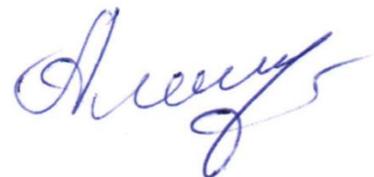


Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Александрин Антон Михайлович

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ
СТРУКТУР ИЗ ИСКУССТВЕННОГО НЕОДНОРОДНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Специальность 05.12.07 — «Антенны, СВЧ-устройства и их технологии»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:

Саломатов Юрий Петрович,

кандидат технических наук, профессор

кафедры Радиотехники ИИФиРЭ СФУ

Томск 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
1. Линзы из неоднородного диэлектрика. Принципы построения.....	10
1.1. Методы анализа неоднородных сред	10
1.2. Методы реализации неоднородного диэлектрика	13
1.3. Сравнение неоднородных линз с однородными по критериям продольных размеров и КИП	25
2. Линза Микаэляна из искусственного неоднородного диэлектрика.....	36
2.1. Расчёт радиально-неоднородной среды.....	36
2.2. Сравнение характеристик дискретной ЛНД с характеристиками идеальной ЛНД.....	53
2.3. Реализация ЛНД диэлектриком с ДП, отличной от ϵ_0	53
2.4. Согласование линзы со свободным пространством	55
2.5. Требования к ширине ДН облучателя.....	58
3. Линза Микаэляна с диэлектрической оправой.....	60
3.1. Влияние ширины оправы на КИП линзы.....	61
3.2. Влияние материалов линзы и оправы на КИП.....	62
3.3. Влияние на КИП оправы, частично охватывающей линзу	64
3.4. Выводы	69
4. Исследование излучателей АР с применением искусственного неоднородного диэлектрика.....	71
4.1. Исследование различных типов печатных ШП-излучателей, способных работать с линзой в широкой полосе частот.....	71
4.2. Широкополосный вибратор с линзой Микаэляна.....	96
4.3. Исследование экспериментального макета широкополосного излучателя с линзой Микаэляна	99
5. Исследование антенных решёток с ЛНД.....	103
5.1. АР с неэквидистантным расположением элементов	104
5.2. Подрешетка на основе широкополосных излучающих элементов	109

5.3. Линейная решётка	112
5.4. Двумерная решётка 8x8 с гексагональным расположением элементов.....	122
5.5. Выводы	137
Заключение	138
Список литературы	139
Список сокращений и условных обозначений.....	145
Приложение А. Акты внедрения результатов работы	147
Приложение Б. Документы, подтверждающие право на интеллектуальную собственность	149

ВВЕДЕНИЕ

Целью диссертационной работы является исследование неоднородной цилиндрической линзовой антенны из однородных диэлектрических материалов, направленное на создание компактной широкополосной АР.

Объектом исследования является неоднородная цилиндрическая линзовая антенна, **предметом исследования** является реализация компактной широкополосной АР с использованием линз из неоднородного диэлектрика (ЛНД).

Задачи диссертационного исследования:

- 1) определение потенциально достижимых характеристик линзовых антенн для использования в составе широкополосных АР;
- 2) разработка и исследование характеристик ЛНД;
- 3) исследование возможностей эффективного сопряжения ЛНД с облучателями различных типов;
- 4) исследование способов построения широкополосных АР с применением ЛНД.

Актуальность проблемы.

В настоящее время происходит интенсивное освоение миллиметрового диапазона длин волн, направленное на увеличение пропускной способности каналов передачи информации, развитие широкополосных средств связи и радиолокации [1–3]. Активно развиваются программы широкополосного доступа в Интернет в *Ka*-диапазоне [4]. Расширяется необходимость в использовании широкополосных средств радиомониторинга и радиоизмерений. Эффективность таких систем не в последнюю очередь определяется используемыми антеннами.

Широкое распространение данных систем предъявляет определённые требования к их антенным устройствам, которые должны быть широкопо-

лосными, компактными, позволять лёгкий монтаж и развёртывание, иметь низкую стоимость. Требования компактности, широкой полосы частот и высокой направленности в известной мере противоречивы:

- широкополосные узконаправленные антенны на основе зеркал и линз имеют выносные элементы и соответственно, значительные продольные размеры;

- компактные антенные решётки (АР), выполняемые по печатной технологии, работают, как правило, в узкой полосе частот и зачастую имеют очень сложную диаграммообразующую схему, затрудняющую согласование в широкой полосе частот;

- некоторые типы широкополосных и компактных антенн (например, логопериодические) удовлетворяя вышеописанным требованиям, не обеспечивают, высокой направленности.

Для решения вышеописанных проблем предлагается использование АР, содержащих дополнительные фокусирующие элементы из искусственного неоднородного диэлектрика. Указанные элементы представляют собой линзы, с помощью которых достигается сужение ДН антенного элемента решётки и таким образом обеспечивается работа АР в широкой полосе частот за счёт эффективного подавления дифракционных лепестков.

Всё вышеизложенное обуславливает **актуальность** работ, связанных с исследованием методов создания широкополосных направленных антенн с использованием искусственного неоднородного диэлектрика, обладающих компактными размерами.

Методы исследования.

В ходе работы применялось электродинамическое моделирование излучающих структур различными методами (FDTD, FIT, MoM) в прикладных программных пакетах. Для расчёта структур из неоднородного диэлектрика использовался аналитический метод расчёта, основанный на методе разло-

жения по плоским волнам (PWE). Экспериментальные исследования проводились методами измерений характеристик на векторном анализаторе цепей, характеристики излучения антенн исследовались в безэховых камерах методом сканирования ближнего поля, а также измерениями в дальней зоне.

Научная новизна.

В работе получены следующие новые результаты:

1) Предложен простой метод реализации радиально-неоднородного искусственного диэлектрика, позволяющий изготавливать линзовые антенны на его основе (получен патент РФ);

2) Предложен метод создания широкополосных АР с гибридной ДОС, использующий структуры из искусственного неоднородного диэлектрика и позволяющий обеспечить работу АР в широкой полосе частот, достичь высоких значений КИП при компактной плоской форме антенной системы.

3) Обнаружен эффект периодической зависимости КИП ЛНД от ширины диэлектрической оправы, в которой размещена линза. Установлено, что период данной зависимости определяется значением диэлектрической проницаемости материала оправы и не зависит от радиуса и материала линзы.

4) Установлена гиперболическая зависимость положения максимума КИП от диэлектрической проницаемости материала оправы ЛНД.

Практическая значимость.

1. Предложен простой и эффективный способ создания радиально-неоднородного диэлектрика. Простота метода заключается в том, что он позволяет изготавливать неоднородный диэлектрик путём набора его из тонких слоёв однородного диэлектрика, вырезанных специальным образом. Операция вырезки осуществляется за один проход простой операцией, например, лазерной резкой или штамповкой;

2. Предложена конструкция линзы с диэлектрической оправой, в которой отсутствует ухудшение КИП за счёт резонансных эффектов в оправе, что достигается выбором необходимой ширины оправы.

3. Одиночная линза с облучателем может быть использована в качестве самостоятельной антенной системы при небольших продольных размерах и отсутствии фазовых искажений в раскрыве;

4. Предложен способ построения апертурных антенн и АР с гибридной ДОС, обладающих высокой направленностью, компактностью и широкополосностью, что может быть использовано в антеннах для широкополосных систем связи и радиомониторинга.

Достоверность результатов, основывается на корректном применении численных и аналитических методов, на использовании современных САПР, апробированных экспериментальных методик и высокоточного оборудования. Результаты работы являются воспроизводимыми и проверяемыми, наблюдается количественное и качественно совпадения результатов моделирования, экспериментальных исследований и данных, известных из литературы.

Внедрение результатов исследований.

Результаты исследований были применены в ходе выполнения НИР и ОКР «Горизонт» (2012—2013 гг.), НИР «Исследование и разработка широкополосных антенных решёток для спутниковой связи и использованием структур из искусственного неоднородного диэлектрика» (2011—2012 гг.), проводимой в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009—2013 гг.), ОКР «Квартет» (2016 г.).

Апробация работы. Основные положения и результаты диссертации обсуждались на конференциях «Актуальные проблемы радиофизики (Томск, 2010, 2012) «Электронные средства и системы управления» (Томск, 2011, 2012), СПбНТОРЭС, посвящённой дню радио (Санкт-Петербург, 2012), Микроэлектроника СВЧ (Санкт-Петербург, 2012) IEEE Sibcon (Красноярск, 2013, Москва 2016),

Публикации. Основные результаты работы опубликованы в 9 статьях и материалах конференций, среди которых 6 публикаций в изданиях из пе-

речня ВАК. Конструкция цилиндрической линзы защищена патентом на изобретение.

Личное участие автора в получении результатов

Основные исследования, результаты которых представлены в диссертационной работе, были выполнены автором лично. Совместно с научным руководителем предложена структура цилиндрической линзы из искусственного неоднородного диэлектрика, обсуждались цели и задачи исследований, а также результаты работы. Личный вклад автора включает: создание программ для расчёта эффективной диэлектрической проницаемости неоднородного диэлектрика методом разложения по плоским волнам, разработку моделей для электродинамического расчета в САПР как параметров профильной слоистой среды, так и ЛНД, выполнение исследований зависимости характеристик ЛНД от параметров пространственной дискретизации профиля цилиндрической ЛНД, выполнение экспериментальных исследований и обработку экспериментальных данных.

Защищаемые научные положения.

1) Характеристики цилиндрической линзы, состоящей из коаксиального набора плоских слоёв однородного диэлектрика звездообразной формы, уложенных с чередованием направления лепестков, соответствуют характеристикам линзы Микаэляна, при условии выбора формы лепестков, их толщин и количества таким образом, чтобы обеспечить аналогичное распределение эффективной диэлектрической проницаемости.

2) При наличии диэлектрической оправы КИП ЛНД периодически зависит от ширины оправы, при этом период имеет гиперболическую зависимость от диэлектрической проницаемости материала оправы.

3) Использование цилиндрических линз из искусственного неоднородного диэлектрика в составе АР в качестве фокусирующего дополнения к каждому её элементу позволяет уменьшить количество элементов плоской АР в 4—16 раз при октавной полосе частот, не ухудшая характеристик

направленности, при этом максимальная толщина AP составляет не более $2\lambda_{\min}$.

1. Линзы из неоднородного диэлектрика. Принципы построения

1.1. Методы анализа неоднородных сред

Линзы — устройства, работающие по принципам геометрической оптики, то есть основаны на преломлении оптических лучей криволинейной границей раздела сред с разной оптической плотностью. В случае, когда среды однородные, лучи имеют прямолинейную форму. Существует целый класс устройств, которые основаны на искривлении траектории оптических лучей. Это достигается применением неоднородных сред, показатель преломления которых является функцией координат. Подобные линзы были предложены ещё Максвеллом [5]. Наиболее известная из практически применяемых устройств — сферическая линза Люнеберга [6]. Решение, предложенное Люнебергом, позволяло фокусировать параллельный пучок лучей в точку на поверхности сферы. Данное решение было затем обобщено в работах Флетчера и Моргана [7,8], показавших возможность фокусировать лучи, вышедшие из произвольного фокуса вне линзы в точку, лежащую на прямой, проходящей через первый фокус и центр линзы. Гутман [9] предложил вариант линзы Люнеберга, в которой фокус может находиться как вне линзы, так и внутри её (вариант известен как модифицированная линза Люнеберга).

Задача фокусировки параллельного пучка лучей в точку при помощи цилиндрической линзы с радиальной зависимостью n была решена А. Л. Микаэляном. В работе [10] он рассмотрел целый класс оптических волноводов (световодов), имеющих радиальную зависимость n и основанных на периодической фокусировке лучей в точки на оси волновода. Если из такого волновода вырезать фрагмент, ограниченный с одной стороны точкой фокуса, а с другой — плоскостью, в которой лучи параллельны, то получится линза, получившая название линзы Микаэляна (англ. SELFOC lens). Аналогичное решение было затем независимо получено Флетчером [7]. В работе [11] ре-

шения для вышеописанных линз а также для линзы Итона-Липмана были получены при помощи метода преобразования Абеля.

Аналитические решения для эффективной диэлектрической проницаемости мелкослоистой среды были приведены Рытовым в [12]. Рассматривалась среда, состоящая из чередующихся слоёв двух изотропных веществ, показано, что такая среда по отношению к электромагнитной волне ведёт себя как однородная, но анизотропная (одноосный кристалл). Получены тензоры ϵ и μ такого одноосного кристалла.

Метод расчёта траектории лучей в неоднородной среде был предложен Л. Монтаньино [13], который предложил метод пошагового вычисления траектории луча (ray tracing) в двухмерной неоднородной среде при помощи разложения в ряд Тейлора дифференциального уравнения траектории луча. Задача нахождения траектории лучей в цилиндрически-неоднородной среде решена в двух статьях [14,15], где рассматриваются лучи, идущие в осевой плоскости цилиндра (meridional rays) и вне её (skew rays). Некоторые точные решения уравнений траектории луча даны в работах Маршана [16,17], где рассмотрены цилиндрические среды с квадратичным законом изменения показателя преломления вида $n(r)^2 = N_0^2 \pm b^2 r^2$ и показано, что траектории лучей в таких средах описываются линейной комбинацией тригонометрических либо гиперболических функций. В работе Мура [18] дано общее решение задачи распространения луча в неоднородной среде, основанное на представлении как траектории луча, так и показателя преломления в виде степенных рядов.

Усовершенствованный метод трассировки лучей, предложенный в [19], основан на преобразовании уравнений лучей в форму, удобную для численного расчёта. Показано, что новый метод требует меньших затрат машинного времени.

Известен метод получения неоднородных сред с заданными в них траекториями лучей, основанный на методе конформных отображений [20,21]. В

последние годы этот метод, называемый Transformation electrodynamics (ТО), получил широкое развитие. Принцип метода состоит в том, чтобы преобразовать одну геометрическую фигуру в другую при помощи какой-либо функции, ставящей в соответствие комплексному числу на исходной плоскости некое комплексное число в плоскости отображения [22,23]. Такая функция не только преобразует координатную плоскость, но и задаёт координатные зависимости характеристик среды — ϵ и μ . В результате получается плоскость, в которой исходные прямые лучи искривляются, а среда становится неоднородной (рис. 1).

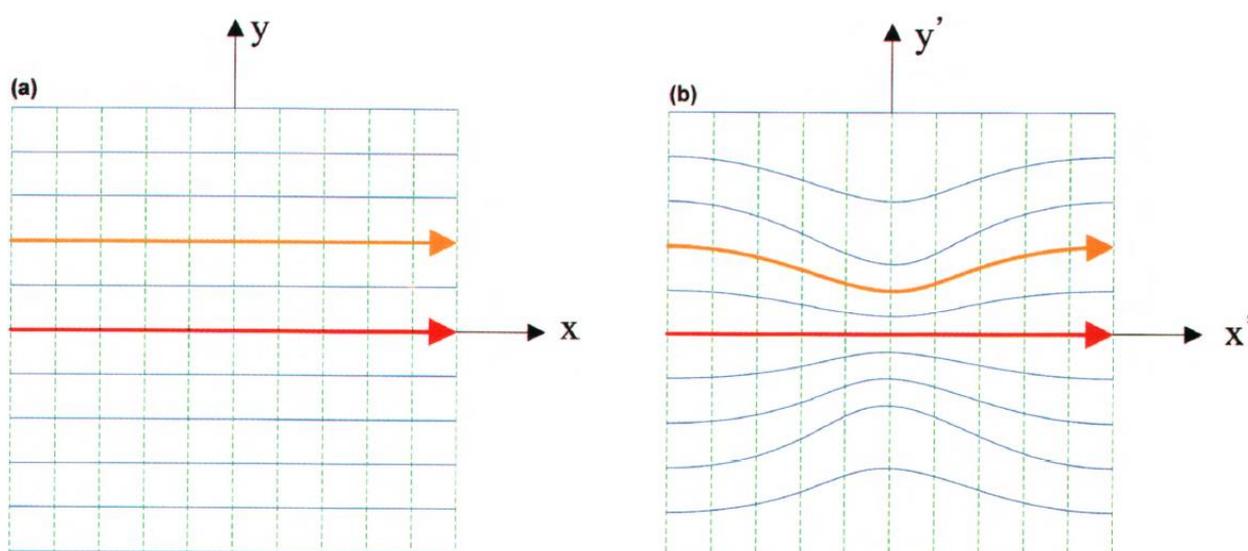


Рисунок 1 — Пример преобразования координат и траектории лучей.

На основе данного метода было предложено множество устройств: устройства поворота луча, поляризаторы, поляризационные сплиттеры, коллиматоры и линзы [24,25]. Предложен вариант сканирующей линзы на основе метода [26]. В работе [27] представлена конструкция планарного рупора с линзой, созданного на основе метода конформных отображений. Неоднородный диэлектрик реализован при помощи периодической структуры из отверстий переменного диаметра.

1.2. Методы реализации неоднородного диэлектрика

Наиболее широко исследовались способы создания неоднородной среды применительно к неоднородной линзе Лüneберга, однако, выводы этих исследований справедливы и для любой другой ЛНД.

В [28] рассмотрен метод построения линзы Лüneберга из сферических слоёв с различной диэлектрической проницаемостью (рис. 2). В качестве диэлектрика использовались материалы на основе полистирола с ϵ , изменяющимся от 1,1 до 2 с шагом 0,1. Рассматривалась двухмерная линза Лüneберга с различным способом разбиения на дискретные шаги закона изменения показателя преломления: с постоянным шагом по показателю преломления, с постоянным шагом по радиусу и с постоянным отношением показателя преломления между соседними слоями. Авторами установлено, что линза из 10 слоёв обладает характеристиками, достаточно близкими к идеальной линзе, однако, ступенчатая технология и погрешности в изготовлении диэлектрика с необходимой проницаемостью приводят к неравномерности фазового фронта и снижению КИП.

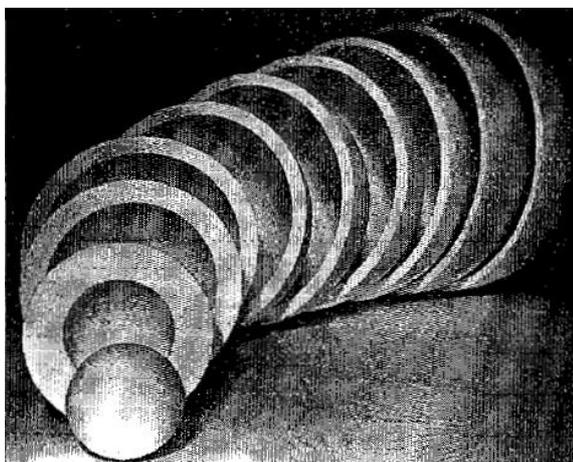


Рисунок 2 — Сферические слои линзы Лüneберга с различной диэлектрической проницаемостью.

В статье [29] приводятся результаты исследования неоднородной среды, реализованной путём сферических включений оптически более плотной

среды в менее плотной среде. Выражение для эффективной диэлектрической проницаемости такой среды было ранее дано Максвелл-Гарнеттом в [30]:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \varepsilon_2 \left[1 + \frac{3f(\varepsilon_1 - \varepsilon_2/\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)}{1 - f(\varepsilon_1 - \varepsilon_2/\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)} \right],$$

где ε_1 , ε_2 — диэлектрические проницаемости материала включений и среды соответственно, а f — коэффициент заполнения среды сферическими включениями. Установлено, что сходимость эксперимента с теоретическими предсказаниями достигается при коэффициентах заполнения f элементарной ячейки, не превышающих 0,2, тогда как при бóльших значениях коэффициента заполнения формула Максвелл-Гарнетта даёт заниженные результаты.

В работе [31] даны аналитические выражения для эффективной диэлектрической проницаемости среды, образованной регулярными включениями одного диэлектрика в другой. Для случая малых сферических включений авторы пришли к формуле Максвелл-Гарнетта. Данная формула была обобщена на случай, когда включения имеют эллипсоидальную форму и ориентированы хаотично. В статье также приведены решения для эффективной диэлектрической проницаемости среды, составленной из эллипсоидальных включений различных диэлектриков. По выведенным выражениям были рассчитаны диэлектрические проницаемости снега и морского льда.

В статье [32] представлен расчёт рассеяния электромагнитных волн радиально-слоистыми объектами, составленными из дискретных сферических слоёв с заданными диэлектрической и магнитной проницаемостью и проводимостью. Использован метод модального разложения, использующий разделение переменных для представления падающей и рассеянной волны в виде разложения по собственным функциям. Данная формулировка позволяет получить функцию Грина для рассеяния радиально-слоистым объектом волны, излучаемой элементарным диполем. Алгоритм позволяет получить поля как ближней, так и дальней зон. Рассеяние от более сложных, чем диполь,

объектов представляется суперпозицией с соответствующим преобразованием координат.

Полученные функции Грина можно использовать для расчёта методом моментов, что позволит рассчитывать поля, излучаемые проводящими пластинками, помещёнными на поверхность сферы. Это позволит рассчитывать сферические частотно-селективные поверхности, которые можно использовать, например, в качестве согласующих слоёв между слоями диэлектрика

Теоретические расчёты были подтверждены измерениями экспериментального макета, показано превосходное совпадение измерений с расчётами.

В [33] рассмотрен эффект фокусировки сферической линзой Люнеберга, составленной из дискретных диэлектрических кубиков с различными диэлектрическими проницаемостями. В результате геометрикооптического расчёта определяется степень фокусировки лучей линзой, состоящей из 2600 кубиков. Показано, что при этом степень фокусировки еще значительно хуже, чем при непрерывном распределении ϵ .

В статье [34] рассматривается оптимальное построение слоистой линзы Люнеберга при помощи генетического алгоритма. В ходе оптимизации меняются толщины и материалы слоёв, составляющих линзу. Критерием является значение КНД и огибающая боковых лепестков. многослойная линза рассчитывается методом диадных функций Грина. Было показано, что подбором толщин слоёв и их материалов можно достичь существенно лучших характеристик чем при равномерном разбиении сферической линзы на слои равной толщины. Кроме того, в статье предложена двухслойная сферическая линза, имеющая хорошие характеристики направленности в сравнении с ЛЛ.

В [35][35][35][35] рассмотрена линза Люнеберга, в которой в качестве искусственного диэлектрика используются расходящиеся из центра линзы диэлектрические стержни переменного по длине радиуса (рис. 3). На саму линзу имеется патент [36]. Приведен приближенный расчет фазового распределения поля на апертуре линзы и радиальных диэлектрических стержней и

его влияния на диаграмму направленности антенны. Представлены результаты расчетов разности электрических длин для углов $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ в предположении $\Delta\epsilon = 0:2$.

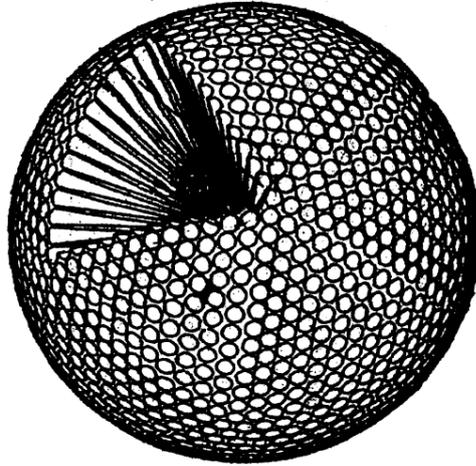


Рисунок 3 — Линза из радиальных диэлектрических стержней переменного радиуса.

Приведено выражение для эффективной диэлектрической проницаемости для двух перпендикулярных ориентаций падающей волны, которое позволяет записать тензор диэлектрической проницаемости, учитывающий анизотропию структуры. На основании данных формул получено выражение для отклонения электрической длины луча от длины луча в изотропной линзе, что позволяет рассчитать фазовое распределение в апертуре линзы.

В [37] предложен способ создания сферической линзы Лунеберга. Линза составлена из плоских перфорированных слоёв однородного диэлектрика. Толщина каждого слоя подобрана так, чтобы квадрат разности между объёмом слоистой структуры и объёмом сферы был наименьшим, таким образом, толщина слоя уменьшается от центра к краю. Радиусы отверстий определяются дискретным набором значений, обусловленных технологическими условиями (размеры используемых свёрл и т. д.) (рис. 4).

При расчёте структуры каждый слой разбивается на концентрические кольца, в каждом из которых задано определённое пространственное распределение отверстий определённого радиуса. Задавая радиус отверстия, номер

слоя и номер кольцеобразной зоны внутри слоя, можно вычислить необходимое количество отверстий, высверленных по кругу внутри зоны.

Приведены расчётные и измеренные диаграммы направленности, подтверждающие адекватность описанного вычислительного метода.

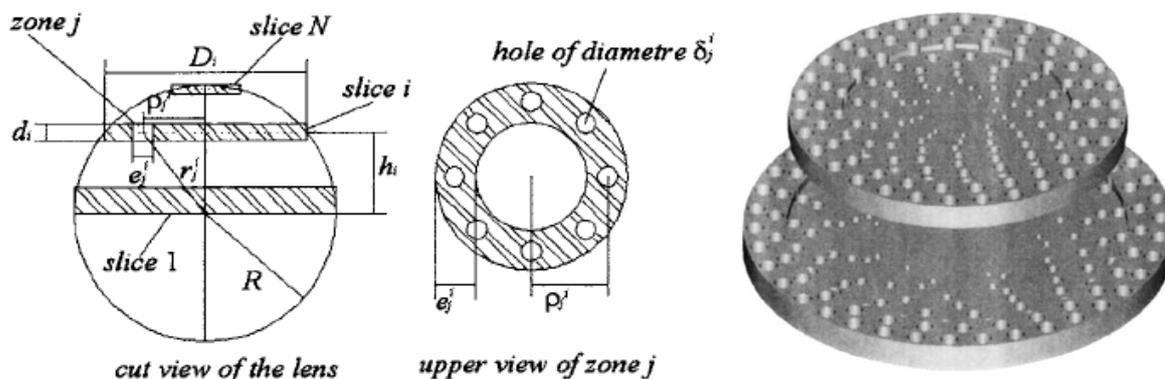


Рисунок 4. — Разбиение сферы на слои и кольцевые зоны. Вид двух последовательных слоёв структуры.

На схожем принципе основана линза, предложенная в [38].

В работе [39] рассмотрена фокусировка волн при помощи фотонного кристалла, образованного круглыми отверстиями переменного радиуса. В данной работе фотонный кристалл работал в одной из высших разрешённых зон.

В статье [40] приведён расчёт неоднородного диэлектрика, представляющего собой однородный диэлектрик со сферическими включениями переменной плотности. В расчёте использовался метод Т-матрицы, представляющий поле излучения в виде суммы поля источника и полей рассеяния от каждой сферы. Для численного решения полученной таким образом системы уравнений применялся метод MLFMM. Приведены картины распределения поля в линзе (рис. 4)

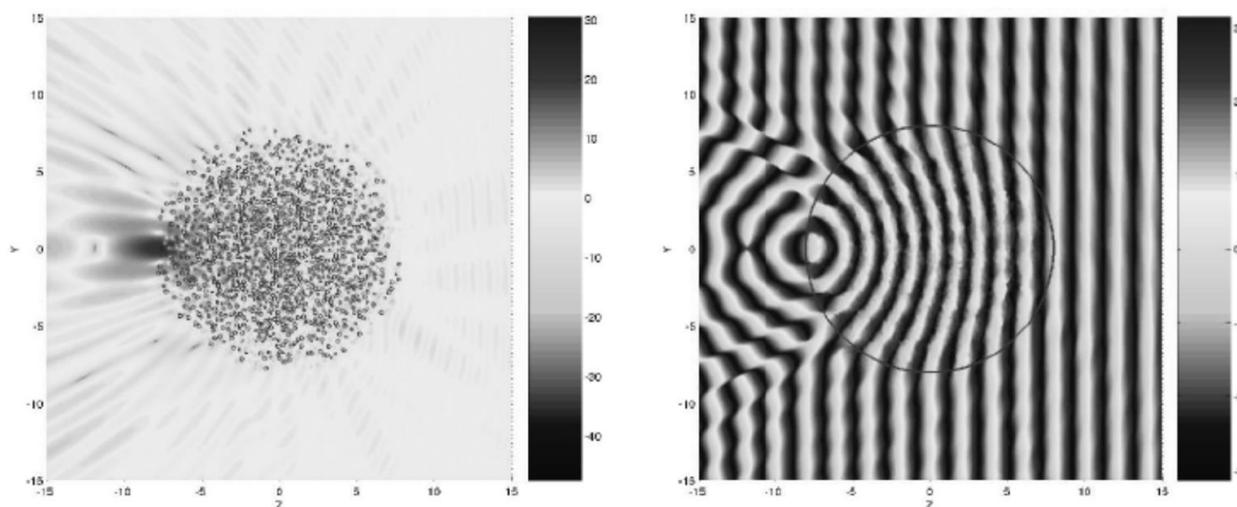


Рисунок 5 — Амплитудное и фазовое распределение поля в линзе Лüneберга из предложенного неоднородного материала.

В статье [41] предложена конструкция линзы из искусственного диэлектрика для миллиметрового диапазона длин волн. Неоднородный диэлектрик выполнен в виде монолитной периодической структуры — керамической решётки. Структура изготавливается методом керамической стереолитографии: образец светочувствительной керамической суспензии подвергается обработке ультрафиолетовым лазером. После засветки пластиковая фаза суспензии удаляется при помощи отжига, после чего остаётся чистая керамическая структура. Используемый материал — оксид алюминия Al_2O_3 . Изменение эффективной диэлектрической проницаемости достигается регулировкой периода структуры и толщины её образующих. На рис. 6 приведена линза Лüneберга, выполненная из монолитной керамической структуры. КПД такой линзы на частоте 33 ГГц превышает 85%, причём основные потери происходят в питающей линии. Выше данного частотного предела антенна перестаёт работать в квазиоптическом режиме и её диаграмма направленности разрушается.

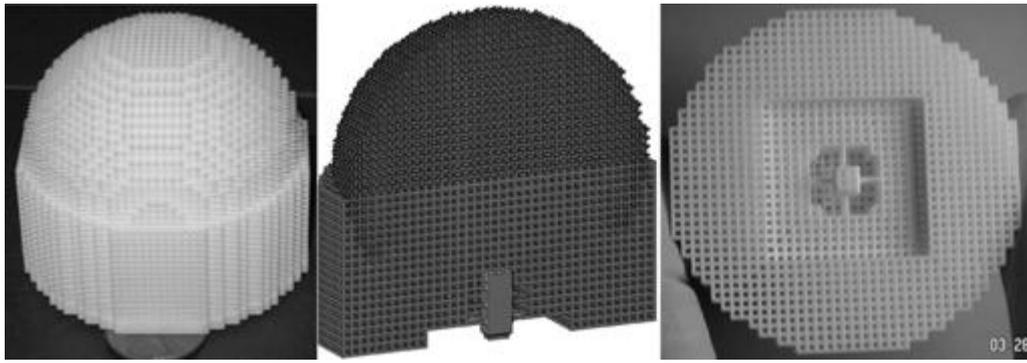


Рисунок 6 — Линза Лüneберга, выполненная по технологии керамической стереолитографии

В работе [42] рассматривается линза Лüneберга, изготовленная по технологии 3D-печати. Требуемый закон изменения диэлектрической проницаемости реализуется путём изменения размера элементарных кубиков, «наннзанных» на пространственную периодическую решётку из диэлектрических штырей (рис. 7).

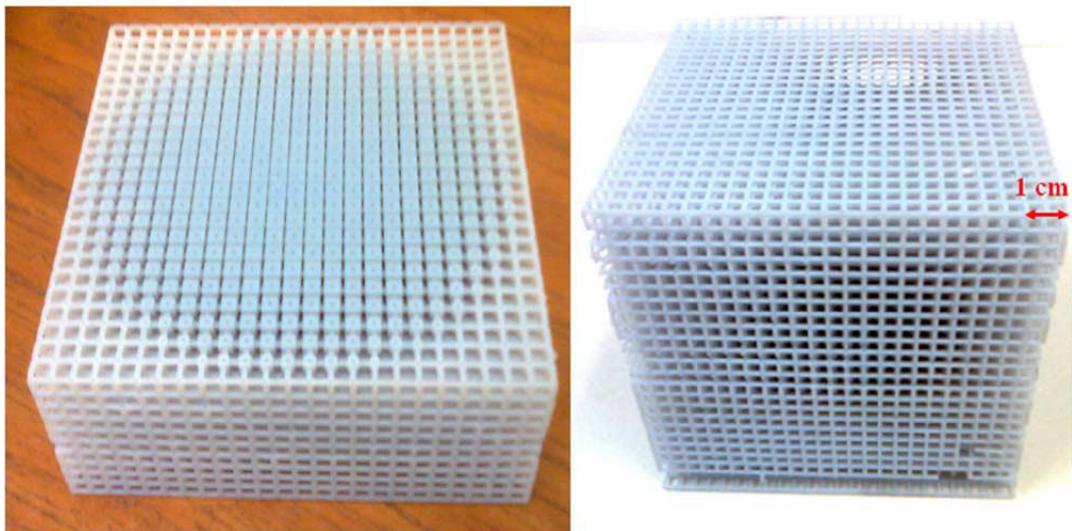


Рисунок 7 — Линза Лüneберга, выполненная по технологии 3D-печати.

Сферическая линза Лüneберга, выполненная таким способом, заключена в куб, для того чтобы обеспечить механическую поддержку структуре линзы, а также для удобства крепления макета антенны. В данном образце размер элементарной ячейки составляет $1/6\lambda$.

В ряде работ рассматривается создание линз из неоднородного диэлектрика на основе фотонных кристаллов (ФК). В статье [43] проводится расчёт двумерной линзы Люнеберга на основе ФК с постоянным периодом решётки и переменным коэффициентом заполнения элементарной ячейки. ФК представляет собой решётку из диэлектрических цилиндров с $\varepsilon = 8,9$. Требуемый закон изменения диэлектрической проницаемости реализуется путём подбора диаметров цилиндров. В работах [44–46] рассматривается линза Микаэляна на основе ФК, в котором переменная диэлектрическая проницаемость реализуется при помощи отверстий различного размера в сплошном диэлектрике.

В статье [47] изучались двумерные фотонные кристаллы, образованные перфорацией диэлектрика отверстиями переменного диаметра, расположенными в узлах гексагональной сетки. Подбором параметров фотонного кристалла были получены эффекты фокусировки (линза) либо канализации (волновод) электромагнитной волны. Доказана применимость гауссовой оптики к полученным устройствам.

Метод изготовления трёхмерных диэлектрических линз предложен в патенте [48]. Вначале изготавливается цилиндрический образец, показатель преломления которого меняется вдоль радиуса по требуемому закону. Для этого исходный материал линзы (вспененные пластиковые гранулы) и материал примеси, задающей требуемый показатель преломления, подаются в цилиндрическую опоку по конвейерной ленте через ограничительные пластины специальной формы. От формы пластины зависит количество примеси, попадающей в опоку в заданном месте заготовки. Затем засыпанный материал спекается. После этого из полученного цилиндра нарезаются секторы в форме «арбузной дольки», из которых затем составляется линза сферической формы (рис. 8).

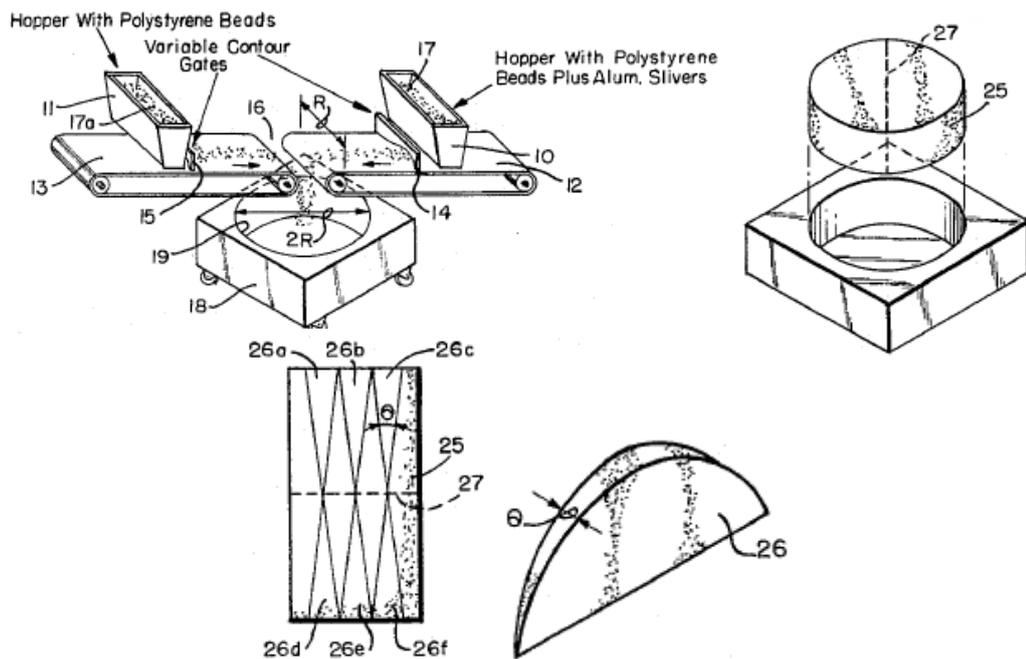


Рисунок 8 — этапы изготовления электрически неоднородного цилиндра

В [49] сферическая линза Лüneберга набирается из кубиков с переменным показателем преломления. Далее собранная и склеенная структура разрезается вдоль одной координатной оси на цилиндрические слои, которые затем переориентируются поворотом на различные углы, после чего вновь склеиваются (рис. 9). Операция повторяется для двух других координатных осей. Метод позволяет значительно снизить размер неоднородностей внутри линзы и существенно улучшить её характеристики.

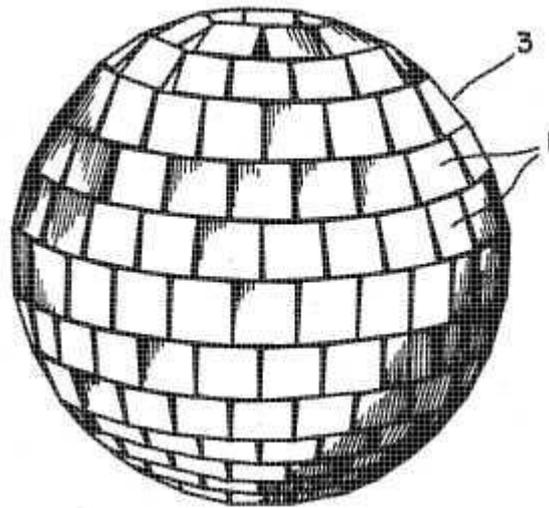


Рисунок 9 — Сферическая линза Люнеберга, набранная из кубиков.

В методе, предложенном в патенте [50], линза Люнеберга изготавливается из полусферических слоёв, вложенных друг в друга. В качестве материала для изготовления используются вспененные гранулы из термопластической смолы с переменным содержанием керамики. Гранулы подвергаются формовке в сферические слои. Процент содержания керамики снижается от центрального слоя к крайним. В работе подробно излагается технологический процесс изготовления материала и линзы из него.

В [51] предложен метод изготовления линзы Люнеберга из слоёв однородного диэлектрика, выполненных в форме арбузных долек. В слоях прорезаются цилиндрические отверстия, ось которых перпендикулярна радиусу линзы (рис. 10). Размер отверстий и их плотность подбираются так, чтобы обеспечить расчётное значение эффективной диэлектрической проницаемости.

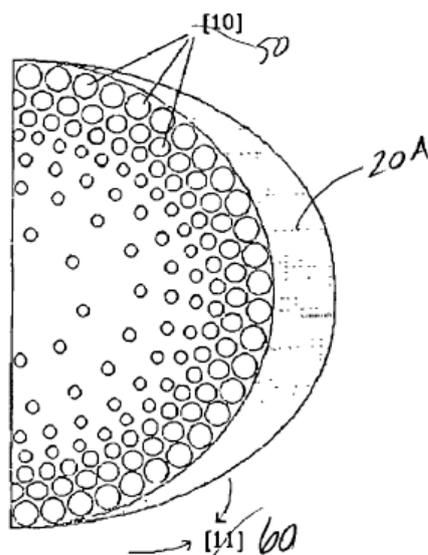


Рисунок 10 — Перфорированный слой диэлектрика для изготовления линзы Лüneберга

В работе [52] предложен метод изготовления, основанный на формировании вспененных гранул полиолефиновой смолы. Для обеспечения переменной диэлектрической проницаемости используется неорганический наполнитель в разных пропорциях. В роли наполнителя выступают оксид титана, титанаты или цирконаты щелочноземельных металлов. Перед формовкой гранулы подвергаются сортировке по массе и размерам. Схожие методы предлагаются в патентах [53,54].

Большое количество работ посвящено двумерной линзе Лüneберга, основанной на различных принципах. Так, в [55] рассматривается двумерная линза Лüneберга, изготовленная из перфорированного диэлектрика, в котором переменная диэлектрическая проницаемость реализуется при помощи отверстий одинакового диаметра с переменной плотностью размещения. Вблизи края линзы, где диэлектрическая проницаемость приближается к единице, её изменение реализовано переменной толщиной однородного диэлектрика (рис. 11).

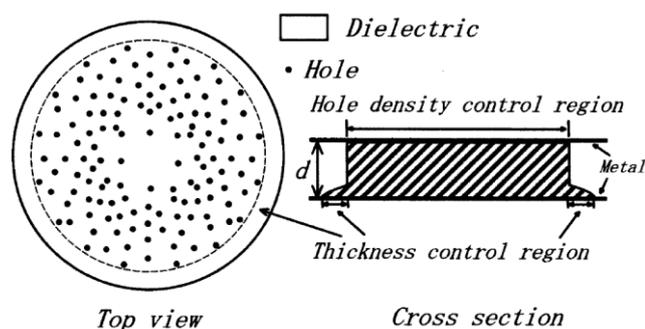


Рисунок 11 — Плоская линза Лüneберга, с отверстиями переменной плотности размещения.

Было показано, что при диаметре отверстий не больше $0,1\lambda$ характеристики такой линзы соответствуют характеристикам линзы Лüneберга.

В работе [56] приведено исследование линзы Лüneберга, в которой переменная оптическая плотность достигается использованием слоёв вспененного диэлектрика (Rohacell) различной плотности. Различная плотность достигается прессовкой диэлектрических цилиндров разной высоты до некоторой одинаковой малой высоты (рис. 12)



Рисунок 12 — Изготовление плоской линзы Лüneберга из слоёв диэлектрика различной плотности

Исходя из вышеприведённой информации можно сделать вывод о наиболее широко используемых методах реализации неоднородной среды:

1. Использование набора материалов с различными значениями диэлектрической проницаемости.
2. Перфорация однородного диэлектрика отверстиями переменных размеров либо с переменной периодичностью.

3. Разбиение среды на элементарные ячейки с переменным коэффициентом заполнения их однородным диэлектриком.

4. Включения из диэлектрика с высокой проницаемостью в диэлектрике с низкой проницаемостью. Различные значения проницаемости достигаются переменной плотностью включений.

Основные недостатки вышеприведённых методов следующие:

1. Невозможно реализовать $\varepsilon_{\text{эф}} = 1$
2. Механическая непрочность перфорированной и дискретной структуры
3. Требуется очень тонкое разбиение на ячейки с размером намного меньше длины волны
4. Способ №4 как правило подразумевает сложные технологические операции и дороговизну материалов

В связи с вышеизложенным представляется необходимым предложить метод реализации неоднородного диэлектрика, в котором перечисленные недостатки будут устранены.

1.3. Сравнение неоднородных линз с однородными по критериям продольных размеров и КИП

В соответствии с задачами исследования, поставленными во введении, в настоящей диссертации рассматриваются линзы из неоднородного диэлектрика. Для обоснования выбора именно этих типов линз необходимо выявить их основные преимущества перед однородными линзами. Поскольку в исследовании ставится задача обеспечения компактности антенных систем, необходимо установить, каковы продольные размеры излучающих систем, содержащих облучатель и линзу. Под продольным размером понимается расстояние вдоль оптической оси от точки фокуса до внешней поверхности линзы. Вторым рассматриваемым критерием является обеспечиваемый такими системами КИП.

Ниже рассмотрены следующие типы линз: однородные линзы с гиперболической и эллипсоидальной преломляющими поверхностями, неоднородные линзы Максвелла и Микаэляна. Поскольку значение ϵ_0 для линзы Максвелла фиксировано и равно 4, сравнение по остальным линзам дано также для этого значения ϵ_0 . Все расчёты выполнены в приближении геометрической оптики.

Линзы с одной преломляющей поверхностью.

Гиперболическая линза.

Зависимость толщины гиперболической линзы от её фокусного расстояния задаётся выражением [57].

$$L = F \left(\sqrt{1 + \frac{(n+1)r_0^2}{(n-1)f^2}} - 1 \right) / (n+1), \quad (1)$$

где F — фокусное расстояние, n — показатель преломления материала линзы. Общая толщина антенной системы с линзой и облучателем, очевидно, равна $L + F$. Зависимость данной величины от F приведена на рис. 13. Здесь и далее графики приводятся для единичного радиуса линзы и $n = 2$.

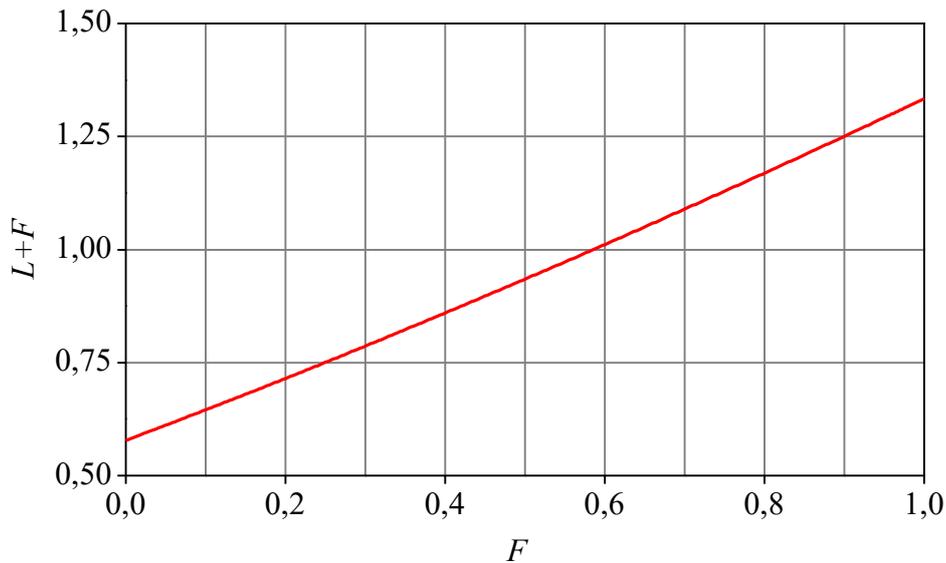


Рисунок 13 — Зависимость толщины системы с гиперболической линзой от фокусного расстояния.

Минимальная толщина данной системы достигается при нулевом фокусном расстоянии. Однако при $F \rightarrow 0$ линза вырождается в конус, в вершине которого расположен облучатель. Очевидно, что в этом случае линза теряет свои фокусирующие свойства. Особенностью гиперболической линзы также является зависимость апертурного коэффициента использования площади от фокусного расстояния, причём у короткофокусных линз этот параметр имеет низкие значения. На рис. 14 приведён пример зависимости КИП e_a от F , вычисленной для единичного радиуса и $n = 2$. Под идеальной ДН понимается ДН, равная 1 в пределах угла облучения и 0 за пределами угла облучения. На рис. 15 показаны характерные графики амплитудных распределений в гиперболической линзе для разных фокусных расстояний.

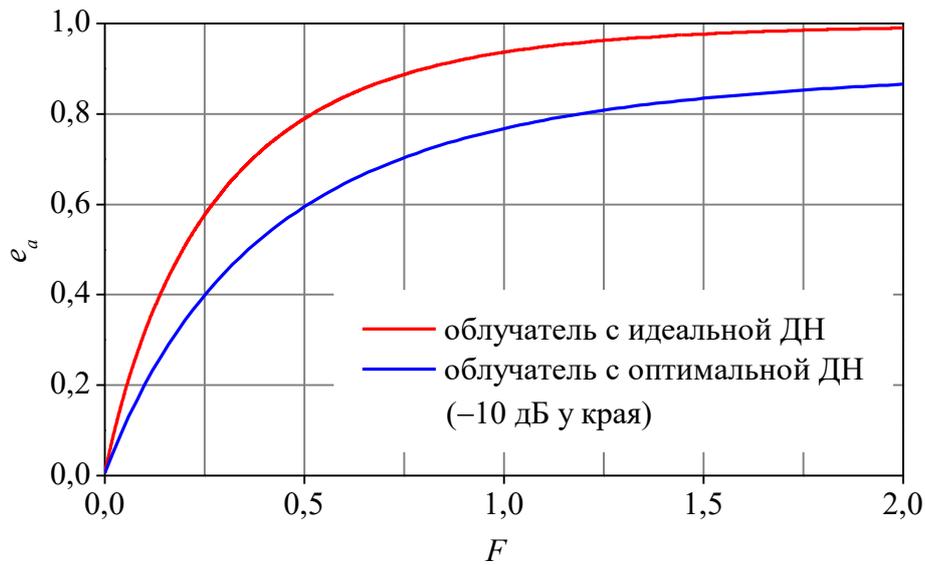


Рисунок 14 — Зависимость апертурного КПД системы с гиперболической линзой от фокусного расстояния.

