



**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

ВУ Кирилл Тхе Чуенович

**Преобразование терагерцового излучения
в электрический ток**

Специальность: 1.3.4 — радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
к.ф.-м.н., доцент
Саввин Владимир Леонидович

Москва – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
----------------------	----------

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК ПРИ ПОМОЩИ РЕКТЕНН	11
--	-----------

1.1. Терагерцовое излучение.....	11
----------------------------------	----

1.2. Детектирование терагерцового излучения.....	13
--	----

1.3. Применение ректенн в задачах преобразования энергии.	16
--	----

1.4. Выпрямляющие элементы терагерцовых ректенн	19
---	----

1.5. Современные исследования.....	22
------------------------------------	----

1.6. Выводы.....	24
------------------	----

АНТЕННЫ РЕКТЕНН.....	25
-----------------------------	-----------

2.1. Введение.....	25
--------------------	----

2.2. Численное моделирование уравнений Максвелла.	30
--	----

2.3. Варианты антенн	38
----------------------------	----

2.4. Взаимодействие антенны с плоской электромагнитной волной.....	56
--	----

2.5. Выводы.....	59
------------------	----

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕШЕТКИ АНТЕНН В СОСТАВЕ РЕКТЕННЫ.....	61
---	-----------

3.1. Введение.....	61
--------------------	----

3.2. Объединение антенн в плоскости решетки	65
---	----

3.2.1. Описание метода.....	65
-----------------------------	----

3.3.2. Результаты	67
-------------------------	----

3.4. Объединение антенн вне плоскости решетки	75
---	----

3.4.1. Описание схемы	75
-----------------------------	----

3.4.2. Результаты моделирования.....	76
--------------------------------------	----

3.5. Выводы.....	82
ВЫПРЯМЛЯЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ.....	84
4.1. Введение.....	84
4.2 Туннельный эффект.....	84
4.2.2. Приближение Вентцеля - Крамерса - Бриллюэна.....	88
4.2.3. Метод матриц переноса.....	89
4.2.4 Квантовый метод передающей границы.....	91
4.2.5. Метод неравновесной функции Грина.....	93
4.3 Метод конечных элементов в формализме неравновесной функции Грина.....	94
4.4. Результаты расчетов.....	100
4.5. Выводы.....	102
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.....	104
БЛАГОДАРНОСТИ.....	106
ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	107
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	110

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Исследованию терагерцового диапазона и преобразованию терагерцового излучения в электрический ток ректеннами (выпрямляющими антеннами) посвящено значительное количество современных исследований. Терагерцовый диапазон представляет интерес в силу многочисленных потенциальных применений и ряда примечательных свойств. Использование для детектирования терагерцового излучения именно ректенн стало перспективно благодаря современному развитию технологий производства наноструктур.

Исследования ректенн также направлены на достижение более высокочастотных диапазонов, в частности, оптического.

К достоинствам ректенн обычно относят возможность получить произвольную частотную характеристику и диаграмму направленности при помощи подбора подходящей антенны. Некоторые работы также отмечают низкую токсичность материалов, обычно предлагаемых для использования в терагерцовых ректеннах.

В настоящее время терагерцовые ректенны как устройства существуют исключительно в виде экспериментальных образцов. Демонстрируемые в многочисленных работах характеристики пока еще недостаточны для практического применения.

Основные проблемы использования ректенн как детекторов терагерцового излучения можно разделить на следующие группы.

Во-первых, проблемы построения подходящих антенных структур. Короткие длины волн, характерные для терагерцового диапазона, диктуют малые размеры требуемых для приема терагерцового излучения антенн. Более того, в этом

диапазоне становятся заметны отклонения от классической теории антенн, обусловленные конечной проводимостью металлов.

Во-вторых, проблемы разработки выпрямляющих элементов. Микроволновые ректенны, обыкновенно, используют диоды с барьером Шоттки и добиваются больших значений КПД. Однако характеристики таких диодов резко ухудшаются при их применении на частотах, больших 1 ТГц. Разработке выпрямляющих элементов, способных работать в терагерцовом диапазоне, посвящено множество современных исследований.

В-третьих, проблемы согласования антенны и выпрямляющего элемента. Этот класс проблем возникает из первых двух и лишь усугубляется сложностью создания согласующих структур на терагерцовых частотах.

В-четвертых, технологические проблемы изготовления собственно ректенн. Экспериментальные образцы часто изготавливаются при помощи фокусируемого ионного луча и атомно-слоевого осаждения. Эти методы не подходят для массового производства.

В настоящий момент все из перечисленных групп проблем представляют собой актуальные направления исследований.

Цель диссертационной работы

Целью диссертационной работы являлось исследование физических основ приема и преобразования терагерцового излучения при помощи ректенн. В рамках указанной цели решались следующие задачи:

1. Анализ различных вариантов антенн терагерцового диапазона, в частности антенн с круговой диаграммой направленности
2. Исследование различных топологий антенной решётки для увеличения напряжения, подаваемого на выпрямляющий элемент ректенны в условиях работы в терагерцовом диапазоне

3. Изучение физических основ преобразования сигналов терагерцовых частот в постоянный ток при помощи нелинейных элементов

Объект и предмет исследования

Предметом рассмотрения диссертационной работы является преобразование терагерцового излучения в электрический ток. Объектом исследования были выбраны ректенны терагерцового диапазона с круговой диаграммой направленности, выпрямляющим элементом которых является диод типа металл-диэлектрик-металл.

Методология исследования

Проведенные в диссертационной работе исследования опираются на численные модели, используемые в современном программном обеспечении, предназначенном в том числе для разработки и анализа антенн, а также численные модели, валидированные в ходе самой работы на тестовых задачах.

Научная новизна

1. Впервые изучены физические характеристики терагерцовой антенны в виде квадратной спирали, обладающей несколькими узкими резонансами, подходящими для использования в качестве рабочих частот, и высокой степенью равномерности диаграммы направленности на этих резонансах.
2. Впервые исследована схема построения антенной решетки для терагерцовой ректенны с объединением элементов в плоскости решетки с минимальным расстоянием между элементами, а также альтернативная схема построения антенной решетки с объединением элементов вне плоскости решетки за металлическим экраном-отражателем; произведено сравнение исследованных схем.

3. Впервые предложено использовать для определения положения пиков распределения по энергии плотности тока через МДМ-диод при помощи собственных значений гамильтониана расчетной области, получающегося при применении метода конечных элементов в формализме неравновесной функции Грина для расчета характеристик МДМ-диола.

Практическая значимость

1. Характеристики разработанной терагерцовой антенны в виде квадратной спирали хорошо подходят для ее применения в устройствах сбора энергии ввиду высокой равномерности диаграммы направленности. Она также может быть использована для изготовления узкополосных детекторов.
2. Разработанные схемы построения антенной решетки могут быть использованы для достижения большего общего КПД терагерцовой антенны.
3. Схема с соединением элементов антенной решетки в плоскости самой решетки может использоваться в случаях, когда необходимо минимизировать влияние потерь в металле.
4. Схема с соединением элементов антенной решетки вне плоскости решетки позволяет единообразно добавлять элементы с хорошо предсказуемым изменением характеристик решетки и может применяться в условиях, когда влияние потерь в металлах мало.
5. Предложенная модель выпрямляющего элемента может использоваться для расчета одномерных диодов типа металл-диэлектрик-металл и структур со сходным механизмом переноса заряда. Эта модель также может быть расширена для описания более сложных структур, например, МДМ-диодов со сложной формой электродов.

Положения, выносимые на защиту

1. Использование в терагерцовых ректеннах антенн в виде квадратной спирали позволяет добиться на рабочей частоте, выбранной 20,54 ТГц, узкой ширины резонанса ($\Delta f/f = 2,34 \cdot 10^{-6}$) и высокой равномерности диаграммы направленности (перепад не более 0,2 дБ на низшей моде).
2. Решетки антенн с соединением элементов в плоскости решетки с минимизацией длин соединительных дорожек позволяет достичь увеличения напряжения на выходе антенной решетки не хуже кратного числу антенных элементов в решетке. При добавлении в решетку антенных элементов можно добиться сохранения рабочей частоты и равномерности диаграммы направленности при помощи оптимизации длин соединительных дорожек.
3. Расположение соединительных проводников вне плоскости антенны позволяет единообразно добавлять элементы в антенную решетку, независимо от их количества. Использование такого способа построения решетки также ведет к более предсказуемому поведению характеристик получаемой структуры.
4. Решения задачи на собственные значения, возникающей при моделировании МДМ-диодов методом конечных элементов в формализме неравновесной функции Грина, близко соответствуют пикам зависимости коэффициента пропускания от энергии, что может быть использовано при расчете вольт-амперной характеристики МДМ-диодов при проведении численного интегрирования по энергии.

Достоверность результатов работы

Достоверность результатов, представленных в диссертационной работе, подтверждается численными и модельными экспериментами, а также

соответствием полученных результатов априорной информации, теоретическим расчетам и данным, полученным в работах других авторов.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих российских и международных конференциях: Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени профессора А.П. Сухорукова (Красновидово, 2018, 2020), Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени профессора А.П. Сухорукова (Красновидово, 2015, 2017, 2019), Научная сессия НИЯУ МИФИ-2015 (Москва, 2015), Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2020» (Москва, 2020), 4-я Межвузовская студенческая конференция «Научная сессия — современная радиоэлектроника» (Москва, 2015), научный семинар лаборатории акустооптики кафедры колебаний физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова 16 мая 2022 г.

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 16 печатных работах, в том числе в 7 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, 2 статьях в других рецензируемых научных журналах и 7 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертационной работе результаты получены лично автором либо при его определяющем участии. Содержание диссертации и

основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. В работах, опубликованных в соавторстве, основополагающий вклад принадлежит диссертанту.

Структура и объем диссертации

Диссертация включает в себя введение, четыре главы, заключение и список литературы. Работа содержит 124 страницы, включает 63 рисунка, 5 таблиц и 149 библиографических ссылок.

Краткое содержание диссертации

В первой главе диссертации проводится обзор современного состояния преобразования терагерцового излучения в электрический ток как области исследований, а также приводится краткая история развития технологии передачи энергии при помощи электромагнитных волн в целом.

Во второй главе подробно рассматриваются характеристики разработанной терагерцовой антенны в виде квадратной спирали, перспективной для использования в составе терагерцовой ректенны.

В третьей главе представлены и изучены два возможных способа соединения планарных антенн: в плоскости и вне плоскости решетки. Отмечены их преимущества и недостатки.

Четвертая глава обозреваются существующие способы моделирования диодов типа металл-диэлектрик-металл (МДМ-диодов) и структур, подобных им по механизму переноса зарядов, а также предлагается модель, основанная на методе конечных элементов в формализме неравновесной функции Грина.

Основные результаты работы выделены в соответствующую главу.

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК ПРИ ПОМОЩИ РЕКТЕНН

1.1. Терагерцовое излучение.

Терагерцовое электромагнитное излучение, также известное как “Т-лучи” [1–3], - важный объект современных исследований. Терагерцовый диапазон занимает положение между относительно хорошо изученными микроволновым и инфракрасным диапазонами. Его границы обычно определяются как 0,3 – 3,0 ТГц [4, 5], но некоторые источники используют в качестве верхней границы другие значения, например, 10 ТГц [1, 6, 7] или даже 30 ТГц [8, 9], а нижнюю границу иногда устанавливают равной 0,1 ТГц [3]. Стоит заметить, что при включении в терагерцовый диапазон больших из указанных величин частот, он перекрывается с диапазонами дальнего и среднего инфракрасного диапазонов (Рис. 1.1).

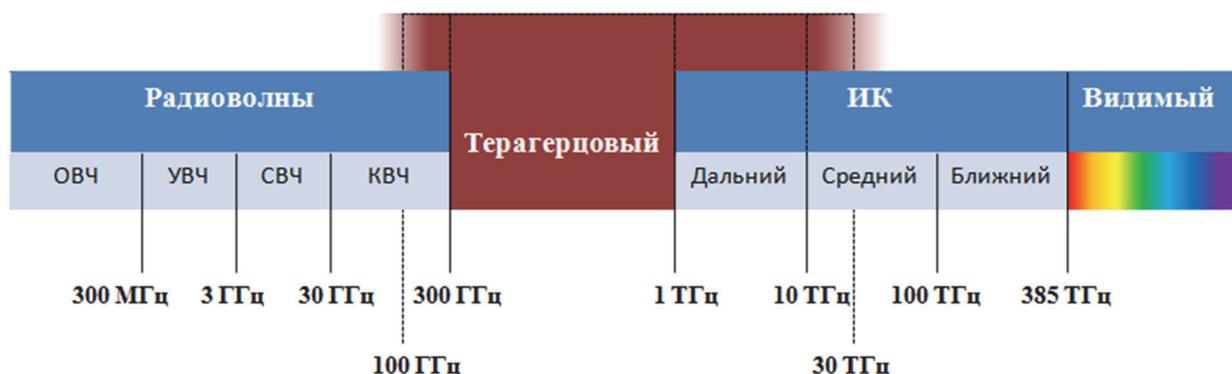


Рис. 1.1. Терагерцовый диапазон на шкале частот электромагнитного излучения согласно различным определениям.

Терагерцовый диапазон располагается на границе двух областей с устоявшимися и принципиально разными методами детектирования и генерации излучения. На частотах ниже терагерцовых располагается диапазон радиоволн, в котором электромагнитное излучение обыкновенно представляется в виде волн.

Частоты выше терагерцовых принадлежат инфракрасному и оптическому диапазону, в которых электромагнитное излучение чаще рассматривается в качестве потока частиц. При этом оба подхода плохо работают на терагерцовых частотах [1, 6]. Это делает этот диапазон одновременно интересным и сложным для изучения. В связи с этим данный диапазон называют «терагерцовой щелью» [1, 3, 10–12] или даже последним неосвоенным диапазоном электромагнитных волн [1].

Терагерцовое излучение отличается в частности следующими свойствами [1, 11, 13]. В терагерцовом диапазоне находятся резонансные частоты колебательных и вращательных переходов различных многочисленных молекул. Терагерцовое излучение с одной стороны достаточно длинноволновое, чтобы не испытывать сильного рассеяния, но с другой стороны достаточно коротковолновое, чтобы получать детализированные изображения. Для этого излучения прозрачны многие твердые диэлектрики, но оно сильно поглощается водой и атмосферой.

Таким образом, излучению терагерцового диапазона может быть найдено множество различных применений. Например, оно может быть применено в средствах досмотра в местах больших скоплений людей (аэропортах, вокзалах) [1, 14, 15]. При этом терагерцовое излучение позволяет определять не только форму и взаимное расположение объектов, но и в определенной мере их состав за счет анализа спектра полученных изображений. Интерес также представляет область терагерцовой спектроскопии [16–19].

Известно, что использование методов ближнего поля позволяет достичь практически нанометрового пространственного разрешения. Таким образом, применение терагерцового излучения может быть применено для целей неразрушающего контроля [16, 20, 21]. В силу своего неионизирующего характера терагерцовое излучение также может найти многочисленные применения в медицине [22–25], особенно стоматологии [1, 26].

Определенный интерес представляют системы терагерцовой связи [27–32] и электроники [25, 33, 34]. Возможно потенциальное применение детекторов терагерцового излучения в качестве источников питания, так называемого сбора энергии [35–39].

1.2. Детектирование терагерцового излучения.

Для приема излучения терагерцового диапазона в некоторых из перечисленных применений допустимо использование детекторов с низкой чувствительностью [20, 40–42]. Это возможно благодаря применению мощной внешней подсветки. Однако системы не использующие такую подсветку также активно изучаются [43–45]. Для приема излучения терагерцового излучения используются различные детекторы, как селективные по частоте, так и неселективные (болометры, пироприемники, ячейки Голея) [6, 9, 33].

Необходимо отметить, что для этих детекторов характерны большие времена отклика, в пределах от единиц до сотен миллисекунд [8, 9, 13, 41]. Излучение более высоких частот, обычно, преобразуется в электрические сигналы при помощи полупроводниковых фотоэлементов. Также ведутся поиски новых способов. Одним из активно развивающихся направлений в этих поисках является использование ректенн [46–48].

Для приема микроволнового излучения и излучения более низких частот часто используются антенны самых разнообразных видов. Захваченный антенной сигнал можно затем детектировать при помощи диода. Такой способ детектирования используется, например, в радиоприемниках для амплитудной демодуляции принятого сигнала. Тот же принцип используется устройствами, которые называются ректеннами, для преобразования как можно большей части энергии падающей волны в постоянный электрический ток (Рис. 1.2).

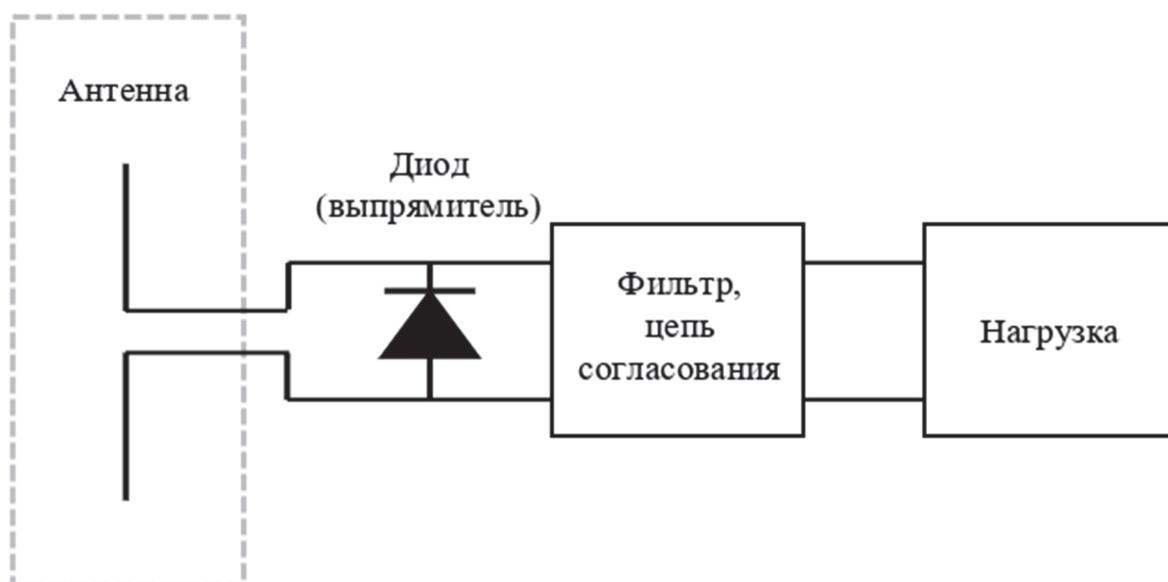


Рис. 1.2. Структурная схема ректенны.

Применение ректенн в терагерцовом и более высокочастотных диапазонах связано с рядом трудностей.

Во-первых, электрическая проводимость металлов падает с увеличением частоты тока. Для терагерцового диапазона этот факт проявляется в том, что кратное уменьшение всех размеров микроволновых антенн не приводит к такому же кратному изменению частотных характеристик [47]. Например, авторы работы [49] отмечают, что разработанный ими диполь был настроен на длину волны 10 мкм, но имел длину 6,7 мкм. Отклонение от классической теории антенн только увеличивается с ростом частоты. На оптических частотах волны тока не распространяются в металлах дальше одной-двух длин волн, зато становятся заметны плазмонные резонансы [47, 50, 51]. Влияние этих эффектов приводит к необходимости поиска новых вариантов антенн.

Во-вторых, характеристики типично используемых полупроводниковых диодов и диодов с барьером Шоттки похожим образом ухудшаются с увеличением рабочей частоты. Лучшие диоды с барьером Шоттки имеют частоту

отсечки порядка единиц ТГц [52]. Поэтому особое внимание исследователей в этой области уделяется поиску и изучению новых нелинейных элементов, способных эффективно использоваться на высоких частотах.

В-третьих, для ректенны как составного устройства нельзя игнорировать проблему согласования ее элементов. В качестве оценочного выражения для общего КПД ректенны можно использовать [46]

$$\eta = \eta_a \eta_s \eta_c \eta_j, \quad (1.1)$$

где η_a - доля энергии падающего излучения, принятого антенной, η_s - доля принятой энергии, переданной антенной на выход, η_c - коэффициент связи между антенной и выпрямляющим элементом, η_j - КПД выпрямляющего элемента. Величина η_a определяется характеристиками антенны: диаграммой направленности, полосой рабочих частот. Множитель η_s зависит, в основном, от потерь при передаче энергии от антенны к выпрямляющему элементу. Коэффициент связи η_c зависит как от свойств, присущих антенне ректенны, так и от параметров диода.

Несмотря на значительные сложности, применение ректенн считается перспективным методом преобразования излучения терагерцового диапазона в электрический ток. Экспериментальные работы показали, что в микроволновом диапазоне ректенны могут достигнуть эффективности преобразования, близкой к 90% [53, 54]. Успешное применение ректенн было продемонстрировано в ряде проектов по беспроводной передаче энергии с использованием ректенн для решения задач энергетики [55–59].

Наиболее оптимистичные теоретические работы предсказывают, что ректенны способны достигать такой же эффективности на частотах вплоть до оптических, если это позволяют характеристики элементов ректенны и условия использования [60]. Эти условия включают в себя идеальное согласование всех элементов и большой поток мощности, падающей на ректенну [46, 60].

Также существуют гораздо более скромные оценки, согласно которым говорят об эффективности преобразования в лучшем случае сравнима с фотоэлементами, но в худшем случае составляет менее 1 % [47]. Такая большая разница между минимальной и максимальной оценкой свидетельствует о необходимости проведения дальнейших исследований. Необходимо отметить, что низкие значения эффективности обусловлены техническими ограничениями, а не фундаментальными. Многие современные исследования направлены на снятие технических ограничений посредством нахождения новых конфигураций выпрямляющих элементов и совершенствования их характеристик.

1.3. Применение ректенн в задачах преобразования энергии.

Первые проекты по применению ректенн были сопряжены с рядом технических проблем [47, 61]. В 1960-х годах У. Браун, основоположник области микроволновой передачи энергии, работал над проектом высотной вертолетной платформы [48, 62]. Эта платформа должна была получать энергию для полета и поддержания высоты посредством микроволнового излучения, генерируемого с земли. Браун отмечал недостаточность доступных на то время устройств для преобразования микроволн обратно в электрический ток, связывая это положение дел с до тех пор отсутствовавшей необходимостью такого рода преобразования.

Первый вариант платформы, продемонстрированный в 1963 году, использовал в качестве выпрямляющих элементов термоэмиссионные диоды вакуумного типа. В результате этого эксперимента был показан общий КПД преобразования (из постоянного тока на передатчике в постоянный ток на приемнике) величиной 13%. Несмотря на работоспособность, такой показатель не считался удовлетворительным для практического применения.

В том же году Брауну стало известно о работе Р. Джорджа из университета Пердью, который проводил эксперименты с помещенными внутрь волновода твердотельными выпрямителями – точечно-контактными диодами [47]. Их

совместная работа привела к разработке решеток выпрямителей, работающих вне волновода, в свободном пространстве, то есть, по сути, к созданию ректенн.

Новые выпрямители давали меньшую выходную мощность, но зато обладали гораздо меньшей массой, что обеспечивало в 5 раз большее отношение выходной мощности к массе, чем при использовании вакуумных выпрямителей. В результате применения новых выпрямителей и оптимизации распределения энергии в луче исследователям удалось повысить общий КПД преобразования до 39%. Несмотря на достигнутые успехи, проект вертолетной платформы не получил дальнейшего развития, однако технологией микроволновой передачи энергии заинтересовался космический центр Маршалла. Дальнейшие исследования проводились с его поддержкой.

К 1975 году команде исследователей стали доступны диоды с барьером Шоттки, которые значительно превосходили предшественников как выпрямляющие элементы. Результатом их применения стала демонстрация 1975 года в обсерватории Голдстоун, в рамках которой удалось передать 30 кВт энергии на расстояние 1,6 км с полным КПД преобразования 84% [61] (Рис. 1.3).

Нельзя не заметить, что КПД преобразования значительно увеличивалось по мере совершенствования выпрямляющих элементов.

Достигнутые показатели привели к развитию множества новых проектов по применению беспроводной передачи энергии, например, в биомедицинских имплантатах [63–65], RFID-метках [66–69], в проектах по обмену энергией между спутниками [70], а также в масштабном проекте космической солнечной электростанции, работы над которым ведутся до сих пор [58, 70, 71].



Рис. 1.3. Антенна радиотелескопа обсерватории Голдстоун передает микроволновое излучение на ректенную решетку (1975 г.) [72].

К описанному периоду времени также относятся первые идеи о применении ректенн на оптических частотах. В 1972 году Р.Л. Бэйли из университета Флориды предложил устройство, названное им преобразователем энергии электромагнитной волны [73]. Это устройство во много сходно с ректеннами, исследуемыми Брауном, но отличается от них тем, что использует диэлектрические антенны, что теоретически позволяет им принимать более высокочастотное излучение. Впоследствии за этим устройством закрепилось название "солнечная ректенна". Бэйли также отметил, что наиболее важными проблемами высокочастотных ректенн являются поиск и изготовление оптимальных антенных структур и улучшение выпрямляющих характеристик [73].

1.4. Выпрямляющие элементы терагерцовых ректени

В качестве выпрямляющего элемента в микроволновых ректенных в подавляющем большинстве исследований и проектов использовались полупроводниковые диоды с барьером Шоттки или диоды с p-n переходом [54, 61, 62, 74]. Полупроводниковые диоды имеют ограниченное применение при работе с токами высоких частот, потому что они ограничены быстродействием в несколько ГГц [52]. Для диодов с барьером Шоттки было продемонстрировано, что они могут работать с током частотой не выше нескольких ТГц [52]. Характерное время переноса заряда в таких диодах слишком велико для эффективной работы на частотах терагерцового диапазона [46]. Очевидно, что переход к более высоким частотам требует разработки новых выпрямляющих элементов, способных на этих частотах работать.

Ряд современных исследований посвящен изучению свойств относительно новых типов диодов, например, диодов типа металл-диэлектрик-металл (МДМ-диоды) [75–78], баллистических графеновых диодов [79–82].

Принцип работы МДМ-диодов основан на использовании туннельного эффекта. Благодаря этому время переноса зарядов в таких диодах имеет порядок фемтосекунд [83, 84].

Баллистические графеновые диоды, которые также называют геометрическими диодами, имеют характерное время переноса зарядов также примерно порядка фемтосекунд [46, 85]. Теоретически, они способны достичь меньших значений сопротивления и больших значений чувствительности, чем однослойные МДМ-диоды. В геометрических диодах электроны двигаются по баллистическим траекториям, отражаясь от границ структуры (Рис. 1.4). Асимметрия вольт-амперной характеристики такого устройства достигается за счет асимметрии его геометрии.

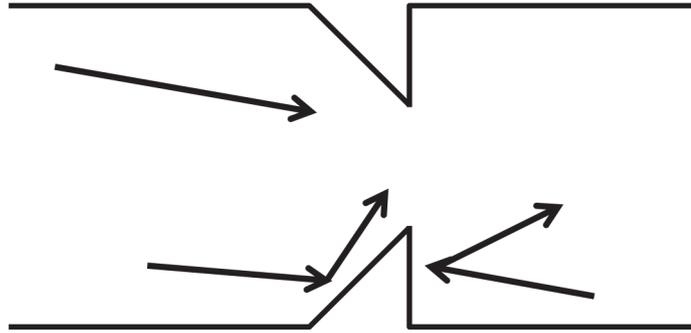


Рис. 1.4. Схема геометрического диода с баллистическими траекториями движения носителей заряда.

Для эффективной передачи энергии от антенны к диоду необходимо, чтобы их импедансы были согласованы. В идеальном случае сопротивление антенны равно сопротивлению диода. В свою очередь сопротивление антенны должно быть достаточно низким, чтобы потери в ней были как можно меньше. Таким образом, используемый диод должен обладать низким сопротивлением.

Для успешного применения в терагерцовом диапазоне диоду необходимо также иметь высокую частоту отсечки f_c . Эта частота для ректенны в целом определяется из соотношения [86]

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC}, \quad (1.2)$$

где R - сопротивление ректенны, C - электрическая емкость ректенны. Это выражение можно также переписать в виде, выделяющем вклады антенны и диода.

$$f_c = \frac{R_A + R_D}{2\pi R_A R_D C_D}, \quad (1.3)$$

где величины с индексом A относятся к антенне, а величине с индексом D - к диоду. В частности, для МДМ-диодов достижение большей частоты отсечки

требует тщательного выбора материалов и уменьшения площади поверхности перехода.

Большое внимание в исследованиях выпрямляющих элементов терагерцового диапазона уделяется следующим характеристикам [46, 47].

Величина, называемая чувствительностью, является мерой преобразования переменного тока в постоянный. Чувствительность пропорциональна частному от деления второй производной тока по напряжению на первую производную тока по напряжению

$$\beta = \frac{d^2 I}{dV^2} \cdot \left(2 \frac{dI}{dV} \right)^{-1} \quad (1.4)$$

где I – ток, протекающий через диод, V – напряжение, β – чувствительность. Чувствительность имеет размерность В^{-1} или, эквивалентно, $\text{А} \cdot \text{Вт}^{-1}$, что часто интерпретируется как сила тока, произведенная из 1 Вт входной мощности.

Асимметрия вольт-амперной характеристики может быть охарактеризована как отношение прямого тока через диод к обратному.

$$A(V) = \left| \frac{I(V)}{I(-V)} \right| \quad (1.5)$$

Значение асимметрии выше 1 свидетельствует о наличии эффекта выпрямления.

Нелинейностью диода называют отношение

$$f_{NL} = \frac{dJ}{dV} \cdot \left(\frac{J}{V} \right)^{-1}, \quad (1.6)$$

где J – плотность тока, а V – напряжение смещения. Нелинейность характеризует крутизну наклона вольт-амперной характеристики.

Для обеспечения эффективного преобразования характеристики диода в составе ректенны должны превосходить величины, представленные в табл. 1.1 [47].

Табл. 1.1. Требуемые минимальные характеристики диода

Характеристика	Значение
β	7 В^{-1}
$A(V)$	1
f_{NL}	3

Указанные величины должны достигаться при определенном напряжении смещения, которое определяется исходя из планируемого применения устройства. Например, для химических сенсоров допустимо приложение практически любого напряжения смещения, не вызывающего пробоя диэлектрика. В системах же сбора энергии, наоборот, целесообразно, чтобы напряжение смещения было как можно ближе к нулю.

1.5. Современные исследования

В современных исследованиях встречаются самые различные варианты антенных структур. Среди наиболее распространенных в исследовательских работах вариантов антенн можно отметить дипольные антенны [87, 88] и антенны-бабочки [75, 76, 79, 89]. Их относительная простота делает их очень удобными для изучения и изготовления, а антенны-бабочки также часто характеризуются широкой рабочей полосой частот. В работах также встречаются спирали разных видов [88, 90–92], антенны Вивальди [38, 93], патч-антенны и другие.

Не меньшее разнообразие подходов можно встретить в работах, изучающих выпрямляющие элементы терагерцовых ректенн. В различных работах предлагается использование выпрямляющих элементов, основанных на углеродных нанотрубках [94–96], на уже упомянутых МДМ-диодах, геометрических графеновых диодах [79, 85, 97, 98] и других структурах. Из

перечисленных вариантов диоды типа металл-диэлектрик-металл считаются более доступными для производства и изучения. Например, в качестве электродов МДМ-диода можно использовать участки плеч антенны.

Сами исследуемые МДМ-диоды также различаются по структуре и составу. Некоторые работы предлагают использование симметричных диодов, то есть таких, чьи электроды выполнены из одинаковых металлов [99, 100]. Другие рассматривают применение асимметричных, предполагая, что в этом случае удастся добиться лучших характеристик [39, 87, 90]. Отдельные исследования утверждают, что МДМ-диоды с несколькими диэлектрическими слоями обладают значительным превосходством над однослойными, позволяя добиться недостижимых для последних показателей [46, 101, 102]. Геометрия МДМ-диода также может принимать различный вид. Например, существуют исследования о влиянии формы электродов на диодные характеристики [103]. Существуют работы, предлагающие выполнять МДМ-диод в распределенном виде, то есть в виде так называемого диода бегущей волны [87, 104–106]. Предполагается, что это позволит увеличить частоту отсечки и добиться лучшего согласования диода с антенной ректенны.

При экспериментальном исследовании ректенн также важно учитывать, что в наблюдаемый сигнал также вносит вклад термоэлектрический эффект Зеебека [46, 48]. Для демонстрации того, что полученный сигнал обусловлен именно выпрямлением высокочастотного излучения, экспериментальные работы часто включают в себя исследование зависимости уровня сигнала от поляризации падающего излучения, например, как в работах [39, 75]. Такая зависимость является неотъемлемой особенностью приема электромагнитного излучения при помощи антенн и может оказаться как полезной, так и вредной для практических применений.

При приеме сигнала от естественных источников излучения нужно дополнительно иметь в виду, что такое излучение обладает ограниченной

степенью когерентности. Данный факт, как и существенные потери в металлах на высоких частотах, определяет наибольшие возможные размеры принимающей антенны. Согласно современным представлениям, радиус когерентности излучения абсолютно черного тела на определенной частоте пропорционален длине волны и обратно пропорционален угловому размеру данного тела [107]. Учет этой специфической особенности естественных источников более всего актуален для разработки устройств сбора энергии, которые, как было отмечено выше, часто предлагаются как одно из возможных использований терагерцовых ректенн.

