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

На правах рукописи

# ВЕРИГИН ДАН АЛЕКСАНДРОВИЧ

# НАБЛЮДЕНИЕ СТИМУЛИРОВАННОГО КОГЕРЕНТНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК

Специальность 01.04.20 — «Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Потылицын А.П.

# Оглавление

Стр.

Введение					
Глава 1 Хар	рактеристики когерентного дифракционного излучения и гене-				
рация сти	мулированного когерентного дифракционного излучения	18			
1.1	Дифракционное излучение	18			
1.2	Когерентное дифракционное излучение	24			
1.3 (	Стимулированное когерентное дифракционное излучение	25			
1.4 ]	Выводы по главе	27			
Глава 2 Экс	периментальная установка на пучке линейного ускорителя LUCX	29			
2.1	Линейный ускоритель электронов с многосгустковым режимом работы	29			
2.1.1	Введение	29			
2.1.2	Высокочастотная электронная пушка с фотокатодом	31			
2.1.3	з 50 МэВ линейный ускоритель электронов	34			
2.1.4	детекторы параметров пучка	38			
2.1.5	Б Параметры пучка в ускорителе LUCX	43			
2.2	Схема эксперимента	43			
2.2.1	Основная идея	43			
2.2.2	2 Детектор	46			
2.2.3	В Вакуумная камера	46			
2.2.4	Система перемещения зеркал	50			
2.2.5	б Юстировка зеркал	52			
2.2.6	б Система сбора и обработки данных	53			
2.2.7	И Настройка зеркал на генерацию ДИ	53			
2.2.8	Выводы по главе	56			
Глава 3 Экс	периментальное исследование стимулированного КДИ	57			
3.1	Настройка зеркал	57			
3.2	Регистрация сигнала детектора	58			
3.3 ]	Измерение спектрально-угловых характеристик ДИ	59			
3.4 ]	Проверка условия когерентности	60			
3.5 ]	Настройка резонатора на накопление КДИ и СКДИ	61			

3.6	Изучение режима накопления излучения в резонаторе при изменении его		
разм	еров	61	
3.7	Обнаружение и изучение процесса стимуляции КДИ в резонаторе	62	
3.8	Определение добротности резонатора	64	
3.9	Исследование коэффициента пропускания и поглощения материалов ми-		
шени	τ	64	
3.10	Выводы по главе	66	
Глава 4 М	оделирование параметров резонатора и накопления КДИ в резо-		
наторе		68	
4.1	Расчет добротности резонаторов, используя данные о потерях излучения		
в рез	вонаторе	68	
4.2	Расчет коэффициентов пропускания и отражения зеркал	68	
4.3	Расчет геометрических и дифракционных потерь на зеркалах резонатора	70	
4.3	5.1 Расчет распределения интенсивности КДИ на поверхности зеркал в		
	резонаторе	71	
4.3	2.2 Использование мод Гаусса-Лагерра для получения распределения ин-		
	тенсивности излучения в плоскости поверхности мишени	74	
4.3	.3 Использование мод Гаусса-Лагерра для получения распределения ин-		
	тенсивности излучения в плоскости поверхности мишени	78	
4.4	Выводы по главе	80	
Заключени	e	81	
Список рис	унков	83	
Список таб	Список таблиц		
Литература			

# Введение

Актуальность исследований. В 1917 году в рамках развития квантовой теории Эйнштейном [1] был предсказано стимулированное излучение фотонов. Излучение фотонов в переходах электронов на атомных уровнях могло быть «простимулировано» электромагнитным излучением с характеристиками, не отличающимися от характеристик генерируемых фотонов. При стимуляции генерируемое излучение распространяется в направлении распространения стимулирующего электромагнитного поля, что придает стимулированному излучению следующие свойства: одинаковые фазу, частоту, поляризацию и направление распространения. Через годы исследований стимуляция излучения была подтверждена экспериментально и были разработаны уникальные источники когерентного излучения: мазер и лазер [2–4].

Объединение достижений ускорительной физики и физики лазеров привело к созданию нового класса уникальных устройств – лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [5]. В этих устройствах ускоренные электроны стимулируют генерацию синхротронного излучения в специальных устройствах – «вигглерах», магнитах формирующих поперечное знакопеременное магнитное поле. При помещении вигглера в резонатор, синхротронное излучение накапливается в резонаторе и это электромагнитное поле модулирует структуру пучка проходящих электронов и формирует так называемые «микросгустки». В результате происходит усиление интенсивности генерируемого микросгустками излучения на длинах волн, совпадающих с периодичностью микросгустков, за счет когерентного эффекта. На сегодняшний день лазеры на свободных электронах нашли широкое применение в кристаллографии, физике твердого тела и клеточной биологии, являясь мощными и монохроматическими источниками излучения с изменяемой длиной волн. Современное развитие ЛСЭ идет по пути получения уникальных параметров – уменьшение длины волны, увеличение мощности излучения, увеличения интенсивности импульсов и уменьшение длительности импульса. Например, максимальная мощность ЛСЭ в Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения в пике составляет 2 МВт при частоте излучения от 3 до 7 ТГц [6], а в открытом в сентябре 2017 года Европейском рентгеновском ЛСЭ (XFEL) достигают интенсивности импульсов равной 27 000 импульсов в секунду в рентгеновском диапазоне частот [7].

С другой стороны, ЛСЭ являются громоздкими установками коллективного пользования со сложной и дорогой инфраструктурой. Поэтому создание источников с близкими параметрами и меньших размеров и стоимости является актуальной задачей. Для удовлетворения потребности промышленности и науки в источниках излучения, аналогичных ЛСЭ, в различных современных исследованиях были предложены и опробованы альтернативные механизмы получения когерентных пучков электромагнитного излучения на пучках линейных электронных ускорителей с энергией порядка 10 – 50 МэВ при прохождении коротких электронных сгустков через внешние поля (или твердотельные мишени).



Рисунок 1 – Изменение интенсивности спектра когерентного переходного излучения, генерируемого пучком электронов с изменяемым расстоянием между сгустками из работы [9]

Например, в работах [8,9] были предложены источники, основанные на широко известных синхротронном и переходном излучениях релятивистских электронов. Главной идеей предложенных источников является использование сравнительно компактных линейных ускорителей заряженных частиц с короткими (< 1 пс) электронными сгустками. В этом случае ускоренные электроны излучают когерентно, то есть интенсивность излучения электронов становится пропорциональной квадрату числа электронов в сгустке  $\sim N^2$ . Спектр излучения пикосекундных сгустков электронов соответствует терагерцовому диапазону частот.

В работе [8] группа исследователей использовала линейный ускоритель лазера на свободных электронов (лаборатория Джефферсона, США) для генерации когерентного синхротронного излучения. В эксперименте было показано, что пучок электронов с энергией 40 МэВ и длиной сгустка меньше 1 пс генерирует когерентное синхротронное излучение с частотой излучения от 0,1 до 1 ТГц и пиковой спектральной плотностью мощности до единиц МВт.

Группой сотрудников исследовательского центра SPARC\_LAB (Национальная лаборатория Фраскатти, Национальный институт ядерной физики, Италия) был предложен и протестирован источник на основе переходного излучения с использованием линейного ускорителя электронов [9]. Когерентное переходное излучение генерировалось пучком электронов, состоящим из 5 сгустков, генерируемых в одном ВЧ-импульсе ускорителя с энергией 170 МэВ и длиной каждого сгустка около 30 фс в мишени с алюминиевым покрытием. В результате было получено когерентное переходное излучение с частотой до 3 ТГц и энергией в импульсе до десятка мкДж. Уникальность источника заключается в том, что исследователями была показана возможность создания перестраиваемого источника излучения, так как спектр когерентного переходного излучения изменялся при изменении расстояния между сгустками и тока отдельных сгустков заряженных частиц (см. рисунок 1).

Как показали приведенные выше исследования:

- 1. использование когерентного излучения дает квадратичный прирост интенсивности излучения ( $I \sim N^2$ ) через любой механизм излучения (синхротронное излучение, черенковское излучение, переходное излучение и прочее);
- 2. на современных компактных ускорителях были достигнуты рекордные длительности сгустков менее 1 пс, что обеспечивает генерацию излучения в терагерцовом диапазоне частот;
- современные ускорители позволяют ускорять последовательности коротких сгустков и изменять расстояние между отдельными сгустками, что позволяет получить квазимонохроматический спектр спектр излучения.

Комбинация приведенных факторов является отличной перспективой для создания современных перестраиваемых мощных источников излучения.

Еще одним способом достичь интенсивности излучения, близкой к интенсивности ЛСЭ, является использование стимулированного излучения в схеме так называемого «pre-bunched FEL» [10]. В этой схеме генерация излучения последовательностью сгустков в резонаторе может осуществляться таким образом, чтобы происходила конструктивная интерференция генерируемого излучения каждого последующего сгустка с накопленным излучением в резонаторе, что приводит к стимулированию излучения этим и последующими сгустками. Эффект стимуляции синхротронного и переходного излучения был исследован в ряде работ [11–18].

В работах [11, 12] были представлены результаты по стимулированию синхротронного излучения (см. рисунки 2 и 3). В эксперименте был использован пучок ускорителя с энергией ускоренных электронов 35 МэВ. Макроимпульс ускорителя состоял из 2500 сгустков со средним числом электронов в сгустке 1, 1 · 10<sup>9</sup>. Расстояние между сгустками составляло 230,47 мм. Диаметр пучка с круглым сечением составлял 8 мм (FWHM) на входе в открытый резонатор, эмиттанс – 80 мм·мрад.

Открытый резонатор состоял из двух зеркал: первое зеркало было плоское и сделано из фольги диаметром 95 мм и толщиной 15 мкм, второе – было вогнутым зеркалом с фокусом равным 1200 мм и диаметром 128 мм, покрытое алюминием на подложке из кварцевого стекла. Излучение из резонатора выводилось через центральную область второго зеркала диаметром 20 мм, где алюминиевое покрытие отсутствовало. Расстояние между зеркалами составляло около 691 мм. Расстояние между зеркалами можно было изменять, чтобы настроить резонатор.

В эксперименте пучок электронов из ускорителя под углом  $\alpha = 1/\gamma$  ( $\gamma$  – Лоренц-фактор сгустка) проходил сквозь зеркало резонатора М1 и, попадая под действие магнитного поля напряженностью 80 Гс отклоняющего магнита ВМ (см. рисунок 2), двигался по дуге радиусом 14,6 м, выходил под углом  $\alpha$  через отверстие в зеркале М2. При движении в магнитном поле генерировалось синхротронное излучение (СИ) [19], при пересечении зеркала М1 – переходное излучение (ПИ) «вперед» [20, 21], при прохождении через отверстие в зеркале М2



Рисунок 2 – Общая схема эксперимента из работ [11, 12]



Рисунок 3 – Схема генерации излучения в резонаторе (область, выделенная в рис. 2)

– дифракционное излучение (ДИ) «назад» [22–24] (см. рисунок 3). Излучение из резонатора с помощью системы зеркал (М3 – М5) направлялось в дифракционный ИК спектрометр и регистрировалось охлаждаемым болометром (см. рисунок 2).

Угловое распределение переходного излучения «вперед», которое генерируется в зеркале М1, описывается следующей формулой [20]:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin \theta^2}{\left(1 - \beta^2 \cos \theta^2\right)^2} \approx \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\sin \theta^2}{\left(\gamma^{-2} + \sin \theta^2\right)^2}.$$
(1)

Таким образом характерный угол излучения  $1/\gamma$  определяется обратным Лоренцфактором. Спектр переходного излучения остается практически постоянным до частоты  $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e r_0 c^2} (n_e - плотность электронов, r_0 - классический радиус электрона) [20]. Харак$ теристики ДИ будут детально описаны в главе 1.2. Синхротронное излучение генерируетсяв любой точке траектории электрона в магнитном поле и сосредоточено в конусе с углом $раствора <math>\gamma^{-1}$ , ось которого совпадает с касательной к траектории [19].

В работах [11, 12], выполненных физиками Университета Тохоку (Япония), были представлены полученные спектры излучения, зависимости интенсивности излучения от длины резонатора (см. рисунок 4) для длины волны излучения  $\lambda = 2,3$  мм (100-я гармоника ВЧ системы). В зависимости интенсивности излучения от длины резонатора четко прослеживается периодическая структура с периодом равным  $\lambda/2$ . В структуре пиков наблюдается главный



Рисунок 4 – Зависимость интенсивности излучения с длиной волны λ =2,3 мм регистрируемого детектором от длины резонатора в эксперименте [11]. Пунктирная линия - зависимость при сдвинутом на 2 градуса угле зеркала М2, штриховая линия - расчетная кривая для добротности резонатора равной 30

пик, по мнению авторов, относящийся к синхротронному излучению (определено по поляризации синхротронного излучения и влияния индукции магнитного поля на интенсивность излучения (см. рисунок 5)), и другой, сравнительно небольшой пик, связанный с генерацией переходного излучения. При длине резонатора 691,4 мм, равной трём длинам основной волны ВЧ-системы ускорителя, наблюдалась максимальная интенсивность излучения из резонатора. При изменении настроек резонатора от оптимальных – например поворот зеркала M2 на угол 2 градуса интенсивность излучении резко падала (см. рисунок 4), эффект стимуляции пропадал. Было подсчитано, что при выходе из режима стимуляции интенсивность излучения уменьшалась в 90 раз. Добротность резонатора для данной длины волны оценивалась из сравнения огибающей главных пиков с теоретической зависимостью (пунктирная линия на рисунке 4).

Авторы полагают, что главные пики показывают стимуляцию синхротронного излучения. Однако, стимуляция излучения сгустка электронов возникает в присутствии внешнего электрического поля и является результатом конструктивной интерференции двух электромагнитных полей [25]. В этом случае важно, чтобы электромагнитные поля излучений были синхронизированы по времени и поляризации для взаимного усиления. В случае, если внешнее электромагнитное поле будет приходить с «опозданием» в область генерации основного излучения, усиления не будет происходит. Представляется, что авторы указанной работы наблюдали усиление переходного излучения «вперед» от зеркала М1 и дифракционного излучение «назад» от зеркала М2 (с отверстием). В пользу этого предположения говорит практически идеальная периодичность измеренной зависимости (см. рисунок 4), которая может быть объяснена только фиксированным положением источников излучения вдоль траектории электрона. Этому критерию отвечают ПИ и ДИ, тогда как синхротронное излучение генерируется вдоль всей траектории. На рисунке 5 из статьи [11] демонстрируется уменьше-



Рисунок 5 – Зависимость интенсивности излучения с длиной волны  $\lambda = 2,3$  мм регистрируемого детектором от изменения магнитного поля в эксперименте [11]



Рисунок 6 – Схема эксперимента в работе [14]

ние интенсивности стимулированного излучения всего в 6 раз при «выключении» магнитного поля, т.е. в отсутствие СИ.

Исследовательская группа Университета Тохоку продолжила работы по изучению стимулированного излучения, и в работах [13–15] представила исследования по стимуляции переходного излучения, генерируемого в закрытом резонаторе.

Закрытый резонатор представлял из себя алюминиевую трубу с двумя плоскими зеркалами на входе и выходе. Внутренний диаметр трубы составлял 114 мм, длина – 456 мм. Первое зеркало (М1) было сделано из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм, второе (М2) – диаметром 130 мм и толщиной 1 мм с напыленным алюминием на подложке из кварцевого стекла. Излучение из резонатора выводилось через центральную область второго зеркала диаметром 20 мм, где не было алюминиевого покрытия (см. рисунок 6). Положение второго зеркала изменялось шаговым двигателем, расстояние между зеркалами было равно двум расстояниям между последовательными сгустками.

В эксперименте пучок электронов из ускорителя проходил сквозь зеркало резонатора M1 и выходил через отверстие в зеркале M2. При пересечении зеркала M1 генерировалось переходное излучение «вперед» (ПИ) [20], при прохождении через отверстие в зеркале M2 – дифракционное излучение «назад» (ДИ) [22] (см. рисунок 6). Излучение из резонатора с



Рисунок 7 – Зависимость интенсивности излучения резонатора от положения зеркала M2 в работе [14]

помощью системы зеркал (M3) направлялось в дифракционный ИК спектрометр и регистрировалось охлаждаемым болометром.

В результате исследований были получены зависимости интенсивности излучения от длины резонатора (см. рисунок 7). В измеренной зависимости наблюдаются пики с периодом в половину длины волны. Добротность резонатора для длин волн 2,3 и 2,8 мм составила соответственно 45 и 50.

Спектр излучения закрытого резонатора, настроенного на пик A (см. рисунок 7), приведен на рис. 8. Для сравнения на рис. 8 приведен спектр когерентного переходного излучения. Представленный спектр когерентного переходного излучения был получен удалением зеркала M2 из схемы эксперимента. Интенсивность излучения увеличилась в 14 раз по сравнению со спектром когерентного переходного излучения и соответствовала расчетному усилению в 16 раз.

Авторы в своей работе полагают, что оба пика (А и Б) на рисунке 7 являются пиками стимулированного когерентного переходного излучения, совершенно не упоминая когерентного дифракционного излучения от зеркала М2. Предполагается, что авторы наблюдали стимуляцию как переходного, так и дифракционного излучения. Скорее всего пик А соответствует стимуляции когерентного дифракционного излучения, а пик Б – стимуляции переходного излучения. В пользу такого утверждения говорит факт уменьшения интенсивности пика Б с ростом длины волны излучения, что соответствует измеренному спектру когерентного переходного излучения.



Рисунок 8 – Спектр излучения накопленного в резонаторе [14]

Группой ученых из Стэнфордского университета была исследована стимуляция переходного излучения в стэнфордском университете на установке SUNSHINE [16–18].

В эксперименте была предложена и создана схема открытого резонатора BRAICER (см. рисунок 9) для использования переходного излучения «вперед» в качестве стимулирующего внешнего электромагнитного поля для стимулирования переходного излучения «назад» при одновременной реализации «обратной» схемы стимулирования. В отличии от работ [11–15] в реализованной схеме резонатора генерировалось только переходное излучение.

Пучок электронов, проходя через мишень R (алюминиевая фольга толщиной 8 мкм) (см. рисунок 9), генерировал когерентное переходное излучение «вперед» и «назад». Переходное излучение «вперед» и «назад» через два отражателя (F1 и F2) из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм проходило через параболические (P1 и P2) и плоские зеркала (M1 и M2) с золотым напыление и подавалось на обратную сторону мишени R в качестве стимулирующе-го электромагнитного поля. Из резонатора излучение выводилось с помощью делителя (BS) из Майлара толщиной 127 мкм и регистрировалось в болометре. Зеркала M1, M2 и делитель излучения были закреплены на подвижной платформе для регулировки длины резонатора. Переходное излучение «вперед» от отражателя F2 и переходное излучение «назад» от отражателя F1 не усиливались в резонаторе, благодаря выбранной геометрии резонатора, но вносили вклад в фоновое излучение.

