

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

СИНТЕЗ И АНАЛИЗ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

© 2025 г. С. Е. Банков*, М. Д. Дупленкова

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.11.2024 г.

После доработки 27.11.2024 г.

Принята к публикации 15.12.2024 г.

Рассмотрены вопросы анализа и синтеза двухполяризационных сверхширокополосных отражательных антенных решеток сверхширокополосных элементов протяженной длины типа антенн Вивальди и *ТЕМ*-рупоров. Синтез и анализ выполнены в приближении локально периодической решетки, в рамках которого каждому ее элементу можно поставить в соответствие ячейку Флоке. Представлена процедура приближенного синтеза двухполяризационной сверхширокополосной отражательной антенной решетки учитывающая зависимость фазы коэффициента передачи ячейки Флоке от угла падения и поляризации возбуждающей волны. Предложен подход к анализу сверхширокополосной отражательной решетки, основанный на численном расчете матрицы рассеяния ячейки Флоке в комбинации с методом последовательных приближений. Проведено сравнение решений на первой и второй итерациях, обсуждается целесообразность дальнейшей коррекции решения путем увеличения порядка приближения.

Ключевые слова: двухполяризационная отражательная антенная решетка, сверхширокополосная антенная решетка, синтез, анализ, ячейка Флоке, матрица рассеяния, метод последовательных приближений

DOI: 10.31857/S0033849425020014, EDN: GMYMVR

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В последнее время сверхширокополосные (СШП) отражательные антенные решетки (ОАР) привлекают повышенное внимание исследователей и разработчиков радиоэлектронной аппаратуры [1–3], что обусловлено рядом их достоинств. Под ОАР обычно понимают плоскую апериодическую структуру, которая в идеальном случае полностью отражает падающие на нее волны, формируя при этом требуемое фазовое распределение поля в плоскости решетки. Обычно при работе в передающем режиме ОАР преобразует сферический фазовый фронт волн облучателя в плоский фазовый фронт волны свободного пространства (рис. 1).

Одним из достоинств ОАР является то, что она может быть выполнена в виде многослойной печатной структуры, что обеспечивает ее технологичность, повторяемость параметров и функциональную гибкость.

Как правило, каждая элементарная ячейка (ЭЯ) СШП ОАР содержит в своем составе СШП излучающий элемент (ИЭ) и, как минимум, одну линию задержки (ЛЗ), которые обеспечивают необходимый фазовый сдвиг, служащий для

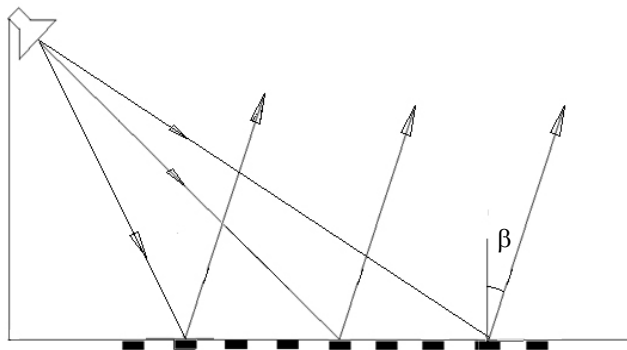


Рис. 1. Ход лучей в отражательной решетке.

формирования плоского волнового фронта. При этом отраженное от решетки поле имеет вид плоской волны, распространяющейся под заданным углом β (рис. 1). Для СШП ОАР характерно также, что все ИЭ идентичны между собой, а отличие между элементами ОАР, т.е. ее неоднородность обеспечивается ЛЗ разной длины. Длины ЛЗ выбираются из условия преобразования фазового фронта из сферического в плоский.

Для симметричных зеркальных антенн в целом и для ОАР в частности имеет место явление затенения зеркала облучателем. Для минимизации эффекта затенения в ОАР можно использовать как смещение облучателя с оси зеркала, так и наклон направления излучения (рис. 1), а также их комбинацию.

В процессе синтеза СШП ОАР определяются длины ЛЗ, исходя из требуемого преобразования фазы падающего на нее поля. После выполнения синтеза можно переходить к анализу ОАР, в рамках которого находятся ее диаграмма направленности (ДН), коэффициент усиления (КУ) и другие антенные параметры.

Во всех известных нам работах на данную тему [5–11] использовались приближенные методы. Все приближения строятся на основе принципа локальности, в рамках которого полагается, что параметры ОАР, т.е. длины ЛЗ изменяются в плоскости решетки достаточно медленно так, что в каждой точке ОАР является локально периодической. Тогда для расчета отраженного поля можно использовать модель в виде бесконечной периодической решетки. Достоинством такой модели является то, что ее анализ сводится к решению граничной задачи для одного периода, который получил название канала Флоке [4]. Анализ каналов Флоке требует сравнительно малых вычислительных ресурсов и он поддерживается большинством современных систем электродинамического моделирования.

В работах [5–9] при синтезе СШП ОАР не учитывается зависимость фазы коэффициента прохождения волны через ИЭ от угла падения и поляризации волны. В работе [10] рассматривается отражательная однополяризационная решетка на основе антенн Вивальди, работающая в относительно узком для СШП диапазоне частот (1:1.6), где авторы показывают, что зависимость от угла падения в их случае можно пренебречь. В работе [11] проводится учет угла падения для однополяризационной ОАР.

В то же время, учет отмеченных выше факторов особенно актуален для СШП элементов протяженной длины, которые могут обеспечить широкую полосу частот по КСВ (от 1:4 и более), не содержат резонансных элементов и из-за этого лучше согласованы и менее критичны к погрешностям изготовления.

Целью данной работы является разработка процедур синтеза и анализа двухполяризационной СШП ОАР с учетом зависимости фазы прошедшей через ИЭ волны от угла падения и поляризации поля.

2. СИНТЕЗ СШП ОАР

2.1. Общая схема синтеза ОАР

В рамках данной работы мы предлагаем подход к синтезу и анализу СШП ОАР основанный на численном расчете матрицы рассеяния ячейки Флоке в комбинации с методом последовательных приближений.

На рис. 2 схематично показана геометрия синтезируемой решетки и используемые для синтеза системы координат: локальная система координат x_e, y_e, z_e , связанная с выделенной ячейкой, система координат x_a, y_a, z_a связанная с центром решетки и система координат x_r, y_r, z_r , связанная с фазовым центром облучателя, который расположен в точке F . Отметим, что главный луч ДН синтезируемой ОАР лежит в плоскости XOZ . Его направление описывается углом места β и азимутальным углом $\varphi = 0$.

Процедура синтеза проводится с учетом следующих допущений, стандартных для данного класса задач. Во-первых, поле облучателя в пределах периода решетки считаем локально плоской волной. Во-вторых, ЭЯ, образующие решетку содержат одинаковые ИЭ и отличаются друг от друга длинами ЛЗ.

С учетом этих допущений ОАР большого электрического размера можно анализировать в приближении бесконечной решетки при помощи канала Флоке [4, 12]. Канал Флоке, соответствующий выделенной ячейке ОАР, схематично показан на рис. 3.

Он описывается матрицей рассеяния $S(f, \theta_e, \varphi_e)$, где f – частота, θ_e, φ_e – углы в локальной

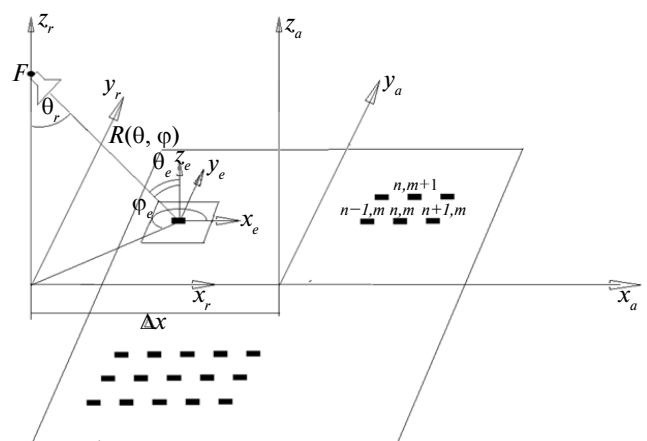


Рис. 2. Локальная и глобальная системы координат для процедуры синтеза ОАР.

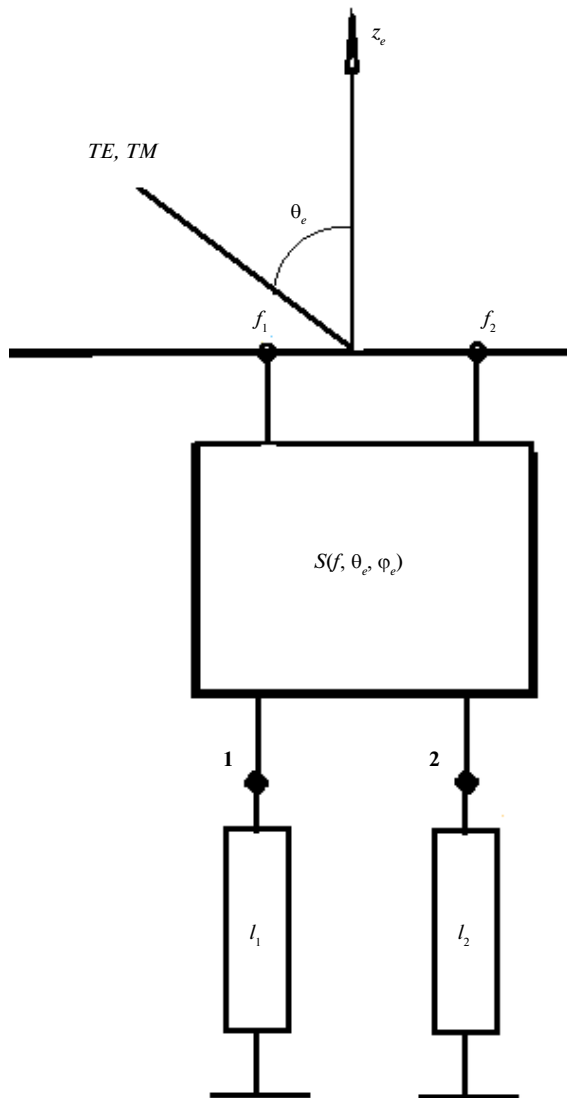


Рис. 3. Схематичное представление канала Флоке для ЭЯ ОАР.

