

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

На правах рукописи

Куркучеков Виктор Викторович

**ПРОСТРАНСТВЕННО-УГЛОВЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА,
ПОЛУЧЕННОГО В МУЛЬТИАПЕРТУРНОМ
ИСТОЧНИКЕ С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ**

01.04.08 — «физика плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Бурдаков Александр Владимирович

Новосибирск — 2020

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Экспериментальные условия	21
1.1 Источник электронного пучка на основе плазменного эмиттера и многоапертурной электронно-оптической системы	21
1.2 Описание условий эксперимента	24
Глава 2. Рентгеновские изображающие диагностики для измерения пространственных характеристик широкоапертурного электронного пучка	29
2.1 Обзор методик, применяемых для измерения распределения тока электронных пучков	29
2.2 Схема эксперимента по измерению распределения плотности тока пучка с помощью рентгеновской камеры-обскуры	31
2.3 Выбор параметров рентгеновской изображающей диагностики	33
2.4 Результаты измерений	38
2.4.1 Проверка линейности свечения люминофора от параметров падающего пучка	39
2.4.2 Пространственное разрешение диагностики	41
2.5 Итоги по экспериментам с рентгеновской камерой-обскурой	45
2.6 Измерение профиля плотности тока электронного пучка на металлической мишени с помощью рентгеновского излучения, прошедшего через тело мишени	46
2.7 Пространственное разрешение диагностики	49
2.8 Основные результаты Главы 2	52
Глава 3. Исследование пространственных характеристик пучка, полученного в источнике с плазменным эмиттером и мультиапертурной электронно-оптической системой	54

3.1	Дискретная структура пучка при транспортировке во внешнем магнитном поле	54
3.2	Влияние собственных полей пучка на дискретное распределение тока	57
3.3	Оценка степени зарядовой компенсации пучка	64
3.4	Распределение тока эмиссии по апертурам электронно-оптической системы	67
3.5	Основные результаты Главы 3	70
Глава 4. Исследование пространственных характеристик электронного пучка после сжатия в ведущем магнитном поле		
4.1	Схема эксперимента	72
4.2	Измерение пространственного разрешения диагностики	74
4.3	Методика обработки результатов	75
4.4	Результаты измерений	77
4.4.1	Компрессия пучка во внешнем магнитном поле	77
4.4.2	Дискретная структура сжатого пучка	81
4.5	Основные результаты Главы 4	84
Глава 5. Угловые характеристики пучка, получаемого в источнике с дуговым плазменным катодом и мультиапертурной электронно-оптической системой		
5.1	Методы измерения питч-углов электронных пучков	86
5.2	Описание диагностики и схемы экспериментов по измерению угловых характеристик пучка	89
5.3	Методика обработки результатов	92
5.4	Применимость методики "pepperpot" для пучка с дискретным распределением тока	98
5.5	Результаты измерений	100
5.5.1	Зависимость угловых характеристик от конфигурации электронно-оптической системы и параметров пучка	100
5.5.2	Влияние собственных полей пучка на прохождение пучка через магнитную пробку	106

5.5.3	Оценка угловых характеристик пучка, полученного в источнике с плазменным эмиттером с помощью численного моделирования	109
5.6	Основные результаты Главы 5	114
	Заключение	116
	Список литературы	120
	Список рисунков	129
	Список таблиц	134

Введение

Актуальность темы исследования. Мощные электронные пучки представляют собой уникальный и гибкий инструмент, востребованный во многих научных и технологических сферах. На сегодняшний день, данный класс пучков активно применяется в различных исследованиях, посвященных модификации поверхности материалов и управляемому термоядерному синтезу. В частности, одной из сфер применения мощных электронных пучков являются открытые ловушки для удержания плазмы, конфигурация магнитного поля которых позволяет инжектировать пучки заряженных частиц.

В контексте открытых ловушек широко представлены два подхода использования электронных пучков. Первый подход заключается в использовании слабoreлятивистских ($\gamma \sim 1$) пучков с мощностью 1-10 МВт и длительностью импульса 0,1-1 мс для создания предварительной (мишенной) плазмы и её стабилизации. Во втором подходе используется релятивистский электронный пучок (РЭП) с мощностью десятки гигаватт и длительностью импульса от сотен наносекунд до несколько микросекунд. В результате инъекции подобных пучков в плазму удастся достичь значительных ионных и электронных температур. Подобная универсальность обеспечила широкую распространенность электронных пучков в среде открытых плазменных ловушек.

Первые эксперименты по созданию и нагреву плазмы в открытой ловушке с помощью электронных пучков были проведены в начале 60-х годов. Работы в данном направлении велись в Харькове, в Массачусетском Технологическом Институте (MIT) и Национальной Исследовательской лаборатории Окридж. Условия в перечисленных экспериментах, такие как габариты установки, величина магнитного поля, параметры электронных пучков и рабочий газ, значительно отличались. Общей для всех них является схема эксперимента: инъекция слабoreлятивистского ($\gamma \sim 1$) электронного пучка в классический пробкотрон. В этих экспериментах удалось создать плазму с плотностью горячей компоненты $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов от 10 до 200 кэВ. Однако, нагрева ионов в большинстве экспериментов не наблюдалось. Краткий обзор результатов данных экспериментов приведен в статье [1].

В США работы по исследованию пучково-плазменного взаимодействия продолжились в 70-х годах на установке 2ХИВ [2]. В качестве источника электронов использовался диодный ускоритель с накаливаемым катодом, способный обеспечить пучок с током 30 А, энергией 20 кэВ при длительности импульса 1,1 мс. В более поздних экспериментах мощность инжекции электронов была увеличена до ~ 2 МВт за счет увеличения количества источников пучка до четырех. В экспериментах на 2ХИВ электронные пучки позволяли создать большой объем плотной предварительной плазмы, дальнейший нагрев которой осуществлялся пучками нейтральных атомов. По результатам измерений предварительная плазма, созданная с помощью электронных пучков, имела значительно меньше примесей с большим Z , чем в случае использования плазменных пушек. Важным результатом также является то, что во время инжекции электронных пучков наблюдалось подавление DCLC неустойчивости [3; 4].

В связи с успешным опытом на установке 2ХИВ было принято решение использовать электронные пучки для создания предварительной плазмы на установке ТМХ [5], для чего были использованы аналогичные источники. Было проведено несколько серий экспериментов в различной конфигурации и с различным расположением источников пучка. По результатам данных экспериментов было установлено, что эффективность, с которой мощность электронного пучка передаётся электронам плазмы, зависит от осевых профилей магнитного поля и плотности плазмы [4].

В это же время эксперименты по взаимодействию электронного пучка с плазмой, удерживаемой магнитным полем, проводились и в СССР. Специфика отечественного подхода заключается в использовании релятивистских электронных пучков (РЭП) гигаваттного класса. К данному классу относятся машины ИНАР (1971-1985) и ГОЛ-М (1971-2005) разработанные в ИЯФ СО РАН, сюда же можно отнести установку РЕВЕХ (1978-1990), разработанную в Институте физики плазмы в Праге. С точки зрения схемы эксперимента данные установки схожи: РЭП инжектируется сквозь металлическую фольгу в предварительно созданную плазму, удерживаемую во внешнем магнитном поле.

В конце 80-х, начале 90-х был построен ускоритель У-2. За основу ускорителя был взят магнитоизолированный диод с взрывоэмиссионным катодом.

Данный ускоритель позволяет генерировать ленточный электронный пучок с током ~ 20 кА, энергией электронов ~ 1 МэВ и длительностью импульса 5–10 мкс. Эксперименты по инъекции данного пучка в плазму проводились на установке ГОЛ-3 [6]. В данных экспериментах, в ловушке с гофрированным магнитным полем (4,8 Тл / 3,2 Тл), РЭП инжектировался в предварительно созданную дейтериевую плазму с плотностью $10^{14} - 10^{15}$ см $^{-3}$. В результате взаимодействия пучка с плазмой наблюдался коллективный нагрев электронной компоненты плазмы, который сопровождался подавлением продольной электронной теплопроводности. Также наблюдался быстрый нагрев ионной компоненты. Краткий обзор полученных результатов приведен в работе [7]. Были достигнуты электронная и ионная температуры 1–3 кэВ и 1–2 кэВ соответственно. Однако, после окончания инъекции пучка электронная температура быстро (~ 20 мкс) спадает до величины около 100 эВ. Этот факт определяет время остывания ионов (0,5–1 мс). Таким образом, прямой путь увеличения времени энергетического удержания плазмы виделся в увеличении длительности инъекции электронного пучка. Очевидно, что существенное (на порядки величины) увеличение длительности инъекции при уровне мощности 10–30 ГВт, по-видимому, трудно осуществимо технически и энергетически нецелесообразно. Таким образом, увеличить длительность пучка планировалось при одновременном уменьшении его мощности.

В работе [8] приведены физические обоснования параметров пучка электронов мощностью до 100 МВт, способного обеспечить нагрев и стабилизацию плазмы в установке ГОЛ-3. В данной работе предлагается использовать электронный пучок с током до 1 кА, энергией электронов ~ 100 кэВ и длительностью импульса в диапазоне 0,1–1 мс. Пучок должен формироваться в умеренном магнитном поле 0,01–0,1 Т и иметь угловые характеристики, допускающие его адиабатическое сжатие с коэффициентом ≥ 100 .

В рамках данных работ был создан прототип источника электронного пучка на основе плазменного эмиттера и мультиапертурной электронно-оптической системы (ЭОС) [9] и были проведены первые пробные инъекционные эксперименты на установке ГОЛ-3 [10]. Используемый источник позволял генерировать пучок со следующими параметрами: энергия электронов 70–100 кэВ, ток пучка 15–100 А, длительность импульса 0,1 – 3 мс. Пучок инжектировался в соленоид длиной ~ 12 м с напуском газа (дейтерий). В

процессе транспортировки пучка плотность тока достигала 1 кА/см^2 и наблюдалась наработка плазмы с плотностью $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В дальнейшем данные эксперименты были прекращены, а роль электронных пучков мегаваттного класса в работе открытых плазменных ловушек была пересмотрена.

В настоящее время, осевой инжекции электронных пучков в открытые ловушки отводятся две ключевые функции. Во-первых, стабилизация и управление плазмой в открытой ловушке с термоядерными параметрами. В качестве данного инструмента электронные пучки призваны обеспечить контроль электрического потенциала плазмы даже при высокой электронной температуре и хорошем продольном удержании, когда непосредственный электрический контакт плазмы с торцевыми электродами становится недостаточным или неэффективным. Во-вторых, создание предварительной плазмы с параметрами необходимыми для дальнейшего эффективного нагрева с помощью ECR или атомарных пучков.

На сегодняшний день, эксперименты в данном направлении ведутся на установке ГДЛ [11]. Для этих целей в одном из торцевых баков-расширителей установки был установлен источник электронного пучка на основе коаксиального диода с магнитной изоляцией и накаливаемого катода [12]. Данный источник позволяет генерировать пучок с энергией до 50 кэВ, током до 20 А и длительностью импульса до 5 мс. Основными результатами, на данный момент является успешная транспортировка пучка в магнитном поле ГДЛ при инжекции в вакуум и демонстрация возможности наработки пучком предварительной плазмы, пригодной для захвата атомарных пучков при инжекции в газ.

Также, в настоящее время в ИЯФ СО РАН разрабатывается проект открытой ловушки нового поколения ГДМЛ [13]. Основная цель проекта ГДМЛ состоит в том, чтобы проверить концепцию стационарного термоядерного реактора на основе открытой ловушки и получить скейлинги удержания плазмы при параметрах, недостижимых на существующих линейных системах (ГОЛ-3 и ГДЛ). Некоторые сценарии работы будущей ловушки предусматривают осевую инжекцию мощных электронных пучков.

Помимо инжекции в открытые ловушки, на сегодняшний день, большой интерес вызывает применение интенсивных электронных пучков для моделирования импульсных тепловых нагрузок на элементы конструкции и матери-

алы будущих термоядерных установок, например, токамака ИТЕР [14]. Быстрые переходные процессы в плазме токамаков, такие как ELM (Edge Localized Modes) или срывы, являются наиболее серьезными источниками тепловой нагрузки, которая может повредить вольфрамовую обшивку дивертора. Хотя на современных токамаках исследуются различные методы, призванные к снижению тепловой нагрузки, на данный момент нельзя полностью исключить возможность таких событий в установках реакторного класса. В этих случаях тепловые нагрузки могут достигать плотности энергии 580 МДж/м^2 , плотности мощности 525 ГВт/м^2 за время нагрева $0,33 \text{ мс}$. Данные тепловые нагрузки соответствуют значениям параметра теплового потока $600 - 2000 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0,5}$ [15; 16], выходящим далеко за пределы уровня нагрузок в современных токамаках.

На сегодняшний день, активно применяются несколько техник, позволяющих изучить поведение материалов при термических нагрузках, сопоставимых с нагрузками в будущих термоядерных установках. В экспериментах используются плазменные ускорители [17], мощные лазеры [18;19] и электронные пучки. Перечисленные методы имеют свои достоинства и недостатки. Мощные лазеры обеспечивают требуемый уровень мощности, однако обладают сравнительно небольшой областью воздействия. Плазменные ускорители являются подходящим методом исследования эффекта экранирования (приповерхностная плазма действует как тепловой экран, который останавливает поток плазмы и защищает поверхность от прямого контакта с горячей плазмой), однако яркое свечение плазмы не позволяет использовать оптические диагностики для *in-situ* наблюдения поверхности, к тому же набегающий поток плазмы создаёт у поверхности мишени область повышенного давления, которая может исказить результаты, в частности при оценке скорости разлёта образующихся продуктов эрозии. Также, для моделирования тепловых нагрузок при переходных процессах используются интенсивные электронные пучки. К преимуществам последних относятся гибкость параметров и довольно однородная тепловая нагрузка на большой и хорошо определенной области. В настоящее время данный подход реализован на ряде стендов: ЦЕФЕЙ, JUDITH-II, JEBIS, EB-1200 [20]. Общим для всех этих установок является использование источников пучков непрерывного действия с мощностью в диапазоне десятков–сотен киловатт. Для достижения требуемого уровня плотности мощно-

сти, на данных установках, применяется острая фокусировка пучка. Диаметр пучка на мишени составляет несколько миллиметров при этом воздействие на большую площадь материала достигается ее быстрым сканированием «узким» электронным пучком. Недостатком данного подхода является невозможность наложения магнитного поля и усталостное повреждение материала мишени при множестве циклов нагрев-остывание возникающих в процессе сканирования. Перечисленных недостатков можно избежать, если использовать широкоапертурный пучок большой мощности, транспортируемый и сжимаемый во внешнем магнитном поле.

Наряду с перечисленными, актуальным приложением данного класса пучков является воздействие на поверхностный слой металлов с целью придать новые физические и химические свойства, недоступные традиционным технологиям. Тепловое воздействие электронного пучка с плотностью мощности $5\text{--}50\text{ ГВт/м}^2$ при длительности импульса от десятков до сотен микросекунд вызывает очень быстрый нагрев, плавление и последующую закалку поверхностного слоя [21–23]. В результате в зоне термического воздействия происходят микроструктурные преобразования, улучшающие свойства материала, такие как шероховатость поверхности, твердость, коррозионная стойкость и т. д.

Для всех перечисленных приложений важной представляется информация о пространственных и угловых характеристиках электронного пучка. Так, очевидно, что для адекватной оценки тепловой нагрузки на мишень необходима информация о распределении тока. В тоже время угловые характеристики важны при транспортировке и компрессии пучка во внешнем магнитном поле.

На сегодняшний день, в ИЯФ СО РАН создан и функционирует экспериментальный стенд ВЕТА (Beam of Electrons for material Testing Applications) [24]. Целью работ на данном стенде является экспериментальное моделирование воздействия тепловых нагрузок на элементы и материалы конструкции контактирующие с плазмой, в масштабах характерных для ИТЭР. В качестве основных источников тепловых нагрузок, способных привести к повреждению поверхности вольфрама в диверторе ИТЭР, рассматриваются срывы и ELM типа I. Для моделирования сопоставимых тепловых нагрузок на стенде ВЕТА используется источник электронного пучка с плазменным эмиттером и мультиапертурной ЭОС [25]. Данный источник позволяет получать пучки с мощ-

ностью до 10 МВт, при ускоряющем напряжении 50 – 110 кВ и длительностью импульса 0,1 – 3 мс.

Конструкция источника основана на использовании плазменного эмиттера на базе дугового разряда с холодным катодом. Использование плазменного эмиттера представляется наиболее адекватным для прикладных задач, ввиду относительной простоты и надежности данного типа эмиттера. Так, взрыво-эмиссионный катод обеспечивает большую плотность тока (100–200 А/см²), однако образующаяся в результате взрывной эмиссии плазма распространяется со скоростью 10⁶ см/с и закорачивает ускоряющий зазор, что значительно усложняет получение пучка требуемой длительности. Подобных трудностей не возникает при использовании накаливаемых катодов. Но использование последних сопряжено с рядом проблем инженерного характера, а именно: обеспечением равномерного нагрева тела катода, отводом излучаемого тепла и деградацией катода под действием обратного потока ионов и продуктов эрозии мишени.

Для формирования пучка в данном источнике используется мультиапертурная ЭОС. Подобные системы широко используются в ИЯФ СО РАН при создании инжекторов нейтральных атомов для нагрева плазмы. Мультиапертурная ЭОС позволяет получать полный пучок как совокупность отдельных пучков из каждой апертуры. Альтернативу мультиапертурной системе представляет ЭОС с мелкоячеистой сеткой [26], при работе с данной системой в пространстве дрейфа пучка необходимо создание плазменного анода, требующее специальных газовых условий.

В экспериментах на стенде ВЕТА пучок электронов транспортируется во внешнем магнитном поле. Для достижения требуемых плотностей мощности на мишени осуществляется магнитная компрессия пучка с коэффициентом 10 – 100. В данной постановке интерес представляют угловые характеристики пучка, ограничивающие степень магнитной компрессии пучка. Кроме того, как отмечалось ранее, для корректного определения параметров теплового воздействия на мишень ключевой является информация о распределении плотности тока пучка по сечению, в том числе информация о возможных неоднородностях распределения, связанных, например, с дискретной структурой электродов ЭОС.

Как следует из всего вышесказанного, дальнейшее развитие технологии генерации электронных пучков данного класса, а также ряд прикладных задач требует знаний о пространственно-угловых характеристиках пучка. **Целью** данной работы является экспериментальное изучение пространственных и угловых характеристик мощного электронного пучка полученного в источнике с дуговым плазменным эмиттером и мультиапертурной ЭОС.

Для достижения данной цели в рамках работы предполагалось решение следующих задач:

1. Создание комплекса диагностик, позволяющего получить информацию о распределении тока пучка. Исходя из прикладных задач, целесообразным является измерение распределения плотности тока как до, так и после сжатия пучка. Пространственное разрешение диагностик должно быть достаточным для разрешения неоднородностей распределения масштаба сетчатой структуры ЭОС.
2. Создание диагностики, позволяющей проводить измерения угловых характеристик пучка при его транспортировке во внешнем магнитном поле.
3. Разработка методов калибровки диагностик, обработки и анализа данных.
4. Проведение экспериментального изучения угловых и пространственных характеристик мощного электронного пучка. Определение зависимости регистрируемых параметров пучка от параметров эксперимента (тока пучка, энергии электронов, величины ведущего магнитного поля и др.).

Первые измерения пространственных характеристик проводились в экспериментах по инъекции пучка в ловушку ГОЛ-3. В 2014 году в составе комплекса ГОЛ-3 был создан экспериментальный стенд ВЕТА, на котором была получена основная масса результатов. В **первой главе** приведено описание условий эксперимента на установке ГОЛ-3 и стенде ВЕТА, а также изложено описание схемы и устройства источника электронного пучка с дуговым плазменным эмиттером и мультиапертурной ЭОС.

Вторая глава диссертации посвящена измерению пространственных характеристик несжатого пучка. Приведен обзор методик применяемых для измерения распределения плотности тока пучков заряженных частиц. Предло-

жена простая диагностическая система на основе камеры-обскуры. Данная схема позволяет получить количественную картину распределения плотности тока пучка в поперечном сечении за один рабочий импульс. Диагностика основана на регистрации картины рентгеновского излучения (тормозного и характеристического), возникающего при поглощении электронного пучка в плоской металлической мишени. С помощью рентгеновской камеры-обскуры изображение проецируется на люминесцентный экран, свечение которого регистрируется цифровой ПЗС-камерой. В данной главе подробно рассмотрены вопросы выбора люминофора, оценки выхода рентгеновского излучения при взаимодействии электронного пучка с металлической мишенью, а также оценки эффективности выбранного люминофора. Приведены результаты измерений распределения плотности тока по сечению для типичного режима работы источника пучка. Экспериментально проверена линейность сигнала ПЗС-камеры в зависимости от падающего на мишень тока пучка, сделана экспериментальная оценка пространственного разрешения диагностики.

Эксперименты с рентгеновской камерой-обскурой выявили ряд ограничений данной схемы, не позволяющих получить контрастное изображение отпечатка пучка во всём диапазоне экспериментальных параметров без ухудшения пространственного разрешения. В качестве решения была предложена альтернативная схема измерения распределения тока пучка: пучок принимается на тонкую металлическую пластину, расположенную перпендикулярно оси пучка, для визуализации рентгеновского отпечатка пучка используется люминофор, расположенный непосредственно за приемником пучка. Свечение люминофора фиксировалось с помощью быстрой цифровой камеры и зеркала. Подробное описание диагностики и сопутствующих экспериментов также приведено во **второй главе** диссертации. В частности, рассмотрен выбор материала и толщины мишени. Проведено экспериментальное измерение пространственного разрешения диагностики.

Результаты измерений пространственных характеристик электронного пучка, полученного в источнике с дуговым плазменным катодом и мультиапертурной ЭОС приведены в **третьей главе**. Показано, что пучок состоит из отдельных струек тока, количество и расположение которых полностью соответствует конфигурации электродов ЭОС. Продемонстрирована зависимость распределения тока пучка от величины ведущего магнитного поля, ускоряю-

щего напряжения и тока пучка. Предложено качественное объяснение наблюдаемых зависимостей. В качестве проверки выдвинутых гипотез проведено численное моделирование. Показано, что наблюдаемое вращение пучка связано наличием нескомпенсированного пространственного заряда. По величине угла поворота пучка проведена оценка степени зарядовой компенсации. Также, приведены результаты измерения распределения эмиссионного тока по апертурам ЭОС различного диаметра.

Аналогичная схема диагностики была использована для измерения распределения плотности тока пучка сжатого в ведущем магнитном поле. В **четвертой главе** приведено описание соответствующей диагностики и схемы эксперимента. Описано измерение пространственного разрешения диагностики. Приведены результаты измерений и методика их обработки. Проведено сравнение полученных результатов со снимками ИК-камеры. Продемонстрировано, что варьируя величину магнитного поля и энергии пучка возможно добиться гладкого распределения тока на исследуемой мишени.

Пятая глава диссертации посвящена исследованию угловых характеристик пучка. В данной главе приведен обзор различных методик, применяющихся для измерения углового разброса пучков заряженных частиц. Исходя из экспериментальных условий и опыта регистрации распределения тока пучка, был выбран метод "репперпот". Пучок принимался на маску – металлическую пластину с массивом отверстий. Получившиеся в результате бимлеты принимались на тонкую металлическую фольгу (рентгеновский конвертер) расположенную на небольшом расстоянии за маской. Для визуализации рентгеновских отпечатков бимлет использовался люминофорный экран, расположенный непосредственно за фольгой. Свечение люминофора фиксировалось с помощью зеркала и быстрой цифровой камеры. Угловой разброс электронов пучка определялся по уширению бимлет. Особое внимание уделялось выбору параметров диагностики и методике обработки результатов, что позволило нивелировать влияние внешнего магнитного поля, собственных полей пучка и аппаратной функции диагностики на измеряемые величины. Приведены результаты измерений для различных параметров пучка и конфигураций ЭОС. Проведено сравнение измеренных угловых характеристик с прохождением пучка через магнитную пробку. Показано, что угловые характеристики пучка, полученного в многоапертурном источнике с плазменным эмиттером,

определяются конфигурацией ЭОС и не зависят от величины тока пучка (в диапазоне 1 – 80 А) и ускоряющего напряжения (в диапазоне 60 – 100 кВ). Предложено объяснение наблюдаемым зависимостям и выполнено численное моделирование, согласующееся с экспериментальными данными.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы. В экспериментах по измерению пространственных характеристик пучка получены следующие результаты:

1. Разработаны рентгеновские изображающие диагностики, позволяющие измерить в одном рабочем импульсе распределение плотности тока электронного пучка в его поперечном сечении. С помощью этих диагностик выполнены экспериментальные исследования пространственных характеристик пучка, сформированного в мультиапертурном плазмоэмиссионном диоде, до и после магнитного сжатия.
2. Показано, что изначально дискретная, многоструйная структура пучка сохраняется при его транспортировке в ведущем магнитном поле, если ток пучка достаточно мал. Наличие угловой расходимости скоростей электронов приводит к радиальным колебаниям огибающей отдельных струек, составляющих пучок. Соответствующим подбором ускоряющего напряжения и (или) величины ведущего магнитного поля, можно достичь как дискретного, так и гладкого (за счет перекрытия границ соседних струек) распределения тока пучка в плоскости мишени.
3. Регистрация дискретной структуры пучка дает инструмент для измерения величины эмиссионного тока в каждой отдельной апертуре непосредственно на выходе из ускорительного диода. Изображения пучка показывают, что эмиссия происходит во всех апертурах ЭОС с эффективным диаметром 83 мм. Перепад величины тока эмиссии в центральных и периферийных апертурах составляет около 70%.
4. По мере увеличения тока пучка свыше ~ 20 А наблюдается «размытие» дискретного распределения, вне зависимости от энергии электронов пучка и величины ведущего магнитного поля. Численным моделированием показано, что данный эффект может быть объясним влиянием пространственного заряда пучка.

5. В экспериментах наблюдается вращение пучка, обусловленное наличием пространственного заряда. По измеренной величине угла поворота в зависимости от тока пучка проведены оценки степени компенсации пространственного заряда пучка. Согласно этим оценкам, уровень компенсации пространственного заряда $\geq 50\%$.
6. При транспортировке пучка в ведущем магнитном поле, возрастающем от $\sim 5 - 10$ мТл в области диода до $\sim 0,2 - 0,4$ Тл в плоскости мишени, сжатие пучка по сечению происходит в хорошем согласии с компрессией потока ведущего магнитного поля.

При исследовании угловых характеристик пучка были получены следующие результаты:

1. Разработана рентгеновская изображающая диагностика, позволяющая измерять методом “pepper pot” угловое распределение электронов в нескольких точках поперечного сечения пучка за один импульс. С помощью этой диагностики получены экспериментальные данные по угловым характеристикам электронного пучка, формируемого в мультиапертурном диоде с плазменным эмиттером. Показано, что угловое распределение скоростей электронов хорошо описывается функцией Гаусса со стандартным отклонением $\sigma \sim 0,03 - 0,08$ рад в зависимости от геометрии ЭОС.
2. В экспериментах с различными конфигурациями ЭОС измерена зависимость угловых характеристик пучка от величины диодного зазора и диаметра эмиссионного отверстия. Для ЭОС с наименьшим диаметром эмиссионных отверстий (2 мм) и наибольшим ускоряющим зазором (10,5 мм) продемонстрирована транспортировка пучка в магнитном поле с пробочным отношением $R = 200$, при 80% прохождении тока пучка.
3. Показано, что в экспериментально доступном диапазоне параметров (60–100 кэВ и 20–80 А) угловые характеристики пучка практически не зависят от величины тока эмиссии и ускоряющего напряжения. Выдвинуто предположение, что это связано со слабой чувствительностью формы и положения эмитирующей границы к параметрам пучка, ввиду малости его первеанса. Проведено численное моделирование электронной оптики единичной апертуры с учетом свободной

плазменной эмиссионной границы. Результаты моделирования согласуются с экспериментом.

4. Расчеты прохождения пучка сквозь магнитную пробку, выполненные на основе измеренных угловых характеристик, демонстрируют согласие с результатами экспериментов по определению коэффициента транспортировки пучка в магнитном поле пробочной конфигурации при различных величинах пробочного отношения, тока и энергии электронов.
5. Показано, что наряду со стартовыми питч-углами, фактором, ограничивающим прохождение пучка через магнитную пробку, является наличие нескомпенсированного пространственного заряда пучка.

По результатам проделанной работы на защиту выносятся следующие **положения:**

1. Экспериментально продемонстрирована возможность достижения гладкого распределения плотности тока пучка в поперечном сечении, при том, что на старте пучок имеет дискретную, многоструйную структуру и транспортируется в ведущем магнитном поле.
2. В экспериментах и численных расчетах показано, что наличие нескомпенсированного пространственного заряда пучка приводит к «размытию» изначально дискретной структуры, не устраняемому подстройкой величины ведущего поля и энергии электронов.
3. Было продемонстрировано, что в источнике с одиночным осевым дуговым генератором плазмы, находящимся в продольном магнитном поле, возможно получение пучков с достаточно большим поперечным сечением. Для ЭОС диаметром 85 мм с 241 апертурой перепад тока эмиссии между центральными и периферийными апертурами составлял $\sim 70\%$.
4. Продемонстрировано, что угловые характеристики пучка, полученного в мультиапертурном источнике с плазменным эмиттером, определяются конфигурацией ЭОС и не зависят от величины тока пучка (в диапазоне 1–80 А) и ускоряющего напряжения (в диапазоне 60–100 кВ). Предложено объяснение наблюдаемым зависимостям и выполнено численное моделирование, согласующееся с экспериментальными данными.

5. Продемонстрировано, что для пучка с током 80 А, энергией электронов 100 кэВ и длительностью 140 мкс, при коэффициенте магнитной компрессии $R = 36$, плотность поглощенной вольфрамовой мишенью мощности нагрева достигает 25 ГВт/м^2 , что соответствует параметру теплового потока $\sim 300 \text{ МДж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-0,5}$ и сопоставимо с уровнем нагрузок, ожидаемым во время переходных процессов (срывы и ELM типа I) в будущих термоядерных установках.

Научная новизна:

1. Впервые выполнено детальное исследование пространственных характеристик электронного пучка, сформированного в источнике на основе мультиапертурной ЭОС и плазменного катода со свободной эмиссионной поверхностью, транспортируемого в ведущем магнитном поле. Экспериментально показана возможность получения гладкого поля облучения на плоскости мишени, несмотря на изначально дискретную, многоструйную структуру пучка.
2. Найден оригинальный подход, позволяющий с помощью изображающей рентгеновской диагностики измерить вклад каждой отдельной апертуры ЭОС в полный эмиссионный ток.
3. Показано, что начальная угловая расходимость скоростей электронов и не полная зарядовая компенсация являются достаточными условиями для «размывания» дискретной
4. Впервые выполнено исследование угловых характеристик электронного пучка в системе с мультиапертурной ЭОС и плазменным эмиттером. Показано, что угловая расходимость пучка определяется диаметром эмиссионного отверстия и величиной диодного промежутка и в экспериментально достижимом диапазоне параметров практически не зависит от величины тока эмиссии и ускоряющего напряжения.

Научная и практическая значимость. Экспериментально измерены пространственно-угловые характеристики пучка, представляющие интерес для ряда практических приложений.

Результаты по измерению пространственных характеристик пучка могут быть использованы для оценки удельной нагрузки на исследуемые образцы при моделировании импульсных тепловых нагрузок, либо при электронно-лучевой обработке металлов. При этом, требуемый уровень нагрузок может

быть достигнут за счет компрессии пучка в магнитном поле, поэтому информация о его угловых характеристиках представляет интерес. Кроме того, угловые характеристики пучка являются критически важными при инжекции в открытые плазменные ловушки.

Материалы диссертации в целом могут быть использованы для дальнейшего развития технологии генерации мощных электронных пучков с использованием плазменного эмиттера.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается хорошей воспроизводимостью, в том числе с использованием независимых диагностик. При разработке диагностик и методов обработки данных был проанализирован большой объем материала, полученного на других источниках пучков заряженных частиц. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования. Приведённые выводы сформулированы на основе большого массива экспериментальных данных.

Апробация работы. Доклады о работах по теме диссертации были представлены на следующих международных конференциях: Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (Цукуба, Япония, 2012), Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (Тэджонг, Южная Корея, 2014), 18th International Symposium on High Current Electronics (Томск, Россия, 2014), 19th International Symposium on High Current Electronics (Томск, Россия, 2016), EAPPC and BEAMS (Эшторил, Португалия, 2016), 6th International Workshop on Plasma Material Interaction Facilities for Fusion Research (Цукуба, Япония, 2017), International Conference on Fusion Reactor Materials (Аомори, Япония, 2017). Результаты диссертации опубликованы в российских и зарубежных научных журналах.

Личный вклад. Автор диссертации принимал активное участие в постановке задачи, разрабатывал все применяемые в работе диагностики, участвовал в проведение эксперимента, проводил анализ полученных результатов, проводил численное моделирование, а также участвовал в подготовке публикаций.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных работах, включая статьи в российских и международных реферируемых журналах и в сборниках трудов международных конференций.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 134 страницы с 58 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 86 наименований.

Глава 1. Экспериментальные условия

1.1 Источник электронного пучка на основе плазменного эмиттера и многоапертурной электронно-оптической системы

Источник электронного пучка условно можно разделить на несколько подсистем, это непосредственно инжектор электронного пучка и система питания. Схема инжектора электронного пучка представлена на Рисунке 1.1.

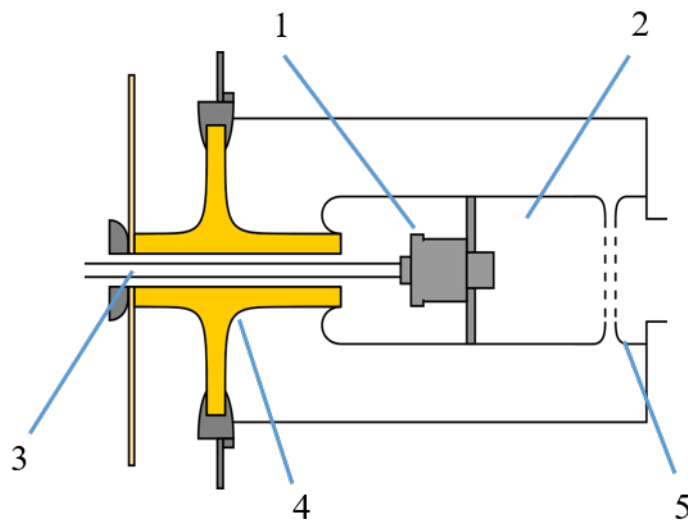


Рисунок 1.1 — Схема инжектора пучка. 1 - дуговой генератор плазмы, 2 - плазменный экспандер (полый анод дуги) с эмиссионным электродом (катод диода), 3 - кабели питания дугового генератора и трубка подвода газа, 4 - высоковольтный изолятор, 5 - вытягивающий электрод (анод диода)

Для создания эмиссионной плазмы использовался импульсный дуговой генератор с холодным катодом, по конструкции близкий к описанному в работе [27; 28]. В качестве рабочего газа использовался аргон, напускавшийся быстрым электромагнитным клапаном через отверстие в катоде дугового генератора. После напуска газа в канале дуги зажигался разряд, создающий плотную эмиссионную плазму. Инициация дуги облегчалась с помощью вспомогательного разряда между катодом и поджигающим электродом. Канал дуги представлен набором медных шайб под плавающим потенциалом с анодным соплом на конце. Анодное сопло генератора соединялось через сопротивление

10 Ом с экспандером плазмы, который являлся основным анодом дугового разряда. К моменту включения дуги (через 350–400 мкс после подачи питания на клапан) существовал перепад давления рабочего газа на несколько порядков величины между дуговым каналом и полостью экспандера. Продольное магнитное поле $\sim 0,1$ Т в канале дуги создавалось катушкой магнитной изоляции и способствовало лучшему горению разряда на экспандер. Торцевой экспандера с запрессованной в него решёткой ЭОС являлся эмиссионным электродом. Высоковольтный электрод, располагался на проходном высоковольтном изоляторе из оргстекла. Кабели питания дугового генератора и трубка подачи аргона располагались внутри металлической трубы, проходящей сквозь изолятор.

Для формирования пучка использовалась многоапертурная диодная ЭОС, катодный и анодный электроды которой представляют собой «решетки» с 241 отверстием, просверленным в гексагональном порядке (Рисунок 1.2). Отверстия выставлялись соосно с хорошей точностью при сборке диода. Диаметр отверстий на катоде и на аноде составлял 2/3 мм и 4,4 мм, соответственно, зазор диода варьировался в пределах 7-12 мм.



Рисунок 1.2 — Внешний вид электродов ЭОС

Экспандер плазмы с «решеткой» ЭОС являлся высоковольтным электродом диода и находился под отрицательным смещением. Вытягивание и ускорение электронов осуществлялось при помощи анода диода, находящегося под потенциалом земли.

Системы управления, питание дуги, клапана и магнитной изоляции находятся внутри электростатического экрана – клетки Фарадея (Рисунок 1.3).

Клетка расположена на диэлектрической платформе вблизи инжектора и находится под ускоряющим потенциалом. Формирование импульса питания дуги основано на принципе частичной разрядки электролитических ёмкостей, включение-выключение которых осуществляется IGBT-транзисторами. Требуемый ток разряда дуги достигается параллельным включением модулей питания дугового генератора. В каждом модуле две последовательно соединенные электролитические емкости (4,7 мФ, 400 В) с балластным резистором. Такое решение позволяет легко менять длительность и величину тока дуги в широких пределах. Все системы, находящиеся внутри клетки Фарадея питаются от аккумулятора и управляются по оптоволоконным линиям.

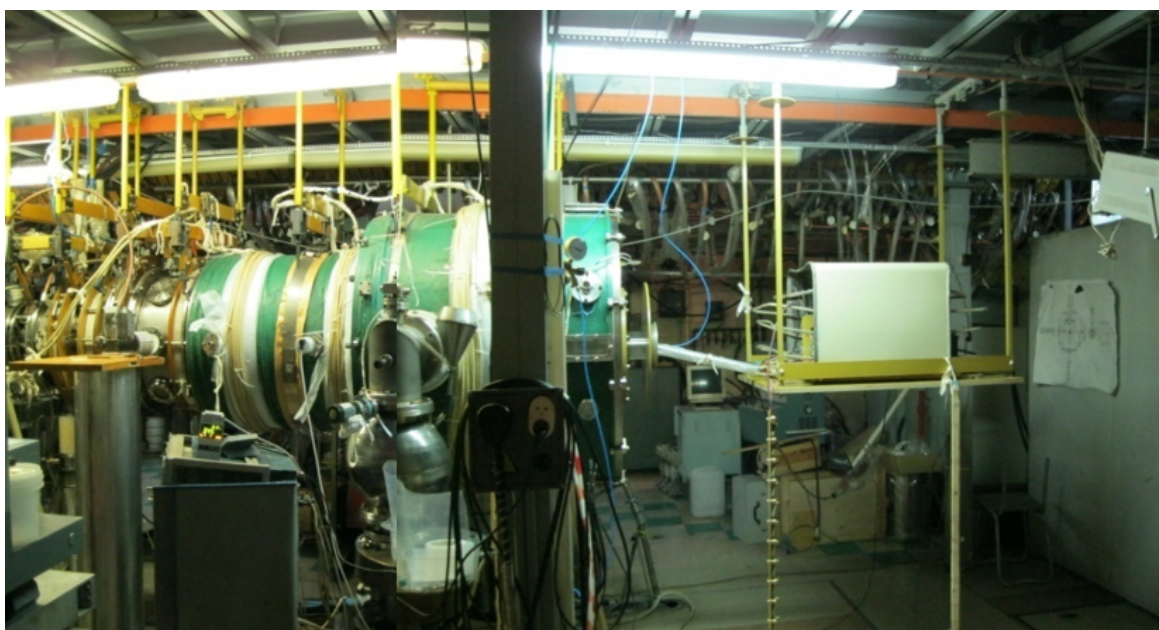


Рисунок 1.3 — Системы управления, питание дуги, клапана и магнитной изоляции внутри клетки Фарадея

Импульс ускоряющего напряжения создавался с помощью частичной разрядки высоковольтной ёмкости, которая коммутируется на источник многоззорным воздушным разрядником. Для формирования заднего фронта импульса и защиты ускоряющих электродов при пробоях источника использовали срезающий (кроубарный) разрядник, также многоззорного типа. Для зарядки высоковольтной емкости использовали высокочастотный компактный источник, разработанный в ИЯФ СО РАН [29]. Существующая система питания позволяет получать пучки электронов с широким диапазоном параметров: ток пучка от 1-100 А, ускоряющее напряжение 45-110 кВ при длительности импульса до нескольких миллисекунд.

1.2 Описание условий эксперимента

Эксперименты по исследованию характеристик электронного пучка, полученного в источнике с плазменным эмиттером и многоапертурной ЭОС, начались в рамках инжекционного эксперимента [30] на установке ГОЛ-3 [6]. Источник электронного пучка и все сопутствующие диагностики были установлены в оконечном баке – расширителе ГОЛ-3. Схема расширителя с установленным источником пучка приведена на Рисунке 1.4.