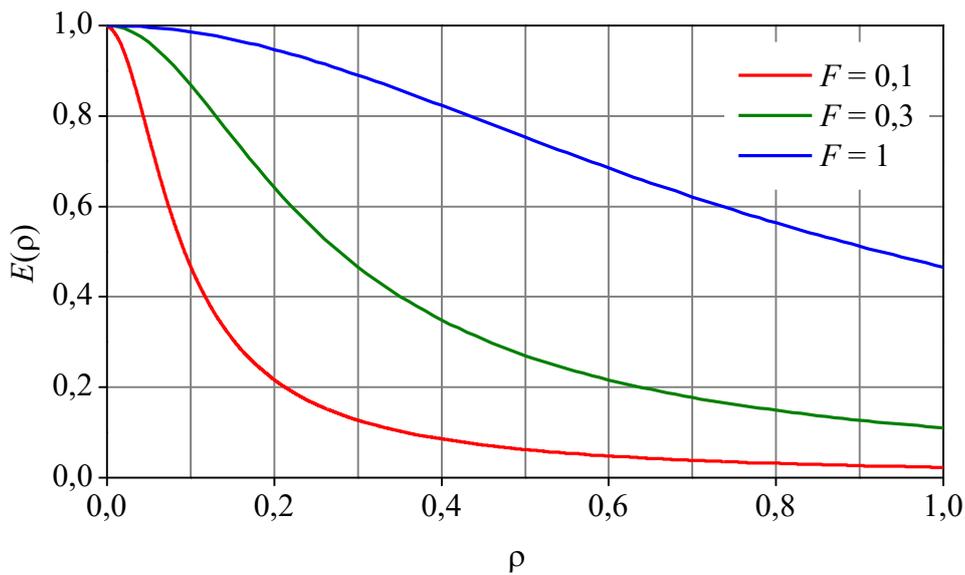


Рисунок 15 — амплитудные распределения в гиперболической линзе для различных фокусов

Для гиперболической линзы можно вывести выражение, связывающее между собой нормированное к радиусу фокусное расстояние F/r_0 , нормированную к радиусу толщину антенной системы $(F + L)/r_0$ и показатель преломления n :

$$\frac{F}{r_0} = \frac{F+L}{r_0} \left(\frac{1}{n} + 1 \right) + \frac{1}{1-n} \left(\sqrt{\left(\frac{F+L}{r_0} \right)^2 + 1} - \frac{F+L}{r_0 n} \right). \quad (2)$$

Так для толщины, равной радиусу $(F+L)/r_0 = 1$, и $n = 2$ получаем $F/r_0 = 0,586$. Апертурный КИП для указанных значений параметров равен 0,832.

Эллиптическая линза.

В эллиптической линзе фиксированного радиуса и показателя преломления нельзя произвольно менять фокусное расстояние. Продольный размер такой линзы вместе с облучателем при заданном r_0 равен её фокусному расстоянию и зависит от n следующим образом:

$$F(n) = \frac{r_0}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \cdot \left(1 + \frac{1}{n^2} \right) \quad (3)$$

Как следует из (3), при $n > 1$ толщина линзы всегда больше её радиуса, и при $n = 2$ $F = 1,73r_0$.

Одним из преимуществ эллиптической линзы является подъём амплитудного распределения к краям линзы. На рис. 3 приведены характерные амплитудные распределения в эллиптической линзе для разных фокусных расстояний. В рассматриваемом случае, поскольку радиус линзы фиксирован, при увеличении F линза удаляется от облучателя и становится тоньше.

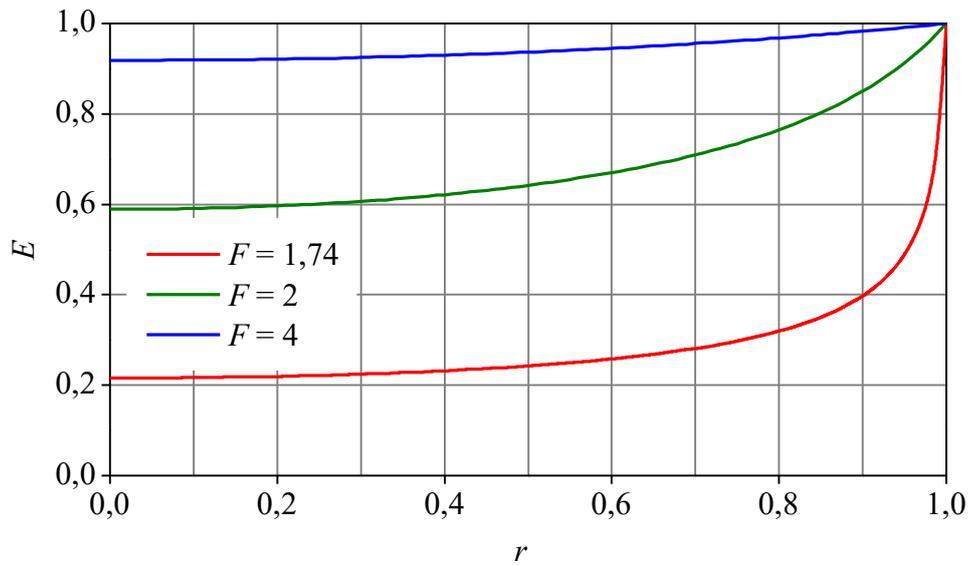


Рисунок 16 — амплитудные распределения в эллиптической линзе для различных фокусов

При использовании реального облучателя эллиптическая линза способна обеспечить высокий апертурный КИП за счёт некоторого выравнивания амплитудного распределения. С увеличением F , однако, эффект ослабевает (рис. 3).

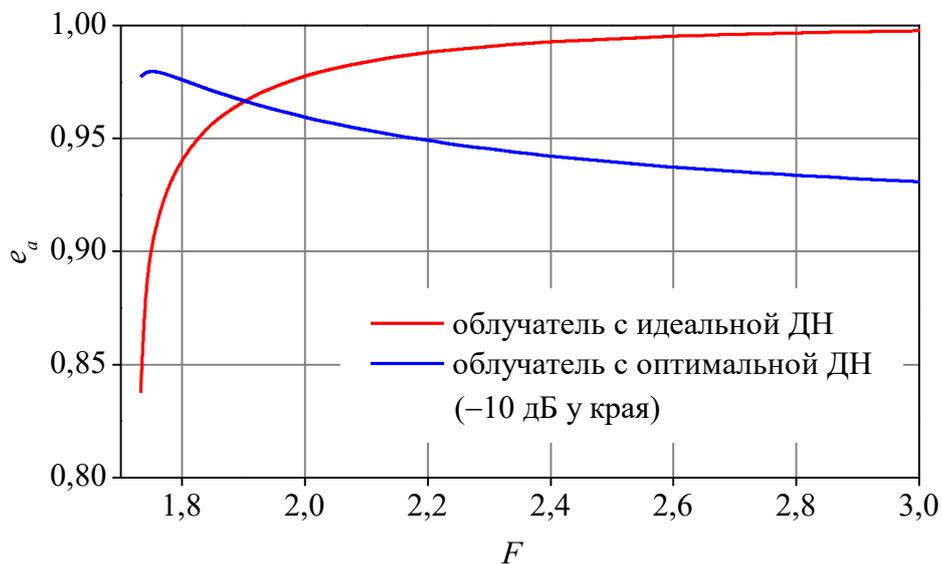


Рисунок 17 — Зависимость апертурного КИП системы с эллиптической линзой от фокусного расстояния.

Линза Максвелла.

Толщина линзы Максвелла точно равна r_0 . Закон изменения показателя преломления задаётся формулой

$$n(r) = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}, \quad (4)$$

где $n_0 = n(0)$ — показатель преломления в центре линзы. Из (4) следует, что n_0 в общем случае выбирается произвольно, однако на практике выбирают $n_0 = 2$, так как в этом случае $n(r_0) = 1$ и отражения от границ раздела воздух-диэлектрик минимальны, тогда как на толщину линзы и её фокусирующие свойства этот параметр не оказывает влияния.

Линза Максвелла обладает спадающим к краям амплитудным распределением (Зелкин и Петрова 1974):

$$E(\rho) = F_{\text{обл}}(\theta) \cdot 2 \frac{\sqrt{n(\rho)}}{1 + n(\rho)} \cos \frac{\theta}{2}, \quad (5)$$

где ρ — радиальная координата в круглой апертуре, $F_{\text{обл}}(\theta)$ — ДН облучателя, а θ — угол выхода луча из фокуса (облучателя). Для получения амплитудного распределения в явном виде нужно найти зависимость $\theta(\rho)$, которую можно получить из выражения для траектории лучей в линзе (Зелкин и Петрова 1974):

$$x^2 + y^2 + 2yr_0 \text{ctg } \theta - r_0^2 = 0. \quad (6)$$

Из (6) следует, что

$$\theta(\rho) = \text{arctg} \left(\frac{\rho^2 - r_0^2}{2r_0\rho} \right) + \pi \left(H(\rho) + \frac{1}{2} \right), \quad (7)$$

где $H(\rho)$ — функция Хевисайда.

Амплитудное распределение в линзе с идеальным облучателем показано на рис. 18. Апертурный КИП для такого распределения равен 0,99.

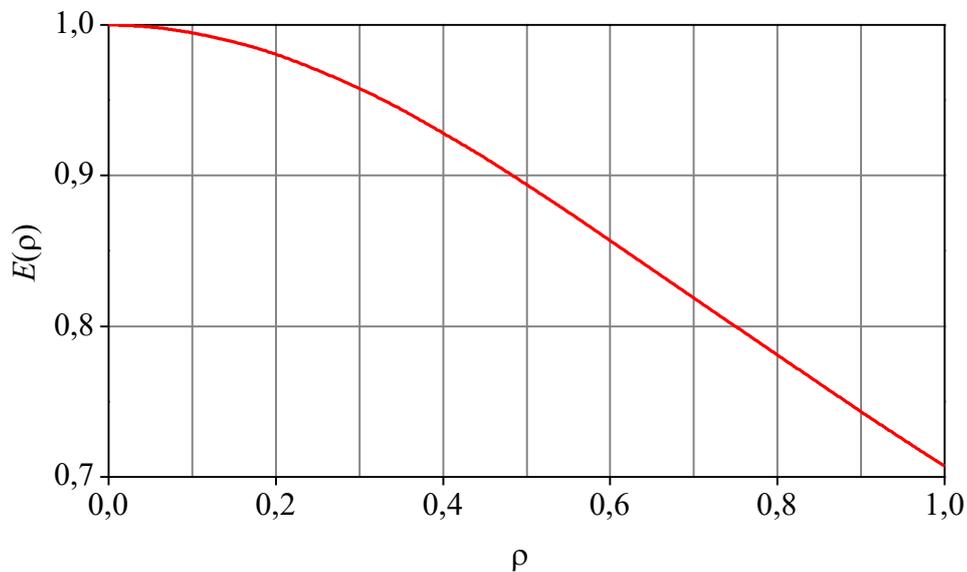


Рисунок 18 — Амплитудное распределение в линзе Максвелла

Линза Микаэляна

Линза Микаэляна (ЛНД) представляет собой фрагмент самофокусирующегося волновода, в котором лучи, выходящие из точки, лежащей на оптической оси, вновь фокусируются на оси в точках, периодически отстоящих от исходной на расстояние $2L$. В цилиндрической ЛНД показатель преломления меняется вдоль радиальной координаты по закону обратного гиперболического косинуса:

$$n(r) = \frac{n_0}{\operatorname{ch}\left(\frac{\pi r}{2L}\right)}, \quad (8)$$

где $n_0 = n(0)$ — показатель преломления на оси линзы, L — толщина линзы (половина расстояния между фокусами)

Как следует из (8), n спадает от максимального значения на оси до нуля при стремлении r к бесконечности. Однако с практической точки зрения име-

ет смысл рассматривать только единичное значение n на краю линзы. В этом случае из выражения (8) можно исключить толщину L :

$$n(r_0) = \frac{n_0}{\operatorname{ch}\left(\frac{\pi r_0}{2L}\right)} = 1, \quad (9)$$

$$L = \frac{\pi r_0}{2 \operatorname{Arch}(n_0)}. \quad (10)$$

Подстановкой (10) в (8) получаем в итоге:

$$n(r) = \frac{n_0}{\operatorname{ch}\left(\frac{r}{r_0} \operatorname{Arch}(n_0)\right)}. \quad (11)$$

Формула (10) позволяет найти зависимость отношения радиуса линзы к толщине от показателя преломления n_0 на оси линзы (рис. 19). Равенство радиуса и толщины достигается при $n_0 = 2,5$. При $n_0 = 2$, как у линзы Максвелла, отношение L/r_0 равно 1,19 (у линзы Максвелла 1).

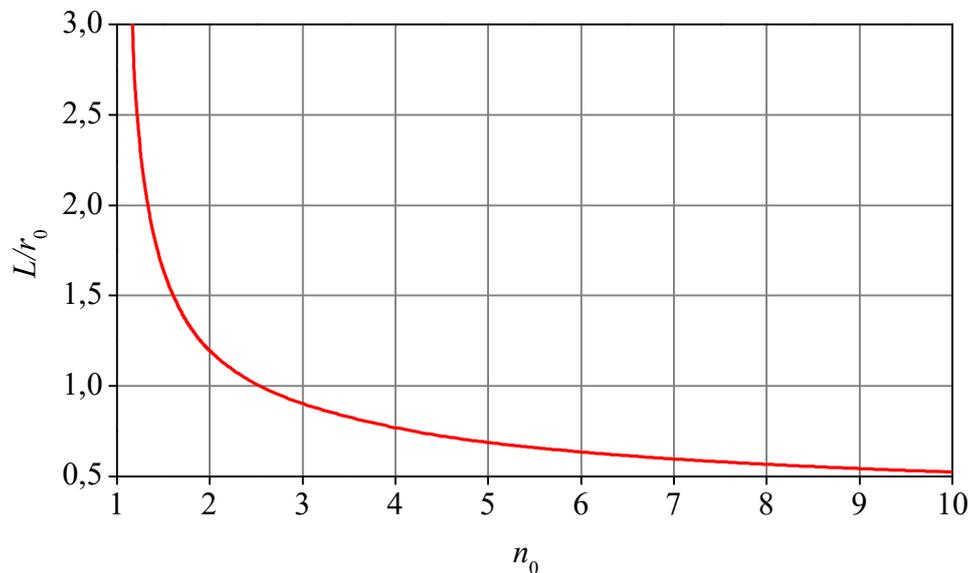


Рисунок 19 — Зависимость относительной толщины линзы от показателя преломления на оси.

Амплитудное распределение в раскрыве линзы Микаэляна имеет вид [4.88]

$$E(\rho) = F_{\text{обл}}(\theta) \sqrt{\frac{\pi}{2} \cos \theta}, \quad (12)$$

где $\theta(\rho)$ определяется из уравнения для траектории лучей [(Зелкин и Петрова 1974), 4.85]

$$\cos \frac{\pi x}{2L} = \text{ctg } \theta \text{ sh } \frac{\pi y}{2L}, \quad (13)$$

откуда с учётом (10)

$$\theta(\rho) = \text{arctg} \left(\text{sh} \left(\frac{\rho}{r_0} \text{Arch}(n_0) \right) \right). \quad (14)$$

Амплитудное распределение в раскрыве линзы Микаэляна зависит от n_0 и при $n_0 = 2$ почти идентично амплитудному распределению в линзе Максвелла (рис. 20)

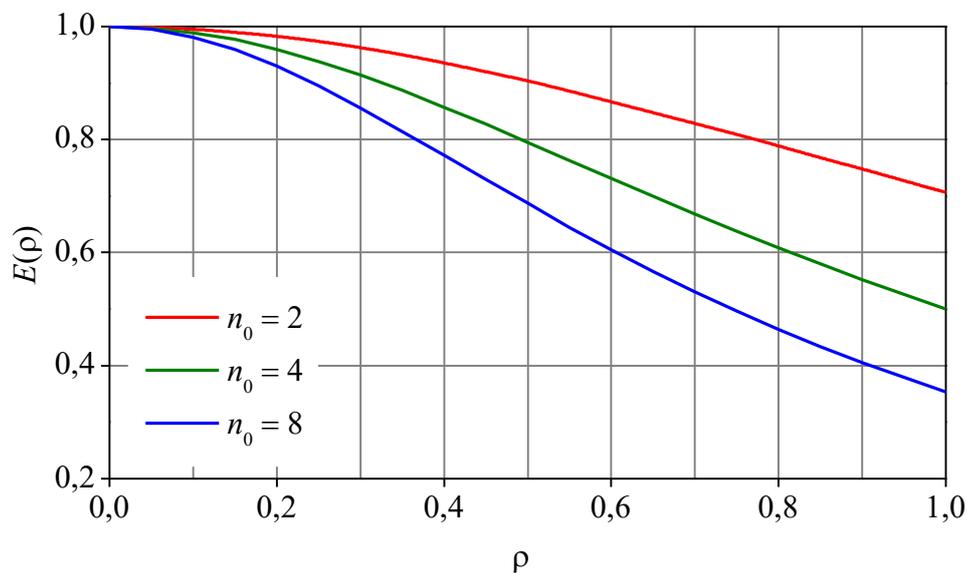


Рисунок 20 — Амплитудные распределения в линзе Микаэляна

Из приведённых расчётов можно сделать следующие выводы:

Антенная система с однородной гиперболической линзой имеет потенциально наименьшую толщину среди рассмотренных типов линз, однако КИП «тонких» линз низкий. У системы, имеющей общую толщину, равную радиусу, при $n_0 = 2$ КИП равен 0,832

Эллиптические линзы имеют преимущество, заключающееся в выравнивании спадающего к краям амплитудного распределения от облучателя, за счёт чего можно повысить КИП реальной системы. Однако продольные размеры такой системы велики: при $n_0 = 2$ $L/r_0 > 1,73$

Линза Максвелла имеет фиксированное значение толщины при заданном радиусе $L/r_0 = 1$, при этом её КИП близок к 1. Ни одна из остальных рассмотренных линз не обеспечивает такого КИП при $L/r_0 = 1$.

Линза Микаэляна обладает несколько большей толщиной по сравнению с линзой Максвелла при том же n_0 , однако преимуществом её является то, что толщину линзы можно уменьшить как за счёт увеличения n_0 , так и за счёт применения конфигураций с рефлектором. Один рефлектор позволяет вдвое уменьшить толщину, а конфигурация с двумя рефлекторами — втрое. Эти свойства вытекают из того, что показатель преломления в линзе Микаэляна не зависит от продольной координаты.

2. Линза Микаэляна из искусственного неоднородного диэлектрика

В данной главе рассматривается метод создания радиально-неоднородной среды.

2.1. Расчёт радиально-неоднородной среды

Большинство методов создания искусственной неоднородной среды основано на замене непрерывной среды дискретной. Если для создания неоднородной среды применяется только один материал с некой диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , то такая дискретизация заключается в разбиении среды на множество элементарных ячеек, частично заполненных диэлектриком, а частично — воздухом. В этом случае эффективная диэлектрическая проницаемость определяется коэффициентом заполнения элементарной ячейки c и в простейшем случае определяется как средневзвешенное от ϵ_1 и диэлектрической проницаемости внешней среды ϵ_0 , которая в случае воздуха равна 1:

$$\epsilon_{эф} = c\epsilon_1 + (1 - c)\epsilon_0 = c(\epsilon_1 - 1) + 1. \quad (15)$$

В случае, когда разбиение среды производится по декартовым координатам, мы приходим к различного рода перфорированным материалам. Когда размер элементарной ячейки постоянен, $\epsilon_{эф}$ задаётся размером отверстия, а при постоянном размере отверстий получаем переменную плотность размещения отверстий. Характерным недостатком такого метода является то, что ячейка всегда должна быть хотя бы частично заполнена диэлектриком, так чтобы материал образовывал непрерывные стенки, иначе вся структура рассыпается. Соответственно, это делает недостижимым получение единичного $\epsilon_{эф}$ при использовании только одного диэлектрика.

Для цилиндрической ЛНД удобнее использовать дискретизацию по цилиндрическим координатам. Принцип такого разбиения приведён на рис. 21. Исходная линза Микаэляна представляет собой цилиндр радиуса r_0 (рис. 21,

а). В направлении оси цилиндра линза разбивается на тонкие слои толщиной t (рис. 21, б). Дискретизация каждого из этих элементарных слоёв производится по полярным координатам. Слой разбивается на несколько секторов угловой ширины ϕ_0 (рис. 21, в). Коэффициент заполнения среды в пределах сектора меняется вдоль радиуса от единицы в центре до нуля на краю. Если картину заполнения сектора в двух смежных секторах сделать зеркальной, мы придём к слоям, образованным фигурными «лепестками» (рис. 21, г). Для повышения электрической однородности¹ элементарные слои можно укладывать друг на друга с поворотом на некоторый угол. На рис. 22 показана ЛНД, состоящая из пятилепестковых слоёв, уложенных с поворотом на угол ϕ_0 , при этом лепесток одного слоя находится напротив выреза соседнего слоя. Возможны иные способы укладки слоёв, например, с поворотом на случайный угол. В общем случае уменьшение угла поворота между соседними слоями ведёт к уменьшению шага дискретизации по угловой координате, но увеличению шага дискретности по продольной координате. Очевидно, между этими величинами существует компромисс, дающий максимальную электрическую однородность.

Для разбиения, показанного на рис. 21, коэффициент заполнения определяется отношением длины дуги l_1 к суммарной длине дуг l_1 и l_0 , или, выражая длины дуг через полярные координаты r и ϕ ,

$$c(r) = \frac{l_1}{l_1 + l_0} = \frac{\varphi(r)}{\phi_0} \quad (16)$$

Входящая в (16) зависимость угла от радиуса $\varphi(r)$ задаёт форму лепестка. Именно эта зависимость и является искомой для построения линзы. Найти её

¹ Под электрически однородной здесь понимается такая дискретная среда с некой $\epsilon_{эф}$, которой можно поставить в соответствие непрерывную однородную среду с $\epsilon_0 = \epsilon_{эф}$, так чтобы волновые процессы в обеих средах проходили идентично. В простейшем случае это означает, что размеры неоднородностей намного меньше длины волны, хотя это условие может и не соблюдаться. Обеспечение электрической однородности и является основной задачей при создании неоднородных диэлектриков.

можно, подставив (16) в (15) и приравняв правую часть получившегося выражения квадрату правой части (8) (с учётом того, что $n_0^2 = \varepsilon_1$):

$$\frac{\varphi(r)}{\varphi_0}(\varepsilon_1 - 1) + 1 = \frac{\varepsilon_1}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{r}{r_0} \operatorname{Arch}(\sqrt{\varepsilon_1})\right)},$$

откуда

$$\varphi(r) = \frac{\varphi_0}{(\varepsilon_1 - 1)} \left(\frac{\varepsilon_1}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{r}{r_0} \operatorname{Arch}(\sqrt{\varepsilon_1})\right)} - 1 \right),$$

или, если явно задать число лепестков в слое N ,

$$\varphi(r) = \frac{\pi}{N(\varepsilon_1 - 1)} \left(\frac{\varepsilon_1}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{r}{r_0} \operatorname{Arch}(\sqrt{\varepsilon_1})\right)} - 1 \right). \quad (17)$$

В описанном выше способе дискретизации радиально-неоднородной среды элементарная ячейка является цилиндрическим сектором постоянного углового размера φ_0 . Линейный размер ячейки $l(r) = l_1 + l_0$ (см. рис. 15, з) зависит от радиальной координаты, причём её максимальный размер равен $l_{\max} = r_0 \varphi_0$.

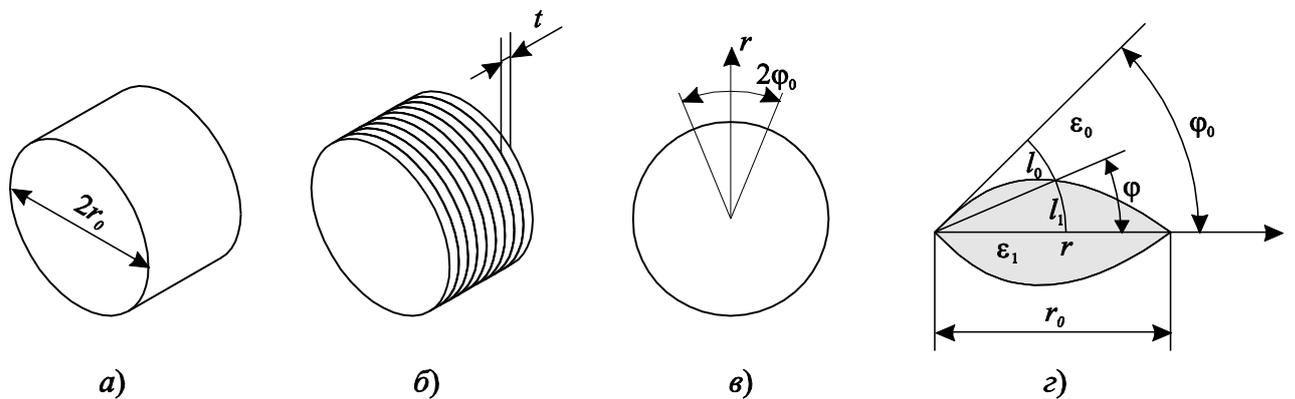


Рисунок 21 — Последовательность формирования неоднородной ЛНД.

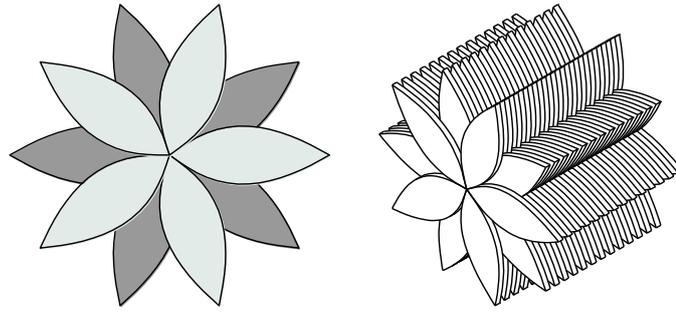


Рисунок 22 — Пятилепестковая ЛНД

Расчёт неоднородной среды методом разложения по плоским волнам.

Формула (17) выведена из предположения, что значение эффективной диэлектрической проницаемости прямо пропорционально коэффициенту заполнения углового сектора. Соответственно, формула не учитывает частотные и поляризационные свойства среды. Для оценки частотного диапазона применимости формулы необходимо применить более строгий метод расчёта.

Для вышеописанного способа разбиения неоднородного цилиндра введём понятие ангулярно-дискретной среды, т. е. дискретной по углу ϕ . Помимо своей дискретности среда является периодической по ϕ и по z . Известно, что периодические среды, называемые также фотонными кристаллами (ФК) рассчитываются по методу разложения по плоским волнам (plane wave expansion, PWE) [58]. В основе метода PWE лежит теорема Блоха:

$$E(\vec{r}) = U(\vec{r})e^{-i\vec{k}\vec{r}},$$

где \vec{r} — радиус-вектор, \vec{k} — волновой вектор, $U(\vec{r})$ — периодическая функция с периодом R , равным периоду ФК в направлении волнового вектора.

Теорема Блоха справедлива только для сред, задаваемых решёткой Браве. Решётка Браве — это геометрическая структура, получаемая сдвигом одной элементарной ячейки на вектор

$$\vec{a} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3,$$

где l, m, n — целые числа, $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ — базисные векторы трансляции, число которых равно размерности ФК. Вся периодическая среда задаётся базисными векторами и элементарной ячейкой, которая именуется также ячейкой Вигнера-Зейтца.

Очевидно, что ангулярно-дискретная среда не может быть задана решёткой Браве. Однако если выделить в такой среде небольшой сегмент, как показано на рис. 23, то при достаточно малых размерах такой сегмент можно рассматривать как двумерный ФК. Продольный период ФК $b = 2t$, поперечный же период $a(r) = 2\phi_0 r$ является функцией радиуса. Поскольку при расчёте ФК методом PWE периоды a и b задаются как константы, расчёт необходимо проводить для каждого значения r .

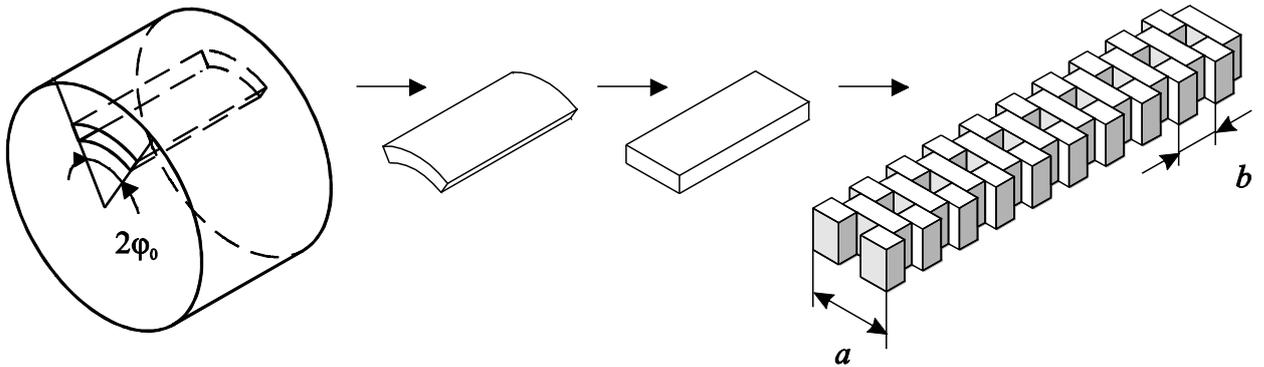


Рисунок 23 — Фрагмент среды, периодичной по углу ϕ , рассматриваемый как двумерный ФК.

На рис. 24 изображена элементарная ячейка ФК. Геометрия ячейки зависит от её коэффициентов заполнения c_a и c_b . В рассматриваемой задаче c_b всегда равен 1 и в дальнейшем не учитывается, а c_a является переменной величиной. Целью расчёта является нахождение многомерной зависимости $\epsilon_{\phi}(r, f, c_a)$ и обратной ей зависимости $c_a(r, f, \epsilon_{\phi})$, которая и будет задавать форму лепестка. Зависимость $\epsilon_{\phi}(r, f, c_a)$ напрямую определяется по графикам зонной структуры.

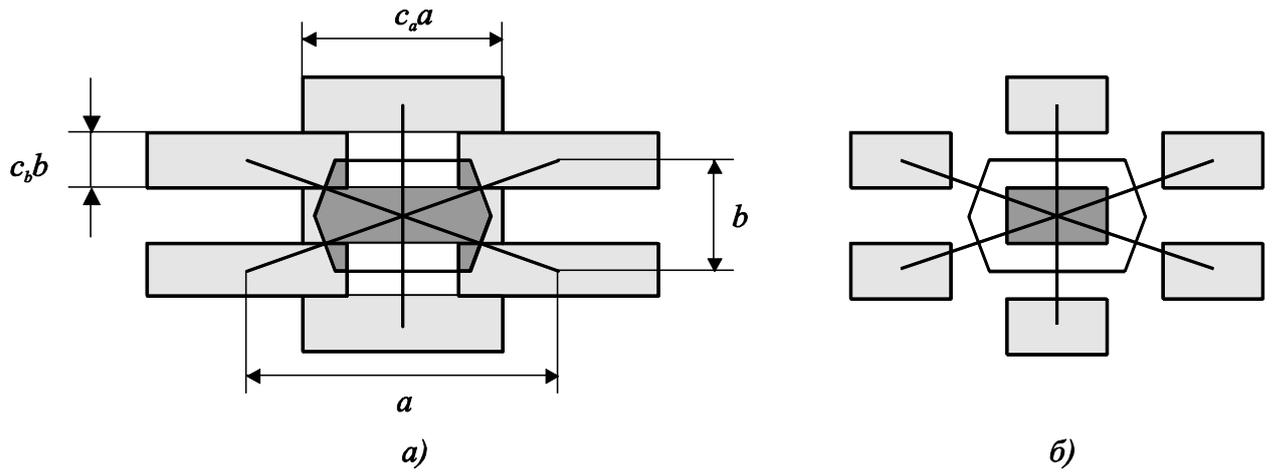


Рисунок 24 — Элементарная ячейка двумерного ФК (в шестиугольнике, тёмная закраска), изображённая для различных значений поперечного коэффициента заполнения:

$$a - c_a > 0,5, \quad b - c_b < 0,5$$

Векторы трансляции решётки Браве имеют следующий вид:

$$\vec{a}_1 = \begin{pmatrix} a \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{a}_2 = \begin{pmatrix} 0,5a \\ 0,5b \end{pmatrix}$$

Векторы обратной решётки определяются как столбцы транспонированной матрицы, обратной матрице, составленной из \vec{a}_1 и \vec{a}_2 :

$$\begin{pmatrix} a & 0,5a \\ 0 & 0,5b \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} 1/a & -1/b \\ 0 & 2/b \end{pmatrix},$$

$$\vec{b}_1 = \begin{pmatrix} 1/a \\ -1/b \end{pmatrix}, \quad \vec{b}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 2/b \end{pmatrix}.$$

Обратная решётка ФК также является решёткой Браве, и каждый её узел задаётся с помощью целочисленных коэффициентов h_1 и h_2 :

$$\vec{G} = h_1 \vec{b}_1 + h_2 \vec{b}_2$$

В соответствии с алгоритмом PWE необходимо вычислить Фурье-разложение двумерной диэлектрической функции $1 / \epsilon(x, y)$, задающей гео-

метрию ФК, по векторам обратной решётки $\vec{\mathbf{G}}$, то есть по целочисленным коэффициентам h_1 и h_2 :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{\mathbf{r}})} = \sum_{\vec{\mathbf{G}}} \chi(\vec{\mathbf{G}}) \exp(i\vec{\mathbf{G}} \cdot \vec{\mathbf{r}}) = \sum_{h_1=-\infty}^{\infty} \sum_{h_2=-\infty}^{\infty} \chi(h_1, h_2) \exp(i(h_1 \vec{\mathbf{b}}_1 + h_2 \vec{\mathbf{b}}_2) \cdot \vec{\mathbf{r}}). \quad (18)$$

В рассматриваемом случае эта функция описывается двумерным прямоугольным импульсом:

$$\frac{1}{\varepsilon(x, y)} = \frac{1}{\varepsilon_0} + \left(\frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) \text{rect} \left(\frac{x}{c_a a} \right) \text{rect} \left(\frac{2y}{b} \right),$$

преобразование Фурье от которого равно двумерной sinc-функции:

$$\chi(\vec{\mathbf{G}}) = \frac{\delta_{\vec{\mathbf{G}}, 0}}{\varepsilon_0} + \left(\frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) c_a \text{sinc}(\pi a c_a \vec{\mathbf{G}}_1) \text{sinc}(\pi b \vec{\mathbf{G}}_2),$$

или, при записи через h_1 и h_2 ,

$$\begin{aligned} \chi(h_1, h_2) = & \frac{\delta_{h_1, 0} \delta_{h_2, 0}}{\varepsilon_0} + \left(\frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) c_a \text{sinc} \left(\pi a c_a \left((\vec{\mathbf{b}}_1)_1 h_1 + (\vec{\mathbf{b}}_2)_1 h_2 \right) \right) \times \\ & \times \text{sinc} \left(\pi b \left((\vec{\mathbf{b}}_1)_2 h_1 + (\vec{\mathbf{b}}_2)_2 h_2 \right) \right), \end{aligned} \quad (19)$$

где $\delta_{i,j}$ — символ Кронекера, а выражение вида $(\vec{\mathbf{b}}_i)_j$ означает взятие j -го элемента вектора $\vec{\mathbf{b}}_i$.

На рис. 25 приведён график функции (19) для случая $a = b = 1$, $c_a = 0,25$, $\varepsilon_0 = 1$, $\varepsilon_1 = 3$. Как можно видеть из рисунка, коэффициенты высших членов разложения (18) убывают с ростом h_1 и h_2 , так что для расчётов достаточно ограничиться некоторым конечным числом плоских волн N (число трансляций зоны Бриллюэна, число пар индексов h_1 и h_2). Необходимо, кроме того, чтобы диапазоны изменения индексов h_1 и h_2 были равны и симметричны относительно нуля. На рис. 26 показана частичная сумма ряда Фурье (18) для 441 первого члена (h_1 и h_2 принимают значения от -10 до $+10$).

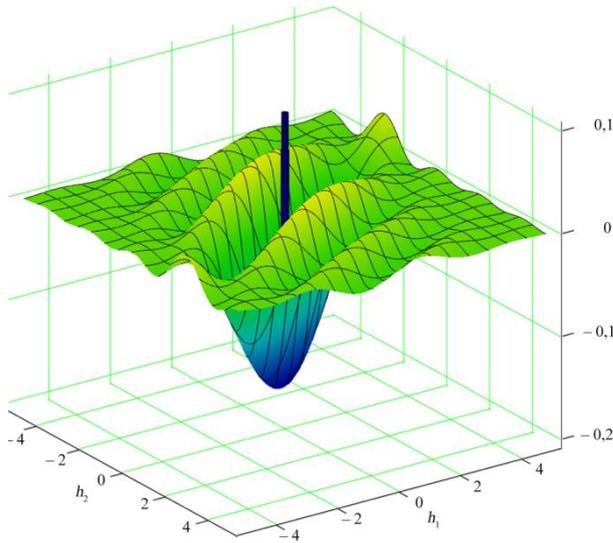


Рисунок 25 — Фурье-спектр диэлектрической функции

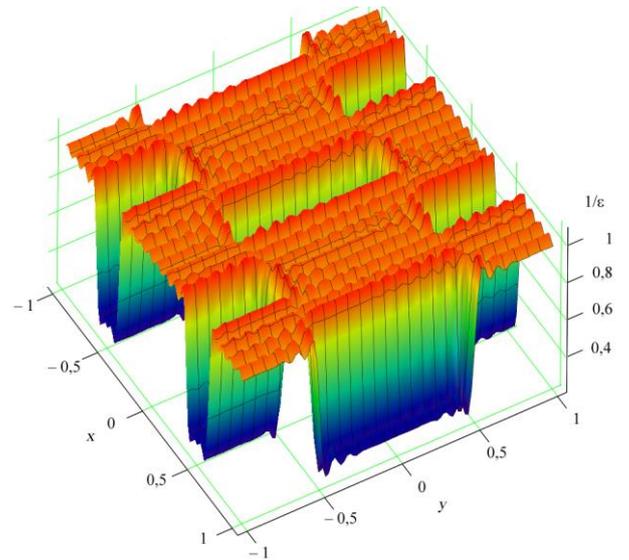


Рисунок 26 — Частичная сумма 441 члена ряда Фурье

Расчёт зонной структуры ФК сводится к нахождению собственных значений матрицы

$$\hat{\Theta} = \begin{vmatrix} \hat{\Theta}_{G_1 G'_1} & \hat{\Theta}_{G_2 G'_1} & \cdots & \hat{\Theta}_{G_N G'_1} \\ \hat{\Theta}_{G_1 G'_2} & \hat{\Theta}_{G_2 G'_2} & \cdots & \hat{\Theta}_{G_N G'_2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{\Theta}_{G_1 G'_N} & \hat{\Theta}_{G_2 G'_N} & \cdots & \hat{\Theta}_{G_N G'_N} \end{vmatrix},$$

элементы которой определяются из уравнений

$$\hat{\Theta}_{\vec{G}, \vec{G}'} = \chi(\vec{G} - \vec{G}')((\vec{k} + \vec{G}') \cdot (\vec{k} + \vec{G}))$$

для ТМ-поляризации и

$$\hat{\Theta}_{\vec{G}, \vec{G}'} = \chi(\vec{G} - \vec{G}')((\vec{k} + \vec{G}) \cdot (\vec{k} + \vec{G}'))$$

для ТЕ-поляризации, где \vec{k} — волновой вектор, задаваемый независимо в пределах зоны Бриллюэна, а \vec{G} и \vec{G}' — векторы обратной решётки из одного и того же набора векторов, используемых для разложения диэлектрической функции (18). Количество элементов матрицы $\hat{\Theta}$ равно квадрату числа плос-

ких волн N , взятых для разложения. Собственные значения матрицы являются частотами, соответствующими заданному \vec{k} . Задавая волновой вектор и откладывая на вертикальной оси соответствующие значения собственных частот, получаем графики зонной структуры ФК. Зонная структура, изображённая на рис. 27, рассчитана для значений параметров $a = 5 \text{ мм}$, $b = 2 \text{ мм}$, $c_a = 0,5$, $\epsilon_1 = 3$ и для ТМ-поляризованной волны (вектор \vec{E} лежит в плоскости ФК).

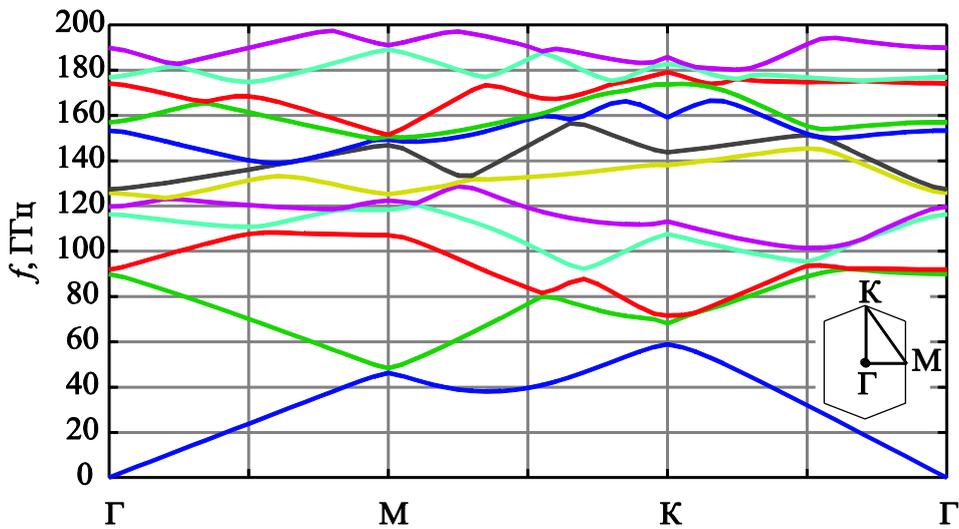


Рисунок 27 — Зонная структура двухмерного ФК

Как правило, зонная структура рассчитывается для волновых векторов, лежащих в направлениях высокой симметрии зоны Бриллюэна. В рассматриваемом случае нас интересует только продольное направление, которому соответствует отрезок ГК зоны Бриллюэна (см рис. 27).

Известно, что в ФК имеются запрещённые зоны, т. е. такие значения частот, которым не соответствуют какие-либо значения волнового вектора. Для продольного направления ГК на рис. 27 первая запрещённая зона лежит в диапазоне 60—70 ГГц. В диапазоне частот 0—60 ГГц наблюдается практически линейная зависимость между волновым вектором и частотой.

Эффективная диэлектрическая проницаемость среды, описанной как ФК, определится отношением

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \left(\frac{k}{2\pi f c} \right)^2.$$

Задавая различные значения a, c_a можно получить зависимость $\varepsilon_{\text{эф}}$ от этих параметров и от частоты. На рис. 28 и 29 приведены зависимости $\varepsilon_{\text{эф}}(c_a, f)$ для двух случаев поляризации волны, проходящей через ФК и значений параметров $a = 7 \text{ мм}$, $b = 1 \text{ мм}$, $\varepsilon_1 = 3$.

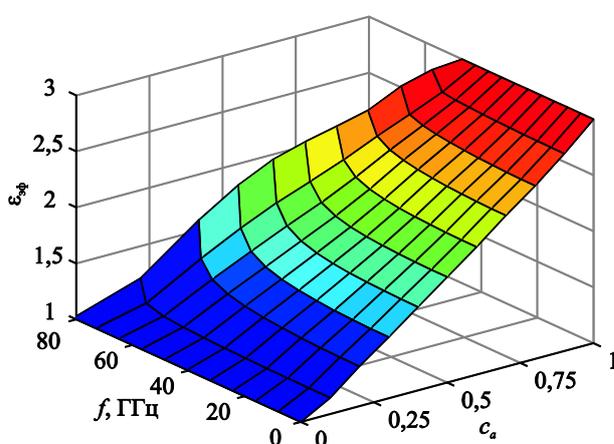


Рисунок 28 — Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости ФК от частоты и коэффициента заполнения (ТМ-поляризация)

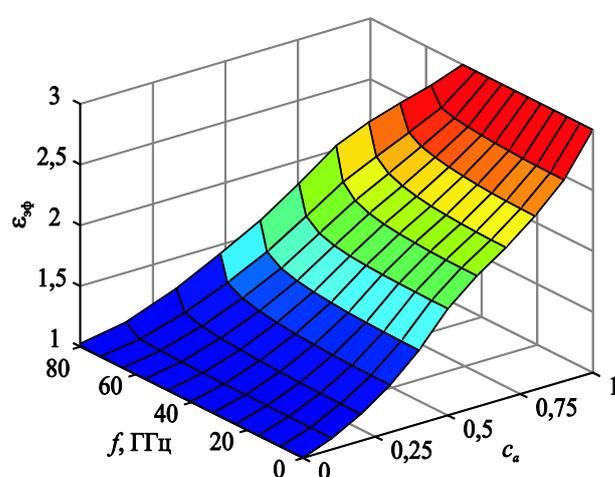


Рисунок 29 — Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости ФК от частоты и коэффициента заполнения (ТЕ-поляризация)

Частотные свойства дискретной среды обусловлены особенностями зонной структуры ФК. При выборе параметров дискретной среды необходимо следить за тем, чтобы при любом значении этих параметров в среде могла распространяться волна, то есть диапазон рабочих частот должен лежать ниже порога первой запрещённой зоны. На рис. 30 приведены графики зависимости максимальной частоты первой разрешённой зоны от коэффициента заполнения для разных значений поперечного периода ФК a ($\varepsilon_1 = 3$). Если максимальное значение поперечного периода ФК равно 7 мм при продоль-

ном периоде в 1 мм, то предельная рабочая частота такой структуры не должна превышать 40 ГГц (на практике ещё меньше, так как вблизи этой частоты зависимость $\epsilon_{эф}(c_a, f)$ искажается).

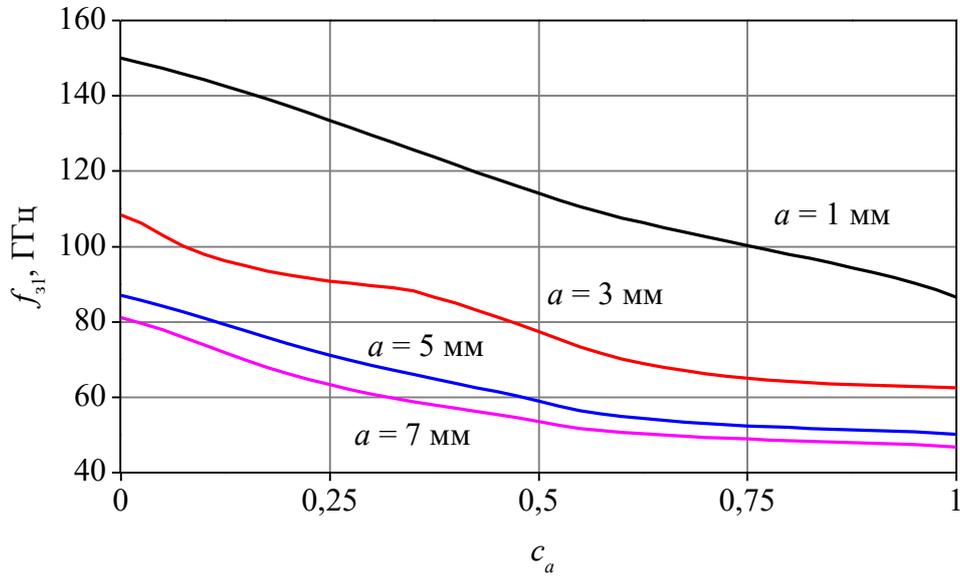


Рисунок 30 — Зависимость потолка первой разрешённой зоны от коэффициента заполнения ячейки ФК для разных параметров a при $b = 1$ мм и $\epsilon_1 = 3$

Поляризационные свойства дискретной среды обусловлены разным характером зависимости $\epsilon_{эф}(c_a)$ в области низких частот. Если для случая ТМ-поляризации эта зависимость на нулевой частоте является почти строго линейной, что соответствует предположению (15), то в случае ТЕ-поляризации данная зависимость нелинейная и имеет два характерных прогиба в промежутках от 0 до 0,5 и от 0,5 до 1. Эта нелинейность наблюдается и на нулевой частоте, что означает необходимость отдельного расчёта профилей лепестков ЛНД для случаев, когда вектор \vec{E} ориентирован вдоль лепестка и поперёк него.

