

На правах рукописи



Клионовски Кирилл Константинович

**Излучение слабонаправленных осесимметричных антенн
с круглыми экранами**

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Специальности: 01.04.03 – Радиофизика,
05.12.07 – Антенны, СВЧ устройства и их технологии

Москва 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институте радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН
(ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН)

Научный руководитель:

Калошин Вадим Анатольевич
доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты:

Кюркчан Александр Гаврилович,
доктор физико-математических наук,
профессор, зав. кафедрой теории
вероятности и прикладной математики
общетехнического факультета 1 ФГОБУ
ВПО Московского технического
университета связи и информатики

Бойко Сергей Николаевич,
кандидат физико-математических наук,
директор НПК-6 филиала ОАО «ОРКК» -
«НИИ КП»

Ведущая организация:

ОАО «Московское конструкторское бюро
«Компас», Москва

Защита состоится 19 июня 2015 г., в 10⁰⁰, на заседании диссертационного совета
Д 002.231.02 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН по адресу: 125009,
г. Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котельникова
РАН и на сайте <http://www.cplire.ru/rus/dissertations.html>

Автореферат разослан «__» _____ 2015г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Потапов
Александр Алексеевич

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы диссертационной работы. Развитие систем радиосвязи и радионавигации требует создания антенн, обладающих изотропной диаграммой направленности (ДН) в верхней полусфере и обеспечивающих максимально низкий уровень излучения в нижней полусфере. Данные требования предъявляются для обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств, а также улучшения их помехозащищенности, в частности, для уменьшения эффекта многолучевого распространения радиосигнала, вызванного отражением сигнала от земли или различных объектов, находящихся вблизи антенны. Одним из способов реализации таких антенн является использование слабонаправленного излучателя с экраном.

Наиболее простой конструкцией экрана является металлический диск. Вопросы излучения слабонаправленных антенн с таким экраном исследовались в литературе. Как было показано, для эффективного экранирования в нижней полусфере диаметр диска должен быть не менее нескольких длин волн. С целью уменьшения размера применяют более сложные конструкции экрана. Эффективное подавление излучения при относительно небольших габаритах обеспечивают импедансные экраны. Из них наиболее часто применяются гофрированные экраны с емкостным импедансом. Гофрированные экраны наиболее эффективны в случае, когда глубина гофра равна четверти длины волны излучения. Для работы на нескольких частотах используют систему из канавок различной глубины. Однако при использовании такой конструкции происходит усреднение импеданса и эффективность экранирования на каждой частоте уменьшается. Недостатком гофрированного экрана является также то, что он сужает ДН антенны в верхней полусфере.

В качестве широкополосных экранов используют экраны на основе непрозрачного радиопоглощающего материала, однако при их использовании возникают потери энергии, приводящие к падению коэффициента усиления (КУ) и увеличению шумовой температуры антенны.

Влияние указанных выше недостатков металлических и импедансных экранов можно уменьшить путем использования полупрозрачных экранов, для которых не равен нулю как коэффициент отражения, так и коэффициент прохождения падающей электромагнитной волны. В литературе рассматривались вопросы подавления обратного излучения полупрозрачными экранами с резистивным импедансом, которые реализованы на основе тонкого диэлектрика с омическими потерями. Полупрозрачные экраны можно реализовать также на основе мелко периодических структур из металлических проводов или лент.

Несмотря на большое количество публикаций, посвященных исследованию слабонаправленных антенн с импедансными и полупрозрачными экранами, задача оптимизации параметров этих антенн в литературе не решена. Это во многом связано с отсутствием простой (аналитической) и эффективной методики анализа и синтеза таких структур. Таким образом, задача создания такой методики и применение ее к задачам анализа и оптимизации характеристик излучения этих антенн является актуальной.

Цель работы и задачи исследования. Целью работы является развитие асимптотической теории излучения слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами различного типа и применение этой теории к задачам анализа и оптимизации характеристик излучения этих антенн.

Задачи исследования:

1. Асимптотическое решение ключевой задачи рассеяния векторной тороидальной волны на диске.
2. Построение численного алгоритма решения ключевой задачи рассеяния векторной тороидальной волны на диске на основе метода интегральных уравнений.

3. Исследование точности асимптотического решения задачи рассеяния векторной тороидальной волны на диске.
4. Применение полученного решения для нахождения характеристик излучения различных типов слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами.
5. Нахождение оптимальных характеристик полупрозрачных экранов для уменьшения обратного излучения слабонаправленных осесимметричных антенн.

Методы исследований и достоверность результатов. В диссертационной работе используются как асимптотические, так и численные методы электродинамики. Достоверность результатов работы базируется на корректном применении апробированных асимптотических методов: физической оптики и физической теории дифракции, а также путем сопоставления результатов, полученных асимптотическими и численными методами: методом моментов и конечных элементов. Достоверность результатов работы подтверждается также совпадением результатов численного моделирования и физического эксперимента.

Научная новизна работы. Новые научные результаты работы заключаются в следующем:

1. В приближении физической теории дифракции найдены два асимптотических разложения для диаграммы рассеяния векторной тороидальной волны общего вида на идеально проводящем диске, определяющих решение во всем пространстве.
2. В приближении Кирхгофа найдены два асимптотических разложения для диаграммы рассеяния векторной тороидальной волны общего вида на полупрозрачном диске, определяющих решение во всем пространстве.
3. Получены асимптотические разложения для ДН различных типов слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами: рамочной антенны, пэтч-антенны, открытого конца круглого волновода и монополя, определяющих решение во всем пространстве.
4. Получены асимптотические формулы для коэффициента обратного излучения рамочной антенны и пэтч-антенны с идеально проводящим экраном.
5. Найдено распределение изотропного резистивного импеданса на поверхности полупрозрачного экрана, обеспечивающее существенное увеличение коэффициента обратного излучения пэтч-антенны по сравнению с известными результатами.
6. Экспериментально показано, что экран с анизотропным индуктивным импедансом позволяет повысить коэффициент обратного излучения пэтч-антенны по сравнению с металлическим экраном того же радиуса.

Теоретическая и практическая значимость работы. Теоретическая значимость работы заключается в решении ключевой задачи рассеяния тороидальной векторной волны общего вида на металлическом и полупрозрачном диске и развитии на ее основе асимптотической теории излучения широкого класса слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами различного типа.

Практическую значимость работы составляют:

1. Найденное распределение изотропного резистивного импеданса экрана, при котором обеспечивается коэффициент обратного излучения пэтч-антенны 35 дБ при радиусе диска 0.8 длины волны.
2. Найденное распределение анизотропного индуктивного импеданса экрана, при котором обеспечивается коэффициент обратного излучения пэтч-антенны 33 дБ при радиусе диска 0.8 длины волны.

Положения, выносимые на защиту

1. Двухчленные асимптотические разложения решения ключевой задачи рассеяния произвольной векторной тороидальной волны на диске, полученные для области вблизи и вдали от оси диска, перекрываются и описывают диаграмму рассеяния для всех углов наблюдения в случае, когда радиус источника меньше радиуса диска.
2. Решение ключевой задачи рассеяния поля произвольной векторной тороидальной волны на диске позволило построить асимптотическую теорию излучения широкого класса слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами.
3. Найденное с использованием полученных асимптотических формул распределение изотропного резистивного импеданса на поверхности полупрозрачного экрана позволяет существенно повысить коэффициент обратного излучения слабонаправленных антенн по сравнению с известными результатами.

Апробация результатов работы. Результаты диссертации докладывались на конференциях:

1. Международная молодежная научно-техническая конференция «Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2012», г. Севастополь, 23-27 апреля 2012 г.
2. Международная научная конференция «Излучение и рассеяние электромагнитных волн ИРЭМВ-2013», пос. Дивноморское, Краснодарский край, 23-28 июня 2013 г.
3. I Всероссийская Микроволновая конференция, г. Москва, 27-29 ноября 2013 г.
4. Международная Азиатско-тихоокеанская микроволновая конференция АРМС 2014, г. Сендай, Япония, 4-7 ноября 2014 г.
5. II Всероссийская Микроволновая конференция, г. Москва, 26-28 ноября 2014 г.

Основное содержание диссертации

Во Введении приводится краткая характеристика диссертационной работы, обоснована актуальность темы, поставлены основные задачи исследования, сформулированы Положения, а также кратко изложено содержание разделов диссертации.

В первом разделе приводится обзор асимптотических методов, используемых для решения задач рассеяния электромагнитных волн на телах с ребрами. К этим методам относят физическую оптику (ФО), геометрическую теорию дифракции, равномерную геометрическую теорию дифракции (РГТД), равномерную асимптотическую теорию дифракции (РАТД), спектральную теорию дифракции, а также физическую теорию дифракции (ФТД). Далее с использованием различных методов исследуется рассеяние поля цилиндрической векторной волны на идеально проводящей полуплоскости (рис. 1) и ленте (рис. 2). Приводятся асимптотические формулы для расчета диаграммы рассеяния в приближении ФО, ФТД, РГТД и РАТД. Результаты расчета по данным формулам сопоставлены с результатами, полученными путем численного решения интегрального уравнения методом моментов. Приводятся графики диаграмм рассеяния цилиндрической волны на идеально проводящей ленте, построенные по асимптотическим формулам, в сравнении с диаграммами, полученными путем численного решения интегрального уравнения и численным интегрированием интеграла Кирхгофа. На основании полученных результатов делается вывод об асимптотической эквивалентности методов ФТД, РГТД и РАТД. В результате, для дальнейшего анализа антенн с металлическими экранами в качестве основного выбирается метод ФТД как наиболее удобный для рассмотрения трехмерных задач. Для анализа антенн с полупрозрачными экранами в качестве основного выбирается метод Кирхгофа, поскольку нам неизвестны более точные выражения для краевой волны таких экранов в общем случае.

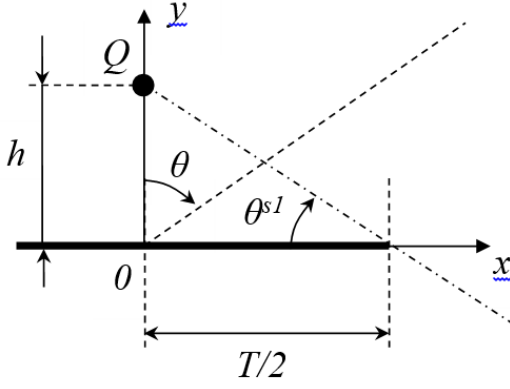


Рис. 1. Источник цилиндрической волны над полуплоскостью

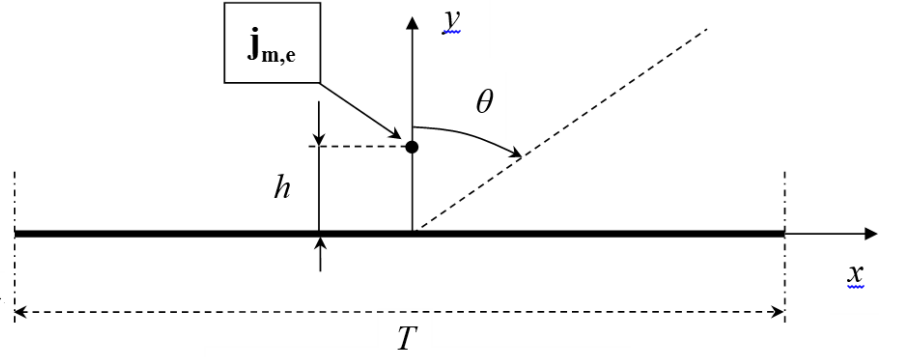


Рис. 2. Источник цилиндрической волны над лентой

Во втором разделе получены равномерные асимптотические формулы для расчета диаграммы рассеяния тороидальной векторной волны с гармонической азимутальной зависимостью на идеально проводящем и полупрозрачном диске. Такая волна возбуждается кольцевым током с зависимостью вида $\mathbf{j}(z)\cos(n\varphi+\psi)$ в цилиндрических координатах ρ, φ, z . Предполагается, что радиус диска равен R , ось кольца тока совпадает с осью диска, радиус кольца равен a , кольцо тока находится на расстоянии h от диска, а его размер вдоль оси Z равен Δh (рис. 3).