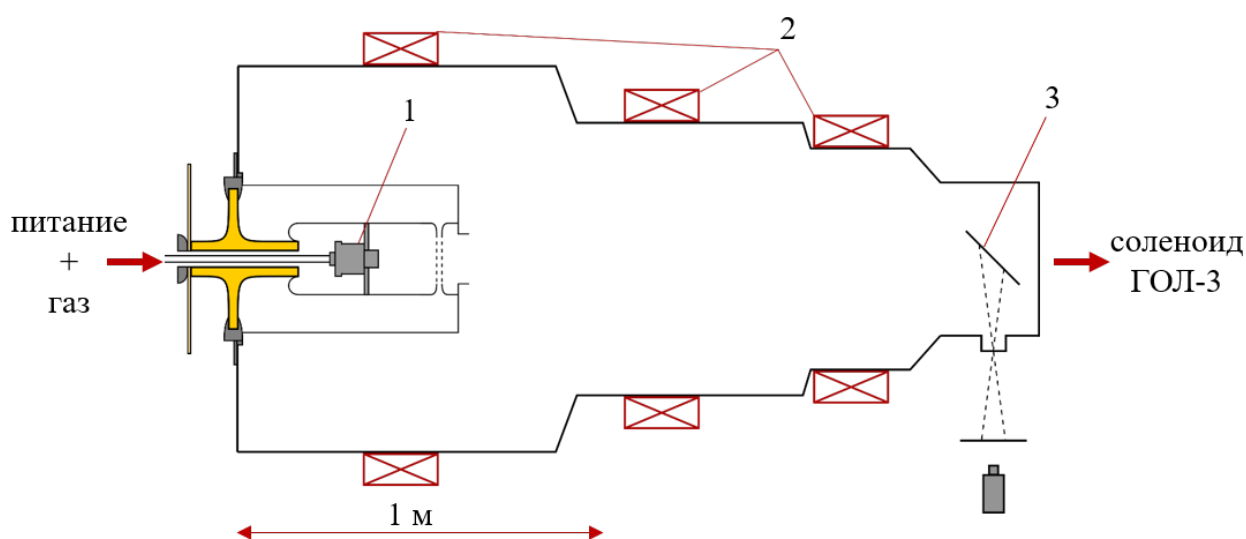


Рисунок 1.4 — Схема экспериментов по измерению распределения плотности тока электронного пучка на металлической мишени, проводимых на установке ГОЛ-3: 1 - источник электронного пучка; 2 - внешние катушки магнитного поля; 3 - выдвижной коллектор пучка

Источник пучка располагался в торце бака расширителя. Ведущее магнитное поле создавалось при помощи внешних катушек и нарастало от источника пучка к соленоиду ГОЛ-3. На расстоянии 1,2 м от источника располагался коллектор пучка, используемый в экспериментах с рентгеновской камерой-обскурой (Глава 2). Величина магнитного поля вдоль оси установки, типичная для данных экспериментов, приведена на Рисунке 1.5.

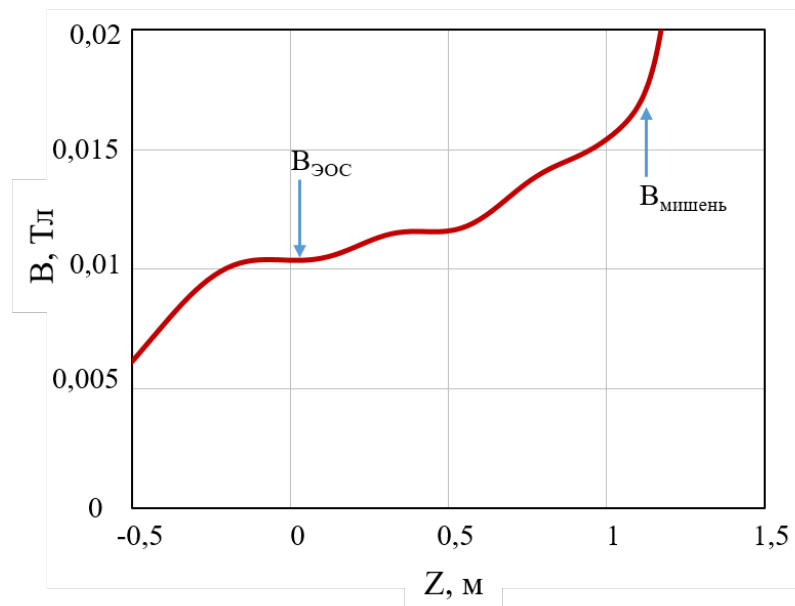


Рисунок 1.5 — Величина магнитного поля на оси расширителя ГОЛ-3

Стрелками отмечено положение ускоряющего зазора и приёмника пучка. Типичная величина магнитного поля в области ЭОС составляла 9 мТл, в области мишени – 16 мТл.

В 2014 году установка ГОЛ-3 была преобразована в экспериментальный комплекс и дальнейшие эксперименты по исследованию характеристик пучка проводились на стенде ВЕТА. Схема стенда приведена на Рисунке 1.6. Вакуумная камера стенда представляет собой состыкованный расширительный бак и отрезок вакуумной камеры установки ГОЛ-3. Источник электронного пучка был установлен в торце бака расширителя.

Стенд ВЕТА предназначен для экспериментального моделирования воздействия переходных тепловых нагрузок в масштабе ИТЭР на материалы и элементы конструкции, контактирующие с плазмой. Использование длинноимпульсного электронного пучка для моделирования переходных процессов имеет ряд преимуществ, это отсутствие области повышенного давления вблизи поверхности материала и малое влияние эффекта парового экранирования. Кроме того, относительно слабое сопутствующее излучение позволяет использовать комплекс оптических диагностик для наблюдения за динамикой эрозии. Для этого стенд оборудован двумя наборами из четырёх диагностических портов, расположенных крест-накрест. В плоскости мишени расположены диагностические, предназначенные для наблюдения абляционного факела. Здесь используется спектроскопия с пространственным разрешением, а также система

измерения размера частиц мишени, включающая малоугловое рассеяния света и быстрые CCD и ICCD камеры. Используются 1,4-мегапиксельные CCD-камеры с минимальным временем экспозиции 7 мкс и 0,8-мегапиксельные ICCD с минимальной экспозицией 1 мкс.

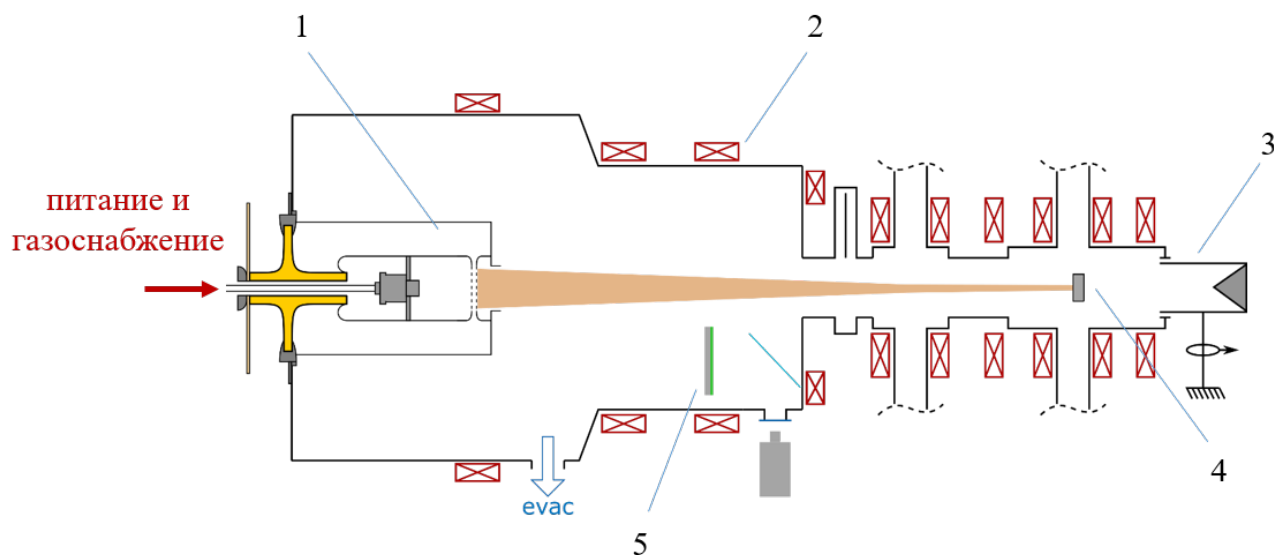


Рисунок 1.6 — Схема экспериментов на установке ВЕТА: 1 – источник пучка электронов, 2 – катушки магнитного поля, 3 – цилиндр Фарадея, 4 – исследуемая мишень, 5 – коллектор пучка

Система малоуглового рассеяния включает в себя 3 канала для сбора света, рассеянного в следующих угловых диапазонах относительно направления зондирующего лазерного луча: $\theta_1 = 0,01\text{--}0,03$ рад, $\theta_2 = 0,7\text{--}0,09$ рад, $\theta_3 = 0,1\text{--}0,12$ рад. Для данных углов, используемой длины волны лазера и непрозрачных частиц хорошим приближением является дифракция Фраунгофера, что упрощает оценку динамики размеров и плотности частиц, выбрасываемых из слоя расплава. В свою очередь, снимок разлета частиц дает данные для оценки скорости частиц.

Диагностические порты расположенные ближе к инжектору электронного пучка, в 41 см от мишени, используются для фронтального наблюдения за мишенью. Здесь расположены системы визуализации мишени в ближней инфракрасной области спектра и в свете непрерывного лазера (532 нм). Исключение паразитного света от факела обеспечивается узкополосными (0,2 нм и 1 нм) спектральными фильтрами с центром на длине волны лазера. Подробно методика визуализации in-situ вольфрамовой мишени при лазерном

освещении рассматривается в [31]. Результаты измерений и анализа экспериментальных данных можно найти в [32].

Транспортировка и компрессия пучка осуществлялась в магнитном поле пробочной конфигурации, создаваемом внешними катушками бака и соленоида. Магнитное поле в концевом баке создавалось с помощью четырёх различных катушек, соединённых последовательно. Соленоид сильного магнитного поля состоял из шести модульных катушек, также соединённых последовательно. Питание катушек концевого бака и соленоида осуществлялось независимо. Подобное разделение позволяет варьировать пробочное отношение (степень компрессии пучка) в широком диапазоне. Сжатый пучок принимался либо на исследуемую мишень, либо на цилиндр Фарадея. Общая длина стенда составляет ~ 3 м.

Система питания катушек концевого бака позволяет создавать магнитное поле в области ЭОС (B_{eos}) до 26 мТл. Максимальное значение магнитного поля в достигаемое в соленоиде (B_{max}) составляет ~ 500 мТл. Типичная величина магнитного поля вдоль оси установки показан на Рисунке 1.7.

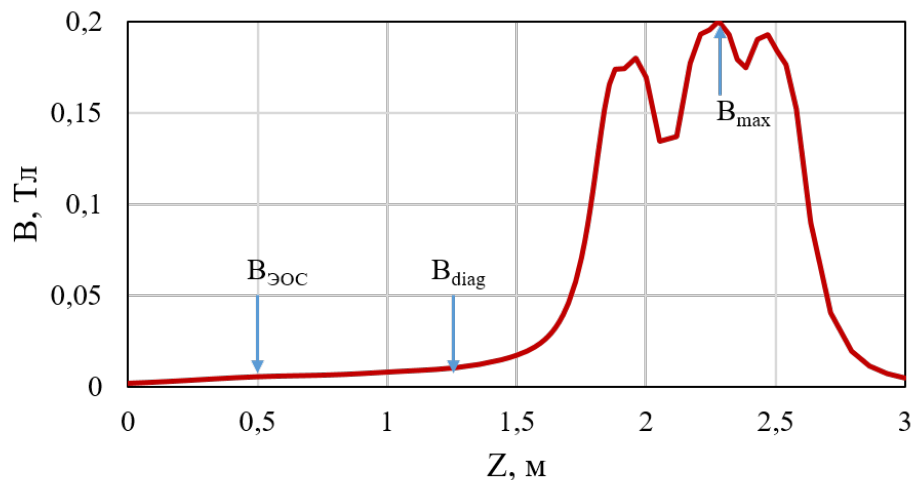


Рисунок 1.7 — Величина магнитного поля на оси установки ВЕТА

Стрелками отмечено положение ускоряющего зазора, коллектора пучка и максимума величины магнитного поля.

Откачка рабочего объема до форвакуума осуществляется безмасляным насосом фирмы Scroll. Откачка до высокого вакуума производится турбомолекулярным насосом производительностью 400 л/мин. Типичная величина давления остаточного газа составляет $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ Па.

В экспериментах измерялся ток в высоковольтной цепи, по сути, являющийся током эмиссии. Измерение осуществлялось при помощи измерительного трансформатора тока. Аналогичным способом измерялся ток на ускоряющий электрод (анод диода) и ЦФ. Напряжение на ускоряющем зазоре измерялось с помощью резистивного делителя. Регистрация сигналов диагностических измерений осуществляется многоканальной цифровой системой сбора данных [33]. Пример получаемых осциллограмм приведен на Рисунке 1.8.

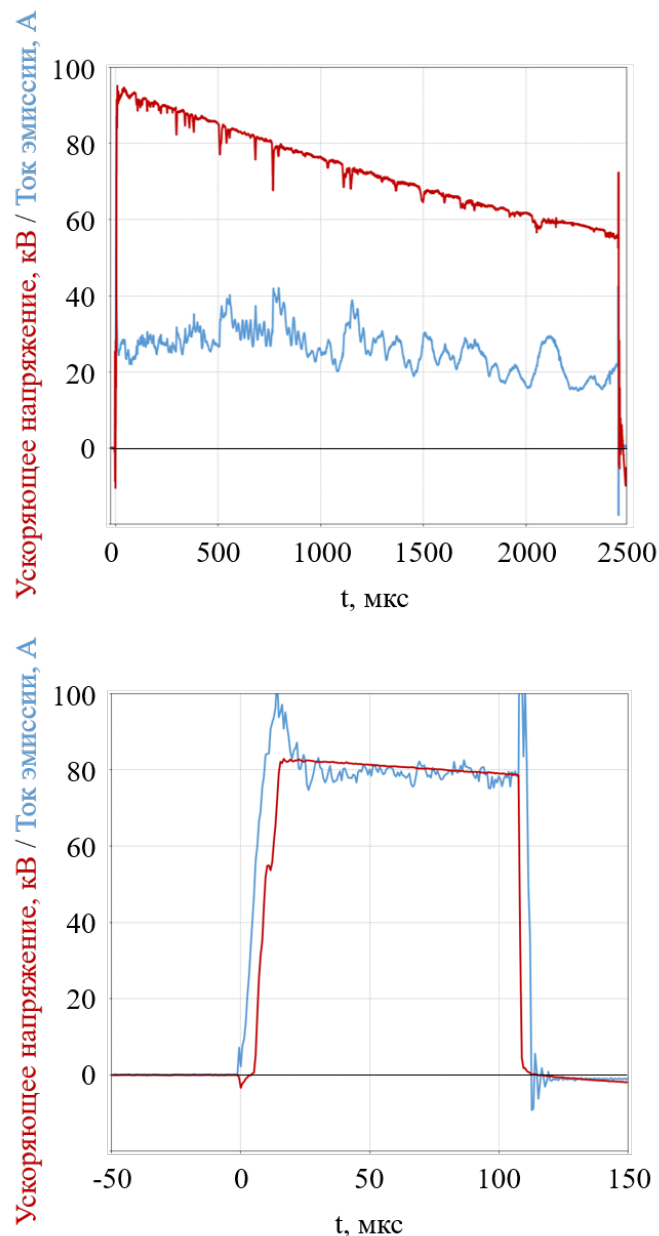


Рисунок 1.8 — Характерные осциллограммы пучка. Ускоряющее напряжение – красная кривая, ток эмиссии – синяя кривая

Глава 2. Рентгеновские изображающие диагностики для измерения пространственных характеристик широкоапертурного электронного пучка

2.1 Обзор методик, применяемых для измерения распределения тока электронных пучков

Большинство существующих методов контактного измерения распределения плотности тока в сечении широкоапертурного электронного пучка можно отнести к двум основным группам: 1) прямое измерение тока с использованием набора локальных зондов; 2) регистрация излучения определенного типа (обычно рентгеновского, теплового или переходного), возникающего в результате взаимодействия электронов пучка с мишенью.

Первый метод позволяет непосредственно измерять локальную плотность тока пучка, обеспечивая хорошее временное разрешение при использовании регистрирующего канала с удовлетворительной шириной полосы. Недостатком является необходимость использования довольно большого количества измерительных каналов для получения адекватной картины распределения тока по поперечному сечению пучка за один выстрел, что, в свою очередь, приводит к увеличению стоимости и усложнению диагностической системы. Кроме того, увеличение количества зондов тока пучка связано с уменьшением зазора между ними, что может вызвать их перекрытие плазмой, возникающей на поверхности мишени при падении на нее интенсивного электронного пучка. Связанных с плазмой проблем можно избежать, используя набор микрокалориметров, но временная информация о пучке, будет потеряна. В качестве элементарного зонда обычно используется плоский коллектор или цилиндр Фарадея (ЦФ). Материал и форма датчиков варьируется исходя из поставленных задач, требований выдерживать большие потоки мощности и минимизировать обратное рассеяние электронов [34;35].

Характерный пример многоколлекторного датчика приведен в работах [36;37], где данная диагностика используется для измерения профиля плотности тока трубчатого пучка электронов на ускорителе Терек-3 (ИОВ РАН) [38]. Ток пучка достигал 5 кА при ускоряющем напряжении от 250 до 750 кВ и

длительности импульса 0,15–1 мкс. В качестве материала приёмника пучка использовался графит, так как он обладает малым коэффициентом отражения электронов и способен выдерживать большие потоки мощности.

Пример использования массива ЦФ для измерения распределения плотности тока пучка электронов приведен в работе [39]. Всего диагностика включала 13 ЦФ диаметром 12 мм расположенных крестообразно. Измерения проводились на ускорителе REVA (Relativistic Electron Beam Accelerator) [40] для пучка электронов с током 45 кА, энергией электронов 3.2 МэВ при длительности импульса ~ 100 нс.

В статье [41] описывается работа источника электронного пучка с дуговым плазменным эмиттером и полым плазменным анодом. Данный источник позволял получать пучок электронов с сечением ~ 100 см², током до 1,2 кА, энергией электронов до 250 кэВ и длительностью импульса 400 нс. Радиальное распределение плотности тока пучка изучалось с помощью набора из восьми ЦФ. Азимутальная однородность электронного пучка проверялась вращением массива ЦФ на 45°.

При втором способе регистрируется излучение пучка на коллекторе. Этот метод позволяет получить хорошее пространственное разрешение и может использоваться даже при высокой плотности энергии, вызывающей эрозию поверхности приёмника пучка. Наиболее часто регистрируется тепловое, либо рентгеновское излучение. Регистрация теплового излучения требует использования инфракрасных камер, которые достаточно дороги и имеют низкое временное разрешение. Кроме того, интерпретация полученных данных осложняется нелинейной зависимостью интенсивности теплового излучения от температуры поверхности мишени и процессов перераспределения тепла. В отличие от этого, интенсивность тормозного и характеристического рентгеновского излучения пропорциональна плотности потока электронов, однако для последующей регистрации с использованием ПЗС-камеры или иным способом требуется промежуточное преобразование рентгеновских лучей в видимый свет.

Подобная диагностика применялась на установке ГОЛ-3 [42] для определения пространственной структуры мощного электронного пучка по оптическому излучению приемника. В этих экспериментах электронный пучок, формируемый генератором У-2, принимается графитовым калоримет-

ром. Типичные параметры пучка: энергия электронов (напряжение на катоде) ~ 1 МэВ, длительность ~ 8 мкс, энергосодержание за импульс 100-200 кДж. Характерная величина удельного энерговыделения в калориметре составляет ~ 1 кДж/см². При этом температура поверхности калориметра может достигать нескольких тысяч градусов. Такая температура близка к температуре, при которой наблюдаются фазовые переходы в графите и его хрупкое разрушение.

2.2 Схема эксперимента по измерению распределения плотности тока пучка с помощью рентгеновской камеры-обскуры

Эксперименты проводились на установке ГОЛ-3, схема эксперимента показана на Рисунке 2.1. Источник электронного пучка был установлен в концевой вакуумный бак установки. Электронный пучок транспортировался в слабосходящемся продольном магнитном поле, создаваемом катушками концевого бака на расстояние 1,2 м, где принимался на плоскую металлическую мишень, расположенную под углом 45° к оси установки. Типичная величина магнитного поля в области ЭОС составляла 9 мТл, в области мишени – 16 мТл. В атмосферу рентгеновское излучение, возникающее при взаимодействии электронного пучка с металлической мишенью, выпускалось сквозь окно в вакуумной камере, выполненное из оргстекла толщиной 2 мм.

Рентгеновское изображение отпечатка пучка на мишени регистрировалось камерой-обскурой, схема которой показана в рамке А, Рисунок 2.1. Камера выполнена в виде ящика, с передней стенкой из свинцового листа для защиты от паразитной рентгеновской засветки. В передней стенке имеется специальная вставка из медно-вольфрамового композита (содержание вольфрама по массе ≥ 80 %) толщиной 15 мм. В данной вставке выполнено цилиндрическое отверстие камеры-обскуры, диаметром 2 мм, переходящее в коническое, с углом раствора конуса 30° (рамка В на Рисунок 2.1). Протяженность цилиндрической части отверстия составляет 1 мм. Рентгеновское изображение проецируется на люминесцентный экран, свечение которого фиксируется цифровой ПЗС-камерой SDU-285 [43], оснащенной матрицей SONY ICX285AL

с форматом кадра 1392×1032 пикселей [44]. Минимальное возможное время экспозиции камеры составляет 7 мкс, максимальное – до 4,5 мин.

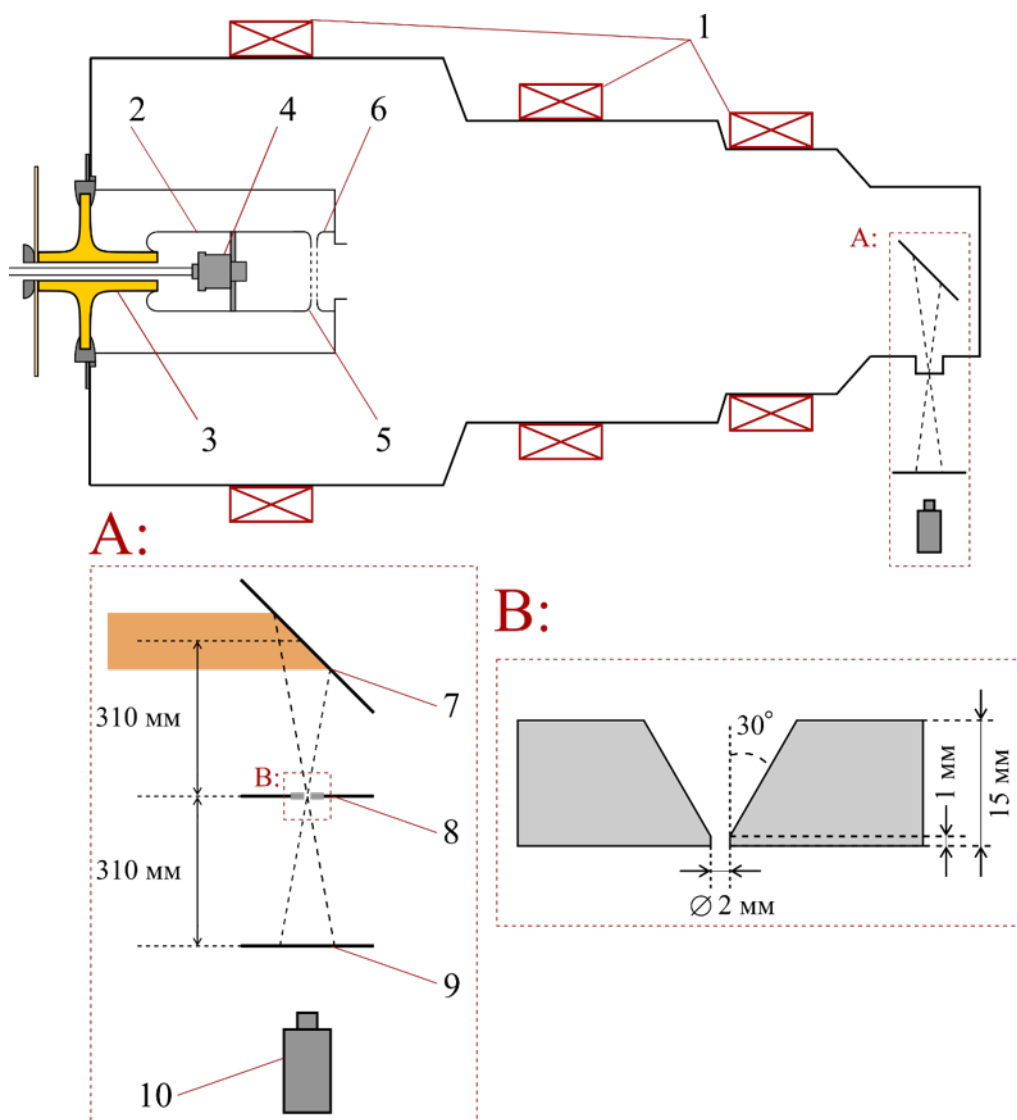


Рисунок 2.1 – Схема эксперимента с рентгеновской камерой-обскурой: 1 – катушки магнитного поля, 2 – высоковольтный электрод, 3 – высоковольтный изолятор, 4 – дуговой генератор плазмы, 5 – молибденовые вставки с эмиссионными отверстиями, 6 – анод диода, 7 – приёмник пучка, 8 – вставка из медно-вольфрамового композита с отверстием камеры -обскуры, 9 – люминофорный экран, 10 – ПЗС-камера

2.3 Выбор параметров рентгеновской изображающей диагностики

Как уже упоминалось, для визуализации рентгеновского изображения отпечатка пучка использовался люминофорный экран. При выборе люминофора был произведён обзор существующих и наиболее широко используемых люминофорных материалов. На основе данного обзора была составлена сравнительная таблица (2.1). Основными требованиями к люминофорному экрану

Таблица 2.1 Физические характеристики сцинтилляторов

	Z_{eff}	Плотность, г/см ³	λ_{max} , нм	Время свече- ния, мкс	Световыход, фотон/кэВ	Гигро- ско- пич- ность
$Gd_2O_2S : Tb$	62	7,34	540	$6 \cdot 10^5$	35	нет
$CsI : Tl$	54	4,51	550	10^3	54	да
$NaI : Tl$	50	3,67	410	245	38	да
$YAG : Ce$	35	4,55	550	70	8	нет
BGO	75	7,13	480	300	8-10	нет

являлись: эффективное поглощение рентгеновского излучения при минимальной толщине люминофорного слоя (для лучшего пространственного разрешения), практичность в обращении, низкая деградация свойств со временем, оптимальная длина волны испускаемого свет для использования с CCD-камерой.

Легированный таллием йодид натрия (NaI:Tl) и йодид цезия (CsI:Tl) имеют хороший набор параметров, но их использование затруднено из-за высокой гигроскопичности. Сцинтилляторы YAG и BGO лишены этого недостатка, но имеют относительно небольшой световой выход. Среди рассмотренных материалов оксисульфид гадолиния легированный тербием ($Gd_2O_2S : Tb$), имеет относительно большой эффективный атомный номер, самую высокую плотность и высокий световой выход. Также спектр излучения $Gd_2O_2S : Tb$ [45] превосходно согласован со спектральной чувствительностью ПЗС [43] (Рисунок 2.2). Определённым недостатком $Gd_2O_2S : Tb$ является большое время затухания люминесценции. При типичной длительности пучка в несколько сотен микросекунд этот люминофор позволяет получить только интегральную по времени картину распределения плотности тока пучка на мишени.

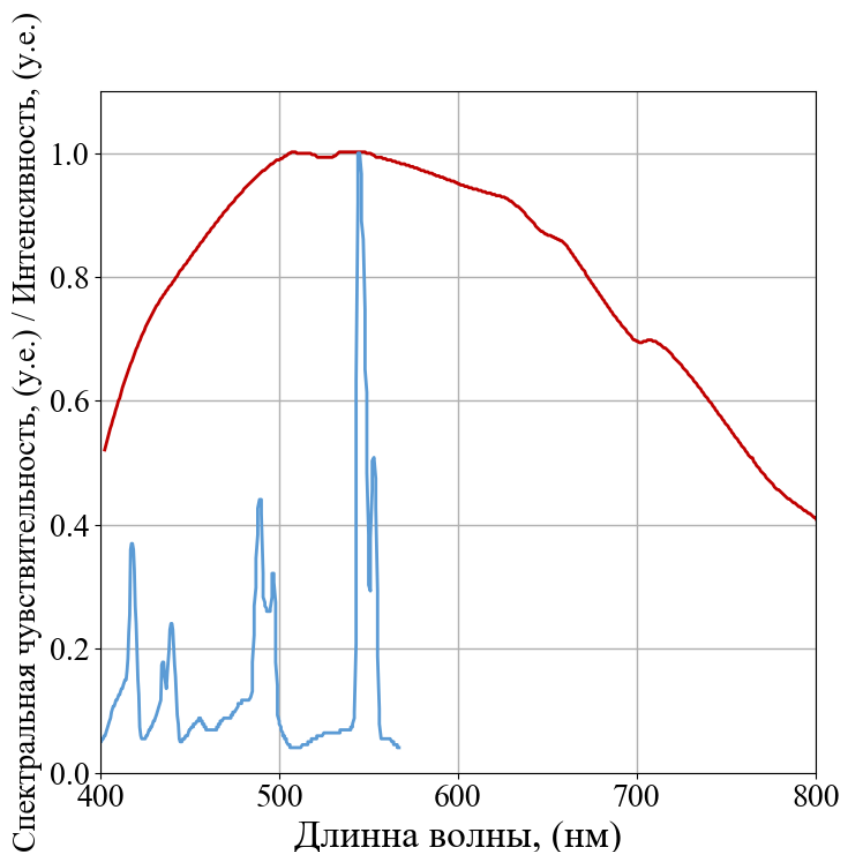


Рисунок 2.2 — Спектральная чувствительность матрицы SONY ICX285AL (красная линия) и спектр излучения $Gd_2O_2S : Tb$ (синяя линия)

Таким образом, выбор был сделан в пользу люминофора $Gd_2O_2S : Tb$. В представленных экспериментах использовали медицинский усиливающий экран ЭРЛ-Г200 производства фирмы RENEX (Россия) [45]. Данный экран выполнен в виде гибкого листа пластика с размерами 240 мм:180 мм:0,3 мм и покрытого слоем люминофора $Gd_2O_2S : Tb$ с поверхностной плотностью 40-42 мг/см². Коэффициент поглощения рентгеновского излучения для люминофорного покрытия в зависимости от энергии фотонов показан на Рисунке 2.3.

Как видно из приведённой зависимости экран ЭРЛ-Г200 эффективно поглощает рентгеновское излучение с энергией до 20 кэВ, однако с дальнейшим ростом энергии падающих фотонов доля поглощённого излучения быстро уменьшается. В области 50 кэВ имеется пик поглощения связанный с К-линией гадолиния. Важно отметить, что «мягкая» часть спектра, с энергией до 10 кэВ полностью поглощается материалом вакуумного окна – 2 мм оргстекла. Соответствующая зависимость коэффициента поглощения от энергии падающих фотонов приведена на Рисунке 2.3 синей кривой.

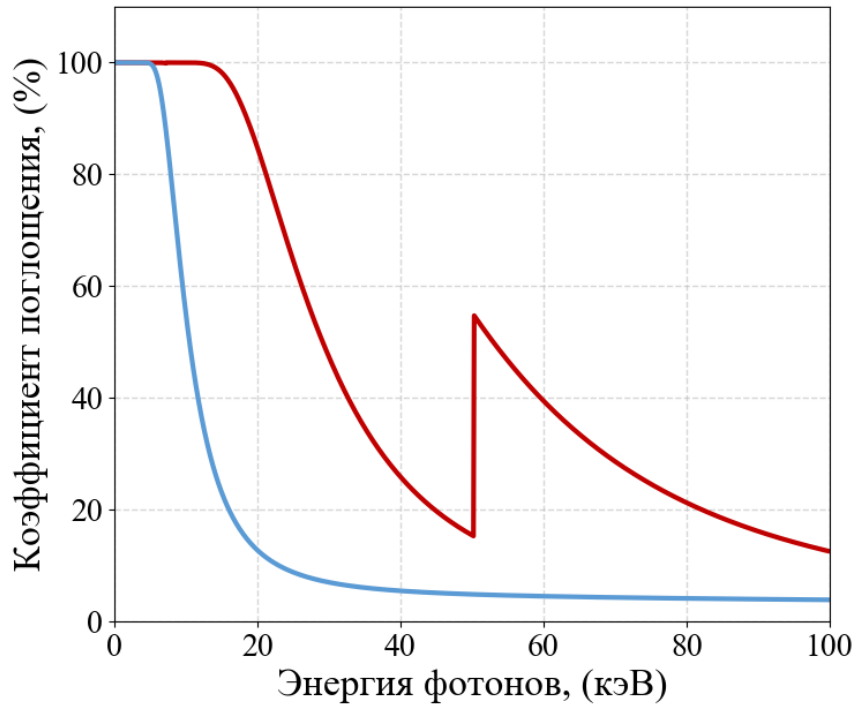


Рисунок 2.3 — Коэффициент поглощения рентгеновского излучения в зависимости от энергии падающих фотонов для $Gd_2O_2S : Tb$ (красная кривая) и для оргстекла толщиной 2 мм (синяя кривая)

Материал конвертера в значительной степени влияет на спектр рентгеновского излучения, а значит, и на количество света, испускаемое люминофором. Для оценки данной величины были проведены расчёты спектров рентгеновского излучения, возникающего при облучении металлического конвертера электронным пучком со следующими параметрами: ток 100 А, энергией электронов 100 кВ и длительности 100 мкс. Спектр рентгеновского излучения рассчитывался на основе модели, изложенной в работах [46; 47]:

$$\text{Непрерывный спектр: } dN(E) = const_1 \cdot \Omega \cdot J \cdot \tau_{beam} \cdot \left(\frac{E_0}{E} - 1 \right)^x f_{abs} \cdot dE, \quad (2.1)$$

$$\text{Характеристический спектр: } N = const_2 \cdot \Omega \cdot J \cdot \tau_{beam} \cdot \frac{R \cdot \omega}{S} \cdot p \cdot f_{abs}, \quad (2.2)$$

где $const_1, const_2, x$ — параметры подгонки между теоретическим и экспериментальным откликом [46; 48], Ω — телесный угол регистрации рентгеновского излучения, J — ток пучка, τ_{beam} — длительность пучка, Z — атомный номер,

E_0 - максимальная энергия непрерывного спектра, E - энергия фотонов и f_{abs} - поправка Лава-Скотта на поглощение рентгеновского излучения [49; 50], ω - средний выход флуоресценции [51], p - вероятность прохождения [52], R - коэффициент обратного рассеяния [53].

В расчетах электронный пучок падал на мишень под углом 45° , угол между осью камеры-обскуры и нормалью к мишени также составлял 45° . Во внимание принималось как тормозное, так и характеристическое излучение, соответствующее К-серии, вклад L-линий в наших условиях был достаточно мал. Важно отметить, что рентгеновское излучение для электронного пучка с энергией ~ 100 кВ имеет близкое к изотропному распределение по телесному углу. При этом в камеру-обскуру попадет сравнительно небольшая часть рентгеновских фотонов, попавших в телесный угол регистрации рентгеновского излучения. Значение этого угла определяется геометрией отверстия:

$$\Omega = \pi \left(\frac{r}{L_1} \right)^2, \quad (2.3)$$

здесь r - радиус отверстия камеры-обскуры, L_1 - расстояние от отверстия камеры-обскуры до объекта. В наших экспериментах ($r = 1$ мм, $L_1 = 310$ мм) телесный угол диагностики составлял $3.2 \cdot 10^{-5}$ ср.

Оценки производились для W, Ta, Mo и нержавеющей стали (18% Cr, 9% Ni), полученные рентгеновские отклики приведены на Рисунке 2.4. Во всех расчетах использовались параметры материалов, указанные в базе данных NIST [54].

Исходя из приведенных выше расчетов, оценку энергии, поглощенной люминофором (и, соответственно, количества излучаемого им света) можно записать в следующем виде:

$$S = k \cdot \int_E N(E) \cdot A(E) \cdot T(E) \cdot E dE, \quad (2.4)$$

где E - энергия рентгеновских фотонов, $N(E)$ - спектральный отклик мишени рентгеновского конвертера, $A(E)$ - коэффициент поглощения люминофора, $T(E)$ - коэффициент пропускания вакуумного окна и k - световыход люминофора (60 фотонов/кэВ).

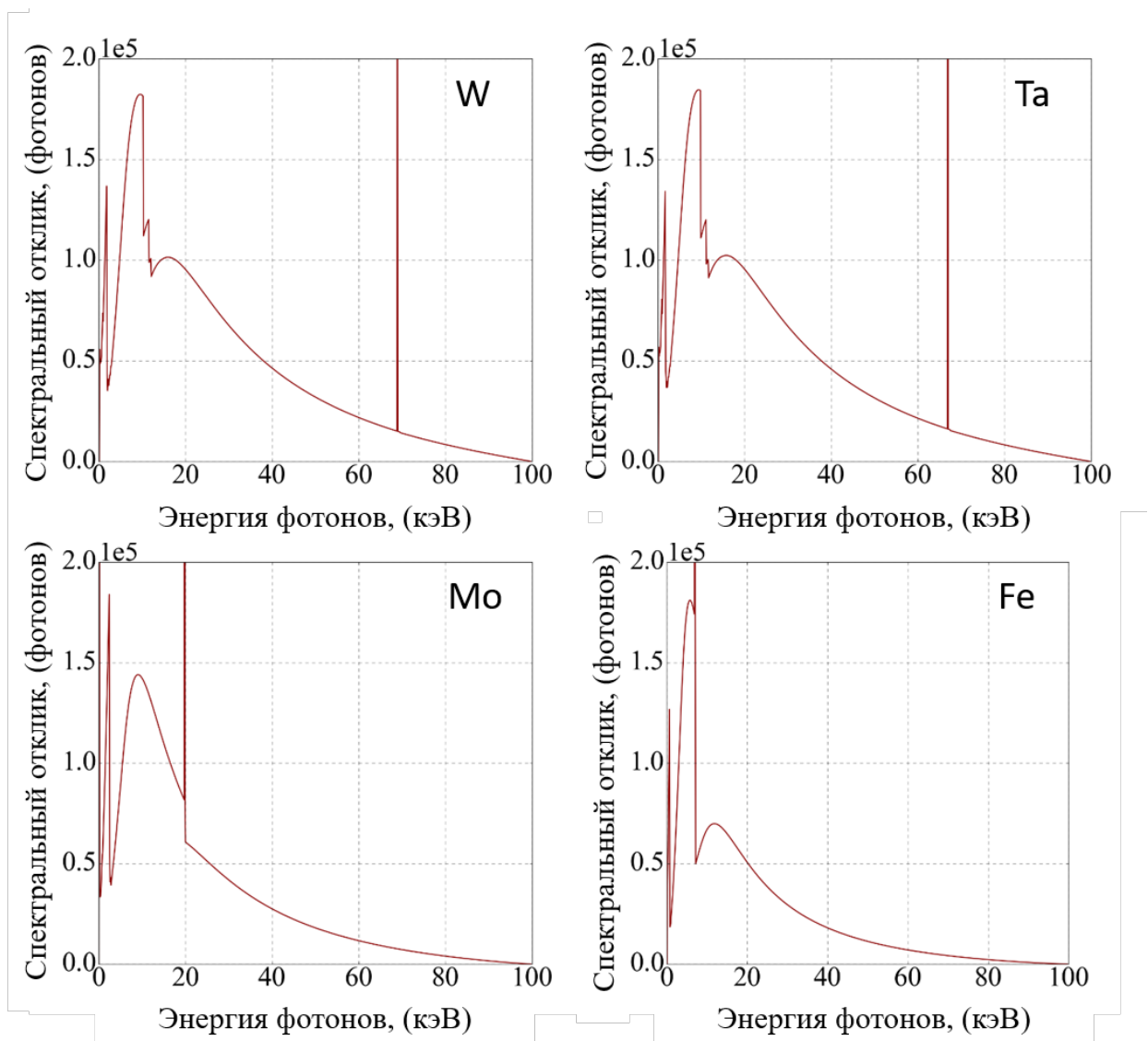


Рисунок 2.4 — Оценка спектрального отклика для разных материалов рентгеновского конвертера с учетом телесного угла диагностики. Параметры электронного пучка: 100 А, 100 кэВ, 100 мкс.

Данные оценки показали, что вольфрам и тантал обеспечивают одинаковое и наибольшее количество света среди рассмотренных материалов. Световыход в случае молибдена составляет 96 % относительно световыхода в случае вольфрама. Относительный световыход в случае нержавеющей стали составил 54 %. На основе приведённых оценок в качестве материала приёмника пучка был выбран молибден, поскольку он обеспечивает высокий световыход и в то же время, является наиболее технологичным при обработке и доступным из тугоплавких материалов.

