

Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение высшего образования  
МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

**На правах рукописи**



**Генералов Алексей Анатольевич**

**ПОЛУПРОЗРАЧНЫЕ ВОГНУТЫЕ ЭКРАНЫ АНТЕНН  
ВЫСОКОТОЧНОГО СПУТНИКОВОГО  
ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ**

05.12.07 – Антенны, СВЧ – устройства и их технологии

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
доктор технических наук,  
**Татарников Дмитрий Витальевич**

Москва - 2019

## Оглавление

<b>Введение</b> .....	4
<b>Глава I. Плоские полупрозрачные экраны, параллельные направлению главного максимума ДН</b> .....	20
1.1. Постановка задачи синтеза .....	20
1.2. Синтез импеданса экрана в приближении геометрической оптики. ....	24
1.3. Анализ границ применимости приближения геометрической оптики. ....	27
1.3.1. Математическая модель. ....	27
1.3.2. Результаты расчетов. ....	29
1.4. Формирование импеданса экрана по полю, восстановленному из дальней зоны .....	33
1.5. Синтез импеданса экрана с геометрооптическим начальным приближением. ....	40
1.5.1. Численная оптимизационная процедура. ....	42
1.5.2. Синтез чисто действительного импеданса экрана при больших расстояниях от источника. ....	44
1.5.3. Синтез комплексного импеданса экрана при средних расстояниях от источника. ....	46
1.6. Синтез импеданса экрана при малых расстояниях от источника без начального приближения. ....	49
1.6.1. Незакрепленная верхняя граница. ....	49
1.6.2. Фиксированная верхняя граница. ....	53
1.7. Сравнение результатов синтеза с использованием различных процедур. ...	56
1.8. Пример реализации экрана в среде строгого электродинамического моделирования. ....	59
1.9. Выводы к главе I. ....	64
<b>Глава II. Вогнутые полупрозрачные экраны, охватывающие источник излучения</b> .....	66
2.1. Постановка задачи синтеза .....	66
2.2. Синтез импеданса экрана в приближении геометрической оптики. ....	69
2.3. Анализ границ применимости приближения геометрической оптики. ....	71
2.3.1. Математическая модель. ....	71
2.3.2. Результаты расчета. ....	73

2.4. Формирование импеданса экрана по полю, восстановленному из дальней зоны.....	76
2.5. Синтез импеданса с использованием оптимизационной процедуры. ....	81
2.5.1. Особенности применения регуляризации. ....	84
2.5.2. Результаты синтеза для слабонаправленного источника.....	89
2.6. Антенная решетка с подавлением задних лепестков ДН.....	94
2.7. Выводы к главе II. ....	99
<b>Глава III. Антенны интегрированных устройств малого электрического габарита для высокоточного спутникового позиционирования.....</b>	<b>101</b>
3.1 Одночастотная система с полупрозрачным экраном для низкочастотного (1165-1300 МГц) диапазона ГНСС.....	102
3.1.1. Конструкция антенной системы. ....	102
3.1.2. Результаты строгого электродинамического моделирования.....	106
3.1.3. Результаты натурных экспериментов. ....	109
3.1.4. Оценка вносимых потерь. ....	118
3.2. Двухчастотная система с полупрозрачным экраном для высокочастотного (1558-1605МГц) и низкочастотного (1165-1300МГц) диапазона ГНСС.....	120
3.2.1. Конструкция антенной системы. ....	120
3.2.2. Результаты строгого электродинамического моделирования.....	123
3.2.3. Результаты натурных экспериментов. ....	126
3.3. Выводы к главе III. ....	136
<b>Заключение.....</b>	<b>137</b>
<b>Список обозначений. ....</b>	<b>139</b>
<b>Литература.....</b>	<b>140</b>
<b>Приложение 1. Коэффициенты прохождения плоской волны через плоский полупрозрачный экран с однородным импедансом.....</b>	<b>148</b>
<b>Приложение 2. Численная процедура решения интегрального уравнения для случая плоского экрана. ....</b>	<b>152</b>
<b>Приложение 3. Численная процедура решения интегрального уравнения для случая вогнутого экрана. ....</b>	<b>157</b>
<b>Приложение 4. Акт внедрения научных результатов. ....</b>	<b>163</b>

## **Введение.**

### **Актуальность темы исследования.**

Современные системы характеризуются стремлением к уменьшению коэффициента усиления (КУ) антенны в нерабочей области углов. Это обусловлено не столько энергетическими потерями, сколько, в основном, ростом требований к помехозащищенности и электромагнитной совместимости. Родственные задачи возникают в области высокоточного позиционирования по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) [1]. Здесь КУ антенны приемника в нерабочей области углов определяет потенциальную точность навигационной системы.

Простейшие навигационные приемники, зачастую являющиеся частью бытовых мобильных устройств, относятся к кодовым дальномерам и обеспечивают определение координат потребителя с ошибкой порядка десятков метров в среднеквадратичном смысле. В настоящей работе эти устройства не рассматриваются. Напротив, рассматриваются устройства высокоточного позиционирования, которые относятся к фазовым дальномерам и работают в дифференциальном режиме [1]. К высокоточным условно относят устройства, обеспечивающие сантиметровую точность в режиме реального времени. Этими устройствами применяется алгоритм RTK (от англ. Real Time Kinematic). Известные и применяемые на практике алгоритмы и методы обработки сигналов описаны в [1-6].

Применительно к задачам высокоточного спутникового позиционирования типична ситуация, при которой приёмная антенна размещается на некоторой высоте над подстилающей поверхностью земли [2]. При этом антенна наряду с прямым сигналом со спутников, принимает сигнал, отраженный от подстилающей поверхности. Это явление называется многолучевостью, а ошибка многолучевости не поддается устранению принятыми на практике алгоритмами обработки сигналов [1-6] и определяется

свойствами диаграммы направленности (ДН) приемной антенны. Одним из основных элементов, определяющих способности антенны ГНСС к подавлению многолучевости, является экран.

В силу сказанного, задачи построения экранов, дополняющих конструкцию антенны и служащих для подавления КУ антенны в нерабочей области углов, представляются актуальными. Такой подход позволяет отделить задачи разработки экрана и антенны: ДН в рабочей области углов, поляризационные и частотные характеристики обеспечиваются антенной, а экран служит для обеспечения уменьшения КУ в нерабочей области углов.

### **Степень разработанности темы исследования.**

Рассмотрим рис.В.1, где схематично показаны рабочая и нерабочая область углов антенны. Здесь  $\theta^e = \pi/2 - \theta$  - угол возвышения над уровнем желаемой границы нерабочей области, угол  $\theta$  отсчитывается относительно оси, направленной по нормали к плоскости антенны так, что  $\theta=0$  соответствует направлению в зенит. Далее для краткости, и следуя оптической аналогии, нерабочая область углов антенны названа зоной тени, а желаемая граница этой области – границей свет-тень.

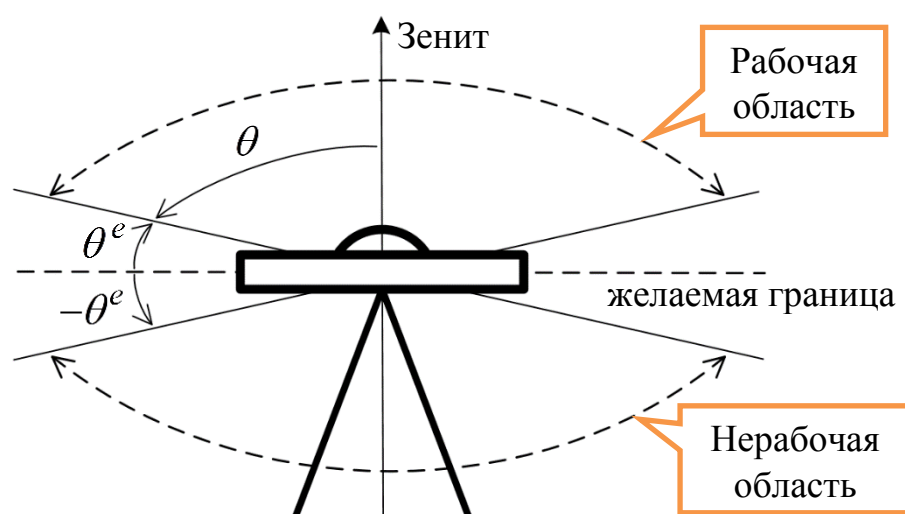


Рис.В.1. Рабочая и нерабочая области углов антенны.

Для характеристики скорости спада ДН при переходе в зону тени удобно использовать [2] соотношение:

$$DU(\theta^e) = F(-\theta^e) / F(\theta^e) \quad (\text{B.1})$$

Здесь  $F(\theta)$  - ДН антенны. Для соотношения (B.1) далее используется наименование отношение «низ-верх» (англ. “down/up”) или сокращение  $DU$ .

С целью повышения точности позиционирования для ГНСС антенн стремятся увеличить отношение «низ-верх»  $DU(\theta^e)$  по абсолютной величине (в дБ). К примеру, для исключения многолучевой ошибки и достижения миллиметровой точности позиционирования с использованием принятых алгоритмов [1-6], необходимо формирование ДН с резким спадом (отсечкой) при переходе в зону тени с величиной отношения низ-верх порядка  $DU(\theta^e) = -20... -40$  дБ начиная от углов возвышения  $\theta^e = 10^\circ$  вплоть до направления на зенит  $\theta^e = 90^\circ$  [1,46]. Эти величины используются далее в качестве ориентира желаемой ДН.

Для уменьшения КУ в зоне тени применяются различные экраны. Классическими являются плоские проводящие экраны. Анализ возбуждения проводящих экранов является классическим для антенной теории [2,7,8]. Поле в зоне тени определяется дифракцией на краях экрана [9]. Для ненаправленного источника, расположенного на плоском проводящем экране оценки  $DU$  были приведены, например, в работах [1,2,10,11]. Эти оценки показывают сравнительно медленную скорость убыли поля в зоне тени пропорционально размеру экрана  $L$  по закону  $DU \sim (kL)^{-1/2}$ . Так, для достижения убыли поля в угловом секторе  $\pm 10$  градусов относительно желаемой границы зоны тени  $DU(10^\circ) = -10$  дБ, размеры экрана достигают  $L = 10$  длин волн [2].

Помимо плоских проводящих, известны импедансные экраны [11-15], имеющие значительные преимущества перед проводящими в скорости подавления теневого поля, как было показано в работе [11]. В двумерном

приближении для ненаправленного источника на импеданском экране достаточно больших размеров, поле в зоне тени спадает пропорционально  $DU \sim (kL)^{-3/2}$ , где  $L$  – размер экрана.

Известны низкопрофильные печатные периодические структуры, формирующие высокий эквивалентный поверхностный импеданс [12-14], которые работают в режиме подавления поверхностной волны [14]. Эти структуры получили название грибовидных (от англ. mushrooms), и позволяют формировать импедансные поверхности весьма больших электрических размеров. Широкое практическое применение в области высокоточного спутникового позиционирования имеют импедансные экраны антенн базовых станций, выполненные в виде системы кольцевых дроссельных канавок типа Choke Ring [15]. В работе [16] была предложена выпуклая импедансная структура, в которой вместо дроссельных канавок применена конструкция из прямолинейных штырей. Однако, сравнительно невысокая скорость убыви поля при переходе в зону тени является общим недостатком указанных экранов. Для достижения резкой убыви поля в угловом секторе  $\pm 10$  градусов относительно желаемой границы зоны тени  $DU(10^\circ) = -20$  дБ был изготовлен [17] плоский импедансный экран размерами около 13 длин волн в диаметре. Показано [17], что полученные характеристики являются достаточными для достижения миллиметровой точности позиционирования в дифференциальном режиме.

Помимо проводящих и импедансных, известны также полупрозрачные экраны [10,18-29]. Термин «полупрозрачный» обусловлен наличием некоторого отличного от нуля коэффициента передачи через экран. За счет этого появляется возможность управления интерференцией дифракционного поля и поля, прошедшего через экран и, в том числе, уменьшения излучения в зону тени.

Среди полупрозрачных экранов известны структуры резонансного типа с шагом порядка половины длины волны, обладающие частотно избирательными свойствами [18,19]. Недостатком является узкополосность такого рода структур.

Полупрозрачные структуры в виде сеток рассматривались в [20]. Они имеют вид листов из материалов толщиной много меньше длины волны. Электродинамические характеристики таких структур обсуждаются работах [20-23]. Предложены полупрозрачные экраны с резистивным [24] или комплексным [25] импедансом. В диапазоне СВЧ в качестве физической реализации полупрозрачной поверхности с заданным импедансом могут выступать тонкие периодические сетки или ленты с включенными комплексными нагрузками. Описаны также так называемые R-карты [26-28], представляющие собой проводящие резистивные листы толщиной менее глубины проникновения.

Общим для всех полупрозрачных структур является возможность применения усредненных граничных условий тонкого слоя [20-26] для анализа характеристик. Параметр, характеризующий свойства материала экрана, называется сеточным импедансом в [21] или прозрачностью в [22] и имеет размерность сопротивления. Этим обусловлено использование названия «импеданс слоя». Экраны антенн из перечисленных полупрозрачных материалов проанализированы в [10,25-29].

Представленные выше проводящие, импедансные и полупрозрачные экраны условно можно назвать поперечными по отношению к направлению основного излучения. Сравнительно медленная скорость убыви поля как функция угла в зоне тени обуславливается тем обстоятельством, что в приближении физической оптики ДН токов, дополняющих экран до неограниченного, оказывается весьма широкой [10,11].

Между тем, резкая убывь поля при пересечении условной границы свет - тень возможна за счет применения полупрозрачных экранов, параллельных направлению основного излучения. Убывь поля в зоне тени, более резкая по сравнению с пределом геометрической теории дифракции (интегралом Френеля [9,30]) далее для краткости названа отсечкой. В литературе также встречается понятие ДН с резкой отсечкой [31].



Первоначальные результаты в этом направлении были получены в работах [32,33]. Было отмечено, что для непрозрачного проводящего экрана, параллельного направлению основного излучения, характер поля в зоне тени асимптотически определяется обращением в ноль поля источника на ребре экрана, а путем придания ребру некоторой степени прозрачности скорость убывания поля в зоне тени можно увеличить. Схожий подход ранее обсуждался [34-36] применительно к зеркальным антеннам, где края зеркала дополнялись слоем с переменной прозрачностью. Однако, в этих работах вопросы реализации ДН с резкой отсечкой при переходе в зону тени затронуты не были.

Нужно отметить, что вопросы дифракции на полуплоскости с полупрозрачным окончанием рассматривались в ряде работ, например, [37,38]. В частности, было показано увеличение скорости убывания поля при переходе в зону тени [37]. Кроме того, в работе [39] обсуждалось управление полем в дальней зоне с помощью периодической структуры из «мета-сеток». В том числе, была показана возможность реализации заданной ДН в широкой полосе частот СВЧ диапазона. Однако экраны, охватывающие источник излучения, рассмотрены не были. Кроме того, задачи синтеза распределения импеданса экрана для обеспечения ДН с резкой отсечкой поля в этих работах систематически не рассматривались.

Для выяснения достижимых характеристик отсечки поля с помощью полупрозрачных экранов необходимо решение двух подзадач: 1. задача анализа дифракции на экране с некоторым распределением импеданса вдоль поверхности и 2. задача синтеза необходимого распределения импеданса экрана. Задача анализа сводится к решению интегрального уравнения относительно тока экрана при заданном импедансе, подобно работе [29]. В этой работе предлагается упрощенная модель возбуждения экрана с помощью слабонаправленного источника в виде двух нитей магнитного тока. Эта модель является адекватной для описания поля излучения широкоугольных слабонаправленных антенн. В частности, широко применяемой микрополосковой антенны.

Численные методы решения интегральных уравнений широко описаны [40], а их реализация не требует большой вычислительной сложности благодаря распространенным системам компьютерной математики, таким как MATLAB, Mathcad [41]. Таким образом, задача анализа сводится к численному решению интегрального уравнения методом моментов [40].

Задача синтеза состоит в поиске распределения импеданса, обеспечивающего резкую отсечку поля источника при пересечении желаемой границы свет-тень. Задача восстановления импеданса экрана, обеспечивающего желаемое распределение результирующего поля, является некорректной обратной задачей электродинамики [42]. Известно, что решение обратных задач, в том числе задач антенного синтеза [43,44], принципиально не единственно. Таким образом, возникает необходимость отсеивания физически нереализуемых распределений импеданса. Широко известен метод регуляризации Тихонова [45]. Применение упомянутых методов к решению сформулированных выше задач ранее не рассматривалось.

В области высокоточного спутникового позиционирования практическая целесообразность создания антенн с резкой отсечкой поля при переходе в зону тени обсуждалась в работе [46]. Позднее были показаны работающие образцы подобных антенн в работах [17,47-50]. Антенна [47] представляет собой вертикальную антенную решетку размерами более 10 длин волн и предназначена для базовых станций систем автоматической посадки самолетов. Сферическая антенная решетка для формирования ДН с отсечкой  $DU(10^\circ) = -20$  дБ, обладающая диаметром порядка 4 длин волн была предложена в работе [48]. Схожие величины отсечки ДН были получены при помощи достаточно компактной спиральной антенны габаритами порядка 1.5 длин волн, работающей по принципу бегущей волны [49] или обратного излучения [50]. В работах [17,49,50] экспериментально показана возможность позиционирования по сигналам ГНСС с миллиметровой точностью с использованием принятых на практике алгоритмов обработки сигналов [1-6].

Однако, габаритные решетки представляются конструктивно сложными, здесь остро стоит вопрос потерь в трактах. Диаметр экрана в работе [17] составлял 13 длин волн, как уже указывалось. Спиральные антенны [49,50] не обеспечивают работы в полном диапазоне частот ГНСС. В целом, дополнение практической геодезической антенны вогнутым экраном для уменьшения ошибки многолучевости и, тем самым, увеличения точности позиционирования, представляется перспективным.

Помимо задач с резкой отсечкой поля, отдельным направлением являются компактные высокоточные интегрированные устройства ГНСС. Здесь антенна и навигационный приемник размещаются в едином корпусе, причем корпус выполняет роль проводящего экрана антенны [51]. Габариты таких устройств составляют порядка или меньше  $\frac{1}{2}$  длины волны. С сокращением размеров корпуса уменьшаются размеры экрана микрополосковой антенны, что приводит к заметному росту КУ в области тени (задней полусфере). В таких системах стоит проблема сохранения отношения «низ-верх» порядка -12...-15дБ в направлениях, близких к анти-зениту (надиру). Эти цифры приняты на практике и являются достаточными для обеспечения сантиметровой точности позиционирования [51]. Экраны типичных микрополосковых антенн размером менее  $\frac{1}{2}$  длины волны таких характеристик не обеспечивают [2].

В качестве дополнительных средств подавления излучения в область тени в работах [52-56] были показаны разнообразные конструкции в виде структуры вертикальных ребер, окружающих антенный элемент. В работах [54,55] приведены антенны высокоточного позиционирования ГНСС, в которых подавление заднего поля достигается за счет вертикальных экранов в виде пассивных ребер, однако их размеры достаточно велики и составляют порядка  $\frac{1}{2}$  длины волны в высоту. В работе [56] микрополосковая антенна была дополнена структурой в виде нескольких соединенных между собой колец, образующих полости. Высота и диаметр предложенной структуры составляют  $0.064\lambda$  и  $0.45\lambda$  соответственно. Для такой системы достигается подавление кросс-поляризации

под низкими углами возвышения, однако подавление заднего излучения при этом не достигается.

Для снижения ошибки многолучевости в антенных системах ГНСС ранее было предложено использовать пассивный антенный элемент, названный «анти-антенна» [52]. За счет использования «анти-антенны» достигается уменьшение отношения «низ-верх» в направлениях, близких к надиру до уровня -15..-20дБ и тем самым сокращается горизонтальный габарит антенной части приемника за счет использования экрана меньших размеров. Однако, общий размер антенной части приемника по высоте увеличивается примерно вдвое по сравнению с размером антенного элемента как такового [53] и составляет при этом порядка  $0.2\lambda$ . Таким образом, исследование компактных средств подавления излучения в область тени для интегрированных устройств является актуальным направлением.

Сказанное обуславливает:

### **Объекты и предметы исследований.**

К **объектам исследований** относятся полупрозрачные экраны антенн для формирования требуемых для повышения точности позиционирования ДН с отсечкой при переходе в зону тени. **Предметом исследования** являются характеристики экранов, а также математические модели и численные процедуры, позволяющие синтезировать такие экраны.

### **Цель и задачи исследования.**

**Целью диссертационной работы** является построение процедур синтеза и исследование вогнутых полупрозрачных экранов, охватывающих антенну и служащих для формирования ДН с отсечкой при переходе в нерабочую область углов.

Для достижения поставленной цели ставятся и решаются следующие **основные задачи:**

1. Построение аналитической и численной оптимизационной процедуры синтеза импеданса плоских полупрозрачных экранов, параллельных направлению главного максимума ДН для обеспечения резкой отсечки поля при переходе в нерабочую область углов.
2. Построение аналитической и численной оптимизационной процедуры синтеза импеданса вогнутых полупрозрачных экранов, охватывающих источник излучения для обеспечения резкой отсечки поля при переходе в нерабочую область углов.
3. Разработка компактной антенной системы с вертикальным полупрозрачным экраном, реализующим подавление поля антенны в нерабочей области для снижения ошибки многолучевости при использовании в малогабаритных устройствах высокоточного позиционирования по сигналам ГНСС.

### **Методы исследования.**

Для решения поставленных задач в ходе исследования применялись методы вычислительной электродинамики, теории синтеза антенн, численные методы решения интегральных уравнений. В решении обратных задач применялись методы регуляризации. Для синтеза импеданса экрана применялись методы численной оптимизации невыпуклых функций, алгоритмы первого порядка и стохастические алгоритмы глобальной оптимизации, а также методы многокритериальной оптимизации. Для верификации приближенных численных моделей использовались современные программные средства строгого электродинамического моделирования. Экспериментальные измерения проводились в безэховой камере стандартными методами на лабораторном оборудовании.

### **Научная новизна.**

Построена аналитическая процедура синтеза импеданса экрана в приближении геометрической оптики для формирования ДН с отсечкой. Изучены границы применимости этого приближения. Построена численная оптимизационная процедура, позволяющая значительно улучшить результаты, достигаемые аналитически. Получены оценки физически реализуемых величин отсечки поля в нерабочей области углов антенн.

Предложена компактная антенная система спутникового позиционирования с полупрозрачным экраном, параллельным направлению максимума ДН, служащим для уменьшения ошибки многолучевости.

### **Теоретическая и практическая значимость.**

Теоретическая значимость состоит в получении строгих аналитических выражений для импеданса полупрозрачного экрана в приближении геометрической оптики, получении оценок границ применимости этого приближения и оценок габаритов вогнутых экранов с переменным импедансом для реализации заданных величин отсечки поля.

На модели остронаправленной антенны в виде антенной решетки показано, что при помощи вогнутого полупрозрачного экрана, размер которого незначительно превосходит размер решетки, уровень заднего лепестка удается снизить на 15дБ, начиная от углов, близких к касательным к плоскости решетки.

Практическая значимость состоит в построении опытных образцов компактных антенных систем с вертикальными полупрозрачными экранами, формирующими требуемую для снижения ошибки многолучевости ДН при использовании в малогабаритных устройствах высокоточного позиционирования по сигналам ГНСС. Предложенная конструкция позволяет вдвое уменьшить габарит антенной части высокоточного навигационного приемника по сравнению с существующими образцами.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Вогнутые экраны с полупрозрачным окончанием позволяют значительно улучшить крутизну отсечки поля при переходе в нерабочую область углов антенны по сравнению с идеально проводящими. Основным фактором, ограничивающим реализуемую крутизну отсечки, является радиус экрана.
2. Экраны с чисто резистивным импедансом, синтезированным на основе приближения геометрической оптики (ГО), обеспечивают отсечку поля в угловом секторе  $\pm 10^\circ$  на величину порядка -30дБ и лучше при радиусе экрана порядка 30 длин волн и более. Для экранов меньшего радиуса, синтезированных на основе численной оптимизационной процедуры, импеданс комплексный, реализуемая отсечка поля в этом же секторе составляет порядка -12..-20дБ при радиусе экрана 1..2 длины волны.
3. Процедуры синтеза на основе методов глобальной оптимизации с применением регуляризации позволяют получить физически реализуемые распределения импеданса с положительной действительной частью. Результаты синтеза на основе усредненных граничных условий тонкого слоя подтверждены строгим электродинамическим моделированием и натурными экспериментами.
4. Экраны размерами порядка 4 длин волн в диаметре с комплексным профилем импеданса обеспечивают отсечку поля на величину порядка -20дБ в угловом секторе  $\pm 10^\circ$ . Таким образом, характеристики этих экранов достаточны для обеспечения миллиметровой точности позиционирования в дифференциальном режиме.
5. Предложенные малогабаритные экраны размерами порядка  $\frac{1}{2}$  длины волны позволяют реализовать подавление поля в направлении анти-нормали к плоскости антенны до величин порядка -17..-20дБ, и, тем самым, обеспечивают сантиметровую точность позиционирования при вдвое меньших габаритах антенной системы по высоте по сравнению с существующими антеннами.

### **Достоверность полученных результатов.**

Достоверность обусловлена использованием апробированных методов вычислительной электродинамики, подтверждением результатов приближенного численного решения результатами строгого электродинамического моделирования и согласованностью результатов расчетов с натурным макетированием.

### **Реализация и внедрение результатов.**

Построенные опытные образцы антенных систем применяются в НИОКР, проводимых компанией «Топкон Позизионинг Системс» в направлении совершенствования антенной техники высокоточных геодезических ГНСС приемников. Соответствующий акт внедрения приведен в Приложении 4.

### **Апробация результатов работы.**

Основные положения работы докладывались и обсуждались на российских и международных научных конференциях: International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO (St.-Petersburg, 2019), PhotonIcs & Electromagnetics Research Symposium "PIERS-Spring" (Rome, Italy, 2019), 14-я Международная конференция "Устойчивость и колебания нелинейных систем управления" (конференция Пятницкого) (г.Москва, ИПУ РАН, 2018), International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO (Sochi, 2018), The 38<sup>th</sup> Progress in Electromagnetic Research Symposium – "PIERS" (St.-Petersburg, 2017), V Всероссийская Микроволновая Конференция (г.Москва, ИРЭ РАН, 2017), "Иосифьяновские чтения 2017" (г.Истра, АО "НИИЭМ", 2017).

### **Публикации.**

По результатам проделанной работы опубликованы 3 статьи в журналах, входящих в перечень ВАК РФ [63,64,76], 7 статей в сборниках трудов российских и международных научных конференций [57,71-74,77,78], в том



числе 5 входящих в перечень Web of Science/Scopus [57,73,74,77,78], а также подана заявка на патент [69], получен патент [70].

### **Личный вклад автора**

В опубликованных в соавторстве научных работах вклад автора заключается в разработке математических моделей, построении численных процедур, проведении расчетов, создании экспериментальных прототипов антенных систем и проведении натуральных экспериментов. Автор принимал непосредственное участие в обработке полученных результатов и подготовке научных публикаций.

### **Объем и структура диссертационной работы.**

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы из 78 наименований и четырех приложений. Текст работы изложен на 163 страницах машинописного текста, включая 88 рисунков и графиков, и 10 таблиц.

В **первой главе** исследуются плоские полупрозрачные экраны, параллельные направлению главного максимума ДН для обеспечения резкой отсечки поля при пересечении границы зоны тени. В начале главы строится аналитическая процедура синтеза импеданса экрана в приближении геометрической оптики при больших расстояниях порядка нескольких десятков длин волн от источника до экрана. Приводится описание математической модели и результаты численных расчетов, исследуются границы применимости указанного приближения. Затем строится численная оптимизационная процедура синтеза импеданса для средних и малых расстояний порядка единиц длин волн от источника до экрана с использованием методов восстановления поля из дальней зоны. Проводятся оценки реализуемой отсечки в сравнении с идеально проводящими экранами, а также сравниваются результаты, полученные с помощью разных процедур синтеза. Глава завершается разделом,

в котором результаты синтеза подтверждаются результатами строгого электродинамическим моделирования.

Во **второй главе** исследуются вогнутые полупрозрачные экраны, охватывающие источник излучения и пригодные для практических применений. Аналогично первой главе строится аналитическая процедура синтеза импеданса и исследуются границы применимости указанных приближений для вогнутых экранов в цилиндрической системе координат, строится численная оптимизационная процедура синтеза импеданса с использованием методов восстановления поля из дальней зоны. Демонстрируются особенности решения обратной задачи, описывается процедура синтеза, позволяющая получить физически реализуемые распределения импеданса благодаря применению регуляризации. Глава завершается примером практического применения вогнутых полупрозрачных экранов для подавления задних лепестков остронаправленных антенн, в том числе антенных решеток и формирования ДН с резкой отсечкой начиная от углов, близких к касательным к плоскости решетки.

**Третья глава** посвящена разработкам антенной системы с полупрозрачным экраном, формирующим желаемую ДН для снижения ошибки многолучевости при использовании в малогабаритных устройствах высокоточного позиционирования по сигналам ГНСС. Предлагается новая конструкция компактной антенной системы с вертикальным экраном, позволяющая вдвое уменьшить габарит антенной части навигационного приемника по сравнению с существующими образцами со встроенными средствами подавления многолучевости. Устанавливаются характеристики полупрозрачного экрана, позволяющие снизить коэффициент усиления антенны в нерабочей области углов. Сначала исследуется одночастотный экран, работающий в диапазоне частот L2. При габаритах антенной системы вдвое меньших по высоте в сравнении с существующими [52], достигаются сопоставимые величины отсечки поля в зоне тени. Достигнутые характеристики являются достаточными для достижения сантиметровой точности

позиционирования. Указанная высота составляет порядка  $0.08\lambda$ , а диаметр не превышает  $0.43\lambda$ . При этом высота самого экрана составляет порядка  $0.05\lambda$  и не превосходит размеров антенного элемента. Результаты шумовых измерений антенного макета в сравнении с эталоном, указывают на отсутствие в рассматриваемом антенном макете заметных вносимых полупрозрачным экраном тепловых потерь и дополнительного рассогласования антенны с трактом. Глава завершается исследованием конструкции двухчастотного экрана, для которого достигается практически значимая величина подавления поля в задней полусфере для интересующих диапазонов частот L1 и L2.

**В заключении** формулируются основные выводы по результатам проведенных исследований.

## Глава I. Плоские полупрозрачные экраны, параллельные направлению главного максимума ДН.

В данной главе последовательно рассматривается синтез полупрозрачного окончания в приближении геометрической оптики (ГО), а также способы и результаты численной оптимизации за пределами применимости приближения ГО. Глава завершается сравнением результатов синтеза с точным электродинамическим моделированием.

### 1.1. Постановка задачи синтеза.

Рассмотрим дифракцию на плоском экране. Введем систему координат, как показано на рис.1.1. Здесь  $\theta$  - угол места, отсчитываемый относительно оси  $z$  в направлении оси  $x$ . В начале координат расположен источник излучения 1, а на некотором расстоянии  $b$  от него расположен экран 2.

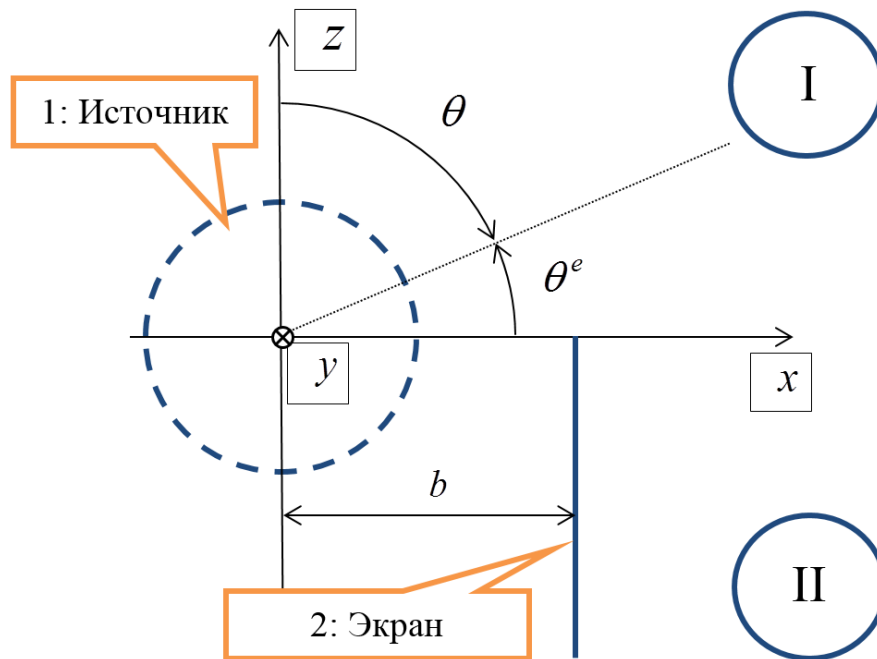


Рис.1.1 Дифракция на идеально проводящей полуплоскости.

Пусть сначала экран представляет собой идеально проводящую полуплоскость, неограниченную в направлении  $z < 0$  и перпендикулярную плоскости рисунка. Пространство условно разделено на две области. Область I

$(x > b, z > 0)$  назовём зоной свободного пространства, а область II  $(x > b, z < 0)$  - нерабочей областью углов источника. По аналогии с геометрической оптикой эту нерабочую область условимся называть зоной тени. Экран затеняет нерабочую область углов так, чтобы сформировать желаемую границу свет-тень. Желаемой границей свет-тень является ось  $x$  при  $x > b$  ( $\theta = \pi/2$ ). Угол  $\theta^e = \pi/2 - \theta$  назовём углом возвышения над границей свет-тень.

При дифракции на идеально проводящем экране (рис.1.1), возникающие теньевые поля описываются интегралом Френеля [9]. Однако, скорость спада поля в зоне тени как функция угла  $\theta$  может быть увеличена за счет отказа от выделенной границы свет-тень при осуществлении плавного перехода из области I в область II [37].

Рассмотрим теперь систему, показанную на рис.1.2. Для реализации резкого спада поля в зоне тени плоский экран, в отличие от случая на рис.1.1, состоит из двух частей: идеально проводящая часть экрана, изображенная сплошной линией, ближе к краю экрана переходит в полупрозрачную, схематично показанную пунктиром (рис.1.2).

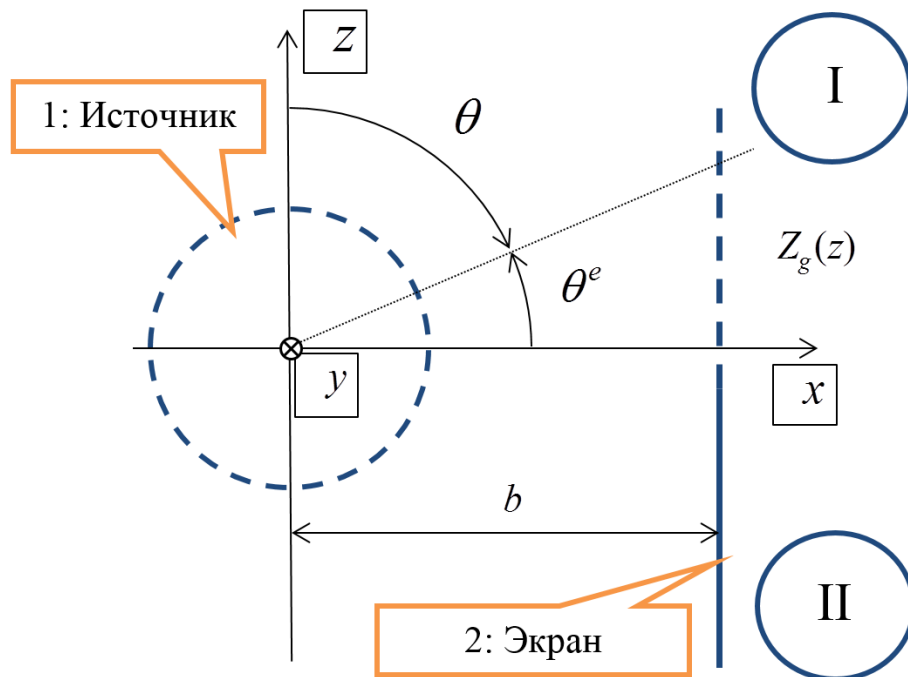


Рис. 1.2. Геометрия задачи.

Полупрозрачность понимается в смысле выполнения граничных условий для электрически тонкого слоя в виде [22]:

$$\vec{E}_\tau^+ = \vec{E}_\tau^- \quad (1.1)$$

$$\left[ \vec{n}_0, \vec{H}_\tau^+ - \vec{H}_\tau^- \right] = \vec{j}^e = \frac{\vec{E}_\tau^+}{Z_g} \quad (1.2)$$

Здесь  $\vec{E}(\vec{H})_\tau^{+(-)}$  - касательные компоненты полей по обе стороны от экрана при  $x = b + (-)0$ ,  $\vec{j}^e$  - поверхностная плотность эквивалентного электрического тока экрана, квадратные скобки означают векторное произведение.  $Z_g$  - параметр, имеющий размерность импеданса и характеризующий прозрачность слоя. Физической реализацией такого слоя в диапазоне СВЧ могут быть сетки с включенными комплексными нагрузками, подобно [25].

Импеданс  $Z_g$  является переменным как функция  $z$ . Предполагается, что при больших положительных  $z$  справедливо  $Z_g(z) \rightarrow \infty$ , таким образом осуществляется плавный переход от экрана к свободному пространству. Напротив, при больших отрицательных  $z$  полагается  $Z_g(z) \rightarrow 0$ , тем самым полупрозрачная часть экрана переходит в идеально проводящую.

Задача состоит в синтезе распределения импеданса  $Z_g(z)$ , обеспечивающего резкую убыль результирующей ДН такой системы (рис.1.2) в области  $x > b$  при пересечении желаемой границы свет-тень ( $\theta = \pi / 2$ ).

Убыль поля в зоне тени, более резкая по сравнению с пределом геометрической теории дифракции (интегралом Френеля [30]) далее для краткости будем называть отсечкой.

В качестве источника будем рассматривать модель слабонаправленного излучения. Подходящей моделью является система из двух нитей тока [29], которая показана на рис.1.3. Две бесконечные нити тока, неограниченно протяженные по оси  $y$ , расположены симметрично вблизи начала координат на

оси  $z$ . Здесь  $d \ll \lambda$  - расстояние между нитями,  $\beta_{1,2}$  - амплитуды токов. Пусть амплитуды токов источника связаны соотношением:

$$\beta_2 = -\beta_1 e^{-ikd}, \quad (1.3)$$

где  $k = 2\pi / \lambda$  - волновое число. Тогда источник формирует кардиоидную ДН:

$$F^S(\theta) = (1 + \cos(\theta)) / 2. \quad (1.4)$$

Эта ДН достигает максимума при  $\theta = 0$ , а в направлении  $\theta = \pi$  излучение подавлено.

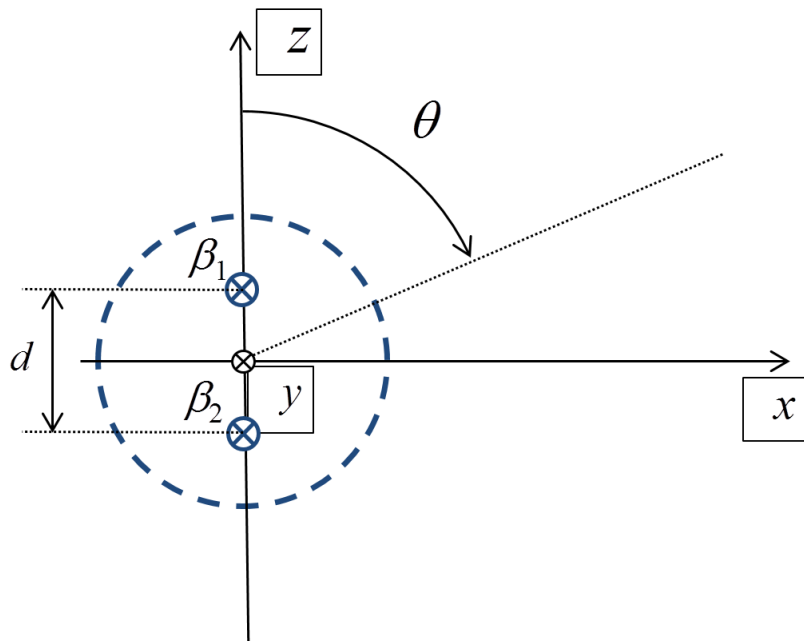


Рис.1.3. Модель источника излучения.

Сформулированную задачу будем рассматривать в двумерном приближении для двух случаев  $\{H-; E-\}$  поляризации источника с вектором  $\vec{H}(\vec{E})$  перпендикулярным к плоскости чертежа (рис.1.2). Тогда для  $H$ -поляризации ток источника магнитный, а для  $E$ - электрический.

## 1.2. Синтез импеданса экрана в приближении геометрической оптики.

Обозначим желаемую диаграмму направленности  $F^D(\theta)$ , а диаграмму источника -  $F^S(\theta)$ . Пусть желаемый переход к зоне тени соответствует сектору углов  $\theta \in [\theta_a, \theta_b]$ . Пусть желаемая ДН  $F^D(\theta)$  повторяет диаграмму источника в области  $0 \leq \theta \leq \theta_a$ , гладко обращается в ноль в переходной области  $\theta_a < \theta < \theta_b$ , и равна нулю в области тени  $\theta_b \leq \theta \leq 180^\circ$ . Зададим желаемую ДН дважды непрерывно дифференцируемой в следующем виде:

$$F^D(\theta) = \begin{cases} F^S(\theta), 0^\circ \leq \theta \leq \theta_a \\ a_3(\theta - \theta_b)^3 + a_4(\theta - \theta_b)^4 + a_5(\theta - \theta_b)^5, \theta_a < \theta < \theta_b \\ 0, \theta_b \leq \theta \leq 180^\circ \end{cases} \quad (1.5)$$

Коэффициенты  $a_3, a_4, a_5$  находятся из условий:  $F^D(\theta_a) = F^S(\theta_a)$ ,

$$\frac{dF^D}{d\theta}(\theta_a) = \frac{dF^S}{d\theta}(\theta_a), \quad \frac{d^2F^D}{d\theta^2}(\theta_a) = \frac{d^2F^S}{d\theta^2}(\theta_a).$$

Для примера на рис.1.4 пунктиром приведена желаемая ДН (1.5), которая соответствует случаю  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$ ; для сравнения ДН источника (1.4) приведена сплошной линией.

Желаемую ДН можно представить в виде гладкой трансформации ДН источника. Для этого введём коэффициент трансформации  $\gamma(\theta)$ :

$$\gamma(\theta) = F^D(\theta) / F^S(\theta) \quad (1.6)$$

Здесь  $F^D(\theta)$  считается по формуле (1.5),  $F^S(\theta)$  - по формуле (1.4). При  $0 \leq \theta \leq \theta_a$  коэффициент  $\gamma(\theta)$  получается равен единице, в области тени при  $\theta_b \leq \theta \leq 180^\circ$  равен нулю, а в переходной области при  $\theta_a \leq \theta \leq \theta_b$  гладко спадает от единицы к нулю.



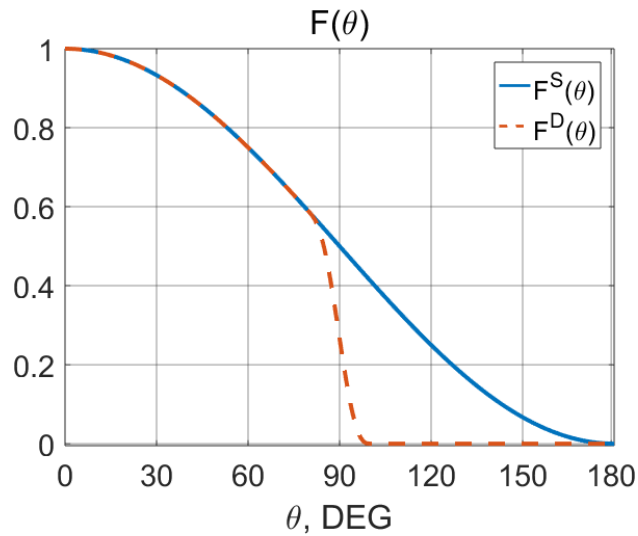


Рис.1.4 ДН источника  $F^S(\theta)$  (сплошная кривая) и желаемая ДН  $F^D(\theta)$  (пунктир).

Рассмотрим случай  $b \gg \lambda$ . В приближении геометрической оптики, цилиндрическая волна, распространяющаяся от источника, падает на полупрозрачный экран подобно локально плоской волне. Введём локальный коэффициент прохождения волн через экран как функцию точки на поверхности экрана  $T(\theta_z)$ . Координаты рассматриваемой точки зададим выражением:

$$\theta_z = \pi / 2 - \arctan(z / b) \quad (1.7)$$

Коэффициент прохождения плоской волны через неограниченный полупрозрачный экран с однородным импедансом  $Z_g$  определяется соотношением (Приложение 1):

$$T(\theta_z) = \left(1 + W(\theta_z) / (2Z_g)\right)^{-1} \quad (1.8)$$

Здесь  $W = W_0 \{\sin \theta_z; 1 / \sin \theta_z\}$  для  $\{H-; E-\}$  поляризации с вектором  $\vec{H}(\vec{E})$  перпендикулярным к плоскости чертежа (рис.1.2),  $W_0 = 120\pi$  Ом - характеристическое сопротивление свободного пространства.

Для экрана с переменным распределением импеданса  $Z_g(\theta_z)$  при  $b \gg \lambda$  в приближении геометрической оптики справедливо:

$$\gamma(\theta_z) = T(\theta_z), \quad (1.9)$$

Решая (1.6)...(1.9) относительно  $Z_g$  получим для  $\{H-;E-\}$  поляризации соответственно:

$$Z_g(\theta_z) = R_g(\theta_z) = W_0 \frac{\gamma(\theta_z)}{2(1-\gamma(\theta_z))} \{\sin \theta_z; 1/\sin \theta_z\} > 0 \quad (1.10)$$

Коэффициент трансформации  $\gamma(\theta)$ , заданный в виде (1.4)-(1.6) не вносит искажений в фазовую диаграмму источника, а импеданс  $Z_g(\theta_z)$  (1.10) получается чисто активным. Для примера на рис.1.5 приведены распределения импеданса (1.10) при  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$  для случаев  $E$ -поляризации (пунктир) и  $H$ -поляризации (сплошная линия). Эти распределения фактически совпадают (рис.1.5).

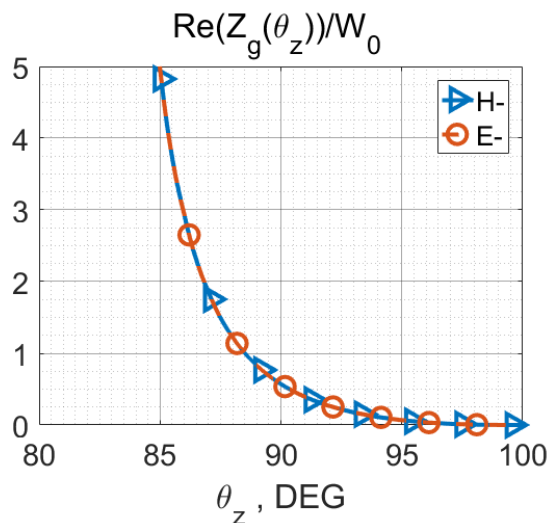


Рис.1.5 Импеданс  $Z_g(\theta_z)$  в предположении ГО, формирующий желаемую ДН для случаев  $H$ - и  $E$ -поляризации.

### 1.3. Анализ границ применимости приближения геометрической оптики.

#### 1.3.1. Математическая модель.

Для установления границ применимости приближения геометрической оптики был проведен численный расчет. Анализ сводится к решению интегрального уравнения, подобно работе [29].

Суммарное поле рассматриваемой системы состоит из поля источника и поля вторичного усредненного тока экрана с плотностью  $\vec{j}^e$ . Из усредненных граничных условий (1.1),(1.2) получается интегральное уравнение [25] относительно тока экрана:

$$\int_S G(z-z') j^e(z') dz' + E_\tau(z) = Z_g(z) j^e(z) \quad (1.11)$$

Здесь  $S$ -поверхность экрана,  $G$  – функция Грина,  $E_\tau$  – касательная к экрану составляющая стороннего поля источника.  $j^e$ -плотность эквивалентного электрического тока на поверхности экрана. Импеданс  $Z_g(z)$  определяется по формуле (1.10).

Уравнение (1.11) решается численно методом моментов, подобно [29,25,57]. Подробная численная процедура решения приводится в Приложении 2. Кратко охарактеризуем основные шаги численной процедуры.

Функция Грина в (1.11) вычисляется в виде спектра плоских волн. Для тока вводится конечномерная аппроксимация. Ток представляется в виде разложения по базису конечных элементов треугольной формы с амплитудами  $I_n$ :

$$j^e = \sum_{n=1}^N I_n \Delta_n(z) \quad (1.12)$$

Здесь  $\Delta_n(z) = 1 - \frac{|z-z_n|}{L}$  - треугольная функция, с носителем  $2L$  и с центром в точке  $z_n$ ;  $z_n$  - координаты узлов сетки разбиения;  $N$  - количество узлов;  $L$ - размер сетки, как показано на рис.1.6.

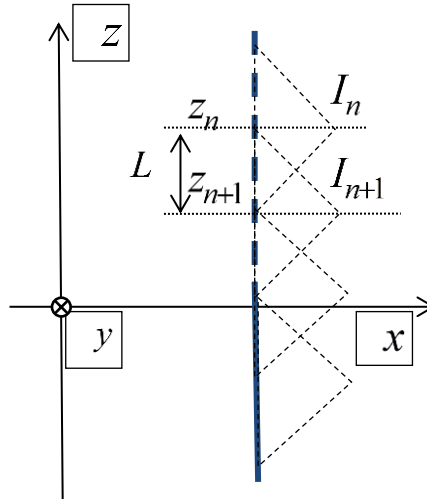


Рис.1.6. Базис конечных элементов треугольной формы.

