

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ»**

На правах рукописи
УДК 537.87, 535.34, 537.5

АНИЩЕНКО
Сергей Владимирович

**СТАТИСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ
КООПЕРАТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ СИЛЬНОТОЧНЫМИ ПУЧКАМИ**

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Барышевский В. Г.

Минск 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ	10
ГЛАВА 1 КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ	14
1.1 Генерирование коротких импульсов когерентного электромагнитного излучение в лазерах на свободных электронах	14
1.2 Временная эволюция импульсов ПРИ	21
1.3 Получение сильноточных релятивистских электронных пучков . .	22
1.4 Неоднородность сильноточного пучка, обусловленная взрывной электронной эмиссией	27
1.5 Выводы	29
ГЛАВА 2 ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ КУМУЛЯЦИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ	30
2.1 Механизм электростатической кумуляции	30
2.2 Результаты экспериментов	32
2.3 Метод крупных частиц	33
2.3.1 Электрические поля	34
2.3.2 Магнитные поля	36
2.3.3 Расширение катодной плазмы	37
2.3.4 Движение заряженных частиц	37
2.4 Применение электростатической кумуляции	39
2.5 Выводы	40
ГЛАВА 3 ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЭКТОНАМИ	42
3.1 Когерентное электромагнитное излучение, генерируемое эктонами	42
3.2 Переходное излучение, генерируемое сильноточным электронным пучком	44
3.3 Выводы	49
ГЛАВА 4 СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КООПЕРАТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	50
4.1 Введение	50

4.2	Автофазировка неизохронных электронов-осцилляторов в присутствии дробового шума	52
4.2.1	Кооперативное циклотронное излучение	52
4.2.2	Флуктуации времени автофазировки, обусловленные дробовым шумом	57
4.2.3	Влияние разброса частиц по энергиям на мощность кооперативного излучения	61
4.3	Флуктуации квазичеренковского (параметрического рентгеновского) сверхизлучения	62
4.3.1	Взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем в пространственно-периодической среде	62
4.3.2	Влияние дробового шума на квазичеренковское (параметрическое рентгеновское) сверхизлучение	64
4.4	Влияние тепловых флуктуаций электромагнитного поля на начальную стадию генерации кооперативного излучения	68
4.4.1	Теория возмущений Магнуса в задаче о кооперативном излучении	68
4.4.2	Сверхизлучение двухуровневых атомов	70
4.5	Выводы	72
ГЛАВА 5 ВРЕМЕННАЯ ФОРМА ИМПУЛЬСОВ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ		74
5.1	Временные характеристики параметрического рентгеновского излучения	74
5.2	Замедление электромагнитных волн в кристаллах	76
5.3	Двухимпульсная структура отраженного от кристалла волнового пакета	79
5.4	Зависимость интенсивности параметрического рентгеновского излучения от времени	80
5.4.1	Случай Брэгга	83
5.4.2	Случай Лауэ	86
5.5	Квазичеренковское излучение в искусственных средах	87
5.6	Выводы	89
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		90
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК		93
	Список использованных источников	93
	Список публикаций соискателя	106

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ЛСЭ – лазеры на свободных электронах

ПРИ – параметрическое рентгеновское излучение

\sim – символ, указывающий на равенство порядков величин

c – скорость света в вакууме

γ – лоренц-фактор

ВВЕДЕНИЕ

Обусловленное потребностями ядерной физики и физики высоких плотностей энергии развитие методов ускорения заряженных частиц позволило приступить в 70-х годах XX века к разработке теории и проведению экспериментов по генерации мощных импульсов когерентного электромагнитного излучения с помощью сильноточных электронных пучков. Исследования, начатые с создания микроволновых черенковских генераторов [1, 2] и инфракрасных лазеров на свободных электронах [3, 4], привели к созданию первых работающих в рентгеновском диапазоне ЛСЭ [5], и комптоновских источников гамма-излучения [6]. Поскольку наиболее быстро развивающимся направлением физики высоких плотностей энергии является изучение нелинейных быстропротекающих явлений, лежащих в фемтосекундном и аттосекундном диапазонах [7, 8, 9], основной упор при создании ЛСЭ делается на укорочение длительности импульсов, увеличение интенсивности излучения, уменьшение статистических флуктуаций в фотонных пучках [5, 10, 11, 12].

Увеличение интенсивности излучения позволяет изучать поведение вещества в экстремальных условиях [13, 14]. При этом наиболее актуальным в настоящее время является повышение интенсивности в рентгеновском [14, 15] и терагерцовом [16, 17, 18, 19, 20] диапазонах, поскольку для них отсутствуют мощные лазерные системы, основанные на связанно-связанных переходах в активной среде генератора. Основная надежда в указанной области возлагается на ЛСЭ. Обратим внимание, что хотя с их помощью уже получены фемтосекундные импульсы когерентного рентгеновского излучения гигаваттной мощности, для исследования многих нелинейных явлений эту величину следует повысить еще на два порядка [14]. При этом для увеличения скорости набора статистики ЛСЭ должны работать с высокой частотой следования импульсов.

Укорочение длительности импульсов является важнейшим требованием, улучшающим временное разрешение детектирующих систем [8]. Совсем недавно благодаря развитию техники генерации ультракоротких импульсов в опытах, посвященных изучению корреляций в фотоэмиссии электронов атомами гелия [9], была достигнута субаттосекундная точность измерений. Следует отметить, что временное разрешение зависит не только от длительности электромагнитного импульса. Оно определяется также статистическими флуктуациями времени прихода импульса и отношением сигнала к шуму [8]. Таким образом, можно подытожить: наиболее востребованным направлением исследования в области получения электромагнитных импульсов с помощью релятивистских электронных пучков является разработка мощных терагер-

цовых и рентгеновских ЛСЭ с высокой частотой следования импульсов и низким уровнем флуктуаций.

Наряду с генерацией ультракоротких импульсов электромагнитного излучения важнейшей задачей является разработка методов управления фотонными пучками с помощью естественных и искусственных сред, примерами которых являются естественные и искусственные кристаллы. Хорошо известно, что вследствие дифракции электромагнитных волн волновой пакет, отраженный от кристаллографических плоскостей, имеет сложную временную структуру [21, 22, 23, 24, 175]. Более того, как показали исследования последних лет, похожие по своим временным характеристикам импульсы могут быть получены с помощью спонтанного параметрического (квазичеренковского) излучения, генерируемого заряженными частицами в кристаллах [10–А, 11–А], причем временными параметрами импульсов можно управлять поворотом кристалла. Таким образом, генерация излучения и управление им могут происходить синхронно в одном и том же объеме, что существенно упрощает находящие все большее применение схемы экспериментов с двумя импульсами, разделенными контролируемым временным интервалом [25, 26].

Активной средой в ЛСЭ выступает пучок релятивистских электронов, распространяющихся сквозь сложную электродинамическую структуру, самой распространенной из которых является ондулятор — периодическая система магнитов, создающая пространственно-переменное магнитное поле [5]. Распространяясь в таком поле, частицы пучка под действием силы Лоренца совершают колебания с периодом, равным времени пролета частицей одного периода ондулятора. Колебательное движение частиц сопровождается испусканием электромагнитного излучения на частоте, прямо пропорциональной квадрату лоренц-фактора электронов. Последнее обстоятельство указывает на то, что для получения генерации в более коротковолновой области следует увеличивать энергию частиц. В связи с этим при разработке ЛСЭ огромное внимание уделяется выбору ускорителя электронов. От его параметров во многом зависят выходные характеристики электромагнитного излучения.

В настоящее время существуют несколько типов ускорителей для ЛСЭ, отличающихся друг от друга способом разгона частиц: электростатические, резонансные, лазерно-плазменные и мощные сильноточные ускорители, способные генерировать токи в десятки и сотни килоампер с энергией частиц в несколько МэВ [19, 28, 29, 30, 31, 32]. Первый тип ускорителей используется для получения стационарных потоков заряженных частиц с характерной мощностью в несколько мегаватт и энергией от нескольких сотен кэВ до нескольких МэВ. Электростатические ускорители применяются в микроволновых и терагерцовых ЛСЭ для генерации квазистационарных электро-

магнитных импульсов субмикросекундной и микросекундной длительности [28].

В резонансных ускорителях разгон электронов осуществляется микроволновыми полями, в которых частицы приобретают энергию вплоть до нескольких ГэВ. Поток электронов в таких системах состоит из отдельных сгустков, содержащих от 10^7 до 10^{11} элементарных носителей заряда и следующих друг за другом с частотой, достигающей до нескольких десятков МГц. Именно на базе резонансных ускорителей создаются рентгеновские ЛСЭ. Наиболее крупные из них [5]: LCLS (США), SACLA (Япония), FLASH (Германия), Fermi (Италия). Характерная мощность излучения, получаемая на установках LCLS и SACLA, составляет несколько десятков гигаватт при длительности импульсов 1–100 фс.

В лазерно-плазменных ускорителях сгустки заряженных частиц приобретают энергию при прохождении мощного лазерного импульса сквозь плазму [33]. В плазме лазерный импульс создает область с квазистационарным электрическим полем, распространяющимся со скоростью света. Частицы, захваченные этим полем, приобретают энергию вплоть до нескольких ГэВ. Поскольку напряженность квазистационарного поля ($\sim 10\text{--}100$ ГВ/м) в лазерно-плазменных ускорителях на три или четыре порядка превышает напряженность ускоряющего поля в резонансных ускорителях, лазерно-плазменные ускорители значительно компактнее. Их недостатком является высокий разброс частиц по энергиям, не позволяющий использовать лазерно-плазменные ускорители в рентгеновских ЛСЭ [30].

В основе работы сильноточных ускорителей лежит взрывная электронная эмиссия [38]. Именно благодаря ей удается получать электронные пучки большого поперечного сечения с плотностью тока $1\text{--}100$ А/мм² и использовать их в качестве активной среды в мощных источниках электромагнитного излучения [32].

Основным источником флуктуаций в ЛСЭ является дробовой шум, обусловленный разбросом заряженных частиц по положениям и скоростям. Дробовой шум приводит к тому, что импульсы электромагнитного излучения на выходе из ондулятора обладают низкой продольной когерентностью, а мощность излучения испытывает значительные флуктуации. Для устранения указанного недостатка прибегают к предварительной модуляции электронных пучков [11]. Поскольку для рентгеновского диапазона отсутствуют традиционные лазеры, то генерация модулирующего импульса рентгеновского излучения осуществляется при прохождении сквозь среду мощного лазерного излучения видимого диапазона. Данный процесс сопровождается генерацией высоких гармоник вплоть до рентгеновского диапазона, которые и исполь-

зуются в качестве сигналов, модулирующих электронный пучок на входе в ондулятор. Указанный подход позволяет значительно снизить уровень флуктуаций мощности рентгеновского излучения на выходе из ЛСЭ и повысить продольную когерентность пучка фотонов. Здесь следует обратить внимание на одно важное обстоятельство. В литературе достаточно подробно изучено влияние дробового шума на статистические флуктуации мощности излучения. При этом анализ влияния дробового шума на статистический разброс времени развития излучательной неустойчивости в присутствии предварительной модуляции пучка полностью отсутствует, несмотря на то что величина дробового шума накладывает существенные ограничения на возможность экспериментального изучения быстропротекающих процессов в веществе [8].

Исследование влияния предварительной модуляции на генерацию коротких импульсов электромагнитного излучения в присутствии дробового шума важно и для повышения мощности генераторов электромагнитного излучения [34]. Основной трудностью является разрушение рабочего объема генератора под действием интенсивных электромагнитных полей. Для повышения стойкости генераторов к разрушению в настоящее время прибегают к двум приемам: укорочению длительности импульсов [34] и использованию пространственно развитых структур [35]. В качестве последних могут выступать либо системы синхронизированных традиционных генераторов [36], либо периодические структуры большого поперечного сечения, в которых связь различных объемов обеспечивается дифракцией электромагнитных волн [35]. Важнейшим фактором, накладывающим ограничения на возможность создания пространственно развитых структур, являются флуктуации внутри генераторов. В ЛСЭ, как уже отмечалось, основной причиной флуктуаций является дробовой шум, обусловленный разбросом заряженных частиц по положениям и скоростям [37].

Следует отметить, что особого анализа заслуживает изучение флуктуаций в сильноточных генераторах электромагнитных колебаний. Дело в том, что сильноточные электронные пучки, образуемые вследствие взрывной электронной эмиссии, состоят из отдельных порций электронов – эктонов – и, следовательно, имеют существенно неоднородное распределение плотности [38, 39]. Поэтому изучение продольных и поперечных флуктуаций в сильноточных пучках чрезвычайно важно при создании мощных генераторов электромагнитного излучения.

Как уже было отмечено, одним из способов повышения мощности излучения является укорочение импульса электромагнитного излучения. В ЛСЭ, черенковских генераторах и мазерах на циклотронном резонансе укорочение импульсов достигается за счет использования интенсивных электронных

пучков малой длительности: меньшей или сравнимой со временем пролета частицы через электродинамическую структуру. Естественно возникает вопрос: при каком уровне шума в каждом конкретном случае возможно осуществить когерентное сложение колебаний от нескольких короткоимпульсных источников. Как и в задаче о синхронизации колебаний генераторов, работающих в стационарном режиме, основное ограничение на возможность когерентного сложения импульсов излучения оказывает диффузия фазы колебаний в короткоимпульсных источниках. Для когерентного сложения импульсов необходимо, чтобы разность фаз колебаний в генераторах была много меньше π . Данное требование накладывает ограничение на максимально допустимый уровень шумов в генераторах.

Вместе с задачей об исследовании дробового шума в сильноточных генераторах решается и задача об увеличении плотности тока j , поскольку с ростом j возрастают инкременты радиационных неустойчивостей и мощность излучения. В частности, при создании источников терагерцового излучения важнейшей задачей является получение моноэнергетических электронных пучков субмиллиметрового поперечного сечения [18].

Настоящая диссертационная работа посвящена анализу статистических флуктуаций излучения в генераторах кооперативного излучения, активной средой в которых служат короткие электронные пучки, движущиеся в различных электродинамических структурах [5–А, 6–А, 7–А]. Наряду с вопросами генерации кооперативного излучения будет рассмотрена временная эволюция спонтанного параметрического излучения, позволяющего генерировать сдвоенные импульсы электромагнитных колебаний с контролируемым временным запаздыванием между ними. Будет показано [10–А, 11–А], что данная временная структура импульсов не может быть получена в первом порядке борновской теории возмущений, часто применяемой для анализа процессов излучения в кристаллах [27]. Кроме того, в работе будет проведено подробное исследование неоднородной структуры сильноточных электронных пучков. Как будет показано, неоднородность сильноточного пучка оказывает существенное влияние на переходное излучение [4–А], образуемое сильноточными электронными пучками. Наконец, мы рассмотрим новое физическое явление – эффект электростатической кумуляции [2–А, 3–А], позволяющий генерировать моноэнергетические электронные пучки с плотностью тока ~ 1 кА/мм². Механизм, лежащий в основе данного эффекта, впервые был выявлен в ходе численного моделирования сильноточных ускорителей в НИИ ЯП БГУ.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Связь работы с крупными научными программами, темами

Исследования, результаты которых вошли в диссертацию, проводились в Научно-исследовательском учреждении “Институт ядерных проблем” Белорусского Государственного Университета в рамках следующих программ:

- ГПНИ “Конвергенция”, подпрограмма “Физика фундаментальных взаимодействий и плазма”, задание 2.3.02, № гос. рег. 20111382, 2011–2013 гг.
- ГПНИ “Конвергенция”, подпрограмма “Физика фундаментальных взаимодействий и плазма”, задание 2.3.05, № гос. рег. 20140532, 2014–2015 гг.
- ГПНИ “Конвергенция 2020”, подпрограмма “Физика фундаментальных взаимодействий и плазма”, задание 2.3.03, № гос. рег. 20162275, 2016–2020 гг.

Тема диссертации соответствует приоритетным направлениям фундаментальных и прикладных научных исследований, в частности, пункту 12.2 “Физика фундаментальных взаимодействий, высоких энергий и экстремальных состояний вещества, плазма и ее применение, плазменно-пучковые технологии” перечня приоритетных направлений фундаментальных и прикладных научных исследований Республики Беларусь на 2011–2015 годы, утвержденного постановлением Совета Министров Республики Беларусь 19.04.2010 № 585, а также пункту 12 (“Междисциплинарные исследования”) перечня приоритетных направлений научных исследований Республики Беларусь на 2016–2020 годы, утвержденного постановлением Совета Министров Республики Беларусь от 12.03.2015 № 190. Диссертация соответствует пункту 8 “Прохождение частиц и ядер через вещество. Ядерная оптика” паспорта специальности 01.04.2016 “Физика атомного ядра и элементарных частиц”.

Цели и задачи исследования

Цель диссертационной работы: Целью диссертационной работы является исследование влияния статистических флуктуаций на электромагнитное излучение, генерируемое релятивистскими электронными пучками.

Для достижения поставленной цели потребовалось решить следующие *основные задачи*:

1. Исследовать динамику релятивистского электронного пучка в сильно-точном диоде.

2. Построить теорию переходного излучения, образуемого сильноточными электронными пучками, состоящими из отдельных порций электронов – эктонов.
3. Исследовать статистические флуктуации кооперативного излучения, генерируемого ансамблем неизохронных электронов-осцилляторов, взаимодействующих друг с другом посредством поля излучения.
4. Исследовать применимость кинематического приближения для описания импульсов параметрического рентгеновского излучения в кристаллах.

Объектом исследования является кооперативное излучение, генерируемое релятивистскими электронными пучками.

Предметом исследования являются статистические флуктуации в электромагнитном излучении и сильноточных электронных потоках.

Научная новизна

Все основные научные результаты, представленные в диссертации, получены впервые. В диссертации на основе разработанной теории статистических флуктуаций кооперативного излучения впервые найдена функция распределения времени развития неустойчивости в квазичеренковских генераторах и ансамбле неизохронных электронов-осцилляторов, взаимодействующих друг с другом посредством поля излучения. В работе впервые проведены расчеты статистического разброса времени автофазировки при типичных параметрах современных ускорителей электронов. В диссертации впервые описано явление электростатической кумуляции сильноточных электронных пучков, получившее экспериментальное подтверждение. Представленные результаты исследования актуальны в связи с исследованиями по разработке мощных источников излучения в различных частотных диапазонах.

Положения, выносимые на защиту

1. Эффект электростатической кумуляции в сильноточном диоде, обусловленный электростатическим отталкиванием электронов, испущенных с внутренней кромки катода.
2. Теория переходного излучения сильноточных электронных пучков, состоящих из эктонов.
3. Функция распределения для времени автофазировки ансамбля неизохронных электронов-осцилляторов, определяемая числом частиц и

уровнем предварительной модуляции частиц по положениям и скоростям.

4. Теория эволюции параметрического рентгеновского излучения, основанная на динамической теории дифракции, описывает процессы, которые не могут быть описаны в рамках оцееупотребительного кинематического приближения.

Личный вклад соискателя

Все основные результаты диссертационной работы, получены автором самостоятельно. Определение темы и целей диссертационной работы, выбор методов исследования, анализ и обобщение полученных результатов проведены совместно с научным руководителем, доктором физ.-мат. наук, профессором Барышевским В. Г. В публикациях с соавторами вклад соискателя определяется рамками излагаемых в диссертационной работе результатов.

Идея о существовании эффекта электростатической кумуляции была сформулирована в совместных дискуссиях с А. А. Гуринович. Приведенные в диссертационной работе экспериментальные данные, подтверждающие эффект электростатической кумуляции, были получены в Институте ядерных проблем. В составлении задания на эксперимент и анализе экспериментальных данных автор диссертационной работы принимал непосредственное участие.

Апробация результатов диссертации

Основные положения диссертации представлялись на международных конференциях:

1. “Современные проблемы физики”, Минск, Беларусь, 9–11 июня 2010.
2. “Fundamental and Applied Nanoelectromagnetics” (FANEM’12), Минск, Беларусь, 22–25 мая 2012.
3. “4th Euro-Asian Pulsed Power Conference” (EAPPC 2012), Карлсруе, Германия, 30 сентября – 4 октября 2012.
4. “5th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena” (Channeling 2012), Альгеро, Италия, 23–28 сентября 2012.
5. “7th International conference on Plasma Physics and Plasma Technology” (PPPT’7), Минск, Беларусь, 17–21 сентября 2012.
6. “Mathematical Modeling in Physical Sciences” (IC-MSQUARE 2013), Прага, Чехия, 1–5 сентября 2013.

7. “5th Euro-Asian Pulsed Power Conference” (EAPPC 2014), Кумамото, Япония, 8–12 сентября 2014.
8. “6th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena” (Channeling 2014), Капри, Италия, 5–10 октября 2014.
9. “Nonlinear Phenomena in Complex Systems” (NPCS’15), Минск, Беларусь, 19–22 мая 2015.
10. “Nonlinear Phenomena in Complex Systems” (NPCS’16), Минск, Беларусь, 24–27 мая 2016.
11. “7th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena” (Channeling 2016), Сирмионе-Дезенцано дель Града, Италия, 25–30 сентября 2016.
12. “6th Euro-Asian Pulsed Power Conference” (EAPPC 2016), Кашкайш, Португалия, 18–22 сентября 2016.
13. “9th International Conference on Plasma Physics and Plasma Technology” (PPPT’9), Минск, Беларусь, 17–21 сентября 2018.

Опубликованность результатов диссертации

Основные результаты диссертации опубликованы в 20 научных работах, из которых 11 – статьи в научных изданиях, соответствующих п. 18 Положения о присуждении ученых степеней и присвоении ученых званий в Республике Беларусь (общим объемом 6,8 авторских листа), 5 – статьи в сборниках материалов конференций, 1 – статьи в сборниках, 3 – тезисы докладов конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из перечня условных обозначений, введения, общей характеристики работы, пяти глав, заключения, библиографического списка и приложения. Полный объем диссертации составляет 108 страниц; работа содержит 27 рисунков на 20 страницах. Библиографический список состоит из 220 наименования, включая публикации автора.

ГЛАВА 1

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

1.1 Генерирование коротких импульсов когерентного электромагнитного излучение в лазерах на свободных электронах

Создание источников электромагнитного излучения, генерируемого релятивистскими пучками заряженных частиц, тесно связано с развитием ускорительной техники в физике высоких энергий. В середине 50-х годов Векслером [41] и Макмиланом [42] был предложен новый тип ускорителя, названного впоследствии синхротроном. В отличие от циклотрона синхротрон позволил разогнать частицы до ультрарелятивистских энергий.

Частицы в синхротроне движутся по окружности и удерживаются на орбите сильным магнитным полем H . Поскольку движение по окружности – это ускоренное движение, то заряженные частицы в синхротроне испускают электромагнитное излучение. Формула, описывающая интенсивность излучения движущихся по окружности частиц, была получена Скоттом [43]. Ее анализ показал, что излучение частиц направлено под малыми углами θ к скорости частиц (характерная величина θ по порядку величины равна $\sim 1/\gamma$), а интенсивность синхротронного излучения I растет с увеличением энергии частиц прямо пропорционально квадрату лоренц-фактора.

Долгое время синхротронное излучение рассматривалось в качестве паразитного явления в ускорителях. Как было продемонстрировано Иваненко и Померанчуком [44], именно синхротронное излучение накладывает основное ограничение на максимально достижимые энергии частиц (при этом отметим, что основная доля излучения приходится на частоты $\omega \sim \frac{eH}{mc}\gamma^2$ [45]). Лишь в начале 70-х годов был создан первый источник синхротронного излучения TANTALUS I для научных исследований электронных и оптических свойств твердых, жидких и газообразных веществ в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах [46]. В этих диапазонах спонтанное излучение, испускаемое релятивистскими электронами в накопительном кольце было некогерентным. Интенсивность излучения была пропорциональна числу заряженных частиц, находящихся в синхротроне. Между тем еще Швингером в связи с проблемой ускорения электронов была рассмотрена задача о когерентном спонтан-

ном излучении заряженных частиц [47]. Швингер показал, что флуктуации в электронном пучке, приводящие к группированию электронов в отдельные сгустки, должны сопровождаться существенным возрастанием интенсивности синхротронного излучения в диапазоне длин волн, превышающих размер сгустка.

Первым на возможность создания источника когерентного спонтанного синхротронного излучения указал Мишель в 1982 году, который спустя 37 лет после работы Швингера проанализировал синхротронное излучение, генерируемое релятивистскими электронными сгустками в области длин волн, превышающих размеры сгустка [48]. Он продемонстрировал, что в указанном диапазоне интенсивность когерентного спонтанного излучения должна в N_e^2 раз превысить интенсивность синхротронного излучения, генерируемого одной частицей (N_e – число электронов в сгустке). Впоследствии указанный подход позволил создать источники широкополосного терагерцового излучения [49, 50].

Отметим, что движение частиц по окружности представляет собой лишь частный случай ускоренного движения. Например, движение частиц в пространственно-периодическом магнитном поле тоже сопровождается испусканием электромагнитных волн под малыми углами к скоростям частиц [51]. Данное излучение, получившее название ондуляторного, впервые было обнаружено в 1953 году Моцем в экспериментах со спиральным электромагнитом (ондулятором), вдоль оси которого распространялся электронный пучок [52]. В отличие от синхротронного излучения, имеющего широкий спектр, частота спонтанного ондуляторного излучения ($\omega \sim c\gamma^2/d$) определяется шагом спирали электромагнита d .

Следующий важный шаг в генерировании излучения релятивистскими электронными пучками был сделан Мади [53], предложившим создать лазер, в основе работы которого лежит индуцированное ондуляторное излучение. И в 1976 году в лаборатории Стэнфордского университета заработал первый ЛСЭ в режиме усилителя [3]. Первичным источником излучения служил СО₂-лазер, работающий в инфракрасном диапазоне. В ходе экспериментов было зафиксировано семипроцентное усиление электромагнитных колебаний на длине волны 10,6 мкм. Спустя год после опубликования первой экспериментальной работы [3], посвященной ЛСЭ-усилителю, был создан и генератор, функционирующий в инфракрасном диапазоне [4].

В основе работы ЛСЭ лежит взаимодействие заряженных частиц с синхронной электромагнитной волной, приводящее к радиационной неустойчивости электронного пучка. Частицы, оказавшиеся в замедляющей фазе синхронной электромагнитной волны, теряют свою энергию, а частицы, понав-

шие в ускоряющую фазу, получают прибавку к энергии. Поскольку ускоренные частицы догоняют более медленные, электронный поток разбивается на отдельные микросгустки с пространственным периодом, равным длине волны излучения. Колеблясь в пространственно-периодическом магнитном поле ондулятора, электроны испускают электромагнитное излучение, обладающее той же частотой и направлением, что и синхронная электромагнитная волна. Поскольку пучок оказывается модулированным на длине синхронной волны, электромагнитные колебания, испускаемые микросгустками, когерентно складываются. Тем самым осуществляется эффективное усиление и селекция испускаемых электромагнитных волн.

Эксперименты, проведенные Мади и его сотрудниками, стимулировали создание лазеров на свободных электронах, функционирующих в инфракрасном и видимом диапазонах. Теоретический анализ, проведенный в приближении слабого усиления, указал на невозможность осуществления генерации в более коротковолновой части спектра – рентгеновской [5]. Дополнительную сложность вносила проблема создания зеркал для отражения рентгеновского излучения.

Ограничения, накладываемые теорией со слабым усилением, удалось впоследствии преодолеть с помощью построенной теории лазеров на свободных электронах с сильным усилением [54]. Более того, была обоснована возможность создания однопроходного источника излучения, в котором радиационная неустойчивость, приводившая к формированию импульса когерентного излучения, успевала развиваться за время пролета короткого электронного сгустка сквозь ондулятор [55]. Это, в свою очередь, означало, что отражательные зеркала в ЛСЭ необязательны. Впоследствии излучение, генерируемое в однопроходных ЛСЭ, стало называться самоусиливающимся спонтанным излучением, кооперативным излучением, или сверхизлучением.

За первыми теоретическими работами, посвященными генерации импульсов кооперативного излучения, последовали экспериментальные исследования. В 1986 году в литературе появилось первое сообщение о генерации кооперативного излучения в микроволновом диапазоне [56]. Спустя десять лет были созданы первые короткоимпульсные ЛСЭ, работающие в инфракрасном диапазоне [57, 58]. В 2000 году на новом типе короткоимпульсных источников была получена генерация ультрафиолетового излучения [59] на длине волны 109 нм, а спустя еще десятилетие начала свою работу установка LCLS (США) – первый рентгеновский ЛСЭ, созданный на базе Стэнфордского ускорителя электронов [60].

Недостатком существующих ЛСЭ являются их большие размеры. Например, характерная длина рентгеновского ЛСЭ составляет 10^3 м, терагерцового

– несколько десятков метров. Существенный шаг на пути к компактификации генераторов был сделан Барышевским и Феранчуком в работах [61, 62]. Ими был открыт закон неустойчивости в кристаллах, обусловленный динамической дифракцией электромагнитных волн. В соответствии с проведенными расчетами инкремент неустойчивости электромагнитных волн в кристалле может стать пропорциональным $j^{1/(s+2)}$ (j – плотность тока заряженных частиц, s – число волн, участвующих в дифракции). Для сравнения отметим, что в традиционных генераторах инкремент неустойчивости, изменяющийся с ростом тока по закону $\sim j^{1/3}$, оказывается существенно ниже. Иными словами, в условиях динамической дифракции радиационная неустойчивость пучка развивается существенно быстрее, чем в ее отсутствие. Как следствие, электродинамическая структура, в которой происходит взаимодействие излучения с электронами может быть сделана существенно короче. Более того, оказалось, что перестройку частоты генерации в кристалле можно осуществить поворотом кристалла. На основании этого закона неустойчивости электронного пучка в НИИ ЯП БГУ был создан первый в мире объемный лазер на свободных электронах с перестраиваемой частотой генерации [63, 64]. Отдельно также следует упомянуть работу Барышевского, посвященную свержизлучению релятивистских осцилляторов [67, 68]. В ней рассматривается формирование короткого импульса рентгеновского электромагнитного излучения, образуемого при переходах между уровнями каналированных частиц в кристалле.

В лазерах на свободных электронах модуляция пучков заряженных частиц, приводящая к генерации когерентного электромагнитного излучения, связана с развитием радиационной неустойчивости. Долгое время указанное явление рассматривалось в качестве единственно возможного для осуществления модуляции пучка в рентгеновской части спектра. Недавно был теоретически обоснован новый способ получения модулированных электронных пучков с помощью дифракции заряженных частиц в кристаллах [65]. Вследствие дифракции пучок заряженных частиц, прошедших через кристалл, оказывается модулированным в поперечном сечении. После этого с помощью методов электронной оптики его поворачивают так, что поперечная модуляция пучка преобразуется в продольную. Полученный таким образом модулированный пучок подвергают дальнейшему ускорению и сжатию. В результате на выходе из ускорителя получается модулированный электронный пучок. Согласно детальным расчетам, проведенным сотрудниками Стэнфордского университета, данный метод позволит получить релятивистские электронные пучки, модулированные на частоте, соответствующей ультрафиолетовому и рентгеновскому диапазонам. Число заряженных частиц при этом составит $N_e \approx \cdot 10^6$

(0,35 пКл).

При рассмотрении задачи о когерентном излучении сгустков частиц важнейшей величиной является параметр банчировки

$$b(k_z) = \frac{1}{N_e} \sum_l e^{ik_z z_l}, \quad (1.1)$$

где k_z – z -компонента волнового вектора, z_l – координаты частиц в сгустке. Согласно [65], метод получения модулированных пучков, основанный на дифракции электронов позволяет получить $|b(k_z)| \sim 0,1$. При этом спектральная ширина величины $|b(k_z)|^2$ составляет $\Delta\omega_{beam}/\omega_{beam} \sim 0,02$.

Отличие параметра $|b(k_z)|$ от нуля приводит к тому, что в узком спектрально-угловом интервале происходит многократное усиление спонтанного излучения за счет когерентного сложения электромагнитных колебаний отдельных электронов по сравнению с некогерентным спонтанным излучением частиц. Коэффициент усиления составляет $|b(z)|^2 N_e \approx 2 \cdot 10^4$. В качестве примера, демонстрирующего, к чему может привести наличия у пучка модуляции $|b(k_z)| \sim 0,1$, оценим, следуя [66], число квантов параметрического рентгеновского излучения, которое может быть получено с помощью такого пучка при его инжекции в кристалл. В работе [66] Барышевским были получены формулы, описывающие спектрально-угловые распределения параметрического рентгеновского излучения и излучения частиц при каналировании. Им были найдены условия, при которых многократное рассеяние заряженных частиц на атомах кристалла и первоначальный разброс скоростей частиц в пучке не влияют на характеристики когерентного рентгеновского излучения. При использовании модулированных пучков, полученных путем дифракции электронов, интенсивность когерентного спонтанного излучения в $|b(k_z)|^2 N_e \approx 2 \cdot 10^4$ раз должна превысить интенсивность спонтанного параметрического рентгеновского излучения. Таким образом, с помощью модулированных в результате дифракции заряженных частиц релятивистских пучков можно создать компактный источник рентгеновского излучения. Характерный размер ускорительной установки составит ~ 20 м [65], а толщина кристалла – доли миллиметра [66].