2.4 Результаты измерений

На Рисунке 2.5 представлен типичный снимок рентгеновского отпечатка пучка с энергией электронов 90 кэВ, током 100 А и длительностью 150 мкс.

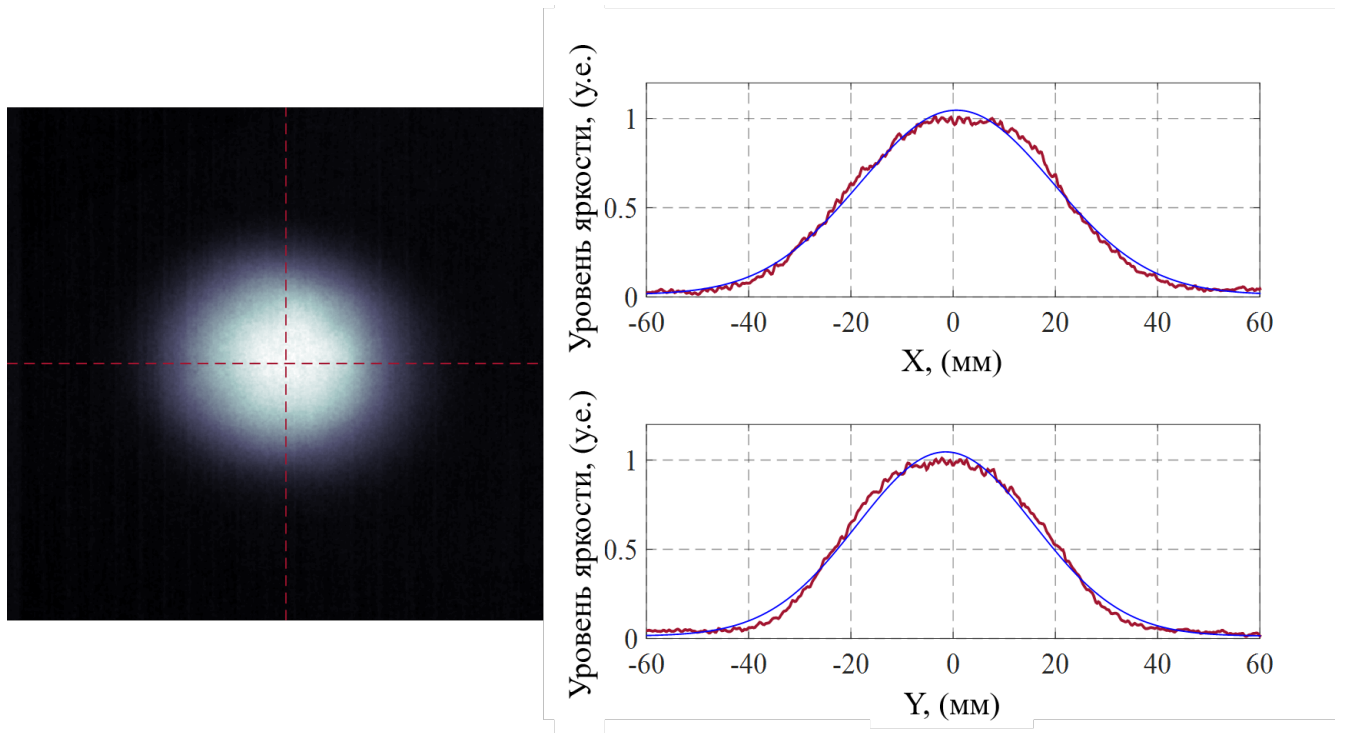


Рисунок 2.5 — Типичный снимок рентгеновского отпечатка электронного пучка и нормализованные профили яркости, измеренные вдоль пунктирных линий

Эффективный диаметр пучка рассчитывался как минимальный диаметр окружности, описанной вокруг области занятой пикселями с яркостью превышающей пороговый уровень, который был принят на уровне 10% от максимальной яркости изображения. Для отпечатка пучка, приведенного на Рисунке 2.5 эффективный диаметр составляет 70 мм. Справа на Рисунке 2.5 приведены профили яркости пикселей, измеренные вдоль двух перпендикулярных линий (красные пунктирные линии), проходящих через центр окружности. Форма профилей близка к гауссовой – вписанная функция Гаусса показана синей кривой. Воспроизводимость распределения тока пучка от выстрела к выстрелу продемонстрирована на Рисунке 2.6.

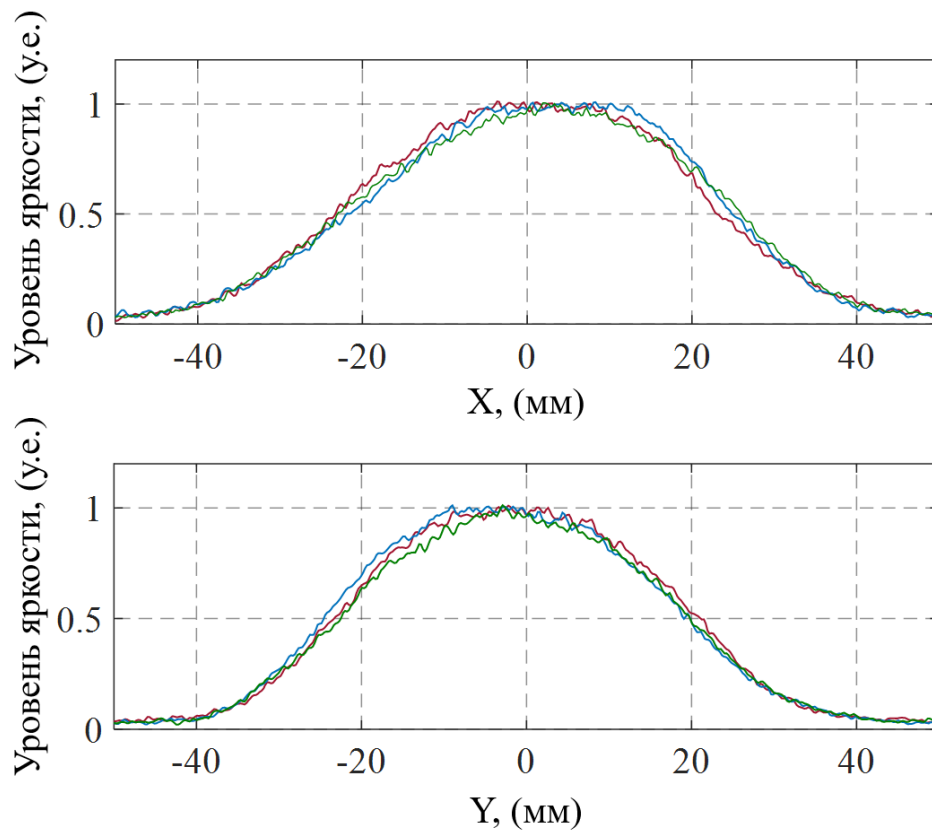


Рисунок 2.6 — Профили яркости для трех произвольно выбранных импульсов пучка

Здесь представлены профили для трех произвольно выбранных импульсов пучка в одной серии с постоянными экспериментальными параметрами. Как видно, положение и форма отпечатка пучка довольно стабильны.

2.4.1 Проверка линейности свечения люминофора от параметров падающего пучка

Как известно, интенсивность как тормозного, так и характеристического рентгеновского излучения линейно зависит от тока электронного пучка (см. уравнения 2.1, 2.2). Чтобы непосредственно соотнести значение яркости пикселя изображения с потоком электронов к соответствующему пятну на мишени, отклик системы «экран люминофора – ССD-камера» должен быть линейным.

Чтобы исследовать линейность характеристик, была проведена серия экспериментов, в которых измерялась интегральная интенсивность ССD-

изображения, определяемая как сумма значения яркости по всем пикселям изображения, для различных значений тока и длительности пучка (другими словами, для разного числа электронов, падающих на рентгеновский конвертер). В этих экспериментах ток пучка варьировался от 15 до 150 А, а длительность импульса варьировалась от 50 мкс до 200 мкс. Величина ускоряющего напряжения и ведущего магнитного поля, а также настройки ССD-камеры оставались постоянными. Полученная зависимость показана на Рисунке 2.7.

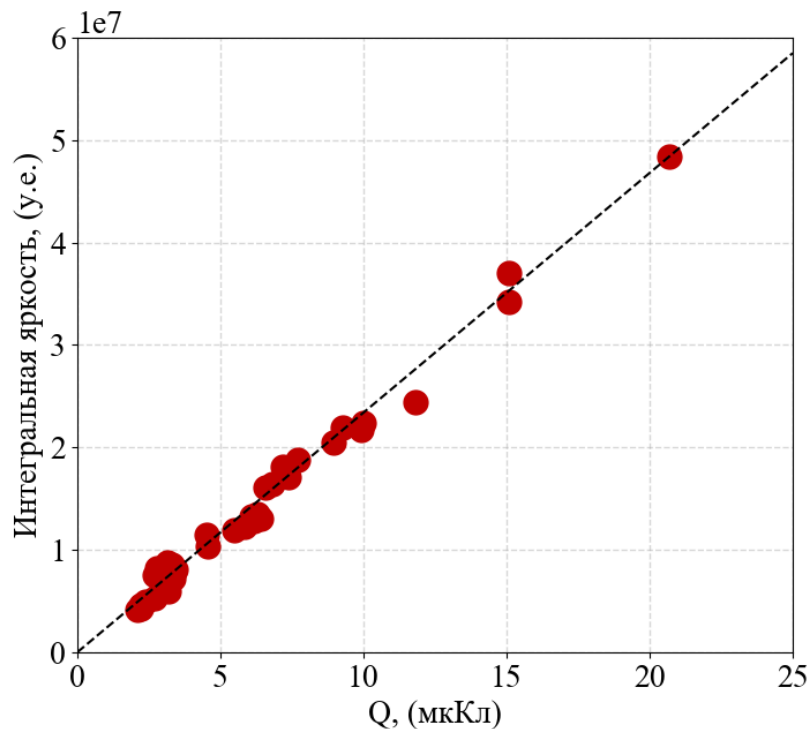


Рисунок 2.7 — Зависимость суммарного сигнала по всем пикселям изображения от интегрального тока пучка

Интеграл тока Q пучка по времени, вычисленный по осциллограммам, отложен по оси абсцисс:

$$Q(J, \tau) = \int_0^{\tau} J dt, \quad (2.5)$$

где J и τ - ток пучка и длительность импульса соответственно. По оси ординат отложен суммарный сигнал по всем пикселям изображения (в условных единицах). Каждая точка на графике соответствует одному импульсу пучка. Как видно из приведенного графика, интегральное значение яркости растет линейно с увеличением Q . Таким образом, можно сделать вывод, что в данном диапазоне экспериментальных параметров значение яркости пикселя изобра-

жения прямо пропорционально плотности тока пучка, падающего на соответствующий участок мишени.

2.4.2 Пространственное разрешение диагностики

Разрешающая способность диагностики была измерена экспериментально с использованием специальной мишени из нержавеющей стали с точечно приваренными полосами из танталовой фольги шириной 3 мм. В центре мишени размещалось 5 полосок с интервалом 1 см. Дополнительные 2 полоски были размещены по бокам от центральной группы на расстоянии 3 см. Расчетная интенсивность рентгеновского излучения от полос тантала должна примерно вдвое превышать интенсивность рентгеновского излучения от подложки из нержавеющей стали. Изображение, полученное в эксперименте, показано на Рисунке 2.8.

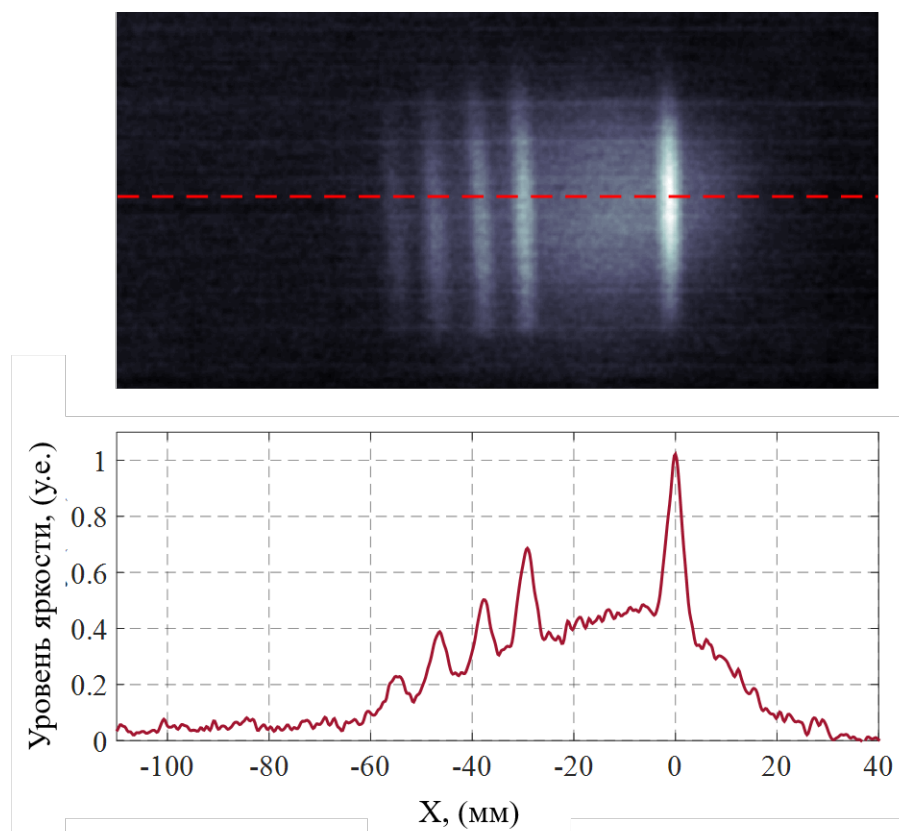


Рисунок 2.8 — Изображение рентгеновского отпечатка пучка на мишени из нержавеющей стали с приваренными полосами тантала, и нормированный профиль яркости, измеренный вдоль красной пунктирной линии.

Внизу рисунка показан нормализованный профиль интенсивности, измеренный вдоль красной пунктирной линии. Как видно, на изображении четко различаются отдельные полосы тантала: четыре в середине и одна справа. Для оценки пространственного разрешения диагностики была проанализирована только правая полоса, как самая яркая.

Зарегистрированный профиль можно рассматривать как свертку функции уширения линии (LSF) системы формирования изображения – $F(x)$ и истинной формы полосы тантала, описываемой функцией прямоугольника $\Pi(x, a)$:

$$I(x) = \Pi(x, a) * F(x) \quad (2.6)$$

Функция $\Pi(x, a)$ определяется как:

$$\Pi(x, a) = \begin{cases} 1, & |x| \leq a \\ 0, & |x| > a \end{cases} \quad (2.7)$$

где a – ширина танталовой полосы. В свою очередь, LSF системы формирования изображения $F(x)$ можно записать как свертку LSF идеальной камеры-обскуры и аппаратной функции размытия $G(x)$:

$$F(x) = \Pi(x, b) * G(x) \quad (2.8)$$

LSF идеальной камеры-обскуры - это функция прямоугольника $\Pi(x, b)$ шириной $b = r \cdot (1 + L_2/L_1)$; где r – радиус отверстия, L_1 – расстояние от объекта до отверстия, L_2 – расстояние от отверстия до экрана люминофора. Аппаратное размытие $G(x)$ возникает из-за несовершенства системы визуализации и определяется совокупными эффектами практической геометрии отверстия камеры-обскуры, LSF люминофорного экрана, линз CCD-камеры, оцифровкой в CCD и т. д. Предполагая, что $G(x)$ имеет гауссову форму со среднеквадратичной шириной σ , $F(x)$ может быть записана с использованием функции ошибки Гаусса как:

$$F(x) = A \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \cdot \sigma \cdot \left(erf \left(\frac{x+b}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) + erf \left(\frac{x-b}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) \right) \quad (2.9)$$

где A – нормировочный коэффициент. Следовательно, профиль изображения для полосы тантала может быть описан следующим выражением:

$$\begin{aligned}
 I(x) = & A \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \cdot \sigma \cdot \left\{ (x + a + b) \cdot \left(\operatorname{erf} \left(\frac{x + b + a}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x + b - a}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) \right) + \right. \\
 & + 2a \cdot \left(\operatorname{erf} \left(\frac{x + b - a}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x - b + a}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) \right) + \\
 & + (a + b - x) \cdot \left(\operatorname{erf} \left(\frac{x - b + a}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x - b - a}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) \right) + \\
 & \left. + A \cdot \sigma^2 \cdot \left\{ e^{-\frac{(x + b + a)^2}{2\sigma^2}} - e^{-\frac{(x + b - a)^2}{2\sigma^2}} - e^{-\frac{(x - b + a)^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(x - b - a)^2}{2\sigma^2}} \right\} \right\}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Данная функция может быть вписана методом наименьших квадратов в наблюдаемый экспериментально профиль яркости, используя σ и A в качестве параметров подгонки. Применяя эту технику для случая $L_1 = L_2$ и $r = 1$ мм (что подразумевает $b = 2$ мм), находим среднеквадратичную ширину $\sigma \approx 0,23$ мм. Соответствующая кривая для $I(x)$ показана синим цветом на Рисунке 2.9, красным цветом показан профиль изображения с вычтенным фоном.

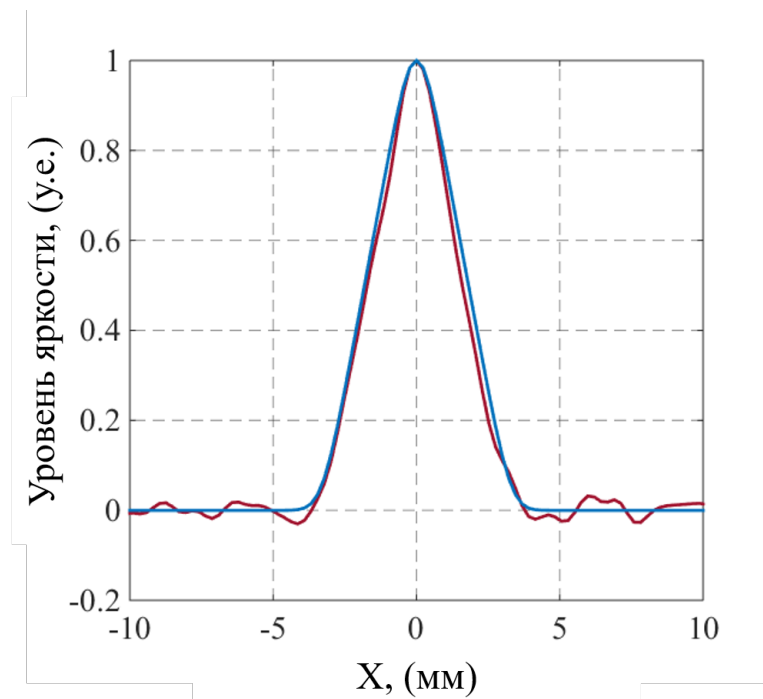


Рисунок 2.9 — Профиль свечения танталовой полосы после вычитания фона — красная кривая, функция $I(x)$ — синяя кривая

Таким образом, добавка к LSF, связанная с аппаратным размытием, незначительна – форма и ширина LSF в нашем случае практически полностью определяются диаметром отверстия камеры-обскуры.

Чтобы охарактеризовать пространственное разрешение изображающей диагностики, была рассчитана частотно-контрастная характеристика или MTF (modulation transfer function), связанная с LSF через преобразование Фурье. Результат расчета представлен на Рисунке 2.10.

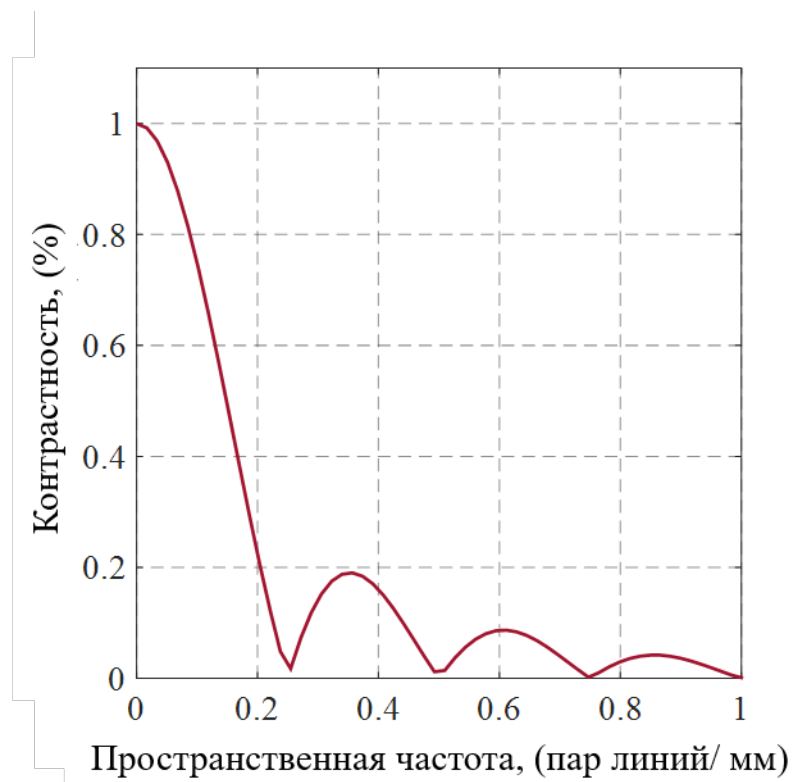


Рисунок 2.10 — Частотно-контрастная характеристика диагностики

По оси абсцисс отложена пространственная частота в единицах пар линий на миллиметр. По оси ординат приведен относительный уровень контрастности. Принимая уровень контрастности 10% в качестве стандартного критерия для предела разрешения, разрешающая способность диагностики составляет 4,5 пар линий/см. Разрешающая способность может быть увеличена пропорционально уменьшению диаметра отверстия камеры-обскуры, однако сопутствующее квадратичное (см. Уравнение 2.3) уменьшение диагностического телесного угла приводит к недопустимому снижению яркости изображения при наших экспериментальных параметрах (энергия электронов и плотность тока пучка).

2.5 Итоги по экспериментам с рентгеновской камерой-обскурой

Была разработана рентгеновская изображающая диагностика на основе камеры-обскуры для регистрации распределения плотности тока электронного пучка на металлической мишени за один импульс ускорителя. Линейность регистрируемой яркости изображения по плотности потока падающих электронов была проверена экспериментально. Пространственное разрешение диагностики было измерено в тестовых экспериментах и составило 4,5 пар линий/см при уровне контрастности 10%. В представленных экспериментах решающая способность определялась исключительно диаметром отверстия камеры-обскуры.

Данная диагностическая система была применена для исследования пространственных характеристик широкоапертурного электронного пучка, генерируемого в многоапертурном диоде с плазменным эмиттером на основе дугового разряда. Эксперименты показали, что положение пучка на мишени достаточно стабильно от выстрела к выстрелу. Распределение плотности тока пучка демонстрирует хорошую симметрию и однородность и по форме близко к гауссовскому. Для пучка с током 100 А максимальная плотность тока составляла 6 А/см². Эффективный диаметр пучка соответствует диаметру многоапертурной ЭОС.

Стоит отметить, что, ввиду сетчатой структуры электродов ЭОС изначально пучок имеет дискретный характер: состоит из отдельных пучков – бимлет. Расстояние между центрами соседних бимлет соответствует геометрии ЭОС и составляет 5 мм. Однако, на рентгеновских отпечатках пучка не наблюдалось неоднородностей, соответствующих отдельным бимлетам. Об отсутствии выраженной дискретности в распределении потока электронов также свидетельствует оплавление на поверхности мишени. Дальнейшее изучение данного вопроса требует проведения измерений распределения плотности тока пучка в более широком диапазоне параметров, в том числе при малых значениях тока пучка и энергии электронов. Схема измерений на основе камеры-обскуры для данных задач, по-видимому, не подходит, поскольку малый телесный угол регистрации рентгеновского излучения ограничивает минимальную мощность пучка, при которой возможно получение качественного изображе-

ния отпечатка пучка. Добиться увеличения телесного угла регистрации возможно, увеличив диаметр отверстия камеры обскуры, однако, данный шаг приведёт к снижению пространственного разрешения.

2.6 Измерение профиля плотности тока электронного пучка на металлической мишени с помощью рентгеновского излучения, прошедшего через тело мишени

Поскольку в рамках схемы с камерой-обскурой, добиться существенного повышения контрастности снимков, по-видимому, нельзя, было решено перейти к схеме измерения распределения плотности тока на металлической мишени по рентгеновскому излучению, прошедшему через тело конвертера. Схема эксперимента показана на Рисунке 2.11.

Эксперименты проводились на стенде для моделирования импульсных тепловых нагрузок на конструкционные материалы – ВЕТА. Электронный пучок транспортировался в продольном магнитном поле, создаваемом катушками концевого бака, на расстояние 0,85 м, где принимался на плоскую металлическую мишень, расположенную перпендикулярно к оси установки. Типичная величина магнитного поля в области ЭОС составляла 5 мТл, в области мишени – 10 мТл. Приёмник пучка представлял собой тонкую металлическую пластину и служил в качестве рентгеновского конвертера. Для визуализации рентгеновского отпечатка пучка использовался люминофорный экран на основе оксисульфида гадолиния ($Gd_2O_2S : Te$). Свечение люминофора фиксировалось с помощью быстрой цифровой камеры SDU-285 и зеркала, расположенного под углом 45° к оси установки. Использование «сэндвича» из металлического рентгеновского конвертера и люминофора позволяет повысить эффективность сбора рентгеновского излучения на несколько порядков, по сравнению с камерой-обскурой. Важно заметить, что характерное время высвечивания оксисульфида гадолиния имеет величину ~ 600 мкс, тогда как средняя длительность пучка в экспериментах была составляла 200 мкс. Таким образом, применение данного люминофора позволяет получить интегральную за время импульса картину пучка.

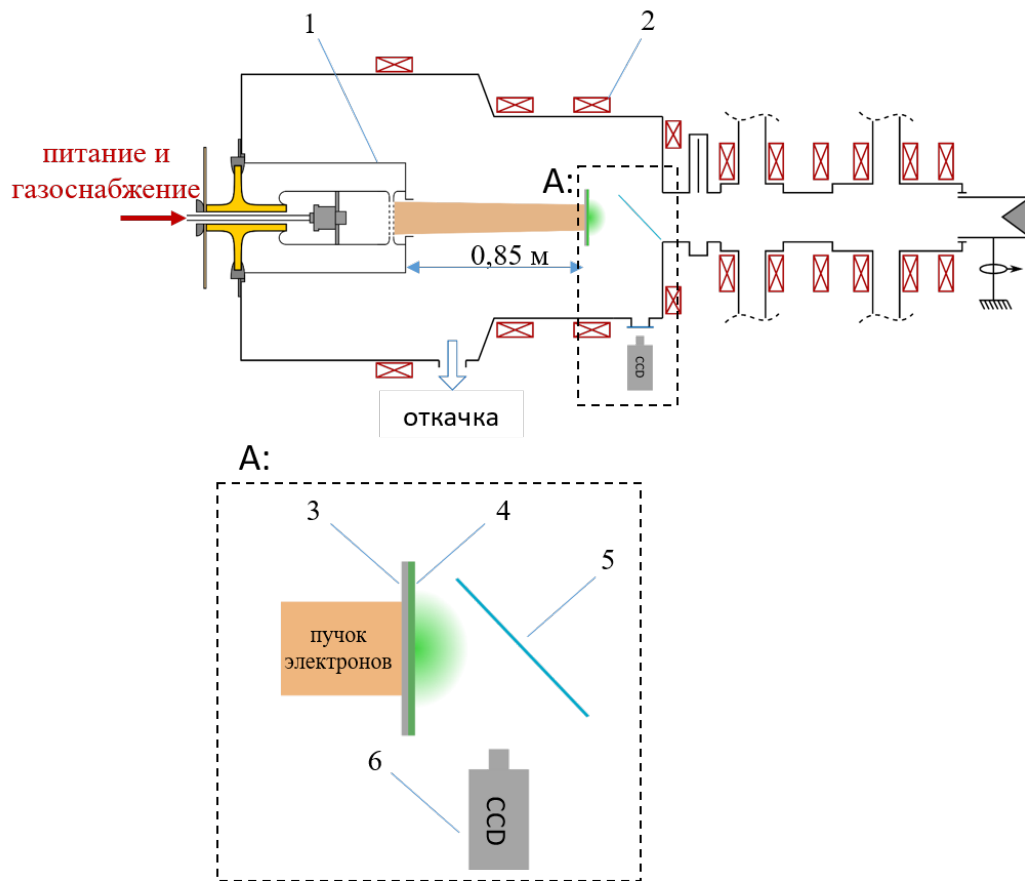


Рисунок 2.11 — Схема эксперимента по измерению пространственных характеристик пучка: 1 - источник пучка электронов, 2 - катушки магнитного поля, 3 - металлическая мишень (рентгеновский конвертер), 4 - люминофорный экран, 5 - зеркало, 6 - ПЗС-камера

При энергии электронов 100 кэВ диаграмма направленности рентгеновского излучения имеет вид близкий к изотропному [55]. Для достижения наилучшего пространственного разрешения, люминофор крепился непосредственно к обратной стороне конвертера. Недостатком данной компоновки является контакт люминофора с поверхностью рентгеновского конвертера, температура которой может достигать значительной величины при облучении пучком. Тогда как термическое разрушение люминофорного экрана начинается уже при температуре $\sim 80^\circ\text{C}$.

Оценки температуры конвертера после однократного воздействия пучка показали, что приемлемая температура обратной стороны конвертера достигается при его толщине в 1 мм и более. В качестве материалов сравнивались тантал, вольфрам и сталь в широком диапазоне толщин. Зависимость температуры конвертера от его толщины приведена на Рисунке 2.12. Синяя линия соответствует температуре танталового конвертера, зелёная линия - вольфрам

и красная линия - нержавеющая сталь. В данных оценках использовались следующие параметры пучка: ток 100 А, энергия электронов 100 кВ и длительность импульса 150 мкс, диаметр пучка на мишени 70 мм. При этом для всех материалов учитывались коэффициенты обратного рассеяния электронов. Предполагалось, что поглощённая энергия равномерно распределена по области, занятой пучком, и идёт на её нагрев. Потери энергии на излучение и испарение материала не учитывались.

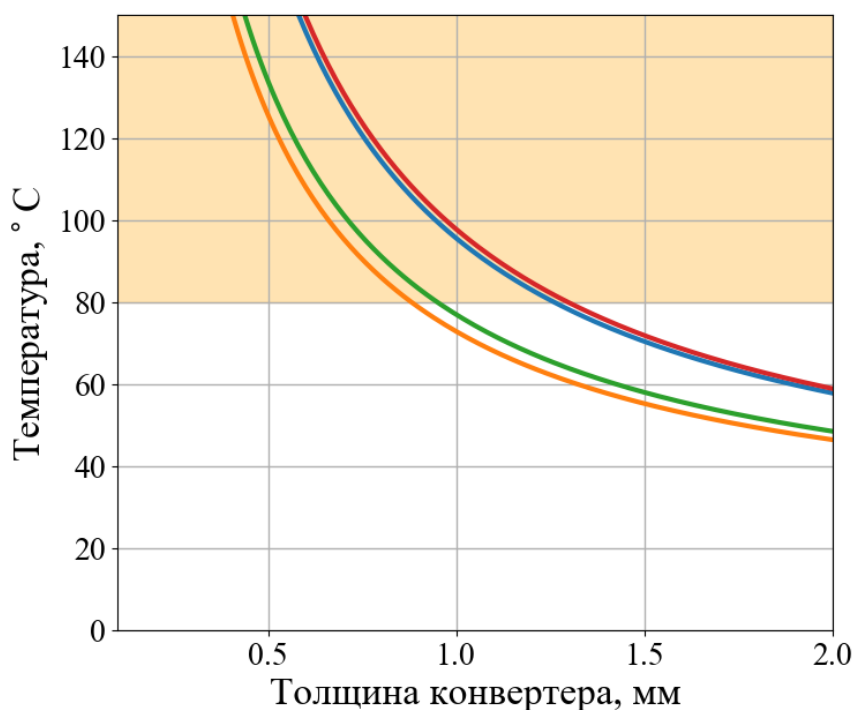


Рисунок 2.12 — Зависимость рассчитанной температуры конвертера от его толщины для различных материалов

Материал и толщина конвертера в значительной степени влияют на количество света, испускаемое люминофором. Расчет спектрального отклика производился аналогично описанному в Главе 2. Параметры пучка были выбраны аналогичными используемым при расчете температуры. Во внимание принималось как тормозное, так и характеристическое излучение, соответствующее К-серии, вклад L-линий в наших условиях был достаточно мал. Во всех расчетах использовались параметры материалов, указанные в базе данных NIST [54]. Данные оценки были сделаны для вольфрама, тантала, молибдена и нержавеющей стали в широком диапазоне толщин, результаты приведены на Рисунке 2.13. Синяя линия соответствует количеству света в

случае вольфрамового конвертера, красная линия – тантал, оранжевая линия – молибден и зелёная линия – нержавеющая сталь.

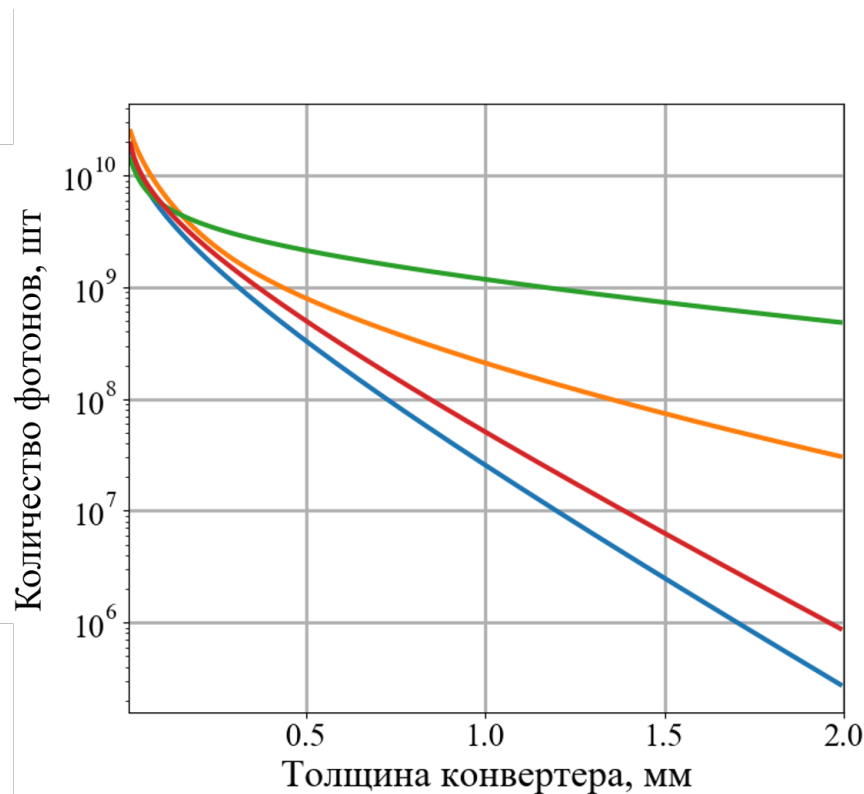


Рисунок 2.13 — Зависимость количества света от толщины рентгеновского конвертера, для различных материалов. Синяя линия – вольфрам, красная линия – тантал, оранжевая линия – молибден и зелёная линия – нержавеющая сталь

Согласно приведённым ранее оценкам, приемлемая температура конвертера достигается при его толщине ~ 1 мм. При данных толщинах количество света, в случае рентгеновского конвертера из нержавеющей стали превосходит прочие материалы в 10 и более раз. Таким образом было принято решение, использовать в качестве материала конвертера нержавеющую сталь. Толщина конвертера была выбрана – 1 мм.

2.7 Пространственное разрешение диагностики

Одной из важнейших характеристик изображающих диагностик является пространственное разрешение. Стандартной методикой измерения про-

странственного разрешения является измерение функции расплывания тонкой линии – LSF (line-spread function). Однако, экспериментально данную функцию измерить достаточно затруднительно. Более практичным является измерение функции расплывания края – ESF (edge-spread function). Для нахождения данной функции были проведены специальные эксперименты, где наблюдалось размытие резкого края. Резкий край формировался с помощью вольфрамовой пластиной, толщиной 1 мм, закрывающей часть конвертера и непрозрачной для рентгеновского излучения (Рисунок 2.12), как показано на Рисунке 2.14.

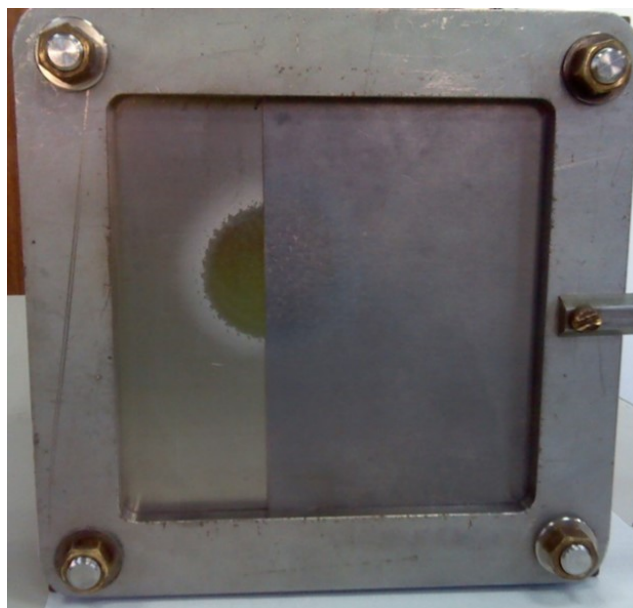


Рисунок 2.14 — Фото рентгеновского конвертера частично перекрытого вольфрамовой пластиной

Получившийся в результате снимок отпечатка пучка приведён на Рисунке 2.15. Внизу снимка приведен нормированный профиль яркости, полученный вдоль красной прямой, проходящей через центр отпечатка пучка, перпендикулярно границе светлое-тёмное. Участок данного профиля, описывающий расплывание границы светлое-тёмное, и есть искомая функция – ESF . Было проведено усреднение 100 профилей, по 50 пикселей сверху и снизу от красной линии. Для удобства дальнейшей обработки часть профиля левее максимума была отброшена и принята равной единице, как показано на Рисунке 2.16 (а).

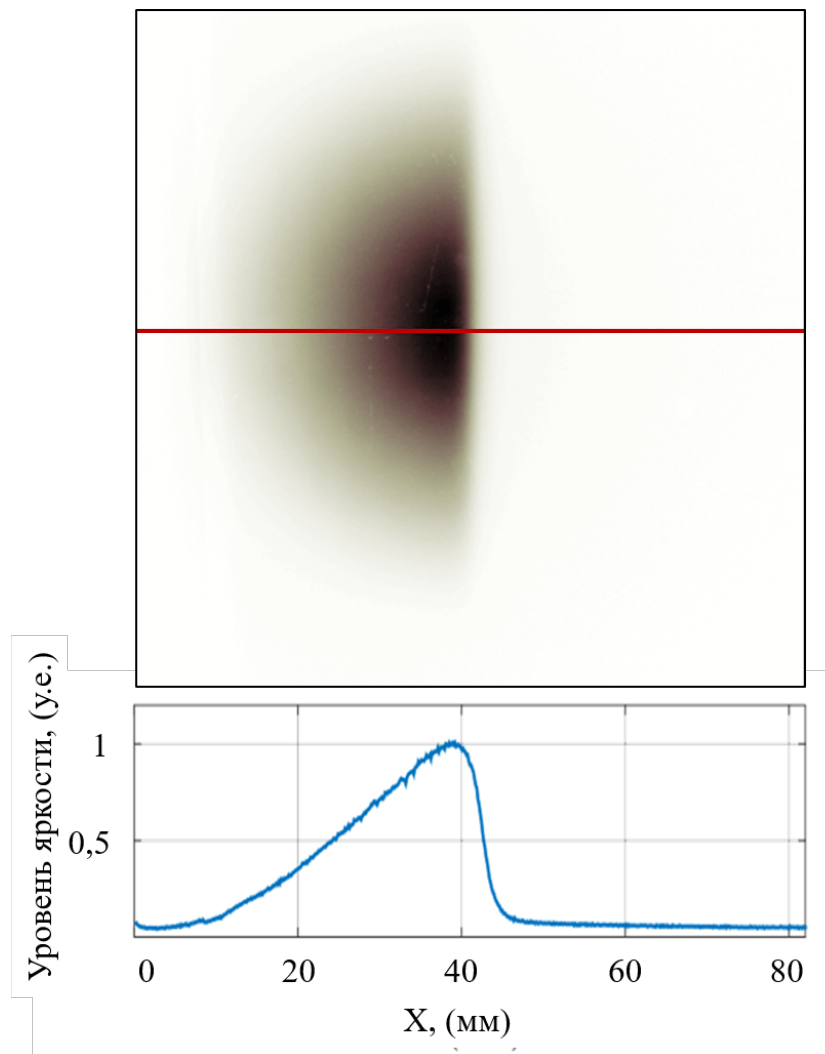


Рисунок 2.15 — Снимок резкого края

Зная ESF можно легко найти LSF , которая является её первой производной:

$$LSF = \frac{d}{dx}ESF(x). \quad (2.11)$$

Важно отметить, что функция уширения линии хорошо описывается функцией Гаусса с $\sigma = 1,2$ мм. На Рисунке 2.16 (б) соответствующая функция Гаусса показана красной кривой. Далее, применяя к функции LSF преобразование Фурье, находим частотно-контрастную характеристику диагностики - MTF :

$$MTF = FT[LSF]. \quad (2.12)$$

Полученная функция MTF приведена на Рисунке 2.16 (в). По оси абсцисс отложена пространственная частота в количестве пар линий на миллиметр. По оси ординат нормированная амплитуда в условных единицах. Обычно в качестве разрешающей способности приводят частоту пространственной структу-

ры, различимой при контрастности 10 %. В нашем случае данная величина составляет ~ 4 пар линий на сантиметр.