После интегрирования (1.11) с базисной функцией  $\Delta_m(z)$  при  $m=1..N$ , получается система (П2.3) из  $N$  уравнений с  $N$  неизвестными амплитудами разложения токов. Таким образом, для нахождения амплитуд базисных функций тока (1.12) необходимо решить систему линейных алгебраических уравнений:

$$\|Z_{gmn} + Z_{mn}\| \|I_n\| = \|U_m\| \quad (1.13)$$

Здесь  $I_n$  - столбец амплитуд разложения тока (1.12),  $Z_{mn}$  - матрица взаимных сопротивлений,  $Z_{gmn}$  - матрица, обусловленная импедансом экрана,  $U_m$  - столбец возбуждения, обусловленный излучением внешнего источника.

Импеданс экрана представляется в виде разложения по тому же базису, что введён для тока. Выражения для элементов матрицы  $Z_{gmn}$  приведены в (П2.5), они справедливы для обоих случаев поляризации поля источника. Выражения для элементов матриц  $Z_{mn}, U_m$  для случаев  $H$ - и  $E$ - поляризации приведены в (П2.9), (П2.16) и (П2.10), (П2.17) соответственно.

Решение системы линейных уравнений (1.13) получается с помощью стандартных методов обращения матриц. Далее по найденному току экрана вычисляется результирующее поле системы. Реализуемая ДН  $F^1$  формируется в результате сложения в дальней зоне излучения стороннего источника,

состоящего из двух нитей тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  (1.3) и возникающего на поверхности экрана вторичного тока  $j^e$  (1.12):

$$F^1 = F^S + F(j^e) \quad (1.14)$$

Выражения для ДН источника  $F^S$  для случаев  $H$ - и  $E$ - поляризации приведены соответственно в (П2.12),(П2.19). Выражения для ДН тока экрана  $F(j^e)$  получаются сложением излучения от всех базисных функций тока. Для случаев  $H$ - и  $E$ - поляризации эти выражения имеют вид (П2.13),(П2.20) соответственно.

### 1.3.2. Результаты расчетов.

На основании формул (П2.3)-(П2.20) были составлены вычислительные программы на MATLAB. При численных расчетах протяженность экрана  $D_z$  по оси  $z$  выбиралась конечной, но достаточно большой ( $D_z / b \sim 10..50$ ), чтобы вклад дифракции на дальнем по отношению к источнику конце экрана оказывался несущественным в интересующей области сравнительно малых углов возвышения  $\theta^e$ . Размер носителя базисной функции  $L$  составлял порядка  $0.05\lambda$ . Численный анализ показал, что такого разбиения достаточно для обеспечения сходимости результатов решения с графической точностью.

Результаты численного расчета проиллюстрированы на рис.1.7,1.8 для  $E$ - и  $H$ -поляризации соответственно. Кривые построены для ряда значений расстояния  $b$ . Реализуемые ДН обозначены как  $F^1(\theta)$  и приведены слева, а справа приведены соответствующие им величины отношения «низ-верх»  $DU(\theta^e) = F^1(-\theta^e) / F^1(\theta^e)$ . Для сравнения на графиках пунктиром показана желаемая ДН  $F^D(\theta)$  (1.5) при  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$ .

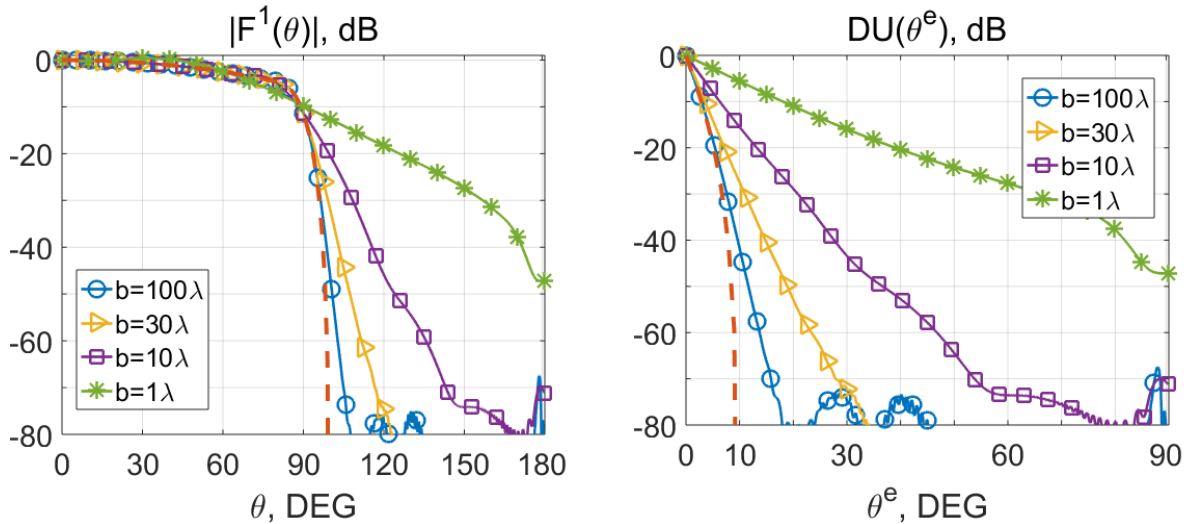


Рис.1.7.  $E$ -поляризация. Слева – ДН, справа -  $DU(\theta^e)$ .

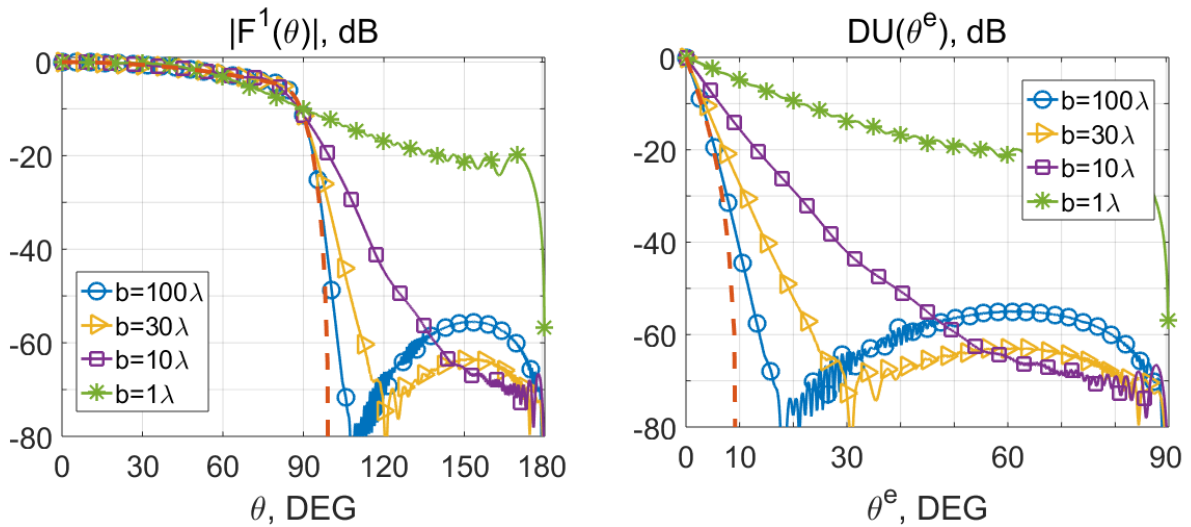


Рис.1.8.  $H$ -поляризация. Слева – ДН, справа -  $DU(\theta^e)$ .

Из графиков видно, что при  $b = 100\lambda$  реализуется ДН с резкой отсечкой в зоне тени. Реализуемая ДН  $F^1(\theta)$  отличается в зоне тени от желаемой на величины порядка  $-50\text{дБ}$ . Однако, при приближении экрана к источнику, крутизна отсечки, обеспечиваемая импедансом  $Z_g(z)$  (1.10) уменьшается. При  $b = 10\lambda$  отличия реализуемой ДН от заданной не превышают  $-20\text{дБ}$ , начиная от угла  $100^\circ$ . При дальнейшем уменьшении расстояния  $b$  импеданс, полученный в приближении геометрической оптики, не обеспечивает отсечку поля.

В качестве примера на рис.1.9,1.10 приведены результаты численного расчета для случая дифракции поля источника на экране в виде идеально

проводящей полуплоскости с  $Z_g(z) \equiv 0$ . Здесь для сравнения со случаем синтеза импеданса в приближении ГО (раздел 1.2), было реализовано возвышение экрана над уровнем границы свет-тень вплоть до углов  $\theta^e = 10^\circ$  (рис.1.2). Реализуемые ДН обозначены как  $F^1(\theta)$  и приведены слева, соответствующие им величины отношения  $DU(\theta^e)$  приведены справа.

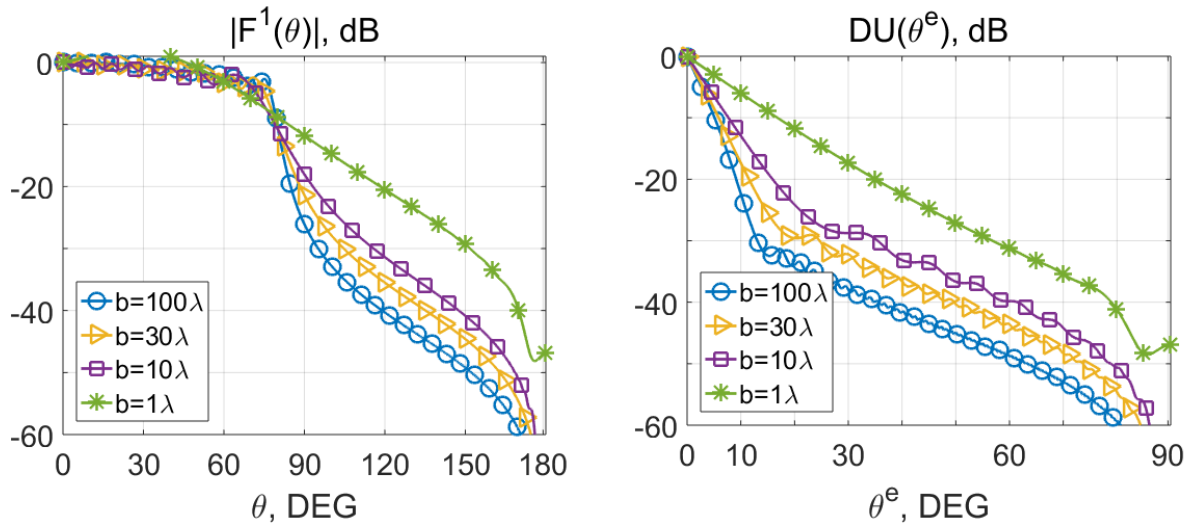


Рис.1.9. *E*-поляризация. Слева – ДН, справа -  $DU(\theta^e)$  для некоторых  $b$  в случае идеально проводящей полуплоскости.

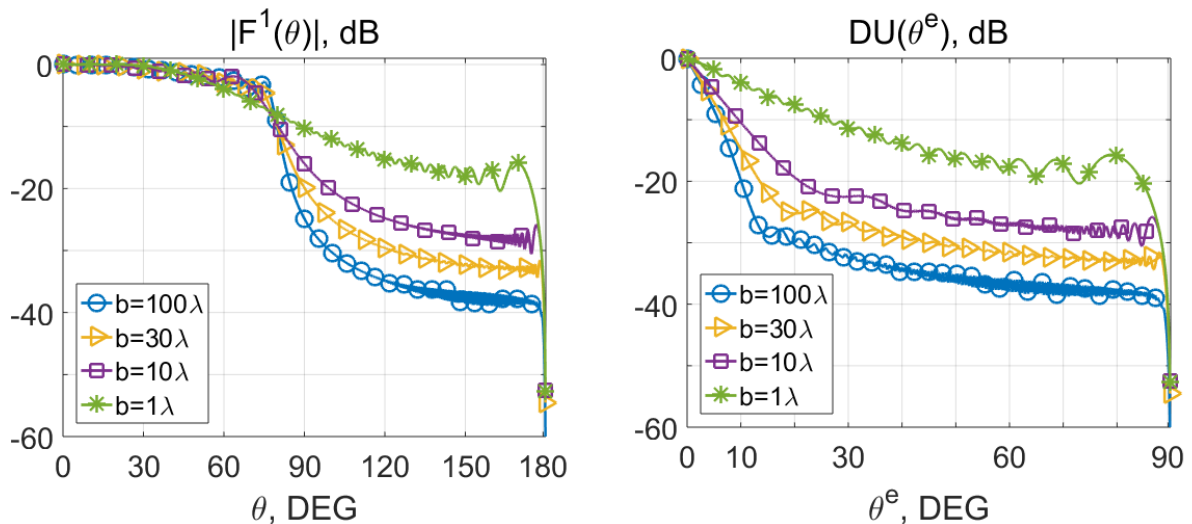


Рис.1.10. *H*-поляризация. Слева – ДН, справа -  $DU(\theta^e)$  для некоторых  $b$  в случае идеально проводящей полуплоскости.

При сравнении графиков рис.1.9,1.10 с графиками на рис.1.7,1.8 видно, что за счет введения полупрозрачной части экрана и осуществления плавного перехода к зоне тени, крутизна спада дальнего поля при переходе в зону тени (отсечка) существенно увеличивается по сравнению с непрозрачным экраном в идеально проводящем случае. Так, для идеально проводящей полуплоскости при  $b = 100\lambda$  в секторе углов  $10^\circ$  достигается отсечка порядка -20дБ против величин порядка -40дБ в случае с полупрозрачным экраном и распределением импеданса  $Z_g(z)$  в приближении ГО (1.10).

Отметим, что справедливость (1.10) определяется величиной реактивной составляющей плотности потока энергии поля через поверхность экрана. Эта величина тем меньше, чем дальше по отношению к источнику находится экран и, чем меньше меняется импеданс  $Z_g(z)$  на расстояниях порядка длины волны. Из формулы (1.10) с учетом (1.7) следует, что при изменении расстояния  $b$  линейные размеры экрана изменяются пропорционально этому последнему. В частности, при уменьшении  $b$  производная  $dZ_g / dz$  нарастает по абсолютной величине, что в конечном счете приводит к потере применимости геометрооптического приближения.

Таким образом, чисто резистивный импеданс, полученный в приближении ГО (1.10), обеспечивает значительное улучшение крутизны спада дальнего поля по сравнению с идеально проводящим случаем для сравнительно больших расстояний  $b$ . Однако для расстояний  $b$  порядка длины волны, синтез импеданса полупрозрачного экрана в приближении ГО не обеспечивает резкой отсечки поля. Результаты оказываются сопоставимы со случаем непрозрачной полуплоскости и могут быть значительно улучшены, как показано далее.



#### 1.4. Формирование импеданса экрана по полю, восстановленному из дальней зоны.

Выше приближение геометрической оптики было получено в предположении достаточно больших расстояний  $b$  от источника до экрана. Было показано, что с уменьшением  $b$  полученное распределение импеданса (1.10) не обеспечивает желаемой отсечки поля. Поэтому отдельно рассматривается синтез распределения импеданса для относительно малых  $b$ . Для этого используются методы восстановления поля в пространстве по его асимптотике в дальней зоне.

Одним из эффективных алгоритмов расчета поля по заданной диаграмме направленности является метод разложения в ряд по цилиндрическим гармоникам [22]. В двумерном случае электромагнитное поле выражается через одну скалярную функцию  $u$ , имеющую смысл компоненты  $E_y$  в случае  $E$ -поляризации либо  $H_y$  в случае  $H$ -поляризации. Пусть асимптотика поля имеет вид

$$u \simeq F(\theta) \frac{e^{-ikr}}{\sqrt{kr}} \quad (kr \rightarrow \infty), \quad (1.15)$$

где  $F(\theta)$  - диаграмма направленности. Во всем пространстве вне источников функция  $u$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца [22].

Пусть желаемая диаграмма  $F^D(\theta)$  есть гладкая трансформация ДН источника и задана в виде (1.5). Предполагаем  $F^D(\theta)$  чётной функцией:  $F^D(\theta) = F^D(-\theta)$  на отрезке  $\theta \in [0, 180^\circ]$ . Тогда можем представить желаемую ДН в виде четного разложения в ряд Фурье:

$$F^D(\theta) = \sum_{n=0}^N C_n \cos(n\theta), \quad (1.16)$$

$$C_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi F^D(\theta) d\theta, \quad C_n = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi F^D(\theta) \cos(n\theta) d\theta \quad \text{для } n = 1, 2, \dots, N.$$

Здесь  $N$ -число гармоник ряда Фурье. Выбором  $N$  определяется точность описания желаемой диаграммы направленности. Разложения желаемой ДН (1.5)

при  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$  в ряд (1.16) для разных  $N$  приведены на рис.1.11. Так, для формирования желаемой ДН с отсечкой при пересечении сектора углов  $\theta \in [\theta_a, \theta_b]$  на величины порядка -20дБ; -30дБ, -40дБ необходимое число гармоник составляет  $N=9;15;25$  соответственно.

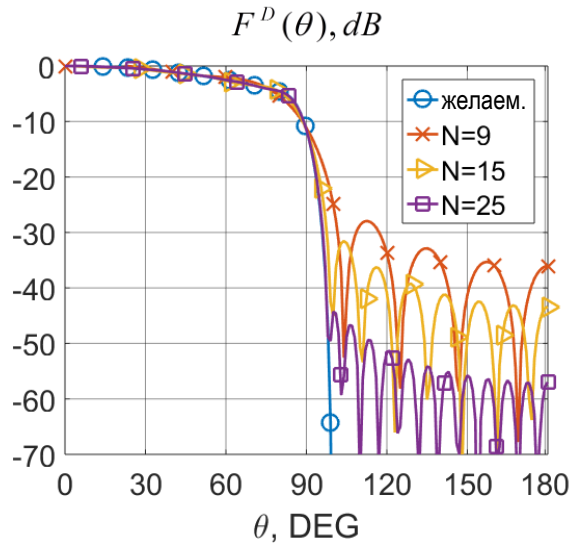


Рис. 1.11. Разложение желаемой ДН  $F^D(\theta)$  в ряд Фурье для разного числа гармоник  $N$ .

Представим поле во всем пространстве в виде разложения в ряд по цилиндрическим волнам:

$$u = \sum_{n=0}^N A_n H_n^{(2)}(kr) \cos(n\theta). \quad (1.17)$$

Воспользуемся асимптотикой функций Ханкеля  $H_n^{(2)}(kr)$  для больших значений аргумента [59]:

$$H_n^{(2)}(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-ikr}}{\sqrt{kr}} e^{i(-\frac{\pi}{2}n + \frac{\pi}{4})} \quad (kr \rightarrow \infty). \quad (1.18)$$

Сопоставляя (1.15)-(1.18), получим искомые коэффициенты разложения  $A_n$ :

$$A_n = \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{i(\frac{\pi}{2}n - \frac{\pi}{4})} C_n, \quad (1.19)$$

где  $C_n$  - коэффициенты разложения ДН в ряд Фурье (1.16).

Теперь получим выражение для формирования импеданса по восстановленному полю. Рассмотрим случай  $H$ -поляризации ( $E_y = 0$ ); для случая  $E$ -поляризации рассмотрение аналогично. Пусть на поверхности экрана при  $x = b + 0$  известны компоненты желаемого поля  $E_z^D, H_y^D$  и компоненты поля источника  $E_z^S, H_y^S$ . Желаемое поле создает диаграмму  $F^D(\theta)$ . Тогда поле, создаваемое током экрана на этой поверхности есть  $H_y^D - H_y^S$ , откуда

$$j_z^e = 2(H_y^D - H_y^S). \quad (1.20)$$

и из граничных условий (1.2), с учетом непрерывности электрического поля при переходе через экран (1.1),

$$Z_g = \frac{E_z^D}{2(H_y^D - H_y^S)}. \quad (1.21)$$

Это выражение является точным. Компоненты поля источника известны, их вычисление трудностей не вызывает. Компоненты желаемого поля могут быть восстановлены на основании желаемой асимптотики в дальней зоне по формулам (1.16)-(1.19). Взяв проекцию восстановленного желаемого поля и точного поля стороннего источника на плоскость экрана, искомое распределение импеданса вычисляется непосредственно по формуле (1.21).

Вопросы аппроксимируемости диаграмм направленности распределениями тока на замкнутых поверхностях рассмотрены в [22]. Функция Ханкеля второго рода в (1.17) представляет из себя линейную комбинацию функций Бесселя:  $H_n^{(2)}(kr) = J_n(kr) - iY_n(kr)$ , где  $J_n(kr)$  - функция Бесселя первого рода,  $Y_n(kr)$  - функция Бесселя второго рода. Асимптотики этих функций для больших значений индекса  $n \gg kr$  имеют вид:  $J_n(kr) \sim (1/\sqrt{n})(ekr/2n)^n$ ;  $Y_n(kr) \sim -(1/\sqrt{n})(2n/ekr)^n$ . Функции Бесселя второго рода при  $n \gg kr$  по модулю начинают значительно возрастать. Это означает, что при некотором фиксированном  $N$  существует такое  $r < N/k$ , что ряд (1.17) расходится.

На рис.1.12 слева приведены графики распределения компоненты  $H_y^D$  желаемого поля, восстановленного по формулам (1.16)-(1.19) на поверхности экрана при  $b=0.5$  для разного числа гармоник  $N=6..8$ . Кривые нормированы к максимуму распределения поля источника  $H_y^S$ , которое показано пунктиром. Видно, что модуль восстановленного поля обретает осцилляции и нарастает скачком, начиная с  $N=8$ . Как следствие, распределение импеданса (1.21), показанное на рис.1.12 справа, перестаёт иметь плавный характер и обретает отрицательную действительную часть. В предположении о пассивности экрана, такое распределение импеданса (при  $N=8$ ) является физически нереализуемым.

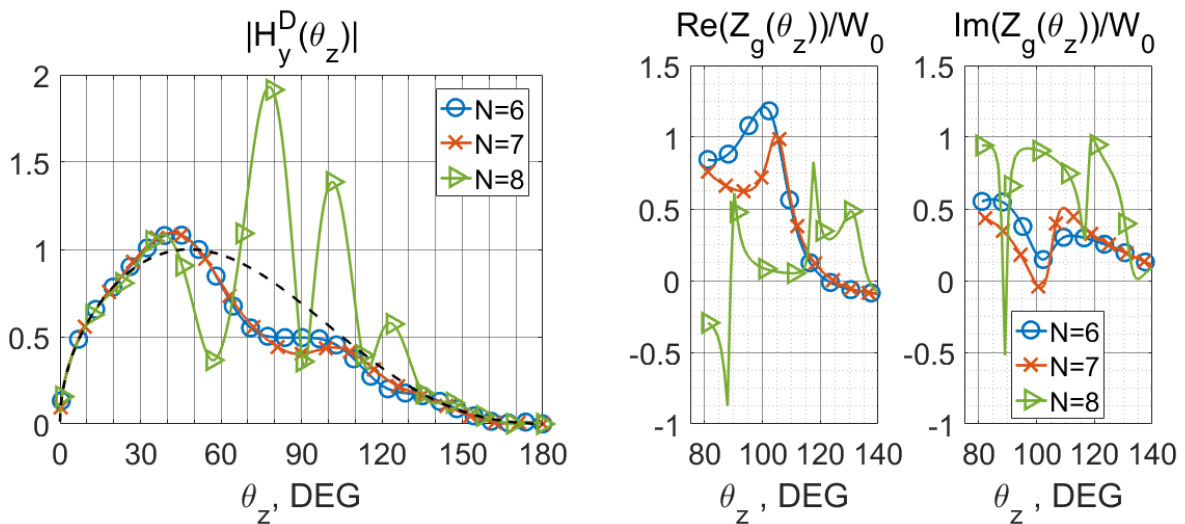


Рис. 1.12. Компоненты восстановленного поля  $H_y^D$  на поверхности экрана при  $b=0.5$  (слева) и соответствующие им распределения импеданса  $Z_g(\theta_z)$  (справа), для разного числа гармоник  $N=6..8$ .

Таким образом, при дальнейшем рассмотрении для каждого фиксированного  $b$  необходимо выбирать такое число  $N$  гармоник ряда Фурье (1.16), чтобы составленная из них сумма ряда (1.17) не имела особенностей. Выполнимость этого условия для каждого случая проверялась численно. Соответствующие значения  $N$  для некоторых интересующих расстояний  $b$  сведены в таблицу 1.1.

Таблица 1.1. Допустимое число гармоник.

$\frac{b}{\lambda}$	Число гармоник
2	$N \leq 19$
1	$N \leq 11$
0.5	$N \leq 7$

Из таблицы 1.1 следует, что с уменьшением расстояния  $b$  от источника до экрана, допустимое число гармоник уменьшается, что снижает точность описания желаемой ДН в виде ряда Фурье (рис.1.11)

Для анализа импеданса, полученного по методу восстановления поля, был проведен численный расчет. На рис.1.13 приведены распределения импеданса (1.21) для случаев  $b = 50\lambda$ ,  $b = 30\lambda$ ,  $b = 10\lambda$  и  $b = 5\lambda$ . Здесь было использовано разложение желаемой ДН (1.5) при  $\theta_a = 80^\circ$ ,  $\theta_b = 100^\circ$  в ряд (1.16) для числа гармоник  $N=25$ . Экран расположен в пределах сектора углов  $\theta \in [80^\circ, 180^\circ]$ . Эти распределения получают комплексными, а их действительная составляющая частично лежит в отрицательной области (рис.1.13).

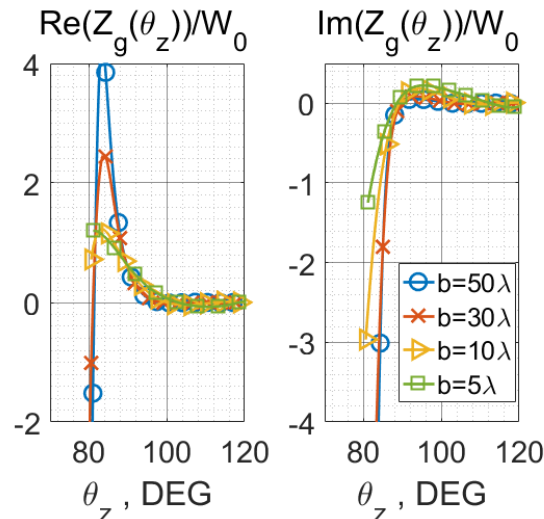
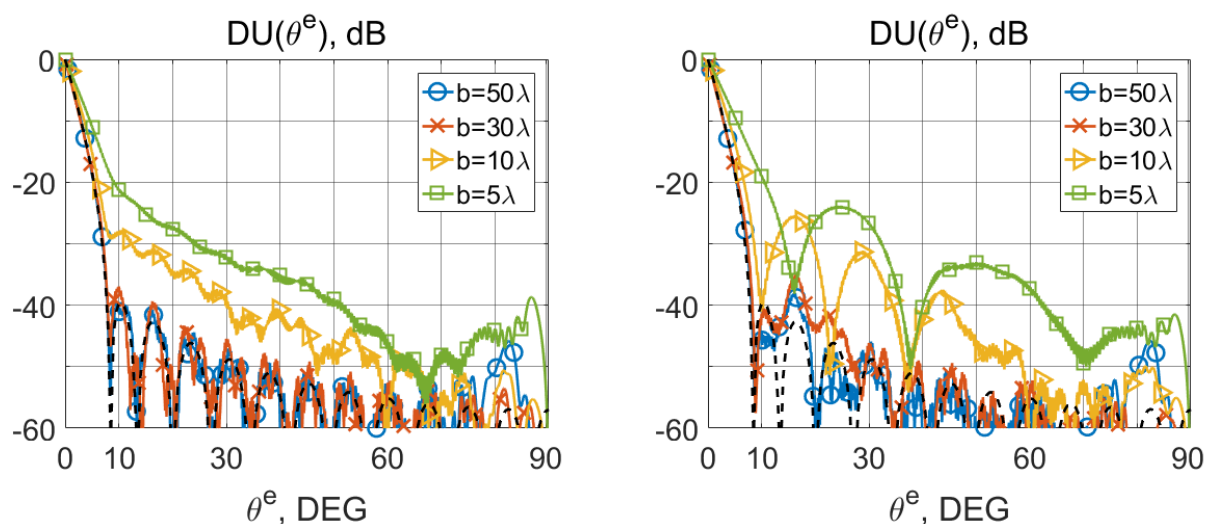


Рис. 1.13. Распределения импеданса  $Z_g(\theta_z)$ , полученные по методу восстановления поля.

Из графиков рис.1.13 видно, что распределения импеданса получают достаточно гладкими. Это указывает на возможность физической реализации при отбрасывании отрицательной действительной части.

На рис.1.14 приведены реализуемые  $DU(\theta^e)$  для соответствующих распределений импеданса. На графиках пунктиром показана заданная желаемая ДН. Результаты рис.1.14а получены для исходных распределений импеданса, вычисленных по формуле (1.21) для указанных расстояний  $b$ . Для сравнения на рис.1.14б приведены  $DU(\theta^e)$ , реализующиеся при отбрасывании отрицательной действительной части распределений импеданса (1.21).



а. Для исходного распределения импеданса

б. Для импеданса с неотрицательной действительной частью

Рис. 1.14. Реализуемые  $DU(\theta^e)$  для соответствующих распределений импеданса.

Из графиков рис.1.14а видно, что для  $b = 50..30\lambda$  реализуемая ДН практически совпадает с заданной (показана пунктиром). Отсечка поля источника при пересечении желаемого сектора углов ( $DU(10^\circ)$ ) достигает величин порядка -40дБ. С отбрасыванием отрицательной действительной части импеданса (рис.1.14б), появляется отличие реализуемой ДН от заданной в зоне тени на величины порядка -40дБ. По мере уменьшения расстояния от источника до экрана ( $b = 5..10\lambda$ ), спадает крутизна отсечки ДН (рис.1.14). Это вызвано следующим обстоятельством. Выражение для формирования импеданса (1.21) является строгим для бесконечно протяженного листа тока, расположенного в области углов  $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$ . Однако в рассматриваемом случае в области  $\theta \in [0^\circ, 80^\circ)$  экран отсутствует, что определяет отличие реализуемой ДН от

заданной, в особенности для меньших значений  $b$  (рис.1.14). Кроме того, при отбрасывании отрицательной действительной части импеданса по мере уменьшения  $b$  также нарастает отличие реализуемой ДН от заданной в зоне тени (рис.1.14б). Для сравнительно малого расстояния  $b$  желаемая отсечка ДН не обеспечивается.

В сравнении с чисто действительным приближением геометрической оптики (раздел 1.3.2), для которого при  $b=30\lambda$  достигалась отсечка поля источника на величину порядка -30дБ в секторе углов  $10^\circ$ , описанный подход показывает улучшение величины отсечки до уровня -40дБ. Отсечка того же порядка в указанном секторе обеспечивается с уменьшением расстояния вплоть до  $b=10\lambda$ , однако уровень боковых лепестков в этом случае достигает -25дБ (рис.1.14б). С использованием приближения геометрической оптики, реализуемая величина отсечки при таком  $b$  составила порядка -15дБ (раздел 1.3.2).

Таким образом, с помощью метода восстановления поля из дальней зоны получается распределение импеданса (1.21), обеспечивающее лучшую отсечку, чем распределение (1.10) в предположении геометрической оптики. Однако при этом импеданс обретает мнимую составляющую. Сопоставимый результат для чисто действительного импеданса может быть достигнут с помощью оптимизации импеданса вблизи геометрооптического начального приближения для некоторых значений  $b$ , как показано ниже. Кроме того, для сравнительно малых расстояний  $b$ , синтез импеданса (1.21) по методу восстановления поля не обеспечивает желаемой крутизны спада ДН. Этот результат может быть улучшен с помощью оптимизационной процедуры синтеза, как показано далее.

## 1.5. Синтез импеданса экрана с геометрикооптическим начальным приближением.

В разделе 1.4 было получено распределение импеданса методом восстановления поля из дальней зоны, обеспечивающее лучшую отсечку поля при переходе в зону тени, чем приближение геометрической оптики для сравнительно больших расстояний от источника до экрана. Для выяснения возможности приближения экрана к источнику с сохранением резкой отсечки была разработана численная оптимизационная процедура синтеза импеданса  $Z_g(z)$ . При синтезе предполагается, что импеданс может быть комплексным с условием физической реализуемости в виде  $\text{Re}(Z_g(z)) > 0$ .

Синтез импеданса производился с целью достижения значений характеристики  $DU(\theta^e)$  порядка -20..-40дБ при углах возвышения  $\theta^e = 10^\circ..90^\circ$ . Оптимизационная процедура основана на минимизации целевой функции штрафов за отклонение реализуемой диаграммы от желаемой и строится следующим образом. На первом шаге процедуры при заданном  $b$  в качестве начального приближения выбирается распределение импеданса  $Z_g(z)$  (1.10). Затем находится численное решение интегрального уравнения (1.11) методом моментов по формулам (П2.3)-(П2.17) и определяется ток экрана. Реализуемая ДН  $F^1$  (1.14) определяется сложением излучения тока источника (П2.12),(П2.19) с излучением тока экрана (П2.13),(П2.20). Вычисляется характеристика  $DU(\theta^e) = F^1(-\theta^e) / F^1(\theta^e)$  и затем на основании невязки реализуемой характеристики с желаемой вычисляется значение штрафов, формирующих целевую функцию. Исходя из численного значения целевой функции, при помощи встроенного алгоритма оптимизации на MATLAB происходит уточнение импеданса  $Z_g(z)$  для следующего шага. На последующем шаге алгоритмом оптимизации снова вызывается процедура численного решения интегрального уравнения (1.13) и все шаги повторяются сначала. Процесс продолжается итерационно, до завершения работы используемого алгоритма



оптимизации. По завершении работы алгоритма оптимизации, получается некоторое решение  $Z_g(z)$ , которое доставляет минимум целевой функции, в условиях задания её параметров.

Целевая функция  $P$  имеет вид квадратичного штрафа за отклонение реализуемой диаграммы от желаемой:

$$P = q_0 \left( g_+^2(DU(\theta_0) - C_0) \right) + q_1 \left( \sum_{n=1}^N g_+^2(DU(\theta_n) - C_1) \right). \quad (1.22)$$

Здесь  $g_+(x) = \begin{cases} x, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}$  - срезка функции [60],  $q_{0,1} \geq 0$  - веса целевой функции,

$C_{0,1}$  - штрафные константы. Изменением весов  $q_{0,1}$  и штрафных констант  $C_{0,1}$  в (1.22) регулируется вклад двух критериев в целевую функцию. Это целевой уровень спада (отсечка) ДН при переходе в зону тени и штраф за превышение желаемого уровня ДН в зоне тени. В первом слагаемом  $\theta_0$  - точка, в которой вычисляется штраф на крутизну спада ДН при пересечении зоны тени. Сумма во втором слагаемом вычисляется в  $N$  дискретных точках  $\theta_n$  и определяет штраф за превышение желаемого уровня ДН в зоне тени;  $\theta_n$  - линейный массив размерности  $N$  равноотстоящих точек из диапазона  $(\theta_0, \pi / 2]$ .

Как было отмечено, интерес представляет отсечка (уровень  $DU(\theta^e)$ ) порядка -20..-40дБ при углах возвышения, начиная с  $\theta^e = 10^\circ$ . Эти величины использовались в качестве ориентира. Отсюда, характерные значения штрафных констант выбирались равными  $C_{0,1} \approx -20..-40$ ;  $\theta_0 = 10^\circ$ . Первое слагаемое входит в (1.22) с весом  $q_0$  и представляет из себя значение функции в точке. Второе слагаемое входит в (1.22) с весом  $q_1$  и есть результат сложения  $N$  величин - квадратов отклонения ДН от желаемой. Таким образом, второе слагаемое по величине больше первого. Подбор весов  $q_{0,1}$  для целевой функции производится эмпирически для каждого случая синтеза на этапе запуска оптимизации. Таким образом регулировался вклад от первого и второго слагаемого в величину общего штрафа  $P$  (1.22). Рекомендуемая относительная величина весов составляет

порядка  $q_0 / q_1 = 10..100$ . Такие значения были получены опытным путем в процессе численных экспериментов.

### 1.5.1. Численная оптимизационная процедура.

Рассмотрим ход процесса оптимизации для  $b = 10\lambda$  при различном задании параметров целевой функции (1.22). В качестве алгоритма оптимизации использовался встроенный алгоритм `fminunc` из пакета `optimization toolbox` в MATLAB [61]. Значение  $N$  всюду выбиралось равным 160, что соответствует дискретности суммирования в (1.22) через каждые 0.5 градуса. Параметры целевой функции (1.22), задаваемые на этапе запуска алгоритма оптимизации для трех рассматриваемых случаев сведены в таблицу 1.2.

Таблица 1.2

	Случай а)	Случай б)	Случай с)
$C_0$	-35	-25	-40
$C_1$	-35	-40	-30
$q_0$	10	6	6
$q_1$	0,2	0,2	0,2

Реализуемые  $DU(\theta^e)$ , полученные в результате работы алгоритма оптимизации для отмеченных случаев приведены на рис.1.15. Здесь показан компромисс между двумя критериями оптимизации. Случай а) соответствует сбалансированному весу между двумя критериями: достигается отсечка -30дБ начиная от углов  $10^0$  относительно желаемой границы свет-тень включая зону тени. В случае б) при выборе штрафных констант был увеличен вклад второго критерия: достигается подавление ДН в зоне тени не хуже -32дБ начиная от углов  $20^0$  ниже уровня границы свет-тень, при этом под низким углом  $10^0$  к уровню границы свет-тень достигается -18дБ. В случае с) выбором весов и штрафных констант увеличен вклад первого критерия: достигается -21дБ в зоне тени и -40дБ под углом  $10^0$  к уровню желаемой границы свет-тень.

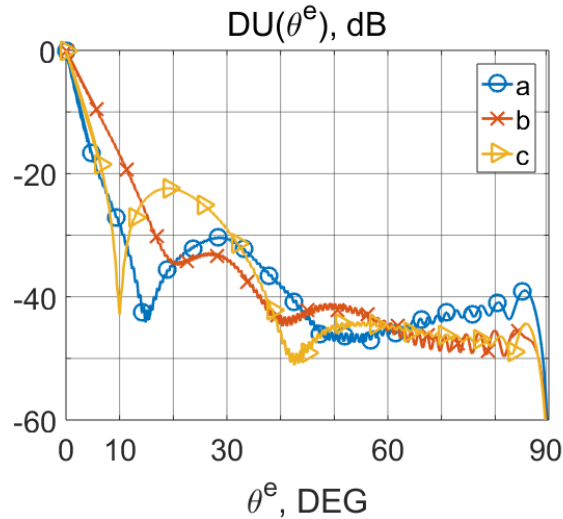


Рис. 1.15. Реализуемые  $DU(\theta^e)$ , полученные в результате оптимизации для  $b = 10\lambda$  при различных целевых параметрах.

Таким образом, решение задачи минимизации (1.22) заведомо не единственно и зависит от задания параметров целевой функции. Поэтому, процедура оптимизации запускается несколько раз с разными наборами параметров целевой функции (1.22) для формирования множества достижимых решений. Для отсеивания решений, нежелательных с точки зрения физической реализуемости и выбора наиболее удачного решения по совокупности критериев оптимальности, применялись методы многокритериальной оптимизации. Нежелательные атрибуты решения выявлялись визуально. Такими атрибутами являются: глубокие провалы ДН в пределах узкого углового сектора (случай с) на рис.1.15), значительные (достигающие нескольких дБ) осцилляции ДН в рабочем диапазоне углов, резкие перепады в распределениях импеданса на расстояниях меньше длины волны, и т.п. Удачным решением в идеальном случае является гладкое распределение импеданса, формирующее плавную ДН, удовлетворяющую обоим критериям оптимизации с отсечкой начиная от углов  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень включая зону тени. Компромисс разрешается путем ранжирования всех решений с выбором наилучшего.

Итак, выделим основные шаги процедуры синтеза:

1. Задание параметров  $q_0, q_1, C_0, C_1$  целевой функции (1.22).
2. Минимизация значения целевой функции (1.22), вычисляемого с помощью процедуры (П2.3)-(П2.20) на MATLAB встроенным алгоритмом численной оптимизации.
3. Сохранение полученного результата в набор достижимых решений.
4. Повторение шагов 1-3 с изменением параметров целевой функции для формирования некоторого множества достижимых решений.
6. Отсевание нежелательных решений путем ранжирования всех решений из множества достижимых и выбор наилучшего.

Подобный алгоритм применяется далее при рассмотрении каждого случая с фиксированным расстоянием  $b$  и последовательным его уменьшением в интервале значений от  $b = 50\lambda$  до  $b = 0.5\lambda$ .

### **1.5.2. Синтез чисто действительного импеданса экрана при больших расстояниях от источника.**

В разделе 1.4 было получено комплексное распределение импеданса методом восстановления поля из дальней зоны, обеспечивающее лучшую отсечку, чем распределение в предположении геометрической оптики. Однако, сформулированная выше оптимизационная процедура численного синтеза позволяет получить сопоставимый результат для чисто действительного импеданса.

Рассмотрим задачу синтеза импеданса для сравнительно больших расстояний до экрана при  $b = 20; 50\lambda$ . Численная процедура синтеза была реализована на MATLAB. В качестве начального шага синтеза использовалось геометрооптическое приближение (1.10). Для уменьшения размерности задачи, при задании вектора амплитуд базисных функций импеданса (П2.5) удобно воспользоваться аппроксимацией, содержащей конечное число слагаемых. Подходящей оказалась линейная комбинация двух экспонент вида:

$$f(z) = pe^{\beta z} + qe^{\gamma z} \quad (1.23)$$

Таким образом, в процедуре синтеза параметры  $p, q, \beta, \gamma$  использовались в качестве независимых переменных для минимизации (1.22).

В качестве алгоритма оптимизации использовался квазиньютоновский алгоритм BFGS, встроенный в метод `fminunc` [61] из пакета `optimization toolbox` на MATLAB. Этот алгоритм основан на накоплении информации о кривизне целевой функции по наблюдениям за изменением градиента и позволяет обходиться без явного формирования матрицы вторых частных производных [62]. Для вычисления градиента применялась конечно-разностная аппроксимация.

Результаты синтеза распределения импеданса  $Z_g(\theta_z)$  приведены на Рис.1.16 для случаев  $b = 50\lambda$  и  $b = 20\lambda$ . При  $b = 100\lambda$  импеданс соответствует случаю геометрической оптики (1.10). На графиках рис.1.16 приведена действительная часть импеданса для  $E$ - и  $H$ -поляризации; в этих распределениях отсутствует мнимая составляющая  $\text{Im}Z_g(\theta_z) = 0$ .

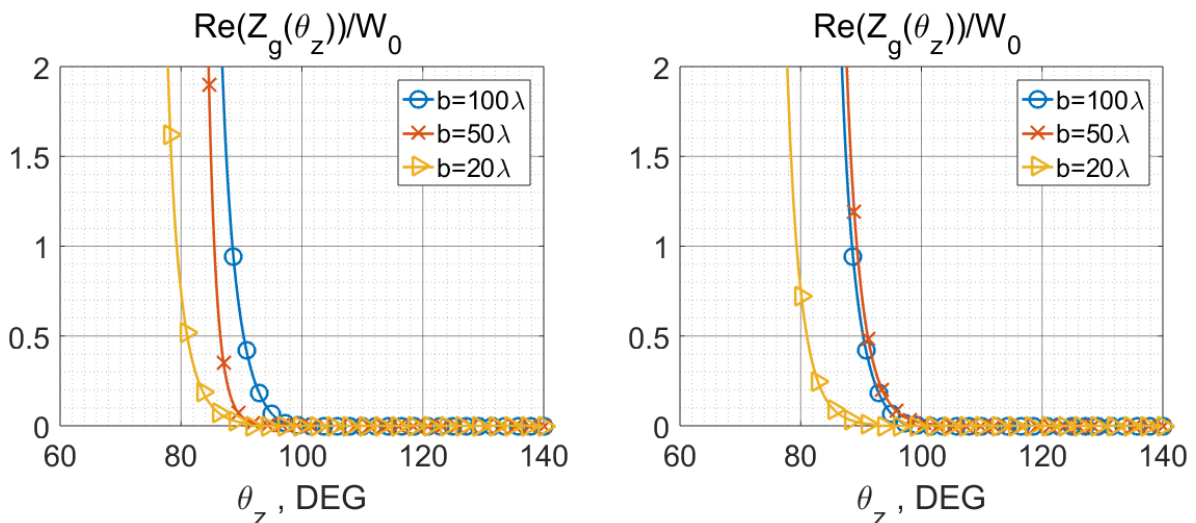


Рис. 1.16. Результаты синтеза импеданса. Слева -  $E$ -поляризация, справа -  $H$ -поляризация.

На рис.1.17 приведены соответствующие этим распределениям величины  $DU(\theta^e)$  для  $E$ - и  $H$ -поляризации.

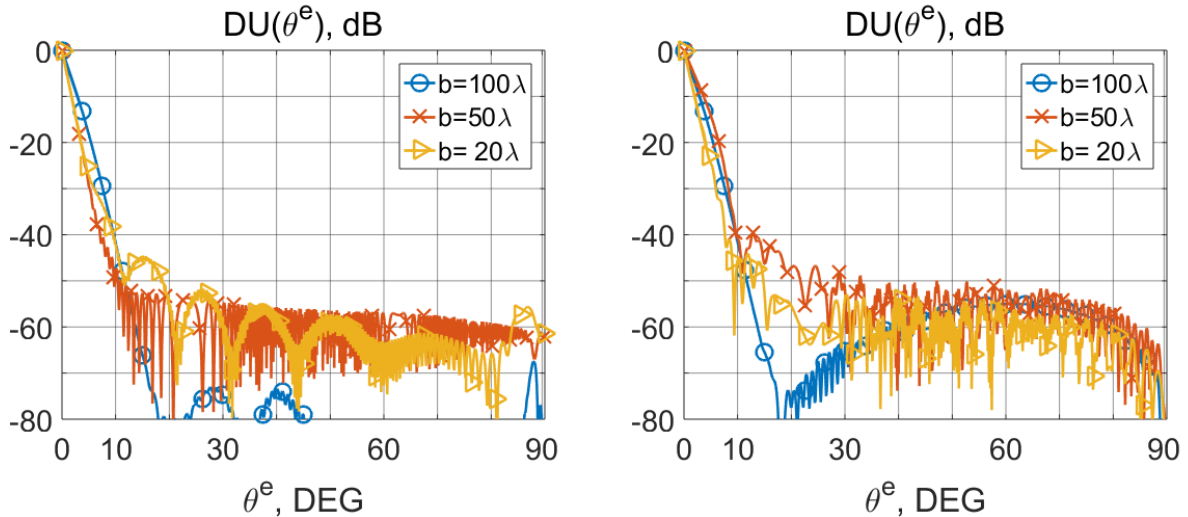


Рис. 1.17. Реализуемые  $DU(\theta^e)$ . Слева -  $E$ -поляризация, справа -  $H$ -поляризация.

Из графиков следует, что для случаев  $b = 50\lambda$  и  $b = 20\lambda$  в секторе  $10^\circ$  реализуется отсечка порядка  $-40$  дБ. Для исходного распределения импеданса в приближении геометрической оптики (1.10), сопоставимые результаты достигаются при  $b = 100\lambda$ .

Таким образом, с использованием оптимизации при  $b = 20..50\lambda$  достигаются сопоставимые величины отсечки в сравнении со случаем использования распределения импеданса (1.21) по методу восстановления поля (раздел 1.4). Однако в решении, найденном при помощи оптимизационной процедуры синтеза, отсутствует реактивная часть импеданса. Также, эти результаты лучше в сравнении с приближением ГО.

### 1.5.3. Синтез комплексного импеданса экрана при средних расстояниях от источника.

Распределение импеданса методом восстановления поля из дальней зоны (раздел 1.4) не обеспечивает желаемую отсечку поля при переходе в зону тени с уменьшением расстояния от источника. Сформулированная выше оптимизационная процедура позволяет численно синтезировать распределения импеданса, показывающие лучший результат при расстояниях от источника до экрана порядка нескольких длин волн.

Рассмотрим задачу синтеза импеданса для  $b = 5; 10\lambda$ . Синтез проводился путем одновременной коррекции действительной части импеданса  $\text{Re}Z_g(z)$  и введения мнимой части  $\text{Im}Z_g(z)$ . Мнимая часть импеданса задавалась участками кусочно-линейной функции, отличной от нуля вблизи зоны пересечения желаемой границы свет-тень и равной нулю в зоне тени. Синтез проводился на MATLAB аналогично разделу 1.5.2. Для действительной части импеданса использовалась аппроксимация в виде суммы двух экспонент (1.23). В качестве начального приближения использовалось приближение геометрической оптики (1.10). Независимыми переменными для минимизации (1.22) помимо параметров  $p, q, \beta, \gamma$  дополнительно выступали параметры, определяющие мнимую часть импеданса. Мнимая часть состояла из трех участков кусочно-линейной аппроксимации. Параметризация определялась координатами изломов кусочно-линейной функции. Аналогично предыдущему разделу, в качестве алгоритма оптимизации использовался квазиьютоновский алгоритм BFGS, встроенный в метод `fminunc` из пакета `optimization toolbox` на MATLAB [61,62].

На рис. 1.18,1.19 приведены результаты синтеза для  $E$ - и  $H$ -поляризации соответственно. Слева изображены  $DU(\theta^e)$ , справа - соответствующие им действительные и мнимые компоненты  $Z_g(\theta_z)$  для случаев  $b/\lambda = 10; 5$ .

