

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ДИСКРЕТНО-ПЛОСКИХ АСИММЕТРИЧНЫХ РЕФЛЕКТОРОВ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

ELECTRODYNAMIC PROPERTIES OF MULTILAYER DISCREET-FLAT ASYMMETRICAL REFLECTORS OF MIRROR ANTENNAS

Аннотация. Рассматриваются особенности построения многослойных дискретно-плоских поверхностей при асимметричной дискретизации, которые могут использоваться в качестве отражателей зеркальных антенн и фокусирующих устройств офсетного типа. Приведены соотношения для расчета геометрических параметров таких поверхностей. На основе электродинамически корректного подхода на двумерной модели проанализированы характеристики рассеянных полей и диаграммы направленности таких многослойных асимметричных дискретно-плоских рефлекторов.

Summary. Features of construction of multilayered asymmetrical discrete-plane surfaces as elements of offset reflector aeriels and focusing devices are considered. Formulas for calculation of geometrical parameters of such surfaces are received. On the basis of the numerical decision of the integral equation characteristics and patterns of scattered fields of asymmetrical multilayered discrete-flat reflectors are analyzed.

Расширение круга задач, решаемых современной радиоэлектроникой стимулировало в последние десятилетия интенсивное развитие теории и техники антенн. Например, одной из проблем является создание антенн более технологичных в изготовлении. Для зеркальных антенн такое решение реализуется, например, при использовании плоских рефлекторов с дискретной рабочей поверхностью.

В предыдущих работах автора были рассмотрены вопросы построения дискретно-плоских однослойных [1] и многослойных [2] поверхностей при симметричной дискретизации. Такие дискретные поверхности, например, могут быть применены в качестве рефлекторов зеркальных антенн с вынесенным облучателем («офсетных» антенн), в которых в значительной степени снижаются эффекты затенения раскрыва облучателем. Однако геометрия и анализ свойств подобных поверхностей при асимметричной дискретизации ранее детально не рассматривались.

Цель данной работы – восполнить этот пробел и рассмотреть с общих позиций геометрию дискретно-плоских поверхностей при асимметричной дискретизации и на основе корректных электродинамических методов проанализировать их характеристики. Ограничимся рассмотрением параболического способа дискретизации [1], при котором разбиение плоских поверхностей на зоны производится так, чтобы границы зон соответствовали линиям пересечения этих поверхностей и семейства софокусных параболоидов.

1. Геометрия многослойных дискретно-плоских поверхностей при асимметричной дискретизации. Напомним, что дискретизация, или зонирование, означает процедуру условного разбиения произвольной поверхности (либо совокупности поверхностей) на зоны (области) согласно определенному алгоритму. Выведем (в приближении геометрической оптики) соотношения, лежащие в основе построения геометрии асимметричных многослойных дискретных рефлекторов.

С этой целью рассмотрим M плоских параллельных плоскостей $S_1, S_2, \dots, S_m, \dots, S_M$, (назовем их слоями), расположенных перпендикулярно оси z , как показано на рис. 1, на расстояниях f_1, \dots, f_M от точки $F(z_0)$, которую назовем фокусом. Смещение нижнего края каждой из этих плоскостей относительно оси z обозначим как ρ_{0m} .

Укажем плоскость S_0 (рис. 2), положение которой в рассматриваемой системе координат определяется нормалью \vec{n}_0 с направляющими косинусами: $\cos \alpha_x = \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0$, $\cos \alpha_y = \sin \vartheta_0 \sin \varphi_0$, $\cos \alpha_z = \cos \vartheta_0$, где α_x, α_y и α_z – углы, образуемые нормалью и соответствующими координатными осями.

