнено из толстой металлической пластины и установлено под углом 45° к оси установки. Поток ЭМ излучения, отражённый от зеркала, распространяется по стальной трубе и выводится в атмосферу через выходное окно, изготовленное из фторопласта (6).

Диагностический комплекс установки включает системы регистрации параметров пучка, плазмы и ТГц излучения, а также характеристик электрических цепей, реализуемых на установке. Энергия инжектируемых электронов определяется по напряжению на ускорительном диоде, которая измеряется трёхкаскадным делителем высокого напряжения. Первый каскад представляет собой 22-секционный резистивно-ёмкостной делитель. Второй каскад – резистивный с коэффициентом деления 116 и выходным сопротивлением 75 Ом, соответствующим сопротивлению кабеля передачи. Третий каскад представляет собой набор перестраиваемых аттенюаторов, обеспечивающих уровень сигнала 10 В, подходящий для регистрации

модулями АЦП. Ток пучка в диоде, системе сжатия пучка, а также в нескольких сечениях плазменного столба измеряется импульсными трансформаторами тока (7). Трансформаторы тока изготовлены из проволоки, равномерно намотанной на фторопластовый тор, и установлены на внутренней стороне стальной вакуумной камеры. Датчики закрыты ситаловыми (SO115M) диафрагмами для предотвращения попадания на них электронов пучка и потоков плазмы.

Для измерения плотности плазмы применяются две оптические диагностики. Зависимость среднего по диаметру значения плотности плазмы от времени измеряется при помощи интерферометра Майкельсона (8) на длине волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм [53]. В конфигурации, реализованной на установке, предметный луч проводится через столб плазмы камеры и обратно, отражаясь от сферического зеркала. Для регистрации набега фазы, набранного при двукратном прохождении плазменного столба, используется быстрый детектор инфракрасного излучения. Для калибровки измеренного набега фазы в опорном плече интерферометра было установлено подвижное зеркало на пьезокерамическом основании. Интерференционный сигнал, вызванный движением зеркала, регистрируется после окончания всех процессов в плазме. Максимальный размах зеркала соответствует линейной плотности плазмы $\langle n \cdot l \rangle = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻². Диагностика имеет разрешение на уровне $3 \cdot 10^{14}$ см⁻² и временное разрешение 40 нс.

Для измерения локальной плотности плазмы по радиусу используется система Томсоновского рассеяния (9) на основе твёрдотельного неодимового (Nd) лазера с длиной волны $\lambda = 1.053$ мкм [54]. Фотография лазерной системы приведена на рисунке 1.3 (а). Лазерный луч диаметром 2 мм, длительностью импульса 60 нс и максимальной энергией в импульсе ~20 Дж проходит через плазменный столб по его диаметру в выбранный момент времени на стадии В/В разряда, или инжекции электронного пучка. Лазерное излучение, рассеянное электронами плазмы в каждой локальной области лазерного луча длиной 6 мм, фокусируется в отдельное оптическое волокно.

Далее лазерное излучение передаётся по световодам на фотоприемники. Отметим, что для достижения корректной работы диагностики регулярно проводились калибровки чувствительности каналов и проверка вклада в сигналы со стороны паразитного рассеяния (см. рисунок 1.3 (б)). Вычисление плотности по результатам измерений выполнялось следующим образом. В нашем случае предварительно производилась калибровка чувствительности каналов системы рассеяния с использованием механизма Рэлеевского рассеяния фотонов лазерного луча на нейтральном азоте. Для достижения приемлемого уровня сигнала в каналах регистрации вакуумная камера заполняется азотом под давлением 5000 Па. Кроме того, для оценки вклада в регистрируемые сигналы со стороны паразитного рассеяния лазерного луча на элементах оптического тракта в вакуумной камере регулярно проводились тестовые эксперименты с регистрацией сигналов в каналах в условиях, когда в ней поддерживается высокий вакуум. Вычисления плотности плазмы осуществлялся в компьютерной программе путём сравнения сигналов Томсоновского и Рэлеевского рассеяния с учётом вклада в их величину паразитного рассеяния лазерного луча.

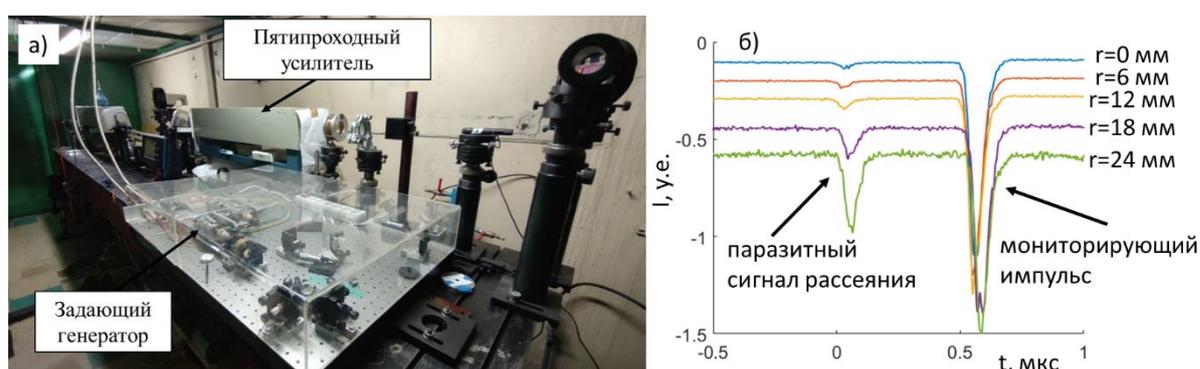


Рисунок 1.3 — Система Томсоновского рассеяния: фотография лазера (а); пример паразитных сигналов (б)

1.1 Комплекс диагностик ТГц излучения

Необходимо отметить, что в настоящее время отсутствуют доступные регистраторы микросекундных импульсов мощного (\sim МВт) ТГц излучения с приемлемым временным разрешением. Это объясняется малой мощностью в потоках излучения от естественных источников, с одной стороны, и отсутствием доступности искусственных источников с другой. В связи с чем при проведении исследований дополнительно решалась задача измерения характеристик мощного потока ТГц излучения эмитируемого из плазмы. В нашем случае, в качестве основной диагностики излучения использовался набор частотно-селективных датчиков на основе диодов с барьером Шоттки. Фотографии датчика приведены на рисунке 1.4. Входной тракт приёмника излучения представляет собой волноводный переход от сверхразмерного сечения 3.6×1.8 мм² до сечения внутреннего волновода секции 0.72×0.36 мм². Поперечный размер входного тракта определяет частоту волноводной отсечки приёмника.



Рисунок 1.4 — Фотография датчика ТГц излучения

На основе имеющегося набора датчиков был создан 8-канальный полихроматор, прибор для измерения спектральной плотности мощности в потоке излучения [55]. Восьмиканальный полихроматор разрабатывался для того, чтобы обеспечить высокую чувствительность в интервале частот 0.1–0.6 ТГц, захватывающем плазменную частоту и её удвоенную величину, при плотностях плазмы масштаба $(10^{14}–10^{15})$ см⁻³. Данное устройство состоит

из двух симметричных секций. Фотография первой секции и схематическое изображение второй секции приведены на рисунке 1.5.

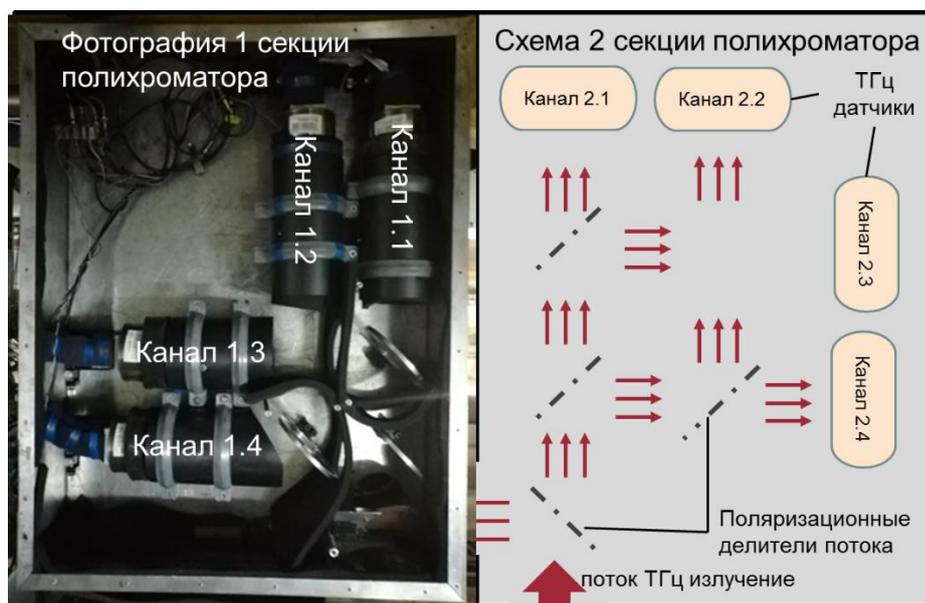


Рисунок 1.5 — Схема распространения потока излучения в одной из секций полихроматора и фотография расположения элементов квазиоптического тракта в другой

Обе секции полихроматора размещены в индивидуальных защитных металлических боксах, обеспечивающих экранирование датчиков от ЭМ наводок. Эти боксы покрыты с внутренней стороны специальным материалом, поглощающим ТГц излучение, рассеянное на оптических элементах полихроматора. В данном случае использовался поролон, пропитанный аквадагом (суспензия графита). Внутри боксов смонтирована квазиоптическая система с частотно-селективными датчиками. Квазиоптическая система выполнена из набора поляризационных делителей и полосовых фильтров. И использованные крепления обеспечивают возможность юстировки поляризационных делителей и датчиков. Разделение и направление излучения, попадающего на вход полихроматора, организовано таким образом, что излучение, поступающее на каждый регистрирующий его датчик, ослабляется одинаковым образом. Частотная селективность каналов полихроматора

обеспечивалась при помощи полосовых фильтров [56]. На рисунке 1.6 приведены фотография такого фильтра и функции пропускания набора используемых фильтров.

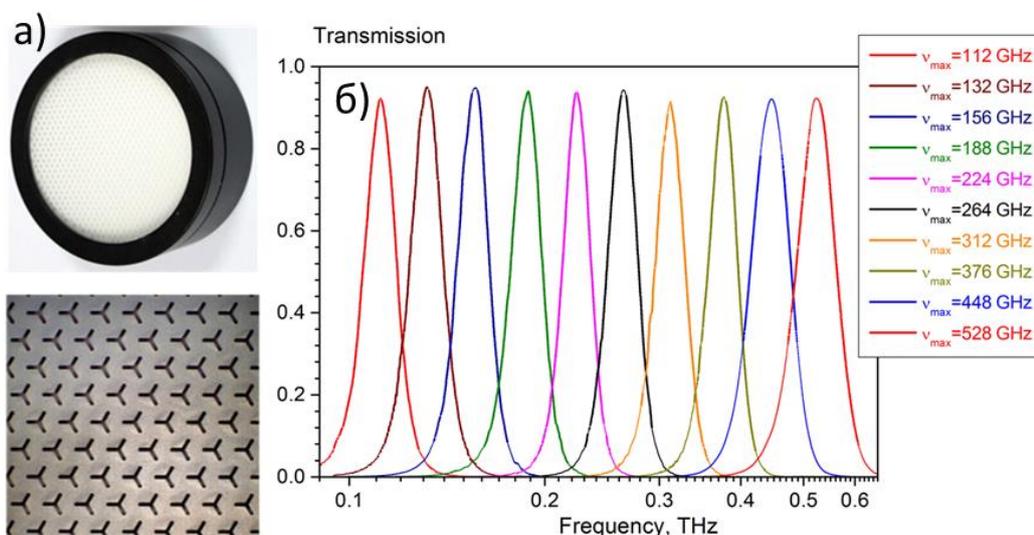


Рисунок 1.6 — Фотография фильтра и его частотно-селективной структуры (а); зависимость пропускания от частоты для используемых фильтров (б)

Используемые фильтры подбирались таким образом, чтобы вместе со спектральной чувствительностью полупроводниковых детекторов итоговая чувствительность датчиков обеспечивала максимальное перекрытие диапазона регистрации излучения (0.1–0.6 ТГц). Излучение, доведенное до датчика, фокусируется на входное отверстие регистратора при помощи квазиоптической линзы плоско-гиперболической формы с показателем преломления $n \approx 1.44$ (фторопласт-4). В связи с высоким уровнем мощности в потоке излучения требовалось обеспечить ослабление сигнала, приходящего на детекторы. В качестве одного из методов ослабления потока использовался эффект естественного расширения потока и ослабления потока в атмосфере [57], в процессе его распространения. Для реализации данного подхода полихроматор располагался на расстоянии около 3 м от точки вывода излучения в атмосферу. Более существенным решением данной задачи стало использование набора специализированных поглощающих фильтров с дискретными значениями ослабления в диапазоне 10–20 Дб. Используемые

поглощающие фильтры (аттенюаторы потока излучения) представляют собой тонкие лавсановые плёнки с металлизацией поверхности способом испарения металла в вакууме и осаждения на поверхность полимера [58]. Важной особенностью этих поглощающих фильтров является одинаковое ослабление потока по всему спектру регистрируемых частот. Данные фильтры устанавливались как на входе полихроматора для ослабления потока в целом, так и в отдельных частотно-селективных каналах регистрации. Результирующая чувствительность каналов системы регистрации излучения вычислялась путём свертки собственной чувствительности полихроматора с функцией пропускания соответствующего полосового фильтра и аттенюатора (серый фильтр).

Для повышения достоверности результатов спектральных измерений 8-канальным полихроматором в интервале частот 0.1–0.5 ТГц на специальном стенде была проведена абсолютная калибровка спектральной чувствительности его каналов [59]. Схема экспериментов по калибровке полихроматора представлена на рисунке 1.7.

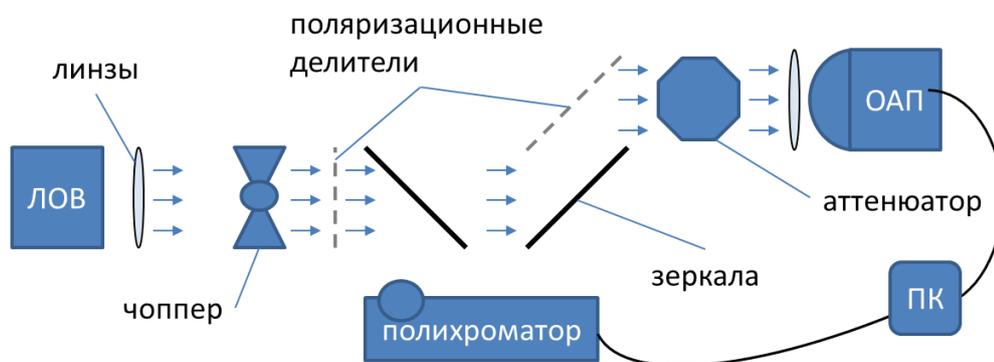


Рисунок 1.7 — Схема экспериментов по калибровке полихроматора

Процедура калибровки проводится следующим образом. Перед началом калибровки на стенде формируется тракт для проведения излучения от источника к приёмнику излучения (полихроматор, калориметр, ячейка Голея). Начальное введение полихроматора в измерительный тракт и его юстировка производятся при помощи оптического лазерного луча. Источник лазерного

излучения в этом случае временно устанавливается вместо источника излучения, в нашем случае ЛОВ (лампа обратной волны). Одновременно с установкой полихроматора выбирается положение и угол поворота для зеркала, направляющего поток излучения на вход полихроматора. Так как полихроматор регистрирует излучение в довольно широком диапазоне частот, то для калибровки использовался набор из ЛОВ, перекрывающих данный диапазон частот. После установки каждой из ламп производится её юстировка. Для этого из оптического тракта извлекается первое зеркало так, что излучение из лампы начинает доходить до ОАП (ячейка Голея). Данный прибор обладает значительно большей чувствительностью, чем полихроматор, поэтому он используется для юстировки ЛОВ. В процессе юстировки ЛОВ ищется положение лампы, соответствующее максимальному сигналу с датчика ОАП. На следующем этапе калибровки в тракт снова устанавливается зеркало, поворачивающее поток излучения в сторону входного отверстия полихроматора. Стоит отметить, что датчики в составе полихроматора чувствительны к поляризации излучения. В связи с данным фактом в измерительный тракт устанавливается поляризатор, поворачивающий поляризацию излучения лампы таким образом, что на вход полихроматора можно подавать излучение с заданной поляризацией, которая, например, регистрируется всеми датчиками либо соответствует поляризации конкретного датчика.

Поскольку есть небольшое расхождение между траекториями лазерного луча и излучения ЛОВ, то перед началом измерений корректируется положение датчиков. Измерение вольт-ваттной характеристики датчиков производится последовательно для всех каналов регистрации. В ходе проведения измерений для каждой лампы должна быть измерена зависимость мощности генерируемого излучения от частоты, желательно непосредственно на входе излучения в полихроматор. Это связано с тем, что мощность генерации ЛОВ не одинакова на всей полосе генерации, как правило, она больше в центре и меньше на границах диапазона частот лампы. Для

измерения мощности генерации лампы использовался ОАП. Прямые измерения сигналов с частотно селективных датчиков позволяет получить только относительную чувствительность датчиков. Абсолютная чувствительность каналов определяется как отношение относительной чувствительности к полной мощности излучения на входе полихроматора. На рисунке 1.8 представлены результаты последнего измерения спектральной чувствительности каналов в сопоставлении с предыдущими результатами калибровки полихроматора.

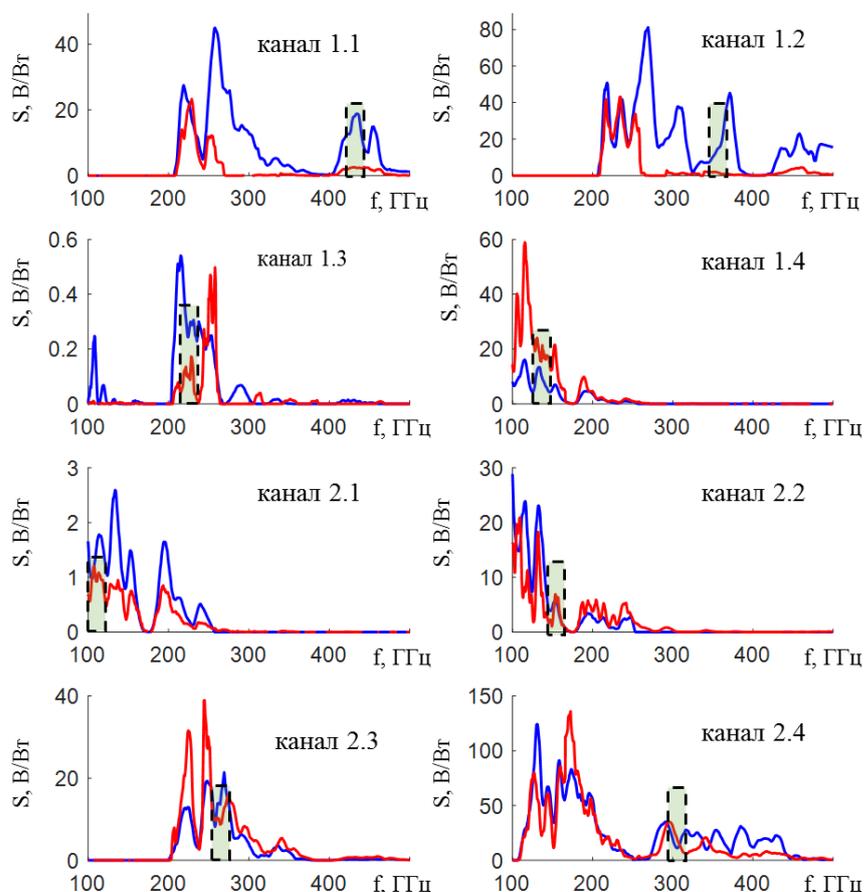


Рисунок 1.8 — Спектральные чувствительности каналов полихроматора для двух вариантов калибровки полихроматора, выполненных в 2012 (красные линии) и 2020 (синие линии) годах; пунктирной линией показано положение полосовых фильтров для каналов

Из графиков видно, что измеренные чувствительности каналов полихроматора демонстрируют хорошее согласование относительно областей

частотной чувствительности датчиков. Кроме того, для каналов 1.3, 2.2, 2.3 и 2.4 достаточно хорошо согласуются и абсолютные значения чувствительностей. Более того на каналах 1.1, 1.2 и 2.1 наблюдается увеличение чувствительности, которое связано с более качественной юстировкой датчиков и поляризационных делителей в процессе повторной калибровки полихроматора. В то же время можно отметить значительное уменьшение чувствительности канала 1.4, которое связано с деградацией самого детектора. Таким образом, сопоставление результатов двух циклов калибровки каналов полихроматора демонстрируют приемлемый уровень чувствительности каналов и их частотно-селективных характеристик. Таким образом, результаты калибровки полихроматора подтверждает надежность экспериментальных результатов, полученных с его использованием в экспериментах по генерации излучения на ГОЛ-ПЭТ.

Дополнительно для визуализации и исследования пространственного распределения мощности в потоке использовались панели из неоновых и газоразрядных ламп. Первая панель, составлена из неоновых ламп типа ГН-02. Область, занимаемая лампами, имела размеры 35×45 см², а расстояние между центрами ламп составляло 15 мм. Вторая панель состоит из 7 газоразрядных ламп, заполненных парами ртути, диаметром 2.5 см. Фото панели неоновых ламп приведено на рисунке 1.9.

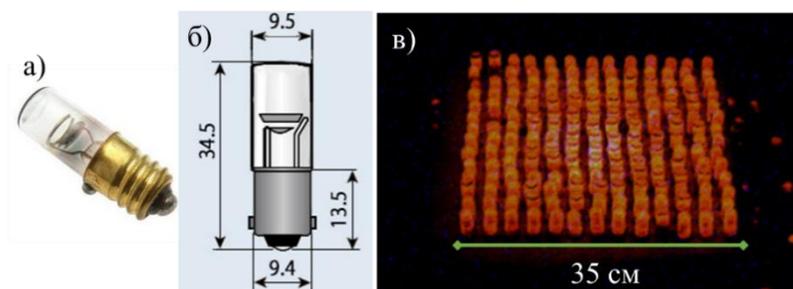


Рисунок 1.9 — Визуализатор потока ТГц излучения. Фото (а) и схема (б) неоновой индикаторной лампочки. Фото свечения панели ламп (в) во время эксперимента, когда сечение потока излучения превышает её размер

Принцип работы таких устройств основан на эффекте пробоя газа в стеклянной колбе лампы в условиях высокой напряжённости электрического поля в ЭМ волне проходящего потока. При высокой плотности мощности в потоке излучения электрическое поле волны обеспечивает такую скорость осциллирующих свободных электронов, которая достаточна для ионизации молекул неона. Свечение лампочек возникает при наличии возбуждённых состояний в атомах и в результате рекомбинации электронов с возникшими при ВЧ разряде ионами. В случае, когда потоки генерируемого излучения достигали достаточно высокой плотности мощности, напряжённость электрического поля волны достигала такого уровня, что возникал ВЧ разряд в колбах неоновых лампочек. Необходимо отметить, что данный эффект носит пороговый характер по плотности мощности, и в настоящее время этот эффект пробоя в поле волны позволяет получить только качественные представления о пространственном распределении плотности мощности в потоке излучения. Необходимо отметить, что для поджигания разряда в данных лампах необходима большая плотность мощности, чем для ламп типа ТН-02. Дальнейшее развитие этого подхода к регистрации распределения плотности мощности по сечению потока предполагается дополнить регистрацией тока, протекающего между электродами таких газоразрядных лампочек.

Для измерения энергосодержания в потоке излучения в серии экспериментов использовался калориметр, созданный в ИПФ РАН [60]. Калориметр, схематическое изображение которого приведено на рисунке 1.10, представляет собой тонкостенную медную трубу диаметром 115 мм, покрытую по внутренней поверхности специальными секциями из керамического поглотителя толщиной 2 мм. С внешней стороны медной трубы смонтирована термобатарея медно-константановых термопар, которые распределены равномерно по поверхности. Температура холодных спаев каждой из термопар фиксируется массивной медной цилиндрической оболочкой. Данная система вложенных цилиндрических оболочек помещена в тонкостенный стакан из нержавеющей стали, и для снижения потерь тепла из

калориметра как целого, этот стакан помещён в теплоизолирующий кожух. Стакан из нержавеющей стали обеспечивает вакуумные условия в полости калориметра в случае её присоединения к вакуумной камере, из которой приходит поток излучения. Для обеспечения приемлемого поглощения приходящего в полость калориметра потока излучения, его приосевой области размещён отражающий конус, как это показано на рисунке 1.10. В нашем случае, когда проводилась регистрация потока излучения с длиной волны ~ 1 мм, в цилиндрическую полость калориметра был помещён конический отражатель, с углом раствора 16° . Калибровка калориметра была выполнена с помощью импульсного магнетрона. Согласно калибровке, величина чувствительности калориметра на частоте 100 ГГц составила около 80 ± 10 мкВ/Дж. Впоследствии в ИЯФ СО РАН была проведена серия экспериментов, в которых измерялся отклик калориметра на постоянный поток излучения на частоте 140 ГГц при мощности масштаба 20 мВт. Результаты измерений достаточно хорошо согласуются с величиной чувствительности калориметра. Эта чувствительность калориметра была использована для интерпретации результатов измерений напряжения, поступающего от совокупности термопар в ходе проведения наших экспериментов по генерации излучения в пучково-плазменной системе.

Таким образом, для измерения характеристик ТГц излучения в экспериментах использовался следующий комплекс диагностик. Для регистрации спектральной плотности мощности использовался 8-канальный полихроматор. Измерение пространственной плотности мощности в потоке на качественном уровне осуществлено при помощи панелей из неоновых и ртутных ламп. Для измерения энергосодержания в импульсе излучения использован специализированный калориметр. Кроме того, были использованы одиночные детекторы излучения в области частот 150–300 ГГц, которые регистрировали потоки излучения, выходящие поперёк оси установки через боковые окна вакуумной камеры.

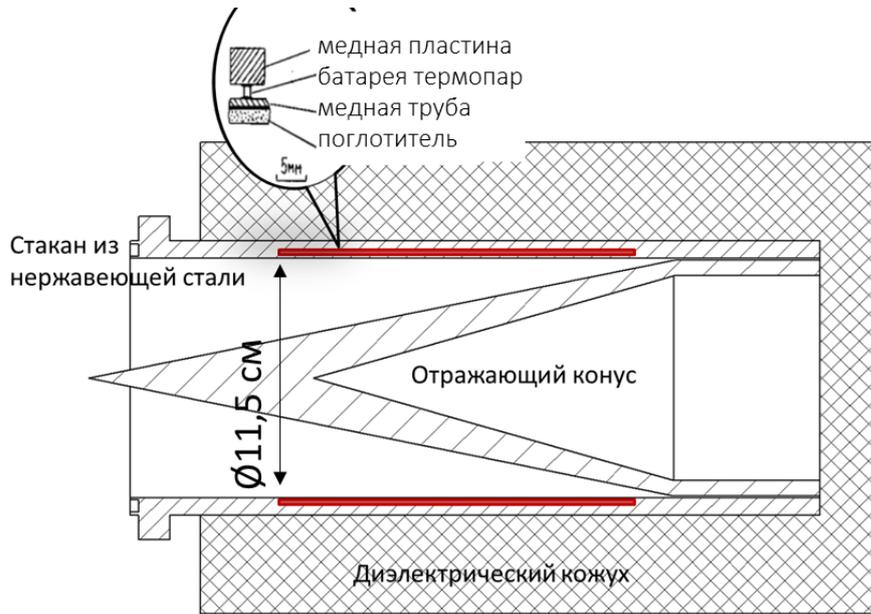


Рисунок 1.10 — Схема калориметра

1.2 Контактный датчик для измерения параметров РЭП

В проводимых экспериментах РЭП используется для возбуждения и накачки собственных колебаний в плазме. Важными характеристиками пучка, которые определяют его эффективность взаимодействия с плазмой, являются начальная энергия релятивистских электронов и их разброс по скоростям. Для проведения таких необходимых измерений параметров РЭП до его инжекции в плазму было решено использовать датчики на основе контактных методов регистрации. Характерная особенность таких методов измерений состоит в том, что для проведения измерений осуществляется поглощение в датчике либо некоторой части пучковых электронов, либо пучка в целом.