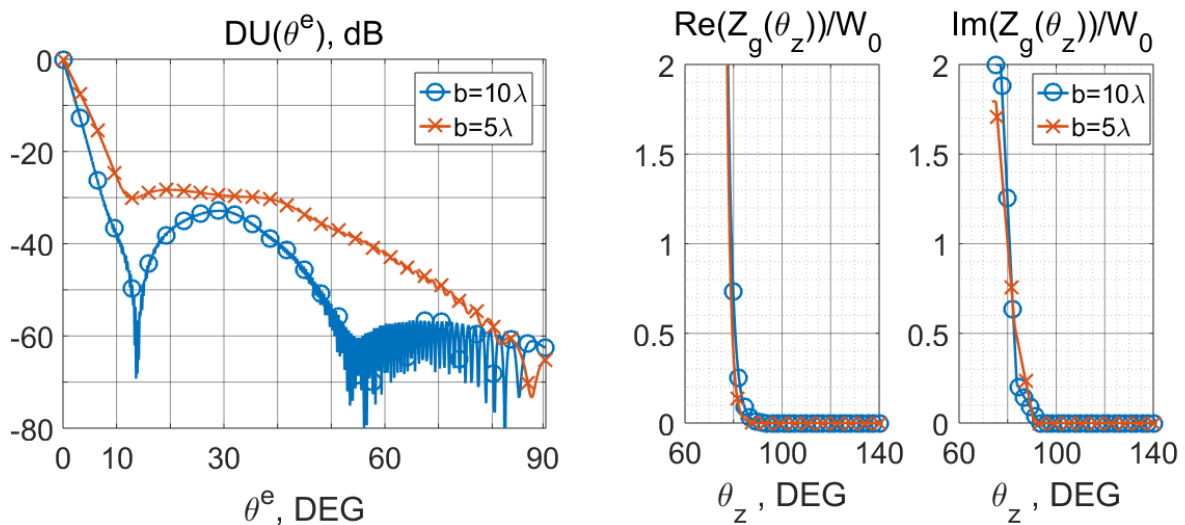


Рис. 1.18. -  $E$ -поляризация. Слева –  $DU(\theta^e)$ , справа  $Z_g(\theta_z)$ .

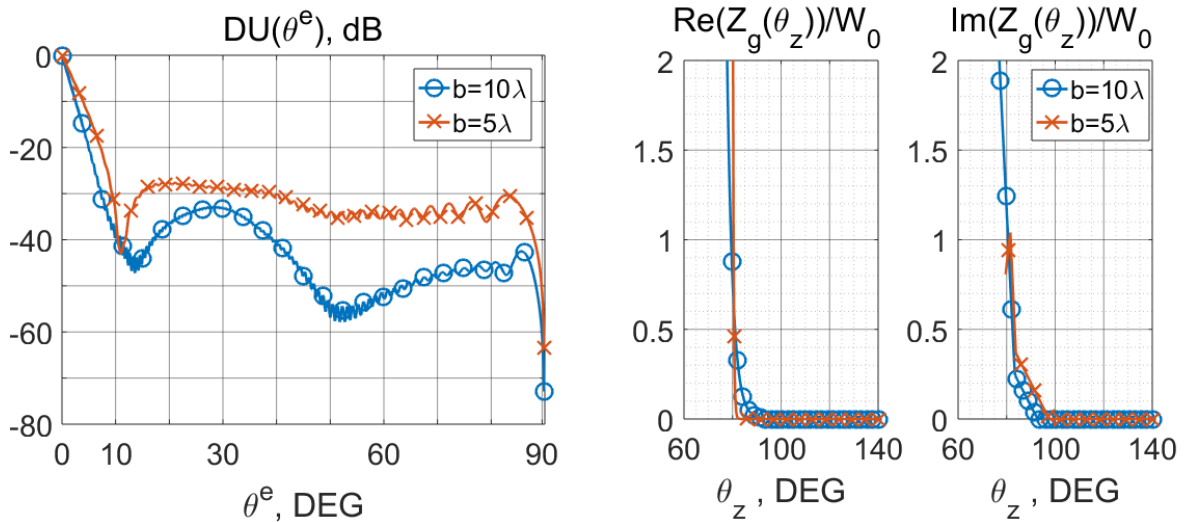


Рис. 1.19.  $H$ -поляризация. Слева –  $DU(\theta^e)$ , справа  $Z_g(\theta_z)$ .

Для случая  $b = 10\lambda$  реализуется желаемая отсечка порядка -40 дБ в секторе  $10^\circ$  вблизи желаемой границы свет-тень. При  $b = 5\lambda$  синтезированное распределение импеданса обеспечивает отсечку порядка -30дБ против величин порядка -20дБ в случае с формированием импеданса по восстановленному полю (раздел 1.4). В сравнении с результатами предыдущего раздела 1.5.2, полученными для сравнительно больших  $b$ , основное отличие состоит в наличии мнимой части. В отсутствие мнимой составляющей в распределении импеданса, при данных  $b$  желаемая отсечка не обеспечивается.

Таким образом, в результате применения описанной процедуры синтеза реализуются лучшие характеристики по сравнению с распределением импеданса (1.21), полученным по методу восстановления поля (раздел 1.4) без применения оптимизации. Также, эти результаты лучше в сравнении с приближением ГО. Однако при дальнейшем уменьшении расстояния между источником и экраном такой подход не обеспечивает желаемого результата. Для малых расстояний от источника до экрана при  $b < 5\lambda$  результат может быть улучшен, как показано далее.



## **1.6. Синтез импеданса экрана при малых расстояниях от источника без начального приближения.**

В предыдущем разделе рассматривался синтез импеданса экрана с геометрооптическим начальным приближением. При достаточно большом отдалении экрана от источника, импеданс в приближении геометрической оптики является хорошим начальным приближением и может быть использован в качестве первого шага оптимизационной процедуры. Однако при уменьшении расстояния между источником и экраном такой подход не обеспечивает желаемого результата. В разделе 1.4 было показано, что до некоторого предела, работоспособным является способ формирования импеданса по методу восстановления поля из дальней зоны. Путём модификации оптимизационной процедуры, описанной в разделе 1.5 с использованием подходов раздела 1.4 по восстановлению поля, результат может быть улучшен для малых расстояний от источника до экрана.

### **1.6.1. Незакрепленная верхняя граница.**

Как показали расчёты предыдущих разделов, импеданс (1.10) в приближении ГО и импеданс (1.21) по методу восстановления поля не обеспечивают отсечку поля и не могут рассматриваться в качестве хорошего начального приближения импеданса при малых расстояниях от источника до экрана. Поэтому было решено отказаться от использования оптимизации с начальным приближением и перейти к синтезу импеданса без начального приближения, с применением эвристических алгоритмов поиска глобального минимума. В качестве такого алгоритма была выбрана реализация генетического алгоритма в MATLAB. На первом шаге этого алгоритма случайным образом создается некоторый набор начальных приближений. При этом качество этих приближений не играет определяющую роль при отыскании решения на последующих шагах. Путём случайного подбора, комбинирования и вариации искомым параметров с использованием встроенных механизмов, осуществляется поиск оптимального решения. Таким образом, сложность отыскания начального

приближения возлагается на алгоритм случайного перебора, что позволяет расширить область поиска.

Рассмотрим задачу синтеза импеданса экрана, находящегося на малых расстояниях от источника при  $b = 0.5; 1; 2\lambda$ . Верхнюю границу полупрозрачной области будем считать незакрепленной, а степень поднятия экрана в освещенную область относительно границы свет-тень включим в число независимых переменных для оптимизации. Воспользуемся способом формирования импеданса (1.21) по методу восстановления поля (раздел 1.4), чтобы понизить размерность задачи синтеза. Полный вектор амплитуд базисных функций импеданса (П2.5) формируется по формулам (1.16)-(1.21) и определяется заданием ограниченного числа коэффициентов разложения желаемой диаграммы в ряд Фурье (1.16). Таким образом, задача синтеза импеданса сводится к минимизации целевой функции по небольшому числу независимых переменных. Независимыми переменными являются: степень поднятия экрана над уровнем желаемой границы свет-тень и коэффициенты разложения  $A_n$  (1.19). Число независимых переменных составляет  $N+1$ , где  $N$  – число гармоник в аппроксимации импеданса (1.16)-(1.21), которое выбиралось отдельно для каждого  $b$  в соответствии с ограничениями из Таблицы 1.1.

На финальном шаге синтеза эвристический алгоритм поиска глобального минимума дополнялся квазиньютоновским алгоритмом BFGS (подобно разделам 1.5.2, 1.5.3) для дополнительного уточнения полученного решения. При этом, импеданс, полученный в результате работы генетического алгоритма использовался в качестве начального приближения для квазиньютоновского алгоритма.

На рис. 1.20, 1.21 приведены результаты синтеза для  $E$ - и  $H$ -поляризации соответственно. Слева изображены  $DU(\theta^e)$ , справа - соответствующие им действительные и мнимые компоненты  $Z_g(\theta_z)$  для случаев  $b/\lambda = 2; 1; 0.5$ . Для случая  $b = 2\lambda$  реализуется отсечка порядка -33..-37 дБ в секторе  $10^\circ$  относительно

желаемой границы свет-тень. При  $b = 0.5..1\lambda$  синтезированные распределения импеданса обеспечивают отсечку порядка -20 дБ в указанном секторе.

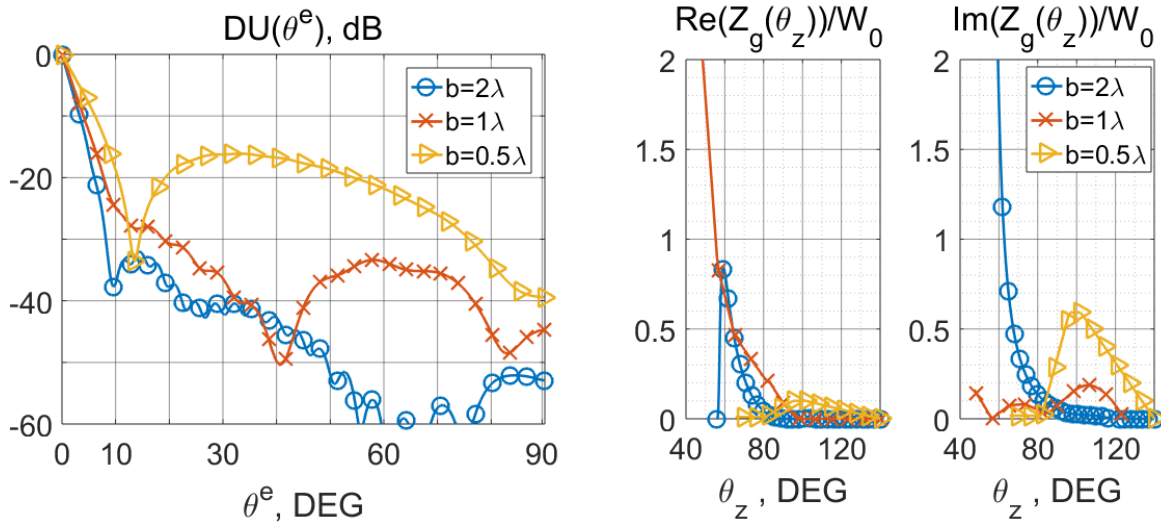


Рис. 1.20. -  $E$ -поляризация. Слева –  $DU(\theta^e)$ , справа  $Z_g(\theta_z)$ .

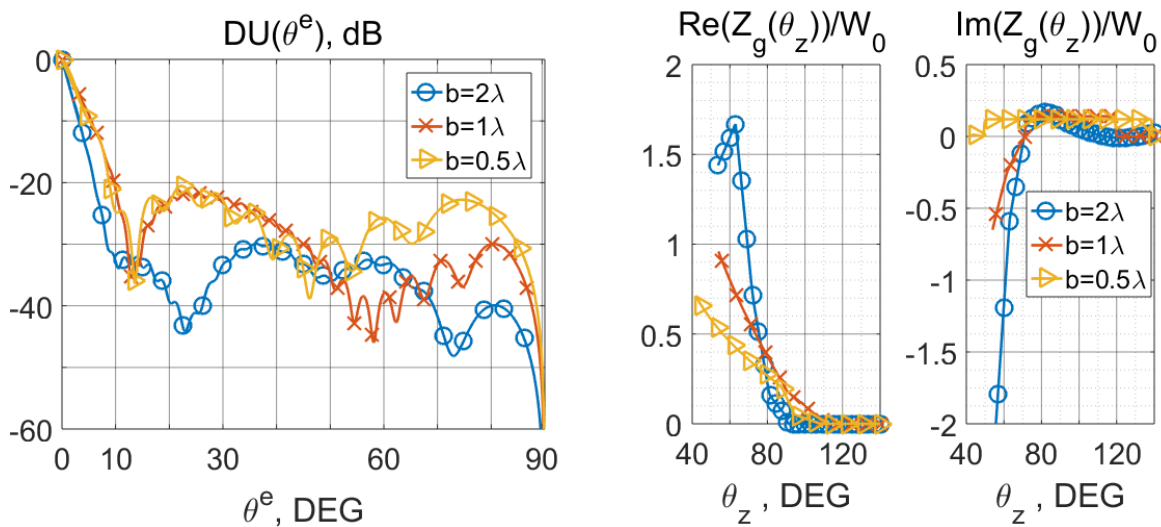


Рис. 1.21. -  $H$ -поляризация. Слева –  $DU(\theta^e)$ , справа  $Z_g(\theta_z)$ .

Как видно на графиках рис. 1.20, 1.21, где импеданс показан как функция угловой координаты  $\theta_z$ , получение резкой отсечки ДН при  $b \sim \lambda$  реализуется лишь при заметном увеличении протяженности полупрозрачной части экрана. Так, при  $b = \lambda$  реализуется отсечка порядка -20дБ в секторе углов  $10^\circ$ , причем полупрозрачная часть соответствует сектору углов  $\theta_z = 50..120$ , что составляет в длину порядка  $2\lambda$ .

Полученные результаты синтеза сведены в Таблицу 1.3. Здесь для каждой из поляризаций в крайней правой колонке приведены величины отношения «низ-верх» под углом  $10^\circ$  к границе свет-тьень  $DU(10^\circ)$ . Эти значения соответствуют частоте  $f_0$ , на которой осуществлялся синтез. В двух других колонках получено изменение  $DU(\theta^e)$  в полосе частот  $f_0 \pm 3\%$  и  $f_0 \pm 15\%$ , принимая во внимание частотную зависимость реактивных составляющих импеданса. В скобках приведены величины  $DU(10^\circ)$ , полученные в предположении, что реактивные составляющие импеданса частотно-независимы.

Таблица 1.3. Результаты синтеза с незакрепленной границей экрана.

$\frac{b}{\lambda}$	Случай $H$ -поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ			Случай $E$ -поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ		
	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$
2	-17(-20)	-28(-30)	-33	-20(-24)	-30(-31)	-37
1	-12(-14)	-18(-19)	-21	-12(-14)	-21(-22)	-25
0,5	-10(-12)	-17(-18)	-24	-12(-13)	-17(-18)	-19

Из данных Таблицы 1.3 следует, что влияние частотных зависимостей реактивных компонентов импеданса относительно невелико.

В качестве преимущества рассмотренного подхода отметим, что в работе [32] была достигнута отсечка порядка  $-10\text{дБ}$  в секторе углов  $10^\circ$  для экрана, расположенного на расстоянии одной длины волны от источника ( $b = \lambda$ ). В результате проделанного синтеза соответствующая величина отсечки составила порядка  $-20\text{дБ}$ ; кроме того, показано, что такая отсечка потенциально достижима и при  $b = 0.5\lambda$ .

Таким образом, в сравнении с результатами, полученными ранее для сравнительно больших расстояний  $b > 5\lambda$  от источника до экрана, получение резкой отсечки ДН при  $b \sim \lambda$  реализуется лишь при заметном увеличении

протяженности полупрозрачной части экрана. Результаты синтеза экрана с фиксированной верхней границей полупрозрачной области представлены далее.

### 1.6.2. Фиксированная верхняя граница.

Возможность существенного продления экрана в рабочую (освещенную) область углов не всегда существует. Например, для антенн ГНСС наличие экрана в зоне углов  $\theta^e > 10^\circ$  искажает фазовую структуру принимаемых спутниковых сигналов, что негативно сказывается на точности позиционирования [1]. Для оценки возможностей сохранения отсечки без существенного поднятия полупрозрачной области экрана выше желаемой границы свет-тень, рассмотрим задачу синтеза импеданса экрана с закрепленной верхней границей полупрозрачной части. Экран располагался на малых расстояниях от источника при  $b = 0.5; 1; 2\lambda$ , а степень поднятия экрана над уровнем границы свет-тень фиксировалась и составляла  $\theta^e = 10^\circ$ .

Синтез проводился аналогичным образом описанному в предыдущем разделе, без использования начального приближения, с применением генетического алгоритма. Независимыми переменными для оптимизации являлись коэффициенты разложения  $A_n$  (1.19). Число независимых переменных соответствует числу гармоник  $N$  в аппроксимации импеданса (1.16)-(1.21), которое выбиралось в соответствии с ограничениями из Таблицы 1.1.

Результаты такого синтеза приведены на рис. 1.22, 1.23 для случаев  $H$ - и  $E$ -поляризации соответственно. Слева изображены  $DU(\theta^e)$ , справа - соответствующие им действительные и мнимые компоненты  $Z_g(\theta_z)$ . Для случая  $b = 2\lambda$  реализуется отсечка порядка -25..-30 дБ в секторе  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень. При  $b = 0.5..1\lambda$  синтезированные распределения импеданса обеспечивают отсечку порядка -12..-15 дБ.

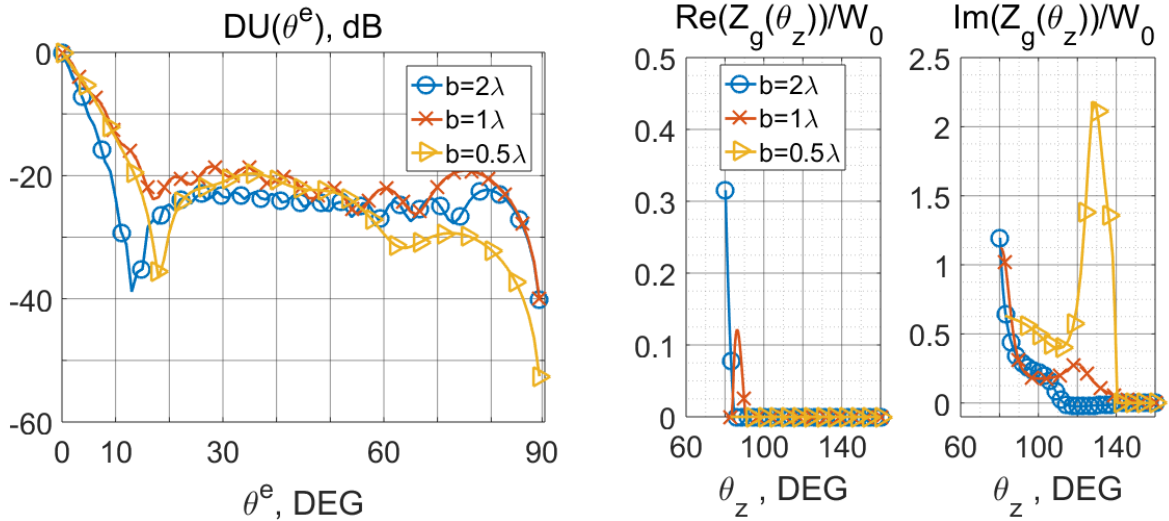


Рис. 1.22. -  $H$ -поляризация. Слева –  $DU(\theta^e)$ , справа  $Z_g(\theta_z)$ .

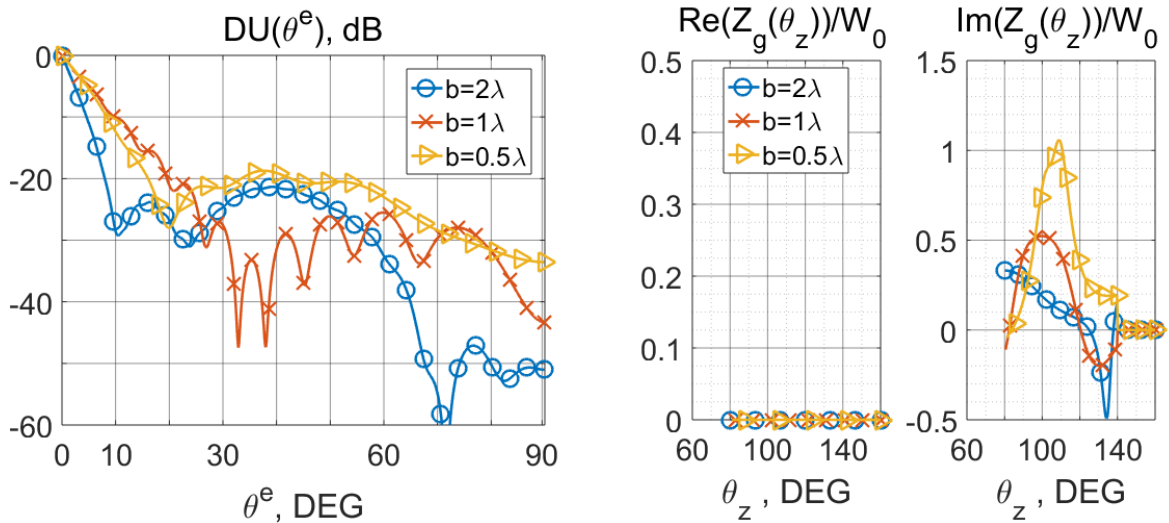


Рис. 1.23. -  $E$ -поляризация. Слева –  $DU(\theta^e)$ , справа  $Z_g(\theta_z)$ .

В таблице 1.4 приведены величины  $DU(10^\circ)$ , соответствующие полученным результатам синтеза. Также исследовалось изменение  $DU(\theta^e)$  в полосе частот  $f_0 \pm 3\%$  и  $f_0 \pm 15\%$ , принимая во внимание частотную зависимость реактивных составляющих импеданса. В крайней правой колонке для каждой поляризации приведены результаты синтеза на фиксированной частоте, в двух левых – наилучшие значения в полосе частот. В скобках приведены величины  $DU(10^\circ)$ , полученные в предположении, что реактивные составляющие импеданса частотно-независимы.

Таблица 1.4. Результаты синтеза с фиксированной границей экрана.

$\frac{b}{\lambda}$	Случай $H$ -поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ			Случай $E$ -поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ		
	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$
2	-16(-17)	-19(-19)	-19	-17(-17)	-22(-19)	-29
1	-8(-10)	-12(-13)	-15	-11(-11)	-12(-12)	-13
0.5	-	-12(-13)	-14	-	-12(-12)	-12

Сравним полученные результаты синтеза с фиксированной верхней границей полупрозрачной области экрана с результатами для случая с незакрепленной границей (раздел 1.6.1). Из данных Таблицы 1.4 следует, что при ограничении степени продления полупрозрачной области экрана в освещенную область, уменьшается реализуемая крутизна отсечки поля. Так, для  $b = 1\lambda$  в случае  $H$ -поляризации с возвышением экрана над уровнем границы свет-тень на  $\theta^e = 10^\circ$  реализуется отсечка порядка -15 дБ; однако, отсечка порядка -21 дБ была достигнута в случае с поднятием экрана вплоть до  $\theta^e = 40^\circ$  (раздел 1.6.1).

Таким образом, в случае с плоским экраном с незакрепленной верхней границей лучшие характеристики отсечки достигаются ценой существенного возвышения экрана над уровнем желаемой границы свет-тень вплоть до углов  $\theta^e = 40^\circ$ . Приведенные оценки показывают возможность обеспечения отсечки без существенного поднятия экрана, с закрепленной верхней границей полупрозрачной области на уровне  $\theta^e = 10^\circ$ .

### 1.7. Сравнение результатов синтеза с использованием различных процедур.

Сводные результаты синтеза предыдущих разделов сведены в Таблицу 1.5. Для каждой из поляризаций в крайней правой колонке приведены величины отношения «низ-верх» под углом  $10^\circ$  к границе свет-тень  $DU(10^\circ)$ . Эти значения соответствуют частоте  $f_0$ , на которой осуществлялся синтез. В двух других колонках получено изменение  $DU(\theta^e)$  в полосе частот  $f_0 \pm 3\%$  и  $f_0 \pm 15\%$ , принимая во внимание частотную зависимость реактивных составляющих импеданса.

Таблица 1.5. Результаты синтеза

$\frac{b}{\lambda}$	Случай <i>H</i> -поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ			Случай <i>E</i> -поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ		
	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$
100	-	-	-40	-	-	-54
50	-	-	-40	-	-	-48
20	-40	-45	-45	-40	-41	-42
10	-36	-37	-38	-37	-37	-37
5	-27	-34	-34	-21	-25	-25
2	-17	-28	-33	-20	-30	-37
1	-12	-18	-21	-12	-21	-25
0,5	-10	-17	-24	-12	-17	-19

Из данных Таблицы 1.5 следует, что основным фактором, ограничивающим реализуемую крутизну отсечки поля, является расстояние от источника до экрана. Так, для достижения отсечки порядка -40дБ начиная с  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень, расстояние  $b$  до экрана достигает порядка 10..20 длин волн, а для отсечки в -20дБ - порядка 2 длин волн.

Сравним результаты синтеза импеданса на основе оптимизационной процедуры (разделы 1.5-1.6), результаты формирования импеданса по полю,



восстановленному из дальней зоны (раздел 1.4) и результаты синтеза импеданса в приближении геометрической оптики (раздел 1.2). На рис.1.24 слева приведены реализующиеся характеристики  $DU(\theta^e)$ , справа - соответствующие им действительные и мнимые компоненты импеданса  $Z_g(\theta_z)$  для трех случаев. В каждом из этих случаев выбрана  $H$ -поляризация, расстояние от источника до экрана равно  $b = 2\lambda$ . Желаемая ДН задана в виде (1.5) для  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$  и показана пунктиром; число гармоник в (1.16) взято  $N=9$ . Результаты в случае 1 получены для чисто действительного распределения импеданса (1.10) в приближении геометрической оптики (раздел 1.2). В случае 2 импеданс получен по методу восстановления поля из дальней зоны по формуле (1.21) (раздел 1.4); отрицательная действительная часть импеданса была отброшена. Случай 3 соответствует распределению импеданса, полученному с помощью оптимизационной процедуры синтеза (раздел 1.6.2).

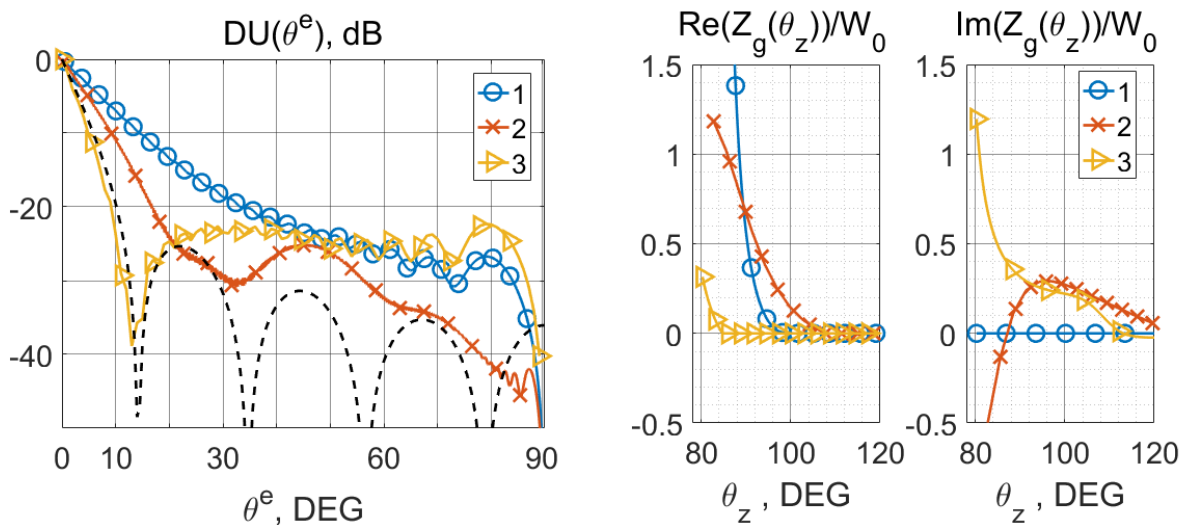


Рис. 1.24. Сравнение результатов синтеза. Слева –  $DU(\theta^e)$ , справа  $Z_g(\theta_z)$ .

Из графиков видно, что в случае 3 распределение импеданса, полученное с помощью оптимизационной процедуры синтеза, обеспечивает сравнительно лучшую отсечку, чем распределение (1.10) в приближении геометрической оптики и распределение (1.21) по методу восстановления поля из дальней зоны в случаях 1 и 2 соответственно.

Так, в случаях 1 и 2 реализуется отсечка в секторе  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень порядка -8дБ и -10дБ соответственно; однако, отсечка порядка -20дБ в том же секторе углов достигается в случае 3. При этом, синтезированные распределения импеданса являются достаточно гладкими (рис.1.24), что указывает на возможность их физической реализации.

Таким образом, использование численной оптимизационной процедуры обосновано. Процедура позволяет синтезировать физически реализуемые распределения импеданса. Синтез импеданса экрана на основе построенной процедуры позволяет значительно улучшить результаты, полученные ранее для полупрозрачных экранов с чисто резистивным импедансом в приближении ГО, а также с комплексным импедансом по методу восстановления поля, в особенности при малых расстояниях от источника до экрана. Основным фактором, ограничивающим реализуемую крутизну отсечки поля, является расстояние от источника до экрана.

## 1.8. Пример реализации экрана в среде строгого электродинамического моделирования.

С целью проверки решений, полученных в результате синтеза на базе усредненных граничных условий, рассмотрим модельную задачу в среде строгого электродинамического моделирования CST. В качестве источника слабонаправленного излучения возьмем микрополосковую (patch-) антенну. Такие антенны находят широкое применение на практике. Их основным преимуществом является небольшая высота, что позволяет создавать низкопрофильные устройства. Микрополосковая антенна представляет из себя излучающую пластинку, расположенную над проводящим экраном, причем характерный размер экрана больше, чем размер пластинки. Ширина ДН антенны определяется размером излучающей пластинки; чем меньше размер, тем шире ДН. Уровень ДН антенны в области задней полусферы обеспечивается выбором размера экрана; уменьшение размера экрана приводит к росту уровня ДН в задней полусфере.

Рассмотрим модель микрополосковой антенны, которая показана на рис.1.25. Здесь 1 - излучающая пластинка, 2 - плоский проводящий экран антенны, 3 – диэлектрическая подложка, 4 – штыри возбуждения. Размер излучающей пластинки составляет  $0.2\lambda$ , размер плоского проводящего экрана  $0.6\lambda$ , высота антенны  $0.05\lambda$ . На штыри 4 подаётся питание со сдвигом фазы  $180^\circ$  так, что формируется излучение волн линейной поляризации. Резонансный режим работы обеспечивается наличием подложки с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 4$ . Указанная длина волны соответствует центральной частоте низкочастотного диапазона ГНСС ( $\lambda \approx 244$  мм). Такая антенна формирует диаграмму направленности близкую к кардиоидной, она отмечена на рис. 1.28 кривой с точками.

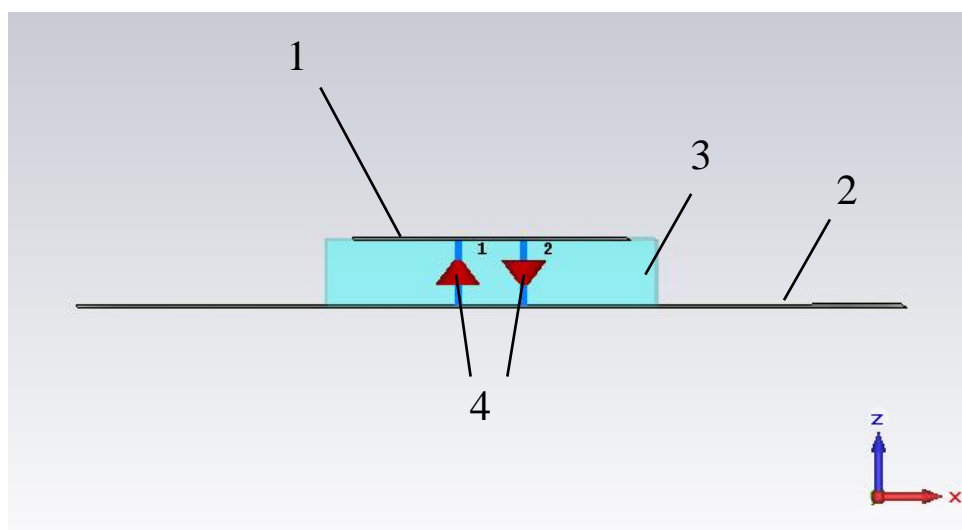


Рис.1.25. Модель источника излучения. 1-излучающая пластинка (patch), 2 – плоский проводящий экран антенны, 3 – диэлектрическая подложка, 4 – штыри возбуждения.

Полная имитационная модель показана на рис.1.26. Система координат совпадает с выбранной ранее и показана в левом нижнем углу. Вертикальный полупрозрачный экран для формирования отсечки располагается вдоль оси  $z$  и отстоит от источника на расстояние в одну длину волны по оси  $x$ . Для сравнения с результатами предыдущих разделов, моделирование проводится в двумерном режиме. При этом, рассматриваемая система является периодической в направлении оси  $y$ . Для реализации полупрозрачного экрана с желаемым распределением импеданса для формирования отсечки, за основу было взято решение, полученное в разделе 1.6.1 для  $b = 1\lambda$ . Полупрозрачная часть экрана реализована в виде ленточной структуры (сетки) с характеристическим периодом много меньше длины волны, подобно [20,23]. В узлы сетки включены сосредоточенные компоненты с заданным импедансом. Размер полупрозрачной части составляет две длины волны. Вниз от полупрозрачной части по оси  $z$  простирается непрозрачная идеально проводящая часть экрана размером в одну длину волны.

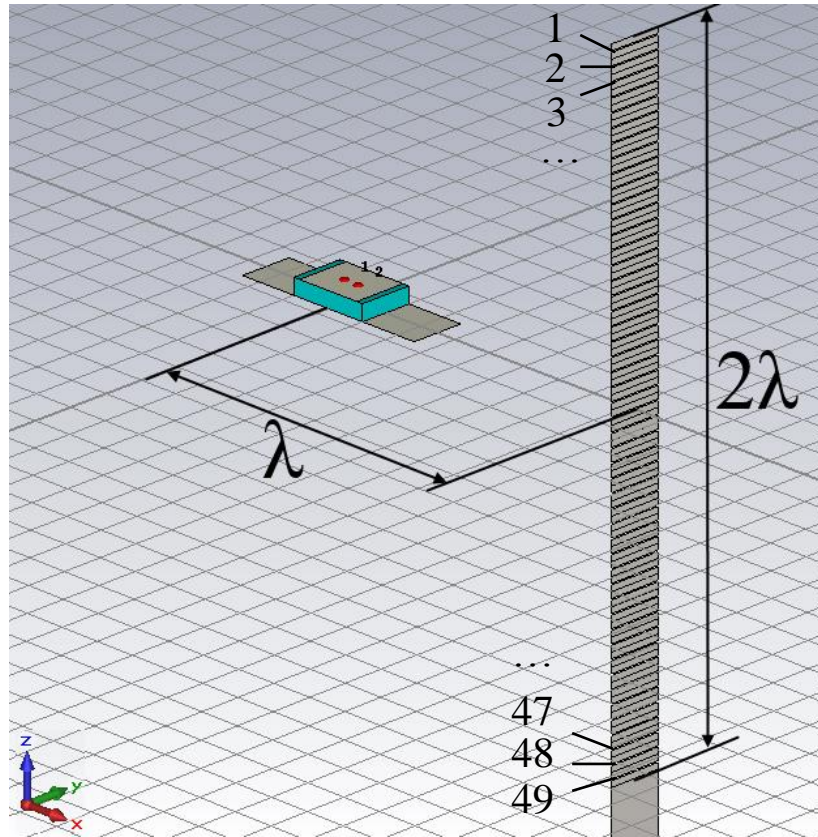


Рис.1.26. Полная имитационная модель CST.

Полупрозрачная часть экрана состоит из набора 49 сегментов, как показано на рис.1.26. Каждый сегмент в отдельности схематично показан на рис.1.27. Сегмент представляет собой участок (ленту) 1 из идеально проводящего материала шириной  $L=0,041\lambda$ , в центре которой вырезана щель 2 шириной  $w=0,004\lambda$ . Характеристический период повторения сегментов в направлении оси  $y$  равен  $D_y=0,164\lambda$ . В щель 2 симметрично на расстоянии  $D_y/2$  друг от друга включены по два одинаковых набора сосредоточенных компонентов 3 с заданным импедансом.

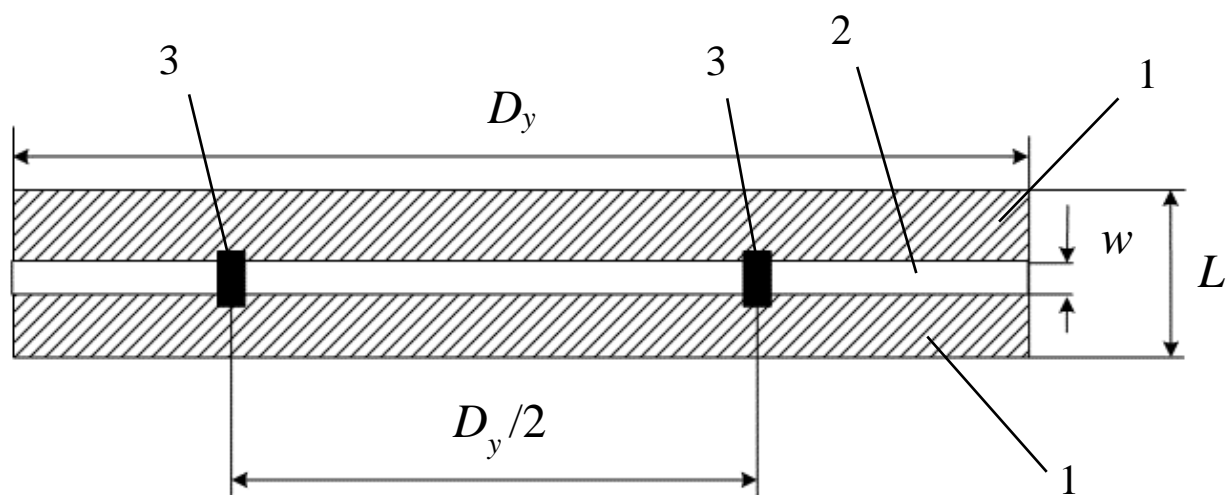


Рис.1.27. Сегмент полупрозрачного экрана, формирующего отсечку.

Каждый набор сосредоточенных компонентов 3 представляет собой параллельное включение резистора  $R$ , катушки индуктивности  $L$  и/или конденсатора  $C$ . Соответствующие компоненты и их номиналы для каждого номера сегмента сведены в таблицу 1.6.

Таблица 1.6. Номиналы сосредоточенных компонентов.

<b>n</b>	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>	<b>7</b>	<b>8</b>	<b>9</b>	<b>10</b>	<b>11</b>
<b>R, Ом</b>	375	363	350	338	325	313	301	288	276	263	251
<b>C, пФ</b>	0,26	0,28	0,30	0,32	0,34	0,36	0,39	0,42	0,45	0,48	0,52
<b>L, нГн</b>	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
<b>n</b>	<b>12</b>	<b>13</b>	<b>14</b>	<b>15</b>	<b>16</b>	<b>17</b>	<b>18</b>	<b>19</b>	<b>20</b>	<b>21</b>	<b>22</b>
<b>R, Ом</b>	239	226	213	200	186	173	160	147	133	120	107
<b>C, пФ</b>	0,57	0,61	0,66	0,71	0,77	0,84	0,92	1,01	1,12	1,25	1,41
<b>L, нГн</b>	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
<b>n</b>	<b>23</b>	<b>24</b>	<b>25</b>	<b>26</b>	<b>27</b>	<b>28</b>	<b>29</b>	<b>30</b>	<b>31</b>	<b>32</b>	<b>33-49</b>
<b>R, Ом</b>	94	81	68	55	42	15	12	8	5	1	-
<b>C, пФ</b>	1,60	1,84	2,16	2,59	3,21	-	-	-	-	-	-
<b>L, нГн</b>	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	4,6

Результаты моделирования на CST приведены на рис. 1.28 в сравнении с результатами, полученными на MATLAB. Символом Patch показана ДН и отношение «низ-верх» для антенны в отсутствие вертикального экрана.

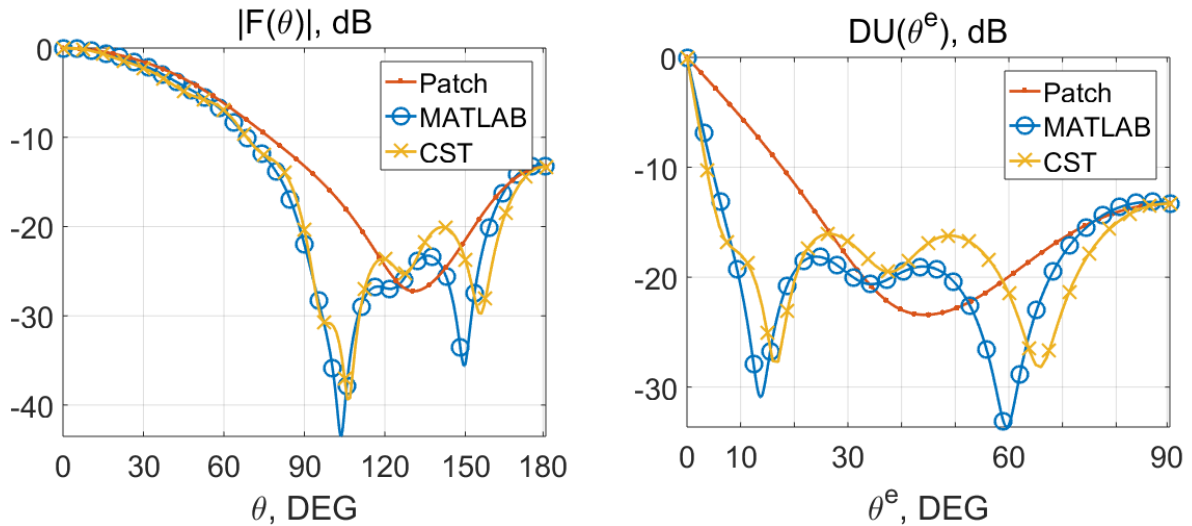


Рис.1.28. Результаты точного электродинамического моделирования CST в сравнении с численной процедурой MATLAB.

В обоих случаях достигнутые величины отсечки составили порядка -20дБ в секторе углов  $10^\circ$  в области пересечения желаемой границы свет-тень. Из рис. 1.28 видно, что достигается хорошее согласие результатов точного электродинамического моделирования CST и численного моделирования на MATLAB, что указывает на физическую реализуемость синтезированного распределения импеданса.

Таким образом, проведение строгого электродинамического моделирования показало совпадение результатов синтеза на основе усредненных граничных условий с результатами точного расчета.

## 1.9. Выводы к главе I.

1. Разработаны математические модели, построены вычислительные программы и проведен аналитический и численный синтез плоских полупрозрачных экранов, параллельных направлению главного максимума ДН, формирующих ДН с резкой отсечкой поля при пересечении границы рабочей (освещенной) и нерабочей (затененной) области углов антенной системы.

2. Показано, что основным фактором, ограничивающим реализацию ДН с резкой отсечкой поля, является расстояние от источника до экрана.

3. Для расстояний порядка десятков длин волн сформулирована аналитическая процедура синтеза импеданса в приближении геометрической оптики. Импеданс плоского полупрозрачного экрана при этом носит чисто резистивный характер.

4. Исследованы границы применимости приближения геометрической оптики. Показано, что при расстояниях от источника до экрана порядка 100 длин волн, синтез экрана в приближении геометрической оптики обеспечивает отсечку ДН на 40дБ в угловом секторе  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тьнь.

5. Разработана процедура формирования импеданса по методу восстановления поля из дальней зоны. Показано, что такой импеданс обеспечивает лучшую отсечку, чем приближение геометрической оптики. В частности, отсечка ДН на 40 дБ в секторе  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тьнь достигается для расстояний порядка 30 длин волн от источника до экрана. По сравнению с приближением геометрической оптики, импеданс обретает реактивную составляющую.

6. Для средних расстояний порядка 5..50 длин волн от источника до экрана разработана численная оптимизационная процедура синтеза с использованием приближения геометрической оптики в качестве начального шага. Показано, что



при расстояниях порядка 20..50 длин волн возможно получение отсечки ДН на 40дБ в секторе  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень; импеданс при этом действительный, положительный. При расстояниях порядка 5..10 длин волн реализуется отсечка порядка 30..40дБ в секторе  $10^\circ$  относительно указанной границы; импеданс при этом комплексный с положительной действительной частью.

7. Для малых расстояний от источника до экрана порядка 2 длин волн и меньше разработана численная процедура синтеза без начального приближения. Процедура позволяет синтезировать физически реализуемые распределения импеданса. Показано, что при расстояниях порядка 0.5..2 длины волны реализуется отсечка ДН на величину порядка 20дБ в секторе  $10^\circ$  относительно границы свет-тень. Показано, что частотные зависимости реактивных компонент импеданса не вносят существенных ухудшений в характеристики в полосе частот до 30%.

8. Показано, что в сравнении с идеально проводящими экранами, параллельными направлению главного максимума ДН, применение полупрозрачного окончания позволяет улучшить величину отсечки для случаев средних расстояний порядка десятков длин волн и малых расстояний порядка единиц длин волн от источника до экрана на 20..25дБ и 10..15дБ, соответственно.

9. Результаты синтеза на основе усредненных граничных условий подтверждены строгим электродинамическим моделированием.

## Глава II. Вогнутые полупрозрачные экраны, охватывающие источник излучения.

В предыдущей главе рассматривался синтез импеданса для случая плоских полупрозрачных экранов, параллельных направлению главного максимума ДН для обеспечения резкой отсечки поля. При этом, экран обладал значительной протяженностью в области тени. Для практических применений наибольший интерес представляют замкнутые экраны. Такие экраны рассматриваются в данной главе.

### 2.1. Постановка задачи синтеза.

Перейдём к рассмотрению полупрозрачных экранов, вогнутых по отношению к источнику излучения. В отличие от случая с плоским экраном (глава I), рассматриваемый ниже экран представляет собой цилиндрическую поверхность, охватывающую источник излучения. Рассмотрим модельную систему на рис.2.1, состоящую из источника излучения 1, расположенного в центре экрана 2. Здесь I – зона свободного пространства, II – зона тени.  $\theta$  - угол места, отсчитываемый относительно оси  $z$  в направлении оси  $x$ . Ось  $x$  является желаемой границей свет-тень, а угол  $\theta^e = \pi/2 - \theta$  - угол возвышения над уровнем границы свет-тень.

Пусть экран состоит из двух частей: идеально проводящая часть экрана, изображенная сплошной линией, ближе к краям экрана переходит в полупрозрачную, схематично показанную пунктиром. Предполагается, что полупрозрачные края возвышаются над границей свет-тень (ось  $x$ ) вплоть до уровня  $\theta^e = 10^\circ$ . Полупрозрачность понимается в смысле выполнения граничных условий для электрически тонкого слоя (1.1)-(1.2). Параметром, характеризующим слой, является импеданс  $Z_g(\theta)$ . Импеданс предполагается комплексным и переменным как функция угловой координаты  $\theta$ . Физической реализацией такого импеданса в диапазоне СВЧ являются сетки [20-23] с включенными комплексными нагрузками аналогично [25].

Задача состоит в синтезе импеданса экрана  $Z_g(\theta)$ , формирующего резкий спад (отсечку) ДН при переходе из зоны I в зону II (рис.2.1), то есть при пересечении желаемой границы свет-тень ( $\theta = \pi/2$ ).

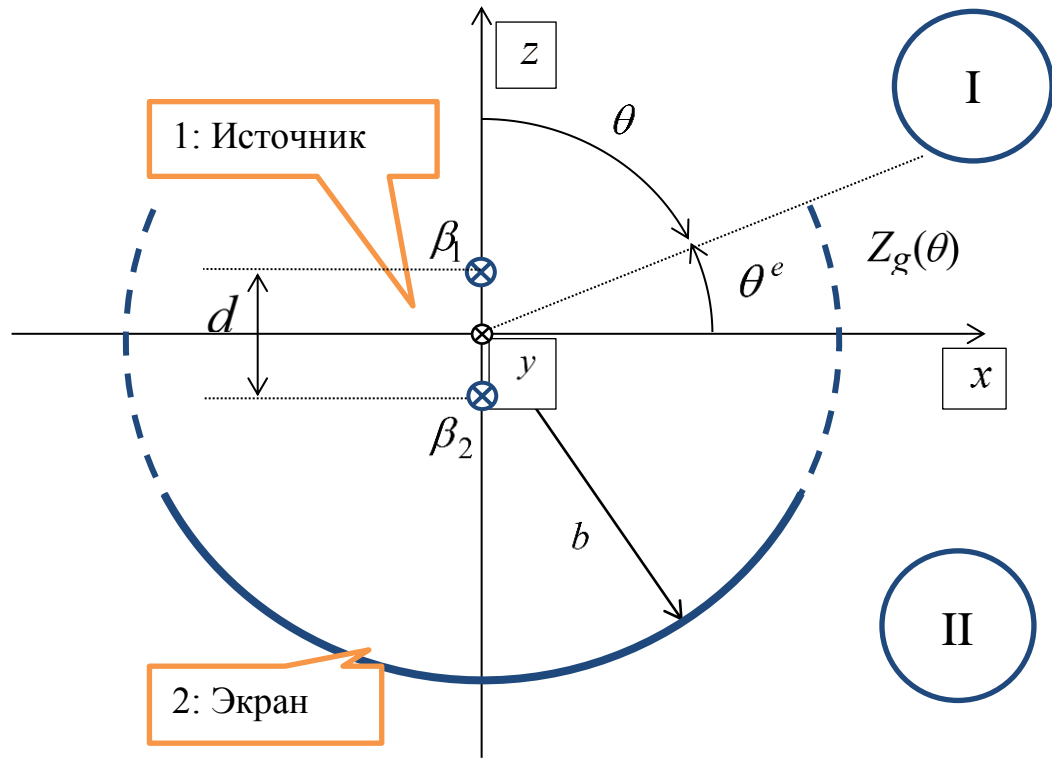


Рис.2.1. Геометрия задачи.