сферической системе координат, связанной с выделенной ячейкой в соответствии с рис. 2.

Канал Флоке имеет 4 порта. Порты f_1 и f_2 соответствуют двум волнам свободного пространства с разными поляризациями, падающими на решетку под углами θ_e , ϕ_e . Порты 1 и 2 это выходы ИЭ, к которым присоединяются ЛЗ, которые имеют длины l_1 и l_2 соответственно. Таким образом, мы видим, что ЛЗ не входят в состав канала Флоке. Исключение ЛЗ из канала Флоке допустимо в том случае, если между ними отсутствует электромагнитная связь, как это имеет место в случае ЛЗ в виде коаксиальных кабелей.

Синтез двухполяризационной СШП ОАР имеет ряд важных особенностей. Кратко остановимся на них. Стандартный алгоритм определения длин ЛЗ основан на условии равенства эйконолов лучей,

распространяющихся от облучателя до фазового фронта плоской волны на выходе ОАР [5, 6, 8, 11]:

$$R + L_{e\text{ вх}} + 2UL + L_{e\text{ вых}} + L_f = C, \quad (1)$$

где R — расстояние от фазового центра облучателя до решетки, $L_{e\text{ вх}}$ и $L_{e\text{ вых}}$ — эквивалентные длины канала Флоке при распространении волны от порта Флоке до физического порта ИЭ и в обратном направлении, L — длина ЛЗ, U — коэффициент замедления волны в ЛЗ, L_f — расстояние от точки выхода луча из ОАР до фазового фронта плоской волны, C — произвольная константа.

В случае двухполяризационной решетки это условие должно выполняться независимо как для волны падающей на вход f_1 , так и для волны падающей на вход f_2 . Независимое и однозначное определение длин ЛЗ возможно только в случае, если направления распространения волн внутри канала Флоке развязаны. Математически условие развязки выражается одной из двух пар соотношений:

$$\begin{aligned} S_{1,f_2} = 0, S_{2,f_1} = 0, \\ S_{1,f_1} = 0, S_{2,f_2} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

При выполнении формул (2) волна внутри канала Флоке движется от порта f_1 или f_2 только к одному порту 1 или 2. Для определенности пусть, например, порт f_1 связан с портом 1, а порт f_2 с портом 2. Поскольку волны в портах $f_{1,2}$ — это волны, имеющие ортогональные поляризации, то ЛЗ, подключенные к портам 1 и 2 будут независимо корректировать их фазы. При нарушении условий (2) энергия волны, падающей на порт f_1 (f_2) разделяется между портами 1 и 2. В этом случае независимая коррекция фаз волн ортогональных поляризаций невозможна.

Следует отметить, что для широкого класса ИЭ соотношения (2) выполняются на осях $0x_r, 0y_r$ системы координат x_r, y_r, z_r . Поэтому для ЭЯ, расположенных на указанных осях мы можем строго решить задачу синтеза и найти длины ЛЗ. В рамках предлагаемого приближенного метода синтеза мы используем строгие решения на осях в качестве опорных для построения аппроксимирующих функций, которые позволяют найти искомые длины ЛЗ в промежуточных точках.

Другая особенность задачи синтеза ОАР связана с широкой полосой частот. Набег фазы в ЛЗ линейно зависит от частоты. При этом фазо-частотная характеристика канала Флоке описывается функцией близкой, но не тождественной линейной. Отсюда следует зависимость от частоты эквивалентных длин канала Флоке, которые определяются через производные от его фазочастотных характеристик. Поэтому строго мы можем выполнить условие синфазности только на одной частоте. Назовем ее частотой синтеза f_0 . Как правило, она располагается в центре рабочего диапазона ОАР.

На первом этапе синтеза мы находим эквивалентные длины канала Флоке на частоте f_0 . Для этого рассчитываем минимум на двух частотах близких к частоте синтеза элементы матрицы S_{1,f_1} , S_{2,f_2} , S_{1,f_2} , S_{2,f_1} , (коэффициенты прохождения) которые зависят от угла падения плоской волны на ячейку. Это необходимо для вычисления производной от фазочастотной характеристики, через которые определяются эквивалентные длины канала Флоке.

На каждый элемент ОАР падают под определенным углом линейно поляризованные TE -волна и TM -волна. Для каждой ячейки решетки можно определить фазу коэффициентов прохождения Φ_{1,f_1} , Φ_{2,f_2} , Φ_{1,f_2} , Φ_{2,f_1} . Определим эквивалентную длину канала Флоке L_e , которая связана с фазой коэффициента прохождения следующим образом:

$$L_e(\theta, \varphi) = -\frac{150}{\pi} \cdot \frac{d\Phi}{df}, \quad (3)$$

где f — частота в ГГц, L_e — длина в мм.

Для элементов, расположенных на осях $0x$ и $0y$ в силу условий (2), эквивалентная длина определяется соответственно коэффициентами передачи TM - и TE -волн S_{1,f_1} , S_{2,f_2} . Указанный факт позволяет определить длины ЛЗ независимо от амплитудных соотношений TE - и TM -волн для ячеек, расположенных на осях глобальной системы координат.

Ячейки, лежащие на осях $0x$ и $0y$, характеризуются двумя эквивалентными длинами L_{ex} и L_{ey} и они могут быть однозначно определены. Например, для ячеек, расположенных на оси $0x$ при $x > 0$, т.е. при $\varphi = 0$ справедливы соотношения:

$$L_{e1}(\theta, 0) = -\frac{150}{\pi} \frac{d\Phi_{1,f1}}{df},$$

$$L_{e2}(\theta, 0) = -\frac{150}{\pi} \frac{d\Phi_{2,f2}}{df}, \quad (4)$$

аналогичным образом определяют эквивалентные длины для элементов, лежащих на оси $0x$ при $x < 0$ и $L_{e1}(\theta, 90^\circ)$ и $L_{e2}(\theta, 90^\circ)$, а также на оси $0y$ $L_{e1}(\theta, 180^\circ)$, $L_{e2}(\theta, 180^\circ)$, $L_{e1}(\theta, 270^\circ)$ и $L_{e2}(\theta, 270^\circ)$.

Отметим, что углы падения волны на элемент решетки определяются его координатами, а углы излучения задаются условиями синтеза. Поэтому эквивалентные длины одной и той же ячейки для падающей волны и волны, отраженной от короткозамыкателя, будут разными величинами. Далее из уравнения (1) находим длины ЛЗ $L_{(1,2)}$ для всех ячеек, расположенных на осях системы координат x , y , z .

Длины ЛЗ элементов вне осей приближенно получаем путем проведения аппроксимации по углу φ при помощи выражения:

$$L_{1,2} = X_0^{(1,2)} + X_1^{(1,2)} \cos \varphi + X_2^{(1,2)} \sin \varphi + X_3^{(1,2)} \cos 2\varphi, \quad (5)$$

где $\mathbf{X}^{(1,2)} = \mathbf{M}^{-1} \mathbf{A}^{(1,2)}$;

$$\mathbf{A}^{(1,2)} = \begin{bmatrix} L_{1,2}(\theta, 0) \\ L_{1,2}(\theta, 90) \\ L_{1,2}(\theta, 180) \\ L_{1,2}(\theta, 270) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & -1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & -1 \end{bmatrix}.$$

Завершая задачу синтеза, необходимо определить постоянную C , которая входит в уравнение (1). Потребуем, чтобы минимальная длина ЛЗ в составе ОАР равнялась нулю. Тогда получаем:

$$C = \max_{n,m} [R(n,m) + L_{e\text{ вх}}(n,m) + L_{e\text{ вых}}(n,m)], \quad (6)$$

где n , m — номера ЭЯ, определяющие их положение вдоль осей $0x$ и $0y$ соответственно (рис. 2).

2.2. Численные результаты синтеза

Для выполнения синтеза зададимся конкретной структурой и параметрами решетки. В качестве элемента решетки выберем двухполяризационный TEM -рупор. ИЭ в виде металлических стержней переменного сечения для СШП решеток был предложен в работах [13, 14] и показал свою перспективность. Наряду с ИЭ ЭЯ содержит две коаксиальные линии, полый металлический цилиндр и металлический экран.

Фрагмент решетки представлен на рис. 4а. Центральный проводник коаксиальной ЛЗ соединен с соседним металлическим стержнем, ЛЗ проходит через выделенный цветом стержень и через металлический цилиндр выводится на противоположную сторону экрана. В каждом ИЭ имеются две ЛЗ, которые проходят через общий металлический цилиндр, формируя порты 1, 2.

Синтезируем двухполяризационную отражательную решетку со следующими параметрами (здесь и далее длины приведены в мм): период $P_x = P_y = 5$, длина элемента $L = 20$, фокусное расстояние $F = 400$, размеры решетки 400×400 , решетка должна излучать под углом $\beta = 30^\circ$. Электродинамическая модель излучающего элемента в виде канала Флоке показана на рис. 4б. Анализ бесконечной антенной решетки сводится к анализу одного периода (канала Флоке), на продольных границах которого установлены условия периодичности [4, 12]. На рис. 4б показаны сосредоточенные порты 1 и 2, которые моделируют подключенные к металлическим стержням в местах расположения портов коаксиальные ЛЗ. На одном торце канала Флоке расположен порт Флоке, на другом — моделирующая экран электрическая стенка.