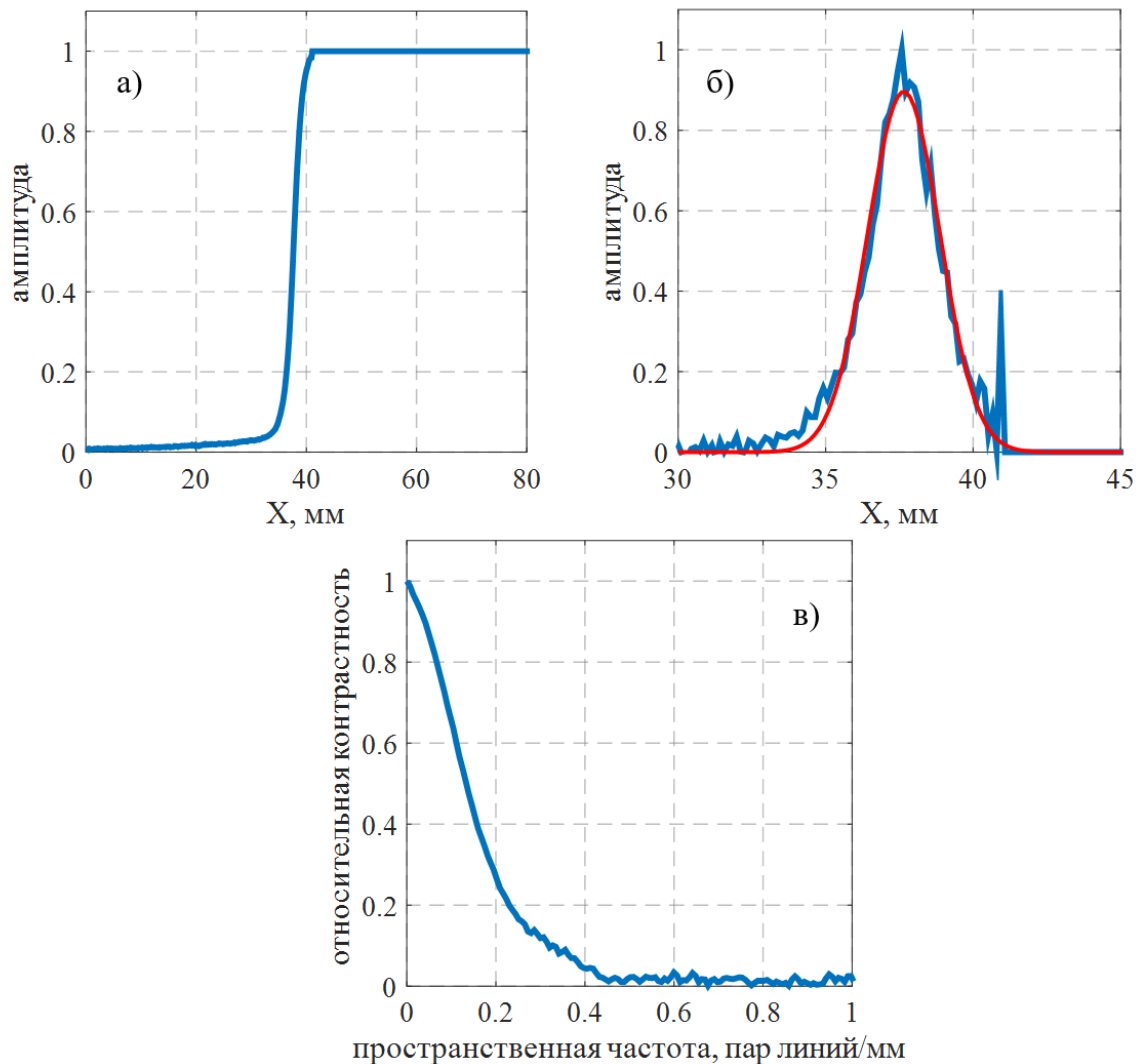


Рисунок 2.16 — а - Функция расплывания резкого края; б - Функция расплывания тонкой линии аппроксимированная функцией Гаусса с $\sigma = 1,2$ мм (красная кривая), в - Частотно-контрастная характеристика диагностики

2.8 Основные результаты Главы 2

Создана рентгеновская изображающая диагностика, позволяющая измерить распределение тока пучка на коллекторе в одном импульсе. Временное разрешение диагностики определяется временем высвечивания люминофора

$Gd_2O_2S : Tb$. Пространственное разрешение диагностики было измерено в специальных экспериментах и составило 4 пары линий/см при контрастности 10%.

В сравнении с рентгеновской камерой-обскурой, описанной ранее, использование «сэндвича», металлический коллектор-люминофор, позволяет получать контрастные изображения отпечатка пучка в значительно более широком диапазоне параметров, в том числе при малых значениях тока и энергии пучка. При этом, пространственное разрешение диагностики типа «сэндвич» превосходит разрешение камеры-обскуры на $\sim 10\%$.

Ввиду явных преимуществ, во всех экспериментах описанных ниже использовалась диагностика типа «сэндвич», либо её вариация.

Глава 3. Исследование пространственных характеристик пучка, полученного в источнике с плазменным эмиттером и мультиапертурной электронно-оптической системой

3.1 Дискретная структура пучка при транспортировке во внешнем магнитном поле

Ввиду сетчатой структуры электродов изначально пучок состоит из отдельных «струек» тока. Чтобы понять, как струйки ведут себя при транспортировке во внешнем магнитном поле (B), рассмотрим уравнение огибающей для отдельной струйки тока. В параксиальном приближении ($v_{\perp} \ll v, v_{\parallel} \approx v$) для однородного ($\rho = const$), бесконечно длинного ($E_z = 0$) цилиндрического пучка уравнение огибающей имеет следующий вид:

$$r = r_0 + R_p \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_p} \cdot z\right), \quad (3.1)$$

где $R_p = \frac{v_{\perp}}{2\omega_L}$ – амплитуда пульсаций, $\lambda_p = \pi \frac{v_{\parallel}}{\omega_L}$ – пространственный пери-

од (длина волны) пульсации, $\omega_L = \frac{qB}{2m}$ – ларморовская частота, r_0 – радиус струйки в начальный момент времени. Ось-z направлена вдоль оси пучка. Приведенное уравнение огибающей соответствует случаю малого тока, когда собственными полями пучка можно пренебречь.

Таким образом, в общем случае радиус струйки будет периодически изменяться относительно начального значения r_0 с амплитудой пульсации R_p и периодом λ_p . В этом случае регистрируемое распределение тока зависит от фазы колебаний в плоскости диагностики. Схематически данное утверждение продемонстрировано на Рисунке 3.1: в пучности колебаний, где происходит перекрытие соседних струек, наблюдается однородное распределение тока пучка, в узле – дискретное. Очевидно, что перекрытие соседних струек возможно, когда выполнено следующие условие:

$$R_p > \frac{d}{2},$$

где d – расстояние между соседними апертурами ЭОС. Данное условие можно переписать как условие на угловые характеристики пучка:

$$\sin(\alpha) = \frac{v_{\perp}}{v} > \frac{\omega_L \cdot d}{v}.$$

Для условий нашего эксперимента ($d = 5$ мм, $B = 0.001$ Т, $U = 100$ кэВ) перекрытие соседних струек пучка будет происходить, при $\alpha > 20$ мрад.

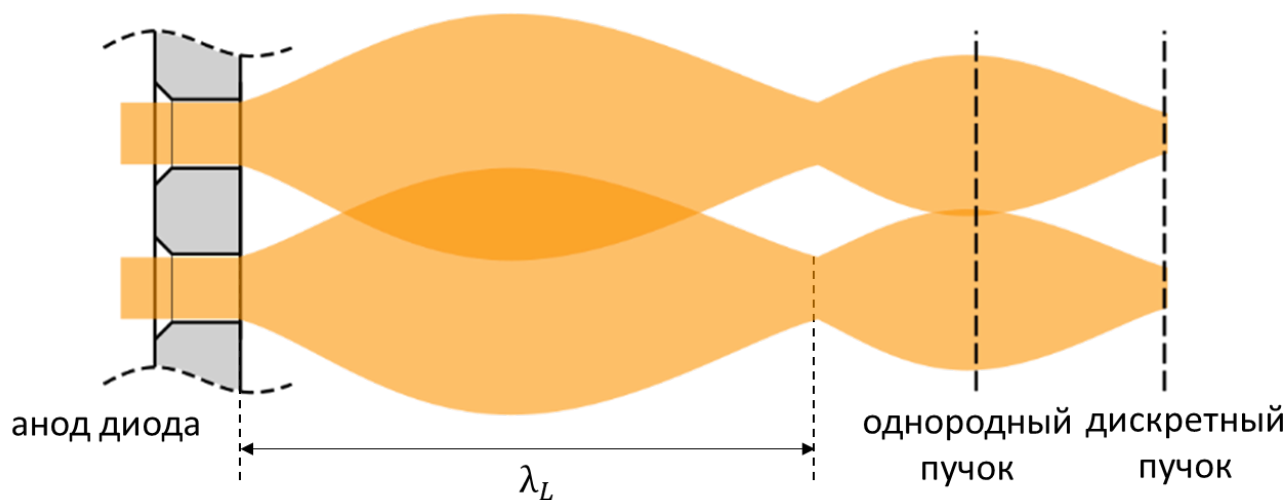


Рисунок 3.1 — Схематическая иллюстрация пульсаций огибающих струек тока составляющих пучок

Важным следствием вышесказанного является возможность управления распределением плотности тока пучка на мишени. Варьируя величину транспортного магнитного поля, энергию электронов и расстояние от источника пучка до мишени можно добиться как квазиоднородного распределения тока пучка на мишени, так и проявление отдельных струек формирующих пучок. Пример подобного изображения приведён на Рисунке 3.2. Данный снимок получен для пучка с энергией 100 кэВ и током 4 А. Магнитное поле составляло 6 мТл в области ЭОС и 12 мТл в области диагностики. Расположение струй тока полностью соответствует структуре электродов ЭОС. Расстояние между центрами соседних струек составляет $\sim 3,6$ мм, что согласуется с ожиданиями в случае адиабатического сжатия пучка в сходящемся магнитном поле.

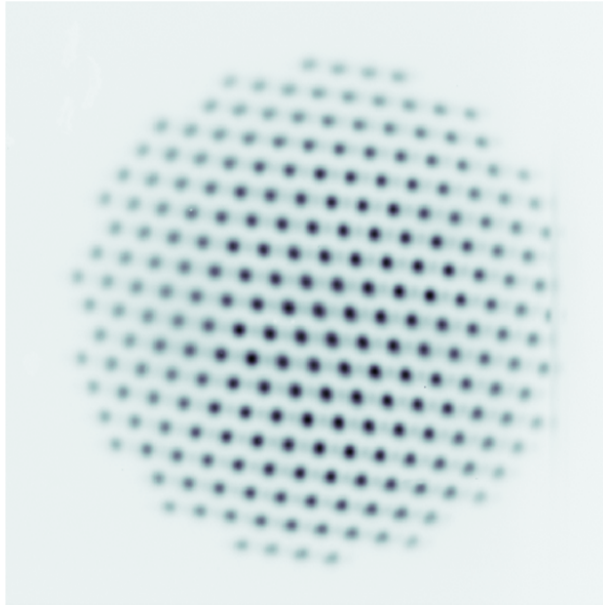


Рисунок 3.2 — Пример дискретного распределения тока пучка на мишени

Изменение величины внешнего магнитного поля приводит к полному исчезновению дискретного распределения тока пучка на мишени. Подробно влияние величины магнитного поля на распределения тока пучка на мишени продемонстрировано на Рисунке 3.3. Здесь приведен набор снимков отпечатков пучка, полученных при различных значениях внешнего магнитного поля. Параметры пучка были фиксированы: ток 3 А, энергия электронов 100 кэВ. Магнитное поле в области ЭОС варьировалось в диапазоне от 6 до 11,5 мТл. Магнитное поле в области диагностики варьировалось в диапазоне от 11 до 23 мТл, соответственно. Напомним, что соотношение полей в области ЭОС и в области диагностики составляет 1,8 и является постоянной величиной.

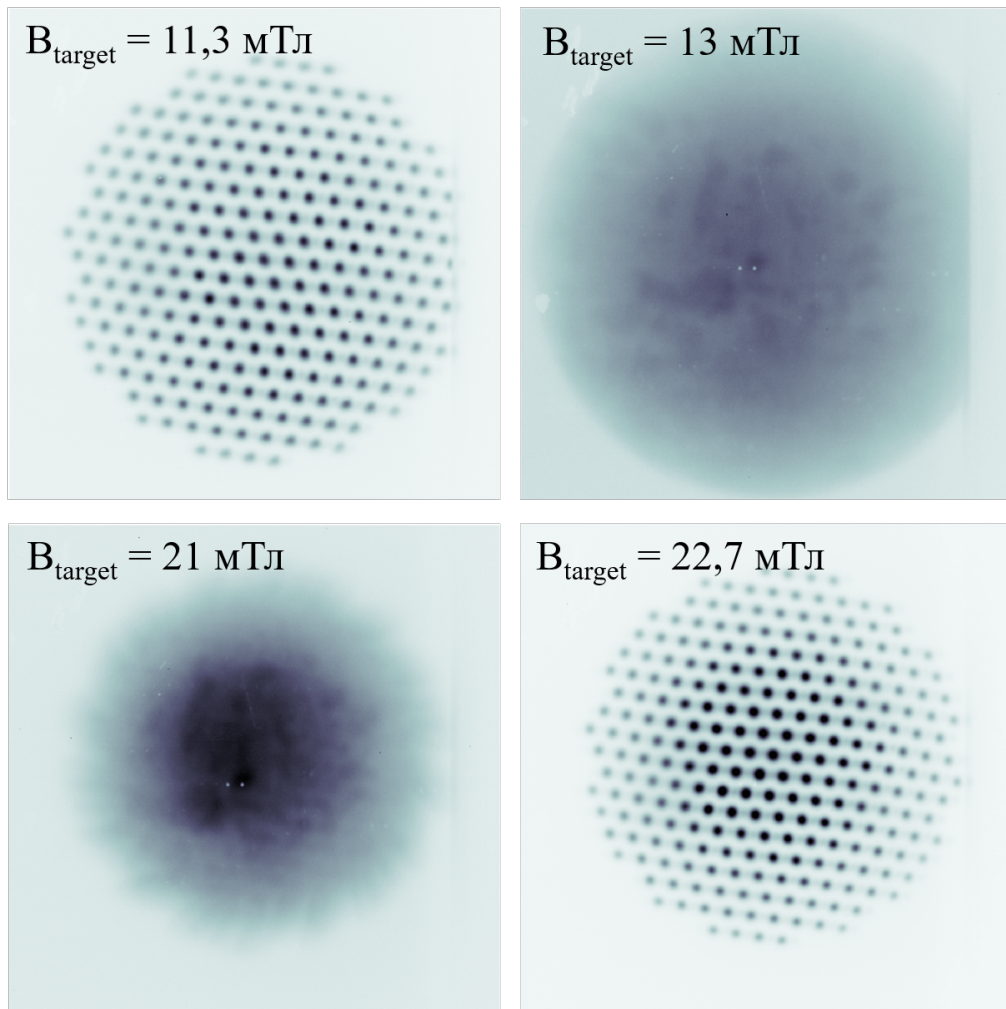


Рисунок 3.3 — Зависимость распределения тока пучка от величины магнитного поля в канале транспортировки

В соответствии с ожиданиями, изменение магнитного поля в канале транспортировки пучка привело к полному исчезновению дискретного распределения тока пучка на мишени. Вновь отдельные «струйки» тока проявились только при удвоении магнитного поля в канале транспортировки.

3.2 Влияние собственных полей пучка на дискретное распределение тока

Описанные в предыдущем параграфе эксперименты по наблюдению дискретного распределения тока проводились при малых токах пучка (1–5 А). Данное обстоятельство связано с тем, что по мере увеличения тока наблю-

далось перемешивание струек, формирующих пучок. Данная тенденция проиллюстрирована на Рисунке 3.4, где приведен набор снимков рентгеновских отпечатков пучка при различных значениях тока. Ток пучка варьировался от 3 до 40 А. Ускоряющее напряжение и конфигурация магнитного поля оставались постоянными и составляли: $U_{acc} = 100$ кВ, $B_{eos} = 6$ мТл, $B_{target} = 11,5$ мТл.

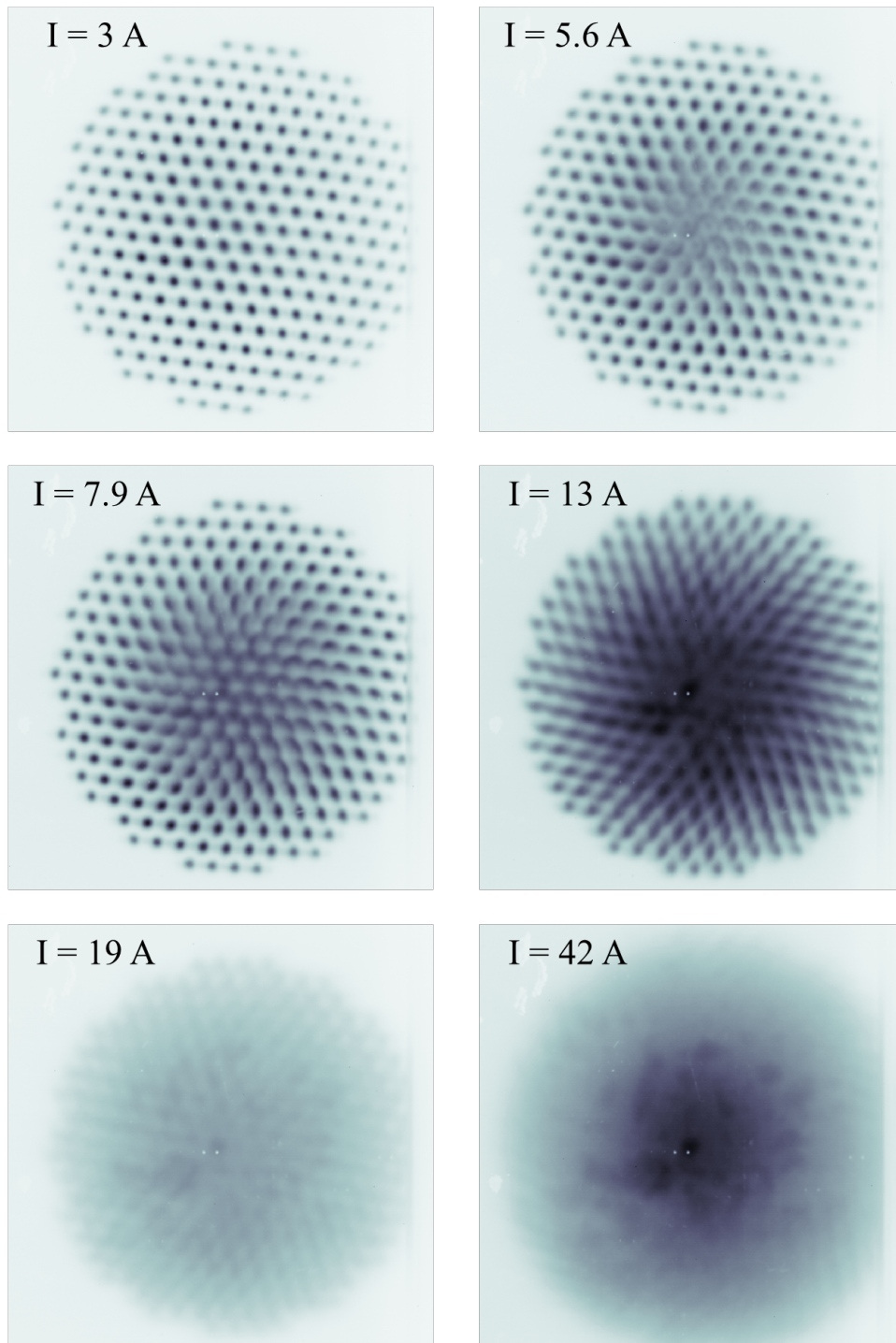


Рисунок 3.4 — Зависимость распределения тока от величины тока пучка

Как показано на приведенном наборе снимков, при токе пучка 3 А четко видны все струи тока. По мере увеличения тока пучка наблюдается постепенное размытие отпечатков струй. Размытие начинается в центре пучка и с ростом тока распространяется к его периферии. При токе ~ 30 А отдельные струи не различимы во всем сечении пучка. Важно отметить, что последующая вариация величины внешнего магнитного поля не приводит к проявлению дискретной структуры пучка.

Объяснить наблюдаемое явление можно за счет влияния собственных электромагнитных полей пучка, вклад которых возрастает вместе с увеличением тока. Воспользуемся описанным ранее приближением (Пункт 3.1) и перепишем уравнения огибающей (3.1) с учетом собственных полей пучка:

$$r = r_s + R_p \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_p} \cdot z + \phi_0 \right), \quad (3.2)$$

где

$$R_p = \sqrt{(r_s - r_0)^2 + \frac{1}{4} \cdot \frac{v_{\perp}^2}{\omega_L^2 - \frac{\omega_p^2}{2} \cdot (1 - f - \beta^2)}} - \text{амплитуда пульсаций};$$

$$\lambda_p = \frac{\pi v_{\parallel}}{\sqrt{\omega_L^2 - \frac{\omega_p^2}{2} \cdot (1 - f - \beta^2)}} - \text{пространственный период пульсации};$$

$$\phi_0 = - \arctan \frac{v_{\perp}}{2(r_0 - r_s) \sqrt{\omega_L^2 - \frac{\omega_p^2}{2} \cdot (1 - f - \beta^2)}} - \text{начальная фаза пульсаций};$$

$$r_s = r_0 / \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_L^2} \cdot (1 - f - \beta^2)\right)^{\frac{1}{4}} - \text{равновесный радиус электронного потока};$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 \cdot n}{\varepsilon_0 m_e}} - \text{плазменная частота, } r_0 - \text{начальный радиус струйки тока, } f$$

– степень нейтрализации пространственного заряда, $\beta = \frac{v}{c}$ – отношение скорости электронов пучка к скорости света. Подробно вывод данного уравнения

рассмотрен в [56]. В использованном приближении учитывались радиальное электрическое и азимутальное магнитное поле пучка:

$$E_r = -\frac{I(1-f)}{2\pi\varepsilon_0 r_b^2 v} \cdot r, \quad B_\theta = \mu_0 \frac{I}{2\pi r_b} \cdot r,$$

здесь ε_0, μ_0 - электрическая и магнитная постоянные, r_b - радиус пучка, I - ток пучка, f - степень нейтрализации.

Как можно видеть, параметры пульсаций зависят от плотности заряда, и при увеличении тока пучка амплитуда и пространственный период пульсаций будут увеличиваться. При этом, как следует из выражения 3.2 влияние собственных полей пучка на характер пульсаций может быть полностью нивелировано в случае, когда выполнено условие:

$$1 - f - \beta^2 = 0. \quad (3.3)$$

Примером подобного случая может служить ультрарелятивистский ($\beta^2 \sim 1$) пучок электронов при полном отсутствии компенсации пространственного заряда. В данном случае, вклады радиального электрического и азимутального магнитного полей пучка скомпенсируют друг друга. При наших параметрах пучка условие 3.3 выполняется при степени компенсации пространственного заряда $\sim 70\%$.

Важно отметить, что в рассматриваемой модели слагаемое $\frac{\omega_p^2}{2} \cdot (1 - f - \beta^2)$ не зависит от радиуса (постоянное по r). Таким образом, пространственный период пульсаций будет изменяться одинаково, независимо от радиального положения струйки тока. Варьируя энергию электронов, величину внешнего магнитного поля или положение мишени вдоль оси-z, можно вновь получить изображение отдельных струй. Однако, в эксперименте размытие начинается с центра и по мере увеличения тока распространяется на периферию пучка. Подобное различие может быть обусловлено рядом допущенных упрощений и неучтенных параметров: неоднородность профиля эмиссии, наличие продольных электрических полей, связанных с пространственным зарядом пучка, и как следствие, неоднородностью плотности заряда как в направлении оси-R, так и оси-Z. В этом случае добиться проявления дискретной структуры во всей плоскости сечения пучка нельзя.

Решить самосогласованную задачу транспортировки не скомпенсированного пучка во внешнем магнитном поле аналитически, по-видимому, нельзя. Поэтому для проверки предложенной модели было произведено численное моделирование. Условно процесс моделирования можно разделить на две части: расчет электромагнитных полей и трекинг частиц. Расчет электромагнитных полей включает в себя расчет внешнего магнитного поля и собственных электромагнитных полей пучка, для этих целей использовался программный пакет CST-studio. В данном пакете была воссоздана геометрия эксперимента и произведен расчет стационарных траекторий электронов пучка, распределения потенциала, электрического и магнитного поля. В расчетах пучок эмитировался с поверхности катода с энергией 100 кэВ. Распределением тока было принято сплошным и однородным по сечению пучка. Подобное упрощение оправданно, так как колебания огибающей струек тока, составляющих пучок, приводят к быстрому перекрытию соседних струек так, что на большей части траектории пучок является сплошным. Угловой разброс электронов пучка задавался функцией Гаусса с шириной 45 мрад. Форма и ширина функции была выбрана на основе результатов измерения угловых характеристик пучка, описанных в Главе 5. Расчеты производились для 30000 траекторий (трубок тока) с шагом вычислительной сетки 1 мм. Для получения качественного изображения отпечатка пучка требуется произвести расчет большого количества траекторий. Так как пакет CST решает самосогласованную задачу, данный расчет занимает значительное время. Для ускорения вычислений, на языке Python 3.5 был написан скрипт, производящий вычисление траекторий электронов пучка при транспортировке во внешних электромагнитных полях. Значения полей в тракте транспортировки пучка брались из расчетов в CST. Ускорение вычислений достигалось с помощью интегрированного в среду Python фреймворка *OpenCl*, позволяющего производить параллельные вычисления на различных графических и центральных процессорах. Для наших расчетов использовалась видеокарта NVIDIA GeForce GTX 1070 с 1920 ядрами CUDA. Подобный подход позволил существенно ускорить процесс вычислений. Например, расчет для 10^5 траекторий в пакете CST занимал около 90 минут, тогда как вычисление 10^8 траекторий с помощью *OpenCl* занимает ~ 30 минут.

В расчетах начальное расположение электронов повторяло структуру ЭОС. Распределение электронов было однородным как по радиусу ЭОС, так

и по радиусу отверстий. Угловой разброс электронов пучка задавался функцией Гаусса с шириной 45 мрад. Для расчета траекторий заряженных частиц применяется метод Борнса [57–59]. При этом фиксировалось положение частиц на приемнике пучка и генерировалось изображение отпечатка пучка, где яркость каждого пикселя соответствует количеству электронов, попавших в соответствующую область. Результаты расчетов приведены на Рисунке 3.5.

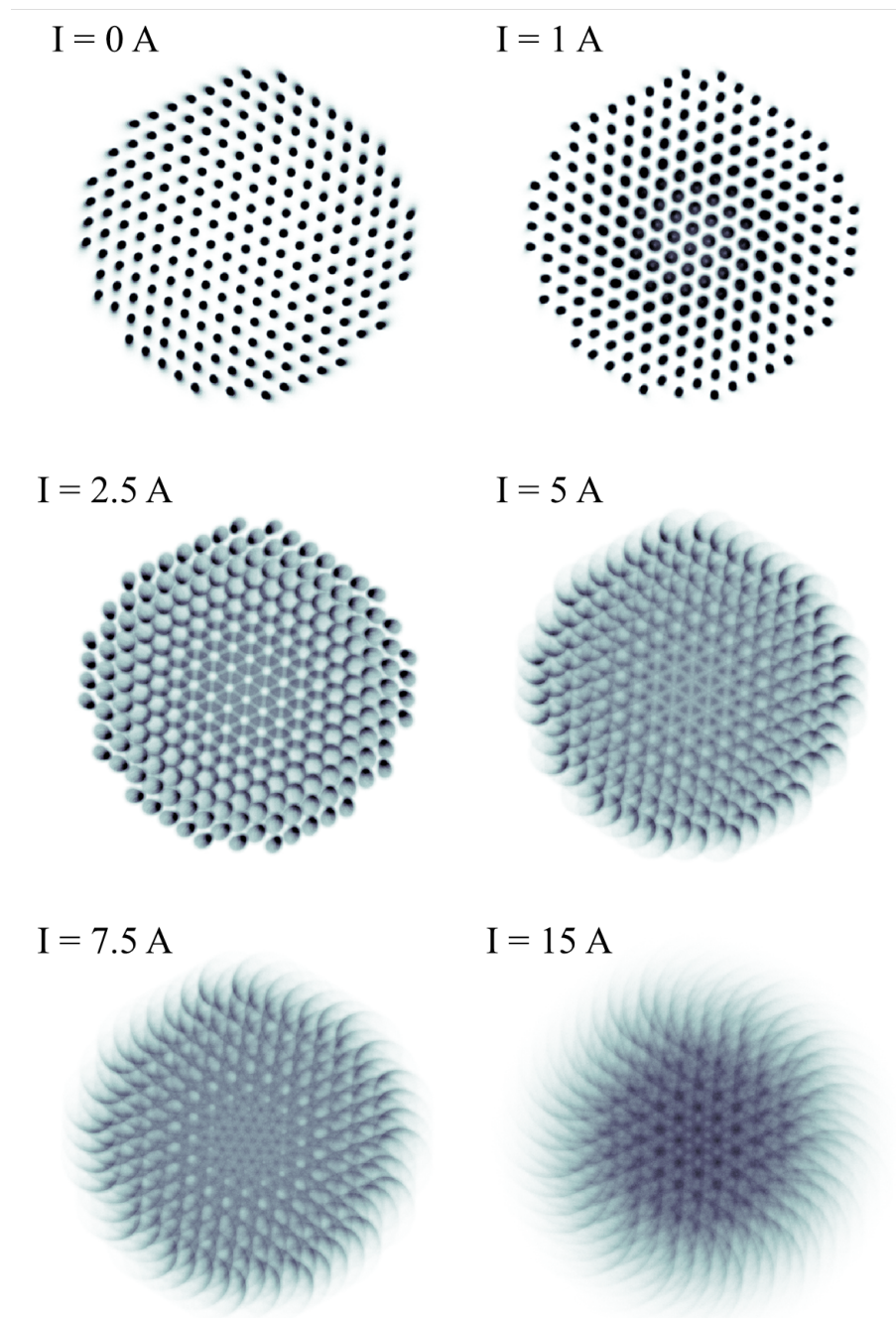


Рисунок 3.5 — Зависимость распределения тока от величины тока пучка полученная с помощью моделирования

На данном рисунке представлен набор изображений отпечатков пучка, полученных в расчетах для различных значений тока. Ток пучка увеличивался от 1 до 15 А, остальные параметры оставались постоянными. Как видно из приведённых изображений увеличение тока приводит к перемешиванию струек составляющих пучок. Перемешивание начинается с центра пучка и с ростом тока распространяется на периферию, как и в эксперименте. Помимо перемешивания наблюдается вращение пучка как целого относительно его оси. Наблюдаемая динамика хорошо согласуется с экспериментом, однако прямое сравнение модельных изображений с экспериментальными осложнено наличием аппаратной функции диагностики приводящей к дополнительному размытию экспериментальных снимков.

Для проверки перемешивания в расчетах при токе пучка 7,5 А варьировалась величина магнитного поля в тракте транспортировки. На Рисунке 3.6 приведены отпечатки пучка полученные с помощью моделирования. Снимки расположены по мере возрастания величины магнитного поля слева направо. Первый снимок аналогичен снимку на Рисунке 3.5, последующие два получены для магнитного поля в тракте транспортировки увеличенного на 20 и 40% соответственно.

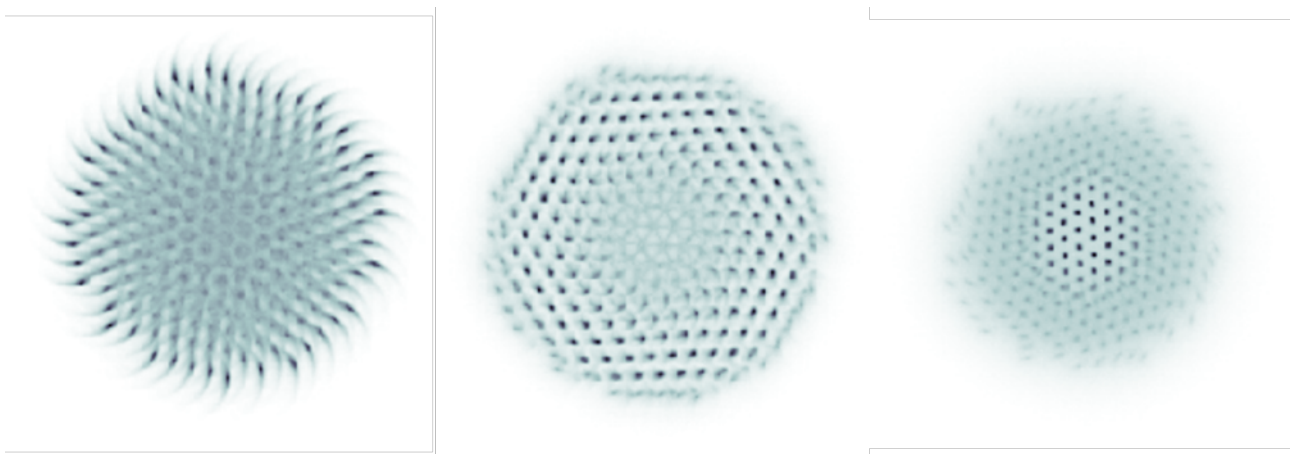


Рисунок 3.6 — Проявление дискретной структуры пучка при увеличении величины магнитного поля в тракте транспортировки

Из приведенных снимков видно, что изменение магнитного поля приводит к дискретизации распределения тока в отдельных областях пучка. При увеличении магнитного поля отдельные струи проявляются на периферии пучка, однако центр пучка остаётся размытым. Дальнейшее увеличение приводит к дискретизации тока в центре пучка, однако при этом размывается перифе-

рия. Варьируя величину магнитного поля (или что эквивалентно, положение мишени вдоль оси Z) получить полностью дискретное распределение тока пучка на плоскости нельзя. Экспериментально повторного проявления дискретной структуры пучка при вариации магнитного добиться поля не удалось, что, по-видимому, связано с размытием получаемых снимков ввиду конечного пространственного разрешения.

Таким образом, для объяснения наблюдаемого размытия достаточно учета влияния собственных электромагнитных полей пучка. Последующая вариация величины магнитного поля не приводит к повторному проявлению дискретной структуры во всём сечении пучка. Отметим, что в расчетах перемешивание наступает при заметно более малых токах, а угол поворота пучка заметно превышает наблюдаемый в эксперименте. Данное различие можно объяснить наличием в эксперименте частичной компенсации пространственного заряда пучка, тогда как в расчетах она отсутствовала. Подробнее о степени компенсации пучка будет сказано ниже.

3.3 Оценка степени зарядовой компенсации пучка

Рассуждения о перемешивании пучка строились на предположении о полном либо частичном отсутствии компенсации пространственного заряда пучка. Однако, специальных измерений степени компенсации пучка не проводилось. Оценить данную величину можно проанализировав азимутальное вращение пучка вокруг собственной оси. Наличие у электронов азимутальной скорости обусловлено собственными полями пучка. Так наличие радиального электрического поля приводит к дрейфовому движению электронов в скрещенных полях:

$$\mathbf{V}_{E_r \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (3.4)$$

здесь E_r – радиальная компонента напряженности электрического поля, B – вектор магнитной индукции внешнего магнитного поля. В параксиальном приближении цилиндрического пучка с однородной плотностью тока напря-

женность электрического поля имеет следующий вид:

$$E_r = -\frac{(1-f) \cdot I}{2\pi\varepsilon_0 r_b^2 v} \cdot r \text{ для } r < r_b ,$$

где ε_0 — электрическая постоянная, I — ток пучка, r_b — радиус пучка, f — степень компенсации пространственного заряда, v — продольная скорость электронов. Тогда выражение (20) можно переписать:

$$V_{E_r \times B} = -\frac{(1-f) \cdot I}{2\pi\varepsilon_0 r_b^2 v B} \cdot r \text{ для } r < r_b \quad (3.5)$$

Также вращение пучка может быть обусловлено собственным азимутальным магнитным полем пучка. В рассматриваемом приближении данная компонента вектора магнитной индукции может быть записана следующим образом:

$$B_\theta = \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi r_b^2} \cdot r \text{ для } r < r_b ,$$

где μ_0 — магнитная постоянная, I — ток пучка, r_b — радиус пучка, v — продольная скорость электронов. Соответствующая азимутальная скорость равна:

$$V_{B_\theta} = v \frac{B_\theta}{B} = v \cdot \frac{\mu_0 \cdot I}{2\pi r_b^2 B} \cdot r \text{ для } r < r_b . \quad (3.6)$$

Из сравнения выражений 3.5 и 3.6 видно, что данные скорости прямо пропорциональны току пучка и нарастают линейно с радиусом, однако, имеют разный знак, следовательно, приводят к азимутальному вращению пучка в различных направлениях. Соотношение данных скоростей выражается через степень компенсации пучка и релятивистский бета:

$$\frac{V_{E_r \times B}}{V_{B_\theta}} = \frac{1-f}{\beta^2} . \quad (3.7)$$

При энергии электронов 100 кэВ β^2 составляет $\sim 0,3$. Таким образом при $f < 0,7$ вращение пучка будет происходить в направлении $V_{E_r \times B}$, в противном случае в направлении V_{B_θ} . Когда же выполняется условие 3.7, данные скорости полностью компенсируют друг друга и вращение пучка отсутствует.

Направление вращения пучка, наблюдаемое в эксперименте, соответствует $V_{E_r \times B}$, что свидетельствует о том, что степень компенсации пространственного заряда пучка меньше 70%. Тем не менее, величина поворота пучка, наблюдаемая в эксперименте существенно меньше наблюдаемой при моделировании, где $f = 0$. Зависимость угла поворота от величины тока пучка приведена на Рисунке 3.7.

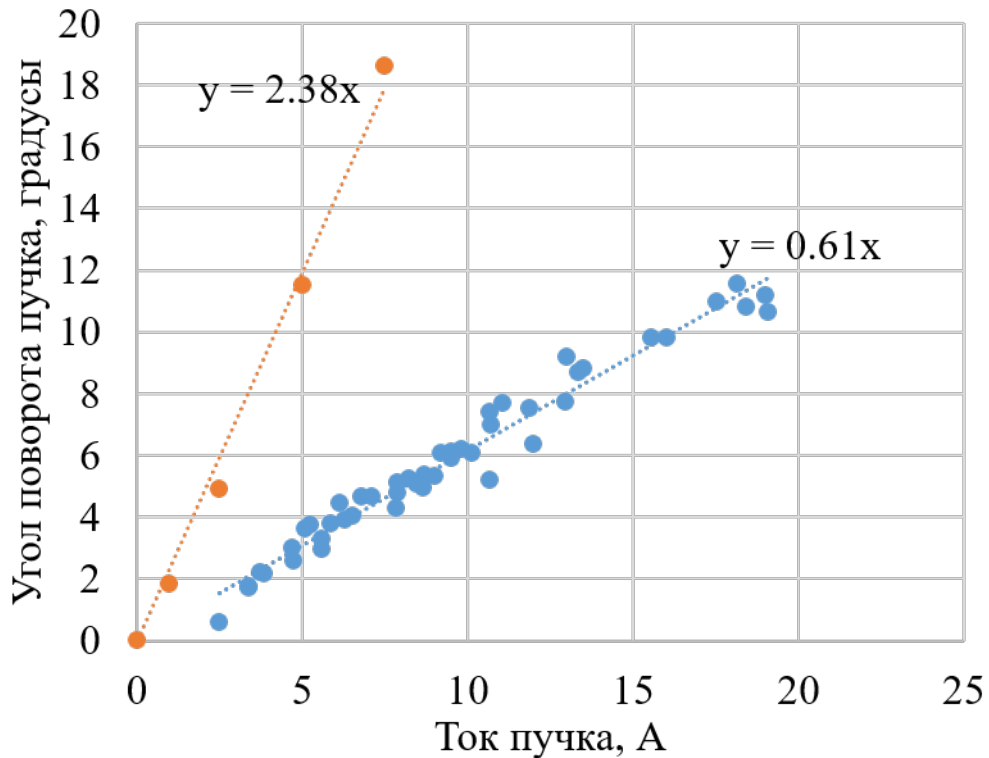


Рисунок 3.7 — Зависимость распределения тока от величины тока пучка полученная с помощью моделирования

По оси абсцисс отложена величина тока пучка в амперах, по оси ординат — относительный угол поворота пучка в градусах. Синими точками отображена величина поворота пучка измеренная экспериментально. Оранжевые точки соответствуют повороту пучка в численной модели. В численных расчетах компенсация объемного заряда пучка отсутствовала, и угол поворота превышает наблюдаемый в эксперименте в ~ 4 раза. При этом в эксперименте угол поворота пучка растет линейно с увеличением тока. Таким образом, степень компенсации не зависит от величины тока пучка. Сопоставляя экспериментальную и модельную зависимости, можно оценить степень компенсации пучка. В простейшем случае однородного цилиндрического пучка степень

компенсации можно вычислить из соотношения:

$$\frac{V_{E_r \times B} - V_{B_\theta}}{(1 - f) \cdot V_{E_r \times B} - V_{B_\theta}} \sim 4,$$

что соответствует степени компенсации пучка $\sim 50\%$. Время установления наблюдаемого уровня компенсации, по-видимому, существенно меньше времени экспозиции камеры ($\sim 50 - 100$ мкс). В противном случае, угол поворота пучка изменялся со временем, что проявилось бы в «смазанности» снимков в азимутальном направлении.