1.2.1 Методика восстановления функции распределения электронов по углу

Работа датчиков, реализующих контактные методы, основывается на поглощении пучковых электронов в тех, или иных коллекторах. При этом, следует отметить, что большинство существующих методик регистрации с использованием поглощающих коллекторов не позволяет в полной мере учесть влияние на результаты измерений, образование вторичных и/или отраженных электронов, доля которых существенна для пучков с высокими энергиями и малым угловым разбросом. Кроме того, большинство методик не позволяют получить функцию распределения скоростей электронов по углу, а измеряют исключительно значение среднеквадратичного углового разброса. Более того, для получения оценки среднеквадратичного углового разброса оказывается необходимым сделать предположение о виде функции распределения, которая, как правило, неизвестна. Учитывая опыт по использованию различных многоколлекторных датчиков и конкретные конструкционные особенности, был разработан новый подход обработки экспериментальных данных и восстановления функции распределения электронов, на основе алгоритма Танабы-Хуанга [61].

Рассмотрим методику восстановления функции распределения электронов по результатам измерений на примере использования многоколлекторного датчика углового распределения электронов, который предложен и описан в работе [62]. Этот датчик представляет собой последовательность цилиндрических коллекторов, расположенных друг за другом так, что на каждый из них приходят электроны преимущественно из одной области питч-углов. В эксперименте измеряются токи пучковых электронов, поглотившихся в каждом из этих коллекторов. Выражения для тока, регистрируемого i -ым коллектором, выглядит следующим образом для датчика углового разброса:

$$I_i = \int f(\theta) \cdot S_i(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta, \quad (1.1)$$

где I_i – значение тока, снимаемого с i -ого коллектора, S_i – функция чувствительности соответствующего коллектора, а $f(\theta)$ – искомая функция электронов по углу. Подробнее о значении и методе нахождения функций чувствительности будет рассказано позже, а пока перейдём к вычислению $f(\theta)$. Чтобы найти $f(\theta)$ по известным токам I_i необходимо решить обратную задачу. Первым шагом разложим $f(\theta)$ по некоторым удобным базисным функциям. Для простоты выберем число базисных функций, равное количеству коллекторов датчика. Получим приближённое равенство:

$$f(x) = \sum_{k=1}^n a_k \cdot V_k(x), \quad (1.2)$$

где $V_k(x)$ – набор базисных функций, a_k – коэффициенты разложения, а n – количество коллекторов. Точность восстановления, очевидно, зависит от точности разложения, которая зависит от количества коллекторов и вида выбранных базисных функций. Точность разложения можно повысить путём решения задачи по оптимизации базисных функций. Далее подставим разложение искомой функции распределения по базисным функциям в уравнение (1.1). После подстановки получим систему линейных уравнений следующего вида:

$$I_i = \sum_{k=1}^n a_k \cdot A_{ik}, \quad (1.3)$$

где A_{ik} – некоторый матричный оператор, для датчика углового разброса определяемый выражением:

$$A_{ik} = \int V_k(\theta) \cdot S_i(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta. \quad (1.4)$$

Если матричный оператор A_{ik} известен, то для вычисления функции распределения требуется найти коэффициенты разложения:

$$a_k = \sum_i I_i \cdot A_{ik}^{-1}. \quad (1.5)$$

Таким образом, для получения a_k необходимо вычислить обратный оператор. Необходимо отметить, что вид операторов A_{ik} зависит как от набора

базисных функций, так и от вида функций чувствительности коллекторов. Вообще говоря, между функциями чувствительности существуют пересечения, наличие которых приводит к тому что задача обращения операторов становится некорректной. Напомним, что задача считается некорректной, когда нарушается одно из трёх условий:

- 1) решение существует;
- 2) решение единственно;
- 3) решение устойчиво.

При решении такой задачи стандартными методами часть членов обращенной матрицы может оказаться близкими к нулю или меньше нуля. Появление отрицательных коэффициентов a_k приведёт к образованию участков функции распределения с отрицательными значениями, что противоречит определению функции распределения. В настоящее время математический аппарат предоставляет несколько инструментов, которые позволяют найти приближённое решение. В нашем случае использовалась схема Танабы-Хуанга [61]. Данный алгоритм позволяет находить решения обратной задачи для систем вида:

$$I_i = \sum_{k=1}^n a_k A_{ik}. \quad (1.5)$$

Идея метода заключается в следующем. Пусть искомый набор переменных соответствует координатам некоторого вектора в многомерном пространстве. А уравнения описывают гиперплоскости в том же пространстве. Тогда последовательно проецируя начальный вектор на гиперплоскости, можно найти решение системы уравнений. Рассмотрим процесс решения нашей задачи подробнее.

Введем обозначения $\vec{K}_1 = (A_{i1}, A_{i2}, \dots, A_{in})$ и $\vec{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)$. Тогда систему уравнений, связывающих значения токов с коэффициентами разложения, можно переписать в виде:

$$I_i = \sum_{k=1}^n K_i \cdot \vec{a}. \quad (1.6)$$

Пусть имеется некоторый набор коэффициентов разложения, образующий вектор $a(0)$, который является нулевым приближением для решения системы. Далее строим его проекцию на первую гиперплоскость, согласно формуле:

$$\vec{a}^j = \vec{a}^{j-1} - \frac{\vec{K}_1}{(\vec{K}_1, \vec{K}_1)} \cdot \left((\vec{a}^{j-1} \cdot \vec{K}_1) - I_j \right). \quad (1.7)$$

Получим вектор $a^{\rightarrow}(1)$. Если среди координат этого вектора есть отрицательные, то приравниваем их к нулю. Далее проецируем $a^{\rightarrow}(1)$ на следующую гиперплоскость. В конечном итоге получим вектор $a^{\rightarrow}(m)$, где m – равняется количеству уравнений, в нашем случае $m=n$. Данный вектор $a^{\rightarrow}(m)$ является приближённым решением первого порядка. Для увеличения точности повторяем предыдущий цикл, но на первом шаге вместо вектора $a^{\rightarrow}(0)$ используем вектор $a^{\rightarrow}(m)$. Таким образом, после k итераций получим последовательность решений $a^{\rightarrow}(0)$, $a^{\rightarrow}(m)$, $a^{\rightarrow}(2m)$, ..., $a^{\rightarrow}(km)$ исходной системы уравнений.

Алгоритм-схема Танабы-Хуанга обладает следующими достоинствами:

- Векторы $a^{\rightarrow}(0)$, $a^{\rightarrow}(m)$, $a^{\rightarrow}(2m)$ для любого набора операторов образуют сходящуюся последовательность. Если исходная система уравнений разрешима, то предел последовательности является решением.
- Когда система имеет несколько решений, данный метод возвращает решение, которое находится ближе всего к нулевому приближению.
- Можно накладывать дополнительные условия на искомое решение, среди которых могут быть, например, требования по монотонности, не отрицательности и ограниченности.
- Для применения метода не требуется совпадение числа базисных функций и количества коллекторов.

Проверка достоверности восстанавливаемого распределения производилась следующим образом. Восстановленная функция

распределения сворачивалась с функциями чувствительности коллекторов. Таким образом вычислялись значения токов, по которым проводилось сравнение с величинами, измеренными в эксперименте. По ошибкам измерения токов (среднеквадратичное отклонение) строилась полоса событий.

Как отмечалось выше, важное значение при использовании данного метода имеет выбор разбиения по базисным функциям и вычисление функций чувствительности коллекторов. Для датчика углового разброса в качестве базисных использовались функции чувствительности.

Теперь перейдём к рассмотрению функций чувствительности S_i , которые являются основной характеристикой многоколлекторного датчика. Данные функции описывают вероятность поглощения частицы с заданными параметрами поглотиться на i -ом коллекторе. И, как было показано, необходимы при вычислении функций распределения электронов. Конкретный вид этих функций определяется геометрией датчика. На практике в качестве функции чувствительности датчика можно использовать распределение тока электронов, прошедших через коллиматор и поглощенных в коллекторах датчика. Далее более подробно рассмотрим методы вычисления функций чувствительности для датчика углового разброса. Было рассмотрено три подхода. В первом подходе для расчёта функций чувствительности датчика углового разброса использовалась квазианалитическая модель. Основные предположения данной модели можно сформулировать следующим образом:

1. Взаимодействие между электронами, движущимися в датчике углового разброса, отсутствует.
2. Любой электрон, попавший на поверхность коллектора, как лицевую, так и боковую, поглощается без отражения.
3. Магнитное поле однородно, и силовые линии параллельны оси датчика.

4. Собственные электрические и магнитные поля электронного пучка достаточно малы, так что их влиянием на движение электронов внутри датчика можно пренебречь.

Во втором подходе, чтобы учесть не полное поглощения электронов в коллекторах датчика, мы перешли к численному моделированию движения частиц в датчике по программе, написанной в MatLab. Расчёт проводился на основе численной схемы типа предиктор-корректор, подробное описание которой можно найти в [63]. Для удобства описания, в качестве переменных моделирования для описания движения частиц использовались декартовы координаты, определяющие положение каждой частицы, и компоненты её вектора скорости. Учёт эффектов, связанных с прохождением электронов через вещество, производился на основе данных, получаемых в специализированной компьютерной программе EMSH-2, созданной В. А. Таюрским [64]. С одной стороны, данный подход позволил учесть эффекты отражения электронов от коллекторов датчика. С другой стороны, реализация данного подхода сопряжена с необходимостью интерполяции функций поглощения и отражения электронов, зависящих от большого числа параметров (энергия, угол падения, энергия отраженного электрона, вектор скорости вылетевшего электрона).

В связи со сложностями в использовании второго подхода в третьем подходе мы перешли к использованию численного моделирования прохождения электронов через систему коллекторов в специализированном программном пакете Geant4 [65]. Данный пакет был разработан для моделирования методом Монте-Карло взаимодействия различных частиц с веществом. Преимуществом использования программы Geant4 является возможность проведения моделирования движения электронов непосредственно в геометрии датчика.

1.2.2 Многоколлекторный датчик углового разброса

Для измерения углового распределения электронов пучка на основе имеющегося в лаборатории опыта был разработан многоколлекторный датчик. Основной целью при его разработке было получение сравнительно простого прибора для измерения малого углового разброса в замагниченном РЭП. Данный датчик оптимизирован для измерения углового распределения релятивистских электронов, которые движутся в полости датчика при индукции магнитного поля 0.3–0.6 Тл с характерными значениями питч-углов вектора скорости менее 0.3 рад (17°) Схема конструкторского решения для этого датчика приведена на рисунке 1.11.

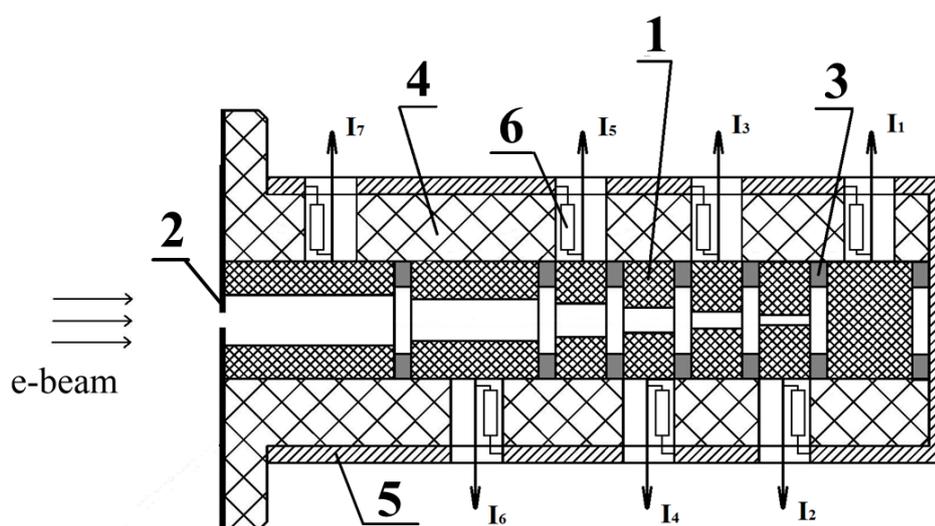


Рисунок 1.11 — Схема многоколлекторного датчика углового распределения электронов. Графитовые коллекторы (1); входная танталовая диафрагма (2); диэлектрические кольца (3); диэлектрический контейнер (4); стальной экранирующий корпус (5); измерительный шунт (6)

Ключевая составляющая конструкции датчика представляет собой систему графитовых коллекторов (1), внутренняя цилиндрическая поверхность которых предназначена для поглощения электронов пучка, прошедших через коллимирующее отверстие в танталовой диафрагме (2). Геометрические размеры коллекторов подбирались таким образом, чтобы

обеспечить наилучшее разрешение при измерениях угловой расходимости электронов в диапазоне углов $0-10^\circ$.

Диаметры отверстий в коллекторах используемого датчика уменьшаются от 6 до 0.4 мм, при снижении длины от 20 до 6 мм. Причём в оптимальной конфигурации диаметры отверстий и длина поглощающих графитовых коллекторов постепенно уменьшаются по мере удаления от входной диафрагмы. Для изоляции коллекторов друг от друга используются диэлектрические кольца (3), сделанные из капролона. Геометрические размеры всех капролоновых колец одинаковы: толщина – 2 мм, внешний и внутренний диаметры — 10 и 8 мм, соответственно. Чтобы избежать попадания электронов на диэлектрик, внутренний диаметр капролоновых колец был выбран значительно больше диаметров отверстий в графитовых коллекторах.

При выборе входной диафрагмы необходимо обеспечить надежное экранирование системы коллекторов датчика от падающего потока высокоэнергичных электронов. Танталовая диафрагма должна обеспечивать формирование квазиточечного источника электронов путём вырезания небольшой доли пучка. Для определения толщины тантала, обеспечивающей достаточное экранирование падающего электронного потока, были проведены численные расчёты. В программном пакете Geant4 моделировалось прохождение электронов с энергией 1 МэВ через танталовую фольгу заданной толщины при падении частиц по нормали к поверхности. Зависимость отношения числа электронов, прошедших через тантал, к числу падающих на него электронов от толщины фольги приведена на рисунке 1.12. Из представленного графика видно, что при толщине тантала 150 мкм за такой экран просачивается незначительная часть электронов. Для датчика было решено использовать диафрагму с отверстием $\varnothing 400$ мкм, изготовленную из тантала толщиной 500 мкм. Трёхкратное увеличение толщины экрана по отношению к расчётной длине поглощения в нём электронов было использовано для обеспечения продолжительной работы диафрагмы в

условиях сильного воздействия электронами пучка. Диафрагма и система коллекторов закрепляются в специальном диэлектрическом контейнере (4), который охватывается стальным цилиндрическим корпусом (5). Данный контейнер с охватывающим корпусом позволяет производить монтаж датчика в необходимом месте установки и осуществлять тонкую подстройку направления оси симметрии датчика по отношению к направлению силовых линий магнитного поля, ведущего для электронов пучка.

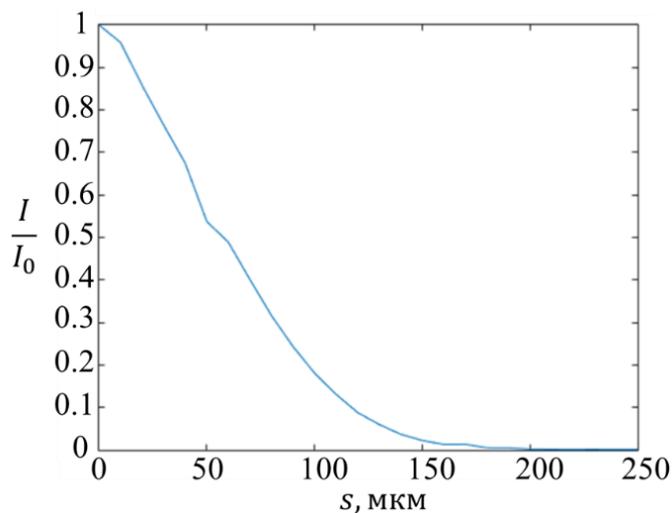


Рисунок 1.12 — Зависимость отношения числа прошедших через тантал частиц к числу падающих на него электронов от толщины фольги

Для измерения тока поглотившихся в коллекторах электронов используются шунты с сопротивлением 75 Ом (6). Выделяющиеся на этих шунтах падения напряжения передаются по согласованным кабелям с сопротивлением 75 Ом и записываются с помощью АЦП. Для плотностей тока пучка ускорителя У-2 порядка 200 А/см^2 в условиях индукции магнитного поля 0.6 Тл амплитуда регистрируемых сигналов с измерительных коллекторов достигает нескольких вольт.

Основной характеристикой многоколлекторного датчика являются так называемые функции чувствительности, которые описывают вероятность электрона с заданным значением угла поглотиться на рассматриваемом i -ом

коллекторе. Нами при расчёте функций чувствительности были рассмотрены три подхода. Полученные для данной конфигурации датчика функции чувствительности представлены на рисунке 1.13. Цифрами 1–7 обозначены номера коллекторов датчика, которым соответствуют функции. Из графиков видно, что функции чувствительности, вычисленные с использованием указанных подходов, достаточно хорошо согласуются между собой. Пересечение функций чувствительности, соответствующих разным коллекторам, приводит к ухудшению сходимости используемого метода вычисления и разрешающей способности датчика. В связи с этим рекомендуется оптимизировать конфигурации датчиков с целью минимизации пересечения функций чувствительностей.

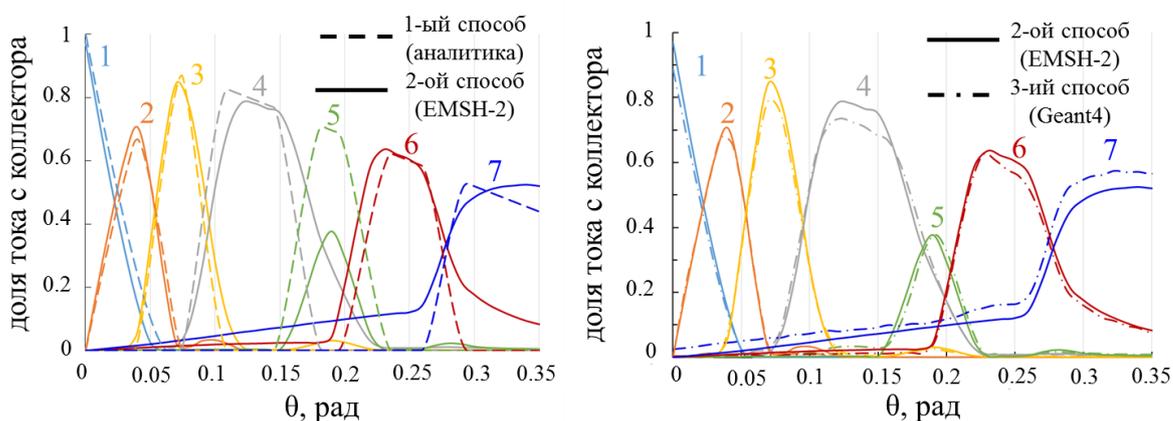


Рисунок 1.13 — Сравнение функций чувствительности многоколлекторного датчика, рассчитанных тремя методами. Цифрами 1–7 обозначены номера коллекторов датчика, которым соответствуют функции

Таким образом, была предложена методика обработки экспериментальных данных, полученных с использованием датчика с поглощающими коллекторами, которая позволяет проводить восстановление функции распределения, используя только базовые представления о виде функции распределения [62].

Можно отметить, что данный датчик также использовался для регистрации углового распределения электронов по скоростям в пучке

ускорителя У-3 [66]. В этих экспериментах измерялось угловое распределение электронов в различных точках по сечению ленточного пучка, а также угловое распределение электронов после их рассеяния в металлических тонких фольгах.

Раздел 2 Создание предварительной плазмы для проведения экспериментов по генерации ТГц излучения

2.1 Модернизированная система высоковольтного разряда

Генерация ТГц излучения в используемой пучково-плазменной системе реализуется в процессе релаксации РЭП в плазме. Причём наиболее существенным параметром плазмы, влияющим на спектральный состав генерируемого излучения, является пространственный профиль плотности. Поэтому создание предварительной плазмы с параметрами, обеспечивающими эффективный захват электронов пучка, является одной из важнейших задач проводимого исследования. Используя результаты исследований по генерации ТГц излучения, полученные на установке ГОЛ-3 [67], были сформулированы следующие требования к системе приготовления предварительной плазмы. Во-первых, для стабильной транспортировки РЭП на всей длине установки и его эффективной релаксации в плазме необходимо обеспечить плотность плазмы в разряде не менее 10^{13} см^{-3} [68]. Дополнительно для генерации излучения в диапазоне частот 0.1–0.6 ТГц плотность плазмы с началом инжекции пучка должна достигать уровня масштаба $(2-10) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Во-вторых, система приготовления плазмы должна обеспечить возможность управляемого изменения профиля плазмы как в продольном, так и в поперечном направлениях. В-третьих, конфигурация вакуумной камеры, в которой удерживается столб плазмы, должна обеспечивать возможность вывода ТГц излучения вдоль его оси. Принимая во внимание имеющийся опыт лаборатории, была реализована система приготовления плазмы на базе В/В разряда [69, 70], схема которой приведена на рисунке 2.1.

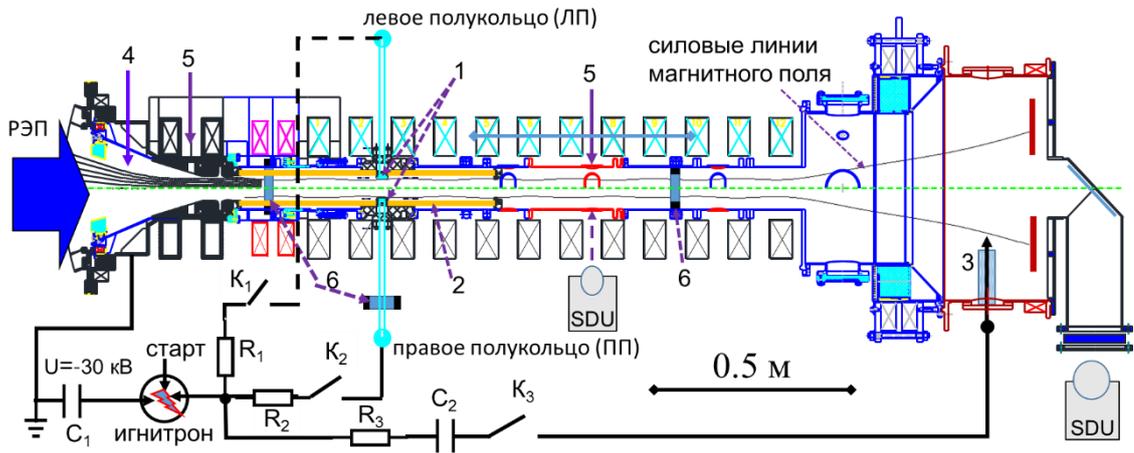


Рисунок 2.1 — Схема системы В/В разряда. 1 — левое (ЛП) и правое (ПП) разрядные полукольца; 2 — кварцевая труба; 3 — поджигающий электрод; 4 — импульсный криптоновый клапан; 5 — импульсный водородный клапан; 6 — пояса Роговского

Пространственный промежуток, где протекает ток В/В разряда, построен с использованием трёх электродов, введенных внутрь вакуумной камеры. Электроды изолированы друг от друга и от стенок металлической вакуумной камеры, внутренний диаметр которой 10 см. Два основных «разрядных» электрода (3) выполнены в виде графитовых полуколец. Эти полукольца смонтированы диаметрально противоположно друг другу внутри кварцевой трубы (5) диаметром 8 см. Кварцевая трубка надёжно изолирует разрядные электроды от металлической вакуумной камеры (препятствует пробоя с полуколец на её стенку в непосредственной близости от них) и тем самым ограничивает сечение плазменного разряда в момент поджига. Дополнительный «поджигающий» электрод выполнен в виде металлического стержня и введен в вакуумную камеру через керамическую трубку в области выходного расширителя. В момент инициации плазменного разряда от конденсаторной батареи на электроды в результате управляемого срабатывания игнитрона передаётся импульс напряжения амплитудой до 26 кВ. Подача импульса напряжения приводит к возникновению пробоя в нейтральном газе между разрядными электродами и стенкой вакуумной

камеры, которая находится под нулевым потенциалом. Поджигающий электрод стимулирует развитие пробоя в направлении приемника пучка электронов. Плазма, сформированная в результате инициации дугового разряда, удерживается в предварительно созданном ведущем магнитном поле.

Подача газов от баллонов высокого давления с чистым газом к клапанам осуществляется через магистраль. Место расположения клапанов вдоль оси камеры по координате Z ($z=0$ соответствует максимуму индукции поля в магнитной пробке) и сорт подаваемого газа приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 Положение импульсных клапанов

| Номер клапана | 1 | 2 | 3 | 4 |
|------------------------------------|--------|--------|----------------|----------------|
| Его расположение по координате Z | -38 см | -22 см | -22 см | 84 см |
| Тип газа | Kr | Kr | H ₂ | H ₂ |

На участке газовой магистрали между клапанами и баллонами встроены механические редукторы и манометры, которые позволяют регулировать давление каждого из сортов газа. Напуск криптона (Kr) через импульсные клапаны № 1 и 2, с одной стороны, обеспечивает компенсацию собственного заряда электронов пучка в области компрессии РЭП, а с другой – препятствует распространению водорода из вакуумной камеры, где создаётся плазменный столб, в вакуумный объём ускорительного диода У-2. Водород (H₂), поступающий через импульсные клапаны № 3 и 4, образует протяжённое облако вдоль оси вакуумной камеры, в котором осуществляется высоковольтный пробой для создания плазменного столба. Для достижения необходимого распределения газов для каждого клапана независимо задаётся

момент времени его открывания и продолжительность его открытого состояния. Таким образом, варьирование давления, момента открывания и закрывания импульсных клапанов, обеспечивает регулирование распределения газов по длине установки. В момент времени достижения требуемого распределения нейтральных газов в вакуумной камере инициируется высоковольтный разряд, обеспечивающий создание столба предварительной плазмы. В ходе проведения исследований были изучены возможности работы данной системы с позиции формирования плазменной колонны с заданной величиной плотности и возможностью варьирования профиля плотности в продольном и радиальном направлениях.

2.2 Управление профилем плотности плазмы путём изменения электрической схемы высоковольтного разряда

На первом этапе использования системы приготовления предварительной плазмы на базе В/В разряда на установке ГОЛ-ПЭТ была исследована возможность формирования различных радиальных профилей плотности плазмы в зависимости от способа подключения разрядных электродов [69]. Были рассмотрены три варианта подключения разрядных электродов, которые приведены в таблице 2.2. Отметим, что на данном этапе поджигающий электрод, размещённый в выходном расширителе (см. 3 на рисунке 2.1), был подключён к электрической схеме В/В разряда. Для оценки характера распределения плазмы по сечению столба регистрировалось свечение плазменной колонны. Измерения интенсивности осуществлялись путём обработки фотографий, снятых парой быстрых SDU камер. Первая камера располагалась на расстоянии $z=84$ см от центра пробки соленоида, через которую инжектируется пучок, и обеспечивала регистрацию изображения свечения плазмы поперёк плазменного столба. Вторая камера использовалась для регистрации сечения светового потока, выходящего через торец

плазменного столба по направлению к коллектору, принимающего РЭП после прохождения через плазму. Для регистрации сечения этого светового потока в выходном узле вакуумной камеры на поворотное зеркало для ТГц излучения монтировалось зеркало для оптического диапазона. В качестве окна, выводящего оптическое изображение торца плазменного столба из вакуума в атмосферу, использовался диск, выполненный из оргстекла. Фотокамера устанавливалась на специальную подставку и регистрировала изображение торца, отражённое от зеркала. Обе фотокамеры запускались за 10 мкс до начала разряда и имели длительность экспозиции 30 мкс. Фотографии, полученные с помощью этих фотокамер, приведены на рисунках 2.2 и 2.3. На рисунке 2.2 символами ЛП и ПП обозначены стороны, где расположены левое и правое разрядные полукольца. На рисунке 2.3 можно различить сами разрядные полукольца, также обозначенные символами ЛП и ПП.

