

УДК 621.385.6

КП

№ госрегистрации 0109U001378

Инв. №

Министерство образования и науки Украины  
Сумский государственный университет  
(СумГУ)

40007, г. Сумы, ул. Римского-Корсакова, 2  
тел.: (0542) 39-23-72, факс: (0542) 33-40-58

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по  
научной работе СумГУ  
д.ф.-м.н., профессор  
А.Н. Чёрноус  
2010.12.25

## ОТЧЕТ

о научно-исследовательской работе

# ФИЗИКА ФОРМИРОВАНИЯ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПРИБОРАХ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ МАТЕРИАЛОВ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

(промежуточный)

Начальник НИЧ

к.т.н., доцент

В.А. Осипов

Руководитель НИР

д.ф.-м.н., профессор

Г.С. Воробьев

2010

Рукопись закончена 25 декабря 2010 г.

Результаты работы рассмотрены научным советом СумГУ,  
протокол № 6 от 23.12.2010

## СПИСОК АВТОРОВ

Руководитель НИР: докт. физ.-мат. наук, проф.	(2010.12.25)	Г.С. Воробьев Введение, выводы, разделы 1, 2
Старший научный сотрудник, докт. физ.-мат. наук, доц.	(2010.12.25)	А.В. Хоменко раздел 4
Доцент, канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	А.В. Лысенко раздел 3
Инженер II категории	(2010.12.25)	Л.В. Победина подраздел 3.3
Доцент, канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	А.И. Рубан подраздел 2.3
Доцент, канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	А.С. Кривец подраздел 1.3
Доцент, канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	М.В. Петровский подраздел 2.1
Старший преподаватель, канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	А.А. Дрозденко раздел 1
Старший преподаватель, канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	В.О. Журба подраздел 2.4
Младший научный сотрудник	(2010.12.25)	А.А. Рыбалко раздел 2
Ассистент	(2010.12.25)	М.Ю. Ромбовский раздел 3
Ассистент	(2010.12.25)	В.В. Коваль раздел 3
Младший научный сотрудник	(2010.12.25)	Ю.В. Шульга подраздел 1.2

Лаборант	(2010.12.25)	А.А. Пономарева раздел 1
Ведущий научный сотрудник ИПФ канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	А.Г. Пономарев раздел 1
Старший преподаватель, канд. физ.-мат. наук	(2010.12.25)	Я.А. Ляшенко подраздел 4.1
Аспирант	(2010.12.25)	Н. В. Проданов подраздел 4.2
Младший научный сотрудник	(2010.12.25)	И.В. Барсук подраздел 1.2
Лаборант	(2010.12.25)	Д.А. Дрозденко подраздел 3.1
Лаборант	(2010.12.25)	Ю.А. Рыбалко подраздел 2.2
Студент	(2010.12.25)	С.Н. Чепульский подраздел 4.2
Студент	(2010.12.25)	Ю.В. Щербак подраздел 4.1

## РЕФЕРАТ

Промежуточный отчёт о НИР: 86 стр., 20 рис., 3 табл., 41 источник.

Объект исследований – процессы формирования потоков заряженных частиц в приборах для диагностики материалов атомной энергетики.

Цель работы – установление общих физических закономерностей формирования потоков заряженных частиц, в электрофизических установках по диагностике материалов атомной энергетики и использования их в практических приложениях.

Методы исследований – метод матрицантов, метод Эверхарта, метод иерархических асимптотических колебаний и волн, метод классической молекулярной динамики.

В работе предложена концепция зондоформирующих систем со свободными параметрами, в качестве которых принимаются дополнительные источники питания магнитных квадрупольных линз. Представлены результаты разработки универсальной экспериментальной установки и общей методики моделирования электромагнитных процессов в многосвязных квазиоптических системах источников излучения миллиметровых и субмиллиметровых волн. Построена самосогласованная мультигармоническая кубически-нелинейная теория плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитронной накачкой. Исследовано влияние постоянной решетки нановыступа, в процессе эксфолиации графита и образования кусочка графена, которые могут быть использованы при производстве новых материалов атомной энергетики.

АББЕРАЦИЯ, ВОЛНА, ВОЛНОВОД, ГРАФЕН, ИЗЛУЧЕНИЕ, ЛАЗЕР, ЛИНЗА, ЭЛЕКТРОН.

## СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ .....	7
ВВЕДЕНИЕ.....	8
РАЗДЕЛ 1 ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗОНДОФОРМИРОВАНИЯ С УЧЕТОМ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ АББЕРАЦИЙ СИСТЕМЫ.....	9
1.1 Концепция зондоформирующих систем со свободными параметрами ..	9
1.2 Метод оптимизации нелинейных процессов формирования пучка ионов в квадрупольных системах со свободными параметрами.....	14
1.3 Исследование нелинейных процессов формирования пучка в системе из четырёх квадрупольей с индивидуальными источниками питания линз .....	19
Выводы к разделу 1 .....	24
РАЗДЕЛ 2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБЩАЯ МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВОЛН В МНОГОСВЯЗНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ .....	26
2.1 Общие принципы волнового моделирования и построения экспериментальной установки .....	26
2.2 Выбор режимов моделирования пространственных волн .....	31
2.3 Функциональная схема экспериментальной установки и назначение её основных узлов.....	37
2.4 Общая методика моделирования электромагнитных явлений в многосвязных квазиоптических системах .....	42
Выводы к разделу 2 .....	46
РАЗДЕЛ 3 ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННО- ПУЧКОВЫХ СУПЕРГЕТЕРОДИННЫХ ЛАЗЕРАХ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С Н-УБИТРОННОЙ НАКАЧКОЙ.....	47
3.1 Модель.....	48
3.2 Режимы работы .....	50
3.3 Уравнения для амплитуд поля.....	53
3.4 Инкременты нарастания.....	57

	6
3.5 Анализ нелинейной динамики волновых процессов .....	61
Выводы к разделу 3 .....	68
РАЗДЕЛ 4 МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА ПОЛУЧЕНИЯ ГРАФЕНА МЕХАНИЧЕСКИМ РАССЛОЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА .....	69
4.1 Методология .....	70
4.2 Результаты моделирования .....	75
Выводы к разделу 4 .....	81
ВЫВОДЫ .....	82
ПЕРЕЧЕНЬ ССЫЛОК .....	83

## ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

ЗФС – зондоформирующая система

КИИП – квадруплет с индивидуальным источником питания

РРК – распределенный «русский» квадруплет

ДР – дифракционная решетка

МДС – металлодиэлектрическая структура

ГДИ – генератор дифракционного излучения

ДИ – дифракционное излучение

ДВ – диэлектрический волновод

МСМ – миллиметровые и субмиллиметровые волны

КСВ – коэффициент стоячей волн

ЭП – электронный поток

ЛБВ – лампа бегущей волны

ЛОВ – лампа обратной волны

ОР – открытый резонатор

ЛСЭ – лазер на свободных электронах

ВПЗ – волна пространственного заряда

## ВВЕДЕНИЕ

Потоки заряженных частиц являются неотъемлемой составляющей многих электрофизических приборов, используемых как в промышленных технологических установках, при обработке разнообразных материалов, так и при проведении научных исследований, в дефектоскопии и неразрушающем контроле качества материалов для потребностей атомной энергетики. К таким приборам в первую очередь относятся высококогерентные источники электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового (МСМ) диапазонов волн, которые построены на основе эффекта Смита-Парселла и плазма-пучковых релятивистских электродинамических системах, а также ионные микронзонды и электронные микроскопы.

**Актуальность темы.** Практически все важные характеристики электровакуумных приборов и установок, которые используются при изготовлении и диагностике материалов атомной энергетики, зависят от качества формирования, пространственной конфигурации и микроструктуры потоков заряженных частиц, а также физики волновых процессов при взаимодействии их с электромагнитными полями, которые используются при диагностике материалов. Такие исследования позволяют разрабатывать новые электрофизические устройства для диагностики и изготовления материалов, усовершенствовать существующие установки и методы формирования потоков заряженных частиц.

**Цель работы.** Установление общих физических закономерностей формирования потоков заряженных частиц, их взаимодействия с электромагнитными полями и веществом, улучшения параметров зондоформирующих и электродинамических систем, а также исследования новых материалов, которые могут быть использованы в атомной энергетике.



## РАЗДЕЛ 1

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗОНДОФОРМИРОВАНИЯ С УЧЕТОМ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ АББЕРАЦИЙ СИСТЕМЫ

В данном разделе предложена концепция зондоформирующих систем со свободными параметрами, в качестве которых принимаются дополнительные источники питания магнитных квадрупольных линз. Введение свободных параметров позволяет более гибко управлять процессом формирования пучка. Для определения величины этих параметров был усовершенствован метод оптимизации нелинейных процессов формирования пучка ионов в квадрупольных системах. Критерий оптимизации основан на величине коллимированного аксептанса приведенного к размеру огибающей пучка. Проведено исследование нелинейных процессов формирования пучка в системе из четырех квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания линз, в результате чего было показано, что рассмотренная система по ряду параметров значительно превосходит квадрупольные зондоформирующие системы, применяющиеся в настоящее время. Так, аксептанс и концентрирующее действие квадруплета с индивидуальными источниками питания превышает на порядок соответствующие параметры «русского квадруплета».

#### **1.1 Концепция зондоформирующих систем со свободными параметрами**

Сфокусированные пучки ионов с энергией несколько МэВ находят широкое применение как в задачах микроанализа при определении распределения примесей в исследуемых образцах, так и в нанотехнологиях при создании трехмерных низкоразмерных структур. Высокая магнитная жесткость пучка, которая определяется энергией и массой ионов, предопределяет применение ионно-оптических элементов с сильной

фокусировкой. Поэтому наиболее эффективно в системах зондоформирования пучка ионов используются магнитные квадрупольные линзы. В настоящее время в ядерных микрозондах применяются два типа компоновки зондоформирующих систем (ЗФС) представленных на рис. 1.1. Одноступенчатые квадрупольные ЗФС (рис. 1.1а) состоят, как правило, из двух коллиматоров (объектного и углового), задающих начальное фазовое множество пучка, и ряда магнитных квадрупольных линз, расположенных вдоль оптического тракта, причем каждая из линз может быть запитана от одного из двух источников питания с возможностью инверсного направления тока в катушках. Такая компоновка ЗФС в настоящее время позволяет создавать на мишени пятно с наилучшими параметрами (размер пятна  $290 \times 450 \text{ нм}^2$  с током 50 пА для протонного пучка и  $32 \times 75 \text{ нм}^2$  при токе на уровне 1 фА для пучка ионов  $\text{H}_2^+$  [1]). Одним из недостатков такой компоновки является отсутствие возможности варьировать коэффициенты уменьшения системы, что приводит в случае необходимости изменения размеров пучка на мишени к неэффективному уменьшению размеров коллиматоров и значительному уменьшению тока пучка.

Другая компоновка, в виде многоступенчатой квадрупольной ЗФС (рис. 1.1 б), представляет набор из нескольких одноступенчатых систем с двумя источниками питания на каждой из ступеней. В такой телескопической системе виртуальное пятно сфокусированного пучка является объектом, размеры которого уменьшаются последующей ступенью. При этом создается возможность менять коэффициенты уменьшения, однако в каждой виртуальной плоскости изображения значительно увеличивается расходимость пучка, что влияет на размер пятна вследствие aberrаций. Поэтому возникает необходимость в промежуточном коллимировании пучка для удаления частиц с большими углами расходимости, а это в свою очередь также уменьшает ток пучка.

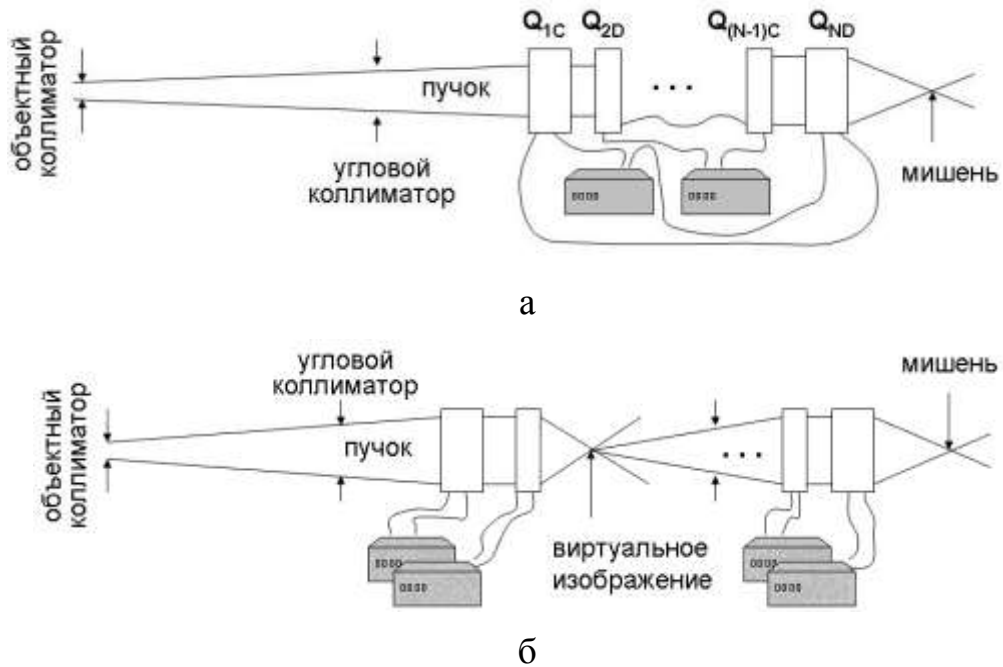


Рисунок 1.1 - Компоновка зондоформирующих систем:  
 а - одноступенчатая система с двумя независимыми источниками питания линз; б - многоступенчатая система.  $Q_{it}$  — обозначение квадрупольной линзы,  $i$  — порядковый номер линзы в системе,  $t$  — направление тока в катушках,  $C, D$  — прямое и инверсное соответственно.

В квадрупольных одноступенчатых ЗФС ядерного микрозонда для создания стигматической фокусировки пучка на мишени необходимо минимум два независимых источника питания линз. Поэтому в ЗФС с числом квадрупольных линз  $N > 2$  первые  $N-2$  квадруполь (по ходу пучка) не имеют независимого источника питания и объединены с одной из линз финального дублета. Такое объединение ограничивает их возможности воздействовать на пучок независимо. Одним из путей расширения этих возможностей явилось применение ЗФС с распределенными вдоль оптической оси  $N-2$  квадрупольями, что позволило увеличить коэффициенты уменьшения при незначительном росте aberrаций. Это в совокупности привело к росту аксептанса ЗФС приведенного к размеру пятна на мишени. Решению оптимизационной задачи, основанной на принципе максимума приведенного аксептанса посвящена работа [2]. Здесь рассмотрено параметрическое

множество магнитных квадрупольных зондоформирующих систем с двумя независимыми источниками питания, где в качестве параметров были выбраны количество линз в системе  $N=3\dots 6$  и геометрическое расположение первых  $N-2$  линз вдоль оптической оси. Аналогичная задача решалась в работах [3, 4] с применением других критериев оптимальности системы. В результате решения оптимизационной задачи было показано, что в ряде распределенных квадрупольных ЗФС оптимум реализуется, когда первые  $N-2$  линзы системы находятся на значительном расстоянии друг от друга. Как известно задача совмещения оси одиночной квадрупольной линзы с оптической осью не имеет точного решения, когда для юстировки используется влияния линзы на пучок в качестве обратной связи. Поэтому трудности реализации таких систем на практике связаны с абберациями позиционирования одиночных квадрупольных линз, имеющих высокие возбуждения. Для того чтобы уменьшить абберации позиционирования в работах [5-7] применяется распределенный «русский» квадруплет, у которого первые две линзы объединены в дублет. Например, в интегрированном дублете [8] ярмо и полюсные наконечники изготовлены из одного куска магнитомягкого материала, за счет чего линзы имеют жесткую механическую связь. Такая конструкция дублета позволяет совместить ось каждой из линз с оптической осью с достаточной степенью точности. Однако ЗФС с двумя независимыми источниками питания имеют не оптимальные ионно-оптические свойства в силу вынужденного объединения линз в дублет.

Концепция одноступенчатых квадрупольных ЗФС с двумя источниками питания состоит в том, что каждая из линз системы  $Q_i, i=1, \dots, N$ , имеет одно из четырех возможных состояний запитывания  $\{I_{+1}, I_{-1}, I_{+2}, I_{-2}\}$ , где каждое состояние определяется величиной тока одного из двух источников питания и полярностью подключения возбуждающих катушек линз. Определение величины тока в каждом из источников осуществляется из условия стигматической фокусировки пучка на поверхности мишени. В силу того, что квадрупольная линза не обладает осевой симметрией, поэтому поверхность мишени будет совпадать с гауссовой плоскостью изображения, если будет обеспечена фокусировка всей ЗФС в двух поперечных направлениях  $x, y$ . Тем

самым условие стигматической фокусировки сводится к двум нелинейным трансцендентным уравнениям:

$$\begin{aligned} f_x(I_1, I_2, L_i, a_i, r_i) &= 0, \\ f_y(I_1, I_2, L_i, a_i, r_i) &= 0, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где  $I_1, I_2$  - величина тока первого и второго источников питания, геометрические параметры:  $L_i, a_i, r_{ai}$  - длина эффективного поля, дрейфовое предрасстояние и радиус апертуры линзы с номером  $i$  соответственно ( $i = 1, \dots, N$ ).

Решение системы уравнений (1.1) при фиксированных значениях геометрических параметров позволяет найти питание каждой из линз и определить ионно-оптические свойства ЗФС в целом. Здесь стоит отметить, что изменение геометрических параметров может осуществляться только на стадии их теоретического анализа. Когда ЗФС создана в виде изготовленных узлов и систем, тогда могут изменяться только дрейфовые предрасстояния и то лишь в незначительных пределах.

Концепция зондоформирующих систем со свободными параметрами состоит в добавлении источников питания, которые определяют дополнительные состояния запитывания линз  $\{I_{\pm j}\}$ ,  $j=1, \dots, k$ ,  $k \leq N-2$ . Тогда система (1.1) преобразовывается к виду:

$$\begin{aligned} f_x(I_1, I_2, I_j, L_i, a_i, r_i) &= 0, \\ f_y(I_1, I_2, I_j, L_i, a_i, r_i) &= 0. \end{aligned} \quad (1.2)$$

В данном случае система уравнений (1.2) имеет бесконечное множество решений из-за неопределенности свободных параметров  $I_j$ ,  $j=1, \dots, k$ ,  $k \leq N-2$ . Однако введение свободных параметров позволяет более гибко управлять процессом формирования пучка, что основано на принципах выбора оптимальных значений свободных параметров. Для этого был усовершенствован метод оптимизации квадрупольных ЗФС, основанный на принципе максимального акцептанса системы.

## 1.2 Метод оптимизации нелинейных процессов формирования пучка ионов в квадрупольных системах со свободными параметрами

Стремление повысить пространственное разрешение ядерного микроскопа основано на поиске ЗФС с большими коэффициентами уменьшения при низких абберациях. Однако критерий, который позволяет учитывать конкурирующее действие коэффициентов уменьшения и аббераций в процессе зондоформирования, может быть определен различными способами. Наиболее обоснованными и понятными с физической точки зрения являются два критерия. Первый основан на получении минимальных размеров огибающей пучка в плоскости мишени при фиксированном токе. Во втором критерии требуется получить максимальный ток пучка при фиксированных размерах огибающей на мишени. С математической точки зрения оба критерия являются идентичными с той лишь разницей, что в первом случае строится функция цели (размеры огибающей), для которой находится минимум, а во втором функция цели (аксептанс) определяется из требований нахождения ее максимума. В обоих случаях в результате решения оптимизационной задачи определяются оптимальные размеры объектного и апертурного коллиматоров. Преимуществом такой постановки задачи является интегральный учет всех ионно-оптических свойств ЗФС принимающих участие в процессе транспортировки сформированного коллиматорами фазового множества из плоскости объекта на плоскость мишени. Для оптимизации квадрупольных ЗФС со свободными параметрами применяется второй критерий, основанный на величине коллимированного аксептанса  $\mathcal{A}_d$  приведенного к размеру огибающей, которая имеет форму квадрата со стороной  $d$ . В данном случае такая формулировка означает, что величина  $\mathcal{A}_d$  равна максимальному фазовому объему сформированному прямоугольными объектным и апертурным коллиматорами, который с помощью мультиплета магнитных квадрупольных линз может быть трансформирован на плоскость мишени с поперечными размерами не превышающими размер квадрата  $d \times d$ .

В преобразовании фазовых координат объект-мишень здесь учитываются ионно-оптические свойства ЗФС, которые определяются коэффициентами уменьшения, хроматическими aberrациями, собственными сферическими aberrациями и сферическими aberrациями, вызванными паразитными секступольными и октупольными компонентами поля линз.

Для определения ионно-оптических свойств ЗФС применяется математическая модель, в которой оси каждой линзы совмещены с оптической осью пучка. При этом распределение магнитного поля без учета мультипольных паразитных компонент в области прохождения пучка может быть представлено магнитным скалярным потенциалом  $w(x, y, z)$  в следующем виде:

$$w(x, y, z) = 2W_2(z)xy - W_2''(z) x^3y/6 - W_2''(z) xy^3/6 \dots, \quad (1.3)$$

где распределение вдоль оси  $z$  основной квадрупольной компоненты  $W_2$ , схематически показаны на рис. 1.2.

Как видно из рис. 1.2 распределение магнитного поля вдоль оси ЗФС зависит от ряда параметров, которые связаны как с величиной протяженности поля магнитных квадрупольных линз, так и с их расположением вдоль оптического тракта. При оптимизационных расчетах предполагается прямоугольная модель продольного распределения поля вдоль оси системы. Зависимость градиента поля каждой линзы  $W_{2,i}$  связана с величиной магнитного поля на полюсном наконечнике  $B_i$  соотношением  $W_{2,i} = B_i/r_{ai}$ , где  $r_{ai}$  — радиус апертуры  $i$ -ой линзы ( $i = 1 \dots N$ ). В свою очередь зависимость магнитного поля на полюсе от тока в катушках  $I_i$ , задаваемого источником с номером  $i$  определяется из экспериментальных зависимостей  $B_i = B_i(I_i)$ . В векторе  $\tau = (a_i, g, L_i, B_i)$ ,  $i = 1 \dots N$ , параметры ЗФС имеют следующие определения:  $a_i$  — дрейфовое предрасстояние линзы с номером  $i$ ;  $g$  — рабочее расстояние (расстояние между мишенью и эффективной границей поля последней линзы);  $L_i$  — эффективные длины поля линз ( $i = 1 \dots N$ );  $B_i$  — величины магнитного поля на полюсах линз.

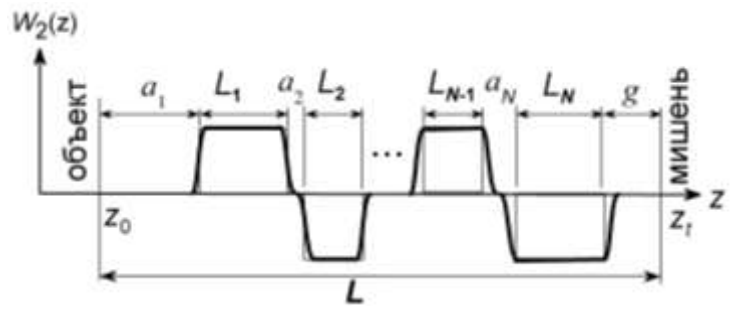


Рисунок 1.2 - Схематическое представление продольного распределения поля в квадрупольной ЗФС.