Генерирование ансамблями частиц коротких импульсов когерентного излучения рассматривалось задолго до создания ЛСЭ. Так, в основополагающей работе [69] Дике показал, что система N_a инвертированных двухуровневых атомов может спонтанно перейти в основное состояние за время, обратно пропорциональное числу атомов N_a^{-1} . Поскольку полная энергия, испущенная коллективом атомов, пропорциональна N_a , то интенсивность излучения квадратично зависит от N_a . Такое излучение получило название коллектив-

ного спонтанного излучения, или сверхизлучения Дике. Существенный прогресс в понимании указанного явления был достигнут в работе [70], в которой квантовая теория сверхизлучения была построена для одномодовой модели. Простота модели позволила детально исследовать кинетику и статистические свойства образуемого излучения при низких температурах, когда энергия кванта $\hbar\omega$ значительно превышает энергию тепловых колебаний, приходящуюся на одну степень свободы. В частности, выяснилось, что интенсивность излучения испытывает значительные статистические флуктуации, а среднеквадратичное отклонение времени развития сверхизлучательной неустойчивости T логарифмически медленно убывает с ростом числа частиц: $\delta_T \approx 1,3/\ln N_a$ [71, 72, 73]. При этом влияние тепловых флуктуаций электромагнитного поля на кооперативное излучение до сих пор не изучалось.

Элементарным объектом, входящим в состав описанной выше системы, является двухуровневый атом, широко используемый при описании физических процессов в квантовой электронике и оптике. Находясь в возбужденном состоянии, двухуровневый атом, взаимодействующий с полем излучения, участвует также в релаксационных процессах, обусловленных столкновением между частицами. Если характерное время развития сверхизлучения T значительно превышает время релаксации, то сверхизлучательный импульс не формируется и все частицы излучают некогерентно. Данное обстоятельство накладывает существенные ограничения на выбор активной среды для экспериментального исследования сверхизлучения и создания на основе данного явления короткоимпульсных источников электромагнитного излучения [74, 75].

В последнее время огромное внимание уделяется получению коротких импульсов сверхизлучения (называемого также самоусиливающимся спонтанным излучением или кооперативным излучением) с помощью электронных пучков, распространяющихся в различных электродинамических структурах (ондуляторах, гофрированных волноводах, фотонных кристаллах) [76, 77, 35, 36]. Впервые возможность получения сверхизлучения была обоснована для лазеров на свободных электронах в [55, 78]. При этом измеренные на экспериментах выходные характеристики импульсов (мощность, спектральный состав, энергия в импульсе) поначалу носили ярко выраженный случайный характер, что, как показано в теоретических [79, 80] и экспериментальных [59, 81, 82, 83] работах, тесно связано с разбросом заряженных частиц по положениям и скоростям [84], всегда присутствующим в потоке заряженных частиц. Поскольку для многих приложений важна высокая временная и частотная стабильность импульсов сверхизлучения, электронный пучок под-

вергают предварительной модуляции на частоте излучения, снижающей влияние случайных флуктуаций (обусловленных разбросом заряженных частиц по положениям и скоростям) на процесс генерации [85, 86, 87, 88, 89].

В микроволновом диапазоне для получения импульсов сверхизлучения чаще используются мазеры на циклотронном резонансе [90, 91, 92] и черенковские генераторы [93, 94, 95]. При этом существует два режима работы генераторов импульсов сверхизлучения: режим бегущей волны [93, 94, 95] и режим обратной волны [96, 97, 98, 99, 100]. Отличительная черта режима бегущей волны заключается в сонаправленности групповой скорости электромагнитных волн со скоростью заряженных частиц. Именно данный режим был реализован в первых экспериментах с мазерами на циклотронном резонансе [91, 92] и черенковскими генераторами [93]. Теоретическое рассмотрение процессов усиления в короткоимпульсных генераторах электромагнитного излучения микроволнового диапазона частот выявило существенную деталь: стабильность характеристик импульсов сверхизлучения может быть существенно повышена, если в электродинамическую структуру инжектировать пучок с резким фронтом, длительность которого сравнима с периодом излучения [94, 95]. В этом случае фурье-образ тока пучка содержит значительную спектральную составляющую на частоте излучения. В результате процесс генерации электромагнитных колебаний начинает развиваться не с некогерентного спонтанного излучения отдельных частиц, а с когерентного спонтанного излучения всего пучка. Как следствие, уровень флуктуаций сверхизлучения снижается.

Несмотря на то, что первые короткоимпульсные мазеры на циклотронном резонансе и черенковские генераторы работали в режиме бегущей волны, наиболее значимые результаты по генерации сверхизлучения были получены в экспериментах с лампами обратной волны. С их помощью впервые удалось получить импульсы сверхизлучения, пиковая мощность которых значительно превысила мощность электронного пучка [98, 99, 100]. Так, например, при мощности пучка в 0,7 ГВт исследователям удалось на частоте 35 ГГц получить 1.2 ГВт в максимуме излучения [100]. Как и в лампе бегущей волны, стабильность выходных параметров импульсов сверхизлучения, генерируемых в режиме обратной волны, существенно зависела от крутизны фронта электронного пучка.

Анализ теоретических и экспериментальных работ, посвященных генерации сверхизлучения, показывает: основным фактором, приводящим к статистическому разбросу выходных характеристик, является дробовой шум, всегда присутствующий в электронном потоке. Его роль можно снизить, подвергнув пучок предварительной модуляции на частоте излучения [85, 86,

87, 88, 89]. Естественно, возникает вопрос: какая степень модуляции пучка оказывается приемлемой для решения той или иной задачи? Ответ на него особенно важен при создании сильноточных генераторов электромагнитного излучения, в которых электронный пучок состоит из отдельных порций электронов – эктонов, содержащих до 10^{11} элементарных носителей заряда [111, 38]. Сложную структуру электронного потока необходимо учитывать для правильной оценки дробового шума [39, 4–А], которая особенно важна при решении задачи о когерентном сложении электромагнитных колебаний от нескольких источников квазичеренковского сверхизлучения [36].

1.2 Временная эволюция импульсов ПРИ

Как было отмечено во введении, наряду с генерацией коротких импульсов электромагнитного излучения важнейшей задачей является управление их временными свойствами с помощью кристаллов, которые после работ Лауэ и Брэгга, впервые экспериментально исследовавших дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах, стали рабочим инструментом исследователей, позволяющим управлять распространением электромагнитных волн с длиной волны $\sim 10^{-10}$ м. Важнейшим этапом в развитии представлений о прохождении и рассеянии электромагнитных волн через кристаллы стало создание динамической теории дифракции [101]. В рамках этой теории было показано, что если толщина кристалла превышает так называемую длину экстинкции, то дифракция электромагнитных волн не может быть описана в рамках борновской теории возмущений. Эта теория позволила объяснить эффект Борман [101], правильно описать как двухволновую, так и многоволновую дифракцию.

Поскольку периодичность среды существенным образом сказывается на распространении электромагнитных волн, генерация излучения заряженными частицами в кристаллах должна иметь свои особенности. Теория излучения, учитывающая динамические эффекты в распространении волн, была построена Барышевским и Феранчуком [102, 103, 104, 105]. Одним из основных ее результатов было предсказание параметрического (квазичеренковского) рентгеновского излучения.

Несмотря на успех теории, учитывающей динамическую дифракцию, до сих пор при анализе излучения, испускаемого под большими углами к скоростям частиц, часто используется борновское приближение [27, 110]. В качестве аргумента обычно приводят следующий [27]: учет динамической дифракции приводит лишь к незначительному смещению максимума в спектрально-угловом распределении. Как было показано в наших работах [10–А, 11–А],

учет динамической дифракции приводит к кардинальному отличию временных характеристик импульсов параметрического излучения от предсказаний борновской теории возмущений. В теории, основанной на динамической дифракции, параметрическое излучение имеет два импульса, а в борновской теории – один. Расстояние между импульсами определяется временем пролета частицы через кристалл.

Обратим внимание, что установки, позволяющие генерировать два последовательных импульса, являются наиболее востребованными при изучении быстропротекающих явлений. Первый импульс используется для создания неравновесного состояния в системе, а второй – для ее диагностики. По рассеянию второго импульса делают выводы о динамических характеристиках исследуемого объекта.

Важнейшей задачей в этом типе экспериментов является контроль времени задержки между двумя импульсами. Достоинством двухимпульсной генерации, основанной на спонтанном параметрическом излучении, служит полный контроль времени задержки, определяемого только временем пролета заряженных частиц через кристалл. В стандартных двухимпульсных экспериментальных установках используются различные источники для генерации каждого из импульсов, и точность измерения времени задержки зависит от точности синхронизации короткоимпульсных генераторов, что представляет собой непростую задачу [26].

1.3 Получение сильноточных релятивистских электронных пучков

Успех в генерации мощного кооперативного излучения во многом зависит от качества получаемых сильноточных релятивистских электронных пучков [98]. Поэтому изучение способов их формирования имеет первостепенное значение.

Первые исследования сильноточных электронных пучков относятся к 30-м годам прошлого века. Они были связаны с задачей о сжатии электронного пучка собственным магнитным полем [181]. Поскольку тогда еще отсутствовала экспериментальная техника, позволяющая получать мощные пучки заряженных частиц в земных условиях, исследователи в основном ограничивались теоретическим рассмотрением астрофизических задач [182].

Революция в исследованиях сильноточных пучков произошла спустя три десятилетия, когда впервые были получены сильноточные электронные пучки мощностью от нескольких гигаватт до нескольких тераватт [112, 113, 114,

115, 116]. С помощью сжатия релятивистских сильноточных электронных пучков собственными магнитными полями [132, 133] были достигнуты интенсивности заряженных пучков $\sim 1 \text{ ТВт/см}^2$, позволившие изучать экстремальные состояния вещества в лабораторных условиях. Предполагалось, что с помощью кумуляции сильноточных пучков возможно будет путем импульсного сжатия и разогрева дейтерий-тритиевых мишеней зажечь термоядерные реакции и осуществить тем самым инерционный термоядерный синтез [117].

Несмотря на то, что первоначально поставленная цель, связанная с получением управляемого термоядерного синтеза, так и не была достигнута, сильноточные электронные пучки стали с успехом применяться в других областях физики [118, 31, 32]. С их помощью проводят исследования по радиационной физике [119], генерируют мощное электромагнитное излучение [1, 2], осуществляют коллективное ускорение ионов [120, 121] и накачку газовых лазеров [122].

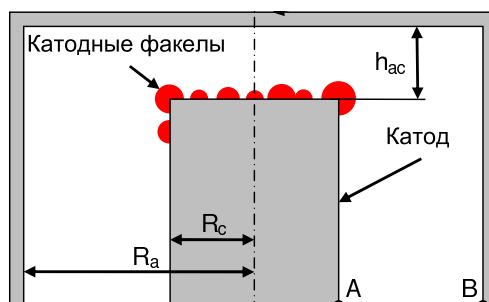


Рисунок 1.1. – Сильноточный диод

Возможность получения сильноточных электронных пучков была обусловлена двумя достижениями экспериментальной физики. Во-первых, в исследованиях Дайка и его сотрудников [123, 124] была продемонстрирована возможность получения плотностей тока до 10^8 А/см^2 с металлических микроострий, помещенных в сильное электрическое поле. Во-вторых, исследования по высоковольтной прочности диэлектриков, проведенные Мартином [115, 125], обеспечили возможность создания мощных импульсных генераторов напряжения.

Сильноточные релятивистские электронные пучки получают в релятивистских вакуумных диодах (рисунок 1.1) в результате взрывной электронной эмиссии. Механизм взрывной электронной эмиссии [126, 111, 38] выглядит следующим образом. При подаче напряжения на электроды релятивистского диода с поверхности катода начинает испускаться автоэмиссионный ток [127, 128, 129, 130], представляющий собой поток электронов, туннелирующих из металла в вакуум под действием электрического поля. Двигаясь внутри металла, электроны разогревают поверхность катода. Из-за поверх-

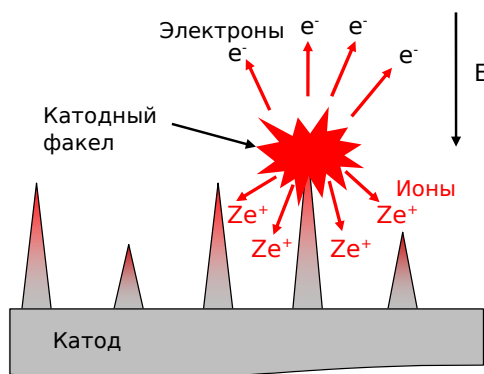


Рисунок 1.2. – Взрывная электронная эмиссия

ностных дефектов проводника микроскопическое электрическое поле вблизи катода неоднородно. В частности, у микроострий поле существенно увеличено по сравнению с его средним значением, что приводит к быстрому разогреву кончика острия и его взрыву при достижении удельной плотности энергии $\sim 10^4$ Дж/г (рисунок 1.2). Если макрополе порядка 1 МВ/см, то задержка взрыва составляет менее $t_d \sim 1$ нс. Каждый микровзрыв сопровождается термоэлектронной эмиссией с поверхности катодного факела – расширяющейся со скоростью $v \sim 10^4$ м/с проводящей плазмы.

В ходе эмиссии испускается сгусток электронов (эктон) [142, 38]. Количество частиц в эктоне n_e , существующем в течение нескольких наносекунд (время жизни эктона ограничено быстрым охлаждением взрывного центра за счет теплопроводности, выброса нагретых атомов и ионов металла), зависит от формы микроострия и лежит в диапазоне $n_e \sim 10^{11} - 10^{12}$. Таким образом, образованный в результате взрывоэлектронной эмиссии пучок состоит из отдельных сгустков и имеет существенно неоднородное распределение плотности.

Дополнительную неоднородность в структуру пучка вносит эффект экранировки [32], возникающий из-за того, что расширяющиеся катодные факелы экранируют близлежащие к эмиссионному центру участки на поверхности катода от электрического поля. Как следствие, образование новых взрывоэмиссионных центров в этой области существенно затруднено. В результате эмиссия электронов с поверхности катода становится неоднородной и пучок приобретает ячеистую структуру.

Работа сильноточного диода с плоским катодом и анодом (планарного диода) в значительной степени зависит от скорости образования однородного слоя плазмы на всей поверхности катода [31]. Образование плазменного слоя связано со слиянием соседних катодных факелов в один плазменный слой. Степень однородности фронта расширяющейся плазмы увеличивается с укорочением фронта импульса напряжения, ростом электрических полей и

величины внешнего аксиального магнитного поля, снижающих экранирующее действие катодных факелов на соседние области [131].

Существенное влияние на структуру пучков оказывают их собственные электромагнитные поля. Особенно ярко действие пучковых полей на заряженные частицы проявляется в релятивистских вакуумных диодах с большим отношением радиуса катода r_c к катод-анодному зазору h_{ac} ($r_c/h_{ac} > eU/mc^2$, где U – межэлектродная разность потенциалов, e – заряд электрона, m – масса электрона) [31]. В этом случае происходит сжатие пучка по направлению к оси диода (кумуляция) [132, 133], течение потока становится существенно нестационарным и заряженные частицы приобретают значительный разброс по энергиям [134]. При этом электронный поток больше напоминает сжатый релятивистский газ с температурой электронов порядка eU/k (k – постоянная Больцмана) [31].

Таким образом, собственные поля пучка и неоднородности, связанные со взрывной электронной эмиссией, приводят к значительным флуктуациям в сильноточных электронных потоках. Учет этих флуктуаций имеет принципиальное значение при создании мощных источников когерентного электромагнитного излучения, поскольку флуктуации могут существенно ограничивать эффективность генерации. Так, например, 3-процентный разброс по энергии в генераторе с осциллирующим виртуальным катодом приводит к уменьшению выходной мощности излучения на порядок [135]. В оптимальном режиме работы релятивистской лампы обратной волны КПД прибора снижается не более чем на 20%, пока разброс энергий и поперечных скоростей у электронов на входе в гофрированный волновод остается в пределах $\Delta\gamma/\gamma < 0,15$ и $\Delta v_{\perp}/c < 0,3/\gamma$ [131]. Следовательно, несмотря на высокую интенсивность электронного пучка, достигнутую в результате магнитной кумуляции, он не может быть использован в сильноточных источниках когерентного электромагнитного излучения, для которых, с одной стороны, важна высокая плотность частиц, а с другой – низкий энергетический разброс. Данное обстоятельство указывает на необходимость поиска альтернативных механизмов кумуляции, позволяющих получать пучки с низким энергетическим разбросом.

Указанные обстоятельства обуславливают необходимость выработки новых подходов к созданию сильноточных диодов. При разработке устройств необходимо особое внимание уделять рассмотрению флуктуаций в сильноточных пучках: разбросу электронов по импульсам и неоднородной электронной эмиссии. Поскольку сильноточный ускоритель электронов представляет собой сложную нелинейную систему с распределенными параметрами, то последовательное описание ее динамики невозможно осуществить, не прибегая

к численным методам.

Программы, предназначенные для моделирования сильноточных ускорителей, создавались начиная с середины 60-х годов [193]. Первые из этих программ рассчитывали лишь аксиально-симметричные системы и прогресс в понимании поведения пучка в сильноточных ускорителях сводился лишь к учету все более тонких деталей геометрии экспериментальной установки. Благодаря увеличению вычислительных мощностей на смену аксиально-симметричным программам постепенно пришли трехмерные [137], но в большинстве из них по-прежнему не учитывалось расширение прикатодной плазмы.

Реалистичное моделирование расширения прикатодной плазмы в мощных вакуумных диодах необходимо для правильного понимания работы этих приборов. Дело в том, что расширение прикатодной плазмы приводит к сокращению ускорительного промежутка и рассогласованию сильноточного ускорителя с источником высоковольтного напряжения. Если сильноточный ускоритель является составной частью генератора микроволнового излучения, то импульс когерентного излучения, испускаемого последним, заметным образом сокращается. В результате, например, в большинстве мощных микроволновых генераторов длительность высоковольтного импульса напряжений не превышает 500 нс.

В зависимости от состояния электродных поверхностей, геометрии диода, длительности и формы импульса напряжений скорость расширения прикатодной плазмы варьируется от 0,2 до 10 см/мкс, а ее плотность – от 10^{13} до 10^{16} см⁻³ [138], причем приведенные значения плотности относятся лишь к конечной стадии развития катодных факелов. В момент же непосредственного взрыва микронеоднородностей плотность материала катода соответствует плотности твердого тела [139]. Дебаевская длина для такой плазмы (вообще говоря, неидеальной) на 7–8 порядков меньше характерных размеров сильноточного диода. Произвести непосредственное моделирование кинетических процессов в такой системе представляет задачу практически невыполнимую, что связано с огромным объемом вычислений и недостаточностью сведений о состоянии поверхности катода.

Выходом из сложившейся ситуации является построение гибридных программ, в которых расширение прикатодной плазмы описывается гидродинамически, а движение электронного пучка – кинетически, что и сделано в ряде работ [139, 138, 1–А]. Следует, однако, отметить, что расчеты, выполненные в этих работах, основаны на достаточно простых модельных представлениях о механизме появления плазмы в межэлектродном зазоре. Кроме того, в этих работах игнорируются вопросы, связанные с неоднородным характером

электронной эмиссии. Последнее потребовало бы трехмерного гидродинамического моделирования процесса образования катодных факелов с микронным разрешением, что в свою очередь также требует огромных вычислительных ресурсов.

Таким образом, можно констатировать, что несмотря на значительный прогресс вычислительной техники, произошедший за последние 50 лет, моделирование сильноточных диодов осуществляется без учета неоднородности электронной эмиссии. Для многих приложений этого оказывается вполне достаточно. Однако для приложений, требующих высококачественных пучков с низким уровнем флуктуаций (генерация когерентного электромагнитного излучения, получения высокосимметричных Z-пинчей для инерционного термоядерного синтеза), нужны программы, позволяющие учитывать и неоднородность электронной эмиссии.

1.4 Неоднородность сильноточного пучка, обусловленная взрывной электронной эмиссией

Как уже было отмечено, взрывная электронная эмиссия в сильноточном диоде начинается с накопления энергии в микрообъемах катода в результате их нагрева током автоэлектронной эмиссии, возникающей под действием сильного электрического поля, приложенного между катодом и анодом, и приводит к вакуумному пробоею межэлектродного промежутка. В работе [140] экспериментально продемонстрировано, что вакуумный пробой с катода на анод возможен при вполне определенных значениях напряженности электрического поля E_{cr} в катод-анодном зазоре. Согласно [141], величина E_{cr} определяется условием нарушения баланса между джоулевым нагревом микронеоднородностей и отводом от них тепла вследствие теплопроводности.

Следует отметить, что напряженность E_{cr} и время задержки t_d существенным образом зависят от состояния поверхности катода, а именно от микронеоднородностей и присутствия диэлектрических включений. Так, в работе [143] было показано, что наличие диэлектрических включений на поверхности катода приводит к аномальному росту автоэмиссионного тока. Коксом и Вильямсом [144] экспериментально продемонстрировано, что большие напряженности поля возникают вблизи диэлектрических включений на поверхности катода, причем локальное поле вблизи этих включений может в несколько сотен раз превышать среднее поле в межэлектродном зазоре. Естественно, что неоднородное расположение диэлектрических включений и микронеоднородностей вообще приводит к разбросу по времени образования катодных

факелов t_d на различных микроучастках катода.

Кроме инициации взрывной электронной эмиссии диэлектрические включения способствуют и ее поддержанию [141]. Дело в том, что функционирование каждого взрывоэмиссионного центра сопровождается потоком ионов на катод (рисунок 1.2). Если вблизи взрывоэмиссионного центра присутствуют диэлектрические включения, то происходит их зарядка током ионов, заканчивающаяся пробоем и образованием новых центров эмиссии.

Еще один механизм образования прикатодной плазмы связан с полевой десорбцией атомов, адсорбированных на поверхности катода [145]. Этот процесс происходит в тех областях, где локальное электрическое поле превышает значение $\sim 10^7$ В/см. Десорбированные атомы испытывают ударную ионизацию током автоэлектронной эмиссии, и на поверхности катода образуется плазменный слой.

Несмотря на разнообразие микропроцессов на катоде, все они приводят к образованию катодных факелов, состав которых весьма сложен. Удивительным фактом, полученным экспериментально [141], является то, что скорость расширения катодной плазмы определяется лишь материалом катода и практически не зависит от приложенного напряжения.

Разлет проводящей плазмы катодных факелов приводит к экранировке ею близлежащих участков на поверхности катода от действия сильного электрического поля. Анализ, проведенный в работах [146, 147, 148], показывает, что характерный радиус экранированной области составляет

$$r_{scr} \approx 5 \cdot 10^2 U^{-3/4} i^{1/2} h_{ac}, \quad (1.2)$$

где U [В] – приложенное напряжение, i [А] – ток катодного факела, h_{ac} [см] – величина межэлектродного зазора. Для $U = 400$ кВ, $i = 10$ А, $h_{ac} = 1,5$ см, характерный радиус экранированной области согласно (1.2) равен $r_{scr} = 0,15$ см. Таким образом, число взрывоэмиссионных центров N_e , которые могут одновременно существовать на поверхности катода с радиусом $r_c = 3$ см, можно оценить как $N_e \simeq r_c^2 / r_{scr}^2 \approx 400$. Число одновременно функционирующих взрывоэмиссионных центров N_e является мерой неоднородности поперечной структуры пучка.

Неоднородность пучка по сечению приводит к важному следствию. Хорошо известно [111], что эмиссия электронов с поверхности катодного факела – процесс нестационарный: электроны покидают поверхность катодного факела отдельными порциями – эктонами [141]. Характерное время существования эктона составляет ~ 1 нс.

Величина флуктуаций тока Δi , испускаемого каждым взрывоэмиссионным центром, сравнима со средним значением i [111]. Как результат, флук-

туации полного тока I в сильноточном диоде достигают величины $\Delta I/I \simeq 1/\sqrt{N_e}$. При $N_e = 400$ имеем $\Delta I/I \approx 0,05$. Таким образом, характерные флуктуации тока в вакуумном диоде со взрывоэмиссионными катодами могут достигать 5%, что необходимо учитывать при создании сильноточных приборов.

1.5 Выводы

На основании проведенного в настоящей главе анализа литературных источников можно сделать несколько важных выводов.

Во-первых, важнейшей характеристикой источников кооперативного излучения является время развития неустойчивости. Его статистический разброс накладывает ограничения на возможность когерентного сложения колебаний от нескольких короткоимпульсных источников. В сильноточных генераторах электромагнитного излучения электронный поток состоит из отдельных сгустков электронов – эктонов, что сказывается на уровне дробового шума.

Во-вторых, один из методов управления временной формой импульсов излучения может заключаться в использовании пространственно-периодических структур в активном объеме генератора. Благодаря динамической дифракции электромагнитных волн в кристаллах пространственная периодичность среды оказывает существенное влияние на временную эволюцию импульсов излучения. Это влияние не может быть рассчитано в рамках борновской теории возмущений, если толщина кристалла становится сравнимой с длиной экстинкции.

В-третьих, существующий в настоящее время метод магнитной кумуляции, основанный на самосжатии электронного пучка собственным магнитным полем, приводит к сильному энергетическому разбросу частиц. Данное обстоятельство не позволяет использовать такой пучок в качестве активной среды в сильноточных генераторах электромагнитного излучения, несмотря на высокую плотность частиц. Поэтому представляет интерес разработка альтернативных методов получения плотных пучков.

ГЛАВА 2

ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ КУМУЛЯЦИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В настоящей главе исследуется явление электростатической кумуляции, представляющее собой новый способ получения плотных электронных пучков. Электростатическая кумуляция имеет место в релятивистских вакуумных диодах с катодом, обладающим отверстием по центру. Основной задачей будет последовательное теоретическое описание механизма кумуляции и его экспериментальная проверка.

Материалы, представленные в данной главе, основаны на результатах работ [2–А, 3–А, 17–А]. В начале опишем механизм кумуляции электронного потока, который был выявлен в процессе моделирования релятивистского вакуумного диода с помощью специально разработанной программы [1–А, 3–А]. Затем приведем результаты экспериментальных исследований, подтверждающие описанный механизм кумуляции сильноточных электронных пучков [2–А, 17–А].

2.1 Механизм электростатической кумуляции

Как отмечалось, работа релятивистского вакуумного диода начинается со взрывной электронной эмиссии. Наиболее интенсивно эмиссия идет из выпуклых участков катода, в частности, с его внутренней кромки (рисунок 1.1). Из-за кулоновского отталкивания заряженные частицы устремляются в область, не занятую пучком. В результате на ускоренное в направлении анода движение электронов накладывается перемещение в радиальном направлении к оси симметрии системы. Как следствие, на оси релятивистского вакуумного диода плотность сильноточного пучка возрастает во много раз по сравнению со средней плотностью тока в межэлектродном зазоре.

Описанное явление носит нелинейный характер. Количественное его описание невозможно без привлечения численных методов, которые, как правило, заключаются в самосогласованном решении релятивистских уравнений движения электронов и полевых уравнений методом крупных частиц. Поскольку время $t_{ac} = h_{ac}/v$, за которое взрывоэмиссионная плазма, расширяющаяся со скоростью v , перемикает катод-анодный зазор h_{ac} , на 3–4 порядка превышает время пролета электроном межэлектродного зазора, при расчете распределения частиц и полей в сильноточном диоде на временных

интервалах значительно меньших t_{ac} движением плазмы можно пренебречь. В этом случае процессы в сильноточном ускорителе носят квазистационарный характер [193], полевые уравнения сводятся к уравнению Пуассона для электростатического потенциала ϕ :

$$\Delta\phi = -4\pi\rho \quad (2.1)$$

и к уравнению для магнитного поля \vec{H} :

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}. \quad (2.2)$$

Здесь \vec{j} и ρ – плотности тока и заряда.

На рисунке 2.1 представлен отпечаток электронного пучка на аноде, полученный в ходе численного моделирования с помощью разработанной нами программы. При численном расчете радиус катода был положен равным 3,0 см, катод-анодный зазор – 2,0 см, радиус внутреннего отверстия – 0,8 см. Максимальное значение импульса ускоряющего напряжения было положено равным 360 кВ, а его длительность – 330 нс. Моделирование показало, что плотность тока в области центрального пятна на аноде в момент, соответствующий максимуму ускоряющего напряжения, достигает значения 1,0 кА/см², что приблизительно в 5 раз превышает среднюю плотность тока в сильноточном диоде. Таким образом, на оси сильноточного диода с обладающим отверстием по центру катодом происходит кумуляция электронного пучка.

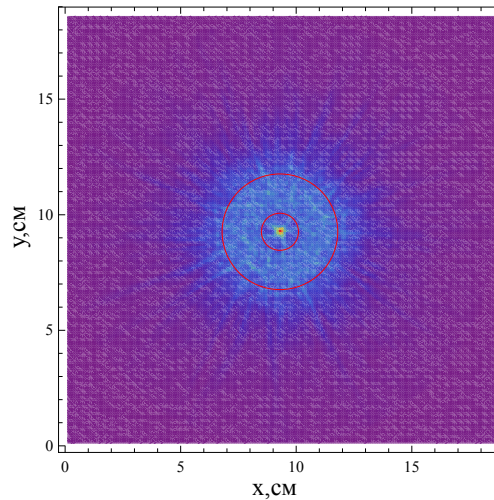


Рисунок 2.1. – Отпечаток электронного пучка. Результаты существенно образом зависят от плотности взрывоэмиссионных центров n_{eee} на катоде.

Результат, представленный на рисунке, соответствует $n_{eee} = 14 \text{ см}^{-2}$

Достоинством описанного механизма кумуляции по сравнению с традиционным, основанным на сжатии сильноточного пучка собственным магнитным полем, является крайне низкий разброс частиц по энергиям в области

максимальной плотности тока. В условиях стационарного течения разброс частиц по энергиям определяется температурой взрывоэмиссионной плазмы, составляющей по порядку величины несколько электрон-вольт, деленных на постоянную Больцмана. Обратим внимание, что в условиях самосжатия пучка собственным магнитным полем течение потока становится существенно турбулентным и заряженные частицы приобретают значительный разброс по энергии.

2.2 Результаты экспериментов

Методика получения отпечатков пучка такова. После облучения (экспонирования) дозиметрической пленки электронным пучком она сканировалась (на просвет) с предварительно наложенным светофильтром сканером EPSON Perfection V100 Photo. По отсканированным отпечаткам и результатам калибровки однозначно восстанавливалось распределение поглощенной дозы по сечению электронного пучка.

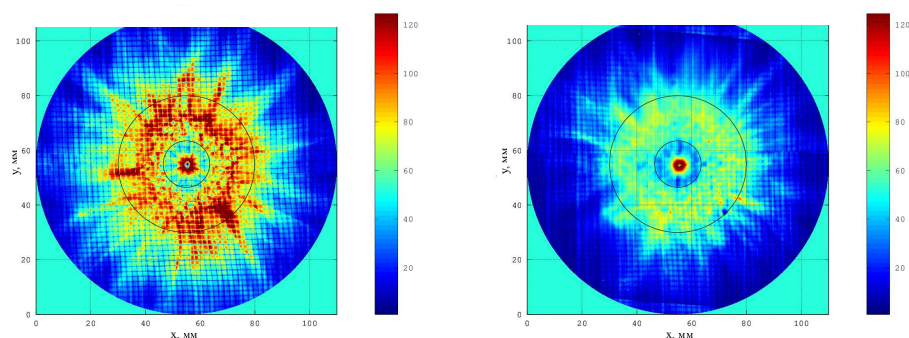


Рисунок 2.2. – Отпечатки электронного пучка в отсутствие фольги (слева) и с одной фольгой (справа)

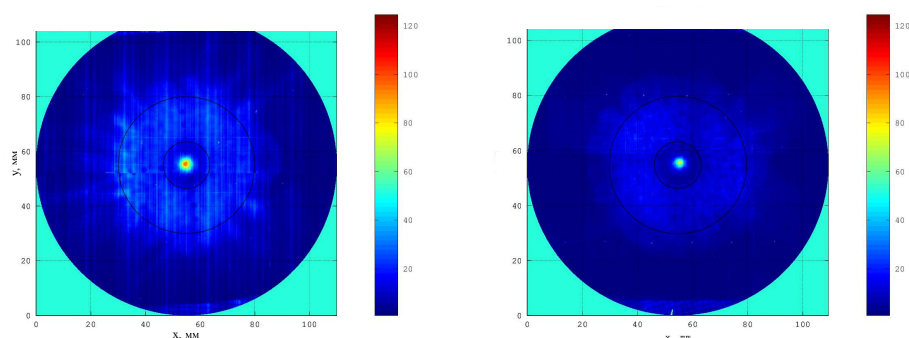


Рисунок 2.3. – Отпечатки электронного пучка с двумя фольгами (слева) и с тремя фольгами (справа)

Первые эксперименты показали [17–А], что поток заряженных частиц на оси настолько интенсивный, что он прожигает пленку насквозь. Чтобы уменьшить радиационную нагрузку на дозиметрическую пленку, перед ней были помещены алюминиевые фольги толщиной 70 мкм каждая. Помимо снижения энергии частиц указанная процедура позволяет полностью отсечь как поток слаборелятивистских электронов, образующихся на спаде импульса напряжения, так и поток катодной плазмы. Эксперименты, проведенные с одной, двумя и тремя фольгами, показали (рисунки 2.2 и 2.3), что резкое увеличение поглощенной дозы по центру сохраняется. Значит, поток частиц образован высокоэнергетичными электронами. В эксперименте с тремя фольгами, отсекающими все электроны с энергией меньше 250 кэВ, поглощенная доза в центре приблизительно в четыре раза превысила среднюю дозу по сечению пучка, что находится в качественном согласии с результатами численного моделирования. Обратим внимание, что согласно моделированию в области максимальной интенсивности пучка ток электронов, проходящий через площадь менее $0,01 \text{ см}^2$, равен $\sim 10 \text{ А}$.