Таблица 2.2 — Варианты подключения электродов

| Прикладываемое напряжение | Ключ K_1 | Ключ K_2 | Ключ K_3 |
|---------------------------|------------|------------|------------|
| 20 | замкнут | замкнут | замкнут |
| 26 | разомкнут | разомкнут | замкнут |
| 26 | разомкнут | замкнут | замкнут |

Распределение интенсивности свечения, которое в первом приближении соответствует плотности плазмы, было построено для каждой фотографии вдоль линии, проходящей вдоль диаметра плазменного столба (см. рисунок 2.3 – пунктирная линия). Результат этой процедуры представлен на рисунке 2.4.

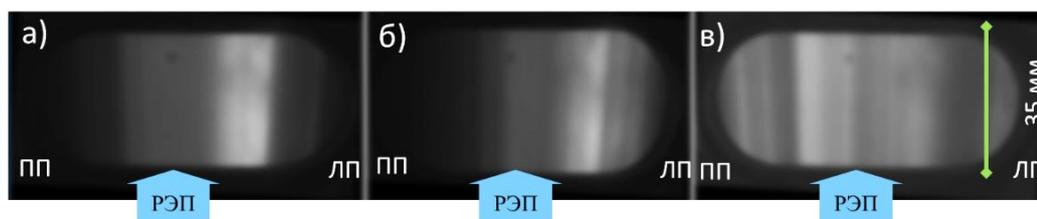


Рисунок 2.2 — Фотографии свечения плазменного столба. (а) – подключены оба полукольца (ЛП и ПП), приложенное напряжение 20 кВ; (б) – подключено только левое (ЛП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ; (в) – подключено только правое (ПП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ

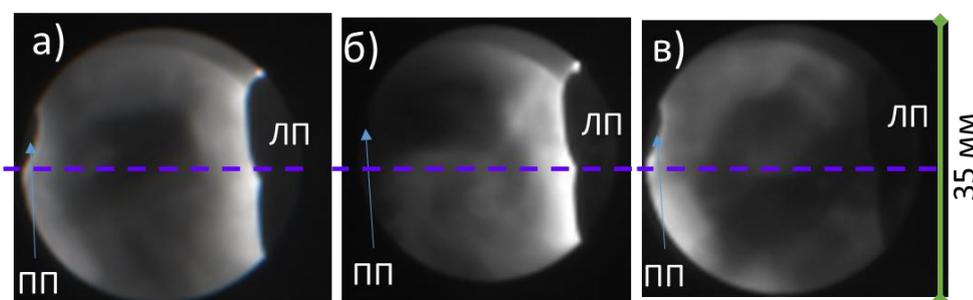


Рисунок 2.3 — Фотографии свечения плазменного столба. (а) — подключены оба полукольца, приложенное напряжение 20 кВ; (б) — подключено только левое (ЛП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ; (в) — подключено только правое (ПП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ; фиолетовый пунктир — линия для вычисления интенсивности свечения плазмы

Таким образом, из анализа распределения свечения плазмы видно, что в предложенной схеме В/В разряда изменение способа подключения разрядных электродов обеспечивает достаточно большую вариативность при формировании поперечного профиля плотности. Необходимо отметить, что положение поджигающего электрода также оказывает влияние на радиальное распределение плотности. Как видно из графиков, со стороны поджигающего электрода наблюдается обострение плотности плазмы.

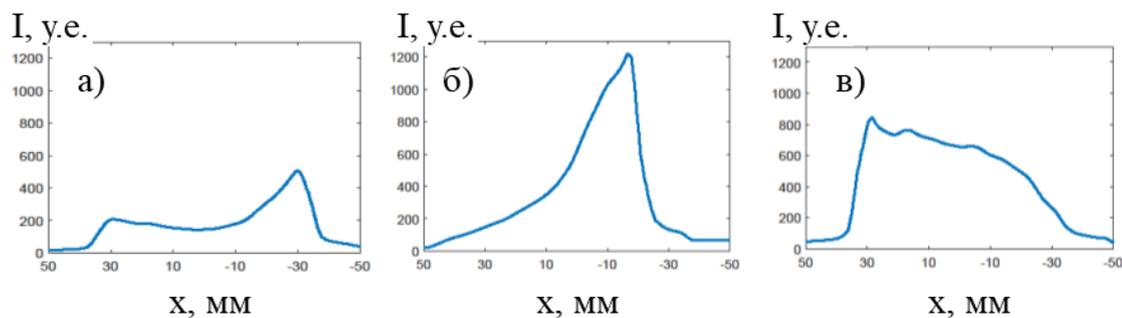


Рисунок 2.4 — Интенсивность свечения плазменного столба для фотографий (а), (б), и (в) на рисунке 2.3

На втором этапе испытаний системы приготовления предварительной плазмы была исследована возможность варьирования продольного профиля плотности в зависимости от способа подключения дополнительного поджигающего электрода. Варианты подключения, рассмотренные в данной серии экспериментов, приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 — Плотность плазмы на расстоянии 84 см от входной магнитной пробки соленоида для трёх вариантов подключения поджигающего электрода

| Номер выстрела | Напряжение, кВ | K_3 | C_2 , мкФ | Средняя плотность плазмы 10^{14} см^{-3} |
|----------------|----------------|-----------|-------------|--|
| 12962 | 26 | замкнут | 0.25 | 2.5 ± 0.4 |
| 12972 | 26 | замкнут | 0.40 | 3.5 ± 0.4 |
| 12988 | 26 | разомкнут | — | 2 ± 0.4 |

Отметим, что ключи K_1 и K_2 оставались замкнуты, т.е. были подключены оба разрядных полукольца. На данном этапе использовался следующий набор диагностик: регистрация интенсивности свечения плазмы для оценки радиального профиля плотности; интерферометр Майкельсона для

регистрации интегральной по диаметру плотности плазмы; начата регистрация плазменного тока с помощью поясов Роговского.

Зарегистрированное свечение плазменного столба и распределения интенсивности приведены на рисунке 2.5. Распределение свечения во всех случаях достаточно однородное с малым ростом со стороны поджигающего электрода. Из графиков видно, что включение поджигающего электрода приводит к увеличению интенсивности свечения плазмы и, соответственно, росту плотности в данном сечении плазменного столба.

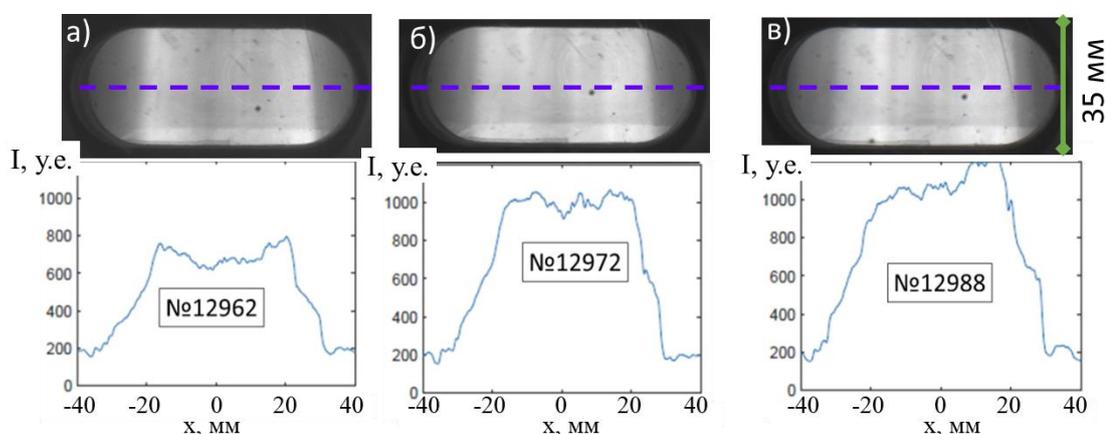


Рисунок 2.5 — Фотографии и графики интенсивности свечения плазмы для трёх вариантов подключения поджигающего электрода. Электрод отключен (а); поджигающий электрод подключен через ёмкость $C_2 = 0.25$ мкФ (б); поджигающий электрод подключен через ёмкость $C_2 = 0.4$ мкФ (в)

Такой же характер зависимости средней по диаметру плотности плазмы от способа подключения электродов демонстрируют показания интерферометра, которые представлены на рисунке 2.6. Используя значения линейной плотности плазмы, измеренной интерферометром Майкельсона, и диаметра плазменного столба, определяемого по фотографии свечения плазмы, был произведен расчёт плотности для трёх вариантов включения поджигающего электрода.

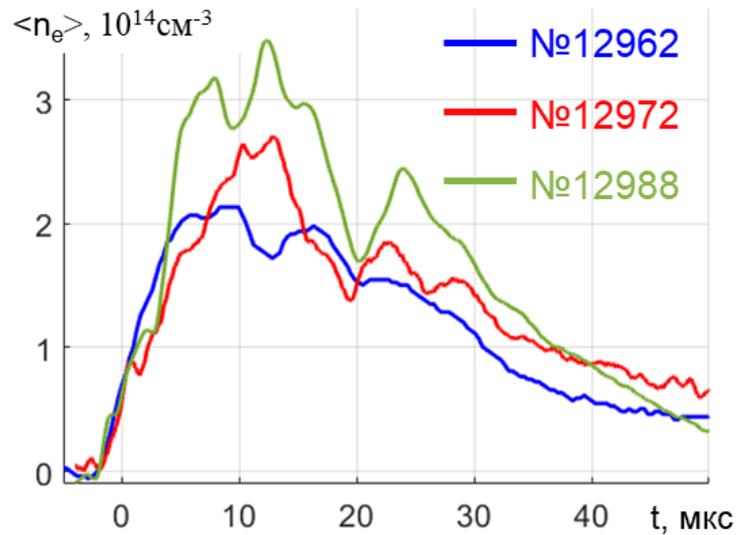


Рисунок 2.6 — Средняя по диаметру плотности плазмы в трёх случаях подключения поджигающего электрода

Далее рассмотрим динамику протекания токов через плазменный столб для различных вариантов подключения разрядных электродов. Всего на данном этапе регистрировалось три характерных тока: ток, протекающий в плазму через разрядные полукольца (I_c); ток, протекающий через плазму в направлении входа соленоида (I_{ent}); ток, протекающий через плазму в направлении графитового коллектора в конце камеры (I_{end}). Осциллограммы этих токов для трёх вариантов подключения поджигающего электрода приведены на рисунке 2.7.

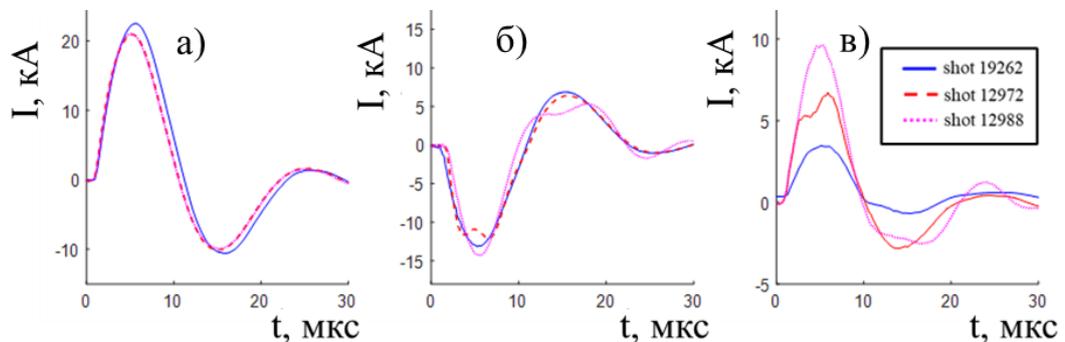


Рисунок 2.7 — Осциллограммы токов, для различных случаев подключения поджигающего электрода. (а) – I_c ток через разрядные полукольца; (б) – I_{ent} ток через плазму в направлении входа в соленоид; (в) – I_{end} ток через плазму в направлении графитового коллектора

Из графиков видно, что сигналы токов I_c и I_{ent} практически не зависят от варианта подключения поджигающего электрода. Ток I_{end} , напротив, увеличивается с увеличением ёмкости C_2 .

Были проведены испытания системы создания предварительной плазмы. В ходе испытаний была исследована возможность варьирования распределения плотности в продольном и поперечном направлении относительно плазменного столба. Результаты исследования показали, что использование различных вариантов включения разрядных электродов позволяют изменять профиль плотности плазмы. При этом способ включения разрядных электродов преимущественно влияет на распределение плотности плазмы поперек плазменного столба, способ подключения поджигающего электрода определяет эффективность распространения плазменного разряда в направлении к выходу пучка из соленоида. Таким образом, новая система приготовления плазмы на основе В/В разряда обеспечивает формирование плазмы с плотностью $(2-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, изменение способа подключения разрядных электродов позволяет получать различный профиль плотности плазмы. Дополнительно варьирование ёмкости конденсатора C_2 позволяет контролировать распространение плазменного разряда в хвост вакуумной камеры, где расположен приёмник пучка электронов [69].

2.3 Создание необходимого распределения плотности по длине плазменного столба

Необходимо отметить ещё одну особенность новой системы В/В разряда. В текущей конфигурации разрядные полукольца расположены в центральной области по длине соленоида, что позволяет получить профиль плотности плазмы, спадающий к концу столба, из которого пучок выходит на принимающий его коллектор. Резкое понижение величины плотности на этом торце плазменного столба должно обеспечить беспрепятственный вывод

излучения из плазмы в вакуум. Как было показано в предыдущем разделе, изменение варианта подключения поджигающего электрода позволяет добиться значительного снижения плотности на этом конце плазменного столба. Однако использованные инженерно-технические решения не позволяют в рамках одной экспериментальной серии достаточно просто переключиться с одной электрической схемы на другую. В связи с этим была изучена возможность варьирования продольного профиля плотности за счёт варьирования напуска водорода в выходную область вакуумной камеры. Для проверки данного подхода к управлению продольным профилем плотности была проведена серия экспериментов, в которой изучался характер развития плазменного разряда в зависимости от параметров напуска водорода через клапан, расположенный в сечении соленоида $z=84$ см. В ходе проведения этих экспериментов варьировались момент открытия и длительность нахождения в открытом состоянии этого водородного клапана. Осциллограммы токов В/В разряда, измеренные для трёх режимов подачи газа в отсутствие РЭП, показаны на рисунке 2.8.

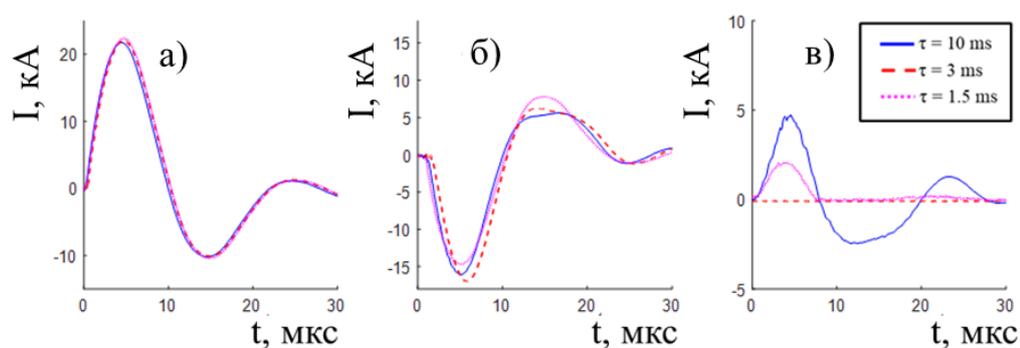


Рисунок 2.8 — Осциллограммы токов в различных режимах напуска газа.

(а) — I_c ; (б) — I_{ent} ; (в) — I_{end} ; τ — время клапана в открытом состоянии

Ток I_c не изменяется с уменьшением количества впрыскиваемого газа, ток I_{ent} изменяется, но не сильно, а ток I_{end} сильно уменьшается с уменьшением количества газа. Таким образом, увеличение количества инжектируемого газа способствует повышению разрядного тока (до некоторого предела) в направлении выходного расширителя вакуумной камеры. Это означает, что

повышение количества инжектируемого газа оказывает на разрядный ток действие аналогичное наблюдаемому при увеличении ёмкости конденсатора, через которую присоединён поджигающий электрод. В то же время уменьшение количества инжектируемого водорода приводит к значительному снижению тока I_{end} , который, начиная с некоторого значения выдержки клапана, обращается в ноль. Такое поведение сигнала I_{end} при неизменном токе I_{ent} в сторону, где осуществляется инъекция пучка, свидетельствует о замыкании плазменного разряда на стенку вакуумной камеры непосредственно на конце кварцевой трубы, обращённой к выходу пучка на коллектор. В ходе данной экспериментальной серии была подтверждена возможность управления протеканием плазменного разряда путём варьирования напуска водорода в вакуумную камеру, аналогично методу изменения схемы подключения поджигающего электрода. Причём преимуществом данного подхода является возможность управления продольным профилем от выстрела к выстрелу в ходе одной экспериментальной серии.

В ходе проведения экспериментов по формированию плазменного столба продемонстрирована возможность создания профиля плотности убывающего в направлении выходного расширителя установки. Однако, было необходимо убедиться в возможности транспортировать сильноточный РЭП через плазму в условиях заполнения вакуумной камеры водородом при малой длительности напуска. С этой целью были начаты эксперименты по транспортировке сильноточного РЭП через столб предварительной плазмы. Для обеспечения наилучшего прохождения пучка через плазменный столб его инъекция осуществлялась в момент времени, соответствующий максимуму плотности предварительной плазмы. Данный момент времени определялся по измерениям средней плотности плазмы интерферометром Майкельсона. Пример синхронизованных осциллограмм тока разряда и сигнала интерферометра приведены на рисунке 2.9.

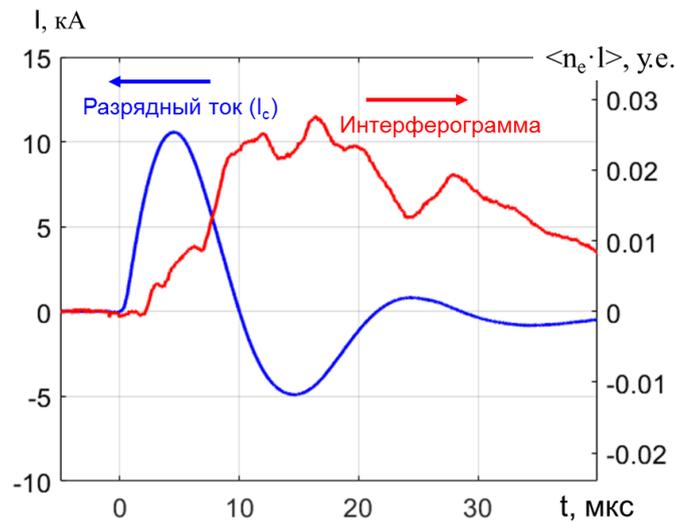


Рисунок 2.9 — Осциллограммы плазменного разряда, использованные для определения момента инъекции РЭП

Как видно из приведенных осциллограмм, максимум плотности предварительной плазмы достигался через 20 мкс после инициации пробоя в водороде, что соответствует одному периоду колебаний разрядного тока. Осциллограммы токов в различных сечениях по длине камеры установки, полученные во время инъекции пучка, представлены на рисунке 2.10.

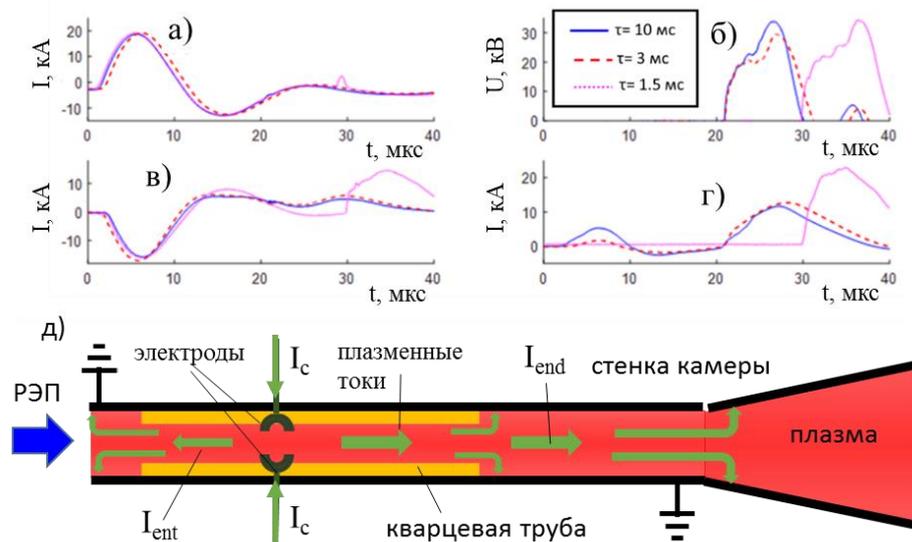


Рисунок 2.10 — Осциллограммы токов в различных режимах напуска газа при инъекции электронного пучка. (а) — I_c ; (б) — U_d ; (в) — I_{ent} ; (г) — I_{end} ; (д) — схема измерения токов; τ — время клапана в открытом состоянии

Из представленных осциллограмм видно, что при длительности напуска водорода более 2 мс наблюдается стабильное воспроизведение токов пучка, разрядного тока, тока через плазму в направлении к месту входа пучка в плазменный столб. А плазменный ток в направлении конца плазменного столба, где пучок выходит из него, уменьшается вместе с уменьшением длительности напуска водорода. При этих условиях ток в сторону начала столба I_{ent} и в его конец I_{end} , регистрируемые в момент прохождения РЭП, практически не зависят от длительности напуска водорода. При дальнейшем уменьшении длительности напуска менее 2 мс начинается резкий рост тока пучка, регистрируемого в плазме, при неизменном значении тока в диоде. Данный факт объясняется следующим образом: инжекция в плазму пучка электронов приводит к возбуждению обратного плазменного тока, который должен обеспечить сохранение магнитного потока в плазме. В результате этого полный ток, измеряемый поясами Роговского на входе и выходе из плазменного столба, оказывается меньше полного тока пучка. При уменьшении длительности напуска водорода плотность предварительной плазмы уменьшается, и в области между торцом плазменной колонны и приёмником пучка формируется вакуумный промежуток. В условиях с таким вакуумным промежутком, ток В/В разряда с электродов замыкается главным образом в сторону ускорителя с амплитудой около 20 кА. Только его малая часть (около 2 кА) протекает в противоположную сторону вдоль внутренней поверхности кварцевой трубы и далее на её конце стекает на металлическую камеру. Укажем, что зазор между кварцевой трубой и металлической камерой на этом участке около 0.5 см. Таким образом, в момент начала инжекции пучка торец плазменного столба имеет резкую границу с вакуумным объёмом на участке камеры, где расположен конец кварцевой трубы, обращённый к коллектору. В этих условиях, обратный ток, генерируемый пришедшим на коллектор электронным пучком, протекает от этого коллектора по внутренней поверхности металлической камеры и далее переходит на торце кварцевой трубы в плазму, покрывающую внутреннюю поверхность этой трубы.

Амплитуда индуцированного компенсационного тока оказывается ограниченной предельным плазменным током и недостаточной для обеспечения токовой нейтрализации РЭП. С другой стороны, совпадение пиковых значений токов, регистрируемых на входе и выходе плазменного разряда, свидетельствует об отсутствии потерь/утечек тока пучка при его транспортировке через столб плазмы с малой плотностью на выходе. Из чего следует, что сохраняется зарядовая нейтрализация пучка и тем самым обеспечиваются приемлемые условия транспортировки РЭП.

В этих экспериментах для измерения средней по сечению столба плотности плазмы был также использован интерферометр Майкельсона на основе лазерного луча с длиной волны 10.6 мкм. Интерферограммы, соответствующие различным параметрам напуска газа, приведены на рисунке 2.11, а численные значения средней по диаметру (использовали оценку, полученную из свечения плазменного столба) плотности в — таблице 2.4. Момент времени 0 соответствует началу плазменного разряда.

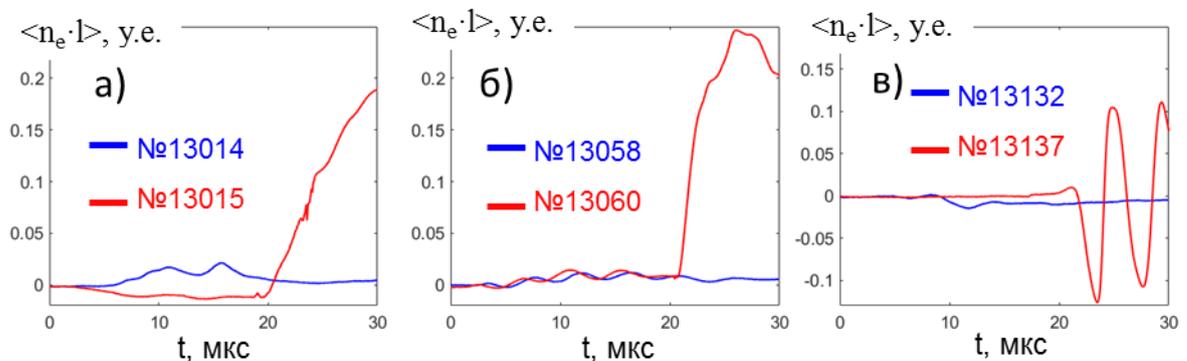


Рисунок 2.11 — Интерферограммы в экспериментах по транспортировке сильноточного РЭП при различной длительности открытого состояния водородного клапана. (а) — длительность открытого клапана 10 мс; (б) — длительность 3 мс; (в) — длительность 1.5 мс. Синяя линия на графиках соответствует выстрелам без пучка, красная линия соответствует выстрелам с инъекцией РЭП

Таблица 2.4 — Плотность плазмы на расстоянии 84 см от входной магнитной пробки соленоида, при различной длительности напуска газа

| | | | | | | |
|---|---------------|-----------------|---------------|-----------------|---------------|-----------------|
| № выстрела | 13014 | 13015 | 13058 | 13060 | 13132 | 13137 |
| тип выстрела | плазма | плазма + РЭП | плазма | плазма + РЭП | плазма | плазма + РЭП |
| время напуска, мс | 10 | | 3 | | 1.5 | |
| средняя плотность, 10^{14} см^{-3} | 1.2 ± 0.4 | 17 ± 4 | 0.6 ± 0.4 | 16 ± 4 | 0.6 ± 0.4 | 33 ± 4 |

Плотность предварительной плазмы уменьшается с уменьшением количества напускаемого газа. Плотность плазмы, измеренная при транспортировке пучка в случаях, когда клапан находился в открытом состоянии продолжительностью либо 10 мс, либо 3 мс, имеет близкие значения. В выстреле № 13137 набег фазы между лучами интерферометра превысил $2 \cdot \pi$, что привело к дополнительным колебаниям на графике.

Таким образом, на установке ГОЛ-ПЭТ проведена реконструкция системы создания предварительной плазмы на основе В/В разряда, и в ходе проведённых экспериментов определены возможности данной системы для формирования столба предварительной плазмы [69]. В серии экспериментов продемонстрирована возможность варьирования распределения плотности плазмы по сечению и длине столба, что необходимо для проведения исследований процесса генерации терагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии. Определена конфигурация электродов и параметров работы отдельных узлов для обеспечения формирования плазмы с требуемыми параметрами. В ходе экспериментов показана возможность управления продольным и поперечным профилем плазмы путём выбора схемы подключения разрядных электродов. Дополнительно использована возможность варьирования напуска рабочего газа для формирования

плазменной колонны отделенной от приёмника пучка вакуумным промежутком (конфигурация с вакуумным зазором).