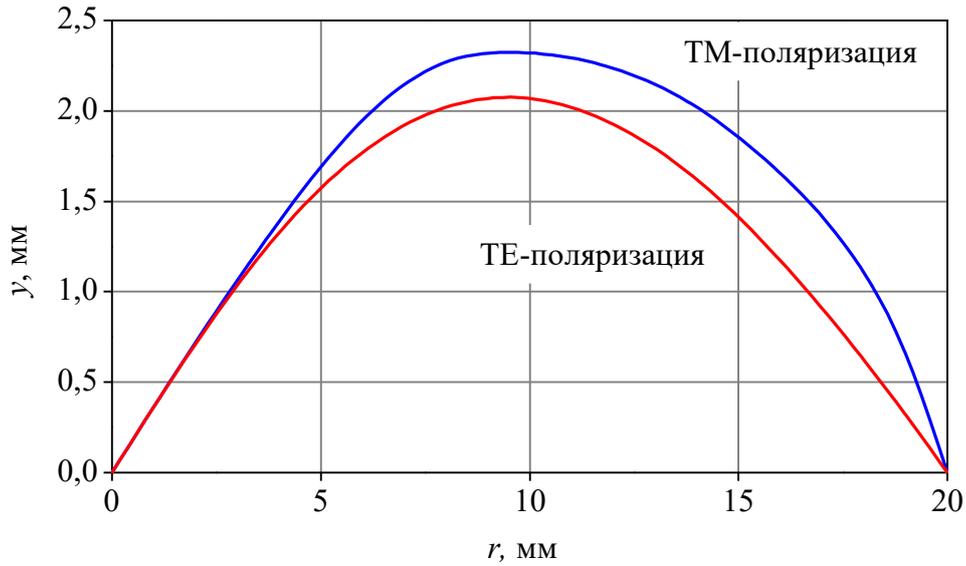


Рисунок 31 — Профили лепестков ЛНД, рассчитанные для разных поляризация падающей волны

При расчёте профилей лепестков ЛНД, не лежащих в плоскостях TM - и TE - поляризаций, форма их профилей усредняется в соответствии с выражением:

$$\varphi_i(r) = \frac{\varphi_{TE}(r)\sin(\psi_i) + \varphi_{TM}(r)\cos(\psi_i)}{\sin(\psi_i) + \cos(\psi_i)}, \quad (20)$$

где $\varphi_i(r)$ — функция, задающая форму i -го лепестка, $\varphi_{TE}(r)$, $\varphi_{TM}(r)$ — профили лепестков в плоскостях TM - и TE -поляризаций, ψ_i — угол ориентации лепестка относительно оси TE -поляризации. При этом $\varphi_i(r)$ отсчитывается от угла ψ_i . Пример рассчитанной по (20) девятилучевой ЛНД изображён на рис. 32.

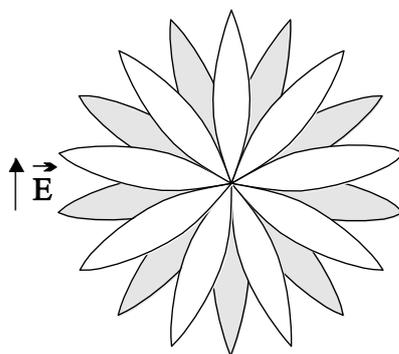


Рисунок 32 — ЛНД с лепестками различной формы, учитывающей поляризационные свойства неоднородной среды.

Учёт поляризационной анизотропии искусственной неоднородной среды позволяет улучшить характеристики антенной системы, использующей ЛНД. На рис. 33 приведены графики частотной зависимости КИП ЛНД с волноводным облучателем и радиусом 20 мм для случаев, когда ЛНД образована лепестками одинаковой формы и лепестками, различной формы. Можно видеть, что во втором случае удаётся существенно увеличить апертурный КИП линзовой антенны.

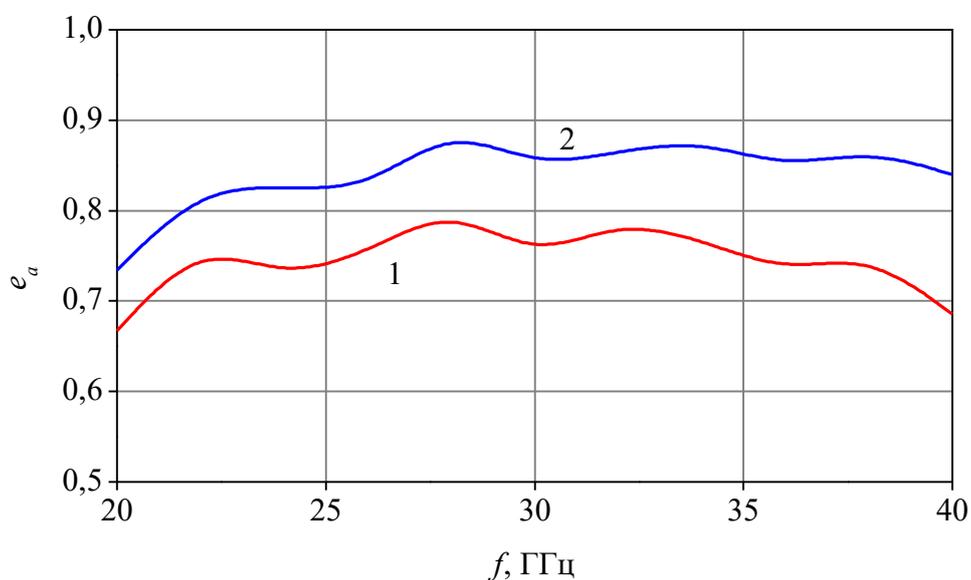


Рисунок 33 — Апертурный КИП двух различных линз: 1 — без учёта поляризационной анизотропии, 2 — с учётом поляризационной анизотропии.

Численное моделирование ЛНД из искусственного неоднородного диэлектрика.

Описанный выше способ расчёта дискретной среды позволяет лишь оценить верхний частотный предел работы ЛНД и скорректировать форму лепестка для учёта поляризационной анизотропии. Однако для практической реализации ЛНД необходимо также выбрать значения параметров N и t . Условия выбора этих величин противоречивы: с одной стороны необходимо обеспечить электрическую однородность, для чего нужно уменьшать угловой и продольный периоды дискретной среды, а с другой стороны нужно добиваться максимальной простоты изготовления. Если для достижения первой цели нужно уменьшать t и увеличивать N , то для выполнения второй задачи необходимо наоборот изготавливать линзу с как можно меньшим количеством слоёв и лепестков, то есть увеличивать t и уменьшать N .

Для того чтобы выяснить влияние параметров N и t на электрические характеристики ЛНД, было произведено численное моделирование линзы (рис. 34) в среде CST Microwave Studio (MWS). В качестве облучателя ЛНД использовался открытый конец круглого волновода. Моделирование проводилось для значения диэлектрической проницаемости $\epsilon_1 = 3$ и частоты $f = 30$ ГГц. В ходе моделирования варьировались величины: радиус ЛНД r_0 , число лепестков N и толщина слоя t . Число лепестков N затем пересчитывалось в длину дуги между концами соседних лепестков l_{\max} , поскольку именно этот параметр характеризует абсолютный размер неоднородностей в линзе. В качестве критерия оптимальности использовался апертурный КИП e_a антенной системы, вычисленный по значению КНД в осевом направлении. Анизотропия при расчёте не учитывалась.

Как было упомянуто выше, в ангулярно-дискретной ЛНД возможны различные варианты чередования слоёв. В частности, слои могут быть уложены с поворотом на угол, равный половине углового расстояния между лепестками (через один), и в этом случае слои чередуются через один. Именно

этот случай был рассмотрен в предыдущих разделах, посвящённый методу PWE. Возможны и другие способы чередования слоёв, например, через два, когда разворот соседних слоёв составляет треть углового расстояния между лепестками. (рис. 34) Ниже представлены результаты численных расчётов для каждого из этих вариантов.

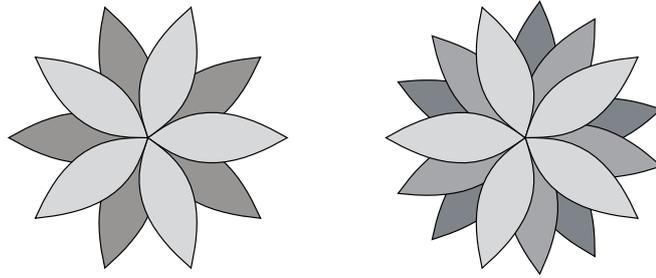


Рисунок 34 — Способы чередования слоёв линзы. Слева — через один, справа — через два.

На рис. 35 изображены контурные графики зависимости $e_a(t, l_{\max})$ для нескольких значений r_0 при чередовании слоёв через один, а на рис. 36 — для чередования слоёв через два. На рисунках легко прослеживаются основные закономерности, которым подчиняется функция $e_a(t, l_{\max})$: высокий КИП сохраняется при низких значениях t и l_{\max} , а при достижении этими параметрами неких пороговых значений, КИП резко снижается. Области с наиболее тёмной красной закраской соответствуют областям максимального КИП. При практической реализации ЛНД необходимо выбирать t и l_{\max} внутри этих областей.

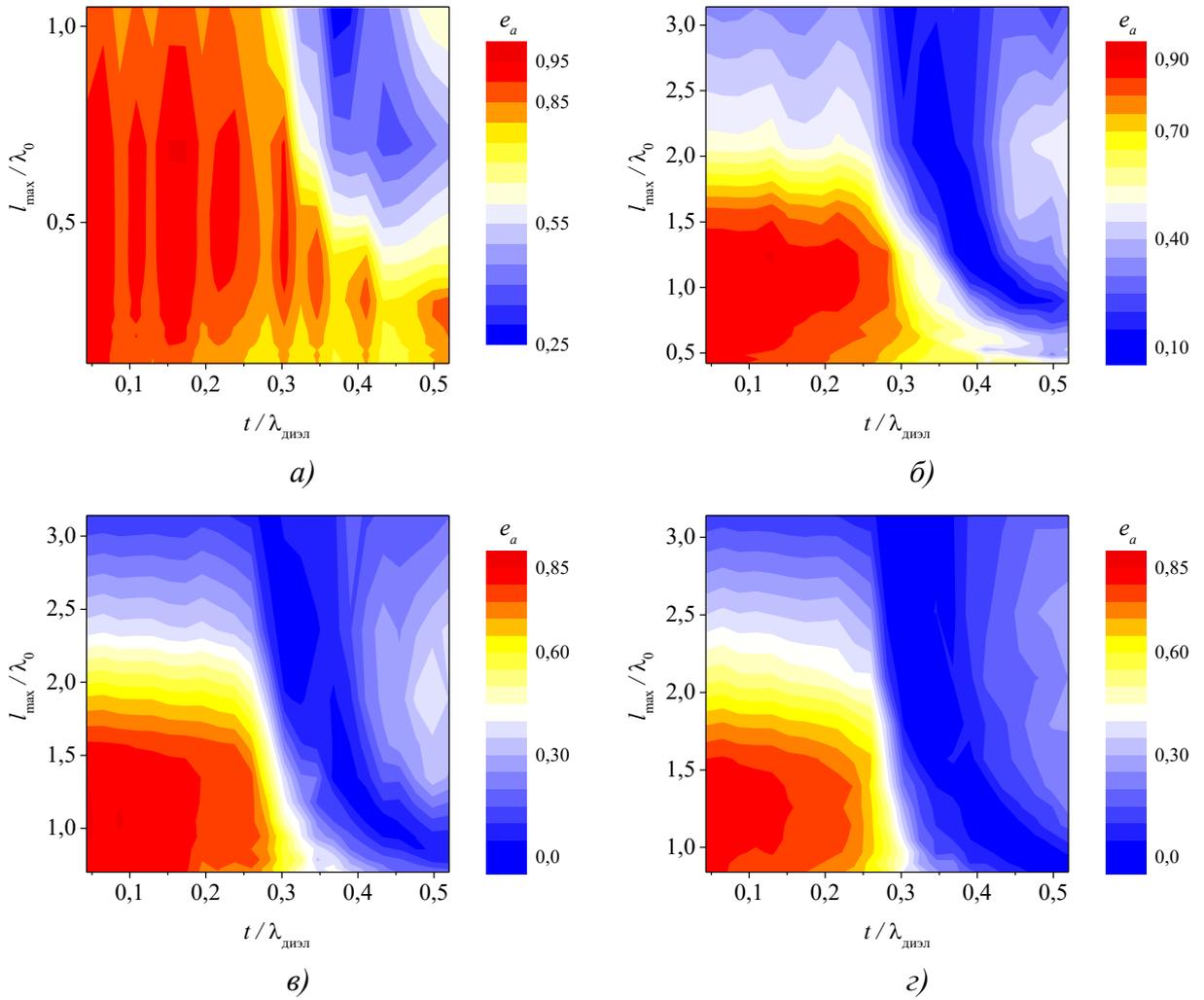


Рисунок 35 — Зависимости КИП от эл. расстояния между концами лепестков l_{\max} / λ_0 и эл. толщины слоя $t / \lambda_{\text{диэл}}$ при разных значениях радиуса ЛНД r_0 : *a* — $r_0 = 10$ мм, *б* — $r_0 = 20$ мм, *в* — $r_0 = 30$ мм, *г* — $r_0 = 40$ мм

Чередование слоёв через один

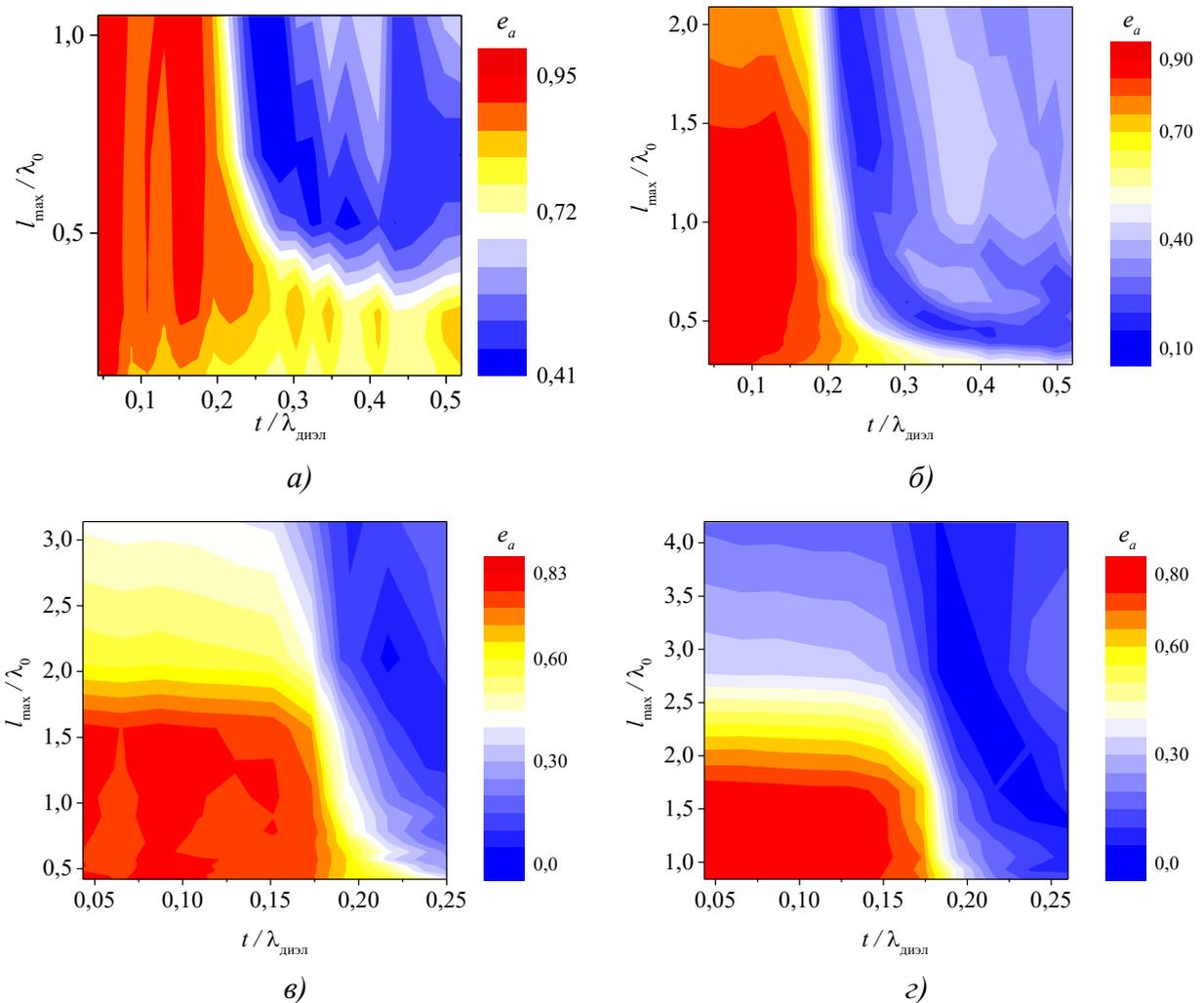


Рисунок 36 — Зависимости КИП от эл. расстояния между концами лепестков l_{\max} / λ_0 и эл. толщины слоя $t / \lambda_{\text{диэл}}$ при разных значениях радиуса ЛНД r_0 : *а* — $r_0 = 10$ мм, *б* — $r_0 = 20$ мм, *в* — $r_0 = 30$ мм, *г* — $r_0 = 40$ мм

Чередование слоёв через два

Из приведённых рисунков следует **вывод**: для различных радиусов линзы, способов чередования слоёв и материала с $\varepsilon = 3$ оптимальные значения t и l_{\max} составляют порядка $0,15\lambda_{\text{диэл}}$ и $1,5\lambda_0$ соответственно.

Из данных моделирования можно сделать вывод, что в реализованной предложенным методом линзе Микаэляна размеры неоднородностей, при которых достигаются максимальные величины КИП, могут существенно превышать длину волны. Ниже рассматривается вопрос о том, насколько близки характеристики предложенной ЛНД к «идеальным».

2.2. Сравнение характеристик дискретной ЛНД с характеристиками идеальной ЛНД

В качестве численной модели идеальной ЛНД в CST MWS используется слоистая ЛНД, составленная из набора коаксиальных цилиндрических слоёв равной толщины, но с различной диэлектрической проницаемостью. Таким образом, непрерывный закон изменения диэлектрической проницаемости заменяется ступенчатым, однако при достаточно тонком разбиении ЛНД её характеристики близки к характеристикам непрерывной линзы.

Для сравнения рассчитаем апертурный КИП обоих типов линз для радиусов, приведённых в табл. 1.

Таблица 1

Сравнение КИП идеальной ЛНД с ЛНД звездообразной формы

r_0 / λ	$e_{a\max}$ реал	$e_{a\max}$ идеал	$e_{a\max}$ ОПТ
1	0,95	0,96	0,96
2	0,86	0,90	0,91
3	0,79	0,86	0,86
4	0,76	0,85	0,78
5	0,7	0,84	0,75

2.3. Реализация ЛНД диэлектриком с ДП, отличной от ϵ_0

Ниже рассматривается способ создания ЛНД, при котором в качестве исходного однородного диэлектрика применяется диэлектрик с собственной ДП ϵ_m , отличной от ϵ_0 , задающей закон изменения ДП вдоль радиуса.

Выражение (17) для профиля лепестка ЛНД приобретёт следующий вид:

$$\varphi(r) = \frac{\pi}{N(\epsilon_m - 1)} \left(\frac{\epsilon_0}{\operatorname{ch}^2 \left(\frac{r}{r_0} \operatorname{Arch} \sqrt{\epsilon_0} \right)} - 1 \right). \quad (21)$$

От (17) данное выражение отличается только заменой ϵ_0 на ϵ_m в знаменателе первого множителя. Формы лепестков, соответствующим различным значениям ϵ_m при $\epsilon_0 = 3$ и $N = 6$ приведены на рис. 38.

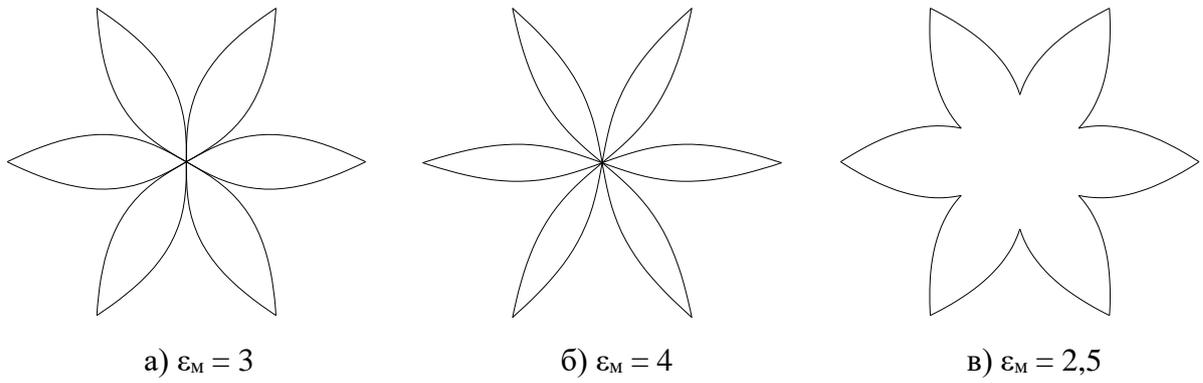


Рисунок 37 — Формы элементарных слоёв ЛНД для различных ϵ_M при $\epsilon_0 = 3$

На рис. 38 приведена зависимость апертурного КИП ЛА, имеющей радиус, равный длине волны, от значения ϵ_0 для различных ϵ_M , на рис. 39 — та же зависимость, но от отношения ϵ_0 / ϵ_M . В качестве облучателя используется открытый конец круглого волновода.

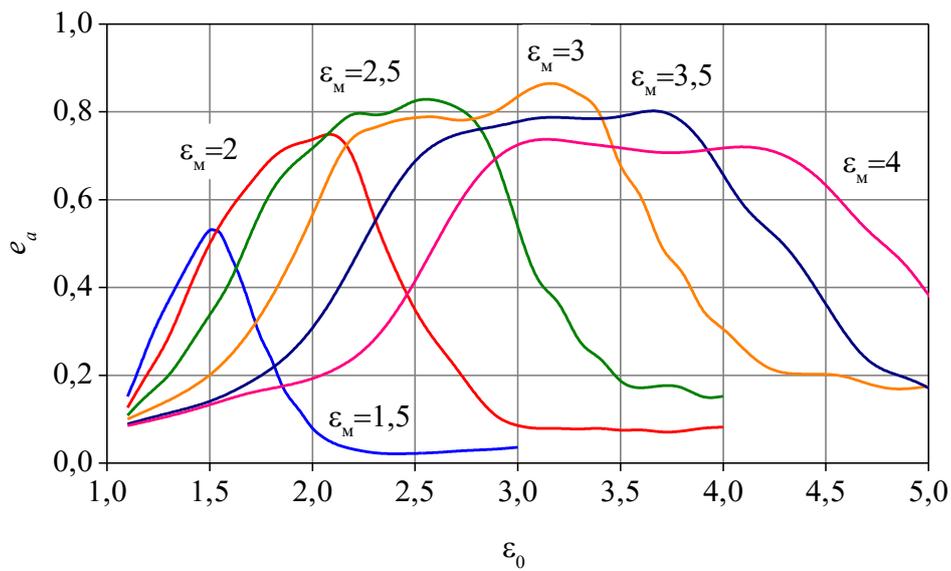


Рисунок 38 — Зависимость КИП ЛНД от ДП материала изготовления

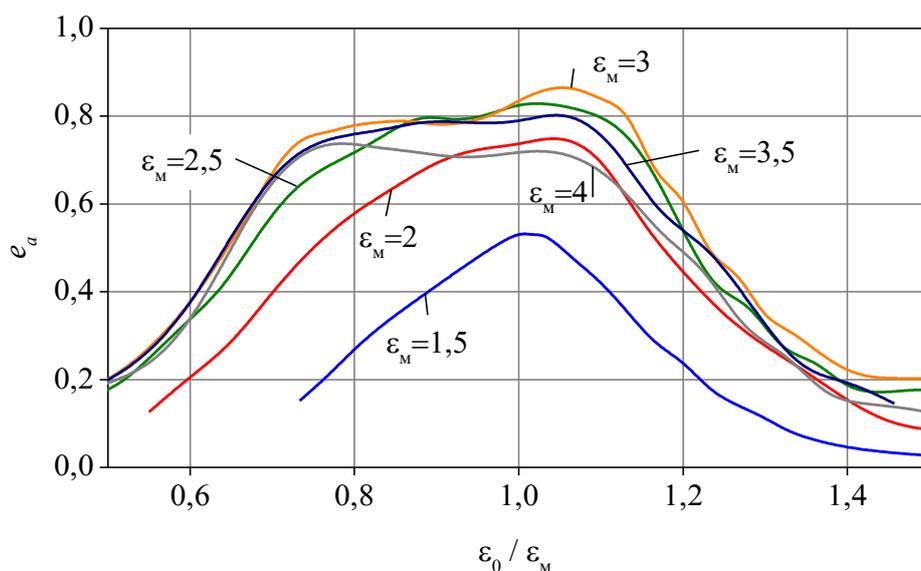


Рисунок 39 — Зависимость КИП ЛНД от ДП материала изготовления

Как можно видеть из рисунков 38, 39, КИП ЛНД закономерно уменьшается, если изготавливать её из материала с ДП, отличной от ϵ_0 , при этом имеется некоторый диапазон значений ϵ_0 , в пределах которого КИП меняется несущественно. Наиболее полезен практически случай, когда $\epsilon_0 > \epsilon_M$, так как в этом случае линза имеет несколько меньшую толщину (порядка 5%). Кроме того, это конструктивно удобнее, так как имеется сплошное заполнение диэлектриком вблизи оси (см. рис. 37, в). Из графиков следует, что максимальное отношение ϵ_0 / ϵ_M составляет примерно 1,1, и при дальнейшем его увеличении КИП резко падает.

2.4. Согласование линзы со свободным пространством

В центральной точке раскрыва линзы Микаэляна значение диэлектрической проницаемости равно ϵ_1 , а значит, раскрыв представляет собой границу раздела двух сред с разной диэлектрической проницаемостью. Следовательно, на границе раздела диэлектрик-воздух неизбежно возникают отражения волны.

Коэффициент прохождения по мощности в точке апертуры линзы с координатой ρ определяется как [57]:

$$\tau(\rho) = E^2(\rho) \cdot 4n(\rho) / (1 + n(\rho))^2. \quad (22)$$

Проинтегрировав по площади раскрыва, получим полную прошедшую мощность, нормированную к полной мощности облучателя:

$$T_P = \frac{\int \tau(\rho) dS}{S} = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_0} \tau(\rho) \rho d\rho}{\pi r_0^2} = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \tau(\rho) \rho d\rho. \quad (23)$$

Входящее в (22) амплитудное распределение $E(\rho)$ определяется ДН облучателя линзы. Очевидно, что чем уже ДН облучателя, тем больше мощности концентрируется вдоль оси, где n максимально, и тем больше отражения. Для оценки T_P примем, что ДН облучателя обеспечивает спадание амплитудного распределения к краям до -10 дБ. Такое распределение можно приближённо описать функцией косинус на пьедестале с пьедесталом $\sqrt{0,1n_0}$:

$$E(\rho) = \sqrt{0,1n_0} + (1 - \sqrt{0,1n_0}) \cos(\pi\rho/2r_0). \quad (24)$$

Значение пьедестала, равное $\sqrt{0,1n_0}$ учитывает как спадание амплитудного распределения, обусловленное формой ДН облучателя, так и «собственное» спадание ЛНД, равное $\sqrt{n_0}$ на краю апертуры (см. рис. 20). Перед подстановкой (24) в (22) его необходимо нормировать по интегральному значению квадрата по раскрыву, т. е. поделить на нормирующий коэффициент, равный

$\frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} E(\rho)^2 \rho d\rho$. В итоге получим зависимость $T_P(n_0)$, приведённую на рис. 40.

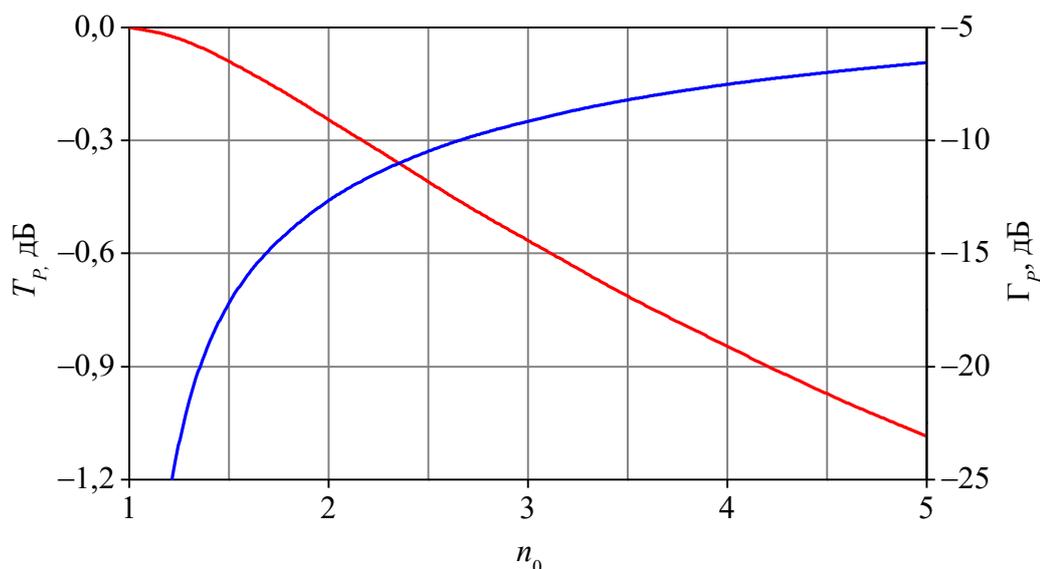


Рисунок 40 — Коэффициент прохождения и отражения волны через апертуру ЛНД

Для большинства практически используемых материалов с $n < 2$ потери на отражение не превышают -12 дБ, однако и такая величина может быть нежелательна.

Известным способом уменьшения отражений является применение просветляющих слоёв. В линзе Микаэляна таким слоем будет являться слой неоднородного диэлектрика с законом изменения показателя преломления, равным корню квадратному из закона для ЛНД. Поскольку просветляющий слой неоднороден, он также участвует в формировании фазового фронта.

На рис. 41 приведены численно рассчитанные зависимости коэффициента отражения от раскрыва ЛНД при наличии просветляющих слоёв и без них. Параметры расчёта — $r_0 = 30$ мм, $n_0 = 2$. Зависимости получены расчётом S_{11} линзы с облучателем в виде открытого конца волновода, причём отражение от раскрыва волновода исключено фильтрацией во временной области. Как видно из графиков, один слой может дать выигрыш более 4 дБ в октавной полосе ценой утолщения в четверть длины волны. Двойной просветляющий слой даёт ещё более заметный выигрыш — более 10 дБ в октавной полосе частот.

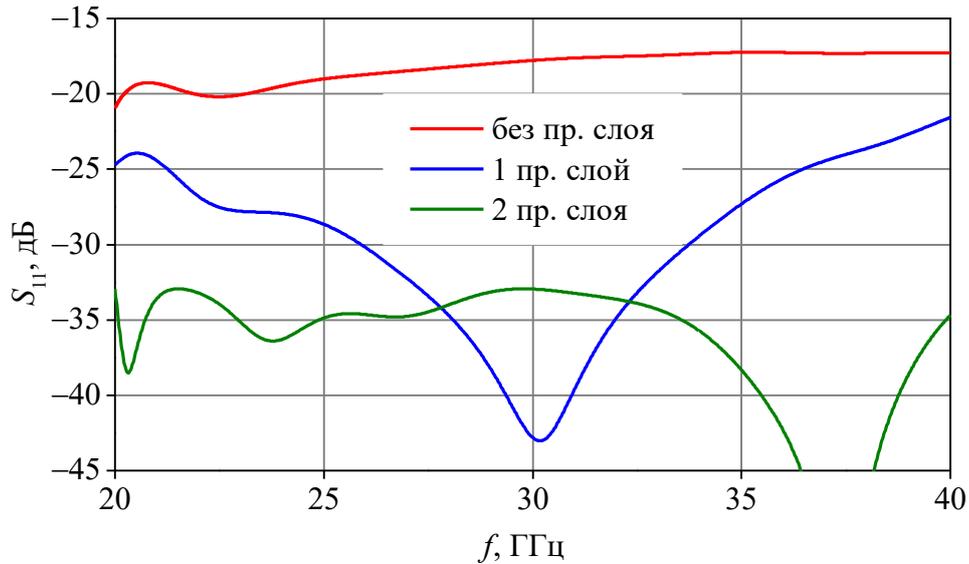


Рисунок 41 — Коэффициент отражения от апертуры ЛНД при наличии просветляющих слоёв

2.5. Требования к ширине ДН облучателя

При изменении n_0 меняется толщина линзы L , а вместе с ней меняется угол выхода крайнего луча θ_0 из фокуса. Как следует из (14),

$$\theta_0 = \arctg\left(\operatorname{sh}\left(\operatorname{Arch}(n_0)\right)\right) = \arctg\sqrt{n_0^2 - 1}. \quad (25)$$

При выборе облучателя можно руководствоваться общепринятым критерием: ширина ДН должна быть такой, чтобы уровень облучения у края апертуры был равен -10 дБ от значения в центре. При этом нужно учесть, что спадание амплитудного распределения обусловлено не только ДН облучателя, но и «собственным» спаданием линзы (см. рис. 20), которое у края апертуры равно $1/\sqrt{n} = -0,5 \lg n$ дБ. Следовательно, ширина ДН облучателя определяется по уровню $10 - 0,5 \lg n$:

$$F(\theta_0) = F\left(\arctg\sqrt{n_0^2 - 1}\right) = 10 - 0,5 \lg n. \quad (26)$$

При подборе ДН облучателя в соответствии с (26) необходимо учитывать, что электрические размеры апертуры облучателя, примыкающего непо-

средственно к ЛНД увеличиваются примерно в n_0 раз по сравнению с размерами облучателя в отдельности.

На рис. 42 приведены графики зависимостей ширины ДН облучателя в виде открытого конца волновода, «погруженного» в среду с $n = n_0$. Путём численного расчёта модели ЛНД с $r_0 = 3\lambda_0$ в процессе оптимизации облучателя по критерию максимума КНД всей системы получены зависимости геометрических размеров волноводного облучателя от показателя преломления на оси ЛНД. Также на рис. приведён график, построенный по формуле (25). При дальнейшем увеличении n_0 волноводный облучатель становится закритическим.

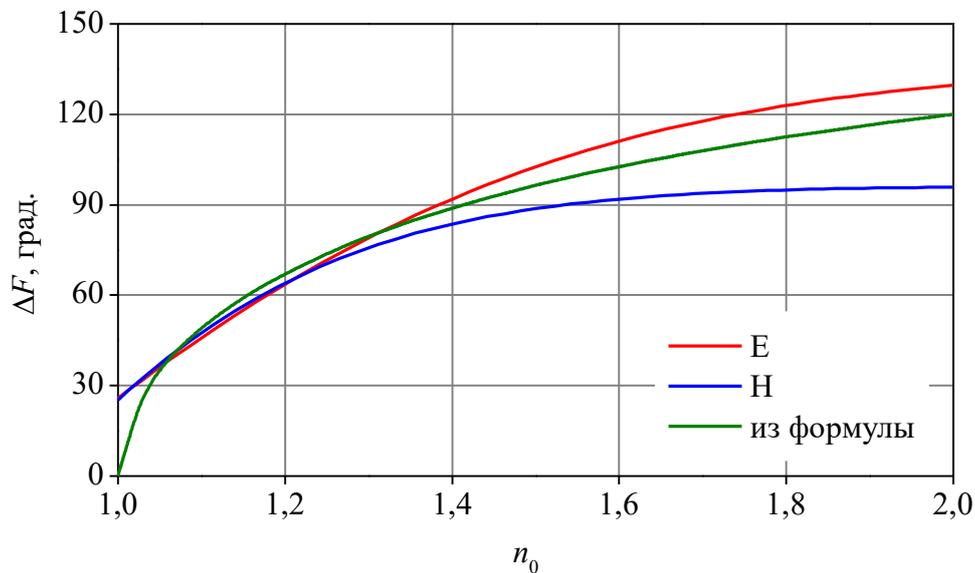


Рисунок 42 — Зависимость ширины ДН волноводного облучателя (в плоскостях E и H) от показателя преломления на оси ЛНД, а также теоретическая кривая для формулы (25)

Из полученных данных можно сделать вывод, что требуемую ширину ДН облучателя можно приблизительно определять по формуле (25).

3. Линза Микаэляна с диэлектрической оправой

При использовании ЛМ в качестве самостоятельной линзовой антенны, а также при применении в составе линейных антенных решёток её необходимо изготавливать совместно с оправой. Оправа представляет собой полый цилиндр, охватывающий боковую поверхность линзы (рис. 43). При изготовлении ЛМ в соответствии с методом, предложенным в [9], где линза набирается из элементарных слоёв в форме «цветка», оправка выполняет несущую функцию, удерживая «лепестки» каждого слоя за их концы. Кроме того, на оправке можно разместить элементы крепления линзы к несущим частям антенной системы (рис. 44).

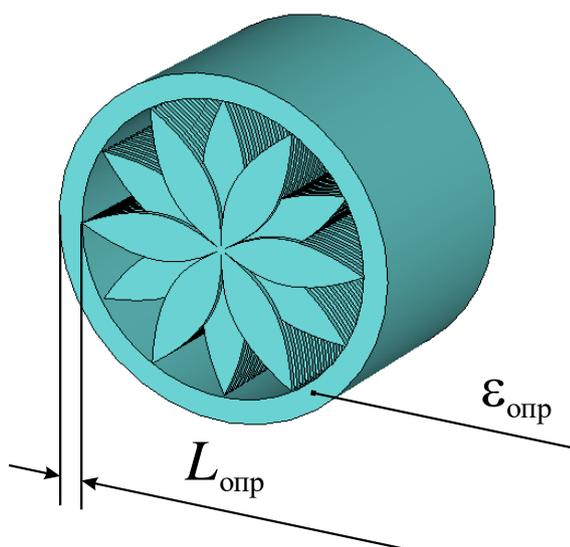


Рисунок 43 — Линза с цилиндрической оправой

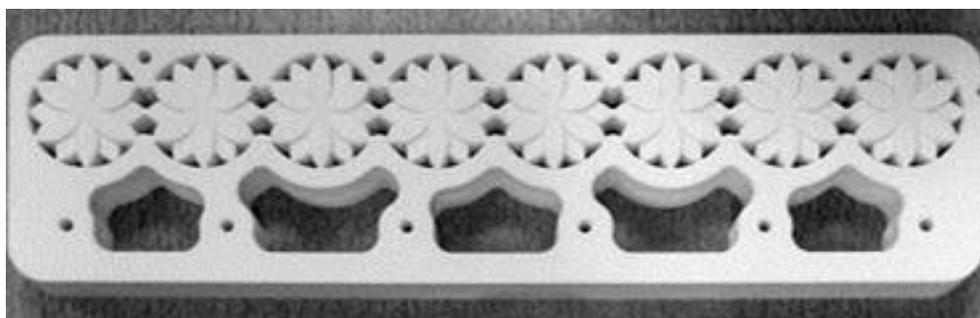


Рисунок 44 — Линзы в составе линейной АР, снабжённые общей оправой, на которой имеются элементы для крепежа

3.1. Влияние ширины оправы на КИП линзы

При экспериментальных исследованиях АР, изображённой на рис. 44, был обнаружен следующий эффект: когда линза снабжена оправой, её КИП существенно зависит от ширины оправы $L_{\text{опр}}$. На рис. 45 представлена расчётная зависимость коэффициента использования площади (КИП) линзы радиусом 2λ с облучателем в виде открытого конца круглого волновода от $L_{\text{опр}}$, выраженной в длинах волн в диэлектрике $\lambda_{\epsilon_{\text{опр}}}$. Диэлектрическая проницаемость оправы в данном случае была равна её значению в центре линзы ϵ_0 .

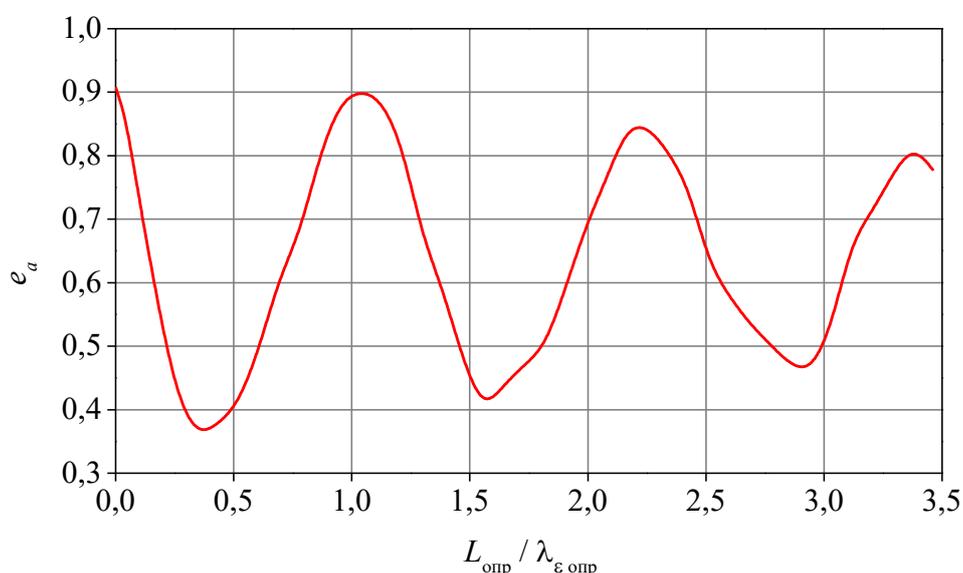


Рисунок 45 — Зависимость апертурного КИП линзы радиуса 2λ от ширины оправы, выраженной в длинах волн в диэлектрике

Как можно видеть, данная зависимость носит приблизительно периодический характер. Исходный КИП, равный 0,9, при увеличении $L_{\text{опр}}$ снижается до 0,4, после чего возрастает до практически исходного уровня.

Очевидно, что при реализации линзы с оправой ширина оправы должна соответствовать второму максимуму данной зависимости. На рис. 45 ему соответствует значение $L_{\text{опр}} = \lambda_{\epsilon_{\text{опр}}}$.

На рис. 46 приведены результаты численного моделирования линз различных радиусов с оправками различной ширины.

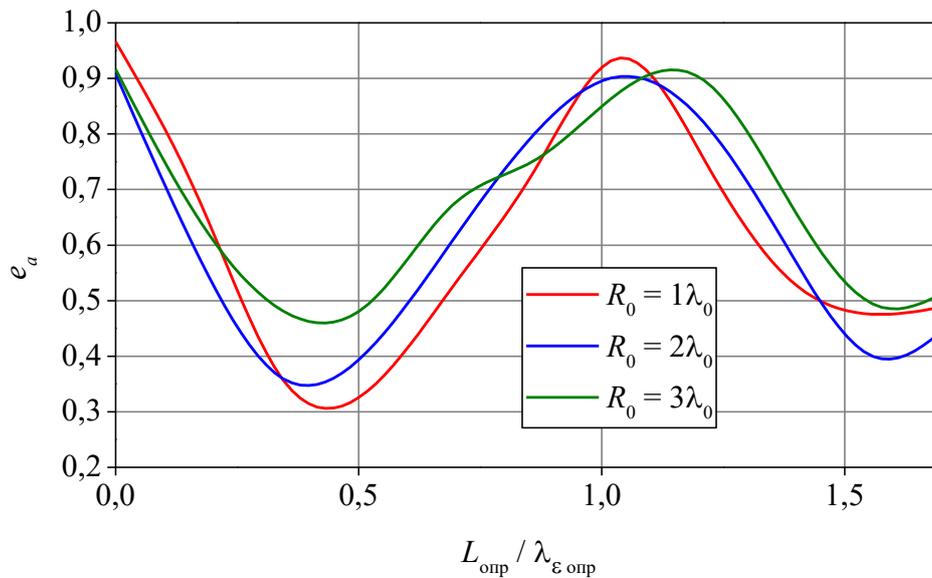


Рисунок 46 — Зависимости апертурного КИП линз различных радиусов R_0 от ширины оправы, выраженной в длинах волн в диэлектрике

Как можно видеть, положение второго максимума на данных графиках практически не зависит от радиуса линзы.

3.2. Влияние материалов линзы и оправы на КИП

Для выявления того, какие параметры материалов линзы и оправы влияют на характеристики, приведённые на рис. 45, 46, проводилось моделирование ЛМ с различными значениями ϵ_0 , снабжённой оправой с различными значениями $\epsilon_{\text{опр}}$. На рис. 47 представлены зависимости КИП от $L_{\text{опр}}$, рассчитанные для разных ϵ_0 и $\epsilon_{\text{опр}} = 3$. Радиус линзы равен 3λ .

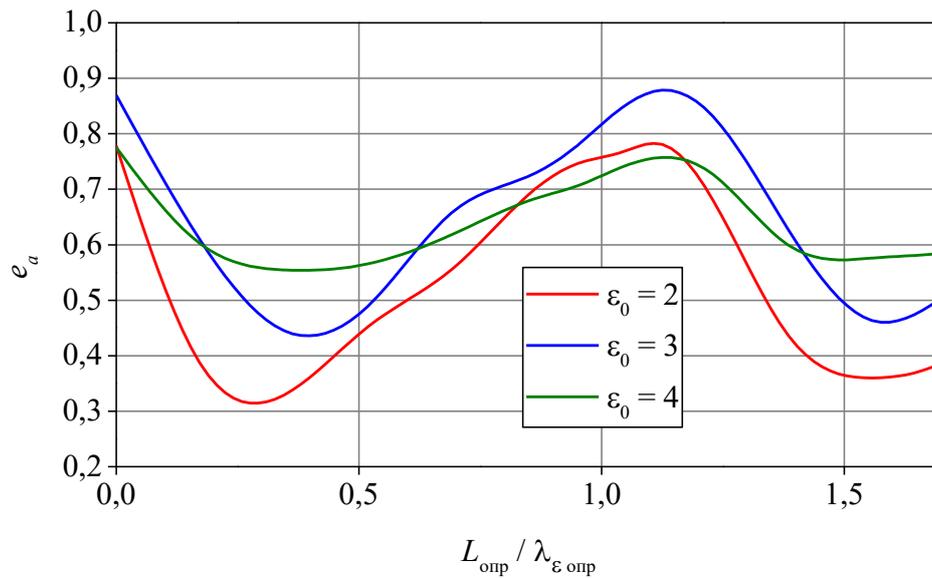


Рисунок 47 — Зависимости апертурного КИП линзы от ширины оправы, рассчитанные для разных значений диэлектрической проницаемости в центре линзы

Из графиков можно видеть, что положение второго максимума не зависит от ϵ_0 .

Зависимость положения второго максимума КИП от $\epsilon_{\text{опр}}$ приведена на рис. 48. Для каждого значения $\epsilon_{\text{опр}}$ положение максимума КИП вычислялось усреднением по данным расчётов для различных радиусов линзы (см. рис. 46).

