ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Сухих Леонид Григорьевич

# ИЗМЕРЕНИЕ РАЗМЕРОВ МИКРОННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Специальность 01.04.20 —

«Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук, профессор
Потылицын Александр Петрович

Томск — 2017

**Оглавление**

Стр.

**Введение** . . . . . 5

**Глава 1. Методы диагностики поперечного профиля электронных пучков современных ускорителей** . . . . . 17

1.1 Введение . . . . . 17

1.2 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе проволочных сканеров . . . . . 18

1.2.1 Проволочные сканеры с материальными проволочками . 19

1.2.2 Проволочные сканеры с лазерными проволочками . . . . 21

1.2.3 Мониторы на основе интерференции лазерного излучения 24

1.3 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе синхротронного излучения . . . . . 30

1.4 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе переходного излучения . . . . . 35

1.5 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе сцинтилляторов . . . . . 38

1.6 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе дифракционного излучения . . . . . 39

1.7 Вывод по главе . . . . . 44

**Глава 2. Визуализация поперечного профиля электронного пучка микронных размеров на основе переходного излучения** . . . . . 46

2.1 Введение . . . . . 46

2.2 Теоретическая модель . . . . . 52

2.3 Визуализация размера пучка в случае наклонённой мишени . . 60

2.4 Аппроксимирующая функция для анализа размера пучка при доминировании SPF . . . . . 66

2.5 Анализ характеристик двугорбых изображений, получаемых при доминировании SPF . . . 75
2.6 Характеристики положения максимума в двугорбом распределении для случая $\sigma-$компоненты излучения . . . 84
2.7 Измерение поперечного размера электронного пучка для случая $\pi-$компоненты излучения . . . 88
2.8 Выводы по главе . . . 93

**Глава 3. Измерение поперечного профиля электронных пучков микронных размеров на основе обратного переходного излучения видимого диапазона** . . . 95
3.1 Введение . . . 95
3.2 Экспериментальная установка . . . 95
3.3 Результаты экспериментальных исследований по визуализации поперечного размера пучка . . . 101
3.3.1 Результаты, полученные с использованием сцинтиллятора 101
3.3.2 Результаты, полученные при использовании обратного переходного излучения . . . 107
3.3.3 К вопросу о внеосевой фокусировке излучения объективом Шварцшильда . . . 125
3.3.4 К вопросу о положении максимума $q_1$ . . . 128
3.4 Выводы по главе . . . 132

**Глава 4. Визуализация профиля электронного пучка на основе обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета** . 134
4.1 Введение . . . 134
4.2 Теоретическая модель генерации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета 135
4.2.1 Сущность метода двойного токового слоя . . . 136
4.2.2 Метод изображений и метод поляризационных токов . . 141
4.2.3 Использование обоих методов для экспериментального случая . . . 143

4.3 Экспериментальная установка для исследования пространственных характеристик обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета 146
4.4 Экспериментальные пространственные распределения обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета . . . . . 149
4.5 Установка для визуализации поперечного профиля электронного пучка в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета . . . . . 154
4.6 Результаты эксперимента по визуализации поперечного профиля электронного пучка в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета . . . . . 157
4.7 Выводы по главе . . . . . 167

**Заключение** . . . . . 168

**Список литературы** . . . . . 177

## Введение

В настоящее время в мире успешно эксплуатируется Большой Адронный Коллайдер, на котором уже был обнаружен бозон Хиггса [1; 2] и проходят дальнейшие исследования по поиску явлений «новой физики». Несмотря на то, что с обнаружением бозона Хиггса найдены все «ингредиенты» Стандартной модели, остается ещё целый ряд нерешённых проблем, к которым относятся вопросы тёмной материи, (в Стандартной модели нет подходящего кандидата на эту роль), единственность бозона Хиггса и его элементарность [3]. Поэтому необходимо измерять с максимально возможной точностью не только базовые параметры бозона, но и константы связи, включая константу самодействия. Помимо бозона Хиггса ещё одной областью тестирования стандартной модели является детальное исследование свойств t-кварка, который является самой тяжёлой частицей в Стандартной модели. В ряде теоретических построений свойства t-кварка отличаются от свойств, предсказанных Стандартной моделью. Также масса t-кварка связана с массой бозона Хиггса и W-бозона, поэтому прецизионное измерение их масс может позволить верифицировать или опровергнуть имеющиеся теоретические построения [3].

Для нахождения новых частиц за пределами Стандартной модели и для детального исследования свойств бозона Хиггса и t-кварка может быть построен новый электрон-позитронный линейный коллайдер. В таком случае на новом витке может повториться история Z-бозона, который был обнаружен на протонной машине (супер-протонный синхротрон SPS, ЦЕРН [4; 5]), а детально исследован на лептонных машинах (Большой электрон-позитронный коллайдер LEP, ЦЕРН и Стэнфордский линейный коллайдер, SLC, SLAC [6]). Основные преимущества электрон-позитронных коллайдеров над адронными машинами с точки зрения регистрации рождающихся частиц заключаются в следующем:

1. Так как в электрон-позитронном коллайдере сталкиваются частицы без внутренней структуры, наблюдаемые события имеют достаточно слабый фон. Например, в случае лептонного коллайдера многие из зарегистрированных событий, указывающих на рождение бозона

Хиггса, будут вызваны именно рождением бозона Хиггса, а не множеством побочных частиц, которые неизбежно присутствуют при столкновении адронных пучков. О важности фоновых условий говорит тот факт, что ретроспективный анализ показал, что на ускорителе Tevatron (Fermilab, Batavia, США) было обнаружено около 20 тыс. событий рождения бозона Хиггса, но пришлось ждать результатов Большого адронного коллайдера LHC, чтобы достоверно подтвердить обнаружение этой частицы [3]. В случае линейного электрон-позитронного коллайдера для получения статистически значимых результатов хватило бы нескольких десятков событий.

2. Для электронных и позитронных пучков имеется возможность генерировать и сталкивать поляризованные пучки, что позволяет не только проверять теоретические предсказания поляризационных состояний, но и дополнительно снижать фоновые условия для некоторых задач.

В мире разрабатывается два проекта электрон-позитронного коллайдера высоких энергий: Международный линейный коллайдер (ILC) [7] и Компактный линейный коллайдер (CliC) [8].

ILC к настоящему времени представляет собой коллайдер с наиболее проработанным проектом. В 2013 году был представлен технический проект [9]. ILC представляет собой сверхпроводящий ускоритель с энергией 500 ГэВ в системе центра масс. Энергия согласно проекту может быть увеличена до 1 ТэВ. Технологии производства и использования ниобиевых ускоряющих структур при частоте ВЧ $\nu = 1{,}3$ ГГц хорошо отработаны при строительстве лазера на свободных электронах European X-FEL [10]. CLiC представляет собой коллайдер с планируемой энергий в системе центра масс от 500 ГэВ до 3 ТэВ, основанный на новой схеме двухпучкового ускорения при нормальных температурах [11]. В данном случае создается электронный пучок с энергией порядка 100 МэВ и высоким током, который отдавая свою энергию, ускоряет основной пучок с меньшим зарядом. В такой схеме планируется получить градиент ускорения порядка 100 МВ/м при частоте ускоряющего ВЧ $\nu = 12$ ГГц. Планируется поэтапное создание данного коллайдера, начиная с энергии 350 ГэВ. В связи с тем, что исследуемая физика практи-

чески одинакова для обеих машин, создана будет, скорее всего, лишь одна из них [1].

Для эффективной работы коллайдера необходимо поддерживать высокую светимость в месте встречи. Для этого эмиттанс пучка должен измеряться и контролироваться на протяжении всего цикла ускорения. В случае проекта CLiC планируется создание примерно 800 станций измерения поперечного размера пучка, из которых 130 станций с пространственным разрешением 1 мкм (!). При этом энергия электронного и позитронного пучка изменяется в диапазоне 2,86 ГэВ до 1500 ГэВ (раздел 5.9.4 [11]). В настоящее время не существует готовых решений для создания станций мониторинга поперечного размера пучка линейного ускорителя с таким разрешением.

Стандартным механизмом для визуализации поперечного профиля электронного[2] пучка является механизм обратного переходного излучения, которое является одним из частных случаев поляризационного излучения[3]. Обратное переходное излучение генерируется при пересечении пучком заряженных частиц, летящих в вакууме, некоторой мишени[4]. Излучение генерируется в виде конуса с осью в направлении зеркального отражения от поверхности мишени. Положение максимума излучения определяется энергией пучка. Генерируемое излучение радиально поляризовано. Его интенсивность и соотношение между компонентами поляризации (если рассмотреть поляризацию как сумму двух линейных компонент) определяется свойствами мишени и геометрией. Мишени выбираются исходя из двух критериев, первым из которых является хорошая отражающая способность, а вторым – стойкость к нагреву под действием пучка. Обратное переходное излучение, генерируемое

[1] Следует сразу оговориться, что на конец 2017 года решение о строительстве какого-либо из проектов коллайдера не было принято. Можно сказать, что ускорительное сообщество «расколото», но, к сожалению, не по вопросу: «Что строить?», а по вопросу «Строить ли вообще?!», так как мировая экономическая ситуация достаточно сложна и нет политического решения, подкреплённого достаточными финансами. Например, в ведущем научном центре по ускорителям в Японии – High Energy Accelerator Research Organization KEK (г. Цукуба), ведутся активные и официальные работы по проекту ILC, в то время как в ведущем научном центре Германии – Deutsches Ekektronen Synchrotron DESY, (г. Гамбург), официальные работы по проектам международного линейного коллайдера сворачиваются [12]...

[2] В данном случае нет разницы между электронным и позитронным пучком.

[3] В силу особенностей поляризационного взаимодействия заряженных частиц характеристики излучения определяются только величиной заряда, а не массой частицы. Таким образом, разница в визуализации протонного пучка и электронного пучка с одинаковым Лоренц-фактором с точки зрения базовой физики отсутствует, хотя имеется большое техническое различие.

[4] В данном случае процесс описан в приложении к практической диагностике поперечного размера пучка, поэтому опущена ненужная в данном случае общность рассмотрения процесса генерации переходного излучения.

мишенью, с помощью тонкой линзы или более сложной оптической схемы собирается на детекторе, формируя изображение излучающего пучка.

Диагностические станции поперечного профиля пучка, основанные на обратном переходном излучении, успешно используются на многих электронных ускорителях (см., например, [13—15]) в диапазоне энергий от 10 кэВ [16] до 30 ГэВ [17]. Также созданы и существуют диагностические станции для протонных ускорителей [18; 19].

При снижении размеров пучка до единиц микрометров важную роль начинает играть функция визуализации одиночного электрона, которая в дальнейшем для удобства обозначается как SPF (single-particle-function). Свойства данной функции, по своей природе сходной с функцией точки в оптике (дифракционный предел), подробно рассчитаны и рассмотрены в главе 2 настоящей работы. Кратко можно отметить, что влияние SPF приводит к тому, что Гауссов пучок при снижении своего размера ниже некоторого порога, определяемого свойствами оптической схемы, начинает визуализироваться с деформациями, что приводит к переоценке истинного размера пучка. При дальнейшем снижении размера Гауссов пучок визуализируется как двугорбое распределение с минимумом на оптической оси [20—22]. Как правило, для стандартных оптических схем, использующих длину волны излучения $\lambda = 500\,\text{нм}$ и оптическую систему с числовой апертурой $NA = 0{,}1\,\text{рад}$ двугорбые распределения будут наблюдаться при размере пучка менее $\sigma \leq 2\,\text{мкм}$ ($\sigma$ – размер пучка, среднеквадратичное отклонение, rms) в случае отсутствия аберраций и расфокусировки. Влияние SPF будет чувствоваться для пучков с размером $\sigma \leq 20\,\text{мкм}$ даже в идеальном случае. Наличие сферических, хроматических и иных аберраций, так же как ошибок в юстировке оптической схемы, может уширить SPF и существенно ухудшить разрешающую способность монитора. В работе П.В. Каратаева [23] была впервые экспериментально продемонстрирована визуализация Гауссова пучка микрометрового размера при существенном влиянии SPF в видимом диапазоне длин волн, а именно наблюдалось характерное двугорбое распределение. Полученные изображения были приведены только для $\sigma$–компоненты поляризации, которая более чувствительна к малому вертикальному размеру пучка. Следует отметить, что измеренные размеры пучка могут отличаться и в случае регистрации различ-

ных компонент поляризации излучения или неполяризованного излучения. Так в работе [24] было показано существенное различие между размерами пучка полученными при аппроксимации распределением Гаусса изображений пучка для горизонтальной и вертикальной компоненты поляризации обратного переходного излучения.

Разрешающая способность современных мониторов по визуализации поперечного профиля пучка ограничивается, к сожалению, не только дифракционным пределом. Недавно была экспериментально продемонстрирована генерация когерентного обратного переходного излучения[5] в видимом диапазоне на станциях измерения поперечного профиля электронного пучка рентгеновских лазеров на свободных электронах. В настоящее время в мире работают четыре рентгеновских лазера на свободных электронах: LCLS (г. Стэнфорд, США), FLASH, European X-FEL (г. Гамбург, Германия) и SACLA (пос. Саё, Япония). Впервые изображения пучка при генерации когерентного излучения наблюдались на пучке LCLS [25], а после и на пучках FLASH [26—29] и SACLA [30]. При визуализации обратного переходного излучения, генерируемого в когерентном режиме, стандартный Гауссов профиль пучка визуализируется как существенно деформированная структура со сложно предсказуемым пространственным распределением. Изображение поперечного профиля пучка зависит в данном случае от продольного профиля, который является случайным из-за нестабильностей в процессе ускорения [25; 29]. В результате при когерентном излучении невозможно использовать стандартные мониторы обратного переходного излучения. В принципе, данная проблема уже технически решена возвратом к массовому применению кристаллических сцинтилляторов в качестве источников излучения для визуализации размера пучка [28; 29]. Использование более сложных оптических схем, таких как, например, схема Шаймпфлюга позволяет получать разрешение измеренного сцинтиллятором размера пучка на уровне 10 мкм [31]. Как показано в данной работе разрешающая способность сцинтилляторов может быть улучшена до единиц микрометров, однако, использование только сцинтилляторов не со-

[5] Имеется в виду временная когерентность, когда продольные размеры излучающих сгустков меньше длин волн излучения. В этом случае интенсивность излучения будет возрастать нелинейно (в пределе квадратично) от населённости сгустка. Всё сказанное справедливо так же и для сгустков с периодической модуляцией, если размеры этих модуляций малы.

всем рационально. Так наличие хотя бы одной станции на основе обратного переходного излучения даёт возможность учитывать сам факт наличия когерентно излучающих нестабильностей, которые могут отразиться на динамике всего ускоряемого пучка.

Подводя краткое резюме, можно отметить, что развитие физики и техники ускорения электронных пучков привело к тому, что имеющиеся и достаточно широко используемые мониторы по измерению поперечного профиля электронных пучков на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн достигли своих пределов. В случаях, когда поперечные или продольные размеры электронных сгустков (микросгустков) сопоставимы по порядку величины с длиной волны, используемой в мониторе, наблюдаются существенные искажения получаемых изображений пучка. В связи с этим возникает вопрос, можно ли, и если можно, то как, совершенствовать мониторы на основе обратного переходного излучения для измерения поперечных размеров/профилей пучка с характерными размерами порядка микрометров?

Так как фундаментальные ограничения связаны с длиной волны обратного переходного излучения, то подход, связанный со снижением длины волны излучения, используемой в мониторе, является очевидным ответом на поставленный выше вопрос. Переход в ультрафиолетовый спектральный диапазон или даже в диапазон вакуумного ультрафиолета позволит пропорционально уменьшению длины волны излучения снизить влияние дифракционного предела, а также генерировать излучение в некогерентном режиме. Выбор данного пути сопряжён с рядом сложностей, в основном технического характера, что неминуемо отражается на экономической эффективности такого монитора. С другой стороны, в случае некогерентного излучения в видимом диапазоне при малых поперечных размерах пучка для определения его размеров можно, в принципе, использовать и изображение, полученное при доминировании SPF, как продемонстрировано в работе [23].

Таким образом, **целью данной работы** является исследование возможностей использования мониторов поперечного профиля пучка на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн за дифрак-

ционным пределом и в спектральном диапазоне длин волн вакуумного ультрафиолета для улучшения разрешающей способности метода.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработать теоретический подход для расчёта изображений одиночных электронов (SPF) и пучка, получаемых при визуализации обратного переходного излучения от наклонной мишени.
2. Разработать подходы к определению истинного размера электронного пучка с Гауссовым профилем при его визуализации на основе обратного переходного излучения при доминировании SPF.
3. Провести экспериментальные измерения поперечного профиля электронного пучка с энергией $E_e \sim 1\,\text{ГэВ}$ с размером порядка единиц микрометров на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн.
4. Провести теоретические и экспериментальные исследования характеристик обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20\,\text{нм}$).
5. Впервые измерить поперечный размер электронного пучка на основе визуализации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20\,\text{нм}$) и сравнить его с размером, полученным на основе излучения в видимом диапазона.

Следует заметить, что для исследования визуализации обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн за дифракционным пределом, нужны пучки с размерами на уровне единиц микрометров. В настоящее время в мире существует не так много ускорителей, на которых могут быть проведены подобные исследования, как с точки зрения размеров пучка, так и с точки зрения наличия свободного пучкового времени и сопутствующей инфраструктуры. Эксперименты группы П.В. Каратаева были проведены на пучке ускорителя KEK-ATF-II (г. Цукуба, Япония) с энергией пучка $E_e = 1250\,\text{МэВ}$, который является тестовым стендом для отработки технологий проекта ILC. Эксперименты, результаты которых представлены в данной работе, были проведены на разрезном микротроне MAMI-B (Институт ядер-

ной физики университета Гутенберга, г. Майнц, Германия) с энергией пучка $E_e = 855\,\text{МэВ}$.

Насколько мне известно, к настоящему моменту только две научные группы в мире проводят экспериментальные исследования в области разработки монитора поперечного размера электронного пучка с субмикронным пространственным разрешением. Это англо-японская группа под руководством П.В. Каратаева, которая закончила первый этап исследований в 2012-2013 году, и сейчас проводит второй этап работу на пучке KEK-ATF-II (г. Цукуба, Япония) в «расширенном» составе: ЦЕРН-Англия-Япония [32]. Целью второго этапа является переход на длины волн ультрафиолета ($\lambda \approx 200\,\text{нм}$). Второй группой является русско-немецкая группа, в которую входит автор диссертации. Наша группа проводит работы в области систематического исследования свойств процесса визуализации поперечного профиля электронного пучка в видимом диапазоне для создания рабочих прототипов мониторов поперечного профиля пучка, которые могли бы быть использованы в проектах ILC и CLiC.

В настоящей рукописи представлены результаты проведённой работы, **научная новизна** которой **заключается в том, что:**

1. Был разработан подход к расчёту изображений пучка от наклонных мишеней. Были получены результаты теоретического моделирования 3D изображений пучка от наклонной мишени, где впервые в мире теоретически продемонстрирован и объяснен эффект глубины фокуса при визуализации обратного переходного излучения. Разработанный подход позволят получать изображения пучка как для $\sigma-$ и $\pi-$ компонент поляризации излучения, так и для неполяризованного излучения.
2. Была разработана универсальная функция аппроксимации вертикальной проекции изображения пучка, полученного с использованием $\sigma$–компоненты излучения, которая позволяет определить размер пучка как в случае двугорбого распределения (существенное влияние SPF), так и в случаях, когда влияние SPF меньше, т.е. распределение по-прежнему одногорбое, но не Гауссово.

3. Впервые в мире были проведены экспериментальные исследования по визуализации поперечного профиля электронного пучка микрометровых размеров с использованием двухзеркального объектива Шварцшильда в видимом диапазоне длин волн. Поперечный профиль электронного пучка с вертикальным размером $\sigma_y \simeq 1{,}5\,$мкм был визуализирован как с помощью обратного переходного излучения, так и с помощью излучения тонкого сцинтиллятора. Анализ изображений пучка, полученных на основе обратного переходного излучения, показал, что разработанная функция аппроксимации вполне эффективна. Также было показано, что использование объектива Шварцшильда для визуализации обратного переходного излучения имеет как ряд преимуществ, таких как отсутствующая хроматическая аберрация, так и ряд сложностей, например, нет ясности с эффективной числовой апертурой объектива при использовании узконаправленного излучения.
4. Впервые в мире были экспериментально получены двумерные изображения пространственного распределения обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20\,$нм).
5. Впервые в мире были получены изображения электронного пучка с использованием обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \approx 20\,$нм). Визуализация обратного переходного излучения проходила с использованием сферического многослойного зеркала, что позволило для одной и той же экспериментальной установки получить изображения в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета и видимого света, напрямую сравнить их и объяснить имеющиеся различия с использованием разработанной теоретической модели.

**Теоретическая и практическая значимость работы** заключается в том, что полученные теоретические модели и экспериментальные данные закладывают научно-технические основы для создания нового поколения мониторов по диагностике поперечного профиля электронного пучка с субмикрометровым разрешением. Разработанные теоретические модели позволяют

рассчитывать ожидаемые изображения пучка с учётом неидеальной фокусировки оптической системы, а также проводить анализ экспериментально получаемых изображений пучка даже по единственному изображению без проведения сложных процедур калибровки. Полученные экспериментальные результаты показывают, что возможно использование двухзеркальных микроскопических объективов с большим коэффициентом увеличения оптической системы (объектив Шварцшильда) для получения изображений пучка. Показана принципиальная возможность и техническая реализуемость разработки и создания мониторов поперечного профиля пучка в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, что позволяет в теории получать изображения пучков с минимальными размерами порядка $\sigma_y \approx 50\,\text{нм}$.

**Личный вклад автора** состоит в выборе направления проведения исследований, разработке теоретических подходов и проведении теоретических расчётов, планировании и подготовке экспериментальных исследований, участии во всех экспериментальных исследованиях, обработке и анализе экспериментальных данных, подготовке и написании статей. Совместно с А.П. Потылицыным было изначально сформулировано направление развития исследований в область обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета. Экспериментальные исследования проводились на разрезном микротроне MAMI-B (Институт ядерной физики университета Гутенберга, г. Майнц, Германия) с энергией пучка $E_e = 855\,\text{МэВ}$. Экспериментальная работа была проведена в сотрудничестве автора данной работы, А.П. Потылицына – ведущего научного сотрудника ТПУ и научного консультанта данной диссертации, Геро Кубе (Gero Kube) – сотрудника научно-исследовательского центра «Немецкий электронный синхротрон DESY» (г. Гамбург, Германия), и Вернера Лаута (Werner Lauth) – сотрудника Института ядерной физики университета Гутенберга, (г. Майнц, Германия). Анализ поперечного размера пучка, полученного на основе измерения с помощью сцинтиллятора, выполнен Г. Кубе. Объектив Шварцшильда был разработан и изготовлен в Физическом институте Академии Наук имени П.В. Лебедева (г. Москва) и любезно предоставлен И.А. Артюковым. Многослойное сферическое зеркало было изготовлено и испытано Сашей Байт (Sasa Bajt) – сотрудницей научно-исследовательского центра «Немецкий электронный син-

хротрон DESY» (г. Гамбург, Германия). Проведение экспериментальных исследований на ускорителе MAMI-B проходило при участии и технической помощи аспирантов и сотрудников Томского политехнического университета Ю.А. Попова[6], А.В. Вуколова и А.И. Новокшонова. Теоретические расчёты характеристик обратного переходного излучения и экспериментальная верификация части общих положений (эффекты предволновой зоны, расчёт характеристик излучения в области вакуумного ультрафиолета и др.) проводились в Томском политехническом университете при участии Г.А. Науменко, С.Р. Углова и С.Ю. Гоголева.

**Результаты настоящей работы докладывались и обсуждались**:

- на международных симпозиумах «Radiation from relativistic electrons in periodical structures, RREPS» (2007, Прага, Чехия; 2009, Звенигород, Московская обл. Россия; 2013, Ереван, Армения; 2015, С.-Петербург, Россия; 2017, Гамбург, Германия);
- на первой международной конференции «Technology and Instrumentation in Particle Physics, TIPP» (Цукуба, Япония, 2009);
- на втором конгрессе «EUV and X-Ray Optics: Synergy between Laboratory and Space» (2011, Прага, Чехия);
- на восьмой и десятой европейской конференции «Beam Diagnostics and Instrumentation for Particel Accelerators, DIPAC» (2007, Венеция, Италия; 2011, Гамбург, Германия);
- на третьей – шестой международной конференции «International Particle Accelerator Conference, IPAC» (2012, Новый Орлеан, Луизиана, США; 2013, Шанхай, Китай; 2014, Дрезден, Германия; 2015, Ричмонд, Вайоминг, США)
- Международной конференции «International Beam Instrumentation Conference, IBIC» (2015, Мельбурн, Австралия)
- Семинарах кафедры Прикладной физики Томского политехнического университета, семинарах кафедры 67 Национального ядерного университета «МИФИ», лаборатории MDI, DESY (г. Гамбург, Германия).

и **опубликованы** в работах [33—63]

[6] В настоящее время сотрудник Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московская обл., Россия).

Настоящая работа состоит из 4-х глав. Первая глава посвящена обзору способов измерения размеров пучка в микрометровом масштабе. Вторая глава посвящена теоретическому анализу процесса визуализации обратного переходного излучения от наклонной мишени (в подавляющем большинстве экспериментов мишень наклонена относительно траектории электронного пучка) с учётом поляризационных характеристик излучения. Также во второй главе приведён анализ получаемых в расчёте изображений пучка и предложена рациональная функция аппроксимации для извлечения поперечного размера пучка из двугорбых изображений пучка. Третья глава посвящена экспериментальной визуализации поперечного профиля электронного пучка с вертикальным размером порядка $\sigma_y \approx 1{,}5\,$мкм в видимом диапазоне длин волн с использованием оптики на основе двухзеркального объектива Шварцшильда. Четвертая глава посвящена исследованию характеристик обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета и его визуализации с использованием сферического зеркала.

Полный объём диссертации составляет 196 страниц с 99 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 171 наименование.

# Глава 1. Методы диагностики поперечного профиля электронных пучков современных ускорителей

## 1.1 Введение

В связи с тем, что в мире существуют сотни ускорителей, предназначенных для научных исследований, невозможно описать все существующие методы диагностики поперечного размера и профиля пучка заряженных частиц. По этой причине обзор сосредоточен только на методах измерения размеров электронных и позитронных пучков с энергиями $E_e \geq 10\,\text{МэВ}$. При этом основной интерес для нас, по понятным причинам, представляют методы, которые могут использоваться для пучков с характерными поперечными размерами[1] $\sigma_\perp \leq 20\,\text{мкм}$.

Для исключения недопонимания в дальнейшем, если не указано иное, слово «пучки» подразумевает «электронные пучки», а слово «размер» – «характерный поперечный размер» (аналогично с «профилем»).

Для указанного диапазона размеров пучка существует ряд методов диагностики, а именно:

1. методы, основанные на пересечении пучка проволочкой (материальной или лазерной);
2. методы, основанные на синхротронном излучении;
3. методы, основанные на излучении сцинтилляторов;
4. методы, основанные на поляризационном излучении (переходное и дифракционное излучение).

Указанная «классификация» методов является, скорее, наглядной, удобной для понимания, чем опирающейся на строгие физические различия процессов, лежащих в основе того или иного метода. Действительно, в основе метода измерения размера пучка пересекающей его материальной проволочкой лежит процесс генерации фотонов тормозного излучения, а в случае с лазерной проволочкой – генерация фотонов в процессе обратного Комптонов-

[1] Для наиболее часто встречающегося пучка с Гауссовым профилем характерным размером будем считать средне-квадратичное отклонение (СКО, rms)

ского рассеяния. Однако, несмотря на различие процессов, результат один: генерируются фотоны высокой энергии, которые несут информацию о размере пучка. Таким образом, невзирая на очевидные недостатки предложенной классификации методов измерения размеров пучка, будем придерживаться именно её ради наглядности и очевидности.

Представленный в данном разделе обзор методов не претендует на исчерпывающую полноту из-за бурного развития физики ускорителей.

## 1.2 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе проволочных сканеров

Как уже отмечалось выше, методы измерения размеров пучка проволочными сканерами основаны на помещении рассеивателя под пучок с целью генерации фотонов высоких энергий в линейном процессе. Безотносительно источника/процесса получения фотонов основной принцип измерения заключается в регистрации количества фотонов в зависимости от взаимного положения пучка и помещённой в него пробы[2]. Детектирование фотонов высокой энергии производится с помощью порогового по энергии счётчика, что позволяет получать хорошее отношение сигнал–шум. Таким образом, метод измерения размера пучка проволочным сканером позволяет получить размер не отдельного сгустка, но лишь некоторый средний размер пучка.

Наибольшее распространение получили проволочные сканеры на основе тонких проволочек из тугоплавких материалов, о которых и пойдет речь в следующем разделе.

[2]Очевидно, что возможно также регистрировать количество электронов, потерявших энергию при взаимодействии с рассеивателем, но такой способ применяется реже.

### 1.2.1 Проволочные сканеры с материальными проволочками

Диагностика на основе проволочных сканеров — хорошо изученный метод измерения поперечных профилей электронных сгустков. За последние 20-30 лет данный метод получил широкое распространение и используется на большинстве электронных и адронных ускорителей. Используемая для измерения микронных пучков проволочка, как правило, сделана из вольфрама или углерода и имеет диаметр порядка $(4 - 10)$ мкм [64]. На рисунке 1.1 приведен пример измеренного вертикального профиля пучка, взятый из работы [65]. Данный профиль был получен на ускорителе KEK-ATF (г. Цукуба, Япония) с энергией 1280 МэВ при использовании вольфрамовой проволочки диаметром 10 мкм.

В связи с тем, что результатом измерения с помощью проволочного сканера является одномерное сечение пучка по одной из координат, в настоящее время стараются использовать как минимум три проволочки, для того чтобы оценить сечения по горизонтали и вертикали, а также поворот пучка относительно начала координат (см. рисунок 1.2) [66]. Как видно из рисунка 1.2, в случае повёрнутого пучка измерение только двух сечений может дать существенно заниженную оценку размера пучка.

Несмотря на простоту принципа, положенного в основу проволочного метода диагностики, его практическая реализация сталкивается с рядом

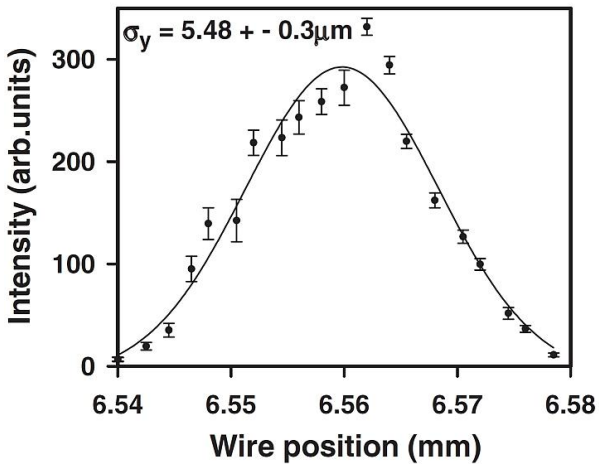



Рисунок 1.1 — Пример измерения вертикально профиля пучка с энергией 1,28 ГэВ вольфрамовой проволочкой диаметром 10 мкм. Рисунок взят из работы [65]

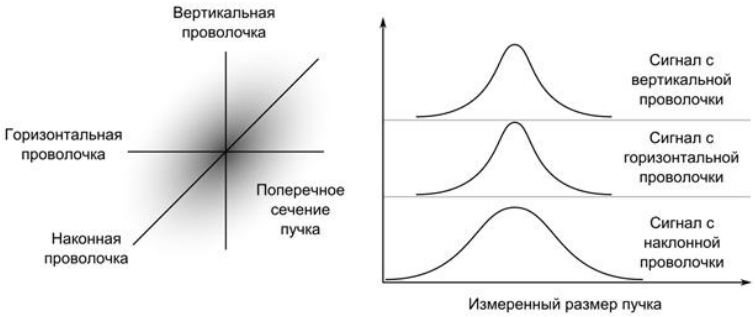



Рисунок 1.2 — Схема измерения профиля пучка тремя проволочками, призванная учесть возможный поворот пучка

сложностей, среди которых следует отметить следующие сложности технического характера:

1. Для измерения поперечных профилей электронных сгустков с требуемой точностью необходимо обеспечить точность позиционирования проволочки. Минимальным требованием является 2-3 точки на стандартное отклонение (в случае Гауссова профиля пучка). В случае пучка с размером 1 мкм необходимо позиционировать проволочку с точностью $(0{,}3 - 0{,}5)$ мкм [64].
2. Измерение проволочкой пучков, размер которых меньше диаметра проволочки, требует точного учёта диаметра проволочки, так как получаемая зависимость количества фотонов от положения проволочки может определяться не столько размером пучка, сколько размером проволочки. При этом следует учитывать, что диаметр таких тонких проволочек может варьироваться на $10 - 15\%$ [67], что также сложно учесть при анализе получаемых распределений.
3. Проволочка должна быть изготовлена из тугоплавких материалов, например, из углерода или вольфрама, чтобы не разрушиться под действием пучка заряженных частиц, что происходит достаточно часто [68].
4. Детектор рожденных фотонов или рассеянных электронов должен быть установлен в месте с минимальным фоном.
5. В основу методики измерения положен принцип сканирования электронного пучка проволочкой, что на практике приводит к сканированию некоторой последовательности электронных сгустков или макроимпульсов в пучке или к сканированию одного пучка в течение

нескольких оборотов в кольцевом ускорителе. Это приводит к требованию обеспечения стабильности электронного пучка и может вносить дополнительную неопределённость в результаты измерения.

Относительная простота реализации метода измерения поперечного профиля пучка с помощью тонких проволочек обеспечила этому методу достаточную популярность и распространенность. Однако невозможность на практике измерять размеры пучков меньше 3 мкм привело к развитию метода лазерных проволочек, который рассмотрен в следующем разделе.

### 1.2.2 Проволочные сканеры с лазерными проволочками

Недостатки обычных проволочных сканеров, такие как невозможность измерять пучки размером единицы микрометров и разрушение проволочки, можно преодолеть, если воспользоваться т.н. «лазерной проволочкой». Данный метод диагностики поперечного профиля основан на взаимодействии сфокусированного лазерного луча с электронным пучком. В результате обратного Комптоновского рассеяния образуются фотоны высоких энергий, которые легко могут быть зарегистрированы. Размер пучка определяется как зависимость выхода фотонов от относительного положения электронного и лазерного пучка. Энергия рассеянных фотонов ($\hbar\omega_2$) линейно зависит от энергии лазерных фотонов ($\hbar\omega_1$) и в случае ультрарелятивистских энергий электронного пучка (Лоренц-фактор $\gamma \gg 1$) определяется как [69]:

$$\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 \frac{2\gamma^2(1 - \beta\cos\theta_1)}{1 + (\gamma\theta_2)^2}, \tag{1.1}$$

где $\beta = v/c$ – скорость электрона в долях скорости света, $\theta_1$ и $\theta_2 \sim \gamma^{-1}$ – углы встречи первоначального фотона и вылета рассеянного фотона относительно направления движения электронного пучка, соответственно. В случае измерения размера электронного пучка $\theta_1 = 90^\circ$ и энергетический спектр регистрируемых гамма-квантов определяется только угловой апертурой детектора. В случае электронного пучка ускорителя KEK-ATF (г. Цукуба, Япония)

с энергией 1280 МэВ при использовании второй гармоники Nd:VAN лазера ($\lambda_2 = \frac{2\pi\hbar c}{\hbar\omega_2} = 532$ нм) максимальная энергия рассеянных гамма-квантов составляет $E_\gamma^{max} = 28{,}6$ МэВ [70].

Количество гамма-квантов, получаемых в процессе рассеяния фотонного сгустка на электронном определяется следующим образом [69]:

$$N_\gamma = \frac{1}{2} N_e N_{ph} \frac{\sigma_T}{S_e + S_{ph}}, \tag{1.2}$$

где $N_e$ и $N_{ph}$ – населённости электронного и фотонного сгустков, соответственно; $S_e$ и $S_{ph}$ – площади сечения электронного и фотонного сгустков, соответственно; $\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_0^2$ – Томсоновское сечение, $r_0$ – классический радиус электрона. Из формулы 1.2 видно, что количество генерируемых гамма-квантов невелико и требует высокой плотности фотонного и электронного пучка. Оценка количества рассеянных гамма-квантов в уже упоминавшейся работе [70] даёт $N_\gamma = 6{,}8 \cdot 10^4$ при использовании лазерного луча с размером перетяжки $\sigma_{L0} = 5$ мкм, пиковой мощности лазера 150 МВт и электронного пучка населённостью $N_e = 10^{10}$ электронов с вертикальным размером $\sigma_e = 1$ мкм. Именно количество рассеянных гамма-квантов определяет наибольший измеряемый размер электронного пучка. В работе [70] он был оценен как $\sigma_e^{max} = 40$ мкм. Увеличение динамического диапазона требует повышения мощности лазера, причем зависимость тут квадратичная.

Минимальный размер электронного пучка, который может быть измерен с помощью стандартной лазерной проволочки определяется возможностями оптики лазерного излучения. Известно, что лазерный луч с Гауссовым профилем может быть сфокусирован до некоторого конечного размера перетяжки ($\sigma_{L0}$), определяемого на практике качеством фокусирующей оптики. Схема взаимодействия лазерного и электронного пучка приведена на рисунке 1.3, взятом из работы [70].

Из рисунка 1.3 видно, что размер перетяжки и характерное изменение размера лазерного пятна на ширине электронного сгустка определяет разрешение метода. В работе [70] размер перетяжки составлял $W_0 = 5{,}07$ мкм, что позволило измерить электронный пучок с вертикальным размером $\sigma_e \simeq 4{,}8$ мкм. Следует отметить, что в процессе измерения получается некоторый

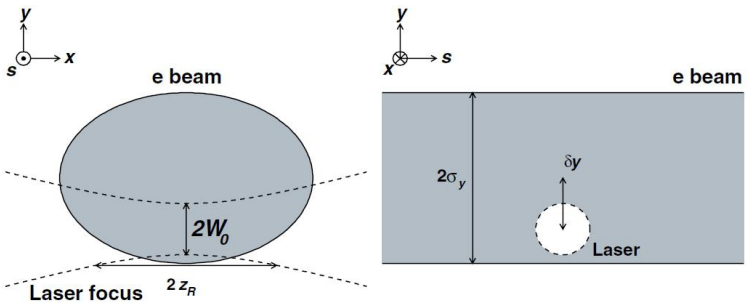



Рисунок 1.3 — Схема взаимодействия лазерного и электронного пучка и некоторые обозначения. Рисунок взят из работы [70]

аппаратный профиль с размером, определяемым как реальными вертикальным и горизонтальным размером электронного пучка, так и размером лазерного пятна. Для получения информации о реальном размере электронного пучка требуется проводить специфический анализ данных [70; 71]. Для измерения размеров электронного пучка порядка $\sigma_e \simeq 1$ мкм необходимо получить лазерный луч с таким же размером, что представляет достаточно сложную задачу. Насколько мне известно, на ускорителе KEK-ATF она не была решена.

Электронный пучок с размером порядка $\sigma_e \simeq 1{,}14$ мкм был измерен с помощью лазерной проволочки на пучке Стэнфордского линейного коллайдера [64], что было достигнуто на основе лазерного пучка с длиной волны 350 нм (3-я гармоника лазера на основе иттрий-фторид лития (YLF)). Следует отметить, что снижение длины волны лазера является одним из эффективных способов снижения размера перетяжки.

В настоящее время сканеры на основе лазерной проволочки действуют на нескольких ускорителях в мире, среди которых PETRA-III (DESY, г. Гамбург, Германия). Особенности данной системы детально описаны в работах [72; 73]. Следует отметить, что основную роль по разработке данной установки, также как и установки на пучке ускорителя KEK-ATF, осуществляла группа физиков из John Adams Institute, Royal Holloway, Университет Лондона (г. Эгам, Великобритания). Основным отличием установки в Германии является возможность измерения как вертикального так и горизонтального размера электронного пучка, что требует сложной лазерной схемы. Среди представленных данных есть измерения горизонтального и вертикального профи-

лей пучка с размерами $\sigma_e^{hor} = 293{,}6 \pm 18{,}1$ мкм и $\sigma_e^{vert} = 30{,}38 \pm 1{,}43$ мкм, соответственно [73].

Монитор на основе лазерной проволочки позволяет измерять размеры пучков на уровне единиц микрометров и имеет лучшее разрешение, чем монитор на на основе обычного проволочного сканера. Дополнительным достоинством такого монитора является то, что не происходит разрушение проволочки в вакуумном объеме, что удобно для работы и позволяет измерять пучки с любой плотностью электронов. Главным же недостатком лазерной проволочки является крайне высокая сложность и стоимость лазерной системы, необходимость её регулярной подстройки и сложность первичного запуска, когда необходимо синхронизировать лазерный и электронный пучок во времени. Использование лазерных проволочек на ускорителях Международного линейного коллайдера, по моему мнению, не исключено, но вряд ли будет создано больше одной такой станции.

Логичным развитием мониторов на основе лазерной проволочки являются мониторы на основе интерференции лазерного излучения, описанные в следующем разделе.

### 1.2.3 Мониторы на основе интерференции лазерного излучения

Мониторы на основе интерференции лазерного излучения иногда называют монитором Шинтаке (Shintake monitor) по имени одного из разработчиков (Tsumoru Shintake). Данный тип монитора обладает непревзойдённой на сегодняшний день разрешающей способностью и выдающимися характеристиками по диапазону измеряемых размеров пучков. Следует отметить, что в мире существует один единственный такой монитор, который был разработан и протестирован на пучке Стэнфордского линейного коллайдера (США), где показал работоспособность при измерении пучков с минимальным вертикальным размером $\sigma_e = 60$ нм [64]. После завершения модернизации ускорителя KEK-ATF (г. Цукуба, Япония) до стадии KEK-ATF-II монитор Шинтаке был перевезён в Японию, где подвергся существенной доработке и модернизации,

что позволяет ему измерять пучки с минимальным размером $\sigma_e = 25\,\text{нм}$ (минимальный планируемый размер электронного пучка $\sigma_e^{min} = 37\,\text{нм}$) [74].

Идея монитора Шинтаке заключается в том, что электронный пучок должен проходить не через один лазерный луч, как в случае обычной лазерной проволочки, а через интерференционную картину, образованную пересечением двух лазерных лучей. В этом случае при перемещении электронного пучка относительно интерференционной картины возможно получить информацию о размере пучка. Если размер пучка достаточно велик по сравнению с расстоянием между максимумами, то он будет всегда пересекать несколько периодов стоячей волны. В этом случае вариация числа рассеянных комптоновских фотонов при перемещении электронного пучка будет очень мала. Если пучок достаточно мал по сравнению с расстоянием между максимумами, то выход рассеянных гамма-квантов будет сильно зависеть от положения пучка. В предельном случае бесконечно малого пучка максимальное число фотонов будет рассеиваться на максимумах. При пересечении таким электронным пучком минимумов рассеянных комптоновских фотонов не будет совсем. На рисунке 1.4 показан принцип получения информации о размере электронного пучка, взятый из работы [64].

Пространственное распределение в интерференционной картине определяется длиной волны лазера $\lambda_L$ и углом встречи двух лучей $\theta$ [64]:

$$F(y) = 1 + \cos(\theta)\cos\left(2k_y y\right), \tag{1.3}$$

где $k_y = \dfrac{2\pi \sin\theta/2}{\lambda_L}$

Из формулы 1.3 видно, что расстояние между максимумами в интерференционной картине равно $d \equiv \dfrac{\pi}{k_y} = \dfrac{\lambda_L}{2\sin\theta/2}$, а минимальное расстояние – $d_{min} = \lambda_L/2$. Помимо изменения расстояния между максимумами при изменении угла встречи пучков происходит также изменение глубины модуляции интерференционной картины, которая максимальна при углах близких к $\theta = \pi n$ и минимальна при угле встречи $\theta = \pi/2$, когда интерференционная картина не образуется.

Количество гамма-квантов высокой энергии, полученных в результате взаимодействия может быть получено сверткой Гауссова профиля электрон-

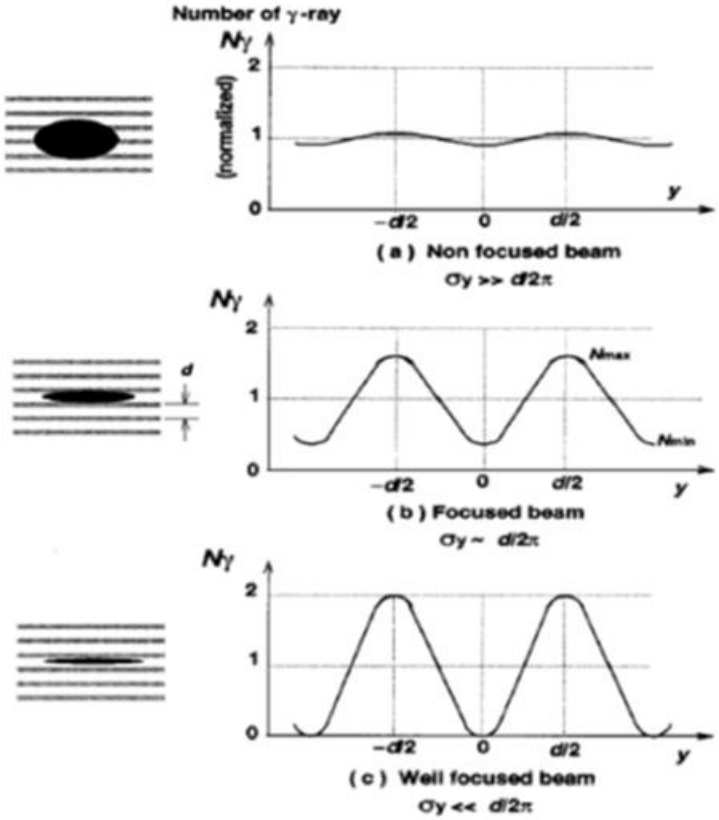



Рисунок 1.4 — Принцип получения информации о размере электронного пучка для монитора Шинтаке. Рисунок перерисован из работы [64].

ного пучка с размером $\sigma_y$ и положением $y_0$ и полученного вертикального распределения 1.3. Результатом свертки является следующее выражение:

$$N_\gamma(y_0) \propto 1 + \cos\theta \cos\left(2k_y y_0\right) \exp\left[-2(k_y\sigma_y)^2\right]. \tag{1.4}$$

Максимальное и минимальное число гамма-квантов ($N_+$ и $N_-$) будет образовываться при обращении множителя в $\cos\left(2k_y y_0\right)$ в $+1$ и минус 1, соответственно.

Регистрируемая в эксперименте зависимости количества зарегистрированных гамма-квантов от положения пучка является периодической и может характеризоваться глубиной модуляции, которую можно определить как [64]:

$$M = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = |\cos\theta| \exp\left[-2(k_y\sigma_y)^2\right], \tag{1.5}$$

Таким образом, зная глубину модуляции (1.5) и период интерференционной картины лазера $d$ возможно найти размер пучка как:

$$\sigma_y = \frac{d}{2\pi}\sqrt{2\ln\left(\frac{|\cos\theta|}{M}\right)} \tag{1.6}$$

Определив диапазон значений величины модуляции $M = (10-90)\%$, можно использовать выражение 1.6 для оценки диапазона измеряемых размеров пучка.

Для лазера с длиной волны $\lambda_L = 1064\,\text{нм}$, использовавшегося в работе [64] при угле встречи $\theta = 174°$ период интерференционной картины составляет $d = 533\,\text{нм}$, что позволяет измерять пучки с размерами $\sigma_y = (38-182)\,\text{нм}$. При угле встречи $\theta = 6°$ период интерференционной картины составляет $d = 10{,}2\,\text{нм}$, что позволяет измерять пучки с размерами $\sigma_y = (0{,}73-3{,}5)\,\text{мкм}$.

Монитор Шинтаке, реализованный в области FFTB (final focusing test beam) на пучке Стэнфордского линейного коллайдера имел три режима работы, позволяя измерять как вертикальный, так и горизонтальный размер пучка (см. рисунок 1.5) [64]. Помимо уже упомянутых углов встречи $\theta = 174°$, используемого для измерения вертикального размера пучка, и $\theta = 6°$, используемого для горизонтального размера, был реализован угол встречи $\theta = 30°$, позволяющий измерять вертикальный пучок с размерами $\sigma_y = (0{,}18-0{,}72)\,\text{мкм}$.

На рисунке 1.6 представлены примеры измерений вертикального и горизонтального размеров пучка, проведённых в 1997 году, а также статистическая гистограмма измерения вертикальных размеров пучка в наиболее чувствительной конфигурации, полученная из 23 измерений.

Из результатов, представленных на рисунке 1.6г видно, что минимальный измеренный размер пучка составлял $\sigma_y^{min} = 50\,\text{нм}$, что подтверждает потрясающую чувствительность монитора Шинтаке.

В связи с тем что размеры электронного пучка в точке финального фокуса ускорителя KEK-ATF-II отличаются от параметров пучка для Стэнфордского линейного коллайдера, установка была модернизирована [74]. Вертикальный пучок для KEK-ATF-II имеет меньший размер ($\sigma_y^{min} \simeq 37\,\text{нм}$) и

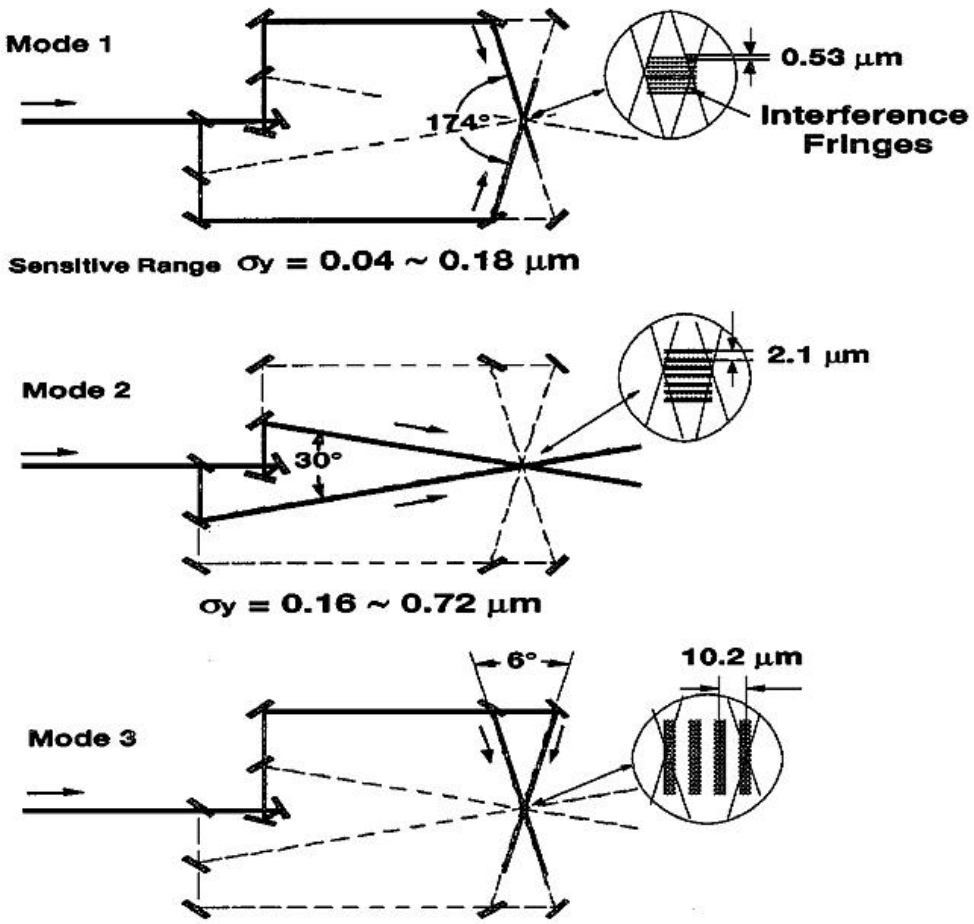
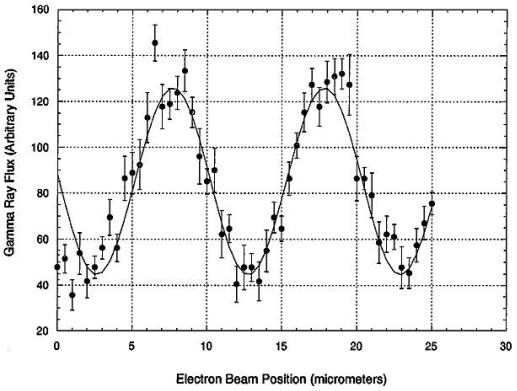


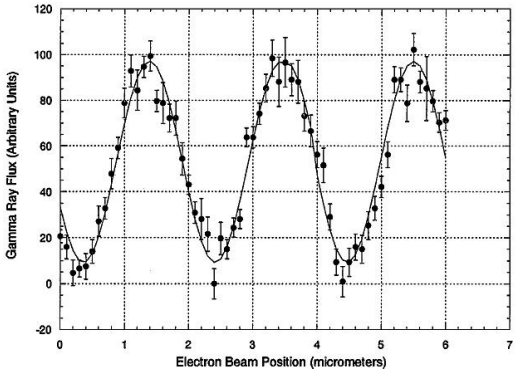

Рисунок 1.5 — Схема ориентации лазерных лучей для монитора Шинтаке, реализованная на пучка Стэнфордского линейного коллайдера. Рисунок перерисован из работы [64].

больший разброс возможных значений (вплоть до $\sigma_y^{max} \simeq 6\,\text{мкм}$), а горизонтальный размер пучка может достигать десятков микрометров. В связи с этим модернизация монитора Шинтаке заключалась в снижении длины волны лазера ($\lambda_L = 532\,\text{нм}$) и введении дополнительных углов пересечения для измерения вертикального размера. Возможные углы встречи теперь составляют $\theta = 2°$ ($\sigma_y = (1{,}4 - 6)\,\text{мкм}$), $\theta = 8°$ ($\sigma_y = (0{,}36 - 1{,}4)\,\text{мкм}$), $\theta = 30°$ ($\sigma_y = (100 - 360)\,\text{нм}$), $\theta = 174°$ ($\sigma_y = (25 - 100)\,\text{нм}$). Для измерения горизонтального реализован режим лазерной проволочки, позволяющий измерять пучки с размерам $\sigma_x = (2{,}5 - 100)\,\text{мкм}$.

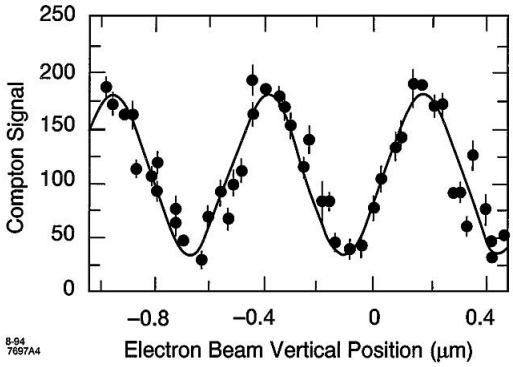
Насколько нам известно к настоящему времени на пучке ускорителя KEK-ATF-II был измерен пучок с минимальным вертикальным размеров, составляющим $\sigma_y = 110\,\text{нм}$ [75], и на ускорителе ведутся работы, направленные на достижение рекордного минимального размера пучка $\sigma_y^{min} \simeq 37\,\text{нм}$.



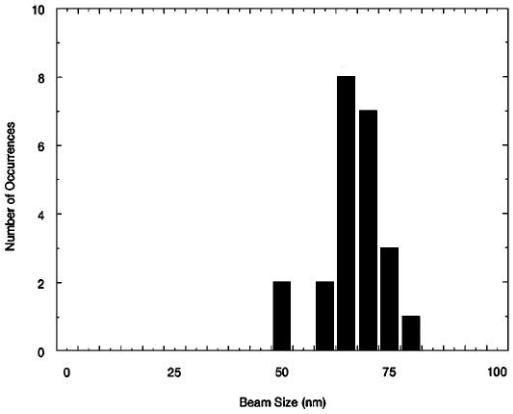

а)




б)




в)




г)

а) Горизонтальный размер пучка, угол встречи $\theta = 6°$, глубина модуляции $M = (47{,}7 \pm 2{,}3)\%$, размер пучка $\sigma_x = 1{,}95$ мкм

б) Вертикальный размер пучка, угол встречи $\theta = 30°$, глубина модуляции $M = (82{,}6 \pm 2{,}9)\%$, размер пучка $\sigma_y = 90$ нм

в) Вертикальный размер пучка, угол встречи $\theta = 174°$, глубина модуляции $M = 66\%$, размер пучка $\sigma_y = 77$ нм

г) Статистика 23 измерений вертикального размера пучка, угол встречи $\theta = 174°$

Рисунок 1.6 — Примеры измерения размеров пучка монитором Шинтаке на пучке Стэнфордского линейного коллайдера в 1997 году [64]

В качестве резюме можно сказать, что монитор Шинтаке представляет собой непревзойдённый образец средства диагностики субмикронных и нанометровых пучков. В случае принятия решения о постройке Международного Линейного Коллайдера можно, практически, не сомневаться в том, что для диагностики размеров электронного и позитронного пучков в месте встречи будет реализована именно схема монитора Шинтаке. Вместе с тем представляется маловероятным, чтобы такой монитор получил широкое распространение из-за своей высокой стоимости создания и чрезмерной сложности в эксплуатации.

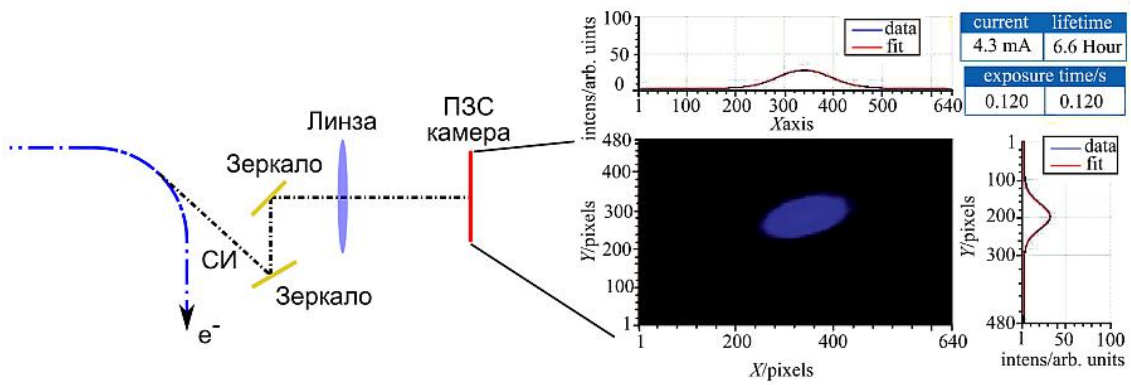



Рисунок 1.7 — Типичная схема на основе монитора визуализации СИ и пример полученного изображения. Рисунок перерисован из работы [76].

## 1.3 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе синхротронного излучения

Методы измерения поперечного размера электронного пучка на основе синхротронного излучения (СИ) применяются, в основном, для кольцевых ускорителей. В большинстве линейных машин генерация (регистрация) синхротронного излучения затруднена, так как электронный пучок не отклоняется на большие углы от прямолинейной траектории. Поэтому синхротронному излучению будет уделено лишь небольшое внимание.

Диагностику на основе СИ называют невозмущающей, так как его генерация является неизбежной при воздействии магнитных полей на пучки заряженных частиц. Измерение поперечного эмиттанса пучка на основе СИ основано на измерении размера фотонного пятна. Эмиттанс электронного пучка рассчитывается на основе полученного размера и параметров ускорителя и оптической системы. Самым простым способом измерения размера пучка является визуализация синхротронного излучения с помощью тонкой линзы[3]. На рисунке 1.7 схематически изображена установка для получения изображения пучка на основе синхротронного излучения и приведен пример такого изображения, взятый из работы [76].

К сожалению, такой метод имеет существенные ограничения по разрешению, вызываемые глубиной фокуса ($\Delta_{df}$), дифракционным пределом ($\Delta_{diff}$) и криволинейной траекторией ($\Delta_{curv}$), величины которых приведены

[3]На практике, естественно, используются более сложные оптические схемы

в работе [77]:

$$\begin{aligned}\Delta_{df} &= R(\theta + \Psi_{SR})\theta;\\ \Delta_{diff} &= \frac{\lambda}{2\theta};\\ \Delta_{curv} &= \frac{R\theta^2}{2}.\end{aligned} \tag{1.7}$$

Здесь $R$ – радиус кривизны траектории, $\Psi_{SR} = \left(\frac{3\lambda}{4\pi R}\right)^{1/3}$ – угол раствора конуса синхротронного излучения и $\theta$ – числовая апертура линзы.

Например, для параметров $R = 5{,}5$ м, $\Psi_{SR} = 2{,}8$ мрад, $\lambda = 500$ нм минимальное разрешение составит $\Delta = \sqrt{\Delta_{df}^2 + \Delta_{diff}^2 + \Delta_{curv}^2} = 125$ мкм при $\theta = 2{,}6$ мрад. Очевидно, что такое разрешение не позволяет работать с микрометровыми пучками, которые сейчас используются в рентгеновских источниках на основе СИ. Для преодоления фундаментального ограничения, вызванного дифракционным пределом, используются два подхода:

1. Первый подход является «прямым»: если нельзя снизить естественный угол раствора $\theta$, то нужно снизить длину волны излучения $\lambda$ в спектральный диапазон мягкого или жесткого рентгеновского излучения. При тех же параметрах, что и в предыдущем абзаце, и длине волны $\lambda = 1$ Åоптимальная апертура составляет $\theta = 0{,}15$ мрад, что даёт разрешение $\Delta = 0{,}43$ мкм.
2. Второй подход основан на интерферометрии излучения и является адаптацией звездного интерферометра Майкельсона, модифицированного для задач ускорительной диагностики японским учёным T. Mitsuhashi [78]. Данный метод основан на исследований степени пространственной когерентности излучения, которая меняется с размером фотонного пятна. Диагностика работает по измерению степени замазывания интерференционной картины, образующейся при прохождении волнового фронта излучения через щелевую мишень.

Таким образом, если следовать классификации работы [79], то концепции мониторов на основе СИ делятся на визуализационные, интерференционные и проекционные. Принципиально во всех методах информация о размере фотонного пятна закодирована в изображении, регистрируемом ПЗС-камерой. Разница лишь в том, какие манипуляции производятся с фотонным пучком от места его генерации до детектора.

Большинство мониторов прямой визуализации размера электронного пучка по СИ работают в области вакуумного ультрафиолета или рентгена. Выбор спектрального диапазона зависит от размера детектируемого пятна от одиночного электрона. Очевидно, что этот размер должен быть существенно меньше, чем ожидаемый размер пучка. Основным различием в данных методах является оптическая схема визуализации, которая может быть основана на отражающей, дифракционной или преломляющей оптике. Обзор методов фокусировки рентгеновского излучения может быть найден, например, в работе [80].

Оптические схемы на отражающей оптике используют скользящее падение ($\theta \simeq 1^\circ$) рентгеновского пучка на цилиндрические или эллиптические зеркала. Примером такой схемы является диагностическая станция, описанная в работе [81]. Данная станция была реализована на ускорителе Advansed Light Source в лаборатории им. Лоуренса Беркли (Калифорния, США). Измеряемый размер пучка составлял порядка 4 мкм (средне-квадратичное отклонение).