Векторный потенциал кольцевого источника тороидальной волны в свободном пространстве \mathbf{A} определяется интегрированием функции Грина по контуру кольцевого источника и имеет вид:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \cos(n\varphi' + \psi) \int_0^{\Delta h} \mathbf{j}(z') \frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dz' d\varphi', \quad |\mathbf{r}-\mathbf{r}'| = \sqrt{(\rho \cos \varphi - a \cos \varphi')^2 + (\rho \sin \varphi - a \sin \varphi')^2 + (z - z')^2}, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}(\rho, \varphi, z)$ – радиус вектор, проведенный из начала координат в точку наблюдения; $\mathbf{r}'(a, \varphi', z')$ – радиус вектор, проведенный из начала координат в точку источника; $n=0, 1, 2, \dots$; ψ – начальная фаза; $k=2\pi/\lambda$; λ – длина волны излучения; $i = \sqrt{-1}$. Применим метод стационарной фазы к внешнему интегралу в (1) в случае, когда стационарная точка находится далеко от края интегрирования. При условии $\Delta h \ll a$ векторный потенциал в сферических координатах r, θ, φ определяется выражением

$$\mathbf{A}(r, \theta, \varphi) = \frac{\sqrt{a} \cos(n\varphi + \psi)}{4\sqrt{2k\pi r} \sin \theta} D(\theta) \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m e^{-ikr_m - (-1)^m i\pi/4} / \sqrt{r_m}, \quad r_m = r + (-1)^{m+1} a \sin \theta, \quad (1a)$$

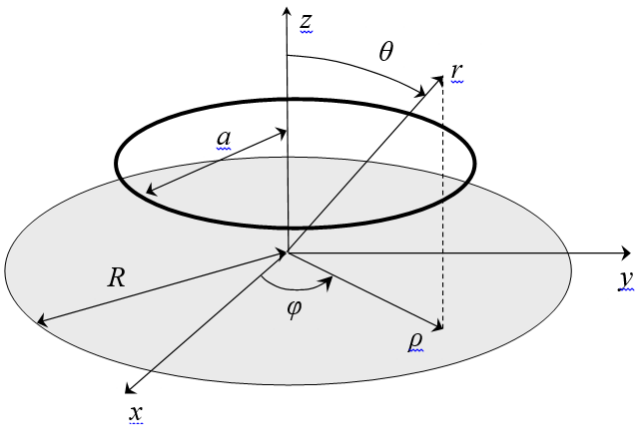


Рис. 3. Источник тороидальной волны над диском

где $D(\theta) = \int_0^{\Delta h} \mathbf{j}(z') e^{ikz' \cos \theta} dz'$ – ДН дифференциального

элемента кольцевого тока в меридиональной плоскости. Выражение (1a) справедливо в случае, когда точка наблюдения находится вдали от оси диска.

Полупрозрачный диск характеризуется двумя коэффициентами отражения $\eta_{\rho, \varphi}$ и прохождения $\tau_{\rho, \varphi} = 1 - \eta_{\rho, \varphi}$ для радиальной (ρ) и азимутальной (φ) компоненты магнитного поля на поверхности диска. Данные коэффициенты в осесимметричном случае зависят от радиальной координаты ρ в плоскости

диска и угла падения волны на плоскость диска в соответствующей точке. В соответствии с методом Кирхгофа и граничными условиями на полупрозрачной поверхности, электрический ток на диске имеет вид $\mathbf{j}^e = [\mathbf{z}_0, 2\eta_{\rho, \varphi} \mathbf{H}]$, где \mathbf{z}_0 – единичный вектор в направлении оси Z , \mathbf{H} – вектор напряженности

магнитного поля тороидальной волны в свободном пространстве, определяемый через векторный потенциал (1).

Меридиональная $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi)$ и азимутальная $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi)$ составляющая ДН источника тороидальной волны, расположенного на высоте h над полупрозрачным диском радиусом R , в приближении Кирхгофа имеет вид

$$H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi) = H_\theta(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} + \int_0^R j_\rho^e(\rho, \varphi)H_\theta^\rho(\theta, \rho)d\rho + \int_0^R j_\varphi^e(\rho, \varphi)H_\theta^\varphi(\theta, \rho)d\rho,$$

$$H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi) = H_\varphi(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} + \int_0^R j_\rho^e(\rho, \varphi)H_\varphi^\rho(\theta, \rho)d\rho + \int_0^R j_\varphi^e(\rho, \varphi)H_\varphi^\varphi(\theta, \rho)d\rho,$$

где $j_{\rho(\varphi)}^e(\rho, \varphi)$ – радиальная (азимутальная) составляющая электрического тока на полупрозрачном диске, $H_\theta(\theta, \varphi)$ и $H_\varphi(\theta, \varphi)$ – меридиональная и азимутальная компонента ДН напряженности магнитного поля векторной тороидальной волны в свободном пространстве, и

$$H_\theta^\rho(\theta, \rho) = -i \frac{k\rho}{8\pi} \left[\int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n-1)\Psi)} d\Psi - \int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n+1)\Psi)} d\Psi \right],$$

$$H_\varphi^\rho(\theta, \rho) = -i \frac{k\rho}{8\pi} \cos\theta \left[\int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n-1)\Psi)} d\Psi + \int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n+1)\Psi)} d\Psi \right],$$

$$H_\theta^\varphi(\theta, \rho) = i \frac{k\rho}{8\pi} \left[\int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n-1)\Psi)} d\Psi + \int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n+1)\Psi)} d\Psi \right],$$

$$H_\varphi^\varphi(\theta, \rho) = -i \frac{k\rho}{8\pi} \cos\theta \left[\int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n-1)\Psi)} d\Psi - \int_0^{2\pi} e^{i(k\rho \sin\theta \cos\Psi - (n+1)\Psi)} d\Psi \right].$$

Асимптотические выражения для рассеянного поля определяются отдельно для углов вблизи и вдали от оси диска. Для асимптотического вычисления интеграла Кирхгофа для углов вблизи оси используется метод стационарной фазы в случае, когда стационарная точка находится далеко от края интегрирования. Для углов вдали от оси для асимптотического вычисления интеграла Кирхгофа используется метод стационарной фазы с учетом возможной близости стационарной точки к краю интегрирования.

Предположим, что коэффициенты отражения и прохождения являются медленно меняющимися функциями, $n \ll ka$, $\Delta h \ll a$. При выполнении последнего условия поле кольцевого тока имеет характер тороидальной волны в ближней зоне диска. Асимптотические выражения для меридиональной и азимутальной компонент ДН тороидальной волны, рассеянной полупрозрачным диском, для области углов θ вдали от оси в приближении Кирхгофа имеют вид

$$H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi) = H_\theta(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) - H_\theta(\pi - \theta, \varphi)\eta_\rho(h \tan\theta)e^{-ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) +$$

$$+ H_\theta(\theta, \varphi)\tau_\rho(h \tan(\pi - \theta))e^{ikh\cos\theta} \chi(\theta - \pi/2 - \theta^s) + \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} \times$$

$$\times (H_\theta(\theta, \varphi)(1 - \tau_\rho(R))e^{ikh\cos\theta} f^r(\theta) - H_\theta(\pi - \theta, \varphi)\eta_\rho(R)e^{-ikh\cos\theta} f^m(\theta)) +$$

$$+ \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} H_\theta(\pi/2 + \theta^s, \varphi)((1 - \tau_\rho(R))e^{ikh\cos\theta} f_k^r(\theta) - \eta_\rho(R)e^{-ikh\cos\theta} f_k^m(\theta)),$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi) = H_\varphi(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) + H_\varphi(\pi - \theta, \varphi)\eta_\varphi(h \tan\theta)e^{-ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) +$$

$$+ H_\varphi(\theta, \varphi)\tau_\varphi(h \tan(\pi - \theta))e^{ikh\cos\theta} \chi(\theta - \pi/2 - \theta^s) + \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} \times$$

$$\times (H_\varphi(\theta, \varphi)(1 - \tau_\varphi(R))e^{ikh\cos\theta} f^r(\theta) + H_\varphi(\pi - \theta, \varphi)\eta_\varphi(R)e^{-ikh\cos\theta} f^m(\theta)) +$$

$$+ \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} H_\varphi(\pi/2 + \theta^s, \varphi)((1 - \tau_\varphi(R))e^{ikh\cos\theta} f_k^r(\theta) + \eta_\varphi(R)e^{-ikh\cos\theta} f_k^m(\theta)),$$

при азимутальной поляризации падающей волны, где

$$\begin{aligned} \tilde{F}(x) &= -\frac{e^{-ix^2}}{2\sqrt{i\pi x}}, \quad F(x) = -\text{sign}(x)\sqrt{\frac{i}{\pi}} \int_{-\infty}^{-\text{sign}(x)x} e^{-it^2} dt, \quad \chi(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases}, \quad \theta^s = \arctan\left(\frac{h}{R}\right), \\ f^{r,m}(\theta) &= F(s_Q^{r,m}(\theta)) - \tilde{F}(s_Q^{r,m}(\theta)) - (-1)^n i(F(s_P^{r,m}(\theta)) - \tilde{F}(s_P^{r,m}(\theta))), \quad L = \sqrt{R^2 + h^2}, \quad \Theta_1(\theta) = \theta + \pi/2, \\ s_Q^r(\theta) &= \sqrt{2kL} \cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) - \theta^s}{2}\right), \quad s_P^r(\theta) = \sqrt{2kL} \cos\left(\frac{\Theta_2(\theta) - \theta^s}{2}\right), \quad \Theta_2(\theta) = \begin{cases} \pi/2 - \theta, & 0 \leq \theta < \pi/2 \\ 5\pi/2 - \theta, & \pi/2 \leq \theta \leq \pi \end{cases} \\ s_Q^m(\theta) &= \sqrt{2kL} \cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) + \theta^s}{2}\right), \quad s_P^m(\theta) = \sqrt{2kL} \cos\left(\frac{\Theta_2(\theta) + \theta^s}{2}\right), \quad f_k^{r,m}(\theta) = [\tilde{F}(s_Q^{r,m}(\theta))f_R^k(\theta) - (-1)^n i\tilde{F}(s_P^{r,m}(\theta))f_L^k(\theta)] \\ f_R^k(\theta) &= \cos\theta \left[\cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) - \theta^s}{2}\right) + \cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) + \theta^s}{2}\right) \right]^{-1}, \quad f_L^k(\theta) = \cos\theta \left[\cos\left(\frac{\Theta_2(\theta) - \theta^s}{2}\right) + \cos\left(\frac{\Theta_2(\theta) + \theta^s}{2}\right) \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Для случая идеально проводящего диска уточним асимптотические выражения (2), (3) путем замены поля краевой волны в приближении Кирхгофа (последнее слагаемое в указанных выражениях) на поле краевой волны из решения Зоммерфельда для идеально проводящей полуплоскости. В результате получаем асимптотические выражения для поля вдали от оси в приближении ФТД

$$\begin{aligned} H_\theta^\Sigma(r, \theta, \varphi) &= H_\theta(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) - H_\theta(\pi - \theta, \varphi)e^{-ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) + \\ &+ \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} (H_\theta(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} f^r(\theta) - H_\theta(\pi - \theta, \varphi)e^{-ikh\cos\theta} f^m(\theta)) + \\ &+ \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} H_\theta(\pi/2 + \theta^s, \varphi) \left(e^{ikh\cos\theta} [\tilde{F}(s_Q^r(\theta)) - (-1)^n i\tilde{F}(s_P^r(\theta))] - e^{-ikh\cos\theta} [\tilde{F}(s_Q^m(\theta)) - (-1)^n i\tilde{F}(s_P^m(\theta))] \right), \end{aligned} \quad (4)$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$\begin{aligned} H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi) &= H_\varphi(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) + H_\varphi(\pi - \theta, \varphi)e^{-ikh\cos\theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) + \\ &+ \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} (H_\varphi(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} f^r(\theta) + H_\varphi(\pi - \theta, \varphi)e^{-ikh\cos\theta} f^m(\theta)) + \\ &+ \sqrt{\cos\theta^s (\sin\theta)^{-1}} H_\varphi(\pi/2 + \theta^s, \varphi) \left(e^{ikh\cos\theta} [\tilde{F}(s_Q^r(\theta)) - (-1)^n i\tilde{F}(s_P^r(\theta))] + e^{-ikh\cos\theta} [\tilde{F}(s_Q^m(\theta)) - (-1)^n i\tilde{F}(s_P^m(\theta))] \right) + \\ &+ \text{sign}(\sin(\pi/4 - \theta/2)) \frac{(-1)^n \sqrt{2iR}}{L\sqrt{\pi k \sin\theta}} H_\varphi(\pi/2 + \theta^s, \varphi) F(\sqrt{2kR(1 - \sin\theta)}) e^{-ik(R\sin\theta + L)}, \end{aligned} \quad (5)$$

при азимутальной поляризации падающей волны. Последнее слагаемое в (5) описывает вторичную дифракцию на идеально проводящем диске.