Исследователями было проведено теоретическое моделирование и получена зависимость интенсивности излучения, выведенного из резонатора, от изменения длины резонатора(см. рисунок 10). Сравнение экспериментальных результатов с теорией показало, что оптическая ось системы BRAICER и электронного пучка не совпадали, что привело к ослаблению интенсивности стимулированного излучения и исчезновению нечетных порядков резонанса.

В экспериментах [11–18] по обнаружению стимулированного переходного и синхротронного излучения было показано усиление излучения в субтерагерцовом диапазоне при стимуляции излучения последующих сгустков электронов излучением предыдущих сгустков. Эффект стимуляции достигался с использованием резонаторной структуры, где широкопо-



Рисунок 9 – Схема резонатора BRAICER из работ [16–18]



Рисунок 10 – Зависимость интенсивности выводимого из резонатора излучения от длины резонатора BRAICER из работ [16–18]

лосное излучение возвращалось на мишень и использовалось для генерации стимулированного излучения в сравнительно узком спектральном диапазоне (см. рис. 8), определяемой длиной резонатора.

Основными недостатками использования стимулированного переходного излучения для разработки схемы так называемого «pre-bunched FEL» и для достижения высоких интенсивностей излучения, можно считать:

- 1. невозможность использования электронных пучков высокой интенсивности (оптические характеристики мишени для генерации ПИ могут деградировать, что, соответственно, ухудшает добротность резонаторов и эффективность генерации стимулированного излучения);
- 2. невозможность использования пучков умеренно релятивистских электронов из-за процессов многократного рассеяния в зеркалах резонатора, ухудшающего параметры результирующего излучения;
- 3. генерация побочного тормозного излучения в рентгеновском диапазоне, что повышает требования по обеспечению радиационной защиты.

Элегантным решением перечисленных проблем с сохранением всех преимуществ для получения стимулированного излучения является использование механизма когерентного дифракционного излучения. Дифракционное излучение генерируется при проходе заряженной частицы вблизи проводящей плоскости, т.е. заряженная частица взаимодействует со средой только своим электромагнитным полем, не происходит рассеяния электронов в сгустке и генерации побочного тормозного излучения. По своим основным характеристикам дифракционное излучение, генерируемое при прохождении через отверстие радиусом  $r \ll \gamma \lambda$  практически идентично переходному излучению.

Целью настоящей работы является изучение процесса стимулирования когерентного дифракционного излучения в открытом резонаторе последовательностью электронных сгустков для создания схемы «pre-bunched FEL». Для достижения указанной цели в работе решались следующие задачи:

- 1. Экспериментальное и теоретическое исследование характеристик когерентного дифракционного излучения, генерируемого последовательностью электронных сгустков.
- 2. Изучение свойств резонатора для нахождения его оптимальных параметров для генерации стимулированного когерентного дифракционного излучения.
- Наблюдение стимулированного когерентного дифракционного излучения и исследование процесса накопления стимулированного когерентного дифракционного излучения в полуконфокальном резонаторе, образованном зеркалами-генераторами, которые одновременно являются мишенями для генерации дифракционного излучения.

4. Моделирование характеристик открытого резонатора на основе метода поляризационных токов.

### Основные положения, выносимые на защиту:

- 1. Экспериментальная установка для наблюдения и изучения свойств стимулированного дифракционного излучения, генерируемого в открытом полуконфокальном резонаторе при прохождении через него электронного пучка с энергией 43 МэВ, состоящего из последовательности сгустков, следующих с периодичностью 2,8 нс.
- 2. Результаты измерения угловых характеристик когерентного дифракционного излучения, генерируемого таким пучком и сравнение полученных результатов с теоретической моделью.
- 3. Экспериментальное наблюдение эффекта стимуляции когерентного дифракционного излучения, генерируемого электронными сгустками с энергией 43 МэВ, следующих с периодичностью 2,8 нс в полуконфокальном резонаторе при детектировании зависимости интенсивности накопленного в резонаторе излучения от числа прошедших через резонатор электронных сгустков.
- Аналитические выражения и код расчета характеристик открытого резонатора при моделировании процесса накопления излучения, генерируемого пучком с указанными характеристиками, позволившие провести сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными.
- 5. Предложена новая схема конфокального резонатора с увеличенным коэффициентом добротности и способ получения полупрозрачных зеркал в исследуемой области длин волн.

Научная новизна представленных в диссертации результатов:

- 1. Создана установка для генерации и исследования характеристик стимулированного когерентного дифракционного излучения, генерируемого пучком электронов, проходящим через отверстия в зеркалах открытого резонатора, позволяющая исследовать различные схемы резонаторов с различными типами зеркал, настраивать положение зеркал по отношению к трассе прохождения пучка электронов и детектировать излучения каждым сгустком пучка электронов, проходящим через зеркала резонатора с периодом 2,8 нс.
- 2. Впервые экспериментально наблюдался эффект стимулирования когерентного дифракционного излучения, генерируемого электронными сгустками в мишенях-зеркалах открытого полуконфокального резонатора.

- 3. Разработан программный код для расчета характеристик открытого резонатора путем моделирования распределения интенсивности дифракционного излучения на зеркалах резонатора на основе модели поляризационных токов, позволяющий исследовать процессы накопления излучения в резонаторе и процессы геометрических и дифракционных потерь.
- 4. Предложена и обоснована схема конфокального резонатора, позволяющая существенно повысить эффективность стимуляции дифракционного излучения.

Научная и практическая значимость представленных результатов определяется несколькими аспектами. Созданная экспериментальная станция позволила получить экспериментальные данные, подтверждающие возможность стимулирования когерентного дифракционного излучения. Полученные данные позволяют рассматривать возможность создания так называемого «prebunched FEL» (ЛСЭ на основе заранее модулированного пучка электронов) без прохождение пучка пучка через вещество зеркал (поскольку используется процесс дифракционного излучения) и, соответственно, без ухудшения его параметров. Предложенная схема получения стимулированного когерентного дифракционного излучения планируется к использованию на пучке рекуператора в лаборатории High Energy Accelerators research organization (КЕК, Япония) для генерации излучения в ТГц диапазоне [10]. Полученные аналитические формулы и программный код позволяют проводить быструю (метод мод Гаусса-Лагерра) или точную (обобщенный метод поверхностных токов) оценку дифракционных и геометрических потерь и добротности открытого резонатора путем расчета распределения интенсивности излучения на поверхности зеркал резонатора.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается, прежде всего, использованием моделей, справедливость которых подтверждена в ряде экспериментальных работ и согласием представленных результатов экспериментальных исследований с теоретическими оценками. В некоторых случаях различия между экспериментом и теорией были в пределах применяемых допущений и не несли искажения физического смысла полученных результатов.

Апробация работы. Основные результаты работы обсуждались на семинарах Инновационной международной научно-образовательной лаборатории «Фотон» кафедры прикладной физики ТПУ (2009 – 2016 года), семинарах LUCX-группы японской Национальной лаборатории физики высоких энергий (High Energy Accelerator Research Organization, KEK, Tsukuba, Japan, 2009 – 2016 год), а также докладывались на международных конференциях и симпозиумах:

 VIII, IX, XI International Symposium of «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures» («RREPS»), Zvenigorod, Russian Federation – 2009 год, Egham, UK – 2011 год и Saint Petersburg, Russian Federation – 2015 год;

- XLI Международная конференция по «Физике Взаимодействия Заряженных Частиц с Кристаллами » («ФВЗЧК»), Москва, Россия – 2011 год;
- 1<sup>st</sup> и 2<sup>nd</sup> «International Particle Accelerator Conference» («IPAC»), Kyoto, Japan 2010 год и San Sebastian, Spain 2011 год;
- 7<sup>th</sup> «International Forum On Strategic Technology» («IFOST»), Tomsk, Russian Federation, 2012 год;
- I, III, V, VII Mini-workshop for Advanced Generation of THz and Compton X-ray beams «AGTaX» using compact electron accelerator, Tsukuba, Japan – 2013 год, Saint Petersburg, Russian Federation – 2014 год, Moscow, Russian Federation - 2015, 2016 года.

**Личный вклад.** Автор принимал непосредственное участие во всех основных этапах реализации эксперимента, начиная от сборки и настройки экспериментальной станции на ускорителе LUCX в Японии, тестировании и подготовки программного обеспечения для сбора и обработки экспериментальных данных, планировании экспериментальных сеансов, проведении экспериментальных сеансов и обработке экспериментальных данных, проведении аналитических расчётов и компьютерного моделирования, и заканчивая анализом полученных результатов и их представлением научной общественности в виде докладов и публикаций.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в следующих работах:

- Sukhikh, L.G., Potylitsyn, A.P., Verigin, D.A. Simulation of coherent diffraction radiation generation by pico-second electron bunches in an open resonator (2016) Journal of Physics: Conference Series, 732 (1), 012019.
- Aryshev, A., Araki, S., Fukuda, M., Karataev, P., Konkov, A., Naumenko, G., Potylitsyn, A., Sakaue, K., Sukhikh, L., Terunuma, N., Verigin, D., Urakawa, J. Observation of the stimulated coherent diffraction radiation in an open resonator at LUCX facility (2014) Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 763, pp. 424-432.
- Aryshev, A., Verigin, D., Araki, S., Fukuda, M., Karataev, P., Naumenko, G., Potylitsyn, A., Sakaue, K., Sukhikh, L., Terunuma, N., Urakawa, J. Cavity optimization for compact accelerator-based free-electron maser (2012) Proceedings - 2012 7th International Forum on Strategic Technology, IFOST 2012, 6357788.
- Aryshev, A., Araki, S., Fukuda, M., Urakawa, J., Karataev, P., Naumenko, G., Potylitsyn, A., Sukhikh, L., Verigin, D., Sakaue, K. Q-factor of an open resonator for a compact soft x-ray source based on thomson scattering of stimulated coherent diffraction radiation (2011) IPAC 2011 - 2nd International Particle Accelerator Conference, pp. 3657-3659.

- Aryshev, A., Araki, A., Fukuda, M., Karataev, P., Naumenko, G., Potylitsyn, A., Sakaue, K., Sukhikh, L., Urakawa, J., Verigin, D. Development of microwave and soft X-ray sources based on coherent radiation and Thomson scattering (2010) Journal of Physics: Conference Series, 236, 012009.
- Aryshev, A., Araki, A., Fukuda, M., Urakawa, J., Karataev, P., Naumenko, G., Potylitsyn, A., Sukhikh, L., Verigin, D., Sakaue, K. A compact soft X-ray source based on thomson scattering of Coherent Diffraction Radiation (2010) IPAC 2010 - 1st International Particle Accelerator Conference, pp. 196-198.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав глав, заключения. Полный объем диссертации составляет 93 страницы, включая 76 рисунков, 9 таблиц и список литературы, содержащий 58 наименований.

В первой главе рассмотрены теоретические основы генерации дифракционного излучения, когерентного излучения и эффект стимуляции.

Во второй главе описаны линейный ускоритель электронов LUCX, экспериментальная станция для установки резонатора, детектирующая система, система получения и обработки данных.

В третьей главе приведены экспериментальные результаты по обнаружению стимулированного когерентного дифракционного излучения.

В четвертой главе проведено моделирование характеристик различных резонаторов для определения типа и оптимальных параметров резонатора. Здесь же предлагаются схемы резонатора с улучшенными характеристиками для генерации и накопления стимулированного когерентного дифракционного излучения.

# Глава 1

# Характеристики когерентного дифракционного излучения и генерация стимулированного когерентного дифракционного излучения

## 1.1 Дифракционное излучение

Дифракционное излучение (ДИ) является одним из видов поляризационного излучения наряду с переходным излучением, излучением Вавилова-Черенкова, излучением Смита-Парселла [22]. Такой тип излучения возникает при динамической поляризации вещества мишени полем пролетающего заряда. В случае ДИ заряд пролетает вблизи проводящей поверхности мишени.

На рисунке 1.1 приведена схема, иллюстрирующая процесс генерации ДИ релятивистским зарядом с Лоренц-фактором  $\gamma$ , пролетающим через отверстие диаметром 2a в диске диаметром 2b. При выполнении условия  $\gamma \lambda > a$  ( $\lambda$  – длина волны испускаемого ДИ) генерируется ДИ «вперед» (в направлении импульса заряда) и ДИ «назад» (в обратном направлении). При выполнении условия  $\gamma \lambda \ll a$  интенсивности ДИ подавлена экспоненциально, тогда как в противоположном случае ( $\gamma \lambda \gg a$ ) характеристики ДИ практически совпадают с характеристиками ПИ.

Рассмотрим случай, когда заряженная частица проходит перпендикулярно диску радиусом b с отверстием радиусом a через центр диска, спектрально-угловая плотность дифракционного излучения может быть посчитана по следующей формуле [22]:



Рисунок 1.1 – Схема генерации ДИ при пролете точечного заряда через отверстие радиусом *а* в идеально проводящем диске радиусом *b* 



Рисунок 1.2 – Спектрально-угловые характеристики ДИ для разных параметров  $\lambda$ , рассчитанных по формуле (1.1), где a = 2,5 мм, b = 50 мм,  $\gamma = 84$ 



Рисунок 1.3 – Спектрально-угловые характеристики ДИ для разных параметров a, рассчитанных по формуле (1.1) для длины волны излучения  $\lambda = 3$  мм и b = 50 мм,  $\gamma = 84$ 

где  $x = \omega/\omega_c$ ,  $\omega_c = \gamma/a$ , r = b/a (см. рисунок 1.1),  $K_1$  – модифицированная функция Бесселя,  $J_0$  – функция Бесселя нулевого порядка,  $\theta$  – угол вылета фотона ДИ. Примеры расчета спектрально-угловых характеристик ДИ по формуле (1.1) приведены на рисунках 1.2 и 1.3.

В работах [23,26–28] был разработан обобщенный метод поверхностных токов для расчета излучения, генерируемого одиночной заряженной частицей в мишенях произвольной формы и при произвольном угле пролета. Метод позволяет рассчитывать характеристики ДИ, генерируемого в наклоненном, по отношению к пучку, фокусирующем зеркале с центральным отверстием.

В обобщенном методе поверхностных токов поле ДИ «вперед» записывается через формулу:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{f}}(\mathbf{r}_0,\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{S} dS \left[ \mathbf{n}, \mathbf{E}_{\mathbf{e}}(\mathbf{r},\omega) \right] \times \nabla_0 G(\mathbf{r}_0, \mathbf{r},\omega), \qquad (1.2)$$



Рисунок 1.4 – Схема для расчета ДИ в фокусирующем зеркале

где  $\mathbf{r_0}$  – точка наблюдения,  $\mathbf{r}$  – точка излучения,  $\omega$  – круговая частота,  $\mathbf{n}$  – нормаль к поверхности мишени,  $\mathbf{E_e}(\mathbf{r}, \omega)$  – поле электрона,  $\nabla_0 G(\mathbf{r_0}, \mathbf{r}, \omega)$  – градиент функции Грина в свободном пространстве. Интегрирование ведется по поверхности мишени dS (см. рисунок 1.4). Для расчета ДИ «назад» в формуле (1.2) меняется знак:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{b}}(\mathbf{r}_{0},\omega) = -\frac{1}{2\pi} \int_{S} dS \left[\mathbf{n}, \mathbf{E}_{\mathbf{e}}(\mathbf{r},\omega)\right] \times \nabla_{0} G(\mathbf{r}_{0}, \mathbf{r},\omega).$$
(1.3)

В формулы (1.2) и (1.3) поле электрона описывается следующей формулой:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{e}}(\mathbf{r},\omega) = \frac{e}{\pi c^2} \frac{\omega}{\beta^2 \gamma} e^{i\frac{\omega}{\beta c}z} \left\{ \frac{\mathbf{r}}{r} K_1 \left[ \frac{\omega r}{\beta c \gamma} \right] - \frac{i}{\gamma} \frac{\dot{\mathbf{r}}}{\beta c} K_0 \left[ \frac{\omega r}{\beta c \gamma} \right] \right\},\tag{1.4}$$

где  $K_n$  - модифицированная функция Бесселя второго рода.

Для расчета градиента функции Грина в свободном пространстве  $\nabla_0 G(\mathbf{r_0}, \mathbf{r}, \omega)$  воспользовались следующим выражением:

$$\nabla_0 G(\mathbf{r_0}, \mathbf{r}, \omega) = -(\mathbf{r} - \mathbf{r_0}) \frac{\exp\left[i\frac{\omega}{c}|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}|\right]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}|^3} \left(i\frac{\omega}{c}|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}| - 1\right).$$
(1.5)

Для плоской мишени значение нормали поверхности  $\mathbf{n}$ , и элемент поверхности dS, по которому ведется интегрирование, задается следующими выражениями:

$$\mathbf{n} = \{0, 0, 1\}, \tag{1.6}$$

$$dS = \rho \, d\rho \, d\phi. \tag{1.7}$$

В случае фокусирующей мишени нормаль поверхности **n**, и элемент поверхности dS, задаются выражениями отличными от (1.6) и (1.7):

$$\mathbf{n} = -\frac{2f\left\{\frac{x}{2f}, \frac{y}{2f}, 1\right\}}{\sqrt{4f^2 + x^2 + y^2}},\tag{1.8}$$



Рисунок 1.5 – Спектрально-угловые характеристики ДИ для разных параметров  $\lambda$ , рассчитанных по формуле (1.11), где a = 2,5 мм, b = 50 мм,  $\gamma = 84$ ,  $|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}| = 420$  мм в геометрии перпендикулярного пролета электрона через плоскую мишень, см. рис. 1.1

$$dS = \frac{\sqrt{4f^2 + x^2 + y^2}}{4f} \rho \, d\rho \, d\phi. \tag{1.9}$$

Расчет ДИ, генерируемого зарядом в наклонной мишени и регистрируемое детектором под определенным углом, проводится с использованием матриц поворота вокруг соответствующих осей (матрицы поворота  $A^{ij}$  и  $B^{ij}$ ). Итоговое выражение для поля ДИ «вперед» определится формулой:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{f}}(\mathbf{r}_{\mathbf{0}},\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{S} \left[ A^{ij}(\psi) \cdot \mathbf{n}^{\prime j}(\mathbf{r}^{\prime}) \times \mathbf{E}_{\mathbf{0}} \left( A^{ij}(\psi) \cdot \mathbf{r}^{\prime j},\omega \right) \right] \times \nabla G(A^{ij}(\psi) \cdot \mathbf{r}^{\prime j}, B^{ij}(\chi) \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{0}}{}^{j},\omega) dS.$$
(1.10)

Плотность излучения на поверхности детектора (см. рисунок 1.4) рассчитывается следующим образом:

$$\frac{d^2 W_f}{d\omega d\Omega} = c |\mathbf{r} - \mathbf{r_0}|^2 \left( |\mathbf{E_f}(\mathbf{r_0}, \omega)|^2 \right).$$
(1.11)

Примеры расчета спектрально-угловых характеристик по формулам (1.10), (1.11) приведены на рисунках 1.5, 1.6, 1.7, 1.8.