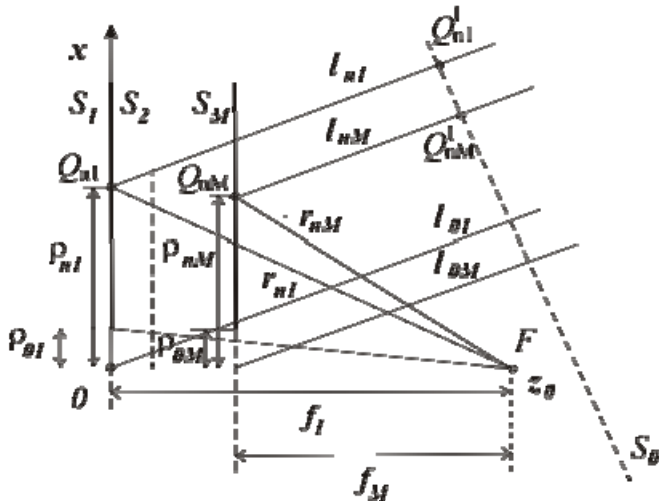


Рисунок 1 – Асимметричная дискретизация многослойной поверхности

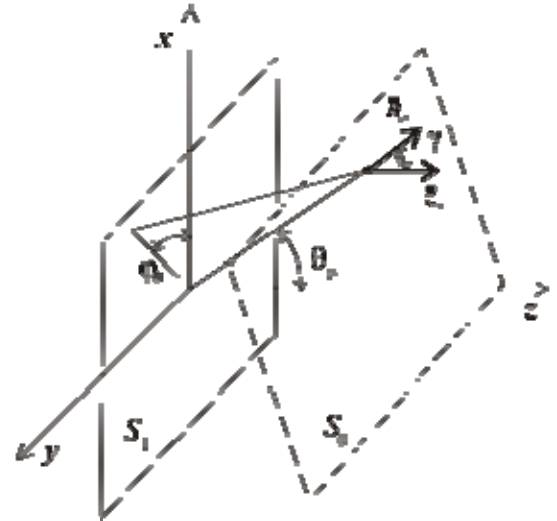


Рисунок 2 – Ориентация плоскостей в системе координат

Исходя из положений геометрической оптики, произведем дискретизацию поверхностей S_m разбивая их на зоны так, чтобы суммарная для каждого m -го слоя ($m = 1, \dots, M$) длина оптического пути от точки F вдоль ломаных $FQ_{nm}Q_{nm}^1$ до плоскости S_0 удовлетворяла соотношению

$$r_{nm} + l_{nm} = f_m + l_{0m} + n\lambda / M, \quad n = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (4)$$

где n – номер зоны; λ – длина волны; M – параметр дискретизации (равен числу слоев). При этом разность оптических путей от фокуса до крайних точек каждой зоны составит λ / M .

Учитывая, что

$$l_{0m} = l_{nm} + \Delta_{nm} \quad \text{и} \quad \Delta_{nm} = (\rho_{nm} - \rho_{0m}) \sin \gamma,$$

а $\sin \gamma = \sin \vartheta_0 \cos(\varphi - \varphi_0)$, можно определить радиусы обобщенных (термин, введенный в [2]) зон Френеля $\rho_{nm}(\varphi)$ из уравнения

$$\rho_{nm}^2 \cos^2 \gamma - 2\rho_{nm} \xi \sin \gamma + f_m^2 - \xi^2, \quad (5)$$

где f_m – фокусное расстояние для m -го слоя; $\xi = (f_m - \rho_{0m} \sin \gamma + n\lambda / M)$; ϑ и φ – углы сферической системы координат.

В случае, когда нормаль \bar{n}_0 к плоскости S_0 определяет требуемое направление главного лепестка диаграммы направленности антенны, задаваемое углами ϑ_0 и φ_0 , в процессе дискретизации необходимо обеспечить максимально достижимую равномерность фазового распределения вторичных полей в плоскости S_0 .

С этой целью фокусные расстояния f_m для каждого слоя зададим в соответствии с правилом

$$f_{m+1} = f_m - \frac{\lambda}{M(1 + \cos \vartheta_0)}. \quad (6)$$

Если $\vartheta_0 = 0$, то, как и в симметричном случае, при параметре дискретизации $M = 2$ формулы (4) и (5) переходят в выражения, соответствующие асимметричному разбиению поверхности на хорошо известные из оптики зоны Френеля.

Рис. 3 и 4 наглядно иллюстрируют вариацию формы нескольких первых зон для случая «френелевской» дискретизации ($M = 2$), наблюдающуюся при изменении углов ϑ_0 и φ_0 , которые задают требуемое направление главного максимума диаграммы рассеянного поля.

