

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ,
МОЛОДЕЖИ И СПОРТА УКРАИНЫ
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

На правах рукописи

Рыбалко Александр Александрович

УДК 537.874.6

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В
МНОГОСВЯЗНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С
ПЕРИОДИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ**

01.04.01 – физика приборов, элементов и систем

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

Воробьев Геннадий Савельевич

доктор физико-математических наук,
профессор

СУМЫ – 2011

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
РАЗДЕЛ 1 МНОГОСВЯЗНЫЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В ТЕХНИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ СВЧ	13
1.1. Многосвязные линии передачи и устройства СВЧ классического типа .	13
1.2. Резонансные квазиоптические многосвязные системы.....	19
1.3. Волноводные квазиоптические многосвязные системы	23
1.4. Классификация многосвязных квазиоптических систем и их основные характеристики	25
Выводы к разделу 1	31
РАЗДЕЛ 2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБЩАЯ МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВОЛН В МНОГОСВЯЗНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ.....	32
2.1. Общие принципы волнового моделирования и построения экспериментальной установки.....	32
2.2. Выбор режимов моделирования пространственных волн	37
2.3. Функциональная схема экспериментальной установки и назначение ее основных узлов	42
2.4. Общая методика моделирования электромагнитных явлений в многосвязных квазиоптических системах.....	48
Выводы к разделу 2	54
РАЗДЕЛ 3 РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ВОЛНОВОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТОВ СВЯЗИ.....	55
3.1. Однорядные элементы связи на основе металлических периодических структур.....	56
3.1.1. Общие свойства излучающих систем на основе однорядных периодических металлических неоднородностей	56
3.1.2. Результаты экспериментальных исследований однорядных периодических металлических неоднородностей	64
3.2. Однорядные элементы связи на основе периодических металлодиэлектрических структур.....	73
3.3. Электродинамические свойства двухрядных периодических структур..	86

3.4. Особенности амплитудных распределений ближних полей излучающих элементов в МКС.....	96
3.5. Численное тестирование результатов экспериментального моделирования.....	99
Выводы к разделу 3	106
РАЗДЕЛ 4 РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ РЕЗОНАНСНЫХ И ВОЛНОВЕДУЩИХ МНОГОСВЯЗНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ	107
4.1. Общие свойства квазиоптических систем	107
4.2. Резонансные многосвязные квазиоптические системы с периодическими металлическими структурами	113
4.2.1. Основные свойства МКС с однорядными структурами	113
4.2.2. Основные свойства МКС с двухрядными структурами.....	118
4.3. Резонансные МКС с периодическими металлодиэлектрическими структурами	123
4.4. Волноведущие МКС с периодическими структурами	131
4.4.1. Многосвязные квазиоптические системы на основе плоскопараллельных ОВ	131
4.4.2. Влияние фазовой коррекции зеркал на характеристики волноведущих МКС	148
4.5 Вопросы практической реализации электродинамических свойств МКС при создании новых типов устройств СВЧ.....	151
4.5.1. Квазиоптические направленные ответвители и делители мощности.....	151
4.5.2. Вопросы технологии изготовления источников излучения субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов волн на базе МКС.....	159
Выводы к разделу 4	163
ВЫВОДЫ	164
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	166

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

- АДИ – аномальное дифракционное излучение
БВПЗ – быстрая волна пространственного заряда
БЦВ – быстрая циклотронная волна
ГДИ – генератор дифракционного излучения
ДВ – диэлектрический волновод
ДИ – дифракционное излучение
ДН – диаграмма направленности
ДП – диэлектрическая призма
ДР – дифракционная решетка
ДЧИ – дифракционно-черенковское излучение
ЭВП – электровакуумный прибор
КСВ – коэффициент стоячей волны
 K_{Π} – коэффициент передачи
ЛБВ – лампа бегущей волны
ЛОВ – лампа обратной волны
ЛСЭ – лазер на свободных электронах
МКС – многосвязные квазиоптические системы
МВПЗ – медленная волна пространственного заряда
МДК – металлодиэлектрический канал
МДС – металлодиэлектрическая структура
МСМ – миллиметровые и субмиллиметровые волны
МЦВ – медленная циклотронная волна
НО – направленный ответвитель
ОВ – открытый волновод
ОР – открытый резонатор
ЧИ – черенковское излучение
ЭП – электронный поток
ЦСМЗР – цепочка связанных многозазорных резонаторов

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время вакуумная СВЧ электроника в основном развивается по пути создания мощных источников электромагнитного излучения [1-3], которые востребованы в радиолокации, системах связи, ускорительной технике, высокотемпературной обработке материалов, спектроскопии и т.д. Принципы построения таких приборов основаны как на классических методах преобразования энергии электронов в СВЧ поля (клистроны, магнетроны, лампы обратной волны (ЛОВ), лампы бегущей волны (ЛБВ)), так и на радиационных эффектах, таких например, как черенковское, циклотронное и дифракционное излучения (черенковские ЛОВ, мазеры на циклотронном резонансе, лазеры на свободных электронах, оротроны и генераторы дифракционного излучения (ГДИ)). В течение последних десятилетий вакуумная СВЧ электроника характеризуется высокими темпами развития [4,5]. Внедрение новых принципов построения электровакуумных приборов (ЭВП), непрерывное совершенствование технологии их изготовления позволило значительно увеличить надежность этих приборов. К таким ЭВП относятся: ЛБВ различных модификаций, клистроны, магнетроны, гироприборы, ГДИ, оротроны, лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) и др. Вместе с тем, в радиоастрономических инструментах и системах зондирования атмосферы Земли в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах волн предпочтение отдается твердотельным гетеродинным источникам в силу их компактности, малой массы и мощности потребления, несмотря на небольшую величину выходной мощности, которая, например, на частоте 2 ТГц не превышает 1 мкВт [6]. Низкий уровень выходной мощности таких источников в значительной степени усложняет задачу создания смесителей [7]. В связи с этим, несмотря на достигнутые успехи в создании мощных электровакуумных источников колебаний терагерцового диапазона волн [8,9], актуальным остается вопрос реализации низковольтных гетеродинных источников излучения этого класса приборов, которые могли бы конкурировать с твердотельными генераторами. Кроме того, в этом направлении остается проблема создания элементной базы субмиллиметрового и инфракрасного

диапазонов, которая требует применения принципиально новых физических и технологических решений, основанных, например, на использовании многосвязных квазиоптических систем (МКС) [10,11], которые по своим свойствам значительно отличаются от традиционных волноведущих и резонаторных систем закрытого типа, используемых ранее для освоения длинноволновой области диапазона СВЧ.

Актуальность темы. Многосвязные электродинамические системы нашли широкое применение при улучшении выходных параметров классических ЭВП миллиметрового диапазона волн, таких, например, как ЛБВ с замедляющей системой цепочек связанных резонаторов [12,13] и ЛОВ с многорядными замедляющими системами [12,14]. Однако для данных устройств остаются характерными проблемы при продвижении их в субмиллиметровый и терагерцовый диапазоны длин волн, которые связаны, прежде всего, с уменьшением размеров пространства взаимодействия и основных узлов приборов пропорционально длине волны. Преодоление этих трудностей стимулировало развитие новых принципов построения ЭВП, основанных на применении МКС, как в электронике, так и в технике СВЧ [10,15-18]. Основным отличием МКС от используемых в традиционных устройствах СВЧ систем является присутствие, как минимум, двухактного преобразования поверхностных волн распределенных источников излучения в объемные волны на периодических неоднородностях. К таким приборам, например, относятся ГДИ и оротроны [12,15], принцип работы которых основан на многоактном преобразовании поверхностных волн пространственных дифракционных гармоник электронного потока (ЭП) вблизи дифракционной решетки (ДР) в объемные волны собственных колебаний открытого резонатора (ОР) или открытого волновода (ОВ).

На основании фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований квазиоптических систем ГДИ миллиметрового и субмиллиметрового (МСМ) диапазонов волн, проведенных в ИРЭ НАН Украины [15,16] под руководством академика Шестопалова В.П., получило развитие новое научное направление в области ЭВП – дифракционная электроника [19],

перспективы развития которой, по аналогии с классическими приборами типа ЛБВ, ЛОВ [12], основаны на использовании МКС различных типов.

До настоящего времени в работах [20] были исследованы электродинамические свойства связанных ОР с последовательным и параллельным включением резонаторов относительно источников излучения без учета особенностей электродинамических характеристик элементов связи. На базе таких систем предложены схемы реализации генераторов и умножителей частоты МСМ волн, а также показана возможность значительного увеличения полосы пропускания связанных ОР, относительно автономного резонатора с ДР, который используется в приборах типа ГДИ-оротрон.

Перспективными, в плане построения принципиально новых ЭВП и элементной базы устройств МСМ волн, включая инфракрасные волны, являются МКС различных модификаций с периодическими металлическими и металлодиэлектрическими структурами (МДС) [21], которые частично изучены численно-аналитическими методами, в приближении заданного тока [15,22] и с применением методов экспериментального моделирования, например, [23]. Установлено, что при включении в открытый резонатор МДС такая МКС может обладать качественно новыми свойствами [24], которые позволяют на ее основе предложить высокочастотные фильтры, стабилизаторы частоты, устройства вывода энергии из объема ОР и новые типы полупроводниковых генераторов. В работах [25,26] проанализирована возможность создания усилителя на эффекте Смита-Парселла.

Многообразие предложенных ранее МКС, при недостаточном объеме их системных исследований тормозит развитие практической реализации новых модификаций схем ЭВП и элементной базы МСМ волн на их основе. Существующие к настоящему времени численные методы оптимизации трехмерных СВЧ структур [27,28] позволяют эффективно проанализировать электродинамические характеристики только для отдельных элементов МКС, например, отражательных металлических и металлодиэлектрических структур. При этом решение вопросов оптимизации таких структур в полном объеме требует больших затрат машинного времени при неоднозначности полученных решений. Поэтому вопросы разработки общей методики экспериментального

моделирования электромагнитных явлений в МКС и реализации ее для изучения электромагнитных явлений в сложных квазиоптических системах, с привлечением существующих численно-аналитических методов, являются актуальными.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Новые технологии в физике и технике СВЧ» кафедры наноэлектроники Сумского государственного университета. Тематика работы соответствует научным программам Министерства образования и науки Украины по фундаментальным исследованиям. Основные результаты работы вошли в отчеты по госбюджетным темам «Физика волновых процессов в открытых волноводно-резонаторных металлодиэлектрических системах с распределенными источниками излучения» № 0106U001931 (2006 – 2008 г.г.), а также в промежуточный отчет по госбюджетной теме «Физика формирования потоков заряженных частиц в приборах для диагностики материалов атомной энергетики» № 0109U001378 (2009 – 2011 г.г.).

Цель и основные задачи исследования. Целью исследования является экспериментальное моделирование (с привлечением численных методов) физики электромагнитных явлений в многосвязных квазиоптических системах миллиметрового диапазона с периодическими неоднородностями, на основании которых могут быть выработаны практические рекомендации при реализации конкретных устройств электроники и техники СВЧ.

В связи с поставленной целью **в работе поставлены и решены следующие научные задачи:**

- проведен обобщенный анализ многосвязных систем и построена схема их классификации, на основании чего дано определение термина МКС и обозначены объекты исследований;
- разработана и реализована на экспериментальных установках общая методика моделирования электромагнитных явлений как для элементов связи, так и в МКС резонансного и волноводного типов;

- в миллиметровом диапазоне волн исследованы пространственные и волноводные характеристики элементов связи МКС, выполненные как на основе металлических, так и металлodieлектрических периодических структур. Для основных режимов возбуждения пространственных волн проведено численное тестирование результатов эксперимента;
- для широкого класса резонансных МКС (связанных ОР, с отражательными и полупрозрачными ДР, резонаторов с периодическими МДС) исследованы их спектральные и волноводные характеристики;
- для различных модификаций МКС на базе открытого волновода исследованы условия формирования бегущей волны в зависимости от его электродинамических параметров;
- путем выделения, при экспериментальном и численном моделировании, оптимальных режимов возбуждения электромагнитных колебаний в МКС проанализирована возможность создания новых схем ЭВП и элементной базы приборов МСМ диапазонов волн.

Объект исследования – электромагнитные явления в многосвязных квазиоптических системах миллиметрового диапазона волн.

Предмет исследования – электродинамические характеристики периодических элементов связи, многосвязных открытых резонаторов и волноводов.

В соответствии с поставленными задачами **использованы такие методы исследований:**

- теоретический метод идентификации волн пространственного заряда ЭП с поверхностной волной диэлектрического волновода;
- методы решения задач электроники в приближении заданного тока и в самосогласованной постановке;
- численные методы: итерационный метод Ньютона и метод конечных разностей;
- классические методы измерения амплитудных и частотных характеристик электромагнитных полей в диапазоне СВЧ.

Научная новизна полученных результатов. В диссертационной работе систематизированы и развиты экспериментальные методы исследования электромагнитных явлений в многосвязных квазиоптических системах, которые в сочетании с численными методами могут быть использованы при создании новых модификаций электровакуумных приборов и элементной базы МСМ волн, включая инфракрасные волны. Получены следующие новые результаты:

– впервые разработана общая методика экспериментального моделирования электромагнитных явлений в многосвязных квазиоптических системах, которая может быть применена к любому объекту, содержащему системы формирования и преобразования поверхностных волн в объемные, данная методика реализована на экспериментальных стендах в диапазоне частот 30 – 80 ГГц;

- для двухрядных периодических структур МКС впервые установлена возможность фазовой и амплитудной коррекции уровня гармоник излучения, путем продольного и углового смещения их ламелей относительно оси диэлектрического волновода. Определены условия резонансного излучения при увеличении его интенсивности на 30 – 40% по сравнению с однорядными структурами;

- для резонансных МКС установлена возможность увеличения полосы пропускания связанных ОР в 2 – 4 раза, при одновременном подавлении колебаний на боковых частотах. Для волноведущих МКС впервые определены оптимальные условия формирования бегущей электромагнитной волны и интервал предельных значений циклотронного параметра при фокусировке ЭП магнитным полем;

- предложены новые модификации направленных ответвителей, делителей мощности и источников излучения, которые на уровне современных нанотехнологий могут быть реализованы в субмиллиметровом – инфракрасном диапазонах волн.

Практическое значение полученных результатов. Разработанная методика экспериментального моделирования электромагнитных явлений в МКС может быть использована при оптимизации электродинамических параметров

новых модификаций ЭВП и настройке квазиоптических элементов многосвязных устройств МСМ волн. Результаты исследований резонансных и волноводных МКС позволяют предложить и реализовать новые типы приборов и устройств, которые являются перспективными при освоении субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов длин волн. В настоящее время результаты диссертационной работы и созданная экспериментальная база используются при постановке специальных учебных курсов, например, «Электроника СВЧ» и «Радиофизические методы диагностики материалов» для студентов и магистрантов по специальности "физическая и биомедицинская электроника", а также частично вошли в отчеты по указанным выше госбюджетным темам.

Собственный вклад соискателя. В основных работах, выполненных в соавторстве, автор принимал участие: в постановке задач, определенных руководителем; теоретических и экспериментальных исследованиях; обсуждении результатов и написании статей. Непосредственный вклад соискателя в научные работы заключается в следующем: [18] – принял участие в разработке универсальной экспериментальной установки и методики измерений электродинамических характеристик; [17,127] – предложена схема направленного ответвителя, проведен его расчет; [29,129] – проведен анализ и обобщение литературных источников по темам обзоров; [87,104] – при участии автора усовершенствована экспериментальная установка и разработана методика моделирования волновых процессов в открытом волноводе с дифракционно-связанными излучающими апертурами; [98] – проведен численный анализ основных режимов возбуждения пространственных волн на периодических металлодиэлектрических структурах и экспериментальные исследования; [119] – подготовлена и опубликована лично автором; [120,121] – в рамках теоретической модели получено и численно проанализировано выражение для коэффициента усиления системы; [124] – принято участие в разработке системы регистрации переходного излучения электронов на металлической мишени.

Апробация результатов диссертации. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на 18-й – 20-й Международных конференциях «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (г. Севастополь, 2008 –

2010 г.г.); 12-м Международном форуме «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» (г. Харьков, 2008 г.); Міжнародних конференціях молодых науковців з теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА» (м. Львів, 2008 – 2010 г.г.); Конференції молодих вчених та аспірантів «ІЕФ-2009» (м. Ужгород, 2009 г.); 2-й Международной научной конференции "Электронная компонентная база. Состояние и перспективы развития" (г. Харьков-Кацивели, 2009 – 2010 г.г.); ежегодных Научно-технических конференциях сотрудников, преподавателей и студентов СумГУ (г. Сумы, 2007 – 2010 г.г.).

Публикации. Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 32 научных работах, в том числе 12 статьях специализированных научных журналов, входящих в перечень ВАК Украины, 20 материалах и тезисах конференций.

РАЗДЕЛ 1

МНОГОСВЯЗНЫЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В ТЕХНИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ СВЧ

В данном разделе рассмотрены и проанализированы основные типы многосвязных электродинамических систем, которые находят широкое применение в электронных приборах и технике СВЧ. На основании литературного обзора показана перспективность использования многосвязных квазиоптических систем в МСМ диапазонах волн, включая инфракрасные волны. Построена схема классификации многосвязных электродинамических систем по особенностям физики взаимодействия электромагнитных полей, на основании которой определен круг задач, нерешенных к началу выполнения данной работы. Результаты данной главы частично опубликованы в обзоре [29].

1.1. Многосвязные линии передачи и устройства СВЧ классического типа

Энергию электромагнитного поля от источника к потребителю необходимо передавать так, чтобы она была локализована в некоторой части пространства с минимальными потерями на излучение. Устройства, выполняющие указанные функции, называют линиями передачи (ЛП) или волноводами. Все линии передачи условно можно разделить на два больших класса: линии передачи закрытого и открытого типов. В линиях передачи закрытого типа вся энергия сосредоточена в пространстве, экранированном от внешней среды металлической оболочкой (волноводы различных конфигураций, проволочные линии и др.). В линиях передачи открытого типа электромагнитное поле распределено в некотором объеме пространства, окружающем линию, что неизбежно приводит к потерям на излучение энергии. На базе ЛП строятся различные устройства СВЧ классического типа, для которых существует достаточно устоявшаяся терминология и определения. Такие устройства можно наглядно проиллюстрировать на примере волновода обобщенно-цилиндрической формы (рис. 1.1 а) [30].

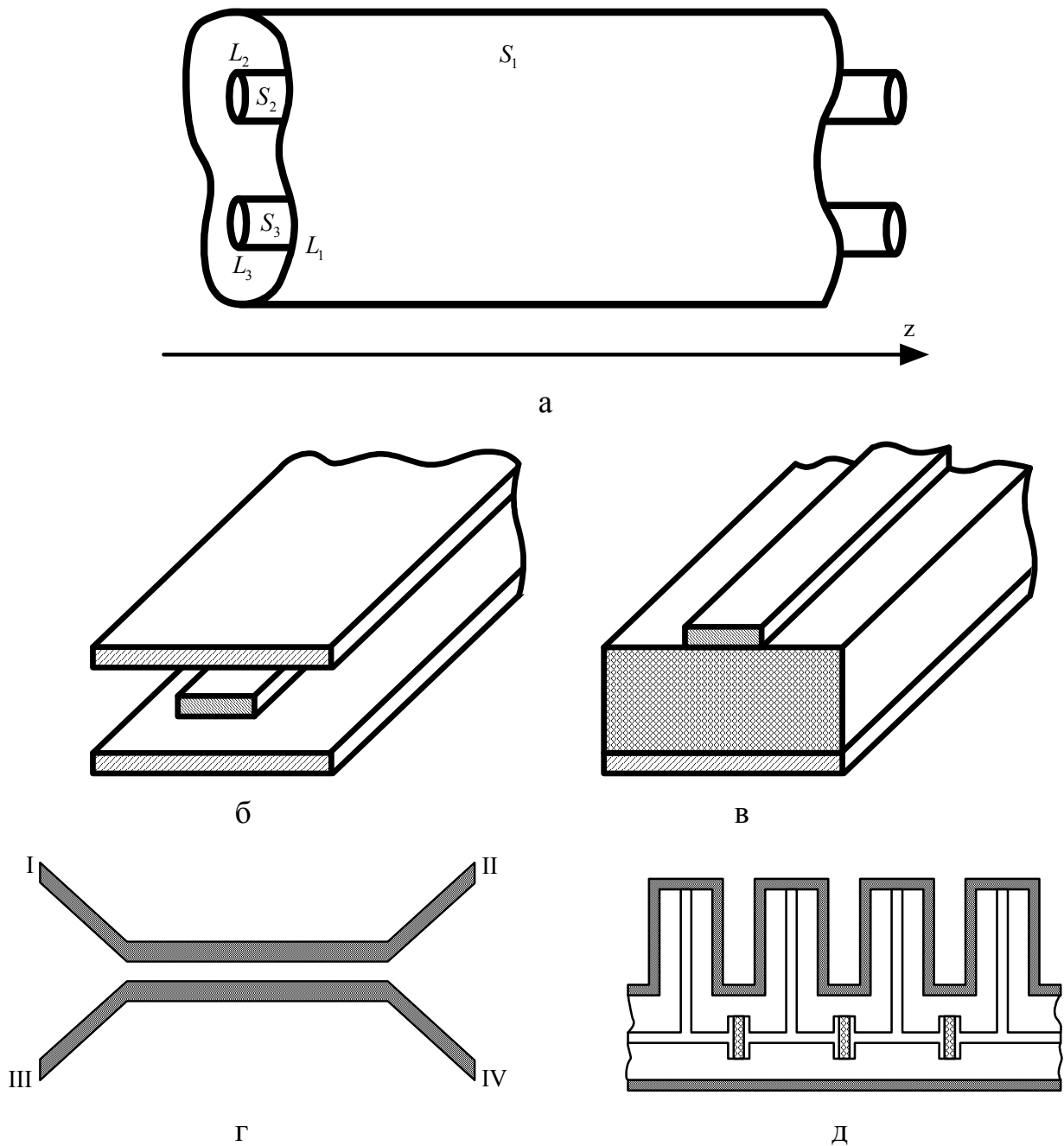


Рис. 1.1. Примеры выполнения многосвязных линий передачи и пассивных устройств СВЧ классического типа: а – волновод обобщенно-цилиндрической формы [30]; б – симметричная полосковая линия передачи [31,32]; в – микрополосковая линия передачи [30,31]; г – направленный ответвитель (НО) с боковой связью (I – IV – плечи ответвителя); д – фильтр верхних частот [33]

Такой волновод состоит из цилиндрических металлических поверхностей S_1, S_2, S_3, \dots , образующих боковую поверхность волновода S . Для описания боковой поверхности волновода и полей в нем используется обобщенно-цилиндрическая система координат ξ, η, z , в которой ξ, η - поперечные, z - продольная координаты.

При анализе различных волноводов под координатами ξ, η понимаются конкретные координаты: x, y – в прямоугольной системе при анализе прямоугольного волновода; r, φ – в цилиндрической системе при анализе круглых и коаксиальных волноводов и т.д. Плоскость $z = const$ пересекает поверхности S_1, S_2, S_3 , (см. рис. 1.1) по контурам L_1, L_2, L_3 , образующим контур поперечного сечения волновода L_{\perp} . Часть плоскости $z = const$, заключенная между внешним контуром L_1 и внутренними контурами L_2, L_3 , называется поперечным сечением волновода S_{\perp} . Волновод с внешним контуром называется закрытым. Если такого контура нет, волновод называется открытым и поперечное сечение – неограниченное. Если число контуров поперечного сечения равно p_c , то волновод называется p_c - связным [30].

Исходя из этого, линии передачи можно также разделить на многосвязные (количество контуров $p_c \geq 2$, например, двухпроводная, коаксиальная и полосковая линии передачи) и односвязные ($p_c = 1$, например, полые металлические и диэлектрические волноводы).

Методы печатной, пленочной и интегральной технологий создания обычных ЛП оказались приемлемыми и в СВЧ диапазоне, что привело к созданию удобных с конструкторской точки зрения модификаций многопроводных связанных линий в полосковом и микрополосковом исполнении (рис. 1.1 б,в) [34]. Дальнейшие попытки улучшить требуемые волновые свойства привели к появлению многосвязных полосковых структур, в которых многосвязные ЛП являются наиболее важной частью конструкции [31,35].

Характерной особенностью таких систем является то, что основным типом волны в них является T -волна, которая характеризуется отсутствием дисперсии и, как следствие, – равенством фазовой скорости и скорости света для данной диэлектрической среды.

Стремление улучшить характеристики устройств СВЧ стимулировало появление других модификаций ЛП. К ним относятся щелевые и копланарные линии передачи [30,36].

В частности, направленный ответвитель с боковой связью, простейшая схема которого представлена на рис. 1.1 г [37], предназначен для ответвления части мощности из ВЧ-тракта падающей или отраженной волны, а также для ее ослабления при регистрации больших уровней мощности [38]. К настоящему времени в измерительных схемах МСМ диапазона волн в зависимости от предъявляемых требований широкое распространение нашли следующие типы НО: волноводные НО, волноводно-коаксиальные, на связанных линиях передачи, шлейфные и на диэлектрических волноводах [33,37].

Многосвязные НО выполняются на основе трех и более связанных линий передач. Широкое распространение нашли многосвязные НО, известные под названием ответвителей Ланже [37]. Трехдецибелльный ответвитель, выполненный на подложке из поликора толщиной 1 мм, имеет октавную частоту пропускания и зазор между проводниками 70 мкм, что может быть реализовано на практике. Из-за малых зазоров электрическая прочность таких ответвителей невысока и составляет менее 10 Вт средней мощности.

Кроме того, на основе многосвязных линий передач созданы также другие устройства, например, волноводно-щелевой мост, который состоит из двух прямоугольных волноводов, связанных щелью в общей боковой стенке [39].

К многосвязным устройствам СВЧ также относится представленный на рис. 1.1 д фильтр верхних частот, изготовленный на основе коаксиальных волноводов и обладающий частотно-селективным свойством, что обеспечивает прохождение сигнала с его входа на выход в заданном диапазоне частот (полосе пропускания). В частности, широкое применение находят фильтры на ферритовых резонаторах, так называемые управляемые фильтры [40,41].

Несмотря на то, что в последние годы развитие твердотельных электронных приборов (малощумящих гетеродинов, генераторов на ЛПД и транзисторах) сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн заметно сузило область применения генераторных и усилительных ЛОВ, ЛБВ, магнетронов, они находят широкое применение в области коротких миллиметровых и

субмиллиметровых волн, где в настоящее время достижимые параметры твердотельных приборов резко ухудшаются.

В качестве примера на рис. 1.2 приведены основные типы многосвязных электродинамических систем, используемых в классической электронике СВЧ. Простейшими типами таких систем являются магнетронные блоки (рис. 1.2 а,б), использование которых позволило создать высокоэффективные устройства МСМ волн со следующими параметрами: максимальный КПД=15% при длине волны $\lambda = 3,3 - 2,5$ мм.

Кроме магнетронов в настоящее время в качестве источников МСМ волн широкое развитие получили многосвязные ЛОВ, ярким примером которых является малогабаритный, низковольтный, широкодиапазонный прибор с многорядной штыревой замедляющей структурой, обеспечивающей эффективное взаимодействие пучка с СВЧ-полем. Так, например, многорядные замедляющие системы типа встречные штыри применяют во всем миллиметровом диапазоне длин волн, а также в диапазоне длин волн до 0,5 мм [42]. Следует отметить, что основой конструкции многорядных штыревых замедляющих систем (ЗС) является пакетированная конструкция, запатентованная группой авторов фирмы "Исток", Россия [43]. В качестве примера на рис. 1.2 в показана трехрядная замедляющая система типа встречные штыри. Основные параметры современных разработанных ЛОВ представлены в таблице 1.

Таблица 1

Основные параметры широкодиапазонных ЛОВ субмиллиметрового диапазона волн [44,45]

Параметры	ОВ-30	ОВ-32	ОВ-81	ОВ-82	ОВ-83	ОВ-85
Рабочий диапазон, ГГц	258–375	370–535	690–850	790–970	900–1100	1170–1400
Выходная мощность, мВт	1–10	1-5	1–5	0,5–5	0,5–3	0,5–2
Рабочее напряжение, кВ	1–4	1-4,5	1,5–6	1,5–6	1,5–6	1,5–6

В настоящее время продолжают интенсивные работы по созданию миниатюрных СВЧ генераторных и усилительных приборов малой мощности практически во всем МСМ диапазоне, включая терагерцовый [46-48].

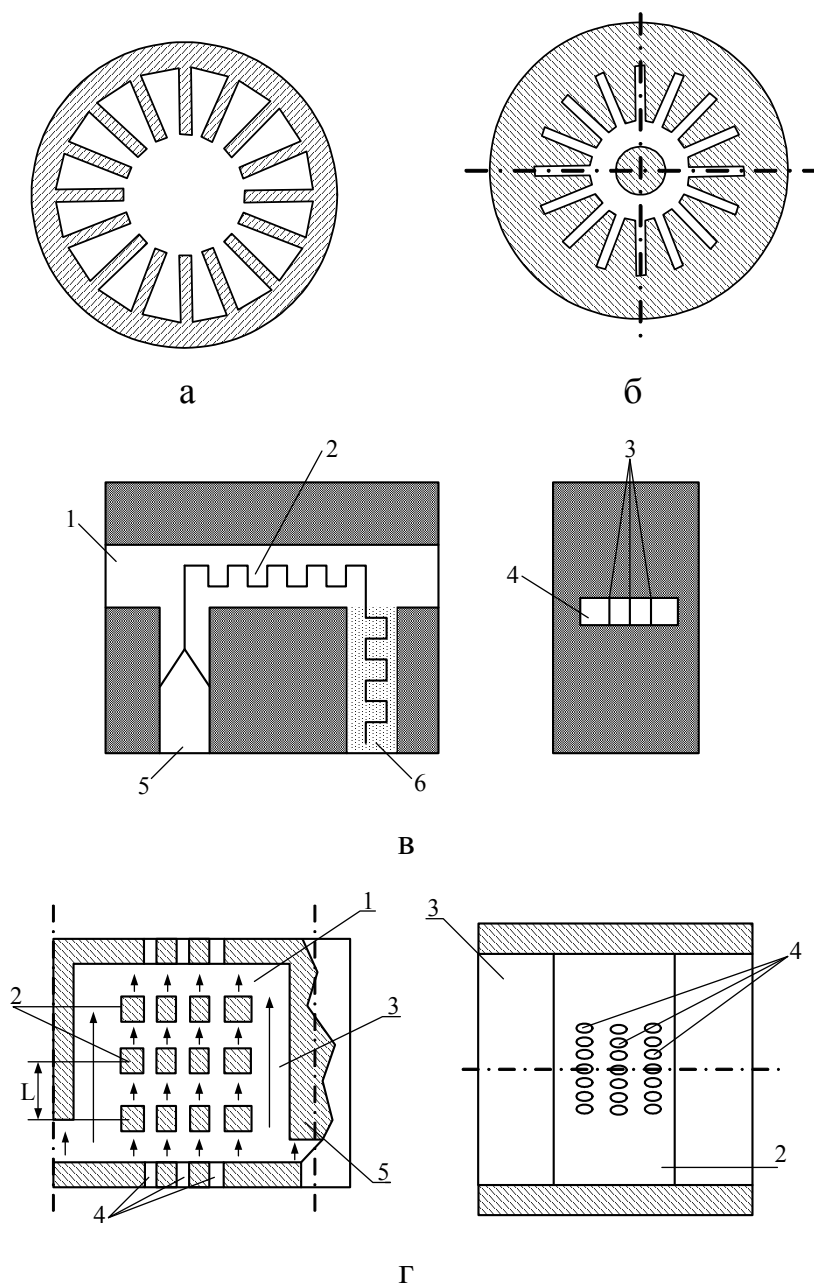


Рис. 1.2. Многосвязные электродинамические системы, используемые в электронике СВЧ: а, б – магнетронные блоки; в – схема пакета трехрядной замедляющей системы ЛОВ (1 – место ввода ЭП в канал пространства взаимодействия, 2 – периодическая структура, 3 – ряды замедляющей системы, 4 – пространство взаимодействия, 5 – волновод вывода энергии, 6 – окончательная нагрузка); г – схематическое изображение резонатора на цепочке связанных многослойных резонаторов (ЦСМЗР) типа «многоэтажная лестница» [49] (1 – волновод, образующий СВЧ зазор, 2 – поперечные ленточные проводники, 3 – отрезки основного волновода, 4 – пролетные каналы, 5 – емкостные или индуцированные диафрагмы)

Современные зарубежные разработки высоковольтных усилителей типа «Millitron» с полосой 3-20% и выходной СВЧ мощностью до 1 кВт при 30 ГГц и выше 150 Вт при 100 ГГц [50] стимулировали поиск принципиально новых возможностей для построения мощных низковольтных ЛБВ, принцип работы которых основан на применении нескольких многолучевых электронных пушек, расположенных вдоль ЦСМЗР, например, типа «многоэтажная лестница», входящих в состав входного и выходного каскадов усилителя [51,52]. В частности, представленную на рис. 1.2 г конструкцию ЦСМЗР образуют многоэтажные волноводные структуры, расположенные периодически вдоль основного прямоугольного волновода.

В конструкции ЦСМЗР типа «сдвоенной многоэтажной лестницы» [49] возможно увеличение числа СВЧ зазоров в два раза по сравнению с ЦСМЗР типа «многоэтажная лестница».

Описанные выше конструкции мощных низковольтных многолучевых ЛБВ, построенных на основе ЦСМЗР с поперечно-протяженным типом взаимодействия, снимают принципиальные ограничения на величину тока пучка, что позволяет в диапазоне 15-200 ГГц при ускоряющем напряжении до 5 кВ реализовать выходную мощность от нескольких сотен Вт до нескольких кВт в полосе 2-5% при коэффициенте усиления более 30 дБ.

1.2. Резонансные квазиоптические многосвязные системы

В технике и электронике МСМ волн в качестве резонансных систем широкое применение нашли открытые резонаторы, которые являются важным элементом целого ряда устройств [53-56]. В частности, на базе ОР с гладкими зеркалами (сфероидальных, полусферических) создан ряд измерительных устройств МСМ волн: резонансные волномеры с плоскими и вогнутыми металлическими зеркалами, эталоны частоты, резонансные системы приборов для диагностики плазмы, дистанционного контроля технологических процессов [53,57,58]. Простейшим типом МКС является полусферический ОР, на одном из зеркал которого расположена отражательная дифракционная решетка. Такие резонаторы используются при создании различных

модификаций приборов типа оротрон и ГДИ [12,59], имеющих по сравнению с «классическими» приборами (ЛОВ, магнетрон) повышенные значения стабильности частоты и уровня выходной мощности.

Примером использования в электронике СВЧ «классической» МКС является ГДИ-оротрон, представленный на рис. 1.3 а, принцип действия которого основывается на многократном преобразовании поверхностных волн электронного потока в объемные с их обратной трансформацией в поверхностные на ДР. На базе таких систем, в настоящее время, разработаны и исследованы импульсные низковольтные ГДИ-оротроны диапазона частот 0,1–0,3 ТГц с выходной мощностью 0,1–1 Вт. Продемонстрирована возможность работы в непрерывном режиме на частоте 140 ГГц с выходной мощностью 200 мВт. Разработан ГДИ-оротрон, рассчитанный на работу в диапазоне частот 0,2–0,4 ТГц. Проведено экспериментальное исследование этого генератора в длинноволновой части диапазона [60]. В релятивистском генераторе получено излучение мегаваттного уровня мощности на частоте 150 ГГц.

Одним из путей дальнейшего развития таких устройств является модификация их электродинамической системы с целью создания источников дифракционного излучения в терагерцовом диапазоне [60], расширения полосы пропускания и повышения эффективности преобразования энергии ЭП в энергию излучения.

При решении этих вопросов необходимы новые подходы, которые были предложены и реализованы в виде различных модификаций многосвязных открытых электродинамических систем: связанных ОР [20,61], открытых волноводов [25,56,62-64], ОР с дисперсионными элементами [65], а также устройств с МДС [23,26,66], на которых возможна реализация дифракционно-черенковских режимов возбуждения волн [15]. Основные типы таких систем представлены на рис. 1.3 в-г. На основе уголково-эшелеттных отражателей предложены новые модификации полупроводниковых приборов, например, рис. 1.3 д [67].

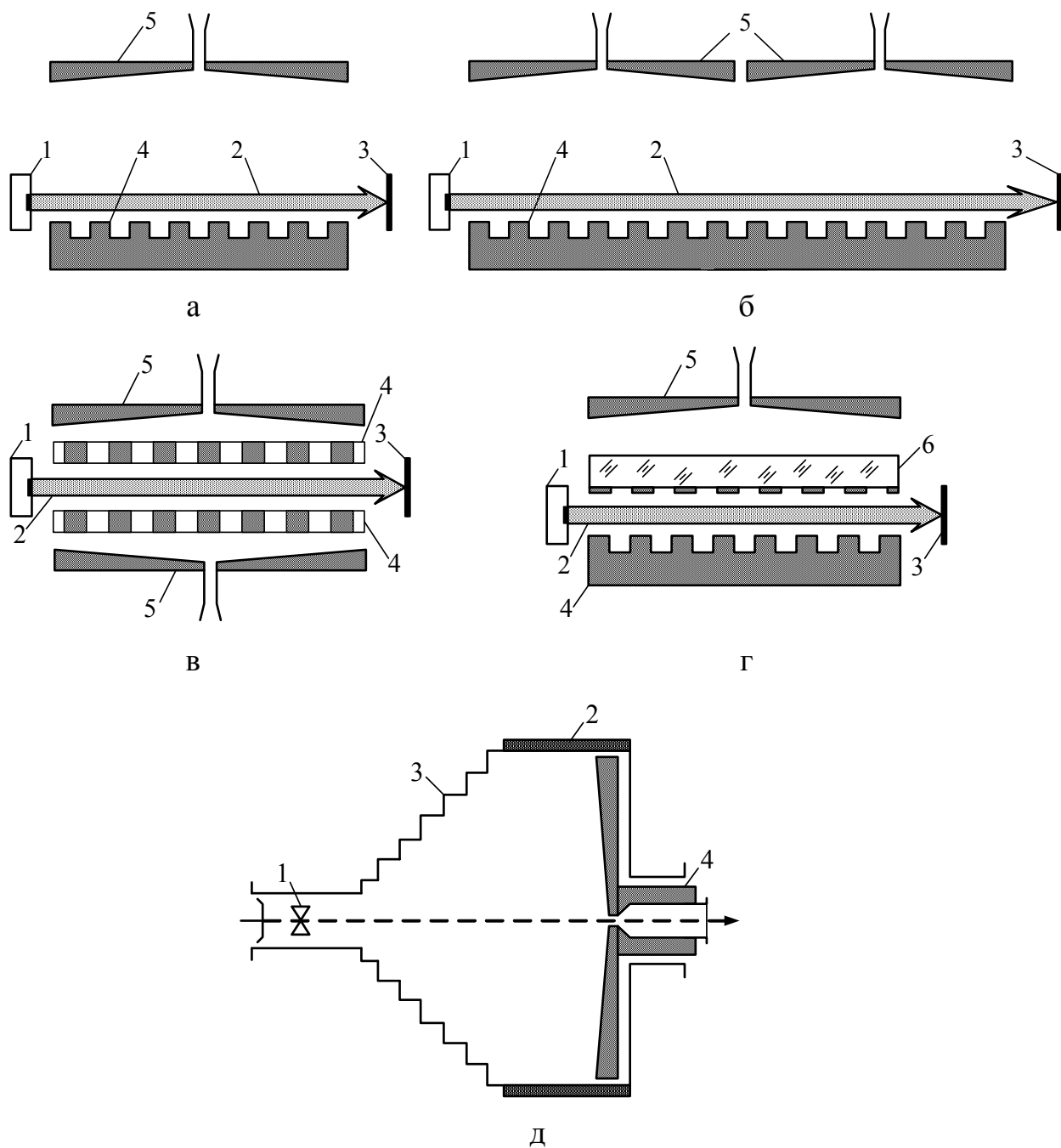


Рис. 1.3. Основные схемы источников излучения СВЧ на базе квазиоптических резонансных многосвязных систем с периодическими неоднородностями: а, б, в, г – схемы электровакуумных генераторов (1 – катод, 2 – ЭП, 3 – коллектор, 4 – периодические структуры, 5 – вогнутое зеркало с выходным волноводом, 6 – МДС); д – схема твердотельного генератора (1 – диод, 2 – поглотитель, 3 – уголково-эшелеттное зеркало, 4 – вогнутое зеркало с выходным волноводом)

Так, например, в работах [15,68-73] предложены и частично исследованы устройства на базе связанных ОР, которые схематично приведены на рис. 1.3. Так, в частности, на рис. 1.3 б, приведена схема реализации связи в ОР через дифрагированное на краях зеркал поле [71,72], путем последовательного расположения резонаторов. Также предложены системы на параллельно-связанных ОР [68,70], где между сферическими зеркалами располагаются ленточные дифракционные решетки и источник возбуждения излучения (ЭП или диэлектрический волновод (ДВ)), а связь осуществляется через дифрагированное на ленточных решетках поле (рис. 1.3 в). Установлено, что полоса пропускания такой системы в 5 раз больше, чем при последовательном включении ОР. При этом добротность колебаний связанных ОР – того же порядка, что и одиночных ОР [74].

В последнее время обсуждаются вопросы создания дифракционно-черенковских генераторов [23,26,66], выполненных в виде ОР и ОВ, в объеме которых расположена МДС, что позволяет реализовать различные режимы трансформации энергии в зависимости от параметров электродинамической системы [24]. Один из вариантов выполнения такой системы показан на рис. 1.3 г, ее основой является открытый резонатор с МДС, который в простом варианте выполнения образован сферическим зеркалом с выводом энергии и плоским зеркалом с отражательной дифракционной решеткой [23]. Между зеркалами ОР расположена МДС, выполненная в виде диэлектрического резонатора.

Прогресс в области развития полупроводниковой технологии стал основой создания новых поколений СВЧ устройств на твердом теле [75,76], выполняющих функции фильтрации, генерирования и усиления колебаний, стабилизации частоты. В частности, на рис. 1.3 д представлен один из многочисленных вариантов выполнения конструкции твердотельного генератора накачки, образованного плоскостями эшелеттов (сферо-уголково-эшелеттный ОР). В работах [67,77] показано, что такая конструкция ограничивает дифракционные потери и обладает трансформационными свойствами.

1.3. Волноводные квазиоптические многосвязные системы

Волноводные квазиоптические системы нашли широкое применение в релятивистской электронике [78-80]. Вместе с тем, в настоящее время перспективными являются волноводные многосвязные системы при использовании их в нерелятивистской электронике и технике СВЧ. К ним можно отнести волноводы различных форм и сечений, волноводы с периодическими неоднородностями [81], такие как, проводящие спиралевидные, типа гребенка, штыревые, брэгговские и диафрагмированные, различные разновидности диэлектрических волноводов.

В электронике СВЧ открытые волноводы и замедляющие структуры являются основными элементами таких приборов как, лазер на свободных электронах, релятивистские ГДИ-орotronы, ЛБВ, черенковские генераторы. Данные приборы используются для ввода и вывода СВЧ энергии из объема взаимодействия ЭП и электромагнитной волны, наряду с этим выступают в качестве устройств, обеспечивающих эффективный энергообмен между электронным потоком и электромагнитной волной [82-91].

Одной из перспективных, в нерелятивистской электронике СВЧ, с точки зрения реализации широкополосного усиления электромагнитных волн на пространственных гармониках дифракционного излучения (излучения Смита-Парселла), при движении ЭП вдоль периодической структуры, является система ОВ, представленная на рис. 1.4 а [62]: нерелятивистский ЭП **1** взаимодействует с бегущей волной дифракционного излучения в открытой волноведущей системе, образованной поверхностями пассивного **2** и активного **3** (с дифракционной решеткой) зеркал.

Дальнейшим развитием такой системы является усилитель, представленный на рис. 1.4 б [25], ОВ которого образован поверхностями пассивного **2** и активного **3** зеркал, выполненных в виде отражательных дифракционных решеток, между которыми с обеих сторон помещены поглотители. Вдоль поверхности активного зеркала **3** двигается ленточный ЭП **1**.

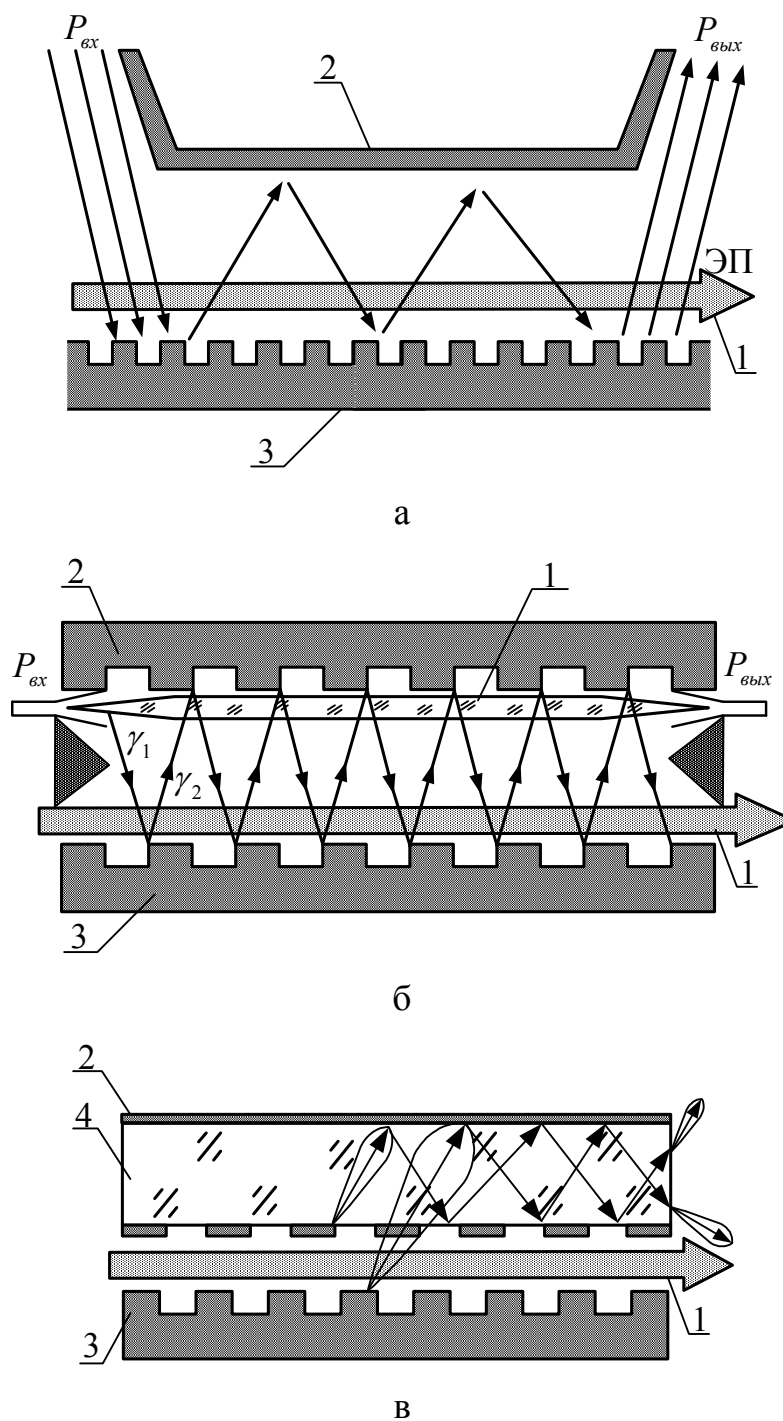


Рис. 1.4. Основные типы многосвязных квазиоптических волноводных структур, используемых в технике и электронике СВЧ: 1 – распределенный источник излучения (ЭП или ДВ), 2 – пассивное зеркало или металлический экран, 3 – активное зеркало (дифракционная решетка), 4 – периодическая металлодиэлектрическая структура

Вблизи поверхности пассивного зеркала **2** расположен диэлектрический волновод **1** с устройствами ввода и вывода энергии. При квазисинхронизме скорости ЭП с одной из поверхностных волн происходит группировка электронов в сгустки, излучающие на частоте входного сигнала. На решетке пассивного зеркала происходит обратное преобразование объемной волны в поверхностную волну диэлектрического волновода с последующим ее переизлучением в открытый волновод и наблюдается эффект усиления медленной волной пространственного заряда ЭП прямой волны ОВ.

На базе системы рис. 1.4 б при замене ЭП диэлектрическим волноводом может быть построен квазиоптический НО [17], принцип работы которого основан на возбуждении синфазных и противофазных волн источниками излучения **1**.

Учитывая современное развитие планарной технологии, практический интерес представляет система, показанная на рис. 1.4 в. Она состоит из периодической МДС **4**, образованной металлическим экраном **2** и диэлектрическим слоем, на боковую поверхность которого нанесена ленточная дифракционная решетка [66,92]. Вдоль МДС и решетки **3** расположен распределенный источник излучения **1**, который, в зависимости от параметров системы, может возбуждать различные пространственные гармоники излучения [15]. Для упрощенной модели такой системы развита линейная самосогласованная теория усиления электромагнитных волн на эффекте Смита-Парселла [93] и показана перспективность использования МДС для вывода СВЧ энергии.