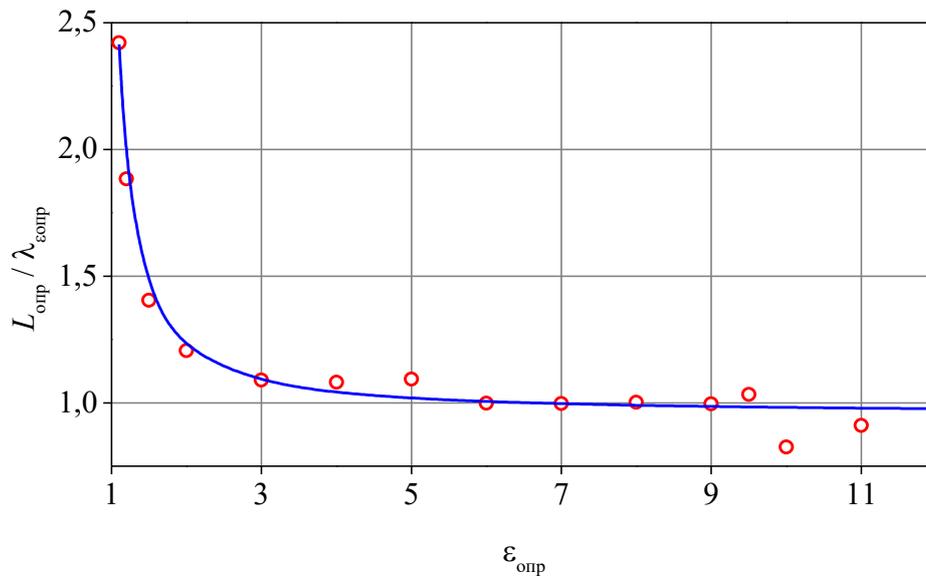


Рисунок 48 — Зависимость усреднённой электрической толщины оправы для второго максимума КИП от значения диэлектрической проницаемости оправы ($\epsilon_{\text{опр}}$)

Сплошной линией на графике изображена аппроксимирующая кривая, описываемая выражением

$$L_{\text{опр}} / \lambda_{\epsilon_{\text{опр}}} (\epsilon_{\text{опр}}) \approx \frac{0,268}{\epsilon_{\text{опр}} - 0,917} + 0,952$$

3.3. Влияние на КИП оправы, частично охватывающей линзу

С целью определения области оправы, наиболее критично влияющей на КИП, было проведено моделирование линзы с оправой, которая имеет толщину $t_{\text{опр}}$, меньшую толщины линзы $t_{\text{л}}$. При этом возможны два случая примыкания оправы к линзе: 1) оправа расположена «сзади» так, чтобы её задний край находился в одной плоскости с задним торцом линзы (рис. 49, слева); 2) оправа расположена «спереди» линзы, так, чтобы её передний край совпадал с передним краем линзы (рис. 49, справа).

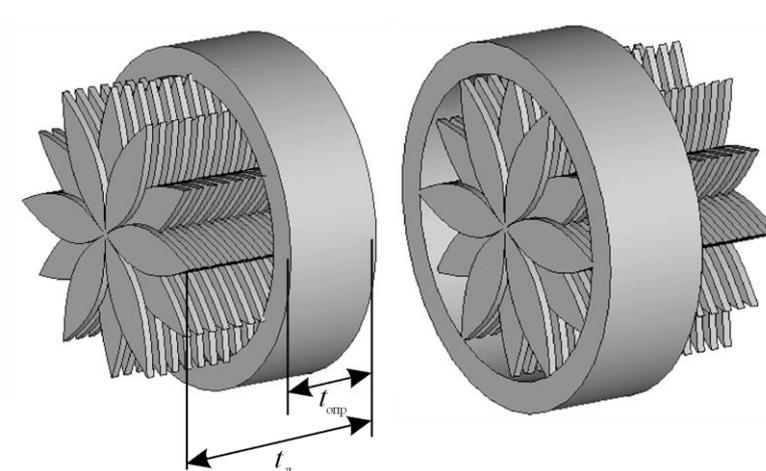


Рисунок 49 — Оправа с толщиной, меньшей толщины линзы, и варианты её ориентации относительно линзы

В ходе расчётов менялась относительная толщина оправы $t_{\text{опр}}/t_{\text{л}}$ с сохранением её ориентации относительно линзы («спереди» или «сзади»). Ширина оправы соответствовала худшему значению КИП, который она обеспечивала при полной толщине, а именно $0,5\lambda_{\text{опр}}$. Зависимость КИП от $t_{\text{опр}}/t_{\text{л}}$ для двух случаев приведена на рис. 50.

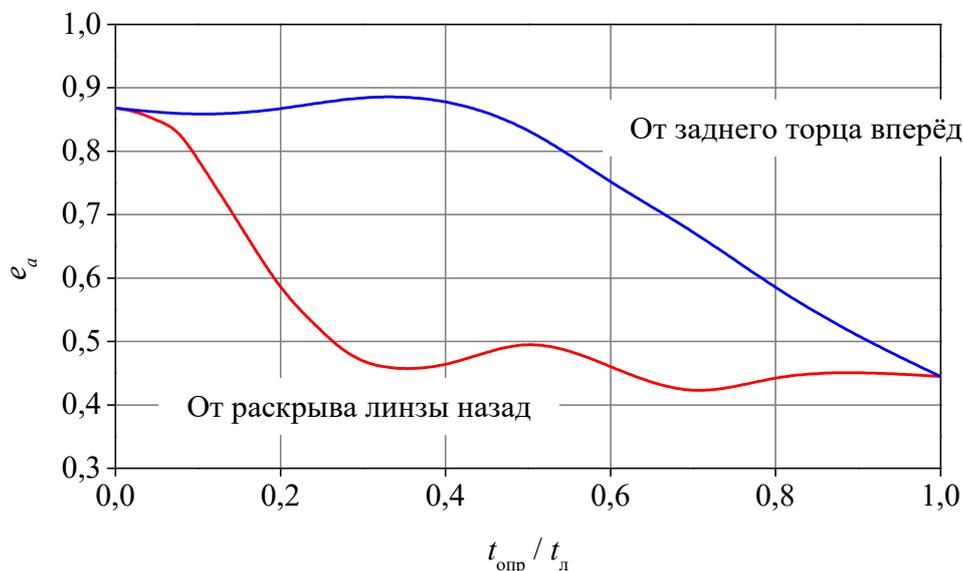


Рисунок 50 — Зависимость КИП от относительной толщины оправы

Из рис. 50 видно, что оправка, расположенная «сзади», не оказывает существенного влияния на КИП вплоть до относительной толщины 0,4, а при её дальнейшем утолщении КИП линейно спадает. Если оправка расположена

«спереди», то при увеличении её относительной толщины КИП быстро спадает до минимальных значений.

3.3.1. Моделирование оправы без линзы

Такое поведение КИП можно объяснить, предположив наличие в линзе с оправой парциальных волноводных мод, возникающих в отрезке диэлектрического волновода, которым является оправка. При этом от толщины стенок волновода будет зависеть степень канализации волны таким волноводом.

Для проверки данного предположения было проведено моделирование только оправы с облучателем без линзы (рис. 51).

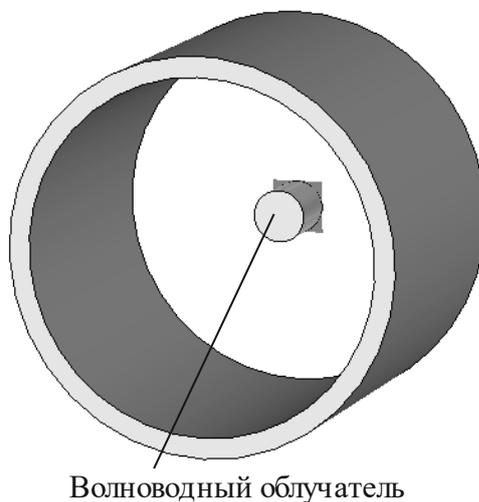


Рисунок 51 — Оправка с волноводным облучателем без линзы

На графике коэффициента направленного действия (КНД) в направлении оси (рис. 52) также имеется периодичность с приблизительно тем же периодом, как и у зависимости КИП линзы от ширины оправы (рис. 45 **Ошибка! Источник ссылки не найден.**), что служит подтверждением объяснения ухудшения КИП с линзой наличием парциальной волноводной моды в оправе.

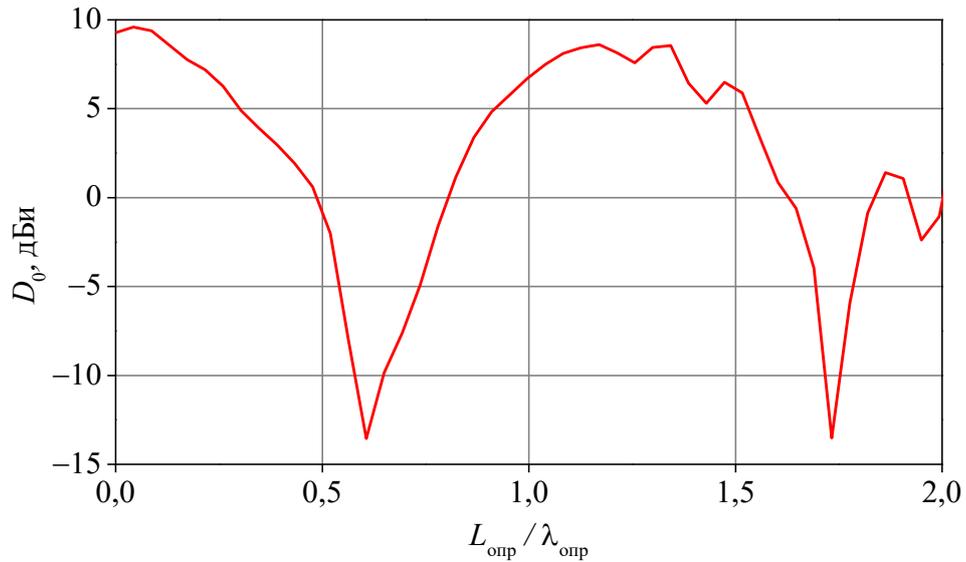


Рисунок 52 — КНД облучателя с оправой в направлении оси

Аналогичная зависимость проявляется на графике неравномерности амплитудного распределения $\sigma_{\text{ампл}}$ (рис. 53). Данная величина представляет собой среднеквадратическое отклонение амплитудного распределения линзы с оправой от амплитудного распределения линзы без оправы. Минимумы данной величины примерно соответствуют минимумам КНД на рис. 45.

Неравномерность фазового распределения $\sigma_{\text{фаз}}$ не имеет периодичности (рис. 54).

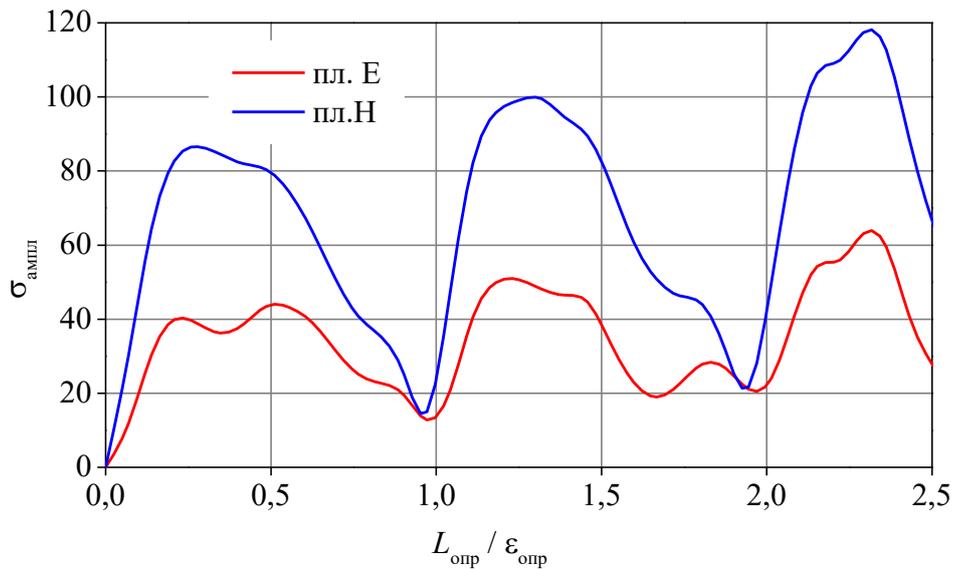


Рисунок 53 — Неравномерность амплитудного распределения в раскрыве линзы с оправой

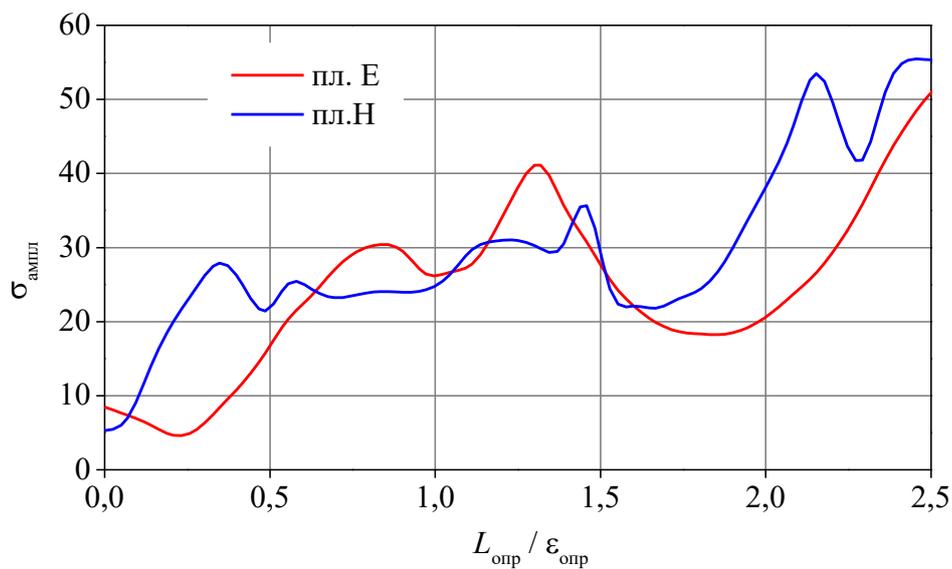


Рисунок 54 — Неравномерность фазового распределения в раскрыве линзы с оправой

3.3.2. Диапазонные свойства линзы с оправой

Наличие зависимости КИП от ширины оправы оказывает влияние на частотные свойства линзовой антенны. В качестве параметра, описывающего эти свойства, выступает уменьшение КНД – разность между КНД линзы без оправы и КНД линзы с оправой. Частотная зависимость данной величины приведена на рис. 55. График был рассчитан для линзы радиусом 3λ с оправой

вой шириной λ , обеспечивающей максимум КИП на центральной частоте f_0 . Если определить полосу частот по допустимому уменьшению КНД в 0,5 дБ, то коэффициент перекрытия составит 1,5, а при допустимом уменьшении КНД в 1 дБ – 1,65.

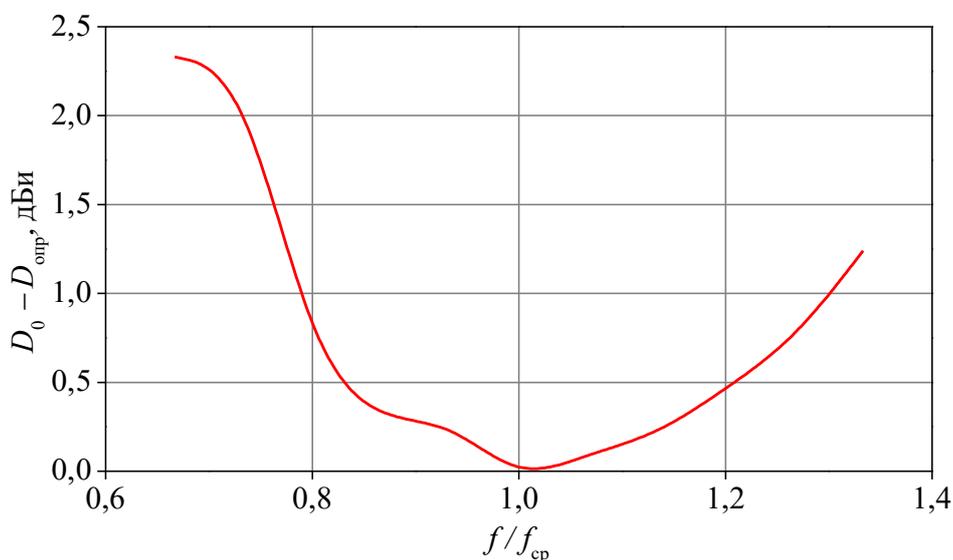


Рисунок 55 — Уменьшение КНД, вызванное наличием оправы, в полосе частот

3.4. Выводы

Установлено, что оправка существенно влияет на КИП, причём КИП периодически зависит от ширины оправы. Эффект объясняется наличием парциальных волноводных мод в оправе, что было подтверждено моделированием оправы с облучателем без линзы, в результате которого получилась аналогичная периодическая зависимость. При практической реализации линзы с оправой необходимо выбирать ширину оправы такой, чтобы обеспечить максимальный КИП. Зависимость ширины оправы, удовлетворяющей данному условию, от материала оправы носит приблизительно гиперболический характер и для широко используемых полистирола или полиэтилентерефталата составляет примерно 1,2 длины волны в материале.

Наличие эффекта подтверждается экспериментально при исследованиях линейной АР, включающей в себя линзы в общей оправе.

Линза с оправой может работать в полосе частот с коэффициентом перекрытия примерно 1,5 при максимальном ухудшении КНД на 0,5 дБ.

4. Исследование излучателей АР с применением искусственного неоднородного диэлектрика

4.1. Исследование различных типов печатных ШП-излучателей, способных работать с линзой в широкой полосе частот

В предыдущих разделах при рассмотрении характеристик ЛНД предполагалось, что в качестве облучателя используется открытый конец волновода. Этот тип облучателя удобен вследствие своей простоты и простой зависимости между его геометрией и характеристиками направленности.

Однако же при создании практических антенных систем и в особенности антенных решёток волноводный облучатель не всегда удобен. Так, при построении компактных АР малой толщины волноводный облучатель непригоден вследствие громоздкости диаграммообразующей схемы и сложности её изготовления. Кроме того, ширина полосы волноводного облучателя, как правило, не превышает 40%.

В связи с указанными ограничениями возникает необходимость исследовать возможности применения с ЛНД печатных широкополосных излучателей. Преимущества таких излучателей перед волноводными следующие:

1. малые размеры
2. простота изготовления
3. простота исполнения ДОС, которая вытравливается на одной подложке с излучателями
4. возможность работы в полосе, превышающей октавную.

Существует большое количество печатных широкополосных излучателей. Большой класс подобных антенн составляют микрополосковые антенны различных конфигураций [59]. Однако, все такие антенны по сути являются резонансными структурами с узкой полосой частот, и для обеспечения широкой полосы в таких антеннах как правило, необходимо «выходить из плоско-

сти» при расположении проводящих элементов, что приводит к серьёзному усложнению технологии изготовления.

Другой известный класс широкополосных печатных антенн основан на применении частотнонезависимых, спиральных или логопериодических структур. Такие антенны, как правило, не имеют экрана, и их излучение является двунаправленным. Добавление же экрана приводит к резкому ухудшению диапазонных свойств таких антенн.

Наконец, известен тип вибраторного облучателя, называемого «вибратор с открытым рукавом» (open sleeve dipole), который представляет собой обычный вибратор с расположенными по двум сторонам от него дополнительными пассивными вибраторами меньшей длины. Утверждается, что такой излучатель обладает хорошими диапазонными свойствами даже вблизи проводящего экрана [60,61].

Обзор литературных источников показывает, что наиболее подходящими для применения с ЛНД печатными антеннами можно считать вибратор типа «открытый рукав» и «антенна-бабочка» (широкополосный вибратор) с разомкнутыми или короткозамкнутыми плечами. В последнем случае концы плеч вибратора соединяются между собой короткозамыкающими шлейфами [62,63].

Для формирования однонаправленного излучения во всех случаях необходимо использование проводящего экрана, и в этом случае достижение заданных диапазонных свойств неизбежно становится вопросом компромисса между приемлемым согласованием и высоким КИП.

4.1.1. Облучатель типа «бабочка» (широкополосный вибратор)

Антенна-«бабочка» (АБ) представляет собой по сути фрагмент частотнонезависимой структуры, изображённой на рис. 56, а. С целью улучшения согласования у антенны-бабочки, как правило, скругляются или усекаются углы (рис. 56 в, г).

Структура, изображённая на рис. 56, *а*, является самодополнительной: области, заполненные проводником, геометрически равны областям, свободным от проводящего вещества. Из теории известно, что входной импеданс самодополнительных структур равен 60π и не зависит от частоты. Однако, для правильной работы антенны в широкой полосе частот необходимо соблюдение ещё одного условия: область, по которой протекают излучающие токи (т. н. активная зона), должна пропорционально уменьшаться с ростом частоты. Только в этом случае структура будет являться частотнонезависимой по критерию постоянства ДН.

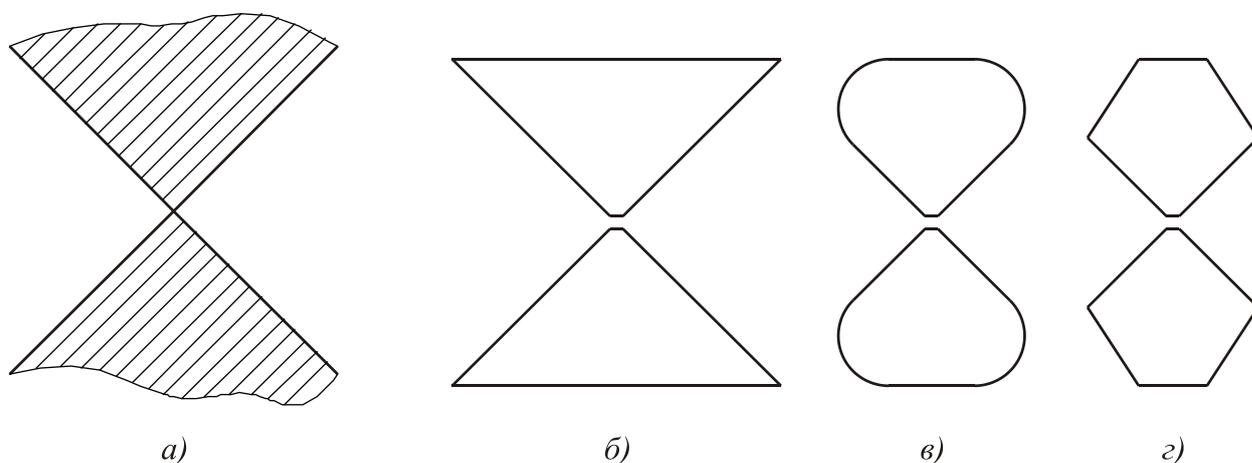


Рисунок 56 — Фрагмент частотнонезависимой структуры (*а*), варианты выполнения антенн-бабочек (*б—г*)

В реальной структуре, изображённой на рис. 34, *б*, за счёт её конечных размеров наблюдаются колебания действительной и мнимой части входного импеданса. Скругление вершин треугольных плеч (рис. 34, *в*) позволяет несколько сгладить колебания входного импеданса антенны. Введём коэффициент скругления c_b , показывающий, какую долю составляет радиус скругления плеч от радиуса окружности, вписанной в треугольник, образующий плечо, $r_{в. о.}$ (рис. 57). Зависимость действительной и мнимой частей входного сопротивления для разных c_b показана на рис. 58.

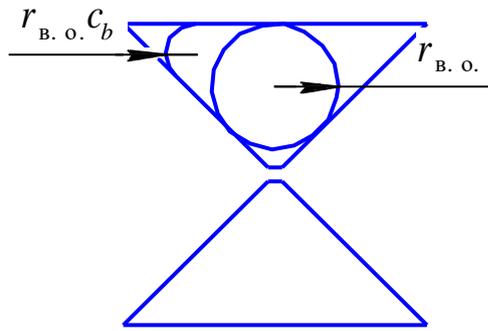


Рисунок 57 — Скругление краёв треугольного плеча антенны-«бабочки»

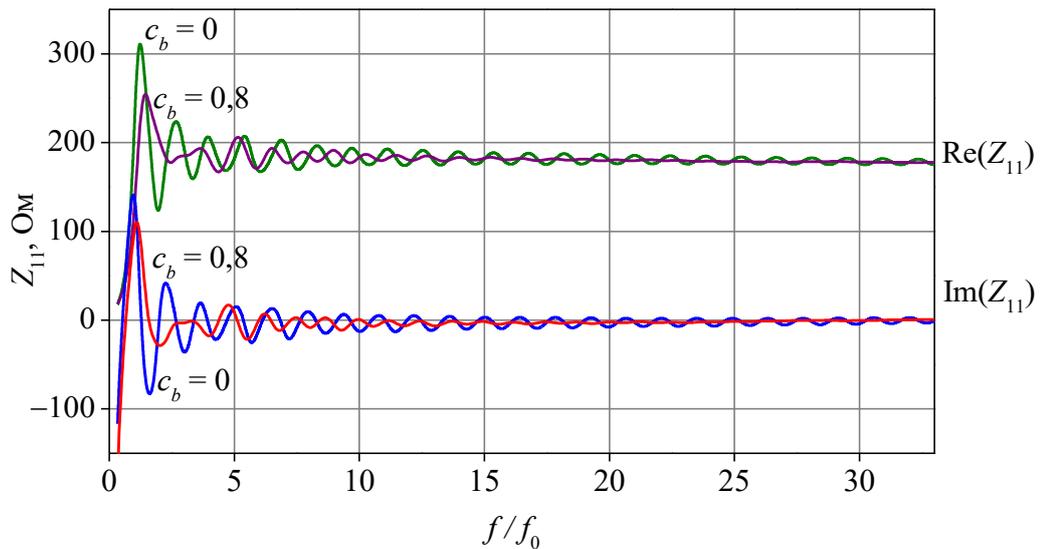


Рисунок 58 — Входной импеданс фрагментов частотнонезависимой структуры, изображённых на рис. 56 б, в, при различных коэффициентах скругления c_b .

Полоса частот ШП-вибратора определяется в первую очередь характеристиками направленности. Из-за слабой отсечки токов ДН ШП-вибратора с частотой ведёт себя подобно ДН обычного вибратора: при превышении частоты $2f_0$ в распределении токов по вибратору появляются противофазные участки, что приводит к разделению ДН вибратора на несколько лепестков и формированию провала в направлениях, лежащих в экваториальной плоскости. Для оценки полосы частот по ДН можно воспользоваться параметром $D_{\max}/D_{\text{экв}}$, равным отношению максимального по всему пространству КНД к

максимальному КНД в экваториальной плоскости. Частотная зависимость этого параметра приведена на рис. 59.

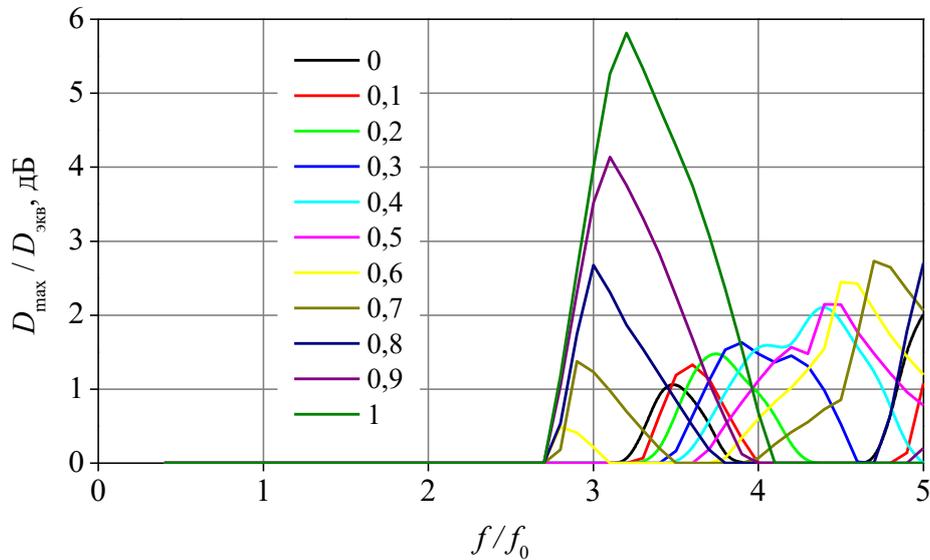


Рисунок 59 — Частотные зависимости параметра $D_{\max} / D_{\text{экв}}$ при различных коэффициентах скругления c_b .

Помимо смещения максимума ДН из экваториальной плоскости, происходит перемещение максимума ДН в пределах экваториальной плоскости: он может быть ориентирован, например, вдоль оси x или z (рис. 60).

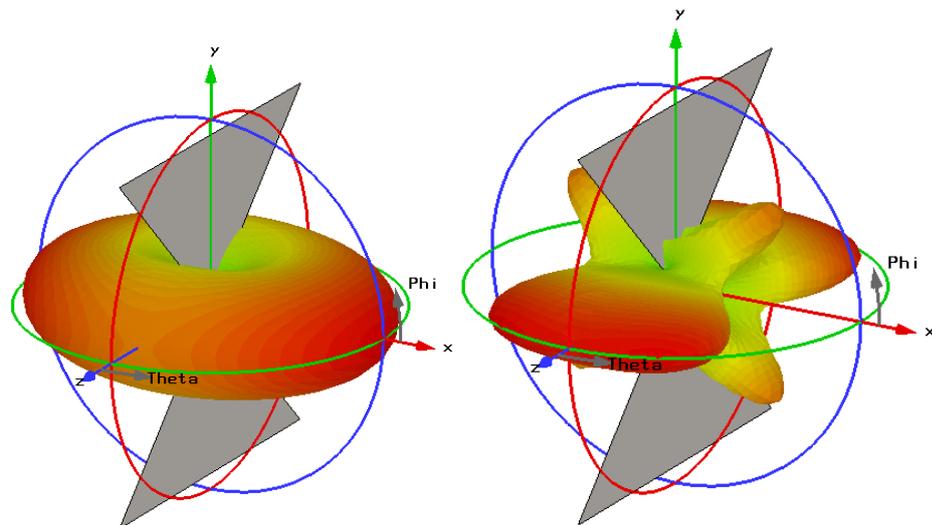


Рисунок 60 — Ориентация осей координат относительно антенны-«бабочки» и ДН на частотах f_0 и $3f_0$

Подобно введённому выше параметру $D_{\max}/D_{\text{экв}}$ можно ввести параметр, показывающий отношение КНД в направлении оси x к КНД в направлении оси z : D_x/D_z . Графики данного параметра для разных c_b приведены на рис. 61.

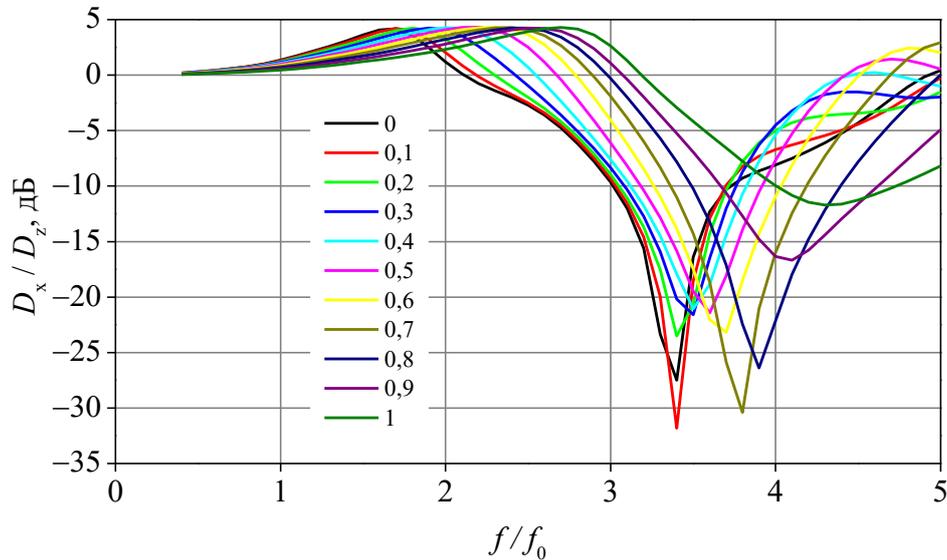


Рисунок 61 — Частотные зависимости параметра D_x/D_z при различных c_b .

Из рис. 59 и 61 можно сделать вывод, что реальная полоса частот ШП-вибратора по критерию постоянства ДН (максимум лежит в экваториальной плоскости, ориентирован вдоль оси x) составляет величину порядка $(2,5 \div 3)f_0$ и может быть несколько расширена за счёт скругления углов его плеч. Наиболее оптимальным является значение $c_b = 0,5$, при котором полоса частот по критерию единичного $D_{\max}/D_{\text{экв}}$ является максимальной.

ШП-вибратор над проводящим экраном

ДН ШП-вибратора симметрична относительно плоскости вибратора. Для формирования однонаправленного излучения необходимо использовать проводящий экран. Как известно, наличие экрана вносит существенные возмущения в частотные зависимости входного импеданса и форму ДН. При

этом чем дальше экран от излучателя, тем ближе будут характеристики согласования к «невозмущённым», но для ДН будет наблюдаться обратная зависимость. Необходимо определить максимально возможную полосу частот ШП-вибратора над проводящим экраном как по критерию согласования так и по критерию постоянства формы ДН.

Для оценки полосы частот ШП-вибратора² по критерию согласования вводится параметр $f_{S_{11} \min}$, равный частоте, на которой S_{11} достигает значения -10 дБ (рис. 62). Для оценки полосы частот по критерию постоянства формы ДН вводится параметр $f_{\text{ДН max}}$, который определяется как частота, на которой максимум ДН перестаёт быть ориентирован вдоль оси z (рис. 63).

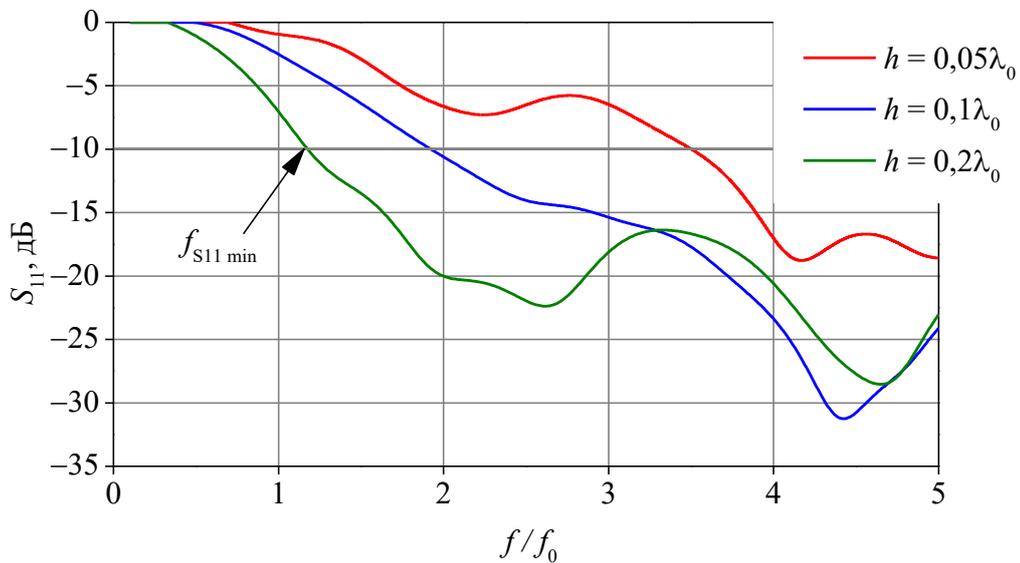


Рисунок 62 — Частотные зависимости S_{11} антенны-«бабочки» при различных расстояниях до экрана

² Здесь и далее рассматривается антенна с коэффициентом скругления $c_b = 0,5$ и углом расхождения плеч 90°

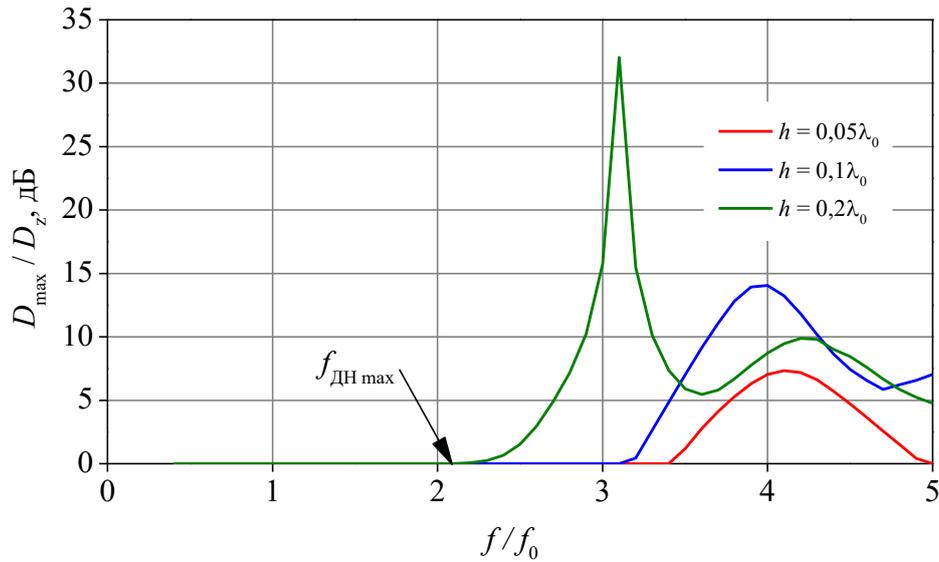


Рисунок 63 — Частотные зависимости параметра D_{\max} / D_z при различных расстояниях до экрана

Поскольку характеристики согласования и направленности антенны-«бабочки» зависят от её геометрических параметров, максимальную полосу частот можно определить оптимизацией геометрии антенны по критерию максимума $f_{\text{ДН max}} / f_{S_{11} \text{ min}}$. Результаты численных расчётов, в ходе которых варьировались угол α , коэффициент скругления c_b и расстояние до экрана h показывают, что максимальное значение $f_{\text{ДН max}} / f_{S_{11} \text{ min}}$, равное 1,9 достигается при $\alpha = 119^\circ$, $c_b = 0,95$, $h = 0,317l$, где l — длина ШП-вибратора (рис. 64).

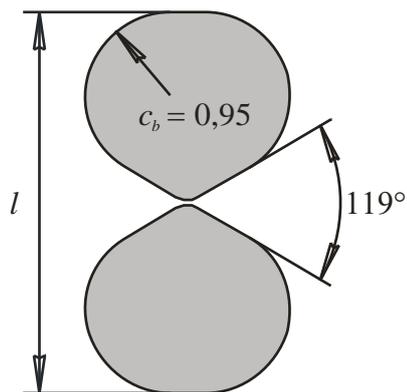


Рисунок 64 — Геометрия ШП-вibratorа, оптимальная по критерию максимальной полосы частот

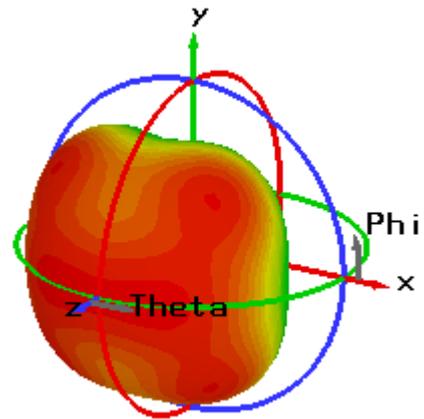


Рисунок 65 — ДН оптимизированного ШП-вibratorа на частоте $f_{\text{ДН max}} = 2,2f_0$

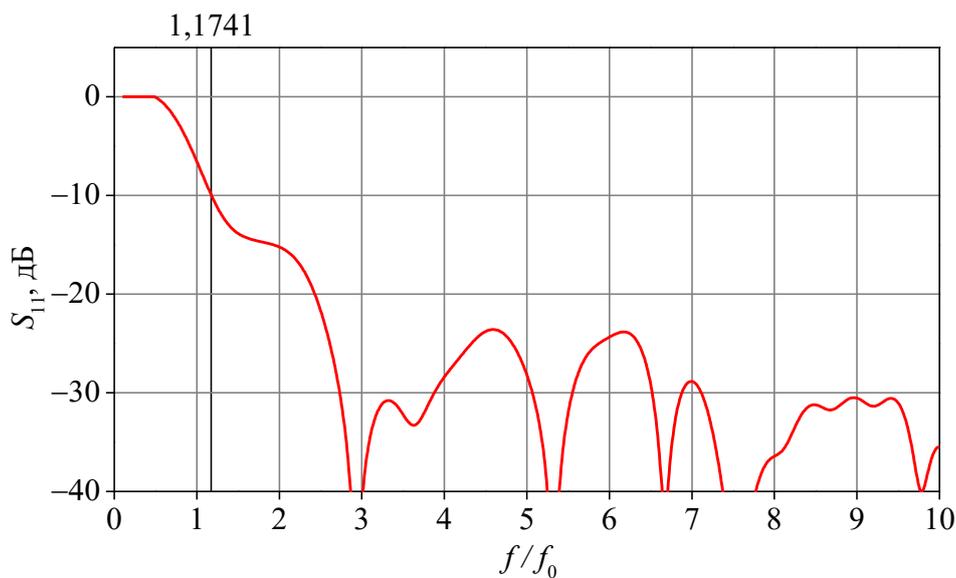


Рисунок 66 — S_{11} оптимизированного ШП-вibratorа при питании портом с импедансом 150 Ом

4.1.2. Печатный логопериодический излучатель над проводящим экраном

Логопериодические антенны (ЛПА) известны своим свойством сохранять форму ДН в широком диапазоне частот. Известно множество конфигураций плоских ЛПА, например, ступенчатая ЛПА, у которой профиль задаёт-

ся ступенчатой зависимостью угловой координаты от логарифма радиальной (рис. 67, *а*) или синусоидальной, у которой зависимость угла от логарифма радиуса задаётся синусоидой (рис. 67, *б*). Все подобные логопериодические структуры задаются максимальным и минимальным радиусами R_1 и R_2 а также угловыми размерами элементов структуры α , β и количеством периодов (или, что равносильно, инкрементом размеров элементов τ).

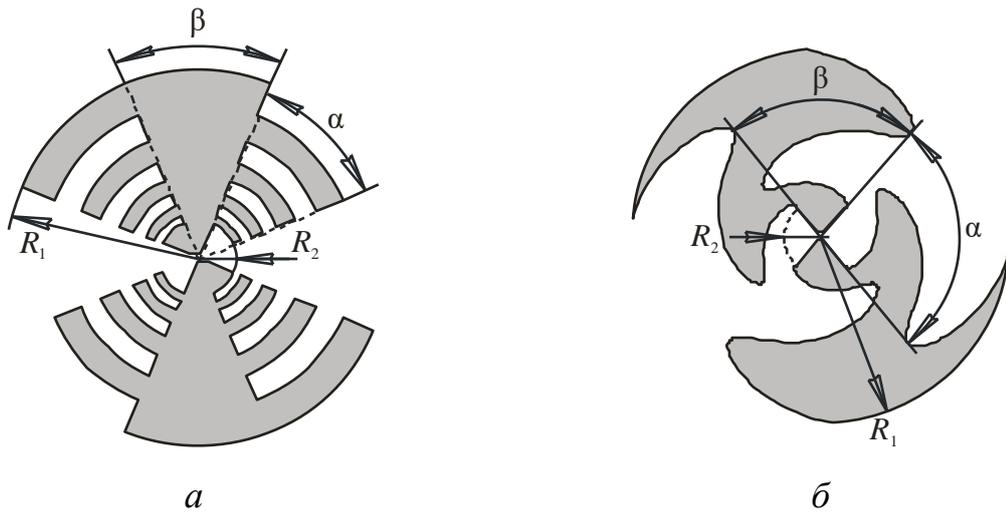


Рисунок 67 — Варианты плоской ЛПА: ступенчатая (*а*) и синусоидальная (*б*)

Замечательным преимуществом ЛПА перед антенной-«бабочкой» является стабильность формы ДН при изменении частоты. Отношение D_{\max}/D_z остаётся единичным в существенно более широком диапазоне частот (рис. 68).

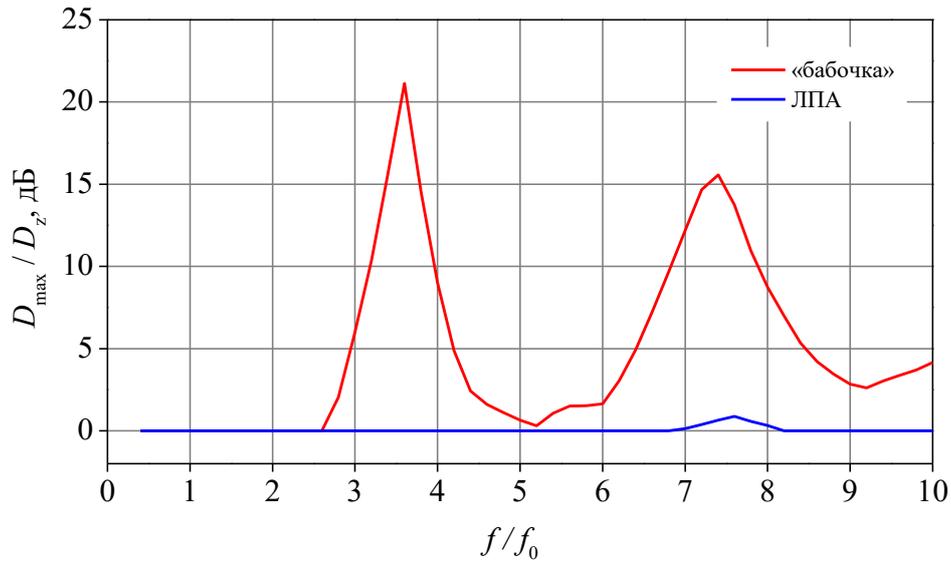


Рисунок 68 — Частотные зависимости параметра D_{\max} / D_z для антенны-«бабочки» и синусоидальной ЛПА

При добавлении проводящего экрана, однако, картина меняется. Ширина полосы частот задаваемая коэффициентом перекрытия $f_{\text{ДН max}} / f_{S_{11} \text{ min}}$ у ЛПА имеет практически такую же зависимость от h/λ_0 , что и у ШП-вибратора (рис. 69).

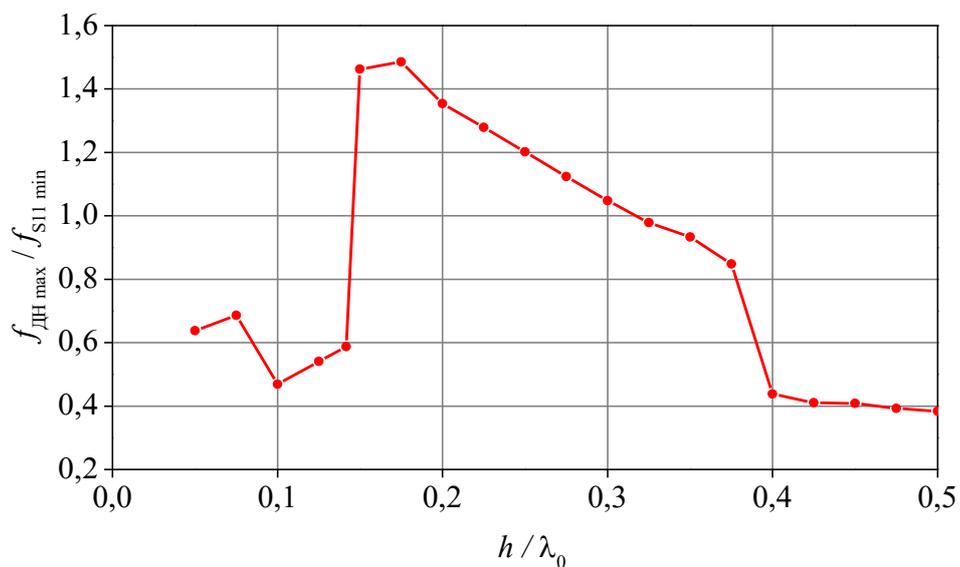


Рисунок 69 — Зависимость коэффициента перекрытия ступенчатой ЛПА, изображённой на рис. 67, а) от расстояния до проводящего экрана

Известно, что характеристики согласования ЛПА в общем случае зависят от её геометрических параметров R_1 , R_2 , α , β т. Для определения максимально достижимого коэффициента перекрытия необходимо, варьируя эти параметры, провести оптимизацию ЛПА по критерию максимума $f_{\text{ДН max}} / f_{S_{11 \text{ min}}}$. На рис. 70 показана структура, имеющая максимально широкую полосу частот по этому критерию. Как можно видеть, при таком условии ЛПА вырождается во фрагмент структуры, изображённой на рис. 56 а), т. е. превращается в ШП-вибратор. Данный результат достигается как для ступенчатой, так и для синусоидальной ЛПА. Угол β при этом равен 110° , а расстояние до экрана h равно $0,37R_1$.

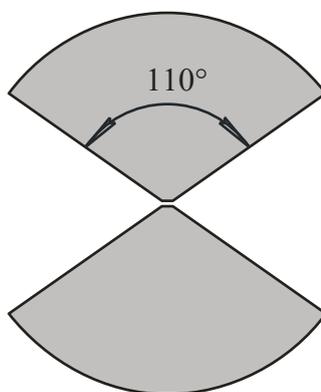


Рисунок 70 — ЛПА, имеющая максимальный коэффициент перекрытия в присутствии проводящего экрана

Из проведённых расчётов следует, что применение ЛПА более сложной формы, чем ШП-вибратор, нецелесообразно при расположении антенны над проводящим экраном.