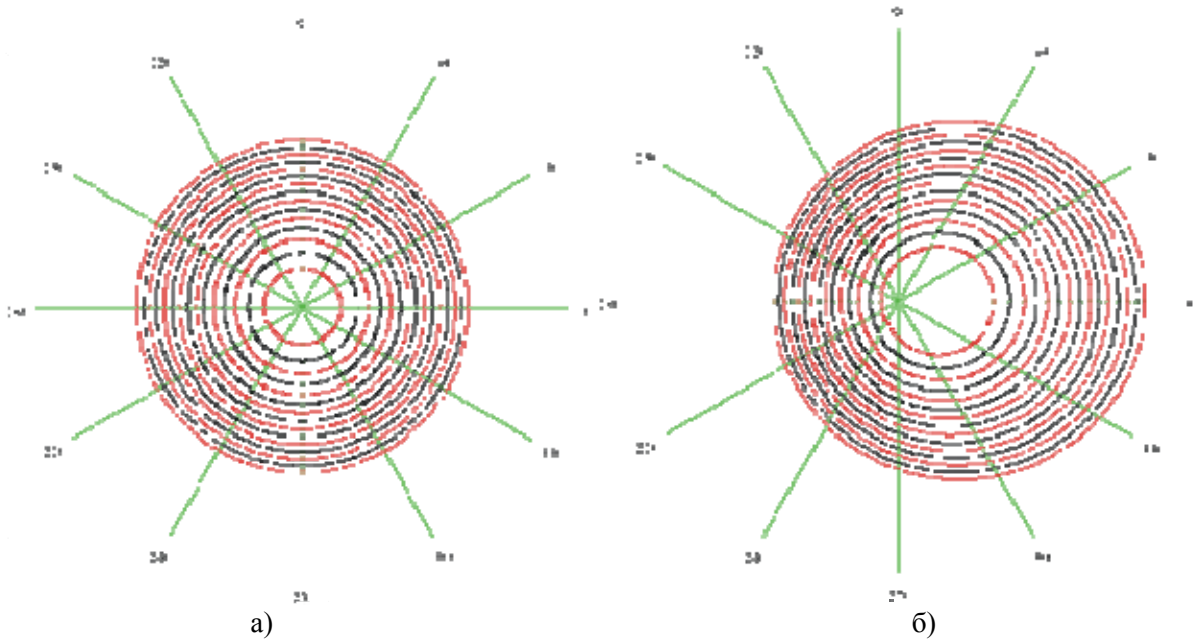


Рисунок 3 – Границы зон Френеля: а) $\theta_0 = 0, \varphi_0 = 0$; б) $\theta_0 = 15^\circ, \varphi_0 = 0$

Пронумеруем одноволновые зоны ($k_m = 1, \dots, K_m$) в каждом слое, начиная от оси z , и обозначим символом K_m общее число таких зон в каждом m -м слое.

Рассматривая случай, когда $M \geq 2$ в пределах каждого слоя можно выделить некоторое подмножество зон с номерами

$$q_m = (K_m - 1)M + m,$$

где K_m есть целая часть, взятая от величины n/M .

Заполнив тонким проводящим слоем только выделенные в каждом слое зоны, получим асимметричный многослойный дискретно-плоский рефлектор, у которого направление главного максимума диаграммы направленности определяется углами ϑ_0 и φ_0 .

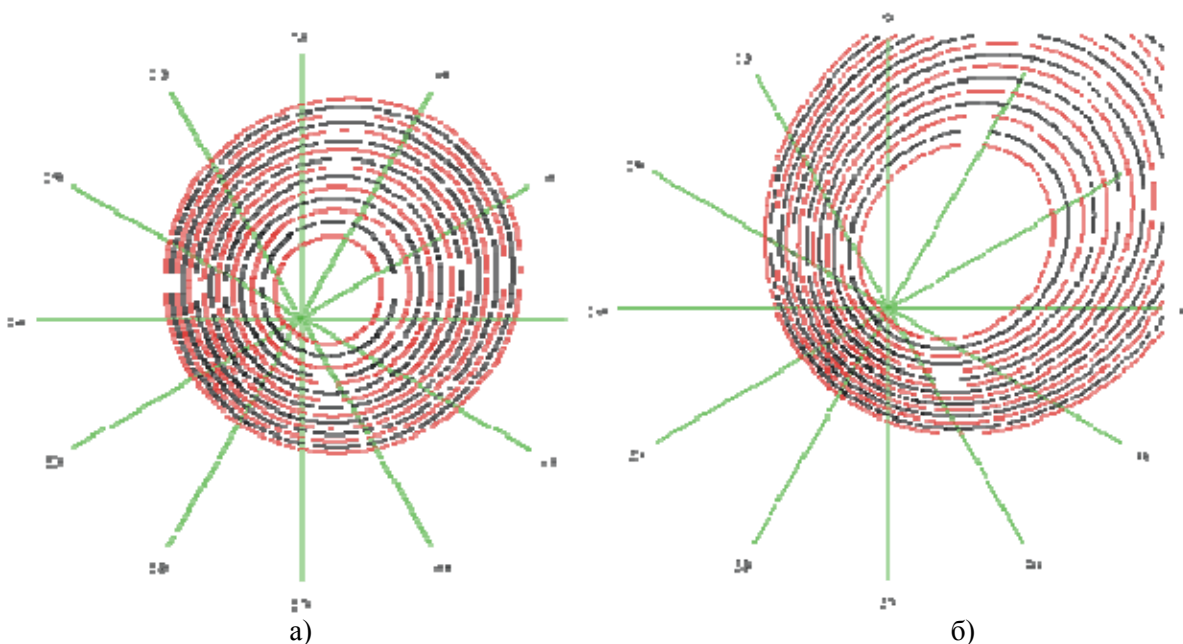


Рисунок 4 – Границы зон Френеля: а) $\theta_0 = 15^\circ, \varphi_0 = 45^\circ$; б) $\theta_0 = 30^\circ, \varphi_0 = 45^\circ$

Опираясь на несложные геометрические построения можно утверждать, что максимальные вариации фазы поля на плоскости S_0 (в пределах излучающего раскрыва), рассеянного таким многослойным рефлектором, не превышают π/M .

Приведенные выше формулы позволяют рассчитать основные геометрические параметры многослойных дискретных поверхностей при асимметричной дискретизации и, воспользовавшись описанной ниже методикой, проанализировать их основные характеристики.