1.6. Выводы

1. Современные генераторы и детекторы излучения терагерцового диапазона еще не достигли той же степени развития, какой обладают аналогичные устройства в соседних диапазонах, то есть в микроволновом и оптическом.

2. Ректенны – перспективные детекторы излучения терагерцового диапазона. Оптимизм в отношении терагерцовых ректенн основан на достижениях в применении ректенн микроволнового диапазона. Теоретические работы предсказывают возможность достижения КПД преобразования до 90%, однако единое мнение на этот счет до сих пор не сформировано.

3. Основные проблемы применения терагерцовых ректенн происходят из большой частоты, присущей этому диапазон. Создание терагерцовых антенн затруднено эффектами, связанными с наличием в металлах потерь, которые увеличиваются при увеличении частоты. Необходимость поиска новых выпрямляющих элементов также обусловлена недостаточностью быстродействия существующих диодов.

АНТЕННЫ РЕКТЕНН

2.1. Введение

Основные характеристики антенны, которые чаще всего рассматриваются в исследовательских работах – это диаграмма направленности, рабочая частота, рабочая полоса частот и входной импеданс.

Понятие диаграммы направленности проще всего продемонстрировать на элементарном примере – диполе Герца. Диполь Герца представляет собой короткий линейный участок проводника длиной l , по которому течет ток, не меняющийся на его длине (Рис. 2.1).

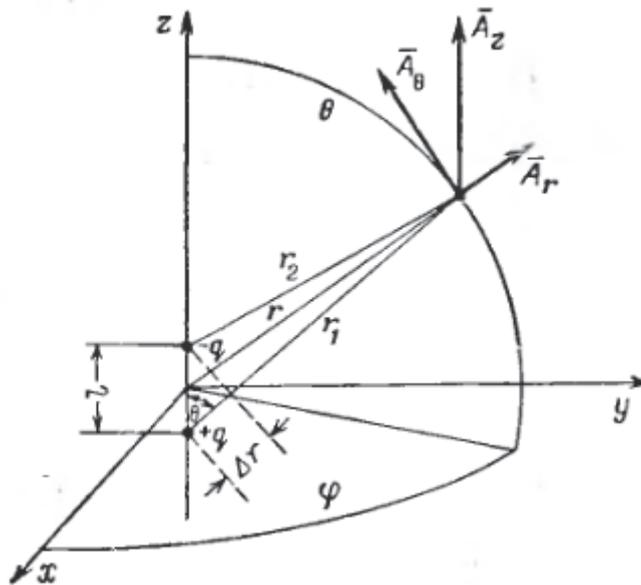


Рис. 2.1. Система зарядов, рассматриваемая в задаче об излучении диполя Герца [108].

Протекание этого тока возможно, если на концах проводника будут расположены равные по модулю, но противоположные по знаку заряды, которые изменяются во времени. Электрический ток I и электрический заряд q в этом случае связаны соотношением

$$I = -\frac{dq}{dt} \quad (2.1)$$

Тогда с учетом малости проводника в системе единиц СГС можно получить следующее выражение для запаздывающего векторного потенциала

$$\vec{A} = \mu \frac{I \left(t - \frac{r}{v} \right) \vec{l}}{4\pi r}, \quad (2.2)$$

где μ – относительная магнитная проницаемость, \vec{r} – радиус-вектор от центра диполя до точки наблюдения, вектор \vec{l} соединяет заряды, v – скорость распространения электромагнитного излучения в среде, для которой в системе единиц СГС справедливо выражение

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (2.3)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Скалярный потенциал, в свою очередь, можно получить в виде

$$U = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon} \right) \left[\frac{q \left(t - \frac{r_1}{v} \right)}{r_1} - \frac{q \left(t - \frac{r_2}{v} \right)}{r_2} \right] \quad (2.4)$$

где $\vec{r}_{1,2}$ — радиус-вектор от соответствующего заряда до точки наблюдения. Заряды считаются точечными, поэтому вклад от каждого из них зависит только от расстояния, но не от направления.

Используя малость расстояния l , можно переписать (2.4) в виде

$$U = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{q \left(t - \frac{r}{v} \right)}{r} \right) \Delta r, \quad (2.5)$$

где $\Delta r = l \cos \theta$, а θ – угол между осью Oz и направлением на точку наблюдения. В итоге для скалярного потенциала получаем выражение

$$U = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon} \right) \left(-\frac{q' \left(t - \frac{r}{v} \right)}{vr} - \frac{q \left(t - \frac{r}{v} \right)}{r^2} \right) l \cos \theta, \quad (2.6)$$

где q' – полная производная электрического заряда по аргументу.

Рассмотрим данную систему зарядов в сферических координатах, направив ось Oz вдоль линии, соединяющей эти заряды. По полученным потенциалам можно определить электрическое и магнитное поле.

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \quad (2.7)$$

$$\epsilon \frac{d\vec{E}}{dt} = \text{rot} \vec{H} \quad (2.8)$$

Вычислив эти поля, получим для их компонент следующие выражения.

$$H_r = H_\theta = 0 \quad (2.9)$$

$$H_\phi = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{vr} I' \left(t - \frac{r}{v} \right) + \frac{I \left(t - \frac{r}{v} \right)}{vr^2} \right) \sin \theta \quad (2.10)$$

$$E_\phi = 0 \quad (2.11)$$

$$E_\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left(\frac{I' \left(t - \frac{r}{v} \right)}{v^2 r} + \frac{I \left(t - \frac{r}{v} \right)}{vr^2} - \frac{q \left(t - \frac{r}{v} \right)}{r^3} \right) \sin \theta \quad (2.12)$$

$$E_r = \frac{1}{2\pi\epsilon} \left(\frac{I \left(t - \frac{r}{v} \right)}{vr^2} - \frac{q \left(t - \frac{r}{v} \right)}{r^3} \right) \cos \theta \quad (2.13)$$

Видно, что в выражения для электрического и магнитного полей входят слагаемые, пропорциональные $1/r$, $1/r^2$, $1/r^3$. В контексте настоящей работы наиболее интересна дальняя зона, называемая также зоной излучения, в которой преобладают члены, пропорциональные $1/r$, поскольку антенны работают именно с этой зоной.

В дальней зоне $r \gg \lambda$, где λ - длина волны излучения, поэтому нельзя пренебрегать запаздыванием.

Приблизительные выражения для напряженностей электромагнитного поля в этой зоне при сохранении только членов пропорциональных $1/r$ имеют следующий вид.

$$H_\phi = \frac{1}{4\pi vr} I' \left(t - \frac{r}{v} \right) \sin \theta \quad (2.14)$$

$$E_\theta = \frac{1}{4\pi v^2 r} I' \left(t - \frac{r}{v} \right) \sin \theta \quad (2.15)$$

Напряженность электрического и магнитного полей в дальней зоне совпадает по фазе, волна - поперечная, а фронт излучения является сферическим. Поля максимальны при $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Рассматривая излучение на постоянном расстоянии от диполя и обозначая амплитуды излучения, соответственно, E_m и H_m , а их максимальные значения - E_{\max} и H_{\max} , получим выражения, описывающие угловые распределения полей в дальней зоне.

$$H_m = H_{\max} \sin \theta \quad (2.16)$$

$$E_m = E_{\max} \sin \theta \quad (2.17)$$

Изображая, например, зависимость амплитуды электрического поля деленного на ее максимальное значение, получим диаграмму направленности поля диполя Герца (Рис. 2.2). Обычно, величины на диаграмме направленности дополнительно нормируются на аналогичные для идеальной изотропной антенны с той же мощностью излучения, что и у исследуемой. Нормированные значения представляются в логарифмическом масштабе через децибелы и обозначаются как изотропные децибелы (дБи).

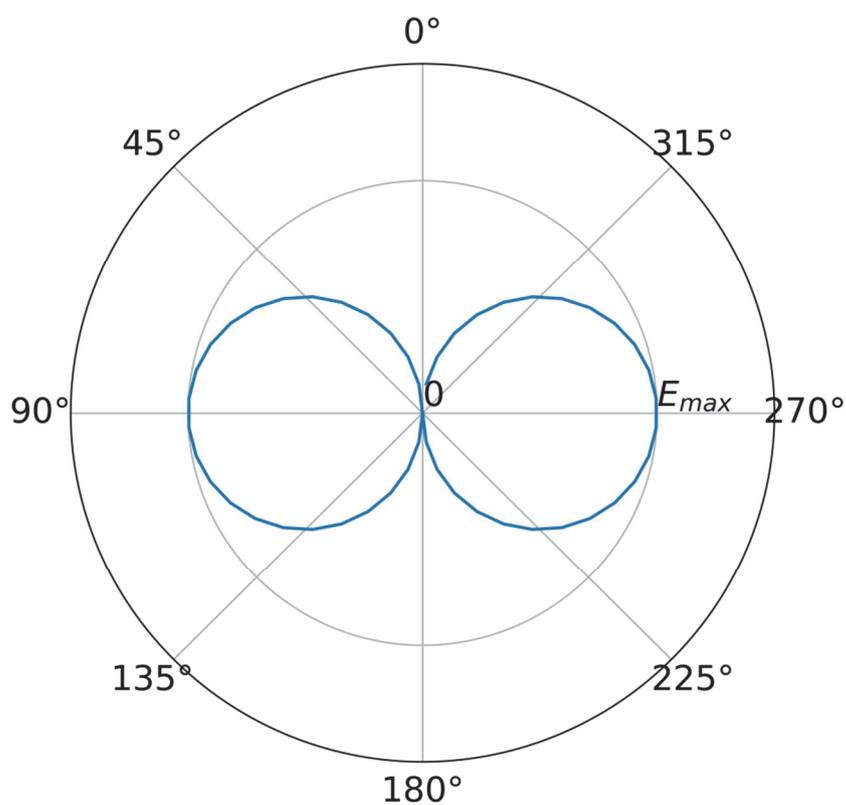


Рис. 2.2. Диаграмма направленности диполя Герца в плоскости расположения зарядов. Углы отсчитываются от оси диполя.

Для определения рабочей частоты и рабочей полосы частот, обычно, используют зависимость от частоты коэффициента отражения, также известного как коэффициент S_{11} . Его обозначение происходит из теории многополюсников. Коэффициент отражения определяется из отношения амплитуд падающей и отраженной «волны мощности», которые имеют вид [109, 110]

$$a = \frac{1}{2} \frac{V + ZI}{\sqrt{|\operatorname{Re}(Z)|}} \quad (2.18)$$

$$b = \frac{1}{2} \frac{V - Z^*I}{\sqrt{|\operatorname{Re}(Z)|}} \quad (2.19)$$

где a - амплитуда падающей волны, b - амплитуда отраженной волны, Z - импеданс единственного в данном случае полюса, Z^* - комплексное сопряжение Z , V - комплексная амплитуда напряжения, I - комплексная амплитуда тока. Соответственно, комплексный в общем случае коэффициент отражения S_{11} равен

$$S_{11} = \frac{V + ZI}{V - Z^*I} \quad (2.20)$$

2.2. Численное моделирование уравнений Максвелла.

Обычно, найти распределение полей в дальней зоне для сложных излучающих структур аналитически очень сложно или вовсе невозможно. Для их расчета применяют численные методы. Для нахождения дальнего поля численными методами сначала находят ближнее поле, а затем рассчитывают дальнее при помощи принципа Гюйгенса-Френеля.

Для нахождения ближнего поля можно воспользоваться методом конечных интегралов [111, 112]. Будем считать, что задача решается внутри ограниченной односвязной области Ω . Запишем уравнения Максвелла в интегральном виде для произвольного объема V и произвольной поверхности S внутри расчетной области Ω и присоединим к ним материальные уравнения.

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_{\delta S} \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{s} \\ \oiint_{\delta V} \vec{D} \cdot d\vec{s} = \iiint_V \rho dv \\ \oint_{\delta S} \vec{H} \cdot d\vec{l} = - \iint_S \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} - \vec{J} \right) \cdot d\vec{s} \\ \oiint_{\delta V} \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \end{array} \right. \quad (2.21)$$

$$\begin{array}{l} \vec{D} = \varepsilon \vec{E} \\ \vec{B} = \mu \vec{H} \\ \vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}_s \end{array} \quad (2.22)$$

Здесь \vec{E} – напряженность электрического поля, \vec{B} – индукция магнитного поля, \vec{D} – вектор электрического смещения, \vec{H} – вектор напряженности магнитного поля, \vec{J} – электрический ток, \vec{J}_k – свободные токи, ρ – плотность электрического заряда, ε – диэлектрическая проницаемость среды, μ – магнитная проницаемость среды, σ – проводимость, δV – замкнутая граница объема V , dv – бесконечно малый элемент объема V , δS – замкнутый контур, ограничивающий поверхность S , $d\vec{s}$ – бесконечно малый векторный элемент поверхности S , $d\vec{l}$ – бесконечно малый векторный элемент контура δS .

Пусть расчетная область Ω имеет форму куба. Разобьем расчетную область на конечное число непересекающихся элементов, например, кубов. Тогда набор ячеек

$$G = \left\{ V_{i,j,k} \in \mathbb{R}^3 \mid V_{i,j,k} = [x_i, x_{i+1}] \times [y_j, y_{j+1}] \times [z_k, z_{k+1}] \right\}, \quad (2.23)$$

где x_i, y_j, z_k – координаты узлов сетки, индексы i, j, k пробегает значения $0 \dots N_{x,y,z}$ соответственно. Введем также дуальную сетку, смещенную относительно основной на половину шага дискретизации по всем координатам. Таким образом получаем сетку Йи [112, 113]. В ребрах основной сетки

производится расчет величин компонент электрических полей, на ребрах дуальной – магнитных (Рис. 2.3).

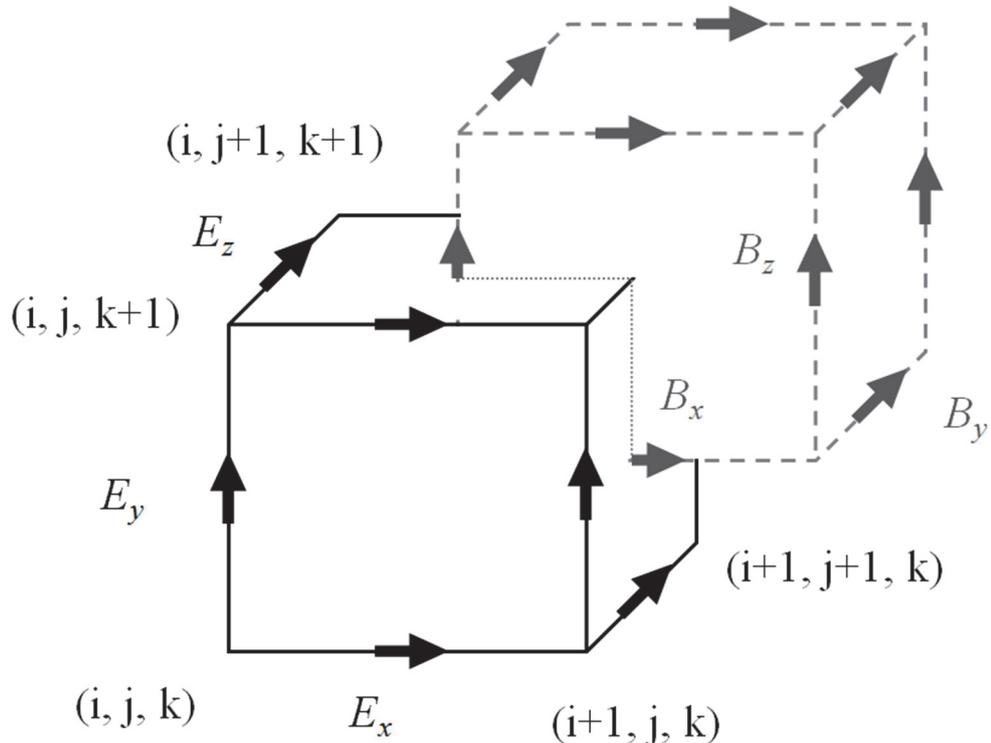


Рис. 2.3. Ячейка сетки Йи. Сплошными линиями показан элемент основной сетки, штриховыми – дуальной. Линия из точек отмечает линию пересечения элементов.

Для каждого ребра некоторой ячейки $V_{i,j,k}$ получим приближенные значения компонент электрического поля и магнитной индукции.

$$e_x(i, j, k) = \int_{(x_i, y_j, z_k)}^{(x_{i+1}, y_j, z_k)} \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (2.24)$$

$$b_z(i, j, k) = \oiint \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.25)$$

Тогда для этой ячейки можем записать первое уравнение системы (2.21) в виде обыкновенного дифференциального уравнения.

$$e_x(i, j, k) + e_y(i+1, j, k) - e_x(i, j+1, k) - e_y(i, j, k) = -\frac{d}{dt} b_z(i, j, k) \quad (2.26)$$

Записывая это выражение для всех ячеек можно получить выражение

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots \\ 1 & \dots & 1 & \dots & -1 & \dots & -1 \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}}_{\hat{C}} \underbrace{\begin{pmatrix} e_x(0,0,0) \\ \vdots \\ e_z(N_x, N_y, N_z) \end{pmatrix}}_{\vec{e}} = -\frac{d}{dt} \underbrace{\begin{pmatrix} b_x(0,0,0) \\ \vdots \\ b_z(N_x, N_y, N_z) \end{pmatrix}}_{\vec{b}} \quad (2.27)$$

Если обозначить полученный матричный оператор как \hat{C} и провести аналогичные операции для магнитного поля, то становится возможно получить первые два уравнения системы сеточных уравнений Максвелла.

$$\hat{C}\vec{e} = -\frac{d}{dt}\vec{b} \quad (2.28)$$

$$\hat{\tilde{C}}\vec{h} = -\frac{d}{dt}\vec{d} + \vec{j} \quad (2.29)$$

Оператор \hat{C} является дискретным оператором ротора на сетке, соответствующей электрическому полю, а оператор $\hat{\tilde{C}}$ - дискретным оператором ротора на смещенной сетке, соответствующей магнитному полю. Элементы матриц этих операторов принимают целочисленные значения $C_{i,j} = \{-1; 0; 1\}$.

Таким же образом можно получить выражения для магнитной индукции и электрического смещения. Исходя из четвертого системы (2.21), для ячейки дуальной решетки получим

$$\begin{aligned} & -b_x(i, j, k) - b_y(i, j, k) - b_z(i, j, k) + b_x(i+1, j, k) + \\ & + b_y(i, j+1, k) + b_z(i, j, k+1) = 0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

В матричном виде это выражение будет выглядеть как

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dots & & \dots \\ \dots & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & \dots \\ \dots & & \dots \end{pmatrix}}_{\hat{S}} \underbrace{\begin{pmatrix} \vdots \\ b_x(i, j, k) \\ b_x(i+1, j, k) \\ b_y(i, j, k) \\ b_y(i, j+1, k) \\ b_z(i, j, k) \\ b_z(i, j, k+1) \\ \vdots \end{pmatrix}}_{\vec{b}} = 0 \quad (2.31)$$

Матрица \hat{S} представляет собой дискретный оператор дивергенции. Ее элементы принимают значения $S_{i,j} = \{-1; 0; 1\}$, как и элементы матрицы дискретного оператора ротора. Применяв такие же выкладки для электрического смещения, получим вторую пару сеточных уравнений Максвелла.

$$\hat{S}\vec{b} = 0 \quad (2.32)$$

$$\hat{S}\vec{d} = \vec{q} \quad (2.33)$$

Материальные уравнения также примут дискретный вид.

$$\begin{aligned} \vec{d} &= \hat{M}_\varepsilon \vec{e} \\ \vec{b} &= \hat{M}_\mu \vec{h} \\ \vec{j} &= \hat{M}_\sigma \vec{e} + \vec{j}_s \end{aligned} \quad (2.34)$$

Согласно схеме конечных разностей во временной области, для расчета электрического поля на временном шаге $n + 0.5$ используем электрическое поле с временного шага $n - 0.5$ и магнитное поле на шаге n [112–114].

$$\vec{e}^{n+0.5} = \vec{e}^{n-0.5} + \Delta t \hat{M}_\varepsilon^{-1} \left[\hat{C} \hat{M}_\mu^{-1} \vec{b}^n + \vec{j}_s^n \right] \quad (2.35)$$

$$\vec{b}^{n+1} = \vec{b}^n - \Delta t \hat{C} \vec{e}^{n+0.5} \quad (2.36)$$

На границе области вычислений задаются поглощающие граничные условия или, например, идеально согласованные слои — PML, чтобы смоделировать уход волн на бесконечность [115].

Реализация этой схемы позволяет найти распределение полей внутри расчетной области. Эта область обычно невелика, поэтому полученный результат является излучением в ближней зоне. По этим данным можно рассчитать поле в дальней зоне [116].

Метод расчета состоит в следующем. Рассмотрим некоторую замкнутую поверхность в пространстве при наличии электромагнитного поля. Из граничных условий для электрического и магнитного полей получаем следующие соотношения для полей внутри и снаружи поверхности.

$$\left[\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \right] = \vec{J}_s \quad (2.37)$$

$$\left[\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) \right] = -\vec{M}_s \quad (2.38)$$

Здесь \vec{n} — вектор нормали к поверхности, $\vec{E}_{1,2}$ — электрическое поле, соответственно, снаружи и внутри поверхности, $\vec{H}_{1,2}$ — магнитное поле снаружи и внутри поверхности, \vec{J}_s — поверхностный ток электрических зарядов, \vec{M}_s — поверхностный ток фиктивных магнитных зарядов. На практике магнитных зарядов не существует, а значит, не существует и магнитных токов, что означает непрерывность тангенциальной составляющей электрического поля. Можно, однако, представить себе такие условия, при которых эта составляющая будет иметь разрыв. Чтобы его учесть, будет необходимо ввести магнитный ток. Эти соотношения получаются вне зависимости от того, является ли поверхность реальной границей раздела или же некоторой воображаемой поверхностью внутри однородной среды.

Можно заметить, что если поверхность полностью находится внутри однородной среды, то тангенциальные составляющие поля по обе стороны от

границы будут одинаковыми, а поверхностные токи будут нулевыми. Пусть внутри области, ограниченной данной поверхностью, находится источник излучения. Допустим теперь, что поля с внутренней стороны границы равны нулю, а поля с внешней стороны при этом не изменяются. Тогда для такого случая поверхностные токи будут уже ненулевыми.

$$\vec{J}_s = [n \times \vec{E}_1] \quad (2.39)$$

$$\vec{M}_s = -[\vec{n} \times \vec{H}_1] \quad (2.40)$$

Таким образом, излучение источника, находящегося внутри области, было заменено излучением токов на поверхности границы этой области.

Рассмотрим теперь векторные потенциалы электромагнитного поля. Если электрические заряды могут течь свободно, а магнитные — нет (нет магнитных зарядов), то получаем следующее выражение для магнитного поля.

$$\operatorname{div} \vec{B}_A = \operatorname{div} (\mu \vec{H}_A) = 0 \quad (2.41)$$

Здесь индекс А означает, что рассматривается случай отсутствия магнитных зарядов. Это соотношение будет автоматически выполнено, если магнитное поле является ротором другого векторного поля — векторного потенциала.

$$\vec{H}_A = \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \vec{A} \quad (2.42)$$

Используя оставшиеся уравнения Максвелла и полагая поля гармоническими (пропорциональными $e^{i\omega t}$), получаем для векторного потенциала известное уравнение.

$$\Delta \vec{A} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{A} = -\mu \vec{J} + \operatorname{grad} (\operatorname{div} \vec{A} + j\omega \mu \epsilon \Phi_\epsilon) \quad (2.43)$$

Здесь Δ — оператор Лапласа, ω — частота излучения, μ — магнитная проницаемость среды, ϵ — электрическая проницаемость среды, Φ_ϵ — скалярный

потенциал электрического поля: $\vec{E}_A = -j\omega\vec{A} - \text{grad } \Phi_\varepsilon$, j – мнимая единица.

Используем калибровку Лоренца:

$$\text{div } \vec{A} + j\omega\mu\varepsilon\Phi_\varepsilon = 0; \quad (2.44)$$

$$k^2 = \omega^2\mu\varepsilon; \Rightarrow \Delta\vec{A} + k^2\vec{A} = -\mu\vec{J}$$

Предположим теперь, что электрических зарядов нет, а магнитные — есть. В этом случае, получаем

$$\text{div } \vec{D}_F = \text{div}(\varepsilon\vec{E}_F) = 0 \quad (2.45)$$

$$\vec{E}_F = -\frac{1}{\varepsilon}\text{rot } \vec{F} \quad (2.46)$$

В аналогичной калибровке получаем уравнение для векторного потенциала в этом случае.

$$\Delta\vec{F} + k^2\vec{F} = -\varepsilon\vec{M} \quad (2.47)$$

Для потенциалов затем можно получить решение этих уравнений.

$$\vec{A}(\vec{r}) = \mu \oint_S \vec{J}_s(\vec{r}') \frac{e^{-jk(\vec{r}-\vec{r}')}}{4\pi(\vec{r}-\vec{r}')} ds' \quad (2.48)$$

$$\vec{F}(\vec{r}) = \varepsilon \oint_S \vec{M}_s(\vec{r}') \frac{e^{-jk(\vec{r}-\vec{r}')}}{4\pi(\vec{r}-\vec{r}')} ds' \quad (2.49)$$

Соединив вклады от обоих потенциалов, получим

$$\vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \left[\vec{A} + \frac{1}{k^2} \text{grad } \text{div } \vec{A} \right] - \frac{1}{\varepsilon} \text{rot } \vec{F} \quad (2.50)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = -j\omega \left[\vec{F} + \frac{1}{k^2} \text{grad } \text{div } \vec{F} \right] + \frac{1}{\mu} \text{rot } \vec{A} \quad (2.51)$$

Исходя уже из этих выражений, можно получить поля в дальней зоне, пренебрегая членами, спадающими быстрее $1/r$. Например, для компонент

электрического поля в сферической системе координат получим следующее выражения.

$$E_r \approx 0 \quad (2.52)$$

$$E_\theta \approx -ik \frac{\exp(-ikr)}{4\pi r} (L_\theta + \eta N_\theta) \quad (2.53)$$

$$E_\varphi \approx -ik \frac{\exp(-ikr)}{4\pi r} (L_\varphi - \eta N_\varphi) \quad (2.54)$$

В этом выражении r – расстояние до точки наблюдения. В этом методе компоненты поля вычисляются отдельно для каждой частоты. Векторы \vec{L} и \vec{N} являются интегралами, которые можно вычислить численно по некоторой поверхности внутри счетной области.

$$\vec{N} = \iint_S [\vec{n}_s \times \vec{H}] e^{i\vec{k}\vec{r}'} ds' \quad (2.55)$$

$$\vec{L} = \iint_S [\vec{E} \times \vec{n}_s] e^{i\vec{k}\vec{r}'} ds' \quad (2.56)$$

2.3. Варианты антенн

Было рассмотрено несколько вариантов конфигураций принимающих элементов. Вначале были рассмотрены элементы с антенной в виде квадратной спирали с различным числом витков. В ходе исследования было обнаружено, что при таком виде антенны наиболее подходящим для целей работы оказалось количество витков равное 3. После этого была проведена оптимизация параметров антенны. Параллельно с квадратными спиральными антеннами были также рассмотрены антенны в виде круглых спиралей с утолщениями.

В моделях предполагалось, что под антенной будет расположен отражатель для улучшения приемных характеристик конструкции. Между антенной и отражателем располагался слой диэлектрического материала.

Основой для исследования стали антенны, представленные в работах [А1, А3, А8–А10], в которых свойства этих антенн были изучены при помощи численного моделирования и экспериментальных измерений. Изначально они были рассчитаны на работу в диапазоне более низких частот, в гигагерцовом диапазоне. В этом случае было намного легче исследовать их свойства экспериментально.

На этом этапе значительные усилия были приложены к поиску геометрической структуры антенны. Рабочую частоту затем планировалось перевести в необходимую область масштабированием геометрических размеров антенны.

Численное моделирование показало, что рассмотренная антенна в виде круглой спирали (Рис. 2.4) имеет широкий резонанс на частоте 3,5 ГГц (Рис. 2.5). При этом диаграмма направленности такой антенны на этой частоте обладает неравномерностью диаграммы направленности примерно в 2 дБ при угле места 45° (Рис. 2.6).

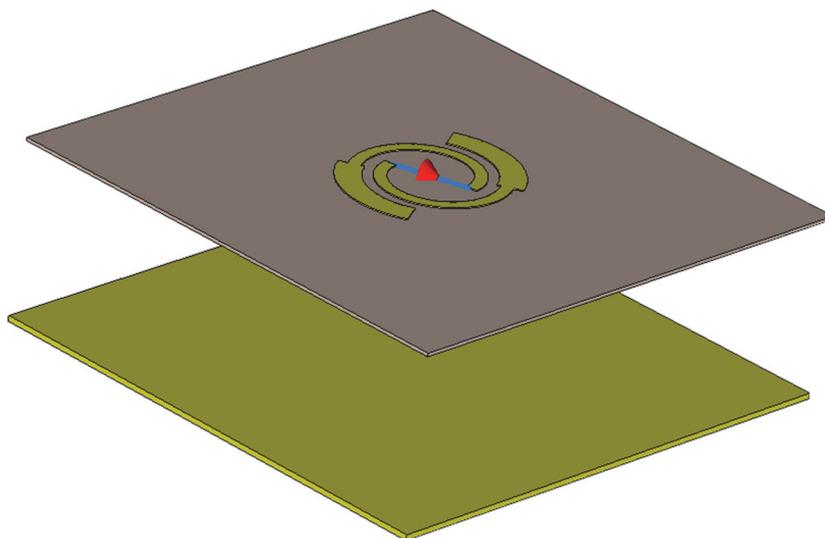


Рис. 2.4. Внешний вид модели ректенны с круглой спиралеобразной антенной

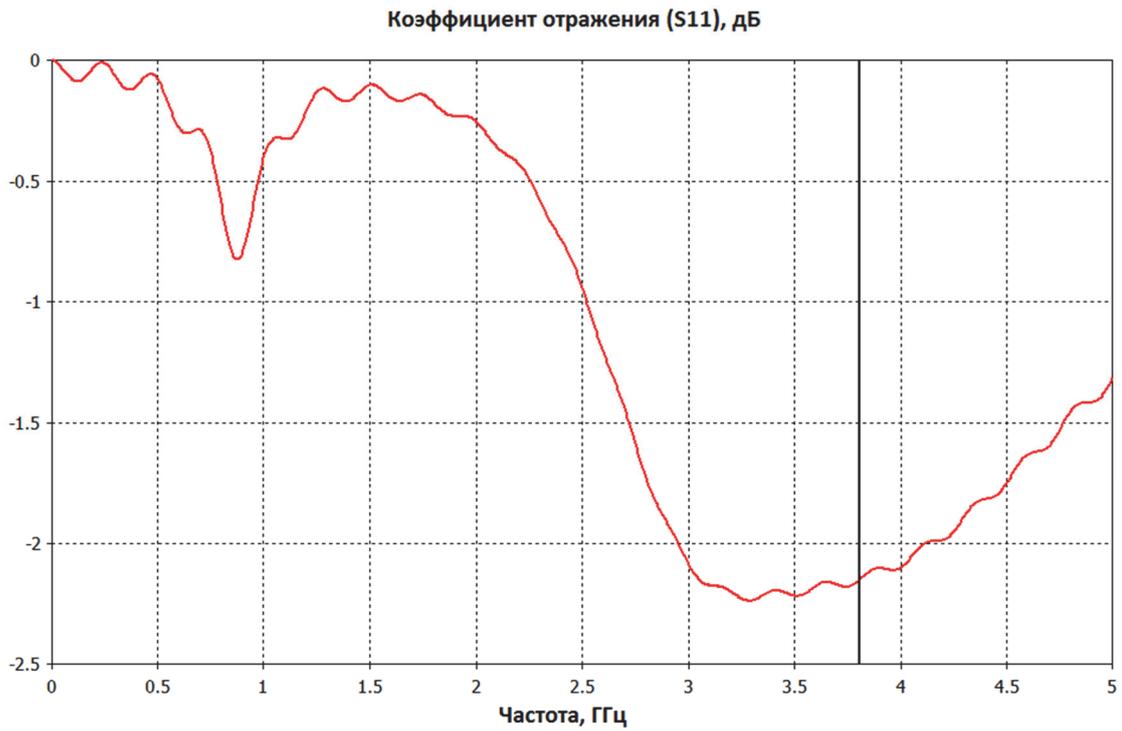


Рис. 2.5. Зависимость коэффициента отражения S_{11} ректенны с круглой спиралеобразной антенной от частоты.

