

УДК 621.396.67

А.И. Окорочков, А.Н. Самоделов**ЗАВИСИМОСТЬ ЗОН ФРЕНЕЛЯ ОТ ХАРАКТЕРИСТИК ПАДАЮЩЕЙ И РАССЕЯННОЙ ВОЛН**

Исследование и разработка радиотехнических устройств приема и обработки информации в миллиметровом диапазоне волн (КВЧ) является одним из перспективных направлений развития современной радиотехники. Необходимость в эффективных антенных системах для этого диапазона, управляемых по пространственным, частотным и поляризационным характеристикам, обуславливается задачами развития систем связи, радиолокации, радиовидения, распознавания образов, систем наблюдения, контроля и управления, измерительных и медицинских систем и др.

В диапазоне КВЧ в последнее время большое внимание уделяется исследованию дифракционных излучающих систем (антенн и рефлекторов) на основе сред с управляемыми электромагнитными параметрами. У антенн, построенных с использованием таких сред, существует потенциальная возможность динамического управления формой, расположением и физическими свойствами дифракционных элементов, т.е. осуществлять перестройку по частоте, сканирование главного луча в пространстве, выбор поляризации [1,2].

Изучение дифракционного взаимодействия падающей волны с неоднородной ограниченной средой удобнее проводить, используя понятие поверхностного импеданса. Поверхностный импеданс в общем случае является функцией объемных параметров рассеивающего тела и формы его граничной поверхности [3,4]. Импедансный подход позволяет сложную задачу о дифракции электромагнитного поля на неоднородном теле свести к трем более простым и относительно независимым задачам: а) определение поверхностного импеданса неоднородной среды; б) расчет амплитудно-фазового распределения излучающих токов на импедансной поверхности, возбуждаемых падающей волной; в) расчет поля дифракции как результата излучения поверхностных токов.

Хорошо изученным видом дифракционных антенн являются зонные антенны Френеля (ЗАФ) [5], которые в простейшем случае состоят из диэлектрической подложки с кольцевыми металлизированными полосами, нанесенными на нечетные (или четные) зоны Френеля, и облучателя, находящегося в фокусе антенной системы. Форма зон Френеля зависит от характера первичного и рассеянного полей. Изменение пространственных характеристик этих полей влечет и изменение формы зон Френеля.

Для того чтобы целенаправленно изменять параметры поля рассеяния ЗАФ и выработать соответствующие требования к системе управления характеристиками рассеивающей среды, необходимо исследовать динамику форм зон Френеля в зависимости от направления падающей и рассеянной волн различных типов и особенности дифракции электромагнитного поля на разных по форме зонах. Для решения задач анализа и синтеза антенн Френеля важно знание аналитического выражения для границ зон и их геометрических свойств. В данной работе проведено исследование формы зон Френеля для однородной по свойствам дифракционной поверхности.

Уравнения границ френелевских зон для различных сочетаний падающей и рассеянной волн с длиной λ на однородной дифракционной плоскости в

приближении геометрической оптики определяются из выражения для допустимой разности хода лучей в падающей и рассеянной волнах:

$$(r_n - r_0) + (l_n - l_0) = n\lambda/M; \quad n = 1, 2, \dots; M = 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где n – номер зоны Френеля; M – число, постоянное для всех зон и определяющее максимальную допустимую разность хода лучей для точек одной зоны.

На основании (1) и геометрических моделей хода лучей, представленных на рис. 1, 3, 5, 7, 9 и 11, получены уравнения границ обобщённых зон Френеля для шести сочетаний: падающая ↔ рассеянная волна, получающихся из парных сочетаний на основе трех типов волн: плоской, сферической и цилиндрической (знак “↔” означает инвариантность формы зон по отношению к обращению хода лучей в геометрической модели). Рассмотрим полученные результаты для каждого из этих шести случаев.