2. Методика численного анализа. Поскольку размеры элементов рассматриваемых дискретных поверхностей соизмеримы с длиной волны (или даже меньше ее), то при численном анализе их электродинамических характеристик следует по возможности корректнее учитывать неравномерность распределения токов на элементах и дифракционные эффекты. Этому требованию удовлетворяет метод анализа, основанный на численном решении интегрального уравнения относительно плотности поверхностного тока на экране сформулированный для двумерного случая в [3,4].

При этом рефлектор представляется в виде двумерной бесконечно тонкой идеально проводящей дискретной многосвязной поверхности (экрана). В рассматриваемом случае положим $\rho_{0m} = 0$, ориентация экрана такова, что в декартовой системе координат (x, y, z) , плоскость $y = 0$ совпадает с плоскостью сечения и образует в этом сечении контур L . Пример геометрии экрана при $M = 4$ иллюстрирует рис. 5, на котором показана часть его профиля. В рассматриваемом двумерном случае элементы рефлектора имеют вид ориентированных вдоль оси y идеально проводящих полос, поперечный размер которых соответствует ширине обобщенных [2] зон Френеля.

Для того, чтобы исключить при анализе возможное влияние элементов конструкции облучателя в качестве такового был выбран источник монохроматической волны в виде нити электрического тока (случай E -поляризации), параллельной оси y . Задача определения поверхностной плотности тока для рассматриваемого случая сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода [1, 3].

Численное решение этого уравнения осуществляется путем сведения его к системе линейных алгебраических уравнений методом коллокации. Устойчивость решения обеспечивается без применения каких-либо дополнительных регуляризующих процедур [3,4].

В процессе решения определялось оптимальное (исходя из допустимой погрешности расчетов и затрачиваемого времени) число точек коллокации. В рассматриваемой задаче это число составляет около 40 точек на участке экрана размером в одну длину волны, что обеспечило относительную погрешность расчетов менее 0,1%. Контроль внутренней сходимости решения, выполнения граничных условий и условия Мейкснера, осуществляемый в ходе решения задачи, гарантировал точность и достоверность получаемых результатов.

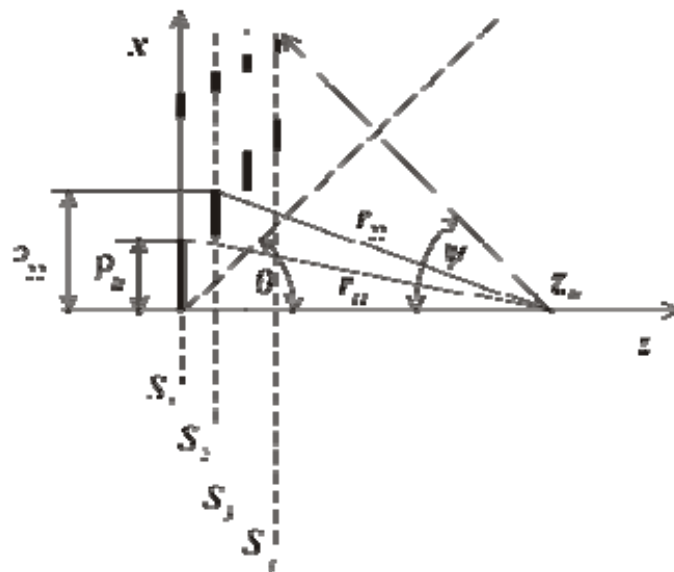


Рисунок 5 – Профиль многослойного асимметричного дискретного рефлектора

Найденные распределения плотности продольного поверхностного тока на экране позволили путем численного интегрирования рассчитать рассеянные поля и другие электродинамические характеристики многослойных рефлекторов на нескольких частотах. Для сравнения аналогичные расчеты проводились для сплошных (обычных) асимметричных параболических рефлекторов с таким же углом раскрытия и размером.

3. Результаты расчетов. Поскольку описанные выше процедуры дискретизации поверхности основаны на лучевой трактовке не учитывают дифракционные явления, то изначально заданное положение фокальных точек (геометрический фокус) может не соответствовать его реальному положению. Чтобы избежать связанных с этим погрешностей использовалась двухэтапная методика, описанная в [1].

Эта методика заключается в том, что на первом этапе рассчитывается профиль рефлектора для средней длины волны λ_0 , и решается задача дифракции при осевом облучении рефлектора плоской волной, распространяющейся в направлении отрицательных значений оси z . При этом проверяется: сходимость решения, выполнение граничных условий и условия на ребре, а также уточняется положение фокального пятна.

На втором этапе нитевидный источник помещался в область фокального пятна в точке максимальной фокусировки поля, и затем заново проводилось решение дифракционной задачи.

Найденные на каждом из этапов распределения плотности поверхностного тока на экране служат основой для последующих расчетов. На первом этапе – для нахождения распределения поля на продольной оси и в фокальной области, на втором – для нахождения распределения рассеянного поля в дальней зоне, построения диаграмм направленности (ДН), а также для расчета амплитудно-фазового распределения поля в фокальной плоскости.