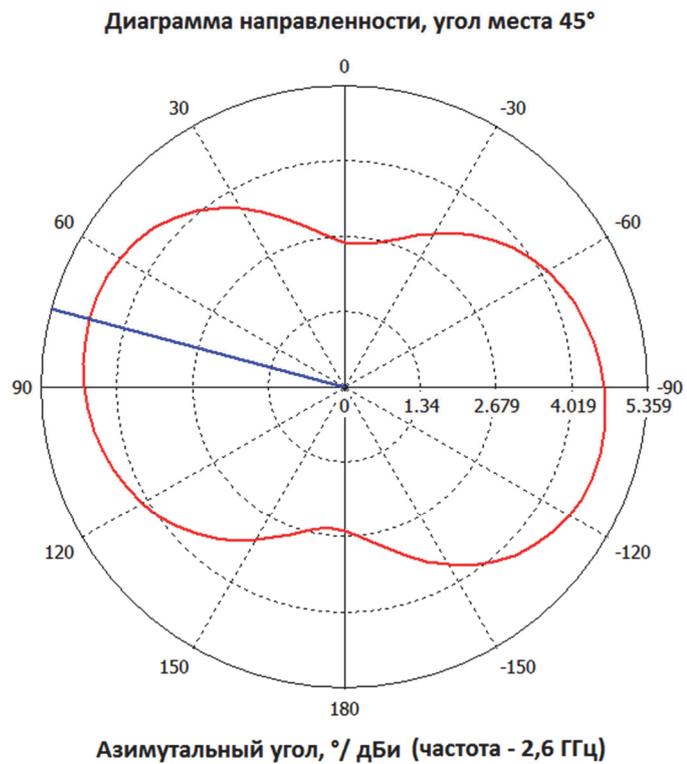


Рис. 2.6. Диаграмма направленности ректенны с круглой спиралеобразной антенной.

Диаграмма направленности антенны в виде квадратной спирали (Рис. 2.7) обладает чуть большей неравномерностью диаграммы направленности при угле места 45° . Неравномерность составляет примерно 3 дБ (Рис. 2.8). Однако эта антенна имеет гораздо более глубокий резонанс на частоте 2,8 ГГц (Рис. 2.9).

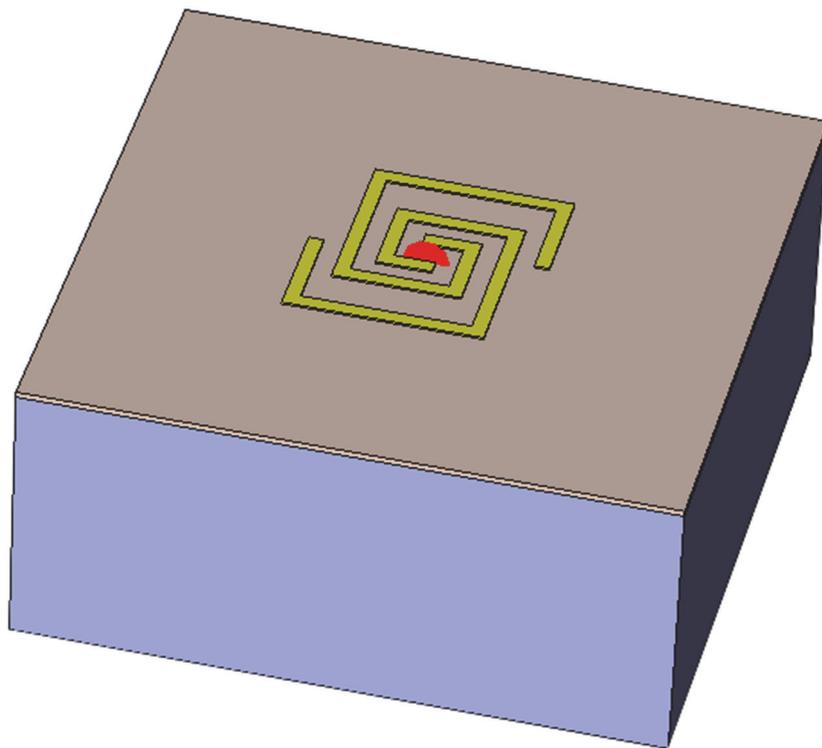


Рис. 2.7. Внешний вид модели ректенны с квадратной спиралеобразной антенной

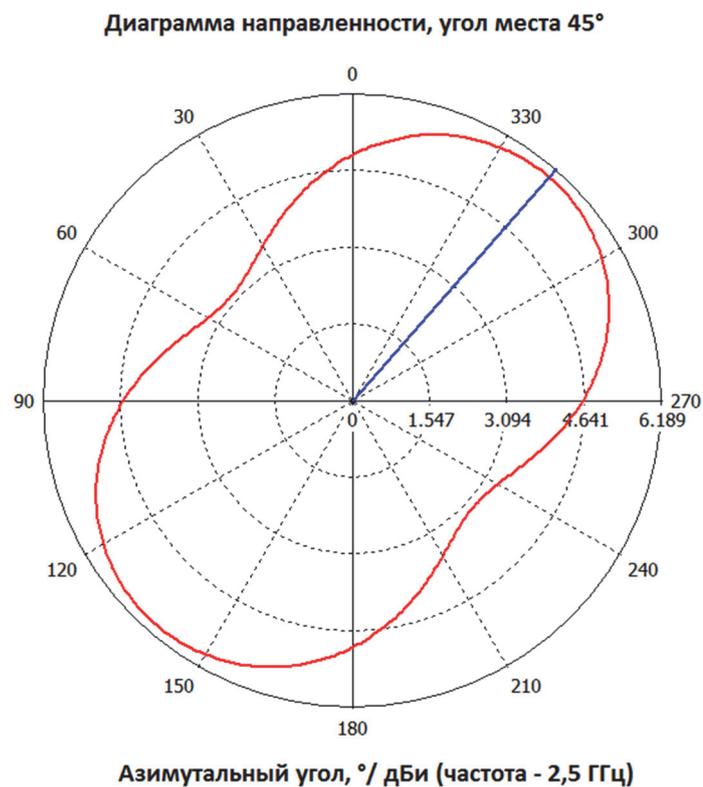


Рис. 2.8. Диаграмма направленности ректенны с квадратной спиралеобразной антенной при угле места 45°.

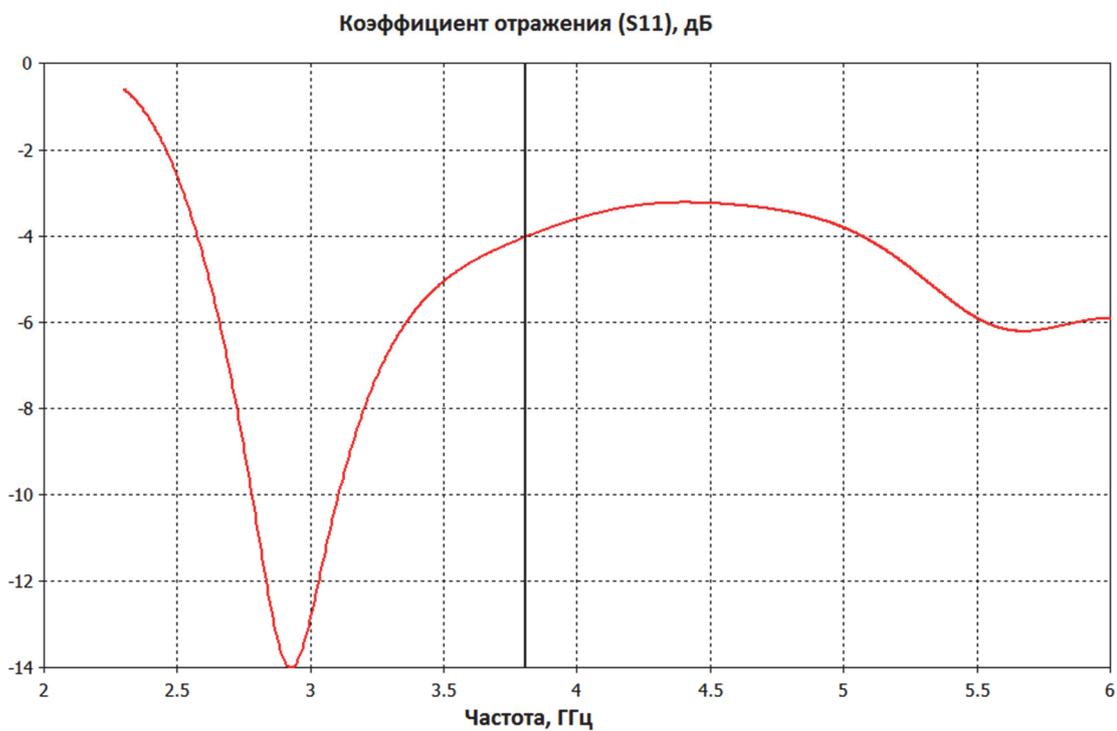


Рис. 2.9. Зависимость коэффициента отражения S_{11} ректенны с квадратной спиралеобразной антенной от частоты.

Характеристики этих антенн также были исследованы экспериментально. Результаты этого исследования также были изложены в работе [А1]. Источником излучения служил лабораторный генератор СВЧ излучения с доступным диапазоном частот 2300 - 2800 МГц. Облучение ректенны производилось при помощи рупорной антенны (Рис. 2.10).

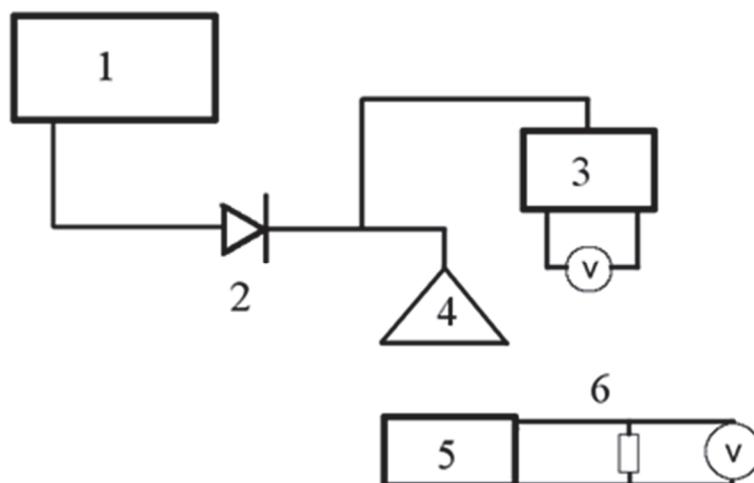


Рис. 2.10. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — СВЧ-генератор, 2 — ферритовый вентиль, 3 — детектор мощности (с аттенюатором), 4 — рупорная антенна, 5 — ректенна, 6 — нагрузка.

Экспериментальные образцы были изготовлены из меди на подложке из текстолита методом химического травления (Рис. 2.11). Частотные характеристики исследованных образцов с удовлетворительной точностью соответствовали результатам численного моделирования (Рис. 2.12, Рис. 2.13). Видно, что рабочие частоты образцов перешли на более низкие значения. Также заметно изменение формы резонансов. Расхождения между предсказаниями модели и результатами эксперимента можно объяснить несовершенством технологии изготовления экспериментальных образцов, что только еще раз подчеркивает важность разработки эффективных и точных методов производства для подобного рода устройств.

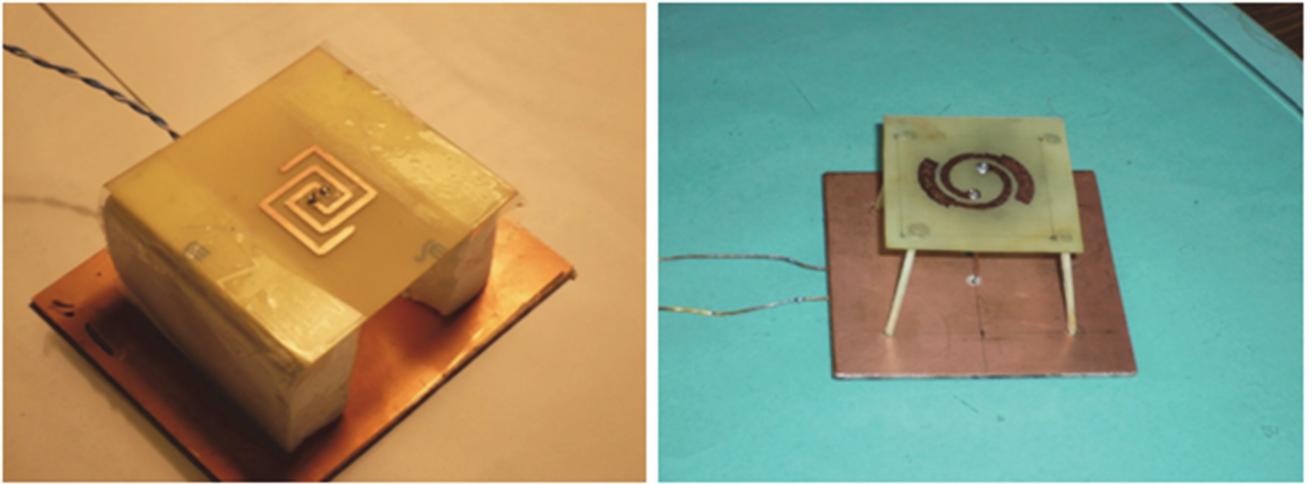


Рис. 2.11. Экспериментальные образцы. Ректенна с антенной в виде квадратной спирали (слева) и ректенна с антенной в виде круглой спирали (справа)

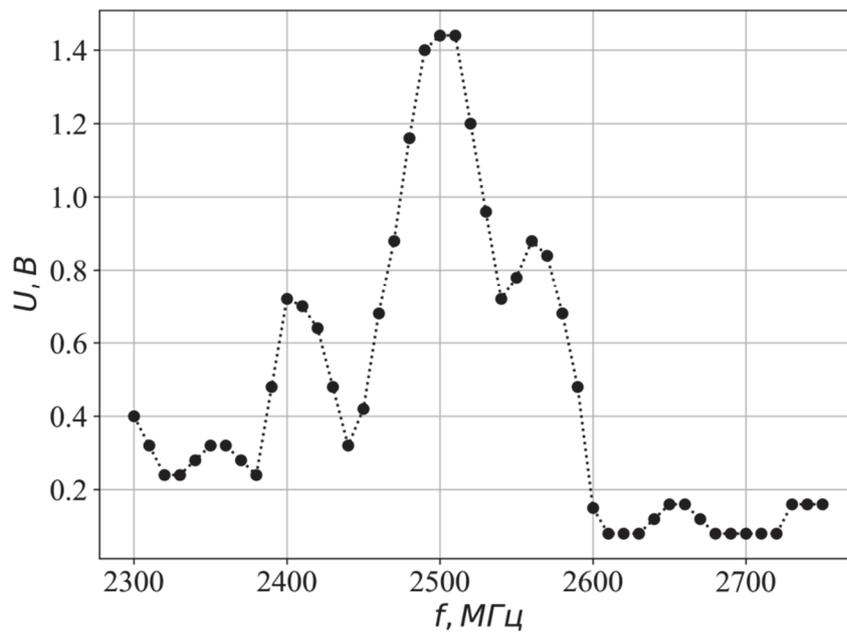


Рис. 2.12. Зависимость напряжения U на сопротивлении ректенны с круглой спиралью от частоты f .

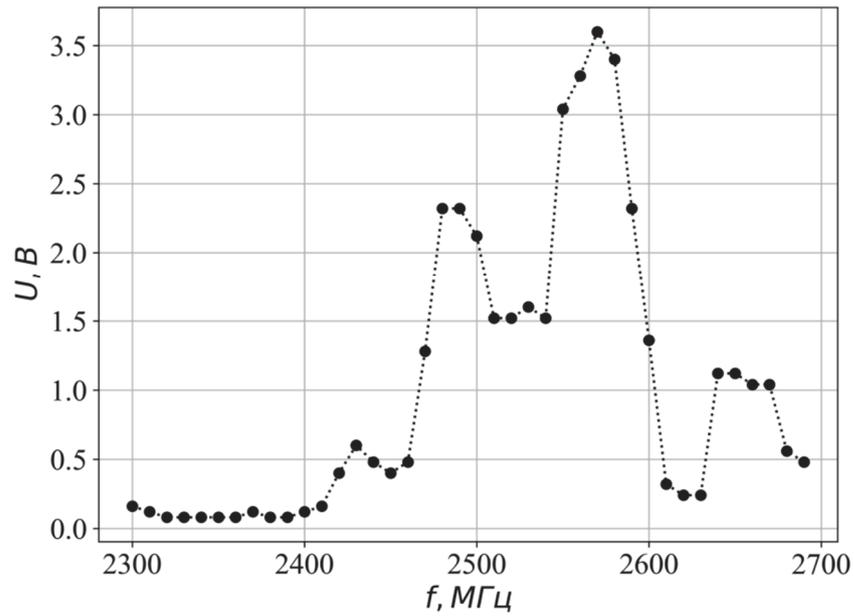


Рис. 2.13. Зависимость напряжения U на сопротивлении ректенны с квадратной спиралью от частоты f .

Для дальнейшего изучения была выбрана модифицированная модель антенны в виде квадратной спирали (Рис. 2.14). Данный выбор обоснован тем, что такая антенна геометрически проще другой рассмотренной антенны, что, возможно, позволит облегчить изготовление данных устройств в необходимом масштабе [A13].

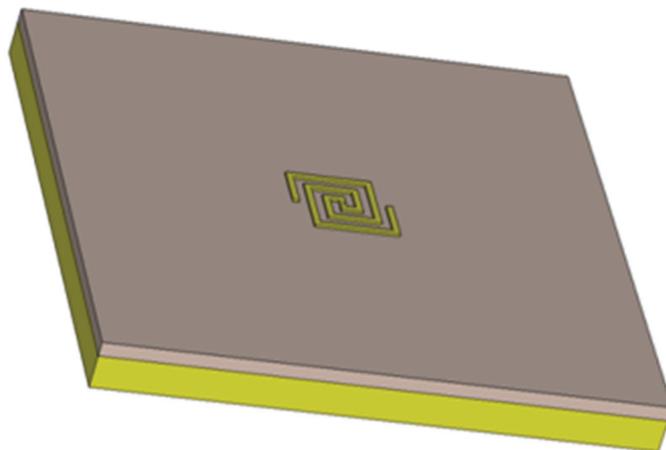


Рис. 2.14. Общий вид модели терагерцовой антенны.

В модели предполагается, что в качестве металла используется золото, а в качестве диэлектрика – тефлон. Геометрические характеристики антенны представлены в табл. 2.1 (Рис. 2.15).

Таблица 2.1. Параметры антенны.

Параметр	Величина, мкм
Длина подложки, ширина подложки	15,264
Толщина диэлектрического слоя d_d	0,43
Толщина отражающего слоя d_m	1
Толщина дорожки антенны d_a	0,707
Ширина дорожки антенны w	0,176
L_1	1,272
L_2	2,332
L_3	1,89
L_4	1,466
L_5	1,024
L_6	0,6
L_7	0,247
Зазор g	0,106

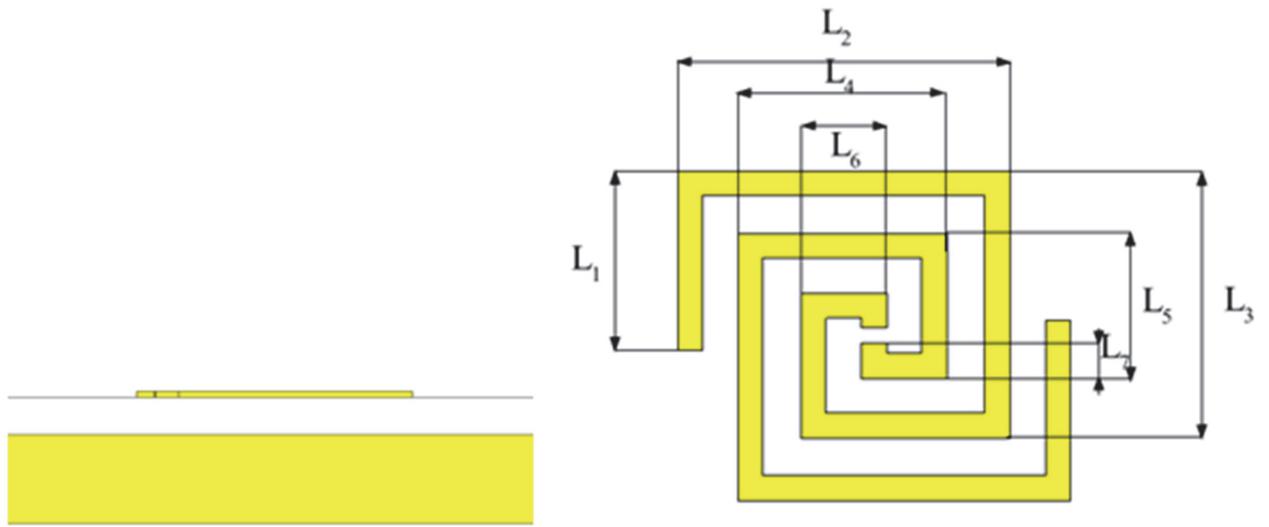


Рис. 2.15. Вид антенны сбоку (слева) и обозначения размеров антенны (справа).

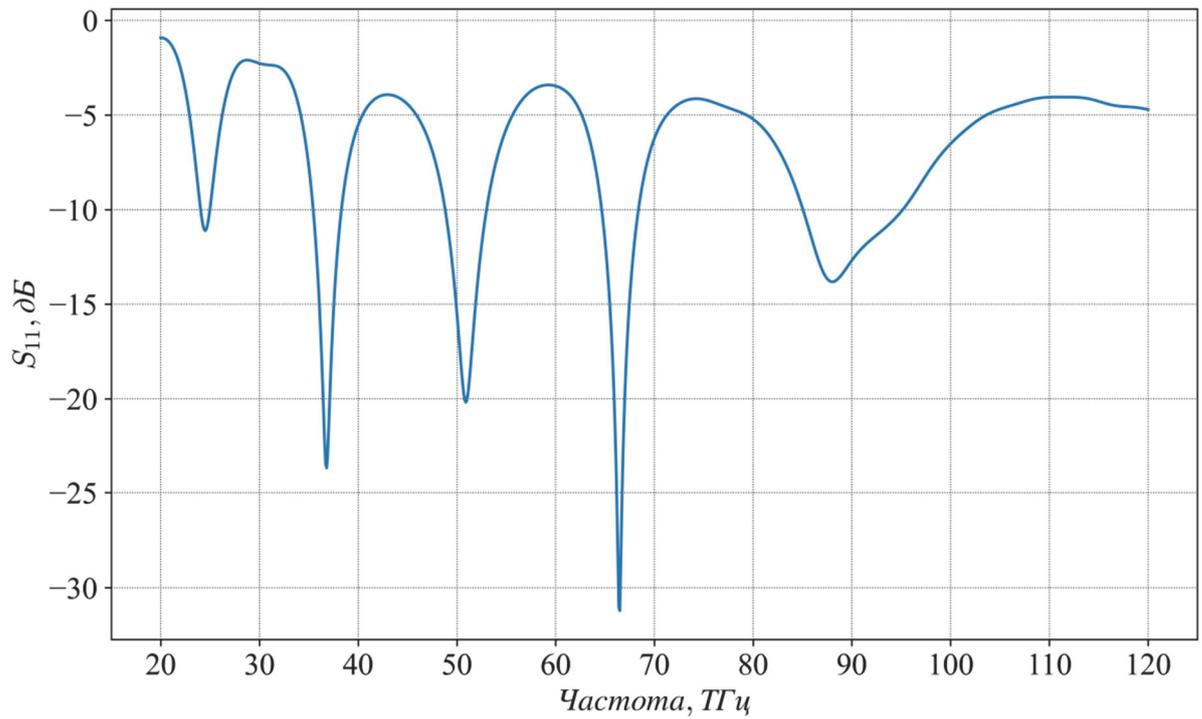


Рис. 2.16. Коэффициент отражения S_{11} одиночной антенны.

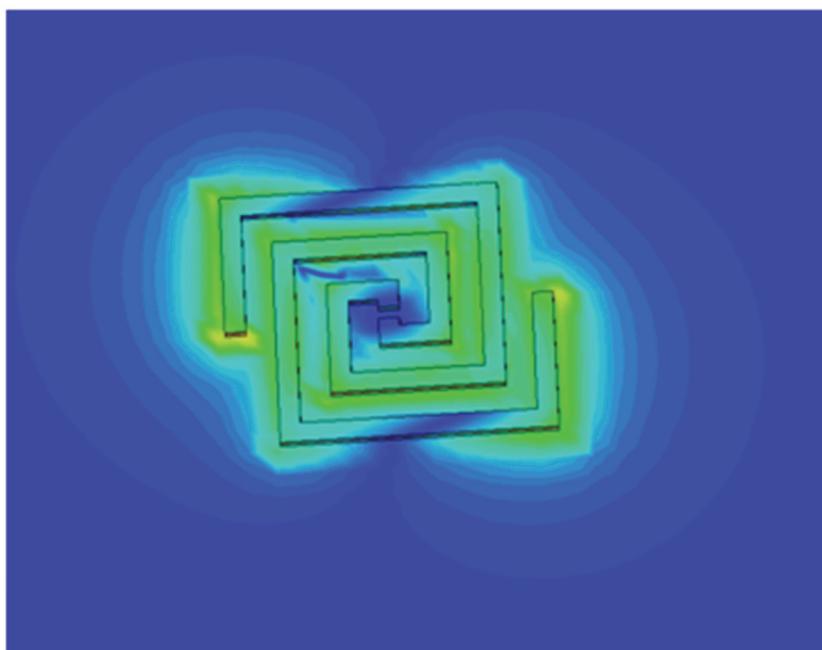


Рис. 2.17. Визуализация амплитуды электрического поля вблизи антенны на частоте 24 ТГц.

При рассмотрении частотных характеристик было установлено, что антенна имеет несколько резонансов, в частности, при данных размерах они наблюдаются на частотах приблизительно 24 ТГц, 37 ТГц, 50 ТГц, 66 ТГц и 88 ТГц (Рис. 2.16). Большое количество резонансных частот, возможно, окажется полезным, если удастся обеспечить выпрямление тока на нескольких частотах одновременно.

Вместе с частотными характеристиками также были получены распределения полей вблизи антенны и диаграммы направленности.

Рассмотрение распределения электрического поля вблизи антенны позволяет выделить наиболее существенные части структуры для каждой из мод. На первом резонансе поле сосредоточено вдоль большей диагонали антенны, что объясняет относительно низкую частоту (Рис. 2.17).

Диаграмма направленности при этом достаточно равномерна, перепад составляет не более 0,2 дБ (Рис. 2.18).

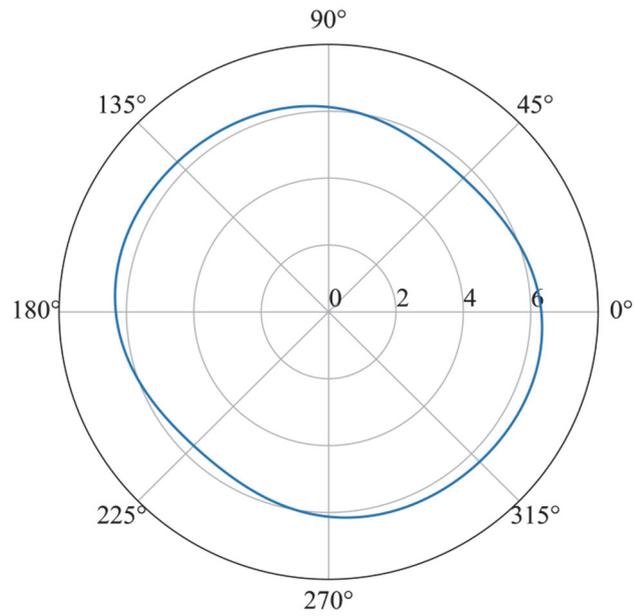


Рис. 2.18. Диаграмма направленности одиночной антенны на 24 ТГц при угле места 30° , дБи/ $^\circ$.

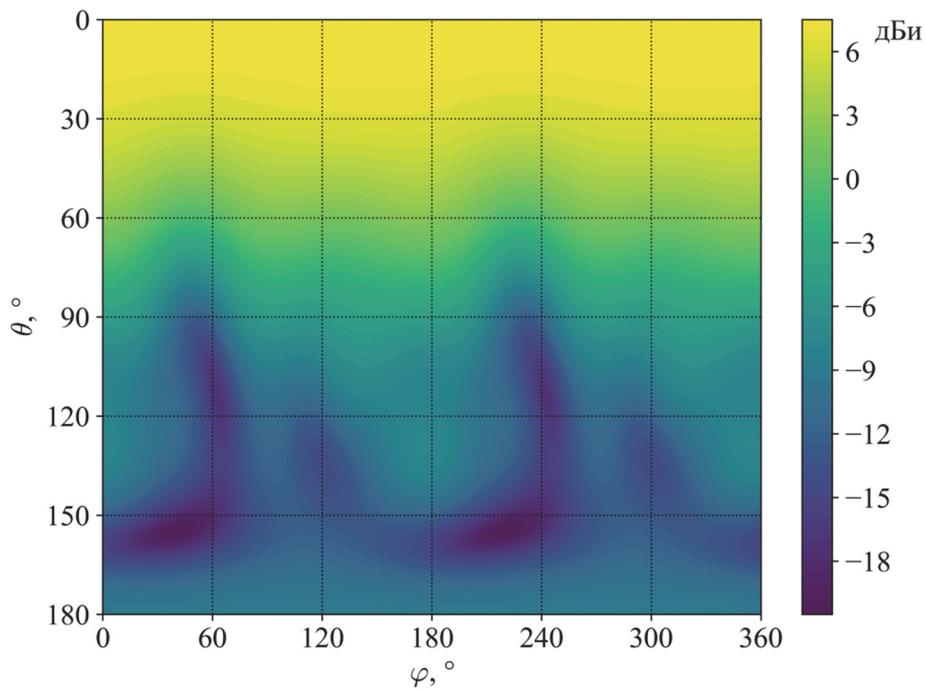


Рис. 2.19. Диаграмма направленности одиночной антенны на 24 ТГц в координатах азимутального угла φ и угла места θ .

Рис. 2.20 представляет наиболее полную информацию о диаграмме направленности данной антенны на данной частоте. О ее равномерности можно судить по тому, насколько равномерен цвет, изображающего абсолютную величину коэффициента направленного действия, вдоль горизонтальных линий, отмечающих различные углы места. Видно, что значительные искажения диаграммы начинаются с угла места, равного 45° .

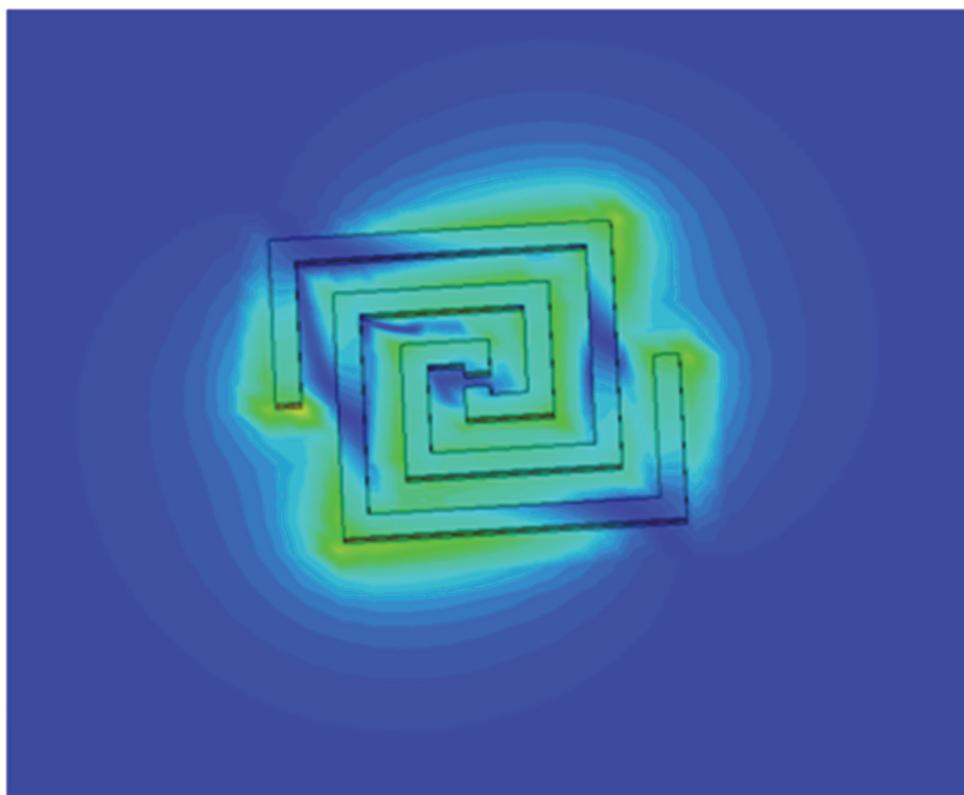


Рис. 2.20. Визуализация амплитуды электрического поля вблизи антенны на частоте 37 ТГц.

Электрическое поле следующей моды, соответствующей частоте 37 ТГц, главным образом концентрируется вблизи меньшей диагонали антенны (Рис. 2.20). По сравнению с предыдущей модой, на поверхности антенны заметно больше минимумов напряженности электрического поля.

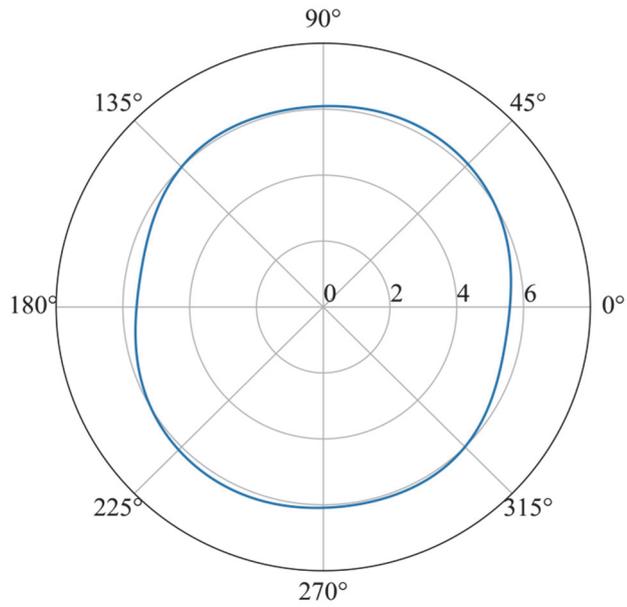


Рис. 2.21. Диаграмма направленности одиночной антенны на 37 ТГц при угле места 30° , дБи/ $^\circ$.