Использование системы приготовления плазмы на основе В/В пробоя обеспечивает формирование плазменной колонны с модулированным по радиусу профилем плотности, при которой реализуются приемлемые условия генерации ТГц излучения [69].

Раздел 3 Изменения характеристик РЭП в экспериментах по его интенсивному взаимодействию с плазмой

Выше по данному тексту отмечалось, что килоамперный РЭП взаимодействует с плазмой путём раскачки двухпоточковой неустойчивости и возбуждения собственных колебаний плазмы. К параметрам, определяющим процесс накачки пучком плазменных колебаний, относятся инкремент пучковой неустойчивости и длина релаксации РЭП в плазме. Для вычисления этих параметров и дальнейшего описания процесса взаимодействия пучка с плазмой необходимо проводить измерения характеристик инжектируемого в плазму пучка (плотность тока пучка, средняя энергия электронов, их энергетический разброс и угловой разброс скоростей). Измерение макроскопических параметров пучка (ток пучка, энергосодержание в пучке) осуществляется по хорошо отработанным методикам, поэтому мы не будем останавливаться на описании измерения этих параметров. Кроме того, генерация пучка осуществляется в ускорительном диоде прямого действия, где электроны набирают энергию от электростатического поля в зазоре катод-анод. Поэтому на выходе из диода пучковые электроны имеют практически моноэнергетическую функцию распределения в каждый момент времени. Исходя из этих обстоятельств, в диссертации описана лишь реализация методики измерения углового распределения скорости электронов инжектируемого пучка. При этом по результатам измерений параметров инжектируемого РЭП будет дана оценка длины релаксации пучка в плазме.

Угловой разброс электронов в исходном пучке был измерен при помощи многоколлекторного датчика (см. п. 1.2.2) с использованием подхода, описанного в п. 1.2.1 [62]. В экспериментах по измерению углового разброса пучка датчик располагался в области расширения магнитного поля после системы сжатия. Дополнительно на входе датчика был установлен коллиматор, обеспечивающий прохождение только малой доли пучка.

Коллиматор был выполнен в виде толстого (20 мм) графитового диска с центральным отверстием диаметром 1 см. Сразу за этим диском, согласно его центральному отверстию, был установлен датчик углового разброса. Для корректной работы датчика в области его размещения необходимо поддержание однородного магнитного поля с напряжённостью 0.6 Тл. Для чего снаружи вакуумной камеры была установлена корректировочная катушка со специально профилированной обмоткой. Выбор распределения витков обмотки вдоль оси установки для создания необходимого изменения индукции поля была проведена серия численных расчётов хода силовых линий магнитного поля по длине вакуумной камеры. Результаты этих расчётов представлены на рисунке 3.1. Проведённые тестовые измерения показали, что дополнительная катушка обеспечивает однородность поля на оси датчика не хуже 5% для требуемого значения индукции ведущего поля 0.6 Тл. Отметим, что магнитное поле плавно уменьшалось от 5 Тл в системе сжатия сечения пучка до 0.6 Тл в месте расположения датчика. Благодаря сохранению адиабатического инварианта электронов пучка в области расширения магнитного поля на вход датчика попадали только те электроны,pitch-угол которых не мог превышать значения 0.35 рад.

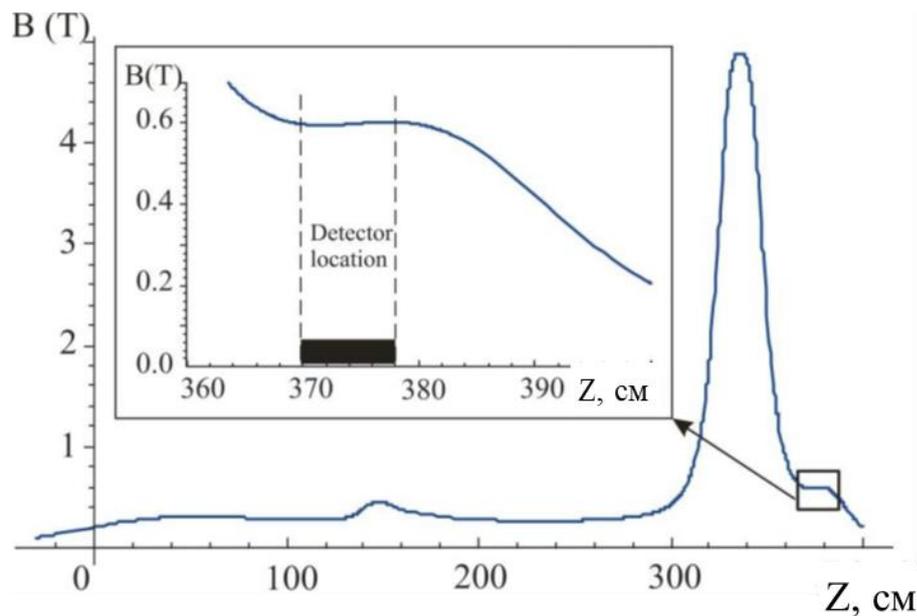


Рисунок 3.1 — Расчёт напряжённости магнитного поля вдоль оси датчика углового разброса

Дополнительно к условию высокой однородности ведущего магнитного поля в полости датчика углового разброса также требовалось обеспечить максимально возможное совпадение между направлением силовых линий магнитного поля и осью этого датчика. Для решения данной задачи в ходе серии тестовых выстрелов была проведена процедура юстировки датчика углового разброса. В этой серии на входе датчика был установлен графитовый коллиматор толщиной 6 мм и апертурой 1.2 мм. На выходе была натянута тонкая майларовая пленка, покрытая алюминием. Причём все графитовые коллектора в тестовой серии выстрелов были извлечены из датчика. Из пучка электронов на входе датчика формировалась тонкая струйка электронов диаметром около 1 мм, которая свободно преодолевала пустую цилиндрическую полость детектора и оставляла отпечаток на выходной пленке. Затем по измеренному расстоянию между центром отпечатка и точкой пересечения оси датчика с выходной плоскостью датчика (см. рисунок 3.2) вычислялся угол наклона оси датчика.

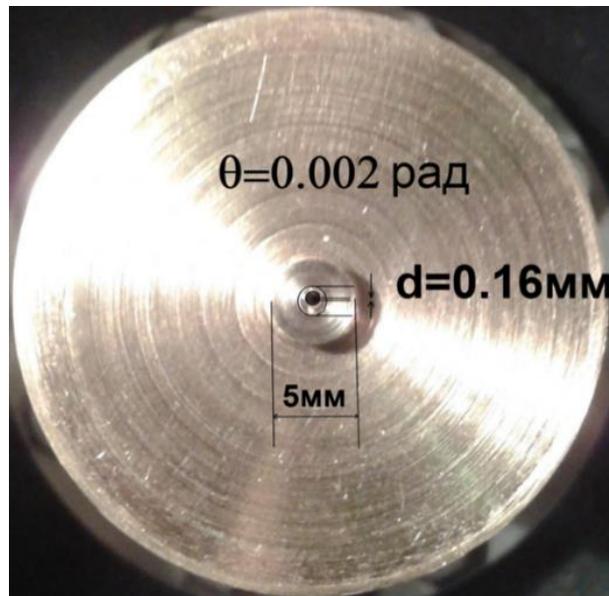


Рисунок 3.2 — Фото отпечатка электронного пучка на выходе датчика углового разброса. Пучок распространялся в детекторе после прохождения через графитовый коллиматор с диаметром апертуры 1.2 мм. Отпечаток виден в виде черной сплошной окружности, смещенной от центра пластины на расстояние = 0.16 мм

Далее, путём вращения винтов, фиксирующих положение датчика, производилось уменьшение наклона его оси к силовым линиям магнитного поля и, таким образом, достигался минимальный угол между ними. Достигнутый минимальный угол составил около $2 \cdot 10^{-3}$ рад. Простая оценка показала, что оставшееся различие в направлениях оси датчика и индукции магнитного поля окажет влияние на результат регистрации сигналов с коллекторов, если в пучке имеется значительная доля электронов с питч-углами менее 0.03 рад. В этом случае должно возникнуть перераспределение токов между кольцевыми коллекторами № 6 и № 7, и такое возмущение показаний оценивается на уровне $\sim 30\%$. В ходе проведения основной серии экспериментов точность юстировки датчика относительно линий магнитного поля регулярно проверялась с промежутком между контрольными замерами его положения в нескольких десятках выстрелов пучком.

После настройки датчика была проведена серия экспериментов по измерению углового разброса скорости электронов пучка. В проведённых экспериментах было установлено, что ток электронов фрагмента пучка, вырезанного с сечением диаметром в несколько миллиметров, имеет большие хаотические колебания с типичным временным масштабом в нескольких десятках наносекунд. Такая пространственно-временная микроструктура плотности тока пучка обусловлена нестабильностью эмиссионной границы взрывного катода, что ранее наблюдалось в экспериментах [71]. Так, электронный пучок формируется как совокупность отдельных кратковременных тонких струй, в которых плотность электронного тока в несколько раз превышает среднюю плотность тока пучка. В связи с этим обстоятельством, перед восстановлением функции углового распределения электронов сигналы токов с кольцевых коллекторов и напряжения на диодах, зарегистрированные с временным разрешением 2 нс, усреднялись методом скользящего среднего по 50 точкам ($\Delta t = 100$ нс). На рисунке 3.3 приведены обработанные по этой методике осциллограммы токов с коллекторов датчика на примере двух выстрелов: № 10599 и № 10601.

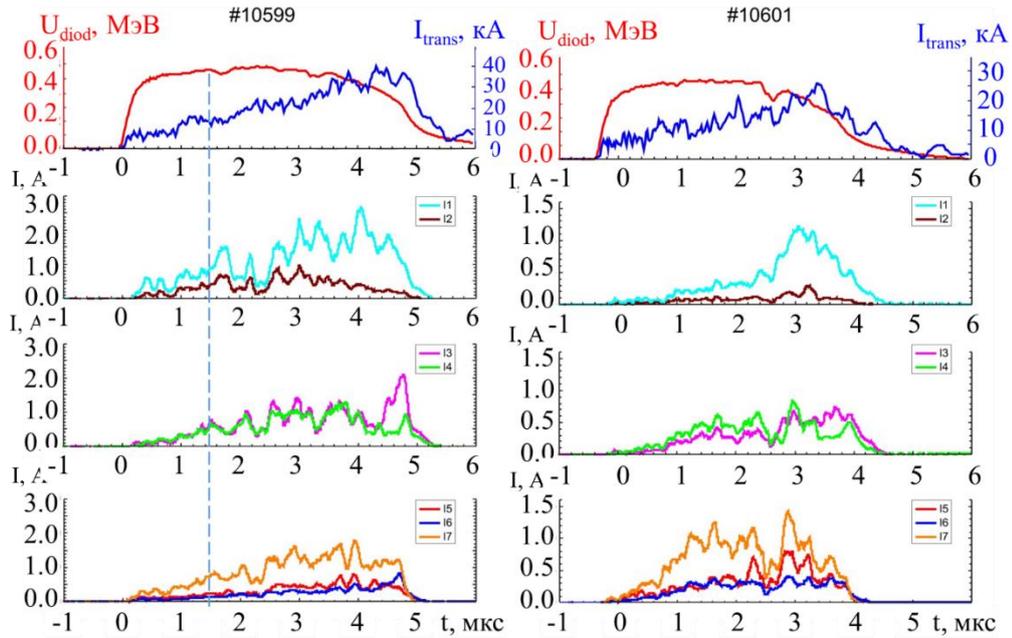


Рисунок 3.3 — Усреднённые токи электронов с коллекторов (I1–I7) для двух значений магнитного поля в диоде ускорителя У-2: левая половина рисунка для $B = 0.22$ Тл и правая половина для 0.13 Тл. $U_{\text{diод}}$ — напряжение на диоде, I_{trans} — ток пучка на выходе трансформатора сечения пучка; пунктирная линия — момент времени для которого приведена функция углового распределения электронов

Колебания осциллограмм токов с коллекторов датчиков, оставшиеся после усреднения, объясняются неоднородностью эмиссии с поверхности катода, движением катодных пятен. Влияние данного эффекта на показания датчика обусловлено малым диаметром отверстия входной диафрагмы. Полученные таким образом средние значения токов и значения среднеквадратичного отклонения (масштаб ошибки – 10%) в определенные моменты времени вводились в код, восстанавливающий функцию углового распределения электронов пучка.

Величины магнитного поля в ускорительном диоде составляют 0.22 и 0.13 Тл для выстрелов № 10599 и № 10601, соответственно. К сигналам коллекторных токов добавляются осциллограммы напряжения на диоде – U_d и тока пучка, зарегистрированного после прохождения через магнитную

систему трансформатора его сечения – I_{trans} . Типичный вид восстановленной функции углового распределения в выстреле № 10599 для момента времени 1.5 мкс после начала пучка показан на рисунке 3.4

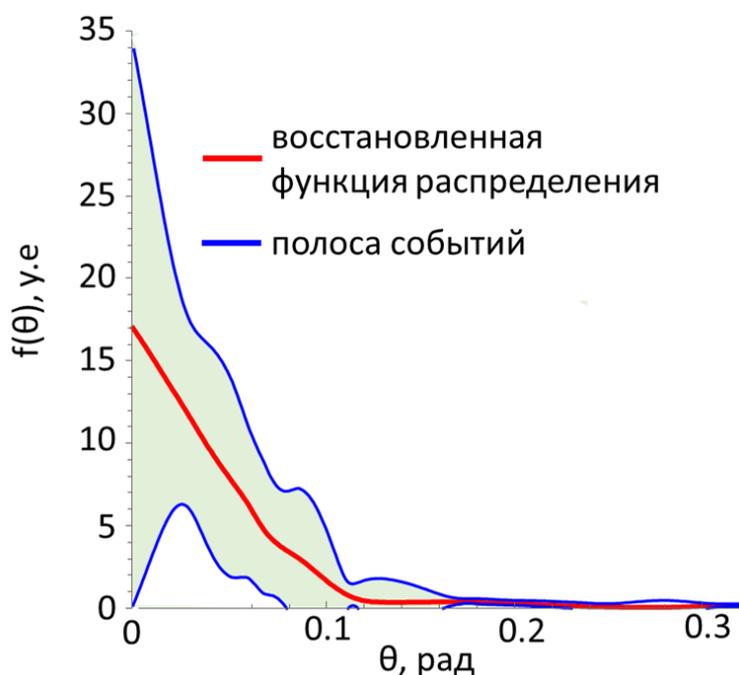


Рисунок 3.4 — Функция углового распределения электронов, восстановленная для момента времени 1.5 мкс, выстрела № 10599

Важной задачей проводимых исследований было выявление влияния углового разброса электронов пучка на интенсивность его взаимодействия с плазмой и, как следствие, на эмиссию терагерцового излучения. В связи с этим проводилась регистрация углового разброса электронов инжектируемого пучка в течение времени его генерации в ускорительном диоде при различных значениях ведущего магнитного поля в диоде и степени нейтрализации РЭП в системе трансформации его сечения. На рисунке 3.5 представлены зависимости среднеквадратичного значения углового разброса электронов пучка от времени, усредненные по 10 выстрелам для трёх значений ведущего магнитного поля в ускорительном диоде 0.13 Тл, 0.17 Тл и 0.22 Тл. Эти данные представлены для интервала времени от 1 до 5 мкс от начала генерации пучка, когда значение напряжения на диоде сохраняется в пределах 0.5–0.6 МэВ.

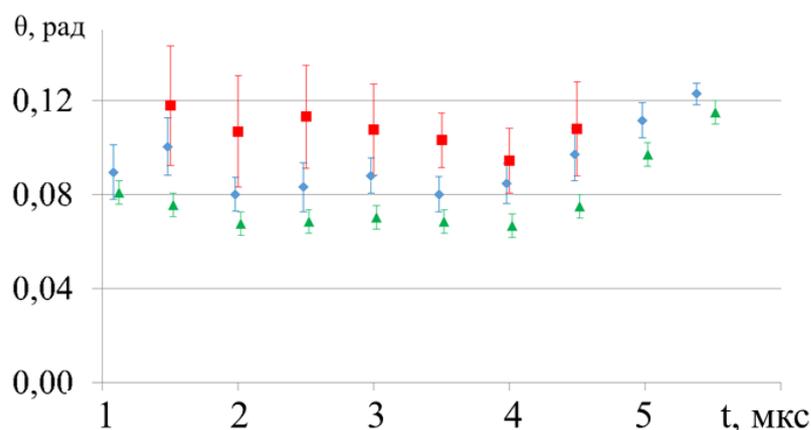


Рисунок 3.5 — Зависимости среднеквадратичного значения углового разброса электронов пучка во времени для трёх значений ведущего магнитного поля в ускорительном диоде 0.13 Тл (красные квадраты), 0.17 Тл (синие ромбы) и 0.22 Тл (зелёные треугольники)

Отметим, что при восстановлении функции углового распределения чувствительности коллекторов S_i рассчитывались для каждого момента времени с учётом энергии пучка, определяемой по напряжению на диоде в соответствующий момент времени. Из графиков видно, что угловой разброс электронов медленно увеличивается в течение импульса инжекции. Наблюдаемый характер временной зависимости углового разброса коррелирует с уменьшением энергии электронов за это время. На рисунке 3.6 для тех же магнитных полей в диоде представлены временные зависимости значений пич-угла, при которых функция распределения имеет максимум. В течение первых 3–4 мкс исследуемого интервала времени при всех значениях магнитных полей диода эта величина остаётся примерно равной ~ 4 мрад, что сравнимо с остаточным углом между осью датчика углового разброса и силовыми линиями магнитного поля в нём. Однако к концу импульса пучка значение этого угла увеличивается, что можно объяснить перераспределением тока пучка по его сечению, в результате чего возникает магнитное поле поперёк оси датчика, вызванное током самого пучка. Такое перераспределение тока пучка возникает в результате разной временной динамикой уменьшения

зазора между эмиссионными границами плазмы, появляющейся как на катоде, так и на аноде ускоряющего диода. Особенно ярко это проявляется в конце импульса генерации пучка и преимущественно при слабом магнитном поле диода.

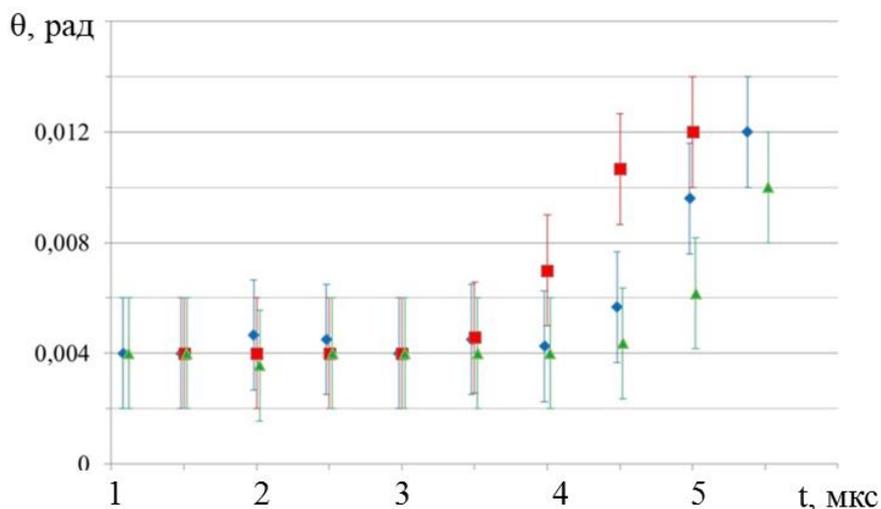


Рисунок 3.6 — Зависимости значений пичч-угла, при которых функция распределения имеет максимум, от времени для трёх значений ведущего магнитного поля в ускорительном диоде 0.13 Тл (красные квадраты), 0.17 Тл (синие ромбы) и 0.22 Тл (зелёные треугольники)

Для исследования зависимостей углового разброса пучка от параметров экспериментов магнитного поля диода и давления газа в трансформаторе и системе сжатия сечения пучка было проведено усреднение углового разброса пучка по длительности импульса в каждом из выстрелов, выполненных при различных условиях эксперимента. Процедура усреднения осуществлялась путём вычисления среднеквадратичных значений углов по функции распределения каждые 100 нс в течение полочки напряжения на катоде (около 3–4 мкс). Тогда эти среднеквадратичные значения дают средний угловой разброс электронов пучка для каждого выстрела. Вначале мы провели измерения среднего углового разброса пучка в зависимости от давления в облаке K_r при постоянном значении магнитного поля в диоде равном 0.13 Тл.

В ходе этой серии было подтверждено, что угловой разброс не зависит от давления в диапазоне давлений 2–4 атм.

Затем были проведены измерения среднего по длительности импульса углового разброса в зависимости от магнитного поля в диоде. Результаты экспериментов для магнитных полей в диапазоне 0.13–0.22 Тл и постоянном давлении 3.5 атм на клапанах приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 — Средний угловой разброс при различных значениях магнитного поля в диоде ускорителя

| В, Тл | 0.13 | 0.17 | 0.22 |
|------------------------------|----------|------------|-------------|
| Средний угловой разброс, рад | 0.1±0.02 | 0.093±0.01 | 0.067±0.008 |

Таким образом, увеличение магнитного поля в диоде приводит к существенному уменьшению углового разброса пучка и, следовательно, к росту плотности электронного пучка в фазовом пространстве. Полученные результаты полностью согласуются с теоретическими представлениями о формировании углового разброса. Для случая магнитного поля в диоде 0.22 Тл угловой разброс электронов пучка имеет величину около 4–6° [62], что, как будет показано далее, вполне приемлемо для пучково-плазменных экспериментов по генерации терагерцового излучения.

Как отмечалось выше по тексту, инжекция РЭП в плазму приводит к возбуждению и накачке колебаний в плазме. Важными характеристиками этого процесса являются инкремент пучковой неустойчивости и длина релаксации РЭП в плазме. Измерив угловой разброс электронов пучка, инжектируемого в плазму, и воспользовавшись имеющимися в литературе теоретическими моделями, мы можем оценить величины этих важных параметров пучково-плазменного взаимодействия.

Инкремент пучковой неустойчивости, который определяет скорость её развития, даётся выражением:

$$\Gamma \sim \omega_e \cdot \frac{n_b}{n_p} \cdot \frac{1}{\gamma(\delta\theta)^2}. \quad (3.1)$$

В условиях проводимых нами экспериментов его величина $\approx 2 \cdot 10^5$.

В свою очередь, длина релаксации определяет пространственный размер плазмы, на котором пучок эффективно накачивает собственные колебания плазмы. Для оценки этого параметра мы воспользовались формулой, полученной в приближении сильной турбулентности для случая сильного поля [72]:

$$I_{\text{HNL1}} \sim \beta_{\text{H}} I_{\text{NL1}} = \frac{c}{\pi\omega_p} \cdot \left(\frac{\omega_p}{\omega_{\text{H}}}\right)^2 \cdot \frac{E}{mc^2} \cdot \frac{E}{T_e} \cdot (\bar{\theta}^2). \quad (3.2)$$

Убедимся в применимости данной формулы для условий эксперимента. Во-первых, покажем, что выполняется приближение сильного поля:

$$\left(\frac{f_e}{f_p}\right)^2 > \frac{T_e}{mc^2}, \quad (3.3)$$

где T_e – температура электронов плазмы, f_e и f_p – циклотронная и плазменная частоты. В нашем случае среднее магнитное поле в области соленоида с плазмой $B = 4$ Тл. Среднее значение плотности плазмы лежит в диапазоне $n_e = (4-10) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Соответственно, $f_e = 112$ ГГц, $f_p = (180-280)$ ГГц. Тогда для минимального значения f_p получим, что $\left(\frac{f_e}{f_p}\right)^2 = 1/4$ и, следовательно, условие (3.3) заведомо выполняется. Далее проверим условия применимости приближения сильной турбулентности.

$$\beta_{\text{H}} \cdot \Lambda^{-1} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{E}{mc^2} \cdot \bar{\theta}^2 < \frac{n_b}{n_e} < \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \cdot \frac{f_e}{f_p} \cdot \frac{E}{mc^2} \cdot \bar{\theta}^2, \quad (3.4)$$

где n_b и n_e – плотность электронов в пучке и в плазме, $\bar{\theta}^2$ – среднеквадратичный угловой разброс пучка электронов.

В условиях проводимых экспериментов при измеренном угловом разбросе пучка $5-7^\circ$ единиц имеем, что $\bar{\theta}^2 = 10^{-2}$, тогда условие по режиму турбулентности будет выглядеть следующим образом $10^{-10} < \frac{n_b}{n_e} < 2 \cdot 10^{-4}$. В эксперименте: $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; $n_p = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $n_b/n_e = 4 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, мы попадаем на границу применимости использованного приближения. Вычисленные в этом случае зависимости длины релаксации РЭП от плотности и температуры плазмы приведены на рисунке 3.7. Из графика видно, что при плотности плазмы $n_p = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ с ростом температуры электронов от 10 до 100 эВ [73] длина релаксации уменьшается с 30 до 3 см. Необходимо отметить, что в экспериментах процесс взаимодействия РЭП с плазмой быстро переходит в нелинейную стадию, для которой до сих пор не закончено создание полноценной теоретической модели. Тем не менее проведенные оценки свидетельствуют о том, что основная доля излучения формируется вблизи области инжекции РЭП в плазму. Соответственно, остается возможность дальнейшего уменьшения длины плазменного столба, при сохранении эффективности генерации излучения.

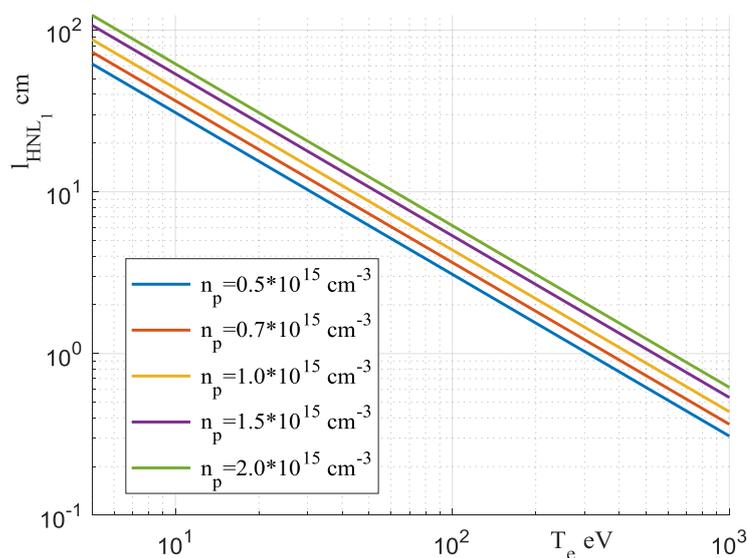


Рисунок 3.7 — Длина релаксации РЭП в зависимости от температуры электронной компоненты плазмы

Раздел 4 Исследование характеристик потока излучения, генерируемого системой РЭП-плазма

Детальные исследования характеристик потока излучения, генерируемого на частоте плазменных колебаний при эффективном взаимодействии РЭП с плазмой, необходимо для создания источников ТГц излучения на основе пучково-плазменного взаимодействия, а также важно с позиции понимания физических процессов при пучково-плазменном взаимодействии. Необходимо отметить, что для точного описания процессов генерации ТГц из плазмы требуются измерения большого числа параметров в широком диапазоне значений. Как например, локальных величин ЭМ полей в области генерации излучения внутри плазмы. Возможные подходы решения такой задачи известны, однако их практическое применение сопряжено с рядом сложностей и требует больших затрат ресурсов и времени. И, хотя в настоящее время оснащение установки не обеспечено всеми существующими диагностиками, работы по расширению диагностического комплекса и совершенствованию уже используемых диагностик ведутся и будут продолжены в дальнейшем. Тем не менее имеющийся в распоряжении и доработанный автором набор диагностик позволяет проводить измерения ключевых характеристик генерируемого излучения, а также анализировать их взаимосвязь с параметрами пучково-плазменной системы. При этом необходимо предварительно напомнить некоторые уже известные закономерности эмиссии излучения из замагниченной плазмы при релаксации в ней сильноточного РЭП. Далее, необходимо отметить некоторые особенности генерации ТГц излучения в пучково-плазменной системе обнаруженные в ходе предшествующих исследований. Первые эксперименты этой направленности, проведенные на установке ГОЛ-3 [33], показали, что ЭМ излучение из плазмы распространяется в поперечном направлении, т.е. перпендикулярно направлению индукции ведущего магнитного поля. Кроме того, в ходе этих исследований была обнаружена корреляция возникновения

излучения с ростом диамагнетизма плазмы и было показано, что наиболее эффективно взаимодействие происходит на расстояниях масштаба 1 м от входной магнитной пробки соленоида [34]. В последующих экспериментах, проведённых на установке ГОЛ-ПЭТ, при одновременной регистрации потоков излучения в продольном и радиальном направлениях, было показано, что с ростом плотности плазмы от 10^{14} до 10^{15} см⁻³ происходит переключение преимущественного направления выхода излучения на плазменной частоте из ортогонального к оси плазменного столба в продольное [35]. В связи с этим значительные усилия при выполнении данной диссертационной работы были сфокусированы на исследовании характеристик потока излучения, генерируемого при относительно высокой плотности плазмы ($n_e \approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³) при прохождении в нём РЭП с плотностью тока (1–2) кА/см² и распространяющегося вдоль оси плазменного столба.