Распределения поля в дальней зоне, найденные на втором этапе решения задачи, использовались для расчета КНД. При нахождении суммарного поля, необходимого в процессе расчета КНД, амплитудная характеристика направленности облучателя задавалась в виде: $F_0(\psi) = 1$ в секторе углов $0 \leq \psi \leq \psi_0$ и $F_0(\psi) = 0$ в секторе $0 > \psi > \psi_0$ (ψ_0 – угол раскрытия рефлектора). При таком подходе полностью исключается непосредственное "переливание" поля облучателя за края рефлектора и анализируются свойства только самого рефлектора без учета частотных и направленных свойств каких-либо реально применяемых облучателей.

Приводимые ниже результаты относятся к модели многослойного асимметричного дискретно-плоского рефлектора с размером раскрытия $d = 50\lambda_0$, при трех вариантах конструктивного выполнения и дискретизации поверхности: $M = 2$ (два слоя, «френелевское» зонирование), $M = 4$ (четыре слоя) и $M = 6$ (шесть слоев).

Одновременно все характеристики рассчитывались и для обычных (сплошных) асимметричных параболических рефлекторов, размеры и угол раскрытия рефлекторов обоих типов были одинаковыми, что позволило провести корректное сравнение получаемых результатов.

Так кривые на рис. 6 отображают данные расчетов амплитудного распределения поля в фокальной области, выполненных на первом этапе решения задачи. Здесь рис. 6,а – иллюстрирует распределение амплитуды напряженности электрического поля вдоль оси z , а рис. 6,б – график распределения амплитуды в фокальной плоскости. На этих рисунках сплошная линия соответствует дискретно-плоскому рефлектору ($f = 0,5d$, $M = 6$), пунктир – обычному асимметричному параболическому рефлектору.

На этих графиках виден практически одинаковый характер амплитудного распределения поля в фокальной области. Как показали расчеты, эта особенность сохраняется и при других значениях геометрических параметров, и можно утверждать, что фокусирующие свойства дискретного и сплошного рефлекторов практически одинаковы.

Направленные свойства рассматриваемых рефлекторов иллюстрируют рис. 7 и 8, на которых изображены диаграммы направленности, рассчитанные на втором этапе решения задачи для случая, когда источник находится в реальном (положение которого определено на первом этапе) фокусе.

Графики, приведенные на рис. 7, а, демонстрируют структуру ближних лепестков ДН дискретно-плоского (сплошная линия, $f = 0,5d$, $M = 6$) и обычного параболического (пунктир) рефлектора, при этом видно, что в случае дискретного рефлектора асимметрия ДН проявляется в большей степени.

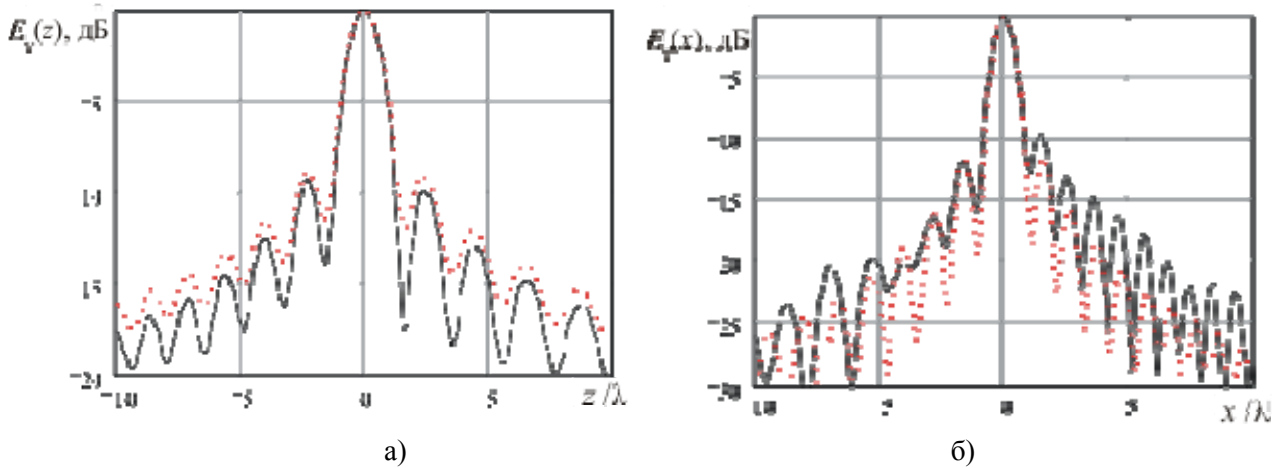


Рисунок 6 – Амплитудное распределение поля в фокальной области

Отметим здесь то, что асимметричные дискретно-плоские рефлекторы в отличие от симметричных не обладают пониженным уровнем первых боковых лепестков ДН. Этот факт подтверждает сделанное ранее предположение [2], что такая особенность проявляется именно вследствие пониженного облучения краев в симметричных конструкциях плоских рефлекторов. При этом заметных различий в главной лепестке ДН (по сравнению с параболическим рефлектором) не наблюдается.