Рассматриваемые ЗФС являются ионно-оптическими системами с прямолинейной осевой траекторией, поэтому траекторные уравнения движения заряженных частиц пучка в таких системах имеют вид:

$$\begin{aligned} x'' &= \frac{q}{p_0(1+\delta)} (y'B_z - B_y - x'^2 B_y + x'y'B_x) \sqrt{1+x'^2+y'^2}, \\ y'' &= \frac{q}{p_0(1+\delta)} (B_x - x'B_z - x'y'B_y + y'^2 B_x) \sqrt{1+x'^2+y'^2}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

с начальными условиями

$$x(z_0) = x_0, \quad x'(z_0) = x'_0, \quad y(z_0) = y_0, \quad y'(z_0) = y'_0, \quad (1.5)$$

где  $q$  - заряд частицы;  $p_0$  - средний импульс частиц в пучке;  $\delta$  - отклонение импульса частицы от средней величины;  $B_x(x, y, z, \mathbf{\tau})$ ,  $B_y(x, y, z, \mathbf{\tau})$ ,  $B_z(x, y, z, \mathbf{\tau})$  - составляющие магнитного поля, которые определяются скалярным магнитным потенциалом (1.3) и в общем случае зависят от вектора параметров  $\mathbf{\tau}$ ;  $x, y$  - координаты частицы, задающие ее отклонение от оси  $z$ ,  $x', y'$  - угловые координаты, задающие направление движения частицы относительно оси  $z$ .

Уравнения (1.4) являются нелинейными относительно поперечных координат  $x, y$ , где отсутствует учет сил пространственного заряда пучка вследствие малого тока ( $\sim 100$  пА) и релятивистского эффекта, так как энергия ионов находится на уровне нескольких МэВ. Приближенное решение задачи Коши для уравнений (1.4), ищется как преобразование исходных фазовых координат  $(x_0, x'_0, y_0, y'_0)$  из плоскости объекта ( $z_0$ ) в плоскость мишени ( $z_i$ ) в виде:



$$\begin{aligned}
 x_t &= x_0/D_x + C_{px}x'_0\delta + \sum_{\substack{i,j \\ i+j=3}} \langle x/x'_0 y'_0{}^j \rangle x_0{}^i y_0{}^j, \\
 y_t &= y_0/D_y + C_{py}y'_0\delta + \sum_{\substack{i,j \\ i+j=3}} \langle y/x'_0 y'_0{}^j \rangle x_0{}^i y_0{}^j,
 \end{aligned}
 \tag{1.6}$$

где  $D_{x(y)} = D_{x(y)}(\boldsymbol{\tau})$  - коэффициенты уменьшения в  $x$  и  $y$  направлениях,  $C_{px(y)} = C_{px(y)}(\boldsymbol{\tau})$  - коэффициенты хроматической аберрации,  $\langle x/x'_0 y'_0{}^j \rangle = A_{xij}(\boldsymbol{\tau})$ ,  $\langle y/x'_0 y'_0{}^j \rangle = A_{yij}(\boldsymbol{\tau})$  - коэффициенты сферической аберрации третьего порядка, вызванные краевыми эффектами квадрупольной компоненты линз.

Для нахождения ионно-оптических свойств применялся метод матрицантов, изложенный в [9]. Несложно видеть, что ионно-оптические свойства зависят от параметров ЗФС определенных выше. Поэтому выбор оптимальных параметров должен удовлетворять некоторому критерию, отвечающему физическим принципам зондоформирования.

Стремление повысить пространственное разрешение ЗФС основано на поиске систем с большими коэффициентами уменьшения при низких аберрациях, так как исходя из вида соотношений (1.6) первые приводят к уменьшению пятна на мишени, а вторые - к его увеличению. Но во всех ЗФС рост коэффициентов уменьшения ведет к значительному увеличению аберраций, на основании этого при оптимальном соотношении коэффициентов уменьшения и аберраций в конкретно выбранной системе достигается возможность создания на мишени пятна с размерами  $d \times d$  и высокой концентрацией ионов. Поэтому критерием качества ЗФС может быть выбрана величина тока на мишени в пятне заданных размеров. Ток пучка  $I_b$  связан с нормализованной яркостью  $b$  и нормализованным эмиттансом пучка  $\varepsilon$  соотношением  $I_b = b \cdot \varepsilon$ . Из того, что на входе в зондоформирующую систему величина  $b$  фиксированная, следует  $\max(I_b) \sim \max(\varepsilon) = \mathcal{A}_d$ . Но максимальный эмиттанс пучка, который ЗФС может сфокусировать в пятно заданных размеров, равен аксептансу системы  $\mathcal{A}_d$ . Аксептанс определяется оптимальными параметрами коллиматоров:

$$\mathcal{A}_d = 16 r_x r_y R_x R_y / a_0^2,
 \tag{1.7}$$

где  $2r_x, 2r_y$  - размеры прямоугольного объектного коллиматора;  $2R_x, 2R_y$  - размеры прямоугольного углового коллиматора;  $a_0$  — расстояние между коллиматорами.

Согласно (1.6) одни и те же размеры пятна на мишени для данной зондоформирующей системы можно получить различными комбинациями объектного и углового коллиматоров. Так уменьшая размеры объектного коллиматора пятно на мишени останется неизменным за счет абберационного расширения пучка при увеличении углового коллиматора. На основании выше сказанного для каждой зондоформирующей системы существует оптимальный набор объектного и углового коллиматоров, которые обеспечивают максимальный ток пучка при заданных размерах пятна на мишени. Стоит отметить, что размеры коллиматоров и, следовательно, аксептанс зависят от параметров ЗФС. Задача оптимального коллимирования пучка в зондоформирующих системах со свободными параметрами может быть формализована в виде:

$$\mathcal{A}_d^* = \max_{B_j} ( \max_{r_x, r_y, R_x, R_y} \mathcal{A}_d(\boldsymbol{\tau}) ), \quad \mathcal{A}_d(\boldsymbol{\tau}) = \text{vol}(\mathbf{g}_0(\boldsymbol{\tau})), \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} g_0 = \{ (x_0, y_0, x'_0, y'_0) \mid |x_0| < r_x, \quad |y_0| < r_y, \\ -\frac{R_x - x_0}{a_0} \leq x'_0 \leq \frac{R_x + x_0}{a_0}, \quad -\frac{R_y - y_0}{a_0} \leq y'_0 \leq \frac{R_y + y_0}{a_0}, \\ |x_t| \leq d/2, \quad |y_t| \leq d/2, \quad |\delta| \leq \delta_{\max} \}, \end{aligned}$$

$$f_x(B_1, B_2, B_j, L_i, a_i, r_i) = 0,$$

$$f_y(B_1, B_2, B_j, L_i, a_i, r_i) = 0,$$

$$\text{где } x_t = x_0/D_x(\boldsymbol{\tau}) + C_{px}(\boldsymbol{\tau})x'_0\delta + \sum_{\substack{i,j \\ i+j=3}} A_{ij}(\boldsymbol{\tau})x_0'^i y_0'^j,$$

$$y_t = y_0/D_y(\boldsymbol{\tau}) + C_{py}(\boldsymbol{\tau})y'_0\delta + \sum_{\substack{i,j \\ i+j=3}} A_{yij}(\boldsymbol{\tau})x_0'^i y_0'^j,$$

$\mathcal{A}_d^*$  - максимальный аксептанс системы равный величине фазового объема пучка  $\mathbf{g}_0$ , сформированного при помощи двух прямоугольных коллиматоров, который будет трансформирован с помощью ЗФС в плоскость мишени в квадратное пятно размером  $d$ .

### 1.3 Исследование нелинейных процессов формирования пучка в системе из четырех квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания линз

Общая схема квадруплета с индивидуальными источниками питания (КИИП) показана на рис. 1.3, где указаны обозначения всех параметров ЗФС. Задача оптимизации процесса формирования зонда в [2-4] основана на выборе геометрических параметров ЗФС. В постановке оптимизационной задачи в данной работе добавлены два параметра определяющих поле  $B_1$  и  $B_2$  на полюсах первых двух магнитных квадрупольных линз. Эти параметры также как и геометрические параметры могут влиять на ионно-оптические характеристики ЗФС, от которых зависит величина  $\mathcal{A}_d$ . Следовательно оптимальные величины  $B_1$  и  $B_2$  могут быть найдены в результате решения оптимизационной задачи (1.8) с фиксированными геометрическими параметрами в виде:

$$\mathcal{A}_d^* = \max_{B_1, B_2} \mathcal{A}_d(B_1, B_2), \quad (1.9)$$

$$|B_1| \leq B_{1,max}, |B_2| \leq B_{2,max}.$$

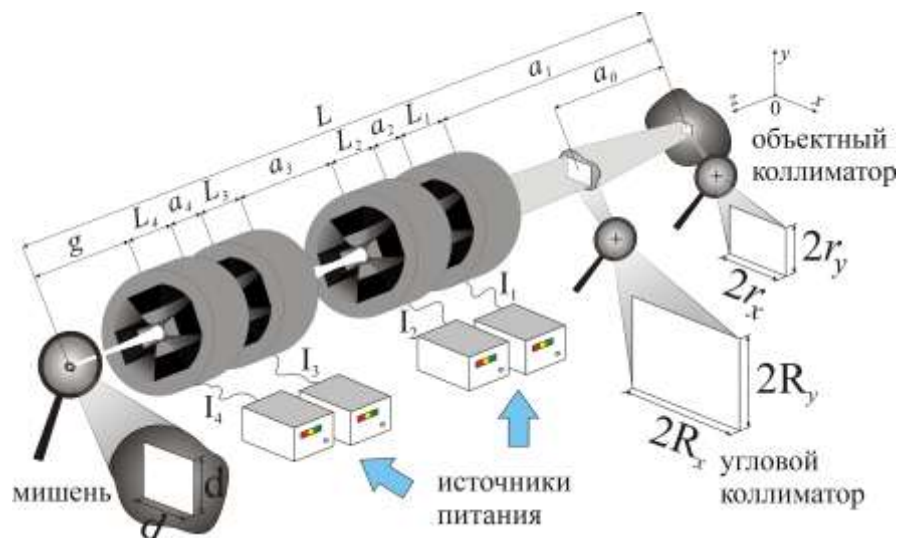


Рисунок 1.3 - Схема расположения магнитных квадрупольных линз в квадруплете с индивидуальными источниками питания

Одной из основных целей настоящей работы является поиск путей

усовершенствования Сумского ядерного микрозонда, в котором применяется распределенный «русский» квадруплет (РПК). Геометрические параметры сумского РПК [7] наиболее близкие к реальной оптической системе, которые принимались в расчетах имеют следующие значения (рис. 1.3):  $a_1=2.504$  м;  $a_2=a_4=0.0394$  м;  $a_3=0.7875$  м;  $g=0.23554$  м;  $L_1=L_4=0.07141$  м;  $L_2=L_3=0.05067$  м;  $r_{a,i}=0.0065$  м,  $i=1\dots4$ . Максимальная величина поля на полюсе для всех линз  $B_{max}=B_{i,max}=0.42$  Тл,  $i=1\dots4$ . Подсоединение третьей и четвертой линз к своим источникам питания были в конфигурации  $C3D4$ , где  $C3$  – обозначает, что линза подсоединена к третьему источнику питания и обеспечивает сходимость пучка в плоскости  $xOz$ , а  $D4$  – обозначает, что линза подсоединена к четвертому источнику питания и обеспечивает расходимость пучка в плоскости  $xOz$ . При таком подсоединении поле на полюсах линз изменяется в пределах  $0 < B_3 \leq B_{max}$ ,  $-B_{max} \leq B_4 < 0$ . Для того, чтобы избежать рассмотрения различных вариантов подключений к своим индивидуальным источникам питания первых двух линз величины поля  $B_1$  и  $B_2$  изменялись в пределах  $[-B_{max}, B_{max}]$ . Это означает, что если поле на полюсе имеет положительное значение, то магнитная квадрупольная линза обеспечивает сходимость пучка в плоскости  $xOz$  и наоборот для отрицательного значения поля линза обладает свойством расходимости пучка в плоскости  $xOz$ . В задаче оптимизации (1.9) рассматривался пучок протонов с энергией 2 МэВ и разбросом по импульсу  $\delta=5 \cdot 10^{-4}$ , а величина аксептанса  $\mathcal{A}_{1.0}$  приведена к размеру огибающей в плоскости мишени  $d=1.0$  мкм. При расчете ионно-оптических характеристик, которые включают коэффициенты уменьшения, хроматические и собственные aberrации 3-го порядка, применялся метод матрицантов [9]. Изменение поля на полюсах первых двух линз в заданных пределах в КИИП позволяет реализовать различные типы ЗФС, которые отличаются количеством кроссоверов пучка. На рис. 1.4 приведены контуры функциональной зависимости приведенного аксептанса  $\mathcal{A}_{1.0}(B_1, B_2)$  и коэффициентов уменьшения  $D_x(B_1, B_2)$  и  $D_y(B_1, B_2)$  для различных типов ЗФС на базе КИИП. На рис. 1.4 а,б,в показаны контуры эти зависимостей для КИИП-11 с промежуточными кроссоверами в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ .

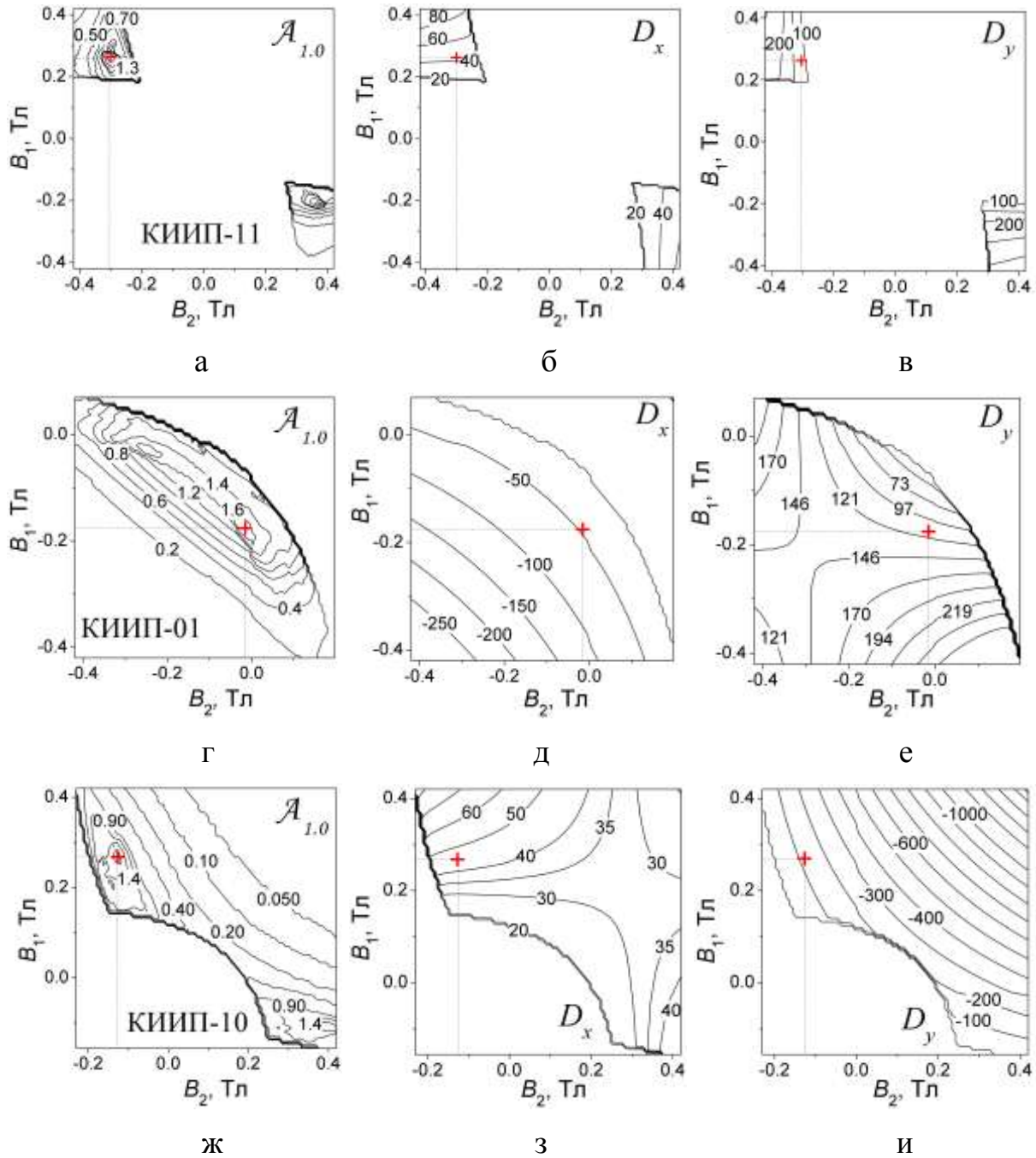


Рисунок 1.4 - Контуры функциональной зависимости приведенного аксептанса  $\mathcal{A}_{1,0}$  и коэффициентов уменьшения  $D_x$  и  $D_y$  для различных типов ЗФС на базе КИИП: а, б, в - КИИП-11 система с промежуточным кроссовером в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ ; г, д, е - КИИП-01 система с промежуточным кроссовером в плоскости  $yOz$ ; ж,з,и - КИИП-10 система с промежуточным кроссовером в плоскости  $xOz$ .

Из этих зависимостей видно, что такие системы имеют положительные коэффициенты уменьшения ( $D_x > 0$ ,  $D_y > 0$ ). КИИП-01 с промежуточным кроссовером в плоскости  $yOz$  характеризуется коэффициентами уменьшения  $D_x < 0$ ,  $D_y > 0$ . Характеристики этих систем показаны на рис. 1.4 г, д, е. КИИП-10 с промежуточным кроссовером в плоскости  $xOz$  характеризуется коэффициентами уменьшения  $D_x > 0$ ,  $D_y < 0$ , характеристики которых показаны на рис. 1.4 ж, з, и. Из рис. 1.4 а-и видно, что каждая из типов КИИП систем имеет свою область значений ( $B_1$ ,  $B_2$ ). Причем эти области не перекрываются. Для всех трех типов КИИП систем существует оптимальные значения поля на полюсах первых двух квадрупольных линз, которые реализуют ЗФС с максимальным приведенным аксептансом. Параметры таких оптимальных систем приведены в таб. 1.1, где для сравнения приведены также параметры сумского РРК. Из данных таблицы видно, что все три оптимальные КИИП системы имеют приблизительно одинаковые параметры. Концентрирующее действие КИИП систем ( $D_x \times D_y$ ) более чем на порядок превышает аналогичный параметр системы сумского РРК, а приведенный аксептанс у КИИП выше более чем в два раза по сравнению с РРК.

Это является результатом того, что конкурирующее действие коэффициентов уменьшения более превалирует над аберрациями у КИИП систем по сравнению с РРК. Из рис. 1.4 а, г, ж видно, что максимум  $\mathcal{A}_{1,0}^*$  имеет пологую вершину. Это означает, что относительно большие изменения в значениях  $B_1$  и  $B_2$  приводят к малым изменениям приведенного аксептанса. Этот факт дает основания утверждать о возможности практической реализации таких систем. В таб. 1.1 также приведена КИИП-01 HD система с высокими коэффициентами уменьшения, у которой максимальное концентрирующее действие  $D_x \times D_y \approx 4 \cdot 10^4$ , что позволяет работать в режимах с малыми токами пучка.



В заключение можно констатировать, что решена задача оптимизации процесса зондоформирования в квадруплете магнитных квадрупольных линз с индивидуальными источниками питания – КИИП системе. Оптимизационная задача основывается на применении критерия максимального аксептанса приведенного к размеру огибающей в плоскости мишени. Полученные результаты показывают, что КИИП система имеет ряд преимуществ по сравнению с системой сумского РРК. Концентрирующие действие  $D_x \times D_y \approx 5 \cdot 10^3$  у КИИП по сравнению с  $D_x \times D_y \approx 6 \cdot 10^2$  у сумского РРК. Величина приведенного аксептанса  $\mathcal{A}_{1,0}^* = 1.8 \text{ мкм}^2 \text{ мрад}^2$  у КИИП по сравнению с  $\mathcal{A}_{1,0}^* = 0.67 \text{ мкм}^2 \text{ мрад}^2$  у сумского РРК. Это означает, что плотность тока на мишени должна быть в три раза больше для КИИП по сравнению с сумским РРК. Также КИИП система имеет ряд преимуществ по сравнению с другими ЗФС опубликованными ранее, в которых применяются два источника питания. Коэффициенты уменьшения в КИИП могут изменяться в широких пределах, достигая значений  $D_x \times D_y = -232 \times 166$ , при достаточно большом рабочем расстоянии  $g \approx 23.5$  см и небольшой длине системы  $L \approx 4$  м. Эти результаты позволяют утверждать, что система сумского РРК может быть значительно улучшена без изменения общей конструкции ЗФС за счет добавления двух источников питания. В дальнейшем предполагается проведение экспериментальных работ для проверки полученных результатов.

### **Выводы к разделу 1**

**1** На основании проведенных исследований были решены задачи повышения разрешающей способности зондоформирующих систем, которые заключаются в оптимизации нелинейного процесса формирования пучка в квадрупольных системах с индивидуальными источниками питания линз.

**2** Проведенный сравнительный анализ разрешающей способности предлагаемой зондоформирующей системы с действующими аналогами, указывает на преимущества усовершенствованной системы.



**3** Применение четырех индивидуальных источников питания линз в сочетании с возможностью свободного расположения первых двух линз вдоль оптической оси позволяет эффективно управлять процессом зондоформирования пучка в ядерных микрозондах.

## РАЗДЕЛ 2

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБЩАЯ МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВОЛН В МНОГОСВЯЗНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В данном разделе представлены результаты разработки универсальной экспериментальной установки и общей методики моделирования электромагнитных процессов в многосвязных квазиоптических системах, содержащих периодические неоднородности различных модификаций (ленточные и отражательные дифракционные решетки (ДР), и металлодиэлектрические структуры (МДС)), на которых происходит трансформация поверхностных волн ДВ в объемные электромагнитные волны. Проведен выбор оптимальных режимов моделирования и основных параметров исследуемых электродинамических систем. Описана блок-схема экспериментальной установки, которая реализована в диапазоне длин волн  $\lambda = 4 - 8$  мм. Впервые представлена общая методика моделирования электромагнитных явлений в резонансных и волноведущих многосвязных квазиоптических системах, которая может быть использована при создании электровакуумных приборов и элементной базы устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн для диагностики материалов атомной энергетики.