2.3 Метод крупных частиц

Различные варианты метода крупных частиц разрабатывались начиная с конца 40-х годов прошлого века для моделирования кинетических явлений в вакуумной электронике [137], физике плазмы [195], магнитной гидродинамике [197]. Суть этого метода заключается в представлении реальных потоков заряженных частиц (электронов, протонов, ионов) совокупностью крупных частиц, каждая из которых содержит огромное число реальных носителей заряда. Каждой крупной частице, расположенной, как правило, в одной ячейке, приписывается определенное пространственное распределение массы и заряда. В зависимости от заряда q_α , положения \vec{r}_α и скорости \vec{v}_α крупной частицы с помощью специальной процедуры взвешивания близлежащим к ней узлам на пространственной сетке приписывается определенный вклад в плотность тока и заряда (рисунок 2.3). С помощью похожей процедуры по значению полей в ближайших к частице узлах вычисляют силы, действующие на нее. Подставляя затем силу в конечно-разностные аналоги релятивистских уравнений движения, находят новые положения и импульсы крупных частиц. Для полного описания системы, состоящей из полей и частиц, вышеизложенные операции необходимо дополнить процедурами инжекции заряженных частиц в расчетную область и удаления частиц из нее.

Именно реализованная численно инжекция заряженных частиц с поверхности расширяющихся катодных факелов является оригинальным и важным

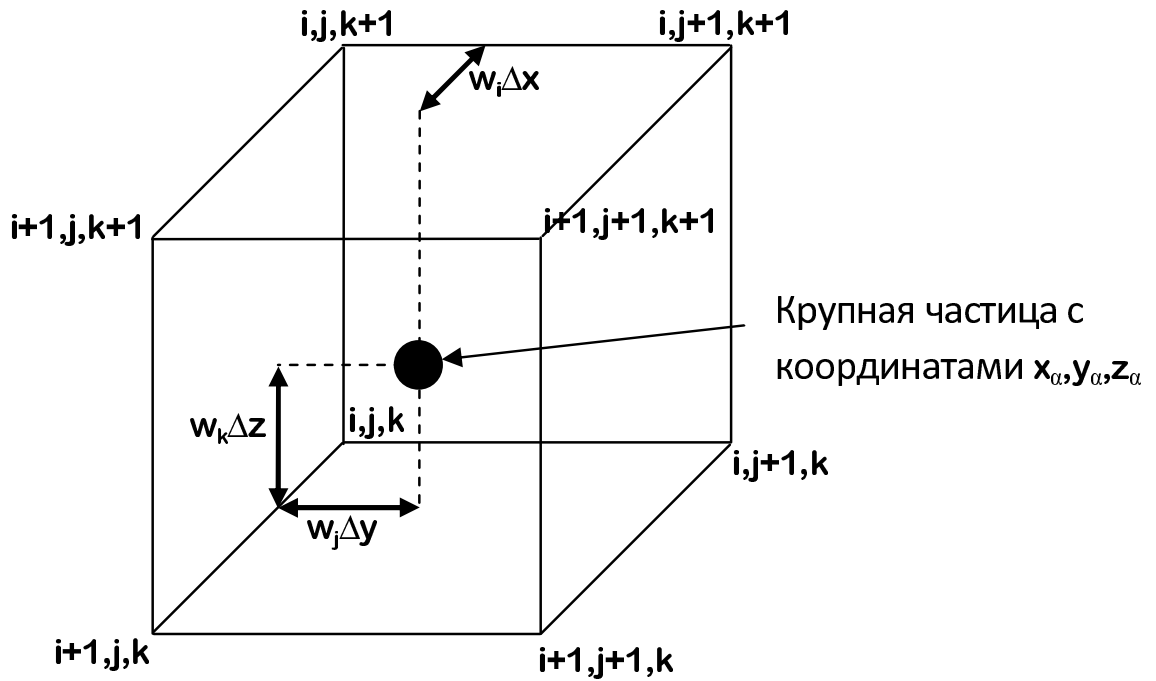


Рисунок 2.4. – Крупная частица в ячейке

элементом разработанной нами программы [1–А].

Типичный цикл программы, реализующей моделирование методом крупных частиц, состоит из шести операций: вычисление новых координат и импульсов частиц, инжекция и удаление частиц, расчет плотности тока и заряда, расчет электрических и магнитных полей. Перейдем теперь к подробному описанию каждой из процедур, реализованной в программе.

2.3.1 Электрические поля

В кулоновской калибровке и квазистационарном приближении напряженность электрического поля \vec{E} связана со скалярным потенциалом ϕ , подчиняющимся уравнению Пуассона

$$\Delta\phi = -4\pi\rho, \quad (2.3)$$

соотношением

$$\vec{E} = -\nabla\phi. \quad (2.4)$$

Анализ [1–А] показал, что наиболее подходящим методом решения уравнения Пуассона в задачах плазмодинамики является метод простых итераций Якоби. Хорошо известно [200], что итерационные методы, требующие приближенного задания потенциала на первом шаге итераций, являются медленно сходящимися, поскольку начальное распределение, как правило, сильно отклоняется от точного решения конечно-разностного аналога уравнения Пуассона. В задачах плазмодинамики положение вещей принципиально иное, что

обусловлено хорошим выбором начального приближения на первом итерационном шаге: в качестве него берутся значения сеточного потенциала, полученные на предыдущем временном шаге [1–А]. В результате весь итерационный процесс на каждом временном шаге сводится к одной-трем итерациям, выполнение которых занимает намного меньше времени, чем расчет новых координат и положений частиц.

Таким образом, конечно-разностный аналог уравнения Пуассона в методе простых итераций Якоби имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{\phi_{i+1,j,k}^{n,s} - 2\phi_{i,j,k}^{n,s+1} + \phi_{i-1,j,k}^{n,s}}{\Delta X^2} + \frac{\phi_{i,j+1,k}^{n,s} - 2\phi_{i,j,k}^{n,s+1} + \phi_{i,j-1,k}^{n,s}}{\Delta Y^2} + \\ & + \frac{\phi_{i,j,k+1}^{n,s} - 2\phi_{i,j,k}^{n,s+1} + \phi_{i,j,k-1}^{n,s}}{\Delta Z^2} = -4\pi\rho_{i,j,k}^n, \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\phi_{i,j,k}^{n,0} = \phi_{i,j,k}^{n-1},$$

где s обозначает номер итерации, а n – номер временного шага. Итерационный процесс в (2.5) идет до тех пор, пока невязка $|\phi^{n,s} - \phi^{n,s-1}|$ не станет меньше $\epsilon|\phi^{n,s}|$. Величина $|\phi^{n,s}|$, являющаяся нормой матрицы $\phi^{n,s}$, вычисляется по формуле

$$|\phi^{n,s}| = \sqrt{\sum_{i,j,k} (\phi_{i,j,k}^{n,s})^2}. \quad (2.6)$$

Параметр ϵ фактически определяет погрешность, с которой решается конечно-разностное уравнение Пуассона.

Уравнение Пуассона нужно дополнить граничными условиями. Мы использовали граничное условие Дирихле, подразумевающее задание потенциала на катоде ($\phi = U_c$) и аноде ($\phi = U_a$). На значительном расстоянии от эмитирующей электроны поверхности в промежутке между катодом и анодом было взято логарифмическое распределение потенциала [131]:

$$\phi = U_c + \frac{(U_a - U_c) \ln(r/R_c)}{\ln(R_a/R_c)}, \quad (2.7)$$

которое точно описывает изменение ϕ в зазоре между двумя бесконечными цилиндрами в вакууме. Очевидно, что в сильноточном диоде распределение потенциала будет приближаться к (2.7), если указанная граница расчетной области расположена на значительном расстоянии от эмитирующей электроны поверхности.

Сеточную плотность $\rho_{i,j,k}^n$ найдем с помощью линейной процедуры взвешивания, приписывающей восьми ближайшим к каждой частице узлам опре-

деленный вклад в $\rho_{i,j,k}^n$, который обозначим индексом α :

$$\begin{aligned}
\Delta\rho_{i,j,k}^{\alpha n} &= q_\alpha(1-w_i^n)(1-w_j^n)(1-w_k^n)/\Delta V, \\
\Delta\rho_{i+1,j,k}^{\alpha n} &= q_\alpha w_i^n(1-w_j^n)(1-w_k^n)/\Delta V, \\
\Delta\rho_{i,j+1,k}^{\alpha n} &= q_\alpha(1-w_i^n)w_j^n(1-w_k^n)/\Delta V, \\
\Delta\rho_{i,j,k+1}^{\alpha n} &= q_\alpha(1-w_i^n)(1-w_j^n)w_k^n/\Delta V, \\
\Delta\rho_{i+1,j+1,k}^{\alpha n} &= q_\alpha w_i^n w_j^n(1-w_k^n)/\Delta V, \\
\Delta\rho_{i,j+1,k+1}^{\alpha n} &= q_\alpha(1-w_i^n)w_j^n w_k^n/\Delta V, \\
\Delta\rho_{i+1,j,k+1}^{\alpha n} &= q_\alpha w_i^n(1-w_j^n)w_k^n/\Delta V, \\
\Delta\rho_{i+1,j+1,k+1}^{\alpha n} &= q_\alpha w_i^n w_j^n w_k^n/\Delta V.
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Здесь q_α – заряд крупной частицы, $\Delta V = \Delta X \Delta Y \Delta Z$ и

$$\vec{w}^n = \left((x_\alpha^n - x_{i,j,k})/\Delta X, (y_\alpha^n - y_{i,j,k})/\Delta Y, (z_\alpha^n - z_{i,j,k})/\Delta Z \right). \tag{2.9}$$

С помощью потенциала электрическое поле вычисляется по формуле [199]:

$$\vec{E}_{i,j,k}^n = - \left(\frac{\phi_{i+1,j,k}^n - \phi_{i-1,j,k}^n}{2\Delta X}, \frac{\phi_{i,j+1,k}^n - \phi_{i,j-1,k}^n}{2\Delta Y}, \frac{\phi_{i,j,k+1}^n - \phi_{i,j,k-1}^n}{2\Delta Z} \right). \tag{2.10}$$

2.3.2 Магнитные поля

При анализе движения релятивистских заряженных частиц принципиально важным становится учет влияния собственных и внешних магнитных полей на динамику электронного пучка в сильноточном диоде. Поскольку нас будут интересовать аксиально-симметричные конфигурации, перейдем к цилиндрическим координатам. Положим, что магнитное поле \vec{H} и плотность тока \vec{j} не зависят от азимутального угла θ .

В отсутствие внешнего осевого поля H_z^{ext} , единственной компонентой магнитного поля является H_θ , которая связана с плотностью тока j_z и текущим по катоду током I теоремой Стокса:

$$H_\theta = \frac{4\pi(I(r, z) + 2\pi \int_0^r j_z(r_1, z)r_1 dr_1)}{2\pi cr}. \tag{2.11}$$

Здесь в ток $I(r, z)$ дают вклад все электроны, инжектированные в точках с координатами $z_\alpha > z$. Интеграл $\int_0^r j_z(r_1, z)r_1 dr_1$ легко может быть вычислен, например, с помощью метода трапеций [199].

2.3.3 Расширение катодной плазмы

Взрывоэмиссионный центр на катоде образуется, если напряженность электрического поля превысит определенное пороговое значение E_{cr} , зависящее от состояния поверхности электрода. После чего во все стороны от взрывоэмиссионного центра начинает расширяться катодный факел со скоростью $v \sim 2 \cdot 10^6$ см/с. В отсутствие специального контроля микроструктуры поверхности эмиссионные центры располагаются хаотически на поверхности электрода. Среднее расстояние между ними определяется размером экранированной области $d_{scr} = 2r_{scr} \sim 3$ мм (см. (1.2)), с помощью которого легко оценивается характерная плотность взрывоэмиссионных центров $n_{eee} = 1/\pi r_{scr}^2 \sim 0,14$ мм⁻².

При моделировании сильноточных диодов будем считать, что зоны эмиссии с вероятностью $n_{eee}(\Delta X \Delta Y \Delta Z)^{2/3}$ образуются в тех узлах катода, где электрическое поле превысит E_{cr} . При превышении E_{cr} из зоны эмиссии начинает расширяться во все стороны и с постоянной скоростью v катодный факел. Каждый катодный факел является источником электронов. Во время своего функционирования ток термоэлектронной эмиссии, испускаемый катодными факелами, во много раз превышает ток, ограниченный пространственным зарядом пучка, что позволяет говорить о неограниченной электронной эмиссии, которая приводит к приближительному равенству нулю поля на поверхности расширяющейся катодной плазмы. Предположение об экранировке катода позволяет существенно упростить численный расчет кинетики заряженных частиц, избавляя от необходимости моделирования быстропротекающих процессов непосредственно в области эмиссии. Последнее потребовало бы высокого временного и пространственного разрешения ввиду малости дебаевской длины и высокого значения частоты ленгмюровских колебаний [1–А].

Инжекцию заряженных частиц на каждом временном шаге будем осуществлять в те узлы, занимаемые плазмой, которые имеют по соседству с собой хотя бы один узел, не занятый проводящим материалом. Величину инжектированного заряда $Q_{i,j,k}$ определим из соотношения

$$Q_{i,j,k} = \left(\frac{E_{xi+1,j,k}^n - E_{xi-1,j,k}^n}{2\Delta X} + \frac{E_{xi,j+1,k}^n - E_{xi,j-1,k}^n}{2\Delta Y} + \frac{E_{xi,j,k+1}^n - E_{xi,j,k-1}^n}{2\Delta Z} \right) \frac{\Delta X \Delta Y \Delta Z}{4\pi}. \quad (2.12)$$

Отметим, что инжекция заряда осуществляется, если $Q_{i,j,k} < 0$.

2.3.4 Движение заряженных частиц

Численное интегрирование релятивистских уравнений движения является самой затратной по времени процедурой. Поэтому при разработке про-

грамм ей уделяется особое внимание. При интегрировании нерелятивистских уравнений движения наиболее распространенной является схема с перешагиванием второго порядка точности по времени [192, 195]:

$$\begin{aligned}\vec{p}_\alpha^{n+1/2} &= \vec{p}_\alpha^{n-1/2} + \vec{F}_\alpha^n \Delta T, \\ \vec{r}_\alpha^{n+1} &= \vec{r}_\alpha^n + \frac{\vec{p}_\alpha^{n+1/2}}{m_\alpha} \Delta T.\end{aligned}\tag{2.13}$$

Поскольку в нерелятивистском случае магнитными полями можно пренебречь, то силы $\vec{F}_\alpha^n = q_\alpha \vec{E}_\alpha^n$ содержат только электрические поля, значения которых однозначно задаются положениями частиц и граничными условиями.

В условиях релятивизма схему (2.13) напрямую использовать нельзя, поскольку в \vec{F}_α^n входит сила Лоренца $q_\alpha \vec{v}_\alpha^n \times \vec{H}_\alpha^n$, зависящая от скорости \vec{v}_n , определенной в момент времени $T_n = n\Delta T$. Между тем, в методе с перешагиванием скорости частиц задаются в полуполные моменты времени $T_{n+1/2} = (n + 1/2)\Delta T$. Естественный выход из сложившейся ситуации, позволяющий сохранить простоту метода с перешагиванием, заключается в использовании интерполяционной формулы Лагранжа, позволяющей по трем значениям скорости $(\vec{v}_\alpha^{n-3/2}, \vec{v}_\alpha^{n-1/2}, \vec{v}_\alpha^{n+1/2})$ вычислить \vec{v}_α^{n+1} :

$$\vec{v}_\alpha^{n+1} = \frac{3\vec{v}_\alpha^{n-3/2} - 10\vec{v}_\alpha^{n-1/2} + 15\vec{v}_\alpha^{n+1/2}}{8}.\tag{2.14}$$

Таким образом, полная схема интегрирования уравнений движения принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}\vec{p}_\alpha^{n+1/2} &= \vec{p}_\alpha^{n-1/2} + q_\alpha (\vec{E}_\alpha^n + \vec{v}_\alpha^n \times \vec{H}_\alpha^n) \Delta T, \\ \vec{v}_\alpha^{n+1/2} &= \frac{c\vec{p}_\alpha^{n+1/2}}{\sqrt{m_\alpha^2 c^2 + (\vec{p}_\alpha^{n+1/2})^2}}, \\ \vec{r}_\alpha^{n+1} &= \vec{r}_\alpha^n + \vec{v}_\alpha^{n+1/2} \Delta T, \\ \vec{v}_\alpha^{n+1} &= \frac{3\vec{v}_\alpha^{n-3/2} - 10\vec{v}_\alpha^{n-1/2} + 15\vec{v}_\alpha^{n+1/2}}{8}.\end{aligned}\tag{2.15}$$

Поля \vec{E}_α^n и \vec{H}_α^n , действующие на частицу, определяются по значениям се-

точных полей в ближайших восьми узлах [195]:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_\alpha^n = & \vec{E}_{i,j,k}^n (1 - w_i^n)(1 - w_j^n)(1 - w_k^n), \\
& + \vec{E}_{i+1,j,k}^n w_i^n (1 - w_j^n)(1 - w_k^n), \\
& + \vec{E}_{i,j+1,k}^n (1 - w_i^n) w_j^n (1 - w_k^n), \\
& + \vec{E}_{i,j,k+1}^n (1 - w_i^n)(1 - w_j^n) w_k^n, \\
& + \vec{E}_{i+1,j+1,k}^n w_i^n w_j^n (1 - w_k^n), \\
& + \vec{E}_{i,j+1,k+1}^n (1 - w_i^n) w_j^n w_k^n, \\
& + \vec{E}_{i+1,j,k+1}^n w_i^n (1 - w_j^n) w_k^n, \\
& + \vec{E}_{i+1,j+1,k+1}^n w_i^n w_j^n w_k^n.
\end{aligned} \tag{2.16}$$

2.4 Применение электростатической кумуляции

Получение плотных сильноточных электронных пучков субмиллиметрового поперечного сечения является одной из основных задач при создании мощных источников электромагнитного излучения, работающих в терагерцовом диапазоне частот [18]. В настоящее время для получения сильноточных пучков малого поперечного сечения в релятивистских вакуумных диодах в центре анода, изготовленного из графита, делается отверстие нужного сечения [183, 184]. Прошедшие через это отверстие ускоренные электроны попадают в электродинамическую структуру, в которой развивается радиационная неустойчивость. Катод при этом никаких отверстий не имеет.

Вследствие электростатической кумуляции замена катода с плоским участком по центру на катод с отверстием приведет к многократному увеличению плотности тока на оси релятивистского диода. Поскольку рост плотности тока сопровождается увеличением инкремента неустойчивости и мощности излучения, выходные характеристики генератора существенно улучшатся. Кроме того, полученный в сильноточном ускорителе плотный пучок можно подвергнуть дальнейшему ускорению. Взаимодействие такого пучка с ондуляторными полями позволило бы сместить генерацию в более коротковолновую область спектра, поскольку длина волны излучения осциллирующих электронов падает обратно пропорционально квадрату энергии частиц [51].

Отметим, что моделирование и экспериментальное исследование кумуляции сильноточных электронных пучков осуществлялось нами при максимальном значении ускоряющего напряжения ~ 400 кВ. Увеличение напряжения до 4 МВ позволит достичь плотности тока ~ 1 кА/мм² и интенсивности пучка 1 ТВт/мм² (рисунки 2.5 и 2.6), необходимых для изучения экстремальных состояний вещества и проведения исследований в области инерционного

термоядерного синтеза [13]. Плотный электронный пучок, полученный в результате электростатической кумуляции, может быть также использован для генерации терагерцового черенковского излучения. Оценки показывают, что при КПД 1–10% – типичном для черенковских генераторов – мощность излучения составит 40–400 МВт.

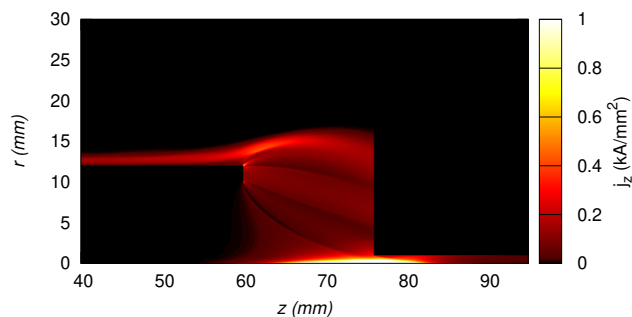


Рисунок 2.5. – Вывод электронного пучка через тонкое отверстие в аноде (радиус отверстия $r_{ch} = 1$ мм, напряжение 4 МэВ)

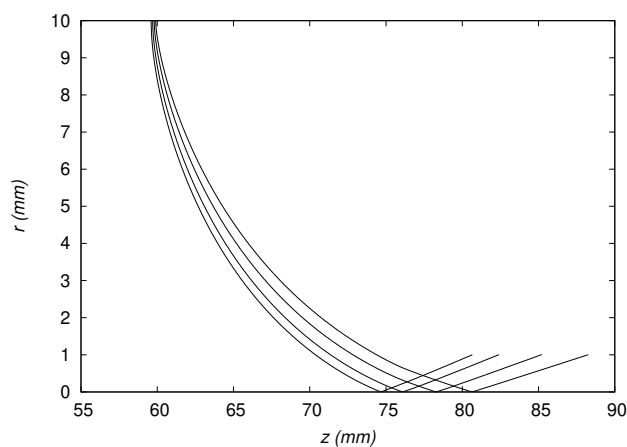


Рисунок 2.6. – Траектории заряженных частиц (радиус отверстия $r_{ch} = 1$ мм, напряжение 4 МэВ)

2.5 Выводы

В настоящей главе описано новое физическое явление – электростатическая кумуляция сильноточного пучка в релятивистском вакуумном диоде с катодом, который обладает отверстием по центру. В основе явления лежит электростатическое отталкивание электронов, испускаемых взрывоэмиссионной плазмой, образуемой на внутренней кромке катода. В численном моде-

лировании зафиксирована плотность тока 1 кА/см^2 и интенсивность пучка $0,36 \text{ ГВт/см}^2$, что находится в качественном согласии с результатами экспериментов.

Несомненным достоинством описанного выше механизма кумуляции по сравнению с традиционным, основанным на сжатии сильноточного пучка собственным магнитным полем, является крайне низкий разброс частиц по энергиям в области максимальной плотности тока. Он определяется температурой расширяющейся катодной плазмы, составляющей по порядку величины несколько электрон-вольт, деленных на постоянную Больцмана. Данное обстоятельство позволяет использовать пучки, полученные в результате электростатической кумуляции, для генерации электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот.

ГЛАВА 3

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЭКТОНАМИ

Настоящая глава посвящена построению теории когерентного переходного излучения, генерируемого сильноточным электронным пучком, состоящим из отдельных порций электронов при пересечении ими тонкого металлического анода релятивистского вакуумного диода и попадании в воздушную среду. Рассмотрение переходного излучения осуществляется с учетом многократного рассеяния электронов на атомах среды и с учетом ионизационных потерь энергии. Представленные результаты опубликованы в работах [4–А, 12–А].

3.1 Когерентное электромагнитное излучение, генерируемое эктонами

Как ранее отмечалось, сильноточный электронный пучок состоит из эктонов, каждый из которых существует в течение ~ 1 нс. Эктонная структура пучка должна приводить к тому, что в переходном излучении заряженных частиц должна быть значительная составляющая когерентного спонтанного излучения от эктонов, лежащего в дециметровом и метровом диапазонах длин волн. Теоретическое и экспериментальное исследование свойств когерентного переходного излучения позволило бы количественно оценить влияние эктонной структуры пучка на работу генераторов электромагнитного излучения и послужило бы источником дополнительной информации о взрывной электронной эмиссии.

Выясним, как влияет эктонная структура сильноточного пучка на спектрально-угловое распределение энергии $\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega}$ электромагнитного излучения (переходного, тормозного и т. д.). Согласно [102, 185] спектрально-угловое распределение излученной пучком энергии дается выражением

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{cR^2}{4\pi^2} \langle |\vec{H}(\omega, \vec{R})|^2 \rangle = \frac{cR^2}{4\pi^2} \left(\sum_{i,\alpha} \langle \vec{H}_{i\alpha}(\omega, \vec{R}) \vec{H}_{i\alpha}^*(\omega, \vec{R}) \rangle \right. \\ \left. + \sum_{i \neq j, \alpha} \langle \vec{H}_{i\alpha}(\omega, \vec{R}) \vec{H}_{j\alpha}^*(\omega, \vec{R}) \rangle + \sum_{i,j,\alpha \neq \beta} \langle \vec{H}_{i\alpha}(\omega, \vec{R}) \vec{H}_{j\beta}^*(\omega, \vec{R}) \rangle \right). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по распределению координат $\vec{r}_{i\alpha}$, скоростей $\vec{v}_{i\alpha}$ и моментов появления $t_{i\alpha}$ частиц в пучке, $\vec{H}_{i\alpha}(\omega, \vec{R})$ представля-

ет фурье-образ напряженности магнитного поля в волне, испущенной i -тым электроном в сгустке с номером α .

Выраженный через фурье-образ функции Грина $\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}_0, \omega)$ [186] волнового уравнения для векторного потенциала $\vec{A}(t, \vec{R})$ величину $\vec{H}_{i\alpha}(\omega, \vec{R}) = \nabla_{\vec{R}} \times \vec{A}_{i\alpha}(\omega, \vec{R})$ представим в виде

$$\vec{H}_{i\alpha}(\omega, \vec{R}) = \nabla_{\vec{R}} \times \int q_e \hat{G}(\vec{R}, \vec{r}_{i\alpha}(t), \omega) \vec{v}_{i\alpha}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (3.2)$$

где q_e – заряд электрона.

Выясним смысл отдельных слагаемых в выражении (3.1). Первое из них соответствует некогерентному излучению отдельных частиц пучка. Второе слагаемое обусловлено когерентным излучением отдельных сгустков. Третье связано с когерентным излучением всего электронного потока.

Усреднение величины $\frac{\partial^2 W}{\partial \omega \partial \Omega}$ по $\vec{r}_{i\alpha}$ и $\vec{v}_{i\alpha}$ осуществляется с помощью двух-частичной функции распределения $w(\vec{r}_{i\alpha}, \vec{v}_{i\alpha}, t_1; \vec{r}_{j\beta}, \vec{v}_{j\beta}, t_2)$ [185]. Она задает плотность совместной вероятности обнаружения у частицы $i\alpha$ координаты $\vec{r}_{i\alpha}$ и скорости $\vec{v}_{i\alpha}$ в момент времени t_1 и у частицы $j\beta$ координаты $\vec{r}_{j\beta}$ и скорости $\vec{v}_{j\beta}$ в момент времени t_2 . Если корреляциями в положениях и скоростях разных частиц можно пренебречь, то

$$w = w_1(\vec{r}_{i\alpha}, \vec{v}_{i\alpha}, t_1 - t_{i\alpha}) w_1(\vec{r}_{j\beta}, \vec{v}_{j\beta}, t_2 - t_{j\beta}),$$

где $w_1(\vec{r}_{i\alpha}, \vec{v}_{i\alpha}, t - t_{i\alpha})$ – плотность вероятности обнаружения у частицы, появившейся в электронном потоке в момент времени $t_{i\alpha}$, координаты $\vec{r}_{i\alpha}$ и скорости $\vec{v}_{i\alpha}$. Очевидно, что функция $w_1(\vec{r}_{i\alpha}, \vec{v}_{i\alpha}, t - t_{i\alpha})$ должна удовлетворять условию $w_1(\vec{r}_{i\alpha}, \vec{v}_{i\alpha}, t - t_{i\alpha}) = 0$ при $t - t_{i\alpha} < 0$.

Введем функцию распределения частиц в эктоне $f(t_{i\alpha})$ и функцию распределения эктонов в пучке $g(t)$. С помощью функций f и g после ряда математических преобразований найдем когерентную составляющую спектрально-углового распределения:

$$\frac{\partial^2 W_{coh}}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{c}{4\pi^2} | \langle \vec{H}_e(\omega, \vec{R}) \rangle |^2 R^2 (N_f^2 N_g |f(\omega)|^2 + N_f^2 N_g^2 |f(\omega)|^2 |g(\omega)|^2), \quad (3.3)$$

где

$$\langle \vec{H}_e(\omega, \vec{R}) \rangle = \nabla_{\vec{R}} \times \int q_e \hat{G}(\vec{R}, \vec{r}_{i\alpha}, \omega) w_1(\vec{r}_{i\alpha}, \vec{v}_{i\alpha}, t) \vec{v}_{i\alpha} e^{i\omega t} d^3 \vec{v}_{i\alpha} d^3 \vec{r}_{i\alpha} dt$$

– усредненный Фурье-образ напряженности магнитного поля частицы, появившейся в момент времени $t_{i\alpha} = 0$, $N_f \gg 1$ – количество электронов в эктоне, а $N_g \gg 1$ – число эктонов.

В общем случае выражение для поля излучения $\vec{H}_{i\alpha}(\omega, \vec{R})$ на больших расстояниях от системы содержит множитель $\exp(-i\vec{k}_\perp \vec{R}_{i\alpha\perp})$ [102] (\vec{k}_\perp – компонента волнового вектора фотона, перпендикулярная направлению движения пучка, $\vec{R}_{i\alpha\perp}$ – поперечная координата электрона). Учет разброса по поперечным координатам $\vec{R}_{i\alpha\perp}$ приводит к появлению в выражении для спектрально-углового распределения форм-фактора

$$\Phi = \left\langle \sum_{i\alpha, j\beta} \exp(i\vec{k}_\perp \vec{R}_{i\alpha\perp} - i\vec{k}_\perp \vec{R}_{j\beta\perp}) \right\rangle$$

. Однако в рассматриваемом случае характерные длины волн когерентного излучения, как будет видно из дальнейшего изложения, много больше поперечного размера пучка, который в сильноточных диодах равен нескольким сантиметрам [32]. Поэтому форм-фактор Φ в конечном выражении для спектрально-углового распределения был положен равным единице.

3.2 Переходное излучение, генерируемое сильноточным электронным пучком

Из формулы (3.3) следует, что для расчета переходного излучения электронов нужно знать распределение моментов появления электронов в пучке и величину $\langle \vec{H}_e(\omega, \vec{R}) \rangle$.

Для определения среднего $\langle \vec{H}_e(\omega, \vec{R}) \rangle$ рассмотрим процесс возникновения переходного излучения от одной частицы. Пусть начальная скорость электрона, пересекающего поверхность анода под прямым углом в момент времени $t_{i\alpha} = 0$, равна $v_0 = \beta c$. Согласно [43] напряженность магнитного поля, создаваемого движущимся электроном в отсутствие металлических экранов, определяется следующим равенством:

$$\vec{H}_a(\omega) = q_e \frac{e^{ikR}}{cR} \int e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \vec{n} \times \vec{v} dt,$$

где ω и $\vec{k} = \frac{\omega \vec{n}}{c}$ – циклическая частота и волновой вектор квантов, излученных в направлении \vec{n} , q_e – заряд электрона, $\vec{v} = \vec{v}(t)$ и $\vec{r} = \vec{r}(t)$ – скорость и радиус-вектор электрона.

Наличие металлического анода можно учесть с помощью поля заряда-изображения [189]. Введем систему координат, в которой начало отсчета помещено в точку пересечения частицей границы металл-воздух. Ось OZ направим вдоль первоначальной скорости заряда \vec{v}_0 . В этой системе координат поле заряда-изображения $\vec{H}_b(\omega)$ отличается от $\vec{H}_a(\omega)$ лишь направлением z -компоненты векторов \vec{v} , \vec{r} и знаком q_e .

Разложим векторы \vec{v} , \vec{r} на две составляющие, одна из которых параллельна (\parallel), а другая перпендикулярна (\perp) оси OZ :

$$\begin{aligned}\vec{v} &= \vec{v}_{\parallel} + v_{\perp}, \\ \vec{r} &= \vec{r}_{\parallel} + \vec{\rho} = \int_0^t \vec{v}_{\parallel}(\tau) d\tau + \int_0^t \vec{v}_{\perp}(\tau) d\tau.\end{aligned}$$

При этом будем считать, что угол многократного рассеяния на атомах воздуха мал и $v_{\perp} \ll v_{\parallel}$.

В результате суммарное поле электрона и его изображения запишется следующим образом:

$$\vec{H}_e(\omega) = q_e \frac{e^{ikR}}{cR} \int_0^{+\infty} \left(e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r}_{\parallel})} \vec{n} \times (\vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}) + e^{i(\omega t + \vec{k}\vec{r}_{\parallel})} \vec{n} \times (\vec{v}_{\parallel} - \vec{v}_{\perp}) \right) e^{-i\vec{k}\vec{\rho}(t)} dt.$$

Пренебрегая в предэкспоненциальных множителях величиной \vec{v}_{\perp} , малой по сравнению с \vec{v}_{\parallel} , найдем

$$\begin{aligned}\frac{c|\langle \vec{H}_e(\omega) \rangle|^2 R^2}{4\pi^2} &= \frac{q_e^2 \omega^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 c^3} \\ &\times \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} v_{\parallel}(t_1) v_{\parallel}(t_2) \cos(\vec{k}\vec{r}_{\parallel}(t_2)) \cos(\vec{k}\vec{r}_{\parallel}(t_1)) e^{i\omega(t_2 - t_1)} \langle e^{-i\omega \sin \theta (\rho_x(t_2) - \rho_x(t_1))/c} \rangle dt_2 dt_1.\end{aligned}$$

Здесь θ – угол между векторами \vec{n} и \vec{v}_{\parallel} , а ось OX лежит в плоскости, образованной векторами \vec{k} и \vec{v}_0 .

Многократное рассеяние, приводящее к случайному изменению скорости частицы, обуславливает появление в формуле для $\frac{c|\langle \vec{H}_e(\omega) \rangle|^2 R^2}{4\pi^2}$ случайных величин $\rho_x(t_2)$ и $\rho_x(t_1)$, по которым следует произвести усреднение. Его можно осуществить при помощи плотности вероятности $h(v_x, \rho_x, t)$, удовлетворяющей начальному условию

$$h(v_x, \rho_x, 0) = \delta(v_x) \delta(\rho_x)$$

и являющейся решением кинетического уравнения следующего вида:

$$\begin{aligned}\frac{\partial h}{\partial t} + v_x \frac{\partial h}{\partial \rho_x} - A^2(t) \frac{\partial^2 h}{\partial v_x^2} &= 0, \\ A^2(t) &= \frac{1}{2} \pi N v_{\parallel}^3 \int \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} \vartheta^2 d\vartheta,\end{aligned}\tag{3.4}$$

где N – концентрация атомов среды, $\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния, ϑ – полярный угол рассеяния.