Рис. 7, б дает возможность оценить структуру и уровень дальних боковых лепестков ДН, который у асимметричного рефлектора заметно выше, достигая в некоторых направлениях значения – 18 дБ.

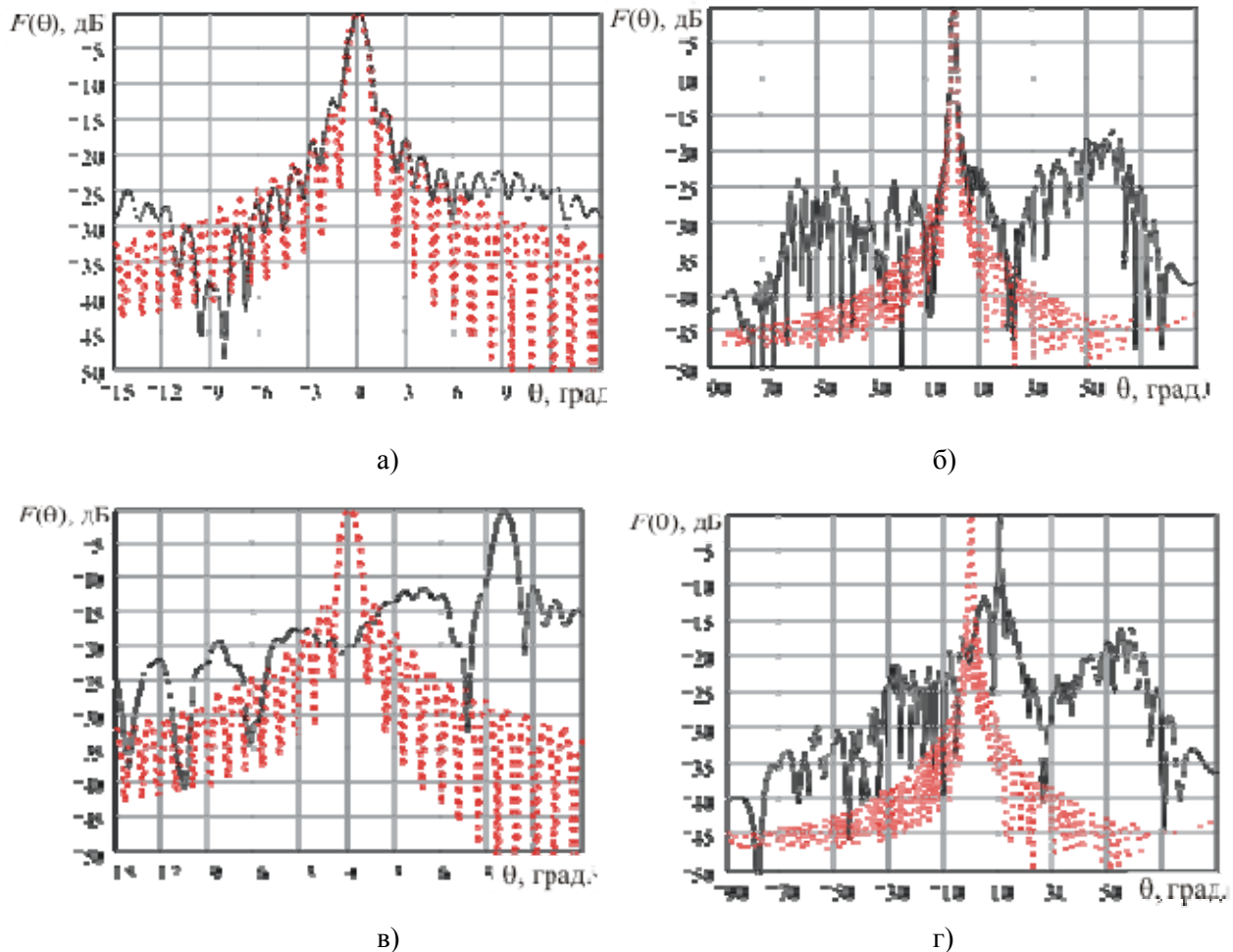


Рисунок 7 – Диаграммы направленности асимметричных дискретно-плоских рефлекторов

Сравнивая приводимые кривые, отражающие результаты решения модельной задачи, следует учесть, что в реальных конструкциях антенн переливание энергии поля облучателя за края зеркала, эффекты затенения, переотражения и рассеяния в системе, состоящей из рефлектора, облучателя, элементов крепления, линии питания заметно меняют структуру и повышают уровень боковых лепестков ДН. Следовательно, можно предположить, что на практике различия в структуре и уровне дальних боковых лепестков ДН дискретного и сплошного рефлекторов будут не столь заметными.

Особенностью диаграмм направленности приведенных на рис. 7, в и 7, г, является то, что дискретизация поверхности рефлектора была выполнена по приведенному выше алгоритму для случая $\vartheta_0 = 10^\circ$. Видно, что в этом случае ориентация главного лепестка диаграммы направленности в точности соответствует заданной, но при этом заметно возрастает уровень ближних боковых лепестков.