Для получения спектра дифракционного излучения необходимо проинтегрировать выражение для спектрально угловой плотности по апертуре детектора.

$$\frac{dW_f}{d\omega} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{max}} \frac{d^2 W_f}{d\omega d\Omega} \cdot \theta \, d\theta \, d\phi = 2\pi \int_0^{\theta_{max}} \frac{d^2 W_f}{d\omega d\Omega} \cdot \theta \, d\theta.$$
(1.12)

Пример расчета спектра ДИ по формуле (1.12) показан на рисунке 1.10.

Для сравнения результатов расчета с измеряемыми характеристиками ДИ необходимо проинтегрировать выражение для спектрально угловой плоскости по спектральной чувствительности детектора:



Рисунок 1.6 – Спектрально-угловые характеристики ДИ для разных параметров a, рассчитанных по формуле (1.11) для длины волны излучения  $\lambda = 3$  мм и b = 50 мм,  $\gamma = 84$ ,  $|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}| = 420$  в геометрии перпендикулярного пролета электрона через плоскую мишень, см. рис. 1.1



Рисунок 1.7 – Спектрально-угловые распределения ДИ от плоской круглой мишени, полученные по формулам (1.11) для перпендикулярного пролета электрона, в сравнении с расчетами по модели виртуальных фотонов (1.1) для длины волны  $\lambda = 3$  мм, a = 2,5 мм, b = 50 мм,  $\gamma = 84$ ,  $|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}| = 10000$  мм



Рисунок 1.8 – Спектрально-угловые распределения ДИ излучения от фокусирующей мишени, полученные по формулам (1.11), в сравнении с ДИ от плоской мишени генерируемого в результате перпендикулярного пролета электрона, где  $\lambda = 3$  мм, a = 2,5 мм, b = 50 мм,  $\gamma = 84$ ,  $|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}| = 420$  мм, f = 420 мм



Рисунок 1.9 – Спектрально-угловые распределения ДИ назад от наклонной плоской и фокусирующей круглой мишени, полученные по формулам (1.11), угол наклона мишени 135 градусов, угол наклона детектора 270 градусов, длина волны излучения  $\lambda = 3$  мм, a = 2, 5мм, b = 50 мм,  $\gamma = 84$ ,  $|\mathbf{r} - \mathbf{r_0}| = 420$  мм, f = 420 мм



Рисунок 1.10 – Расчет спектра ДИ для плоской круглой мишени в положении перпендикулярно пучку в детектор с апертурой 0,1 радиан, a = 2,5 мм, b = 50 мм,  $\gamma = 84$ 



Рисунок 1.11 — Пространственное распределения ДИ для плоской круглой мишени в положении перпендикулярно пучку a=2,5 мм, b=50 мм,  $\gamma=84$  в диапазоне энергий  $0,01 < x = \frac{\omega}{\omega_c} < 1$ 

$$\frac{dW_f}{d\Omega} = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \frac{d^2 W_f}{d\omega d\Omega} \cdot d\omega = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{d^2 W_f}{d\omega d\Omega} \cdot \frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda.$$
(1.13)

## 1.2 Когерентное дифракционное излучение

В разделе 1.1 была рассмотрена генерация дифракционного излучения генерируемого одним электроном. В реальных случаях пучок электронов в ускорителях представляют собой последовательность сгустков. В этом случае в процессе взаимодействия электромагнитных полей электронов с мишенью в точке наблюдения будет регистрироваться суммарное поле от всех электронов в сгустке. Так как генерируемое излучение широкополосное, то его можно разделить на две части:



Рисунок 1.12 – Спектры когерентного и не когерентного ДИ от пучка электронов с длиной сгустка 0,03 мм,  $N = 10^{10}$  электронов, детектор с апертурой 0,1 радиан, a = 2,5 мм, b = 50 мм,  $\gamma = 84$ 

#### 1. Длина волны излучения меньше длины сгустка электронов;

## 2. Длина волны излучения больше длины сгустка электронов.

В первом случае генерируемые электромагнитные волны будут приходить в точку наблюдения с разными фазами, то есть поля складываются не когерентно и интенсивность излучения будет пропорциональна числу электронов в сгустке N. Во втором случае генерируемые электромагнитные волны будут приходить в точку наблюдения примерно в одной фазе, то есть поля складываются когерентно и интенсивность излучения будет пропорционально квадрату числа электронов в сгустке  $N^2$ . Спектр излучения сгустков электронов можно представить следующим образом, используя спектр излучения одного электрона (1.12):

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{dW_f}{d\omega} \left[ N + N\left(N - 1\right) \left| F(\omega) \right|^2 \right], \qquad (1.14)$$

где  $F(\omega)$  продольный форм-фактор электронного сгустка. В случае гауссового пучка форм фактор будет выглядеть следующим образом (при  $\sigma_{x,y}$  $ll\sigma_z$ ) [29]:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z) e^{i(\omega/c\beta)z} dz = e^{-\omega^2 \sigma_z^2/2c^2 \beta^2}.$$
(1.15)

## 1.3 Стимулированное когерентное дифракционное излучение

Стимулированное излучение возникает, когда в момент взаимодействия электромагнитного поля электронного сгустка с материалом мишени, на мишень действует внешнее электромагнитное поле [25]. В случае выполнения условий конструктивной интерференции, то есть когда напряженность излучаемой волны совпадает с внешним полем, внешнее поле приводит к усилению излучения электронами при взаимодействии с мишенью. Суммарные потери на излучение зависят от напряженности внешнего электромагнитного поля. Если определить внешнее поле как **E**<sub>ext</sub>, а поле излучения ДИ как **E**<sub>DR</sub>, то в процессе стимуляции суммарное поле излучения будет выглядеть как:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{ext}} + \mathbf{E}_{\mathbf{DR}}.\tag{1.16}$$

Соответственно интенсивность излучения определится как в формуле (1.11):

$$I \sim \left(\mathbf{E}_{\mathbf{ext}} + \mathbf{E}_{\mathbf{DR}}\right)^2. \tag{1.17}$$

Усиление интенсивности излучения может быть получено из (1.16) и (1.17) следующим образом

$$\Delta \varepsilon \propto |\mathbf{E}_{\mathbf{ext}} + \mathbf{E}_{\mathbf{DR}}|^2 - |\mathbf{E}_{\mathbf{ext}}|^2 - |\mathbf{E}_{\mathbf{DR}}|^2 = 2 \mathbf{Re} (\mathbf{E}_{\mathbf{ext}} \cdot \mathbf{E}_{\mathbf{DR}}).$$
(1.18)

Таким образом, по аналогии с лазерами, внешнее электромагнитное поле «накачивает» генерируемое электронным сгустком поле излучения. Одним из вариантов реализации «накачки» генерируемого электромагнитного поля являются различные виды излучателей (СВЧ, лазер). Однако в случае внешних источников излучения особую сложность вызывает синхронизация момента взаимодействия пучка заряженных частиц с мишенью и облучением мишени внешним электромагнитным полем.

В ситуации, когда в ускорение вовлекается большое число сгустков с равным промежутком между соседними сгустками, хорошим решением будет использование схемы «накопительного кольца» с задержкой для генерируемого излучения (см. рис. 1.13).

В схеме с «накопительным кольцом» при выполнении условия резонанса:

$$L_d = -\frac{m}{n}L_b,\tag{1.19}$$

генерация ДИ последующим сгустком будет происходить в поле ДИ одного из предыдущих сгустков ( $L_d$  – длина линии задержки,  $L_b$  – расстояние между соседними сгустками. m и n – целые числа которые показывают через сколько оборотов n в резонаторе излучение придет одновременно со сгустком m, см. рисунок 1.13).

Амплитуда сигнала стимулированного излучения в случае отсутствия потерь внутри «накопительного кольца» может быть оценена по следующей формуле:

$$I \sim m \left(\frac{N_b}{m}\right)^2 |\mathbf{E}|^2 = \frac{N_b^2}{m} |\mathbf{E}|^2, \qquad (1.20)$$

где  $N_b$  – число электронных сгустков.

Одним из простых вариантов организации «накопительного кольца» является резонатор. Регулируя время задержки изменением длины резонатора, можно установить систему



Рисунок 1.13 – Схема генерации стимулированного когерентного дифракционного излучения излучением, генерируемым предыдущими сгустками

в режим, когда накопленное в резонаторе излучение будет приходить в точку генерации излучения одновременно с последующими сгустками и стимулировать генерацию излучения последующими сгустками. Именно так работах [11–18] в качестве внешнего источника «накачки» использовалось излучение, генерируемое предыдущими электронными сгустками в специальных резонаторах. В этих резонаторах излучение предыдущих сгустков возвращалось зеркалами резонатора на мишень.

Зависимость (1.20) может рассматриваться как критерий генерации стимулированного излучения (квадратный рост интенсивности от числа сгустков, проходящих через резонатор).

### 1.4 Выводы по главе

В ходе проведенных теоретических расчетов были установлены основные характеристики когерентного дифракционного излучения, которые могут наблюдаться и быть зарегистрированы в эксперименте для подтверждения природы регистрируемого излучения. А именно направленность максимальной интенсивности излучения, которая формирует распределение интенсивности излучения в плоскости в виде кольца, а при линейном сканировании должно наблюдаться распределение интенсивности излучения с двумя симметричными максимумами. Когерентность излучения подтверждается квадратичной зависимостью интенсивности регистрируемого излучения от тока пучка. Стимуляция когерентного дифракционного излучения будет подтверждаться характером зависимости интенсивности излучения от числа электронных сгустков, проходящих через резонатор.

# Глава 2

# Экспериментальная установка на пучке линейного ускорителя LUCX

# 2.1 Линейный ускоритель электронов с многосгустковым режимом работы

## 2.1.1 Введение

Ускоритель электронов LUCX (Laser undulator compact X-ray project) комплекса ATF (Accelerator Test Facility) организации High energy accelerators research organization (KEK, Япония) расположен в здании линейного ускорителя KEK-ATF с энергией ускоренных электронов около 1,28 ГэВ, рядом с накопительным кольцом ATF, предназначенным для «охлаждения» ускоренных электронов. На рисунках 2.1 и 2.2 показаны схемы взаимного расположения ускорителя LUCX и ATF, а также ускорительный тракт электронного пучка ускорителя LUCX. Ускоритель LUCX разрабатывался для исследования BЧ-пушек, предназначенных для использования в линейном ускорителе ATF, а затем инфраструктура была передана на исследование компактных источников рентгеновского излучения [30]. Однако характеристики ускорителя позволяют использовать данную установку и для генерации различных видов поляризационного излучения. Руководство ATF и KEK не отказало в возможности использовать инфраструктуру LUCX и ATF для реализации эксперимента по наблюдению стимулированного когерентного дифракционного излучения.

Ускоритель LUCX это компактный линейный ускоритель электронов, работающий в многосгустковом режиме. Такой ускоритель электронов производит и ускоряет один или несколько электронных сгустков за один высокочастотный импульс. Ускоритель LUCX делится на две части: высокочастотная электронная пушка с фотокатодом и 3-метровая ускоряющая структура. Высокочастотная электронная пушка обеспечивает низкий эмиттанс и короткую длину генерируемых сгустков электронов, а ускоряющая структура разгоняет пучок электронов до энергии 50 МэВ. На ускорителе был получен пучок электронов длиной в 100 сгустков с разбросом энергии в пучке меньше чем 1% благодаря компенсации нагрузки вызванной сгустками ускоряемых электронов.



Рисунок 2.1 – Схема установок ATF и LUCX





Рисунок 2.2 – Части установки LUCX



Рисунок 2.3 – Схема резонатора высокочастотной электронной пушки

### 2.1.2 Высокочастотная электронная пушка с фотокатодом

Высокочастотная электронная пушка (ВЧ-пушка) с фотокатодом является широко используемым типом генераторов электронных сгустков для линейных ускорителей. Высокий градиент пятна нагрева на катоде пушки позволяет снизить размер генерируемого сгустка электронов. А процесс формирования электронного сгустка регулируется изменением формы лазерных импульсов [31–35].

ВЧ-пушка тип IV был разработана в Национальной Лаборатории Брукхевена (BNL, США) [36]. На рисунке 2.3 приведена схема устройства.

ВЧ-пушка представляет собой композитный резонатор из двух цилиндрических резонаторов. Длина первого резонатора составляет четверть длины волны высокочастотного ускоряющего поля, длина другого - половину длины волны высокочастотного ускоряющего поля. В устройстве возбуждается ускоряющая мода  $TM_{010\pi}$  на частоте 2856 МГц. Каждый резонатор изготовлен из бескислородной меди. На торце резонатора длиной в половину длины волны высокочастотного ускоряющего поля находится отверстие для установки катода. В этой схеме (рисунок 2.3) фотоэлектроны испускаются при освещении катода ультрафиолетовым лазером и ускоряются высокочастотным ускоряющим полем резонаторов приблизительно до 5 МэВ. Таким образом, минимизируется рост эмиттанса, вызываемый эффектом пространственного заряда. Полученный электронный пучок обладает малым эмиттансом и коротким импульсом определяемым длительностью импульса лазера и эффектом модуляции пучка по плотности (группировке) в резонаторе ВЧ-пушки. Ультрафиолетовый лазер, освещающий катод, может подаваться как в нормальном падении (перпендикулярно поверхности катода) так и в наклонном падении, как показано в рисунке 2.3. Параметры резонатора ВЧ-пушки ускорителя LUCX приведены в Таблице 2.1.

Рабочая частота	2856 МГц
Мода ВЧ	$TM_{010\pi}$
Добротность	12000
Коэффициент связи	0,99
Параллельный им-	$6,5M\Omega$
пенданс	
максимум электриче-	130 МВ/м
ского поля	
Баланс поля (Пол-	(1:1)
ячейки: целая ячей-	
ка)	

Таблица 2.1 – Параметры ВЧ-пушки

Фотокатод для ВЧ-пушки изготавливается из металла или из полупроводникового материала. Фотокатод, сделанный из металла, такого как медь или магний, будет характеризоваться высоким сроком службы, но квантовая эффективность такого катода будет приблизительно равна 10<sup>-4</sup>. Тогда как полупроводниковый катод характеризуется более высокой квантовой эффективностью.

На ускорителе LUCX в качестве фотокатода был установлен катод из Cs-Te, поскольку ожидаемая высокая квантовая эффективность позволяет уменьшить размер лазерной системы, освещающей катод. В случае использования металлического катода для достижения высокого заряда и получения многосгуткового электронного пучка система импульсного лазера стоила бы значительно дороже, и была бы значительно больше по размерам. Впервые катод из Cs-Te был использован в CERN [37]. Квантовая эффективность фотокатода LUCX находилась на уровне 0,3%, согласно вычислениям, основанным на характеристиках эмиссии электронов из BЧ-пушки (включая эффект Шотки в высокочастотном поле). Такой квантовой эффективности достаточно, чтобы произвести сгусток с зарядом 1 нКл.

Катод из Cs-Te был получен напылением на цилиндр из молибдена. На рисунке 2.4 показан катод из Cs-Te на вставке из молибдена. Cs-Te нанесен на поверхность вставки (круглая область). Высокочастотный контакт с резонатором ВЧ-пушки происходит вдоль края передней части вставки.

#### Система импульсного лазера

Для генерации сгустков электронов использовалась система ультрафиолетового импульсного лазера, синхронизированная с ускоряющим высокочастотным полем. На рисунке 2.5 приведена схема системы лазера, освещающего катод. Импульсы накачки производятся



Рисунок 2.4 – Фотография фотокатода Cs-Te

частота	357 МГц (l/8 частоты ускоря-
	ющего поля 2856 МГц)
средняя мощность	7 Вт
длина волны	1064 нм (ИК)
длительность импульса	7 пс (FWHM)

Таблица 2.2 – Параметры лазерной системы

Nd: YAN лазером с синхронизацией мод (Time Bandwidth Products). Параметры лазера накачки приведены в таблице 2.2. Стабилизация фазовой синхронизации проводится с помощью пьезопривода в резонаторе лазера.

Сгенерированная последовательность лазерных импульсов проходит через изолятор Фарадея (IF), чтобы предотвратить возвращения фотонов, и затем вводится в первую ячейку Поккельса (PC1) (см. рисунок 2.5). С помощью ячейки Поккельса выбирается необходимое число импульсов (5 - 100 импульсов), затем импульсы усиливаются первым модулем усиления (AMP1). Импульсы проходят через модуль дважды (2-х проходной модуль), накачиваясь импульсной лампой, и усиливаются приблизительно в 100 раз. Усиленные импульсы проходят через вторую ячейку Поккельса (PC2) для увеличения контрастного соотношения, затем проходят через второй усилитель (AMP2). В итоге, два инфракрасных усиленных лазерных импульса преобразуются в ультрафиолетовый импульс двумя кристаллами BBO (BBO1 и BBO2).

После преобразования в ультрафиолетовый импульс энергия импульса составляет около 3 мкДж/имп. Далее последовательность ультрафиолетовых импульсов направляется на фотокатод в резонаторе высокочастотной электронной пушки. Джиттер между высокочастотным полем в системе ультрафиолетового лазера и высокочастотным ускоряющем полем составляет всего 0,3 пс в среднеквадратичном значении. Таким образом, система может устойчиво генерировать электронный многосгустковый пучок электронов.



Рисунок 2.5 – схема лазерной системы для освещения катода



Рисунок 2.6 – Структура ускоряющей системы

#### 2.1.3 50 МэВ линейный ускоритель электронов

Сгенерированный в ВЧ-пушке электронный многосгустковый пучок проходит через магнитно-оптическую систему и ускоряется до 50 МэВ ускоряющей структурой. Структура и принцип ускоряющей системы показаны на рис. 2.6, 2.7.