Оптическая схема на дифракционной оптике использует зонные пластинки Френеля для фокусировки излучения. Так как зонные пластинки обладают существенной хроматической аберрацией, то исходный спектр излучения монохроматизируется с использованием, например, кристаллических монохроматоров. Система, реализованная на японском синхротроне SPring-8, использует двухкристальную схему монохроматора на кристаллах Si(111) с энергией фотонов $E_{ph} = 8{,}2$ кэВ. Вся диагностическая система обеспечивает разрешение порядка 4 мкм [82]. Схема, реализованная на ускорителе KEK-ATF (Цукуба, Япония) на основе двух зонных пластинок и однокристального монохроматора Si(220) [83] обеспечивает разрешение 0,7 мкм при энергии фотонов $E_{ph} = 3{,}235$ кэВ.

Развитие технологий обработки металлов позволило создавать преломляющие элементы в рентгеновском диапазоне, такие как, например, параболические линзы из бериллия [84]. Для практических целей используются составные наборные линзы, которые, в случае, например, ускорителя PETRA-III (DESY, Гамбург, Германия) включают в себя 31 линзу, обеспечивая разрешение монитора порядка 1 мкм при энергии фотонов $E_{ph} = 20$ кэВ [85].

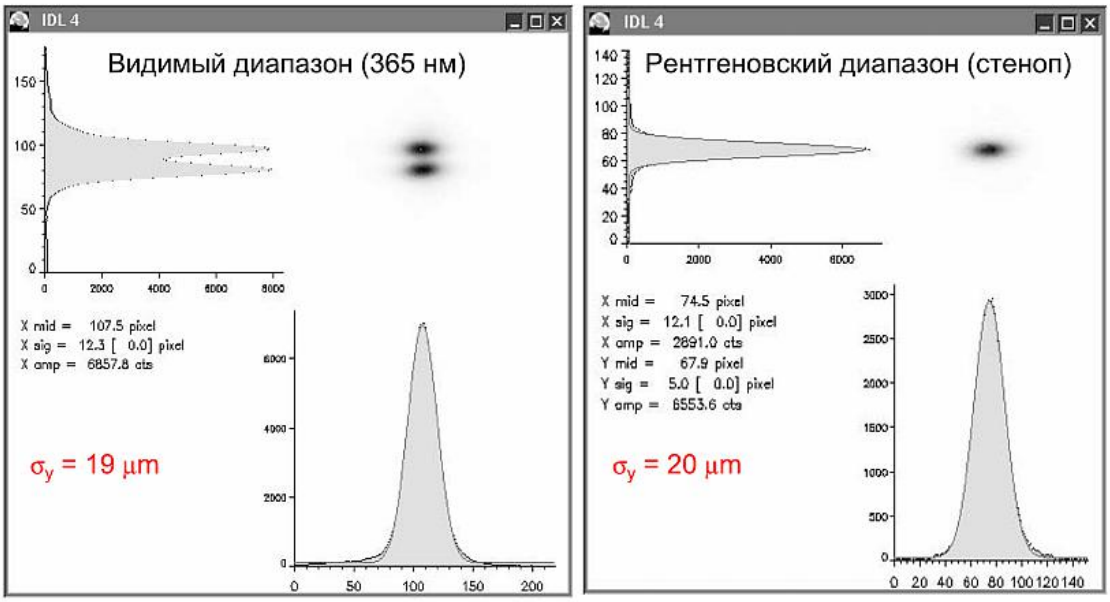



Рисунок 1.8 — Изображения пучка на основе СИ, измеренные в видимом диапазоне (вертикальная поляризация) - слева и на основе рентгеновского стенопа - справа. Размеры электронного пучка подписаны на рисунках. Рисунок перерисован из работы [88].

Помимо визуализации с фокусирующей оптикой используется схема с пинхолом (pinhole, стеноп, камера-обскура), т.е. построение изображение при прохождении света через малое отверстие. При очевидных достоинствах такой схемы, недостатком является разрешение хуже 10 мкм [85]. Мониторы на этом принципе эффективно используются на синхротронах ESRF (Гренобль, Франция) [86], APS (Аргоннская Лаборатория, США) [87], SLS (Виллиген, Швейцария) [88] и многих других.

Все предыдущие методы визуализации можно отнести к прямым, что подразумевает измерение Гауссова профиля изображения при Гауссовом профиле электронного пучка. Однако на синхротроне SLS (Виллиген, Швейцария) внедрен в практику способ измерения размера пучка на основе вертикальной ($\pi$) компоненты поляризации СИ. Размер пучка при этом получается из глубины замазывания центрального провала при визуализации двугорбого изображения (см. рисунок 1.8, взятый из работы [88]). Существенным преимуществом является использование видимого диапазона частот, недостатком - необходимость более сложного анализа. В работе [88] показано хорошее согласие размеров пучка, порядка $\sigma_y \simeq 20$ мкм, определённых обоими методами.

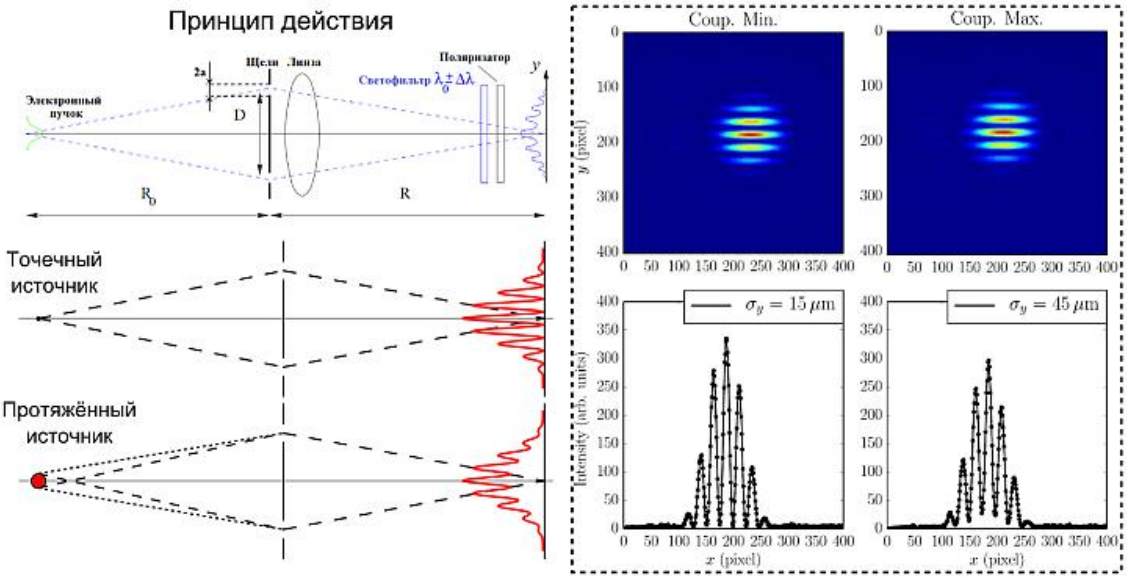



Рисунок 1.9 — Принцип действия интерферометра синхротронного излучения (слева) и пример полученных на синхротроне ALBA (Испания) интерферограмм. Рисунок перерисован из работы [89].

Вторым широко распространенным методом измерения поперечного размера электронного пучка на основе синхротронного излучения является интерферометрический способ, который реализуется в видимом диапазоне частот. Принципиальная схема интерферометра, а также пример реального распределения, полученного на синхротроне ALBA (Серданьоле-дель-Вальес, Каталония, Испания), показаны на рисунке 1.9 [89]. Монохроматическое синхротронное излучение проходит через две щели, интерферирует, а после собирается линзой на детекторе. По глубине модуляции интерференционной картины судят о размере пучка. Разрешение интерферометра составляет субмикроны, позволяя измерять пучки микронного размера [90].

Мониторы поперечного профиля пучка на основе интерферометрии используются на практически всех современных синхротронах. Дальнейшее развитие данного направления связано с измерением обоих поперечных размеров пучка за один раз [91], развитием томографических методов для восстановления профиля пучка [89], созданием универсальных станций по измерению сразу поперечных и продольных размеров, а также колебаний пучка [92].

В качестве краткого резюме можно отметить, что использование мониторов на основе синхротронного излучения является очень удобным, но, к сожалению, малопригодным для линейных ускорителей.

## 1.4 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе переходного излучения

Переходное излучение было предсказано В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1946 году [93]. Экспериментально переходное излучение протонов было, по всей видимости, впервые зарегистрировано в 1959 году [94]. Излучение, генерируемое электронами в тонких фольгах, было экспериментально зарегистрировано в работах [95; 96]. Данные экспериментальные исследования в оптическом диапазоне длин волн подтвердили теорию Гинзбурга–Франка, которая описывает излучение равномерно движущегося электрона при пересечении бесконечной границы раздела двух сред с различными диэлектрическими и/или магнитными проницаемостями. Потери энергии на переходное излучение много меньше энергии частицы, так как излучает не сама частица, а поляризованные полем электрона атомы среды. Спектр переходного излучения простирается от рентгеновского диапазона, где вещество уже становится прозрачным, до длинноволнового диапазона, где спектр ограничивается размерами мишени. Переходное излучение в видимом диапазоне частот широко используется для диагностики поперечных профилей как пучков в целом, так и отдельных сгустков заряженных частиц.

Как было показано в работах [97—99] переходное излучение является одним из частных случаев т.н. «поляризационного излучения». Поляризационное излучение возникает при динамической поляризации атомов вещества электромагнитным полем движущегося заряда. К данному типу излучения относится широкий класс частных кинематических случаев, таких как излучение Вавилова-Черенкова, уже упомянутое переходное излучение, дифракционное излучение, излучение Смита-Парселла (резонансное дифракционное излучение), параметрическое излучение и другие [97]. Излучение называется переходным, если частица пересекает границу раздела различных сред, дифракционным – если частица движется в вакууме вблизи неоднородности, излучением Смита-Парселла, если частица движется вблизи периодической оптической неоднородности, например, дифракционной решетки. Характеристики поляризационного излучения не зависят от массы исходной частицы и

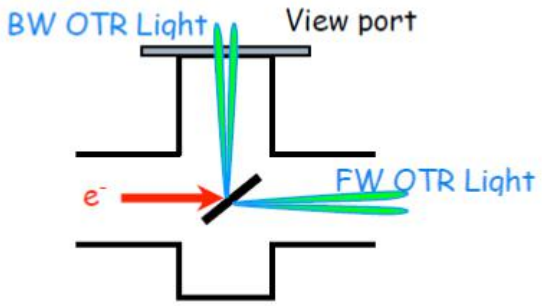



Рисунок 1.10 — Схема генерации переходного излучения вперед (прямое переходное излучение - FW) и назад (обратное переходное излучение - BW). Рисунок взят из работы [100]

определяются только её Лоренц-фактором, что делает возможным использование одинаковых схем мониторинга для электронных, позитронных и адронных пучков.

Схема генерации оптического переходного излучения показана на рисунке 1.10. Пучок заряженных частиц пересекает мишень, как правило, это тонкая металлическая фольга, генерируя т.н. излучение «вперед» — излучение, направленное вдоль вектора скорости частицы, и излучение «назад» — излучение, направленное под углом зеркального отражения относительно поверхности мишени. Переходное излучение имеет характерное угловое распределение с минимумом вдоль оси. Максимум углового распределения приходится на угол $\gamma^{-1}$ ($\gamma$ – Лоренц-фактор частицы).

Мониторы для диагностики поперечного профиля пучка на основе переходного излучения в видимом диапазоне широко распространены из-за свой простоты и встречаются, наверное, практически на всех линейных ускорителях с Лоренц-фактором более двадцати [100], хотя используются и для более низких энергий [16]. Принцип работы монитора заключается в визуализации светящегося пятна на поверхности мишени, что может быть сделано с помощью простейшей оптической схемы (см. рисунок 1.11). Полученное изображение с большой точностью соответствует размеру электронного пучка.

Насколько мне известно, практически все мониторы работают на обратном переходном излучении (исключением является, например, монитор, описанный в работе [102]).Это позволяет расположить детектор под значительным углом относительно траектории движения электронного пучка ($\theta = (45 - 90)°$) и, тем самым, улучшить фоновые условия, так как высо-

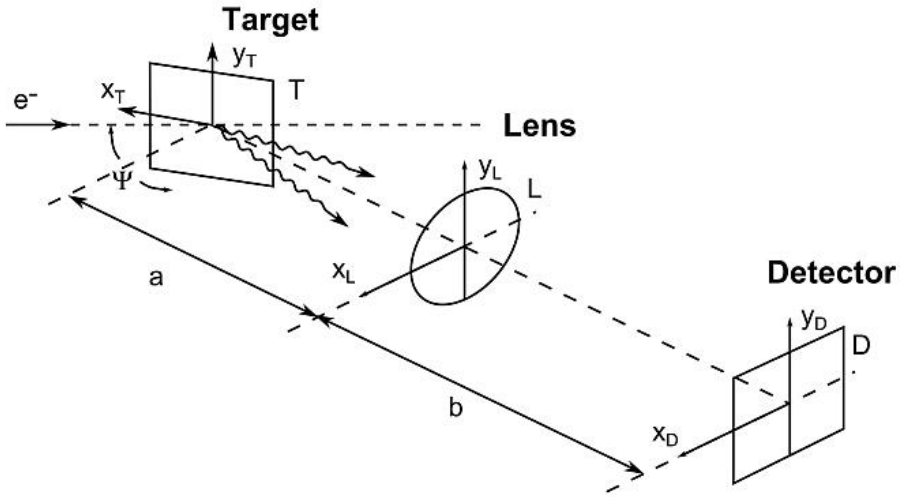



Рисунок 1.11 — Принцип работы монитора на основе обратного переходного излучения. Рисунок перерисован из работы [101]

коэнергетические фотоны, возникающие при взаимодействии пучка с мишенью, в основном распространяются под небольшими углами к траектории движения заряженной частицы. Отличительной особенностью переходного излучения является также то, что излучение генерируется в тонком скин-слое и, таким образом, толщина мишени не играет существенной роли при генерации обратного излучения. В современных ускорителях стараются использовать как можно более тонкие фольги для минимального искажения параметров диагностируемого пучка, например алюминизированые майларовые фольги толщиной единицы микрометров [103]. Пример данной установки и полученных размеров пучка показан на рисунке 1.12 Таким образом, фоновые условия и искажения параметров исходного пучка при использовании переходного излучения не так велики, как, например, при использовании проволочных сканеров.

Несмотря на простоту и удобство измерения поперечных профилей электронных пучков с помощью переходного излучения в видимом диапазоне длин волн, существует ряд физических ограничений данного метода, которые упоминались ранее:

1. Ограничение минимального измеряемого размера пучка из-за дифракционного предела;
2. Невозможность корректной визуализации поперечного профиля в случае когерентного излучения (излучение электронного сгустка или его части имеет высокую степень временной когерентности).

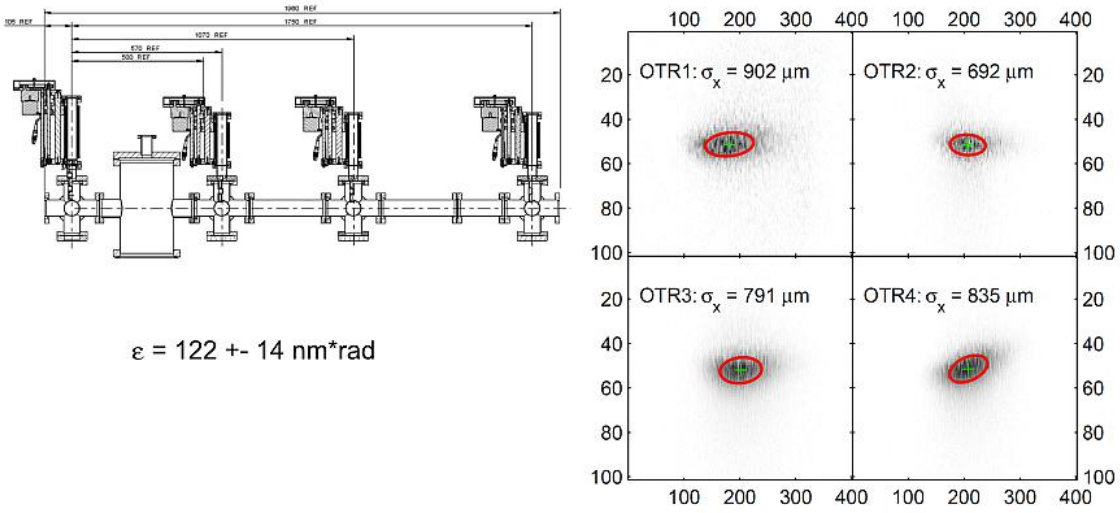



Рисунок 1.12 — Пример монитора по измерению эмиттанса пучка на основе одновременного измерения размера в четырех местах с использованием переходного излучения. Рисунок перерисован из работы [103]

В связи с тем, что настоящая работа посвящена переходному излучению микрометровых пучков, в последующих главах различные особенности процесса и мировой опыт расписаны достаточно подробно.

## 1.5 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе сцинтилляторов

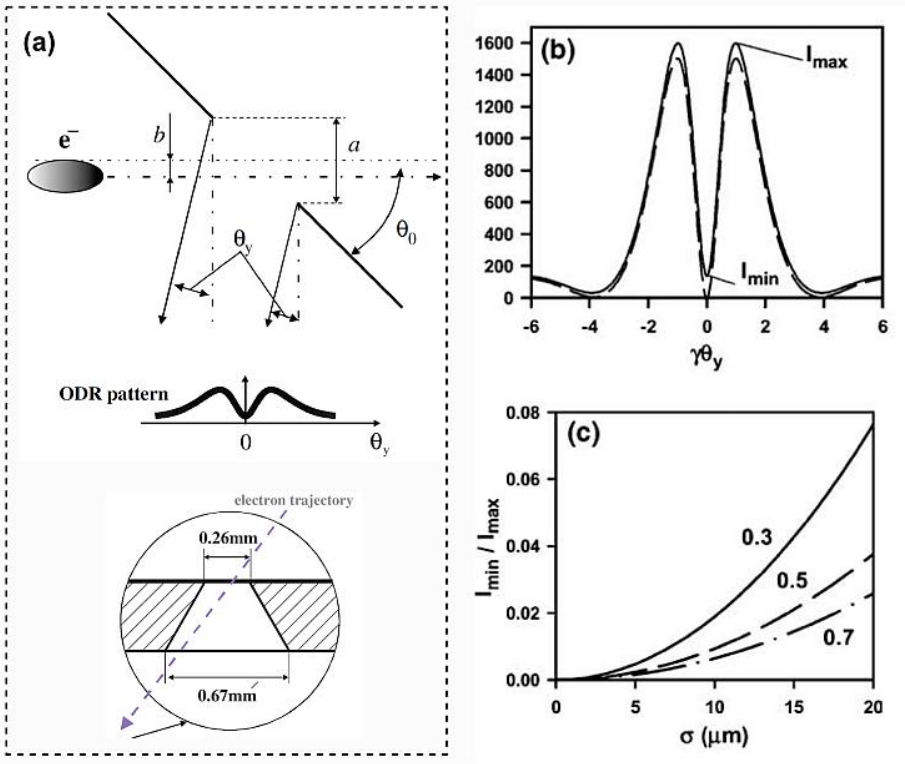
Люминофоры и сцинтилляторы, высвечивающиеся при взаимодействии пучка заряженных частиц с ними, используются в качестве мониторов поперечного профиля электронного пучка на многих ускорителях, в основном в низкоэнергетической области (единицы - десятки МэВ) для относительно больших размеров пучков (сотни микрометров и более). Для более высоких энергий излучения и меньших размеров пучков используется переходное излучение. Однако, относительно недавно был поднят вопрос о пространственном разрешении сцинтилляторов для пучков размером десятки микрометров. Интерес к разрешающей способности сцинтилляторов появился из-за генерации переходного излучения в видимом диапазоне в когерентном режиме на источниках рентгеновского излучения 4-го поколения [25—30]. Генерация сцинтилляционной вспышки не зависит от размеров сгустка и его временной

структуры, поэтому позволяет получать адекватное изображение пучка. Исследования разрешающей способности сцинтилляторов проводились группой Г.Кубе и представлены в работах [104—107]. Достигнутое разрешение сцинтилляторов оценивается на уровне 10 мкм и существенно зависит от материала сцинтиллятора, его толщины и ориентации. Указанного разрешения вполне достаточно для работы источников рентгеновского излучения 4-го поколения, поэтому станции на основе сцинтилляторов появились на ускорителях European X-FEL [108] и Swiss X-FEL [31].

Следует отметить, что сцинтилляторы возможно использовать и для пучков меньших размеров, вплоть до единиц микрометров. Подобный эксперимент приведен в совместной работе G. Kube и автора [109]. Подробное описание данного эксперимента приведено в главе 3 настоящей диссертации. Таким образом, можно заключить, что современные сцинтилляторы могут эффективно использоваться для диагностики пучков размером порядка единиц микрометров.

## 1.6 Методы измерения размеров и профилей пучков на основе дифракционного излучения

Дифракционное излучение является разновидность поляризационного излучения и весьма близко переходному излучению [110; 111]. При генерации дифракционного излучения нет прямого взаимодействия электронного пучка с мишенью. Эта особенность делает дифракционное излучение привлекательным кандидатом на роль источника излучения для диагностики поперечного размера пучка. Насколько мне известно, к настоящему моменту продемонстрировано два подхода к измерению поперечных размеров электронного пучка на основе дифракционного излучения. Первый подход заключается в измерении углового (пространственного) распределения обратного дифракционного излучения при пролёте электронного пучка через тонкую щель в мишени. Так как поперечный размер поля электрона пропорционален $\sim \gamma\lambda$, то для генерации излучения в видимом диапазоне необходимо иметь высо-




а) Схема генерации дифракционного излучения при пролёте через щелевую мишень и эскиз экспериментальной мишени

б) Рассчитанные угловые распределения дифракционного излучения для пучка с нулевым размером (сплошная кривая) и размером $\sigma_y = 30$ мкм (штрихованная кривая)

в) Рассчитанное отношение минимума к максимуму для разных длин волн (числа около кривых в мкм)

Рисунок 1.13 — Схема генерации дифракционного излучения и полученные результаты. Рисунок собран из рисунков, перерисованных из работ [116; 117]

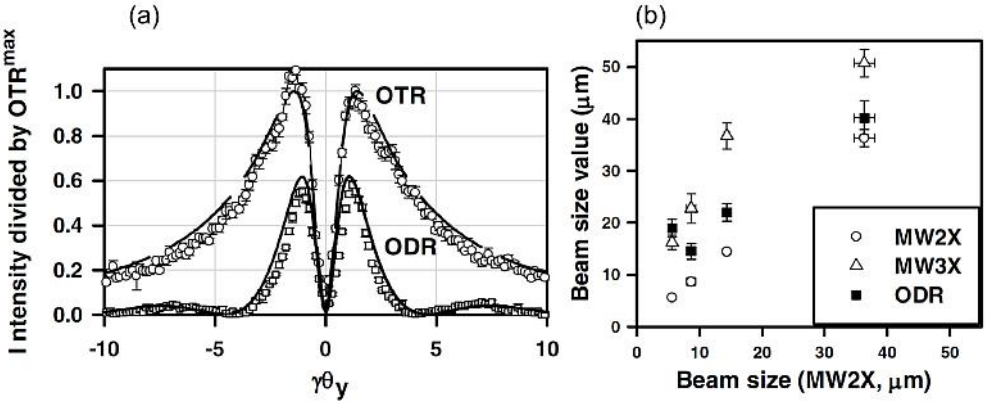
кие энергии электронного пучка при малых его размерах, чтобы получить возможность использовать генерировать достаточную интенсивность излучения. Группой под руководством А.П. Потылицына в цикле работ [116; 117; 112—115] был обоснован и экспериментально подтвержден данный метод измерения поперечного размера электронного пучка. Экспериментальная верификация была проведена на ускорителе KEK-ATF с энергией электронов $E_e = 1{,}25$ ГэВ (г. Цукуба, Япония).

На рисунке 1.13 показана геометрия пролёта электронного сгустка через щелевую мишень и результаты расчётов изменения углового распределения, вызванного конечным поперечным размером электронного пучка. На этом же рисунке представлена схема пролёта пучка через реально изготовленную мишень. Можно видеть, что при размере щели равном 260 мкм, метод чув-

ствителен к пучкам с размером порядка $\sigma_y \geq 10$ мкм. Рисунок 1.13 составлен из рисунков, взятых из работы [117].

На рисунке 1.14a показаны угловые распределения обратного переходного излучения, генерируемого при пролёте пучка через сплошную мишень (OTR), и обратного дифракционного излучения, генерируемого при пролёте через центр щели (ODR), взятые из работы [116]. Видно, что экспериментально зарегистрированное дифракционное излучение имеет такое же распределение, как и переходное, но его интенсивность ниже. К сожалению, я не нашел примеров зарегистрированных угловых распределений обратного дифракционного излучения для различных размеров пучка, но в работе [116] приведена корреляция между размерами пучка, оцененными из угловых распределений дифракционного излучения и измеренных двумя проволочными сканерами, расположенными выше и ниже по пучку (рисунок 1.14b). Из приведенного рисунка видно, что до размера пучка по дифракционному излучению $\sigma_y^{ODR} \simeq 14$ мкм (ось ординат на рисунке) наблюдается хорошая корреляция этого размера и размера по проволочному сканеру. При дальнейшем уменьшении размера пучка, метод дифракционного излучения показывает его увеличение. Таким образом, достигнутый минимальный размер пучка на сегодня $\sigma_y^{ODR} \simeq 14$ мкм.

Снижение измеряемого размера пучка возможно при снижении размеров щели в мишени и снижении длины волны излучения. Это приводит к снижению интенсивности полезного сигнала, что требует более точных измерений. С технической точки зрения проблема точного измерения меньших размеров пучка упирается в необходимость более точного измерения излучения в минимуме и учёта постоянного фона, вызванного синхротронным излучением магнитной системы ускорителя [116; 117; 115]. СИ от различных видов магнитов генерируется, в том числе, и в видимом диапазоне, распространяясь вместе с пучком. Зеркальное отражение СИ от мишени приводит к наличию фоновой составляющей в полезном сигнале, вызывающей дополнительное замазывание центрального провала в распределении дифракционного излучения. В работах [116; 117] используется дополнительная «маска» - щелевая мишень с бОльшим отверстием, чем мишень, генерирующая дифракционное излучение, установленная выше по пучку. Эта маска отражает




а) Зарегистрированные угловые распределения обратного переходного излучения, генерируемого при пролёте пучка через сплошную мишень (OTR), и обратного дифракционного излучения, генерируемого при пролёте через центр щели (ODR)
б) Корреляция между размерами пучка, оцененными из угловых распределений дифракционного излучения и измеренных двумя проволочными сканерами, расположенными выше и ниже по пучку

Рисунок 1.14 — Экспериментальные результаты метода диагностики по дифракционному излучению. Рисунок перерисован из работы [116]

существенную часть фонового излучения, что делает фоновые условия приемлемыми.

В настоящее время экспериментальные исследования, проведённые в цикле работ [116; 117; 112; 114; 115] получили развитие на новом витке под эгидой ЦЕРН. В работах [32; 118] представлены предварительные расчёты и результаты первых экспериментов по измерению размера пучка на основе дифракционного излучения в видимом диапазоне с планом перехода в ультрафиолетовый диапазон. Работы выполняются ЦЕРНом на ускорителе KEK-ATFII (г. Цукуба, Япония), т.е. на том же самом ускорителе, что и первая серия экспериментов. Пока экспериментальная работа только начата, поэтому достигнутые результаты не лучше полученных ранее в работе [116]. Для проведения экспериментов по дифракционному излучению в ультрафиолетовом диапазоне, в принципе, энергия электронов ускорителя KEK-ATFII ($E_e = 1{,}25\,\text{ГэВ}$) низка, что снижает интенсивность дифракционного излучения, но в случае линейного коллайдера с большими энергиями метод может быть работоспособным, если удастся обойти проблему с фоном синхротронного излучения. Повторюсь, что пока достигнутый уровень минимально измеряемого размера пучка составляет $\sigma_y \geq 10\,\text{мкм}$.

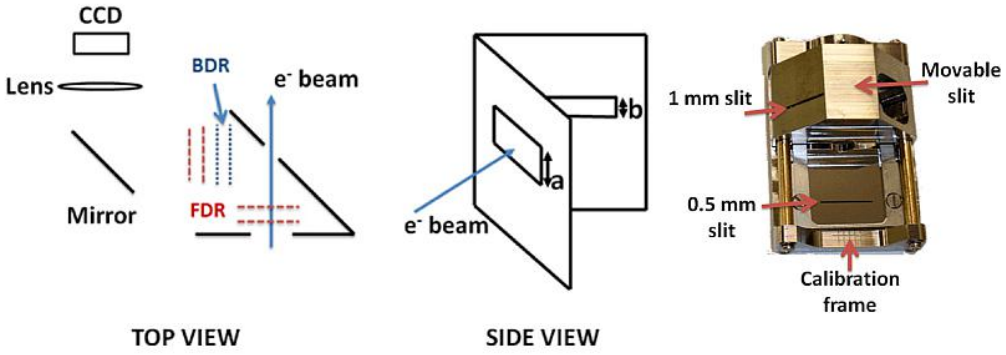



Рисунок 1.15 — Схематическое изображение интерферометрической мишени дифракционного излучения (слева) и фотография мишени (справа). Рисунок взят из работы [119]

Второй подход к измерению размеров пучка на основе дифракционного излучение продемонстрирован группой итальянских и немецких учёных на пучке ускорителя FLASH ($E_e = 1\,\text{ГэВ}$), расположенного в научном центре DESY (г. Гамбург, Германия) [119]. В данном случае используется интерференция дифракционного излучения от двух мишеней, расположенных рядом друг с другом (см. рисунок 1.15). Результирующая интерференционная картина, регистрируемая ПЗС-камерой, содержит информацию о поперечном размере электронного пучка.

На рисунке 1.16 приведены примеры двух интерферограмм, полученных при различных размерах пучка [119]. С помощью метода интерферометрии дифракционного излучения авторы работы [119] получили эмиттанс пучка $\varepsilon_{DR} = (2{,}3 \pm 0{,}4)\,\text{мм·мрад}$, в то время как эмиттанс пучка, полученный с использованием обычного переходного излучения, составил $\varepsilon_{TR} = (2{,}4 \pm 0{,}4)\,\text{мм·мрад}$. Таким образом, предложенный метод продемонстрировал свою эффективность при измерении размеров пучков порядка $\sigma_y \geq 30\,\text{мкм}$, что ограничено энергий электронов и размерами щели. Возможно, модификация данного метода может сместить диапазон измерений размеров электронного пучка в область единиц микрометров.

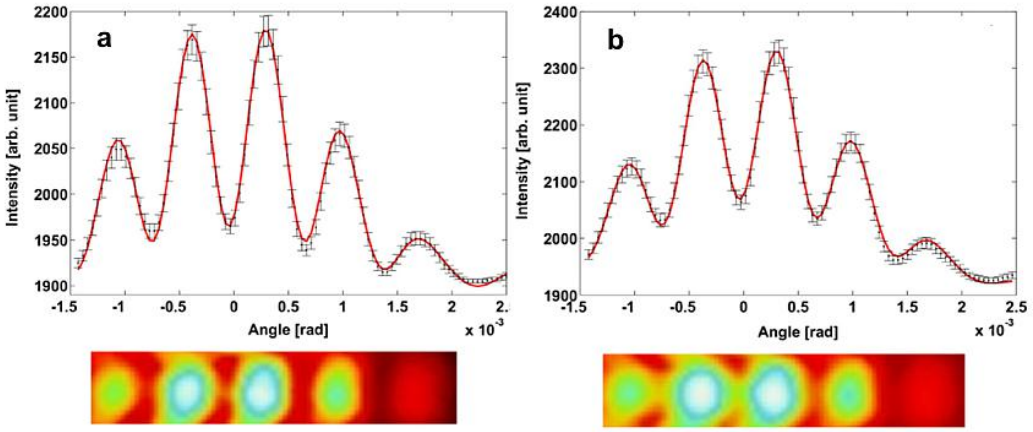



Рисунок 1.16 — Примеры измеренных экспериментальных интерферограмм. Слева размер пучка составлял $\sigma_y = 31{,}3$ мкм, справа – $\sigma_y = 95{,}4$ мкм. Рисунок взят из работы [119]

## 1.7 Вывод по главе

В данной главе кратко рассмотрены основные методы измерения поперечных размеров (профилей) электронных пучков, которые могут использоваться для работы с пучками микрометровых размеров. Среди всех методов рекордсменом по минимальным измеряемым размерам пучка является метод лазерной интерферометрии (монитор Шинтаке). Этот метод насколько эффективен, настолько дорог и сложен и непригоден для массового использования. То же самое касается обычной лазерной проволочки, которая имеет разрешение на уровне единиц микрометров, но достаточно сложна в создании и эксплуатации. Обычные проволочные сканеры могут работать с пучками с размером $\sigma_y \geq 5$ мкм; они недороги, но сканирование одиночного сгустка невозможно. Проволочки также регулярно перегорают, что требует их замены, связанной с вскрытием вакуумной системы ускорителя. Синхротронное излучение малоприменимо в линейных ускорителях. Приемлемыми кандидатами на роль диагностики для линейных электрон-позитронных коллайдеров остаются сцинтилляторы, для которых не до конца ясен нижний порог по разрешению, переходное излучение, для которого необходимо «бороться» с дифракционным пределом, и дифракционное излучение, которое необходимо тщательно исследовать для снижения минимального измеряемого размера пучка. В последующих главах рассматриваются подходы к улучшению раз-

решения мониторов на основе переходного излучения, оставшиеся же два метода ещё ждут своего исследования. Также стоит отметить, что проведенная недавно экспериментальная регистрация излучения Вавилова-Черенкова от Al фольги в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета открывает новые возможности по развитию методов диагностики поперечного профиля пучка на основе данного механизма [63].

# Глава 2. Визуализация поперечного профиля электронного пучка микронных размеров на основе переходного излучения

## 2.1 Введение

Обратное переходное излучение в видимом диапазоне широко используется в диагностике поперечных профилей пучков электронных линейных ускорителей (см., например, [13—15]) в диапазоне энергий от 10 кэВ [16] до 30 ГэВ [17]. Также данное излучение применяется для протонных ускорителей [18; 19].

В рамках классической оптики разрешение полученного изображения обычно обсуждается в терминах «функции точки» (point-spread function), которая полностью определяется используемой оптической системой. В случае использования идеальной тонкой линзы изображение точечного источника, излучающего изотропно, будет представлять собой хорошо известное распределение Айри. В случае же визуализации на основе обратного переходного излучения характеристики изображения точечного источника (одной заряженной частицы) будут определяться не только оптической системой, но и характеристиками обратного переходного излучения, которое возбуждается при прохождении заряженных частиц с Лоренц-фактором $\gamma$ через вещество с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon$. Чтобы избежать путаницы с классической функцией точки, распределение, генерируемое на детекторе одиночной частицей, будем называть single-particle-fucntion (SPF).

Первые расчёты SPF для обратного переходного излучения в видимом диапазоне были проведены В.А. Лебедевым в работе [20], который показал, что SPF представляет собой двугорбое распределение с минимумом на оси и что данное распределение влияет на получаемые изображения профиля пучка. M. Castellano и В.А. Верзилов в работе [21] провели детальное изучение данного процесса в случае идеальной фокусировки в дальней волновой зоне. Дальнейшие исследования были проведены А.П. Потылицыным, который в работе [101] учёл влияние предволновой зоны на характеристики SPF.

В 2007 году D. Xiang и W.-H. Huang исследовали влияние некоторых аспектов на разрешение процесса визуализации [120]. Систематическое исследование диагностики поперечного профиля электронного пучка на основе обратного переходного излучения было проведено Г. Кубе в работе [22]. Среди прочего в упомянутой работе исследовались возможные искажения получаемого SPF, вызванные неточностями юстировки оптических элементов. Наконец, следует также отметить работу Г. Ступакова [121], в которой исследовался процесс получения изображений от гладких и шероховатых поверхностей для случаев обратного переходного излучения в некогерентном случае, а также в случае выполнения условия временной когерентности. В данном случае подразумевается случай, когда весь сгусток электронов излучает когерентно, что реализуется при длине данного сгустка меньше длины волны излучения. Следует также упомянуть, что все указанные работы исследовали процесс визуализации при использовании идеальной тонкой линзы.

Согласно результатам упомянутых исследований пространственное распределение SPF для переходного излучения имеет двугорбую структуру с нулём на оптической оси. Положение максимумов в распределении зависит от длины волны излучения $\lambda$, числовой апертуры линзы $\theta_m$ и точности юстировки. На рисунке 2.1 показано положение максимума распределения SPF для различных апертур линзы при условии идеальной фокусировки.

Из рисунка 2.1 видно, что в случае достаточно большой апертуры линзы ($\theta_m = 0{,}1$ рад), положение максимума распределения на детекторе будет соответствовать $\rho = 4{,}5\lambda M$, где $M$ — коэффициент увеличения оптической системы. Для наиболее часто используемой длины волны $\lambda = 500$ нм максимум SPF будет соответствовать значению $\rho_{max} = 2{,}25$ мкм при $M = 1$.

В работе [22] было предложено определять разрешение диагностического метода на основе обратного переходного излучения по аналогии с классическим критерием как положение первого минимума в распределении SPF, которое составляет:

$$R = 1{,}12\frac{\lambda M}{\theta_m}. \tag{2.1}$$

Разрешение, определяемое на основе данного выражения вдвое хуже, чем разрешение диска Айри. Таким образом, диагностика поперечного размера

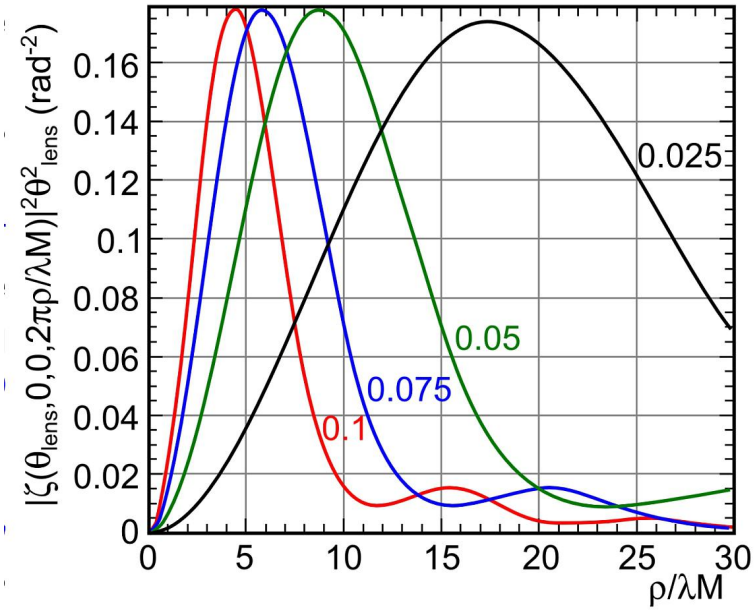



Рисунок 2.1 — Пространственное распределение SPF для различных угловых апертур линзы ($\theta_m$) в радианах. По оси абсцисс отложена координата на детекторе. Рисунок перерисован из работы [21]

пучка на основе переходного излучения для $\lambda = 500\,\text{нм}$ и $\theta_m = 0{,}1\,\text{рад}$ будет иметь разрешение $R/M = 5{,}6\,\text{мкм}$, что существенно затрудняет измерение пучков с меньшими размерами.

Как уже было отмечено ранее, в настоящее время генерируются электронные пучки высоких энергий (порядка ГэВ) с поперечными размерами от 100 нм и более. Для измерения размеров пучков в диапазоне от $(0{,}1 \div 10)$ мкм с помощью переходного излучения согласно критерию (2.1) нельзя использовать визуализацию переходного излучения в видимом диапазоне. Одним из возможных вариантов решения данной проблемы является использование переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета $\lambda \simeq 20\,\text{нм}$. Результаты исследования угловых характеристик излучения в этом спектральном диапазоне и результаты визуализации размера пучка представлены в настоящей работе в главе 4. Из-за сильного поглощения вакуумного ультрафиолета в различных материалах для работы с ним необходимо размещать оборудование в вакууме, что делает такой способ неудобным для массового использования. Поэтому были предложены варианты использования переходного излучения в видимом диапазоне для измерения размеров пучка меньше величины, определяемой критерием (2.1). Следует подчеркнуть, что при размере пучка большем, чем величина (2.1) возможно опреде-

лить не только размер, но и профиль данного пучка. При размере пучка меньшем, чем величина (2.1), необходимо иметь априорное предположение о пространственном распределении электронного пучка, чтобы определить только размер этого пучка. К счастью, в случае рассматриваемых электронных пучков высоких энергий поперечное распределение электронной плотности хорошо описывается распределением Гаусса, так как при формировании пучков используются механизмы радиационного охлаждения в процессе испускания синхротронного излучения в кольцах радиационного охлаждения [122].

Изображение от одной заряженной частицы при визуализации обратного переходного излучения имеет двугорбую структуру с минимумом на оси. При увеличении поперечного размера пучка с Гауссовским распределением происходит замазывание провала, что в первом приближении может быть математически описано сверткой SPF и поперечного распределения электронов в пучке. Таким образом, при малых размерах электронного пучка с Гауссовым распределением такой пучок визуализируется как двугорбая структура или одногорбая структура с негауссовым распределением. Такие изображения будем называть изображениями пучка при доминировании SPF.

Впервые изображение пучка при доминировании SPF было экспериментально зарегистрировано П.В. Каратаевым и коллегами в 2009 году на ускорителе KEK-ATF-II (г. Цукуба, Япония) [23]. Следует отметить, что наблюдавшееся авторами двугорбое распределение было существенно шире, чем теоретически предсказанное для числовой апертуры $\theta_m = 0{,}24$. В цитируемой работе двугорбые изображения Гауссова пучка в видимом диапазоне наблюдались даже при размерах пучка порядка 4 мкм (СКО). Переход двугорбого изображения в одногорбое негауссово изображение происходит при размере пучка примерно равном положению максимума SPF. В случае эксперимента П.В. Каратаева [23] максимум должен быть расположен на расстоянии примерно 0,7 мкм от оси. Таким образом, влияние не указанных в цитируемой работе факторов приводит к существенному расхождении предсказаний теории и эксперимента.

Для оценки размера электронного пучка по двугорбому распределению в работах [123; 124] были предложены специальные аппроксимирующие функции и процедура самокалибровки. Аппроксимирующая функция позволяет

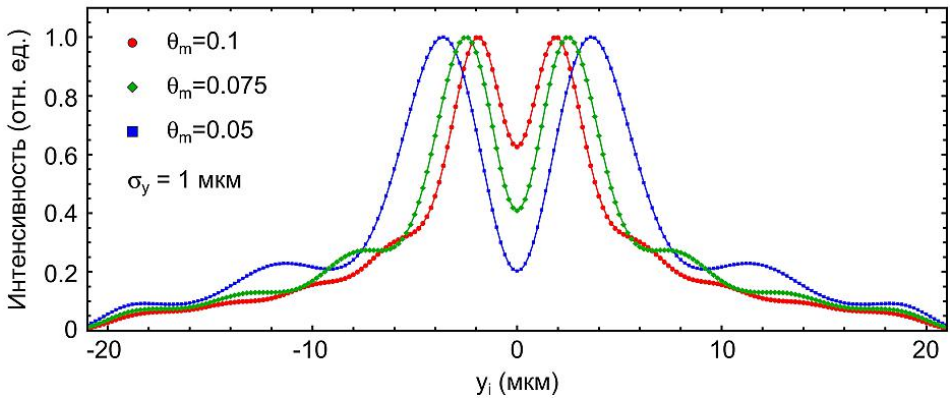



Рисунок 2.2 — К вопросу о влиянии оптической системы на получаемое изображение. Вертикальное сечение изображения пучка с размером $\sigma_y = 1{,}0$ мкм, полученное при различных значениях числовой апертуры линзы. Изображение получалось сверткой чистого SPF и Гаусова профиля пучка. Параметры расчёта $\lambda = 400$ нм, $M = 1$

вычислить соотношение между интенсивностью излучения в центральном минимуме изображения и в первом максимуме. Данное соотношение зависит от размера пучка. Так как одно и то же отношение может получаться при разных размерах пучка для разных положений максимумов распределения, необходимо учитывать параметры оптической системы (см. рис. 2.2). Для решения этой задачи предложено использовать т.н. «самокалибровку». В ходе этого процесса при одной и той же настройке оптики детектирующей схемы изменяется размер электронного пучка и получается набор изображений [123]. Распределение с минимальным размером электронного пучка экстраполируется к нулевому размеру пучка, позволяя определить положение максимумов.

В работе [124] этого же коллектива авторов были показаны результаты измеренных профилей «плоских» пучков для вертикальной $(\sigma-)$ компоненты поляризации. «Плоский пучок» – это жаргонное название электронного пучка, у которого вертикальный размер существенно меньше горизонтально. Такие пучки получаются в кольцах радиационного охлаждения, и именно такие пучки планируются для использования в будущем электронно-позитронном коллайдере. В цитируемой работе [124] показано, что изображения плоского пучка имеют «банановидную» форму, т.е. расстояние между максимумами в центре распределения меньше, чем на краях распределения. На рисунке 2.3 показано изображение пучка банановидной формы, представленное в работе [124] .

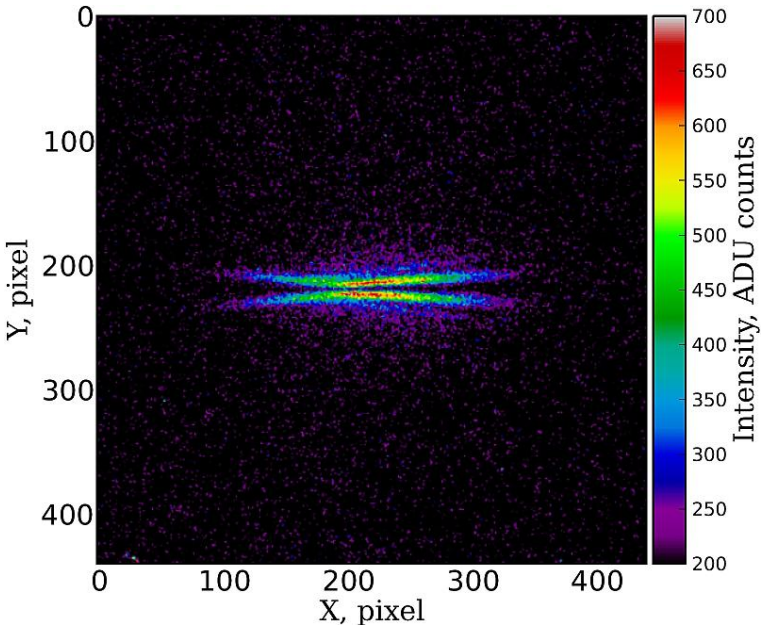



Рисунок 2.3 — Пример экспериментально полученного бананообразноого изображения поперечного профиля электронного пучка. Вертикальная компонента поляризации переходного излучения. Рисунок взят из работы [124]

Полученная бананообразная форма изображения пучка не объясняется ни одним из существующих теоретических подходов. В работе [125] авторы использовали коммерчески доступный численный код `Zemax` [126] для проведения численных расчётов получаемых SPF методом трассировки лучей. Этой же группой авторов рассчитывались угловые распределения переходного и дифракционного излучения с использованием того же кода [127]. Очевидно, что использование численного моделирования является высокопроизводительным методом, но для ясного понимания физики процесса необходимо развивать, в том числе, и аналитические подходы. Следует отметить, что на Международной конференции по ускорителям заряженных частиц IPAC-2017 был представлен и опубликован доклад [128], в котором авторы, включая хорошо известного в области изучения переходного излучения доктора R. Fiorito, исследуют вопрос о применимости численного кода `Zemax` для расчётов изображений пучков. В качестве резюме работы авторы отмечают, что использование кода `Zemax` для моделирования поля обратного переходного излучения не является тривиальной задачей. По мнению авторов функционал программы `Zemax` не позволяет провести прямой расчёт генерации поля переходного излучения одиночным электроном. Расчёт прохождения заранее рассчитанного поля переходного излучения через заданную оптическую си-

стему, по выводам авторов работы [128], по всей видимости, возможен, но работа в данном направлении продолжается. Поэтому я считаю, что вопрос с численным расчётом оптических систем для диагностики параметров пучков на основе переходного или дифракционного излучения ещё не закрыт. Это, в свою очередь, означает, что разработка методов построения изображений пучков с использованием теоретических моделей и численного расчёта весьма и весьма актуальна как для практических целей, так и для верификации результатов численных расчётов в различных компьютерных кодах.

В данной главе диссертации представлен разработанный метод построения изображений пучка на основе обратного переходного излучения, который позволяет получать изображения от наклонных мишеней с учётом поляризационных характеристик переходного излучения. В текущей главе рассматривается только излучение в видимом диапазоне, но представленный метод позволяет проводить расчёты и для других спектральных диапазонов. Также в данной главе предложена новая аппроксимирующая функция, которая позволяет напрямую извлечь размер пучка из его изображения при доминировании SPF в предположении Гауссова распределения поперечной электронной плотности пучка.

## 2.2 Теоретическая модель

Сформулируем проблему следующим образом: электрон, движущийся со скоростью $v = \beta c$ ($c$ – скорость света), взаимодействует с мишенью, генерируя обратное переходное излучение, как это показано на рисунке 2.4. Характеристики мишени определяются коэффициентами отражения Френеля $|R_\sigma|^2$ и $|R_\pi|^2$, соответственно. Компоненты поляризации $\sigma$ и $\pi$ определяются стандартным образом, как компонента перпендикулярная плоскости падения и как компонента в плоскости падения, соответственно. Для упрощения задачи без потери практической ценности получаемого решения предположим, что электрон является ультра-релятивистским, т.е. $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \gg 1$. Это предположение позволяет пренебречь влиянием продольной компоненты

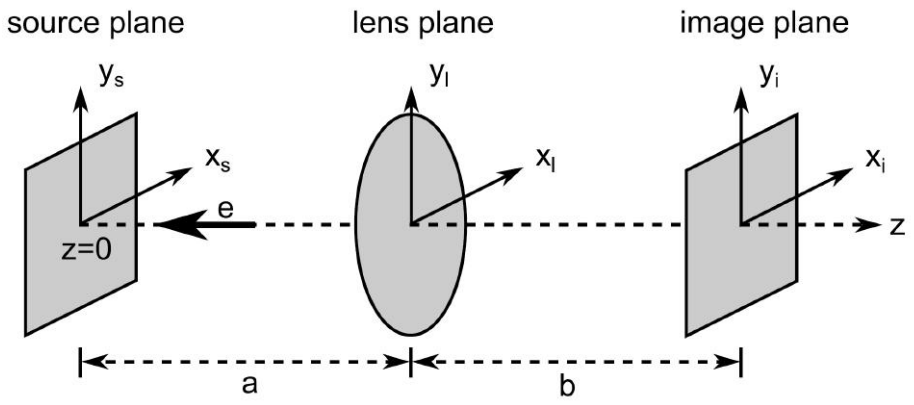



Рисунок 2.4 — Схематическое изображение расчётной геометрии

электрического поля электрона. Генерируемое обратное переходное излучение собирается идеальной тонкой линзой, имеющий фокусное расстояние $f$. Изображение формируется в плоскости изображения (обозначена индексами $i$ на рисунке 2.4) на некотором детекторе, например ПЗС камере. Действие линзы сводится к внесению квадратичного фазового сдвига в поперечные компоненты электрического поля [129].

Для дальнейшего рассмотрения задачи необходимо внести ясность по вопросу эффекта предволной зоны.

В последнее время теоретически и экспериментально исследуется т.н. «эффект предволновой зоны», названный так в работе [130]. Этот эффект связан с влиянием на характеристики излучения конечной излучающей области для одного электрона, пропорциональной в случае переходного излучения величине $\gamma\lambda$. В некоторых случаях размер этой области не может рассматриваться как точечный и влияет на спектрально-угловые характеристики излучения. По всей видимости, впервые на данное явление было указано в работе [131], правда без введения соответствующего термина. Авторы первых экспериментальных работ по исследованию свойств когерентного переходного излучения сталкивались с трудностями в интерпретации результатов, которые плохо сходились с теорией именно из–за влияния данного эффекта [132]. Для переходного и дифракционного излучения эффект влияния предволновой зоны становится существенным при помещении детектора на расстоянии от мишени меньшем, чем $\gamma^2\lambda$. Влияние эффекта заключается в существенном снижении спектрально–угловой плотности излучения и деформации угловых распределений. Следует отличать эффект предволновой зоны от хорошо из-

вестного эффекта длины формирования излучения [133; 134]. Последний имеет место в случае переходного и/или дифракционного излучения под углами порядка $\gamma^{-1}$ ($\gamma$ – Лоренц-фактор частицы) относительно движения электрона (т.н. излучение «вперёд») и связан с тем, что в течение некоторого времени поле излучения и поле электрона, распространяясь практически в одном направлении, интерферируют[1]. Согласно [133] длина зоны формирования может быть записана как:

$$L_f = \frac{\beta\lambda}{2\left(1-\beta\cos\theta\right)} \tag{2.2}$$

В случае обратного излучения (излучения «назад») угол $\theta \gg \gamma^{-1}$ и, следовательно, длина зоны формирования излучения сопоставима с длиной волны излучения. Формальный критерий длины зоны формирования в ультрарелятивистском случае для излучения вперёд совпадает с критерием предволновой зоны для обратного излучения.

Эффект предволновой зоны, так же как и эффект влияния конечных размеров мишени в случае переходного и дифракционного излучения, теоретически детально изучался в работах [130; 135]. Экспериментальное исследование данного эффекта было проведено в работах [33; 136] для переходного излучения и в работе [65] — для дифракционного.

Рассмотрим влияние этого эффекта на простой модели для цилиндрически симметричной задачи (см. врезку на рисунке 2.5).

Поле электрона может быть представлено в виде (см. например, [137]):

$$E^s_{x_s,y_s}(\vec{r},\omega) = \frac{e\alpha}{\pi v}\, e^{-i\frac{\omega}{v}z}\, \frac{x_s, y_s}{\sqrt{x_s^2+y_s^2}}\, \mathrm{K}_1(\alpha\sqrt{x_s^2+y_s^2})\ , \quad \text{with} \quad \alpha = \frac{\omega}{\gamma v} \tag{2.3}$$

Здесь $e$ – заряд электрона, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, а $K_1$ – модифицированная функция Бесселя второго рода. Диск поля псевдофотонов, описываемый уравнением (2.3) радиально вытянут с характерным размером порядка $\gamma\lambda$, т.е. даже для оди-

[1] В настоящее время, в том числе при участии автора данной работы, разрабатывается теоретическая модель, объясняющая наблюдаемые эффекты при излучении вперед не деструктивной интерференцией, а процессами восстановления поля излучения, т.н. эффект «полуголого электрона». Подробности могут быть найдены в работах [39; 42]. Следует отметить, что цитируемые результаты были получены для миллиметровых длин волн, однако отдельный интерес представляет изучение вопроса о влиянии данного эффекта на генерацию переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета в многослойных мишенях.

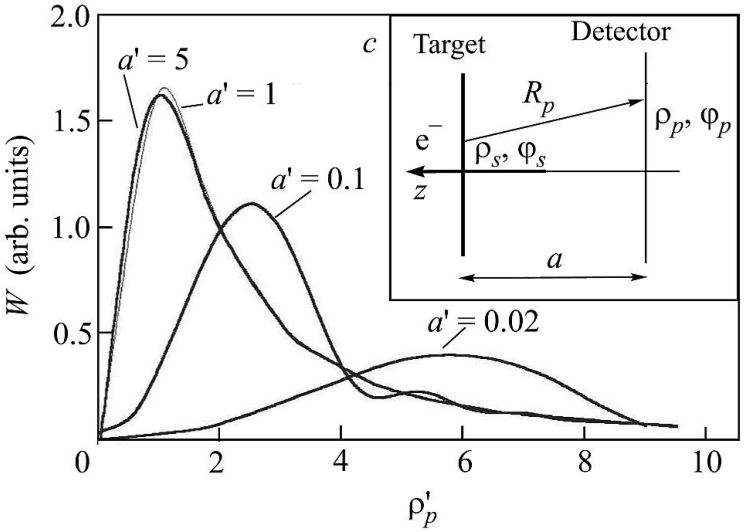



Рисунок 2.5 — Угловое распределение интенсивности переходного излучения при различных расстояниях $a'$ между мишенью и детектором. На вставке показана цилиндрическая геометрия задачи

ночного электрона имеется протяженный источник излучения конечного размера, который увеличивается с возрастанием длины волны излучения и энергии электрона.

При взаимодействии поля электрона с мишенью генерируется обратное переходное излучение, которое распространяется в направлении детектора. Для мишени, расположенной в плоскости $z = 0$, распространение излучения от плоскости источника до детектора, который расположен на расстоянии $a$, может быть описано в цилиндрической системе координат следующим образом:

$$E^d_{x,y}(\rho_p) \propto \int_{\Sigma_s} \rho_s d\rho_s d\phi_s E^s_{x,y}(\rho_s, \phi_s, \omega) \frac{\exp\left(i\omega/cR_p\right)}{R_p}, \tag{2.4}$$

где интегрирование ведется по всей поверхности мишени,

$$R_p = \sqrt{\rho_s^2 - 2\rho_s\rho_p \cos(\phi_s - \phi_p) + \rho_p^2 + a^2}, \tag{2.5}$$

$\phi_p$, $\rho_p$ – угловая и радиальная координаты точек на детекторе. Разлагая величину $R_p$ по малым параметрам $\rho_s/a$ и $\rho_p/a$ с удержанием квадратичных членов разложения и переходя к безразмерным переменным

$$a' = \frac{a}{\gamma^2\lambda}; \quad \rho'_s = \frac{\rho_s}{\gamma\lambda}; \quad \rho'_p = \frac{\gamma\rho_p}{a}; \quad r'_s = \frac{r_s}{\gamma\lambda} \tag{2.6}$$

(здесь $r_s$ – радиус мишени), получим простое выражение для радиального распределения поля излучения $E^p_\rho(\rho'_p)$ в плоскости детектора:

$$E^p_\rho(\rho'_p) \propto \int_0^{r'_s} e^{i\pi(\rho'_s)^2/a'} K_1(2\pi\rho'_s) J_1(2\pi\rho'_s\rho'_p), \tag{2.7}$$

где $J_1$ – функция Бесселя первого порядка, $K_1$ – функция Макдональда. Дальнейшие вычисления проводятся численно. Очевидно, что $\rho'_p$ есть ни что иное, как полярный угол наблюдения в единицах $\gamma^{-1}$. На рисунке 2.5 показано угловое распределение интенсивности излучения в плоскости детектора при различных значениях $a'$ для мишени с радиусом $r_s = 3\gamma\lambda$. Видно, что при $a < \gamma^2\lambda$ (предволновая зона), угловое распределение излучения значительно искажается.

При визуализации поперечного профиля электронного пучка на основе обратного переходного излучения влияние эффекта предволновой зоны заключается в том, что распределение излучения по поверхности линзы искажается. Для визуализации обычно применяются линзы с фокусным расстоянием порядка $f \simeq 100\,\text{мм}$. В случае электронного пучка с энергий $\gamma = 1000$ и длины волны излучения $\lambda = 500\,\text{нм}$, размер области предволновой зоны составит $\gamma^2\lambda = 500\,\text{мм}$, что существенно больше типичного фокусного расстояния линзы. Однако, как было показано в работе [22] эффект предволновой зоны существенно не влияет на SPF в видимом диапазоне даже для электронов с энергиями 20 ГэВ. Это связано с тем, что бо́льшее влияние оказывает числовая апертура линзы, которая существенно больше, чем $\gamma^{-1}$. Таким образом, всё угловое распределение попадает на линзу, даже несмотря на перераспределение интенсивности по углам. При последующем рассмотрении процесса визуализации пренебрежём влиянием эффекта предволновой зоны на получаемые SPF.

Вернемся к рассмотрению процесса визуализации обратного переходного излучения от одного электрона. При взаимодействии поля электрона (2.3) с мишенью генерируется обратное переходное излучение, которое распространяется в направлении линзы. Распространение излучения рассматривается в рамках теории дифракции в приближении Френеля, т.е. с учётом только квадратичных членов фазы. Для мишени, расположенной в плоскости $z = 0$

распространение излучения от плоскости источника до линзы, которая расположена на расстоянии $a$, может быть описано в цилиндрической системе координат следующим образом:

$$\begin{aligned} &E^{l_i}_{x_l,y_l}(\vec{r_l},\omega) = -i\,\frac{e^{ika}}{\lambda a}\; e^{i\frac{k}{2a}(x_l^2+y_l^2)} \\ &\int_{\Sigma_s} \mathrm{d}^2\Sigma_s\; E^{s}_{x_s,y_s}(\vec{r_s},\omega)\; e^{i\frac{k}{2a}(x_s^2+y_s^2)}\; e^{-ik\frac{x_s x_l + y_s y_l}{a}}\;, \end{aligned} \tag{2.8}$$

Индекс $s$ здесь обозначает координаты в плоскости источника, а индекс $l$ – координаты в плоскости линзы. Интегрирование проводится по плоскости источника, что обозначено как $\Sigma_s$.