ШП-вибратор в печатном исполнении

Реальная антенна выполняется на подложке из диэлектрика. Очевидно, что диэлектрик оказывает влияние как на характеристики согласования, так и на форму ДН. Влияние на характеристики согласования заключается в снижении $f_{S_{11 \text{ min}}}$ за счёт увеличения электрических размеров. Также при этом снижается входной импеданс антенны. Влияние на форму ДН заключается в

появлении дополнительных максимумов ДН в плоскости диэлектрической подложки (рис. 72), а в случае, когда антенна расположена со стороны подложки, дальней от экрана, меняется электрическое расстояние до экрана, что снижает $f_{\text{ДНmax}}$. Из этих соображений сразу следует, что при выполнении плеч ШП-вибратора на одной стороне подложки, их необходимо располагать на стороне, обращённой к экрану, и это позволит несколько расширить полосу частот.

Рассмотрим описанную выше оптимизированную антенну-«бабочку» над экраном в присутствии бесконечного слоя диэлектрика толщиной d с диэлектрической проницаемостью ϵ_s , расположенного поверх антенны (рис. 71).

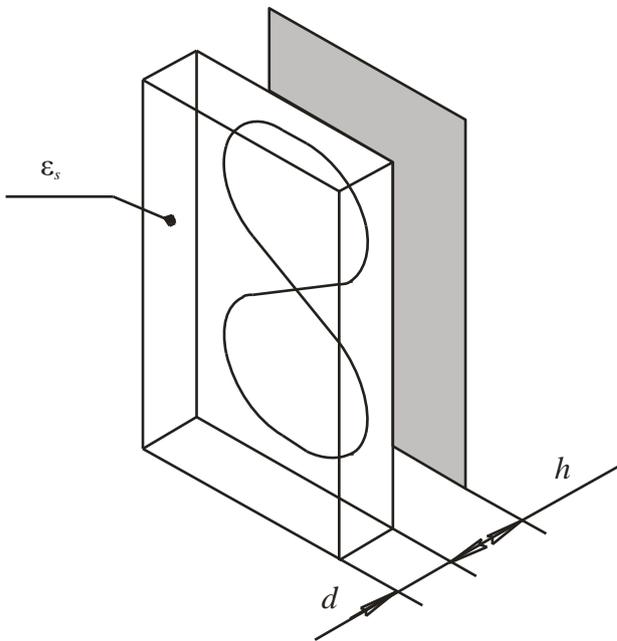


Рисунок 71 — ШП-вибратор на диэлектрической подложке над проводящим экраном

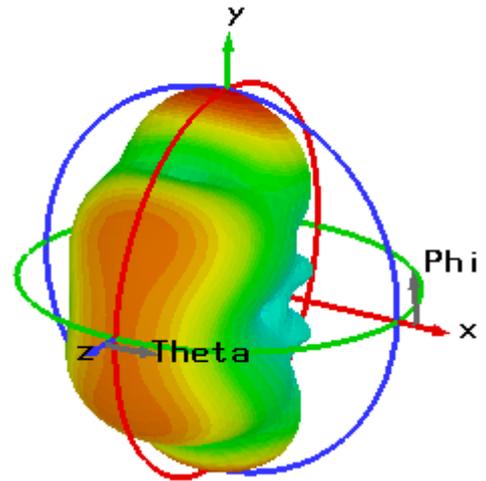


Рисунок 72 — ДН ШП-вибратора на диэлектрической подложке толщиной $0,4l$ с $\epsilon_s = 3$ над проводящим экраном на частоте

$$2f_0$$

Бегущие по диэлектрической подложке поверхностные волны приводят к формированию излучения в направлениях оси y . В данном случае $f_{\text{ДНmax}}$ будет определяться частотой, на которой эти побочные максимумы не превышают некоторого заданного уровня. В качестве такого уровня можно взять

значение в -10 дБ. Очевидно, что при малых толщинах подложки полоса частот будет определяться преимущественно $f_{\text{ДН max}}$, определённой по положению главного максимума, а при утолщении подложки в большей степени определяться частотой появления побочных максимумов.

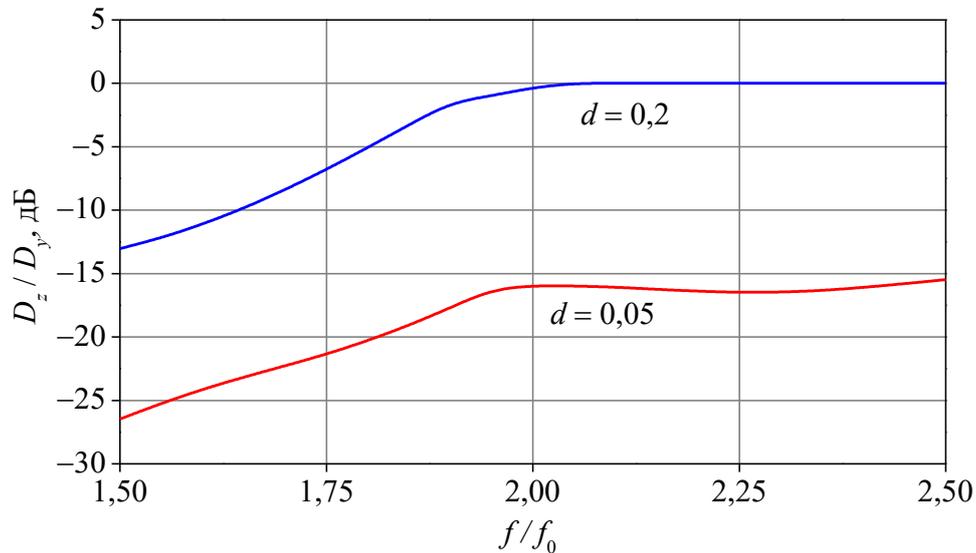


Рисунок 73 — Зависимость отношения излучения вдоль оси z к излучению вдоль оси y от частоты для разных толщин диэлектрической подложки

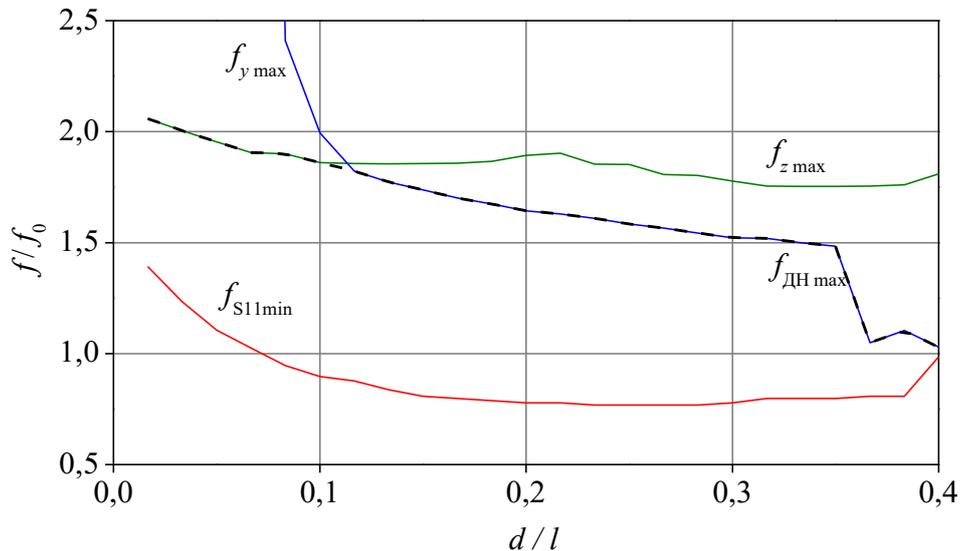


Рисунок 74 — Определение $f_{\text{ДН max}}$ для ШП-вибратора на диэлектрике

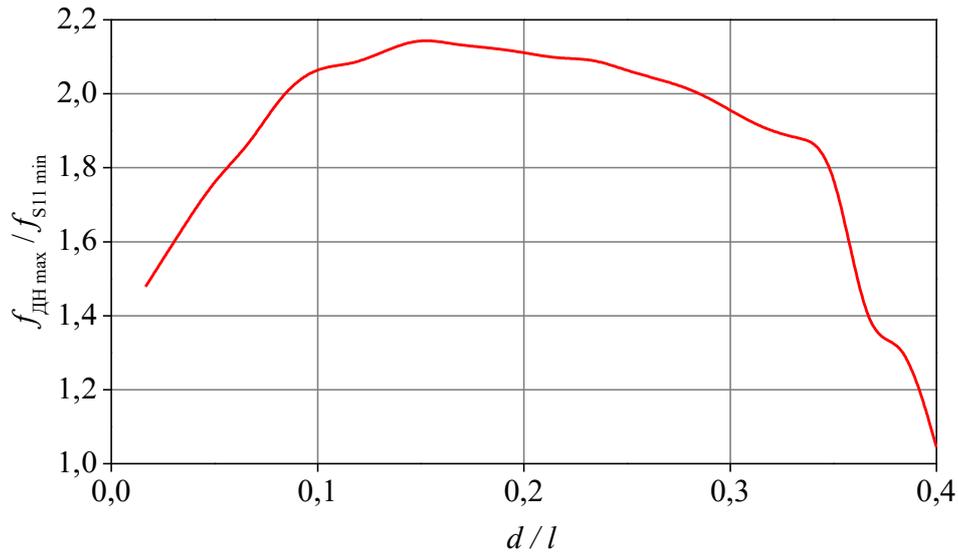


Рисунок 75 — Зависимость полосы частот ШП-вибратора на диэлектрической подложке над экраном от относительной толщины подложки с $\epsilon_s = 3$

ШП-вибратор с питанием двухпроводной линией передачи

Возможны различные варианты печатного исполнения АБ: с расположением плеч на разных сторонах подложки с питанием печатной двухпроводной линией (ПДЛ) (рис. 76, а), с расположением плеч на одной стороне подложки и питанием ПДЛ, подходящей с торца одного из плеч (рис. 76, б), с расположением плеч на одной стороне, а питающей ПДЛ с другой (рис. 76, в).

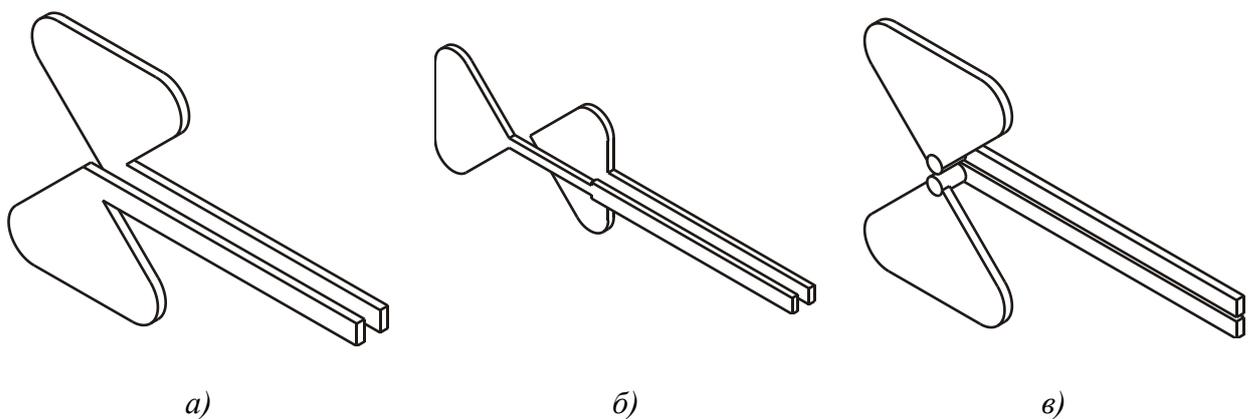


Рисунок 76 — Варианты исполнения антенны-«бабочки»

Конфигурации изображённые на рис. 76, а, б, технологически наиболее просты. Однако, плечи ШП-вибратора лежат в различных плоскостях, которые разнесены в перпендикулярном направлении. Кроме того, питающая линия имеет конечную ширину. Эти отклонения от идеального случая (рис. 56, а) приводят к искажению ДН и отклонению входного сопротивления от величины 60π .

Рассмотрим вариант, изображённый на рис. 76, а. При питании антенны двухпроводной линией, подходящей со стороны, возникают искажения ДН, которые заключаются в формировании однонаправленной ДН с максимумом, ориентированным в направлении продолжения питающей линии (рис. 77). В этом случае антенна-«бабочка» становится подобной антенне Вивальди с линейно расширяющейся щелью [что-нибудь про Вивальди].

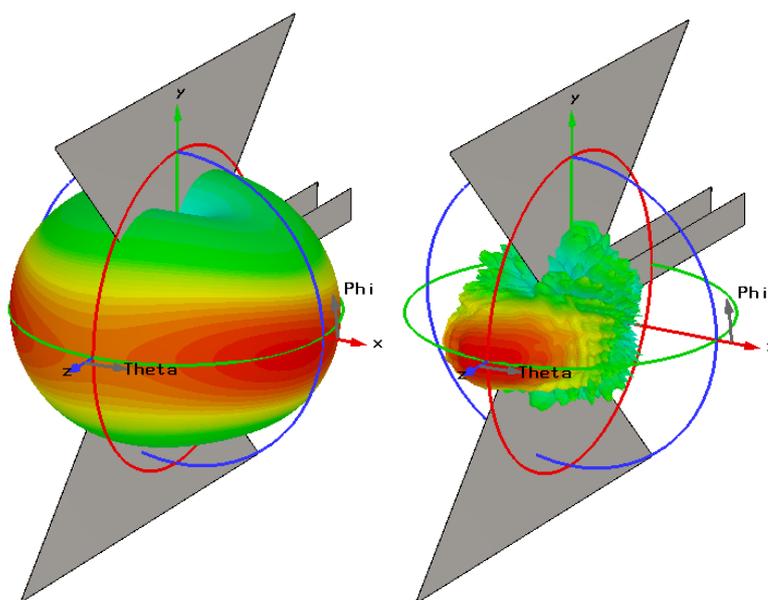


Рисунок 77 — ДН антенны-«бабочки» на частотах f_0 и $30f_0$.

На рис. 78 приведены графики частотной зависимости величины f/b , равной

$$f/b = \frac{\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} F(\theta, \varphi)^2 d\theta d\varphi}{\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=\pi/2}^{\pi} F(\theta, \varphi)^2 d\theta d\varphi} \quad (27)$$

и имеющей смысл отношений усреднённых ДН по переднему и заднему полупространствам (ориентация осей сферических координат изображена на рис. 77). Параметр f/b характеризует степень искажения ДН в сторону однонаправленности: для идеальной антенны-«бабочки», ДН которой симметрична относительно плоскостей XY и YZ этот параметр равен 0 дБ, и при «перекосе» ДН в сторону оси Z его значение возрастает. На рис. 78 приведены графики f/b для разных значений толщины диэлектрической подложки, на которой вытравлена антенна. Вместе с изменением толщины подложки меняется и ширина питающей линии, так чтобы её волновое сопротивление оставалось неизменным.

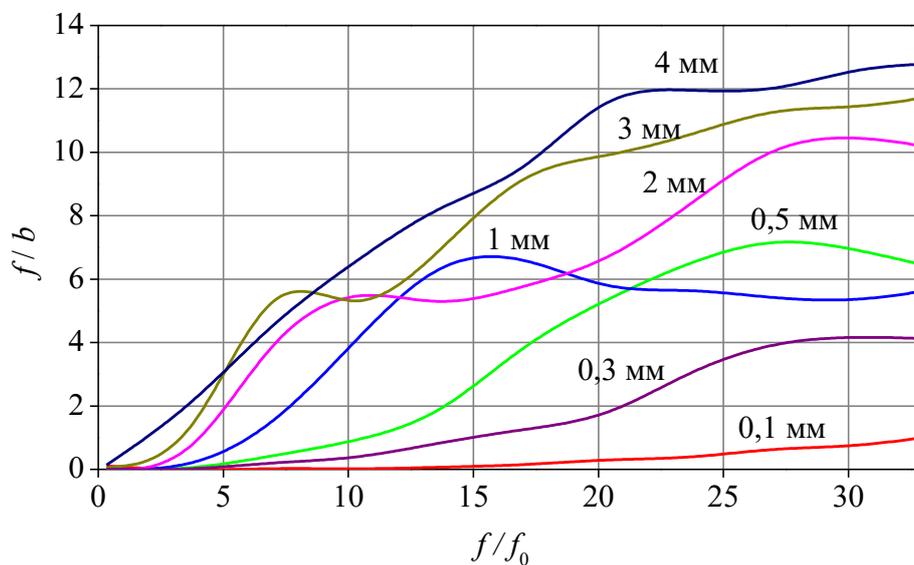


Рисунок 78 — Частотная зависимость параметра f/b антенны-«бабочки» при разных толщинах подложки и угле расхождения плеч 90°

Из рисунка видно, что при питании ШП-вибратора двухпроводной линией, подходящей сбоку, эффект искажения ДН зависит от толщины под-

ложки и соответственно, ширины питающей линии. Для уменьшения искажений необходимо выбирать подложку как можно меньшей толщины.

Поскольку эффект искажения ДН вызван изменением режима работы ШП-вибратора — истечением волны вдоль линейно расширяющейся щели подобно антенне Вивальди — искажения ДН также зависят от угла расхождения плеч антенны γ . Из графиков зависимости f/b от частоты и угла γ . Эффект искажения ДН закономерным образом ослабевает с уменьшением γ (рис. 79).

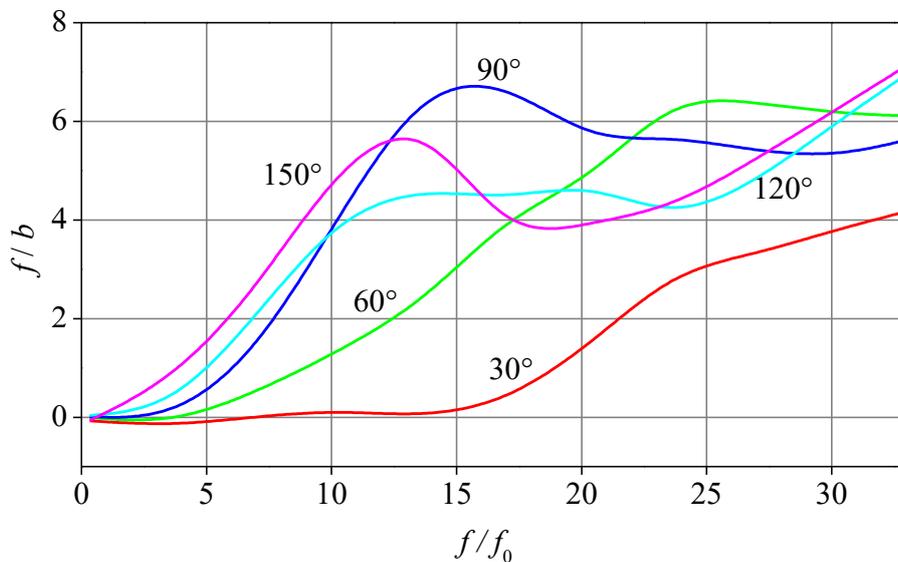


Рисунок 79 — частотная зависимость параметра f/b антенны-«бабочки» при разных углах расхождения плеч и толщине подложки в 1 мм.

Рассмотрим далее вариант, изображённый на рис. 76, б. В данном случае максимум ДН будет смещаться в плоскости ZY с частотой (рис. 80).

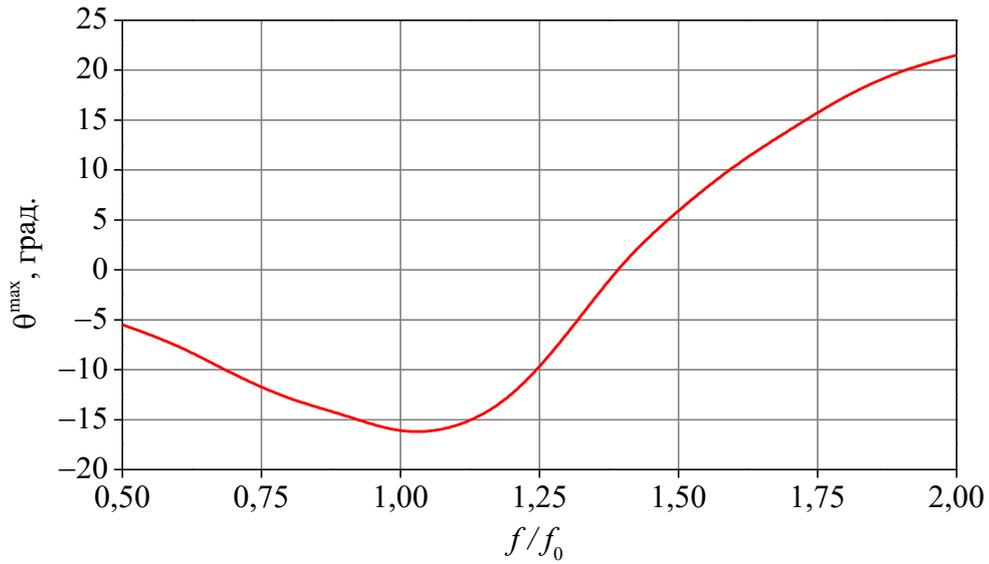


Рисунок 80 — Частотная зависимость направления главного максимума ДН в плоскости ZY .

В качестве верхнего предела рабочей частоты $f_{\text{ДНmax}}$ выбирается частота, на которой значение отношения D_{max} / D_z не превышает некоторый уровень.

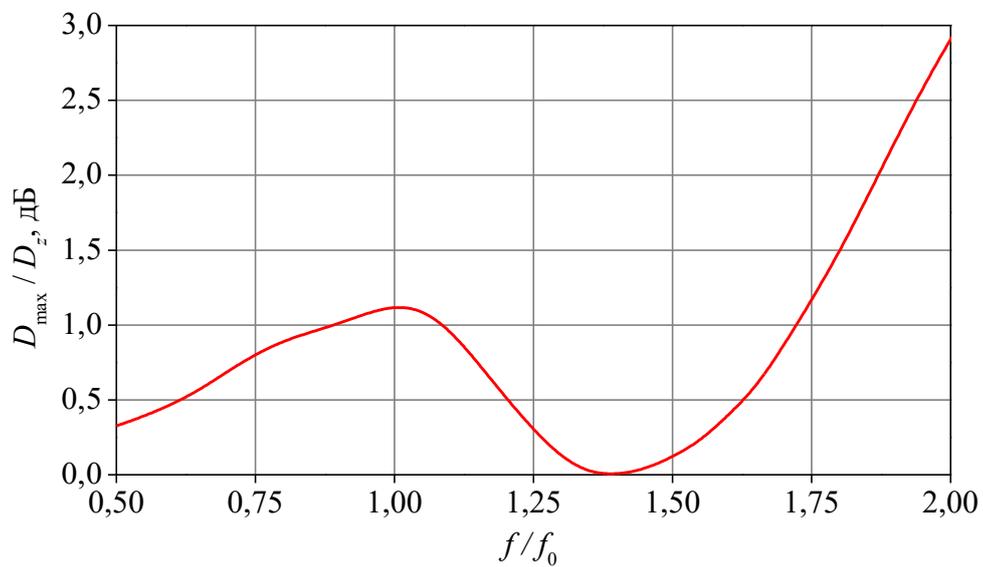


Рисунок 81 — Частотная зависимость D_{max} / D_z для ШП-вибратора, питаемого двухпроводной линией с торца

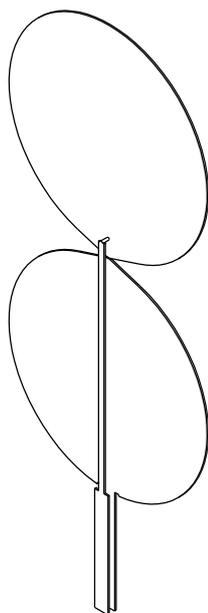


Рисунок 82 — Оптимальная конфигурация ШП-вибратора, питаемого двухпроводной линией с торца.

Если задать допустимый уровень D_{\max} / D_z , равный 1 дБ, то ширина полосы частот рассматриваемой антенны составит 1,8. При расположении антенны над проводящим экраном полоса частот составляет 1,9.

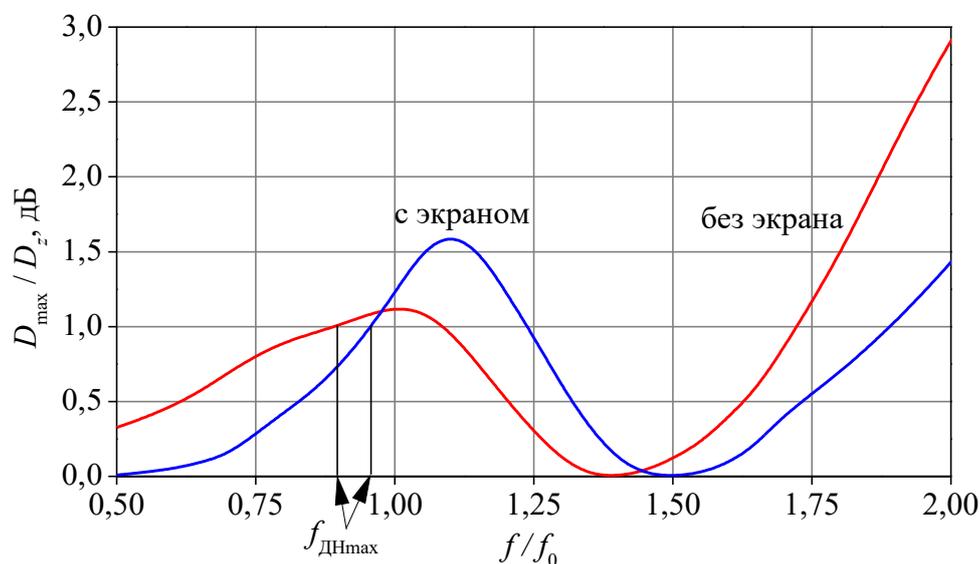


Рисунок 83 — Частотная зависимость D_{\max} / D_z для ШП-вибратора, с экраном и без экрана

Фактически полоса частот вибратора является более широкой. Дело в том, что направление максимума ДН не совпадает с нормалью к плоскости

вибратора в широком диапазоне частот (рис. 84). Вместо того чтобы рассматривать D_z в направлении нормали, можно выделить некоторое отличное от нормали направление α , относительно которого рассчитывать отношение D_{\max} / D_α . Значение α выбирается таким, чтобы максимизировать полосу частот по критерию $D_{\max} / D_\alpha < 1$ дБ.

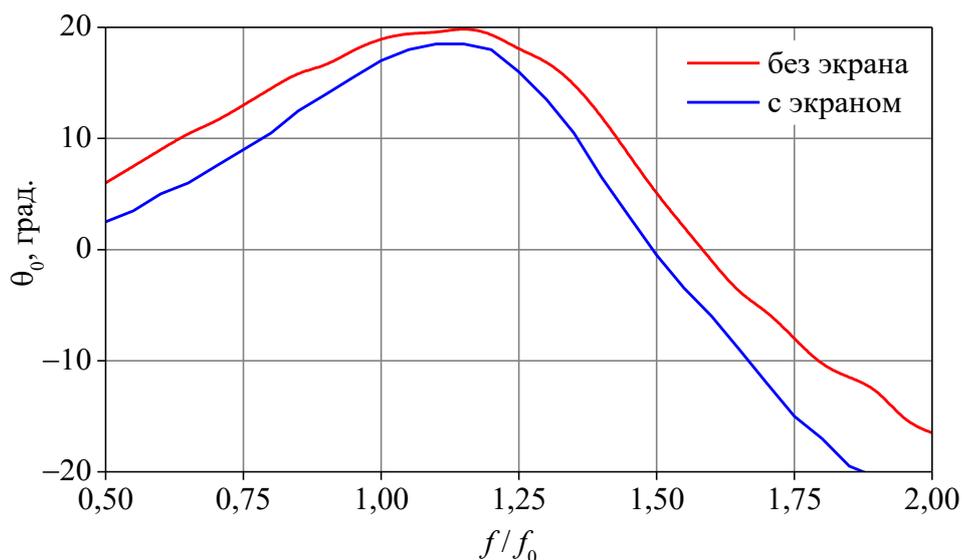


Рисунок 84 — Частотная зависимость направления главного максимума в плоскости E .

Если выбрать $\alpha = 5^\circ$, то зависимость D_{\max} / D_α приобретёт вид, показанный на рис. 85. При этом относительная полоса частот составляет 3,7 как для вибратора без экрана, так и для вибратора с экраном.

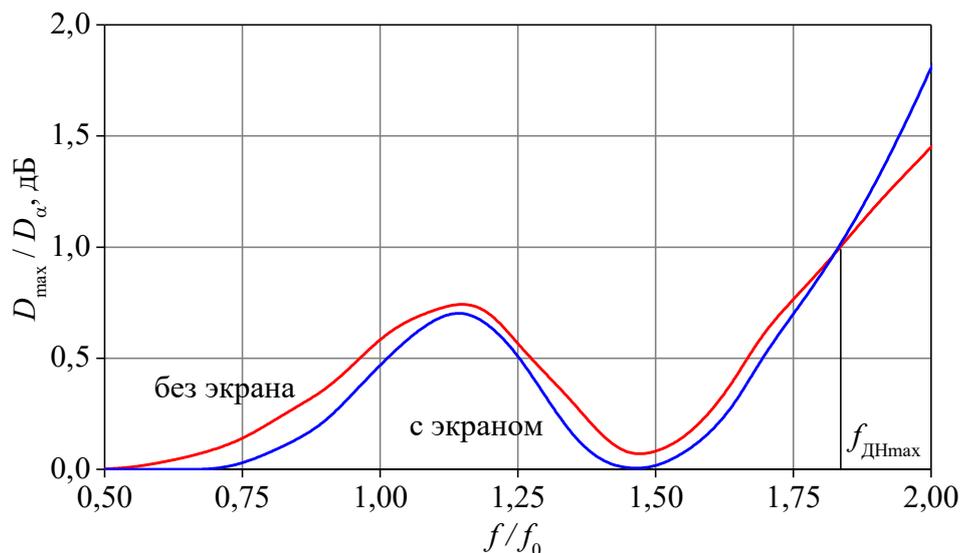


Рисунок 85 — Частотная зависимость D_{\max} / D_{α} для ШП-вибратора, с экраном и без экрана

Зависимость ширины полосы частот от выбранного значения α приведена на рис. 86. Как можно видеть, если в качестве направления отсчёта углов ДН выбирать не нормаль к плоскости вибратора, а некоторый угол α к ней, то относительная полоса частот может достигать величины порядка 3,5—4.

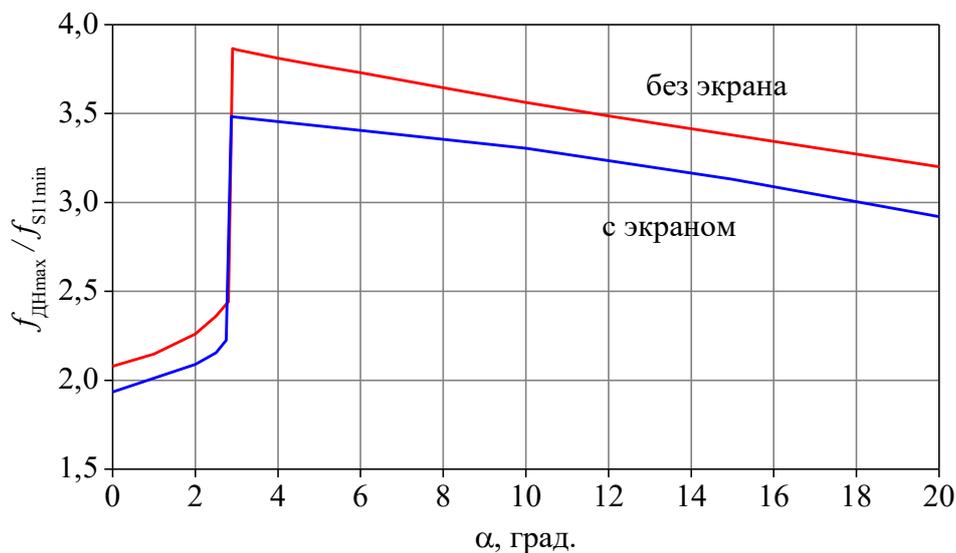


Рисунок 86 — Зависимость полосы частот от выбранного рабочего угла относительно нормали α .

Если необходимо создать антенную решётку из вибраторов, то необходимо отклонить главный луч множителя решётки на угол α , что легко достигается подбором фазового распределения. В случае применения дополнительных фокусирующих элементов в виде линз Микаэляна, небольшие отклонения максимума ДН достигаются поперечным смещением линзы.

4.1.3. Антенна-«бабочка» эллиптической формы.

Вариацией на тему антенны-«бабочки» с короткозамкнутыми плечами является антенна, представляющая собой эллиптический диск с вырезанной в нём X-образной щелью (рис. 87).

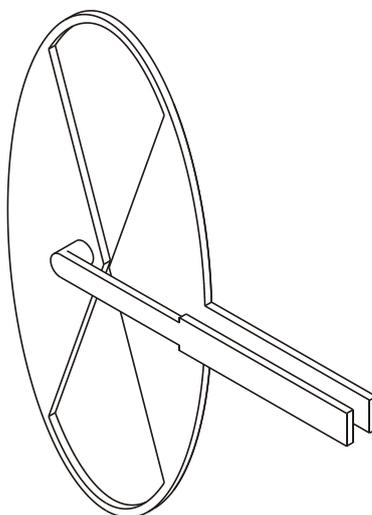
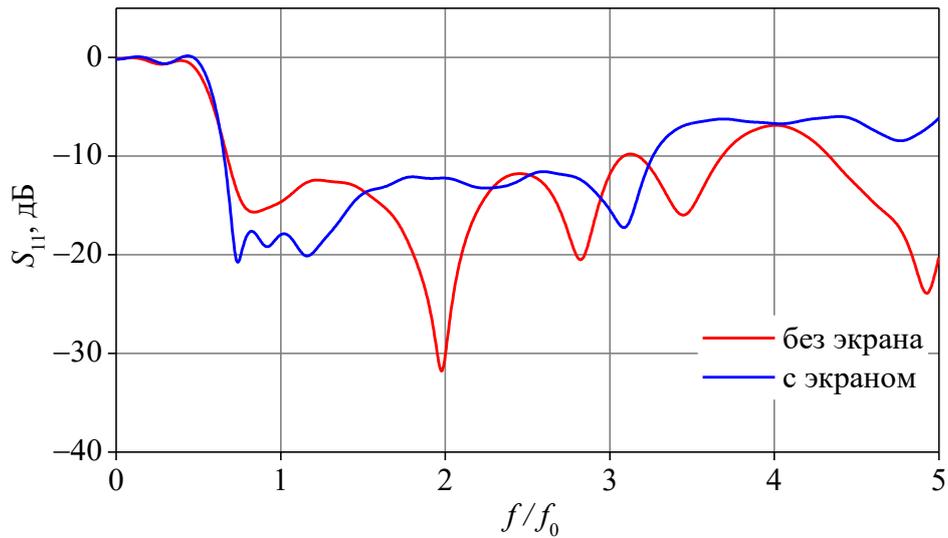


Рисунок 87 — Эллиптическая ШП-антенна

Такая антенна является комбинацией щелевого и металлического ШП-вибраторов. В качестве частоты нормирования f_0 у данной антенны выбирается частота, на которой её большая ось a равна половине длины волны.



Характеристики направленности такой антенны существенно не отличаются от характеристик антенны-«бабочки», однако частотное сканирование максимума ДН в плоскости E меньше: направление максимума в основном лежит в пределах $\pm 15^\circ$ (рис. 88), график зависимости расположен более симметрично относительно нуля.

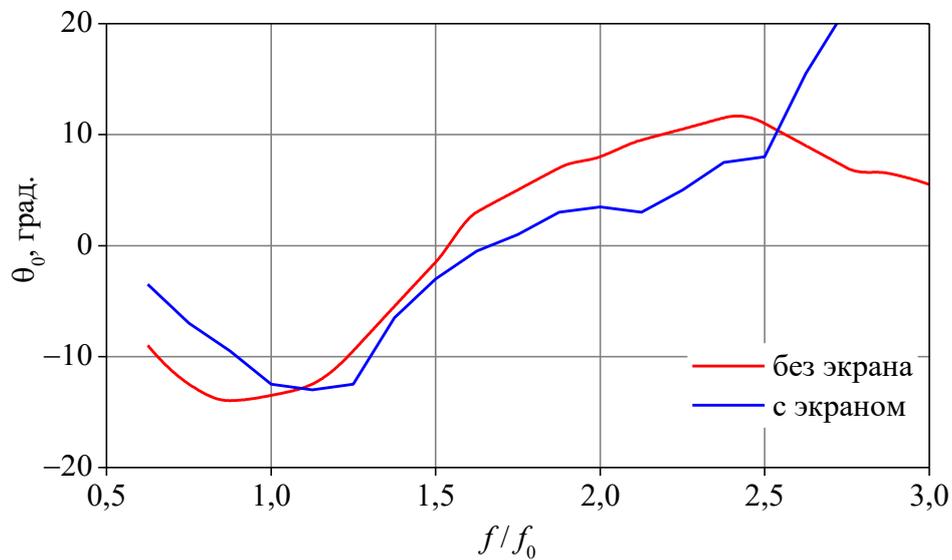


Рисунок 88 — Частотная зависимость направления главного максимума в плоскости E .

При таком поведении главного максимума ДН параметр D_{\max} / D_α можно рассчитывать для $\alpha = 0$, то есть для нормали к плоскости подложки антен-

ны (D_{\max} / D_z). Этот параметр в широкой полосе частот не превосходит 1 дБ (рис. 89).

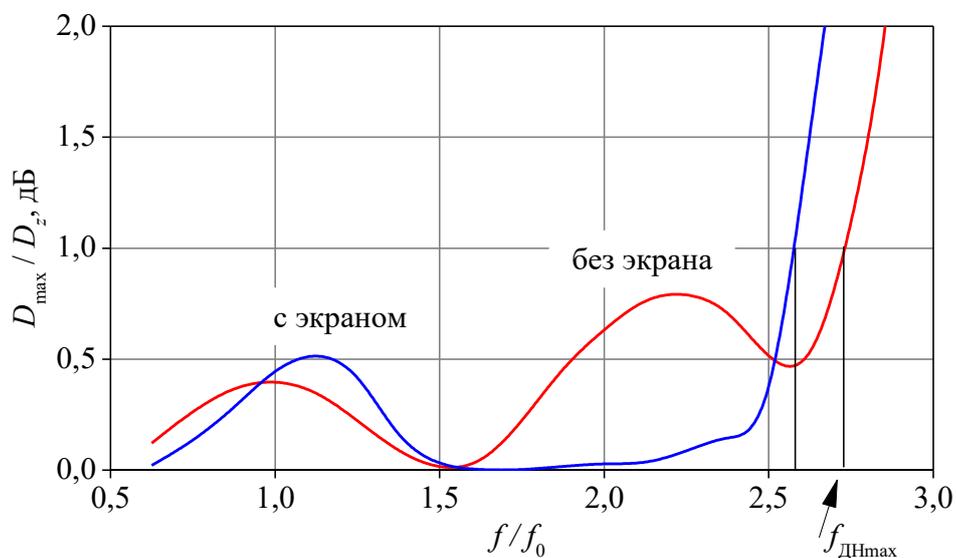


Рисунок 89 — Частотная зависимость D_{\max} / D_z для эллиптического ШП-вибратора, с экраном и без экрана

Оптимальные конфигурации антенн при наличии отражающего экрана и при его отсутствии несколько различны, их основные размеры приведены в таблице 2. Геометрические параметры антенны обозначены на рис. 90. Все линейные размеры приведены в долях от большой оси эллипса a . Частоты нормированы к резонансной частоте полуволнового вибратора длиной a . Геометрия антенны определялась численной оптимизацией по критерию максимальной полосы частот.

Таблица 2

Геометрические размеры и характеристики эллиптической антенны

	Вариант без экрана	Вариант с экраном
Большая ось a (пл. H)	1	1
Малая ось b (пл. E)	0,91	0,75
Расстояние до экрана	-	0,18
Угол расхождения плеч γ , град.	130	121
Входной импеданс, Ом	95	120
Нижняя частота	0,67	0,66
Верхняя частота	2,74	2,58
Кэф. перекрытия	4,1	3,9

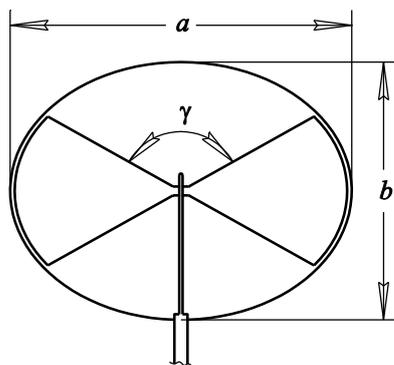


Рисунок 90 — Геометрические параметры эллиптического ШП-вибратора

Как можно видеть из данных таблицы 2, коэффициент перекрытия эллиптического вибратора составляет примерно 4, как в конфигурации с экраном, так и в конфигурации без экрана. При этом ухудшение КНД в направлении нормали к плоскости антенны не превышает 1 дБ от максимального КНД по всему пространству, а коэффициент отражения S_{11} от порта с соответствующим импедансом не выше -10 дБ. Следует отметить также, что на нижней границе рабочего диапазона размер антенны составляет $2/3$ от резонансной длины полуволнового вибратора на этой же частоте, что означает её большую компактность.

4.2. Широкополосный вибратор с линзой Микаэляна

Ниже рассматривается сочетание широкополосного излучателя с линзой Микаэляна. Взаимное расположение элементов при таком сочетании показано на рис. 91

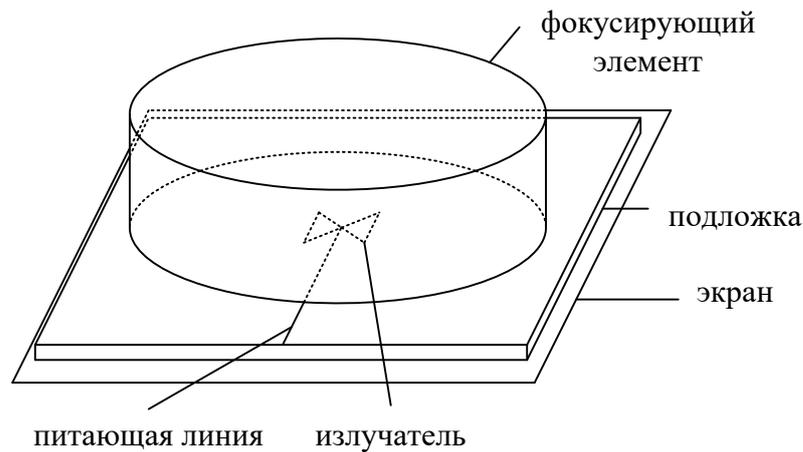


Рисунок 91 — Конструкция ШП-вибратора с линзой Микаэляна

Между подложкой, на которой вытравлен излучатель, и экраном имеется воздушный зазор шириной h_3 , между подложкой и линзой также имеется зазор f_l . (рис. 92) Обе величины подбираются таким образом, чтобы обеспечить максимальный КИП излучателя.

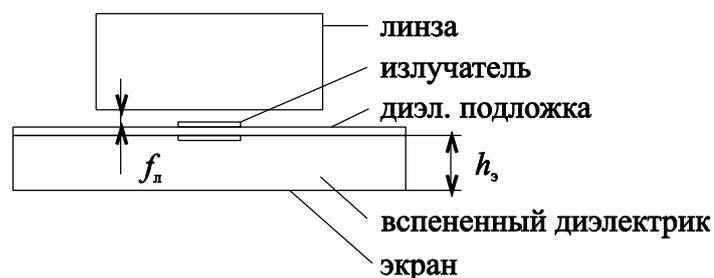


Рисунок 92 — Конструкция ШП-вибратора с линзой Микаэляна (вид в разрезе через ось линзы)

У излучателя данной конструкции максимум ДН ориентирован по нормали к плоскости вибратора в широкой полосе частот, поэтому рабочая полоса антенны ограничена только согласованием. Из рис. 94 видно, что при различных радиусах линзы коэффициент перекрытия по уровню $S_{11} < -10$ дБ составляет примерно 3.

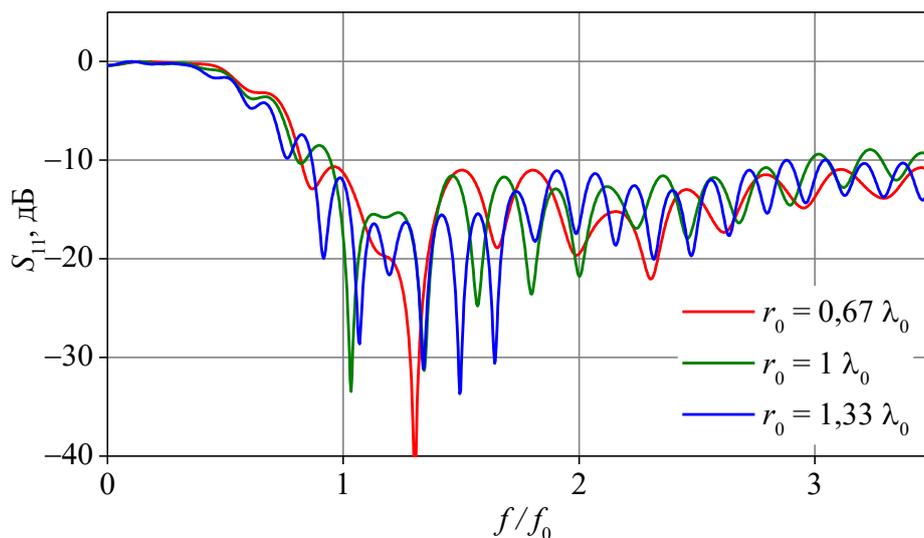


Рисунок 93 — Коэффициент отражения от входа излучателя при различных радиусах линзы

Рисунок 94 иллюстрирует зависимость минимального КИП в полосе $1f_0—3f_0$ от радиуса линзы. Из рисунка следует вывод, что наиболее целесообразно применять линзу Микаэляна небольших электрических размеров, радиусом порядка длины волны на нижней частоте. Указанное ограничение вполне приемлемо при использовании антенны в качестве элемента АР.

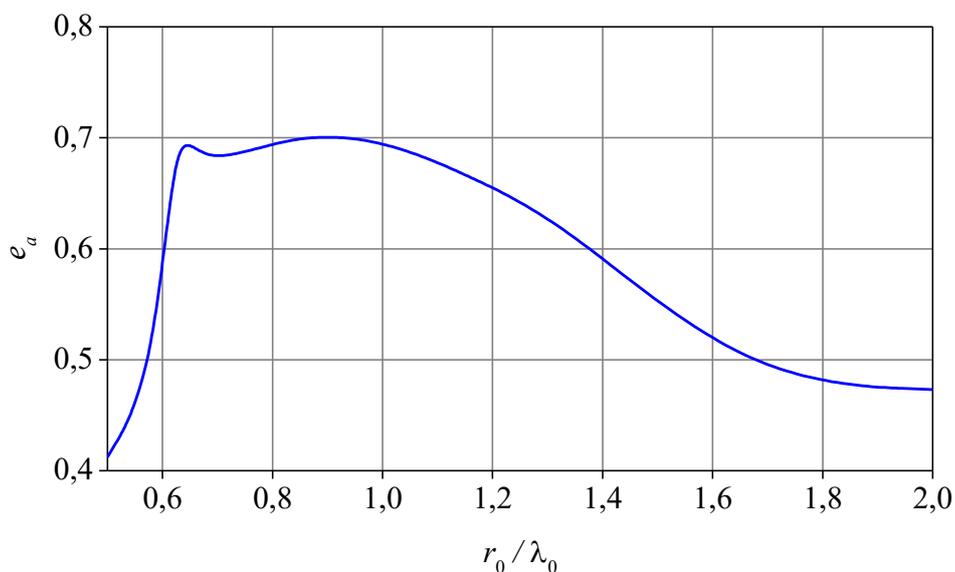


Рисунок 94 — Зависимость КИП от радиуса ЛНД, выраженного в длинах волн λ_0

4.3. Исследование экспериментального макета широкополосного излучателя с линзой Микаэляна

На рис. 95 изображён экспериментальный образец излучателя. Широкополосный вибратор вытравлен на двух сторонах подложки из материала Rogers RT5880, который представляет собой фторопласт (политетрафторэтилен, ПТФЭ), армированный стекловолокном ($\epsilon = 2,2$, $\text{tg } \delta = 0,0009$). Линза набрана из 40 слоёв полиэтилентерефталата (ПЭТФ) толщиной 1 мм, вырезанных в виде шестилучевой звезды и уложенных с чередованием направлений «лепестков» через один. Между подложкой и отражающим экраном расположен слой вспененного полистирола толщиной 5 мм.

