

**АНАЛИЗ НАПРАВЛЕННЫХ, ФОКУСИРУЮЩИХ И ЧАСТОТНЫХ СВОЙСТВ
МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДИСКРЕТНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ****AN ANALYSIS OF THE DIRECTIONAL, FOCUSING AND FREQUENCY
PROPERTIES OF THE MODIFIED DISCRETE RADIATIVE SURFACES**

Аннотация. На основе метода интегральных уравнений численно решена двумерная задача дифракции электромагнитного поля на дискретной проводящей поверхности в виде модифицированной линзы Френеля для случаев падения плоской и цилиндрической волн. Рассчитаны распределения рассеянных полей, коэффициент фокусировки и КНД. Проведено сравнение свойств модифицированной и классической линзы Френеля.

Summary. On the basis of a method of the integral equations the bidimensional task of diffraction of an electromagnetic field on a conducting discrete surface as modified lens Френеля for cases of flat and cylindrical falling waves is numerically solved. Distributions of scattered fields, factor of focusing and directivity are calculated. Comparison of properties of modified and classical Fresnel lens was carried out.

Расширение круга задач, решаемых современной радиоэлектроникой стимулировало в последние десятилетия интенсивное развитие теории и техники антенн. При этом одной из проблем является создание апертурных антенн, которые достаточно просты и технологичны в изготовлении.

К таким антеннам можно отнести, например, хорошо известные из оптики [1] линзовые антенны, преломляющая поверхность которых представляет собой плоскую однослойную проводящую дискретную поверхность – классические линзы Френеля. Такого вида дискретные поверхности могут использоваться не только в качестве антенных элементов, но и в коллиматорах для создания квазиплоских или сфокусированных полей [2, 3].

Классические линзы Френеля, например, применяются в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн как пассивные ретрансляторы и кольцевые антенные директоры [4]. Однако таким антенным элементам присущ основной недостаток, который ограничивает возможности практического применения – это многофокусность.

Например, в том случае, когда классическая симметричная линза Френеля облучается точечным источником электромагнитного поля, рассеянное поле формирует не один, а два главных лепестка диаграммы направленности (ДН) в прямом и обратном направлении, а также фокусируется на продольной оси в области фокальных точек, которые можно назвать областями вторичной фокусировки или «паразитными» фокусами. Наличие эффекта многофокусности является одной из основных причин снижения коэффициента направленного действия (КНД) антенны и КБВ в питающем тракте, ухудшения защитных свойств в направлении противоположном направлению главного лепестка ДН.

Существуют и другие типы дискретных поверхностей, где влияние эффекта многофокусности существенно меньше. К таким дискретным поверхностям, в частности, относятся так называемые модифицированные дискретные поверхности Френеля [5, 6], или иначе – модифицированные линзы Френеля (МЛФ).

Анализ свойств МЛФ с относительно небольшими (15 длин волн) размерами раскрытия, проведенный в [7], носил предварительный характер и лишь подтверждает обоснованность предположений, которые лежат в основе построения модифицированных поверхностей Френеля, и преимущества такой модификации.

При этом не были рассмотрены частотные зависимости фокусирующих и направленных свойств модифицированных линз Френеля, и (что особенно важно для практики) случаи, когда размеры МЛФ соответствуют антеннам с более высокой направленностью.

Целью настоящей работы является решение дифракционной задачи на основе метода интегральных уравнений [8] с применением двухэтапной методики [6] и последующий анализ направленных, фокусирующих и частотных свойств МЛФ с размерами раскрытия 40 – 50 длин волн.

При этом реализован корректный алгоритм расчетов с контролем сходимости решения, выполнения граничных условий и условия Мейкснера в концевых точках элементов дискретной по-

верхности, обеспечивающий высокую точность результатов и приемлемые затраты времени вычислительного процесса.

1. Геометрия рассматриваемых дискретных поверхностей и методика численного анализа. Как известно, принцип построения классической линзы Френеля состоит в том, что воображаемая плоская поверхность разбивается на зоны Френеля [6]. Пронумеровав эти зоны и выбирая одно из подмножеств (только четные, либо только нечетные зоны) задают на нем граничные условия соответствующие идеальному проводнику (образуя тем самым дискретно-плоскую поверхность с четным либо нечетным заполнением).

При облучении такой поверхности источником сферической волны элементы дискретной поверхности, находясь в плоскости раскрыва линзы, способствуют образованию за этим раскрывом областей с относительно малой напряженностью поля – «теневого» зон.

В конструкции модифицированной линзы Френеля, предусматривается иной способ образования таких зон. А именно: элементы МЛФ «затеняют» одно из подмножеств зон Френеля на плоской поверхности раскрыва, при этом сами они не лежат в плоскости раскрыва, например, ориентированы ортогонально по отношению к ней.