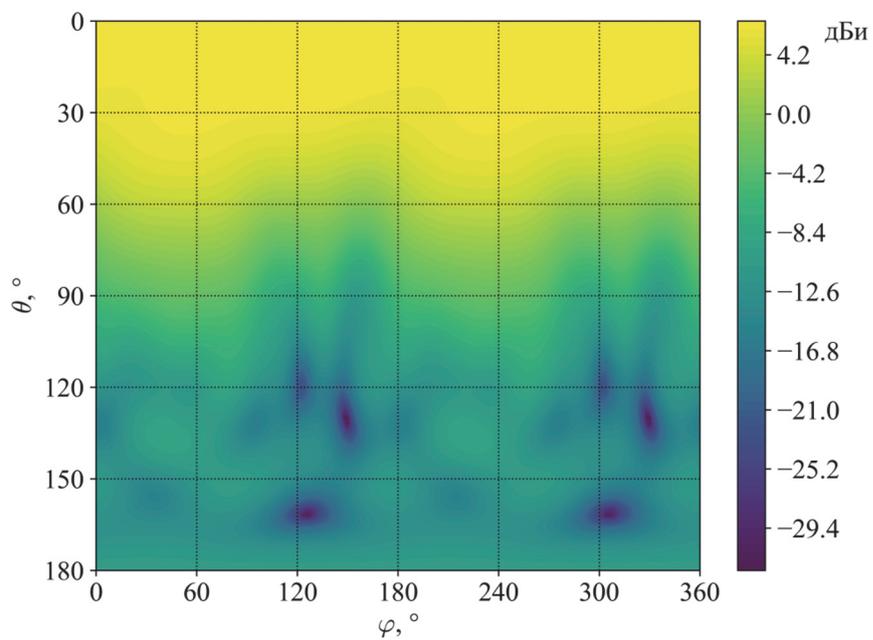


Рис. 2.22. Диаграмма направленности одиночной антенны на 37 ТГц в координатах азимутального угла φ и угла места θ .

Можно заметить, что диаграмма направленности для этого резонанса мало отличается от диаграммы направленности для предыдущего резонанса (Рис. 2.21, Рис. 2.22). Этот результат вместе с меньшим значением коэффициента отражения на частоте 37 ТГц позволяет сделать вывод о том, что эта мода предпочтительнее в качестве рабочей.

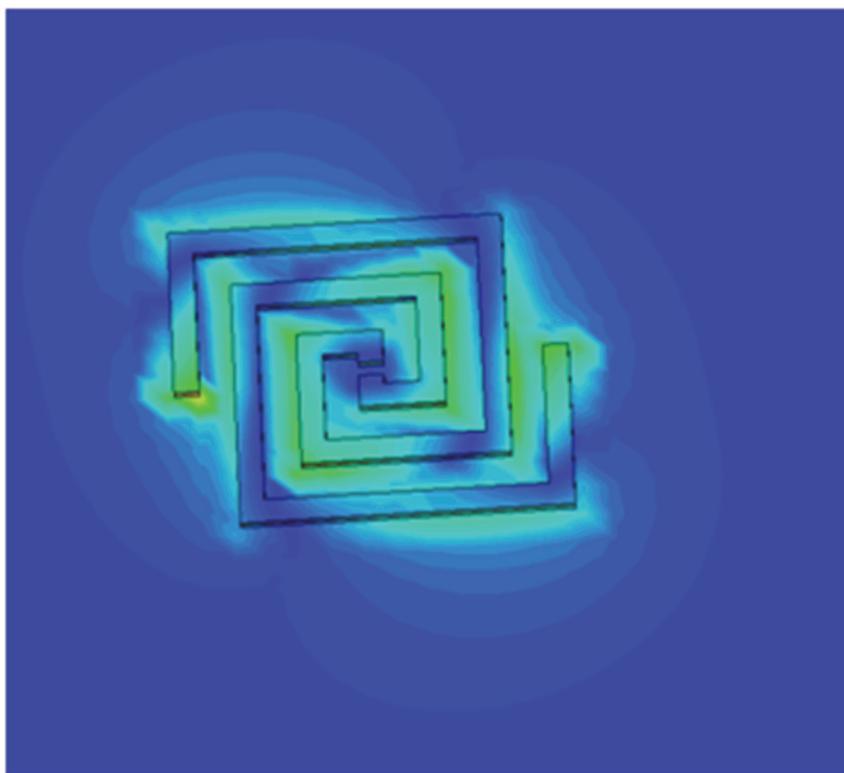


Рис. 2.23. Визуализация амплитуды электрического поля вблизи антенны на частоте 50 ТГц.

Резонанс на частоте 50 ТГц, вероятно, соответствует участку антенны, обозначенному как L_5 , поскольку электрическое поле вблизи антенны на этой частоте ориентировано вдоль этого участка и располагается преимущественно около него (Рис. 2.23).

Рис. 2.24 и Рис. 2.25 показывают неравномерность диаграммы направленности антенны на данной частоте, но эта неравномерность еще остается слабо выраженной. Так при угле места равном 30° этот перепад составляет не более 1 дБ.

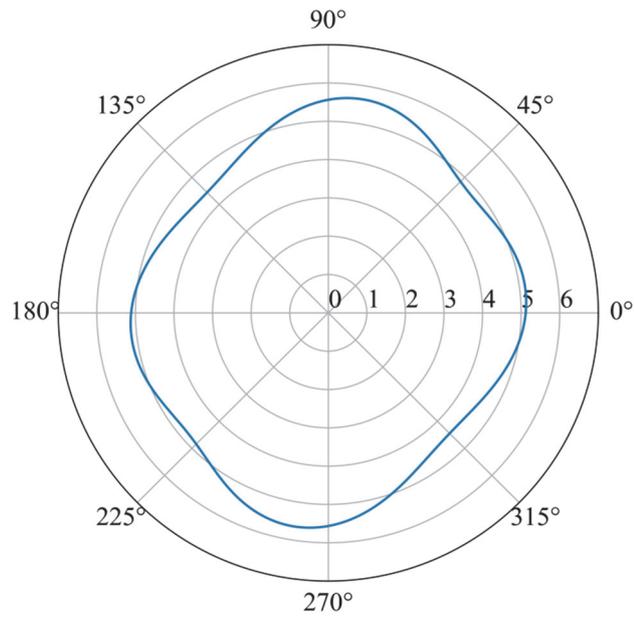


Рис. 2.24. Диаграмма направленности одиночной антенны на частоте 50 ТГц при угле места 30° , дБи/ $^\circ$.

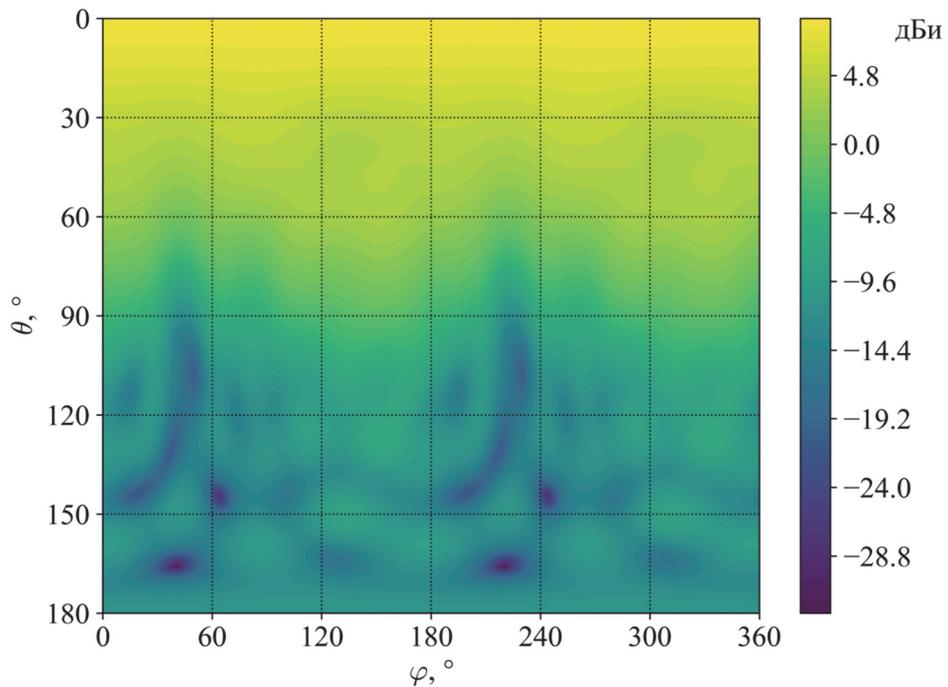


Рис. 2.25. Диаграмма направленности одиночной антенны на частоте 50 ТГц в координатах азимутального угла φ и угла места θ .

Коэффициент отражения этого резонанса также достаточно мал и составляет приблизительно -20 дБ. Вполне вероятно, что использование данной моды практически оправдано.

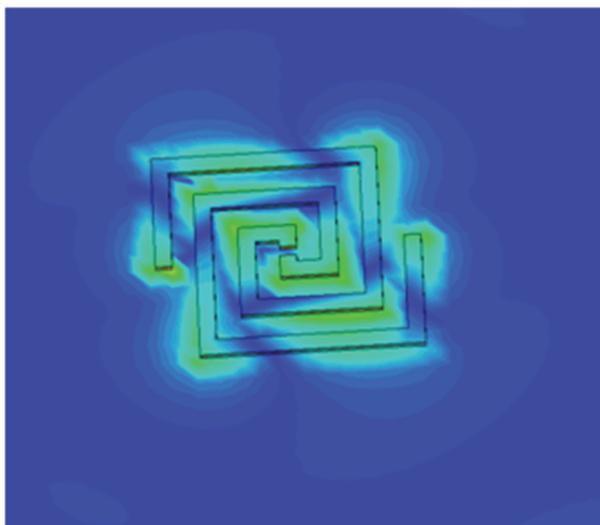


Рис. 2.26. Визуализация амплитуды электрического поля вблизи антенны на частоте 67 ТГц.

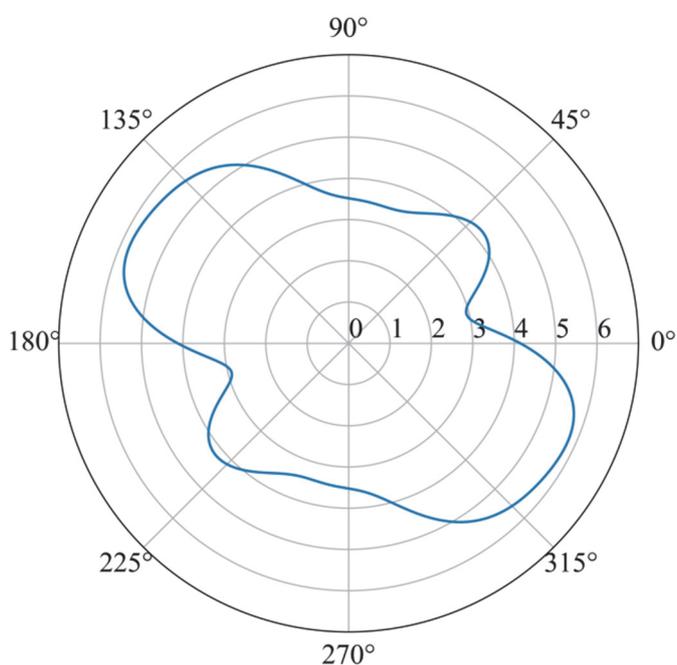


Рис. 2.27. Диаграмма направленности одиночной антенны при угле места 30° на частоте 67 ТГц, дБи/°.

Распределение электрического поля, соответствующее частоте 67 ТГц, является неоднородным, но не отличается выделенной ориентацией в пространстве (Рис. 2.26). Хотя коэффициент отражения на этой частоте достаточно мал, приблизительно -32 дБ, диаграмма направленности не может считаться равномерной: перепад при угле места 30° составляет примерно 3 дБ (Рис. 2.27).

Резонанс на частоте 88 ТГц очень сильно отличается от остальных. Визуализация показывает многочисленные экстремумы амплитуды электрического поля по всей длине антенны (Рис. 2.28). Участок, отмеченный на Рис. 2.15 как L_6 по длине приблизительно равен четверти длины волны электромагнитного излучения на частоте этого резонанса, то есть 0,85 мкм. Это позволяет предположить, что именно этот участок играет наибольшую роль в формировании этой моды.

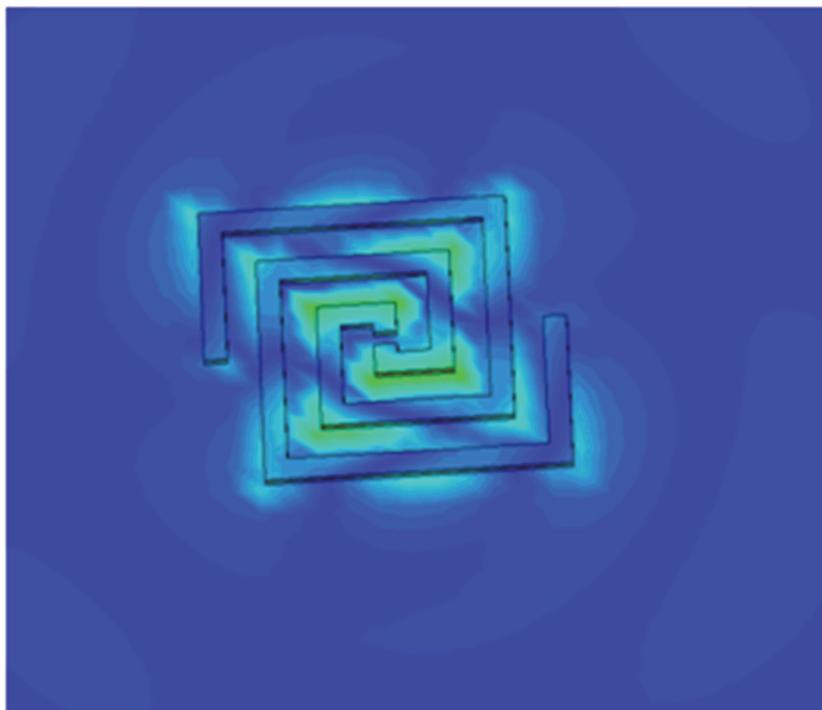


Рис. 2.28. Визуализация амплитуды электрического поля вблизи антенны на частоте 88 ТГц.

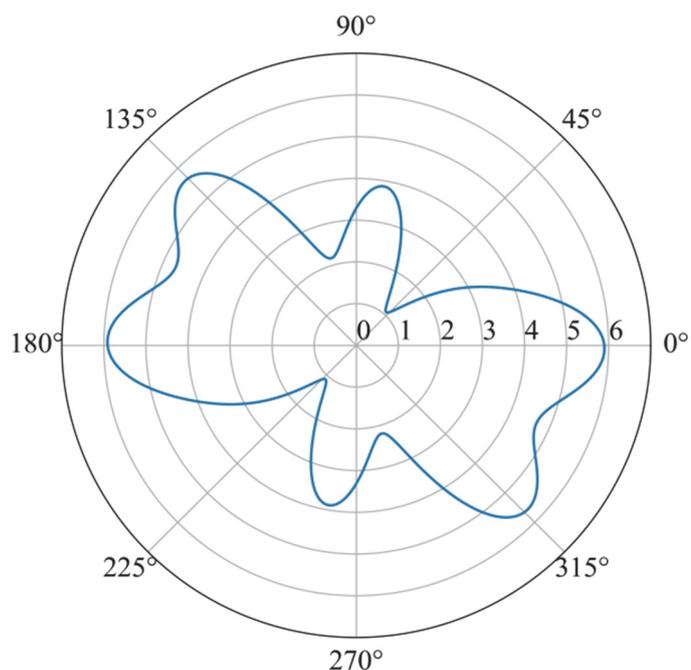


Рис. 2.29. Диаграмма направленности одиночной антенны при угле места 30° на частоте 88 ТГц, дБи/°.

Диаграмма направленности для этого резонанса значительно изменяется в зависимости от азимутального угла. При угле места 30° перепад составляет до 5 дБ (Рис. 2.29).

Вместе со значительной величиной коэффициента отражения эти наблюдения позволяют сделать вывод, что использование данной моды может иметь лишь сильно ограниченное применение.

2.4. Взаимодействие антенны с плоской электромагнитной волной

Анализ взаимодействия антенны с электромагнитной волной проводился при помощи численного моделирования [А3]. В модели предполагалось, что плоская электромагнитная волна падает нормально (параллельно оси Oz) на поверхность решетки антенн, состоящей из 16 элементов (Рис. 2.30). Напряженность электрического поля была задана равной 1 В/м, причем оно имело линейную

поляризацию, ориентированную вдоль оси Ox . Частота соответствовала резонансной – 36,67 ТГц.

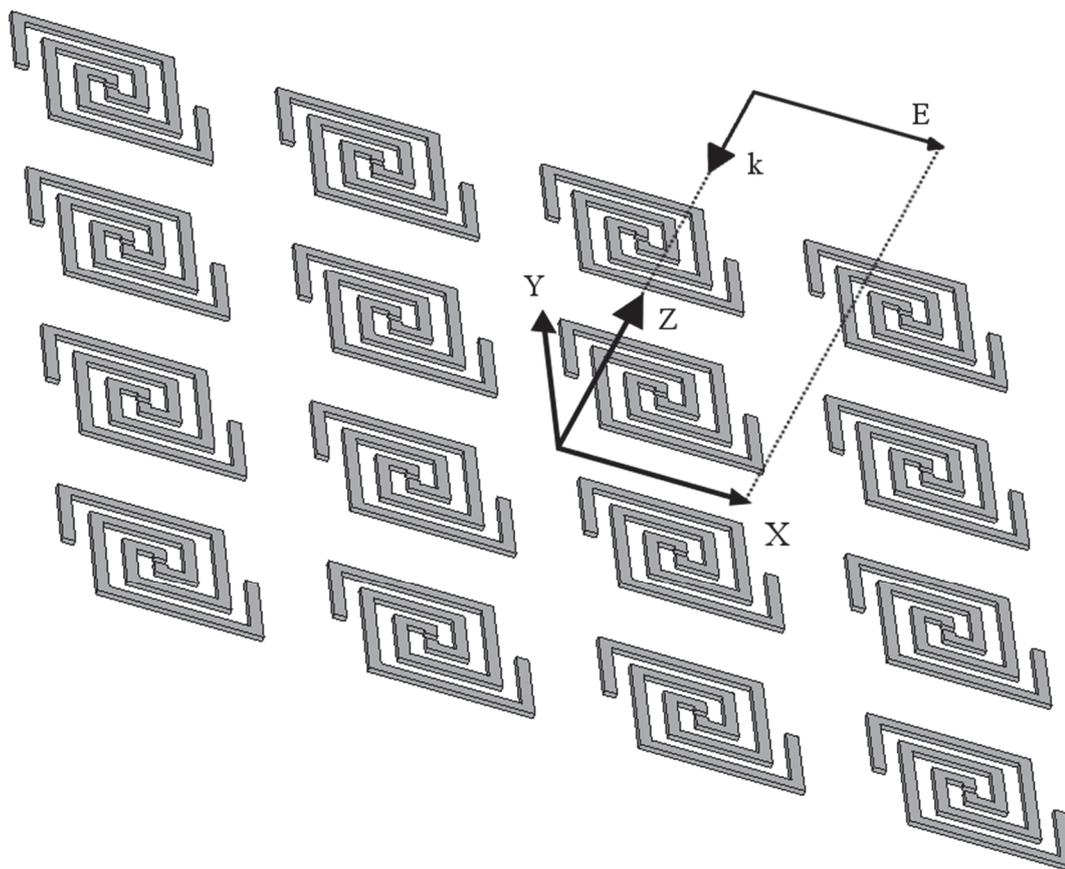


Рис. 2.30. Схема модели падения электромагнитной волны с координатными осями. Показано направление распространения электромагнитной волны - вектор k и ее поляризация - вектор E .

В результате получилось несколько зависимостей напряжений на выходе антенн от времени. Было выяснено, что установившееся значение составляет приблизительно $6,63 \cdot 10^{-7}$ В (Рис. 2.31). Для тока из аналогичной зависимости было получено значение $1,32 \cdot 10^{-8}$ А (Рис. 2.32).

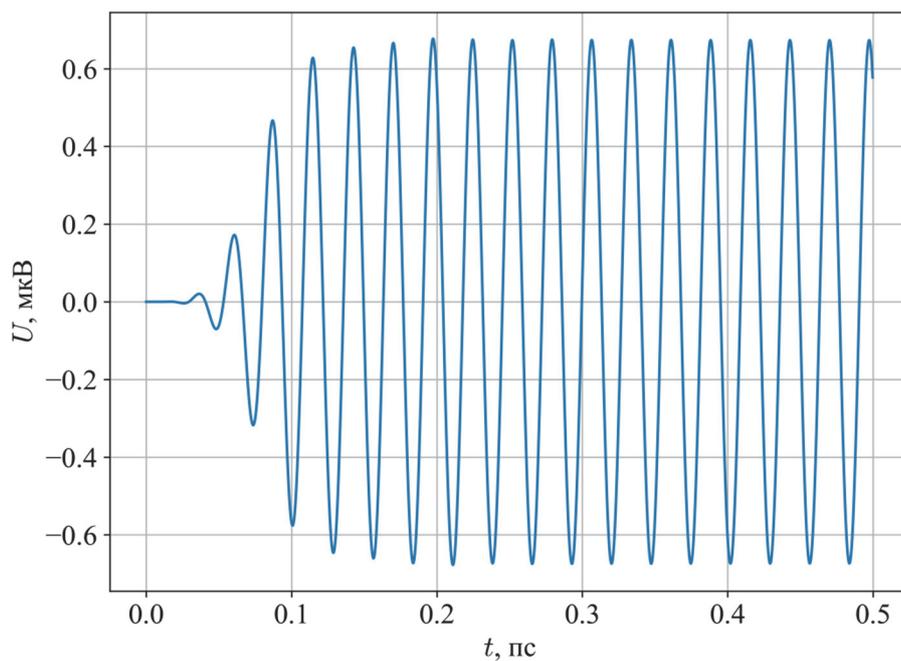


Рис. 2.31. Зависимость напряжения на одной из центральных антенн от времени при падении на нее плоской электромагнитной волны.

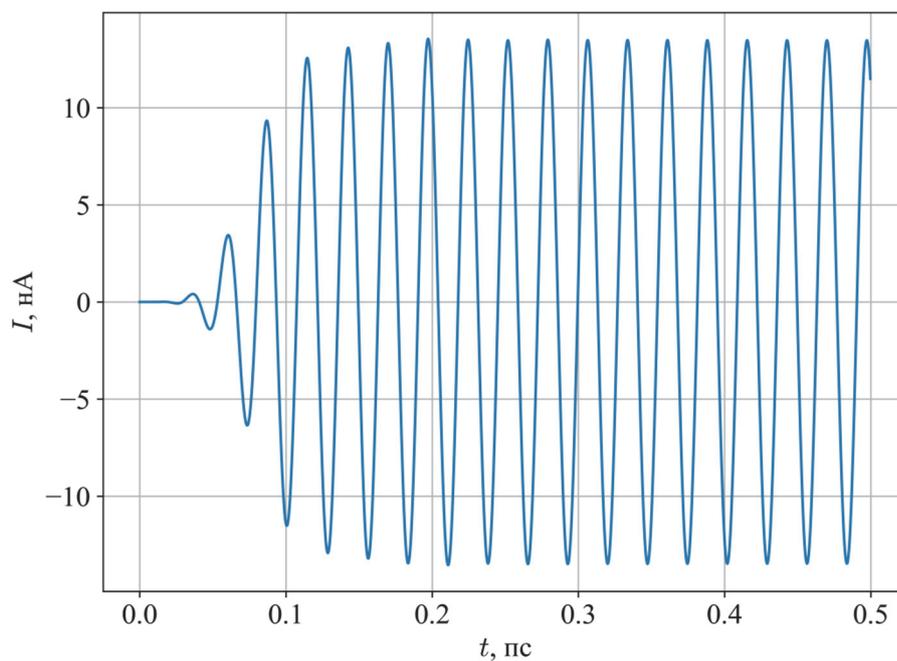


Рис. 2.32. Зависимость силы тока на одной из центральных антенн от времени при падении на нее плоской электромагнитной волны.

Полученные величины позволяют оценить эффективность такой антенны. Падающий поток мощности можно выразить через напряженность электрического поля как [117]

$$S = \frac{|E|^2}{2Z_0} \quad (2.57)$$

где E_m – амплитуда падающей волны, Z_0 – волновое сопротивление в вакууме, равное 377 Ом. Величина потока мощности получается приблизительно равной 1,33 мВт/м². Оценим эффективную площадь антенны как примерно равную площади квадрата со стороной 3,8 мкм. Этот квадрат охватывает всю поверхность антенны и половину расстояния до каждого из 4 соседних элементов. В итоге получаем, что на одну антенну падает мощность $19,49 \cdot 10^{-15}$ Вт. Мощность на выходе антенны можно получить, умножив напряжение на силу тока, таким образом получая значение $8,75 \cdot 10^{-15}$ Вт. Деление мощности на выходе антенны на падающую мощность дает значение, примерно равное 45%.

Полученная с одной антенны мощность весьма мала. Если диод выпрямляющего элемента имеет ненулевое напряжение открытия, то к нему понадобится подключить последовательно достаточно много антенн. Такое подключение также составляет проблему для успешного преобразования электромагнитных волн терагерцового диапазона в электрический ток при помощи ректенн.

2.5. Выводы

1. Проведенное масштабное моделирование антенны в виде круглой спирали и антенны в виде квадратной спирали. Полученные результаты еще раз подтвердили работоспособность идеи. Отклонения характеристик экспериментальных образцов от численных моделей подчеркивает важность разработки точных и надежных технологий производства подобных структур.

2. Проведено численное моделирование и изучены характеристики терагерцовой антенны в виде квадратной спирали. Первые три моды рассмотренной антенны обладают диаграммой направленности с высокой равномерностью. Их может быть удобно использовать для устройств сбора энергии.

3. Выходная мощность одной терагерцовой антенны при освещении естественным источником излучения может быть недостаточной для практического применения. Достижение большего значения КПД преобразования может потребовать применения антенных решеток или иных техник увеличения напряжения на выпрямляющем элементе ректенны.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕШЕТКИ АНТЕНН В СОСТАВЕ РЕКТЕННЫ

3.1. Введение

Для оценки КПД ректенн терагерцового диапазона в научной литературе предлагается использовать теорию туннелирования, стимулированного фотонами (photon-assisted tunneling, PAT) [60, 118, 119]. Для проведения такой оценки рассматривается схема, в которой антенна представляется в виде источника напряжения V_S соединенного последовательно с сопротивлением R_S и емкостью C_S (Рис. 3.1). Для емкости принимается такое приближение, что она не пропускает постоянный ток. В этой схеме диод включается параллельно нагрузке R_L . В качестве фильтра нижних частот в схему также включается индуктивность L , которая полагается настолько большой, что через нее может проходить только постоянный ток.

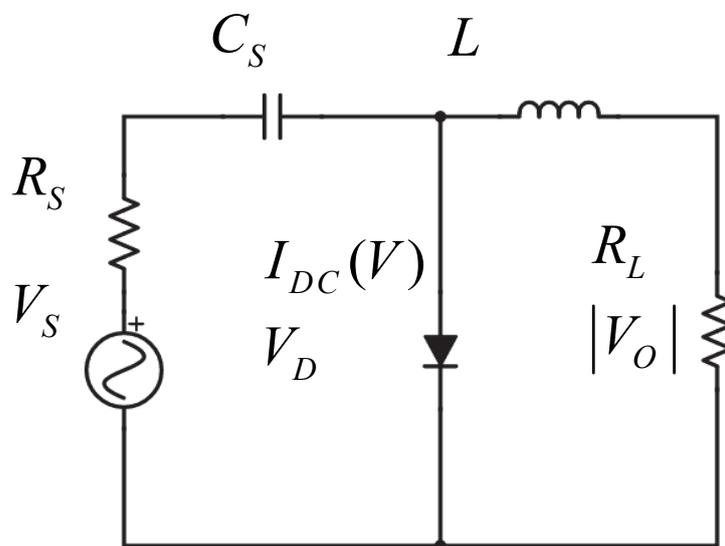


Рис. 3.1. Рассматриваемая эквивалентная схема ректенны с нагрузкой [60].

Нужно заметить, что в этой схеме емкость диода предполагается пренебрежимо малой, что подходит для оценок, но не соответствует реальным характеристикам МДМ-диодов.

В ее рамках КПД получается из темновой ВАХ при помощи следующих шагов. Сначала задается величина падающей мощности P_{in}^{AC} , с помощью которой затем рассчитывается амплитуда напряжения источника напряжения. Для оценки максимально возможного КПД делается допущение о том, что антенна идеально согласована с выпрямляющей схемой, что позволяет записать для амплитуды напряжения источника следующее выражение.

$$V_S = \sqrt{8R_S P_{in}^{AC}} \quad (3.1)$$

Затем выбирается некоторый диапазон рабочих напряжений, которые, вообще говоря, зависят от сопротивления нагрузки. Напряжение на диоде определяется из закона Кирхгофа.

$$V_D = -|V_O| + V_S - I_S R_S \quad (3.2)$$

В общем случае это уравнение трансцендентно и решается методом итераций.

Ток, протекающий через диод, выражается как функция рабочего напряжения через темновую ВАХ диода $I_{DC}(V)$, то есть ту ВАХ, которую диод имеет в отсутствии облучения. Для проведения оценки можно принять ее кусочно-линейной или экспоненциальной. В случае облучения монохроматическим источником с частотой ω эта зависимость для нулевой и первой гармоники приобретает вид [120]

$$\begin{aligned}
I_0(V_D, V_S) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\alpha) I_{DC}(V_D + nV_{ph}) \\
I_1(V_D, V_S) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\alpha) [J_{n+1}(\alpha) + J_{n-1}(\alpha)] I_{DC}(V_D + nV_{ph}) \quad (3.3) \\
\alpha &= \frac{eV_S}{\hbar\omega} = \frac{V_S}{V_{ph}}
\end{aligned}$$

Здесь J_n - функция Бесселя первого рода, e – элементарный электрический заряд, \hbar – редуцированная постоянная Планка. КПД выражается через ток на нулевой гармонике и рабочее напряжение как

$$\eta = \frac{P_{out}^{DC}}{P_{in}^{AC}} = \frac{|V_O| I_0}{P_{in}^{AC}}. \quad (3.4)$$

В приближении квантового режима работы, когда соблюдается соотношение $\alpha \ll 1$, в бесконечных суммах учитываются только слагаемые с $n = -1, 0, 1$, которые соответствуют процессам однофотонного поглощения.

В этом приближении при идеальном согласовании антенны и выпрямляющей схемы теоретически можно достичь единичной квантовой эффективности, что означает, что каждый квант поглощенного излучения производит один электрон. Для этого напряжение рабочей точки диода должно быть равно напряжению, соответствующему энергии кванта излучения $V_{ph} = \frac{\hbar\omega}{e}$. Нужно заметить, что для этого при использовании диодов с реалистичными характеристиками, вообще говоря, необходимо подавать на ректенну излучение с бесконечной интенсивностью [118].

Учет в бесконечных суммах (3.3) слагаемых с $|n| > 1$ добавляет в модель процессы поглощения одним электроном нескольких фотонов, приближая ситуацию к классической.

В случае широкополосного облучения классический режим, в теории, позволяет достичь большего КПД преобразования за счет процессов поглощения электроном фотонов с разной частотой. Например, для двухчастотного излучения

$$V = V_0 + V_1 \cos(\omega_1 t) + V_2 \cos(\omega_2 t) \quad (3.5)$$

выражение для постоянного тока принимает вид [118]

$$I_0 = \sum_{n,m=-\infty}^{\infty} J_n^2 \left(\frac{eV_1}{\hbar\omega_1} \right) J_m^2 \left(\frac{eV_2}{\hbar\omega_2} \right) I_{DC} \left(V_D + n \frac{\hbar\omega_1}{e} + m \frac{\hbar\omega_2}{e} \right). \quad (3.6)$$

Из этого выражения следует, что при достаточно больших амплитудах напряжения V_1 и V_2 вклады суммарных гармоник $n\omega_1 + m\omega_2$ могут стать заметными.

В работе [60] также предлагается два варианта достижения необходимого для этого напряжения на диоде.

Во-первых, можно увеличивать сопротивление источника напряжения, то есть антенны. Этот путь сопряжен с увеличением постоянной времени устройства, поэтому его практичность определяется предполагаемой рабочей частотой устройства.

Во-вторых, подача большей входной мощности приводит прямым образом к увеличению напряжения на диоде. Нужно заметить, что здесь может остро встать проблема напряжение пробоя, которое на таких масштабах может быть слишком легко достижимым.