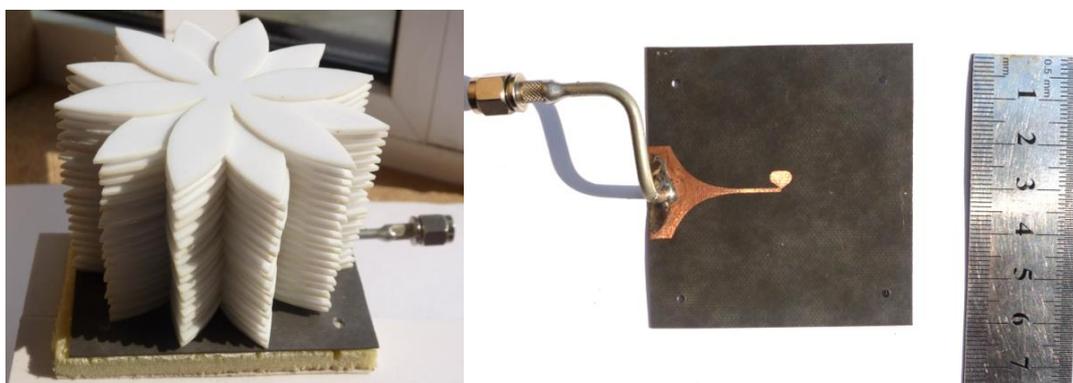


Рисунок 95 — Экспериментальный образец широкополосного излучателя с линзой Микаэляна

Экспериментально проверялась способность излучателя работать в октавной полосе частот 12—24 ГГц. Графики коэффициента отражения и ДН на крайних частотах приведены на рис. 96—100. Следует отметить, что график коэффициента отражения получен при помощи фильтрации во временной области, при которой отражения падающей волны от точки подпайки кабеля к подложке устранялись наложением временного окна на отражённый сигнал.

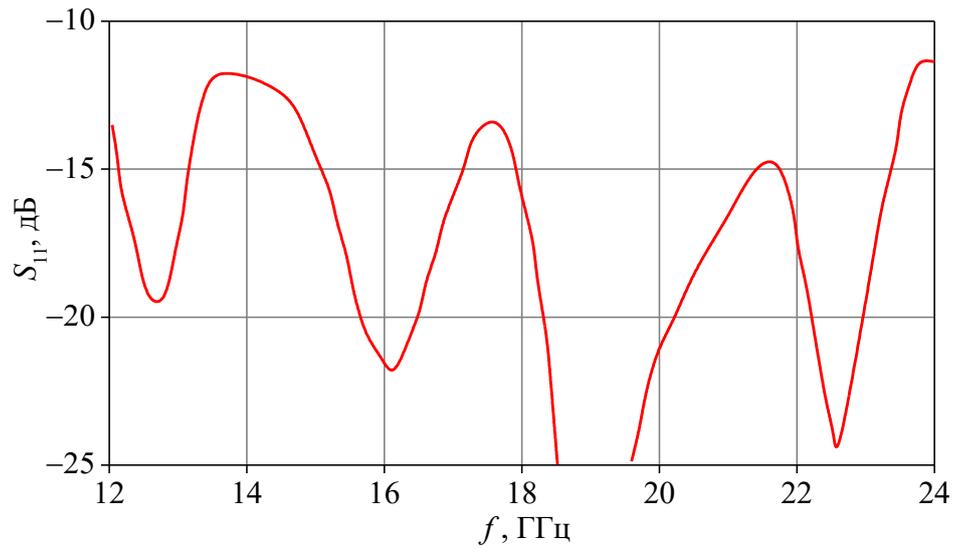


Рисунок 96 — Коэффициент отражения экспериментального макета

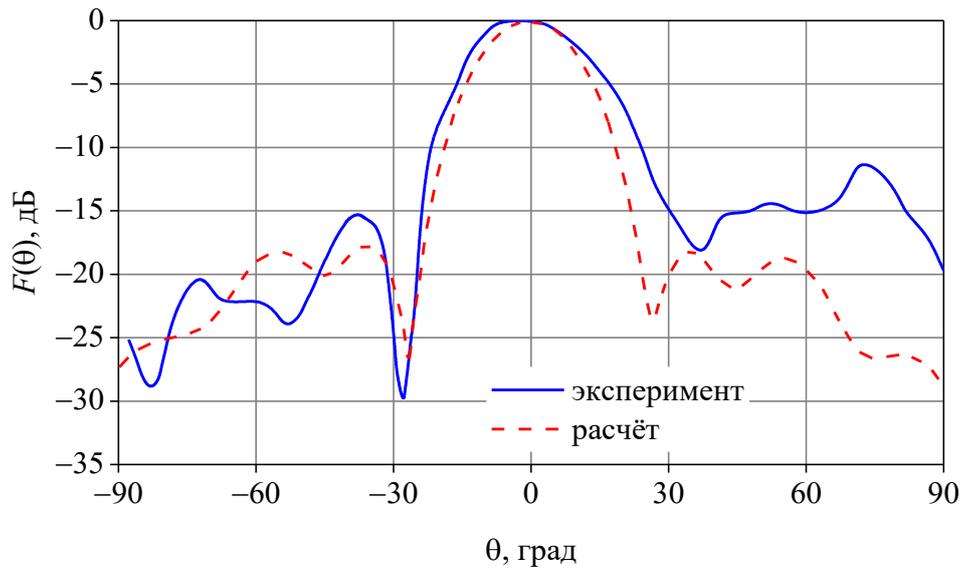


Рисунок 97 — ДН излучателя в плоскости H на частоте 12 ГГц

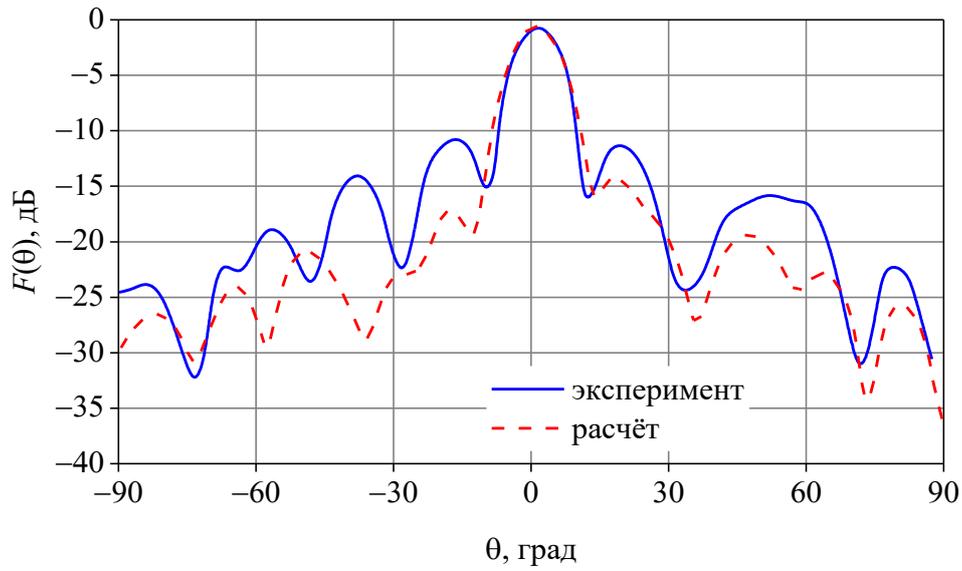


Рисунок 98 — ДН излучателя в плоскости H на частоте 24 ГГц

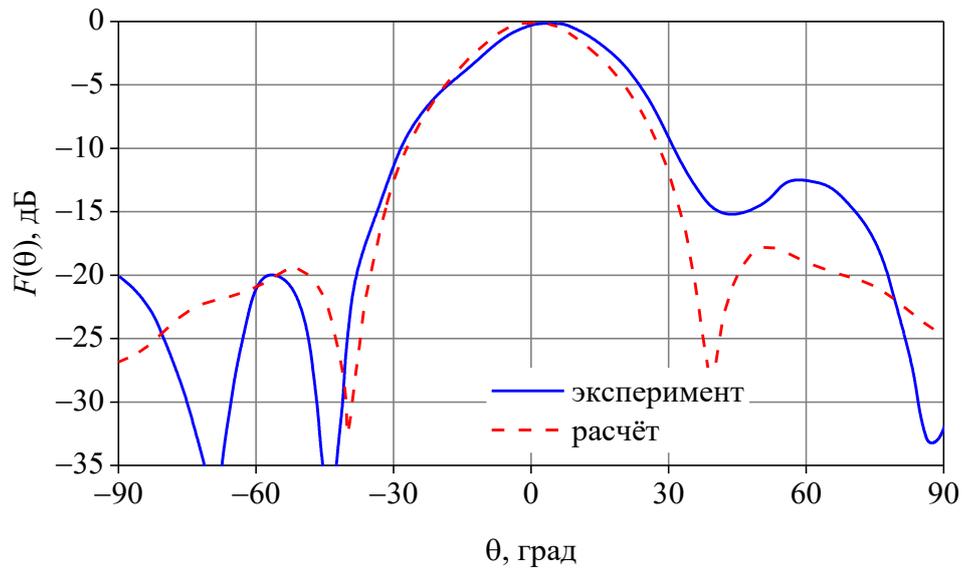


Рисунок 99 — ДН излучателя в плоскости E на частоте 12 ГГц

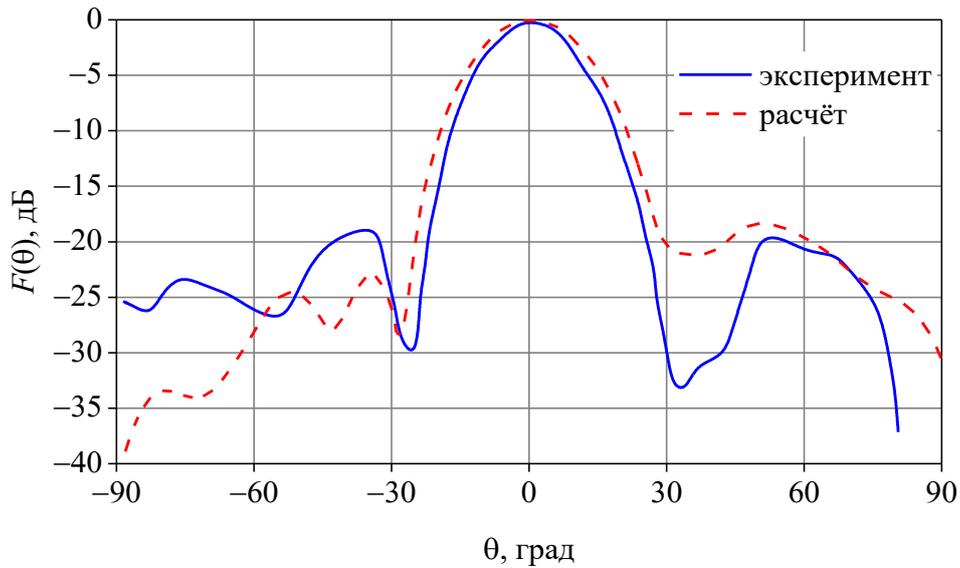


Рисунок 100 — ДН излучателя в плоскости E на частоте 24 ГГц

Полученные характеристики макета подтвердили возможность его работы в октавной полосе частот по критерию $S_{11} < -10$ дБ, измеренные ДН также оказались близки к расчётным за исключением ДН в плоскости H на частоте 24 ГГц (рис. 98), продемонстрировавшей более высокий уровень боковых лепестков. Расхождения объясняются неточностями изготовления и методическими погрешностями измерений (проводимыми в помещении с отражающими стенами).

5. Исследование антенных решёток с ЛНД

Выше было продемонстрировано, что характеристики дискретной ЛНД близки к идеальным при радиусах ЛНД, не превышающих три длины волны. Данное ограничение делает применение одиночных ЛНД больших размеров нецелесообразным, однако оно предоставляет возможность применения излучателей с ЛНД в составе широкополосных антенных решёток.

Чтобы избежать появления дифракционных лепестков при работе АР в широком диапазоне частот, ее период должен составлять 0,5—1 от длины волны на верхней границе диапазона. При этом размеры широкополосных излучателей определяются длиной волны на нижней рабочей частоте. При определенной ширине полосы неизбежно перекрывание излучателями друг друга. Известны широкополосные АР, в которых применяется именно такая конфигурация излучателей – АР на основе сильносвязанных вибраторов. В таких АР концы вибраторов заходят друг на друга, образуя встречно-штыревую структуру [64]. Существуют различные вариации таких АР с различными способами "упаковки" излучателей на плоскости, например переплетенные спирали [65].

Помимо сильносвязанных вибраторов существуют также АР на основе длинных щелей [66–68].

Недостатки этих способов следующие:

- невозможно разместить ДОС на общей подложке с излучающими элементами. Это ведет к необходимости предусматривать элементы перехода между линиями передач различных типов, что, в свою очередь, затрудняет согласование;

- плотность расположения излучателей очень велика, так как период структуры должен быть меньше длины волны. Это приводит к сложностям в проектировании ДОС для такой решетки и к ухудшению согласования.

Другой способ расширения рабочей полосы АР состоит в увеличении ее периода за счет уменьшения числа элементов и упрощения таким образом ДОС. Для подавления дифракционных лепестков в данном случае необходимо применять фокусирующие элементы, сужающие ДН каждого излучателя. В качестве таких элементов возможно применение линз из неоднородного диэлектрика.

5.1. АР с неэквидистантным расположением элементов

Одним из известных способов реализации АР с подавлением дифракционных лепестков является применение неэквидистантной конфигурации [65,69–72]. Существуют различные способы расположения излучателей в таких АР. В данной работе рассматривается решётка, полученная случайным смещением элементов относительно их положения в эквидистантной сетке.

Распределение элементов рассчитывается следующим образом: элементы располагаются в узлах прямоугольной решётки с периодом d , но к координатам элемента добавляется случайное приращение, равномерно распределённое в интервале $-d \div d$. Реализация решётки подбирается такой, чтобы полностью отсутствовали дифракционные лепестки. Возможный вариант реализации приведён на рис. 101.

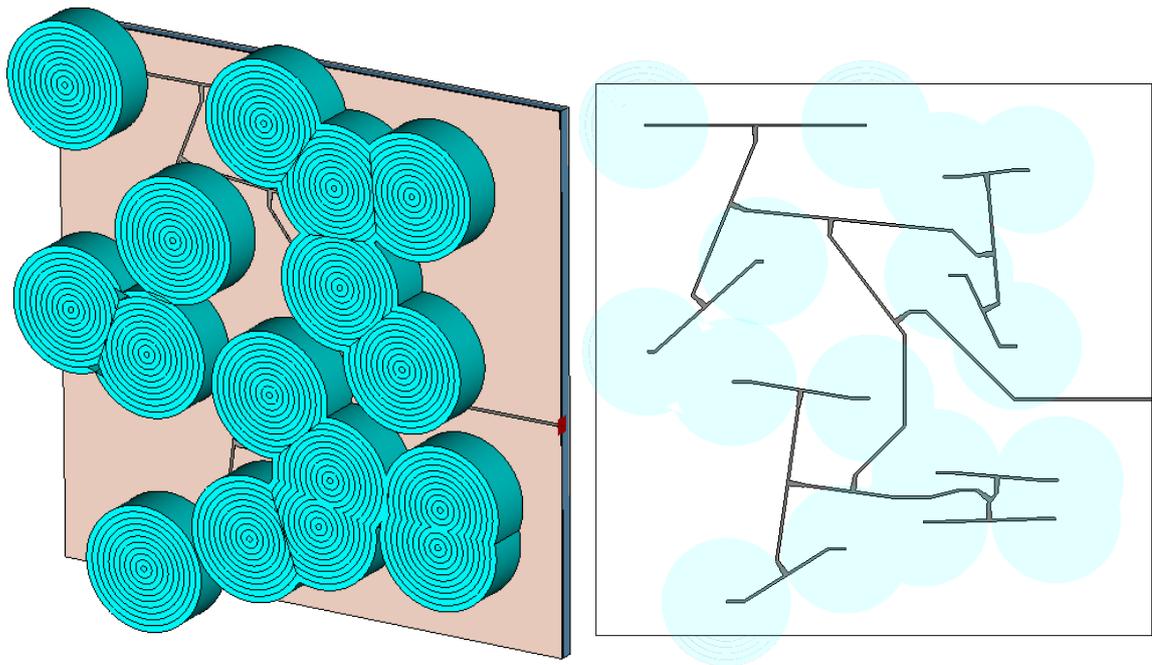


Рисунок 101— Фрагмент неэквидистантной антенной решётки с 16 элементами

Ниже приведены результаты численного моделирования (рис. 102–108). В модели использовались радиально-слоистые линзы Микаэляна с вынесенным фокусом. Ввиду отсутствия у случайной решётки характерных плоскостей, ДН приведены для трех сечений через 45° . Плоскость E соответствует сечению $\varphi = 90^\circ$, плоскость H — $\varphi = 0^\circ$

Из рис. 102–108 видно, что УБЛ превышает допустимый уровень в -12 дБ. УБЛ может быть понижен увеличением размеров решётки и количества элементов, однако КИП такой решётки очень низкий.

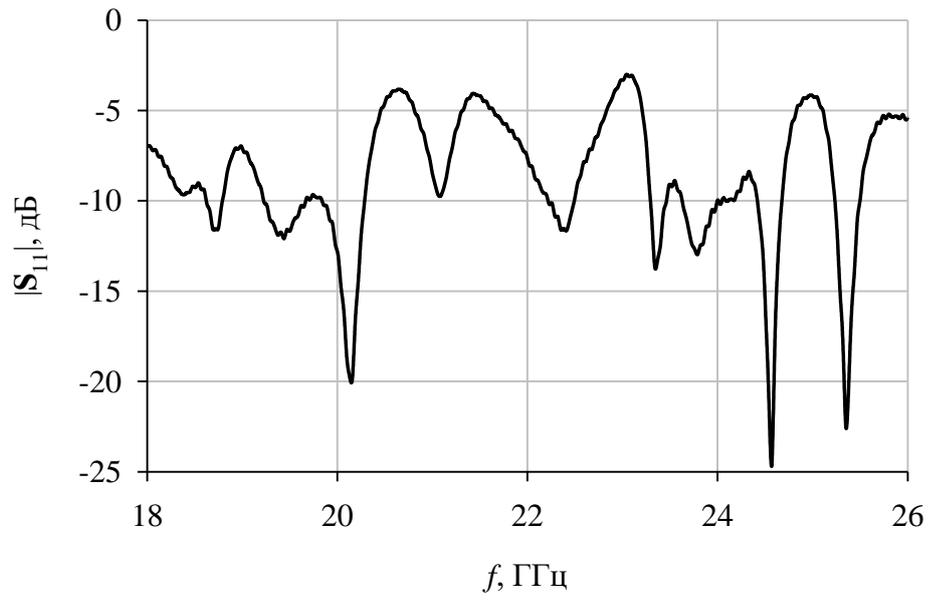


Рисунок 102— Модуль коэффициента отражения от входа решётки

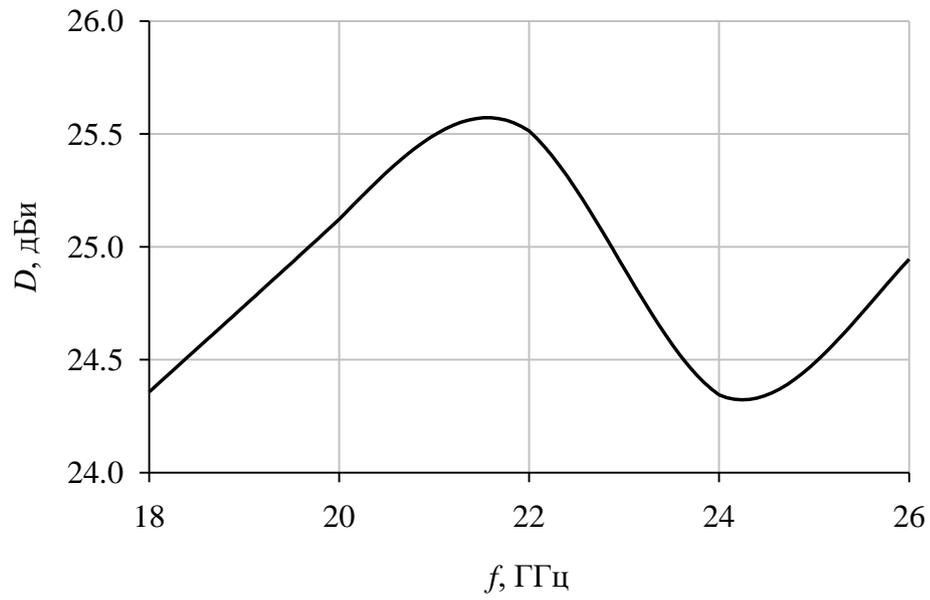


Рисунок 103— Частотная зависимость КНД решётки

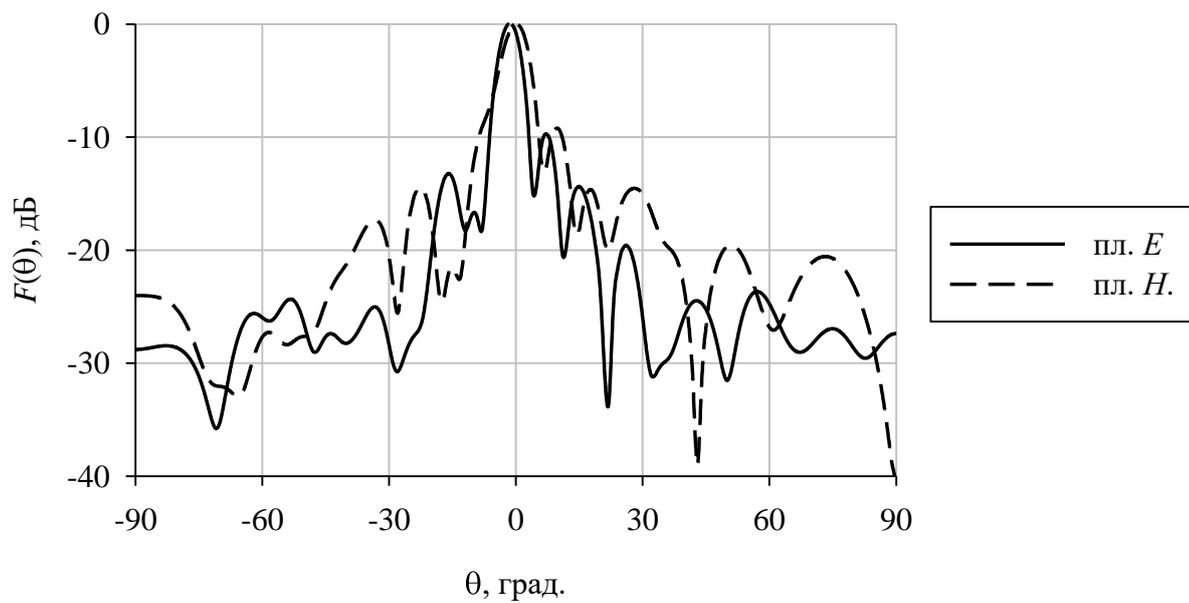


Рисунок 104— ДН решётки на частоте 18 ГГц

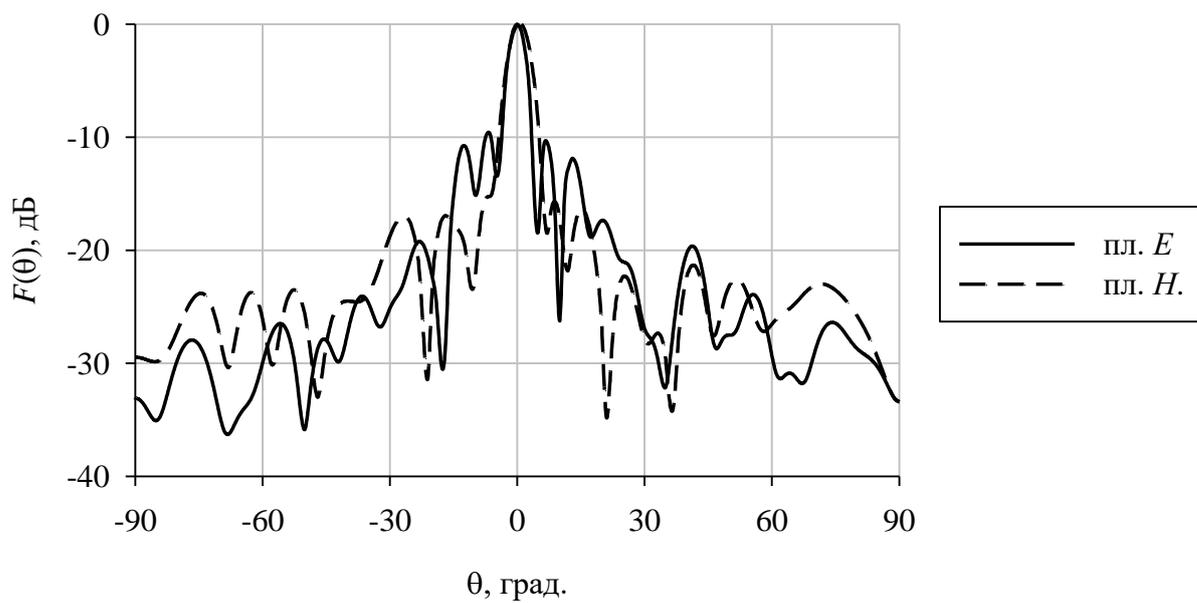


Рисунок 105— ДН решётки на частоте 22 ГГц

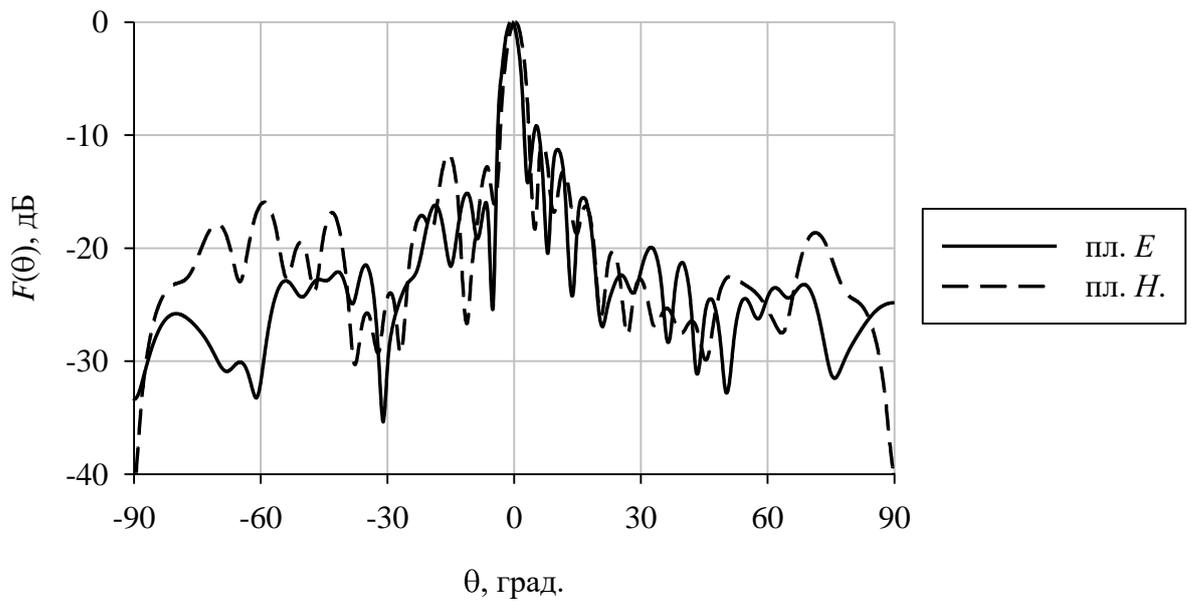


Рисунок 106— ДН решётки на частоте 26 ГГц

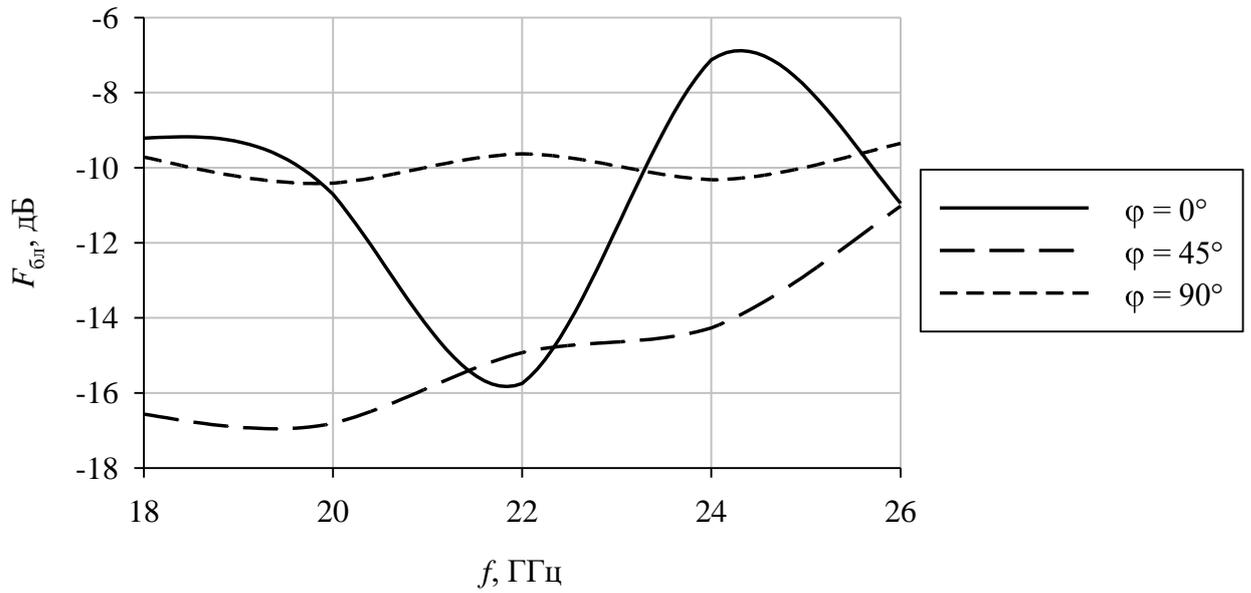


Рисунок 107— УБЛ решётки в трёх характерных плоскостях

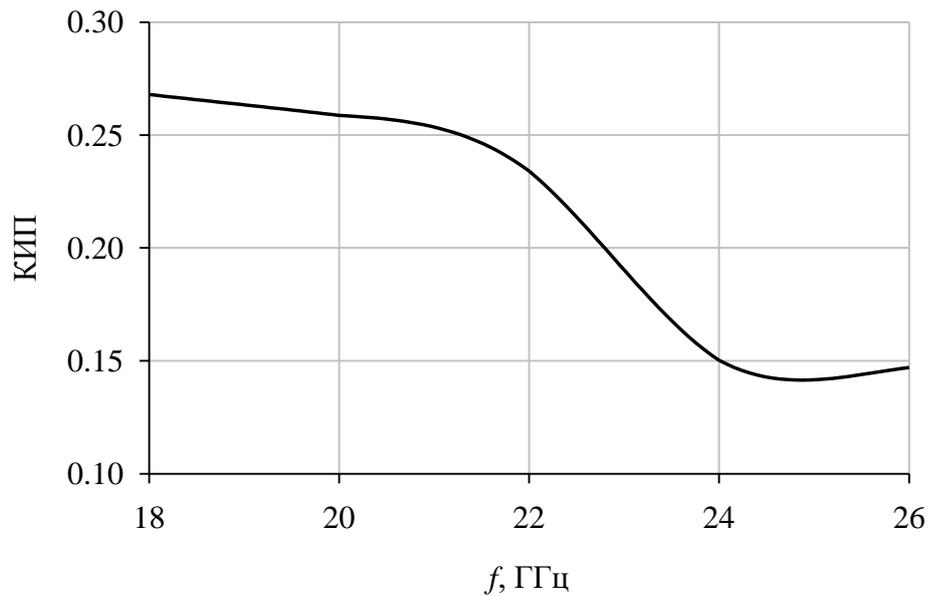


Рисунок 108— Апертурный КИП фрагмента решётки

Низкое значение апертурного КИП можно объяснить повышенным средним уровнем боковых лепестков, особенно дальних.

5.2. Подрешетка на основе широкополосных излучающих элементов

Ниже приведены результаты моделирования 256-элементной антенной решетки размерами 150×150 мм² на диапазон частот 18–26 ГГц, которая может быть использована в качестве подрешетки разрабатываемой антенной системы. В качестве излучателя использован печатный широкополосный диполь над металлическим экраном. ДОС подрешетки выполнена на печатных двухпроводных линиях по схеме двоично-этажного деления мощности, и имеет 8 ступеней деления. Излучатели и ДОС выполнены в виде единой топологии (рис. 109) на двух сторонах диэлектрической подложки из материала Rogers RT5880 ($\epsilon=2,2$; $\text{tg}\delta=0.0009$) толщиной 0,5 мм. Потери в ДОС моделируемой подрешетки можно оценить из потерь в линии передачи от входа подрешетки до излучателя. Они составят около 2-2,5 дБ на верхней частоте рабочего диапазона.

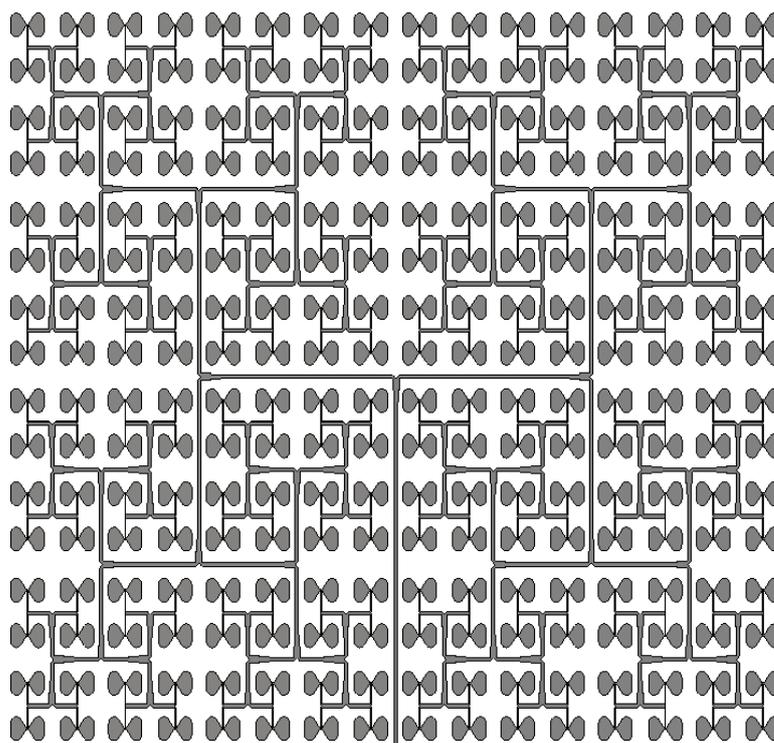


Рисунок 109 – Топология подрешетки (оба слоя совмещены)

Расстояние между излучателями было подобрано таким образом, чтобы уровень первого дифракционного максимума был не выше уровня первого бокового лепестка (-13 дБ для равномерного амплитудного распределения). Это расстояние составило 9 мм по горизонтальной и вертикальной осям (см. рис. 109). Расстояние от подложки до экрана выбирается из соображений компромисса между хорошим согласованием и стабильной ДН диполя в рабочей полосе частот, в представленной модели оно составляет 2,5 мм. Таким образом, структура имеет общую толщину 3 мм (без учета толщины экрана). КНД и КИП подрешетки, полученные численным расчетом представленной модели в программе CSTMWS, показаны на рис. 110. УБЛ подрешетки, согласно расчету, не превышает -11 дБ.

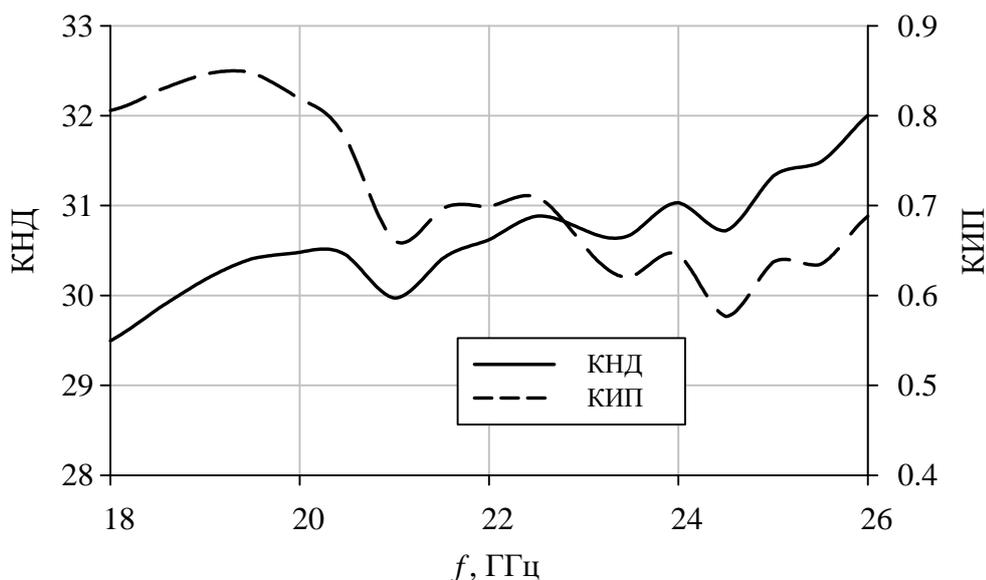


Рисунок 110 – КНД и КИП подрешетки

Видно, что КИП имеет тенденцию к снижению с увеличением частоты, что связано с повышением уровня дифракционных максимумов при приближении их к главному с увеличением электрического расстояния между излучателями. Снижения уровня дифракционных максимумов можно добиться двумя известными способами – уменьшением расстояния между излучателями и сужением ДН излучателя. Первый способ для моделируемой подрешетки не применим, так как расстояние между излучателями в ней уже близко к предельному (с учетом размещения в том же слое ДОС). Для сужения ДН излучателя на верхних частотах могут быть использованы печатные директоры. КНД и КИП антенны с одним слоем печатных директоров, расположенным на расстоянии 1,6 мм над платой с излучателями, показаны на рис. 111. Видно, что КИП в высокочастотной части диапазона поднимается относительно антенны без директоров, и в среднем в полосе имеет значение около 0,75. Увеличение количества директоров свыше одного не дает существенного роста КНД.

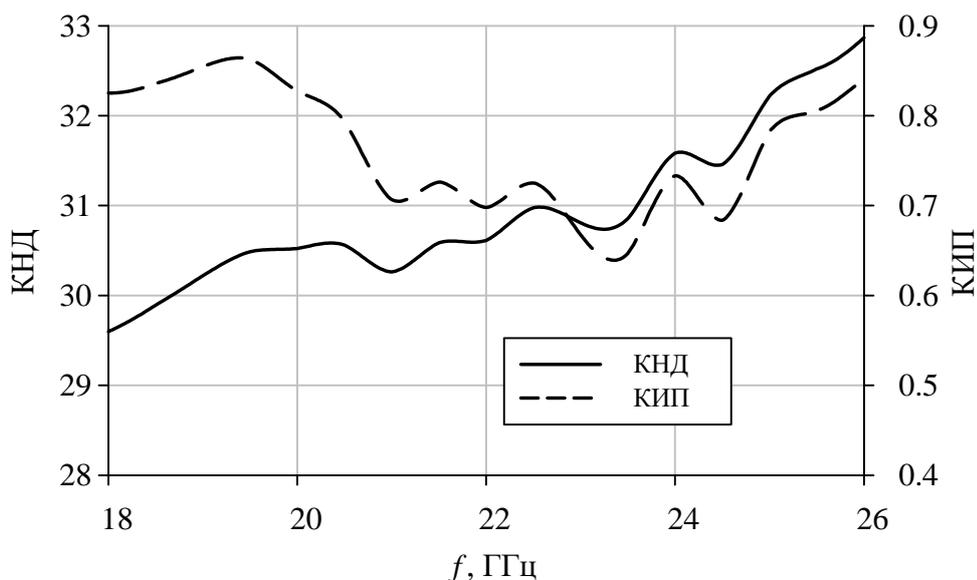


Рисунок 111 – КНД и КИП подрешетки с директорами

Серьезным недостатком предложенной конструкции подрешетки является сложность ее согласования с подводящей линией передачи из-за большого количества излучателей и ступеней деления мощности. Для взаимной компенсации отражений в такой структуре в рабочей полосе частот делители на каждой ступени деления должны иметь различную конфигурацию. Подбор их параметров предварительно можно осуществлять, пользуясь расчетом в квазистатическом приближении, с последующим уточнением в электродинамическом расчете. Однако этот процесс требует больших временных затрат и на данном этапе не проведен. Уровень модуля коэффициента отражения представленной на рис. 109 модели подрешетки в рабочей полосе частот достигает -5 дБ.

Таким образом, достоинствами описанной конструкции являются высокий КИП, малая толщина, технологичность изготовления, недостатками являются сравнительно высокие потери в ДОС и сложность согласования.

5.3. Линейная решётка

В ходе исследований было изготовлено две АР, перекрывающие по половине К-диапазона: низкочастотная (НЧ) антенна на диапазон 17—21 ГГц и

высокочастотная 21—25 ГГц. Полоса частот каждой АР составляет таким образом 18%.

Каждая из антенн рассчитывалась таким образом, чтобы обеспечить ширину в H -плоскости не меньше 20° , причём минимальный КУ должен быть не ниже 21 дБи. Путём численных расчётов были подобраны следующие геометрические размеры АР:

	НЧ-АР	ВЧ-АР
Диаметр линз, мм	32	30
Шаг решётки (пл. E), мм	32	30
Длина печатного ШП-вибратора, мм	5,45	4,66

Для подключения к решётке волноводного МШУ печатные линии схемы деления мощности переходят в волноводную линию с помощью плавного перехода.

На рис. 112 представлен изометрический вид разработанного перехода: на рис. слева (112, *a*) полностью, на рис. справа (112, *б*) без стенок волновода.

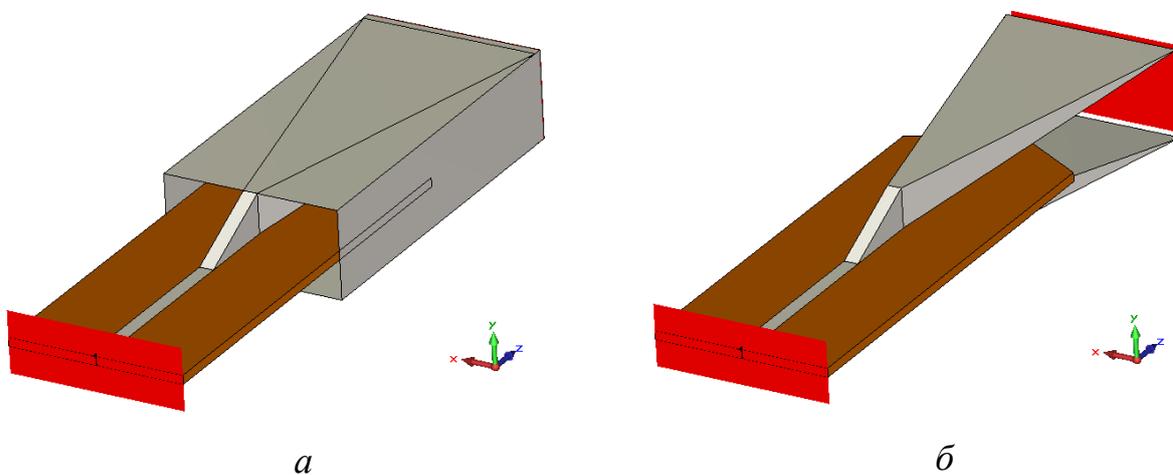


Рисунок 112 – Изометрический вид перехода от двухпроводной симметричной планарной линии передачи к волноводной

Волноводно-двухпроводный переход представляет собой переход волновода в H -образный волновод с последующим плавным переходом на печатную линию. Критичным габаритным параметром является длина перехо-

да. Как показали исследования, длина такого перехода строго связана с его нижней рабочей частотой. На рис. 113 представлены частотные характеристики модуля коэффициента отражения для нескольких номиналов длины разработанной модели устройства.

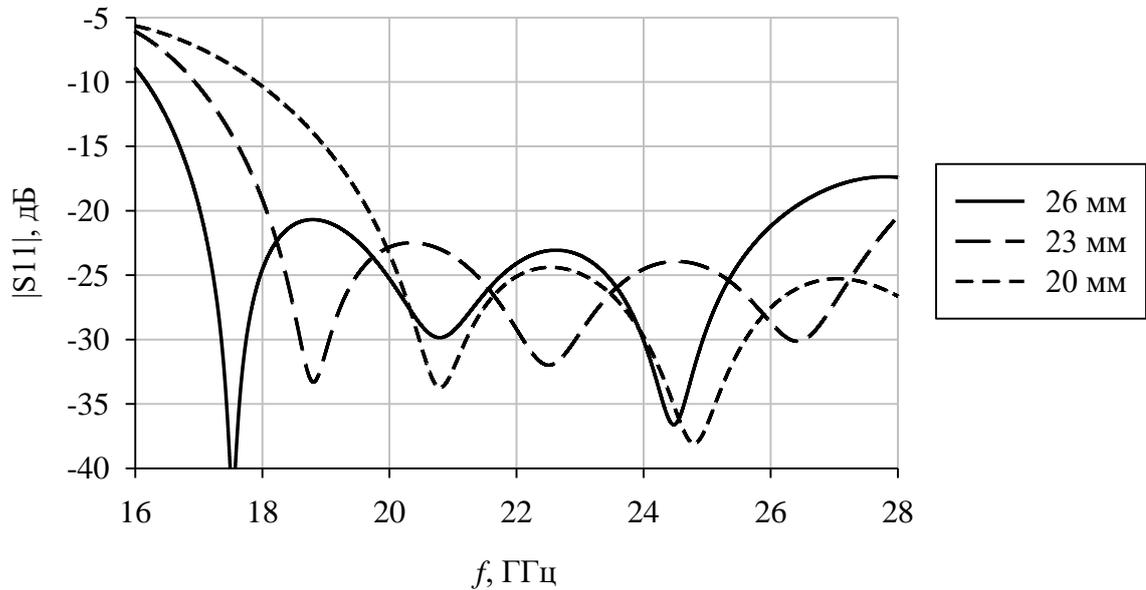


Рисунок 113 – Частотные зависимости модуля коэффициента отражения исследуемого перехода для моделей различной длины

На рис. 114 приведена частотная зависимость модуля коэффициента отражения для перехода от планарной симметричной двухпроводной линии к волноводной линии передачи, оптимизированного для полосы частот в соответствии с техническим заданием. Длина такого перехода составляет около 24,5 мм. Ширина полосковой линии подбиралась из условия наилучшего согласования и составила 1,55мм.

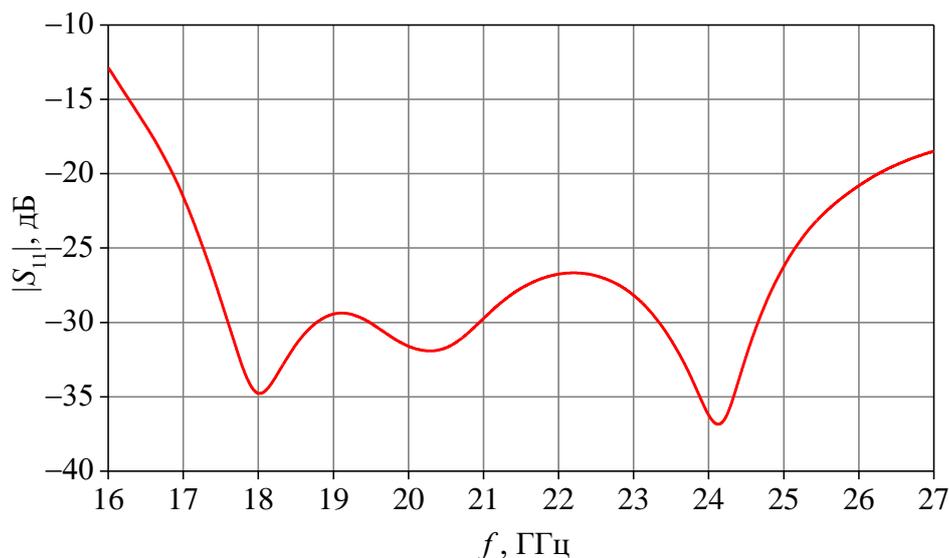


Рисунок 114 – Частотная зависимости модуля коэффициента отражения исследуемого перехода для модели, соответствующей необходимой рабочей полосе частот

Согласно рисунку 114, модуль коэффициента отражения от входа во всей рабочей полосе частот в соответствии с техническим заданием находится ниже уровня в -20 дБ, а в большей части диапазона ниже -25 дБ.

Печатная топология линейной решётки приведена снизу на рис. 115. Структура вытравлена на подложке из материала Rogers RT5880 толщиной 0,5 мм.

Слой линз набран из тонких 1-мм пластин полистирола ($\epsilon = 2,5$), в которых фрезеровкой сформированы «лепестки» линз Микаэляна и конструктивные элементы крепежа (рис.)