Цель такой модификации линзы Френеля состоит в том, чтобы, во-первых, снизить уровень отражений от линзы в сторону источника падающей волны, а, во-вторых, частично перенаправить отраженные поля в прямом направлении.

Ограничившись двумерным случаем, рассмотрим геометрию симметричной модифицированной дискретной поверхности Френеля, напомним, что в этом случае все геометрические параметры задачи не зависят от координаты z , причем модифицированную дискретную поверхность формируют два семейства секущих поверхностей [5].

Первое из них $\{Q_{n,1}\}$ ($n = 1, \dots, N$) представляет собой симметричные относительно оси x конформные софокусные (координаты фокальной оси $x = f$, $y = 0$) параболические цилиндры. Это семейство поверхностей реализует выбранный способ дискретизации плоскости раскрыва $x = 0$ на зоны Френеля.

Второе семейство секущих поверхностей $\{Q_{n,2}\}$ ($n = 1, \dots, N$) представляет собой пары полуплоскостей, расположенных симметрично относительно оси x и проходящих через границы зоны Френеля в раскрыве. При этом каждая n -я пара полуплоскостей образует плоский угол величиной $2\psi_n$, вершина которого находится на линии $x = x_0$, $y = 0$ (рис. 1, а)

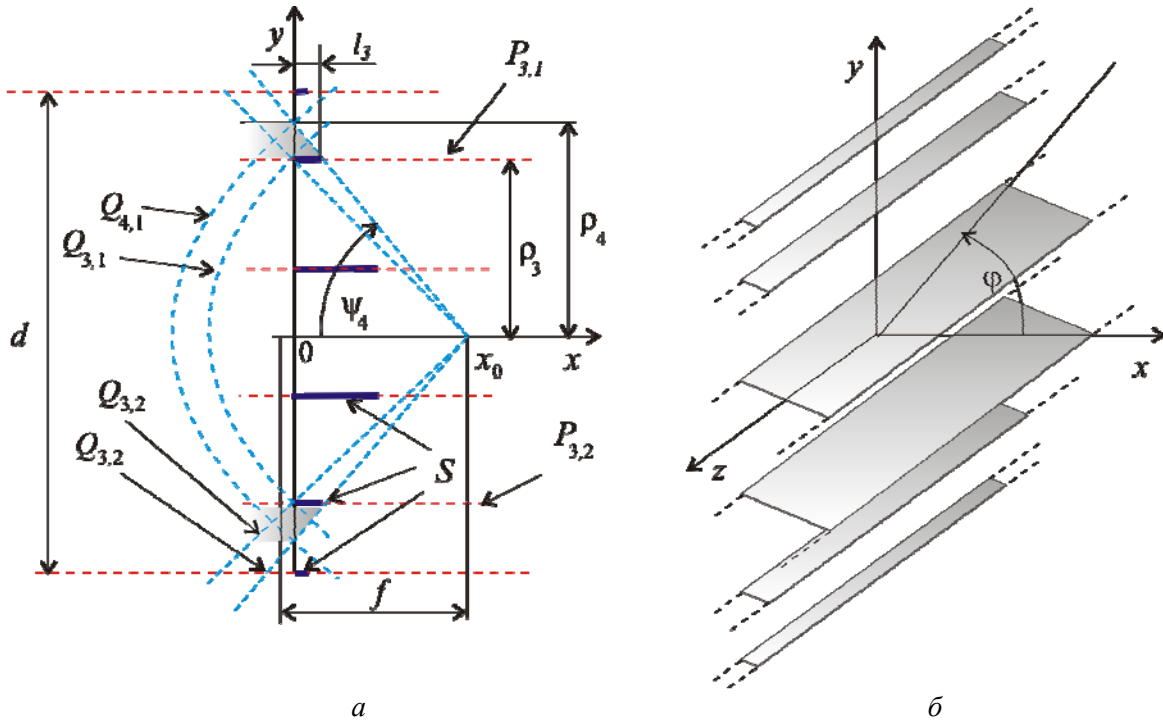


Рисунок 1 – Геометрическая конфигурация двумерной модифицированной поверхности

Образующее семейство поверхностей $\{P_{k,m}\}$ (где $m=1$ при $y < 0$ и $m=2$ при $y > 0$, $k=2n-1$) представляет собой систему параллельных плоскостей, каждая из которых ортогональна к плоскости yOz и проходит через границу одной из нечетных зон Френеля на этой плоскости. Причем два соседних элемента $Q_{2n-1,2}$ и $Q_{2n,2}$ из совокупности $\{Q_{n,2}\}$ ограничивают на образующих поверхностях $P_{2n-1,1}$ и $P_{2n-1,2}$ полосы шириной l_{2n-1} , которые определяются соотношением

$$l_{2n-1} = (\rho_{2n} - \rho_{2n-1}) / \operatorname{tg} \psi_{2n}, \quad n = 1, \dots, N. \quad (1)$$

Многосвязная незамкнутая поверхность S , образованная из таких бесконечно протяженных вдоль оси z полос, и рассматривается в данном случае как модифицированная дискретная поверхность Френеля (рис. 1, б).