Для синтеза импеданса экрана в качестве источника будем рассматривать модель слабонаправленного излучения. Аналогично предыдущей главе, этот источник состоит из двух нитей тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  (1.3), расположенных вблизи начала координат на расстоянии  $d \ll \lambda$  (рис.2.1) и формирует кардиоидную диаграмму направленности (1.4). Сформулированную задачу будем рассматривать в двумерном приближении для случаев  $\{H-; E-\}$  поляризации источника с вектором  $\vec{H}(\vec{E})$  перпендикулярным к плоскости рисунка. Тогда для  $H$ -поляризации ток источника магнитный, а для  $E$ -электрический.

В отличие от предыдущей главы, помимо источника слабонаправленного излучения, также будет рассматриваться источник остронаправленного

излучения. В качестве примера проведена оценка свойств вогнутого экрана для подавления заднего поля плоской антенной решетки и формирования ДН с резкой отсечкой поля начиная от углов, близких к касательным к плоскости решетки, как показано далее.

## 2.2. Синтез импеданса экрана в приближении геометрической оптики.

Обозначим желаемую диаграмму направленности  $F^D(\theta)$ , а диаграмму источника -  $F^S(\theta)$ . Пусть желаемая ДН имеет вид гладкой трансформации ДН источника, аналогично разделу 1.2, а коэффициент желаемой трансформации  $\gamma(\theta)$  определяется соотношением:

$$\gamma(\theta) = F^D(\theta) / F^S(\theta) \quad (2.1)$$

Здесь  $F^D(\theta)$  считается по формуле (1.5),  $F^S(\theta)$  - по формуле (1.4). Желаемая ДН  $F^D(\theta)$  повторяет диаграмму источника в области свободного пространства  $0 \leq \theta \leq \theta_a$ , гладко обращается в ноль в переходной области  $\theta_a \leq \theta \leq \theta_b$ , и равна нулю в области тени  $\theta_b \leq \theta \leq 180^\circ$ . В таком случае коэффициент  $\gamma(\theta)$  получается равен единице в области свободного пространства, равен нулю в области тени, а в переходной области гладко спадает от единицы к нулю.

Рассмотрим случай  $b \gg \lambda$ . Как и с плоским экраном (раздел 1.2), в этом случае падение волн источника на полупрозрачный экран справедливо рассмотреть в приближении геометрической оптики. В отличие от плоского случая, падающие лучи ориентированы по нормали к поверхности экрана. В остальном, рассуждения раздела 1.2 повторяются. При заданном радиусе экрана  $b$ , координату точки на поверхности экрана также будем характеризовать углом  $\theta$ . Выражение для распределения импеданса вогнутого экрана принимает вид:

$$Z_g(\theta) = R_g(\theta) = W_0 \frac{\gamma(\theta)}{2(1-\gamma(\theta))} > 0 \quad (2.2)$$

Выражение (2.2) справедливо для обоих типов поляризации волн; оно совпадает с выражением (1.10) для плоского экрана если положить  $\sin \theta_z = 1$ , где  $\theta_z$  - угол падения (1.7).

Для примера на рис.2.2 приведено распределение импеданса (2.2), где коэффициент  $\gamma(\theta)$  определяет желаемую трансформацию ДН источника и задан в виде (2.1) при  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$ . Этот коэффициент с учетом (1.4)-(1.6) не вносит искажений в фазовую диаграмму источника, а импеданс  $Z_g(\theta)$  (2.2) получается чисто активным (рис.2.2).

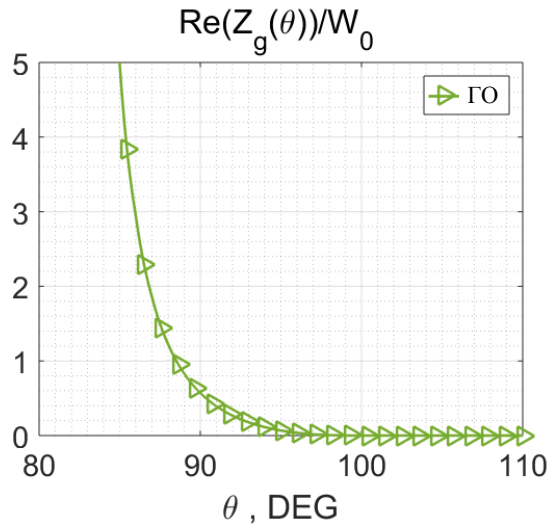


Рис.2.2. Импеданс  $Z_g(\theta)$  в предположении ГО, формирующий желаемую ДН.

## 2.3. Анализ границ применимости приближения геометрической оптики.

### 2.3.1. Математическая модель.

Для установления границ применимости приближения геометрической оптики был проведен численный расчет. Анализ сводится к решению интегрального уравнения, подобно работе [29].

Суммарное поле рассматриваемой системы состоит из поля источника и поля вторичного усредненного тока экрана с плотностью  $\vec{j}^e$ . Из усредненных граничных условий (1.1),(1.2) получается интегральное уравнение относительно тока экрана, подобно [25]:

$$\int_S G(\theta - \theta') j^e(\theta') d\theta' + E_\tau(\theta) = Z_g(\theta) j^e(\theta) \quad (2.3)$$

Здесь  $S$ -поверхность экрана,  $G$  – функция Грина,  $E_\tau$  - касательная к экрану составляющая стороннего поля источника,  $j^e$ -плотность эквивалентного электрического тока на поверхности экрана. Импеданс  $Z_g(\theta)$  определяется по формуле (2.2).

Уравнение (2.3) решается численно методом моментов, подобно [64]. Подробная численная процедура решения приводится в Приложении 3. Кратко опишем основные шаги численной процедуры.

Функция Грина в (2.3) вычисляется в виде спектра цилиндрических волн. Для тока вводится конечномерная аппроксимация. Представим ток в виде разложения по базису конечных элементов треугольной формы с амплитудами  $I_p$ :

$$j^e = \sum_{p=1}^N I_p \Delta_p(\theta) \quad (2.4)$$

Здесь  $\Delta_p(\theta) = 1 - |\theta - \theta_p| / \Delta\theta$  - треугольная функция с носителем  $2\Delta\theta$  и с центром в точке  $\theta_p$ ;  $\theta_p$  - координаты узлов сетки разбиения;  $N$  - количество

узлов;  $\Delta\theta = 2(\pi / 2 + \theta^e) / N$  - размер сетки разбиения.

После интегрирования (2.3) с базисной функцией  $\Delta_q(\theta)$  при  $q=1..N$ , получается система (ПЗ.3) из  $N$  уравнений с  $N$  неизвестными амплитудами разложения токов. Таким образом, для нахождения амплитуд базисных функций тока (2.4) необходимо решить систему линейных алгебраических уравнений:

$$\|Z_{gqp} + Z_{qp}\| \|I_p\| = \|U_q\| \quad (2.5)$$

Здесь  $I_p$  - столбец амплитуд базисных функций тока (2.4),  $Z_{qp}$  - матрица взаимных сопротивлений между базисными функциями,  $Z_{gqp}$  - матрица, обусловленная наличием импеданса экрана,  $U_q$  - столбец возбуждения, обусловленный излучением внешнего источника.

Импеданс экрана представляется в виде разложения по тому же базису, что и для тока. Выражения для элементов матрицы  $Z_{gqp}$  приведены в (ПЗ.5), они справедливы для обоих случаев поляризации поля источника. Выражения для элементов матриц  $Z_{gqp}, U_q$  для случаев  $H$ - и  $E$ - поляризации приведены в (ПЗ.8),(ПЗ.9) и (ПЗ.14),(ПЗ.15) соответственно.

Решение системы линейных уравнений (2.5) получается с помощью стандартных методов обращения матриц. Далее по найденному току экрана вычисляется результирующее поле системы. Реализуемая ДН  $F^1$  формируется в результате сложения в дальней зоне излучения стороннего источника, состоящего из двух нитей тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  (1.3) и возникающего на поверхности экрана вторичного тока  $j^e$  (2.4):

$$F^1 = F^S + F(j^e) \quad (2.6)$$

Выражения для ДН источника  $F^S$  для случаев  $H$ - и  $E$ - поляризации приведены соответственно в (ПЗ.11),(ПЗ.17). Выражения для ДН тока экрана  $F(j^e)$  получаются сложением излучения от всех базисных функций тока. Для случаев  $H$ - и  $E$ - поляризации эти выражения имеют вид (ПЗ.12),(ПЗ.18) соответственно.



### 2.3.2. Результаты расчета.

На основании формул (ПЗ.3)-(ПЗ.18) на MATLAB были реализованы процедуры численного решения интегрального уравнения (2.3). При численных расчетах размер носителя базисной функции выбирался порядка  $\Delta\theta \approx 0.05\lambda / b$  рад. Для интересующих  $b$  при заданной поверхности экрана это соответствует количеству узлов сетки порядка  $N \sim 10^3$ . Численный анализ показал, что такой мелкости разбиения достаточно для обеспечения сходимости результатов решения с графической точностью.

Результаты численного расчета представлены на рис.2.3,2.4 для  $E$ - и  $H$ -поляризации соответственно. Слева приведены реализуемые диаграммы  $F^1(\theta)$ , а справа соответствующие им отношения «низ-верх»  $DU(\theta^e) = F^1(-\theta^e) / F^1(\theta^e)$ . Кривые на графиках рис.2.3,2.4 рассчитаны для ряда значений размера экрана  $b$ . Желаемая ДН  $F^D(\theta)$  (1.5) при  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$  показана пунктиром.

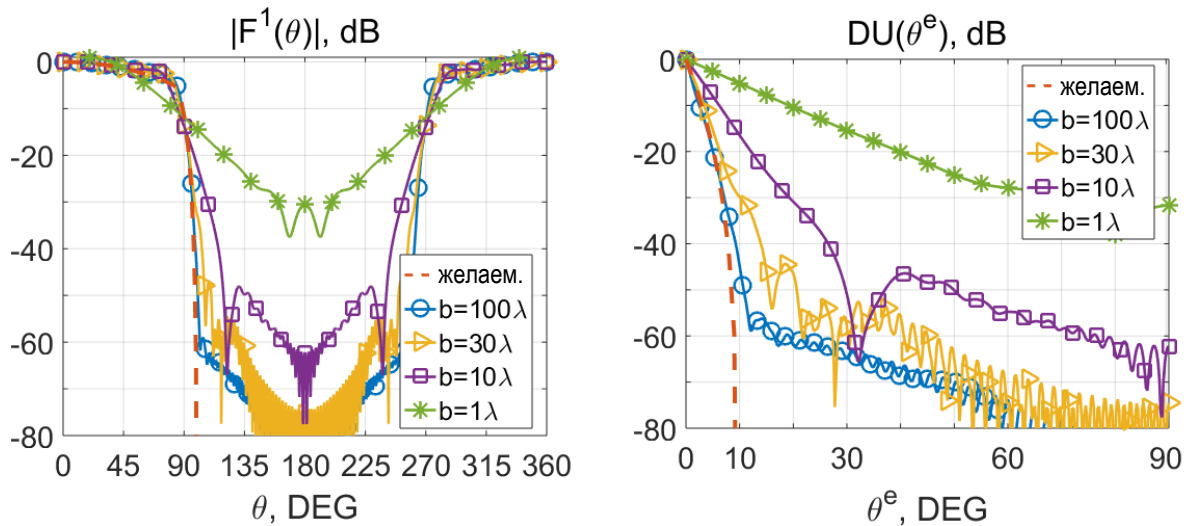


Рис.2.3.  $E$ -поляризация. Слева – результирующие ДН; Справа -  $DU(\theta^e)$ .

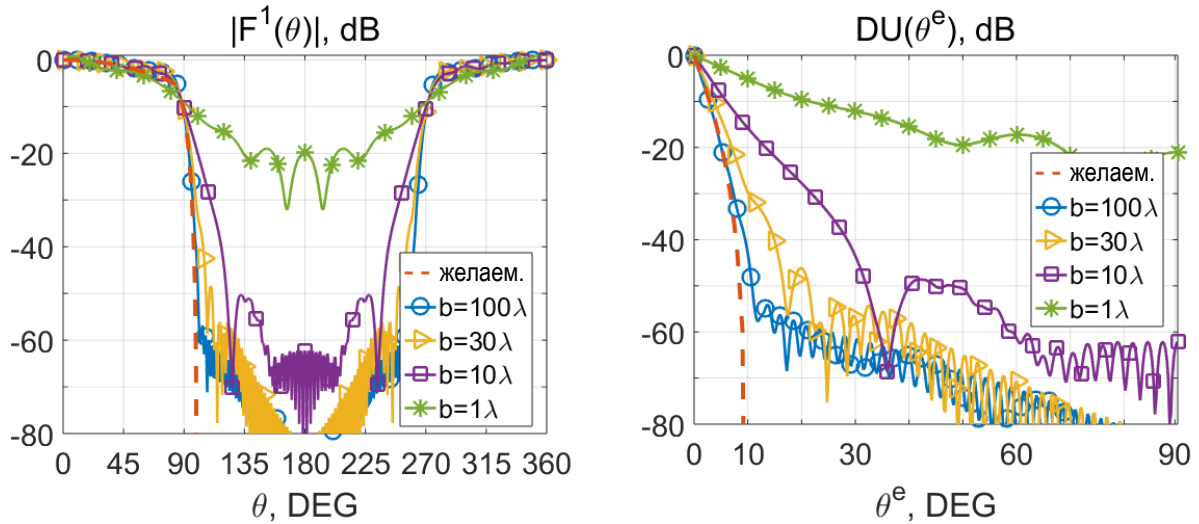


Рис.2.4.  $H$ -поляризация. Слева – результирующие ДН; Справа -  $DU(\theta^e)$ .

Из графиков видно, что при  $b = 100\lambda$  реализуется ДН с резкой отсечкой в зоне тени. Для размеров  $b \geq 30\lambda$  удаётся получить ДН с отсечкой на -30дБ и лучше в секторе углов  $\pm 10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень. Однако, с уменьшением размера экрана  $b$ , крутизна отсечки, обеспечиваемая распределением импеданса (2.2) ухудшается. При  $b = 10\lambda$  отличия реализуемой ДН от заданной не превышают -20дБ, начиная от угла  $10^\circ$  ниже границы свет-тень.

Стоит отметить, что справедливость (2.2) ограничена теми же факторами, что и (1.10), и определяется величиной реактивной составляющей плотности потока энергии поля через поверхность экрана. Чем дальше по отношению к источнику находится экран, тем меньше эта величина вблизи поверхности экрана и тем более обоснованным является приближение геометрической оптики.

На рис.2.5 показано отличие реализуемой ДН от заданной  $F^1(\theta) - F^D(\theta)$  в рабочей области углов  $\theta = 0^\circ..90^\circ$  для случаев  $E$ -( $H$ -) поляризации при тех же размерах экрана  $b$ . Видно, что отражения от идеально проводящей части экрана (снизу) приводят к осцилляциям в рабочей области (верхней полусфере). Амплитуда этих осцилляций для наихудшего случая при  $b = 1\lambda$  достигает порядка 4 дБ по модулю вблизи края экрана ( $\theta = 80^\circ$ ) и спадает до уровня, не

превосходящего 1.2дБ по мере отдаления от края экрана. С увеличением расстояния  $b$  вдали от переходной области амплитуды соответствующих осцилляций уменьшаются до значений меньше 0.5дБ.

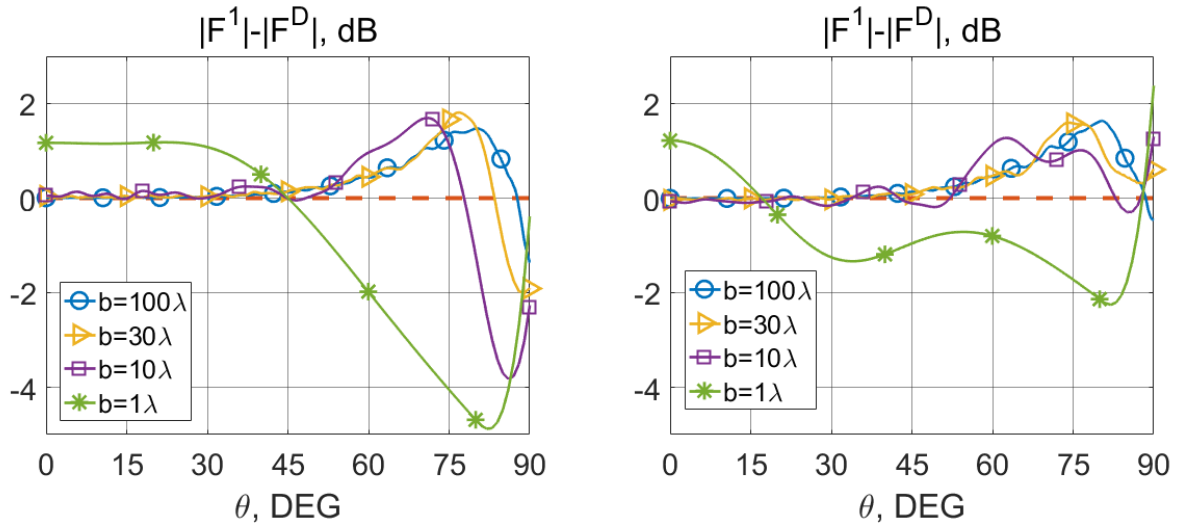


Рис.2.5. Осцилляции ДН в рабочей области. Слева  $E$ -поляризация, справа –  $H$ -поляризация.

Таким образом, полученные результаты хорошо согласуются с результатами, показанными в главе I для плоского экрана. Чисто резистивный импеданс, полученный в приближении ГО (2.2) обеспечивает отсечку ДН для сравнительно больших расстояний  $b$ . При этом, в вогнутом случае наблюдается сравнительно незначительное возмущение ДН источника в рабочей области углов за счет отражений от проводящей части экрана.

При уменьшении радиуса экрана  $b$  до величин порядка одной длины волны импеданс, полученный в приближении геометрической оптики (2.2) не обеспечивает резкой отсечки ДН и результат может быть значительно улучшен, как показано далее.

## 2.4. Формирование импеданса экрана по полю, восстановленному из дальней зоны.

Выше приближение геометрической оптики было получено в предположении достаточно больших размеров  $b$  экрана. Было показано, что с уменьшением  $b$  полученное распределение импеданса (2.2) не обеспечивает желаемой отсечки поля. В главе I при сравнительно малых  $b$  была разработана процедура формирования распределения импеданса с использованием методов восстановления поля в пространстве по его асимптотике в дальней зоне для случая плоского экрана. Выражение для импеданса экрана, формирующего желаемую ДН получается аналитически и содержит только желаемое поле на поверхности экрана и поле источника, компоненты которого известны. Для восстановления компонент желаемого поля в пространстве использовалась процедура на основании информации о желаемой асимптотике в дальней зоне.

Получим теперь аналогичное выражение для формирования импеданса экрана в цилиндрической системе координат, которая показана на рис.2.6. Рассмотрим общий случай кругового замкнутого цилиндрического экрана с центром в начале координат, на поверхности которого распределен электрический ток с плотностью  $\vec{j}^e$ .

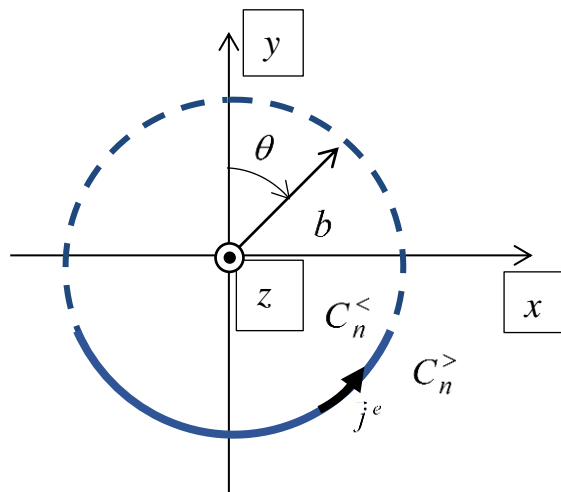


Рис.2.6. К задаче формирования импеданса экрана.

Пусть касательные компоненты поля во всем пространстве имеют вид:

$$\begin{cases} H_z^< = \sum_n C_n^< J_n(kr) \cos(n\theta), r < b \\ H_z^> = \sum_n C_n^> H_n^{(2)}(kr) \cos(n\theta), r > b \end{cases} \quad (2.7)$$

где  $C_n^< (C_n^>)$  - амплитуды гармоник поля внутри (снаружи) экрана при  $r < b$  ( $r > b$ ) соответственно. Здесь использовано предположение о симметричности задачи  $H_z(\theta) = H_z(-\theta)$ . Запишем граничные условия (1.1)-(1.2) на поверхности экрана при  $r = b$ :

$$\begin{cases} \sum_n (C_n^< J_n(kb) - C_n^> H_n^{(2)}(kb)) \cos(n\theta) = j^e \\ \sum_n (C_n^< J_n'(kb) - C_n^> H_n^{(2)'}(kb)) \cos(n\theta) = 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

Здесь  $H_n^{(2)}(s)$ - функции Ханкеля второго рода с целым индексом,  $J_n(s)$  - функции Бесселя с целым индексом; штрихом обозначено дифференцирование по аргументу. Откуда, используя свойство вронскиана для цилиндрических функций [59], получим:

$$j^e = \frac{2}{i\pi kb} \sum_n \frac{C_n^>}{J_n'} \cos(n\theta) \quad (2.9)$$

Теперь воспользуемся информацией о структуре желаемого поля. Обозначим компоненты желаемого поля индексом  $D$ , а компоненты поля источника индексом  $S$ . Желаемое поле складывается из поля источника и поля, создаваемого током экрана. Восстанавливая поле в ближнюю зону по его асимптотике в дальней зоне [22], имеем:

$$\begin{cases} H_z^> = H_z^D - H_z^S = \sum_n C_n^D H_n^{(2)}(kr) \cos(n\theta) - \sum_n C_n^S H_n^{(2)}(kr) \cos(n\theta) \\ H_z^> = \sum_n C_n^> H_n^{(2)}(kr) \cos(n\theta) \end{cases} \quad (2.10)$$

Отсюда  $C_n^> = C_n^D - C_n^S$ , где  $C_n^D$  и  $C_n^S$  - амплитуды гармоник желаемого поля и поля источника соответственно.

Окончательно, из граничных условий (1.1)-(1.2) получим выражение для распределения импеданса:

$$Z_g(\theta) = \frac{\sum (C_n^D - C_n^S) H_n^{(2)'}(kb) \cos(n\theta)}{\frac{2}{i\pi kb} \sum \frac{(C_n^D - C_n^S)}{J_n'(kb)} \cos(n\theta)} \quad (2.11)$$

Теперь сравним полученное выражение (2.11) с формулой (1.21) для плоского случая. Последняя была получена в декартовой системе координат, и, вообще говоря, в цилиндрическом случае неверна. Однако, мы можем формально взять проекции соответствующих полей на поверхность цилиндра, и воспользоваться ей в качестве примера для сравнения.

Рассмотрим результат численного расчета для случая вогнутого экрана при  $b = 2\lambda$ . Возьмем разложение желаемой ДН (1.5) при  $\theta_a = 80^\circ, \theta_b = 100^\circ$  в ряд (1.16) для числа гармоник  $N=9$ . На рис.2.7 приведены получившиеся распределения импеданса  $Z_g(\theta)$  для трех случаев. Слева – действительные составляющие, справа – мнимые. В случае 1 распределение импеданса получено по формуле для плоского случая (1.21), взятием проекции соответствующих полей на поверхность цилиндра. Экран расположен в пределах сектора углов  $\theta \in [80^\circ, 180^\circ]$ . В случае 3 импеданс вычислен по истинной формуле (2.11) для вогнутого экрана, расположенного в пределах того же сектора  $\theta \in [80^\circ, 180^\circ]$ . Случай 2 соответствует формуле (2.11) для кругового замкнутого экрана, расположенного во всем секторе углов  $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$ . В случаях 1 и 3 отрицательная действительная составляющая импеданса была отброшена. В случае 2 действительная часть импеданса частично лежит в отрицательной области (рис.2.7).

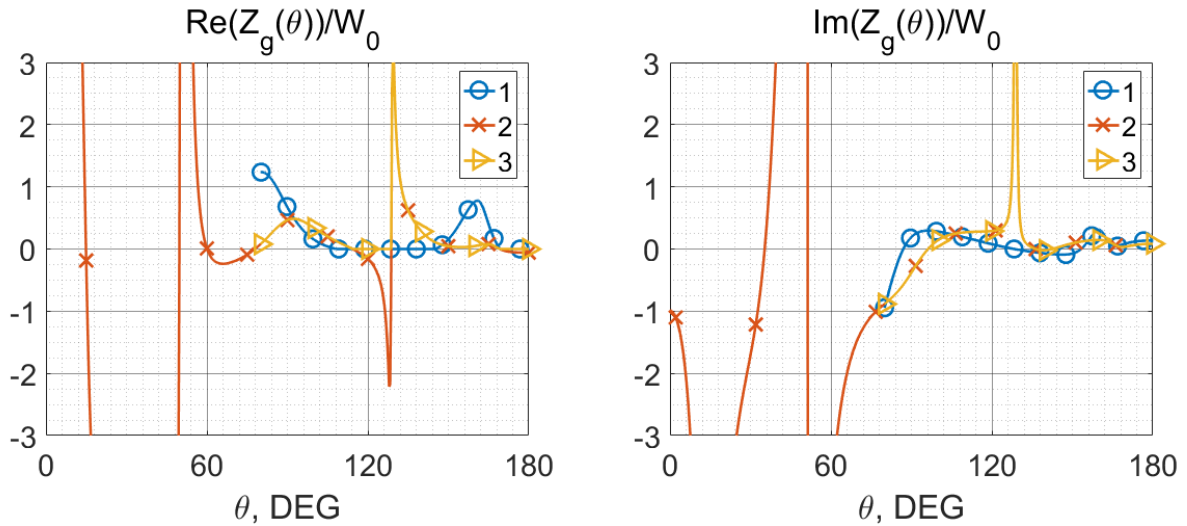


Рис.2.7. Сравнение результатов. Слева – действительные составляющие импеданса  $Z_g(\theta)$ , справа – мнимые.

На рис.2.8 приведены характеристики  $DU(\theta^e)$ , реализующиеся для соответствующих распределений импеданса. Пунктиром показана характеристика  $DU(\theta^e)$  для заданной желаемой ДН.

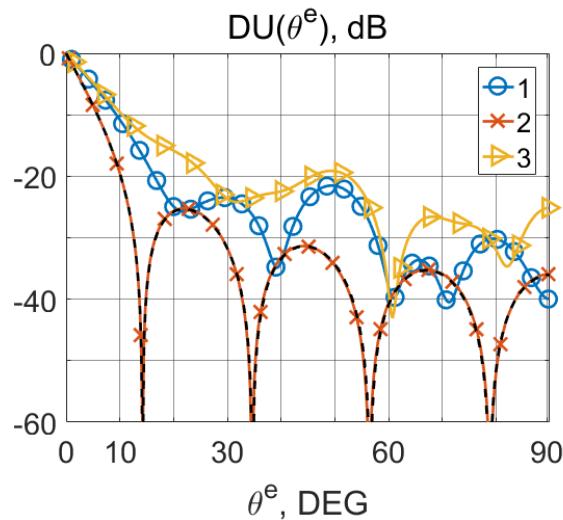


Рис.2.8.  $DU(\theta^e)$  для соответствующих распределений импеданса.

Из графиков рис.2.8 видно, что кривая 2, реализующаяся с истинной формулой (2.11) для замкнутого кругового экрана совпадает с заданной (показана пунктиром). Однако, как было отмечено, в этом распределении импеданса (2.11) присутствует отрицательная действительная часть. Кроме того, как обсуждалось ранее, случай продления экрана в освещенную область  $\theta \in [0^\circ, 80^\circ]$  не желателен и для практики не рассматривается (раздел 1.6.2). В

отличие от случая 2, в случаях 1 и 3 отброшена отрицательная действительная часть импеданса, а экран размещен в пределах сектора  $\theta \in [80^\circ, 180^\circ]$ , поэтому эти результаты имеют больший практический интерес.

Способ формирования импеданса по методу восстановления поля будет использоваться далее, как инструмент для оптимизации с целью понижения размерности задачи. Сравнивая случаи 1 и 3 (рис.2.8) видно, что для распределения импеданса по истинной формуле (2.11) (кривая 3) реализуемая отсечка хуже, чем в случае с формальным применением формулы (1.21) (кривая 1), полученной ранее для плоского экрана. Кроме того, распределение импеданса в случае 1 является гладким, в отличие от случая 3 (рис.2.7). Поэтому, при дальнейшем построении процедуры оптимизации всюду будет использован метод формирования импеданса по формуле (1.21), полученной ранее в разделе 1.4 для плоского случая.

Таким образом, показано, что методом восстановления поля из дальней зоны получается распределение импеданса (2.11), в точности обеспечивающее заданную желаемую ДН с отсечкой, вплоть до сравнительно малых размеров экрана ( $b = 2\lambda$ ). Однако, это справедливо только для кругового замкнутого экрана, а в распределении импеданса присутствует отрицательная действительная часть, этот случай для практики не рассматривается. В практическом случае с отсечением части экрана в освещенной области и отбрасыванием отрицательной действительной части, полученный по методу восстановления поля импеданс по формуле (2.11) сам по себе не обеспечивает желаемой крутизны спада ДН. Однако, полученный результат может быть улучшен с использованием оптимизации, в особенности для малых размеров экрана, как показано ниже.



## 2.5. Синтез импеданса с использованием оптимизационной процедуры.

Выше был проведен синтез импеданса в приближении геометрической оптики и был построен метод формирования импеданса по полю, восстановленному из дальней зоны. При этом желаемая ДН с отсечкой обеспечивается при достаточно больших размерах  $b$  вогнутого экрана. Однако с уменьшением размеров экрана, описанные подходы не обеспечивают желаемого результата. Для выяснения возможности уменьшения размеров экрана с сохранением резкой отсечки поля при переходе в зону тени была разработана численная оптимизационная процедура синтеза импеданса  $Z_g(\theta)$ . При синтезе предполагается, что импеданс может быть комплексным с условием физической реализуемости в виде  $\text{Re}(Z_g(\theta)) > 0$ .

Синтез импеданса производился с целью достижения значений характеристики  $DU(\theta^e)$  порядка -20..-40дБ при углах возвышения  $\theta^e = 10^\circ..90^\circ$ . Оптимизационная процедура основана на минимизации целевой функции штрафов за отклонение реализуемой ДН от желаемой при варьировании импеданса  $Z_g(\theta)$ . Процедура строится подобно тому, как было описано в разделе 1.5. На каждом шаге процедуры при фиксированном  $Z_g(\theta)$  определяется ток экрана путем численного решения интегрального уравнения (2.3) методом моментов по формулам (ПЗ.3)-(ПЗ.15). Излучение тока источника (ПЗ.11),(ПЗ.17) складывается с излучением тока экрана (ПЗ.12),(ПЗ.18) и реализуемая ДН  $F^1$  определяется по формуле (ПЗ.10). Затем вычисляется характеристика «низ-верх»  $DU(\theta^e) = F^1(-\theta^e) / F^1(\theta^e)$ . На основании невязки реализуемой характеристики с желаемой вычисляется значение штрафов, формирующих целевую функцию. Исходя из численного значения целевой функции, при помощи встроенного алгоритма оптимизации на MATLAB происходит уточнение импеданса  $Z_g(z)$  для следующего шага. На последующем шаге алгоритмом оптимизации снова вызывается процедура численного решения

интегрального уравнения (2.3) и все шаги повторяются сначала. Процесс продолжается итерационно, до завершения работы используемого алгоритма оптимизации. По завершении работы алгоритма оптимизации, получается некоторое решение  $Z_g(z)$ , которое доставляет минимум целевой функции, в условиях задания её параметров.

Как показали расчёты предыдущих разделов, импеданс (2.2) в приближении ГО не может рассматриваться в качестве хорошего начального приближения. При синтезе импеданса был реализован подход раздела 1.6, без начального приближения. Для формирования импеданса всюду использовался способ по восстановлению поля из дальней зоны, описанный в разделе 1.4 с применением формулы (1.21). Благодаря этому способу, удаётся значительно снизить размерность задачи синтеза. Полный вектор амплитуд базисных функций импеданса (П3.5) формируется по формулам (1.16)-(1.21) и определяется заданием ограниченного числа коэффициентов разложения желаемой диаграммы в ряд Фурье (1.16). Таким образом, задача синтеза импеданса сводится к оптимизации целевой функции по небольшому числу независимых переменных - коэффициентов разложения  $A_n$  (1.19). Число независимых переменных равно числу гармоник  $N$  в аппроксимации импеданса (1.16)-(1.21), которое выбирается соответствии с ограничениями из Таблицы 1.1.

В качестве целевой функции будем рассматривать функцию штрафов за отклонение реализуемой диаграммы от желаемой, аналогично разделу 1.5. В отличие от раздела 1.5, чтобы ограничить класс возможных решений в целевую функцию (1.22) был добавлен член, имеющий вид штрафа на величину производной решения, подобно методу регуляризации Тихонова [45]. Вопросы применения регуляризации будут обсуждаться далее в разделе 2.5.1. Добавочный штраф представляет из себя квадратичную норму вектора с некоторым весом  $w$ . Целевая функция принимает вид:

$$P = q_0 \left( g_+^2(DU(\theta_0) - C_0) \right) + q_1 \left( \sum_{n=1}^N g_+^2(DU(\theta_n) - C_1) \right) + w \left\| \frac{dZ}{d\theta} \right\|_2 \quad (2.12)$$

Здесь  $g_+(x) = \begin{cases} x, & x > 0 \\ 0, & x \leq 0 \end{cases}$  - срезка функции [60],  $q_{0,1} \geq 0$  - веса целевой функции,

$C_{0,1}$ - штрафные константы. Производная  $dZ/d\theta$  вычисляется в дискретных точках методом конечных разностей,  $\| \cdot \|_2$  - евклидова норма вектора. Подобно описанному в главе I, изменением весов  $q_{0,1}$  и штрафных констант  $C_{0,1}$  в (2.12) регулируется целевой уровень спада (отсечка) ДН при переходе в зону тени и штраф за превышение желаемого уровня ДН в зоне тени. Примеры задания параметров целевой функции для обеспечения различных целевых значений отсечки, а также характерные значения штрафных констант были проиллюстрированы для плоского случая в разделе 1.5.1. Вклад от первого и второго слагаемого в величину общего штрафа  $P$  (2.12) регулировался эмпирически, подбором весов  $q_{0,1}$  на этапе запуска оптимизации.

Для минимизации (2.12) использовался встроенный инструмент численной оптимизации `particleswarm` в MATLAB [65]. Он построен на базе алгоритма роя частиц (PSO), описанного в [66], с использованием модификаций, предложенных в [67] и [68]. Этот алгоритм принадлежит к семейству эволюционных алгоритмов, не требует вычисления градиента и задания начального приближения. Алгоритм роя частиц оптимизирует функцию, поддерживая популяцию возможных решений, называемых частицами, и перемещая эти частицы в пространстве решений. Перемещения строятся на основе наилучшего индивидуального положения соседних частиц и на основе наилучшего найденного во всем пространстве положения, которое постоянно обновляется с нахождением частицами более выгодных положений. На первом шаге этого алгоритма начальное положение частиц создается случайным образом, при этом выбор этого положения не играет определяющую роль при отыскании решения на последующих шагах. Таким образом, поиск оптимального решения

осуществляется без привязки к какому-то конкретному начальному приближению, что позволяет расширить область поиска.

Кроме того, как было отмечено ранее, задача восстановления импеданса экрана, обеспечивающего желаемое распределение результирующего поля является нелинейной обратной задачей электродинамики [42]. Такие задачи относят к некорректно поставленным задачам математической физики, при их решении применяются методы регуляризации [42].

### 2.5.1. Особенности применения регуляризации.

Сильно осциллирующие распределения импеданса можно считать выходящими за пределы применимости усредненных граничных условий и трудно реализуемыми. С увеличением размеров экрана каждый его сегмент имеет всё большую протяженность в пространстве в пределах одного и того же сектора углов. При размерах экрана порядка  $b \sim 10\lambda$  высокая скорость изменения распределения импеданса ограничивает физическую реализуемость не так существенно, как при  $b \sim 1\lambda$ . При этом, по мере приближения в ближнюю зону, нарастает реактивная составляющая плотности потока энергии поля, импеданс обретает мнимую составляющую, а найденные решения получаются сильно осциллирующими. Таким образом, для малых размеров экрана вопрос физической реализуемости получаемых решений стоит наиболее остро. Для отбрасывания осциллирующих решений при малых радиусах экрана была применена регуляризация Тихонова. Слагаемое, относящееся к регуляризации в (2.12) имеет вид штрафа на величину производной импеданса. Регулированием вклада этого слагаемого в общую сумму штрафа ограничивается класс получаемых решений. Причем, для достаточно больших размеров экрана  $b \sim 20..50\lambda$  можно положить вес  $w = 0$ ; при таких размерах получаются физически реализуемые распределения импеданса и без применения регуляризации. А для размеров  $b$  порядка единиц длин волн, величину  $w$  необходимо подбирать достаточно большой, чтобы дополнительный штраф

регуляризующего слагаемого имел существенный вклад в целевую функцию и достигал сопоставимых величин с двумя другими её составляющими.

Рассмотрим применение механизма регуляризации на примере синтеза импеданса при  $b = 2\lambda$  для четырех случаев задания параметров целевой функции (2.12). Значение  $N$  всюду выбиралось равным 160, что соответствует дискретности суммирования в (2.12) через каждые 0.5 градуса. Общими для всех случаев штрафными константами в (2.12) были:  $\theta_0 = 10^\circ$ ,  $C_1 = -20$ . Остальные параметры целевой функции для каждого случая сведены в таблицу 2.1.

Таблица 2.1

	Случай 1	Случай 2	Случай 3	Случай 4
$C_0$	-20	-20	-30	-25
$q_0$	6	6	12	12
$q_1$	1.2	1.2	1	1
$w$	20	0	20	100

Результаты работы алгоритма оптимизации для случаев 1,2 приведены на рис.2.9,2.10. Здесь представлены реализующиеся  $DU(\theta^e)$  и распределения  $Z_g(\theta)$  соответственно. В случае 1 вес  $w$  подобран таким образом, чтобы вклад слагаемого регуляризации в целевую функцию соответствовал вкладу двух других штрафов. В случае 2 вес  $w$  принят равным нулю, регуляризация отсутствует.

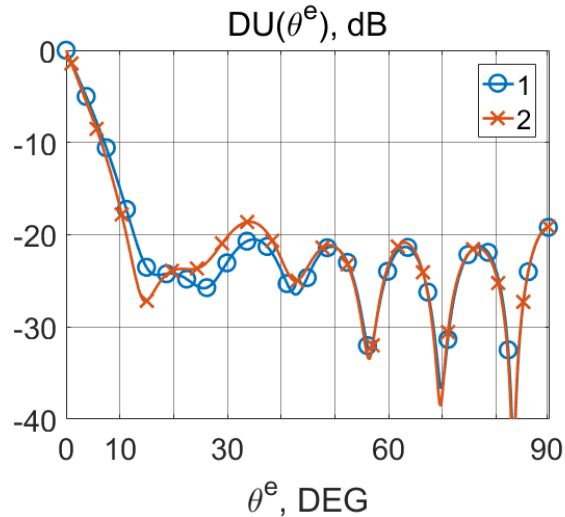


Рис.2.9. Реализующиеся  $DU(\theta^e)$  для случаев 1 и 2.

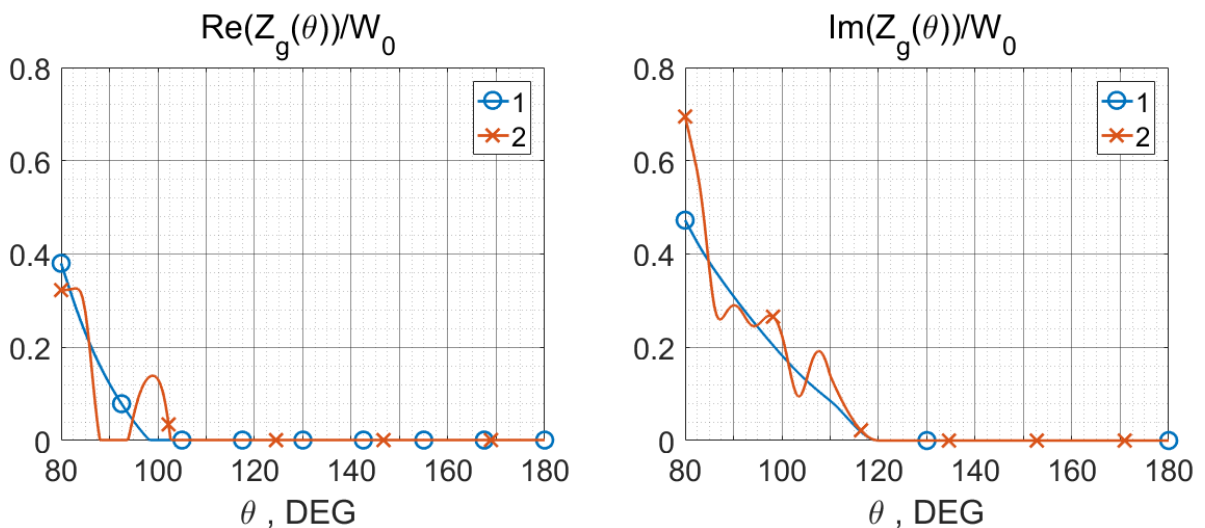


Рис.2.10. Распределения  $Z_g(\theta)$ . Слева – действительные, справа – мнимые составляющие для случаев 1 и 2.

Из графиков рис.2.10 видно, что с применением регуляризации в случае 1 получается монотонно изменяющееся, гладкое распределение импеданса. При этом, реализуется отсечка -15дБ под углом  $10^\circ$  к границе свет-тень, достигая -20дБ в зоне тени (рис.2.9). В случае 2 регуляризирующее ограничение было снято, решение  $Z_g(\theta)$  обрело ярко выраженные осцилляции в угловом секторе  $30^\circ$  вблизи пересечения границы свет-тень (рис.2.10). Реализующаяся при этом характеристика  $DU(\theta^e)$  достигает значений порядка -17дБ под углом  $10^\circ$  к границе свет-тень, и -19дБ в зоне тени (рис.2.9). Таким образом, эффект от

применения регуляризации в этом случае состоит в том, что с сохранением сопоставимых величин отсечки, возможно существенно улучшить распределение импеданса и тем самым отсеять осциллирующее решение.

Реализующиеся в результате работы алгоритма оптимизации характеристики  $DU(\theta^e)$  и распределения импеданса  $Z_g(\theta)$  для случаев 3,4 приведены на рис.2.11,2.12 соответственно.

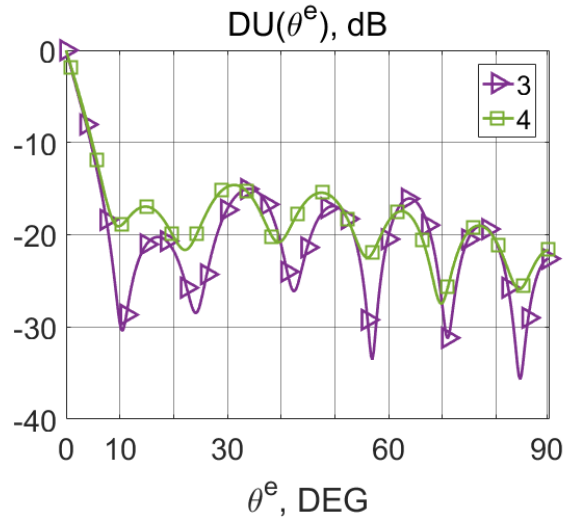


Рис.2.11. Реализующиеся  $DU(\theta^e)$  для случаев 3 и 4.

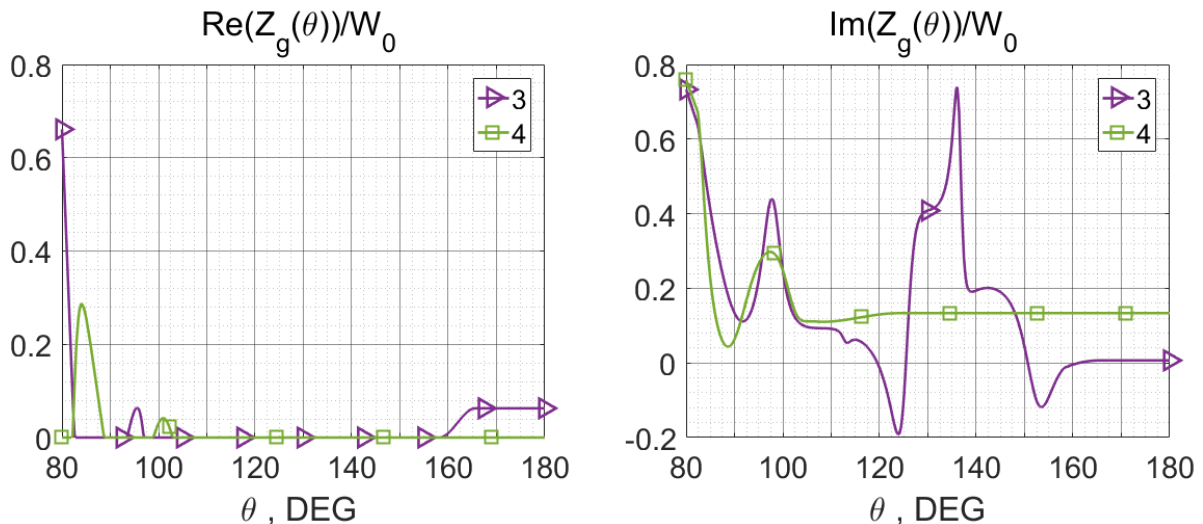


Рис.2.12. Распределения  $Z_g(\theta)$ . Слева – действительные, справа – мнимые составляющие для случаев 3 и 4.

Для выяснения возможности достижения более резкой отсечки при тех же размерах экрана, в случаях 3,4 были выбраны более жесткие штрафы и уровни

штрафных констант (таблица 2.1). При этом, случай 4 соответствует наибольшему весу слагаемого регуляризации. Распределение импеданса (рис.2.12) получается достаточно гладким, указывающим на возможность физической реализации. Реализующаяся при этом характеристика  $DU(\theta^e)$  достигает значений порядка -19дБ под углом  $10^0$  к границе свет-тень, и -15дБ в зоне тени (рис.2.11). В случае 3 регуляризующее ограничение было ослаблено по сравнению со случаем 4. Мнимая часть импеданса обретает ярко выраженные осцилляции во всем секторе углов области определения (рис.2.12). Такое поведение является характерным для ближней зоны, где преобладает реактивная составляющая плотности потока энергии поля. Это распределение импеданса даёт выигрыш в характеристике  $DU(\theta^e)$ . Под низким углом  $10^0$  в случае 4 достигается отсечка порядка -29дБ по сравнению с -19дБ в случае 3, а в зоне тени результаты сопоставимы. Однако такое решение является физически нереализуемым, поскольку усредненные граничные условия предполагают слабо меняющийся характер распределения импеданса. Таким образом, применение механизма регуляризации в этом случае обеспечивает сужение класса получаемых решений с возможностью физической реализации ценой ухудшения реализуемой характеристики  $DU(\theta^e)$ .

Подводя итог, регуляризация обеспечивает ограничение класса искомых решений в условиях оптимизации без начального приближения. Без применения регуляризации, распределения импеданса получаются физически нереализуемыми. Результат применения регуляризации выражается в получении лучшего распределения импеданса  $Z_g(\theta)$  в условиях сопоставимых  $DU(\theta^e)$ . С другой стороны, ценой ослабления ограничений на распределение импеданса возможно улучшение отсечки ДН. Однако, в рамках подхода с усредненными граничными условиями, такие решения физически нереализуемы и должны быть выведены из рассмотрения. Тогда сузить область поиска помогает регуляризация.



Можно выделить основные шаги процедуры синтеза следующим образом:

1. Задание параметров  $q_0, q_1, C_0, C_1$  целевой функции (2.12). Вес  $w$  положить равным нулю.
2. Минимизация значения целевой функции (2.12), вычисляемого с помощью процедуры (ПЗ.3)-(ПЗ.18) на MATLAB встроенным алгоритмом численной оптимизации.
3. Сохранение полученного результата в набор достижимых решений.
4. Повторение шагов 1-3 с изменением параметров  $q_0, q_1, C_0, C_1$  целевой функции для формирования некоторого множества достижимых решений.
5. Если решения получаются осциллирующими, увеличить вес  $w$ , и повторить шаги 1-4.
6. Ранжирование всех решений из множества достижимых и выбор наилучшего.

Подобный алгоритм применяется далее при рассмотрении каждого случая с фиксированным расстоянием  $b$  и последовательным его уменьшением в интервале значений от  $b = 20\lambda$  до  $b = 0.5\lambda$ .