Поле (2.8) проходит через линзу и модифицируется следующим образом:

$$E^{l_o}_{x_l,y_l}(\vec{r_l},\omega) = E^{l_i}_{x_l,y_l}(\vec{r_l},\omega)\; e^{-i\frac{k}{2f}(x_l^2+y_l^2)} \tag{2.9}$$

На последнем этапе поле (2.9) распространяется от выхода линзы до детектора, который расположен на расстоянии $b$ от неё (см. рисунок 2.4). Данный этап описывается аналогично уравнению (2.8), что дает следующее выражение:

$$\begin{aligned} &E^{i}_{x_i,y_i}(\vec{r_i},\omega) = -i\,\frac{e^{ikb}}{\lambda b}\; e^{i\frac{k}{2b}(x_i^2+y_i^2)} \\ &\int_{\Sigma_l} \mathrm{d}^2\Sigma_l\; E^{l_o}_{x_l,y_l}(\vec{r_l},\omega)\; e^{i\frac{k}{2b}(x_l^2+y_l^2)}\; e^{-ik\frac{x_l x_i + y_l y_i}{b}}. \end{aligned} \tag{2.10}$$

Здесь интегрирование проводится по поверхности линзы. Собирая вместе уравнения (2.8)–(2.10), можно получить результирующее поле в плоскости изображения как функцию координат детектора и частоты излучения. Свойства данного поля существенно зависят от характеристик источника и линзы.

$$\begin{aligned} &E^{i}_{x_i,y_i}(\vec{r_i},\omega) = -\frac{e\omega}{\pi\lambda^2\gamma ab\beta^2c^2}\int_{\Sigma_l} d^2\Sigma_l \\ &\exp\left(-i\frac{k(x_l x_i + y_l y_i)}{b}\right)\exp\left(-i\frac{k}{2}(x_l^2+y_l^2)(\frac{1}{f}-\frac{1}{a}-\frac{1}{b})\right) \\ &\int_{\Sigma_s} d^2\Sigma_s \frac{\{x_s,y_s\}}{\sqrt{x_s^2+y_s^2}} K_1(\alpha\sqrt{x_s^2+y_s^2})\exp\left(i\frac{k(x_s^2+y_s^2)}{2a}\right)\times \\ &\times\exp\left(-i\frac{k(x_s x_l + y_s y_l)}{a}\right) \end{aligned} \tag{2.11}$$

Для упрощения в выражении 2.11 опущены комплексные фазовые множители перед интегралами, так как они не влияют на распределение интенсивности обратного переходного излучения. Измеряемой величиной является спектрально-угловая плотность излучения, которая может быть представлена в виде:

$$\frac{\mathrm{d}^2W}{\mathrm{d}\omega\mathrm{d}\Omega} = \frac{c}{4\pi^2}\left(|R_\pi|^2|E^i_{x_i}|^2 + |R_\sigma|^2|E^i_{y_i}|^2\right). \tag{2.12}$$

Интегрирование выражения (2.11) по поверхности источника может быть проведено аналитически в полярных координатах, что было неоднократно показано в работах [20—22; 101; 120]. Таким образом, результирующее электрическое поле на детекторе может быть записано как:

$$\begin{aligned} E^i_{x_i,y_i}(x_i,y_i,\lambda) &= \frac{2e}{\lambda M\beta c}\frac{\{x_i,y_i\}}{\sqrt{x_i^2+y_i^2}}\times \\ &\times\int_0^{\theta_m} d\theta\frac{\theta^2}{\theta^2+(\beta\gamma)^{-2}}J_1\left(\frac{2\pi\sqrt{x_i^2+y_i^2}\,\theta}{\lambda\, M}\right)\times \\ &\times\exp\left(-i\frac{\pi}{\lambda}a^2\theta^2(\frac{1}{f}-\frac{1}{a}-\frac{1}{b})\right). \end{aligned} \tag{2.13}$$

Здесь $M = b/a$ – коэффициент увеличения оптической системы, $\theta = \frac{\sqrt{x_l^2+y_l^2}}{a}$ – полярный угол.

Выражение (2.13) существенно упрощается, если оптическая система идеально сфокусирована, т.е. $f^{-1} = a^{-1} + b^{-1}$. Именно такое предположении использовали авторы работ [20; 21; 101; 120]. В работе [22] предполагалось наличие небольшой расфокусировки, т.е. наличие малого отклонения от идеальной фокусировки: $f^{-1} = (a+\Delta a)^{-1} + (b+\Delta b)^{-1}$. В этой же работе было показано, что ошибка юстировки приводит к уширению распределения SPF даже для $\Delta a/a \ll 1, \Delta b/b \ll 1$.

Для целей данной работы в дальнейшем будем полагать только, что $\Delta a, \Delta b \neq 0$, не накладывая никих ограничений. Тогда фазовый множитель выражения (2.13) записывается как:

$$-i\frac{\pi}{\lambda}(a_0+\Delta a)^2\theta^2(\frac{1}{f_0+\Delta f(\lambda)}-\frac{1}{a_0+\Delta a}-\frac{1}{b_0+\Delta b}), \tag{2.14}$$

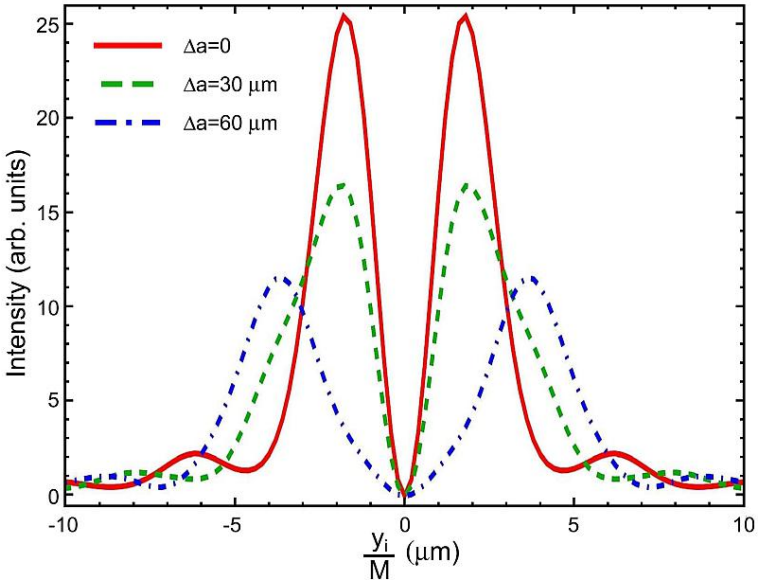



Рисунок 2.6 — Распределения SPFs для обратного переходного излучения согласно выражениям (2.12)-(2.14)

где $\Delta f(\lambda)$ учитывает возможную хроматическую аберрацию. Индексы 0 означают идеальные условия, т.е. $f_0^{-1} = a_0^{-1} + b_0^{-1}$. С учётом наших предположений интеграл (2.13) не может быть упрощён и должен вычисляться численно.

На рисунке 2.6 показаны рассчитанные на основе выражений (2.12)–(2.14) распределения SPF для обратного переходного излучения при $\gamma = 1673$, $L = a + b = 1183$ мм, $M = b/a = 41{,}95$, $\lambda = 400$ нм, $\theta_m = 0{,}10$ рад, $|R_\sigma|^2 = 1$ и $|R_\pi|^2 = 0$. Расфокусировка оптической системы заключалась только в наличии ненулевой ошибки в выставлении расстояния источник-линза $\Delta a$. Величина параметров $\Delta a$ указана на рисунке 2.6.

Из рисунка 2.6 видно, что расфокусировка приводит к существенной деформации распределения SPF. Распределения становятся шире, снижая разрешение диагностической системы. При наличии хроматической аберрации, согласно выражению (2.14) наблюдается похожее искажение получаемых распределений. По всей видимости, большое расхождение теоретических предсказаний с результатами эксперимента П.В. Каратаева [23] объясняется именно наличием существенной хроматической аберрации у используемой линзы. Этим можно объяснять наблюдавшееся увеличение расстояния между пиками в изображении пучка при снижении длины волны излучения, хотя, согласно классическим теоретическим предсказаниям, должно наблюдаться обратное. В эксперименте П.В. Каратаева [23] оптическая система была юстирована

по лазеру с длиной волны $\lambda = 632{,}8$ нм, а в ходе эксперимента использовались светофильтры с центральными длинами волн 459, 558 и 609 нм.

## 2.3 Визуализация размера пучка в случае наклонённой мишени

Насколько мне известно, в подавляющем большинстве случаев (за исключением, может быть, единственного случая в работе [102]) диагностика поперечного профиля пучка реализуется с использованием геометрии обратного переходного излучения, т.е. мишень действует как зеркало. Излучение распространяется в узком конусе вблизи угла зеркального отражения. Обычно мишень располагается под углом $\Psi = 45°$ относительно траектории пучка, а детектор располагается под углом 90°. Реже используется меньший угол для снижения влияния эффекта глубины фокуса [138]. В теоретических работах [110; 139] было показано, что угловые характеристики обратного переходного излучения для одиночной ультрарелятивистской частицы ($\gamma \gg 1$) в волновой зоне не зависят от угла поворота мишени для случаев $\Psi \gg \gamma^{-1}$. Другими словами, угловые распределения в случае нормального и наклонного падения не отличаются друг от друга, если наклонное падение рассматривается относительно направления зеркального отражения. Следует отметить, что указанное замечание верно только для идеально-отражающих мишеней. С практической точки зрения приближение $\gamma \gg 1$ справедливо при $\gamma > 100$, если $\Psi = 45°$. В работе [140] показано, что деформация углового распределения обратного переходного излучения, вызванная низкой энергий электрона, при этих условиях становится перенебрежимо малой.

В рамках подхода, представленного в предыдущем разделе для расчёта изображений одиночного электрона, возможно также рассчитывать изображения пучка на основе обратного переходного излучения, генерируемого в направлении «назад» наклонной мишенью. Результирующее изображение, очевидным образом, является суммой изображений от каждого электрона (мы рассматриваем случай некогерентного излучения). В случае, если изображения от всех электронов одинаковы, как, например,в случае нормального

падения пучка на мишень, результирующее изображение можно получить простой свёрткой SPF и поперечной плотности электронного пучка. Данный способ, однако, неприменим, если каждый электрон генерирует свое собственное изображение, отличное от изображения других электронов. В случае генерации излучения наклонной мишенью происходит именно это – изображения различных электронов отличаются и зависят от положения электрона в пучке. Для получения изображения пучка необходимо суммировать изображения от всех электронов[2].

Предположим, что мишень повернута относительно оси $y_s$ на угол $\Psi$. На первый взгляд, поворот мишени приводит к существенному усложнению расчётов, так как нарушается аксиальная симметрия и интегрирование в выражении (2.11) должно проводиться в декартовых координатах, что приводит к четырехкратному интегралу. Однако, воспользовавшись тем фактом, что свойства обратного переходного излучения в предположении $\gamma \gg 1$ не зависят от угла поворота мишени $\Psi$, возможно решить задачу, используя простое выражение (2.13). Схема, объясняющая сущность метода, показана на рисунке 2.7.

Для расчёта изображения от $j$-го электрона, обозначенного как $e_j^-$ на рисунке 2.7, можно использовать эквивалентную геометрию, являющуюся аксиально-симметричной. В данном случае необходимо учесть тот факт, что точка взаимодействия $j$-го электрона с мишенью находится вне фокальной плоскости линзы, т.е. параметр $\Delta a_j \neq 0$. Таким образом, для расчёта изображения пучка необходимо рассчитать набор распределений SPF в зависимости от обеих координат детектора, учтя, что каждая точка испускания, сдвинутая вдоль мишени на $\Delta x_e^j$, имеет собственную функцию SPF. Данное различие является следствием того, что величина параметра расфокусировки $\Delta a$ зависит от положения электрона в пучке, т.е. $\Delta a_j = \Delta x_e^j \tan\Psi$. Также необходимо учитывать геометрический сдвиг $j$-го распределения SPF на детекторе по отношению к центральному $\Delta x_i^j = \Delta x_e^j$. Для электронов, сдвинутых в вертикальном направлении на величину $\Delta y_e^j$, все распределения SPF предполагались одинаковыми, но сдвинутыми в плоскости детектора на вели-

[2]Не исключено, что возможно подобрать некоторую функцию, зависящую от координат и длины волны, которая позволит получить наблюдаемое изображение пучка свёрткой с его профилем. Но в данной работе использовался более простой способ.

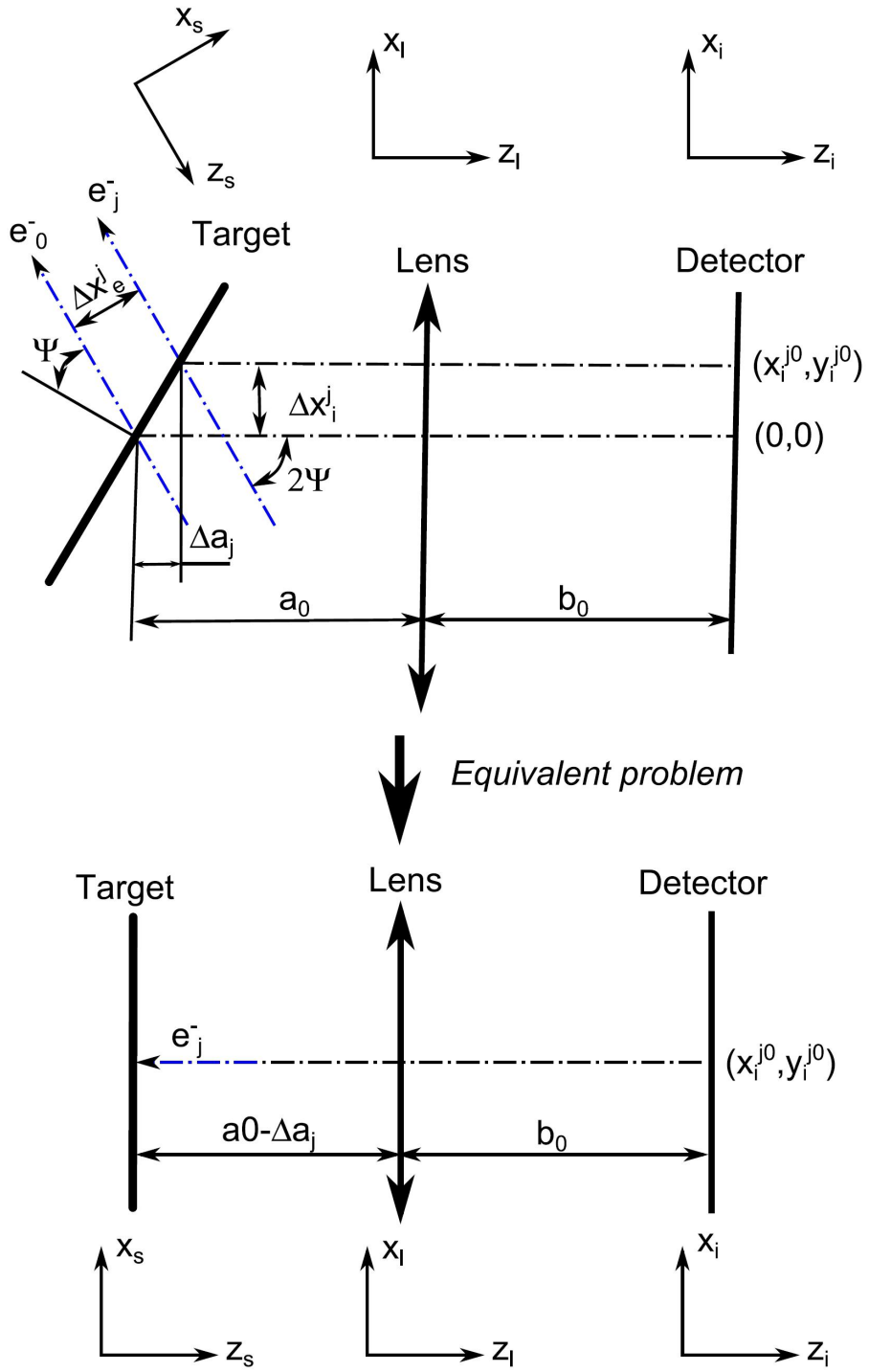



Рисунок 2.7 — Схема расчёта для случая наклонной геометрии и некоторые обозначения

чину $\Delta y_i^j = \Delta y_e^j$. Для того, чтобы получить изображение пучка, необходимо просуммировать все отдельные распределения SPF с весом, определяемым поперечным распределением пучка. В данной работе рассматривались двумерные Гауссовы пучки, которые описываются величиной горизонтального и вертикального среднеквадратического отклонения (СКО), $\sigma_x$ и $\sigma_y$, соответственно.

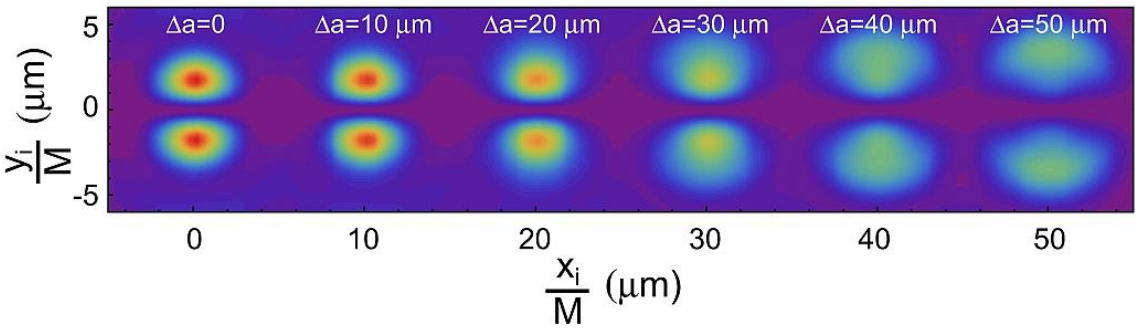



Рисунок 2.8 — Примеры рассчитанных SPF для электронов с различными горизонтальными сдвигами от центральной оси пучка. Горизонтальный размер пучка $\sigma_x = 30$ мкм, $\theta_m = 0{,}10$ рад.

На рисунке 2.8 представлен набор SPF, рассчитанный для различных позиций электронов в пучке (горизонтальных сдвигов). Здесь и далее, где не оговорено иное, расчёт ведется только для $\sigma$–компоненты поляризации излучения. Величины данных сдвигов для угла $\Psi = 45°$ совпадают с параметром расфокусировки $\Delta a$. Поперечный размер электронного пучка для данного случая равен $\sigma_x = 30$ мкм, апертура линзы $\theta_m = 0{,}10$ рад. Из рисунка 2.8 можно видеть как деградирует SPF при увеличении расфокусировки.

На рисунке 2.9 показаны двумерные изображения пучка ($\sigma_x = 30$ мкм, $\sigma_y = 0{,}4$ мкм), построенные по развиваемому подходу, для угла наклона мишени $\Psi = 45°$ и различных апертур линзы. Общие параметры расчёта указаны выше. Из приведенного на рисунке 2.9 примера видно, что увеличение апертуры линзы $\theta_m$ приводит к снижению расстояния между пиками в центральной части изображения, где соблюдается условие фокусировки. В то же время на краях изображения с ростом апертуры увеличивается деформация изображения, приводящая к появлению бананообразной формы. Этот эффект выражен ярче всего для $\theta_m = 0{,}19$ рад. В этом случае межпиковое расстояние в центре изображения существенно меньше, чем на краях изображения. Как уже упоминалось ранее, бананообразная форма изображения пучка наблюдалась в работе [124] для мишени, повёрнутой на угол $\Psi = 45°$. Наблюдаемый эффект по своей сути является эффектом глубины фокуса, который, как хорошо известно, более выражен для больших числовых апертур линзы.

На рисунке 2.10 приведены примеры вертикальных сечений изображений пучка, показанных на рисунке 2.9 для двух горизонтальных позиций:

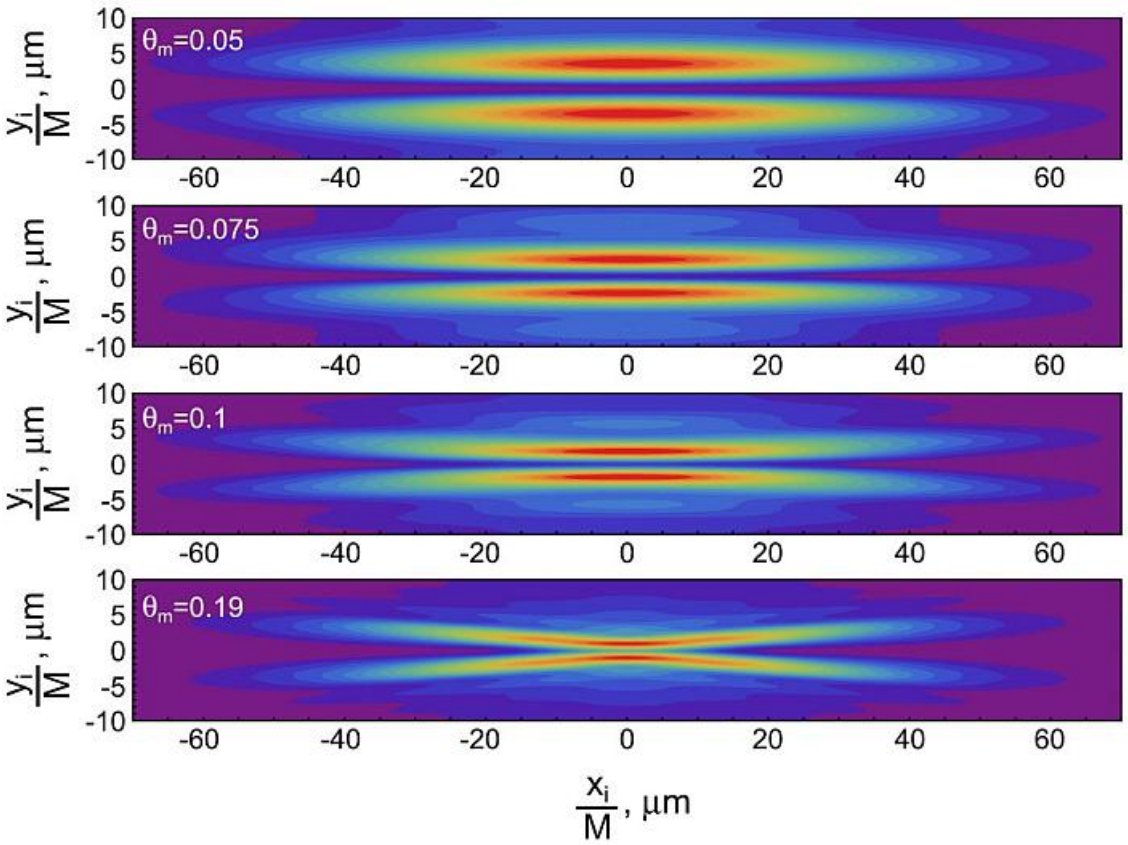



Рисунок 2.9 — Примеры рассчитанных двумерных изображений пучка для размеров пучка $\sigma_x = 30$ мкм, $\sigma_y = 0{,}4$ мкм и для различных апертур линзы $\theta_m$: (сверху-вниз) $\theta_m = 0{,}05$ рад, $\theta_m = 0{,}075$ рад, $\theta_m = 0{,}10$ рад, $\theta_m = 0{,}19$ рад

$x_i = 0$ (условие идеальной фокусировки выполняется) и $x_i/M = 40$ мкм (условие идеальной фокусировки не выполняется). На рисунке 2.10 видно, что при идеальной фокусировке конечный вертикальный размер пучка $\sigma_y = 0{,}4$ мкм приводит к замазыванию центрального минимума, по сравнению с идеально-сфокусированным распределением SPF от одного электрона, показанным на рисунке 2.6. Помимо этого видно, что в центре пучка, где выполняется условие фокусировки ($x_i = 0$), замазывание минимума ярко выражено для больших апертур линзы $\theta_m$. На краю изображения пучка, где не выполняется условие идеальной фокусировки, ($x_i/M = 40$ мкм) из-за большего расстояния между максимумами в распределении чувствительность к размеру пучка снижена.

Из результатов моделирования видно, что изображение Гауссова пучка при доминировании SPF очень чувствительно к размеру пучка в центральной части распределения, где выполняется условие идеальной фокусировки. Чувствительность метода возрастает с ростом числовой апертуры линзы. Изобра-

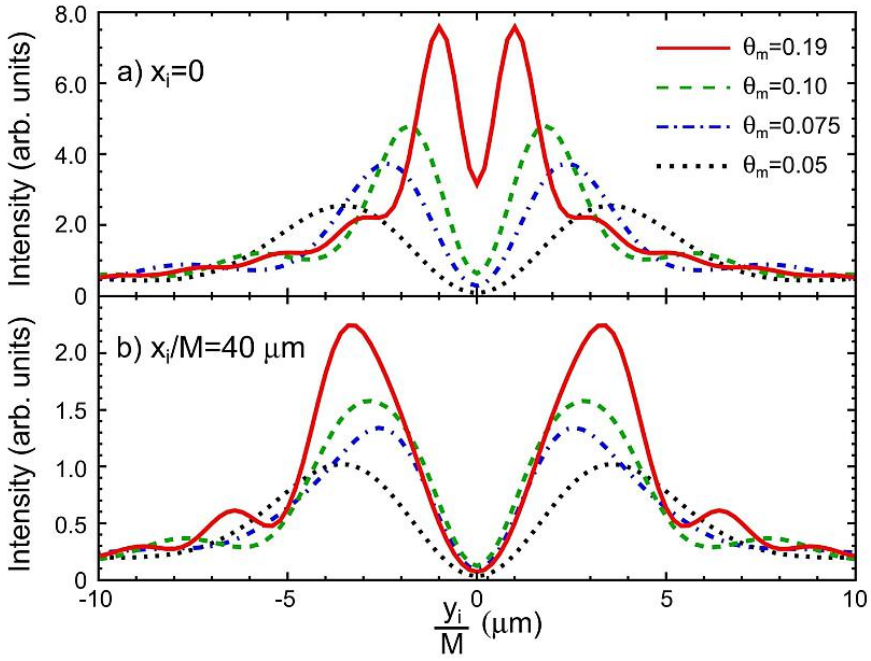



Рисунок 2.10 — а) $x_i = 0$
б) $x_i/M = 40$ мкм
Примеры вертикальных сечений изображений, показанных на рисунке 2.9 для двух горизонтальных положений и различных апертур линзы $\theta_m = 0{,}05$ рад, $\theta_m = 0{,}075$ рад, $\theta_m = 0{,}10$ рад, $\theta_m = 0{,}19$ рад.

жения пучка при доминировании SPF могут быть разбиты на три основные группы по критерию соотношения размера пучка и максимума в распределении чистой SPF.

В первом случае размер пучка (среднеквадратичное отклонение, СКО, rms) меньше, чем положении максимума в распределении изображения одного электрона как, например, в случае, показанном на рисунке 2.10а для $\theta_m = 0{,}19$ рад. Увеличение размера пучка приводит к замазыванию центрального провала. В этом случае размер пучка может быть извлечён из соотношения интенсивности излучения в минимуме и максимуме – контрастности (visibility) изображения $V$, которая может быть определена как:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{2.15}$$

Здесь $I_{max}$ – интенсивность излучения в максимуме распределения, $I_{min}$ – интенсивность излучения в центральном минимуме. В случае ненулевой контрастности экспериментальные данные возможно аппроксимировать специальной функцией, которая показывает величину контрастности. Такие функ-

ции была представлена в работе [123] и [124]. Однако, необходимо отметить, что указанные функции позволяют определить только контрастность изображения, но не абсолютный размер пучка. Для извлечения абсолютного размера пучка из величины контрастности в работе [123] был разработан специальный алгоритм самокалибровки оптической системы, в результате которого возможно получить зависимость величины размера пучка от контрастности для данной оптической системы (для одной из частей изображения). Для проведения такой процедуры необходим набор изображений пучка при доминировании SPF, полученный для различных размеров пучка. Важным условием является наличие изображения пучка с высокой контрастностью. Таким образом, данную процедуру невозможно применить к одиночному изображению пучка или изображению пучка с низким контрастом.

Во втором случае размер электронного пучка (СКО) примерно на порядок больше, чем положение максимума распределения SPF. В этом случае влиянием SPF можно пренебречь и использовать простую аппроксимацию Гауссовым распределением.

В третьем случае соотношение размеров пучка и положения максимума находится в промежуточном положении между первым и вторым случаями, т.е. полученное изображение пучка не является ни чистым Гауссом, ни двугорбым распределением. Авторы работы [125] называют этот регион «слепой зоной», в которой невозможно определение размера пучка существующими методами. В следующем разделе будет предложена аппроксимирующая функция, которая позволяет измерять размер пучка в указанной области.

## 2.4 Аппроксимирующая функция для анализа размера пучка при доминировании SPF

Предположим, что необходимо анализировать изображение плоского горизонтального Гауссова пучка, у которого горизонтальный размер $\sigma_x$ существенно больше, чем вертикальный размер $\sigma_y$. В этом случае проблему двумерного анализа можно разбить на две задачи: анализ горизонтального

размера пучка и анализ вертикального размера пучка. При этом, как правило, горизонтальный размер пучка можно получить из простой аппроксимации нормальным распределением (второй случай из описанных выше). Для определения вертикального размера пучка необходимо анализировать сечения (проекции) изображения при доминировании SPF. В рамках текущего раздела предполагается, что имеется только $\sigma$-компонента поляризации, что может быть на практике реализовано либо использованием поляризационных фильтров, либо выбором геометрии эксперимента. Вторым предположением является монохроматичность излучения, используемого для визуализации пучка.

Задачу аппроксимации изображений при доминировании SPF можно разделить на две части. Сначала необходимо найти простую аналитическую функцию для аппроксимации распределения чистой SPF. Затем необходимо адаптировать данную функцию к изображению пучка, т.е. учесть замазывание минимума и дальнейшие деформации при наличии Гауссова распределения излучателей.

Для аппроксимации центральной части распределения чистой SPF (при выполнении условия идеальной фокусировки) можно использовать следующую функцию:

$$f_1(y_i) = q_0 y_i^2 \exp[-q_1^{-2} y_i^2] \, . \tag{2.16}$$

Здесь $q_0$ и $q_1$ – свободные параметры аппроксимации, причем $q_0$ описывает амплитуду распределения, а $q_1$ – положение максимума пространственного распределения SPF.

В качестве примера на рисунке 2.11 показано рассчитанное распределение SPF совместно с аппроксимацией функцией (2.16). В данном случае показано распределение SPF, изображённое на рисунке 2.6 для параметра расфокусировки $\Delta a = 0$. В результате аппроксимации были получены следующие значения параметров и их стандартных отклонений $q_0 = 22{,}5 \pm 0{,}2$ and $q_1 = (1{,}74 \pm 0{,}01)$ мкм. Аппроксимация проводилась методом наименьших квадратов в программном продукте Wolfram Mathematica, используя встроенную функцию `NonlinearModelFit`, которая реализована на базе алгоритма Левенберга–Марквардта. Каждая точка распределения SPF бралась с весом, равным квадратному корню из интенсивности. Как видно на рисунке 2.11,

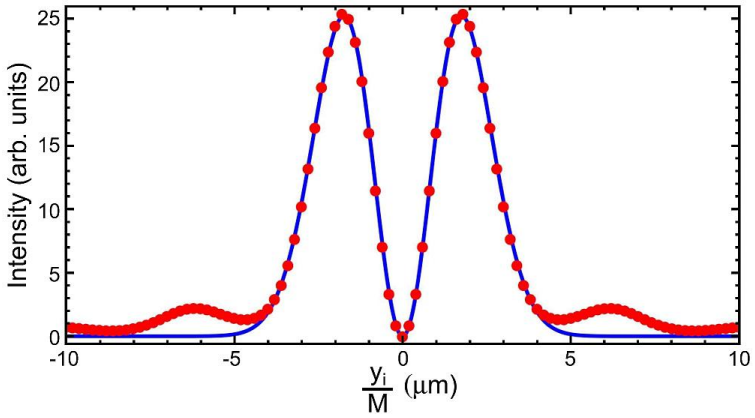



Рисунок 2.11 — Рассчитанное распределение SPF (точки) и аппроксимация с использованием функции (2.16) (линия). Параметры расчёта SPF совпадают с параметрами для рисунка 2.6 для идеальной фокусировки ($\Delta a = 0$)

предложенная функция (2.16) хорошо аппроксимирует центральную часть рассчитанного распределения SPF, в то время как на хвостах распределения функции SPF аппроксимирующая функция неработоспособна.

Важной особенностью предложенной функции аппроксимации $f_1$ (2.16) является то, что результатом её свертки с распределением Гаусса является аналитическая функция:

$$\begin{aligned} f_2(y_i) &= \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi} q_2} \exp\left[ -\frac{y_0^2}{2q_2^2} \right] * f_1 \right)(y_i) = \\ &= \frac{q_0\, q_1^2}{q_2} \frac{1}{\sqrt{2q_1^{-2} + q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + q_1^2(q_2^2 + y_i^2)}{(q_1^2 + 2q_2^2)^2} e^{-\frac{y_i^2}{q_1^2 + 2q_2^2}}, \end{aligned} \tag{2.17}$$

где $q_2$ – свободный параметр, описывающий размер пучка (СКО). В дальнейшем мы будем обозначать его как $\sigma_y^{fit} \equiv q_2$. Во время процедуры аппроксимации для упрощения множитель $q_0 q_1^2 / q_2$ заменялся на единый свободный масштабирующий параметр $Q_0$.

На рисунке 2.12 показаны результаты тестирования функции аппроксимации (2.17) на рассчитанных изображениях пучка. Из-за симметрии изображения пучка относительно сечения $y_i = 0$ показана только одна половина профиля при $x_i = 0$. На рисунке 2.12 точки (как зелёные треугольники, так и желтые круги) показывают рассчитанный профиль при $\theta_m = 0{,}1$ рад для истинных размеров пучка $\sigma_y = 0{,}5$ мкм и $\sigma_y = 0{,}9$ мкм. Сплошная красная линия показывает аппроксимацию согласно выражению (2.17), а штрих–пунк-

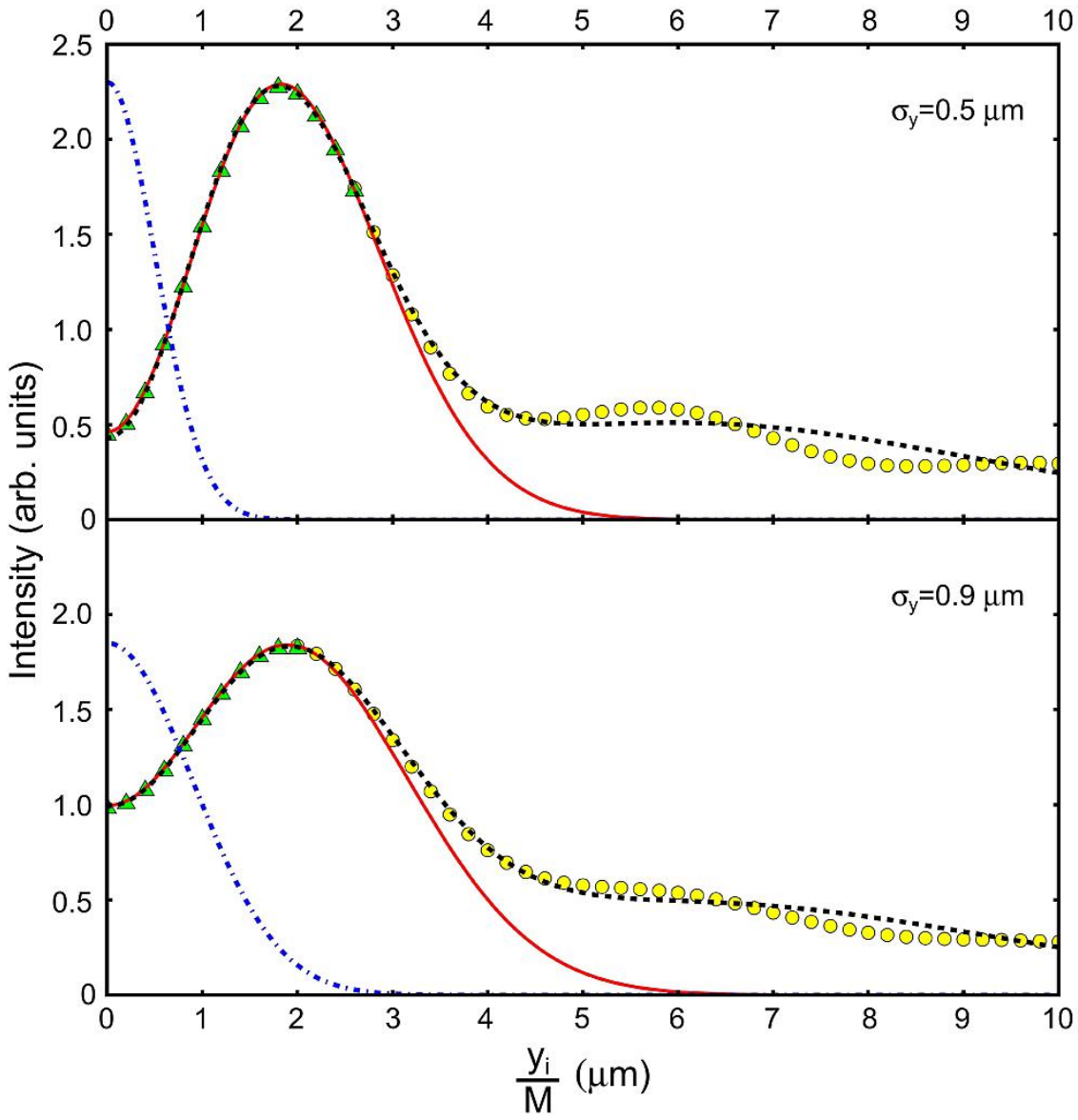



Рисунок 2.12 — Вертикальные профили рассчитанных изображений пучка при $x_i = 0$ (как зелёные треугольники, так и желтые круги), аппроксимация согласно выражению (2.17) (сплошная красная линия) и аппроксимация согласно выражению (2.18) (черная штрихованная линия). Синяя штрих–пунктирная линия показывает вертикальный профиль пучка. Параметры расчёта изображения пучка такие же как для рисунка 2.9 при $\theta_m = 0{,}10$ рад.

тирная синяя линия показывает вертикальный профиль пучка. Штрихованная чёрная линия показывает аппроксимацию согласно выражению (2.18) (см. пояснения далее). В процессе аппроксимации функция (2.17) применялась только к той части вертикального профиля, которая показана зелёными треугольниками. Таким образом только $n = 27$ точек использовались для аппроксимации при $\sigma_y = 0{,}5$ мкм и $n = 21$ точка – при $\sigma_y = 0{,}9$ мкм. В результате аппроксимации были получены следующие значения парамет-

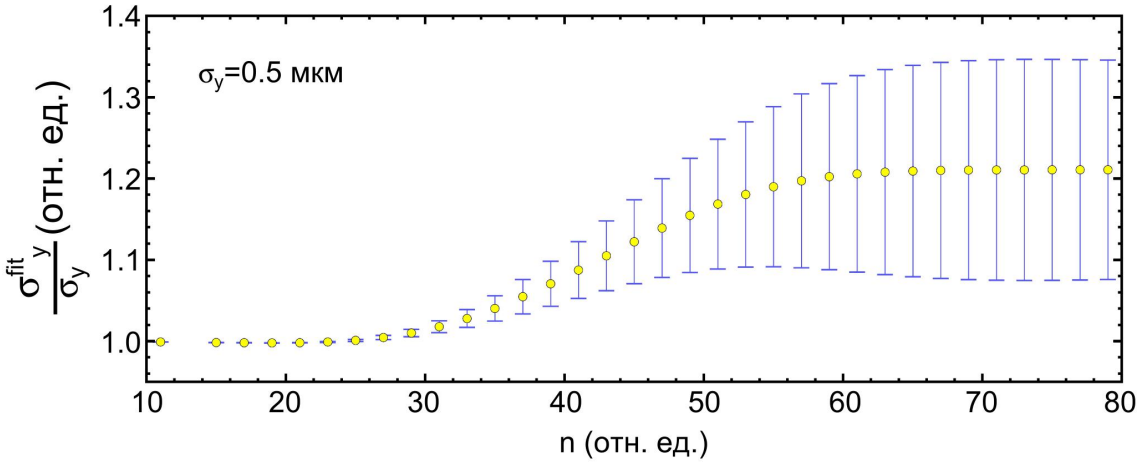



Рисунок 2.13 — Зависимость относительного размера пучка, полученного при аппроксимации функцией (2.17), нормированного на истинный размер пучка, от количества точек в распределении. Истинный размер пучка $\sigma_y = 0{,}5$ мкм.

ров $q_1 = (1{,}77 \pm 0{,}001)$ мкм и $\sigma_y^{fit} = (0{,}502 \pm 0{,}001)$ мкм для $\sigma_y = 0{,}5$ мкм; $q_1 = (1{,}78 \pm 0{,}001)$ мкм и $\sigma_y^{fit} = (0{,}906 \pm 0{,}001)$ мкм для $\sigma_y = 0{,}9$ мкм. Из полученных значений свободных параметров можно видеть, что имеется достаточно хорошее совпадение величин истинных размеров пучка с размерами, полученными в процессе аппроксимации. Однако, следует заметить, что данная функция работает хорошо только для центральной части профиля изображения пучка из-за того, что хвосты распределения SPF не учитываются начальной функцией (2.16). Увеличение числа точек для процедуры аппроксимации приводит к ухудшению аппроксимирующей кривой из-за влияния хвостов.

На рисунке 2.13 показана зависимость относительного размера пучка, полученного при аппроксимации функцией (2.17), нормированного на истинный размер пучка, от количества точек в распределении при истинном размере пучка $\sigma_y = 0{,}5$ мкм. Из рисунка 2.13 видно, что определение размера пучка из изображения с использованием функции (2.17) возможно, но требует реализации некоторого сходящегося алгоритма, который будет проводить анализ используя разное количество точек. Это количество точек заранее не известно, но может быть подобрано, как это было сделано в работе [141]. С другой стороны для более эффективного анализа изображений пучка и учёта хвостов распределения функция аппроксимации может быть модернизирована следующим образом:

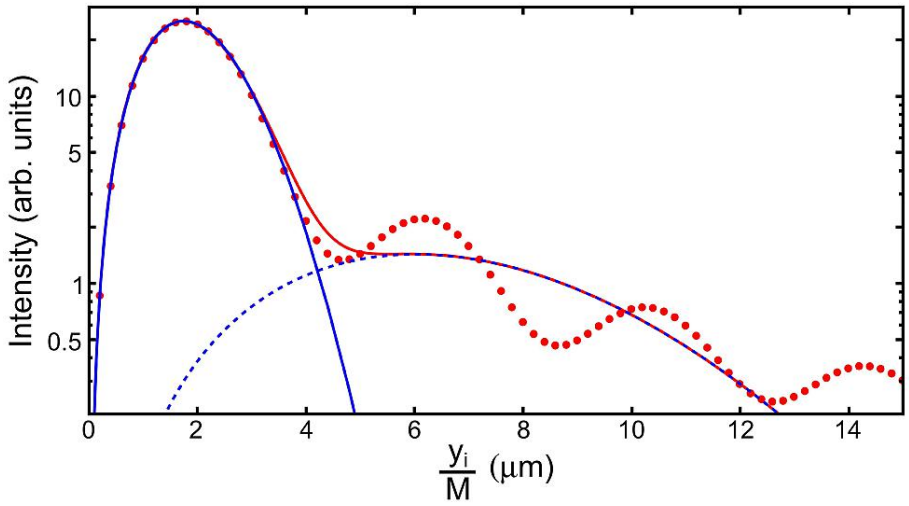



Рисунок 2.14 — Рассчитанное вертикальное распределение SPF (красные точки). То же самое распределение, что на рисунке 2.11. Сплошная синяя линия показывает первое слагаемое функции $f_1^{mod}(y_i)$ в выражении (2.18), штриховая синяя линия показывает второе слагаемое, а сплошная красная линия показывает их сумму.

$$
\begin{aligned}
f_1^{mod}(y_i) &= q_0 y_i^2 \left(\exp[-\,q_1^{-2}\,y_i^2] + q_3 \exp[-\,(q_4 q_1)^{-2}\,y_i^2]\right) \\
f_3(y_i) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}q_2}\exp\left[-\frac{y_0^2}{2q_2^2}\right] * f_1^{mod}\right)(y_i) = \\
&= Q_0 \left( \frac{1}{\sqrt{2q_1^{-2}+q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + q_1^2(q_2^2+y_i^2)}{(q_1^2+2q_2^2)^2} e^{-\frac{y_i^2}{q_1^2+2q_2^2}} + \right. \\
&\left. + \frac{q_3}{\sqrt{2(q_4q_1)^{-2}+q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + (q_4q_1)^2(q_2^2+y_i^2)}{((q_4q_1)^2+2q_2^2)^2} e^{-\frac{y_i^2}{(q_4q_1)^2+2q_2^2}} \right).
\end{aligned}
\tag{2.18}
$$

Модернизация функции аппроксимации заключается в появлении второго слагаемого, которое должно учесть влияние хвостов распределения SPF. Из–за этого появляются два дополнительных параметра $q_3$ и $q_4$. Значения свободного параметра $q_3$ должны находиться в диапазоне $q_3 \in [0{,}1]$, а начальное его значение для процедуры аппроксимации было установлено равным $q_3^{in} = 0{,}1$. Параметр $q_4$ не является свободным параметром аппроксимации. Величина данного параметра определяется положением второго максимума в распределении SPF по отношению к положению первого максимума. В случае идеальной фокусировке величина параметра $q_4$ была принята равной $q_4 = 3{,}5$.

На рисунке 2.14 красными точками показано то же самое распределение SPF, что и на рисунке 2.11. Это распределение было аппроксимировано функцией $f_1^{mod}(y_i)$ выражения (2.18). Значения свободных коэффициентов составили $q_0 = 22{,}9 \pm 0{,}1$, $q_1 = (1{,}72 \pm 0{,}003)$ мкм и $q_3 = 0{,}005 \pm 0{,}0002$. На рисунке 2.14 сплошной синей линией показано первое слагаемое функции $f_1^{mod}(y_i)$ с указанными коэффициентами, штриховой синей линией – второе слагаемое. Сплошная красная линия показывает их сумму. Таким образом, можно видеть, что второй и третий максимумы распределения чистого SPF хорошо учитываются модифицированной функцией.

Модифицированная функция $f_3(y_i)$ тестировалась на вертикальных профилях рассчитанных изображений пучка. Результат показан на рисунке 2.12 штриховой черной линией. При аппроксимации на основе выражения (2.18) учитывались все точки, показанные на рисунке 2.12 как зелёными треугольниками, так и жёлтыми кругами. Можно видеть, что модифицированная функция гораздо лучше учитывает влияние хвостов распределения. Полученные значения свободных параметров аппроксимации и их стандартные отклонения составили $q_1 = (1{,}7 \pm 0{,}009)$ мкм и $\sigma_y^{fit} = (0{,}475 \pm 0{,}014)$ мкм при $\sigma_y = 0{,}5$ мкм; $q_1 = (1{,}72 \pm 0{,}013)$ мкм и $\sigma_y^{fit} = (0{,}9 \pm 0{,}013)$ мкм при $\sigma_y = 0{,}9$ мкм. Сравнивая эти величины с величинами, полученными при использовании функции (2.17) можно видеть, что обе аппроксимации разумно согласуются при $\sigma_y = 0{,}5$ мкм, и имеется хорошее согласие при $\sigma_y = 0{,}9$ мкм. Следует, однако, отметить, что использование модифицированной функции для аппроксимации (2.18) позволяет упростить процедуру, так как используются все точки распределения.

Ещё одной особенностью разработанной функции для аппроксимации (2.18) является то, что она позволяет восстановить размер пучка в «слепой зоне», когда получаемое изображение пучка не является ни двугорбым, ни Гауссовым распределением. На рисунке 2.15 показано рассчитанное изображение пучка, вертикальное сечение которого аппроксимировалось с использованием функции (2.18). Расчёт был проведён для $\theta_m = 0{,}19$ рад, $\lambda = 400$ нм и $\sigma_y = 1$ мкм. Аппроксимация была проведена для трёх вертикальных сечений, полученных для различных горизонтальных позиций ($x_i = 0$, $x_i/M = 10$ мкм, $x_i/M = 20$ мкм). Следуя терминологии рабо-

ты [125] профиль пучка для центрального сечения $x_i = 0$ находится в «слепой зоне». На рисунке 2.15 точками показаны профили, а линиями тех же цветов – полученные кривые. Для аппроксимации использовались все точки распределения. В результате получились следующие значения размеров пучка: $\sigma_y^{fit} = 1{,}16 \pm 0{,}06$ мкм при $x_i = 0$, $\sigma_y^{fit} = 1{,}08 \pm 0{,}02$ мкм при $x_i/M = 10$ мкм и $\sigma_y^{fit} = 0{,}92 \pm 0.01$ мкм при $x_i/M = 20$ мкм. Как видно из полученных данных, величины извлечённых размеров пучка находятся в разумном согласии с истинным размером пучка. Максимальное расхождение составляет 16%. Так как с использованием предложенной аппроксимирующей функции возможно использовать не только центральную часть распределений, но и расфокусированные части изображения, появляется возможность определения размеров пучка при наличии артефактов в центральной части изображения пучка. Следует, однако, упомянуть, что использование боковых частей распределения не является «стандартным режимом» для разработанной функции аппроксимации, так как распределение SPF для расфокусированной системы деформировано по сравнению со случаем идеальной фокусировки (см. рисунок 2.6). В случае расфокусировки распределение SPF плохо описывается как функцией $f_1$ выражения (2.16), так и функцией $f_1^{mod}$ выражения (2.18).

На рисунке 2.16 показано сравнение размеров пучка, полученных в результате аппроксимации ($\sigma_y^{fit}$) различными функциями, в зависимости от истинного размера пучка. Для аппроксимации использовались функции Гаусса и предложенная функция выражения (2.18). Для данного сравнения был рассчитан набор различных изображений пучка в диапазоне размеров $(0{,}4 \div 20)$ мкм при $\theta_m = 0{,}10$ рад, $\lambda = 400$ нм, $\sigma$-поляризация. Вертикальные профили брались при $x_i = 0$. Аппроксимация проводилась в автоматическом режиме, т.е. все изображения пучка загружались и анализировались одинаковыми функциями при одинаковом алгоритме и начальных параметрах. Для данной автоматической процедуры при использовании аппроксимации функцией (2.18) величина параметра $q_1$ была зафиксирована и составила $q_1 = 1{,}71$ мкм. Параметр $q_1 = 1{,}71$ отвечает за положение первого максимума в распределении SPF и зависит от параметров оптической системы, а не от размера пучка. В случае анализа реальных изображений пучка положение максимума может быть определено из двугорбого распределения.

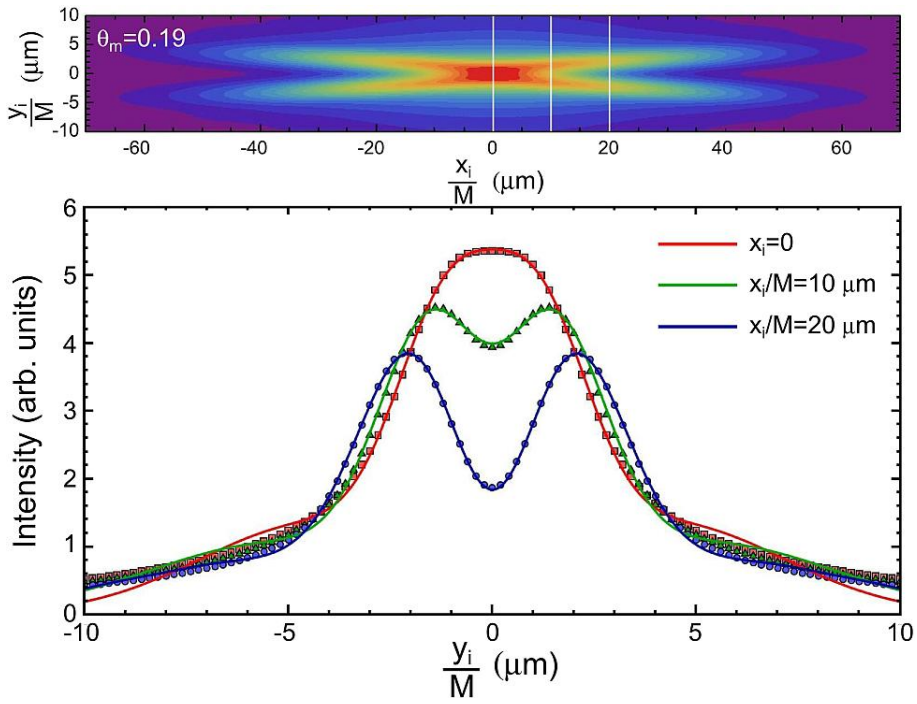



Рисунок 2.15 — Верхний рисунок: Изображение пучка, рассчитанное для $\theta_m = 0{,}19$ рад, $\lambda = 400$ нм, $\sigma_y = 1$ мкм. Белые линий показывают сечения. Нижний рисунок: Сравнение вертикальных профилей изображения пучка, взятых для различных координат $x_i$ и аппроксимации функцией (2.18). Точками показаны рассчитанные профили, линиями показаны кривые аппроксимации. $x_i = 0$ (красные квадраты/линия, $\sigma_y^{fit} = 1{,}16 \pm 0{,}06$ мкм), $x_i/M = 10$ мкм (зелёные треугольники/линия, $\sigma_y^{fit} = 1{,}08 \pm 0{,}02$ мкм) и $x_i/M = 20$ мкм (синие точки/линия $\sigma_y^{fit} = 0{,}92 \pm 0{,}01$ мкм).

Из рисунка 2.16 можно видеть, что аппроксимация на основе выражения (2.18) даёт хорошее согласие полученных размеров пучка с истинными размерами как для изображений пучка имеющих ненулевую контрастность (серая штриховая линия на рисунке 2.16 показывает границу), так и для изображений в «слепой зоне». Аппроксимация на основе распределения Гаусса даёт очень большие расхождения с истинным размером пучка практически для всех размеров за исключением самых больших, где эффект влияния SPF пренебрежимо мал. В нашем случае обе функции аппроксимации дают хорошее согласие извлечённых размеров пучка и истинных размеров пучка при $\sigma_y > 10$ мкм. Максимальная расходимость между истинным размером пучка и извлеченным с использованием функции (2.18) лежит в пределах 10 %, как видно из рисунка 2.16b.

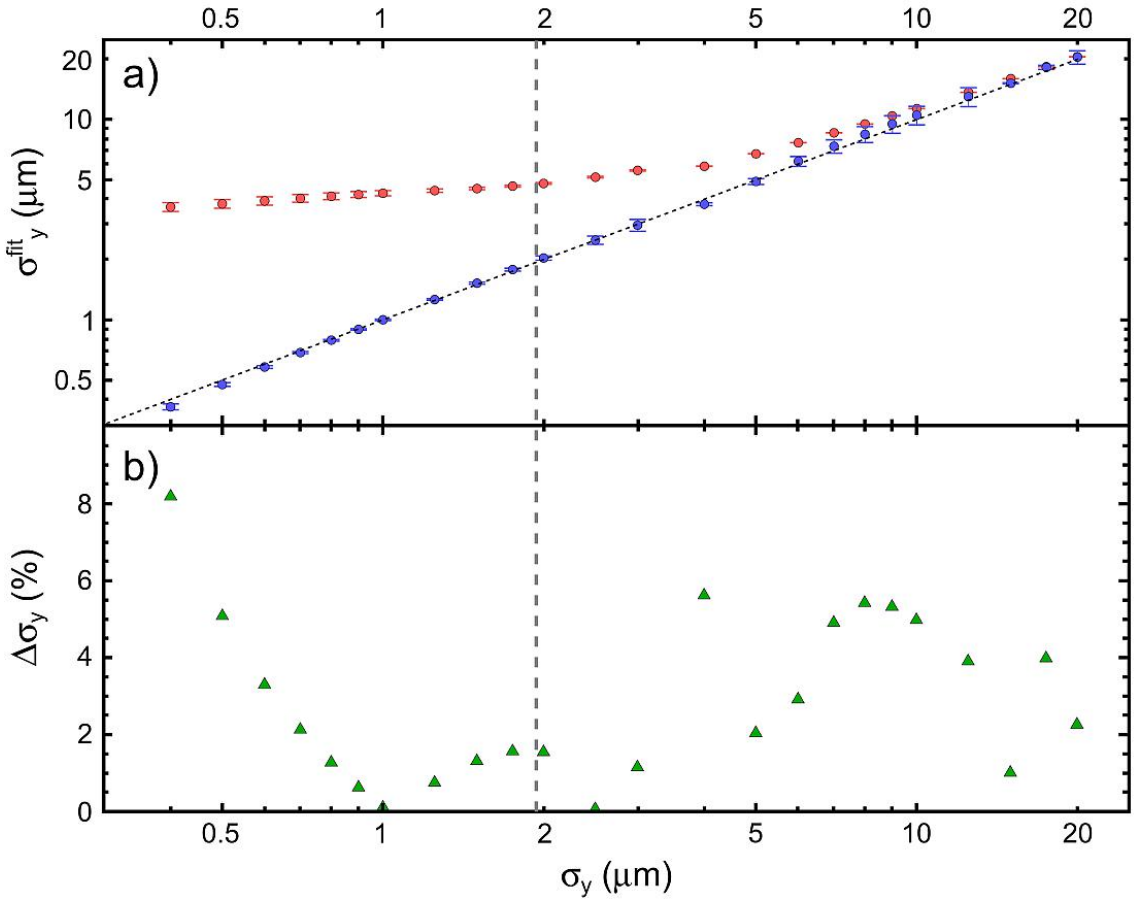



Рисунок 2.16 — (a) Сравнение разных функций аппроксимации, использованных для извлечения вертикальных размеров пучка из рассчитанных значений. Набор параметров для расчёта: $\theta_m = 0{,}10$ рад, $\lambda = 400$ нм и $\sigma$-поляризация. Синие точки: функция аппроксимации (2.18), красные точки: функция Гаусса. Чёрная сплошная линия показывает идеальное совпадение между истинным и извлечёнными размерами пучка, серая штриховая линия показывает размер пучка, при котором контрастность становится нулевой.
(b) Относительная разница между истинным и извлечённым размерами пучка для функции аппроксимации (2.18).

## 2.5 Анализ характеристик двугорбых изображений, получаемых при доминировании SPF

Как было отмечено ранее, при размерах пучка, меньших чем граница «слепой зоны», визуализация Гауссова электронного пучка на основе $\sigma-$поляризации переходного излучения даёт изображения с двугорбыми распределениями. Для данных распределений при увеличении размера пучка происходит замазывание провала. Для практического использования двугор-

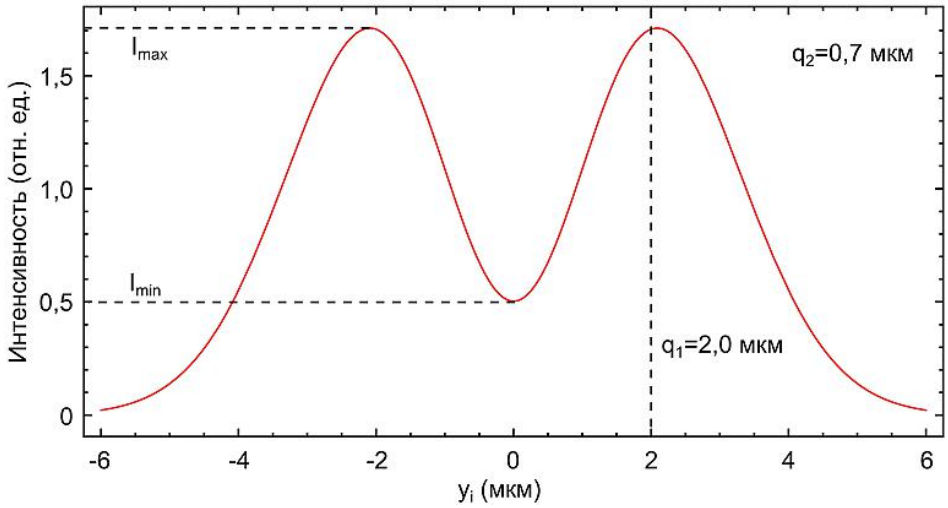



Рисунок 2.17 — Распределение, рассчитанное с использованием функции (2.19) и некоторые обозначения, используемые в дальнейшем. При расчёте $q_1 = 2$ мкм, $q_2 = 0{,}7$ мкм

бых изображений пучка необходимо оценить точность и разрешающую способность данного метода. В этом разделе попробуем оценить эти величины, используя как рассчитанные изображения пучка, так и разработанную функцию для аппроксимации.

В качестве первого приближения будем использовать базовую функцию аппроксимации (2.17). Для удобства восприятия продублируем здесь функцию (2.17) и положим, что $q_0 = 1$:

$$I(y_i, q_1, q_2) = \frac{q_1^2}{q_2} \frac{1}{\sqrt{2q_1^{-2} + q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + q_1^2(q_2^2 + y_i^2)}{(q_1^2 + 2q_2^2)^2} e^{-\frac{y_i^2}{q_1^2 + 2q_2^2}} \tag{2.19}$$

На рисунке 2.17 показан пример двугорбого распределения, получаемого при использовании данной функции, а также некоторые обозначения, используемые в дальнейшем. Характерными деталями распределения, зависящими от вертикального размера пучка $q_2$ являются интенсивность излучения в центральном минимуме распределения ($I_{min}$) и интенсивность излучения в максимуме ($I_{max}$).

На рисунке 2.17 можно видеть, что для размера пучка $q_2 \neq 0$ положение максимума в распределении, определяемом формулой (2.19) отличается от положения максимума в распределении SPF, определяемого значением параметра $q_1$. На рисунке 2.18 показано, как изменяется положение максимума в распределении изображения пучка ($q_{max}$), нормированное на значение $q_1$ в

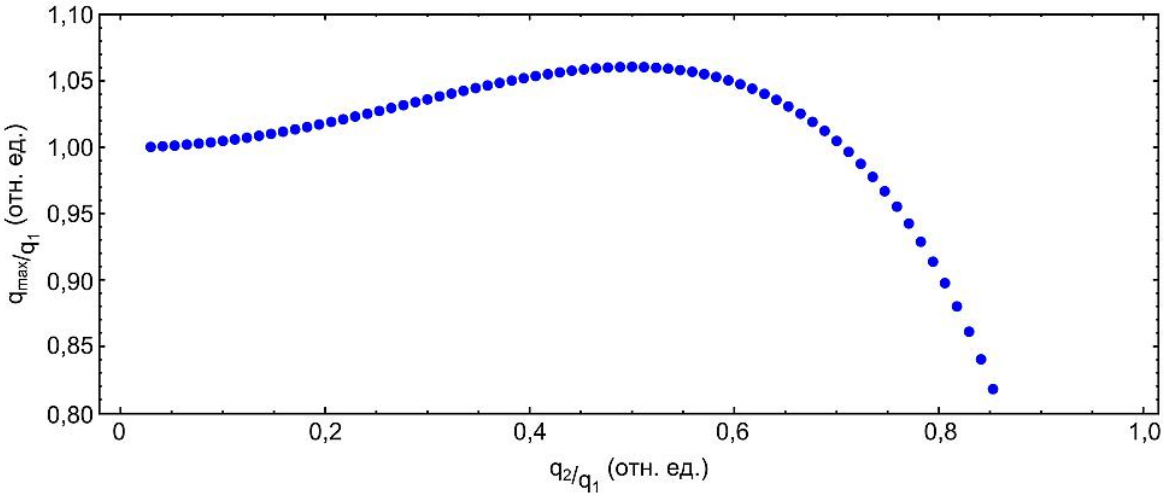



Рисунок 2.18 — Зависимость положения максимума в распределении изображения пучка ($q_{max}$), нормированное на значение $q_1$ от относительного размера пучка $q_2/q_1$.

зависимости от относительного размера пучка $q_2/q_1$. Из указанного рисунка видно, что с ростом размера пучка положение максимума $q_{max}$ сначала смещается в область бОльших значений, а потом в область меньших значений. При дальнейшем увеличении размера пучка в диапазоне, не показанном на рисунке 2.18, максимум линейно смещается к центру распределения, а при размере пучка $q_2 = q_1$ максимум смещается к нулю $q_{max} = 0$.

На рисунке 2.19 показана зависимость относительного замазывания провала от размера электронного пучка. Данная зависимость построена для параметров $q_1 = 1{,}71$ мкм, что примерно соответствует идеально сфокусированной оптической системе с $\theta_m = 0{,}10$ рад при $\lambda = 400$ нм. На рисунке 2.19 вдоль оси ординат отложена величина $\dfrac{I_{min}}{I_{max}}$.

Из рисунка 2.19 видно, что изменение глубины провала имеет три характерные области: область экспоненциального нарастания до относительной глубины 20%, область линейного нарастания до глубины 80% и область насыщения при приближении к 100%. При размере пучка, равном положению максимума в распределении ($q_2 = q_1$), максимум интенсивности приходится на центр распределения, т.е. провал замазывается полностью. Наиболее интересным с точки зрения диагностики представляется линейный диапазон относительных глубин провала от 20% до 80%. На рисунке 2.20 показано как изменяется размеры пучка, при которых относительные глубины составляют 20% и 80% в зависимости от положения максимума в распределении чистого SPF ($q_1$).