Ускорительная система представлена периодической структурой, подобной цилиндрическому волноводу с периодическими дисками (рисунок 2.6). Внутри ускорительной структуры возбуждается мода  $TM_{01}$ , при которой устанавливается продольное электрическое поле, так как период между дисками соответствует частоте ускоряющего поля. Периоды дисковых структур настроены как функция длины волны высокочастотного ускоряющего поля, чтобы фазовая скорость высокочастотного ускоряющего поля изменялась вместе со скоростью пучка электронов. Таким образом, сгусток электронов в одной фазе высокочастотного ускоряющего поля может быть ускорен во всей ускорительной структуре (рисунок 2.7). Параметры ускорительной структуры в LUCX показаны в таблице 2.3.

В общем, фаза высокочастотного поля ускоряющейся трубки должна быть настроена на получение максимальной энергии, то есть, фаза высокочастотного поля должна находится



Рисунок 2.7 – Принцип ускорения

Таблица 2.3 – Параметры ускорительной структуры LUCX

Рабочая частота	2856 МГц
Сдвиг фаз / ячейка	$2\pi/3$
Длина структуры	3 м
Импеданс шунта	60 MΩ
Параметр ослабления	0,57
Время заполнение	830 нс
Распределение электри-	Постоянный градиент
ческого поля	



Рисунок 2.8 – Диаграмма ВЧ системы LUCX

"на гребне" (точка A рисунка 2.7). Однако пучок электронов из ВЧ-пушки имеет определенную дисперсию по энергии, и электроны в голове и хвосте сгустка имеют широкое энергетическое распределение (высокая энергия в голове, низкая энергия в хвосте). Чтобы снизить энергетический разброс в сгустке, фаза высокочастотного поля ускорительной системы выбиралась таким образом, чтобы энергетический разброс в сгустке всегда был минимальный (точка В рисунка 2.7).

#### Система высокочастотного питания и синхронизация

Основной генератор высокой частоты (Hewlett Packard HP8644A) производил основной сигнал – непрерывную высокочастотную волну с частотой 1428 МГц. Затем делитель мощности делил высокочастотную волну на две (см. рисунок 2.8). Первая из этих двух волн умножалась до 2856 МГц для накачки высокочастотной волны в ускорительную структуру, а вторая делилась до 357 МГц (1/4) и являлась опорной частотой для ультрафиолетового лазера, освещающего катод. Импульсный модулятор преобразовывал сигнал из 2856 МГц в импульс высокой частоты с шириной импульса 3,75 мкс, фаза импульса высокой частоты переключается на 180 градусов на 3-ей мкс с начала высокочастотного импульса для сжатия импульса фазовращателем. Этот высокочастотный импульс усиливался дважды, один раз усилителем клистрона и второй раз – клистроном (Toshiba E3712), до 47 МВт. Затем в схеме ВЧ-питания был применен компрессор высокочастотного импульса по типу бегущей волны (Резонансная Кольцевая Система Сжатия: RRCS).


Рисунок 2.9 – диаграмма импульса

Метод RRCS подобен методу используемому в компрессоре импульса типа SLED [38]. RRCS выдает пиковую мощность при переключении фазы высокочастотного поля, после накопления высокочастотной мощности в резонаторе. В отличии от SLED используется не стоячая волна, а бегущая. RRCS состоит из волновода, направленного ответвителя и резонатора. Когда переключенный в фазу прямоугольный высокочастотный импульс вводится через волновод, высокочастотная мощность, определенная коэффициентом связи направленного ответвителя, передается в резонатор. Во время фазового переключения, высокочастотная мощность, переданная в резонатор, выводится к выходному волноводу. В ВЧ-система LUCX после RRCS получался сжатый высокочастотный импульс с усилением в 3,25 раза на пике (см. рисунок 2.9). Таким образом, пиковая мощность составляла величину достаточную для компенсации нагрузки вызванной пучком и равной 153 МВт [39].

Сжатый импульс делится на два импульса в отношении 3:7. Первый направляется в ускоряющую структуру. Второй направляют в резонатор высокочастотной электронной пушки после того, как его мощность снижают (1/2).

Три фазовращателя настроены в высокочастотной системе для фазовой настройки высокочастотного поля. Фаза ВЧ-пушки регулируется низкоуровневым высокочастотным фазовращателем (S1); фаза ускоряющей структуры - высоко мощным высокочастотным фазовращателем S2. Третий фазовращатель (S3) используется для подстройки лазерной фазы (синхронизации) с высокочастотным ускоряющим полем.

#### Оптика транспортировки пучка электронов

Оптика транспортировки пучка электронов была разработана для доставки пучка в область взаимодействия. Макет линии транспортировки пучка для ускорителя LUCX уже был представлен на рисунке 2.1. Соленоид для компенсации эмиттанса пучка электронов установлен на выходе из ВЧ [40–42]. Параметры пучка выходящего из высокочастотной электронной пушки были вычислены с помощью ПО GPT (General Particle Tracer) [43], а линия транспортировки пучка была рассчитана с помощью ПО SAD (Strategic Accelerator Design) [44]



Рисунок 2.10 – Пример расчета оптики пучка электронов с помощью программы SAD



Рисунок 2.11 – Схема расположения датчиков на установке LUCX

на основе рассчитанных параметров электронного пучка в GPT. Рисунок 2.10 показывает результат расчета с помощью SAD – размеры пучка в различных местах ускорительного тракта. Как показано на рисунке 2.10, электронный пучок с компенсированным эмиттансом проходит через Chicane-магнит и триплет квадрупольных магнитов (QA1-3G). После ускорительной структуры установлены два комплекта дублетов квадрупольных магнитов. В конце траектории пучок электронов направляется в могильник с помощью прямоугольного магнита-анализатора (BA1G) через систему датчиков энергии пучка.

#### 2.1.4 Детекторы параметров пучка

Для измерения характеристик и контроля параметров пучка электронов используются различные детекторы, установленные на ускорителе LUCX. Детекторы и местоположения детекторов показаны на рисунке 2.11. На ускорителе LUCX используются 3 датчика тока пучка электронов (ICT1, ICT2, FC), 6 датчиков положения пучка (BPM1, BPM2, BPM4, BPM5, BPM6, BPM7) и 5 датчиков профиля пучка (OTR, DMQ).



Рисунок 2.12 – Схема цилиндра Фарадея

#### Датчики тока пучка

Два типа датчиков устанавливаются на ускорителе LUCX в качестве датчиков тока пучка. Одним из них является цилиндр Фарадея (FC); другой – магнитноиндукционный датчик тока (ICT1, ICT2).

Цилиндр Фарадея представляет собой металлическую цилиндр, закрытый с одного конца, и предназначен для улавливания заряженных частиц в вакууме. Ток детектора связан с числом электронов и производится при взаимодействии электронов с металлическим цилиндром. Результирующий ток может быть измерен и использован для определения количества заряженных частиц, попадающих в цилиндр (Рисунок 2.12). Хотя, цилиндр Фарадея менее чувствителен, чем электронный умножитель, он высоко ценится за высокую точность измерения тока пучка. Следует отметить, что цилиндр Фарадея является «возмущающим» датчиком, так как электроны пучка полностью поглощаются в материале датчика. Ускоритель LUCX оснащен цилиндром Фарадея для точного измерения тока пучка электронов и калибровки магнитноиндукционного датчика тока и темнового тока ВЧ-пушки.

Магнитноиндукционный датчик тока пучка заряженных частиц (МИДТ) был разработан для измерения интенсивности очень коротких сгустков [45]. Основной принцип у него такой же, как у обычного датчика тока (ДТ) (рисунок 2.13), но МИДТ интегрирует сигнал с постоянной времени (в зависимости от схемы) для подавления основных потерь и вихревых токов [46]. Преимущество МИДТ перед цилиндром Фарадея в его «невозмущающем» измерении тока пучка электронов. МИДТ может также измерять заряд отдельных сгустков. На ускорителе LUCX используется МИДТ для системы блокировки по максимальному току и в качестве онлайн-датчика тока пучка.

#### Датчик положения пучка

Шесть датчиков положения пучка (BPM, Beam Position Monitor) установлены на ускорителе LUCX для измерения орбиты пучка. В BPM установлены четыре дисковых электрода в горизонтальном и вертикальном направлениях (Рисунок 2.14). Прохождение пучка заряженных частиц индуцирует заряд-изображения на электродах, а заряд определяется как импульс



Рисунок 2.13 – Схема магнитноиндукционного датчика тока пучка



Рисунок 2.14 – Схема датчика положения пучка

биполярного сигнала. Амплитуда сигнала зависит от тока пучка и расстояния между пучком и электродами. Таким образом положение пучка пропорционально асимметрии сигналов двух противоположных электродов;

$$x = S_x \frac{V_3 - V_1}{V_3 + V_1},\tag{2.1}$$

$$y = S_y \frac{V_2 - V_4}{V_2 + V_4},\tag{2.2}$$

где х и у – координаты поперечного положения, <br/>а $S_x$  и  $S_y$  – коэффициенты чувствительности, определяемые геометрической структурой ВРМ,<br/>  $V_1-V_4$ – амплитуда сигнала электрода.



Рисунок 2.15 – Схема генерации оптического переходного излучения

#### Датчик профиля пучка

Контроль профиля пучка и измерение размера пучка являются важными инструментами для управления ускорителем и контроля параметра пучка электронов. В качестве датчиков профиля пучка на ускорителе LUCX используются люминофорный экран (DMQ) из оксида алюминия и датчик пучка на оптического переходном излучении (OTR).

**Люминесцентный экран** (AF995R, Desmarquest Co.) обладает достаточной чувствительностью люминесценции при стимуляции малым током заряженных частиц в несколько мкА. Благодаря высокой чувствительности, датчик широко применяется для измерения профиля пучков в линейных ускорителях. Керамический флуоресцентный экран изготовлен из оксида алюминия ( $Al_2O_3$ ) легированного 0,5% оксидом хрома ( $Cr_2O_3$ ) с поликристаллической структурой как у рубина. На пике свечения этого датчика генерируется излучение с длиной волны 693 нм. Однако, из-за сцинтилляции в экране, которая увеличивает размер пучка, экран не может быть использован для точного измерения размера пучка, в частности, для малых размеров пучка. В ускорителе LUCX экран используется в качестве онлайн датчиков профиля пучка или темнового тока.

Датчик пучка на оптическом переходном излучении (ОПИ) широко используется для изображения поперечных профилей пучков заряженных частиц. Интенсивность излучения пропорционально заряду пучка и имеет высокую пространственную разрешающую способность [47]. ОПИ наблюдается при пересечении пучком тонких металлических или диэлектрических фольг, выставленных на пучок либо в прямом направлении (т.е. направлении пучка) или в обратном направлении. С ОПИ «назад», излучение генерируется под углом зеркального отражения. Выставив фольгу или зеркало под углом 45 градусов, получают генерацию ОПИ под прямым углом по отношению к направлению пучка (рисунок 2.15). Профиль пучка электронов оценивается по измеряемым спектрально-угловым характеристикам ОПИ. ОПИ используется для измерения размера пучка в ускорителе LUCX совместно с люминесцентным экраном (см рисунок 2.11), так как их преимущества дополняют друг друга при измерении профиля пучка.

#### Датчик энергии пучка

В режиме работы с несколькими сгустками, важно компенсировать эффект нагрузки пучка, вызываемой сгустками в «голове» пучка. Поэтому для контроля параметров ускорителя и эффективного использования ВЧ-мощности необходимо знать как энергетический разброс в пучке, так и энергию каждого сгустка для компенсации эффекта нагрузки.

На LUCX используется комбинированный датчик энергии пучка, состоящий из магнитаанализатора, датчика профиля пучка (2.1.4) и датчика положения пучка (BPM, 2.1.4). Пучок электронов направляется через центр ускорительного тракта или центр датчика профиля пучка путем регулировки тока магнита-анализатора. Энергия пучка электронов получается путем расчетов с использованием значения тока магнита-анализатора (который определяет магнитное поле), положения пучка и схемы магнита-анализатора.

Датчики профиля пучка (ОПИ и экран) и датчик положение пучка устанавливаются после точки, в которой пучок электронов поворачивается магнитом-анализатором. В режиме генерации 5 сгустков с помощью датчика профиля пучка измеряются энергетический разброс каждого из 5 сгустков и общий энергетический разброс всего пучка. На начальном этапе настройки энергии пучка, люминесцентный экран из-за своей чувствительности используется для регулировки фазы линейного ускорителя, чтобы получить минимальный разброс энергии в пучке. Датчик на ОПИ используется для точного измерения энергетического разброса.

В многосгустковом режиме (100-сгустков), с помощью датчика профиля пучка можно измерить общий энергетический разброс 100 сгустков, но его разрешения не хватает для измерения энергетического разброса в каждом сгустке. Поэтому ВРМ (ВРМ7) используется для измерения энергии каждого сгустка. Разрешение ВРМ определяется шириной полосы пропускания электродов, и дисковые электроды имеют достаточную ширину полосы пропускания для разделения сигнала от сгустков следующих с частотой 357 МГц.

Примеры измерения энергии пучка показаны на рисунке 2.16. На рисунках 2.16 (a), (б) и (в) показывают результаты измерения энергии пучка с помощью лиминесцентного экрана, датчика на ОПИ и ВРМ, соответственно. На рисунке 2.16 (a) и (б) профили пучка получены после магнита анализатора, где горизонтальное положение и горизонтальный профиль указывают среднюю энергию и энергетический разброс в пучке. Рисунок 2.16 (а), был получен при настройке пучка с малым разбросом энергии около 0,1% (режим 5-сгустков). Рисунок 2.16(б) был сделан с большим разбросом по энергии, чем в (а) из-за эффекта нагрузки пучка большим количеством сгустков. Рисунок 2.16(в) показывает результат измерения вертикального положения пучка на ВРМ7 (на верхней половине рисунка 2.16(в)) и энергии сгустка пучка (на нижней половине рисунка 2.16(с)).



Рисунок 2.16 – Примеры измерения энергии и энергетического разброса в пучке электронов LUCX

#### 2.1.5 Параметры пучка в ускорителе LUCX

Параметры пучка пучка LUCX приведены в таблице 2.4. Типичные значения указаны для параметров энергетического разброса, разности энергий, длины сгустка, размеров пучка и эмиттансов. Заряд пучка может быть легко изменен путем регулировки интенсивности УФ-лазера, но эффект нагрузки пучка является слишком большим, чтобы можно было компенсировать заряд больше 0,5 нКл/сгусток.

Эмиттанс измерялся с помощью сканирования квадрупольным магнитом и регистрацией размера пучка датчиком ОПИ. Примеры измерения эмиттанса приведены на рисунке 2.17.

#### 2.2 Схема эксперимента

#### 2.2.1 Основная идея

В разделе 2.1 был описан компактный ускоритель LUCX. Для постановки эксперимента по наблюдению стимулированного когерентного дифракционного излучения нужно было решить задачу по генерации КДИ на пучке ускорителя и реализации «накопительного кольца» для получения стимулированного КДИ. По аналогии с работами [11–18], были рассмотрены несколько схем для реализации эксперимента.

С одной стороны выбор схемы эксперимента определялся параметрами ускорителя LUCX (см таблицу 2.4), а именно расстоянием между двумя последовательными сгустками – 840 мм. То есть размер резонатора определяется тем, что за один оборот КДИ, сгенерированное в резонаторе, должно пройти расстояние кратное 840 мм. С другой стороны необходимо обеспечить ввод и вывод пучка электронов в резонатор, что автоматически приводит к генерации излучения. Поэтому элементы резонатора, через которые пучок электронов вводится и выводится из резонатора, должны играть роль зеркала резонатора и генераторов КДИ.

Параметр	Значение	
Энергия пучка	32 - 44 МэВ	
Энергетическая дисперсия	0,13 % в сгустке	
	0,5 % в пучке	
Заряд сгустка	0,5 нКл	
Длина сгустка	10 пс	
Размер сгустка	Х: 200 мкм, Ү: 60 мкм	
Эмиттанс	Х: 15·10 <sup>-6</sup> $\pi$ мрад, Ү: 7·10 <sup>-6</sup> $\pi$	
	мрад	
Расстояние между сгустками	2,8 нс, (357 МГц)	
Число сгустков в пучке	5 - 100	
Частота следования импуль-	3,13 - 12,5 Гц	
сов ВЧ		

Таблица 2.4 – Параметры уск	орителя LUCX
-----------------------------	--------------



Рисунок 2.17 – Результаты измерения эмиттанса пучка электронов LUCX



Рисунок 2.18 – Схемы реализации «накопительного кольца» для генерации КДИ

Особой задачей стал вопрос выбора способа регистрации излучения. В работах [11–15] излучение выводилось через отверстия в зеркалах, в работах [16–18] – через делитель излучения и дополнительные зеркала. В первом случае регистрируется только та часть накопленного излучения, которое покинуло резонатор через отверстия в зеркалах, во втором – оценивается интенсивность излучения, накопленного в резонаторе.

Было предложено несколько схем, которые приведены на рисунке 2.18.

После ряда дискуссий была выбрана для реализации схема с двумя зеркаламигенераторами КДИ, расположенных на оси пучка ускорителя на расстоянии 420 мм друг от друга (половина расстояния между сгустками в пучке электронов ускорителя LUCX, таблица 2.4). В этом случае излучение, испущенное при взаимодействии первого сгустка с первым зеркалом, дойдет до второго зеркала одновременно с первым сгустком. На втором зеркале первый сгусток генерирует стимулированное КДИ (СКДИ) «вперед» и «назад» в присутствии КДИ, испущенного от первого зеркала. СКДИ «назад» от взаимодействия первого сгустка со вторым зеркалом дойдет до первого зеркала одновременно с приходом второго сгустка. В торой сгусток генерирует СКДИ «вперед» и «назад» в присутствии СКДИ первого сгустка. В детектор будут проходить фотоны СКДИ «назад» от текущего сгустка и часть СКДИ из резонатора через отверстия в зеркале. Цикл повторяется, СКДИ накапливается в резонаторе. Накопленное излучение будет уходить из резонатора через отверстия в зеркалах-мишенях и может быть зарегистрировано детектором как в стороне вперед по пучку, так и назад. Было принято решение установить детектор позади пучка для снижения фоновой нагрузки.



Рисунок 2.19 – Спектры КДИ для параметров LUCX из таблицы 2.4, рассчитанные по формулам (1.1), (1.12), (1.14), где b = 50 мм, пунктирная линия – a = 2, 5 мм, сплошная линия – a = 1 мм. Вертикальные линии – область спектральной чувствительности лабораторного детектора на основе диода Шоттки

Таким образом в предложенной схеме детектор будет принимать КДИ «назад», генерируемое сгустками электронов на первом зеркале, и СКДИ накопленное в резонаторе. После прохождения всех сгустков, на детектор будет попадать только СКДИ накопленное в резонаторе.