1.4. Классификация многосвязных квазиоптических систем и их основные характеристики

На основании проведенного обзора на рис. 1.5 представлена схема классификации многосвязных квазиоптических систем различных модификаций, применяемых в электронике и технике СВЧ, которая путем сравнения с классическими системами СВЧ позволяет проиллюстрировать этапы их развития и многообразие, определить нерешенные до настоящего

времени задачи по оптимизации электродинамических характеристик новых модификаций устройств данного класса.

Основу многосвязных систем техники и электроники СВЧ составляют классические волноведущие и резонаторные системы различных модификаций [29], некоторые из которых представлены на рис. 1.1 и рис. 1.2. В частности, создание устройств техники СВЧ, в основном, базируется на полых и коаксиальных волноводах, полосковых, щелевых и диэлектрических линиях передач. Основой при создании устройств электроники СВЧ являются многосвязные объемные резонаторы и замедляющие системы. Указанные линии передач используются в направленных ответвителях, делителях мощности, фазовращателях, аттенуаторах и других устройствах, которые успешно используются как в сантиметровом, так и в миллиметровом диапазонах волн [33]. Применение многосвязных объемных резонаторов и периодических структур привело к созданию ряда высокоэффективных активных элементов таких, например, как магнетроны, ЛБВ на цепочке связанных резонаторов и ЛОВ с многоэтажными ЗС [12,51].

Вместе с тем, интенсивное развитие техники и электроники МСМ волн потребовало новых, нетрадиционных подходов, которые основывались на использовании квазиоптических систем, сочетающих при их построении традиционные принципы электродинамики СВЧ и законы лучевой оптики.

Так, в частности, с целью расширения области использования МКС на базе ОР и ОВ в электронике КВЧ было предложено ввести в их объем периодические металлические неоднородности. В результате стало возможным реализовать трансформацию поверхностных волн в объемные по каналу дифракционного излучения. На основе таких структур созданы различные модификации ГДИ, обладающие по сравнению с классическими приборами (ЛОВ, ЛБВ) улучшенными выходными характеристиками [12,49,52].

Следующим этапом развития данного направления были параллельно или последовательно связанные ОР, а также уголково-эшелеттные ОР, позволяющие значительно расширить функциональные возможности приборов МСМ волн в плане управления их электродинамическими характеристиками.

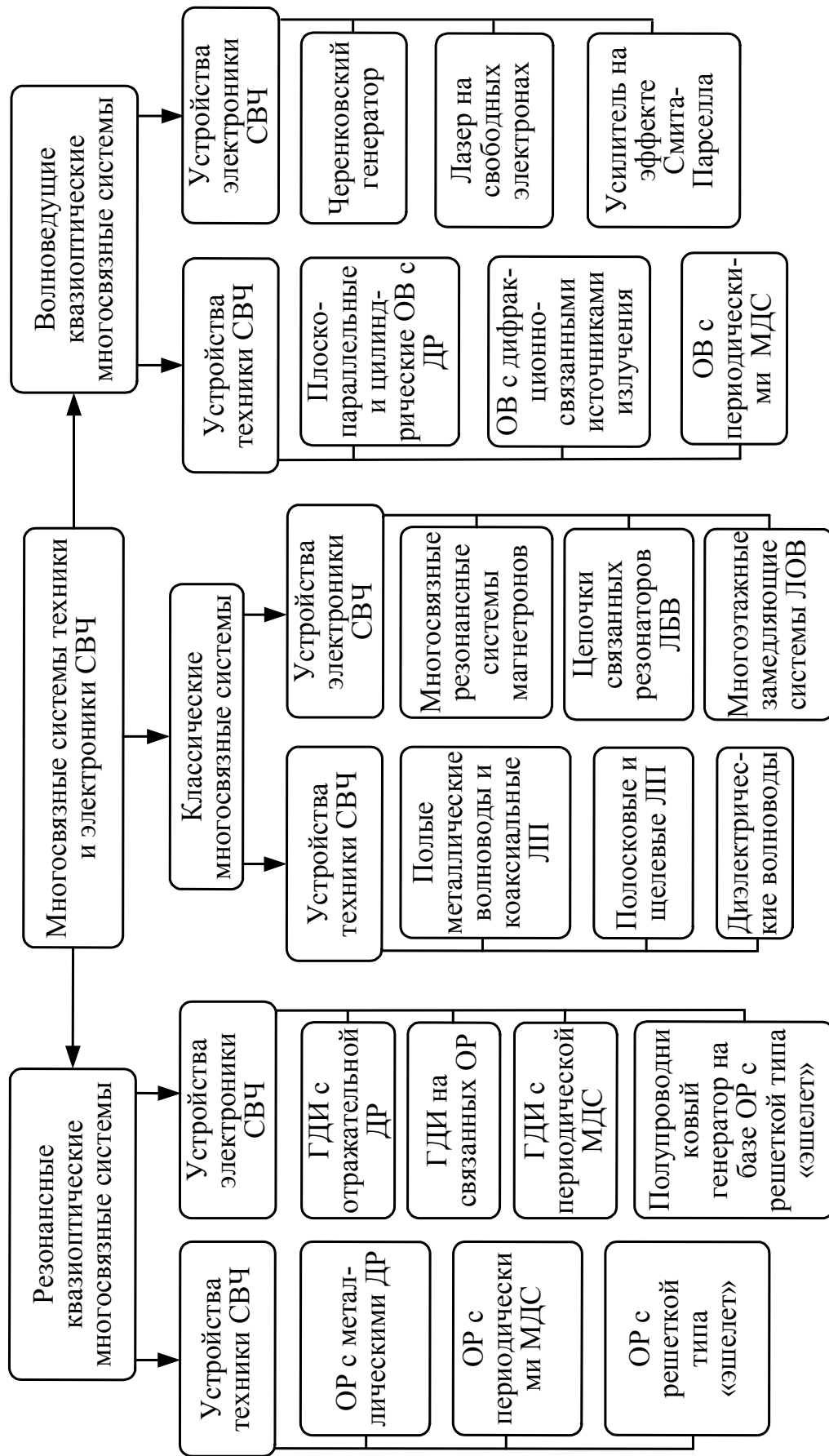


Рис. 1.5. Классификация многовязных квазиоптических систем, применяемых в электронике и технике СВЧ

Большое разнообразие предложенных конструктивных исполнений устройств данного типа и особенности их электродинамических систем, в которых сочетаются простота и функциональность, выделяют их в отдельную группу – резонансные квазиоптические многосвязные системы. При этом, следует выделить класс устройств с металлодиэлектрическими структурами. Такой подход позволяет наряду с режимом дифракционного излучения использовать черенковское и дифракционно-черенковское излучения, что повышает эффективность возбуждения колебательной системы и расширяет ее функциональные возможности в плане управления волновыми и энергетическими характеристиками.

Современные проблемы надежности и интегрального исполнения устройств коротковолновой части МСМ диапазона успешно решены при использовании в качестве канализирующего тракта диэлектрического волновода либо диэлектрического полоскового волновода. Сочетание ДВ с металлической периодической или металлодиэлектрической структурой (находящихся в одном объеме) дает возможность выделить их в класс волноведущих квазиоптических устройств техники СВЧ. Такая комбинация позволяет реализовывать режимы как объемных, так и поверхностных волн, эффективно управлять которыми можно путем изменения параметров диэлектрического слоя и ДР [22,23,66].

Исходя из вышеприведенной формулировки многосвязных линий передачи [30] (подраздел 1.1) и проведенного литературного обзора, сформулировано определение термина МКС: многосвязной называется квазиоптическая электродинамическая система, содержащая, как минимум, два преобразовательных элемента, обеспечивающих трансформацию энергии медленных волн в энергию быстрых пространственных гармоник (объемных волн), излучаемых в окружающее пространство. Из данного определения и литературного обзора следует, что недостаточно изученными, с точки зрения оптимизации электродинамических параметров для практического применения в устройствах МСМ волн, являются: связанные ОР, металлодиэлектрические структуры различных модификаций, ОВ с дифракционно-связанными источниками излучения. Общим признаком вышеперечисленных систем

является пространственное развитие области формирования электромагнитных полей в ограниченных отражающими поверхностями объемах. При этом неотъемлемой частью таких исследований являются базовые (простейшие) резонансные и волноведущие квазиоптические системы, а также элементы связи, которые обеспечивают многократное преобразование поверхностных волн в объемные для заданной геометрии МКС, что также требует дополнительных исследований их электродинамических свойств, как независимых элементов МКС.

Исходя из проведенного в данной главе анализа, актуальной является задача изучения следующих объектов:

- элементов связи, выполненных в виде периодических металлических и металлодиэлектрических структур;
- связанных открытых резонаторов со связью через двухрядные периодические ДР и МДС;
- открытых волноводов с различной модификацией элементов связи;
- анализ, на основе проведенных исследований, возможности реализации устройств техники и электроники МСМ волн, включая терагерцовый диапазон.

Для реализации исследования перечисленных объектов в работе поставлены и решены следующие задачи:

1. Разработана общая методика моделирования пространственных волн черенковского и дифракционного излучений в МКС различных модификаций, которая реализована на экспериментальных установках в диапазоне частот $f = 30 - 80$ ГГц.

2. Путем экспериментального моделирования и сопоставления его результатов с численным анализом изучены пространственные и волноводные характеристики элементов связи различных конфигураций: двухрядных ленточных и отражательных ДР, двухрядной системы отражательная ДР – периодическая МДС, двойной периодической МДС. Изучено влияние продольного смещения и угла поворота ламелей решеток, относительно оси ДВ, на пространственные и волноводные характеристики систем.

3. В приближении заданного тока ЭП промоделированы режимы возбуждения черенковского и дифракционного излучений в многосвязной резонансной системе экран – МДС, которая является аналогом плоскопараллельного ОР с МДС.

4. Экспериментально исследованы электродинамические характеристики связанных ОР, со связью через двухрядные ленточные и отражательные ДР, а также ОР с периодическими МДС.

5. Проведено экспериментальное моделирование волновых процессов в ОВ с дифракционно-связанными источниками излучения.

6. Проведен сравнительный анализ степенных дисперсионных уравнений усилителя на эффекте Смита-Парселла и выделены основные моменты условий возбуждения ОВ с периодической структурой электронным пучком как при наличии фокусирующего магнитного поля, так и в его отсутствие.

7. На базе существующих нанотехнологий проанализирована возможность создания новых модификаций ЭВП миллиметрового и терагерцового диапазонов волн.

8. Предложены и частично реализованы новые устройства техники и электроники МСМ волн.

Выводы к разделу 1

1. На основе литературного обзора проведен анализ существующих классических приборов МСМ диапазонов длин волн, построенных на основе многосвязных систем, определены перспективы развития в построении новых ЭВП и элементной базы устройств, при переходе в терагерцовый диапазон, основанные на использовании МКС различных типов. Сформулировано общее определение многосвязности в квазиоптических системах, которое базируется, как минимум, на двухактном преобразовании поверхностных волн источника излучения в объемные волны.

2. Определены объекты теоретических и экспериментальных исследований: элементы связи различных модификаций; ОВ с периодическими отражательными ДР и МДС, а также волноводы с дифракционно-связанными источниками излучения; ОР с отражательными ленточными ДР, а также ОР с периодическими металлодиэлектрическими структурами.

3. Построена схема классификации многосвязных квазиоптических электродинамических систем, на основании которой сформулированы основные задачи, решаемые в диссертационной работе: экспериментальное моделирование пространственных и волноводных характеристик в объектах исследований; сопоставительный анализ электродинамических характеристик ОР и ОВ различных модификаций, выработка практических рекомендаций по их применению в электронике и технике МСМ волн, включая терагерцовый диапазон.

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 ДР, 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. Основные результаты раздела представлены в работах [17,18,87].

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 [94]. 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 [19] 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 [15,19], 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 [19].

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 от ДВ до плоскости решетки и ее параметров.

2. Определении основных требований к экспериментальной установке. Из физических свойств дифракционного излучения (ДИ) [15,19] 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° ; регистрацию длины волны и величины мощности, распространяющейся в волноводе поверхностных волн; 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 [19]. 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 диэлектрической проницаемостью ϵ . Решетки, используемые в экспериментальных исследованиях при изучении характеристик дифракционных полей, обычно ограничены вдоль осей ox и oy (квадратные апертуры с раскрытием $15 - 20\lambda$). Ограниченный вдоль оси oy размер апертуры решетки обуславливает конечную ширину диаграммы направленности 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 β_s , длиной волны и периодом решетки. Согласно [19], 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, заимствованном из работы [19].

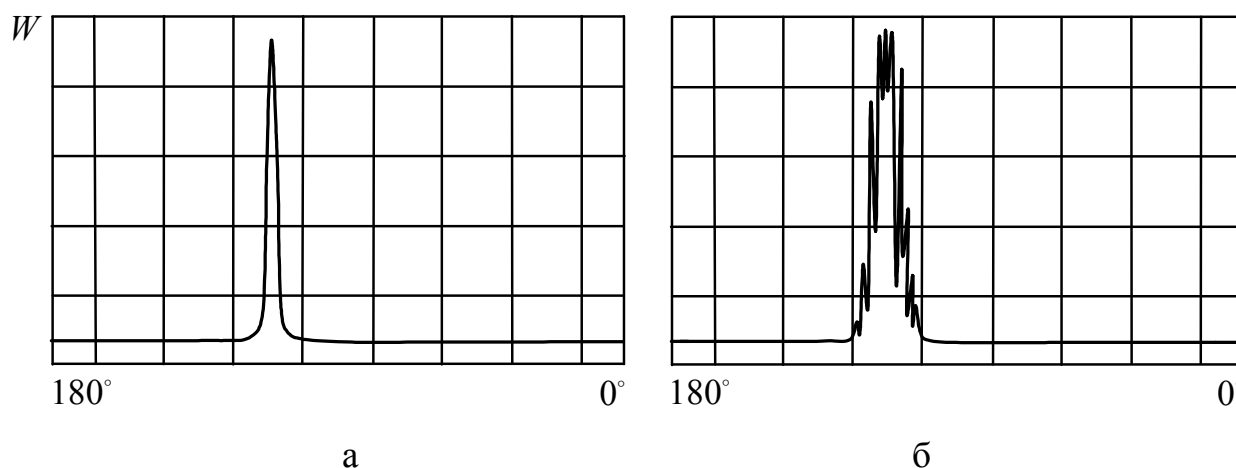


Рис. 2.1. Типичные диаграммы направленности излучения диэлектрического волновода при трансформации его поверхностной волны в объемную на отражательной ДР [19]: а – оптимальная связь полей ДР – ДВ; б – сильная связь полей ДР - ДВ

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.

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 [19] 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: коэффициентов стоячей волны (КСВ) и коэффициентов прохождения (K_{II}) 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 $P_{изл}$) вследствие преобразования медленной волны в объемные волны излучается в свободное пространство. В согласованную нагрузку (измеритель мощности) попадает мощность, равная $P_0 - P_{изл}$. После простых вычислений мощность $P_0 - P_{изл}$

пересчитывается в искомую величину $P_{изл}$. 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 трехкоординатными 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 [15]. 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 $\varepsilon = 1$, в некотором приближении являются частным вариантом выполнения излучающей системы).

Исходя из общего решения задач волнового моделирования ДИ [15,19], следует, что вдоль планарного диэлектрического волновода, расположенного

параллельно ленточной дифракционной решетке, нанесенной на поверхность диэлектрической среды (например, рис. 1.4 в), в направлении оси ou распространяется двумерная поперечно-магнитная волна, фазовая скорость v_e которой определяется диэлектрической проницаемостью материала волновода и его поперечными размерами. Поэтому в дальнейшем введем эффективную диэлектрическую проницаемость волновода ϵ_e , определяемую как $\epsilon_e = c^2/v_e^2$. Тогда относительная скорость волны в волноводе – $\beta_e = v_e/c = 1/\sqrt{\epsilon_e}$. Из полученных в [15] соотношений можно проанализировать возможные каналы вытекающих волн диэлектрического волновода, эквивалентные случаям при решении задачи в приближении заданного тока [19,92]. Моделью черенковского излучения (ЧИ) является канал трансформации волн диэлектрического волновода в объемные, обусловленный нарушением полного внутреннего отражения в диэлектрическом волноводе. Такой канал реализуется, если диэлектрическая проницаемость ϵ_e волновода не превышает ϵ 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 – β_e и $\beta_e = v_e/c$, общие условия излучения электромагнитных волн в вакуум (2.1) и диэлектрик (2.2) имеют следующий вид [95]:

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

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

где $\kappa = kl/2\pi = l/\lambda$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновые числа, l – период решетки.

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

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

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

Из анализа соотношений, (2.1), (2.2) следует, что для параметров κ , β_e (β_e) и ε 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 [15] 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 ε - фторопласт, полистирол, поликор), так и при рассмотрении вариантов создания низковольтных источников колебаний на основе МДС (высокие значения ε , например, керамические материалы оксидов бария и титана [96]), в качестве примера, на рис. 2.2 в координатных осях κ и $\eta = \kappa/\beta_e$ (β_e) 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 объемных (область I – режим ДИ) и поверхностных волн (область II – режимы ЛОВ, ЛБВ).

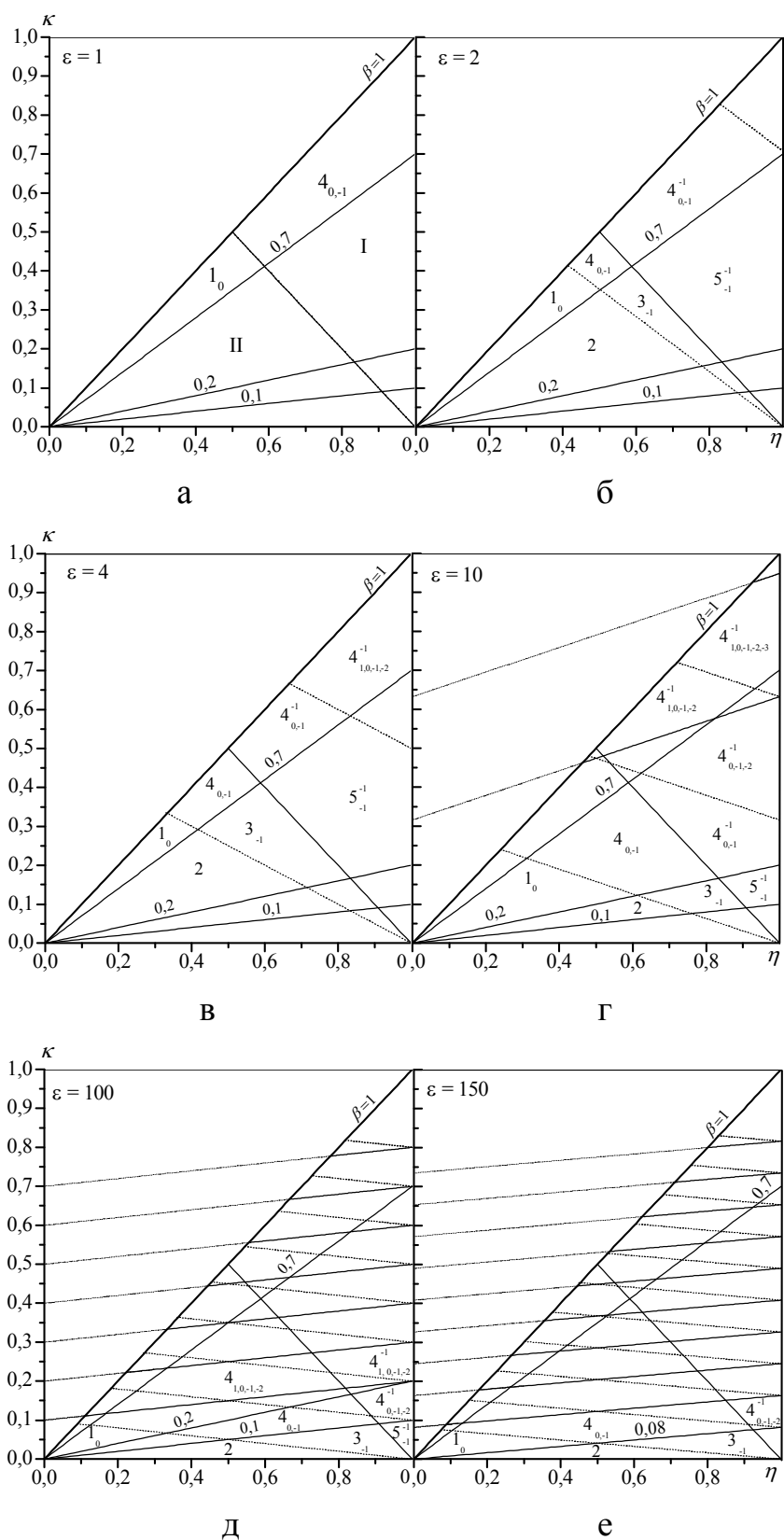


Рис. 2.2. Диаграммы Бриллюэна при возбуждении пространственных волн на металлических решетках (а) и на МДС (б) – (е) при различных значениях ϵ

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 η и k соответствует увеличению частоты излучения.

При значениях k и β , которые определяют близость фазовых скоростей волн решетки со скоростью электронного потока, в точке $\eta = 1$ дифракционное излучение возбуждается под углом 90° , характерным для ГДИ-оротрона.

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 излучения 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, β_e, ε в свободное пространство излучается только минус первая гармоника, а в диэлектрике возбуждаются три гармоники с номерами $n = 0, -1, -2$.

Поскольку при заданных параметрах $\beta_e(\beta_e)$ 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 ε . 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 $\beta_e = 0,7 - 0,9$.

С увеличением ε количество зон Бриллюэна возрастает, а области интервалов по параметрам k и β , 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) [92]. 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 ее основных узлов

В [15,16] 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 их основных 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 K_{II} 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.

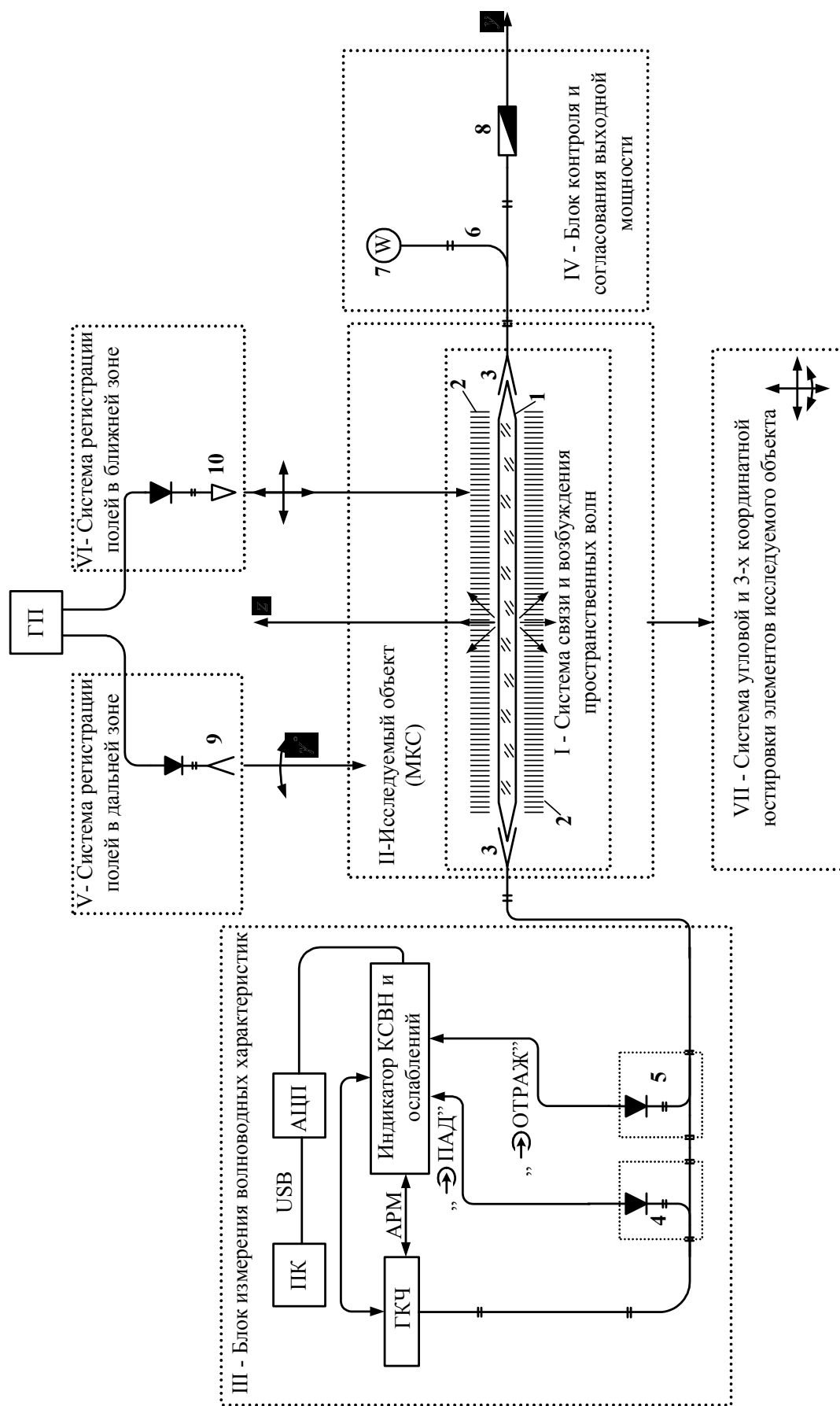


Рис. 2.3. Функциональная схема измерения электродинамических характеристик МКС

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 K_{Π} 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 прохождения.

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 [97].

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 K_{Π} 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 $\gamma = 10^\circ \div 170^\circ$ с точностью $\Delta\gamma = \pm 0,5^\circ$. 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 «Y» двухкоординатного ГП, вход «X» 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. В частности, на рис. 2.4 показан общий вид исследуемого объекта (связанных ОР) с волноведущими элементами 4-х миллиметрового диапазона, а на рис. 2.5 – открытый волновод 8-ми миллиметрового диапазона с дифракционно-связанными источниками излучения. Общая картина компоновки измерительной аппаратуры 4-х миллиметрового диапазона волн продемонстрирована на рис. 2.6.

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 амплитудно-частотной характеристики. Тестирование элементов проводится по стандартным методикам измерений на СВЧ, которые изложены в [58].

2. Калибровки, в заданном диапазоне частот, используемых в эксперименте диэлектрических волноводов.

Калибровка ДВ заключается в определении относительной скорости поверхностной волны от частоты ($\beta_s = F(f)$) серии волноводов различных сечений, либо одного сечения, изготовленных из различных материалов.



Рис. 2.4. Общий вид объекта исследования (открытого резонатора) с волноводными элементами 4-х миллиметрового диапазона длин волн



Рис. 2.5. Общий вид объекта исследований (открытого волновода) 8-миллиметрового диапазона длин волн



Рис. 2.6. Общий вид установки 4-х миллиметрового диапазона волн

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:

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

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 β_g 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. 2.7 их характеристики.

Из сравнения калибровочных характеристик рис. 2.7 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.

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

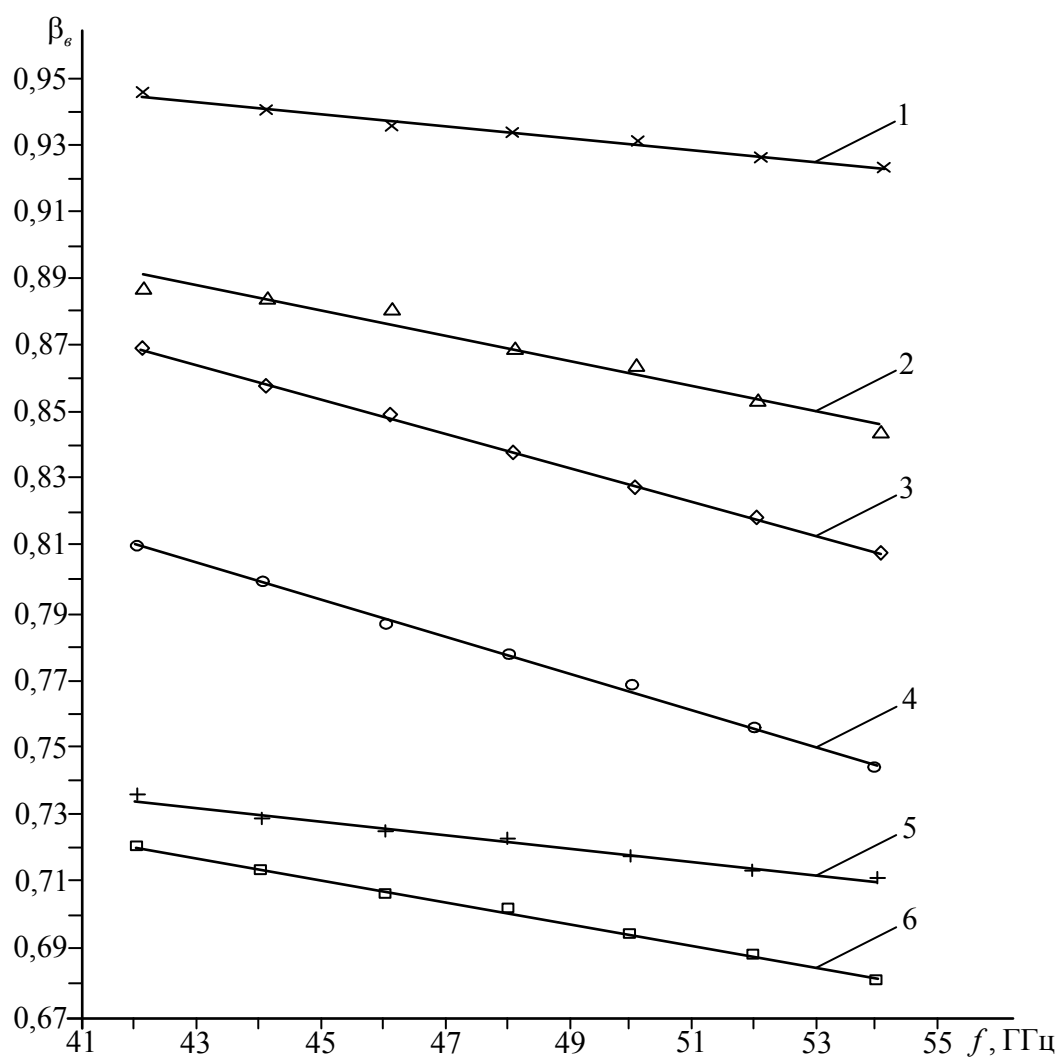


Рис. 2.7. Калибровочные характеристики используемых в эксперименте

ДВ

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 волноведущих 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

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ВОЛНОВОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕМЕНТОВ СВЯЗИ

Среди открытых структур, используемых в МКС, наряду с ОР и ОВ важное место занимают области связи, выполненные в виде ДР различных модификаций (периодических металлических и металлодиэлектрических структур). При дифракции электромагнитных полей на ДР обычно осуществляется «двухактовое» преобразование волн, когда объемная (падающая) плоская волна преобразуется в объемные (рассеянные) однородные плоские и неоднородные (поверхностные) волны. Этот класс краевых задач подробно изучен в работе [15] и частично реализован в эксперименте [87,98]. Кроме того, значительный интерес представляют процессы преобразования поверхностных волн распределенных источников в объемные на периодических неоднородностях. Как указывалось в разделах 1,2, подобное явление наблюдается при равномерном и прямолинейном движениях ЭП вблизи металлических ДР или периодических МДС. При этом собственное поверхностное поле электронного потока рассеивается на ДР, и хотя бы одна из его гармоник превращается в объемную волну дифракционного или черенковского излучений. Заметим, что превращение поверхностной волны ЭП на ДР в ДИ также является примером двухактового процесса дифракции. Кроме того, в МСМ технике важное место занимают эффекты, связанные с преобразованием ДР поверхностных волн ДВ. В этом случае поверхностные волны ДВ трансформируются с помощью ДР либо в поверхностные же волны ДВ, либо в объемные волны, отрывающиеся от них.

В данном разделе на основании ранее полученных теоретических и экспериментальных результатов [15,16,19,99] по исследованию простейших типов излучающих систем, образованных однорядными ДР, а также путем экспериментального моделирования преобразования поверхностных волн ДВ в объемные на двухрядных ДР различных модификаций, определены общие электродинамические характеристики элементов связи МКС. Основные результаты исследований, описанные в данном разделе, изложены в работах [98-101].

3.1. Однорядные элементы связи на основе металлических периодических структур

3.1.1. Общие свойства излучающих систем на основе однорядных периодических металлических неоднородностей

В качестве простейшего (однорядного) преобразователя поверхностных волн в объемные применяются разнообразные ДР, которые условно можно разбить на два класса: ДР на прохождение и отражательные ДР. Для первых ДР направленное излучение возникает в обоих полупространствах относительно решетки, а для вторых только в пространстве над решеткой. Развитые, математически строго обоснованные методы решения задач дифракции плоских (объемных) волн заданной частоты на периодических двухмерных решетках с металлическими элементами различного профиля идеальной проводимости позволили детально восстановить картину рассеянного поля в виде Фурье-составляющих амплитуд объемных или поверхностных волн [102].

В отличие от метода дисперсионных уравнений, в задачах дифракции получаются соотношения, определяющиеся через характеристики заданного падающего поля неоднородной волны и геометрических параметров решетки. Положительной особенностью дифракционного подхода является тот факт, что при решении возникающих краевых задач можно эффективно использовать строгий математический аппарат, развитый в теории дифракции обычных плоских волн.

Используемый дифракционный подход как в случаях ДВ, так и ЭП, предусматривает наличие внешнего рассеивающего металлического препятствия, находящегося в поле неоднородной волны. При этом волноведущая структура поверхностной волны остается регулярной, существующее расстояние от источника неоднородной волны до рассеивателя (прицельное расстояние) позволяет изменить степень связи в структуре источник – рассеиватель [15,19].

Наиболее наглядную динамику преобразования поверхностных волн в объемные можно проанализировать на примере плоской ленточной ДР,

элементы которой расположены нормально к оси ДВ. Схематическое изображение такой системы с обозначением основных параметров представлено на рис. 3.1а. Многие свойства представленных систем являются характерными также для решеток из брусьев и отражательных ДР (рис. 3.1б).

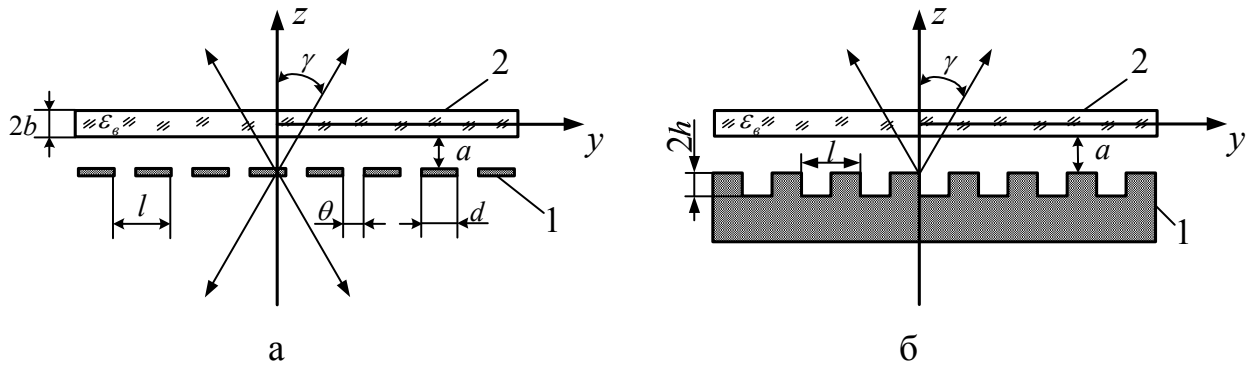


Рис. 3.1. Простейшие типы излучающих систем на базе ленточной (а) или отражательной (б) металлических дифракционных решеток: 1 – дифракционная решетка; 2 – распределенный источник излучения (ДВ или ЭП); l – период; d – ширина лент; θ – ширина щели; a – прицельное расстояние; $2b$ – толщина ДВ; $2h$ – глубина щелей; ϵ_ϵ – диэлектрическая проницаемость ДВ. (Стрелками показаны некоторые из вариантов излучения объемных волн под углами γ)

При решении теоретической задачи предполагается, что вдоль ДВ с диэлектрической проницаемостью ϵ_ϵ распространяется замедленная волна, электромагнитное поле которой для E и H – компонент описывается выражениями [16]:

$$\begin{aligned} E_x^0 &= i\kappa g \epsilon_\epsilon \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} (gb) \right\} e^{p(z+b)} e^{i\gamma y}, \\ H_x^0 &= -i\kappa g \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} (gb) \right\} e^{p(z+b)} e^{i\gamma y}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где p и g – постоянные распространения вдоль оси oz и oy , соответственно, остальные расшифровки обозначений представлены на рис. 3.1 и в разделах 1, 2.

В процессе распространения заданная электромагнитная волна (3.1) рассеивается на периодической неоднородности ленточной ДР. При этом возникает поле, существующее по обе стороны от плоскости решетки, излучение от которого условно показано стрелками на рис. 3.1 (в случае отражательной ДР излучение присутствует только в верхней полуплоскости рис. 3.1б).

Путем анализа результатов решения описанной выше задачи дифракции поверхностной волны ДВ на металлических периодических неоднородностях [16] целесообразно выделить следующие основные результаты, которые в дальнейшем используются при исследовании различных модификаций излучающих металлических ДР.

1. Условие излучения пространственных волн в системе ДВ – ленточная ДР (или решетка из брусьев прямоугольно сечения) определяется следующим соотношением [16]:

$$|\cos \gamma_n| = \frac{1}{k} \left(\alpha - \frac{2\pi n}{l} \right) \leq 1, \quad (3.2)$$

где n – номер пространственной гармоники, которая излучается; γ_n – угол излучения гармоники с индексом $n < 0$; α – постоянная распространения.

Из соотношения (3.2) следует, что волны с $n \geq 0$, $|\cos \gamma_n| > 1$ представляют собой спектр неоднородных плоских волн, существующих вблизи решетки и распространяющихся вдоль оси Oy с фазовыми скоростями $v_\phi < c$. Для всех остальных волн с индексами $n < 0$ выполняется условие их излучения в окружающее пространство, что характеризует их как объемные волны ДИ. Таким образом, при рассеянии неоднородной волны планарного ДВ на периодическом рассеивателе в виде ленточной решетки поле дифракции представляет собой суперпозицию плоских волн, часть из которых уходит в свободное пространство под некоторыми углами, определяемыми из (3.2), в

виде спектра объемных волн, а остальные волны локализованы вблизи рассеивателя в виде спектра медленных гармоник. Выбрав соответствующим образом параметры электродинамической структуры и распространяющейся вдоль ДВ поверхностной волны (l, α, k, n), можно добиться преобладания того или иного типа волн [103].

2. Для полупрозрачной решетки из брусьев прямоугольного сечения условие излучения также определяется соотношением (3.2), но при этом необходимо учитывать влияние толщины брусьев $2h$ на его интенсивность. Как показано в [19] оптимальное значение толщины брусьев определяется следующим выражением:

$$2h = N \frac{\lambda}{2} + \theta \frac{4}{\pi} \ln \sin \frac{\pi \theta'}{2}, \quad (N = 1, 2, \dots), \quad (3.3)$$

где θ соответствует обозначению на рис. 3.1 а, $\theta' = \theta/l$.

В решетке с оптимальным профилем по толщине брусьев $2h$ должно укладываться число полуволн, несколько меньшее целого числа. Поправка к полуволновой толщине $\Delta h = \theta \frac{4}{\pi} \ln \sin \frac{\pi \theta'}{2}$ одинакова для всех гармоник и определяется только геометрическими параметрами решетки вне зависимости от длины волны и угла излучения. Эта поправка максимальна при ширине щели $\theta \approx 0,3$ и достигает $\Delta h_{\max} \approx -0,77\theta = -0,23l$. Если по толщине брусьев укладывается нечетное число четвертей волн, то их амплитуды минимальны:

$$2h = (2N + 1) \frac{\lambda}{4} + \theta \frac{2}{\pi} \ln \sin \frac{\pi \theta'}{2}, \quad (N = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.4)$$

3. В [15,19] показано, что одним из определяющих факторов, от которого зависит интенсивность излучения, является коэффициент заполнения полупрозрачных решеток из брусьев:

$$u = \cos \frac{\pi d}{l}. \quad (3.5)$$

Так, в случае предельных переходов $u \rightarrow 1$ (узкие ленты) и $u \rightarrow -1$ (узкие щели) комплексные амплитуды для первых излучающихся гармоник \tilde{b}_{-1} будут иметь следующий вид [16]:

$$u \rightarrow 1 \quad \tilde{b}_{-1} = \frac{1}{2} \frac{u-1 + \frac{1}{2}(1-u)\xi[\xi(1-u) + u-1]}{1 - (1-u)\left(\frac{\xi^2}{2} + i\sqrt{\kappa^2 - \xi^2}\right)}, \quad (3.6)$$

$$u \rightarrow -1 \quad \tilde{b}_{-1} = \frac{\xi \left[\left(\ln \frac{1+u}{2} + \pi \operatorname{ctg} \pi \xi \right) (u+1) + \frac{2u\xi}{1+\xi} + \frac{2(\xi-1)}{\xi} \right]}{2 \left\{ \frac{1}{1+\xi} + i\sqrt{\kappa^2 - \xi^2} \left[\ln \frac{1+u}{2} + \pi \operatorname{ctg} \pi \xi + \frac{2\xi^2 - 1}{\xi(1+\xi)} \right] \right\}}, \quad (3.7)$$

где ξ – параметр, содержащий характеристики неоднородной волны (диэлектрическую проницаемость и его ширину).

Из асимптотических выражений (3.6) и (3.7) следует, что в случае узких щелей рассеивателя ($u \rightarrow -1$) величина \tilde{b}_{-1} убывает значительно вследствие логарифмической особенности поведения знаменателя (3.7). Для узких лент ($u \rightarrow +1$) спадание амплитуды излучающейся гармоники более плавное, так как числитель (3.6) стремится к нулю как функция $(1-u)$. С физической точки зрения такое различие в характере поведения амплитуды с индексом $n = -1$ можно объяснить следующим. В случае узких щелей плотность токов смещения в щелях между лентами решетки возрастает при их сближении. При этом амплитуда излучающейся в свободное пространство волны должна нарастать. Однако при $u \approx -1$, амплитуда излучающейся гармоники обращается в нуль. Из этого следует, что в небольшом интервале изменения коэффициента заполнения ДР функция $\tilde{b}_{-1}(u)$ должна достигнуть своего максимума и обратиться в нуль, что и приведет к резкому изменению комплексной

амплитуды \tilde{b}_{-1} . При $u \rightarrow 1$ плотность токов смещения мала, так как расстояние между лентами велико и стремится к нулю при его дальнейшем увеличении. Это и отражается в плавном убывании функции $\tilde{b}_{-1}(u)$, описываемой выражением (3.6), при подходе коэффициента заполнения к предельному значению $u = 1$.

4. Для отражательной ДР типа «гребенка» условия излучения, в первом приближении, также могут быть определены из соотношения (3.2), а угол максимального излучения связан с параметрами решетки и ДВ следующим соотношением [16]:

$$\cos \gamma_n = \frac{\lambda}{\lambda_g} + \frac{n}{k}, \quad n = -1, -2, -3, \dots \quad (3.8)$$

Если различные типы волн не обладают одинаковой фазовой скоростью, количество главных лепестков диаграммы направленности структуры ДВ - ДР будет соответствовать количеству распространяющихся типов волн. В предположении, что излучается только гармоника с $n = -1$, по измеренным значениям l , λ и γ_n можно определить λ_g , т.е. относительные фазовые скорости каждого типа волн, что, в частности, используется в разделе 2 при калибровке ДВ. Предполагая, что отражательная ДР – идеально проводящая, для каждого значения θ также можно подобрать резонансную глубину щелей, при которой амплитуда излучающейся волны будет максимальной:

$$h = (2N + 1) \frac{\lambda}{4} + \theta \frac{2}{\pi} \ln \sin \frac{\pi \theta'}{2}, \quad (N = 0, 1, 2, \dots). \quad (3.9)$$

Минимум излучения наблюдается при глубине щелей:

$$h = N \frac{\lambda}{2}, \quad (N = 1, 2, \dots). \quad (3.10)$$

В этом случае излучение отсутствует вообще. Таким образом, различие между величиной энергии излучения от гребенки с оптимальной глубиной щелей (3.9) и неоптимальной глубиной (3.10) еще более значительное, чем для полупрозрачной решетки из брусьев.

Максимально допустимое отклонение глубины щелей $\pm\Delta h$ от оптимального значения, при котором величина мощности излучения S_{-n} будет составлять не менее $\frac{1}{2}(S_{-n})_{\max}$ для углов излучения $\left|\gamma_n - \frac{\pi}{2}\right| \leq \frac{\pi}{4}$, определяется выражением [19]:

$$|\Delta h| \leq \lambda \frac{\theta'}{2\pi \sin \gamma_n}. \quad (3.11)$$

Это ограничение используется для определения допусков при изготовлении реальных решеток.

Рассмотренные резонансы ДН по глубине щелей получили название аномалий Вуда, которые связаны с появлением быстрых дифракционных гармоник, скользящих вдоль решетки со скоростью, близкой к скорости света [19].

Наиболее благоприятным для отражательных ДР является режим излучения, близкий к нормальному ($90^\circ < \gamma_{-1} < 130^\circ$). В этом секторе углов ширина ДН минимальна, существует только одна излучающая пространственная гармоника с $n = -1$ и отсутствуют условия дифракции Брэгга второго порядка ($l \neq \lambda_g$).

5. Успешное применение дифракционных решеток в приборах и устройствах МСМ диапазонов связано с правильным выбором габаритных размеров периодических структур. В электронике исследование минимально допустимых размеров решетки, при которых излучаемая мощность и угол излучения остаются практически такими же, как и в случае решетки больших размеров, приобретает важное практическое значение при миниатюризации электронных приборов и при уменьшении рабочих зазоров в магнитных фокусирующих системах. В измерительной технике необходимо учитывать влияние осевой длины решетки на величину угла излучения в приборах

(волномеры, направленные ответвители, измерители коэффициента замедления волноводов поверхностных волн), использующих явление дифракции поверхностных волн на периодических структурах, поскольку измеренный угол излучения определяет точность работы таких приборов. В антенной технике актуальным является расчет характеристик антенных решеток конечной длины.

Таким образом, исследование влияния длины периодической структуры на характеристики дифракционных полей представляет собой самостоятельную и весьма важную задачу современной радиофизики, которая к настоящему времени в основном решается экспериментальными методами для конкретной геометрии ДР. Так, в частности, приведенные в [19] экспериментальные результаты показали, что формирование лепестка диаграммы излучения с шириной $2\Delta\gamma^\circ \approx 5^\circ - 8^\circ$ возможно при количестве периодов $N \geq 20$. Данный результат коррелирует с эмпирическим соотношением для плоской антенной решетки синфазных линейных элементов [16], что может являться основой при ориентировочном выборе длины исследуемых ДР.

6. Как показано в [16], если от источника неоднородной плоской волны – планарного ДВ, находящегося в плоскости xOy , на некотором расстоянии a расположить ДР, повернутую на угол α от оси ДВ, то пространственное положение излучающейся части рассеянного поля будет определяться двумя углами: θ_n – углом в вертикальной плоскости, проходящей через оси y, z и φ_n – углом в горизонтальной плоскости, проходящей через оси y, x . При $\alpha = 0$ от решетки отрываются объемные волны, которые распространяются только в плоскости, проходящей через ось ДВ перпендикулярно плоскости ДВ. В случае «скошенной» решетки ($\alpha \neq 0$) пространственное распределение излучения имеет двухмерный характер. Не менее интересным для такой структуры является наличие критического угла:

$$\alpha_{кр} = \arccos \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\kappa\beta}{n} - \frac{n\beta}{\kappa} - \frac{\kappa}{n\beta} \right) \right]. \quad (3.12)$$

$\alpha = \pm\alpha_{кр}$, для которого рассеянное поле представляет неоднородную плоскую волну, распространяющуюся вдоль поверхности «скошенной» ДР. Следовательно, при $\alpha = \alpha_{кр}$ в открытой структуре ДВ и «скошенная» ДР наступает режим поверхностных волн и дальнейшее увеличение α приводит к брэгговской дифракции, для которой $\alpha_{бр} = \arccos \frac{n\beta}{2k}$, $n = 1, 2, 3, \dots$ – порядок дифракции Брэгга. В этом режиме неоднородная поверхностная волна ДВ преобразуется в поверхностную волну ДР. Образовавшаяся новая поверхностная волна распространяется под углом $(180^\circ - \alpha)$ относительно распространения исходной неоднородной волны. Степень преобразования одной волны в другую определяется продольными размерами ДР и связью ДВ со «скошенной» ДР. Теоретические и экспериментальные исследования такой системы подробно описаны в [16]. В нашем случае электродинамические характеристики таких систем интересны для двухрядных ДР при различной их ориентации относительно оси ДВ.