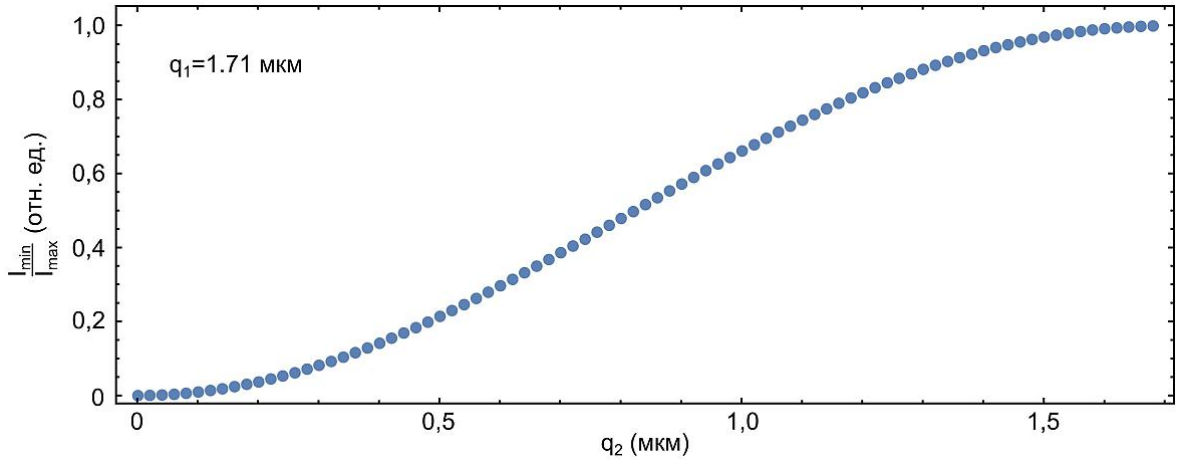



Рисунок 2.19 — Зависимость относительной глубины провала двугорбого распределения изображения пучка от размера вертикального размера электронного сгустка, посчитанное по формуле (2.19). При расчёте $q_1 = 1{,}71$ мкм

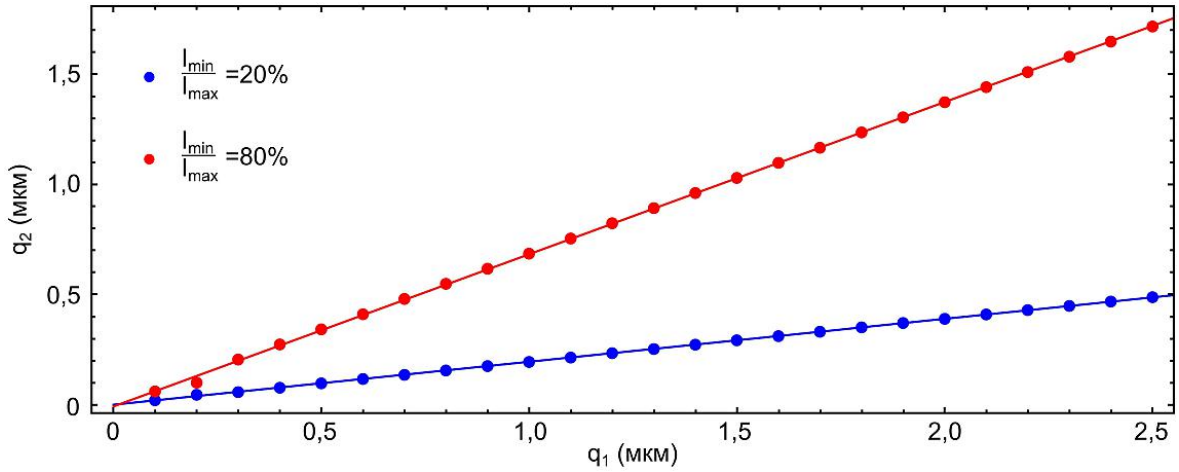



Рисунок 2.20 — Зависимость вертикального размера пучка, при котором относительная глубина провала двугорбого распределения изображения пучка составляет 20% (синие точки) и 80% (красные точки), от от положения максимума в распределении чистого SPF, посчитанное по формуле (2.19). Сплошные линии показывают линейную аппроксимацию полученных данных

Из рисунка 2.20 можно видеть, что для заданных величин относительной глубины провала соответствующий размер пучка меняется линейно в зависимости от положения максимума в распределении чистого SPF. Следует ещё раз подчеркнуть, что речь идет об идеальной фокусировке оптической системы. Таким образом, используя рисунок 2.20 возможно определить минимальный и максимальный определяемые размеры пучка для заданного распределения SPF. Например, для положения максимума $q_1 = 1{,}5$ мкм минимальный размер составит $q_2^{20\%} = 0{,}29$ мкм, а максимальный – $q_2^{80\%} = 1{,}03$ мкм. Зная диапазон размеров пучка, которые необходимо измерять, используя гра-

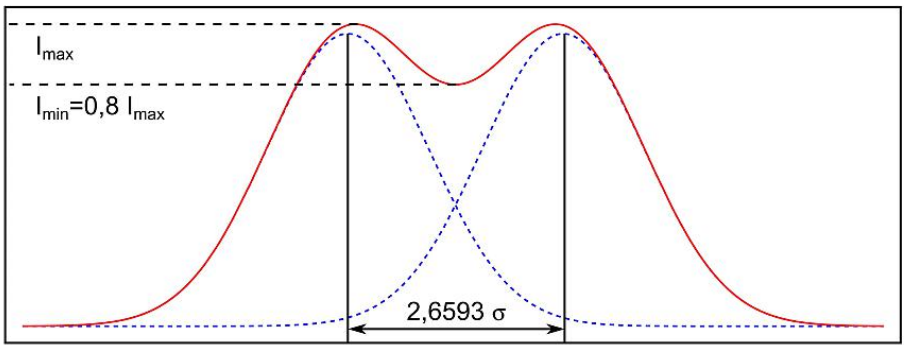



Рисунок 2.21 — К вопросу о разрешимости двух гауссовых распределений с шириной $\sigma$. Критерий различимости – относительная интенсивность в провале - $I_{min} = 80\% I_{max}$

фик 2.20, можно определить требуемую апертуру линзы и длину волны излучения.

Рассмотрим вопрос о точности измерения размера пучка и связанный с этим вопрос о достижимом разрешении при использовании метода определения размера пучка на основе относительной глубины провала в двугорбом распределении. Результатом определения размера пучка как с помощью метода на основе глубины провала, так и с помощью прямой аппроксимации распределения является как, собственно, сам размер пучка, так и его неопределённость, представляемая, обычно, в форме среднеквадратичного отклонения. Таким образом можно оценить разрешающую способность метода, т.е. то минимальное различие между двумя размерами пучка, которое может быть измерено при имеющемся уровне неопределённостей. Начнём с определения критерия разрешимости двух одинаковых гауссовых распределений с среднеквадратичным отклонением $\sigma = \sigma_1 = \sigma_2$ смещенных между собой на некоторую величину $x_0$. Если $x_0 = 2{,}354\sigma$, то интенсивность в провале составит $I_{min} \simeq 92{,}7\%$. Если $x_0 = 2{,}66\sigma$, то относительная интенсивность в провале составит $I_{min} \simeq 80\%$. На рисунке 2.21 показана наглядная иллюстрация. Для определённости будем использовать критерий с относительной интенсивностью, равной $I_{min} = 80\%$.

На рисунке 2.22 показана зависимость нормированного на положение максимума SPF размера электронного пучка $\sigma_y/q_1 \equiv q_2/q_1$ от относительной глубины провала в двугорбом распределении изображения пучка $I_{min}/I_{max}$ (сравни с рисунком 2.19). Рассчитанные значения указаны точками. Расчёт произведен для $q_1 = 1{,}8$ мкм. Сплошная линия на рисунке указывает кривую

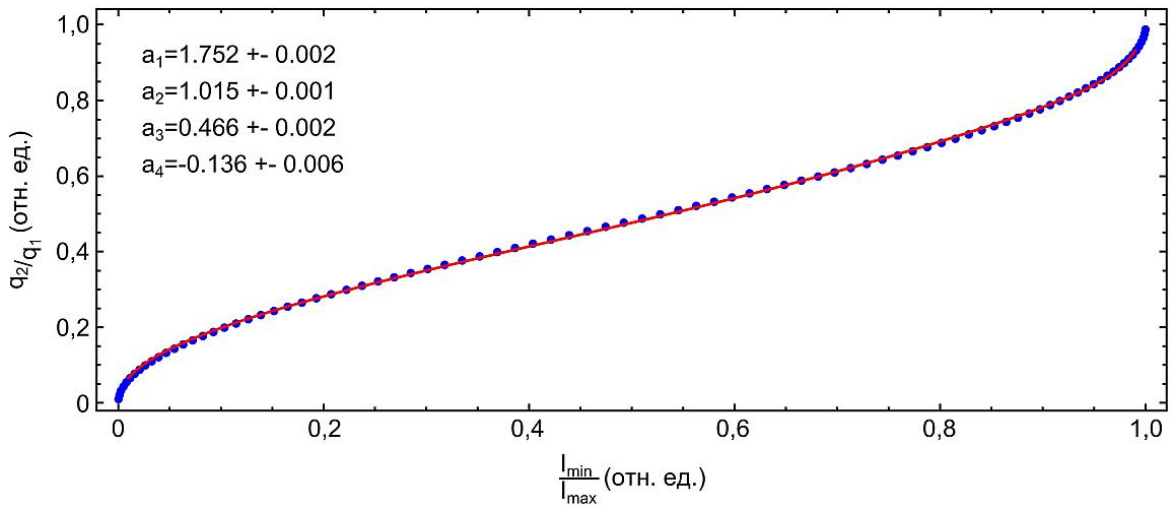



Рисунок 2.22 — Зависимость нормированного на положение максимума SPF размера электронного пучка $q_2/q_1$ от относительной глубины провала в двугорбом распределении изображения пучка $I_{min}/I_{max}$. Точки – расчёт для $q_1 = 1{,}8$ мкм, сплошная кривая – аппроксимация функцией (2.20). Значения свободных параметров аппроксимации указаны на рисунке

аппроксимации рассчитанной зависимости следующего вида:

$$\frac{q_2}{q_1}(x) = \frac{1}{a_1}\left(-\ln\left[1 - \frac{x}{a_2}\right]\right)^{a_3} + a_4 x^{12}, \tag{2.20}$$

где $a_1 \dots a_4$ – свободные параметры аппроксимации, а под величиной $x$ подразумевается относительная глубина провала $x \equiv I_{min}/I_{max}$. Зависимость данного вида была взята из работы А.С. Арышева [123]. Кривая вида (2.20) хорошо описывает зависимость, показанную на рисунке 2.22 в диапазоне относительных глубин провала $I_{min}/I_{max} = (0{,}05 \div 0{,}95)$. Аппроксимация была проведена методом наименьших квадратов в программном продукте Wolfram Mathematica [142], используя встроенную функцию `NonlinearModelFit`, которая реализована на базе алгоритма Левенберга–Марквардта. Каждая точка распределения бралась с единичным весом. Для кривой, указанной сплошной линией на рисунке 2.22 величины параметров составили: $a_1 = 1{,}752 \pm 0{,}002$, $a_2 = 1{,}015 \pm 0{,}001$, $a_3 = 0{,}466 \pm 0{,}002$, $a_4 = -0{,}136 \pm 0{,}006$. Скорректированный коэффициент детерминации составил $1 - R^2_{adj} = 45 \cdot 10^{-6}$.

Зная вид кривой аппроксимации (2.20) и неопределённости входящих в неё параметров, возможно оценить неопределённость размера пучка, изме-

ренного по величине относительной глубины провала.

$$\Delta q_2 = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial q_2}{x_i}\right)^2 \Delta x_i^2}, \tag{2.21}$$

где под $x_i$ и $\Delta x_i$ подразумеваются все параметры, входящие в функцию (2.20) и их неопределённости, соответственно. Учитывая уровень неопределённостей параметров аппроксимации $a_1 \dots a_4$, указанных на рисунке 2.22, основной вклад в неопределённость определения размера пучка будут давать неопределённости параметров $I_{min}/I_{max}$ и $q_1$. На практике величины $I_{min}$ и $I_{max}$ представляют собой количество отсчётов ПЗС (КМОП) камер, и поэтому неопределённости их измерения могут быть представлены как [123]:

$$\Delta I_{min,max} = \sqrt{G}\sqrt{I_{min,max} + I_{bckg}}, \tag{2.22}$$

где $G \geq 1$ – коэффициент усиления прибора (gain), $I_{bckg}$ – усредненное количество отсчётов фона, который возникает из-за темнового тока и случайных событий и, как правило, измеряется при работающем ускорителе, но с перекрытым оптическим трактом. Следует подчеркнуть, что данный фон, как правило, не учитывает «паразитное» сопутствующее излучение в том же самом спектральном диапазоне, что и измеряемое излучение, например, синхротронное излучение магнитов электронного тракта. Для целей настоящего раздела предположим, что $G = 1$ и $I_{bckg} = 0$. На рисунке 2.23 показана зависимость абсолютной неопределённости величины относительной глубины провала от глубины провала для различных значений $I_{max}$, который даёт представление о минимальном уровне неопределённостей, зависящих от количества числа отсчётов в минимуме и максимуме распределения.

Рассмотрим вопрос о точности определения величины $q_1$. В общем случае пересчёт аппаратных координат детектора (пикселей) $Y_i^{pixel}$ в реальные координаты $Y_i^{\mu m}$ включает в себя размер пикселя, коэффициент аппаратного объединения пикселей (биннинг) и коэффициент увеличения оптической

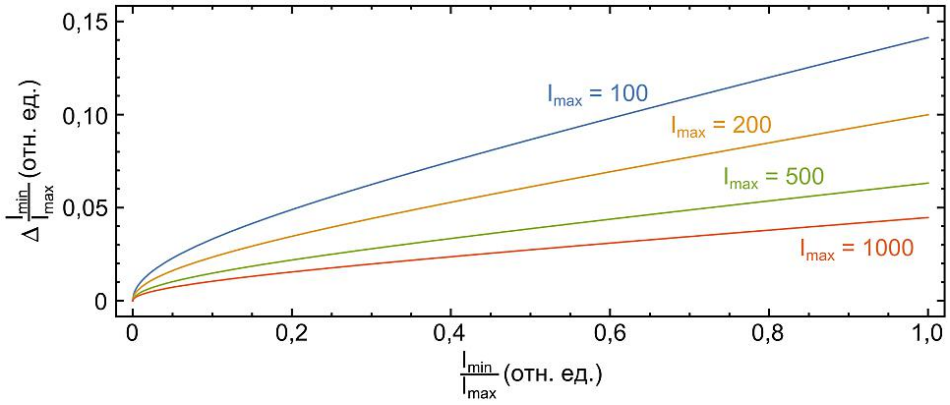



Рисунок 2.23 — Зависимость абсолютной неопределённости величины относительной глубины провала от глубины провала для различных значений $I_{max}$

системы $M$ [123]:

$$Y_i^{\mu m} = \frac{Y_i^{pixel} \cdot binning \cdot pixel\ size}{M}. \tag{2.23}$$

В первом приближении можно считать, что коэффициент увеличения известен точно, т.е. $M = M_0 \pm 0$. Для современных ПЗС камер размер пикселя варьируется от 5,5 мкм до 13,5 мкм (см., например, сайт компании Andor [143]). Коэффициенты увеличения могут варьироваться от $M \simeq 10$ [123] до $M \simeq 40$ [141]. В идеальном случае коэффициент биннинга равен единице. Таким образом, неопределённость величины значения $q_1$ может быть оценена как $\Delta q_1 = 0{,}5 pixel/M$, что составляет от $\Delta q_1 = 0{,}07$ мкм для $M = 40, pixel = 5{,}5$ мкм до $\Delta q_1 = 0{,}68$ мкм для $M = 10, pixel = 13{,}5$ мкм.

На рисунке 2.24 показаны зависимости относительной неопределённость величины $q_2$, рассчитанные по формуле (2.21) от величин $\Delta q_1$ и $\Delta\frac{I_{min}}{I_{max}}$. Значения параметров аппроксимации $a_1 \ldots a_4$ и их неопределённостей взяты и рисунка 2.22.

Зависимости $\Delta q_2$ от $\Delta q_1$ и $\Delta\frac{I_{min}}{I_{max}}$ можно описать линейными функциями следующего вида:

$$\Delta q_2^{fit}(\%) = 58{,}8 \Delta q_1(\mu\text{m}), \tag{2.24}$$

$$\Delta q_2^{fit}(\%) = 164 \Delta \frac{I_{min}}{I_{max}}. \tag{2.25}$$

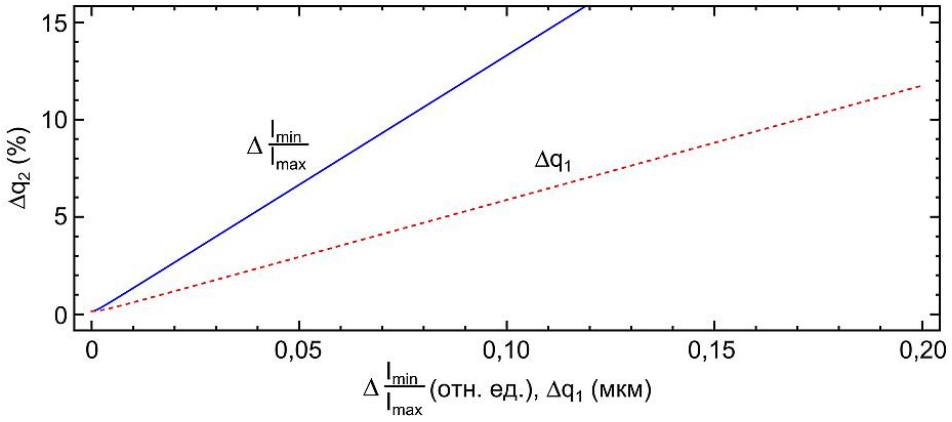



Рисунок 2.24 — Зависимости относительной неопределённость величины $q_2$, рассчитанные по формуле (2.21) от величин $\Delta q_1$ и $\Delta\frac{I_{min}}{I_{max}}$. Значения параметров аппроксимации $a_1 \dots a_4$ и их неопределённостей взяты и рисунка 2.22

Из сравнения рисунков 2.23 и 2.24 видно, что точность определения положения максимума $q_1$ в распределении SPF играет более важную роль для точности измерения размеров пучка, чем точность определения глубины провала.

Для случая моделирования, приведенного в предыдущем разделе, размер пикселя составлял $pixel/M = 0{,}2$ мкм. Предположив, что $I_{min}/I_{max} = 0{,}5$, $q_1 = (1{,}7 \pm 0{,}1)$ мкм и пренебрегая неопределённостью относительной интенсивности, получим размера пучка $\Delta q_2 = (0{,}81 \pm 0{,}05)$ мкм. Такая неопределенность размера пучка даёт разрешающую способность $R = 2{,}66\sigma = 130$ нм. Таким образом, в указанных предположениях можно говорить о субмикронной точности определения размера пучка при разрешающей способности сотни нм.

Представленный в настоящем разделе способ показывает подход к определению точности и разрешающей способности метода измерения размера пучка по двугорбым распределениям изображения пучка. Наибольшую сложность в данном подходе представляет собой определение положения максимума в распределении чистого SPF ($q_1$). Как было показано на рисунке 2.18 положение максимума в распределении изображения пучка меняется при замазывании провала. Функции аппроксимации, предложенные в работах [123; 124] не позволяют учесть данный эффект, поэтому единственным вариантом является получение изображения пучка с минимальным размером, чтобы иметь правильное «нулевое» положение максимума. Неправильная величина

положения максимума $q_1$ приводит к систематической ошибке. Предложенная функция аппроксимации (2.19) автоматически учитывает корректное положение максимума.

## 2.6 Характеристики положения максимума в двугорбом распределении для случая $\sigma-$компоненты излучения

Положение максимума в двугорбом распределении изображения пучка при доминировании SPF является важной характеристикой распределения, существенно влияющей на получаемый размер электронного пучка. Распределение SPF рассчитывается по формуле (2.13), которую для удобства продублируем здесь:

$$E^{i}_{x_i,y_i}(x_i,y_i,\lambda) = \frac{2e}{\lambda M \beta c}\frac{\{x_i,y_i\}}{\sqrt{x_i^2+y_i^2}}\times$$
$$\times \int_0^{\theta_m} d\theta \frac{\theta^2}{\theta^2+(\beta\gamma)^{-2}} J_1\left(\frac{2\pi\sqrt{x_i^2+y_i^2}\,\theta}{\lambda\, M}\right)\times \qquad (2.26)$$
$$\times \exp\left(-i\frac{\pi}{\lambda}a^2\theta^2(\frac{1}{f}-\frac{1}{a}-\frac{1}{b})\right).$$

Из данной формулы видно, что положение максимума распределения определяется величиной числовой апертуры линзы $\theta_m$, длиной волны излучения $\lambda$, коэффициентом оптического увеличения системы $M$, а также наличием расфокусировки в оптической системе. При этом следует отметить, что наличие расфокусировки нелинейно изменяет параметры SPF для различных длин волн излучения, так как аргумент функции Бесселя содержит множитель $\frac{\theta}{\lambda}$, в то время как экспонента содержит множитель $\frac{\theta^2}{\lambda}$. В реальном эксперименте измеряется некоторый диапазон длин волн, определяемый используемым фильтром, отражающими свойствами мишени и спектральной чувствительностью (эффективностью) используемого детектора, который, как правило, известен. При этом в эксперименте может быть неизвестна действительная числовая апертура линзы (оптической системы, эквивалентом кото-

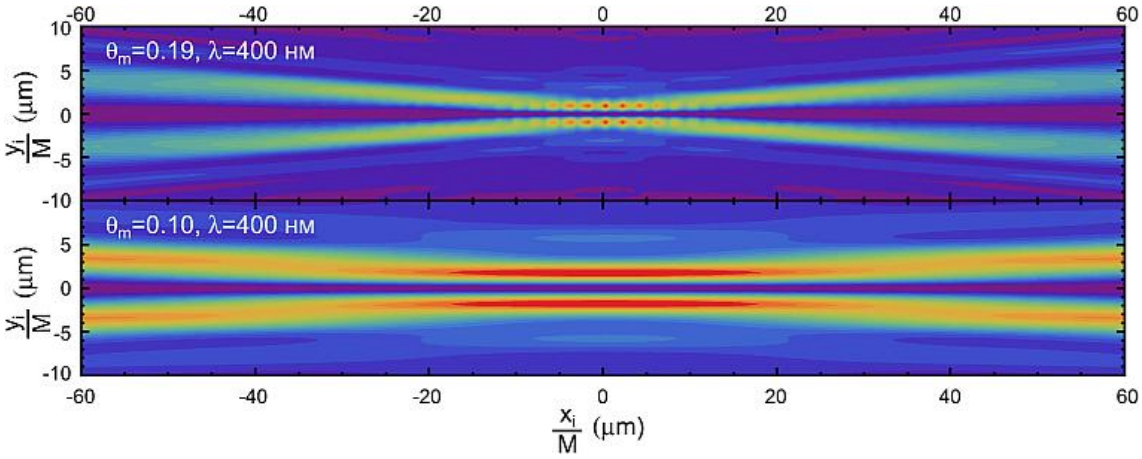



Рисунок 2.25 — Изображения пучка с дельта-образным вертикальным распределением для $\theta_m = 0{,}10$ рад и $\theta_m = 0{,}19$ рад, $\lambda = 400$ нм

рой может быть тонкая линза). В связи с этим представляет интерес вопрос о возможности определения числовой апертуры линзы по характеристикам получаемого изображения, что может позволить точнее промоделировать оптическую систему в эксперименте[3].

Рассмотрим зависимость положения максимума в распределении $\sigma$-компоненты поляризации чистого SPF для двух значений числовой апертуры ($\theta_m = 0{,}10$ рад и $\theta_m = 0{,}19$ рад). На рисунке 2.25 показаны двумерные распределения изображений пучка с вертикальным размером, определяемым дельта-функцией Дирака (это эквивалентно сумме всех рассчитанных SPF), для длины волны излучения равной $\lambda = 400$ нм и угла поворота мишени $\Psi = 45°$. Как уже отмечалось ранее, для большей числовой апертуры эффект глубины фокуса выражен намного сильнее. На изображении для случая $\theta_m = 0{,}19$ рад видно, что используемая точность сетки ($pixel/M = 0{,}2$ мкм) находится «на грани». На рисунке 2.26 показаны зависимости положения максимума в распределениях, показанных на рисунке 2.25, от горизонтальной координаты, которая для угла $\Psi = 45°$ совпадает по величине с величиной расфокусировки $\Delta a$. Для случая $\theta_m = 0{,}19$ рад имеется некоторый разброс итоговых значений, вызванный конечной сеткой расчёта. Технически, зависимости на рисунке 2.26 получены следующим образом. Брались вертикальные

[3]Очевидно, что при использовании любого фокусирующего оптического элемента на основе преломления (линза) будет иметься более или менее выраженная хроматическая и/или сферическая аберрация. В текущем рассмотрении их влияние не учитывается, в основном из-за того, что в экспериментах, описанных далее, использовалась оптика на основе одного или двух сферических зеркал. Для первого случая отсутствует хроматическая аберрация, а для второго – скомпенсирована и сферическая. Подробнее это описано в следующих главах.

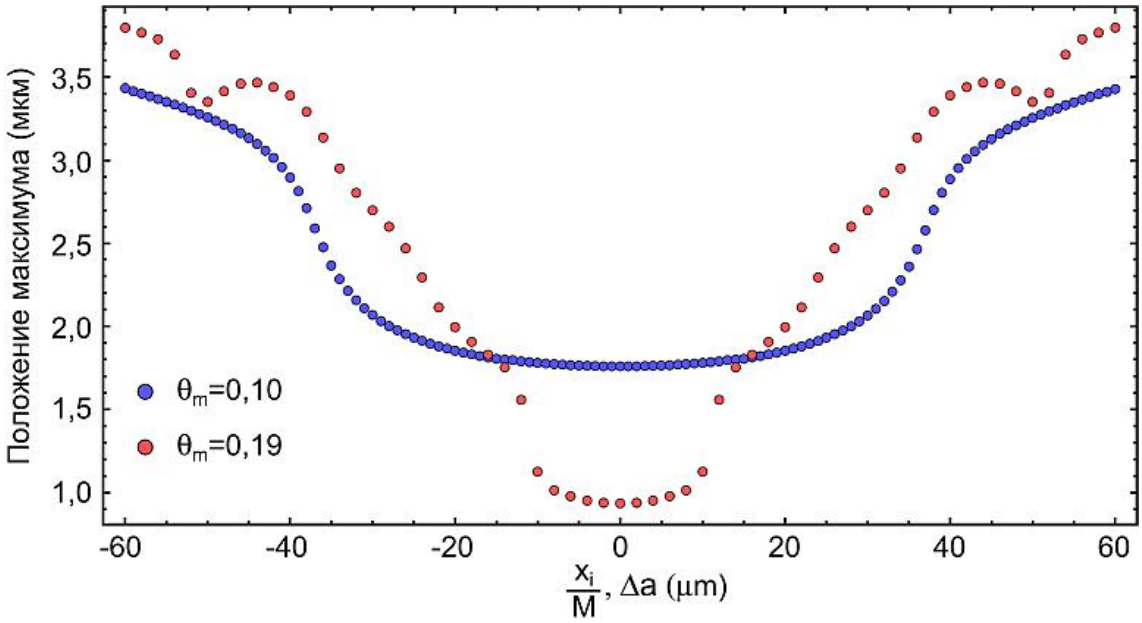



Рисунок 2.26 — Зависимости положения максимума в распределениях, показанных на рисунке 2.25, от горизонтальной координаты при $\lambda = 400$ нм

сечения для различных координат на рисунке 2.25, которые потом интерполировались. Для интерполяционных кривых находилось положение максимума в распределении, которое и показано на 2.26.

Из рисунка 2.26 можно видеть, что зависимость положения максимума SPF от параметра расфокусировки имеет две выраженные области, а именно область малого изменения положения максимума при $\Delta a \simeq 0$ и область более резкого изменения данной величины. Для распределений SPF, полученных в оптических системах с большой числовой апертурой, область малого изменения положения максимума мала, а на границах распределения возможно большее расстояние между максимумами, чем для оптических система с меньшей числовой апертурой. На практике это приводит к тому хорошо известному факту, что юстировка систем с большой числовой апертурой сложнее.

На рисунке 2.27 показаны те же зависимости, что и на рисунке 2.26, но для различных длин волн при одинаковой числовой апертуре линзы ($\theta_m = 0{,}10$ рад). Значения длин волн указаны на рисунке. Из рисунка 2.27 видно, что в области малых и больших значений параметра расфокусировки $\Delta a$ наблюдается ожидаемый эффект, а именно значение положение максимума в распределении тем больше, чем больше длина волны излучения. При промежуточных значениях параметра расфокусировки наблюдается другое

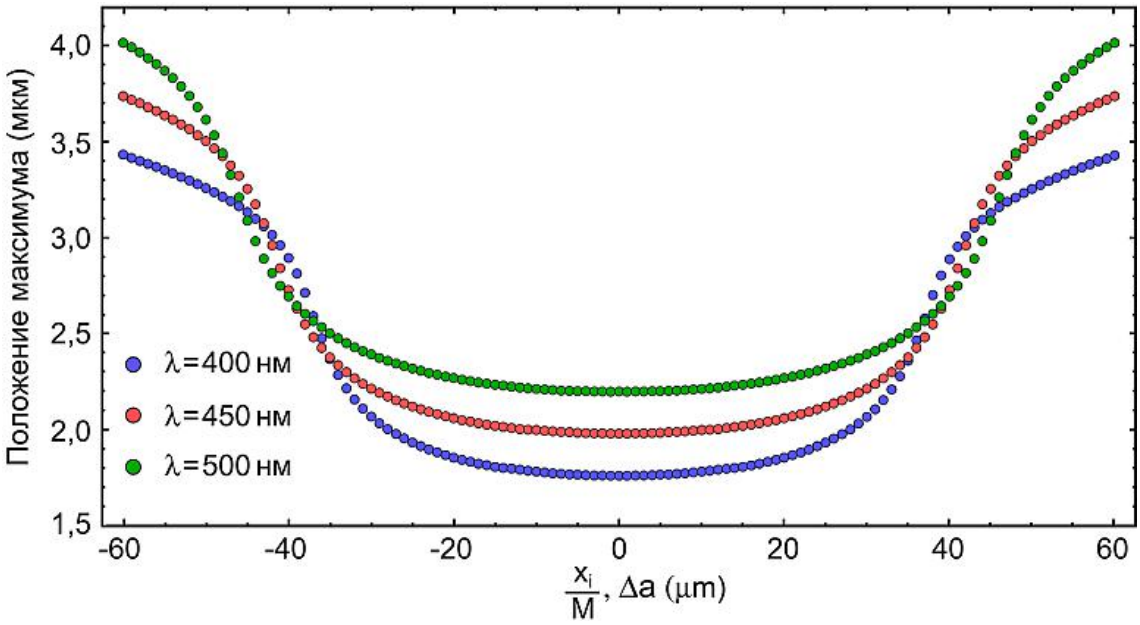



Рисунок 2.27 — Зависимости положения максимума в распределениях чистой SPF от горизонтальной координаты для $\theta_m = 0{,}10$ рад и различных длин волн. Синие точки – $\lambda = 400$ нм, красные точки – $\lambda = 450$ нм, зелёные точки – $\lambda = 500$ нм

поведение, поэтому использование расфокусированной части изображения для извлечения информации о размере пучка может давать неверные оценки.

На рисунке 2.28 показаны зависимости положения максимума для чистой SPF и для изображения пучков с конечными размерами при одинако-

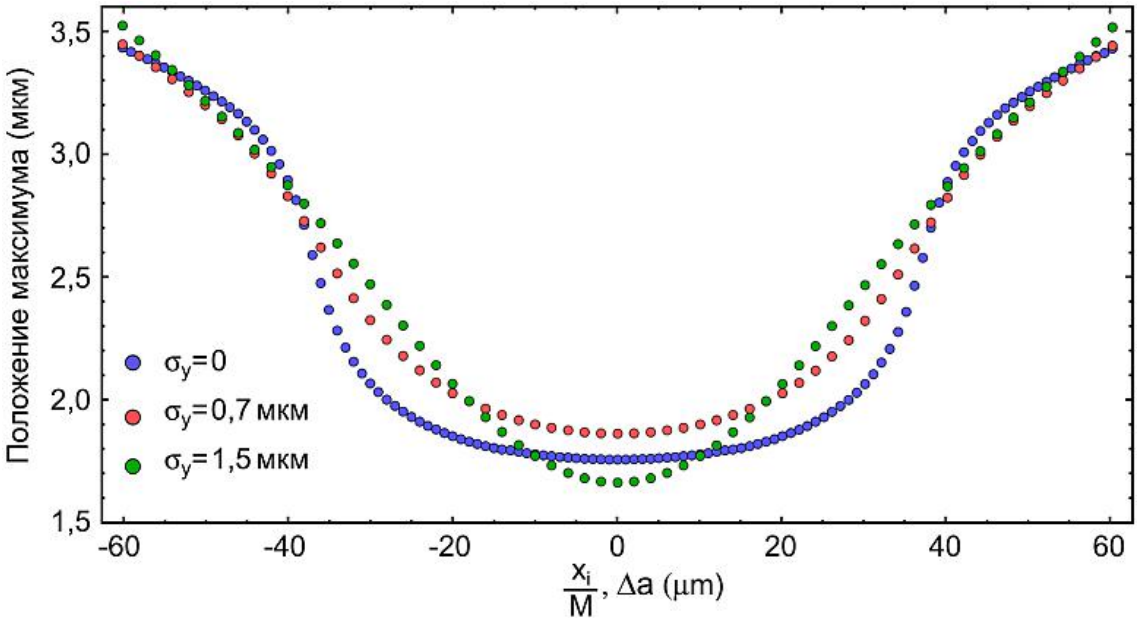



Рисунок 2.28 — Зависимости положения максимума в распределениях чистой SPF и изображения пучка от горизонтальной координаты для $\theta_m = 0{,}10$ рад, $\lambda = 400$ нм и различных размеров пучка волн. Синие точки – чистая SPF, красные точки – $\sigma_y = 0{,}7$ мкм, зелёные точки – $\sigma_y = 1{,}5$ мкм

вой числовой апертуре линзы ($\theta_m = 0{,}10$ рад). Для указанного случая длина волны излучения составляла $\lambda = 400$ нм, размеры пучка $\sigma_y = 0{,}7$ мкм и $\sigma_y = 1{,}5$ мкм. Из рисунка 2.28 видно, что в при увеличении размера пучка зависимость положения максимума от величины параметра расфокусировки $\Delta a$ существенно меняется. Данная зависимость приобретает вид, близкий к гиперболе. Анализ положения максимума в изображении пучка, таким образом, может служить для оценки точности настройки оптической системы. Подробнее данный момент рассмотрен в главе 3 при анализе изображений, полученных с использованием объектива Шварцшильда.

## 2.7 Измерение поперечного размера электронного пучка для случая $\pi-$компоненты излучения

Рассмотренные ранее случаи измерения поперечного размера пучка относились к $\sigma-$компоненте обратного переходного излучения. Однако разработанная математическая модель позволяет рассчитывать ещё и вторую компоненту излучения, $\pi-$ компоненту. В настоящем разделе рассмотрим изображения пучка, получаемые на основе $\pi$-компоненты обратного переходного излучения от наклонной мишени, и способы получения информации о размере пучка из данных изображений. Для удобства напомним схему задачи (рисунок 2.29) и основные параметры расчёта: $\gamma = 1673$, $L = a + b = 1183$ мм, $M = b/a = 41{,}95$, $\lambda = 400$ нм, $\theta_m = (0{,}05 \div 0{,}19)$ рад, $\Psi = 45^\circ$, $|R_\sigma|^2 = 0$ и $|R_\pi|^2 = 1$.

Принцип построения изображений для случая $\pi$-компоненты не отличается от случая $\sigma$-компоненты. На рисунке 2.30 приведена схема получения изображения «плоского» пучка и вертикальная проекция центральной (идеально сфокусированной) SPF для случая $\theta_m = 0{,}10$ рад. Из данного рисунка видно, что получаемые изображения плоского пучка должны иметь вертикальное сечение с единственным максимумом по центру вертикального распределения, в чем и заключается главное отличие от $\sigma-$ компоненты поляризации. При одинаковых коэффициентах отражения мишени для различных

компонент поляризации $R_\sigma = R_\pi$ регистрируемый сигнал от $\pi$–компоненты излучения должна быть выше, так как в распределении имеется только один максимум.

На рисунке 2.31 показан набор изображений пучка с вертикальным размером $\sigma_y = 0{,}4$ мкм, горизонтальным размером $\sigma_x = 30$ мкм при различных числовых апертурах линзы $\theta_m = (0{,}05 \div 0{,}19)$ рад и длине волны $\lambda = 400$ нм.

На рисунке 2.32 приведены вертикальные профили изображения пучка с истинным размером $\sigma_y = 0{,}4$ мкм для различных апертур линзы, взятые в точке идеальной фокусировки $(x_i/M = 0)$. Из рисунка 2.32 видно, что вертикальные профили изображения пучка уширяются со снижением величины апертуры линзы, так же как это происходит для $\sigma$–компоненты поляризации.

С увеличением размера пучка его изображение, полученное на основе $\pi$–компоненты поляризации, будет становиться шире, но даже при нулевом размере пучка имеется конечная ширина распределения. Уширение изобра-

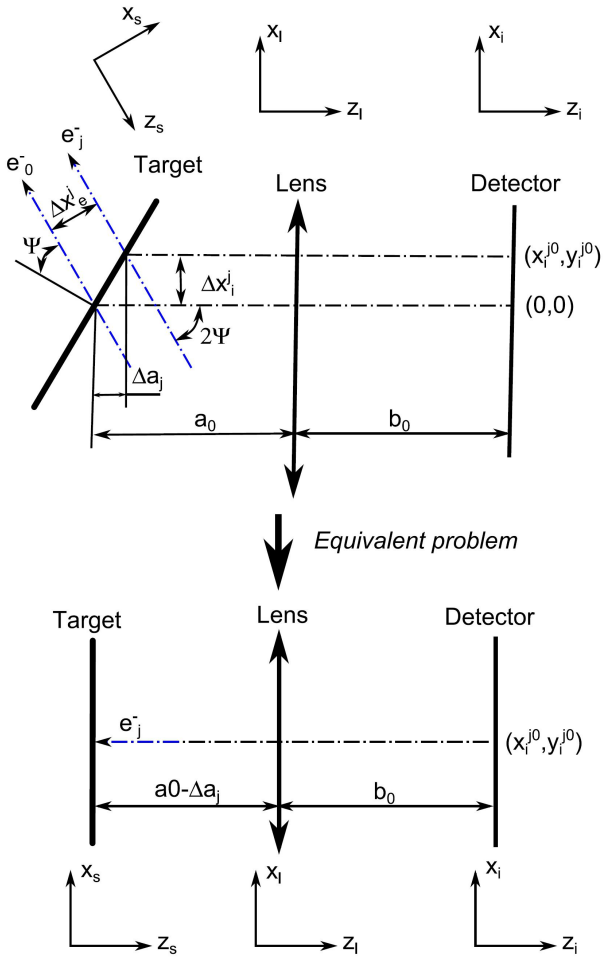



Рисунок 2.29 — Схема расчёта для случая наклонной геометрии и некоторые обозначения

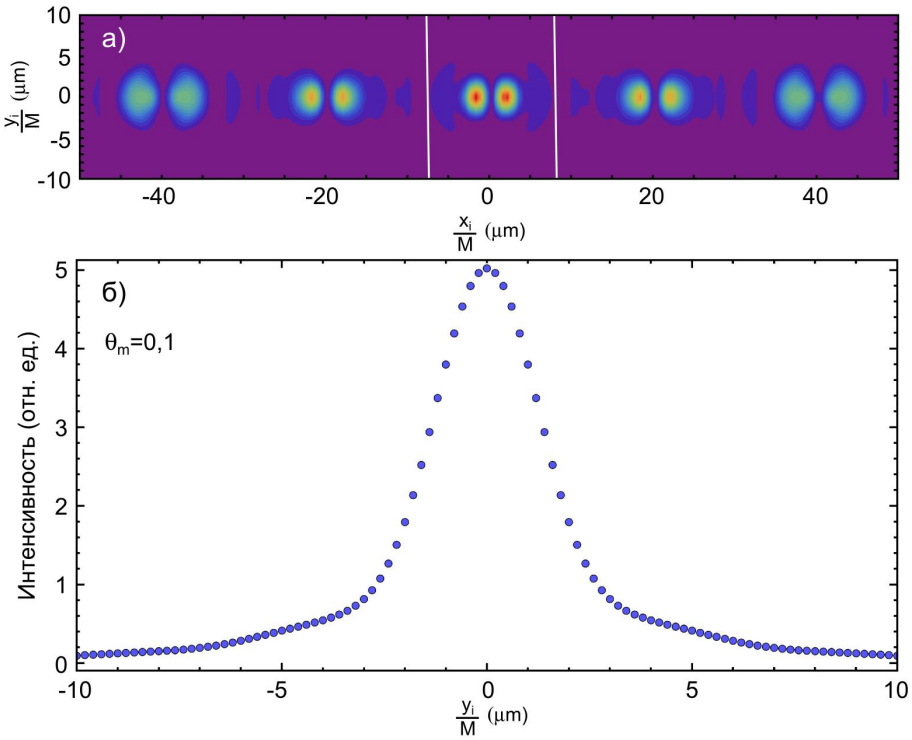



Рисунок 2.30 — Схема получения изображения для $\pi-$компоненты поляризации (вверху) и вертикальная проекция центрального SPF (внизу). Белыми полосами отмечены границы получения вертикальной проекции

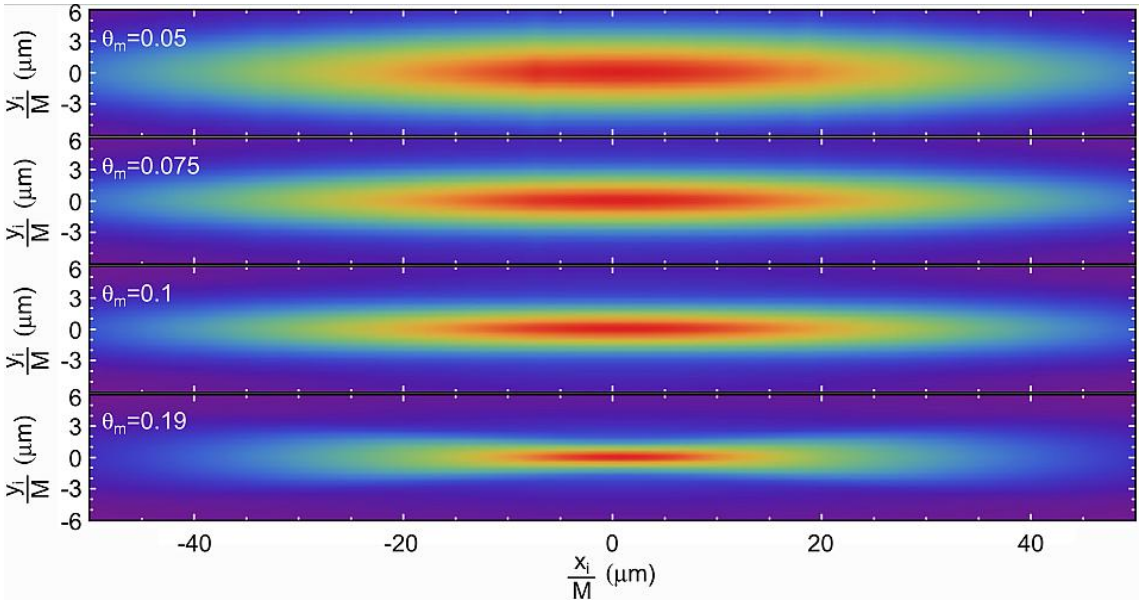



Рисунок 2.31 — Набор изображений пучка с вертикальным размером $\sigma_y = 0{,}4$ мкм, горизонтальным размером $\sigma_x = 30$ мкм при различных числовых апертурах линзы $\theta_m = (0{,}05 \div 0{,}19)$ рад и длине волны $\lambda = 400$ нм

жения пучка на примере трёх размеров ($\sigma_y = 0{,}4; 0{,}7; 1{,}0$ мкм) при числовой апертуре $\theta_m = 0{,}19$ рад приведено на рисунке 2.33. Из рисунка 2.33 можно видеть, что увеличение размера пучка приводит к увеличению ширины распределения.

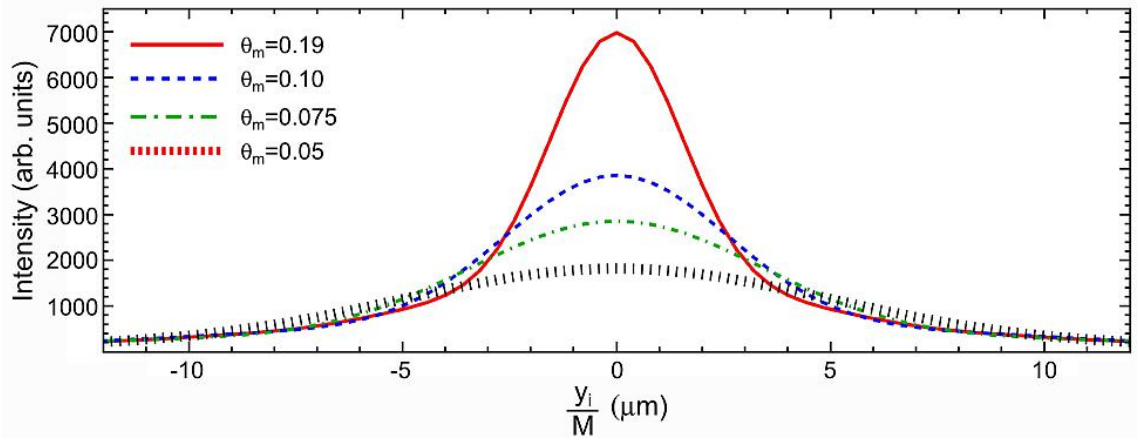



Рисунок 2.32 — Вертикальные профили изображения пучка для различных апертур линзы, взятые в точке идеальной фокусировки ($x_i/M = 0$)

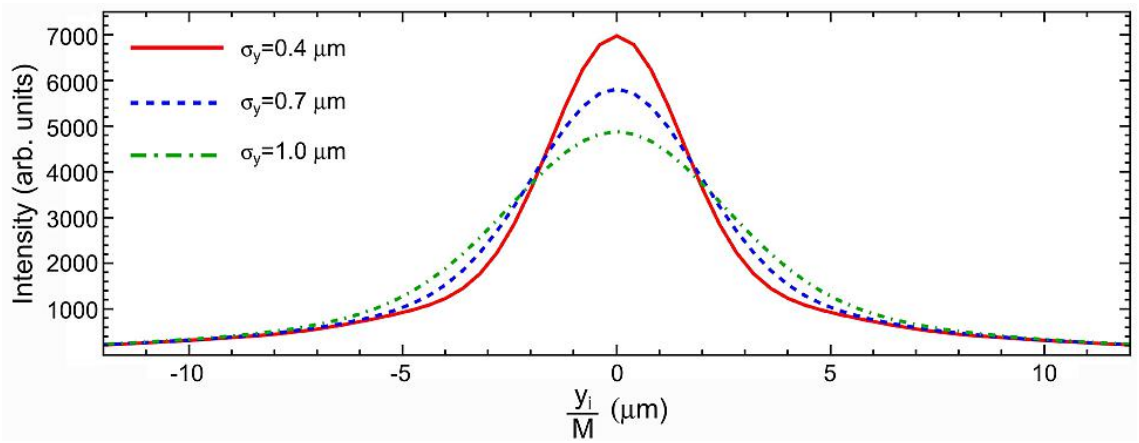



Рисунок 2.33 — Вертикальные профили изображения пучка на примере трёх размеров ($\sigma_y = 0{,}4; 0{,}7; 1{,}0$ мкм) для апертуры линзы $\theta_m = 0{,}19$ рад, взятые в точке идеальной фокусировки ($x_i/M = 0$)

Из рисунков 2.30 и 2.33 видно, что вертикальный профиль чистой SPF и изображения пучка для случая $\pi$–компоненты поляризации обратного переходного излучения представляет собой распределение, которое похоже на распределение Гаусса, но имеет более широкое хвосты. Поэтому для аппроксимации вертикального профиля изображения пучка, полученного при использовании $\pi$–компоненты обратного переходного излучения, может быть использована следующая функция:

$$f_4(y_i) = q_0 y_i^{-2} \left(1 - \exp\left[-\frac{y_i^2}{q_1^2}\right]\right), \tag{2.27}$$

где свободный параметр аппроксимации $q_0$ отвечает за масштабирование, а параметр $q_1$ связан с реальным размером пучка $\sigma_y$.

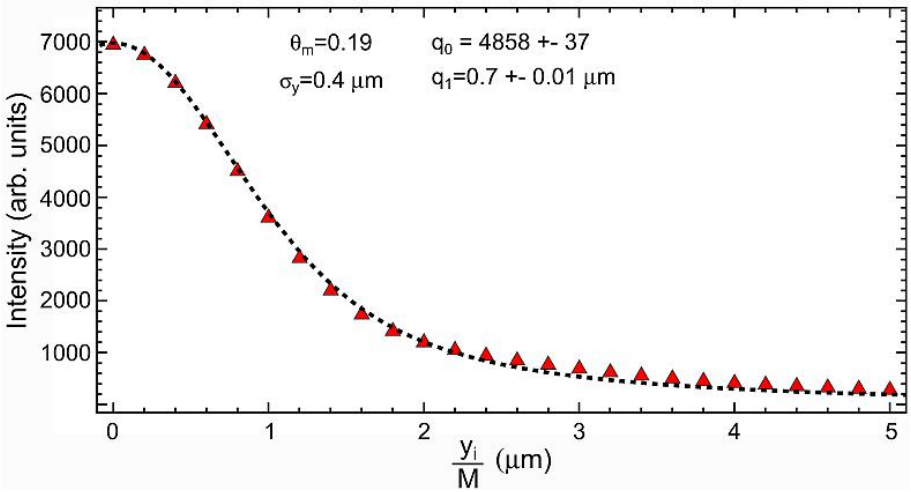



Рисунок 2.34 — Пример аппроксимации вертикального профиля изображения пучка с помощью функции (2.27)

На рисунке 2.34 приведён пример аппроксимации вертикального профиля изображения пучка с помощью функции (2.27). Для примера было взято изображение пучка для параметров: $\theta_m = 0{,}19$ рад, $\sigma_y = 0{,}4$ мкм. Из-за симметрии приведена только половина профиля. Из рисунка 2.34 можно видеть, что предложенная функция аппроксимации (2.27) очень хорошо описывает рассчитанный вертикальный профиль пучка.

Наиболее интересным для практического использования представляется вопрос о соответствии между собой реального вертикального размера пучка $\sigma_y$ и размера $q_1$, получаемого из аппроксимации с помощью функции (2.27). Для оценки данного согласия при использовании расчётных данных был построен рисунок 2.35. На данном рисунке треугольниками показаны величины параметра $q_1$, полученные из аппроксимации вертикальных профилей изображений пучков различных размеров $\sigma_y$. Профили строились для горизонтальной идеальной фокусировки. Штриховая линия на рисунке 2.35 показывает идеальное согласие. Сплошные линии, соединяющие между собой точки – аппроксимация с помощью гиперболической функции.

Из рисунка 2.35 можно сделать главный вывод о том, что в первом приближении, зависимость параметра $q_1$ от $\sigma_y$ – линейная. Данное приближение можно использовать для размеров пучка больше чем $\sigma_y \geq 1{,}0$ мкм. Данное свойство может быть очень удобным для экспериментальных исследований. Вторым выводом является то, что из полученного в процессе аппроксимации параметра $q_1$ нельзя автоматически получить реальный вертикальный

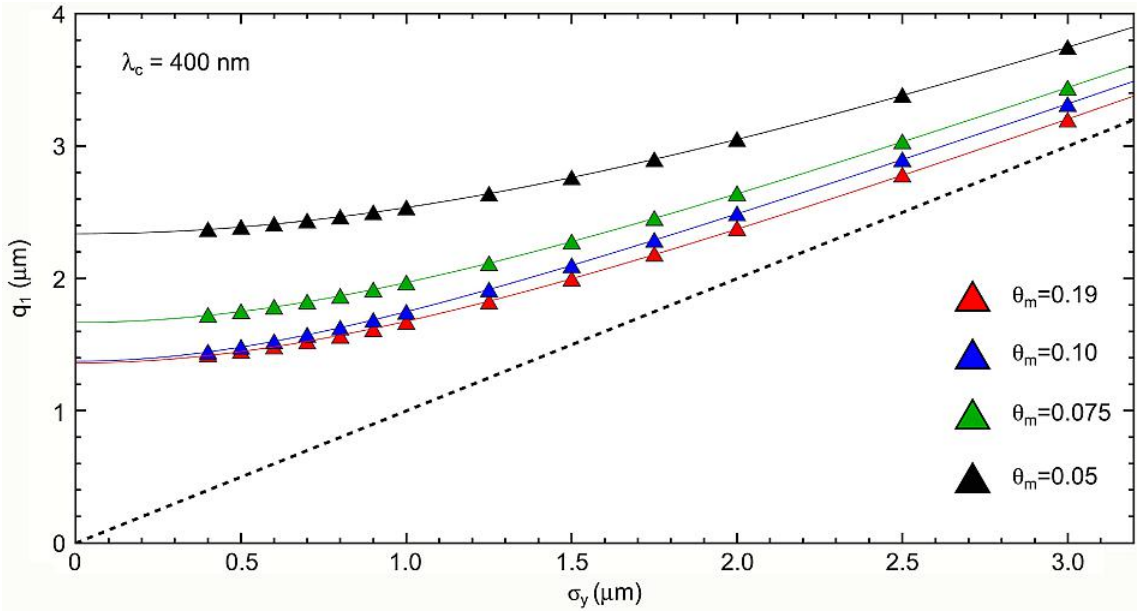



Рисунок 2.35 — К вопросу о соответствии между собой реального вертикального размера пучка $\sigma_y$ и размера $q_1$, получаемого из аппроксимации с помощью функции (2.27)

размер пучка $\sigma_y$, как это происходит при использовании $\sigma$–компоненты поляризации. В данном случае требуется некоторая процедура калибровки, так как само изображение пучка будет зависеть как от длины волны излучения, так и от расфокусировки, вызванной либо глубиной фокуса, либо ошибками в настройке оптики.

## 2.8 Выводы по главе

В данной главе разработан подход к расчёту изображений пучка, получаемых при использовании обратного переходного излучения от наклонных мишеней. Разработанный подход позволяет существенно упростить проведение расчёта и получить изображения пучка, соответствующие наблюдаемым в эксперименте. Подход позволяет рассчитывать отдельно изображения пучка, получаемые для $\sigma$– и $\pi$– компонент поляризации.

В главе проведен теоретический анализ изображений пучка для обеих поляризаций излучения. Разработаны функции аппроксимации и показано, что для $\sigma$–компоненты поляризации возможно получение размеров пучка из

вертикальных профилей изображения пучка без предварительной калибровки. Показано, что использование $\pi-$ компоненты излучения требует калибровки оптической системы. Исходя из этого наиболее разумным представляется получение изображений пучка как для $\sigma-$, так и для $\pi-$компоненты излучения с совместным анализом.

# Глава 3. Измерение поперечного профиля электронных пучков микронных размеров на основе обратного переходного излучения видимого диапазона

## 3.1 Введение

В данной главе рассмотрены результаты экспериментального исследования по визуализации поперечного профиля электронных пучков с микронным вертикальным размером, проведённые на микротроне Института ядерной физики университета Гутенберга (г. Майнц, Германия) в 2014 году. В ходе данного эксперимента получались изображения электронных пучков с энергий 855 МэВ в спектральном диапазоне видимого света. При этом размеры пучков были таковы, что имелось сильное влияние SPF.

## 3.2 Экспериментальная установка

Эксперименты по визуализации поперечного профиля электронных пучков с микронным вертикальным размером были проведены на ускорителе в Германии. Разрезной микротрон MAMI-B с энергией электронного пучка 855 МэВ расположен в Институте Ядерной физики Университета им. Гутенберга (г. Майнц, Германия) [144]. Особенностью данного ускорителя является квази-непрерывный электронный пучок, который позволяет контролировать не только средний ток пучка, но и регулировать время экспозиции. Таким образом, для данного ускорителя отсутствует проблема синхронизации работы ускорителя и детектирующей аппаратуры. Поперечный эмиттанс пучка достаточно мал, что позволяет фокусировать электронный пучок до микронных размеров ($\varepsilon_y^e = 1$ нм·рад и $\varepsilon_x^e = 9$ нм·рад). На рисунке 3.1 показана схема ускорительного зала.

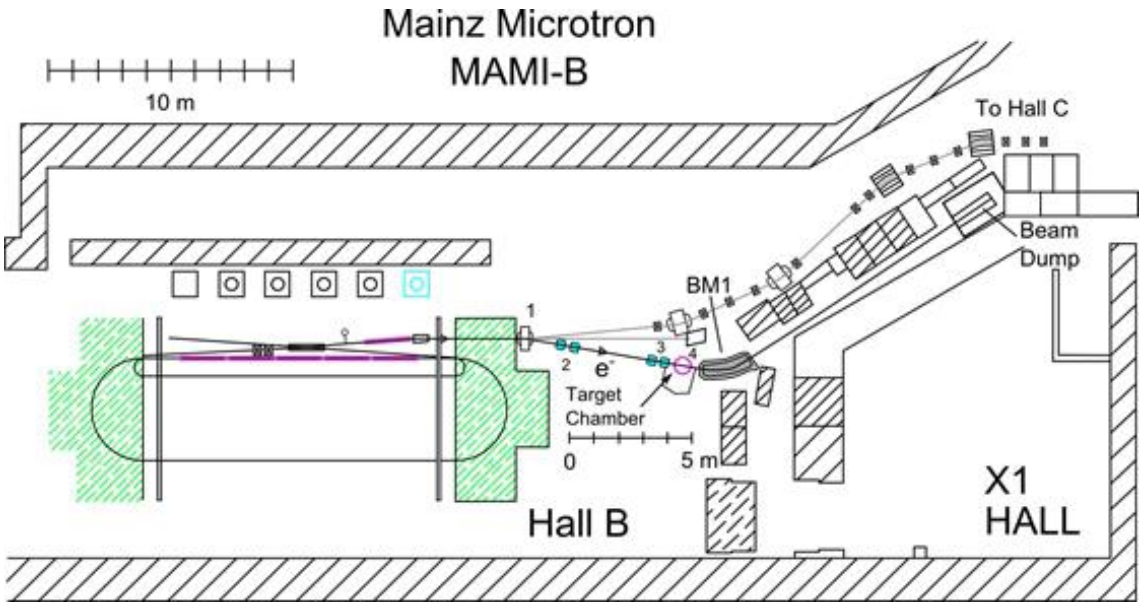



Рисунок 3.1 — Схема ускорительного зала ускорителя MAMI-B (секция на 855 МэВ)

Электронный пучок после ускорения проходит поворотный магнит (1), фокусируется двумя парами квадрупольных линз (2 и 3) и взаимодействует с мишенью в камере (4). После этого пучок выводится в могильник.

Так как задачей эксперимента было изучение особенностей визуализации поперечного профиля электронного пучка микронных размеров, необходимо было подобрать эффективную оптическую схему, которая позволила бы существенно увеличивать изображение пучка с внесением минимального числа аберраций. В цитируемой ранее работе П.В. Каратаева, посвященной первому наблюдению доминирования SPF на изображения пучка [23], авторами использовалась простая фокусирующая линза с достаточно большой апертурой ($\theta_m \simeq 0{,}24$ рад) и коэффициентом увеличения оптической системы $M = 18{,}87 \pm 0{,}18$. Однако, использование такой линзы привело к существенным неучтенным аберрациям, что, как уже отмечалось, не позволило получить изображения пучков с размерами менее 4 мкм.

Для эффективного получения изображений пучка с большим увеличением необходима оптическая схема, близкая к идеальной тонкой линзе, у которой отсутствует хроматическая аберрация и минимальна сферическая аберрация. При подборе оптики мы также хотели предусмотреть возможность её использования в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, что ограничивало наши поиски зеркальными схемами. Для нашего эксперимента

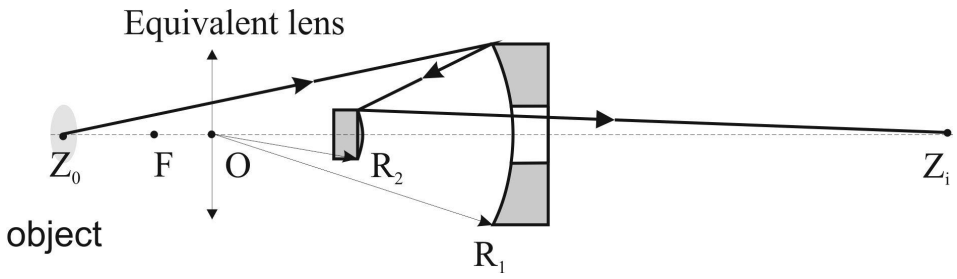



Рисунок 3.2 — Схема получения изображения с использованием объектива Шварцшильда. Рисунок взят из работы [146]

мы использовали двухзеркальный объектив Шварцшильда, изготовленный в Лаборатории рентгеновской оптики ФИАН (г. Москва). Объектив Шварцшильда (см. рисунок 3.2) состоит из двух зеркал, первое из которых[1] является большим вогнутым зеркалом с радиусом кривизны $R_1$ с центральным отверстием, а второе – малое выпуклое зеркало с радиусом кривизны $R_2$. В рамках параксиального приближения объектив Шварцшильда может быть представлен как тонкая линза, расположенная в общем центре кривизны обоих зеркал [145]. На рисунке 3.2, взятом из работы [146], показана схема получения изображения с помощью объектива.

На рисунке 3.2 точкой $Z_0$ обозначено положение объекта, точкой $Z_i$ положение изображения, точка $O$ показывает положение эквивалентной тонкой линзы с фокусным расстоянием $F$. Фокусное расстояние эквивалентной тонкой линзы может быть рассчитано следующим образом [145]:

$$F = \frac{R_1\, R_2}{2(R_2 - R_1)}, \quad R_1 > R_2 \tag{3.1}$$

Коэффициент увеличения объектива Шварцшильда $M_0$ также зависит от соотношения радиусов кривизны зеркал $r = R_1/R_2$ [145]:

$$M_0 = \frac{r - 1 \pm \sqrt{r}}{r - 1 \mp \sqrt{r}} \tag{3.2}$$

Для того, чтобы получить действительное перевернутое увеличенное изображение за пределами объектива Шварцшильда (т.е. точка $Z_i > R_1$) должно выполняться условие $|M| > 5$. Таким образом, объектив Шварцшильда можно отнести к микроскопическим объективам, что удовлетворяет главному условию нашей задачи. С другой стороны для правильно подобранных

[1] То есть то зеркало, от которого лучи отражаются раньше

Таблица 1 — Параметры объектива Шварцшильда, использовавшегося в эксперименте

| Параметр | Величина |
|---|---|
| Фокусное расстояние, $f$ | 26,9 мм |
| Числовая апертура, $NA$ | 0,19 |
| Рабочая длина волны, $\lambda_{EUV}$ | 20 нм |
| Пространственное разрешение | 0,1 мкм |
| Поле зрения | $(300 - 500)$ мкм |
| Размеры | $(\oslash 70 \times 160)$ мм |

радиусов кривизны зеркал в объективе Шварцшильда скомпенсированы осевые аберрации 3-го порядка [147]. Хроматическая аберрация для объектива Шварцшильда также отсутствует.