### **2.5.2. Результаты синтеза для слабонаправленного источника.**

Результаты синтеза с помощью описанной процедуры для различных размеров экрана  $b$  для случаев  $E$ - и  $H$ - поляризации представлены на рис.2.13-2.16. Слева приведены отношения «низ-верх»  $DU(\theta^e)$ , справа – соответствующие им действительные и мнимые компоненты распределения импеданса в секторе углов  $\theta = 80^\circ..180^\circ$ . Для углов  $\theta = 180^\circ..280^\circ$  распределение симметрично.

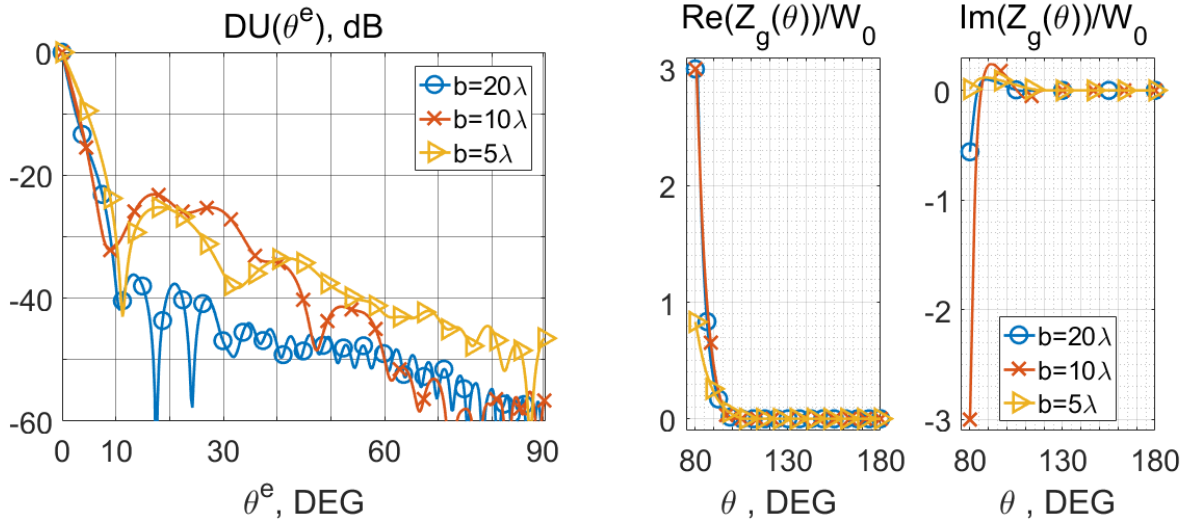


Рис.2.13. Результаты синтеза.  $E$ -поляризация. Слева -  $DU(\theta^e)$ , справа -  $Z_g(\theta)$ .

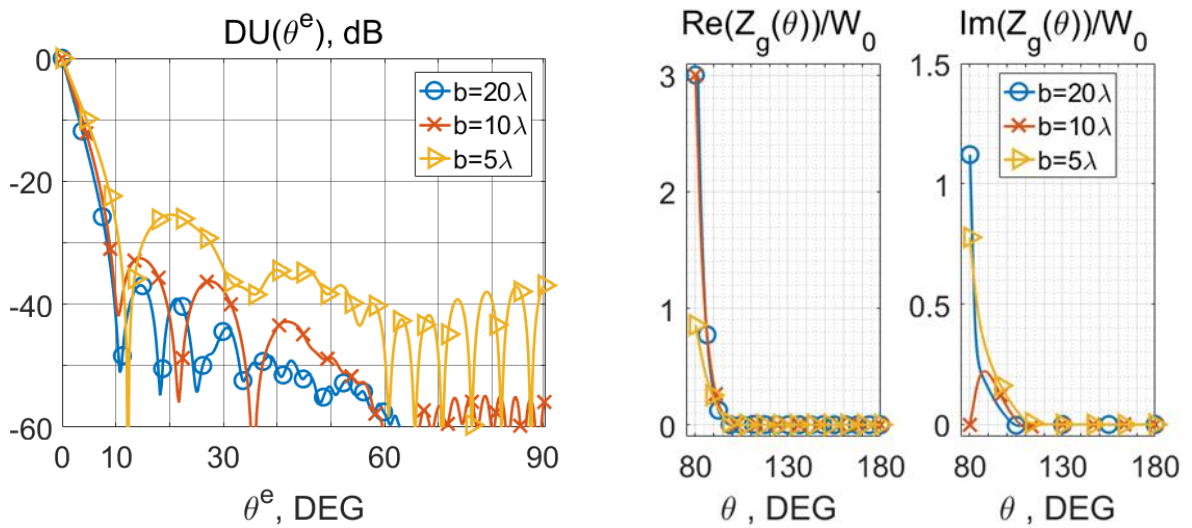


Рис.2.14. Результаты синтеза.  $H$ -поляризация. Слева -  $DU(\theta^e)$ , справа -  $Z_g(\theta)$ .

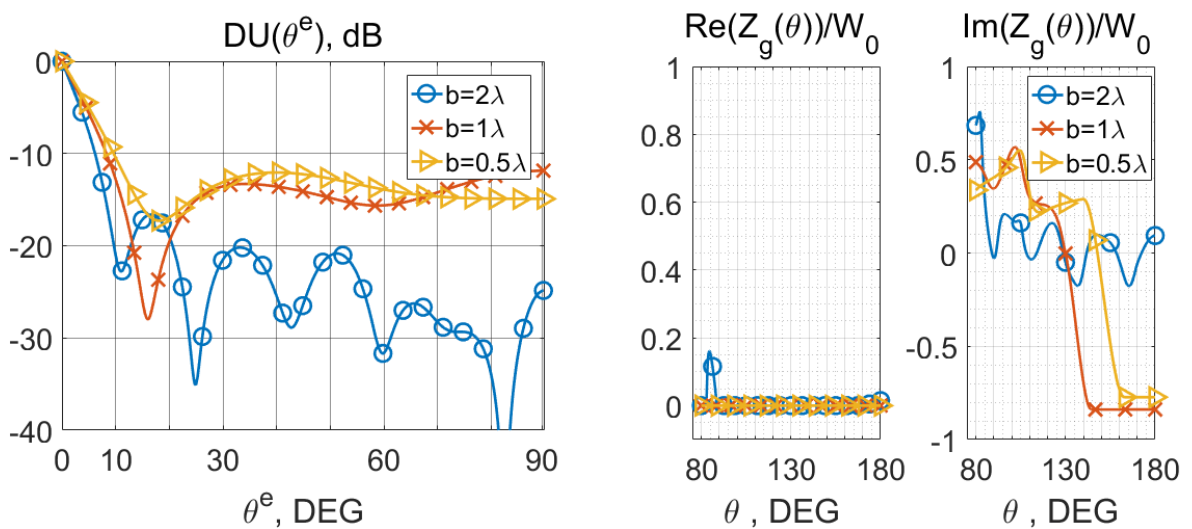


Рис.2.15. Результаты синтеза.  $E$ -поляризация. Слева -  $DU(\theta^e)$ , справа -  $Z_g(\theta)$ .

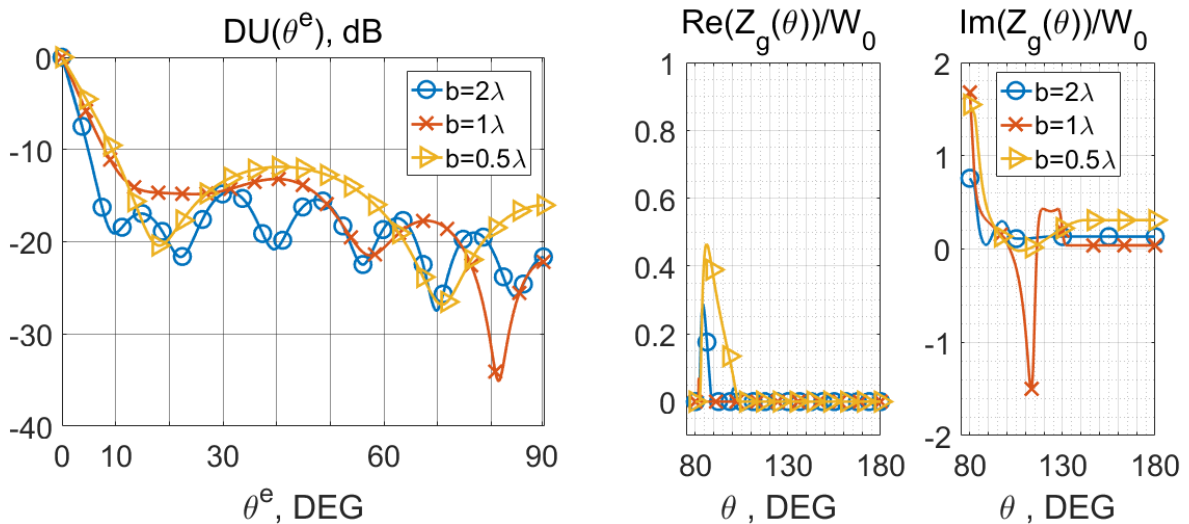


Рис.2.16. Результаты синтеза.  $H$ -поляризация. Слева -  $DU(\theta^e)$ , справа -  $Z_g(\theta)$ .

Из графиков следует, что при  $b = 20\lambda$  в секторе  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень реализуется отсечка порядка -40 дБ. Эти результаты сопоставимы с тем, что достигается при  $b = 100\lambda$  для импеданса (2.2) в приближении геометрической оптики. При дальнейшем уменьшении размеров экрана, при  $b = 5..10\lambda$  реализуется отсечка порядка -30 дБ в секторе  $10^\circ$ . При малых размерах экрана  $b = 0.5..2\lambda$  синтезированные распределения импеданса обеспечивают отсечку порядка -10..20 дБ. Распределения импеданса при этом ведут себя достаточно гладко как функция угловой координаты.

Полученные решения дополнительно исследовались на устойчивость. Для этого фиксировалось изменение  $DU(\theta^e)$  в полосе частот  $f_0 \pm 3\%$  и  $f_0 \pm 15\%$ , принимая во внимание частотную зависимость реактивных составляющих импеданса. Здесь  $f_0$  - частота, на которой осуществлялся синтез. Полученные результаты сведены в Таблицу 2.2. Приведенные значения соответствуют величине отношения «низ-верх» под низким углом к границе свет-тень  $DU(10^\circ)$ .

Таблица 2.2. Результаты синтеза

$\frac{b}{\lambda}$	Случай Н-поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ			Случай Е-поляризации, $DU(10^\circ)$ , дБ		
	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$	$f_0 \pm 15\%$	$f_0 \pm 3\%$	$f_0$
100	-	-	-41	-	-	-42
50	-	-	-40	-	-	-40
20	-	-	-42	-	-	-38
10	-	-	-37	-	-	-33
5	-14	-21	-30	-14	-17	-30
2	-10	-12	-19	-11	-14	-21
1	-6	-9	-12	-7	-10	-13
0,5	-3	-9	-11	-6	-6	-10

Из данных Таблицы 2.2 следует, что размер экрана является основным фактором, ограничивающим реализуемую крутизну отсечки. Так, для достижения отсечки порядка -40дБ начиная с  $10^\circ$  относительно границы свет-тень, размер экрана  $b$  достигает порядка 20 длин волн, а для отсечки в -20дБ - порядка 2 длин волн.

В качестве преимуществ описанного подхода, можно отметить значительное уменьшение габаритов экрана для реализации отсечки по сравнению с предложенными ранее антеннами с импедансными экранами. Как было отмечено во Введении, для достижения отсечки порядка -20дБ был изготовлен плоский импедансный экран диаметром около 13 длин волн [17]. Полученные оценки для вогнутых полупрозрачных экранов показывают, что для достижения схожей величины отсечки, диаметр экрана составляет порядка 4 длин волн.

Таким образом, как и в рассмотренном случае с плоским экраном (глава I), основным ограничивающим фактором для реализации отсечки является расстояние от источника до экрана (радиус экрана). Размеры экрана также

определяют возможность сохранения величины отсечки в полосе частот. При прочих равных расстояниях от источника до экрана, для вогнутых экранов достигаются величины отсечки, сопоставимые с плоским случаем. При этом, в отличие от плоского случая, вогнутые экраны ограничены в размерах и могут быть использованы на практике.

## 2.6. Антенная решетка с подавлением задних лепестков ДН.

Методика, представленная выше, применима не только для слабонаправленных антенн. Рассмотрим свойства вогнутого экрана для подавления заднего поля излучения антенной решетки. В качестве источника для анализа возьмем двумерную модель излучения плоской антенной решетки, состоящую из  $2N+1$  нитей магнитного тока, отстоящих друг от друга на расстояние  $d$  и расположенных на конечном металлическом экране протяженностью  $L$  (рис.2.17). Далее  $N=5$ ,  $d=0.5$  длины волны и размер экрана  $L=6$  длин волн.

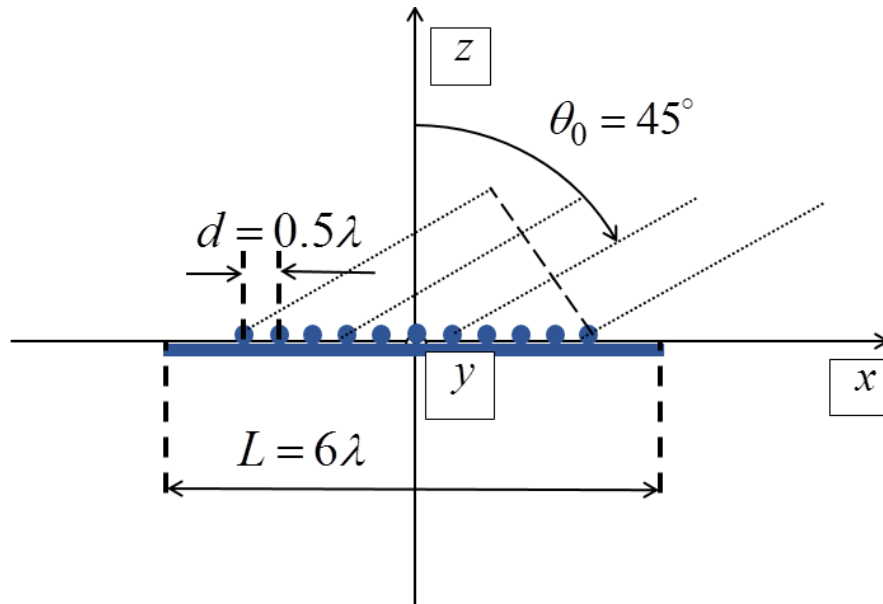


Рис. 2.17. Модель антенной решетки.

Распределение амплитуд возбуждения выставляется с целью формирования главного луча в направлении  $\theta_0$ . При вычислениях решетка была заменена на источник с заданной ДН. Оценка ДН такой решетки на экране конечных размеров в приближении физической оптики проведена в [1] и имеет вид:

$$F(\theta) = \sum_{q=-N}^N e^{-iqkd \sin \theta_0} F_q(\theta). \quad (2.13)$$

Здесь  $F_q(\theta)$  - ДН  $q$ -ой нити, смещенной на расстояние  $qd$  от начала координат:

$$F_q(\theta^e) = e^{ikqd \cos \theta^e} \left\{ \begin{pmatrix} 2 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{i\pi/4} \left( \sin \frac{\theta^e}{2} E_i(x_1) + \begin{pmatrix} +1 \\ -1 \end{pmatrix} \cos \frac{\theta^e}{2} E_i(x_2) \right) \right\}, \quad (2.14)$$

верхняя строчка соответствует  $0 < \theta^e \leq \pi$ , а нижняя  $-\pi \leq \theta^e < 0$  соответственно.

$\theta^e$  - угол возвышения, равный  $\pi/2 - \theta$ . Также использовано обозначение:

$$E_i(x) = \int_x^\infty e^{-is^2} ds, \quad (2.15)$$

где  $x_1 = \sqrt{k(L/2 + qd)(1 + \cos \theta^e)}$ ,  $x_2 = \sqrt{k(L/2 - qd)(1 - \cos \theta^e)}$ .

Для примера на рис.2.18 приведена ДН (2.13)-(2.15) для случая  $\theta_0 = 45^\circ$ . Желаемая граница свет-тень совпадает с плоскостью решетки и показана пунктиром. При выбранном направлении главного луча уровень бокового лепестка при пересечении  $\theta = 90^\circ$  достигает -20дБ, а задний лепесток достигает значений порядка -32дБ (рис.2.18).

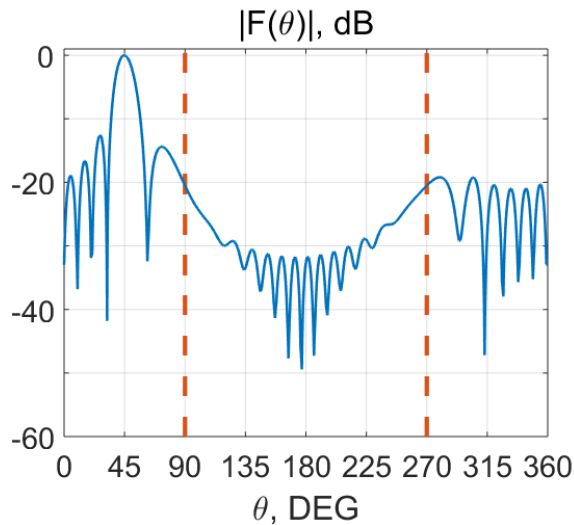


Рис. 2.18. ДН решетки в приближении ФО.

Дополним эту решетку вогнутым полупрозрачным экраном, размер которого незначительно превосходит размер решетки. Рассмотрим дифракцию на полупрозрачном экране размерами  $b = 5$  длин волн, как показано на рис.2.19.

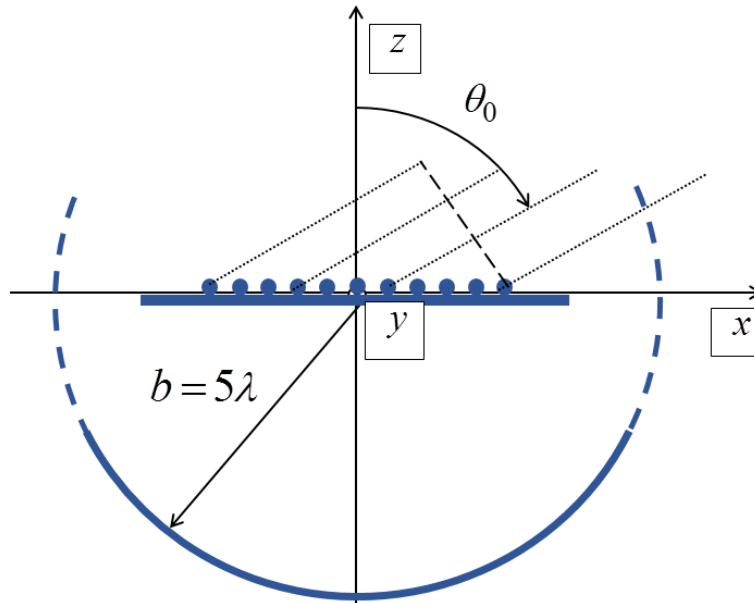
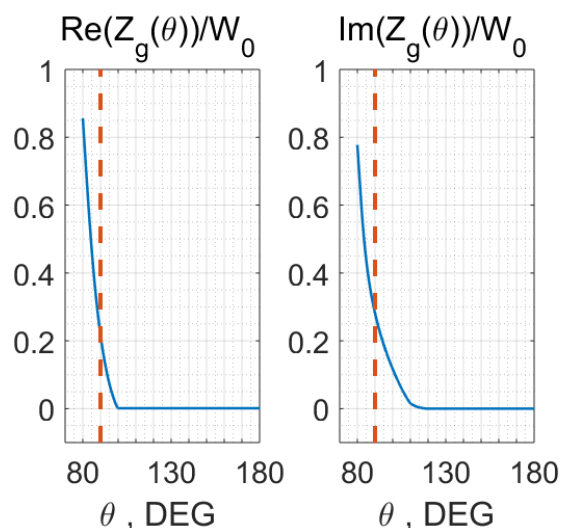


Рис. 2.19. Экран антенной решетки.

Для оценки возможности подавления задних лепестков и формирования ДН с резкой отсечкой поля начиная от углов, близких к касательным к плоскости решетки, был проведен численный расчет на базе процедуры решения интегрального уравнения (2.3) методом моментов по формулам (П3.3)-(П3.18).

Для импеданса экрана использовалось распределение  $Z_g(\theta)$ , полученное в результате предшествующего синтеза для слабонаправленного источника при  $b = 5\lambda$  (раздел 2.5.2), без дополнительной коррекции. Оно показано на рис.2.20 для сектора углов  $\theta = 80^\circ..180^\circ$ . Для углов  $\theta = 180^\circ..280^\circ$  распределение симметрично.

Рис. 2.20. Распределение импеданса  $Z_g(\theta)$ .



На рис.2.21 приведены результаты расчета для разных направлений  $\theta_0$  главного луча ДН решетки. На графиках приведены результирующие ДН в сравнении с ДН источника (показаны пунктиром) при  $\theta_0 = 0^\circ; 45^\circ; 80^\circ$ .

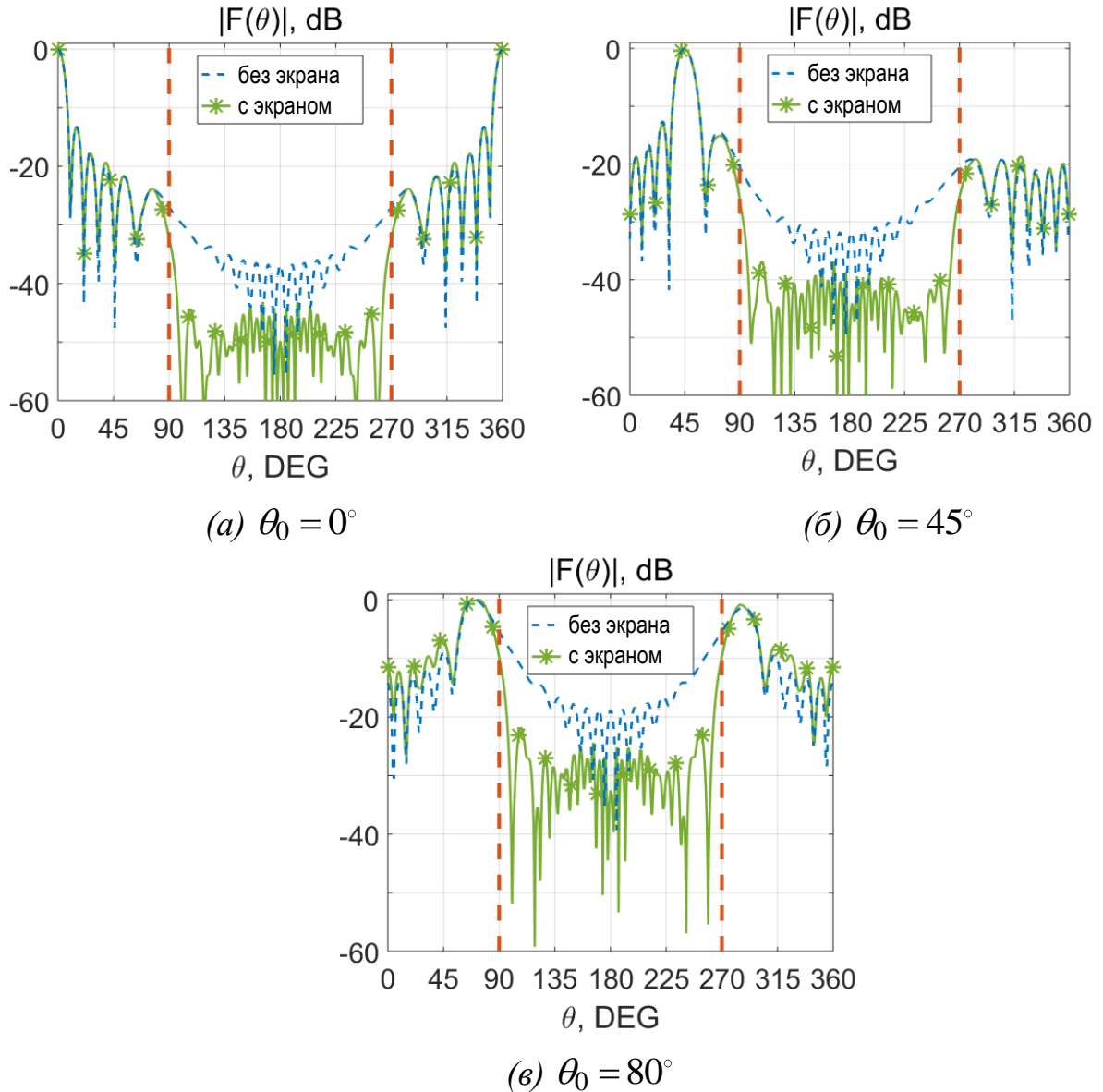


Рис. 2.21. Результирующие ДН в сравнении с ДН источника для разных направлений главного луча  $\theta_0$ .

Из графиков следует, что с помощью полупрозрачного экрана удается формирование ДН с резкой отсечкой поля при переходе в зону тени. Под углом  $10^\circ$  ниже плоскости решетки достигнута отсечка поля на 18дБ;15дБ;10дБ лучше исходной в случае  $\theta_0 = 0^\circ; 45^\circ; 80^\circ$  соответственно. При этом, излучение в зоне

глубокой тени снижено до значений порядка -45дБ в случае  $\theta_0 = 0^\circ$ , порядка -40дБ в случае  $\theta_0 = 45^\circ$  и порядка -25дБ в случае  $\theta_0 = 80^\circ$ . Видно, что с уменьшением угла  $\theta_0$  степень подавления заднего излучения нарастает. При этом, возмущений ДН антенной решетки в рабочей области углов не наблюдается. Также отметим, что для остронаправленного источника в виде антенной решетки пригодным является распределение импеданса экрана, синтезированное ранее для слабонаправленного источника.

## 2.7. Выводы к главе II.

1. Разработаны математические модели, построены вычислительные программы и проведен аналитический и численный синтез вогнутых полупрозрачных экранов, формирующих ДН с резкой отсечкой поля при пересечении желаемой границы свет-тень.

2. Показано, что основным фактором, ограничивающим реализацию ДН с резкой отсечкой поля при пересечении желаемой границы свет-тень, является размер экрана.

3. Для радиусов экрана порядка десятков длин волн сформулирована аналитическая процедура синтеза импеданса в приближении геометрической оптики. Импеданс вогнутого полупрозрачного экрана при этом носит чисто резистивный характер.

4. Исследованы границы применимости приближения геометрической оптики. Показано, что при помощи вогнутого экрана, радиус которого достигает порядка 100 длин волн обеспечивается отсечка ДН на 40дБ в угловом секторе  $10^\circ$  относительно желаемой границы свет-тень.

5. Для относительно малых размеров экрана за пределами границ применимости ГО разработана численная процедура синтеза без начального приближения. Построена процедура, позволяющая синтезировать физически реализуемые распределения импеданса. Импеданс при этом комплексный, с неотрицательной действительной частью. Для достижения отсечки порядка -40дБ, радиус экрана достигает порядка 20 длин волн, а для отсечки в -20дБ порядка 2 длин волн. Достигнутые характеристики являются достаточными для обеспечения миллиметровой точности позиционирования в дифференциальном режиме.

6. Показано преимущество вогнутых экранов, охватывающих источник излучения в сравнении с плоскими экранами, параллельными направлению

главного максимума ДН. При сопоставимых расстояниях от источника до экрана, геометрические размеры вогнутых экранов существенно меньше.

7. На примере остронаправленной антенны в виде антенной решетки показано, что при помощи вогнутого полупрозрачного экрана, размер которого незначительно превосходит размер решетки, уровень заднего лепестка удается снизить на 10..18дБ, начиная от углов, близких к касательным к плоскости решетки. Распределение импеданса экрана, синтезированное для слабонаправленного источника, не претерпевает существенных изменений для остронаправленного источника в виде антенной решетки.

### **Глава III. Антенны интегрированных устройств малого электрического габарита для высокоточного спутникового позиционирования.**

Как отмечалось во введении, на практике распространены высокоточные интегрированные устройства ГНСС габаритами порядка 0.5 длины волны, где антенна и навигационный приемник размещаются в едином корпусе [51]. С сокращением размеров корпуса уменьшаются размеры экрана антенны, что приводит к заметному росту КУ в нерабочей области (задней полусфере). Как было отмечено, желаемый уровень отсечки поля антенны в задней полусфере (в направлении в надир) по отношению к полю в передней полусфере (в зенит) составляет порядка -12..-15дБ. Эти цифры приняты на практике и являются достаточными для обеспечения сантиметровой точности позиционирования [51]. Но на корпусах габаритами порядка 0.5 длины волны, измеренная на практике величина отсечки составляет менее -10дБ. При сокращении размеров экрана без использования дополнительных средств подавления, реализуемая отсечка не соответствует требованиям практики конструирования антенн высокоточного позиционирования [51].

Результаты предыдущих разделов были положены в основу создания прототипа компактной антенной системы с вертикальным полупрозрачным экраном, обеспечивающим подавление КУ в области задней полусферы и тем самым увеличению точности позиционирования по сигналам ГНСС.

### 3.1 Одночастотная система с полупрозрачным экраном для низкочастотного (1165-1300 МГц) диапазона ГНСС.

#### 3.1.1. Конструкция антенной системы.

Рассмотрим систему, состоящую из микрополосковой антенны, установленной на проводящий корпус интегрированного приемника, и вертикального полупрозрачного экрана, предназначенного для формирования желаемой диаграммы направленности в нижней полусфере, как показано на рис.3.1. Начало системы координат совпадает с геометрическим центром антенны, положительное направление оси  $z > 0$  указывает на зенит,  $\theta$  - зенитный угол. Направление на надир соответствует углу  $\theta = \pi$ . Антенный элемент показан в виде излучающей пластинки 1 над плоским проводящим экраном 2 и диэлектрической подложкой 3. Вертикальный полупрозрачный экран 5 соединен с плоским проводящим экраном 2 и вместе с ним установлен на проводящий корпус приемника 4. Как и везде ранее, под полупрозрачностью понимается в выполнении на поверхности экрана усредненных граничных условий [20] и характеризуется импедансом слоя.

Принцип работы вертикального полупрозрачного экрана схематично показан на рис.3.1. Излучающий антенный элемент вместе с пассивным вертикальным экраном образуют антенную систему. Поле такой системы в нижней полусфере может быть представлено в виде суперпозиции двух волн: одна огибает полупрозрачный экран (показана сплошной стрелкой), а другая проходит сквозь него (показана пунктирной стрелкой). Для подавления поля излучения в нижней полусфере требуется, чтобы амплитуды этих двух волн совпадали, а разность фаз между ними составляла  $180^\circ$ . Это достигается оптимизацией параметров вертикального полупрозрачного экрана, обеспечивающих необходимый импеданс слоя. В результате реализуется вычитание волн, и суммарное поле оказывается подавленным в нижней полусфере.

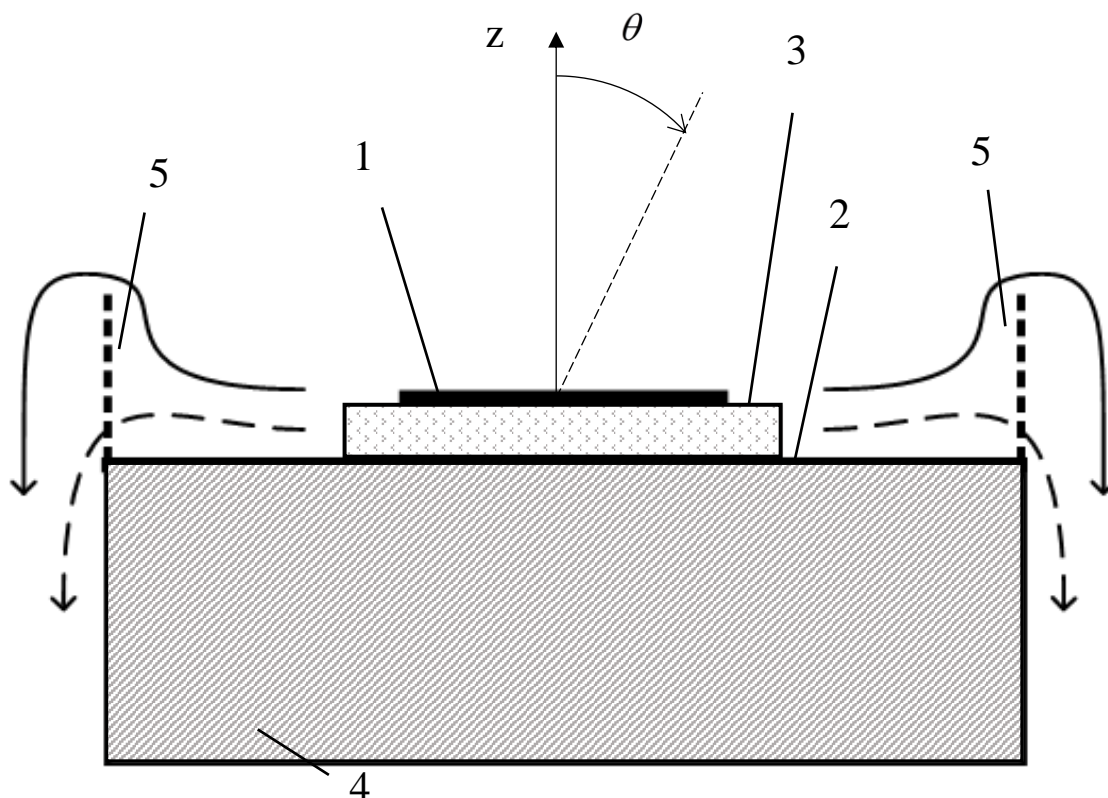


Рис. 3.1. Принцип работы вертикального полупрозрачного экрана. 1-излучающая пластинка, 2-плоский проводящий экран, 3-диэлектрическая подложка, 4-корпус приемника, 5-вертикальный полупрозрачный экран.

Эскиз конструкции такой антенной системы представлен на рис.3.2. В качестве антенного элемента взята микрополосковая антенна с искусственным диэлектриком [75]. Это компактная двухдиапазонная ГНСС антенна правой круговой поляризации 1 с плоским проводящим экраном 2 и подложкой из искусственного диэлектрика в виде встречно-штыревой структуры 3. Она устанавливается на корпус приемника 4. Размеры антенной сборки составляют порядка 0.3 длины волны в диаметре и 0.08 длины волны по высоте. Указанная длина волны соответствует центральной частоте интересующего низкочастотного диапазона ГНСС ( $\lambda \approx 244$  мм). Режим круговой поляризации реализован с помощью схемы возбуждения, подключенной к возбуждающим штырям (не показаны). Схема возбуждения обеспечивает питание возбуждающих штырей со сдвигом фазы  $90^\circ$  так, что в положительном

направлении оси  $z$  (в направлении зенита) обеспечивается возбуждение волны правой круговой поляризации.

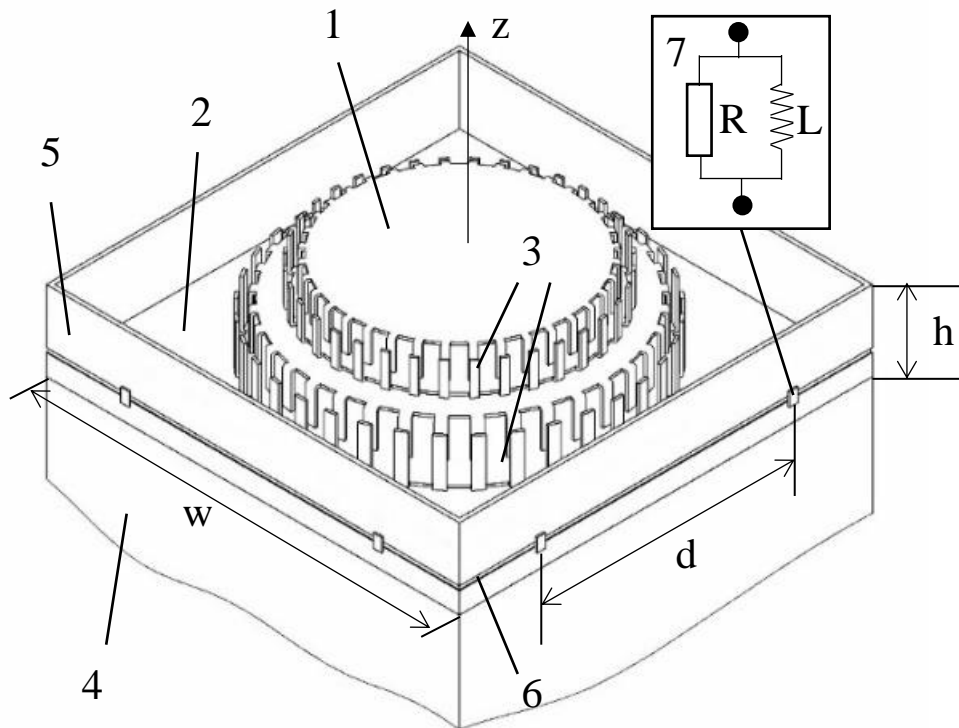


Рис. 3.2. Эскиз конструкции. 1-антенный элемент, 2-плоский проводящий экран, 3-подложка из искусственного диэлектрика, 4-корпус приемника, 5-вертикальный полупрозрачный экран, 6-щель, 7-наборы сосредоточенных компонентов.

К антенному элементу добавлен замкнутый вертикальный полупрозрачный экран 5, состоящий из четырех ребер, симметрично расположенных по периметру корпуса. Каждое ребро представляет из себя печатную плату из лавсана с толщиной металлизации порядка  $10^{-4}\lambda$  и диэлектрической подложкой толщиной порядка  $4 \cdot 10^{-4}\lambda$  с относительной диэлектрической проницаемостью 3.2 и тангенсом диэлектрических потерь  $< 0.02$ . Упомянутая диэлектрическая подложка служит механической основой ребра. В полупрозрачном экране 5 имеется щель 6 (рис.3.2) вдоль всего периметра корпуса. В щель 6 по всему периметру на некотором расстоянии  $d$  друг относительно друга включены наборы сосредоточенных компонентов 7 с



фиксированным импедансом. Каждый набор компонентов 7 представляет собой резистор  $R$  и катушку индуктивности  $L$ , включенные параллельно. Номиналы сосредоточенных компонентов и способ их размещения обеспечивают необходимый импеданс в щели экрана в низкочастотном диапазоне частот ГНСС (1165-1300 МГц). Импеданс подбирается таким образом, что возникающий на поверхности экрана ток обеспечивает дополнительное электромагнитное поле, которое вычитается с полем антенны в направлении надир. На рис.3.2 изображен вариант размещения на равном расстоянии друг относительно друга по всему периметру щели восьми наборов резисторов и индуктивностей, включенных параллельно. Ширина щели  $b$  составляет порядка  $4 \cdot 10^{-3} \lambda$  и соответствует геометрическим размерам впаиваемых сосредоточенных компонентов.

Характерными параметрами конструкции в соответствии с обозначениями на рис.3.2 являются:  $w$  – ширина корпуса интегрированного приемника,  $d$  – расстояние между двумя соседними наборами компонентов,  $h$  – высота ребра. Оптимальные значения параметров и номиналы сосредоточенных компонентов были подобраны в среде строгого электродинамического моделирования CST.

### 3.1.2. Результаты строгого электродинамического моделирования.

Разработка конструкции антенной системы была проведена с использованием пакета программ для строгого электродинамического моделирования CST. В среде автоматизированного проектирования была составлена полная имитационная модель, соответствующая эскизу на рис.3.2. Эта модель показана на рис.3.3. Система координат совпадает с выбранной ранее и показана в правом нижнем углу. Характерные параметры раздела 3.1.1 являлись независимыми переменными в имитационной модели.

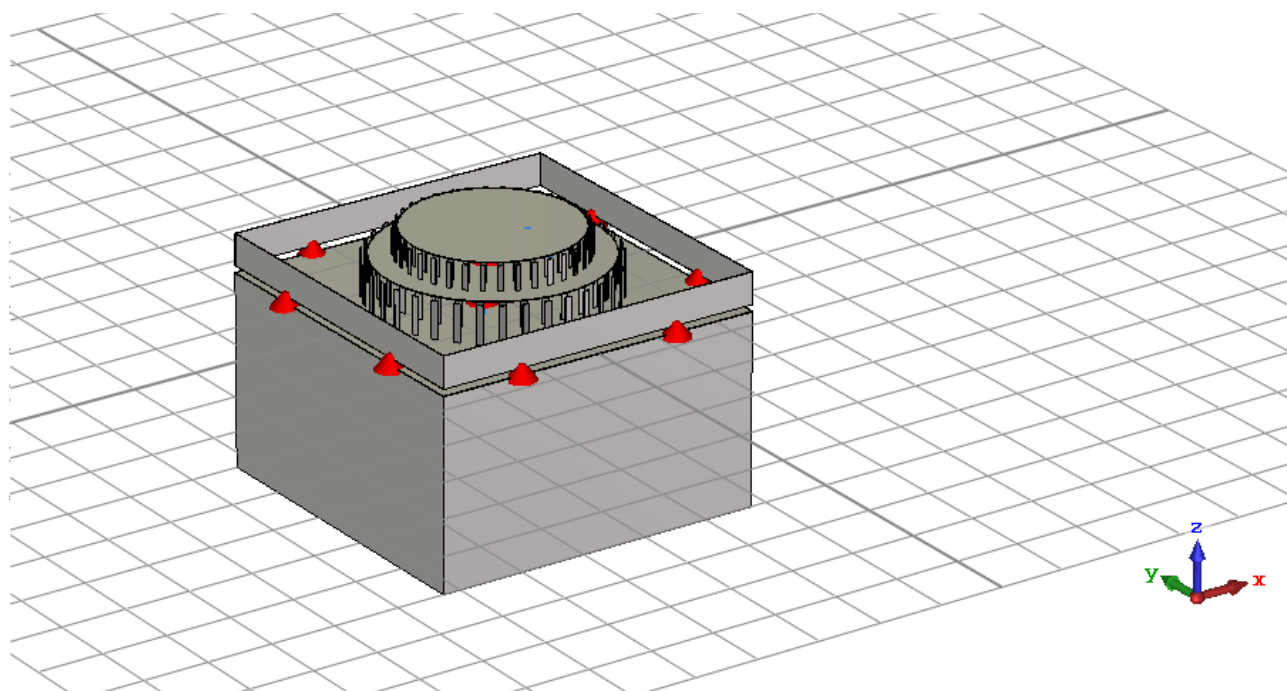


Рис. 3.3. Полная имитационная модель одночастотной системы в среде CST.

Результаты, полученные в процессе строгого электродинамического моделирования показаны на рис.3.4. Здесь приведены ДН по полной мощности, нормированные к максимуму излучения, на центральной частоте интересующего диапазона (1225МГц). Пунктиром показана ДН антенной системы при отсутствии надстройки в виде вертикального ребра по периметру корпуса. Также показана параметрическая зависимость ДН при наличии ребра с включенными в щель сосредоточенными компонентами для  $h = 0.03..0.07 \lambda$ , где  $h$  – высота ребра в терминах рис.3.2.

Установлено, что с увеличением высоты ребра уменьшается уровень заднего лепестка ДН антенной системы, как видно из рис.3.4. Здесь для каждого  $h$  выбором номиналов сосредоточенных компонентов проводилась частотная подстройка импеданса в щели ребра. Из графиков следует, что величина подавления заднего лепестка ДН составляет порядка 5..15дБ в зависимости от выбора  $h$ . Однако, на рис.3.4 видно влияние высоты ребра  $h$  на обужение основного лепестка ДН, что неприемлемо для систем высокоточного позиционирования [2]. Кроме того, увеличение высоты ребра до размеров антенного элемента нежелательно по ряду конструктивных ограничений механического характера.

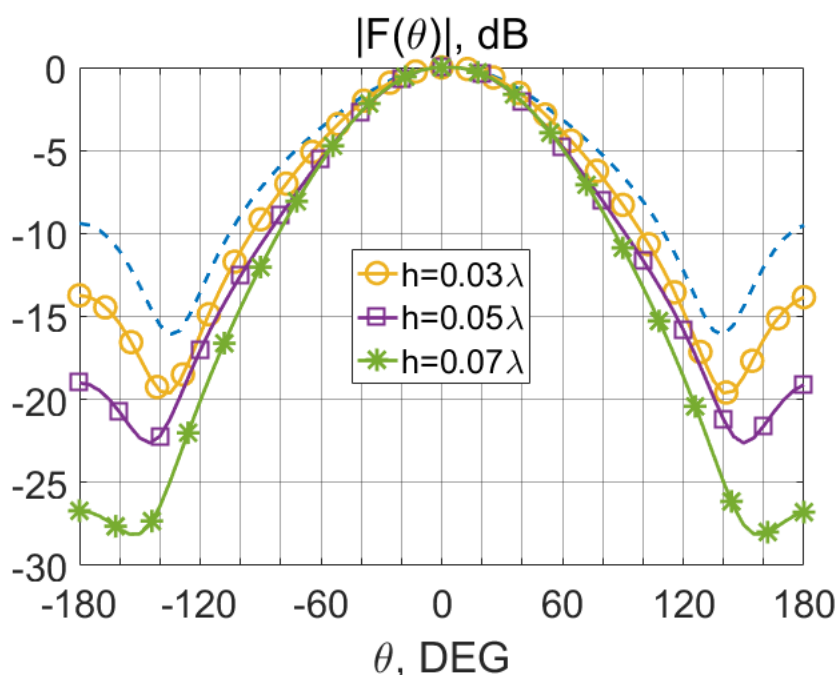


Рис. 3.4. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1225МГц.

Таким образом, в качестве оптимального значения высоты ребра с учетом ограничений принято  $h = 0.05\lambda$ . Выбором номиналов сосредоточенных компонентов в щели ребра обеспечивается подавление заднего лепестка ДН в желаемом диапазоне частот. Каждый набор включенных в щель ребра компонентов представляет собой резистор  $R$  и катушку индуктивности  $L$ , включенные параллельно.

Полученные в результате строгого электродинамического моделирования параметры конструкции согласно обозначениям на рис.3.2 сведены в таблицу 3.1.

Таблица 3.1. Параметры конструкции.

$w$	$d$	$h$
$0.43\lambda$	$0.21\lambda$	$0.05\lambda$

Указанная длина волны соответствует центральной частоте интересующего частотного диапазона (1225МГц).

Таким образом, в среде строгого электродинамического моделирования разработана конструкция вертикального полупрозрачного экрана, показана достижимость желаемого эффекта подавления заднего поля для одного диапазона частот. В результате моделирования, уровень заднего лепестка ДН антенной системы снижен на величину порядка 10дБ.

### 3.1.3. Результаты натуральных экспериментов.

По указанному эскизу (рис.3.2, таблица 3.1) был изготовлен экспериментальный макет антенной системы. Он показан на рис.3.5, где антенна помещена в состав корпуса интегрированного устройства. В этом макете в целях подавления КУ в задней полусфере по периметру корпуса присутствует экран (Э) с щелью и впаянными в щель сосредоточенными компонентами. Совокупный размер всего устройства по высоте составляет порядка  $0.37\lambda$ . С помощью вертикального полупрозрачного экрана, достигается уменьшение общего габарита устройства по высоте в сравнении с существующими образцами с встроенной «анти-антенной» [51,52]. Соответствующий размер антенной части вдвое меньше, чем у последних. Это преимущество является существенным при разработке малогабаритных навигационных приемников [51].

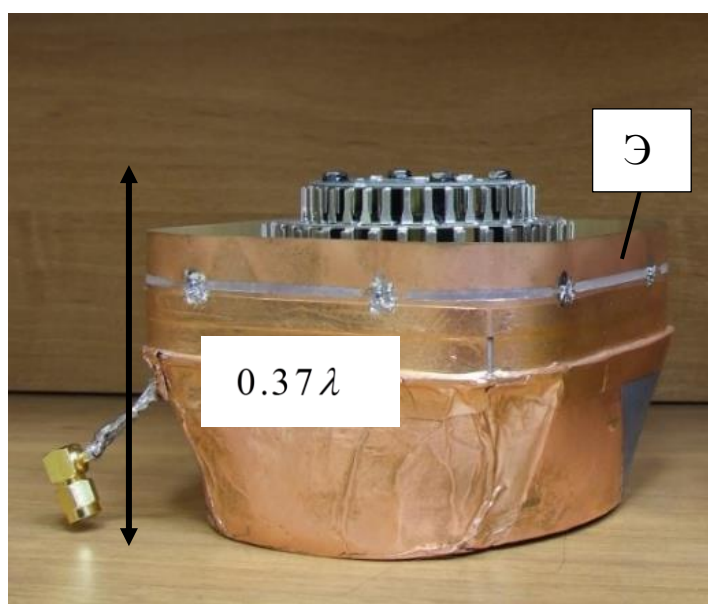


Рис. 3.5. Экспериментальный макет антенной системы. Э – экран.

Натурный эксперимент по измерению характеристик макета антенной системы был проведен в безэховой камере. Для измерения диаграмм направленности экспериментальный макет помещался на поворотном устройстве (рис.3.6). Антенный элемент 1 с полупрозрачным экраном 2 установлен на проводящем корпусе интегрированного устройства 3 и вместе с ним закреплен на вращающейся оси 4. Эксперимент проводился с помощью

измерительной рупорной антенны для двух плоскостей поляризации в низкочастотном диапазоне частот ГНСС (1165-1300 МГц).