Отметим, что при постоянстве параметра $A^2(t)$ уравнение (3.4) переходит в уравнение, описывающее многократное рассеяние в отсутствие ионизационных потерь энергии [108].

Соответствующее рассмотрение показывает, что решение уравнения (3.4) имеет вид

$$h(v_x, \rho_x, t) = \frac{1}{2\pi v_d(t)\rho_d(t)} \exp\left(-\frac{(v_x - \rho_x/\tau_d(t))^2}{2v_d^2(t)} - \frac{\rho_x^2}{2\rho_d^2(t)}\right),$$

где

$$\begin{aligned} \rho_d(t) &= \frac{B}{v_d(t)} \exp\left(\int \frac{A^2(t)}{v_d^2(t)} dt\right), \\ \tau_d(t) &= \left(\frac{A^2}{v_d^2} - \frac{\dot{v}_d}{v_d}\right)^{-1}, \\ v_d^8 - B^2 e^{2\int \frac{A^2(t)}{v_d^2(t)} dt} \left(A^4 + 2Av_d^2\dot{A} - 4A^2v_d\dot{v}_d + v_d^2(2\dot{v}_d^2 - v_d\ddot{v}_d)\right) &= 0. \end{aligned} \quad (3.5)$$

В отсутствие ионизационных потерь ($A(t) = \text{const}$), решение системы уравнений (3.5) имеет следующий вид [108]:

$$\begin{aligned} B &= A^2(0)/\sqrt{3}, \\ v_d(t) &= A(0)\sqrt{t/2}, \\ \rho_d(t) &= \sqrt{\frac{2}{3}}A(0)t^{3/2}. \end{aligned}$$

Потерю энергии электроном на ионизацию можно приближенно учесть, положив

$$\begin{aligned} A(t) &= A(0)(1 + b_1t + O(t^2)) \approx A(0)\sqrt{1 + 2b_1t}, \\ v_d(t) &= A(0)\sqrt{t/2}(1 + b_2t + O(t^2)) \approx A(0)\sqrt{t(1 + 2b_2t)}/2. \end{aligned}$$

В результате находим

$$\begin{aligned} b_2 &= 3b_1/2, \\ \rho_d(t) &= \sqrt{\frac{2}{3}}A(0)t^{3/2}(1 + 3b_1t/2)^{1/6}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Усреднив далее экспоненту $e^{-i\omega \sin(\theta)\rho_x(t)/c}$ с помощью $h(v_x, \rho_x, t)$, получим

$$\int h(v_x, \rho_x, t) e^{-i\omega \sin \theta \rho_x/c} d\rho_x dv_x = \exp\left(-\frac{\omega^2 \rho_d^2(t) \sin^2 \theta}{2c^2}\right).$$

Как следствие, окончательно найдем

$$\frac{c | \langle \vec{H}_e(\omega) \rangle |^2 R^2}{4\pi^2} = \frac{q_e^2 \omega^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 c^3} \times \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} v_{\parallel}(t_1) v_{\parallel}(t_2) \cos(\vec{k} \vec{r}_{\parallel}(t_2)) \cos(\vec{k} \vec{r}_{\parallel}(t_1)) e^{i\omega(t_1-t_2)} e^{-\frac{\omega^2 (\rho_d^2(t_1) + \rho_d^2(t_2)) \sin^2 \theta}{2c^2}} dt_1 dt_2. \quad (3.7)$$

Таким образом, переходное излучение электронных сгустков, пересекающих границу металл-воздух, определяется формулами (3.3) и (3.7). Как видно из (3.7), многократное рассеяние приводит к подавлению переходного излучения в области высоких частот. Степень подавления определяется среднеквадратичным отклонением $\rho_d(t)$. Функция $\rho_d(t)$ однозначно задается соотношениями (3.5) и при малых t имеет вид (3.6).

Для определения численных значений коэффициентов в (3.6) нужно знать явный вид функции $A^2(t)$, что сводится к расчету дифференциального сечения упругого рассеяния электрона на атоме $\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega}$ (формула (3.5)).

Дифференциальное сечение может быть вычислено в первом борновском приближении [187]:

$$\frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{4Z^{2/3} a^2}{1,8^4} \frac{1}{\left(\frac{4a^2 k^2}{1,8^2 Z^{2/3}} \sin^2(\vartheta/2) + 1 \right)^2} \frac{1 - \beta^2 \sin^2(\vartheta/2)}{1 - \beta^2},$$

где Z – заряд ядра атома среды, $a = 0,523 \cdot 10^{-10}$ м – борровский радиус, величина $\frac{a}{1,8Z^{1/3}}$ соответствует радиусу экранирования, рассчитанному по модели Томаса-Ферми [188], k – модуль волнового вектора электрона.

Для воздуха, состоящего примерно из 75% азота и 25% кислорода, имеющих соответственно концентрации $3 \cdot 10^{25}$ м⁻³ и $9 \cdot 10^{24}$ м⁻³, $A^2(0)$ дается суммой выражений вида $\frac{1}{2} \pi N v_0^3 \int \frac{d\sigma(\vartheta)}{d\Omega} \vartheta^2 d\vartheta$, в которых вместо N следует подставить концентрации азота и кислорода. В случае электронов с энергией 1 МэВ величина $A^2(0)/c^2 \approx 5 \cdot 10^8$ с⁻¹.

Помимо упругого рассеяния на атомах среды, приводящего к изменению направления скорости, электроны участвуют и в неупругом процессе ионизации, в результате которого заряженные частицы теряют свою энергию. Формула для ионизационных потерь кинетической энергии E заряженной частицей приведена в [189, 190]:

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{\beta c} \frac{d}{dt} \left(\frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} - mc^2 \right) \approx -\frac{4\pi}{\beta^2} mc^2 n r_e^2 \left(\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{U(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right). \quad (3.8)$$

Здесь n – плотность электронов в среде, $U \sim 13,5Z$ эВ – характерное значение потенциала ионизации, $r_e = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-15}$ м – классический радиус электрона.

Для оценок используем простейший закон убывания скорости при торможении [191]:

$$\dot{\beta} = -\lambda\beta,$$

где $\lambda \approx \text{const}$. Можно убедиться (смотрите (3.8)), что величина $\lambda = -\dot{\beta}/\beta$ связана с ионизационными потерями энергии тождеством

$$\lambda = \frac{(1 - \beta^2)^{3/2} dE}{\beta mc dz}. \quad (3.9)$$

Взяв значение λ , отнесенное к моменту пересечения электроном границы двух сред, получим

$$\vec{k}\vec{r}_0 \approx \beta\omega \cos\theta(1 - e^{-\lambda t})/\lambda.$$

Для частиц с энергией 1 МэВ величина $\lambda \approx 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. При этом константа b_1 в (3.6), равна $\approx 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ (совпадение значений b_1 и λ носит случайный характер).

В формуле (3.7) верхние пределы интегрирования бесконечны, что соответствует неограниченному по времени движению зарядов. Однако в реальном эксперименте движение электронов ограничено поглотителем, расположенным на некотором расстоянии l от анодной сетки диода. Поэтому верхний предел интегрирования в формуле (3.7) следует положить равным $t_{max} \approx l/\beta c$ (в дальнейшем примем $l = 0,5 \text{ м}$).

Для расчета средней мощности переходного излучения P положим

$$|f(\omega)|^2 = \frac{1}{1 + \omega^2 t_e^2}, \quad |g(\omega)|^2 = \frac{4e^{-\omega^2 t_f^2} \sin^2(\omega t_c)}{\omega^2 t_c^2},$$

что соответствует $f(t) = e^{-t/t_e}/t_e$ и $g(t) = \frac{1}{2t_c} \left(\text{Erf}\left(\frac{t+t_c/2}{\sqrt{2}t_f}\right) - \text{Erf}\left(\frac{t-t_c/2}{\sqrt{2}t_f}\right) \right)$, где $t_e \approx 1 \text{ нс}$ – время функционирования эктона, $t_c = 80 \text{ нс}$ – ширина на полувысоте импульса тока, $\sqrt{2\pi}t_f = 30 \text{ нс}$ – время нарастания импульса, $\text{Erf}(x)$ – функция ошибок. Поскольку фурье-образ $f(\omega)$ существенно отличен от нуля в области $\omega < 1/t_e = 10^{-9} \text{ с}^{-1}$, основной вклад в излучение будут давать электромагнитные волны с частотами ниже $1/(2\pi t_e) \approx 200 \text{ МГц}$.

Подставив в формулу (3.3) величины $N_e = 10^{11}$, $N_g = 5 \cdot 10^3$, $\beta = 0,86$ – это параметры, соответствующие току в 1 кА и ускоряющему напряжению в 0,5 МВ, и проинтегрировав спектральную плотность излученной энергии $W = \int \frac{dW}{d\omega} d\omega$ (рисунок 3.1), получим $P = W/t_c \approx 75 \text{ кВт}$ в диапазоне от 100 МГц до 200 МГц, что на 25% меньше значения, вычисленного без учета влияния среды. При этом основной вклад в подавление излучения вносит многократное рассеяние, а не ионизационные потери.

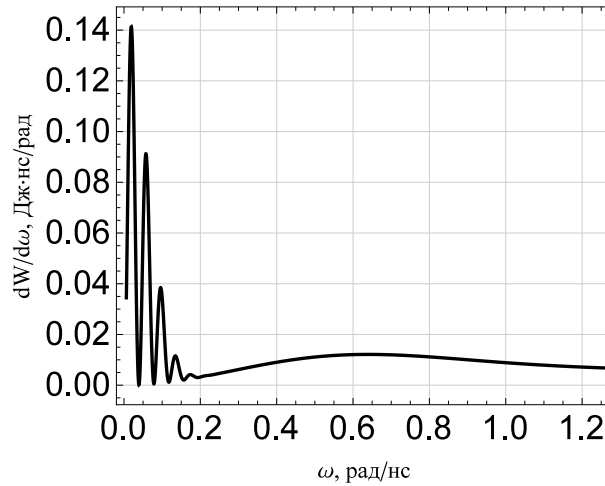


Рисунок 3.1. – Спектральное распределение излученной энергии

Помимо высокочастотной составляющей в спектре излучения присутствует и низкочастотная. Ее появление обусловлено когерентным излучением всего пучка. Среднюю мощность низкочастотного излучения P_l можно оценить, разделив излученную в диапазоне от 1 до 10 МГц энергию W_l на t_c . С помощью (3.3) находим $W_l \approx 4$ мДж и $P_l \sim 50$ кВт. Отметим, что в мегагерцовой области частот интенсивность некогерентного переходного излучения отличается от когерентной составляющей в число раз, совпадающее по порядку величины с количеством заряженных частиц в эктоне $N_f \sim 10^{11}$. Мощность некогерентного переходного излучения равна долям микроватта.

3.3 Выводы

Таким образом, в данной главе построена теория переходного излучения сильноточных электронных пучков с учетом многократного рассеяния и ионизационных потерь энергии. Продемонстрировано, что продольная неоднородность сильноточного пучка, обусловленная его эктонной структурой, приводит к существенной модификации спектра спонтанного излучения. Показано, что многократное рассеяние и ионизационные потери энергии приводят к обрезанию спектра переходного излучения в области высоких частот.

В рамках построенной модели рассчитана мощность переходного излучения, генерируемого эктонами при пересечении ими анодной сетки релятивистского вакуумного диода. При этом оказалось, что средняя мощность излучения, состоящего из отдельных когерентных импульсов, в диапазоне от 100 до 200 МГц составляет 75 кВт для 1 кА пучка электронов, ускоренных в потенциале 0,5 МВ.

ГЛАВА 4

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КООПЕРАТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1 Введение

Настоящая глава посвящена исследованию влияния дробового шума на генерацию кооперативного излучения в условиях предварительной модуляции электронного пучка. При этом рассмотрение будем проводить на примере двух систем: ансамбля неизохронных электронов-осцилляторов, взаимодействующих друг с другом посредством собственного поля излучения [5–А, 6–А, 7–А], и релятивистского электронного пучка, распространение которого в периодической структуре приводит к генерации квазичеренковского (параметрического рентгеновского) сверхизлучения [8–А]. Кроме того, мы рассмотрим вопрос о влиянии тепловых флуктуаций электромагнитного поля на начальную стадию процесса генерации кооперативного излучения [9–А].

Ансамбль неизохронных осцилляторов является одной из базовых моделей для описания нелинейного процесса генерации электромагнитных волн в лазерах на циклотронном резонансе [156, 157, 158]. В работах [158, 159] было продемонстрировано, что в отсутствие внешнего воздействия в ансамбле неизохронных электронов-осцилляторов развивается неустойчивость. Начальная стадия неустойчивости сопровождается экспоненциальным ростом мощности излучения и автофазировкой электронов-осцилляторов. В дальнейшем рост мощности из-за нелинейности ограничивается и формируется импульс кооперативного излучения [158]. В работе [159] детально изучено влияние неизохронности на пиковую мощность кооперативного излучения и время развития неустойчивости¹. Авторами статьи [159] предполагалось, что пучок подвергнут предварительной модуляции на частоте излучения. Эффекты, связанные с дробовым шумом, при этом не рассматривались.

Что касается квазичеренковского сверхизлучения, то в работах [34, 97, 162] детально изучено влияние различных параметров (длины периодической структуры, тока пучка, энергии электронов и др.) на пиковую мощность излучения и время развития неустойчивости. При этом авторами указанных статей предполагалось, что пучок подвергнут предварительной модуляции на частоте излучения. Эффекты, связанные с дробовым шумом и приводящие

¹При рассмотрении кооперативного излучения, испускаемого неизохронными электронами-осцилляторами, вместо термина “время развития неустойчивости” употребляют “время автофазировки”.

к разбросу выходных параметров короткоимпульсных генераторов, также не рассматривались.

При исследовании статистических свойств кооперативного излучения в двух системах в качестве случайных величин, подвергаемых статистическому анализу, возьмем пиковую мощность излучения и время развития неустойчивости. Пиковая мощность – основная выходная характеристика короткоимпульсных источников электромагнитного излучения; а время развития неустойчивости определяет минимальный промежуток времени пребывания ансамбля частиц в генераторе, который необходим для формирования импульса кооперативного излучения. Среднестатистический разброс времени развития неустойчивости оказывается принципиально важным при рассмотрении задачи, связанной с когерентным сложением колебаний от нескольких источников кооперативного излучения.

Изложение в данной главе основано на результатах работ [5–А, 6–А, 7–А, 8–А, 9–А]. В начале на примере ансамбля релятивистских электронов, совершающих спиральное движение в однородном магнитном поле, выведем систему уравнений, описывающую взаимодействие неизохронных осцилляторов посредством ближнего поля излучения, и установим границы применимости полученных уравнений. Далее будут подробно исследованы статистические флуктуации кооперативного излучения, испускаемого ансамблем неизохронных электронов-осцилляторов в присутствии дробового шума, как при наличии, так и в отсутствие предварительной модуляции заряженных частиц по фазам на частоте излучения. При этом особое внимание будет уделено получению функции распределения времени автофазировки. Затем на основании проведенных исследований мы проведем подробный анализ статистических флуктуаций в однопроходных мазерах на циклотронном резонансе и обсудим ограничения, накладываемые дробовым шумом на выходные характеристики однопроходных генераторов. После анализа кооперативного излучения, генерируемого ансамблем неизохронных осцилляторов, аналогичный анализ будет проведен для кооперативной квазичеренковской неустойчивости электронного пучка [8–А]. В конце главы на примере сверхизлучения Дике продемонстрируем общий подход к учету влияния тепловых флуктуаций электромагнитного поля на начальную стадию генерации кооперативного излучения ансамблем частиц [9–А].

4.2 Автофазировка неизохронных электронов-осцилляторов в присутствии дробового шума

4.2.1 Кооперативное циклотронное излучение

Рассмотрим поведение нерелятивистского электронного пучка в направленном по оси OZ однородном магнитном поле \vec{H} в присутствии радиационных потерь энергии. Обозначим компоненты скоростей частиц перпендикулярные вектору магнитного поля \vec{H} символом $\vec{v}_{\perp k}$, а компоненты параллельные \vec{H} – символом $\vec{v}_{\parallel k}$. Тогда поведение частиц описывается уравнениями движения

$$\begin{aligned}\dot{\vec{p}}_{\perp k} &= \frac{e}{c} \vec{v}_{\perp k} \times \vec{H} + \vec{F}_{\perp k}, \\ \dot{p}_{zk} &= F_{zk}.\end{aligned}\quad (4.1)$$

Здесь \vec{F}_k – сила, действующая со стороны всех частиц на k -ую частицу, \vec{p}_k – импульс k -ой частицы, связанный соотношением

$$\vec{p}_k = \frac{m\vec{v}_k}{\sqrt{1 + v_k^2/c^2}} \approx m\vec{v}_k \left(1 - \frac{v_{\perp k}^2 + v_{zk}^2}{2c^2}\right) \quad (4.2)$$

со скоростью $v_k \ll c$.

Если размер сгустка меньше характерной длины волны излучения $\lambda = 2\pi mc/eH$, а силами кулоновского отталкивания и индукционными полями можно пренебречь, то сила, действующая на каждую из частиц, дается суммой

$$\vec{F}_k = e \sum_j \frac{2e}{3c^3} \ddot{\vec{v}}_j, \quad (4.3)$$

где $\frac{2e}{3c^3} \ddot{\vec{v}}_j$ – ближнее поле излучения, создаваемое j -ой частицей. Обратим внимание на одно важное обстоятельство [43]: выражение для \vec{F}_k справедливо, если сила радиационного трения значительно меньше силы Лоренца $\frac{e}{c} \vec{v}_k \times \vec{H}$, действующей на каждую из частиц.

Требование малости силы радиационного трения по сравнению с силой Лоренца накладывает ограничение на величину напряженности магнитного поля. В случае одной частицы [43]:

$$H \ll \frac{m^2 c^4}{e^3} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ Гс}. \quad (4.4)$$

Если же имеется плотный сгусток когерентно излучающих частиц, содержащий N_e электронов и обладающий массой $M = N_e m$ и зарядом $Q = N_e e$, то

по аналогии с (4.4) можно записать

$$H \ll H_{cr} = \frac{M^2 c^4}{Q^3} = \frac{m^2 c^4}{N_e e^3}. \quad (4.5)$$

В настоящее время ускорительные комплексы позволяют получать плотные пучки с числом электронов $N_e \sim 10^{10}$, которое при подстановке в (4.5) дает $H \ll 60$ кГс. Если указанное условие не выполняется, то система уравнений (4.1) с силой (4.3) не применима.

Таким образом, если сила радиационного трения значительно меньше силы Лоренца и размер сгустка меньше длины волны излучения, то уравнения движения, описывающие взаимодействие заряженных частиц друг с другом, имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{p}_{\perp k} &= \frac{e}{c} \vec{v}_k \times \vec{H} + \frac{2e^2 N_e}{3c^3} \ddot{v}_{\perp}, \\ \ddot{v}_{\perp} &= \frac{1}{N_e} \sum_k \ddot{v}_{\perp k}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

В отсутствие потерь энергии на излучение частицы совершают круговое движение с циклическими частотами [43]

$$\Omega_k = \frac{eH}{mc} \sqrt{1 - \frac{v_k^2}{c^2}} \approx \frac{eH}{mc} \left(1 - \frac{v_{\perp k}^2 + v_{zk}^2}{2c^2}\right), \quad (4.7)$$

зависящими от $\vec{v}_{\perp k}$, чем и обуславливается неизохронность колебаний.

Используя приближенное соотношение

$$\ddot{v}_{\perp k} \approx -\Omega_k^2 \vec{v}_{\perp k} \approx -\Omega^2 \vec{v}_{\perp k}, \quad (4.8)$$

где

$$\Omega = \frac{eH}{mc}, \quad (4.9)$$

перепишем векторные уравнения (4.6) покомпонентно

$$\begin{aligned} \dot{v}_{xk} &= \Omega \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v_{\perp k}^2 + v_{zk}^2}{c^2}\right) v_{yk} - \frac{2e^2 \Omega^2 N_e}{3mc^3} v_x, \\ \dot{v}_{yk} &= -\Omega \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v_{\perp k}^2 + v_{zk}^2}{c^2}\right) v_{xk} - \frac{2e^2 \Omega^2 N_e}{3mc^3} v_y, \\ \dot{v}_{zk} &= 0, \end{aligned} \quad (4.10)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{v}_x &= \frac{1}{N_e} \sum_k \vec{v}_{xk}, \\ \vec{v}_y &= \frac{1}{N_e} \sum_k \vec{v}_{yk}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

после чего умножим второе из уравнений (4.10) на $-i$ и сложим с первым:

$$\dot{v}_{xk} - i\dot{v}_{yk} = i\Omega\left(1 - \frac{1}{2}\frac{\bar{v}_{\perp k}^2 + \bar{v}_{zk}^2}{c^2}\right)(v_{xk} - iv_{yk}) - \frac{2e^2\Omega^2 N_e}{3mc^3}(v_x - iv_y). \quad (4.12)$$

Введем обозначение $a_k = e^{i\Omega(1-v_z^2/2c^2)t}(v_{xk} - iv_{yk})/v_{\perp 0}$, где $v_{\perp 0} = \sum_k v_{\perp k}(0)/N_e$ – средняя скорость частиц. Тогда уравнения (4.12) примут следующий вид

$$\begin{aligned} \frac{da_k}{d\tau} + i\theta|a_k|^2 a_k &= -a, \\ a &= \frac{1}{N_e} \sum_k a_k, \\ \theta &= \frac{3mv_0^2 c}{4e^2\Omega N_e}, \\ \tau &= \frac{2e^2\Omega^2 N_e}{3mc^3} t. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Система уравнений (4.13) описывает поведение ансамбля электронов-осцилляторов, движущихся в однородном магнитном поле в присутствии радиационных потерь энергии.

Кинетическая энергия поперечного движения осцилляторов E_{rad} , мощность излучения P_{rad} и время t связаны с безразмерными величинами следующими соотношениями:

$$E_{rad} = E_U \frac{1}{N_e} \sum_k |a_k|^2, \quad (4.14)$$

$$P_{rad} = P_U 2|a|^2, \quad (4.15)$$

$$t = T_U \tau, \quad (4.16)$$

где

$$E_U = \frac{N_e m c^2 v^2}{2} \frac{1}{c^2 N_e} \sum_k |a_k|^2 = E_U \frac{1}{N_e} \sum_k |a_k|^2, \quad (4.17)$$

$$P_U = \frac{2e^4 H^2 N_e^2 |a|^2 v^2}{3m^2 c^2} = P_U 2|a|^2, \quad (4.18)$$

$$T_U = \frac{3m^3 c^5}{2e^4 H^2 N_e}. \quad (4.19)$$

Пусть $H = 6,4$ кГц, $v/c = 0,38$ и $N_e = 10^9$, тогда $E_U = 6$ мкДж, $P_U = 0,5$ кВт, $T_U = 13$ нс и $\Omega = 18$ ГГц. При этом параметр неизохронности равен

$$\theta = \frac{3m^2 c^4 \beta^2}{4e^3 H N_e} = 100. \quad (4.20)$$

Отметим, что если в левую часть уравнений (4.13) добавить слагаемое вида $-i\nu a_k$, то при неизменных начальных условиях все комплексные амплитуды a_k умножатся на дополнительный фазовый множитель $e^{i\nu t}$, не влияющий ни на мощность излучения, ни на время автофазировки, что позволяет проводить анализ различных систем с единых позиций. Так, система уравнений, описывающая поведение ансамбля слабонелинейных электронов-осцилляторов, колеблющихся в ангармоническом потенциале, имеет вид [159]:

$$\begin{aligned} \frac{da_k}{d\tau} + i\theta(|a_k|^2 - 1)a_k &= -a, \\ a &= \frac{1}{N_e} \sum_k a_k. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Здесь в качестве ν выбран параметр неизохронности θ . Нормированная мощность излучения и энергия электронов даются формулами [159]

$$P = 2|a|^2, \quad (4.22)$$

$$E = \frac{1}{N_e} \sum_k |a_k|^2. \quad (4.23)$$

В отсутствие разброса по энергиям все модули амплитуд $|a_k(0)|$ в начальный момент времени равны единице, а фазы $\phi_k(0) = \arg(a_k(0))$ распределены равномерно на интервале $[0, 2\pi)$.

Как следует из (4.21), поведение ансамбля неизохронных осцилляторов в отсутствие разброса по энергиям определяется двумя параметрами θ и N_e . Следовательно, для исследования статистических свойств кооперативного излучения необходимо решить систему уравнений (4.21) при различных значениях θ и N_e . Поскольку начальное распределение фаз $\phi_k(0)$ случайно, то численный эксперимент с каждой парой фиксированных значений θ и N_e необходимо повторить много раз. Указанная процедура даст информацию о статистических характеристиках кооперативного излучения, важнейшими из которых являются пиковая мощность P_0 , время фазировки T_0 и их относительные среднеквадратичные отклонения δ_P и δ_T .

При численном исследовании статистических флуктуаций кооперативного излучения в присутствии дробового шума мы вместо N_e реальных электронов брали $N \ll N_e$ машинных, обладающих зарядами $N_e e/N$, с начальными фазами, равными

$$\phi_k(0) = \frac{2\pi k}{N} + \sqrt{\frac{12N}{N_e}} r_k, \quad k = 1..N, \quad (4.24)$$

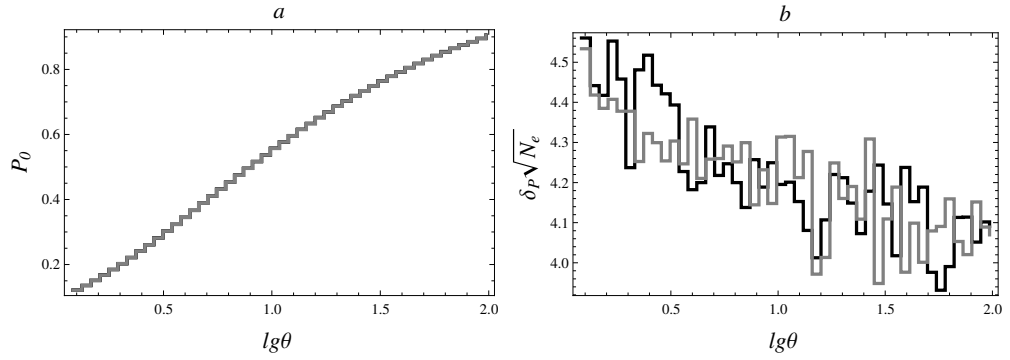


Рисунок 4.1. – Зависимость пиковой мощности излучения (слева) и ее среднеквадратичных флуктуаций (справа) от параметра неизохронности θ (черная линия соответствует $N_e = 6,75 \cdot 10^4$, серая – $1,08 \cdot 10^6$)

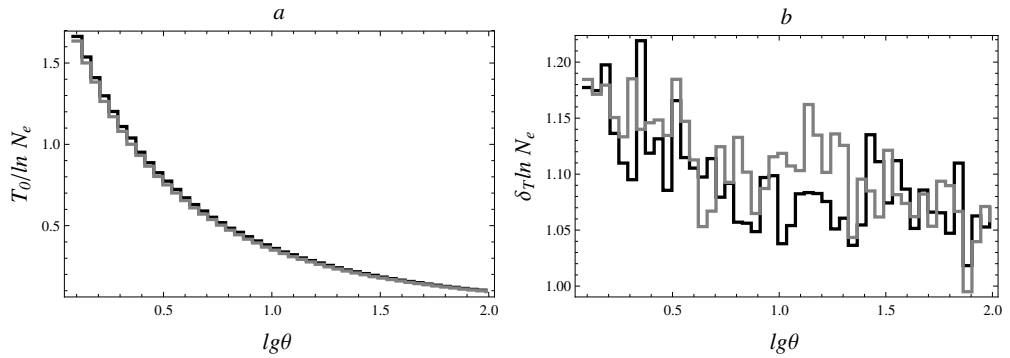


Рисунок 4.2. – Зависимость времени автофазировки (слева) и его среднеквадратичных флуктуаций (справа) от параметра неизохронности θ (черная линия соответствует $N_e = 6,75 \cdot 10^4$, серая – $1,08 \cdot 10^6$)

где r_k – случайные величины, равномерно распределенные на интервале $[0; 1)$. В работе [84] показано, что подобная процедура, позволяющая существенно ускорить процесс вычислений, правильно воспроизводит дробовой шум в отсутствие разброса по скоростям. В качестве значений управляющих параметров выбрали следующие: $N_e = 6,75 \cdot 10^4, 2,70 \cdot 10^5, 1,08 \cdot 10^6, 4,32 \cdot 10^6$, $\theta = 1-107$. С каждой парой N_e и θ численный эксперимент повторялся 100 раз.

На рисунках 4.1 и 4.2 представлены результаты соответствующих расчетов, из которых следует несколько важных выводов. Во-первых, относительное среднеквадратичное отклонение пиковой мощности излучения, слабо зависящей от числа частиц N_e (рисунок 4.1), падает как $\delta_P \approx 4,3/\sqrt{N_e}$. Во-вторых, время фазировки, уменьшающееся с ростом параметра неизохронности θ (рисунок 4.2), логарифмически зависит от числа частиц $T_0 \sim \ln N_e$. И, в-третьих, величина δ_T падает в соответствии с приближенной формулой $\delta_T = q/\ln N_e$, где $q(\theta) \approx 1,1$ медленно убывает при изменении $\lg(\theta)$ от 0 до 2.

Экстраполируя полученные зависимости $\delta_P(N_e)$ и $\delta_T(N_e)$ в область боль-

ших значений числа частиц $N_e = 10^9-10^{12}$ (характерное число электронов в однопроходных генераторах электромагнитного излучения), получим в качестве оценки: $\delta_T = 0,03-0,05$ и $\delta_P < 10^{-4}$. Из чего можно сделать вывод, что в отсутствие разброса по энергиям дробовой шум приводит к 3–5-процентным флуктуациям времени автофазировки при незначительных флуктуациях пиковой мощности излучения.

Следует отметить, что предварительная модуляция электронов-осцилляторов по фазам:

$$\phi_k(0) = \frac{2\pi k}{N} + \sqrt{\frac{12N}{N_e}} r_k + \delta_\phi \cos\left(\frac{2\pi k}{N}\right), k = 1..N, \quad (4.25)$$

практически не сказывающаяся на величинах P_0 , T_0 и δ_P , приводит к существенному снижению флуктуаций времени автофазировки: логарифмическое уменьшение $\delta_T \sim 1/\ln N_e$ изменяется на пропорциональное $1/\sqrt{N_e}$ (рисунок 4.3).

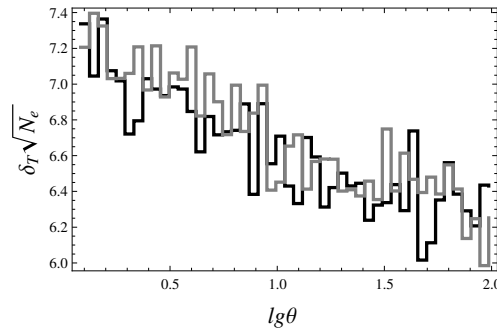


Рисунок 4.3. – Зависимость среднеквадратичных флуктуаций времени автофазировки от параметра неизохронности θ при $\delta_\phi = 0,05$ (черная линия соответствует $N_e = 6,75 \cdot 10^4$, серая – $1,08 \cdot 10^6$)

4.2.2 Флуктуации времени автофазировки, обусловленные дробовым шумом

В предыдущем параграфе было показано, что флуктуации кооперативного излучения, обусловленные дробовым шумом, зависят от степени модуляции электронов-осцилляторов по фазам на частоте излучения. Поскольку статистический разброс времени автофазировки накладывает, как будет показано ниже, существенные ограничения на возможность когерентного сложения колебаний от нескольких источников, то рассчитаем статистический разброс времени автофазировки аналитически.

Согласно (4.21) в отсутствие предварительной модуляции каждая частица дает вклад в среднюю амплитуду колебаний $a_{in} = a(0)$, равный $a_k(0) =$

$e^{i\phi_k}/N_e$. В условиях предварительной модуляции $a_k(0) = e^{i\phi_k + i\delta_\phi \cos(\phi_k)}$ и начальные фазы ϕ_k равномерно распределены на интервале $[0; 2\pi)$. Усредняя по ϕ_k , найдем среднее значение величины a_{in} и ее среднеквадратичное отклонение при $N_e \gg 1$ и $\delta_\phi \ll 1$:

$$\begin{aligned} \langle \text{Im } a_{in} \rangle &= J_1(\delta_\phi), \\ \langle \text{Re } a_{in} \rangle &= 0, \\ |\langle \text{Im } a_{in} \rangle^2 - \langle \text{Im}^2 a_{in} \rangle|^{1/2} &= \sqrt{\frac{1}{2N_e}(1 + J_2(2\delta_\phi))} \approx \frac{1}{\sqrt{2N_e}}, \\ |\langle \text{Re } a_{in} \rangle^2 - \langle \text{Re}^2 a_{in} \rangle|^{1/2} &= \sqrt{\frac{1}{2N_e}(1 - J_2(2\delta_\phi))} \approx \frac{1}{\sqrt{2N_e}}, \end{aligned} \quad (4.26)$$

где $J_2(2\delta_\phi)$ – функция Бесселя.