#### 2.2.2 Детектор

Для того чтобы подобрать детектор КДИ, были рассчитаны спектры КДИ, генерируемые сгустками пучка электронов ускорителя LUCX, по формулам (1.1), (1.12), (1.14). Результаты расчета представлены на рисунке 2.19.

Также выбор типа детектора был ограничен требованием регистрировать излучение от каждого отдельного сгустка в последовательности сгустков электронов от ускорителя LUCX. Единственным подходящим быстрым типом детектора излучения в необходимом диапазоне длин волн является детектор на основе диода Шотки (рисунок 2.20). В эксперименте был использован детектор со следующими характеристиками, представленными на рисунках 2.22, 2.21.

Линейность детектора была проверена с использованием поляризатора с изменяемой поляризацией. На рисунке 2.23 представлена зависимость интенсивности сигнала детектора от угла поворота поляризатора и вычислена линейность детектора.

#### 2.2.3 Вакуумная камера

Следующим этапом стала разработка вакуумных камер и системы позиционирования зеркал резонатора. Руководством LUCX-ATF был выделен участок транспорта пучка для



Рисунок 2.20 – Детектор на основе диода Шоттки



Рисунок 2.21 – Детектор на основе диода Шоттки. Спектральная чувствительность



Рисунок 2.22 – Детектор на основе диода Шоттки. Калибровка мощности



Рисунок 2.23 – Зависимость интенсивности сигнала детектора от интенсивности регистрируемого излучения



Рисунок 2.24 – Схема КДИ на пучке электронов ускорителя LUCX

установки экспериментальной станции КДИ между двумя поворотными магнитами BH2G и BH1G, размеры пучка можно было регулировать магнитными линзами QF2G и QD2G.

Для каждого зеркала был подготовлена вакуумная камера с 6 перпендикулярными выводами (см. рисунки 2.24 и 2.25). Между камерами установлена специальная трубка для того, чтобы расстояние между центрами вакуумных камер было равно половине расстояния между электронными сгустками – 420 мм. Камеры были установлены на подставку с оптическим столом. Два вывода (вперед и назад по пучку) использовались для подсоединения к системе транспортировки пучка, один вывод (вверх по пучку) для установки системы позиционирования, два вывода (вправо по пучку) использовались для вывода излучения и испытаний материалов и детектора на оптическом столе, два вывода (влево по пучку) использовались для диагностики пучка. Вывод вниз по пучку не использовался.

Для установки зеркал внутри вакуумной камеры была разработан специальный держатель (см. рисунок 2.26). Держатель позволяет устанавливать в него зеркала диаметром 100 мм и регулировать угол наклона зеркала в небольших пределах.

Мишени для генерации поляризационного излучения должны быть изготовлены из проводящего материала [48]. В экспериментах использовалось либо кварцевое стекло с нанесенным



Рисунок 2.25 – Внешний вид установки КДИ на пучке электронов ускорителя LUCX



Рисунок 2.26 – Внешний вид держателя мишени для генерации КДИ

на него слоем алюминия, либо зеркала сделанные из алюминия, диаметром 100 мм. Одно зеркало было плоским, другое – вогнутое с радиусом кривизны 840 мм. Отверстия в зеркалах были диаметром 5 мм, однако в плоском зеркале было вытравлено алюминиевое напыление в центре диаметром 15 мм с целью увеличить потери в резонаторе и регистрировать детектором больший поток излучения. Таким образом, был сформирован полусферический резонатор. Также возможна реализация сферического резонатора с двумя мишенями-зеркалами с радиусом кривизны 420 мм.

#### 2.2.4 Система перемещения зеркал

Для перемещения зеркал была разработана особая система позиционирования из двух манипуляторов. Были моторизованы три оси движения для каждого зеркала в соответствии с осями пучка ускорителя и одна ось вращения для каждого зеркала. Для перемещения зеркал были выбраны линейные координатные платформы Kohzu YA16A-R1, которые приводились в движение 5-ти фазными шаговыми двигателями Oriental Motor CRK523PAKP. Управление двигателями с персонального компьютера осуществлялось с помощью промышленного контроллера Oriental Motor CRK-series через протокол RS-485. Несколько контроллеров можно объединять в сеть (до 32 единиц) для создания единой системы позиционирования.

Каждый контроллер поддерживает режим работы моторов по микрошагам. Таким образом можно задавать количество импульсов микрошага двигателя для одного шага, т.е. при базовом шаге 0,72 градуса, и коэффициенте масштабирования от 1 до 250, шаг мотора мог составить от 0,72 градуса до 0,00288 градуса.

На разрешение системы позиционирования влияет три фактора: механическое разрешение линейной координатной платформы, качество шагового двигателя и электрический шум в контроллере/драйвере шагового двигателя. Для калибровки, проверки разрешения и люфта нашей системы позиционирования мы использовали Keyence LK-G500, высоко-чувствительный лазерный дальномер, с абсолютным разрешением 2 мкм и линейностью  $\pm 0,05\%$  (диапазон измеряемых расстояний от -250 мм до +500 от референсного расстояния в 500 мм). Результаты проверки приведены на рисунке 2.27.

Настройки контроллеров шаговых двигателей указаны в таблице 2.5.

Также были выставлены датчики максимального хода координатных платформ, чтобы предотвратить столкновение держателя зеркала со стенками камеры, датчики начального положения, чтобы выставлять зеркала на оптическую ось транспортировки пучка в случае потери питания или сброса настроек контролера.

Ось	Манипулятор 1	Манипулятор 2
Х	4998, 80 ± 1, 55 импульсов на	4991, 81 ± 0, 68 импульсов на
	MM	ММ
Υ	5004.98 $\pm$ 1,25 импульсов на	4991,75 ± 2,47 импульсов на
	MM	MM
Ζ	1670.67 $\pm$ 0,45 импульсов на	1633,35 ± 5,47 импульсов на
	MM	MM
θ	$13,8891\pm0,0002$ импульсов на	$13,8890\pm0,0003$ импульсов на
	ММ	ММ

Таблица 2.5 – Калибровка манипуляторов эксперимента по КДИ



Рисунок 2.27 – Калибровочная кривая шагового мотора оси Х первого манипулятора



Рисунок 2.28 – Фотографии процесса юстировки зеркал на оси пучка с помощью лазера



Рисунок 2.29 – Схема проверки правильного положения мишеней на оси пучка электронов

#### 2.2.5 Юстировка зеркал

Следующий шаг в подготовке эксперимента после монтажа системы вакуумных камер, системы позиционирования и детектора на пучке ускорителя – выставление центров зеркал резонатора и детектора на оптической оси транспортировки пучка. Для этого лазерный луч провели через центры выходных окон системы транспортировки пучка при убранных зеркалах.

Каждое зеркало было перемещено на центр оси пучка так, чтобы лазер проходил через центр зеркала как показано на рисунке 2.28. Координаты зеркал в установленных положениях были занесены в базу данных по управлению системой позиционирования и были выставлены датчики начального положения.

Затем была проведена проверка угла наклона зеркал. Луч лазерного уровня направлялся на зеркала и угол поворота зеркал  $\alpha$  (см. рисунок 2.26) устанавливался таким образом, чтобы лазерная плоскость отражалась обратно в окно лазерного уровня. Следующим шагом была проверка настройки оси вращения зеркал (вращение на угол  $\theta$ ). При правильной настройке положение центра зеркала не изменялось при повороте.

#### 2.2.6 Система сбора и обработки данных

Система сбора и обработки данных была построена, исходя из системы управления параметрами ускорителя LUCX и имеющимся в наличии осциллографом Tektronix 684C (полоса пропускания 1 ГГц, частота дискретизации 5 ГГц).

Все датчики ускорителя LUCX были подключены через систему КАМАК, а управление системами ускорителя осуществлялось с использованием специализированного компьютерного обеспечения EPICS. Для сохранения стабильной работы системы было принято решение не встраивать систему управления экспериментом по обнаружению стимулированного когерентного дифракционного излучения в управление ускорителем, а сделать их независимыми. Наиболее простым для реализации управления экспериментом оказалось использование программного комплекса NI Labview. Данное ПО разработано для простой организации управления цифровыми устройствами, такими как различные контролеры и осциллографы. Дополнительным модулем для ПО была реализована связь с базой данных ускорителя, что позволило оперативно получать сигналы с различного оборудования LUCX, например, сигналы датчиков тока, датчиков положения пучка (см. разделы 2.1.4, 2.1.4).

Кроме сигнала с детектора дифракционного излучения, нам было необходимо получать информацию о числе электронов в сгустках и синхронизировать сбор данных с пролетом сгустков через резонатор. Для этого в спроектированной системе сбора данных сигнал токового датчика и детектора миллиметрового излучения (см. разделы 2.2.2, 2.1.4) вместе с триггером пуска ускорителя подавались в цифровой осциллограф Tektronix. С осциллографа сигнал датчика и детектора забирался программой, написанной в NI Labview, для обработки и визуализации через протокол RS-485. Также через эту программу, используя интерфейс RS-485, происходило управление шаговыми двигателями (см. раздел 2.2.4) координатных платформ (см. рисунок 2.30).

#### 2.2.7 Настройка зеркал на генерацию ДИ

При работе ускорителя пучок электронов не всегда проходит строго по оптической оси. Положение пучка электронов зависит от настройки магнитно-оптической системы, параметров инжекции и ускорения (см. раздел 2.1). Также при низком токе пучка электронов датчики положения пучка измеряют положение пучка с большой погрешностью. Траектория пучка электронов может быть просчитана специальным программным обеспечением (см. раздел 2.1.3), однако в эксперименте не была реализована привязка системы координат положения зеркал к системе координат положения пучка. Поэтому при изменении траектории движения сгустков электронов, отверстия зеркал, настроенных по оптической оси ускорительного тракта, будут находится в стороне от пучка, или пучок при прохождении будет задевать



Рисунок 2.30 – Схема системы сбора и обработки данных

край мишени. Соответственно в интересующем диапазоне длин волн будет генерироваться переходное излучение, а не дифракционное.

Так как пучок электронов не проходит через отверстие, то он кроме переходного излучения генерирует тормозное излучение в материале мишени. В этом случае для настройки положения мишеней относительно электронного пучка нами был использован детектор гамма излучения. При перемещении мишени в плоскости перпендикулярной пучку в горизонтальном или вертикальном направлении пучок взаимодействует с разными участками мишени и генерирует тормозное излучение, которое регистрирует детектор. Если мишень не имеет неодородностей, то количество фотонов генерируемого тормозного излучения будет оставаться постоянным, как и сигнал детектора. Соответственно при попадании электронного сгустка в участок неоднородности (например, отверстие в мишени, дефект в напылении мишени), количество фотонов будет изменяться, что отразится на показаниях детектора. Если сгусток электронов проходит через отверстие, не задевая мишень, то тормозное излучение будет отсутствовать, и сигнал с детектора будет равен 0 или показывать уровень фонового сигнала.

В качестве детектора гамма излучения в эксперименте использовался ФЭУ Нататаtsu 1611, конвертером гамма квантов в световые фотоны был выбран аэрогель (см. рисунок 2.31). Выбор был обусловлен наличием материала, устройств и большим опытом работы с этими устройствами, использованным в предыдущих проектах установки ATF. Напряжение на ФЭУ подбиралось таким образом, чтобы при прохождении пучка электронов через материал мишени не происходила перегрузка ФЭУ. Пример сигнала гамма-детектора приведен на рис. 2.32.



Рисунок 2.31 – Внешний вид перископа гамма детектора



Рисунок 2.32 – Пример сигнала датчика гамма излучения

#### 2.2.8 Выводы по главе

В заключении следует отметить, что на ускорителе LUCX была создана установка для проведения экспериментальных исследований по исследованию стимулированного когерентного дифракционного излучения. Ускоритель позволял за один импульс ВЧ-системы генерировать и ускорять до энергии 43 МэВ последовательность электронных сгустков. Максимальное число сгустков в последовательности – 100. Набор фокусирующих и отклоняющих магнитов совместно с ПО по расчету траекторий движения электронов в ускорительной структуре позволял настраивать размеры пучка электронов в области расположения резонатора для генерации и накопления когерентного дифракционного пучка. Набор датчиков для пучка электронов позволял регистрировать параметры каждого сгустка в последовательности импульсов. После сборки и настройки всех компонентов установки можно было проводить следующие экспериментальные исследования:

- 1. Выставить зеркало на пучок не по центру пролета пучка для генерации переходного излучения и изучения его характеристик
- 2. Выставить зеркало на пучок по центру пролета пучка для генерации дифракционного излучения и изучения его характеристик
- 3. Выставить оба зеркала на пучок для образования резонатора
- 4. Перемещение зеркал для поиска резонансного положения и стимулирования излучения и изучения его характеристик
- 5. Перемещение зеркал для получения зависимости интенсивности излучения от длины резонатора.

### Глава З

### Экспериментальное исследование стимулированного КДИ

#### 3.1 Настройка зеркал

Перед началом каждого экспериментального сеанса и в случае сбоя в работе ускорителя LUCX происходила настройка зеркал на пучок электронов. Для этого зеркала с помощью системы перемещения двигались по одной из координатных осей (оси х и у, в плоскости перпендикулярной оси прохождения пучка z, см. рисунок 3.1) и регистрировался сигнал с датчика гамма-излучения (см. раздел 2.2.7). При пересечении мишени пучок генерировал тормозное излучение, регистрируемое детектором гамма-излучения. Если пучок проходит рядом с отверстием интенсивность регистрируемого детектором гамма излучения уменьшается, а если пучок проходит через отверстие в зеркале, то гамма излучение не генерируется в мишени и сигнал с детектора гамма излучения минимальный. Таким образом, сначала получали зависимость сигнала детектора гамма-излучения от положения первого зеркала при отодвинутом в сторону от пучка втором зеркале по одной оси (см. рисунок 3.2). Затем первое зеркало выставлялось в положение минимума сигнала гамма излучения, и проводилось снятие зависимости интенсивности гамма-излучения от перемещения зеркала по второй оси и выставление положения центра зеркала в положение минимума сигнала детектора гамма излучения. Следующим шагом было повторение сканирования по первой оси и выставление в минимум гамма излучения. После трех итераций по получению зависимостей и установки в минимум интенсивности гамма-излучения центр зеркала совпадал с центром прохождения пучка электронов. Такие же процедуры сканирования проводились для второго зеркала при отодвинутом в сторону от пучка первом зеркале.



Рисунок 3.1 – Схема выставления центра отверстия зеркала резонатора на ось прохождения пучка ускорителя LUCX (1 – первый проход зеркалом по одной оси, 2 – второй проход зеркалом по другой оси, 3 – третий проход зеркалом по первой оси)



Рисунок 3.2 – Зависимость интенсивности сигнала детектора гамма излучения при перемещении зеркала с отверстием диаметром 5 мм (оси перемещения перпендикулярны оси пучка и пересекают ось)

Размеры отверстий, полученные из анализа зависимости интенсивности гамма излучении от положения зеркал, совпадают с паспортными характеристиками этих зеркал (см. раздел 2.2.3).

Указанная процедура позволяет обеспечить прохождение пучка через центры отверстий в зеркалах с точностью до 0,5 мм. В дальнейшем, при моделировании генерации дифракционного излучении, использовалось допущение, что электронные сгустки пролетают по оптической оси резонатора, проходящей через центры отверстий зеркал-резонаторов.

#### 3.2 Регистрация сигнала детектора

Регистрация излучения, генерируемого в мишенях-зеркалах резонатора, производилась с помощью детектора излучения миллиметрового диапазона длин волн (см. разделы 2.2.2 и 2.2.6). Типичный вид сигнала детектора излучения миллиметрового диапазона и токового датчика представлен на рисунке 3.3.

На рисунке 3.3 по сигналу токового датчика видно, что через мишень пролетает пучок электронов, состоящий из 4 сгустков электронов, и что детектором регистрируется число импульсов излучения, соответствующее числу сгустков электронов. Из рисунка 3.3 также видно, что амплитуды пиков сигнала токового датчика (пропорциональные числу электронов в сгустках) соответствует амплитудам интенсивности генерируемого излучения, и что система сбора данных (см. раздел 2.2.6) позволяет регистрировать отдельные сгустки электронов и импульсы излучения, следующие с периодичностью 2,8 нс.



Рисунок 3.3 – Вид сигнала детектора микроволнового излучения и токового датчика в эксперименте CDR

#### 3.3 Измерение спектрально-угловых характеристик ДИ

Следующим шагом эксперимента было получение угловых характеристик генерируемого электронным пучком в мишени излучения и выявление его поляризационной природы.

Так как в эксперименте не предусматривалось перемещение детектора излучения по радиусу с центром в центре каждого зеркала (см. раздел 1.1), было предложено регистрировать зависимость интенсивности сигнала детектора от угла вращения зеркала (угол  $\theta$  на рисунке 2.26). В этом случае детектор будет регистрировать зависимость интенсивности ДИ излучения в геометрии «назад» от различных углов поворота мишени. Так как ДИ «назад» генерируется в конус с углом  $\gamma^{-1}$  по отношению к линии отражения, то при повороте зеркала угол положения максимума ДИ будет изменяться. Таким образом, зависимость сигнала с детектора при изменении угла зеркала должна содержать распределение интенсивности излучения с двумя максимумами и минимумом между максимумами, если это ДИ. Угол, в котором наблюдается минимум ДИ, будет соответствовать углу нормального падения пучка на зеркало, т.е. происходит настройка зеркала резонатора перпендикулярно линии пролета пучка.

Для получения угловых зависимостей сигналы детектора для каждого сброса пучка на мишень (см. рисунок 3.3) обрабатывались следующим образом: выделялся один из пиков генерируемого излучения, площадь под которым (пропорциональная числу генерируемых фотонов ДИ) нормировалась на площадь под соответствующим пиком токовой зависимости (пропорциональная числу электронов в сгустке), и эта площадь ставилась в соответствии с углом поворота зеркала. На рисунке 3.4 приведены угловые зависимости подтверждающие,



Рисунок 3.4 – Угловые зависимости, полученные при вращении зеркал резонатора вокруг своей оси. Черная линия – фокусирующее зеркало, красная (серая) – плоское зеркало

что излучение генерируемое пучком в зеркалах имеет поляризационную природу и является ДИ по распределению интенсивности излучения. Подтверждением того, что генерируется именно ДИ, а не переходное излучение является факт прохождения пучка через центр отверстия в зеркале резонатора (3.1).