4.1 Спектральный состав и возможные механизмы генерации излучения в пучково-плазменной системе установки ГОЛ-ПЭТ

Прежде чем переходить к рассмотрению закономерностей генерации потока ТГц излучения, выходящего вдоль оси пучково-плазменной системы, необходимо определить наиболее вероятные механизмы формирования этого излучения. Для решения поставленной задачи в ходе проведения исследований с использованием полихроматора (см. подраздел 1.1) проводились измерения спектрального состава излучения. Дополнительно отметим, что для большей части рассмотренных параметров в эксперименте реализовывался случай сильной турбулентности, который характеризуется высоким уровнем нелинейных процессов, что сильно затрудняет сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями в рамках имеющихся теоретических моделей. Тем не менее для ряда экспериментов удалось

реализовать условия хорошей однородности по сечению плазменного столба, что приемлемо с позиции возможности сопоставления с результатами теоретического анализа. Именно на основе этих случаев будет проведено сопоставление спектров, регистрируемых в эксперименте с возможными теоретическими описаниями механизмов генерации излучения в пучково-плазменной системе. Спектральный состав излучения, выходящего вдоль оси системы, измеренный в условиях однородной плотности по сечению плазменного столба приведён на рисунке 4.1.

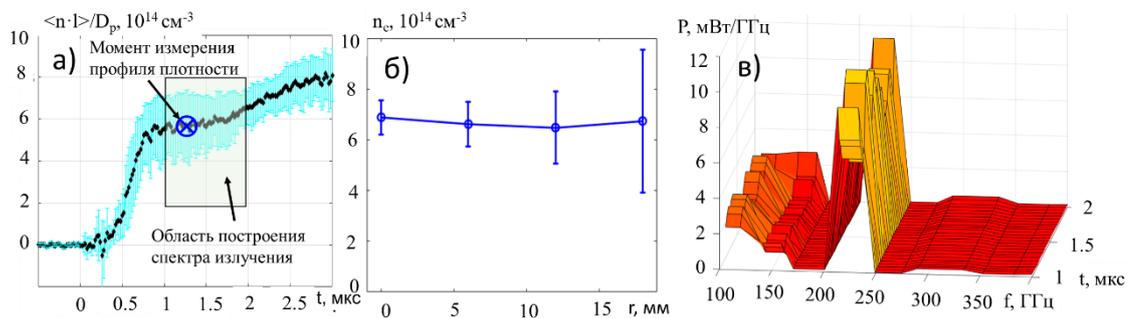


Рисунок 4.1 — Средняя по диаметру плотность плазмы (а); распределение плотности плазмы по радиусу (б); спектральный состав излучения (в); сигналы усреднены по набору из 9 выстрелов

Как видно из графика, излучение в диапазоне 100–500 ГГц локализовано в трёх спектральных областях: ≈ 120 , ≈ 220 и ≈ 320 ГГц. В данном эксперименте на ГОЛ-ПЭТ реализована релаксация мощного релятивистского электронного пучка (0.5 МэВ, 15 кА) в плазме с плотностью масштаба $6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, удерживаемой в сильном магнитном поле с индукцией масштаба 4 Тл [74]. Для приведённых параметров эксперимента характерные частоты имеют следующие значения: $f_e = 112 \text{ ГГц}$; $f_p = 220 \text{ ГГц}$.

При таких параметрах эксперимента частота электрон-циклотронных колебаний оказывается сравнима с частотой ленгмюровских колебаний. В этом случае возникает необходимость учитывать вклад магнитного поля в уравнение дисперсии плазменных колебаний при вычислении вероятностей

различных нелинейных процессов с участием этих колебаний [46, 75]. Эти плазменные колебания лежат на ветви верхне-гибридных плазменных волн, область которых простирается от ленгмюровской (плазменной) частоты f_p до верхне-гибридной $f_{uh} = 245$ ГГц.

По нашему мнению, наиболее подходящим подходом к теоретическому описанию генерации излучения в пучково-плазменной системе установки ГОЛ-ПЭТ служит аналитическое рассмотрение и численное моделирование этого процесса, изложенные в работах [44 – 46]. Эти работы базируются на теоретической модели спектра сильной ленгмюровской турбулентности, накачиваемой РЭП в присутствии сильного магнитного поля. Поскольку результат, приведённый в данных работах, даёт неплохое совпадение расчётных значений частот генерации излучения со спектрами, регистрируемыми в эксперименте, а также даёт мультимегаваттный уровень расчётной величины мощности на плазменных частотах, то изложение теоретических представлений о процессах, протекающих при генерации в пучково-плазменной системе будет приведено в данном тексте, следуя логике этих работ.

Согласно работе [46], в ходе релаксации сильноточного РЭП в плазме может формироваться турбулентный волновой спектр с изотропным характером углового распределения волновых векторов. В этом спектре можно выделить три характерные области: область источника плазменных колебаний, инерционный интервал, в котором происходит перекачка колебаний по спектру в область малых волновых векторов, и область поглощения колебаний, локализованная в окрестности $k \sim 20 k_D$, (где $k_D = \frac{2\pi}{r_D}$, а r_D – дебаевский радиус плазмы, см. рисунок 4.2). Приведенное на этом рисунке модельное представление спектра колебаний соответствует случаю замагниченной плазмы, в которой первоначально протяжённые поперек магнитного поля каверны плотности плазмы в процессе своей эволюции теряют плазмоны и разбиваются на более мелкие каверны с $k \sim k_M$,

быстрое рассеяние на которых способствует постоянной подпитке свободных верхне-гибридных колебаний в области $k_{\perp} \sim k_M$. Здесь k_M – волновой вектор колебаний, соответствующий границе развития модуляционной неустойчивости.

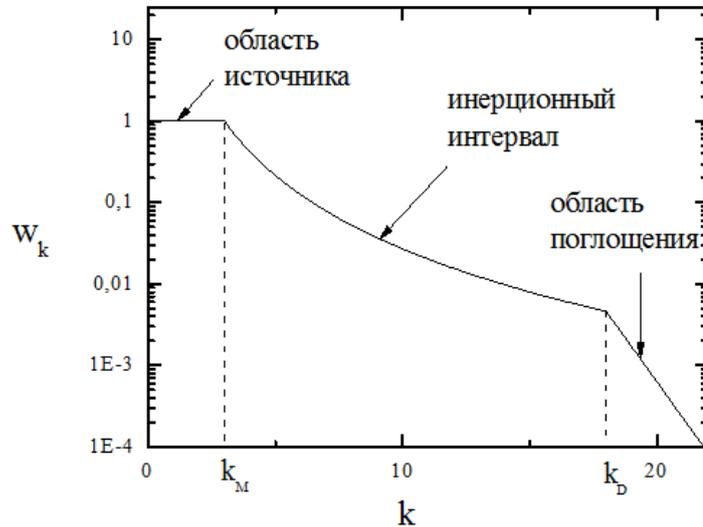


Рисунок 4.2 — Характерный вид спектра сильной ленгмюровской турбулентности

Область источника занимают свободные ленгмюровские колебания с $k_{\perp} < k_M \approx \sqrt{W/nT}/r_D$, которые попадают сюда из области накачки при рассеянии на длинноволновых флуктуациях плотности плазмы. Внутри инерционного интервала, характеризуемого степенной зависимостью снижения плотности колебаний с ростом волнового вектора, $W_k \propto k_{\perp}^{-\sigma}$, благодаря развитию модуляционной неустойчивости происходит захват колебаний в локальные ямы плотности плазмы с последующим их коллапсом, сопровождаемым перекачкой волновой энергии в коротковолновую часть спектра. На мелких пространственных масштабах включаются различные механизмы поглощения энергии колебаний, и спектральная плотность энергии быстро спадает при дальнейшем увеличении волнового вектора k .

Таким образом, вклад в излучение турбулентной плазмы вблизи удвоенной плазменной частоты могут давать как колебания из области источника, в которых сконцентрирована большая часть волновой энергии, так и запертые в кавернах колебания, которые, несмотря на относительно малое энергосодержание на поздних стадиях коллапса, достигают весьма больших плотностей энергии и могут приводить к характерным вспышкам излучения.

Среднюю плотность мощности турбулентных колебаний (P_b), накачиваемых пучком, можно оценить в следующем виде:

$$P_b = \frac{j_b \cdot \Delta E}{e \cdot L}, \quad (4.1)$$

где j_b – плотность тока пучка, L – расстояние, пройденное пучком в плазме, ΔE – потери энергии пучка на длине L .

Оценку для максимально достижимой мощности накачки можно получить, зная, что значительная часть энергии пучка идёт на возбуждение когерентного волнового пакета большой амплитуды на входе в плазму. Поскольку на длине пакета $l \sim v_b / \Gamma$ пучок замедляется на $\Delta v \sim v_b \cdot \Gamma / \omega_p$ [76], где инкремент двухпоточковой неустойчивости $\Gamma = (0.7 \cdot \omega_p / \gamma_b) \cdot (n_b / n_e)$, γ_b – релятивистский фактор пучка, ω_p – плазменная частота, n_b и n_e – плотности электронов пучка и плазмы, соответственно.

Выполненные теоретические оценки показывают, что для пучка с энергией 1 МэВ и плотностью тока 1.5 кА/см² мощность накачки может достигать уровня 100 МВт/см³ внутри области наиболее интенсивного пучково-плазменного взаимодействия, где возбуждаются когерентные волновые пакеты большой амплитуды. Максимальная мощность терагерцового излучения при длине пакета ($l \sim v_b / \Gamma = 1-3$ см) может достигать значений 30–100 МВт. Столь высокая локализация волновой энергии, как показывает численное моделирование [77], может возникать при инжекции пучка в однородный участок плазмы через достаточно резкую границу.

Численные расчёты спектральной плотности мощности, выполненные для параметров плазмы и ведущего поля, обозначенных в начале раздела, приведены на рисунке 4.3. Как видно из графиков, излучение, генерируемое вблизи основной плазменной частоты, распространяется под малыми углами к направлению ведущего магнитного поля. Причём основная плотность мощности локализована в диапазоне частот 200–260 ГГц, что достаточно хорошо совпадает со спектральной компонентой потока, измеренной в эксперименте. Дополнительно отметим, что в случае однородной плотности плазмы ширина частотного спектра ЭМ излучения существенно зависит не только от тепловых и магнитных добавок к линейному закону дисперсии взаимодействующих плазменных мод, но и от энергии турбулентности. При выбранных параметрах плазмы именно корреляционное уширение резонансов, связанное с быстрым рассеянием плазмонов на флуктуациях плотности плазмы, определяет ширину спектра ЭМ волн. Кроме того, внешнее магнитное поле также увеличивает ширину спектра ЭМ излучения, но практически не влияет на величину интегральной мощности.

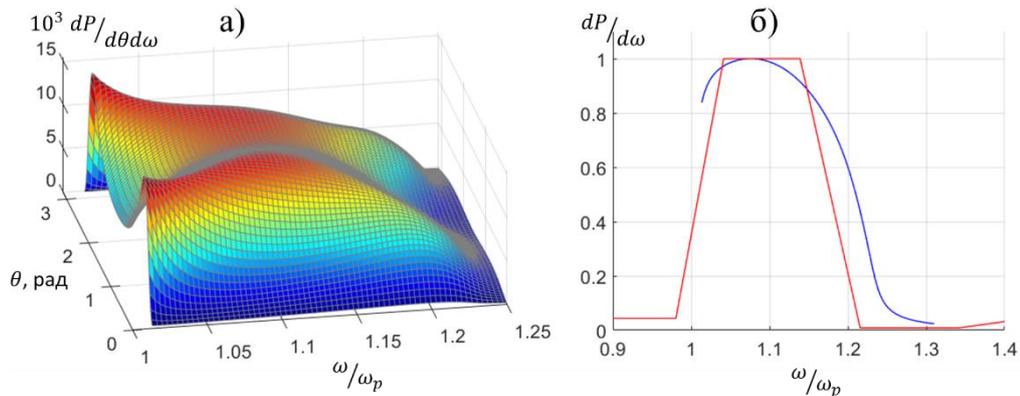


Рисунок 4.3 — Распределение спектральной плотности мощности по частоте (в относительных единицах) в окрестности основной плазменной частоты:

расчётное угловое распределение (а); интегральная по всем углам спектральная плотность мощности (б). Синяя линия — расчётная кривая; красная линия — положение максимума сигналов с полихроматора

Другим существенным моментом, который описывается в рамках этой модели, является перераспределение мощности из поперечного потока в

продольный с ростом плотности плазмы. Так, если в разряженной плазме излучение на второй гармонике плазменной частоты направлено преимущественно поперёк плазменного столба, то в плотной плазме оно эмитируется под острым углом, что позволяет значительной части его энергии выходить в продольном направлении. Что подтверждается результатами как физического [35], так и численного экспериментов [46]. Угловое распределение мощности ЭМ эмиссии вблизи удвоенной плазменной частоты, полученное в численном эксперименте для двух вариантов плотности, приведено на рисунке 4.4.

Таким образом, генерация ТГц излучения является результатом развития двухпотоковой (пучковой) неустойчивости, которая приводит к коллективной релаксации килоамперного РЭП при его прохождении в длинном плазменном столбе в условиях удержания плазмы многопробочным магнитным полем. Частота излучения определяется частотой верхне-гибридных колебаний плазмы, т.е. плотностью плазмы. Причём с ростом плотности увеличивается доля мощности излучения в продольном потоке излучения. А максимальная мощность терагерцового излучения может достигать значений 30–100 МВт.

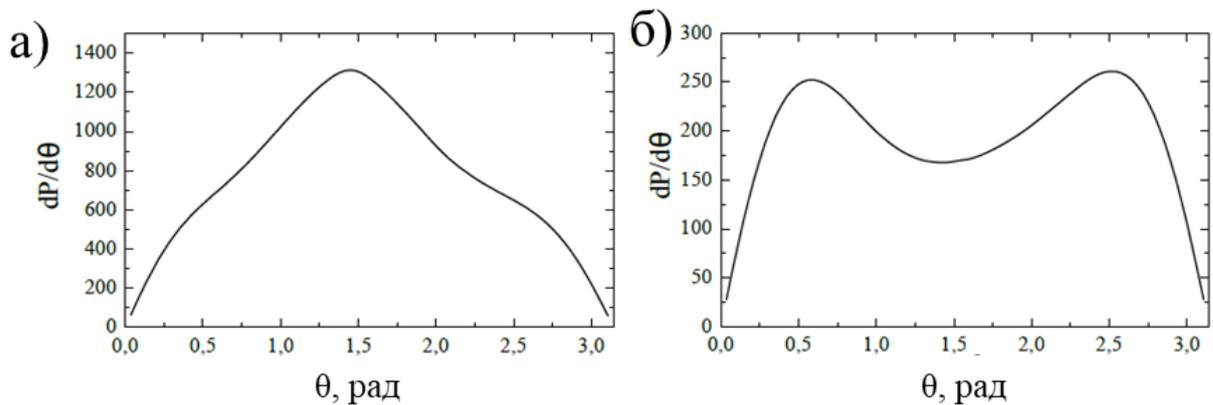


Рисунок 4.4 — Угловое распределение просуммированной по поляризациям мощности ЭМ эмиссии вблизи удвоенной плазменной частоты в разряженной $n=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (а) и плотной $n=3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ плазме (б)

4.2 Эксперименты при различном уровне неоднородности плотности плазмы

Как уже отмечалось выше, роль прибора для измерения спектрального состава излучения, выходящего вдоль оси пучково-плазменной системы, выполнял 8-канальный полихроматор. При этом распределение полосовых пропускающих фильтров по частотно-селективным каналам регистрации подбиралось так, чтобы в максимальной степени обеспечить высокую селективность каналов по частоте при их приемлемой чувствительности. Распределение фильтров по каналам полихроматора, использованное в данной серии экспериментов, приведено в таблице 4.1.

При вычислении чувствительности каналов полихроматора с заданным набором фильтров использовались результаты калибровки абсолютной спектральной чувствительности частотно-селективных каналов, полученных на специальном стенде (см. подраздел 2.2). Итоговая чувствительность каждого из каналов полихроматора приведена на рисунке 4.5.

В процессе проведения исследований были рассмотрены условия генерации излучения в широком диапазоне параметров. Далее будут рассмотрены три конфигурации эксперимента, приводящие к различным вариантам потока излучения, выводимого из плазмы в продольном направлении. Прежде всего, отметим следующую особенность генерации излучения. Как было показано в разделе 3, в экспериментах реализуется случай сильной турбулентности. Это, в свою очередь, приводит к высокой неоднородности локальных параметров плазмы как во времени, так и в пространстве. В результате чего становится возможно различное протекание процессов пучково-плазменного взаимодействия при схожих начальных условиях проведения эксперимента. Поэтому одной из задач проводимых исследований являлось идентификация влияния измеряемых макроскопических параметров на результирующий поток излучения.

Таблица 4.1 — Набор фильтров полихроматора в экспериментах с различным уровнем однородности плазмы

| № канала | 1.1 | 1.2 | 1.3 | 1.4 | 2.1 | 2.2 | 2.3 | 2.4 |
|---|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Максимум чувствительности канала (f_0 , ГГц) | 450 | 250 | 125 | 220 | 90 | 180 | 300 | 350 |
| Ширина канала (Δf , ГГц) | 86 | 35 | 18 | 45 | 16 | 37 | 42 | 63 |

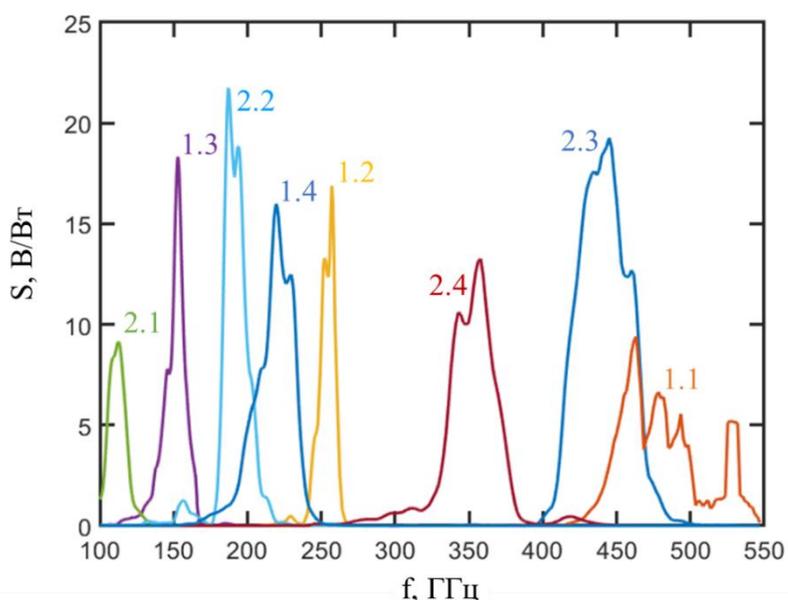


Рисунок 4.5 — Чувствительности каналов полихроматора, после свертки с функциями пропускания полосовых фильтров

На начальных этапах исследования, в отдельных выстрелах наблюдалось значительное увеличение мощности в потоке излучения. В результате отбора и сопоставления выстрелов с высокой плотностью мощности было замечено, что существует корреляция между средней по сечению величиной поперечного градиента плотности и уровнем мощности в продольном потоке излучения, что демонстрирует график на рисунке 4.6.

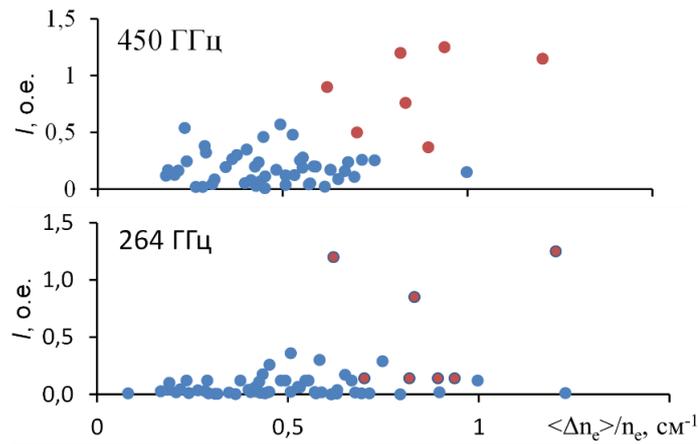


Рисунок 4.6 — Зависимость мощности излучения от величины среднего по диаметру градиента плотности

На основе замеченной взаимосвязи была проведена серия экспериментов, в которых целенаправленно подбирались условия, обеспечивающие формирование плазменного столба с высоким значением поперечного градиента плотности [78]. Путём оптимизации сценария проведения эксперимента, с использованием возможностей системы приготовления плазмы на основе В/В разряда были реализованы две различные конфигурации плотности плазмы. Далее, на рисунке 4.7 приведены наборы однотипных поперечных профилей плотности (а, б), которые были измерены системой Томсоновского рассеяния и два распределения плотности (в, г), полученные путём усреднения соответствующих наборов профилей и характеризующие различные конфигурации плазмы. Как видно из представленных графиков, в первом варианте профиль плотности характеризуется более высоким средним значением и малыми градиентами $\frac{\partial n_e}{\partial x} \leq 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-4}$ (случай однородной плазмы). Во втором варианте профиль плотности характеризуется более низким средним значением и высокими градиентами $\frac{\partial n_e}{\partial x} \geq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-4}$ (случай градиентной плазмы). Осциллограммы сигналов спектральной плотности мощности, измеренной полихроматором для двух вариантов плотности приведены на рисунке 4.8.

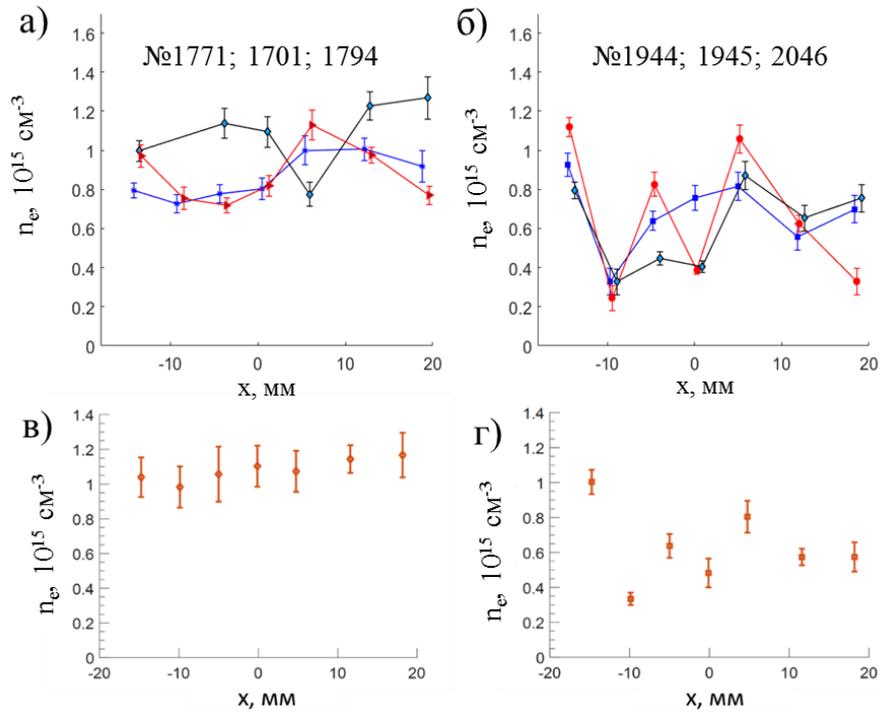


Рисунок 4.7 — Характерные распределения плотности плазмы. Примеры отдельных выстрелов (а) и (б); профили, усредненные по наборам выстрелов (в) и (г). На графиках (а) и (в) – случай с однородным профилем плазмы, на графиках (б) и (г) – случай с градиентным профилем

Как правило, в случае плазмы с градиентами плотности наблюдалось значительное увеличение мощности в потоке излучения, и для достижения приемлемого уровня сигналов с детекторов полихроматора на вход последнего устанавливался серый фильтр с коэффициентом пропускания 2%. Тем не менее на осциллограммах сигналов с каналов полихроматора, соответствующих частотам 264, 224 и 188 ГГц, видны участки плато, свидетельствующие об ограничении амплитуды сигнала, проходящего через систему регистрации этих каналов. Выходной сигнал датчиков ограничен величиной 1.5 В. Учитывая результаты выстрела № 1945, мы дополнительно установили в эти каналы ослабляющие фильтры для последующих выстрелов, чтобы избежать насыщения датчиков. С учётом дополнительных ослабителей спектральная плотность мощности в диапазоне частот 150–300 ГГц больше, чем её значение в диапазоне 400–800 ГГц, примерно на два порядка.

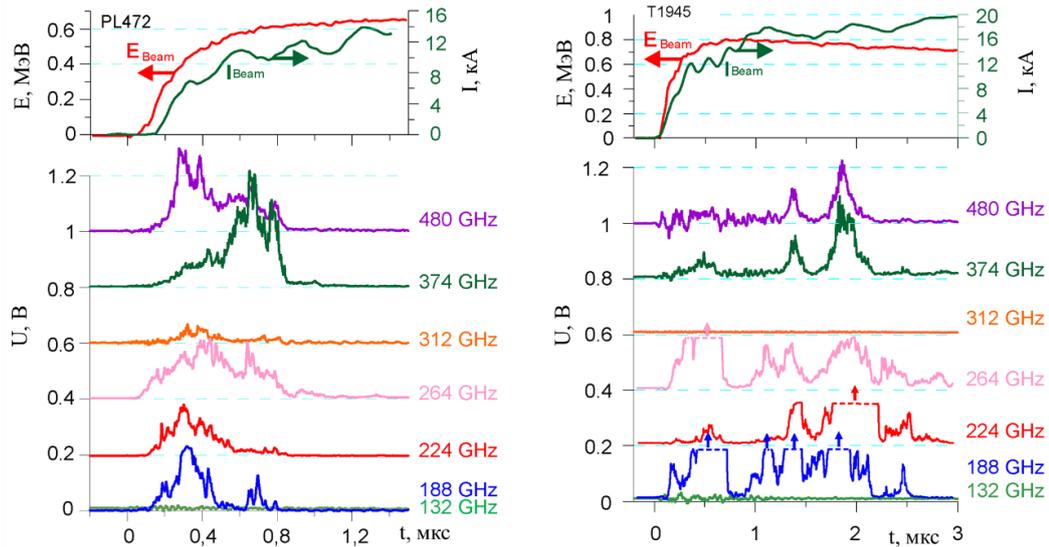


Рисунок 4.8 — Осциллограммы сигналов в каналах полихроматора. Слева случай однородной плазмы; справа случай градиентной плазмы

Как уже отмечалось, наибольшая интенсивность пучково-плазменного взаимодействия реализуется в условиях с высоким уровнем турбулентности. Но в таких условиях процесс генерации может реализовываться в нерегулярном режиме, который сопровождается флуктуациями мощности и спектрального состава генерируемого потока. По этой причине, среди набора выстрелов с высоким уровнем градиентов проводился дополнительный отбор выстрелов. Кроме того, в данной серии экспериментов при вычислении спектральной плотности мощности учитывался угловой размер источника излучения, который полагался равным сечению торца плазменного столба.