Поскольку $N_e \gg 1$, то в силу центральной предельной теоремы $\text{Re } a_{in}$ и $\text{Im } a_{in}$ имеют гауссово распределение:

$$f(\text{Re } a_{in}, \text{Im } a_{in}) = \frac{N_e}{\pi} e^{-N(\text{Re}^2 a_{in} + \text{Im}^2 a_{in})}, \quad (4.27)$$

что приводит в начальный момент времени к распределению мощности излучения $P_{in} = 2|a_{in}|^2$ следующего вида:

$$f(P_{in}) = N_e \exp(-N_e P_{in}/2 - N_e \alpha) I_0(N_e \sqrt{2P_{in}} \alpha), \quad (4.28)$$

где $\alpha = J_1^2(\delta_\phi) \approx \delta_\phi^2/4$, а I_0 – модифицированная функция Бесселя.

Оценим время развития неустойчивости по формуле

$$T_0 = \tau \ln(P_0/P_{in}) = \tau \ln(2/P_{in}). \quad (4.29)$$

Здесь $\tau = 1/\text{Re}(-1 + \sqrt{1 + 4i\theta})$ [159] – промежуток времени, за который мощность излучения на линейной стадии развития неустойчивости увеличивается в e раз. Формула (4.29) предполагает, во-первых, что длительность линейной стадии значительно превышает промежуток времени, на котором существенны нелинейные эффекты, и, во-вторых, что мощность излучения на стадии насыщения $P_0 = 2|a|^2 \sim 2$. Последнее условие соответствует когерентному сложению колебаний от всех частиц.

С помощью формул (4.28) и (4.29) можно найти функцию распределения $g(T_0)$, которая связана с $f(P_{in})$ соотношением

$$g(T_0) = f(P_{in}) |dP_{in}/dT_0|. \quad (4.30)$$

Таким образом получим

$$g(T_0) = \frac{N}{\tau} I_0(2N_e \sqrt{\alpha e^{-T_0/\tau}}) \exp(-N_e e^{-T_0/\tau} - N_e \alpha) e^{-T_0/\tau}. \quad (4.31)$$

На рисунке 4.4 представлены графики функций распределения $g(T_0)$. Из них следует, что с увеличением предварительной модуляции время автофазировки и его дисперсия уменьшаются.

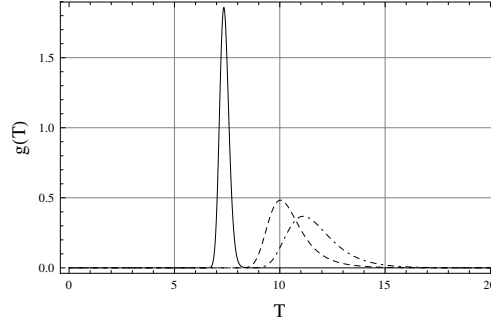


Рисунок 4.4. — Функции распределения времени автофазировки при $N_e = 6.75 \cdot 10^4$ (Штрих-пунктирная линия соответствует $\delta_\phi = 0$, пунктирная — $\delta_\phi = 0,01$, сплошная — $\delta_\phi = 0,05$)

С помощью функции распределения $g(T_0)$ вычислим относительное среднеквадратичное отклонение δ_T :

$$\delta_T = \frac{\sqrt{\pi^2/6 - e^{-2N_e\alpha} L_{(1,0)}^2(-1, N_e\alpha) + e^{-N_e\alpha} L_{(2,0)}(-1, N_e\alpha)}}{e^{N_e\alpha}(\gamma_e + \ln N_e) + L_{(1,0)}(-1, N_e\alpha)}. \quad (4.32)$$

Здесь $\gamma_e = 0,577$ — константа Эйлера. Если $N_e\alpha \ll 1$, то (4.32) преобразуется к виду

$$\delta_T = \frac{\pi}{\sqrt{6}(\gamma_e + \ln N)}, \quad (4.33)$$

в противоположном случае ($N_e\alpha \gg 1$) имеем

$$\delta_T = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{N_e\alpha} \ln(1/\alpha)}. \quad (4.34)$$

Графики зависимости δ_T от N_e , приведены на рисунке 4.5. Хорошо видно, что при превышении числом частиц определенного значения, зависящего, вообще говоря, от степени предварительной модуляции, логарифмическая зависимость относительного среднеквадратичного отклонения времени автофазировки δ_T от N_e : $\delta_T \sim 1/\ln N_e$, сменяется корневой: $\delta_T \sim 1/\sqrt{N_e}$. Как следует из (4.32), значение величины $\delta_T \sqrt{N_e} \approx 7,67$ при $\delta_\phi = 0,05$ хорошо согласуется с результатами численного моделирования (рисунок 4.3). В отсутствие предварительной модуляции величина $\delta_T \ln N_e \approx 1,2$ при $N_e = 10^4-10^6$, найденная по формуле (4.33), менее чем на 10% отличается от полученной в ходе численных расчетов (рисунок 4.2).

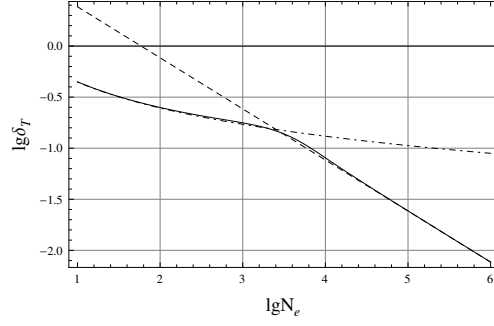


Рисунок 4.5. – Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения δ_T от числа частиц при $\delta_\phi = 0,05$ (сплошная линия соответствует формуле (4.30), пунктирная – асимптотическому разложению при $\delta_\phi^2 N_e \gg 1$, штрих-пунктирная – асимптотическому разложению при $\delta_\phi^2 N_e \ll 1$)

Обратим внимание на одно важное обстоятельство. Длительность импульса кооперативного излучения неизохронных электронов-осцилляторов составляет величину $\sim \tau$ [159], которая приблизительно в $\ln N_e$ раз меньше времени развития неустойчивости T . Поэтому характерное среднеквадратичное отклонение времени развития неустойчивости в отсутствие предварительной модуляции по порядку величины совпадает с длительностью импульса излучения.

Таким образом, предварительная модуляция частиц по фазам приводит к значительному снижению разброса времени автофазировки. При когерентном сложении импульсов кооперативного излучения фазы колебаний во всех генераторах должны отличаться на величину много меньше π , что накладывает следующее ограничение на среднестатистический разброс времени автофазировки Δt :

$$\Omega \Delta t \ll \pi, \quad (4.35)$$

или в безразмерных единицах

$$2\theta T_0 \delta_T \frac{v^2}{c^2} \ll \pi, \quad (4.36)$$

что после подстановки δ_T и T_0 дает

$$\sqrt{N_e} \delta_\phi \gg \frac{8\sqrt{2}}{\pi} \frac{\theta}{\operatorname{Re}(-1 + \sqrt{1 + 4i\theta})} \frac{v^2}{c^2}. \quad (4.37)$$

Пусть $v/c \sim 0,4$ и $\theta = 100$, тогда в качестве оценки требуемой степени модуляции получим $\sqrt{N_e} \delta_\phi \gg 4,3$. При $N_e = 10^9$ параметр модуляции δ_ϕ должен быть не меньше 10^{-4} .

4.2.3 Влияние разброса частиц по энергиям на мощность кооперативного излучения

Разброс электронов по энергиям учтем, положив начальные амплитуды a_k случайными гауссовыми величинами. Они характеризуются средним значением, равным единице, и относительным среднеквадратичным отклонением $\delta_a \approx \delta_E/2$ (δ_E – относительное среднеквадратичное отклонение энергии частиц).

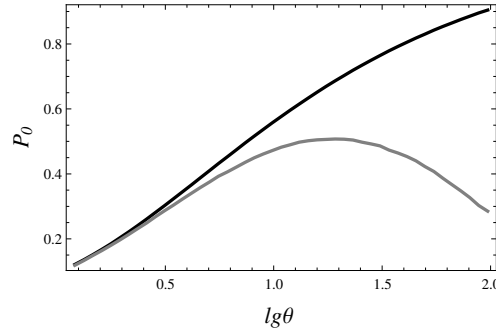


Рисунок 4.6. – Зависимость пиковой мощности излучения от параметра неизохронности θ при различных значениях δ_a (чёрная линия соответствует $\delta_a = 0,0$, серая – $\delta_a = 0,02$)

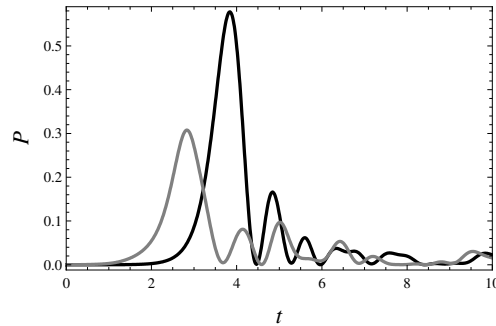


Рисунок 4.7. – Зависимость мощности излучения и энергии заряженных частиц от времени при $\theta = 10$ и различных значениях δ_a (чёрная линия соответствует $\delta_a = 0,0$, серая – $\delta_a = 0,04$)

Анализ результатов численных экспериментов показывает, что разброс по энергиям приводит к резкому снижению мощности излучения (рисунок 4.6). При $\delta_a = 0,02$ ($\delta_E = 0,04$) мощность P_{max} падает более чем в 2 раза. Сказанное хорошо иллюстрируют примеры, представленные на рисунке 4.7. На них отчетливо прослеживается уменьшение пиковой мощности излучения при увеличении δ_a .

4.3 Флуктуации квазичеренковского (параметрического рентгеновского) сверхизлучения

4.3.1 Взаимодействие заряженных частиц с электромагнитным полем в пространственно-периодической среде

Рассмотрим замагниченный электронный пучок, распространяющийся в периодической структуре длины L со скоростью v_0 и взаимодействующий с электромагнитным полем обратной волны, групповая скорость которой v_{gr} направлена навстречу релятивистским частицам. Пусть среднее число частиц, находящихся в данной структуре, равно N_e . Тогда на единицу длины периодической структуры приходится N_e/L электронов. Эффективное взаимодействие пучка с полем обратной электромагнитной волны в среде обеспечивается выполнением условия черенковского синхронизма: фазовая скорость волны v_{ph} близка к скорости электронов v_0 . Следуя [162], напомним основные положения теории взаимодействия обратной электромагнитной волны с потоком заряженных частиц.

В области пучка продольное электрическое поле обратной волны можно представить в виде

$$E = \text{Re} (E_0(x, t)e^{i\Omega(t-x/v_0)}), \quad (4.38)$$

где частота Ω определяется из уравнения

$$v_{ph}(\Omega) = v_0, \quad (4.39)$$

а медленно меняющаяся комплексная амплитуда волны удовлетворяет условиям

$$\left| \frac{1}{\Omega E_0} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{v_0}{\Omega E_0} \frac{\partial E_0}{\partial x} \right| \ll 1. \quad (4.40)$$

В этом случае для величины E_0 справедливо уравнение

$$\frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial E_0}{\partial t} - \frac{\partial E_0}{\partial x} = -\frac{2\pi^2 Z}{\lambda^2} I_0, \quad (4.41)$$

где Z – сопротивление связи пучка с волной, $\lambda = 2\pi v_0/\Omega$ – длина волны, а

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{2}{\lambda} \int_{x-\lambda/2}^{x+\lambda/2} I(x, t) e^{-i\Omega(t-x/v_0)} dx \\ &= \frac{2q_e}{\lambda} \sum_{\alpha} v_{\alpha} e^{-i\Omega(t-x_{\alpha}/v_0)} \end{aligned} \quad (4.42)$$

– медленно меняющаяся амплитуда тока.

Перейдем к анализу движения электронов в поле волны (4.38). Для этого предположим, что на электроны, находящиеся в промежутке $[x - \lambda/2, x + \lambda/2]$ действует сила, определяемая амплитудой поля в точке x . Тогда система уравнений, описывающая поведение частиц, примет следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{d\gamma_\alpha}{dt} &= \frac{q_e v_0}{mc^2} \operatorname{Re} E_0 e^{i\theta_\alpha}, \\ \frac{d\theta_\alpha}{dt} &= \Omega \left(\frac{v_{0\alpha}}{v(\gamma_\alpha)} - 1 \right).\end{aligned}\quad (4.43)$$

Здесь q_e и m – масса и заряд электрона, $\gamma_\alpha = 1/\sqrt{1 - v_\alpha^2/c^2}$ – лоренц-фактор, $\theta_\alpha = \Omega(t - x_\alpha/v_0)$ – фаза частицы в поле электромагнитной волны.

Введем среднее значение тока:

$$I_{av} = \frac{N_\lambda q_e v_0}{\lambda}, \quad (4.44)$$

где N_λ – число частиц в промежутке $[x - \lambda/2, x + \lambda/2]$. С учетом (4.44) уравнение (4.41) переписется следующим образом

$$\frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial E_0}{\partial t} - \frac{\partial E_0}{\partial x} = -\frac{4\pi^2 Z I_{av}}{\lambda^2 N_\lambda} \sum_\alpha e^{-i\theta_\alpha}. \quad (4.45)$$

Перейдем в полученных уравнениях (4.43), (4.45) к безразмерным величинам:

$$\begin{aligned}\tau = C\Omega t, \quad C &= \sqrt[3]{\frac{e I_{av} Z}{2\gamma_0(\gamma_0^2 - 1)mc^2}}, \quad \zeta = C\Omega x/v_0, \\ F &= \frac{e E_0 v_0}{\gamma_0(\gamma_0^2 - 1)mc^2 \Omega C^2}, \quad \nu = 2C\gamma_0(\gamma_0 + 1), \quad l = C\Omega L/v_0.\end{aligned}\quad (4.46)$$

В результате замены имеем систему уравнений

$$\begin{aligned}\frac{v_0}{v_{gr}} \frac{\partial F}{\partial \tau} - \frac{\partial F}{\partial \zeta} &= -\frac{2}{N_\lambda} \sum_\alpha e^{-i\theta_\alpha}, \\ \frac{d^2\theta_\alpha}{d\tau^2} &= -\left(1 + \nu \frac{d\theta_\alpha}{d\tau}\right)^{3/2} \operatorname{Re}(F e^{i\theta_\alpha}),\end{aligned}\quad (4.47)$$

которую следует дополнить граничными и начальными условиями:

$$\dot{\theta}_\alpha(\tau_{\alpha in}) = 0, \quad F(l, \tau) = 0, \quad \theta_\alpha(\tau_{\alpha in}) = 2\pi r_\alpha + \delta_\phi \sin(2\pi r_\alpha), \quad (4.48)$$

где r_α – равномерно распределенные на интервале $[0; 1)$ случайные величины, $\tau_{\alpha in}$ – моменты влета частиц в периодическую структуру, δ_ϕ – параметр предмодуляции.

Одним из основных параметров короткоимпульсных источников электромагнитного излучения является коэффициент конверсии η , численно равный отношению мощности излучения к мощности пучка [162, 34]. В безразмерных величинах величина η дается следующим выражением [162]:

$$\eta = \frac{C(\gamma_0 + 1)\gamma_0}{4} |F(0, \tau)|^2. \quad (4.49)$$

Отметим, что в дальнейшем вместо η будем пользоваться безразмерной мощностью излучения

$$P = \frac{|F(0, \tau)|^2}{2}, \quad (4.50)$$

отличающейся от η численным множителем $\frac{C(\gamma_0+1)\gamma_0}{2}$.

Обратим внимание, что определение безразмерной величины τ (см. (4.46)) отличается от определения τ в работе [162]. Следствием этого является дополнительный безразмерный множитель v_0/v_{gr} в уравнении для амплитуды F обратной волны. Однако, как показано в [162], с помощью подходящей замены переменных от этого множителя можно избавиться. В результате динамика системы не зависит от конкретного значения параметра v_0/v_{gr} , поэтому в дальнейшем положим $v_0/v_{gr} = 1$.

4.3.2 Влияние дробового шума на квазичеренковское (параметрическое рентгеновское) сверхизлучение

Из вышеизложенного следует, что динамика системы определяется четырьмя управляющими параметрами: длиной структуры l , коэффициентом нелинейности ν , числом электронов в структуре N_e , параметром предмодуляции δ_ϕ . Параметры l и ν определяют, будет ли процесс генерации стационарным или нет [162]. От числа частиц N_e зависит уровень дробового шума.

Для исследования статистических свойств черенковского сверхизлучения необходимо решить систему уравнений (4.47) при различных значениях управляющих параметров. Поскольку начальное распределение фаз $\theta_\alpha(0)$ случайно, то численный эксперимент с каждой четверкой значений l , ν , N_e , δ_ϕ необходимо повторить много раз. Указанная процедура даст информацию о статистических характеристиках квазичеренковского сверхизлучения, важнейшими из которых являются пиковая мощность P_0 , время развития сверхизлучательной неустойчивости T_0 и их относительные среднеквадратичные отклонения δ_P и δ_T .

Реализация указанного подхода позволила сделать два важных вывода о влиянии предварительной модуляции электронного пучка на флуктуации квазичеренковского сверхизлучения.

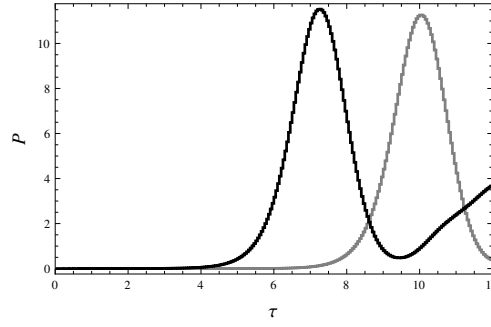


Рисунок 4.8. – Импульсы квазичеренковского сверхизлучения при $l = 4$, $\nu = 0$ и $N_e = 1,08 \cdot 10^6$ (серая кривая соответствует $\delta_\phi = 0$, черная – $\delta_\phi = 0,05$)

Во-первых, пиковое значение мощности сверхизлучения в условиях предмодуляции достигается раньше, чем в ее отсутствие (рисунок 4.8). Данное обстоятельство позволяет использовать в короткоимпульсных черенковских генераторах более короткие пучки, что приводит к меньшим затратам энергии на получение мощного импульса. В то же время предварительная модуляция приводит лишь к незначительному увеличению мощности излучения (рисунок 4.9), а ее среднеквадратичные флуктуации остаются на прежнем уровне ($\delta_P \sqrt{N_e} \approx 4,2$). Обратим внимание, что флуктуации пиковой мощности начинают расти только при $l > 4,5$ (рисунок 4.10).

Во-вторых, разброс времени развития неустойчивости существенно зависит от степени предварительной модуляции пучка. Если $\delta_\phi \gg 1/\sqrt{N_e}$, то происходит существенное сужение функции распределения $p(T_0)$ (рисунок 4.9): логарифмическое уменьшение $\delta_T \approx 1,4/\ln(N_e)$ с ростом числа частиц, наблюдаемое при $\delta_\phi \ll 1/\sqrt{N_e}$, сменяется корневой зависимостью $\delta_T \approx 7,5/\sqrt{N_e}$ (при $\delta_\phi = 0,05$). Как следствие, разброс времени развития неустойчивости снижается.

Обратим внимание, что значения δ_P и δ_T , полученные как при наличии, так и в отсутствие предварительной модуляции, с высокой степенью точности совпадают с аналогичными величинами, рассчитанными для ансамбля неизохронных электронов-осцилляторов, в котором электроны пучка, обладающего размером много меньшим длины волны излучения, осциллируют в постоянном магнитном поле. Напомним, что для системы электронов-осцилляторов в пункте 2.2.1 было получено аналитическое выражение для функции распределения времени развития неустойчивости при наличии предварительной модуляции. Рассчитанная с его помощью величина $\delta_T \sqrt{N_e}$ оказалась равной 7,67 при $\delta_\phi = 0,05$, что коррелирует со значением $\delta_T \sqrt{N_e} \approx 7,5$, полученным в результате моделирования черенковского сверхизлучения. Данное обстоятельство указывает на общую физическую природу процесса развития неустойчивости, несмотря на существенную разницу между рас-

смаатриваемыми системами.

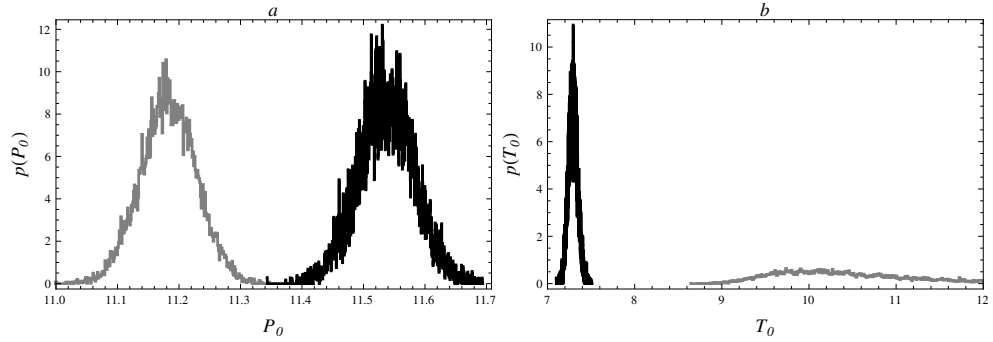


Рисунок 4.9. – Функции распределения пиковой мощности излучения (а) и времени развития неустойчивости (b) при $l = 4$, $\nu = 0$ и $N_e = 1,08 \cdot 10^6$ (серая кривая соответствует $\delta_\phi = 0$, черная – $\delta_\phi = 0,05$)

Экстраполируя полученные зависимости $\delta_P(N_e)$ и $\delta_T(N_e)$ в область больших значений числа частиц $N_e = 10^9-10^{12}$ (характерное число электронов в короткоимпульсных генераторах), получим в качестве оценки: $\delta_T \approx 1,4/\ln(N_e) = 0,05-0,07$ и $\delta_P \approx 4,5/\sqrt{N_e} < 2 \cdot 10^{-4}$. Из этого можно сделать вывод, что дробовой шум приводит к 5–7% флуктуациям времени развития неустойчивости при незначительных флуктуациях пиковой мощности излучения. Обратим внимание, что предмодуляция пучка ($\delta_\phi \gg 1/\sqrt{N_e}$), практически не сказывающаяся на δ_P , приводит к существенному снижению флуктуаций времени развития неустойчивости (рисунок 4.10): логарифмическая зависимость δ_T от числа частиц ($\delta_T \sim 1/\ln N_e$) частиц сменяется корневой ($\delta_T \sim 1/\sqrt{N_e}$).

Как было отмечено, сужение функции распределения имеет важное значение при когерентном сложении колебаний от нескольких источников [36]. Сложение в фазе возможно, лишь если произведение частоты генерации Ω на среднеквадратичное отклонение ΔT , уменьшающееся с ростом числа частиц, оказывается много меньше π .

Рассмотрим теперь генерацию квазичеренковского излучения терагерцового диапазона в структуре длиной 0,17 м. Пусть кинетическая энергия электронов составляет 6 МэВ, а ток пучка – 2 А. Тогда при частоте излучения, равной 1 ТГц, и $C = 0,001$ генератор работает в режиме автомодуляции, который характеризуется периодическим изменением интенсивности излучения [160, 161]². Период автомодуляции и длительность каждого импульса излучения составляют $T_{auto} \approx 6$ нс и 2 нс соответственно. Пико-

²Следует отметить, что первые теоретические и экспериментальные исследования автомодуляции в черенковских генераторах были выполнены в конце 70-х годов прошлого века в микроволновом диапазоне [162, 163]. В более коротковолновых диапазонах режим автомодуляции в черенковских генераторах не изучался.

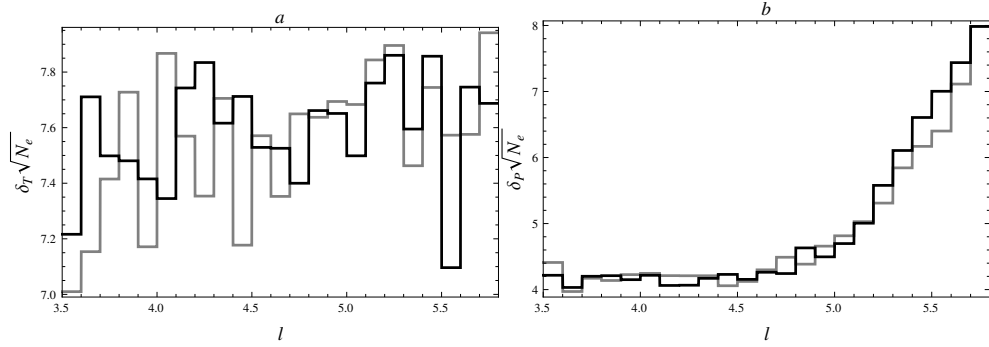


Рисунок 4.10. – Относительные среднеквадратичные отклонения времени развития неустойчивости (a) и пиковой мощности излучения (b) при $l = 4$, $\nu = 0$, $\delta_\phi = 0,05$ и $N_e \gg 1/\delta_\phi^2$ (серая кривая соответствует $N_e = 2,7 \cdot 10^6 l$, черная – $N_e = 1,08 \cdot 10^7 l$)

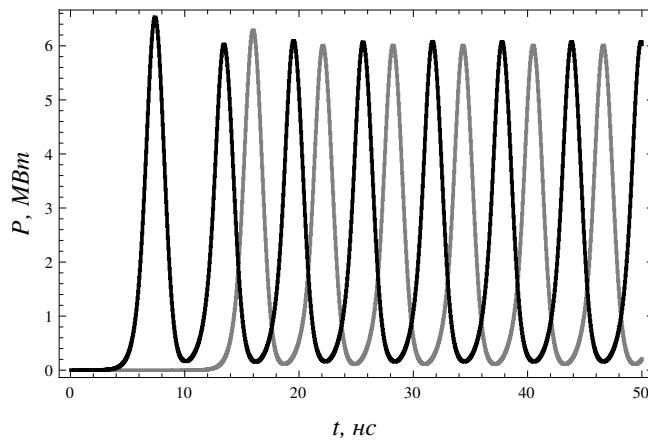


Рисунок 4.11. – Индуцированное квазичеренковское излучение при $I_{av} = 2$ А, $U = 6$ МВ, $L = 0,17$ м, $f = 1$ ТГц, $N_e = 7 \cdot 10^9$ и $C = 0,001$ (серая линия соответствует $\delta_\phi = 0$, черная – $\delta_\phi = 0,05$)

вая мощность излучения в $P = 6$ МВт отвечает коэффициенту конверсии $\eta = P/T_{auto} = 0,5$. Как следствие, в рассматриваемом случае пиковая мощность излучения импульсно-периодического источника сравнима с мощностью электронного пучка, достижимой на современных ускорителях. Другими словами, существует реальная возможность создать источник терагерцового диапазона частот и мегаваттного уровня мощности, работающий с частотой повторения импульсов $1/T_{auto} \approx 170$ МГц.

4.4 Влияние тепловых флуктуаций электромагнитного поля на начальную стадию генерации кооперативного излучения

4.4.1 Теория возмущений Магнуса в задаче о кооперативном излучении

Как было отмечено, до сих пор остается невыясненным вопрос о влиянии тепловых флуктуаций электромагнитного поля на процесс генерации кооперативного излучения ансамблем частиц. Хорошо известно [40], что тепловые флуктуации становятся существенными, если $kT \geq \hbar\omega$. Фактически, при $kT \gg \hbar\omega$ генерация начинается не со спонтанного излучения, а с излучения, индуцированного тепловыми квантами.

Поэтому настоящий раздел диссертации посвящен построению квантовой теории начальной стадии генерации кооперативного излучения. При этом в качестве примера кооперативного процесса подробно рассмотрим сверхизлучение Дике в режиме одномодовой генерации [9–А]. Полученные результаты применимы также к анализу генерации терагерцового излучения релятивистскими пучками заряженных частиц.

Изложение основано на результатах работы [9–А], в которой в нулевом порядке экспоненциальной теории возмущений Магнуса [164, 165] было найдено выражение для среднего числа фотонов N , испущенных системой двухуровневых атомов в присутствии тепловых флуктуаций электромагнитного поля на начальной стадии генерации.

Начнем анализ радиационных процессов с участием двухуровневых атомов. Оператор Гамильтона рассматриваемой системы в представлении взаимодействия имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{int} = \sum_{\mu} \hat{a}_{\mu}^{+} \hat{b}_{\mu}(t) + \hat{a}_{\mu} \hat{b}_{\mu}^{+}(t). \quad (4.51)$$

Здесь \hat{a}_{μ}^{+} и \hat{a}_{μ} – операторы рождения и уничтожения фотона с энергией $\hbar\omega_{\mu}$. Некоммутирующие в общем случае друг с другом операторы $\hat{b}_{\mu}^{(+)}$ зависят от времени и динамических операторов, характеризующих поведение атомов. С помощью (4.51) записываем формальное выражение для оператора эволюции \hat{U} в форме, предложенной Магнусом [164]:

$$\hat{U}_{int}(t) = \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t \hat{H}(x) dx - \frac{1}{2\hbar^2} \int_0^t dx \int_0^x dy [\hat{H}(x), \hat{H}(y)] + \dots \right). \quad (4.52)$$

Отметим, что разложение Магнуса при решении физических задач используется довольно редко [164, 165]. Поэтому особенно следует обратить

внимание на работу Бекера и Мак-Ивера [166], в которой произведен анализ статистики фотонов в черенковских генераторах и лазерах на свободных электронах в рамках нулевого приближения Магнуса (оператор Гамильтона, использовавшийся в работе [166], совпадает с выражением (4.51)):

$$\begin{aligned}\hat{U}_{int} &\approx e^{-\frac{i}{\hbar} \int \hat{H} dt} = e^{\sum_{\mu} \hat{a}_{\mu}^{+} \hat{\alpha}_{\mu}(t) - \hat{a}_{\mu} \hat{\alpha}_{\mu}^{+}(t)}, \\ \hat{\alpha}_{\mu}(t) &= -\frac{i}{\hbar} \int \hat{b}_{\mu}(t) dt.\end{aligned}\quad (4.53)$$

При этом предполагалось, что операторы $\hat{b}_{\mu}^{(+)}(t)$ являются c -числами. Это позволило описать лишь спонтанное излучение релятивистских электронов в пренебрежении эффектом отдачи. Естественно, что статистика испущенных фотонов в этом случае была пуассоновской, т. к. \hat{U}_{int} при $[\hat{b}_{\mu}^{+}(t), \hat{b}_{\mu}(t)] = 0$ отвечает преобразованию сдвига, переводящему вакуумное состояние в состояние Глаубера [167].

В рассматриваемом нами случае скорость обмена энергией между атомами и полем значительно меньше характерных частот колебаний поля ω_{μ} . Поэтому использование нулевого приближения Магнуса представляется оправданным. Для системы двухуровневых атомов, резонансно взаимодействующих с одномодовым полем излучения, нулевое приближение Магнуса является точным, т. к. оператор Гамильтона в представлении взаимодействия для этой системы не зависит от времени [73]. Некоммутативность операторов $\hat{b}_{\mu}^{+}(t)$, $\hat{b}_{\mu}(t)$ существенна, т. к. именно она приводит к усилению излучения, что будет ниже продемонстрировано.

В нулевом порядке теории возмущений Магнуса изменение со временем оператора уничтожения $\hat{a}_{\mu}(t)$ дается выражением

$$\begin{aligned}\hat{a}_{\mu}(t) &= \hat{U}_{int}^{+}(t) \hat{a}_{\mu}(0) \hat{U}_{int}(t) \\ &= \hat{a}_{\mu}(0) + [\hat{A}, \hat{a}_{\mu}(0)] + \frac{1}{2!} [\hat{A}, [\hat{A}, \hat{a}_{\mu}(0)]] + \frac{1}{3!} [\hat{A}, [\hat{A}, [\hat{A}, \hat{a}_{\mu}(0)]]] + \dots, \\ \hat{A} &= -\hat{a}_{\mu}^{+} \hat{\alpha}_{\mu}(t) + \hat{a}_{\mu} \hat{\alpha}_{\mu}^{+}(t).\end{aligned}\quad (4.54)$$

Будем приближенно считать коммутаторы

$$\beta_{\mu\nu}(t) = [\hat{\alpha}_{\mu}^{+}(t), \hat{\alpha}_{\nu}(t)] \approx \text{tr}([\hat{\alpha}_{\mu}^{+}(t), \hat{\alpha}_{\nu}(t)]) \quad (4.55)$$

обыкновенными c -числами, что справедливо, если квантовомеханические флуктуации величин $\beta_{\mu\nu}$ пренебрежимо малы. Коммутаторы же $[\hat{\alpha}_{\mu}^{(+)}(t), \hat{\alpha}_{\nu}^{(+)}(t)]$ положим равными нулю:

$$[\hat{\alpha}_{\mu}^{(+)}(t), \hat{\alpha}_{\nu}^{(+)}(t)] \approx 0. \quad (4.56)$$

Как мы покажем далее, на начальной стадии генерации импульса сверхизлучения системой двухуровневых атомов соотношения (4.55) и (4.56) выполняются строго. Тогда операторы $\hat{a}_\mu(t)$ легко преобразуются к виду

$$\begin{aligned}\hat{a}_\mu(t) &= \sum_\nu \left(\hat{a}_\nu (\cosh \sqrt{\beta(t)})_{\nu\mu} + \hat{\alpha}_\nu(t) \left(\frac{\sinh \sqrt{\beta(t)}}{\sqrt{\beta(t)}} \right)_{\nu\mu} \right) \\ &= \sum_\nu \hat{a}_\nu C_{\nu\mu} + \hat{\alpha}_\nu S_{\nu\mu},\end{aligned}\quad (4.57)$$

где $C_{\nu\mu} = (\cosh \sqrt{\beta(t)})_{\nu\mu}$ и $S_{\nu\mu} = \left(\frac{\sinh \sqrt{\beta(t)}}{\sqrt{\beta(t)}} \right)_{\nu\mu}$. Если предположить, что в начальный момент времени ($t = 0$) электромагнитное поле находилось при температуре T , то среднее число квантов в моде с индексом μ может быть найдено по формуле

$$N_\mu(t) = \langle \hat{a}_\mu^\dagger(t) \hat{a}_\mu(t) \rangle = \sum_\nu \frac{1}{\exp(\hbar\omega_\nu/kT) - 1} C_{\nu\mu}^* C_{\nu\mu} + \sum_{\phi\nu} \text{tr}(\rho_M \hat{\alpha}_\phi^+ \hat{\alpha}_\nu) S_{\phi\mu}^* S_{\nu\mu}. \quad (4.58)$$

Замечательной особенностью выражения (4.58) является то, что его необходимо усреднить лишь по переменным, характеризующим состояние ансамбля элементарных излучателей, с помощью матрицы плотности $\hat{\rho}_M$, относящейся только к атомной подсистеме. Усреднение по полевым переменным уже произведено.