Асимптотические выражения для меридиональной и азимутальной компонент диаграммы рассеяния тороидальной волны на полупрозрачном диске для области углов θ вблизи от оси в приближении Кирхгофа имеют вид

$$H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_\theta(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} - H_\theta(\pi - \theta, \varphi)\eta_\rho(h \tan\theta)e^{-ikh\cos\theta} - H_\theta^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ H_\theta(\theta, \varphi)\tau_\rho(h \tan(\pi - \theta))e^{ikh\cos\theta} - H_\theta^s(\theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases}, \quad (6)$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_\varphi(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} + H_\varphi(\pi - \theta, \varphi)\eta_\varphi(h \tan\theta)e^{-ikh\cos\theta} - H_\varphi^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ H_\varphi(\theta, \varphi)\tau_\varphi(h \tan(\pi - \theta))e^{ikh\cos\theta} - H_\varphi^s(\theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases}, \quad (7)$$

при азимутальной поляризации падающей волны. Здесь

$$H_\theta^s(\theta, \varphi) = \frac{i^{n+1} \sin\theta^s \eta_\rho(R)}{2} H_\theta\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi\right) [J_{n-1}(kR\sin\theta) - J_{n+1}(kR\sin\theta) + f_1(\theta)] e^{-ikL}, \quad (8)$$

$$H_\varphi^s(\theta, \varphi) = -\frac{i^{n+1} \sin\theta^s \eta_\rho(R)}{2} H_\theta\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi - \frac{\pi}{2n}\right) \cos\theta [J_{n-1}(kR\sin\theta) + J_{n+1}(kR\sin\theta) + f_2(\theta)] e^{-ikL}.$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_\theta^s(\theta, \varphi) = -\frac{i^{n+1} \eta_\varphi(R)}{2} H_\varphi\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi - \frac{\pi}{2n}\right) [J_{n-1}(kR\sin\theta) + J_{n+1}(kR\sin\theta) + f_2(\theta)] e^{-ikL}, \quad (9)$$

$$H_\varphi^s(\theta, \varphi) = -\frac{i^{n+1} \eta_\varphi(R)}{2} H_\varphi\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi\right) \cos\theta [J_{n-1}(kR\sin\theta) - J_{n+1}(kR\sin\theta) + f_1(\theta)] e^{-ikL}.$$

при азимутальной поляризации падающей волны. В (8), (9) $J_m(u)$ – функция Бесселя порядка m и аргумента u , и функции $f_1(\theta)$ и $f_2(\theta)$ имеют вид

$$f_1(\theta) = \begin{cases} i \frac{\sin\theta(J_0(kR\sin\theta) - J_2(kR\sin\theta))}{\cos\theta^s}, & n=0 \\ i \frac{\sin\theta(3J_1(kR\sin\theta) - J_3(kR\sin\theta))}{2\cos\theta^s}, & n=1, \\ 0, & n \geq 2 \end{cases}, \quad f_2(\theta) = \begin{cases} 0, & n=0 \\ i \frac{\sin\theta(J_3(kR\sin\theta) + J_1(kR\sin\theta))}{2\cos\theta^s}, & n=1, \\ 0, & n \geq 2 \end{cases}. \quad (10)$$

Для случая идеально проводящего диска асимптотические формулы (6) и (7) уточняются с использованием имеющихся в литературе асимптотических формул, которые получены в приближении ФТД для общего случая рассеяния осесимметричного лучевого поля на идеально проводящем осесимметричном теле с кромкой. В частном случае рассеяния тороидальной векторной волны на диске, асимптотические выражения для составляющих рассеянного поля в дальней зоне для углов вблизи от оси в приближении ФТД имеют вид:

$$H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_\theta(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} - H_\theta(\pi - \theta, \varphi)e^{-ikh\cos\theta} - H_\theta^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ -H_\theta^s(\pi - \theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases}, \quad (11)$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_\varphi(\theta, \varphi)e^{ikh\cos\theta} + H_\varphi(\pi - \theta, \varphi)e^{-ikh\cos\theta} - H_\varphi^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ -H_\varphi^s(\pi - \theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases}, \quad (12)$$

при азимутальной поляризации падающей волны. Здесь

$$H_\theta^s(\theta, \varphi) = \frac{i^{n+1}\cos\theta^s}{4} H_\theta\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi\right) \left[J'_n(u(\theta))\omega_0^+(\theta) - iJ'_{n+1}(u(\theta))\omega_0^-(\theta) \right] e^{-ikL}, \quad (13)$$

$$H_\varphi^s(\theta, \varphi) = \frac{(-i)^{n+1}\cos\theta^s}{4} H_\theta\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi + \frac{\pi}{2n}\right) \cos\theta \left[n \frac{J_n(u(\theta))}{u(\theta)} \omega_0^+(\theta) - i(n+1) \frac{J_{n+1}(u(\theta))}{u(\theta)} \omega_0^-(\theta) \right] e^{-ikL}.$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_\theta^s(\theta, \varphi) = -\frac{i^{n+1}\cos\theta^s}{4} H_\varphi\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi + \frac{\pi}{2n}\right) \left[n \frac{J_n(u(\theta))}{u(\theta)} \Omega_0^+(\theta) - i(n+1) \frac{J_{n+1}(u(\theta))}{u(\theta)} \Omega_0^-(\theta) \right] e^{-ikL}, \quad (14)$$

$$H_\varphi^s(\theta, \varphi) = \frac{(-i)^{n+1}\cos\theta^s}{4} H_\varphi\left(\frac{\pi}{2} + \theta^s, \varphi\right) \cos\theta \left[J'_n(u(\theta))\Omega_0^+(\theta) - iJ'_{n+1}(u(\theta))\Omega_0^-(\theta) \right] e^{-ikL}.$$

при азимутальной поляризации падающей волны, где

$$\Omega_0^\pm(\theta) = -\frac{V_e(\theta)}{\cos\theta} \mp \frac{V_e(-\theta)}{\cos\theta}, \quad \omega_0^\pm(\theta) = V_m(\theta) \pm V_m(-\theta), \quad u(\theta) = kR\sin\theta, \quad J'_n(x) = \frac{d[J_n(x)]}{dx},$$

$$V_e(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{1}{2} \left(\left[\cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) - \theta^s}{2}\right) \right]^{-1} + \left[\cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) + \theta^s}{2}\right) \right]^{-1} \right) - \frac{2\cos\theta}{\sin\theta - \cos\theta^s},$$

$$V_m(\theta) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{1}{2} \left(\left[\cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) - \theta^s}{2}\right) \right]^{-1} - \left[\cos\left(\frac{\Theta_1(\theta) + \theta^s}{2}\right) \right]^{-1} \right) - \frac{2\sin\theta^s}{\sin\theta - \cos\theta^s}.$$

Для оценки точности, которую обеспечивают асимптотические формулы, задача рассеяния была также исследована путем численного решения интегрального уравнения Фредгольма второго рода

$$\int_{S'} \hat{\mathbf{G}}(\rho, \varphi, \rho', \varphi') \mathbf{j}_{num}^e(\rho', \varphi') dS' + \mathbf{E}_\tau(\rho, \varphi) = \hat{\mathbf{Z}}(\rho) \mathbf{j}_{num}^e(\rho, \varphi). \quad (15)$$

Здесь $\hat{\mathbf{G}}$ – тензор Грина; \mathbf{j}_{num}^e – неизвестный электрический ток на диске; \mathbf{E}_τ – вектор напряженности электрического поля, создаваемый источником тороидальной волны в свободном пространстве; S' – поверхность диска; $\hat{\mathbf{Z}}$ – тензор импеданса с комплексными компонентами. Для численного решения

уравнения (15) методом моментов неизвестный электрический ток раскладывается по базису треугольных элементов.

В разделе различными методами исследовано рассеяние тороидальной и, в частности, сферической векторной волны на идеально проводящем и полупрозрачном диске. Диаграммы рассеяния, найденные по асимптотическим формулам, сопоставлены с соответствующими результатами, имеющимися в литературе и результатами, полученными путем численного решения интегрального уравнения.

Диаграммы рассеяния азимутальной $H_\varphi^z(\theta, \varphi = \pi/2)$ и меридиональной $H_\theta^z(\theta, \varphi = 0)$ компоненты тороидальной волны, создаваемой кольцевым азимутальным электрическим током радиусом $a = \lambda/4.3$ с одной вариацией по азимутальному углу, расположенным над диском радиусом $R = 2\lambda$ на расстоянии $h = 0.4\lambda$, представлены на рис. 4 и 5.

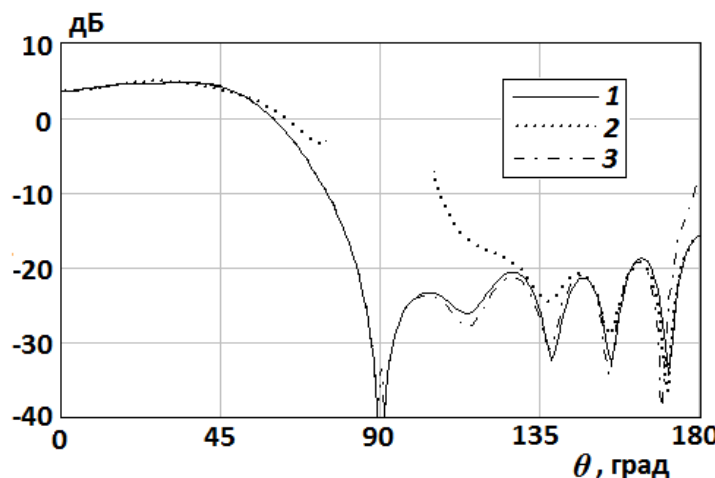


Рис. 4. Диаграмма рассеяния азимутальной компоненты магнитного поля, создаваемой кольцевым азимутальным электрическим током с одной вариацией по азимутальному углу, расположенным над идеально проводящим диском: 1 – численное решение интегрального уравнения; 2 и 3 – асимптотическая формула (12) и (5) для углов вблизи и вдали от оси, соответственно.

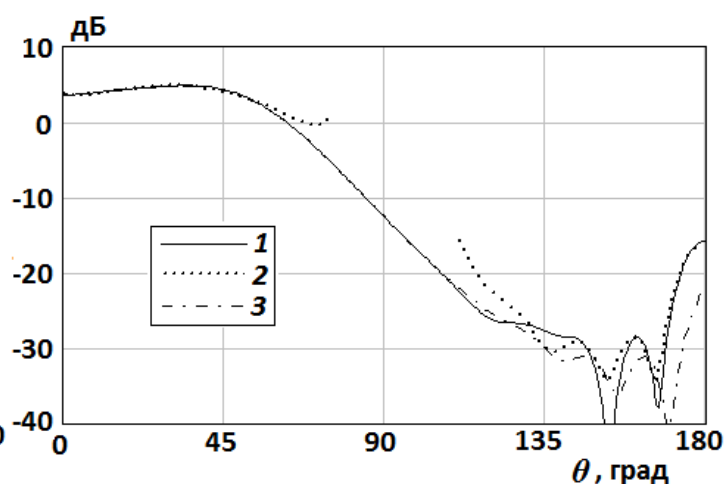


Рис. 5. Диаграмма рассеяния меридиональной компоненты магнитного поля, создаваемой кольцевым азимутальным электрическим током с одной вариацией по азимутальному углу, расположенным над идеально проводящим диском: 1 – численное решение интегрального уравнения; 2 и 3 – асимптотическая формула (11) и (4) для углов вблизи и вдали от оси, соответственно.

Сравнение результатов расчетов по асимптотическим формулам с соответствующими результатами, полученными при численном решении интегрального уравнения методом моментов, показало, что при радиусе источника менее радиуса диска асимптотические формулы позволяют рассчитать рассеянное поле во всем секторе углов наблюдения как для металлических, так и для полупрозрачных экранов. С увеличением радиуса источника тороидальной волны при неизменном радиусе диска сектор перекрытия сужается вследствие сближения границ «свет-тень» с осью диска.

Относительная погрешность асимптотических формул для диаграммы рассеяния на идеально проводящем диске менее 2 дБ для радиусов диска более 2λ и радиусах источника тороидальной волны $0 \leq a \leq \lambda/4$. При дальнейшем увеличении радиуса источника точность уменьшается. Для случая, когда радиус диска равен 0.5λ и радиус источника лежит в диапазоне $0 \leq a \leq \lambda/4$, асимптотические формулы описывают диаграмму рассеяния с относительной погрешностью менее 4 дБ во всем секторе углов наблюдения.

В третьем разделе развитая асимптотическая теория применяется для исследования излучения ДН слабонаправленных осесимметричных антенн с экранами различного типа. В качестве примеров рассматриваются: рамочная антенна, монополь, открытый конец круглого волновода и пэтч-антенна.

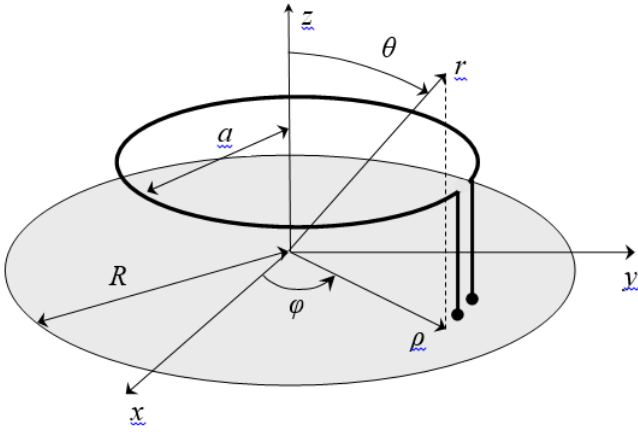


Рис. 6. Рамочная антенна над экраном

бегущей волны, распределение которого в свободном пространстве имеет вид $\mathbf{j}_e^\varphi(\rho, \varphi, z) = I_e^\varphi \delta(\rho - a) \delta(z) e^{i\varphi} \mathbf{e}_\varphi$, где $\delta(z)$ – дельта функция Дирака, I_e^φ – амплитуда тока, \mathbf{e}_φ – единичный азимутальный вектор. Тогда в качестве ДН рамочной антенны можно считать ДН с компонентами

$$H_\theta(\theta, \varphi) = i \frac{I_e^\varphi ka}{4} e^{i\varphi} [J_0(ka \sin \theta) - J_2(ka \sin \theta)], \quad H_\varphi(\theta, \varphi) = -\frac{I_e^\varphi ka}{4} \cos \theta e^{i\varphi} [J_0(ka \sin \theta) + J_2(ka \sin \theta)] \quad (16)$$

Азимутальная $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi=0)$ и меридиональная $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi=0)$ компоненты ДН рамочной антенны радиусом $a = \lambda/2\pi$ и радиусом проводника $a_r = 0.05\lambda$, расположенной на расстоянии $h = 0.75\lambda$ над полупрозрачным экраном радиусом $R = 2\lambda$ с распределением коэффициентов отражения $\eta_\rho(\rho) = \eta_\varphi(\rho)$ и прохождения $\tau_\rho(\rho) = \tau_\varphi(\rho)$, представленным на рис. 7, представлены на рис. 8 и 9, соответственно. Диаграммы построены с использованием асимптотических формул, полученных в разделе 2, и метода конечных элементов.