На рис. 5 представлена частотная зависимость коэффициента отражения канала Флоке для разных углов падения плоской волны θ . Отмечаем, что структура согласована по уровню -10 дБ в диапазоне от 6 до 27.5 ГГц для углов падения не более 30° .

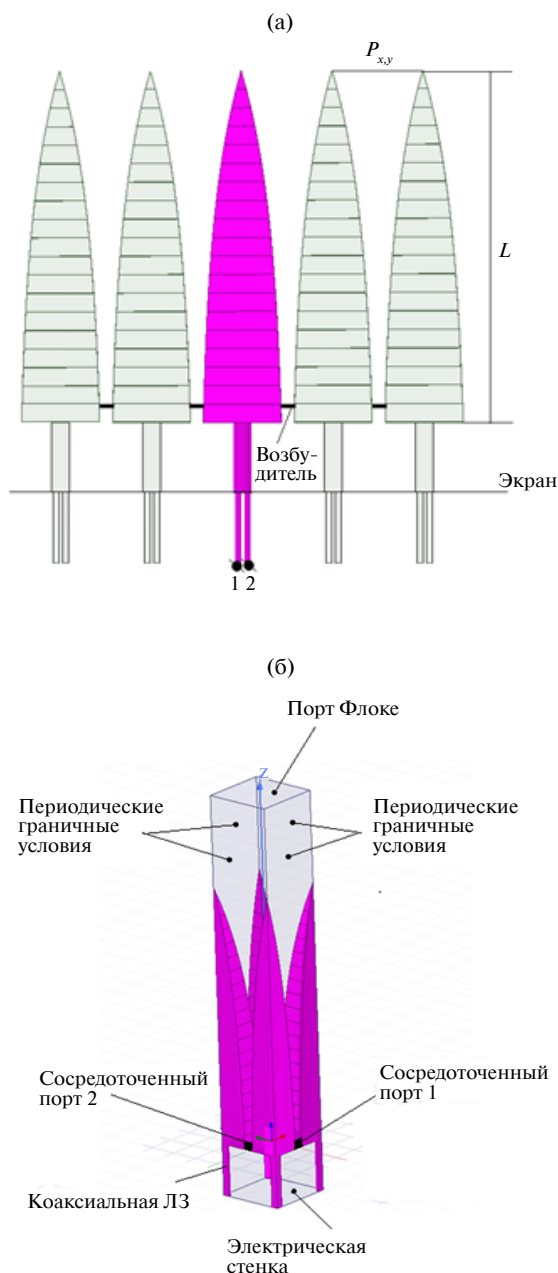


Рис. 4. Исследуемая структура: (а) — фрагмент решетки, (б) — электродинамическая модель решетки в виде канала Флоке.

На рис. 6 показаны зависимости фазы коэффициентов передачи канала Флоке $\Phi_{1,l}$ и $\Phi_{2,l}$ от угла падения θ при $\varphi = 0$.

Отмечаем, что для осесимметричной антенны, когда углы падения относительно невелики (менее 15°) фазы коэффициентов прохождения близки по значению (разница не превышает 25°). При больших углах падения фазы коэффициентов прохождения

различаются существенно, так например при $\theta = 50^\circ$ $\Phi_{1,l} - \Phi_{2,l} = 115^\circ$.

На рис. 7 представлены полученные в результате синтеза длины ЛЗ для двух случаев — осесимметричной антенны, когда облучатель размещен в центре решетки, и смещенного облучателя.

На рис. 7а приведены длины ЛЗ для решеток с параметрами $\Delta X = 0$, $\beta = 0$, $U = 1$ с различным фокусным расстоянием, при этом зависимости построены для ЭЯ, размещенных на оси решетки $y_a = 0$. На рис. 7б построены аналогичные кривые для решетки с параметрами $\Delta X = 100$, $\beta = 30^\circ$, $U = 1$. Отметим, что для случая осесимметричной антенны длины линий задержки L_1 и L_2 совпадают между собой в центре решетки ($x_a = 0$, $y_a = 0$) (рис. 7а).

На рис. 8 представлена зависимость разности фазовых набегов на ЛЗ L_1 и L_2 $d\varphi_{n,m}$ на частоте синтеза 15 ГГц от координат ЭЯ, размещенных на оси решетки $y_a = 0$ для осесимметричной антенны и смещенного облучателя.

На рис. 8а приведены зависимости $d\varphi_{n,m}$ для решеток с параметрами $\Delta X = 0$, $\beta = 0$ с различным фокусным расстоянием. На рис. 8б показаны кривые для решеток с фокусным расстоянием $F = 300$ мм со смещенным облучателем (смещение составляет -200 (1); -100 (2); 0 (3), при этом антенна излучает вдоль нормали), а также рассмотрены случаи, когда облучатель расположен на оси решетки, а излучение происходит под углом 15° (4), 30° (5). Кривые представленные на рис. 8 показывают важность учета поляризационных характеристик ЭЯ на этапе синтеза ОАР, поскольку погрешность, связанная с пренебрежением этим фактором может достигать сто и более градусов на центральной частоте рабочего диапазона. На его верхней границе она будет почти в два раза больше. Минимальная разница фаз $d\varphi_{n,m}$ имеет место в осесимметричной решетке ($\Delta X = 0$), излучающей вдоль оси симметрии ($\beta = 0$) и имеющей достаточно большое фокусное расстояние ($F = 400$). Видно, что в этом случае, которому соответствует кривая 3 на рис. 8а, разность фаз не превышает значения 20° , которое достигается в небольшой области на краях решетки. Такой погрешностью можно пренебречь, как это сделано в [7, 8]. Уменьшение фокусного расстояния, смещение облучателя и увеличение угла излучения приводят к существенному увеличению обсуждаемого параметра.

Из результатов синтеза можно также отметить большую длину ЛЗ, которая может приближаться десяти сантиметрам. С учетом того, что волна пробегает вдоль ЛЗ дважды, такая ЛЗ может быть источником значительных диссипативных потерь, особенно на высоких частотах.

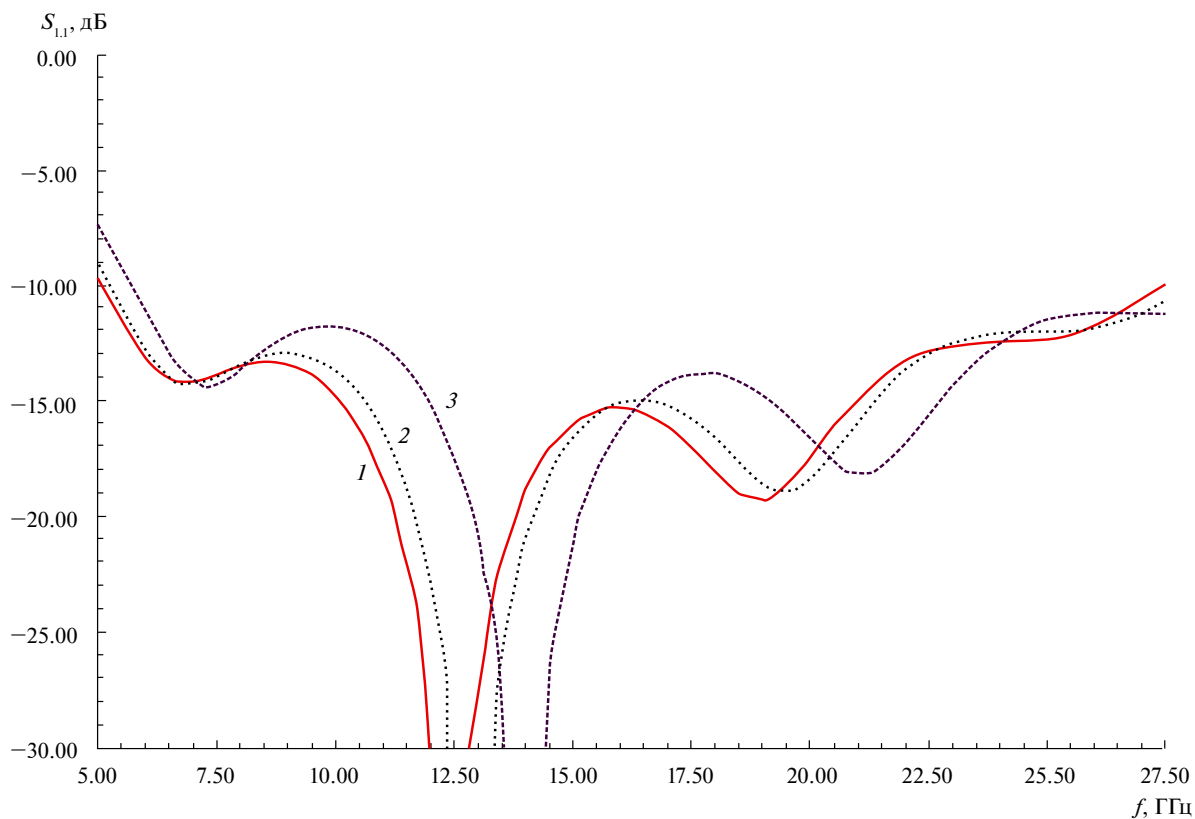


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента отражения канала Флоке для разных углов падения, $\theta = 0^\circ$ (1), 15° (2), 30° (3).