4.4.2 Сверхизлучение двухуровневых атомов

В качестве примера проанализируем начальную стадию сверхизлучения, испускаемого системой двухуровневых атомов, резонансно взаимодействующих с одной полевой модой. Гамильтониан, описывающий резонансное взаимодействие двухуровневых атомов с одной полевой модой, в представлении взаимодействия имеет вид [73]

$$\hat{H}_{int} = -\kappa \hat{a} \hat{R}_+ - \kappa^* \hat{a}^\dagger \hat{R}_-, \quad (4.59)$$

где атомные операторы $\hat{R}_+ = \hat{R}_1 + i\hat{R}_2$ и $\hat{R}_- = \hat{R}_1 - i\hat{R}_2$ удовлетворяют следующим коммутационным соотношениям [73]:

$$\begin{aligned}[\hat{R}_3, \hat{R}_\pm] &= \pm \hat{R}_\pm, \\ [\hat{R}_+, \hat{R}_-] &= 2\hat{R}_3.\end{aligned}\quad (4.60)$$

Здесь \hat{R}_1 , \hat{R}_2 и \hat{R}_3 – три проекции оператора псевдоспина, каждая из которых дается суммой операторов Паули

$$\hat{R}_j = \sum_p \hat{\sigma}_j^{(p)}, \quad j = 1, 2, 3, \quad (4.61)$$

взятой по всем атомам.

Гамильтониану (4.59) соответствует следующий оператор эволюции:

$$\hat{U}_{int} = e^{\hat{\alpha}\hat{a}^+ - \hat{\alpha}^+\hat{a}}, \quad \hat{\alpha} = i\kappa^*\hat{R}_-t. \quad (4.62)$$

С помощью коммутационных соотношений (4.60) находим необходимые в дальнейших вычислениях коммутаторы

$$[\hat{\alpha}^{(+)}, \hat{\alpha}^{(+)}] = 0, \quad [\hat{\alpha}^+, \hat{\alpha}] = 2\kappa^*\kappa\hat{R}_3t^2. \quad (4.63)$$

Равенство нулю первого из них обеспечивает выполнение условия (4.56).

Положив $\beta = 2\kappa^*\kappa \text{tr}(\hat{R}_3)t^2$, с помощью (4.58) получим

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} |C|^2 + \kappa^*\kappa t^2 |S|^2 \text{tr}(\rho_M(\hat{R}^2 - \hat{R}_3^2 + \hat{R}_3)), \\ C &= \cosh(\sqrt{\beta}), \\ S &= \frac{\sinh(\sqrt{\beta})}{\sqrt{\beta}}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Оператор $\hat{R}^2 = \hat{R}_+\hat{R}_- + \hat{R}_3^2 - \hat{R}_3$, присутствующий в выражении (4.64), коммутирует с \hat{H}_{int} , а значит \hat{R}^2 является интегралом движения. В системе, содержащей N_a инвертированных атомов, собственные значения операторов \hat{R}^2 и \hat{R}_3 на начальной стадии генерации импульса сверхизлучения равны $r(r+1)$ и $r = N_a/2$ соответственно [73]. Поскольку система находится в состоянии, отвечающем собственному состоянию оператора \hat{R}_3 , квантовомеханические флуктуации величины \hat{R}_3 обращаются в нуль, тем самым подтверждается справедливость соотношения (4.55) для системы двухуровневых атомов.

Подставив в (4.64) собственные значения операторов \hat{R}^2 и \hat{R}_3 , преобразуем выражение (4.64) к виду

$$N = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \cosh^2(\sqrt{2\kappa^*\kappa}rt) + \sinh^2(\sqrt{2\kappa^*\kappa}rt). \quad (4.65)$$

Отметим, что при $kT \ll \hbar\omega$ первым слагаемым в формуле (4.65) можно пренебречь. В этом случае (4.65) сводится к выражению, полученному в работе [150]. На рисунке 4.12 графически изображены зависимости $N(t)$, соответствующие различным температурам излучения. Из рисунка 4.12 следует, что тепловые флуктуации электромагнитного поля оказывают существенное влияние на начальную стадию генерации сверхизлучения Дике. Если $kT \gg \hbar\omega$, то генерация начинается не со спонтанного излучения, а с излучения, индуцированного тепловыми квантами.

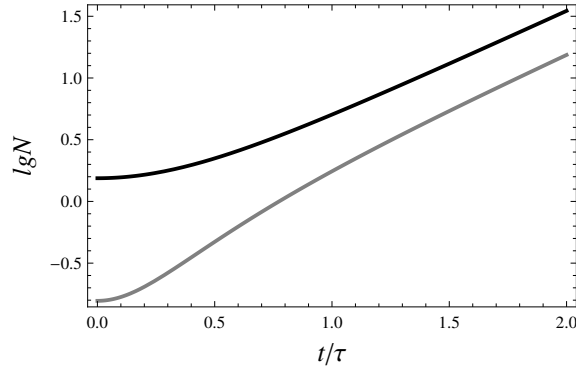


Рисунок 4.12. – График зависимости числа фотонов от времени (серая кривая соответствует $\hbar\omega/kT = 2,0$, черная – $\hbar\omega/kT = 0,5$, $\tau = 1/\sqrt{2\kappa^*\kappa T}$)

Рассмотренная теория, основанная на приближенных соотношениях (4.53), (4.55) и (4.56), носит достаточно общий характер, поскольку гамильтониан (4.51) по своей структуре совпадает с гамильтонианом, описывающим взаимодействие произвольной системы заряженных частиц с поперечным электромагнитным полем. Поэтому изложенная теория может быть использована не только для расчета излучения, испускаемого двухуровневыми атомами, но и для расчета излучения, испускаемого свободными заряженными частицами в черенковских генераторах и лазерах на свободных электронах.

4.5 Выводы

В настоящей главе исследованы статистические свойства кооперативного излучения ансамбля неизохронных электронов-осцилляторов, взаимодействующих друг с другом посредством собственного поля излучения. Показано, что при типичном для современных ускорителей числе электронов $N_e \sim 10^9 \div 10^{12}$ относительное среднеквадратичное отклонение времени автофазировки от его среднего значения составляет величину $\delta_T \approx 1, 1/\ln N_e \sim 0,03 \div 0,05$. Флуктуации пиковой мощности при этом оказываются пренебрежимо малыми $\delta_P < 10^{-4}$.

В отсутствие разброса по энергиям найдена функция распределения времени автофазировки, зависящая от числа частиц N_e и степени предварительной модуляции. С помощью найденной функции распределения показано, что при превышении числом частиц определенного значения, зависящего от степени предварительной модуляции пучка, логарифмическая зависимость относительного среднеквадратичного отклонения времени автофазировки от числа электронов-осцилляторов ($\delta_T \sim 1/\ln N_e$) сменяется корневой ($\delta_T \sim 1/\sqrt{N_e}$). Продемонстрировано, что даже незначительный разброс по

энергиям ($\sim 4\%$) приводит к резкому снижению максимально достижимой мощности кооперативного излучения.

В соответствии с проведенным анализом, дробовой шум и разброс электронов по скоростям накладывают серьезные ограничения на выходные характеристики однопроходных мазеров на циклотронном резонансе, а также на возможность когерентного сложения импульсов кооперативного излучения от нескольких источников.

Показано, что результаты, касающиеся статистических флуктуаций времени развития неустойчивости в ансамбле неизохронных электронов-осцилляторов, могут быть распространены на квазичеренковское сверхизлучение. Кроме того установлено, что короткоимпульсный квазичеренковский генератор терагерцового диапазона частот может работать с частотой повторения 170 МГц. Такая высокая частота достигается благодаря автомодуляции – нелинейному явлению, приводящему к периодическим колебаниям интенсивности излучения. В ходе моделирования генератора, работающего в режиме автомодуляции, показано, что пиковая мощность квазичеренковского излучения достигает 6 МВт для 12 МВт электронного пучка, доступного на существующих ускорителях, таких как UCSB в Санта-Барбаре (США).

Построена также квантовая теория начальной стадии сверхизлучения Дике в присутствии тепловых флуктуаций электромагнитного поля. В рамках нулевого приближения экспоненциальной теории возмущений Магнуса получена зависимость среднего числа испущенных фотонов от времени на начальной стадии процесса генерации. В отсутствие тепловых флуктуаций ($kT \ll \hbar\omega$) эта зависимость совпадает с полученной в работе [150]. В противоположном случае ($kT \gg \hbar\omega$) испускание фотонов становится принципиально иным. Фактически, при $kT \gg \hbar\omega$ генерация начинается не со спонтанного излучения, а с излучения, индуцированного тепловыми квантами, что необходимо учитывать при проведении спектроскопических исследований и разработке генераторов терагерцового диапазона, работающих при комнатной температуре ($kT \sim \hbar\omega_{THz}$).

ГЛАВА 5

ВРЕМЕННАЯ ФОРМА ИМПУЛЬСОВ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Настоящая глава посвящена теоретическому анализу временных характеристик спонтанного параметрического рентгеновского излучения, возникающего при движении заряженных частиц в кристаллах. Будет продемонстрировано, что временная форма импульсов не может быть правильно описана в рамках борновской теории возмущений, не учитывающей эффекты, связанные с динамической дифракцией электромагнитных волн в кристаллах. Основные результаты главы изложены в работах [10–А, 11–А].

5.1 Временные характеристики параметрического рентгеновского излучения

Как было отмечено во введении, изучение быстропротекающих процессов с помощью фемтосекундных импульсов рентгеновского излучения – одно из основных направлений исследований, проводимых на современных ускорителях. Как правило, такие импульсы получают в ондуляторах при прохождении электронных сгустков длительностью ~ 100 фс. Однако такие сгустки можно использовать и для генерации коротких рентгеновских импульсов, возникающих вследствие параметрического рентгеновского излучения при прохождении заряженных частиц через кристалл [102, 103].

Черенковское излучение фотонов заряженной частицей возникает при коэффициентах преломления $n(\omega) > 1$ (ω – частота фотонов). Для частот рентгеновского диапазона, много больших типичной атомной частоты, коэффициент преломления имеет универсальный вид

$$n(\omega) = 1 - \frac{\omega_L^2}{2\omega^2}, \quad (5.1)$$

где ω_L – ленгмюровская частота колебаний, определяемая плотностью электронов.

Согласно (5.1), показатель преломления в рентгеновском диапазоне меньше единицы, и может показаться, что в рентгеновском диапазоне эффект Вавилова-Черенкова отсутствует.

Однако динамическая дифракция электромагнитных волн, излучаемых релятивистской заряженной частицей в кристалле, приводит к резкому изменению показателя преломления, в результате чего возникает спонтанное и вынужденное квазичеренковское (параметрическое рентгеновское) излучение [102, 103, 106, 61, 62]. Динамическая дифракция также вызывает заметные изменения спектрально-угловых характеристик переходного и тормозного излучения как при малых, так и при больших углах относительно направления движения частицы [106, 107].

Как продемонстрировано в указанных выше работах, дифракцию виртуальных фотонов в кристаллах можно описать с помощью набора показателей преломления $n_\mu(\omega, \vec{k})$, некоторые из которых могут оказаться больше единицы (\vec{k} – волновой вектор фотона). В частности, в случае двухволновой дифракции имеется два показателя преломления: $n_1(\omega, \vec{k}) > 1$ и $n_2(\omega, \vec{k}) < 1$, и соответственно в кристалле будут распространяться две волны – быстрая ($n_2 < 1$) и медленная ($n_1 > 1$). Для медленной волны условия возникновения черенковского излучения выполняются, а для быстрой – нет. Быстрая волна излучается на границе между кристаллом и вакуумом (или вследствие тормозного излучения в результате многократного рассеяния).

Изучению ПРИ, впервые обнаруженного учеными Белорусского государственного университета и Томского политехнического института в совместном эксперименте в 1985 г. [170], сегодня посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ, а разработка перестраиваемых источников излучения на его основе – объемных лазеров на свободных электронах – стала областью активного интереса [63, 64, 177].

Следует отметить, однако, что до последнего времени теоретический и экспериментальный анализ излучения релятивистских частиц, проходящих через естественный или фотонный кристалл, касался главным образом вопросов спектрально-угловых характеристик излучения. Тем не менее, в работах [10–А, 11–А] показано, что вследствие дифракции фотонов в кристалле зависимость от времени импульса излучения, образуемого релятивистской частицей, резко отличается от временной зависимости импульса излучения, генерируемого в среде, состоящей из хаотически расположенных рассеивателей. Современные детекторы рентгеновского излучения, обладающие пикосекундным временным разрешением [178, 179], способны обеспечить экспериментальную проверку соответствующих теоретических предсказаний.

Изложение в главе основано на результатах работ [10–А, 11–А]. Сначала в двухволновом приближении мы получим выражение для групповой скорости электромагнитных волн, определяющей время распространения рентгеновских импульсов в кристаллах. Затем после вывода выражений для временной

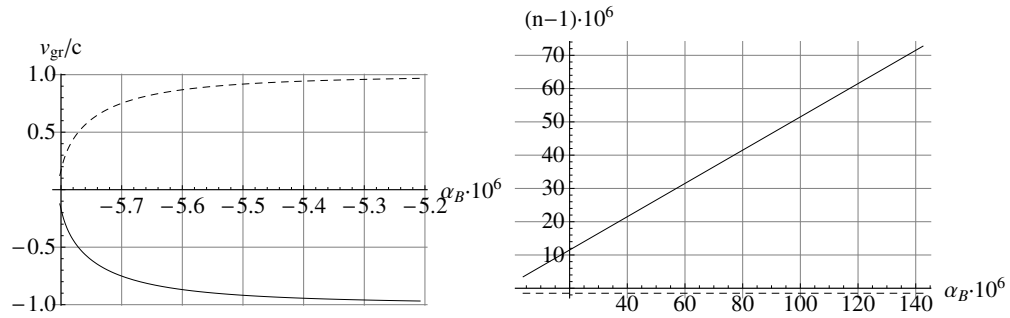


Рисунок 5.1. – Зависимость групповых скоростей (слева) и показателей преломления (справа) от α_B в случае дифракции Брэгга (кристалл LiF, дифракционная плоскость (5,5,5)). Пунктирные кривые соответствуют быстрой волне, сплошные – медленной)

эволюции спонтанного параметрического излучения будет продемонстрировано резкое различие между предсказаниями борновской теории и теории, основанной на динамической дифракции рентгеновских лучей.

5.2 Замедление электромагнитных волн в кристаллах

Рассмотрим импульс электромагнитного излучения, распространяющийся в среде с показателем преломления $n(\omega)$. Выражение для групповой скорости волнового пакета может быть записано в виде

$$v_{gr} = \left(\frac{\partial \omega n(\omega)}{c \partial \omega} \right)^{-1} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega}}, \quad (5.2)$$

где c – скорость света в вакууме, а ω – частота колебаний.

В рентгеновском диапазоне показатель преломления описывается универсальным выражением (см. (5.1)). Кроме того $n - 1 \sim 10^{-6} \ll 1$. Подставив $n(\omega)$ в (5.2), получим $v_{gr} \approx c(1 - \omega_L^2/\omega^2)$. Поскольку $\omega \gg \omega_L$ при энергии фотонов в десятки кэВ, групповая скорость оказывается близка к скорости света. Время задержки ΔT волнового пакета, проходящего расстояние L в среде, оказывается равным

$$\Delta T = \frac{L}{v_{gr}} - \frac{L}{c} \approx \frac{L \omega_L^2}{c \omega^2} \ll \frac{L}{c}. \quad (5.3)$$

Из полученного неравенства вытекает, что время задержки ΔT много меньше времени прохождения волнового пакета через участок среды толщины L .

Теперь предположим, что импульс электромагнитного излучения проходит через кристаллическую мишень. При этом мы используем результаты

работ [21, 23]. Прохождение электромагнитного импульса через кристалл описывается уравнениями Максвелла. Применяв преобразование Фурье, их удобно представить в следующем виде:

$$[-\text{rot}(\text{rot}\vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r}, \omega)) + \frac{\omega}{c^2}\vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r}, \omega)]_i + \chi_{ij}(\vec{r}, \omega)\vec{E}_{\vec{k}j}(\vec{r}, \omega) = 0, \quad (5.4)$$

где $\chi_{ij}(\vec{r}, \omega)$ – пространственно-периодический тензор диэлектрической восприимчивости, $i, j = 1, 2, 3$, а повторяющиеся индексы обозначают суммирование по трем пространственным компонентам.

С помощью преобразования Фурье по координатным переменным можно получить систему уравнений, связывающих падающую и отраженную волну.

При возбуждении двух сильных волн в условиях дифракции (случай так называемой двухволновой дифракции), можно получить следующую систему уравнений для определения амплитуд этих волн:

$$\begin{aligned} \left(\frac{k^2}{\omega^2} - 1 - \chi_0\right)\vec{E}_{\vec{k}}^s - C\chi_{-\vec{\tau}}\vec{E}_{\vec{k}\vec{\tau}}^s &= 0, \\ \left(\frac{k^2}{\omega^2} - 1 - \chi_0\right)\vec{E}_{\vec{k}\vec{\tau}}^s - C\chi_{-\vec{\tau}}\vec{E}_{\vec{k}}^s &= 0. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Здесь \vec{k} – волновой вектор падающей волны, $\vec{k}_{\vec{\tau}} = \vec{k} + \vec{\tau}$, $\vec{\tau}$ – вектор обратной решетки, χ_0 и $\chi_{\vec{\tau}}$ – это фурье-компоненты диэлектрической восприимчивости кристалла,

$$\chi(\vec{r}) = \sum_{\vec{\tau}} e^{i\vec{\tau}\vec{r}}, \quad (5.6)$$

и $C_s = \vec{e}^s \vec{e}_{\vec{\tau}}^s$, где \vec{e}^s ($\vec{e}_{\vec{\tau}}^s$) – единичный вектор поляризации падающей (дифрагированной) волны.

Условие разрешимости системы (5.5) приводит к дисперсионному уравнению, определяющему возможные волновые векторы \vec{k} в кристалле. Эти векторы удобно выразить следующим образом:

$$\vec{k}_{\mu s} = \vec{k} + \kappa_{\mu s} \vec{N}, \quad (5.7)$$

где $\kappa_{\mu s} = \omega \epsilon_{\mu s} / c \gamma_0$, $\mu = 1, 2$, \vec{N} – единичный вектор нормали ко входной поверхности кристалла, направленный внутрь кристалла,

$$\begin{aligned} \epsilon_s^{(1,2)} &= \frac{1}{4}[(1 + \beta_1)\chi_0 - \beta_1\alpha_B] \pm \\ &\pm \left([(1 + \beta_1)\chi_0 - \beta_1\alpha_B - 2\chi_0]^2 + 4\beta_1 C_s^2 \chi_{\vec{\tau}} \chi_{-\vec{\tau}} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Здесь $\alpha_B = (2\vec{k}\vec{\tau} + \tau^2)/k^2$ – параметр, который характеризует условия выполнения дифракции Брэгга (при точном выполнении условий брэгговской

дифракции $\alpha_B = 0$),

$$\beta_1 = \gamma_0/\gamma_1, \quad \gamma_0 = \vec{n}_\gamma \cdot \vec{N}, \quad \vec{n}_\gamma = \vec{k}/k, \quad \gamma_1 = \vec{n}_{\gamma\tau} \cdot \vec{N}, \quad \vec{n}_\gamma = (\vec{k} + \vec{\tau})/|\vec{k} + \vec{\tau}|.$$

Параметр C_s равен единице, если векторы \vec{e}^s и \vec{e}_τ^s направлены перпендикулярно плоскости дифракции, образованной векторами \vec{k} и \vec{k}_τ (случай σ -поляризации). Если векторы \vec{k} и \vec{k}_τ лежат в плоскости дифракции, то $C_s = \cos(2\theta_B)$, где θ_B – угол Брэгга (случай π -поляризации).

Общее решение уравнений (5.5) внутри кристалла в условиях двухволновой дифракции можно записать в виде

$$\vec{E}_k^s(\vec{r}) = \sum_{\mu=1}^2 [\vec{e}^s \Phi_{k\mu}^s \exp(i\vec{k}_{\mu s} \vec{r}) + \vec{e}_\tau^s \Phi_{k_\tau\mu}^s \exp(i\vec{k}_{\mu s\tau} \vec{r})]. \quad (5.9)$$

Сшив эти решения с решениями уравнений Максвелла на границе кристалл-вакуум, можно получить явное выражение для $\vec{E}_k^s(\vec{r})$ во всем пространстве.

Рентгеновская дифракция значительна в узком диапазоне частот, находящихся вблизи брэгговской $\omega_B = -\tau^2 c / 2\vec{n}_\gamma \vec{\tau}$, определяющейся условием $\alpha_B = 0$. Два корня дисперсионного уравнения соответствуют двум разным волнам: медленной с эффективным показателем преломления $n^{(1)} = 1 + \epsilon_s^{(1)} > 1$ и быстрой $n^{(2)} = 1 + \epsilon_s^{(2)} < 1$.

Поскольку в кристалле присутствуют два типа волн, волновой пакет, падающий на кристалл, распадается на два электромагнитных импульса, которые распространяются в периодической среде с разной групповой скоростью. Из-за сильной дисперсии показателей преломления $n_s^{(1,2)}$ вблизи брэгговской частоты групповые скорости электромагнитных импульсов $v_{gr}^{(1,2)}$ заметно отличаются от групповой скорости волнового пакета, распространяющегося в вакууме.

В качестве примера рассмотрим выражения для групповых скоростей электромагнитных импульсов, образованных при нормальном падении волнового пакета на кристаллическую мишень ($\beta_1 = -1$) [10–А]:

$$\frac{v_{gr}^{(1,2)s}}{c} = \left(\epsilon_s^{(1,2)} + \frac{(\alpha_B - 2\chi_0)(\chi_0 - 1) + 4\chi_\tau \chi_{-\tau}}{4\epsilon_s^{(1,2)} - \alpha_B} \right)^{-1}. \quad (5.10)$$

Из (5.10) следует (см. рисунок 5.1), что в кристалле групповые скорости могут принимать как отрицательные, так и положительные значения. Напомним, что групповая скорость, совпадающая с направлением вектора Умова-Пойнтинга, указывает направление переноса энергии. В частности, если вектор обратной решетки антипараллелен волновому вектору, то вектор Умова-Пойнтинга направлен противоположно первоначальному волновому вектору.

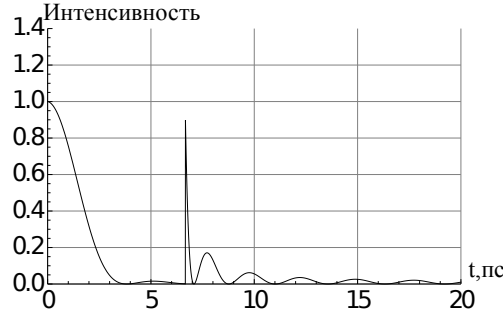


Рисунок 5.2. – Интенсивность отраженного импульса

Более того, значение групповой скорости приближается к нулю вблизи порога брэгговского отражения. Как следствие, рентгеновский импульс в кристалле может иметь существенную временную задержку $\Delta T \gg L/c$, которую можно обнаружить экспериментально.

5.3 Двухимпульсная структура отраженного от кристалла волнового пакета

Прежде чем приступить к расчету интенсивности ПРИ, рассмотрим поведение короткого волнового пакета, отраженного от кристалла. Для коэффициента отражения кристалла $B(\omega)$ можно получить следующее выражение для формы отраженного импульса [21, 23]:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int B(\omega) E_0(\omega) e^{-i\omega t} d\omega = \int B(t - t_1) E_0(t_1) dt_1, \quad (5.11)$$

где $E_0(\omega)$ – амплитуда электромагнитной волны, падающей на кристалл.

В соответствии с общей теорией дифракции амплитуду волны, дифракционно отраженной от кристалла толщины L в геометрии Брэгга, можно записать в виде

$$B_s(\omega) = \frac{2i\beta_1 \sin\left(\frac{\omega_B L f}{4\gamma_0 c}\right)}{i[(\beta_1 - 1)\chi_0 - \beta_1 \alpha_B] \sin\left(\frac{\omega_B L f}{4\gamma_0 c}\right) + f \cos\left(\frac{\omega_B L f}{4\gamma_0 c}\right)}, \quad (5.12)$$

где $f = \sqrt{\left((\beta_1 - 1)\chi_0 - \beta_1 \alpha_B\right)^2 - 4\beta_1 \chi_{\bar{\tau}} \chi_{-\bar{\tau}}}$. В этом случае зависимость $B_s(\omega)$ от частоты определяется величиной $\alpha_B = -\frac{\tau^2}{k_B^3 c}(\omega - \omega_B)$.

В соответствии с [23], $B_s(t)$ можно записать следующим образом:

$$B_s(t) = \frac{\omega_B \chi_{\bar{\tau}} k_B^2}{\tau^2} \times \left(2 \frac{J_1(a_s t)}{a_s t} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \Theta(t - 2nt_x) B_n^{n-1} \times \right. \\ \left. \times [J_{2n-2}(a_s t_n) + 2B_n J_{2n}(a_s t_n) + B_n^2 J_{2n+2}(a_s t_n)] \right) e^{-i(\omega_B + \Delta\omega_B)t}, \quad (5.13)$$

где

$$\begin{aligned} t_x &= \frac{2L \sin^2(\theta_B)}{c|\gamma_1|}, & t_n &= \sqrt{t^2 - 4n^2 t_x^2}, & B_n &= \frac{t - 2nt_x}{t + 2nt_x}, \\ a_s &= \frac{2\sqrt{C_s \chi_{\vec{\tau}} \chi_{-\vec{\tau}} \omega_B}}{\sqrt{|\beta_1| \tau^2 / k_B^2}}, & \Delta\omega_B &= -\frac{\chi_0(1 + |\beta_1|) \omega_B k_B^2}{|\beta_1| \tau^2}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Для времен, определяемых условием $a_s t_x > 1$, выражение для $B_s(t)$ можно упростить:

$$B_s(t) = \frac{\omega_B \chi_{\vec{\tau}} k_B^2}{\tau^2} \times \left(2 \frac{J_1(a_s t)}{a_s t} - \Theta(t - 2t_x) J_0(a_s t_n) \right) e^{-i(\omega_B + \Delta\omega_B)t}. \quad (5.15)$$

Из (5.15) следует, что отраженный от кристалла импульс состоит из двух осциллирующих слагаемых, временной интервал $2t_x$ между которыми определяется геометрическими параметрами дифракции. С ростом θ_B этот интервал увеличивается. Отметим, что второе слагаемое в выражении (5.15) отлично от нуля при $t > 2t_x$.

Оценим время появления второго импульса. Для этого рассмотрим отражение волнового пакета от кристаллографических плоскостей фторида лития с индексами Миллера (5,5,5). Пусть волновой пакет падает перпендикулярно поверхности кристалла. Предположим, что толщина кристалла равна 1 мм, а угол Брэгга – $\pi/2$, что соответствует энергии квантов $\sim 13,5$ кэВ. Длительность импульса, отраженного от кристалла, составит $2t_x \approx 6,7$ пс.

5.4 Зависимость интенсивности параметрического рентгеновского излучения от времени

Интенсивность излучения $I(t)$, образованного прошедшей через кристалл частицей, можно выразить через наведенное ей электрическое поле:

$$I(t) = \frac{c}{4\pi} |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2, \quad (5.16)$$

где \vec{r} – радиус-вектор, проведенный от кристалла в точку наблюдения.

Поле $\vec{E}(\vec{r}, t)$ разложим в ряд Фурье

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (5.17)$$

На большом расстоянии от кристалла фурье-компонента $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ выражается через амплитуды излучения

$$A_{\vec{k}}^s(\omega) = \frac{i\omega}{c^2} \int \vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s)}(\vec{r}_1, \omega) \vec{j}(\vec{r}_1, \omega) d^3\vec{r}_1 \quad (5.18)$$

и может быть записана в виде [102, 105]:

$$E_i(\vec{r}, \omega) = \frac{i\omega e^{ikr}}{c^2 r} \sum_s e_i^s \int \vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s)}(\vec{r}_1, \omega) \vec{j}(\vec{r}_1, \omega) d^3 \vec{r}_1 = \sum_s e_i^s A_k^s(\omega) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (5.19)$$

где индекс $i = 1, 2, 3$ соответствует декартовым координатам x, y, z , e_i^s – i -ая компонента вектора поляризации волны, $s = 1, 2$, $\vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s)}$ – решение уравнений Максвелла, описывающее рассеяние на кристалле плоской волны с волновым вектором $(-\vec{k})$, что позволяет воспользоваться результатами, полученными в динамической теории дифракции,

$$\vec{j}(\vec{r}, \omega) = \int \vec{j}(\vec{r}, t) e^{i\omega t} dt. \quad (5.20)$$

Здесь $\vec{j}(\vec{r}, t) = Q\vec{v}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t))$ – плотность тока частицы с зарядом Q , а $\vec{r}_0(t)$ – радиус-вектор частицы в момент времени t .

Воспользовавшись выражением для плотности тока $\vec{j}(\vec{r}, \omega)$, запишем амплитуду A_k^s в виде

$$\begin{aligned} A_k^s(\omega) \frac{i\omega}{c^2} \int \vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s)}(\vec{r}_1, \omega) Q\vec{v}_0(t) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_0(t)) e^{i\omega t} \\ = \frac{i\omega Q}{c^2} \int \vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s)}(\vec{r}_0(t), \omega) e^{i\omega t} dt. \end{aligned} \quad (5.21)$$

В соответствии с (5.17) амплитуда излучения определяется полем $\vec{E}_{-\vec{k}}^{(+s)}$, взятым в точке расположения частицы $\vec{r}_0(t)$ в момент времени t и проинтегрированным по времени движения частицы.

Как следует из соотношений (5.17)–(5.19), выражение для электромагнитной волны, излученной проходящей через кристалл частицей, можно представить в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi r} \sum_s \vec{e}^s \int A_k^s(\omega) e^{-i\omega(t-r/c)} d\omega, \quad (5.22)$$

т. е.,

$$E_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{r} \sum_s e_i^s A_k^s(t - r/c), \quad (5.23)$$

где

$$A_k^s(t - r/c) = \frac{1}{2/\pi} \int A_k^s(\omega) e^{-i\omega(t-r/c)} d\omega. \quad (5.24)$$

Следовательно, выражение для интенсивности излучения запишется следующим образом:

$$I(\vec{r}, t) = \frac{c}{4\pi} \left| \sum_s A_k^s(t - r/c) \right|^2. \quad (5.25)$$

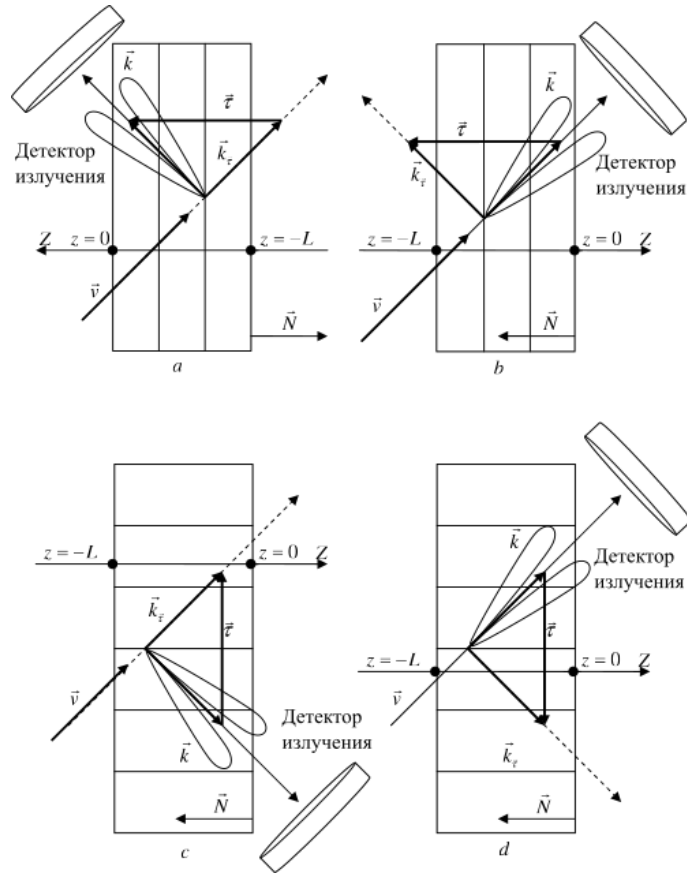


Рисунок 5.3. – Генерация параметрического рентгеновского излучения в геометриях Лауэ (а, b) и Брэгга (с, d)

Если интерес представляет интенсивность излученных фотонов с определенной поляризацией \vec{e}^s , то

$$I_s(\vec{r}, t) = \frac{c}{4\pi} |A_k^s(t - r/c)|^2. \quad (5.26)$$

Из (5.25) следует, что временная эволюция интенсивности излучения проходящей через кристалл частицы определяется зависимостью амплитуды излучения $A_k^s(\omega)$ от частоты.