#### **2.1 Общие принципы волнового моделирования и построения экспериментальной установки**

Многие свойства заряженных частиц можно обнаружить благодаря электромагнитному полю, которое образуется при их движении вдоль различного рода материальных объектов. По изучению электромагнитных волн различных диапазонов можно судить не только о свойствах движущейся частицы, но и о тех материальных объектах, которые являются иногда причиной механизмов излучения, например, тормозного,

циклотронного, черенковского и дифракционного излучений [10]. Наблюдение радиационных явлений с реальными частицами в естественных или лабораторных условиях сопряжено с трудностями, связанными с постановкой эксперимента и наличием высоковольтного источника частиц. Поэтому при исследовании радиационных эффектов возникает задача их чисто волнового моделирования без участия частицы в процессе формирования излучения. В [11] показано, что такая постановка задачи возможна для эффектов черенковского и дифракционного излучений. В частности, энергия дифракционного излучения не зависит от массы движущейся частицы, а определяется ее скоростью и зарядом, параметрами периодической структуры. Данные свойства эффекта дифракционного излучения послужили основанием для построения его волновой модели [11], которая нами в дальнейшем используется для исследования МКС. Основные принципы построения и реализации такой модели заключаются в следующем:

1. Теоретическом обосновании идентификации плоской неоднородной волны собственного поля монохроматического (неограниченного) электронного потока с волной плоского диэлектрического волновода, которое подробно изложено в [11].

Основной вывод данного обоснования заключается в том, что часть мощности, распространяющейся вдоль волновода, сосредоточена в наружной по отношению к нему области. Именно это локализованное вблизи волновода медленных волн поверхностное поле обуславливает дифракцию поверхностных волн на элементах периодической структуры, позволяя при помощи только волновых полей моделировать эффекты дифракционного и черенковского (для МДС) излучений. В результате энергия медленных волн преобразуется в энергию быстрых пространственных гармоник, излучаемую в окружающее пространство. Данный эффект достигается при выборе оптимальных значений расстояния ДВ относительно плоскости решетки и ее параметров.

2. Определении основных требований к экспериментальной установке. Из физических свойств ДИ [11] и преобразования поверхностных волн в

объемные следует, что для осуществления метода экспериментального исследования дифракции поверхностных волн на периодических структурах измерительная установка должна обеспечить трансформацию медленных волн в объемные, измерение углов излучения пространственных гармоник в секторе  $(0-180)^\circ$  с абсолютной погрешностью, не превышающей  $1^\circ$ , длины волны и величины мощности, распространяющейся в волноводе поверхностных волн, которая характеризует потери на ДИ; определение величины коэффициента замедления волновода поверхностных волн; измерение расстояния между структурой и волноводом поверхностных волн.

Для получения диаграмм направленности дифракционного поля обычно используется метод подвижной антенны [11]. Сигнал с рупора после детектирования может обрабатываться различными методами измерительной техники. Полученные таким путем диаграммы направленности позволяют найти количество излучаемых пространственных гармоник и углы их излучения.

Экспериментальные исследования дифракции поверхностных волн на периодических структурах целесообразно проводить в миллиметровом диапазоне длин волн, что обусловлено наличием стандартной измерительной аппаратуры и технологическими возможностями создания соответствующих периодических структур, а также возможностью реализации ДВ заданных сечений и  $\varepsilon$ . Решетки, используемые в экспериментальных исследованиях при изучении характеристик дифракционных полей, обычно ограничены вдоль  $ox$  и  $oy$  (квадратные апертуры с раскрывом  $15-20\lambda$ ). Ограниченный вдоль оси  $oy$  размер апертуры решетки обуславливает конечную ширину диаграммы направленности (в плоскости, содержащей направление распространения поверхностной волны) возникающего ДИ.

### 3. Выборе оптимальной связи полей ДР с поверхностной волной ДВ.

Условие излучения связывает угол излучения с характеристиками источника электромагнитного поля: величиной относительной скорости  $\beta_a$ , длиной волны и периодом решетки. Согласно [11] величина прицельного параметра  $a$  (расстояние между источником поверхностных волн и

решеткой) не влияет на величину угла излучения. При экспериментальном исследовании дифракции поверхностных волн диэлектрического волновода на периодических структурах появляется зависимость угла излучения от величины прицельного параметра, что обусловлено существованием связи волновода медленных волн и решетки. Коэффициент связи такой электродинамической системы зависит от прицельного параметра и характеристик волновода поверхностных волн: приведенного размера волновода, замедления, типа распространяющейся волны. Эти же характеристики определяют эффективное сечение волновода поверхностных волн – сечение, в котором переносится практически вся энергия волновода. Таким образом, изменение величины прицельного параметра приводит к соответствующему изменению коэффициента связи системы волновод – решетка. Если решетка находится за пределами эффективного сечения волновода или на его границе, имеет место случай слабой связи. Случай сильной связи реализуется, если решетка расположена в пределах эффективного сечения. При сильной связи ДР оказывает возмущающее действие на распределение поля, а следовательно, и на постоянную распространения волновода. Замедление волновода также изменится (по сравнению со случаем весьма слабой связи). Кроме этого при сильной связи в волноводе происходит интерференция волны, распространяющейся вдоль волновода, и волны, рассеянной ДР. такая интерференция может привести к возникновению нескольких типов волн в волноводе и, как следствие этого, к появлению спектра пространственных гармоник дифракционного излучения, что продемонстрировано на рис. 2.1, заимствованным из работы [11].

После получения зависимости угла излучения от прицельного параметра и определения значения этого параметра, соответствующего минимальной погрешности измерений, проводится серия экспериментов в целях построения зависимости угла излучения различных периодических структур от относительной фазовой скорости диэлектрического волновода на нескольких частотах. По этим диаграммам направленности строятся зависимости углов излучения от характеристик волноводов поверхностных волн на нескольких частотах.

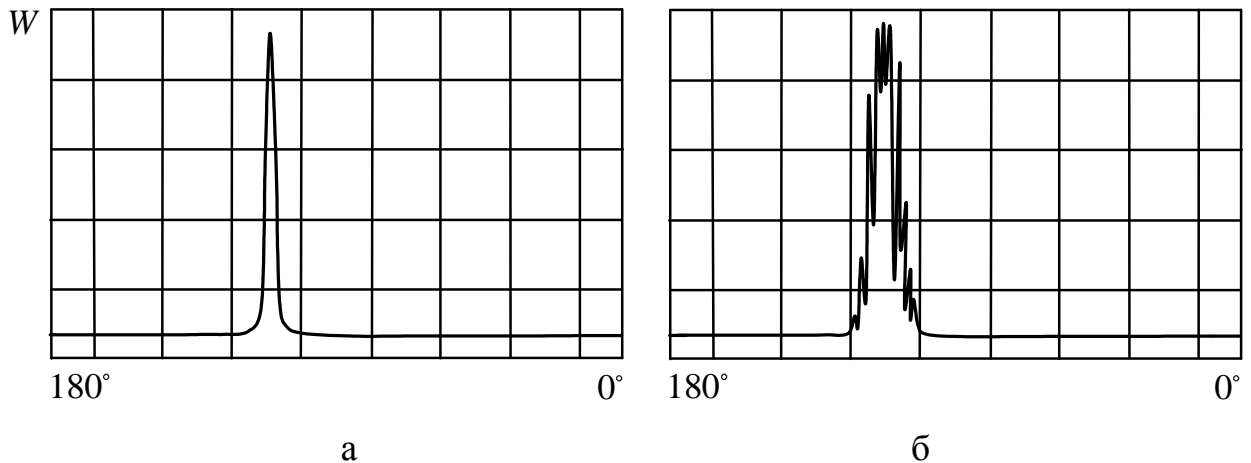


Рисунок 2.1 - Типичные диаграммы направленности излучения диэлектрического волновода при трансформации его поверхностной волны в объемную на отражательной ДР [11]: а – оптимальная связь полей ДР – ДВ; б – сильная связь полей ДР - ДВ

4. Определении уровня излучаемой мощности. Излучаемая мощность является важнейшей характеристикой при трансформации поверхностных волн в объемные. В частности, повышение коэффициента полезного действия электровакуумных приборов, использующих дифракционное излучение, связано с обеспечением такого режима излучения, при котором отбирается максимальная мощность от источника электромагнитного поля. Величина и зависимость излучаемой мощности от параметров электромагнитного поля, типа волновода поверхностных волн и параметров ДР в значительной мере определяют возможность разработки ряда радиотехнических устройств (направленный ответвитель, делитель мощности, антенна МСМ диапазонов), в основу которых положено явление дифракции поверхностных волн на периодических структурах конечных размеров.

Мощность ДИ [11] сосредоточена в лепестках диаграммы направленности. Для ее измерения можно использовать два метода. Первый, часто применяемый в антенных измерениях, заключается в измерении диаграмм направленности по меньшей мере двух взаимно перпендикулярных плоскостей с последующим интегрированием полученных распределений в

пределах всего исследуемого пространства. Вследствие присущих этому методу громоздкости и трудоемкости получения информации можно применять другой метод, основанный на измерении волноводных характеристик ДВ: КСВ и коэффициентов прохождения волны в согласованную нагрузку или измеритель мощности. Если ДР отсутствует, по ДВ распространяется мощность  $P_0$ . При внесении решетки в поле поверхностной волны часть мощности  $P_0$  (обозначим ее  $P_{\epsilon\zeta\epsilon}$ ) вследствие преобразования медленной волны в объемные волны излучается в свободное пространство. В согласованную нагрузку (измеритель мощности) попадает мощность, равная  $P_0 - P_{\epsilon\zeta\epsilon}$ . После простых вычислений мощность  $P_0 - P_{\epsilon\zeta\epsilon}$  пересчитывается в искомую величину  $P_{\epsilon\zeta\epsilon}$ . При этом необходимо: определить часть общей мощности ДВ, которая представляет собой мощность дифракционного излучения, построить экспериментально полученные кривые зависимости излучаемой мощности от прицельного параметра, провести сравнительную характеристику мощности излучения различных ДР конечных размеров.

Учитывая экспоненциальный закон убывания излучаемой мощности от прицельного параметра, необходимо тщательно устанавливать и перемещать периодические структуры относительно неподвижно расположенного ДВ. Для этого решетки располагаются на предметном столике, оборудованном трех координатными юстирующими устройствами. Эти меры позволяют соблюдать одинаковые величины прицельного параметра вдоль ДР, что особенно важно при проведении сравнительного анализа характеристик излучения различных периодических структур.

## 2.2 Выбор режимов моделирования пространственных волн

Описанные выше основополагающие принципы волнового моделирования базировались на примере использования отражательной металлической ДР, обладающей ограниченными функциональными возможностями по реализации свойств дифракционного излучения, которое

может также возникать на периодических металлодиэлектрических структурах [12]. Поскольку рассмотренные в разделе 1 разнообразные модификации МКС содержат элементы связи как в виде сложных (двухрядных) ДР, так и в виде МДС, то при их исследовании основополагающим является вопрос выбора режимов моделирования волновых процессов, соответствующих заданному типу квазиоптической системы: открытому резонатору или открытому волноводу. В связи с этим рассмотрим общий случай возбуждения ДИ на периодической МДС (предполагая, что металлические ДР при  $\epsilon=1$ , в некотором приближении являются частным вариантом выполнения излучающей системы).

Исходя из общего решения задач волнового моделирования ДИ [11,12], следует, что вдоль планарного диэлектрического волновода, расположенного вдоль ленточной дифракционной решетки, нанесенной на поверхность диэлектрической среды распространяется в направлении оси  $ou$  двухмерная поперечно-магнитная волна [13], фазовая скорость  $v_a$  которой определяется диэлектрической проницаемостью материала волновода и его поперечными размерами. Поэтому в дальнейшем введем эффективную диэлектрическую проницаемость волновода  $\epsilon_a$ , определяемую как  $\epsilon_a = c^2/v_a^2$ . Тогда относительная скорость волны в волноводе -  $\beta_a = v_a/\tilde{n} = 1/\sqrt{\epsilon_a}$ . Из полученных в [12] соотношений можно проанализировать возможные каналы вытекающих волн диэлектрического волновода, эквивалентные случаям при решении задачи в приближении заданного тока [11]. Моделью черенковского (ЧИ) излучения является канал трансформации волн диэлектрического волновода в объемные, обусловленный нарушением полного внутреннего отражения в диэлектрическом волноводе. Такой канал реализуется, если диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_a$  волновода не превышает  $\epsilon$  среды, а фазовая скорость распространения волны в диэлектрическом волноводе удовлетворяет условию возбуждения черенковского излучения. Моделью дифракционного излучения ЭП являются дифракционные каналы вытекающих волн из планарного волновода в диэлектрическую среду или одновременно в вакуум и диэлектрик. Исходя из идентификации



поверхностных волн ЭП и ДВ, а соответственно и относительных скоростей -  $\beta_a$  и  $\beta_a = v_a/\tilde{n}$ , общие условия излучения электромагнитных волн в вакуум (2.1) и в диэлектрик (2.2) имеют следующий вид [14]:

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa} \leq \beta_a \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_a \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa\sqrt{\varepsilon}}, \quad (2.2)$$

где  $\kappa = kl/2\pi = l/\lambda$ ,  $l$  - период решетки.

Исходя из (2.1), (2.2) углы излучения электромагнитных волн в вакуум  $\gamma_{nv}$  и диэлектрик  $\gamma_{n\varepsilon}$  для заданных параметров  $\beta_a$  и  $\beta_a$  определяются соотношениями:

$$\beta_a \rightarrow \gamma_{nv} = \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_a} + \frac{n}{\kappa}\right), \quad \gamma_{n\varepsilon} = -\arccos\frac{\sqrt{\varepsilon_a} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (2.3)$$

$$\beta_a \rightarrow \gamma_{nv} = \arccos\left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa}\right), \quad \gamma_{n\varepsilon} = -\arccos\left(\frac{\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\varepsilon}}\right). \quad (2.4)$$

Из анализа соотношений, (2.1), (2.2) следует, что для параметров  $\kappa$ ,  $\beta_e$  ( $\beta_a$ ) и  $\varepsilon$  в свободном пространстве возбуждаются только отрицательные пространственные гармоники с  $n = -1, -2, -3, \dots$ , а в диэлектрической среде – гармоники с  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Описанные выше режимы излучений можно наглядно проанализировать путем построения диаграмм Бриллюэна по методике изложенной в [11] для заданных значений диэлектрической проницаемости среды. Учитывая наличие в настоящее время достаточно широкого спектра материалов, обладающих малыми потерями на СВЧ, которые могут использоваться как при экспериментальном моделировании (малые значения  $\varepsilon$  - фторопласт, полистирол, поликор), так и при рассмотрении вариантов создания низковольтных источников колебаний на основе МДС (высокие значения  $\varepsilon$ , например, керамические материалы оксидов бария и титана

[15]), в качестве примера, на рис. 2.2 в координатных осях  $k$  и  $\eta = k/\beta_e(\beta_a)$  приведены основные фрагменты диаграмм для наиболее распространенных материалов со значениями  $\varepsilon = 2 - 150$ . Наиболее простой вид диаграмма Бриллюэна имеет при возбуждении волн на металлических ДР расположенных в вакууме (рис. 2.2 а,  $\varepsilon = 1$ ). Она характеризует режимы возбуждения как объемных (область I - режим ДИ) так и поверхностных волн (область II - режимы ЛОВ, ЛБВ), так и, которые зависят от параметров  $k$ ,  $\eta$  и  $\beta$ . Так например варьируя величиной  $k$ , которая определяется параметрами периодической структуры, мы можем изменять условия распространения поверхностных гармоник и, следовательно, частоту дифракционного излучения. Перемещение в сторону больших  $\eta$  и  $k$  соответствует увеличению частоты излучения. При значениях  $k$  и  $\beta$ , которые определяют близость фазовых скоростей волн решетки со скоростью электронного потока, в точке  $\eta = 1$  дифракционное излучение возбуждается под углом  $90^\circ$ , характерным для ГДИ-орotronа. При расположении ленточной ДР на поверхности диэлектрического слоя электродинамические свойства системы значительно изменяются, за счет появления новых каналов трансформации поверхностных волн ДВ – ЭП, что продемонстрировано на рис. 2.2 б-е. В связи с этим дискретные области на диаграмме Бриллюэна обозначим цифрами  $N_s^m$  ( $N = 1 - 5$ ), которые определяют наиболее характерные случаи возбуждения электронным потоком (поверхностной волной диэлектрического волновода) электромагнитных волн. Нижние индексы  $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  указывают номера пространственных гармоник, излучаемых в диэлектрик, а верхние индексы  $m = -1, -2, \dots$  – в вакуум. Так, например, область  $1_0$  соответствует возбуждению основной черенковской гармоники, область  $2$  – гармоники поверхностных волн,  $3_{-1}$  – дифракционное излучение только в диэлектрическую среду, области типа  $4_{0,-1,-2}^{-1}$  означают, что при всех соответствующих параметрах  $k, \beta_e, \varepsilon$  в свободное пространство излучается только минус первая гармоника, а в диэлектрике возбуждаются три гармоники с номерами  $n = 0, -1, -2$ .

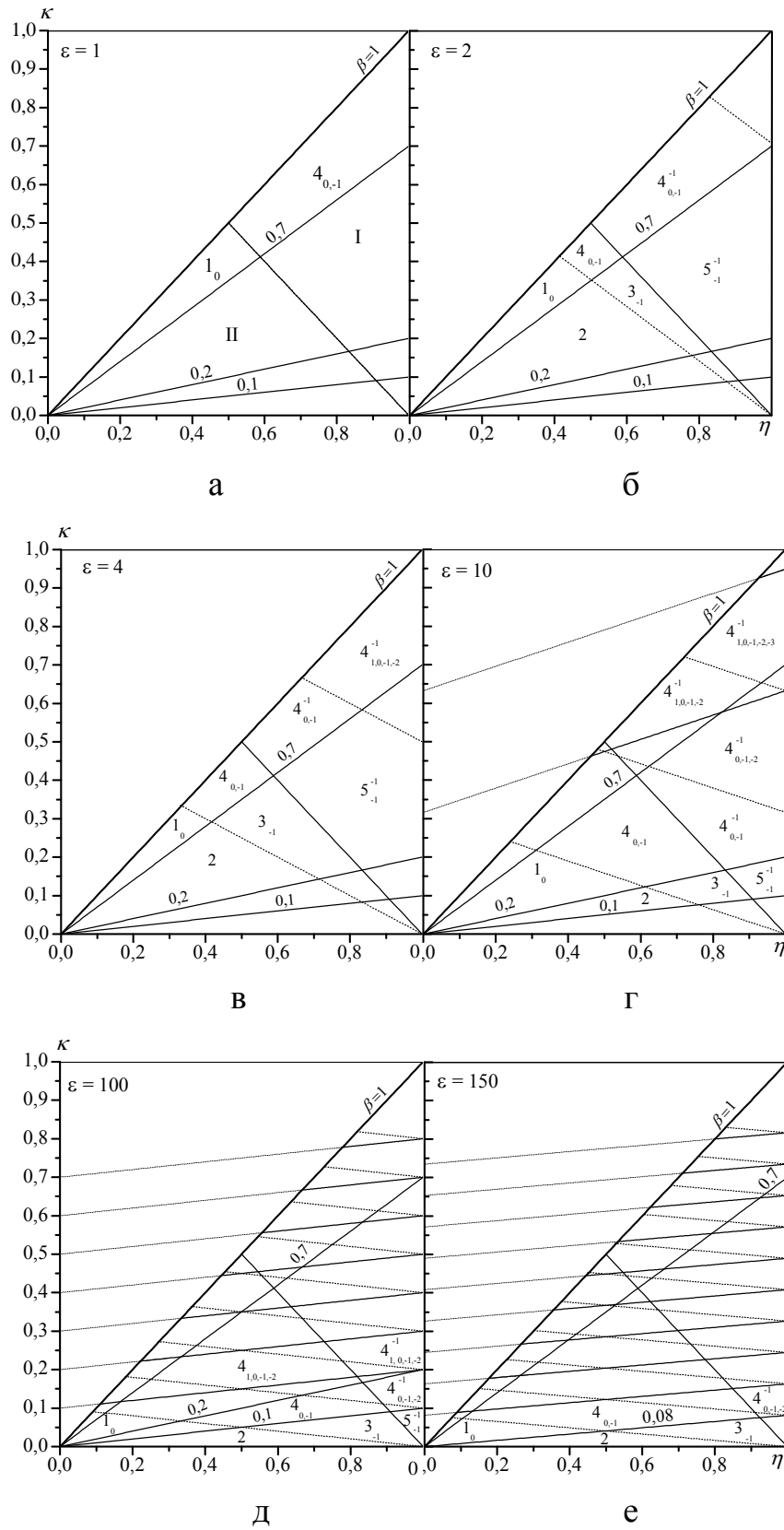


Рисунок 2.2 - Диаграммы Бриллюэна при возбуждении пространственных волн на металлических решетках (а) и на МДС (б) – (е) при различных значениях  $\varepsilon$

Поскольку, при заданных параметрах  $\beta_e$  ( $\beta_a$ ) и  $k$  в зависимости от диэлектрической проницаемости, можно реализовать разные режимы возбуждения ДЧИ и провести их моделирование, то последовательно проанализируем диаграммы Бриллюэна с увеличением значений  $\varepsilon$ . Так например при значениях  $\varepsilon = 2-10$  (рис. 2.2 б-г) видно, что в интервале значений  $\beta = 0,06-0,2$  возможно возбуждение только отрицательных дифракционных гармоник в вакуум и диэлектрик. При этом реализация ЧИ возможна только в области релятивистских скоростей электронов ( $\beta > 0,2$ ), или для режима моделирования возбуждения объемных волн, поскольку относительная скорость волны стандартных диэлектрических волноводов (полистирол, фторопласт) исследуемого диапазона, лежит в интервале  $\beta_a = 0,7-0,9$ .

С увеличением  $\varepsilon$  количество зон Бриллюэна возрастает, а области интервалов по параметрам  $k$  и  $\beta$ , в которых они возбуждаются, сужаются. В частности, для значений  $\varepsilon \geq 100$  (диэлектрики группы рутил) в области нерелятивистских ЭП ( $\beta \leq 0,2$ ) появляется возможность реализации как режимов ЧИ, так и режимов ДЧИ, например, зоны  $1_0, 4_{0,-1}, 4_{0,-1}^{-1}$  (рис. 2.2 д,е). При этом возникает излучение на положительных дифракционных гармониках, которое, как и ЧИ, направлено всегда под острым углом, например, зоны  $4_{1,0,-1,-2}, 4_{1,0,-1,-2}^{-1}$ . Но реализация таких зон для низковольтных ЭП невозможна, поскольку они лежат выше линии  $\beta_e = 0,1$ . С точки зрения создания низковольтных источников излучения, практический интерес представляет зона  $3_{-1}$ , в которой дифракционное излучение, подобно черенковскому, возникает только в диэлектрике структуры, но при значительно меньших скоростях электронов. Учитывая специфику условий возбуждения объемной волны такого режима, условно назовем его аномальным дифракционным излучением (АДИ). Для реализации низковольтных приборов типа ГДИ (оротрон) практический интерес представляет режим излучения в зоне  $5_{-1}^{-1}$  (рис. 2.2 д-е). При этом параметры

решетки выбираются таким образом, чтобы излучение было направлено по нормали, что способствует эффективному возбуждению ОР.