Увеличения напряжения можно также попытаться добиться, например, путем подачи на один диод сигналов, полученные от нескольких антенн, правильно согласованных по фазе, то есть путем применения антенной решетки. Это согласование, обычно, осуществляется за счет взаимного расположения антенных элементов и подбором длины и формы соединительных дорожек.

В зависимости от условий использования ректенны, увеличение напряжения на выпрямляющем элементе может быть необходимо для ее нормальной работы.

Это является следствием наличия у выпрямляющих элементов ненулевого напряжения отсечки [46, 47].

При дальнейшем увеличении частоты (в инфракрасный диапазон) начинает сказываться конечная проводимость металлов, которая проявляется в виде потерь. Для того чтобы структура подходила для как можно более высоких частот, длина соединительных дорожек должна быть как можно меньшей. Это требование заставляет располагать антенные элементы очень близко друг другу, что усложняет задачу, т. к. на таких расстояниях они испытывают существенное взаимное влияние.

3.2. Объединение антенн в плоскости решетки

3.2.1. Описание метода

В качестве базового антенного элемента была выбрана антенна, рассмотренная в работе [A13]. Она представляет собой квадратную спираль, расположенную на диэлектрической подложке с металлическим покрытием. Антенны в виде квадратных спиралей относятся к классу частотно-независимых, но расположение ее на металлизированной подложке создает структуру, подобную резонатору. Данная антенна обладает узкими глубокими резонансами на нескольких частотах. На низших модах диаграмму направленности антенны можно считать круговой в широком диапазоне углов места. В качестве характеристик модельного металла были взяты параметры золота, а для характеристик подложки - тефлона.

Антенная решетка составлялась последовательно. Вначале были получены характеристики одного антенного элемента, чьи параметры были подобраны таким образом, чтобы рабочая частота равнялась 20,54 ТГц. Также было рассчитано распределение электрического поля внутри расчетной области.

Число элементов удваивалось на каждом шаге путем отражения через плоскость, перпендикулярную поверхности подложки. Базовые элементы

соединялись на продолжении плеч антенн. На последующих шагах металлическими дорожками соединялись выходы антенн. На каждом этапе производилась оптимизация длин только что добавленных соединительных дорожек с целью получения минимума на частоте 20,54 ТГц. Для решетки из 8 элементов также пришлось дополнительно варьировать длину дорожки, добавленной на предыдущем шаге, и перемещать выход антенны (Рис. 3.2).

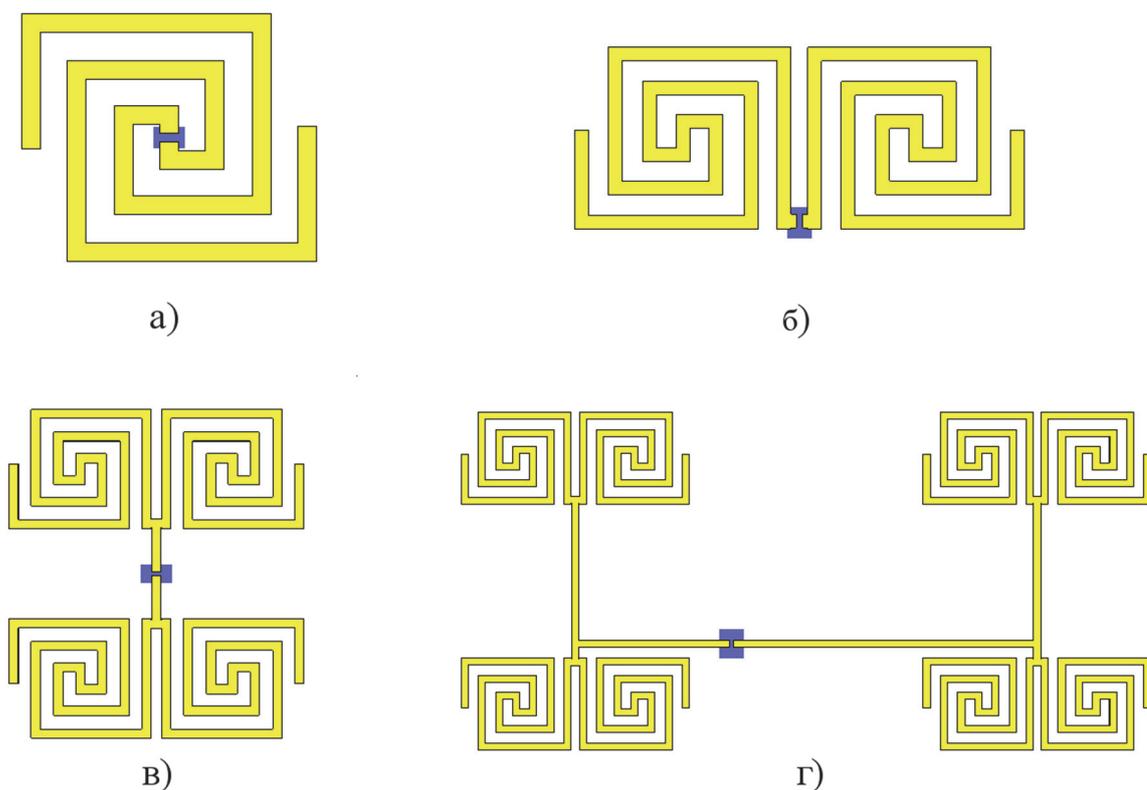


Рис. 3.2. Внешний вид исследуемых антенных решеток, состоящих из 1 элемента (а), 2 элементов (б), 4 элементов (в) и 8 элементов (г). Выходы решеток отмечены синими фоновыми прямоугольниками.

Оптимизация структуры проводилась методом доверительной области [121]. Согласно этому методу задача ставится следующим образом. Нужно найти значение \bar{x} такое, что

$$f(\bar{x}) = \min_{x \in X} f(x), \quad (3.7)$$

где $f(x)$ - целевая функция, $X \subset \mathbb{R}^n$ - множество допустимых значений параметров модели. Для этого задача решается в приближенном виде пошагово. На некотором шаге k решается подзадача для величины d_k

$$m_k(d_k) = \min_{d \in X_k} m_k(d), \quad (3.8)$$

$$\|d_k\|_{W_k} \leq \Delta_k, \quad (3.9)$$

где $m_k(d)$ - модельная функция, аппроксимирующая целевую функцию $f(x_k + d)$ вблизи текущей точки x_k , X_k - приближение смещенного допустимого множества значений параметров модели $X - x_k$, $\|d_k\|_{W_k}$ - норма d_k в пространстве \mathbb{R}^n , $\Delta_k > 0$ - радиус доверительной области.

В качестве целевой функции можно выбрать, например, величину коэффициента S_{11} на определенной частоте, а в качестве параметров модели - длины металлических дорожек, соединяющих антенные элементы. Тогда для каждой итерации алгоритма оптимизации нужно решать задачу для электромагнитного поля антенны, например, методом конечных интегралов, подобно тому, как это делалось в предыдущей главе.

3.3.2. Результаты

Применение описанного метода к уже упомянутой исходной антенне привело к следующим результатам [А6]. Одиночная антенна была настроена на частоту 20,54 ТГц путем изменения масштаба. Были получены ее характеристики. В этом виде эта антенна, как и в исходном, имеет несколько узких рабочих полос частот (Рис. 3.3). Для ее диаграммы направленности на частоте 20,54 ТГц действительно характерна высокая равномерность по азимутальному углу при угле места меньше 30 градусов (Рис. 3.4).

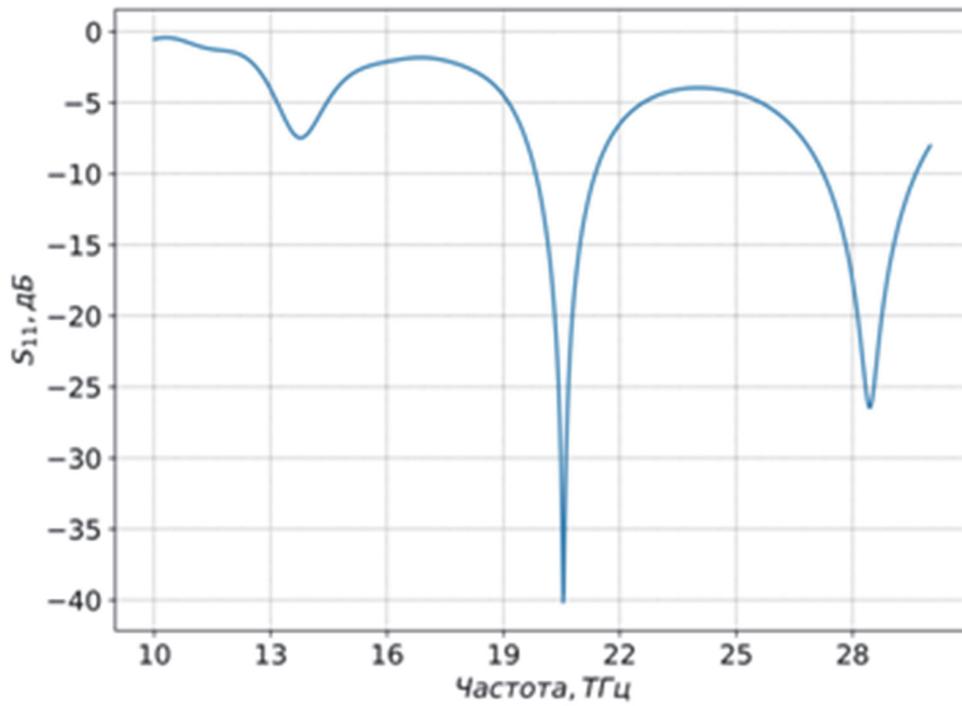


Рис. 3.3. Коэффициент отражения S_{11} одиночного антенного элемента.

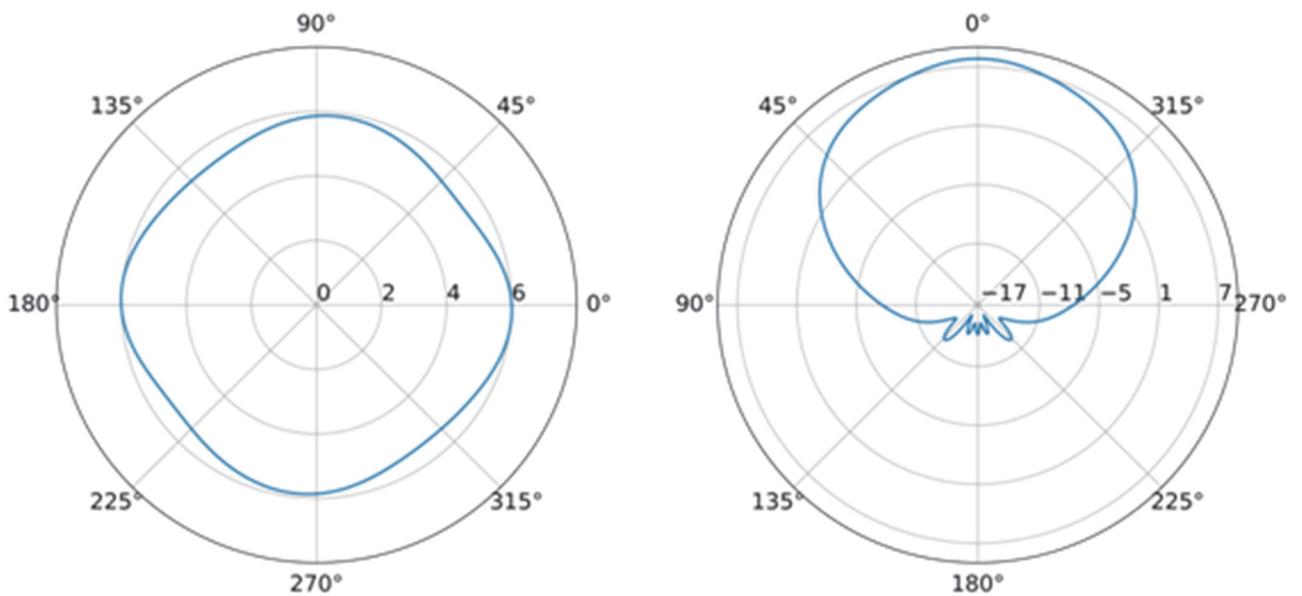


Рис. 3.4. Диаграммы направленности одиночного элемента на частоте 20,54 ТГц: при постоянном угле места 30° (слева); при постоянном азимутальном угле 0° (справа).

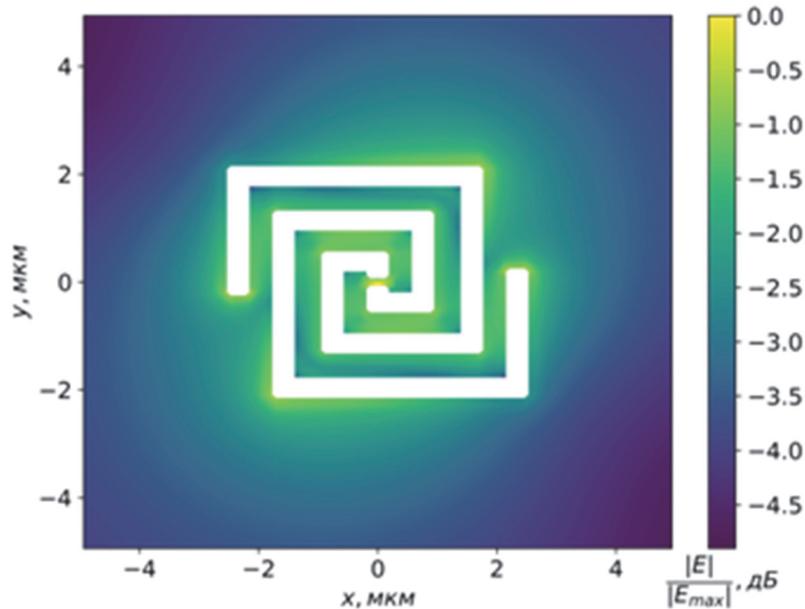


Рис. 3.5. Распределение абсолютной величины напряженности электрического поля вблизи одиночного антенного элемента при его возбуждении на частоте 20,54 ТГц.

В ходе моделирования было также получено распределение электрического поля вблизи антенны (Рис. 3.5). Из вида этого распределения можно сделать вывод о том, что выбранная рабочая частота соответствует резонансу исходной антенны на частоте 37 ТГц (Рис. 2.20).

Антенная решетка из двух элементов демонстрирует похожие характеристики, хотя частота, на которую производилась настройка, и не попадает на низшую моду (Рис. 3.6). Диаграмма направленности для этой структуры имеет выделенное направление, очевидно следующее из расположения выхода антенны на стороне решетки, а не в ее центре (Рис. 3.7).

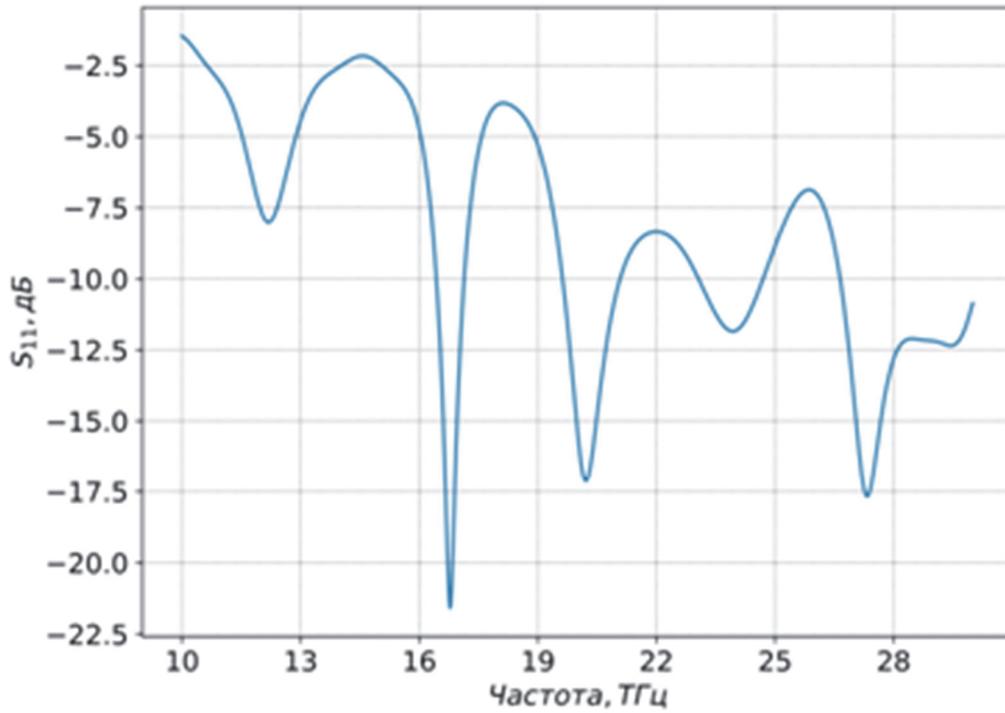


Рис. 3.6. Коэффициент отражения S_{11} решетки, состоящей из 2 антенных элементов.

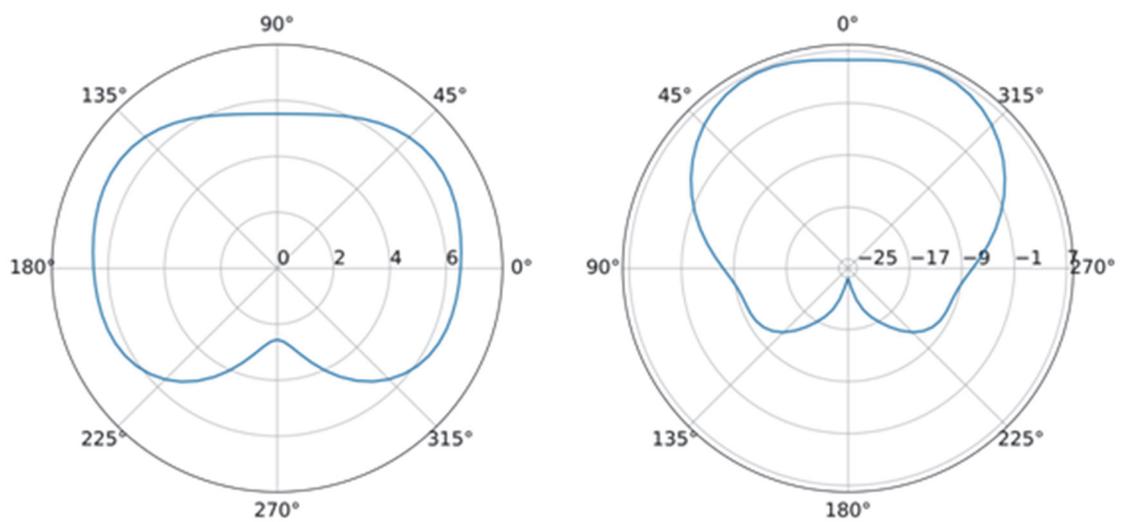


Рис. 3.7. Диаграммы направленности решетки, состоящей из 2 антенных элементов, на частоте 20,54 ТГц: при постоянном угле места 30° (слева); при постоянном азимутальном угле 0° (справа).

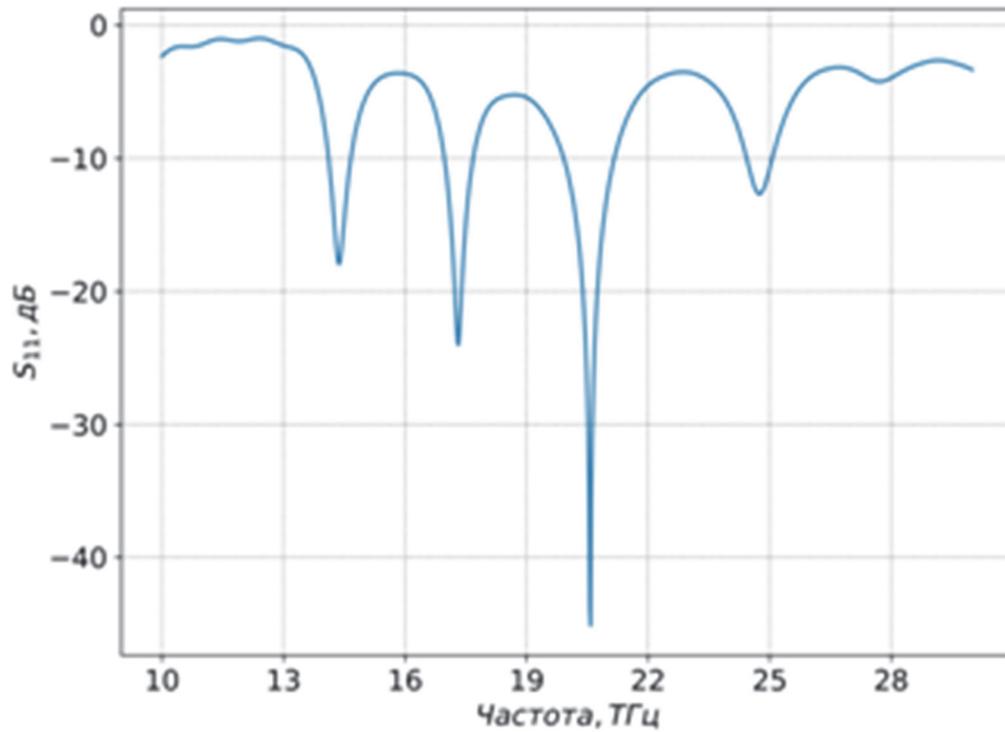


Рис. 3.8. Коэффициент отражения S_{11} решетки, состоящей из 4 антенных элементов.

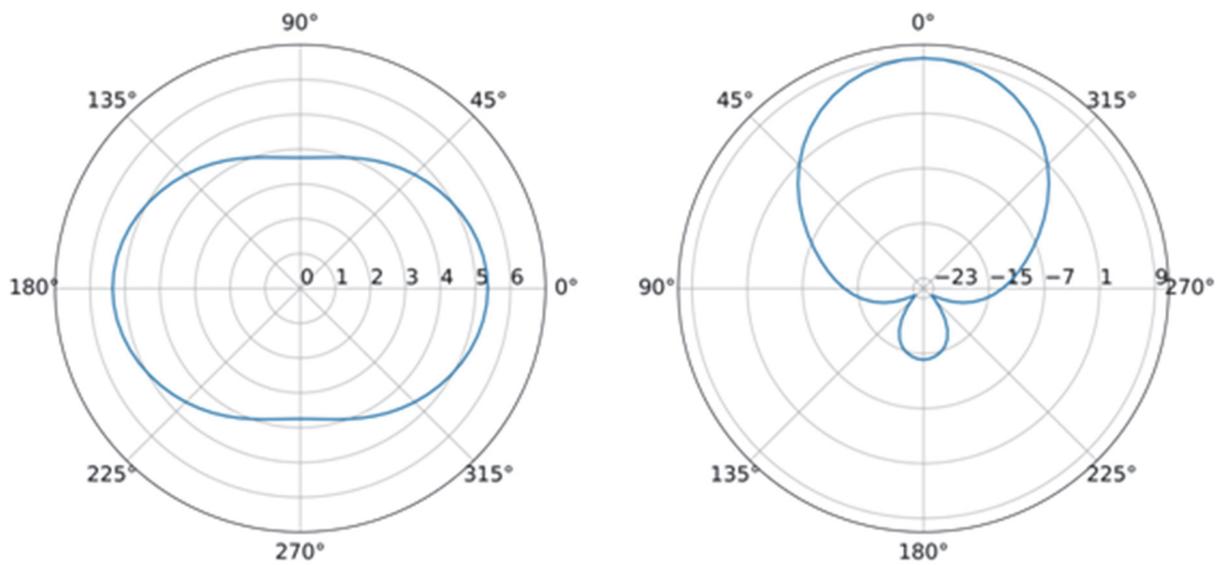


Рис. 3.9. Диаграммы направленности решетки, состоящей из 4 антенных элементов, на частоте 20,54 ТГц: при постоянном угле места 30° (слева); при постоянном азимутальном угле 0° (справа).

Резонанс решетки из четырех элементов гораздо более выражен, чем одиночного элемента и, тем более, решетки, состоящей из двух антенн (Рис. 3.8). Ее диаграмма направленности имеет вытянутую форму, но перепад между максимальным и минимальным значениями составляет всего около 1 дБ, поэтому ее можно приближенно считать круговой (Рис. 3.9).

При соединении 8 антенных элементов структура решетки после оптимизации получается значительно разнесенной в пространстве, коэффициент отражения на рабочей частоте остаётся глубоким (Рис. 3.10), а диаграмма направленности неконтролируемо искажается (Рис. 3.11).

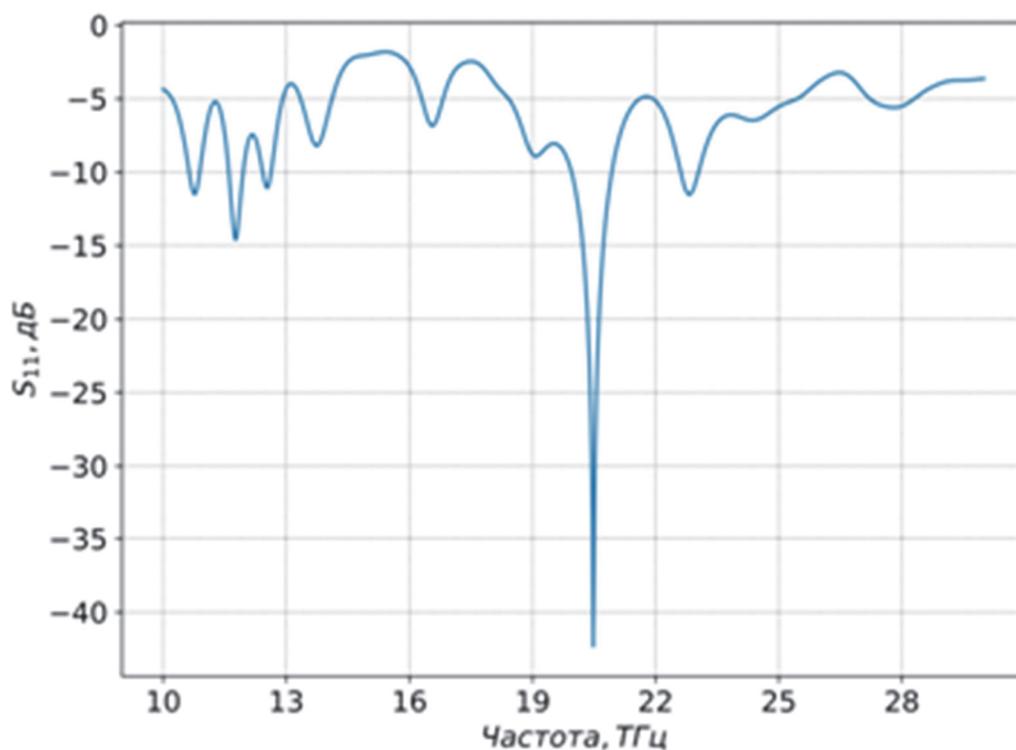


Рис. 3.10. Коэффициент отражения S_{11} решетки, состоящей из 8 антенных элементов.

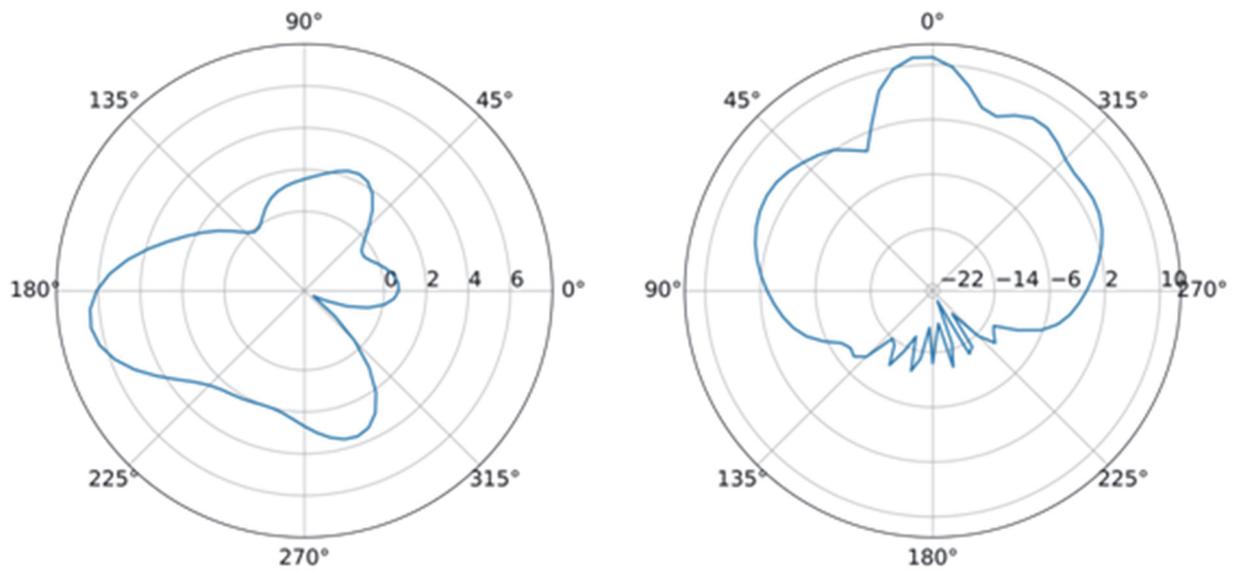


Рис. 3.11. Диаграммы направленности решетки, состоящей из 8 антенных элементов, на частоте 20,54 ТГц: при постоянном угле места 30° (слева); при постоянном азимутальном угле 0° (справа).

Для каждой решетки также была рассчитана максимальная абсолютная величина продольной компоненты напряженности электрического поля в зазоре выхода антенны при нормальном падении циркулярно поляризованной плоской электромагнитной волны. Под продольной компонентой имеется в виду компонента, параллельная дорожке, идущей к выходу данной антенной решетки. Полученные результаты приведены в табл. 3.1.

Из этих результатов можно заключить, что можно добиться увеличения значения напряженности, приблизительно пропорционального количеству используемых антенных элементов. При этом величина импеданса антенны принимает значения, которые также указаны в таблице. Эти значения необходимо учитывать при согласовании антенной решетки с остальной частью устройства.

Таблица 3.1

<i>Число элементов</i>	<i>Напряженность, В/м</i>	<i>Re(Z), Ом</i>	<i>Im(Z), Ом</i>
1	26.57	50.78	- 0.62
2	55.09	193.48	- 78.67
4	107.78	94.19	- 3.10
8	158.24	504.41	- 40.84

В табл. 3.2 приведены полученные значения рабочих частот и ширины рабочих полос частот для построенных решеток, а также значение коэффициента отражения S_{11} на рабочей частоте. Рабочей считалась частота, для которой минимум коэффициента S_{11} ближе всего находился к значению 20,54 ТГц. Рабочая полоса частот определялась по уровню 3 дБ от минимума коэффициента отражения, соответствующего рабочей частоте.

Для полученных решеток характерно уменьшение ширины рабочей полосы с увеличением числа элементов, кроме двухэлементной решетки.

Для двухэлементной решетки резонанс на рабочей частоте также не является самым глубоким в рассматриваемой частотной области. Такое исключение, скорее всего, объясняется расположением выхода антенны на ее внешней стороне, в отличие от остальных решеток, у которых выход расположен ближе к геометрическому центру.

Таблица 3.2

<i>Число элементов</i>	<i>Рабочая частота, ТГц</i>	<i>Ширина полосы, МГц</i>	<i>S₁₁, дБ</i>
1	20.54	48	– 40.15
2	20.22	640	– 17.13
4	20.58	31	– 45.12
8	20.48	22	– 42.31

3.4. Объединение антенн вне плоскости решетки

Из результатов предыдущего параграфа можно сделать вывод о том, что расположение соединительных проводников в плоскости решетки ведет к сложной зависимости характеристик структуры от количества элементов. Более того, для добавления элементов требуется, по сути, заново решать задачу оптимизации для каждого шага. В случаях, когда допустимы более длинные соединительные проводники, возможно применение альтернативного варианта объединения антенн в решетку.

3.4.1. Описание схемы

В данном разделе описывается схема многоэлементной планарной антенны для терагерцовой ректенны с объединением элементов по высокой частоте вне плоскости решетки [A7]. Выходы квадратных спиралевидных антенных элементов соединяются с микрополосковой линией, расположенной над слоем диэлектрика, нанесенного на тыльную сторону металлического экрана (Рис. 3.12). Микрополосковая линия замыкается с обоих концов короткозамыкающими перемычками, в результате чего создается резонатор, настроенный на частоту принимаемого терагерцового сигнала. Выходные сигналы от нескольких

антенных элементов суммируются в месте расположения выходного порта, к которому подключается диод.