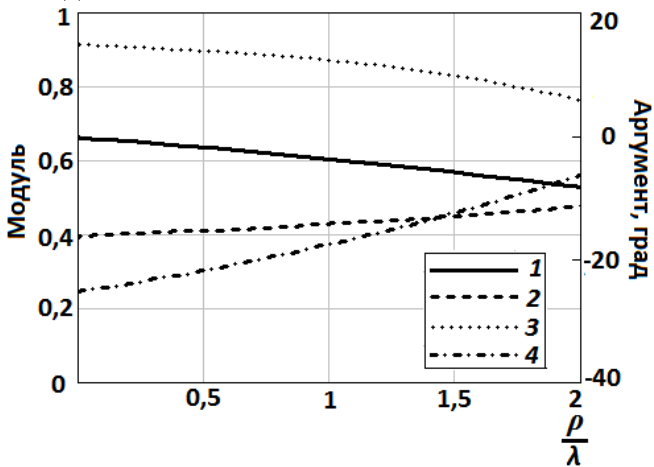


Рис. 7. Распределение коэффициентов отражения и прохождения: 1 – модуль коэффициента отражения; 2 – модуль коэффициента прохождения; 3 – аргумент коэффициента отражения; 4 – аргумент коэффициента прохождения.

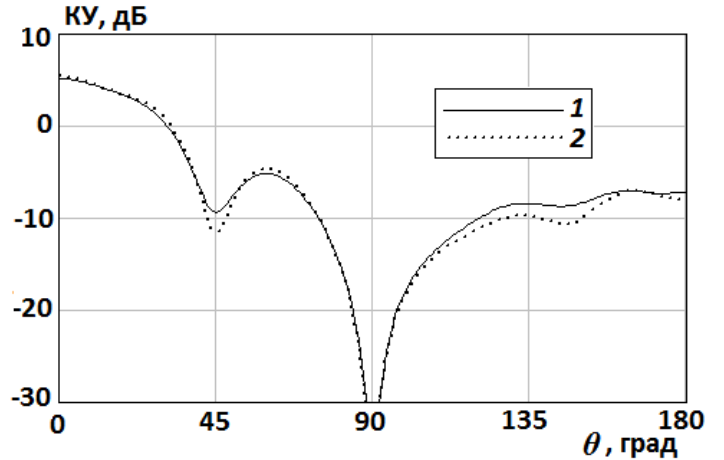


Рис. 8. ДН азимутальной компоненты магнитного поля расположенной над полупрозрачным диском рамочной антенны: 1 – расчет методом конечных элементов; 2 – асимптотические формулы (3), (7).

Используя асимптотическое выражение (12) для рассеянного поля вблизи оси, запишем асимптотическое выражение в приближении ФТД для коэффициента обратного излучения $K_{OH} = |H_\varphi^\Sigma(\theta=0, \varphi)/H_\varphi^\Sigma(\theta=\pi, \varphi)|$ рамочной антенны, расположенной над идеально проводящим диском радиусом R на расстоянии h от его плоскости:

$$K_{OH} = \left| 8i \sin(kh) e^{ikL} L(V_{e0} R \sin \theta^s [J_0(ka \cos \theta^s) + J_2(ka \cos \theta^s)] + V_{m0} R [J_0(ka \cos \theta^s) - J_2(ka \cos \theta^s)])^{-1} + 1 \right|, \quad (17)$$

где

$$V_{e0} = \sqrt{\frac{1}{8\pi}} \left[\cos\left(\frac{\pi - \theta^s}{4}\right) \right]^{-1} + \left[\cos\left(\frac{\pi + \theta^s}{4}\right) \right]^{-1} + \frac{2}{\cos \theta^s}, \quad V_{m0} = \sqrt{\frac{1}{8\pi}} \left[\cos\left(\frac{\pi - \theta^s}{4}\right) \right]^{-1} - \left[\cos\left(\frac{\pi + \theta^s}{4}\right) \right]^{-1} + \frac{2 \sin \theta^s}{\cos \theta^s}.$$

На рис. 10 представлены результаты расчета $K_{Ои}$ рамочной антенны от радиуса диска, построенные по асимптотической формуле (17), в сравнении с результатами, полученными методом конечных элементов.

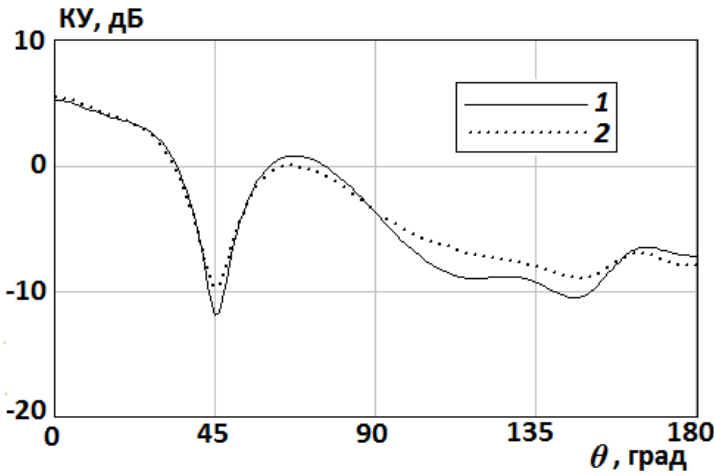


Рис. 9. ДН меридиональной компоненты магнитного поля расположенной над полупрозрачным диском рамочной антенны: 1 – расчет методом конечных элементов; 2 – асимптотические формулы (2), (6).

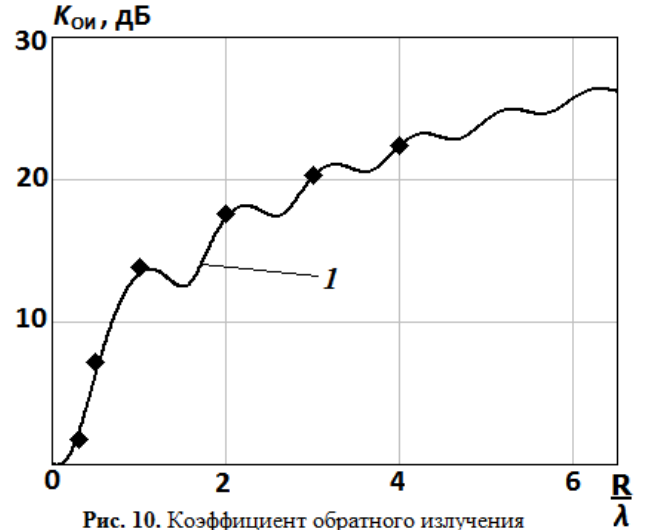


Рис. 10. Коэффициент обратного излучения рамочной антенны: 1 – асимптотическая формула (17); точки – расчет методом конечных элементов.

Из графика на рис. 10 видно, что $K_{Ои}$ рамочной антенны, расположенной над идеально проводящим диском, почти монотонно возрастает с увеличением радиуса диска. Из формулы (17) следует, что $K_{Ои}$ стремится к бесконечности при $R \rightarrow \infty$. Это связано с тем, что амплитуда поля рамочной антенны на кромке диска уменьшается как R^{-2} , а амплитуда рассеянного диском поля вблизи оси увеличивается пропорционально R . Асимптотическое выражение (17) определяет данный коэффициент с точностью более 0,3 дБ.

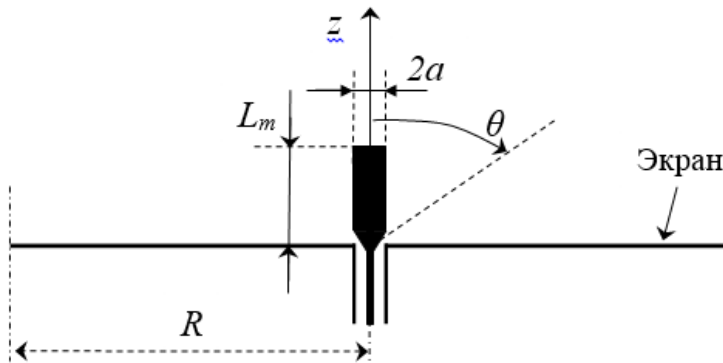


Рис. 11. Монополь на оси экрана

Излучение монополя. Монополь выполнен в виде металлического цилиндра радиусом a и длины L_m (рис. 11), и расположен в центре экрана радиусом R . Полагаем, что по поверхности монополя вдоль его оси протекает электрический ток амплитуды I_e^z , распределение которого вдоль проводника имеет вид:

$$\mathbf{j}_e^m(\rho, z) = I_e^z \delta(\rho - a) \cos\left(\frac{z\pi}{2L_m}\right) \mathbf{z}_0, \text{ при } 0 < z < L_m. \quad (18)$$

В силу того, что поле такого тока в ближней зоне не является тороидальной волной (т.е. не может быть представлено в виде (1а)), заменим непрерывный ток набором дискретных осевых токов:

$$\mathbf{j}_e^m(\rho, z) = I_e^z \delta(\rho - a) \sum_{n=1}^N \cos\left(\frac{(n-1)\pi}{2N}\right) \delta\left(z - \frac{(n-1)L_m}{N}\right) \mathbf{z}_0, \quad (19)$$

и будем искать асимптотическое выражение ДН монополя с экраном как суперпозицию ДН, создаваемых каждым кольцевым током $\mathbf{j}_e^z(\rho, z) = \delta(\rho - a) \delta(z - (n-1)L_m/N) \mathbf{z}_0$ из (19). Диаграмма направленности такого кольцевого осевого тока в свободном пространстве имеет вид

$$H_\varphi(\theta) = 0.5 i k a \sin \theta J_0(k a \sin \theta). \quad (20)$$

Диаграммы направленности монополя радиусом $a=0.025\lambda$ и длины $L_m=0.25\lambda$ с идеально проводящим экраном радиусом $R=2\lambda$ представлены на рис. 12. Диаграммы построены с использованием асимптотических формул, полученных в разделе 2, и метода конечных элементов. Анализ расчетов ДН показал, что суммы из трех кольцевых токов ($N=3$ в формуле (19)) вполне

достаточно для определения ДН монополя. При дальнейшем увеличении N точность ДН существенно не улучшается. Из графика на рис. 12 видно, что относительная погрешность асимптотических формул для ДН в приближении Кирхгофа на 2 дБ больше, чем в приближении ФТД для идеально проводящего экрана. Диаграммы направленности монополя с полупрозрачным экраном, представлены на рис. 14. Распределения модулей коэффициентов отражения $\eta_\rho(\rho)=\eta_\varphi(\rho)$ и прохождения $\tau_\rho(\rho)=\tau_\varphi(\rho)$ по поверхности экрана представлены на рис. 13. Аргумент коэффициентов равен нулю.

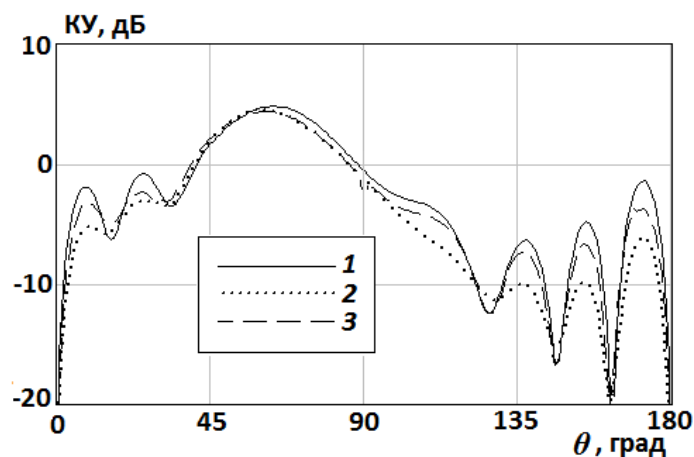


Рис. 12. ДН монополя с идеально проводящим экраном: 1 – расчет методом конечных элементов; 2 – асимптотические формулы (3), (7) в приближении Кирхгофа; 3 – асимптотические формулы (5), (12) в приближении ФТД.

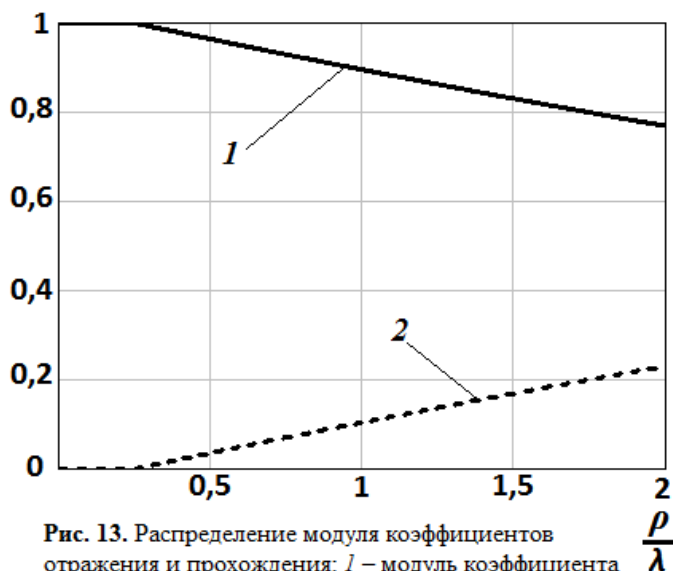


Рис. 13. Распределение модуля коэффициентов отражения и прохождения: 1 – модуль коэффициента отражения; 2 – модуль коэффициента прохождения.