### **2.3 Функциональная схема экспериментальной установки и назначение её основных узлов**

В [12] описаны схемы установок для исследования преобразования поверхностных волн ДВ в объемные на МДС полубесконечной толщины и на металлических периодических структурах, позволяющие решить только частные вопросы волнового моделирования без учета специфики исследуемых в работе МКС: возможности присутствия пространственных волн, как в области связи, так и за ее пределами в объемах ОР и ОВ, влияния толщины диэлектрического слоя на характеристики излучения в МДС, необходимости автоматизированного контроля основных параметров волноводного тракта и учета потерь на излучение в окружающее пространство.

Из сформулированных в подразделе 2.1 общих принципов построения установок волнового моделирования следует, что одним из основных их узлов является преобразователь поверхностных волн ДВ (ЭП) в объемные электромагнитные волны, который может быть выполнен для МКС в различных модификациях: ленточных и отражательных ДР, периодических МДС, и различных их комбинациях (двухрядных ДР, ДР – МДС и т.д.). Ключевым элементом в этом плане является формирующий поверхностную (возбуждающую) волну диэлектрический волновод, который запитывается от источника СВЧ колебаний и является основным волноводным элементом в исследуемых схемах МКС (раздел I), через который контролируются КСВ и коэффициенты прохождения электродинамической системы в целом. Кроме того, в исследуемых объектах значительную роль при их возбуждении играют излучаемые поля в дальней и ближней зонах элементов связи, что определяет важность знания пространственных характеристик при описании

физики процессов взаимодействия объемных волн в резонансных и волноводных МКС.

Исходя из вышеизложенного на рис. 2.3 представлена универсальная функциональная схема по измерению электродинамических характеристик МКС, которая путем незначительных изменений в конструкции может быть модифицирована применительно к конкретным исследуемым объектам.

Как указывалось выше основным функциональным узлом установки является система связи и возбуждения пространственных волн – I, которая входит в исследуемый объект – II и на рис. 2.3 условно показана в виде ДВ – 1 и периодических неоднородностей – 2, выполненных в различных модификациях (см. раздел 1).

Диэлектрический волновод – 1 через согласующие переходы – 3 подключен к блоку измерения волноводных характеристик – III и к блоку контроля-согласования выходной мощности – IV.

Периферийными устройствами схемы измерений рис. 2.3 являются системы регистрации полей в дальней и ближней зонах излучений – V, VI, сигналы от которых регистрируются на графопостроителе (ГП), а также общая механическая система угловой и 3-х координатной юстировки элементов исследуемого объекта – VII.

Система связи и возбуждения пространственных волн (I) может быть выполнена в различных модификациях, основные из которых описаны в разделе I. Излучаемые волны являются источником возбуждения открытых квазиоптических структур типа ОР и ОВ, которые в свою очередь оказывают влияние на источник излучения за счет возвращения объемных волн в область связи от их отражающих апертур, что будет проявляться в изменении интегральных волноводных характеристик ДВ.

Поэтому при реализации схемы измерений рис. 2.3 одними из основных являются блоки III, IV, которые позволяют контролировать КСВ и коэффициенты передачи ( $\hat{E}_T$ ) МКС.

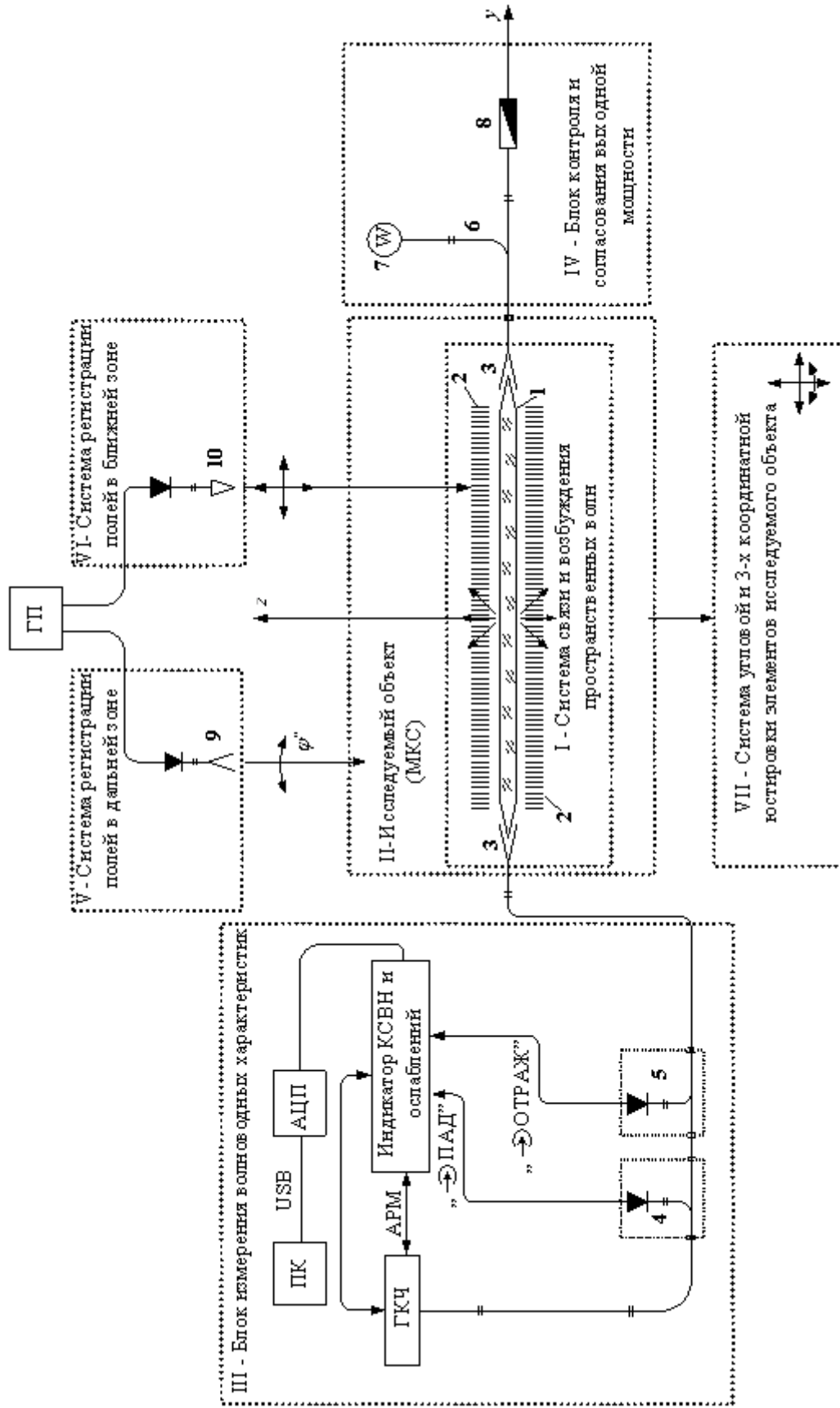


Рисунок 2.3 - Функциональная схема измерения электродинамических характеристик МКС

Блок измерения волноводных характеристик III, представленный на рис. 2.3, построен на основе стандартного панорамного измерителя КСВН и ослаблений, который состоит из блока генератора качающей частоты (ГКЧ) связанного с индикатором КСВН и ослабления через систему автоматического регулятора мощности (АРМ), направленных ответвителей **4**, **5** с детекторными секциями, подключенными к соответствующим разъемам индикатора КСВН. АРМ используется для обеспечения постоянного уровня мощности на входе в исследуемый объект. В зависимости от способа включения ответвителей в измерительную линию, определялись либо КСВ (схема включения ответвителей на рис. 2.3, либо коэффициенты передачи.

Обработка полученных данных осуществлялась при помощи разработанного блока АЦП, представляющего собой аналогово-цифровой преобразователь с интерфейсом USB при помощи которого на персональный компьютер (ПК) передавались данные измерений для дальнейшей их обработки. Особенностью получения и обработки данных являлось то, что они поступали на ПК синхронно и через равные промежутки времени (0,5 с), что позволяло фиксировать результаты измерений волноводных характеристик с высокой точностью [16].

Блок контроля и согласования выходной мощности IV состоял из направленного ответвителя **6**, в прямое плечо которого включался болометрический или термисторный измеритель мощности **7**, а в основной тракт – согласованная нагрузка **8**, обеспечивающая малые значения КСВ в передающем тракте установки. При измерении значений  $\hat{E}_i$  ответвитель **5** включался в основной тракт перед ответвителем **6**, что позволяло проводить автоматический контроль отношений падающей и прошедшей в нагрузку **8** мощностей.

Система регистрации полей в дальней зоне V состояла из подвижной рупорной антенны **9** с детекторной секцией, ось вращения которой в  $E$ -плоскости проходит через излучающую апертуру и совмещена с вертикальной осью исследуемой излучающей структуры -  $z$ , а ось вращения в  $H$ -плоскости совпадает с продольной осью ДВ **1** -  $y$ . Это обеспечивает регистрацию углов излучения в интервале  $\varphi = 10^\circ \div 170^\circ$  с точностью



$\Delta\varphi = \pm 0,5^\circ$ . Монтаж подвижной части системы регистрации полей выполнен на специальном прецизионном передвижном устройстве позволяющем устанавливать рупорную антенну в дальней зоне исследуемых полей, которая определяется известным соотношением  $z \geq \frac{a_m^2}{\lambda}$ , где  $a_m$  - максимальный размер апертуры антенны.

В ходе измерения диаграммы направленности (ДН) излучения, сигнал, принимаемый рупором, после детектирования, поступал на вход «У» двухкоординатного графопостроителя (ГП), вход «Х» которого подключен к датчику угла поворота приемного рупора. Таким образом, при перемещении подвижной антенны, на графопостроителе фиксируется ДН излучения, которая после преобразования в цифровой вид используется для компьютерной обработки полученных данных.

Экспериментальное исследование полей в ближней зоне необходимо по той причине, что процесс преобразования поверхностных волн в объемные, происходит в области системы ДВ - ДР. Блок измерения VI полей в ближней зоне ( $z \approx \lambda$ ) содержит малоразмерный зонд **10** (рис. 2.3), выполненный в виде диэлектрического клина ( $\varepsilon = 2,05$ ) сопряженного со стандартным металлическим волноводом через согласующий переход. Система индикации поверхностных полей устанавливалась на каретке перемещения, обеспечивающей точность отсчета по координатам  $x, y, z$  порядка 0,05 мм. Для проведения измерений необходимо выставить расстояние  $z = \lambda$  от зонда до исследуемого объекта и включить систему перемещения зонда вдоль оси  $y$ . Сигнал с зонда после детектирования поступал на вход ГП, после чего проводилась компьютерная обработка полученных данных. Аналогичным образом амплитудные распределения полей проводились и по оси  $x$ . Характерные размеры зонда составляли величину порядка  $0,1 \div 0,2 \lambda$ , что обеспечивало минимальные искажения полей при измерениях.

Система крепления и юстировки элементов исследуемого объекта VII представляла собой общую станину, на которой размещены и закреплены

(при необходимости могут перемещаться) стойки крепления и фиксации волноводных трактов (в зависимости от поставленных задач возможно размещение одного или двух трактов), а также юстировочные устройства на которые крепятся исследуемые объекты (решетки, зеркала и т.д.). Юстировочные устройства были разработаны и выполнены в ИРЭ НАНУ. Они представляют собой систему взаимно перпендикулярных платформ, которые позволяют ориентировать и перемещать решетки и зеркала ОР по осям  $x$   $y$   $z$  с помощью микрометрических винтов, обеспечивающих точность измерений по координатам  $\pm 0,01$  мм и возможность угловой корректировки  $\Delta\varphi \approx 0,1^\circ$ .

Описанная функциональная схема была реализована в двух поддиапазонах частот ( $f = 30 \div 38$  ГГц и  $f = 50 \div 80$  ГГц), выбор которых предопределило наличие стандартной измерительной аппаратуры и элементной базы: панорамных измерителей КСВН и ослаблений типа Р2-69, Р2-67, а также волноводной техники 4-х и 8-ми миллиметрового диапазонов длин волн. Поскольку основные процессы формирования электромагнитных полей в резонансных системах происходят вдоль оси  $z$  (стоячая волна в ОР), а в волноведущих – вдоль оси  $y$  (квазибегущая волна в ОВ), то исследования резонансных МКС проводились в диапазоне длин волн 4 мм, а волноведущие МКС, в основном, исследовались для систем 8-ми миллиметрового диапазона, что позволяло обеспечить их длину  $L \geq 10\lambda$  при меньшей критичности к юстировке и технологии изготовления.

#### **2.4 Общая методика моделирования электромагнитных явлений в многосвязных квазиоптических системах**

Исходя из функциональных возможностей представленной на рис. 2.3 схемы установки была разработана общая методика моделирования электромагнитных полей в МКС, которая заключается в следующем:

1. Проведении тестирования и калибровки основных измерительных элементов тракта СВЧ.

Кроме показанных на рис. 2.3 направленных ответвителей, измерительных детекторов (типа ГД-09, Д 407) измерителей мощности (типа М5 – 50, М5 - 45) и согласованной нагрузки установка по мере необходимости может доукомплектовываться аттенюаторами, согласующими трансформаторами, фазовращателями и другими элементами, которые перед включением в схему проходят проверку на соответствие паспортным данным, а измерительные детекторы калибруются в заданном диапазоне частот для определения их АЧХ. Все контрольные измерения проводятся по стандартным методикам измерений на СВЧ, которые изложены в [17].

2. Калибровки, в заданном диапазоне частот, используемых в эксперименте диэлектрических волноводов. Калибровка ДВ заключается в определении относительной скорости поверхностной волны от частоты ( $\beta_a = F(f)$ ) серии волноводов различных сечений, либо одного сечения, изготовленных из различных материалов. Для этих целей используется калибровочная (стандартная) ДР из прямоугольных брусьев, параметры которой рассчитываются исходя из условия излучения на центральной частоте под углом  $\gamma_{-1} = 90^\circ$  по формуле:

$$\gamma_n = \arccos(1/\beta_a + n/\kappa) \quad (2.5)$$

Калибровка ДВ включает в себя несколько этапов:

- согласование ДВ с волноводным трактом, при этом отражательная ДР **2** выводится из зоны взаимодействия с поверхностной волной ( $a > \lambda$ ) и путем оптимизации параметров согласующих переходов **3** достигаются значения КСВ=1,1 – 1,2 для заданного диапазона частот; - получение однолепестковой диаграммы направленности (ДН) под углом  $\gamma_{-1} = 90^\circ$ , путем приближения ДР к поверхности ДВ на расстояние  $a \leq \lambda$ ; - определение углов излучения ДН в зависимости от частоты; - расчет значений  $\beta_a$  от частоты по формуле (2.5); - построение калибровочных характеристик ДВ.

В качестве примера в табл. 2.1 приведены основные параметры калибруемых ДВ, а на рис. 2.4 их характеристики.

Таблица 2.1 - Параметры используемых в эксперименте диэлектрических волноводов

Номер волновода	Поперечное сечение, мм	Материал
№1	3,4×1,9	фторопласт
№2	5,2×2,6	фторопласт
№3	5,8×3,1	фторопласт
№4	5,2×2,6	винипласт
№5	7,2×3,4	полистирол
№6	7,2×3,4	винипласт

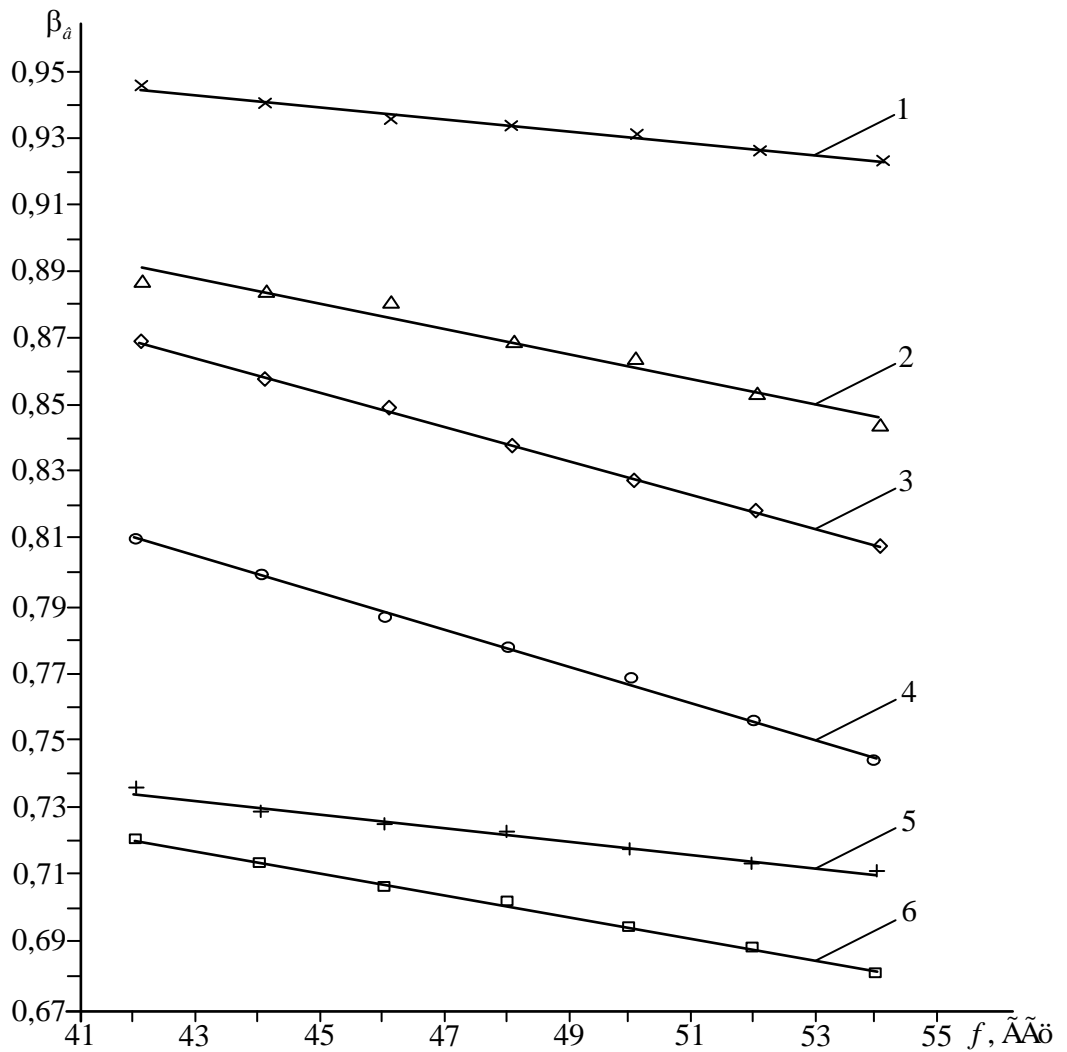


Рисунок 2.4 - Калибровочные характеристики используемых в эксперименте ДВ

Из сравнения калибровочных характеристик рис. 2.4 следует, что наименьшую частотную зависимость имеют ДВ из фторопласта (№1, №2) и полистирола (№5). Данный факт необходимо учитывать при постановке серии экспериментов по моделированию полей в МКС.

3. Определении оптимального значения прицельного параметра  $a$  для заданного типа ДВ.

Оптимальное значение  $a$  определяется по минимальным искажениям в лепестках ДН (см. рис. 2.2) при максимальных значениях их амплитуд на центральной частоте исследуемого диапазона.

4. Определении параметров заданного типа периодических неоднородностей области связи и ДВ.

Области значений оптимальных параметров периодических структур и ДВ определяются для заданных режимов излучения пространственных волн по диаграммам Бриллюэна рис. 2.2, а углы излучений рассчитываются по формулам (2.3), (2.4).

5. Измерении пространственных характеристик области связи (в дальней и ближней зонах) с одновременным, автоматическим контролем их волноводных характеристик.

При проведении данного цикла измерений для конкретной конфигурации системы связи используется установка рис. 2.3.

6. Измерении электродинамических характеристик МКС заданных модификаций (ОР, ОВ) с последующей компьютерной обработкой и анализом полученных результатов.

Описанная выше методика является общей как для резонансных, так и для волноводных систем. Однако в зависимости от специфики исследуемых МКС, она может уточняться и дополняться периферийными измерениями, например, при определении спектров и добротности ОР регистрацией полей через элементы связи в зеркалах.

## Выводы к разделу 2

**1** Определены общие принципы построения экспериментальной установки и режимов моделирования пространственных волн, которые базируются на идентификации поверхностных полей ЭП и ДВ.

**2** Разработана функциональная схема экспериментальной установки миллиметрового диапазона волн, которая позволяет реализовать моделирование электромагнитных явлений для широкого класса МКС: двухрядных ДР и периодических МДС, связанных ОР и многосвязных ОВ.

**3** Разработана общая методика моделирования электромагнитных явлений в МКС, которая концептуально заключается в следующем:

- проведении тестирования и калибровки основных измерительных элементов тракта СВЧ, а также используемых в эксперименте ДВ;

- определении оптимального значения прицельного параметра  $a$  для заданного типа ДВ;

- определении параметров заданного типа периодических неоднородностей области связи и ДВ;

- измерении пространственных характеристик области связи (в дальней и ближней зонах) с одновременным, автоматическим контролем их волноводных характеристик;

- измерении электродинамических характеристик МКС заданных модификаций (ОР, ОВ) с последующей компьютерной обработкой и анализом полученных результатов.

**4** Разработанная схема экспериментальной установки и общая методика моделирования применимы для всех видов МКС, что особенно важно при изучении электромагнитных полей в объектах, строгое математическое описание которых отсутствует.

### РАЗДЕЛ 3

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫХ СУПЕРГЕТЕРОДИННЫХ ЛАЗЕРАХ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С Н-УБИТРОННОЙ НАКАЧКОЙ

Одной из приоритетных задач современной плазменной релятивистской СВЧ электроники является создание и разработка новых источников мощного электромагнитного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн [18,19]. Использование эффекта супергетеродинного усиления волн [18,20,21] в лазерах на свободных электронах (ЛСЭ) открывает уникальные возможности для создания такого рода устройств, способных генерировать мощное и сверхмощное излучение при исключительно высоких уровнях усиления [18, 22-25], формировать сверхмощные сигналы принципиально нового типа (фемтосекундные кластеры электромагнитной энергии тераваттного уровня [26]) и т.д.

Несмотря на то, что именно плазменно-пучковая версия супергетеродинного ЛСЭ была исторически предложена первой [20], основное развитие «супергетеродинная» идея исторически получила в форме двухпоточковых супергетеродинных ЛСЭ [18]. Вместе с тем, проектный анализ систематически показывал, что практическая реализация двухпоточковых супергетеродинных ЛСЭ всегда осложнена рядом технологических проблем, возникающих в процессе разработки двухскоростного источника релятивистского сильноточного пучка. В связи с этим, проблематика плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ снова стала актуальной, поскольку устройства данного типа лишены указанного рода недостатков.

Заметим, что в тех очень немногих работах, которые посвящены плазменно-пучковым супергетеродинным ЛСЭ, основное внимание традиционно уделялось лишь конструкционной схеме с накачкой замедленной электромагнитной волной (доплертронная накачка) [27]. Тогда как базовой в технике ЛСЭ считается накачка поперечным магнито-ондуляторным полем (Н-убитронная накачка) [18].