Сферическая ↔ плоская волны

В данном случае для получения уравнения границ обобщённых зон Френеля обратимся к геометрической модели на рис. 2. Здесь точкой A отображается источник сферической волны (облучатель), находящийся на расстоянии R от дифракционной плоскости D . Для отображения в данной геометрической модели пространственного хода лучей, как и в последующих моделях, используется сферическая система координат с центром в $t. O$ на дифракционной плоскости и углами θ_0 и φ_0 , определяющими направление в пространстве лучей рассеянной волны. Все остальные обозначения понятны из рис. 1. Положение $t. O$ на прямой BO относительно $t. A$ задаётся углом α_0 . Если $\alpha_0 \neq 0$, то говорят, что реализуется схема ЗАФ с вынесенным облучателем. При $\alpha_0 = 0$ и $\theta_0 = 0$ облучатель считается невынесенным.

На плоской дифракционной поверхности D границы зон Френеля являются плоскими кривыми. Их уравнения в этой плоскости удобно задавать в полярной системе координат с центром в $t. O$ и полярной осью BO . Точка C , принадлежащая границе n -й зоны Френеля, задаётся в этой системе полярными координатами φ и ρ_n .

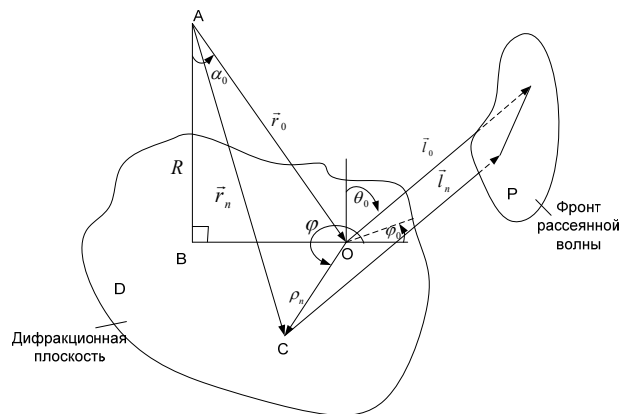


Рис. 1. Геометрическая модель для расчета обобщенных зон Френеля в случае падающей сферической и отраженной плоской волн

Точка О является центром, относительно которого строится вся система обобщённых зон Френеля. Поэтому при изменении положения этой точки на дифракционной плоскости D при неизменном положении источника будет, очевидно, изменяться и форма зон Френеля. В рамках данной работы термины “дифрагировавшая волна“, “рассеянная волна“ и “отражённая волна“ будем считать для удобства равноправными.

Применяя уравнение (1) к геометрической модели, на рис. 2, получим уравнение границ обобщенных зон Френеля:

$$\rho_n^2 \left[1 - \cos^2(\phi - \phi_0) \sin^2 \theta_0 \right] + 2\rho_n \left[r_0 \cdot \operatorname{tg} \alpha_0 \cos \phi - \left(\frac{r_0}{\cos \alpha_0} + \frac{n \lambda}{M} \right) \cos(\phi - \phi_0) \sin \theta_0 \right] - \left(2 \frac{r_0}{\cos \alpha_0} + \frac{n \lambda}{M} \right) \frac{n \lambda}{M} = 0 \quad (2)$$

Данное уравнение является уравнением второго порядка по переменной ρ_n . Для конкретных расчётов здесь и далее принято: $\lambda = 10$ мм; $R = 100$ мм; $M = 2$. На рис. 2 приведены формы границ зон Френеля, рассчитанные с помощью (2) для разных значений углов α_0 , θ_0 , ϕ_0 и $n \geq 1$.

Рис. 2 а соответствует частному случаю невынесенного облучателя. Границы зон Френеля здесь представляют собой концентрические окружности.

Рис. 2 б и 2 в соответствует общему случаю – вынесенному облучателю. При этом для рис. 2 б лучи отражённой плоской волны на рис. 1 параллельны плоскости АВО, в которой лежат облучатель и полярная ось ВО. Границы зон Френеля в данном случае имеют форму вложенных подобных эллипсов, большие оси которых лежат на полярной оси, а центры смещены вдоль этой оси в одну сторону так, что эллипсы не касаются друг друга. Все эллипсы имеют одинаковую эллиптичность и расположены симметрично относительно полярной оси.