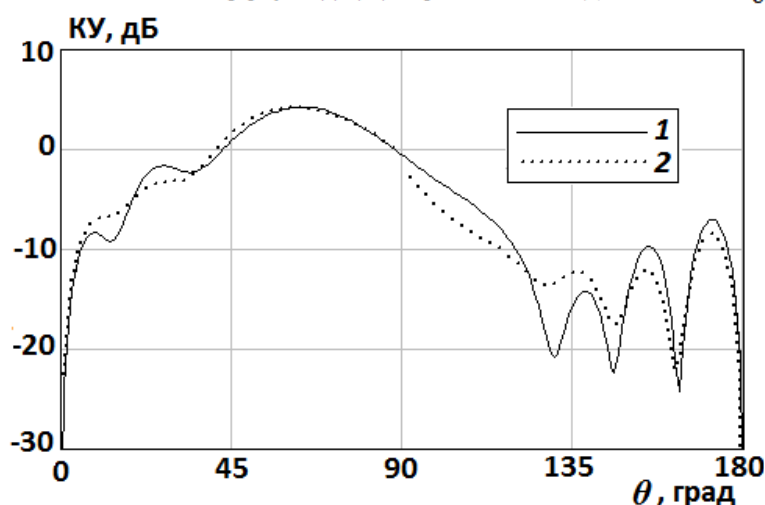


Рис. 14. ДН монополя с полупрозрачным экраном: 1 – расчет методом конечных элементов; 2 – асимптотические формулы (3), (7) в приближении Кирхгофа.

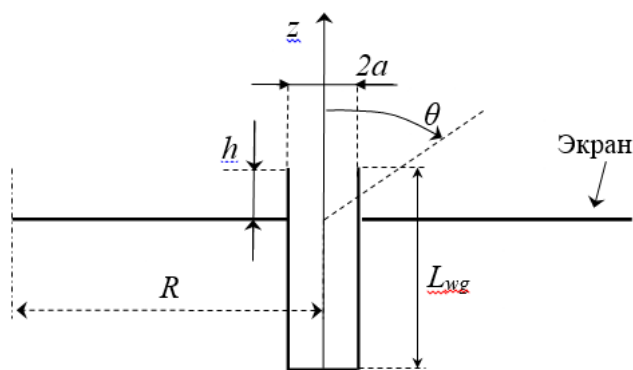


Рис. 15. Круглый волновод с экраном

Излучение открытого конца круглого волновода. Открытый конец круглого волновода радиусом a и длины L_{wg} выступает над экраном радиусом R на высоту h (рис. 15). Рассмотрим излучение моды H_{11} в двух случаях: $h>0$ и $h=0$. В первом случае, когда конец волновода приподнят над экраном, в качестве диаграммы направленности тороидальной волны используем поученную Л.А. Вайнштейном асимптотику ДН открытого конца волновода

$$H_\theta(\theta, \varphi) = \begin{cases} \frac{\pi a \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) [J_0(ka \sin \theta) - J_2(ka \sin \theta)] \left[1 + \Delta^2 \left[\tan\left(\frac{\tilde{\theta}_1}{2}\right) / \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]^2\right]}{\sin\left(\frac{\tilde{\theta}_1}{2}\right) (\cos \theta + \cos \tilde{\theta}_1)} e^{\tilde{U}(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)} \cos \varphi, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ \frac{2 \left[1 + \Delta^2 \left[\tan\left(\frac{\tilde{\theta}_1}{2}\right) / \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]^2\right] e^{\tilde{U}(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)} \cos \varphi}{k \sin\left(\frac{\tilde{\theta}_1}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) [H_0^{(1)}(ka \sin \theta) - H_2^{(1)}(ka \sin \theta)] (\cos \theta + \cos \tilde{\theta}_1)}, & \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi \end{cases},$$

$$H_\varphi(\theta, \varphi) = \begin{cases} i1.18\pi k^3 a^4 \Delta \sin\left(\frac{\tilde{\theta}_1}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) [J_0(ka \sin \theta) + J_2(ka \sin \theta)] \sin \varphi e^{U(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)}, & 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ i1.18ka^2 \Delta \sin\left(\frac{\tilde{\theta}_1}{2}\right) \sin \varphi \left[\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin \theta H_1^{(1)}(ka \sin \theta)\right]^{-1} e^{U(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)}, & \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi \end{cases}, \quad (21)$$

где $\tilde{\theta}_1 = \arccos\left[-\frac{\sqrt{k^2 - (1.841/a)^2}}{k}\right]$, $\Delta = \frac{ie^{U(\pi) - \tilde{U}(\pi)}}{2ka}$, и функция Вайнштейна $U=U(s, q)$, $\tilde{U}=U(s, \tilde{q})$ имеет

$$\text{вид } U(s, q) = \frac{1}{i2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln\left(1 - e^{\frac{i2\pi q - t^2}{2}}\right) \frac{dt}{t - se^{\frac{i\pi}{4}}}, \quad q = \frac{1}{\pi} \text{Arc tan}\left(\frac{N_1(ka)}{J_1(ka)}\right) + \frac{1}{2}, \quad \tilde{q} = \frac{1}{\pi} \text{Arc tan}\left(\frac{N_0(ka) - N_2(ka)}{J_0(ka) - J_2(ka)}\right) - \frac{1}{2},$$

$s = \sqrt{2ka} \cos \theta$, $N_n(x)$ и $H_n^{(1)}(x)$ – функции Неймана и Ханкеля первого рода порядка n от аргумента x , соответственно.

Во втором случае ($h=0$) в качестве ДН тороидальной волны используем диаграмму излучения моды H_{11} из открытого конца круглого волновода с бесконечным идеально проводящим фланцем, меридиональная и азимутальная компоненты которой в приближении Кирхгофа имеют вид:

$$H_\theta(\theta, \varphi) = ka \cos \theta \cos \varphi J_1'(ka \sin \theta) / \left[1 - \left(\frac{ka \sin \theta}{1.841}\right)\right], \quad H_\varphi(\theta, \varphi) = \sin \varphi \frac{J_1(ka \sin \theta)}{\sin \theta}. \quad (22)$$

Сравним результаты расчета ДН моды H_{11} открытого конца круглого волновода длины $L_{wg}=6\lambda$, возбуждаемой электрическим диполем, расположенным на оси волновода на расстоянии 1.5λ от его торца, с идеально проводящим экраном радиусом $R=2\lambda$, полученные численным решением интегрального уравнения методом моментов, методом конечных элементов, а также результаты

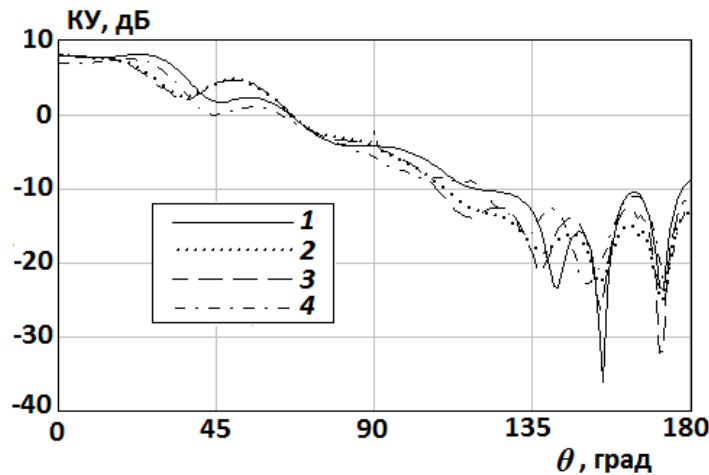


Рис. 16. ДН азимутальной компоненты магнитного поля моды H_{11} открытого конца круглого волновода с экраном: 1 – численный расчет методом конечных элементов; 2 – асимптотические формулы (3), (7) в приближении Кирхгофа; 3 – асимптотические формулы (5), (12) в приближении ФТД; 4 – численное решение интегрального уравнения методом моментов.

расчета с использованием асимптотических формул из раздела 2. Азимутальная $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi = \pi/2)$ и меридиональная $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi = 0)$ компоненты ДН открытого конца круглого волновода радиусом $a=0.38\lambda$ при $h=\lambda$ представлены на рис. 16 и 17, соответственно. Азимутальная и меридиональная компоненты ДН открытого конца круглого волновода радиусом $a=0.31\lambda$ при $h=0$ представлены на рис. 18 и 19, соответственно.

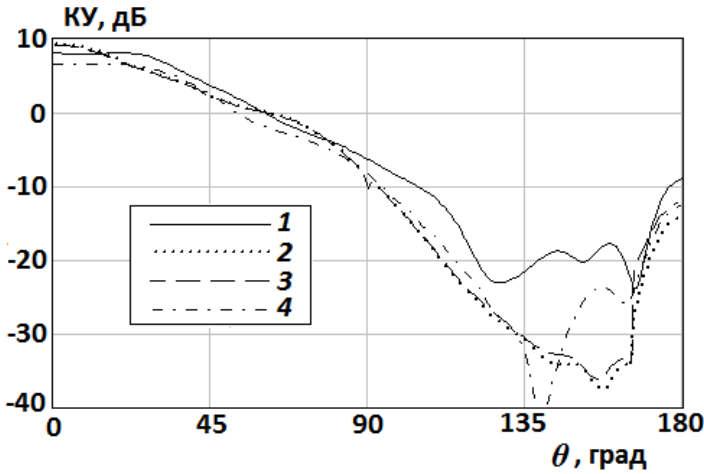


Рис. 17. ДН меридиональной компоненты магнитного поля моды H_{11} открытого конца круглого волновода с экраном: 1 – численный расчет методом конечных элементов; 2 – асимптотические формулы (2), (6) в приближении Кирхгофа; 3 – асимптотические формулы (4), (11) в приближении ФТД; 4 – численное решение интегрального уравнения методом моментов.

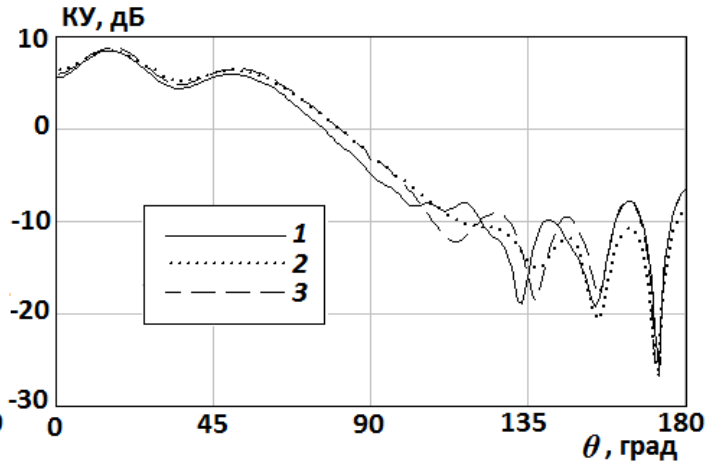


Рис. 18. ДН азимутальной компоненты магнитного поля моды H_{11} открытого конца круглого волновода с фланцем: 1 – численное решение интегрального уравнения методом моментов; 2 – асимптотические формулы (3), (5) в приближении Кирхгофа; 3 – асимптотические формулы (7), (12) в приближении ФТД.

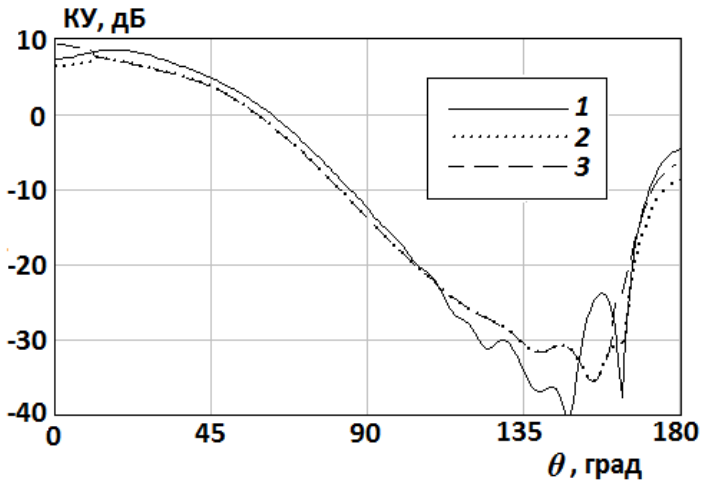


Рис. 19. ДН меридиональной компоненты магнитного поля моды H_{11} открытого конца круглого волновода с фланцем: 1 – численное решение интегрального уравнения методом моментов; 2 – асимптотические формулы (2), (4) в приближении Кирхгофа; 3 – асимптотические формулы (6), (11) в приближении ФТД.

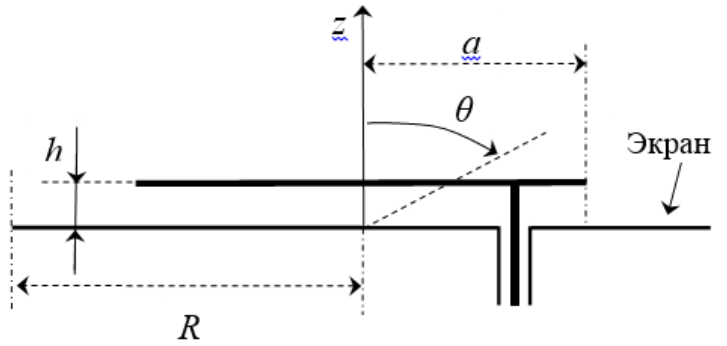


Рис. 20. Пэтч-антенна с экраном

Излучение пэтч-антенны. Пэтч-антенна радиусом a расположена над экраном радиусом R на расстоянии h и возбуждается коаксиальным кабелем (рис. 20). Предполагаем, что расстояние между пэтчем и экраном много меньше длины волны.