Для того чтобы получающаяся в результате упомянутого выше процесса дискретизации модифицированная поверхность обладала свойствами аналогичным свойствам линзы Френеля, необходимо, в частности, на такой дискретной поверхности задать граничные условия идеального проводника. Тогда, для источника цилиндрической волны, находящегося на линии $x=f$, $y=0$, эта поверхность, затеняя четные зоны Френеля, обеспечит для поля в пределах раскрыва отсутствие противофазных участков.

Обратим внимание на такой немаловажный факт: число фокальных точек дискретной поверхности, образующей модифицированную линзу Френеля, два раза меньше по сравнению с обычной линзой Френеля, поскольку конструкция МЛФ несимметрична относительно оси y и, следовательно, не должна иметь «паразитных» фокусов в правом полупространстве.

Итак, рассмотрим задачу дифракции E – поляризованного монохроматического электромагнитного поля \vec{E}^0, \vec{H}^0 на модифицированной дискретной поверхности S (незамкнутом многосвязном идеально проводящем двустороннем экране), расположенной в безграничной однородной изотропной среде с параметрами ε_0, μ_0 .

Будем считать, что граничные условия, амплитудно-фазовые распределения полей источников не зависят от выбранной координаты (в данном случае, от координаты z), т.е. данная дифракционная задача является двумерной.

Поставленная задача сводится к нахождению распределения плотности поверхностного тока на экране с помощью численного решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода

$$\frac{\omega \mu_a}{4} \int_L j_z(\gamma) K(\tau, \gamma) d\gamma = E_z^0(\tau) \quad (2)$$

путем сведения его к системе линейных алгебраических уравнений методом коллокации [8]. Контур L имеет вид сечения дискретной поверхности S плоскостью $z=0$ и при численном решении уравнения (2) на участок контура L размером в длину волны приходилось примерно 30...40 точек коллокации.

Найденное в результате такого решения распределение плотности поверхностного тока $\vec{j} = \vec{z}_0 j_z$ на поверхности S дает возможность путем использования корректных методов численного интегрирования рассчитать вторичные поля, а также другие требуемые характеристики. Для того, чтобы можно было сравнить характеристики двух типов линз, параллельно проводилось решение аналогичной задачи для классической линзы Френеля (ЛФ).

Процедура решения задачи состоит из двух последовательно выполняемых этапов. Первый этап, – когда источником первичного (падающего) монохроматического поля $\vec{E}^0 = \vec{z}_0 E_z^0$ является плоская волна (при этом рассчитывается характеристика рассеяния, определяются фокусирующие свойства и уточняется положение фокальной линии), второй, – когда источником служит нить электрического тока, помещенная на фокальной линии (при этом рассчитываются амплитудно-фазовые распределения поля в раскрыве и определяются направленные свойства).

2. Обсуждение полученных результатов. Результаты расчетов и анализ характеристик модифицированных линз Френеля, приводимые ниже, выполнялись для нескольких вариантов МЛФ с размерами раскрыва $d=40\lambda$ и $d=50\lambda$.

Кривые, изображенные на рис. 2, отображают распределения амплитуды суммарного поля в фокальной области линз при облучении их плоской волной, распространяющейся в направлении положительных значений координаты x .

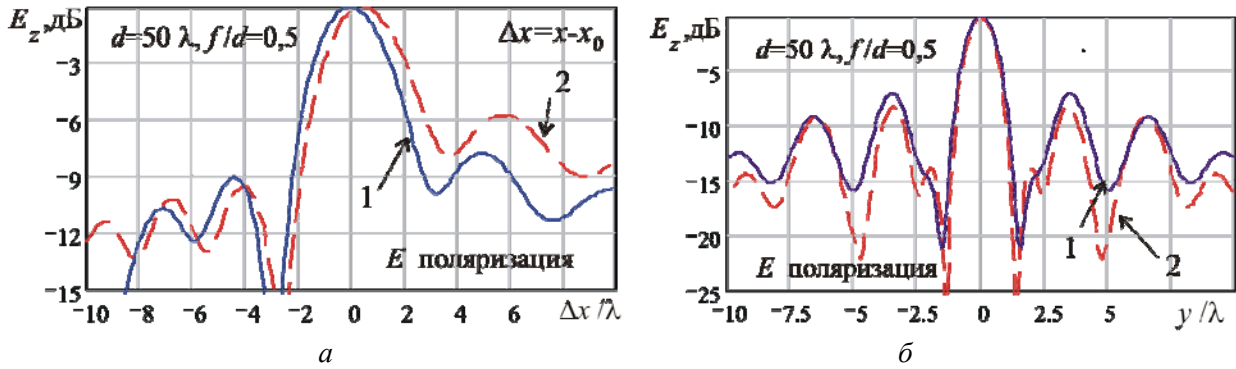


Рисунок 2 – Распределение амплитуды поля:
а – на продольной оси, б – в фокальной плоскости, 1 – МЛФ, 2 – ЛФ