В общем случае многократное рассеяние частиц в мишени влияет на интенсивность $I(\vec{r}, t)$. Для учета этого эффекта необходимо усреднить $I(\vec{r}, t)$ по всем возможным траекториям движения частиц в среде. Однако если среднеквадратичный угол многократного рассеяния много меньше $1/\gamma^2$, то многократным рассеянием можно пренебречь.

В зависимости от ориентации векторов $\vec{\tau}$, \vec{v} и \vec{n}_γ можно выделить несколько разных случаев дифракции, часть из которых (двухволновые случаи Лауэ и Брэгга) изображена на рисунке 5.3. Обратим внимание, что излучение рентгеновских квантов происходит как под малыми, так и под большими углами к скорости частицы [102, 105].

В случае дифракции Лауэ волновые функции $E_{-\vec{k}}^{(+s)}$ имеют вид [102, 105]

$$E_{-\vec{k}}^{(+s)} = \sum_{\mu} \xi_{\mu s}^0 \left[\Theta(z) e^{-i\vec{k}\vec{r}} + \Theta(-z)\Theta(z+L) e^{-i\vec{k}_{\mu s}\vec{r}} + \Theta(-z-L) e^{i\kappa_{\mu s}L} e^{-i\vec{k}\vec{r}} \right] + \sum_{\mu} \xi_{\mu s}^{\tau} \left[\Theta(-z)\Theta(z+L) e^{-i\vec{k}_{\tau\mu s}\vec{r}} + \Theta(-z-L) e^{i\kappa_{\mu s}L} e^{-i\vec{k}_{\tau}\vec{r}} \right], \quad (5.27)$$

где

$$\xi_{1(2)s}^0 = \frac{R_{2(1)s}}{R_{2(1)s} - R_{1(2)s}}, \quad \xi_{1(2)s}^{\tau} = R_{1(2)s} \xi_{1(2)s}^0, \quad R_{1(2)s} = (2\epsilon_{1(2)s} - \xi_0)/C_s \chi_{\vec{\tau}}. \quad (5.28)$$

Для случая дифракции по Брэггу волновые функции можно записать следующим образом:

$$E_{-\vec{k}}^{(+s)} = \sum_{\mu} \gamma_{\mu s}^0 \left[\Theta(z) e^{-i\vec{k}\vec{r}} + \Theta(-z)\Theta(z+L) e^{-i\vec{k}_{\mu s}\vec{r}} + \Theta(-z-L) e^{i\kappa_{\mu s}L} e^{-i\vec{k}\vec{r}} \right] + \sum_{\mu} \gamma_{\mu s}^{\tau} \left[\Theta(z) e^{i\kappa_{\mu s}L} e^{-i\vec{k}\vec{r}} + \Theta(-z)\Theta(z+L) e^{-i\vec{k}_{\tau\mu s}\vec{r}} \right], \quad (5.29)$$

где

$$\gamma_{1(2)s}^0 = \frac{R_{2(1)s}}{R_{2(1)s} - R_{1(2)s}}, \quad \gamma_{1(2)s}^{\tau} = R_{1(2)s} \gamma_{1(2)s}^0. \quad (5.30)$$

5.4.1 Случай Брэгга

Рассмотрим ПРИ в случае дифракции Брэгга (см. рисунок 5.3 (a,b)). В данной схеме наряду с электромагнитной волной, излучаемой под малым углом, можно наблюдать и дифрагированную электромагнитную волну, которая выходит из кристалла через поверхность влета частицы. Выражение для амплитуды излучения под малыми углами имеет следующий вид: [102, 105, 106]

$$A_{\vec{k}}^s(\omega) = \frac{Q\omega}{c^2} (\vec{e}^s \vec{v}) \sum_{\mu=1,2} \gamma_{\mu s}^0 \times \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - (\vec{k} - \kappa_{\mu s} \vec{N})\vec{v}} \right] \times \left[e^{-i(\omega - (\vec{k} - \kappa_{\mu s} \vec{N})\vec{v})\frac{L}{c\gamma_0}} - 1 \right]. \quad (5.31)$$

Для дифрагированных волн амплитуду $A_{\vec{k}}^s$ следует заменить на

$$A_{\vec{k}_{\vec{\tau}}}^s(\omega) = \frac{Q\omega}{c^2} (\vec{e}^s \vec{v}) \sum_{\mu=1,2} \gamma_{\mu s}^{\tau} \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}_{\vec{\tau}}\vec{v}} - \frac{1}{\omega - (\vec{k}_{\vec{\tau}} - \kappa_{\mu s} \vec{N})\vec{v}} \right] \times \left[e^{-i(\omega - (\vec{k}_{\vec{\tau}} - \kappa_{\mu s} \vec{N})\vec{v})\frac{L}{c|\gamma_1|}} - 1 \right]. \quad (5.32)$$

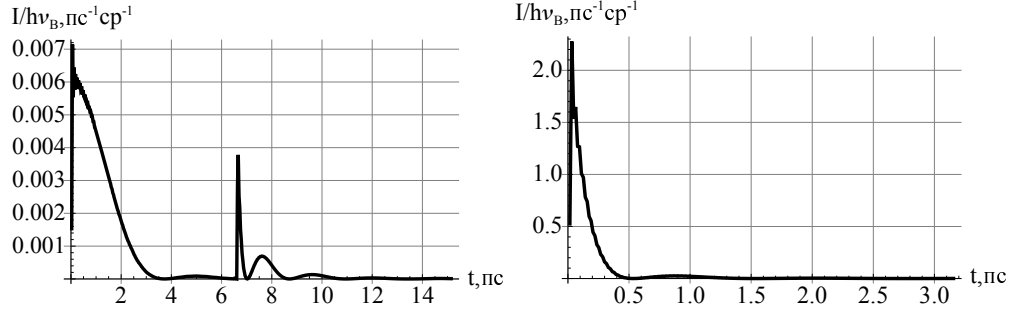


Рисунок 5.4. – Случай Брэгга. Излучение под большими углами (слева) и под малыми углами (справа) ($L=1$ мм, $\theta = 1/\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$, $\beta_1 = -1$, $\theta_B = 80^\circ$)

При дальнейшем анализе следует учесть, что параметрическое излучение сосредоточено главным образом вблизи брэгговской частоты ω_B , что позволяет записать число фотонов, излучаемых в единицу времени в единицу телесного угла, в виде [10–А, 11–А]

$$\frac{\partial^2 N}{\partial t \partial \Omega} = \sum_{\vec{\tau}} \frac{I(\vec{\tau}, t)}{\hbar \omega_B(\vec{\tau})}, \quad (5.33)$$

где суммирование проводится по всем векторам обратной решетки.

В отличие от излучения, испускаемого под большими углами, излучение под малыми углами к скорости движения частицы имеет широкий спектр. Это объясняется тем, что помимо ПРИ переходное излучение также испускается под малыми углами относительно вектора \vec{v} . Амплитуда переходного излучения вдали от условий дифракции описывается выражением

$$A_k^s(\omega) = \frac{Q}{c^2} (\vec{e}^s \vec{v}) \left[\frac{1}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} - \frac{1}{1 - \frac{nv}{c} \cos \theta} \right] \left[e^{-i\omega(1 - \frac{nv}{c} \cos \theta) \frac{L}{c\gamma_0}} - 1 \right]. \quad (5.34)$$

Здесь n – показатель преломления (5.1).

Преобразование Фурье (5.34) позволяет получить временную зависимость электрического поля и интенсивности излученных квантов. В случае переходного излучения при L много больших длины формирования излучения в среде с помощью (5.34) можно получить следующее выражение для временной зависимости интенсивности переходного излучения [10–А, 11–А]:

$$I = \frac{Q^2 \omega_L^2}{2\pi c} \frac{\theta^2}{(\theta^2 + 1/\gamma^2)^3} \exp\left(-\frac{2\omega_L(t - r/c)}{\sqrt{\theta^2 + 1/\gamma^2}}\right). \quad (5.35)$$

Длительность переходного рентгеновского излучения мала $t_{tr} \sim 1/\gamma\omega_L$. Для $\omega_L \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и $\gamma \sim 10^4$ имеем $t_{tr} \sim 10^{-20} \text{ с}$. Таким образом, длительность переходного излучения на несколько порядков меньше времени пролета рентгеновского кванта через кристалл в условиях двухволновой дифракции. Благодаря этому переходное излучение можно отличить от ПРИ.

В качестве примера рассмотрим параметрическое рентгеновское излучение в кристалле LiF толщиной 1 мм, облучаемого электронами с энергией 10 ГэВ, типичной для современных линейных резонансных ускорителей [180]. Можно заметить (рисунок 5.4), что длительность ПРИ, излучаемого под большими углами к направлению движения частицы, совпадает с длительностью излучения отраженного волнового пакета (рисунок 5.2). Следует отметить, что временной интервал между двумя пиками, который определяется геометрией системы, приблизительно вдвое больше времени пролета электронов через кристалл. Полная длительность рентгеновского импульса не превышает 10 пикосекунд. Излучение под большими углами заметно отличается от излучения под малыми углами.

Интенсивность ПРИ, рассчитанную для обратной геометрии ($\beta_1 = -1$, $|\gamma_0| = 1$) с помощью кинематического приближения (см. [10–А]) можно записать следующим образом:

$$\frac{I}{\hbar\omega_B} = \frac{\omega_B e^2}{2\pi \hbar c} |\chi_\tau|^2 \frac{\theta^2}{(\theta^2 + 1/\gamma^2)^2} (\Theta(t) - \Theta(t - 2t_x)). \quad (5.36)$$

Согласно (5.36), импульсы излучения должны были бы иметь прямоугольную форму, что существенно отличается от полученной в рамках теории динамической дифракции (см. рисунок 5.4). Указанное отличие прежде всего связано с дисперсионными свойствами кристалла, которые могут быть воспроизведены лишь в рамках теории, учитывающую динамическую дифракцию. Именно в рамках теории дифракции можно получить правильную добавку к показателю преломления фотонов [103]. Эффект этот непертурбативный и в рамках борновского приближения не может быть получен. Несмотря на то, что поправки, вносимые динамической дифракцией, малы, они коренным образом меняют интерференционную картину электромагнитных полей при толщине кристалла, превышающей длину экстинкции.

Для качественного понимания формы импульса параметрического излучения представим приближенно электромагнитное поле электрона, падающего на кристалл, в виде совокупности псевдофотонов, свойства которых напоминают свойства настоящих квантов электромагнитного поля. Пучок псевдофотонов, движущийся вместе с заряженной частицей, имеет угловой размер $\sim 1/\gamma$, а его спектральное распределение определяется формулой: $dN/d\omega = \frac{2}{\pi\omega} \ln(\eta E/\omega)$ ($\hbar\omega \ll \gamma mc^2$, η – безразмерная величина порядка единицы). С рассматриваемой точки зрения взаимодействие заряженной частицы с кристаллом эквивалентно дифракции пучка псевдофотонов на кристалле [105].

Поскольку при дифракции пучка квантов на кристалле они распространя-

ются как вдоль своего движения, так и в направлениях, определяемых векторами обратной решетки $\vec{\tau}$, дифракция псевдофотонов должна сопровождаться излучением как под малыми, так и под большими углами к скорости электрона. Данное угловое распределение является одной из отличительных черт параметрического излучения, которая позволяет его отделить от излучения других типов, испускаемого под малыми углами ($\sim 1/\gamma$) к скорости частицы \vec{v} .

Чтобы рассмотреть дифракцию пучка псевдофотонов на кристалле, введем волновой вектор:

$$\vec{k} = \omega \frac{\vec{v}}{v^2}. \quad (5.37)$$

Те псевдофотоны, которые удовлетворяют условию Брэгга

$$(\vec{k} + \vec{\tau})^2 \approx k^2, \quad (5.38)$$

дифрагируют на кристалле в направлении, определяемом волновым вектором $\vec{k} + \vec{\tau}$. Существенно, что фотоны испускаются под углом, который не зависит от лоренц-фактора γ . Этот угол определяется только направлением скорости частиц к кристаллографической плоскости.

В зависимости от $\vec{\tau}$, испущенные фотоны распространяются как под углами меньше $\pi/2$ (случай Лауэ), так и больше $\pi/2$ (случай Брэгга). Поскольку спектр псевдофотонов непрерывен, условие Брэгга одновременно выполняется для всех векторов обратной решетки. Интенсивность параметрического излучения в направлении $\vec{k} + \vec{\tau}$ зависит от диэлектрической проницаемости кристалла χ_τ .

Отражение волнового пакета в геометрии Брэгга осуществляется в узком спектральном интервале $\Delta\omega/\omega_B \sim \chi_\tau$. В соответствии с формулой (5.15), описывающей эволюцию во времени отраженного от кристалла волнового пакета в геометрии Брэгга при $\beta_1 = -1$, параметрическое рентгеновское излучение, испускаемое под большими углами к скорости частицы, должно состоять из двух импульсов, разделенных между собой удвоенным временем пролета частицы через кристалл. При этом характерная длительность импульсов определяется величиной $1/a_s = 1/(\chi_\tau\omega_B)$.

5.4.2 Случай Лауэ

Рассмотрим теперь схему Лауэ (рисунок 5.3 (c, d)). В этом случае электромагнитная волна, испущенная частицей под малым углом, и дифрагированная волна покидают кристалл через одну и ту же поверхность. С помощью (5.27) можно получить следующее выражение для амплитуды излучения под

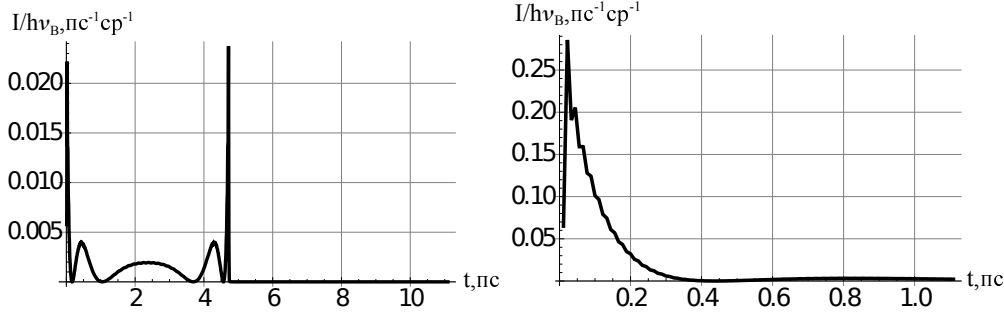


Рисунок 5.5. – Случай Лауэ. Излучение под большими углами (слева) и под малыми углами (справа) ($L=1$ мм, $\theta = 1/\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$, $\beta_1 = 1$, $\theta_B = 45^\circ$)

малым углом [102, 105, 106]:

$$A_{\vec{k}}^s(\omega) = \frac{Q\omega}{c^2} (\vec{e}^s \vec{v}) \sum_{\mu=1,2} \xi_{\mu s}^0 \times \left[\frac{1}{\omega - \vec{k} \vec{v}} - \frac{1}{\omega - (\vec{k} - \kappa_{\mu s} \vec{N}) \vec{v}} \right] \times \\ \times \left[e^{-i(\omega - (\vec{k} - \kappa_{\mu s} \vec{N}) \vec{v}) \frac{L}{c\gamma_0}} - 1 \right], \quad (5.39)$$

Для амплитуды излучения дифрагированной волны имеем:

$$A_{\vec{k}_{\vec{\tau}}}^s(\omega) = \frac{Q\omega}{c^2} (\vec{e}^{s\vec{\tau}} \vec{v}) \sum_{\mu=1,2} \xi_{\mu s}^{\vec{\tau}} \times \left[\frac{1}{\omega - \vec{k}_{\vec{\tau}} \vec{v}} - \frac{1}{\omega - (\vec{k}_{\vec{\tau}} - \kappa_{\mu s} \vec{N}) \vec{v}} \right] \times \\ \times \left[e^{-i(\omega - (\vec{k}_{\vec{\tau}} - \kappa_{\mu s} \vec{N}) \vec{v}) \frac{L}{c|\gamma_1|}} - 1 \right]. \quad (5.40)$$

Излучение в случае геометрии Лауэ имеет свои особенности [23]. В частности, интересен случай симметричной дифракции (см. рисунок 5.5). Хорошо видно, что импульс параметрического излучения симметричен, что делает его очень похожим на отраженный рентгеновский импульс, описанный в литературе [24].

5.5 Квазичеренковское излучение в искусственных средах

Как уже отмечалось ранее, эффект временных осцилляций интенсивности параметрического рентгеновского излучения в кристаллах имеет универсальный характер. Следовательно, он имеет место и в случае прохождения частиц через искусственные пространственно-периодические структуры (фотонные кристаллы). В качестве примера на рисунке 5.6 показана зависимость интенсивности квазичеренковского излучения от времени в оптическом и терагерцовом диапазонах в случае двухволновой дифракции в геометрии Брэгга.

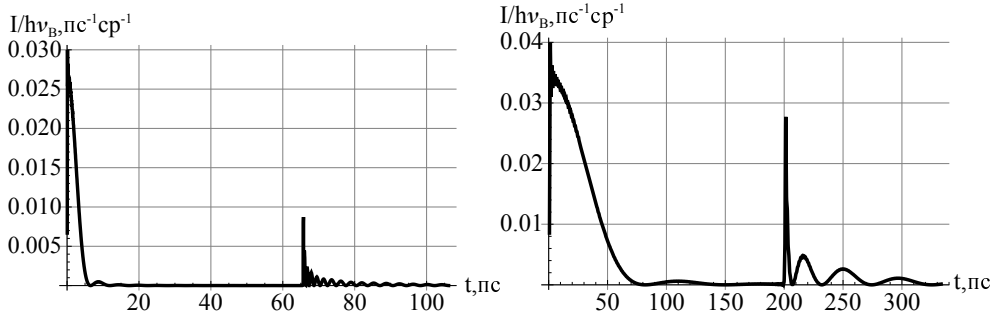


Рисунок 5.6. – Квазичеренковское излучение в фотонных кристаллах. График, расположенный слева, соответствует оптическому диапазону ($\lambda = 500$ нм, $\chi_\tau = 3 \cdot 10^{-4}$, $L = 1$ см, $\theta_b = 80^\circ$, $\gamma = 2 \cdot 10^3$), а график справа – терагерцовому ($\lambda = 0,3$ мм, $\chi_\tau = 5 \cdot 10^{-3}$, $L = 3$ см, $\theta_b = 80^\circ$, $\gamma = 2 \cdot 10^3$)

На процесс излучения фотонов релятивистской частицей, движущейся в среде может оказывать заметное влияние кулоновское рассеяние. Необходимо отметить, однако, что при движении частицы в канале диаметром

$$d < \frac{\gamma \lambda v}{4\pi c} = \frac{\gamma v}{2\omega} \quad (5.41)$$

(λ – длина волны электромагнитных колебаний) интенсивность излучения релятивистской частицы практически совпадает с интенсивностью излучения фотонов частицей, движущейся в сплошной среде. Частица, находящаяся в таком канале, не подвергается многократному кулоновскому рассеянию. По этой причине толщина кристалла может быть произвольной.

Для того, чтобы наблюдать временные осцилляции излучения релятивистских частиц, пролетающих через кристалл, необходимо либо регистрировать момент влета частицы в кристалл, либо использовать короткий сгусток частиц, обладающий длительностью много меньше периода осцилляций интенсивности. В рентгеновском диапазоне такими свойствами обычно обладают электронные сгустки, используемые для создания рентгеновских лазеров на свободных электронах (длительность сгустка в таких ЛСЭ составляет десятки и сотни фемтосекунд).

Необходимо подчеркнуть, что при длительности сгустка ~ 100 фс его продольная длина составляет $l_b \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см, а это значит, что когда фотоны излучаются в пределах длин волн $\lambda \gg l_b$, то при углах наблюдения $\theta < \lambda/l_\perp$ (l_\perp – поперечный размер сгустка) интенсивность I образованного в кристалле излучения оказывается пропорциональной квадрату числа частиц N_e в сгустке ($I \sim N_e^2$), т. е., она резко возрастает по сравнению со случаем, когда $\lambda \ll l_b, l_\perp \theta$ (в последнем случае интенсивность излучения в кристалле будет

пропорциональна числу частиц: $I \sim N_e$). Такое резкое увеличение интенсивности квазичеренковского излучения пролетающего через кристалл релятивистского сгустка должно наблюдаться, например, в терагерцовом диапазоне ($\lambda \approx 3 \cdot 10^{-2}$ см).

5.6 Выводы

Временная эволюция параметрического рентгеновского излучения коренным образом отличается от временной эволюции, полученной в рамках теории возмущений, что говорит о неудовлетворительности последней. В частности, найдены условия, при которых импульс излучения, испускаемого под большими углами к скорости частицы, содержит два мощных пика, в то время как теория возмущений предсказывает только один импульс.

Поскольку временной интервал между двумя импульсами зависит от толщины кристалла и геометрии дифракции, то меняя ориентацию кристалла, можно осуществлять плавную перестройку времени задержки второго импульса. Данное свойство параметрического рентгеновского излучения с успехом может быть использовано при исследовании быстропротекающих процессов, требующих наличия двух импульсов излучения с контролируемой задержкой между ними. Несомненным достоинством двухимпульсных источников параметрического излучения является то, что процессы генерации и управления излучением осуществляются в одном и том же пространственном объеме, что позволяет существенно упростить схему получения сдвоенных импульсов, в настоящее время существующую в технике ЛСЭ [25].

Большая длительность квазичеренковского излучения позволяет детально экспериментально исследовать сложную временную структуру квазичеренковских импульсов от электронных сгустков, получаемых на современных ускорителях. Явления, описанные в настоящей главе, можно наблюдать во всех спектральных диапазонах (рентгеновском, оптическом, терагерцовом и микроволновом).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертации

1. Теоретически предсказано новое физическое явление – электростатическая кумуляция сильноточного электронного пучка. В численном моделировании при напряжении 360 кВ зафиксирована плотность тока 1 кА/см^2 и интенсивность пучка $0,36 \text{ ГВт/см}^2$, что находится в качественном согласии с результатами экспериментов [1–А, 2–А, 3–А].

Достоинством описанного выше механизма кумуляции по сравнению с традиционным, основанным на сжатии сильноточного пучка собственным магнитным полем, является низкий разброс частиц по энергиям в области максимальной плотности тока, что обусловлено стационарным характером течения потока заряженных частиц.

2. Показано, что продольная неоднородность сильноточного релятивистского электронного пучка, состоящего из эктонов, к существенной модификации спектра спонтанного излучения, генерируемого пучком заряженных частиц. Найдено выражение, описывающее переходное излучение сильноточного релятивистского электронного пучка с учетом многократного рассеяния и ионизационных потерь энергии. Показано, что многократное рассеяние и ионизационные потери приводят к обрезанию спектра переходного излучения в области высоких частот [4–А].

Рассчитана мощность переходного излучения, генерируемого сильноточными релятивистскими электронными пучками при пересечении ими анодной сетки релятивистского вакуумного диода. Средняя мощность излучения, состоящего из отдельных когерентных импульсов, в диапазоне от 100 до 200 МГц составляет 75 кВт для 1 кА пучка электронов, ускоренных в потенциале 0,5 МВ.

3. На примере излучения, генерируемого ансамблем неизохронных электронов-осцилляторов, и черенковского сверхизлучения исследованы статистические свойства кооперативного излучения. Продемонстрировано, что при типичном для современных ускорителей числе электронов $N_e \sim 10^9 - 10^{12}$ относительное среднеквадратичное отклонение времени автофазировки от его среднего значения составляет величину $\delta_T \sim 0,03 - 0,05$. Флуктуации пиковой мощности при этом оказываются пренебрежимо малыми $\delta_P < 10^{-4}$. В отсутствие разброса по энергиям найдена функция распределения времени автофазировки, зависящая от числа частиц N_e и степени предварительной модуляции пучка. Показано, что при превышении числом частиц определенного значения, зависящего от степени предварительной модуля-

ции пучка, логарифмическая зависимость относительного среднеквадратичного отклонения времени автофазировки от числа электронов-осцилляторов ($\delta_T \sim 1/\ln N_e$) сменяется корневой ($\delta_T \sim 1/\sqrt{N_e}$). Установлено, что даже незначительный разброс по энергиям ($\sim 4\%$) приводит к резкому снижению максимально достижимой мощности кооперативного излучения неизохронных электронов-осцилляторов [5–А, 6–А, 7–А].

В соответствии с проведенным анализом, разброс электронов по скоростям накладывают серьезные ограничения на выходные характеристики короткоимпульсных источников, а также на возможность когерентного сложения импульсов кооперативного излучения от нескольких источников.

4. Установлено, что среднеквадратичные разбросы времен развития неустойчивости в квазичеренковских генераторах и ансамбле неизохронных электронов-осцилляторов совпадают [8–А].

5. В рамках теории возмущений Магнуса получена зависимость среднего числа квантов от времени на начальной стадии генерации сверхизлучения Дике в присутствии тепловых флуктуаций электромагнитного поля [9–А].

6. Продемонстрирована неприменимость для описания временной эволюции спонтанного параметрического излучения кинематического приближения, игнорирующего динамическую дифракцию [10–А, 11–А].

Рекомендации по практическому использованию результатов

Результаты, представленные в диссертации, могут быть использованы при решении ряда важных научных и прикладных задач.

Описанный во второй главе эффект электростатической кумуляции представляет собой новый способ получения плотных электронных пучков с низким энергетическим разбросом. Эти пучки могут быть использованы как для исследования экстремальных состояний вещества, так и для генерации электромагнитного излучения. Увеличение напряжения до 4 МВ позволит в результате электростатической кумуляции достичь плотности тока ~ 1 кА/мм² и интенсивности пучка 1 ТВт/мм². Плотный электронный пучок может быть использован для генерации терагерцового черенковского излучения. Оценки показывают, что при типичном для черенковских генераторов КПД 1–10% мощность излучения составит 40–400 МВт.

Результаты третьей главы, посвященные переходному излучению сильноточных электронных пучков, позволяют по измерению спонтанного излучения эктонов определить уровень дробового шума в электронных потоках,

образованных вследствие взрывной электронной эмиссии. Это важно при синхронизации мощных генераторов электромагнитного излучения.

Полученная в четвертой главе функция распределения времени развития неустойчивости дает возможность определить минимальный уровень предварительной модуляции пучка заряженных частиц, требуемый для синхронизации короткоимпульсных процессов в физическом эксперименте. Кроме того, знание необходимого уровня предварительной модуляции помогает осуществить когерентное сложение колебаний от нескольких короткоимпульсных источников для получения мощных импульсов электромагнитного излучения.

Установленная в пятой главе двухимпульсная временная структура параметрического (квазичеренковского) излучения позволяет его использовать для изучения быстропротекающих процессов в веществе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Список использованных источников

1. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения / Н.Ф. Ковалев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т. 18, №4. – С.232–235.
2. Intense coherent cherenkov radiation due to the interaction of a relativistic electron beam with a slow-wave structure / Y. Carmel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1974. – Vol. 33. – P. 1278–1282.
3. Observation of stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a spatially periodic transverse magnetic field / L.R. Elias [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1976. – Vol. 36, №13, – P. 717–720.
4. First operation of a free-electron laser / D.A.G. Deacon [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1977. – Vol. 38, №16. – P. 892–894.
5. Pellegrini, C. The physics of x-ray free-electron lasers / C. Pellegrini, A. Marinelli, S. Reiche // Rev. Mod. Phys. – 2016. – Vol. 88. – P. 015006.
6. Experimental evidence of radiation reaction in the collision of a high-intensity laser pulse with a laser-wakefield accelerated electron-beam / J.M. Cole [et al.] // Phys. Rev. X. – 2018. – Vol. 8. – P. 011020.
7. Corkum, P.B. Attosecond science / P.B. Corkum, F. Krausz // Nature Physics. – 2007. – Vol. 3. – P. 381–387.
8. Krausz, F. Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 163–221.
9. Attosecond correlation dynamics / M. Ossiander [et al.] // Nature Physics. – 2016. – P. 1–7.
10. Левичев, Е.Б. Накопители электронов с малым эмиттансом / Е.Б. Левичев // УФН. – 2018. – Т. 188, №1. – С. 31–54.
11. Seed level requirement for improving the temporal coherence of a free-electron laser / G. Lambert [et. al.] // EPL. – 2009. – Vol. 88. – P. 54002.
12. Pellegrini, C. X-ray free-electron lasers: from dreams to reality / C. Pellegrini // Phys. Scr. – 2017. – Vol. 169. – P. 014004.
13. Фортов, В.Е. Экстремальные состояния вещества / В.Е. Фортов. – М.: Физматлит, 2010. – 304 с.
14. High efficiency, multiterawatt x-ray free electron lasers / C. Emma [et al.] // Phys. Rev. AB. – 2016. – Vol. 19. – P. 020705.
15. Generation of high-power high-intensity short x-ray free-electron-laser pulses / M.W. Guetg [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2018. – Vol. 120. – P. 014801.

16. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation / J.H. Booske // *Phys. Plasmas*. – 2008. – Vol. 15. – P. 055502.
17. Vacuum electronic high power terahertz sources / J.H. Booske [et al.] // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* – 2011. – Vol. 1, №1. – P. 54–75.
18. The 2017 terahertz science and technology roadmap / S.S. Dhillon [et al.] // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2017. – Vol. 50. – P. 043001.
19. Neil, G.R. Accelerator sources for THz science: a review / G.R. Neil // *J. Infrared Milli. Terahz. Waves.* – 2014. – Vol. 35, №1. – P. 5–16.
20. Novosibirsk free electron laser — facility description and recent experiments / G.N. Kulipanov [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2016. – Vol. 5, №5. – P. 798–809.
21. Барышевский, В.Г. О дифракции импульса рентгеновского излучения в кристаллах / В.Г. Барышевский // *Изв. акад. наук БССР. Сер. физ.-мат.* – 1989, №5. С. 109–112.
22. X-ray photonic microsystems for the manipulation of synchrotron light / D. Mukhopadhyay // *Nat. Commun.* – 2015. – Vol. 6. – P. 7057.
23. Baryshevsky, V.G. Chirped pulse distortion in a volume reflection grating / V.G. Baryshevsky, S.A. Maksimenko // *Opt. Commun.* – 1994. – Vol. 110. – P. 401–409.
24. V.A. Bushuev, *J. Synchrotron Rad.* – 2008. – Vol. 15. – P. 495–505.
25. High-intensity double-pulse X-ray free-electron laser / A. Marinelli [et al.] // *Nat. Commun.* – 2015. – Vol. 6. – P. 6369.
26. Observation of femtosecond X-ray interactions with matter using an X-ray–X-ray pump–probe scheme / I. Inoue [et al.] // *PNAS*. – 2016. – Vol. 113, №6. – P. 1492–1497.
27. Nitta, H. Dynamical effect on parametric x-ray radiation / H. Nitta // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2000. – Vol. 69. – P. 3462–3465.
28. Ramian, G. The new UCSB free-electron lasers / G. Ramian // *Nucl. Instrum. Methods A*. – 1992. – Vol. 318. – P. 225–229.
29. Compact, high-power electron beam based terahertz sources / S.G. Biedron [et al.] // *Proc. of the IEEE*. – Vol. 95, №8. – P. 1666–1678.
30. An application of laser-plasma acceleration: towards a free-electron laser amplification / M.E. Couprie [et al.] // *Plasma Phys. Control. Fusion*. – 2016. – Vol. 58. – P. 034020.
31. Рудаков, Л.И. Генерация и фокусировка сильноточных электронных пучков / Л.И. Рудаков [и др.]; под ред. Л.И. Рудакова. – М.: ЭнергATOMиздат, 1990. – 280 с.

32. Месяц, Г.А. Импульсная энергетика и электроника / Г.А. Месяц – М.: Наука, 2004. – 704 с.
33. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams / J. Faure [et al.] // *Nature*. – 2004. – Vol. 431. – P. 541–544.
34. Cherenkov superradiance with a peak power higher than electron flow power / A.A. Elchaninov [et al.] // *JETP Lett.* – 2003. – Vol. 77, №6. – P. 266–269.
35. Baryshevsky, V.G. Spontaneous and induced radiation by electrons/positrons in natural and photonic crystals. Volume free electron lasers: from microwave and optical to X-ray range / V.G. Baryshevsky // *Nucl. Instrum. Methods B*. – 2015. – Vol. 355. – P. 17–23.
36. Generation of electromagnet fields of extremely high intensity by coherent summation of cherenkov superradiance pulses / N.S. Ginzburg [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 115. – P. 114802.
37. Haus, H.A. Noise in free-electron laser amplifier / H.A. Haus // *IEEE J. Quant. Electron.* – 1981. – Vol. 17. – P. 1427–1435.
38. Mesyats, G.A. Ectons and their role in plasma processes / G.A. Mesyats // *Plasma Phys. Control. Fusion*. – 2005. – Vol. 47. – P. A109–A151.
39. Abubakirov, E.B. Operation of a relativistic backward wave tube affected by the noise of electron flows formed by explosive emission cathodes / E.B. Abubakirov, A.P. Konjushkov, A.S. Sergeev // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2009. – Vol. 54. – P. 959–964.
40. Файн, В.М. Квантовые явления в радиодиапазоне / В.М. Файн // *УФН*. – 1958. – Т. 64. – С. 273–313.
41. Векслер, В.И. Новый метод ускорения релятивистских частиц / В.И. Векслер // *ДАН СССР*. – 1944. – Т. 43, №8. – С. 346–348.
42. McMilan, E.M. The synchrotron – a proposed high energy particle accelerator / E.M. McMilan // *Phys. Rev.* – 1945. – Vol. 68. – P. 143–144.
43. Ландау, Л.Д. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Физматлит, 2005.
44. Iwanenko, D. On the maximal energy attainable in a betatron / D. Iwanenko, I. Pomeranchuk // *Phys. Rev.* – 1944. – Vol. 65. – P. 343.
45. Арцимович, Л.А. Излучение быстрых электронов в магнитном поле / Л.А. Арцимович, И.Я. Померанчук // *ЖЭТФ*. – 1946. – Т. 16. – С. 379–381.
46. Rowe, E.M. Tantalus I: a dedicated storage ring synchrotron radiation source / E.M. Rowe, F.E. Mills // *Part. Accel.* – 1973. – Vol. 4. – P. 211–227.
47. Schwinger, J. On Radiation by Electrons in a Betatron / J. Schwinger. – Berkeley: N. p., 1996. – 25 p.