Эллипсы на рис. 2 в по своим свойствам и взаимному расположению соответствуют эллипсам на рис. 2 б, однако их большие оси повёрнуты на один и тот же угол ϕ_0 , который определяет азимутальное направление отражённой плоской волны. Кроме того, линия больших осей эллипсов при повороте смещается и уже не проходит через центр полярной системы координат.

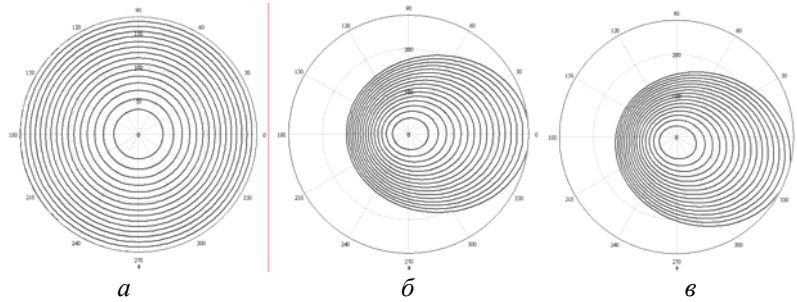


Рис. 2. Формы зон Френеля для падающей сферической и отраженной плоской волн: а - $\alpha_0 = 0$, $\theta_0 = 0$ (ϕ_0 -произвольное); б - $\alpha_0 = \pi/3$, $\theta_0 = \pi/3$, $\phi_0 = 0$; в - $\alpha_0 = \pi/3$, $\theta_0 = \pi/3$, $\phi_0 = \pi/6$

Сферическая ↔ сферическая волны

Геометрическая модель для рассматриваемого случая показана на рис. 3. Здесь источник представлен так же, как и на рис. 1. Лучи отражённой сферической

волны фокусируются в т. N, отстоящей от дифракционной плоскости на расстоянии L.

Применяя уравнение (1) к геометрической модели на рис. 3, получим уравнение для границ обобщенных зон Френеля в рассматриваемом случае:

$$\sqrt{r_0^2 + \rho_n^2 + 2r_0 \cdot \rho_n \cdot \sin \alpha_0 \cdot \cos \varphi} + \sqrt{l_0^2 + \rho_n^2 - 2 \cdot \rho_n \cdot l_0 \cdot \sin \theta \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)} = r_0 + l_0 + n\lambda/M \quad (3)$$

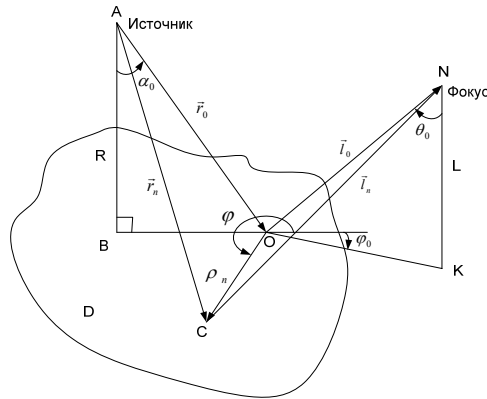


Рис. 3. Геометрическая модель для расчета обобщенных зон Френеля в случае падающей и отраженной сферических волн

Данное уравнение, как и в предыдущем случае, после преобразований сводится к уравнению второго порядка по ρ_n . Решив его, получим выражение для границ зон Френеля (из-за громоздкости оно здесь не приводится). На рис. 4 показаны рассчитанные по (3) формы границ обобщенных зон Френеля для $L = 100$ мм и различных сочетаний пространственных углов.

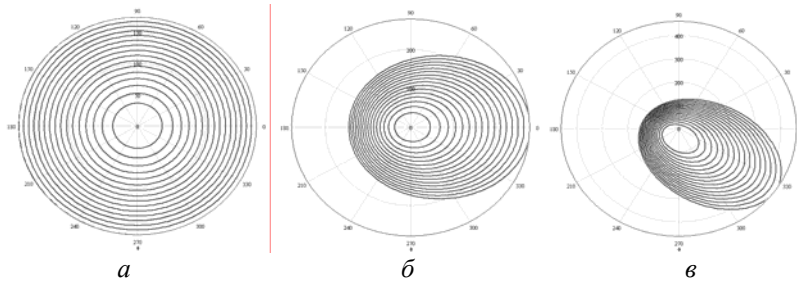


Рис. 4. Формы зон Френеля для падающей и отраженной сферических волн: а - $\alpha_0 = 0, \theta_0 = 0$ (φ_0 – произвольное); б - $\alpha_0 = \pi/3, \theta_0 = \pi/3, \varphi_0 = 0$; в - $\alpha_0 = \pi/3, \theta_0 = \pi/3, \varphi_0 = \pi/4$