3.1.2. Результаты экспериментальных исследований однорядных периодических металлических неоднородностей

На основании вышеизложенного, для однорядных систем основополагающими являются экспериментальные и теоретические исследования их электродинамических свойств в заданном диапазоне частот с последующим использованием полученных результатов для исследования двухрядных и многорядных систем связи различных модификаций. С этой целью использовались схема измерений рис. 3.2, основанная на реализации общей схемы рис. 2.3, а также металлические периодические структуры, основные параметры которых представлены в табл. 3.1. При расчете ДР использовались соотношения (3.2) - (3.9), в которых задавались усредненные параметры l , u , h и β_0 относительно центральных частот f_0 4-х и 8-ми миллиметрового диапазонов волн, использованных в эксперименте.

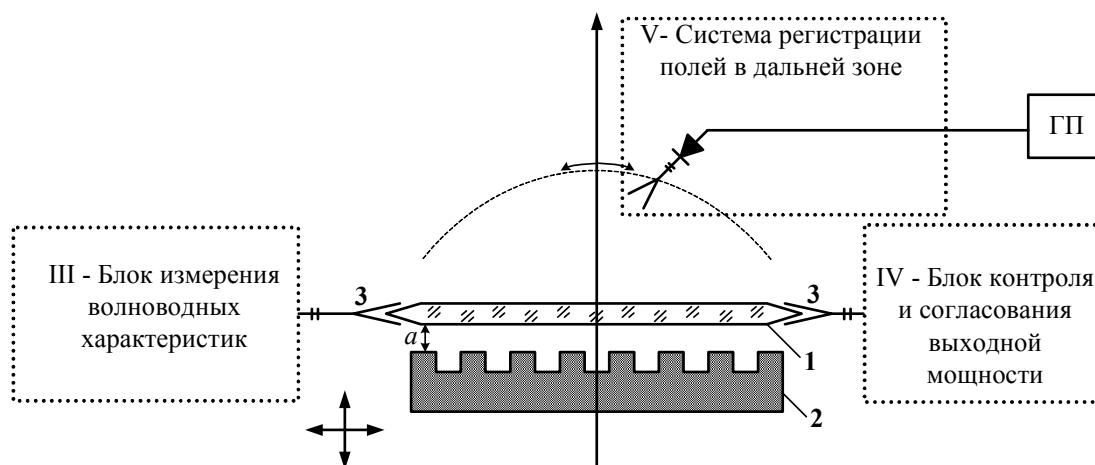


Рис. 3.2. Схема измерения пространственных и волноводных характеристик однорядных периодических неоднородностей

Таблица 3.1

Параметры металлических периодических дифракционных решеток, которые были использованы для проведения эксперимента в 4-х и 8-ми миллиметровом диапазонах длин волн

Параметры ДР	период l , мм	коэффициент заполнения u	апертура- D , мм	длина- L , мм вдоль оси ДВ	$2h$, мм
Наименование ДР	диапазон длин волн 5-3,7 мм ($f_0 = 78$ ГГц, $\beta_e = 0,778$)				
Решетка из брусьев прямоугольного сечения	3	0	54	60	1
Отражательная ДР на плоском зеркале	3	0	54	60	2
Наименование ДР	диапазон длин волн 10-8 мм ($f_0 = 33,4$ ГГц, $\beta_e = 0,9$)				
Отражательная ДР на плоском зеркале	11,5	0	30	150	2
Отражательная ДР на цилиндрическом зеркале	11,5	0	50	120	2

Так, в частности, на рис. 3.3 представлены типичные диаграммы направленности излучающих систем из брусьев прямоугольного сечения (1) и отражательной ДР (2) на частоте 78 ГГц, которые использовались в резонансных МКС. Установлено, что максимум мощности ДН соответствует углу $\gamma \approx 90^\circ$, а ее отклонение при отстройке от центральной частоты в заданном

диапазоне $f = 60 - 80$ ГГц не превышает $\pm 10^\circ$, что соответствует расчетным параметрам решеток табл. 3.1. При этом значения прицельного параметра, выбранные по методике, изложенной в разделе 2, составляли величину $a \approx 1$ мм. Волноводные характеристики такой системы свидетельствовали об эффективном преобразовании поверхностной волны ДВ в объемную волну. Так, в частности, для сектора углов излучения $90^\circ \pm 10^\circ$ значения $K_{II} = 0,2$ и $K_{CB} = 1,3$.

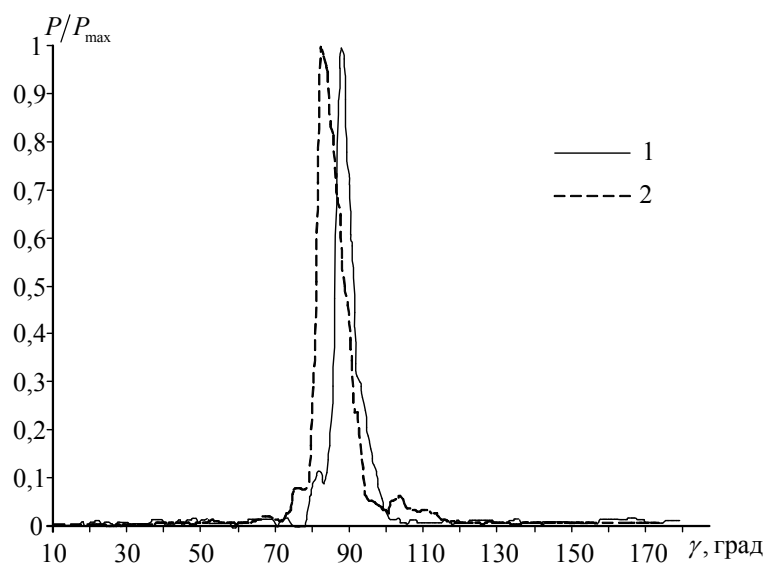


Рис. 3.3. Диаграммы направленности излучения решеток из брусьев (1), отражательной ДР (2) при трансформации поверхностной волны ДВ в объемную для сектора углов $\gamma = 90^\circ \pm 10^\circ$: $L = 60$ мм; $f_0 = 78$ ГГц; $\beta_g = 0,778$

В отличие от резонансных МКС, в волноведущих системах вдоль их продольной оси необходимо обеспечить режим бегущей волны, что может быть достигнуто путем уменьшения угла излучения системы ДР-ДВ и увеличения ее длины до значений $15 - 20\lambda$. В связи со сложностью юстировки ДР относительно ДВ на такой длине, расчет и моделирование излучающих систем в основном проводились для 8-ми миллиметрового диапазона волн (табл. 3.1), что позволило увеличить прицельный параметр ДР-ДВ до значений $a = 3$ мм и уменьшить критичность параллельности элементов излучающей системы.

В результате серии экспериментов, проведенных в диапазоне частот $f = 30 - 37$ ГГц, было установлено, что основной максимум диаграмм

направленности излучения с изменением частоты, относительно расчетной ($f = 33,4$ ГГц), смещается на угол $\Delta\gamma = \pm 8^\circ$. Кроме основных максимумов на диаграммах появляются дополнительные лепестки, связанные с возможностью возбуждения системы на гармониках $n = -2, -3$, и наличием отраженной волны в СВЧ тракте на согласующих переходах. Минимальную амплитуду дополнительные лепестки диаграмм направленности излучения имеют в центральной области частотного диапазона, на которую производились расчет излучателя ДР-ДВ, настройка и согласование ДВ. Соответственно, увеличение интенсивности излучения дополнительных лепестков происходит на краях заданного частотного интервала, где могут возрастать амплитуды отраженной волны и дополнительных гармоник излучения. Типичная диаграмма направленности излучения такого режима работы излучающей системы представлена на рис. 3.4.

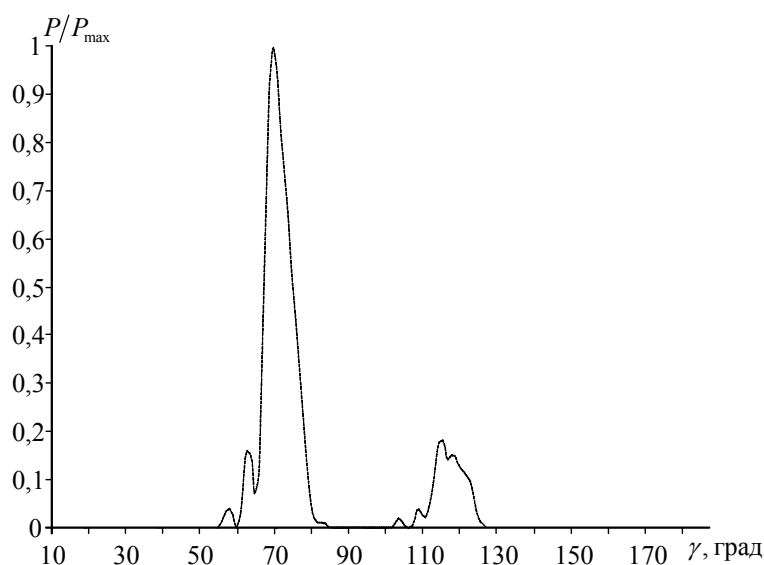


Рис. 3.4. Диаграмма направленности излучения плоской отрагательной ДР при трансформации поверхностной волны ДВ в объемную для сектора углов $\gamma = 70^\circ \pm 8^\circ$: $L = 150$ мм; $f_0 = 33,4$ ГГц; $\beta_e = 0,9$

Как показано в [104], улучшение характеристик излучающих систем для ОВ может быть достигнуто путем введения фазовой коррекции зеркал, что является традиционным путем улучшения параметров открытых резонаторов [53,54]. Оптимизация радиусов кривизны зеркал проводилась путем обеспечения минимальных потерь на излучение при возбуждении

системы ДР-ДВ. В результате анализа полученных данных для серии зеркал с различными радиусами кривизны R ($2R/\lambda = 3 \div 15$) было установлено, что оптимальные значения R находятся в интервале $2R/\lambda = 4 \div 6$. Это обусловлено тем, что при $2R/\lambda > 6$ фокусирующее действие зеркал уменьшается, в результате чего часть перерассеянного зеркалом поля высвечивается из системы, а при $2R/\lambda < 4$ апертура зеркала перехватывает лишь часть излучения системы возбуждения.

На рис. 3.5 представлены диаграммы направленности излучения цилиндрических отражателей (при различных значениях КСВ в основном тракте), которые были реализованы в соответствии с параметрами табл. 3.1 и радиусом кривизны зеркал в интервале значений $2R/\lambda = 4 \div 6$. В результате исследования такого типа излучающих систем установлено, что амплитуда основного лепестка ДН, по сравнению с плоской ДР, увеличивается в два раза. Вместе с тем на графиках присутствуют дополнительные лепестки ДН, природа появления которых, как указывалось выше, может быть обусловлена двумя факторами: возбуждением гармоник с индексами $n = -2, -3$ или присутствием отраженной волны в основном тракте возбуждающей системы. Для выяснения физики формирования объемных волн в такой системе, исследовались пространственные характеристики в широком интервале значений КСВ. Было установлено, что излучатель с цилиндрической ДР менее критичен к согласованию основного тракта с нагрузкой, чем плоский излучатель.

Так, в частности, общий вид ДН и их амплитуды сохраняются в интервале значений $КСВ = 1,16 \div 3$ (рис. 3.5 а,б), что свидетельствует о возбуждении гармоник с индексами $n = -2, -3$ при формировании угла излучения $\gamma < 90^\circ$. Данный факт подтверждается также данными, полученными при расчете углов излучения по формуле (3.8). Дальнейшее увеличение КСВ (амплитуды отраженного сигнала) может приводить к подавлению основного лепестка ДН и формированию излучения на отраженной волне, что продемонстрировано на рис. 3.5 в.

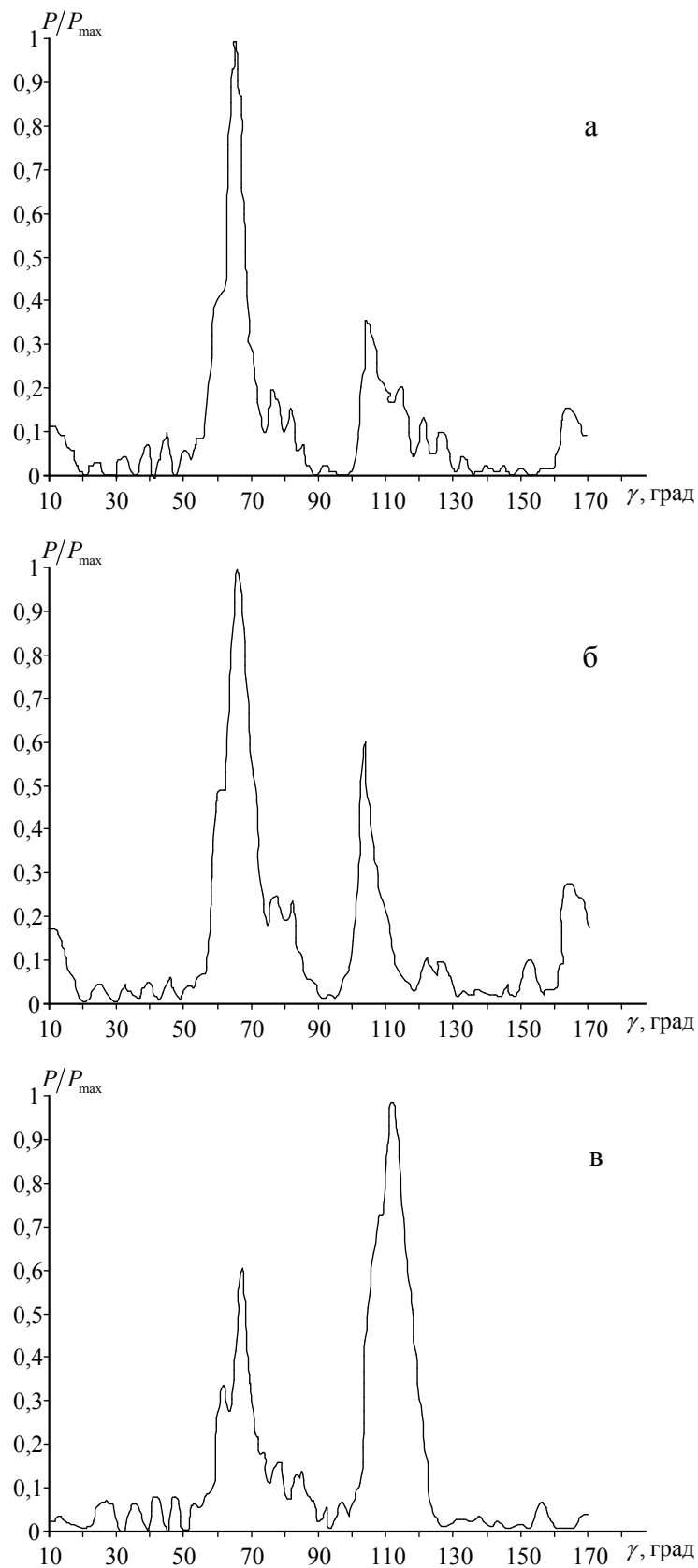


Рис. 3.5. Диаграммы направленности излучателя цилиндрической формы при различных значениях КСВ: а – КСВ=1,16; б – КСВ=3; в – КСВ=5 ($L=150$ мм; $f_0=33,4$ ГГц; $\beta_g=0,9$)

Описанные выше пространственные характеристики излучающих систем плоской и цилиндрической форм коррелируют с их волноводными характеристиками, которые представлены на рис. 3.6: графики 1 характерны для источника поверхностной волны – ДВ, графики 2, 3 демонстрируют волноводные характеристики цилиндрического и плоского излучателей, соответственно.

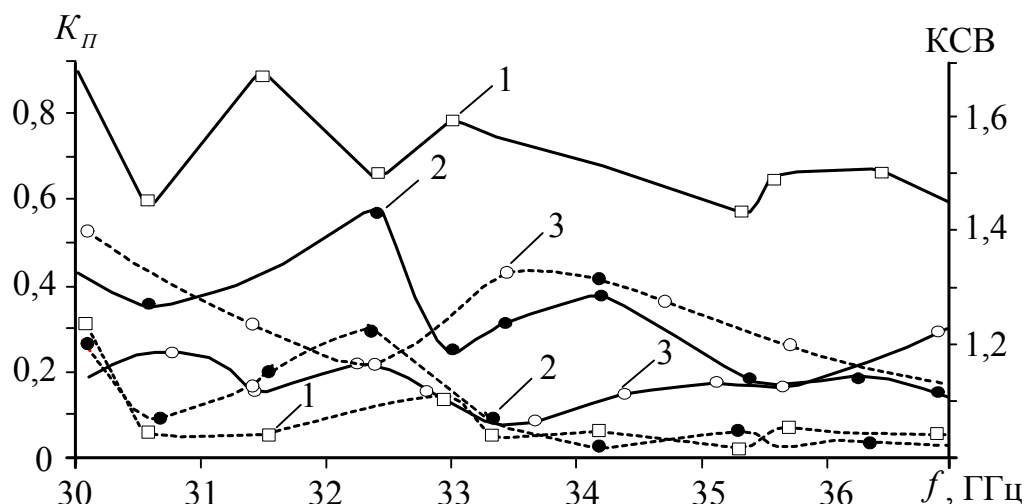


Рис. 3.6. Волноводные характеристики излучающих систем: 1 – ДВ, 2 – цилиндрический излучатель, 3 – плоский излучатель (K_{Π} – сплошные линии, $КСВ$ – пунктир)

Из графиков видно, что для плоской системы значительная часть энергии поверхностной волны ДВ трансформируется в объемную волну, излучаемую под углом γ , и в волноводные волны щелей ДР, которые, излучаясь в окружающее пространство, создают дополнительные дифракционные потери. Данный процесс характеризуется низкими $K_{\Pi} = 0,1 \div 0,3$ и увеличением $КСВ$, по сравнению с изолированным волноводом, до значений 1,4.

Уменьшения дополнительных потерь через щели ДР можно достичь путем введения металлических экранов на боковых гранях решетки, либо путем выполнения излучателя цилиндрической формы, что обеспечивает рост K_{Π} в два раза и соответствующее уменьшение $КСВ$ до значений $1,1 \div 1,3$ (графики 2). Описанные выше волноводные характеристики излучателя цилиндрической формы 8-ми миллиметрового диапазона волн коррелируют с аналогичными

зависимостями в 4-х миллиметровом диапазоне. Так, например, в интервале частот $f = 69 \div 77$ ГГц коэффициент прохождения излучателя изменялся в пределах $K_{\Pi} = 0,4 \div 0,6$, а $K_{СВ} = 1,1 \div 1,3$. Улучшение волноводных характеристик цилиндрических излучателей, по сравнению с плоскими, обусловлено формированием вдоль их продольной оси ограниченного каустики собственного поля и уменьшением дополнительных потерь: утечки энергии на излучение волноводных и поверхностных волн решетки, омических потерь в канавках за пределами каустики. За счет перечисленных выше свойств цилиндрических отражателей может быть уменьшена длина ДР до значений $L = 120$ мм в 8-ми миллиметровом и $L = 60$ мм в 4-х миллиметровом диапазонах длин волн.

Описанные в подразделе 3.1.1. (пункт б) свойства металлических ДР при изменении их угловой ориентации, относительно оси ДВ, могут быть использованы при анализе двухрядных ДР с изменением их пространственной ориентации в плоскости осей x, y и регулировки уровня излучения в направлении оси z . Для дальнейшего сопоставления результатов двухрядных ДР с однорядными, на рис. 3.7 а представлены модель исследуемой системы и ее пространственные характеристики, которые исследовались путем включения ДВ в экспериментальную установку рис. 2.3. Приведенная на рис. 3.7 а характеристика свидетельствует о перекачке объемных волн в поверхностные с увеличением угла α до критических значений $\alpha_{кр} \approx 45^\circ$, определяемых соотношением (3.12). При этом, амплитуда объемных (излучаемых) волн уменьшается практически по линейному закону, что свидетельствует о возможности создания на базе таких систем квазиоптических аттенуаторов.

Представленная на рис. 3.7 а пространственная характеристика излучающей системы подтверждается ее волноводными свойствами (рис. 3.7 б), которые демонстрируют эффективное преобразование поверхностных волн ДВ в объемные для области углов $\alpha \leq 45^\circ$.

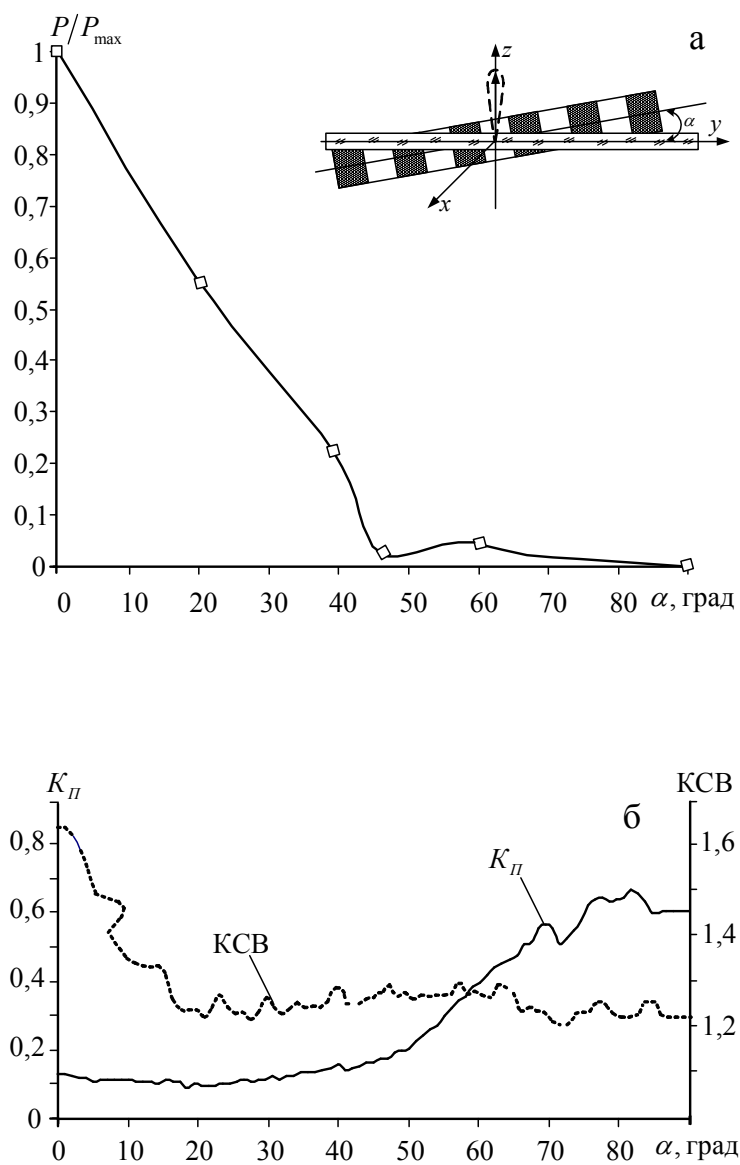


Рис. 3.7. Пространственные (а) и волноводные характеристики (б) излучающей системы из брусьев прямоугольного сечения при изменении угла поворота решетки α относительно оси ДВ

3.2. Однорядные элементы связи на основе периодических металлодиэлектрических структур

В работе [15] для длинноволнового приближения получены и проанализированы аналитические выражения плотности энергии основных пространственных гармоник ДИ ($n = 0, -1$), возбуждаемых монохроматическим ЭП, движущимся вдоль МДС типа полубесконечный диэлектрический слой – ленточная дифракционная решетка. Однако, приближенность данных результатов не позволяет провести количественный анализ влияния высших гармоник излучения на основные, что затрудняет практическое использование таких структур в электронике КВЧ. Аналогичная задача решена в строгой математической постановке [92] методом, описанным в работе [19].

Рассматривается планарная электродинамическая структура (рис. 3.8), которая образована поверхностью $z = -a$ ленточной периодической решетки (период – l , ширина лент – d), нанесенной на диэлектрический слой, вблизи МДС движется монохроматический электронный поток с плотностью заряда $\rho = \rho_0 \delta(z - a) e^{i(ky - \omega t)}$. Здесь обозначено: ρ_0 – поверхностная плотность заряда; $\delta(z - a)$ – дельта-функция; $\Delta_\varepsilon = \delta_0 - a$ – толщина диэлектрика с проницаемостью ε .

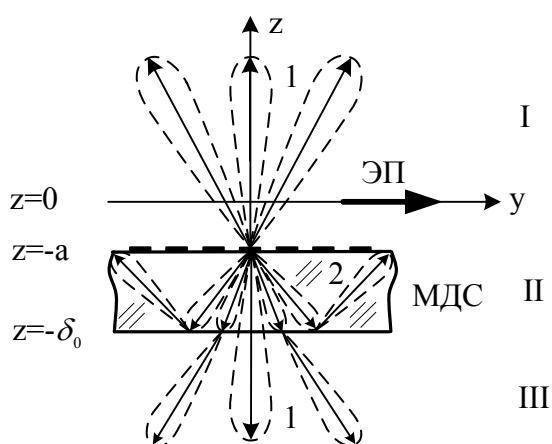


Рис. 3.8. Схематическое изображение режимов возбуждения ДЧИ на периодической МДС

Лучи 1 соответствуют дифракционному излучению, уходящему в свободное пространство, лучи 2 соответствуют режимам черенковского излучения и аномального дифракционного излучения, которые сосредоточены в слое диэлектрика и за счет полного внутреннего отражения от боковых поверхностей могут выходить в свободное пространство через торцы МДС [98].

Электромагнитное поле в областях I ($z > -a$), II ($-\delta_0 < z < -a$), III ($z < -\delta_0$) представляется в виде [15]:

$$\begin{aligned}\vec{H}^I &= \vec{H}_c + \vec{i} \sum \left[A_n e^{iq_n(z+a)} + B_n e^{-iq_n(z-b)} \right] e^{ik_n y}, \\ \vec{H}^{II} &= \vec{i} \sum \left[C_n e^{-iq_{n\varepsilon}(z+a)} + D_n e^{iq_{n\varepsilon}(z+\delta_0)} \right] e^{ik_n y}, \\ \vec{H}^{III} &= \vec{i} \sum_n F_n e^{-iq_n(z+\delta_0)} e^{ik_n y}, \\ \vec{E} &= \vec{i} \frac{c}{\omega} \text{rot} \vec{H},\end{aligned}\tag{3.13}$$

где $\vec{H}_c = \vec{i} \beta_e F \text{sign} z e^{-q|z|+iky}$ – собственное поле ЭП в свободном пространстве; A_n, B_n, C_n, D_n, F_n – Фурье-компоненты дифракционного поля, $F = 2\pi\rho_0$, $q = k\sqrt{1-\beta_e^2}$, $q_n = k\theta_n = k\beta_e\sqrt{1-\tau_n^2}$, $q_{n\varepsilon} = k\theta_{n\varepsilon} = k\beta_e\sqrt{\varepsilon-\tau_n^2}$; $\tau_n = (\eta+n)/\kappa$, $k_n = k + 2\pi n/l$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер пространственной гармоники.

В зависимости от параметров $\kappa, \beta_e, \varepsilon$ электромагнитные поля (3.13) состоят из суммы пространственных излучаемых и поверхностных гармоник. Неизвестные Фурье-компоненты дифракционного излучения, представляющие собой амплитуды пространственных гармоник полей, определяются из решения электродинамической задачи, удовлетворяющей точным граничным условиям на поверхности диэлектрика и граничным условиям Леонтовича на металлической поверхности. Полученная система функциональных уравнений известным методом задачи Римана-Гильберта сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений, обладающих высокой сходимостью. В дальнейшем методом редукции получают систему для конечного числа слагаемых. Из этой системы уравнений с высокой точностью, численными методами [22,105], определяются неизвестные коэффициенты электромаг-

нитного поля и другие характеристики излучения при полубесконечной толщине диэлектрического слоя z .

Для отдельной пространственной гармоники плотность энергии излучения в свободное пространство (S_n) и диэлектрическую среду ($S_{n\varepsilon}$) имеет следующий вид:

$$S_n = \frac{c}{8\pi} |A_n|^2, \quad S_{n\varepsilon} = \frac{c}{8\pi\sqrt{\varepsilon}} |B_n|^2, \quad (3.14)$$

$$\text{где } A_n = \frac{\theta_{n\varepsilon} X_n}{(\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon\theta_n)\tau_n} + \delta_0^n \beta_e F \left(\frac{2\theta_{0\varepsilon}}{\theta_{0\varepsilon} + \varepsilon\theta_0} - 1 \right) \exp(-p|a|),$$

$$B_n = \frac{\varepsilon\theta_n X_n}{(\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon\theta_n)\tau_n} - \delta_0^n 2\beta_e F \frac{\varepsilon\theta_0}{\theta_{0\varepsilon} + \varepsilon\theta_0} \exp(-p|a|),$$

$$\theta_n = \beta_e \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa} \right)^2}, \quad \delta_m^n = \begin{cases} 1; & n = m, \\ 0; & n \neq m, \end{cases} \quad F = 2\pi\rho_0, \quad p = k\theta = \frac{2\pi}{\lambda\beta_e} \theta.$$

Параметр X_n определяется в результате численного решения укороченной системы линейных алгебраических уравнений.

$$\sum_n X_n \left[\frac{|n|}{n} \chi_n (V_m^n R_\sigma - V_\sigma^n R_m) - \delta_m^n R_\sigma \right] = i\alpha (V_m^0 R_\sigma - V_\sigma^0 R_m), \quad (3.15)$$

где $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$, $n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$, а остальные коэффициенты уравнения (3.15) имеют следующий вид:

$$R_\sigma = \frac{\pi}{2\sin \pi\eta} P_{\eta-1}(u); \quad R_m = \frac{1}{2} P_m(u); \quad V_\sigma^n = \frac{\pi}{2\sin \pi\eta} \frac{\eta-1}{\eta+n} [P_{\eta-n} P_{n+1} - P_{\eta-2} P_n];$$

$$V_m^n = \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{n+1} \mu_{n+1-p}(u) P_{p-m-1}(u), & n \geq 0, \\ -\frac{1}{2} \sum_{p=0}^{-n-1} \mu_{-n-1-p}(u) P_{p+m+1}(u), & n < -1, \\ \frac{1}{2} [P_m(u) - P_{m+1}(u)], & n = -1; \end{cases} \quad \mu_0(u) = 1; \quad \mu_1(u) = -u;$$

$$\mu_n = P_n(u) - 2uP_{n-1}(u) + P_{n-2}(u), n \geq 2; \quad \alpha = 2i\theta F Q_0 \exp(-p|a|);$$

$$\chi_n = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\theta_n Q_n}{\beta_e \left(\frac{1}{\beta_e} + \frac{n}{\kappa} \right)}; \quad Q_n = \frac{\theta_{n\varepsilon} (1 + \sqrt{\varepsilon})}{\theta_{n\varepsilon} + \varepsilon \theta_n}.$$

Здесь $P_n(u)$ – полиномы Лежандра.

Из проведенного в разделе 2 анализа диаграмм Бриллюэна следует, что заданные режимы ДЧИ можно реализовать путем изменения параметров $\kappa, \beta_e (\beta_\varepsilon)$ и ε , при этом условия и углы излучения определяются соотношениями (2.2) - (2.4), а их энергетические характеристики формулами (3.14) и (3.15). В частности, из рис. 2.2 б ($\varepsilon = 2$) следует, что при экспериментальном моделировании наиболее легко реализуемыми с точки зрения технологии изготовления ДР и достоверности ожидаемых результатов являются области $1_0, 4_{0,-1}, 4_{0,-1}^{-1}$. Данные области являются типичными для основных режимов излучения, которые описаны в разделе 2. Важно отметить то, что указанные выше режимы излучения реализуются при экспериментальном моделировании для одного интервала значений β_ε путем изменения параметра κ , т.е. периода ДР.

Модель полубесконечной диэлектрической среды с ленточной ДР была реализована на фторопластовой ($\varepsilon = 2$) призме **1** треугольного сечения $70 \times 70 \times 100$ мм, толщиной 40 мм (рис. 3.9). На боковой стороне призмы 70×40 мм располагалась ленточная ДР **2** с периодом l и коэффициентом заполнения u . Призма возбуждалась планарным ДВ **3**, включенным в схему измерений 2.3. Измерения интенсивностей ДН излучения проводились по методике, изложенной в разделе 2.

Параметры электродинамических систем исследуемой МДС и интервалы значений β_ε , для которых реализуются соответствующие области диаграммы Бриллюэна, приведены в таблице 3.2. Из таблицы видно, что режимы $1_0, 4_{0,-1}$ и $4_{0,-1}^{-1}$ могут быть получены в одном интервале значений фазовой скорости волновода: $\beta_\varepsilon = 0,95 - 0,78$.

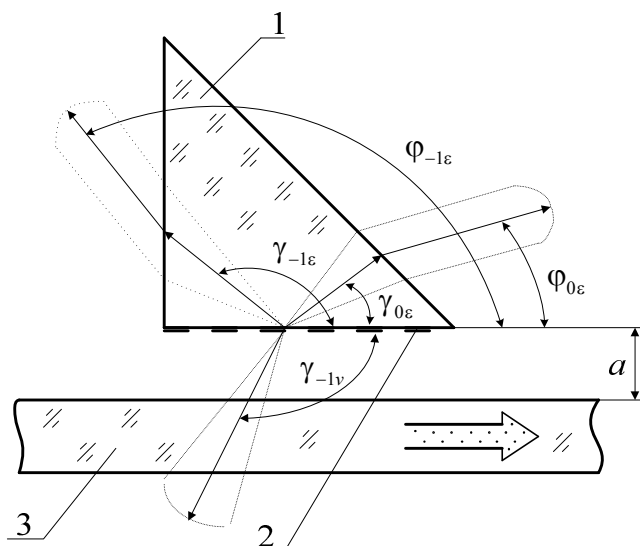


Рис. 3.9. Экспериментальная модель полубесконечной диэлектрической среды с ленточной ДР: 1 - диэлектрическая призма; 2 - ленточная ДР; 3 – ДВ

Таблица 3.2

Параметры электродинамических систем исследуемых МДС при $\epsilon = 2$

u		+0,5	+0,3	-0,5	-0,85
зона 1_0	l (мм)	2,0	2,0	2,0	2,0
	d (мм)	0,7	0,8	1,3	1,65
	β_ϵ	0,9-0,78			
зона $4_{0,-1}$	l (мм)	2,7	2,7	2,7	2,7
	d (мм)	0,9	1,09	1,8	2,2
	β_ϵ	0,9-0,78			
зона $4_{0,-1}^{-1}$	l (мм)	4,4	4,4	4,4	4,4
	d (мм)	1,47	1,77	2,93	3,62
	β_ϵ	0,9-0,78			

Расчет значений углов ДЧИ в исследуемых областях методом лучевой оптики, с учетом углов преломления на соответствующих гранях треугольной призмы показал, что излучение в диэлектрик находится в интервале $\varphi_{nc} = 30 \div 160^\circ$, что позволяет проводить регистрацию интенсивности гармоник на установленном пределе измерений. Для индикации гармоники с $n = -1$, излучаемой в вакуум, требуется установка дополнительной рупорной антенны, которая с учетом незначительного изменения $\gamma_{-1\nu}$ от β_ϵ может быть неподвижной.

Как указывалось выше, одной из основных характеристик ДЧИ являются диаграммы направленности излучения, которые позволяют качественно проанализировать физические процессы, происходящие в исследуемой МДС. В частности, на рис. 3.10 представлены, в относительных единицах по мощности ($P_n/P_{0\max}$, где P_n – амплитуда гармоники с индексом n , $P_{0\max}$ – амплитуда основной гармоники), диаграммы направленности излучений, наблюдаемых из диэлектрической призмы под углами $\varphi_{0\varepsilon}$ и $\varphi_{-1\varepsilon}$ (рис. 3.9) при фиксированных значениях β_ε и u . В области 1_0 наблюдается однолепестковая диаграмма направленности черенковского излучения, имеющая максимальную интенсивность (сплошная линия).

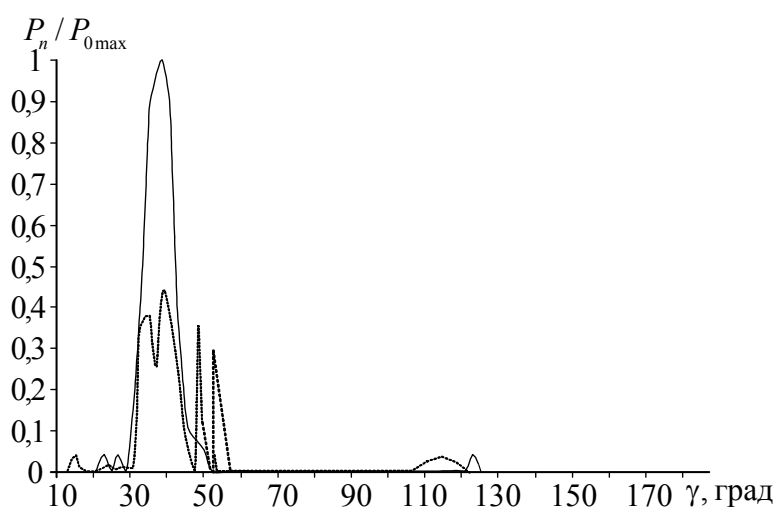


Рис. 3.10. Диаграммы направленности излучений из диэлектрической призмы треугольного сечения (рис. 3.9) для $\varepsilon = 2$, $\beta_\varepsilon = 0,862$ и $u = -0,3$: ЧИ – сплошная линия; ДЧИ – пунктир

За счет появления гармоник с $n = -1$, излучаемых в диэлектрик и вакуум (данная гармоника на порядок ниже и на рисунке не приведена), диаграмма излучения становится многолепестковой, а интенсивность черенковского излучения уменьшается, что обусловлено перераспределением мощности, поступающей в ДВ, между гармониками излучения.

Наиболее наглядно степень влияния высших дифракционных гармоник на основную можно определить при исследовании зависимостей мощности излучения (3.14) от фазовой скорости волны для различных коэффициентов

заполнения ДР. В частности, на рис. 3.11 представлены зависимости относительных значений мощности излучения $P_n/P_{0\max}$ от β_e при различных значениях u (здесь и в дальнейшем такие зависимости построены в логарифмическом масштабе $|10\lg(P_n/P_{0\max})|$, позволяющем оценить в децибелах уровень мощности излучаемых гармоник (P_n), относительно максимального значения основной гармоники ($P_{0\max}$)).

Из графиков видно, что для области 1_0 изменение коэффициента заполнения в пределах $u = 0,5 \div -0,85$ уменьшает мощность черенковского излучения примерно на 4 дБ. При появлении гармоники с $n = -1$ в области широких лент решетки ($u = -0,85$) уровни гармоник – соизмеримы (рис. 3.11 б), а в области узких лент решетки ($u = 0,5$) нулевая гармоника примерно на 20 дБ превосходит гармонику с $n = -1$. Появление гармоники, излучаемой в вакуум, незначительно изменяет перераспределение мощности в исследуемой системе в связи с ее малой интенсивностью (рис. 3.11 в). Изменение мощности гармоники, излучаемой в вакуум (P_{-1v}), от параметра u показано на рис. 3.11 г. Поскольку в данном случае контроль мощности велся дополнительным рупором, то нормировка по P_{\max} осуществлялась относительно максимального уровня $P_{-1v\max}$. Из графиков видно, что максимальную интенсивность гармоника, излучаемая в вакуум, имеет для отрицательных значений u . Нелинейность приведенных характеристик обусловлена переотражениями от приемного рупора при изменении угла излучения от параметра β_e .

Модель конечной диэлектрической среды с ленточной ДР. Приведенные выше результаты исследований характеризуют основные физические закономерности энергетических характеристик излучения в МДС с полубесконечной диэлектрической средой. Вместе с тем, в предложенных устройствах дифракционной электроники [66,106] используются МДС конечных размеров, которые располагаются либо над периодической структурой, формирующей поверхностную волну – черенковский генератор типа ЛОВ, либо в объеме ОР над зеркалом с дифракционной решеткой – черенковско-дифракционный генератор (рис. 1.3 г).

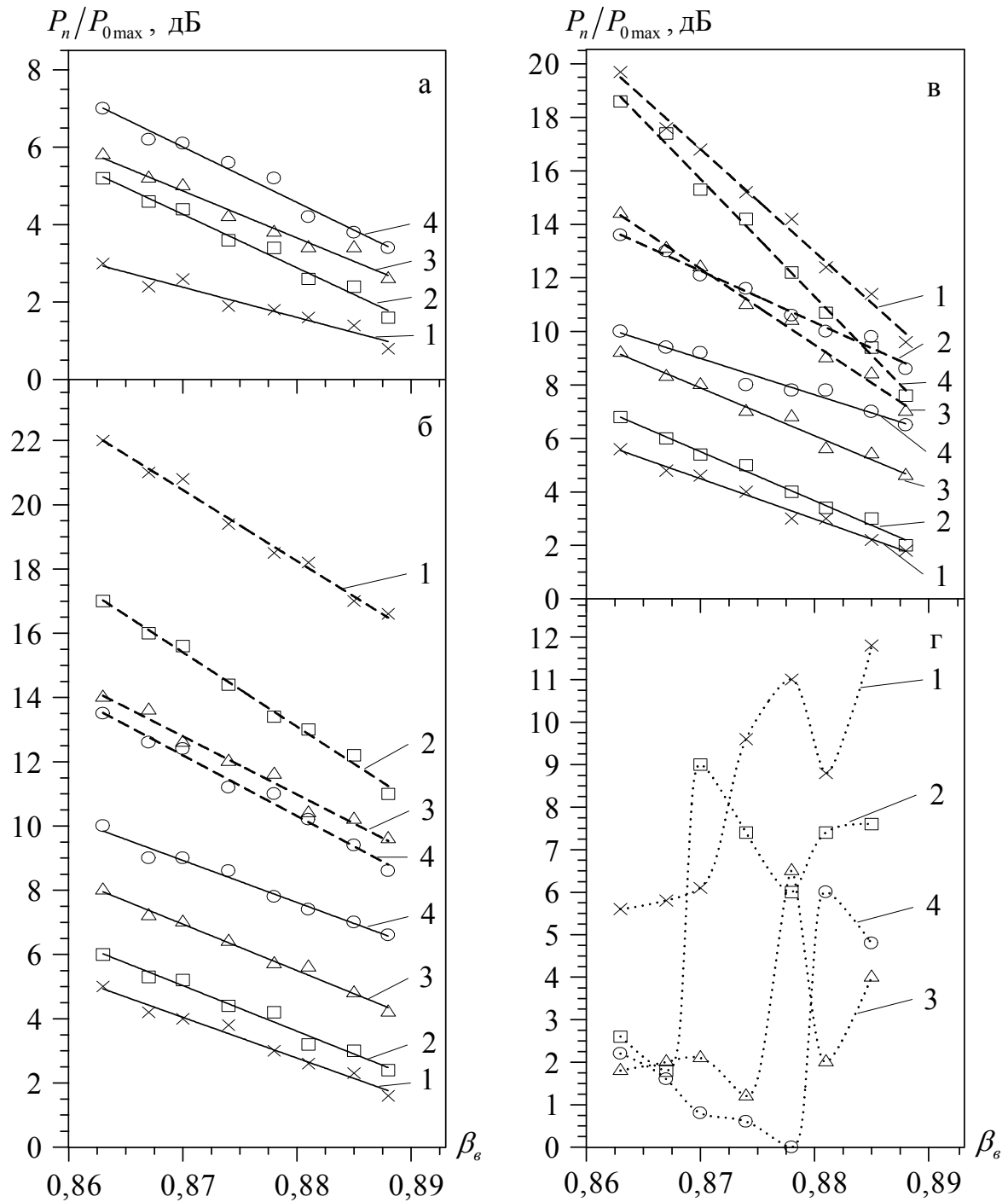


Рис. 3.11. Зависимости мощности гармоник излучения от фазовой скорости волны при $\varepsilon = 2$ в областях 1_0 – а, $4_{0,-1}$ – б), $4_{0,-1}^{-1}$ – в, г: $P_{0\varepsilon}$ (—), $P_{-1\varepsilon}$ (---), $P_{-1\nu}$ (.....); 1 – $u = 0,5$, 2 – $u = 0,3$, 3 – $u = -0,5$, 4 – $u = -0,85$

В первом случае используется черенковский режим возбуждения МДС, а во втором случае – дифракционно-черенковский с излучением гармоник в вакуум и диэлектрик. В простейшем варианте целесообразно использовать диэлектрические пластины (призмы) прямоугольного сечения, которые по своей форме наиболее технологичны в изготовлении и хорошо сочетаются с отражательными и ленточными ДР, являющимися составными частями приборов дифракционной электроники. При этом конечные размеры призм по периметру и толщине могут оказывать существенное влияние на характеристики ДЧИ за счет возможности возникновения в них волновых и резонансных процессов [107]. Такая система становится многосвязной и содержит четыре класса волн: волны тока пространственного заряда ЭП (при моделировании – неоднородные поверхностные волны ДВ); локализованные вблизи ДР волны в виде спектра медленных гармоник; объемные волны, излучаемые под углами (2.3), (2.4); волноводные волны, возникающие в диэлектрической призме за счет возможности отражения объемных волн от ее граней, которые могут быть идентифицированы в виде волн плоского диэлектрического волновода (ПДВ), экранированного ленточной ДР [107], что позволяет привлечь имеющиеся результаты по исследованию ПДВ к описанию физических процессов при моделировании ДЧИ в МДС конечных размеров и показать возможность существования многомодовых режимов возбуждения E_{m0} и H_{m0} волн с индексами $m = 0, 1, 2, \dots$. Кроме присутствия в диэлектрическом слое указанных выше волн, необходимо также учитывать отражения от торцов призмы, которые могут приводить к возникновению продольных резонансных колебаний на длине призмы L при целом числе полуволн, в результате чего может накапливаться энергия гармоник, сосредоточенных в диэлектрике.

Исходя из вышеизложенного, волновая модель ДЧИ в ограниченных МДС анализируется в виде многосвязной электродинамической системы, образованной экранированным решеткой плоским диэлектрическим волноводом (резонатором) и ДВ. В такой системе могут проявляться резонансные эффекты за счет многомодовости МДС, возможности накопления энергии в диэлектрической призме, возбуждения прямых и обратных связанных волн.

При экспериментальном моделировании условий возбуждения ДЧИ на прямоугольной призме вдоль дифракционной решетки на расстоянии a располагался диэлектрический волновод, который включался в измерительную схему (рис. 2.3). Апертурные размеры призм выбирались, исходя из требования минимальных искажений полей ОР при внесении в них МДС: L и D (размеры по осям x и y соответственно) – сравнимы с апертурами зеркал $A \approx 10\lambda$ открытого резонатора ($L \times D = 54 \times 60$ мм).

Исходя из условия одномодовости [107] для исследуемых в эксперименте МДС из фторопласта ($\varepsilon = 2$) и поликора ($\varepsilon = 10$), толщина призм должна удовлетворять, соответственно, соотношениям $\Delta < \lambda/4$ и $\Delta < \lambda/12$. В миллиметровом диапазоне волн реализация первого варианта МДС не представляет больших затруднений, а для поликора становится проблематичной из-за малой физической толщины призмы. Поэтому основные исследования проводились с призмами из фторопласта в диапазоне частот $f = 40 - 80$ ГГц для интервала значений $\Delta \approx \lambda/4 - 4\lambda$, что позволяло реализовать моделирование от одномодового режима возбуждения МДС до значений $m = 0, 1, \dots, 12$. Для проверки достоверности результатов эксперимента использовалась стандартная призма из поликора ($\Delta = 1$ мм), которая по своим электродинамическим свойствам была эквивалентна фторопластовой призме с $\Delta = 3\lambda$. При возбуждении МДС применялась серия калиброванных прямоугольных ДВ из фторопласта и полистирола, обеспечивающая проведение исследований в диапазоне относительной скорости волны $\beta_g = 0,7 \div 0,95$ (характеристики основных из них для ограниченного интервала частот приведены на рис. 2.7). Прицельный параметр a выбирался по методике, которая подробно изложена в разделе 2.

Модель черенковского режима излучения была реализована для фазовых скоростей ДВ, удовлетворяющих соотношению $\varepsilon\beta_g^2 > 1$, как при туннелировании волны на однородной поверхности призмы, так и с ленточной ДР, выполняющей роль экрана [22,105].

Из [107] следует, что одномодовый режим возбуждения однородной призмы из фторопласта может быть реализован для значений ее толщины,

лежащих в интервале $\lambda/4 \leq \Delta < \lambda$. Характерным для призм толщиной меньше длины волны является распространение большей части энергии в окружающем пространстве. При этом, призма выполняет функцию антенны, излучающей энергию под углами близкими к оси y , что, в частности, представлено на рис. 3.12 (график 1) с демонстрацией схематического изображения модели исследуемой системы.