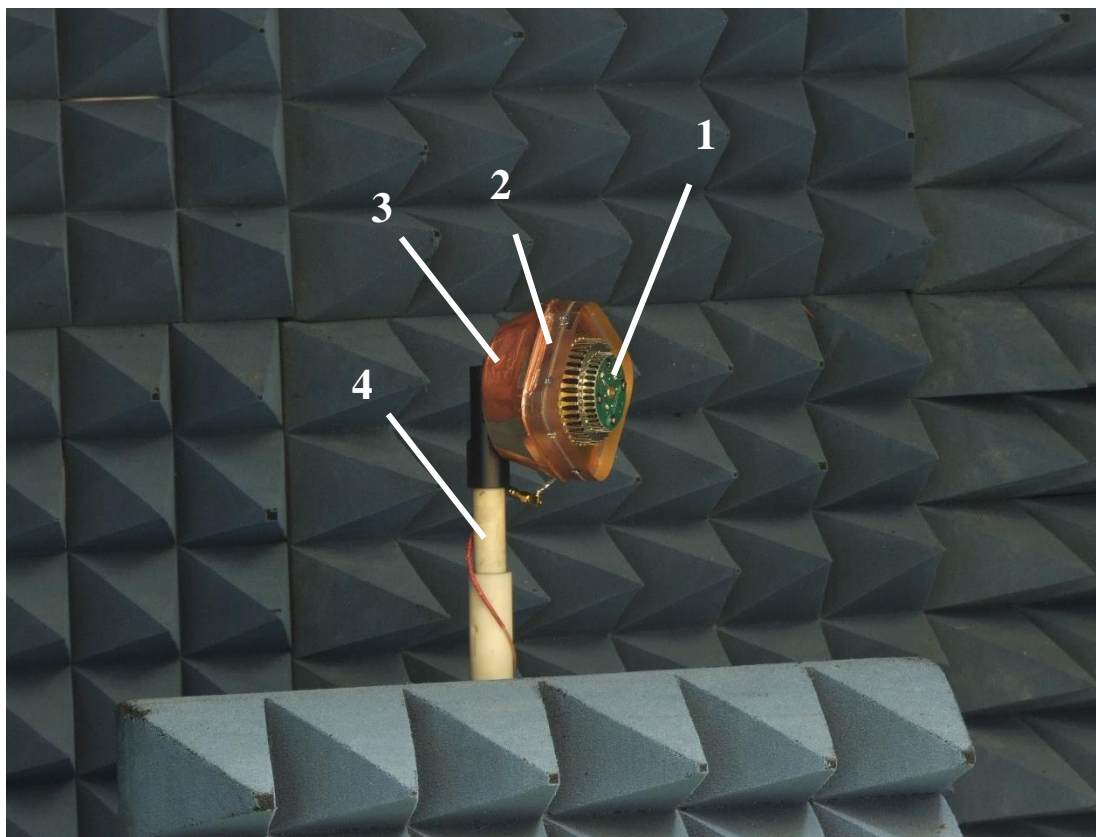


Рис.3.6. Экспериментальная установка. 1 – антенный элемент, 2 – полупрозрачный экран, 3 – корпус интегрированного устройства, 4 – ось вращения.

На Рис.3.7-3.16 приведены результаты измерений ДН экспериментального макета. На рис.3.7; 3.9; 3.11; 3.13; 3.15 приведены амплитудные диаграммы направленности  $|F(\theta)|$  на частотах 1175; 1200; 1225; 1250; 1275 МГц соответственно. Приведенные кривые соответствуют двум типам поляризации: RHCP – правая круговая и LHCP – левая круговая. ДН антенного элемента [75], установленного на проводящем корпусе приемника в отсутствии вертикального полупрозрачного экрана, приведены пунктиром. Далее этот случай обозначен как а) без экрана. ДН антенной системы с вертикальным полупрозрачным экраном приведены сплошной линией. Далее этот случай обозначен как б) с экраном.

Для численного описания степени подавления излучения используется отношение «низ-верх»  $DU(\theta^e)$ , где  $\theta^e = (90^\circ - \theta)$  - угол возвышения над уровнем местного горизонта. На рис.3.8; 3.10; 3.12; 3.14; 3.16 приведены графики отношения  $DU$  в зависимости от угла возвышения  $\theta^e$  на частотах 1175; 1200; 1225; 1250; 1275МГц соответственно. Приведенные кривые соответствуют двум отмеченным случаям. Случай а) без экрана показан пунктиром, случай б) с экраном – сплошной линией.

Из приведенных зависимостей видно, что в передней полусфере ДН по правой круговой поляризации совпадают с графической точностью для отмеченных случаев а) и б). В области задней полусферы в случае б) происходит подавление левой круговой поляризации на величины порядка 10дБ в сравнении со случаем а) во всем указанном диапазоне частот. Также из графиков следует, что наличие вертикального полупрозрачного экрана приводит к улучшению (уменьшению) отношения  $DU$  в секторе углов  $\theta^e = 45^\circ..135^\circ$ . Видно, что желаемый эффект достигается, в основном, в диапазоне частот L2. Возможность создания двухчастотной системы будет рассмотрена далее в разделе 3.2.

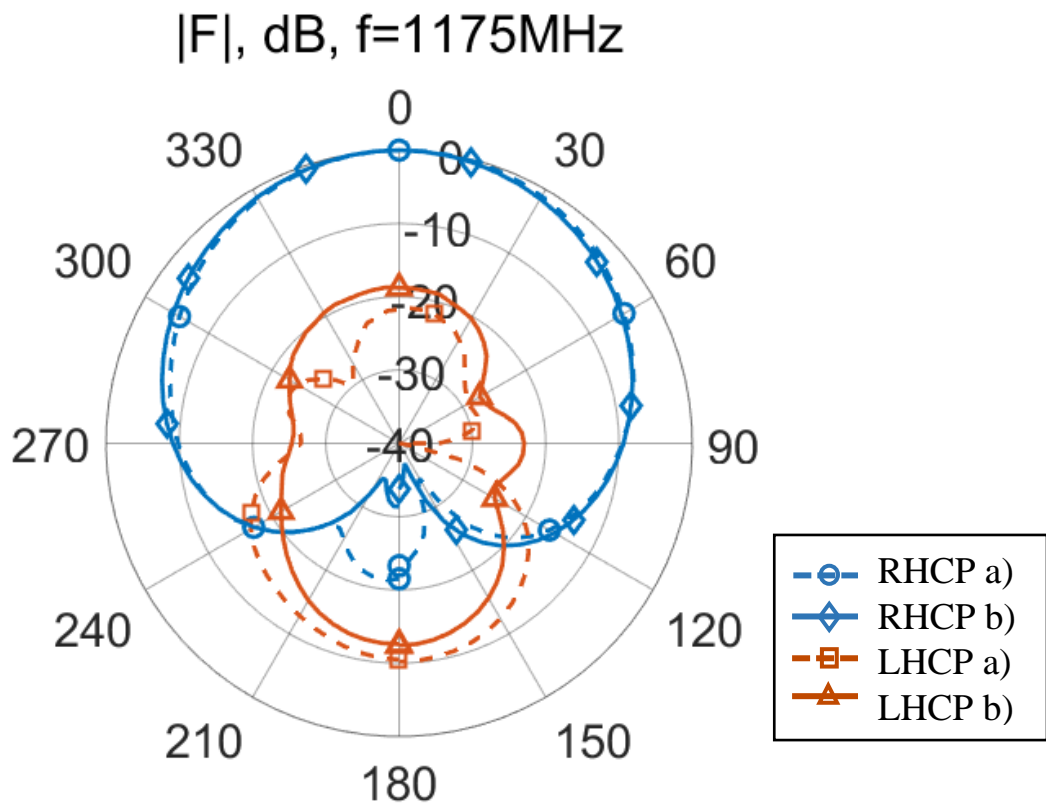


Рис.3.7. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1175МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

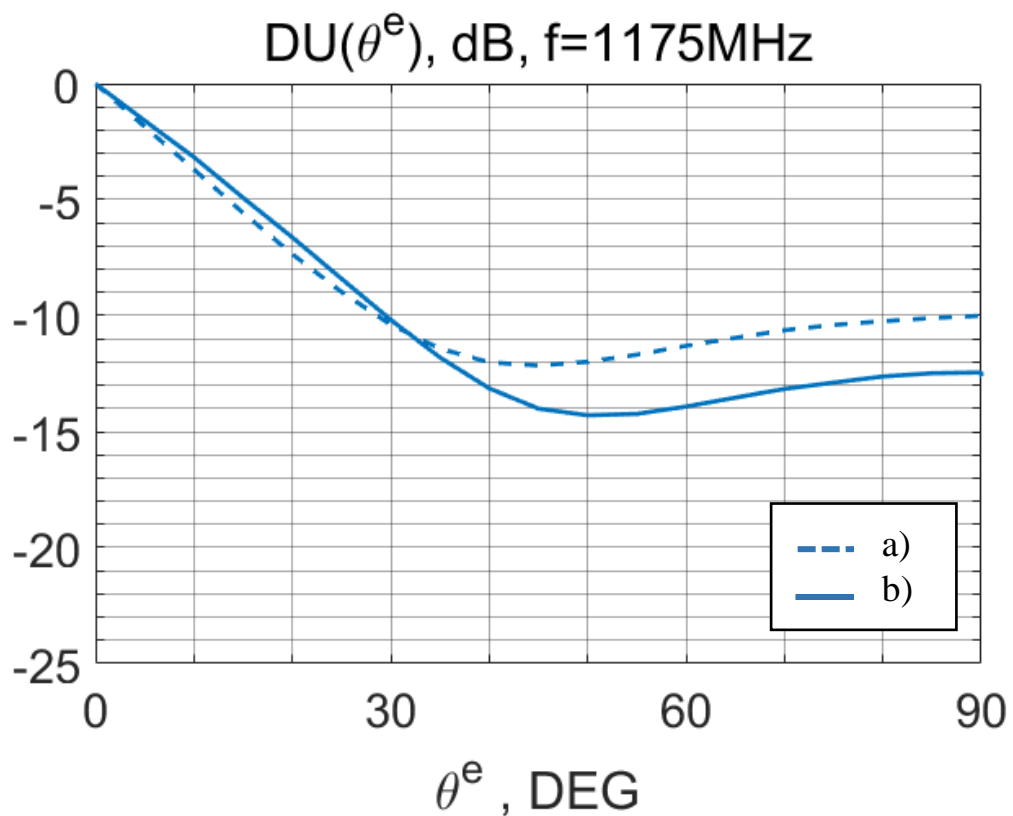


Рис. 3.8.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1175МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.



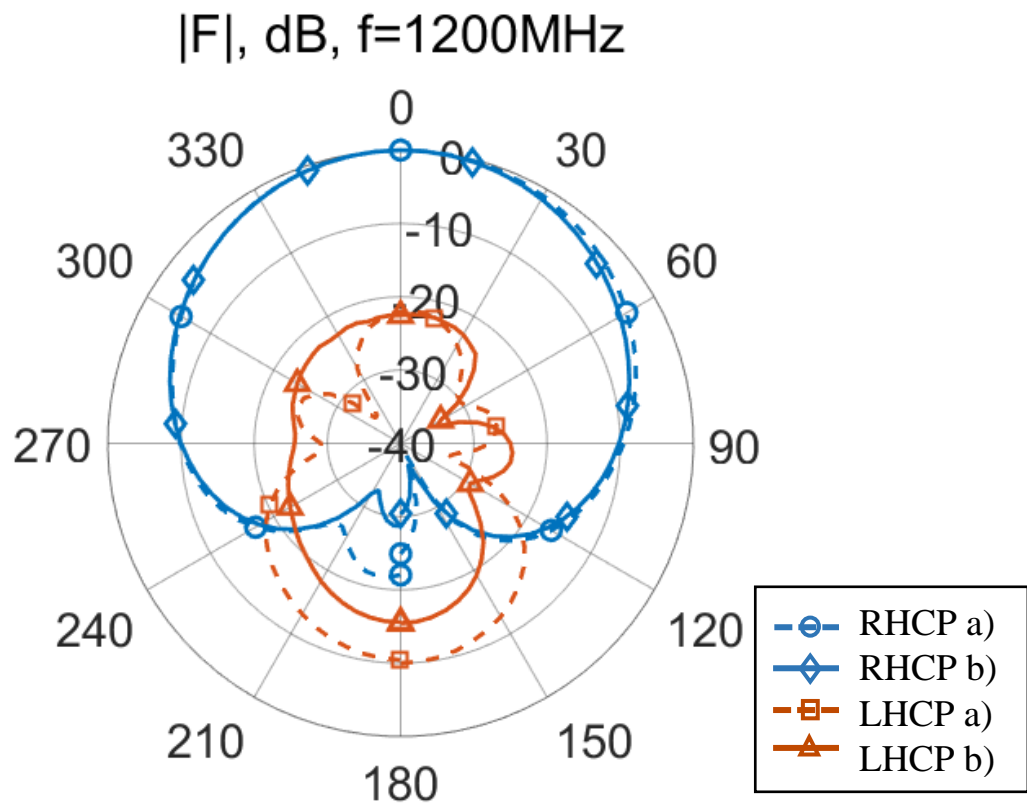


Рис. 3.9. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1200МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

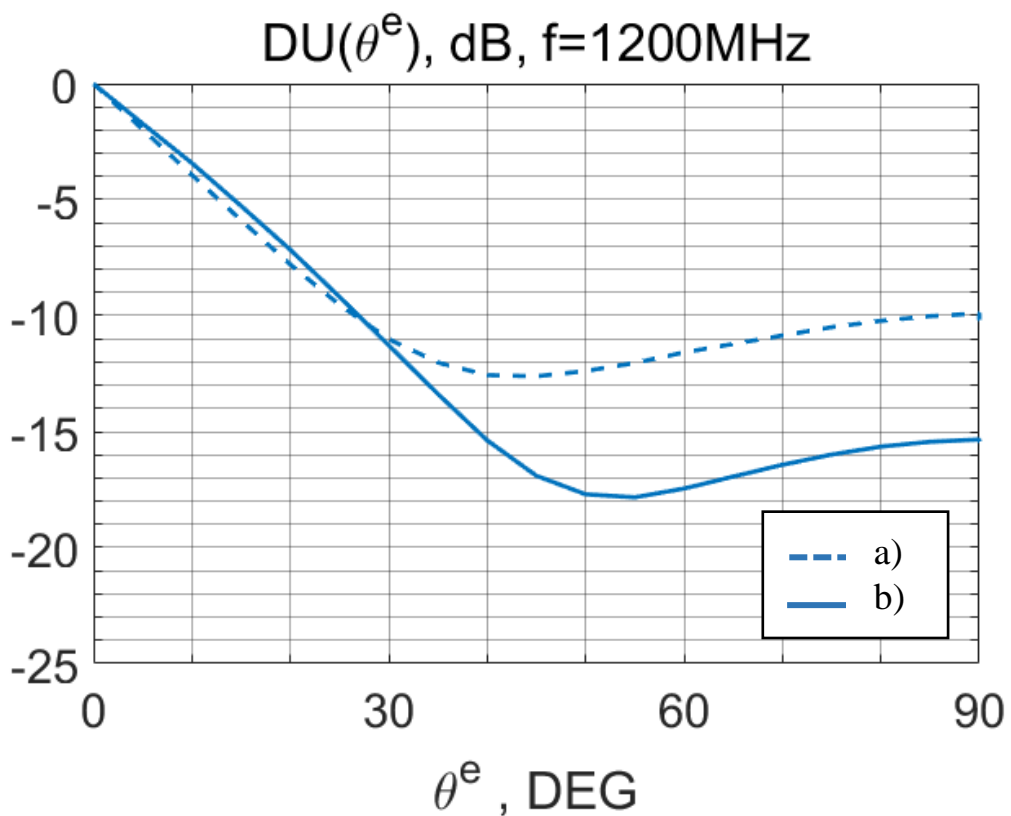


Рис. 3.10.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1200МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

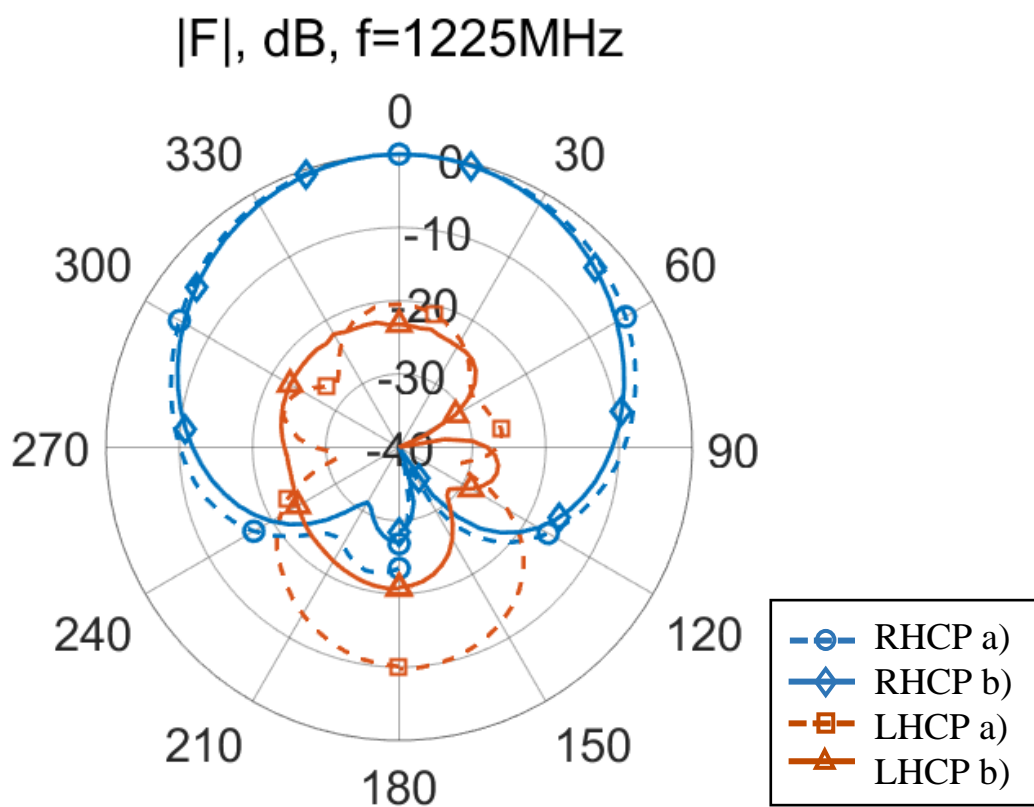


Рис. 3.11. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1225МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

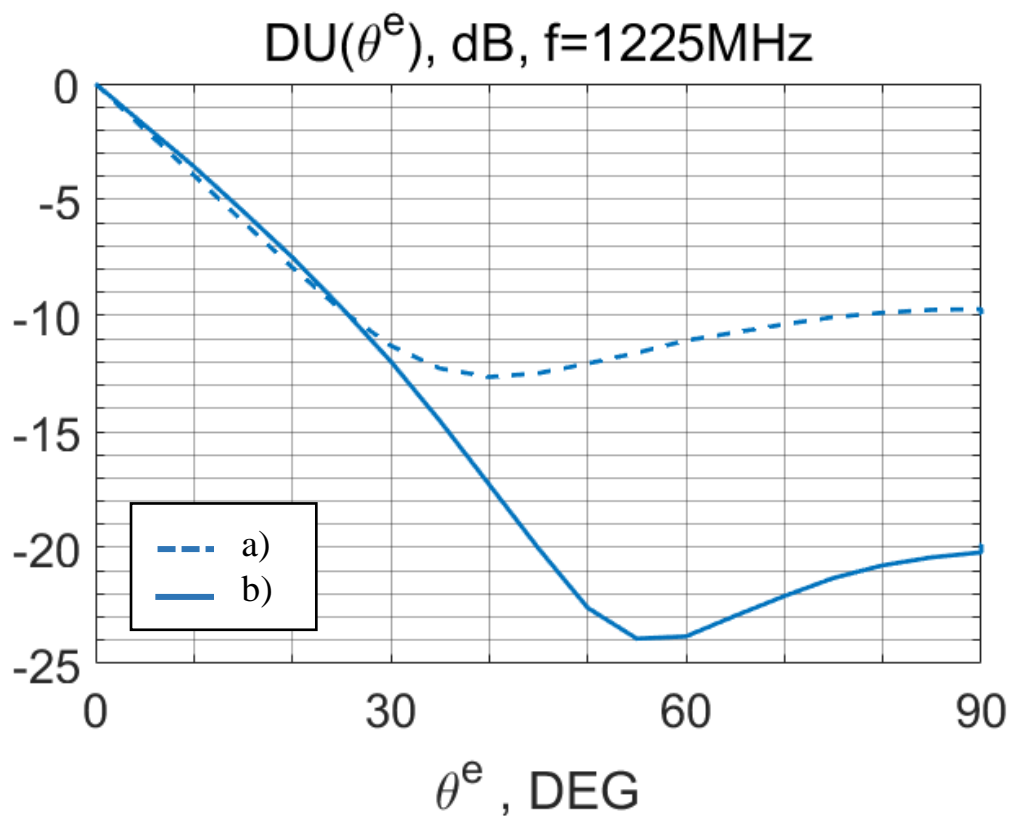


Рис. 3.12.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1225МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

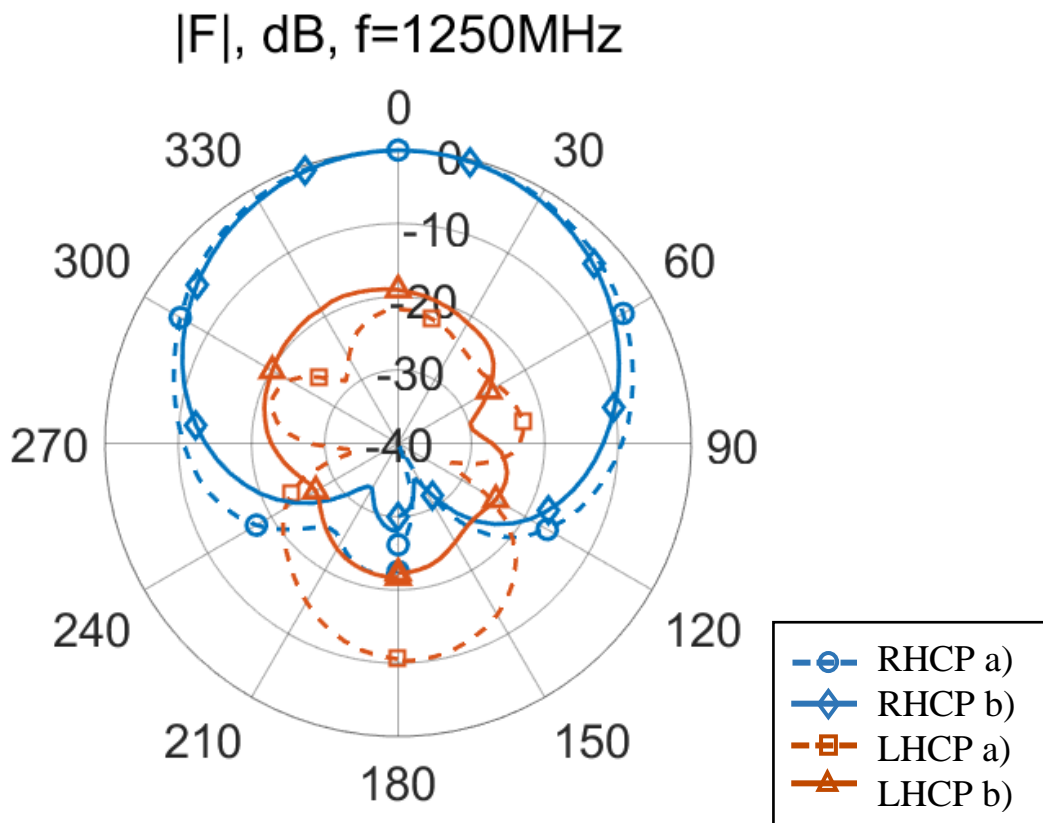


Рис. 3.13. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1250МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

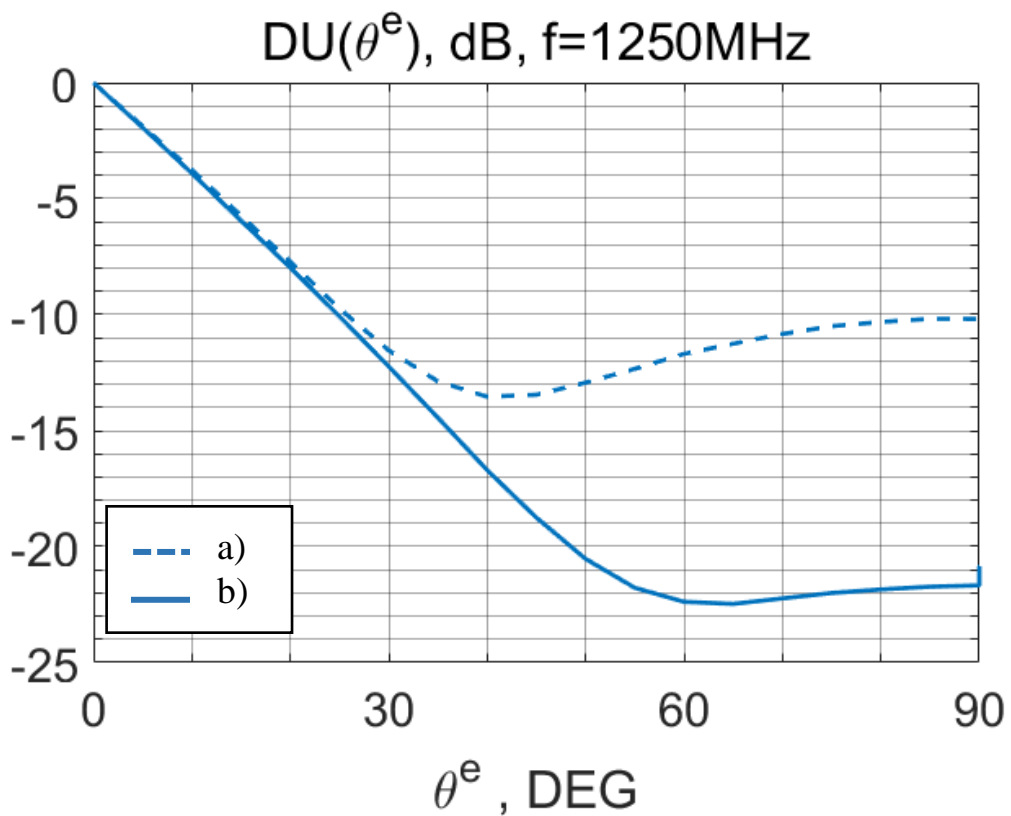


Рис. 3.14.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1250МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

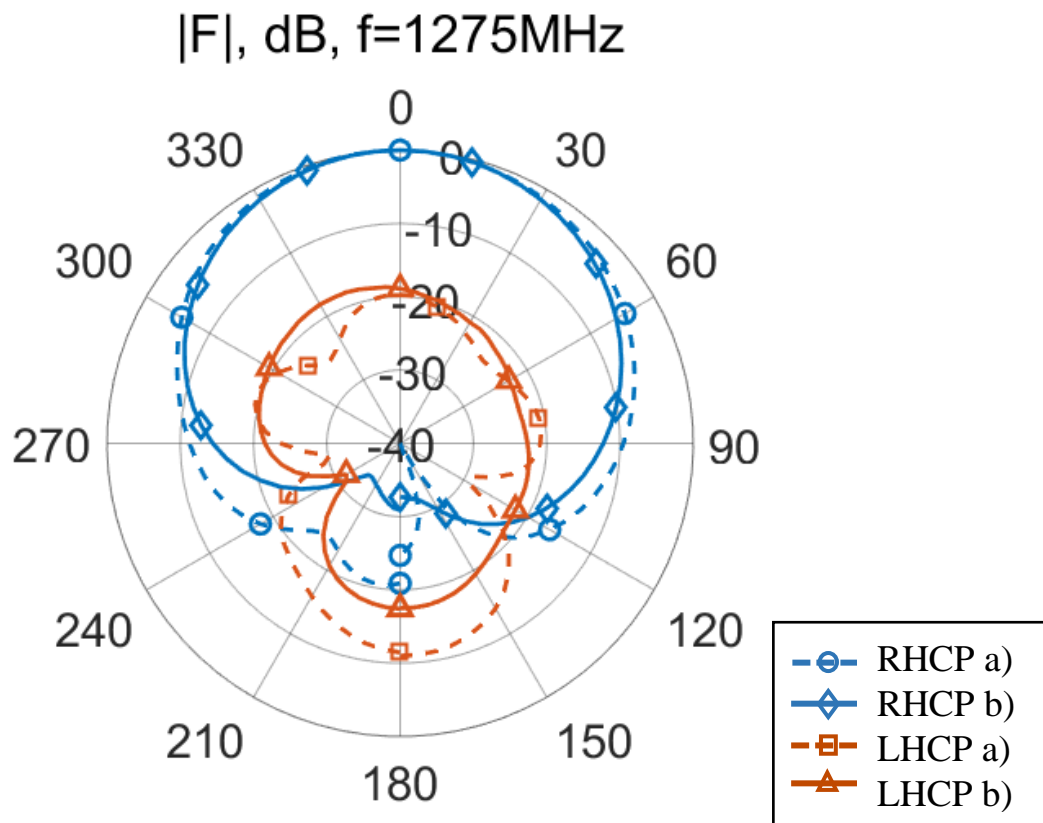


Рис. 3.15. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1275МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

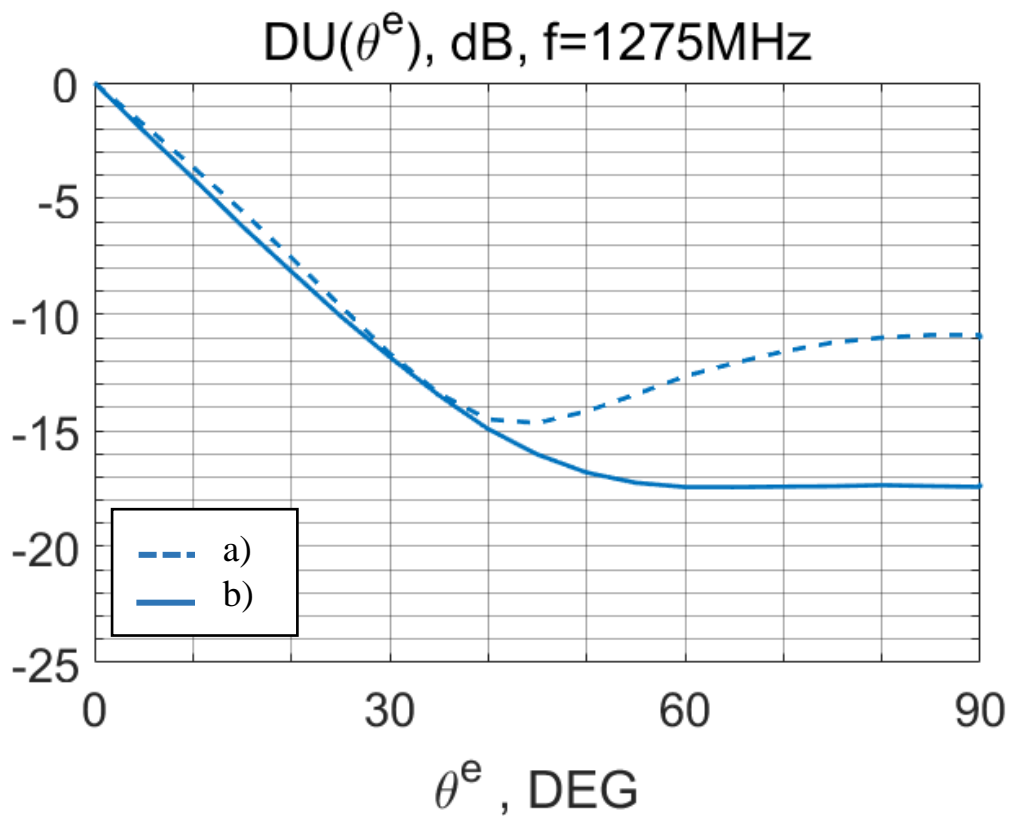


Рис. 3.16.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1275МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

На рис.3.17 приведена частотная зависимость степени подавления поля в надире по отношению к полю в зените  $DU(90^\circ)$  в диапазоне 1165...1310МГц для случаев а) и б).

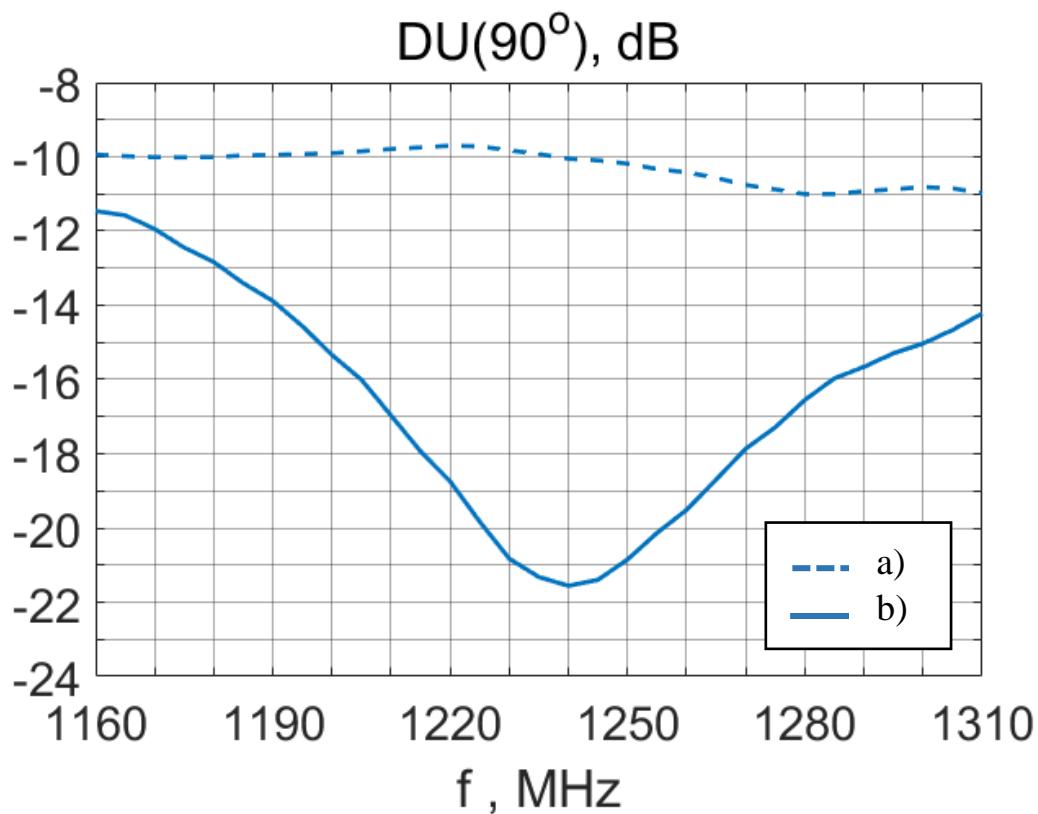


Рис. 3.17.  $DU(90^\circ)$  в НЧ диапазоне ГНСС 1165..1300МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

Из приведенной зависимости следует, что желаемый эффект подавления заднего поля достигается в достаточно широкой полосе частот. Так, в полосе порядка 70МГц (1210-1280 МГц) величина  $DU(90^\circ)$  не хуже -17дБ, а в диапазоне частот GPS L2 (1215-1240 МГц), степень подавления заднего поля достигает величин порядка -18..-21дБ.

### 3.1.4. Оценка вносимых потерь.

Было проведено исследование возможного влияния омических потерь в экране на КПД антенной системы. Поскольку речь идёт о величинах порядка  $-0.5\text{дБ}$ , одним из удобных способов измерения малых потерь является измерение шумовых характеристик. Для этого были произведены измерения сигналов спутников в условиях открытой городской местности на крыше здания. Для обработки сигналов спутников использовался приемник Topcon NET-G5. На приемнике осуществлялась запись сигнала с интервалом времени 30 секунд. Измерение проводилось в течение двух суток, для всех видимых в зоне действия спутников. Запись велась одновременно для рассматриваемого экспериментального макета и эталона. В качестве эталонной антенны использовалось изделие Topcon PG-F1 [51]. Соответствующие характеристики отношения сигнал/шум приведены на рис.3.18 для сигналов ГЛОНАСС P2-code в зависимости от угла возвышения спутников.

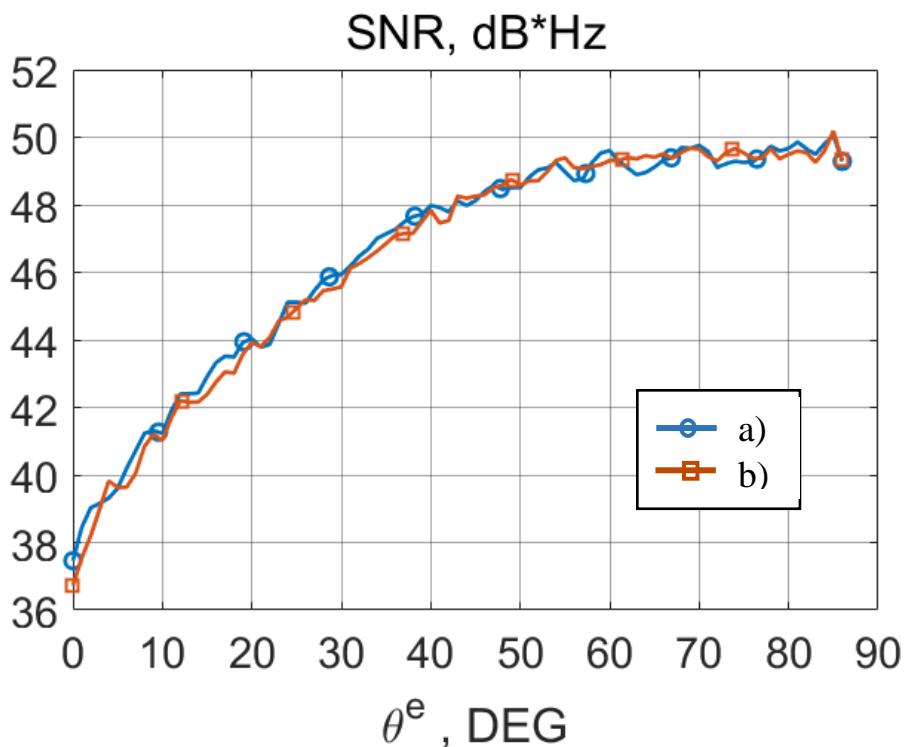


Рис. 3.18. Зависимость отношения сигнал/шум от угла возвышения спутников ГЛОНАСС (P2 –code). а) – эталонная антенна PG-F1, б) – экспериментальный макет.

Кривая а) соответствует эталонной антенне PG-F1, кривая б) – рассматриваемому экспериментальному макету. Данные получены усреднением принимаемых сигналов по каждому углу возвышения в течение двух суток.

Из графиков видно, что характеристики приема для экспериментального макета и для эталонной антенны совпадают. Это указывает на отсутствие в рассматриваемом антенном макете заметных вносимых полупрозрачным экраном тепловых потерь и дополнительного рассогласования антенны с трактом.

### **3.2. Двухчастотная система с полупрозрачным экраном для высокочастотного (1558-1605МГц) и низкочастотного (1165-1300МГц) диапазона ГНСС.**

В предыдущем разделе обсуждалась конструкция одночастотной антенной системы с полупрозрачным экраном для подавления КУ в задней полусфере. Выбором номиналов сосредоточенных компонентов в щели ребра эффект подавления был достигнут в диапазоне частот порядка 6%. Для обеспечения одновременной работы экрана в двух поддиапазонах частот конструкция экрана была доработана созданием по периметру ребра двух импедансных щелей.

#### **3.2.1. Конструкция антенной системы.**

Действие двухчастотного полупрозрачного экрана основано на том же принципе, что и в одночастотном случае (раздел 3.1). Эскиз конструкции предлагаемой антенной системы показан на рис.3.19. Как и в предыдущем разделе, в качестве антенного элемента взята вседиапазонная двухчастотная ГНСС антенна правой круговой поляризации [75]. К антенному элементу добавлен замкнутый вертикальный полупрозрачный экран 5, состоящий из четырех ребер, симметрично расположенных по периметру корпуса. В отличие от рассмотренного ранее случая (раздел 3.1), в полупрозрачном экране 5 имеются две идентичные щели 6.1 и 6.2 (рис.3.19). В щель 6.1 по всему периметру включены наборы сосредоточенных компонентов с фиксированным импедансом 7.1, а в щель 6.2 - наборы компонентов 7.2. Каждый набор компонентов представляет собой резистор  $R_{1,2}$  и катушку индуктивности  $L_{1,2}$ , включенные параллельно. Номиналы сосредоточенных компонентов 7.1{7.2} и способ их размещения в щели 6.1{6.2} обеспечивают необходимый импеданс в высокочастотном (1558-1605МГц) {низкочастотном (1165-1300МГц)} диапазоне ГНСС соответственно. Импеданс подобран таким образом, что возникающий на поверхности экрана ток обеспечивает дополнительное электромагнитное поле, которое вычитается с полем антенны в направлении надира.



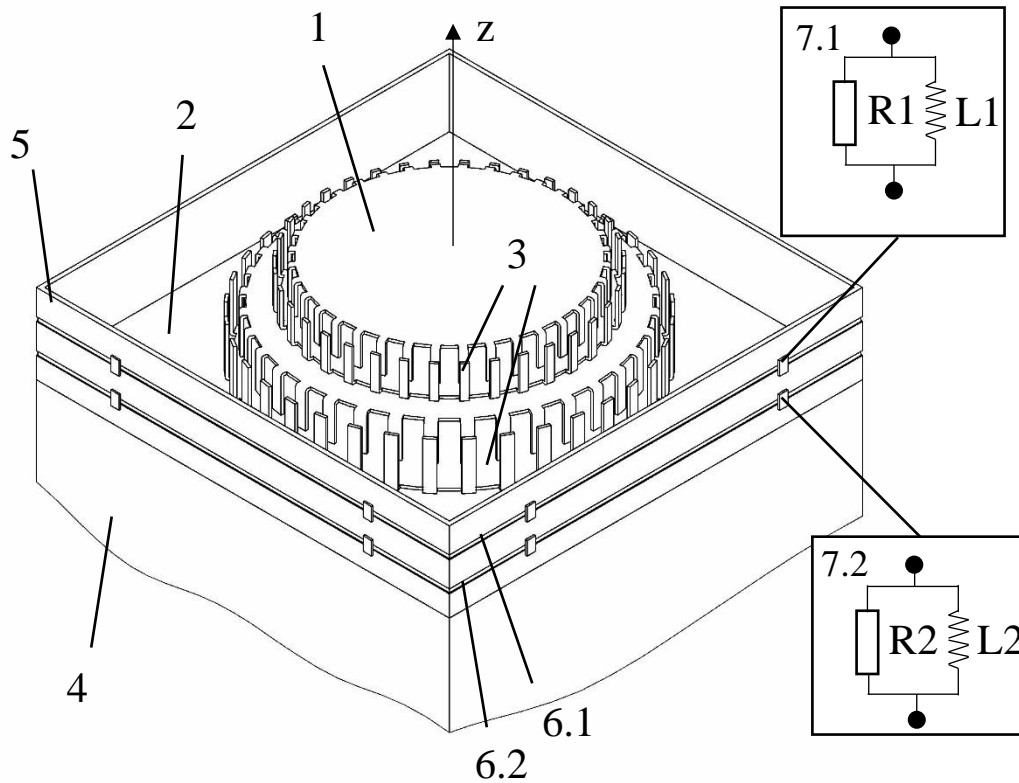


Рис. 3.19. Эскиз конструкции. 1-антенный элемент, 2-плоский проводящий экран, 3-подложка из искусственного диэлектрика, 4-корпус приемника, 5-вертикальный полупрозрачный экран, 6-две щели, 7-наборы сосредоточенных компонентов.

Чертеж конструкции с обозначениями размеров приведен на рис.3.20. На рис.3.20а показан чертеж в центральном сечении; на рис.3.20б приведен чертеж одного из четырех идентичных ребер экрана крупным планом. Характерные параметры конструкции обозначены на чертеже. Оптимальные значения параметров и номиналы сосредоточенных компонентов были подобраны в среде строгого электродинамического моделирования CST.



### 3.2.2. Результаты строгого электродинамического моделирования.

Конструкция антенной системы разрабатывалась в пакете программ для строгого электродинамического моделирования CST. В среде автоматизированного проектирования была составлена полная имитационная модель, соответствующая эскизу на рис.3.19. Эта модель показана на рис.3.21. Система координат совпадает с выбранной ранее и показана в правом нижнем углу. Характерные размеры, указанные на чертеже рис.3.20 раздела 3.2.1 являлись независимыми переменными в имитационной модели.

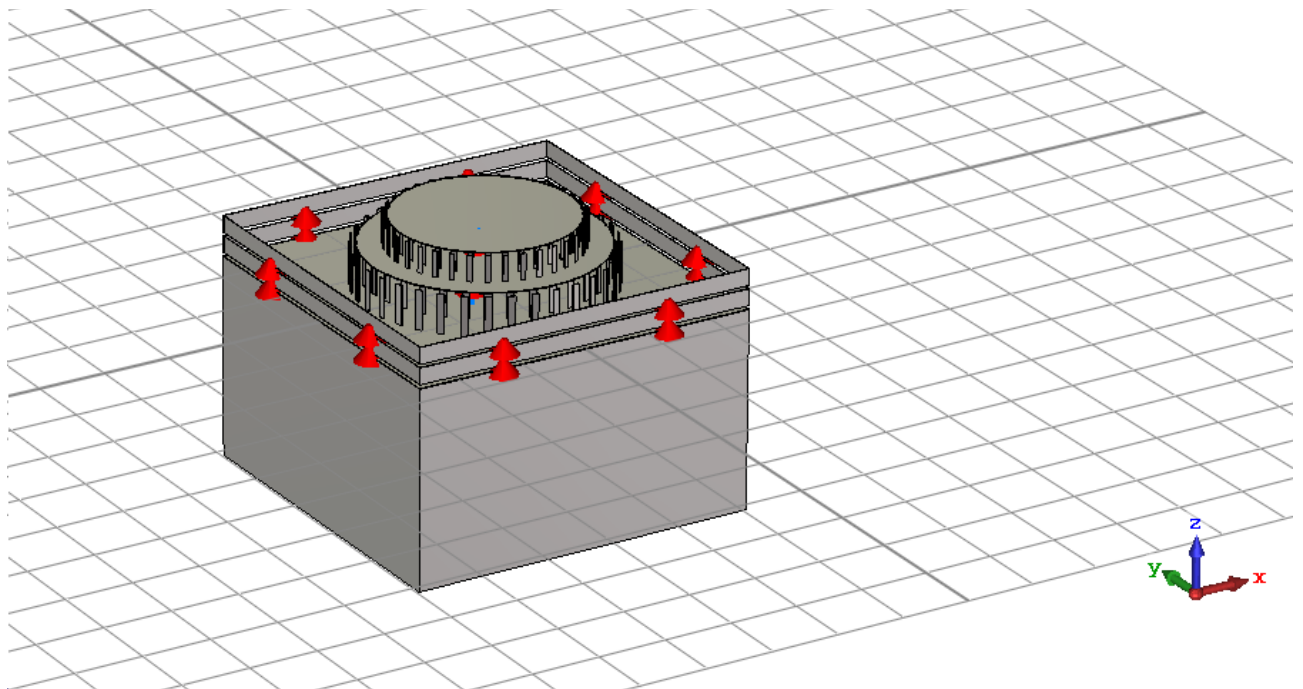


Рис.3.21. Полная имитационная модель двухчастотной системы в среде CST.

Результаты, полученные в процессе строгого электродинамического моделирования показаны на рис.3.22,3.23. Здесь приведены ДН по полной мощности, нормированные к максимуму излучения, на двух центральных частотах каждого из интересующих диапазонов частот (1227МГц и 1575МГц). Пунктиром показаны ДН в отсутствие надстройки в виде вертикального ребра по периметру корпуса. Здесь выбором номиналов сосредоточенных компонентов проводилась частотная подстройка импеданса в каждой из двух щелей ребра.

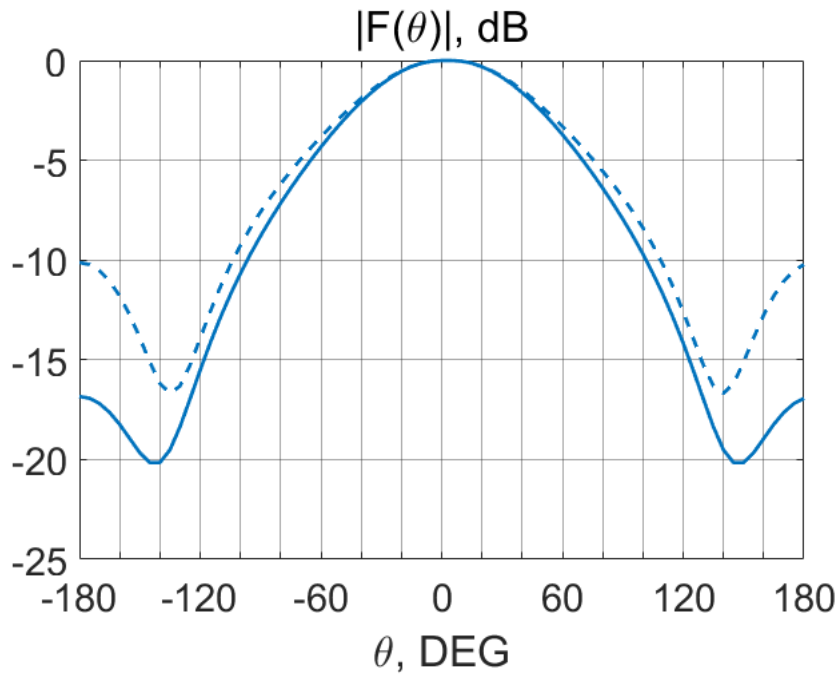


Рис.3.22. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1227МГц.