На рис. 4 а границы являются концентрическими окружностями, а на рис. 4 б и 4 в - подобными вложенными эллипсами. Границы зон Френеля на рис. 4 и 1 внешне не отличаются. Однако полная идентичность границ зон Френеля на этих рисунках при подробном анализе подтверждается только для случаев а и б. В более же общем случае на рис. 4 в при $\varphi_0 \neq 0$ происходит более сложная трансформация границ. Все эллипсы поворачиваются на одинаковый угол, но не

равный φ_0 , и, кроме того, их большие полуоси при повороте смещаются на разные расстояния и, оставаясь параллельными, уже не лежат на одной прямой.

Цилиндрическая ↔ плоская волны

Геометрическая модель для падающей цилиндрической и отраженной плоской волн изображена на рис. 5. Источником цилиндрической волны является токовая нить, расположенная на прямой АВ. Точка О – центр сферической и полярной систем координат – выбрана так, что плоскость АОВ перпендикулярна плоскости дифракции D. Пространственное положение токовой нити определяется углом α_0 и кратчайшим расстоянием r_0 до точки О.

Применение уравнения (1) к данной геометрической модели приводит к соответствующему уравнению для обобщенных зон Френеля:

$$\sqrt{(r_0 + \rho_n \cdot \sin \alpha_0 \cdot \cos \varphi)^2 + \rho_n^2 \cdot \sin^2 \varphi} - \rho_n \cdot \cos(\varphi - \varphi_0) \cdot \sin \theta_0 = r_0 + n\lambda/M. \quad (4)$$

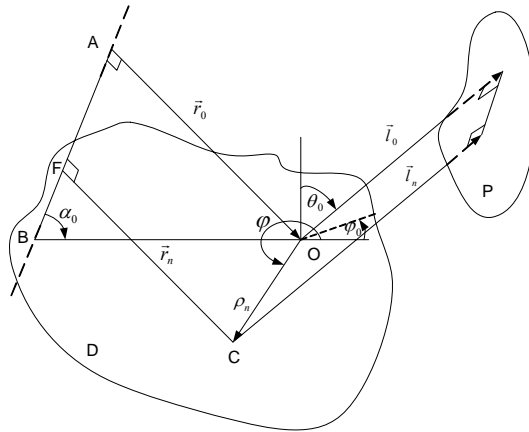


Рис. 5. Геометрическая модель для расчета обобщенных зон Френеля в случае падающей цилиндрической и отраженной плоской волн

Уравнение (4) в общем случае является уравнением второго порядка по ρ_n . Рассчитанные по нему границы зон Френеля для некоторых сочетаний пространственных углов и при $r_0 = 100$ мм показаны на рис. 6.

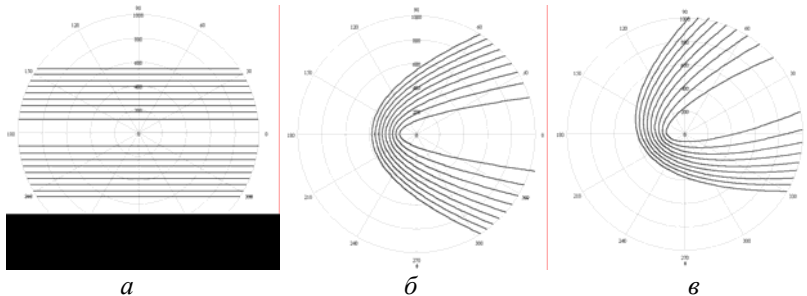


Рис. 6. Формы зон Френеля для падающей цилиндрической и отраженной плоской волн: а - $\alpha_0 = 0$, $\theta_0 = 0$, (φ_0 – произвольное); б - $\alpha_0 = \pi/3$, $\theta_0 = \pi/3$, $\varphi_0 = 0$;