Объектив Шварцшильда, разработанный и изготовленный в Лаборатории рентгеновской оптики ФИАН, подробно описан в работах [147; 148]. Данный объектив был разработан для получения изображений в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \simeq 20$ нм), поэтому зеркала покрыты многослойным Mo/Si покрытием, которое, однако, не мешает работать в спектральном диапазоне видимого света. Забегая вперед, отмечу, что планировалось использование данного объектива для получения изображений пучка не только в видимом диапазоне, но и в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета. Результаты данного эксперимента оказались неудачными, так как изображения пучка в вакуумном ультрафиолете зарегистрировано не было, что было вызвано, по всей видимости, малыми коэффициентами отражения зеркал, так как покрытия могли окислиться за 20 лет, прошедших с изготовления объектива, либо недостаточной интенсивностью излучения.

Характеристики объектива приведены в таблице 1.

На рисунке 3.3 приведено схематическое изображении геометрии эксперимента, а именно той его части, которая включала объектив Шварцшильда и была расположена в вакуумной камере.

Набор из нескольких мишеней был установлен на центральном гониометре, который позволял менять мишени за счёт вертикального перемещения, смещать мишени перпендикулярно оси пучка в горизонтальном направлении и вращать их вокруг оси. Мишени включали в себя алюминиевую ми-

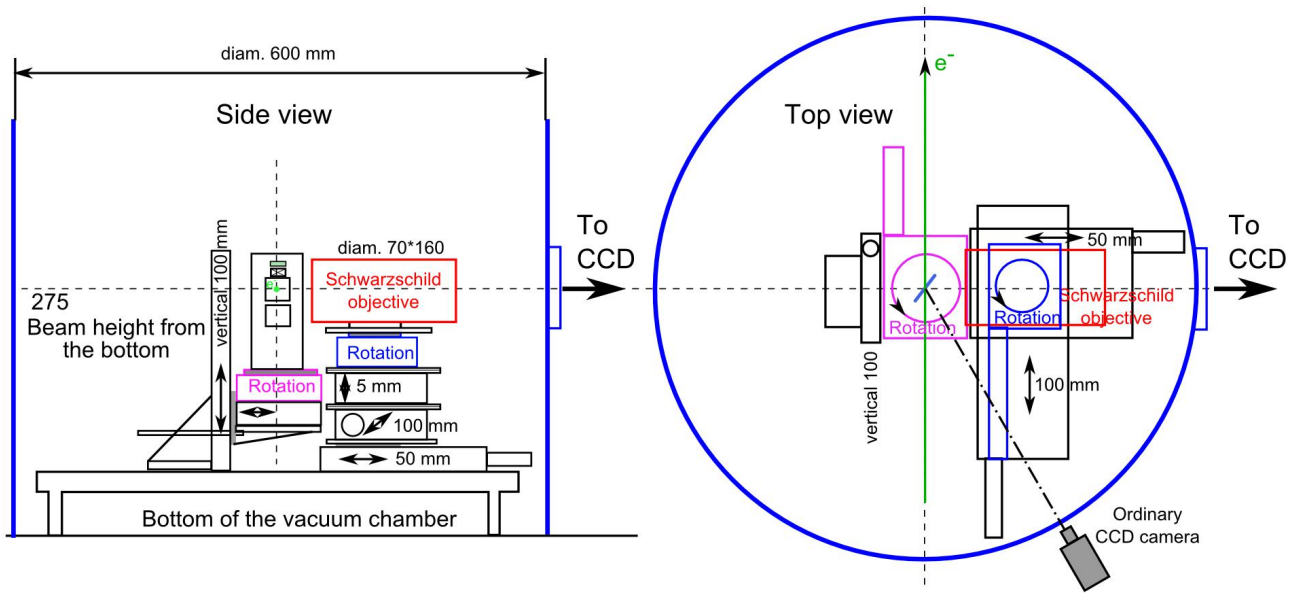



Рисунок 3.3 — Схематическое изображение экспериментальной станции для получения изображения с использованием объектива Шварцшильда. Схема выполнена с соблюдением масштаба

шень на кремниевой подложке, многослойную мишень Mo/Si на кремниевой подложке и сцинтиллятор LYSO ($Lu_{2-x}Y_xSiO_5 : Ce$) толщиной 200 мкм. Многослойная мишень Mo/Si на кремниевой подложке была оптимизирована для работы с излучением в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета с длиной волны $\lambda_c = 19$ нм при угле ориентации мишени $\alpha = 45°$. Однако, данная мишень использовалась только для визуализации излучения в спектральном диапазоне видимого света.

Объектив Шварцшильда был расположен на отдельном гониометре, который позволял перемещать объектив вдоль всех трёх координат, осуществлять его поворот относительно вертикальной оси в автоматическом режиме и наклон оси объектива относительно горизонтальной плоскости в ручном режиме. Ход перемещения объектива перпендикулярно оптической оси (вдоль оси пучка) позволял полностью убрать объектив с оси пучка. Из рисунка 3.3 видно, что схема проведения эксперимента достаточно сложна, так как заложена возможность дистанционного управления 7 приводами. Перемещение объектива Шварцшильда вдоль оптической оси описывается координатой $lxt$. Благодаря большой вакуумной камере удалось установить всё требуемое оборудование в вакууме. Это позволило работать с «недостаточно контролируемым» электронным пучком. В данном случае это вызвано тем, что на участке

линии пучка от поворотного магнита 1 (см. рисунок 3.1) до центра вакуумной камеры имеется 4 квадрупольных линзы и всего 2 пары поворотных магнитов, расположенных между квадрупольными дублетами.

Как было отмечено в таблице 1, одной из особенностей работы объектива Шварцшильда в микроскопическом режиме является малое поле зрения, что затрудняет «наведение» объектива на пучок в процессе поиска изображения пучка. Предварительная юстировка объектива осуществляется в предположении, что электронный пучок идет по оси вакуумной трубы, что является не очень точным приближением. Для поиска изображения пучка на боковой поверхности объектива Шварцшильда была закреплена обычная тонкая линза с диаметром 25 мм и фокусным расстоянием $f = 100$ мм, которая обеспечивала коэффициент увеличения около $M_l = 10$ и достаточно большое поле зрения. Зная расстояние от оси линза до оси объектива, а также примерное расстояние между плоскостями положения объектов для этих двух оптических систем, проводился поиск изображения пучка для объектива Шварцшильда.

Так как объектив Шварцшильда своим малым зеркалом перекрывает конус обратного переходного излучения ($\gamma^{-1} \simeq 0{,}6$ мрад), то использовалась «внеосевая» геометрия ($\Psi = 49°$). Подробнее написано в разделе 3.3.3

В ходе эксперимента использовалась оптическая система состоящая из набора фильтров (светофильтр, плавленный кварц, непрозрачный экран) и ПЗС камеры. Синий светофильтр (цветное стекло) имел центральную длину волны $\lambda_c = 400$ нм (FWHM=140 нм). Плавленный кварц пропускал всё излучение в видимом диапазоне. В качестве ПЗС камеры использовалась научная ПЗС-камера ANDOR DO434 BN [143], которая имеет матрицу $1024 \times 1024$ пикселя при размере пикселя $13 \times 13$ мкм$^2$. Отличительной особенностью этой 16-битной вакуумной камеры является чувствительность к фотонам с энергией от 1 эВ до 10 кэВ, которая достигается благодаря ПЗС-матрице с обратной засветкой Marconi CCD47-10 [143] без покрытий. Данная камера позволяет охлаждать матрицы, что обеспечивает низкий темновой ток. Из-за отсутствия покрытия на матрице весь оптический тракт от вакуумной камеры до ПЗС-камеры был вакуумирован.

Расстояние между мишенью и детектором $L$ связано с фокусным расстоянием $f$ и коэффициентом увеличения $M$ следующим образом [22]:

$$f = \frac{M}{(M+1)^2} L \tag{3.3}$$

Расстояние от мишени до ПЗС-камеры составляло примерно $L_1 = (1183 \pm 5)$ мм, что обеспечивало коэффициент увеличения $M_1 = (41{,}95 \pm 0{,}19)$. Таким образом, размер каждого пикселя в микронах при отсутствии биннинга составляет, согласно формуле (2.23), 0,31 мкм.

## 3.3 Результаты экспериментальных исследований по визуализации поперечного размера пучка

### 3.3.1 Результаты, полученные с использованием сцинтиллятора

В рамках экспериментального исследования визуализации профиля электронного пучка с использованием объектива Шварцшильда были получены изображения пучка от различных мишеней переходного излучения и сцинтиллятора. Поляризационные характеристики излучения не исследовались, регистрировалось излучение с поляризацией, определяемой материалом мишени и геометрией эксперимента. В данном разделе представлены результаты измерения для мишени Mo/Si, так как для неё было получено больше данных. Результаты измерения сцинтиллятора представлены в качестве референсных. Эксперимент был проведён в 2014 году, геометрия и установка описаны выше.

Для удобства сначала будут описаны результаты, полученные с использованием сцинтиллятора, так как при использовании объектива Шварцшильда для обратного переходного излучения имеется ряд специфических особенностей. Данные по эксперименту со сцинтиллятором взяты из совместной работы [109].

Использование сцинтилляторов для диагностики поперечного профиля пучка используется давно и успешно (см. Главу 1), но оно было ограничено разрешением. Интерес к сцинтилляторам в последние годы возрос из-за проблем с когерентным обратным переходным излучением в видимом диапазоне. Испускание света сцинтиллятором является стохастическим процессом многих атомов вещества сцинтиллятора, который нечувствителен к длине электронного пучка. К примеру время высвечивания сцинтиллятора LYSO (постоянная спада) составляет $\tau \approx 40$ нс, что существенно больше стандартных длин электронных пучков. Как уже отмечалось ранее, хорошие обзоры по использованию сцинтилляторов для диагностики профилей пучков заряженных частиц приведены в работах [105; 107]. В последние годы были проведены серии испытаний применимости неорганических сцинтилляторов для диагностики пучков с высоким разрешением [104; 106]. Особое внимание в этих исследованиях уделялось зависимости разрешения от материала сцинтиллятора и геометрии наблюдения, причем задачей было добиться разрешимости пучков размером порядка нескольких десятков микрометров. На основе этих измерений были разработаны диагностические станции для проекта European X-FEL (г. Гамбург, Германия) [108]. Прототипы этих диагностических станций – мониторов пучка, успешно отработали 2 года на пучке рентгеновского лазера на свободных электронах FLASH (г. Гамбург, Германия) [149]. Для указанных мониторов использовались кристаллы LYSO толщиной 200 мкм.

В рамках данного исследования задача была определить максимальное разрешение, достижимое при использовании таких сцинтилляторов. Как уже отмечалось, эксперимент был проведен в 2014 году с использованием пучка микротрона Майнца с энергий 855 МэВ и тока 250 пА. На рисунке 3.4 показана схема эксперимента.

Поверхность сцинтиллятора LYSO толщиной $t = 200$ мкм, произведённого компанией *OmegaPiezo* [150], была наклонена на угол $\alpha = 45°$ относительно оси пучка, а угол наблюдения составлял 90°. Свет, генерируемый сцинтиллятором, фокусировался описанным ранее объективом Шварцшильда на ПЗС-камеру Andor. Коэффициент увеличения оптической системы составлял $M_1 = 41{,}95$. Для проведения эксперимента использовалась только часть поля зрения камеры, ограниченная 275 пикселями по вертикали.

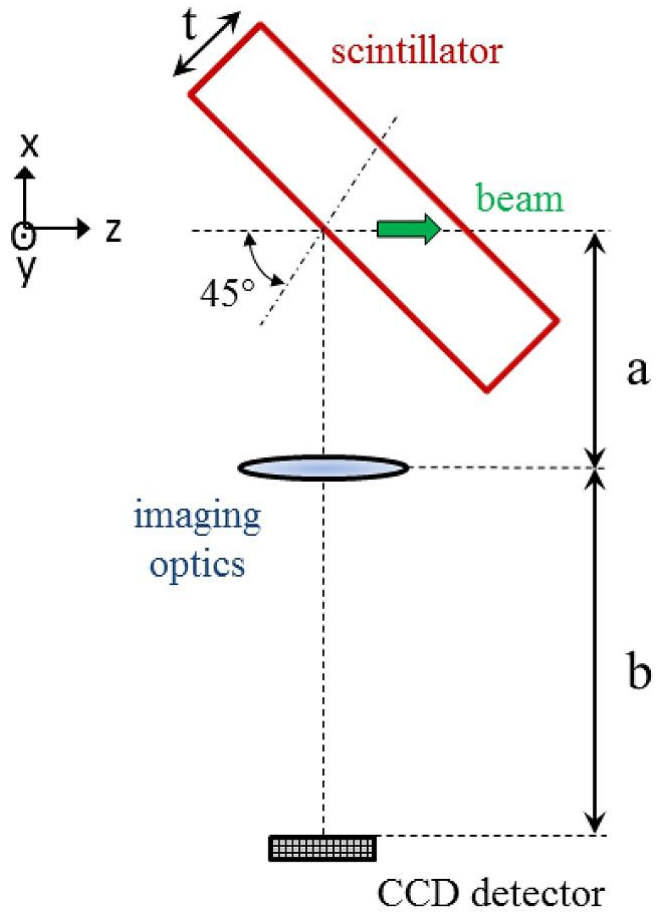



Рисунок 3.4 — Схема получения изображения пучка с использованием сцинтиллятора, вид сверху

Геометрия ориентации сцинтиллятора с точки зрения измерения горизонтального размера пучка (направление $x-$) является существенно неоптимальной [106], но в данном эксперименте главным было измерение вертикальных размеров пучка для сравнения сцинтиллятора и обратного переходного излучения, поэтому анализировалось только вертикальные размеры пучка (направление $y-$).

На рисунке 3.5 показано измеренное изображение пучка, которое анализируется в дальнейшем. Данное изображение было получено в режиме одного сброса при времени экспозиции 0,8 с и заряде $Q = 200$ пКл.

На рисунке 3.5 можно видеть, что центральное ядро пучка похоже на распределение Гаусса, но имеет более широкие хвосты, которые вызваны как самим сцинтиллятором, так и влиянием эффекта глубины фокуса оптической системы. Горизонтальная позиция вдоль оси $x-$, где выполняется условие фокусировки, определяется в месте перетяжки (самого узкого места) в рас-

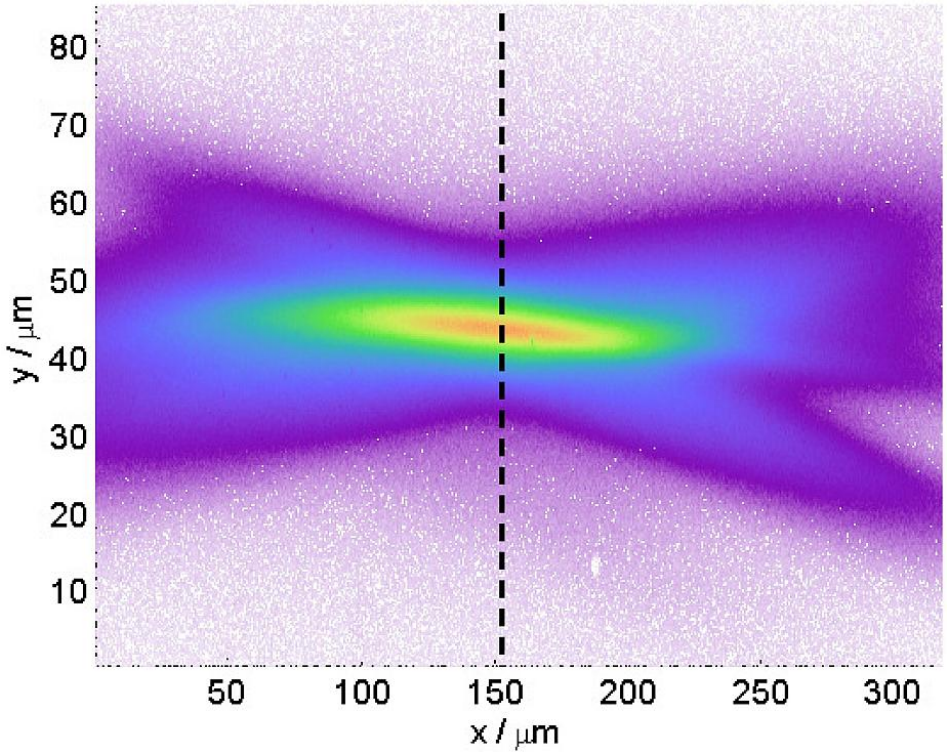



Рисунок 3.5 — Пример изображения пучка с использованием сцинтиллятора

пределении вдоль оси $y-$. Экспериментально эффект глубины фокуса виден при перемещении объектива Шварцшильда вдоль оптической оси.

Для анализа использовалось только распределение вдоль вертикальной оси, отмеченное на рисунке 3.5 штриховой линией. Для описания свойств излучения от сцинтиллятора и для прямого сравнения с экспериментом использовалась достаточно простая модель в программе по расчёту оптических систем *Zemax*, которая была разработана Г. Кубе и проверялась при анализе экспериментальных данных [104; 106]. В данной модели испускание света сцинтиллятором после пролёта одного электрона представлено как линейный изотропный источник света внутри кристалла сцинтиллятора. Оптические свойства сцинтиллятора описывались зависимостью показателя преломления от длины волны, полученной на основе формулы Зельмейера и данных из диссертации [151]. Для расчёта использовалась экспериментальная установка, изображенная на рисунке 3.4, но для упрощения расчёта объектив Шварцшильда был заменён на идеальную тонкую линзу с такой же числовой апертурой и фокусным расстоянием. Для каждой рассмотренной ниже геометрии проводилось моделирование $10^8$ лучей (которые доходили до ПЗС-камеры) на длине волны $\lambda = 420\,\text{нм}$ (пик испускания сцинтиллятора LYSO). Ис-

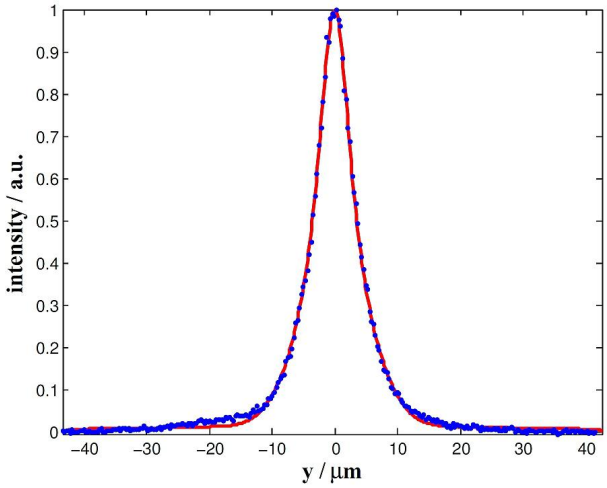



Рисунок 3.6 — Сравнение экспериментального профиля (точки) и результатов моделирования (сплошная линия)

пользовалась т.н. “непоследовательное прохождение лучей” (`non-sequentual ray-tracing`), которое учитывает внутренние отражения и переотражения. В результате моделирования получалось двумерное изображение SPF, которое сворачивалось с двумерным распределением Гаусса. В результате такой свертки получалось изображение пучка, для которого бралось вертикальное сечение, которое, в свою очередь, сравнивалось с экспериментальным вертикальным профилем.

На рисунке 3.6 показано сравнение между вертикальными профилями изображения пучка, полученными в моделировании (сплошная линия) и в эксперименте (точки). В ходе расчёта наилучшее согласие между экспериментальными данными и результатами модели было получено при размере пучка $\sigma_y = 1{,}44$ мкм и числовой апертуре линзы $NA_{mod} = 0{,}2$ рад, которая достаточно хорошо совпадает с числовой апертурой объектива Шварцшильда ($NA_{SchO} = 0{,}19$ рад). Полученный размер пучка показывает, что сцинтилляторы могут использоваться для измерения размеров пучка порядка единиц микрометров, что существенно лучше результатов, полученных ранее. Несовпадение числовой апертуры может быть вызвано использованием линзы вместо реального объектива Шварцшильда, так как в объективе Шварцшильда центральная часть маск*и*рована. Ниже приведено несколько результатов моделирования для оценки разрешающей способности сцинтиллятора, влияния числовой апертуры и учёта длины волны излучения.

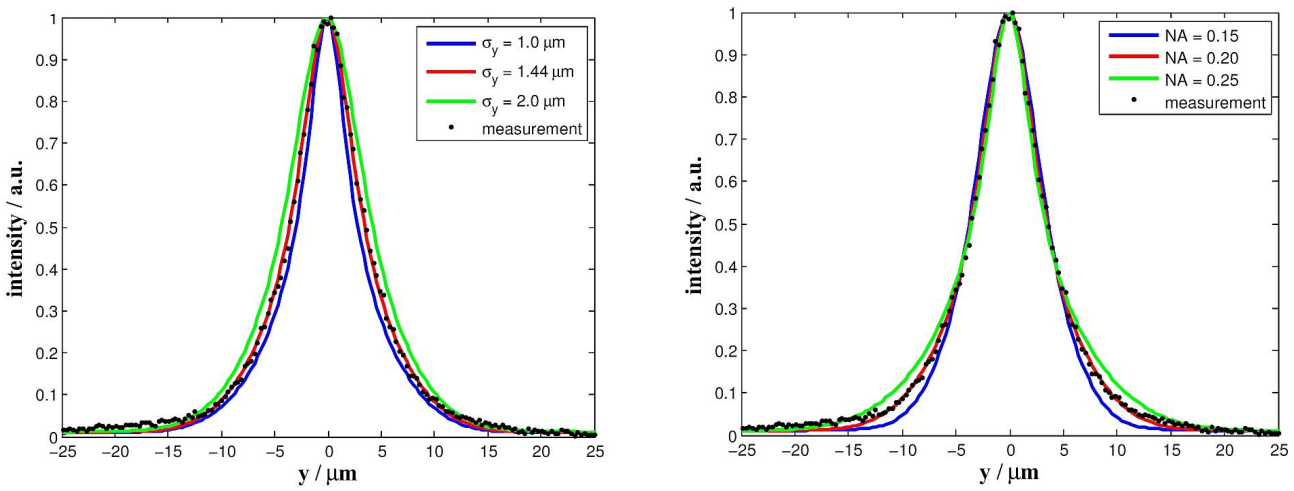



Рисунок 3.7 — Сравнение экспериментального профиля (точки) и результатов моделирования (сплошные линии). Слева – различные размеры пучка при числовой апертуре $NA = 0{,}2$ рад; справа – различные числовые апертуры при размере пучка $\sigma_y = 1{,}44$ мкм. Рисунок взят из совместной работы [109]

На рисунке 3.7 слева показано сравнение экспериментально измеренного профиля пучка (точки) и моделирования для $NA = 0{,}2$ рад при различных размерах пучка ($\sigma_y = 1{,}0; 1{,}44; 2{,}0$ мкм). Из указанного сравнения видно, что различный размер пучка в диапазоне $\sigma_y = (1-2)$ мкм чётко различается, что позволяет говорить о субмикронной чувствительности метода диагностики на основе сцинтиллятора.

На рисунке 3.7 справа показано сравнение экспериментально измеренного профиля пучка (точки) и моделирования для $\sigma_y = 1{,}44$ мкм при различных числовых апертурах ($NA = 0{,}15; 0{,}2; 0{,}25$). Из рисунка можно видеть, что изменение числовой апертуры приводит к изменению хвостов распределения. Таким образом, различные вариации числовых апертур и размеров пучка имеют различное влияние на профиль изображения, что позволяет различить их влияние по отдельности.

В качестве последней точки для исследования зависимости характеристик излучения от сцинтиллятора была зависимость от длины волны излучения. Сцинтиллятор LYSO имеет спектр испускания в диапазоне длин волн $\lambda = (350 - 620)$ нм с максимумом спектра, приходящимся на длину волны $\lambda_m = 420$ нм. В ходе моделирования использовалась зависимость показателя преломления от длины волны излучения, однако данные в работе [151] доступны только для диапазона длин волн $\lambda < 500$ нм. При этом изменение

показателя преломления невелико, а именно $n_{\lambda=360} = 1{,}88$, $n_{\lambda=500} = 1{,}83$. Такое изменение показателя преломления приводит к вариации размера пучка в диапазоне $\sigma_y = (1{,}42 - 1{,}46)$ мкм, что пренебрежимо мало по сравнению с влиянием числовой апертуры линзы. Следует также заметить, что согласно данным производителя показатель преломления на длине волны $\lambda = 420$ нм составляет $n = 1{,}82$ [150], тогда как формула Зельмейера даёт $n = 1{,}85$ по данным диссертации [151].

### 3.3.2 Результаты, полученные при использовании обратного переходного излучения

#### Мишень Mo/Si

На рисунке 3.8 показано полученное изображения пучка от мишени Mo/Si. Ток пучка составлял $I = 27{,}7$ нА для работы с данной мишенью, что соответствовало заряду $Q = 22{,}16$ нКл на один сброс ускорителя(населённость $N_e \approx 1{,}4 \cdot 10^{11}\, e^-$). Изображение было получено при суммировании 50 сбросов ускорителя при использовании синего светофильтра $\lambda = 400$ нм. Положение объектива Шварцшильда вдоль оптической оси составляло $lxt = 1700$ мкм. Из рисунка 3.8 видно, что Гауссов пучок визуализировался как двугорбое изображение (т.е. имеется существенное влияние SPF) бананообразной формы (т.е. присутствует эффект глубины фокуса). Визуально полученное изображение похоже на изображение 2.3, полученное в работе [124] и на изображения, рассчитанные в главе 2. При этом имеется видимая асимметрия между верхней и нижней половиной изображения пучка, которая выражается в том, что максимум интенсивности приходится не на точку максимальной фокусировки.

На основе изображения пучка 3.8 можно получить горизонтальный размер пучка, используя аппроксимацию распределением Гаусса. Для этого была построена горизонтальная проекция изображения пучка, изображённая

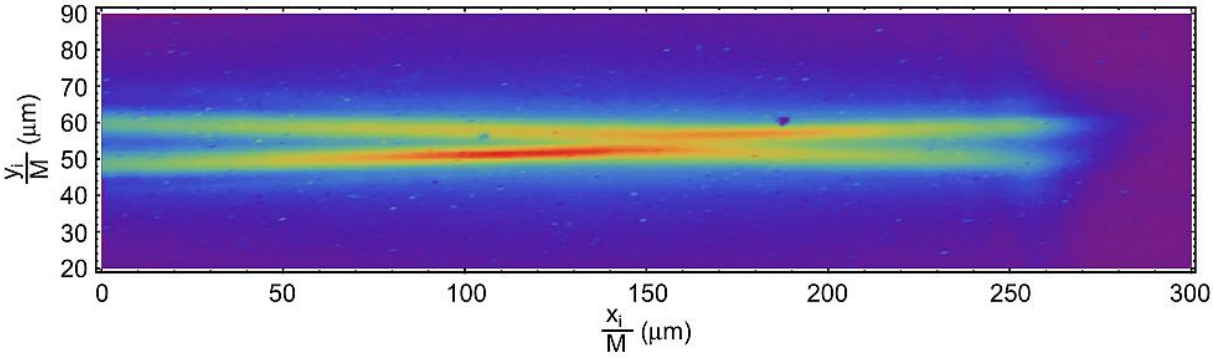



Рисунок 3.8 — Экспериментально полученное изображение пучка при использовании мишени Mo/Si и синего светофильтра 400 нм.

на рисунке 3.9a (для каждой горизонтальной координаты отложено среднее число отсчётов по вертикали). На данном рисунке красной сплошной линией изображена часть горизонтальной проекции, которая использовалась для аппроксимации распределением Гаусса в форме:

$$I = a_0 \exp\left[-\frac{(x_i - x_0)^2}{2M^2\sigma_x^2}\right], \tag{3.4}$$

где $a_0$ – свободный параметр масштаба, $x_0$ – горизонтальный сдвиг центра, $\sigma_x$ – горизонтальный размер пучка (средне-квадратичное отклонение). Синими штриховыми линиями 3.9a показаны части горизонтальной проекции, которые не использовались для аппроксимации, так как они попадали за пределы открытой апертуры, т.е. эта часть изображения обрезалась оптическим трактом.

Результат аппроксимации функцией (3.4) распределения на рисунке 3.9a) показан на рисунке 3.9b, где экспериментальные данные показаны синими точками, а кривая аппроксимации штриховой красной линией. Аппроксимация выполнялась теми же методами, что и ранее. Параметры аппроксимации и их неопределённости указаны на рисунке. Горизонтальный размер пучка составил $\sigma_x = (129{,}4 \pm 0{,}1)$,мкм, центр распределения приходится на координату $x_i/M = (129{,}4 \pm 0{,}2)$ мкм, что не совпадает с координатой идеальной фокусировки.

На рисунке 3.10 показаны для примера вертикальные профиля, построенные из изображения 3.8 для координат $x_i = (97{,}9;\ 129;\ 160;\ 191)$ мкм. Из данного рисунка можно видеть, что проекции изображения пучка имеют

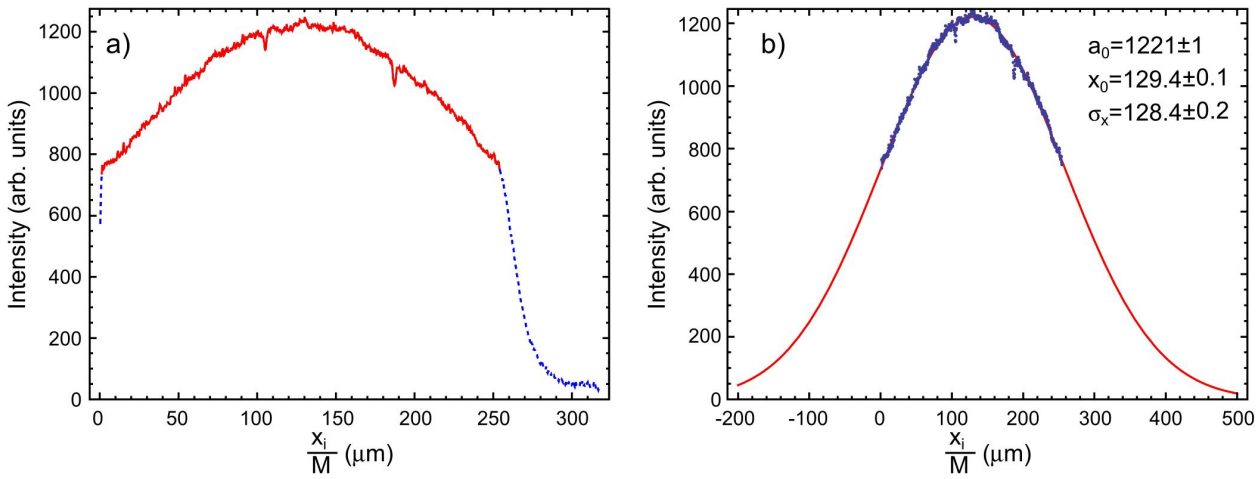



Рисунок 3.9 — a) Горизонтальная проекция изображения пучка b) Результаты аппроксимации горизонтальной проекции пучка распределением Гаусса (3.4)

Определение горизонтального размера пучка для изображения пучка, показанного на рисунке 3.8

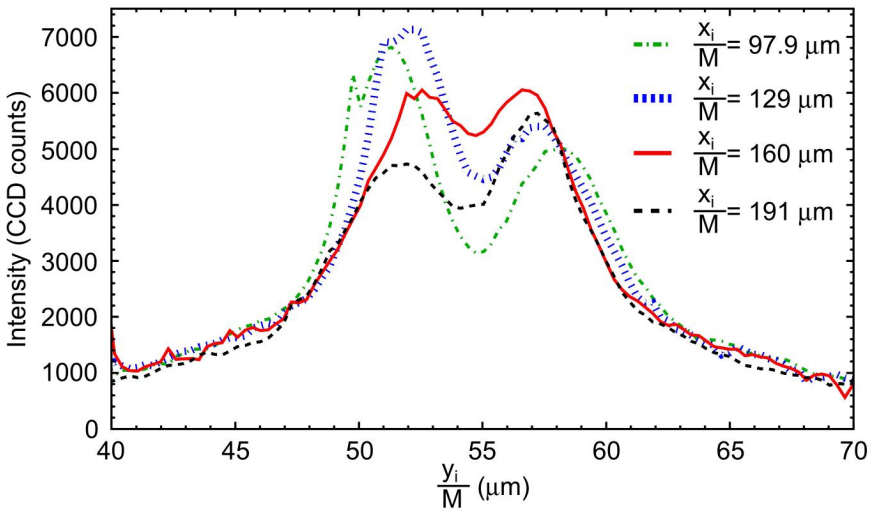



Рисунок 3.10 — Набор вертикальных профилей для изображения пучка, показанного на рисунке 3.8

несимметричную форму, что уже упоминалось ранее. Также имеет место подложка, которая может быть вызвана фоном, связанным с пучком, так как пьедестал камеры и высокоэнергетический фон вычтены. Неучтенный фон в видимом диапазоне может быть вызван синхротронным излучением квадрупольных магнитов выше по пучку.

Вертикальные профили пучка позволяют оценить размер пучка с использованием функции аппроксимации (2.18). Для удобства продублирую её здесь, введя дополнительный параметр сдвига по оси абсцисс ($y_0$):

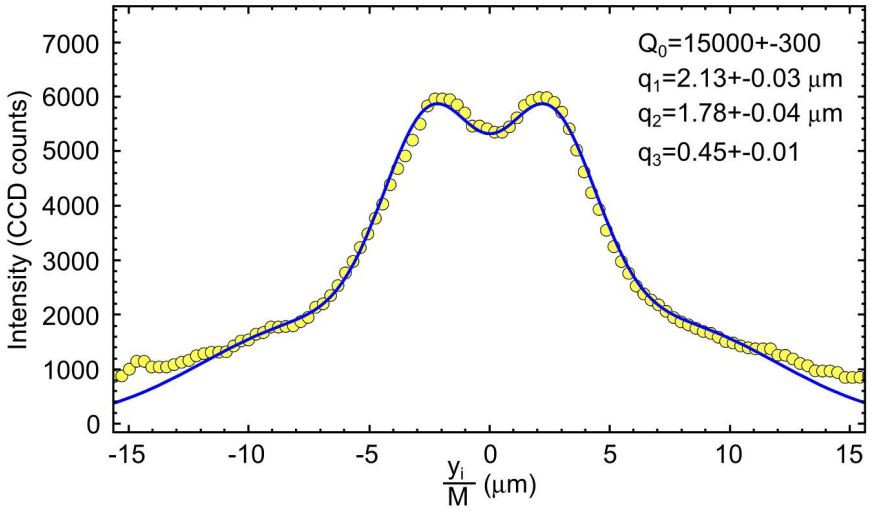



Рисунок 3.11 — Вертикальная проекция изображения пучка, показанного на рисунке 3.8, для координаты $x_i/M = 160$ мкм шириной $\pm 2$ пикселя (точки) и аппроксимация функцией (3.5) (сплошная линия). Параметры аппроксимации указаны на рисунке

$$f_3(y_i) = Q_0 \left( \frac{1}{\sqrt{2q_1^{-2} + q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + q_1^2(q_2^2 + (y_i - y_0)^2)}{(q_1^2 + 2q_2^2)^2} e^{-\frac{(y_i - y_0)^2}{q_1^2 + 2q_2^2}} + \right.$$
$$\left. + \frac{q_3}{\sqrt{2(q_4 q_1)^{-2} + q_2^{-2}}} \frac{2q_2^4 + (q_4 q_1)^2(q_2^2 + (y_i - y_0)^2)}{((q_4 q_1)^2 + 2q_2^2)^2} e^{-\frac{(y_i - y_0)^2}{(q_4 q_1)^2 + 2q_2^2}} \right). \quad (3.5)$$

Симметричный профиль пучка на рисунке 3.10 для горизонтальной координаты $x_i/M = 160$ мкм позволяет оценить вертикальный размер пучка при использовании функции аппроксимации (3.5), введенной в главе 2 в формуле (2.18). Для оценки размера пучка бралась вертикальная проекция пучка с центральной координатой $x_i/M = 160$ мкм и шириной $\pm 0{,}62$ мкм ($\pm 2$ пикселя). При аппроксимации, как и ранее все параметры считались свободными за исключением параметра $q_4 = 3{,}5$ (см. Главу 2). Проекция изображения пучка, результат аппроксимации, полученные параметров пучка и их неопределённости приведены на рисунке 3.11.

Очевидно, что основными интересующими параметрами являются размер пучка и положение максимума в распределении чистой SPF, параметры $q_2 \equiv \sigma_y$ и $q_1$, соответственно. Полученный размер пучка составляет

$\sigma_y^{\mathrm{OTR}} = (1{,}78 \pm 0{,}04)$ мкм (указана неопределённость, полученная в процессе аппроксимации), что несколько отличается от размера пучка, оцененного с помощью сцинтиллятора $\sigma_y^{\mathrm{scint}} = 1{,}44$ мкм. Различие составляет 19%, что достаточно велико, но, тем не менее, позволяет сказать, что совпадение находится в разумных пределах. Учитывая, что оба метода являются экспериментальными, нельзя считать ни один из них абсолютно достоверным.

На данном этапе более интересным представляется тот факт, что положение максимума в распределении чистого SPF существенно больше, чем можно было бы ожидать исходя из числовой апертуры объектива Шварцшильда ($NA_{\mathrm{SchO}} = 0{,}19$ рад). Полученное значение положения максимума составляет $q_1 = (2{,}13 \pm 0{,}03)$ мкм. В ходе моделирования во второй главе для числовой апертуры $\theta_m = 0{,}19$ рад и длины волны $\lambda = 400$ нм было получено, что положение максимума в распределении чистой SPF должно составлять $q_1^{\mathrm{theor}}(\theta_m = 0{,}19\,\text{рад}) = 0{,}9$ мкм. Величина параметра $q_1$, полученная из аппроксимации экспериментального изображения куда ближе к расчётному значению, полученному для числовой апертуры $\theta_m = 0{,}10$ (сравни $q_1^{\mathrm{theor}}(\theta_m = 0{,}10) \approx 1{,}77$ мкм и $q_1 = (2{,}13 \pm 0{,}03)$ мкм). При этом следует напомнить, что при измерениях того же пучка, проведённых с сцинтиллятором, числовая апертура была оценена $NA_{\mathrm{mod}} = 0{,}2$ рад$\simeq NA_{\mathrm{SchO}} = 0{,}19$ рад. По всей видимости, данная особенность связана с тем фактом, что излучение сцинтиллятора является изотропным и засвечивает объектив Шварцшильда полностью, в то время как обратное переходное излучение имеет узкий конус с характерным углом раствора $\theta \sim \gamma^{-1} = 0{,}6$ мрад в экспериментальном случае ($E_e = 855$ МэВ). Узкий конус обратного переходного излучения засвечивает только часть объектива Шварцшильда, что приводит к снижению его эффективной апертуры. На основании подхода, продемонстрированного в в разделе 2.6, можно построить зависимость положения максимума в распределении SPF, полученную в эксперименте, от горизонтальной координаты и сравнить её с распределениями, рассчитанными для различных числовых апертур линзы $\theta_m$.

На рисунке 3.12 точками показаны значения величин $q_1$ и их неопределённостей, полученных при аппроксимации различных вертикальных проекций изображения пучка, показанного на рисунке 3.8. Проекции брались при

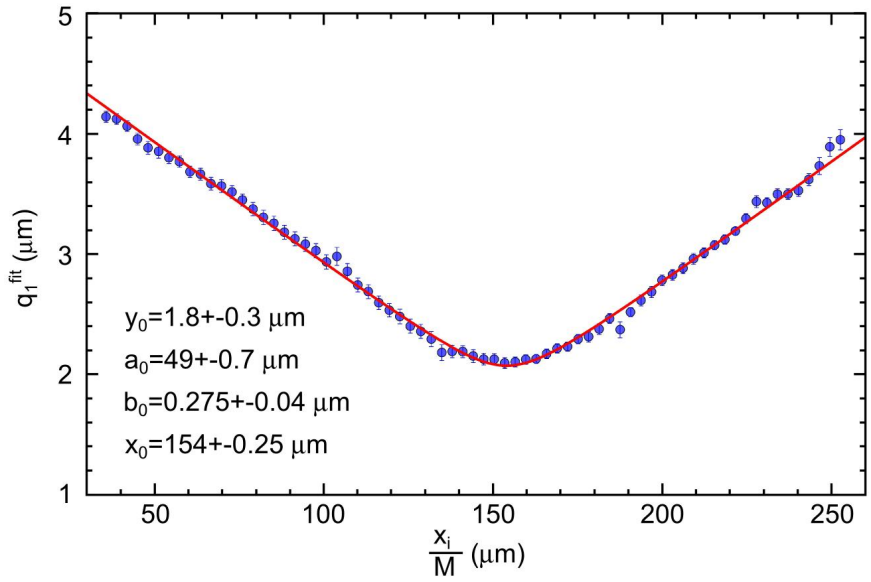



Рисунок 3.12 — Зависимость положения максимума в распределении чистой SPF для различных горизонтальных координат (синие точки), и аппроксимация функцией (3.6) (красная сплошная линия). Параметры аппроксимации функцией (3.6) указаны на рисунке

тех же условиях, что и ранее (ширина $\pm 2$ пикселя). Получаемые проекции в автоматическом режиме аппроксимировались функцией вида 3.5 с шагом 5 пикселей, что соответствует шагу 1,55 мкм. На рисунке 3.12 точки показаны с шагом вдвое реже, для удобства восприятия. Сплошной линией на рисунке 3.12 показана аппроксимация гиперболой вида:

$$f(x) = y_0 + \sqrt{\frac{(x - x_0)^2}{a_0^2} + b_0^2}, \tag{3.6}$$

где $y_0, a_0, b_0, x_0$ являются свободными параметрами аппроксимации. Значения параметров аппроксимации для распределения, показанного на рисунке 3.12, составили: $y_0 = 1{,}8 \pm 0{,}3$ мкм, $a_0 = 49 \pm 0{,}7$ мкм, $b_0 = 0{,}275 \pm 0{,}4$ мкм, $x_0 = 154 \pm 0{,}25$ мкм. Из данных параметров легко видеть горизонтальную координату лучшей фокусировки ($x_0$) и оценить положение максимума в распределении чистой SPF для точки фокуса ($f(x_0)$), которая в нашем случае составляет $f(x_0) = 2{,}07$ мкм. Из рисунка 3.12 видно, что совпадение аппроксимации и экспериментальных данных очень хорошее (коэффициент детерминации $1 - R^2_{\text{adj}} = 3 \cdot 10^{-4}$), что позволяет использовать полученную кривую

аппроксимации для дальнейшего анализа и сравнения с теоретическим расчётом.

Как уже отмечалось для выбранного изображения координата горизонтальная идеальной фокусировки объектива Шварцшильда не совпадает с горизонтальной координатой центра пучка (центра пучка – $x_i/M = (129{,}4 \pm 0{,}2)$ мкм, идеальная фокусировка – $x_i/M = (154 \pm 0{,}25)$ мкм). Интересно оценить влияние данного факта на полученный размер пучка. Для этого размер пучка был получен для всего изображения, то есть для набора вертикальных проекций, имеющих различные горизонтальные координаты. Использованные в данном процессе проекции совпадают с проекциями, использованными для определения точки идеальной фокусировки.

На рисунке 3.13 показано распределение вертикального размера пучка, полученного из анализа различных вертикальных проекций изображения пучка от Mo/Si мишени (см. рисунок 3.8). Полученные размеры пучка ($\sigma_y^{\text{fit}}$) и неопределённости процесса аппроксимации ($\Delta\sigma_y^{\text{approx}}$) отмечены синими точками с ошибками. Красными штриховыми линиями показана неопределённость, связанная с аппроксимацией и неточностью определения положения максимума $q_1$. В данном случае:

$$\Delta\sigma_y^{\text{fit}} = \sqrt{(\Delta\sigma_y^{\text{approx}})^2 + \Delta q_2(\Delta q_1)}, \tag{3.7}$$

где $\Delta q_2 = 0{,}588\Delta q_1$ (см. формулу (2.24) в главе 2), а величина $\Delta q_1$ в первом приближении принята равной половине эффективного размера пикселя детектора ($\Delta q_1 = 0{,}5\,\text{pix} = 0{,}15$ мкм). Вертикальные серые линии показывают положение наилучшей фокусировки и положение центра пучка, полученное из горизонтального профиля пучка, горизонтальные серые линии показывают размер пучка, оцененный с помощью сцинтиллятора ($\sigma_y = 1{,}44$ мкм), и размер $\sigma_y = 1{,}8$ мкм (то есть оценку размера пучка на основе обратного переходного излучения).

Из рисунка 3.13 можно видеть, что размер пучка меняется от примерно $\sigma_y^{\text{fit}} \approx 1{,}5$ мкм в области горизонтальных размеров $x_i/M = (100 - 130)$ мкм до $\sigma_y^{\text{fit}} \approx 2{,}2$ мкм в области горизонтальных размеров $x_i/M \approx 250$ мкм. При этом в области идеальной фокусировки ($x_i/M = 154$ мкм) размер пучка со-

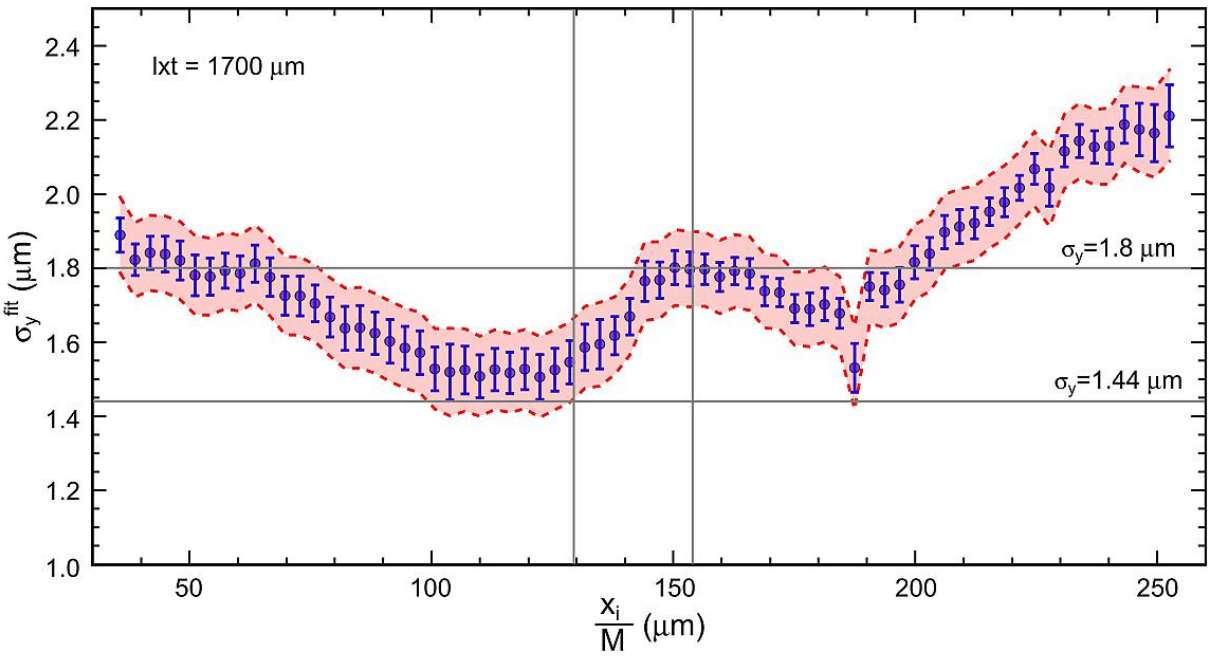



Рисунок 3.13 — Набор размеров пучка, полученных из вертикальных проекций изображения пучка, показанного на рисунке 3.8

ставляет $\sigma_y^{\text{fit}} = 1{,}8$ мкм. Как было показано в теоретическом анализе функции аппроксимации вертикальных профилей пучка (см. главу 2) наибольшую точность предложенный метод имеет в области идеальной фокусировки оптической системы. Поэтому, для данного изображения оптимальной представляется оценка размера пучка, равная $\sigma_y^{\text{fit}} = (1{,}8 \pm 0{,}1)$ мкм.

Интересным представляется вопрос изменится ли полученный размер пучка, если объектив Шварцшильда будет сфокусирован на точку максимума интенсивности в пучке. Для этого объектив был перефокусирован(смещён) на 30 мкм, и было получено изображение пучка, показанное на рисунке 3.14. На этом же рисунке приведены результаты анализа вертикального размера пучка. Из рисунка 3.14 можно видеть, что, во-первых, фокусировка сдвинулась по горизонтали, как и ожидалось, а во-вторых, размер пучка в области идеальной фокусировки не поменялся. При этом наличие области, где функция аппроксимации даёт размеры пучка менее $\sigma_y^{\text{fit}} < 1{,}4$ мкм, связано, по всей видимости, с существенной асимметрией верхней и нижней частей изображения пучка.

Из приведённых примеров анализа пучка по набору сечений (вертикальных проекций) можно сказать, что данный способ позволяет получить достаточно много информации о размере пучка и проанализировать дан-

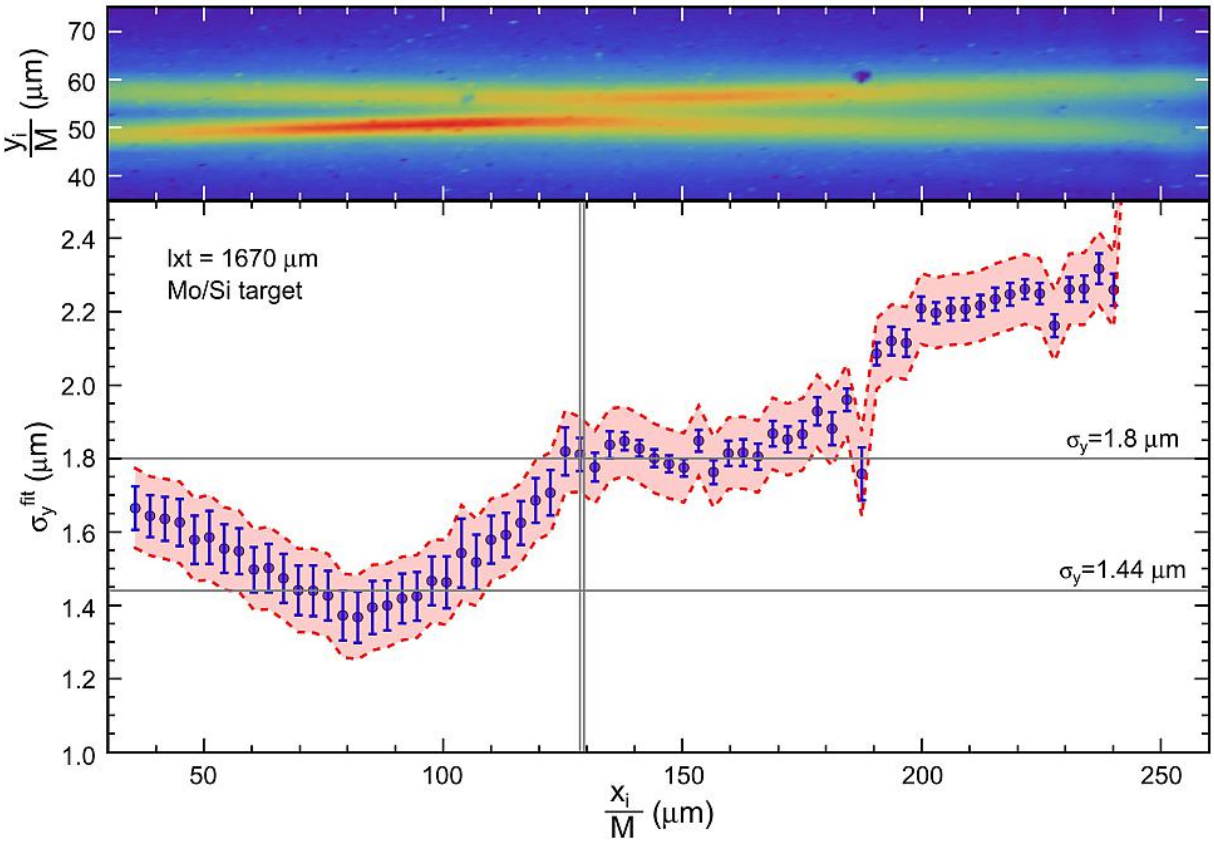



Рисунок 3.14 — Набор размеров пучка, полученных из вертикальных проекций изображения пучка, показанного на этом же рисунке сверху

ный размер в случае, если имеются некоторые артефакты в области идеальной фокусировки. На рисунке 3.14 примером таких артефактов могут служить темные пятна в районе горизонтальных координат $x_i/M \approx 105$ мкм и $x_i/M \approx 190$ мкм.

Возвращаясь к вопросу о совпадении размеров пучка, полученных из измерений с сцинтиллятором и с использованием обратного переходного излучения, нужно напомнить, что в ходе эксперимента 2014 года оптическая схема после объектива Шварцшильда состояла только из светофильтра и ПЗС-камеры, а поляризаторы не использовались. Таким образом в ходе эксперимента регистрировалось излучение с поляризацией, определяемой коэффициентами отражения Френеля для материала мишени, $|R_\sigma|^2$ и $|R_\pi|^2$. В главе 2 рассматривалось отличие влияния SPF на изображение пучка при регистрации различных компонент поляризации. SPF для $\pi-$компоненты поляризации представляет собой распределение с центральным максимумом, которое может существенно деформировать двугорбое распределение SPF, получаемое для $\sigma-$компоненты поляризации. Использование функции аппроксима-

ции (3.5), разработанной для чистой $\sigma-$компоненты поляризации, для такого «смешанного» излучения должно, очевидно, приводить к переоценке реального размера пучка[2].

В рамках экспериментального сеанса 2014 года измерялись не только изображения пучка, но и пространственные распределения обратного переходного излучения от мишеней. Пространственные распределения были получены при убранном объективе Шварцшильда, то есть без присутствия каких-либо фокусирующих оптических элементов. По соотношению интенсивности излучения в максимумах пространственного распределения обратного переходного излучения можно, в первом приближении, оценить соотношение $\sigma-$ и $\pi-$компонент поляризации. Затем соотношение, полученное из экспериментальных данных, можно применить к рассчитанным изображениям пучка и полученное изображение обработать (аппроксимировать) с использованием функции (3.5). Полученный результат покажет степень переоценки истинного размера пучка, вызванного влиянием $\pi-$компоненты обратного переходного излучения.

На рисунке 3.15 показано пространственное распределение обратного переходного излучения от Mo/Si мишени для синего светофильтра $\lambda_c = 400\,\text{нм}$. Также на рисунке 3.15 показаны вертикальная и горизонтальная проекции взятые в областях шириной 11 пикселей. Области отмечены белыми линиями. Из представленных проекций можно оценить максимальную интенсивность излучения для горизонтальной проекции (она обусловлена $\pi-$компонентой поляризации) равную $I_\pi \approx 1500$, а интенсивность для вертикальной проекции – $I_\sigma \approx 2900$. Тогда можно записать:

$$\frac{|R_\pi|^2}{|R_\sigma|^2} = \frac{I_\pi}{I_\sigma} \approx 52\,\%. \tag{3.8}$$

Рассмотрим изображения пучка, рассчитанные для числовых апертур $\theta_m = 0{,}075\,\text{рад}$ и $\theta_m = 0{,}10\,\text{рад}$ с размерами в области $\sigma_y = (0{,}5 - 2{,}0)\,\text{мкм}$[3]. Изображения пучка составлены как сумма изображений пучка, полученных

[2]Размер пучка, получаемый в процессе аппроксимации больше истинного из-за дополнительного замазывания провала.

[3]Бо*льшие* размеры пучка нас не интересуют, так как для них не будет наблюдаться двугорбого распределения даже в случае одной $\sigma-$компоненты поляризации.

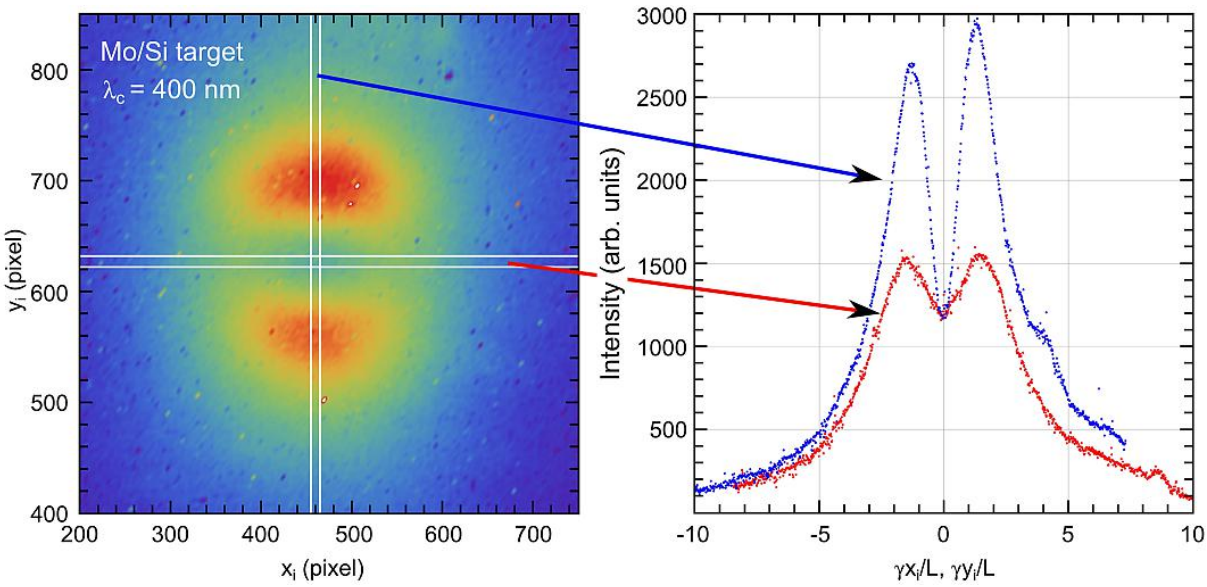



Рисунок 3.15 — Пространственное распределение обратного переходного излучения в видимом диапазоне от Mo/Si мишени и проекции, полученные в областях, отмеченных белыми линиями

для $\sigma-$компоненты поляризации и $\pi-$компоненты поляризации, причем доля $\pi-$компоненты равна 52%.

На рисунке 3.16 приведен пример рассчитанного изображения пучка с вертикальным размером $\sigma_y = 1{,}0$ мкм для числовой апертуры $\theta_m = 0{,}075$. Приведены изображения $\sigma-$ и $\pi-$ компонент излучения по отдельности, а также их сумма, где доля $\pi-$компоненты 52 %. На рисунке 3.17 показаны вертикальные профили изображений пучка, взятые для координаты идеальной фокусировки ($x_i/M = 0$).

Из рисунков 3.16 и 3.17 можно видеть, что при наличии $\pi-$компоненты излучения происходит достаточно существенное замазывание провала, а также смещение максимумов распределения ближе к центру. Таким образом происходит переоценка размер пучка, если аппроксимировать изображение, содержащие $\pi-$компоненту поляризации, функцией (3.5), предназначенной для чистой $\sigma-$компоненты поляризации. На рисунке 3.18 приведены примеры распределений размеров пучка, измеренных для различных горизонтальных координат $x_i/M$ для «чистых» и «смешанных» изображений пучка с реальным размером $\sigma_y = 1{,}0$ мкм, полученных из изображений при $\theta_m = 0{,}075$ рад и $\theta_m = 0{,}10$ рад.