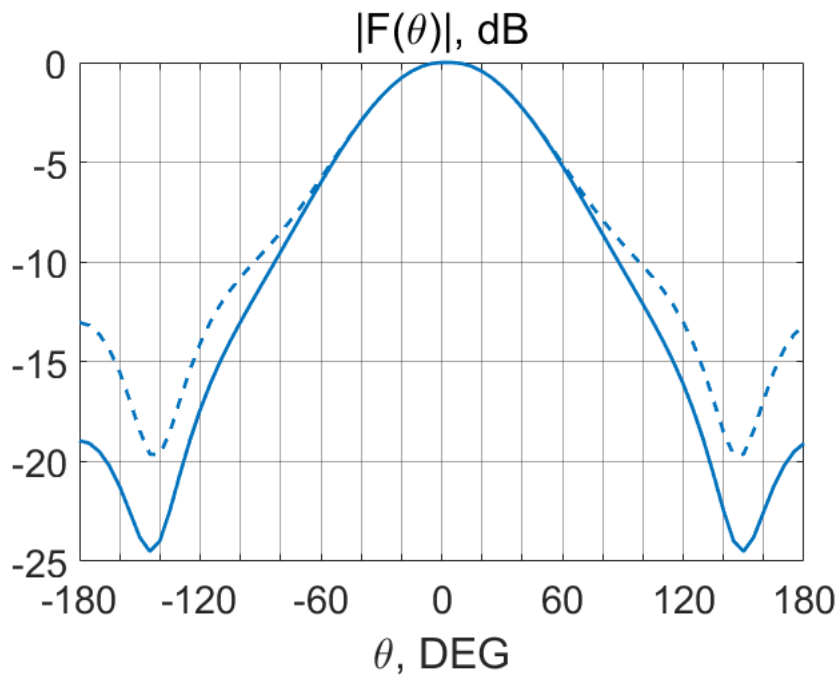


Рис.3.23. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1575МГц.

Из графиков рис.3.22,3.23 видно, что при помощи ребра с двумя щелями возможно обеспечить подавление заднего лепестка ДН на 6..7дБ. Результат достигается в двух диапазонах частот, что обеспечивается настройкой импеданса в каждой из двух щелей ребра. Каждый набор включенных в щели ребра

компонентов представляет собой резистор  $R_{1,2}$  и катушку индуктивности  $L_{1,2}$ , включенные параллельно.

Полученные в результате строгого электродинамического моделирования параметры конструкции согласно обозначениям рис.3.20 сведены в таблицу 3.2.

Таблица 3.2. Параметры конструкции.

<b>D1</b>	<b>D2</b>	<b>D3</b>	<b>D4</b>	<b>D5</b>
$0.22\lambda$	$0.29\lambda$	$0.31\lambda$	$0.43\lambda$	$0.004\lambda$
<b>H1</b>	<b>H2</b>	<b>H3</b>	<b>H4</b>	<b>H5</b>
$0.033\lambda$	$0.05\lambda$	$0.05\lambda$	$0.004\lambda$	$0.25\lambda$

Указанная длина волны соответствует центральной частоте диапазона L2 (1227МГц).

Таким образом, в среде строгого электродинамического моделирования разработана конструкция двухчастотного полупрозрачного экрана, показана достижимость желаемого эффекта подавления заднего поля одновременно в двух диапазонах частот. В результате моделирования, уровень заднего лепестка ДН антенной системы снижен на величину порядка бдБ как на частоте 1227МГц, так и 1575МГц.

### 3.2.3. Результаты натуральных экспериментов.

По указанному чертежу (рис.3.20, таблица 3.2) был изготовлен экспериментальный макет антенной системы. Он показан на рис.3.24. Здесь антенный элемент 1 и полупрозрачный экран 2 с наборами впаянных сосредоточенных компонентов 3 установлены на проводящем корпусе интегрированного устройства 4.

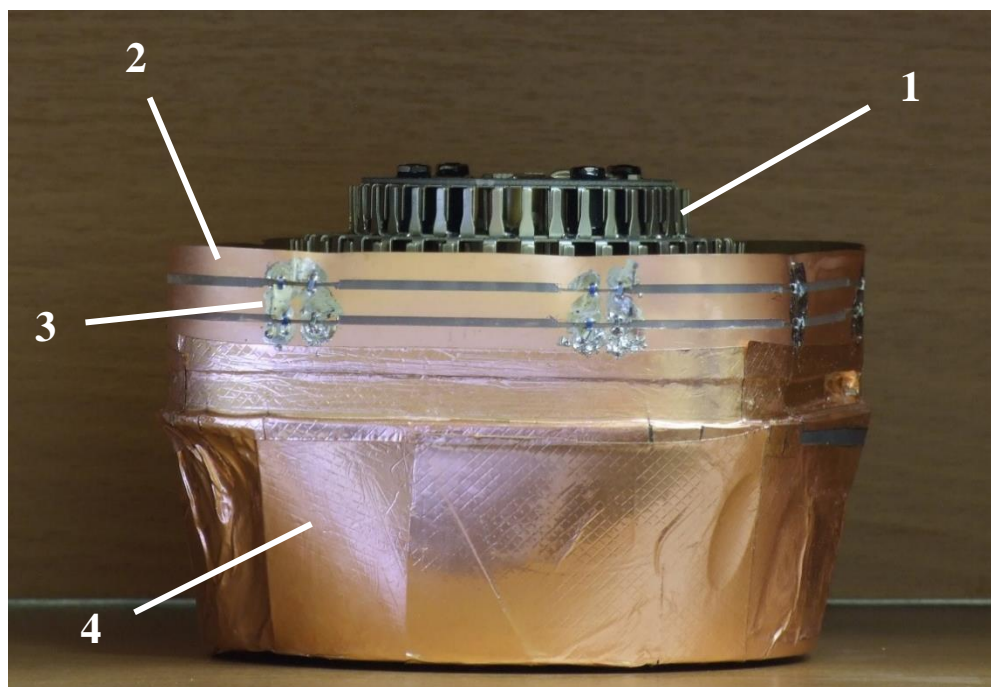


Рис.3.24. Экспериментальный макет антенной системы. 1 – антенный элемент, 2 – полупрозрачный экран, 3 – наборы впаянных сосредоточенных компонентов, 4 – корпус интегрированного устройства.

Натурный эксперимент по измерению диаграмм направленности антенной системы был проведен в безэховой камере. Эксперимент проводился с помощью измерительной рупорной антенны в двух плоскостях поляризации для высокочастотного (1558-1605МГц) и низкочастотного (1165-1300МГц) диапазона ГНСС.

На Рис.3.25-3.36 приведены результаты измерений ДН экспериментального макета. На рис.3.25;3.27;3.29;3.31;3.33;3.35 приведены амплитудные диаграммы направленности  $|F(\theta)|$  на частотах

1175;1225;1275;1560;1575;1590МГц соответственно. Приведенные кривые соответствуют двум типам поляризации: RHCP – правая круговая и LHCP – левая круговая. ДН антенного элемента [75], установленного на проводящем корпусе приемника в отсутствие вертикального полупрозрачного экрана, приведены пунктиром. Этот случай обозначен как а) без экрана. ДН антенной системы с вертикальным полупрозрачным экраном приведены сплошной линией. Этот случай обозначен как б) с экраном. На рис.3.26;3.28;3.30;3.32;3.34;3.36 приведены графики отношения  $DU$  в зависимости от угла возвышения  $\theta^e$  на частотах 1175;1225;1275;1560;1575;1590МГц соответственно. Приведенные кривые соответствуют двум отмеченным случаям. Случай а) без экрана показан пунктиром, случай б) с экраном – сплошной линией.

Из приведенных зависимостей видно, что в передней полусфере ДН по правой круговой поляризации совпадают с графической точностью для отмеченных случаев а) и б). В области задней полусферы в случае б) происходит подавление левой круговой поляризации на величины порядка 3дБ в сравнении со случаем а) во всех указанных диапазонах частот. Также из графиков следует, что наличие вертикального полупрозрачного экрана приводит к существенному улучшению (уменьшению) отношения  $DU$  в секторе углов  $\theta^e = 45^\circ..135^\circ$ . Видно, что желаемый эффект достигается в частотных диапазонах L1 и L2.

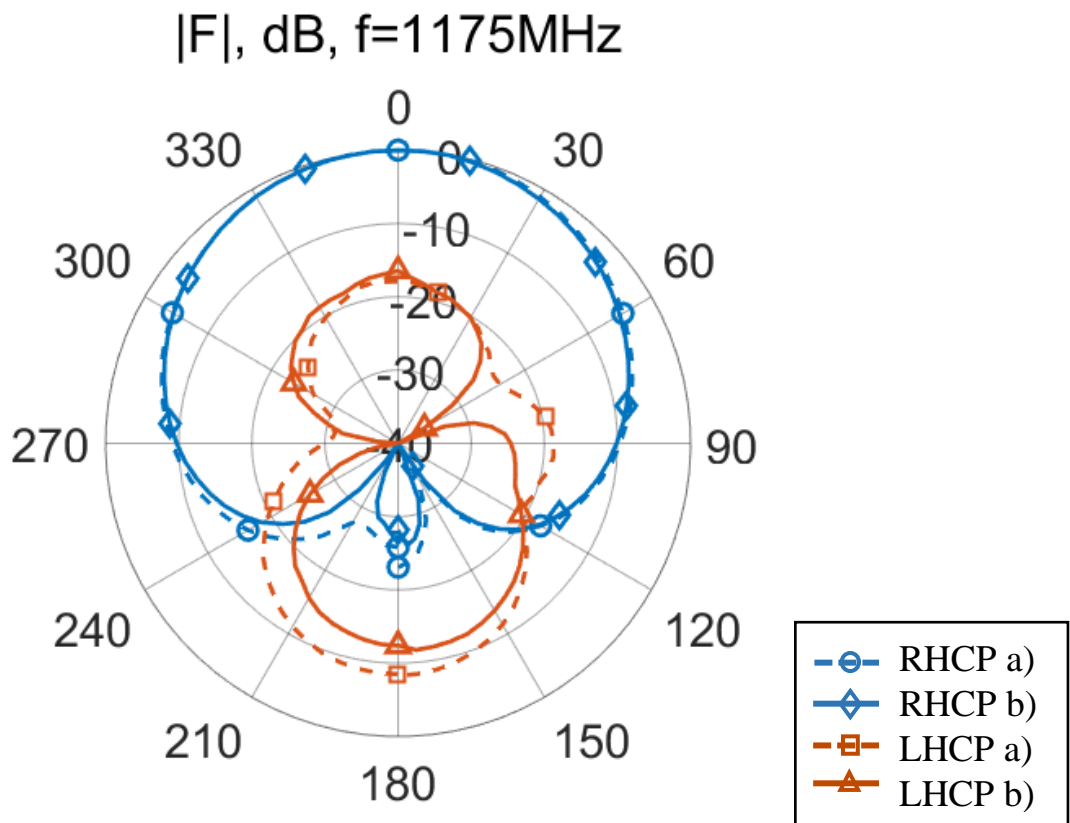


Рис. 3.25. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1175МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

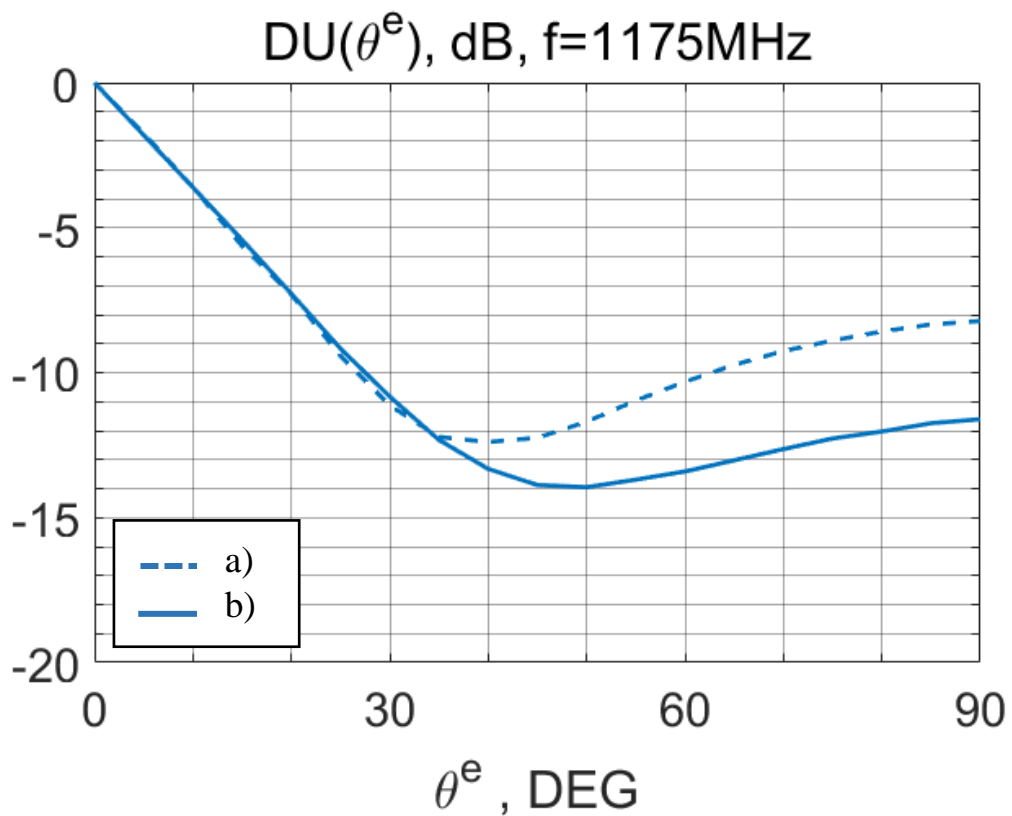


Рис. 3.26.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1175МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.



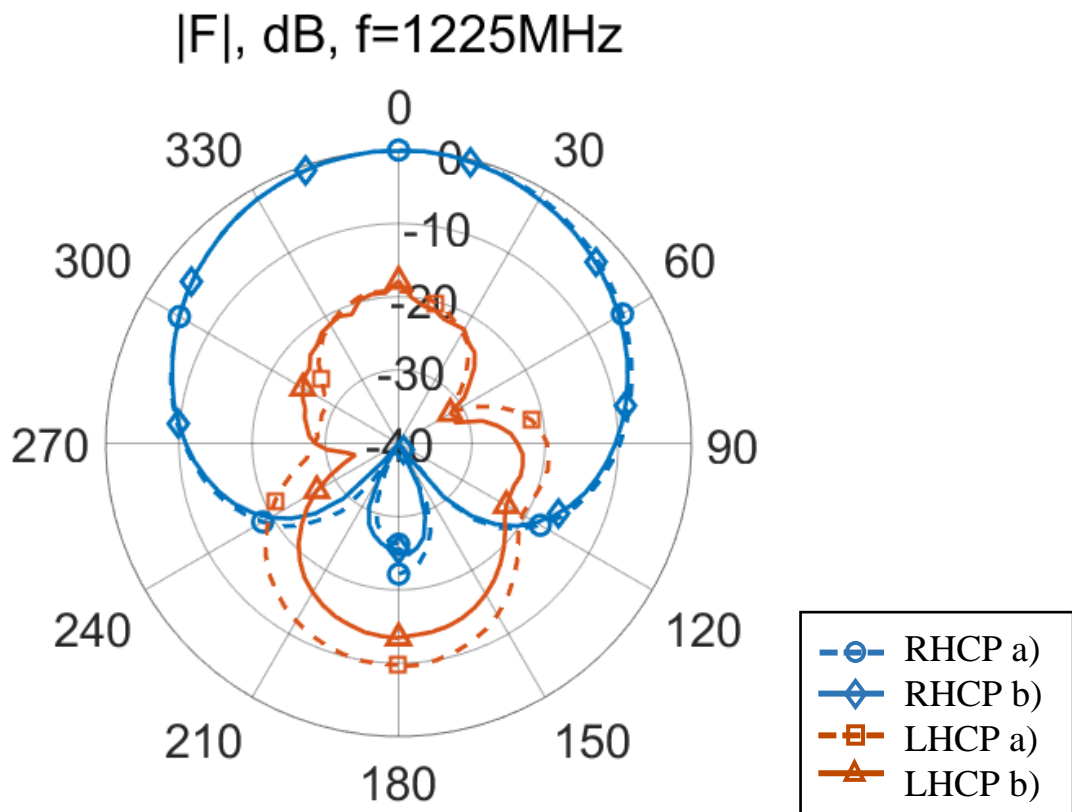


Рис. 3.27. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1225 МГц. RHCP – правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

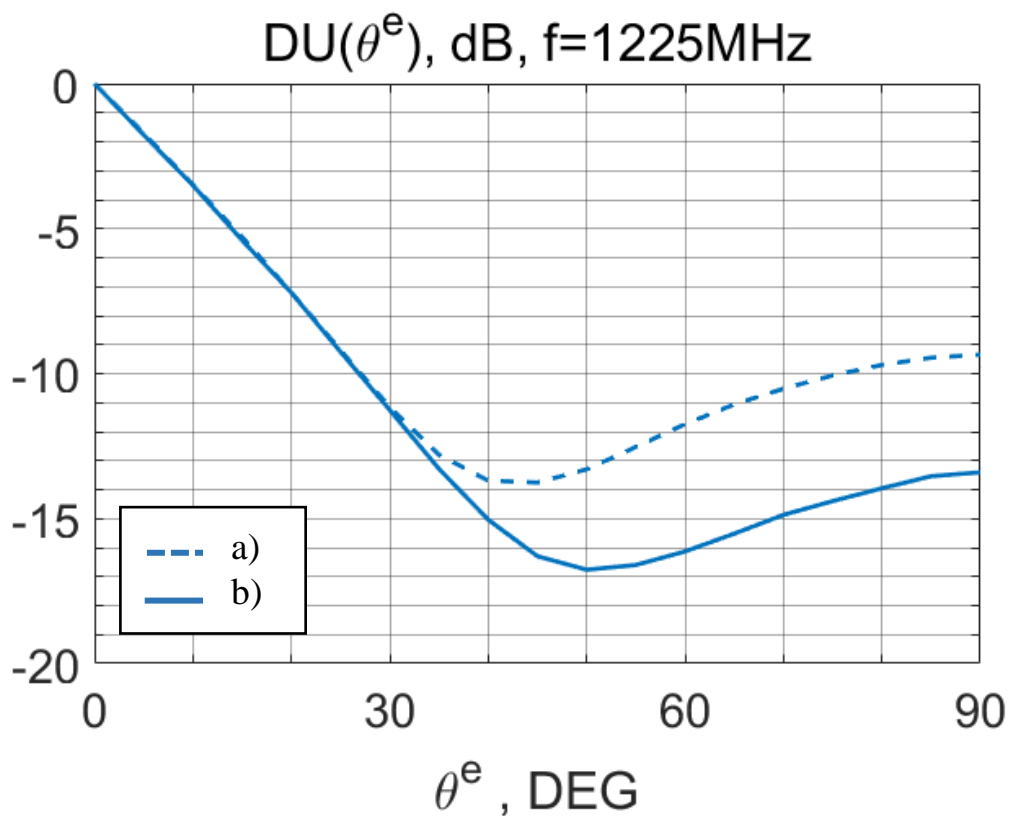


Рис. 3.28.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1225 МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

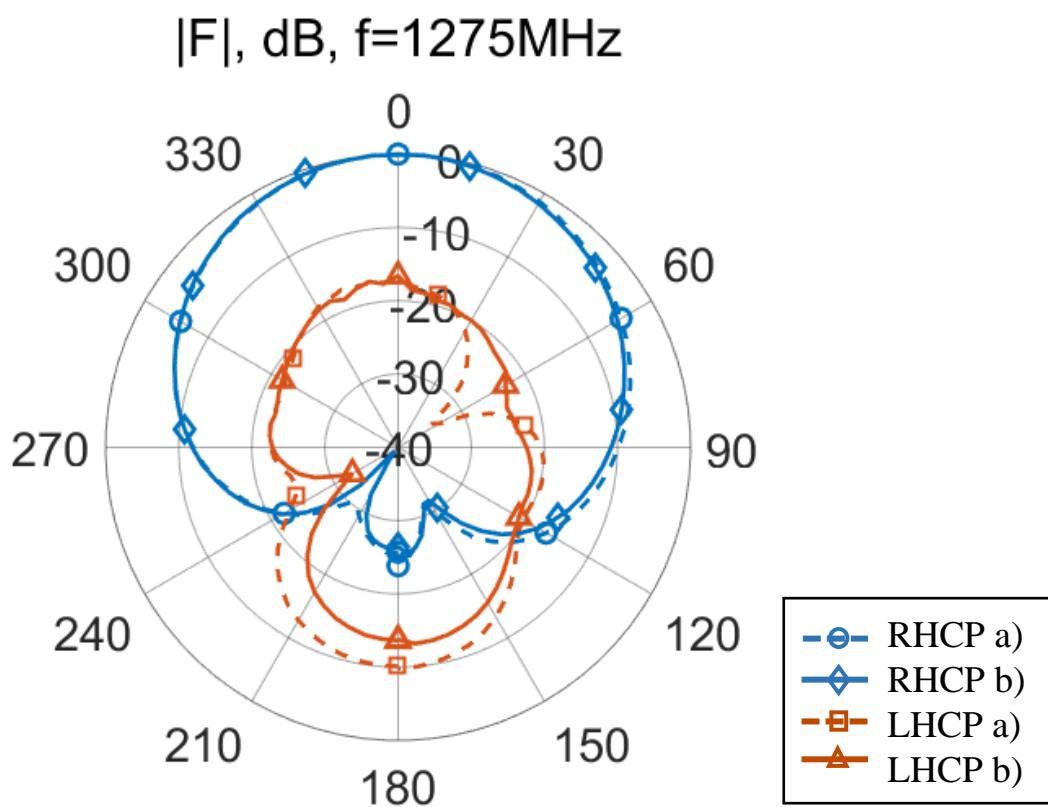


Рис. 3.29. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1275МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

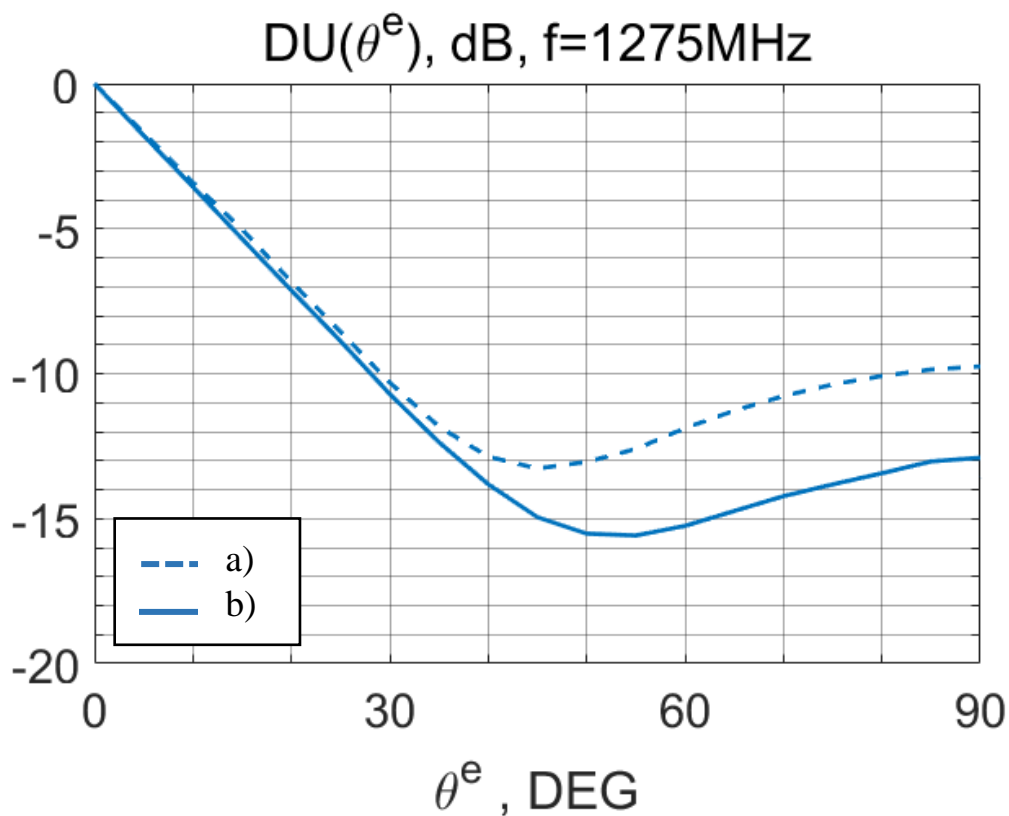


Рис. 3.30.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1275МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

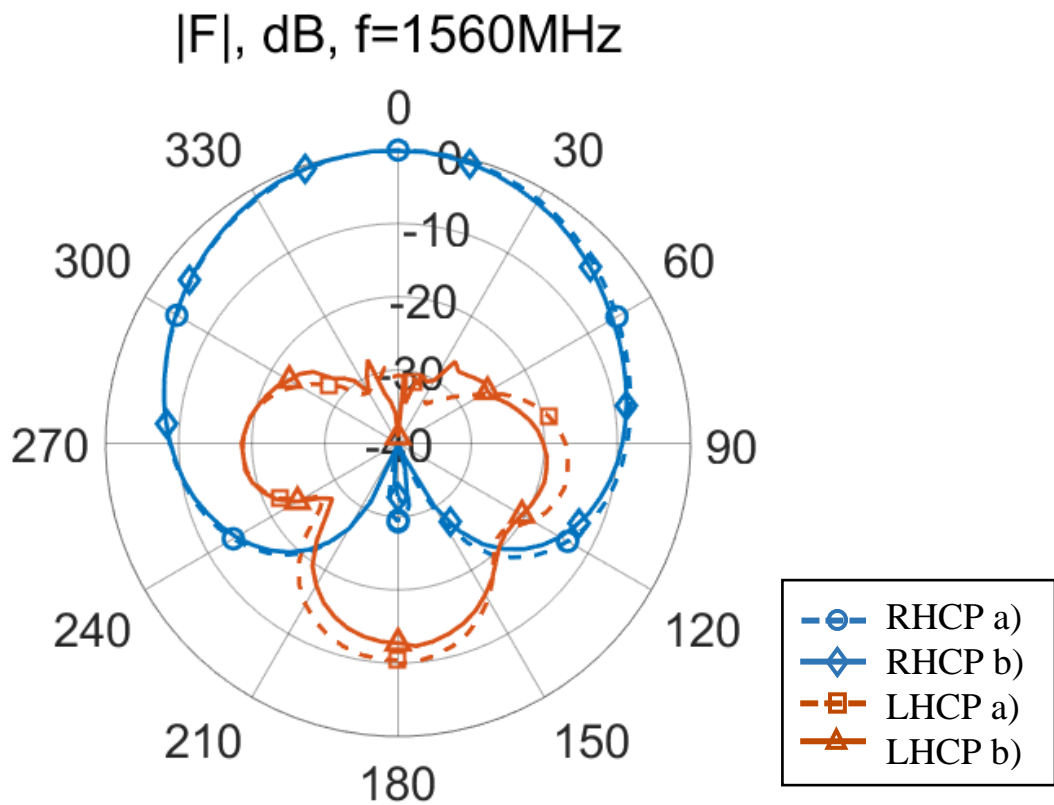


Рис. 3.31. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1560МГц. RHCP - правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

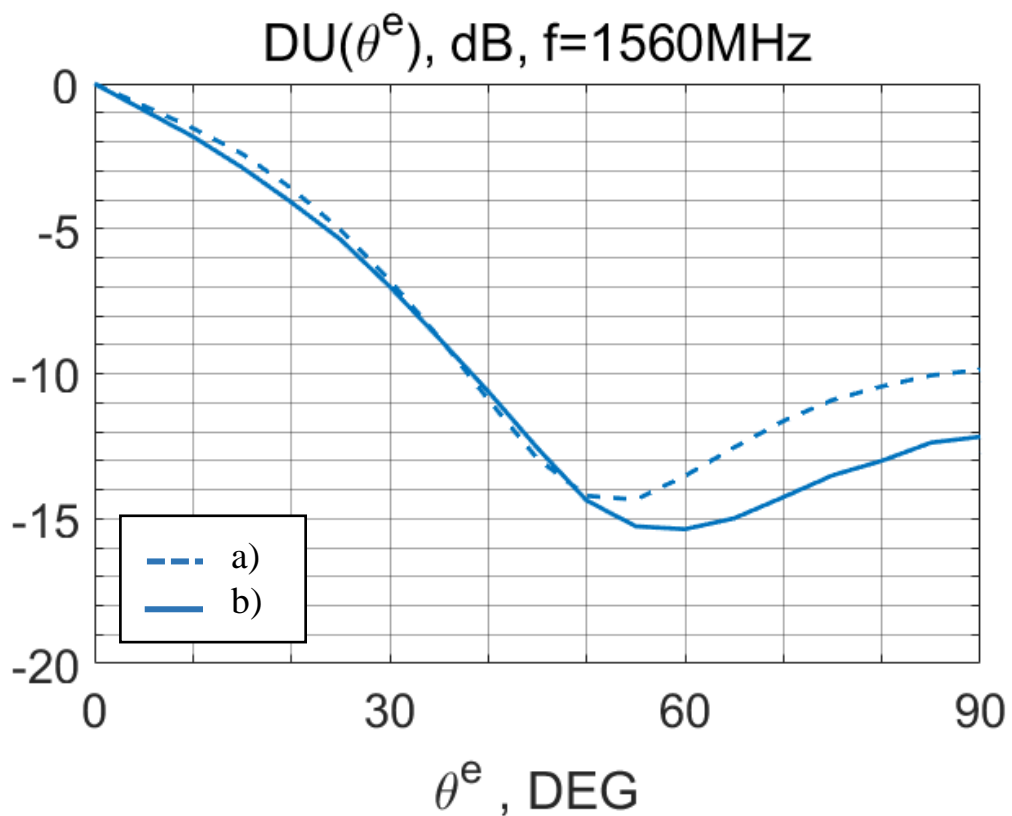


Рис. 3.32.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1560МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

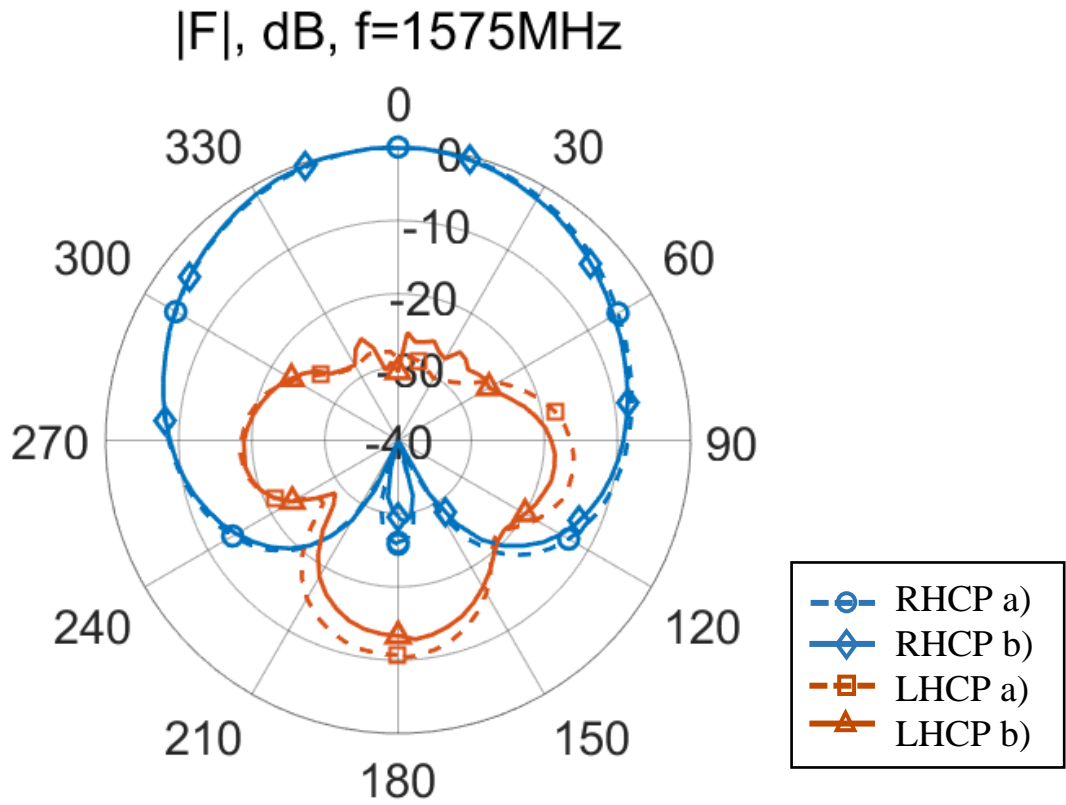


Рис. 3.33. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1575 МГц. RHCP – правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

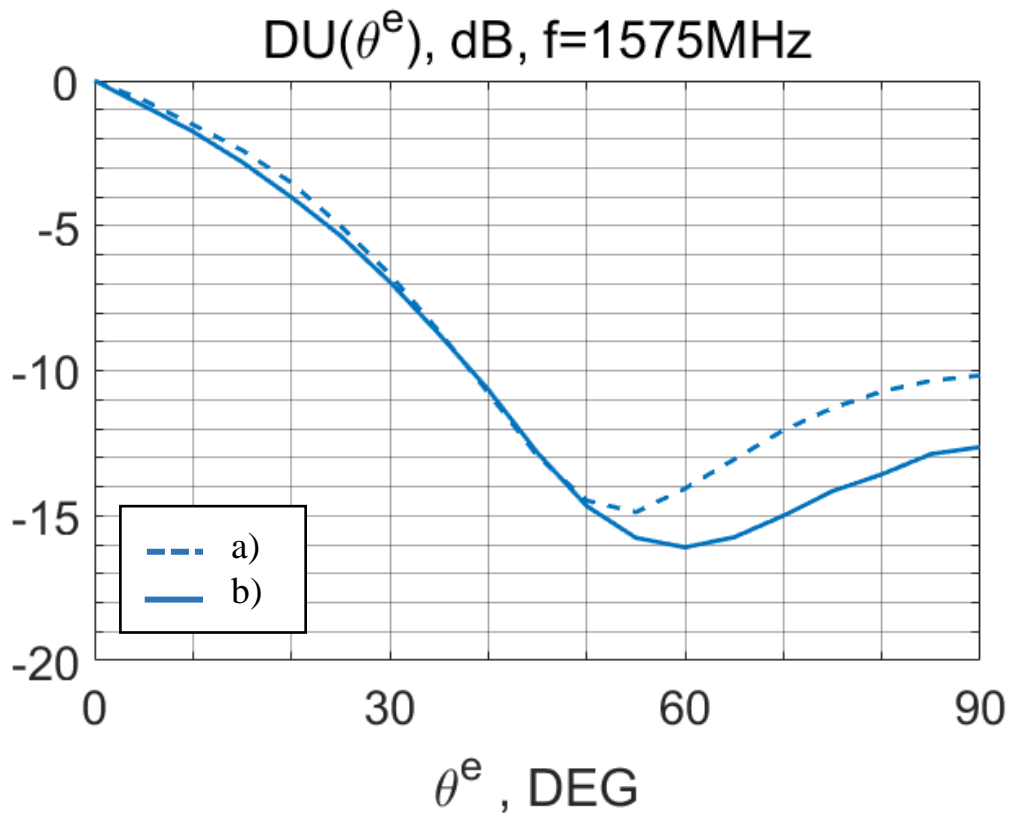


Рис. 3.34.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1575 МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

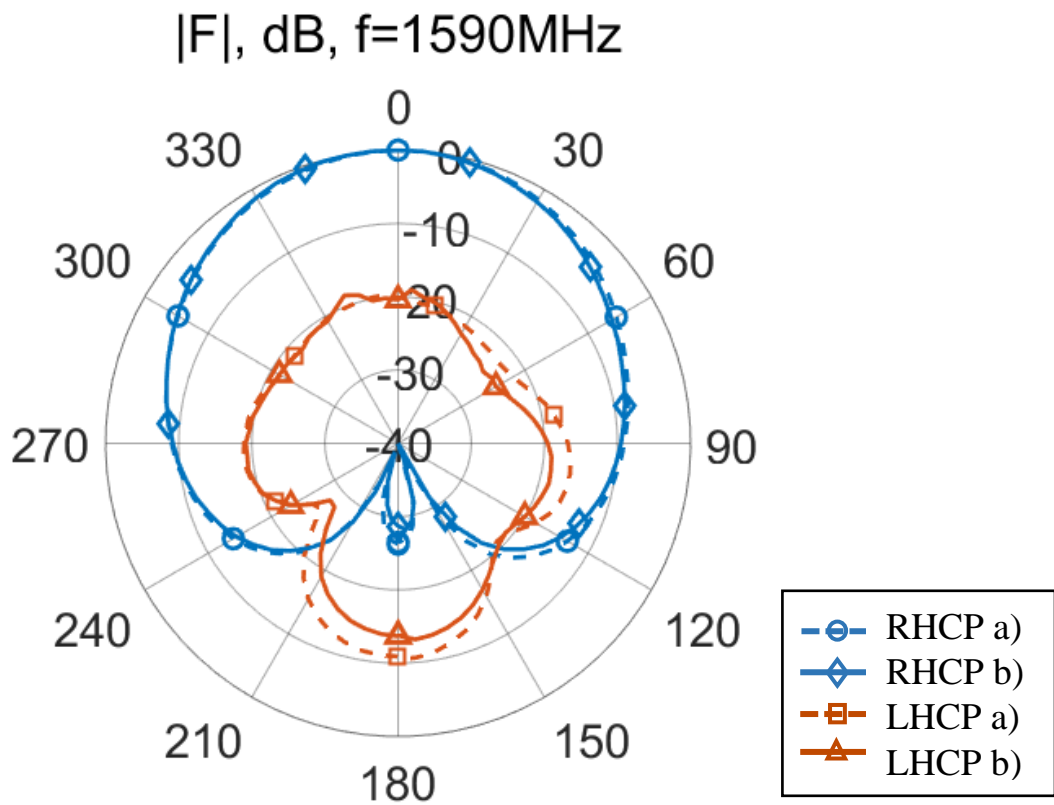


Рис. 3.35. ДН  $|F(\theta)|$  на частоте 1590 МГц. RHCP – правая круговая поляризация, LHCP – левая круговая поляризация. а) – без экрана, б) – с экраном.

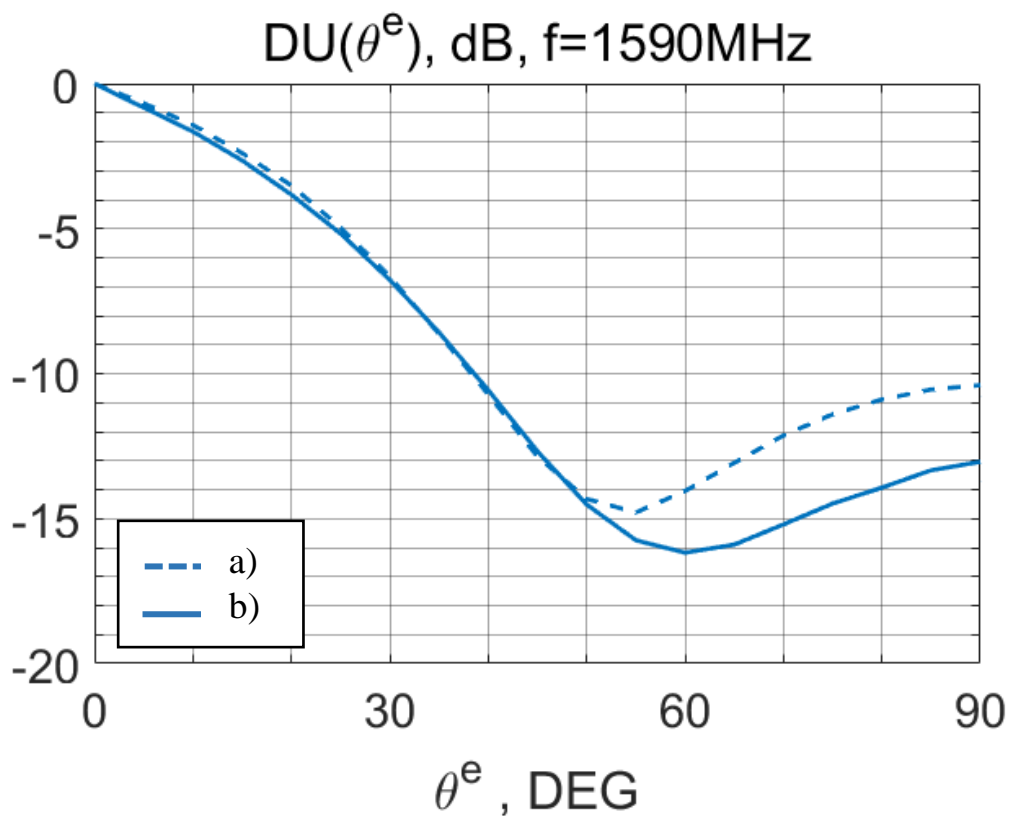


Рис. 3.36.  $DU(\theta^e)$  на частоте 1590 МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

На рис.3.37 приведена частотная зависимость степени подавления поля в надире по отношению к полю в зените  $DU(90^\circ)$  в диапазоне 1550...1610МГц для случаев а) и б). Из приведенной зависимости следует, что желаемый эффект подавления заднего поля достигается во всём ВЧ диапазоне ГНСС 1558..1605МГц. Величина  $DU(90^\circ)$  не хуже -12дБ, а на центральной частоте GPS L1 (1575 МГц), степень подавления заднего поля достигает величины порядка -13дБ.

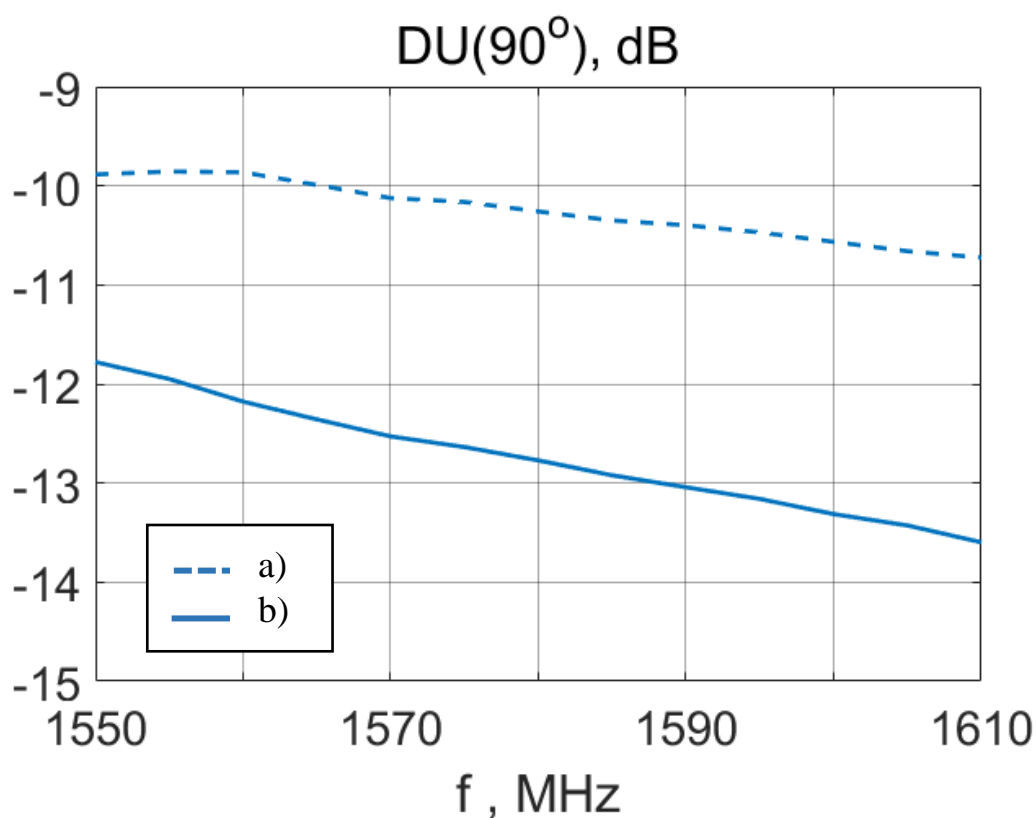


Рис. 3.37.  $DU(90^\circ)$  в ВЧ диапазоне ГНСС 1558..1605МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

На рис.3.38 приведена частотная зависимость степени подавления поля в надире по отношению к полю в зените  $DU(90^\circ)$  в диапазоне 1160...1310МГц для случаев а) и б). Из приведенной зависимости следует, что желаемый эффект подавления заднего поля достигается во всём НЧ диапазоне ГНСС 1165..1300МГц. Величина  $DU(90^\circ)$  не хуже -11,6дБ, а на центральной частоте

GPS L2 (1227 МГц), степень подавления заднего поля достигает величины порядка -13дБ.

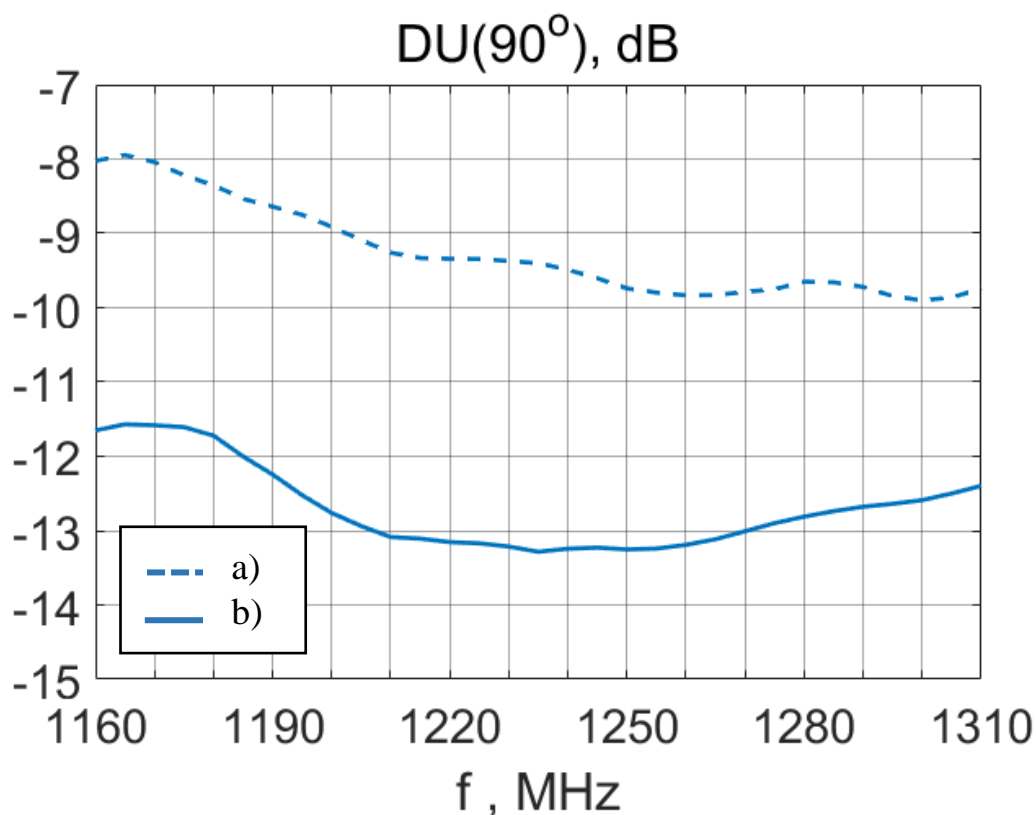


Рис. 3.38.  $DU(90^\circ)$  в НЧ диапазоне ГНСС 1165..1300МГц. а) - без экрана, б) - с экраном.

Таким образом, показана практическая возможность применения полупрозрачных экранов для подавления поля излучения в нерабочей области углов на примере задач построения компактных антенных систем для интегрированных приемников ГНСС. Продемонстрирован двухчастотный вариант конструкции антенной системы, для которого достигается подавление поля в надире по отношению к полю в зените в НЧ (1165..1300МГц) и ВЧ (1558..1605МГц) диапазонах ГНСС. Достигнутые величины подавления заднего поля составили порядка -12..-13дБ, что соответствует требованиям практики конструирования антенн и устройств для высокоточного позиционирования по сигналам ГНСС. На основании приведенных результатов подана заявка на патент [69].

### 3.3. Выводы к главе III.

1. Исследованы интегрированные устройства относительно малого габарита, когда антенна конструктивно совмещена с блоком электроники.

2. В среде точного электродинамического моделирования разработан вертикальный полупрозрачный экран, обеспечивающий подавление поля в нерабочем секторе углов при габарите интегрированного устройства, не превышающего 0.5 длины волны.

3. Построен прототип одночастотной антенной системы для которого достигается подавление поля в надире по отношению к полю в зените на величины порядка -18..-21дБ в диапазоне частот GPS L2 (1215-1240 МГц).

4. Построен прототип двухчастотной антенной системы, для которого достигается подавление поля в надире по отношению к полю в зените на величины порядка -13дБ в НЧ (1165..1300МГц) и ВЧ (1558..1605МГц) диапазонах ГНСС.

5. Достигнутые характеристики являются достаточными для достижения сантиметровой точности позиционирования при вдвое меньших габаритах антенной системы по высоте по сравнению с существующими антеннами.

6. Проведены натурные испытания, подтверждающие правильность расчетных моделей.

7. Проведены измерения отношения «сигнал-шум» в сравнении с эталоном, указывающие на отсутствие заметных вносимых потерь в экране, а также потерь ввиду дополнительного рассогласования антенны с трактом.