На рисунке 4.9 приведены средние значения для выстрелов в режимах с однородной и градиентной плазмой, соответствующие двум вариантам распределения плотности на рисунке 4.7. Представленная статистика выстрелов демонстрирует высокую достоверность представленного результата экспериментов. Выбранные наборы выстрелов использовались для статистического усреднения сигналов полихроматора и вычисления временной динамики спектральной плотности мощности генерируемого излучения, которая представлена на рисунке 4.10.

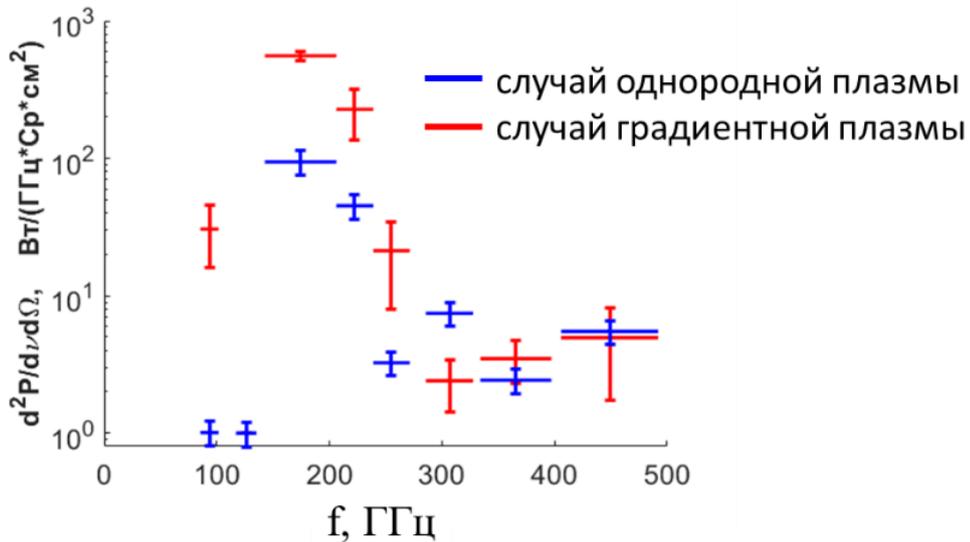


Рисунок 4.9 — Средние значения спектральной плотности мощности в максимуме сигналов излучения

Из графиков видно, что спектральная плотность мощности потока излучения в диапазоне частот 150–300 ГГц (диапазон верхне-гибридных плазменных колебаний), генерируемого в условиях сильных радиальных градиентов плотности (см. рисунок 4.10 (б)), превышает более чем на порядок величины спектральную плотность мощности, измеренную в случае использования плазменного столба с однородным распределением плотности по сечению (см. рисунок 4.10 (а)). Удельное значение мощности излучения в спектральном интервале 150–300 ГГц достигает 25 ± 4 кВт \cdot ср $^{-1} \cdot$ см $^{-2}$. Средняя мощность этого излучения оценивается в 4 ± 1 МВт [78]. Длительность импульса в сильно неоднородной плазме увеличивается в несколько раз по сравнению с однородным случаем и достигает 3 мкс. На более высоких частотах также имеется значительная спектральная плотность мощности. Этот спектральный диапазон соответствует удвоенной величине верхне-гибридной частоты плазменных колебаний в потоке ЭМ излучения, а его спектральная плотность мощности оказалась на порядок ниже по сравнению с величиной мощности на основной частоте.

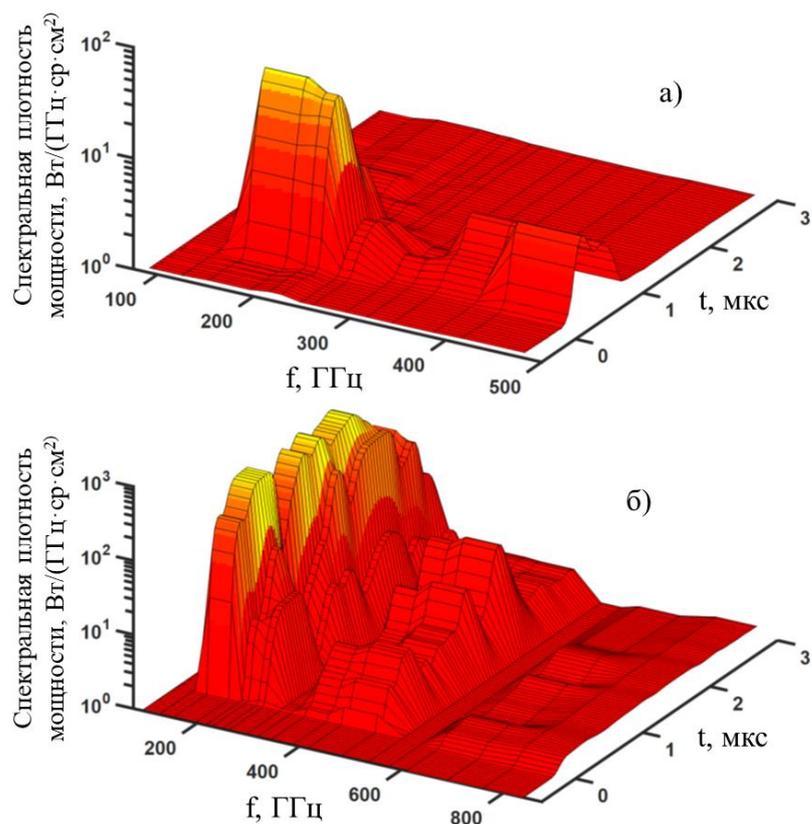


Рисунок 4.10 — Временная динамика спектральной плотности мощности в потоке излучения для наборов выстрелов в режимах с однородной (а) и градиентной (б) плазмой

Таким образом, результаты проведённых экспериментов демонстрируют, что переход от конфигурации с однородной плазмой к конфигурации с радиальными градиентами плотности приводит к 30-кратному увеличению спектральной плотности мощности в потоке излучения на частотах 0.2–0.3 ТГц [78]. Также в работе [78] было предложено теоретическое объяснение данного эффекта. Суть эффекта можно описать следующим образом. Квазипериодическое возмущение плотности плазмы в продольном и поперечном направлениях приводит к такой трансформации характера дисперсии электронных плазменных волн, при которой линия резонансного взаимодействия пучка, смещённая с учётом релятивизма электронов на доплеровский сдвиг, пересекается с медленной ветвью ЭМ плазменных волн. В этих условиях появляется возможность возбуждения и накачки

релятивистским пучком непосредственно ЭМ волны и тем самым генерировать поток ЭМ излучения без промежуточного процесса трансформации волн. Стоит отметить, что, согласно численной модели, для реализации данного эффекта необходимо воспроизведение определенной структуры возмущений плотности. В связи с высоким уровнем турбулентности, наблюдаемой в экспериментах, обеспечить сохранение такой структуры в течение всего времени инжекции РЭП представляется нетривиальной задачей. С другой стороны, возможно спонтанное воспроизведение структуры возмущений плотности, благоприятной для генерации излучения, что косвенно подтверждается наличием провалов и всплесков мощности в потоке излучения, регистрируемого полихроматором.

4.3 Измерение характеристик потока излучения, выведенного через торец плазменного столба со спадом плотности

В ходе исследования генерации излучения в плазменном столбе с различным уровнем поперечных градиентов плотности был отработан сценарий проведения эксперимента, обеспечивающий создание предварительной плазмы с устойчивым формированием градиентов плотности. Дальнейшие исследования были продолжены в рамках данного сценария. С другой стороны, как было показано в подразделе 2.2, В/В система приготовления плазмы позволяет варьировать продольный профиль плотности плазмы за счёт управляемого изменения распределения нейтрального газа по длине вакуумной камеры. В данном разделе будут описаны результаты экспериментов для случая, когда в дополнение к высокому уровню поперечных градиентов плотности на торце плазменного столба реализован спад плотности в вакуум за счёт выбора режима растекания водорода при срабатывании импульсного клапана [69].

Используемая система формирования плазмы позволяет получить требуемую конфигурацию с поперечными градиентами плотности при среднем значении плотности внутри вакуумной камеры в диапазоне 10^{13} – 10^{15} см^{-3} . Напомним, что в случае продолжительного напуска водорода через клапан на координате $z=84$ см (время открытого клапана – $\tau > 2$ мс) происходит заполнение этим газом всей длины вакуумной камеры от места входа пучка до выходного расширителя. В этом случае столб предварительной плазмы позволяет обеспечить высокую степень нейтрализации собственного заряда РЭП и его тока на всей длине камеры, от трансформатора сечения пучка до поглощающего коллектора. При пониженной длительности ($\tau \sim 1.6$ мс) напуска водорода наблюдается резкое снижение плотности газа в той части камеры, где перед коллектором имеется расширитель, принимающий электронный пучок. При этом торец столба предварительной плазмы не касается коллектора и отделён от коллектора вакуумным зазором. В этих условиях вакуумный зазор приводит к срыву токовой нейтрализации пучка, и остаётся только лишь нейтрализация пучка по заряду. В этих условиях плотность предварительной плазмы получается на низком уровне ($\sim 10^{13}$ см^{-3}), а её подъём до высоких значений ($\sim 10^{14}$ см^{-3}) происходит во время инжекции РЭП, как это демонстрирует результат измерения динамики плотности, представленный на рисунке 4.11.

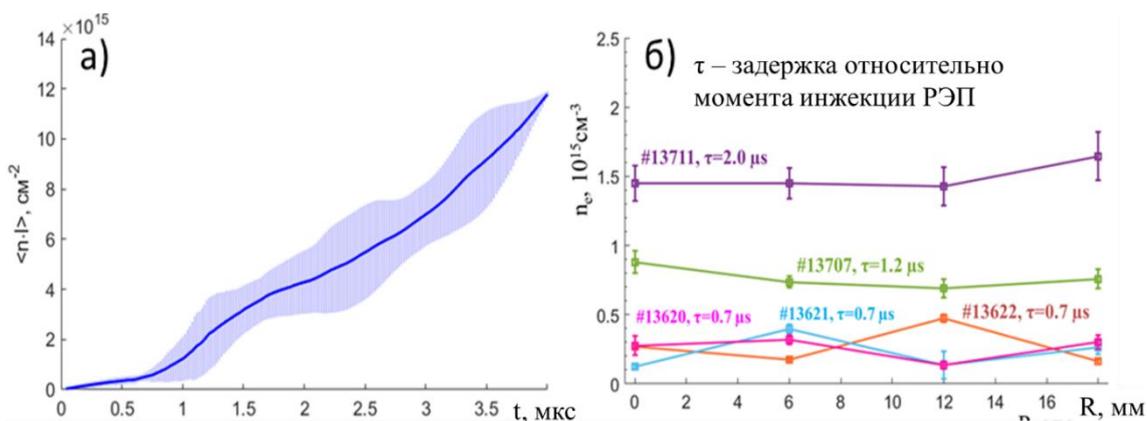


Рисунок 4.11 — Измерения линейной плотности (а) плазмы и радиального распределения плотности (б) в режиме с резким понижением плотности плазмы на торце плазменного столба на его конце, где выходит РЭП

Как видно из графиков средней по диаметру плотности плазмы (см. рисунок 4.11 (а)) и радиального профиля плотности плазмы (см. рисунок 4.11 (б)), измеренного в разные моменты времени в течение инжекции РЭП, происходит рост плотности. Причём в распределении плотности по радиусу в момент времени 0.7 мкс присутствуют градиенты, масштаб которых достигает 50% плотности. Измерения для более поздних времен 1.2 и 2 мкс указывают на постепенное исчезновение градиентов, которое происходит по мере подрастания плотности плазмы. Рост обусловлен дополнительной ионизацией нейтрального газа в области распространения пучка, которая обеспечивается за счёт повышения температуры электронов плазмы в ходе пучкового нагрева до уровня масштаба ~ 0.1 кэВ [73]. При этом следует отметить, из-за продолжительного продольного течения газа (около 10 мс) после срабатывания клапана его распределения по сечению вакуумной камеры оказывается практически однородно при наличии резкой границы на фронте газового потока. Отметим, что, несмотря на сравнительно непродолжительное время жизни поперечных градиентов, само их появление на начальных этапах инжекции РЭП приводит к многократному росту мощности в потоке излучения, выводимом из плазменного столба. Спектральный состав потока излучения, измеренный в случае плазменного столба с однородным сечением и со спадом плотности на торце, где выходят пучок и поток излучения, представлен на рисунке 4.12.

В ходе экспериментов оказалось, что резкое понижение плотности на торце плазменного столба не оказывает прямого влияния на генерацию излучения в плазменном столбе, но создаёт условия для эффективного вывода потока излучения вначале из плазмы в вакуум и затем из вакуума через разделительное окно в атмосферу [79, 80]. Такая конфигурация эксперимента привела к увеличению эффективности вывода излучения из плазменного столба и позволила дополнительно повысить уровень мощности в потоке излучения, выведенном в атмосферу. Достигнутая в этих условиях напряжённость электрического поля в выведенном потоке излучения

оказалась настолько высокой, что обеспечила горение ВЧ разряда в стеклянных колбочках неоновых газоразрядных ламп. Именно на этом этапе экспериментов стало возможным использование панелей из газоразрядных ламп для визуализации сечения потока ТГц излучения [79].

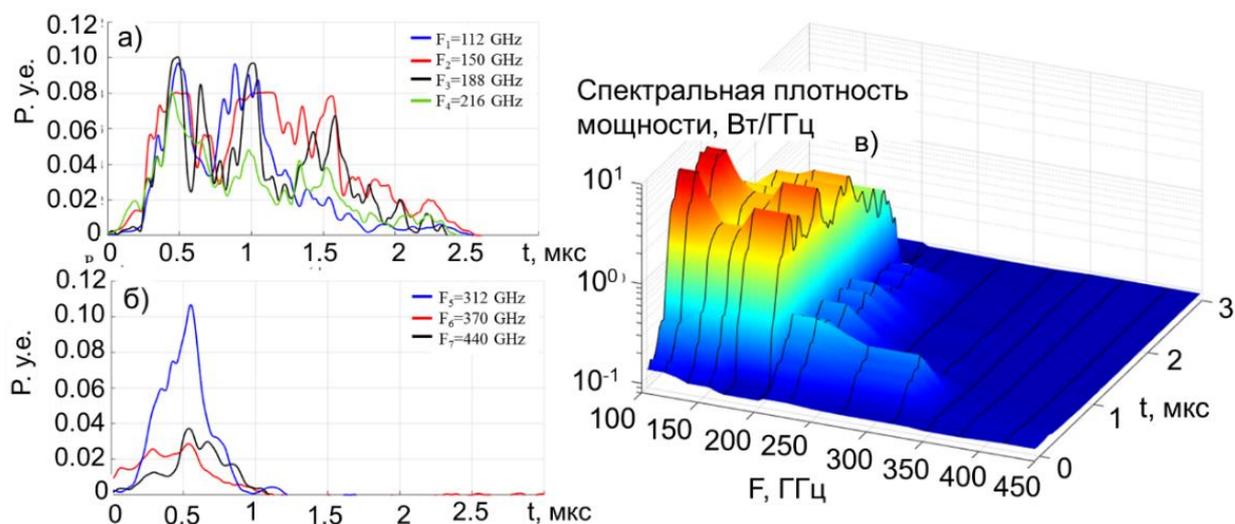


Рисунок 4.12 — Спектральный состав излучения в режиме с вакуумным зазором. Осциллограммы сигналов с низкочастотных (а) и высокочастотных датчиков (б); динамика спектрального состава излучения (в)

Первые эксперименты с использованием неоновых панелей были направлены на измерение пространственного распределения мощности в сечениях потока излучения, свободно распространяющегося в атмосфере, на различном расстоянии от выходного окна установки. Схема расположения панели и фотографии её свечения на различном удалении от выходного окна представлены на рисунке 4.13.

На фотографиях, представленных на рисунке 4.13, видно, что основная доля мощности локализована в центральной части потока, в круге диаметром около 20 см. Причём данная структура свечения панели и, соответственно, распределение мощности в потоке сохраняются на расстоянии до 3 м. На расстоянии более 3 м от выходного окна исчезает ярко выделенная область свечения панели, но по-прежнему наблюдается свечение отдельных ламп.

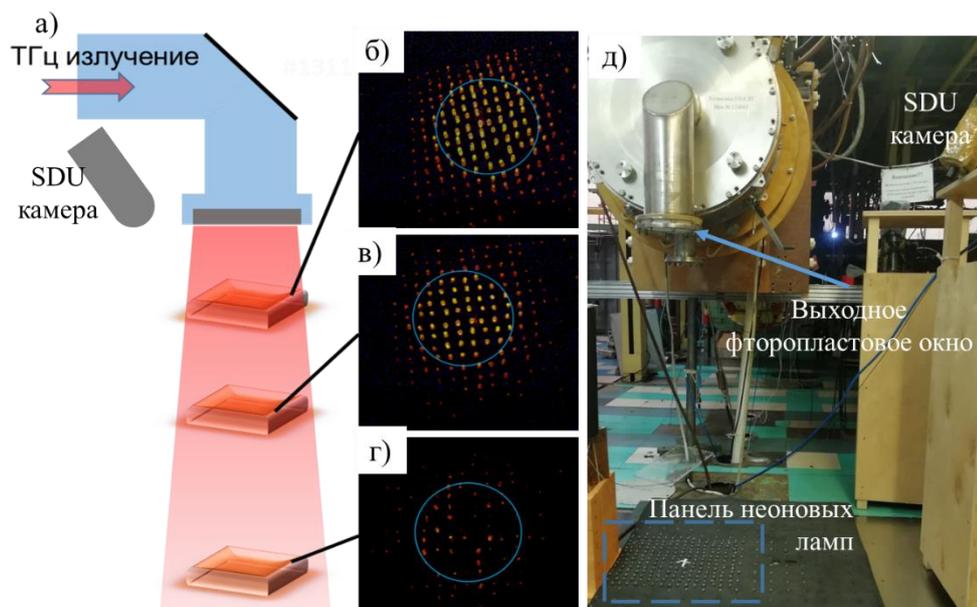


Рисунок 4.13 — Распределение плотности мощности ТГц излучения по сечению потока, распространяющегося в атмосфере на разном расстоянии от выходного окна: схема эксперимента (а); фото панели на расстояниях 46 см (б), 108 см (в), 320 см (г); фото установки (д)

Изменение характера свечения мы интерпретируем следующим образом. Естественное ослабление ТГц излучения в атмосфере и заметная угловая расходимость потока приводят к уменьшению плотности мощности в сечении потока. Зажигание ламп в отсутствии дополнительного напряжения имеет пороговый характер. Таким образом, на некотором расстоянии от выходного окна средняя плотность мощности в потоке падает ниже этого порогового уровня и на панели пропадает область яркого свечения. Горение отдельных ламп объясняется высоким локальным значением напряженности ЭМ поля в потоке из-за неоднородности плотности мощности в потоке излучения. Кроме того, мы провели серию экспериментов по фокусировке излучения, выходящего через фторопластовое окно из вакуума в атмосферу. В этой серии для визуализации потока излучения использовалась панель с длинными газоразрядными лампами и фторопластовая линза с фокусным расстоянием 28 см для трансформации потока. Схема эксперимента по фокусировке излучения и фотографии свечения панели приведены на рисунке 4.14.

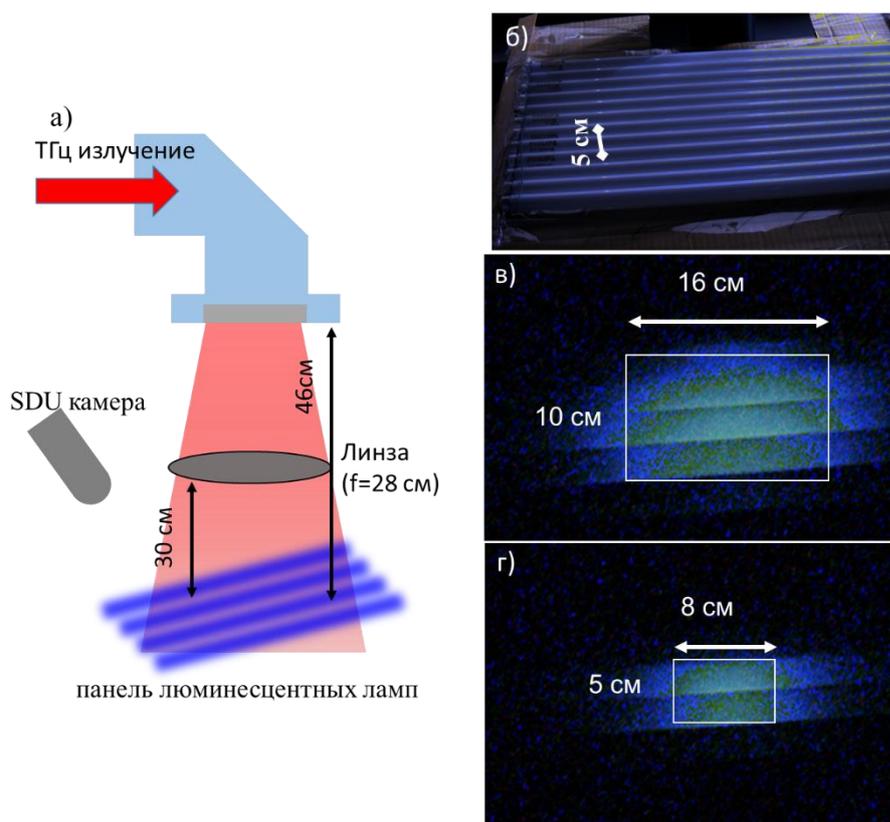


Рисунок 4.14 — Схема эксперимента по фокусировке излучения (а) и фотографии панели: панель (б); свечение панели в случае без линзы (в); свечение панели, когда установлена линза (г)

В экспериментах панель располагалась на расстоянии 46 см от выходного окна установки. Линза устанавливалась на расстоянии 30 см над панелью. На фотографиях видно, что использование линзы приводит к уменьшению светящейся области примерно в два раза. По результатам измерения сечения потока излучения при его распространении в атмосфере была выполнена оценка угловой расходимости потока [80], величина которой составляет примерно $5-7^\circ$.

Полученные результаты свидетельствуют о высокой плотности мощности и сравнительно малой угловой расходимости потока. В связи с чем было решено провести серию измерений энергосодержания в импульсе излучения. Для проведения этой серии экспериментов использовался готовый калориметр, описание которого приведено в подразделе 1.1. Напомним, что по

результатам калибровки, выполненной авторами калориметра с помощью импульсного магнетрона, величина чувствительности на частоте 100 ГГц составила около 70–90 мкВ/Дж [60]. Это значение чувствительности было использовано для интерпретации результатов наших измерений.

Схема экспериментов по регистрации энергосодержания в импульсе излучения приведена на рисунке 4.15. Калориметр располагался под выходным окном на расстоянии 630 мм. Положение калориметра центрировалось относительно выходного окна установки. Измерения проводились в двух вариантах распространения потока излучения в атмосфере. В первом варианте поток излучения распространялся в атмосфере беспрепятственно расширяясь. Во втором варианте при помощи металлической трубы происходило формирование направленного потока излучения.

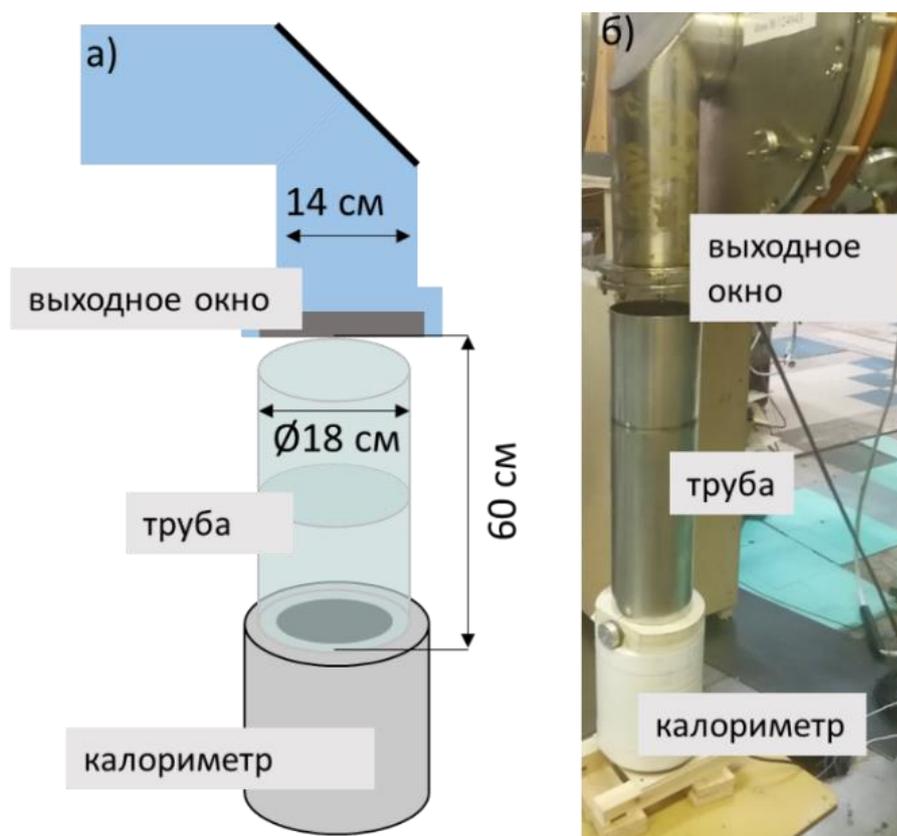


Рисунок 4.15 — Схема проведения калориметрических измерений (а) и фотография расположения калориметра в экспериментальном зале (б)

Для визуализации сечения потока излучения, падающего на вход калориметра, использовалась панель неоновых ламп. На рисунке 4.16 представлены фотографии свечения неоновых ламп в двух вариантах распространения потока излучения в атмосфере.

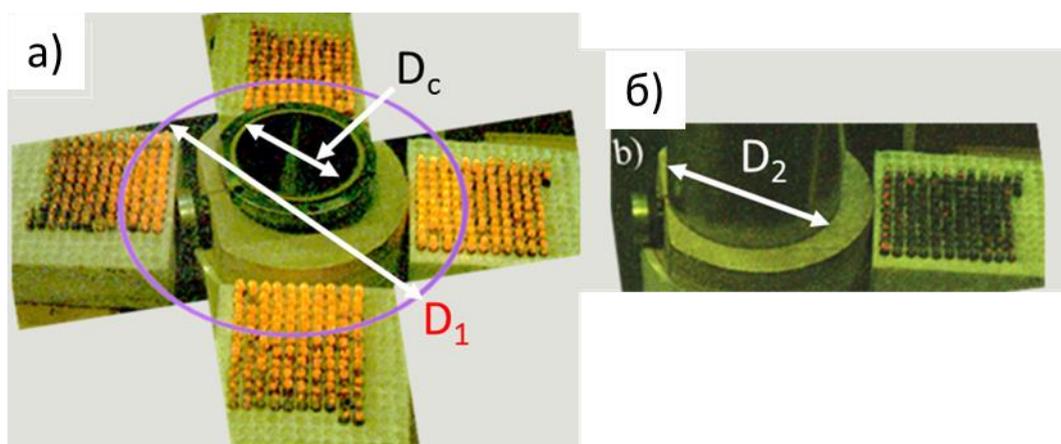


Рисунок 4.16 — Фотография свечения неоновых ламп в сечении входной апертуры калориметра в двух вариантах распространения потока излучения. Варианты со свободным расширением потока (а); вариант с формированием направленного потока (б). $D_c=11.5$ см, $D_1=35$ см, $D_2=18$ см

На первом фото, помещённом слева, фиолетовый круг диаметром 350 мм ограничивает область яркого свечения лампочек. Видно, что сечение потока несколько больше этого круга. С учётом диаметра входного окна калориметра 115 мм рассчитано отношение площадей указанной области и входного окна калориметра: $(350/115)^2 \approx 9$. Это значение использовалось для оценки полного энергосодержания в сечении потока на основе калориметрических измерений в этой схеме проведения эксперимента.