Важно отметить, что при оценке степени компенсации объемного заряда пучка не учитывалось наличие отраженных от коллектора электронов пучка. В случае нормального падения на танталовый коллектор, доля отраженного тока составляет $\sim 50\%$. При этом значительная часть отраженных электронов имеет энергию близкую к первоначальной [60]. Наличие обратного потока электронов приводит к уменьшению собственного азимутального магнитного поля и увеличению пространственного заряда пучка и может существенно повлиять на наблюдаемую картину. Таким образом приведенные рассуждения являются оценкой минимального значения степени зарядовой компенсации пучка наблюдаемой в эксперименте.

3.4 Распределение тока эмиссии по апертурам электронно-оптической системы

Помимо оценки степени компенсации, наличие снимков дискретного распределения тока пучка позволяет судить о распределении тока непосредственно в области эмиссии и провести оценку однородности распределения эмиссионного тока по отверстиям ЭОС. Для этого отпечаток каждой струйки был проинтегрирован, и построен график величины данного интеграла яркости в зависимости от радиального положения (Рисунок 3.8). Радиус отсчитывался от центра пучка.

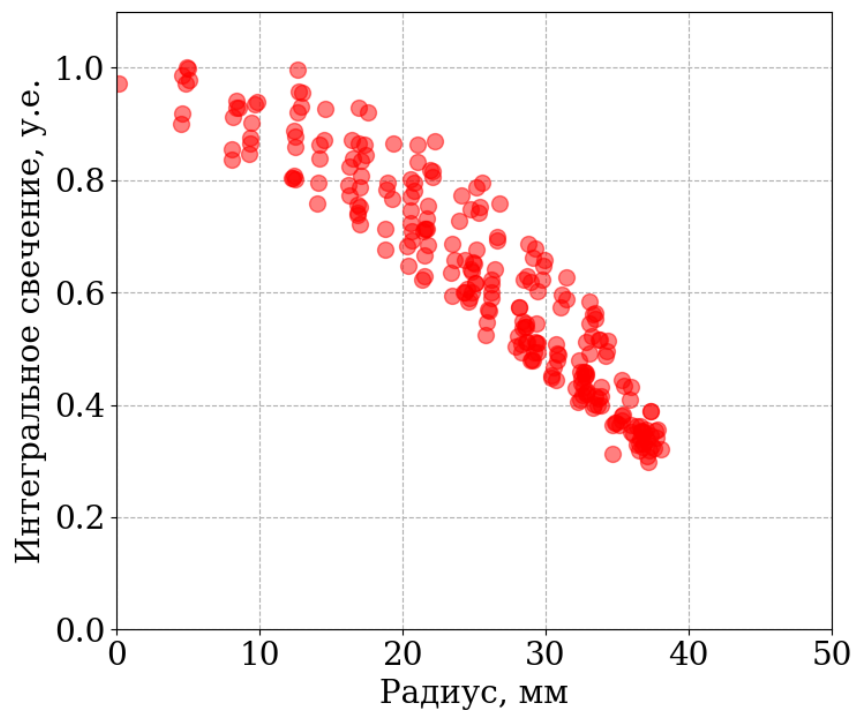


Рисунок 3.8 — Зависимость интегрального свечения отпечатка струйки от радиуса

По оси абсцисс отложен радиус в миллиметрах, по оси ординат – нормированная величина интегрального свечения отпечатка струйки. Точками отмечены результаты, полученные для снимка приведенного на Рисунке 3.2. Из приведенного графика видно, что интегральная яркость отпечатков уменьшается по мере удаления от центра к периферии пучка. Перепад между центральными и крайними апертурами составляет $\sim 70\%$. Для каждого радиуса наблюдается разброс измеряемых значений, составляющий $\sim 20\%$. Таким образом, эмиссия электронов происходит со всех отверстий ЭОС, перепад эмиссионного тока между центральными и периферийными апертурами не превышает $\sim 70\%$.

Аналогичные эксперименты были проведены для ЭОС с меньшим числом апертур. Фотография электродов данной ЭОС и соответствующий снимок рентгеновского отпечатка пучка приведен на Рисунке 3.9.

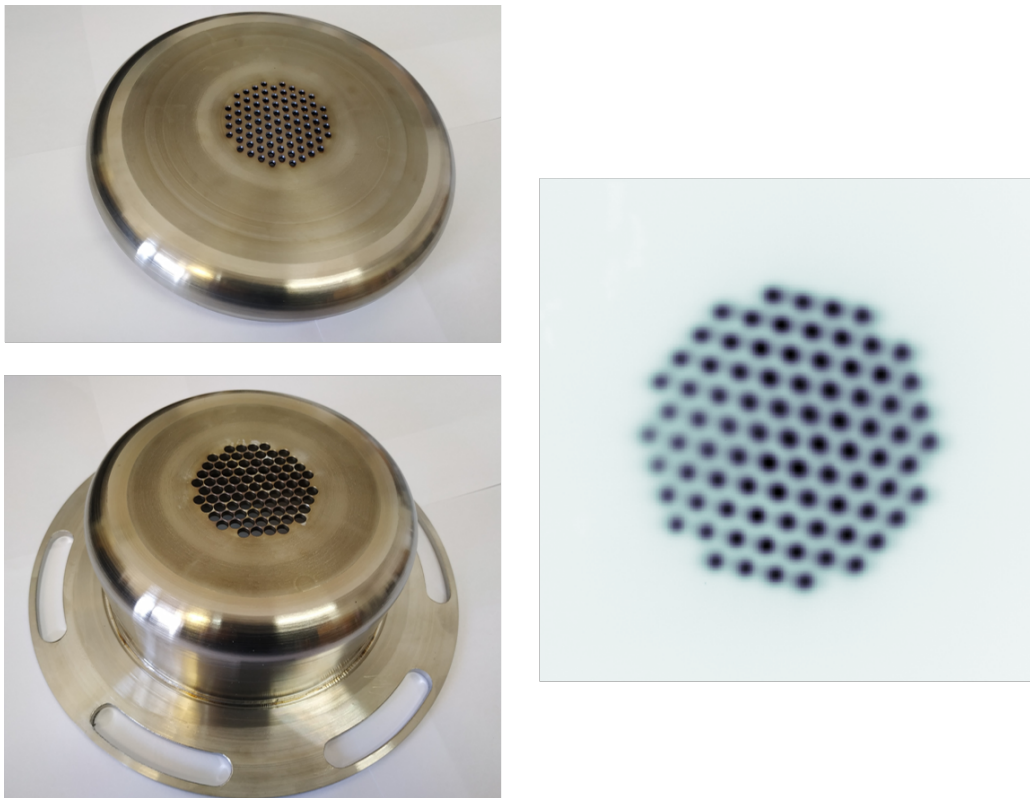


Рисунок 3.9 — Фотография электродов ЭОС с 85 апертурами и соответствующий снимок рентгеновского отпечатка пучка

Данная ЭОС имела 85 апертур, диаметр отверстий составлял 3 и 4 мм на катодном и анодном электродах соответственно. Сравнение распределений тока эмиссии для ЭОС с 85 и 241 апертурами приведено на Рисунке 3.10. Красными точками показано распределение тока эмиссии для ЭОС с 241 апертурой, аналогичное приведенному ранее. Зелеными точками наложено распределение в случае ЭОС с 85 апертурами. Из приведенного сравнения видно, что распределения тока эмиссии для ЭОС с различным количеством апертур полностью совпадают. Таким образом, распределение эмиссионного тока не зависит от конфигурации ЭОС.

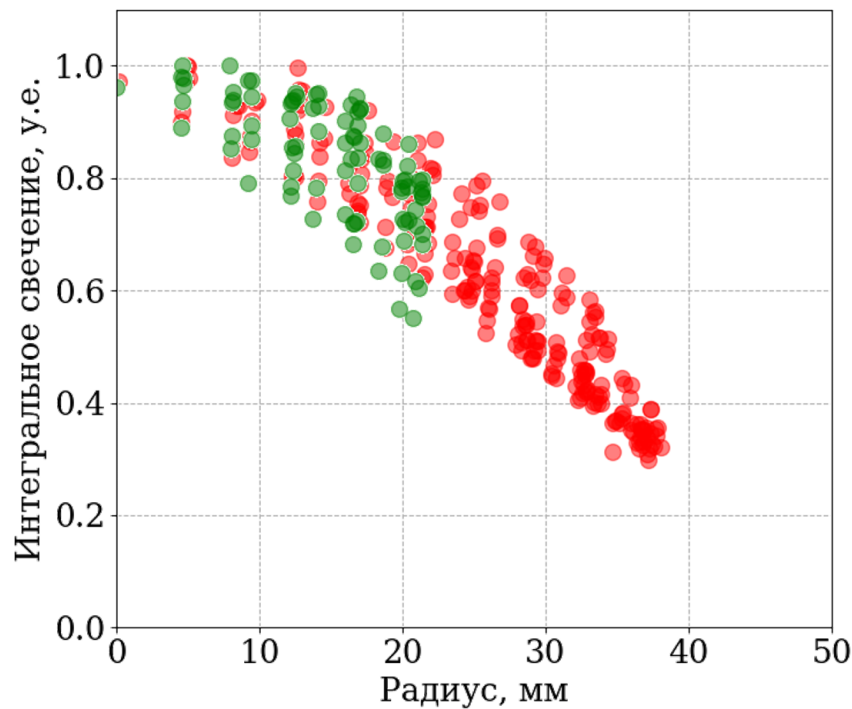


Рисунок 3.10 — Сравнение распределения тока по апертурам для различных ЭОС: красные точки - распределение тока в случае ЭОС с 241 отверстием, зелёные точки - ЭОС с 85 отверстиями

3.5 Основные результаты Главы 3

С помощью рентгеновской изображающей диагностики показано, что изначально дискретная (многоструйная) структура пучка сохраняется при транспортировке пучка с малым током. Изображения пучка показывают, что пучок эмитируется во всех апертурах ЭОС. Перепад тока эмиссии между центральными и периферийными апертурами составляет $\sim 70\%$. Отдельные струи тока пучка испытывают колебания огибающей, связанные с наличием у электронов пучка углового разброса по скоростям. Варьируя энергию электронов и/или величину внешнего магнитного поля, можно добиться как дискретного, так и однородного распределения тока на мишени.

По мере увеличения тока пучка до 30 А наблюдается необратимое «перемешивание» дискретного распределения тока. Численным моделированием показано, что для объяснения наблюдаемого эффекта достаточно учета вли-

яния пространственного заряда нескомпенсированного пучка. Необходимым условием размытия является наличие угловой расходимости у электронов пучка.

Показано, что наблюдаемое вращение пучка связано с наличием пространственного заряда. По величине угла поворота проведены оценки степени компенсации пространственного заряда пучка. Согласно данным оценкам, степень компенсации пространственного заряда пучка составляет $\sim 50\%$.

Глава 4. Исследование пространственных характеристик электронного пучка после сжатия в ведущем магнитном поле

4.1 Схема эксперимента

Как уже отмечалось, информация о распределении плотности тока пучка по сечению является ключевой в экспериментах по пучково-плазменному взаимодействию и при определении параметров теплового воздействия на мишень. Распределение тока пучка до сжатия магнитным полем было измерено с помощью изображающей рентгеновской диагностики. Результаты данных измерений приведены в Главе 3. Однако, исходя из сценариев эксперимента (инжекция в открытую ловушку, воздействие на мишень), целесообразным является измерение распределения плотности тока – как в тракте транспортировки, так и на мишени после сжатия пучка.

Как и в предыдущей главе, распределение тока сжатого пучка было решено регистрировать по рентгеновскому излучению, генерируемому электронным пучком при воздействии на металлическую мишень. Эксперименты проводились на стенде ВЕТА. За основу будущей диагностики была взята схема, описанная в Главе 3. Цилиндр Фарадея был демонтирован и вместо него установлена рентгеновская диагностика для измерения распределения тока пучка. Схема эксперимента приведена на Рисунке 4.1. Электронный пучок транспортировался и сжимался в магнитном поле пробочной конфигурации. В районе максимума магнитного поля, на расстоянии ~ 2 м от источника, пучок принимался на металлический приемник – рентгеновский конвертер. Положение конвертера совпадает с положением мишени в экспериментах по моделированию импульсных тепловых нагрузок. Получившееся рентгеновское излучение проходило сквозь тело конвертера, стенку вакуумной камеры и попадало на сцинтиллятор. Видимое свечение сцинтиллятора регистрировалось с помощью быстрой ПЗС-камеры.

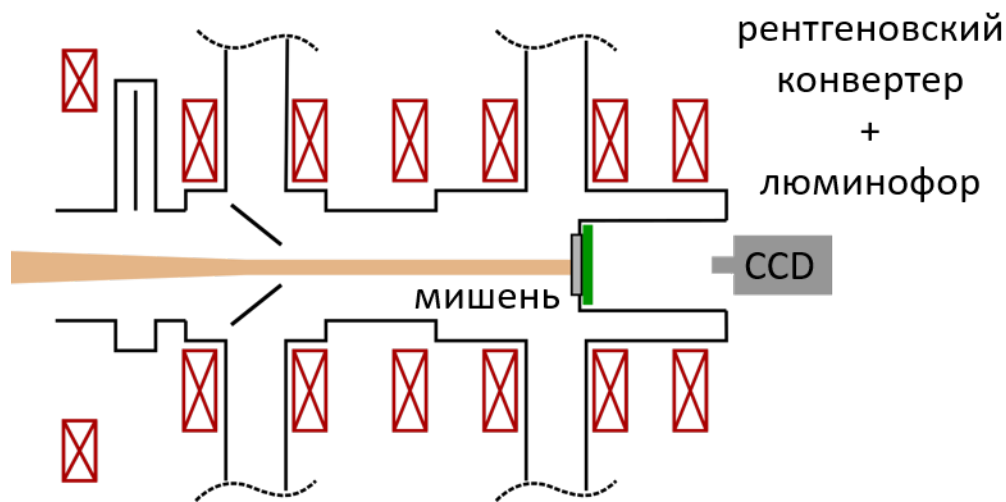


Рисунок 4.1 — Схема измерения распределения тока сжатого пучка

В качестве сцинтиллятора использовался медицинский рентгенографический экран на основе оксисульфида гадолиния, аналогичный описанному в Главе 2.

Как и для диагностики, описанной в Главе 3, основными параметрами, влияющими на количество света, испускаемое люминофором, являются материал и толщина рентгеновского конвертера. Существенное отличие от уже рассмотренного случая заключается в уровне тепловых нагрузок и необходимости учёта поглощения рентгеновского излучения в стенке вакуумной камеры.

Для пучка с током 50 А, энергией 80 кэВ и длительностью 100 мкс характерный уровень тепловых нагрузок в области мишени составляет $285 \text{ МВт м}^{-2} \text{ с}^{1/2}$. Данная оценка получена в предположении, что пучок имеет однородный профиль плотности тока и адиабатически сжимается внешним магнитным полем в 6 раз по диаметру. В то же время, порог плавления для вольфрама составляет $\sim 50 \text{ МВт м}^{-2} \text{ с}^{1/2}$ [61]. Таким образом очевидно, что даже использование тугоплавких материалов, таких как вольфрам и тантал, в качестве рентгеновского конвертера не позволит избежать его разрушения в результате воздействия нескольких импульсов пучка. В качестве приемника пучка было решено использовать пластины из тантала толщиной от 0,5 до 1 мм. Вольфрам для данных целей не подходит ввиду меньшей пластичности, что может привести к его растрескиванию при воздействии электронного пучка. Заметим, что используемые приемники пучка выдерживали от одного до

нескольких десятков импульсов пучка, в зависимости от параметров эксперимента.

4.2 Измерение пространственного разрешения диагностики

Как уже не раз отмечалось, пространственное разрешение является одной из наиболее важных характеристик для изображающей диагностики. Как и в Главе 3, для определения пространственного разрешения диагностики измерялась частотно-контрастная характеристика – МТФ. Для нахождения данной функции были проведены специальные эксперименты, где наблюдалось размытие резкого края – ESF (edge-spread function). Резкий край формировался с помощью вольфрамовой пластины, толщиной 1 мм, закрывающей часть конвертера и непрозрачной для рентгеновского излучения. Получившийся в результате снимок отпечатка пучка приведён на Рисунке 4.2.

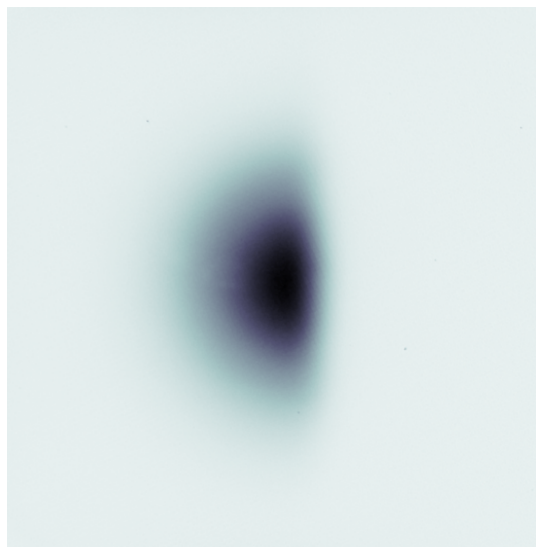


Рисунок 4.2 — Снимок резкого края

Подробно алгоритм вычисления МТФ по изображению размытия резкого края описан в Главе 3. Полученная МТФ приведена на Рисунке 4.3. По оси абсцисс отложена пространственная частота в единицах пар линий на миллиметр. По оси ординат приведена относительная контрастность. Синим цветом показана кривая, полученная из экспериментального профиля. Красная кривая

соответствует аппроксимации функции расплывания линии (LSF) функцией Гаусса с шириной $\sigma_{LSF} = 1,5$ мм.

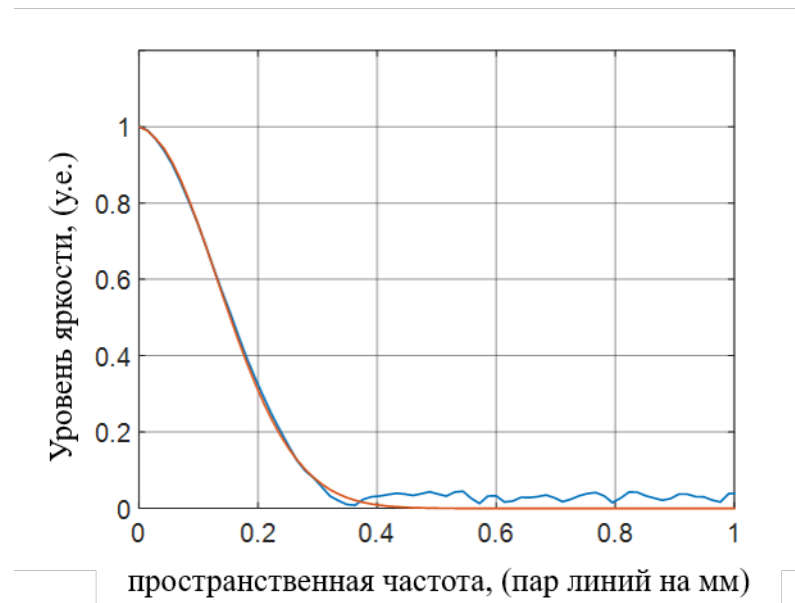


Рисунок 4.3 — Частотно-контрастная характеристика диагностики. Синяя кривая - экспериментальные данные, красная кривая - функция Гаусса

Обычно, в качестве разрешающей способности приводят частоту пространственной структуры, различимой при контрастности 10%. В нашем случае данная величина составляет ~ 3 пара линий на сантиметр.

4.3 Методика обработки результатов

На Рисунке 4.4 представлен типичный снимок рентгеновского отпечатка пучка с энергией электронов 100 кэВ, током 50 А и длительностью 140 мкс. Снизу на рисунке показан профиль распределения тока, измеренный вдоль линий, проходящих через центр отпечатка. Форма сжатого пучка круглая, положение стабильное от выстрела к выстрелу. Профиль тока имеет форму близкую к гауссовой.

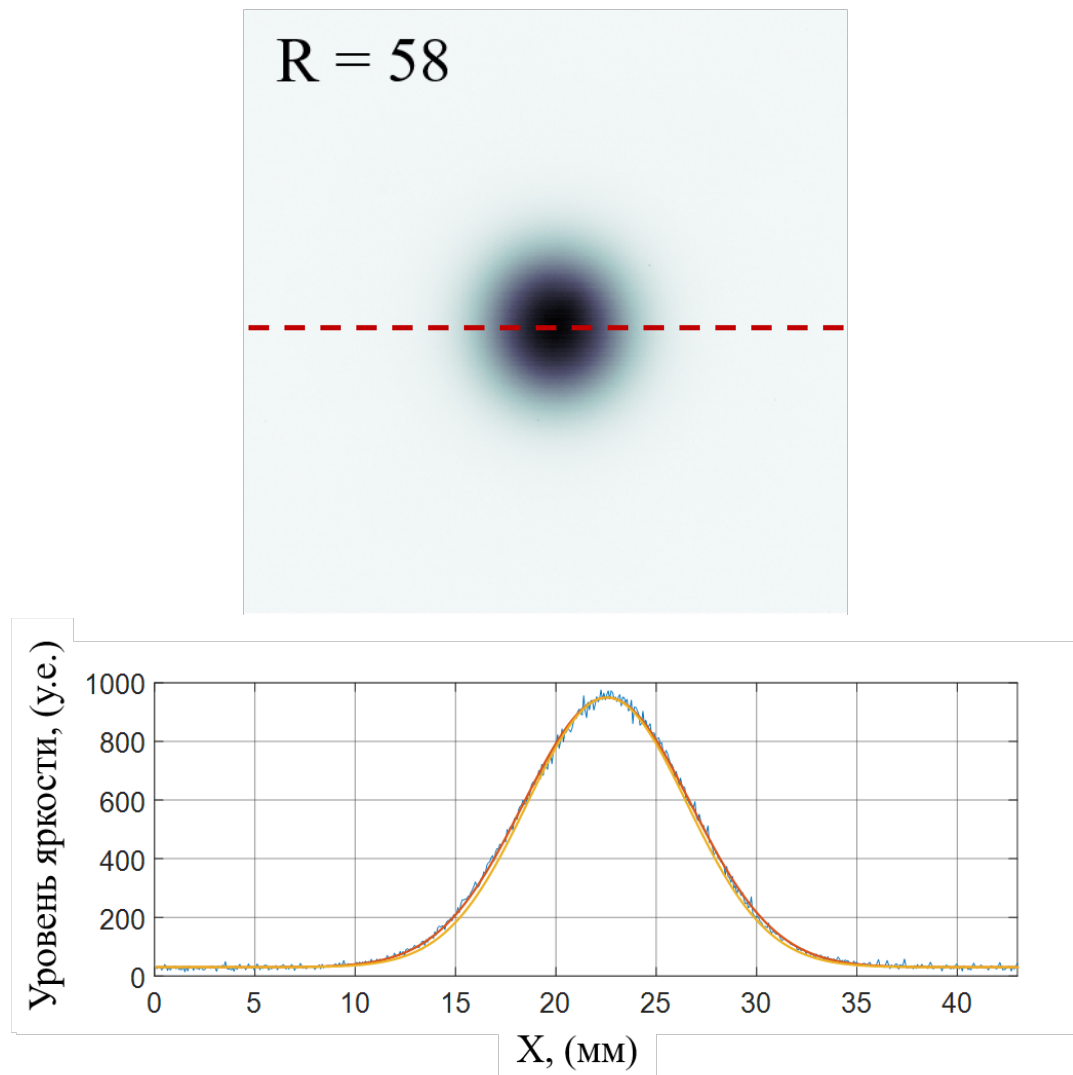


Рисунок 4.4 — Изображение отпечатка пучка

Наблюдаемый профиль является результатом свёртки истинного профиля тока электронного пучка с аппаратной функцией диагностики

$$f = s * LSF,$$

где f – регистрируемый профиль тока, s – истинный профиль тока, LSF – аппаратная функция диагностики. Для восстановления истинной формы распределения тока осуществлялась процедура деконволюции. Для удобства обработки профиль тока, наблюдаемый в эксперименте, аппроксимировался функцией Гаусса:

$$f(x) = a_1 \cdot e^{-\frac{(x - a_2)^2}{2a_3^2}}, \quad (4.1)$$

где a_1, a_2, a_3 – параметры аппроксимации. Аппроксимация осуществлялась методом наименьших квадратов. Результаты аппроксимации показаны на Рисунке 4.4 красной кривой. Как уже говорилось, аппаратная функция диагностики хорошо описывается функцией Гаусса с шириной $\sigma_{LSF} = 15$ мм. Предполагая, что истинный профиль тока пучка также описывается функцией Гаусса, процедуру деконволюции можно произвести аналитически. Результатом свертки двух функций Гаусса также является функция Гаусса

$$(s * LSF)(x) = A \cdot \frac{\sigma_s \cdot \sigma_{LSF}}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_{LSF}^2}} \cdot e^{-\frac{x^2}{2(\sigma_s^2 + \sigma_{LSF}^2)}}, \quad (4.2)$$

где A - амплитудный коэффициент, σ_s - ширина функции Гаусса описывающей истинный профиль тока пучка. Сопоставляя полученное выражение с 5.1 находим σ_s

$$a_3^2 = \sigma_s^2 + \sigma_{LSF}^2. \quad (4.3)$$

Для приведенного примера σ_s составила около 5 мм. Соответствующая кривая показана на Рисунке 4.4 желтой кривой. Как видно, аппаратная функция диагностики приводит к относительно небольшому уширению профиля тока пучка. Тем не менее, учет аппаратной функции важен для расчета тепловой нагрузки на мишень.

4.4 Результаты измерений

4.4.1 Компрессия пучка во внешнем магнитном поле

Для нахождения зависимости распределения тока пучка на мишени от коэффициента магнитной компрессии была проведена серия экспериментов. Параметры пучка в данных экспериментах были фиксированными и составляли: ток пучка 50 А, энергия электронов 100 кэВ и длительностью импульса 100-150 мкс. Магнитное поле в области ЭОС составляло 5 мТл. Магнитное поле в области коллектора варьировалось в пределах от 46 до 300 мТл, что

соответствует коэффициентам магнитной компрессии от 8 до 58. На Рисунке 4.5 приведены примеры полученных снимков отпечатка пучка при различных значениях коэффициента компрессии. Соответствующие профили тока приведены под снимками.

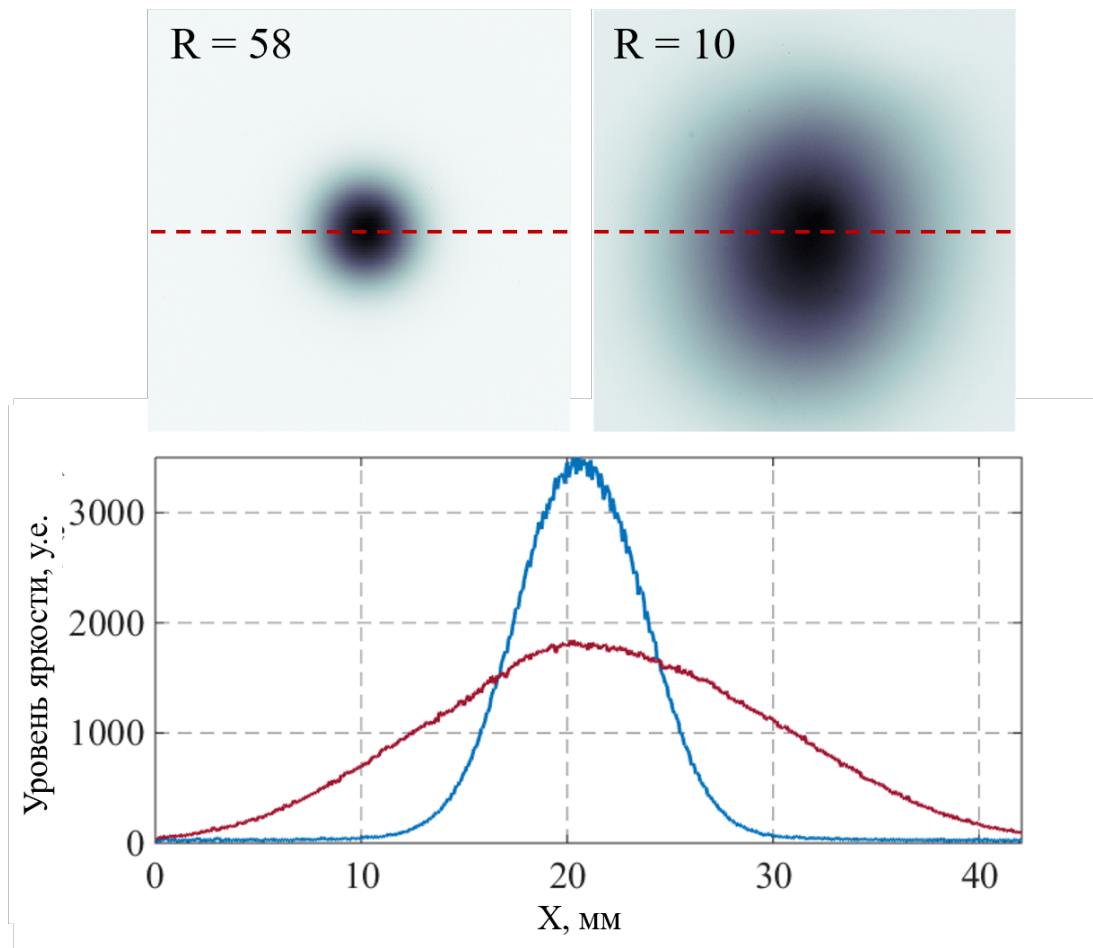


Рисунок 4.5 — Сравнение отпечатка пучка при различных значениях коэффициента магнитной компрессии

Независимо от степени сжатия пучка распределение тока близко к гауссовому, однако ширина распределения зависит от коэффициента компрессии. Полученные снимки были обработаны согласно алгоритму описанному выше, после чего была построена зависимость характерного радиуса пучка от величины коэффициента компрессии. В качестве характерного радиуса пучка было принято значение 2σ , так как внутри данного радиуса содержится около 90% тока пучка. Полученная зависимость приведена на Рисунке 4.6.

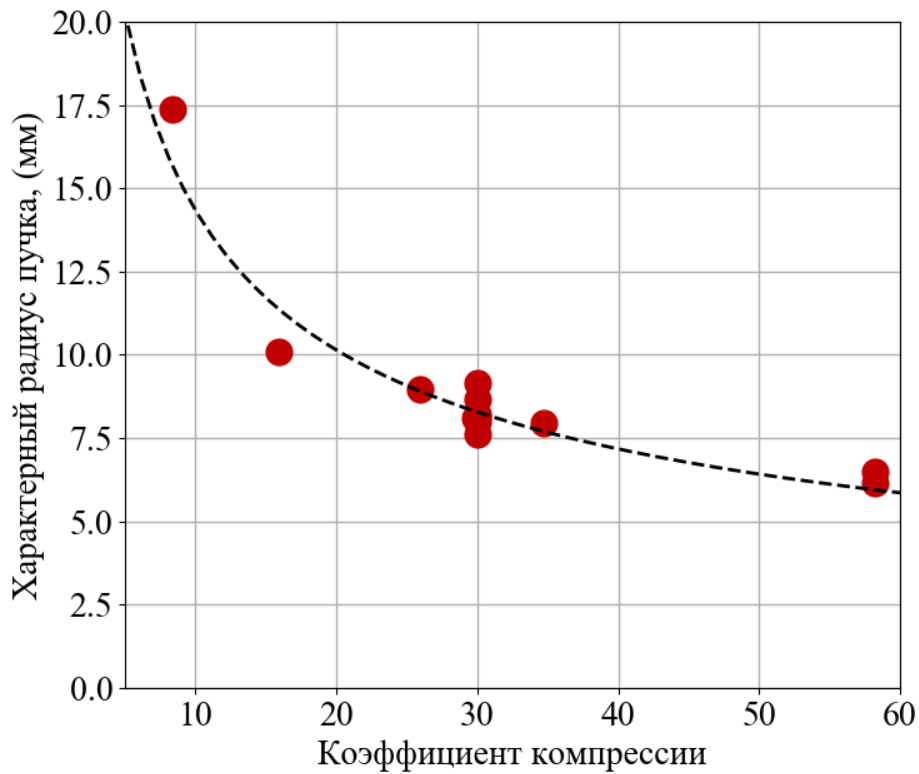


Рисунок 4.6 — Зависимость характерного радиуса пучка от величины коэффициента магнитной компрессии

По оси абсцисс отложены значения коэффициента магнитной компрессии. По оси – ординат характерный радиус пучка в миллиметрах. Красными точками отложены значения, измеренные экспериментально. Как видно при коэффициенте компрессии 8 характерный радиус пучка составляет 17 мм. С увеличением коэффициента компрессии до 59 характерный радиус пучка уменьшился до 7 мм. Пунктирная кривая, приведенная на графике, соответствует закону сохранения потока магнитного поля:

$$r = r_0 \cdot \sqrt{\frac{B_{eos}}{B_{diag}}},$$

где r – начальный радиус пучка, r_0 – радиус сжатого пучка, B_{eos}, B_{diag} – величина магнитной индукции в области ЭОС и диагностики соответственно. Приведенная кривая получена для начального радиуса пучка $r_0 = 45$ мм (соответствует радиусу ЭОС). Зависимость наблюдаемая в эксперименте хорошо согласуется с расчетной кривой.

Измерения распределения тока сжатого пучка позволяют провести оценку плотности мощности на поверхности мишени. При этом важно учесть, что часть тока пучка может отразиться от магнитной пробки. Кроме того, при нормальном падении электронного пучка на вольфрамовую мишень значительная доля энергии отразится назад.

Информация о угловых характеристиках и потерях тока при прохождении пучка через магнитную пробку изложена в Главе 5. Зависимость энергии поглощенной мишенью от энергозапаса пучка была измерена в отдельных экспериментах. Подробное описание данных экспериментов приведено в [62]. По результатам данных измерений было получено, что в доступном диапазоне параметров энергия поглощенная мишенью зависит от энергозапаса пучка линейным образом. Коэффициент связывающий падающую энергию с поглощенной составляет $\sim 0,5$.

На Рисунке 4.7 приведен профиль плотности мощности поглощенной в вольфрамовой мишени, вычисленный из измеренного распределения тока.

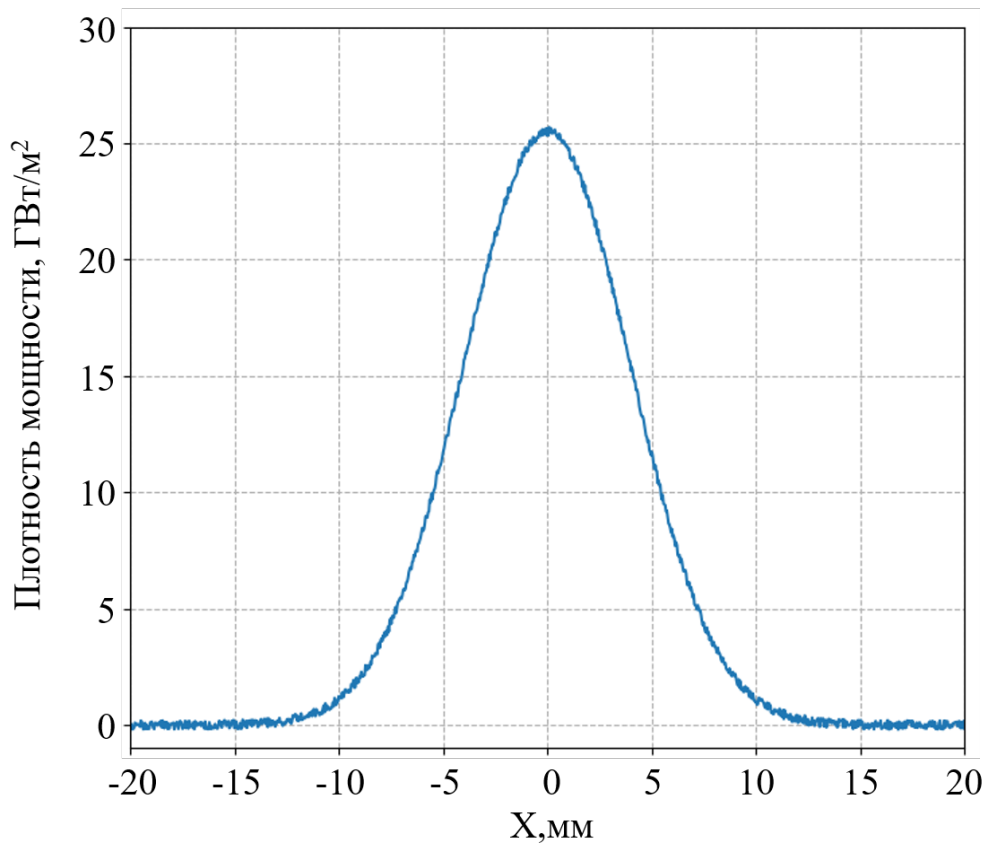


Рисунок 4.7 — Профиль плотности мощности поглощенной в вольфрамовой мишени

Данный профиль получен для пучка с током 80 А, энергией 100 кэВ и длительностью 140 мкс, при коэффициенте компрессии $R = 36$. Распределение плотности мощности на мишени имеет максимумом около 25 ГВт/м^2 , что соответствует параметру теплового потока $\sim 300 \text{ МДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-0,5}$. Данный уровень нагрузок сопоставим с ожидаемыми во время переходных процессов (срывы и ELM типа I) в будущих термоядерных установках.

4.4.2 Дискретная структура сжатого пучка

Как уже говорилось, изначально пучок имеет дискретную (многоструйную) структуру, обусловленную сетчатой конструкцией электродов. Дискретная структура сохраняется при транспортировке пучка с малым током в ведущем магнитном поле. При этом регистрируемое распределение тока зависит от параметров пучка, величины транспортного магнитного поля и положения диагностики. Варьируя данные параметры, можно добиться как однородного, так и дискретного распределения тока пучка. В случае сжатого пучка данные утверждения также справедливы и могут быть критичны для многих приложений, где важно обеспечить однородность нагрева поверхности мишени.

При использовании рентгеновской изображающей диагностики дискретная структура пучка не наблюдалась, что связано с недостаточным пространственным разрешением последней. Пространственное разрешение диагностики составляет 3 пары линий на сантиметр. Тогда как, расстояние между отдельными бимлетами сжатого пучка, в случае сжатия с коэффициентом компрессии 10 будет составлять $\sim 1,6$. Тем не менее, наблюдать дискретную структуру сжатого пучка удалось на ИК-снимках мишени. Данные снимки были получены с помощью диагностика предназначенной для мониторинга температуры поверхности мишени [31]. Схема диагностики приведена на Рисунке 4.8.