При этом ДН пэтч-антенны без экрана совпадает с ДН кольцевого магнитного тока с одной азимутальной вариацией амплитуды I_m^φ вида $\mathbf{j}_m^\varphi(\rho, \varphi, z) = I_m^\varphi \delta(\rho - a) \delta(z) \cos \varphi \mathbf{e}_\varphi$. В результате ДН пэтч-антенны имеет следующие компоненты –

$$H_\theta(\theta, \varphi) = -i \frac{I_m^\varphi ka}{4W_0} \cos \theta \sin \varphi [J_0(ka \sin \theta) + J_2(ka \sin \theta)], \quad H_\varphi(\theta, \varphi) = -i \frac{I_m^\varphi ka}{4W_0} \cos \varphi [J_0(ka \sin \theta) - J_2(ka \sin \theta)], \quad (23)$$

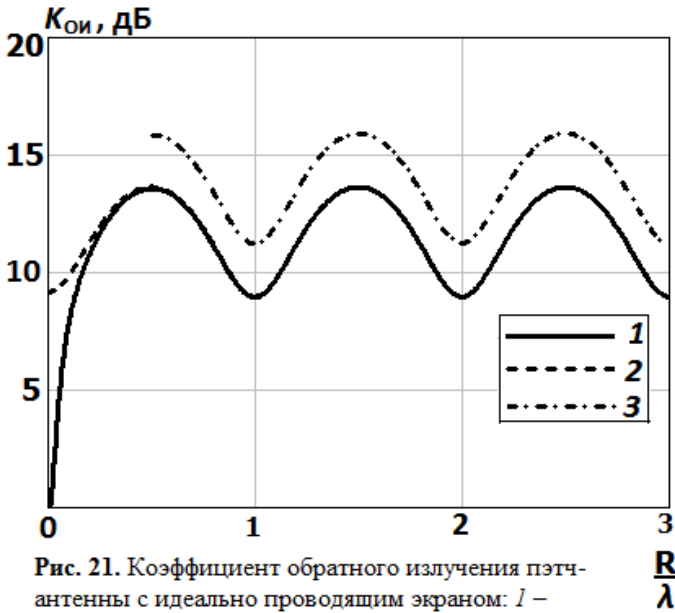
где $W_0 = 120\pi$. Используя асимптотические выражения для рассеянного поля вблизи оси (12), запишем асимптотическое выражение в приближении ФТД для коэффициента обратного излучения пэтч-антенны, расположенной над идеально проводящим экраном радиусом R на расстоянии h от его плоскости:

$$K_{OH} = \left| 8 \cos(kh) e^{ikL} L(V_{e0} R [J_0(ka \cos \theta^s) - J_2(ka \cos \theta^s)] + V_{m0} R \sin \theta^s [J_0(ka \cos \theta^s) + J_2(ka \cos \theta^s)])^{-1} - 1 \right|. \quad (24)$$

При $R \rightarrow \infty$ выражение (24) записывается в виде:

$$K_{OH} \rightarrow \sqrt{1 + \left(\frac{8 \cos(kh)}{[J_0(ka) - J_2(ka)](\sqrt{\pi^{-1}} + 2)} \right)^2 - \frac{16 \cos(kh) \cos(k\sqrt{R^2 + h^2})}{[J_0(ka) - J_2(ka)](\sqrt{\pi^{-1}} + 2)}}, \quad (25)$$

Из формулы (25) следует, что для пэтч-антенны $K_{ОИ}$ при $R \rightarrow \infty$ осциллирует относительно постоянного значения. Данное постоянное значение и амплитуда осцилляций не зависят от радиуса экрана. На рис. 21 представлены результаты расчета зависимости $K_{ОИ}$ пэтч-антенны с экраном по формулам (24), (25), а также результаты, полученные методом конечных элементов.



Из графика на рис. 21 видно, что $K_{ОИ}$ пэтч-антенны для фиксированных значений h и a осциллирует относительно постоянного значения при увеличении радиуса экрана. Такое поведение $K_{ОИ}$ можно объяснить тем, что амплитуда поля пэтч-антенны на кромке экрана уменьшается обратно пропорционально радиусу экрана. В то же время амплитуда поля, рассеянного экраном вблизи оси, увеличивается пропорционально радиусу экрана. В итоге, $K_{ОИ}$ осциллирует относительно некоторого постоянного значения. Асимптотические выражения (24), (25) для $K_{ОИ}$ позволяют определить данный коэффициент с погрешностью менее 2 дБ при условии, что радиус пэтч-антенны лежит в пределах $0 \leq a \leq \lambda/4$ и не превосходит радиуса экрана.

Оптимизация распределения прозрачности диска для уменьшения обратного излучения пэтч-антенны. Как показано выше, увеличение $K_{ОИ}$ пэтч-антенны с идеально проводящим экраном невозможно путем увеличения его радиуса. Поэтому для увеличения $K_{ОИ}$ произведем оптимизацию распределения прозрачности экрана. Целью оптимизации является получение максимально равномерной ДН пэтч-антенны в верхней полусфере и минимизация излучения в нижней полусфере. Введем целевой параметр, которые определяется как отношение среднеквадратичной мощности в нижней полусфере к среднеквадратичной мощности в верхней полусфере

$$I = \frac{\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} (|H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi)|^2 + |H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi)|^2) d\varphi d\theta}{\int_{\pi/2}^{\pi} \int_0^{2\pi} (|H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi)|^2 + |H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi)|^2) d\varphi d\theta} \quad (26)$$

Предполагается, что в центре диск идеально проводящий, т.е. $\eta_\rho(0)=\eta_\varphi(0)=1$ и $\tau_\rho(0)=\tau_\varphi(0)=0$. Это условие позволяет применить полученные результаты к пэтч-антеннам с идеально проводящим основанием. Для минимизации целевого параметра используем асимптотическое представление для $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi)$ и $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi)$ в (26), и оптимизируем закон изменения компонент тензора импеданса $Z_{\rho\rho, \varphi\varphi}(\rho)$, который связан с коэффициентами отражения $\eta_{\rho, \varphi}=1-\tau_{\rho, \varphi}$, как $\eta_{\rho, \varphi}(\rho) = W_0 / (2Z_{\rho\rho, \varphi\varphi}(\rho) + W_0)$. При оптимизации предполагается, что $Z_{\rho\rho}(\rho) = Z_{\varphi\varphi}(\rho)$, $Z_{\rho\rho, \varphi\varphi}(\rho) = 0$ при $0 \leq \rho \leq R_{1\rho, \varphi}$ и $Z_{\rho\rho, \varphi\varphi}(\rho) = A_{\rho, \varphi} (e^{(\rho - R_{1\rho, \varphi})\xi_{\rho, \varphi}} - 1)$ при $R_{1\rho, \varphi} < \rho \leq R$. Параметрами для оптимизации являются $A_{\rho, \varphi}$, $\xi_{\rho, \varphi}$ и $R_{1\rho, \varphi}$. Целевой параметр минимизируем с использованием градиентного метода.

Оптимизированное распределение модуля коэффициента отражения $\eta_\rho = \eta_\varphi$ и прохождения $\tau_\rho = \tau_\varphi$, а также нормированных к W_0 компонент тензора $Z_{\rho\rho, \varphi\varphi}(\rho)$ представлено для экрана радиусом $R=0.8\lambda$ и расположенным над ним на расстоянии $h=0.05\lambda$ пэтчем радиусом $a=0.13\lambda$, на рис. 22, 23. Аргумент данных коэффициентов равен нулю. На рис. 23 также представлено распределение компонент тензора импеданса $Z_{\rho\rho}(\rho) = Z_{\varphi\varphi}(\rho)$, предложенного в литературе.

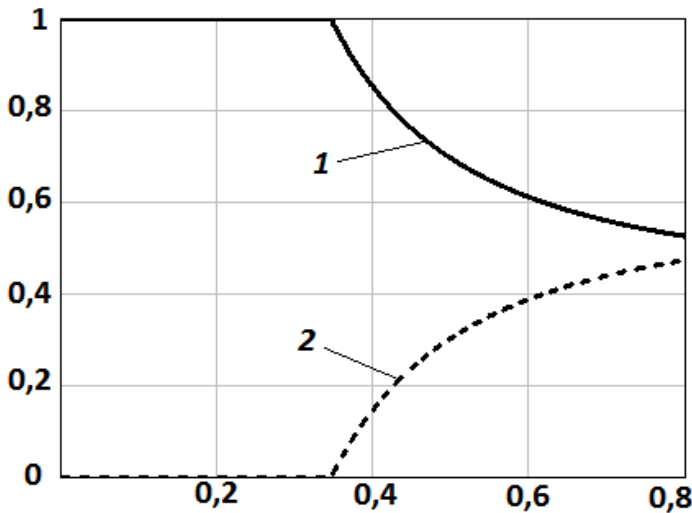


Рис. 22. Оптимизированные законы изменения коэффициентов отражения и прохождения: 1 – модуль коэффициента отражения; 2 – модуль коэффициента прохождения.



Рис. 23. Оптимизированные законы изменения модуля компонент $Z_{\rho\rho}(\rho)=Z_{\varphi\varphi}(\rho)$ тензора импеданса: 1 – оптимизированный импеданс; 2 – распределение импеданса, представленное в литературе.

Как показали результаты дополнительной оптимизации распределения импеданса по экрану, полученные с использованием численного решения интегрального уравнения методом моментов с учетом влияния поверхностной волны, которая возникает в случае импеданса с индуктивным аргументом, уменьшение обратного излучения достигается в случае анизотропного импеданса, при котором $Z_{\varphi\varphi}(\rho)=0$, и распределение аргумента и нормированного к W_0 модуля компоненты $Z_{\rho\rho}(\rho)$ которого представлено на рис. 24.

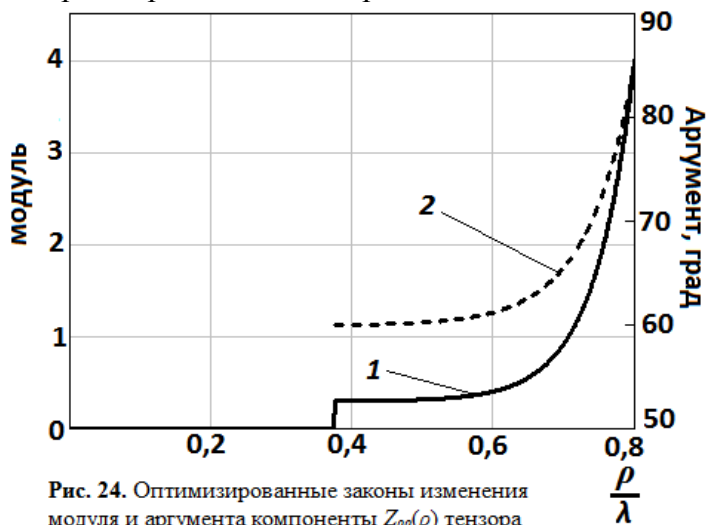


Рис. 24. Оптимизированные законы изменения модуля и аргумента компоненты $Z_{\rho\rho}(\rho)$ тензора импеданса: 1 – нормированный модуль; 2 – аргумент.

На рис. 25 и 26 представлены ДН азимутальной и меридиональной компоненты магнитного поля пэтч-антенны с экраном. Кривые на рисунках построены с использованием численного решения интегрального уравнения для полупрозрачного экрана с распределением импеданса, показанным на рис. 23, 24, а также для идеально проводящего экрана.

Из рис. 25, 26 видно, что для полупрозрачного экрана радиусом $R=0.8\lambda$ оптимизированное распределение прозрачности, представленное на рис. 22, 23 (кривая 1) и 24, обеспечивает значительное

уменьшение излучения для всех углов наблюдения, кроме углов $140^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ в H -плоскости, по сравнению с прозрачностью, представленной в литературе. Коэффициенты обратного излучения для экранов с прозрачностью, представленной на рис. 23 (кривая 1), рис. 24, и рис. 23 (кривая 2) составляют 35 дБ, 33 дБ и 25 дБ, соответственно. Коэффициент обратного излучения для идеально проводящего экрана составляет 11 дБ.

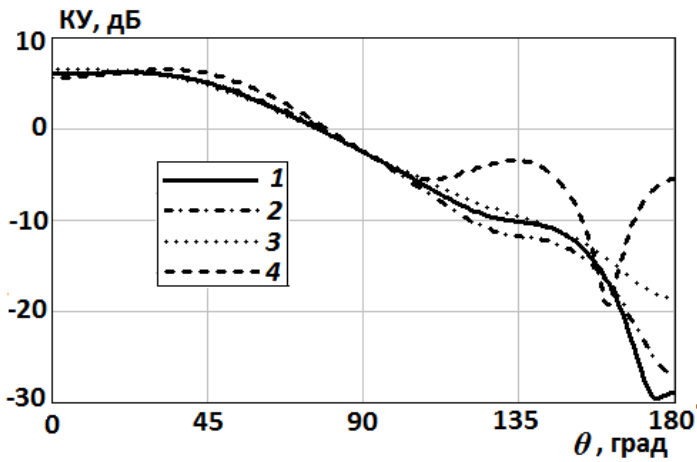


Рис. 25. ДН азимутальной компоненты магнитного поля пэтч-антенны с экраном: 1 – полупрозрачный экран с оптимизированной прозрачностью, представленной на рис. 22 и 23 (кривая 1); 2 – полупрозрачный экран с оптимизированной прозрачностью, представленной на рис. 24; 3 – полупрозрачный экран с прозрачностью, представленной на рис. 23 (кривая 2); 4 – идеально проводящий экран.