В связи с вышесказанным, основной целью данного раздела отчета

является физический анализ устройств типа плазменно-пучковый супергетеродинный ЛСЭ с Н-убитронной накачкой. Здесь получены инкременты нарастания волн исследуемого прибора, рассмотрен ряд его режимов работы, построена самосогласованная кубически-нелинейная теория, проведен анализ уровней насыщения. Из проведенных исследований сделан вывод, что данный прибор может использоваться как источник мощного электромагнитного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн для диагностики и модификации материалов атомной энергетики.

### 3.1 Модель

Модель плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ с Н-убитронной накачкой представлена на рис. 3.1. Электронный релятивистский пучок 1, ленгмюровская частота которого  $\omega_b$ , проходит через плазму 2, характеризующейся ленгмюровской частотой  $\omega_p$ . Система размещена в продольном фокусирующем магнитном поле с напряженностью  $H_0$ . В качестве накачки в исследуемой системе используется периодическое реверсивное магнитное поле, которое создается спиральным Н-убитронным ондулятором 3 с периодом ондуляции  $\Lambda = 2\pi/k_2$  и напряженностью магнитного поля  $H_2$ . На вход системы подается электромагнитный сигнал с частотой  $\omega_1$  и волновым числом  $k_1$ .

В результате параметрического резонанса между волной сигнала  $\{\omega_1, k_1\}$  и магнитным полем ондулятора  $\{k_2\}$  в плазменно-пучковой системе возбуждается волна пространственного заряда (ВПЗ) с частотой  $\omega_3$  и волновым числом  $k_3$ . Частоты и волновые числа этих волн в исследуемой системе связаны между собой условием параметрического резонанса

$$p_3 = p_1 + p_2 \text{ или } \omega_3 = \omega_1, \quad k_3 = k_1 + k_2, \quad (3.1)$$



где  $p_1 = \omega_1 t - k_1 z$  – фаза электромагнитной волны сигнала,  $p_2 = -k_2 z$  – фаза Н-убитронного поля,  $p_3 = \omega_3 t - k_3 z$  – фаза электронной ВПЗ. При этом параметры системы выбираем таким образом, что бы волна ВПЗ  $\{\omega_3, k_3\}$  имела максимальный инкремент нарастания вследствие плазменно-пучковой неустойчивости.

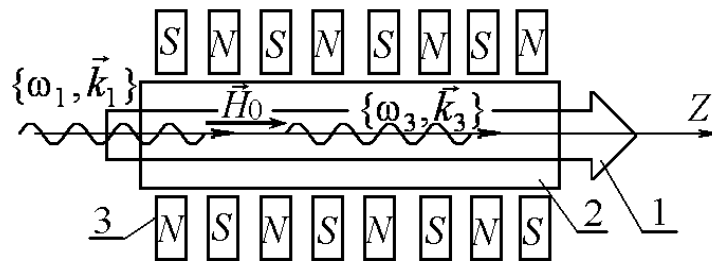


Рисунок 3.1 - Схема плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ

Особенностью исследуемого плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ является то, что здесь реализуется эффект супергетеродинного усиления. Сущность его состоит в использовании дополнительного механизма усиления одной из трех волн, которые принимают участие в параметрическом резонансе. В данном случае в качестве дополнительного механизма усиления выступает эффект усиления волны пространственного заряда за счет плазменно-пучковой неустойчивости. Следует подчеркнуть, что многие годы ситуация в плазменной электронике осложнялась тем, что отсутствовали эффективные способы трансформации интенсивных продольных волн (пучковых) в поперечные (электромагнитные) [18]. В случае же исследуемого устройства вышеуказанная проблема решается с помощью трехволнового параметрического резонанса, роль которого сводится к переносу дополнительного усиления с ВПЗ на электромагнитную волну сигнала  $\{\omega_1, k_1\}$ . Благодаря использованию механизма супергетеродинного усиления появляется возможность достижения высоких инкрементов нарастания электромагнитных волн в исследуемой системе.

### 3.2 Режимы работы

Рассмотрим линейную стадию усиления волн в исследуемой плазменно-пучковой системе с продольным фокусирующим полем. Дисперсионные уравнения для электромагнитной волны сигнала  $\{\omega_1, k_1\}$  и волны ВПЗ  $\{\omega_3, k_3\}$  в данном случае имеют вид:

$$k_1^2 c^2 - \omega_1^2 + \frac{\omega_p^2 \omega_1}{(\omega_1 - \eta \omega_H)} + \frac{\omega_b^2 (\omega_1 - k_1 v_b)}{\gamma_b (\omega_1 - k_1 v_b - \eta \omega_H / \gamma_b)} = 0, \quad (3.2)$$

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_3^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega_3 - k_3 v_b)^2 \gamma_b^3} = 0. \quad (3.3)$$

В этих уравнениях  $\omega_H = eH_0 / (m_e c)$  - циклотронная частота вращения электронов плазмы в продольном магнитном поле;  $v_b, \gamma_b$  - скорость и релятивистский фактор электронов пучка;  $\eta = \pm 1$  - знаковая функция, которая характеризует направление вращения вектора напряженности электрического поля циркулярно-поляризованной волны сигнала.

Для исследования особенностей резонансного взаимодействия волн в рассматриваемом плазменно-пучковом ЛСЭ построим зависимости (см. рис. 3.2) частоты волны сигнала и ВПЗ от волнового числа, используя формулы (3.2), (3.3). На этом рисунке сплошная линия соответствует зависимости  $\omega = \omega(k)$  для волн ВПЗ, штриховые для электромагнитных волн.

Кривая 1 соответствует обыкновенной, кривая 2 – необыкновенной электромагнитным волнам, кривые 3 и 4 соответствуют лево- и право-поляризованным электромагнитным волнам, в распространении которых существенную роль играют электроны пучка.

Параметры системы, при которых были проведены расчеты, представлены в таблице 3.1.

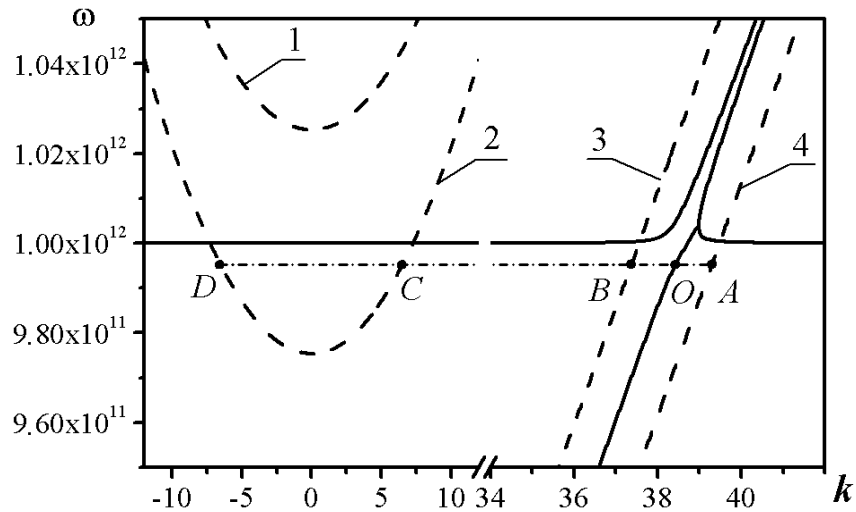


Рисунок 3.2 - Дисперсионные кривые волн ВПЗ электромагнитного сигнала в плазменно-пучковом супергетеродинном ЛСЭ с Н-убитронной накачкой.

Таблица 3.1

Параметр	Значение
Ленгмюровская частота плазмы ( $\omega_p$ )	$1,0 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$
Ленгмюровская частота пучка ( $\omega_b$ )	$2,0 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$
Релятивистский фактор пучка	2,0
Напряженность продольного магнитного поля ( $H_0$ )	$2,8 \cdot 10^3 \text{ Э}$
Напряженность поперечного магнитного поля ( $H_2$ )	$1,0 \cdot 10^3 \text{ Э}$

Как уже упоминалось выше, волновое число  $k_3$  и частоту  $\omega_3$  волны ВПЗ выбираем таким образом, что бы волна ВПЗ имела максимальный инкремент нарастания вследствие плазменно-пучковой неустойчивости. Этому условию, как известно [19], соответствует значение волнового числа  $k_3 = \omega_p / v_b$ . Такому значению волнового числа  $k_3$  и частоты  $\omega_3$  соответствует точка  $O$  дисперсионной кривой ВПЗ (см. рис. 3.2). В соответствии с условием параметрического резонанса (3.1) частоты волны ВПЗ и электромагнитного сигнала должны быть одинаковыми  $\omega_1 = \omega_3$ . Проведем через точку  $O$  горизонтальную линию  $\omega = \omega_3 = const$

(штрихпунктирная линия  $AD$ ). Точки  $A, B, C, D$ , которые получаются в результате пересечения прямой  $AD$  с дисперсионными кривыми электромагнитных волн, характеризуют частоты и волновые числа электромагнитных волн, которые могут принимать участие в параметрически-резонансном взаимодействии волн в исследуемой системе. Таким образом, в рассматриваемом плазменно-пучковом супергетеродинном ЛСЭ может быть реализовано четыре типа резонансных волновых взаимодействий, которые обозначим  $A, B, C, D$  в соответствии с точками  $A, B, C, D$  на рис. 3.2. Эти точки характеризуют частоты и волновые числа электромагнитных волн, участвующих в параметрическом резонансе.

Проведем анализ таких взаимодействий волн более детально. Рассмотрим систему, параметры которой представлены в таблице 3.1. В этом случае длина волны сигнала в вакууме будет равна 1,8 мм. Решая систему уравнений (3.1)-(3.3) нетрудно найти для каждого типа параметрического резонанса период ондулятора:  $\Lambda_A = 7,47$  см;  $\Lambda_B = 5,79$  см;  $\Lambda_C = 0,20$  см;  $\Lambda_D = 0,14$  см (индекс соответствует соответствующему типу параметрического резонанса). Как видим, наиболее интересными с точки зрения практической реализации прибора являются случаи  $A$  и  $B$ . Выясним, какие параметры системы определяют период ондулятора в случаях  $A$  и  $B$ . Как уже говорилось выше, кривые 3 и 4 соответствуют электромагнитным волнам, в распространении которых существенную роль играют электроны пучка. С математической точки зрения, эти волны в уравнении (3.2) определяются третьим слагаемым. Оно становится существенным, когда знаменатель этого слагаемого становится близким к нулю:

$$\omega_1 - k_1 v_b - \eta \omega_H / \gamma_b \approx 0. \quad (3.4)$$

Для волны ВПЗ выполняется следующее приближенное равенство

$$k_3 = \omega_p / v_b \approx \omega_3 / v_b. \quad (3.5)$$

Учитывая условия параметрического резонанса несложно найти параметры ондулятора:

$$k_2 = k_3 - k_1 \approx \frac{\omega_3}{v_b} - \frac{\omega_1}{v_b} + \frac{\eta \omega_H}{\gamma_b} = \frac{\eta \omega_H}{\gamma_b}. \quad (3.6)$$

Отсюда следует, что волновое число ондулятора в случаях  $A$  и  $B$  определяется величиной индукции магнитного поля ( $\omega_H = eH_0/(m_e c) \sim H_0$ ), релятивистским фактором пучка ( $\gamma_b$ ) и поляризацией циркулярно-поляризованной электромагнитной волны сигнала ( $\eta$ ). Таким образом, напряженность продольного фокусирующего магнитного поля является определяющим фактором для периода ондуляции Н-убитронного магнитного поля системы.

Еще одной особенностью параметрического резонанса волн в рассматриваемой системе, которая следует из формулы (3.2), является то, что волновое число  $k_2$  не зависит от частоты волн сигнала и ВПЗ. К этому же выводу можно прийти, анализируя рис. 3.2. Здесь кривые 3, 4 и соответствующие кривые ВПЗ являются практически параллельными, что свидетельствует о том, что «расстояние» между ним для различных частот остается практически неизменным. Из этого следует, что условие параметрической связи будет выполняться не только для основных гармоник волн сигнала и ВПЗ, но и для высших гармоник. То есть в случае реализации параметрических резонансов  $A$  и  $B$  могут иметь место мультигармонические взаимодействия, генерация высших гармоник. Это открывает новые возможности формирования электромагнитных сигналов со сложным мультигармоническим спектром.

Для параметрических резонансов  $C$  и  $D$ , как следует из выше приведенных оценок ( $\Lambda_C = 0,20$  см;  $\Lambda_D = 0,14$  см), необходимо использовать микроондуляторы. Анализируя кривые 1 и 2 на рис. 3.2, можно сделать вывод, что в случае  $C$  и  $D$  будут реализовываться монохроматические режимы работы.

### 3.3 Уравнения для амплитуд поля

Для построения самосогласованной нелинейной мультигармонической теории в качестве исходных используем релятивистское квазигидродинамическое уравнение [18,19]:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_q \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{v}{\gamma_q^2} \right) \vec{v}_q = \frac{e}{m_e \gamma_q} \times \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_q \vec{B}] - \frac{\vec{v}_q}{c^2} (\vec{v}_q \vec{E}) \right\} - \frac{v_T^2}{n_q \gamma_q} \left[ \frac{\partial n_q}{\partial \vec{r}} - \frac{\vec{v}_q}{c^2} \left( \vec{v}_q \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) n_q \right]. \quad (3.7)$$

уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n_q}{\partial t} + \frac{\partial (n_q v_{z,q})}{\partial z} = 0, \quad (3.8)$$

и уравнения Максвелла

$$\text{rot}(\vec{B}) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_{q=1}^2 (en_q \vec{v}_q), \quad \text{rot}(\vec{E}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (3.9)$$

В этих уравнениях  $\vec{v}_q$  - вектор скорости  $q$ -той компоненты пучка ( $q=1,2$ );  $v$  - частота столкновений частиц;  $\vec{E}$ , - напряженность электрического поля;  $\vec{B}$  - индукция магнитного поля;  $\gamma_q = 1/\sqrt{1-v_q^2/c^2}$  - релятивистский фактор парциального  $q$ -го пучка;  $n_q$  - концентрация частиц  $q$ -той компоненты пучка;  $v_T$  - среднеквадратичная скорость теплового движения частиц;  $\vec{r}$  - пространственная координата точки наблюдения;  $c$  - скорость света в вакууме;  $e = -|e|$ ,  $m_e$  - заряд и масса электрона, соответственно. Далее в этой работе будем считать, что столкновениями частиц между собой и тепловым разбросом электронов можно пренебречь, т.е.  $v_T=0$ ,  $v=0$ .

Для решения задачи движения и нахождения концентрации электронов пучка и плазмы, используем методы теории иерархических колебаний и волн [28,29]. Задачу о возбуждении электромагнитных полей решаем с помощью метода медленно меняющихся амплитуд.

Считаем, что волна электромагнитного сигнала, продольная электронная волна и магнитная волна накачки имеют мультигармоническую природу. Тогда электрические  $\vec{E}$  и магнитные  $\vec{B}$  компоненты полей в исследуемой системе будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_1 &= \sum_{m=1}^N \left[ (E_{1x,m} \vec{e}_x + E_{1y,m} \vec{e}_y) e^{imp_1} + \hat{e}.c. \right], \\
\vec{B}_1 &= \sum_{m=1}^N \left[ (B_{1x,m} \vec{e}_x + B_{1y,m} \vec{e}_y) e^{imp_1} + \hat{e}.c. \right], \\
\vec{E}_3 &= \sum_{m=1}^N \left[ E_{3z,m} e^{imp_3} + \hat{e}.c. \right] \vec{e}_z, \\
\vec{B}_2 &= \sum_{m=1}^N \left[ (B_{2x,m} \vec{e}_x + B_{2y,m} \vec{e}_y) e^{imp_2} + \hat{e}.c. \right],
\end{aligned} \tag{3.10}$$

где  $m$  – номер соответствующей гармоники;  $N$  – количество гармоник, которые учитываем при решении задачи.

Следует заметить, что закон дисперсии для электронной волны ВПЗ  $\{\omega_3, k_3\}$ , которая нарастает благодаря плазменно-пучковой неустойчивости, является квазилинейным. Поэтому в этой системе также может реализовываться параметрический резонанс между гармониками волны ВПЗ. Именно поэтому поля, в общем случае, выбираем в мультигармоническом виде (3.5).

В результате проведения стандартной процедуры асимптотического интегрирования [28,29] получаем для амплитуд гармоник напряженности электрического поля электромагнитной волны  $\{\omega_1, k_1\}$  и электронной волны ВПЗ  $\{\omega_3, k_3\}$  систему дифференциальных уравнений в кубическом приближении:

$$\begin{aligned}
K_{2,m} \frac{\partial^2 E_{1x,m}}{\partial t^2} + K_{1,m} \frac{\partial E_{1x,m}}{\partial t} + D_{1,m} E_{1x,m} &= K_{3,m} E_{3z,m} B_{2y,m}^* + FX_{1,m} \\
K_{2,m} \frac{\partial^2 E_{1y,m}}{\partial t^2} + K_{1,m} \frac{\partial E_{1y,m}}{\partial t} + D_{1,m} E_{1y,m} &= K_{3,m} E_{3z,m} B_{2x,m}^* + FY_{1,m} \\
C_{2,m} \frac{\partial^2 E_{3z,m}}{\partial t^2} + C_{1,m} \frac{\partial E_{3z,m}}{\partial t} + D_{3,m} E_{3z,m} &= C_{3,m} E_{1x,m} B_{2y,m} + FZ_{3,m}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

В этих уравнениях обозначено

$$D_{1,m} = \frac{im}{c\omega_1} \left( k_1^2 c^2 - \omega_1^2 + \sum_{\alpha} \frac{b,p}{m\bar{\gamma}_{\alpha}} \frac{\omega_{\alpha}^2 \Omega_{1,\alpha} (m\Omega_{1,\alpha} + \eta_1 \omega_{H,\alpha})}{((m\Omega_{1,\alpha})^2 - (\omega_{H,\alpha})^2)} \right) - \text{дисперсионная функция}$$

электромагнитной волны сигнала;

$$K_{1,m} = \frac{\partial D_{1,m}}{\partial(im\omega_1)} = -\frac{c^2 k_1^2 + \omega_1^2}{\omega_1^2 c} - \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2 \left( \Omega_{1,\alpha} \omega_1 + (\omega_{H,\alpha} \eta_1 - m \Omega_{1,\alpha}) \bar{v}_{z,\alpha} k_1 / m \right)}{\omega_1^2 c \bar{\gamma}_{\alpha} \left( \omega_{H,\alpha} \eta_1 - m \Omega_{1,\alpha} \right)^2};$$

$$K_{2,m} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{1,m}}{\partial(im\omega_1)^2} = \frac{ck_1^2}{im\omega_1^3} + \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2 \left( \Omega_{1,\alpha} \omega_1^2 - \left( \Omega_{1,\alpha} - \frac{\omega_{H,\alpha} \eta_1}{m} \right) \bar{v}_{z,\alpha} k_1 \left( \omega_1 + \left( \Omega_{1,\alpha} - \frac{\omega_{H,\alpha} \eta_1}{m} \right) \right) \right)}{i\omega_1^3 c \bar{\gamma}_{\alpha} \left( m \Omega_{1,\alpha} - \omega_{H,\alpha} \eta_1 \right)^3};$$

$$K_{3,m} = -\frac{1}{c} \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2 e}{cm m_e \bar{\gamma}_{\alpha}^2 \Omega_{3\alpha}} \times \left( \frac{\left( m \Omega_{1\alpha} - \eta_2 \omega_{H,\alpha} \right)}{\left( \omega_{H,\alpha} \right)^2 - \left( m \Omega_{1\alpha} \right)^2} \left( \left( 1 - 2 \frac{\bar{v}_{z,\alpha}^2}{c^2} \right) + \frac{\bar{v}_{z,\alpha}^2 \left( m \Omega_{3\alpha} - \eta_2 \omega_{H,\alpha} \right)}{c^2 \left( m \Omega_{2\alpha} - \eta_2 \omega_{H,\alpha} \right)} \right) \right) + \frac{1}{c} \sum_{\alpha=1}^2 \frac{\omega_{\alpha}^2 k_3}{\bar{\gamma}_{\alpha}^2 \Omega_{3\alpha}^2} \left( 1 - \frac{\bar{v}_{z,\alpha}^2}{c^2} \right) \frac{e \bar{v}_{z,\alpha} \left( m \Omega_{2\alpha} + \eta_2 \omega_{H,\alpha} \right)}{m_e cm \left( \omega_{H,\alpha} \right)^2 - \left( m \Omega_{2\alpha} \right)^2};$$

$$D_{3,m} = \frac{-im\omega_3}{c} \left( 1 + \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2}{\Omega_{3,\alpha}^2 (im)^2 \bar{\gamma}_{\alpha}^3} \right) - \text{дисперсионная функция электронной}$$

$$\text{волны ВПЗ; } C_{1,m} = \frac{\partial D_{3,m}}{\partial(im\omega_3)} = -\frac{1}{c} + \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2 \left( 1 + 2k_3 \bar{v}_{z,\alpha} / \Omega_{3,\alpha} \right)}{c \bar{\gamma}_{\alpha}^3 (im\Omega_{3,\alpha})^2};$$

$$C_{2,m} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{3,m}}{\partial(im\omega_3)^2} = -\sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2 \left( 1 + 3k_3 \bar{v}_{z,\alpha} / \Omega_{3,\alpha} \right)}{c \bar{\gamma}_{\alpha}^3 (im\Omega_{3,\alpha})^3}; \quad C_{3,m} = \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{e}{m_e} \frac{\omega_{\alpha}^2 \omega_3 \left( 1 - \eta_1 \eta_2 \right)}{c^2 \bar{\gamma}_{\alpha}^2 im \Omega_{3\alpha}^2} \times$$

$$\times \left[ \frac{\Omega_{1\alpha}}{\omega_{1\alpha}} \frac{im\Omega_{1\alpha} + i\eta_1 \omega_{H,\alpha}}{\left( im\Omega_{1\alpha} \right)^2 + \left( \omega_{H,\alpha} \right)^2} - \left( \frac{ck_1}{\omega_1} - \frac{\bar{v}_{z,\alpha}}{c} \right) \frac{\bar{v}_{z,\alpha}}{c} \frac{im\Omega_{2\alpha} + i\eta_2 \omega_{H,\alpha}}{\left( im\Omega_{2\alpha} \right)^2 + \left( \omega_{H,\alpha} \right)^2} \right];$$

$$FX_{1,m} = FX_{1,m}(\vec{E}_1, \vec{B}_2, \vec{E}_3), \quad FY_{1,m} = FY_{1,m}(\vec{E}_1, \vec{B}_2, \vec{E}_3), \quad FZ_{1,m} = FZ_{1,m}(\vec{E}_1, \vec{B}_2, \vec{E}_3) -$$

функции, учитывающие кубически-нелинейные добавки к соответствующим уравнениям и зависящие от гармоник взаимодействующих волн (эти функции в явном виде не записываем из-за их громоздкости);

$\eta_1 = E_{1y,m} / (iE_{1x,m}) = \pm 1$  – знаковая функция, которая характеризует направление вращения вектора напряженности электрического поля



циркулярно-поляризованной волны сигнала;  $\eta_2 = B_{2y,m}/(iB_{2x,m}) = \pm 1$  – знаковая функция, которая характеризует направление вращения спирального Н-убитронного поля накачки;  $e$  – заряд электрона;  $m_e$  – масса электрона; индексом “ $b$ ” характеризуем параметры пучка, индексом “ $p$ ” – параметры плазмы;  $\bar{v}_{z,b}$  – средняя скорость электронов пучка;  $\bar{v}_{z,p}=0$  – средняя скорость электронов плазмы;  $\bar{\gamma}_\alpha = 1/\sqrt{1-(\bar{v}_{z,\alpha}/c)^2}$ ;  $\Omega_{1,\alpha} = \omega_1 - k_1\bar{v}_{z,\alpha}$ ;  $\Omega_{2,\alpha} = -k_2\bar{v}_{z,\alpha}$ ;  $\Omega_{3,\alpha} = \omega_3 - k_3\bar{v}_{z,\alpha}$ ;  $\omega_{H,\alpha} = eH_0/(\bar{\gamma}_\alpha m_e c)$ .