Здесь сравнение двух типов линз Френеля показывает, что меньший размер фокального пятна на горизонтальной оси (рис. 2, а) имеет МЛФ, а положение фокуса этой линзы практически совпадает с первоначально заданным. При этом для классической ЛФ, положение максимума амплитудного распределения смещено относительно геометрического фокуса на величину $\Delta x = 0,6\lambda$.

Как показывают графики, изображенные на рис. 2, б амплитудные распределения полей в фокальной плоскости вблизи продольной оси МЛФ и ЛФ мало отличаются.

Для того, чтобы нагляднее продемонстрировать отличия фокусирующих свойств двух типов линз, введем показатель, который можно назвать коэффициентом фокусировки k_f , определяемый следующим выражением

$$k_f = 20 \lg \left[d \frac{|E_z^s(x_0, 0)|^2}{\int_{-d/2}^{d/2} |E_z^s(x_0, y)|^2 dy} \right]. \quad (3)$$

Как показали расчеты способность концентрировать поле в области фокальной линии у МЛФ и ЛФ разная. Так на рис. 3 приведены данные о значениях коэффициента фокусировки k_f , для линз с размером раскрыва 40λ при различных значениях отношения f/d . Видно, что для всех рассмотренных типов дискретной поверхности зависимость k_f от фокусного расстояния относительно мала. Тем не менее, наилучшие фокусирующие свойства наблюдаются вблизи значений $f/d = 0,4$, при этом, что особенно стоит отметить, коэффициент фокусировки для МЛФ примерно на 2...2,5 дБ больше, чем для ЛФ с четным заполнением, и примерно на 4...5 дБ больше, чем для ЛФ с нечетным заполнением.

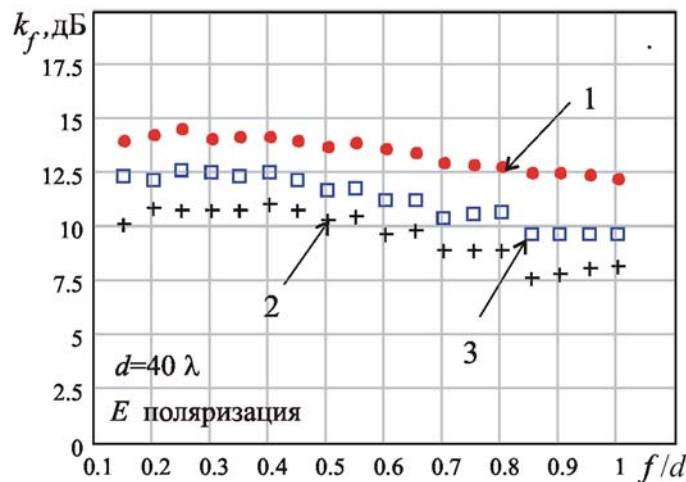


Рисунок 3 – Зависимость k_f от фокусного расстояния:
1 – МЛФ, 2 – ЛФ (при нечетном заполнении), 3 – ЛФ (при четном заполнении)

О преимуществах МЛФ по сравнению с классической ЛФ наиболее ярко свидетельствуют результаты расчетов диаграмм рассеяния для случая падения плоской волны, которые приведены на рис. 4. Эти кривые нормированы относительно одного и того же максимального значения амплитуды рассеянного поля.