На рисунке 3.18 можно видеть, что, как и ожидалось, в случае «чистой» $\sigma-$компоненты излучения в области идеальной фокусировки наблюдается хо-

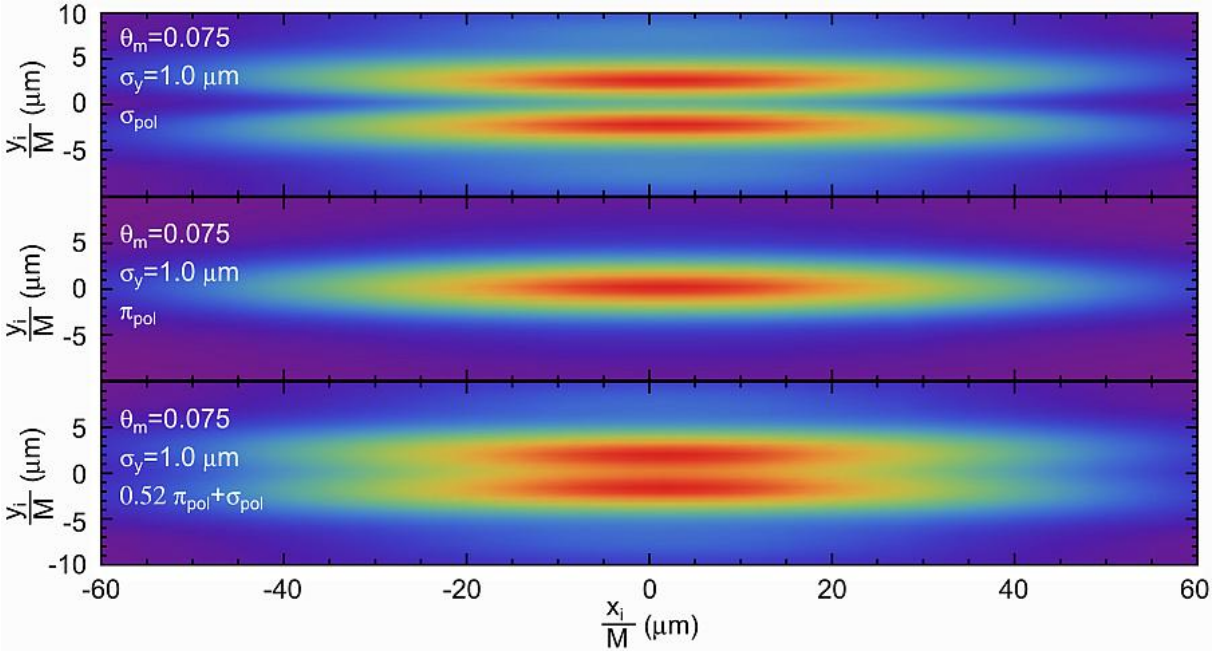



Рисунок 3.16 — Рассчитанные изображения пучка с размером $\sigma_y = 1{,}0$ мкм для различных компонент поляризации и их смеси

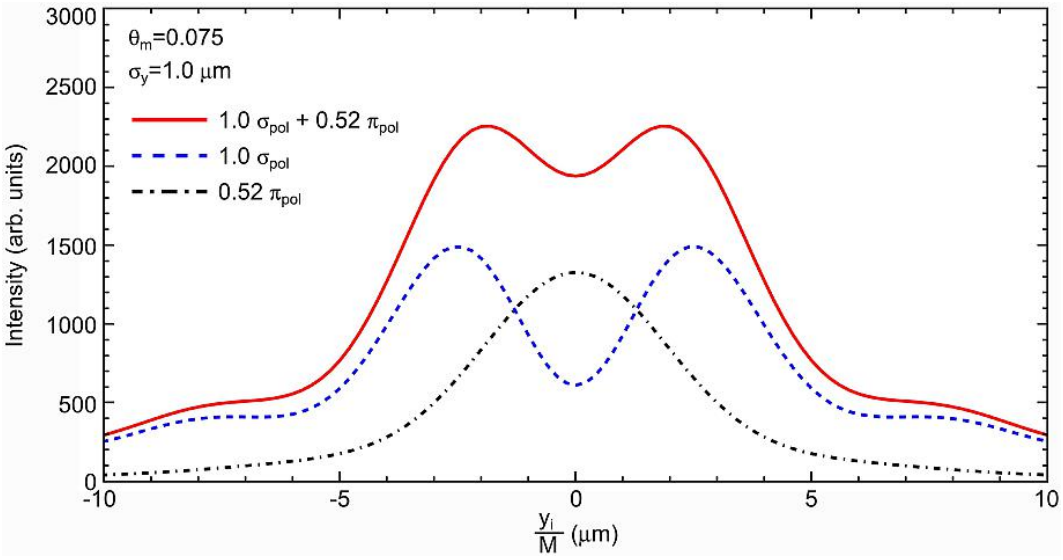



Рисунок 3.17 — Вертикальные профили изображений пучка с размером $\sigma_y = 1{,}0$ мкм, показанных на рисунке 3.16, для различных компонент поляризации и их смеси. Профили взяты для координаты идеальной фокусировки ($x_i/M = 0$)

рошее согласие между истинным размером пучка и размером пучка, полученном из аппроксимации. При этом на хвостах (расфокусированные части изображения) наблюдается худшее согласие. В случае «смешанной» $\sigma-$ и $\pi-$ компоненты излучения наблюдается увеличение измеряемого размера пучка, причем имеется различие для представленных числовых апертур: в случае

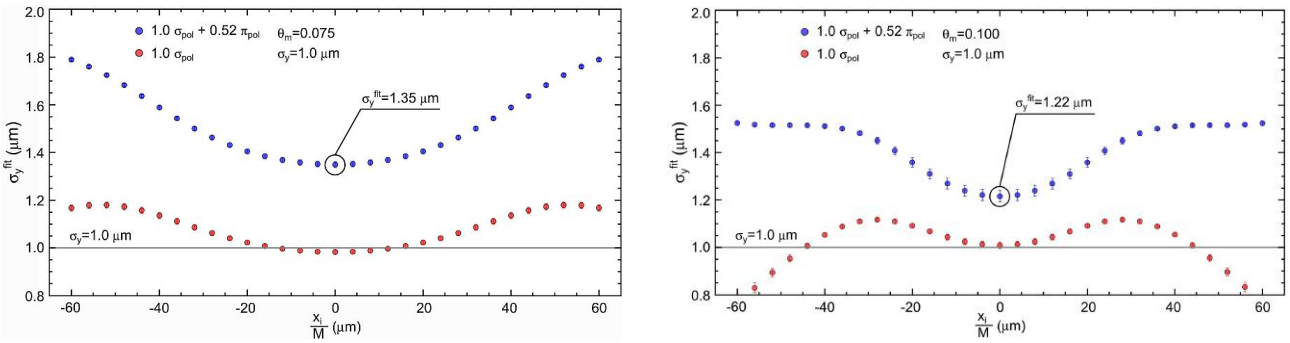



Рисунок 3.18 — Размеры пучка, полученные аппроксимацией вертикальных профилей изображений пучка для различных горизонтальных координат. Представлены результаты для «чистой» и «смешанной» поляризации, а также для числовых апертур $\theta_m = 0{,}075$ рад и $\theta_m = 0{,}10$ рад

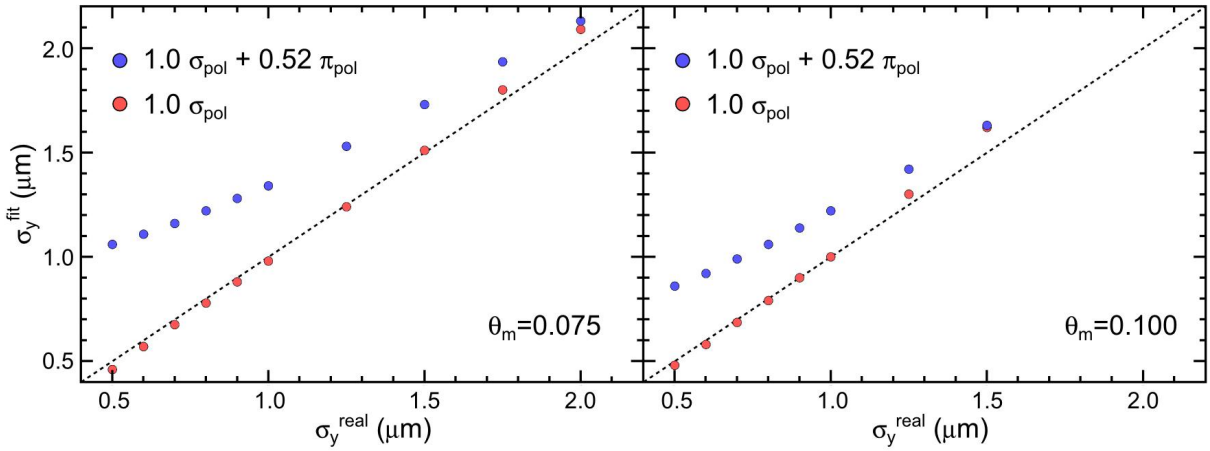



Рисунок 3.19 — Зависимость размера пучка, полученного из аппроксимации ($\sigma_y^{\text{fit}}$), от истинного размера пучка ($\sigma_y^{\text{real}}$) для случая «чистой» $\sigma$–компоненты излучения (красные круги) и «смешанной» $\sigma$– и $\pi$– компоненты излучения (синие круги) для числовых апертур $\theta_m = 0{,}075$ и $\theta_m = 0{,}100$. Размеры пучка взяты для идеальной фокусировки (профиль $x_i/M = 0$). Штриховая линия показывает идеальное совпадение

$\theta_m = 0{,}10$ рад различие между размером пучка для «чистого» и «смешанного» излучения меньше.

На рисунке 3.19 представлены графики, показывающие совпадение размера пучка, полученного из аппроксимации ($\sigma_y^{\text{fit}}$), и истинного размера пучка ($\sigma_y^{\text{real}}$) для случая «чистой» $\sigma$–компоненты излучения и «смешанной» $\sigma$– и $\pi$–компоненты излучения для числовых апертур $\theta_m = 0{,}075$ рад и $\theta_m = 0{,}10$ рад. Размеры пучка взяты для идеальной фокусировки (профиль $x_i/M = 0$).

Из рисунка 3.19 можно видеть, что в случае меньшей числовой апертуры наличие $\pi$–компоненты поляризации сильнее влияет на результаты аппроксимации, получаемые для малых пучков. Хотелось бы обратить вни-

мание на истинный размер пучка $\sigma_y^{\text{real}} = 1{,}5\,$мкм. В случае наличия $\pi$–компоненты излучения для числовой апертуры $\theta_m = 0{,}075\,$рад получаемый размер пучка будет равен $\sigma_y^{\text{fit}} = 1{,}73\,$мкм, для $\theta_m = 0{,}10\,$рад – $\sigma_y^{\text{fit}} = 1{,}63\,$мкм, а для $\theta_m = 0{,}050$ – $\sigma_y^{\text{fit}} = 2{,}04\,$мкм. Так как экспериментально измеренный размер пучка составляет $\sigma_y^{\text{exp}} \approx (1{,}8 \pm 0{,}1)\,$мкм, изображение пучка – двугорбое, а числовая апертура объектива Шварцшильда[4] находится между $\theta_m = 0{,}10\,$рад и $\theta_m = 0{,}06\,$рад[5], то можно утверждать, что истинный размер пучка меньше измеренной величины. К сожалению для данных, полученных с использование мишени Mo/Si, нельзя точно определить величину числовой апертуры объектива Шварцшильда и точно учесть вклад $\pi$–компоненты излучения[6]. Основываясь на расчёте для числовой апертуры $\theta_m = 0{,}075\,$рад можно сказать, что истинный размер пучка лежит в области $\sigma_y^{\text{fit}} = (1{,}5 - 1{,}6)\,$мкм, хотя это приблизительная оценка. С абсолютной уверенностью можно утверждать, что размер пучка меньше, чем измеренная величина $\sigma_y^{\text{exp}} < (1{,}8 \pm 0{,}1)\,$мкм.

### К вопросу о населённости сгустка

При разработке диагностических устройств одним из важных вопросов является интенсивность получаемого освещения и достаточность генерируемого света. При работе с микроскопическими объективами, к которым относится объектив Шварцшильда, из-за высокого коэффициента увеличения оптической системы снижается число фотонов, приходящихся на один пиксель ПЗС-камеры, что может приводить к снижению качества получаемого изображения. В предыдущей части работы данные были получены путем накопления (суммирования) 50 изображений от Mo/Si мишени, что соответствует достаточно большому заряду. В данном разделе приведены изображения

[4] Вообще говоря, из экспериментальных данных нельзя сделать однозначный вывод о величине числовой апертуры объектива, так как имеется ряд неизвестных и плохое совпадение расчётных и экспериментальных данных

[5] Скорее даже между $\theta_m = 0{,}075\,$рад и $\theta_m = 0{,}06\,$рад. Рассуждения по этому поводу смотри в разделе 3.3.4

[6] Забегая вперед скажу, что и для данных от Al мишени тоже не получается однозначного вывода

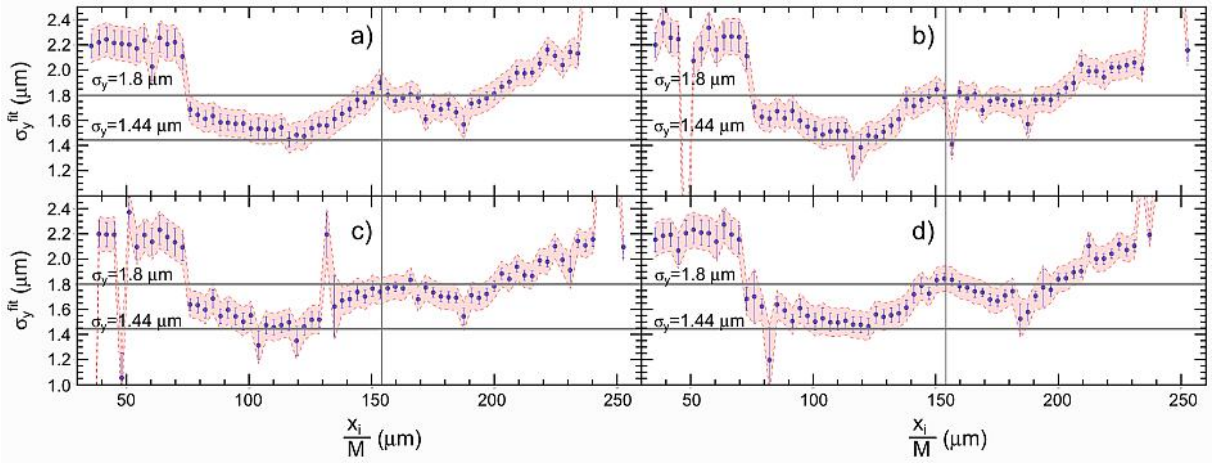



Рисунок 3.20 — Набор размеров пучка, полученных из вертикальных проекций изображений пучков, полученных для одного сброса ускорителя от мишени Mo/Si

пучка, полученные от Mo/Si мишени при меньшем количестве сбросов. Приведены также данные для серии «одиночных» сбросов[7].

Интенсивность излучения в случае одного сброса снижается в 50 раз, поэтому интенсивность излучения в максимуме составляет порядка $N_{ph} \approx 125$ отсчётов, что не очень много, учитывая стандартный критерий $\sqrt{N_{ph}}$. На рисунке 3.20 показано распределение размеров пучка, полученное для четырёх последовательных сбросов ускорителя. Размеры пучка представлены в таком же формате как и на рисунке 3.13. Из рисунка 3.20 можно видеть, что несмотря на наличие большого количества выбросов на хвостах распределения и различное поведение в области идеальной фокусировки, по всем четырём рисункам можно сказать, что размер пучка составляет $\sigma_y^{\text{fit}} \approx 1{,}8$ мкм без учёта вклада $\pi$–компоненты поляризации. Таким образом, считаю, что использование предложенной функции аппроксимации позволяет существенно повысить точность измерения вертикального размера пучка за счёт использования набора вертикальных проекций по сравнению со случаем использования одного центрального сечения.

[7] Слово одиночный взято в кавычки из-за того, что ускоритель MAMI является разрезным микротроном непрерывного действия, поэтому в нашем эксперименте даже одиночный сброс соответствует количеству электронов порядка $10^{11}\, e^-$.

### Мишень Al

Как уже отмечалось ранее, в ходе эксперимента использовалась также мишень с алюминиевым покрытием, так как она является стандартной мишенью для обратного переходного излучения в видимом диапазоне, что обусловлено высокими коэффициентами отражения этого покрытия. В ходе нашего эксперимента использование Al мишени позволило снизить ток пучка до $I = 13{,}3\,\text{нА}$, что соответствовало населённости одиночного сброса $N_e \approx 5{,}7 \cdot 10^{10}\,e^-$. На рисунке 3.21 представлено полученное изображение пучка и набор вертикальных размеров, полученных для различных горизонтальных координат. Из рисунка 3.21 можно видеть, что размер пучка в области идеальной фокусировки составляет $\sigma_y^{\text{fit}} \approx 1{,}7\,\text{мкм}$, тогда как для Mo/Si мишени данная величина составляла $\sigma_y^{\text{fit}} \approx 1{,}8\,\text{мкм}$. Подобная разница, предположительно, может объясняться сложной структурой многослойной Mo/Si мишени и, соответственно, сложной структурой генерируемого обратного излучения (отражения виртуальных фотонов). Исследование обратного переходного излучения от искусственных многослойных мишеней представляет собой сложную отдельную задачу, которая требует как теоретической, так и практической проработки[8].

Следует отметить что на рисунке 3.21 не учтён вклад $\pi$–компоненты поляризации обратного переходного излучения. В отличие от Mo/Si мишени для алюминия существуют табулированные значения коэффициентов отражения для различных поляризаций, которые можно взять, например, в базе данных [152]. Интересно сравнить табличные данные с результатами, полученными из анализа пространственного распределения пучка.

На рисунке 3.22 показано пространственное распределение обратного переходного излучения от Mo/Si мишени для синего светофильтра $\lambda_c = 400\,\text{нм}$. Также на рисунке 3.22 показаны вертикальная и горизонтальная проекции взятые в областях шириной 11 пикселей. Области отмечены белыми линиями. Из представленных проекций можно оценить максимальную интенсивность

[8] Например, результаты генерации обратного переходного излучения многослойной структурой в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета приведены в работе [59]

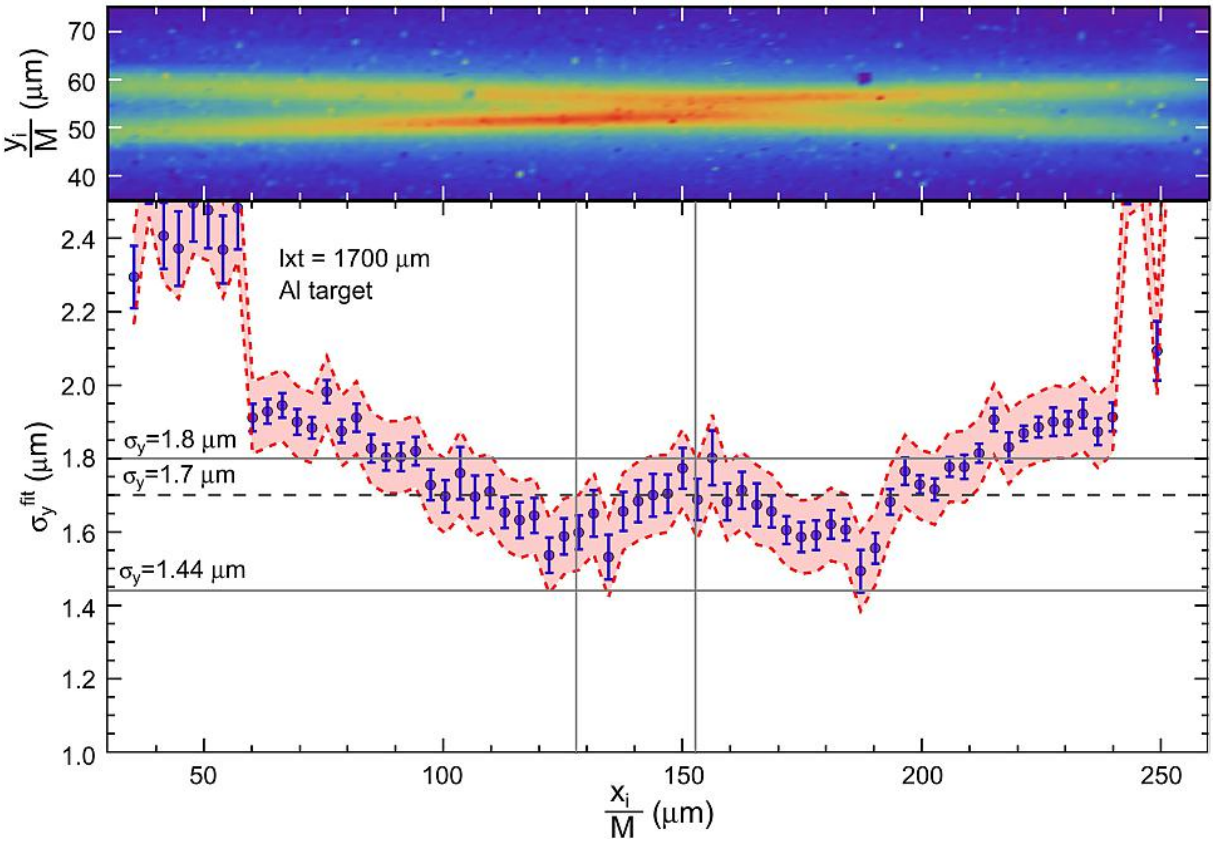



Рисунок 3.21 — Набор размеров пучка, полученных из вертикальных проекций изображения пучка, показанного на данном рисунке сверху для Al мишени. Штриховая линия показывает размер пучка $\sigma_y^{\text{fit}} = 1{,}7$ мкм

излучения для горизонтальной проекции (она обусловлена $\pi-$компонентой поляризации) равную $I_\pi \approx 2200$, а интенсивность для вертикальной проекции – $I_\sigma \approx 3500$. Тогда можно записать:

$$\frac{|R_\pi|^2}{|R_\sigma|^2} = \frac{I_\pi}{I_\sigma} \approx 63\,\%. \tag{3.9}$$

Из рисунка 3.22 также можно видеть, что положение максимума распределения обратного переходного излучения для Al мишени приходится на угол $\theta_{x,y}^{\max} = \gamma^{-1}$, в то время как для мишени Mo/Si положение максимума было больше, $\theta_{x,y}^{\max} \approx 1{,}5\gamma^{-1}$, что тоже может служить косвенным свидетельством влияния многослойной структуры, разработанной для спектрального диапазона вакуумного ультрафиолета, на характеристики обратного переходного излучения в видимом диапазоне.

Согласно базе данных [152] соотношение отражающей способности компонент поляризации для алюминия при длине волны $\lambda = 400$ нм должно

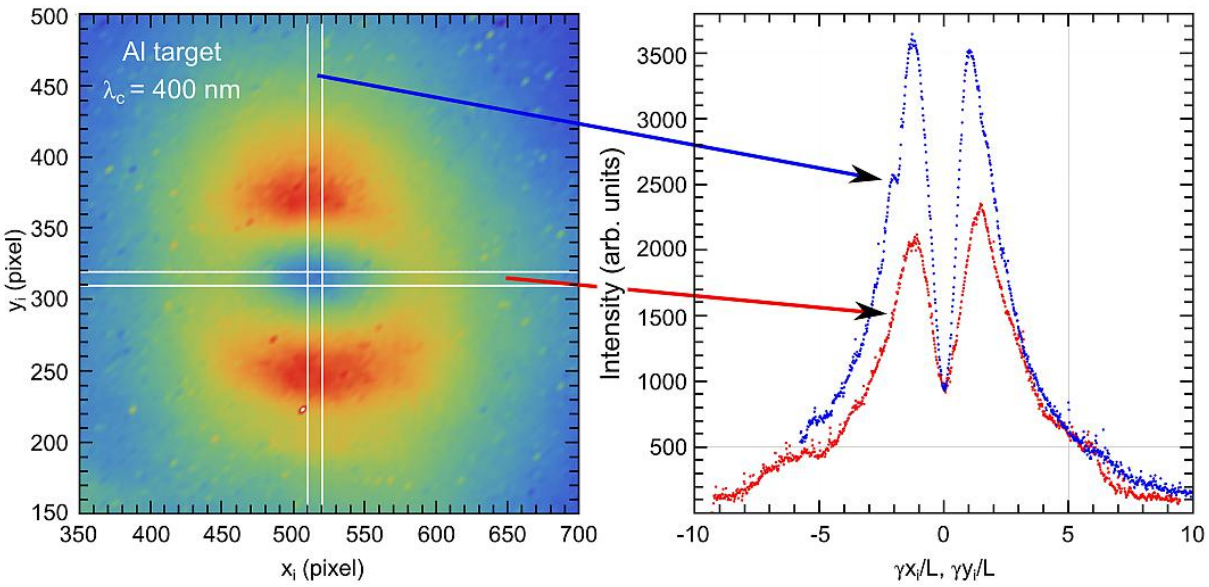



Рисунок 3.22 — Пространственное распределение обратного переходного излучения в видимом диапазоне от Al мишени и проекции, полученные в областях, отмеченных белыми линиями

составлять:

$$\frac{|R_\pi|^2}{|R_\sigma|^2}_{\mathrm{Al}} \approx 94\,\%. \tag{3.10}$$

В то же время алюминий всегда покрыт оксидной плёнкой $Al_2O_3$, для которой соотношение коэффициентов отражения составляет [152]:

$$\frac{|R_\pi|^2}{|R_\sigma|^2}_{\mathrm{Al_2O_3}} \approx 16\,\%. \tag{3.11}$$

Таким образом, наблюдается существенное различие между табличными данными и данными, полученными из пространственного распределения обратного переходного излучения. Предполагая, однако, большую достоверность экспериментальных данных, можно заключить (не повторяя рассуждений про учёт влияния $\pi$–компоненты поляризации, проведённый ранее), что размер пучка, измеренный с использованием Al мишени меньше, чем $\sigma_y^{\mathrm{fit}} = 1{,}7$ мкм, что даёт основания заключить, что расхождение между размерами пучка, измеряемыми с помощью тонкого сцинтиллятора и обратного переходного излучения совпадают не хуже чем на 15%. Таким образом, оба метода могут быть использованы для измерения поперечных размеров пучка порядка 1,5 мкм, что открывает новое направление в диагностике микронных пучков, а именно использование тонких сцинтилляторов. Конечно, требует-

ся детальная проверка указанных данных, включающая построение точных численных моделей и проведение экспериментальных исследований, но предварительные данные, полученные в ходе эксперимента 2014 года говорят сами за себя.

### 3.3.3 К вопросу о внеосевой фокусировке излучения объективом Шварцшильда

Как уже отмечалось, в ходе эксперимента визуализация обратного переходного излучения объективом Шварцшильда проходила при внеосевой фокусировке излучения. В ходе эксперимента угол между осью конуса излучения и осью объектива Шварцшильда составлял порядка 8° в горизонтальной плоскости (см. рис 3.23). На рисунке 3.23 показана схематически, но в масштабе, геометрия прохождения оси конуса обратного переходного излучения для случаев поворота мишени на угол $\Psi = 45°$ и на угол $\Psi \pm \Delta\Psi = (45 \pm 4)°$.

Положение максимума в угловом распределении переходного излучения составляет порядка $\gamma^{-1}$ в случае волновой зоны ($L \gg \gamma^2\lambda$), но хвосты распределения тянутся существенно дальше. В экспериментальном случае расстояние до малого зеркала существенно меньше, поэтому положение максимума в распределении смещено в область порядка $(5-7)\,\gamma^{-1}$ при слабом изменении хвостов распределения. Для энергии электрона $E_e = 855\,\text{МэВ}$ величина обратная Лоренц-фактору равна $\gamma^{-1} \approx 0{,}6\,\text{мрад}$. Несмотря на то, что при осевой фокусировке излучения практически всё угловое распределение

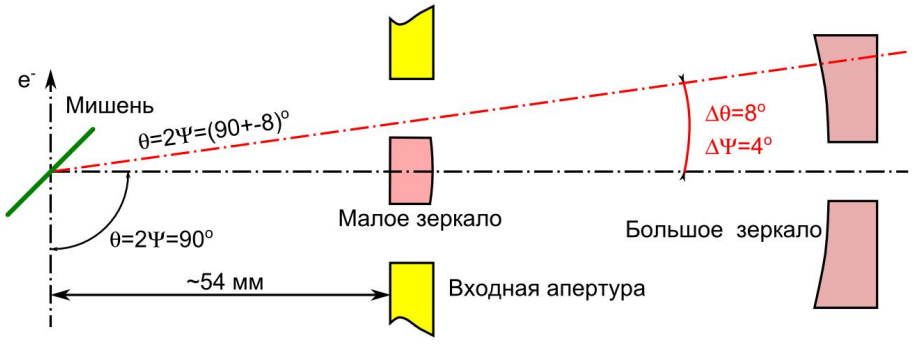



Рисунок 3.23 — Схематическое изображение осевой и внеосевой визуализации поперечного размера пучка объективом Шварцшильда

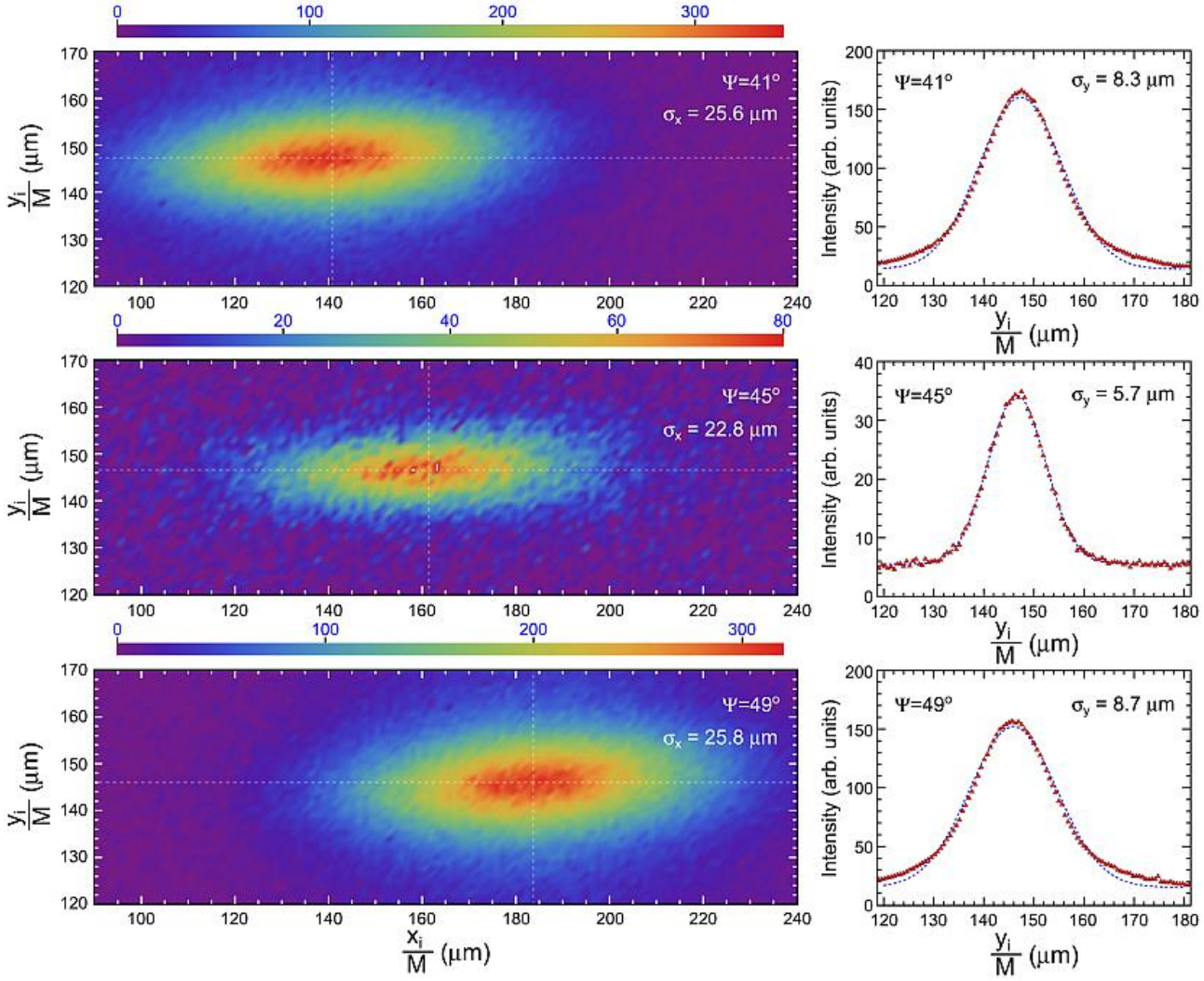



Рисунок 3.24 — Изображения пучка, полученные при осевой и внеосевой визуализации, (слева) и вертикальные проекции соответствующих изображений (справа)

перекрывается обратной стороной малого зеркала, удается зарегистрировать изображение пучка[9].

На рисунке 3.24 показаны зарегистрированные изображения пучка от Mo/Si мишени для трёх различных углов поворота мишени: $\Psi = 41°; 45°; 49°$. Изображения были получены при использовании фильтра из плавленного кварца (fused silica), который пропускает свет видимого диапазона, за время одного макроимпульса ускорителя. Белые штриховые линии на изображениях пучка показывают положение центров изображения пучка. Также указаны углы и горизонтальные размеры пучка, полученные при Гауссовой аппроксимации горизонтальных проекций изображения. При осевой визуализации

[9]Конечно, нельзя исключить наличие горизонтального или вертикального смещения, но в ходе эксперимента из-за недостатка пучкового времени не ставилась задача полностью перекрыть конус обратного переходного излучения объективом Шварцшильда.

интенсивность излучения примерно в 5 раз ниже, чем при внеосевой визуализации. На рисунке 3.24 изображения справа показывают вертикальные проекции соответствующих изображений пучков. Данные проекции аппроксимированы распределением Гаусса (синяя штриховая линия). Указанный на проекциях вертикальный размер пучка получен из аппроксимации Гауссом. На рисунках проекций, полученных для углов $\Psi = 41°$ и $\Psi = 49°$ видно, что аппроксимация распределением Гаусса плохо описывает хвосты экспериментального распределения, что объясняется влиянием SPF. Для случаев осевой и внеосевой визуализации следует отметить, что полученный из аппроксимации распределением Гаусса размер сгустка существенно отличается, причем при осевой визуализации размер меньше $\sigma_y = 5{,}7$ мкм.

Как и раньше для анализа размера пучка была проведена «послойная» аппроксимация трёх изображений пучка с помощью разработанной функции аппроксимации (3.5) и распределения Гаусса. В ходе аппроксимации функцией (3.5) не делалось никаких предположений о положении максимума в распределении чистой SPF (параметр $q_1$). На рисунке 3.25 показаны горизонтальные распределения вертикального размера пучка, полученные при аппроксимации для каждого из трёх пучков и горизонтальное распределение полученной величины параметра $q_1$ для каждого из изображений.

Из размеров пучка, показанных на рисунке 3.25, видно, что использование разработанной функции аппроксимации (3.5) предсказывает гораздо меньший размер пучка (порядка $\sigma_y^{fit} = (3{,}5 - 4)$ мкм) для всех трёх случаев ориентации мишени. В случае использования распределения Гаусса разница между осевой и внеосевой визуализацией гораздо существеннее. Из распределения величины параметра $q_1$ можно видеть, что для осевой визуализации данный параметр находится на уровне $q_1 \approx 2{,}2$ мкм, в то время как для внеосовеой визуализации – на уровне $q_1 \approx (3{,}2 - 3{,}4)$ мкм. Меньшее расстояние между максимумами в распределении чистой SPF объясняет меньшую разницу между размером пучка, полученном из распределения Гаусса и разработанной функции аппроксимации (3.5), для осевой визуализации. Основным объяснением такого различия может быть только различие в числовой апертуре эквивалентной тонкой линзы. При работе объектива Шварцшильда с

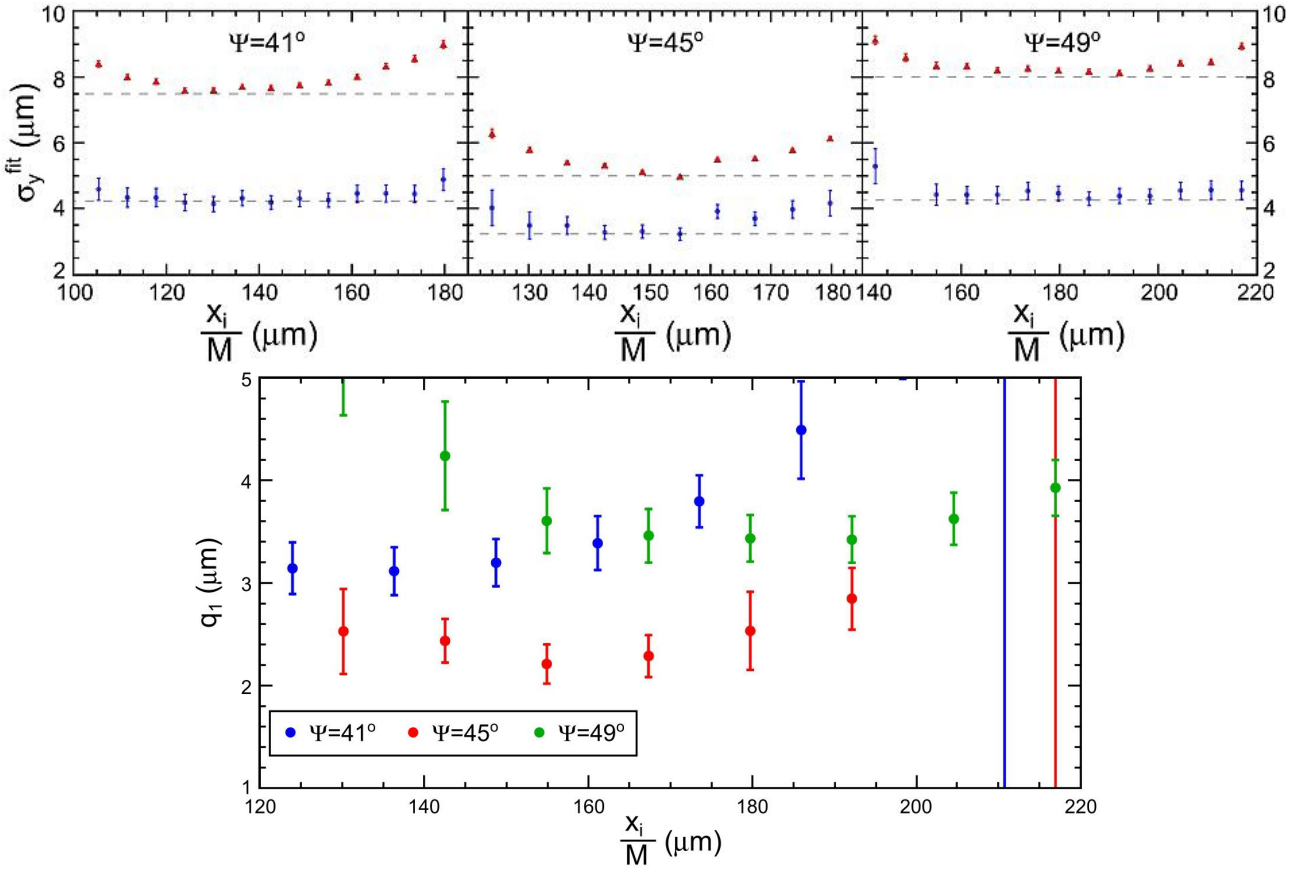



Рисунок 3.25 — Горизонтальное распределение вертикальных размеров пучка (сверху), полученное для функции аппроксимации (3.5) (синие точки) и функции распределения Гаусса (красные точки). Полученные распределения величины параметра $q_1$ (снизу)

узконаправленным излучением используется не вся возможная площадь, что снижает апертуру эквивалентной тонкой линзы.

Так как представленные выше размеры пучка были получены из изображений пучка, полученных при внеосевой визуализации, можно с уверенностью утверждать, что получена верхняя оценка размера пучка.

### 3.3.4 К вопросу о положении максимума $q_1$

В рамках теоретического расчёта, проведённого в главе 2, были получены двумерные изображения пучков для оптических систем с линзами четырех размеров ($\theta_m = 0{,}19$ рад; $\theta_m = 0{,}10$ рад; $\theta_m = 0{,}075$ рад и $\theta_m = 0{,}050$ рад). Для сравнения с экспериментальными данными данные изображения при размере пучка $\sigma_y = 1{,}5$ мкм были проанализированы на зависимость величины

$q_1$, получаемой при аппроксимации функцией (3.5) от горизонтальной координаты $x_i$. Полученный результат показан на рисунке 3.26. На данном рисунке точки показывают экспериментальные данные, сплошная линия аппроксимацию функцией (3.6) (эти данные аналогичны показанным на рисунке 3.12), а различными прерывистыми линиями показаны кривые аппроксимации функцией (3.6), полученные из теоретически рассчитанных данных для различных значений $\theta_m$, указанных на рисунке.

Из рисунка 3.26 видно, что в случае числовой апертуры $\theta_m = 0{,}10$ рад наблюдается существенное различие между экспериментальными и расчётными данными, которое заключается в том, что для теоретически рассчитанного распределения должна наблюдаться более выраженная дефокусировка на краях распределения (эффект глубины фокуса). При этом в точке фокусировки должно наблюдаться меньшее расстояние. Примерно такая же картина наблюдается для апертуры $\theta_m = 0{,}075$ рад, а именно хвосты распределения возрастают круче, чем в эксперименте, но центральное положение больше, чем эксперимент. Для случая $\theta_m = 0{,}050$ рад хвосты распределения растут не так быстро, как в эксперименте, а положения максимума существенно больше. чем эксперимент. Таким образом, можно сказать, что полученное экспериментальное распределение плохо согласуется с расчётами, проведенными

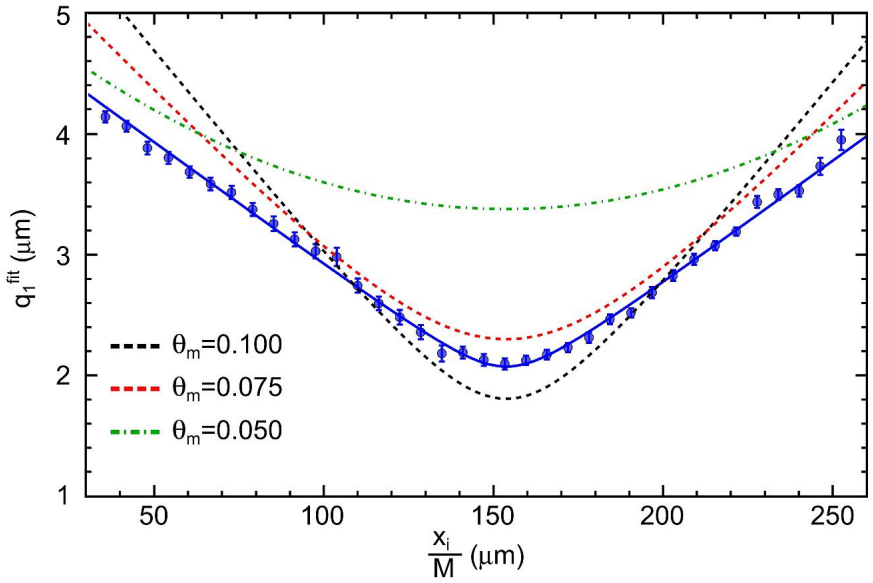



Рисунок 3.26 — Зависимость положения максимума в распределении чистой SPF для различных горизонтальных координат (синие точки), и аппроксимация функцией (3.6) (синяя сплошная линия) - экспериментальные данные. Различные прерывистые линии – теоретически рассчитанные данные для различных значений $\theta_m$

для идеальной тонкой линзы. Конечно, в ходе эксперимента использовался светофильтр, но центральная длина волны пропускания данного фильтра составляет $\lambda = 400\,\text{нм}$, что совпадает с длиной волны в расчёте.

Для исследования полученной интересной зависимости было проведено дополнительное моделирование. При расчёте изображения пучка на основе разработанной методики имеется ещё один свободный параметр – величина центральной маски. Математически маскирование центральной части линзы выражается как нижний предел в интеграле (2.13). Для удобства повторим здесь данную формулу, но запишем нижний предел интегрирования как $\delta\theta_m$, где $0 \leq \delta \leq 1$:

$$\begin{aligned} E^i_{x_i,y_i}(x_i,y_i,\lambda) &= \frac{2e}{\lambda M \beta c}\frac{\{x_i,y_i\}}{\sqrt{x_i^2+y_i^2}}\times \\ &\times \int_{\delta\theta_m}^{\theta_m} d\theta \frac{\theta^2}{\theta^2+(\beta\gamma)^{-2}} J_1\left(\frac{2\pi\sqrt{x_i^2+y_i^2}\,\theta}{\lambda\, M}\right)\times \\ &\times \exp\left(-i\frac{\pi}{\lambda}a^2\theta^2\left(\frac{1}{f}-\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right)\right). \end{aligned} \tag{3.12}$$

В работе [22] было показано, что маскирование центральной части линзы позволяет существенно повысить разрешение оптической системы с точки зрения разрешения хвостов распределения пучка и снижения расстояния между максимумами в распределении чистой SPF. Оптимальный размер маски для подавления вторичных максимумов распределения чистого SPF составляет $\delta = 0{,}28$ от максимальной числовой апертуры [22]. В этой работе я также провел моделирование одномерных SPF для различных значений $\theta_m$ в диапазоне $\theta_m = (0{,}050 - 0{,}10)\,\text{рад}$ с шагом $\Delta\theta_m = 0{,}005\,\text{рад}$, параметров маскирования $\delta$ в диапазоне $\delta = (0 - 50)\,\%$ с шагом $\Delta\delta = 2{,}5\,\%$ и параметров дефокусировки $\Delta a$ в диапазоне $\Delta a = (-100 - 100)\,\text{мкм}$. Напомню, что для угла поворота мишени $\Psi = 45°$, смещение горизонтальной координаты на детекторе соответствует величине $\Delta a$ (смотри подробнее Главу 2). Каждое из полученных распределений SPF сворачивалось с гауссовым пучком с размером $\sigma_y = 1{,}25\,\text{мкм}$. Каждое из полученных распределений аппроксимировалось функцией (3.5), что давало набор величин $q_1$ в зависимости от горизонтальной координаты $x_i$ для набора параметров $\theta_m$ и $\delta$. Таким образом

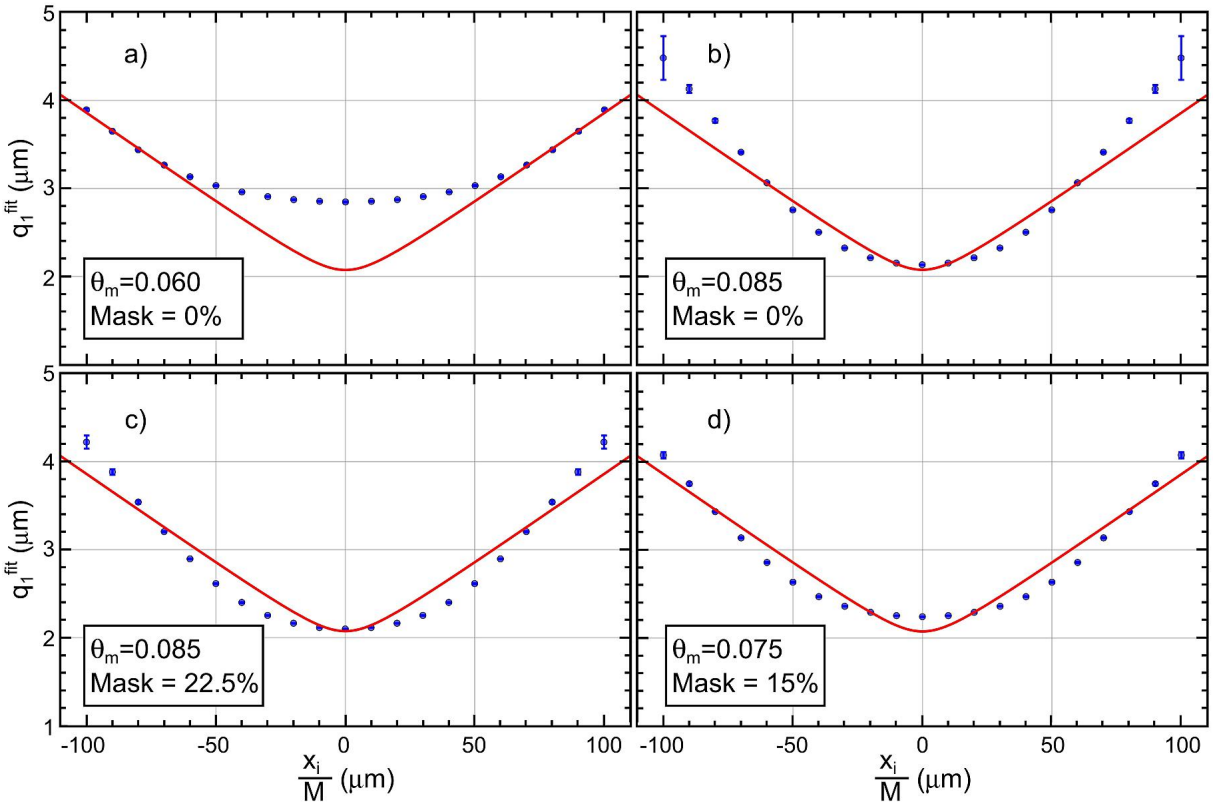



Рисунок 3.27 — Зависимость положения максимума в распределении чистой SPF для различных горизонтальных координат, полученная в расчётах при различных параметрах $\theta_m$ и $\delta$ (синие точки). Красная сплошная линия – аппроксимация экспериментальных данных функцией (3.14)

было получено $11 \times 21 = 231$ распределение, которое сравнивалось с кривой аппроксимации экспериментальных данных, показанной на рисунке 3.12 сплошной линией. Для оценки совпадения полученных расчётных данных с кривой аппроксимации использовался разностный критерий:

$$w = 100\% \frac{\sum_i (q_1^i - f(x_i))^2}{f(x_i))^2}, \tag{3.13}$$

где

$$f(x) = 1{,}8 - \sqrt{\frac{x^2}{49^2} + 0{,}275^2}, \tag{3.14}$$

функция аппроксимации экспериментальных данных (см. функцию (3.6)).

На рисунке 3.27 приведены примеры распределений, полученных из расчёта, и кривой (3.14) . Параметры $\theta_m$ и $\delta$ указаны на рисунках ($\delta$ обозначено как `Mask`). Распределение на рисунке 3.27d) соответствует наименьшему значению параметра $w_{min} = 0{,}25\,\%$.

Вообще говоря, результаты, приведённые на рисунке 3.27 показывают, что описание объектива Шварцшильда при наклонном (внеосевом) проходе излучения через него, с помощью идеальной тонкой линзы не очень успешно. Поэтому применение объективов Шварцшильда в измерении размеров пучка с использованием обратного переходного излучения требует дополнительного тщательного моделирования, для установления ожидаемой числовой апертуры данного объектива. При этом следует отметить, что отсутствие информации о точном значении числовой апертуры объектива не лишает нас информации о размере пучка, получаемого из двугорбых распределений при доминировании SPF, так как в процессе аппроксимации находится значение параметра $q_1$, которое существенно влияет на величину параметра $q_2 \equiv \sigma_y^{fit}$. Точность нахождения свободных параметров $q_1, q_2$ определяется, в первую очередь, качеством измеренного изображения пучка (статистикой, числом пикселей и т.д.) и, в принципе, может достигать величины на уровне $\approx 10\%$.

## 3.4 Выводы по главе

В данной главе представлены результаты измерения поперечного размера микронного пучка на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне при использовании в качестве фокусирующего элемента объектива Шварцшильда. Минимальный измеренный размер пучка оценивается равным $\sigma_y^{scint} = 1{,}44$ мкм при использовании тонкого сцинтиллятора LYSO и равным $\sigma_y^{OTR} = 1{,}7$ мкм при использовании обратного переходного излучения. Показано, что в случае обратного переходного излучения измеренный размер пучка может рассматриваться как оценка сверху из-за проведения измерений с излучением естественной поляризации. В эксперименте из пространственных распределений обратного переходного излучения определён вклад $\pi$-компоненты поляризации в итоговое излучение. На основе расчёта показано, что наличие соответствующей доли $\pi$-компоненты поляризации приводит к завышению оценки размера пучка из-за дополнительного замазывания провала.

Проведена первая визуализация пучка с использованием объектива Шварцшильда и изучено поведение данного объектива. Показано, что визуализация обратного переходного излучения, имеющего достаточно узкое угловое распределение приводит к тому, что объектив Шварцшильда использует не всю свою числовую апертуру. Показано, что возможна как осевая, так и внеосевая визуализация обратного переходного излучения. Внеосевая визуализация характеризуется снижением разрешения, но повышением регистрируемой интенсивности излучения. Однако, при внеосевой визуализации излучения объектив Шварцшильда не может быть описан аксиально-симметричной тонкой линзой, что затрудняет его применение, так как не ясна величина числовой апертуры объектива в данном случае.

# Глава 4. Визуализация профиля электронного пучка на основе обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

## 4.1 Введение

Как было показано в предыдущих главах, использование обратного переходного излучения в спектральном диапазоне видимого света позволяет измерять размеры поперечных профилей электронного пучка порядка 1 микрометра при доминировании SPF. Измерение пучков меньшего размера или измерение профилей пучков при использовании данного спектрального диапазона затруднено. Отдельно стоит вспомнить про проблемы визуализации поперечного профиля электронного пучка при когерентном излучении в видимом диапазоне, которая наблюдается на современных рентгеновских лазерах на свободных электронах.

Как упоминалось во Введении одним из способов решения проблем когерентного излучения и разрешения метода диагностики поперечного профиля является снижение длин волны излучения. В данном случае мы выбрали в качестве компромисса между ожидаемым разрешением, технологической доступностью и ожидаемой интенсивностью излучения спектральный диапазон вакуумного ультрафиолета в районе L-края алюминия ($\hbar\omega_L^{Al} \simeq 72\,$эВ). В настоящей главе рассмотрены теоретические подходы к расчёту спектрально-угловых распределений обратного переходного излучения в данном диапазоне, описана экспериментальная установка и результаты двух экспериментальных исследований по изучению спектрально-угловых распределений излучения и измерению поперечного профиля электронного пучка.

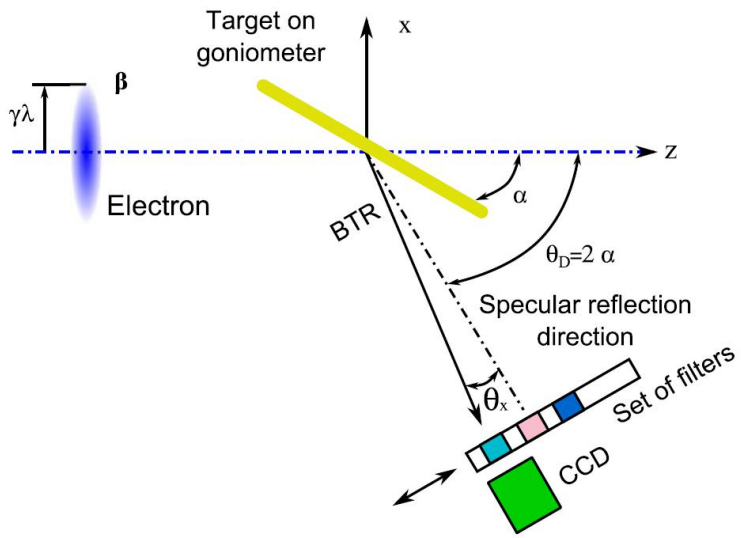



Рисунок 4.1 — Схема теоретического расчёта и проведения эксперимента по генерации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

## 4.2 Теоретическая модель генерации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

Рассмотрим следующую задачу. Электрон с зарядом $e$ движется с относительной скоростью $\beta = v/c$ ($c$ – скорость света) и, соответственно, Лоренц-фактором $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ) вдоль оси $z$ (см. рисунок 4.1). Электрон пересекает мишень в начале координат в нулевой момент времени. Мишень предполагается бесконечной в поперечной плоскости $(xy)$. С практической точки зрения предположение бесконечных размеров означает, что поперечные размеры мишени как минимум в несколько раз больше, чес эффективный радиус поля электрона порядка $\gamma\lambda$, где $\lambda$ – длина волны излучения. Мишень изготовлена из однородного материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\hbar\omega)$, которая зависит лишь от энергии фотона $\hbar\omega = 2\pi\hbar c/\lambda$. Мишень повернута на угол $\alpha$ по отношению к траектории электрона. В результате пересечения электроном мишени генерируется обратное переходное излучение в широком спектральном диапазоне, которое испускается в направлении зеркального отражения и регистрируется ПЗС детектором.

При рассмотрении процессов генерации излучения в спектральных диапазонах видимого света и, особенно, вакуумного ультрафиолета необходимо учитывать реальные диэлектрические свойства материалов мишени. Исходя

из этого в рамках современной теории переходного излучения можно использовать два подхода, первый из которых основан на расчёте характеристик излучения от идеально-отражающей мишени с учётом коэффициентов отражения[1], а второй – на основе метода зарядов-изображений, развитый в работе В. Е. Пафомова [153].

Следует отметить, что при работе с излучением в спектральной области вакуумного ультрафиолета и более жёсткого излучения имеется известный метод, активно развиваемый группой сотрудников НИЯУ МИФИ, который имеет в своей основе предположение о малом отличии диэлектрической проницаемости мишени от единицы, т.е. $|\varepsilon(\omega) - 1| \ll 1$ [111; 154]. Данный метод работает при энергиях фотонов от десятков эВ до кэВ (глава IV [111]). К сожалению, в видимом диапазоне длин волн данный метод не применим, а в рассматриваемой нами части диапазона вакуумного ультрафиолета ($\hbar\omega \sim 70$ эВ) не изучен. Поэтому при рассмотрении обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн и в вакуумном ультрафиолете на основе одного и того же подхода данный метод не используется.

### 4.2.1 Сущность метода двойного токового слоя

По всей видимости, впервые методы теории дифракции электромагнитных волн к задачам переходного и дифракционного излучения применили М.Л. Тер–Микаелян и Б.В. Хачатрян, используя метод псевдофотонов (см. [137], главы V и VI). Сущность метода, применённого ими к задаче о генерации переходного и дифракционного излучений в плоской идеально проводящей мишени, состоит в замене поля частицы на поле поперечных волн, которая, очевидно, возможна лишь при ультрарелятивистских энергиях частицы, когда продольной компонентой поля электрона можно пренебречь, и сведении процесса излучения частицы к процессу рассеяния псевдофотонов (т.н. метод Вайцзекера–Вильямса). Другими приближениями, использован-

[1] Подобный подход использовался, например, в работе [65] для дифракционного излучения

ными авторами, были нормальное падение электрона на мишень и малые углы излучения.

Более строгое математическое обоснование применимости данного метода к дифракционному излучению было проведено Б.В. Хачатряном в работе [155]. В рамках векторной теории дифракции автором были получены формулы для напряжённостей электрического и магнитного полей дифракционного излучения. Использование приближения Кирхгофа (поля на отверстии равны нулю [156]) приводит к тому, что необходимо ввести дополнительные контурные токи по краям отверстия, иначе полученные поля излучения не удовлетворяют исходной системе уравнений Максвелла. Контурные токи тождественно равны нулю только при перпендикулярном пролете частицы через центр круглого отверстия.

Таким образом, можно сказать, что метод М.Л. Тер–Микаеляна и Б.В. Хачатряна для расчёта характеристик переходного и дифракционного излучений является приближённым и применимым для ультрарелятивистских энергий частицы при нормальном пролёте через плоские мишени при малых длинах волн (приближение Кирхгофа). Учёт влияния предволновой зоны на характеристики обратного переходного и дифракционного излучений вполне возможен при выборе соответствующих членов разложения функции Грина (что было показано в работе [130]). Замечу, что приближение малости углов излучения ($\theta \simeq \gamma^{-1} \ll 1$), на первый взгляд делающие невозможным применение данного метода для расчётов обратного переходного и дифракционного излучения в экспериментальных условиях, когда мишень наклонена на значительный угол, ограничивается требованием малости углов относительно направления зеркального отражения. Следует также отметить, что в дальнейшем данный метод был развит и широко использовался в, например, серии экспериментальных работ [116; 157; 158] для расчёта характеристик дифракционного излучения от щелевой мишени, где последняя была наклонена на угол порядка $\frac{\pi}{4}$, а обратное излучение рассматривалось относительно угла зеркального отражения.

Ещё одним методом решения задачи о генерации переходного и дифракционного излучения уместнее всего будет назвать метод токов [159; 160]. По своей сути метод является идентичным методу псевдофотонов, в том смыс-

ле, что используются принципы классической теории дифракции. Источником переходного излучения является поверхностный электрический ток, наводимый полем налетающего заряда. В работе [160] использованы следующие априорные условия, ограничивающие применимость метода: ультрарелятивистские энергии частицы, налетающей из вакуума, малые, относительно направления зеркального отражения, углы излучения, идеально проводящая бесконечная мишень плоской формы.

Следует отметить, что, несмотря на некоторое внешнее различие, метод, как и следовало ожидать, полностью идентичен методу М.Л. Тер-Микаеляна и Б.В. Хачатряна.

Впервые, правда без употребления такого термина, метод поверхностных токов был применён ещё в 1972 году в статье М.И. Рязанова и И.С. Тилинина для расчёта характеристик переходного излучения для мишени, имеющей форму параболоида вращения [131]. В работе авторы, следуя Фоку [161], записали интегральное уравнение для поверхностного электрического тока в случае параболической поверхности мишени и, используя метод итераций, нашли поле излучения в первом приближении. Так же авторами был показан эффект фокусировки излучения, т.е. эффект увеличения интенсивности излучения в фокусе параболоида. Следует отметить, что эффект фокусировки возможен лишь в предволновой зоне, т.о. авторами, по всей видимости, впервые был рассмотрен эффект влияния конечных размеров излучающей области на характеристики излучения. К недостаткам, не позволяющим воспользоваться результатами данной работы, следует отнести то, что авторы использовали ультрарелятивистское приближение, что позволило им рассматривать дифракцию поля электрона методами классической теории дифракции.

Сравнительно недавно появились статьи, посвящённые разработке т.н. «векторной» модели переходного излучения, в которых были представлены модели для расчётов характеристик переходного излучения для электронов любых энергий в приближении идеальной проводимости материала мишени [162; 163]. Разработанный метод позволяет учитывать размеры мишеней, а также применим как в волновой, так и в предволновой зоне. Кроме того, в первой из работ [162] были показаны границы применимости так называ-

емой «скалярной теории Гюйгенса» – т.е. метода псевдофотонов, которыми пользовались М.Л. Тер–Микаелян и Б.В. Хачатрян, во второй – границы применимости метода токов [163]. Использованный авторами двух независимых цитируемых работ метод практически идентичен, но в работе [163] приведена более строгая аргументация и более общий вывод. На основе метода двойного токового слоя [163], широко используемого в классической теории дифракции, с учётом того, что падающее на мишень поле (поле заряда) удовлетворяет, в отличие от классической теории дифракции, неоднородным уравнениям Максвелла, получается простое интегральное уравнение на плотность тока, являющегося источником излучения (подробнее см. в [161; 163] и цитируемой там литературе):

$$\mathbf{j_s^m}(\mathbf{r},\lambda) = \frac{c}{2\pi}[\mathbf{n},\mathbf{E_0}] - \frac{1}{2\pi}\mathbf{n}\times\int[\mathbf{j_s^m}(\acute{\mathbf{r}},\lambda),\nabla G]d\acute{S}_{sc}+$$
$$+\frac{c}{4\pi^2}\mathbf{n}\times\int[[\acute{\mathbf{n}},\acute{\mathbf{E}}_{\mathbf{0}}],\nabla G]d\acute{S}_{sc}. \qquad (4.1)$$

Здесь $\mathbf{j_s^m}(\mathbf{r},\lambda)$ – поверхностный ток в произвольной точке поверхности с координатами $\mathbf{r}$ и длиной волны излучения $\lambda$, $\mathbf{n}$ – вектор нормали к поверхности, $\nabla G(\mathbf{r}',\mathbf{r},\lambda) = \dfrac{\mathbf{r}'-\mathbf{r}}{r'-r}\cdot\dfrac{\exp\left(i\,k\,(r'-r)\right)}{r'-r}\cdot(i\,k\,(r'-r)-1)$ – градиент функции Грина свободного пространства, $r'-r=|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|$ – расстояние между двумя произвольными точками на поверхности мишени, $k=\dfrac{2\pi}{\lambda}$ – модуль волнового вектора, $\mathbf{E_0}=\mathbf{E_0}(\mathbf{r},\lambda)$ – Фурье–образ (по времени) поля электрона в точке с координатами $\mathbf{r}$ и длиной волны $\lambda$. Интегрирование в (4.1) ведется по поверхности мишени.

Можно показать (подробнее см. [164]), что следующее выражение является решением интегрального уравнения (4.1) для любой аналитической поверхности:

$$\mathbf{j_s^m}(\mathbf{r},\lambda) = \frac{c}{2\pi}[\mathbf{n},\mathbf{E_0}]. \qquad (4.2)$$

Поле излучения $\mathbf{E_d}(\mathbf{r_d}, \lambda)$ в точке детектирования $\mathbf{r_d}$ может быть записано с учётом поверхностного тока 4.2 следующим образом [163]:

$$\mathbf{E_d}(\mathbf{r_d}, \lambda) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{S_{sc}} [[\mathbf{n}, \mathbf{E^0}] \nabla G] dS_{sc}, \tag{4.3}$$

Полученные с помощью метода двойного токового слоя формулы полностью совпадают с формулами В. Е. Пафомова для задачи переходного излучения от бесконечной наклонённой идеально проводящей мишени в волновой зоне. Детальное решение этой задачи приведено в работе [163]. Кроме того для задач дифракционного излучения данный метод даёт внутренне непротиворечивые результаты, т.е. выполняется предельный переход от задачи дифракционного излучения к задаче переходного излучения при стремлении диаметра отверстия к нулю (задача о пролёте электрона через круглое отверстие) и при стремлении размеров щели к нулю (задача о пролёте электрона через щелевую мишень) [163]. Вообще говоря, метод двойного токового слоя является расширением метода токов и метода Тер–Микаеляна–Хачатряна, которые входят в него в виде частных случаев [164].