На втором фото (см. рисунок 4.16 (б)) показано изображение свечения панели, когда поток излучения, выходящий из окна, захватывался в установленную металлическую трубу. Это фото подтверждает, что труба захватывает основную долю потока, а рассеянное излучение весьма мало. Можно считать, что диаметр потока совпадает с диаметром трубы, тогда соотношение будет: $(180/115)^2 \approx 2.5$. Более того, можно предположить, что

основная часть потока сбрасывалась в объём калориметра. На рисунке 4.17 приведены усреднённые по серии выстрелов сигналы с калориметра для двух описанных вариантов распространения потока: без трубы и с трубой.

Условия проведения пучково-плазменных экспериментов для двух показанных вариантов распространения потока были практически одинаковыми. Видно, что установка трубы (выстрел № 13813) приводит к значительному увеличению энергосодержания в потоке излучения, захватываемом калориметром. Это означает, что энергосодержание потока излучения, регистрируемого калориметром, в этих случаях составляет 1 ± 0.2 и 2.4 ± 0.2 Дж. Нормировка на полное сечение потока даёт 9 ± 2 и 6 ± 0.5 Дж, соответственно [81].

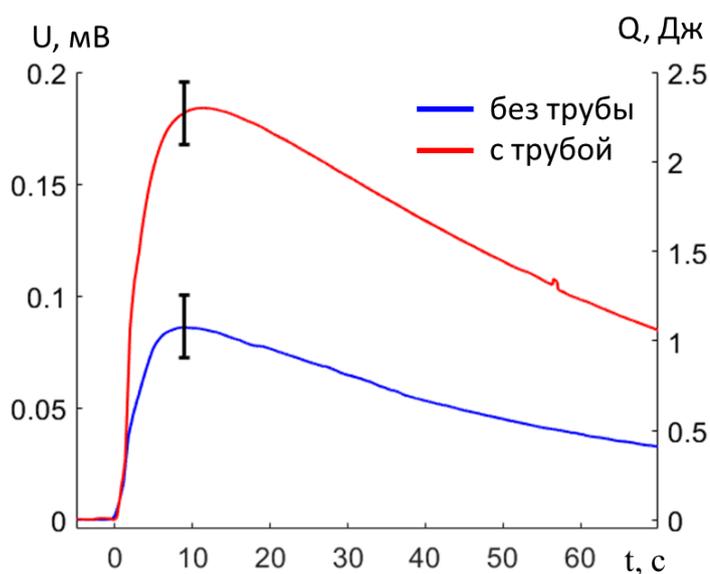


Рисунок 4.17 — Осциллограммы сигналов в эксперименте по измерению энергосодержания в потоке излучения

Необходимо отметить, что в серии экспериментов по измерению энергосодержания в потоке излучения, в режиме с вакуумным зазором длительность импульса излучения, выводимого в атмосферу, уменьшилась до 0.5–1 мкс. Тогда при помощи одиночных датчиков были проведены измерения длительностей импульсов излучения в атмосфере и в узле-расширителе [82].

Для измерения длительности импульса излучения в расширителе возле одного из окон была смонтирована металлическая пластинка, отражающая малую часть из продольного потока излучения в направлении окна, где и осуществлялась регистрация. Осциллограммы сигналов, зарегистрированных каждым из датчиков, приведены на рисунке 4.18.

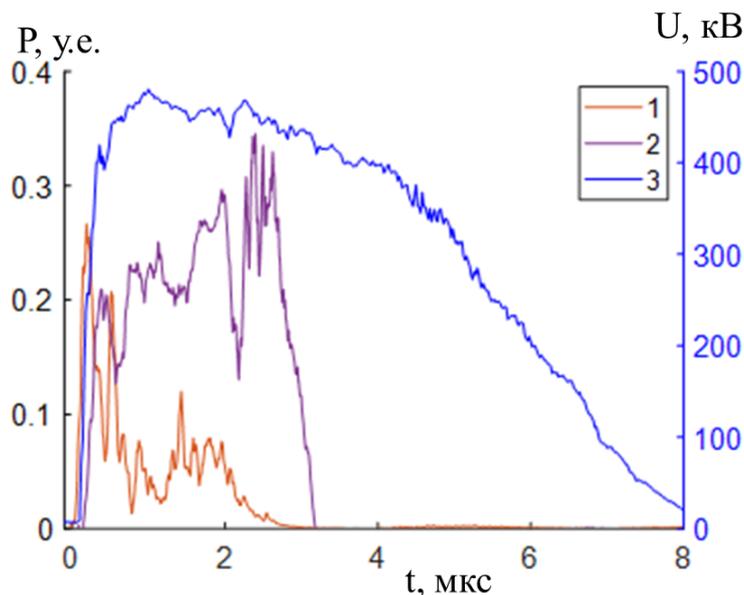


Рисунок 4.18 — Длительности импульсов излучения: 1 — импульс излучения, регистрируемый через выходное окно; 2 — импульс излучения регистрируемый через боковое окно; 3 — импульс напряжения РЭП

Данный график демонстрирует, что длительность импульса излучения внутри вакуумной камеры значительно больше по сравнению с потоком, выведенным через выходное окно. Следовательно, укорочение импульса излучения происходит именно при его выводе в атмосферу. В связи с возникновением данной проблемы было проведено вскрытие вакуумного объёма и произведён осмотр выходного окна. Были обнаружены характерные повреждения, свидетельствующие о горении разряда на поверхности фторопластового окна. Фотографии фторопластового окна приведены на рисунке 4.19. На основе данной процедуры был сделан следующий вывод. Нарботка пристеночной плазмы вблизи поворотного зеркала приводит к

дополнительному ухудшению однородности в потоке выводимого излучения. Высокие локальные амплитуды поля в потоке на выходном окне приводят к развитию ВЧ пробоя на поверхности фторопластового окна, что, в свою очередь, препятствует выходу излучения из вакуума в атмосферу [83, 84]. Для преодоления этого препятствия осуществляется замена фторопластового окна на окно из полиметилпентена (ТРХ) [85].

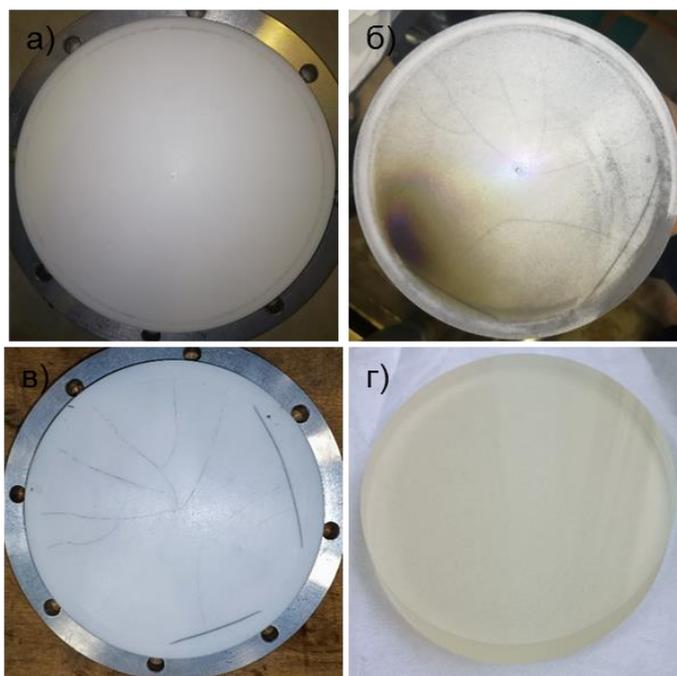


Рисунок 4.19 — Фото выходного окна: (а) фторопласт до проведения экспериментов; (б) фторопласт снятый после серии экспериментов; (в) очищенное фторопластовое окно после нескольких экспериментальных серий; (г) окно из полиметилпентена (ТРХ)

Таким образом, в рамках экспериментальных исследований удалось обеспечить условия формирования и вывода в атмосферу потока ТГц излучения [79]. Рекордные значения мощности в потоке излучения были достигнуты за счёт оптимизации распределения плотности плазмы по диаметру и длине плазменного столба [69]. Энергосодержание в потоке, выведенном в атмосферу, имеет величину около 5–7 Дж, что при длительности импульса 0.5–0.8 мкс соответствует мощности 8 ± 2 МВт [81].

Необходимо отметить, что при достигнутых высоких параметрах мощности в потоке излучения эффективность передачи энергии от РЭП в излучение не превышает 0.1%. Хотя повышение данного параметра генерации не являлось задачей исследования, отметим возможные способы повышения эффективности генерации. С одной стороны, можно добиться увеличения эффективности генерации путем оптимизации условий взаимодействия РЭП с плазмой. Примером такого решения является создание плазмы со сложным неоднородным пространственным распределением плотности [78]. С другой стороны, возможно использование дополнительных физических механизмов, как, например, генерация на встречных электронных пучках [86].

Заключение

В экспериментах, описанных в данной диссертационной работе, исследованы закономерности эмиссии потоков излучения в диапазоне частот 0.1–0.6 ТГц вдоль оси замагниченного плазменного столба при релаксации в нём сильноточного РЭП. В многочисленных сериях проведённых экспериментов определены условия, обеспечивающие формирование и вывод из плазмы в атмосферу потоков ТГц излучения с уровнем мощности масштаба 10 МВт. Измерены параметры РЭП, при которых достигается высокий уровень пучково-плазменного взаимодействия. Изучено несколько конфигураций столба предварительной плазмы с различными профилями плотности применительно к генерации мощного потока ТГц излучения. Измерены характеристики потока ТГц излучения, выходящего вдоль оси пучково-плазменной системы.

В экспериментах по созданию столба предварительной плазмы с перестраиваемым профилем плотности получены следующие результаты:

1. На основе использования созданной модифицированной системы высоковольтного разряда с импульсным напуском газа удалось достигнуть устойчивого формирования различных профилей распределения плотности по сечению плазменного столба, в частности, подходящих для эффективной генерации ТГц излучения при пучково-плазменном взаимодействии.
2. Формированием плазменного столба с торцом, имеющим резкое снижение плотности плазмы в сторону вывода пучка электронов и потока генерируемого излучения, достигнуто 3-кратное повышение эффективности вывода, генерируемого в нём ТГц излучения в вакуум, и далее из вакуума в атмосферу.

В рамках задачи по измерению основных параметров РЭП до инъекции в плазму и после её прохождения получены следующие результаты:

1. Использование многоколлекторного датчика и специализированной методики обработки экспериментальных данных позволило осуществить измерения функции распределения скорости пучковых электронов по питч-углам перед инъекцией РЭП в плазменный столб. Измеренная величина среднеквадратичного углового разброса пучковых электронов составила $4-6^\circ$ при плотности тока пучка $1-2 \text{ кА/см}^2$, что представляется приемлемым для развития пучковой неустойчивости в плазме с плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

2. Разработано конструкторское решение для размещения и использования датчиков углового и энергетического распределения РЭП пучка на выходе его из плазменного столба. Проведены расчёты необходимой геометрии ведущего магнитного поля, а также моделирование для определения селективной чувствительности датчиков, которая используется при восстановлении функции распределения электронов по энергии и питч-углу.

По задаче исследования характеристик генерируемых потоков ТГц излучения достигнуты следующие результаты:

1. В условиях однородного распределения плотности плазмы по сечению плазменного столба спектр генерируемого в экспериментах излучения в потоке, выходящем вдоль его оси пучково-плазменной системы, лежит в области верхне-гибридных плазменных колебаний. Зарегистрированная ширина спектра этого излучения практически совпадает со спектральной шириной, которая следует из теоретического рассмотрения, проведенного в рамках модели пучково-плазменного взаимодействия в условиях развития модуляционной неустойчивости в интенсивных колебаниях, накачиваемых РЭП.

2. В случае периодической модуляции плотности плазмы по диаметру плазменного столба достигнуто 30-кратное увеличение спектральной плотности мощности генерируемого пучково-плазменной системой излучения на частотах $0.2-0.3 \text{ ТГц}$ по отношению к случаю однородного по сечению столба. Такой рост спектральной плотности мощности получил объяснение в

рамках теоретической модели, в которой авторами рассмотрена накачка непосредственно пучком релятивистских электронов электромагнитной ветви плазменных колебаний в случае квазипериодического возмущения плотности.

3. Калориметрические измерения энергосодержания в потоке излучения, выведенном в атмосферу при указанных выше условиях эксперимента, показали, что при длительности импульса на полувысоте 0.5–0.8 мкс его энергосодержание имеет величину 5–7 Дж. Это означает, что импульсная мощность в потоке излучения для указанной спектральной области 0.2–0.3 ТГц достигла рекордного уровня 8 ± 2 МВт.

4. Проведена регистрация пространственного распределения плотности мощности по сечению потока излучения, распространяющегося в атмосфере. Установлено, что, при распространении потока от выходного, его диаметр увеличивается с 20 до 35 см при изменении расстояния от окна, соответственно, с 45 до 320 см. Оценка угловой расходимости излучения на основе опытов по фокусировке излучения имеет величину $5-7^\circ$.

С позиции возможности практического использования полученные результаты представляют интерес для дальнейшего развития технологии генерации мощных потоков излучения ТГц диапазона частот в пучково-плазменных системах и, соответственно, для создания импульсных генераторов ТГц излучения мегаваттного уровня мощности. Определены условия формирования плазменного столба и необходимого РЭП для генерации потока излучения высокой мощности. Заметим, что в описанных экспериментах уже достигнут рекордный уровень мощности в потоке излучения на частоте 0.1–0.3 ТГц. При проведении исследований экспериментально обнаружен новый механизм взаимодействия пучка с плазмой, при котором возможна накачка пучком непосредственно ЭМ ветви колебаний.

Автор работы выражает благодарность своему научному руководителю Аржанникову Андрею Васильевичу за научное руководство и наставничество,

помощь на всех этапах исследования. Автор искренне благодарит ряд сотрудников ИЯФ СО РАН за помощь в проведении научно-исследовательских работ на экспериментальной установке ГОЛ-ПЭТ: Сеницкого Станислава Леонидовича, Степанова Василия Дмитриевича, Сандалова Евгения Сергеевича, Калинина Петра Валерьевича, Макарова Максима Александровича, Попова Сергея Сергеевича, Иванова Ивана Анатольевича, Атлуханова Магомедризы Гаджимурадовича, Куклина Константина Николаевича, Ровенских Андрея Федоровича, Кузнецова Сергея Александровича, Заставенко Александра Владимировича, Захаренко Алексея Викторовича.

Спасибо И. В. Тимофееву, В. А. Анненкову, Е. П. Волчок, В. В. Глинскому – сотрудникам теоретической группы, которая работает над рассмотрением генерации ЭМ излучения на плазменной частоте в условиях интенсивного пучково-плазменного взаимодействия, что позволяет получить углублённое понимание этого процесса.

Спасибо С. Н. Макаровой и О. Н. Бобровниковой за помощь в оформлении диссертации.

Список сокращений и условных обозначений

В/В — высоковольтный

ВЧ — высокочастотный

ИК — инфракрасный

ЛОВ — лампа обратной волны

ЛСЭ — лазер на свободных электронах

Ново-ЛСЭ — Новосибирский ЛСЭ

ОАП — оптоакустический преобразователь

РЭП — релятивистский электронный пучок

СВЧ — сверхвысокочастотный

ТГц — терагерцовый

ЭМ — электромагнитный

ЭЦР — электронно-циклотронный

Список литературы

1. Kampfrath, T. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients / T. Kampfrath, K. Tanaka, K. A. Nelson. — Текст: электронный // Nature Photonics. — 2013. — Vol. 7, nr 9. — P. 680–690. — URL: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2013.184.pdf>. — Дата публикации: 29.08.2013.
2. Tonouchi, M. Cutting-edge terahertz technology / M. Tonouchi. — Текст : электронный // Nature photonics. — 2007. — Vol. 1, nr 2. — P. 97–105. — URL: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2007.3.pdf>. — Дата публикации: 01.02.2007.
3. The 2017 terahertz science and technology roadmap / S. S. Dhillon, M. S. Vitiello, E. H. Linfield [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2017. — Vol. 50. — P. 043001. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/50/4/043001/pdf>. — Дата публикации: 04.01.2017.
4. Medical applications of Terahertz Imaging: a Review of Current Technology and Potential Applications in Biomedical Engineering / K. Humphreys, J. P. Loughran, M. Gradziel [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 26th Annual International Conference of the IEEE EMBS (San Francisco, CA, USA, 1–5 September 2004). — IEEE, 2004. — P. 1302–1305. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1403410> (дата обращения: 02.05.2023).
5. Markelz, A. G. Perspective on terahertz applications in bioscience and biotechnology / A. G. Markelz, D. M. Mittleman. — Текст : электронный // ACS Photonics. — 2022. — Vol. 9, nr 4. — P. 1117–1126. — URL: <https://www.brown.edu/research/labs/mittleman/sites/brown.edu.research.labs.mitt>

leman/files/uploads/acsp Photonics.2c00228_0.pdf. — Дата публикации: 05.04.2022.

6. Kawase, K. Terahertz imaging for drug detection and large-scale integrated circuit inspection / K. Kawase. — Текст : электронный // Optics and photonics news. — 2004. — Vol. 15, nr 10. — P. 34–39. — URL: <https://opg.optica.org/opn/viewmedia.cfm?uri=opn-15-10-34&seq=0>. — Дата публикации: 01.10.2004.

7. Millimeter-wave, terahertz, and mid-infrared transmission through common clothing / J. E. Bjarnason, T. L. J. Chan, A. W. M. Lee [et al.]. — Текст : электронный // Applied Physics Letters. — 2004. — Vol. 85, nr 4. — P. 519–521. — URL: <https://pubs.aip.org/aip/apl/article-abstract/85/4/519/328932/Millimeter-wave-terahertz-and-mid-infrared?redirectedFrom=fulltext>. — Дата публикации: 23.07.2004.

8. 6G wireless communication systems: Applications, requirements, technologies, challenges, and research directions / M. Z. Chowdhury, M. Shahjalal, S. Ahmed, Y. M. Jang. — Текст : электронный // IEEE Open Journal of the Communications Society. — 2020. — Vol. 1. — P. 957–975. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=9144301>. — Дата публикации: 20.07.2020.

9. Recent ECRH results in ASDEX Upgrade / F. Leuterer, R. Dux, G. Gantenbein [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear fusion. — 2003. — Vol. 43, nr 11. — P. 1329–1342. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/43/11/005/pdf>. — Дата публикации: 03.11.2003.

10. Veron, D. Infrared and Millimeter Waves. In 2 volumes. Vol. 2. Submillimeter interferometry of high-density plasmas / D. Veron ; edited by K. J. Button. — New York : Academic press, 1979. — 352 p. — ISBN 978-0-12-147701-1. — Текст : непосредственный.

11. THz imaging radar for standoff personnel screening / K. B. Cooper, R. J. Dengler, N. Llombart [et al.]. — Текст : электронный // IEEE transactions on terahertz science and technology. — 2011. — Vol. 1, nr 1. — P. 169–182. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=6005328>. — Дата публикации: 29.08.2011.
12. Yang, Y. Broadband THz pulse transmission through the atmosphere / Y. Yang, M. Mandehgar, D. R. Grischkowsky. — Текст : электронный // IEEE transactions on terahertz science and technology. — 2011. — Vol. 1, nr 1. — P. 264–273. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=6005330>. — Дата публикации: 29.08.2011.
13. Michalchuk, A. A. L. Predicting the impact sensitivities of energetic materials through zone-center phonon up-pumping / A. A. L. Michalchuk, J. Hemingway, C. A. Morrison. — Текст : электронный // The Journal of Chemical Physics. — 2021. — Vol. 154, nr 6. — P. 064105. — URL: <https://pubs.aip.org/aip/jcp/article/154/6/064105/199789/Predicting-the-impact-sensitivities-of-energetic>. — Дата публикации: 14.02.2021.
14. Thumm, M. State-of-the-art of high-power gyro-devices and free electron masers / M. Thumm. — Текст : электронный // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. — 2020. — Vol. 41. — P. 1–140. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10762-019-00631-y>. — Дата публикации: 03.01.2020.
15. Lewis, R. A. A review of terahertz sources / R. A. Lewis. — Текст : электронный // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2014. — Vol. 47, nr 37. — P. 374001. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/47/37/374001/meta>. — Дата публикации: 28.08.2014.
16. Gallerano, G. P. The physics of and prospects for THz-Compact FELs / G. P. Gallerano, A. Doria, E. Giovenale. — Текст : электронный // Terahertz Science and Technology. — 2014. — Vol. 7, nr 4. — P. 160–171. — URL: <http://www.tstnetwork.org/10.11906/TST.160-171.2014.12.15>. — Дата публикации: 30.12.2014.

17. The Novosibirsk Free Electron Laser — unique source of terahertz and infrared coherent radiation / O. A. Shevchenko, V. S. Arbutov, N. A. Vinokurov [et al.]. — Текст : электронный // Physics Procedia. — 2016. — Vol. 84. — P. 13–18. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389216302991>. — Дата публикации: 12.12.2016.
18. Sun, W. F. Terahertz generation from laser-induced plasma / W. F. Sun, X. K. Wang, Y. Zhang. — Текст : электронный // Opto-Electronic Science. — 2022. — Vol. 1, nr 8. — P. 220003. — URL: <https://www.ojournal.org/article/doi/10.29026/oes.2022.220003>. — Дата публикации: 04.08.2022.
19. 2.2-MW record power of the 170-GHz European preprototype coaxial-cavity gyrotron for ITER / T. Rzesnicki, B. Piosczyk, S. Kern [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2010. — Vol. 38, nr 6. — P. 1141–1149. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=5418963>. — Дата публикации: 22.02.2010.
20. Экспериментальное исследование импульсного терагерцового гиротрона с рекордными значениями мощности и эффективности / М. Ю. Глявин, А. Г. Лучинин, А. А. Богдашов [и др.]. — Текст : электронный // Известия вузов. Радиофизика. — 2013. — Т. 56, № 8–9. — С. 550–561. — URL: https://radiophysics.unn.ru/sites/default/files/papers/2013_8-9_550.pdf (дата обращения: 02.05.2023).
21. Тепловой взрыв в бесстолкновительной плазме под воздействием релятивистского электронного пучка / А. Т. Алтынцев, А. Г. Еськов, О. А. Золотовский [и др.]. — Текст : электронный // Письма в ЖЭТФ. — 1971. — Т. 13. — С. 197–201. — URL: http://jetpletters.ru/ps/713/article_11038.pdf (дата обращения: 02.05.2023).
22. Нагрев плазмы релятивистским электронным пучком / Ю. И. Абрашитов, В. С. Койдан, В. В. Конюхов [и др.]. — Текст : электронный

// Письма в ЖЭТФ. — 1973. — Т. 18, вып. 11. — С. 675–679. — URL: http://jetpletters.ru/ps/800/article_12352.pdf (дата обращения: 02.05.2023).

23. Рютов, Д. Д. К теории пучкового нагрева плазмы в открытых ловушках / Д. Д. Рютов. — (Препринт 245). — Новосибирск : ИЯФ СО АН СССР, 1968. — 31 с. — Текст : электронный. — URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/1968_245.pdf (дата обращения: 02.05.2023).

24. Thode, L. E. Plasma heating by relativistic electron beams. I. Two-stream instability / L. E. Thode, R. N. Sudan. — Текст : электронный // *Physics of fluids*. — 1975. — Vol. 18, nr 11. — P. 1552–1563. — URL: <https://pubs.aip.org/aip/pfl/article-abstract/18/11/1552/437182/Plasma-heating-by-relativistic-electron-beams-I?redirectedFrom=fulltext> (дата обращения: 02.05.2023).

25. Southworth, G. C. Microwave radiation from the sun / G. C. Southworth. — Текст : электронный // *Journal of the Franklin Institute*. — 1945. — Vol. 239, nr 4. — P. 285–297. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0016003245901633>. — Дата публикации: 31.10.2003.

26. Ginzburg, V. L. On the Propagation of Electromagnetic Waves in the Solar Corona, Taking Into Account the Influence of the Magnetic Field / V. L. Ginzburg, V. V. Zheleznyakov. — Текст : электронный // *Soviet Astronomy*. — 1959. — Vol. 3. — P. 235–246. — URL: https://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-iarticle_query?1959SvA.....3..235G&defaultprint=YES&filetype=.pdf (дата обращения: 02.05.2023).

27. Ахиезер, А. И. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой / А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг. — Текст : непосредственный // *Доклады академии наук СССР*. — 1949. — Т. 69. — С. 555.

28. Bohm, D. Theory of plasma oscillations. В. Excitation and damping of oscillations / D. Bohm, E. P. Gross. — Текст : электронный // *Physical Review*. — 1949. — Vol. 75, nr 12. — P. 1864–1876. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1864> (дата обращения: 02.05.2023).
29. Koidan, V. S. Plasma heating in solenoids by high-power relativista electron beams / V. S. Koidan, E. P. Kruglyakov, D. D. Ryutov. — Текст : электронный // *Proceedings of the 4th International Topical Conference on High-Power Electron and Ion Beam Research & Technology (Palaiseau, France, 29 June – 3 July 1981)*. — IEEE, 1981. — P. 531–540. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6393661> (дата обращения: 02.05.2023).
30. New experimental results on beam-plasma interaction in solenoids / A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, V. A. Kapitonov [et al.]. — Текст : электронный // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 1988. — Vol. 30, nr 11. — P. 1571–1583. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/30/11/017/pdf> (дата обращения: 02.05.2023).
31. Interaction of hot electron plasma with solids at the GOL-3 facility / A. V. Arzhannikov, V. T. Astrelin, A. V. Burdakov [et al.]. — Текст : электронный // *Fusion technology*. — 1999. — Vol. 35, nr 1Т. — P. 146–150. — URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/FST99-A11963840?journalCode=ufst19>. — Дата публикации: 17.01.2018.
32. Прямое наблюдение аномально низкой продольной электронной теплопроводности во время коллективной релаксации сильнооточного релятивистского электронного пучка в плазме / А. В. Аржанников, В. Т. Астрелин, А. В. Бурдаков [и др.]. — Текст : электронный // *Письма в ЖЭТФ*. — 2003. — Т. 77, вып. 7. — С. 426–429. — URL: http://jetpletters.ru/ps/22/article_271.pdf. — Дата публикации: 10.04.2003.
33. Subterahertz generation by strong langmuir turbulence at two-stream instability of high current 1-MeV REBs / A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov,

P. V. Kalinin [et al.]. — Текст : электронный // Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics. — 2010. — Vol. 5, nr 4. — P. 44–49. — URL: <https://nsu.ru/xmlui/bitstream/handle/nsu/3822/06.pdf?sequence%3D1> (дата обращения: 02.05.2023).

34. Subterahertz Emission at Strong REB-Plasma Interaction in Multimirror Trap GOL-3 / A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, S. A. Kuznetsov [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, nr 1T. — P. 74–77. — URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.13182/FST11-A11578>. — Дата публикации: 10.08.2017.

35. Dynamics and spectral composition of subterahertz emission from plasma column due to two-stream instability of strong relativistic electron beam / A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, V. S. Burmasov [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on terahertz science and technology. — 2016. — Vol. 6, nr 2. — P. 245–252. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/7416251>. — Дата публикации: 23.02.2016.