Графики изображенные на рис. 8 позволяют оценить качественные изменения в диаграммах направленности дискретно-плоских рефлекторов происходящие при изменении числа слоев (рис. 8, а) и фокусного расстояния (рис. 8, б). Видно, что увеличение числа слоев (параметра дискретизации) приводит к заметному понижению уровня боковых лепестков ДН, причем увеличение числа слоев свыше 6-ти дает незначительный эффект. Второй рисунок (рис. 8, б) наглядно показывает, что уменьшение фокусного расстояния хотя и дает возможность уменьшить продольный размер антенны, однако приводит к ощутимому росту боковых лепестков ДН, что по всей вероятности связано с ростом влияния эффектов затенения элементов.

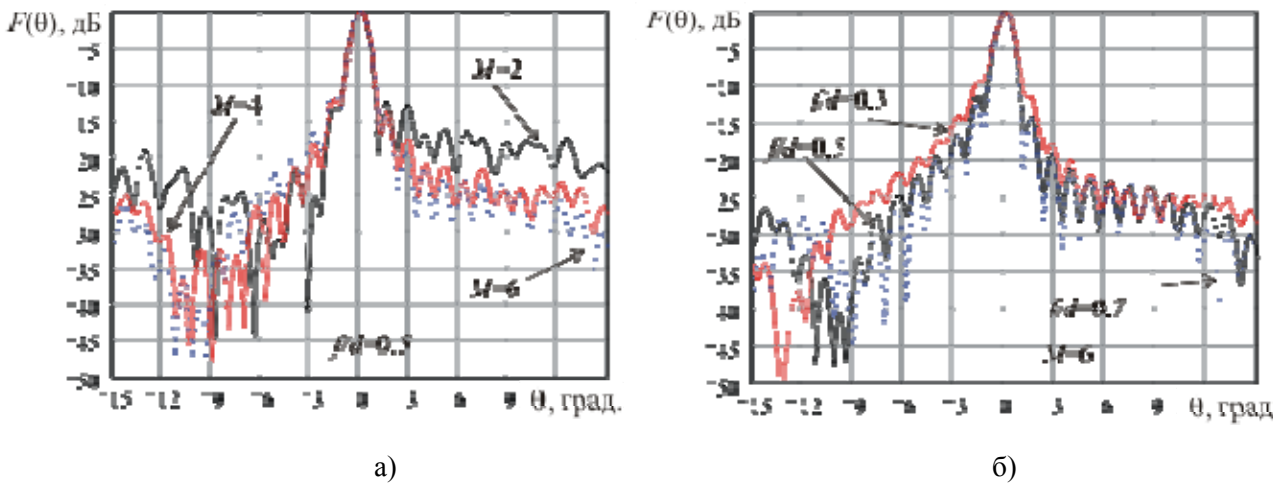


Рисунок 8 – Диаграммы направленности дискретно-плоских рефлекторов

На рис. 9 отображены результаты расчетов максимального коэффициента направленного действия D , показывающие его зависимость от фокусного расстояния и числа слоев (рис. 9, а) а также от частоты (рис. 9, б). Как и следовало ожидать, КНД рефлектора возрастает при увеличении числа слоев и в длиннофокусных конструкциях наиболее приближается к значениям КНД для сплошного параболического рефлектора (см. табл. 1). Уменьшение фокусного расстояния приводит к плавному снижению КНД при любом значении параметра дискретизации, что, по-видимому, связано с ростом влияния эффектов затенения одних элементов другими.

Таблица 1 – Сравнение КНД асимметричных рефлекторов

Тип рефлектора		Отношение f/d				
		0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
КНД, дБ	Дискретный $M=6$	22,3	23,0	23,3	23,6	23,8
	Сплошной	24,6	24,6	24,7	24,7	24,7