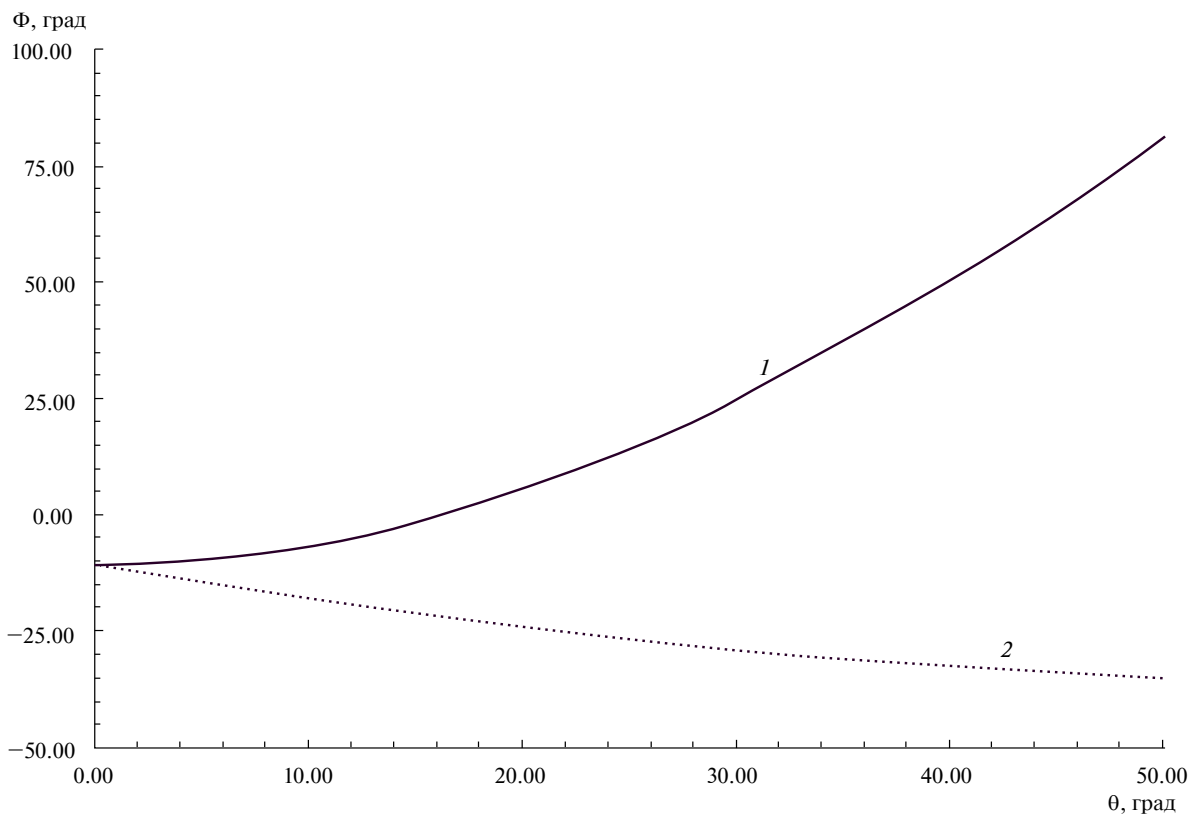


Рис. 6. Зависимость фазы коэффициентов передачи канала Флоке $\Phi_{1,l}$ (1) и $\Phi_{2,r}$ (2) от угла падения θ при $\varphi = 0$.

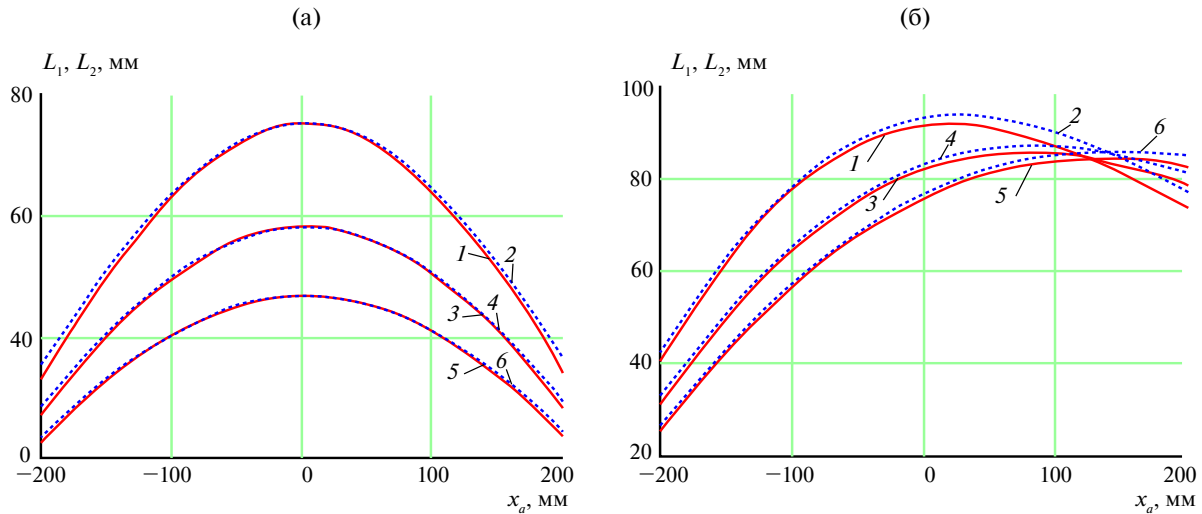


Рис. 7. Длины ЛЗ в зависимости от координаты x_a при $y_a = 0$ L_1 (1, 3, 5) и L_2 (2, 4, 6) при $F = 200$ (1, 2), $F = 300$ (3, 4), $F = 400$ (5, 6) для случаев: $\Delta X = 0$, $\beta = 0$ (а); $\Delta X = -100$, $\beta = 30^\circ$ (б).

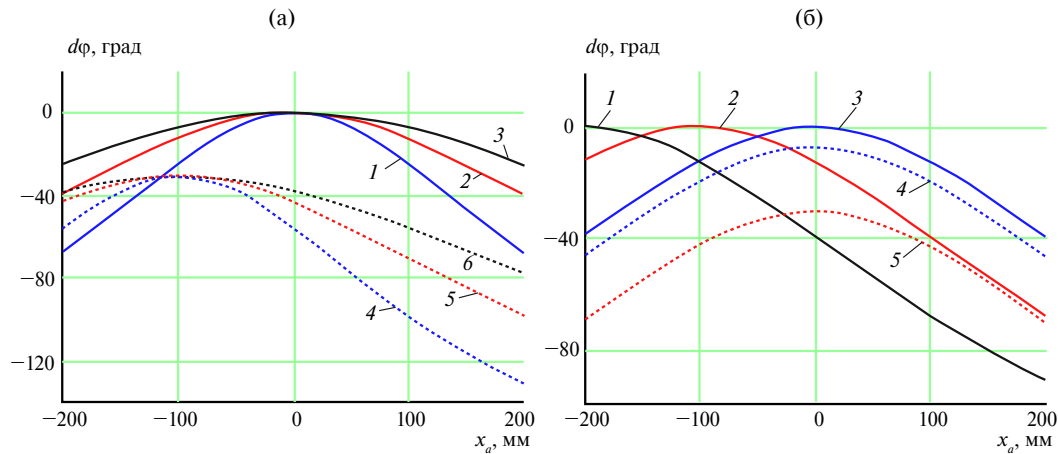


Рис. 8. Разность фазовых набегов в ЛЗ L_1 и L_2 в зависимости от координат ЭЯ при $y_a = 0$; (а) – при $F = 200$ (1, 4), $F = 300$ (2, 5), $F = 400$ (3, 6) для случая ($\Delta X = 0$, $\beta = 0$) – 1, 2, 3; ($\Delta X = -100$, $\beta = 30^\circ$) – 4, 5, 6; (б) – при $F = 300$ ($\beta = 0$, $\Delta X = -200$) (1), ($\beta = 0$, $\Delta X = -100$) (2), ($\beta = 0$, $\Delta X = 0$) (3), ($\beta = 15^\circ$, $\Delta X = 0$) (4), ($\beta = 30^\circ$, $\Delta X = 0$) (5).

3. АНАЛИЗ ОАР

3.1. Общая схема анализа ОАР

Для анализа ОАР мы использовали метод последовательных приближений. Он эффективен при наличии одного или нескольких малых параметров. В нашем случае такими параметрами являются коэффициенты отражения от входов ИЭ, то есть мы полагаем, что ИЭ достаточно хорошо согласован.

В рамках данной работы мы получим решение в нулевом и первом приближениях. Поясним основную идею метода. Для этого представим матрицу рассеяния канала Флоке в блочном виде. Она связывает вектора отраженных и падающих волн:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{S}_{f,f} & \mathbf{S}_{f,p} \\ \mathbf{S}_{p,f} & \mathbf{S}_{p,p} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U}_{fi} \\ \mathbf{U}_{pi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{U}_{fr} \\ \mathbf{U}_{pr} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

где $\mathbf{U}_{f,p,i,r}$ – вектора падающих (i) и отраженных (r) волн от портов Флоке (f) и физических портов ЭИ (p). В эти вектора входят два элемента, поскольку в канале Флоке мы имеем два порта Флоке и два физических порта. Соответственно матрицы $\mathbf{S}_{i,j}$ имеют размерность 2×2 .

Поскольку к физическим портам присоединены ЛЗ, заканчивающиеся короткозамкнутыми нагрузками, то вектора падающих и отраженных от физических портов волн связаны соотношением:

$$\mathbf{U}_{pi} = \Gamma \mathbf{U}_{pr}, \quad (8)$$

$$\Gamma = \begin{bmatrix} -\exp(-i\gamma L_1) & 0 \\ 0 & -\exp(-i\gamma L_2) \end{bmatrix},$$

где $L_{1,2}$ — длины ЛЗ, присоединенных к портам 1, 2, γ — постоянная распространения в ЛЗ, комплексная величина, которая позволяет учесть потери в ЛЗ. При анализе канала Флоке следует иметь ввиду, что элементы его матрицы рассеяния зависят от углов падения, если речь идет о возбуждении структуры волнами свободного пространства или от разности фаз волн в соседних ячейках при возбуждении канала Флоке со стороны физических портов.