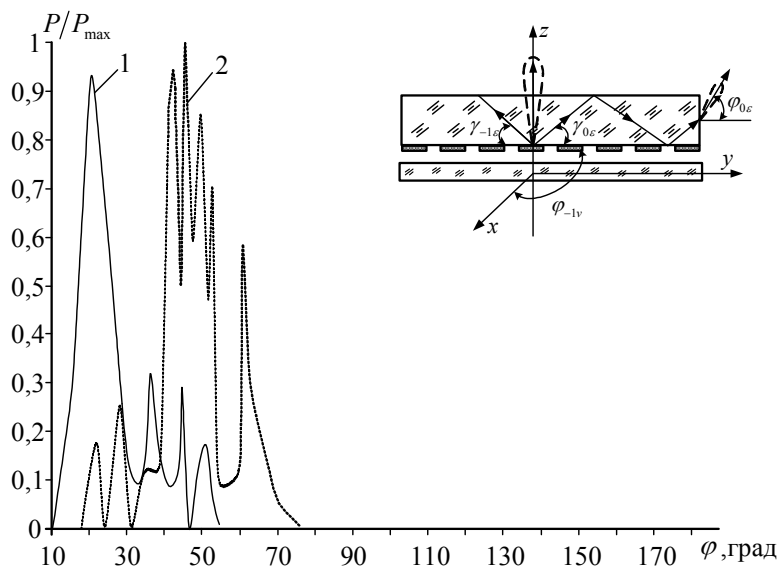


Рис. 3.12. Диаграммы направленности излучений черенковского режима моделирования для призмы прямоугольного сечения: 1 – $\Delta < \lambda$, 2 – $\Delta > \lambda$

Наблюдаемая асимметрия в диаграммах направленности вызвана технической невозможностью измерения углов излучения в области $\varphi_{0e} \approx 0 - 10^\circ$, а боковые лепестки обусловлены несогласованностью торца призмы с окружающим пространством.

Для призм с $\Delta > \lambda$ начинает выполняться закон полного внутреннего отражения, и значительная доля энергии сосредоточена в диэлектрике. Углы излучения из торца увеличиваются и приближаются к расчетным значениям, определенным по законам лучевой оптики, которые находятся в области φ , фиксируемых на призме треугольного сечения (рис. 3.9). При этом, в диаграммах излучения, за счет усиления связи с ДВ, в области критических частот, и усиления интерференционных явлений в области торца призмы, может проявляться спектр волн, возбуждаемых в диэлектрике [19], что проиллюстри-

ровано на диаграмме излучения многомодового режима возбуждения волн с индексами $m = 0, 1, \dots, 6$ для призмы с $\Delta \geq \lambda$ (рис. 3.12, график 2).

Нанесение на боковую грань призмы ленточной экранирующей решетки приводит к снижению интенсивности излучения на 20–30% за счет уменьшения степени связи с ДВ. При этом возрастает эффективная толщина призмы, что для неизменной толщины диэлектрика в области значений $\Delta < \lambda$ приводит к возбуждению дополнительных типов волн, изменению направления излучения и ширины диаграмм направленности.

Подтверждением вышеописанных результатов является моделирование режима ДЧИ на МДС с согласованными, относительно окружающего пространства, торцами. Исходя из оценок, проведенных по законам лучевой оптики, угол ЧИ (в зависимости от f и β_g) может изменяться в области значений $\gamma_{0e} \approx 30^\circ$, что является основанием выполнить торец призмы, относительно боковой плоскости МДС, под углом $\alpha = 60^\circ$, обеспечив таким образом минимальное преломление лучей ЧИ на выходе из МДС. Так, в частности, на рис. 3.13 а представлены модель исследуемой системы и диаграммы направленности гармоник излучения с $n = 0$ (график 1) и $n = -1$ (в диэлектрик – график 2 и вакуум – график 3), пронормированные относительно максимальной мощности черенковского режима излучения.

Данные результаты были получены для зоны Бриллюэна $4_{0,-1}^{-1}$ при следующих параметрах ленточной ДР и толщине диэлектрика: $l = 3$ мм, $u = 0$, $\Delta = 4\lambda$, $\beta_g = 0,78$ ($f = 78$ ГГц). Из приведенных диаграмм направленности следует, что гармоника с $n = 0$ излучается в окружающее пространство в области углов, соответствующих моделям призм треугольного (рис. 3.10) и прямоугольного (рис. 3.12) сечений ($\Delta > \lambda$). При этом влияние интерференции отраженных волн, наблюдаемых в призме без согласованных торцов, значительно уменьшается. Гармоники с индексами $n = -1$, излучаемые в диэлектрик (график 2) и вакуум (график 3), по амплитуде практически на порядок ниже основной гармоники ($n = 0$), что коррелирует с результатами экспериментального моделирования, полученными на призме треугольного сечения для различных значений u (рис. 3.10).

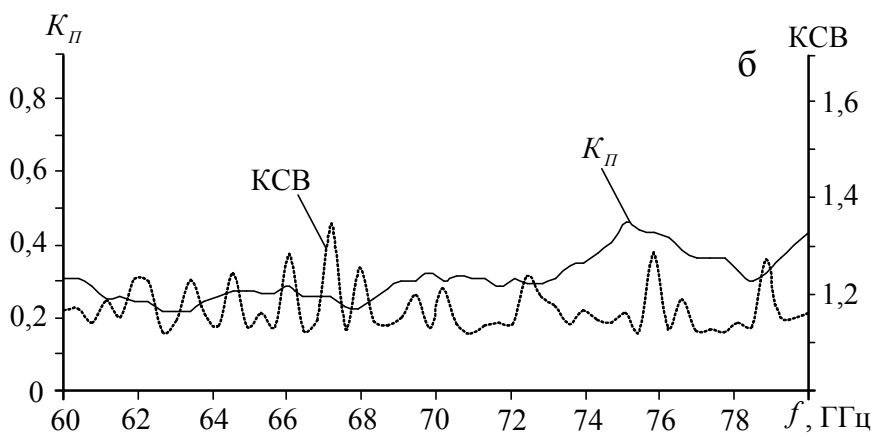
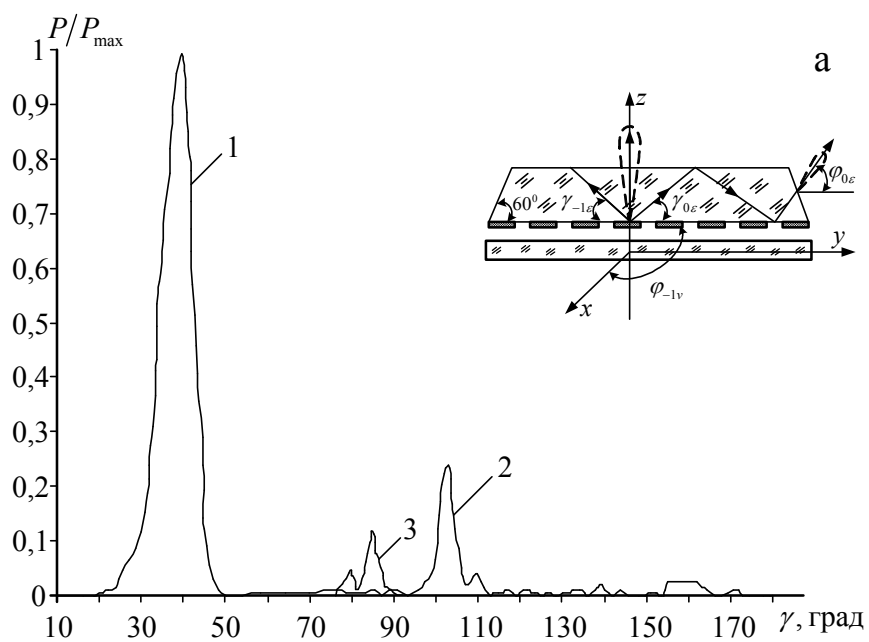


Рис. 3.13. Пространственные – а и волноводные – б характеристики МДС с согласованными торцами: $l = 3$ мм, $u = 0$, $\Delta = 4\lambda$, $\beta_g = 0,78$

Волноводные характеристики исследуемой выше МДС, представленные на рис. 3.13 б, свидетельствуют о высоком уровне отбора энергии на основной пространственной гармонике с $n=0$ ($K_{II} \approx 0,3$) и равномерном среднем значении $K_{CB}=1,2-1,3$ в заданном диапазоне частот $f = 60 - 80$ ГГц.

3.3. Электродинамические свойства двухрядных периодических структур

В общем случае локальные объекты в МКС в виде однорядных и двухрядных дифракционных решеток представляют собой фазовые неоднородности (для волны заданной поляризации) и одновременно являются фильтром, осуществляющим селекцию углового спектра излучения системы ДВ (ЭП) – ДР. При этом могут возникать сильные изменения в структуре полей МКС, что и объясняет неприводимость этих мод к базисным модам прямоугольной симметрии. Особенно сильных изменений следует ожидать, если вносимый в ОР объект обладает резонансными свойствами. Подобная ситуация возникает при использовании в ОР двойной дифракционной решетки, расположенной на одном из зеркал резонатора. В [15] высказано предположение, что такую решетку целесообразно применять для увеличения эффективности взаимодействия ЭП с резонансным полем ОР. Однако полученные результаты, кроме факта возбуждения поля более сложной структуры, не подтвердили вышесказанное, на основании чего авторы сделали следующий вывод: «Из-за сложности рассматриваемой системы выделить доминирующие механизмы, ответственные за ухудшение свойств ОР, практически невозможно». Однако, в последующем, на основе двухрядных полупрозрачных ДР из брусьев и их комбинации с отражательными ДР, а также с периодическими МДС был предложен и реализован, в рамках экспериментального моделирования, ряд устройств электроники и техники СВЧ [15, 20, 66, 98], которые указывают на целесообразность исследования двухрядных периодических структур.

Простейшим вариантом двухрядной системы является сочетание решеток из брусьев прямоугольного сечения, расположенных вдоль оси ДВ. Свойства

каждой из решеток описаны в п. 3.1. и являются основополагающими при анализе многосвязной системы, образованной двумя ДР, возбуждаемыми ДВ. Исследуемая ниже система схематически изображена на рис. 3.14 а и характеризуется тем, что нижняя решетка закреплена неподвижно на юстирующем устройстве, а верхняя ДР установлена с возможностью параллельного перемещения вдоль оси ДВ на величину Δd .

Такая система позволяет реализовать режимы преобразования поверхностных волн в объемные в двух направлениях по оси z и использовать ее в связанных ОР [71].

Поскольку данная система, при помещении в резонансную МКС, представляет собой фазовую неоднородность в виде фильтра селекции излучаемых волн, то целесообразным является исследование пространственных и волноводных характеристик с изменением фазовой коррекции волн, которая, исходя из вышеприведенного анализа, может быть достигнута как путем смещения ламелей решеток ДР вдоль оси y (Δd), так и изменением угла поворота (α) ДР относительно оси ДВ.

В частности, на рис. 3.14 а представлена зависимость мощности основного лепестка ДН от смещения ламелей ДР, которая подтверждает возможность плавной регулировки излучаемой мощности путем смещения ламелей ДР в пределах $\Delta d/\lambda = 0 - 0,6$ и наличие резонанса в области $\Delta d \approx \lambda/2$, что коррелирует с волноводными характеристиками системы рис. 3.14 б.

Близкий к линейному характер изменения излучаемой мощности от смещения ламелей Δd свидетельствует о возможности применения двухрядных решеток из брусьев при создании квазиоптических аттенуаторов и перестраиваемых делителей мощности, а резонанс в области $\Delta d/\lambda = 0,5 - 0,6$ может быть использован при селекции колебаний в связанных ОР.

Практический интерес, с точки зрения проверки описанного выше резонансного эффекта на двухрядных ДР из брусьев, представляют волноводные характеристики системы в заданном диапазоне частот ($f = 60 - 80$ ГГц), которые представлены на рис. 3.15.

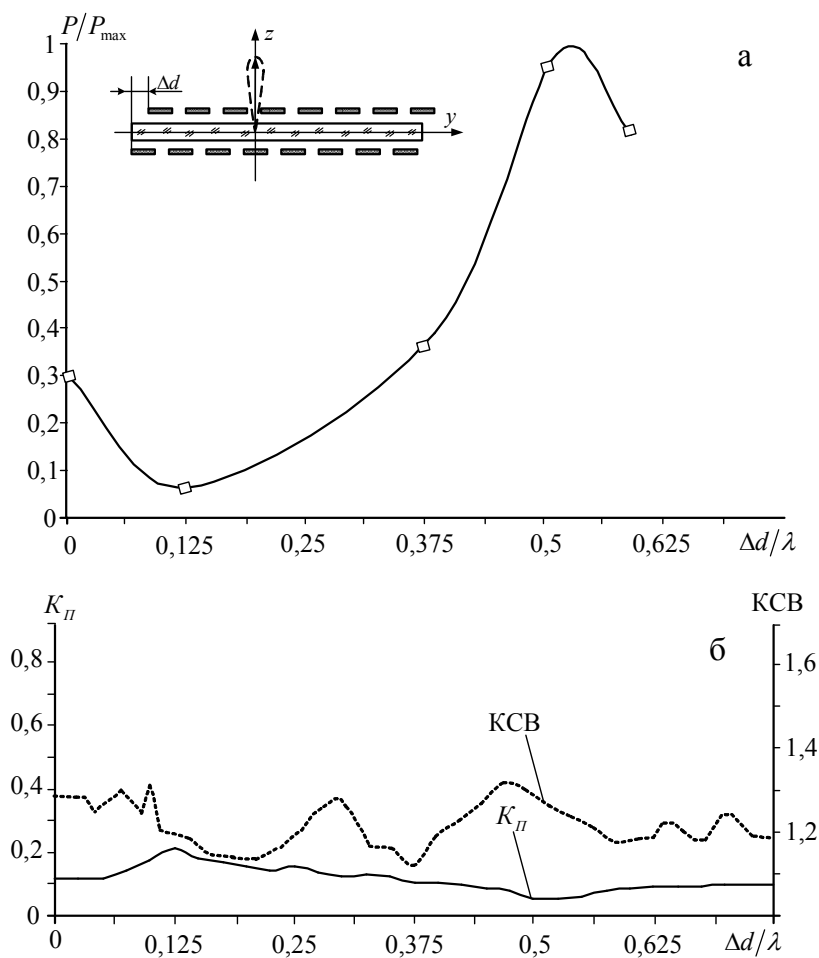


Рис. 3.14. Пространственные – а и волноводные – б характеристики двухрядной системы из брусьев прямоугольного сечения

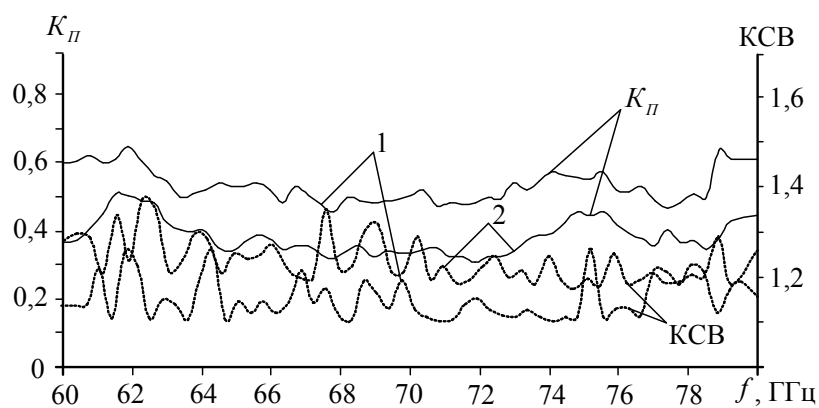


Рис. 3.15. Волноводные характеристики двухрядной ДР из брусьев в заданном диапазоне частот: 1 – $\Delta d/\lambda = 0,15$ – область минимального излучения; 2 – $\Delta d/\lambda = 0,6$ – область максимального излучения

Уменьшение среднего значения $K_{II} \approx 0,6$ в минимуме интенсивности излучения ($\Delta d/\lambda \approx 0,1-0,15$) до $K_{II} \approx 0,4$ при максимальной интенсивности ($\Delta d/\lambda \approx 0,5-0,6$) подтверждает увеличение эффективности отбора энергии поверхностной волны ДВ при смещении брусьев решеток. При этом уровень значений КСВ системы изменяется в незначительных пределах ($КСВ = 1,1-1,3$), что свидетельствует о малой амплитуде дополнительной отраженной волны, возникающей за счет несогласованности поверхностных волн системы ДР – ДВ при фазовой корректировке двухрядной ДР.

Вторым параметром, определяющим уровень эффективности излучения двухрядной системы из брусьев является угол поворота α одной из решеток относительно оси ДВ. Физические аспекты его влияния на преобразование поверхностных волн в объемные кратко изложены в подразделе 3.1.1 (пункт б) и подтверждены в подразделе 3.1.2 путем экспериментального моделирования (рис. 3.7). В частности, на рис. 3.16 а приведена типичная зависимость изменения уровня мощности излучения от угла поворота верхней решетки, которая демонстрирует практически линейное уменьшение мощности излучения с увеличением угла поворота α , вплоть до значений $\alpha_{кр}$, определяемого по формуле (3.12). При этом важно отметить, что угол поворота верхней решетки незначительно влияет на волноводные характеристики системы (рис. 3.16 б), что свидетельствует о возможности эффективного ответвления части мощности в окружающее пространство при сохранении высоких показателей характеристик основного тракта.

Практический интерес, с точки зрения повышения отбора энергии от ЭП в приборах дифракционной электроники, представляют более сложные двухрядные ДР, выполненные в различных комбинациях: отражательная – полупрозрачная ДР [15], система двухрядных отражательных ДР [20], двухрядных МДС в сочетании с отражательной ДР [23,66,92]. Поскольку теория таких излучающих систем к настоящему времени не создана, то ключевым моментом в изучении их электродинамических свойств являются принципы экспериментального моделирования, обоснованные в разделе 2.

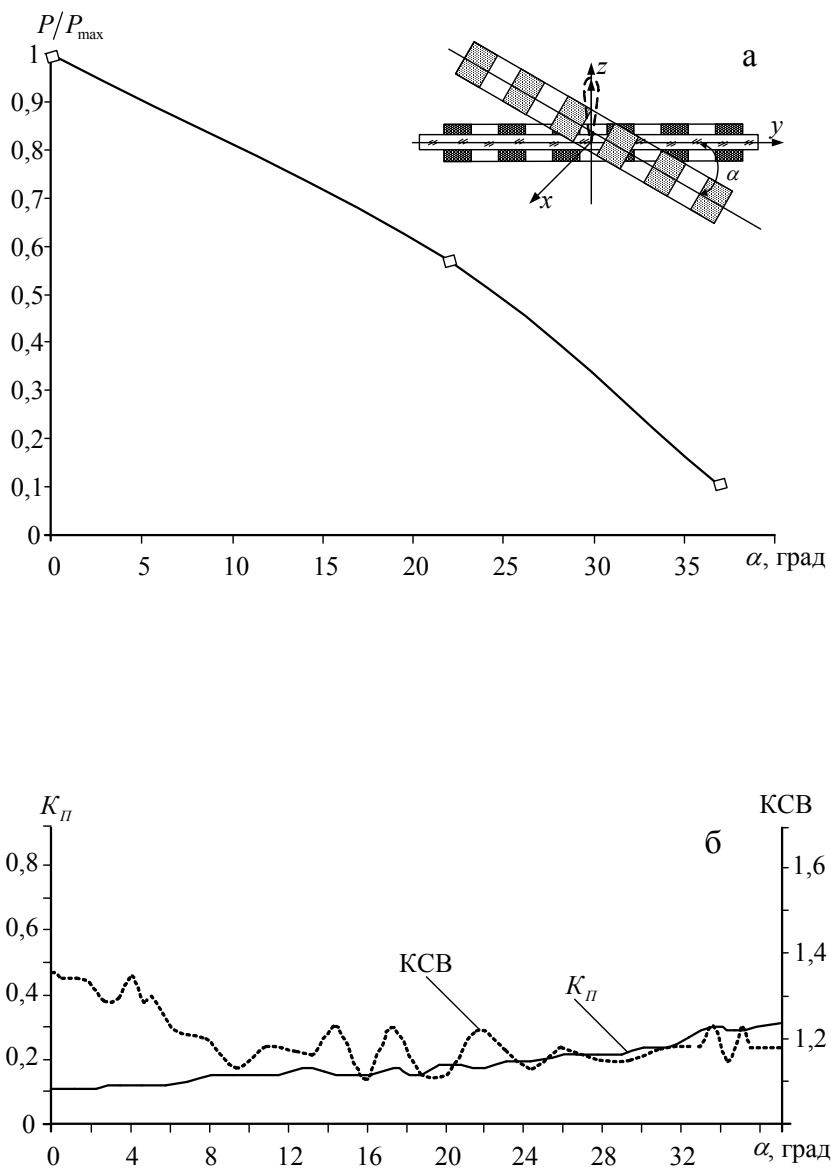


Рис. 3.16. Зависимость относительного значения ДН излучения от угла поворота верхней решетки – а; волноводные характеристики при изменении пространственной ориентации верхней решетки по углу α – б

В частности, на рис. 3.17 схематически представлена двухрядная ДР, образованная отражательной и решеткой из брусьев прямоугольного сечения, а также ее пространственные и волноводные характеристики. Параметры исследуемых систем приведены в табл. 3.1. Из сравнения ДН излучения отражательной (1) и двухрядной (2) ДР следует, что их интенсивность, по сравнению с системой без дополнительной решетки из брусьев, возрастает на 40-30% (диаграммы направленности рис. 3.17 а). Волноводные характеристики исследуемой системы, представленные на рис. 3.17 б, свидетельствуют о более эффективном отборе мощности поверхностной волны ДВ по сравнению с однорядной системой. Это может быть использовано как в приборах типа ГДИ, так и в системах фильтрации объемных волн, путем смещения ламелей решеток вдоль оси y , о чем свидетельствуют результаты, полученные в подпункте 3.3.1 для решеток из металлических брусьев.

При реализации ГДИ повышенных уровней мощности практический интерес представляют двухрядные отражательные ДР, которые располагаются в параллельных плоскостях относительно оси z открытого резонатора и образуют вдоль продольной оси движения ЭП (или поверхностной волны ДВ) цепочку связанных щелевых резонаторов [20]. Схематическое изображение такой системы и ее ДН излучения представлены на рис. 3.18. Из рисунка видно, что основной лепесток ДН расположен в области $\gamma \approx 90^\circ$, что коррелирует с ДН для однорядной системы, расположенной в плоскости по нормали относительно оси z . При этом такая система, как и двухрядная ДР из брусьев, обладает резонансными свойствами при смещении ее ламелей относительно оси y , что продемонстрировано на рис. 3.19: максимум интенсивности излучения находится в области $\Delta d/\lambda \approx \lambda/4$. Изменение условия резонансности излучения двухрядных отражательных ДР, по отношению к двухрядным решеткам из брусьев, от значений $\Delta d \approx \lambda/2$ до значений $\Delta d \approx \lambda/4$ вытекает из соотношений (3.3) и (3.9), которые характеризуют максимальные значения ДН излучения по толщине брусьев решеток и резонансной глубины щелей отражательной ДР.

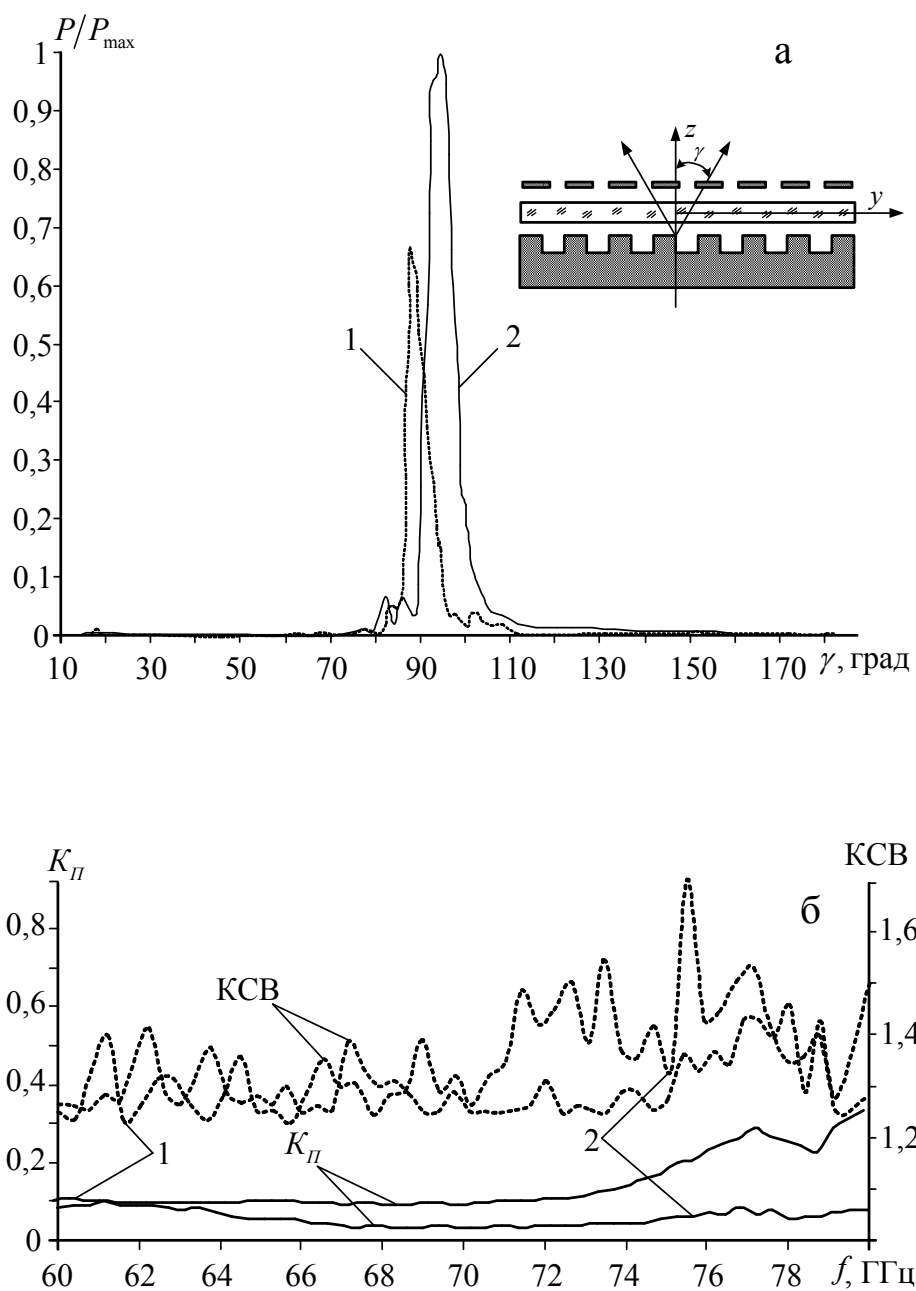


Рис. 3.17. Диаграммы направленности излучения отражательной (1) и двухрядной (2) ДР с ее схематическим изображением – а; волноводные характеристики отражательной (1) и двухрядной ДР в заданном интервале частот – б

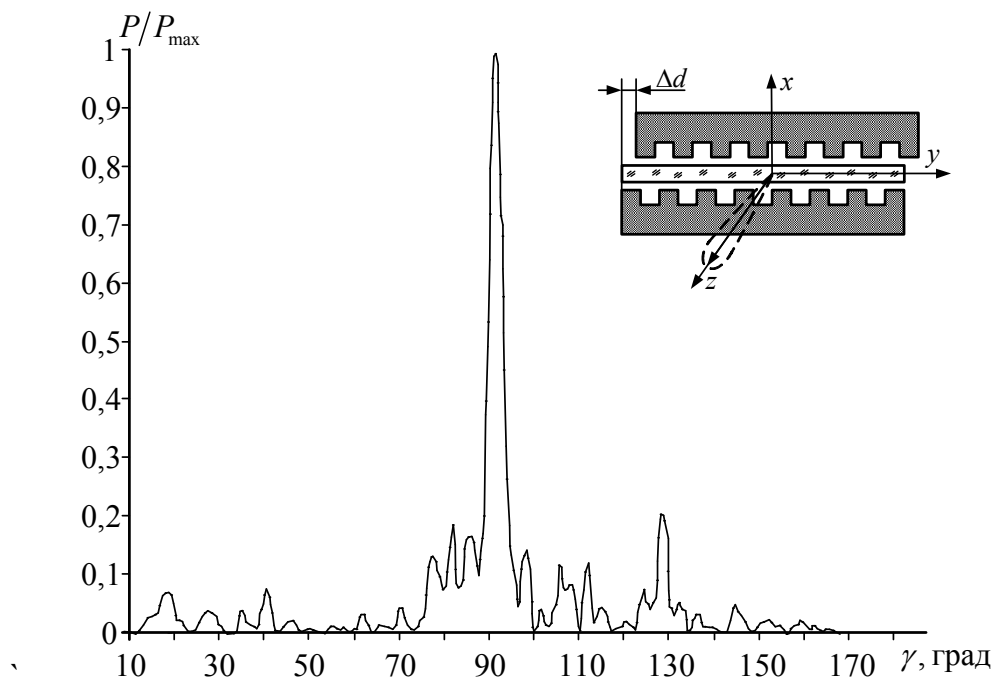


Рис. 3.18. Схематическое изображение двухрядной отражательной ДР и ее диаграмма направленности излучения

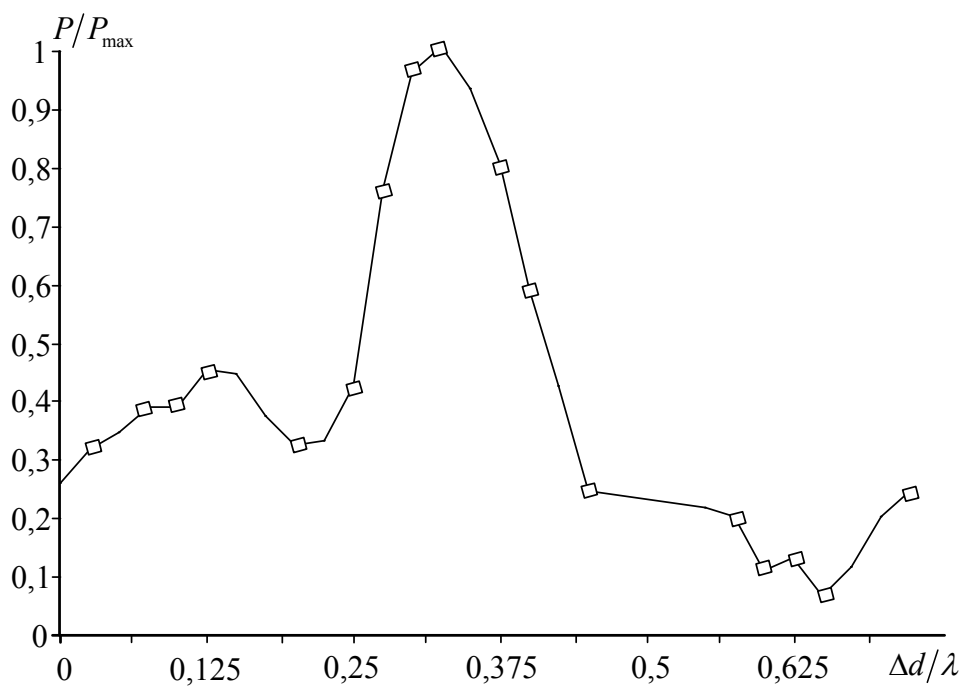


Рис. 3.19. Зависимость интенсивности ДН двойной ОДР от величины смещения ламелей решеток

Двухрядная система типа отражательная ДР – периодическая МДС может быть использована как в ОР для селекции возбуждаемых типов колебаний [24], так и в МКС типа ОВ [108]. Поскольку в первом случае основной лепесток ДН излучения двухрядной системы должен быть направлен по нормали к ее горизонтальной плоскости (по оси z в ОР), что предопределяет доминирующую функцию отражательной ДР с минимальной возможностью распространения волн в МДС, то более сложной является система, в которой излучение направлено под углом $\gamma < 90^\circ$. Излучатель такого типа может быть использован в МКС (ОВ) усилителя на эффекте Смита-Парселла. Остановимся кратко на электродинамических характеристиках такой системы, которые были исследованы в диапазоне частот $f = 30 - 37$ ГГц. Для формирования бегущей волны вдоль оси ОВ целесообразно, как было показано выше, использовать призмы с $\Delta > \lambda$ при параметрах ленточной решетки, обеспечивающих режим излучения в зоне Бриллюэна $4_{0,-1}$: $l = 4$ мм, $d = 1,6$ мм, $u = 0,5$, $\kappa = 0,44$, $\beta_g \approx 0,9$ (полистироловый волновод сечением $7,2 \times 3,4$ мм). Пространственные характеристики такой МДС представлены на рис. 3.20 и свидетельствуют о сохранении общих ее свойств при переходе в другой поддиапазон волн (см. рис. 3.12).

При введении в систему отражательной дифракционной решетки (рис. 3.21) основной максимум излучения соответствует расчетному значению $\gamma_n = 70^\circ$. При таком угле падающий на боковую грань диэлектрического слоя луч для $\varepsilon = 2$ претерпевает слабое преломление и выходит с противоположной стороны диэлектрической призмы под углом, незначительно отличающимся от угла излучения с решетки. Типичные диаграммы направленности такого режима излучения, при возбуждении МДС в зоне Бриллюэна $4_{0,-1}$, показаны на рис. 3.21 для значений $\Delta > \lambda$. Центральный лепесток соответствует излучению с отражательной ДР, а боковые лепестки обусловлены излучением из МДС гармоник $n = 0, -1$. При наличии гармоники $n = -1$, излучаемой в вакуум, пространственные характеристики МДС не претерпевают существенных изменений в связи с ее слабой интенсивностью.

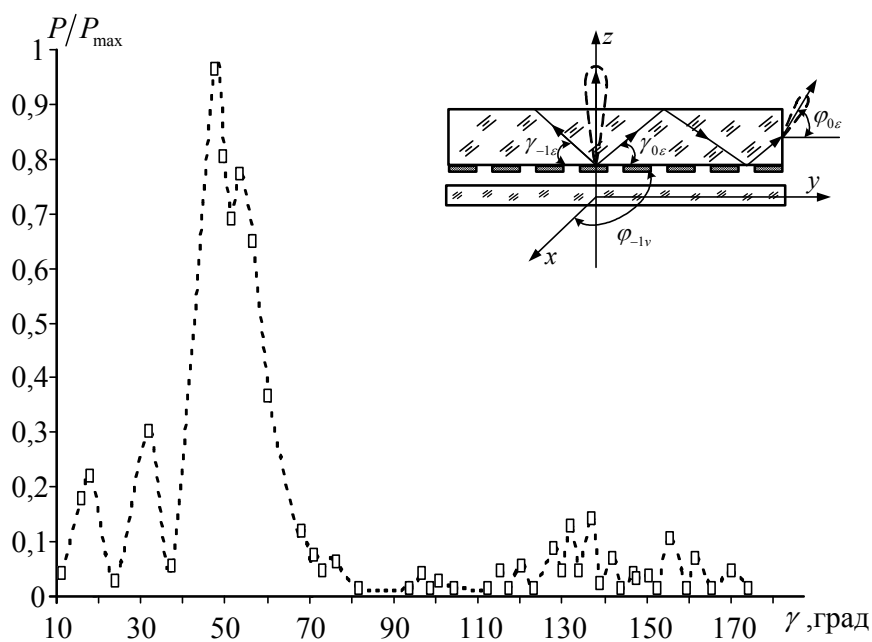


Рис. 3.20. Пространственные характеристики МДС для зоны Бриллюэна $4_{0,-1}$ при значении $\Delta > \lambda$

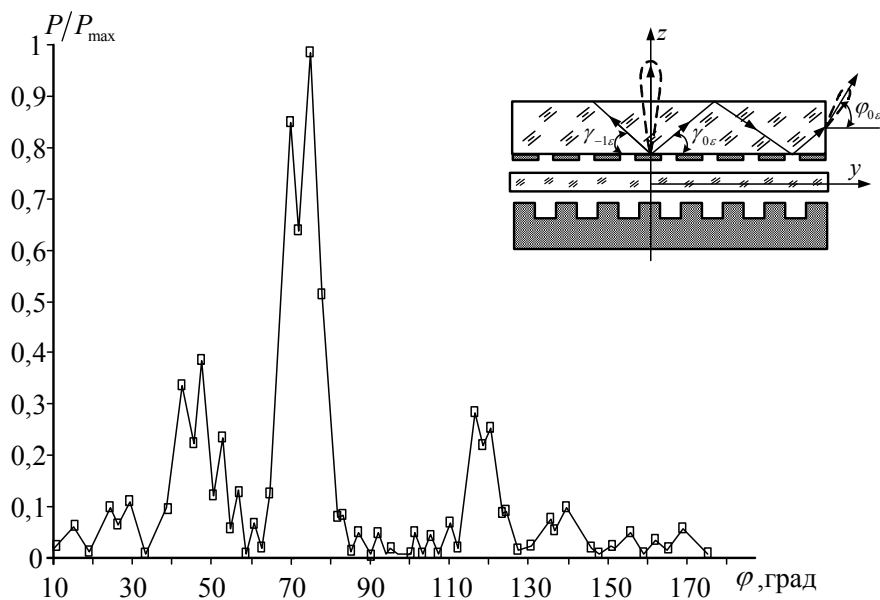


Рис. 3.21. Пространственные характеристики двухрядной излучающей системы ДР – ДВ – МДС

Преимуществом такого режима трансформации поверхностных волн в объемные является наличие дополнительного энергетического канала, который при замене ДВ на ЭП может оказывать существенное влияние на модуляцию электронов по скорости и по плотности заряда при реализации электровакуумных приборов СВЧ с МДС.

3.4. Особенности амплитудных распределений ближних полей излучающих элементов в МКС

Изложенные выше результаты экспериментального моделирования в основном посвящены изучению ситуаций при излучении полей систем ДВ – ДР в дальней зоне. Вместе с тем, экспериментальное исследование ближних полей, на расстоянии порядка λ от излучающего объекта, важно по той причине, что все волновые процессы, связанные с преобразованием поверхностных волн в объемные, происходят именно в области пространства, занятого ДВ и ДР. Информация о ближних полях в структурах типа ДВ – ДР позволяет моделировать процессы в устройствах электроники [19], интегральной оптики [109,110] и оптоэлектроники [111].

Методика определения ближних полей и результаты их исследования на простейших системах типа отражательных ДР и их элементах подробно изложены в [16]. В частности, показано, что для стандартной ДР (гребенки из брусьев прямоугольного сечения) амплитуда поля на ее начальном участке резко возрастает, что свидетельствует о высокой эффективности отбора мощности из ДВ на излучение. Последующие элементы ДР, хотя и продолжают отбирать из ДВ энергию, но уже возбуждаются волной меньшей амплитуды. При этом амплитудные распределения полей имеют характерные осцилляции с периодом (по оси ou), примерно равным периоду ДР. В частности, на рис. 3.22 приведены амплитудные характеристики (в относительных значениях $(E/E_{\max})^2$) ближних полей плоской дифракционной решетки, которая использовалась в ОВ, представленном на рис. 1.4 б: $l = 11,5$ мм, $\beta_g \approx 0,9$, $L = 150$ мм.

Из графика рис. 3.22 а видно, что картина поля вдоль продольной оси ДР, при заданном значении $\gamma \approx 70^\circ$, имеет вид квазибегущей волны с распределением максимальных значений амплитуд на $2/3L$ при осцилляциях, соизмеримых с периодом ДР, что коррелирует с данными работы [16]. Наблюдаемое смещение максимума поля относительно центра ДР в сторону СВЧ генератора связано со спецификой формирования диаграммы направленности антенной системой ДР–ДВ [15]. Картина поля в поперечном сечении решетки (рис. 3.22 б) аналогична распределению относительной амплитуды нечетно-симметричного колебания $TE_{M_{10q}}$ в плоскопараллельном резонаторе [53] и имеет максимальное значение на оси волновода вдоль всей системы. Полученные амплитудные распределения полей свидетельствуют о возможности эффективного преобразования поверхностных волн в объемные на значительной длине излучающей системы при углах $\gamma < 90^\circ$, что может найти практическое применение при реализации режимов усиления колебаний электронным потоком в усилителе на эффекте Смита-Парселла.

Значительные изменения амплитудных распределений ближних полей происходят в МДС за счет возникновения дополнительных волн в диэлектрике.

Распределение полей вдоль оси y характеризуется резонансным и нерезонансным режимами возбуждения МДС, которые представлены на рис. 3.23 а (графики 1 и 2 – призма из фторопласта).

В режиме нормального излучения для МДС из фторопласта выполняется условие дифракции Брэгга [15] и система за счет появления обратной волны становится резонансной. Распределение поля имеет два максимальных значения (график 1), обусловленных наличием двух связанных волн с близкими фазовыми скоростями. При этом, доля энергии в диэлектрике возрастает, что приводит к уменьшению амплитуды ближних полей и мощности излучения. При излучении под углом наблюдается режим бегущей волны (график 2), аналогичный отражательной ДР. Амплитудные распределения напряженностей ближних полей по оси x свидетельствуют об отсутствии, как и в отражательных ДР, волновых процессов в поперечном направлении системы.

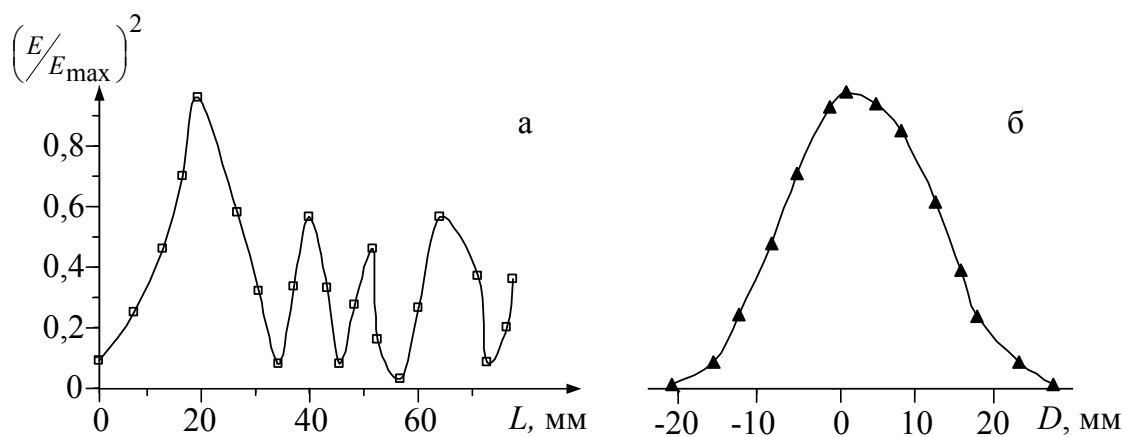


Рис. 3.22. Амплитудные распределения ближних полей на плоской отражательной ДР: а – продольная ось; б – поперечная ось

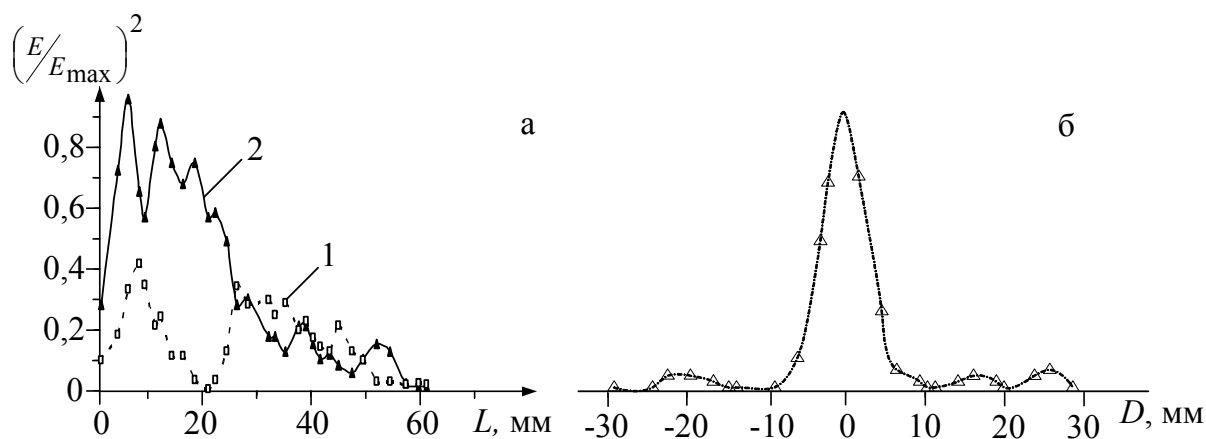


Рис. 3.23. Амплитудные распределения ближних полей на периодической МДС: а – продольная ось; б – поперечная ось (1 – $\Delta < \lambda$, 2 – $\Delta > \lambda$)

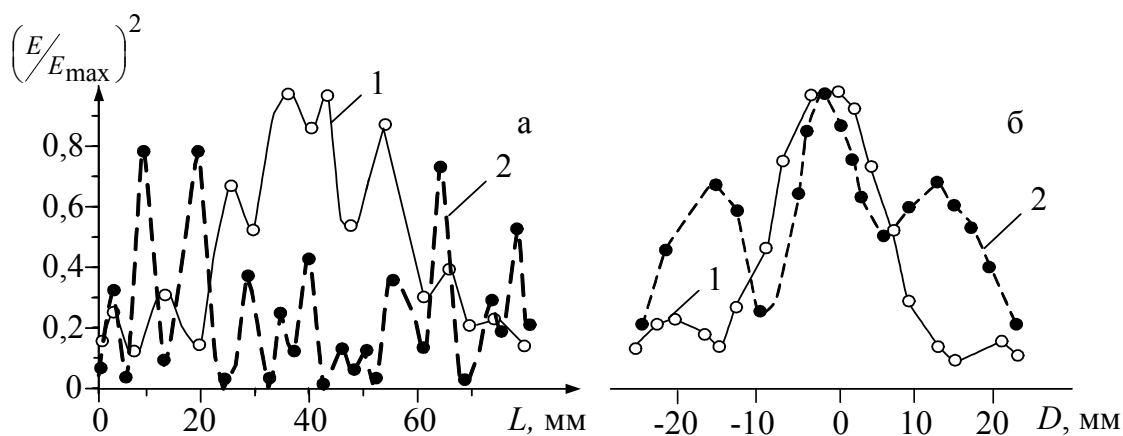


Рис. 3.24. Амплитудные распределения ближних полей на двухрядной системе периодическая МДС – отражательная ДР: а – продольная ось; б – поперечная ось (1 – $\Delta < \lambda$, 2 – $\Delta > \lambda$)

Однако, за счет наличия диэлектрического слоя максимальная напряженность поля E сконцентрирована в более узкой области относительно центра излучающей системы, что свидетельствует об уменьшении дифракционных потерь на МДС по сравнению с металлической ДР.

Существенные изменения в амплитудном распределении полей излучающих систем наблюдаются для комбинации двухрядной структуры типа периодическая МДС – отражательная ДР. Для данной системы при сохранении осциллирующего характера распределения полей вдоль оси y (рис. 3.24 а) происходит выравнивание амплитуды поля по оси x (рис. 3.24 б), которое свидетельствует об уменьшении утечки энергии из щелей ДР и возможности компенсации дифракционных потерь при помещении в объем ОВ периодической МДС.

3.5. Численное тестирование результатов экспериментального моделирования

При численном тестировании результатов экспериментального моделирования электромагнитных процессов в излучающих системах МКС использовались два метода: метод заданного тока поверхностной волны ЭП (или заданного поля поверхностной волны ДВ) [15] и метод конечных разностей [28,112], который в настоящее время является наиболее распространенным численным методом моделирования электромагнитных явлений в произвольной среде.

Преимуществом первого метода является возможность получения качественного описания энергетических характеристик излучаемых гармоник для широкого интервала изменения параметров периодических МДС, путем численного решения укороченной системы линейных алгебраических уравнений (3.14).

Второй метод позволяет получить не только качественные, но и количественные результаты, которые могут быть использованы при прогнозировании целесообразности использования заданных типов систем связи в МКС.

В частности, на рис. 3.25 представлены теоретические зависимости относительной интенсивности гармоник излучения в приближении заданного тока, полученные для областей диаграмм Бриллюэна, соответствующих экспериментальному моделированию (рис. 3.11). Данные графики, как и на рис. 3.11, построены в логарифмическом масштабе ($|10 \times \lg S_n / S_{0\max}|$), где S_n – уровень излучений гармоники, $S_{0\max}$ – максимальное значение основной гармоники.

Сравнивая данные характеристики с экспериментом, можно проследить корреляцию полученных зависимостей. По энергетической шкале приведенные характеристики, как и в эксперименте, условно можно разбить на две группы: высокоинтенсивное излучение (нулевая гармоника, интенсивность излучения изменяется в пределах $S_n / S_{0\max} \approx 1 \div 6$ дБ) и слабоинтенсивное излучение (минус первые гармоники, значения интенсивности которых лежат в пределах $S_n / S_{0\max} \approx 13 \div 24$ дБ). Изменение коэффициента заполнения в сторону отрицательных значений u приводит к усилению гармоники с индексом $n = -1$. Группу гармоник с $n = -1$, путем варьирования параметром u , можно свести к одному среднему уровню, что важно при регистрации излучения на одном пределе измерения в эксперименте.