Из анализа коэффициента  $C_{3,m}$  следует, что для реализации параметрического резонанса необходимо, чтобы направления вращения вектора напряженности электрического поля сигнала  $\vec{E}_1$  и вектора индукции магнитного поля накачки  $\vec{B}_2$  были одинаковыми. То есть вращение векторов обеих волн должно происходить или по часовой стрелке, если смотреть вдоль вектора напряженности продольного магнитного поля, ( $\eta_1 = +1$ ,  $\eta_2 = +1$ ), или против часовой стрелки ( $\eta_1 = -1$ ,  $\eta_2 = -1$ ). В противном случае  $C_{3,m}$  будет равным нулю. Этот вывод полностью совпадает с выводами общей теории по отношению к резонансной поляризации [18,19]. В рассматриваемой системе волна сигнала и магнитное поле накачки являются право-поляризованными.

### 3.4 Инкременты нарастания

Используя полученную кубически-нелинейную систему уравнений, проведем исследование инкрементов нарастания в супергетеродинном плазменно-пучковом ЛСЭ с Н-убитронной накачкой на слабосигнальном этапе развития нелинейных процессов. Заметим, что для решения такой задачи достаточно учета лишь квадратично-нелинейных слагаемых, кубическими слагаемыми  $FX_{1,m}$ ,  $FY_{1,m}$ ,  $FZ_{1,m}$  в уравнениях (3.11) в этом случае можно пренебречь. Такое упрощение позволяет получить инкременты нарастания в аналитическом виде.

Проведем следующие преобразования квадратично-нелинейной системы уравнений, которая получена из (3.11). Для этого учтем, что в рабочей области плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ реализуется эффект плазменно-пучковой неустойчивости. С математической точки зрения это означает, что некоторые решения дисперсионного уравнения для  $m$ -ой гармоники волны пространственного заряда:

$$D_{3,m}(\omega'_{3,m}, mk_3) = 0 \quad (3.12)$$

являются комплексными. Т.е., считая волновое число  $mk_3$  известным, используя (3.12), находим решения для частот, значения которых являются комплексными:

$$\omega'_{3,m} = \omega_{3,m} - i \cdot \Gamma_m, \quad (3.13)$$

где  $\omega_{3,m}$  – действительная часть комплексной частоты  $\omega'_{3,m}$ ;  $\Gamma_m$  – инкремент нарастания  $m$ -ой гармоники волны ВПЗ за счет плазменно-пучковой неустойчивости. При этом:

$$\omega_{3,m} \approx mk_3 / v_{z0} = m\omega_3. \quad (3.14)$$

Видим, что для действительной части частоты нарастающей волны ВПЗ закон дисперсии является линейным. Именно это свойство и является причиной интенсивной параметрически-резонансного взаимодействия гармоник волн ВПЗ между собой.

С другой стороны, в условиях параметрического резонанса (3.1), а значит, и в системе полученных уравнений для амплитуд поля (3.11), используем действительные значения частоты волны ВПЗ  $\omega_3$  (а не комплексные). Именно это приводит к тому, что в системе уравнений для амплитуд поля (3.11) дисперсионная функция, которая зависит от действительных значений  $\omega_3$  и  $k_3$ , не равна нулю  $D_{3,m}(m\omega_3, mk_3) \neq 0$ . Это обстоятельство является характерным для систем, в которых реализуется неустойчивость (плазменно-пучковая, двухпотоковая и прочие).

Преобразуем  $D_{3,m}(m\omega_3, mk_3) \neq 0$ , разложив выражение (3.12) в ряд Тейлора в области действительных значений  $m\omega_3$ ,  $mk_3$

$$0 = D_{3,m}(\omega'_{3,m}, mk_3) = D_{3,m}(m\omega_{3,m}, mk_3) + \frac{\partial D_{3,m}}{\partial(m\omega_3)}(-i\Gamma_m) + \frac{\partial^2 D_{3,m}}{2\partial(m\omega_3)^2}(-i\Gamma_m)^2 + \dots$$

Отсюда находим

$$D_{3,m}(m\omega_{3,m}, mk_3) = -\frac{\partial D_{3,m}}{\partial(im\omega_3)}\Gamma_m - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{3,m}}{\partial(im\omega_3)^2}(\Gamma_m)^2 + \dots = -C_{1,m}\Gamma_m - C_{2,m}\Gamma_m^2 + \dots,$$

где коэффициенты  $C_{1,m}$  и  $C_{2,m}$  такие же, как и в уравнении (3.11);  $\Gamma_m$  – инкременты нарастания плазменно-пучковой неустойчивости для  $m$ -ой гармоники.

Тогда система квадратично-нелинейных уравнений, полученная из (3.11), примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{1x,m}}{\partial t} + D_{1,m}E_{1x,m} &= K_{3,m}E_{3z,m}B_{2y,m}^*, \\ K_{1,m} \frac{\partial E_{1y,m}}{\partial t} + D_{1,m}E_{1y,m} &= K_{3,m}E_{3z,m}B_{2x,m}^*, \\ C_{1,m} \frac{\partial E_{3z,m}}{\partial t} - (C_{1,m}\Gamma_m + C_{2,m}\Gamma_m^2)E_{3z,m} &= \\ &= C_{3,m}E_{1x,m}B_{2y,m} + C_{4,m} \left\langle E_z \left( \int E_z dp_3 \right) \right\rangle_{mp3} + C_{5,m} \left\langle \left( \int E_z dp_3 \right)^2 \right\rangle_{mp3} \end{aligned} \quad (3.15)$$

В этой системе уравнений коэффициенты  $K_{1,m}$ ,  $D_{1,m}$ ,  $K_{3,m}$ ,  $C_{1,m}$ ,  $C_{2,m}$ ,  $C_{3,m}$ ,  $C_{4,m}$ ,  $C_{5,m}$  представленные в явном виде в комментариях к формуле (3.11);  $\Gamma_m$  – инкремент нарастания  $m$ -ой гармоники волны ВПЗ за счет плазменно-пучковой неустойчивости.

Исходя из системы уравнений (3.15), найдем инкремент нарастания первой гармоники на слабосигнальном этапе развития нелинейных процессов, т.е. когда высшие гармоники на динамику первой гармоники практически не влияют. Ищем решение в виде  $E_{1x,1}, E_{3z,1} \sim \exp(\alpha t)$ . Тогда из системы уравнений (3.15) получаем для инкремента  $\alpha$  соотношение:

$$\left( \frac{C_{2,1}(\alpha^2 - \Gamma_1^2) + (\alpha - \Gamma_1)}{C_{1,1}} \right) \cdot \alpha = \frac{C_{3,1}K_{3,1}}{C_{1,1}K_{1,1}} \cdot |B_{2x,1}|^2 \equiv \alpha_{par}^2, \quad (3.16)$$

где  $\alpha_{par}$  – инкремент нарастания за счет трехволнового параметрического резонанса между волной сигнала, полем ондулятора и волной ВПЗ.

Принимая во внимание, что, как правило,  $\Gamma_1 \gg \alpha_{par}$ , находим

$$\alpha = \Gamma_1 \left( 1 + \frac{\alpha_{par}^2}{\Gamma_1^2 (1 + 2C_{2,1}\Gamma_1 / C_{1,1})} \right). \quad (3.17)$$

Проведем анализ инкремента (3.17). Из этого выражения следует, что при условии, когда инкремент нарастания за счет плазменно-пучковой неустойчивости является намного большим, чем инкремент нарастания за счет параметрического взаимодействия  $\Gamma_1 \gg \alpha_{par}$ , то инкремент нарастания волн в исследуемой системе совпадает с инкрементом нарастания плазменно-пучковой неустойчивости. Тогда можем записать:

$$\alpha \approx \Gamma_1 = \frac{\sqrt{3} \cdot \omega_b^{2/3} \cdot \omega_p^{1/3}}{\sqrt[3]{16} \cdot \gamma_b}. \quad (3.18)$$

Ближайшим физическим аналогом исследуемого явления, как подчеркивалось выше, является эффект супергетеродинного усиления в двухпоточковых супергетеродинных лазерах на свободных электронах. Для иллюстрации преимущества плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ по сравнению с двухпоточковым супергетеродинным ЛСЭ проведем сравнение полученного инкремента нарастания  $\alpha$  с максимальным инкрементом нарастания эквивалентной двухпоточковой системы  $\alpha_2$ :

$$\alpha_2 = \frac{\omega_b}{2 \cdot \gamma_b^{3/2}}. \quad (3.19)$$

Анализируя соотношение (3.18) и (3.19), можем сделать вывод, что инкремент нарастания плазменно-пучковой системы  $\alpha$  существенно больше, чем инкремент нарастания эквивалентной двухпоточковой системы  $\alpha_2$ . Это связано с тем, что, во-первых, инкремент плазменно-пучковой системы  $\alpha \sim (\omega_p)^{1/3} (\omega_b)^{2/3}$ , тогда как  $\alpha_2 \sim \omega_b$ . Благодаря тому, что ленгмюровская частота плазмы  $\omega_p$  в реальных приборах может быть намного большей, чем ленгмюровская частота пучка  $\omega_b$ , инкремент  $\alpha$  больше, чем  $\alpha_2$ . Во-вторых, зависимость инкрементов нарастания от релятивистских факторов является разной:

$$\alpha \sim 1/(\gamma_b), \quad \alpha_2 \sim 1/(\gamma_b)^{3/2}. \quad (3.20)$$

Это означает, что релятивизм пучка в случае плазменно-пучковой системы уменьшает инкремент нарастания меньше, чем в случае двухпотоковой системы.

Для иллюстрации выше сказанного проведем численные оценки. Для параметров, которые представлены в таблицы 3.1, получим, используя соотношение (3.18) и (3.19), что  $\alpha = 5,46 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 0,35 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, инкремент нарастание в исследуемой системе намного больший (а именно, более чем вдесятеро), чем в случае эквивалентной двухпотоковой системы. Отсюда следует возможность создания устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн на основе плазменно-пучковых супергетеродинных ЛСЭ с Н-убитронной накачкой с высокими инкрементами нарастания.

### 3.5 Анализ нелинейной динамики волновых процессов

Анализ нелинейной динамики волновых процессов в плазменно-пучковых супергетеродинных ЛСЭ с Н-убитронной накачкой, которые описываются системой нелинейных уравнений (3.11), проводим с использованием стандартных численных методов. Рассматриваем систему, параметры которой представлены в таблицы 3.1. Напряженность магнитного поля ондулятора при этом выбираем равной  $1,0 \cdot 10^3 \text{ Ў}$ . Свойства системы подбираем так, чтобы волна ВПЗ имела максимальный инкремент нарастания за счет плазменно-пучковой неустойчивости. Поэтому волновое число первой гармоники волны ВПЗ принимаем равным  $k_3 = \omega_p / v_b = 38,5 \text{ см}^{-1}$ . Тогда длина волны сигнала в вакууме будет 1,8 мм, период ондуляции – 5,79 см. Заметим, что в этом случае реализуется мультигармонический режим работы. Чтобы проанализировать отдельно мультигармонические особенности волны сигнала и волны ВПЗ, выбираем магнитное поле накачки монохроматическим. Т.е. высшие гармоники Н-убитронного поля принимаем равными нулю.

Сначала проведем анализ влияния взаимодействия высших гармоник на динамику волн в мультигармоническом супергетеродинном ЛСЭ с Н-убитронной накачкой в слабосигнальном приближении. Понятно, что в этом случае кубическими слагаемыми в (3.11) можно пренебречь и перейти к системе (3.15). Проанализируем уравнение (3.15). Видим, что здесь учет мультигармонического взаимодействия волн с математической точки зрения приводит к тому, что в последнем из этих уравнений появляются слагаемые с коэффициентами  $C_{4,m}$  и  $C_{5,m}$ . Учет этих слагаемых кардинально влияет на характер взаимодействия волн в плазменно-пучковому ЛСЭ с Н-убитронной накачкой. Это иллюстрируют рис. 3.3 и рис. 3.4.

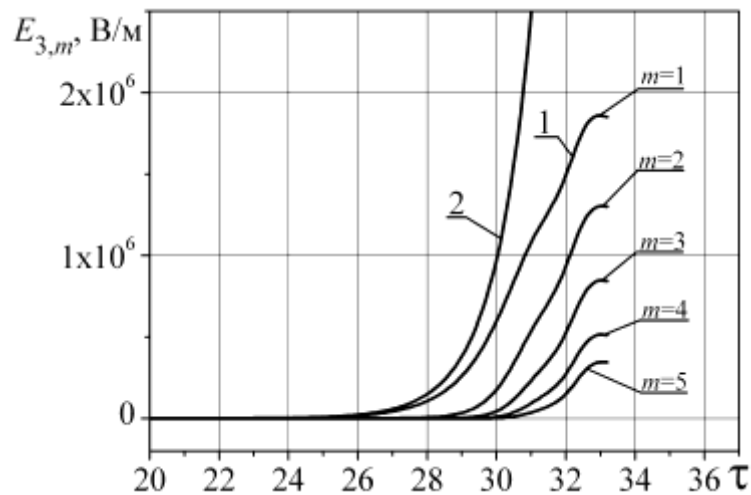


Рисунок 3.3 - Зависимость амплитуд гармоник напряженности электрического поля ВПЗ  $E_{3,m}$  от нормированного времени  $\tau = (\delta\omega) \cdot t$

На рис. 3.3 изображены зависимости амплитуд первых 5-ти гармоник волн напряженности электрического поля волны ВПЗ  $E_{3,m} = |E_{3z,m}|$  от нормированного времени  $\tau = \delta\omega \cdot t$ , где  $\delta\omega = \alpha$  ((3.18)) инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости. Расчеты проводились для двух случаев. Кривая 2 на этом рисунке получена в результате расчетов, в которых учтено взаимодействие только первых гармоник волн. Кривая 1 представляет результат расчета, в котором учтено влияние первых десяти гармоник волн, которые принимают участие в нелинейном процессе взаимодействия. Здесь также представлено динамику 2-ой ( $m=2$ ), 3-ой ( $m=3$ ), 4-ой ( $m=4$ ) и 5-ой

( $m=5$ ) гармоник ВПЗ. Видим, что в исследуемом плазменно-пучковом ЛСЭ с Н-убитронной накачкой генерируются высшие гармоники волны ВПЗ, которые имеют соизмеримые амплитуды с основной гармоникой. Также мультигармонический взаимодействие высших гармоник кардинально влияет на динамику первой гармоники: приводит не только к уменьшению темпов ее роста, а и к появлению насыщения в квадратичном приближении (кривая 1).

Аналогичное влияние мультигармонического взаимодействия наблюдаем и для первой гармоники волны сигнала. Так на рис. 3.4 изображена зависимость амплитуды первой гармоники волны сигнала  $E_{1,1}$  от нормированного времени  $\tau = (\delta\omega) \cdot t$ . Кривая 1 на этом рисунке получена в результате расчетов, в которых учтено влияние первых десяти гармоник волн, которые принимают участие в нелинейном процессе взаимодействия. Кривая 2 представляет результат расчета, в котором учтено взаимодействие только первых гармоник волн. Видим, что и здесь учет мультигармонического взаимодействия приводит к изменению динамики волны сигнала: имеет место уменьшения темпов роста вплоть до появления насыщения в этом приближении.

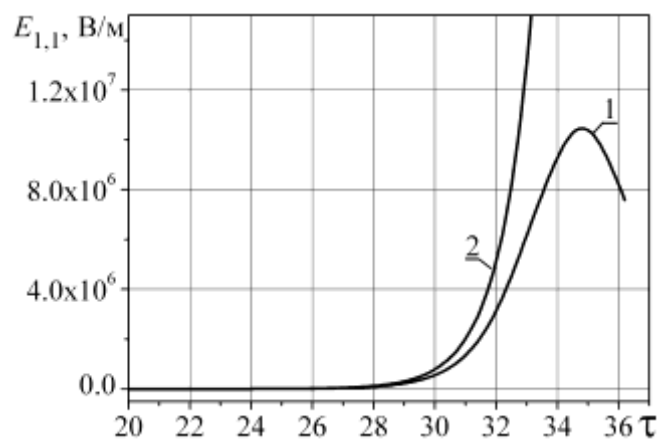


Рисунок 3.4 - Зависимость амплитуды первой гармоники волны сигнала  $E_{1,1}$  от нормированного времени  $\tau = (\delta\omega) \cdot t$

Теперь проанализируем влияние высших гармоник сигнала и волн пространственного заряда на уровни насыщения. Для этого рассмотрим расчеты, которые представлены в виде графиков на рис. 3.5 - 3.7

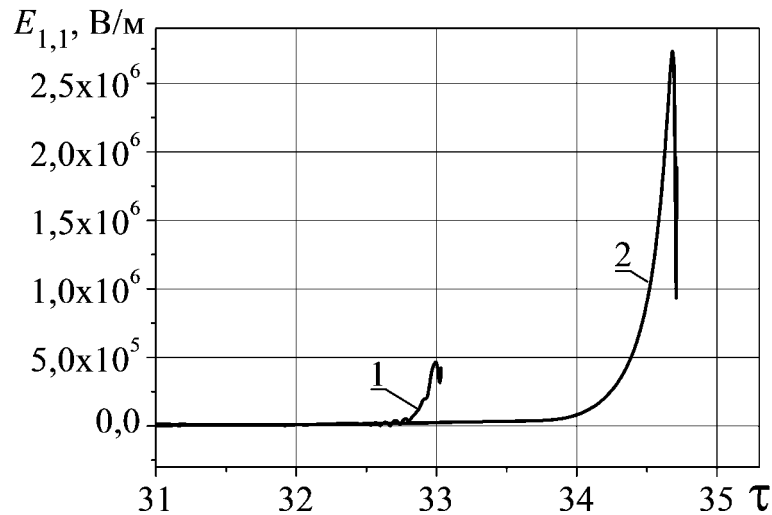


Рисунок 3.5 - Зависимость амплитуды первой гармоники волны сигнала  $E_{1,1}$  от нормированного времени  $\tau = \delta\omega \cdot t$

На рис. 3.5 представленная зависимость амплитуды первой гармоники волны сигнала  $E_{1,1} = \sqrt{|E_{1x,1}|^2 + |E_{1y,1}|^2}$  от нормированного времени  $\tau = (\delta\omega) \cdot t$ . Расчеты проводились для двух случаев. В одном случае (кривая 2) учитывались только первые гармоники волн, в другом случае (кривая 1) принимались во внимание 10 гармоник каждой из волн (высшие гармоники циркулярно-поляризованного ондулятора при этом принимались равными нулю). Из рис. 3.5, следует, что уровень насыщения в случае учета высших гармоник (кривая 1) более чем в пять раз меньше в сравнении с вариантом расчетов, когда высшие гармоники не брались к вниманию (кривая 2).

Для выяснения причины такого снижения рассмотрим зависимость амплитуд высших гармоник волны сигнала  $E_{1,m}$  от нормированного времени (рис. 3.6). На рисунке 3.6 кривая 1 характеризует динамику первой гармоники, кривая 2 – третьей, кривая 3 – пятой, кривая 4 – седьмой, кривая 5 – девятой гармоник. Амплитуды четных гармоник равны нулю. Причина этого заключается в особенностях трехволнового параметрического резонанса циркулярно-поляризованных волн. Анализируя высшие гармоники сигнала (рис. 3.6), можем убедиться, что нечетные гармоники имеют амплитуды, величина которых соизмерима, а некоторых даже выше, чем



амплитуда первой гармоники. Заметим, что при этом параметрическое взаимодействие сигнала с волнами пространственного заряда на высших гармониках не происходит из-за того, что высшие гармоники магнитного поля накачки в рассматриваемой модели равны нулю. Таким образом, генерация высших гармоник сигнала происходит исключительно за счет взаимодействия гармоник электромагнитной волны между собой.

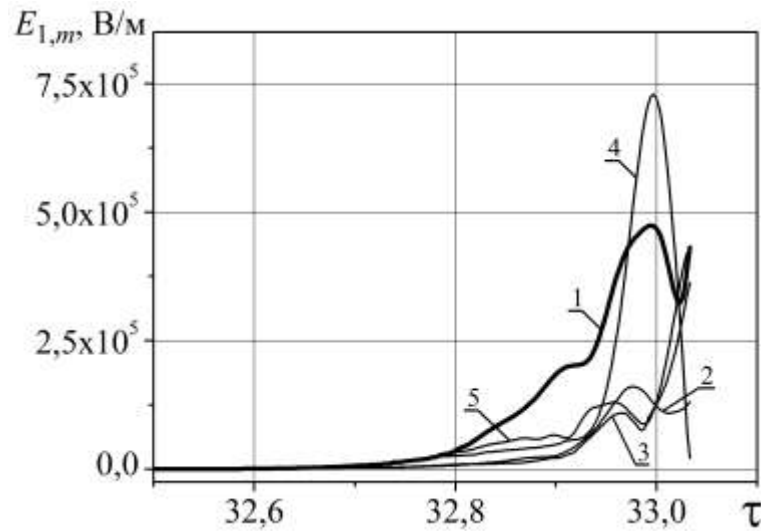


Рисунок 3.6 - Зависимость амплитуд высших гармоник волны сигнала  $E_{1,m}$  от нормированного времени  $\tau = \delta\omega \cdot t$

Причиной интенсивного взаимодействия гармоник волны сигнала между собой связана с тем, что дисперсионная кривая для электромагнитных волн, которые принимают участие в трехволновом параметрическом резонансе в плазменно-пучковом супергетеродинном ЛСЭ, является линейной (кривая 3 на рис. 3.2). Подобные мультигармонические взаимодействия, как известно, имеют место для волн, которые распространяются в средах без дисперсии. Энергия, которая расходуется на генерацию высших гармоник, передается от первой гармоники. Именно по этой причине уровень насыщения амплитуды первой гармоники в пять раз меньше в сравнении с вариантом расчетов, когда высшие гармоники не принимались во внимание (кривая 1 на рис. 3.5).