В случае ОАР длины ЛЗ в соседних ЭЯ разные и за счет этого достигается преобразование сферического фазового фронта волны идущей от облучателя в плоский фазовый фронт волны излучающейся в свободное пространство. Благодаря отмеченной разности длин ЛЗ рассматриваемая решетка становится неперриодической. По этой причине мы не можем применить для описания многополюсника изображенного на рис. 3 обычный аппарат матриц рассеяния. В силу того, что физические порты согласованы неидеально между портами 1, 2 и короткозамыкателями возникают переотражения волн ЛЗ. При этом каждое прохождение волны от порта до короткозамыкателя и обратно сопровождается изменением разности фаз между соседними ЭЯ, которое автоматически означает изменение матрицы рассеяния канала Флоке. В отсутствие данного эффекта мы могли бы сразу найти матрицу рассеяния канала Флоке с присоединенными к нему ЛЗ. Однако, поскольку он играет важную роль в работе ОАР, мы можем записать отраженные от портов Флоке волны следующим образом:

$$\mathbf{U}_{f,r}^{(0)} = \mathbf{S}_{f,p}^{(0)} \Gamma \mathbf{S}_{p,f} \mathbf{U}_{f,i},$$

$$\mathbf{U}_{f,r}^{(1)} = \mathbf{S}_{f,f} \mathbf{U}_{f,i} + \mathbf{U}_{f,r}^{(0)} + \mathbf{S}_{f,p}^{(1)} \Gamma \mathbf{S}_{p,p}^{(0)} \Gamma \mathbf{S}_{p,f} \mathbf{U}_{f,i}, \quad (9)$$

$$\mathbf{U}_{f,r}^{(2)} = \mathbf{U}_{f,i}^{(1)} + \mathbf{S}_{f,p}^{(2)} \Gamma \mathbf{S}_{p,p}^{(1)} \Gamma \mathbf{S}_{p,p}^{(0)} \Gamma \mathbf{S}_{p,f} \mathbf{U}_{f,i},$$

$$\mathbf{U}_{f,r}^{(n)} = \mathbf{U}_{f,i}^{(n-1)} + \mathbf{S}_{f,p}^{(n)} \prod_{i=0}^{n-1} (\Gamma \mathbf{S}_{p,p}^{(i)}) \Gamma \mathbf{S}_{p,f} \mathbf{U}_{f,i}.$$

Верхний индекс соответствует номеру итерации. Нетрудно заметить, что в рамках нулевого приближения мы не учитываем вклад отраженных от физических портов и портов Флоке волн. В первом приближении мы учитываем волны, отраженные от портов Флоке (слагаемое $\mathbf{S}_{f,f} \mathbf{U}_{f,i}$), и волны, первый раз отраженные от физических портов (слагаемое $\mathbf{S}_{f,p}^{(1)} \Gamma \mathbf{S}_{p,p}^{(0)} \Gamma \mathbf{S}_{p,f} \mathbf{U}_{f,i}$). В последующих выражениях учитываются волны, отразившиеся второй, третий и т.д. разы. Следует отметить, что добавка к амплитудам отраженных от портов Флоке волн пропорциональна $(\mathbf{S}_{p,p})^n$. Поэтому итерационный процесс сходится тем быстрее, чем лучше согласован ИЭ.

Как видно из соотношения (9) данный метод предполагает вычисление на каждом шаге параметров рассеяния канала Флоке, которые определяются фазовыми сдвигами между волнами падающими на физические порты в соседних каналах решетки. Мы поясним эту процедуру ниже на примере вычисления параметров решетки в нулевом приближении.

3.2. Анализ в нулевом приближении

Для проведения анализа в нулевом приближении рассчитываем элементы матрицы рассеяния ячейки Флоке $S_{f1,1}$, $S_{f2,2}$, $S_{f1,2}$, $S_{f2,1}$. В качестве облучателя будем использовать идеализированный частотно-независимый рупор, который обеспечивает облучение краев зеркала по уровню минус 10 дБ. На первом этапе анализа определяем комплексные амплитуды падающих волн для каждой ячейки решетки. Для этого рупор заменяем квадратной апертурой и задаем распределение токов в апертуре в виде элементов Гюйгенса, амплитуда которых спадает по косинусоидальному закону до нуля на краях апертуры. Используя функцию Грина свободного пространства, находим поле облучателя, в частности компоненты падающего поля V_θ , V_φ для каждой ячейки. Теперь для нее можно записать поле волн E_1 , E_2 , которые прошли через ячейку, отразились от короткозамыкателей линий задержки и вернулись соответственно на порты 1, 2 (рис. 9а):

$$\begin{aligned} E_1 &= -V_\varphi S_{f1,1} \exp(-2i\gamma \tilde{L}_y) - V_\theta S_{f2,1} \exp(-2i\gamma \tilde{L}), \\ E_2 &= -V_\varphi S_{f1,2} \exp(-2i\gamma \tilde{L}_x) - V_\theta S_{f2,2} \exp(-2i\gamma \tilde{L}_x). \end{aligned} \quad (10)$$

На следующем этапе анализа для каждой ячейки рассчитываем фазовые сдвиги между соседними каналами решетки в сечениях портов 1 и 2, через которые находятся углы $\theta_{\text{вых}}$, $\varphi_{\text{вых}}$, под которыми затем волна излучается в свободное пространство. Для этого определим фазу волн E_1 и E_2 и найдем разности фаз на соседних элементах $d\varphi_x = \varphi_{n+1,m} - \varphi_{n,m}$ и $d\varphi_y = \varphi_{n,m+1} - \varphi_{n,m}$ по координатам x и y на портах 1 и 2. Используя известные соотношения между сдвигом фаз и углами распространения плоской волны, находим

$$\begin{aligned} \theta_{\text{вых}} &= \arcsin \left(\frac{\sqrt{d\varphi_y^2 P_x^2 + d\varphi_x^2 P_y^2}}{P_x P_y k_0} \right), \\ \varphi_{\text{вых}} &= \arctg \left(\frac{d\varphi_y P_x}{d\varphi_x P_y} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где k_0 — волновое число свободного пространства.

После этого определяем амплитуды волн E_{f1} , E_{f2} на выходах портов f_1 и f_2 :

$$\begin{aligned} E_{f1} &= E_1 S_{f1,1}(\theta_{\text{вых}}, \varphi_{\text{вых}}) + E_2 S_{f1,2}(\theta_{\text{вых}}, \varphi_{\text{вых}}), \\ E_{f2} &= E_1 S_{f2,1}(\theta_{\text{вых}}, \varphi_{\text{вых}}) + E_2 S_{f2,2}(\theta_{\text{вых}}, \varphi_{\text{вых}}). \end{aligned} \quad (12)$$

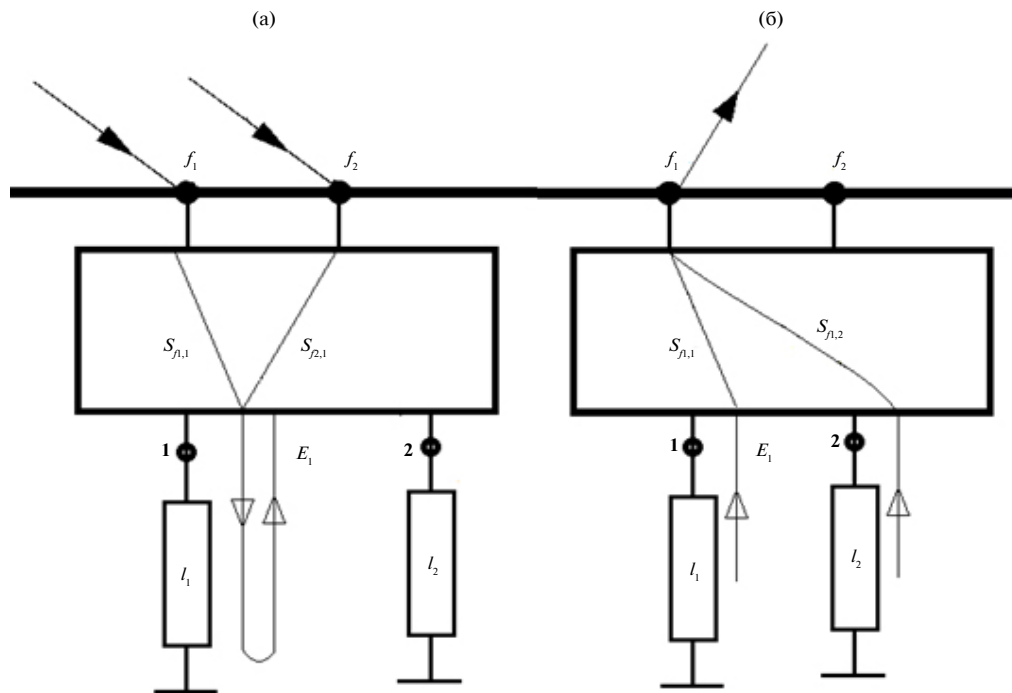


Рис. 9. Принцип формирования волн в портах ИЭ на этапе анализа в нулевом приближении: (а) — падающей волны E_1 в порту 1, (б) — отраженной волны E_1 в порту f_1 .

Зная комплексные амплитуды волн на выходе решетки, находим x -овые и y -овые компоненты электрического и магнитного токов. После этого через функцию Грина переходим к векторному потенциалу и находим поле и диаграмму направленности решетки в дальней зоне, как будет показано ниже.