Более точным при анализе электромагнитных явлений излучающих систем в МКС является метод конечных разностей, который концептуально заключается в следующем. Для построения конечно-разностной схемы используется система уравнений Максвелла в частных производных с учетом материальных уравнений в заданной системе координат. При переходе от непрерывного континуума по пространству и времени к дискретному, используется пространственно-временная дискретизация, которая заключается в покрытии равномерной сеткой всего пространства вычислений для произвольного текущего момента времени. Для определения значений пространственных производных в каждом узле сетки используют информацию об искомой компоненте поля в соседних узлах сетки разбиения. С учетом минимизации вычислительной неустойчивости более предпочтительной оказывается трехточечная аппроксимация производных или применение шаблона типа «крест» [113].

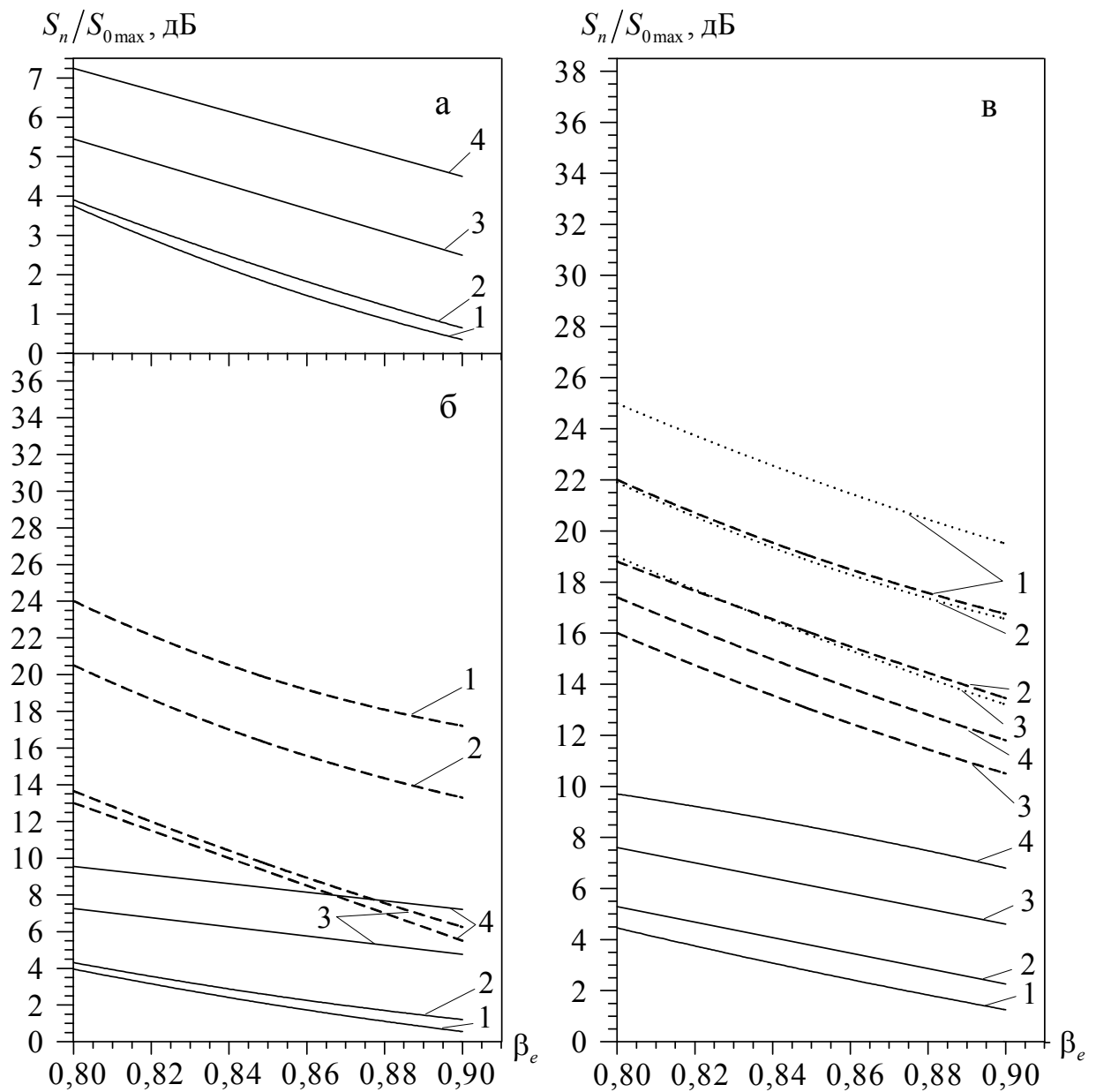


Рис. 3.25. Теоретические зависимости относительной интенсивности гармоник излучения от скорости электронов при $\varepsilon=2$ для зон Бриллюэна: а – 1_0 ($\kappa=0,3$); б – $4_{0,-1}$ ($\kappa=0,415$); в – $4_{0,-1}^{-1}$ ($\kappa=0,677$): $S_{0\varepsilon}$ – (———), $S_{-1\varepsilon}$ – (- - - -), $S_{-1\nu}$ – (······); 1 – $u=0,5$, 2 – $u=0,3$, 3 – $u=-0,5$, 4 – $u=-0,85$

Для проверки эффективности использования метода конечных разностей в расчете излучающих систем МКС были изготовлены МДС из фторопласта, параметры которых приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Параметры МДС, реализованные в эксперименте и используемые при численном анализе для трех основных режимов возбуждения пространственных волн

№ п/п	Режим возбуждения пространственных волн	l , мм	d , мм	κ	u	β_g
1	черенковский $n = 0$ - в диэлектрик	1,17	0,39	0,30	+0,5	$0,78 \div 0,81$
2	дифракционно-черенковский $n = 0, -1, -2$ - в диэлектрик $n = -1$ - в свободное пространство	3,07	1,541	0,79	0	$0,78 \div 0,81$
3	аномальный дифракционный $n = -1$ - в диэлектрик	1,36	1,08	0,35	-0,8	$0,59 \div 0,61$

Из таблицы видно, что основные режимы излучений реализуются в двух интервалах значений относительных скоростей: $\beta_g = 0,78 \div 0,81$ (режимы черенковского и дифракционно-черенковского излучений) и $\beta_g = 0,59 \div 0,61$ (режим аномального дифракционного излучения). Это дает возможность с помощью двух ДВ перекрыть необходимый интервал β_g в заданном диапазоне частот. Значения u выбирались из условия максимальной мощности излучения на основных гармониках заданного режима возбуждения пространственных волн, $\Delta > \lambda$ соответствовало режимам максимального излучения и выполнения законов лучевой оптики.

На рис. 3.26, для первых двух вариантов выполнения МДС, приведены расчетные значения углов излучения γ (сплошные линии) и углов преломления φ (пунктир), полученные путем использования законов лучевой оптики [54]. Третий вариант МДС исследовался в интервале значений $\beta_g = 0,59 \div 0,61$, что позволило выделить режим АДИ на гармонике $n = -1$. Углы излучения данного режима на рис. 3.26 не показаны, поскольку они практически совпадают с углами излучения АДИ на гармонике $n = -2$ (графики 3).

Из рис. 3.26 видно, что углы излучения в диэлектрик пространственных гармоник ДЧИ находятся в интервале значений $\gamma_{не} = 25 \div 180^\circ$. Причем для гармоники с $n = -1$, излучаемой в диэлектрик, не выполняется закон полного внутреннего отражения на противоположной грани призмы, в результате чего после преломления она излучается в свободное пространство и ведет себя аналогично гармонике с $n = -1$, излучаемой от решетки в верхнее полупространство (область I рис. 3.8).

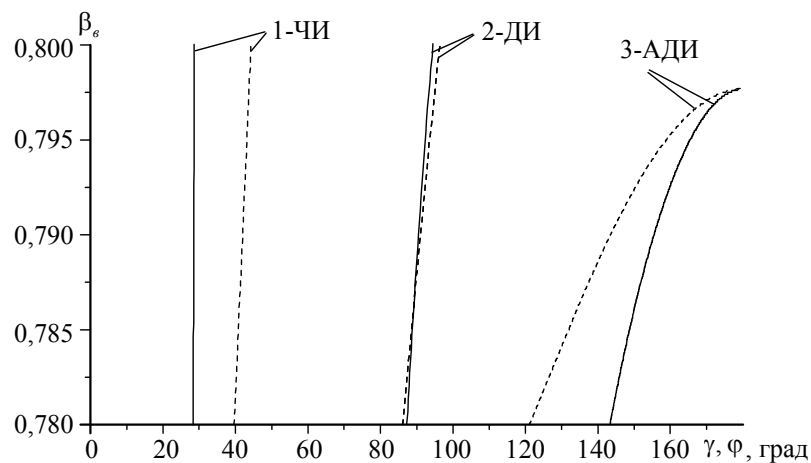


Рис. 3.26. Расчетные значения углов ДЧИ для МДС из фторопласта

Следует отметить, что гармоники АДИ с номерами $n = -1$ и $n = -2$, излучаемые в диэлектрик, из-за полного внутреннего отражения на боковых поверхностях в свободное пространство излучаются с торцов призмы, преломляясь на их гранях, и существуют не во всем диапазоне изменения β_ϵ , что необходимо учитывать при проведении экспериментов.

На рис. 3.27 а,б, для $\Delta > \lambda$ в относительных единицах мощности P/P_{\max} (P_{\max} - максимальная мощность гармоники излучения с индексом n) представлены типичные диаграммы численного и экспериментального моделирования излучений пространственных волн в МДС. Параметры МДС приведены в табл. 3.3 для заданных интервалов относительной скорости поверхностной волны ДВ: а – черенковский и АДИ режимы излучения; б – дифракционно-черенковский режим излучения (1 – эксперимент, 2 – теория).

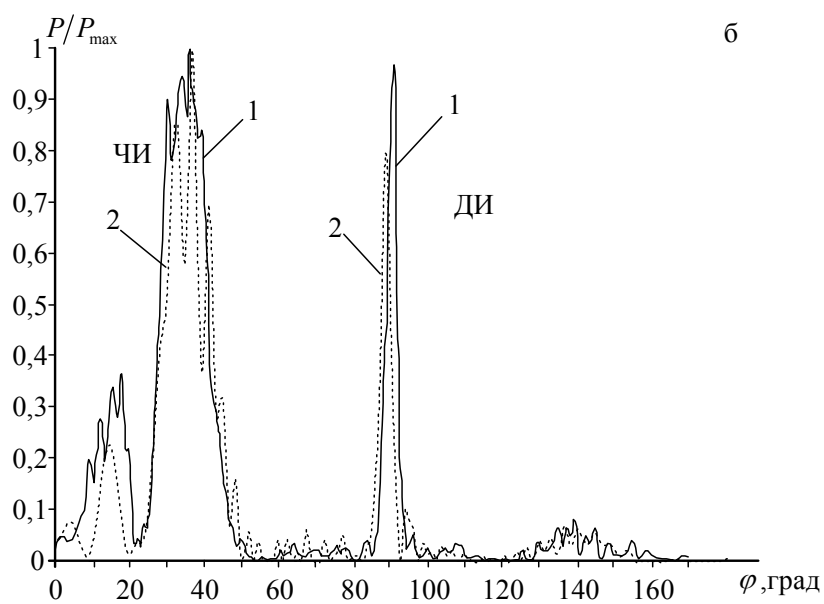
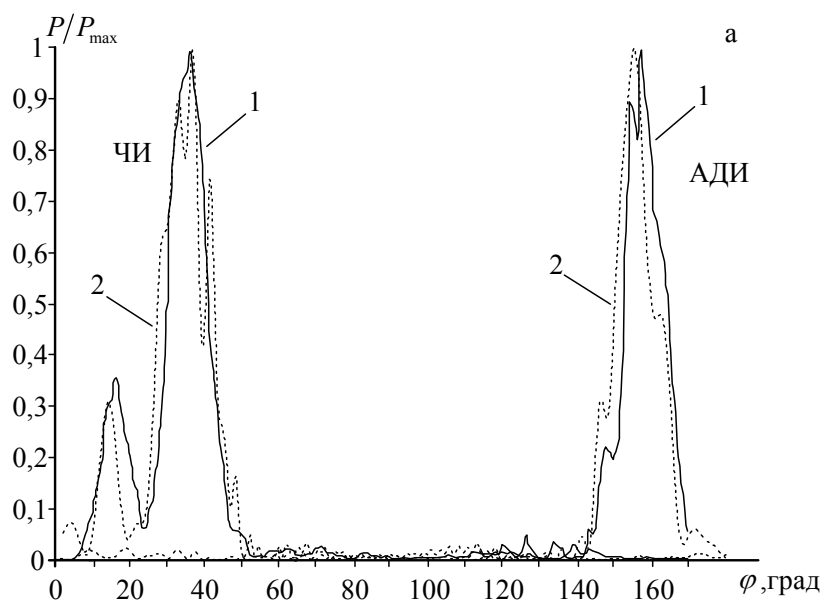


Рис. 3.27. Типичные диаграммы численного и экспериментального моделирования излучений пространственных волн в МДС (1 – эксперимент, 2 – теория)

Из графиков видно, что для всех режимов экспериментального моделирования (графики 1 – сплошные линии) наблюдаются диаграммы направленности излучения в области углов, соответствующих приближенным оценкам (рис. 3.26) и результатам численного анализа методом конечных разностей (графики 2 – пунктирные линии). Причем преобладающими и примерно равными по интенсивности в исследуемых режимах являются черенковская и минус первая (излучаемая через диэлектрик в свободное пространство) дифракционная гармоники, что обусловлено заданным значением коэффициента заполнения решетки $u = 0$, определяющим условие максимальной плотности энергии гармоники с $n = -1$ при излучении по нормали. Дифракционная гармоника с $n = -2$ ($\varphi_{-2\varepsilon} \approx 140^\circ$) имеет уровень интенсивности на порядок меньший, чем основная гармоника, и на рис. 3.27 б проявляется в виде фонового излучения, которое может быть также связано с переизлучением собственных волн диэлектрического слоя [107].

Для значений $\Delta < \lambda$ амплитуды таких волн могут быть сравнимы с амплитудами пространственных волн, что необходимо учитывать при постановке экспериментальных исследований с МДС в планарном тонкопленочном исполнении. Искажения в основных лепестках диаграмм направленности излучений связаны с несогласованностью торцов призм и свободного пространства, а отличие результатов численного анализа от эксперимента обусловлено приближенностью теоретической модели, которая не учитывает конечной проводимости ленточной решетки, а также технологические погрешности при изготовлении МДС.

Выводы к разделу 3

В данной главе изложены общие подходы к анализу электромагнитных свойств излучающих систем МКС.

1. Для однорядных элементов связи на основе периодических МДС установлена корреляция результатов моделирования на призме треугольного сечения (модель полубесконечного диэлектрического слоя) и на прямоугольной призме ограниченных размеров. Показано, что путем согласования торцов призмы возможно уменьшение интерференционных явлений вдоль ее оси.

2. Для двухрядных ДР, выполненных в виде решеток из брусьев и отражательных ДР, установлена возможность фазовой корректировки интенсивности излучения путем смещения их ламелей относительно продольной оси ДВ. Показано, что максимальная амплитуда резонансного излучения для решеток из брусьев наблюдается при смещении ламелей $\Delta d \approx \lambda/2$, а отражательных ДР при $\Delta d \approx \lambda/4$.

3. Показана возможность эффективной регулировки излучаемой мощности для системы двухрядной ДР из брусьев путем изменения угловой ориентации одной из решеток относительно оси ДВ. Для такой системы определен критический угол поворота по полному преобразованию объемной волны в поверхностную, который соответствует расчетным значениям.

4. Для двухрядной системы типа отражательная ДР и полупрозрачная ДР из брусьев показана возможность увеличения интенсивности трансформации поверхностной волны в объемную на 30–40% по сравнению с однорядной.

5. Установлена корреляция численного и экспериментального моделирования на излучающих системах с периодическими МДС.

РАЗДЕЛ 4

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ РЕЗОНАНСНЫХ И ВОЛНОВЕДУЩИХ МНОГОСВЯЗНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В данном разделе путем использования методов экспериментального моделирования и теоретических оценок изучены электродинамические характеристики резонансных и волноведущих МКС, содержащих элементы связи, основные характеристики которых изложены в разделе 3. Показано, что пространственно-развитые МКС с использованием ОР и ОВ обладают качественно новыми свойствами, позволяющими использовать их в новых модификациях устройств МСМ диапазонов волн. Основные результаты исследований, описанные в данной главе, опубликованы в работах [17,87,100,104,119-121].

4.1. Общие свойства квазиоптических систем

Исследуемые ниже многосвязные квазиоптические системы – это системы открытого типа (ОР и ОВ с периодическими структурами), наличие электромагнитного поля в которых может сопровождаться излучением в окружающее пространство. В таких системах наблюдается значительное радиационное (обусловленное излучением) затухание большинства волн, что приводит к разрежению спектра собственных частот по сравнению с закрытыми системами. Волны с малыми радиационными потерями в открытых системах могут быть реализованы за счет использования определенных физических эффектов. Например, в ОВ и ОР с плоскими зеркалами воздействие каждого из них на структуру волны заключается в том, что часть электромагнитного поля излучается [30]. В ряде систем наблюдается образование поверхностей, называемых каустическими, которых касаются все лучи и за которые они не выходят. Это имеет место в ОВ и ОР со сферическими и цилиндрическими зеркалами, в линзовых волноводах и других аналогичных устройствах. Реализация колебаний и волн с малым затуханием возможна также и за счет отражения на границе раздела двух сред, когда оптически более

плотная среда окружена менее плотной. Примером являются волоконные световоды и рассматриваемые в работе МДС.

Общим для квазиоптических систем является то, что формируемое в их объеме поле представляет собой длинный узкий пучок, называемый параксиальным волновым пучком, который во многом аналогичен плоской волне. Иногда подобный пучок можно приближенно рассматривать как луч, поведение которого описывается законами геометрической оптики, тогда для таких пучков выполняются соотношения [30]:

$$kD = 2\pi D/\lambda \gg 1, \quad L/D \gg 1, \quad (4.1)$$

где D – поперечный размер системы; L – длина волнового пучка.

В случае двухзеркальной квазиоптической системы неравенства (4.1) можно записать в следующем виде [19,53]:

$$\frac{d^2}{H\lambda} \leq \left(\frac{H}{d}\right)^2, \quad L/\lambda \geq 10, \quad (4.2)$$

где $d = D/2$ – радиус апертуры (расстояние от продольной оси до периферии) отражательных зеркал; H – расстояние между зеркалами (длина пучка в (4.1)).

Неравенства (4.1) и (4.2) являются основополагающими при использовании законов лучевой оптики для решения ряда задач электродинамики ОБ и ОР в квазиоптическом приближении. Вместе с тем, поведение реальных волновых пучков отличается от поведения лучей. Причины отличия заключены в явлении дифракции. С помощью методов теории дифракции [54] изучаются волновые процессы в тех случаях, когда на пути распространения волн имеются препятствия: неоднородность среды (линзы), экраны или отверстия в непрозрачных или полупрозрачных экранах, периодические металлические и металлодиэлектрические структуры (дифракционные решетки) [15], которые являются одним из основных элементов при возбуждении ОБ или ОР распределенным источником излучения (см. раздел 1).

Полусферический или сфероидальный ОР с зеркалами без неоднородностей (рис. 4.1) являются первоначальной основой для создания МКС. Поэтому характеристики ОР с гладкими (без неоднородностей) отражателями в значительной степени определяют электродинамические свойства резонансных МКС.

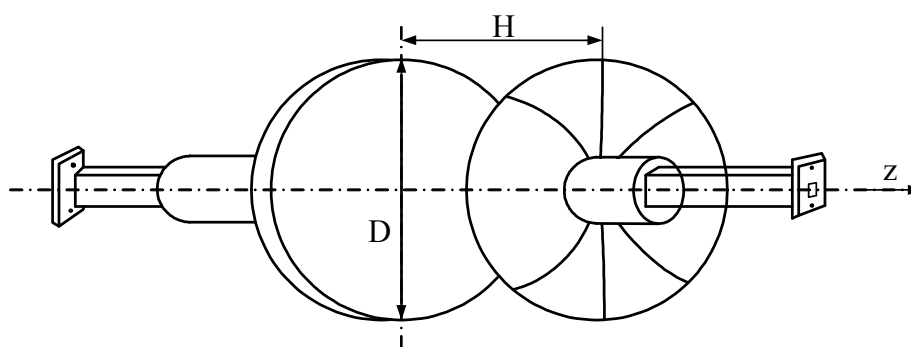


Рис. 4.1. Открытый резонатор без периодических неоднородностей

Как показано в [19,54], основные типы колебаний в таких ОР принято обозначать TEM_{mnq} , где индексы $m, n = 0, 1, 2, \dots$ описывают поперечные составляющие колебаний, а q , «продольный индекс», определяет число полувольт, укладывающихся по оси z ОР. Каждому m, n соответствует множество q . Сравнительно простые теоретические исследования, основанные на анализе самосогласованного поля с использованием принципа Гюйгенса, позволили изучить свойства конфокального ОР [114]. С помощью «эквивалентного конфокального ОР» рассмотрены также неконфокальные сферические ОР, где зеркала расположены на произвольных расстояниях. Важное значение в практических приложениях играют полусферические ОР, в которых одно зеркало является сферическим, другое – плоским. Структура поля колебаний в подобном ОР такая же, как и в ОР со сферическими зеркалами, но здесь они расположены на расстоянии $2H$ друг от друга.

Подтверждением вышеизложенного является приведенный ниже анализ электродинамических свойств используемых в работе ОР с гладкими зеркалами, который основан на векторной теории сфероидального ОР [115-117].

В результате решения данной задачи для одинаковых радиусов кривизны зеркал $R_1 = R_2 = R$ получены формулы резонансной частоты основной моды TEM_{00q} колебания:

$$f = \left(\frac{c}{2H} \right) \left[q + 1 + \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{H}{R} \right) - \frac{1}{2} \pi k R \right] \quad (4.3)$$

и радиусов каустик поля:

$$w_0^2 = \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right) \sqrt{H(2R - H)}, \quad w^2 = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right), \quad (4.4)$$

где $z_0 = \frac{\pi w_0}{\lambda}$ – характеристическая длина.

Равенство (4.4) определяет также и размер радиуса каустики поля на зеркале при условии, что $z = \pm H/2$.

На основании формулы (4.3), для используемых в эксперименте радиусов кривизны зеркал $R = 60 - 180$ мм, были рассчитаны спектры резонансных частот сфероидального и полусферического ОР для основного TEM_{00q} типа колебания, которые показали, что при малых расстояниях между зеркалами, лежащих в области $H \approx 0 - 0,1R_{cf}$, крутизна перестройки сфероидального резонатора, посредством перемещения зеркал системы, в несколько раз больше, чем в интервале $H \approx R_{cf} - 2R_{cf}$. Увеличение H при $f = \text{const}$ приводит к возбуждению типов колебаний с более высокими индексами q . Причем большим значениям H соответствуют большие значения $\Delta H = H_{q+1} - H_q$, определяющие интервал изменения расстояния между зеркалами для возбуждения колебаний с соседними индексами. Сравнение спектров сфероидального и полусферического ОР показало, что они являются идентичными, когда расстоянию между зеркалами полусферического ОР соответствует удвоенное расстояние между зеркалами сфероидального ОР.

Однако, индексам колебаний $q = 0, 1, 2, \dots$ полусферического ОР соответствуют только нечетные типы колебаний $q = 1, 3, 5, \dots$ сфероидального ОР, так как для них электрическое поле равно нулю в центральной плоскости между зеркалами.

На рис. 4.2 для сфероидального ОР с параметрами $R_{cf} = 180$ мм и $f = 77$ ГГц приведены зависимости величин радиусов каустик полей ОР в плоскости $z = 0$ и в плоскости $z = \pm H/2$ при изменении расстояния между зеркалами в интервале $0 < H < 2R_{cf}$, что соответствует условию «устойчивости» резонатора [54]:

$$0 < g_1 g_2 < 1, \quad (4.5)$$

где $g_1 = 1 - H/R_1$; $g_2 = 1 - H/R_2$; R_1, R_2 – радиусы кривизны зеркал.

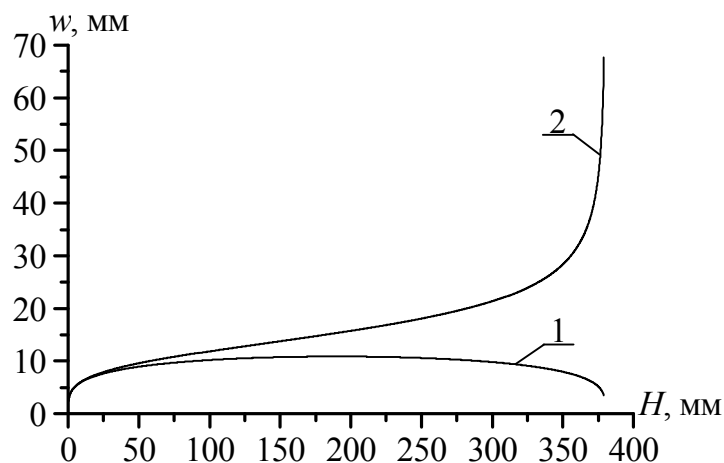


Рис. 4.2. Зависимости радиусов каустик полей сфероидального ОР от расстояния между зеркалами: 1 – радиус каустики поля в плоскости $z = 0$ (w_0); 2 – радиус каустики поля в плоскости $z = \pm H/2$ (w)

Анализ графиков 1,2 рис. 4.2 показывает, что увеличение H приводит к увеличению объема резонатора, занятого электромагнитным полем, что определяется увеличением параметров w и w_0 . При этом размеры каустики поля на зеркале в интервале $0 < H \leq R_{cf}$ незначительно превышают размеры каустики поля в центральной плоскости между зеркалами ОР. Дальнейшее

увеличение расстояния между зеркалами $R_{cf} < H < 2R_{cf}$ приводит к неограниченному увеличению размера каустики поля на зеркале с одновременным уменьшением до нуля радиуса каустики поля в центральной плоскости между зеркалами. Данный факт необходимо учитывать в реальных ОР при выборе рабочих расстояний между зеркалами, так как они имеют ограниченную апертуру. Так, например, вплоть до значений $H \approx 1,8R_{cf}$ каустика поля не превышает размер используемых в эксперименте апертур зеркал $A_3 = 60$ мм.

Исходя из выше проведенных расчетов следует, что если размер каустики поля на плоском зеркале значительно меньше его диаметра (апертуры), то полусферический резонатор может быть с большой степенью точности заменен эквивалентным сфероидальным ОР с удвоенным расстоянием между зеркалами, что качественно подтверждается спектральными характеристиками обоих типов резонаторов, представленными на рис. 4.3 для частоты генерируемого сигнала $f = 77$ ГГц (P/P_{\max} - относительные значения мощности колебаний).

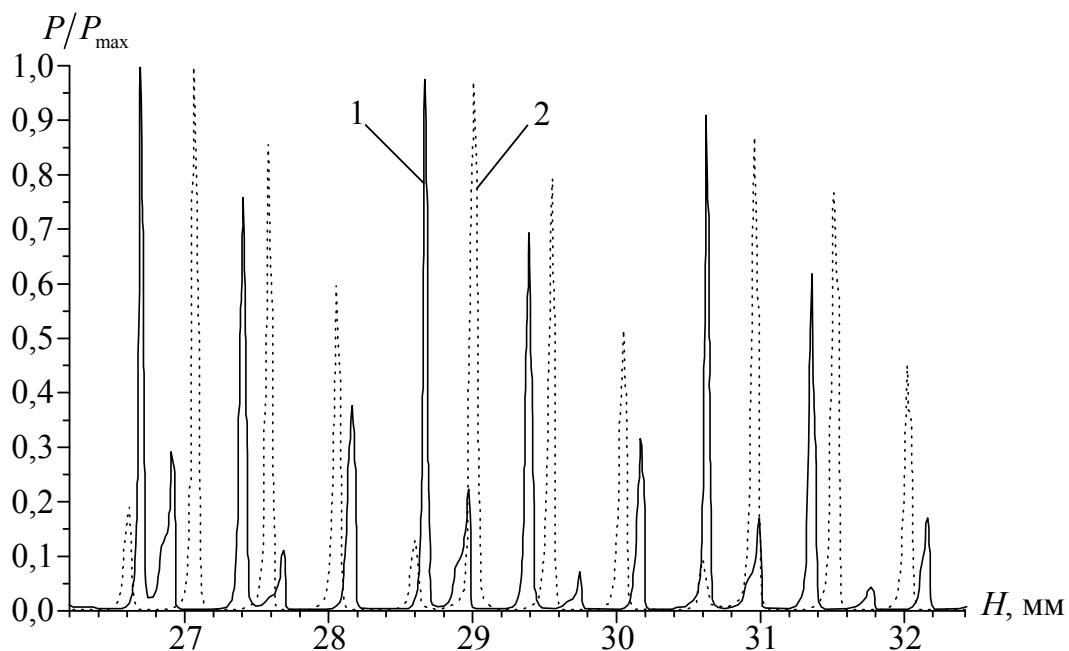


Рис. 4.3. Спектральные характеристики колебаний базовых электродинамических систем в зависимости от расстояния между зеркалами: 1 – сфероидальный ОР; 2 – полусферический ОР

Данные характеристики демонстрируют возможность возбуждения ограниченного количества колебаний, основным из которых является TEM_{00q} - тип.

4.2. Резонансные многосвязные квазиоптические системы с периодическими металлическими структурами

4.2.1. Основные свойства МКС с однорядными структурами

Открытые резонаторы с отражательными ДР, которые представлены на рис. 4.4, являются простейшими и наиболее изученными из существующих модификаций МКС (см. раздел 1).

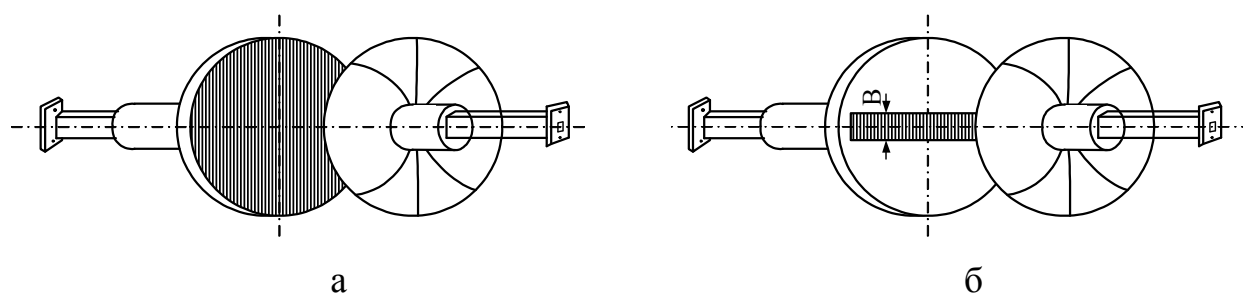


Рис. 4.4. Простейшие модификации МКС на базе полусферического ОР с периодическими металлическими структурами: а – ОР со сплошной ДР на плоском зеркале; б – ОР с локальной ДР на плоском зеркале (B – ширина ДР)

Приведенные на рис. 4.4 МКС нашли широкое применение в электронике и технике МСМ волн и достаточно подробно описаны в работах [15,16,19], что позволяет использовать их при рассмотрении более сложных МКС, содержащих двухрядные периодические структуры различных модификаций (рис. 1.3 в, г).

В связи с этим, из представленного на основании литературных источников [15,19] анализа приведенных на рис. 4.1, 4.4 систем следует выделить основные аспекты их электродинамических характеристик, которые полезны при анализе более сложных МКС:

- установлено, что для варианта выполнения ОР рис. 4.4 а спектр колебаний по отношению к резонатору без неоднородностей (рис. 4.1) в основном сохраняется (порядка 11 колебаний), однако добротность их снижается в четыре раза, что объясняется дополнительными потерями, которые проявляются при утечке энергии на излучение волноводных волн, распространяющихся по канавкам к краям зеркала, где коэффициент отражения не равен единице; омическими потерями в канавках за пределами каустики; утечкой энергии за пределами каустики поверхностных волн решетки. Экспериментально проверены потери при учете энергии колебания ОР с волноводными волнами по канавкам решетки. Эти волны возбуждаются в решетке при падении квазиплоской волны ОР на решетку. Распространяясь по канавке, они выходят за пределы каустики и излучаются на краю зеркала в свободное пространство;

- проведенные экспериментальные исследования показали, что указанные выше недостатки сплошной ДР могут быть частично компенсированы путем локального покрытия поверхности плоского зеркала ДР (рис. 4.4 б). Было установлено [19], что такая система имеет более разреженный спектр колебаний. Изменяя ширину решетки, можно существенно изменять не только количество типов колебаний, возбуждаемых в таких ОР, но и управлять расстояниями, на которых могут появляться колебания более высокого порядка. Потери в ОР заметно зависят от соотношения периода решетки и длины рабочей волны. Так, в частности, вплоть до значений $H = 0,35R_{сф}$ спектр этого ОР состоит из трех типов колебаний, поэтому такие ОР наиболее перспективны для использования их в ГДИ. Несмотря на увеличение потерь в ОР с локальными ДР, по сравнению с классическими резонаторами, значение уровней их добротности примерно на порядок выше, чем в ОР со сплошной ДР, что определяет их перспективность в использовании устройств электроники МСМ волн.

На основании описанных выше электродинамических свойств ОР в [15] поставлен эксперимент по реализации двухкаскадного ГДИ путем последовательного включения короткофокусных ОР по оси ЭП, движущегося вдоль отражательных ДР. Однако при этом не были проанализированы

механизмы связи между такими структурами, что не позволяет дать практических рекомендаций по их оптимизации. Одним из путей решения данной задачи является метод экспериментального моделирования полей в МКС, описанный в разделе 2.

С целью изучения механизмов связи между двумя ОР через дифрагированные на краях их зеркал электромагнитные поля исследовались три типа МКС, которые представлены на рис. 4.5. Данные системы были реализованы в поддиапазоне частот $f = 40 - 50$ ГГц с использованием сферических зеркал малого радиуса кривизны $R_{cf} = 60$ мм, апертурами $A_z = 55$ мм, уменьшенными вдоль оси ДВ до 35 мм, что позволяло увеличить связь двух ОР через дифрагированные на краях зеркал поля. Нижнее плоское зеркало выполнялось с двумя типами ДР (отражательной и полупрозрачной из брусьев), расположенными в их центральной части, и являлось общим для первого и второго ОР (рис. 4.5 б, в). Параметры решеток рассчитывались на частоте $f = 46$ ГГц и обеспечивали трансформацию поверхностной волны ДВ в объем ОР по нормали. Вывод энергии из систем производился через щели связи сферических зеркал. Далее сигналы преобразовывались на детекторах и поступали на вход регистрирующих устройств. Диэлектрический волновод включался в измерительную схему рис. 2.3 (раздел 2).

Для определения особенностей описанных электродинамических систем исследовались спектры резонансных частот и резонансные характеристики колебаний связанных ОР. При этом базовыми являлись измерения аналогичных характеристик для одиночного полусферического ОР (рис. 4.5 а). Спектры резонансных частот при изменении расстояния между зеркалами (H) базового полусферического ОР и систем со связью через дифрагированные поля приведены на рис. 4.5.

Они характеризуют возможность возбуждения в данной резонансной системе ограниченного количества TEM_{mnq} типов колебаний [19]. В частности, из рис. 4.5 а видно, что в полусферическом ОР колебания основного типа TEM_{00q} существуют во всем интервале частот 45–47 ГГц с изменением расстояния между зеркалами.

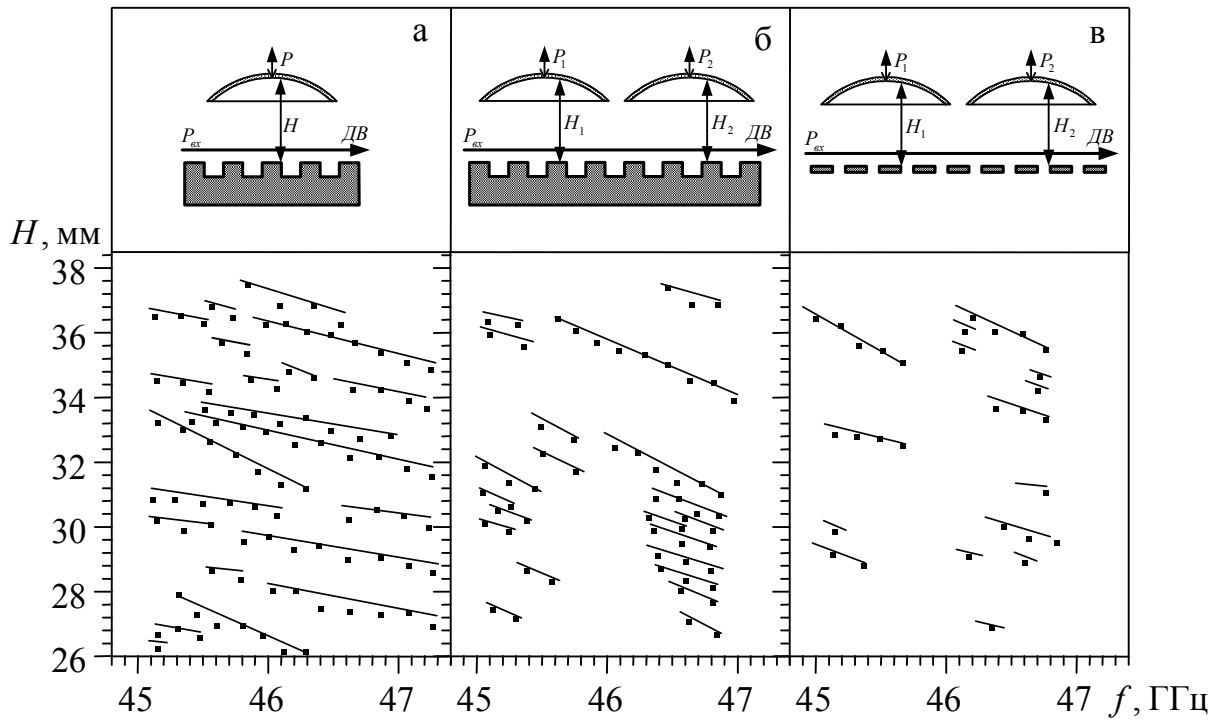


Рис. 4.5. Схемы выполнения и спектры резонансных частот полусферического – а, связанных через дифрагированные поля ОР с отражательной – б и полупрозрачной – в дифракционными решетками при изменении расстояния между зеркалами

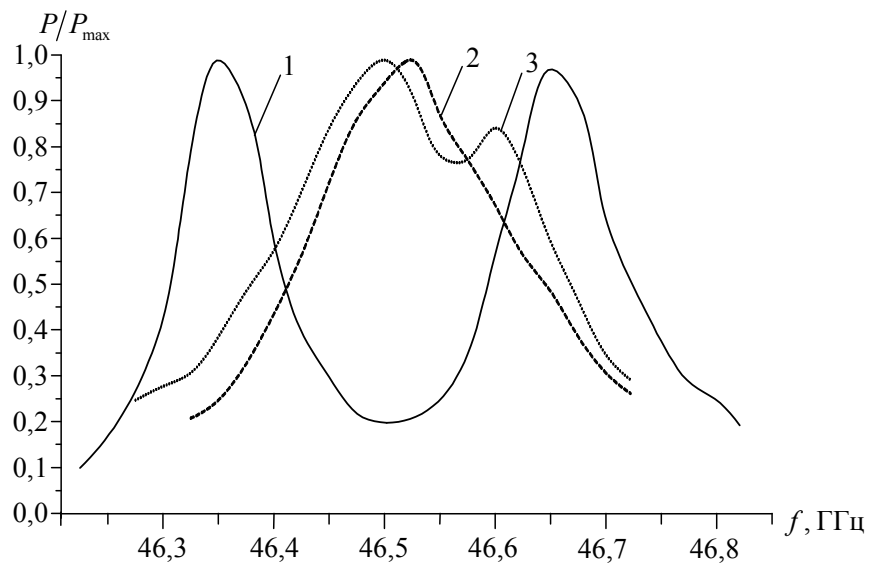


Рис. 4.6. Резонансные характеристики полусферического ОР (1), связанных ОР с полупрозрачной ДР (2), связанных ОР с отражательной ДР (3)

Введение в ОР дисперсионного элемента в виде отражательной ДР приводит к снятию вырождения в резонансной системе по поперечным индексам m и n . Основным в такой системе принято считать колебание типа TEM_{20q} [19]. Кроме того, в зависимости от параметров ОР и ДР, возможно возбуждение также других высших типов колебаний (например, TEM_{02q}), оказывающих существенное влияние на механизм связи двух ОР через дифрагированные поля. Поэтому спектры резонансных частот и характеристики колебаний исследовались через второй полусферический ОР, путем контроля мощности P_2 , что позволяло провести сравнение свойств одиночного и связанных ОР.

На рис. 4.5 б представлены спектры резонансных частот двух связанных ОР при настройке первого на частоту $f_0 \approx 46$ ГГц ($H_1 = 33$ мм). Видно, что второй ОР возбуждается в крайних точках частотного диапазона для интервала значений $H_2 = 27 - 33$ мм. В области резонансной частоты ОР с ДР колебания отсутствуют, что вызвано максимальным отбором энергии дифрагированного поля в первом резонаторе при излучении системы ДР–ДВ по нормали. При отстройке частоты от f_0 на $\Delta f \approx \pm 1$ ГГц угол диаграммы направленности отклоняется от 90° , что приводит к увеличению интенсивности дифрагированного на краях зеркал поля и возбуждению второго резонатора в крайних областях частотного диапазона. С увеличением расстояния H связь между резонаторами возрастает и достигает своего максимального значения при $H_1 = H_2$. В этом случае колебания во втором ОР возникают и для области частот $f = 46$ ГГц (рис. 4.5 б), поскольку значительная часть энергии поверхностной волны остается в ДВ и возбуждает второй резонатор.

Аналогичными свойствами обладают и связанные ОР с ленточной решеткой, нанесенной в центральной части общего плоского зеркала (рис. 4.5 в). Уменьшение количества колебаний в такой системе обусловлено селективными свойствами используемой ДР [15]: максимальное излучение через ДР из объема ОР в свободное пространство наблюдается при значениях $H \approx (\lambda/4)(2N + 1)$, а накопление энергии внутри объема ОР характерно для значений $H \approx (\lambda N)/2$, где $N = 1, 2, 3, \dots$

Типичные резонансные характеристики колебаний, описанных выше связанных ОР, приведены на рис. 4.6. На этом же рисунке для сравнения нанесена резонансная кривая одиночного полусферического ОР (график 1). Из графиков видно, что полоса пропускания связанных ОР на уровне $0,5P_{\max}$ возрастает почти в два раза и составляет величину $\Delta f \approx 250$ МГц. При этом резонансные кривые связанных ОР с отражательной и ленточной ДР практически совпадают, что свидетельствует о схожести механизмов связи в данных системах через дифрагированные на периферии зеркал поля.

4.2.2. Основные свойства МКС с двухрядными структурами

Как показано в разделах 1, 3, двухрядные элементы связи в ОР могут быть выполнены как в виде полупрозрачных решеток из брусьев, расположенных в плоскости, перпендикулярной оси z резонатора, так и в виде двух отражательных ДР, расположенных в плоскостях, параллельных оси z сфероидального ОР. Схематическое изображение исследуемых связанных ОР представлено на рис. 4.7 как при возбуждении через щели связи зеркал (а, б), так и при возбуждении поверхностной волной ДВ (в, г).

Представленные на рис. 4.7 а-г системы исследовались в диапазоне частот $f = 69 - 80$ ГГц при следующих параметрах ОР: $R_{cf} = 180$ мм, $A_z = 60$ мм, вдоль продольной оси y апертура зеркал уменьшалась до 55 мм. Данные параметры ОР позволили обеспечить минимальные дифракционные потери в окружающее пространство и соответствовали реальным размерам систем приборов типа ГДИ.

Проведенные по методике раздела 2 исследования спектральных и резонансных характеристик связанных ОР показали, что размещение в сфероидальном ОР элемента связи в виде двухрядной ДР фактически приводит к его разделению на два связанных полусферических ОР.

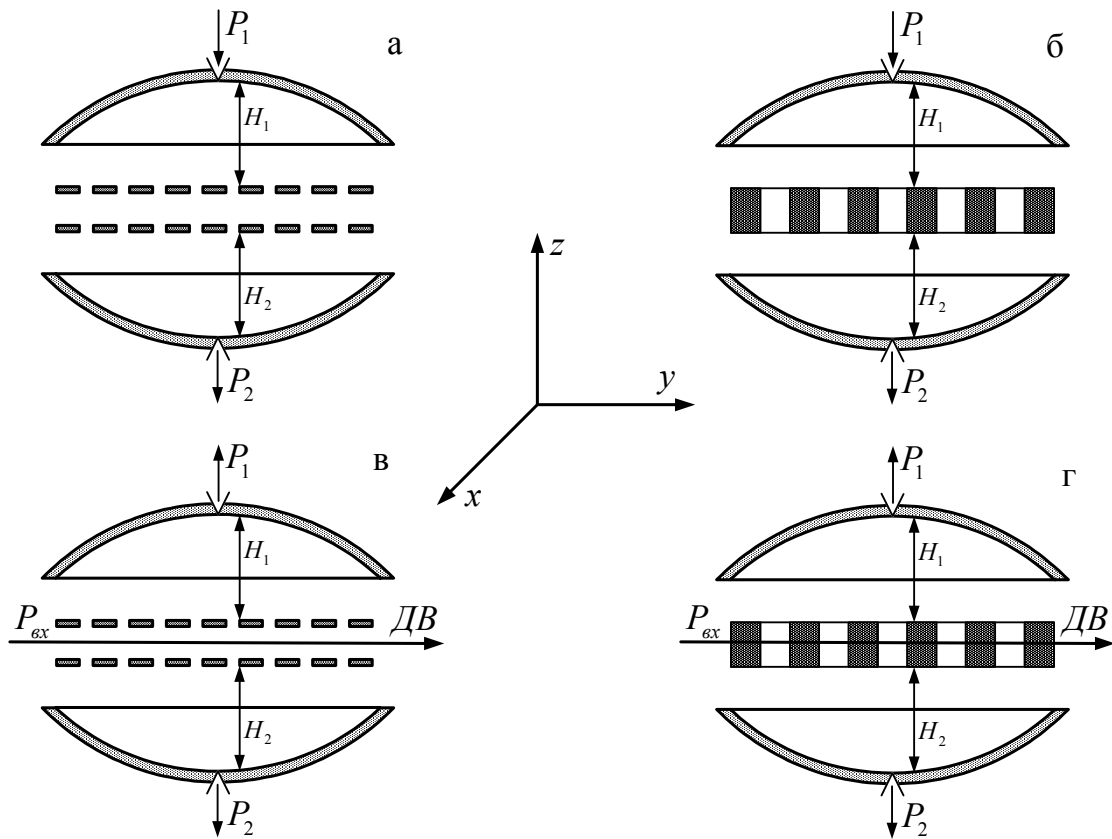


Рис. 4.7. Схематическое изображение резонансных МКС при параллельном включении ОР относительно элементов связи

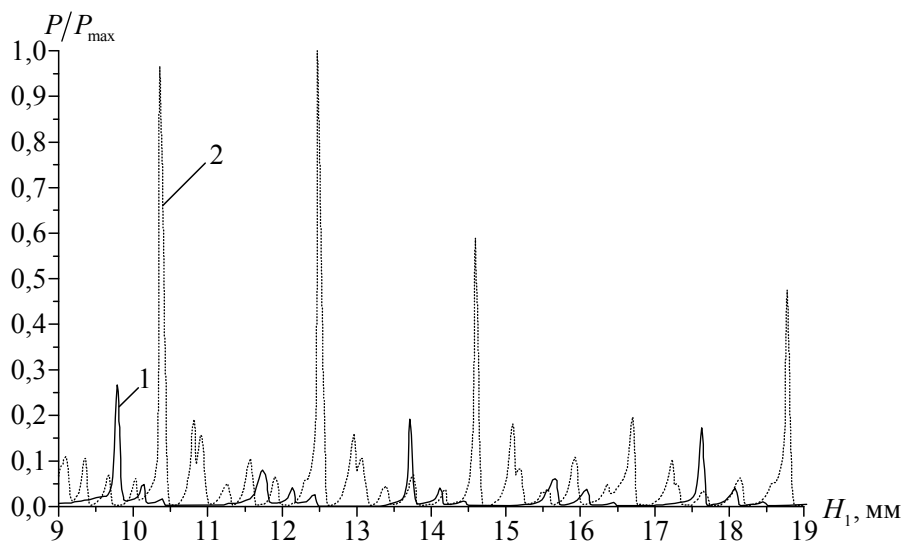


Рис. 4.8. Спектральные характеристики сфероида с двухрядной отражательной ДР ($H_2 = 8,2$ мм): 1 — $f = 77$ ГГц; 2 — $f = 72$ ГГц

При этом двухрядная ДР осуществляет связь между полусферическими ОР с одновременной фильтрацией углового спектра плоских волн, возбуждаемых в системе, что продемонстрировано спектральными характеристиками связанных ОР рис. 4.8 при изменении параметра H_1 для фиксированных значений H_2 относительно плоскостей области связи (см. рис. 4.7 б). При этом, по отношению к спектрам базовых ОР (рис. 4.3), наблюдаются эффекты подавления колебаний в высокочастотной области спектра с ростом, примерно на порядок, их амплитуды в низкочастотной области спектра. Максимальная амплитуда колебаний в связанных ОР такого типа реализуется для примерно равных расстояний между зеркалами ($H_1 \approx H_2$) относительно двухрядной ДР, т.е. при настройке связанных ОР на одинаковые частоты. При изменении H относительно симметричного положения системы наблюдается уменьшение амплитуды колебаний с одновременным сдвигом максимума резонансной характеристики в сторону меньших или больших частот, при увеличении или уменьшении, соответственно, расстояний H_1 и H_2 . Основные результаты данных исследований проиллюстрированы на рис. 4.8 путем построения семейства резонансных кривых для различных H_1 при возбуждении колебаний в ОР через щели связи (рис. 4.7 а, б).