На рис. 3.7 представлены зависимости амплитуд первых гармоник напряженности электрического поля ВПЗ от нормированного времени

$\tau = (\delta\omega) \cdot t$ . Кривая 1 на этом рисунке соответствует случаю, когда в расчетах учитывалось влияние 10 первых взаимодействующих гармоник волн, а кривая 2 – когда в расчетах учитывалась только первая гармоника волн. Из сопоставления этих кривых следует, что при учете влияния высших гармоник уровень насыщения 1-ой гармоники ВПЗ уменьшается более чем в 2 раза, время насыщения также уменьшается. При этом, как показывают исследования, амплитуды высших гармоник волны ВПЗ соизмеримы с амплитудой первой гармоники ВПЗ. Такое поведение гармоник волны ВПЗ объясняется также тем, что дисперсионная кривая (рис. 3.2) для нее близка к линейной. Поэтому между гармониками волны ВПЗ имеет место достаточно интенсивное параметрически-резонансное взаимодействие. Результат такого взаимодействия приводит, с одной стороны, к генерации высших гармоник ВПЗ, а с другой стороны, к уменьшению амплитуды первой гармоники ВПЗ в сравнении со случаем, когда учет высших гармоник не проводился. Уменьшение уровня насыщения первой гармоники ВПЗ является также одним из факторов, которые приводят к снижению уровня насыщения первой гармоники волны сигнала.

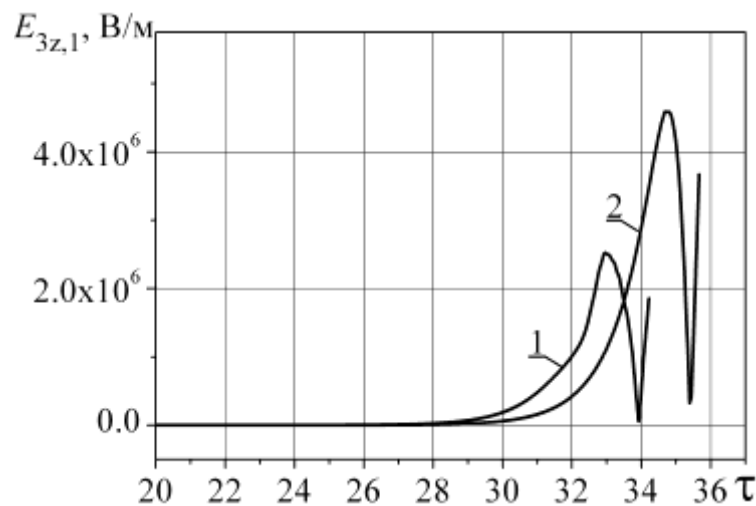


Рисунок 3.7 - Зависимость амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля ВПЗ  $E_{3z,1}$  от нормированного времени  $\tau = \delta\omega \cdot t$

Подытоживая изложенное выше, можем утверждать, что учет взаимодействия высших гармоник в плазменно-пучковому супергетеродинному ЛСЭ с Н-убитронной накачкой является обязательным.

Сравним уровень насыщения сигнала в плазменно-пучковых супергетеродинных ЛСЭ с доплертронной накачкой и Н-убитронной накачкой, которые используют одинаковые по параметрам плазменно-пучковые системы. Видим, что для плазменно-пучковых супергетеродинных ЛСЭ с доплертронной накачкой уровень насыщения есть большим почти в пять раз. С другой стороны в ЛСЭ доплертронного типа высшие гармоники практически отсутствуют. Т.е. здесь реализуется монохроматический режим взаимодействия. Причина этого состоит в использовании в трехволновом параметрическом резонансе необыкновенной электромагнитной волны, которая характеризуется достаточно сильной дисперсией.

В плазменно-пучковом супергетеродинном ЛСЭ с Н-убитронной накачкой генерируются интенсивные высшие гармоники электромагнитной волны с амплитудами соизмеримыми с амплитудой первой гармоники. Это означает, что в этом случае энергия электромагнитной волны распределяется по мультигармоническому спектру сигнала. Несмотря на то, что первая гармоника сигнала в Н-убитронной модели является сравнительно невысокой, совокупная мощность всех гармоник довольно значительна. Так для исследуемого случая было получено, что мощность мультигармонической электромагнитной волны равна 2,5 Мвт. Следует обратить внимание, что при этом использовался электронный пучок с умеренными параметрами для такого класса устройств ( $\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\bar{\gamma}_b = 2$ , сила тока 37 А). Понятно, что используя более интенсивные электронные пучки, например килоамперные, мы получим существенное увеличение выходной мощности мультигармонической электромагнитной волны. Таким образом, можно утверждать, что плазменно-пучковые супергетеродинные ЛСЭ с Н-убитронной накачкой способны формировать интенсивное мультигармоническое электромагнитное излучение в миллиметровом-субмиллиметровом диапазоне длин волн и потому являются перспективными для создания нового типа мощных усилителей и генераторов этого

диапазона. Их можно использовать для формирования мощных сигналов с широким мультигармоническим спектром.

### **Выводы к разделу 3**

**1** Рассмотрена схема плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ с Н-убитронной накачкой. Проанализированы режимы работы такого устройства.

**2** Установлено, что одни режимы позволяют усиливать сигналы, обладающие высокой степенью монохроматичности. Другие режимы позволяют формировать сигнал с достаточно широким спектром сигнала.

**3** Проведена оценка инкрементов нарастания волн в таких приборах. Выяснено, что исследуемые системы имеют существенно большие инкременты нарастания, чем эквивалентные двухпоточковые.

**4** Построена самосогласованная мультигармоническая кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазменно-пучковых лазеров на свободных электронах с Н-убитронной накачкой. Учтено влияние высших гармоник волн пространственного заряда, которое, как выяснено, играет существенную роль.

**5** Проведен анализ уровня насыщения, который подтвердил предположение о том, что данные системы способны генерировать мощное электромагнитное излучение в миллиметровом диапазоне длин волн. Показана перспективность использования данных приборов для генерации мощного мультигармонического электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне.

## РАЗДЕЛ 4

### МОЛЕКУЛЯРНАЯ ДИНАМИКА ПОЛУЧЕНИЯ ГРАФЕНА МЕХАНИЧЕСКИМ РАССЛОЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА

Несмотря на значительные усилия, графену всё еще присуща проблема, которая часто является общей для новых материалов – отсутствие метода получения с высокой выработкой. Недавно был достигнут значительный прогресс в развитии методов ультразвукового раскалывания графита [30] и некоторых эпитаксиальных технологий [31]. Однако полный цикл выращивания одного слоя графена еще не был продемонстрирован. Стандартной процедурой получения графена является микромеханическое скалывание, часто называемое «скотч-технологией» [32].

Метод микромеханического скалывания или эксфолиации в основном рассматривался экспериментально. Однако его теоретические исследования, вероятно, помогут получить более глубокое понимание физики, лежащей в его основе, что в свою очередь может быть полезным для идентификации ключевых факторов, влияющих на этот процесс, а также вероятно смогут помочь развитию улучшенных методик получения графита. Кроме того эксфолиация графита играет важную роль в нанотрибологии, где явление суперсмазываемости главным образом приписывается раскалыванию поверхности графита, в результате которого маленький кусочек прикрепляется к зонду фрикционного силового микроскопа (ФСМ) [33]. Теоретическое подтверждение откалывания кусочка графита и определение условий его образования могут иметь ценность, поскольку существующие теории суперсмазываемости основываются на предположении о существовании графитового кусочка [34].

Модель, представленная кристаллическим нановыступом, взаимодействующим с графитовым образцом, исследуется с использованием классической молекулярной динамики (МД). Рассматриваемая система имитирует получение графена микромеханическим скалыванием и эксперименты, касающиеся суперсмазываемости. Таким образом, нановыступ можно рассматривать как часть поверхности липкой ленты,

используемой для расслоения графита, или как нанощероховатость зонда ФСМ. Процесс движения нановыступа может рассматриваться как наноиндентация поверхности графита, поскольку она, вероятно, имеет место в экспериментах с зондом ФСМ.

#### 4.1 Методология

Графитовый образец состоит из трех слоев графена с АВ укладкой, отражающей  $\alpha$  форму графита рис. 4.1. Границы графена располагаются вдоль  $x$  и  $y$  координатных осей, соответственно, и периодические граничные условия приложены в  $xy$ -плоскости. Каждый слой составлен из  $24 \times 24$  шестиугольников, содержа, таким образом, 3456 атомов углерода, и длины вдоль  $x$  и  $y$  направлений равны 10,082 нм и 8,731 нм соответственно. Чтобы удержать образец на месте, нижний слой графита остается жестким на протяжении моделирования.

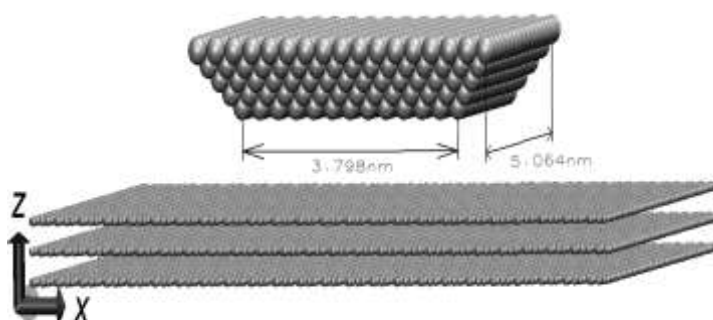


Рисунок 4.1 – Перспективный вид начальной атомной конфигурации системы для  $a = 0,3165$  нм (все мгновенные снимки в данной работе выполнены с помощью программы Visual Molecular Dynamics)

Поверхность графита взаимодействует с абсолютно жестким пирамидальным нановыступом с квадратным сечением (который мы будем также называть зондом). Хотя в реальных экспериментах материалы имеют конечную жесткость, абсолютно жесткие поверхности часто используются в

МД экспериментах [35], и данная аппроксимация применена к нанощероховатости в текущем исследовании. Зонд состоит из пяти слоев атомов, параллельных  $xy$ -плоскости, и частицы размещены в вершинах идеальной ОЦК решетки. Рассматриваются два значения постоянной решетки  $a$  равные 0,3165 нм и 0,1583 нм, где первое значение соответствует кристаллической структуре вольфрама, используемого в экспериментах с ФСМ. Клиновидная форма обеспечивается добавлением одного атомного ряда в  $x$  и  $y$  направлениях для каждого слоя при движении от нижней части зонда к верхней. Нижний атомный слой параллелен (001) кристаллографической плоскости и имеет  $13 \times 13$  атомов. Нановыступ содержит 1135 атомов, а полное количество частиц в моделировании составляет 11503. Мы рассматриваем два значения постоянной решетки  $a$  с целью изучения влияния поверхностной энергии и размеров зонда на поведение системы.

Для ковалентных связей между атомами углерода внутри двух верхних динамических слоев графена используется потенциал Бреннера [36]. Он имеет следующий вид:

$$V_B = \sum_i \sum_{j>i} [V^R(r_{ij}) - \bar{b}_{ij} V^A(r_{ij})]. \quad (4.1)$$

В данной работе для парных взаимодействий  $V^R(r_{ij})$  и  $V^A(r_{ij})$  используются выражения из реактивного эмпирического потенциала второго поколения с кратностью связей (REBO) [36]. Они определяются следующим образом:

$$V^R(r) = f^c(r)(1 + Q/r)Ae^{-\alpha r}, \quad (4.2)$$

$$V^A(r) = f^c(r) \sum_{n=1}^3 B_n e^{-\beta_n r}. \quad (4.3)$$

Здесь  $B_1 = 12388.792$  эВ,  $\beta_1 = 4.721 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $Q = 0.314 \text{ \AA}$ ,  $B_2 = 17.567$  эВ,  $\beta_2 = 1.433 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $A = 10953.544$  эВ,  $B_3 = 30.715$  эВ,  $\beta_3 = 1.383 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $\alpha = 4.747 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $D_{\min} = 1.7 \text{ \AA}$ ,  $D_{\max} = 2.0 \text{ \AA}$ . Функция  $f^c(r)$  в (4.2) и (4.3) ограничивает диапазон ковалентных взаимодействий и имеет вид:

$$f^c(r) = \begin{cases} 1, & r < R_{ij}^{(1)} \\ \left[ 1 + \cos \left[ \frac{\pi(r - R_{ij}^{(1)})}{(R_{ij}^{(2)} - R_{ij}^{(1)})} \right] \right] / 2, & R_{ij}^{(1)} < r < R_{ij}^{(2)} \\ 0, & r > R_{ij}^{(2)} \end{cases}, \quad (4.4)$$

где  $R_{ij}^{(1)} = D_{\min}$  и  $R_{ij}^{(2)} = D_{\max}$  – расстояния отсечки.

Функция кратности связи  $\bar{b}_{ij}$  в (4.1) выбрана как в первой версии потенциала Бреннера с параметрами для потенциала II в [37]. Выбранная упрощенная форма потенциала означает, что мы не намерены точно моделировать поведение графеновых слоев в плоскости. Взаимодействия из потенциала Бреннера рассчитываются, используя параллельный алгоритм из [38].

Для реалистичного моделирования процессов, связанных с раскалыванием графита решающую роль может играть надлежащее описание взаимодействий между слоями графена. В работе мы используем потенциал, зависящий от относительного положения слоев (RDP), который может описать потенциальный рельеф в графитовых системах с приемлемой точностью. Он определяется следующим образом:

$$V(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{n}_i, \mathbf{n}_j) = e^{-\lambda(r_{ij} - z_0)} \left[ C + f(\rho_{ij}) + f(\rho_{ji}) \right] - A \left( \frac{r_{ij}}{z_0} \right)^{-6}. \quad (4.5)$$

Здесь  $\lambda = 3,629 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $z_0 = 3,34 \text{ \AA}$ ,  $C = 3,030 \text{ МэВ}$ ,  $A = 10,238 \text{ МэВ}$ . Потенциал содержит  $r^{-6}$  ван-дер-ваальсово (ВДВ) притяжение и экспоненциально спадающее отталкивание благодаря межслойному перекрытию волновых функций. Чтобы воспроизвести анизотропию указанного перекрытия, введена функция  $f$ , быстро спадающая с поперечным расстоянием  $\rho$ :

$$f(\rho) = e^{-(\rho/\delta)^2} \sum C_{2n} (\rho/\delta)^{2n}, \quad (4.6)$$

где  $C_0 = 15,71 \text{ МэВ}$ ,  $C_2 = 12,29 \text{ МэВ}$ ,  $C_4 = 4,933 \text{ МэВ}$ , и  $\rho$  определяется через расстояние  $r_{ij}$  между парами атомов  $i$  и  $j$ , принадлежащих различным



слоям, и вектор  $\mathbf{n}_k$  ( $k = i, j$ ), являющийся нормалью к  $sp^2$  плоскости вблизи атома  $k$ :

$$\rho_{ij}^2 = r_{ij}^2 - (\mathbf{n}_i \mathbf{r}_{ij})^2, \quad \rho_{ji}^2 = r_{ij}^2 - (\mathbf{n}_j \mathbf{r}_{ij})^2. \quad (4.7)$$

В данной работе  $\mathbf{n}_k$  рассчитывается как «локальная» нормаль, т.е. как среднее трех нормированных векторных произведений радиус-векторов до ближайших соседей атома  $k$ , что соответствует RDP1 в [39]. Для дальнедействующего ВДВ слагаемого расстояние отсечки равно  $r_c = 2,7 z_0 = 0,9018$  нм. Энергия связи слоев  $E_{il}$

$$E_{il} = \sum_i \sum_{j>i} V(\mathbf{r}_{ij}, \mathbf{n}_i, \mathbf{n}_j). \quad (4.8)$$

В (4.8) суммирование проводится по атомам углерода двух соседних слоев, и функция  $V$  определяется по формуле (4.5).

Наличие нормалей в RDP делает его в сущности многочастичным потенциалом, требующим на много более вычислительных затрат по сравнению с простыми парными потенциалами. В данном исследовании рассматриваются взаимодействия только между соседними слоями, и они рассчитываются с использованием специально разработанного алгоритма, основанного на списках связанных ячеек [35].

Предполагается, что зонд взаимодействует только с верхним слоем графита, и взаимодействия между атомами зонда и углерода описываются парным потенциалом Леннарда-Джонса (ЛД):

$$V_{LJ} = 4\varepsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right], \quad r < r_c, \quad V_{LJ} = 0, \quad r \geq r_c, \quad (4.9)$$

где  $r$  – расстояние между парой атомов в граничащих материалах,  $\sigma = 0,5 z_0$ , а расстояние отсечки  $r_c$  имеет такое же значение, как и для RDP1. Поскольку истинные значения для сил, действующих между зондом и поверхностью, точно не установлены, мы исследуем поведение системы для нескольких значений  $\varepsilon$ , а именно 0,1, 0,25, 0,5, 1 и 6 эВ. Уравнения движения интегрируются методом «чехарды» [35] с шагом  $\Delta t = 0,1$  fs. Тепло отводится через термостат Берендсена, связанный с двумя динамическими графитовыми слоями и реализованный как в работе [40].

Мы изучаем два режима движения нановыступа. Первый – индентация, имеющая место, когда зонд продолжает продвигаться после возникновения контакта, и образец сжимается нановыступом. Второй – контакт, наблюдаемый, когда зонд движется к поверхности только до соприкосновения поверхностей, после которого он отводится от образца. Процесс индентации происходит следующим образом. После уравнивания системы на протяжении 1 пс, когда зонд находится вне области взаимодействия на расстоянии 1,16 нм и 1,08 нм над поверхностью для значений  $a$ , равных 0,3165 нм и 0,1583 нм, соответственно, выступ опускается по направлению к поверхности. Движение зонда происходит путем изменения  $z$ -координат атомов зонда пошагово приращениями в 0,01304 нм и 0,01182 нм для большего и меньшего значений  $a$ , соответственно. Отметим, что наносероховатость с  $a=0,3165$  нм не достигает равновесного положения верхнего графенового слоя, и наименьшее расстояние между ближайшими слоями граничащих материалов составляет около 0,108 нм. Напротив, меньший зонд опускается ниже верхнего слоя графита на величину 0,076 нм. После достижения минимального расстояния, зонд сразу же отводится от поверхности. Вся система уравнивается на протяжении 0,05 и 0,04 пс между смещениями нановыступа. Упомянутые величины соответствуют скоростям индентации в 260,8 м/с и 295,5 м/с. Когда рассматривается контакт, зонд не сразу отводится от поверхности, но после достижения минимальной высоты около 0,3 нм относительно равновесного положения верхнего слоя графена, зонд «зависает» на протяжении 0,2 пс, чтобы позволить образоваться контакту между поверхностями. Режим контакта главным образом используется для исследования образования графенового кусочка, и здесь используются более высокие скорости индентации, равные 4814 м/с и 2880 м/с для большего и меньшего зондов. Длительность моделирований с низкой и высокой скоростями движения зонда составляет 10 пс и 2,5 пс, соответственно.

В экспериментах, использующих силовую микроскопию, получают зависимости силы от расстояния до поверхности, отражающие изменения нормальной силы, действующей на зонд, с расстоянием до поверхности. В

нашей работе эта сила  $F$  рассчитывается как сумма  $z$  компонент сил, действующих на атомы нановыступа со стороны графитового образца, и она усредняется на протяжении последних 0,01 пс процедуры уравнивания между смещениями нановыступа. В следующем разделе представлены эти зависимости и другие результаты, полученные в моделированиях.

## 4.2 Результаты моделирования

На протяжении 1 пс после периода уравнивания, когда силы между зондом и образцом все еще остаются равными нулю, средние значения межслойного расстояния и энергии связи для двух верхних динамических слоев графена равны  $0,336 \pm 0,004$  нм и  $41,6 \pm 0,8$  МэВ соответственно. Эти значения отличаются от 0,334 нм и 48 МэВ, рассчитанных для жестких слоев с RDP [39], примерно на 1 % и 15 %, соответственно. Данное несоответствие можно объяснить конечным расстоянием отсечки, используемым в данной работе, тепловыми флуктуациями нормалей и использованием локальных нормалей вместо «полулокальных». Тем не менее, полученные величины очень близки к экспериментальным значениям [39].

Рассмотрим отдельно результаты, полученные в моделированиях индентации и контакта.

**Индентация.** На рис. 4.2 а показаны зависимости нормальной силы  $F$ , действующей на нановыступ с  $a = 0,1583$  нм, от расстояния и от времени. После начального медленного изменения силы между графитовой подложкой и нановыступом, по мере того как последний подводится к поверхности, наблюдается начало неустойчивости, проявляемой в резком увеличении притяжения между двумя поверхностями (точка А на рис. 4.2 а). Это соответствует явлению «прыжка для контакта» (ПдК) [41], происходящему как быстрый процесс, в котором атомы углерода под выступом смещаются по направлению к нему на протяжении короткого временного интервала

длительностью около 0,5 пс, и эффект ПдК связывается главным образом с деформацией образца, индуцированной зондом [41].

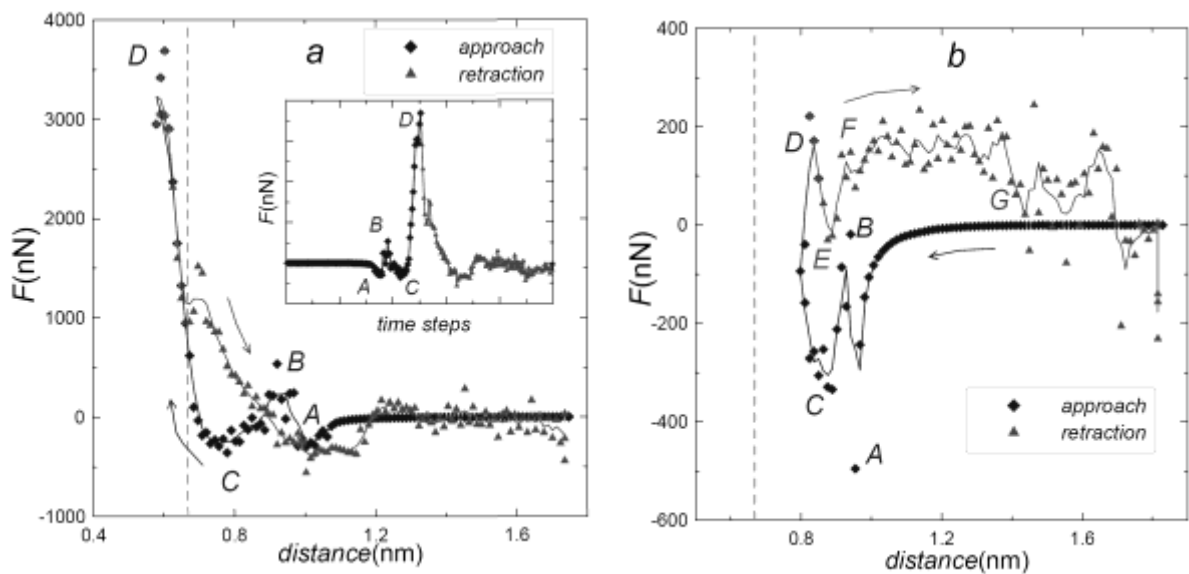


Рисунок 4.2 – Нормальная сила, действующая на нановыступ, при его индентации и последующем отводе от графитовой поверхности для  $\varepsilon = 0,5$  эВ и  $a = 0,1583$  нм (a),  $a = 0,3165$  нм (b). Значения по оси абсцисс соответствуют вертикальному расстоянию между жестким слоем графена и нижним атомным слоем зонда. Сплошные линии отображают среднее взвешенное измеренных данных, и показаны для облегчения восприятия. Стрелки указывают направление движения нановыступа. Штриховая линия представляет равновесное положение верхнего углеродного слоя, которое предполагается равным 0,668 нм от нижнего углеродного слоя. Вставка в (a): временная зависимость силы  $F$ , время изменяется от 0 до 10 пс, значения ординат такие же, как и на главном рисунке.