#### 3.4 Проверка условия когерентности

Выполнение условия когерентности приводит к тому, что интенсивность излучения становится пропорциональна квадрату числа электронов (1.2). Следовательно, увеличение тока в пучке ускоряемых электронов приведет к квадратичному увеличению интенсивности сигнала детектора КДИ.

Нами были получены зависимости интенсивности сигнала детектора КДИ от сигнала магнитноиндукционного датчика. По аналогии с угловыми распределениями в сигнале детектора выделялся определенный пик и площади под этим пиком (пропорциональной числу генерируемых фотонов ДИ) ставилась в соответствии площадь под соответствующим пиком в сигнале магнитноиндукционного датчика (пропорциональная числу электронов в сгустке). Пример одного из экспериментальных результатов измеренной токовой зависимости представлен на рисунке 3.5. При аппроксимации полученных зависимостей были рассчитаны коэффициенты степенной функции вида  $y = a + b \cdot x^c$ . Полученные значения параметра c для разных экспериментальных сеансов находились в интервале от 1,5 до 2, что подтверждало генерацию когерентного дифракционного излучения частью электронов в сгустке. Отклонение полученных зависимостей от квадратичной функции объясняется спектральной чувствительностью детектора, которая перекрывается с некогерентной частью спектра ДИ, генерируемого зеркалами (см. рисунок 2.19).



Рисунок 3.5 – Пример токовой зависимости сигнала детектора при генерации ДИ. Аппроксимация проведена степенной функцией с показателем степени 1,98 ± 0,38

#### 3.5 Настройка резонатора на накопление КДИ и СКДИ

Следующим шагом было необходимо произвести настройку резонатора для накопления КДИ. Для этого выставляли два зеркала на пучок одновременно и, изменяя расстояние между зеркалами и положения зеркал, наблюдали за сигналом детектора. В «настроенном» резонаторе накапливается КДИ, генерируемое каждым проходящим через резонатор сгустком электронов, и теряется часть накопленного излучения в результате рассеяния на зеркалах и отверстиях в них. После того как все сгустки пучка электронов прошли через резонатор, новое излучение не генерируется, а накопленное излучение через отверстия и края зеркал покидает резонатор. В этом случае с каждым оборотом в резонаторе мы можем видеть пики в сигнале детектора. В не «настроенном» резонаторе не будет происходить накопления излучения, и в сигнале детектора будут присутствовать только пики излучения, генерируемые электронными сгустками. На рисунке 3.6 приведен пример сигнала детектора при нахождении резонатора в «настроенном» и не «настроенном» режиме.

# 3.6 Изучение режима накопления излучения в резонаторе при изменении его размеров

Добившись работы резонатора в «настроенном» режиме необходимо было выбрать «оптимальный» режим, в котором бы соблюдалось условие для появления эффекта стимуляции (см. раздел 1.3 формула 1.20). Для этого были получены сигналы детектора при изменении длины резонатора (координата z, вдоль траектории электрона). Далее эти сигналы обрабатывались следующим образом: выбирался один из пиков в сигнале детектора, по времени регистрируемый после прохождения пучка, и площадь под пиком соотносилась с расстоянием между зеркалами (позициями зеркал). Пример полученной зависимости приведен на



Рисунок 3.6 – Пример сигналов детектора для резонатора, в котором нет накопления излучения (слева), и резонатора, настроенного на накопление излучения (справа)

рисунке 3.7. В дальнейших экспериментах мы проводили исследования для расстояния между зеркалами L<sub>opt</sub> (симметричный максимум на рисунке 3.7)

## 3.7 Обнаружение и изучение процесса стимуляции КДИ в резонаторе

После настройки резонатора на «оптимальный» режим требовалось установить резонатор в положения максимального накопления излучения и проверить зависимость интенсивности накопленного в резонаторе КДИ от числа сгустков электронов прошедших через него. Интенсивность накопленного КДИ определялась одним из пиков в сигнале детектора после прохождения всех сгустков пучка электронов. Ожидаемая зависимость интенсивности стимулированного ДИ от числа электронных сгустков без учета потерь излучения в резонаторе должна быть квадратичной (см. раздел 1.3 формула (1.20)), тогда ожидаемая зависимость стимулированного КДИ должна быть согласно разделу 1.2 и формуле (1.14) будет описываться следующей формулой:

$$I \sim \frac{1}{m} \left[ N_b + N_b \left( N_b - 1 \right) |F_b(\omega)|^2 \right] |\mathbf{E}|^2 \left[ N_e + N_e \left( N_e - 1 \right) |F(\omega)|^2 \right] \sim N_b^2 N_e^2$$
(3.1)

где  $N_e$  – число электронов в сгустке,  $N_b$  – число сгустков в пучке,  $F_b(\omega)$  – форм-фактор последовательности сгустков. В реальном случае часть излучения на каждом обороте покидает резонатор, поэтому степенная зависимость интенсивности стимулированного КДИ от числа электронных сгустков ожидалась с показателем степени меньше 2. На рисунке 3.8 приведена зависимость сигнала детектора от числа сгустков и полученных после обработки данных эксперимента. Параметры аппроксимация полученных зависимостей позволяют утверждать, что в настроенном на «оптимальный» режим резонаторе наблюдалась стимуляция КДИ.



Рисунок 3.7 – Пример настройки расстояния между зеркалами для соблюдения условий генерации стимулированного ДИ



Рисунок 3.8 – Пример оценки зависимости интенсивности сигнала из резонатора от числа прошедших электронных сгустков. Аппроксимация проведена степенной функцией с показателем степени 2,  $81 \pm 0, 11$ 



Рисунок 3.9 – Пример проведения оценки добротности резонатора по регистрируемой интенсивности излучения после прохождения пучка электронов. Аппроксимация проведена убывающей экспоненциальной функцией с показателем экспоненты  $\frac{1}{\alpha} = 1,33 \cdot 10^{-8} \pm 0,15 \cdot 10^{-8}$ 

#### 3.8 Определение добротности резонатора

После прохождения всех сгустков в пучке через резонатор прекращается генерация нового излучения. По аналогии с другими видами резонаторов изменение интенсивности сигнала детектора после прохождения всех сгустков в пучке должна спадать экспоненциально. В этом случае аппроксимацией экспериментальных данных находилась постоянная распада резонатора ( $\alpha$ ) с использованием следующей формулы:

$$A = A_0 e^{-\alpha t}, \tag{3.2}$$

где *t* – время.

Добротность резонатора оценивалась следующим образом:

$$Q = 2\pi \left| \frac{A}{\Delta A} \right| = 2\pi \frac{1}{\alpha \Delta t},\tag{3.3}$$

где  $\Delta t=2,8$  нс - время цикла в резонаторе. В эксперименте, приведенном на рисунке 3.9, коэффициент добротности равен примерно 29,8. В работе [49] приведен коэффициент добротности резонатора равный 72.

# 3.9 Исследование коэффициента пропускания и поглощения материалов мишени

Мишени для генерации поляризационного излучения (переходное, дифракционное и т.д.) должны быть проводящими. Обычно мишени делают либо полностью из металла, либо на-



Рисунок 3.10 – Схема экспериментального исследования коэффициента пропускания

носят металл на диэлектрическую подложку. В нашем случае на подложку из кварцевого стекла был нанесен слой алюминия. Для прохождения пучка через мишени в них были просверлены центральные отверстия диаметром 5 мм. Для вывода излучения из резонатора на детектор в алюминиевом напылении было вытравлено центральное отверстие диаметром 15 мм.

Для исследования коэффициента пропускания использовалось когерентное переходное излучение назад, генерируемое при направлении пучка электронов на поверхность одной из мишеней. Излучение направлялось из камеры (угол установки мишени 45 градусов), отражалось зеркалом и регистрировалось детектором (см. рисунок 3.10). С помощью манипулятора тестовый объект помещался под пучок переходного излучения. В результате детектор мог регистрировать прямое излучение и излучение, прошедшее через тестовый объект.

В качестве тестового объекта выступали плоская мишень диаметром 100 мм с 15 мм отверстием в напыленном алюминии и 5 мм отверстием в кварцевом стекле, набор кремниевых пластин и зеркало диаметром 50 мм. Результат измерений представлен на рисунке 3.11.



Рисунок 3.11 – Коэффициент пропускания когерентного переходного излучения для различных тестовых объектов

#### 3.10 Выводы по главе

Полученные результаты позволяют утверждать, что в работе экспериментально наблюдалось стимулированное когерентное дифракционное излучение. Также было проведено исследование характеристик созданной экспериментальной установки.

Полученные результаты были следующими:

- 1. впервые экспериментально наблюдалось стимулированное когерентное дифракционное излучение;
- получены сигналы, зарегистрированные детектором микроволнового излучения и токовым датчиком, подтверждающие возможность наблюдения генерации излучения от каждого отдельного сгустка в последовательности ускоренных сгустков;
- получены зависимости интенсивности тормозного излучения ускоренных сгустков электронов от положения зеркал резонатора, что подтвердило прохождение пучка электронов сквозь отверстия в зеркалах и генерацию дифракционного излучения, а не переходного;
- получены зависимости интенсивности дифракционного излучения ускоренных сгустков электронов от поворота зеркала резонатора, что подтвердило генерацию дифракционного излучения при пролете зеркала резонатора;
- получены зависимости интенсивности излучения сгустка электронов от зарегистрированного тока в сгустке, что подтвердило генерацию когерентного дифракционного излучения;

- проведена настройка резонатора на резонансное накопление когерентного дифракционного излучения;
- получены зависимости интенсивности излучения ускоренных сгустков электронов от числа прошедших сгустков, что подтвердило генерацию стимулированного когерентного дифракционного излучения;
- 8. проведены оценки добротности образованного резонатора;
- 9. проведены экспериментальные исследования коэффициентов пропускания и поглощения когерентного излучения, генерируемого зеркалами резонаторов, для различных материалов, из которых были изготовлены зеркала.

### Глава 4

# Моделирование параметров резонатора и накопления КДИ в резонаторе

# 4.1 Расчет добротности резонаторов, используя данные о потерях излучения в резонаторе

В результате исследований, приведенных в главе 3, был получен ряд зависимостей сигнала детектора от времени прохождения пучка электронов. Был подтвержден эффект стимуляции генерируемого излучения и произведена экспериментальная оценка добротности настраиваемого резонатора. Для тщательного понимания процессов накопления и стимуляции в резонаторе было принято решение оценить теоретически добротность резонатора.

Теоретический подход в оценке добротности резонатора предполагает знание потерь на различных элементах резонатора. В работах [50, 51] сотрудники Новосибирского ЛСЭ привели примеры расчетов потерь и оценки добротности резонатора ЛСЭ. В этих работах суммарные потери ( $c_{\Sigma}$ )считаются по формуле:

$$c_{\Sigma} = 1 - \prod_{i} (1 - c_i),$$
 (4.1)

где  $c_i$  - различные потери (дифракционные, геометрические, оммические) на различных элементах резонаторной системы (диафрагмы, края и отверстия зеркал, коллиматоры, поверхность зеркал). Оценка добротности проводилась по следующей формуле:

$$Q = 2\pi \frac{\text{энергия накопленная в резонаторе}}{\text{потери энергии в резонаторе за цикл}} = 2\pi \frac{1}{c_{\Sigma}}$$
(4.2)

#### 4.2 Расчет коэффициентов пропускания и отражения зеркал

В ходе экспериментальных исследований были получены данные о коэффициенте пропускания материалами мишеней (см. раздел 3.9). После экспериментов была поставлена задача теоретически определить коэффициенты отражения и пропускания зеркал.

Коэффициенты отражения и пропускания определялись с помощью следующих формул [52]:

$$R_{0} = \frac{R(1 + A^{2} - 2A\cos\delta)}{(1 + A^{2}R^{2} - 2AR\cos\delta)} - \text{отражение},$$

$$T_{0} = \frac{AT^{2}}{(1 + A^{2}R^{2} - 2AR\cos\delta)} - \text{пропускание},$$
(4.3)

где  $\delta = 4\pi nh \cos \theta_1$ ,  $A = \exp\left(-\frac{Kh}{2\cos \theta_1}\right)$ ,  $K = 4\pi\sigma k$  – коэффициент поглощения, n и k – действительная и мнимая часть коэффициента преломления, R и T – френелевские коэффициенты отражения,  $\theta_1$  – угол преломления излучения. Так как в эксперименте детектор регистрировал s-поляризацию излучения (см. раздел 2.2.2), то в этом случае R и T находились следующим образом:

$$R_{s} = \left(\frac{\cos\theta_{i} - \mathbf{n}\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\mathbf{n}}\sin\theta_{i}\right)^{2}}}{\cos\theta_{i} + \mathbf{n}\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\mathbf{n}}\sin\theta_{i}\right)^{2}}}\right)^{2},$$

$$T_{s} = 1 - R_{s},$$
(4.4)

где  $\theta_i$  – угол падения,  $\cos \theta_i = \mathbf{n} \cos \theta_1$ ,  $\mathbf{n}$  – коэффициент преломления. Действительная nи мнимая k части коэффициента преломления  $\mathbf{n}$  высчитывались, исходя из диэлектрической проницаемости среды по следующим формулам:

$$\begin{array}{ll}
\operatorname{Re}(\varepsilon) &= n^2 - k^2, \\
\operatorname{Im}(\varepsilon) &= 2nk,
\end{array}$$
(4.5)

где  $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$  - диэлектрическая проницаемость среды.

Из-за того, что экспериментальных исследований по диэлектрической проницаемости в области миллиметрового диапазона длин волн практически не проводилось, были использованы интерполяционные данные по модели Друде-Лоренца из работ [53] и [54]. Для металлов (алюминий) действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости рассчитывались по формулам из работы [54]:

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\Gamma^2 + \omega^2},$$

$$\varepsilon'' = \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega \left(\Gamma^2 + \omega^2\right)}$$
(4.6)

где плазменная частота  $\omega_p = 3, 6 \Pi \Gamma \mu$ , частота затухания  $\Gamma = 64 T \Gamma \mu$ . Для диэлектриков использовались следующие формулы из работы [53]:

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} \left[ 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \right],$$

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon_{\infty} \omega_p^2 \tau}{\omega \left( 1 + \omega^2 \tau^2 \right)}$$
(4.7)

где плазменная частота  $\omega_p^2 = \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty m^*}$ ,  $N_e = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $m^* = 0,26m_e = 2,36 \cdot 10^{-31}$  кг,  $\tau = 10^{-13}$  с,  $\varepsilon_\infty = 11,7$ .

В результате действительная n и мнимая k части коэффициента преломления **n** были рассчитаны с помощью формул (4.5), (4.6), (4.7) и использованы для расчета характеристик пропускания и отражения материала зеркал резонатора по формулам (4.3) и (4.4). Результаты теоретических расчетов в сравнении с экспериментальными данными (раздел 3.9) приведены в таблице 4.1.

Мадариан	Коэффициент пропускания	
Материал	Эксперимент	Теория
Мишень с алюминиевым	0	0
покрытием		
Легированный кремний	0,42	0,42
Обычный кремний	0,45	_

Таблица 4.1 – Сравнение коэффициентов пропускания различных материалов

Таблица 4.2 – Коэффициент пропускания для составной мишени

Проводящий	Подложка	Коэффициент	
слой (алюми-	(кремний),	ий), пропускания,	
ний), нм	MKM	%	
	100	6,5	
2	150	5,3	
	300	4,0	
	100	3,4	
3	150	2,7	
	300	2,1	
	50	2,7	
4	100	2,0	
	150	1,6	

На основании расчетов был предложен вариант схемы резонатора с заданным коэффициентом пропускания зеркал: изготовление полупрозрачного зеркала заданной толщины с очень тонким слоем проводящего материала. Предложенная схема облегчила бы оценку мощности накопленного излучения в резонаторе. Результаты расчетов параметров мишеней приведены в таблице 4.2. Как оказалось, для реализации полупрозрачного зеркала с проводящим слоем из алюминия, толщина подложки из кремния подходит под коммерческие образцы, однако проводящий слой должен быть очень тонким и не может быть нанесен с помощью недорогих технологий (например, плазменное напыление).

# 4.3 Расчет геометрических и дифракционных потерь на зеркалах резонатора

Анализируя различные работы по исследованию и эксплуатации лазеров на свободных электронах (к примеру [55]), было обнаружено, что диффракционные потери  $(c_d)$  на краях и на отверстии зеркал могут быть посчитаны из геометрических потерь  $(c_g)$ :



Рисунок 4.1 – Схема моделирования резонатора эксперимента для обобщенного метода поверхностных токов и метода мод Гаусса-Лагерра

$$c_d = 1 - (1 - c_q)^2 \tag{4.8}$$

В свою очередь геометрические потери можно найти с помощью распределения интенсивности накопленного излучения в плоскости поверхности мишеней. Для решения такой задачи, применительно к нашем зеркалам, были использованы два подхода в определении распределения интенсивности когерентного дифракционного излучения. В первом подходе распределения интенсивности на поверхности зеркал находились по формулам из главы 1.2, во втором – использовали распределение интенсивности мод излучения по аналогии с лазерными резонаторами.

# 4.3.1 Расчет распределения интенсивности КДИ на поверхности зеркал в резонаторе

Нами была использована теоретическая модель генерации дифракционного излучения – обобщенный метод поверхностных токов [56]. Для упрощения расчетов вводились следующие ограничения: приближение одного электрона, идеальная проводимость мишеней и прозрачность отверстий в мишенях.

В расчетах использовалась геометрия эксперимента CDR (рис. 4.1), где точечные электронные сгустки с энергией 43 МэВ с периодичностью 2,8 нс проходили через отверстия диаметром 5 мм в двух идеально проводящих мишенях диаметром 100 мм. Одна мишень выполнена плоской, вторая – вогнутой с радиусом кривизны 840 мм.