## **Заключение.**

В настоящей работе рассмотрены полупрозрачные экраны для отсечки поля в нерабочей области углов антенны (зоне тени) и малогабаритные антенные системы с полупрозрачными экранами для уменьшения излучения в зону тени и повышения точности позиционирования по сигналам ГНСС. Основные выводы по работе состоят в следующем:

1. Разработаны аналитические и численные процедуры синтеза вогнутых полупрозрачных экранов для уменьшения излучения антенн в нерабочую область углов. Выполнены расчеты характеристик экранов, разработаны экспериментальные макеты и проведены натурные испытания.
2. Сформулирована аналитическая процедура синтеза импеданса полупрозрачного экрана в приближении геометрической оптики (ГО). Здесь реализуется ДН с резкой отсечкой при пересечении зоны тени при чисто активном распределении импеданса. За пределами применимости приближения ГО построена численная процедура синтеза с использованием алгоритмов глобальной оптимизации и методов регуляризации.
3. Показано, что основным параметром, определяющим реализуемые величины отсечки, является расстояние от источника до экрана в плоском и радиус экрана в вогнутом случаях соответственно. Для достижения отсечки порядка -40дБ в угловом секторе  $\pm 10$  градусов относительно желаемой границы зоны тени, радиус вогнутого экрана достигает порядка 20 длин волн, а для отсечки в -20дБ порядка 2 длин волн. При этом возмущение ДН в рабочей области углов вследствие переотражений от металлической части экрана незначительно. Достигнутые характеристики являются достаточными для миллиметровой точности позиционирования в дифференциальном режиме.
4. Предложена новая конструкция компактной антенной системы с вертикальным полупрозрачным экраном, позволяющая вдвое уменьшить

габарит антенной части высокоточного навигационного приемника по сравнению с существующими образцами со встроенными средствами подавления многолучевости. Установлены характеристики полупрозрачного экрана, позволяющие снизить коэффициент усиления антенны в нерабочей области углов до значений порядка -13дБ в двух диапазонах частот L1 и L2. Предложенная антенная система с экраном обладает характеристиками, необходимыми для обеспечения сантиметровой точности позиционирования в дифференциальном режиме.

5. Основные результаты работы подтверждены строгим электродинамическим моделированием и натурными экспериментами.
6. Результаты работы опубликованы в статьях, входящих в перечень ВАК [63,64,76], доложены на конференциях [57,71-74,77,78], а также подана заявка на патент [69], получен патент [70]. Результаты внедрены в разработки Московского центра технологий корпорации Топкон (Япония).

**Список обозначений.**

ДН, $F(\theta)$	Диаграмма направленности
КУ	Коэффициент усиления
ДОИ, $DU(\theta)$	Диаграмма обратного излучения, отношение «низ-верх»
ГНСС	Глобальные навигационные спутниковые системы
СКО	Среднеквадратичная ошибка (позиционирования)
$\lambda$	Длина волны
$k = 2\pi / \lambda$	Волновое число
$\theta$	Угол, отсчитываемый от зенитного направления
$\theta^e = 90^\circ - \theta$	Угол возвышения над горизонтом
$\theta_0$	Направление формирования главного луча антенной решетки
$W_0 = 120\pi$ Ом	Характеристическое сопротивление свободного пространства
$Z_g$	Импеданс слоя (сеточный импеданс)
$f_0$ , Гц	Центральная частота интересующего диапазона
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м	Универсальная магнитная постоянная
$\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ Ф/м	Универсальная электрическая постоянная

## Литература.

1. Leick A., Rapoport L., Tatarnikov D., GPS Satellite Surveying, 4-th Ed., Wiley, New York, 2015. -807 p.
2. Вейцель А.В., Вейцель В.А., Татарников Д.В., Аппаратура высокоточного позиционирования по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем: высокоточные антенны, специальные методы повышения точности позиционирования/ Под ред. М.И. Жодзижского, М.: МАИ-ПРИНТ, 2010 – 386 с: ил.
3. Kaplan E., Hegarty C. J., Understanding GPS/GNSS: Principles and Applications, 3rd Edition, Artech House, Norwood, MA, 2017. – 1002p.
4. Teunissen P., Montenbruck O., Springer Handbook of Global Navigation Satellite Systems, 1st ed., Springer, New York, 2017 – 1327p.
5. Поваляев А.А., Спутниковые радионавигационные системы: время, показания часов, формирование измерений и определение относительных координат. М.: Радиотехника, 2008 – 328с., ил.
6. Болдин В.А., Зубинский В.И., Зурабов Ю.Г. и др. Глобальная спутниковая радионавигационная система ГЛОНАСС. – М.: ИПРЖР, 1998 – 400 стр., ил.
7. Марков Г. Т., Чаплин А.Ф., Возбуждение электромагнитных волн, М.-Л.: издательство «Энергия», 1967. -376с.
8. Balanis C.A., Advanced Engineering Electromagnetics, 2nd ed., Wiley, New York, 2012. -1018 p.
9. Уфимцев П.Я., Теория дифракционных краевых волн в электродинамике, М.: Бином, 2007. – 375с.
10. Tatarnikov D., Semi-Transparent Ground Planes Excited by Magnetic Line Current, IEEE Antennas and Propagation, v60, №6, 2012, pp. 2843-2852.
11. Татарников Д. В., Экраны антенн высокоточной геодезии по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем. Часть 1. Идеально проводящие и импедансные экраны, Антенны, №4(131) М., Радиотехника, 2008, стр. 6-19.

12. Sievenpiper D., Zhang L., Broas R.F.J., Alexopolous N.G., Yablonovitch E., High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 47, No. 11, 1999, 2059-2074.
13. Simovski C.R., P. de Maagt, Melchakova I.V., High-impedance surfaces having stable resonance with respect to polarization and incidence angle, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 53, No. 3, 2005, 908 – 914.
14. Hwang R. B., Peng S. T., Surface-Wave Suppression of Resonance-Type Periodic Structures, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 51, No. 6, 2003, pp. 1221-1229.
15. Tranquilla, J. M., J. P. Carr, and H. M. Al-Rizzo, “Analysis of a choke ring ground plane for multipath control in global positioning system (GPS) applications,” *IEEE Proc. AP*, Vol. 42, No. 7, 1994 , pp. 905–911.
16. Tatarnikov, D., A. Astakhov, and A. Stepanenko, GNSS Reference Station Antenna with Convex Impedance Ground Plane: Basics of design and performance characterization, *Proc. of the Int. Tech. Meeting of the Institute of Navigation ION ITM 2011*, 1240-1245, 2011.
17. Tatarnikov D., Astakhov A., Large Impedance Ground Plane Antennas for mm-Accuracy of GNSS Positioning in Real Time. *Proc. of Progress in Electromagnetic Research Symposium PIERS 2013*, Stockholm, Sweden, pp.1825-1829.
18. Munk B.A., *Frequency selective surfaces: Theory and design*, New York: John Wiley & Sons, Inc., 2000. -410 p
19. Антенны и устройства СВЧ. Проектирование фазированных антенных решеток: Учебное пособие для вузов. / В.С. Филиппов, Л.И. Пономарев, А.Ю.Гринев и др. Под редакцией Д.И. Воскресенского. - 2-е издание, дополненное и переработанное. - М.: Радио и связь, 1994. - 592 с.: ил.
20. Конторович М.И., Астрахан М.И., В.П. Акимов, Г.А. Ферсман *Электродинамика сетчатых структур*. – М.: Радио и связь, 1987. – 135 с.
21. Tretyakov S., *Analytical Modeling in Applied Electromagnetics*, Artech House, Norwood, 2003.

22. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза/ Н.Н. Войтович, Б.З. Каценеленбаум, Е.Н. Коршунова и др.; Под ред. Б.З. Каценеленбаума и А.Н. Сивова, Москва, Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 176 с.
23. Luukkonen O., Simovski C., Granet G., Goussetis G., Lioubtchenko D., Raisanen A.V., Tretyakov S.A., Simple and accurate analytical model of planar grids and high-impedance surfaces comprising metal strips or patches, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 56 (6), 2008, pp. 1624-1632
24. R. Haupt, V. Liepa, Synthesis of Tapered Resistive Strips, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-35, № 11, 1987, pp.1217-1225.
25. Татарников Д. В., Экраны антенн высокоточной геодезии по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем. Часть 2. Полупрозрачные экраны из композитных материалов, *Антенны*, №6(133) М., Радиотехника, 2008, стр. 3-13.
26. Rojas R.G., Colak D., Otero M.F., Burnside W.D., Synthesis of tapered resistive ground plane for a microstrip antenna, *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Vol.2., Newport Beach, CA, USA, 1995, pp. 1224-1227.
27. Westfall B. G., Antenna with R-card ground plane, Патент US5694136A, 1997
28. Lee T., Burnside W.D., Multilayer R-Card fence design for ground bounce reduction *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Vol.3, Columbus, OH, USA, 2003, pp. 804 – 807.
29. Татарников Д. В., Антенны высокоточного позиционирования по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем: дис. ... д-ра техн. наук: 05.12.07 / Татарников Дмитрий Витальевич. – М., 2009. – 252с. : ил.
30. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. –М.: Связь, 1978. – 247 с.
31. Lopez A.R., Sharp Cutoff Radiation Patterns, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1979, 52(1), pp. 820-824.
32. Татарников Д.В., Чернецкий И.М., Экраны с отсечкой поля, *Журнал Радиоэлектроники ИРЭ РАН*, №10, 2015.

33. Чернецкий И.М., Антенны и экраны для высокоточного спутникового позиционирования: дис. ... канд. техн. наук : 05.12.07 / Чернецкий Иван Мирославович: - М., 2015. - 198 с. : ил.
34. Боровиков В.А., Амбарцумова К.А.. Построение параболического зеркала с краем переменной прозрачности. Радиотехника и электроника, №12, 1990
35. Jenn D., Rusch W., Low-Sidelobe Reflector Synthesis and Design Using Resistive Surfaces, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 39, № 9, pp. 1372-1375, 1991
36. Будагян И.Ф., Щучкин Г.Г., Моделирование характеристик излучения зеркальных антенн с корректирующим переменным импедансом, М.: Радиотехника, Антенны, №12(91), 2004.
37. Татарников Д.В., Чернецкий И.М., Затенение полуплоскостью с полупрозрачным окончанием, Журнал Радиоэлектроники ИРЭ РАН, №12, 2012, стр. 1684-1719.
38. Kempel, J. Volakis L., TM Scattering by a Metallic Half Plane with a Resistive Sheet Extension, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 41, № 7, 1993, pp. 910-917.
39. Popov V., Boust F., Burokur S. N., Controlling Diffraction Patterns with Metagratings, Phys. Rev. Applied, Vol. 10, Iss. 1, 2018.
40. Вычислительные методы в электродинамике / Под редакцией Р. Митры, Москва, Мир, 1977. – 485с.
41. Гринев А.Ю., Численные методы решения прикладных задач электродинамики, М.: Радиотехника, 2012 – 336с.
42. Кабанихин С.И., Обратные и некорректные задачи, Новосибирск: Сибирское научное издательство, 2009. – 457 с.
43. Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д., Синтез излучающих систем. Теория и методы расчета, М.: Советское радио, 1974 – 234 с.
44. Марков Г. Т., Сазонов Д. М., Антенны, М.: Энергия, 1975. – 528с.
45. Тихонов А. Н., О некорректных задачах линейной алгебры и устойчивом методе их решения // ДАН СССР, 1965, т.163, №3, с.591-594.

46. Counselman C.C. Multipath-Rejecting GPS Antennas. Proceedings of the IEEE, 1999, 87 (1), pp. 86–91
47. Lopez A.R. GPS Landing System Reference Antenna. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2010, 52 (1), pp. 105–113
48. Татарников Д.В., Астахов А.В. Сферическая антенная решетка с П-образной ДН и низким уровнем теневого поля, Сб. докл. VI Всерос. конф. «Радиолокация и радиосвязь» ИРЭ РАН, 19-22 ноября 2012г., т.1, стр. 3-6.
49. Tatarnikov D., Chernetsky I., Travelling Wave Antennas with Semitransparent Surfaces for Forming a Cutoff Pattern. Proc. of Progress in Electromagnetic Research Symposium PIERS 2015, Prague, Czech Republic, pp. 1168 – 1171
50. Tatarnikov D., Stepanenko A., Astakhov A., Moderately Compact Helix Antennas with Cutoff Patterns for Millimeter RTK Positioning, GPS Solutions, 2016, 20(3), pp.587-594
51. Татарников Д.В., Астахов А.В., Степаненко А.П., Шаматульский П.П., Емельянов С.Н., Антенные технологии высокоточного спутникового позиционирования, М.: Радиотехника, Антенны, №10(230), 2016, 77-91
52. Soutiaguine I., Tatarnikov D., Philippov V., Stepanenko A., Astahov A., Antenna structures for reducing the effects of multipath radio signals, Патент US6836247B2, 2002.
53. Tatarnikov D., Technology Advances in GNSS High Precision Positioning Antennas, Proc. of Progress in Electromagnetic Research Symposium PIERS 2015, Prague, Czech Republic, pp. 1160 – 1167
54. Stepanenko A., Astakhov A., Tatarnikov D., Compact Broadband Antenna System with Enhanced Multipath Rejection, Патент WO 2017/052400 A1, 2017
55. Hautcoeur J., Johnston R.H., Panther G., The Evolutionary Development and Performance of the Veraphase™ GNSS Antenna, Proceedings of the 2016 International Technical Meeting of The Institute of Navigation, Monterey, California, 2016, pp.771 – 783



56. Chen X, Wu D., Yang L., Fu G., Compact Circularly Polarized Microstrip Antenna With Cross-Polarization Suppression at Low-Elevation Angle, IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, Vol. 16, 2016, pp.258-261
57. Tatarnikov D., Generalov A., Semitransparent screen for cutoff of the far fields in the shadow domain. / Proc. of Progress in Electromagnetic Research Symposium PIERS 2017, St. Petersburg, Russia, pp. 800 – 805.
58. Ваганов Р. Б. Каценеленбаум Б. З., Основы теории дифракции, М., Советское радио, 1982. – 272с.
59. Градштейн И.С., Рыжик И.М., Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений, Москва, Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963. – 1108с.
60. Методы оптимизации в примерах и задачах: Учеб. пособие / А.В. Пантелеев, Т.А. Летова. – 2-е изд., исправл. – М.: Высш. шк., 2005. – 544 с. : ил.
61. <https://www.mathworks.com/help/optim/ug/fminunc-unconstrained-minimization.html>
62. Гилл Ф., Мюррей У. и Райт М., Практическая оптимизация, Москва: Мир, 1985. – 509с. : ил.
63. Татарников Д.В., Генералов А.А., Синтез полупрозрачного плоского транспаранта, формирующего ДН с отсечкой. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. №2, 2017, <http://jre.cplire.ru/jre/feb17/7/text.pdf>
64. Татарников Д.В., Генералов А.А., Вогнутые полупрозрачные экраны для отсечки поля в зоне тени, Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. №1, 2018, <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/7/text.pdf>
65. <https://www.mathworks.com/help/gads/particle-swarm-optimization-algorithm.html>
66. Kennedy, J., and Eberhart. R., Particle Swarm Optimization, Proceedings of the IEEE International Conference on Neural Networks, Perth, Australia, 1995, pp. 1942–1945.
67. Mezura-Montes, E., and Coello Coello. C. A., Constraint-handling in nature-inspired numerical optimization: Past, present and future, Swarm and Evolutionary Computation. 2011, pp. 173–194.

68. Pedersen, M. E., Good Parameters for Particle Swarm Optimization, Luxembourg: Hvass Laboratories, 2010.
69. Tatarnikov D, Generalov A, Astakhov A., "Compact integrated GNSS antenna system with vertical semitransparent screen for reducing multipath reception", заявка на патент от 18.04.2018, PCT RU 2018/000240.
70. Tatarnikov D, Generalov A, Chernetskiy I., "Antenna radomes forming a cut-off pattern", патент US 15124071 B2, 23.04.2019.
71. Татарников Д.В., Генералов А.А. Характеристики вогнутых полупрозрачных экранов для подавления поля излучения в зоне тени / Тезисы докладов конференции "Иосифьяновские чтения 2017", Истра: АО "НИИЭМ", 2017, с. 290-294.
72. Татарников Д.В., Генералов А.А., Вогнутые полупрозрачные экраны для отсечки поля в зоне тени / V Всероссийская Микроволновая Конференция, ИРЭ РАН, г.Москва, 2017
73. Татарников Д.В., Генералов А.А. Синтез импеданса полупрозрачного экрана в задаче построения высокоточных навигационных антенн / Материалы 14-й Международной конференции "Устойчивость и колебания нелинейных систем управления" (конференция Пятницкого) (Москва, 2018), М.: ООО "4Принт", 2018. с. 422-425.
74. Tatarnikov D.V., Astakhov A.V., Stepanenko A.P., Generalov A.A., Periodic structures, high impedance and semitransparent surfaces in antennas for centimeter and millimeter precision of positioning with the Global Navigation Satellite Systems, IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series, Vol. 1092, 2018
75. Tatarnikov D., Astakhov A., Stepanenko A., Shamatulsky P. Patch Antenna With Capacitive Elements, Патент EP2238646B1, 2007.
76. Татарников Д.В., Генералов А.А., Вогнутые полупрозрачные экраны для отсечки поля в нерабочей области углов антенны, М.: Радиотехника, Антенны, №10, 2018, с.3-14.
77. Tatarnikov D., Generalov A., Voskresenskiy D., Synthesis of Microwave Concave Semitransparent Screen for Reduction of Radiation in the Shadow Domain,

Photonics & Electromagnetics Research Symposium – Spring, PIERS-Spring, Rome, Italy, 2019.

78. Tatarnikov D.V., Generalov A.A., Semi-transparent lossy surfaces for cutoff of the fields in microwave shadow domain, METANANO-2019, St. Petersburg, Russia, 2019.

## Приложение 1. Коэффициенты прохождения плоской волны через плоский полупрозрачный экран с однородным импедансом.

Рассмотрим падение плоской волны на неограниченный плоский полупрозрачный экран с однородным импедансом  $Z_g$ . Введем систему координат, связанную с экраном, как показано на рис.П1.1. Здесь  $\theta$  - угол между направлением распространения волны и осью  $z$ . Рассмотрим случай  $E$  - поляризации с вектором  $\vec{E}$  перпендикулярным к плоскости чертежа (рис.П1.1). На поверхности экрана выполняются граничные условия тонкого слоя [20]:

$$\left[ \vec{x}_0, (H_\tau^+ - H_\tau^-) \vec{z}_0 \right] = j^e \vec{y}_0 = \frac{E_\tau^+}{Z_g} \vec{y}_0 = \frac{E_\tau^-}{Z_g} \vec{y}_0 \quad (\text{П1.1})$$

Здесь  $\vec{E}(\vec{H})_\tau^{+(-)}$  - касательные компоненты поля по обе стороны от экрана при  $x = +(-)0$ .

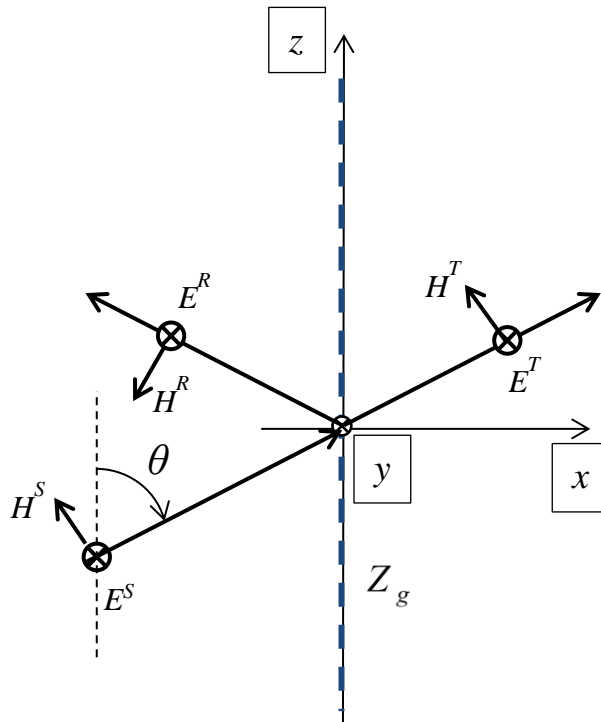


Рис.П1.1. Падение плоской волны на экран.  $E$  – поляризация.

Выпишем касательные компоненты поля падающей, отраженной и прошедшей волн. Соответствующие составляющие поля обозначим индексами R, S и T.

Пусть  $E_0$  - комплексная амплитуда поля падающей волны. Тогда для касательных компонент поля справедливо:

$$E_y^S = E_0 e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.2})$$

$$H_z^S = \frac{E_0}{W_0} \sin \theta e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.3})$$

Здесь  $W_0 = 120\pi$  Ом - характеристическое сопротивление свободного пространства,  $k_x, k_z$  - волновое число по координате  $x$  и  $z$  соответственно.

Касательные компоненты поля отраженной волны:

$$E_y^R = RE_0 e^{ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.4})$$

$$H_z^R = -\frac{RE_0}{W_0} \sin \theta e^{ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.5})$$

Касательные компоненты поля прошедшей волны:

$$E_y^T = TE_0 e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.6})$$

$$H_z^T = \frac{TE_0}{W_0} \sin \theta e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.7})$$

Здесь  $R$  и  $T$  - коэффициенты отражения и прохождения волн соответственно.

Перепишем граничные условия (П1.1) на поверхности экрана ( $x=0$ ) в виде:

$$\begin{cases} E_y^S + E_y^R = E_y^T \\ H_z^T - (H_z^S + H_z^R) = -\frac{E_y^T}{Z_g} \end{cases} \quad (\text{П1.8})$$

Это эквивалентно системе уравнений:

$$\begin{cases} 1 + R = T \\ 1 - R - T = \frac{TW_0}{Z_g \sin \theta} \end{cases} \quad (\text{П1.9})$$

Откуда коэффициент прохождения равен:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{W_0}{2Z_g \sin \theta}} \quad (\text{П1.10})$$

Рассмотрим теперь случай  $H$ -поляризации с вектором  $\vec{H}$  перпендикулярным к плоскости чертежа. Геометрия задачи показана на рис.П1.2.

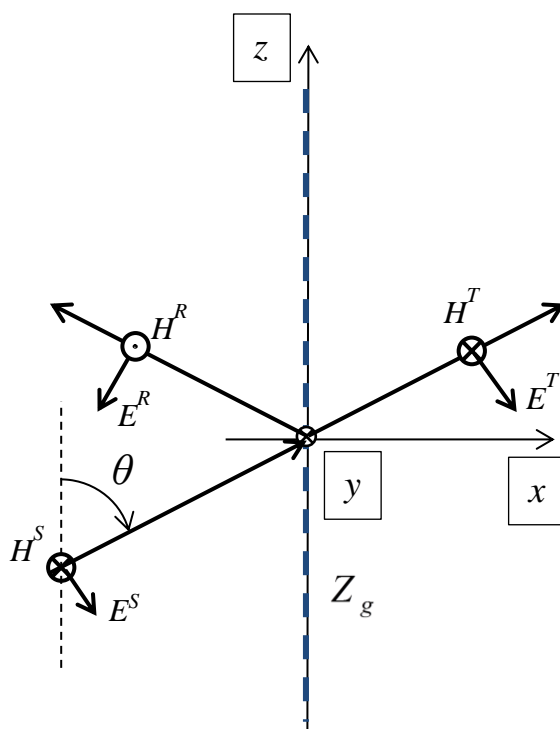


Рис.П1.2. Падение плоской волны на экран.  $H$  – поляризация.

Рассуждения повторяются аналогично. Пусть  $H_0$  - комплексная амплитуда поля падающей волны. Тогда для касательных компонент поля справедливо:

$$H_y^S = H_0 e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.11})$$

$$E_z^S = -W_0 H_0 \sin \theta e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.12})$$

Здесь  $W_0 = 120\pi$  Ом - характеристическое сопротивление свободного пространства,  $k_x, k_z$  - волновое число по координате  $x$  и  $z$  соответственно.

Касательные компоненты поля отраженной волны:

$$H_y^R = -RH_0 e^{ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.13})$$

$$E_z^R = -RW_0 H_0 \sin \theta e^{ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.14})$$

Касательные компоненты поля прошедшей волны:

$$H_y^T = TH_0 e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.15})$$

$$E_z^T = -W_0 H_0 T \sin \theta e^{-ik_x x} e^{-ik_z z} \quad (\text{П1.16})$$

Здесь  $R$  и  $T$  – коэффициенты отражения и прохождения волн соответственно.

Перепишем граничные условия (П1.1) на поверхности экрана ( $x=0$ ) в виде:

$$\begin{cases} E_z^S + E_z^R = E_z^T \\ H_y^T - (H_y^S + H_y^R) = \frac{E_z^T}{Z_g} \end{cases} \quad (\text{П1.17})$$

Что эквивалентно системе уравнений:

$$\begin{cases} 1 + R = T \\ 1 - R - T = \frac{TW_0 \sin \theta}{Z_g} \end{cases} \quad (\text{П1.18})$$

Откуда коэффициент прохождения равен:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{W_0 \sin \theta}{2Z_g}} \quad (\text{П1.19})$$

## Приложение 2. Численная процедура решения интегрального уравнения для случая плоского экрана.

Рассмотрим численную схему решения интегрального уравнения (1.11). Уравнение относительно тока экрана вытекает из усредненных граничных условий (1.1),(1.2), подобно работе [29]:

$$\int_S G(z-z') j^e(z') dz' + E_\tau(z) = Z_g(z) j^e(z) \quad (\text{П2.1})$$

Здесь  $S$ -поверхность экрана,  $G$  – функция Грина,  $E_\tau$  – касательная к экрану составляющая стороннего поля источника.  $j^e$ -плотность эквивалентного электрического тока на поверхности экрана.

Уравнение (П2.1) будем решать численно методом моментов, подобно [63]. Представим ток в виде разложения по базису конечных элементов треугольной формы с амплитудами  $I_n$ :

$$j^e = \sum_{n=1}^N I_n \Delta_n(z) \quad (\text{П2.2})$$

Здесь  $\Delta_n(z) = 1 - \frac{|z - z_n|}{L}$  - треугольная функция, с носителем  $2L$  и с центром в точке  $z_n$ ;  $z_n$  - координаты узлов сетки разбиения;  $N$  - количество узлов;  $L$  - размер сетки, как показано на рис.1.6.

Проинтегрируем (П2.1) с базисной функцией  $\Delta_m(z)$  при  $m = 1..N$ , получим систему из  $N$  уравнений с  $N$  неизвестными амплитудами разложения токов:

$$\begin{cases} \int_{z_1-L}^{z_1+L} \Delta_1(z) \sum_{n=1}^N I_n [E(\Delta_n(z)) - Z_g(z) \Delta_n(z)] dz = - \int_{z_1-L}^{z_1+L} \Delta_1(z) E_\tau dz \\ \int_{z_2-L}^{z_2+L} \Delta_2(z) \sum_{n=1}^N I_n [E(\Delta_n(z)) - Z_g(z) \Delta_n(z)] dz = - \int_{z_2-L}^{z_2+L} \Delta_2(z) E_\tau dz \\ \dots \\ \int_{z_m-L}^{z_m+L} \Delta_m(z) \sum_{n=1}^N I_n [E(\Delta_n(z)) - Z_g(z) \Delta_n(z)] dz = - \int_{z_m-L}^{z_m+L} \Delta_m(z) E_\tau dz \end{cases} \quad (\text{П2.3})$$



Здесь  $E(\Delta_n(z))$  - касательная компонента напряженности поля одной базисной функции.

Таким образом, для нахождения амплитуд базисных функций тока необходимо решить систему линейных алгебраических уравнений:

$$\|Z_{gmn} + Z_{mn}\| \|I_n\| = \|U_m\| \quad (\text{П2.4})$$

Здесь  $I_n$  - столбец амплитуд разложения тока (П2.2),  $Z_{mn}$  - матрица взаимных сопротивлений,  $Z_{gmn}$  - матрица, обусловленная импедансом экрана,  $U_m$  - столбец возбуждения, обусловленный излучением внешнего источника.

Представим импеданс в виде разложения по тому же базису, что и для тока. Тогда выражения для элементов матрицы  $Z_{gmn}$  получаются простым интегрированием амплитуд импеданса с соответствующими базисными функциями. Эти выражения можно записать в следующем виде:

$$Z_{gmn} = \int_{z_m-L}^{z_m+L} \Delta_m(z) Z_g(z) \Delta_n(z) dz = \begin{cases} L \left( \frac{Z_g(z_n)}{12} + \frac{Z_g(z_{n+1})}{12} \right); & m = n + 1 \\ L \left( \frac{Z_g(z_{n-1})}{12} + \frac{Z_g(z_n)}{2} + \frac{Z_g(z_{n+1})}{12} \right); & m = n \\ L \left( \frac{Z_g(z_n)}{12} + \frac{Z_g(z_{n-1})}{12} \right); & m = n - 1 \end{cases} \quad (\text{П2.5})$$

Здесь  $L$  - размер носителя базисной функции;  $W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi$  Ом - характеристическое сопротивление свободного пространства;  $\varepsilon_0, \mu_0$  - диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства соответственно  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число.

Рассмотрим случай  $H$ -поляризации. Вычислим  $z$ -компоненту поля  $E_z(\Delta_n(z))$  базисной функции  $\Delta_n(z)$ . Представим ток базисной функции в виде преобразования Фурье:

$$f(k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta_n(z) e^{ik_z z} dz = L \frac{\sin^2\left(\frac{k_z L}{2}\right)}{\left(\frac{k_z L}{2}\right)^2} e^{ik_z z_n} = \tilde{\Delta}(k_z) e^{ik_z z_n} \quad (\text{П2.6})$$

Тогда напряженность поля одной базисной функции в спектральной области:

$$E_z(\Delta_n(z)) = -W_0 \frac{1}{2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Delta}(k_z) e^{ik_z z_n} \frac{\sqrt{k^2 - k_z^2}}{k} e^{-ik_z z} dk_z \quad (\text{П2.7})$$

Отсюда взаимные сопротивления:

$$\int_{z_m-L}^{z_m+L} \Delta_m(z) E_z(\Delta_n(z)) dz = -W_0 \frac{1}{4\pi k} \int_{-\infty}^{\infty} (\tilde{\Delta}(k_z))^2 \sqrt{k^2 - k_z^2} e^{-ik_z(z_m - z_n)} dk_z \quad (\text{П2.8})$$

Тогда выражения для элементов матрицы взаимных сопротивлений  $Z_{mn}$  после замены пределов интегрирования будут иметь вид:

$$Z_{mn} = \frac{W_0 L^2}{2\pi k} \int_0^{\infty} \left[ \frac{\sin(uL/2)}{uL/2} \right]^4 \sqrt{k^2 - u^2} \cos(u(z_m - z_n)) du \quad (\text{П2.9})$$

Интегрирование в (П2.9) выполняется численно и трудностей не вызывает.

Вычислим элементы столбца правой части системы уравнений (П2.4). Для этого проинтегрируем поле стороннего источника, состоящего из двух нитей магнитного тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  (1.3) с базисной функцией  $\Delta_m(z)$ :

$$U_m = \frac{ikb}{4} \int_{z_m-L}^{z_m+L} \left( 1 - \frac{|z - z_m|}{L} \right) \left[ \beta_1 \frac{H_1^{(2)}(k\eta(z))}{\eta(z)} + \beta_2 \frac{H_1^{(2)}(kr_2(z))}{r_2(z)} \right] dz \quad (\text{П2.10})$$

где  $\eta(z) = \sqrt{b^2 + (z - d/2)^2}$ ,  $r_2(z) = \sqrt{b^2 + (z + d/2)^2}$ ;  $d$  - расстояние между нитями,  $b$  - расстояние до экрана (рис.1.2).

Реализуемая ДН  $F^1$  формируется в результате сложения в дальней зоне излучения стороннего источника, состоящего из двух нитей магнитного тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  (1.3) и возникающего на поверхности экрана вторичного электрического тока  $j^e$  (1.12):

$$F^1 = F^S + F(j^e) \quad (\text{П2.11})$$

ДН источника  $F^S$  определяется выражением [7]:

$$F^S = -\frac{k}{4W_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} (\beta_1 e^{ikd \cos \theta/2} + \beta_2 e^{-ikd \cos \theta/2}) \quad (\text{П2.12})$$

Для определения излучения тока экрана просуммируем излучение от всех базисных функций тока. Вклад каждой базисной функции определен в (П2.7). Асимптотическая оценка этого интеграла в дальней зоне проводится аналогично [7]. ДН тока экрана  $F(j^e)$  имеет вид:

$$F(j^e) = \sin \theta \frac{kL}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} \left[ \frac{\sin(kL \cos \theta/2)}{kL \cos \theta/2} \right]^2 \sum_n I_n e^{ik(z_n \cos \theta + b \sin \theta)} \quad (\text{П2.13})$$

Рассмотрим теперь случай  $E$ -поляризации. Вычислим компоненту поля  $E_y(\Delta_n(z))$  базисной функции  $\Delta_n(z)$ . Напряженность поля одной базисной функции в спектральной области определяется выражением:

$$E_y(\Delta_n(z)) = \frac{-iW_0}{2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Delta}(k_z) e^{ik_z z_n} \frac{k}{\sqrt{k_z^2 - k^2}} e^{-ik_z z} dk_z \quad (\text{П2.14})$$

Отсюда взаимные сопротивления:

$$\int_{z_m-L}^{z_m+L} \Delta_m(z) E_y(\Delta_n(z)) dz = -\frac{iW_0 k}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (\tilde{\Delta}(k_z))^2 \frac{e^{-ik_z(z_m - z_n)}}{\sqrt{k_z^2 - k^2}} dk_z \quad (\text{П2.15})$$

Тогда выражения для элементов матрицы взаимных сопротивлений  $Z_{mn}$  после замены пределов интегрирования будут иметь вид:

$$Z_{mn} = \frac{iW_0 L^2}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[ \frac{\sin(uL/2)}{uL/2} \right]^4 \frac{\cos(u(z_m - z_n))}{\sqrt{u^2 - k^2}} du \quad (\text{П2.16})$$

Аналогично первому случаю интегрирование в (П2.16) выполняется численно и трудностей не вызывает.

Вычислим элементы столбца правой части системы уравнений (П2.4). Для этого проинтегрируем поле стороннего источника, состоящего из двух нитей электрического тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  (1.3) с базисной функцией  $\Delta_m(z)$ :

$$U_m = -\frac{kW_0}{4} \int_{z_m-L}^{z_m+L} \left(1 - \frac{|z-z_m|}{L}\right) \left[ \beta_1 H_0^{(2)}(kr_1(z)) + \beta_2 H_0^{(2)}(kr_2(z)) \right] dz \quad (\text{П2.17})$$

где  $r_1(z) = \sqrt{b^2 + (z-d/2)^2}$ ,  $r_2(z) = \sqrt{b^2 + (z+d/2)^2}$ ;  $d$  - расстояние между нитями,  $b$  - расстояние до экрана (рис.1.2).

Реализуемая ДН  $F^1$  формируется в результате сложения в дальней зоне излучения стороннего источника, состоящего из двух нитей электрического тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  (1.3) и возникающего на поверхности экрана вторичного электрического тока  $j^e$  (1.12):

$$F^1 = F^S + F(j^e) \quad (\text{П2.18})$$

ДН источника  $F^S$  определяется выражением [7]:

$$F^S = -\frac{kW_0}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} (\beta_1 e^{ikd \cos \theta/2} + \beta_2 e^{-ikd \cos \theta/2}) \quad (\text{П2.19})$$

Для определения излучения тока экрана просуммируем излучение от всех базисных функций тока. Вклад каждой базисной функции определен в (П2.14). Асимптотическая оценка этого интеграла в дальней зоне проводится аналогично [7]. ДН тока экрана  $F(j^e)$  имеет вид:

$$F(j^e) = -\frac{kW_0 L}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} \left[ \frac{\sin(kL \cos \theta/2)}{kL \cos \theta/2} \right]^2 \sum_n I_n e^{ik(z_n \cos \theta + b \sin \theta)} \quad (\text{П2.20})$$

### Приложение 3. Численная процедура решения интегрального уравнения для случая вогнутого экрана.

Рассмотрим численную схему решения интегрального уравнения (2.3). Уравнение относительно тока экрана вытекает из усредненных граничных условий (1.1),(1.2), подобно работе [29]:

$$\int_S G(\theta - \theta') j^e(\theta') d\theta' + E_\tau(\theta) = Z_g(\theta) j^e(\theta) \quad (\text{ПЗ.1})$$

Здесь  $S$ -поверхность экрана,  $G$  – функция Грина,  $E_\tau$  - касательная к экрану составляющая стороннего поля источника,  $j^e$  -плотность эквивалентного электрического тока на поверхности экрана.

Уравнение (ПЗ.1) будем решать численно методом моментов, подобно [64].

Представим ток в виде разложения по базису конечных элементов треугольной формы с амплитудами  $I_p$ :

$$j^e = \sum_{p=1}^N I_p \Delta_p(\theta) \quad (\text{ПЗ.2})$$

Здесь  $\Delta_p(\theta) = 1 - \frac{|\theta - \theta_p|}{\Delta\theta}$  - треугольная функция, с носителем  $2\Delta\theta$  и с центром в точке  $\theta_p$ ;  $\theta_p$  - координаты узлов сетки разбиения;  $N$  - количество узлов;  $\Delta\theta = \frac{2(\pi / 2 + \theta^e)}{N}$  - размер сетки разбиения.

Проинтегрируем (ПЗ.1) с базисной функцией  $\Delta_q(\theta)$  при  $q = 1..N$ , получим систему из  $N$  уравнений с  $N$  неизвестными амплитудами разложения токов:

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{\theta_1-\Delta\theta}^{\theta_1+\Delta\theta} \Delta_1(\theta) \sum_{p=1}^N I_p [E(\Delta_p(\theta)) - Z_g(\theta)\Delta_p(\theta)] d\theta = - \int_{\theta_1-\Delta\theta}^{\theta_1+\Delta\theta} \Delta_1(\theta) E_\tau d\theta \\ \int_{\theta_2-\Delta\theta}^{\theta_2+\Delta\theta} \Delta_2(\theta) \sum_{p=1}^N I_p [E(\Delta_p(\theta)) - Z_g(\theta)\Delta_p(\theta)] d\theta = - \int_{\theta_2-\Delta\theta}^{\theta_2+\Delta\theta} \Delta_2(\theta) E_\tau d\theta \\ \dots \\ \int_{\theta_q-\Delta\theta}^{\theta_q+\Delta\theta} \Delta_q(\theta) \sum_{p=1}^N I_p [E(\Delta_p(\theta)) - Z_g(\theta)\Delta_p(\theta)] d\theta = - \int_{\theta_q-\Delta\theta}^{\theta_q+\Delta\theta} \Delta_q(\theta) E_\tau d\theta \end{array} \right. \quad (\text{П3.3})$$

Здесь  $E(\Delta_p(\theta))$  - касательная компонента напряженности поля одной базисной функции.

Таким образом, для нахождения амплитуд базисных функций токов необходимо решить систему линейных алгебраических уравнений:

$$\|Z_{gqp} + Z_{qp}\| \|I_p\| = \|U_q\| \quad (\text{П3.4})$$

Здесь  $I_p$  - столбец амплитуд базисных функций тока (2.4),  $Z_{qp}$  - матрица взаимных сопротивлений между базисными функциями,  $Z_{gqp}$  - матрица, обусловленная наличием импеданса экрана,  $U_q$  - столбец возбуждения, обусловленный излучением внешнего источника.

Представим импеданс в виде разложения по тому же базису, что и для тока. Тогда выражения для элементов матрицы  $Z_{gqp}$  получаются простым интегрированием амплитуд импеданса с соответствующими базисными функциями. Эти выражения можно записать в следующем виде:

$$Z_{gqp} = \int_{\theta_q-\Delta\theta}^{\theta_q+\Delta\theta} \Delta_q(\theta) Z_g(\theta) \Delta_p(\theta) d\theta = \begin{cases} \Delta\theta \left( \frac{Z_g(\theta_p)}{12} + \frac{Z_g(\theta_{p+1})}{12} \right); & q = p + 1 \\ \Delta\theta \left( \frac{Z_g(\theta_{p-1})}{12} + \frac{Z_g(\theta_p)}{2} + \frac{Z_g(\theta_{p+1})}{12} \right); & q = p \\ \Delta\theta \left( \frac{Z_g(\theta_p)}{12} + \frac{Z_g(\theta_{p-1})}{12} \right); & q = p - 1 \end{cases} \quad (\text{П3.5})$$

Здесь и далее  $L$  - размер носителя базисной функции;  $W_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi$  Ом – характеристическое сопротивление свободного пространства;  $\varepsilon_0, \mu_0$  - диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства соответственно  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число.

Рассмотрим случай  $H$ -поляризации. Вычислим  $\theta$ -компоненту поля  $E_\theta(\Delta_p(\theta))$  базисной функции тока  $\Delta_p(\theta)$ . Как и в случае с плоским экраном, перейдем в спектральную область. Тогда спектр одной базисной функции:

$$f(n) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta_p(\theta) e^{in\theta} d\theta = \Delta\theta \frac{\sin^2\left(\frac{n\Delta\theta}{2}\right)}{\left(\frac{n\Delta\theta}{2}\right)^2} e^{in\theta_p} = \tilde{\Delta}(n) e^{in\theta_p} \quad (\text{ПЗ.6})$$

Напряженность поля одной базисной функции тока на поверхности экрана ( $r=b$ ) может быть найдена с использованием представления функции Грина в виде бесконечного спектра цилиндрических волн (2-22) [7, стр.47]. После подстановки в (2-77) [7, стр.69] и соответствующего интегрирования, выражение для напряженности поля имеет вид:

$$E_\theta(\Delta_p(\theta)) = -\frac{kbW_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{\Delta}(n) H_n'^{(2)}(kb) J_n'(kb) e^{-in(\theta-\theta_p)} \quad (\text{ПЗ.7})$$

Здесь  $H_n^{(2)}(s)$ - функции Ханкеля второго рода с целым индексом,  $J_n(s)$  - функции Бесселя с целым индексом; штрихом обозначено дифференцирование по аргументу.

Проинтегрировав (ПЗ.7) с базисной функцией  $\Delta_q(\theta)$  вычислим взаимные сопротивления. Выражения для элементов матрицы взаимных сопротивлений  $Z_{qp}$  будут иметь вид:

$$Z_{qp} = -\int_{\theta_q-\Delta\theta}^{\theta_q+\Delta\theta} \Delta_q(\theta) E_\theta(\Delta_p(\theta)) d\theta = \frac{kbW_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\tilde{\Delta}(n)\right)^2 H_n'^{(2)}(kb) J_n'(kb) e^{-in(\theta_q-\theta_p)} \quad (\text{ПЗ.8})$$

Ряд (ПЗ.8) сходится при  $n \gg kb$ , вычисление конечной суммы ряда трудностей не вызывает.

Вычислим элементы столбца правой части системы уравнений (ПЗ.4). Для этого проинтегрируем поле стороннего источника, состоящего из двух нитей магнитного тока (рис. 2.1) с базисной функцией  $\Delta_q(\theta)$ :

$$U_q = \int_{\theta_q - \Delta\theta}^{\theta_q + \Delta\theta} \Delta_q(\theta) E_\theta d\theta = \frac{k}{4i} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\beta_1 + (-1)^n \beta_2) \tilde{\Delta}(n) H_n^{(2)}(kb) J_n\left(\frac{kd}{2}\right) e^{-in\theta_q} \quad (\text{ПЗ.9})$$

где  $\beta_{1,2}$  - амплитуды нитей тока,  $d$  - расстояние между нитями (рис.2.1). Ряд (ПЗ.9) сходится при  $n \gg kb$ , вычисление конечной суммы ряда (ПЗ.9) трудностей не вызывает.

Реализуемая ДН  $F^1$  формируется в результате сложения в дальней зоне излучения стороннего источника, состоящего из двух нитей магнитного тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  и возникающего на поверхности экрана вторичного электрического тока  $j^e$ :

$$F^1 = F^S + F(j^e) \quad (\text{ПЗ.10})$$

ДН источника  $F^S$  определяется выражением [7]:

$$F^S = -\frac{k}{4W_0} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} (\beta_1 e^{ikd \cos \theta/2} + \beta_2 e^{-ikd \cos \theta/2}) \quad (\text{ПЗ.11})$$

Для определения излучения тока экрана просуммируем излучение от всех базисных функций тока. Вклад каждой базисной функции определен в (ПЗ.7). С использованием асимптотики для функции Ханкеля в дальней зоне (1.18), ДН тока экрана  $F(j^e)$  имеет вид:

$$F(j^e) = -\frac{kb}{4i} \Delta\theta \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} \sum_p I_p \sum_n i^n J_n'(kb) \left( \frac{\sin(n\Delta\theta/2)}{n\Delta\theta/2} \right)^2 e^{in(\theta_p - \theta)} \quad (\text{ПЗ.12})$$



Рассмотрим случай  $E$ -поляризации. Вычислим компоненту поля  $E_y(\Delta_p(\theta))$  базисной функции  $\Delta_p(\theta)$ . Напряженность поля одной базисной функции тока на поверхности экрана ( $r = b$ ) может быть найдена с использованием представления функции Грина в виде бесконечного спектра цилиндрических волн (2-22) [7, стр.47]. После подстановки в (2-77) [7, стр.69] и соответствующего интегрирования, выражение для напряженности поля имеет вид:

$$E_y(\Delta_p(\theta)) = -\frac{kbW_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{\Delta}(n) H_n^{(2)}(kb) J_n(kb) e^{-in(\theta-\theta_p)} \quad (\text{ПЗ.13})$$

Проинтегрировав (ПЗ.13) с базисной функцией  $\Delta_q(\theta)$  вычислим взаимные сопротивления. Выражения для элементов матрицы взаимных сопротивлений  $Z_{qp}$  будут иметь вид:

$$Z_{qp} = - \int_{\theta_q-\Delta\theta}^{\theta_q+\Delta\theta} \Delta_q(\theta) E_\theta(\Delta_p(\theta)) d\theta = \frac{kbW_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( \tilde{\Delta}(n) \right)^2 H_n^{(2)}(kb) J_n(kb) e^{-in(\theta_q-\theta_p)} \quad (\text{ПЗ.14})$$

Ряд (ПЗ.14) сходится при  $n \gg kb$ , вычисление конечной суммы ряда трудностей не вызывает.

Вычислим элементы столбца правой части системы уравнений (ПЗ.4). Для этого проинтегрируем поле стороннего источника, состоящего из двух нитей электрического тока (рис. 2.1) с базисной функцией  $\Delta_q(\theta)$ :

$$U_q = \int_{\theta_q-\Delta\theta}^{\theta_q+\Delta\theta} \Delta_q(\theta) E_z d\theta = -\frac{kW_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (\beta_1 + (-1)^n \beta_2) \tilde{\Delta}(n) H_n^{(2)}(kb) J_n\left(\frac{kd}{2}\right) e^{-in\theta_q} \quad (\text{ПЗ.15})$$

где  $\beta_{1,2}$  - амплитуды нитей тока,  $d$  - расстояние между нитями (рис.2.1). Ряд (ПЗ.15) сходится при  $n \gg kb$ , вычисление конечной суммы ряда трудностей не вызывает.

Реализуемая ДН  $F^1$  формируется в результате сложения в дальней зоне излучения стороннего источника, состоящего из двух нитей магнитного тока с амплитудами  $\beta_{1,2}$  и возникающего на поверхности экрана вторичного электрического тока  $j^e$ :

$$F^1 = F^S + F(j^e) \quad (\text{ПЗ.16})$$

ДН источника  $F^S$  определяется выражением [7]:

$$F^S = -\frac{kW_0}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} (\beta_1 e^{ikd \cos \theta/2} + \beta_2 e^{-ikd \cos \theta/2}) \quad (\text{ПЗ.17})$$

Для определения излучения тока экрана просуммируем излучение от всех базисных функций тока. Вклад каждой базисной функции определен в (ПЗ.7). С использованием асимптотики для функции Ханкеля в дальней зоне (1.18), ДН тока экрана  $F(j^e)$  имеет вид:

$$F(j^e) = -\frac{W_0 kb}{4} \Delta\theta \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i\frac{\pi}{4}} \sum_p I_p \sum_n i^n J_n(kb) \left( \frac{\sin(n\Delta\theta/2)}{n\Delta\theta/2} \right)^2 e^{in(\theta_p - \theta)} \quad (\text{ПЗ.18})$$

## Приложение 4. Акт внедрения научных результатов.



### АКТ

о внедрении результатов диссертационной работы Генералова А.А.  
«Полупрозрачные вогнутые экраны антенн высокоточного спутникового  
позиционирования», представленной на соискание ученой степени кандидата  
технических наук

Результаты диссертационной работы внедрены в НИОКР, проводимые на  
предприятии в направлении развития техники высокоточного спутникового  
позиционирования:

1. Результаты главы III работы были использованы при создании  
экспериментального образца компактной антенной системы с экраном,  
обеспечивающим подавление многолучевой ошибки позиционирования  
при габарите интегрированного устройства, не превышающего 0.5 длины  
волны.
2. Поданы заявки на патенты:
  - 1) Tatarnikov D., Generalov A., Chernetskiy I., "Antenna radomes forming a  
cut-off pattern", от 27.04.2016, PCT RU 2016/000251. (положительное  
решение от 04.03.2019)
  - 2) Tatarnikov D., Generalov A., Astakhov A., "Compact integrated GNSS  
antenna system with vertical semitransparent screen for reducing multipath  
reception", от 18.04.2018, PCT RU 2018/000240.

Главный инженер



А.М. Кирсанов

ООО "Топкон  
Позиционинг  
Системс"  
115114, Москва,  
Дербеневская наб. 7/22  
тел. (495) 935-78-90  
факс (495) 935-78-54

Topcon Positioning  
Systems, LLC  
115114, Moscow,  
Derbenevskaya nab. 7/22  
phone: (495) 935-78-90  
fax: (495) 935-78-54