Исследование резонансных характеристик сфероидального ОР с двойной ленточной ДР показало, что при оптимальной настройке двух эквивалентных полусферических ОР, связанных через ленточные ДР, полоса пропускания такой системы может быть в несколько раз больше, чем для базового ОР. Кроме того, с изменением H одного из зеркал относительно плоскости ДР возможно управление спектром колебаний: например, подавление колебаний в высокочастотной (низкочастотной) области спектра и увеличение их амплитуды в низкочастотной (высокочастотной) области. Так, в частности, на рис. 4.9 б представлены резонансные кривые ОР со связью через ленточные ДР. Показано, что при параметрах $H_1 = 7,8$ мм и $H_2 = 17,2$ мм ширина резонансных кривых Δf на уровне $0,5P_{\max}$ возрастает по отношению к полусферическому ОР (рис. 4.9 а) в 3-3,5 раза (график 1 на рис. 4.9 б).

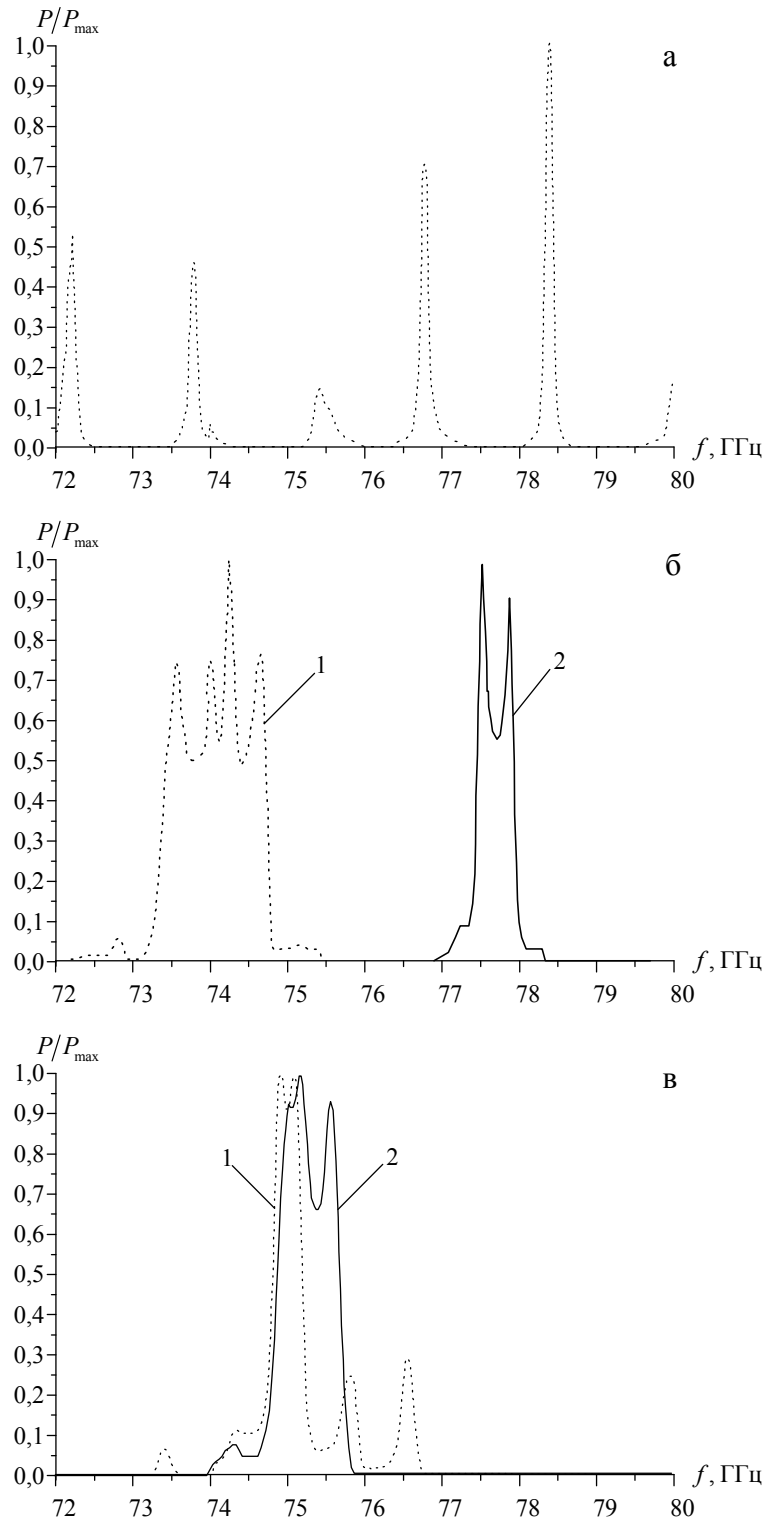


Рис. 4.9. Резонансные характеристики полусферического ОР – а ($H = 19,6$ мм), сфероидального ОР с двухрядной полупрозрачной решеткой – б (1 – $H_1 = 7,8$ мм; $H_2 = 17,2$ мм; 2 – $H_1 = 7,8$ мм, $H_2 = 10,4$ мм) и сфероидального ОР с двухрядной отражательной ДР – в (1 – $H_1 = 7,9$ мм; $H_2 = 3,6$ мм; 2 – $H_1 = 3,8$ мм, $H_2 = 3,4$ мм)

При этом наблюдается подавление колебаний в области высоких частот. С уменьшением H посредством перемещения одного из зеркал до значений $H_2 = 10,4$ мм наблюдается смещение резонансных кривых в область высоких частот с увеличением ширины резонансной кривой до значений $\Delta f = 0,5$ ГГц (график 2 на рис. 4.9 б). Аналогичные зависимости наблюдаются во всем интервале изменения H и свидетельствуют о возможности управления спектральными характеристиками ОР с двухрядной ДР. При этом, как отмечено в работе [118], добротность системы связанных резонаторов может превышать добротность отдельно взятого резонатора за счет перераспределения энергии при взаимодействии электромагнитных полей в ОР. Для идентичных ОР общая добротность системы – не ниже добротности одиночных резонаторов, что указывает на возможность расширения полосы пропускания системы связанных ОР с сохранением высоких значений добротности.

Аналогичными свойствами обладают связанные ОР с двухрядной отражательной ДР (рис. 4.7 б). В частности, на рис. 4.9 б представлены его резонансные характеристики, которые также указывают на увеличение полосы пропускания относительно базового полусферического ОР (рис. 4.9 а). Вместе с тем, коэффициент связи в такой системе меньше, чем в схеме с двумя полупрозрачными ДР, что подтверждается резонансными характеристиками связанных ОР при возбуждении их диэлектрическим волноводом (рис. 4.7 в, г). Так, в частности, полученные резонансные характеристики для системы рис. 4.7 г коррелировали с характеристиками, представленными на рис. 4.9 в. Вместе с тем, при возбуждении поверхностной волной ДВ связанных ОР с полупрозрачными ДР наблюдалось существенное изменение резонансных характеристик, которое продемонстрировано на рис. 4.10.

На определенных частотах в спектре связанных ОР наблюдаются стабильные колебания высокой амплитуды, которые присутствуют в широком интервале изменения H . Это объясняется тем, что в заданном диапазоне частот излучение с двухрядных ДР происходит под углами, близкими к 90° , относительно плоскости решеток, и приводит к максимальному накоплению энергии в связанных ОР. При расстояниях между сферическими зеркалами и

плоскостью ленточных ДР $H_1 = 4,5$ мм и $H_2 = 7,8$ мм ширина резонансной кривой составляла $\Delta f \approx 1,2$ ГГц (график 1 на рис. 4.10).

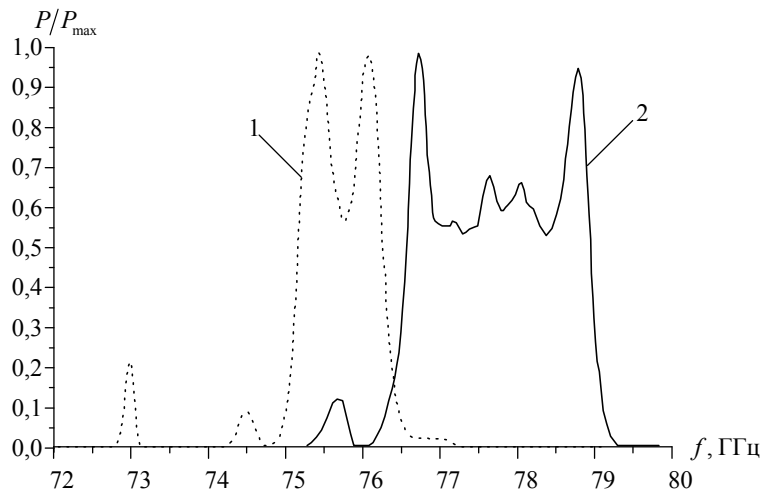


Рис. 4.10. Резонансные характеристики сфероидального ОР с двухрядной ленточной ДР при возбуждении диэлектрическим волноводом: 1 – $H_1 = 4,5$ мм; $H_2 = 7,8$ мм; 2 – $H_1 = 8$ мм, $H_2 = 7,8$ мм

При смещении в область высоких частот ($f \approx 76,6 - 79$ ГГц) максимальная полоса пропускания связанной системы при примерно равных расстояниях между зеркалами $H_1 = 8$ мм и $H_2 = 7,8$ мм на уровне $0,5P_{\max}$ увеличивалась до значений $\Delta f \approx 2,4$ ГГц (график 2 на рис. 4.10), что в заданном диапазоне f , примерно, соответствовало режиму излучения объемных волн по нормали к плоскости ДР.

4.3. Резонансные МКС с периодическими металлодиэлектрическими структурами

Широкий спектр функциональных возможностей периодических МДС, изложенных в разделах 2, 3, требует дальнейшей систематизации их исследований и определения основных электродинамических характеристик, которые могут быть использованы при построении конкретных схем генераторных устройств МСМ диапазона волн, а также функциональных устройств техники СВЧ.

В частности, на рис. 4.11 представлены схемы резонансных МКС с МДС, которые были исследованы в данной работе путем численного и экспериментального моделирования электромагнитных колебаний таких систем.

Простейшая модель ОР с МДС представляет собой металлодиэлектрический канал (МДК), образованный плоским металлическим экраном, расположенным на расстоянии H от ленточной дифракционной решетки с периодом l , нанесенной на слой изотропного диэлектрика (рис.4.11 а). Такая система может возбуждаться как волнами пространственного заряда ЭП, так и поверхностными волнами ДВ.

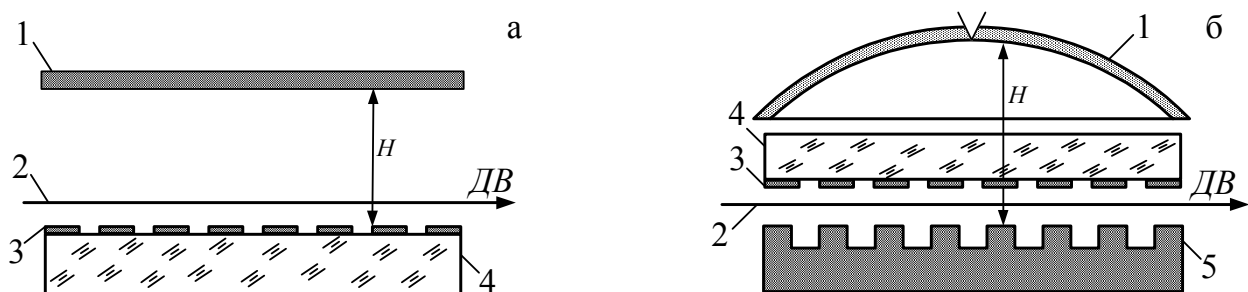


Рис. 4.11. Схемы резонансных МКС с МДС: а – система типа металлодиэлектрический канал; б – система ОР с двухрядной решеткой (отражательная ДР - МДС): 1 – экран (зеркала ОР); 2 – ДВ или ЭП; 3 – ленточная ДР; 4 – диэлектрическая призма; 5 – отражательная ДР

В [15] для случая длинноволнового приближения получены аналитические выражения, позволяющие учесть влияние отражающего экрана на свойства дифракционного излучения. Показано, что если $\epsilon = 1$, то в такой системе отсутствует гармоника с индексом $n = 0$, а возбуждаются гармоники с $n = -1, -2, \dots$. Варьируя расстоянием H , можно изменять интенсивность дифракционного излучения в заданном направлении. Максимальную плотность энергии из системы (через ДР в свободное пространство) ЭП возбуждает при расстояниях, кратных $H \approx (\lambda/4)(2N + 1)$, где $N = 0, 1, 2, \dots$. Если $H \approx (\lambda N/2)$ ($N = 1, 2, \dots$), то энергия излучения преимущественно сосредоточена внутри объема системы, что свидетельствует о ее резонансных свойствах. Аналогичные режимы можно реализовать, когда ленточная решетка

расположена на слое диэлектрика. В данном случае резонансные эффекты возможны только по каналам, содержащим гармонику, излучаемую в вакуум (например, области диаграмм Бриллюэна $4_{0,-1}^{-1}$, 5_{-1}^{-1}). При возбуждении излучения в диэлектрическую среду (области типа 1_0 , 3_{-1} , $4_{0,-1}$) отражающий экран не влияет на энергетические характеристики.

В [22] численное решение задачи проведено в приближении заданного тока. В качестве энергетических характеристик, как и для системы без экрана, используются средние значения вектора Пойнтинга, которые, в случае идеально проводящего экрана для плотности энергии излучения в вакуумный канал (S_{nv}) и в диэлектрический слой ($S_{n\varepsilon}$), вычисляются по формулам, которые следуют из общих соотношений работы [92]:

$$S_{nv} = \frac{c\rho_0^2}{2\pi} \left| \frac{X_n \exp(-qa)}{\tau_n W_n' [\exp(i2q_n H) - 1]} \right|^2, \quad (4.6)$$

$$S_{n\varepsilon} = \frac{c\rho_0^2}{2\pi\sqrt{\varepsilon}} \left| \frac{V_n^+}{V_n^+ - V_n^-} \left(\frac{X_n}{\tau_n W_n} - \frac{2\pi\delta_0^n P}{W_0} \right) \exp(-qa) \right|^2,$$

где X_n – определяется в результате численного решения укороченной системы линейных алгебраических уравнений, аналогичной (3.15). Остальные параметры определяются соотношениями:

$$W_n' = \frac{\varepsilon\theta_n}{\theta_{n\varepsilon}} \frac{V_n^+ + V_n^-}{V_n^+ - V_n^-} + \Delta_n; \quad W_n = \frac{\theta_{n\varepsilon}}{\varepsilon\theta_n} W_n';$$

$$P = \frac{1}{2} [(\Delta_0 - 1)\exp(2qa) - (1 + \Delta_0)];$$

$$V_n^\pm = \left(1 \pm \frac{\varepsilon\theta_n}{\theta_{n\varepsilon}} \right) \exp[iq_{n\varepsilon}(a - \delta)]; \quad \Delta_n = \frac{1 + \exp(i2q_n H)}{1 - \exp(i2q_n H)};$$

$$\theta_n = \beta_e \sqrt{1 - \tau_n^2}; \quad q_{n\varepsilon} = k\beta_e \sqrt{\varepsilon - \tau_n^2}; \quad \delta_0^n = \begin{cases} 0; & n \neq 0, \\ 1; & n = 0. \end{cases}$$

При условии $H \rightarrow \infty$ соотношения (4.6) переходят в формулы для МДС без экрана (3.14).

Численный анализ и экспериментальное моделирование энергетических характеристик ДЧИ в МДК для заданных интервалов ε и β_e (β_e) показали, что в общем случае они являются резонансными и зависят от количества возбуждаемых в системе гармоник, относительной скорости электронов, величины диэлектрической проницаемости, расстояния до экрана.

В качестве примера приведем результаты численного анализа и экспериментального моделирования энергетических характеристик ДЧИ в МДК с полубесконечным слоем диэлектрика при двух значениях ε : фторопласт ($\varepsilon = 2$) и поликор ($\varepsilon = 10$). Выбор теоретической и экспериментальной моделей с такими параметрами ε обоснован в разделе 2. Удаление границы диэлектрика позволяет исключить влияние толщины диэлектрического слоя на резонансные свойства МДК и тем самым более достоверно изучить влияние экрана на энергетические характеристики излучения. При этом, теоретическая модель с полубесконечным диэлектриком адекватно описывает экспериментальную модель, выполненную в виде призмы треугольного сечения (рис. 3.9). Такая система позволяет выводить возбуждаемое в диэлектрике излучение в свободное пространство, сводя к минимуму волновые свойства ограниченного диэлектрического слоя, описанные в работе [107]. Поскольку основным условием влияния отражающего экрана на гармоники ДЧИ является наличие излучения в вакуум, то детально исследовалась область Бриллюэна $4_{0,-1}^{-1}$, которая предпочтительна с точки зрения выделения гармоник с $n = 0, -1$ и определения их параметров. Данная электродинамическая система (рис. 3.9) исследована по методике моделирования, изложенной в разделе 2, а параметры используемых в эксперименте МДС определялись по диаграммам Бриллюэна рис. 2.2 (раздел 2).

На рис. 4.12 приведены теоретические (1) и экспериментальные (2) зависимости плотности энергии гармоник излучения от расстояния до экрана для области $4_{0,-1}^{-1}$ при $\varepsilon = 2$ и фиксированного параметра β_e .

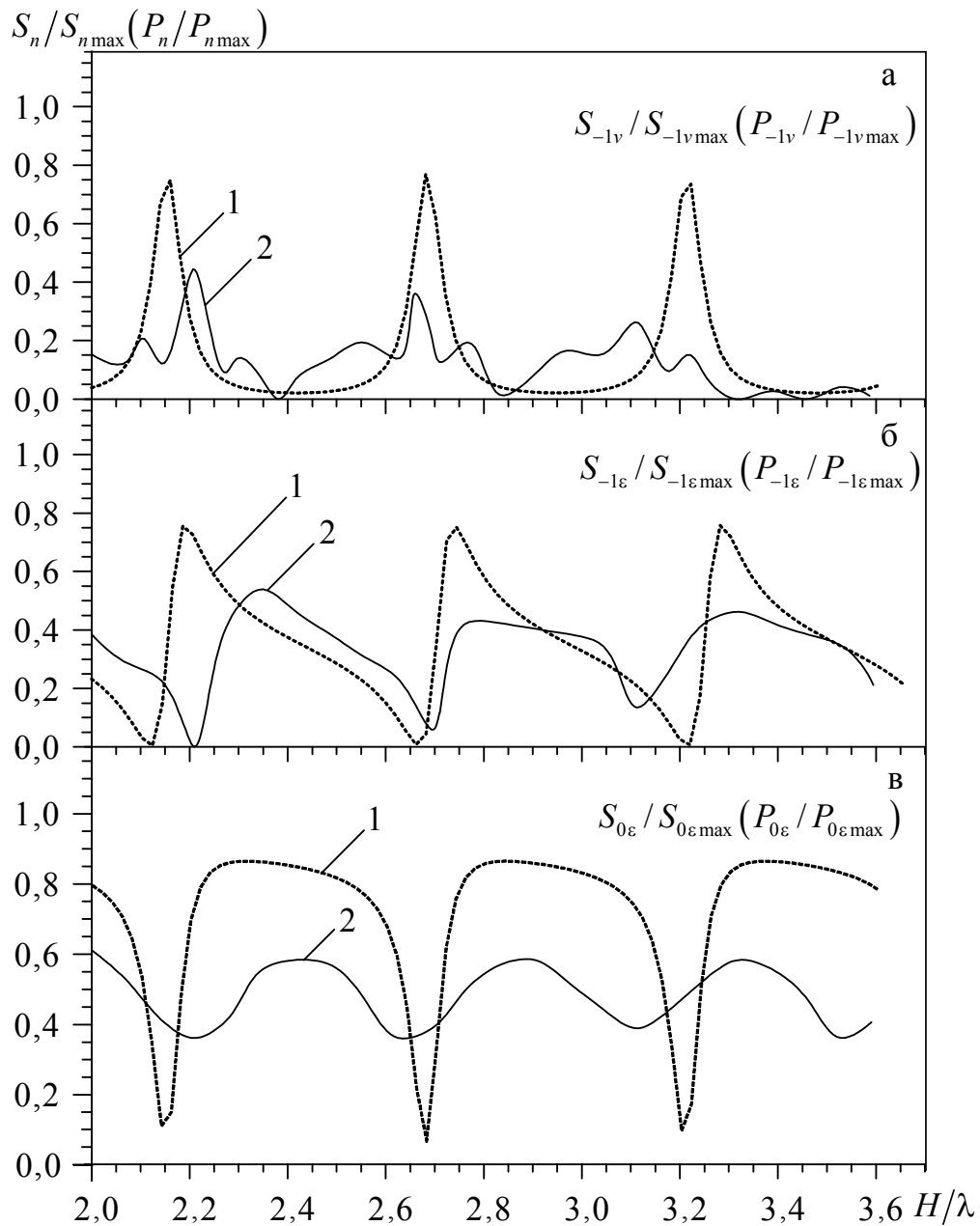


Рис. 4.12. Теоретические (1) и экспериментальные (2) зависимости относительной интенсивности гармоник излучения от расстояния до экрана для области диаграммы Бриллюэна $4_{0,-1}^{-1}$: а) $n = -1$ в вакуум, б) $n = -1$ в диэлектрик, в) $n = 0$ в диэлектрик ($\kappa = 0,677$, $u = -0,3$, $\varepsilon = 2$, $\beta_g = 0,87$)

Для минус первой гармоники в вакуум при изменении H/λ наблюдается резонансная периодичность, повторяющаяся примерно через $H \approx \lambda/2$ со значениями ширины резонансных линий $\Delta H \approx 0,1\lambda$. При этом данная гармоника – противофаза относительно нулевой гармоники и сдвинута по фазе относительно гармоники с $n = -1$. Противофазные гармоники имеют значительно большую ширину резонансной линии ($\Delta H \approx 0,4\lambda$) с сохранением указанной выше периодичности по максимальным значениям плотности энергии излучения.

Экспериментальные зависимости энергетических характеристик ДЧИ (график 2 рис. 4.12) удовлетворительно согласуются с результатами теории. Появление дополнительных резонансов в канале МДК обусловлено тем, что теоретическая модель в приближении заданного тока не учитывает влияния отраженной от экрана энергии на волновые процессы в ДВ и не описывает механизмов возбуждения колебаний в зазоре экран – ДР, фактически являющимся плоскопараллельным ОР.

Резонансные свойства МДК можно также повысить путем увеличения диэлектрической проницаемости среды. В частности, расчет и эксперимент энергетических характеристик излучения для трех первых гармоник при значении $\varepsilon = 10$ показал, что ширина резонансной линии излучения в канале, по сравнению с $\varepsilon = 2$, уменьшается, примерно, в два раза. При этом общий вид зависимостей интенсивности излучения от H/λ в диэлектрике не претерпевает существенных изменений. Появление дополнительных гармоник с $n = +1, -2$ практически не влияет на энергетические характеристики системы, что свидетельствует об их слабом уровне по отношению к двум первым гармоникам ($n = 0, -1$).

Рассмотрим особенности электродинамических свойств ОР с неоднородностью в виде диэлектрической призмы с ленточной решеткой, помещенной вблизи плоского зеркала с ДР (рис. 4.11 б). В экспериментах использовались прямоугольные МДС с параметрами и электродинамическими свойствами, подробно описанными в разделе 3. Открытый резонатор был образован сферическим зеркалом с радиусом кривизны $R = 110$ мм и апертурой

$A_3 = 60$ мм, и плоским зеркалом, выполненным в виде отражательной ДР с периодом $l = 3,6$ мм, шириной ламелей $d = 2,6$ мм, глубиной канавок отражательной ДР $h = 1$ мм. Возбуждение системы осуществлялось планарным диэлектрическим волноводом сечения $3,6 \times 1,8$ мм², подключенным к измерительной схеме рис. 2.3. Прицельный параметр $a \approx 2$ мм выбирался по методике, изложенной в разделе 2. При выполнении плоского зеркала в виде сплошной ДР преобладающим в ОР без МДС являлся основной TEM_{00q} тип колебания [19], характерный для полусферического резонатора. Измерения спектральных и резонансных характеристик проводились в диапазоне частот $f = 69 - 75$ ГГц через сферическое зеркало с выводом энергии.

Установлено, что многосвязная система, выполненная в виде открытого резонатора с МДС, обладает качественно новыми электродинамическими свойствами по сравнению с ОР без МДС: при изменении толщины диэлектрика возможна реализация режимов затухания энергии в ОР, увеличения амплитуды колебаний и их добротности, селекции колебаний.

В результате серии экспериментов с призмами толщиной $\Delta \approx \lambda/4 - 3\lambda$ была установлена возможность корректировки спектра колебаний в ОР путем изменения толщины призмы и частоты возбуждаемых в ОР колебаний. Так, при $f = 74$ ГГц для $\Delta \approx \lambda/4$ спектр колебаний ОР с МДС коррелирует со спектром колебаний базового ОР (сплошные линии рис. 4.13 а). Наблюдаемые дополнительные колебания обусловлены внесением в МКС дисперсионного элемента в виде МДС. Для призмы с $\Delta \approx \lambda$ колебания в ОР практически отсутствуют, что можно объяснить резонансностью МДС при заданной частоте и сосредоточением энергии в пространстве отражательная ДР – МДС. Такое свойство исследуемой системы сохраняется до значений $\Delta \approx 3\lambda$. Подтверждением описанных выше результатов является переход в область низких частот ($f = 70$ ГГц), спектральные характеристики которого продемонстрированы на рис. 4.13 б. Установлено, что свойства ОР с МДС толщиной $\Delta \approx \lambda/4 - 3\lambda$ в основном сохраняются. При этом существенно возрастает амплитуда колебаний для значений $\Delta \approx 3\lambda$, что свидетельствует о возможности коррекции фазового фронта волны, возбуждаемой в ОР, посредством введения МДС.

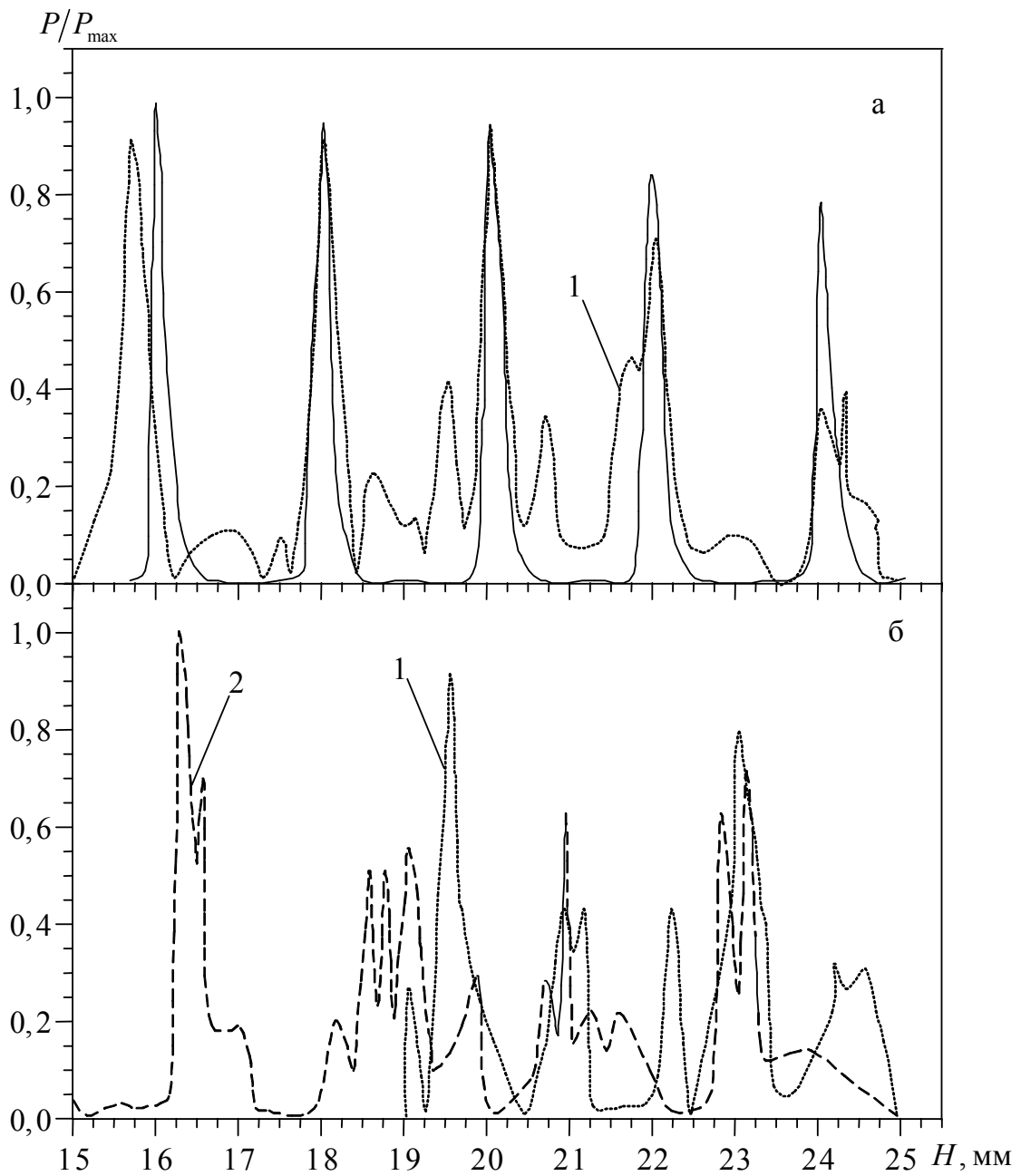


Рис. 4.13. Спектры колебаний ОР с МДС: (а - $f = 74$ ГГц, б - $f = 70$ ГГц),
сплошная линия – спектр базового ОР:

$$1 - \Delta \approx \lambda/4;$$

$$2 - \Delta \approx 3\lambda$$

4.4. Волноведущие МКС с периодическими структурами

Из проведенного в разделе 1 анализа литературных источников следует, что к настоящему времени недостаточно изученными являются МКС на основе ОВ с периодическими неоднородностями различных модификаций: ОВ с дифракционно-связанными источниками излучения, ОВ с периодическими МДС, а также ОВ с фазовой коррекцией зеркал. Такие МКС могут найти применение как в электронике, так и в технике СВЧ.

Основные модификации исследуемых в работе МКС волноводного типа представлены на рис. 4.14. Они могут быть условно разделены на две группы по геометрии зеркал: плоскопараллельные ОВ (рис. 4.14 а,б,в) и ОВ с фазовой коррекцией зеркал (рис. 4.14 г,д,е). Для всех типов приведенных на рис. 4.14 МКС характерно присутствие излучающих систем типа ДВ – отражательная ДР плоской или цилиндрической форм, параметры и основные характеристики которых приведены в табл. 3.1 (см. 3.1.2). Вторым важным элементом является система, возвращающая излученную волну в объем ОВ (гладкий отражатель, либо система ДР - ДВ) и обеспечивающая многоактовое преобразование поверхностных волн в объемные вдоль оси волновода.

4.4.1. Многосвязные квазиоптические системы на основе плоскопараллельных ОВ

Плоскопараллельный ОВ является базовой системой, на основе которой построена линейная теория усилителя на эффекте Смита-Парселла [63,64] и предложен вариант выполнения усилителя с двумя дифракционно-связанными источниками излучения [87]. Поэтому остановимся на основных результатах моделирования волновых процессов в такой системе, которые позволяют построить общую картину физических процессов формирования волн при использовании зеркал с фазовой коррекцией и с планарными МДС.

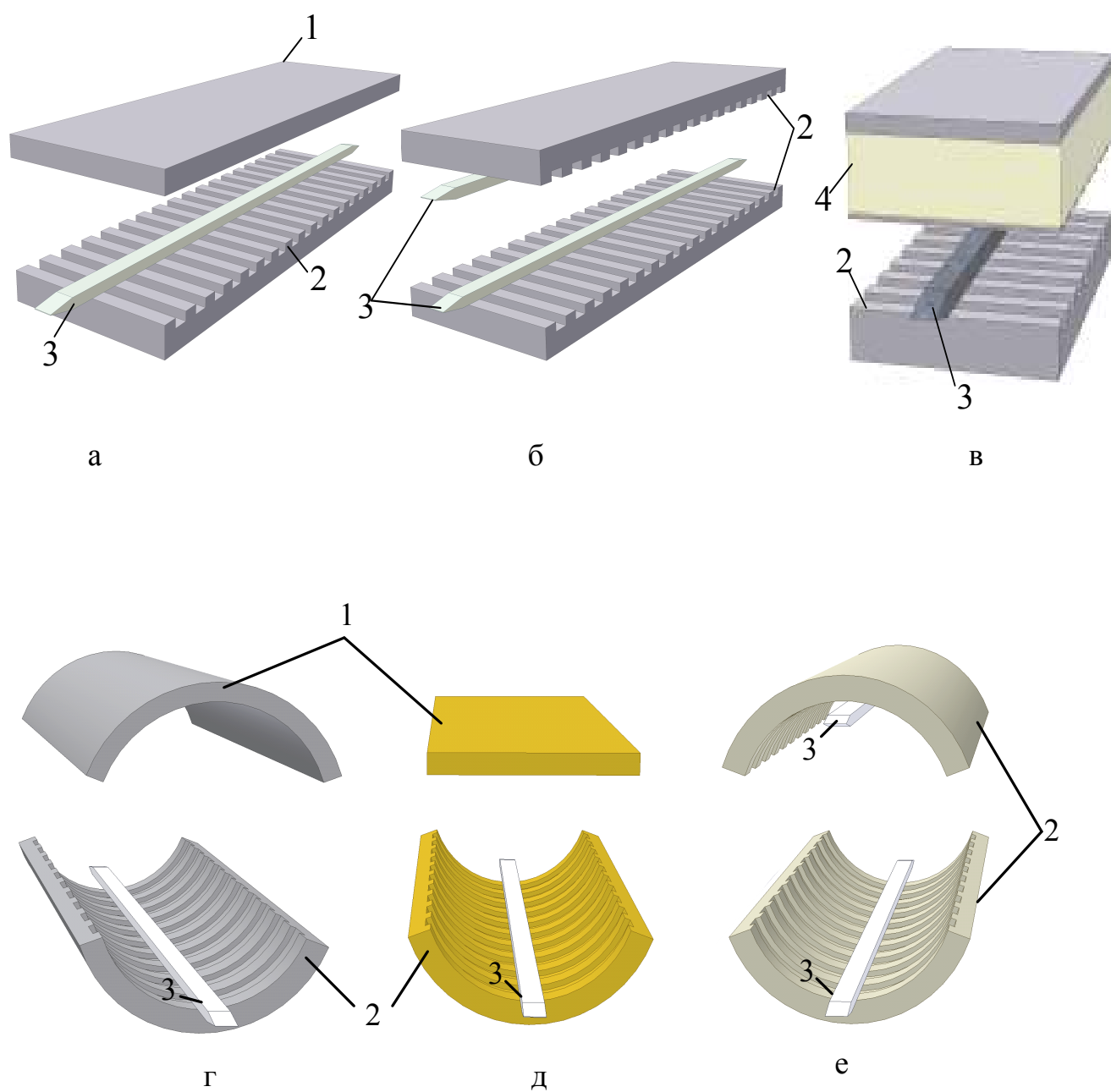


Рис. 4.14. Основные модификации исследуемых в работе МКС волноводного типа: 1 – металлический экран; 2 – отражательная ДР; 3 – диэлектрический волновод; 4 – МДС

Плоскопараллельный ОВ может быть выполнен в трех вариантах: отражающий экран и излучающая система ДР–ДВ (рис. 4.14 а), излучающие дифракционно-связанные системы ДР–ДВ (рис. 4.14 б) и система с МДС (рис. 4.14 в).

При любом варианте выполнения таких систем выбор их параметров проводится на основании выполнения условия формирования объемной волны (2.1), (2.2) при углах излучения (2.3), (2.4).

Рассмотрим основные свойства плоскопараллельных ОВ с одним источником излучения как при возбуждении их системой типа ДР – ЭП, так и системой ДР – ДВ (рис. 4.14 а). В первом случае [119] рассматриваемая МКС представляет собой модель усилителя на эффекте Смита-Парселла, электродинамическая система которого образована параллельно расположенными, на расстоянии H , металлическим зеркалом и плоской дифракционной решеткой типа «гребенка» с периодом $2l$, шириной и глубиной щелей, соответственно, $2d$ и h . Над решеткой движется фокусируемый магнитным полем \vec{B}_0 , плоский ЭП. Принцип действия усилителя, как и других устройств дифракционной электроники, основан на эффекте излучения когерентных сгустков плотностей заряда электронов, которые образуют продольную (поперечную или суперпозицию продольной и поперечной) электронную волну конвекционного тока, распространяющуюся вдоль системы решетка – ЭП с постоянной фазовой скоростью, удовлетворяющей условию возбуждения дифракционного излучения. Такие волны возбуждаются в потоке электронов при взаимодействии их с полем медленной пространственной дифракционной гармоники, которая образуется при дифракции электромагнитной волны на периодической структуре. Максимальную плотность энергии дифракционного излучения ЭП возбуждает при синхронизме медленной волны пространственного заряда (МВПЗ) с полем медленной дифракционной гармоники. В этом случае при взаимодействии с дифрагированным на решетке падающим полем можно реализовать режим усиления электромагнитных волн.

Для описанной выше модели, в самосогласованной постановке задачи, получено общее трансцендентное дисперсионное уравнение [120,121], которое может быть решено только численными методами, например, итерационным методом, позволяющим эффективно оперировать комплексными числами и достигать хорошей сходимости решений. При переходе от трансцендентного дисперсионного уравнения к степенным уравнениям необходимо ввести ряд упрощающих предположений, существенно не затрагивающих физику электронно-волновых процессов:

- связь поля решетки и ЭП – максимальная;
- взаимодействие ЭП происходит с первой пространственной гармоникой, а излучение объемных волн – на нулевой гармонике.

Учитывая малый порядок величины пространственного заряда q и циклотронного параметра $\Omega_c = \omega_c / \omega$ ($\omega_c = \eta B_0$ – циклотронная частота; ω – частота колебаний; B_0 – индукция фокусирующего магнитного поля; $\eta = e/m_e$; e, m_e – заряд и масса электрона), обезразмеривая волновые числа и геометрические параметры системы получаем упрощенное трансцендентное дисперсионное уравнение, которое преобразуется в степенное уравнение седьмой степени путем разложения в ряд Тейлора и применения метода графической аппроксимации.

Данное уравнение в компактной форме записи имеет следующий вид:

$$\frac{\Gamma_{cl}^2(\kappa_0, \mu_0 + \delta\mu)}{\xi_{cl}^2(\kappa_0, \mu_0 + \delta\mu)} - 1 = \frac{\mu_0 \pi \chi \cdot \operatorname{cosec}^2 \pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2} + \frac{\mu_0}{\sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}} \operatorname{ctg} \pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}}{(\kappa^2 - \mu_0^2)} \delta\mu, \quad (4.7)$$

$$\text{где: } \xi_{cl} = \left[\left(1 + (q^2 (\kappa - \beta_0 (\mu + 1)) \kappa^3) / \left(1 - \Omega_c^2 \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{(1 - \Omega_c)} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{(1 + \Omega_c)} \right) \right) \right]^{1/2},$$

$$\Gamma_{cl} = \left(1 - \frac{q^2 \kappa^2}{(\kappa - \beta_0 (\mu + 1))^2} \right)^{1/2} / \left(1 - \frac{q^2 \kappa^2}{(1 - \Omega_c^2) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{(1 - \Omega_c)} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{(1 + \Omega_c)} \right)} \right)^{1/2},$$

$\chi = \frac{H}{l}$, $\delta = \frac{h}{l}$ – безразмерные геометрические параметры системы, q – параметр пространственного заряда, $\mu = \mu_0 + \delta\mu$ – волновое число, которое по абсолютному значению не превышает 0,5, причем $\mu_0 \gg \delta\mu$, $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$, v_0 – постоянная составляющая скорости невозмущенных электронов, c – скорость света.

Без учета влияния магнитного поля на волновые процессы ($B_0 \rightarrow \infty$) уравнение (4.7) преобразуется в уравнение третьей степени относительно добавки к волновому числу $\delta\mu$ [26, 122]:

$$-\beta_0^2 \delta\mu^3 + 2\beta_0 (\kappa - \beta_0 (\mu_0 + 1)) \delta\mu^2 - \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu_0 + 1)}{1+q} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu_0 + 1)}{1-q} \right) \delta\mu - \frac{q^2 \kappa^2 \Lambda}{\Delta'_{0\mu}} = 0, \quad (4.8)$$

где:

$$\Lambda = \begin{cases} 1 & , \operatorname{Re}(\Gamma_1) \gg \operatorname{Im}(\Gamma_1); \\ 1 & , \Gamma_1 = 0; \\ 1 & , \tilde{\varepsilon} \hat{\Gamma}_1 \leq 1/2; \\ \sin(\pi \tilde{\varepsilon} \hat{\Gamma}_1), & \tilde{\varepsilon} \hat{\Gamma}_1 > 1/2. \end{cases} \quad \Gamma_1 = \sqrt{1 - \frac{q^2 \kappa^2}{(\kappa - \beta_0 (\mu + 1))^2 - q^2 \kappa^2}};$$

$$\hat{\Gamma}_1 = \sqrt{\frac{q^2 \kappa^2}{\left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{1+q} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{1-q} \right)} - 1}$$

$\tilde{\varepsilon}$ – проницаемость электронного потока,

$$\Delta'_{0\mu}(\mu_0) = \frac{\varepsilon \mu_0 \left(\pi \chi \cdot \operatorname{cosec}^2 \left(\pi \chi \sqrt{\varepsilon \kappa^2 - \mu_0^2} \right) + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \kappa^2 - \mu_0^2}} \operatorname{ctg} \left(\pi \chi \sqrt{\varepsilon \kappa^2 - \mu_0^2} \right) \right)}{\varepsilon \kappa^2 - \mu_0^2}.$$

Уравнение (4.8) от полученного ранее [63] отличается наличием множителя в виде Λ , а также функции $\Delta'_{0\mu}(\mu_0)$, которые учитывают дисперсионные свойства электронного потока и влияние диэлектрического слоя на характеристики усилителя.

Степенные уравнения (4.7), (4.8) позволяют достаточно подробно проанализировать физику волновых процессов для различных моделей усилителя на эффекте Смита-Парселла.

Основная цель анализа степенных дисперсионных уравнений типа (4.7), (4.8) состоит в определении комплексного коэффициента распространения μ и установлении областей значений скорости электронного потока и других параметров электродинамической системы усилителя, при которых инкремент нарастания амплитуды колебаний $|\text{Im} \mu|$ будет иметь оптимальные значения. Мнимость μ соответствует условию взаимодействия волн ОВ с волнами пространственного заряда ЭП. При $\text{Im} \mu < 0$ мы будем иметь экспоненциально нарастающие волны, отбирающие энергию у электронного потока (режим усиления волн), а при $\text{Im} \mu > 0$ электроны будут увеличивать свою скорость за счет энергии электромагнитной волны (режим поглощения волн). В общем случае возможно распространение волн нескольких типов. Первый тип – это поверхностные волны периодической структуры, присутствие которых определяется мнимыми значениями поперечных волновых чисел. Второй тип – объемные волны, соответствующие режимам дифракционного излучения. Третий тип волн – волны пространственного заряда ЭП.

Анализ дисперсионных уравнений (4.7), (4.8) позволил выяснить, что в объеме волновода распространяются волны с собственными волновыми числами μ , определяющими направление, величину фазовой скорости, а также угол дифракционного излучения. Фазовые скорости некоторых из волн совпадают по направлению со скоростью электронного потока, а некоторые – противоположны. Данные волны относятся к гармоникам периодической структуры без ЭП. Также в системе присутствуют медленные и быстрые волны пространственного заряда и циклотронные волны [123].

Так, в частности, численный анализ дисперсионного уравнения (4.7) позволяет выявить 5 волн (из семи корней – 2 комплексно сопряженные). Кроме волн с волновыми числами, соответствующими фазовым скоростям быстрой волны пространственного заряда (БВПЗ) и МВПЗ, появляются медленная и быстрая циклотронные волны, которые могут оказывать

существенное влияние на процессы энергообмена с волной ОВ. Так, при уменьшении величины магнитного поля (параметра Ω_c) значения волновых чисел циклотронных волн стремятся к μ_0 , что приводит к существенному уменьшению амплитуды инкремента нарастания и области взаимодействия медленной волны пространственного заряда электронного потока с дифракционной гармоникой. В области значений $\Omega_c \approx 0,01$ возбуждение ОВ электронным потоком практически прекращается, что продемонстрировано на рис. 4.15.

В некоторых случаях более наглядным с точки зрения физики процессов является анализ дисперсионного уравнения (4.8), которое не учитывает влияния величины магнитного поля ($B \rightarrow \infty$), но позволяет наглядно проиллюстрировать предельные режимы возбуждения колебаний и «тонкую» структуру излучения в зависимости от электродинамических параметров системы и электронного пучка, а также влияние дополнительного диэлектрического слоя на волновые процессы [122].

Так, расхождения в ряде Тейлора вблизи волнового числа, соответствующего дифракционной гармонике, позволяют проанализировать электронно-волновые процессы только с этой волной. В частности, на рис. 4.16 представлены результаты решения кубического дисперсионного уравнения (4.8) без учета влияния магнитного поля и диэлектрического слоя.

Видно, что данное приближение позволяет описать три волны с волновыми числами, близкими к волновым числам медленной волны пространственного заряда $\mu_{МВПЗ}$, быстрой волны пространственного заряда $\mu_{БВПЗ}$ и волны периодической структуры μ_0 . Причем в областях I и II волна периодической структуры взаимодействует с волнами пространственного заряда ЭП (с БВПЗ – область I и с МВПЗ – область II). При этом наблюдается "тонкая" структура излучения, обусловленная влиянием дисперсионных свойств ЭП при конечной его толщине. Это качественно согласуется с результатами экспериментальных исследований взаимодействия ЭП с дифрагированным на периодической структуре полем [124].