Анализ инвариантов кривой второго порядка показал, что на рис. 6 в случае а уравнение (4) преобразуется к уравнению первого порядка и получаются прямые линии, при $\alpha_0 = \theta_0$ и $\varphi_0 = 0$ получаются параболы (случай б), а при $\varphi_0 \neq 0$ - эллипсы (случай в), в остальных случаях получаются гиперболы.

$$в - \alpha_0 = \pi/3, \theta_0 = \pi/3, \varphi_0 = \pi/6$$

Цилиндрическая ↔ сферическая волны

Геометрическая модель для случая падающей цилиндрической и отраженной сферической волн изображена на рис. 7. Все параметры, характеризующие пространственное положение источника (токовая нить по линии АВ), фокуса (точка N) и лучей падающей и рассеянной волн, уже были описаны ранее и в дополнительном пояснении не нуждаются.

Применяя уравнение (1) к геометрической модели, на рис. 7, получим уравнение для границ обобщенных зон Френеля:

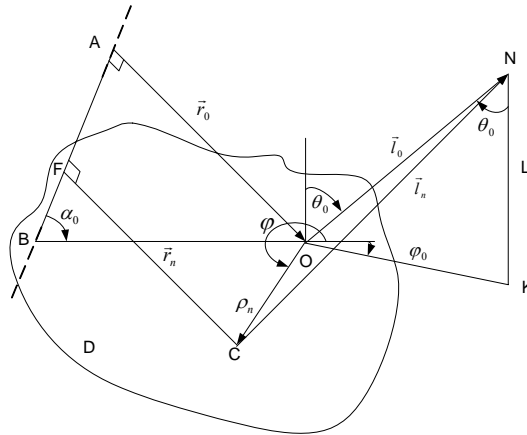


Рис. 7. Геометрическая модель для расчета обобщенных зон Френеля в случае падающей цилиндрической и отраженной сферической волн

$$\sqrt{(r_0 + \rho_n \cdot \sin \alpha_0 \cdot \cos \varphi)^2 + \rho_n^2 \cdot \sin^2 \varphi} + \sqrt{l_0^2 + \rho_n^2 - 2 \cdot \rho_n \cdot l_0 \cdot \sin \theta_0 \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)} = r_0 + l_0 + n\lambda / M \quad (5)$$

Данное уравнение является уравнением четвертого порядка по ρ_n . Решив его, получим выражения для границ зон Френеля, которые для $r_0 = 100$ мм, $L = 100$ мм и при различных углах падения и рассеяния волн представлены на рис. 8.

Как видно из рис. 8, границы зон имеют более сложную форму и не относятся к кривым второго порядка, что обусловлено более высокой степенью уравнения (5) по отношению к уравнениям (2,3,4). При этом в случае а кривые имеют две плоскости симметрии, в случае б остаётся только одна плоскость симметрии, а в случае в кривые полностью ассиметричны.

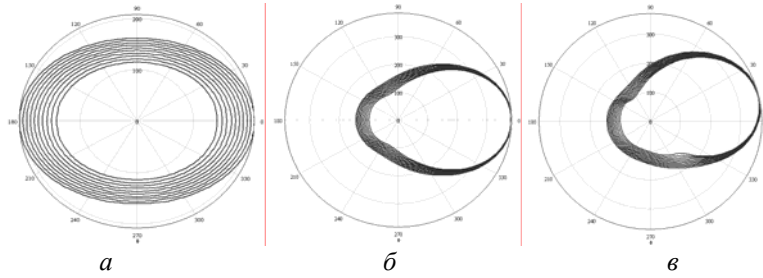


Рис. 8. Формы границ зон Френеля для падающей цилиндрической и отраженной сферической волн: а - $\alpha_0 = 0, \theta_0 = 0, (\varphi_0 - \text{произвольное})$; б - $\alpha_0 = \pi/3, \theta_0 = \pi/3, \varphi_0 = 0$; в - $\alpha_0 = \pi/3, \theta_0 = \pi/3, \varphi_0 = \pi/6$

Плоская ↔ плоская волны

Геометрическая модель для падающей и отраженной плоских волн изображена на рис. 9.