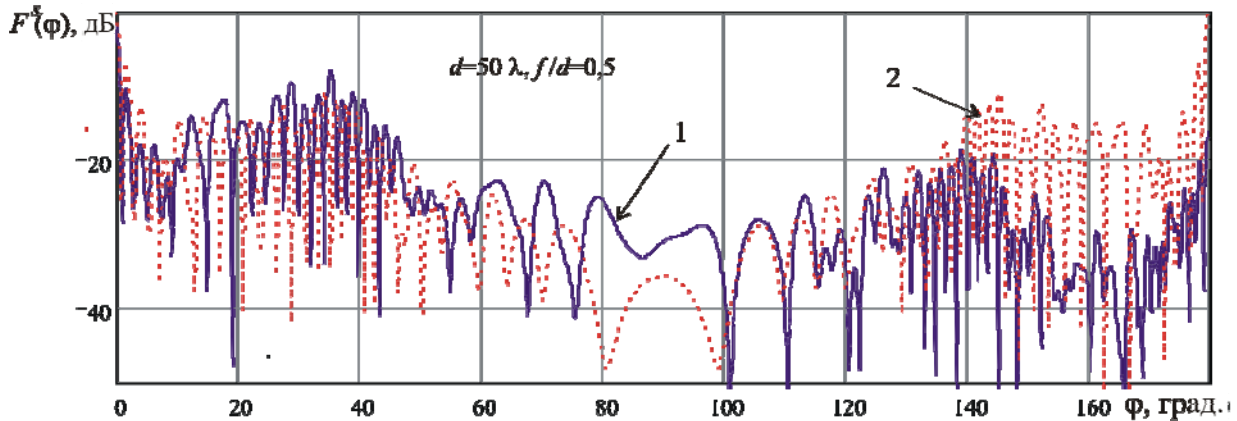


Рисунок 4 – Диаграммы рассеянного поля: 1 – МЛФ, 2 – ЛФ (при четном заполнении)

Здесь наблюдается резкое (на 10...20 дБ) снижение уровня рассеянного поля в секторе углов $140^\circ \leq \varphi \leq 220^\circ$, т.е. в направлениях обратных по отношению к направлению падения плоской волны.

Поскольку геометрия линз рассматриваемых дискретных поверхностей и, в частности, МЛФ основана на дискретизации плоской поверхности раскрыва на зоны Френеля, размеры которых тесно связаны с длиной волны, то особый интерес представляет анализ свойств таких поверхностей в зависимости от длины волны.

В этой связи, например, показательны графики, представленные на рис. 5, где видно, как смещается реальная фокальная линия относительно своего положения первоначально заданного в процессе дискретизации на расчетной длине волны λ_0 .

Можно отметить, что с уменьшением длины волны в обоих случаях представленных на рисунке происходит смещение фокальной линии в направлении от линзы. Однако видно, что для модифицированной линзы характерно меньшее и более плавное нарастание величины смещения Δx по сравнению с ЛФ.

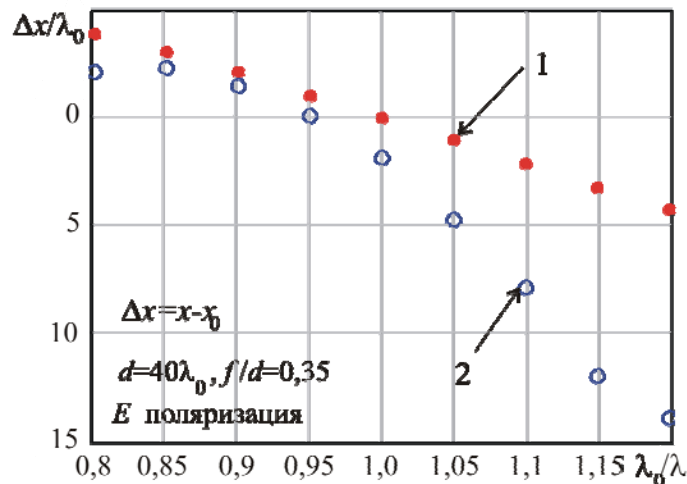


Рисунок 5 – Зависимость положения фокуса от длины волны: 1 – МЛФ, 2 – ЛФ

Второй этап расчетов (когда облучатель в виде нити электрического тока находится на реальной фокальной линии) включал в себя расчеты АФР суммарного поля в плоскости, параллельной раскрыву линз, находящейся на расстоянии $2d$ от него, результаты которых отображены в виде графиков на рис. 6.