Для экспериментального случая математическая модель двойного токового слоя может существенно упрощена при использовании допущения о бесконечных размерах мишени. В этом случае поле обратного переходного излучения $\mathbf{E}(\theta_x,\theta_y)$, которое генерируется идеально-отражающей мишенью, регистрируется в дальней зоне (расстояние от мишени до детектора $L > \gamma^2\lambda$) при высокой энергии электронов ($\gamma \gg 1$), будет зависеть лишь от проекционных углов $\theta_x = \frac{X}{L}$ (в плоскости $xz$ и $\theta_y = \frac{Y}{L}$ (в плоскости, определяемой осью $y$ и направлением зеркального отражения) и не будет зависеть от угла ориентации мишени $\alpha$ [165]. В этом случае поле излучения назад будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\theta_x,\theta_y) = {} & \frac{e\beta}{\pi c} \frac{1}{1 - \beta^2 \cos^2\theta_x \cos^2\theta_y} \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r} \\ & \left\{ \cos\theta_x \sin\theta_x \cos\theta_y, \cos^2\theta_x \cos\theta_y \sin\theta_y, \right. \\ & \left. (\sin^2\theta_x + \cos^2\theta_x \sin^2\theta_y) \right\} \ . \end{aligned} \tag{4.4}$$

Здесь $\mathbf{k}$ – волновой вектор испускаемого фотона обратного переходного излучения, а $\mathbf{r}$ – точка положения детектора.

Учёт реальных коэффициентов отражения мишени и её наклона относительно траектории электронного пучка производится с помощью коэффициентов отражения Френеля $R_\sigma(\alpha, \hbar\omega)$ и $R_\pi(\alpha, \hbar\omega)$, которые зависят от энергии фотонов $\hbar\omega$ и угла ориентации мишени $\alpha$. В этом случае спектрально-угловая плотность излучения имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{d^2W(\theta_x,\theta_y,\hbar\omega)}{\hbar d\omega d\Omega} = \frac{cr^2}{\hbar}\Big[R_\sigma(\alpha,\hbar\omega)\left|E_y(\theta_x,\theta_y)\right|^2 \\ +R_\pi(\alpha,\hbar\omega)\left(\left|E_x(\theta_x,\theta_y)\right|^2+\left|E_z(\theta_x,\theta_y)\right|^2\right)\Big]\end{aligned} \tag{4.5}$$

Коэффициенты отражения Френеля выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}R_\sigma(\alpha,\hbar\omega) &= \left|\frac{\cos(\pi/2-\alpha)-\sqrt{\varepsilon(\hbar\omega)-\sin^2(\pi/2-\alpha)}}{\cos(\pi/2-\alpha)+\sqrt{\varepsilon(\hbar\omega)-\sin^2(\pi/2-\alpha)}}\right|^2, \\ R_\pi(\alpha,\hbar\omega) &= \left|\frac{\varepsilon\cos(\pi/2-\alpha)-\sqrt{\varepsilon(\hbar\omega)-\sin^2(\pi/2-\alpha)}}{\varepsilon\cos(\pi/2-\alpha)+\sqrt{\varepsilon(\hbar\omega)-\sin^2(\pi/2-\alpha)}}\right|^2.\end{aligned} \tag{4.6}$$

### 4.2.2 Метод изображений и метод поляризационных токов

Как упоминалось выше одним из методов решения задачи переходного при наклонном пролёте через границу раздела с произвольной проводимостью является метод изображений, развитый В. Е. Пафомовым [153]. В последние годы в работах [97—99] был развит метод поляризационных токов, являющийся обобщающим для задач генерации поляризационного излучения. В цитируемых работах было показано, что метод поляризационных токов даёт в частном случае переходного излучения результаты абсолютно совпадающие с методом В. Е. Пафомова. Таким образом для решения нашей задачи возможно использовать также метод В.Е. Пафомова. Геометрия задачи изображена на рисунке 4.2.

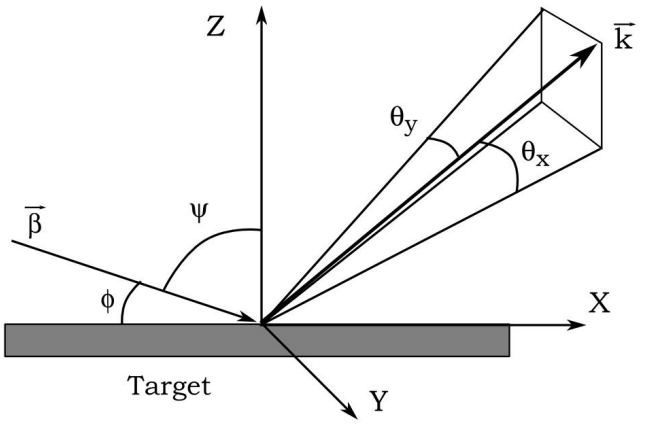



Рисунок 4.2 — Схема теоретического расчёта обратного переходного излучения при наклонном падении по модели В.Е. Пафомова

Согласно методу В.Е. Пафомова спектрально-угловая плотность излучения может быть записана следующим образом [40]:

$$\frac{d^2W(\mathbf{n},\omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{d^2W_{\parallel}(\mathbf{n},\omega)}{d\omega d\Omega} + \frac{d^2W_{\perp}(\mathbf{n},\omega)}{d\omega d\Omega}, \tag{4.7}$$

где $\omega$ – циклическая частота излучения, $\mathbf{n} = \{n_x,n_y,n_z\}$ – единичный вектор в направлении излучения $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}$, где $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $\varepsilon$ – диэлектрическая проницаемость материала мишени, зависящая от энергии генерируемого излучения; $\frac{d^2W_{\parallel}(\mathbf{n},\omega)}{d\omega d\Omega}$ и $\frac{d^2W_{\perp}(\mathbf{n},\omega)}{d\omega d\Omega}$ – параллельная и перпендикулярная ($\pi$ и $\sigma$) компоненты излучения, соответственно. Последние можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
&\tfrac{d^2W_{||}(\mathbf{n},\omega)}{d\omega d\Omega} = \tfrac{\alpha\beta_z^2 n_z^2 |1-\varepsilon|^2}{\pi^2\left[(1-\beta_x n_x)^2-\beta_z^2 n_z^2\right]^2(1-n_z^2)}\times \\
&\times\left|\frac{\left(1-\beta_z\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}-\beta_z^2-\beta_x n_x\right)(1-n_z^2)}{\left(1-\beta_x n_x-\beta_z\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}\right)\left(\varepsilon n_z+\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}\right)}\right|^2 + \\
&+\left|\frac{\beta_x\beta_z n_x\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}}{\left(1-\beta_x n_x-\beta_z\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}\right)\left(\varepsilon n_z+\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}\right)}\right|^2,
\end{aligned} \tag{4.8}$$

$$\begin{aligned}
&\tfrac{d^2W_{\perp}(\mathbf{n},\omega)}{d\omega d\Omega} = \tfrac{\alpha\beta_x^2\beta_z^4 n_y^2 n_z^2 |1-\varepsilon|^2}{\pi^2\left[(1-\beta_x n_x)^2-\beta_z^2 n_z^2\right]^2(1-n_z^2)}\times \\
&\times\left|\left(1-\beta_z\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}-\beta_x n_x\right)\right|^{-2}\times \\
&\times\left|\left(n_z+\sqrt{\varepsilon-(1-n_z^2)}\right)\right|^{-2}.
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Здесь $\{\beta_x,0,\beta_z\}$ – скорость электрона в единицах скорости света, $\alpha$ – постоянная тонкой структуры.

Принимая во внимание, что в ультрарелятивистском случае обратное переходное излучения сосредоточено вблизи направления зеркального отражения, можно использовать проекционные углы $\theta_x$ и $\theta_y$, которые показаны на рисунке 4.2:

$$\begin{aligned} n_x &= \cos\theta_y \sin(\psi + \theta_x), \\ n_y &= \sin\theta_y, \\ n_z &= \cos\theta_y \cos(\psi + \theta_x) \end{aligned} \tag{4.10}$$

Здесь $\psi = \pi/2 - \alpha$ угол между траекторией частицы и нормалью к поверхности мишени (смотри рисунок 4.2).

### 4.2.3 Использование обоих методов для экспериментального случая

Таким образом, у нас имеется две модели для расчёта спектрально-угловых характеристик обратного переходного излучения от наклонной неидеально-проводящей мишени. Спектрально-угловая плотность излучения по модели В.Е. Пафомова определяется диэлектрической проницаемостью мишени, а по модели двойного токового слоя – коэффициентами отражения, которые являются функцией диэлектрической проницаемости.

В ходе экспериментов использовалась мишень из молибдена, который был выбран из-за своих высоких коэффициентов отражения в спектральной области вакуумного ультрафиолета $(30-100)$ эВ для углов падения $\alpha \leq 30°$. Диэлектрическая проницаемость молибдена в спектральной области от 1 до 30 эВ была взята из работы [166]. Коэффициенты отражения молибдена в области от 30 до 150 эВ были взяты из базы данных [167].

На рисунке 4.3а показано угловое распределение интенсивности монохроматического обратного переходного излучения рассчитанного для молибденовой мишени, расположенной под углом $\Psi = 45°$, энергии электронов $E_e = 855\,\text{МэВ}$, энергии фотона $\hbar\omega = 5\,\text{эВ}$. Указанное распределение было

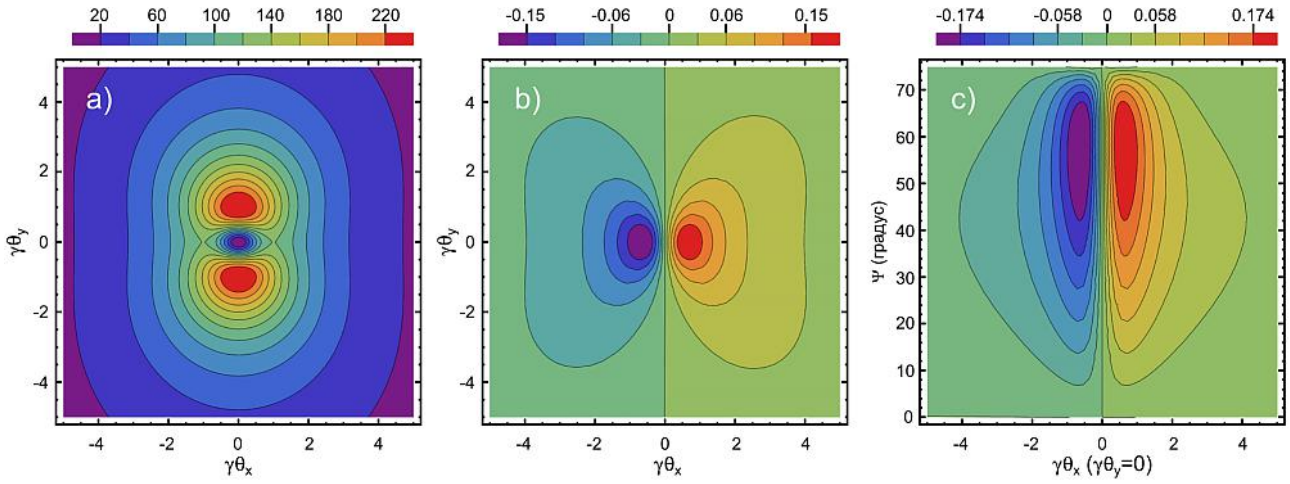



Рисунок 4.3 —

a) Угловое распределение обратного переходного излучения, рассчитанное по методу двойного токового слоя (4.5). $\Psi = 45°$, $E_e = 855$ МэВ, $\hbar\omega = 5$ эВ

b) Разница распределения интенсивности излучения, рассчитанная по методу двойного токового слоя (4.5) и методу В.Е. Пафомова (4.8) и (4.9)

c) Зависимость разницы интенсивности излучения, построенной по двум подходам, от горизонтального угла $\theta_x$ при $\theta_y = 0$ и угла поворота мишени $\Psi$

рассчитано по методу двойного токового слоя (4.5). Распределение было построено для обеих компонент поляризации.

На рисунке 4.3b показана разность интенсивностей излучения, построенных по методу двойного токового слоя (4.5) и методу В.Е. Пафомова (4.8) и (4.9). Учтены обе компоненты поляризации, параметры расчёта такие же, как для рисунка 4.3a. Из сравнения рисунков 4.3a и 4.3b можно видеть, что оба подхода дают результаты, сходящиеся достаточно хорошо. Различие на уровне 0,1% интенсивности наблюдается только для распределения горизонтальной ($\pi$-) компоненты излучения.

На рисунке 4.3c показана зависимость разницы интенсивности излучения от горизонтального угла $\theta_x$ при $\theta_y = 0$ и угла поворота мишени $\Psi$. Из рисунка 4.3c можно видеть, что с ростом угла $\Psi$ (переход к более скользящим углам падения) возрастает разница между двумя подходами. Однако в диапазоне экспериментальных углов $\Psi < 75°$ разница пренебрежимо мала. При углах $\Psi > 75°$, разница в интенсивности излучения, даваемая двумя подходами, возрастает, но рассмотрение этого эффекта выходит за рамки данной работы. Можно только предположить, что имеет место влияние продольной

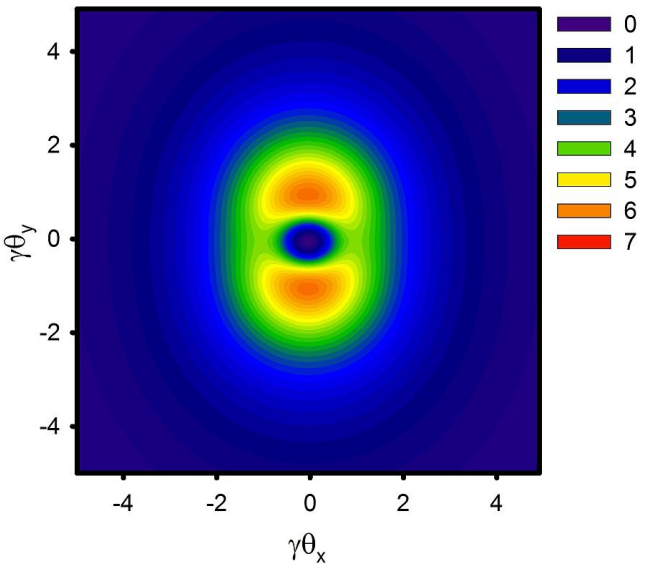



Рисунок 4.4 — Угловое распределение интенсивности монохроматического обратного переходного излучения, генерируемого сгустком населенностью $10^{10}$ электронов при взаимодействии с молибденовой мишенью, наклоненной под углом $\alpha = 28{,}1°$, рассчитанной по модели двойного токового слоя. Энергия электронов 855 MeV, длина волны излучения 20 нм

компоненты поля электрона, которой мы пренебрегли для метода поляризационных токов.

Таким образом, из рисунка 4.3 можно сделать вывод, что совпадение результатов расчётов по двум походам спектрально-угловых характеристик обратного переходного излучения практически идеальное (лучше чем 0,7 %), что позволяет в дальнейшем использовать только подход двойного токового слоя для идеально отражающей мишени с коэффициентами Френеля для учёта реальных свойств материала мишени.

На рисунке 4.4 показано угловое распределение интенсивности монохроматического обратного переходного излучения ($\lambda = 20$ нм), рассчитанного по формуле (4.5), генерируемого сгустком населенностью $10^{10}$ электронов с энергий 855 МэВ при взаимодействии с молибденовой мишенью, наклоненной под углом $\alpha = 28{,}1°$, рассчитанной по модели двойного токового слоя. На рисунке 4.4 цветом показана относительная интенсивность излучения.

Из рисунка 4.4 видно, что максимумы излучения приходятся на углы $\theta_x, \theta_y = \gamma^{-1}$. Отсутствие аксиальной симметрии в угловом распределении излучения объясняется различием коэффициентов отражения для молибдена для указанной длины волны излучения и геометрии генерации излучения.

Из-за конечного расстояния от мишени до детектора во время эксперимента измеряется не угловое распределение, а пространственное распределение обратного переходного излучения. Поэтому для сравнения с экспериментальными результатами необходимо в уравнении (4.5) учесть угловую расходимость электронного пучка и его поперечный размер. Это можно сделать используя стандартную процедуру свертки, учтя две очевидные вещи.

Во-первых,

$$\Delta\theta^{e}_{x,y} = 2\Delta\theta^{ph}_{x,y}, \tag{4.11}$$

где $\Delta\theta^{e}_{x,y}$ – угол между импульсом электрона и осью пучка (ось $z$); $\Delta\theta^{ph}_{x,y}$ – добавка к углу испускания фотона, отсчитываемая относительно $\theta_{x,y}$.

Во-вторых

$$\Delta^{e}_{x,y} = \Delta^{ph}_{x,y}, \tag{4.12}$$

где ($\Delta^{e}_{x,y}$ – сдвиг электрона по отношению к оси пучка; $\Delta^{ph}_{x,y}$ – сдвиг на детекторе распределения обратного переходного излучения, генерируемого сдвинутым электроном.

Учёт угловой расходимости и поперечного размера пучка приводит к замазыванию провала в центре пространственного распределения.

## 4.3 Экспериментальная установка для исследования пространственных характеристик обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

Эксперименты по исследованию пространственных характеристик обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета было проведены на ускорителе в Германии, который описан в предыдущей главе. Принципиальная схема эксперимента показана на рисунке 4.1. В экспериментальной камере пучок взаимодействует с мишенью, генерируя обратное переходное излучение в широком спектральном диапазоне. Пространственное распределение излучения регистрируется ПЗС-камерой, которая расположена на расстоянии $l = 1010$ мм от центра мишени. Для

выбора различных спектральных диапазонов используется набор фильтров, которые установлены между детектором и мишенью.

Мишень представляла собой молибденовый слой толщиной 500 нм, напыленный на кремниевую подложку толщиной 500 мкм с поверхностной шероховатостью лучше чем 0,5 нм. Поперечные размеры мишени составляли $40 \times 10$ мм$^2$. Мишень закреплялась на дистанционно управляемом гониометре для прецизионной ориентации относительно оси пучка. Гониометр позволял поворачивать мишень относительно вертикальной оси (менять угол $\alpha$), сдвигать мишень по горизонтали (перпендикулярно пучку), а также в вертикальном направлении. На этом же гониометре был закреплен проволочный сканер, который позволял измерять размеры электронного пучка.

Во время эксперимента использовались две геометрии: угол ориентации мишени $\alpha = 28{,}1°$ и $\alpha = 67{,}5°$. Выбор этих геометрий обусловлен тем, что выход фотонов обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета существенно выше при скользящих углах падения, чем при нормальных углах. При этом выход в спектральной области видимого света не должен существенно меняться, что позволяет косвенно подтвердить, что в эксперименте будет регистрироваться именно излучения в области вакуумного ультрафиолета.

Пространственные распределения обратного переходного излучения регистрировались с помощью научной ПЗС-камеры ANDOR DO434 BN [143], которая имеет матрицу $1024 \times 1024$ пикселя при размере пикселя $13 \times 13$ мкм$^2$. Отличительной особенностью этой 16-битной вакуумной камеры является чувствительность к фотонам с энергией от 1 эВ до 10 кэВ, которая достигается благодаря ПЗС-матрице с обратной засветкой Marconi CCD47-10 [143] без покрытий. На рисунке 4.5 показана квантовая эффективность данной камеры в диапазоне от 1 до 150 эВ согласно данным производителя. Для снижения темнового тока камера была охлаждена до минус 40 градусов Цельсия во время эксперимента.

Для «переключения» между спектральными диапазонами использовался дистанционно управляемый набор фильтров, установленный в вакуумном тракте. Данный набор (см. таблицу 2) состоял из трех алюминиевых фольг различной толщины, плавленого кварца и оптического светофильтра с цен-

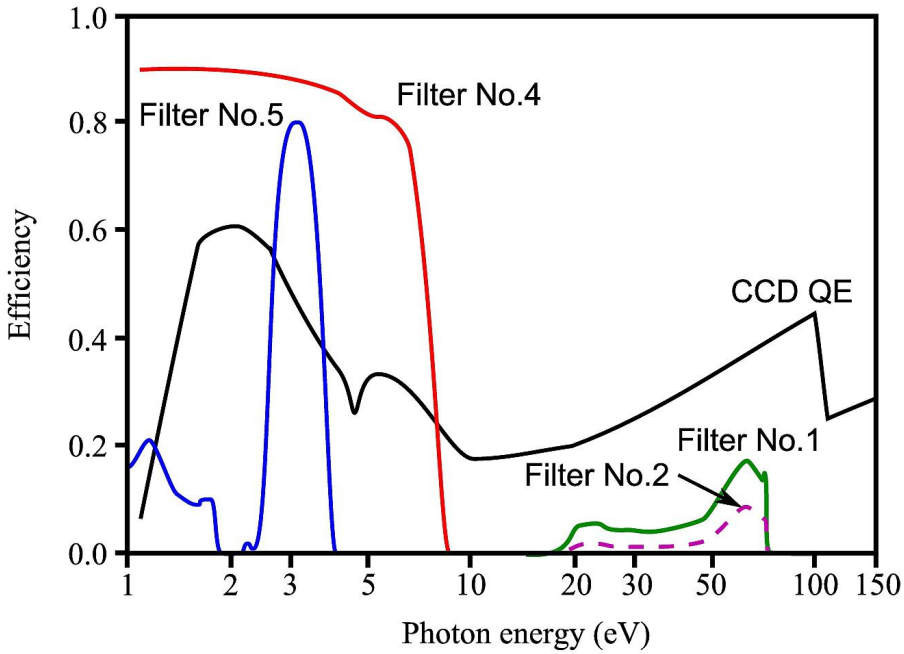



Рисунок 4.5 — Квантовая эффективность ПЗС-камеры (CCD QE) и кривые пропускания фильтров согласно таблице 2. Кривая для фильтра №3 не показана, чтобы не загромождать рисунок

тральной длиной волны пропускания 400 нм. Дополнительно имелась возможность полного пропускания всего спектра излучения и полного поглощения алюминиевой пластинкой толщиной 1 мм. Кривые пропускания фильтров показаны на рисунке 4.5. Для оптических фильтров (плавленый кварц и синий светофильтр) данные по пропусканию были получены из документации производителей. Пропускание алюминиевых фильтров было получено из базы данных [167]. Алюминиевые фольги непрозрачны для видимого света, но пропускают в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета благодаря L-краю алюминия ($\hbar\omega_L \approx 72$ эВ).

Таблица 2 — Параметры фильтров, использовавшихся в эксперименте

| № | Тип |
|---|---|
| 1 | Al фольга, толщина 1,3 мкм (2 слоя толщиной 0,65 мкм) |
| 2 | Al фольга, толщина 1,8 мкм |
| 3 | Al фольга, толщина 2,45 мкм |
| 4 | Плавленный кварц |
| 5 | Светофильтр (цветное стекло) $\lambda_c = 400$ нм (FWHM = 140 нм) |

Квазинепрерывный пучок разрезного микротрона с энергией 855 МэВ использовался в импульсном режиме с импульсами продолжительностью 0,8 с и перерывом между импульсами 3 с. Такой режим был выбран для того, чтобы с одной стороны генерировать достаточное число фотонов, а с другой стороны позволить ПЗС-камере провести считывание информации в промежутках между импульсами. Средний ток пучка в эксперименте по исследованию пространственного распределения ОПИ в ВУФ диапазоне составлял 52 нА, что соответствует $2.6 \times 10^{11}$ электронам за сброс. В эксперименте использовались пучки с различными поперечными размерами (см. таблицу 10), которые получались при изменении тока квадрупольных магнитов. Размер пучка измерялся проволочным сканером и представлен в виде полной ширины на полувысоте (ПШПВ). Пучок №3 был получен при полностью отключенных магнитах и использовался лишь для геометрии $\alpha = 67{,}5°$.

Таблица 3 — Параметры электронных пучков, использовавшихся в эксперименте

| № | Верт. размер, ПШПВ, мкм | Гор. размер, ПШПВ, мкм |
|---|---|---|
| 1 | 64 | 533 |
| 2 | 542 | 365 |
| 3 | 247 | 6111 |

Изображения пространственного распределения обратного переходного излучения, полученные при использовании алюминиевых фольг, накапливались в течение 200 сбросов, изображения, полученные с использованием оптических фильтров, – в течение 20 сбросов. Для учёта пьедестала и шумов ПЗС-камеры изображения накапливались в течение 100 сбросов без пучка.

## 4.4 Экспериментальные пространственные распределения обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

Для сравнения интенсивности излучения при разных экспериментальных условиях (разное число сбросов, в течение которых накапливался свет)

все экспериментальные данные в данном разделе нормированы на число электронов $N_e = 10^{10}$. Данное число электронов соответствует населенности сгустка большинства современных электронных ускорителей. В ходе эксперимента измерялся такой параметр как число отчётов в каждом пикселе ПЗС-камеры $N^{pix}(\theta_x, \theta_y)$. Для сравнения экспериментальных данных с теоретический моделью последняя была адаптирована к экспериментальным условиям:

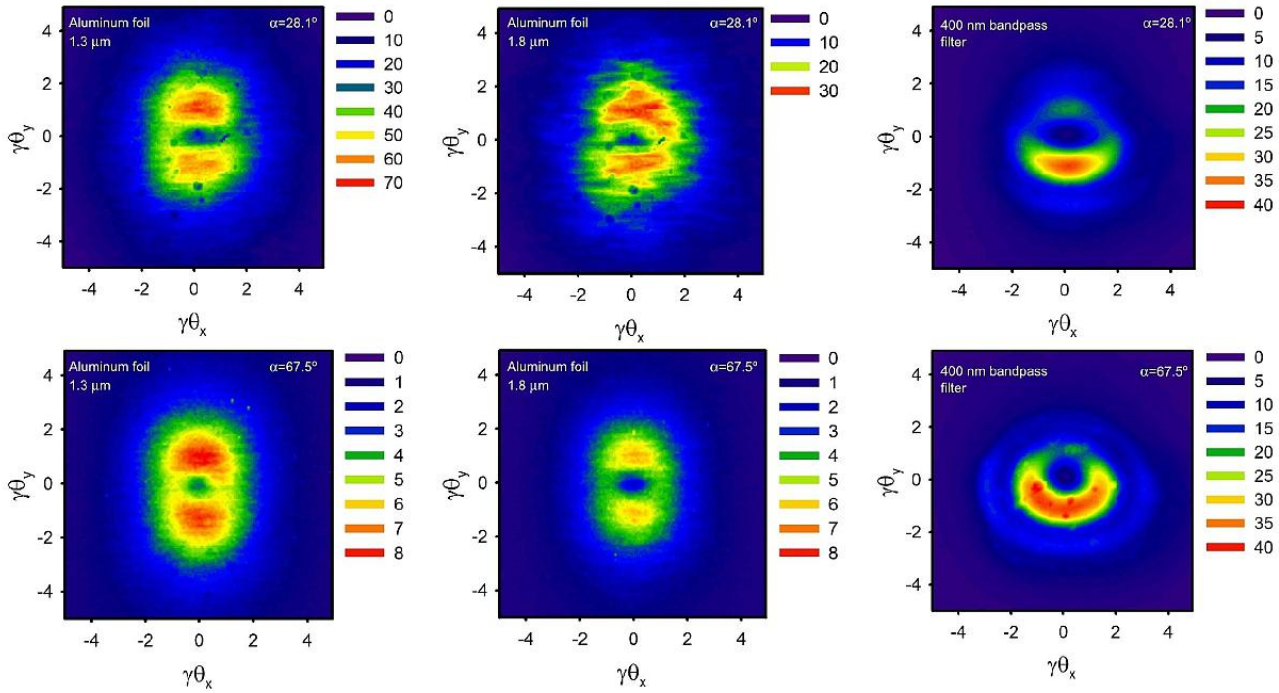
$$N^{pix}(\theta_x, \theta_y) = \\ N_e \int \frac{1}{\hbar\omega} \frac{d^2W(\theta_x, \theta_y, \hbar\omega)}{\hbar d\omega d\Omega} T_f^i(\hbar\omega) Q_{CCD}(\hbar\omega) d(\hbar\omega) d\Omega. \tag{4.13}$$

Здесь $T_f^i(\hbar\omega)$ – эффективность $i$-го фильтра (см. таблицу 2), $Q_{CCD}(\hbar\omega)$ – квантовая эффективность ПЗС-камеры, $d\Omega$ – телесный угол вырезаемый пикселем ПЗС-камеры.

Рисунок 4.6 показывает примеры измеренных пространственных распределений обратного переходного излучения как в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, так и в видимом диапазоне. Данные распределения были измерены при использовании электронного пучка №1 (см. таблицу 3). Распределения были получены для обеих геометрий. В дальнейшем полученные распределения будут сравниваться с точки зрения отсчётов ПЗС для ультрафиолетового диапазона. Из сравнения геометрий наблюдения (верхний и нижний ряды) видно, что интенсивность излучения в видимом диапазоне остается практически постоянной, а в диапазоне вакуумного ультрафиолета (после алюминиевых фильтров) интенсивность существенно зависит от угла наклона мишени, как это и ожидалось из коэффициентов Френеля. Формы распределений в ультрафиолетовом диапазоне схожи с теоретическим расчётом. Детальное сравнение приведено ниже.

Следует отметить, что интенсивность обратного переходного излучения в диапазоне вакуумного ультрафиолета для геометрии $\alpha = 28{,}1^\circ$ и Al фильтра толщиной 1,3 мкм примерно в два раза больше чем интенсивность излучения в видимом диапазоне после синиго светофильтра.

На рисунке 4.6 можно также видеть, что пространственные распределения обратного переходного излучения в видимом диапазоне, как измеренные с синим светофильтром, так и измеренные с фильтром из плавленого кварца




а) верхний ряд — $\alpha = 28{,}1°$
б) нижний ряд – $\alpha = 67{,}5°$

Рисунок 4.6 — Примеры пространственных распределений обратного переходного излучения в видимом диапазоне и диапазоне вакуумного ультрафиолета для пучка №1. Фильтры указаны на рисунке

для конфигураций пучков №1 и №2 имеют ярко выраженную асимметрию и даже осциллирующую структуру, которая существенно отличается от формы распределений, полученных в ВУФ диапазоне. Параметр асимметрии рассчитывался как:

$$A = \frac{I_l - I_r}{I_l + I_r}, \tag{4.14}$$

где $I_l$ — интенсивность излучения в одном максимуме, $I_r$ — интенсивность излучения во втором максимуме. Для случая пучка №1 величина параметр асимметрии составляла $A = 33\%$, для пучка №2 – $A = 14\%$.

Такая асимметрия пространственных распределений обратного переходного излучения в видимом диапазоне может быть, с моей точки зрения, объяснена интерференцией обратного переходного излучения с синхротронным излучением от квадрупольных магнитов. Последняя пара магнитов расположена на расстоянии меньше метра от мишени, т.е. внутри зоны формирования излучения, которая составляет $\gamma^2\lambda \simeq 1{,}1\,\text{м}$ для $\lambda = 400\,\text{нм}$. Если это предположение верно, то отключение квадрупольных магнитов должно при-

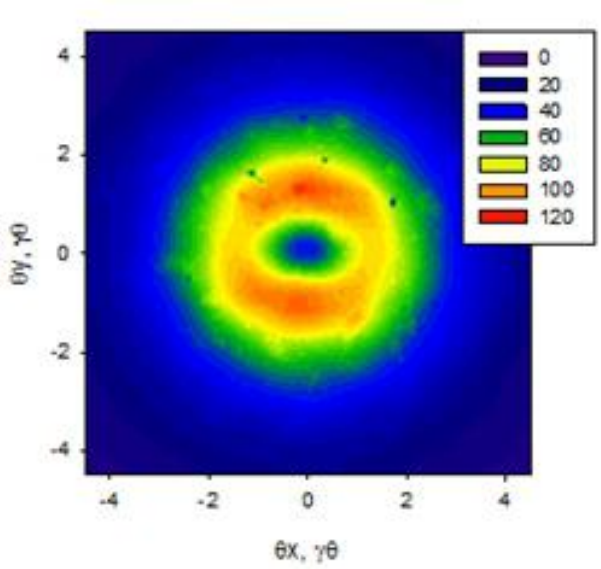



Рисунок 4.7 — Пространственное распределение интенсивности обратного переходного излучения для пучка №3 и геометрии излучения $\alpha = 67{,}5°$

вести к подавлению наблюдаемого эффекта. Конфигурация пучка №3 была реализована при всех отключенных квадрупольных магнитах. Асимметрия распределения в этом случае минимальна ($A = 5{,}7\%$). Рисунок 4.7 показывает пространственное распределение интенсивности обратного переходного излучения для пучка №3 и геометрии излучения $\alpha = 67{,}5°$. Из рисунка 4.7 можно видеть, что форма пространственного распределения хорошо совпадает с теоретическим расчётом, но положение максимумов излучения несколько шире, чем $\theta_x$,$\theta_y = \gamma^{-1}$, что, объясняется влиянием поперечного размера пучка и его угловой расходимостью.

Следует отметить, что на ускорителе MAMI-B интенсивное синхротронное излучение от квадрупольных магнитов в видимом диапазоне также наблюдалось в работе [168].

Для сравнения теоретически рассчитанных и экспериментально полученных пространственных распределений интенсивности ОПИ в ВУФ диапазоне для геометрии $\alpha = 28{,}1°$ и фильтра Al 1,8 мкм на рисунке 122 показаны проекции распределений. Проекции вдоль, например, оси x рассчитывались следующим образом: для $x_i$ интенсивность излучения вдоль оси y усреднялась в диапазоне $-5\gamma^{-1} \div 5\gamma^{-1}$. Аналогичным образом получались проекции для другой оси.

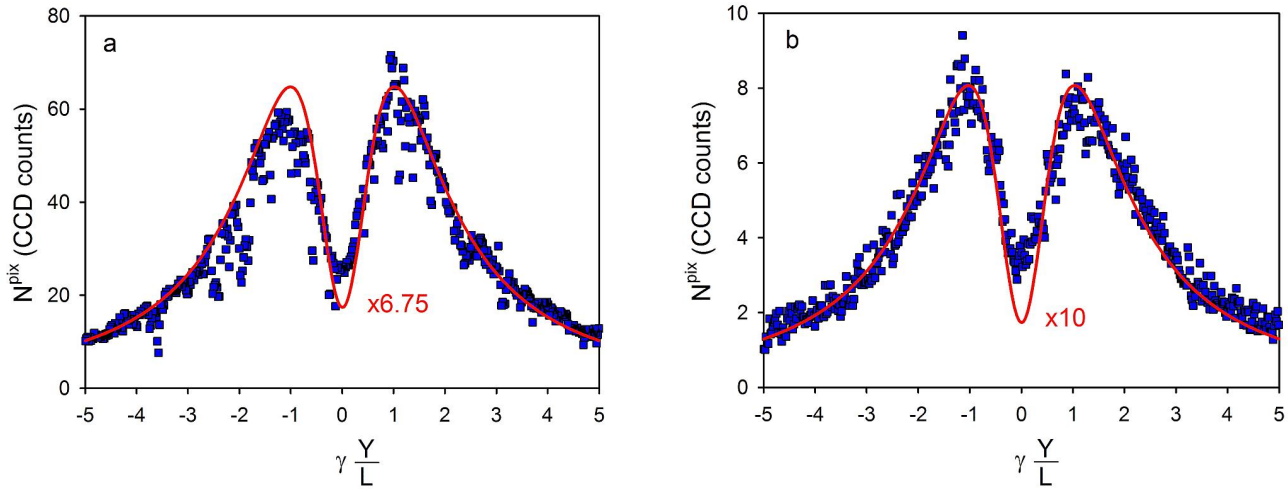



Рисунок 4.8 — Рассчитанные (сплошная красная линия) и измеренные (синие квадраты) вертикальные сечения пространственных распределений обратного переходного излучения в $\gamma X/L = 0$ для пучка №1, Al фильтра толщиной 1,3 мкм и углов $\alpha = 28{,}1°$ (a), $\alpha = 67{,}5°$ (b). Для упрощения сравнения теоретические кривые масштабированы по интенсивности. Коэффициент масштаба составил 6,75 для угла $\alpha = 28{,}1°$ и 10 для угла $\alpha = 67{,}5°$

Рисунок 4.8 показывает вертикальные сечения через центры измеренных пространственных распределений т.е. для координаты $\gamma X/L = 0$ на рисунке 4.6. На рисунке 4.8 приведены распределения, измеренные для пучка №1 и Al фильтра толщиной 1,3 мкм для обеих геометрий. В случае геометрии $\alpha = 28{,}1°$ (рисунок 4.8a) отношение сигнал шум хуже, чем для геометрии $\alpha = 67{,}5°$ (рисунок 4.8b). Это вызвано, по всей видимости, тем, что эффективная толщина мишени для меньшего угла наклона практически в два раза меньше, чем в геометрии $\alpha = 67{,}5°$. Также на рисунке 4.8 показаны рассчитанные угловые распределения, которые учитывают размер пучка и его расходимость, полученную из значения эмиттанса. Для наглядности теоретически рассчитанные кривые домножены масштабированы. Следует отметить, что положение максимумов в пространственном распределении рассчитанного и измеренного излучения совпадает хорошо. Однако имеет место несовпадение этих коэффициентов для различных геометрий, что предполагает неудовлетворительное описание экспериментальных данных на основе коэффициентов Френеля (4.6), вызванное, например, оксидной плёнкой на поверхности мишени. Второй причиной может быть неправильный учёт квантовой эффективности ПЗС-камеры. Более ярко выраженное замазывание центрального

минимума в экспериментальном распределении может быть вызвано синхротронным излучением.

Таким образом, несмотря на различие в интенсивности излучения, хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных подтверждает природу регистрируемого излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, которым является обратное переходное излучение.

## 4.5 Установка для визуализации поперечного профиля электронного пучка в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

На рисунке 4.9 показана схема эксперимента по визуализации поперечного профиля электронного пучка в спектральных диапазонах видимого света и вакуумного ультрафиолета. Данный эксперимент был проведен в 2012 году на электронном пучке разрезного микротрона MAMI-B с энергий 855 МэВ. Основные характеристики ускорителя были описаны ранее. Электронный пучок взаимодействует с мишенью, генерируя переходное излучение в широком спектральном диапазоне. Излучение фокусируется и монохроматизируется в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета специально изготовленным многослойным сферическим зеркалом. Данное зеркало формирует изображение электронного пучка на чипе ПЗС камеры. В данном эксперименте использовалась та же самая ПЗС камера, что и ранее. Расстояние от мишени до зеркала составляло примерно 282 мм, а расстояние от зеркала до ПЗС камеры – $L = 2535$ мм, что обеспечивало коэффициент увеличения в оптической системе примерно равным $M = 8$ при фокусном расстоянии зеркала $f = 250$ мм. Выбор спектрально диапазона осуществлялся с помощью набора фильтров, описанного в таблице 2.

Мишень для данного эксперимента была произведена компанией Incoatec [169] и состояла из монослоя молибдена толщиной 50 нм с шероховатостью менее 0,5 нм, напыленную кремниевую подложку толщиной 0,7 мм. Поперечные размеры мишени составляли $50 \times 50$ мм$^2$. Мишень монтировалась

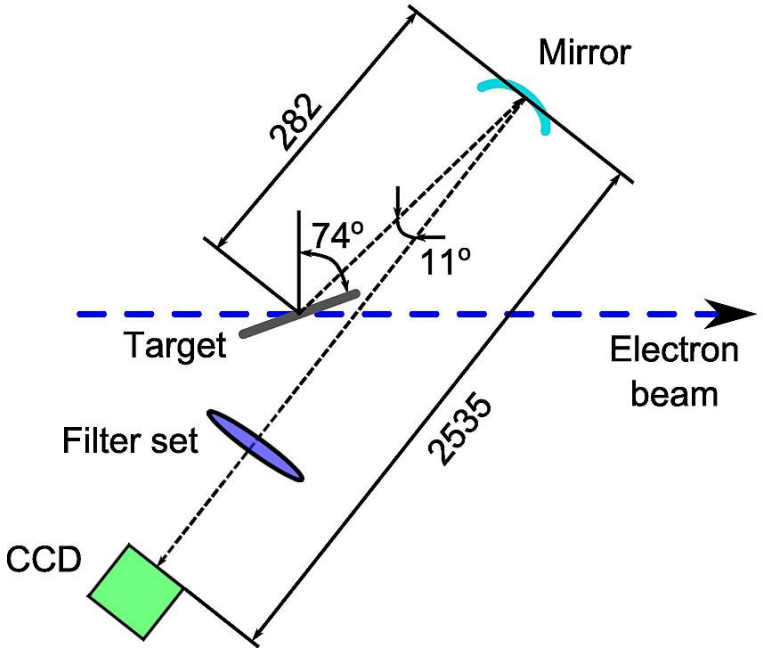



Рисунок 4.9 — Схема проведения эксперимента по визуализации поперечного размера электронного пучка при использовании обратного переходного излучения в спектральных диапазонах видимого света и вакуумного ультрафиолета

на гониометрическую систему, которая позволяла дистанционно управлять её вращением, а также смещать мишень вдоль и поперек оси электронного пучка для точной юстировки. Угол между нормалью к поверхности мишени и осью пучка составлял $\alpha = 74°$.

Фокусирующее сферическое зеркало, состоящее из слоев Mo/Si, диаметром 25,4 мм и фокусным расстоянием 250 мм было разработано и изготовлено в DESY (г. Гамбург, Германия) для данного эксперимента. Зеркало устанавливалось на дистанционно управляемый гониометр, который позволял вращение и наклон относительно вертикальной оси. На рисунке 4.10 показана кривая отражения зеркала, измеренная в лаборатории PTB, на пучке синхротрона BESSY II (Берлин, Германия) Национального немецкого метрологического института. Максимальный коэффициент отражения зеркала составляет около 31 % на длине волны 19,55 нм (64 эВ). Ширина полосы отражения зеркала (ПШПВ) составляла 2,6 нм ($\Delta\lambda/\lambda = 13\,\%$).

Нормаль к поверхности зеркала была повернута примерно на угол 5,5° относительно направления испускания обратного переходного излучения, что приводило к существенному вкладу сферической аберрации в процесс полу-

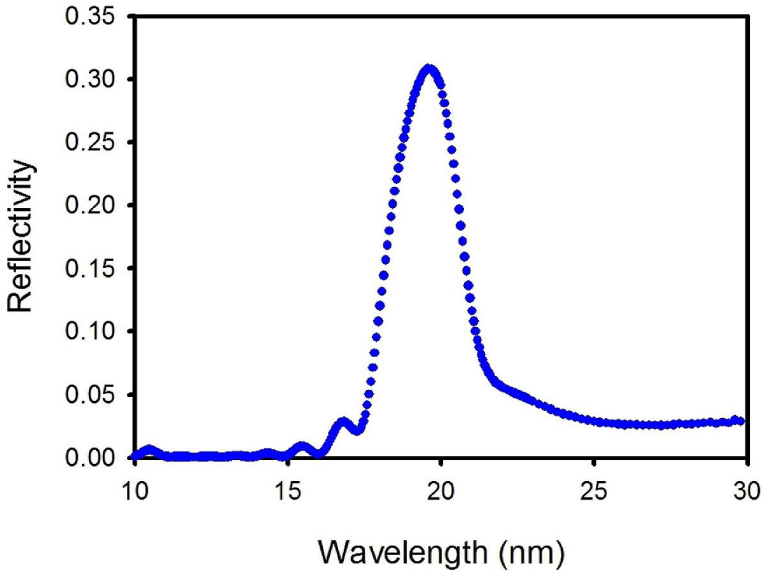



Рисунок 4.10 — Спектральная зависимость отражающей способности многослойного Mo/Si зеркала, измеренная на на пучке синхротрона BESSY II (Берлин, Германия)

чения изображения. Установка была настроена таким образом, что влияние аберрации на вертикальный размер пучка было минимизировано в ущерб горизонтальному разрешению системы (см. рисунок 4.11). В ходе эксперимента мы измеряли изображения пучка в видимом диапазоне и спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета в одинаковых условиях (выбор спектрального диапазона осуществлялся фильтром). Поэтому возможно проведение относительного сравнения полученных размеров пучка в разных диапазонах. Такое прямое сравнение возможно даже для горизонтальных размеров пучка, так как сферическая аберрация не зависит от длины волны излучения. Как будет видно далее, наша юстировка оптической системы оказалась неидеальной, что привело к разнице измеренных размеров пучка, однако использование разработанных в главе 2 функций аппроксимации позволило извлечь размер пучка.

Для калибровки оптической системы в видимом диапазоне использовалась мишень, состоящая из матрицы чёрных точек, нанесённых на прозрачное стекло с шагом 0,5 мм. Перед экспериментом данная мишень устанавливалась на место мишени переходного излучения и облучалась синим светодиодом. Во время настройки оптической системы расстояние между мишенью и зеркалом изменялось таким образом, чтобы получить «наилучшую» фокусировку. С учётом аберраций оптической системы, вызванных использованием

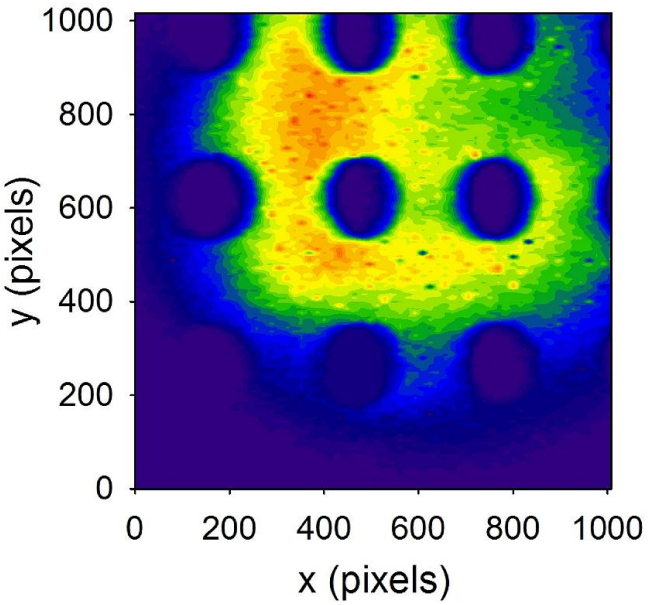



Рисунок 4.11 — Пример полученного изображения калибровочной мишени

сферического зеркала, отражающего под углом, полученные расстояния представляли собой компромисс между вертикальным и горизонтальным размером пучка. Вертикальный и горизонтальный калибровочный коэффициенты системы не были равны и составляли 1,43 мкм и 1,69 мкм на пиксель.

На рисунке 4.12 показана изометрия сборочного чертежа всей установки на опорной плите, на которой проходила установка в вакуумную камеру. Плита была изготовлена в DESY (г. Гамбург, Германия), поэтому чертежи выполнены не в соответствии с системой ЕСКД.

## 4.6 Результаты эксперимента по визуализации поперечного профиля электронного пучка в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета

С помощью квадрупольных линз были получены 7 различных конфигураций электронного пучка, изображение которых были получены в ходе эксперимента. В настоящем разделе представлены результаты, полученные для наиболее интересных форм пучка, которые достаточно полно образом характеризуют полученные данные. Для сравнения представлены изображения, полученные в видимом диапазоне с использованием светофильтра $\lambda_c = 400$ нм

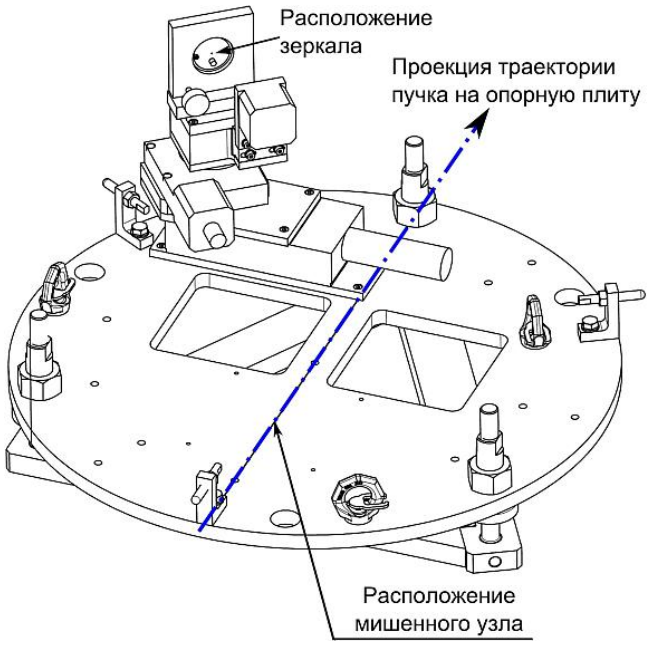



Рисунок 4.12 — Изометрия сборочного чертежа всей установки для визуализации на опорной плите без мишенного узла

(обозначены как BP - bandpass) и алюминиевых фильтров различной толщиной: 1,3 мкм, 1,8 мкм, 2,45 мкм.

Для извлечения размеров пучка из полученных изображений необходимо определиться с поляризационным составом обратного переходного излучения от молибденовой мишени в рассматриваемых спектральных диапазонах. На рисунке 4.13 показаны зависимости коэффициентов отражения Френеля от энергии фотона для молибдена при величине угла падения $\alpha = 16°$. Вертикальные серые штриховые линии показывают энергии фотонов, соответствующие используемым в эксперименте фильтрам. Для видимого диапазона взяты данные из работы Manzke 1987 года [166]. Для спектрального диапазона вакуумного ультрафиолета данные взяты из базы данных B.L. Henke [167]. Из рисунка 4.13 видно, что в случае видимого диапазона можно считать, что имеется только $\sigma$-компонента поляризации, а для спектрального диапазона вакуумного ультрафиолета излучение неполяризовано. Согласно базе данных B.L. Henke [167] для многослойного зеркала Mo/Si коэффициенты отражения различных компонент поляризации практически одинаковы при углах, соответствующих экспериментальным. Таким образом, излучение в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, регистрируемое детектором, в первом приближении можно считать неполяризованным.

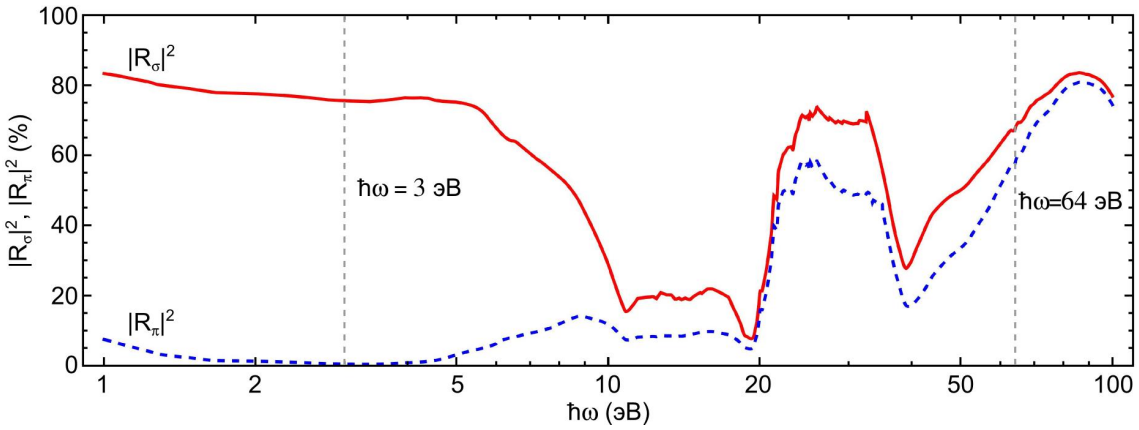



Рисунок 4.13 — Зависимость коэффициентов отражения молибдена от энергии фотона для угла падения $\alpha = 16°$. Вертикальные серые штриховые линии показывают энергии фотонов, соответствующие используемым в эксперименте фильтрам

Следует заметить, что для видимого диапазона существуют другие данные, представленные в базе данных [152], со ссылкой на работу [170]. В работе [170] приведены расчётные и экспериментальные данные для реальной и мнимой части диэлектрической проницаемости Mo в широком диапазоне энергий фотонов $\hbar\omega = (0{,}5 - 70{,}5)$ эВ. В этом случае расчёт и эксперимент в интересующей нас части видимого диапазона ($\lambda = 400$ нм, $\hbar\omega \approx 3$ эВ) не сходятся. Согласно расчётным данным коэффициенты отражения для угла падения $\alpha = 16°$ составляют $|R_\sigma|^2 = 0{,}85$ и $|R_\pi|^2 = 0{,}19$, в то время как экспериментальные данные дают $|R_\sigma|^2 = 0{,}98$ и $|R_\pi|^2 = 0{,}85$ [152]. Таким образом, экспериментальные данные из работы [170] противоречат данным работы [166], а также данным работы [171][2]. В последней работе величины коэффициентов составляют $|R_\sigma|^2 = 0{,}86$ и $|R_\pi|^2 = 0{,}17$ [171]. Подводя итого, можно сказать, что точная информация о естественном поляризационном составе излучения видимого диапазона от Mo в видимом диапазоне не известна. Для целей настоящей главы будем считать, что излучение Mo в видимом диапазоне имеет только $\sigma-$компоненту поляризации.

В случае излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета излучение для угла падения $\alpha = 16°$ по данным работы [170] практически неполяризовано, а именно, $|R_\sigma|^2 = 0{,}79$ и $|R_\pi|^2 = 0{,}73$ в эксперименте и $|R_\sigma|^2 = 0{,}84$ и $|R_\pi|^2 = 0{,}80$ в расчёте. Эти величины отражающих способностей больше чем представленные на рисунке 4.13 по данным базы данных

[2] Данные этой работы также доступны в базе данных [152]

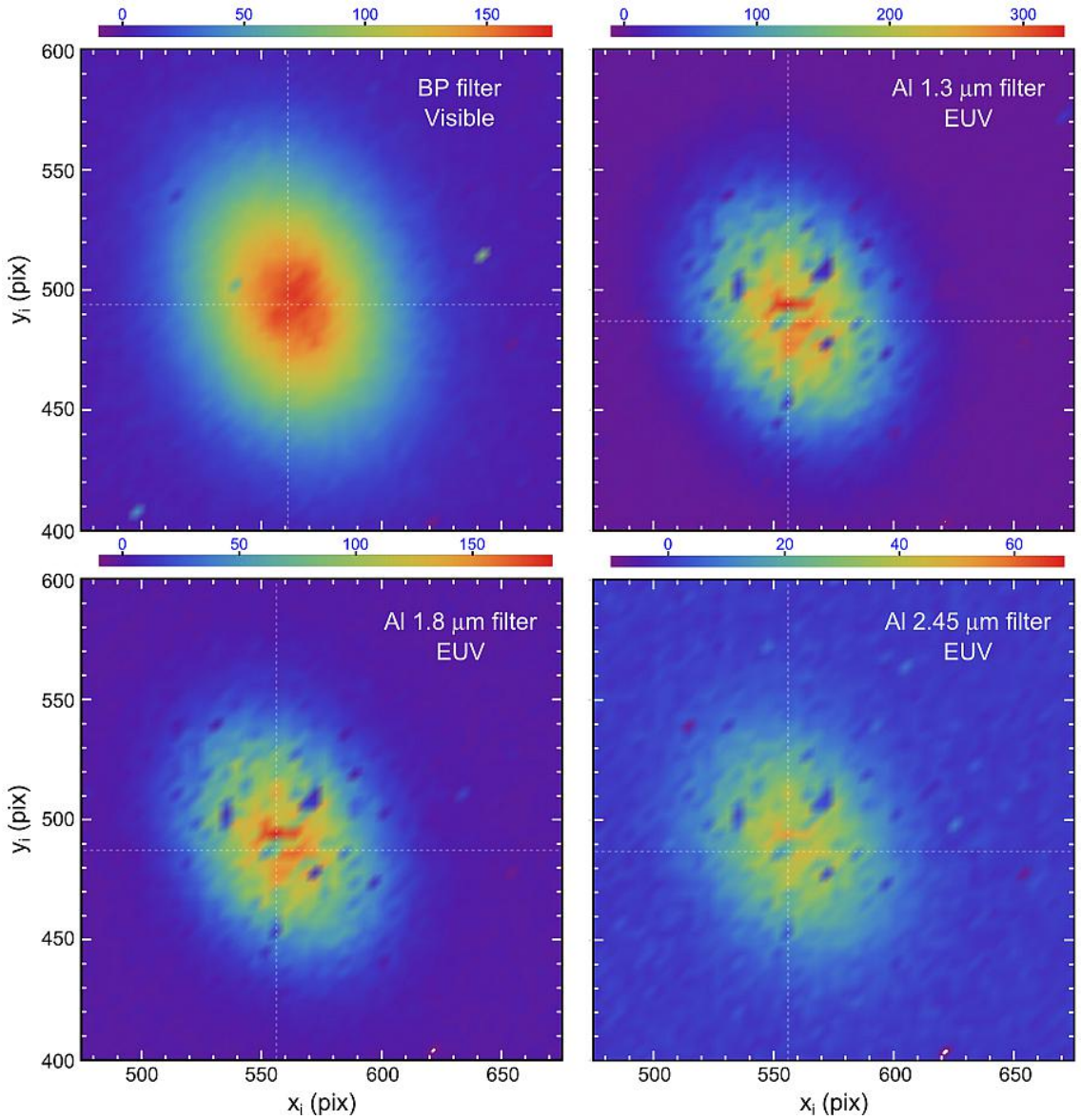



Рисунок 4.14 — Изображения пучка конфигурации 1 в разных спектральных диапазонах, полученные при использовании разных фильтров

B.L. Henke [167], но в целом соотношение сохраняется. Поэтому для целей настоящей главы будем считать, что излучение в диапазоне вакуумного ультрафиолета неполяризовано.

Перейдём непосредственно к зарегистрированным изображениям пучка. На рисунке 4.14 представлены изображения пучка, полученные от пучка с зарядом примерно 1,9 нКл. Изображения для видимого диапазона были усреднены за 20 сбросов, а изображения в диапазоне вакуумного ультрафиолета - за 100 сбросов. Для наглядности показаны изображения пучка в области вакуумного ультрафиолета для трёх различных фольг-фильтров.

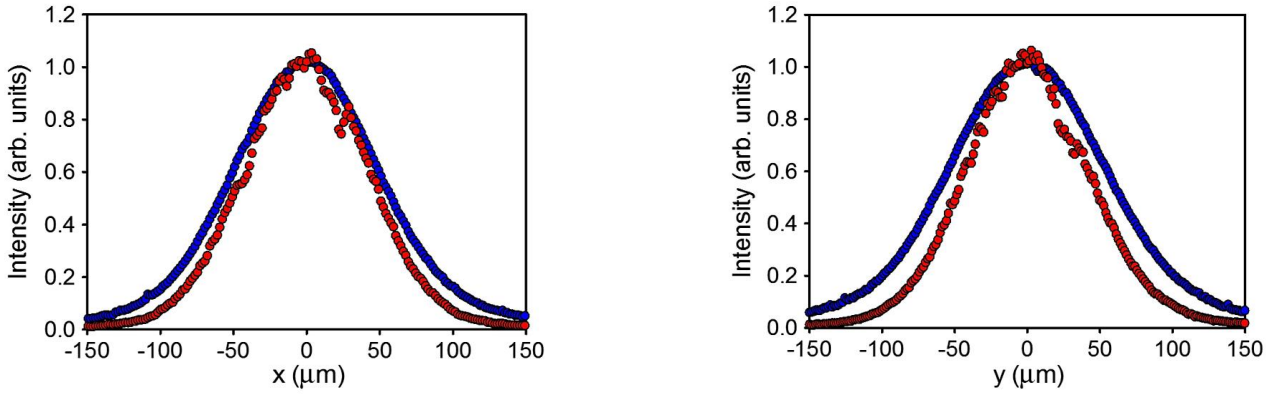



Рисунок 4.15 — Горизонтальная (слева) и вертикальная (справа) проекции пучка конфигурации 1, изображенного на рисунке 4.14, в видимом (синие точки) и ВУФ (красные точки) диапазонах

Из рисунка 4.14 можно видеть, что измеренные изображения пучка имеют схожую структуру. Изображения, полученные после алюминиевых фольг определённо получены в спектральной области вакуумного ультрафиолета. Наличие темных пятен на изображениях пучка после алюминиевых фольг можно объяснить тонкой органической плёнкой загрязнения на поверхности детектора, которая пропускает излучение в видимом диапазоне, но сильно поглощает излучение в области ВУФ. Штриховые линии на рисунке 4.14 показывают положение центров горизонтальной и вертикальной проекции. Из положения линий видно небольшое отличие в положении центров для видимого излучения и излучения ВУФ диапазона. Над каждым рисунком показана интенсивность излучения в отсчётах ПЗС-камеры. Видно, что излучение после фольги толщиной 1,3 мкм интенсивнее примерно в два раза, чем излучение в видимом диапазоне. Это вызвано, в том числе и наличием двух компонент поляризации излучения при генерации обратного переходного излучения в ВУФ диапазоне.

На рисунке 4.15 представлены для сравнения вертикальные и горизонтальные проекции изображений в видимом диапазоне и диапазоне ВУФ (Al, 1,3 мкм). Каждая проекция нормирована на максимум для удобства сравнения.

Из рисунка 4.15 видно, что изображение пучка в видимом диапазоне шире, чем в диапазоне ВУФ. Оба изображения можно аппроксимировать распределением Гаусса, что в результате даст следующие вертикальные размеры пучка: $\sigma_y^{\mathrm{BP}} = (54{,}7 \pm 0{,}1)$ мкм и $\sigma_y^{\mathrm{EUV}} = (42{,}6 \pm 0{,}2)$ мкм.