Первый сгусток, пролетая плоскую мишень, генерирует своим полем  $E_e$  дифракционное излучение вперед  $(E_f^{(1)})$  (раздел 1.1, формула (1.2)). При пролете резонатора электрон движется по оси резонатора совместно с сгенерированным полем. Поэтому взаимодействие поля электрона со фокусирующей мишенью происходит в присутствии внешнего поля. Дифракционное излучение назад от фокусирующей мишени запишется следующим выражением:

$$E_b^{(1)}(r_0,\omega) = -\frac{1}{2\pi} \int_{S_2} dS_2 \left[ n_2, \left( E_e(r,\omega) + E_f^{(1)}(r,\omega) \right) \right] \times \nabla_0 G(r_0,r,\omega), \tag{4.9}$$

где  $n_2$  - нормаль к поверхности вогнутой мишени (см. формулу (1.8)), а интегрирование ведется по поверхности второй мишени  $dS_2$  (см. формулу (1.9)) ([57]). Затем электрон покидает резонатор. Дифракционное излучение назад от первого электрона достигнет плоского зеркала одновременно со вторым электроном. И в этом случае поле электрона будет взаимодействовать с первой мишенью в присутствии внешнего поля. По аналогии с формулами (1.2) и (4.9) получаем:

$$E_f^{(2)}(r_0,\omega) = -\frac{1}{2\pi} \int_{S_1} dS_1 \left[ n_1, \left( E_e(r,\omega) + E_b^{(1)}(r,\omega) \right) \right] \times \nabla_0 G(r_0,r,\omega), \tag{4.10}$$

В итоге задача по нахождению распределения интенсивности излучения на поверхности зеркал сводится к последовательному учету вклада каждого электрона в суммарное поле в резонаторе. После пролета электронов через резонатор происходит постепенный сброс накопленного излучения через механизм дифракционных и геометрических потерь. Данный процесс можно промоделировать используя формулы (1.2), (4.9), (4.10), если принять поле электрона равным 0.

Основной проблемой при данном подходе стало вычисление интегралов. Расчет генерации излучения на каждом зеркале добавляет в итоговую формулу двойное интегрирование. Таким образом, уже для вычисления дифракционного излучения вперед от второго электрона (формула (4.10)) необходимо вычислить 6-мерный интеграл. В итоге вычисление результирующего поля занимает очень много времени. Выходом из данной ситуации стало использование интерполяции распределения поля на поверхности мишени. То есть, после получения распределения поля излучения на мишени с помощью двойного интеграла, аналитическое выражение заменяется интерполяционной поверхностью и используется для вычисления двойного интеграла на следующем этапе.

Промежуточные результаты расчетов интенсивности полей излучения для длины волны 3,5 мм приведены на рис. 4.2.

Расчеты методом обобщенных токов были проведены для последовательности из 9 и 15 электронов. Результаты накопления и затухания излучения в резонаторе приведены на рис. 4.3. Оценка добротности резонатора была проведена аппроксимацией спада выхода излучения по формуле (3.2) и для длины волны излучения в 3,5 мм была получена величина добротности 48,7. Аппроксимация роста выхода излучения в резонаторе была проведена степенной функцией, показатель степени функции для длины волны излучения 3,5 мм был равен  $1, 84 \pm 0, 02$ . Так как точечные заряды следуют равномерно с постоянной скоростью, зависимость выхода излучения от времени будет прямопропорциональной, следовательно, зависимость выхода излучения от времени с точностью до множителя будет совпадать с зависимостью выхода излучения от числа зарядов. Отличие от квадратичной зависимости по


Рисунок 4.2 – Распределение поля излучения на поверхности плоской мишени после прохождения 3 электронов, расчитанных для длины волны излучения 3,5 мм обобщенным методом поверхностных токов



Рисунок 4.3 – Накопление и затухание излучения в резонаторе, рассчитанных обобщенным методом поверхностных токов

формуле (1.20) вызвано потерями излучения в резонаторе через механизм дифракционных и геометрических потерь.

#### 4.3.2 Использование мод Гаусса-Лагерра для получения распределения интенсивности излучения в плоскости поверхности мишени.

В связи с тем, что вычисление распределения интенсивности когерентного дифракционного излучения на поверхности зеркал резонатора обобщенным методом поверхностных токов требует значительных вычислительных мощностей и длительное время на выполнение, было найдено решение для более быстрого нахождения распределения интенсивности излучения. Известно, что когерентное дифракционное излучение генерируется в конус в конус с углом  $\gamma^{-1}$  (см раздел 1.1, рис. 1.2, рис. 3.4). Также в эксперименте использовались круглые мишени-зеркала. В этом случае при теоретическом описании модели резонатора и модели излучения мы можем говорить о радиальной симметрии и вводить соответствующие допущения.

В ходе исследования теоретических моделей резонаторов было найдено, что в резонаторах с радиальной симметрией возбуждаются моды Гаусса-Лагерра, которые описываются полиномами Лагерра [58]. Распределения интенсивности в модах Гаусса-Лагерра приведены на рис. 4.4.

Амплитуда моды Гаусса-Лагерра описывается следующей формулой:

$$\Psi_{mn}\left(r,\varphi\right) = \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0}\right)^m \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) L_n^m\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \exp\left(im\varphi\right),\tag{4.11}$$

где  $L_n^m$  полином Лагерра.

Выполняя преобразования Френеля от моды Гаусса-Лагерра можно найти амплитуду моды излучения на расстоянии z от перетяжки (талии пучка):



Рисунок 4.4 – Вид распределения интенсивности различных мод Гаусса-Лагерра для резонатора с круглыми зеркалами

$$\Psi_{mn}\left(\rho,\theta,z\right) = \frac{(-i)^{m+1}k}{2\pi z} \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z} + im\theta\right) \times \int_0^\infty \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_0}\right)^m \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2} + \frac{ikr^2}{2z}\right) L_n^m\left(\frac{2r^2}{w_0^2}\right) r dr = \\ = \frac{w_0}{w(z)} \left(\frac{\rho\sqrt{2}}{w(z)}\right)^m \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2(z)} + \frac{ik\rho^2}{2R(z)} + im\theta - i\left(2n + m + 1\right)\arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) L_n^m\left(\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right),$$
(4.12)

где  $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}$  – минимальный размер распределения (талия пучка),  $R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right)$  – радиус кривизны волнового фронта излучения. Для вычисления длины Релэя использовалось следующее соотношение

$$z_0 = \frac{kw_0^2}{2} = \frac{d}{2R}\sqrt{\frac{2R}{d} - 1} = \frac{d}{2R}\frac{(1+g)^{1/2}}{(1-g)^{1/2}},$$
(4.13)

где *d* – растояние между зеркалами резонатора, *R* - радиус кривизны зеркала резонатора, *g* - критерий стабильности оптической системы. Интенсивность излучения находили по следующей формуле:

$$I_{mn}\left(\rho,\theta,z\right) = \left|\Psi_{mn}\left(\rho,\theta,z\right)\right|^{2} \tag{4.14}$$

Геометрические потери на мишени происходят на отверстии в мишени и на ее краях. В этом случае коэффициент геометрических потерь запишется как отношение суммы интенсивности моды Гаусса-Лагерра на площади поверхности в отверстии и за пределами мишени к суммарной интенсивности по всей плоскости мишени. Так как интенсивность моды Гаусса-Лагерра радиально-симметричная, то для получения геометрических потерь достаточно интеграла по радиусу зеркала:

$$c_{g}(\%) = \frac{\int_{0}^{r_{1}} I_{mn}(\rho, z) \, dS + \int_{r_{2}}^{\infty} I_{mn}(\rho, z) \, dS}{\int_{0}^{\infty} I_{mn}(\rho, z) \, dS} \times 100\%, \tag{4.15}$$



Рисунок 4.5 – Распределение интенсивности моды  $\Psi_{10}$  Гаусса-Лагерра в плоскости фокусирующего зеркала с радиусом кривизны 840 мм для длины волны излучения 5 мм, расстояние между зеркалами 420 мм



Рисунок 4.6 – Распределение интенсивности моды  $\Psi_{10}$  Гаусса-Лагерра в плоскости плоского зеркала для разных длин волн излучения, расстояние между зеркалами 420 мм

где dS – элемент поверхности по формулам (1.9) и (1.7).

Так как обычно моды высших порядков подавляются или гораздо меньше основной моды по интенсивности, было принято упрощение, что основной вклад в интенсивность вносит мода  $\Psi_{10}$ . В итоге нами был получен код для расчета геометрических потерь. Основным достоинством метода можно считать скорость выполнения кода по сравнению с моделированием по методу поверхностных токов. Были выполнены расчеты потерь в резонаторе для схемы с полуконфокальным резонатором (рис. 4.1) и параметрами пучка и зеркал, приведенными в разделе 4.3.1:

Результаты расчетов распределение интенсивности моды  $\Psi_{10}$  Гаусса-Лагерра в плоскости зеркал приведены на рисунках 4.5, 4.6, 4.7 для различных длин волн излучения соответствующих диапазону чувствительности детектора SBD.



Рисунок 4.7 – Распределение интенсивности моды  $\Psi_{10}$  Гаусса-Лагерра в плоскости фокусирующего зеркала с радиусом кривизны 840 мм для разных длин волн излучения, расстояние между зеркалами 420 мм

Таблица 4.3 – Оценка добротности резонатора для разных длин волн для геометрии показанной на рис. 4.1

Длина волны, мм	Добротность
2	793
$3,\!5$	67
5	20

Оценка добротности резонатора по формулам (4.1), (4.2), (4.8), (4.15) для трех значений длины волны, находящихся в диапазоне чувствительности детектора SBD, приведены в таблице 4.3.

В ходе теоретических исследований стало понятно, что потери резонатора будут сильно зависеть от длины волны излучения. Поэтому в дальнейшей работе по моделированию и расчету параметров резонатора необходимо будет учесть спектр когерентного дифракционного излучения (см. раздел 1.1), спектральную чувствительность (рис. 2.21) и линейность (рис. 2.23) детектора SBD, многомодовость излучения. Также для корректного сравнения с экспериментальными данными необходимо провести дополнительные эксперименты с использованием узкополосных детекторов и фильтров.

Результаты теоретических исследований показали, что геометрические и дифракционные потери растут с увеличением длины волны излучения за счет увеличения ширины распределения интенсивности моды больше размеров зеркала. Уменьшение ширины распределения интенсивности моды возможно только изменением геометрии резонатора. С другой стороны, изменение геометрии резонатора приведет к сдвигу максимума распределения и при коротких длинах волн излучения все большая часть распределения будет приходиться на отверстие в зеркале. Поэтому в дополнение к варианту с частично прозрачными зеркалами был предложен следующий вариант улучшения параметров резонатора:



Рисунок 4.8 – Распределение интенсивности моды  $\Psi_{10}$  Гаусса-Лагерра в плоскости фокусирующего зеркала с радиусом кривизны 420 мм для разных длин волн излучения, расстояние между зеркалами 420 мм, отверстия в зеркалах диаметром 1 мм

Длина волны, мм	Добротность
2	552538
$3,\!5$	3913

Таблица 4.4 – Оценка добротности резонатора для разных длин волн

1. Использовать конфокальную схему с двумя зеркалами с радиусом кривизны 420 мм

5

222

2. Снизить диаметр отверстия в зеркалах до 1 мм.

В этом случае потери значительно снижаются и, соответственно, добротность резонатора будет существенно лучше. Примеры расчета распределения интенсивности моды  $\Psi_{10}$  Гаусса-Лагерра для новой схемы приведены на рис. 4.8 и в таблице 4.4.

### 4.3.3 Использование мод Гаусса-Лагерра для получения распределения интенсивности излучения в плоскости поверхности мишени.

Сравнив два подхода к решению задачи о нахождении добротности экспериментального резонатора, можно сказать, что подходы дают близкие результаты. Расхождения в полученных значениях добротности могут быть вызваны упрощениями, принятыми в ходе решения поставленной задачи. Сравнение положение максимума интенсивности распределения на зеркалах резонатора по схеме на рисунке 4.1 приведены на рисунке 4.9 для длины волны 3,5 мм. Полученные оценки добротности для экспериментального резонатора для длины волны 3,5 мм и сравнение с экспериментом приведены на рисунке 4.10.



Рисунок 4.9 – Положение максимума интенсивности излучения в плоскости зеркал резонатора для длины волны 3,5 мм по расчетам методом мод Гаусса-Лагерра (линии) и методом поверхностных токов (круги)



Рисунок 4.10 – Зависимость вычисленной добротности резонатора от числа прошедших зарядов. Штриховые линии – метод мод Гаусса-Лагерра для диаметра отверстия в плоском зеркале 5 (верхняя линия) и 15 (нижняя) мм, линия – добротность резонатора из статьи [49] равная 72,9, фигуры – метод поверхностных токов для диаметра отверстия в плоском зеркале 5 (треугольники) и 15 (круги)

#### 4.4 Выводы по главе

В результате проведенных теоретических исследований были развиты методы расчета добротности резонаторов. Оказалось, что основной вклад в потери излучения из резонатора дают геометрические и дифракционные потери на зеркалах резонатора через отверстия и края. Были получены аналитические выражения и код для расчета распределения интенсивности генерируемого излучения на поверхности зеркал резонатора. Два подхода в определении распределения интенсивности излучения – метод мод Гаусса-Лагерра и обобщенный метод поверхностных токов, дают близкие результаты. Преимуществом метода мод Гаусса-Лагерра является скорость расчета распределения интенсивности излучения на поверхности зеркал резонатора, тогда как обобщенный метод поверхностных токов лучше совпадает с результатами эксперимента, но требует на порядок больше времени для расчета.

Для нахождения коэффициента стимуляции из экспериментальных данных необходимо знать коэффициенты потерь в резонаторе. Для решения этой проблемы было предложена схема резонатора с зеркалами, потери в которых через материал зеркала заранее рассчитаны. Также по результатам моделирования была предложена схема с увеличенным коэффициентом добротности.

### Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

- 1. Создана уникальная экспериментальная установка по исследованию процесса генерации и накопления стимулированного когерентного дифракционного излучения на базе линейного ускорителя LUCX (KEK-ATF). Проведена настройка и наладка детектирующего оборудования, зеркал полуконфокального резонатора, разработаны программы для управления экспериментом, системы сбора данных и обработки результатов эксперимента.
- 2. Получены экспериментальные данные, подтверждающие генерацию когерентного дифракционного излучения плоским и фокусирующим зеркалами резонатора электронным пучком линейного ускорителя LUCX.
- 3. Получены экспериментальные данные о параметрах резонатора. Проведены теоретические и экспериментальные исследования по изучению коэффициентов пропускания и отражения материалов зеркал резонатора. По результатам исследования предложено улучшение схемы резонатора на основе частично прозрачных зеркал в области длин волн чувствительности детектора.
- 4. Впервые экспериментально подтверждено накопление и генерация стимулированного когерентного дифракционного излучения в настроенном полуконфокальном резонаторе при прохождении многосгусткового пучка линейного ускорителя через резонатор.
- 5. Использован программный код расчета характеристик методом поверхностных токов для моделирования прохождения последовательности точечных зарядов через резонатор. Получены распределения интенсивности стимулированного когерентного дифракционного излучения точечных зарядов на зеркалах резонатора и проведена оценка добротности резонатора. Подготовлен программный код на основе метода мод Гаусса-Лагерра и смоделировано распределение интенсивности излучения моды Ψ<sub>10</sub> Гаусса-Лагерра на поверхности зеркал резонатора. Правильность выбора метода и параметров расчета была показана сравнением результатов моделирования с результатами моделирования той же задачи обобщенным методом поверхностных токов.
- 6. На основе проведенного моделирования предложено использовать конфокальный резонатор для увеличения выхода стимулированного КДИ.

**Благодарность**. В заключении хочу выразить искрению благодарность всем родным и близким мне людям за их поддержку в течении долгого времени ожидания готовности данной диссертации. Автор выражает глубокую признательность людям, без которых бы не состоялось данное исследование: А.П. Потылицыну и А.С. Арышеву. Кроме того, я хочу поблагодарить Д.В. Карловца за развитие обобщенного метода поверхностных токов для расчетов характеристик дифракционного излучения, М.В. Шевелёва, профессора П.В. Каратаева, Л.Г. Сухих, А.С. Конькова, Л.В. Пузыревич за полезные замечания и обсуждения отдельных аспектов данной работы и помощь в оформлении диссертации. Отдельную благодарность автор выражает коллективу ускорителя ATF и LUCX в лице профессора Дж. Уракава (J. Urakawa), профессора Н. Терунума (N. Terunuma), госпожи К. Икеда (K. Ikeda) за возможность принять участие в работе на ускорителе LUCX High Energy Accelerator Research Organization (KEK, г. Цукуба, Япония), где были получены основные результаты, представленные в диссертации.