3.3. Анализ в первом приближении

Первое приближение отличается от нулевого тем, что учитываются волны, отраженные от портов, то есть нам понадобятся следующие компоненты матрицы рассеяния: $S_{f1,f1}$, $S_{f2,f2}$, $S_{f1,f2}$, $S_{1,1}$, $S_{2,2}$, $S_{1,2}$. Волны, отраженные от портов F_1 и F_2 обозначаются как E'_{f1} , E'_{f2} , углы отражения равны углам падения (рис. 10), амплитуды волн на выходах портов F_1 и F_2 определяются по формуле:

$$\begin{aligned} E'_{f1} &= V_\varphi S_{f1,f1}(-1) + V_\theta S_{f2,f1}(-1), \\ E'_{f2} &= V_\varphi S_{f1,f2}(-1) + V_\theta S_{f2,f2}(-1). \end{aligned} \quad (13)$$

Несколько сложнее обстоит дело с волнами в портах 1 и 2. Выражение для поля на этих портах после прохождения ЛЗ записано в (10). После этого часть энергии пройдет через элемент, как было описано в предыдущем разделе, а часть отразится и еще раз пройдет через линию задержки на порты 1 и 2, обозначим эти волны как E''_1 , E''_2 , которые определяются как:

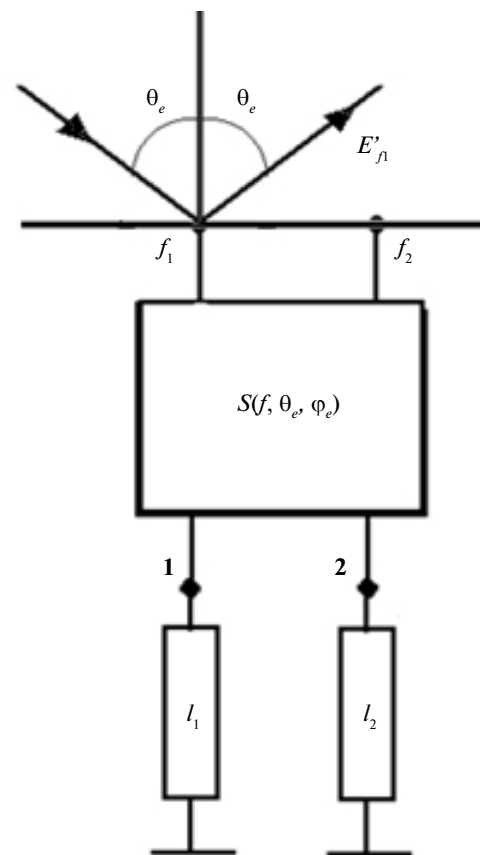


Рис. 10. Принцип формирования отраженной волны E'_{f1} в порту f_1 .

$$\begin{aligned} E_1'' &= E_1 S_{1,1} \exp(-j\gamma 2\tilde{L}_y)(-1) + E_2 S_{2,1} \exp(-j\gamma 2\tilde{L}_y)(-1), \\ E_2'' &= E_1 S_{1,2} \exp(-j\gamma 2\tilde{L}_x)(-1) + E_2 S_{2,2} \exp(-j\gamma 2\tilde{L}_x)(-1). \end{aligned} \quad (14)$$

После этого рассчитываем углы, под которыми волна падает на элемент в сечениях портов 1 и 2: $\theta_{\text{ВЫХ}}'', \varphi_{\text{ВЫХ}}''$. Для этого определим фазу волн E_1'', E_2'' и найдем разности фаз на соседних элементах по координатам x и y на портах 1 и 2, для определения углов падения на элемент действуем по алгоритму, описанному в предыдущем разделе.

После этого определяем амплитуды волн E_{f1}'', E_{f2}'' на выходах портов F_1 и F_2 :

$$\begin{aligned} E_{f1}'' &= E_1' S_{f1,1}(\theta_{\text{ВЫХ}}'', \varphi_{\text{ВЫХ}}'') + E_2' S_{f1,2}(\theta_{\text{ВЫХ}}'', \varphi_{\text{ВЫХ}}''), \\ E_{f2}'' &= E_1' S_{f2,1}(\theta_{\text{ВЫХ}}'', \varphi_{\text{ВЫХ}}'') + E_2' S_{f2,2}(\theta_{\text{ВЫХ}}'', \varphi_{\text{ВЫХ}}''). \end{aligned} \quad (15)$$

Следующим шагом является расчет диаграммы направленности.

3.4. Расчет ДН

Зная комплексные амплитуды волн E_{f1}'', E_{f2}'' на выходе ИЭ, рассчитываем диаграмму направленности (ДН) решетки по следующему алгоритму. В соответствии с определением порта Флоке в системе электродинамического моделирования ANSYS HFSS [http://www.ansys.com] собственные волны порта Флоке — это однородные плоские волны свободного пространства, отличающиеся только поляризацией поля. Направление распространения указанных собственных волн задается углами θ, φ , о которых мы неоднократно говорили выше. Как известно, определение поляризации собственных волн свободного пространства неоднозначно. В системе HFSS принято разделение на линейно поляризованные поперечные электрические (TE) и поперечные магнитные (TM) волны, у которых соответственно равны нулю компоненты поля E_z и H_z .

В сферической системе координат TE -волны имеют компоненты электрического поля $E_\varphi = 1, E_\theta = 0$ (при этом $H_\varphi = 0, H_\theta = -1/W_0$), а TM -волны компоненты $E_\varphi = 0, E_\theta = 1$ (при этом $H_\varphi = 1/W_0, H_\theta = 0$). Выше мы использовали для обозначения волн в порту Флоке термины первая и вторая волны, которые эквивалентны TE - и TM - волнам. Будем далее применять их для определения поля в плоскости ОАР.

На первом этапе находим тангенциальные компоненты поля в порту Флоке ЭЯ с номерами n, m . Для первой волны они определяются по формулам:

$$\begin{aligned} E_x(n, m) &= -\sin \varphi_{\text{ВЫХ}}(n, m), \\ E_y(n, m) &= \cos \varphi_{\text{ВЫХ}}(n, m), \\ H_x(n, m) &= -\cos \theta_{\text{ВЫХ}}(n, m) \cos \varphi_{\text{ВЫХ}}(n, m)/W_0, \\ H_y(n, m) &= \cos \theta_{\text{ВЫХ}}(n, m) \sin \varphi_{\text{ВЫХ}}(n, m)/W_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Аналогичным образом определяем компоненты поля для второй волны.

$$\begin{aligned} E_x(n, m) &= \cos \theta_{\text{ВЫХ}}(n, m) \cos \varphi_{\text{ВЫХ}}(n, m), \\ E_y(n, m) &= \cos \theta_{\text{ВЫХ}}(n, m) \sin \varphi_{\text{ВЫХ}}(n, m), \\ H_x(n, m) &= -\sin \varphi_{\text{out}}(n, m)/W_0, \\ H_y(n, m) &= \cos \varphi_{\text{out}}(n, m)/W_0. \end{aligned} \quad (17)$$

Далее по известным формулам из [15], находим x - и y -компоненты эквивалентных электрического и магнитного токов. Затем через функцию Грина свободного пространства переходим к электрическому и магнитному векторным потенциалам $A_{\theta, \varphi}^{e, m}(\theta, \varphi, n, m)$ и компонентам поля решетки в дальней зоне для первой и второй моды $E_{\theta, \varphi}^{1, 2}(\theta, \varphi, n, m)$. После этого, используя амплитуды волн в портах Флоке (12), можем записать выражение для поля в дальней зоне, которое создает одна ЭЯ:

$$\begin{aligned} E_{\varphi n, m} &= E_{f1n, m} E_{\varphi n, m}^1 + E_{f2n, m} E_{\varphi n, m}^2, \\ E_{\theta n, m} &= E_{f1n, m} E_{\theta n, m}^1 + E_{f2n, m} E_{\theta n, m}^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Суммируя соотношения (18) по всем ЭЯ, найдем ДН решетки в нулевом приближении

$$\begin{aligned} D_\theta(\theta, \varphi) &= \sum_n \sum_m E_{\theta n, m}, \\ D_\varphi(\theta, \varphi) &= \sum_n \sum_m E_{\varphi n, m}. \end{aligned} \quad (19)$$

Для определения ДН с учетом приближения первого порядка, действуя по аналогии с предыдущим разделом, определяем суммарную диаграмму направленности учитывая волны E_{f1}', E_{f2}' и E_{f1}'', E_{f2}'' , полученные соответственно в (13) и (15).

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 11 представлены зависимости фактических углов излучения $\theta_{\text{ВЫХ}}(I), \varphi_{\text{ВЫХ}}(2)$ из ЭЯ от ее координаты x_n при $y_n = 45$ для синтезированной ОАР со следующими параметрами: $F = 200$ мм, $\Delta X = -100$ мм, $\beta = 30^\circ$ на частотах 7 ГГц (а), 15 ГГц (б), 27 ГГц (в).

Нетрудно заметить, что полученные в ходе анализа ОАР фактические значения углов излучения с высокой точностью совпадают с заданными значениями углов, использованными на этапе синтеза решетки. Отмеченное выше совпадение углов излучения получено для элементов, лежащих на линии $y = 45$, что является подтверждением предложенной в разд. 2 приближенной методики синтеза, дающей точное решение только для ЭЯ расположенных на координатных осях ($x = 0, y = 0$).