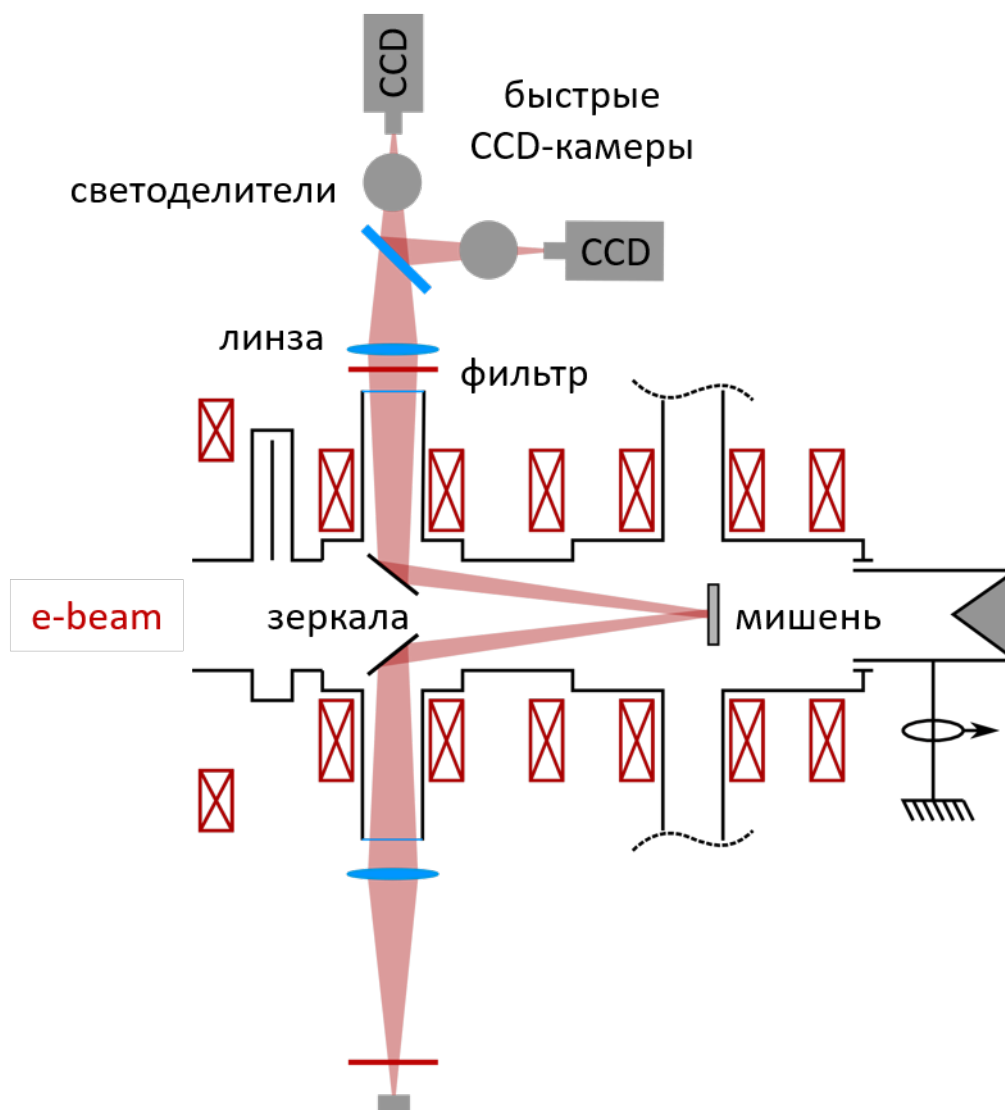


Рисунок 4.8 — Система регистрации теплового отпечатка пучка

ИК-изображение поверхности мишени фиксировалось с помощью CCD-камер, чувствительных в ИК-области. Наклонные зеркала позволяли наблюдать поверхность образца под углом близком к нормальному. Для отсекаемого видимого излучения использовались различные фильтры, подбираемые в зависимости от тепловой нагрузки. Недостатком данной диагностики является невозможность прямого сопоставления ИК-снимков поверхности мишени с распределением тока пучка. Это связано с тем, что интенсивность ИК-излучения зависит от температуры поверхности нелинейным образом. Коэффициент черноты также зависит от температуры и состояния поверхности. Тем не менее, получаемые при помощи данной диагностики снимки косвенно позволяют судить о структуре пучка.

На Рисунке 4.9 приведены ИК-снимки отпечатка пучка на мишени при различных значениях ускоряющего напряжения. Данные снимки получены

в одной конфигурации магнитного поля: 5 мТл в области ЭОС и 46 мТл в области мишени. Ток и длительность пучка были фиксированы и составляли 5 А и 150 мкс, соответственно.

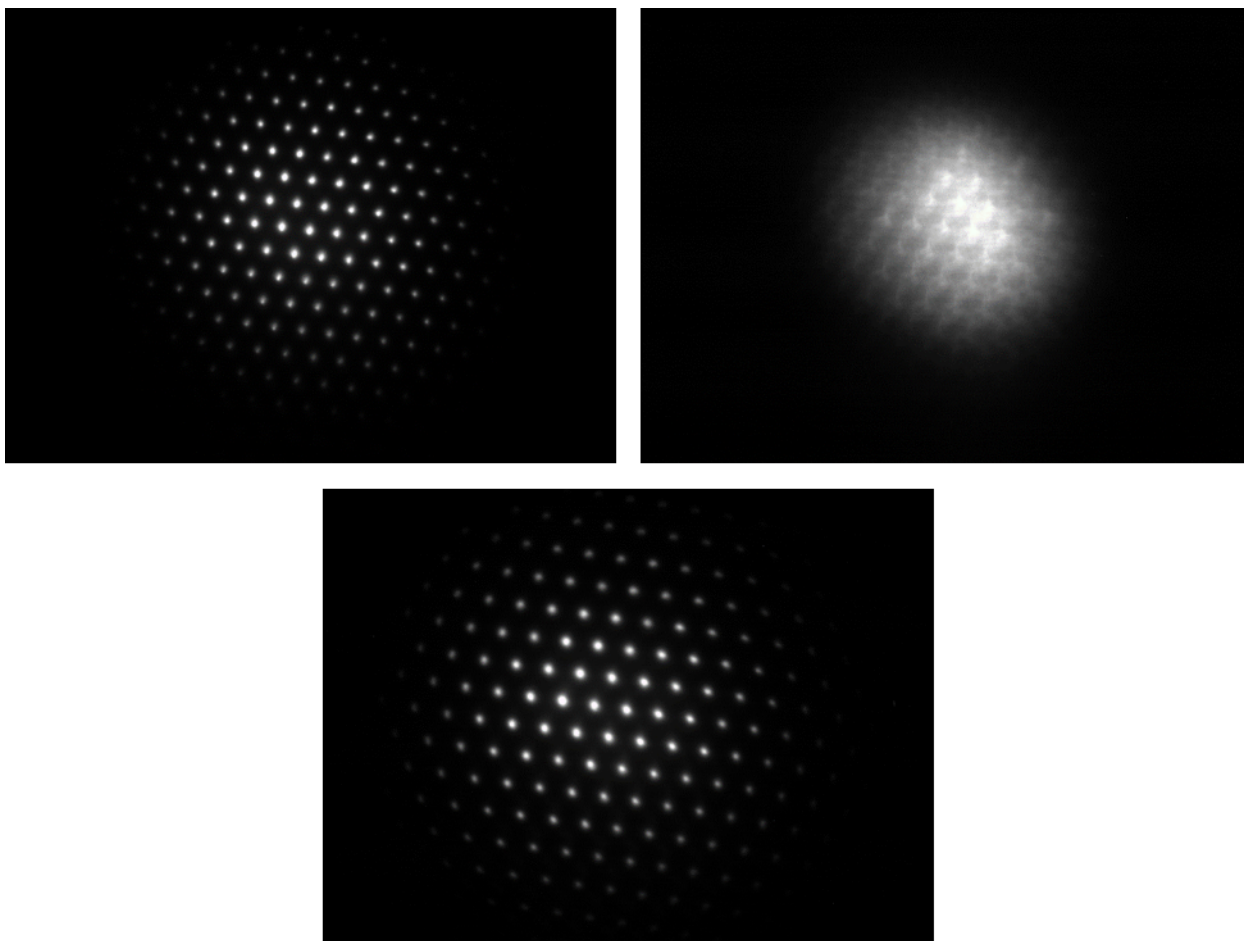


Рисунок 4.9 — ИК-снимки отпечатка пучка на мишени при различных значениях ускоряющего напряжения

Снимки расположены в порядке увеличения ускоряющего напряжения (слева направо, сверху вниз). Первый снимок получен при ускоряющем напряжении 76 кВ. На данном снимке четко видна дискретная структура ИК-отпечатка пучка. При увеличении ускоряющего напряжения до 84 кВ отпечаток становится полностью однородным. Последующее увеличение напряжения до 90 кВ вновь приводит к проявлению дискретной структуры пучка. Наблюдаемая зависимость распределения тока пучка от величины ускоряющего напряжения хорошо согласуется с моделью, изложенной в Главе 3. Таким образом, подбирая параметры пучка и транспортировки, можно добиться однородного распределения тока пучка на мишени.

Наблюдаемая дискретная структура позволяет судить о степени компрессии пучка. Расстояние между центрами соседних апертур электродов ЭОС составляет 5 мм. Расстояние между соседними бимлетами на приведённых ИК-снимках составляет 1,7 мм, что соответствует коэффициенту компрессии $R = 9,2$. В то же время пробочное отношение составляло ~ 9 . Согласие полученных результатов, еще раз демонстрирует, что размер пучка изменяется в соответствии с потоком магнитного поля.

4.5 Основные результаты Главы 4

На основе диагностики, описанной в Главе 3, создана рентгеновская изображающая диагностика для измерения распределения плотности тока электронного пучка после магнитной компрессии. Пространственное разрешение данной диагностики составило ~ 3 пары линий на сантиметр, при уровне контрастности 10%.

Распределение тока сжатого пучка, наблюдаемое с помощью данной диагностики, хорошо описывается функцией Гаусса. Характерный размер пучка (определенный как 2σ) изменяется в зависимости от коэффициента магнитной компрессии согласно с потоком магнитного поля.

Пространственное разрешение данной диагностики не позволяет наблюдать дискретное распределение тока пучка. Однако, позволяет оценить уровень тепловой нагрузки на мишени. Для пучка с током 80 А, энергией электронов 100 кэВ и длительностью 140 мкс при коэффициенте магнитной компрессии $R = 36$ плотность мощности поглощенная вольфрамовой мишенью достигает 25 ГВт/м^2 , что соответствует параметру теплового потока $\sim 300 \text{ МДж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-0,5}$. Данный уровень тепловых нагрузок сопоставим нагрузками с ожидаемыми во время переходных процессов (срывы и ELM типа 1) в будущих термоядерных установках.

Наблюдать дискретную структуру сжатого пучка на поверхности металлической мишени удалось с помощью тепловизионной диагностики. Форма наблюдаемого дискретного распределения полностью соответствует геометрии ЭОС. Дискретная структура пучка позволяет судить о степени его компрес-

сии. Показано, что степень сжатия пучка согласуется с пробочным коэффициентом магнитного поля. Также продемонстрировано, что подбирая параметры пучка и транспортировки, можно добиться гладкого распределения тока сжатого пучка на мишени.

Глава 5. Угловые характеристики пучка, получаемого в источнике с дуговым плазменным катодом и мультиапертурной электронно-оптической системой

5.1 Методы измерения питч-углов электронных пучков

Существуют различные методы измерения угловых характеристик электронных пучков, успешно применяемые на различных установках. Условно данные методы можно разделить на бесконтактные и контактные. Существенным преимуществом бесконтактного метода измерения является отсутствие влияния на исследуемый пучок и возможность контроля параметров пучка непосредственно в конкретном практическом приложении. Однако, зачастую данный класс методов обладает ограниченной информативностью, либо технически сложен.

Простейшим бесконтактным методом для измерения угловых характеристик пучков, транспортируемых во внешнем магнитном поле, является сочетание магнитной пробки и токоизмерительной диагностики. При этом регистрируется ток прошедших через магнитную пробку (область с высоким магнитным полем, создаваемая соленоидом) электронов. К достоинствам данной диагностики можно отнести относительную простоту, применимость для пучков большой мощности и возможность наблюдать временную зависимость угловых характеристик пучка. Тем не менее, данный метод дает информацию только о доле электронов пучка способной пройти через магнитную пробку – обладающей питч-углами меньше критического, и для того, чтобы судить о функции распределения необходимо иметь возможность изменять пробочное отношение в широком диапазоне. Также на прохождение пучка через магнитную пробку существенное влияние могут оказывать собственные электромагнитные поля пучка [63].

Широко распространен бесконтактный метод измерения питч-углов сильноточных электронных пучков, основанный на измерении собственного магнитного поля РЭП [64; 65]. Величина собственного магнитного поля РЭП, а именно, его азимутальной и аксиальной компоненты, определяется соответственно продольной и поперечной скоростями электронов. Для измерения маг-

нитного поля зачастую используется диамагнитные зонды. Недостатком данного метода является необходимость множества сопутствующих измерений. Помимо продольной и поперечной скоростей показания диамагнитного зонда зависят от величины ведущего магнитного поля и потенциала пучка в пространстве дрейфа [66]. Кроме того, при малых значениях питч-углов или тока пучка регистрация сигналов с диамагнитных зондов является нетривиальной задачей, особенно на фоне неизбежных наводок во время работы ускорителя.

Контактные методы измерения питч-углов зачастую заключаются в анализе траекторий небольшой части электронов пучка – бимлеты, "вырезанной" с помощью коллиматора. Способы измерения функции распределения электронов бимлеты по углам варьируются в зависимости от параметров эксперимента и также могут быть разделены на два типа.

Первый тип это относительно длинные и большие по диаметру цилиндрические каналы, также называемые "колодцами" [67]. Длина такого канала, как правило, много больше шага ларморовской спирали – λ_L , а радиус сопоставим с поперечным ларморовским радиусом электронов пучка – ρ_L . В данном случае, угловые характеристики электронов определяются по ослаблению тока в зависимости от длины канала [68]. При наших экспериментальных условиях шаг ларморовской спирали составляет ~ 600 мм. Диагностика сопоставимых габаритов представляется не целесообразной и не вписывается в геометрию установки ВЕТА.

Ко второму типу, напротив, относятся диагностики с малым радиусом коллиматора ($R \ll \rho_L$). Для нахождения угловых характеристик бимлеты, вырезанной с помощью данного коллиматора, используют анализатор – чаще всего многоколлекторные датчики, либо люминофор в сочетании с быстрой камерой. Геометрия анализаторов может сильно варьироваться. В работе [69] описывается датчик, разработанный в ИЯФ СО РАН, для нахождения углового распределения электронов РЭП на ускорителе У-2. В качестве коллиматора использовалась пластина из тантала толщиной 0,5 мм и отверстием с радиусом 0,4 мм. За коллиматором располагался набор (всего 7 штук) измерительных коллекторов выполненных в виде изолированных, соосных графитовых колец с последовательно уменьшающимся радиусом отверстий. Полная длина канала анализатора составляла ~ 70 мм, что существенно превышало шаг ларморовской спирали.

Однако, чаще используются относительно короткие анализаторы, удовлетворяющие условию

$$L \ll \lambda_L = \frac{2\pi}{\omega_c} \cdot V_{\parallel} \cdot \gamma, \quad (5.1)$$

где L – длина канала анализатора, λ_L – шага ларморовской спирали, V_{\parallel} – продольная скорость электронов пучка, ω_c – циклотронная частота. Выполнение данного условия позволяет пренебречь влиянием внешнего магнитного поля на траектории электронов и в случае, если собственные электромагнитные поля бимлеты, малы считать их прямолинейными. Так в работе [70] описан многоклеточный датчик с четырьмя кольцевыми, соосными электродами из меди, которые формируют конический канал длиной ~ 1 см. Коллимактор был выполнен из тантала и имел отверстие диаметром 1 мм. Данный анализатор использовался для измерения углового распределения электронов РЭП (0,8 МВ, 6 кА, 100 нс), транспортируемого во внешнем магнитном поле (0,21 Т).

Альтернативой многоколлекторным анализаторам является регистрация отпечатка бимлеты с помощью люминофорных экранов или полимерных плёнок. Свечение последних регистрируется с помощью быстрых камер. Использование люминофора в значительной степени упрощает схему диагностики, а также устраняет ряд проблем, связанных с использованием многоколлекторных датчиков. Однако, ввиду ограничений люминофора, либо камеры, зачастую регистрируются интегральные, за всё время импульса, характеристики пучка.

Развитием данного подхода является методика "pepperpot" [71–74]: пучок принимается на маску – металлическую пластину с массивом отверстий, получившиеся в результате бимлеты попадают на люминофорный экран, расположенный на расстоянии L за маской. Свечение люминофорного экрана фиксируется с помощью быстрой камеры. Подобный подход даёт возможность проводить диагностику одновременно во многих точках по поперечному сечению пучка. Соответствующие профили бимлет на экране предоставляют информацию об угловом распределении электронов пучка в месте расположения "pepperpot". Уширение бимлет является мерой питч-углов электронов пучка, в то время как положение бимлет относительно отверстий маски является мерой сходимости/расходимости пучка.

При проектировании диагностики угловых характеристик пучка на установке ВЕТА автор руководствовался рядом требований:

- будущая диагностика должна вписываться в инфраструктуру установки и позволять проводить параллельные эксперименты не прибегая к развакуумированию;
- диагностика должна позволять измерять угловое распределение электронов пучка за один импульс;
- ввиду большой площади сечения пучка диагностика должна позволять проводить измерения в нескольких точках одновременно, либо в отдельных импульсах;

На основе приведенного обзора и требований к диагностике был выбран метод "repperpot". Данная методика позволяет получить информацию о функции распределения электронов по углам сразу в нескольких точках по сечению пучка за один импульс. За основу диагностики была взята схема регистрации распределения тока пучка на металлической мишени, описанная в Главе 3, что позволило вписаться в уже существующую инфраструктуру с относительно небольшим количеством доработок.

В дополнение к методу "repperpot на выходе соленоида сильного поля установки ВЕТА был установлен цилиндр Фарадея (ЦФ). В совокупности с возможностью варьировать пробочное отношение, это позволило сравнить результаты измерений функции распределения электронов по углам с прохождением пучка через магнитную пробку.

5.2 Описание диагностики и схемы экспериментов по измерению угловых характеристик пучка

Эксперименты проводились на установке ВЕТА. Схема эксперимента приведена на Рисунке 5.1. Пучок электронов транспортировался в слабо сходящемся магнитном поле и принимался на диагностику угловых характеристик. Диагностика была смонтирована на подвижном креплении на расстоянии 0,8 м от источника пучка.

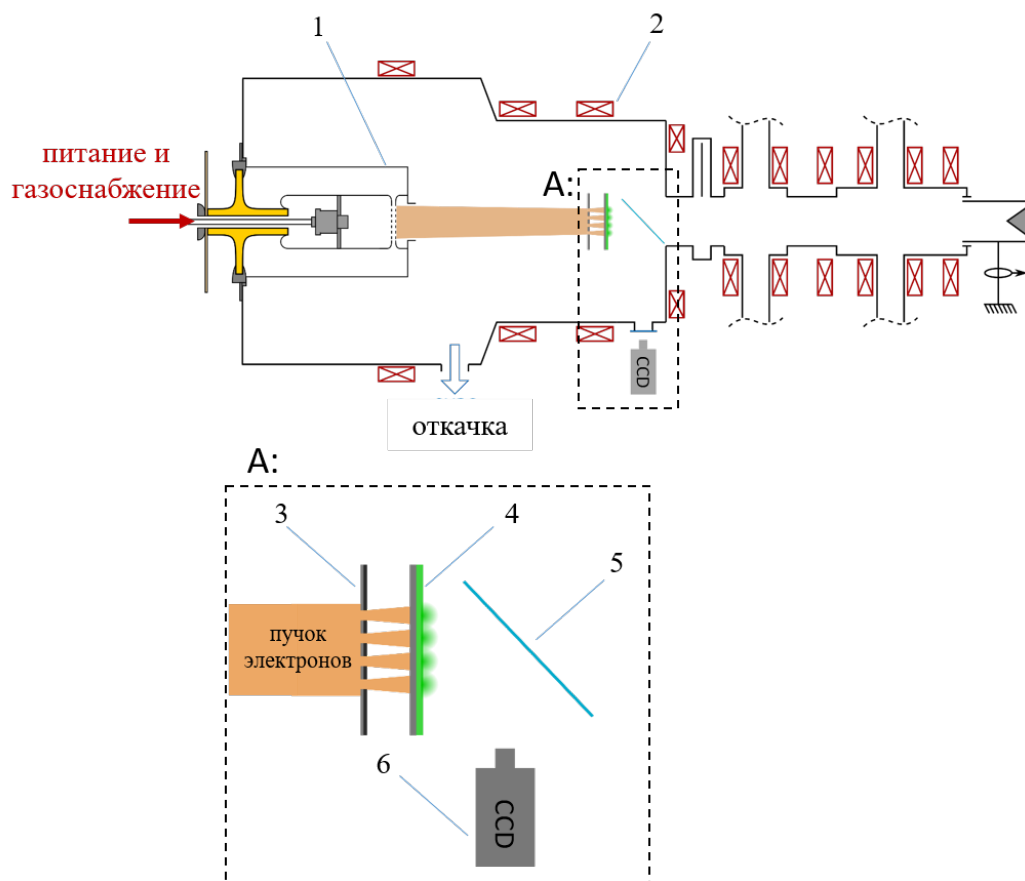


Рисунок 5.1 — Схема эксперимента по измерению угловых характеристик пучка: 1 - источник пучка электронов, 2 - катушки магнитного поля, 3 - маска, 4 - рентгеновский конвертер и люминофорный экран, 5 - зеркало, 6 - ПЗС-камера

Пучок принимался на маску, выполненную из листа нержавеющей стали толщиной 1 мм. В данной маске было выполнено 85 отверстий диаметром 2 мм. Для уменьшения площади боковой поверхности с двух сторон отверстия были выполнены фаски с шириной $\sim 0,5$ мм и углом скоса 45° . Отверстия расположены по схеме с квадратной упаковкой, расстояние между центрами отверстий составляет 14 мм. Внешний вид маски показан на Рисунке 5.2.

Получившиеся в результате бимлеты принимались на тонкую металлическую фольгу (рентгеновский конвертер) расположенную за маской. Для визуализации рентгеновских отпечатков бимлетов использовался люминофорный экран, расположенный непосредственно за рентгеновским конвертером. В качестве люминофора использовался рентгенографический усиливающий экран на основе оксисульфида гадолиния. Свечение люминофора фиксировалось с помощью быстрой цифровой камеры и зеркала, расположенного под углом 45° к оси установки.

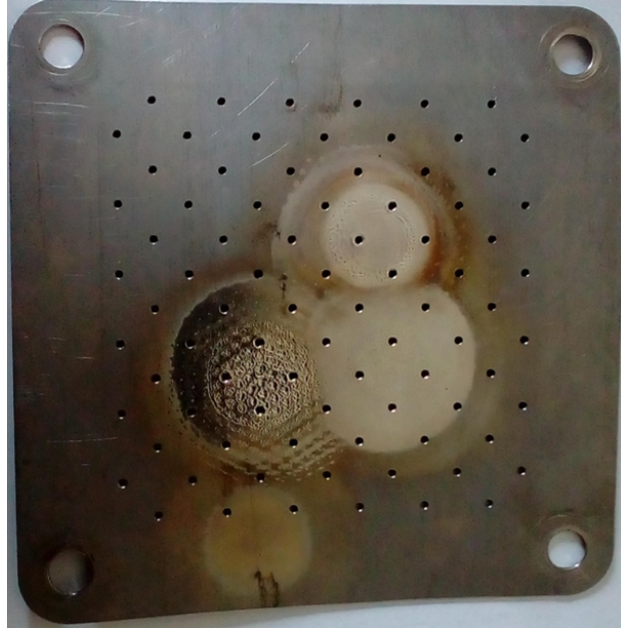


Рисунок 5.2 — Маска - приемник пучка

Как уже говорилось в пункте 5.1, важным параметром данного типа диагностик является расстояние между конвертером и маской. Увеличение данного расстояния позволяет лучше разрешить рентгеновские отпечатки бимлетов, однако, также может привести к наложению отпечатков бимлетов соседних отверстий. К тому же, внешнее магнитное поле может существенно исказить траектории электронов и затруднить интерпретацию результатов. Пренебречь влиянием внешнего магнитного поля и считать траектории электронов прямолинейными возможно в случае, когда расстояние между маской и конвертером удовлетворяет условию 5.1. Для нашего случая (внешнее магнитное поле в области диагностики ~ 10 мТл, энергия электронов ~ 100 кэВ) шаг ларморовской спирали составляет $\lambda_L \approx 600$ мм. На основе приведённых рассуждений, расстояние между маской конвертером варьировалось в пределах от 20 до 50 мм в различных экспериментах.

Помимо наличия углового разброса электронов, на поперечный размер бимлеты могут оказывать влияние собственные электромагнитные поля. Оценим их вклад на примере однородного цилиндрического пучка. В данном случае радиальное электрическое и азимутальное магнитное поле на его поверхности имеют следующий вид:

$$E_r = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 r v_{\parallel}}, \quad B_{\theta} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r},$$

где r – радиус бимлеты, I – ток пучка, v_{\parallel} – продольная скорость электронов, ε_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянная. Подставляя данные поля в уравнения движения и переходя от дифференцирования по времени к дифференцированию по z получаем следующее выражение:

$$\gamma m \frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{qI}{2\pi r \varepsilon_0 \gamma^2 \beta^3 c^3}, \quad (5.2)$$

где m – масса электрона. Решая данное дифференциальное уравнение в паракиальном приближении, находим уравнение огибающей:

$$erfi\left(\sqrt{\ln \frac{r}{r_0}}\right) = \sqrt{\frac{2K}{\pi}} \cdot \frac{z}{r_0}, \quad (5.3)$$

где $K = \frac{qI}{2\pi \varepsilon_0 \gamma^2 \beta^3 c^3}$ – обобщенный первеанс пучка, $erfi(x)$ – мнимая часть функции ошибок. Для бимлеты с энергией электронов 100 кэВ, плотностью тока 3,5 А/см² (соответствует полному току 100 А, при радиусе пучка 3 см) и радиусом 1 мм увеличение радиуса на 1 % произойдет на расстоянии ~ 30 см. Таким образом, при указанном выше диапазоне расстояний между маской и конвертером диагностики влиянием собственных полей бимлеты на траектории электронов можно пренебречь.

5.3 Методика обработки результатов

На Рисунке 5.3 (а) представлен типичный снимок рентгеновского свечения мишени при падении на нее пучка электронов с энергией 80 кэВ, током 50 А и длительностью 250 мкс. Снизу на рисунке показан профиль яркости, измеренный вдоль горизонтальной прямой, проходящей через центр одного из отпечатков.

На данном снимке хорошо различимы рентгеновские отпечатки отдельных бимлет. Центральные отпечатки более яркие по сравнению с периферийными, что связано с неоднородным распределением тока пучка на поверхности приемника. Тёмная полоса на изображении является следствием конструк-

ции конвертера, который состоит из двух полос танталовой фольги, соединённых внахлест. Контрастность изображения существенно снижает неравномерный фон. Также данный фон затрудняет интерпретацию результатов, так как может быть обусловлен как электронами с большимиpitch-углами, так и рассеянным рентгеновским излучением, попадающим на люминофор.

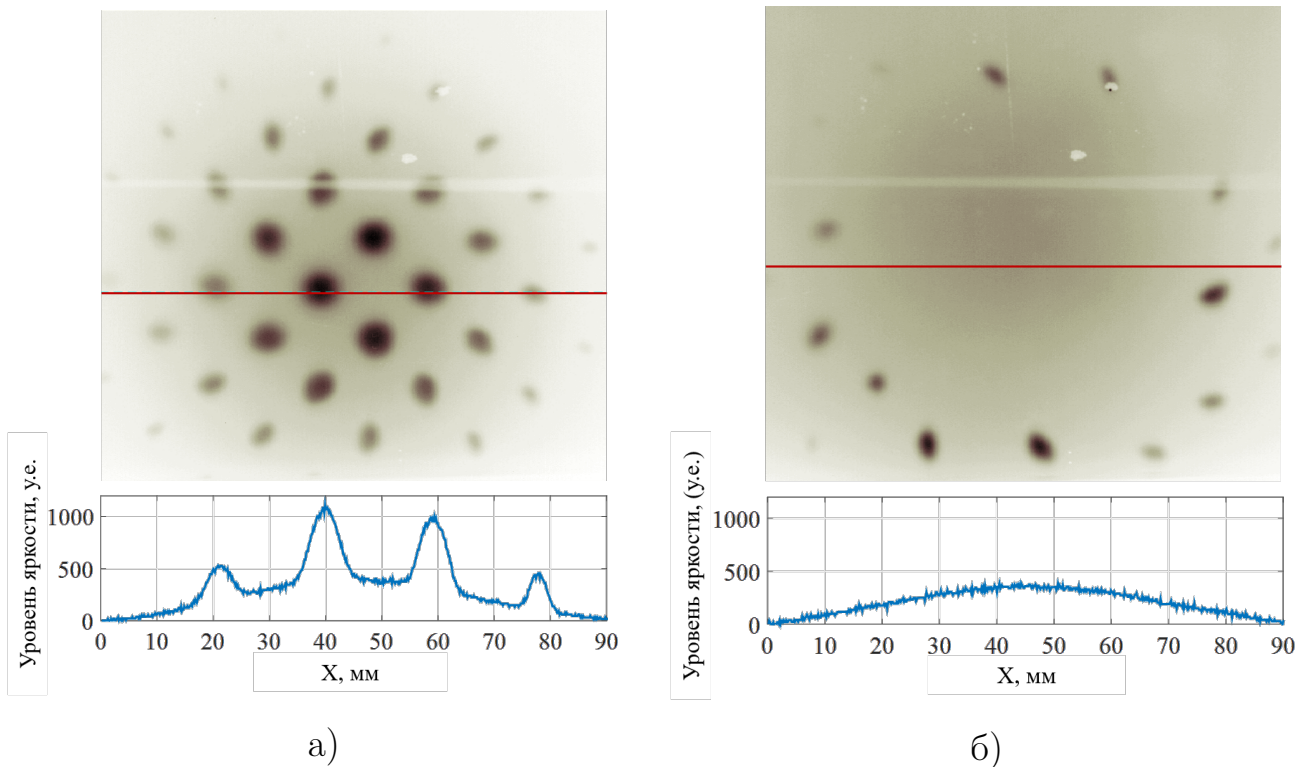


Рисунок 5.3 — а) - пример снимка получаемого с помощью диагностики; б) - снимок полученный при отверстиях маски закрытых нержавеющей фольгой;

Для выяснения природы фоновой засветки была проведена специальная серия экспериментов. В этих экспериментах часть отверстий маски была закрыта пластиной из нержавеющей стали. Получившийся в результате снимок приведён на Рисунок 5.3 (б). Сверху на рисунке приведён профиль яркости, измеренный вдоль горизонтальной пунктирной прямой, проходящей через максимум яркости фоновой засветки. Как можно видеть, несмотря на то, что большая часть отверстий маски была закрыта, форма фоновой засветки не изменилась и соответствует положению пучка. Таким образом, можно сделать вывод, что данный фон обусловлен рентгеновским излучением, генерируемым пучком на поверхности маски и попадающим на люминофор сквозь тело маски и конвертер. Так как данный фон не связан с угловыми характеристиками пучка, при дальнейшей обработке экспериментальных результатов он вычитался.

Обработка снимков производилась с помощью скрипта написанного на языке Python 3,6. Условно процедуру обработки можно разделить на несколько этапов. На первом этапе с помощью алгоритма поиска локальных максимумов находилось положение отпечатков бимлетов. Далее каждый отпечаток обрабатывался отдельно, всего на снимке анализировалось от 1 до 10 отпечатков. Для каждого отпечатка строился профиль, вдоль линии проходящей через максимум яркости, и вычитался фон. Пример подобного профиля приведен на Рисунке 5.4.

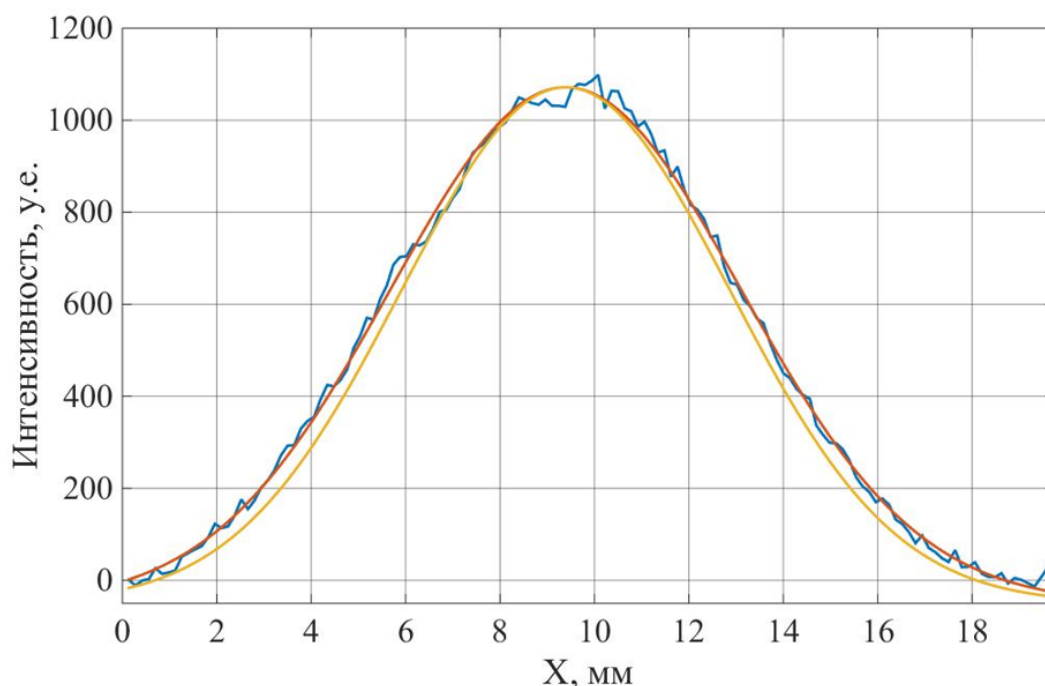


Рисунок 5.4 — Пример обработки профиля бимлеты. Синяя кривая - экспериментальный профиль, красная кривая - функция Гаусса вписанная в экспериментальный профиль, желтая кривая - функция Гаусса после учета аппаратной функции

По оси абсцисс отложены координаты в миллиметрах, по оси ординат — яркость в условных единицах. Синей кривой показан экспериментальный профиль отпечатка. Приведённый профиль является результатом свертки функции прямоугольника, описывающей отверстие маски, с угловым распределением электронов и аппаратной функцией диагностики

$$f = s * PSF * RF, \quad (5.4)$$

где PSF – аппаратная функция диагностики, RF – функция прямоугольника, s – угловое распределение электронов пучка. Функция прямоугольника имеет следующий вид:

$$RF(x,b) = \begin{cases} 0, & \text{если } |x| > b \\ 1, & \text{если } |x| \leq b \end{cases}, \quad (5.5)$$

где b – радиус отверстия. Аппаратная функция диагностики измерялась ранее, подробно измерения изложены в Главе 3, и хорошо описывается функцией Гаусса:

$$PSF(x) = A \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma_{psf}^2}}. \quad (5.6)$$

Предполагая, что угловое распределение электронов пучка также описывается функцией Гаусса, получаем, что свертка трех функций выражается через функцию ошибок:

$$f = A \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \cdot \sigma \cdot \left(erf \left(\frac{x+b}{\sqrt{2}\sigma} \right) - erf \left(\frac{x-b}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right), \quad (5.7)$$

где $\sigma = \sqrt{\sigma_{angle}^2 + \sigma_{psf}^2}$, σ_{angle} – среднеквадратичная ширина функции Гаусса, описывающей угловое распределение электронов. Данная функция вписывалась в профили яркости отпечатков бимлет методом наименьших квадратов, в качестве параметров подгонки использовались A и σ_{angle} . На Рисунке 5.4 данная функция показана красной кривой. Гауссов профиль, соответствующий найденной σ_{angle} , показан на Рисунке 5.4 желтой кривой. Для приведенного примера σ_{angle} составляет 1,8 мм. Пересчитывая данную величину в радианы ($L = 20$ мм) получаем $\sigma_{angle} = 0,09$ рад. При этом важно учитывать, что магнитное поле в области ЭОС и в области диагностики составляло, соответственно, ~ 56 и 110 Гс. Предполагая, что пучок сжимается адиабатически, характерную ширину углового распределения электронов в области ЭОС можно

получить, используя закон сохранения магнитного момента и энергии:

$$\theta_{EOS} = \arctg \left(\left(\frac{B_{target}}{B_{EOS}} \cdot \left(1 + \frac{1}{tg^2(\theta_{target})} - \frac{B_{EOS}}{B_{target}} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} \right), \quad (5.8)$$

где θ_{EOS}, B_{EOS} – характерный угловой разброс и величина магнитного поля в области ЭОС, $\theta_{target}, B_{target}$ – характерный угловой разброс и величина магнитного поля в области диагностики. Согласно приведённой формуле, характерная ширина углового распределения электронов в области ЭОС составляет $\sim 0,064$ рад.

Адиабатичность сжатия пучка проверялась в дополнительной серии экспериментов. В этих экспериментах с помощью описанной диагностики производилось измерение угловых характеристик пучка в зависимости от величины магнитного поля в области диагностики. Магнитное поле в области диагностики изменялось с помощью включения соленоида сильного поля и варьировалась в диапазоне от 11 до 31 мТл. При этом магнитное поле в области ЭОС, ток пучка, ускоряющее напряжение и настройки камеры поддерживались постоянными. Примеры полученных снимков приведены на Рисунке 5.5.

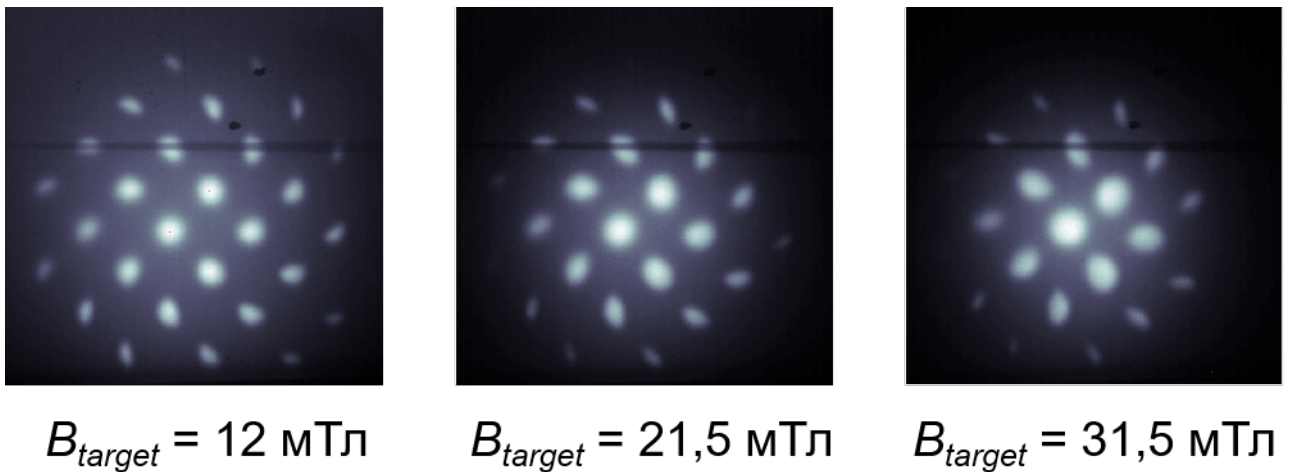


Рисунок 5.5 — Пример снимков при различных значениях магнитного поля в области диагностики

Как видно, с ростом магнитного поля в области диагностики наблюдается сжатие пучка, а также заметное увеличение углового разброса электронов

пучка. Полученная зависимость показана на Рисунке 5.6. По оси абсцисс отложена величина магнитного поля в области диагностики, по оси ординат – характерная ширина наблюдаемого углового распределения электронов. Точкам соответствуют результаты, полученные в эксперименте. Пунктирная кривая получена из закона сохранения магнитного момента и описывается формулой (5.8). В качестве θ_{EOS} и B_{EOS} использовались значения полученные ранее – 0,064 рад и 6 мТл, соответственно. При увеличении магнитного поля в области диагностики измеряемый угловой разброс пучка также возрастает. Характер измеренной зависимости согласуется с теоретическими ожиданиями. Таким образом, при транспортировке в сходящемся магнитном поле, на отрезке источник пучка-диагностика, угловые характеристики изменяются в соответствии с адиабатическим законом.

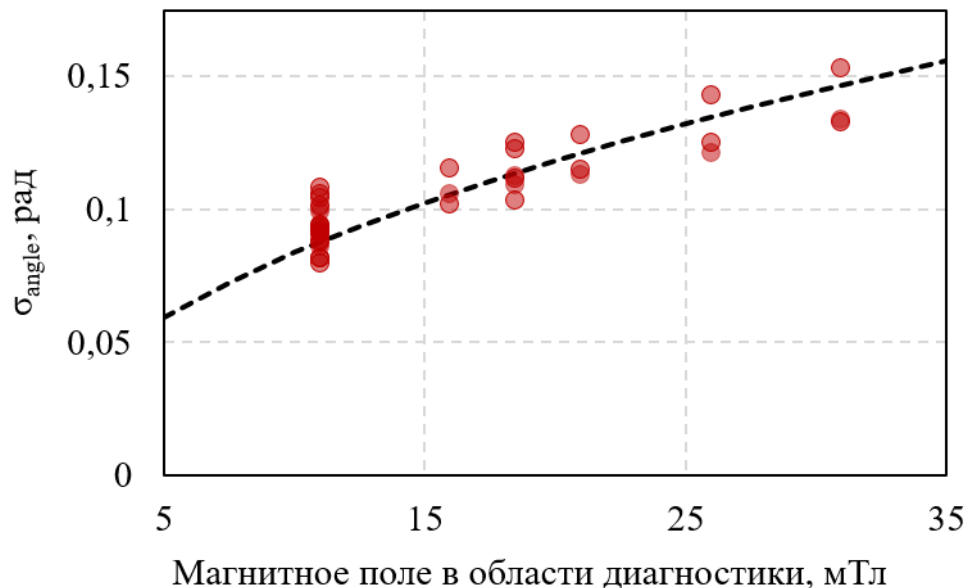
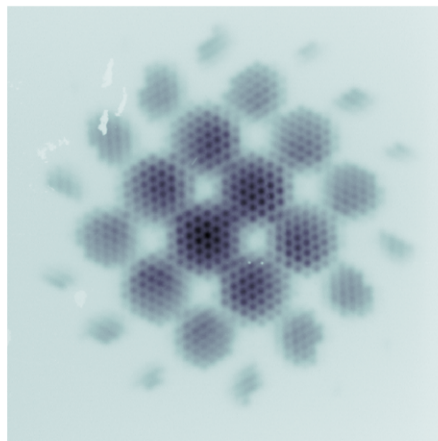


Рисунок 5.6 — Зависимость характерной ширины углового распределения электронов пучка от величины магнитного поля в области диагностики

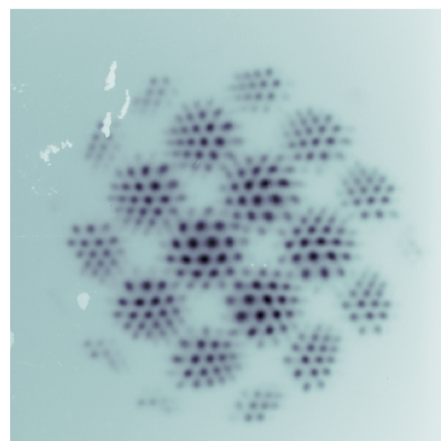
Стоит отметить, что при обработке снимков "perreprot" не рассматривалось смещение отпечатков бимлет как целого. Данное смещение обусловлено сжатием/расширением пучка во внешнем магнитном поле, а также влиянием собственных полей пучка. Наглядно влияние внешнего магнитного и собственных полей пучка продемонстрировано в Главе 3. В контексте угловых характеристик пучка и его транспортировки через магнитную пробку эффект от собственных полей пучка представляет интерес. Подробнее данный вопрос рассмотрен в пункте 5.5.2.