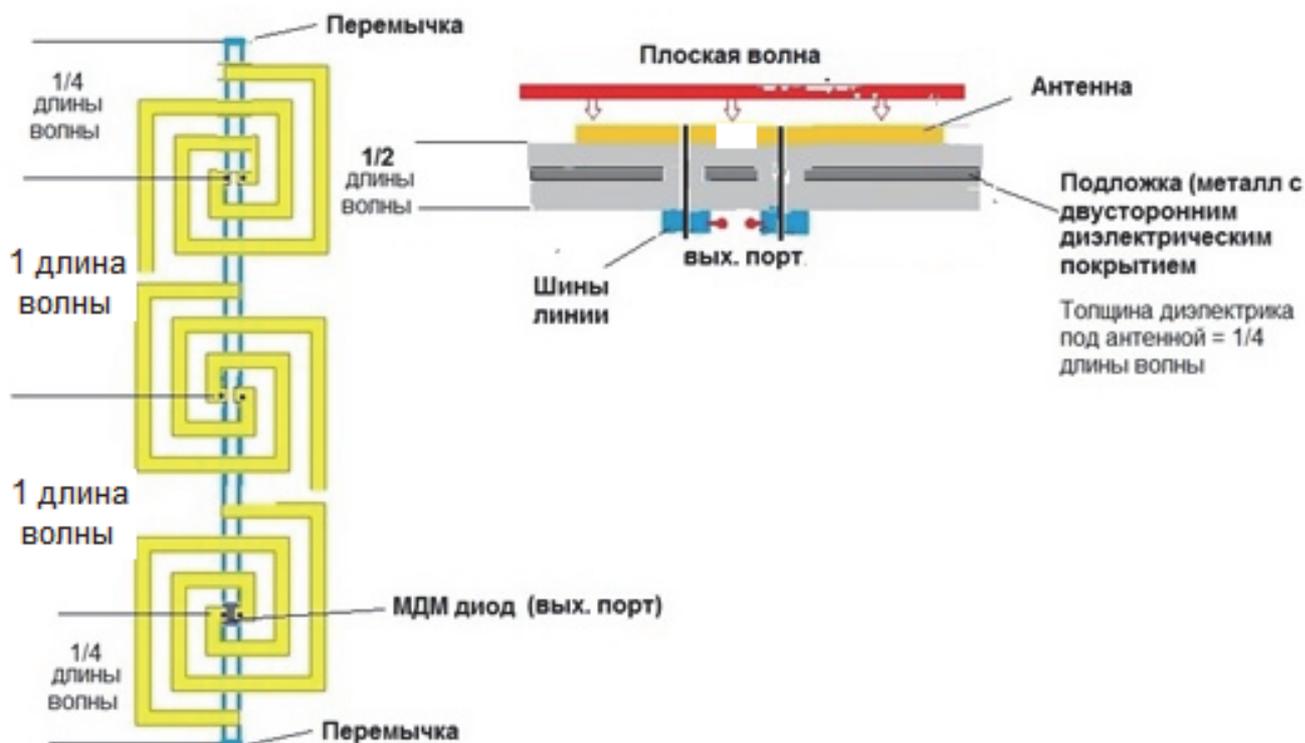


Рис. 3.12. Внешний вид и сечение исследуемой многоэлементной антенны

Предлагаемая схема многоэлементной антенны позволяет унифицировать методику расчета для произвольного числа элементов и определения необходимых параметров диодов.

3.4.2. Результаты моделирования

Расчеты проводились для параметров модели, представленных в табл. 3.3. Решение поставленной задачи выполнялось в виде последовательных этапов.

На первом этапе изучалась задача трансляции терагерцового сигнала, принятого спиралевидным элементом планарной антенны [А6], к микрополосковой линии, расположенной над слоем диэлектрика, нанесенного на тыльную сторону металлического экрана. Элемент антенны соединялся с

микрополосковой линией с помощью полуволнового отрезка двухпроводной линии, проходящего через отверстие в металлическом экране. В качестве элементов двухпроводной линии рассматривалось применение проводников как круглого, так и прямоугольного сечения (Рис. 3.13).

Таблица 3.3.

<i>Параметр модели</i>	<i>Величина, мкм</i>
толщина первой тефлоновой подложки	0,774
толщина второй тефлоновой подложки	0,280
толщина металлической (золотой) подложки	0,774
толщина элементов антенны и полосок линии	0,127
размер проводников двухпроводной линии	0,160
зазор в антенне и между полосками линии на тыльной стороне	0,150
длина волны, соответствующая частоте 20,54 ТГц	14,6

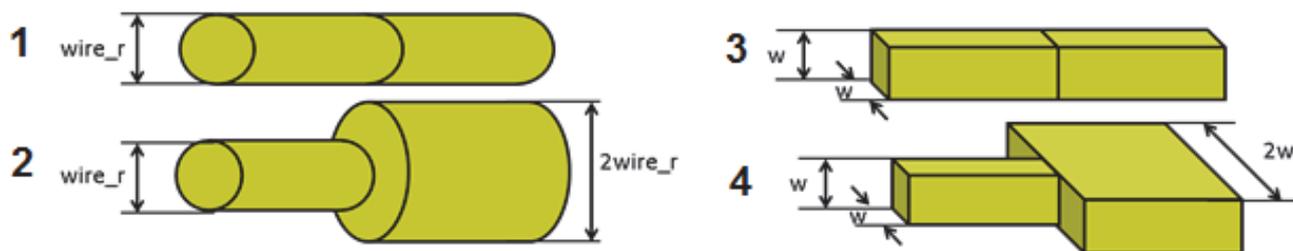


Рис. 3.13. Элементы соединительной двухпроводной линии

Вначале рассматривались элементы постоянного сечения (1 и 3 на Рис. 3.13), впоследствии элемент разбивался на два четвертьволновых отрезка с разным сечением (2 и 4 на Рис. 3.13). Изучено прохождение сигнала на частоте 20,54 ТГц от одной спиралевидной антенны до микрополосковой линии на тыльной стороне антенны. Установлено, что прохождение сигналов зависит от формы

проводников, связывающих выход антенного элемента с микрополосковой линией. Наилучшие результаты получены для проводников прямоугольного сечения с размерами, совпадающими с размерами зазора между диполями спиралевидной антенны. По-видимому, при этом антенный элемент наилучшим образом согласуется с двухпроводной линией.

Заметное улучшение передачи сигнала (около 70 %) происходит при применении трансформатора волновых сопротивлений в виде четвертьволнового отрезка прямоугольного сечения (4 на Рис. 3.13). Результаты моделирования передачи сигнала в этом случае представлены на Рис. 3.14.

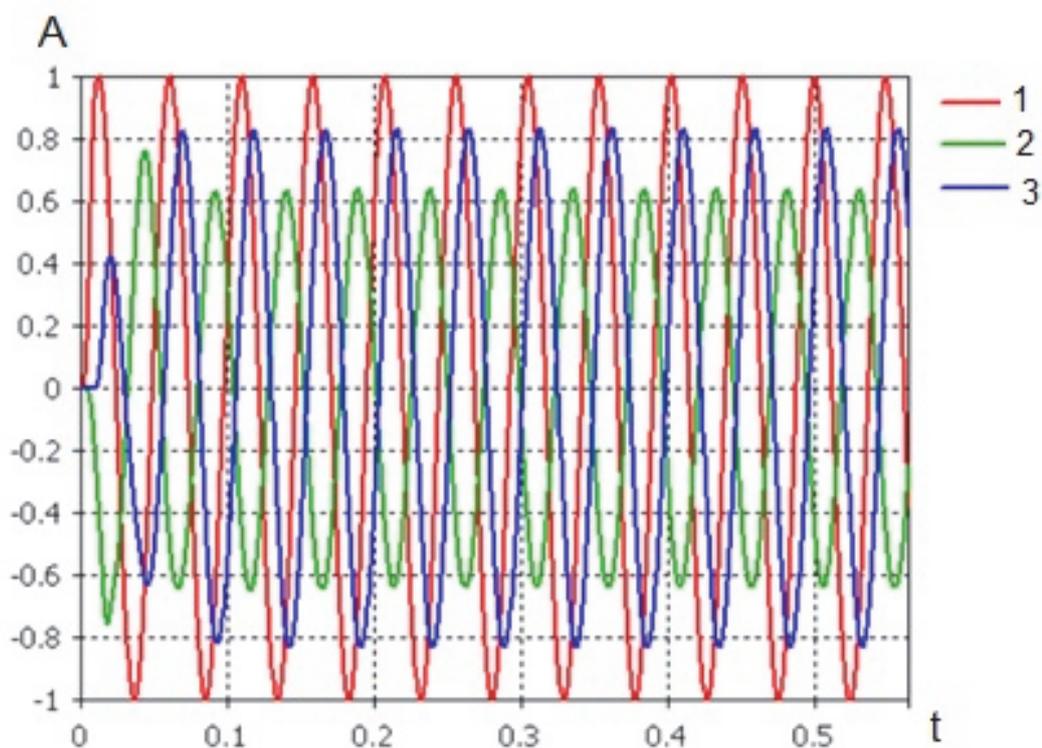


Рис. 3.14. Сигналы в двухпроводной линии, 1- на входе, 2 – переданный в порт на микрополосковой линии, 3 – сигнал, отраженный от порта

Проведенные расчеты показали, что в данной модели оптимальное значение сопротивления порта на микрополосковой линии R_H равняется 200 Ом.

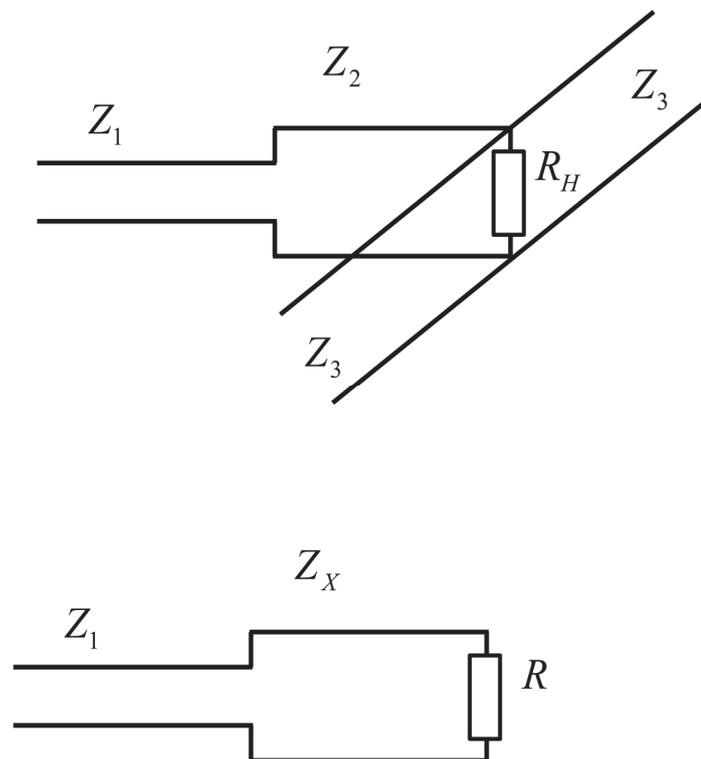


Рис. 3.15. К анализу четвертьволнового трансформатора сопротивлений

Результаты приближенного расчета волнового сопротивления для отрезков двухпроводной линии прямоугольного сечения (4 на Рис. 3.13) дают значения 88 Ом и 57 Ом, которые обозначаются на Рис. 3.15 Z_1 и Z_2 , соответственно. Волновое сопротивление Z_3 микрополосковой линии с боковым зазором и противофазным возбуждением оценивается в 123 Ом. Сопротивление нагрузки двухпроводной линии R можно оценить по формуле

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_H} + \frac{2}{Z_3} \quad (3.10)$$

При подстановке указанных выше значений, получаем величину 47 Ом. Для четвертьволнового трансформатора выполняется соотношение

$$Z_x^2 = R \cdot Z_1 \quad (3.11)$$

Использование полученного значения R дает для Z_x значение 64 Ом, что согласуется с полученным выше значением сопротивления отрезка двухпроводной линии 57 Ом.

Уровень сигнала в выходном порте на микрополосковой линии можно увеличить путем сложения сигналов, поступающих от различных двухпроводных линий, соединенных со спиралевидными антенными элементами. При этом возможны для использования две схемы передачи: «короткая», образованная двумя антенными элементами на расстоянии половины длины волны и выходным портом между ними; и «длинная», где выходной порт расположен с одного края микрополосковой линии, а антенные элементы расположены последовательно с шагом, равным длине волны в линии (Рис. 3.16). Результаты моделирования в этом случае представлены на Рис. 3.17.

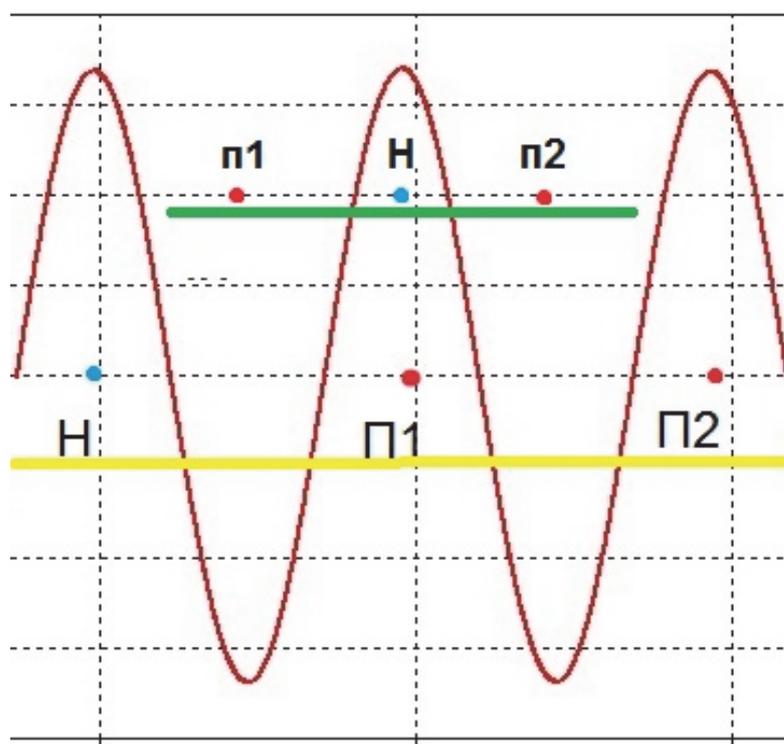


Рис. 3.16. Схемы расположения нагрузки H и антенных элементов $\Pi 1$, $\Pi 2$ в линии («короткая» – зеленая, «длинная» – желтая). Темно-красная синусоида условно изображает мгновенное распределение амплитуды падающего излучения.

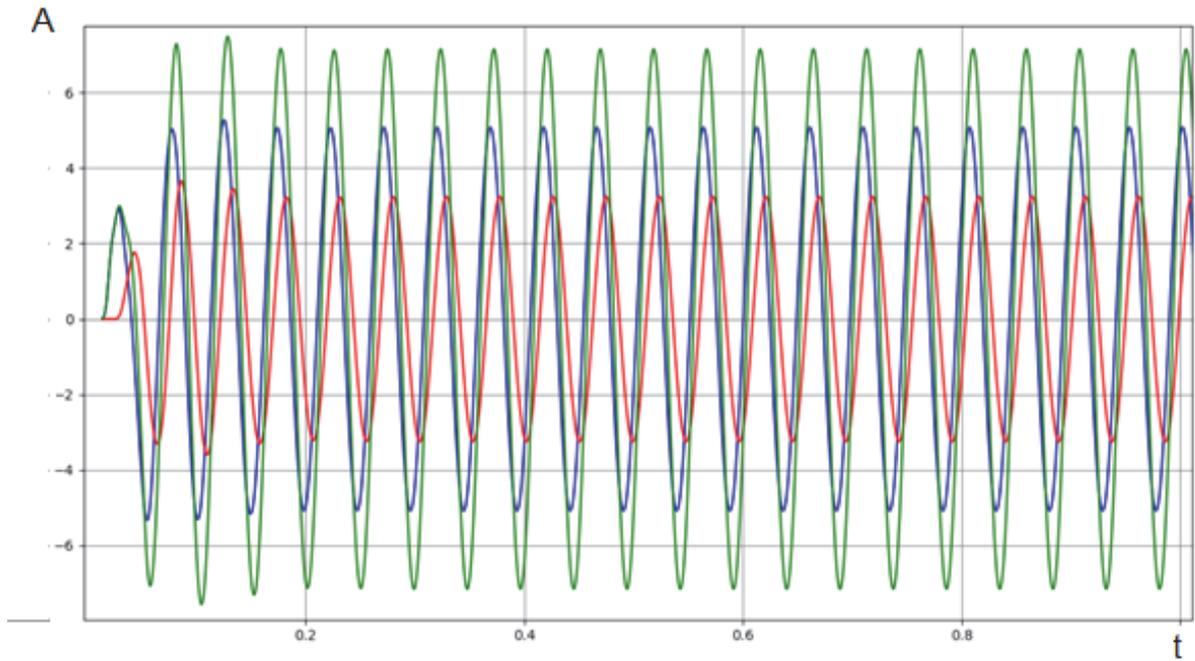


Рис. 3.17. Сигналы, приходящие на нагрузку N от антенных элементов $p1$ (синий) и $p2$ (красный), а также их сумма (зеленый).

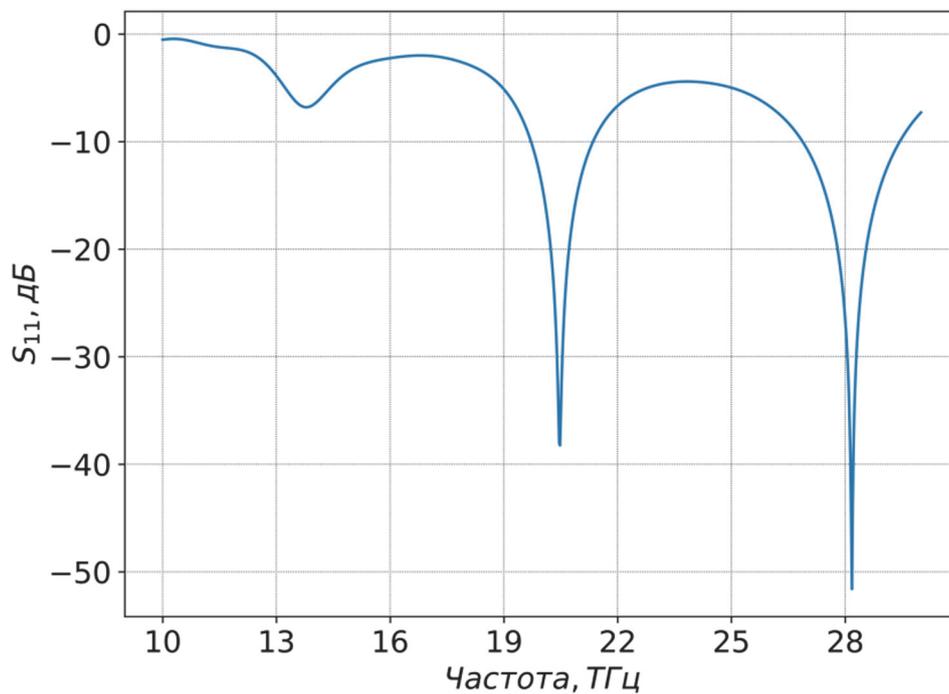


Рис. 3.18. Коэффициент отражения S_{11} антенны, входящей в решетку, состоящей из двух элементов.

Вне зависимости от выбранной схемы соединения, расстояние между антеннами в решетке составляет одну длину волны. Частотная характеристика для антенны, входящей в решетку из 2 элементов, имеет несколько узких рабочих полос частот аналогично планарной антенне из двух элементов с соединительными проводниками, расположенными в плоскости решетки (Рис. 3.18).

Диаграммы направленности решетки, состоящей из 2 антенных элементов, при их синфазном возбуждении на частоте 20,54 ТГц при постоянном угле места 30° ближе к круговой по сравнению с диаграммой для планарной антенне из двух элементов, представленной в п. 3.3.2 (Рис. 3.19).

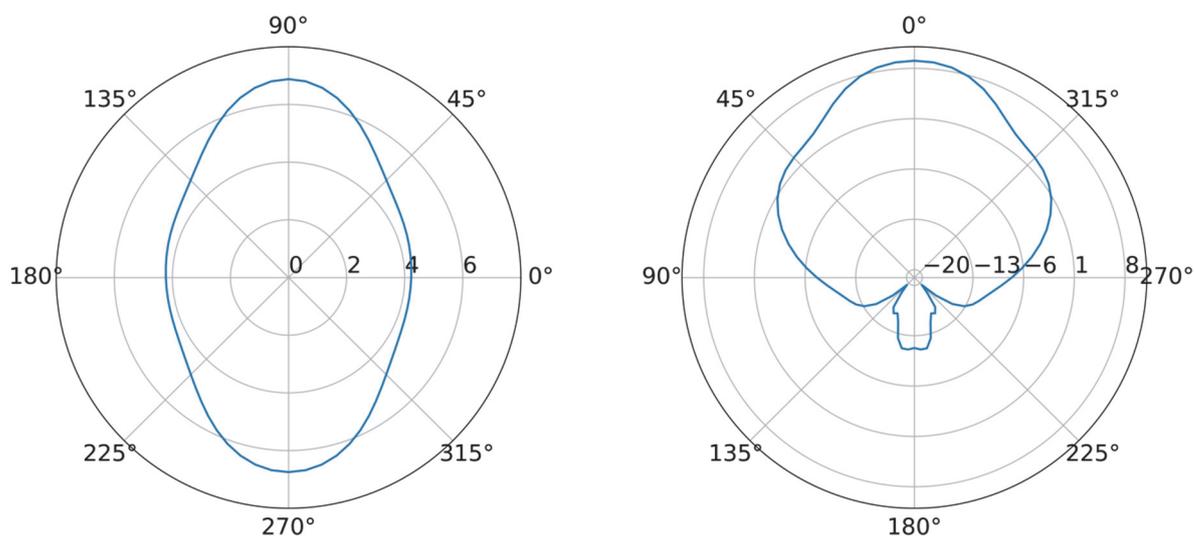


Рис. 3.19. Диаграммы направленности решетки, состоящей из 2 антенных элементов, на частоте 20,54 ТГц при синфазном возбуждении: при постоянном угле места 30° (слева); при постоянном азимутальном угле 0° (справа)

3.5. Выводы

1. Показано, что за счет выбора подходящих длин соединительных дорожек можно добиться увеличения выходного напряжения антенны, приблизительно пропорционального количеству используемых антенных элементов. С

увеличением количества элементов рабочая полоса частот полученных антенных решеток ожидаемо сужается, кроме как для решетки, состоящей из двух элементов. Узкая рабочая полоса частот может оказаться полезной для применения в детекторах, но для беспроводной передачи энергии, вероятно, более практично применение антенн с более широкой рабочей полосой.

2. При помощи антенной решетки можно достичь увеличения напряжения на выпрямляющем элементе ректенны не хуже кратного числу антенных элементов в решетке. В зависимости от условий практического использования, такого увеличения может быть недостаточно для достижения классического режима. В этом случае необходимо применение дополнительных мер.

3. Способ построения антенной решетки с соединением элементов в плоскости решетки позволяет минимизировать длину металлических проводников, вдоль которых должны проходить высокочастотные электромагнитные волны. Это качество позволяет предлагать их использование на частотах более высоких, чем использованные в данной главе.

4. Для практических задач с многоэлементными ректенными решетками на более высоких частотах приведенный метод может стать весьма трудоемким из-за быстро растущего количества параметров. Альтернативно можно соединять элементы решетки вне плоскости самих элементов, например, под металлическим отражателем. Такой метод позволяет добавлять элементы к решетке единообразно вне зависимости от их количества. Расположение соединительных проводников за экраном также исключает их влияние на диаграмму направленности.

ВЫПРЯМЛЯЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

4.1. Введение

Как было отмечено в главе 1, значительные усилия в области изучения терагерцовых ректенн направлены на поиск новых выпрямляющих элементов и увеличение их эффективности. Многие структуры, которые предлагаются для применения в качестве таких элементов, используют в качестве механизма переноса заряда эффект квантового туннелирования. Например, этим отличаются диоды типа металл-диэлектрик-металл, которые широко используются в исследовательских работах, в том числе, в силу относительной простоты создания подобной структуры: в качестве диэлектрика могут быть использованы оксиды металлов электродов.

Структуры исследуются все более сложные, поэтому важно иметь представление о существующих методах расчета тока туннелирования.

4.2 Туннельный эффект

Эффект квантового туннелирования можно продемонстрировать на простой и хорошо известной модели прямоугольного потенциального барьера.

Рассмотрим одномерное стационарное уравнение Шредингера для частицы, налетающей на некоторый потенциальный барьер:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d}{dx} \Psi(x) + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x), \quad (4.1)$$

где \hbar - редуцированная постоянная Планка, m - масса частицы, $U(x)$ - форма потенциального барьера, $\Psi(x)$ - волновая функция, E - энергия частицы.

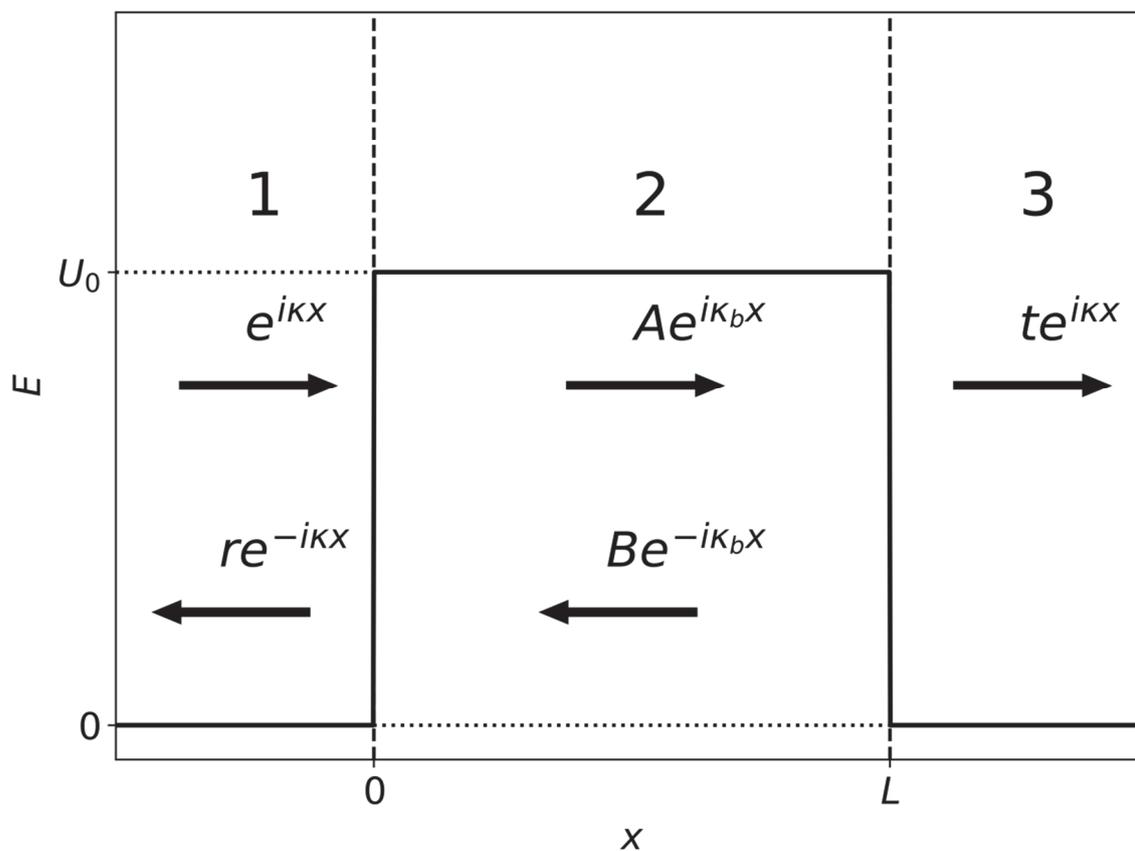


Рис. 4.1. Задача о прямоугольном потенциальном барьере.

Пусть потенциал рассматриваемой структуры имеет вид

$$\begin{cases} U(x) = U_0, & x \in [0, L] \\ U(x) = 0, & x \notin [0, L] \end{cases} \quad (4.2)$$

где U_0 - постоянное значение высоты потенциального барьера, L - ширина потенциального барьера (Рис. 4.1). Для каждой области задачи запишем уравнение Шредингера.

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + \kappa_1^2\Psi_1 &= 0; & \kappa_1 &= \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} = \kappa \\
\frac{d^2\Psi_2}{dx^2} + \kappa_b^2\Psi_2 &= 0; & \kappa_b &= \frac{\sqrt{2m(E-U_0)}}{\hbar} \\
\frac{d^2\Psi_3}{dx^2} + \kappa_3^2\Psi_3 &= 0; & \kappa_3 &= \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} = \kappa
\end{aligned} \tag{4.3}$$

где $\Psi_{1,2,3}$ - волновые функции в соответствующих областях. В соответствии с поставленными условиями решение этой задачи будет иметь вид

$$\begin{aligned}
\Psi_1(x) &= e^{i\kappa x} + re^{-i\kappa x} & x < 0 \\
\Psi_2(x) &= Ae^{i\kappa_b x} + Be^{-i\kappa_b x} & x \in [0; L] \\
\Psi_3(x) &= te^{i\kappa x} & x > L
\end{aligned} \tag{4.4}$$

где коэффициенты A , B , r и t находятся из условия непрерывности волновой функции и ее первой производной на границах областей. Заметим, что выражение для κ_b принимает действительные значения при $E > U_0$. Для вероятности прохождения можем получить выражение

$$T(E) = |t(E)|^2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\kappa}{\kappa_b} - \frac{\kappa_b}{\kappa} \right)^2 \sin^2(\kappa_b L)} \tag{4.5}$$

При $E < U_0$ величина κ_b становится чисто мнимой, а вероятность прохождения можно представить в виде

$$T(E) = |t(E)|^2 = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\kappa}{|\kappa_b|} + \frac{|\kappa_b|}{\kappa} \right)^2 \sinh^2(|\kappa_b L|)} \tag{4.6}$$

Из этих выражений видно, что коэффициент прохождения очень сильно зависит от ширины барьера.

Для сравнения полезно также получить коэффициент прохождения через потенциальный барьер-ступеньку, который можно представить как

$$\begin{cases} U(x) = 0; & x < 0 \\ U(x) = U_0; & x > 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

В этом случае, оставляя уже введенные обозначения, можем записать решения уравнения Шредингера в разных областях в виде

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= e^{i\kappa x} + r e^{-i\kappa_b x} \\ \Psi_2 &= t e^{i\kappa_b x} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Из этих выражений видно, что при мнимом значении κ_b волновая функция в области барьера экспоненциально затухает. Для частицы, энергия которой больше высоты потенциального барьера коэффициент прохождения будет равен

$$T(E) = \frac{4\kappa\kappa_b}{(\kappa + \kappa_b)^2} \quad (4.9)$$

Как уже отмечалось ранее, при исследовании диодов большое внимание уделяется получению вольт-амперной характеристики, поскольку основные параметры оценки качества выпрямляющего элемента следуют именно из нее. Вольт-амперная характеристика в свою очередь сильно зависит от коэффициента прохождения для всех энергий. Для структуры с двумя электродами с плоскими параллельными границами эта зависимость в общем виде выглядит как

$$I(V) = qA \int_0^{\infty} N(E', V) T(E', V) dE' \quad (4.10)$$

где I - проходящий через изучаемую структуру ток, V - приложенное к структуре напряжение смещения, q - величина электрического заряда частицы-носителя заряда, A - площадь поверхности туннельного перехода, N - число заряженных частиц, участвующих в переносе заряда. В общем случае это число можно определить из выражения

$$N(E, V) = \frac{4\pi m}{\hbar^3} \int_E^{\infty} (f_1(E') - f_2(E' + qV)) dE' \quad (4.11)$$

Здесь под E имеется в виду кинетическая энергия движения частицы вдоль направления перехода, а через $f_{1,2}$ обозначены функции распределения Ферми-Дирака для заряженных частиц внутри соответствующих электродов

$$f_{1,2}(E) = f_{FD}(E - E_{F_{1,2}}) \quad (4.12)$$

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E}{k_B\theta}} + 1}$$

где k_B - постоянная Больцмана, θ - температура, $E_{F_{1,2}}$ - уровень энергии Ферми в соответствующем электроде.

4.2.2. Приближение Вентцеля - Крамерса - Бриллюэна

В общем случае модели прямоугольного барьера недостаточно для описания реальных систем. Функция потенциальной энергии может иметь сложный вид, для которого уравнение Шредингера не имеет простого решения. В случае необходимости получить аналитическое решение в такой ситуации часто прибегают к квазиклассическому приближению, также известному как приближение Вентцеля - Крамерса - Бриллюэна или метод ВКБ [122, 123].

Результат применения квазиклассического приближения отличается относительно низкой точностью (Рис. 4.2). Однако он довольно широко применяется в силу того, что погрешность, вносимая неточностью информации о параметрах туннельного перехода, обычно оказывается значительно больше. Оценка таких характеристик как ширина перехода, сродство к электрону материала барьера, количество примесей в образце часто представляет собой очень сложную задачу. Таким образом, результаты моделирования тока туннелирования часто полезны только для качественной оценки поведения

реальной системы. Тем не менее, более сложные методы могут быть использованы для исследования более сложных систем, например, структур с несколькими диэлектрическими слоями.