На рис. 12а, 12б для решетки с параметрами, приведенными выше на частотах соответственно

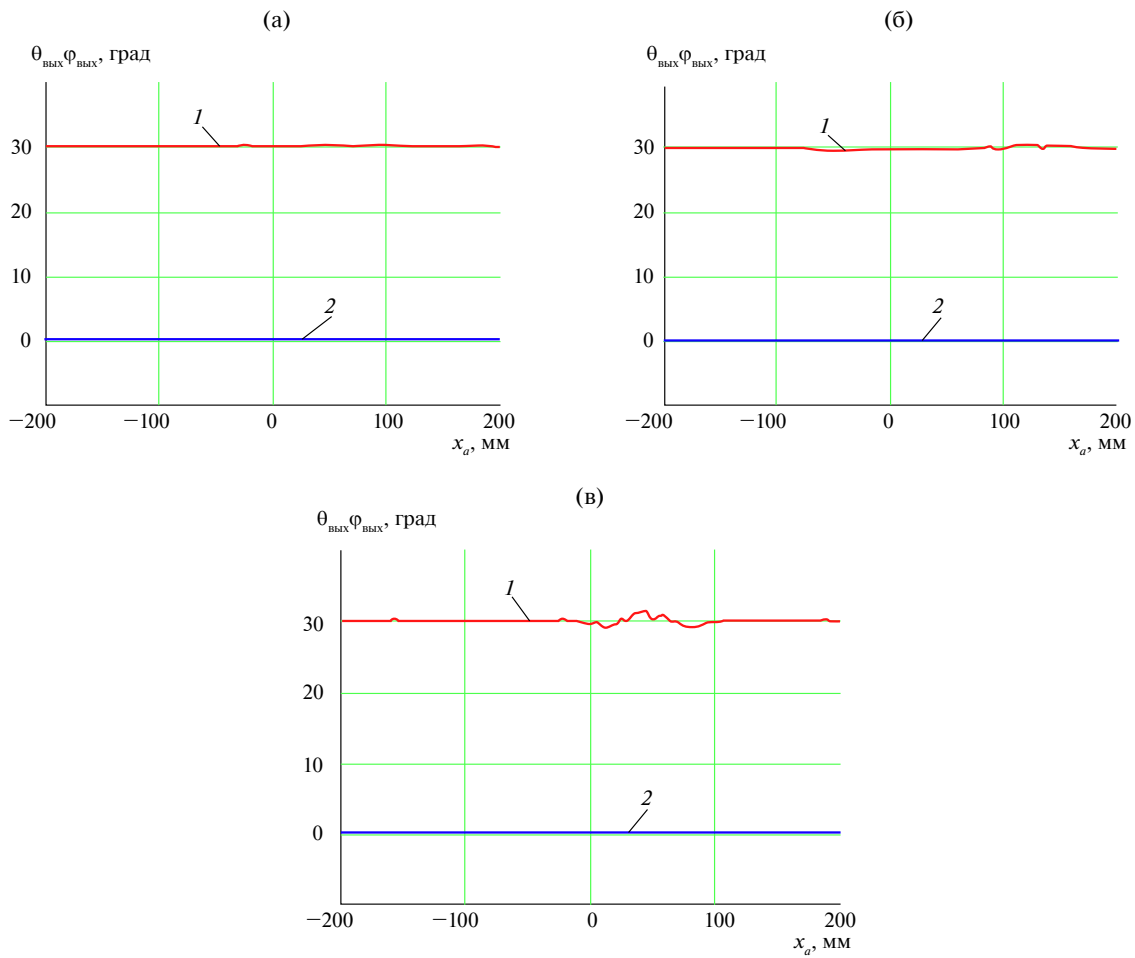


Рис. 11. Зависимости углов излучения $\theta_{\text{вых}}$ (1), $\varphi_{\text{вых}}$ (2) от x_n при $y_n = 45$ для ОАР с $F = 200$ мм, $\Delta X = -100$ мм, $\beta = 30^\circ$ на частотах 7 ГГц (а), 15 ГГц (б), 27 ГГц (в).

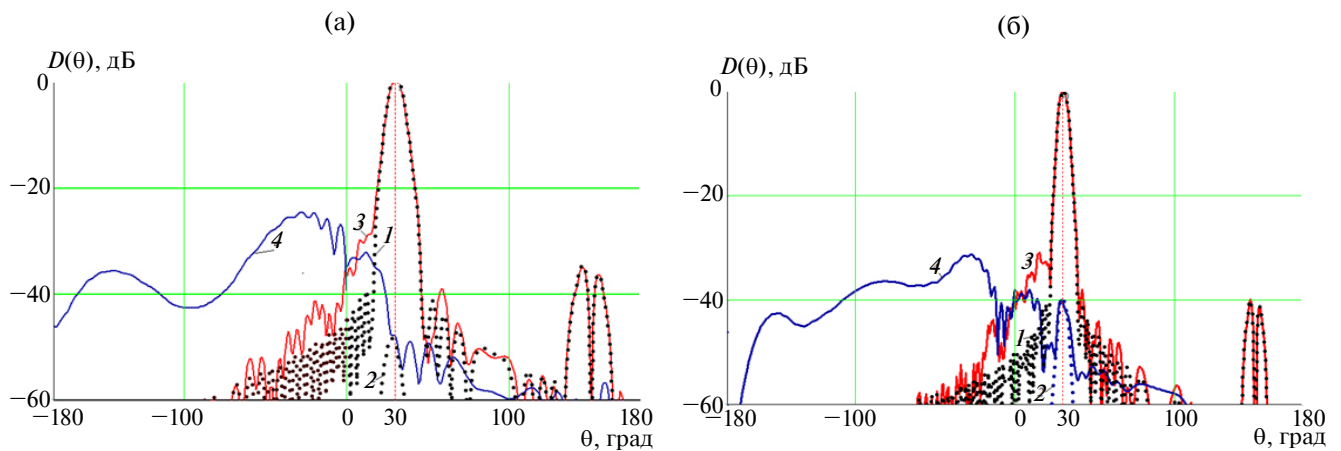


Рис. 12. ДН в первом (3, 4) и нулевом (1, 2) приближении по основной (1, 3) и кросс-поляризациям (2, 4).

11 и 19 ГГц представлены ДН $D(\theta)$ в плоскости $\varphi = 0$, в нулевом приближении по основной (1) и по кросс-поляризации (2), а также аналогичные

ДН рассчитанные в первом приближении для основной (3) и кроссполяризационной составляющей (4).

Можно отметить, что учет поправок первого порядка почти не влияет на ДН по основной поляризации в области главного лепестка. Некоторые изменения ДН наблюдаются слева от главного лепестка, но они находятся на уровне -30 относительно максимума ДН. Изменения в ДН по кросс поляризации, связанные с учетом поправок высшего порядка существенно больше. Они позволяют учесть рост кросс поляризационного излучения до -23 дБ в отмеченной выше области, расположенной слева от главного максимума ДН по основной поляризации.

Анализ ДН, полученных в нулевом и первом приближениях, позволяет сделать вывод о нецелесообразности дальнейшего увеличения числа итераций, поскольку они не могут существенно изменить существующее решение.

На рис. 13 представлены нормированные ДН, рассчитанные в первом приближении, по горизонтальной (а, в) и вертикальной (б, г) поляризации как функция угла $D(\theta)$ (1) и $D(\varphi)$ (2) для решет- ки со следующими параметрами: $F = 400$, $\Delta X = 0$,

$\beta = 30^\circ$, рассчитанные на частотах 11 ГГц (а, б) и 19 ГГц (в, г).

Для оценки энергетической эффективности антенны мы рассчитывали следующие параметры:

$$K_1 = P_a/P_f, \quad (20)$$

$$K_2 = P_r/P_a,$$

где P_f – мощность излученная облучателем, P_a – часть мощности облучателя, попавшая на решетку, P_r – мощность излученная решеткой в свободное пространство. Также по стандартным формулам рассчитывался КНД ОАР – D . Поскольку в качестве облучателя мы использовали виртуальный частотно-независимый рупор, то коэффициент K_1 не зависит от частоты.

Коэффициент K_2 практически полностью определяется затуханием в ЛЗ. Для его расчета мы использовали экспериментальные данные, полученные для коаксиального кабеля SUCOFORM 86 FER. Они представлены в табл. 1.

Коэффициент усиления решетки G рассчитывается как произведение трех коэффициентов:

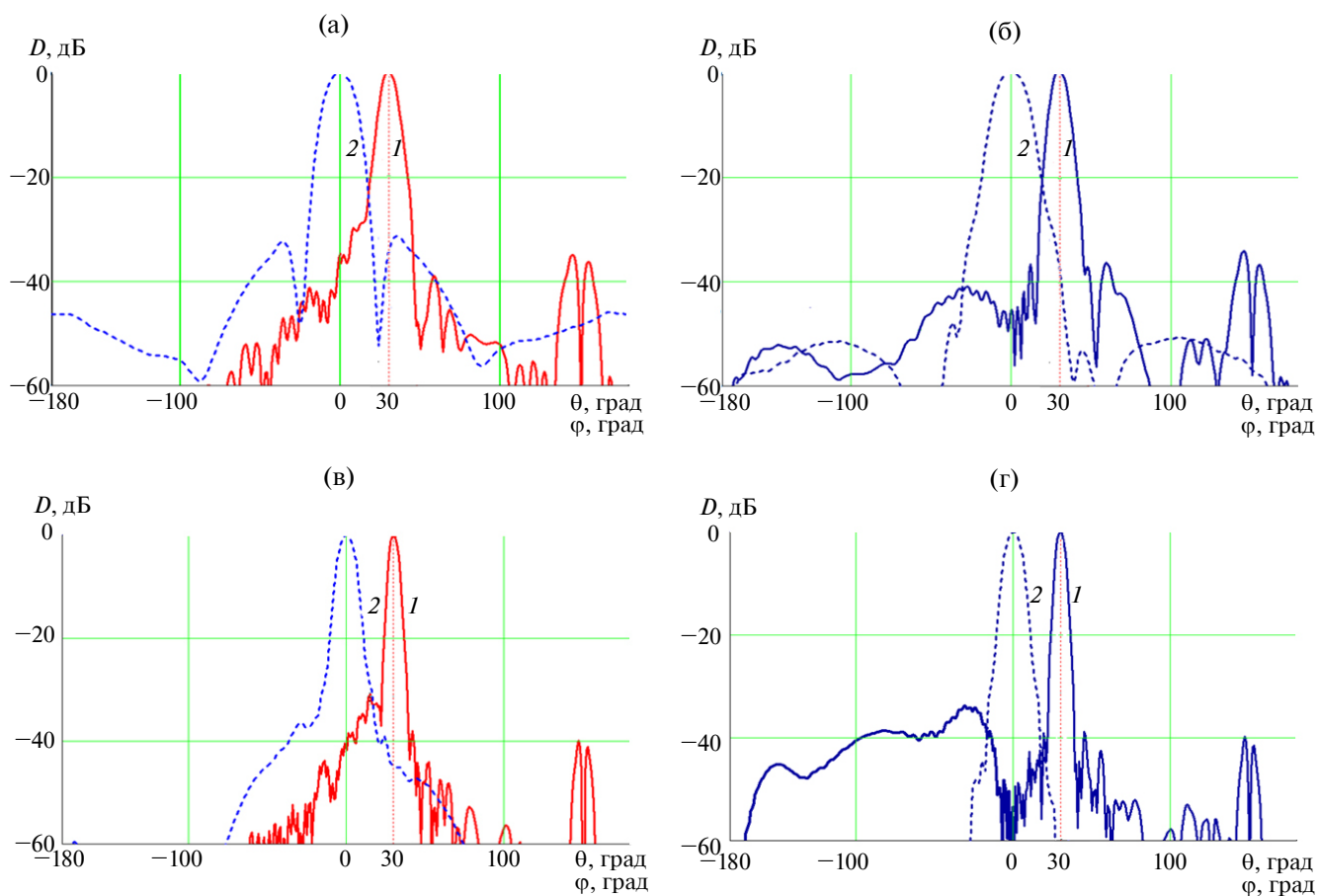


Рис. 13. ДН по горизонтальной (а, в) и вертикальной (б, г) поляризации как функция угла на частотах 11 ГГц (а, б) и 19 ГГц (в, г): $D(\theta)$ – 1, $D(\varphi)$ – 2.

Таблица 1. Затухание в коаксиальном кабеле

Частота, ГГц	7	11	15	19	23	27
Затухание, дБ/м	1.9	2.6	3.18	3.71	4.22	4.71

$$G = K_1 K_2 D. \quad (21)$$

Наконец, для оценки эффективности исследуемой решетки мы определяли коэффициент использования поверхности (КИП) как отношение:

$$\text{КИП} = G/G_0, \quad (22)$$

где G_0 — КНД идеального плоского раскрыва.

На рис. 14 представлены графики частотных зависимостей КУ для решетки $F = 400$, $\Delta X = 0$ с учетом и без учета тепловых потерь для углов излучения 10° , 20° , 30° .

Можно отметить наличие максимума КУ для зависимостей с учетом тепловых потерь, который локализуется вблизи частоты 23 ГГц. Наличие экстремума объясняется существованием двух противоположных тенденций — с одной стороны с ростом частоты эффективная площадь решетки возрастает, что ведет к росту КУ, с другой стороны с ростом частоты возрастают тепловые потери в ЛЗ. КУ снижается при увеличении угла отклонения. На рис. 15 представлены частотные зависимости КИП без учета тепловых потерь, анализируя которые можно отметить, что величина КИП остается практически постоянной в нижней и средней частях диапазона, некоторое снижение отмечаем в верхней части частотного диапазона.

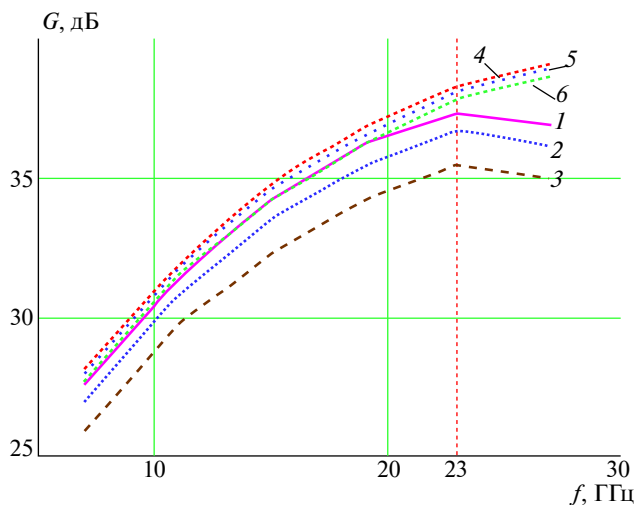


Рис. 14. Частотные зависимости КУ с учетом (1, 2, 3) и без учета (4, 5, 6) тепловых потерь для $\beta = 10^\circ$ (1, 4), 20° (2, 5), 30° (3, 6).

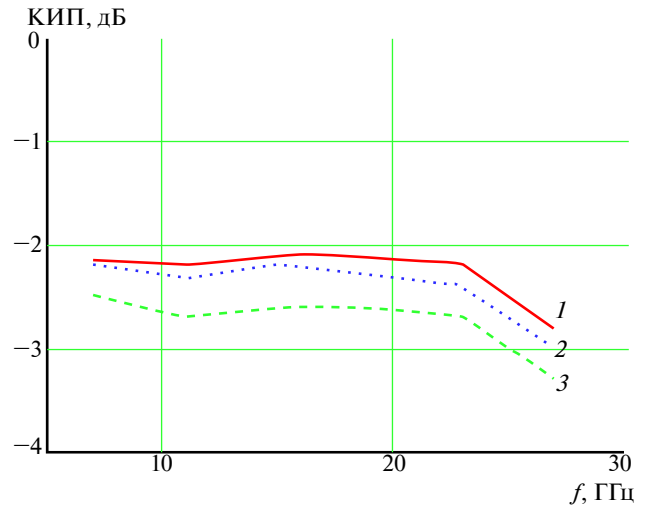


Рис. 15. Частотные зависимости КИП для $\beta = 10^\circ$ (1), 20° (2), 30° (3).

Вероятной причиной данного эффекта является возрастание погрешностей синтеза на высоких частотах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты свидетельствуют о том, что предложенная приближенная процедура синтеза позволяет с высокой точностью определять параметры двухполяризационной ОАР с учетом зависимости матрицы рассеяния канала Флоке от угла падения и поляризации возбуждающих его волн. Анализ синтезированных ОАР проводился с использованием метода последовательных приближений.

На этапе обсуждения результатов было проведено сравнение решений на первой и второй итерациях, показано, что поправка второго порядка вносит добавку при вычислении уровня кроссполяризационной составляющей и практически не изменяет уровень ко-поляризационной составляющей. Был сделан вывод о нецелесообразности вычисления поправок третьего порядка.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке бюджетного финансирования в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dahri M.H., Jamadulin M.H., Abbasi M.I., Kamarudin M.R. // IEEE Access. 2017. V. 5. Article No. 17803.
2. Narayanasamy K., Mohammed G.N.A., Savarimuthu K. et al. // Int. J. RF and Microwave Computer-Aided Engineering. 2020. Article No. 22272.
3. Joy J.A., Palaniswami S.K., Kumar S. et al. // IEEE Access. 2024. V. 12. Article No. 46717.
4. Банков С.Е., Курушин А.А., Гутцайт Э.М. Решение оптических и СВЧ задач с помощью HFSS. М.: Оркада, 2012. 240 с.
5. Li W., Gao S., Zhang L. et al. // IEEE Trans. 2018. V-AP. 66. № 2. P. 533.
6. Zhang J. Zhang L., Li W. et al. // 2020 14th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP). Copenhagen. 15–20 Mar. N.Y.: IEEE, 2020. Paper No. 9135484.
7. Hamza M., Zekios C.L., Georgakopoulos S.V. // 2021 IEEE Int. Symp. on A&P and USNC-URSI Radio Science Meeting (APS/URSI). Singapore. 04–10 Dec. N.Y.: IEEE, 2021. P. 977.
8. Wang J., Zhou Y., Feng X. // 2019 Computing, Communications and IoT Applications (ComComAp). Shenzhen. 28–30 Oct. N.Y.: IEEE, 2019. P. 200.
9. Xiao L., Qu S.W., Yang S. // Int. J. RF and Microwave Computer-Aided Engineering. 2021. Article No. 22892.
10. Qin F., Li L., Liu Y., Zhang H. // The Applied Computational Electromagnetics Society J. (ACES). 2020. V. 35. № 7. P. 784.
11. Ren J. Wang H., Shi W., Ma M. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett. 2021. V. 20. № 12. P. 2496.
12. Амтей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир. 1974.
13. Калюшин В.А., Ле Н.Т. // Докл. VI Всерос. Микроволновой конф. Москва 28–30 Нояб. 2018. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2018. С. 194.
14. Yan J.B., Gogineni S., Camps-Raga B., Brozina J. // IEEE Trans. 2015. V. AP-64. № 2. P. 781.
15. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983.

SYNTHESIS AND ANALYSIS OF ULTRA-WIDEBAND REFLECTARRAYS

© 2025 S. E. Bankov*, M. D. Duplenkova

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS,
Mokhovaya Str., 11, build. 7, Moscow, 125009 Russia

*E-mail: sbankov@yandex.ru

Received November 27, 2024; revised November 27, 2024; accepted December 15, 2024

The article is devoted to the problems of analysis and synthesis of dual-polarization ultra-wideband reflectarrays and is relevant for arrays of UWB elements of extended length such as Vivaldi antennas and TEM-horns. Synthesis and analysis are carried out in the approximation of a locally periodic array, when each of its elements can be assigned a Floquet cell. A review of the literature on UWB reflectarrays is carried out and it is shown that in most published works the dependence of the phase of the Floquet cell transmission coefficient on the angle of incidence and polarization of the exciting wave is not taken into account in the process of synthesis of the array. This article presents a procedure for the approximate synthesis of a dual-polarization UWB reflectarray taking into account the above effects. An approach to the analysis of the UWB RAA is proposed, based on the numerical calculation of the Floquet cell scattering matrix in combination with the successive approximations method. A comparison of the solutions at the first and second iterations is carried out, and the questions of further solution correction by increasing the order of approximation are discussed.

Keywords: dual-polarization reflectarray, ultra-wideband antenna array, synthesis, analysis, Floquet cell, scattering matrix, successive approximation method