Применяя уравнение (1) к данной геометрической модели, получим уравнение для границ обобщенных зон Френеля:

$$\rho_n \cdot \cos \varphi \cdot \sin \alpha_0 + \rho_n \cdot \cos(\varphi - \varphi_0) \cdot \sin \theta_0 = n \cdot \lambda / M. \quad (6)$$

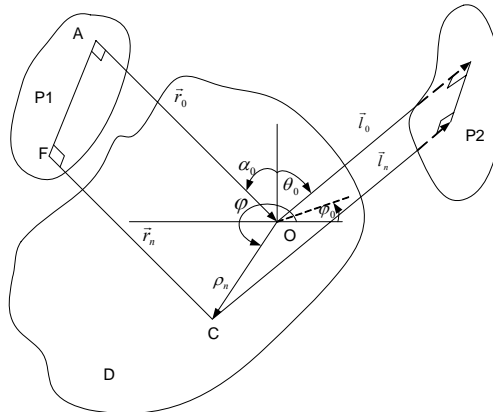


Рис. 9. Геометрическая модель для расчета обобщенных зон Френеля в случае падающей плоской и отраженной плоской волн

Данное уравнение является уравнением первого порядка по ρ_n . Решив его, получим выражения для границ зон Френеля при различных углах падения и рассеяния волн, представленные на рис. 10.

Анализ формы границ зон показывает, что в случае $\varphi_0 = 0, \alpha_0 = \theta_0$ вся дифракционная поверхность покрывается одной зоной Френеля. Во всех остальных случаях зоны представляют собой множество параллельных полос,

покрывающих всю плоскость. Причём, при $\varphi_0 \neq 0$ все зоны испытывают параллельный поворот на угол φ_0 .

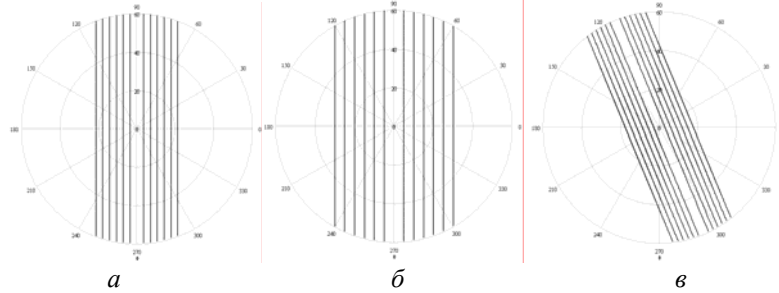


Рис. 10. Формы границ зон Френеля для падающей и отраженной плоских волн: а - $\alpha_0 = \pi/3, \theta_0 = \pi/4, \varphi_0 = 0$; б - $\alpha_0 = \pi/2, \theta_0 = \pi/3, \varphi_0 = 0$; в - $\alpha_0 = \pi/3, \theta_0 = \pi/4, \varphi_0 = \pi/6$

Цилиндрическая ↔ цилиндрическая волны

Геометрическая модель для падающей и отраженной цилиндрических волн изображена на рис. 11. Геометрические соотношения для падающей волны соответствуют принятым на рис. 7. Геометрическая модель рассеянной волны представляет совокупность лучей, отражённых от плоскости D и пересекающих под прямым углом прямую - ось цилиндрического фазового фронта волны. Данная прямая определяется параллельным ей единичным вектором $\vec{\xi} (a_x, a_y, a_z)$ и лежащей на ней точкой $Q(x_0, y_0, z_0)$. Оси x и y декартовой системы координат, в которой задаются вектор $\vec{\xi}$ и точка Q, лежат в плоскости D, причём ось y совпадает с полярной осью ВО.