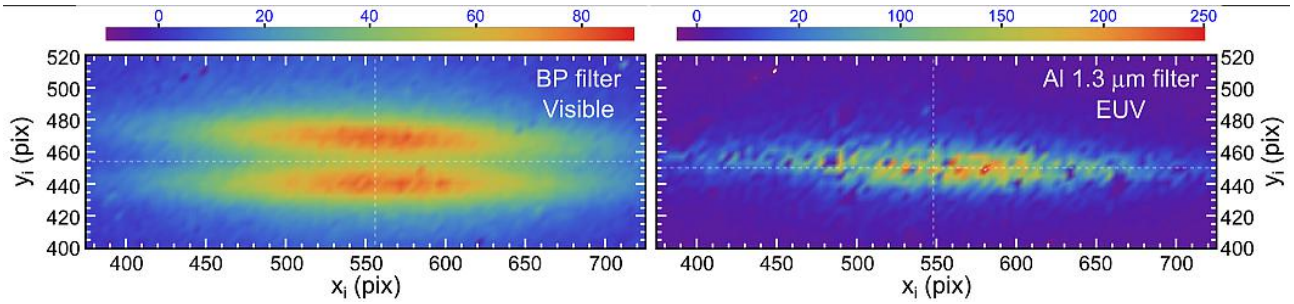



Рисунок 4.16 — Изображения пучка конфигурации 2 в разных спектральных диапазонах, полученные при использовании разных фильтров

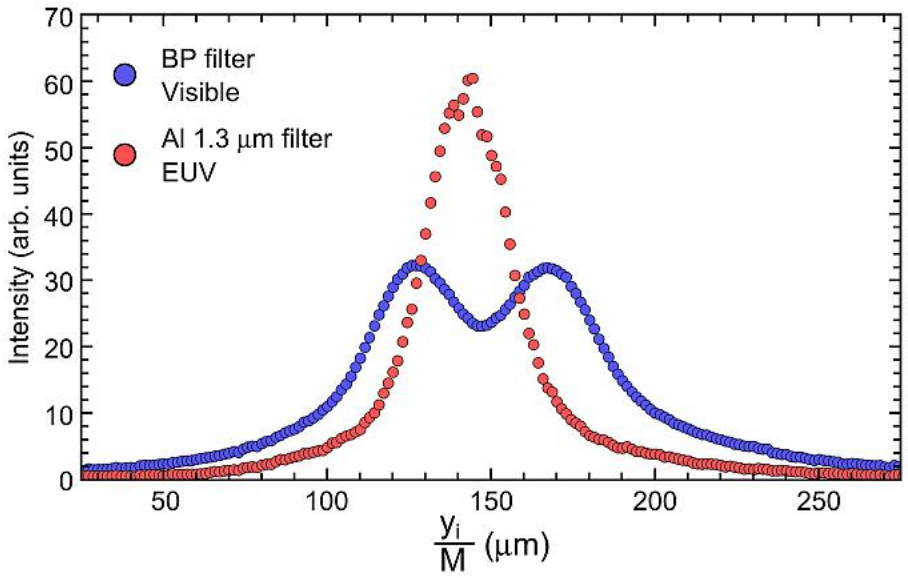



Рисунок 4.17 — Вертикальные проекции изображений пучка конфигурации 2 в разных спектральных диапазонах

Рассмотрим другие конфигурации пучков. Наиболее интересное изображение было получено при максимальном снижении размера электронного пучка. На рисунке 4.16 показаны изображения этого пучка, полученные в видимом диапазоне и в диапазоне вакуумного ультрафиолета. Изображение пучка, полученное в видимом диапазоне со всей очевидностью деформировано из-за влияния SPF, в то время как изображение в ВУФ имеет один максимум. Разница в интенсивностях излучения в данном случае ещё больше, чем в случае, рассмотренном выше на рисунке 4.14.

На рисунке 4.17 изображены вертикальные проекции изображений пучка, показанных на рисунке 4.16. Проекции были получены для всего изображения пучка. Красные точки соответствуют спектральному диапазону вакуумного ультрафиолета (фильтр Al 1,3 мкм), а синие точки – видимому свету (светофильтр $\lambda = 400$ нм).

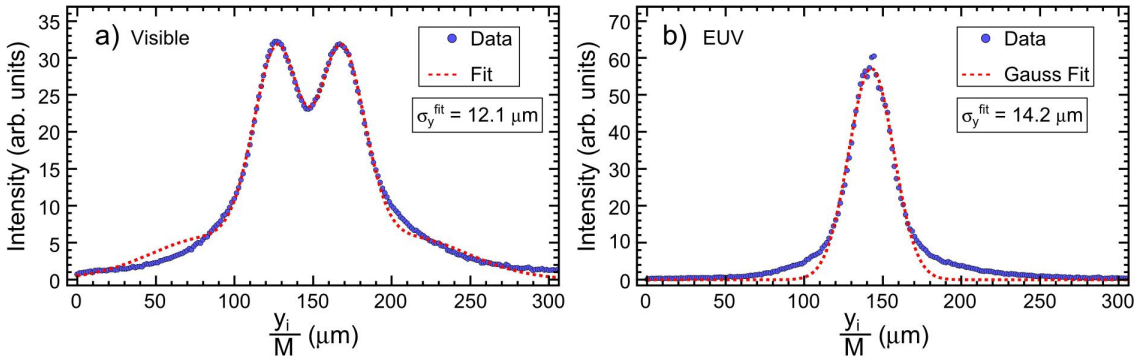



Рисунок 4.18 — Вертикальные проекции изображений пучка конфигурации 2 в разных спектральных диапазонах (точки) и результаты аппроксимации

Измеренное с помощью синего светофильтра двугорбое распределение аппроксимировалось разработанной в главе 2 функцией (2.18). В результате аппроксимации был получен размер пучка $\sigma_y^{fit} = (12{,}1 \pm 0{,}1)$ мкм при положении максимума в распределении SPF равным $q_1 = (18{,}5 \pm 0{,}1)$ мкм. Аппроксимация вертикальной проекции пучка, полученного в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, функцией Гаусса даёт размер пучка $\sigma_y^{fit} = (14{,}3 \pm 0{,}2)$ мкм. На рисунке 4.18 показаны исходные проекции и результат аппроксимации. Сходимость данных результатов я оцениваю как хорошую.

Основной вопрос вызывает широкое расположение максимума в распределении чистой SPF для видимого диапазона ($q_1 = (18{,}5 \pm 0{,}1)$ мкм). Предполагаемой причиной является расфокусировка сферического зеркала и наличие аберраций в оптической системе. В связи с тем, что сферическое зеркало поворачивает излучение, не удаётся провести расчёт, используя подход, разработанный в главе 2. Для оценки и понимания экспериментальных результатов был проведён простой расчёт вертикальных распределений чистой SPF для $\sigma$-компоненты поляризации для двух длин волн $\lambda_{vis} = 400$ нм и $\lambda_{EUV} = 20$ нм при наличии расфокуировки. Для расчёта использовалось поле излучения (2.13) с фазовым множителем (2.14), которое для удобства

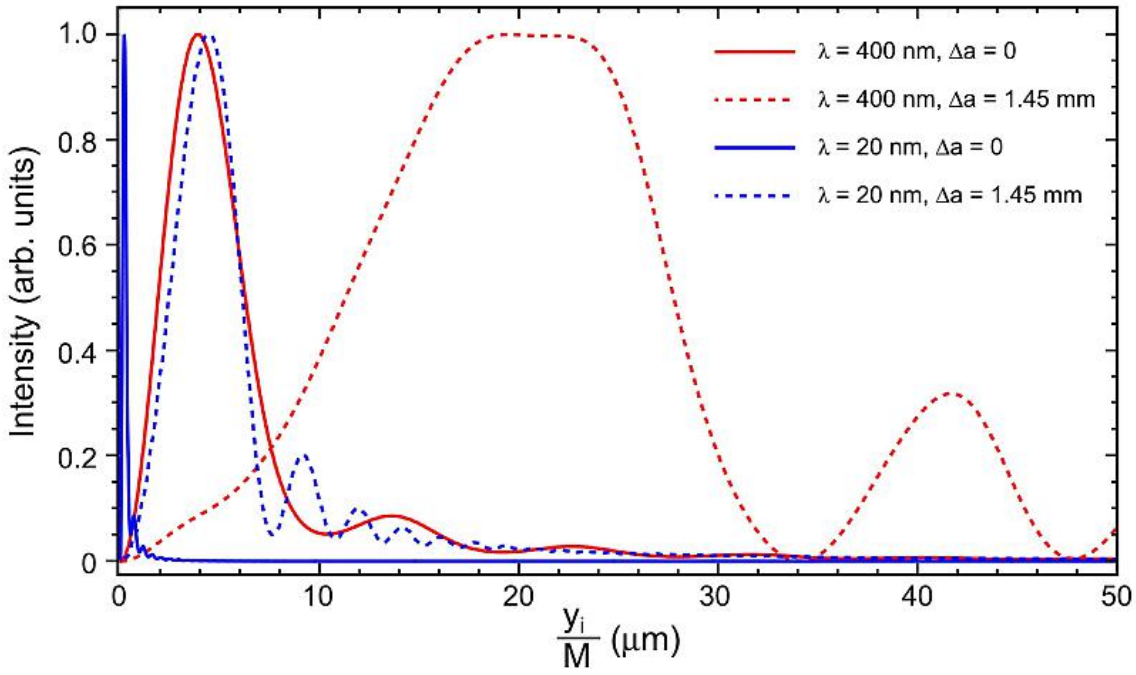



Рисунок 4.19 — Рассчитанные функции SPF для видимого и ВУФ диапазона при отсутствии и наличии расфокусировки

повторено здесь:

$$E^{i}_{x_i,y_i}(x_i,y_i,\lambda) = \frac{2e}{\lambda M \beta c}\frac{\{x_i,y_i\}}{\sqrt{x_i^2+y_i^2}}\times$$
$$\times \int_0^{\theta_m} d\theta \frac{\theta^2}{\theta^2+(\beta\gamma)^{-2}} J_1\left(\frac{2\pi\sqrt{x_i^2+y_i^2}\,\theta}{\lambda M}\right)\times \qquad (4.15)$$
$$\times \exp\left(-i\frac{\pi}{\lambda}a^2\theta^2\left(\frac{1}{f}-\frac{1}{a_0+\Delta a}-\frac{1}{b_0}\right)\right).$$

В экспериментальном случае $\theta_m \approx 0{,}045$ рад, а величина расфокусировки была выбрана равной $\Delta a = 1{,}45$ мм. Были рассчитаны четыре функции распределения SPF для указанных выше длин волн и для случаев как идеальной фокусировки, так и расфокусировки. Полученные функции показаны на рисунке 4.19. Можно видеть, что такая большая расфокусировка ($\Delta a/a = 0{,}5\%$) приводит к существенной деформации функций SPF, особенно для спектрального диапазона вакуумного ультрафиолета. В обоих спектральных диапазонах расфокусировка приводит к появлению длинных осциллирующих хвостов и существенному уширению положения максимума.

Представленные на рисунке 4.19 функции SPF сворачивались с распределением Гаусса с размером $\sigma_y^{real} = 12$ мкм. На рисунке 4.20 приведены по-

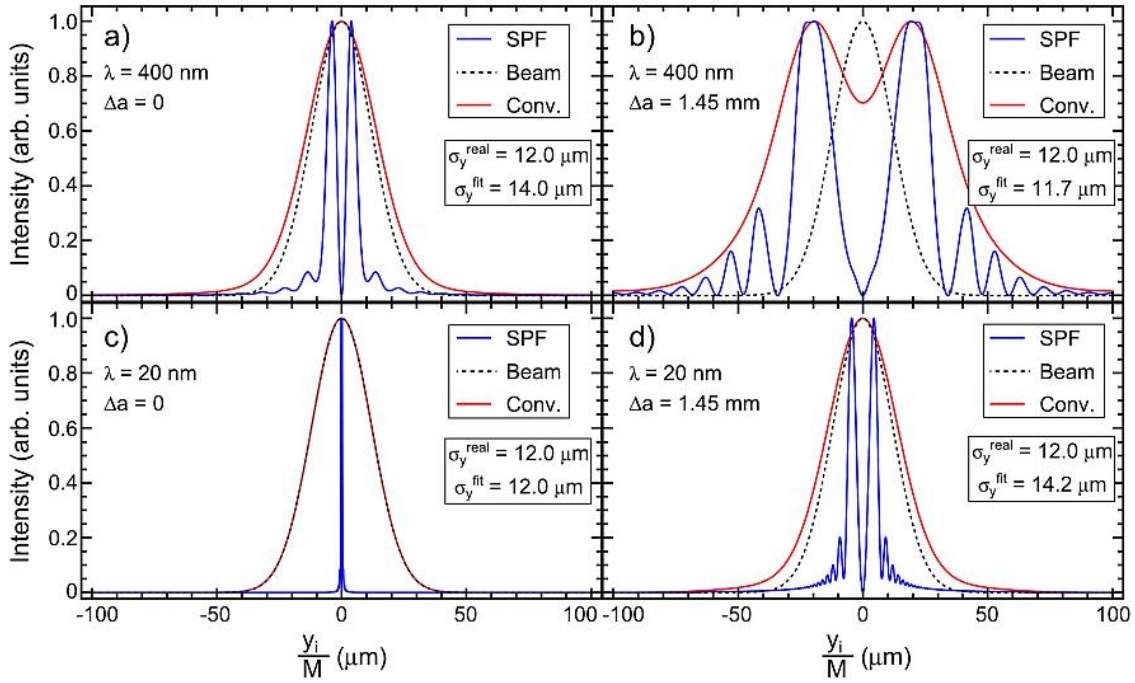



Рисунок 4.20 — Результаты свертки функций SPF для видимого и ВУФ диапазона при отсутствии и наличии расфокусировки с Гауссовым пучком размером $\sigma_y^{real} = 12$ мкм. Представлены также результаты аппроксимации и полученные значения размера пучка $\sigma_y^{fit}$

лученные результаты для всех четырех случаев. Показаны чистая SPF, профиль Гауссова пучка с размером $\sigma_y^{real} = 12$ мкм и результат свёртки. Из данного рисунка можно видеть, что в случае нулевой расфокусировки в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета имеется полное совпадение истинного профиля пучка с результатом свёртки. В случае видимого диапазона и идеальной фокусировки есть расхождение между истинным и полученным размером пучка, примерно такое же как и в случае расфокусированного излучения в вакуумном ультрафиолете. Расфокусированная оптическая система в видимом диапазоне даёт двугорбое распределение.

Аппроксимации распределений на рисунках 4.20a)c)d) распределением Гаусса дают размеры пучка $\sigma_y^{fit} = 14$ мкм, $\sigma_y^{fit} = 12$ и $\sigma_y^{fit} = 14{,}2$ мкм, соответственно. Аппроксимация распределения с рисунка 4.20b) функцией (2.18) дает размер пучка $\sigma_y^{fit} = 11{,}7$ мкм и положение максимума в чистой SPF $q_1 = 18{,}5$ мкм. Таким образом, полученные расчётные и экспериментальные данные о вертикальном размере пучка совпадают достаточно хорошо между собой, что подтверждает природу наблюдаемого двугорбого распределения в видимом диапазоне и одногорбого распределения в спектральном диапазоне

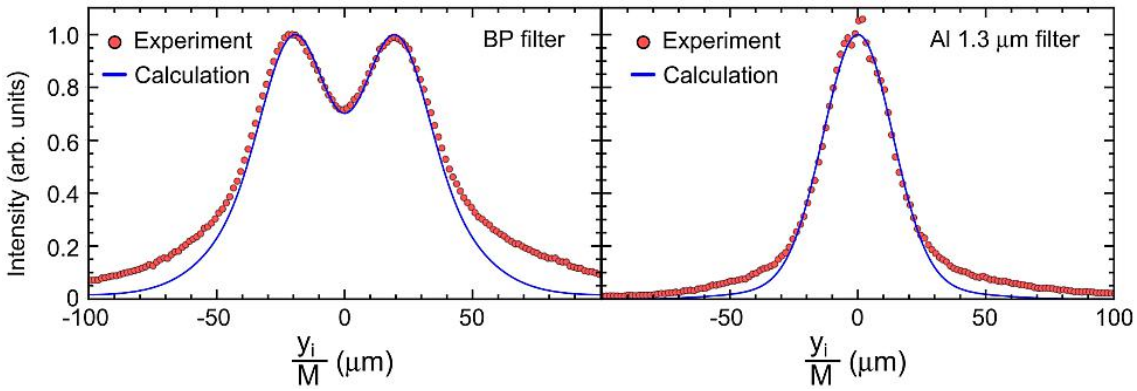



Рисунок 4.21 — Сравнение рассчитанных профилей пучка для $\Delta a = 1{,}45$ мкм и экспериментально измеренных проекций пучка в видимом и ВУФ диапазоне при $\sigma_y^{real} = 12$ мкм

вакуумного ультрафиолета. Рисунок 4.21 показывает сравнение рассчитанных данных для расфокусированного излучения в диапазоне видимого света и вакуумного ультрафиолета и экспериментальных данных, показанных на рисунке 4.17. Для удобства сравнения интенсивности были нормированы на максимум и центры распределений размещены на оси. В центральной части распределения имеется очень хорошее совпадение, хотя хвосты расходятся, что может скорее всего объясняется наличием неучтённых аберраций оптической системы.

Проведенный расчёт и результаты сравнения с экспериментальными данными показывают, что в ходе эксперимента была допущена ошибка с фокусировкой зеркала, что привело к неоптимальным условиям для измерения вертикального размера пучка. Из двугорбого распределения пучка, полученного в видимом диапазоне для пучка №2, было получено положение максимума в распределении чистого SPF, которое составило $q_1 = 18{,}5$ мкм. Зная эту величину можно аппроксимировать вертикальную проекцию изображения пучка №1 (см. рисунок 4.15) не только распределением Гаусса, но и разработанной функцией аппроксимации (2.18). В результате аппроксимации функцией Гаусса получаем размер пучка $\sigma_y^{fit}(Gauss) = (54{,}7 \pm 0{,}1)$ мкм, а результате использования функции аппроксимации (2.18) – $\sigma_y^{fit} = (40{,}2 \pm 0{,}4)$ мкм. Напомню, что аппроксимация функцией Гаусса вертикальной проекции изображения пучка, полученного в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, даёт размер $\sigma_y^{\mathrm{EUV}} = (42{,}6 \pm 0{,}2)$ мкм. Таким образом, наблюдается

очень хорошая сходимость размеров пучка, полученных в обоих спектральных диапазонах.

## 4.7 Выводы по главе

В данной главе было теоретически и экспериментально исследовано обратное переходное излучение в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета. Были рассчитаны и измерены пространственные распределения излучения от Mo мишени в различных геометриях. Регистрация излучения после фильтров, состоящих из тонкой Al фольги, подтверждает спектральный состав излучения.

Была впервые в мире проведена визуализация поперечного профиля пучка на основе обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета. Несмотря на то, что в качестве фокусирующего элемента использовалось сферическое зеркало, имеющее существенную аберрацию, были зарегистрированы изображения пучка в диапазоне видимого света и ВУФ. Было подтверждено, что излучение в диапазоне ВУФ имеет лучшее пространственное разрешение, так как в диапазоне видимого света были зарегистрированы двугорбые изображения пучка, а в диапазоне ВУФ – одногорбые. Расчёт, проведенный по разработанной методике, и аппроксимация экспериментальных данных с помощью разработанной функции показали, что имеется хорошее согласие в определяемых размерах электронного пучка. Наблюдение двугорбых распределений пучка в видимом диапазоне было объяснено наличием расфокусировки с параметром $\Delta a = 1{,}45$ мм. Такая величина расфокусировки очень хорошо объясняет экспериментальные данные в обоих спектральных диапазонах.

# Заключение

## Заключительные положения

В настоящей работе проведён теоретический и экспериментальный анализ вопросов измерения поперечных микрометровых размеров электронных пучков на основе обратного переходного излучения. Актуальность повышения точности измерения размеров пучков вызвана развитием ускорительных технологий и разработкой проектов международного электрон-позитронного линейного коллайдера с энергией порядка единиц ТэВ. Как показано в настоящей работе существует не так уж много подходов к измерению поперечного профили и размера электронного пучка на таком малом масштабе. В принципе, для достижения разрешения порядка 1 мкм было бы «достаточно» использовать только станции на основе лазерных проволочек, но этот вариант очень затратен с точки зрения экономики как на создание, так и на эксплуатацию. Развитие методов на основе дифракционного излучения находится на начальном этапе, поэтому модернизация станций на основе обратного переходного излучения представляется самым перспективным направлением.

Описанный во второй главе подход к расчёту изображений пучка является развитием более ранних исследований в данном вопросе, с обобщением их на случай повёрнутой мишени (случай не аксиально-симметричной геометрии) при сохранении простоты расчёта, присущей аксиально-симметричной геометрии. Предложенный метод предсказывает изображения пучка, получаемые в зависимости от характеристик оптической системы, включая простейшие аберрации и расфокусировку, и, тем самым, позволяет оценить ожидаемые в эксперименте результаты. В связи с тем, что методы численного расчёта изображений пучка, получаемых на основе обратного переходного излучения с помощью коммерчески доступного программного обеспечения, такого как `ZEMAX, Optical Studio`, находятся в начале своего развития и далеки от массового использования, разработанный подход к получению изображений может быть использован и для верификации работы оптических кодов.

Во второй главе работы также представлена удобная аналитическая функция для анализа изображений пучка, полученных при доминировании SPF, которая позволяет получать из двугорбого изображения пучка истинный его размер. Преимуществом представленной функции является то, что получаемое с её помощью значение размера пучка является абсолютным значением. Вторым преимуществом является то, что предложенная функция работоспособна на всём диапазоне размеров пучка: от самых маленьких, где существенно влияние SPF, через промежуточные, до самых больших, где влияние SPF минимально, а изображение описывается Гауссианом. Использование предложенной функции возможно не только для анализа экспериментально полученных изображений пучка, но и для предварительного расчёта ожидаемых вертикальных проекций пучка, которые могут быть получены свёрткой данной функции и истинного размера пучка. Это позволяет предварительно настраивать аппаратуру и планировать эксперимент или станцию мониторинга пучка.

Для развития и проверки теоретических построений было проведено экспериментальное исследование по визуализации поперечного профиля электронного пучка микрометрового размера на основе обратного переходного излучения в видимом диапазоне длин волн на ускорителе MAMI-B (г. Майнц, Германия) с энергий пучка 855 МэВ. В связи с тем, что в эксперименте использовалась ПЗС-камера с достаточно большим размером пикселя (13 мкм), визуализация должна была быть проведена в большим коэффициентом увеличения. Для того чтобы избежать влияния сферических и хроматических аберраций визуализация поперечного профиля электронного пучка была проведена с использованием двухзеркального объектива Шварцшильда, который в эксперименте обеспечивал коэффициент увеличения $M \simeq 42$. Насколько мне известно в наших экспериментах впервые в мире был использован такой объектив для визуализации поперечного профиля электронного пучка. В ходе эксперимента были получены и проанализированы изображения электронного пучка с вертикальным размером $\sigma_y \simeq 1{,}5$ мкм. Изображения данного пучка были получены с использования обратного переходного излучения и с помощью сцинтиллятора в видимом диапазоне длин волн. При обработке изображений пучка, полученных с помощью сцинтиллятора, вертикальный

размер пучка был определён равным $\sigma_y^{scint} = 1{,}44$ мкм, а размер, определённый из изображения обратного переходного излучения с помощью разработанной функции аппроксимации, составил $\sigma_y^{OTR} \simeq 1{,}7$ мкм. Полученное различие объясняется, по всей видимости, влиянием $\pi$–компоненты обратного переходного излучения, которое возникло из того факта, что использовалось излучение естественной поляризации.

Также в третьей главе приведён анализ функциональных особенностей работы объектива Шварцшильда применительно к задаче измерения обратного переходного излучения. Следует заметить, что для этого случая объектив Шварцшильда неэквивалентен тонкой линзе, так как конус излучения засвечивает только часть его апертуры, при чём пропадает аксиальная симметрия задачи. В связи с тем, что объектив Шварцшильда ранее не использовался для визуализации обратного переходного излучения, вопрос об особенностях его работы остается незакрытым и актуальным для будущих исследований.

В четвёртой части работы представлено комплексное исследование угловых распределений обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета ($\lambda \simeq 20$ нм), а также результаты первого в мире эксперимента по визуализации поперечного профиля пучка на основе излучения в данном диапазоне. Проведенные эксперименты по измерению углового (пространственного) распределения обратного переходного излучения в диапазонах видимого света и вакуумного ультрафиолета в одинаковых условиях показали хорошее согласие данных распределений с теоретическими моделями. Теоретический анализ проведен на основе двух моделей: модели Пафомова и обобщенной модели поверхностных токов с учётом коэффициентов Френеля для материала мишени. Показано (насколько мне известно, впервые в мире) хорошее согласие результатов расчётов по этим двум моделям. Это может служить обоснованием правомерности использования обобщенной модели поверхностных токов с учётом коэффициентов Френеля для материала мишени, так как, строго говоря, сама модель выведена в предположении идеальной проводимости мишени. Однако, в связи с тем, что точное теоретическое доказательство согласия этих моделей и нахождения границ их применимости не входило в основные задачи данной работы, такое исследование, проведённое в строгой форме, представляется весьма актуальным.

Также актуальным представляется вопрос о коэффициентах отражения мишеней, так как имеющиеся литературные данные для разных материалов расходятся между собой. Не исключено, что измерение угловых распределений обратного переходного излучения может быть достаточно эффективным инструментом.

Представленные в четвёртой главе изображения поперечного профиля электронных пучков, получены в одинаковых условиях для спектральных диапазонов видимого света и вакуумного ультрафиолета, что позволило сравнить их напрямую. Наблюдаемое отличие было объяснено с использованием разработанной модели визуализации обратного переходного излучения. Результаты, полученные после обработки изображений предложенной функцией аппроксимации идеально совпадают между собой.

В связи с тем, что эксперимент по визуализации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета был проведён с использованием однозеркальной оптики, коэффициент увеличения составлял $M \simeq 8$, что не позволило работать с пучками микрометрового размера. Поэтому представленный в данной работе результат был получен с пучками размером порядка $\sigma_y \approx 10\,\text{мкм}$, то есть может рассматриваться как эксперимент по доказательству реализуемости метода (proof-of-principle experiment). Для проведения детального исследования разрешающей способности метода для пучков размером менее одного микрометра требуется двухзеркальный объектив с высоким коэффициентом увеличения и, возможно, камера с усилителем, например, микроканальная пластинка. В настоящее время возможность проведения такого исследования прорабатывается. Однако, такое исследование направлено на решение технических проблем и, по всей видимости, будет проведено после принятия решения о строительстве международного линейного коллайдера, так как требует существенных финансовых вложений.

## Выводы

В данной работе показано, что

- Визуализация обратного переходного излучения является одним из наиболее перспективных и проработанных вариантов измерения (мониторинга) поперечного размера пучков микрометровых размеров с суб-микрометровым разрешением. Несмотря на доминирование SPF (дифракционного предела) в видимом диапазоне при размерах пучка порядка единиц микрометров возможно определять размеры за дифракционным пределом.
- Разработанная теоретическая модель построения изображений электронных пучков от наклонных мишеней с учётом возможных хроматических аберраций позволяет проводить «численные эксперименты», определяя необходимые параметры установок и оптических систем. Разработанная модель может использоваться для верификации расчётов численных кодов, основанных на распространении света (ZEMAX и др.). Разработанная модель работоспособна для длин волн от вакуумного ультрафиолета до инфракрасного диапазона и учитывает используемый материал мишени.
- Найденная функция аппроксимации проекций (профилей) изображений, полученных при доминировании SPF, позволяет определять абсолютные значения поперечного размера пучка в предположении его Гауссового профиля. Для использования данной функции не требуется проведение сложных процедур самокалибровки, и указанная функция позволяет работать во всём диапазоне размеров пучка (при существенном влиянии SPF, при слабом влиянии SPF, при пренебрежимо малом влиянии SPF).
- Проведенный эксперимент по визуализации поперечного профиля пучка в видимом диапазоне длин волн показал, что:
    1. На основе излучения тонкого сцинтиллятора и обратного переходного излучения при доминировании SPF возможно измерять размеры пучков порядка 1,5 мкм.

2. Использование двухзеркальных объективов Шварцшильда для визуализации переходного излучения возможно и является удобным для получения большого увеличения при минимизации влияния хроматической и сферической аберрации.
3. Результаты расчёта по разработанной модели и результаты эксперимента качественно сходятся, учитывается влияние обеих компонент поляризации.
4. Разработанная функция аппроксимации позволяет определить вертикальный размер электронного пучка на основе изображений, полученных при доминировании SPF. Использование разработанной функции аппроксимации позволяет существенно упростить анализ изображений и, в будущем, автоматизировать его.
5. Точность определения вертикального размер пучка на основе обратного переходного излучения (не учитывая систематической погрешности) составляет порядка 0,1 мкм (оценка ошибки аппроксимации).

– Проведенный эксперимент по исследованию свойств обратного переходного излучения и визуализации пучка в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета показал, что:

1. Переходное излучение в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета уверенно регистрируется ПЗС-камерой без усиления, его интенсивность выше, чем предсказано теорией, угловые распределения хорошо описываются теорией.
2. Визуализация поперечного профиля электронного пучка в диапазоне видимого света и ультрафиолета на основе однозеркальной оптической схемы показала принципиальную возможность использования данного спектрального диапазона в мониторинге профиля пучка.
3. Анализ полученных результатов (изображений пучков в разных диапазонах) с использованием разработанной теоретической модели построения изображений и найденной функцией аппроксимации показал очень хорошее согласие размеров

пучков, полученных в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета и видимого света.

4. Визуализации обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета является очень перспективной методикой для измерения пучков с размером порядка $\sigma_y \approx 100\,\text{нм}$.

**Положения выносимые на защиту**

1. Методика расчёта и анализа изображений пучков заряженных частиц, получаемых при визуализации обратного переходного излучения, впервые показавшая влияние эффекта глубины фокуса на получаемые изображения электронных пучков, а также впервые показавшая возможность измерения (оценки) размера электронного пучка даже в случае расфокусированного изображения.
2. Результаты апробации и верификации разработанной методики при измерении поперечных размеров микрометровых электронных пучков ускорителя Mainz Microtron MAMI-B с помощью оптики Шварцщильда в видимом спектральном диапазоне, показавшие возможность измерения электронных пучков размером порядка $\sigma_y \simeq 1{,}5\,\text{мкм}$ на основе переходного излучения и излучения сцинтилляторов.
3. Концепция монитора поперечного профиля электронного пучка с субмикронным разрешением на основе обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета, позволяющего измерять размеры электронных пучков порядка 100 нм.
4. Первое в мире наблюдение пространственных распределений обратного переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета и визуализация поперечного профиля электронного пучка на его основе.

5. Результаты анализа изображений поперечного профиля электронного пучка, полученного в одинаковых условиях, в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета и видимого света, подтверждающие концепцию монитора на примере сгустка с размером порядка 10 мкм.

Основные результаты опубликованы в статьях [33—63].

## Благодарности

В первую очередь я хотел бы выразить благодарность своей семье за помощь, поддержку и терпение в процессе выполнения и написания данной работы.

Александра Петровича Потылицына (Томский политехнический университет) я хотел бы поблагодарить за то, что указал мне это направление, помог начать экспериментальную работы и полностью поддерживал и участвовал в процессе выполнения исследований, обсуждении экспериментальной работы и возникающих трудностей. Также я благодарен Александру Петровичу за стимулирование процесса написания данной работы.

Геро Кубе (Немецкий электронный синхротрон, г. Гамбург) я хотел бы поблагодарить за то, что он, несмотря на всю свою занятость, заинтересовался предложенной тематикой, организовал проведение экспериментальной работы на микротроне MAMI-B, принимал активнейшее участие во всех экспериментах, обработке данных и написании статей.

Я хотел бы поблагодарить Вернера Лаута (Институт ядерной физики Университата Майнца, г. Майнц), Сашу Байт (Немецкий электронный синхротрон, г. Гамбург), Юрия Анатольевича Попова (Томский политехнический университет, в настоящее время Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна), Артема Владимировича Вуколова (Томский политехнический университет) и Артёма Новокшонова (Томский политехнический университет) за неоценимую помощь в процессе проведения экспериментальной работы, подготовке и участии в экспериментальных сеансах.

Сергея Романовича Углова (Томский политехнический университет) я хотел бы поблагодарить за ценные обсуждения вопросов, связанных с генерацией переходного излучения в спектральном диапазоне вакуумного ультрафиолета.

Науменко Геннадию Андреевичу я благодарен за ценное обсуждение вопросов, связанных с предволновой зоной, а также за дискуссии по вопросам эффектов тени и результатам экспериментальных исследований.

Отдельную благодарность я хотел бы выразить Игорю Анатольевичу Артюкову (Физический институт Академии Наук им. П.В. Лебедева, г. Москва) за проявленный интерес к работе и за любезно предоставленный для экспериментальной работы объектив Шварцшильда.

Также я хотел бы выразить благодарность Арышеву Александру Сергеевичу (High Energy Accelerator Research Organization KEK, г. Цукуба, Япония) за полезные и стимулирующие дискуссии по вопросам обработки изображений пучка, зарегистрированных/рассчитанных на основе обратного переходного излучения при доминировании SPF.

## Список литературы


1. *ATLAS Collaboration* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716. — Pp. 1–29.
2. *CMS Collaboration* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716. — Pp. 30–61.
3. *Yamamoto H.* Future e + e - Linear colliders - Physics motivation and physics reach // Annalen der Physik. — 2016. — Vol. 528, 1-2. — Pp. 145–150.
4. *G. Arnison et al* Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c2 at the CERN SPS collider // Physics Letters B. — 1983. — Vol. 126, no. 5. — Pp. 398–410.
5. *P. Bagnaia et al* Evidence for Z0¿e+e- at the CERN pp collider // Physics Letters B. — 1983. — Vol. 129, no. 1. — Pp. 130–140.
6. Precision tests of the electroweak interaction at the Z pole / M. Martinez [et al.] // Reviews of Modern Physics. — 1999. — Vol. 71, no. 3. — Pp. 575–629.
7. Официальный сайт проекта линейного электрон-позитронного коллайдера [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: http://www.linearcollider.org/ILC ; Доступ свободный.
8. Официальный сайт проекта компактного линейного электрон-позитронного коллайдера (CLiC) [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: http://clic-study.web.cern.ch/ ; Доступ свободный.
9. Технический проект ILC [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: http://www.linearcollider.org/ILC/Publications/Technical-Design-Report ; Доступ свободный.

10. Automated quench limit test procedure for serial production of XFEL RF cavities / K. Kasprzak [et al.] // Proceedings of IPAC 2015 - 6th International Particle Accelerator Conference, Richmond, VA, USA. — 2015. — Pp. 2994–2996.

11. Концептуальный проект компактного линейного электрон-позитронного коллайдера (CLiC) [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: http://clic-study.web.cern.ch/content/conceptual-design-report ; Доступ свободный.

12. *Kube G.* Private comunication. — 2017.

13. Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiple-scattering measurements / L. Wartski [et al.] // Journal of Applied Physics. — 1975. — Vol. 46, no. 8. — Pp. 3644–3653.

14. Design of OTR beam profile monitors for the TESLA test facility, phase 2 (TTF2) / K. Honkavaara [et al.] // Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference. Vol. 4. — 2003. — Pp. 2476–2478.

15. Measurements of the transverse emittance at the FLASH injector at DESY / F. Lohl [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2006. — Vol. 9, no. 9. — P. 092802.

16. OTR measurements of the 10 keV electron beam at the University of Maryland Electron Ring (UMER) / R. Fiorito [et al.] // Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference. — 2007. — Pp. 4006–4008.

17. Beam profile measurement at 30 GeV using optical transition radiation / P. Catravas [et al.] // Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference. Vol. 3. — 1999. — Pp. 2111–2113.

18. A beam shape oscillation monitor for HERA / O. Afanasyev [et al.] // AIP Conference Proceedings. Vol. 868. — 2006. — Pp. 534–539.

19. *Scarpine V.*, *Lumpkin A.*, *Tassotto G.* Initial OTR measurements of 150 GeV protons in the tevatron at FNAL // AIP Conference Proceedings. Vol. 868. — 2006. — Pp. 473–480.

20. *Lebedev V.* Diffraction-limited resolution of the optical transition radiation monitor // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1996. — Vol. 372, no. 3. — Pp. 344–348.

21. *Castellano M.*, *Verzilov V.* Spatial resolution in optical transition radiation beam diagnostics // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 1998. — Vol. 1, no. 6. — Pp. 1–9.

22. *Kube G.* Imaging with Optical Transition Radiation, Transverse Beam Diagnostics for the XFEL: tech. rep. / DESY, MDI. — 2008. — 24 pp.

23. First observation of the point spread function of optical transition radiation / P. Karataev [et al.] // Physical Review Letters. — 2011. — Vol. 107, no. 17. — P. 174801.

24. Evidence for anomalous optical transition radiation linear polarization effects in beam-profile monitors / A. Lumpkin [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2013. — Vol. 16, no. 10. — P. 102801.

25. Observation of coherent optical transition radiation in the LCLS LINAC / H. Loos [et al.] // Proceedings of 30th International Free Electron Laser Conference, FEL 2008. — 2008. — Pp. 485–489.

26. *Wesch S.*, *Schmidt B.* A multichannel wavelength resolved coherent radiation detector for bunch profile monitoring at FLASH // Proceedings of FEL 2011 - 33rd International Free Electron Laser Conference. — 2011. — Pp. 477–480.

27. *Wesch S.*, *Schmidt B.* Summary of COTR effects // Proceedings of DIPAC 2011 - Proceedings of the 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators. — 2011. — Pp. 539–543.

28. Suppression of coherent optical transition radiation in transverse beam diagnostics by utilising a scintillation screen with a fast gated CCD camera / M. Yan [et al.] // Proceedings of DIPAC 2011 - Proceedings of the

10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators. — 2011. — Pp. 440–442.

29. Electron beam profile imaging in the presence of coherent optical radiation effects / C. Behrens [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2012. — Vol. 15, no. 6. — P. 062801.

30. Improvement of screen monitor with suppression of coherent-OTR effect for SACLA / S. Matsubara [et al.] // Proccedings of IBIC 2012: Proceedings of the 2nd International Beam Instrumentation Conference. — 2012. — Pp. 34–37.

31. Transverse profile imager for ultrabright electron beams / R. Ischebeck [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2015. — Vol. 18, no. 8. — P. 082802.

32. Diffraction Radiation for Non-Invasive, High-Resolution Beam Size Measurements in Future Linear Colliders / M. Bergamaschi [et al.] // Proccedings of IPAC 2017 - 8th International Particle Accelerator Conference; Copenhagen, Denmark. — 14-19 May 2017. — Pp. 381–384. — MOPAB111.

33. Измерение угловых характеристик переходного излучения в ближней и дальней волновых зонах / Б. Калинин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2006. — Т. 84, № 3. — С. 136—140.

34. Angular distribution of coherent transition radiation from 6 MeV electron beam / V. Cha [et al.] // Proceedings of SPIE. Vol. 6634. — 2007. — P. 663416.

35. Focusing of optical transition and diffraction radiation by a spherical target / L. Sukhikh [et al.] // Proceedings of 8th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, DIPAC 2007. — 2007. — Pp. 259–261.

36. Focusing of transition radiation from a paraboloidal target / G. Naumenko [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2008. — Vol. 266, no. 17. — Pp. 3733–3737.

37. Observation of focusing effect in optical transition and diffraction radiation generated from a spherical target / L. Sukhikh [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2009. — Vol. 12, no. 7. — P. 071001.

38. *Гоголев С.*, *Сухих Л.*, *Потылицын А.* Обратное переходное излучение релятивистских частиц в области вакуумного ультрафиолета как возможное средство для диагностики пучков // Известия Томского политехнического университета. — 2009. — Т. 315, № 2. — С. 62—66.

39. Macroscopic effect of the shadow of the electromagnetic field of relativistic electrons / G. Naumenko [et al.] // JETP Letters. — 2009. — Vol. 90, no. 2. — Pp. 96–101.

40. *Sukhikh L.*, *Gogolev S.*, *Potylitsyn A.* Backward transition radiation in EUV-region as a possible tool for beam diagnostics // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2010. — Vol. 623, no. 1. — Pp. 567–569.

41. *Sukhikh L.*, *Gogolev S.*, *Potylitsyn A.* Backward transition radiation in EUV-region as a possible tool for beam diagnostics // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — Vol. 236. — P. 012011.

42. “Shadowing” of the electromagnetic field of relativistic charged particles / G. Naumenko [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — Vol. 236. — P. 012004.

43. Investigation of the surface current excitation by a relativistic electron electromagnetic field / G. Naumenko [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — Vol. 236.

44. Development of microwave and soft X-ray sources based on coherent radiation and Thomson scattering / A. Aryshev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2010. — Vol. 236. — P. 012009.

45. A compact soft X-ray source based on thomson scattering of Coherent Diffraction Radiation / A. Aryshev [et al.] // Proceedings of IPAC 2010 - 1st International Particle Accelerator Conference. — 2010. — Pp. 196–198.

46. Исследование динамики электромагнитного поля релятивистских электронов при взаимодействии с мишенями / Г. Науменко [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2010. — 10-2. — С. 161—166.

47. Экспериментальное исследование возбуждения поверхностных токов полем релятивистских электронов / Г. Науменко [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2010. — 10-2. — С. 167—172.

48. Исследование динамики поля релятивистских электронов, рассеянных магнитным диполем / Г. Науменко [и др.] // Известия высших учебных заведений. Физика. — 2010. — 10-2. — С. 173—177.

49. Experimental investigations of backward transition radiation characteristics in extreme ultraviolet region / L. Sukhikh [et al.] // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. Vol. 8076. — 2011. — 80760G.

50. Experimental investigations of backward transition radiation from flat target in extreme ultraviolet region / L. Sukhikh [et al.] // Proceedings of the 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, DIPAC-2011. — 2011. — Pp. 544–546.

51. Electromagnetic field features at interaction of relativistic electron with matter / G. Naumenko [et al.] // Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica C. — 2011. — Vol. 34, no. 4. — Pp. 285–295.

52. *Potylitsyn A.*, *Sukhikh L.* Transition radiation from a cylindrical target and transverse beam size diagnostics // Proceedings of DIPAC 2011 - Proceedings of the 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators. — 2011. — Pp. 410–412.

53. Beam profile imaging based on backward transition radiation in the extreme ultraviolet region / L. Sukhikh [et al.] // Proceedings of IPAC 2012 - International Particle Accelerator Conference 2012. — 2012. — Pp. 819–821.

54. Transverse beam profile diagnostics using point spread function dominated imaging with dedicated de-focusing / G. Kube [et al.] // Proceedings of IPAC 2013: Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference. — 2013. — Pp. 488–490.

55. Исследование ВУФ-излучения, генерируемого электронами с энергией 5,7 МэВ при взаимодействии с периодической структурой многослойного рентгеновского зеркала / С. Углов [и др.] // Известия Высших Учебных Заведений. Физика. — 2013. — Т. 56, 11-2. — С. 219—224.

56. Backward transition radiation in the extreme ultraviolet region as a tool for the transverse beam profile diagnostic / L. Sukhikh [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2014. — Vol. 17, no. 11. — P. 112805.

57. Euv radiation generated by 5.7 mev electron beam in multilayer periodical structure / S. Uglov [et al.] // Proceedings of IPAC 2014: Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference. — 2014. — Pp. 3503–3505.

58. Investigation of the characteristics of EUV backward transition radiation generated by 5.7 MeV electrons in mono- and multilayer targets / S. Uglov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Vol. 517, no. 1. — P. 012009.

59. Observation of quasimonochromatic radiation in the vacuum ultraviolet region generated by 5.7-MeV electrons in a multilayer mirror / S. Uglov [et al.] // JETP Letters. — 2014. — Vol. 100, no. 8. — Pp. 503–507.

60. Observation of subterahertz monochromatic transition radiation from a grating / A. Potylitsyn [et al.] // JETP Letters. — 2016. — Vol. 104, no. 11. — Pp. 806–810.

61. *Sukhikh L. G.*, *Kube G.*, *Potylitsyn A. P.* Simulation of transition radiation based beam imaging from tilted targets // Physical Review - Accelerators and Beams. — 2017. — Vol. 20, no. 3. — P. 032802.

62. Monochromatic coherent grating transition radiation in sub-THz frequency range / G. Naumenko [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2017. — Vol. 402. — Pp. 153–156.

63. Observation of soft X-ray Cherenkov radiation in Al / S. Uglov [et al.] // EPL. — 2017. — Vol. 118, no. 3. — P. 34002.

64. *Tenenbaum P.*, *Shintake T.* Measurement Of Small Electron-Beam Spots // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 1999. — Vol. 49, no. 1. — Pp. 125–162.

65. Experimental observation and investigation of the prewave zone effect in optical diffraction radiation / P. Karataev [et al.] // Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 2008. — Vol. 11, no. 3. — P. 032804.

66. *Sui Y.*, *Cao J.* The wire scanner at BEPCII // Proceedings of IPAC 2010 - 1st International Particle Accelerator Conference; Kyoto, Japan. — 23-28 May 2010. — Pp. 1023–1025.

67. Официальный сайт компании Goodfellow [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: http://www.goodfellow.com ; Доступ свободный.

68. *Ross M.* How does one monitor beams with micron precision? position and profile monitors. Novel instrumentation: laser wires, etc. [Электронный ресурс]. — 2007. — URL: http://ilcagenda.linearcollider.org/getFile.py/access?contribId=17&sessionId=1&resId=0&materialId=slides&confId=1455 ; Доступ свободный.

69. *Potylitsyn A.* Thomson scattering of coherent diffraction radiation by an electron bunch // Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics. — 1999. — Vol. 60, 2 B. — Pp. 2272–2279.

70. Micron-scale laser-wire scanner for the KEK Accelerator Test Facility extraction line / S. Boogert [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2010. — Vol. 13, no. 12. — P. 122801.

71. *Agapov I.*, *Blair G.*, *Woodley M.* Beam emittance measurement with laser wire scanners in the International Linear Collider beam delivery system // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2007. — Vol. 10, no. 11. — P. 112801.

72. A two-dimensional laser-wire scanner for electron accelerators / A. Bosco [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2008. — Vol. 592, no. 3. — Pp. 162–170.

73. A 2-D laser-wire scanner at PETRA-III / T. Aumeyr [et al.] // Proceedings of IPAC 2010 - 1st International Particle Accelerator Conference; Kyoto, Japan. — 23-28 May 2010. — Pp. 1137–1139.

74. A nanometer beam size monitor for ATF2 / T. Suehara [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2010. — Vol. 616, no. 1. — Pp. 1–8.

75. Measurement of nanometer electron beam sizes with laser interference using Shintake Monitor / J. Yan [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 740. — Pp. 131–137.

76. Transverse beam size measurement system using visible synchrotron radiation at HLS II / K. Tang [et al.] // Chinese Physics C. — 2016. — Vol. 40, no. 9. — P. 097002.

77. *Clarke J.* A Review of Optical Diagnostics Techniques for Beam Profile Measurements // Proceedings of EPAC 1994. — 1994. — Pp. 1643–1645.

78. *Mitsuhashi T.* Spatial coherency of the synchrotron radiation at the visible light region and its application for the electron beam profile measurement // Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference. Vol. 1. — 1998. — Pp. 766–768.

79. *Chubar O.* Novel Applications of Optical Diagnostics // Proceedings of EPAC 2000. — 2000. — Pp. 177–181.

80. *Snigireva I.*, *Snigirev A.* X-ray microanalytical techniques based on synchrotron radiation // Journal of Environmental Monitoring. — 2006. — Vol. 8, no. 1. — Pp. 33–42.

81. *Renner T.*, *Padmore H.*, *Keller R.* Design and performance of the ALS diagnostic beamline // Review of Scientific Instruments. — 1996. — Vol. 67, no. 9. — P. 3368.

82. *Takano S.*, *Masaki M.*, *Ohkuma H.* X-ray imaging of a small electron beam in a low-emittance synchrotron light source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2006. — Vol. 556, no. 1. — Pp. 357–370.

83. Improvement of Fresnel zone plate beam-profile monitor and application to ultralow emittance beam profile measurements / H. Sakai [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2007. — Vol. 10, no. 4. — P. 042801.

84. Beryllium parabolic refractive x-ray lenses / C. Schroer [et al.] // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. Vol. 4783. — 2002. — Pp. 10–18.

85. *Kube G.* Review of Synchrotron Radiation Based Diagnostics for Transverse Profile Measurements // Proceedings of European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators DIPAC-2007; Venice, Italy. — 2007. — Pp. 6–10. — MOO1A03.

86. Measuring Beam Sizes and Ultra-Small Electron Emittances Using an X-ray Pinhole Camera / P. Elleaume [et al.] // Journal of Synchrotron Radiation. — 1995. — Vol. 2, no. 5. — Pp. 209–214.

87. Recent Observations on the APS Storage Ring Using Synchrotron Radiation Monitors / M. Borland [et al.] // Proceedings of EPAC 1998. — 1998. — Pp. 1556–1558.

88. Electron Beam Profile Measurements with Visible nad X-Ray Synchrotron Radiation at the Swiss Light Source / A. Anderson [et al.] // Proccedings of EPAC 2006. — 2006. — Pp. 1223–1225. — TUPCH090.

89. *Torino L.*, *Iriso U.* Transverse beam profile reconstruction using synchrotron radiation interferometry // Physical Review Accelerators and Beams. — 2016. — Vol. 19, no. 12. — P. 122801.

90. Measurement of the beam size at the compact superconducting storage ring by the SR interferometer / I. Sakai [et al.] // Review of Scientific Instruments. — 2000. — Vol. 71, no. 3. — Pp. 1264–1267.

91. *Novokshonov A.*, *Potylitsyn A.*, *Kube G.* 2D Synchrotron Radiation Interferometer for Measuring the Transverse Dimensions of an Electron Beam in a Circular Accelerator // Russian Physics Journal. — 2017. — Pp. 1–8.

92. A new station for optical observation of electron beam parameters at electron storage ring SIBERIA-2 / O. Meshkov [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2016. — Vol. 11, no. 12. — P12015.

93. *Гинзбург В.*, *Франк И.* Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // ЖЭТФ. — 1946. — Т. 16. — С. 15—28.

94. *Goldsmith P.*, *Jelley L.* Optical transition radiation from protons entering metal surfaces // Phylosophical magazine. — 1959. — Vol. 4, no. 43. — Pp. 836–844.

95. *Boersch H.*, *Radeloff C.*, *Sauerbrey G.* Experimental detection of transition radiation // Physical Review Letters. — 1961. — Vol. 7, no. 2. — Pp. 52–54.

96. *Frank A.*, *Arakawa E.*, *Birkhoff R.* Optical emission from irradiated foils. II // Physical Review. — 1962. — Т. 126, № 6. — С. 1947—1952.

97. *Karlovets D.*, *Potylitsyn A.* Diffraction radiation from a finite-conductivity screen // JETP Letters. — 2009. — Vol. 90, no. 5. — Pp. 326–331.

98. *Karlovets D.* On the theory of polarization radiation in media with sharp boundaries // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2011. — Vol. 113, no. 1. — Pp. 27–45.

99. *Коньков А.* Характеристики поляризационного излучения заряженных частиц и магнитных моментов: дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / Коньков А.С. — Томск, 2016.

100. *Bravin E.* High Resolution Transverse Profile Measurement // Proceedings of DIPAC-2007 - 8th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators; Venice, Italy. — 20-23 May 2007. — Pp. 1–5.

101. *Potylitsyn A.* Image of optical diffraction radiation (ODR) source and spatial resolution of ODR beam profile monitor // Advanced Radiation Sources and Applications. — 2006. — Pp. 149–163.

102. High power beam profile monitor with optical transition radiation / J.-C. Denard [et al.] // Proceedings of the IEEE Particle Accelerator Conference. Vol. 2. — 1998. — Pp. 2198–2200.

103. Single shot emittance measurement from beam size measurement in a drift section / C. Thomas [et al.] // Proceedings of IPAC 2010 - 1st International Particle Accelerator Conference; Kyoto, Japan. — 23-28 May 2010. — Pp. 1167–1169.

104. *Kube G.*, *Behrens C.*, *Lauth W.* Resolution studies of inorganic scintillation screens for high energy and high Brilliance electron beams // Proceedings of IPAC 2010 - 1st International Particle Accelerator Conference; Kyoto, Japan. — 23-28 May 2010. — Pp. 906–908.

105. *Walasek-Hohne B.*, *Kube G.* Scintillating screen applications in beam diagnostics // Proceedings of DIPAC-2011 - 10th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators; Hamburg, Germany. — 16-18 May 2011. — Pp. 553–557.

106. Inorganic scintillators for particle beam profile diagnostics of highly brilliant andhighly energetic electron beams / G. Kube [et al.] // Proceedings of IPAC 2012 - International Particle Accelerator Conference 2012; New Orleans, USA. — 20-25 May 2012. — Pp. 2119–2121.

107. Scintillating screen applications in accelerator beam diagnostics / B. Walasek-Hohne [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2012. — Vol. 59, 5 PART 2. — Pp. 2307–2312.

108. Scintillating screen monitors for transverse electron beam profile diagnostics at the European XFEL / C. Wiebers [et al.] // IBIC 2013: Proceedings of the 2nd International Beam Instrumentation Conference; Oxford, UK. — 16-19 September 2013. — Pp. 807–810.

109. Transverse Beam Profile Imaging of Few-Micrometer Beam Sizes Based on a Scintillator Screen / G. Kube [et al.] // Proceedings of IBIC-2015 - International Beam Instrumentation Conference; Melbourne, Australia. — 13-17 September 2015. — Pp. 330–334.

116. Beam-size measurement with optical diffraction radiation at KEK accelerator test facility / P. Karataev [et al.] // Physical Review Letters. — 2004. — Vol. 93, no. 24. — P. 244802.

117. Diffraction radiation from a charged particle moving through a rectangular hole in a rectangular screen / P. Karataev [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2005. — Vol. 227, 1-2. — Pp. 198–208.

110. *Potylitsyn A.* Transition radiation and diffraction radiation. Similarities and differences // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. — 1998. — Vol. 145.

111. Diffraction Radiation from Relativistic Particles / A. Potylitsyn [et al.]. — Springer-Verlag, 2010. — 278 pp.

112. Feasibility of optical diffraction radiation for a non-invasive low-emittance beam diagnostics / J. Urakawa [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detec-

tors and Associated Equipment. — 2001. — Vol. 472, 1-2. — Pp. 309–317.

113. Status of optical diffraction radiation experiment at KEK-ATF extraction line / P. Karataev [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2003. — Vol. 201, no. 1. — Pp. 140–152.

114. Observation of incoherent diffraction radiation from a single-edge target in the visible-light region / T. Muto [et al.] // Physical Review Letters. — 2003. — Vol. 90, no. 10. — Pp. 104801/1–104801/4.

115. *Naumenko G.* Synchrotron radiation contributions to optical diffraction radiation measurements // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2003. — Vol. 201, no. 1. — Pp. 184–190.

118. Optical diffraction radiation for position monitoring of charged particle beams / R. Kieffer [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2017. — Vol. 402. — Pp. 88–91.

119. First non-intercepting emittance measurement by means of optical diffraction radiation interference / A. Cianchi [et al.] // New Journal of Physics. — 2014. — Vol. 16. — P. 113029.

120. *Xiang D.*, *Huang W.-H.* Theoretical considerations on imaging of micron size electron beam with optical transition radiation // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2007. — Vol. 570, no. 3. — Pp. 357–364.

121. *Stupakov G.* Image formation by incoherent and coherent transition radiation from: tech. rep. / SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, Stanford, CA. — 2011. — 23 pp.

122. *Lee S.* Accelerator physics, third edition. — 2011. — Pp. 1–533.

123. Sub-micrometer resolution transverse electron beam size measurement system based on optical transition radiation / A. Aryshev [et al.] // Proccedings of IPAC 2011 - 2nd International Particle Accelerator Conference; San Sebastian, Spain. — 4-9 September 2011. — Pp. 1964–1966.

124. Extremely low emittance beam size diagnostics with sub-micrometer resolution using optical transition radiation / K. Kruchinin [et al.] // Proceedings of IBIC 2013: Proceedings of the 2nd International Beam Instrumentation Conference. — 2013. — Pp. 615–618.

125. Very high resolution optical transition radiation imaging system: Comparison between simulation and experiment / B. Bolzon [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2015. — Vol. 18, no. 8. — P. 082803.

126. Официальный сайт компании Zemax, LLC [Электронный ресурс]. — 2016. — URL: http://www.zemax.com ; Доступ свободный.

127. Advanced simulations of optical transition and diffraction radiation / T. Aumeyr [et al.] // Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams. — 2015. — Vol. 18, no. 4. — P. 042801.

128. Comparison of Optical transition Radiation Simulations and Theory / J. Wolfenden [et al.] // Proccedings of IPAC 2017 - 8th International Particle Accelerator Conference; Copenhagen, Denmark. — 14-19 May 2017. — Pp. 455–457. — MOPAB138.

129. *Goodman J.* Introduction to Fourier Optics. — 3 ed. — Colorado : Roberts & Company Publishers, 2004.

130. *Verzilov V.* Transition radiation in the pre-wave zone // Physics Letters A. — 2000. — Vol. 273.

131. *Рязанов М., Тилинин И.* Переходное излучение ультрарелятивистской частицы от искривленной поверхности раздела сред // ЖЭТФ. — 1976. — Т. 71, 6(12). — С. 2078—2084.

132. *Happek U.*, *Sievers A.*, *Blum E.* Observation of coherent transition radiation // Physical Review Letters. — 1991. — Vol. 67, no. 21. — Pp. 2962–2965.

133. *Болотовский Б.* Путь формирования и его роль в излучении движущихся зарядов // Труды ФИ им. Лебедева АН СССР. — 1982. — Т. 140. — С. 95.

134. *Гинзбург В.*, *Цытович В.* Переходное излучение и переходное рассеяние. — Москва : Наука, 1984.

135. *Шульга Н.*, *Добровольский С.* Об экспериментах по когерентному переходному излучению релятивистских электронов // Письма в ЖЭТФ. — 1997. — Т. 65, № 5. — С. 581—584.

136. Search for the prewave zone effect in transition radiation / M. Castellano [et al.] // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. — 2003. — Vol. 67, no. 1. — P. 015501.

137. *Тер-Микаелян М.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. — Ереван : Изд-во АН Армянской СССР, 1969.

138. M. Ross [et al.] // Proceedings of Beam Instrumentation Workshop, BIW'02. Vol. 648. — Upton, New York, USA, 2002. — P. 247.

139. *Potylitsyna-Kube N.*, *Artru X.* Diffraction radiation from ultrarelativistic particles passing through a slit. Determination of the electron beam divergence // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. — 2003. — Vol. 201.

140. *Karlovets D.*, *Potylitsyn A.* Transition radiation in the pre-wave zone for an oblique incidence of a particle on the flat target // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2008. — Vol. 266, no. 17. — Pp. 3738–3743.

141. Micron-scale vertical beam size measurements based on transition radiation imaging with a Schwarzschild objective / L. Sukhikh [et al.] // Proceedings of IBIC-2015 - International Beam Instrumentation Conference; Melbourne, Australia. — 13-17 September 2015. — Pp. 327–329. — TUPB011.

142. Официальный сайт компании Wolfram Research [Электронный ресурс]. — 2016. — URL: https://www.wolfram.com/mathematica/ ; Доступ свободный.

143. Официальный сайт компании Andor Technology [Электронный ресурс]. — 2016. — URL: http://www.andor.com/scientific-cameras/apogee-camera-range ; Доступ свободный.

144. *Jankowiak A.* The Mainz microtron MAMI - Past and future // European Physical Journal A. — 2006. — Vol. 28, SUPPL. 1. — Pp. 149–160.

145. *Artyukov I.* Schwarzschild objective and similar two-mirror systems // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. — 2012. — Vol. 8678. — 86780A.

146. X-ray Schwarzschild objective for the carbon window (l  4.5 nm) / I. Artyukov [et al.] // Optics Letters. — 2009. — Vol. 34, no. 19. — Pp. 2930–2932.

147. Reflective soft x-ray microscope for the investigation of objects illuminated by laser-plasma radiation / I. Artyukov [et al.] // Quantum Electronics. — 1995. — Vol. 25, no. 9. — Pp. 919–922.

148. Schwarzschild soft-x-ray microscope for imaging of nonradiating objects / I. Artioukov [et al.] // Optics Letters. — 1995. — Vol. 20, no. 24. — Pp. 2451–2453.

149. Commissioning of the electronics for HOM-based beam diagnostics at the 3.9 GHz accelerating module at FLASH / N. Baboi [et al.] // IBIC 2014, Proceedings of International Beam Instrumentation Conference; Monterey, CA, USA. — 14-18 September 2014. — Pp. 311–314.

150. Официальный сайт компании "OmegaPiezo" [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: http://omegapiezo.com/ ; Доступ свободный.

151. *Kronberger M.* Optimization of the light extraction from heavy inorganic scintillators [Электронный ресурс] : дис. ... канд. / Kronberger M. — Wien Technical University, 2008. — 186 с. — URL: http://cds.cern.ch/record/1105938/files/CERN-THESIS-2008-043.pdf ; Доступ свободный.

152. База данных Refractive index [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: https://refractiveindex.info/ ; Доступ свободный.

153. *Пафомов В.* Излучение заряженной частицы при наличии границ раздела // Труды ФИАН. — 1969. — Т. XLIV. — С. 28—167.

154. *Tishchenko A., Strikhanov M., Potylitsyn A.* X-ray transition radiation from an ultrarelativistic charge passing near the edge of a target or through a thin wire // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2005. — Vol. 227, 1-2. — Pp. 63–69.

155. *Хачатрян Б.* Математическое обоснование формул дифракционного излучения // Известия АН Армянской ССР, физико-математические науки. — 1965. — Т. XVIII, № 2. — С. 133—139.

156. *Jackson J.* Classical Electrodynamics. — New-York : John Willey & Sons Inc., 1999.

157. *Karataev P.* Investigation of Optical Diffraction Radiation for Non-Invasive Low-Emittance Beam Size Diagnostics: PhD thesis / Karataev P. — Department of Physics, Faculty of Science Tokyo Metropolitan University, 2004.

158. Status of optical diffraction radiation experiment at KEK-ATF extraction line / P. Karataev [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. — 2003. — Vol. 201. — P. 140.

159. *Brownell J., Walsh J., Doucas G.* Spontaneous Smith-Purcell radiation described through induced surface currents // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. — 1998. — Vol. 57, no. 1. — Pp. 1075–1080.

160. An analytic formalism for the emission of coherent transition radiation from an oblique finite thin metallic target screen / D. Sütterlin [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. — 2007. — Vol. 264. — Pp. 361–370.

161. *Фок В.* Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. — Москва : ЛКИ, 2007.

162. *Shkvarunets A.*, *Fiorito R.* Vector electromagnetic theory of transition and diffraction radiation with application to the measurement of longitudinal bunch size // Physical Review Special Topics - Accellerators and Beams. — 2008. — Vol. 11. — P. 012801.

163. *Карловец Д.*, *Потылицын А.* К теории дифракционного излучения // ЖЭТФ. — 2008. — Т. 134, № 5. — С. 887—901.

164. *Карловец Д.* Новые методы в теории переходного и дифракционного излучения заряженных частиц: дис. . . канд. физ.-мат. наук: 01.04.02 / Карловец Д.В. — Томск, 2008.

165. *Karlovets D.*, *Potylitsyn A.* Generalized surface current method in the macroscopic theory of diffraction radiation // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics. — 2009. — Vol. 373, no. 22. — Pp. 1988–1996.

166. *Manzke R.* Optical Properties of Molybdenum by Electron Energy Loss Spectroscopy // physica status solidi (b). — 1980. — Vol. 97, no. 1. — Pp. 157–160.

167. *Henke B.*, *Gullikson E.*, *Davis J.* X-ray interactions: Photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E = 50-30,000 eV, Z = 1-92 // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 1993. — Vol. 54, no. 2. — Pp. 181–342. — URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/.

168. Observation of optical Smith-Purcell radiation at an electron beam energy of 855 MeV / G. Kube [et al.] // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. — 2002. — Vol. 65, no. 5. — Pp. 056501/1–056501/15.

169. Официальный сайт компании Incoatec [Электронный ресурс]. — 2017. — URL: https://www.incoatec.de/ ; Доступ свободный.

170. *Werner W.*, *Glantschnig K.*, *Ambrosch-Draxl C.* Optical constants and inelastic electron-scattering data for 17 elemental metals // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 2009. — Vol. 38, no. 4. — Pp. 1013–1092.

171. *Querry M. R.* Optical constants of minerals and other materials from the millimeter to the ultraviolet [Электронный ресурс]: тех. отч. / University of Missouri. — 1987. — 333 с. — URL: http://www.dtic.mil/docs/citations/ADA192210 ; Доступ свободный.