# Список рисунков

1	Изменение интенсивности спектра когерентного переходного излучения, гене-	
	рируемого пучком электронов с изменяемым расстоянием между сгустками из	
	работы [9]	5
2	Общая схема эксперимента из работ [11,12]	7
3	Схема генерации излучения в резонаторе (область, выделенная в рис. 2) $\ \ldots$ .	7
4	Зависимость интенсивности излучения с длиной волны $\lambda = 2,3$ мм регистрируе- мого детектором от длины резонатора в эксперименте [11]. Пунктирная линия	
	- зависимость при сдвинутом на 2 градуса угле зеркала M2, штриховая линия	
	- расчетная кривая для добротности резонатора равной 30	8
5	Зависимость интенсивности излучения с длиной волны $\lambda$ =2,3 мм регистриру-	
	емого детектором от изменения магнитного поля в эксперименте [11]	9
6	Схема эксперимента в работе [14]	9
7	Зависимость интенсивности излучения резонатора от положения зеркала М2 в	
	работе [14]	10
8	Спектр излучения накопленного в резонаторе [14]	11
9	Схема резонатора BRAICER из работ [16–18]	12
10	Зависимость интенсивности выводимого из резонатора излучения от длины резонатора BRAICER из работ [16–18]	12
1.1	Схема генерации ДИ при пролете точечного заряда через отверстие радиусом	
	<i>а</i> в идеально проводящем диске радиусом <i>b</i>	18
1.2	Спектрально-угловые характеристики ДИ для разных параметров $\lambda$ , рассчи-	
	танных по формуле (1.1), где $a = 2,5$ мм, $b = 50$ мм, $\gamma = 84$	19
1.3	Спектрально-угловые характеристики ДИ для разных параметров $a$ , рассчи- танных по формуле (1.1) для длины волны излучения $\lambda = 3$ мм и $b = 50$ мм,	
	$\gamma = 84$	19
1.4	Схема для расчета ДИ в фокусирующем зеркале	20

- 1.10 Расчет спектра ДИ для плоской круглой мишени в положении перпендикулярно пучку в детектор с апертурой 0,1 радиан, a = 2,5 мм, b = 50 мм, γ = 84.... 24

- 2.1
   Схема установок АТГ и LUCX
   30

   2.2
   Части установки LUCX
   30

   2.3
   Схема резонатора высокочастотной электронной пушки
   31

   2.4
   Фотография фотокатода Cs-Te
   33

   2.5
   схема лазерной системы для освещения катода
   34

2.6	Структура ускоряющей системы	34
2.7	Принцип ускорения	35
2.8	Диаграмма ВЧ системы LUCX	36
2.9	диаграмма импульса	37
2.10	Пример расчета оптики пучка электронов с помощью программы SAD	38
2.11	Схема расположения датчиков на установке LUCX	38
2.12	Схема цилиндра Фарадея	39
2.13	Схема магнитноиндукционного датчика тока пучка	40
2.14	Схема датчика положения пучка	40
2.15	Схема генерации оптического переходного излучения	41
2.16	Примеры измерения энергии и энергетического разброса в пучке электронов	
	LUCX	43
2.17	Результаты измерения эмиттанса пучка электронов LUCX	44
2.18	Схемы реализации «накопительного кольца» для генерации КДИ	45
2.19	Спектры КДИ для параметров LUCX из таблицы 2.4, рассчитанные по фор- мулам (1.1), (1.12), (1.14), где $b = 50$ мм, пунктирная линия – $a = 2,5$ мм, сплошная линия – $a = 1$ мм. Вертикальные линии – область спектральной чувствительности лабораторного детектора на основе диода Шоттки	46
2.20	Детектор на основе диода Шоттки	47
2.21	Детектор на основе диода Шоттки. Спектральная чувствительность	47
2.22	Детектор на основе диода Шоттки. Калибровка мощности	47
2.23	Зависимость интенсивности сигнала детектора от интенсивности регистрируе-	
	мого излучения	48
2.24	Схема КДИ на пучке электронов ускорителя LUCX	48
2.25	Внешний вид установки КДИ на пучке электронов ускорителя LUCX	49
2.26	Внешний вид держателя мишени для генерации КДИ	49
2.27	Калибровочная кривая шагового мотора оси X первого манипулятора	51
2.28	Фотографии процесса юстировки зеркал на оси пучка с помощью лазера	52
2.29	Схема проверки правильного положения мишеней на оси пучка электронов	52
2.30	Схема системы сбора и обработки данных	54
2.31	Внешний вид перископа гамма детектора	55
2.32	Пример сигнала датчика гамма излучения	55

3.1	Схема выставления центра отверстия зеркала резонатора на ось прохождения пучка ускорителя LUCX (1 – первый проход зеркалом по одной оси, 2 – второй	
	проход зеркалом по другой оси, 3 – третий проход зеркалом по первой оси)	57
3.2	Зависимость интенсивности сигнала детектора гамма излучения при перемещения веркала с отверстием диаметром 5 мм (оси перемещения перпендикулярны	
	оси пучка и пересекают ось)	58
3.3	Вид сигнала детектора микроволнового излучения и токового датчика в экс- перименте CDR	59
3.4	Угловые зависимости, полученные при вращении зеркал резонатора вокруг	
	своей оси. Черная линия – фокусирующее зеркало, красная (серая) – плоское	
	зеркало	60
3.5	Пример токовой зависимости сигнала детектора при генерации ДИ. Аппроксимация проведена степенной функцией с показателем степени $1,98 \pm 0,38$	61
3.6	Пример сигналов детектора для резонатора, в котором нет накопления излу-	
	чения (слева), и резонатора, настроенного на накопление излучения (справа)	62
3.7	Пример настройки расстояния между зеркалами для соблюдения условий ге-	
	нерации стимулированного ДИ	63
3.8	Пример оценки зависимости интенсивности сигнала из резонатора от числа	
	прошедших электронных сгустков. Аппроксимация проведена степенной функ-	
	цией с показателем степени 2, 81 $\pm$ 0, 11 $\ldots$	63
3.9	Пример проведения оценки добротности резонатора по регистрируемой ин-	
	тенсивности излучения после прохождения пучка электронов. Аппроксимация	
	проведена убывающей экспоненциальной функцией с показателем экспоненты	
	$\frac{1}{\alpha} = 1,33 \cdot 10^{-8} \pm 0,15 \cdot 10^{-8}$	64
3.10	Схема экспериментального исследования коэффициента пропускания	65
3.11	Коэффициент пропускания когерентного переходного излучения для различ-	
	ных тестовых объектов	66
4.1	Схема моделирования резонатора эксперимента для обобщенного метода по-	
	верхностных токов и метода мод Гаусса-Лагерра	71
4.2	Распределение поля излучения на поверхности плоской мишени после прохож-	
	дения 3 электронов, расчитанных для длины волны излучения 3,5 мм обобщен-	
	ным методом поверхностных токов	73
4.3	Накопление и затухание излучения в резонаторе, рассчитанных обобщенным	
	методом поверхностных токов	74
4.4	Вид распределения интенсивности различных мод Гаусса-Лагерра для резона-	
	тора с круглыми зеркалами	75

Распределение интенсивности моды $\Psi_{10}$ Гаусса-Лагерра в плоскости фокуси-	
рующего зеркала с радиусом кривизны 840 мм для длины волны излучения 5	
мм, расстояние между зеркалами 420 мм	76
Распределение интенсивности моды $\Psi_{10}$ Гаусса-Лагерра в плоскости плоского	
зеркала для разных длин волн излучения, расстояние между зеркалами 420 мм	76
Распределение интенсивности моды $\Psi_{10}$ Гаусса-Лагерра в плоскости фокусиру-	
ющего зеркала с радиусом кривизны 840 мм для разных длин волн излучения,	
расстояние между зеркалами 420 мм	77
Распределение интенсивности моды $\Psi_{10}$ Гаусса-Лагерра в плоскости фокусиру-	
ющего зеркала с радиусом кривизны 420 мм для разных длин волн излучения,	
расстояние между зеркалами 420 мм, отверстия в зеркалах диаметром 1 мм	78
Положение максимума интенсивности излучения в плоскости зеркал резонато-	
ра для длины волны 3,5 мм по расчетам методом мод Гаусса-Лагерра (линии)	
и методом поверхностных токов (круги)	79
Зависимость вычисленной добротности резонатора от числа прошедших заря-	
дов. Штриховые линии – метод мод Гаусса-Лагерра для диаметра отверстия	
в плоском зеркале 5 (верхняя линия) и 15 (нижняя) мм, линия – добротность	
резонатора из статьи [49] равная 72,9, фигуры – метод поверхностных токов	
	Распределение интенсивности моды $\Psi_{10}$ Гаусса-Лагерра в плоскости фокуси- рующего зеркала с радиусом кривизны 840 мм для длины волны излучения 5 мм, расстояние между зеркалами 420 мм

для диаметра отверстия в плоском зеркале 5 (треугольники) и 15 (круги) .... 79

# Список таблиц

2.1	Параметры ВЧ-пушки	32
2.2	Параметры лазерной системы	33
2.3	Параметры ускорительной структуры LUCX	35
2.4	Параметры ускорителя LUCX	44
2.5	Калибровка манипуляторов эксперимента по КДИ	51
4.1	Сравнение коэффициентов пропускания различных материалов	70
4.2	Коэффициент пропускания для составной мишени	70
4.3	Оценка добротности резонатора для разных длин волн для геометрии показан-	
	ной на рис. 4.1	77
4.4	Оценка добротности резонатора для разных длин волн	78

## Литература

- Einstein A. Zur Quantentheorie der Strahlung // Physikalische Zeitschrift. 1917. may. – Vol. 18. – Pp. 121–128.
- Прохоров А. М., Басов Н. Г. Молекулярный генератор и усилитель // Успехи физических наук. — 1955. — Vol. 57, по. 3. — Рр. 485–501.
- Gordon J. P., Zeiger H. J., Townes C. H. The Maser New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer // Physical Review. - 1955. - aug. - Vol. 99, no. 4. - Pp. 1264-1274.
- Maiman T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby // Nature. 1960. aug. Vol. 187, no. 4736. - Pp. 493-494.
- First Operation of a Free-Electron Laser / D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey et al. // Physical Review Letters. — 1977. — apr. — Vol. 38, no. 16. — Pp. 892–894.
- The Novosibirsk Free Electron Laser Unique Source of Terahertz and Infrared Coherent Radiation / O.A. Shevchenko, V.S. Arbuzov, N.A. Vinokurov et al. // *Physics Procedia*. – 2016. – Vol. 84. – Pp. 13–18.
- 7. European XFEL. URL: https://www.xfel.eu/.
- High-power terahertz radiation from relativistic electrons / G. L. Carr, Michael C. Martin, Wayne R. McKinney et al. // Nature. – 2002. – nov. – Vol. 420, no. 6912. – Pp. 153–156.
- Tailoring of Highly Intense THz Radiation Through High Brightness Electron Beams Longitudinal Manipulation / Flavio Giorgianni, Maria Anania, Marco Bellaveglia et al. // Applied Sciences. — 2016. — feb. — Vol. 6, no. 2. — P. 56.
- Terahertz source utilizing resonant coherent diffraction radiation at KEK ERL test accelerator / Y. Honda, A. Aryshev, M. Shevelev, M. Shimada // Proceedings of FEL2015. 2015.
- Broadband Free Electron Laser by the Use of Prebunched Electron Beam / Yukio Shibata, Kimihiro Ishi, Shuichi Ono et al. // *Physical Review Letters*. — 1997. — apr. — Vol. 78, no. 14. — Pp. 2740–2743.
- Prebunched free electron laser with a broadband spectrum / Yukio Shibata, Kimihiro Ishi, Shuichi Ono et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. - 1998. - oct. - Vol. 145, no. 1-2. - Pp. 49–53.

- Shibata Yukio, Sasaki Satoshi, Ishi Kimihiro. Coherent radiation from bunched electrons and prebunched FEL in the millimeter wavelength region // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2002. - may. - Vol. 483, no. 1-2. - Pp. 440-444.
- 14. A prebunched FEL using coherent transition radiation in the millimeter wave region / Yukio Shibata, Kimihiro Ishi, Toshiharu Takahashi et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2004. - aug. - Vol. 528, no. 1-2. - Pp. 162–166.
- Temporal structure of resonator output in a millimeter-wave prebunched FEL / Yukio Shibata, Kimihiro Ishi, Toshiharu Takahashi, Tomochika Matsuyama // Free Electron Lasers 2003. — Elsevier BV, 2004. — Pp. 157–161.
- Observation of Stimulated Transition Radiation / Hung chi Lihn, Pamela Kung, Chitrlada Settakorn et al. // Physical Review Letters. — 1996. — may. — Vol. 76, no. 22. — Pp. 4163–4166.
- 17. *Lihn H.C.* Stimulated coherent transition radiation: Ph.D. thesis / Stanford University. 1996.
- Settakorn C., Hernandez M., Wiedemann H. Stimulated transition radiation in the farinfrared // Proceedings of the 1997 Particle Accelerator Conference (Cat. No.97CH36167). — IEEE, 1997.
- 19. *Fetisov G. V.* Synchrotron radiation. Methods of studying the structure of matter / Sinkhrotronnoe izluchenie. Metody issledovaniya struktury veshchestva. FIZMATLIT, 2007.
- Гинзбург В.Л., Франк И.М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // ЖЭТФ. 1946. Т. 16, № 1. С. 15 27.
- 21. *Тер-Микаелян М.Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд. АН Армянской ССР, 1969.
- 22. Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. Дифракционное излучение // Успехи физических наук. 1966. Т. 88, № 2. С. 209 251.
- Дифракционное излучение релятивистских частиц / А.П. Потылицын, М.И. Рязанов, М.Н. Стриханов, А.А. Тищенко. — Томск: Изд. Томского политехнического университета, 2008.
- Potylitsyn A.P. Transition radiation and diffraction radiation. Similarities and differences // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. - 1998. - Vol. 145. - Pp. 169 - 179.

- Risbud A.A. Effect of an alternating electric field on transition radiation // J. Phys. A: Math. Gen. - 1982. - Vol. 15, no. 2. - Pp. 701 - 707.
- 26. *Карловец Д.В., Потылицын А.П.* К теории дифракционного излучения // ЖЭТФ. 2008. Т. 134, № 5. С. 887 901.
- 27. *Карловец Д.В.* Новые методы в теории переходного и дифракционного излучения заряженных частиц: Диссертация на соискание учёной степени кандидата физикоматематических наук: Ph.D. thesis / Томск: Томский политехнический университет. — Томск: Томский политехнический университет, 2008.
- 28. *Карловец Д.В., Потылицын А.П.* Дифракционное излучение от экрана конечной проводимости // *Писъма в ЖЭТФ.* — 2009. — Т. 90, № 5. — С. 368 – 373.
- 29. Науменко Г.А. Форм-факторы релятивистских электронных сгустков в когерентном излучении // Изв. ВУЗов. Физика. — 2007. — Т. 50, № 10/3. — С. 199 – 206.
- 30. Upgrade of the accelerator for the laser undulator compact X-ray source (LUCX) / Masafumi Fukuda, Sakae Araki, Abhay Deshpande et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2011. - may. - Vol. 637, no. 1. - Pp. S67-S71.
- Kim Kwang-Je. Rf and space-charge effects in laser-driven rf electron guns // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1989. — feb. — Vol. 275, no. 2. — Pp. 201–218.
- 32. Demonstration of Emittance Compensation through the Measurement of the Slice Emittance of a 10-ps Electron Bunch / X. Qiu, K. Batchelor, I. Ben-Zvi, X-J. Wang // Physical Review Letters. - 1996. - may. - Vol. 76, no. 20. - Pp. 3723-3726.
- 33. Beam diagnostics for high quality electron beam emitted from photocathode rf-gun / Kazuyuki Sakaue, Norio Kudo, Ryo Moriyama, Masakazu Washio // Journal of Physics: Conference Series. - 2006. - mar. - Vol. 31. - Pp. 229–230.
- 34. Low-emittance electron-beam generation with laser pulse shaping in photocathode radiofrequency gun / J. Yang, F. Sakai, T. Yanagida et al. // Journal of Applied Physics. — 2002. — aug. — Vol. 92, no. 3. — Pp. 1608–1612.
- 35. Transverse emittance measurements from a photocathode RF gun with variable laser pulse length / D.A. Reis, M. Hernandez, J.F. Schmerge et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 1999. - jun. - Vol. 429, no. 1-3. - Pp. 341-346.

- 36. Design and construction a full copper photocathode RF gun / X.J. Wang, K. Batchelor, I. Ben-Zvi et al. // Proceedings of International Conference on Particle Accelerators. IEEE, 1993. P. 3000.
- 37. Tech. Rep.: / H. Braun, F. Chautard, E. Chevallay et al.: CERN, 1998.
- 38. SLED: a Method of Doubling SLAC's Energy / Z. D. Farkas, H. A. Hogg, G. A. Loew, P. B. Wilson // Proceedings of the 9th International Conference on High Energy Accelerators. - 1974. - Pp. 576-583.
- High-Power Test of a Traveling-Wave-Type RF-Pulse Compressor / S. Yamaguchi, A. Enomoto, I. Sato, Y. Igarashi // Proceeding of Particle Accelerators conference. — IEEE, 1995. — Pp. 1578–1580.
- 40. Carlsten B.E. New photoelectric injector design for the Los Alamos National Laboratory XUV FEL accelerator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1989. — dec. — Vol. 285, no. 1-2. — Pp. 313–319.
- Emittance Studies of the BNL/SLAC/UCLA 1.6 Cell Photocathode RF Gun / D.T. Palmer, X.J.Wang, R.H. Miller et al. // Proceeding of Particle Accelerators Conference. — 1997. — Pp. 2687–2689.
- 42. Experimental results of a single emittance compensation solenoidal magnet / D.T. Palmer, X.J.Wang, R.H. Miller et al. // Proceeding of Particle Accelerators Conference. — 1997. — Pp. 2687–2689.
- 43. General Particle Tracer. URL: www.pulsar.nl/gpt,2011.
- 44. Strategic Accelerator Design. URL: http://acc-physics.kek.jp/SAD/.
- Unser K. B. Design and Preliminary Tests of a Beam Intensity Monitor for LEP // Proceeding of Particle Accelerators Conference. — 1989. — Pp. 71–73.
- 46. Bergoz Julien, Bergoz. Current monitors for particle beams // Nuclear Physics A. 1991. apr. Vol. 525. Pp. 595-600.
- 47. Limitations on measuring a transverse profile of ultra-dense electron beams with scintillators / A. Murokh, J. Rosenzweig, I. Ben-Zvi et al. // Proceeding of Particle Accelerators conference.
   IEEE, 2001. P. 1333.
- 48. *Карловец Д.В.* К теории поляризационного излучения в средах с резкими границами // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 140, № 1(7). С. 36 55.

- 49. Observation of the stimulated coherent diffraction radiation in an open resonator at LUCX facility / A. Aryshev, S. Araki, M. Fukuda et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2014. nov. Vol. 763. Pp. 424 432.
- 50. Optical resonator of powerful free-electron laser / Vitaly V. Kubarev, Boris Z. Persov, Nilolay A. Vinokurov, Aleksey V. Davidov // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2004. Vol. 528, no. 1-2. Pp. 199–202.
- 51. *Kubarev V.V.* Losses in optical resonator of Novosibirsk terahertz FEL: theory and experiment // Proceedings of FEL. BINP, 2007. Pp. 107–110.
- 52. Handbook of Optics. McGraw-Hill Inc., US, 1978.
- Kinasewitz Robert T., Senitzky B. Investigation of the complex permittivity ofn-type silicon at millimeter wavelengths // Journal of Applied Physics. - 1983. - jun. - Vol. 54, no. 6. -Pp. 3394-3398.
- 54. Markovic Mihailo I., Rakic Aleksandar D. Determination of the reflection coefficients of laser light of wavelengths λ ∈ (0.22 µm, 200 µm) from the surface of aluminum using the Lorentz-Drude model // Applied Optics. - 1990. - aug. - Vol. 29, no. 24. - P. 3479.
- 55. Kubarev V V. Babinet principle and diffraction losses in laser resonators // Quantum Electronics. 2000. Vol. 30, no. 9. Pp. 824–826.
- 56. Karlovets D. V., Potylitsyn A. P. Generalized surface current method in the macroscopic theory of diffraction radiation // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics. - 2009. - Vol. 373. - Pp. 1988-1996.
- 57. Focusing of transition radiation from a paraboloidal target / G.A. Naumenko, V.A. Cha, B.N. Kalinin et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. - 2008. - sep. - Vol. 266, no. 17. - Pp. 3733-3737.
- 58. Elliptic Laguerre-Gaussian beams / Victor V. Kotlyar, Svetlana N. Khonina, Anton A. Almazov et al. // Journal of the Optical Society of America A. - 2006. - jan. - Vol. 23, no. 1. -P. 43.