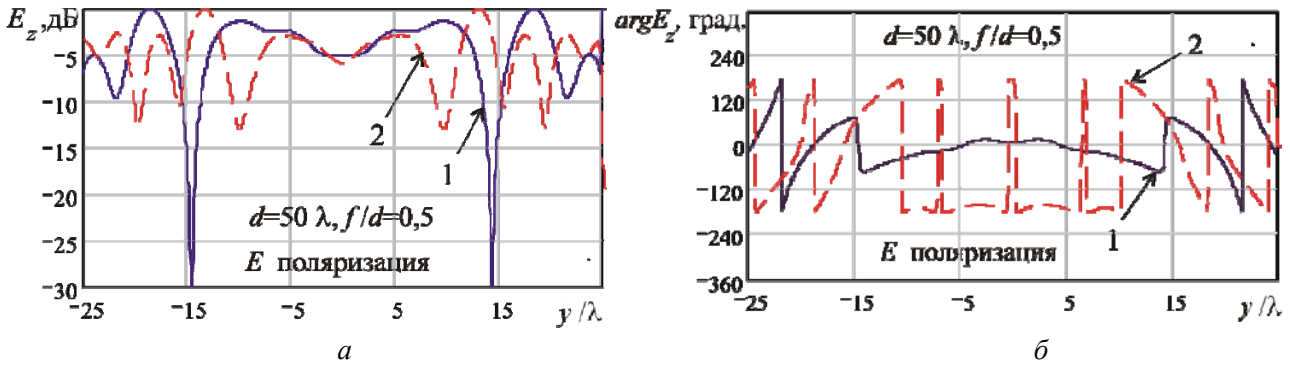


Рисунок 6 – Амплитудно-фазовые распределения полей в раскрыве: 1 – МЛФ, 2 – ЛФ

Приводимые здесь кривые позволяют оценить возможности использования МЛФ в качестве коллиматоров для создания плоского поля в ближней зоне. Сравнивая области, в которых флуктуации амплитуды сформированного поля находятся в пределах ± 2 дБ, а флуктуации фазы – в пределах ± 30 градусов не трудно видеть, что в случае МЛФ эта область примерно на 30% шире, чем для ЛФ.

Направленные свойства МЛФ в сравнении с ЛФ иллюстрируют диаграммы направленности, приведенные на рис. 7 и 8. При расчете диаграмм направленности полагалось, что диаграмма направленности облучателя $f(\varphi)$ секторная:

$$\left. \begin{aligned} f(\varphi) &= 1, \varphi \in [-\psi_0, \psi_0] \\ f(\varphi) &= 0, \varphi \notin [-\psi_0, \psi_0] \end{aligned} \right\}$$

где ψ_0 – половина угла раскрыва линзы.

Анализируя ДН в области углов вблизи главного лепестка (рис. 7) можно отметить, что характер изменения ближних боковых лепестков для обоих типов линз отличается. Так, если ДН МЛФ имеет явно выраженный лепестковый характер и максимальные уровни первых трех лепестков ДН составляют $-8,37$ дБ, -15 дБ и $-16,5$ дБ соответственно, то ДН ЛФ вблизи главного лепестка «размыта», а уровни максимумов составляют $-10,6$ дБ и $-11,76$ дБ.

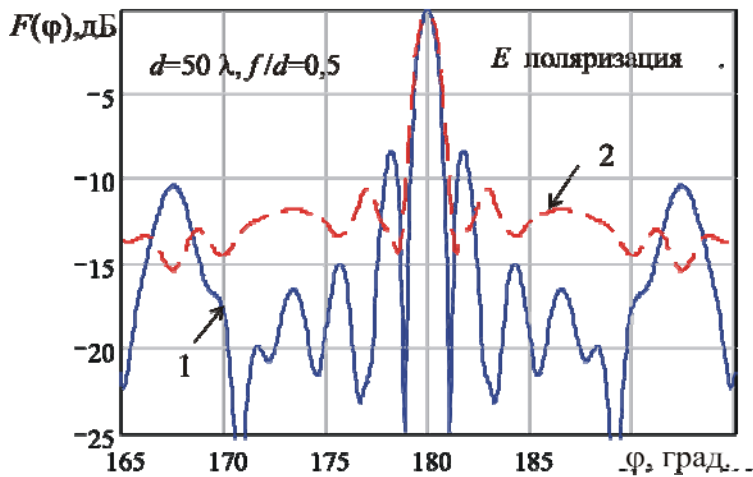


Рисунок 7 – Диаграммы направленности: 1 – МЛФ, 2 – ЛФ

Отличия в ширине самого главного лепестка на этих рисунках малозаметны, однако, как показывают расчеты, эта величина, определяемая на уровне -3 дБ, составляет $1,0^\circ$ для МЛФ и $1,2^\circ$ для ЛФ, т.е. главный лепесток ДН ЛФ на 20% шире, чем МЛФ. Гораздо заметнее проявляются отличия диаграмм направленности в области заднего полупространства (рис. 8). Хорошо видно, что уровень заднего и дальних боковых лепестков ДН у МЛФ на 15...20 дБ ниже, чем у ЛФ.

Можно предполагать, что уровень рассеянного поля в области фокуса также снижается, что способствует повышению КБВ в тракте, питающем облучатель реальной антенны.

Проведенные расчеты дают основание утверждать, что конструкция МЛФ обеспечивает рассеяние поля преимущественно в одном (прямом) направлении и этим отличается от классической ЛФ.