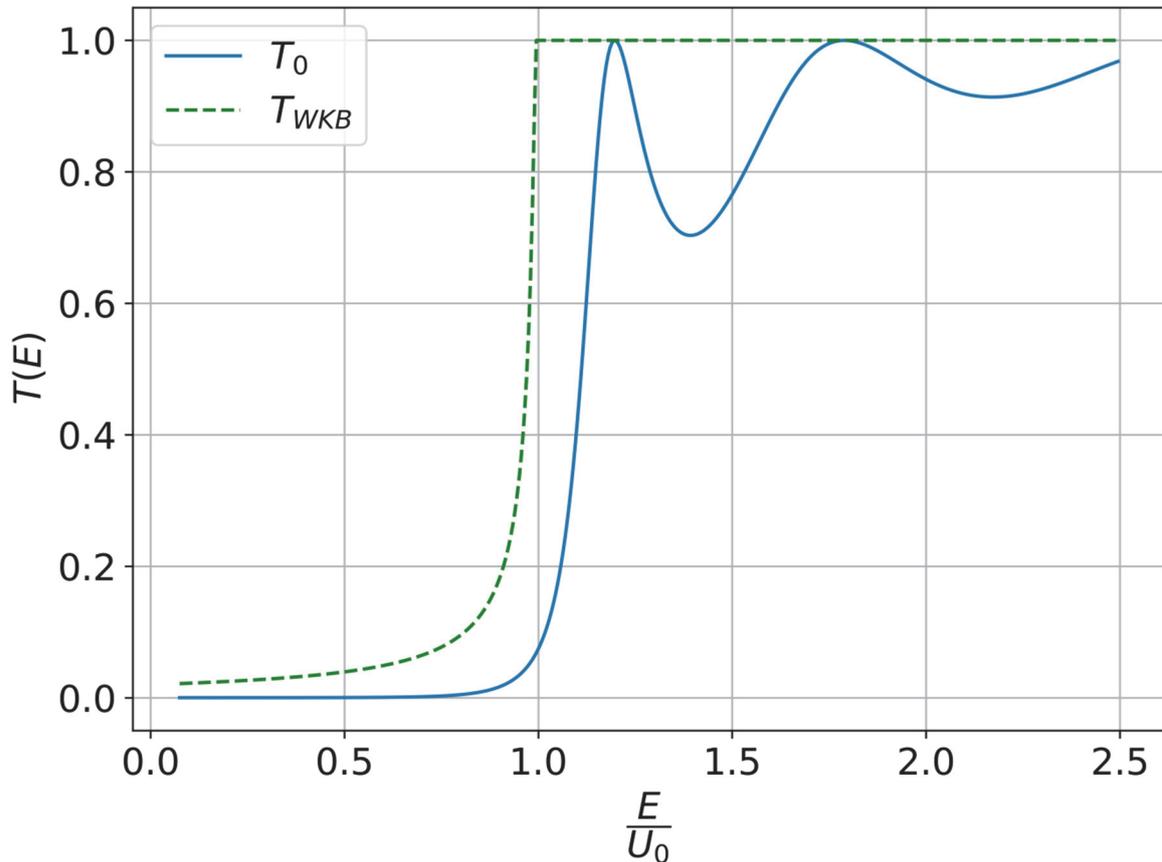


Рис. 4.2. Сравнение коэффициента прохождения через прямоугольный потенциальный барьер, полученного с помощью метода ВКБ, T_{WKB} с точным решением T_0 .

4.2.3. Метод матриц переноса

Часто используемый в одномерных задачах электромагнетизма метод матриц переноса может быть приспособлен для решения уравнения Шредингера. В рамках этого метода предполагается, что потенциальный барьер состоит из следующих друг за другом областей, в которых значение потенциала (в

простейшем случае), эффективная масса частицы и волновая функция считаются постоянными параметрами задачи [124, 125] (Рис. 4.3).

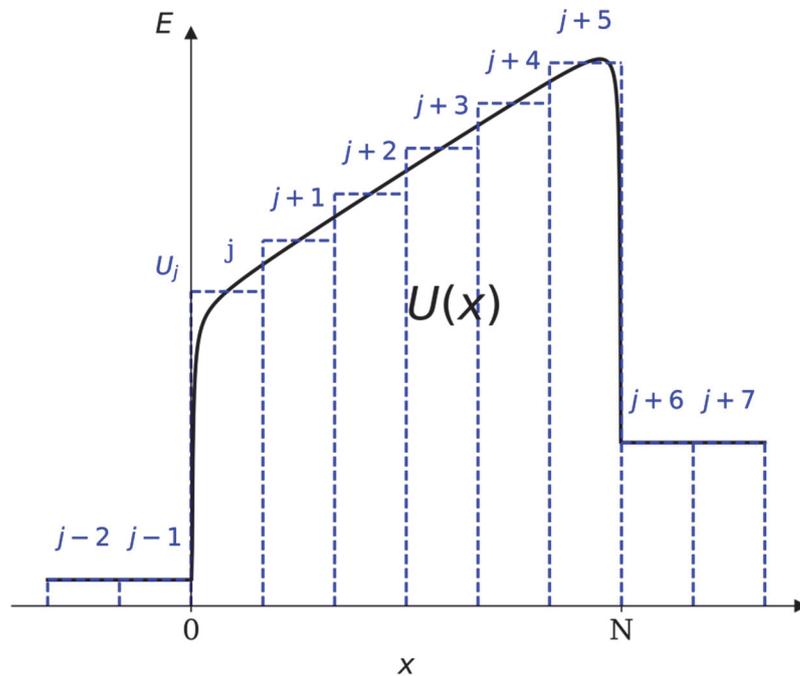


Рис. 4.3. Разбиение потенциального барьера на слои в методе матриц переноса.

Основная идея этого метода состоит в следующем. Примем волновую функцию внутри j -го слоя в виде

$$\Psi_j(x) = A_j e^{i\Gamma_j x} + B_j e^{-i\Gamma_j x} \quad (4.13)$$

$$\Gamma_j(E_x) = \sqrt{\frac{2m_j}{\hbar^2} (E_x - U_j)} \quad (4.14)$$

Здесь U_j - постоянное значение потенциала в слое j , m_j - постоянное значение эффективной массы заряженной частицы в этом слое, комплексные постоянные амплитуды A_j и B_j находятся из условия непрерывности волновой функции на границах слоев. При переходе от слоя j к слою $j+1$ между амплитудами установится соотношение

$$\begin{bmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11}^j & \alpha_{12}^j \\ \alpha_{21}^j & \alpha_{22}^j \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} = M_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

Соответственно, для последнего слоя получаем выражение

$$\begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} = M_{N-1} \cdots M_0 \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Метод матриц переноса отличается относительно низкой вычислительной сложностью, однако его одномерный характер сильно ограничивает возможности его применения. Известно также, что этот метод становится численно неустойчивым для низких значениях энергии [126], что может потребовать введения дополнительных мер для устранения такой неустойчивости [127, 128].

4.2.4 Квантовый метод передающей границы

Квантовый метод передающей границы, в англоязычной литературе называемый “Quantum Transmitting Boundary Method” (QTBM), основывается на методе конечных элементов, причем используется двумерная сетка разбиения пространства. В этом методе исследуемая структура разделяется на расчетную область, называемую также областью (изучаемого) устройства, и подводящие проводники, изображающие связь расчетной области с окружением [129–131] (Рис. 4.4).

В расчетной области потенциал может иметь любой вид $U(x, y)$. В подводящих проводниках в продольном направлении потенциал предполагается постоянным, что приводит к появлению в этих областях решений в виде бегущих волн. В поперечном направлении потенциал полностью определяется свойствами проводника.

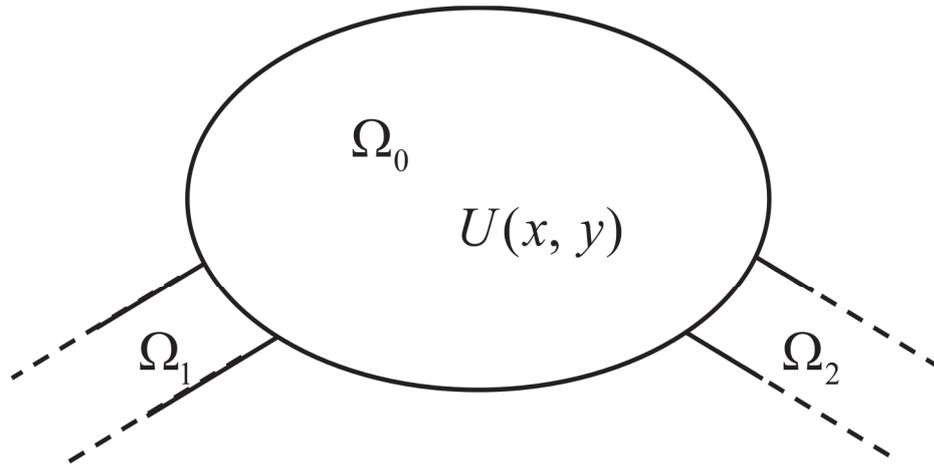


Рис. 4.4. Разделение пространства на область устройства Ω_0 и области подводящих проводников $\Omega_{1,2}$ в квантовом методе передающей границы.

В одномерном виде этот метод реализуется следующим образом. Уравнение Шредингера записывается в виде приближения конечных разностей. Пусть пространство разбито на равномерную сетку из N узлов с шагом Δ . Для j -го узла можно записать

$$s_{j-1}\Psi_{j-1} + d_j\Psi_j + s_{j+1}\Psi_{j+1} = E\Psi_j \quad (4.17)$$

$$s_j = -\frac{\hbar^2}{2m_j\Delta^2} \quad (4.18)$$

$$d_j = \frac{\hbar^2}{m_j\Delta^2} + V_j \quad (4.19)$$

Затем ставят открытые граничные условия в виде

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= a_1 + b_1 \\ \Psi_N &= a_N + b_N \end{aligned} \quad (4.20)$$

Значения волновой функции за пределами счетной области принимаются в виде

частиц с границами структуры, друг с другом и с самой структурой, позволяя при необходимости описывать рассеяние внутри изучаемой структуры [138–140]. Этот метод также может использоваться для учета эволюции системы во времени [141].

К недостаткам метода неравновесной функции Грина можно отнести большую вычислительную сложность.

Решение уравнения Шредингера методом конечных элементов в рамках формализма неравновесной функции Грина приводится в п. 4.3.

4.3 Метод конечных элементов в формализме неравновесной функции Грина

Постановка задачи начинается с определения области Ω , которая состоит из конечной подобласти Ω_0 и бесконечных подобластей Ω_α . Область Ω_0 соответствует пространству, заполненному диэлектриками, то есть расчетной области. Области Ω_α соответствуют металлическим проводникам. Для данной энергии E функция Грина $G(\vec{r}, \vec{r}'; E)$ определяется как

$$(E - H)G(\vec{r}, \vec{r}'; E) = \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad \vec{r}, \vec{r}' \in \Omega \quad (4.24)$$

$$H = \frac{\hbar^2}{2} \nabla \left(\frac{1}{m(\vec{r})} \nabla \right) + V(\vec{r}), \quad \vec{r} \in \Omega \quad (4.25)$$

Здесь H – гамильтониан всей системы, $m(\vec{r})$ – эффективная масса электрона, $V(\vec{r})$ – профиль потенциальной энергии внутри системы, $\delta(\vec{r})$ – дельта-функция Дирака. Функция Грина полагается равной нулю всюду на границе $\partial\Omega$ области Ω и удовлетворяет условиям излучения Зоммерфельда на бесконечности. Задача (4.24) может быть переписана в виде

$$(E - H^0 - \Sigma)G(\vec{r}, \vec{r}'; E) = \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad \vec{r}, \vec{r}' \in \Omega_0, \quad (4.26)$$

$$H^0 = \frac{\hbar^2}{2} \nabla \left(\frac{1}{m(\vec{r})} \nabla \right) + V(\vec{r}), \quad \vec{r} \in \Omega_0$$

где H^0 – гамильтониан расчетной области, а Σ описывает взаимодействие проводников и диэлектрической подобласти. Величина Σ называется собственной энергией [138]. Собственная энергия может также учитывать различные взаимодействия частиц внутри расчетной области, но в баллистическом приближении ими можно пренебречь. В этом случае собственную энергию можно представить как сумму собственных энергий Σ^α , соответствующих проводникам.

Для решения этой задачи методом конечных элементов ее удобно представить в матричном виде:

$$G(E) = \left(EI - H^0(E) - \sum_{\alpha} \Sigma^{\alpha}(E) \right)^{-1}, \quad (4.27)$$

где I – единичная матрица. Явный вид матриц H^0 и Σ^α можно получить обычным способом, используемым в методе конечных элементов, то есть применяя формулу Грина к слабой форме задачи (4.26):

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_0} (E - V(\vec{r})) G(\vec{r}, \vec{r}; E) \phi(\vec{r}) dr - \int_{\Omega_0} \frac{\hbar^2}{2m} (\nabla G(\vec{r}, \vec{r}; E), \nabla \phi(\vec{r})) dr - \\ & - \int_{\partial\Omega_0} \frac{\hbar^2}{2m} (\nabla G(\vec{r}, \vec{r}; E), \vec{n}) \phi(\vec{r}) ds = \phi(\vec{r}'), \quad \vec{r}, \vec{r}' \in \Omega_0, \end{aligned} \quad (4.28)$$

где $\phi(\vec{r})$ – пробная функция, \vec{n} – внешняя нормаль к границе $\partial\Omega_D$. На этом этапе следует выбрать базисные функции и разложить по нему все неизвестные величины.

$$\phi(\vec{r}) = \sum_p \phi_p(\vec{r}); \quad (4.29)$$

$$G(\vec{r}, \vec{r}'; E) = \sum_k G_k(\vec{r}'; E) \phi_k(\vec{r}) = \sum_{k,l} G_{k,l}(E) \phi_l(\vec{r}') \phi_k(\vec{r}), \quad (4.30)$$

где $\phi_p(\vec{r})$ – базисные функции, которые в простейшем случае выбираются кусочно-линейными, а $G_{k,l}(E)$ – коэффициенты разложения функции Грина по этому базису.

Подставляя эти выражения в (4.28) можно получить явные выражения для матриц, используемых в (4.27):

$$H_{k,l}^0 = \int_{\Omega_0} V(\vec{r}) \phi_k \phi_l dr + \int_{\Omega_0} \frac{\hbar^2}{2m} \nabla \phi_k \nabla \phi_l dr \quad (4.31)$$

$$ES_{k,l} = \int_{\Omega_0} E \phi_k \phi_l dr \quad (4.32)$$

$$\Sigma_{k,l} = \int_{\partial\Omega_0} \Sigma(\vec{r}) \phi_k \phi_l ds \quad (4.33)$$

Матрица $S_{k,l}$ является аналогом единичной матрицы в выбранном базисе.

Коэффициент прохождения $T(E)$ и электрический ток $J(E)$ через структуру могут быть найдены из выражений

$$T(E) = tr(\Gamma^1 G \Gamma^2 G^+) \quad (4.34)$$

$$\Gamma^\alpha = -i(\Sigma^\alpha - \Sigma^{\alpha+}); \quad \alpha = 1, 2 \quad (4.35)$$

$$J = \frac{e}{\pi \hbar} \int_{-\infty}^{\infty} T(E) (f_{FD}(E - \mu_1) - f_{FD}(E - \mu_2)) dE \quad (4.36)$$

где e – заряд электрона, Γ^α – диссипативная функция уширения, μ_α – химический потенциал соответствующего проводника, $f_{FD}(E)$ – функция распределения Ферми-Дирака. Верхний индекс + обозначает эрмитово сопряжение. Для удобства можно принять уровень энергии Ферми одного из проводников равным нулю и отсчитывать все энергии от него. Таким образом, выражение для плотности тока можно переписать в виде

$$J(V_b) = \frac{e}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} T(E) (f_{FD}(E) - f_{FD}(E - eV_b)) dE, \quad (4.37)$$

где V_b – напряжение смещения между проводниками. В силу характера распределения Ферми-Дирака лишь конечный диапазон энергий вносит существенный вклад в выражение (4.37). Особое внимание следует также уделить пикам коэффициента пропускания $T(E)$, приходящимся на упомянутый диапазон. Эти пики могут быть учтены путем применения адаптивного шага дискретизации по энергии, как в работе [142], или через следующую задачу на собственные значения

$$\begin{cases} H^0 \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}), & \vec{r} \in \Omega_0 \\ \psi(\vec{r}) = 0, & \vec{r} \in \Omega_0 \end{cases} \quad (4.38)$$

Эта задача также может быть решена численно, используя уже имеющуюся счетную область и разложение по базисным функциям.

Профиль потенциального барьера может быть представлен как

$$V(\vec{r}) = V_0(\vec{r}) + U_0(\vec{r}), \quad \vec{r} \in \Omega_0, \quad (4.39)$$

где U_0 – внешний приложенный потенциал, а V_0 – профиль потенциала в структуре при отсутствии смещения. Потенциал V_0 может быть получен из характеристик материалов, если допустить, что все электроны перемещаются по зонам проводимости (Рис. 4.5).

Собственные энергии соответствуют интегралу по границе в выражении (4.28), для вычисления которого требуется знание производной функции Грина по нормали к границе расчетной области. Для ее нахождения в общем случае требуется решить задачу для вспомогательной функции Грина внутри полубесконечных областей, соответствующих проводникам.

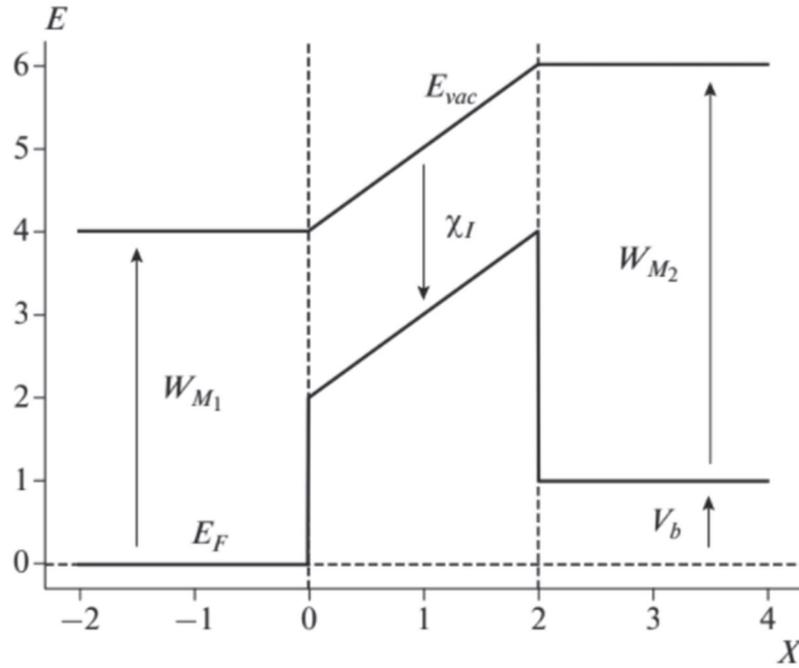


Рис. 4.5. Профиль потенциального барьера в структуре типа металл–диэлектрик–металл. Область внутри пунктирных вертикальных линий соответствует диэлектрическому слою. E_F – уровень энергии Ферми металлов, E_{vac} – уровень энергии вакуума, $W_{M_{1,2}}$ – работы выхода соответствующих металлов, χ_l – сродство к электрону для данного диэлектрика, V_b – приложенное напряжение, x – условная координата.

В одномерном же случае влияние собственных энергий в контексте метода конечных элементов проявляется в виде граничных условий Робена [13]:

$$\int_{\partial\Omega_D} \frac{\hbar^2}{2m} (\nabla G(\vec{r}, \vec{r}; E), \vec{n}) \phi(\vec{r}) ds = \quad (4.40)$$

$$= \sum_{\alpha} \int_{\Omega_D} -\frac{i\hbar^2}{2m_{\alpha}} \sqrt{\frac{2m_{\alpha}(E - V_{\alpha})}{\hbar^2}} G(\vec{r}, \vec{r}; E) \phi(\vec{r}) ds$$

$$\Sigma_{k,l}^{\alpha} = \int_{\partial\Omega^{\alpha}} -\frac{i\hbar^2}{2m_{\alpha}} \sqrt{\frac{2m_{\alpha}(E - V_{\alpha})}{\hbar^2}} \phi_k \phi_l ds, \quad (4.41)$$

где $\partial\Omega^\alpha$ – граница раздела между расчетной областью и проводником α , m_α – эффективная масса электрона в проводнике α , V_α – значение потенциала в соответствующем проводнике.

Приложенный потенциал U_0 удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\nabla(\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\nabla(U_0(\vec{r})))=en(\vec{r}), \quad \vec{r} \in \Omega_0, \quad (4.42)$$

где $n(\vec{r})$ – плотность заряда в структуре, ε_0 – диэлектрическая постоянная, а ε – относительная диэлектрическая проницаемость. В одномерном случае при учете потенциала зарядов-изображений выражение для потенциала приобретает вид [142]:

$$V(x)=V_0(x)+U_0(x)-\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{\int_0^x\varepsilon(x')dx'}+\frac{1}{\int_x^L\varepsilon(x')dx'}\right), \quad (4.43)$$

где x – координата внутри расчетной области, L – полная длина структуры.

В случае одномерной задачи о структуре, которая обладает кусочно-постоянной диэлектрической проницаемостью, но не имеет внутри свободных зарядов, вид потенциала можно получить аналитически. В общем случае это не так, поэтому часто приходится прибегать к численным методам. Для сохранения общности подхода задача для потенциала в данной модели решалась численно, методом конечных элементов.

Расчеты производились с использованием вычислительной платформы FEniCS. С ее помощью решалась задача для потенциала и получались матричные выражения для нахождения функции Грина. Описание компонентов платформы можно найти в работах [143–148].

4.4. Результаты расчетов

Модель была протестирована на двух задачах, имеющих хорошо известное решение: задача о туннелировании через прямоугольный потенциальный барьер и задача о туннелировании через барьер-ступеньку [A5]. Полученный при моделировании коэффициент прохождения сравнивался с точными выражениями при одних и тех же значениях энергии. Для оценки ошибки вычислений используется следующая формула [149]:

$$er(N) = \max_E |T(E) - T_0(E)| \quad (4.44)$$

где N – число узлов в сетке, $T(E)$ – полученный при моделировании коэффициент прохождения, $T_0(E)$ – точное выражение для коэффициента прохождения для данного барьера, а значение энергии E ограничено величинами, использованными при моделировании (Рис. 4.6).

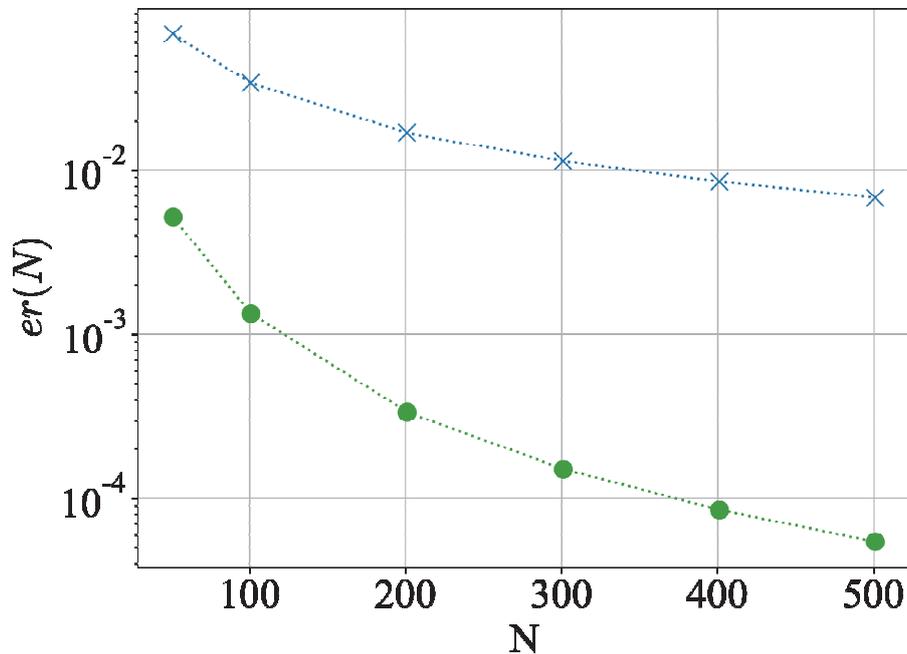


Рис. 4.6. Зависимость метрики ошибки $er(N)$ от числа узлов в сетке пространственного разбиения N для тестовых задач: прямоугольный потенциальный барьер (крестики), барьер-ступенька (кружки).

Также было проведено сравнение между результатами, полученными от данной модели, и данными работы [142] для структур W - Nb₂O₅ (1 нм) - Ta₂O₅ - (1 нм) - W и W - Nb₂O₅ (3 нм) - Ta₂O₅ (1 нм) - W. Последняя структура характеризуется как резонансная. Последняя структура называется «резонансной», потому что при указанных параметрах профиль потенциала при приложении положительного напряжения смещения образует потенциальную яму с шириной, достаточной для образования энергетического уровня. Полученные для этих структур вольт-амперные характеристики хорошо согласуются с известными из указанной работы данными (Рис. 4.7).

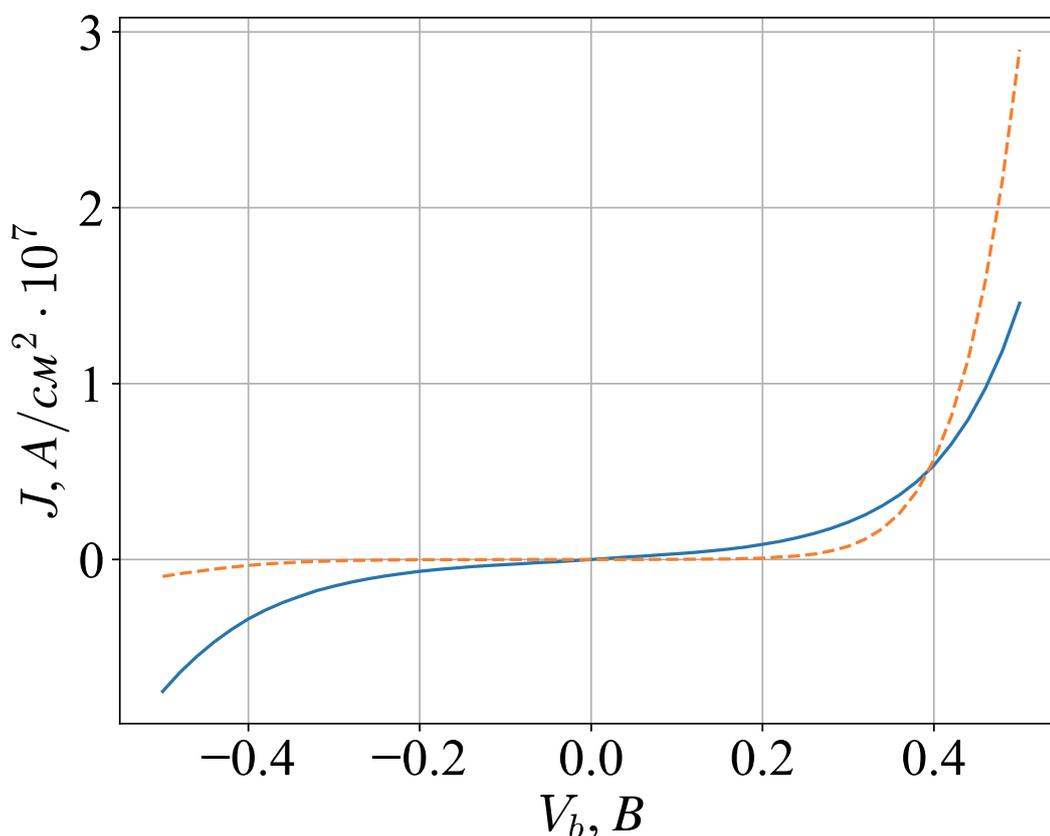


Рис. 4.7. Полученные зависимости плотности тока J от приложенного напряжения V_b для структур металл–диэлектрик–металл с учетом потенциала зарядов изображений. Сплошная линия – структура W – Nb₂O₅ (1 нм) – Ta₂O₅ – (1 нм) – W, пунктирная – W – Nb₂O₅ (3 нм) – Ta₂O₅ – (1 нм) – W.

Согласно результатам, полученным при моделировании, пики зависимости плотности тока от энергии для резонансной структуры соответствует собственным значениям задачи (4.38). В представленном примере основной вклад в общий ток туннелирования вносится энергиями, находящимися вблизи первого пика (Рис. 4.8).

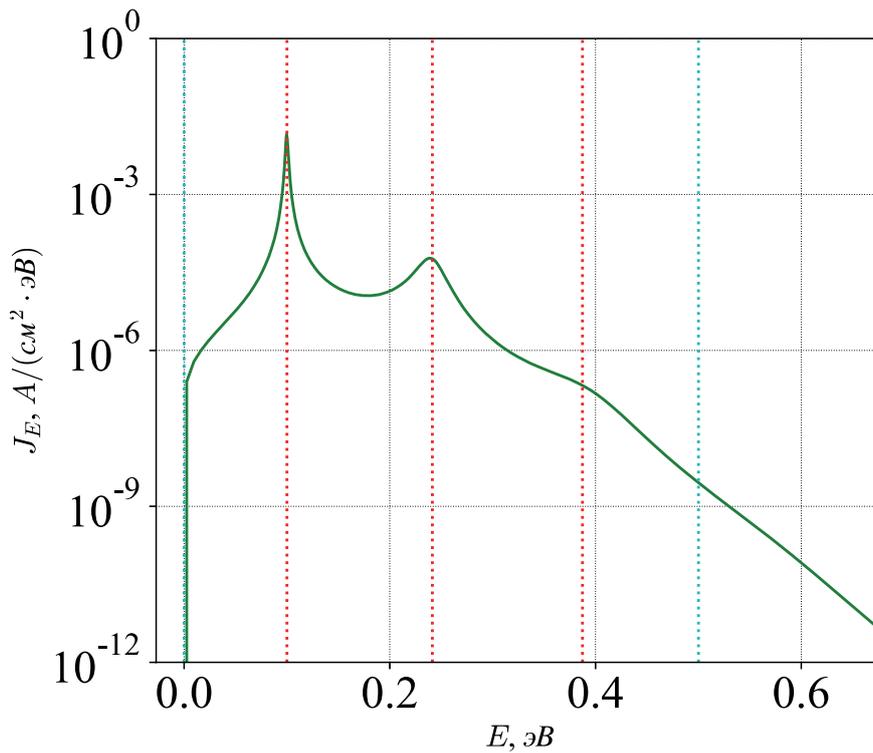


Рис. 4.8. Абсолютная величина распределения электрического тока по энергии E для резонансной структуры при фиксированном напряжении смещения 0,5 В. Красные вертикальные пунктирные линии отмечают собственные значения гамильтониана расчетной области.

4.5. Выводы

1. Представлена одномерная модель переноса заряда посредством квантового туннелирования в структурах типа металл-диэлектрик-металл, использующая метод конечных элементов и формализм неравновесной функции Грина. Модель

была проверена на тестовых задачах. Полученные при моделировании результаты хорошо соответствуют известным для этих задач решениям.

2. Замечено, что задача на собственные значения, связанная с профилем потенциального барьера, может дать приблизительные энергии пиков зависимости коэффициента пропускания от энергии электронов. Эта информация может помочь сделать расчеты более точными и производительными, например, путем сокращения количества разбиений диапазона энергий, для которого производятся вычисления.

3. Модель может быть расширена на большее число пространственных измерений без существенных изменений в постановке задачи. Как показано в работе [138], собственные энергии металлических контактов могут быть выражены через собственные функции подводящих проводов, например, представляя их в виде полубесконечных полос. При этом вычислительная сложность должна резко вырасти, поскольку такой характер имеют часто используемые в данной модели матричные операции.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основные результаты диссертации могут быть сформулированы следующим образом.

1. Применение ректенн в качестве приёмников-преобразователей терагерцового излучения возможно и перспективно. Область исследований находится на раннем этапе развития.

2. Предложен и изучен вариант антенны для терагерцовой ректенны в виде квадратной спирали. Представленная антенна обладает узкими глубокими резонансами на нескольких частотах, пригодных для использования в качестве рабочих. Отмечено, что диаграмма направленности на этих резонансах проявляет высокую степень равномерности.

3. В ходе изучения методики построения терагерцовой антенной решетки с минимальной возможной длиной соединительных дорожек показано, что возможно достигнуть увеличения напряжения в точке питания в число раз, не меньшее числа используемых антенных элементов. Импеданс получающейся при этом структуры оказывается выше, чем у одиночного элемента, что может оказаться полезным при ее согласовании с терагерцовыми диодами.

4. Рассмотрен альтернативный вариант построения антенной решётки для терагерцовой ректенны с объединением элементов вне плоскости решётки, за металлическим экраном. Этот метод позволяет единообразно добавлять элементы в решётку вне зависимости от их количества. При этом получаемые характеристики решётки изменяются предсказуемым образом.

5. Предложена методика численного моделирования МДМ-диодов при помощи метода конечных элементов в формализме неравновесной функции Грина. Показано, что решения, полученные с помощью данной методики, хорошо согласуются с результатами, известными из теоретических моделей и литературы.

6. При моделировании МДМ-диодов при помощи метода конечных элементов также было выяснено, что собственные значения гамильтониана расчетной области, которые соответствуют задаче о потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, дно которой имеет вид профиля потенциала исходной задачи, хорошо соответствуют пикам зависимости коэффициента пропускания структуры от энергии. Эту информацию можно использовать в расчетах при проведении численного интегрирования по энергии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Я благодарен своему научному руководителю Саввину Владимиру Леонидовичу за годы неустанного научного руководства, за мудрое наставничество и всестороннюю поддержку. Помощь, оказанную Владимиром Леонидовичем, невозможно переоценить. Спасибо Вам за все Ваши советы и за теплую и дружелюбную атмосферу в лаборатории.