5.4 Применимость методики "реpperpot" для пучка с дискретным распределением тока

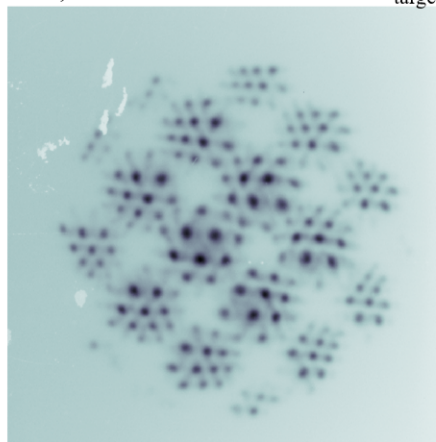
Как было показано в Главе 4, изначально пучок имеет дискретную структуру и состоит из отдельных струй тока. Данная структура сохраняется при транспортировке пучка с малым током во внешнем магнитном поле и наблюдалась с помощью рентгеновской изображающей диагностики. Аналогичная ситуация наблюдается при использовании методики "реpperpot". Подбирая величину внешнего магнитного поля и энергию электронов можно добиться проявления дискретной структуры пучка. Пример подобных снимков приведен на Рисунке 5.7.



- $B_{eos} = 6$ мТл;
- $B_{target} = 8$ мТл;



- $B_{eos} = 12,5$ мТл;
- $B_{target} = 18$ мТл;



- $B_{eos} = 14$ мТл;
- $B_{target} = 19,5$ мТл;

Рисунок 5.7 — Дискретная структура пучка наблюдаемая на "реpperpot" снимках

На Рисунке 5.7 приведены снимки полученные для пучка с фиксированными параметрами (ускоряющее напряжение – 100 кВ и ток пучка ~ 10 А). Варьировалась только величина магнитного поля в тракте транспортировки. Соответствующие значения магнитного поля в области ЭОС и диагностики для каждого снимка приведены на рисунке. На приведенных снимках хорошо различимы отдельные бимлеты, составляющие пучок. Относительное расположение бимлет соответствует структуре электродов ЭОС.

Как уже говорилось в Главе 3, дискретная структура пучка проявляется только при относительно малом токе пучка (<30 А). С ростом тока пучка наблюдается перемешивание дискретной структуры. Аналогичная картина наблюдается для снимков "реперпот" (Рисунок 5.8).

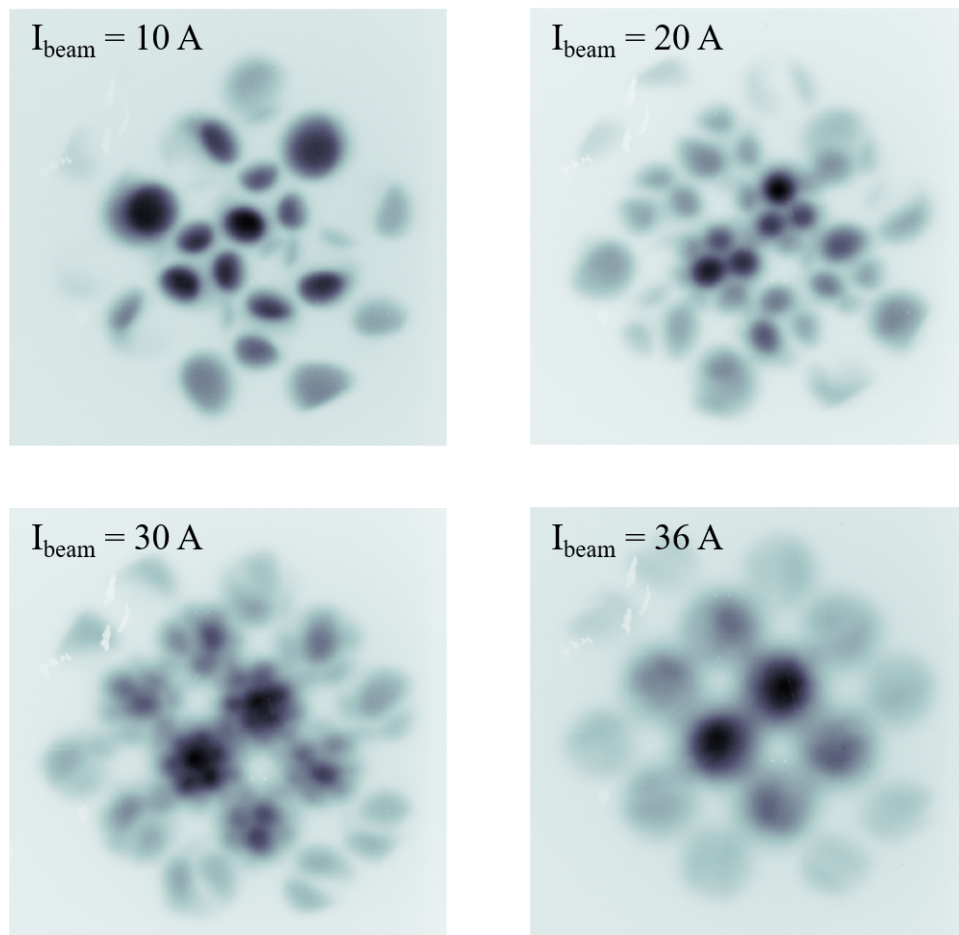


Рисунок 5.8 — Перемешивание дискретной структуры пучка при подъеме тока ($U_{acc} = 100$ кВ, $B_{EOS} = 15$ мТл, $B_{target} = 21$ мТл)

На данном рисунке приведен набор снимков полученных для различных значений тока пучка. Снимки расположены в порядке увеличения тока сверху вниз, слева направо. Другие параметры пучка и конфигурация внешнего магнитного поля оставались неизменными и указаны в подписи к рисунку. При токе пучка 11,5 А на снимке хорошо просматриваются отдельные бимлеты составляющие пучок. Для представленных экспериментальных условий пространственный период пульсаций огибающей λ_L близок к расстоянию от источника пучка до маски диагностики (~ 800 мм). Таким образом, на конвертер приходят только бимлеты непосредственно попавшие в отверстия маски, что объясняет нерегулярность наблюдаемой картины. При увеличении тока происходит перемешивание дискретной структуры пучка, подробно механизм перемешивания описан в Главе 4. В частности, при увеличении тока пространственный период пульсаций также увеличивается, что проявляется в увеличении количества бимлет наблюдаемых на снимке "реперпот" и их постепенное перекрытие. При токе пучка ~ 33 А дискретная структура пучка практически не видна.

Наличие дискретного распределения пучка осложняет восстановление углового распределения электронов пучка по методике, изложенной ранее. Тем не менее, варьируя величину внешнего магнитного поля, энергию электронов или повышая ток пучка, можно добиться однородного распределения тока.

5.5 Результаты измерений

5.5.1 Зависимость угловых характеристик от конфигурации электронно-оптической системы и параметров пучка

Основными факторами, определяющими угловые характеристики пучка, генерируемого в источнике на основе плазменного эмиттера, являются конфигурация электронно-оптической системы и форма плазменно-эмиссионной границы. При этом, если конфигурация ЭОС фиксирована и задается геометрией электродов, то плазма как эмиттер электронов имеет ряд особенностей.

В отличие от систем с твердотельным катодом, форма и положение эмиссионной поверхности не являются строго фиксированными и зависят от параметров плазмы, величины и формы электрического поля, давления и рода газа и других факторов [75]. В свою очередь, изменение положения эмиттирующей поверхности может определять вид эмиссионных и электронно-оптических характеристик электронного источника. Таким образом, угловые характеристики пучков, полученных в источниках с плазменным эмиттером необходимо рассматривать в совокупности со многими параметрами.

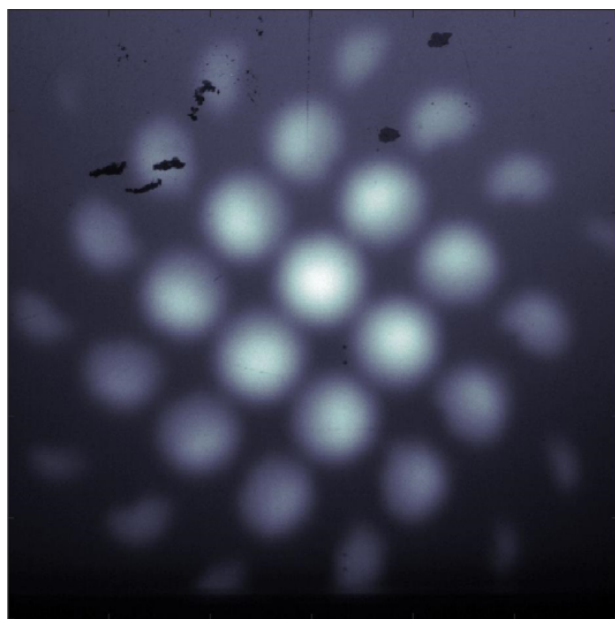
В соответствии с вышесказанным, угловые характеристики пучка рассматривались нами для различных конфигураций ЭОС в зависимости от величины ускоряющего напряжения и тока. Для определенности, различным конфигурациям ЭОС был присвоен порядковый номер. Конфигурации ЭОС различаются диаметром катодных апертур и величиной ускоряющего зазора, их полный перечень и характеристики приведены в Таблице 5.1.

Таблица 5.1 Различные конфигурации ЭОС

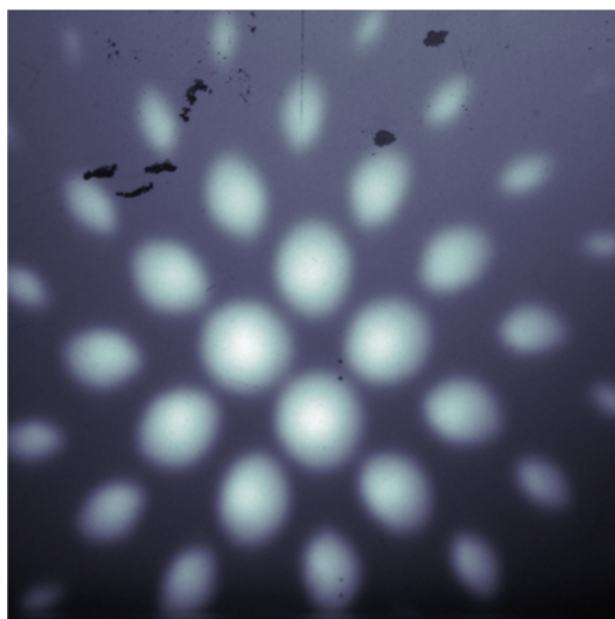
	диаметр катодных отверстий, мм	диаметр анодных отверстий, мм	ускоряющий зазор, мм
ЭОС №1	2	4,4	7,5
ЭОС №2	3	4,4	8,5
ЭОС №3	3	4,4	12
ЭОС №4	2	4,4	10,5

Как видно из таблицы, различные конфигурации ЭОС отличаются величиной ускоряющего зазора и диаметром эмиссионных отверстий в катоде. Диаметр отверстий в анодном электроде ЭОС во всех экспериментах был фиксированным и составлял 4,4 мм.

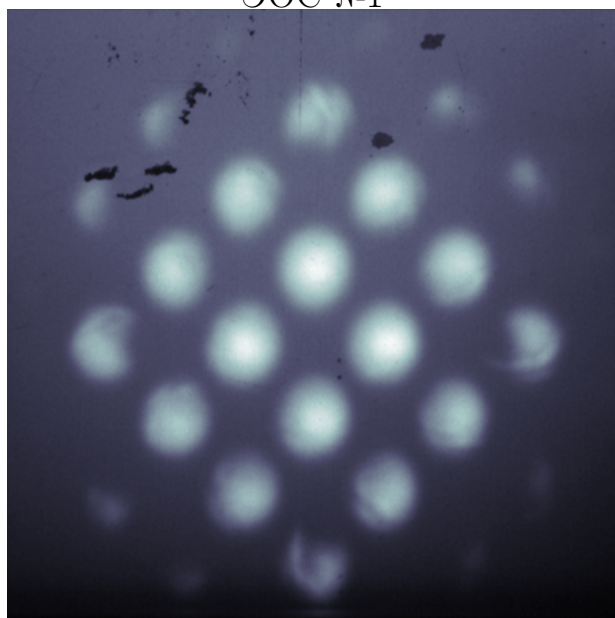
Для приведенных конфигураций ЭОС проводились измерения угловых характеристик пучка с помощью методики "репперпот". Пример снимков полученных для различных ЭОС приведен на Рисунке 5.9. Аналогичные снимки для каждого типа ЭОС были получены при различных значениях первеанса пучка. Изменение первеанса пучка достигалось за счет независимой вариации тока эмиссии и ускоряющего напряжения. Ток варьировался в пределах от 20 до 60 А, ускоряющее напряжение от 60 до 100 кВ.



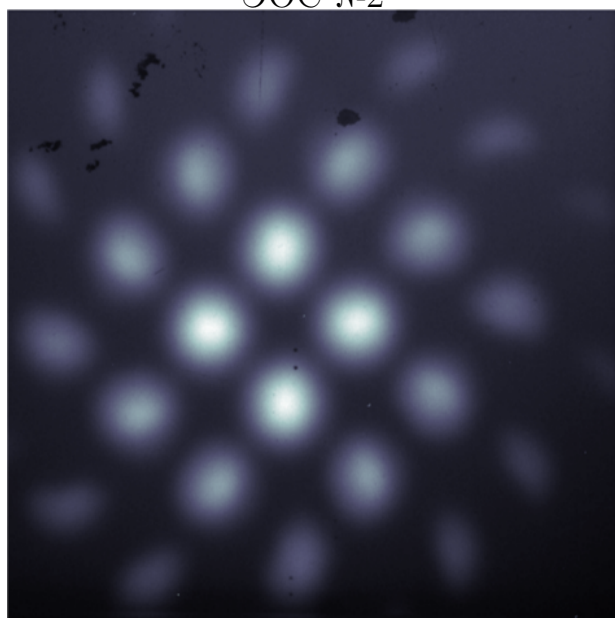
ЭОС №1



ЭОС №2



ЭОС №3



ЭОС №4

Рисунок 5.9 — Типичные снимки "реперпот" полученные для различных конфигураций ЭОС

Полученные снимки были обработаны согласно методике описанной в разделе 5.3. Получившаяся в результате зависимость среднеквадратичного значения углового разброса от первеанса пучка приведена на Рисунке 5.10. По оси абсцисс отложено значение первеанса пучка в микропервах, по оси ординат среднеквадратичное значения углового разброса электронов пучка в радианах. Точками отмечены результаты, полученные в эксперименте. Каждая точка получена в результате обработки отпечатка одной бимлеты на снимке "реперпот". Как видно из приведенных графиков, угловые характеристики

пучка значительно изменяются в зависимости от конфигураций ЭОС. Однако, не зависят от величины первеанса, во всем рассмотренном диапазоне параметров пучка.

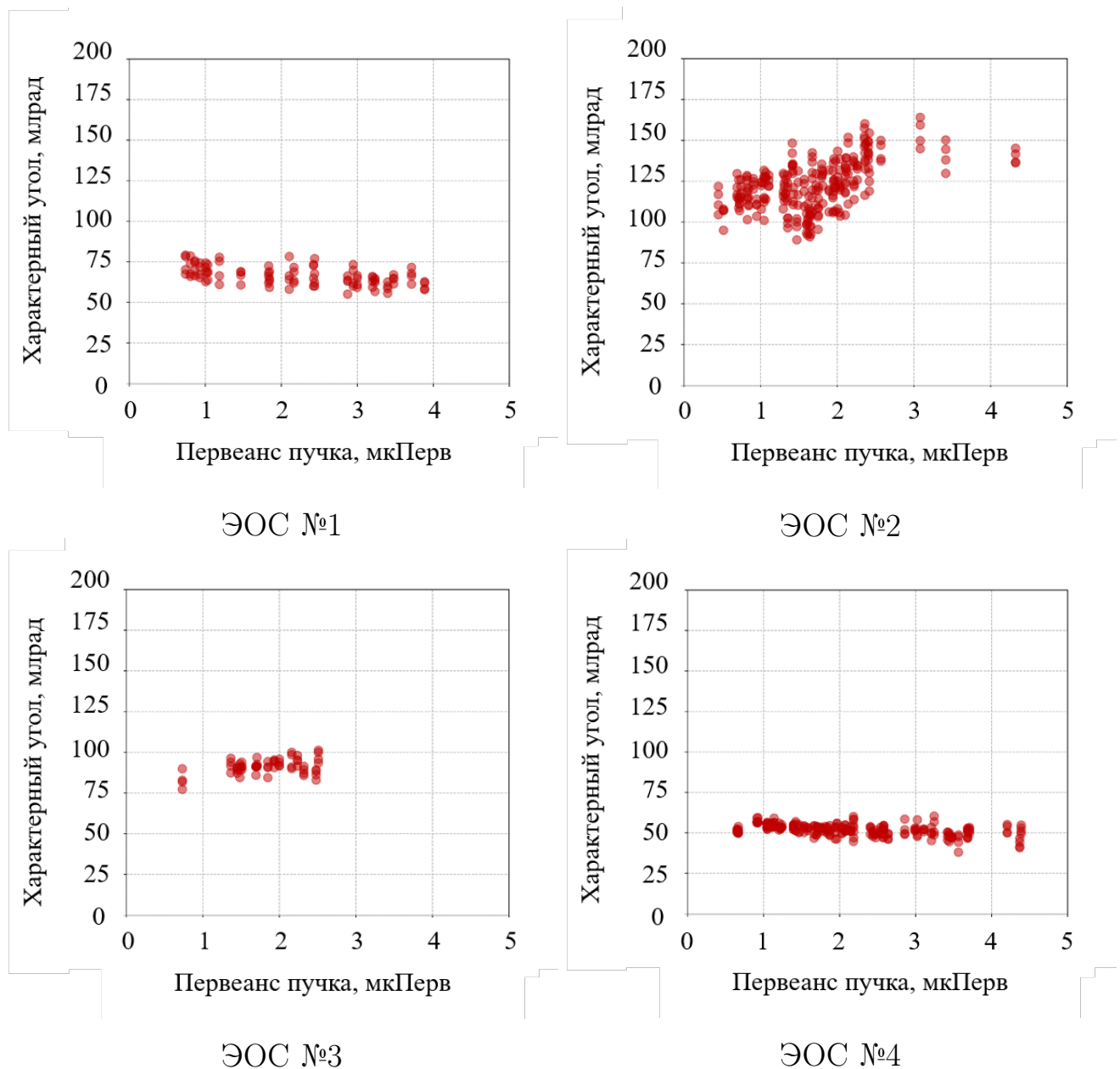


Рисунок 5.10 — Зависимость среднеквадратичного значения углового разброса от первеанса пучка

Наибольший угловой разброс наблюдается для ЭОС №2 – среднеквадратичное значение углового разброса электронов пучка лежит в полосе 100-150 мрад. Большой разброс наблюдаемых значений связан с увеличением поперечных размеров отпечатков бимлет, что приводит к частичному наложению соседних отпечатков и затрудняет обработку снимков "pepperpot".

Увеличение ускоряющего зазора до 12 мм (ЭОС №3) приводит к заметному уменьшению углового разброса (Рисунок 5.11). Для ЭОС №3 среднеквадратичное значение углового разброса электронов пучка лежит в полосе 75-100 мрад. Тем не менее, при данной величине ускоряющего зазора существенно снизилась стабильность работы источника в областях первеаса пучка свыше 3 мкПерв, что объясняет сравнительно малый диапазон рассмотренных параметров.

К существенному уменьшению углового разброса пучка приводит уменьшение диаметра эмиссионных отверстий. Для ЭОС №1 среднеквадратичное значение углового разброса составило 58-75 мрад. В данных условиях, увеличение ускоряющего зазора с 7,5 до 10,5 мм (ЭОС №4) позволило ещё снизить угловой разброс до 45-60 мрад.

Полученные угловые характеристики сравнивались с прохождением пучка через магнитную пробку. Магнитное поле пробочной конфигурации создавалось внешними катушками установки ВЕТА (см. Глава 1). Ток, прошедший через магнитную пробку, измерялся с помощью ЦФ. Полученная зависимость доли тока, прошедшей на ЦФ от величины пробочного отношения приведена на Рисунке 5.11. По оси абсцисс отложены значения пробочного отношения – R , по оси ординат – доля тока пучка, прошедшая на ЦФ. Точкам соответствуют результаты, полученные в эксперименте – отношение тока прошедшего на ЦФ к току на выходе из источника пучка. На приведенном графике собраны результаты для различных параметров пучка, ток эмиссии варьировался в диапазоне от 20 до 60 А, ускоряющее напряжение от 60 до 100 кВ. Неполное прохождение пучка при малых значениях R связано с наличием диафрагмы на входе в соленоид сильного поля. Данная диафрагма защищает апертуру вакуумного шибера от попадания пучка и при малых значениях пробочного отношения обрезает его периферию. Увеличение пробочного отношения приводит к сжатию пучка магнитным полем, в результате чего доля тока прошедшая на ЦФ, возрастает вплоть до 100%. При дальнейшем увеличении пробочного отношения доля прошедшего тока начинает уменьшаться в связи с отражением электронов от магнитной пробки. Оранжевая область, ограниченная пунктирными кривыми, соответствует зависимости прохождения пучка через магнитную пробку в предположении, что угловой разброс пучка описывается функцией Гаусса. Как видно из приведенных зависимостей

угловые характеристики, измеренные с помощью "регретот хорошо согласуются с прохождением пучка через магнитную пробку.

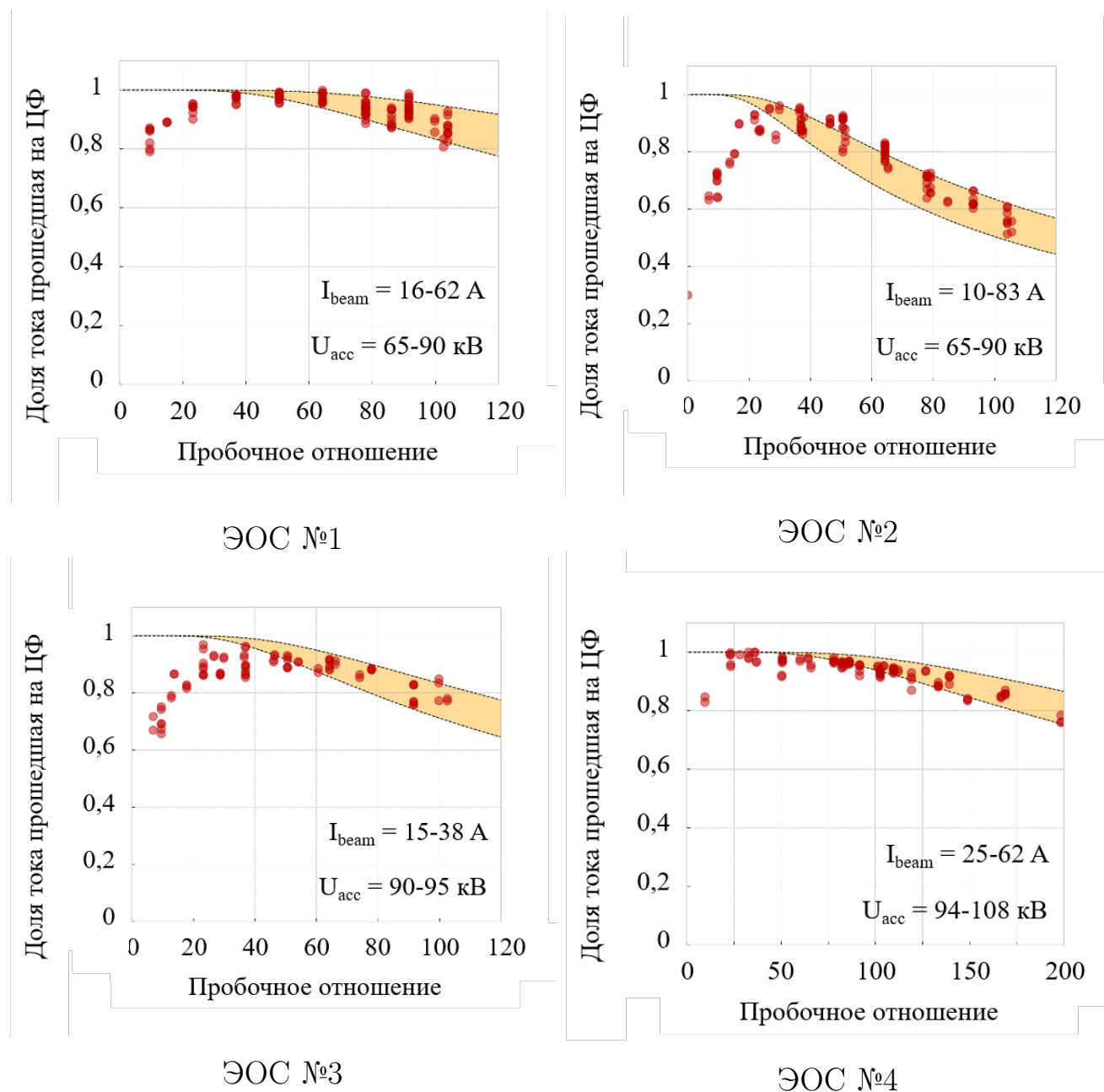


Рисунок 5.11 — Сравнение измеренных угловых характеристик с прохождением пучка через магнитную пробку

5.5.2 Влияние собственных полей пучка на прохождение пучка через магнитную пробку

Наличие нескомпенсированного пространственного заряда пучка может оказать существенное влияние на прохождение пучка через магнитную пробку. В частности, как говорилось в Главе 3, возникают поперечные скорости, связанные с собственными полями пучка. В ряде простых случаев данное влияние удастся описать аналитически [76]. Однако, для наших экспериментальных условий использование подобного рассмотрения не оправдано.

В работе [63] вопрос влияния собственных электромагнитных полей пучка на его прохождение через магнитную пробку рассматривался с помощью численного моделирования. Моделирование осуществлялось с использованием кода ERA [77]. Параметры, заложенные в расчеты (характеристики пучка, геометрия транспортного канала и конфигурация магнитного поля), были выбраны исходя из проведенных на установке ГОЛ-3 экспериментов по инжекции длинноимпульсного электронного пучка [9]. Расчеты проводились для различных токов пучка при энергии электронов 90 кэВ и коэффициенте магнитной компрессии $R = 100$. Угловой разброс, связанный с оптикой диода, в данных расчетах не учитывался. Согласно результатам данной работы, увеличение тока приводит к возрастанию пичч-углов, связанных с собственными электромагнитными полями пучка. Тем не менее, прямое сравнение результатов расчета с экспериментом затруднено наличием частичной компенсации пространственного заряда пучка.

Для оценки влияния собственных полей на транспортировку пучка в условиях установки ВЕТА, был проведен ряд экспериментов. В данных экспериментах рассматривалось прохождение пучка через магнитную пробку при различных значениях тока и ускоряющего напряжения. Рассмотрение велось для ЭОС №4 при фиксированном пробочном отношении $R = 90$. Полученные зависимости приведены на Рисунке 5.12. По оси абсцисс отложена величина тока пучка в амперах. По оси ординат – доля тока, прошедшая на ЦФ. Точками отмечены результаты полученные в эксперименте: красные точки – зависимость полученная при $U_{acc} = 90$ кВ, синие точки – $U_{acc} = 45$ кВ. При энергии электронов 90 кэВ наблюдается наилучшее прохождение пучка через

магнитную пробку: при токе 10 А проходит 95% тока пучка, при увеличении тока пучка до 40 А доля тока, прошедшего на ЦФ уменьшилась до $\sim 90\%$. При энергии электронов 45 кэВ наблюдается более сильная зависимость. Так уже при токе пучка 10 А на ЦФ приходит только 85% тока. При дальнейшем увеличении тока пучка доля тока, прошедшего на ЦФ, заметно падает и при токе 40 А составляет $\sim 55\%$.

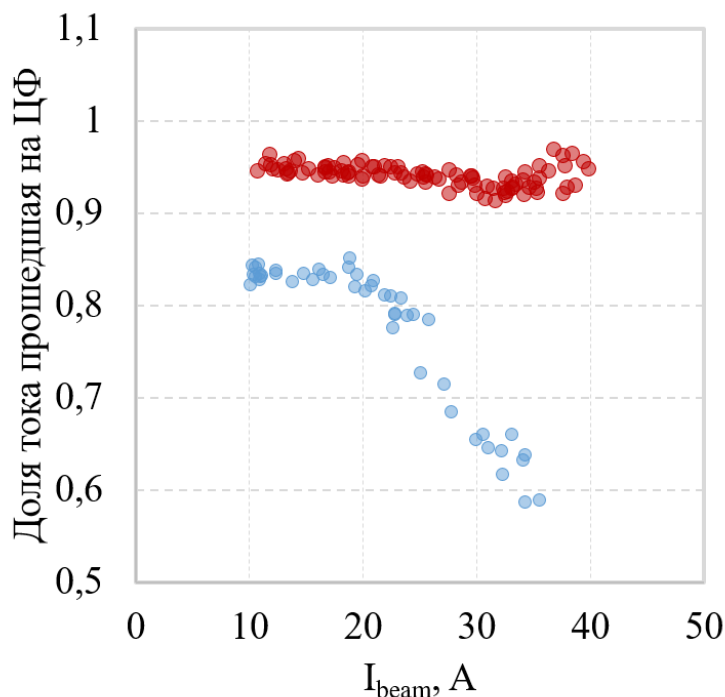


Рисунок 5.12 — Зависимость прохождения пучка через магнитную пробку от величины тока для ЭОС №4 при различных значениях ускоряющего напряжения: красные точки – $U_{\text{acc}} = 90$ кВ, синие точки – $U_{\text{acc}} = 45$ кВ

Полученные результаты сравнивались с численным моделированием в программном пакете CST-studio. В численной модели была полностью воспроизведена геометрия вакуумной камеры и конфигурация магнитного поля. В расчетах пучок эмиттировался с поверхности катода. Распределение тока на катоде повторяло структуру электродов ЭОС, было однородным по апертурам. Угловой разброс электронов пучка задавался функцией Гаусса с $\sigma = 45$ мрад. Данные характеристики были выбраны, исходя из результатов измерения, описанных ранее. В моделировании рассматривалось прохождение пучка через магнитную пробку с $R = 90$ для энергий электронов 90 и 45 кэВ в зависимости от тока пучка. Помимо величины тока, в моделировании также варьировалась степень компенсации пространственного заряда пучка. Токовая

компенсация отсутствовала. Сравнение полученных результатов с результатами эксперимента приведено на Рисунке 5.13.

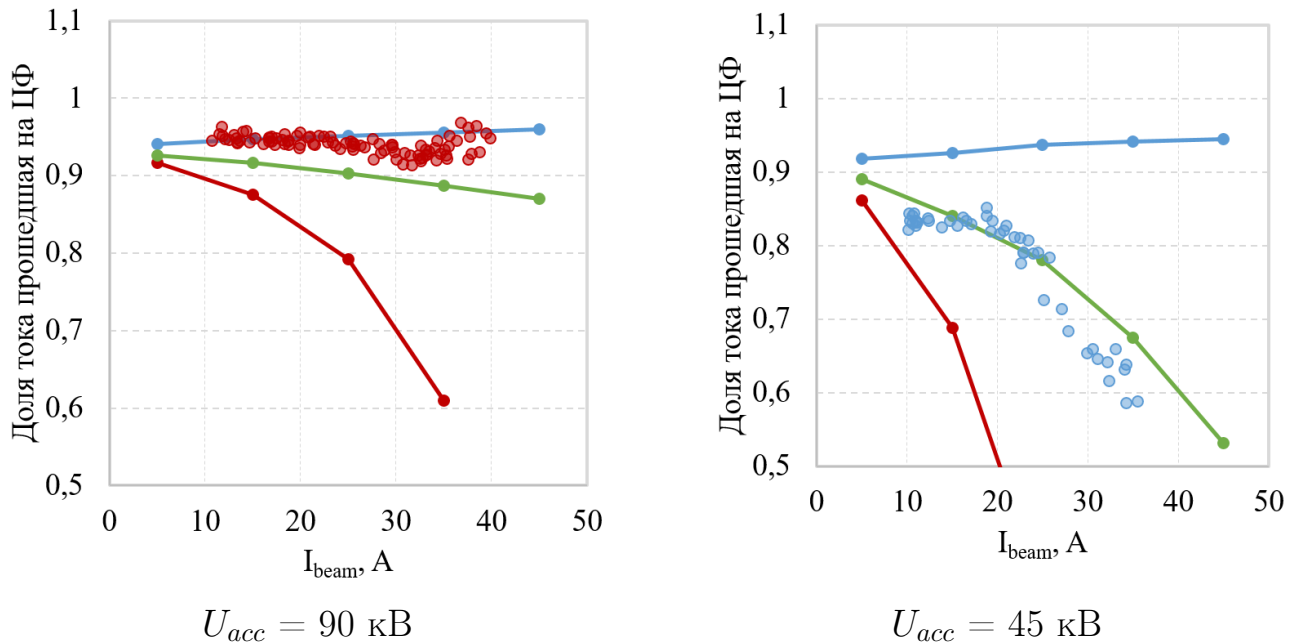


Рисунок 5.13 — Зависимости прохождения пучка через магнитную пробку от величины тока, полученные экспериментально и с помощью численного моделирования при различной степени компенсации пространственного заряда.

Красная кривая соответствует случаю, когда компенсация пространственного заряда пучка отсутствует. Синяя кривая соответствует 100% компенсации. Промежуточный случай с компенсацией пространственного заряда 50% показан зеленой кривой.

В отсутствие компенсации пространственного заряда независимо от энергии электронов доля тока, прошедшего на ЦФ, падает с ростом тока, причем значительно быстрее, чем в эксперименте. При полной компенсации пространственного заряда, независимо от энергии электронов, увеличение тока приводит к обратному эффекту – росту доли тока прошедшей на ЦФ. Данный эффект, по-видимому, связан с влиянием собственного магнитного поля пучка и при наших экспериментальных условиях не наблюдался.

Заметим, что в экспериментах, описанных в предыдущем параграфе, было продемонстрировано, что угловые характеристики пучка не зависят от его параметров (величина тока и ускоряющего напряжения). Тем не менее, из приведенных на Рисунке 5.13 графиков видно, что увеличение тока пучка или уменьшение энергии электронов приводит к росту доли отраженного от

магнитной пробки тока. Качественно схожая зависимость получается в численном моделировании при фиксированных угловых характеристиках пучка и $f = 0,5$. Различия между экспериментом и моделированием можно объяснить грубостью используемой модели. В частности, в расчетах степень компенсации не зависела от параметров пучка и была однородна по всему объему. Также, выбранная величина углового разброса может быть неточной и варьироваться в пределах наблюдаемой полосы (Рисунок 5.10).

Полученные результаты свидетельствуют, что эффект, оказываемый собственными полями пучка весьма значителен при наших параметрах и способен приводить к отражению от магнитной пробки заметной доли тока, даже при изначально небольшом угловом разбросе. Полученные зависимости свидетельствуют о наличие частичной ($\sim 50\%$) компенсации пространственного заряда, что согласуется с результатами, полученными ранее (Глава 4).

5.5.3 Оценка угловых характеристик пучка, полученного в источнике с плазменным эмиттером с помощью численного моделирования

Как уже говорилось, в случае генерации пучков заряженных частиц с использованием плазменного эмиттера угловые характеристики пучка определяются геометрией электродов, положением и формой плазменного мениска. Плазменным мениском называют условную границу между квазинейтральной плазмой и пучком заряженных частиц. Такая граница полезна для оценки фокусирующего действия электрического поля вблизи плазменного электрода. Положение и форма мениска зависит от параметров эмиссионной плазмы (температура и плотность) и напряженности внешнего ускоряющего электрического поля. Так в ряде работ [78–80] описаны источники ионов с использованием плазменного эмиттера и демонстрируется зависимость расходимости пучков от величины тока и вытягивающего напряжения. В тоже время, описанные ранее измерения угловых характеристик электронного пучка, проведенные с помощью методики «реперпот», показали, что измеряемые углы не зависят от параметров пучка в широких пределах токов и напряжений.

Рассмотрим простейший случай – одномерный диод в режиме ограничения тока пространственным зарядом. В данном случае величина максимальной плотности тока описывается законом Чаилда-Ленгмюра, который в случае не релятивистских электронов можно описать практической формулой:

$$j_{max} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2}, \quad (5.9)$$

где V – потенциал анода в вольтах, d – величина зазора в сантиметрах. Для диапазона параметров рассмотренного экспериментально j_{max} варьируется в пределах от ~ 15 до 110 А/см². При этом плотность тока эмиссии j_{emit} , достигаемая в экспериментах, составляла от 3 до 8 А/см², в зависимости от ЭОС. Таким образом, в эксперименте источник пучка работал при плотностях тока, далёких от предела по пространственному заряду ($j_{emit} \ll j_{max}$). Другими словами, распределение потенциала в ускоряющем зазоре определялось геометрией электродов, в то время как, влияние пространственного заряда было слабо. В данном случае можно ожидать, что пока выполняется условие $j_{emit} \ll j_{max}$ угловые характеристики электронного пучка, полученного в источнике с плазменным эмиттером, будут определяться геометрией ЭОС и не будут зависеть от величины тока эмиссии и ускоряющего напряжения.

Для проверки выдвинутой гипотезы было проведено численное моделирование. На сегодняшний день, широко представлены различные коды, позволяющие моделировать эмиссию заряженных частиц из плазмы. Наиболее часто в публикациях можно встретить упоминание:

- PbGuns [81] – код для моделирования ионных пучков (в том числе с плазменным эмиттером) в осесимметричной или 2D конфигурации;
- IGun [82] – код с возможностью моделирования эмиссии отрицательных и положительных ионов из плазмы, в 2D или осесимметричной геометрии;
- Kobra [83] – более продвинутый код способный решать 3D задачи, моделировать эмиссию из плазмы положительных ионов, возможностью простых расчетов «particle-in-cell»;
- IBSimu [84] – 1D, 2D или 3D моделирование, возможность рассмотрения эмиссии из плазмы положительных и отрицательных ионов;

- CST studio [85] – представляет собой набор инструментов для проектирования, моделирования и оптимизации трехмерных электромагнитных систем, в том числе, имеет возможность рассмотрения эмиссии из плазмы положительных ионов;

В нашем случае, моделирование проводилось в, уже использовавшемся ранее, CST studio. Моделирование проводилось для единичной ускоряющей апертуры без учета влияния пучков в соседних апертурах диода и без учета влияния пространственного заряда ионов, поступающих в ускоряющий зазор из заанодного пространства. Было рассмотрено четыре случая различных значений ускоряющего напряжения — U_{acc} , и плотности тока эмиссии — j_{emit} . Рассмотренные комбинации параметров перечислены в Таблице 5.2.

Таблица 5.2 Параметры пучка рассмотренные в моделировании

	U_{acc} , кВ	j_{emit} , А/см ²
1	90	3,2
2	90	1,6
3	45	3,2
4	45	1,6

Данные значения были выбраны на основе экспериментальных и соответствуют рассмотренному диапазону первеансов. Внешнее магнитное поле во всех расчетах составляло 8 мТл и было направлено вдоль оси-z. Конфигурация электродов, использованная в расчетах, соответствует ЭОС No1 (диаметр отверстия на катоде — 2 мм, на аноде 4,4 мм, ускоряющий зазор — 12 мм)

Так как, CST studio позволяет рассматривать эмиссию из плазмы только в случае положительно заряженных частиц, нами рассматривался случай эмиссии позитронов. При этом знаки всех потенциалов были инвертированы.