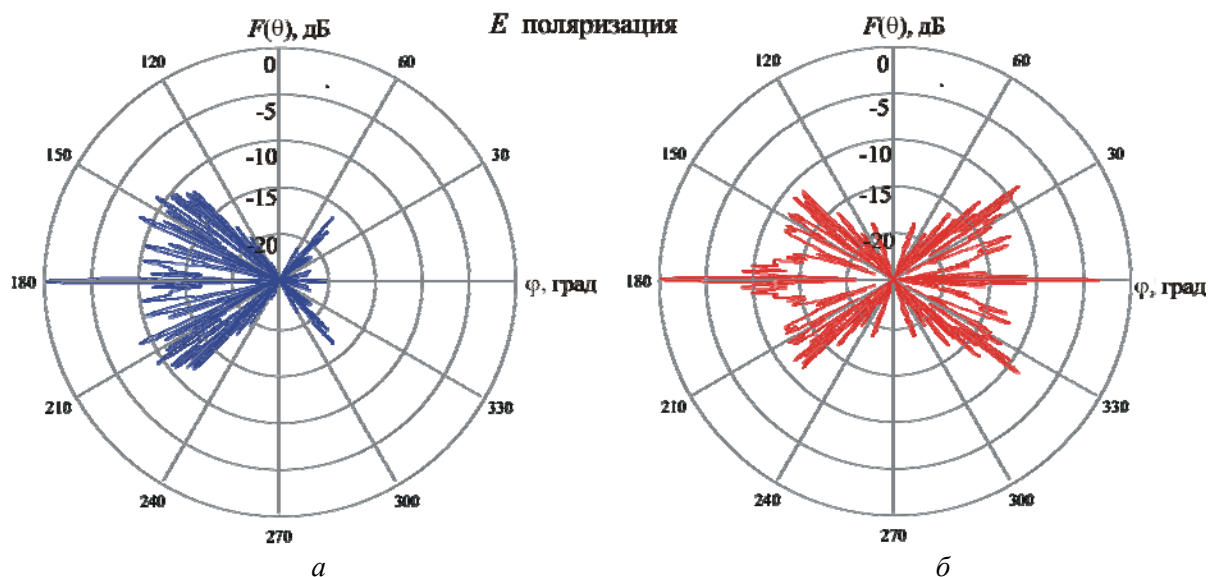


Рисунок 8 – Диаграммы направленности: $d = 50\lambda$, $f/d = 0,5$, a – МЛФ, b – ЛФ

Вследствие этого КНД модифицированной линзы Френеля больше чем ЛФ, о чем свидетельствуют результаты расчетов, приведенные ниже.

Особый интерес представляют частотные свойства МЛФ, поскольку отличие длины волны λ падающего поля от расчетной длины волны λ_0 может привести к ухудшению АФР поля в раскрыве как за счет «погрешности дискретизации», так и за счет смещения положения фокуса.

Анализ частотных свойств модифицированной линзы Френеля с размером раскрыва $d = 40\lambda_0$ проводился при изменении длины волны в пределах $0,8 \leq \lambda_0 / \lambda \leq 1,5$. При этом, в частности, происходит смещение положения фокальной линии относительно начального («геометрического») фокуса линзы.

В процессе исследований частотных свойств МЛФ можно «отследить» это смещение при каждом изменении длины волны, помещая при этом нить тока (источник падающего поля) на линию «реального» фокуса. В этом случае результаты расчетов КНД отображают частотные свойства только самой дискретной модифицированной поверхности Френеля (рис. 9).

Здесь сравнивая результаты, полученные для двух типов дискретных поверхностей, отметим, что КНД линзы, образованной модифицированной поверхностью примерно на 1,5...2,4 дБ превышает КНД классической ЛФ.

Относительная ширина интервала $\Delta\lambda = |\lambda_0 - \lambda| / \lambda$, в пределах которого КНД изменяется не более чем на 1 дБ, составляет для МЛФ около 18%. Причем, максимальное значение КНД, равное 16,4 дБ, достигается на частоте примерно равной $1,1f_0$, где f_0 – частота, соответствующая расчетной длине волны λ_0 . Этот факт позволяет высказать предположение о возможности оптимизации геометрии МЛФ для получения максимального КНД на расчетной длине волны.

Проанализировать зависимости КНД от фокусного расстояния дают возможность результаты расчетов (рис. 10), выполненных для линз, размер раскрыва которых составляет 40λ , при этом источник падающего поля находится в «реальном» фокусе.

Видно, что с ростом отношения f/d , начиная от $f/d = 0,2$ и до $f/d = 0,65$, коэффициент направленного действия МЛФ монотонно возрастает с 15,8 дБ до 17,6 дБ и далее почти не меняется. В то же время КНД линзы Френеля с четным заполнением зон меняется гораздо медленнее возрастая с 14,7 дБ при $f/d = 0,2$ до 15,3 дБ при $f/d = 1$.