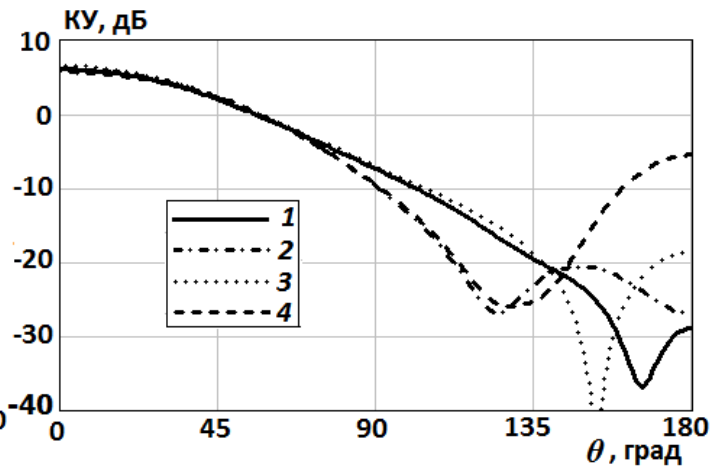


Рис. 26. ДН меридиональной компоненты магнитного поля пэтч-антенны с экраном: 1 – полупрозрачный экран с оптимизированной прозрачностью, представленной на рис. 22 и 23 (кривая 1); 2 – полупрозрачный экран с оптимизированной прозрачностью, представленной на рис. 24; 3 – полупрозрачный экран с прозрачностью, представленной на рис. 23 (кривая 2); 4 – идеально проводящий экран.

Отметим также, что оптимизация распределения емкостного импеданса (т.е. $\arg(Z_{\rho\rho, \varphi\varphi}(\rho)) = -\pi/2$) по экрану для минимизации целевого параметра (26) показала, что в этом случае не удастся получить значительное увеличение K_{01} по сравнению с идеально проводящим экраном.

В четвертом разделе проведены экспериментальные исследования пэтч-антенны с металлическим экраном, резистивным полупрозрачным экраном и индуктивным полупрозрачным экраном в E -плоскости ($H_{\varphi}^z(\theta, \varphi)$) и H -плоскости ($H_{\theta}^z(\theta, \varphi)$).

Экспериментальный макет металлического экрана радиусом 150 мм с круглой пэтч-антенной, находящейся под радиопрозрачным колпаком, представлен на рис. 27. На рис. 28–30 приведены графики расчетных и экспериментальных ДН в E - и H -плоскости с тремя пэтч-антеннами толщиной 4 мм, радиусом 30, 35 и 38 мм и согласованные на частотах 1586 МГц, 1236 МГц и 1176 МГц, соответственно.



Рис. 27. Экспериментальный макет пэтч-антенны с металлическим экраном.

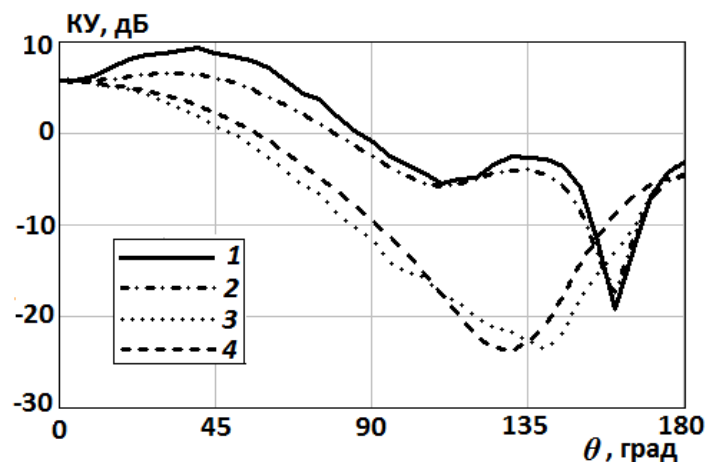


Рис. 28. ДН пэтч-антенны на частоте 1586 МГц: 1 – E -плоскость, эксперимент; 2 – E -плоскость, расчет; 3 – H -плоскость, эксперимент; 4 – H -плоскость, расчет.

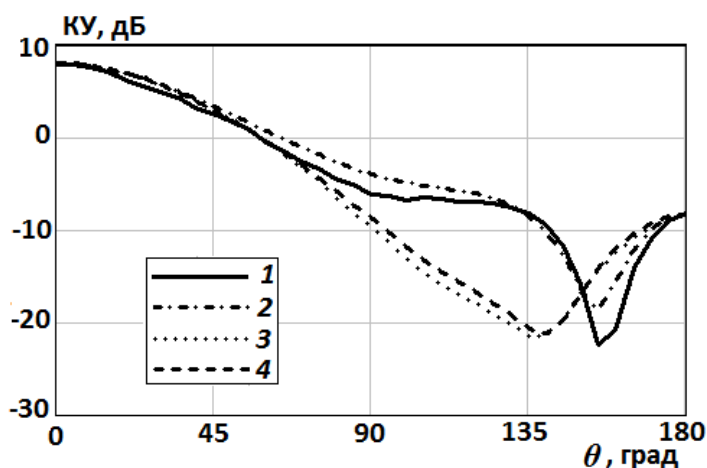


Рис. 29. ДН на частоте 1236 МГц: 1 – E -плоскость, эксперимент; 2 – E -плоскость, расчет; 3 – H -плоскость, эксперимент; 4 – H -плоскость, расчет.

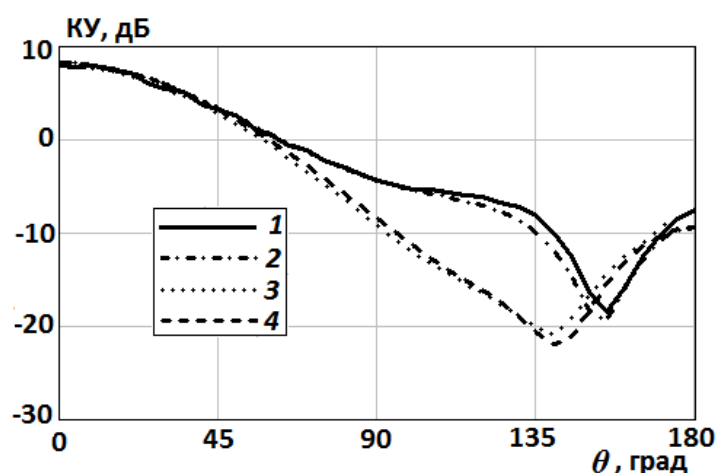


Рис. 30. ДН на частоте 1176 МГц: 1 – E -плоскость, эксперимент; 2 – E -плоскость, расчет; 3 – H -плоскость, эксперимент; 4 – H -плоскость, расчет.

Экспериментальный макет полупрозрачного экрана радиусом 165 мм с изотропным резистивным импедансом, представленным на рис. 23 (кривая 2), выполненным из тонкого слоя диэлектрика с потерями, представлен на рис. 31. На рис. 32–34 приведены графики расчетных и экспериментальных ДН в E - и H -плоскости с тремя пэтч-антеннами толщиной 4 мм, радиусом 30, 35 и 38 мм и согласованные на частотах 1586 МГц, 1236 МГц и 1176 МГц, соответственно.



Рис. 31. Экспериментальный макет пэтч-антенны с полупрозрачным экраном с распределением изотропного резистивного импеданса.

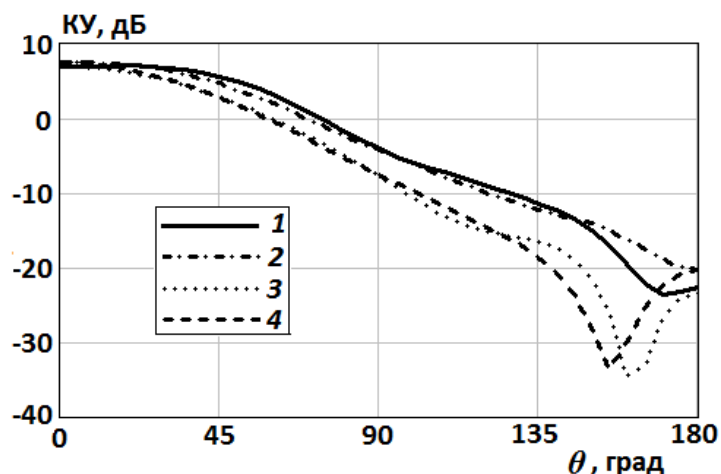


Рис. 32. ДН на частоте 1586 МГц: 1 – E -плоскость, эксперимент; 2 – E -плоскость, расчет; 3 – H -плоскость, эксперимент; 4 – H -плоскость, расчет.

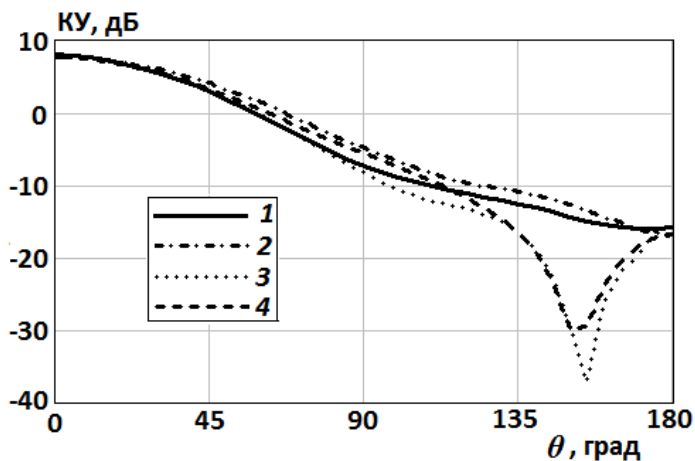


Рис. 33. ДН на частоте 1236 МГц: 1 – E -плоскость, эксперимент; 2 – E -плоскость, расчет; 3 – H -плоскость, эксперимент; 4 – H -плоскость, расчет.

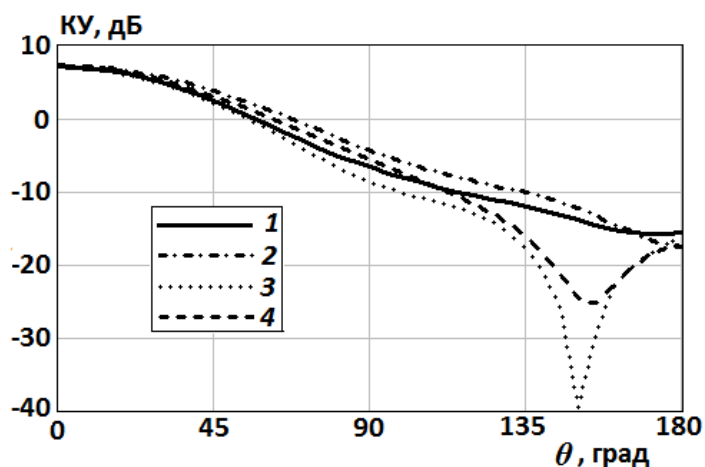


Рис. 34. ДН на частоте 1176 МГц: 1 – E -плоскость, эксперимент; 2 – E -плоскость, расчет; 3 – H -плоскость, эксперимент; 4 – H -плоскость, расчет.

Экспериментальный макет полупрозрачного экрана радиусом 150 мм с анизотропным индуктивным импедансом (см. рис. 24), представлен на рис. 35. Конструкция экрана представлена на рис. 36, 37. Полупрозрачный экран выполнен на основе одностороннего фольгированного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью 3.12 и толщиной 0.76 мм. В металлизированном слое с периодом 5.8 мм вдоль радиального направления прорезаны 14 щелей толщиной 0.5 мм, представляющие собой concentric окружности. Минимальный радиус щели составляет 70 мм. С двух сторон относительно каждой щели имеются контактные площадки, на которые с некоторым шагом вдоль щели напаяны чип-индуктивности и чип-резисторы. Номиналы и период напайки чип-элементов выбираются из условия наилучшей аппроксимации непрерывного распределения импеданса, представленного на рис. 24. Поверхность экрана и щели, за исключением контактных площадок, покрыты защитной паяльной маской. На рис. 38–40 приведены графики расчетных и экспериментальных ДН в E - и H - плоскости с тремя пэтч-антеннами толщиной 4 мм, радиусом 30, 35 и 38 мм и согласованные на частотах 1586 МГц, 1236 МГц и 1176 МГц, соответственно.

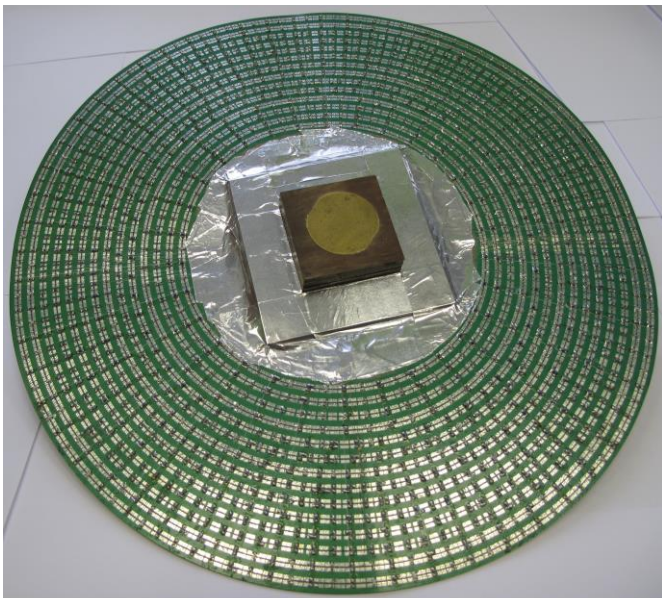


Рис. 35. Экспериментальный макет пэтч-антенны с полупрозрачным экраном с распределением анизотропного индуктивного импеданса.