В модели эмиссии, используемой в CST Studio, плазма считается максвелловской. Плотность плазмы в расчетах задается плотностью тока эмиссии (j_{emis}) и температурой электронной компоненты — T_e :

$$n_p = \frac{j_{emis}}{e \cdot V_b},$$

где $V_b = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$ – скорость Бома. Плотность эмиссионного тока бралась на основе экспериментальных значений, указанных в Таблице 5.2. Температура электронов плазмы, полученной в дуговом генераторе, измерялась в ряде работ [86], где составляла 5-6 эВ. В расчетах использовалось значение $T_e = 5$ эВ.

В общем случае плазма заряжена положительно относительно плазменного электрода и электроны тормозятся в приэлектродном слое. В нашем случае рассматривается эмиссия позитронов, поэтому потенциал плазмы (U_{plasma}) относительно электрода был взят со знаком минус и равным $2T_e$.

В рамках модели плазменного эмиттера, предлагаемой CST studio, положение мениска не фиксировано в пространстве, и определяется автоматически путем нахождения эквипотенциальной поверхности, определяемой потенциалом эмиссии – $U_{meniscus}$. При этом должно выполняться соотношение

$$U_{meniscus} < U_{plasma}. \quad (5.10)$$

Так как плазменный мениск, это условная граница разделяющая область квазинейтральной плазмы и пучка заряженных частиц, $U_{meniscus}$ выбирался из условия:

$$\frac{n_e}{n_i} \ll 1. \quad (5.11)$$

Соотношение 5.11 выполняется при потенциалах $> 2T_e$. Принимая во внимание требование 5.10, $U_{meniscus}$ был принят равным $4T_e$. Пример расчёта, с указанием потенциалов, приведен на Рисунке 5.14. Во всех рассмотренных случаях плазменная эмиссионная граница была вогнута и заглублена в катодное отверстие, что приводит к перефокусировке и образованию кроссовера.

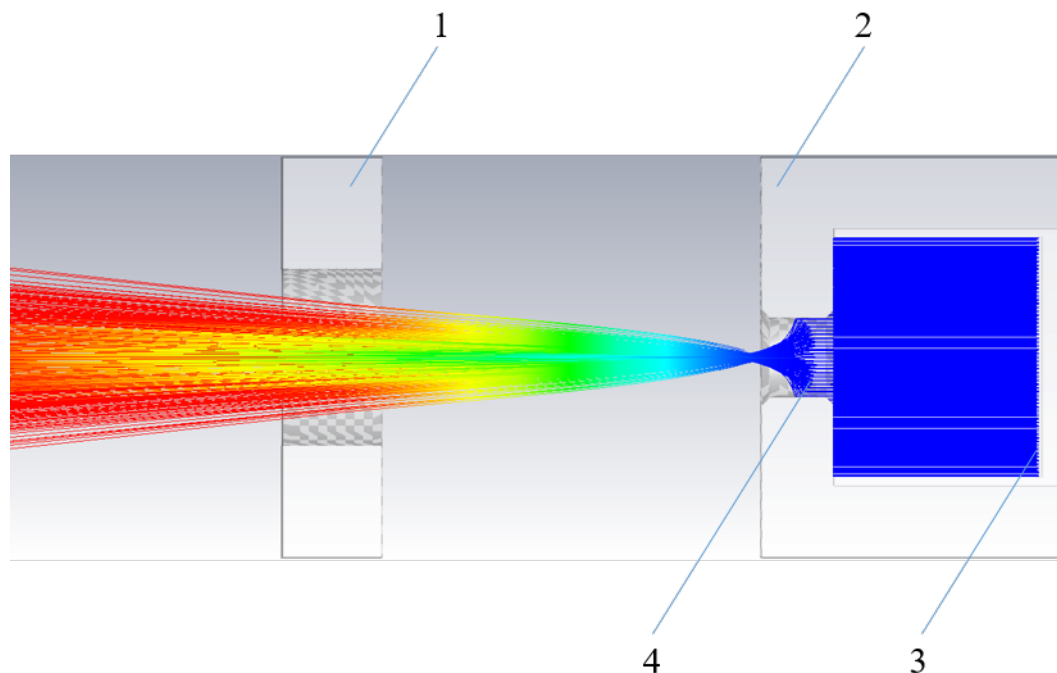


Рисунок 5.14 — Пример расчета угловых характеристик пучка в CST studio:
 1 - анодный электрод ($U_{anode} = 0$ В), 2 - катодный электрод ($U_{cathode} = U_{acc}$, 3
 - эмиссионная плазма ($U_{plasma} = U_{acc} - 2T_e$), 4 - плазменный мениск
 ($U_{meniscus} = U_{acc} - 4T_e$)

По результатам моделирования вычислялось распределение плотности тока от величины пучка-угла, полученные зависимости приведены на Рисунке 5.15. По оси абсцисс отложен угол в радианах, по оси ординат – нормализованное количество частиц с заданным углом. Цветными кривыми показаны распределения, полученные с помощью моделирования. Оранжевая область ограниченная пунктирными кривыми соответствует распределениям, наблюдаемым для данной ЭОС в эксперименте ($\sigma = 0,04 - 0,05$ рад). Как видно, полученные при помощи моделирования распределения имеют форму схожую с наблюдаемой в эксперименте. Характерная ширина (среднеквадратичное значение) модельных распределений примерно в 1,7 раза больше наблюдаемых в эксперименте и составляет $\sim 0,087$ рад. Наиболее важным результатом моделирования является независимость угловых характеристик пучка от величины тока эмиссии и ускоряющего напряжения, что полностью согласуется с результатами эксперимента.

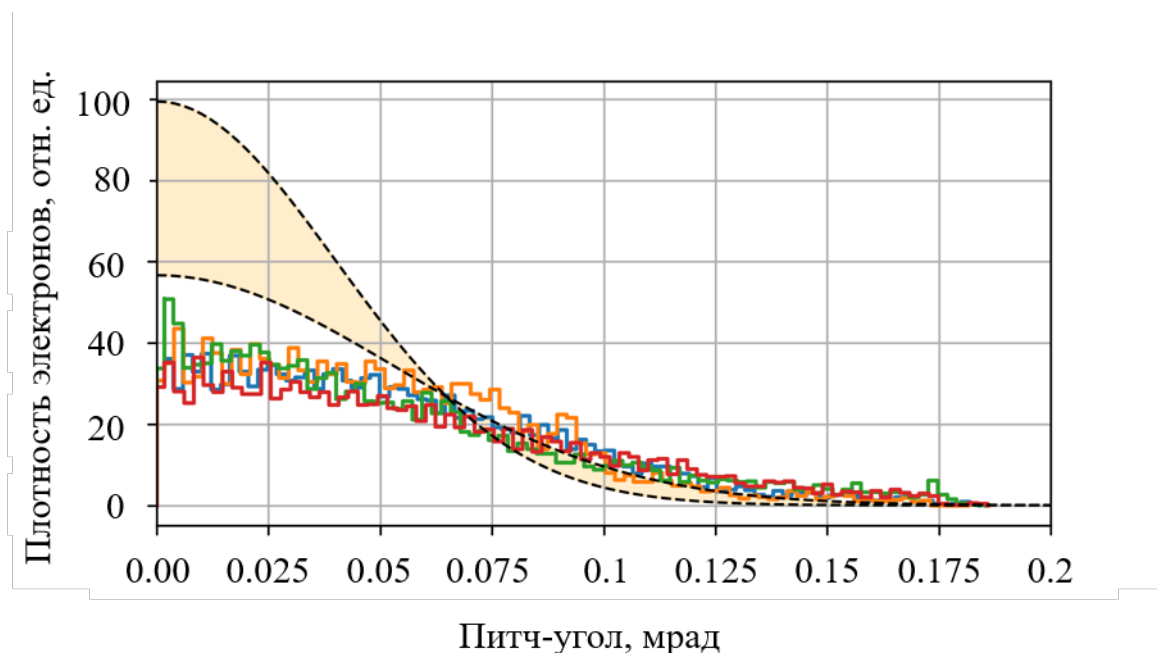


Рисунок 5.15 — Сравнение радиальных распределений плотности тока по величине питч-углов: цветные кривые - распределения вычисленные в CST studio, оранжевая область ограниченная пунктирными кривыми - диапазон значений наблюдаемый в эксперименте

Отличие результатов, полученных в моделировании, от наблюдаемых в эксперименте, по-видимому, связано с неточностью используемой модели, например, выбранных значений потенциала и температуры эмиссионной плазмы, отсутствием потока ионов из заанодного пространства и др.

5.6 Основные результаты Главы 5

Разработана рентгеновская изображающая диагностика, позволяющая определять методом “perperpot” угловое распределение электронов в различных точках по сечению широкоапертурного пучка в одном выстреле.

Исследованы угловые характеристики электронного пучка, генерируемого в многоапертурном диоде с плазменным эмиттером. Показано, что распределение электронов по углам хорошо описывается функцией Гаусса. Измеренные угловые характеристики согласуются с экспериментальными данными по прохождению пучка сквозь магнитную пробку, при различных величинах пробочного отношения. Показано, что в экспериментально доступном диапазоне

параметров, угловые характеристики не зависят от величины тока эмиссии и ускоряющего напряжения (первеанса пучка).

В экспериментах с различными конфигурациями ЭОС продемонстрирована зависимость угловых характеристик пучка от величины ускоряющего зазора и диаметра эмиссионного отверстия. Для ЭОС с диаметром эмиссионных отверстий 2 мм и ускоряющим зазором 10,5 мм осуществлена транспортировка пучка в магнитном поле с пробочным отношением $R = 200$, при прохождении 80% тока пучка. Для ЭОС с диаметром эмиссионных отверстий 3 мм и ускоряющим зазором 8,5 мм в поле с $R = 100$ проходит лишь 50% тока пучка.

Показано, что ограничивающим фактором для транспортировки пучка сквозь магнитную пробку, помимо стартовой угловой расходимости, являются собственные электромагнитные поля пучка.

Проведено сравнение полученных результатов с расчетами в пакете CST studio. Полученные с помощью моделирования результаты качественно согласуются с экспериментом. Так, распределения электронов по величине питч-угла в расчетах, как и в эксперименте, имеют форму близкую к функции Гаусса. Среднеквадратичная ширина модельных распределений примерно в 1,7 раза больше наблюдаемых в эксперименте. При этом, форма и ширина вычисленных распределений не зависят от величины тока и ускоряющего напряжения, в экспериментально доступном диапазоне параметров.

Заключение

В данной работе изучены пространственно-угловые характеристики электронного пучка, полученного в источнике с плазменным эмиттером и многоапертурной электронно-оптической системой. В экспериментах по измерению пространственных характеристик пучка получены следующие результаты:

1. Разработаны рентгеновские изображающие диагностики, позволяющие измерить в одном рабочем импульсе распределение плотности тока электронного пучка в его поперечном сечении. С помощью этих диагностик выполнены экспериментальные исследования пространственных характеристик пучка, сформированного в мультиапертурном плазмоэмиссионном диоде, до и после магнитного сжатия.
2. Показано, что изначально дискретная, многоструйная структура пучка сохраняется при его транспортировке в ведущем магнитном поле, если ток пучка достаточно мал. Наличие угловой расходимости скоростей электронов приводит к радиальным колебаниям огибающей отдельных струек, составляющих пучок. Соответствующим подбором ускоряющего напряжения и (или) величины ведущего магнитного поля, можно достичь как дискретного, так и гладкого (за счет перекрытия границ соседних струек) распределения тока пучка в плоскости мишени.
3. Регистрация дискретной структуры пучка дает инструмент для измерения величины эмиссионного тока в каждой отдельной апертуре непосредственно на выходе из ускорительного диода. Изображения пучка показывают, что эмиссия происходит во всех апертурах ЭОС с эффективным диаметром 83 мм. Перепад величины тока эмиссии в центральных и периферийных апертурах составляет около 70%.
4. По мере увеличения тока пучка свыше ~ 20 А наблюдается «размытие» дискретного распределения, вне зависимости от энергии электронов пучка и величины ведущего магнитного поля. Численным моделированием показано, что данный эффект может быть объясним влиянием пространственного заряда пучка.

5. В экспериментах наблюдается вращение пучка, обусловленное наличием пространственного заряда. По измеренной величине угла поворота в зависимости от тока пучка проведены оценки степени компенсации пространственного заряда пучка. Согласно этим оценкам, уровень компенсации пространственного заряда $\geq 50\%$.
6. При транспортировке пучка в ведущем магнитном поле, возрастающем от $\sim 5 - 10$ мТл в области диода до $\sim 0,2 - 0,4$ Тл в плоскости мишени, сжатие пучка по сечению происходит в хорошем согласии с компрессией потока ведущего магнитного поля.

При исследовании угловых характеристик пучка были получены следующие результаты:

1. Разработана рентгеновская изображающая диагностика, позволяющая измерять методом “pepper pot” угловое распределение электронов в нескольких точках поперечного сечения пучка за один импульс. С помощью этой диагностики получены экспериментальные данные по угловым характеристикам электронного пучка, формируемого в мультиапертурном диоде с плазменным эмиттером. Показано, что угловое распределение скоростей электронов хорошо описывается функцией Гаусса со стандартным отклонением $\sigma \sim 0,03 - 0,08$ рад в зависимости от геометрии ЭОС.
2. В экспериментах с различными конфигурациями ЭОС измерена зависимость угловых характеристик пучка от величины диодного зазора и диаметра эмиссионного отверстия. Для ЭОС с наименьшим диаметром эмиссионных отверстий (2 мм) и наибольшим ускоряющим зазором (10,5 мм) продемонстрирована транспортировка пучка в магнитном поле с пробочным отношением $R = 200$, при 80% прохождении тока пучка.
3. Показано, что в экспериментально доступном диапазоне параметров (60–100 кэВ и 20–80 А) угловые характеристики пучка практически не зависят от величины тока эмиссии и ускоряющего напряжения. Выдвинуто предположение, что это связано со слабой чувствительностью формы и положения эмитирующей границы к параметрам пучка, ввиду малости его первеанса. Проведено численное моделирование электронной оптики единичной апертуры с учетом свободной

плазменной эмиссионной границы. Результаты моделирования согласуются с экспериментом.

4. Расчеты прохождения пучка сквозь магнитную пробку, выполненные на основе измеренных угловых характеристик, демонстрируют согласие с результатами экспериментов по определению коэффициента транспортировки пучка в магнитном поле пробочной конфигурации при различных величинах пробочного отношения, тока и энергии электронов.
5. Показано, что наряду со стартовыми питч-углами, фактором, ограничивающим прохождение пучка через магнитную пробку, является наличие нескомпенсированного пространственного заряда пучка.

Полученные результаты представляют интерес для дальнейшего развития технологии генерации электронных пучков на основе плазменного эмиттера. Кроме того, информация о пространственно-угловых характеристиках электронного пучка является ключевой для многих практических приложений. В частности, продемонстрировано, что при компрессии пучка в ведущем магнитном поле на исследуемой мишени возможно создание гладкого распределения тока. При этом, для пучка с током 80 А, энергией электронов 100 кэВ и длительностью 140 мкс при коэффициенте магнитной компрессии $R = 36$ плотность мощности поглощенная вольфрамовой мишенью достигает 25 ГВт/м², что соответствует параметру теплового потока ~ 300 МДж·м⁻²·с^{-0,5}. Данный уровень тепловых нагрузок сопоставим с нагрузками ожидаемыми во время переходных процессов (срывы и ELM типа 1) в будущих термоядерных установках.

В заключении хочу выразить благодарность людям без которых реализация данной работы была бы невозможной.

Прежде всего я благодарю А.В. Бурдакова и И.В. Кандаурова за научное руководство и помощь на всех этапах исследования.

Благодарю Ю.А. Трунева, Д.И. Сквородина и В.Т. Астрелина за плодотворное обсуждение результатов и структуры работы.

Выражаю огромную признательность С.Л. Синицкому, прочитавшему черновик диссертации и предложившего ценные исправления.

Отдельно хочу выразить благодарность коллективу экспериментального комплекса ГОЛ-3 за содействие в проведение экспериментальных работ.

Автор благодарит О.Н.Бобровникову и создателей шаблона Russian-Phd LaTeX-Dissertation-Template за помощь в оформлении диссертации.

Список литературы

1. *Seidl Miloš*. Tech. Rep.: : California Univ., Livermore (USA). Lawrence Livermore Lab., 1979.
2. *Coensgen FH, Clauser JF, Correll DL*. Tech. Rep.: : California Univ., Livermore (USA). Lawrence Livermore Lab., 1976.
3. *Harrison MA, McGregor CK*. Tech. Rep.: : California Univ., Livermore (USA). Lawrence Livermore Lab., 1978.
4. *Poulsen P, Grubb DP*. Tech. Rep.: : California Univ., Livermore (USA). Lawrence Livermore Lab., 1980.
5. *Coensgen FH et al*. TMX Major Project Proposal // *Lawrence Livermore Laboratory, LLL-Prop-148*. — 1977.
6. Multimirror open Trap Gol-3: Recent Results / Koidan V.S., Akentjev R.Yu., Arzhannikov A.V. et al. // *Fusion Science and Technology*. — 2003. — Vol. 43, no. 1T. — Pp. 30–36.
7. *Sinitsky SL, Arzhannikov AV, Burdakov AV*. Studies of high-current relativistic electron beam interaction with gas and plasma in Novosibirsk // AIP Conference Proceedings / AIP Publishing. — Vol. 1721. — 2016. — P. 050002.
8. Physical Basis for the Use of Long Pulse Electron Beam in Multi-Mirror Trap / V Astrelin, A Burdakov, I Kandaurov et al. // *Fusion Science and Technology*. — 2011. — Vol. 59, no. 1T. — Pp. 310–312.
9. Novel injector of intense long pulse electron beam for linear plasma devices / V.V. Kurkuchekov, V.T. Astrelin, A.P. Avrorov et al. // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, no. 1T. — Pp. 292–294.
10. Development of extended heating pulse operation mode at GOL-3 / AV Burdakov, AP Avrorov, AV Arzhannikov et al. // *Fusion science and technology*. — 2013. — Vol. 63, no. 1T. — Pp. 29–34.

11. Иванов Александр Александрович, Приходько Вадим Вадимович. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы // *Успехи физических наук*. — 2017. — Vol. 187, no. 5. — Pp. 547–574.
12. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ГАЗОДИНАМИЧЕСКУЮ ЛОВУШКУ / ЕИ Солдаткина, ПА Багрянский, КВ Зайцев et al. // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез*. — 2012. — no. 4. — Pp. 14–22.
13. Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap / A. Beklemishev, A. Anikeev, V. Astrelin et al. // *Fusion Science and Technology*. — May 2013. — Vol. 63. — Pp. 46–51.
14. Project ITER goals. <https://www.iter.org/sci/Goals>.
15. A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status / Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. // *Journal of Nuclear Materials*. — 2013. — no. 438 (SUPPL). — Pp. S48–S56.
16. In-vessel dust and tritium control strategy in ITER / Shimada M., Pitts R.A., Ciattaglia S. et al. // *Journal of Nuclear Materials*. — 2013. — no. 438 (SUPPL). — Pp. S996–S1000.
17. The latest results from ELM-simulation experiments in plasma accelerators / Garkusha I. E., Arkhipov N. I., Klimov N. S. et al. // *Physica Scripta*. — 2009. — Vol. 2009, no. 138.
18. Formation process of tungstennanostructure by the exposure to helium plasma under fusion relevant plasma conditions / Shin Kajita, Wataru Sakaguchi, Noriyasu Ohno, Naoaki Yoshida and Tsubasa Saek // *Nuclear Fusion*. — 2009. — Vol. 49, no. 9.
19. R. Umstadter K., R. Doerner, G. Tynan. Effect of bulk temperature on erosion of tungsten plasma-facing component subject to simultaneous deuterium plasma and heat pulses // *Physica Scripta*. — 2009. — Vol. 2009, no. 138.
20. T. Hirai, K. Ezato, P. Majerus. ITER Relevant High Heat Flux Testing on Plasma Facing Surfaces // *Materials Transactions*. — 2005. — Vol. 46, no. 3. — Pp. 412–424.

21. Physical foundations for surface treatment of materials with low energy, high current electron beams / Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Ozur G.E. and Ivanov Yu.F., Markov A.B. // *Surface and Coatings Technology*. — 2000. — Vol. 125, no. 1-3. — Pp. 49–56.
22. Application of Pulsed Electron Beams for Improvement of Material Surface Properties / Mueller G., Engelko V., Bluhm H. et al. // *AIP Conference Proceedings*. — 2002. — Vol. 650, no. 325.
23. A facility for metal surface treatment with an electron beam / Koval' N.N., Shchanin P.M., Devyatkov V.N. et al. // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2005. — Vol. 48, no. 1. — Pp. 117–121.
24. Novel electron beam based test facility for observation of dynamics of tungsten erosion under intense ELM-like heat loads / Vyacheslavov L., Arakcheev A., Burdakov A. et al. // *AIP Conference Proceedings*. — 2016. — Vol. 1771, no. 1. — Pp. 44–48.
25. Novel Injector of Intense Long Pulse Electron Beam for Linear Plasma Devices / Kurkuchekov V.V., Astrelin V.T., Avrorov A.P. et al. // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, no. 1T. — Pp. 292–294.
26. В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин. Генерация и транспортировка сильнооточных низкоэнергетических электронных пучков в системе с газонаполненным диодом // *Журнал технической физики*. — 1998. — Т. 68, № 1. — С. 44–48.
27. Г.И. Димов, Г.В. Росляков. Инжектор отрицательных ионов водорода с током 20 мА // *Приборы и техника эксперимента*. — 1974. — Т. 2. — С. 33–35.
28. Протонный источник инжектора атомов установки АМБАЛ / Давыденко В. И., Морозов И. И., Росляков Г. В., Савкин В. Я. // *Приборы и техника эксперимента*. — 1986. — Т. 6. — С. 39–42.
29. A.A. Babkin, P.V. Bykov, G.S. Krajnov. High-frequency compact generator of 500 kV accelerating voltage // *Atomic Energy*. — 2002. — Vol. 93, no. 6. — Pp. 991–994.

30. Development of Extended Heating Pulse Operation Mode at GOL-3 / Burdakov A.V., Avrorov A.P., Arzhannikov A.V et al. // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Vol. 63, no. 1T. — Pp. 29–34.
31. In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads / AA Vasilyev, AS Arakcheev, IA Bataev et al. // *Nuclear Materials and Energy*. — 2017. — Vol. 12. — Pp. 553–558.
32. Observation of dust particles ejected from tungsten surface under impact of intense transient heat load / AA Kasatov, AS Arakcheev, AV Burdakov et al. // *AIP Conference Proceedings* / AIP Publishing LLC. — Vol. 1771. — 2016. — P. 060007.
33. Система регистрации и сбора данных установки ГОЛ-3 / Бурдаков А.В., Квашнин А.Н., Койдан В.С. и др. // *Приборы и техника эксперимента*. — 2004. — Т. 2. — С. 38–44.
34. О свойствах катодной плазмы в диодах с магнитной изоляцией / Р.Б. Бакшт, С.П. Бугаев, В.И. Кошелев и др. // *Письма в ЖТФ*. — 1977. — Т. 3, № 13. — С. 593–597.
35. Александров А.Ф., Воронков С.Н. and Галузо С.Ю. и др. Стабилизация диаметра трубчатого РЭП микросекундной длительности, формируемого плазменным катодом со взрывной эмиссией // *Физика плазмы*. — 1988. — Т. 14, № 11. — С. 1388–1392.
36. А.Г. Никонов, Ю.М. Савельев, В.И. Энгелько. Датчик для измерения плотности тока сильноточного микросекундного пучка // *Приборы и техника эксперимента*. — 1984. — № 1. — С. 37–39.
37. Измерение радиального профиля релятивистского электронного пучка, формируемого диодом с магнитной изоляцией / С.Н. Воронков, О.Т. Лоза, А.А. Раваев и др. // *Физика плазмы*. — 1988. — Т. 14, № 10. — С. 1259–1262.
38. ЛОЗА Олег Тимофеевич. СИЛЬНОТОЧНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ И СВЧ-ГЕНЕРАТОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ. — 2004.

39. *R.L. Schuch, J.G. Kelly.* A Compact Faraday Cup Array for Measurement of Current Distribution from Pulsed Electron Beams // *The review of scientific instruments.* — 1972. — Vol. 43, no. 6. — Pp. 1097–1099.
40. *D.L. Johnson.* Sandia Laboratories Report No. SC-DR-70-872. — 1970.
41. Electron beam generation in a diode with a gaseous plasma electron source I: Plasma source based on a hollow anode ignited by a multi-arc system / Krokmal A., Gleizer J.Z., Krasik Ya. E. et al. // *Journal of Applied Physics.* — 2003. — Vol. 94, no. 1. — Pp. 44–54.
42. Determining the Spatial Structure of a High-Power Electron Beam Using Optical Radiation Emitted by a Beam Collector / Astrelin V.T., Burdakov A.V., Zabolotsky A.Yu. et al. // *Instruments and Experimental Techniques.* — 2004. — Vol. 47, no. 2. — Pp. 194–200.
43. SDU-285 technical manual, Available (in Russian). <http://www.sptt.ru/sptt/pdf/SDU285.pdf>.
44. SONY ICX285AL technical manual. https://www.bnl.gov/atf/docs/ChipSet_ICX285AL.pdf.
45. RENEX. <http://www.renex.ru/eng/?PHPSESSID=1b1062b9ec8abb52316ca2d41539e60e>.
46. *Ebel H.* X-ray Tube Spectra // *X-Ray Spectrometry.* — 1999. — Vol. 28. — Pp. 255–266.
47. *Ebel H.* Fundamental parameter programs: algorithms for the descriptions of K, L and M spectra of X-ray tubes // *Advances in X-Ray Analysis.* — 2006. — Vol. 49. — Pp. 267–273.
48. *Smith D.G.W., Reed S.J.B.* The calculation of background in wavelength dispersive electron microprobe analysis // *X-Ray Spectrometry.* — 1981. — Vol. 10, no. 4. — Pp. 198–202.
49. *Love G., V.D.Scott.* Evaluation of a new correction procedure for quantitative electron probe microanalysis // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 1980. — Vol. 11, no. 10. — Pp. 1369–1376.

50. *Love G., V.D.Scott.* Formulation of a universal electron probe microanalysis correction method // *X-Ray Spectrometry*. — 1992. — Vol. 21, no. 1. — Pp. 27–35.
51. A Review, Bibliography, and Tabulation of K, L, and Higher Atomic Shell X-Ray Fluorescence Yields / J.H. Hubbell, P.N. Trehan, N. Singh et al. // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. — 1994. — Vol. 23, no. 2. — Pp. 339–364.
52. *Elam W.T., Rave B.D., Sieber J.R.* A new atomic database for X-ray spectroscopic calculations // *Radiation Physics and Chemistry*. — 2002. — Vol. 62, no. 2. — Pp. 121–128.
53. *Myklebust R.L.* An evaluation of x-ray loss due to electron backscatter // *Radiation Physics and Chemistry*. — 1984. — Vol. 45, no. C2. — Pp. C2–41 – C2–42.
54. *Hubbell J.H., Seltzer S.M.* Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest // *Radiation Physics Division, PML,NIST*. — 1996.
55. *Kim Siyong, Palta Jatinder.* The physics of stereotactic radiosurgery // Principles and Practice of Stereotactic Radiosurgery. — Springer, 2015. — Pp. 35–56.
56. *Алямовский Илья Владимирович.* Электронные пучки и электронные пушки. — Сов. радио, 1966.
57. *J.P. Boris.* Tech. Rep.: : Princeton Univ., NJ Plasma Physics Lab., 1970.
58. *Boris J.P.* Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code // Proc. 4th Conf. Num. Sim. Plasmas. — 1970. — Pp. 3–67.
59. *C.K. Birdsall, A.B. Langdon.* Plasma physics via computer simulation. — CRC press, 2018.
60. Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis / Joseph I Goldstein, Dale E Newbury, Joseph R Michael et al. — Springer, 2017.

61. Repetitive Plasma Loads Typical for ITER Type-I ELMS: Simulation in QS-PA Kh-50 / VI Tereshin, AN Bandura, OV Byrka et al. // AIP Conference Proceedings / AIP. — Vol. 812. — 2006. — Pp. 128–135.
62. Heating of tungsten target by intense pulse electron beam / Yu A Truneev, AS Arakcheev, AV Burdakov et al. // AIP Conference Proceedings / AIP Publishing LLC. — Vol. 1771. — 2016. — P. 060016.
63. The effect of angular divergence and space charge on transmission of an electron beam through a magnetic mirror / VT Astrelin, IV Kandaurov, VV Kurkuchekov et al. // Journal of Physics: Conference Series / IOP Publishing. — Vol. 830. — 2017. — P. 012002.
64. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле / ЮИ Абрашитов, ВС Койдан, ВВ Конюхов и др. // *ЖЭТФ*. — 1974. — Т. 66. — С. 1324–1337.
65. Sloan ML, Davis HA. Design and testing of low-temperature intense electron beam diodes // *The Physics of Fluids*. — 1982. — Vol. 25, no. 12. — Pp. 2337–2343.
66. Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов / СП Бугаев, НИ Зайцев, АА Ким et al. // *Релятивистская высокочастотная электроника*. — 1981. — no. 2. — Pp. 36–61.
67. Аржанников АВ, Койдан ВС, Логинов СВ. Определение углового разброса замагниченного релятивистского электронного пучка по его прохождению через микроотверстия // *Препринт ИЯФ СО АН СССР №*. — 1983.
68. Алексин ВД, Бочаров ВГ. Прохождение заряженных частиц в магнитном поле через отверстие. Диагностика плазмы // *Сб. статей под ред. СЮ Лукьянова*. — 1973. — № 3.
69. МЕТОДИКА НАХОЖДЕНИЯ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ЗАМАГНИЧЕННОГО ПУЧКА ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ИХ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КОЛЛИМАТОРОВ / Андрей Васильевич Аржанни-

- ков, Максим Александрович Макаров, Денис Алексеевич Самцов и др. // *Сибирский физический журнал*. — 2017. — Т. 12, № 1. — С. 26–42.
70. A simple angular distribution analyser for a relativistic electron beam / P.H. De Haan, R.N. Singh, H.J. Hopman et al. // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. — 1981. — Vol. 14, no. 3. — P. 373.
71. Design and Calibration of an Emittance Monitor for the PSI XFEL Project / Volker Schlott, Åke Andersson, Mirosław Dach et al. // *Paul Scherrer Institute*.
72. *R. Stemprok*. Current density and time resolved emittance measurement of an electron beam extracted from a plasma edge cathode: Ph.D. thesis / Texas Tech University. — 1995.
73. *Dolinska M.E., Doroshko N.L.* Pepper-pot diagnostic method to define emittance and Twiss parameters on low energies accelerators // *Вопросы атомной науки и техники*. — 2002.
74. Tech. Rep.: / A. Pikin, A. Kronou, J. Ritter, V. Zajic: Brookhaven National Laboratory (BNL) Relativistic Heavy Ion Collider, 2006.
75. *Окс Ефим Михайлович*. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. — Общество с ограниченной ответственностью "Издательство научно-технической литературы, 2005.
76. *В.И. Волосов, М.С. Пеккер*. Продольное удержание плазмы в центробежной ловушке: Препринт – 80-168. ИЯФ СО РАН. — 1980. - 24 с.
77. *В.М. Свешников*. Численное моделирование интенсивных пучков заряженных частиц: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 2006. Новосибирск - 333 с.
78. A study of the ion beam intensity and divergence obtained from a single aperture three electrode extraction system / JR Coupland, TS Green, DP Hammond, AC Riviere // *Review of Scientific Instruments*. — 1973. — Vol. 44, no. 9. — Pp. 1258–1270.
79. Use of the focusing multi-slit ion optical system at RUSSIAN Diagnostic Injector (RUDI) / A Listopad, J Coenen, V Davydenko et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2012. — Vol. 83, no. 2.— P. 02B707.

80. Multi-seconds diagnostic neutral beam injector based on arc-discharge with LaB6 hollow cathode / PP Deichuli, AA Ivanov, VV Mishagin et al. // *Fusion science and technology*. — 2005. — Vol. 47, no. 1T. — Pp. 330–332.
81. *Boers Jack E.* PBGUNS: A digital computer program for the simulation of electron and ion beams on a PC // International Conference on Plasma Sciences (ICOPS) / IEEE. — 1993. — P. 213.
82. *Becker R.* NIGUN: A two-dimensional simulation program for the extraction of H- ions // *Review of scientific instruments*. — 2004. — Vol. 75, no. 5. — Pp. 1723–1725.
83. *Spädtke Peter, Wipf S.* KOBRA 3-a code for the calculation of space-charge-influenced trajectories in 3-dimensions. — 1989.
84. IBSIMU: A three-dimensional simulation software for charged particle optics / Taneli Kalvas, O Tarvainen, T Ropponen et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2010. — Vol. 81, no. 2. — P. 02B703.
85. Официальный сайт Eurotech. http://www.eurointech.ru/eda/microwave_design/cst/CST-STUDIO-SUITE.phtml.
86. *Димов ГИ, Росляков ГВ.* Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода // *Приборы и техника эксперимента*. — 1974. — Vol. 1. — Pp. 29–36.

Список рисунков

1.1	Схема инжектора пучка. 1 - дуговой генератор плазмы, 2 - плазменный экспандер (полый анод дуги) с эмиссионным электродом (катод диода), 3 - кабели питания дугового генератора и трубка подвода газа, 4 - высоковольтный изолятор, 5 - вытягивающий электрод (анод диода)	21
1.2	Внешний вид электродов ЭОС	22
1.3	Системы управления, питание дуги, клапана и магнитной изоляции внутри клетки Фарадея	23
1.4	Схема экспериментов по измерению распределения плотности тока электронного пучка на металлической мишени, проводимых на установке ГОЛ-3: 1 - источник электронного пучка; 2 - внешние катушки магнитного поля; 3 - выдвигной коллектор пучка	24
1.5	Величина магнитного поля на оси расширителя ГОЛ-3	25
1.6	Схема экспериментов на установке ВЕТА: 1 – источник пучка электронов, 2 – катушки магнитного поля, 3 – цилиндр Фарадея, 4 - исследуемая мишень, 5 - коллектор пучка	26
1.7	Величина магнитного поля на оси установки ВЕТА	27
1.8	Характерные осциллограммы пучка. Ускоряющее напряжение – красная кривая, ток эмиссии – синяя кривая	28
2.1	Схема эксперимента с рентгеновской камерой-обскурой: 1 – катушки магнитного поля, 2 – высоковольтный электрод, 3 – высоковольтный изолятор, 4 – дуговой генератор плазмы, 5 – молибденовые вставки с эмиссионными отверстиями, 6 – анод диода, 7 – приёмник пучка, 8 – вставка из медно-вольфрамового композита с отверстием камеры -обскуры, 9 – люминофорный экран, 10 – ПЗС-камера	32
2.2	Спектральная чувствительность матрицы SONY ICX285AL (красная линия) и спектр излучения $Gd_2O_2S : Tb$ (синяя линия)	34

2.3	Коэффициент поглощения рентгеновского излучения в зависимости от энергии падающих фотонов для $Gd_2O_2S : Tb$ (красная кривая) и для оргстекла толщиной 2 мм (синяя кривая)	35
2.4	Оценка спектрального отклика для разных материалов рентгеновского конвертера с учетом телесного угла диагностики. Параметры электронного пучка: 100 А, 100 кэВ, 100 мкс.	37
2.5	Типичный снимок рентгеновского отпечатка электронного пучка и нормализованные профили яркости, измеренные вдоль пунктирных линий	38
2.6	Профили яркости для трех произвольно выбранных импульсов пучка	39
2.7	Зависимость суммарного сигнала по всем пикселям изображения от интегрального тока пучка	40
2.8	Изображение рентгеновского отпечатка пучка на мишени из нержавеющей стали с приваренными полосами тантала, и нормированный профиль яркости, измеренный вдоль красной пунктирной линии.	41
2.9	Профиль свечения танталовой полосы после вычитания фона – красная кривая, функция $I(x)$ - синяя кривая	43
2.10	Частотно-контрастная характеристика диагностики	44
2.11	Схема эксперимента по измерению пространственных характеристик пучка: 1 - источник пучка электронов, 2 - катушки магнитного поля, 3 - металлическая мишень (рентгеновский конвертер), 4 - люминофорный экран, 5 - зеркало, 6 - ПЗС-камера	47
2.12	Зависимость рассчитанной температуры конвертера от его толщины для различных материалов	48
2.13	Зависимость количества света от толщины рентгеновского конвертера, для различных материалов. Синяя линия – вольфрам, красная линия – тантал, оранжевая линия – молибден и зелёная линия – нержавеющая сталь	49
2.14	Фото рентгеновского конвертера частично перекрытого вольфрамовой пластиной	50

2.15	Снимок резкого края	51
2.16	а - Функция расплывания резкого края; б - Функция расплывания тонкой линии аппроксимированная функцией Гаусса с $\sigma = 1,2$ мм (красная кривая), в - Частотно-контрастная характеристика диагностики	52
3.1	Схематическая иллюстрация пульсаций огибающих струек тока составляющих пучок	55
3.2	Пример дискретного распределения тока пучка на мишени . . .	56
3.3	Зависимость распределения тока пучка от величины магнитного поля в канале транспортировки	57
3.4	Зависимость распределения тока от величины тока пучка	58
3.5	Зависимость распределения тока от величины тока пучка полученная с помощью моделирования	62
3.6	Проявление дискретной структуры пучка при увеличении величины магнитного поля в тракте транспортировки	63
3.7	Зависимость распределения тока от величины тока пучка полученная с помощью моделирования	66
3.8	Зависимость интегрального свечения отпечатка струйки от радиуса	68
3.9	Фотография электродов ЭОС с 85 апертурами и соответствующий снимок рентгеновского отпечатка пучка . . .	69
3.10	Сравнение распределения тока по апертурам для различных ЭОС: красные точки - распределение тока в случае ЭОС с 241 отверстием, зелёные точки - ЭОС с 85 отверстиями	70
4.1	Схема измерения распределения тока сжатого пучка	73
4.2	Снимок резкого края	74
4.3	Частотно-контрастная характеристика диагностики. Синяя кривая - экспериментальные данные, красная кривая - функция Гаусса	75
4.4	Изображение отпечатка пучка	76
4.5	Сравнение отпечатка пучка при различных значениях коэффициента магнитной компрессии	78

4.6	Зависимость характерного радиуса пучка от величины коэффициента магнитной компрессии	79
4.7	Профиль плотности мощности поглощенной в вольфрамовой мишени	80
4.8	Система регистрации теплового отпечатка пучка	82
4.9	ИК-снимки отпечатка пучка на мишени при различных значениях ускоряющего напряжения	83
5.1	Схема эксперимента по измерению угловых характеристик пучка: 1 - источник пучка электронов, 2 - катушки магнитного поля, 3 - маска, 4 - рентгеновский конвертер и люминофорный экран, 5 - зеркало, 6 - ПЗС-камера	90
5.2	Маска - приемник пучка	91
5.3	а) - пример снимка получаемого с помощью диагностики; б) - снимок полученный при отверстиях маски закрытых нержавеющей фольгой;	93
5.4	Пример обработки профиля бимлеты. Синяя кривая - экспериментальный профиль, красная кривая - функция Гаусса вписанная в экспериментальный профиль, желтая кривая - функция Гаусса после учета аппаратной функции	94
5.5	Пример снимков при различных значениях магнитного поля в области диагностики	96
5.6	Зависимость характерной ширины углового распределения электронов пучка от величины магнитного поля в области диагностики	97
5.7	Дискретная структура пучка наблюдаемая на "реpperpot" снимках	98
5.8	Перемешивание дискретной структуры пучка при подъеме тока ($U_{acc} = 100$ кВ, $B_{EOS} = 15$ мТл, $B_{target} = 21$ мТл)	99
5.9	Типичные снимки "реpperpot" полученные для различных конфигураций ЭОС	102
5.10	Зависимость среднеквадратичного значения углового разброса от первеанса пучка	103
5.11	Сравнение измеренных угловых характеристик с прохождением пучка через магнитную пробку	105

- 5.12 Зависимость прохождения пучка через магнитную пробку от величины тока для ЭОС №4 при различных значениях ускоряющего напряжения: красные точки – $U_{acc} = 90$ кВ, синие точки – $U_{acc} = 45$ кВ 107
- 5.13 Зависимости прохождения пучка через магнитную пробку от величины тока, полученные экспериментально и с помощью численного моделирования при различной степени компенсации пространственного заряда. 108
- 5.14 Пример расчета угловых характеристик пучка в CST studio: 1 - анодный электрод ($U_{anode} = 0$ В), 2 - катодный электрод ($U_{cathode} = U_{acc}$, 3 - эмиссионная плазма ($U_{plasma} = U_{acc} - 2T_e$), 4 - плазменный мениск ($U_{meniscus} = U_{acc} - 4T_e$) 113
- 5.15 Сравнение радиальных распределений плотности тока по величине питч-углов: цветные кривые - распределения вычисленные в CST studio, оранжевая область ограниченная пунктирными кривыми - диапазон значений наблюдаемый в эксперименте 114

Список таблиц

2.1	Физические характеристики сцинтилляторов	33
5.1	Различные конфигурации ЭОС	101
5.2	Параметры пучка рассмотренные в моделировании	111