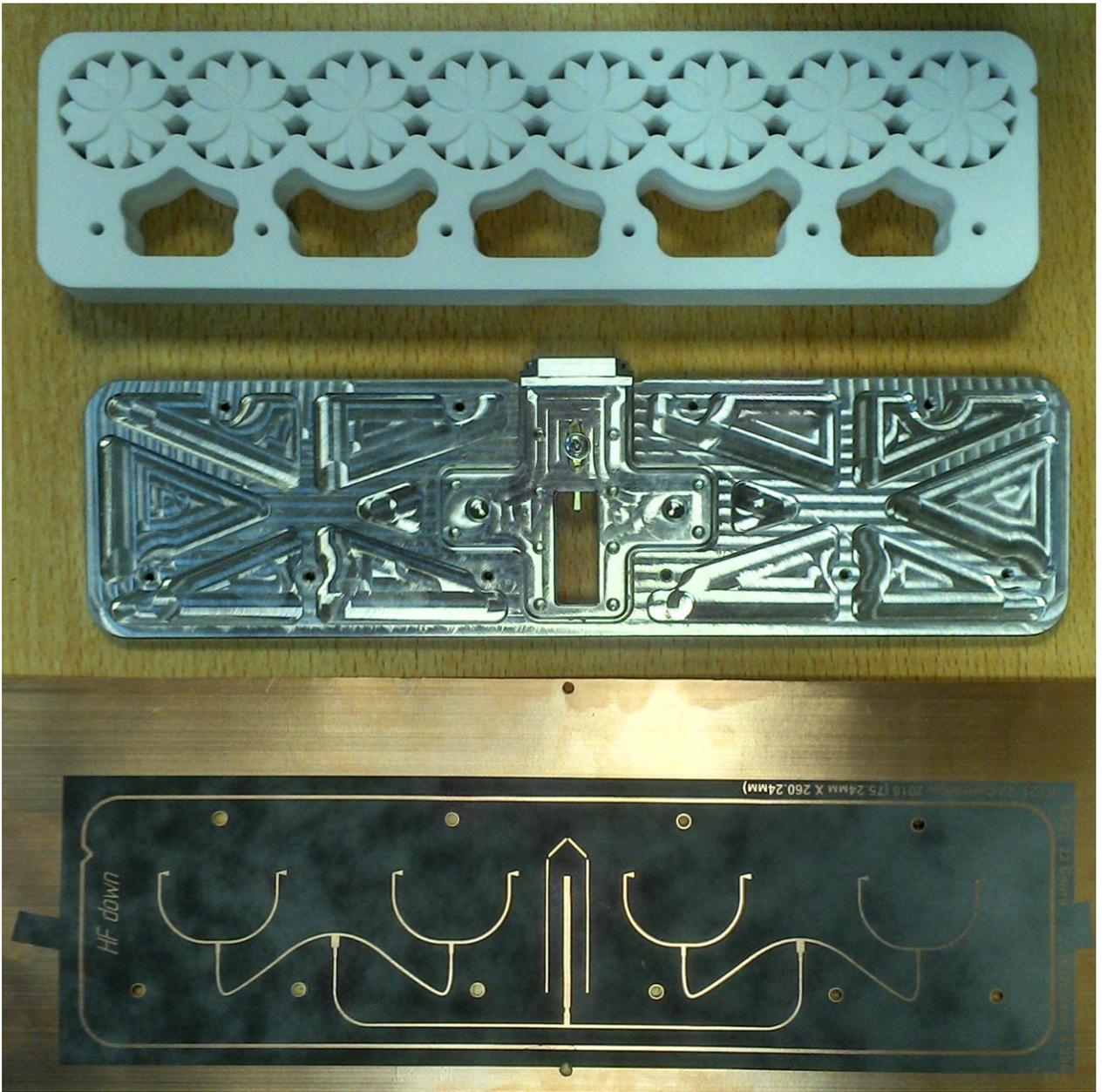


Рисунок 115 — Компоненты линейной АР. Вверху — линзовый слой, внизу — плата с вытравленной топологией АР, посередине — несущий экран с переходом на волноводную линию.

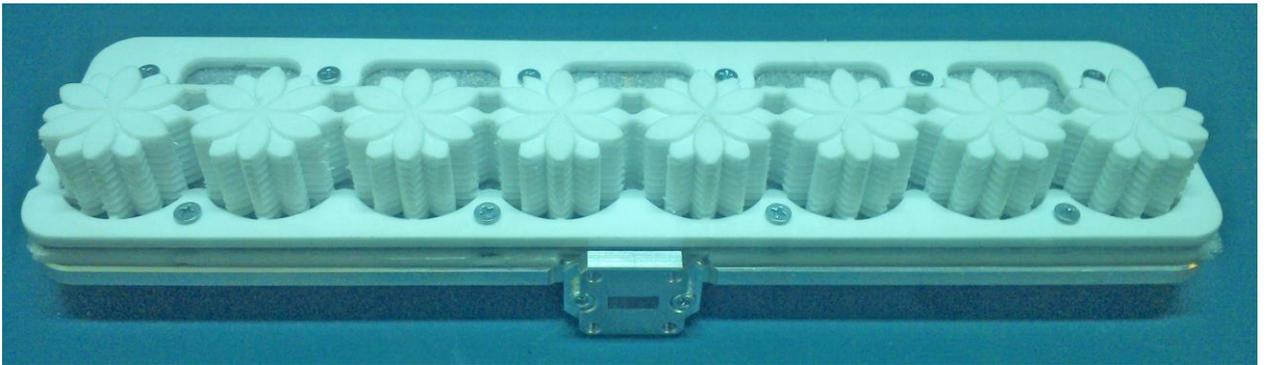
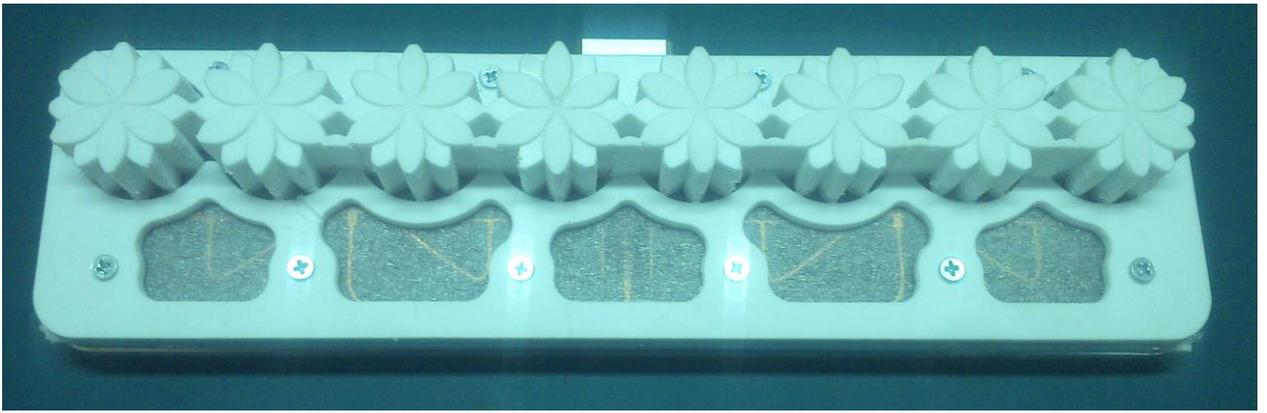


Рисунок 116 — АР в сборе без обтекателя.

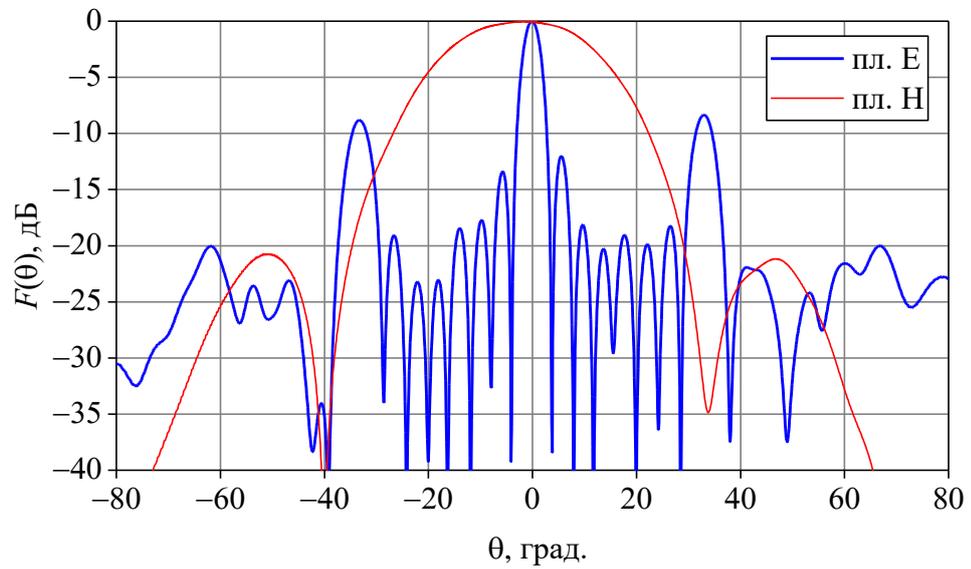


Рисунок 117 — ДН НЧ-антенны на частоте 17 ГГц

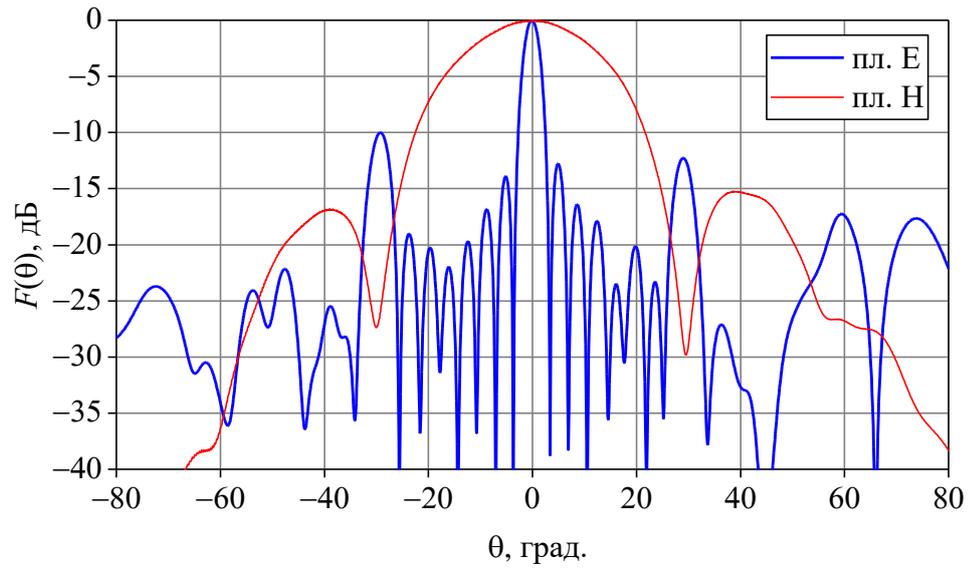


Рисунок 118 — ДН НЧ-антенны на частоте 19 ГГц

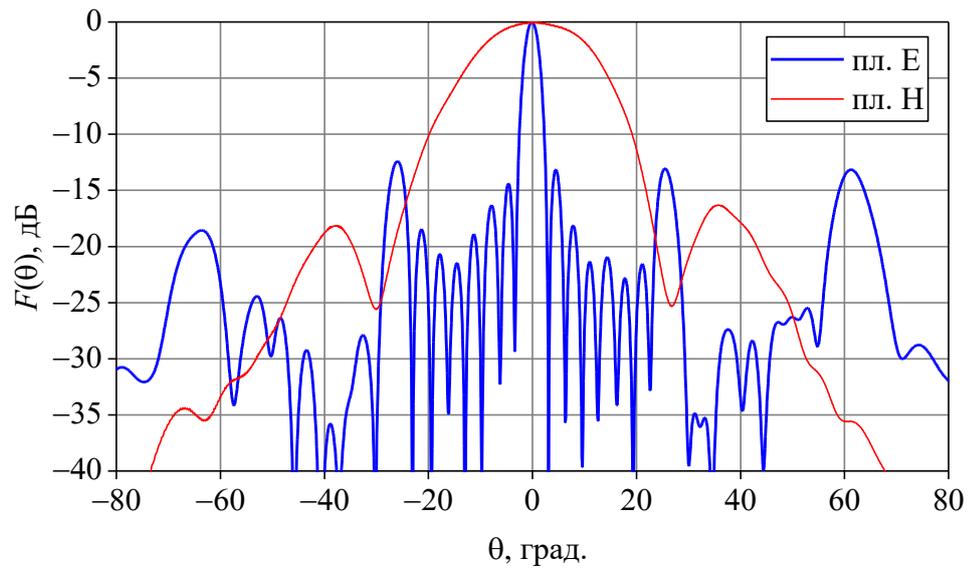


Рисунок 119 — ДН НЧ-антенны на частоте 21 ГГц

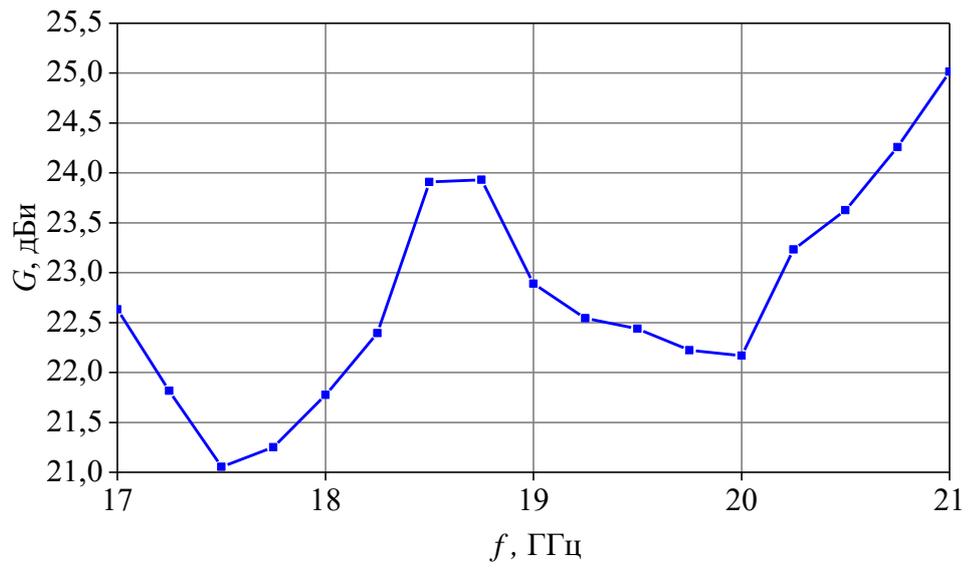


Рисунок 120 — КУ НЧ-антенны

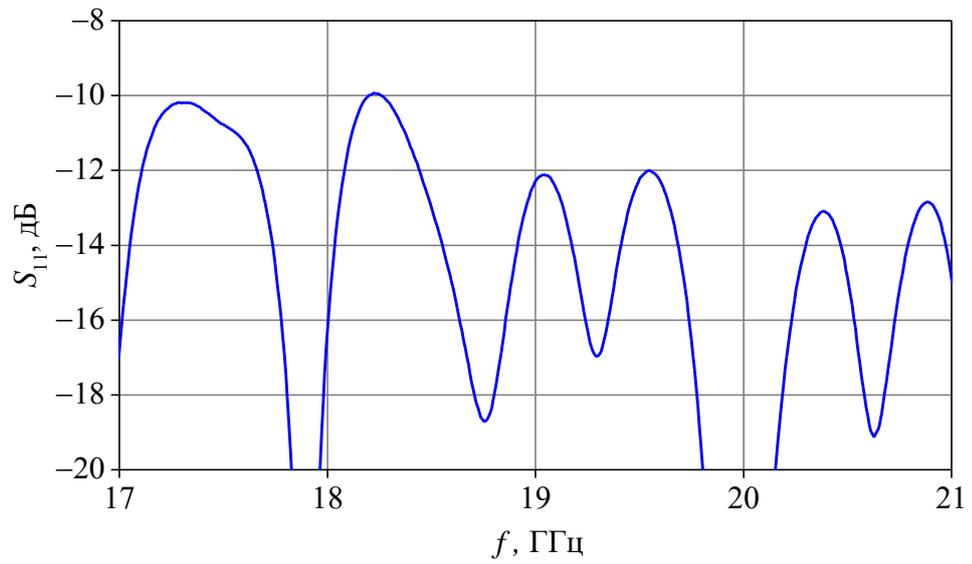


Рисунок 121 — S₁₁ НЧ-антенны

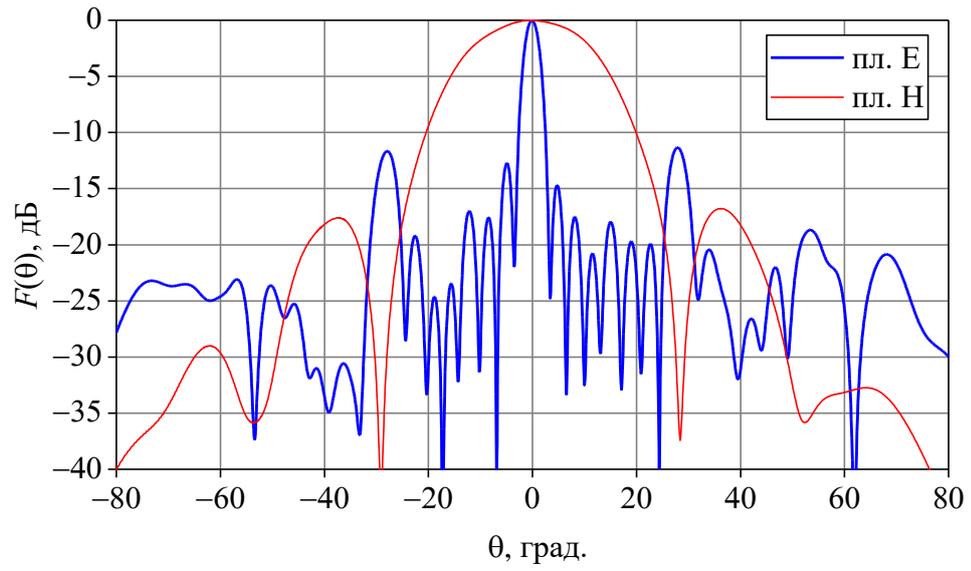


Рисунок 122 — ДН ВЧ-антенны на частоте 21 ГГц

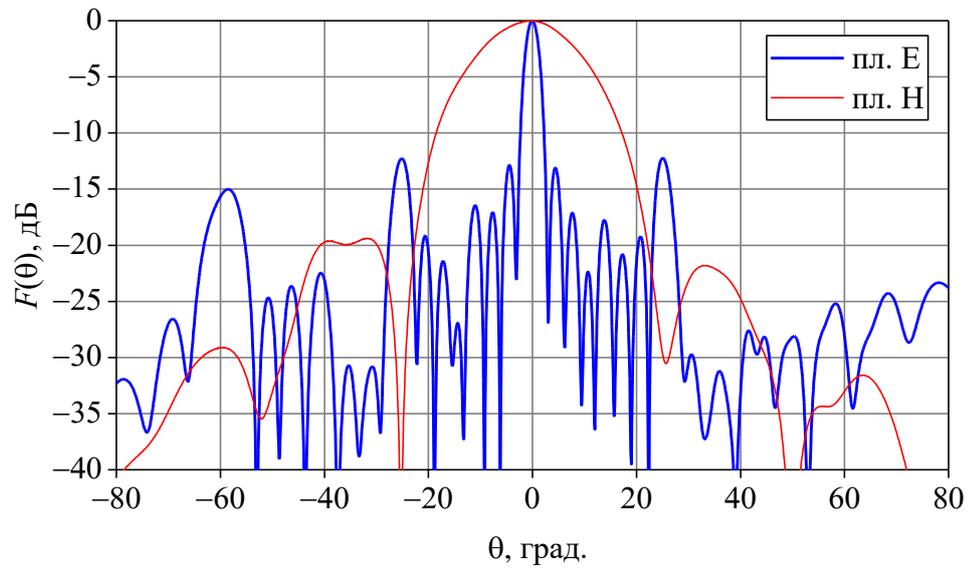


Рисунок 123 — ДН ВЧ-антенны на частоте 23 ГГц

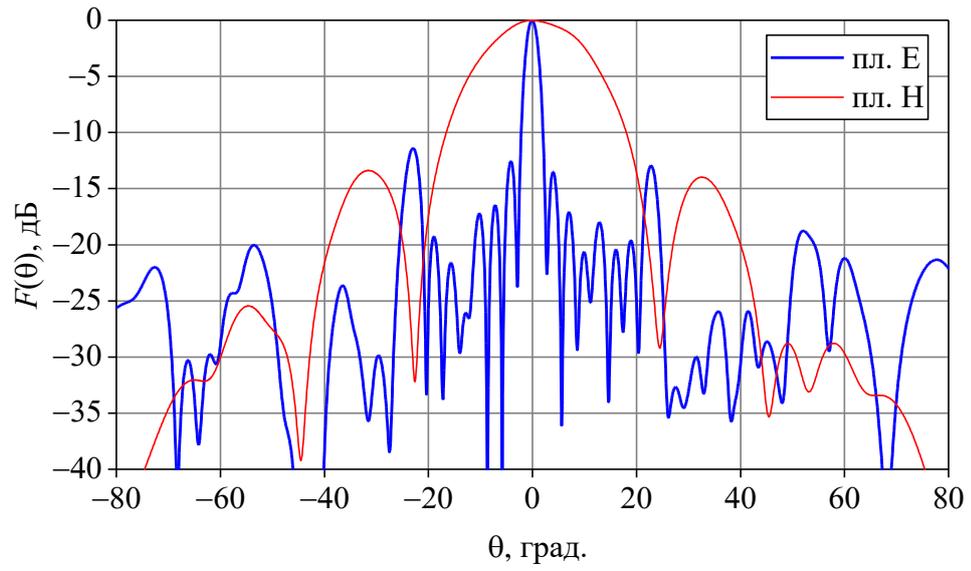


Рисунок 124 — ДН ВЧ-антенны на частоте 25 ГГц

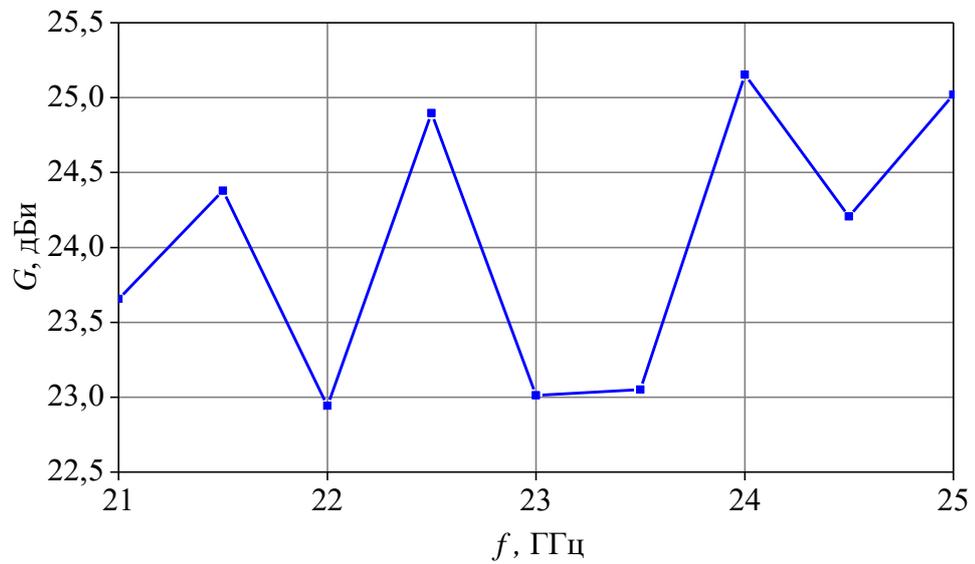


Рисунок 125 — КУ ВЧ-антенны

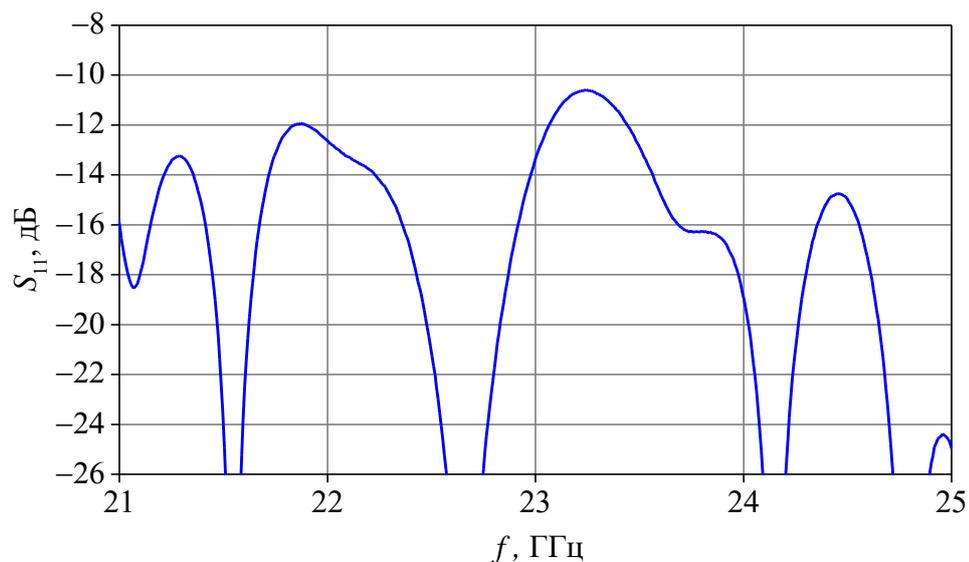


Рисунок 126 — S_{11} НЧ-антенны

5.4. Двумерная решётка 8x8 с гексагональным расположением элементов

Полный макет АР (рис. 127, 129) состоит из 64 излучателей, расположенных в узлах гексагональной сетки. Схема деления мощности АР выполнена по двоично-этажной схеме. Первые две ступени деления выполнены на основе волноводной линии передачи. Остальная часть АР образует 4 подрешётки, выполненные в печатном виде на одной подложке из Rogers RT5880 (рис. 130).

В качестве верхней стенки прямоугольного волновода выступает нижняя часть металлической пластины, играющей также роль экрана (рис. 131 слева, рис. 133). Остальные три стенки образованы вытачиванием прямоугольной канавки в ответной части волноводного делителя (рис. 132).

Между экраном, платой АР и слоем линз введены зазоры в 5,2 и 2 мм соответственно, которые обеспечиваются прослойками пенополистирола (рис. 134, 135), а также пластиковыми шайбами соответствующей толщины. Все слои конструкции скрепляются винтами по периметру и в 5 центральных точках.

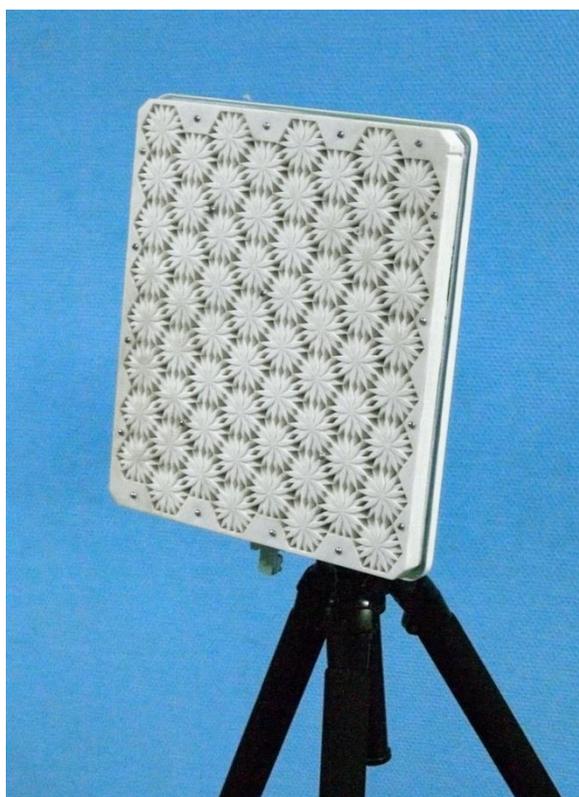


Рисунок 127 — Экспериментальный макет AR

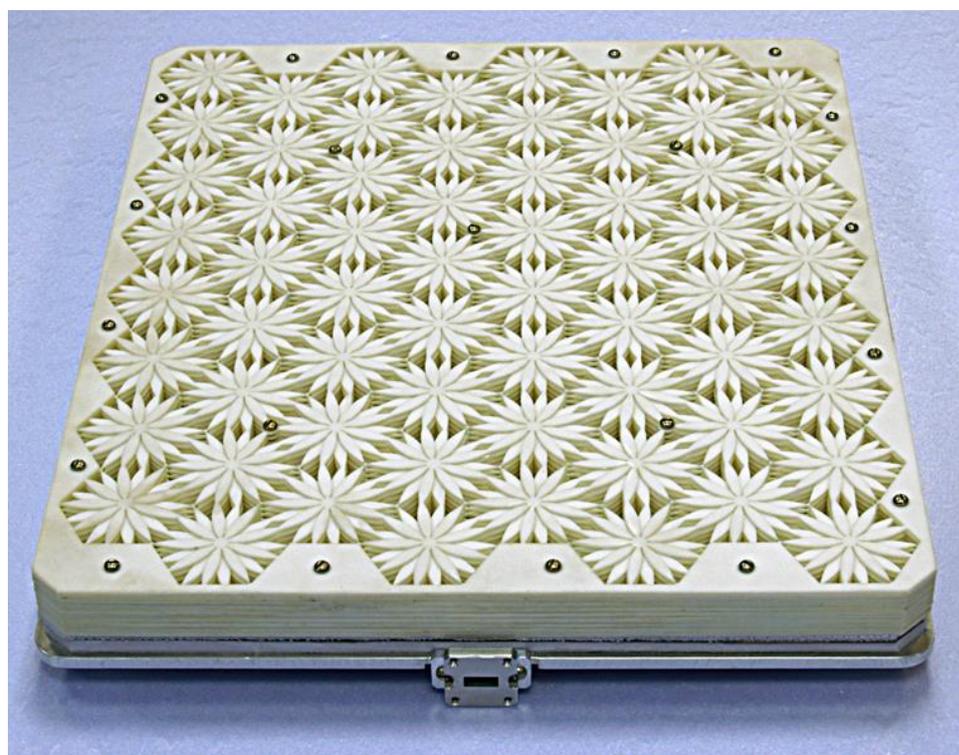


Рисунок 128 — Экспериментальный макет AR, вид сверху

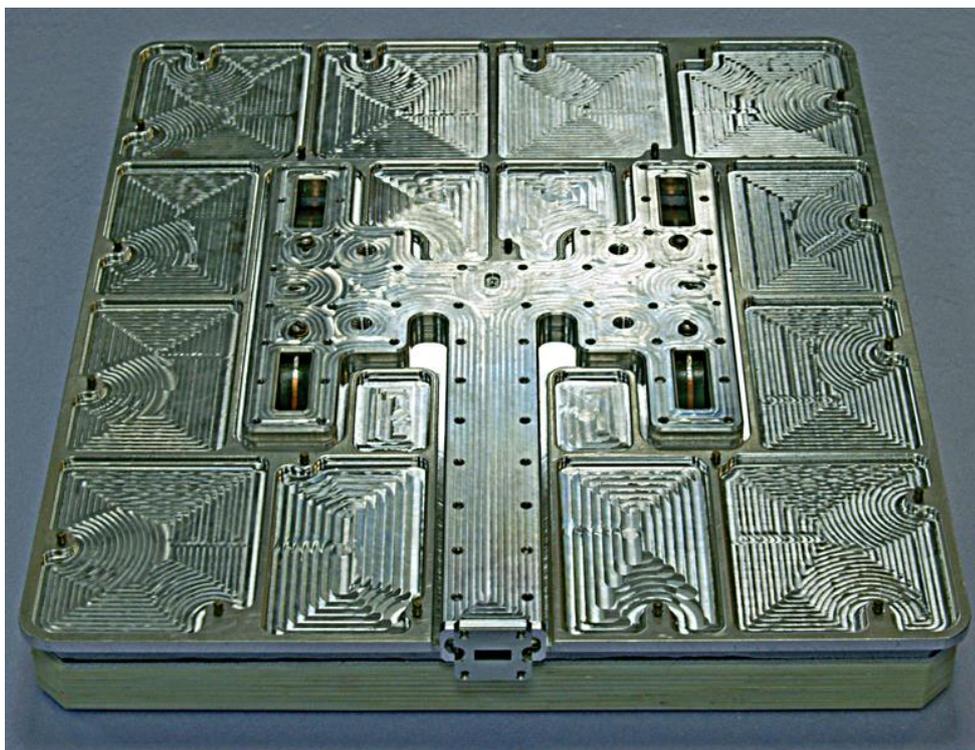


Рисунок 129 — Экспериментальный макет АР, вид снизу

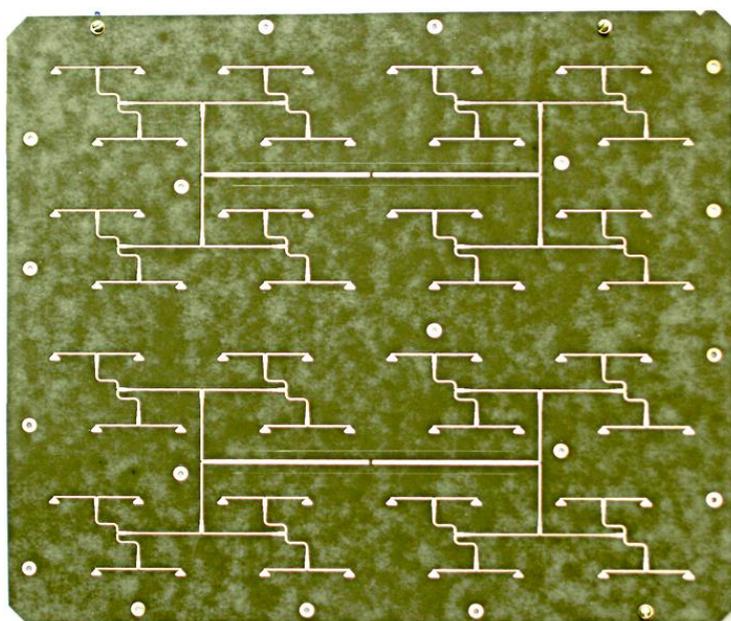


Рисунок 130 — Топология печатной платы АР

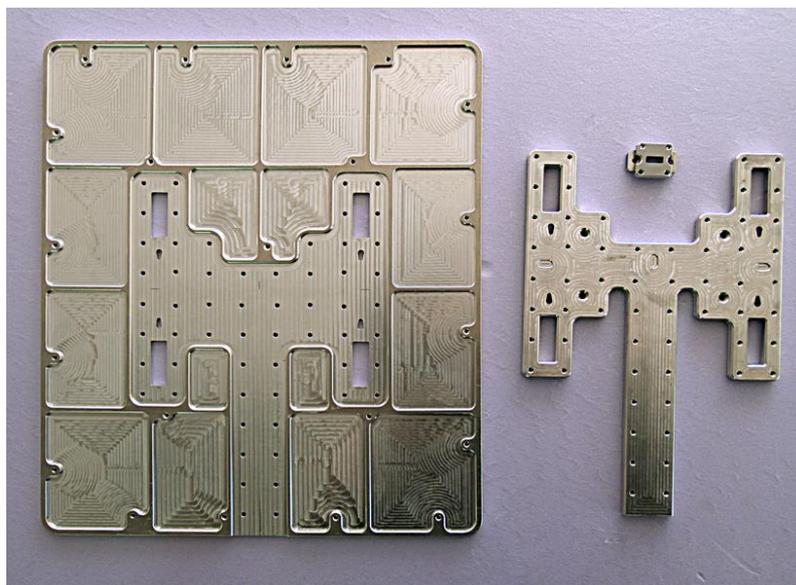


Рисунок 131 — Детали волноводного делителя

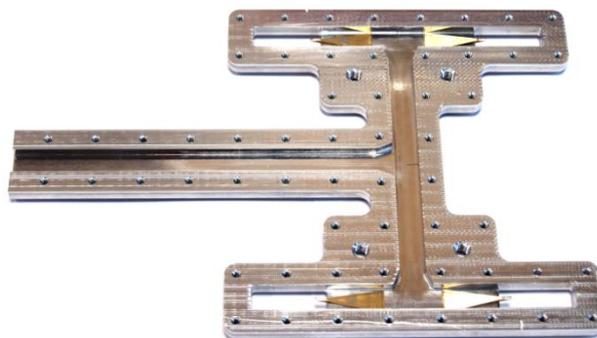


Рисунок 132 — Нижняя часть волноводного делителя

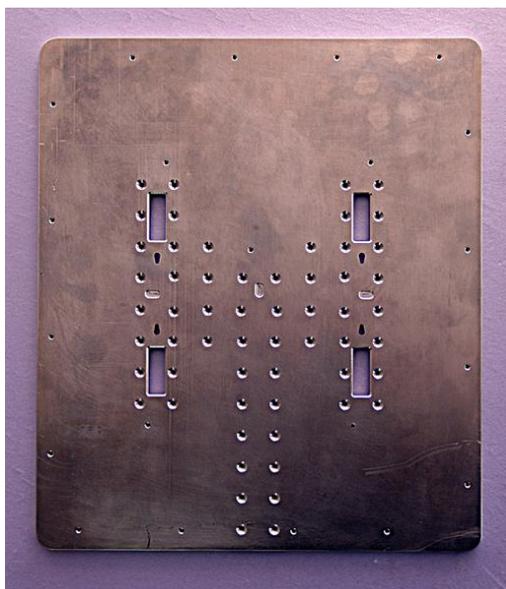


Рисунок 133 — Экран АР с отверстиями для винтового крепления волноводного делителя и введения печатной ПДЛ в волноводную часть

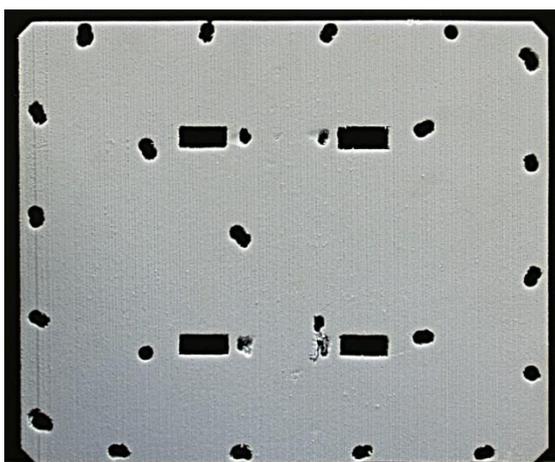


Рисунок 134 — Прокладка из пенополистирола между экраном и платой АР

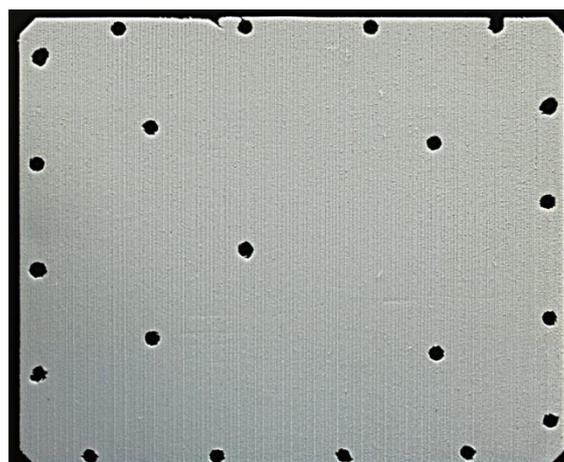


Рисунок 135 — Прокладка из пенополистирола между платой АР и линзовым слоем.

Характеристики направленности измеряются в безэховой камере методом сканирования в ближней зоне (рис. 136). Результаты измерений представлены на рис. 137—155.

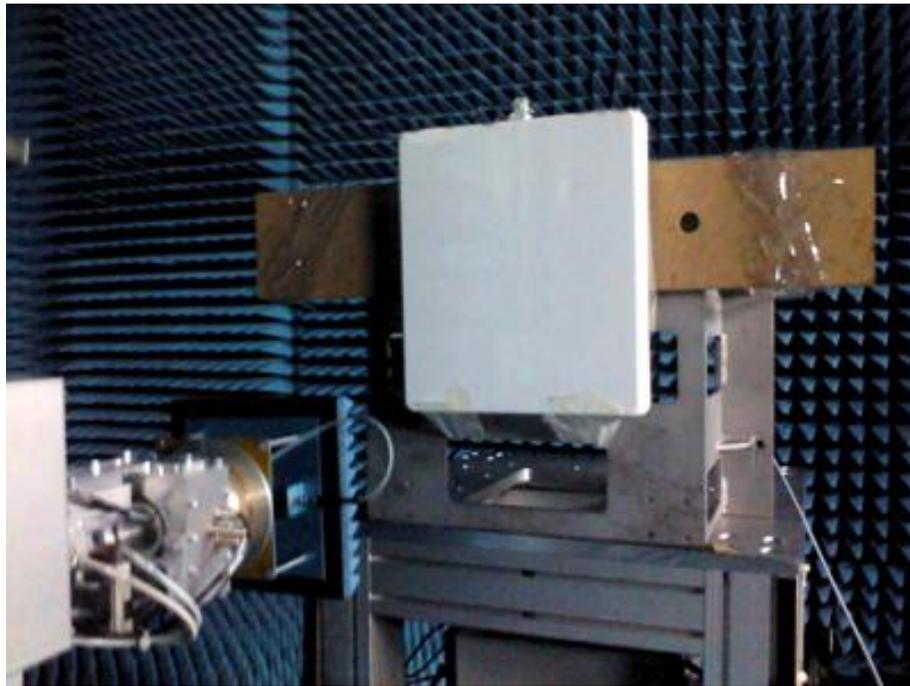


Рисунок 136 — Измерение характеристик направленности AP в безэховой камере

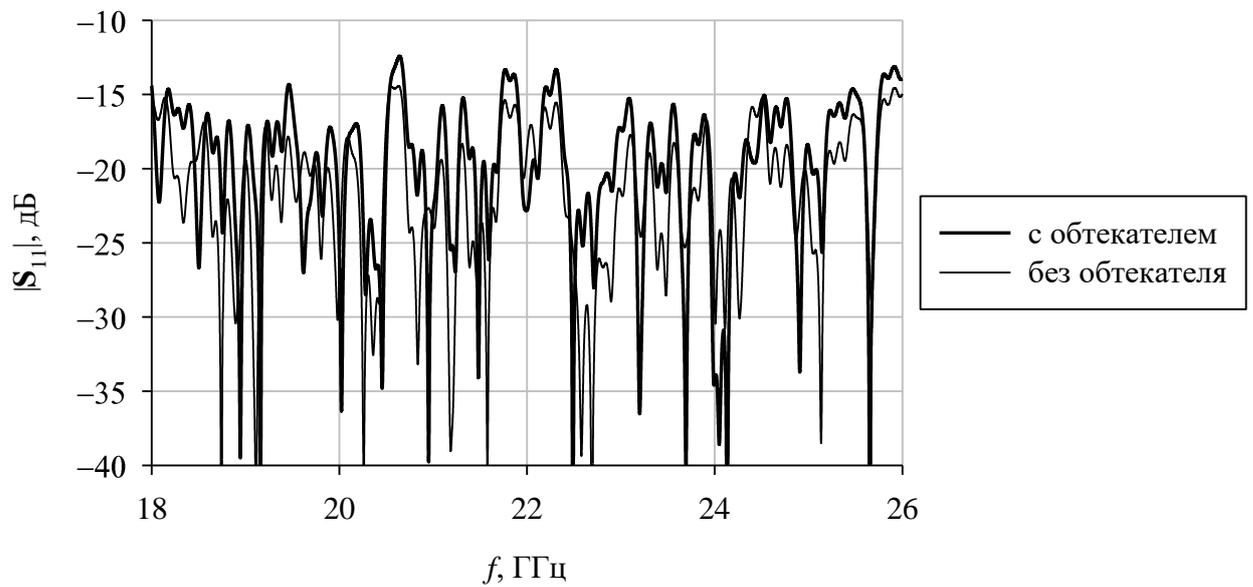


Рисунок 137 — Коэффициент отражения от входа AP

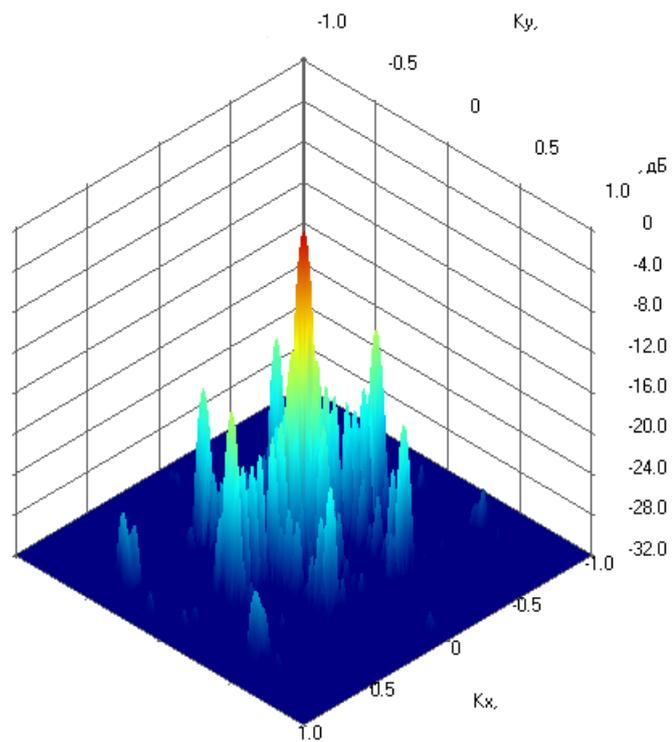


Рисунок 138 — Трёхмерная ДН АР на частоте 18 ГГц в обобщённых угловых координатах

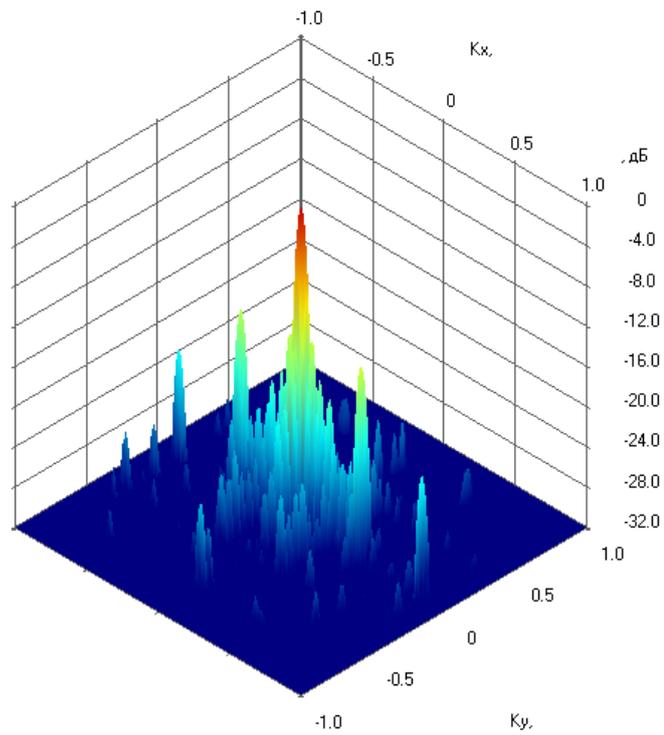


Рисунок 139 — Трёхмерная ДН АР на частоте 18 ГГц в обобщённых угловых координатах

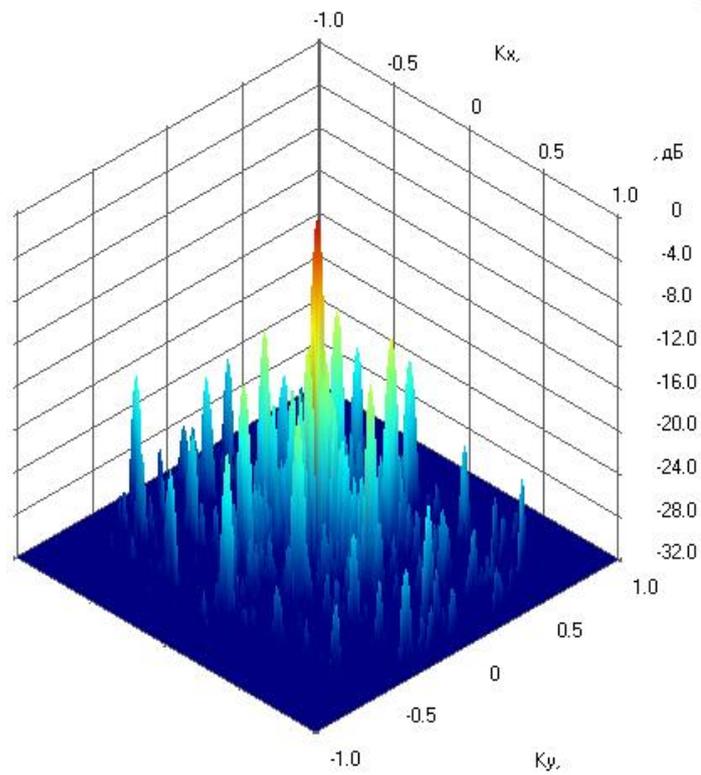


Рисунок 140 — Трёхмерная ДН АР на частоте 18 ГГц в обобщённых угловых координатах