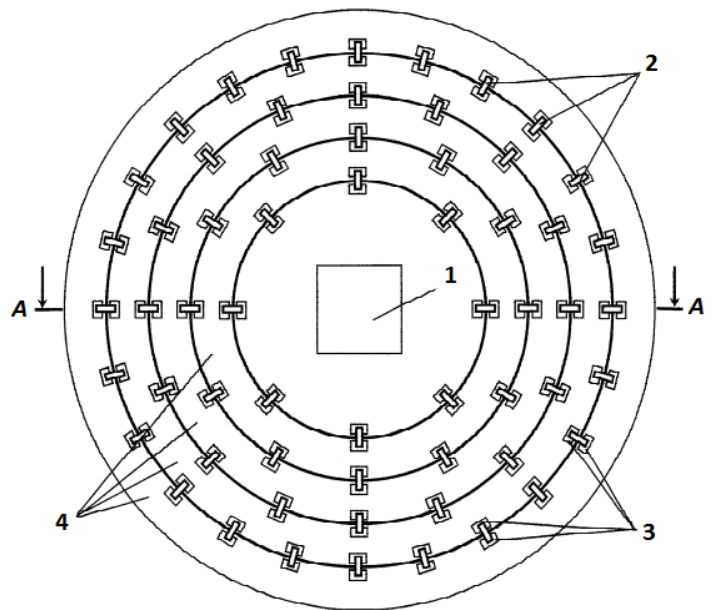


Рис. 36. Конструкция полупрозрачного экрана с анизотропным индуктивным импедансом: 1 – зазор для размещения излучателя; 2 – чип-индуктивности и чип-резисторы; 3 – контактные площадки; 4 – металлические ленты.

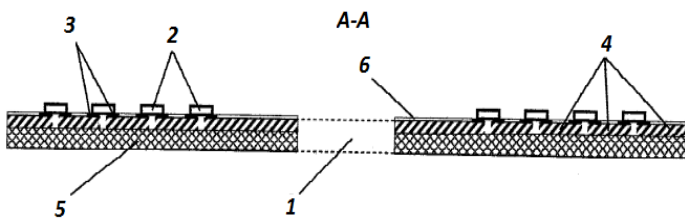


Рис. 37. Сечение $A-A$ полупрозрачного экрана с анизотропным индуктивным импедансом: 1 – зазор для размещения излучателя; 2 – чип-индуктивности и чип-резисторы; 3 – контактные площадки; 4 – металлические ленты; 5 – диэлектрик; 6 – защитная паяльная маска.

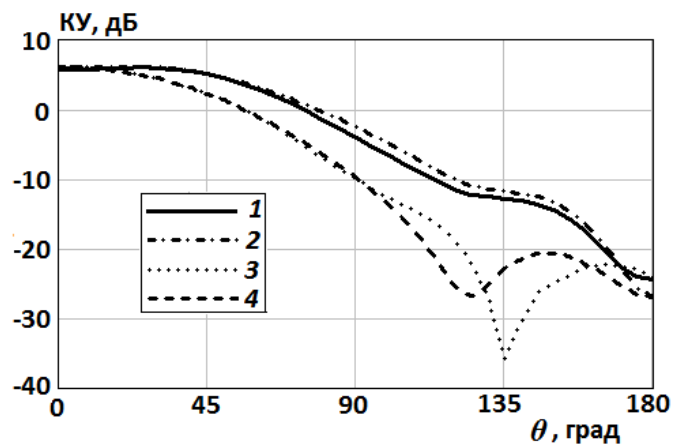


Рис. 38. ДН на частоте 1586 МГц: 1 – E -плоскость, эксперимент; 2 – E -плоскость, расчет; 3 – H -плоскость, эксперимент; 4 – H -плоскость, расчет.

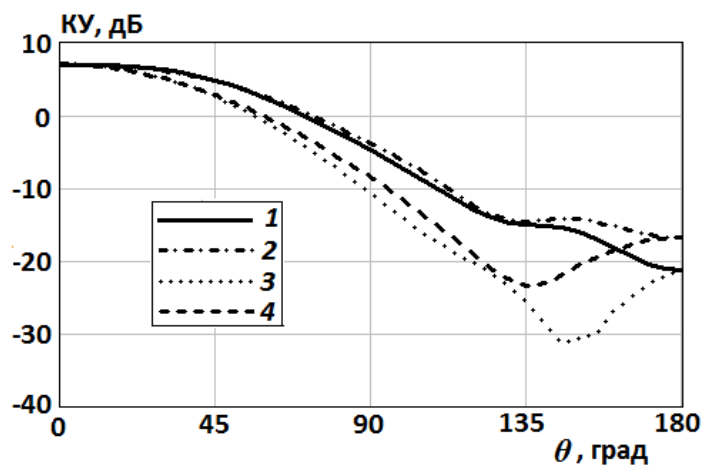


Рис. 39. ДН на частоте 1236 МГц: 1 – *E*-плоскость, эксперимент; 2 – *E*-плоскость, расчет; 3 – *H*-плоскость, эксперимент; 4 – *H*-плоскость, расчет.

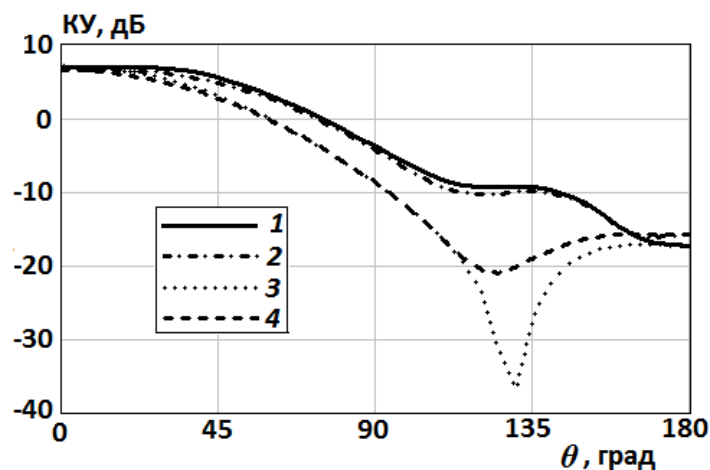


Рис. 40. ДН на частоте 1176 МГц: 1 – *E*-плоскость, эксперимент; 2 – *E*-плоскость, расчет; 3 – *H*-плоскость, эксперимент; 4 – *H*-плоскость, расчет.

Из графиков на рис. 38-40 видно, что значение экспериментальной ДН полупрозрачного экрана с распределением анизотропного индуктивного импеданса в *E*- и *H*-плоскости по уровню 90° на один-два децибела больше чем металлического. Увеличение коэффициента обратного излучения для полупрозрачного экрана с распределением анизотропного индуктивного импеданса по сравнению с металлическим на частоте 1586 МГц, 1236 МГц и 1176 МГц составляет 22, 12 и 8 дБ, соответственно.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. В приближении физической теории дифракции найдены два асимптотических разложения для диаграммы рассеяния векторной тороидальной волны общего вида на идеально проводящем диске, определяющих решение во всем пространстве.
2. В приближении Кирхгофа найдены два асимптотических разложения для диаграммы рассеяния векторной тороидальной волны общего вида на полупрозрачном диске, определяющих решение во всем пространстве.
3. На основе решения ключевой задачи рассеяния тороидальной векторной волны на диске построена асимптотическая теория излучения широкого класса слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами.
4. С использованием асимптотической теории получены формулы для диаграмм направленности ряда осесимметричных слабонаправленных антенн с дисковым экраном: рамочной антенны, пэтч-антенны, открытого конца круглого волновода и монополя.
5. Получены асимптотические формулы для коэффициента обратного излучения рамочной антенны и пэтч-антенны с идеально проводящим экраном.
6. Показано, что оптимизация распределения изотропного резистивного импеданса экрана с использованием полученных асимптотических формул позволяет существенно увеличить коэффициент обратного излучения пэтч-антенны по сравнению с известными результатами.
7. Показано, что экран с анизотропным индуктивным импедансом позволяет существенно увеличить коэффициент обратного излучения пэтч-антенны по сравнению с металлическим экраном.

Эти результаты могут быть уточнены и расширены.

Уточнение может проводиться по трем направлениям:

1. Учет высших членов в асимптотических разложениях для диаграммы рассеяния векторной тороидальной волны общего вида на диске.
2. Учет многократного взаимодействия краевых волн диска.

3. Учет многократного взаимодействия токов антенны и краевых волн диска.

Как было отмечено в работе, асимптотические формулы получены для тороидальной волны общего вида, однако при их выводе предполагалось, что номер азимутальной гармоники много меньше электрического размера источника $n \ll ka$. Это предположение оправдано, поскольку номер рабочей моды подавляющего большинства слабонаправленных антенн $n=1$. В то же время, не представляет принципиальных трудностей обобщение теории для случая произвольного n .

Следует также отметить, что в работе не удалось получить единую асимптотику во всей области пространства, а область перекрытия двух полученных асимптотик (вблизи и вдали от оси) уменьшается с уменьшением диаметра диска, и, соответственно, уменьшается точность формул в этой области. Последний факт объясняется тем, что большой параметр, по которому идет разложение диаграммы рассеяния, имеет вид $\sqrt{kL} \sin \Phi$ (где Φ – угол между осью диска и границей свет-тень). В результате, при уменьшении величины L точность уменьшается как за счет уменьшения параметра kL , так и угла Φ . В связи с этим на основе развитой в работе асимптотической теории не удастся получить достаточно точных результатов для дисков радиусом менее половины длины волны.

Рассмотренные в диссертации примеры слабонаправленных антенн не исчерпывают возможных приложений теории. На основе ее обобщения могут быть построены аналитические модели спиральных, стержневых диэлектрических антенн с круглыми экранами и т.д.

В работе не анализировались характеристики согласования антенн. Очевидна возможность дальнейшего развития теории с целью учета влияния краевых волн экрана на эти характеристики.

Перечисленные выше направления возможного уточнения и обобщения теории, а также ее новые применения будут развиваться в последующих работах.

Публикации автора по теме диссертации

1. Калошин В. А., Клионовски К. К. Излучение слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами // Материалы докладов II Всероссийской Микроволновой конференции, Москва, 2014. С. 468–473.
2. Kaloshin V. A., Klionovski K. K. Radiation of a Ring Current above a Semitransparent Disk // Proc. of the Asia-Pacific Microwave Conference APMC 2014, Sendai, Japan, 2014, pp. 1414–1416.
3. Калошин В. А., Клионовски К. К. О рассеянии поля кольцевого тока на идеально проводящем диске // Радиотехника и электроника. 2014. Т.59. № 6. С. 527–542.
4. Kaloshin V. A., Klionovski K. K. Radiation of a dipole located on axis of a semitransparent disk // Journal of Radioelectronics. 2014. №.5. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/may14/10/text.pdf>.
5. Kaloshin V. A., Klionovski K. K. Scattering of dipole field by perfectly conducting disk // Journal of Radioelectronics. 2013. №.12. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/dec13/7/text.pdf>.
6. Калошин В. А., Клионовски К. К. О рассеянии поля кольцевого тока на идеально проводящем диске // Материалы докладов I Всероссийской Микроволновой конференции, Москва, 2013. С. 224–228.
7. Калошин В. А., Клионовски К. К. О дифракции поля магнитного диполя на идеально проводящем диске // Материалы докладов международной конференции “Излучение и рассеяние электромагнитных волн ИРЭМВ-2013”, пос. Дивноморское, Краснодарский край. 23-28 июня 2013 г. С. 305–310.
8. Klionovski K. K. Theoretical and Experimental Research of Diffraction on Round Semitransparent Ground Plane // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 2013. vol. 61. № 6. pp. 3207–3215.
9. Клионовски К. К. Полупрозрачный экран для антенны радионавигационного приемника. Патент RU 2 458 439, 10.08.2012г., бюл. №22.

10. *Клионовски К. К.* Практическая реализация поверхности для построения полупрозрачного экрана с индуктивным импедансом // *Антенны*. 2012. т. 183. № 8. С. 51–56.
11. *Клионовски К. К.* Теоретические и экспериментальные исследования круглых полупрозрачных экранов для антенны радионавигационного приемника // *Антенны*. 2012. т. 182. № 7. С. 46–54.
12. *Клионовски К. К.* Круглые полупрозрачные экраны для уменьшения эффекта многолучевого приема сигналов // *Материалы докладов 8-й международной конференции “Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2012”*, Севастополь, 2012. С. 236.
13. *Tatarnikov D., Klionovski K.* Flat semi-transparent ground plane for reducing multipath. WIPO patent application WO 2011/107837. Sept. 09, 2011. Приоритет от 22.01.2010.
14. *Баклашов И. С., Клионовски К. К.* Полупрозрачные экраны для уменьшения эффекта многолучевого приема сигналов // *Антенны*. 2011. № 4 (167). С. 31–36.