36. Цытович, В. Н. Теория турбулентной плазмы : монография / В. Н. Цытович. — Москва : Атомиздат, 1971. — 423 с. — Текст : непосредственный.

37. Основы физики плазмы. В 2 томах. Том 2 / под редакцией А. А. Галеева, Р. Судана. — Москва : Энергоатомиздат, 1984. — 631 с. — Текст : непосредственный.

38. Веденов, А. А. О взаимодействии волн в сплошных средах / А. А. Веденов, Л. И. Рудаков. — Текст : электронный // Доклады Академии наук. — 1964. — Т. 159, № 4. — С. 767–770. — URL: <https://www.mathnet.ru/rus/dan30520> (дата обращения: 02.05.2023).

39. Breizman, B. N. Nonlinear Effects in the Interaction Between an Ultrarelativistic Electroll Beam and a Plasma / B. N. Breizman, D. D. Ryutov, P. Z. Chebotaev. — Текст : электронный // Soviet Physics JETP. — 1972. — Vol.

35, nr 4. — P. 741–747. — URL: http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_035_04_0741.pdf (дата обращения: 02.05.2023).

40. Willes, A. J. Second harmonic electromagnetic emission via Langmuir wave coalescence / A. J. Willes, P. A. Robinson, D. B. Melrose. — Текст : электронный // *Physics of Plasmas*. — 1996. — Vol. 3, nr 1. — P. 149–159. — URL: <https://pubs.aip.org/aip/pop/article-abstract/3/1/149/263438/Second-harmonic-electromagnetic-emission-via>. — Дата публикации: 01.01.1996.

41. Harmonic Langmuir waves. I. Nonlinear dispersion relation / P. H. Yoon, R. Gaelzer, T. Umeda [et al.]. — Текст : электронный // *Physics of Plasmas*. — 2003. — Vol. 10, nr 2. — P. 364–372. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1537238>. — Дата публикации: 17.01.2003.

42. Akimoto, K. Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence / K. Akimoto, H. L. Rowland, K. Papadopoulos. — Текст : электронный // *Physics of fluids*. — 1988. — Vol. 31, nr 8. — P. 2185–2189. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.866618> (дата обращения: 02.05.2023).

43. Strong Langmuir turbulence with and without collapse: experimental study / L. N. Vyacheslavov, V. S. Burmasov, I. V. Kandaurov [et al.]. — Текст : электронный // *Plasma physics and controlled fusion*. — 2002. — Vol. 44, nr 12B. — P. B279–B291. — URL: <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/12B/320>. — Дата публикации: 21.11.2002.

44. Arzhannikov, A. V. Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence / A. V. Arzhannikov, I. V. Timofeev. — Текст : электронный // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2012. — Vol. 54, nr 10. — P. 105004. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/54/10/105004>. — Дата публикации: 31.08.2012.

45. Timofeev, I. V. Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions / I. V. Timofeev, V. V. Annenkov, A. V. Arzhannikov. — Текст : электронный // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Vol. 22, nr 11. — P. 113109. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4935890>. — Дата публикации: 19.11.2015.

46. Аржанников, А. В. Интенсивное пучково-плазменное взаимодействие как источник субмиллиметрового излучения / А. В. Аржанников, И. В. Тимофеев. — Текст : электронный // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. — 2016. — Т. 11, № 4. — С. 78–104. — URL: http://www.phys.nsu.ru/vestnik/catalogue/2016/04/Vestnik_NSU_16T11V4_p78_p104.pdf (дата обращения: 02.05.2023).
47. Богданкевич, Л. С. Плазменная СВЧ электроника / Л. С. Богданкевич, М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе. — Текст : электронный // Успехи физических наук. — 1981. — Т. 133, вып. 1. — С. 3–32. — URL: https://ufn.ru/ufn81/ufn81_1/Russian/r811a.pdf (дата обращения: 02.05.2023).
48. Стрелков, П. С. Экспериментальная плазменная релятивистская сверхвысокочастотная электроника / П. С. Стрелков. — Текст : электронный // Успехи физических наук. — 2019. — Т. 189, № 5. — С. 494–517. — URL: https://ufn.ru/ufn2019/ufn2019_5/Russian/r195c.pdf (дата обращения: 02.05.2023).
49. Диссипация сильной ленгмюровской турбулентности в неизотермической немаксвелловской плазме / Л. Н. Вячеславов, В. С. Бурмасов, И. В. Кандауров [и др.]. — Текст : электронный // Письма в ЖЭТФ — 2002. — Т. 75, вып. 1. — С. 44–59. — URL: http://jetpletters.ru/ps/587/article_9228.shtml (дата обращения: 02.05.2023).
50. Status and prospects of GOL-3 multiple-mirror trap / A. Burdakov, A. Arzhannikov, V. Astrelin [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2009. — Vol. 55, nr 2T. — P. 63–70. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST09-A6984>. — Дата публикации: 10.08.2017.
51. Mirnov, V. V. Gas-dynamic description of a plasma in a corrugated magnetic field / V. V. Mirnov, D. D. Ryutov. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 1972. — Vol. 12, nr 6. — P. 627. — URL:

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/12/6/001> (дата обращения: 02.05.2023).

52. Creation of a long magnetized plasma column in a metal chamber / A. V. Burdakov, V. S. Koidan, K. I. Mekler [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Physics Reports. — 2014. — Vol. 40. — P. 161–177. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063780X14030039>. — Дата публикации: 26.03.2014.

53. Инфракрасный интерферометр для исследования субтермоядерной плазмы в многопробочной ловушке ГОЛ-3 / В. С. Бурмасов, В. Б. Бобылев, А. А. Иванова [и др.]. — Текст : электронный // Приборы и техника эксперимента. — 2012. — № 2. — С. 120–123. — URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=17679795> (дата обращения: 02.05.2023).

54. Upgrading of Thomson scattering system for measurements of spatial dynamics of plasma heating in GOL-3 / S. S. Popov, L. N. Vyacheslavov, M. V. Ivantsivskiy [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2011. — Vol. 59, nr 1T. — P. 292–294. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST11-A11639>. — Дата публикации: 10.08.2017.

55. Diagnostic system for studying generation of subterahertz radiation during beam-plasma interaction in the GOL-3 facility / A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, L. N. Vyacheslavov [et al.] — Текст : электронный // Plasma physics reports. — 2012. — Vol. 38, nr 6. — P. 450–459. — URL: <https://link.springer.com/content/pdf/10.1134/S1063780X12050017.pdf>. — Дата публикации: 14.06.2012.

56. Microstructured frequency selective quasi-optical components for submillimeter-wave applications / S. A. Kuznetsov, M. A. Astafyev, A. V. Gelfand, A. V. Arzhannikov. — Текст : электронный // Proceedings of the 2014 44th European Microwave Conference (Rome, Italy, 6–9 October 2014). — IEEE, 2014. — P. 881–884. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/6986576> (дата обращения: 02.05.2023).

57. Зражевский, А. Ю. Молекулярное поглощение в атмосферных парах воды в 0-1 ТГц частотном диапазоне / А. Ю. Зражевский, С. В. Титов. — Текст : электронный // Журнал радиоэлектроники. — 2012. — № 10. — URL: <http://jre.cplire.ru/win/oct12/4/text.pdf> (дата обращения: 02.05.2023).
58. Kuznetsov, S. A. Investigation of spectral characteristics for microstructured quasi-optical bandpass subterahertz filters / S. A. Kuznetsov, A. V. Gelfand. — Текст : электронный // Russian Physics Journal. — 2016. — Vol. 58. — P. 1605–1612. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s11182-016-0690-2>. — Дата публикации: 18.03.2016.
59. Eight-Channel Polychromator for Spectral Measurements in the Frequency Band of 0.1–0.6 THz / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, S. A. Kuznetsov [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (Souzga, the Altai Republic, Russia, 30 June – 4 July 2021). — IEEE, 2021. — P. 101–105. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9507604> (дата обращения: 02.05.2023).
60. Калориметр для измерения энергии мощного электромагнитного импульса / Н. И. Зайцев, Е. В. Иляков, Ю. К. Ковнеристый [и др.]. — Текст : электронный // Приборы и техника эксперимента. — 1992. — № 35. — С. 153–154. — URL: https://www.researchgate.net/publication/338116927_Kalorimetr_dla_izmerenia_energii_mosnogo_elektromagnitnogo_impulsa (дата обращения: 02.05.2023).
61. Преображенский, Н. Г. Неустойчивые задачи диагностики плазмы / Н. Г. Преображенский, В. В. Пикалов. — Новосибирск : Наука, 1982. — 238 с. — Текст : непосредственный.
62. New detector and data processing procedure to measure velocity angular distribution function of magnetized relativistic electrons / A. V. Arzhannikov, M. A. Makarov, D. A. Samtsov [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,

Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — Vol. 942. — P. 162349. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162349>. — Дата публикации: 10.07.2019.

63. Березин, Ю. А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы / Ю. А. Березин, В. А. Вшивков. — Новосибирск : Наука, 1980. — 95 с. — Текст : непосредственный.

64. Таюрский, В. А. EMSH – программа расчета прохождения через вещество электронов и фотонов при энергии 10 кэВ – 1 ТэВ / В. А. Таюрский. — (Препринт 89–16). — Новосибирск : ИЯФ СО АН СССР, 1989. — 49 с. — Текст : электронный. — URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/1989_016.pdf. (дата обращения: 02.05.2023).

65. GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako [et al.]. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, nr 3. — P. 250–303. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900203013688>. — Дата публикации: 11.06.2003.

66. Угловая расходимость электронов при генерации двух ленточных пучков в едином ускорительном диоде (моделирование, эксперимент) / А. В. Аржанников, Д. А. Самцов, С. Л. Сеницкий, В. Д. Степанов. — Текст : электронный // Сибирский физический журнал. — 2020. — Т. 15, № 1. — С. 24–41. — URL: <https://nguphys.elpub.ru/jour/article/view/115> (дата обращения: 02.05.2023).

67. Properties of sub-THz waves generated by the plasma during interaction with relativistic electron beam / I. A. Ivanov, A. V. Arzhannikov, V. S. Burmasov [et al.]. — Текст : электронный // AIP Conference Proceedings. — 2016. — Vol. 1771, nr 1. — P. 070009. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4964233>. — Дата публикации: 11.10.2016.

68. Аржанников, А. В. Перспективы развития генератора РЭП У-2 для нагрева плазмы в ловушке установки ГОЛ-3 / А. В. Аржанников, В. Т. Астрелин, С. Л. Синицкий. — Текст : электронный // Тезисы докладов XXXIV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, Россия, 12–16 февраля 2007 года). — Москва, 2007. — URL: <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXIV/T.html#Sekcija%20T> (дата обращения: 02.05.2023).
69. Creation of plasma column with different density gradients to generate terahertz radiation during beam-plasma interaction / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, P. V. Kalinin [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1647. — P. 012011. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1647/1/012011> (дата обращения: 02.05.2023).
70. Создание плазменного столба с различными градиентами плотности для генерации ТГц излучения в пучково-плазменном взаимодействии / А. В. Аржанников, И. А. Иванов, П. В. Калинин [и др.]. — Текст : электронный // Тезисы докладов XLVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, Россия, 16–20 марта 2020 года). — Москва, 2020. — С. 201. — URL: <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XLVII/Pt/ru/GK-Samtsov.docx> (дата обращения: 02.05.2023).
71. Аржанников, А. В. Микроструктура электронного пучка и вольтамперная характеристика релятивистского диода в сильном магнитном поле / А. В. Аржанников, В. С. Койдан. — (Препринт 80–73). — Новосибирск : ИЯФ СО АН СССР, 1980. — 22 с. — Текст : электронный. — URL: https://www.inp.nsk.su/images/preprint/1980_073.pdf (дата обращения: 02.05.2023).
72. Brejzman, B. N. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum (theory) / B. N. Brejzman, D. D. Ryutov. — Текст : электронный // Nuclear Fusion. — 1974. — Vol. 14, nr 6. — P. 873–907. — URL:

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/14/6/012/pdf> (дата обращения: 02.05.2023).

73. Plasma heating and confinement in GOL-3 multi mirror trap / A. Burdakov, A. Azhannikov, V. Astrelin [et al.]. — Текст : электронный // Fusion Science and Technology. — 2007. — Vol. 51, nr 2T. — P. 106–111. — URL: <https://doi.org/10.13182/FST07-A1327>. — Дата публикации: 10.08.2017.

74. Source of submm wave flux with multimegawatt pulse power based on relaxation of a relativistic electron beam in a plasma column / A. V. Arzhannikov, D. A. Samtsov, S. L. Sinitsky [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 24th International Vacuum Electronics Conference (Chengdu, China, 25–28 April 2023). — IEEE, 2023. — P. 852–853. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/10157596> (дата обращения: 02.05.2023).

75. Timofeev, I. V. Second harmonic electromagnetic emission of a turbulent magnetized plasma driven by a powerful electron beam / I. V. Timofeev. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2012. — Vol. 19, nr 4. — P. 044501. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3701704>. — Дата публикации: 05.04.2012.

76. Timofeev, I. V. Relaxation of a relativistic electron beam in plasma in the trapping regime / I. V. Timofeev, K. V. Lotov. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2006. — Vol. 13, nr 6. — P. 062312. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2217934>. — Дата публикации: 30.06.2006.

77. Timofeev, I. V. Simulations of turbulent plasma heating by powerful electron beams / I. V. Timofeev, A. V. Terekhov. — Текст : электронный // Physics of Plasmas. — 2010. — Vol. 17, nr 8. — P. 083111. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3474952>. — Дата публикации: 20.08.2010.

78. Well-directed flux of megawatt sub-mm radiation generated by a relativistic electron beam in a magnetized plasma with strong density gradients / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, A. A. Kasatov [et al.]. — Текст : электронный // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2020. — Vol. 62, nr 4. — P. 045002. —

URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6587/ab72e3>. — Дата публикации: 19.02.2020.

79. Generation of a Directed Flux of Megawatt THz Radiation as a Result of Strong REB-Plasma Interaction in a Plasma Column / D. A. Samtsov, A. V. Arzhannikov, S. L. Sinitsky [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2021. — Vol. 49, nr 11. — P. 3371–3376. — URL: <https://doi.org/10.1109/TPS.2021.3108880>. — Дата публикации: 09.09.2021.

80. Generation of Directed Flux of Megawatt THz Radiation as Result of Strong REB-Plasma Interaction in Plasma Column / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, A. A. Kasatov [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the 2020 IEEE International Conference on Plasma Science (Singapore, 6–10 December 2020). — IEEE, 2020. — P. 568. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/9717519> (дата обращения: 02.05.2023).

81. Energy Content and Spectral Composition of a Submillimeter Radiation Flux Generated by a High-Current Electron Beam in a Plasma Column With Density Gradients / A. V. Arzhannikov, S. L. Sinitsky, S. S. Popov [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2022. — Vol. 50, nr 8. — P. 2348–2363. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/9813494>. — Дата публикации: 01.07.2022.

82. Spatial and angular properties of megawatt flux of THz radiation generated at GOL-PET facility / A. V. Arzhannikov, I. A. Ivanov, A. A. Kasatov [et al.]. — Текст : электронный // Proceedings of the Fourth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications (Tomsk, Russia, 24–26 August 2020). — SPIE, 2020. — Vol. 11582. — P. 173–178. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.2580483>. — Дата публикации: 17.11.2020.

83. Энергосодержание и спектральный состав генерируемого в плазме потока субмиллиметрового излучения при релаксации РЭП с длительностью

5 мкс / А. В. Аржанников, С. Л. Сеницкий, Д. А. Самцов [и др.]. — Текст : электронный // Тезисы докладов XLIX Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, Россия, 14–18 марта 2022 года). — Москва, 2022. — С. 183. — URL: http://irbiscorp.spsl.nsc.ru/fulltext/WORKS/2022/Sbornik_ICPAF-2022.pdf (дата обращения: 02.05.2023).

84. Генерация и распространение мультимегаваттного потока терагерцового излучения микросекундной длительности / А. В. Аржанников, В. В. Анненков, В. В. Глинский [и др.]. — Текст : электронный // Тезисы докладов VII Всероссийской микроволновой конференции (Москва, 25–27 ноября 2020 года). — Москва : ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2020. — С. 129–133. — URL: <http://microwaveweek.ru/2020year/> (дата обращения: 02.05.2023).

85. Рогалин, В. Е. Оптические материалы для THz диапазона / В. Е. Рогалин, И. А. Каплунов, Г. И. Кропотов. — Текст : электронный // Оптика и спектроскопия. — 2018. — Т. 125, вып. 6. — С. 851–863. — URL: <http://dx.doi.org/10.21883/OS.2018.12.46951.190-18>. — Дата публикации: 19.11.2018.

86. Particle-in-Cell Simulations of High-Power THz Generator Based on the Collision of Strongly Focused Relativistic Electron Beams In Plasma / V. Annenkov, E. Berendeev, E. Volchok, I. Timofeev. — Текст : электронный // Photonics. — 2021. — Vol. 8, nr 6. — P. 172. — URL: <https://doi.org/10.3390/photonics8060172>. — Дата публикации: 21.05.2021.

Список иллюстративного материала

| | |
|--|----|
| Рисунок 1.1 — Общая схема установки ГОЛ-ПЭТ (а) и временная диаграмма проведения эксперимента (б)..... | 20 |
| Рисунок 1.2 — Схема плазменной секции установки ГОЛ-ПЭТ. 1 — криптоновые импульсные клапаны; 2 — водородные импульсные клапаны; 3 — основные и дополнительный разрядные электроды; 4 — приёмник РЭП; 5 — поворотное зеркало; 6 — окно вывода излучения; 7 — пояса Роговского; 8 — положение системы Томсоновского рассеяния; 9 — положение интерферометра Майкельсона; 10 — комплекс диагностик ТГц излучения; 11 — одиночный датчик ТГц излучения | 22 |
| Рисунок 1.3 — Система Томсоновского рассеяния: фотография лазера (а); пример паразитных сигналов (б) | 26 |
| Рисунок 1.4 — Фотография датчика ТГц излучения | 27 |
| Рисунок 1.5 — Схема распространения потока излучения в одной из секций полихроматора и фотография расположения элементов квазиоптического тракта в другой | 28 |
| Рисунок 1.6 — Фотография фильтра и его частотно-селективной структуры (а); зависимость пропускания от частоты для используемых фильтров (б) ... | 29 |
| Рисунок 1.7 — Схема экспериментов по калибровке полихроматора | 30 |
| Рисунок 1.8 — Спектральные чувствительности каналов полихроматора для двух вариантов калибровки полихроматора, выполненных в 2012 (красные линии) и 2020 (синие линии) годах; пунктирной линией показано положение полосовых фильтров для каналов..... | 32 |
| Рисунок 1.9 — Визуализатор потока ТГц излучения. Фото (а) и схема (б) неоновой индикаторной лампочки. Фото свечения панели ламп (в) во время эксперимента, когда сечение потока излучения превышает её размер..... | 33 |
| Рисунок 1.10 — Схема калориметра | 36 |

- Рисунок 1.11 — Схема многоколлекторного датчика углового распределения электронов. Графитовые коллекторы (1); входная танталовая диафрагма (2); диэлектрические кольца (3); диэлектрический контейнер (4); стальной экранирующий корпус (5); измерительный шунт (6)..... 43
- Рисунок 1.12 — Зависимость отношения числа прошедших через тантал частиц к числу падающих на него электронов от толщины фольги..... 45
- Рисунок 1.13 — Сравнение функций чувствительности многоколлекторного датчика, рассчитанных тремя методами. Цифрами 1–7 обозначены номера коллекторов датчика, которым соответствуют функции..... 46
- Рисунок 2.1 — Схема системы В/В разряда. 1 — левое (ЛП) и правое (ПП) разрядные полукольца; 2 — кварцевая труба; 3 — поджигающий электрод; 4 — импульсный криптоновый клапан; 5 — импульсный водородный клапан; 6 — пояса Роговского 49
- Рисунок 2.2 — Фотографии свечения плазменного столба. (а) – подключены оба полукольца (ЛП и ПП), приложенное напряжение 20 кВ; (б) – подключено только левое (ЛП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ; (в) – подключено только правое (ПП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ..... 53
- Рисунок 2.3 — Фотографии свечения плазменного столба. (а) — подключены оба полукольца, приложенное напряжение 20 кВ; (б) — подключено только левое (ЛП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ; (в) — подключено только правое (ПП) полукольцо, приложенное напряжение 26 кВ; фиолетовый пунктир — линия для вычисления интенсивности свечения плазмы 53
- Рисунок 2.4 — Интенсивность свечения плазменного столба для фотографий (а), (б), и (в) на рисунке 2.3 54
- Рисунок 2.5 — Фотографии и графики интенсивности свечения плазмы для трёх вариантов подключения поджигающего электрода. Электрод отключен (а); поджигающий электрод подключен через ёмкость $C_2 = 0.25$ мкФ (б); поджигающий электрод подключен через ёмкость $C_2 = 0.4$ мкФ (в) 55

- Рисунок 2.6 — Средняя по диаметру плотности плазмы в трёх случаях подключения поджигающего электрода..... 56
- Рисунок 2.7 — Осциллограммы токов, для различных случаев подключения поджигающего электрода. (а) — I_c ток через разрядные полукольца; (б) — I_{ent} ток через плазму в направлении входа в соленоид; (в) — I_{end} ток через плазму в направлении графитового коллектора 56
- Рисунок 2.8 — Осциллограммы токов в различных режимах напуска газа. (а) — I_c ; (б) — I_{ent} ; (в) — I_{end} ; τ — время клапана в открытом состоянии..... 58
- Рисунок 2.9 — Осциллограммы плазменного разряда, использованные для определения момента инжекции РЭП..... 60
- Рисунок 2.10 — Осциллограммы токов в различных режимах напуска газа при инжекции электронного пучка. (а) — I_c ; (б) — U_d ; (в) — I_{ent} ; (г) — I_{end} ; (д) — схема измерения токов; τ — время клапана в открытом состоянии..... 60
- Рисунок 2.11 — Интерферограммы в экспериментах по транспортировке сильноточного РЭП при различной длительности открытого состояния водородного клапана. (а) — длительность открытого клапана 10 мс; (б) — длительность 3 мс; (в) — длительность 1.5 мс. Синяя линия на графиках соответствует выстрелам без пучка, красная линия соответствует выстрелам с инжекцией РЭП 62
- Рисунок 3.1 — Расчёт напряжённости магнитного поля вдоль оси датчика углового разброса..... 66
- Рисунок 3.2 — Фото отпечатка электронного пучка на выходе датчика углового разброса. Пучок распространялся в детекторе после прохождения через графитовый коллиматор с диаметром апертуры 1.2 мм. Отпечаток виден в виде черной сплошной окружности, смещенной от центра пластины на расстояние = 0.16 мм..... 67
- Рисунок 3.3 — Усреднённые токи электронов с коллекторов (I1–I7) для двух значений магнитного поля в диоде ускорителя У-2: левая половина рисунка для $B = 0.22$ Тл и правая половина для 0.13 Тл. U_{diode} — напряжение на диоде, I_{trans} — ток пучка на выходе трансформатора сечения пучка; пунктирная линия

| | |
|---|----|
| – момент времени для которого приведена функция углового распределения электронов..... | 69 |
| Рисунок 3.4 — Функция углового распределения электронов, восстановленная для момента времени 1.5 мкс, выстрела № 10599 | 70 |
| Рисунок 3.5 — Зависимости среднеквадратичного значения углового разброса электронов пучка во времени для трёх значений ведущего магнитного поля в ускорительном диоде 0.13 Тл (красные квадраты), 0.17 Тл (синие ромбы) и 0.22 Тл (зелёные треугольники)..... | 71 |
| Рисунок 3.6 — Зависимости значений питч-угла, при которых функция распределения имеет максимум, от времени для трёх значений ведущего магнитного поля в ускорительном диоде 0.13 Тл (красные квадраты), 0.17 Тл (синие ромбы) и 0.22 Тл (зелёные треугольники) | 72 |
| Рисунок 3.7 — Длина релаксации РЭП в зависимости от температуры электронной компоненты плазмы | 75 |
| Рисунок 4.1 — Средняя по диаметру плотность плазмы (а); распределение плотности плазмы по радиусу (б); спектральный состав излучения (в); сигналы усреднены по набору из 9 выстрелов..... | 78 |
| Рисунок 4.2 — Характерный вид спектра сильной ленгмюровской турбулентности..... | 80 |
| Рисунок 4.3 — Распределение спектральной плотности мощности по частоте (в относительных единицах) в окрестности основной плазменной частоты: расчётное угловое распределение (а); интегральная по всем углам спектральная плотность мощности (б). Синяя линия — расчётная кривая; красная линия — положение максимума сигналов с полихроматора..... | 82 |
| Рисунок 4.4 — Угловое распределение просуммированной по поляризациям мощности ЭМ эмиссии вблизи удвоенной плазменной частоты в разряженной $n=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (а) и плотной $n=3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ плазме (б)..... | 83 |
| Рисунок 4.5 — Чувствительности каналов полихроматора, после свертки с функциями пропускания полосовых фильтров..... | 85 |

| | |
|--|----|
| Рисунок 4.6 — Зависимость мощности излучения от величины среднего по диаметру градиента плотности | 86 |
| Рисунок 4.7 — Характерные распределения плотности плазмы. Примеры отдельных выстрелов (а) и (б); профили, усредненные по наборам выстрелов (в) и (г). На графиках (а) и (в) – случай с однородным профилем плазмы, на графиках (б) и (г) – случай с градиентным профилем | 87 |
| Рисунок 4.8 — Осциллограммы сигналов в каналах полихроматора. Слева случай однородной плазмы; справа случай градиентной плазмы | 88 |
| Рисунок 4.9 — Средние значения спектральной плотности мощности в максимуме сигналов излучения..... | 89 |
| Рисунок 4.10 — Временная динамика спектральной плотности мощности в потоке излучения для наборов выстрелов в режимах с однородной (а) и градиентной (б) плазмой | 90 |
| Рисунок 4.11 — Измерения линейной плотности (а) плазмы и радиального распределения плотности (б) в режиме с резким понижением плотности плазмы на торце плазменного столба на его конце, где выходит РЭП | 92 |
| Рисунок 4.12 — Спектральный состав излучения в режиме с вакуумным зазором. Осциллограммы сигналов с низкочастотных (а) и высокочастотных датчиков (б); динамика спектрального состава излучения (в) | 94 |
| Рисунок 4.13 — Распределение плотности мощности ТГц излучения по сечению потока, распространяющегося в атмосфере на разном расстоянии от выходного окна: схема эксперимента (а); фото панели на расстояниях 46 см (б), 108 см (в), 320 см (г); фото установки (д)..... | 95 |
| Рисунок 4.14 — Схема эксперимента по фокусировке излучения (а) и фотографии панели: панель (б); свечение панели в случае без линзы (в); свечение панели, когда установлена линза (г)..... | 96 |
| Рисунок 4.15 — Схема проведения калориметрических измерений (а) и фотография расположения калориметра в экспериментальном зале (б) | 97 |
| Рисунок 4.16 — Фотография свечения неоновых ламп в сечении входной апертуры калориметра в двух вариантах распространения потока излучения. | |

| | |
|---|-----|
| Варианты со свободным расширением потока (а); вариант с формированием направленного потока (б). $D_c=11.5$ см, $D_1=35$ см, $D_2=18$ см..... | 98 |
| Рисунок 4.17 — Осциллограммы сигналов в эксперименте по измерению энергосодержания в потоке излучения | 99 |
| Рисунок 4.18 — Длительности импульсов излучения: 1 — импульс излучения, регистрируемый через выходное окно; 2 — импульс излучения регистрируемый через боковое окно; 3 — импульс напряжения РЭП | 100 |
| Рисунок 4.19 — Фото выходного окна: (а) фторопласт до проведения экспериментов; (б) фторопласт снятый после серии экспериментов; (в) очищенное фторопластовое окно после нескольких экспериментальных серий; (г) окно из полиметилпентена (ТРХ) | 101 |