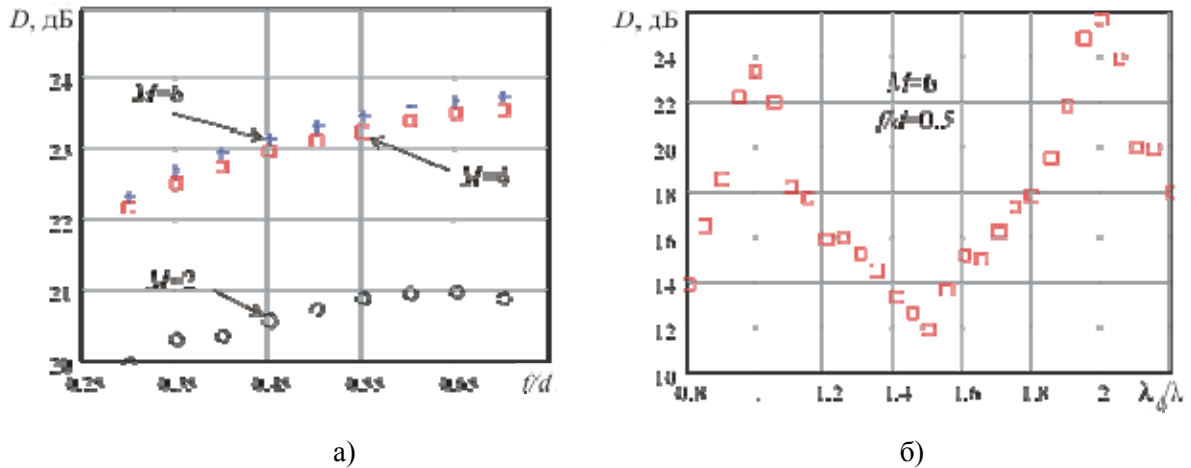


Рисунок 9 – Зависимости КНД дискретно-плоских рефлекторов

На рис. 9, б приведены данные, иллюстрирующие характер изменения КНД многослойного асимметричного дискретно-плоского рефлектора при вариации длины волны. При этих расчетах положение источника не менялось, т.е. в точности соответствовало положению геометрического фокуса. Но, поскольку истинное положение фокального пятна меняется при изменении частоты, эти значения отображают частотные свойства не столько самого рефлектора, сколько системы, состоящей из рефлектора и облучателя.

Например, о характере изменения положения фокального пятна при вариации длины волны можно судить по результатам, приведенным на рис. 10. Видно, что при увеличении длины волны фокальная точка приближается к раскрытию рефлектора, а при уменьшении – удаляется. Так при изменении частоты на $\pm 5\%$ смещение $\Delta z = z - z_0$ в продольном направлении составляет примерно $4\lambda_0$ и мало зависит от числа слоев рефлектора. Одновременно наблюдается (чего не было в симметричных конструкциях) смещение Δx фокальной точки в поперечном направлении, что приводит к некоторому отклонению от заданного направления главного лепестка ДН при изменении частоты.

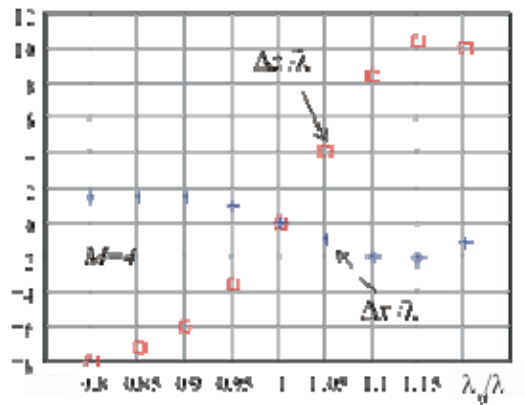


Рисунок 10 – Зависимость реального положения фокуса от частоты

Подчеркнем, что эффект продольного смещения положения фокального пятна при вариации длины волны в асимметричном рефлекторе проявляется сильнее, чем симметричном, где при аналогичном изменении частоты такое смещение составляет примерно $1,8\lambda_0$. Это является одной из причин большей узкополосности по КНД для системы асимметричный рефлектор плюс облучатель. Как отмечалось ранее [2], такой недостаток в определенных условиях может (с точки зрения ЭМС) обернуться преимуществом, если использовать это свойство дискретных рефлекторов для предварительной селекции по частоте спектра полезных сигналов.

В заключение отметим, что предложенные формулы позволяют рассчитать геометрические параметры асимметричных дискретно-плоских поверхностей с требуемыми направленными свойст-

вами, а результаты, основанные на корректном численном анализе, дают возможность оценить с достаточной степенью точности фокусирующие, направленные и частотные свойства дискретно-плоских поверхностей при асимметричной дискретизации. Как видно из приведенной выше таблицы они уступают по КНД параболическим рефлекторам и, в рассмотренной задаче в зависимости от фокусного расстояния, этот проигрыш находится в пределах от 2,3 до 0,9 дБ.

Следует также подчеркнуть, что к преимуществам дискретно-плоских конструкций рефлекторов зеркальных антенн можно отнести малую высоту профиля, что позволит конструктивно сочетать их с плоскими несущими конструкциями, а также дает возможность несложной сборки рефлекторов больших размеров из отдельных небольших плоских частей.

Литература

1. *Цалиев Т.А.* Электродинамические свойства дискретных поверхностей // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2000. – 43. – № 5-10. – С.13-22.
2. *Цалиев Т.А.* Электродинамические свойства многослойных дискретных поверхностей // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. – 2004. – № 3. – С. 17-22
3. *Дмитриев В.И., Захаров Е.В.* О численном решении некоторых интегральных уравнений Фредгольма первого рода // В кн.: "Вычислительные методы и программирование". – М.: Изд-во МГУ, 1968. – Вып. 10. – С. 49-54.
4. *Захаров Е.В., Пименов Ю.В.* Численный анализ дифракции радиоволн. – М.: Радио и связь, 1982. – 184 с.