На рис. 4.3 а можно заметить следствие ПдК – небольшой локальный максимум энергии связи слоев  $E_{11}$  для  $\varepsilon = 1$  эВ между 3 и 4 пс. ПдК приводит к столкновениям атомов углерода с абсолютно жестким нановыступом, которые вызывают острый пик на зависимостях силы от расстояния (точка B на рис. 4.2 а). Дальнейшее продвижение зонда к образцу имеет результатом увеличение притяжения (участок BC кривых), а после достижения точки C наблюдается новое существенное увеличение отталкивания, указывающее на

область отталкивающей стенки и на индентацию образца [41]. Видео анимации, полученные для моделирования, показывают, что индентация имеет результатом дальнейшую деформацию образца, характеризуемую течением атомов углерода, индуцированным адгезией, которые смачивают края зонда. Относительно глубокое проникновение нановыступа, используемое для  $a = 0,1583$  нм, приводит к острым пикам в момент времени около 5 пс на рис. 4.3 а. Отвод зонда от образца имеет результатом усиленную адгезию между наношероховатостью и поверхностью графита. Об этом свидетельствует гистерезис на зависимостях силы на рис. 4.2 а, а также увеличение межслойной энергии  $E_{II}$  на рис. 4.3 а, подсказывающее о разделении слоев графена. Однако конечная высота, используемая в данных моделированиях, не достаточна для полной эксфолиации верхнего слоя графена, что можно увидеть из рис. 4.4 а, где представлена конечная атомная конфигурация системы.

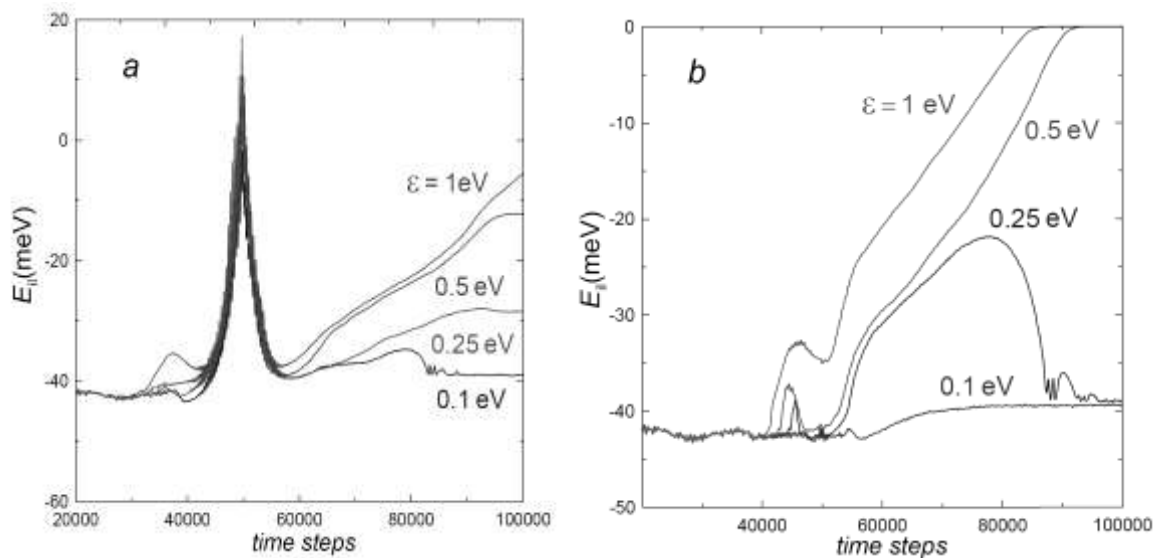


Рисунок 4.3 - Временные зависимости энергии связи двух верхних слоев графита (после периода уравнивания) для различных величин взаимодействия зонд-образец,  $a = 0,1583$  нм (а) и  $a = 0,3165$  нм (b).

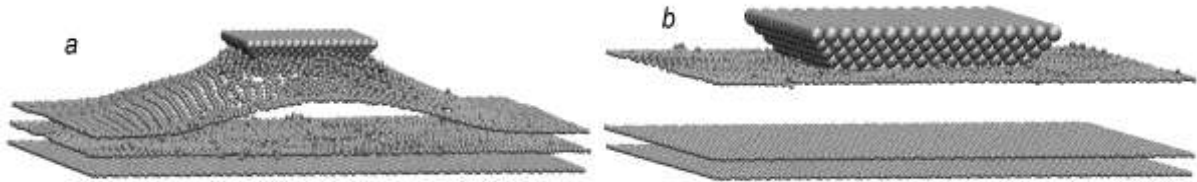


Рисунок 4.4 - Система в конце моделирования индентации с  $\varepsilon = 0,5$  эВ,  $a = 0,1583$  нм (a) и  $a = 0,3165$  нм (b).

Нагружающая часть кривой сила-расстояние, полученной при индентации образца с большим нановыступом (рис. 4.2 б), качественно сходна с описанной выше для малого зонда. Она указывает на присутствие ПК (точка A на рис. 4.2 б), соответствующего локальным максимумам  $E_{il}$ , наблюдаемым между 4 и 5 пс на рис. 4.3 б. Также присутствует острый пик в точке B и область отталкивающей стенки (сегмент CD). Однако часть кривой сила-расстояние, отвечающая отводу зонда на рис. 4.2 б, качественно отличается от показанной на рис. 4.2 б. Умеренное спадание отталкивания в начале отвода до точки E сменяется сегментом EF, на котором сила становится отталкивающей снова и сохраняет положительный знак до точки G. Это проявляет тенденцию атомов углерода толкать зонд вверх и, таким образом, двигаться в этом направлении, стимулируя отслоение верхнего слоя. Внезапное изменение отталкивания на притяжение после точки G на рис. 4.2 б указывает на последний этап эксфолиации, на котором силы между пластинками графена на границах должны быть преодолены, и наблюдается изгибание верхнего слоя. Окончательная конфигурация имеет полностью удаленный верхний слой (рис. 4.2 б), что соответствует нулевой энергии связи слоев на рис. 4.3 б.

Сравнивая кривые сила-расстояние для меньшего и большего зондов, можно отметить, что разброс данных на много более выражен для последнего. Это можно приписать большей площади поверхности наношероховатости с  $a = 0,3165$  нм и его меньшей поверхностной энергии, что обеспечивает условия для большего числа нерегулярных атомных столкновений с зондом благодаря тепловому движению атомов углерода. В некоторых работах проводится дополнительное усреднение кривых сила-

расстояние с целью фильтрации шума, вызванного тепловыми колебаниями. Данная процедура не проводилась в текущем исследовании.

О влиянии величины взаимодействия зонд-образец  $\epsilon$  на поведение системы можно заключить из рис. 4.3. Для  $a = 0,1583$  нм временные зависимости  $E_{il}$  при отводе (который начинается после 5 пс) проявляют медленное возрастание для всех  $\epsilon$  кроме 0,1 эВ (рис. 4.3 а). Большие  $\epsilon$  приводят к более высоким  $E_{il}$ , показывая более значительную тенденцию к расслоению с увеличением  $\epsilon$ . Однако полное расслоение не наблюдалось для меньшего зонда как результат относительно малой конечной высоты между нановыступом и образцом. Для  $\epsilon = 0,1$  эВ на рис. 4.3 а наблюдается локальный максимум в момент времени около 8 пс, после чего  $E_{il}$  приобретает практически постоянное значение. Это подсказывает, что нановыступ «теряет» верхний слой графена и атомы углерода возвращаются в равновесное вертикальное положение верхнего слоя. Для  $a = 0,3165$  нм отметим отсутствие острого пика в момент времени 5 пс для всех  $\epsilon$  на рис. 4.3 б благодаря неглубокой индентации. В этом случае для  $\epsilon = 0,1$  эВ отсутствует значительная адгезия, когда  $\epsilon = 0,25$  эВ зонд «теряет» атомы углерода, а значения  $\epsilon$ , большие или равные 0,5 эВ приводят к полному откалыванию верхнего слоя графена.

**Контакт.** Чтобы исследовать возможность образования кусочка графена, прикрепленного к наношероховатости, проведена вторая серия моделирований, в которой рассмотрен контакт. В этих компьютерных экспериментах зонд движется с высокой скоростью и не сжимает подложку, но после образования контакта выступ немедленно отводится от образца. Чтобы обеспечить условия, в которых излишнее тепло не имеет достаточно времени для диссипации, требуются значительно более высокие скорости движения зонда по сравнению с индентацией. Это помогает достичь высоких значений температуры, достаточных для вклада в разрушение ковалентных связей в графеновой пластине. Как показывают моделирования, более высокие значения  $\epsilon$  требуются для образования кусочка. Мы рассматриваем значение  $\epsilon = 6$  эВ и случай  $a = 0,1583$  нм. Для большего зонда результаты

качественно сходны. Отметим лишь, что для  $a = 0,3165$  нм требуются скорости движения примерно в два раза превышающие соответствующие значения для меньшего зонда.

Когда зонд подводится к поверхности, наблюдается постепенное увеличение притяжения между поверхностями, за которым следует прыжок для контакта (точка  $A$  на рис. 4.5 а). Внезапный скачок силы представлен сегментом  $AB$ , как и в случае индентации. Зонд не движется на сегменте  $BC$ , чтобы достигнуть достаточного сцепления между поверхностями. Отвод начинается после точки  $C$  и вызывает острое возрастание притяжения с максимумом в точке  $D$ , после которой притяжение начинает спадать, и внезапно оно сменяется отталкиванием после точки  $E$ . Как показывают анимации, уменьшение притяжения обусловлено разрывом межатомных связей в верхнем слое графена. Разрушение большинства связей приводит к образованию кусочка графена, выраженного в значительном изменении силы после точки  $E$ . Атомная конфигурация системы в этот момент представлена на рис. 4.5 б, где можно наблюдать кусочек графена, прикрепленный к зонду.

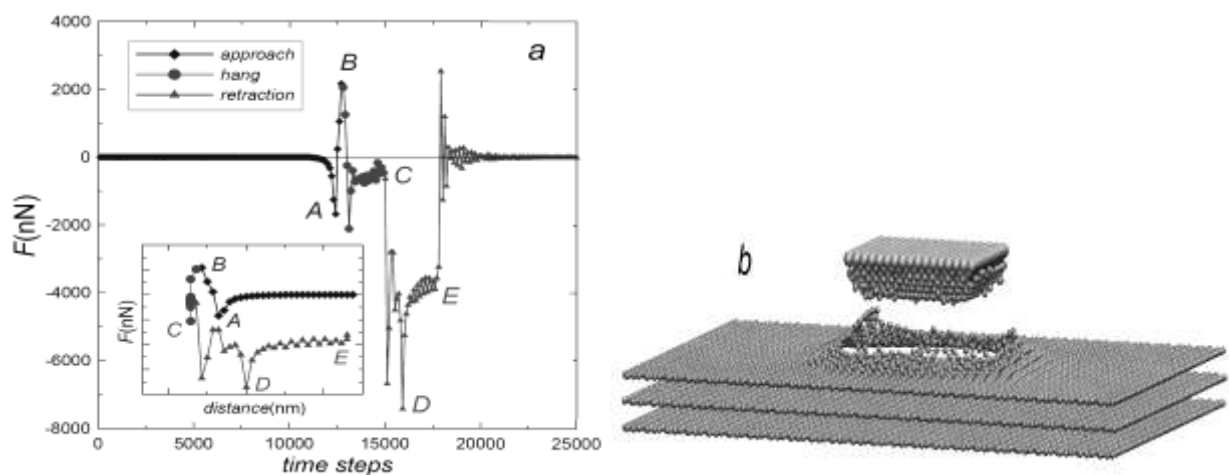


Рисунок 4.5 - (а) Временные зависимости нормальной силы  $F$ , действующей на нановыступ с  $a = 0,1583$  нм в моделировании, касающемся его контакта с поверхностью графита. Вставка: кривая сила-смещение для этого случая, значения ординат такие же, как на основном рисунке, минимальное значение абсцисс совпадает с равновесным положением верхнего слоя графена, максимальное значение абсциссы равно 1,8 нм (b) Мгновенный снимок системы, соответствующий точке  $E$  в (а)



Кусочек сильно деформирован и практически полностью потерял свою гексагональную структуру. Полученные результаты могут служить доводом того, что рассмотренный сценарий образования кусочка графена, происходящий относительно далеко от границ слоев, экспериментально наблюдаться не будет, поскольку он требует высоких скоростей индентации и поверхностных энергий зонда. Более вероятным является раскалывание, происходящее на границах зёрен поликристаллического графитового образца, используемого в экспериментах [33], где кусочек может быть отколот по механизму эксфолиации, рассмотренному в предыдущем разделе для большего зонда.

#### Выводы к разделу 4

**1** Исследованы физические процессы, имеющие место при взаимодействии графитового образца с жестким пирамидальным нановыступом с помощью классической молекулярной динамики. Рассмотрены два значения постоянной решетки  $a$  зонда, равные 0,3165 нм и 0,1583 нм, в условиях нескольких значений величины взаимодействия зонд-образец и скорости движения зонда.

**2** Образование контакта между жестким зондом, приближающимся к гибкому графитовому образцу, ассоциируется с неустойчивостью атомного масштаба, приводящей к явлению ПК. Разделение двух материалов есть результат смачивание зонда атомами углерода, индуцированное адгезией, для больших значений  $\varepsilon$ . Оно отображено на кривых сила-расстояние, проявляющих четко выраженный гистерезис для приближения зонда к образцу и последующего отвода. Однако подобное смачивание не наблюдается для большего зонда, когда  $\varepsilon = 0,1$  эВ. Нановыступ «теряет» слой графена, когда  $\varepsilon = 0,1$  эВ и  $\varepsilon = 0,25$  эВ для меньшего и большего нановыступа соответственно. Значения  $\varepsilon$ , равные или превышающие 0,5 эВ достаточны для микромеханического скалывания образца когда рассматривается наношероховатость с  $a = 0,3165$  нм. Для образования кусочка графена, прикрепленного к зонду, требуются значительные скорости индентации, и они почти в два раза больше для большего нановыступа.

## ВЫВОДЫ

**1** Решены задачи повышения разрешающей способности зондоформирующих систем, которые заключаются в оптимизации нелинейного процесса формирования пучка в квадрупольных системах с индивидуальными источниками питания линз.

**2** Установлено, что применение четырех индивидуальных источников питания линз в сочетании с возможностью свободного расположения первых двух линз вдоль оптической оси позволяет эффективно управлять процессом зондоформирования пучка в ядерных микрондах.

**3** Разработаны общая методика и функциональная схема моделирования электромагнитных явлений в нерегулярных квазиоптических системах миллиметрового диапазона длин волн, которые базируются на преобразовании поверхностных волн диэлектрического волновода в объемные при их распространении вдоль периодических металлических и металлодиэлектрических структур. Экспериментальное моделирование электромагнитных процессов в многосвязных квазиоптических системах реализовано в частотном диапазоне  $f = 30 - 80$  ГГц.

**4** Построена самосогласованная мультигармоническая кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазменно-пучковых лазеров на свободных электронах с Н-убитронной накачкой. Проведен анализ уровня насыщения, который подтвердил предположение о том, что данные системы способны генерировать мощное электромагнитное излучение в миллиметровом диапазоне длин волн.

**5** Исследованы физические процессы, имеющие место при взаимодействии графитового образца с жестким пирамидальным нановыступом с помощью классической молекулярной динамики.

## ПЕРЕЧЕНЬ ССЫЛОК

- 
1. Watt F. The National University of Singapore high energy ion nano-probe facility: Performance tests / F. Watt, J.A. van Kan, I. Rajta et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2003. - Vol. 210. - P. 14-20.
  2. Ponomarev A.G. Parametric multiplets of magnetic quadrupole lenses: application prospects for probe-forming systems of nuclear microprobe / A.G. Ponomarev, K.I. Melnik, V.I. Miroshnichenko // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2005. - Vol. 231. - P. 86-93.
  3. Dymnikov A.D. Optimal non-linear, orthomorphic, magnetic quadrupole lens systems for ion microprobes / A.D. Dymnikov, D.N. Jamieson, G.J.F. Legge // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1995. – Vol. 104. - P. 64-68.
  4. Ryan C.G. A high performance quadrupole quintuplet lens system for the CSIRO-GEMOC nuclear microprobe / C.G. Ryan, D.N. Jamieson // Nucl. Instr. and Meth. B. – 1999. - Vol. 158. - P. 97-106.
  5. Butz T. The Leipzig high-energy ion nanoprobe: A report on first results / T. Butz, R.-H. Flaggmeyer, J. Heitmann et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2000. – Vol. 161-163 - P. 323-327.
  6. Lebed S. Design and first results of the nuclear microprobe in Cracow / S. Lebed, M. Cholewa, Z. Cioch et al. // Nucl. Instr. and Meth. . – 1999. – Vol. 158 - P. 44-47.
  7. Storizhko V.E. The Sumy scanning nuclear microprobe: design features and first tests / V.E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.A. Rebrov, et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. – Vol. 260 - P. 49-54.
  8. Rebrov V.A. The new design of magnetic quadrupole lens doublet manufactured from a single piece / V.A. Rebrov, A.G. Ponomarev, V.K. Palchik, N.G. Melnik // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2007. - Vol. 260. - P. 34-38.

- 
9. Dymnikov A. Matrix theory of the motion of a charged particle beam in curvilinear space-time. Part I. General theory / Dymnikov A., Helborg R. // Nucl. Instr. and Meth. A. - 1993. – Vol. 330. - P. 323-342.
10. Гинзбург В. Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова-Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) / В. Л. Гинзбург // УФН. – 1996. – Т. 166, №10 – С. 1033–1042.
11. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника / Шестопалов В. П. – Харьков : ХГУ, 1976. – 232 с.
12. Шестопалов В. П. Генераторы дифракционного излучения / В. П. Шестопалов – К. : Наук. думка, 1991. – 320 с.
13. Зайцев А.С. Экспериментальное исследование ближнего поля проволочных антенн / А.С. Зайцев, А.Р. Серегина, Ю.В. Ходатаев // Антенные устройства и распространение радиоволн. - Вып. 119. С. 128 – 137.
14. Воробйов Г. С. Обґрунтування вибору режимів моделювання черенковського та дифракційного випромінювань на металодіелектричних структурах / Г. С. Воробйов // Вісник Сумського державного університету. – 2000. – №16. – С. 60–64. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
15. Нанашева Е.А., Трубицина О.Н., Картенко Н.Ф., Усов О.А.//Физика твердого тела. 1999. Т.41. Вып. 5. С. 882-884.
16. Особенности моделирования волновых процессов в излучающих системах квазиоптических открытых волноводов: конф. молодых ученых і аспірантів [«ІЕФ-2009»], (Ужгород, 14-19 травня 2009 р.) / О. О. Рибалко. – Ужгород : Інститут електронної фізики НАН України. – 2009. – 31 с.
17. Валитов Р. А. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах : Методы и техника / Р. А. Валитов, С. Ф. Дюбко, Б. И. Макаренко [и др.]; под ред. Р. А. Валитова, Б. И. Макаренко. – М. : Радио и связь, 1984. – 296 с.

- 
18. Kulish V.V. Hierarchical methods. Vol. II. Undulative electrodynamic systems, Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2002. – 396 p.
  19. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. — М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2002. –544 с.
  20. Коцаренко Н.Я., Кулиш В.В. Об эффекте супергетеродинного усиления электромагнитных волн в системе плазменно-пучок. // Радиотехника и электроника, 1980, т.25, №11, С. 2470-2471.
  21. Коцаренко Н.Я., Кулиш В.В. О возможности супергетеродинного усиления электромагнитных волн в электронных потоках. // ЖТФ, 1980, т. 50, вып.17, С. 220 -222.
  22. Bekefi G., Jacobs K.D. Two-stream, free-electron lasers. //J.Appl.Phys, 1982, Vol.53, Issue 6, P. 4113-4121.
  23. Botton K., Ron A. Two-stream instability in free electron lasers. // IEEE Transactions on Plasma Science, 1990, Vol.18, Issue 3, P. 416-423.
  24. Кулиш В.В. К теории супергетеродинных лазеров на свободных электронах. // Укр. физ. журнал, 1991, т.36, №1, С. 28 - 33.
  25. Кулиш В.В., Пугачев В.П. К теории эффекта супергетеродинного усиления электромагнитных волн в плазме двухпучковой релятивистской электронной системы. // Физика плазмы, т. 17, № 6, 1991, С. 696-705.
  26. Kulish V.V., Lysenko O.V., Savchenko V.I., Majornikov I.G. The Two-Stream Free Electron Laser as a Source of Electromagnetic Femto-Second Wave Packages. // Laser Physics, Vol. 15, No. 12, 2005, P. 1629-1633.
  27. Кулиш В.В., Лысенко А.В., Коваль В.В. Мультигармоническая кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазменно-пучковых лазеров на свободных электронах с доплертоновой накачкой. //Прикладная физика, вып. 5, 2009, С.76-82.

- 
28. Kulish V.V. Hierarchical methods: Vol. I. Hierarchy and Hierarchic Asymptotic Methods in Electrodynamics, Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2002. – 380 p.
  29. Куліш В.В. Ієрархічний метод та технічні особливості його застосування у нелінійних задачах електродинаміки. Загальна теорія. // Укр. фіз. журн., 1998, т.43, № 4, С.483 – 499.
  30. Y.Hernandez, V.Nicolosi, M.Lotya et al., Nature Nanotechnol., 3, 563 (2008).
  31. A.K.Geim, Science, 324, 1530 (2009).
  32. A.H.Castro Neto, F.Guinea, N.M.R.Peres et al., Rev. Mod. Phys., 81, 109, (2009).
  33. M.Dienwiebel, G.S.Verhoeven, N.Pradeep et al., Phys. Rev. Lett., 92, 126101 (2004).
  34. A.E.Filippov, M.Dienwiebel, J.W.M.Frenken et al., Phys. Rev. Lett., 100, 046102 (2008).
  35. D.C.Rapaport, The Art of Molecular Dynamics Simulation, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge (2004).
  36. D.W.Brenner, O.A.Shenderova, J.A.Harrison et al., J. Phys.: Condens. Matter, 14, 783 (2002).
  37. D.W.Brenner, Phys. Rev., B42, 9458 (1990).
  38. A.Caglar, M.Griebel, in: R.Esser, P.Grassberger, J.Grotendorst, M.Lewerenz (Eds.), Molecular Dynamics on Parallel Computers, World Scientific, Julich (1999), p.1.
  39. A.N.Kolmogorov, V.H.Crespi, Phys. Rev., B71, 235415 (2005).
  40. M.Griebel, S.Knapek, G.Zumbusch, Numerical Simulation in Molecular Dynamics, Springer, Berlin, Heidelberg (2007).
  41. S.J.Heo, S.B.Sinnott, D.W.Brenner, J.A.Harrison, in: B.Bhushan (Ed.), Nanotribology and Nanomechanics, Springer, Berlin (2005), p. 623.