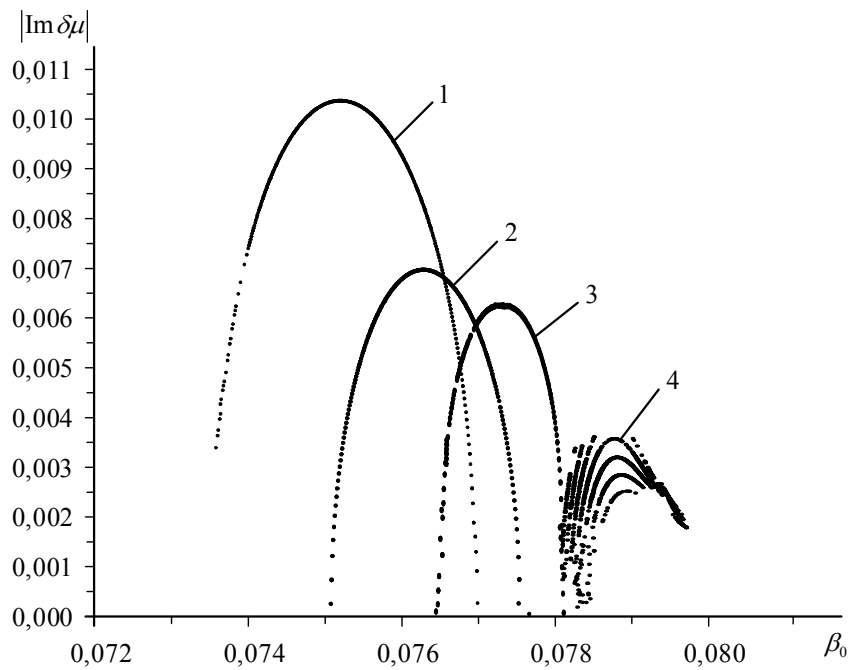


Рис. 4.15. Решение дисперсионного уравнения (4.7) при различных значениях параметра Ω_c : 1 – $\Omega_c = 0,6$; 2 – $\Omega_c = 0,5$; 3 – $\Omega_c = 0,4$; 4 – $\Omega_c = 0,025$

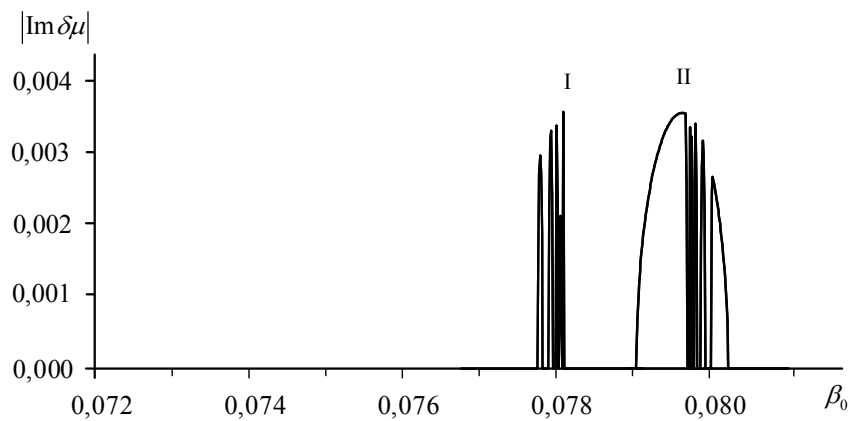


Рис. 4.16. Решение кубического дисперсионного уравнения (4.8): I – БВПЗ, II – МВПЗ ($\kappa = 0,083$, $\chi = 10$, $\zeta = 3$, $\mu_0 = 0,0524$)

Из анализа уравнения (4.8) также следует, что существенное влияние на условия распространения волн в волноводе оказывает параметр χ (нормированное к периоду решетки расстояние между зеркалами ОВ). Изменение расстояния между решеткой и металлическим зеркалом приводит к изменению углов излучения и фазовой скорости волны. Как следствие этого, нарушается условие синхронизма МВПЗ электронного потока с дифракционной гармоникой, проявляющееся, при увеличении значений χ , в смещении областей возбуждения колебаний в сторону меньших β_e и уменьшении максимального значения инкремента нарастания. Физически это может объясняться уменьшением амплитуды отраженного от зеркала излучения, что влияет на эффективность группировки ЭП в поле бегущей вдоль оси ОВ волны.

Путем выбора параметров периодической структуры, в частности ее периода, можно реализовать режимы как объемных, так и поверхностных волн. Первый режим при углах излучения, близких к $\pi/2$, характеризуется значительным ростом инкремента нарастания амплитуды волны, связанным с максимальным преобразованием энергии ЭП в дифракционное излучение. При этом анализируемая система становится резонансной и не позволяет обеспечить широкополосное усиление сигнала, имея склонность к самовозбуждению. Второй режим характерен для приборов типа ЛОВ и ЛБВ.

Установлено, что толщина электронного потока, в заданном приближении, оказывает влияние лишь на величину амплитуды инкремента нарастания и на ширину области взаимодействия по параметру β_e волн ОВ с ЭП. Поэтому при расчете необходимо учитывать, что математическая модель усилителя предполагает равномерное распределение поля периодической структуры по толщине ЭП и позволяет увеличивать ее до размеров расстояния между зеркалами. Вместе с тем, известна обратно пропорциональная зависимость глубины проникновения электромагнитного поля в ЭП от частоты. Реально с электромагнитным полем будет взаимодействовать только нижний слой электронного потока. Оптимальное значение толщины ЭП, согласно [15], определяется по формуле $r = 0,19\beta_e\lambda$, что соответствует, в миллиметровом диапазоне, значениям $r = 0,1 - 0,2$ мм.

При введении в электродинамическую систему усилителя дополнительного диэлектрического слоя (рис. 4.14 в), который может выполнять функцию ввода-вывода энергии [122], физика волновых процессов усложняется. В частности, установлено, что введение диэлектрического слоя между ЭП и металлическим экраном с малыми ε приводит к появлению дополнительных волн с близкими к $\varepsilon = 1$ значениями коэффициента распространения μ . Дальнейший рост значений ε приводит к увеличению количества волн, распространяющихся в ОВ, изменению их фазовых скоростей и углов излучения. Все волны удовлетворяют условию распространения объемных волн в диэлектрическом слое. Увеличение количества волн в ОВ приводит к перераспределению энергии между ними, что выражается в значительном уменьшении значений амплитуд инкремента нарастания отдельных волн.

Описанные выше электронно-волновые процессы в усилителе на эффекте Смита-Парселла в значительной мере зависят от электродинамических характеристик используемого в теоретической модели плоскопараллельного ОВ с одним источником излучения (рис. 4.14 а), которые, как показано в разделе 2, могут быть промоделированы путем замены ЭП диэлектрическим волноводом.

Результаты экспериментального моделирования такой системы показали, что она обладает резонансными свойствами: значительном уменьшении в диапазоне частот $f = 32 - 35$ ГГц коэффициента передачи и увеличении КСВ (рис. 4.17 а). Эта область расположена в интервале, близком к углам $\gamma = 70^\circ$, где ДВ имеет оптимальное согласование, а интенсивность излучения – максимальна.

Наблюдаемое явление – аналогично брэгговскому излучению на открытой системе без экрана [16], когда на заданной частоте возникает сильная отраженная волна. При этом вся энергия сосредотачивается в объеме ОВ, о чем свидетельствует увеличение интенсивности излучения из открытого конца волновода, регистрируемого рупорной антенной с индикатором. Данное свойство плоскопараллельного ОВ может быть использовано для организации квазиоптического вывода энергии усиленной волны.

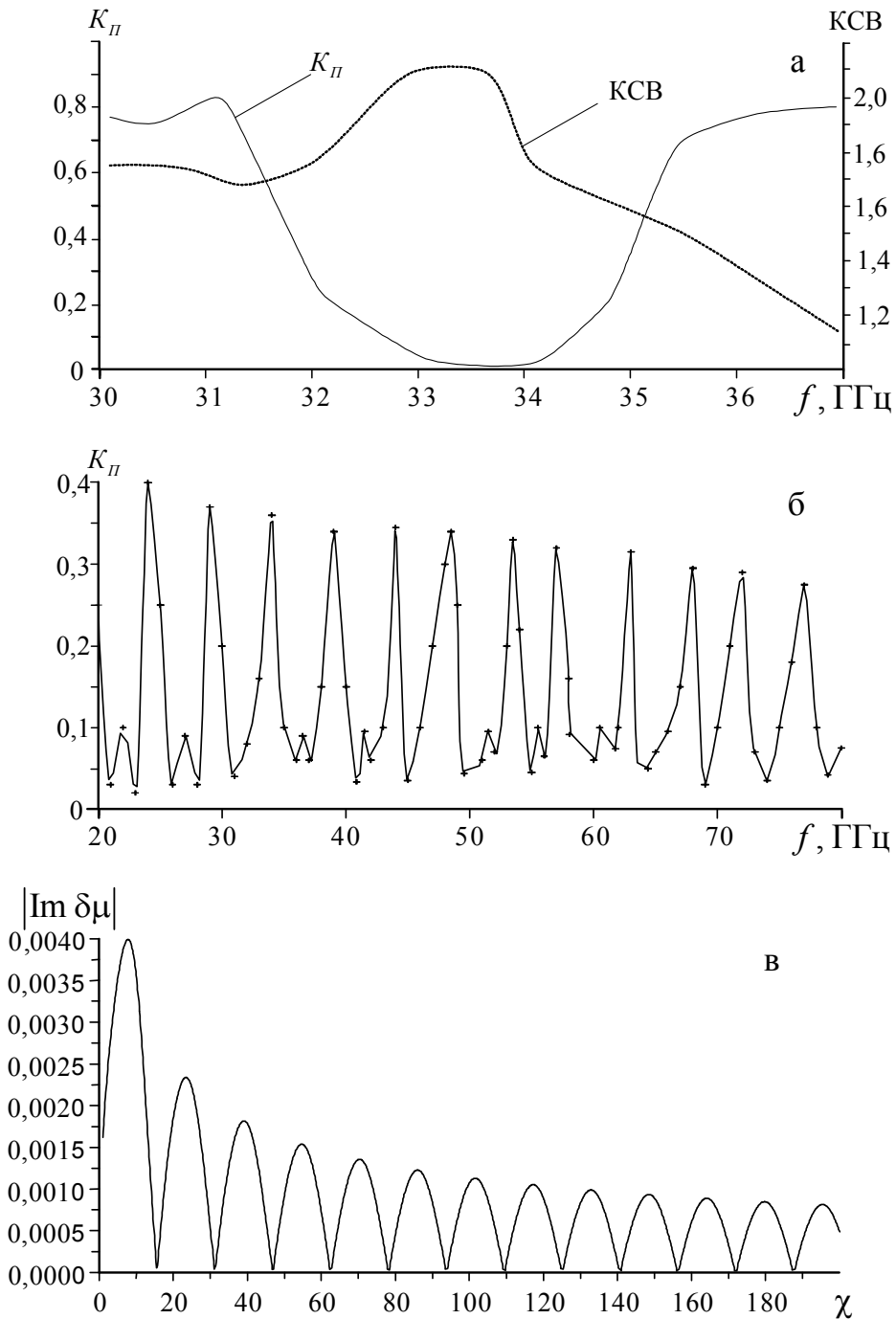


Рис. 4.17. Основные характеристики плоскопараллельного ОВ при возбуждении объемной волны одним источником излучения: а – волноводные характеристики ОВ в заданном диапазоне частот; б – зависимость коэффициента передачи ОВ от расстояния между зеркалами ($f = 33$ ГГц); в – теоретическая зависимость инкремента нарастания амплитуды волны от относительного расстояния между зеркалами ОВ

Резонансные свойства системы сохраняются в интервале значений $H = \lambda - 10\lambda$ и наиболее наглядно могут быть проиллюстрированы зависимостью $K_{II} = f(H)$, которая приведена на рис. 4.17 б и по своему поведению качественно согласуется с теоретическим графиком инкремента нарастания амплитуды от расстояния между зеркалами ОВ (рис. 4.17 в), который рассчитывался по дисперсионному уравнению (4.8). Максимальные (минимальные) значения K_{II} повторяются при расстояниях до экрана кратных $\lambda_g/2$, где λ_g – длина волны в ОВ, определяемая соотношением [53].

$$\lambda_g = \lambda \left(1 + \frac{\Psi\lambda}{\pi H} \right). \quad (4.9)$$

Анализ зависимостей коэффициента передачи от H в диапазоне частот показал, что, в отличие от плоскопараллельного резонатора, в волноводе дополнительный геометрический набег фазы Ψ , по сравнению с электрической длиной системы, значителен, и λ_g отличается от длины волны в свободном пространстве. Так, например, при $\lambda = 8$ мм длина волны в волноводе $\lambda_g \approx 10$ мм. При этом, поправка $\frac{\Psi\lambda}{\pi H}$ за счет смещения углов диаграмм направленности излучения в интервале $\lambda = 8 \div 10$ мм при фиксированном H , изменяется таким образом, что λ_g остается постоянной. Зависимости $K_{II} = f(H)$ указывают также на возможность корректировки резонансных свойств ОВ путем перемещения отражающего экрана в небольших пределах значений H . Уменьшение резонансных свойств системы с увеличением расстояния между зеркалами ($\lambda_g \rightarrow \lambda$) обусловлено увеличением потерь энергии на излучение в свободное пространство, за счет критичности системы к разъюстировке зеркал.

Резонансные свойства плоскопараллельного ОВ могут быть уменьшены либо путем использования двух дифракционно-связанных источников

излучения, расположенных на зеркалах ОВ, либо путем включения в объем ОВ МДС (рис. 4.14 б, в).

На рис. 4.18 представлена схема включения ОВ с двумя дифракционно-связанными источниками излучения в общую схему измерения электродинамических характеристик МКС (рис. 2.3). Исследования волноводных характеристик дифракционно-связанных источников излучения проводились путем следования методики, изложенной в разделе 2. Для контроля уровней мощности в плечах I – II дополнительного излучателя ОВ использовались измерители мощности СВЧ W_1 и W_2 .

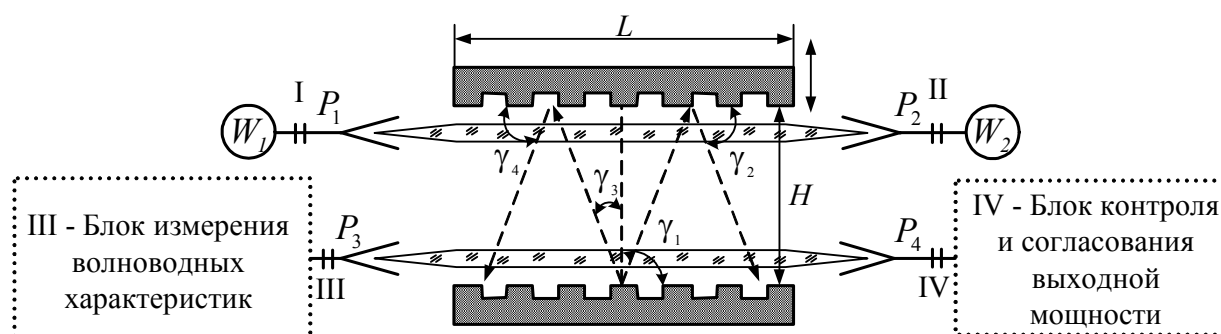


Рис. 4.18. Схема включения ОВ с дифракционно-связанными источниками излучения в измерительную установку рис. 2.3

Измерения волноводных характеристик системы проводились следующим образом. На вход III (рис. 4.18) поступал сигнал мощностью P_3 , который возбуждал ДВ. Поверхностная волна ДВ на ДР трансформировалась в объемную волну, которая излучалась под углом γ_1 и падала на систему ДР – ДВ канала I - II, который в свою очередь являлся преобразователем поверхностной волны в объемную волну, излучаемую под углом γ_2 . Аналогичные процессы могут происходить и для обратных волн, присутствие которых возможно в ОВ (стрелки под углами γ_3 и γ_4 , рис. 4.18). Системы I – II и III – IV фактически являлись приемно-передающими антеннами, через которые, путем регистрации волноводных и амплитудных характеристик, возможно судить о волновых свойствах ОВ при взаимодействии двух протяженных дифракционно-связанных источников излучения.

В результате моделирования волновых процессов в системе рис. 4.18 была установлена возможность увеличения значений K_{II} и уменьшения КСВ в основном тракте системы III – IV, которая продемонстрирована на рис. 4.19. При этом значительная часть энергии, в достаточно широком интервале частот ($f = 32 - 36$ ГГц), поступает в плечо II, а в плече I энергия практически отсутствует ($P_1 \approx 0,08P_{4\max}$), что свидетельствует об эффективном разделении мощностей падающей и отраженной волн на приемной системе ДР – ДВ верхнего зеркала.

Волновые свойства такой системы сохраняются в широком интервале значений $H \approx \lambda \div 10\lambda$ и наиболее наглядно могут быть проиллюстрированы зависимостями уровней мощности $P/P_{\max} = f(H)$, регистрируемыми в плечах I и II. Данные зависимости для $f = 33$ ГГц приведены на рис. 4.20 и по своему поведению качественно согласуются с аналогичными графиками для плоскопараллельного ОВ с одним источником излучения (рис. 4.17).

При введении в ОВ МДС (рис. 4.14 в) его волноводные характеристики могут претерпевать значительные изменения в связи с появлением дополнительного канала трансформации поверхностных волн ДВ в объемные. Диэлектрический слой, сам по себе, может выполнять функцию волноведущей системы, а при нанесении на его боковую поверхность ленточной ДР – функцию излучающего элемента (см. п. 3.2). Основные параметры МДС, включаемых в ОВ, приведены для $\varepsilon = 2$ в табл. 4.1, а основные характеристики (K_{II} и КСВ) представлены графиками рис. 4.21, в формате которых схематично также показана исследуемая система. Экспериментальное моделирование волновых процессов было реализовано для диэлектрических призм в интервале значений $\Delta \approx \lambda - 4\lambda$ как при нанесении на их боковую поверхность ленточной ДР, так и для диэлектрического слоя без ДР.

В частности, представленные на рис. 4.21 волноводные характеристики системы ОВ с диэлектрическим слоем (графики 1 – $\Delta \approx \lambda$) значительно отличаются от характеристик ОВ без диэлектрического слоя, где КСВ достигал значений порядка 2,0 (рис. 4.17 а) за счет резонансности системы.

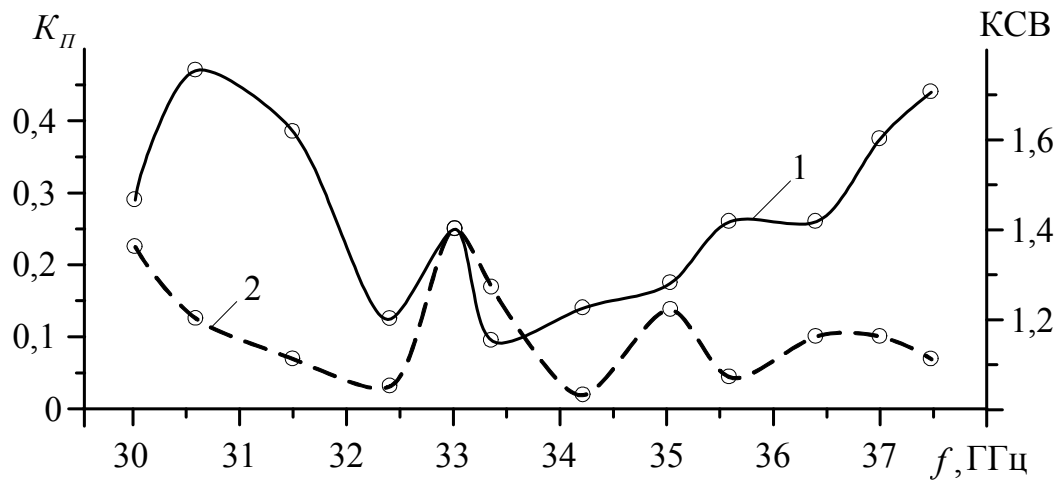


Рис. 4.19. Волноводные характеристики плоскопараллельного ОВ с дифракционно-связанными источниками излучения: 1 – K_{II} , 2 – K_{CB}

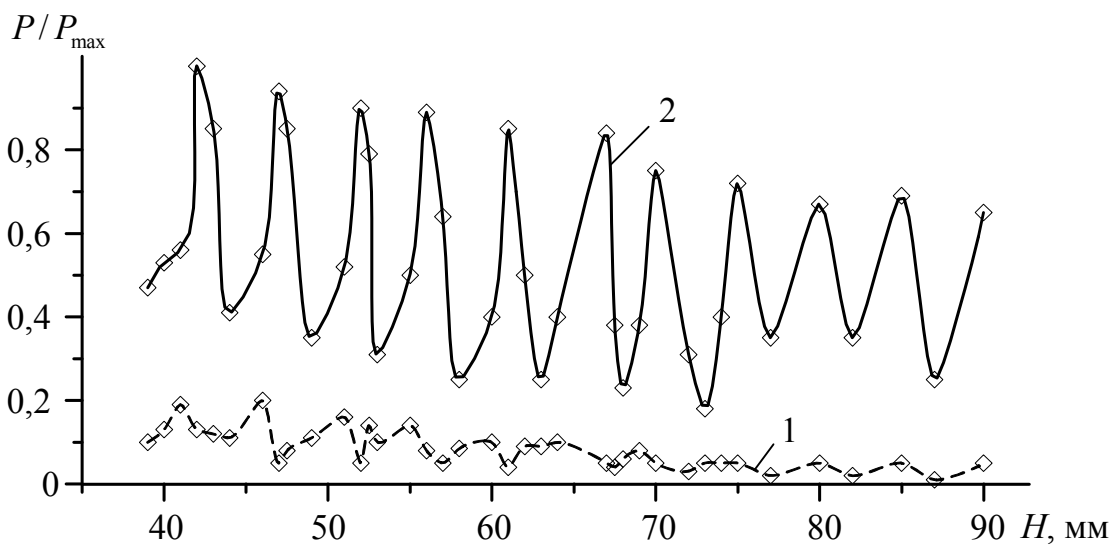


Рис. 4.20. Относительные значения уровней мощности во вторичном тракте ОВ (I – II) в зависимости от расстояния между зеркалами: 1 – плечо I, 2 – плечо II

Таблица 4.1.

Параметры включаемых в ОВ МДС

Параметры МДС	l (мм)	d (мм)	u	κ
зона 1_0	2	0,8	0,5	0,22
зона 4_{0-1}	4	1,6	0,5	0,44
зона 4_{0-1}^{-1}	6	2,4	0,5	0,67

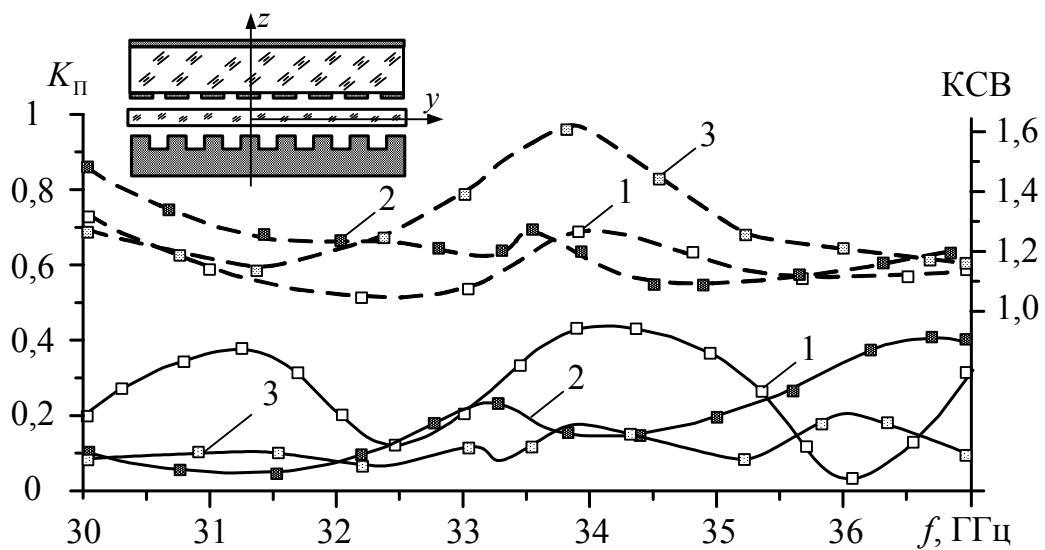


Рис. 4.21. Волноводные характеристики ОВ при включении в его объем диэлектрического слоя (графики 1 – $\Delta \approx \lambda$, графики 2 – $\Delta \approx 4\lambda$) или периодической МДС (графики 3 – зона Бриллюэна 4_{0-1}^{-1}): пунктирные линии – КСВ, сплошные – K_{Π}

Существенные изменения наблюдаются также в поведении K_{Π} , который указывает на наличие связанных волн в исследуемой системе и существенно отличается от поведения K_{Π} для ОВ без МДС (рис. 4.17 а). Можно предположить, что при $\Delta \approx \lambda$ большая часть энергии выходит из диэлектрика, отражаясь от экрана, и распространяется в ОВ. Наблюдаемые максимумы и минимумы в зависимости K_{Π} от частоты обусловлены синфазностью и противофазностью двух волн, распространяющихся в ОВ.

С увеличением толщины диэлектрического слоя основная доля энергии сосредотачивается в диэлектрике, что приводит при $\Delta \approx 4\lambda$ (графики 2, рис. 4.21) к уменьшению значений K_{Π} и незначительному изменению КСВ в диапазоне частот $f = 30 - 37$ ГГц.

При нанесении на боковую грань диэлектрического слоя ленточной ДР, обеспечивающей возбуждение излучения на гармониках с индексами $n = -1$, амплитуда обратной волны в ОВ возрастает, что приводит к увеличению значений КСВ в заданном диапазоне частот и уменьшению значений K_{Π} в основном тракте за счет дополнительного отбора энергии поверхностной волны ДВ ленточной ДР, что продемонстрировано графиками 3 рис. 4.21 в зоне Бриллюэна 4_{0-1}^{-1} . Толщина диэлектрика в этом случае не оказывает существенного влияния на волноводные характеристики за счет экранирующей роли ленточной ДР и увеличения эффективных значений Δ .

Таким образом, из проведенного анализа волноводных характеристик ОВ и его элементов следует, что путем изменения толщины диэлектрического слоя и параметров ленточной ДР можно управлять волновыми процессами в исследуемой системе: увеличивать или уменьшать связь источника излучения ДВ с волнами, распространяющимися в ОВ. При этом первый вариант, для реального усилителя, интересен с точки зрения повышения эффективности взаимодействия ЭП с полями ОВ, а второй вариант – с точки зрения организации вывода энергии из ОВ через диэлектрический слой.

4.4.2. Влияние фазовой коррекции зеркал на характеристики волноведущих МКС

Поскольку плоские зеркала представляют собой вырожденную форму корректора, то образование волновых пучков обусловлено конечными размерами корректоров и большими дифракционными потерями в окружающее пространство. Фокусирующее же влияние корректоров, приводящее к концентрации пучка вблизи оси y , обусловлено кривизной зеркала в случае зеркальных резонаторов и волноводов [53,54]. К настоящему времени наибольшее применение нашли, квадратичные корректоры, для которых:

$$\psi(x, z) = -gk(x^2 + z^2) / H. \quad (4.10)$$

В выражении (4.10) величина g равна отношению расстояния между зеркалами к удвоенному фокусному расстоянию F : $g = H / 2F$. Наибольшая концентрация поля вблизи оси достигается при $g = 1$, т. е. при фазовой коррекции [125]:

$$\psi(x, z) = -k(x^2 + z^2) / H. \quad (4.11)$$

Зеркала волноводов (резонаторов), для которых выполнено условие (4.11), представляют собой части поверхности сферы (цилиндра). Величина «прогиба» зеркала будет определяться соотношением $\Delta(x, z) = -(x^2 + z^2) / 2R$, R – радиус кривизны зеркала. Следовательно, $\psi(x, z) = -k(x^2 + z^2) / R$. Поскольку фокусное расстояние такого зеркала равно половине радиуса ($F = R/2$), то условие $g = 1$ в (4.10) означает, что данный волновод (резонатор) является конфокальным [54]. Возможные варианты выполнения ОВ с квадратичными корректорами представлены на рис. 4.14 г, д, е, а основные свойства излучателей описаны в разделе 3.

При замене плоского зеркала с ДР цилиндрическим (модель плоскоцилиндрического ОВ – рис. 4.14 г) в общем случае наблюдается уменьшение резонансных свойств системы, которые, однако, могут сохраняться до значений $H \leq R/2$ (конфокальный ОВ). При $H > R/2$ наблюдается увеличение K_{Π} и уменьшение КСВ (графики 1, рис. 4.22).

Значительное улучшение электродинамических параметров ОВ может быть получено путем применения двух цилиндрических зеркал (рис. 4.14 д), одно из которых выполнено сплошным, а второе в виде излучающей системы. Волноводные характеристики такого устройства при оптимальных электродинамических параметрах ОВ представлены графиками 2 на рис. 4.22.

Из графиков видно, что за счет уменьшения дифракционных потерь, исследуемый волновод обладает значительно лучшими выходными параметрами, чем изученные выше системы: величина потерь СВЧ сигнала при прохождении в ОВ близка к потерям для изолированного ДВ. Это объясняется тем, что большая часть мощности, отражаясь от цилиндрического зеркала, преобразуется в поверхностную волну ДВ. Для углов излучения $\gamma < 80^\circ$ или $\gamma > 100^\circ$ в системе ДВ–ДР происходит последовательное преобразование поверхностной волны в объемную и отраженной от поверхности второго цилиндрического зеркала объемной волны в поверхностную. В результате многократного повторения этого процесса вдоль оси ОВ образуется бегущая волна.

С практической точки зрения (создания интерферометров, делителей мощности, моделирования волновых процессов в устройствах электроники) представляет интерес изучение взаимодействия двух протяженных дифракционно-связанных когерентных источников излучения, расположенных в цилиндрическом ОВ (рис. 4.14 е). В результате проведенных исследований, как и для плоскопараллельного ОВ, была установлена возможность эффективного разделения волн при различных расстояниях между зеркалами, что, в частности, продемонстрировано на рис. 4.23, где сплошными линиями показаны уровни мощности в плече II, а пунктирами – в плече I, 1 – $H = 39$ мм, 2 – $H = 46$ мм.

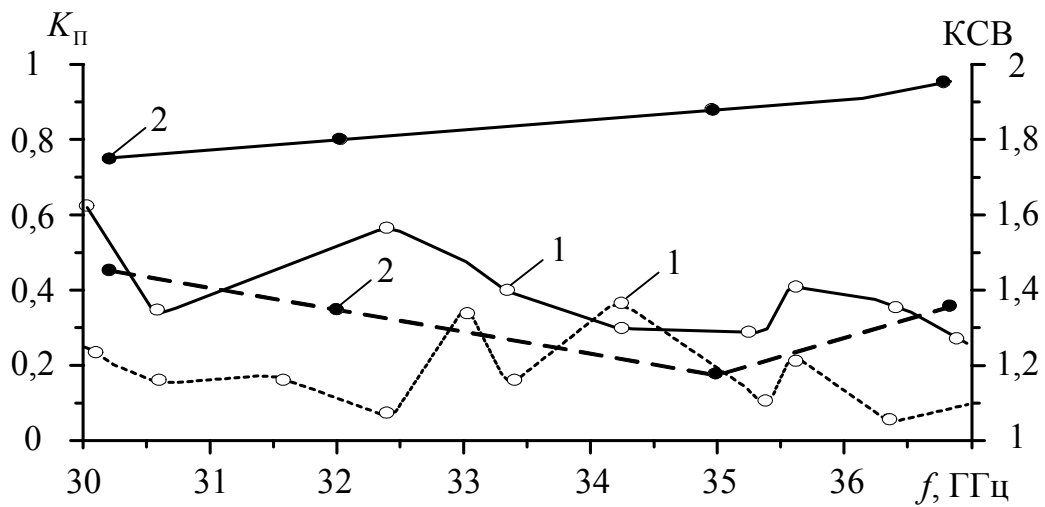


Рис. 4.22. Сравнительный анализ волноводных характеристик плоскоцилиндрического (1) и цилиндрического (2) ОВ с одним источником излучения: K_{II} – сплошные линии, K_{CB} – пунктир

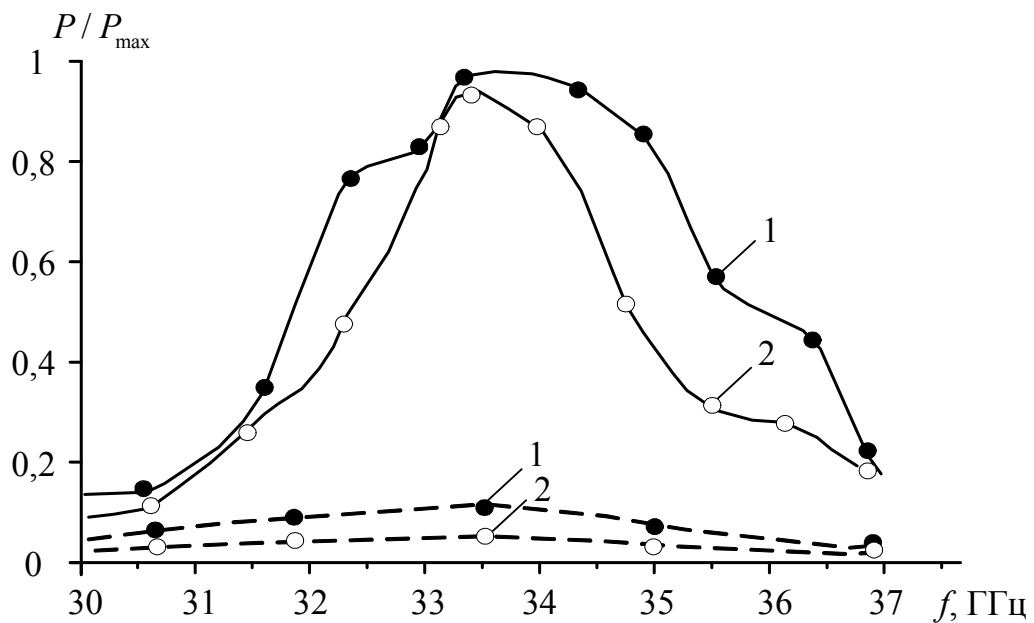


Рис. 4.23. Относительные значения уровней мощности в плече I (сплошные линии) и плече II (пунктирные линии) ОВ, представленного на рис. 4.14 е: 1 – $H = 39$ мм, 2 – $H = 46$ мм

Из графиков видно, что эффективная полоса селективных свойств системы на уровне $0,5P_{\max}$ в зависимости от H соответствует значениям $\Delta f = \pm(2 - 4)$ ГГц.

Описанные выше волноводные характеристики исследуемых систем с фазовой коррекцией зеркал сохраняются в интервале значений $H = R/2 - 4R$ и качественно коррелируют с зависимостями $K_{\Pi} = f(H)$, которые приведены на рис. 4.17 б для плоскопараллельного волновода, что указывает на возможность корректировки волновых процессов в достаточно широком интервале изменения расстояния между зеркалами.

4.5 Вопросы практической реализации электродинамических свойств МКС при создании новых типов устройств СВЧ

К основным устройствам СВЧ относятся источники и приемники электромагнитных колебаний, а также элементы измерительных трактов. В данном подразделе предложены и реализованы несколько модификаций делителей и направленных ответвителей мощности, в которых используются обнаруженные для волноведущих и резонансных МКС новые свойства, а также проанализирована возможность создания электровакуумных источников излучения терагерцового диапазона на основе МКС с многорядными периодическими структурами.

4.5.1. Квазиоптические направленные ответвители и делители мощности

Общий принцип построения НО основывается на использовании двух связанных между собой линий передачи энергии [10], по одной из которых проходит основной поток мощности, а во вспомогательной линии - интерференция и разделение прямых и обратных волн.

К настоящему времени в измерительных схемах МСМ диапазонов волн в зависимости от предъявляемых требований используется большое количество

модификаций НО. Наиболее близкими к предложенному НО являются системы, построенные на ДВ или диэлектрических планарных волноводах [30,126]: с распределенной связью, с локальной связью, с направленным переизлучением во вторичный канал.

Нами предложена и исследована конструкция НО на основе двух дифракционно-связанных линий передачи с распределенными источниками излучения, которые образованы периодическими структурами и расположенными вдоль них ДВ [17,127,128]. На рис. 4.24 показаны общая схема выполнения НО и две возможные конфигурации отражателей: плоскопараллельной формы и плоскоцилиндрической. Возможен вариант выполнения обоих отражателей цилиндрической формы.

Основной тракт НО образован периодической структурой 1, вдоль продольной оси которой на расстоянии a расположен диэлектрический волновод 2. Аналогичным образом выполнен вторичный тракт, который также состоит из периодической структуры 3 и диэлектрического волновода 4. Периодические структуры нанесены на поверхности зеркал плоской или цилиндрической формы с апертурой D , оси которых расположены параллельно на расстоянии H и образуют квазиоптическую линию передачи, формирующую пучок пространственных волн. Один из излучателей системы установлен с возможностью плавного перемещения вдоль оси z , что позволяет изменять расстояние H и корректировать фазовые характеристики волн.

Принцип работы НО с дифракционной связью основан на возбуждении синфазных и противофазных пространственных волн. В результате распространения этих волн вдоль продольной оси НО происходит обмен энергией между излучателями и ответвление части мощности во вторичный канал. Подробно результаты теоретических и экспериментальных исследований преобразования волн ДВ в пространственные и пространственных в поверхностные на периодических структурах изложены в разделе 3.

Остановимся на особенностях волновых процессов в предложенном квазиоптическом НО (рис. 4.24). При подаче на вход I СВЧ-сигнала в диэлектрическом волноводе 2 распространяется замедленная волна, которая рассеивается на периодической структуре 1. При этом возникает поле

дифракции, которое представляет собой суперпозицию плоских волн, часть из которых уходит в объем НО под углами α в виде пространственных волн, а остальные локализованы вблизи решетки в виде медленных гармоник, распространяющихся к выходу волновода 2. Угол излучения пространственных волн определяется соотношением (см. подраздел 2.4):

$$\alpha = \arccos(1/\beta_g + n/\kappa). \quad (4.12)$$

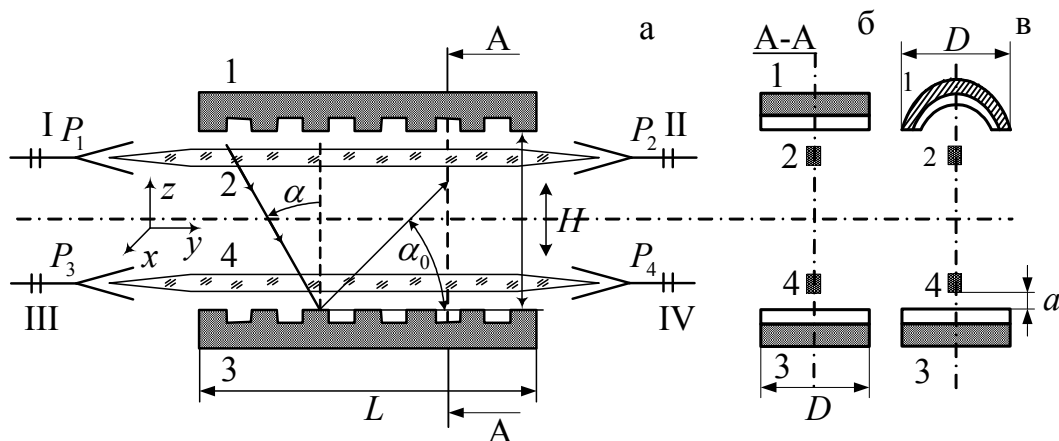


Рис. 4.24. Схематическое изображение конструкции НО на дифракционно-связанных линиях передачи: а – сечение элементов вдоль продольной оси; б, в – сечение элементов в плоскости А-А при плоскопараллельной (б) и плоскоцилиндрической (в) конфигурации отражателей. 1, 3 – периодические структуры, 2, 4 – диэлектрические волноводы; I – IV – плечи направленного ответвителя; P_1 – мощность на входе НО, P_3 – мощность обратной ответвленной волны, P_2 и P_4 – передаваемые мощности

Преобладания того или иного типа волн можно добиться выбором параметров излучателя: периода структуры, скорости волны в волноводе и прицельного параметра a .

Второй этап возбуждения системы рис. 4.24 заключается в падении сформированной под углом α пространственной волны на структуру 3. В результате дифракции полное поле над периодической структурой состоит из падающего и пространственных гармоник рассеянного поля.

Если $l < \lambda / (1 + \sin \alpha)$, то отражаться от структуры 3 под углом $\alpha_0 = 90^\circ - \alpha$ будет только нулевая пространственная гармоника, а остальное поле представляет собой суперпозицию поверхностных пространственных гармоник, распространяющихся вдоль решетки с фазовыми скоростями:

$$v_\phi = kc / (n + k \sin \alpha). \quad (4.13)$$

При $v_\phi \approx v_g$ в диэлектрическом волноводе 4 также возбуждается замедленная волна, которая на периодической структуре 3 трансформируется в пространственную волну. При последовательном преобразовании поверхностных волн в пространственные и пространственных в поверхностные вдоль оси отражателей направленного ответвителя формируются синфазные и противофазные волны, в результате интерференции которых часть падающей и отраженной мощности ответвляется во вторичный тракт.

Геометрические размеры рассмотренного НО выбираются из неравенств (4.2), определяющих выполнение законов лучевой оптики в двухзеркальной квазиоптической системе (см. подраздел 4.1).

Период структуры l выбирается из соотношения (4.12) для заданных значений λ, n, β_g и α . Значения прицельного параметра $a < \lambda$ корректируются экспериментально, путем исследования пространственных характеристик излучающих систем по критерию минимального паразитного воздействия ДВ на поле периодической структуры.

В случае использования цилиндрических зеркал с квадратичной коррекцией оптимальные значения их радиусов кривизны R находятся в интервале $2R/\lambda = 4 - 6$. Это обусловлено тем, что при $2R/\lambda > 6$ фокусирующее действие зеркал уменьшается, а при $2R/\lambda < 4$ апертура зеркала перехватывает лишь часть излучения системы периодическая структура - диэлектрический волновод.

Приведем пример выбора параметров направленного ответвителя и его элементов в диапазоне частот $f = 30 - 37$ ГГц. В качестве источника поверхностной волны использовался полистироловый волновод сечением

$7,2 \times 3,4 \text{ мм}^2$, который на длине волны $\lambda = 9 \text{ мм}$ обеспечивал относительную скорость $\beta_g = 0,9$. Основной лепесток диаграммы излучения ($n = -1$) пространственной волны формировался под углом $\alpha \approx 70^\circ$, что из соотношения (4.12) соответствовало значению $l = 11,5 \text{ мм}$. Длина волновода $L = 150 \text{ мм}$ и радиусы излучающих апертур $d = 30 \text{ мм}$ обеспечивали выполнение условий (4.2), а значение $R = 25 \text{ мм}$ обеспечивало оптимальную фокусировку квазиоптического волнового пучка вдоль оси НО при выполнении одного из зеркал цилиндрическим (рис. 4.24 в).

Экспериментальные исследования макета НО проводились на установке, рис. 4.18. В качестве примера на рис. 4.25 приведены характеристики описанной выше конструкции направленного ответвителя для двух расстояний между излучающими зеркалами.

Из приведенных на рис. 4.25 характеристик следует, что при расстояниях между излучателями $H = 65 \text{ мм}$ для заданного интервала частот значения коэффициента ослабления (P_4/P_2) находятся в интервале 3-12 дБ, а коэффициенты направленности (P_3/P_4) – в интервале 15-25 дБ. Улучшения выходных характеристик НО можно достигнуть корректировкой фазы распространяющихся волн при изменении H , что продемонстрировано графиками кривых 2 на рис. 4.25: $P_4/P_2 \approx 3 - 7 \text{ дБ}$, $P_3/P_4 \approx 30 \text{ дБ}$.

Установлено, что квазиоптические волновые свойства исследуемой системы сохраняются в интервале значений $H = (5 - 10)\lambda$, для которой выполняется неравенство (4.2).

В частности, на рис. 4.26 проиллюстрированы относительные зависимости уровней мощности $P_4/P_{4\text{max}} = f(H)$ и $P_3/P_{4\text{max}} = f(H)$, регистрируемых соответственно в плечах IV и III (рис. 4.24). Из графиков кривых видно, что оптимальными с точки зрения развязки ответвленного и отраженного сигналов являются значения $H = 60 - 90 \text{ мм}$. При значениях $H > 10\lambda$ происходит рост дифракционных потерь, и система становится критичной к юстировке зеркал.

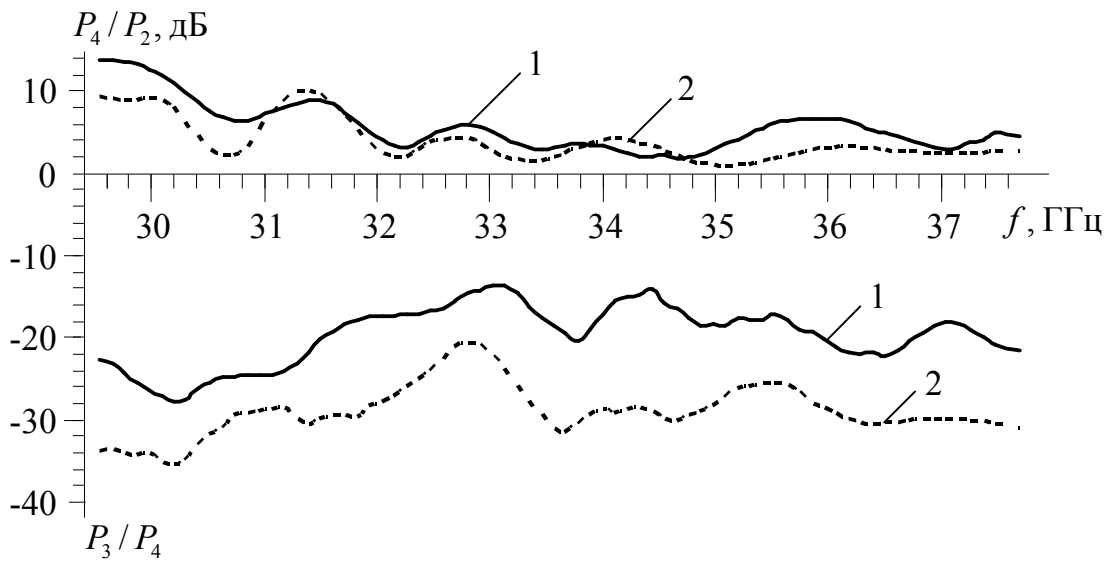


Рис. 4.25. Характеристики ответвителя при $H = 65$ мм (1) и $H = 80$ мм (2)

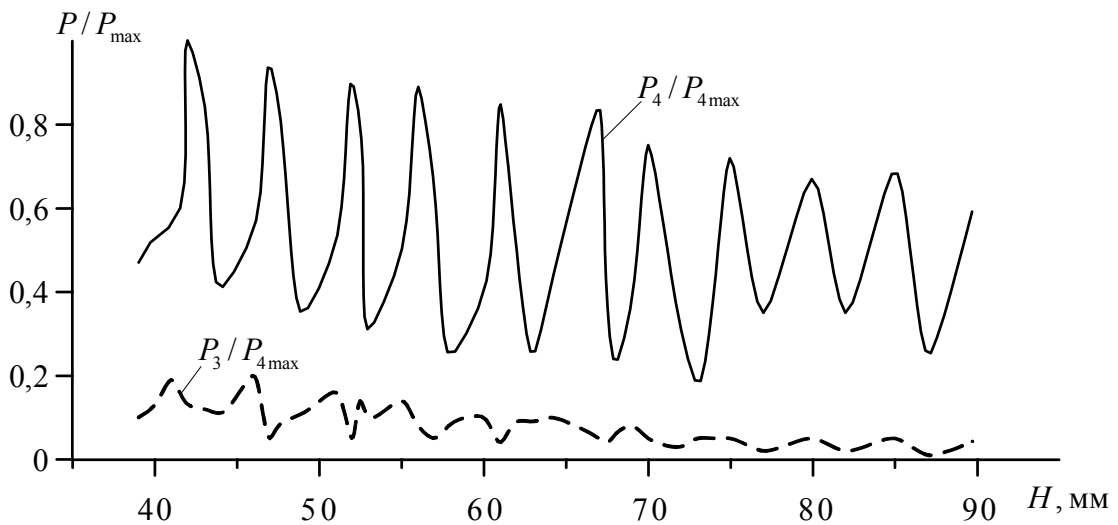


Рис. 4.26. Относительные значения уровней мощности во вторичном канале с изменением расстояния между зеркалами $P_{4\max}$ – максимальное значение мощности, поступающей во вторичный канал

Сравнивая характеристики представленного НО с ответвителями на связанных ДВ [53,126], можно сделать следующие выводы: параметры НО в рабочей полосе частот $\Delta f = 5$ ГГц сравнимы с параметрами ответвителя на эффекте направленного переизлучения сигнала с участка резкого излома ДВ [53] при значительно более простой конструкции. Данный направленный ответвитель имеет две возможности корректировки переходного ослабления (путем изменения прицельного параметра a и расстояния между излучателями H), что снижает технологические требования на изготовление системы в МСМ диапазоне волн.

Исходя из описанных в подразделе 3.3 электродинамических свойств двухрядных полупрозрачных ДР из брусьев прямоугольного сечения предложены и реализованы два типа квазиоптических делителей мощности, которые представлены на рис. 4.27 а, б.

В состав делителей мощности входит ДВ – 1, который включается в основной СВЧ тракт через согласующие переходы 2. Решетка из брусьев – 3 неподвижно закреплена относительно оси y , а решетка – 4 закреплена на специальном прецизионном устройстве, обеспечивающем линейное ее перемещение вдоль оси y с точностью $\Delta d = \pm 0,01$ мм (рис. 4.27 а), либо угловое перемещение вдоль оси x с точностью $\Delta \alpha = \pm 1^\circ$. Для фиксации отобранной из основного тракта мощности используются приемники излучения – 5, которые в МСМ диапазоне могут быть выполнены, например, в виде рупорных антенн.

На рис. 4.27 в, г приведены амплитудные и волноводные характеристики описанных выше делителей мощности, которые свидетельствуют о возможности 80% отбора мощности из основного тракта ($P_2 = 0,2P_1$) и деления ее поровну при симметричном расположении ДР относительно ДВ ($P_3 = P_4 = 0,4P_1$). При этом мощность в плече P_3 можно плавно регулировать либо путем смещения ламелей (Δd), либо углом поворота ($\Delta \varphi$) ДР – 4 при неизменной мощности P_4 .