Спасибо Казарян Гоар Мартиросовне за умелую организационную деятельность, за помощь в ориентировании научной литературе, а также за оказанную помощь при подготовке публикаций.

Я признателен Михееву Димитрию Алексеевичу за переданный опыт, ценные наставления и конструктивные замечания на протяжении всей подготовки работы.

Спасибо Алексею Викторовичу Трофимову за предоставленные возможности, а также за разъяснение важных вопросов, возникавших во время исследования.

Особую благодарность выражаю коллективу кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ за качественную работу и оперативное решение вопросов как по учебной, так и по административной части.

Я благодарен моим родным и близким за неизменную и безусловную поддержку и просто за то, что они есть.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова

A1. Ву К.Т.Ч., Егоров Р.В., Михеев Д.А., Саввин В.Л., *Модель решетки спиралеобразных ректенн, обладающих круговой диаграммой направленности* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2015. — Т. 79, № 12. — С. 1687–1690. **IF = 0,628 (РИНЦ)**

A2. Казарян Г.М., Ву К.Т.Ч., Саввин В.Л., Пеклевский А.В., *Перспективы преобразования солнечного излучения в терагерцовом и инфракрасном диапазонах* // Космонавтика и ракетостроение. — 2017. — № 2 (95). — С. 70–77. **IF = 0,269 (РИНЦ)**

A3. Ву К.Т.Ч., Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Процессы при преобразовании терагерцового излучения в электрический ток* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2019. — Т. 83, № 1. — С. 46–49. **IF = 0,628 (РИНЦ)**

A4. Ву К.Т.Ч., Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Детектирование терагерцового излучения при помощи ректенн* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2020. — Т. 84, № 1. — С. 73–76. **IF = 0,628 (РИНЦ)**

A5. Ву К.Т.Ч., Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Моделирование структур типа металл–диэлектрик–металл для детектирования терагерцового излучения* // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2021. — Т. 85, № 1. — С. 85–90. **IF = 0,628 (РИНЦ)**

A6. Ву К.Т.Ч., Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Планарные антенные решетки со спиралевидными элементами для терагерцовой ректенны* // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. — 2021. — № 2. DOI: 10.30898/1684-1719.2021.2.5. **IF = 0,368 (РИНЦ)**

A7. **Ву К.Т.Ч.**, Зиненко А.С., Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Терагерцовая ректенная решетка с объединением элементов вне плоскости расположения антенн* // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. — 2021. — № 5. DOI: 10.30898/1684-1719.2021.5.3. **IF = 0,368 (РИНЦ)**

Публикации в других рецензируемых научных журналах

A8. **Ву К.Т.Ч.**, Егоров Р.В., Саввин В.Л., Михеев Д.А., *Изучение электродинамических характеристик спиралеобразной микроволновой ректенны* // Ученые записки физического факультета Московского Университета. — 2014. — Т. 144301, № 4. — С. 144301–1–144301–3 **IF = 0,094 (РИНЦ)**

A9. **Ву К.Т.Ч.**, Егоров Р.В., Саввин В.Л. и др., *Модель решетки спиралеобразных ректенн, обладающей круговой диаграммой направленности* // Ученые записки физического факультета Московского Университета. — 2016. — № 5. 165503. — С. 165503–1–165503–2 **IF = 0,094 (РИНЦ)**

Публикации в сборниках и тезисы докладов

A10. Егоров Р.В., **Ву К.Т.Ч.**, *Беспроводная передача энергии на беспилотные летательные аппараты* // Сборник докладов Четвертой межвузовской студенческой конференции «Научная сессия — современная радиоэлектроника». — ОАО ГСКБ Алмаз-Антей, Москва, 2015. — С. 34–41.

A11. **Ву К.Т.Ч.**, Егоров Р.В., Михеев Д.А., *Модель решетки спиралеобразных ректенн* // Труды научной сессии НИЯУ МИФИ-2015. — Москва, 2015. — С. 212.

A12. **Ву К.Т.Ч.**, Егоров Р.В., Михеев Д.А. и др., *Применение решетки ректенн для сбора солнечной энергии* // Сборник трудов XV Всероссийской школы-семинара Волновые явления в неоднородных средах имени А.П. Сухорукова (Волны-2016). — Секция 6. Физика и применение микроволн. Электродинамика. — Москва, 2016. — С. 26–27.

A13. **Ву К.Т.Ч.**, Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Преобразование солнечной энергии в электрический ток решеткой ректенн* // XVI Всероссийская школа-семинар Физика и применение микроволн имени А.П. Сухорукова (Волны-2017). Программа конференции. — Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет Москва, 2017.

A14. **Ву К.Т.Ч.**, Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Процессы при преобразовании терагерцового излучения в электрический ток* // 16 Всероссийская школа-семинар Волновые явления в неоднородных средах имени профессора А.П. Сухорукова.

A15. **Ву К.Т.Ч.**, Казарян Г.М., Саввин В.Л., *Перспективы применения ректенн в качестве приемно-преобразующего устройства в системе беспроводной передачи информации и энергии* // XVII Всероссийская школа-семинар Физика и применение микроволн имени профессора А.П. Сухорукова. — г. Можайск, 2019.

A16. **Ву К.Т.Ч.**, Саввин В.Л., Казарян Г.М., *Детектирование терагерцового излучения при помощи ректенн* // Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара Физика и применение микроволн имени А.П. Сухорукова (Волны-2019). — Секция 9. Акустика и акустооптика. — г. Можайск, 2019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д.Р. Хохлов. Т-лучи: физика и возможности применения // Советский Физик. 2014. № 5(108).
2. X.-C. Zhang. Terahertz wave imaging: horizons and hurdles // Phys. Med. Biol. IOP Publishing, 2002. Vol. 47, № 21. P. 3667.
3. Xi-Cheng Zhang, Jingzhou Xu. Introduction to THz Wave Photonics. Springer, 2010. 248 p.
4. Jones G.A., Layer D.H., Osenkowsky T.G. NAB Engineering Handbook, Tenth Edition. 10th edition / ed. Williams E.A. Amsterdam ; Boston: Focal Press, 2007. 2071 p.
5. ГОСТ 24375-80. Радиосвязь. Термины и определения. — М: Изд-во стандартов, 1980 — 37 с. МКС 01.040.33. Группа Э00. СССР.
6. И.С. Гибин, П.Е. Котляр. Приемники излучения терагерцового диапазона (обзор) // Успехи Прикладной Физики. 2018. Vol. 6, № 2. P. 117–128.
7. Report ITU-R SM.2352-0, “Technology trends of active services in the frequency range 275-3 000 GHz” (International Telecommunication Union, Geneva, 2015). 2015.
8. Downes L.A. et al. Full-Field Terahertz Imaging at Kiloherz Frame Rates Using Atomic Vapor // Phys. Rev. X. American Physical Society, 2020. Vol. 10, № 1. P. 011027.
9. Dhillon S.S. et al. The 2017 terahertz science and technology roadmap // J. Phys. Appl. Phys. IOP Publishing, 2017. Vol. 50, № 4. P. 043001.
10. В. Майская. Освоение терагерцовой щели. Полупроводниковые приборы вторгаются в субмиллиметровый диапазон // Электроника Наука Технология Бизнес. 2011. № 8 (00114). P. 74–84.

11. Mittleman D.M. Twenty years of terahertz imaging [Invited] // *Opt. Express*. Optical Society of America, 2018. Vol. 26, № 8. P. 9417–9431.
12. Withayachumnankul W. et al. T-Ray Sensing and Imaging // *Proc. IEEE*. 2007. Vol. 95, № 8. P. 1528–1558.
13. М.В. Царев. Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами: Учебное пособие. Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2011. 75 p.
14. Federici J.F. et al. THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs // *Semicond. Sci. Technol.* IOP Publishing, 2005. Vol. 20, № 7. P. S266.
15. Ahi K., Anwar M. Advanced terahertz techniques for quality control and counterfeit detection // *Terahertz Physics, Devices, and Systems X: Advanced Applications in Industry and Defense*. International Society for Optics and Photonics, 2016. Vol. 9856. P. 98560G.
16. Sun Q. et al. Recent advances in terahertz technology for biomedical applications // *Quant. Imaging Med. Surg.* 2017. Vol. 7, № 3. P. 345–355.
17. Zhao D. et al. Monitoring Electron–Phonon Interactions in Lead Halide Perovskites Using Time-Resolved THz Spectroscopy // *ACS Nano*. American Chemical Society, 2019. Vol. 13, № 8. P. 8826–8835.
18. Cherkasova O.P. et al. THz Spectroscopy of Bound Water in Glucose: Direct Measurements from Crystalline to Dissolved State // *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*. 2020. Vol. 41, № 9. P. 1057–1068.
19. Schwaab G., Sebastiani F., Havenith M. Ion Hydration and Ion Pairing as Probed by THz Spectroscopy // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2019. Vol. 58, № 10. P. 3000–3013.
20. Jansen C. et al. Terahertz imaging: applications and perspectives // *Appl. Opt.* Optical Society of America, 2010. Vol. 49, № 19. P. E48–E57.

21. Jepsen P.U., Cooke D.G., Koch M. Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications // *Laser Photonics Rev.* 2011. Vol. 5, № 1. P. 124–166.
22. Woodward R.M. et al. Terahertz pulse imaging of ex vivo basal cell carcinoma // *J. Invest. Dermatol.* 2003. Vol. 120, № 1. P. 72–78.
23. Pickwell E., Wallace V.P. Biomedical applications of terahertz technology // *J. Phys. Appl. Phys.* IOP Publishing, 2006. Vol. 39, № 17. P. R301.
24. Yu C. et al. The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date // *Quant. Imaging Med. Surg.* 2012. Vol. 2, № 1. P. 33–45.
25. Taylor Z.D. et al. THz and mm-Wave Sensing of Corneal Tissue Water Content: In Vivo Sensing and Imaging Results // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2015. Vol. 5, № 2. P. 184–196.
26. Smirnov S.V. et al. Experimental studies of the possibilities of diagnosing caries in the solid tissues of a tooth by means of terahertz radiation // *J. Opt. Technol.* S.I. Vavilov Optical Institute, 2014. Vol. 81, № 8. P. 464–467.
27. Yao X.-W. et al. On the Achievable Throughput of Energy-Harvesting Nanonetworks in the Terahertz Band // *IEEE Sens. J.* 2018. Vol. 18, № 2. P. 902–912.
28. Carrasco E., Perruisseau-Carrier J. Reflectarray Antenna at Terahertz Using Graphene // *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2013. Vol. 12. P. 253–256.
29. Dash S., Patnaik A. Dual band reconfigurable plasmonic antenna using bilayer graphene // *2017 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation USNC/URSI National Radio Science Meeting.* 2017. P. 921–922.
30. Esquiús-Morote M., Gómez-Díaz J., Perruisseau-Carrier J. Sinusoidally-Modulated Graphene Leaky-Wave Antenna for Electronic Beamscanning at THz // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2013. Vol. 4.
31. Tamagnone M. et al. Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 101, № 21. P. 214102.

32. Dash S., Patnaik A., Kaushik B.K. Performance enhancement of graphene plasmonic nanoantennas for THz communication // IET Microw. Antennas Propag. 2019. Vol. 13, № 1. P. 71–75.
33. Al-Khalidi A. et al. THz electronics for data centre wireless links — The TERAPOD project // 2017 9th International Congress on Ultra Modern Telecommunications and Control Systems and Workshops (ICUMT). 2017. P. 445–448.
34. Sertel K., Trichopoulos G.C. Non-contact Metrology for mm-Wave and THz Electronics // High-Frequency GaN Electronic Devices / ed. Fay P., Jena D., Maki P. Cham: Springer International Publishing, 2020. P. 283–299.
35. Mokhar M.B.M. et al. An overview of semiconductor rectifier operating in the millimeter wave and terahertz region // AIP Conf. Proc. American Institute of Physics, 2020. Vol. 2203, № 1. P. 020039.
36. Pierobon M. et al. A routing framework for energy harvesting wireless nanosensor networks in the Terahertz Band // Wirel. Netw. 2014. Vol. 20, № 5. P. 1169–1183.
37. Jornet J.M., Akyildiz I.F. Joint Energy Harvesting and Communication Analysis for Perpetual Wireless Nanosensor Networks in the Terahertz Band // IEEE Trans. Nanotechnol. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), 2012. Vol. 11, № 3. P. 570–580.
38. Amara W. et al. Vivaldi dipole nano-rectenna for IR energy harvesting at 28.3 THz // Int. J. Numer. Model. Electron. Netw. Devices Fields. 2021. Vol. 34, № 2. P. e2836.
39. Jayaswal G. et al. A Zero-Bias, Completely Passive 28 THz Rectenna for Energy Harvesting from Infrared (Waste Heat) // 2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS. 2018. P. 355–358.
40. Mittleman D.M., Jacobsen R.H., Nuss M.C. T-ray imaging // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 1996. Vol. 2, № 3. P. 679–692.

41. Dean P. et al. Terahertz imaging using quantum cascade lasers—a review of systems and applications // *J. Phys. Appl. Phys.* IOP Publishing, 2014. Vol. 47, № 37. P. 374008.
42. Miyamoto T., Yamaguchi A., Mukai T. Terahertz imaging system with resonant tunneling diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* IOP Publishing, 2016. Vol. 55, № 3. P. 032201.
43. Yeom S. et al. Real-time outdoor concealed-object detection with passive millimeter wave imaging // *Opt. Express.* Optical Society of America, 2011. Vol. 19, № 3. P. 2530–2536.
44. Augustin S., Hübers H.-W. Phase-Sensitive Passive Terahertz Imaging at 5-m Stand-Off Distance // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2014. Vol. 4, № 4. P. 418–424.
45. Dolganova I.N. et al. The active-passive continuous-wave terahertz imaging system // *J. Phys. Conf. Ser.* IOP Publishing, 2016. Vol. 735, № 1. P. 012075.
46. Rectenna Solar Cells. 2013th edition / ed. Moddel G., Grover S. New York: Springer, 2013. 405 p.
47. Donchev E. et al. The rectenna device: From theory to practice (a review) // *MRS Energy Sustain.* Cambridge University Press, 2014. Vol. 1. P. E1.
48. Shanawani M., Masotti D., Costanzo A. THz Rectennas and Their Design Rules: 4 // *Electronics.* Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2017. Vol. 6, № 4. P. 99.
49. Fumeaux C., Alda J., Boreman G.D. Lithographic antennas at visible frequencies // *Opt. Lett.* Optical Society of America, 1999. Vol. 24, № 22. P. 1629–1631.
50. Mühlischlegel P. et al. Resonant Optical Antennas // *Science.* American Association for the Advancement of Science, 2005. Vol. 308, № 5728. P. 1607–1609.
51. Biagioni P., Huang J.-S., Hecht B. Nanoantennas for visible and infrared radiation // *Rep. Prog. Phys.* IOP Publishing, 2012. Vol. 75, № 2. P. 024402.

52. Kazemi H. et al. First THz and IR characterization of nanometer-scaled antenna-coupled InGaAs/InP Schottky-diode detectors for room temperature infrared imaging // *Infrared Technology and Applications XXXIII*. International Society for Optics and Photonics, 2007. Vol. 6542. P. 65421J.
53. Williams W.A. History of power transmission // *J. Frankl. Inst.* 1949. Vol. 248, № 1. P. 1–14.
54. McSpadden J.O., Fan L., Chang K. Design and experiments of a high-conversion-efficiency 5.8-GHz rectenna // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1998. Vol. 46, № 12. P. 2053–2060.
55. Glaser P.E. Power from the Sun: Its Future // *Science*. American Association for the Advancement of Science, 1968. Vol. 162, № 3856. P. 857–861.
56. Matsumoto H. Microwave Power Transmission from Space and Related Nonlinear Plasma Effects // *Radio Sci. Bull.* 1995. № 273. P. 11–35.
57. Schlesak J.J., Alden A., Ohno T. A microwave powered high altitude platform // 1988., *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. 1988. P. 283–286 vol.1.
58. Matsumoto H. Research on solar power satellites and microwave power transmission in Japan. 2002. Vol. 3. P. 36–45.
59. Celeste A., Jeanty P., Pignolet G. Case study in Reunion Island // *Acta Astronaut.* 2004. Vol. 54, № 4. P. 253–258.
60. Joshi S., Moddel G. Optical rectenna operation: where Maxwell meets Einstein // *J. Phys. Appl. Phys.* IOP Publishing, 2016. Vol. 49, № 26. P. 265602.
61. Brown W.C. The History of Power Transmission by Radio Waves // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1984. Vol. 32, № 9. P. 1230–1242.
62. Brown W.C. The Microwave Powered Helicopter // *J. Microw. Power*. Taylor & Francis, 1966. Vol. 1, № 1. P. 1–20.

63. Bakogianni S., Koulouridis S. Design of a novel miniature implantable rectenna for in-body medical devices power support // 2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP). 2016. P. 1–5.
64. DeLong B.J., Kiourti A., Volakis J.L. A Radiating Near-Field Patch Rectenna for Wireless Power Transfer to Medical Implants at 2.4 GHz // IEEE J. Electromagn. RF Microw. Med. Biol. 2018. Vol. 2, № 1. P. 64–69.
65. Liu C. et al. Design and Safety Considerations of an Implantable Rectenna for Far-Field Wireless Power Transfer // IEEE Trans. Antennas Propag. 2014. Vol. 62, № 11. P. 5798–5806.
66. Olgun U., Chen C.-C., Volakis J.L. Low-profile planar rectenna for batteryless RFID sensors // 2010 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2010. P. 1–4.
67. Tikhov Y., Song I.-J., Min Y.-H. Rectenna Design for Passive RFID Transponders // 2007 European Conference on Wireless Technologies. 2007. P. 237–240.
68. Vandelle E. et al. Modular and Reconfigurable Rectenna Unitcells with Beam-Forming Properties // 2019 49th European Microwave Conference (EuMC). 2019. P. 109–112.
69. Quddious A. et al. Dual-Band Compact Rectenna for UHF and ISM Wireless Power Transfer Systems // IEEE Trans. Antennas Propag. 2021. Vol. 69, № 4. P. 2392–2397.
70. Barnhard G.P., Potter S.D. Challenges of Power Beaming: Forging production services from the technology development trade space // 2018 AIAA SPACE and Astronautics Forum and Exposition. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018.
71. Glaser P.E. An overview of the solar power satellite option // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 1992. Vol. 40, № 6. P. 1230–1238.

72. Shinohara N. *Wireless Power Transfer via Radiowaves*. 1st edition. Hoboken, NJ: Wiley-ISTE, 2014. 256 p.
73. Bailey R.L. A Proposed New Concept for a Solar-Energy Converter // *J. Eng. Power*. 1972. Vol. 94, № 2. P. 73–77.
74. Yoo T.-W., Chang K. Theoretical and experimental development of 10 and 35 GHz rectennas // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech*. 1992. Vol. 40, № 6. P. 1259–1266.
75. Jayaswal G. et al. Optical rectification through an Al₂O₃ based MIM passive rectenna at 28.3 THz // *Mater. Today Energy*. 2018. Vol. 7. P. 1–9.
76. Aldrigo M. et al. Harvesting Electromagnetic Energy in the V-Band Using a Rectenna Formed by a Bow Tie Integrated With a 6-nm-Thick Au/HfO₂/Pt Metal–Insulator–Metal Diode // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2018. Vol. 65, № 7. P. 2973–2980.
77. Shilpi et al. Potential challenges and issues in implementation of MIM diodes for rectenna application // *2017 International Conference on Inventive Communication and Computational Technologies (ICICCT)*. 2017. P. 83–88.
78. Weerakkody A., Belkadi A., Moddel G. Nonstoichiometric Nanolayered Ni/NiO/Al₂O₃/CrAu Metal–Insulator–Metal Infrared Rectenna // *ACS Appl. Nano Mater*. American Chemical Society, 2021. Vol. 4, № 3. P. 2470–2475.
79. Zhu Z. et al. Graphene geometric diodes for terahertz rectennas // *J. Phys. Appl. Phys*. IOP Publishing, 2013. Vol. 46, № 18. P. 185101.
80. Zhu Z. et al. Optical rectenna solar cells using graphene geometric diodes // *2011 37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. 2011. P. 002120–002122.
81. El-Araby H.A., Malhat H.A.E.-A., Zainud-Deen S.H. Nanoantenna with Geometric Diode for Energy Harvesting // *Wirel. Pers. Commun*. 2018. Vol. 99, № 2. P. 941–952.

82. El-Araby H.A., Malhat H.A., Zainud-Deen S.H. Performance of nanoantenna-coupled geometric diode with infrared radiation // 2017 34th National Radio Science Conference (NRSC). 2017. P. 15–21.
83. Nagae M. Response Time of Metal-Insulator-Metal Tunnel Junctions // Jpn. J. Appl. Phys. IOP Publishing, 1972. Vol. 11, № 11. P. 1611.
84. Schnupp P. The tunneling time of an electron and the image force // Thin Solid Films. 1968. Vol. 2, № 3. P. 177–183.
85. Zhu Z., Joshi S., Moddel G. High Performance Room Temperature Rectenna IR Detectors Using Graphene Geometric Diodes // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2014. Vol. 20, № 6. P. 70–78.
86. Sanchez A. et al. The MOM tunneling diode: Theoretical estimate of its performance at microwave and infrared frequencies // J. Appl. Phys. American Institute of Physics, 1978. Vol. 49, № 10. P. 5270–5277.
87. Hashem I.E., Rafat N.H., Soliman E.A. Dipole Nantennas Terminated by Traveling Wave Rectifiers for Ambient Thermal Energy Harvesting // IEEE Trans. Nanotechnol. 2014. Vol. 13, № 4. P. 767–778.
88. González F.J., Boreman G.D. Comparison of dipole, bowtie, spiral and log-periodic IR antennas // Infrared Phys. Technol. 2005. Vol. 46, № 5. P. 418–428.
89. Gadalla M.N., Shamim A. 28.3THz bowtie antenna integrated rectifier for infrared energy harvesting // 2014 44th European Microwave Conference. 2014. P. 652–655.
90. Yahyaoui A. et al. Numerical Analysis of MIM-Based Log-Spiral Rectennas for Efficient Infrared Energy Harvesting: 24 // Sensors. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2020. Vol. 20, № 24. P. 7023.
91. Wang K. et al. Design and analysis of a square spiral nano-rectenna for infrared energy harvest and conversion // Opt. Mater. Express. Optical Society of America, 2016. Vol. 6, № 12. P. 3977–3991.

92. Briones E. et al. Efficiency of broadband terahertz rectennas based on self-switching nanodiodes // *J. Photonics Energy*. International Society for Optics and Photonics, 2017. Vol. 7, № 2. P. 025001.
93. Iluz Z., Boag A. Dual-Vivaldi wideband nanoantenna with high radiation efficiency over the infrared frequency band // *Opt. Lett.* Optical Society of America, 2011. Vol. 36, № 15. P. 2773–2775.
94. Lerner P.B. et al. Thermodynamic analysis of high frequency rectifying devices: Determination of the efficiency and other performance parameters // *Nano Energy*. 2013. Vol. 2, № 3. P. 368–376.
95. Rong Z. et al. Nano-rectenna powered body-centric nano-networks in the terahertz band // *Healthc. Technol. Lett.* 2018. Vol. 5, № 4. P. 113–117.
96. Sharma A. et al. A carbon nanotube optical rectenna: 12 // *Nat. Nanotechnol.* Nature Publishing Group, 2015. Vol. 10, № 12. P. 1027–1032.
97. Auton G. et al. Terahertz Detection and Imaging Using Graphene Ballistic Rectifiers // *Nano Lett.* American Chemical Society, 2017. Vol. 17, № 11. P. 7015–7020.
98. Stearns J., Moddel G. High Frequency Characteristics of Graphene Geometric Diodes // *2020 Device Research Conference (DRC)*. 2020. P. 1–2.
99. Abdel-Rahman M.R., González F.J., Boreman G.D. Antenna-coupled metal-oxide-metal diodes for dual-band detection at 92.5 GHz and 28 THz // *Electron. Lett. IET Digital Library*, 2004. Vol. 40, № 2. P. 116–118.
100. Wilke I. et al. Nanometer thin-film Ni-NiO-Ni diodes for 30 THz radiation // *Appl. Phys. A*. 1994. Vol. 58, № 4. P. 329–341.
101. Herner S.B. et al. High performance MIIM diode based on cobalt oxide/titanium oxide // *Appl. Phys. Lett.* American Institute of Physics, 2017. Vol. 110, № 22. P. 223901.

102. Matsuura D., Shimizu M., Yugami H. High-current density and high-asymmetry MIIM diode based on oxygen-non-stoichiometry controlled homointerface structure for optical rectenna: 1 // *Sci. Rep.* Nature Publishing Group, 2019. Vol. 9, № 1. P. 19639.
103. Shin J.H. et al. Geometric effect in a vertical stack-up metal-insulator-metal tunnel diode // *AIP Adv.* American Institute of Physics, 2017. Vol. 7, № 10. P. 105307.
104. Pelz B., Armanious M., Moddel G. Effects of transmission line geometry on traveling-wave metal-insulator-metal rectenna infrared detectors // *J. Appl. Phys.* 2019. Vol. 126, № 6. P. 064503.
105. Pelz B., Belkadi A., Moddel G. Traveling-wave metal-insulator-metal diodes for infrared rectennas // 2016 IEEE 43rd Photovoltaic Specialists Conference (PVSC). 2016. P. 1034–1038.
106. Grover S. et al. Traveling-Wave Metal/Insulator/Metal Diodes for Improved Infrared Bandwidth and Efficiency of Antenna-Coupled Rectifiers // *IEEE Trans. Nanotechnol.* 2010. Vol. 9, № 6. P. 716–722.
107. Lerner P.B., Cutler P.H., Miskovsky N.M. Coherence properties of blackbody radiation and application to energy harvesting and imaging with nanoscale rectennas // *J. Nanophotonics.* International Society for Optics and Photonics, 2015. Vol. 9, № 1. P. 093044.
108. Гольдштейн Л.Д. Электромагнитные поля и волны. Рипол Классик, 1956. 664 p.
109. Kurokawa K. Power Waves and the Scattering Matrix // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1965. Vol. 13, № 2. P. 194–202.
110. Marks R.B., Williams D.F. A General Waveguide Circuit Theory // *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 1992. Vol. 97, № 5. P. 533–562.

111. Е. В. Михайлов et al. Исследование возможностей метода конечных интегралов при прогнозировании распространения радиоволн в неоднородных анизотропных средах // Сборник докладов III Всероссийской конференции «Радиолокация и радиосвязь». 2009.
112. Weiland M.C. and T. Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique // Prog. Electromagn. Res. EMW Publishing, 2001. Vol. 32. P. 65–87.
113. Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media // IEEE Trans. Antennas Propag. 1966. Vol. 14, № 3. P. 302–307.
114. Weiland T. Time Domain Electromagnetic Field Computation with Finite Difference Methods // Int. J. Numer. Model. Electron. Netw. Devices Fields. 1996. Vol. 9, № 4. P. 295–319.
115. Gedney S.D. An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices // IEEE Trans. Antennas Propag. 1996. Vol. 44, № 12. P. 1630–1639.
116. John B. Schneider. Understanding the FDTD Method [Electronic resource]. URL: <https://eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd/> (accessed: 27.04.2021).
117. Davids P.S., Shank J. Density matrix approach to photon-assisted tunneling in the transfer Hamiltonian formalism // Phys. Rev. B. American Physical Society, 2018. Vol. 97, № 7. P. 075411.
118. Joshi S., Moddel G. Efficiency limits of rectenna solar cells: Theory of broadband photon-assisted tunneling // Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics, 2013. Vol. 102, № 8. P. 083901.
119. Grover S., Joshi S., Moddel G. Quantum theory of operation for rectenna solar cells // J. Phys. Appl. Phys. IOP Publishing, 2013. Vol. 46, № 13. P. 135106.
120. Tucker J. Quantum limited detection in tunnel junction mixers // IEEE J. Quantum Electron. 1979. Vol. 15, № 11. P. 1234–1258.

121. Yuan Y. Recent advances in trust region algorithms // *Math. Program.* 2015. Vol. 151, № 1. P. 249–281.
122. Покровский В.Л. Физическая энциклопедия. Москва: Советская энциклопедия, 1988. Vol. 2.
123. Razavy M. *Quantum theory of tunneling.* River Edge, NJ: World Scientific, 2003.
124. Jonsson B., Eng S.T. Solving the Schrodinger equation in arbitrary quantum-well potential profiles using the transfer matrix method // *IEEE J. Quantum Electron.* 1990. Vol. 26, № 11. P. 2025–2035.
125. Ando Y., Itoh T. Calculation of transmission tunneling current across arbitrary potential barriers // *J. Appl. Phys. American Institute of Physics*, 1987. Vol. 61, № 4. P. 1497–1502.
126. Ting D.Z.-Y., Yu E.T., McGill T.C. Multiband treatment of quantum transport in interband tunnel devices // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 1992. Vol. 45, № 7. P. 3583–3592.
127. Ko D.Y.K., Inkson J.C. Matrix method for tunneling in heterostructures: Resonant tunneling in multilayer systems // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 1988. Vol. 38, № 14. P. 9945–9951.
128. Usuki T. et al. Numerical analysis of ballistic-electron transport in magnetic fields by using a quantum point contact and a quantum wire // *Phys. Rev. B. American Physical Society*, 1995. Vol. 52, № 11. P. 8244–8255.
129. Lent C.S., Kirkner D.J. The quantum transmitting boundary method // *J. Appl. Phys. American Institute of Physics*, 1990. Vol. 67, № 10. P. 6353–6359.
130. Frensley W.R. Numerical evaluation of resonant states // *Superlattices Microstruct.* 1992. Vol. 11, № 3. P. 347–350.
131. Gehring A., Kosina H., Selberherr S. Analysis of Gate Dielectric Stacks Using the Transmitting Boundary Method // *J. Comput. Electron.* 2003. Vol. 2, № 2. P. 219–223.

132. Martin P.C., Schwinger J. Theory of Many-Particle Systems. I // Phys. Rev. American Physical Society, 1959. Vol. 115, № 6. P. 1342–1373.
133. Kadanoff L.P., Baym G. Quantum Statistical Mechanics: Green's Function Methods in Equilibrium and Nonequilibrium Problems. 1st edition. W.A. Benjamin, 1962. 203 p.
134. Keldysh L.V. Diagram technique for nonequilibrium processes // Zh.Eksp.Teor.Fiz. 1964. Vol. 47. P. 1515–1527.
135. Luisier M. Atomistic simulation of transport phenomena in nanoelectronic devices // Chem. Soc. Rev. The Royal Society of Chemistry, 2014. Vol. 43, № 13. P. 4357–4367.
136. Datta S. Electronic Transport in Mesoscopic Systems. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
137. Datta S. Nanoscale device modeling: the Green's function method // Superlattices Microstruct. 2000. Vol. 28, № 4. P. 253–278.
138. Jiang H. et al. Boundary treatments in non-equilibrium Green's function (NEGF) methods for quantum transport in nano-MOSFETs // J. Comput. Phys. 2008. Vol. 227. P. 6553–6573.
139. Havu P. et al. Nonequilibrium electron transport in two-dimensional nanostructures modeled using Green's functions and the finite-element method // Phys. Rev. B. American Physical Society, 2004. Vol. 69, № 11. P. 115325.
140. Polizzi E., Datta S. Multidimensional nanoscale device modeling: the finite element method applied to the non-equilibrium Green's function formalism // 2003 Third IEEE Conference on Nanotechnology, 2003. IEEE-NANO 2003. 2003. Vol. 2. P. 40–43.
141. Covito F. et al. Real-time dynamics of Auger wave packets and decays in ultrafast charge migration processes // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2018. Vol. 97, № 6. P. 061401.

142. Grover S., Moddel G. Engineering the current–voltage characteristics of metal–insulator–metal diodes using double-insulator tunnel barriers // *Solid-State Electron*. 2012. Vol. 67. P. 94–99.
143. Alnæs M. et al. The FEniCS Project Version 1.5: 100 // *Arch. Numer. Softw.* 2015. Vol. 3, № 100.
144. Kirby R.C. Algorithm 839: FIAT, a new paradigm for computing finite element basis functions // *ACM Trans. Math. Softw.* 2004. Vol. 30, № 4. P. 502–516.
145. Kirby R.C., Logg A. A compiler for variational forms // *ACM Trans. Math. Softw.* 2006. Vol. 32, № 3. P. 417–444.
146. Alnaes M.S. et al. Unified framework for finite element assembly // *Int. J. Comput. Sci. Eng.* 2009. Vol. 4, № 4. P. 231–244.
147. Alnæs M.S. et al. Unified form language: A domain-specific language for weak formulations of partial differential equations // *ACM Trans. Math. Softw.* 2014. Vol. 40, № 2. P. 9:1-9:37.
148. Automated Solution of Differential Equations by the Finite Element Method: The FEniCS Book / ed. Logg A., Mardal K.-A., Wells G. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2012.
149. Abdolkader T.M., Shaker A., Alahmadi A.N.M. Numerical simulation of tunneling through arbitrary potential barriers applied on MIM and MIIM rectenna diodes // *Eur. J. Phys.* IOP Publishing, 2018. Vol. 39, № 4. P. 045402.