48. Michel, F.C. Intense coherent submillimeter radiation in electron storage rings / F.C. Michel // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – Vol. 48, №9. – P. 580–583.
49. Observation of coherent synchrotron radiation / T. Nakazato [et. al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – Vol. 63, №12. – P. 1245–1248.
50. High-power terahertz radiation from relativistic electrons / G.L. Carr [et. al.] // *Nature.* – 2002. – Vol. 420, №14. – P. 153–156.
51. Гинзбург, В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы / В.Л. Гинзбург. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 488 с.
52. Motz, H. Experiments on radiation by fast electron beams / H. Motz, W. Thon, R.N. Whitehurst // *J. Appl. Phys.* – 1953. – Vol. 24. – P. 826–833.
53. Madey, J.M.J. Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field / J.M.J. Madey // *J. Appl. Phys.* – 1971. – Vol. 42. – P. 1906–1913.
54. Kroll, N.M. Stimulated emission from relativistic electrons passing through a spatially periodic transverse magnetic field / N.M. Kroll, W.A. McMullin // *Phys. Rev. A.* – 1978. – Vol. 17, №1. – P. 300–308.
55. Kondratenko, A.M. Generation of coherent radiation by a relativistic electron beam in an undulator / A.M. Kondratenko, E.L. Saldin // *Part. Accel.* – 1980. – Vol. 10. – P. 207–216.
56. High gain and high extraction efficiency from a free electron laser amplifier operating in the millimeter wave regime / T.J. Orzechowski [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods A.* – 1986. – Vol. 250. – P. 144–149.
57. Observation of self-amplified spontaneous emission in the mid-infrared in a free electron laser / R. Prazares [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 78, №11. – P. 2124–2127.
58. Measurements of high gain and intensity fluctuations in a self-amplified, spontaneous-emission free-electron laser / H. Hogan [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 80, №2. – P. 289–292.
59. First observation of self-amplified spontaneous emission in a free electron laser at 109 nm wavelength / J. Andruszkov [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 85, №18. – P. 3825–3829.
60. First lasing and operation of an ångstrom-wavelength free-electron laser / P. Emma [et al.] // *Nat. Photon.* – 2010. – Vol. 4. – P. 641–647.
61. Baryshevsky, V.G. Parametric beam instability of relativistic charged particles in a crystal // V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk. *Phys. Lett. A.* – 1984. – Vol. 102, №3. – P. 141–144.
62. Барышевский, В.Г. Поверхностное параметрическое излучение релятивистских частиц / В.Г. Барышевский // *ДАН СССР.* – 1988. – Т. 299, №6. – С. 1363–1366.

63. Baryshevsky, V. First lasing of a volume FEL (VFEL) at a wavelength range $\lambda \sim 4\text{--}6$ mm / V. Baryshevsky, K. Batrakov, A. Gurinovich, I. Iliencko, A. Lobko, V. Moroz, P. Sofronov, V. Stolyarsky // Nucl. Instrum. Methods A. – 2002. – Vol. 483. – P. 21–23.
64. Baryshevsky, V.G. Experimental observation of radiation frequency tuning in "OLSE-10" prototype of volume free electron laser / Baryshevsky, K.G. Batrakov V.A. Evdokimov, A.A. Gurinovich, A.S. Lobko, P.V. Molchanov, P.F. Safronov, V.I. Stolyarsky // Nucl. Instrum. Methods B. – 2006. – Vol. 252. – P. 86–91.
65. Nanni, E.A. Nanomodulated electron beams via electron diffraction and emittance exchange for coherent x-ray generation / E.A. Nanni, E.S. Graves, D.E. Moncton // Phys. Rev. ST Accel. Beams. – 2018. – Vol. 21. – P. 014401.
66. Барышевский, В.Г. Рентгеновское излучение пространственно модулированного релятивистского пучка в кристалле (пространственно-периодической среде) / В.Г. Барышевский // Весці АН Беларусі. – 1991. – С. 31–37.
67. Барышевский, В.Г. Когерентное рассеяние фотонов на пучке каналированных частиц / В.Г. Барышевский // ДАН СССР. – 1980. – С. 331–334.
68. Барышевский, В.Г. Сверхизлучение (коллективное спонтанное излучение) фотонов атомами, движущимися в веществе / В.Г. Барышевский // ДАН БССР. – 1983. – Т. 27, №6. – С. 505–508.
69. Dicke, R.H. Coherence in spontaneous radiation processes / R.H. Dicke // Phys. Rev. – 1954. – Vol. 93. – P. 99–110.
70. Bonifacio, R. Quantum statistical theory of superradiance. I / R. Bonifacio, P. Schwendiman, F. Haake // Phys. Rev. A. – 1971. – Vol. 4. – P. 302–3013.
71. De Giorgio, V. Approximate Solution to the Superradiance Master Equation / V. De Giorgio, F. Ghielmetti // Phys. Rev. A. – 1971. – Vol. 4, №6. – P. 2415–2418.
72. Gross, M. Superradiance: an essay on the theory of collective spontaneous emission / M. Gross, S. Haroche // Phys. Rep. – 1982. – Vol. 93, №5. – P. 301–396.
73. Андреев, А.В. Кооперативные явления в оптике / А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский – М.: Физматлит, 1988.
74. Skribanowitz, N. Observation of Dicke superradiance in optically pumped HF gas / N. Skribanowitz, I.P. Herman, J.C. MacGillivray, M.S. Feld // Phys. Rev. Lett. – 1973. – Vol. 30. – P. 309–312.
75. MacGillivray, J.C. Theory of superradiance in an extended, optically thick medium / J.C. MacGillivray, M.S. Feld // Phys. Rev. A. – 1976. – Vol. 14. – P. 1169–1189.

76. Bonifacio, R. Physics of the High-Gain FEL and Superradiance / R. Bonifacio [et al.] // *Rivista del Nuovo Cimento*. – 1990. – Vol. 13, №9. – P. 1–69.
77. N.S. Ginzburg, et. al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2013. – Vol. 41, №4. – P. 646–660.
78. Bonifacio, R. Collective instabilities and high gain regime in a free electron laser / R. Bonifacio, C. Pellegrini, L. Narducci // *Opt. Commun.* – 1984. – Vol. 50. – P. 373–378.
79. Bonifacio, R. A study of linewidth, noise and fluctuations in a FEL operating in SASE / R. Bonifacio [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods A.* – 1994. – Vol. 341. – P. 181–185.
80. Saldin, E.L. Statistical properties of radiation from VUV and X-ray free electron laser / E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller, M.V. Yurkov // *Opt. Commun.* – 1998. – Vol. 148. – P. 383–403.
81. Yurkov, M.V. Statistical properties of SASE FEL radiation: experimental results from the VUV FEL at the TESLA test facility at DESY / M.V. Yurkov // *Nucl. Instrum. Methods A.* – 2002. – Vol. 483 – P. 51–56.
82. Atvazyan, V.A. Study of the statistical properties of the radiation from a VUV SASE FEL operating in the femtosecond regime / V.A. Atvazyan [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods.* – 2003. – P. 368–372.
83. Lehmkuhler, F. Single shot coherence properties of the free-electron laser SACLA in the hard X-ray regime / F. Lehmkuhler [et al.] // *Scientific reports.* – 2014. – Vol. 4. – P. 05234.
84. Penman, C. Simulation of input electron noise in the free-electron laser / C. Penman, B.W.J. McNeil // *Opt. Commun.* – 1992. – Vol. 90. – P. 82–84.
85. Yu, L.H. Generation of intense UV radiation by subharmonically seeded single-pass free-electron lasers / L.H. Yu, // *Phys. Rev. A.* – 1991. – Vol. 44. – P. 5178–5193.
86. Yu, L.H. High-gain harmonic generation free-electron laser / L.H. Yu [et al.] // *Science.* – 2000. – Vol. 289. – P. 932–934.
87. Allaria, E. Highly coherent and stable pulses from the FERMI seeded free-electron laser in the extreme ultraviolet / E. Allaria [et al.] // *Nature Photon.* – 2012. – Vol. 6. – P. 699–704.
88. Amann, J. Demonstration of self-seeding in a hard-X-ray free-electron laser / J. Amann [et al.] // *Nature Photon.* – 2012. – Vol. 6. – P. 693–698.
89. De Ninno, G. Single-shot spectro-temporal characterization of XUV pulses from a seeded free-electron laser / G. De Ninno [et al.] // *Nature Communications.* – 2015. – Vol. 6. – P. 8075.

90. Ginzburg, N.S. Cyclotron superradiance of a moving swarm under group synchronization conditions / Ginzburg, I.V. Zotova, A.S. Sergeev // JETP Lett. – 1994. – Vol. 60, №7. – P. 513–517.
91. Ginzburg, N.S. Experimental observation of cyclotron superradiance / N.S. Ginzburg [et al.] // JETP. Lett. – 1996. – Vol. 63, №5. – P. 331–335.
92. Ginzburg, N.S. Experimental observation of cyclotron superradiance under group synchronism conditions / N.S. Ginzburg [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78, №12. – P. 2365–2368.
93. Ginzburg, N.S. Experimental observation of superradiance in millimeter-wave band / N.S. Ginzburg [et al.] // Nucl. Instrum. Methods A. – 1997. – Vol. 393. – P. 352–355.
94. McNeil, B.W.J. Superradiance driven by coherent spontaneous emission in Cherenkov maser / B.W.J. McNeil, G.R.M. Robb, D.A. Jaroszynsky // Optics Comm. – 1999. – Vol. 163. – P. 203– 207.
95. Wiggins, S.M. Self-amplification of coherent spontaneous emission in a cherenkov free-electron maser / S.M. Wiggins [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84, №1. – P. 2393–2396.
96. Ginzburg, N.S. Generation of powerful subnanosecond microwave pulses by intense electron bunches moving in a periodic backward wave structure in the superradiative regime / N.S. Ginzburg [et al.] // Phys. Rev. E. – 1999. – Vol. 60, №3. – P. 3297–3304.
97. Ginzburg, N.S. The generation of Superradiance pulses by high-current subnanosecond electron bunches moving in a periodic slow-wave system: theory and experiment / N.S. Ginzburg [et al.] // JTP. 2002. – Vol. 72, №1. – P. 83–91.
98. Elchaninov, A.A. Cherenkov superradiance with a peak power higher than electron flow power / A.A. Elchaninov [et al.] // JETP Lett. – 2003. – Vol. 77, №6. – P. 266–269.
99. Elchaninov, A.A. Production of short microwave pulses with a peak power exceeding the driving electron beam power / A.A. Elchaninov [et al.] // Laser and Particle Beams. – 2003. – Vol. 21. – P. 187– 196.
100. Korovin, S.D. Generation of Cherenkov superradiance pulses with peak power exceeding the power of the driving short electron beam / S.D. Korovin [et al.] // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 74. – P. 016501.
101. Пинскер, З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах / З.Г. Пинскер. – М.: Наука, 1974. – 369 с.
102. High-energy nuclear optics of polarized particles / V.G. Baryshevsky. – Singapore: World Scientific, 2012. – 640 p.

103. Барышевский, В.Г. О рассеянии света потоком электронов, проходящих через кристалл / В.Г. Барышевский // ДАН БССР. – 1971. – Т. 15. – С. 306–308.
104. Барышевский, В.Г. О переходном излучении γ -квантов в кристалле / В.Г. Барышевский, И.Д. Феранчук // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 61, №3. – С. 945–948.
105. Baryshevsky, V.G. Parametric x-ray radiation in Crystals: theory, experiment and applications / V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk, A.P. Ulyanenko. – Berlin: Springer, 2005. – 175 p.
106. Baryshevsky, V.G. Parametric X-ray radiation at a small angle near the velocity direction of the relativistic particle / V.G. Baryshevsky // Nucl. Instrum. Methods B. – 1997. – Vol. 122. – P. 13–18.
107. Барышевский, В.Г. Влияние многократного рассеяния на параметрическое рентгеновское излучение / В.Г. Барышевский, А.О. Грубич, Ле Тьен Хай / ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94, №5. – С. 51–65.
108. Тер-Микаелян, М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях / М.Л. Тер-Микаелян. – Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1969. – 459 с.
109. Forward diffracted parametric X radiation from a silicon single crystal / H. Backe [et al.] // Nucl. Instrum. Methods B. – 2005. – Vol. 234. – P. 138–147.
110. Babaev, A.A. Coherent parametric x-radiation by the train of charged particles bunches: conditions and observation / A.A. Babaev, A.S. Gogolev, A.P. Potylitsyn // Nucl. Instrum. Methods B. – 2017. – Vol. 402. – P. 114–117.
111. Bugaev, S.P. Explosive emission of electrons / S.P. Bugaev, E.A. Litvinov, G.A. Mesyats, D.I. Proskurovskii // Sov. Phys. Usp. – 1975. – Vol. 18. – P. 51–61.
112. Graybill, S.E. The generation and diagnostics of pulsed relativistic electron beams above 10^{10} watts / S.E. Graybill, S.V. Nablo // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1967. – P. 782–788.
113. Link, W.T. Electron beams from 10^{11} – 10^{12} watt pulsed accelerators / W.T. Link // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1967. – P. 777–781.
114. Charbonnier, F.M. Intense, nanosecond electron beams / F.M. Charbonnier, J.P. Barbour, J.L. Brewster, W.P. Dyke, F.J. Grundhauser // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1967. – P. 789–793.
115. Graybill, S.E. Dynamics of pulsed high current relativistic electron beams / S.E. Graybill // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1971. – P. 438–446.

116. Shipman, I.O. The electrical design of the NRL Gamble II, 100 kilojoule, 50 nanosecond, water dielectric pulse generator used in electron beam experiments / I.O. Shipman // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1971. – P. 243–246.
117. Ионас, Дж. Ядерный синтез в микрочастицах, инициированный электронным пучком / Дж. Ионас // ПМТФ. – 1975, №4. – С. 11–22.
118. Kolb, A.C. Uses of intense electron beams / A.C. Kolb // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1967. – P. 956–961.
119. Martin, T.H. Design and performance of the Sandia laboratories Hermes II flash X-ray generator / T.H. Martin // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1969. – P. 59–63.
120. Rander, J. Charged-Particle Acceleration by Intense Electron Streams / J. Rander, B. Ecker, G. Yonas, D.J. Drickey // Phys. Rev. Lett. – 1970. – Vol. 24. – P. 283–286.
121. Дубинов, А.Е. Коллективное ускорение ионов в системах с виртуальным катодом / А.Е. Дубинов, И.Ю. Корнилова, В.Д. Селемир // УФН. – 2002. – Т. 172. – С. 1225–1246.
122. Басов, Н.Г. Лазеры на конденсированных и сжатых газах / Н.Г. Басов, В.А. Данилычев // УФН. – 1986. – Т. 148. – С. 55–100.
123. Dyke, W.P. The Field Emission Initiated Vacuum Arc. I. Experiments on Arc Initiation / W.P. Dyke, J.K. Trolan, E.E. Martin, J.P. Barbour // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 91. – P. 1043–1054.
124. Dolan, W.W. The Field Emission Initiated Vacuum Arc. II. The Resistively Heated Emitter / W.W. Dolan, W.P. Dyke, J.K. Trolan // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 91. – P. 1054–1057.
125. Martin, J.C. Nanosecond pulse techniques / J.C. Martin // Proceedings of the IEEE. – 1992. – Vol. 80. – P. 934–945.
126. Месяц, Г.А. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий / Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 13. – С. 7–10.
127. Wood, R.W. A new form of cathode discharge and the production of X-rays, together with some notes on diffraction. Preliminary communication / R.W. Wood // Phys. Rev. – 1897. – Vol. 5. – P. 1.
128. Fowler, R.H. Electron emission in intense electric fields / R.H. Fowler, L. Nordheim // Roy. Soc. Proc. – 1928. – Vol. 119A. – P. 173–181.
129. Millikan, R.A. Dependence of electron emission from metals upon field strengths and temperatures / R.A. Millikan, C.C. Lauritsen // Phys. Rev. – 1929. – Vol. 33. – P. 598.

130. Murphy, E.L. Thermionic emission, field emission, and the transition region / E.L. Murphy, R.H. Good // *Phys. Rev.* – 1956. – Vol. 102. – P. 1464–1473.
131. С.П. Бугаев и др. в сб.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: 1979. – С. 5–75.
132. Concentration and guidance of intense relativistic electron beams / D.L. Morrov [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1971. – Vol. 19. – P. 441–443.
133. Bradley, L.P. Neutron production and collective ion acceleration in a high-current diode / L.P. Bradley, G.W. Kuswa // *Phys. Rev. Lett.* – 1972. – Vol. 29. – P. 1441–1445.
134. Poukey, J.W. Theory of superpinched relativistic electron beams / J.W. Poukey, A.J. Toepfer // *Phys. Fluids.* – 1974. – Vol. 17. – P. 1582–1591.
135. D.J. Sullivan, J.E. Walsh, E.A. Coutsias in: High Power Microwave Sources, eds V.L. Granatstein, I. Alexeff, Boston, 1987. P. 441–505.
136. Poukey, J.W. Simulation of relativistic electron beam diodes / J.W. Poukey, J.R. Freeman, G. Yonas // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1973. – Vol. 10, №6. – P. 954–958.
137. Advances in modeling and simulation of vacuum electronic devices / T. M. Antonsen [et al.] // *Proceedings of the IEEE.* – 1999. – Vol. 87. – P. 804–839.
138. Xu, Q. Simulative research on the expansion of cathode plasma in high-current electron beam diode / Q. Xu, L. Liu // *Phys. Plasmas.* – 2012. – Vol. 19. – P. 093111.
139. Hybrid simulation of electrode plasmas in high-power diodes / D.R. Welsh [et al.] // *Phys. Plasmas.* – 2009. – Vol. 16. – P. 123102.
140. Alpert, D. Initiation of electrical breakdown in ultrahigh vacuum / D. Alpert, D.A. Lee, E.U. Lyman, H.E. Tomaschke // *J. Vacuum Sci. Technol.* – 1964. – Vol. 1. – P. 35–50.
141. Месяц, Г.А. Эктоны. Часть 1 / Г.А. Месяц – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. – 185 с.
142. Г.А. Месяц, Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
143. Farral, G.A. Further studies of electron emission areas on electropolished copper surfaces in vacuum / G.A. Farral, M. Owens, F.G. Hudda // *J. Appl. Phys.* – 1975. – Vol. 46. – P. 610–617.
144. Cox, B.M. Field-emission sites on unpolished stainless steel / B.M. Cox, W.T. Williams // *J. Phys. D.* – 1977. – Vol. 10. – P. 5–9.

145. Литвинов, Е.А. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах / Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский // УФН. – 1983. – Т. 139. – С. 265–302.
146. Месяц, Г.А. Эктоны. Часть 3 / Г.А. Месяц – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993 – 263 с.
147. Беломытцев, С.Я. Структура электронных пучков в сильноточных диодах / С.Я. Беломытцев, Г.А. Месяц // РЭ. – 1987. – Т. 32. С. 1569–1583.
148. Беломытцев, С.Я. Эффект экранировки в сильноточных диодах / С.Я. Беломытцев, С.Д. Коровин, Г.А. Месяц // Письма в ЖТФ. – 1980. – Т. 6. – С. 1089–1092.
149. Rehler, N.E. Superradiance / N.E. Rehler, J.H. Eberly // Phys. Rev. A. – 1971. – Vol. 3. – P. 1735–1751.
150. Bonifacio, R. Coherent spontaneous emission / R. Bonifacio, G. Preparata // Phys. Rev. A. – 1970. – Vol. 2. – P. 336–347.
151. Гинзбург, В.Л. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую / В.Л. Гинзбург, И.М. Франк // ЖЭТФ. – 1946. – Т. 16. – С. 15–28.
152. Goldsmith, P. Optical transition radiation entering metal surfaces / P. Goldsmith, J.V. Jelley // Phil. Mag. – 1959. – Vol. 4. – P. 836–844.
153. Гарибян, Г.М. Рентгеновское переходное излучение / Г.М. Гарибян, Ян Ши. – Ер.: Изд-во АрмССР, 1983. – 320 с.
154. Dolgoshein, B. Transition radiation detectors / B. Dolgoshein // Nucl. Instrum. Methods A. – 1993. – Vol. 326. – P. 434–469.
155. Schroeder, C.B. Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface / C.B. Schroeder [et al.] // Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 69. – P. 016501.
156. Gaponov, A.I. The induced radiation of excited classical oscillators and its use in high-frequency electronics / A.I. Gaponov, M.I. Petelin, V.K. Yulpatov // Radiophys. Quantum Electron. – 1967. – V. 10, №9–10. – P. 749–813.
157. Zheleznyakov, V.V. Cyclotron superradiance – classical analog of Dicke's superradiance / V.V. Zheleznyakov, V.V. Kocharovskii, Vl.V. Kocharovskii // Radiophys. Quantum Electron. – 1987. – Vol. 29, №9. – P. 830–848.
158. Il'inskii, Yu.A. Classical analog of superradiance in a system of interacting nonlinear oscillators / Yu.A. Il'inskii and N.S. Maslova // Sov. Phys. JETP. – 1988. – Vol. 67, №1. – P. 96–97.
159. Вайнштейн, Л.А. Кооперативное излучение электронов-осцилляторов / Л.А. Вайнштейн, А.И. Клеев // ДАН СССР. – 1990. – Vol. 311, №4. – P. 862–865.

160. Theory of relativistic backward-wave oscillators with end reflections / B. Levush [et al.] // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1992. – Vol. 20, №3. – P. 263–280.
161. Kuznetsov, S.P. Chaos and hyperchaos in a backward-wave oscillator / S.P. Kuznetsov, D.I. Truetskov // Radiophys. Quantum Electron. – 2004. – Vol. 47. – P. 341–355.
162. Гинзбург, Н.С. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ / Н.С. Гинзбург, С.П. Кузнецов, Т.Н. Федосеева // Изв. вузов. Радиофизика. – 1978. – Т. 21, №7. – С. 1037–1052.
163. Безручко, Б.П. Экспериментальное наблюдение стохастических автоколебаний в динамической системе электронный пучок – обратная электромагнитная волна / Б.П. Безручко, С.П. Кузнецов, Д.И. Трубецков // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29, №3. – С. 180–184.
164. Blanes, S. The Magnus expansion and some of its applications / S. Blanes, F. Casas, J.A. Oteo, J. Ros // Phys. Rep. – 2009. – Vol. 470. – P. 151–238.
165. Blanes, S. A pedagogical approach to the Magnus expansion / S. Blanes, F. Casas, J.A. Oteo, J. Ros // Eur. J. Phys. – 2010. – Vol. 31. – P. 907–918.
166. Becker, W. Many-particle quantum theory for a class of free-electron devices / W. Becker, J.K. McIver // Phys. Rep. – 1987. – Vol. 154. – P. 205–245.
167. Glauber, R.J. Coherent and incoherent states of the radiation field / R.J. Glauber // Phys. Rev. – 1963. – Vol. 131. – P. 2766–2788.
168. Барышевский, В.Г. О переходном излучении γ -квантов в кристалле / В.Г. Барышевский, И.Д. Феранчук // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 61. – С. 944.
169. Baryshevsky, V.G. Angular distribution of photons from channelled particles / V.G. Baryshevsky, I.Ya. Dubovskaya // J. Phys. C. – 1983. – Vol. 16. – P. 3663–3672.
170. Адищев, Ю.Н. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения / Ю.Н. Адищев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41, №7, С. 295–297.
171. Афанасенко, В.П. Обнаружение аномалии в угловом распределении параметрического рентгеновского излучения / В.П. Афанасенко [и др.] // Письма в ЖЭТФ, – 1990. – Т.51, №4. – С. 213–215.
172. Афанасенко, В.П. Обнаружение параметрического рентгеновского излучения протонов / В.П. Афанасенко [и др.] // Письма в ЖЭТФ, – 1991. – Т.54, №9. – С. 493–495.
173. Александров, Е.Б. В погоне за “медленным светом“ / Е.Б. Александров, В.С. Запасский // УФН. – 2006. – Т. 176, №10. – С. 1093–1102.
174. Chukovskii, F.N. Time-dependent X-ray Bragg diffraction / F.N. Chukhovskii, E. Forster // Aca Cryst. – 1995. – Vol. A51. – P. 668–672.

175. Babitski, V.S. Delay of a microwave pulse in a photonic crystal / V.S. Babitski [et al.] // J. Appl. Phys. – 2017. – Vol. 122. – P. 083104.
176. Baryshevsky, V.G. Spontaneous and induced parametric and Smith-Parcell radiation from electrons moving in a photonic crystal build from the metallic threads / V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich // Nucl. Instrum. Methods B. – 2006. – Vol. 252. – P. 92–101.
177. Baryshevsky, V.G. Cherenkov and parametric (quasi-Cherenkov) radiation produced by relativistic charged particle moving through a crystal built from metallic wires / V.G. Baryshevsky, E.A. Gurnevich // Nuc. Instrum. Methods B. – 2017. – Vol. 402. – P. 30–34.
178. Demonstration of a sub-picosecond x-ray streak camera / Z. Chang [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 69. – P. 133–135.
179. Characterization of a subpicosecond x-ray streak camera for ultrashort laser-produced plasmas experiments / P. Gallant [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – Vol. 27. – P. 3627–3633.
180. Lee, J.H. PAL-FEL laser heater commissioning / J.H. Lee [et al.] // Nucl. Instrum. Methods A. – 2017. – Vol. 843. – P. 39–45.
181. Bennet, W.H. Magnetically self-focussing stream / W.H. Bennet // Phys. Rev. – 1934. – Vol. 45. – P. 890–897.
182. Alfven, H.H. On the motion of cosmic rays in interstellar space / H.H. Alfven // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 55, №5. – P. 425–429.
183. Cherenkov maser operation at 1–2 mm wavelength / E.P. Garate [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1986. – Vol. 48, №20. – P. 1326–1328.
184. Cherenkov free electron laser operation from 375 to 1000 μm / E.P. Garate [et al.] // Nucl. Instrum. Methods A. – 1987. – Vol. 259. – P. 125–127.
185. Барышевский, В.Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях / В.Г. Барышевский – Минск: Изд-во БГУ, 1982. – 256 с.
186. Морс, Ф.М. Методы теоретической физики: в 2 т. / Ф.М. Морс, Г. Фешбах – Пер. с англ. – М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 2 т.
187. Ахиезер, А.И. Квантовая электродинамика / А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий – М.: Наука, 1981.
188. Ландау, Л.Д. Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Физматлит, 2005.
189. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – М.: Физматлит, 2005.
190. Черняев, А.П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом / А.П. Черняев – М.: Физматлит, 2004. – 152 с.

191. Джексон, Дж. Классическая электродинамика / Дж. Джексон – М.: Мир, 1965. – 703 с.
192. Бэдсел, Ч. Физика плазмы и численное моделирование / Ч. Бэдсел, А. Ленгдон – М: Энергоатомиздат, 1989.
193. Poukey, J.W. Simulation of relativistic electron beam diode / J.W. Poukey, J.R. Freeman, G. Yonas // J. Vac. Sci. Technol. – 1973. – Vol. 10, № 6. – P. 954–958.
194. Головин, Г.Т. О проблемах численного моделирования стационарных пучков заряженных частиц / Г.Т. Головин // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. – 1989. – Т. 29. – С. 423–437.
195. Verboncoeur, J.P. Particle simulation of plasmas: review and advances / J. P. Verboncoeur // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2005. – Vol. 47. – P. A231–A260.
196. Harlow, F.H. The particle-in-cell computing method for fluid dynamics / F.H. Harlow // Methods Comput. Phys. – 1964. – Vol. 3. – P. 319–343.
197. Magnetohydrodynamic particle code: Lax-Wendroff algorithm with finer grid interpolations / F. Brunel [et al.] // J. Comput. Phys. – 1981. – Vol. 43. – P. 268–288.
198. Marder, B. A method for incorporating Gauss' law into electromagnetic PIC codes / B. Marder // J. Comp. Phys. – 1987. – Vol. 68. – P. 48–55.
199. Волков, Е.А. Численные методы / Е.А. Волков. – М.: Наука. Гл. ред. физи.-мат. лит., 1987. – 248 с.
200. Хокни, Р. Численное моделирование методом частиц / Р. Хокни, Дж. Иствуд. – М.: Мир, 1987. – 640 с.

Список публикаций соискателя

Статьи в рецензируемых журналах

- 1–А. Anishchenko, S.V. Modeling of high-current devices with explosive electron emission / S.V. Anishchenko, A.A. Gurinovich // CSD. – 2014. – Vol. 7. – P. 015007.
- 2–А. Anishchenko, S.V. Cumulation of high-current electron beams: theory and experiment / S.V. Anishchenko [et al.] // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2017. – Vol. 45 №10. – P. 2739–2743.
- 3–А. Anishchenko, S.V. Electrostatic cumulation of high-current electron beams for terahertz sources / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich // Phys. Rev. Accel. Beams. – 2019. – Vol. 22. – P. 043403.

4–А. Анищенко, С.В. Переходное излучение релятивистских электронных сгустков / С.В. Анищенко, В.Г. Барышевский // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2011. №2. – С. 13–19.

5–А. Анищенко, С.В. Статистические свойства кооперативного излучения ансамбля неизохронных электронов-осцилляторов / С.В. Анищенко, В.Г. Барышевский // ЖТФ. – 2016. – Т. 61, №6. – С. 137–140.

6–А. Анищенко, С.В. Статистические свойства кооперативного излучения неизохронных электронов-осцилляторов / С.В. Анищенко, В.Г. Барышевский // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2016. №1. – С. 56–61.

7–А. Anishchenko, S.V. Statistical fluctuations in cooperative cyclotron radiation / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky // Nucl. Instrum. Methods A. – 2018. – Vol. 879. – P. 77–83.

8–А. Anishchenko, S.V. Statistical fluctuations of radiation in quasi-Cherenkov generators / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky // Nucl. Instrum. Methods B. – 2017. – Vol. 402. – P. 190–193.

9–А. Анищенко, С.В. Влияние тепловых флуктуаций электромагнитного поля на начальную стадию генерации сверхизлучения Дике / С.В. Анищенко, В.Г. Барышевский // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2016. №1. – С. 62–67.

10–А. Anishchenko, S.V. Time dependence of the intensity of parametric x-ray radiation produced by relativistic particles passing through crystals / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich // Nucl. Instrum. Methods B. – 2012. – Vol. 293. P. 35–41.

11–А. Anishchenko, S.V. Time dependence of the intensity of parametric quasi-Cherenkov radiation produced by relativistic particles passing through electromagnetic (photonic) crystals / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich // J. Nanophotonics. – 2012. – Vol. 6. – P. 061714.

Статьи в материалах конференций

12–А. Анищенко, С.В. Излучение электронных сгустков, образованных в релятивистском вакуумном диоде / С.В. Анищенко, В.Г. Барышевский // Сборник научных трудов международной школы-конференции молодых ученых и специалистов “Современные проблемы физики“, Минск, 9–11 июня 2010 / Под ред. В.В. Машко, В.З. Зубелевича, А.В. Бутеня. – 2010. – С. 276–279.

13–А. Anishchenko, S.V. Modeling of explosive electron emission and electron beam dynamics in high-current devices / S.V. Anishchenko, A.A. Gurinovich // J. Phys.: Conf. Ser. – 2014. – Vol. 490. – P. 012116.

14–А. Anishchenko, S. Electrostatic cumulation of high-current electron beams for terahertz applications / S. Anishchenko, V. Baryshevsky, A. Gurinovich // Proc. of PPPT'2018 Conference, 17–21 September 2018, Minsk, Belarus. – 2018. – P. 4–7.

15–А. Anishchenko, S.V. Statistical properties of cooperative radiation produced by nonisochronous electrons-oscillators / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky // Nonlinear Dynamics and Applications. – 2016. – Vol. 22. – P. 19–31.

16–А. Anishchenko, S.V. Cumulation of high-current electron beams / S.V. Anishchenko [et al.] // Nonlinear Dynamics and Applications. – 2015. – Vol. 21. – P. 14–23.

Статьи в сборниках

17–А. Анищенко, С.В. Электростатическая кумуляция сильноточных электронных пучков / С.В. Анищенко [и др.] // Фундаментальные и прикладные физические исследования. 2010–2016 гг. : сб. ст. / Изд. центр БГУ; редкол.: С.А. Максименко (отв. ред.) [и др.]. – Минск, 2016. – С. 45–59.

Тезисы докладов

18–А. Study of electron beam dynamics in a planar diode with explosive emission cathode / S. Anishchenko [et al.] // 2015 IEEE International Conference on Plasma Sciences (ICOPS), 24–28 May 2015, Antalya, Turkey. – 2015. DOI: 10.1109/PLASMA.2015.7179865.

19–А. Anishchenko, S.V. Cooperative parametric (quasi-Cherenkov) radiation produced by electron bunches in natural or photonic crystals / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky // Channeling 2014 – Book of Abstracts of 6th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, 5–10 October 2014, Capri, Italy. – 2014. – P. 53.

20–А. Anishchenko, S.V. Statistical fluctuations of radiation in quasi-cherenkov generators / S.V. Anishchenko, V.G. Baryshevsky // Channeling 2016 – Book of Abstracts of 6th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena, 25–30 September 2016, Capri, Italy. – 2016. – P. 117.