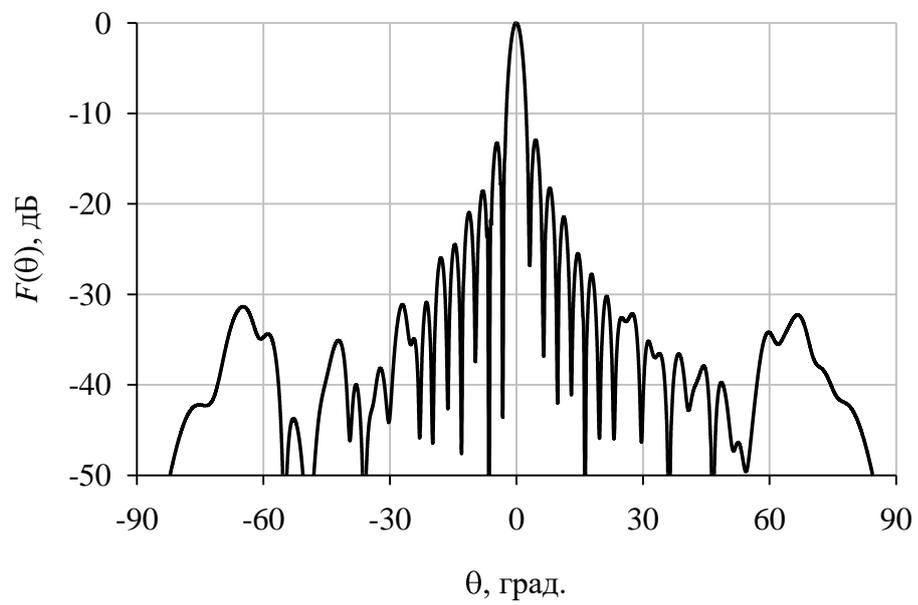


Рисунок 141 — ДН АР на частоте 18 ГГц в сечении $\varphi = 0^\circ$ (плоскость H)

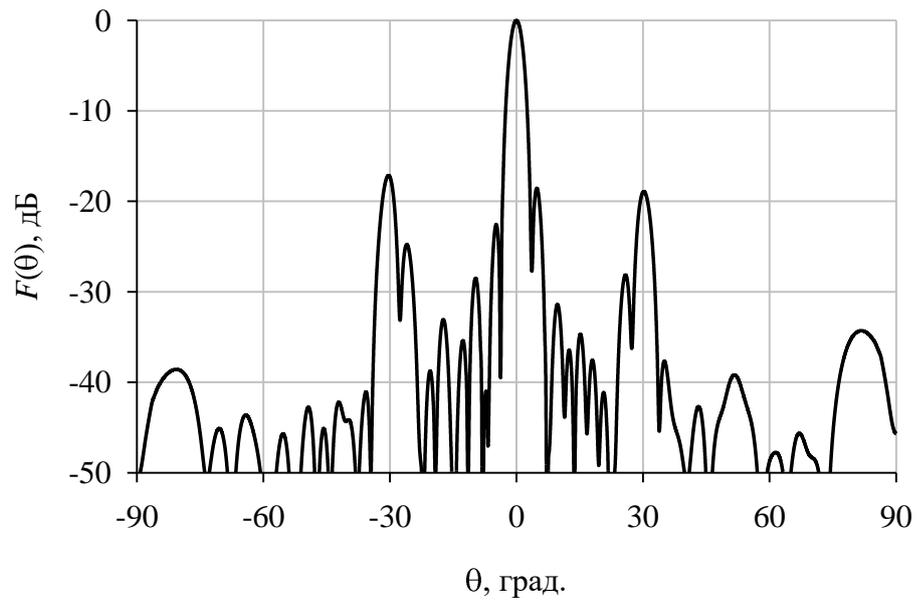


Рисунок 142 — ДН АР на частоте 18 ГГц в сечении $\varphi = 30^\circ$

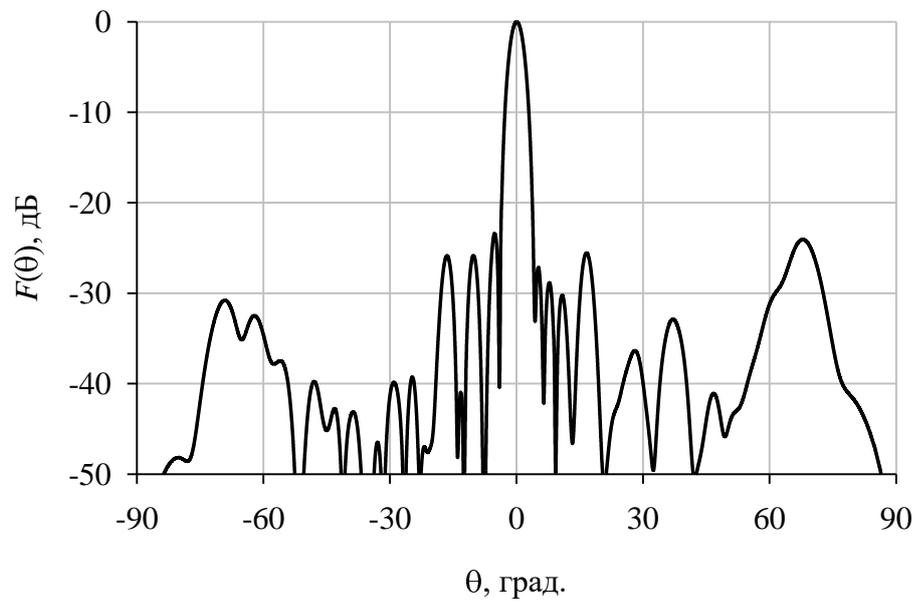


Рисунок 143 — ДН АР на частоте 18 ГГц в сечении $\varphi = 60^\circ$

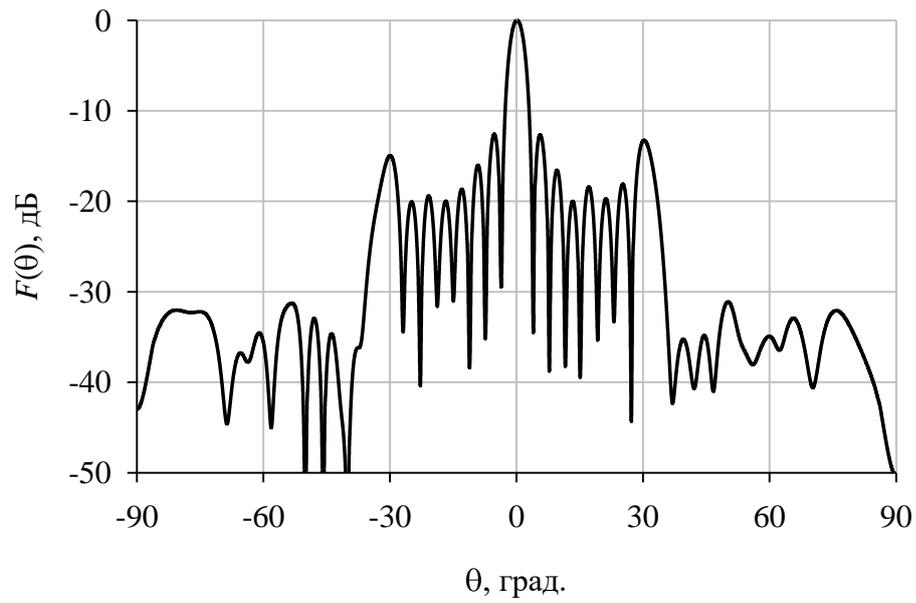


Рисунок 144 — ДН АР на частоте 18 ГГц в сечении $\varphi = 0^\circ$ (плоскость E)

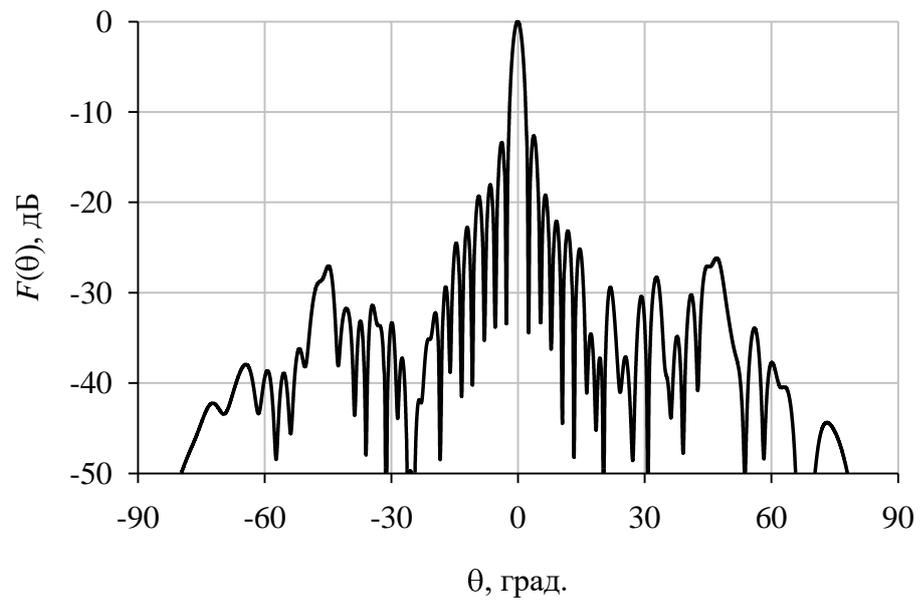


Рисунок 145 — ДН АР на частоте 22 ГГц в сечении $\varphi = 0^\circ$ (плоскость H)

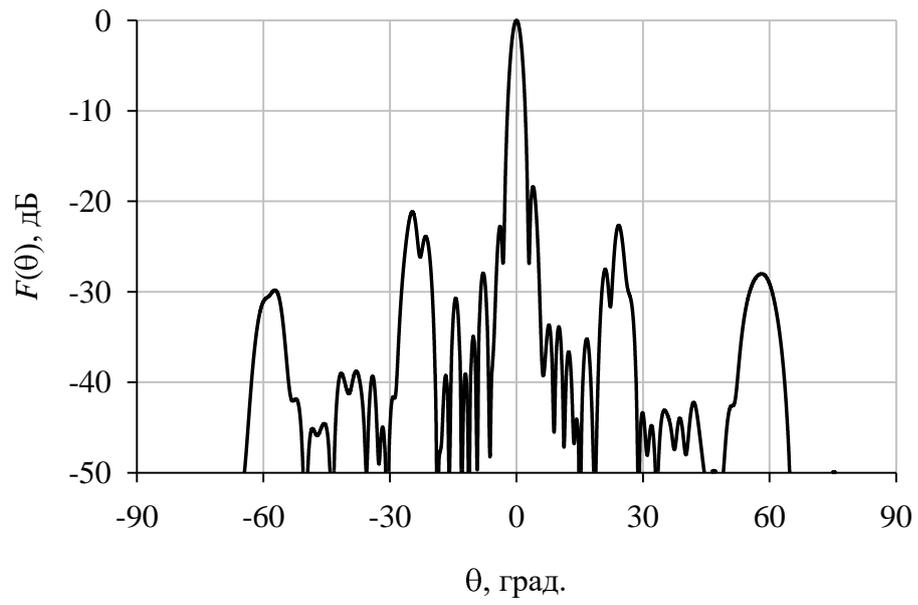


Рисунок 146 — ДН АР на частоте 22 ГГц в сечении $\varphi = 30^\circ$

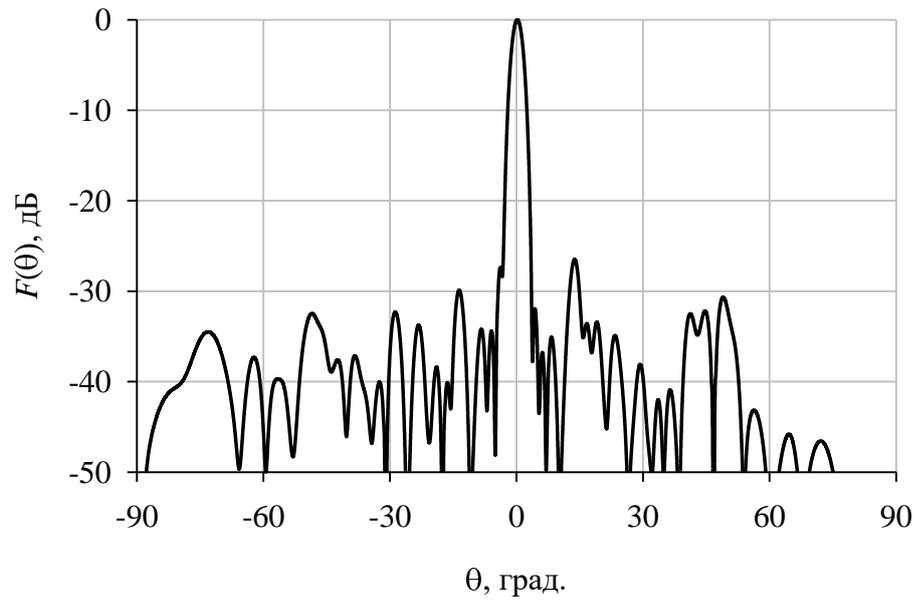


Рисунок 147 — ДН АР на частоте 22 ГГц в сечении $\varphi = 60^\circ$

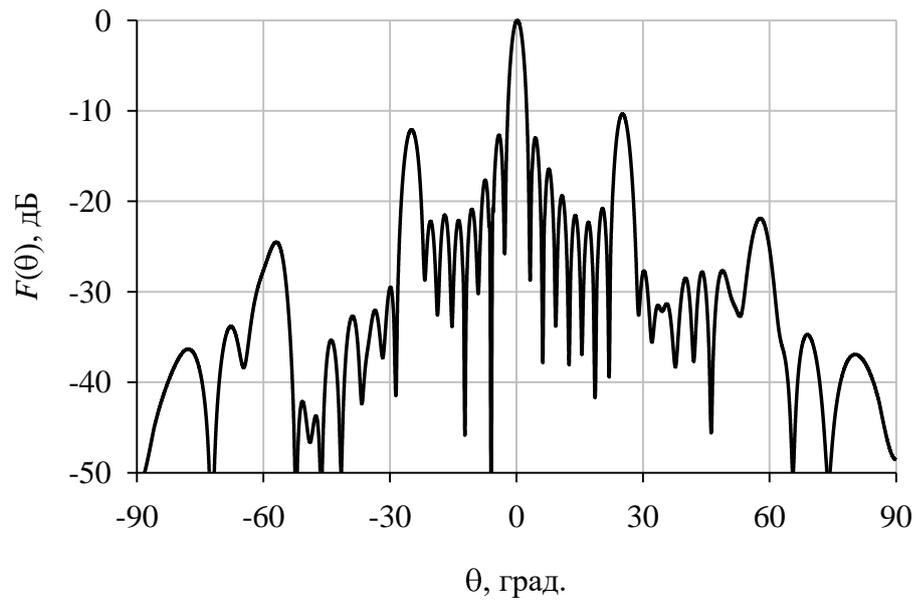


Рисунок 148 — ДН АР на частоте 22 ГГц в сечении $\varphi = 0^\circ$ (плоскость E)

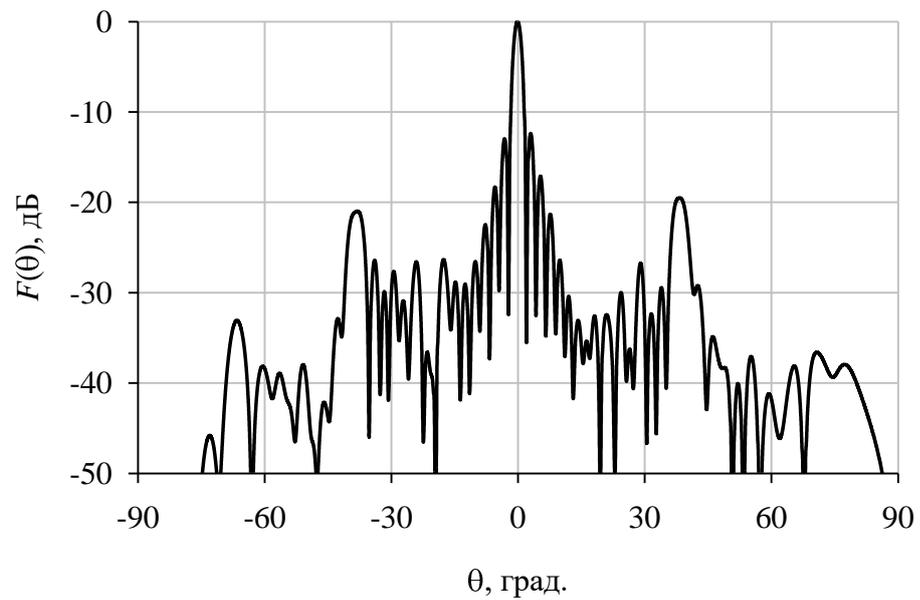


Рисунок 149 — ДН АР на частоте 26 ГГц в сечении $\varphi = 0^\circ$ (плоскость H)

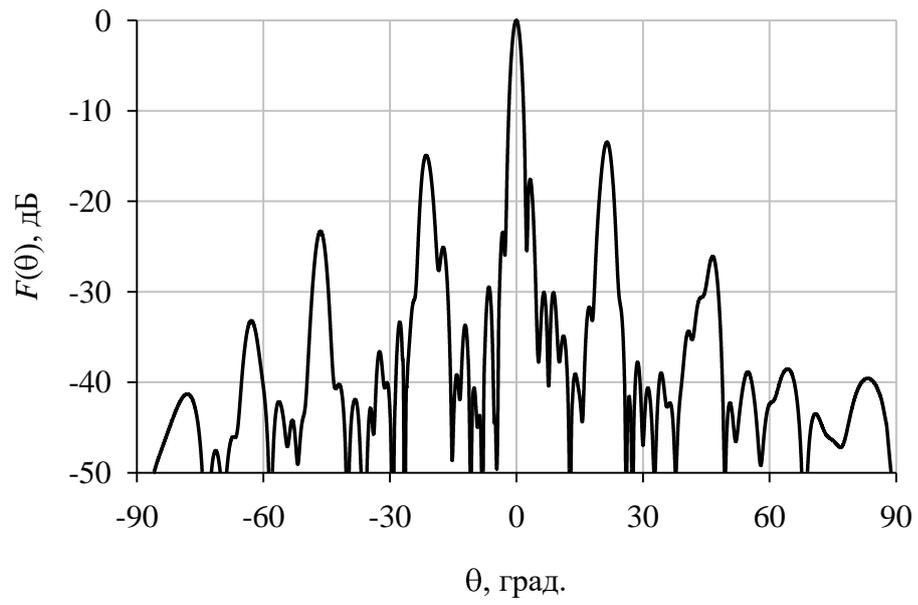


Рисунок 150 — ДН АР на частоте 26 ГГц в сечении $\varphi = 30^\circ$

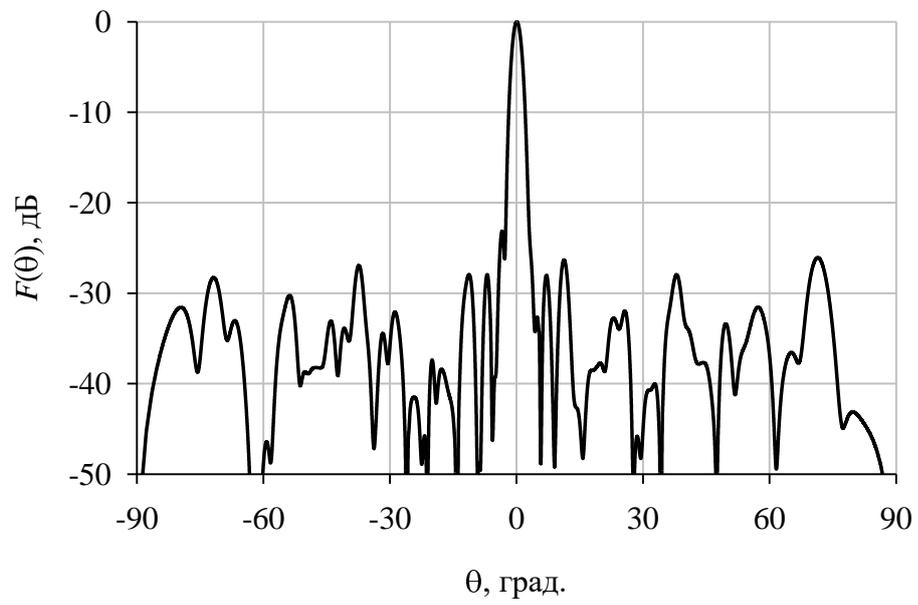


Рисунок 151 — ДН АР на частоте 26 ГГц в сечении $\varphi = 60^\circ$

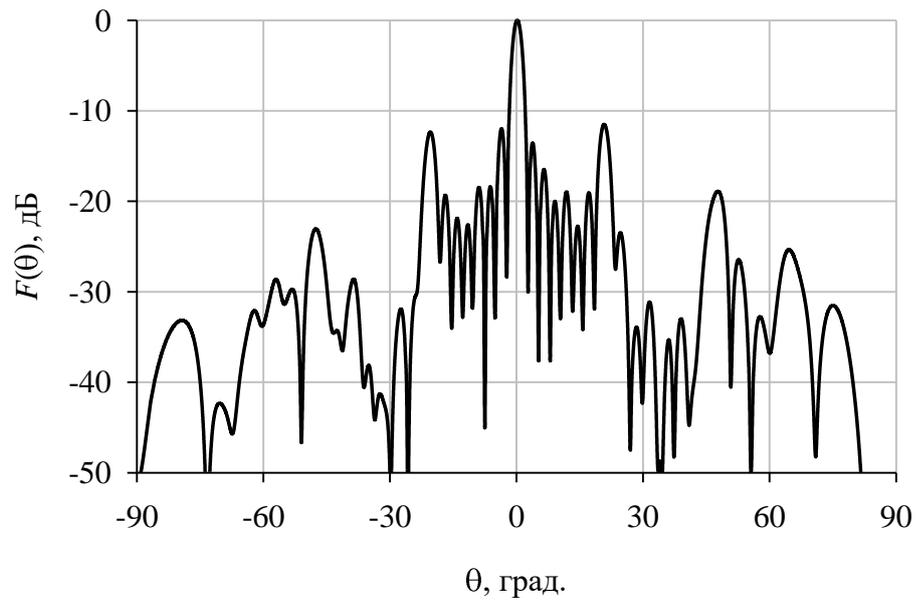


Рисунок 152 — ДН АР на частоте 26 ГГц в сечении $\varphi = 0^\circ$ (плоскость E)

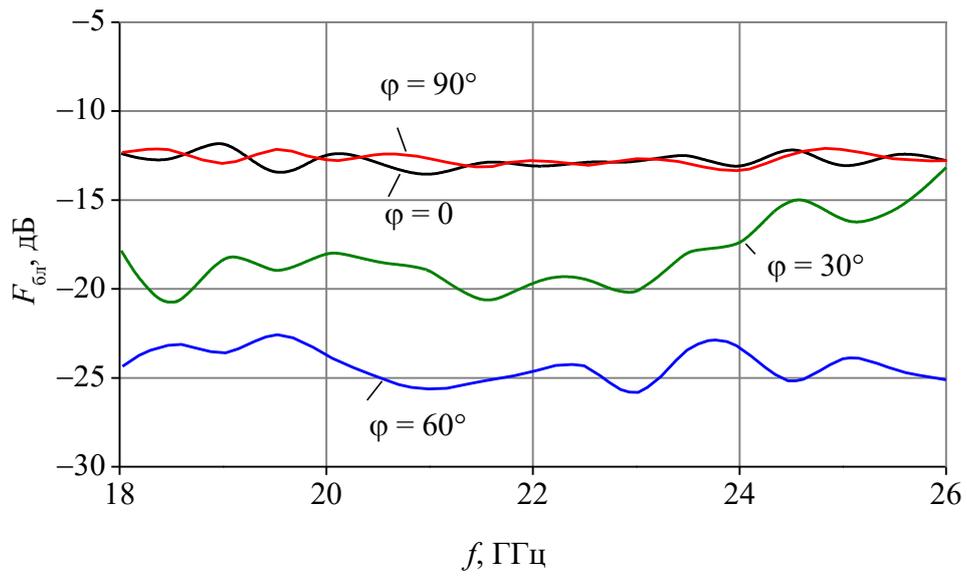


Рисунок 153 — УБЛ АР в четырёх сечениях трёхмерной ДН

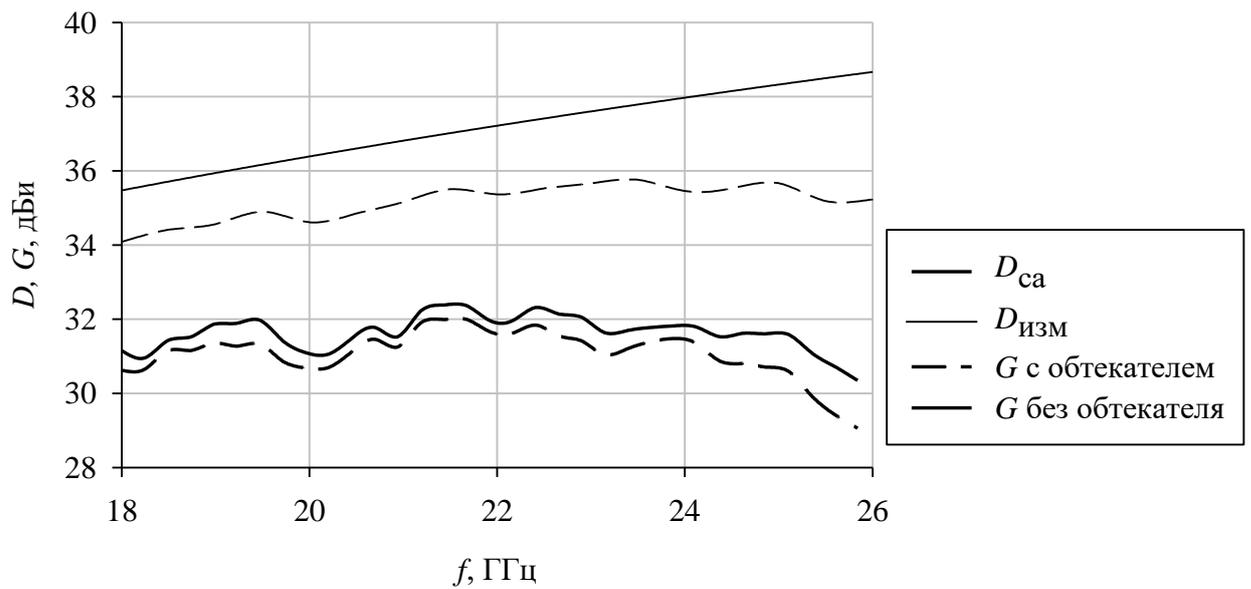


Рисунок 154 — Экспериментальные КНД и КУ антенны, КНД синфазной апертуры

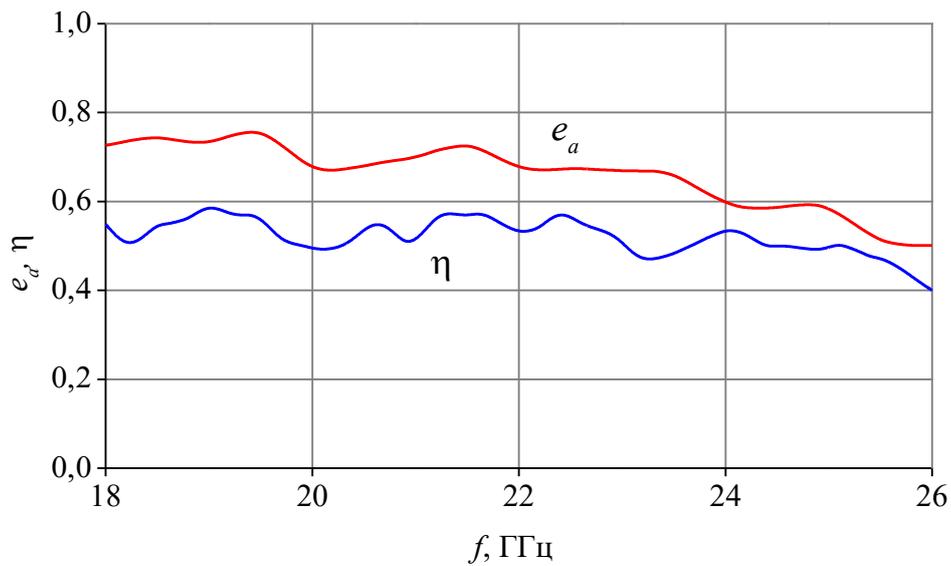


Рисунок 155 — КПД и апертурный КИП антенны

На рис. 154 представлены частотные зависимости измеренного КНД антенны $D_{\text{изм}}$, КУ при наличии и отсутствии обтекателя G , а также приведён для сравнения график КНД синфазной равномерно возбуждаемой апертуры равной с исследуемой антенной площади $D_{\text{са}}$.

Как видно из рисунков 137—155, коэффициент отражения не превышает —10 дБ, а УБЛ не превосходит —12 дБ в наиболее критичных сечениях трёхмерной ДН (плоскости E и H). Несимметричности ДН обусловлены небольшой (не более 15°) расфазировкой между подрешётками, вызванными разностью длин двухпроводных линий, припаиваемых к волноводно-двухпроводному переходу.

5.5. Выводы

В неэквилидистантной АР можно достичь подавления дифракционных лепестков, однако общий КНД такой решётки остаётся низким, КИП не превышает 0,25, за счёт высокого среднего уровня боковых лепестков и широкого главного лепестка.

В сплошной решётке, составленной из ШП-вибраторов, возможно достичь высокого уровня КИП, однако при этом ухудшается согласование. Кроме того, ДОС такой решётки имеет высокую степень сложности, за счёт чего её сложно согласовать в широкой полосе частот.

АР с использованием ЛНД позволяет получить одновременно как достаточно высокий КИП (выше 0,6) в широкой полосе частот, так и приемлемого уровня согласования (S_{11} не выше -10 дБ). В рамках настоящей работы экспериментальный макет АР продемонстрировал невысокий уровень КПД (порядка 0,5), однако КПД можно улучшить применением материалов с более низкими потерями (полистирол вместо ПЭТФ). Качество согласования также можно улучшить путём численной оптимизации ДОС, в ходе которой индивидуально подбираются размеры трансформаторов в каждой отдельной ступени деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертационной работе представлены решения актуальных задач построения широкополосных компактных антенных решёток с использованием структур из искусственного неоднородного диэлектрика.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Предложен технологически простой способ реализации радиально-неоднородного искусственного диэлектрика, заключающийся в наборе ЛНД из тонких слоёв однородного диэлектрика особой формы, обеспечивающей требуемый закон изменения диэлектрической проницаемости вдоль радиуса. Способ позволяет изготавливать линзовые антенны при помощи простых технологических операций (лазерная резка, штамповка).

2. Предложены методы расчёта характеристик предложенной структуры искусственного неоднородного диэлектрика. Дано выражение, описывающее форму «лепестков», составляющих элементарный слой, из которых набрана ЛНД. Представлен метод учёта поляризационных свойств искусственного неоднородного диэлектрика.

3. Разработаны и исследованы конструкции АР на основе ЛНД, изготавливаемых с помощью предложенного способа. Численными расчётами установлены границы применимости предложенного способа, выяснены предельные конструктивные параметры ЛНД, обеспечивающие хорошее приближение к её теоретической модели.

4. Изготовлены макеты широкополосных АР, содержащих антенные элементы в виде ЛНД. Проведены исследования различных типов широкополосных излучателей, пригодных для применения в таких АР.

5. Теоретические выводы и численные расчёты подтверждены экспериментальными исследованиями макетов антенных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pi Z., Khan F. An Introduction to Millimeter-Wave Mobile Broadband Systems // IEEE Commun. Mag. 2011. № June. P. 101–107.
2. Cudak M. et al. Moving towards mmwave-based Beyond-4G (B-4G) technology // IEEE Veh. Technol. Conf. IEEE, 2013. P. 1–5.
3. Shaddad R.Q. et al. Journal of Network and Computer Applications A survey on access technologies for broadband optical and wireless networks // J. Netw. Comput. Appl. Elsevier, 2014. Vol. 41. P. 459–472.
4. Selva D. et al. Distributed earth satellite systems: What is needed to move forward? // J. Aerosp. Inf. Syst. 2017. Vol. 14, № 8. P. 412–438.
5. Maxwell J.C. Solutions of problems // Cambridge Dublin Math. J. 1854. Vol. 9. P. 9–11.
6. Luneburg R.K. Mathematical Theory of Optics. Brown U. Press, Providence, R.I., 1944.
7. Fletcher A., Murphy T., Young A. Solutions of Two Optical Problems // Proc. R. Soc. London. Ser. A, Math. Physcal. 1954. Vol. 223, № 1153. P. 216–225.
8. Morgan S.P. General solution of the Luneberg lens problem // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29, № 9. P. 1358–1368.
9. Gutman A.S. Modified Luneberg lens // J. Appl. Phys. 1954. Vol. 25, № 7. P. 855–859.
10. Микаэлян А.Л. Применение слоистой среды для фокусировки волн // Доклады Академии Наук СССР. 1951. Vol. 81, № 4. P. 569.
11. Котляр В.В., Мелёхин А.С. Преобразование абеля в задачах синтеза градиентных оптических элементов // Компьютерная оптика. 2002. № 3. P. 29–36.
12. Рытов С.М. Электромангинтные свойства мелкослоистой среды // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1955. Vol. 29, № 5

- (11). P. 605–616.
13. Montagnino L. Ray Tracing in Inhomogeneous Media // *J. Opt. Soc. Am.* 1968. Vol. 58, № 12. P. 1667.
 14. Paxton K.B., Streifer W. Analytic Solution of Ray Equations in Cylindrically Inhomogeneous Guiding Media. 1: Meridional Rays // *Appl. Opt.* 1971. Vol. 10, № 5. P. 1164–1171.
 15. Paxton K.B., Streifer W. Analytic Solution of Ray Equations in Cylindrically Inhomogeneous Guiding Media. Part 2: Skew Rays // *Appl. Opt.* 1971. Vol. 10, № 5. P. 1164–1171.
 16. Marchand E.W. Ray Tracing in Gradient-Index Media // *J. Opt. Soc. Am. OSA*, 1970. Vol. 60, № 1. P. 1–7.
 17. Marchand E.W. Ray Tracing in Cylindrical Gradient-Index Media // *Appl. Opt.* 1972. Vol. 11, № 5. P. 1104.
 18. Moore D.T. Ray tracing in gradient-index media // *J. Opt. Soc. Am.* 1975. Vol. 65, № 4. P. 451–455.
 19. Sharma A., Kumar D.V., Ghatak A.K. Tracing rays through graded-index media: a new method. // *Appl. Opt.* 1982. Vol. 21, № 6. P. 984–987.
 20. Leonhardt U. Optical Conformal Mapping // *Science (80-.)*. 2006. Vol. 312, № June. P. 1777–1781.
 21. Pendry J.B., Schurig D., Smith D.R. Controlling Electromagnetic Fields // *Science (80-.)*. 2006. Vol. 1780, № 2006. P. 1780–1782.
 22. Kwon D.H., Werner D.H. Transformation electromagnetics: An overview of the theory and applications // *IEEE Antennas Propag. Mag.* 2010. Vol. 52, № 1. P. 24–46.
 23. Werner D.H., Kwon D.-H. Transformation Electromagnetics and Metamaterials. London: Springer-Verlag, 2014. 499 p.
 24. Brocker D.E., Turpin J.P., Werner D.H. Gradient Index Lens Optimization Using Transformation Optics // 2014 IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. IEEE, 2014. P. 755–756.

25. Lu B.Q., Jiang Z.H., Werner D.H. Transformation-optics Antenna Lens Design Using Complex Coordinate Transformation // 2014 IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. IEEE, 2014. Vol. 1. P. 59–60.
26. Kwon D., Member S., Werner D.H. Electromagnetic Focusing Lenses // IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. 2009. Vol. 8. P. 1115–1118.
27. Aghanejad I., Abiri H., Yahaghi A. High-Gain Planar Lens Antennas Based on Transformation Optics and Substrate-Integrated Waveguide (SIW) Technology // Prog. Electromagn. Res. 2016. Vol. 68, № July. P. 45–55.
28. Peeler G.D.M., Coleman H.P. Microwave Stepped-Index Luneberg Lenses // IRE Trans. Antennas Propag. 1958. № April. P. 202–207.
29. Koh G. Effective Dielectric Constant of a Medium with Spherical Inclusions // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 1992. Vol. 30, № 1. P. 184–186.
30. Maxwell-Garnett J.C. Colours in Metal Glasses, in Metallic Films // Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 1904. № 203. P. 385–420.
31. Sihvola A.H., Kong J.A. Effective permittivity of dielectric mixtures // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 1988. Vol. 26, № 4. P. 420–429.
32. Sanford J.R. Scattering by Spherically Stratified Microwave Lens Antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. 1994. Vol. 42, № 5.
33. Голубятников А.В., Каценеленбаум Б.З. Линза Люнеберга из кубиков . Геометрооптический расчет // Письма в ЖТФ. 1998. Vol. 24, № 15. P. 69–72.
34. Mosallaei H., Rahmat-Samii Y. Nonuniform Luneburg and two-shell lens antennas: Radiation characteristics and design optimization // IEEE Trans. Antennas Propag. 2001. Vol. 49, № 1. P. 60–69.
35. Мешковский И.К., Шанников Д.В. Фазовые искажения в анизотропной линзе Люнеберга // Письма в ЖТФ. 2002. Vol. 28, № 22. P. 1–6.
36. Jordan T.J., Plant H.T. Spherical luneberg lens composed of a plurality of pyramidal sectors each having a graded dielectric constant: pat. 3133285 (A) USA. 1964.

37. Rondineau S., Himdi M., Sorieux J. A Sliced Spherical Luneburg Lens // IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. 2003. Vol. 2, № 1536. P. 163–166.
38. Al-Nuaimi M.K.T., Hong W., Zhang W.X. Design of inhomogeneous dielectric flat lens with 2×2 TacLamPLUS microstrip array feeder // 2014 International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas, Novel EM Structures and Materials, and Applications, iWAT 2014. 2014. P. 277–280.
39. Chien H., Chen C. Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii. // Opt. expressOptics Express. 2006. Vol. 14, № 22. P. 10759–10764.
40. Bogaert I., Meert L., Olyslager F. The Luneberg lens Simulation method // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2007. P. 3476–3480.
41. Brakora K.F., Halloran J., Sarabandi K. Design of 3-D Monolithic MMW Antennas Using Ceramic Stereolithography. 2007. Vol. 55, № 3. P. 790–797.
42. Gbele K. et al. A 3-D Luneburg Lens Antenna Fabricated by Polymer Jetting Rapid Prototyping // IEEE Trans. Antennas Propag. 2014. Vol. 62, № 4. P. 1799–1807.
43. Gauffillet F., Akmansoy E. Graded photonic crystals for luneburg lens // IEEE Photonics J. 2016. Vol. 8, № 1.
44. Котляр В.В., Сойфер В.А., Налимов А.Г. Планарная фотонно-кристаллическая микролинза: pat. RU 2 473 155 C1 USA. RU, 2006. Vol. 20, № 19. P. 1–10.
45. Триандафилов Я.Р., Котляр В.В. Фотонно - кристаллическая линза микаэляна // Компьютерная оптика. 2007. Vol. 31, № 3. P. 27–31.
46. Котляр В.В. et al. Фотонно-кристаллическая линза для сопряжения двух планарных волноводов // Компьютерная оптика. 2008. Vol. 32, № 4. P. 326–336.
47. Kurt H., Citrin D.S. Graded index photonic crystals // Opt. Express. 2007. Vol. 15, № 3. P. 1240.

48. Horst R. Method of making three-dimensional dielectric lens: pat. US 3274668 (A) USA. 1966.
49. Andrews W.J. Method For Fabricating Luneberg Lens: pat. 3 914 769 USA. US, 1975.
50. Tokoro H. Luneberg dielectric lens and method of producing same: pat. 7671820 USA. Japan, 2005.
51. Strickland P.W. Method of fabricating Luneburg lenses: pat. US 2004/0661948 (A1) USA. Canada, 2002.
52. Kuroda M. Luneberg lens and process for producing same: pat. EP 1601191 A1 USA. Japan, 2004.
53. Aki M. Dielectric resin foam and lens antenna comprising the same: pat. EP 1310518 A1 USA. Japan, 2003.
54. Kuroda M. Luneberg lens and antenna device using the same: pat. EP 1653559 A1 USA. Japan, 2004.
55. Sato K., Ujiie H. A plate Luneberg lens with the permittivity distribution controlled by hole density // Electron. Commun. Japan (Part I Commun. 2002. Vol. 85, № 9. P. 1–12.
56. Bor J. et al. Foam Based Luneburg Lens Antenna at 60 GHz // Prog. Electromagn. Res. Lett. 2014. Vol. 44. P. 1–7.
57. Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. Линзовые антенны. М.: «Сов. Радио», 1974. 280 p.
58. Joannopoulos J.D. et al. Photonic crystals: molding the flow of light. Princeton University Press, 2008.
59. Wong K.-L. Compact Broadband Microstrip Antennas // Compact and Broadband Microstrip Antennas. New York: JOHN WILEY & SONS, INC., 2002. 324 p.
60. King H.E., Wong J.L. An experimental study of a balun-fed open-sleeve dipole in front of a metallic reflector // IEEE Trans. Antennas Propag. 1972. Vol. 20, № 2. P. 201–204.

61. Spence T.G., Werner D.H. A novel miniature broadband/multiband antenna based on an end-loaded planar open-sleeve dipole // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2006. Vol. 54, № 12. P. 3614–3620.
62. Wong H., Mak K., Luk K. DIRECTIONAL WIDEBAND SHORTED BOWTIE ANTENNA // *Microw. Opt. Technol. Lett.* 2006. Vol. 48, № 8. P. 766–768.
63. Wong H., Mak K.-M., Luk K.-M. Wideband Shorted Bowtie Patch Antenna With Electric Dipole. 2008. Vol. 56, № 7. P. 2098–2101.
64. Munk B.A. *Finite Antenna Arrays and FSS*. Wiley-Interscience, 2003. 357 p.
65. Gross F.B. *Frontiers in antennas: next generation design & engineering*. 2012. 526 p.
66. Volakis J.L. *Antenna Engineering Handbook* // The McGraw-Hill. 2007. 1754 p.
67. Lee J.J., Livingston S., Nagata D. A Low Profile 10:1 (200-2000 MHz) Wide Band Long Slot Array // 2008 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2008. Vol. 1. P. 61–64.
68. Youn H.S. et al. Design of a cylindrical long-slot array antenna integrated with hybrid EBG/ferrite ground plane // *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2012. Vol. 11. P. 180–183.
69. Lo Y.T. A Mathematical Theory of Antenna Arrays with Randomly Spaced Elements // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1964. Vol. 12, № 3. P. 257–268.
70. King D., Packard R.F., Thomas R.K. Unequally-Spaced, Broad-Band Antenna Arrays” // *IRE Trans. Antennas Propag.* 1956. № July. P. 380–384.
71. Ishimaru A., Chen Y.S. Thinning and Broadbanding Antenna Arrays by Unequal Spacings // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1965. Vol. AP-13, № 1. P. 34–42.
72. Werner D.H., Ganguly S. An overview of fractal antenna engineering research // *IEEE Antennas Propag. Mag.* 2003. Vol. 45, № I. P. 38–57.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АР – антенная решётка

ДОС – диаграммообразующая схема

ДН – диаграмма направленности

ДП – диэлектрическая проницаемость

КНД – коэффициент направленного действия

КИП – коэффициент использования поверхности

КУ – коэффициент усиления

ЛЛ — линза Люнеберга

ЛМ — линза Микаэляна

ЛНД – линза из неоднородного диэлектрика

ЛПА — логопериодическая антенна

ПДЛ — печатная двухпроводная линия

УБЛ – уровень боковых лепестков

ШП — широкополосный

c_b — коэффициент скругления углов плеч ШП-вибратора

D — КНД

D_{\max} — максимальный КНД в полном диапазоне углов

D_z — КНД в направлении оси z (нормали к плоскости печатной антенны)

e_a — КИП

f_0 — частота, соответствующая полуволновым размерам антенны; центральная частота диапазона (используется для нормирования частоты)

$f_{S_{11}\min}$ — минимальная рабочая частота, определяемая по критерию согласования $S_{11} < -10$ дБ

$f_{\text{ДН}\max}$ — максимальная рабочая частота, определяемая по критериям искажений ДН

$F_{\text{бл}}$ — уровень боковых лепестков

h — расстояние между печатным ШП-вибратором и проводящим экраном

n — показатель преломления

n_0 — параметр линзы Микаэляна — показатель преломления на оси линзы

L — толщина линзы Микаэляна (размер по высоте)

$L_{\text{опр}}$ — ширина цилиндрической оправы линзы (по радиальной координате)

r_0 — радиус линзы Микаэляна

ε — диэлектрическая проницаемость

$\varepsilon_{\text{эф}}$ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды

λ — длина волны

$\lambda_{\text{диэл}}$ — длина волны в диэлектрике

λ_{ε} — длина волны в диэлектрике оправы

$\sigma_{\text{ампл}}$ — неравномерность амплитудного распределения

$\sigma_{\text{фаз}}$ — неравномерность фазового распределения

ПРИЛОЖЕНИЕ А. АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ



УТВЕРЖДАЮ
Проректор по научной работе
ФГАОУ ВО «Сибирский
федеральный университет»

 Р.А. Барышев
«03» 12 2019 г

АКТ

о практическом использовании результатов диссертационной работы «Широкополосные антенные решётки с применением структур из искусственного неоднородного диэлектрика» Александрова Антона Михайловича в НИОКР.

Настоящим актом подтверждается использование разработанной Александровым А.М. методики конструктивного синтеза неоднородной цилиндрической линзовой антенны из однородного слоистого материала при выполнении ФГАОУ ВО «Сибирский Федеральный Университет» СЧ ОКР «Горизонт» по договору № 20523/532ка АСВР-38

1. В результате выполненных работ разработан и апробирован метод изготовления структуры слоистого искусственного неоднородного диэлектрика цилиндрической формы с возможностью вариации эффективных параметров в зависимости от профиля материала в слоистой структуре;
2. Эффективность внедрения характеризуется улучшением технологических характеристик при изготовлении неоднородных цилиндрических линзовых антенн из искусственного диэлектрика и заключается в возможности использования только одного вида диэлектрического материала сложного профиля при создании цилиндрической линзовой антенны.

Руководитель ДНИД СФУ



В.С. Казаков





АКТ

**об использовании результатов диссертационной работы
«Широкополосные антенные решётки с применением
структур из искусственного неоднородного диэлектрика» Александрина
Антон Михайловича в НИОКР, выполненных НИИ радиотехники и
телекоммуникаций (НИИРТ) СПбГЭТУ «ЛЭТИ» (г. Санкт-Петербург)**

Мы, нижеподписавшиеся представители НИИРТ ФГАОУ ВО "Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина)" настоящим актом подтверждаем, что в ходе выполнения НИОКР, проводимых НИИРТ, использованы следующие результаты диссертационной работы Александрина А. М.:

- конструкция гибридной диаграммообразующей схемы (ДОС) широкополосной антенной решетки;
- данные экспериментальных исследований антенной решетки с использованием цилиндрического линзового антенного элемента и гибридной ДОС;
- опытный образец широкополосной антенной решетки K -диапазона, переданный в эксплуатацию.

Эффективность использования характеризуется новыми возможностями антенной системы за счёт одновременного применения в составе широкополосной антенной решетки гибридной ДОС и неоднородной линзовой антенны в качестве антенного элемента.

Директор НИИРТ
д.т.н., профессор


В. Н. Ушаков

Старший научный сотрудник НИИРТ
к.т.н., доцент


М. И. Сутаев

ПРИЛОЖЕНИЕ Б. ДОКУМЕНТЫ, ПОДТВЕРЖДАЮЩИЕ ПРАВО НА
ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНУЮ СОБСТВЕННОСТЬ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2504056

ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ЛИНЗА

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Сибирский федеральный университет" (СФУ) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2012126433

Приоритет изобретения 25 июня 2012 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 10 января 2014 г.

Срок действия патента истекает 25 июня 2032 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов