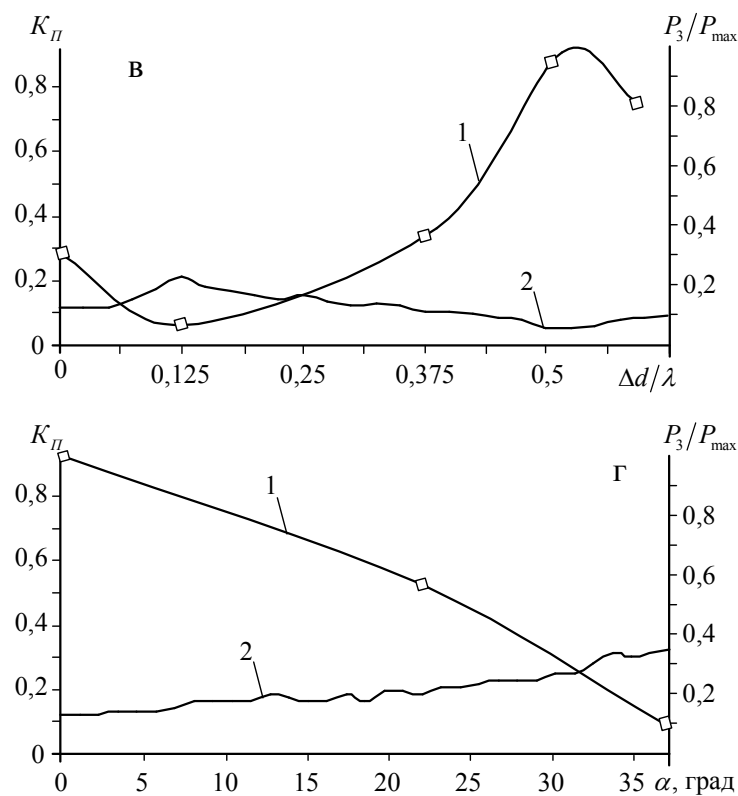
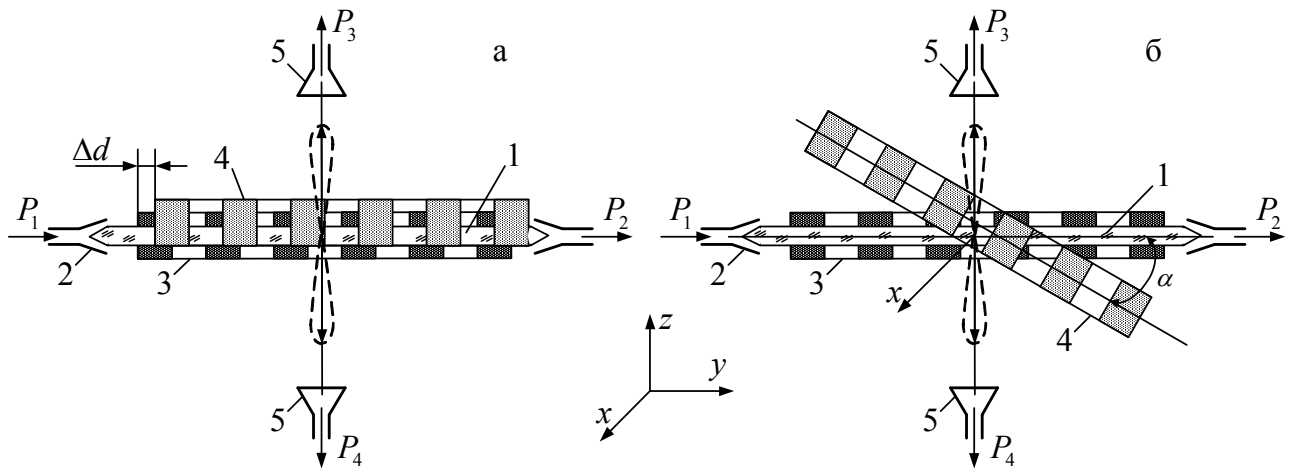


Рис. 4.27. Схемы выполнения и основные характеристики делителей мощности: а – схема выполнения делителя мощности с параллельным перемещением полупрозрачных ДР; б – схема выполнения делителя мощности при угловом перемещении ДР; в, г – зависимости амплитуды излучаемой мощности P_3 и K_{II} основного тракта от величины смещения брусьев и угла поворота ДР, соответственно, (1 – излученная мощность в относительных единицах, 2 – K_{II})

Принцип работы таких делителей основан на трансформации поверхностной волны ДВ в объемную, которая возбуждается на решетке из брусьев и по уровню может регулироваться путем изменения фазовых соотношений медленных гармоник волн, возбуждаемых на двухрядной ДР, при смещении ее ламелей либо изменении угла поворота относительно оси ДВ. При расчете параметров двухрядных ДР целесообразно пользоваться соотношениями (3.2) - (3.7), которые подробно описаны в подразделе 3.1 и основываются на общем анализе динамики преобразования поверхностных волн в объемные на периодических неоднородностях.

4.5.2. Вопросы технологии изготовления источников излучения субмиллиметрового и инфракрасного диапазонов волн на базе МКС

Создание чувствительных инструментов высокого разрешения для терагерцового диапазона частот представляет собой актуальную задачу, в связи с рядом международных радиоастрономических проектов, а также проектов, направленных на исследование атмосферы Земли.

В радиоастрономических инструментах предпочтение отдается твердотельным гетеродинным источникам терагерцового диапазона в силу их компактности, малой массы и мощности потребления, несмотря на небольшую величину выходной мощности, которая на частоте 2 ТГц не превышает 1 мВт, что в значительной степени усложняет задачу создания смесителей на низкий уровень выходной мощности. Поэтому актуальным является вопрос реализации низковольтных электровакуумных источников терагерцового диапазона, обладающих более высокими значениями уровней мощности, чем твердотельные генераторы.

К настоящему времени данный вопрос может быть решен путем использования в вакуумной электронике планарных периодических металлодиэлектрических структур, которые исследованы в подразделе 3.2. Простейшие схемы таких устройств, которые могут быть реализованы на основе описанных в [129] технологий и новых типов диэлектриков с большими

значениями диэлектрической проницаемости и малыми потерями на высоких частотах [96], представлены на рис. 4.28.

Схема генератора на рис. 4.28 а предполагает модуляцию электронного потока на обратной волне периодической структуры (поз. 2) с последующим возбуждением черенковской гармоники излучения в МДС (поз. 3).

В генераторе на рис. 4.28 б используется режим аномального дифракционного излучения [92], который реализуется при значительно меньших ускоряющих напряжениях электронного потока, чем для черенковской гармоники излучения.

Идейным продолжением созданных низковольтных ЛОВ с многорядными замедляющими системами [12] являются схемы генераторов, представленные на рис. 4.29. В частности, рис. 4.29 а демонстрирует схему выполнения низковольтного ГДИ (оротрона) с многорядной МДС при наличии трех пучков электронов. Расчетные параметры МДС соответствуют условиям излучения электронного потока под углами 90° . Схема рис. 4.29 б демонстрирует вариант выполнения ЛОВ на основе реализации аномального дифракционного излучения для МДС. Стрелками условно показаны направления излучения пространственных волн на МДС.

Проведенные оценки параметров электродинамических систем предложенных устройств показывают, что структуры типа отражательная ДР-МДС или многорядные системы на основе МДС (рис. 4.29 а,б) при ускоряющих напряжениях $U \approx 1000$ В и значениях $\varepsilon = 100$ (например, керамика на основе оксидов титана [96]) могут быть реализованы в диапазоне длин волн $\lambda = 1 - 0,1$ мм при периодах $l = 62 \div 4$ мкм [130]. К настоящему времени технология изготовления таких структур в достаточной степени освоена и апробирована при изготовлении многорядных замедляющих систем в ЛОВ, где используются специальные способы формообразования такие, как электроэрозионная обработка, холодная штамповка, фотолитография, электронная и рентгенолитография, вакуумное и плазменное напыление пленок. При создании гетеродинных электровакуумных источников излучения, требующих реализации наноразмерных замедляющих систем, могут быть использованы новые методы пучковой ионной литографии в сочетании с наностамповкой [129].

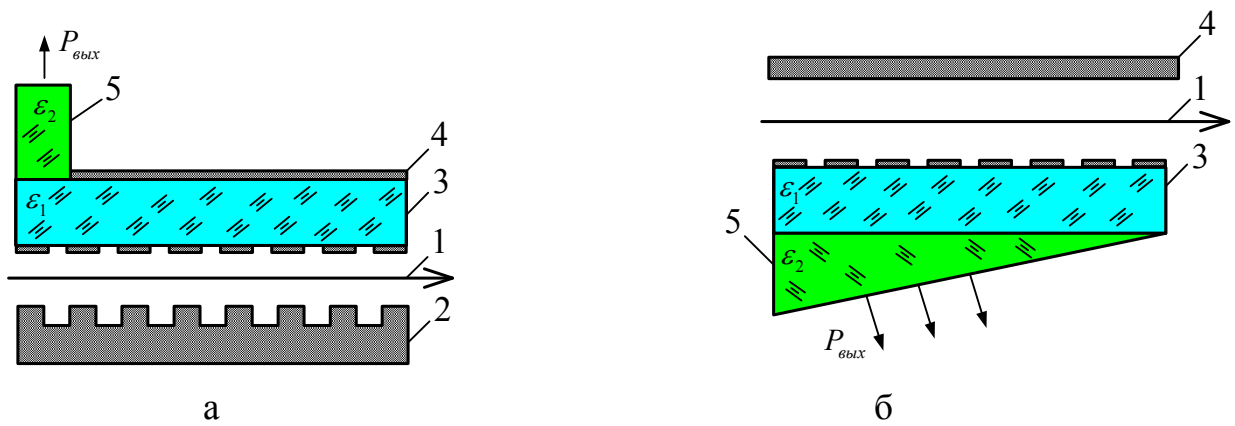


Рис. 4.28. Схемы электровакуумных источников колебаний терагерцового диапазона частот: 1 – электронный поток; 2 – периодическая структура; 3 – МДС с ленточной дифракционной решеткой; 4 – экран (зеркало); 5 – устройство вывода энергии

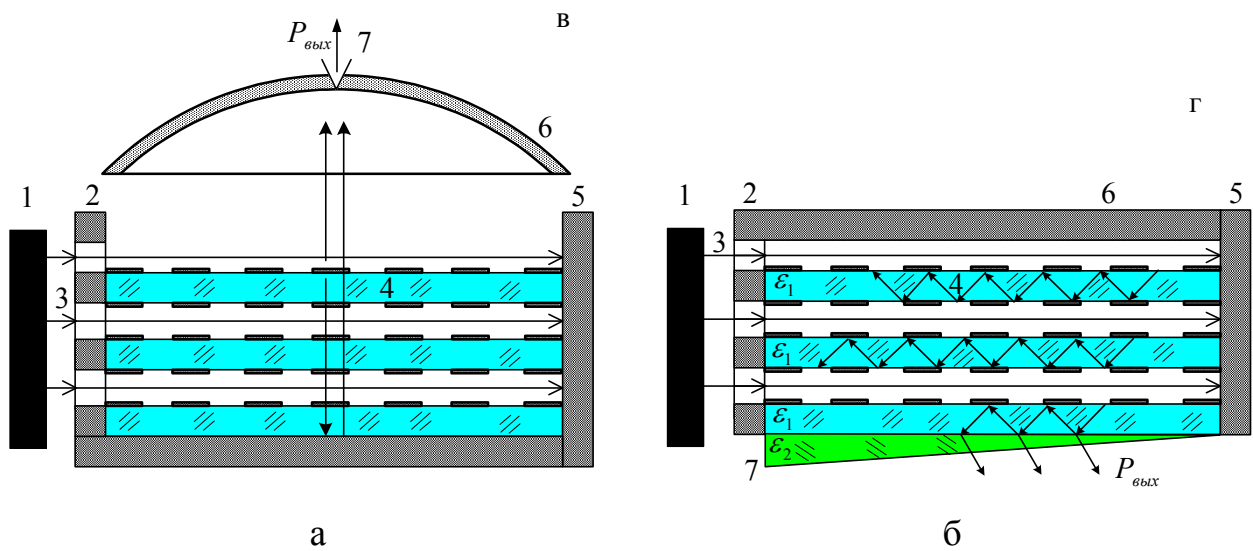


Рис. 4.29. Схемы выполнения низковольтных приборов СВЧ с многосвязными МДС: 1 – катод, 2 – анод, 3 – электронный поток, 4 – планарная периодическая МДС, 5 – коллектор, 6 – зеркало (экран), 7 – вывод энергии.

Приведенные в [15] оценки показывают, что в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах толщину электронного потока следует уменьшить до значений 0,04 мм для демонстрируемых на рис. 4.28, 4.29 источников колебаний. В настоящее время данный вопрос может быть успешно решен за счет применения матричных полевых [131] и щелевых L-катодов [132], фрагменты которых представлены на рис. 4.30.

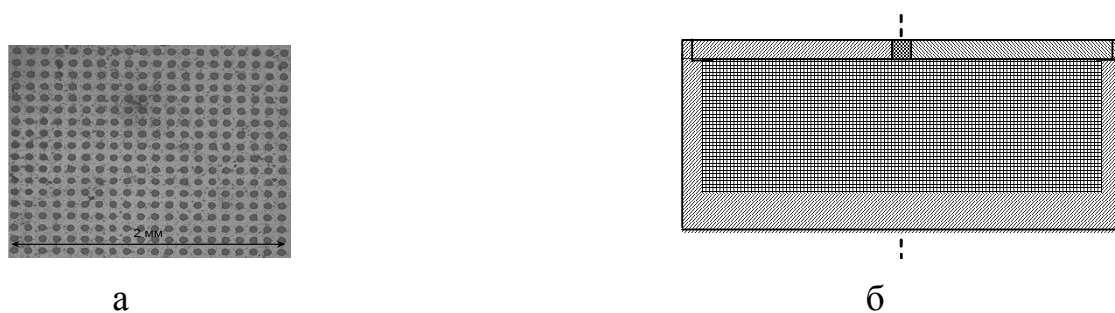


Рис. 4.30. Микрофотография поверхности полевого катода [131] – а, схема устройства “щелевого” L-катаода [132] – б

Матрицы полевых эмиссионных катодов имеют заданные геометрические параметры (диаметр, шаг), позволяют устранить эффект экранирования и получить равномерную на площади и стабильную во времени электронную эмиссию со средним значением тока 40 мкА с отдельного катода при относительно невысоких напряженностях электрического поля. Представленный на рис. 4.30 б катод состоит из цилиндрической емкости, заполняемой запасом вещества, снижающего работу выхода рабочей поверхности, которая представляет собой непрерывный ряд микроэлементов, образующих “щелевой” L-катод. Экспериментальные результаты испытаний таких катодов в ИРЭ НАН Украины подтвердили возможность получения тонких электронных потоков с высокой плотностью тока при невысоких значениях ускоряющих напряжений.

Выводы к разделу 4

1. Проанализированы общие свойства базовых МКС с однорядными периодическими структурами и исследованы их основные характеристики.

2. Для резонансных МКС с двухрядными металлическими ДР, включенными в объем сфероидального ОР, установлена возможность увеличения полосы пропускания системы в 3 – 4 раза, в области резонансной частоты, с подавлением колебаний на боковых частотах.

3. Численно и экспериментально исследованы резонансные МКС с периодическими металлодиэлектрическими структурами. Установлена возможность управления частотными и амплитудными характеристиками при изменении электродинамических параметров МДС: периода ДР, ширины лент, толщины и значений ε диэлектрика.

4. Теоретически и экспериментально исследованы волноведущие МКС на основе ОВ с периодическими неоднородностями и зеркалами различных модификаций. В рамках линейной теории усилителя на эффекте Смита-Парселла установлена степень влияния фокусирующего магнитного поля (циклотронного параметра) на инкременты нарастания амплитуд. Показано, что оптимальные режимы формирования бегущих волн в ОВ достигаются путем фазовой коррекции зеркал при наличии двух дифракционно-связанных источников излучения.

5. Предложены перестраиваемые направленные ответвители на дифракционно-связанных линиях передачи, делители мощности и источники излучения, которые могут быть реализованы на основе современных нанотехнологий в субмиллиметровом – инфракрасном диапазонах волн на основе МКС.

ВЫВОДЫ

В результате выполнения данной работы установлены общие закономерности физики волновых процессов в многосвязных квазиоптических системах и даны рекомендации по использованию оптимальных режимов возбуждения МКС в практических схемах устройств СВЧ.

1. На основе литературного обзора построена схема классификации многосвязных квазиоптических систем (МКС), сформулировано их определение, обозначены основные объекты теоретических и экспериментальных исследований, а также задачи, решаемые в диссертационной работе.

2. Разработаны общая методика и функциональная схема моделирования электромагнитных явлений в МКС, которые базируются на преобразовании поверхностных волн диэлектрического волновода (ДВ) в объемные при их распространении вдоль периодических металлических и металлодиэлектрических структур. Экспериментальное моделирование электромагнитных процессов в МКС реализовано в частотном диапазоне $f = 30 - 80$ ГГц.

3. В результате системного исследования излучающих систем МКС различных модификаций установлен ряд новых эффектов в преобразовании поверхностных волн в объемные на периодических неоднородностях сложной конфигурации:

- для двухрядных металлических дифракционных решеток (ДР) установлена возможность фазовой и амплитудной коррекции интенсивности излучения путем смещения их ламелей относительно продольной оси ДВ, либо изменения угловой ориентации решеток относительно этой оси;

- определены условия резонансного излучения при смещении ламелей полупрозрачных решеток на величину $\Delta d \approx \lambda/2$ и отражательных решеток при значениях $\Delta d \approx \lambda/4$;

- для двухрядной системы отражательная – полупрозрачная ДР установлена возможность увеличения интенсивности трансформации поверхностной волны в объемную на 30 – 40% по сравнению с онорядными;

- установлена корреляция численного и экспериментального моделирования на излучающих системах с МДС.

4. Показано, что при включении в объем полусферического ОР двухрядных металлических ДР полоса пропускания МКС в области резонансной частоты увеличивается в 3–4 раза при одновременном подавлении колебаний на боковых частотах, что указывает на возможность создания квазиоптических фильтров МСМ волн.

5. Для МКС с периодическими металлodieлектрическими структурами (МДС) установлена возможность управления частотными и амплитудными характеристиками при изменении их электродинамических параметров.

6. Для волноведущих МКС в рамках линейной теории усилителя на эффекте Смита-Парселла установлены пределы влияния циклотронного параметра на инкременты нарастания амплитуд поля в ОБ. Определены оптимальные условия формирования бегущей электромагнитной волны вдоль оси ОБ при различной комбинации конфигураций зеркал и излучающих систем. Показана возможность разделения мощностей падающей и отраженной волн в результате их интерференции в объеме ОБ при наличии двух дифракционно-связанных источников излучения.

7. Предложены и реализованы в эксперименте перестраиваемые направленные ответвители на дифракционно-связанных линиях передачи и делители мощности на основе двухрядных ДР, которые по своим параметрам не уступают существующим аналогам.

8. Предложены схемы источников излучения на основе МКС, определены пределы их возможной реализации при переходе к субмиллиметровому – инфракрасному диапазонам волн.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Kleine-Ostmann Thomas. A Review on Terahertz Communications Research // Thomas Kleine-Ostmann, Tadao Nagatsuma // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. – 2011. – Vol. 32, №2. – P. 143 – 171.
2. Вакуумная СВЧ электроника: Сборник обзоров. – Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2002. – 160 с.
3. Викулов И.П. Американская программа по СВЧ вакуумной электронике HiFIVE / И.П. Викулов, Н.В. Кичаева // Электроника: НТБ. – 2008. – №5. – С. 70 – 74.
4. R.K. Parker, R.H. Abrams, B.G. Danly, B. Levush. Vacuum Electronics. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2002. – Vol. 50, №3. – P. 835–845.
5. V. Granatstain, R. Parker, C. Armstrong. Vacuum electronics at the dawn of the twenty-first century. Proc. IEEE. – 1999. – Vol. 87, № 5. – P. 702–716.
6. Bratman V.L. Terahertz Gyrotrons at IAP RAS: Status and New Designs / V. L. Bratman, M. Yu. Glyavin, Yu. K. Kalynov, A. G. Litvak at al. // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. – 2010. – №8. – P. 934 – 943.
7. Финкель М.И. Супергетеродинные терагерцовые приемники со сверхпроводниковым смесителем на эффекте электронного разогрева / М.И. Финкель, С.Н. Масленников, Г.Н. Гольцман // Известия вузов. Радиофизика. – 2005. – XLVIII, (10-11). – С. 964 – 970.
8. Federici J. Review of terahertz and subterahertz wireless communications // J. Federici, L. Moeller // Journal of Applied Physics. – 2010. – № 107. – P. 1063 – 1085.
9. Электромагнитные волны терагерцового диапазона. – Новосибирск: Программа фундаментальных исследований Президиума РАН (отчет). – №29, 2005. – 103 с.
10. Раевский А.С. Комплексные волны / А.С. Раевский, С.Б. Раевский. – Радиотехника, 2010. – 224 с.
11. Vorobyov G. S. Perspectives of application of new modifications of resonant quasi-optical structures in EHF equipment and electronics / G.S. Vorobyov, M.V. Petrovsky, A.I. Ruban, V.O. Zhurba at al. // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – №66(20). – P. 1839 – 1862.

12. Электровакуумные приборы диапазона миллиметровых волн / [Касаткин Л.В., Рукин В.П., Еремка В.Д. и др.]; под ред. В.М. Яковенко, С.П. Ракитина. – Севастополь : Вебер, 2007. – 252 с.
13. Тараненко З.И. Замедляющие системы / З.И. Тараненко, Я.К. Трохименко. – К. : "Техника", 1965. – 308 с.
14. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / [Гершензон Е.М., Голант М.Б., Негирев А.А., Савельев В.С.]; под ред. Н.Д. Девяткова. – М. : Радио и связь, 1985. – 136 с.
15. Шестоपालов В. П. Генераторы дифракционного излучения / В. П. Шестоपालов – К. : Наук. думка, 1991. – 320 с.
16. Шестоपालов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники / В. П. Шестоपालов. – К. : Наукова думка, 1985. – 216 с. – (Открытые структуры; т. 1), В. П. Шестоपालов. – К. : Наукова думка, 1985. – 256 с. – (Источники. Элементная база. Радиосистемы; т. 2).
17. Воробьев Г.С. Квазиоптический направленный ответвитель на дифракционно-связанных линиях передачи / Г.С. Воробьев, В.О. Журба, А.С. Кривец, Ю.А. Крутько А.А. Рыбалко // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – №4 – Р. 110 – 113.
18. Воробьев Г.С. Установка для измерения пространственных и волноводных характеристик периодических металлодиэлектрических структур / Г.С. Воробьев, В.О. Журба, М.В. Петровский, А.А. Рыбалко // Приборы и техника эксперимента. – 2010. – №4 – С. 74 – 76.
19. Шестоपालов В. П. Дифракционная электроника / Шестоपालов В. П. – Харьков : ХГУ, 1976. – 232 с.
20. Vorobjov G. S. Electrodynamics properties of coupled quasi-optical open cavities in sources of millimeter radiation / G. S. Vorobjov // Laser Physics. – 2000. – Vol. 10, №4. – P. 932–938.
21. Ibraheem I.A. Low-dispersive dielectric mirrors for future wireless terahertz communication systems / I.A. Ibraheem, N. Krumbholz, D. Mittleman, M. Koch // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. – 2008. – Vol. 18, №1. – P. 67– 69.
22. Воробьев Г. С. Численный анализ экранирующих свойств дифракционной решетки при возбуждении электронным потоком излучения на металло-

диэлектрических структурах / Г. С. Воробьев, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык // Радиотехника и электроника. – 1997. – Т. 42. – С. 738–740.

23. Моделирование черенковского и дифракционного излучений на периодических металлодиэлектрических структурах (обзор) / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец, М. В. Петровский [и др.] // Вісник Сумського державного університету. – 2003. – № 10(56). – С. 110–130. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).

24. Vorobjov G.S. Possible applications of quasioptical open resonant metal-dielectric structures in EHF electronics / G.S. Vorobjov, M.V. Petrovskii and A. S. Krivets // Radioelectronics and Communications Systems. – 2006. – Vol. 49, №7. – P. 38–42.

25. Вертий А. А. Экспериментальные исследования преобразования поверхностных волн в объемные в открытом волноводе / А. А. Вертий, Г. С. Воробьев, И. В. Иванченко [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика. – 1988. – Т. 31, №6. – С. 1242–1254.

26. Vorobjov G. S. The Smith-Pursell Effect Amplification of the Electromagnetic Waves in a Open Waveguide with a Matal-Dielectric Layer/ G. S. Vorobjov, A. S. Krivets, A. A. Shmatko [at al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2003. – №59(10-12). – P. 80–92.

27. Банков С.Е. Анализ и оптимизация трехмерных СВЧ структур с помощью HFSS / [Банков С.Е., Курушин А.А., Разевиг В.Д.]; под ред. д.т.н., проф. С.Е. Банкова. – М.: СОЛОН-Пресс, 2004. – 208 с.

28. Сиренко Ю. К. Моделирование и анализ переходных процессов в открытых периодических, волноводных и компактных резонаторах / Ю. К. Сиренко. – Х. : «ЭДЭНА», 2003. – 363 с.

29. Воробьев Г.С. Нерегулярные квазиоптические системы электроники миллиметровых волн / Г.С. Воробьев, В.О. Журба, М.В. Петровский [и др.] // Журнал нано- та електронної фізики. – 2009. – №1. – С. 42 – 58.

30. Демидчик В.И. Электродинамика СВЧ: Учебное пособие для вузов / Демидчик В.И. – Минск: университетское, 1992 – 255 с.

31. Skripka S.L. Electrodynamics of Wave Processes into Two-Connected Planar Wave Guide Structures / S.L. Skripka, V.V. Danilov // Radioelectronics and Communication Systems. – 2009. – Vol. 52, №6. – С. 324 – 329.

32. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ / Григорьев А.Д. – М.: Высш. шк., 1990. – 335 с.
33. Конструирование экранов и СВЧ-устройств / [Чернушенко А.М., Петров Б.В., Малорацкий Л.Г., и др.]; под ред. А.М. Чернушенко. – М. : Радио и связь, 1990 – 352 с.
34. Воробьев П.А. Квази-Т-волны в устройствах на связанных полосковых линиях с неуравновешенной электромагнитной связью / П.А. Воробьев, Н.Д. Малютин, В.Н. Федоров // Радиотехника и электроника – 1982. – №9. – С. 1711 – 1718.
35. Nurgaliev T. Investigation of MW characteristics of HTS microstrip and coplanar resonators with ferrite thin-film components / T. Nurgaliev, S. Miteva, A. Jenkins, D. Dew-Hughes // Microwave Theory and Techniques. – 2003. – №51(1). – P. 33–40.
36. Gong Xun. An Analysis of Characteristics of Coplanar Transmission Lines with Finite Conductivity and Finite Strip Thickness by the Method of Lines / Xun Gong, Bo Gao, Yu Tian, Ling Tong // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. – 2009. – Vol. 30, №8. – P. 792 – 801.
37. Вальднер О.А. Техника сверхвысоких частот. Учебная лаборатория / О.А. Вальднер, О.С. Милованов, Н.П. Собенин – М.: Атомиздат, 1974. – 232 с.
38. Chun-Lin Liao. A novel coplanar-waveguide directional coupler with finite-extent backed conductor / Chun-Lin Liao, Chun Hsiung Chen // Microwave Theory and Techniques. – 2003. – №51(1). – P. 200 – 206.
39. Калошин В.А. Делитель мощности на основе ЕВГ-волновода / В.А. Калошин, Л.И. Пангонис, Е.А. Скородумова // Радиоэлектроника. – 2009. – Вып. 4. – С. 32 – 36.
40. Meeloon M. Broadband bandpass filters using slotted resonators fed by interdigital coupled lines for improved upper stopband performances / M. Meeloon, S. Chaimool, P. Akkaraekthalin // International Journal of Electronics and Communications. – 2009. – Vol. 63, №6. – P. 454 – 463.
41. Yi H.R. A novel ultra-compact resonator for Superconducting thin-film filters / H.R. Yi, S.K. Remillard // Microwave Theory and Techniques. – 2003. – №51(12). – P. 2290 – 2296

42. Девятков Н.Д. Приоритетные вехи развития СВЧ-электроники в России / Н.Д. Девятков // Радиотехника. – 1999. – №4. – С. 4–7.
43. Алексеенко А.М. Проблемы миниатюризации вакуумных генераторных СВЧ-приборов О-типа малой мощности / А.М. Алексеенко, М.Б. Голант, А.А. Негирев, В.Б. Хомич // Электронная техника. СВЧ-техника. – 1993. – №1. – С. 28–33.
44. Негирев А.А. Широкодиапазонные малогабаритные лампы обратной волны миллиметрового диапазона / А.А. Негирев, А.С. Федоров // Радиотехника. – 1999. – № 4. – С. 41– 43.
45. ФГУП "НПП "Исток", Россия. 2003 г. [Электронный ресурс]. – Режим доступа к странице : <http://www.istok.com>
46. Сеницын Н.И. Возможности вакуумной микроэлектроники на пути к построению СВЧ-вакуумных интегральных схем / Н.И. Сеницын, Ю.В. Гуляев, Н.Д. Девятков [и др.] // Радиотехника. – 1999. – №4. – С. 8 – 17.
47. Гуляев Ю.В. Планарные замедляющие системы миниатюрных электровакуумных СВЧ-приборов / Ю.В. Гуляев, Ю.Ф. Захарченко, А.И. Жбанов [и др.] // Радиотехника и электроника. – 1994. – Т.39, № 12. – С. 2049-2058.
48. Ives L. Development of Terahertz backward wave oscillators / L. Ives, C. Kory, M. Read [at al.] // Fifth IEEE International Vacuum Electronics Conference, IVES. – 2004. – P. 67 – 68.
49. Сеницын Н.И. Новый класс мощных низковольтных многолучевых ЛБВ на цепочках связанных многоззорных резонаторов с поперечно-протяженным типом взаимодействия для бортовых радиолокационных и телекоммуникационных систем коротковолновой части миллиметрового диапазона волн / Н.И. Сеницын, Ю.Ф. Захарченко, Ю.В. Гуляев // Журнал радиоэлектроники. – 2009. – №10. – С. 46 – 51.
50. James B.G. Coupled-cavity TWT designed for future mm-wave systems / B.G. James // MSN. – 1986. – Vol. 16. №10. – P. 105 – 118.
51. Сеницын Н.И. Пути построения нового поколения СВЧ усилителей средней мощности с поперечным взаимодействием на матричных автокатадах /

Н.И. Сеницын, Ю.Ф. Захарченко, Ю.В. Гуляев [и др.] // Радиотехника. – 2001. – Вып. 2. – С. 46 – 55.

52. Гуляев Ю.В. Перспективы развития нового класса низковольтных многолучевых электровакуумных СВЧ приборов с распределенным поперечно-протяженным взаимодействием / Ю.В. Гуляев, Н.И. Сеницын, Ю.Ф. Захарченко // Радиотехника и электроника. – 2005. – Т.50. №9. – С. 1198– 1206.

53. Техника субмиллиметровых волн / [Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Камышан В.В. и др.]; под ред. Р.А. Валитова. – М.: Сов. радио. – 1969. – 480 с.

54. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Вайнштейн Л. А. – М. : Сов. радио, 1966. – 475 с.

55. Квазиоптика / [Б.З. Каценеленбаум, В.В. Шевченко]; под ред. Б.З. Каценеленбаума, В.В. Шевченко. – М.: Мир. – 1966. – 428 с.

56. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции. Электроника СВЧ / Л. А Вайнштейн. – М. : Радио и связь, 1995. – 600 с.

57. Милованов О.С. Техника сверхвысоких частот / О.С. Милованов, Н.П. Собенин. – М.: Атомиздат. – 1980. – 464 с.

58. 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.

59. А.с. 593589 СССР, МКИ H01J 25/00 Оротрон / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык // Открытия. Изобрет. – 1981, №33. – 327 с.

60. Bratman V.L. Broadband orotron operation at millimeter and submillimeter waves / V.L. Bratman, B.S. Dumesh, F.S. Rusin [at al.] // Int. J. of Infrared and MM Waves. – 2002. – Vol. 23, №11. – P. 1595 – 1601.

61. Nair S. Unnikrishnan. Experimental and computational investigation of coupled resonator–cavity systems / S. Unnikrishnan Nair, C.D. Shete, A. Subramoniam, K.L. Handoo, C. Padmanabhan // Applied Acoustics. – 2010. – Vol. 71, №5. – P. 61 – 67.

62. Вайнштейн Л. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике / Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев. – М. : Сов. радио, 1973. – 400 с.

63. Воробьев Г. С. Линейная теория нерезонансного усилителя КВЧ с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла /

- Г. С. Воробьев, А. И. Рубан, А. А. Шматько // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1999. – Т.42, №6. – С. 67–70.
64. Воробьев Г.С. Теоретический анализ условий возбуждения колебаний в усилителе с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла / Г. С. Воробьев, А. И. Рубан, А. С. Кривец, А. А. Шматько // Вісник Сумського державного університету. – 1999. – №1(12). – С. 28–33. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
65. Сухоручко О. Н. Моделирование элементов входного малошумящего тракта с параметрическим усилением сигнала / О. Н. Сухоручко В. И. Ткаченко, А. И. Фисун // Прикладная радиоэлектроника. – 2003. – №2. – С. 163–167.
66. Воробьев Г.С. Применение металлодиэлектрических периодических структур в электронике КВЧ / Г. С. Воробьев, О. С. Макеев, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык // Вісник Сумського державного університету. – 1996. – №1(5). – С. 17–22. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
67. Белоус О.И. Квазиоптические резонансные системы в приборах твердотельной электроники миллиметровых и субмиллиметровых диапазонов длин волн / О.И. Белоус, А.А. Кириленко, А.И. Фисун // Радиофизика и электроника. – 2008. – Т.13. – С. 377 – 390.
68. Carey-Smith В.Е. Wide tuning-range planar filters using lumped-distributed coupled resonators / В.Е. Carey-Smith, Р.А. Warr, М.А. Beach, Т. Nesimoglu // Microwave Theory and Techniques. – 2005. – №53(2). – P. 777 – 785.
69. Chi-Feng Chen. A miniaturized multilayer quasi-elliptic bandpass filter with aperture-coupled microstrip resonators / Chi-Feng Chen, Ting-Yi Huang, Chao-Hsiung Tseng, Ruey-Beei Wu, Tsung-Wen Chen // Microwave Theory and Techniques. – 2005. – №53(9). – P. 2688 – 2692.
70. А.с. 749278 СССР, МКИ Н01J 25/00. Генератор дифракционного излучения / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык и др. // Открытия. Изобрет. – 1982. – №35. – С. 306.
71. Воробьев Г. С. Экспериментальное исследование одно- и двухкаскадных устройств дифракционной электроники / Г. С. Воробьев, А. В. Нестеренко, А. И. Цвык // IV Всесоюзный симпозиум по мм и субмм волнам. – Х., 1984. – Т.1. – С. 54.

72. Simulation of excitation mechanisms of oscillation in diffraction electronics devices on coupled open resonators: Simpozium Proceedings [“The Third International symposium physics and engineering of millimeter and submillimeter waves”] (Kharkov, 1998) / G. S. Vorobjov, A. I. Ruban, A. I. Tsvyk. – Kharkov : IRE NAS of Ukraine, 1998. – P. 194–195.
73. Рубан А.І. Електромагнітні взаємодії просторових гармонік черенковського та дифракційного випромінювань в електродинамічних системах пристроїв край високих частот: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня к.ф.-м.н : спец. 01.04.01 «Фізика приборів, елементів и систем» / А. І. Рубан. – Суми. – 1999. – 19 с.
74. Белоусов Е.В. Связанные резонаторы в диэлектрометрии тонких пленок / Е.В. Белоусов, В.Г. Корж, В.Н. Кошпаренок, Ю.В. Майстренко // Радиофизика и электроника. – 1997. – Т.2, №1. – С. 39 – 42.
75. Бородкин А.И. Полупроводниковый генератор с колебательной системой – открытый резонатор с отражательной решеткой / А.И. Бородкин, Б.М. Булгаков, В.В. Смородин. // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – 6, вып. 19. – С. 1189 – 1193.
76. Mizuno K. Quasi-Optical Resonator for Millimeter and Submillimeter Wave Solid-State Sources / Mizuno K., Ajikata T., Hieda M., Nokayama M. // Electronics Letters. – 1988. – 24, №13. – P. 792 – 793.
77. Belous O.I. Input Millimeter-Wave Module with Parametric Amplification / O.I. Belous, A.I. Fisun, O.N. Sukhoruchko // IJIRMMW. – 2005. – 26, No. 8. – P. 1085 – 1091.
78. Александров А. Ф. Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими системами / А. Ф. Александров, А. М. Афонин С. Ю. Галузо [и др.] // Релятивистская высокочастотная электроника. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – Вып.2. – С. 145–169.
79. Черепенин В. А. Многоволновая релятивистская электроника / В. А. Черепенин // Радиотехника. – 2005. – №1. – С. 114–129.
80. Балакирев В. А. Теория черенковских усилителей и генераторов на релятивистских пучках взаимодействий / В. А. Балакирев, Н. И. Карбушев, А. О. Островский, Ю. В. Ткач. – К. : Наукова Думка, 1993. – 192 с.

81. Reiche E. On the use of time-domain reflectometry for full-wave electromagnetic optimization of nonuniform waveguides / E. Reiche, F.H. Uhlmann // *Microwave Theory and Techniques*. – 2004. – №52(1). – P. 286 – 291.
82. Гинзбург Н. С. Нестационарные процессы в оротроне с дифракционным выводом излучения / Н. С. Гинзбург, Н. А. Завольский, В. Е. Запевалов [и др.] // *ЖТФ*. – 2000. – Т. 70, Вып. 4. – С. 99–104.
83. Итоги науки и техники. Сер. Электроника. – М. : ВИНТИ, 1985. – 351с.
84. Duncas G. Smith-Purcell radiation in the sub-mm wave length region / G. Duncas, M.F. Kimmitt, Th. Kormann [at al.] // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. – 2003. – 24(6). – P. 829–845.
85. Каликинский И. И. О переходном излучении в СВЧ диапазоне / И. И. Каликинский // *ЖТФ*. – 1998. – Т. 68, №2. – С. 122–123.
86. Шлапаковский А. С. Эффект умножения частоты входного сигнала в релятивистском сверхвысокочастотном усилителе со стержневой замедляющей системой / А. С. Шлапаковский, И. Шамилоглу, И. И. Грушин [и др.] // *ЖТФ*. – 2002. – Т. 72, Вып. 11. – С. 90–95.
87. Воробьев Г. С. Моделирование волновых процессов в открытом волноводе с дифракционно-связанными источниками излучения / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец, В. О. Журба, А. А. Рыбалко // *Изв. вузов. Радиоэлектроника*. – 2008. – Т. 51, №11 – С. 3–12.
88. Kulish V.V. Two-Stream Free Electron Lasers: Physical and Project Analysis of the Multiharmonical Models / V.V. Kulish, A.V. Lysenko, V.I. Savchenko // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. – 2003. – №24(4). – P. 501 – 524.
89. Кулиш В.В. К теории плазма-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах с Н-убитронной накачкой / В.В. Кулиш, А.В. Лысенко, В.В. Коваль // *Письма в ЖТФ*. – 2009. – Т. 35, Вып. 15. – С. 25–32.
90. Гинзбург Н. С. Моделирование планарного ЛСЭ–усилителя с ленточным релятивистским электронным пучком / Н. С. Гинзбург, Р. М. Розенталь, Н. Ю. Песков [и др.] // *ЖТФ*. – 2001. – Т. 71, Вып. 12. – С. 58–61.
91. Шлапаковский А. С. Гибрид «антенна-усилитель»: релятивистская лампа бегущей волны на азимутально-несимметричной моде стержневой

замедляющей системы / А. С. Шлапаковский // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, Вып. 7. – С. 43–50.

92. Аномальное дифракционное излучение в планарной резонансной структуре с металлодиэлектрической решеткой / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, А. И. Цвык [и др.] // Вісник Сумського державного університету. – 2005. – №4(76). – С. 159–173. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).

93. Электронно-волновые процессы в усилителе на эффекте Смита-Парселла с металлодиэлектрическим слоем: материалы 14-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 12-16 сент. 2004 г.) / Г. С. Воробьев, А.А. Шматько, А.С. Кривец, М.В. Петровский. – Севастополь: Вебер, 2004. – С. 209–210.

94. 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.

95. 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»).

96. Нанашева Е.А. Керамические материалы для СВЧ-электроники / Е.А. Нанашева, О.Н. Трубицина, Н.Ф. Картенко, О.А. Усов // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41. Вып. 5. – С. 882 – 884.

97. 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.

98. Воробьев Г.С. Моделирование пространственных волн распределенных источников излучения на планарных периодических металлодиэлектрических структурах / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, А.А. Рыбалко, Ю.В. Шульга // Всеукраинский межведомственный научно – технический сборник "Радиотехника". – 2009. – № 159. – С. 327 – 335.

99. Резонансное рассеяние волн / [Шестоपालов В.П., Кириленко А.А., Масалов С.А., Сиренко Ю.К.]. – К. : Наукова думка, 1986. – 512 с. – (Дифракционные решетки; т. 1).
100. Электродинамические характеристики нерегулярного открытого волновода с фазовой коррекцией зеркал: материалы 18-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 8-12 сент. 2008 г.) / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, В.О. Журба, А.А. Рыбалко. – Севастополь: Вебер. – 2008. – С. 169–170.
101. Режимы возбуждения пространственных волн на планарных периодических металлодиэлектрических структурах: материалы 2-й Международной научной конференции ["Электронная компонентная база. Состояние и перспективы развития"] / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, А.А. Рыбалко, Ю.В. Шульга. – Харьков-Кацивели – 2009. – С. 23 – 26.
102. Шестоपालов В.П. Метод задачи Римана-Гильберта о теории дифракции и распространения электромагнитных волн / Шестоपालов В. П. – Харьков: ХГУ, 1971. – 400 с.
103. Электродинамические характеристики излучающих систем устройств дифракционной электроники: материалы 18-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 8-12 сент. 2008 г.) / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, Ю.А. Крутько, А.А. Рыбалко, Ю.В. Шульга. – Севастополь: Вебер. – 2008. – С. 200–201.
104. Воробьев Г.С. Экспериментальное моделирование волновых процессов в открытом волноводе с фазовой коррекцией зеркал / Г.С. Воробьев, В.О. Журба, А.С. Кривец, Ю.А. Крутько, А.А. Рыбалко // Всеукраинский межведомственный научно – технический сборник "Радиотехника" – 2008. – № 153 – С. 65 – 73.
105. Vorobyov G. S. Scattering of electron stream waves on metal-dielectric periodic structures / G. S. Vorobyov, A. I. Tzvyk, K. A. Pushkaryov, O. S. Makeyev // International journal of infrared and millimeter waves. – 1996. – Vol. 17, №10. – P. 1761–1768.
106. Воробьев Г. С. Исследование возможности повышения эффективности взаимодействия электронов с СВЧ полями в резонансных приборах О-типа /

Г. С. Воробьев, А. В. Нестеренко, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык; [под ред. В.В. Кулиша] // Современные проблемы прикладной физики. – К. : НМК ВО, 1992. – С. 101–117.

107. Воробьев Г. С. Волновое моделирование черенковского и дифракционного излучений в пространственно ограниченных металлодиэлектрических структурах / Г. С. Воробьев // Радиотехника. – 2000. – Вып. 116. – С. 12–20.

108. Воробьев Г.С. Возбуждение колебаний в усилителе на эффекте Смита-Парселла с металлодиэлектрическим слоем / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, А.А. Шматько, Э.М. Хуторян // Вісник Сумського державного університету. – 2002. – №5(38)-6(39). – С. 110 – 116. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).

109. Введение в интегральную оптику / Под ред. М. Барноски – М.: Мир, 1997. – 253 с.

110. Гончаренко А.М. Введение в интегральную оптику / А.М. Гончаренко, В.П. Редько. – Минск: Наука и техника, 1975 – 252 с.

111. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника / Носов Ю.Р.. – М.: Сов. Радио, 1977 – 320 с.

112. Чурюмов Г. И. Математическое моделирование электромагнитных явлений методом конечных разностей / Г. И. Чурюмов, И. С. Максимов, Д. Б. Еремеев // Радиотехника. – 2003. – Вып. 135. – С. 7–14.

113. Чурюмов Г.И. Математическое моделирование электромагнитных явлений методом конечных разностей. 1. Общие положения / Г.И. Чурюмов, И.С. Максимов, Д.Б. Еремеев // Радиотехника. – 2003. – №135. – С. 7 – 14.

114. Boyd G.D. Generalized confocal resonator theory / G.D. Boyd, P. Kogelnik // «Bell System. Tech. J.». – 1962. – Vol. 41, № 4. – P. 1347 – 1359.

115. Cullen A.L. Millimeter-wave open-resonator techniques / A.L. Cullen // International journal of infrared and millimeter waves – 1983. – Vol.10. – P. 233–281.

116. Cullen A.L. The accurate measurement of permittivity by means of an open resonator / A.L. Cullen , P.K. Yu // Proceedings of the Royal Society of London. – 1971. – A 325. – P. 493 – 509.

117. Yu P.K. Measurement of permittivity by means of an open resonator I. Theoretical / P.K. Yu, A.L. Cullen // Proceedings of the Royal Society of London. – 1982. – A 380. – P. 49 – 71.

118. Дифракция волн на решетках / [Шестоपालов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А. и др.] – Харьков: Харьк. ун-т., – 1973. – 287 с.
119. Рыбалко А.А. Анализ эффективности степенных уравнений при описании электронно-волновых процессов в модели усилителя на эффекте Смита-Парселла / А.А. Рыбалко // Журнал нано- та електронної фізики. – 2009. – Т.1 №3. – С. 7 – 15.
120. Воробьев Г.С. Линейная теория электронно-волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, В.О. Журба, А.А. Рыбалко // Вісник Сумського державного університету. – 2008. – №1 – С. 82 – 102.
121. Кривец А.С. Приближенный анализ коэффициента усиления волны в усилителе на эффекте Смита-Парселла / А.С. Кривец, О.В. Ющенко, В.О. Журба, А.А. Рыбалко // Вісник Сумського державного університету. – 2007. – №1 – С. 125 – 130.
122. Воробьев Г.С. Влияние металло-диэлектрического слоя на волновые процессы в электродинамической системе усилителя на эффекте Смита-Парселла / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, А.А. Шматько // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2005. – №6. – С. 44–52.
123. О влиянии поперечных электронных волн на условия возбуждения колебаний в усилителе Смита-Парселла: материалы 20-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 2010 г.) / Г.С. Воробьев, А.А. Рыбалко, Ю.В.Шульга. – Севастополь: Вебер. – 2010. – С. 285–286.
124. Воробьев Г. С. Исследование физических процессов взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем / Г. С. Воробьев, А. В. Нестеренко, А. И. Цвык [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика. – 1988. – Т. 31, № 2. – С. 805–812.
125. К вопросу выбора параметров квазиоптических нерегулярных волноводов с квадратичными корректорами: материалы 19-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 2009 г.) / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, В.О. Журба, А.А. Рыбалко. – Севастополь: Вебер. – 2009. – С. 145–146.

126. Взятыхшев В. Ф. Распределенная связь разных диэлектрических волноводов / В. Ф. Взятыхшев, А. П. Меркурьев, Г. П. Раевский [и др.]. – Труды МЭИ, 1974, вып. 194, С. 59–65.
127. Воробьев Г.С. Режим направленного ответвления мощности в двухзеркальном нерегулярном открытом волноводе миллиметрового диапазона / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, В.О. Журба, А.А. Рыбалко, Ю.В. Шульга // Вісник Сумського державного університету. – 2008. – №2. – С. 191 – 199.
128. Спрямований відгалужувач потужності у відкритому хвилеводі міліметрового діапазону: матеріали Міжнародної конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА-2009» (Львів, 2009 р) / В.О. Журба, М.В. Петровський, О.О. Рибалко, Ю.В. Шульга. – Львів: ЛНУ ім. І. Франко. – 2009. – Е 11.
129. Vorobjov G.S. Application of focused charge-particle beams of in manufacturing of nonocomponents / G.S. Vorobjov, A.G. Ponomarev, A.A. Ponomarova [at al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2010. – №69(4) – P. 355–365.
130. Застосування метало-діелектричних структур в пристроях електроніки НВЧ: матеріали Міжнародної конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА-2010» (Львів, 2010 р) /, М.В. Петровський, О.О. Рибалко, Ю.В. Шульга, Ю.О. Рибалко. – Львів: ЛНУ ім. І. Франко. – 2010. – Е 61.
131. Матрицы полевых эмиссионных катодов на основе массивов углеродных нанотрубок в порах анодного оксида алюминия: материалы 19-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 14-18 сент. 2009 г.) / Д.В. Соловей, В.Н. Сахарук, А.М. Новицкий, Г.Г. Горох, Г.Б. Мюллер. – Севастополь: Вебер, 2009. – С. 601 – 604.
132. Белоусов Е.В. Диодная электронная пушка со щелевым L – катодом / Е.В. Белоусов, В.В. Завертанний, А.В. Нестеренко // Радиофизика и электроника.- Харьков: Институт радиофизики и электроники НАН Украины. – 2006. – Т.11, №2 – С.275– 280.