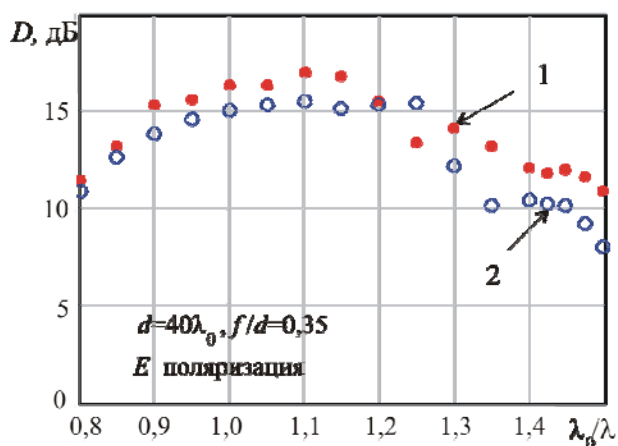


Рисунок 9 – Частотные зависимости КНД:
1 – МЛФ, 2 – ЛФ (при четном заполнении)

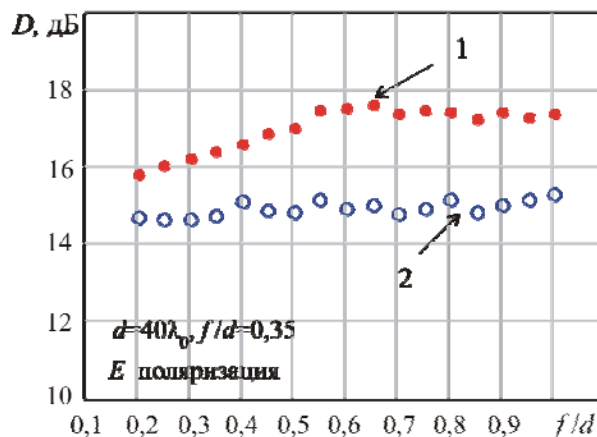


Рисунок 10 – Зависимость КНД
от фокусного расстояния: 1 – МЛФ,
2 – ЛФ (при четном заполнении)

Максимальный выигрыш по КНД линзы с модифицированной поверхностью Френеля по сравнению с классическим вариантом ЛФ имеет место при $f/d = 0,65$ и достигает 2,6 дБ.

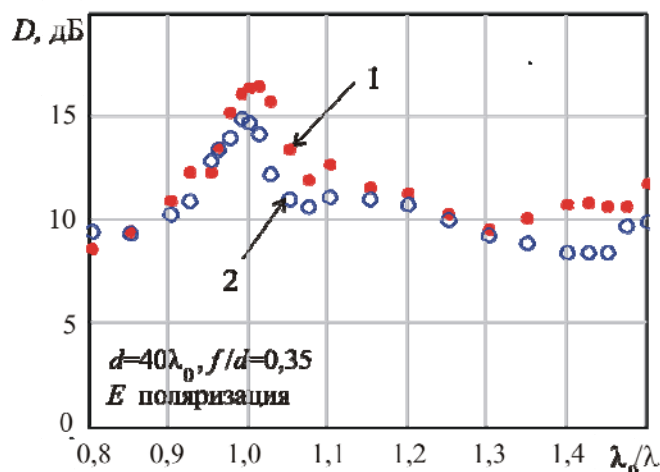


Рисунок 11 – Частотные зависимости КНД (облучатель в геометрическом фокусе):
1 – МЛФ, 2 – ЛФ

В том случае, когда положение источника падающего поля зафиксировано в «геометрическом» фокусе, то есть когда оказывает дополнительное влияние эффект смещения фокуса, можно отметить (рис. 11) заметное ухудшение частотных свойств характерное для обоих типов линз. Ширина интервала длин волн, в пределах которого КНД меняется не более, чем на 1 дБ, составляет всего 4% для МЛФ и 3,5% для ЛФ. Максимальный КНД для МЛФ равен 16,7 дБ при $\lambda_0/\lambda = 1,01$, тогда как для ЛФ это значение равно 14,9 дБ при $\lambda_0/\lambda = 0,99$.

На основании решения поставленной дифракционной задачи и приведенных выше результатов можно достаточно корректно, обоснованно и достоверно сделать вывод о том, что модифицированные линзы Френеля заметно превосходят классические линзы Френеля по своим направленным и фокусирующим свойствам.

Литература

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир, 1973. – 354 с.
2. Базарский О.В., Колесников А.И., Хлянич Я.Л. Частотные свойства зонированных линз Френеля // Радиотехника и электроника. – 1980. – №12.

3. *Fresnel Antenna* // IEEE Electronics and Wireless World/ – 1989.- Vol. Ap-24.– №9. – P. 8127
4. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г. Пассивные ретрансляторы для радиорелейных линий. – М.: Связь, 1973. – 208 с.
5. Воробийченко П.П., Цалиев Т.А. Антенны с дискретными рабочими поверхностями // Электросвязь. – 2005. – № 9. – С. 40-44.
6. Цалиев Т.А. Электродинамические свойства дискретных поверхностей // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2000. – 43. – № 5 -10. – С.13-22.
7. Лещук И.И., Цалиев Т.А. Численный анализ линзовых антенн Френеля // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 1998. – № 5. – С. 3-8.
8. Захаров Е.В., Пименов Ю.В. Численный анализ дифракции радиоволн – М.: Радио и связь, 1982. – 184 с.