Применяя (1) к геометрической модели на рис. 11, получим уравнение для границ зон Френеля. Разность $r_n - r_0$ находится аналогично случаю 3, а разность $l_n - l_0$ находится из представления l_n и l_0 в следующем виде:

$$l_0 = \sqrt{\frac{\left| \begin{matrix} a_y & a_z \\ y_0 & z_0 \end{matrix} \right|^2 + \left| \begin{matrix} a_z & a_x \\ z_0 & x_0 \end{matrix} \right|^2 + \left| \begin{matrix} a_x & a_y \\ x_0 & y_0 \end{matrix} \right|^2}{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}},$$

$$l_n = \sqrt{\frac{\left| \begin{matrix} a_y & a_z \\ y_0 - \rho \cdot \cos(2\pi - \phi) & z_0 \end{matrix} \right|^2 + \left| \begin{matrix} a_z & a_x \\ z_0 & x_0 - \rho \cdot \sin(2\pi - \phi) \end{matrix} \right|^2 + \left| \begin{matrix} a_x & a_y \\ x_0 - \rho \cdot \sin(2\pi - \phi) & y_0 - \rho \cdot \cos(2\pi - \phi) \end{matrix} \right|^2}{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}}.$$

Подставляя приведенные выражения вместе с разностью $r_n - r_0$ в (1), после несложных преобразований получим следующее уравнение:

$$\rho_n^4 + a \cdot \rho_n^3 + b \cdot \rho_n^2 + c \cdot \rho_n + d = 0 \quad (7)$$

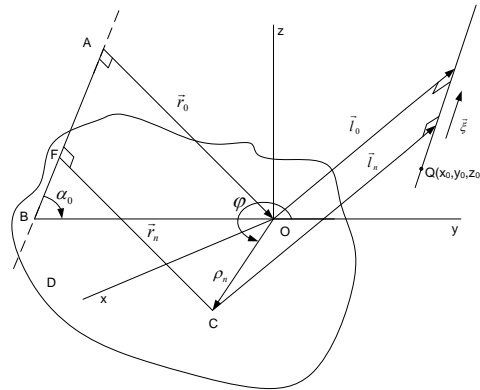


Рис. 11. Геометрическая модель для расчета обобщенных зон Френеля в случае падающей и рассеянной цилиндрических волн

Коэффициенты уравнения (7) определяются из законов аналитической геометрии в пространстве и являются сложными выражениями, зависящими от переменного угла φ и параметров $\alpha_0, \Gamma_0, x_0, y_0, z_0, a_x, a_y, a_z$.

Уравнение (7) является в общем случае уравнением четвертого порядка по ρ_n . Решив его, получим выражения для границ зон Френеля, которые для $\Gamma_0 = 100$ мм и при различных сочетаниях углов падения и рассеяния волн изображены на рис. 12.

На рис. 12 а оси фронтов падающей и отраженной волн параллельны друг другу и лежат в одной плоскости с полярной осью, на рис. 12 б – они перпендикулярны друг другу, но параллельны плоскости дифракции (перпендикуляр, восстановленный на плоскости дифракции и пересекающий эти оси, проходит через начало координат). Форма границ зон на рис. 12 в соответствует наиболее общему расположению оси цилиндрического фронта рассеянной волны.

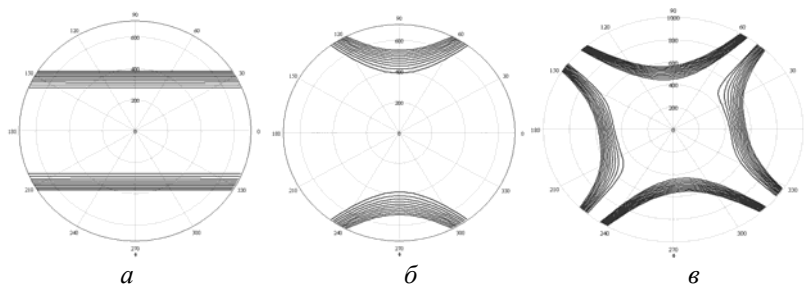


Рис. 12. Формы зон Френеля для сочетаний падающей цилиндрической и отраженной цилиндрической волн: а - $\alpha_0 = 0, Q\{0,0,1000\}, \vec{\xi}\{0,1,0\}$; б - $\alpha_0 = 0, Q\{0,0,1000\}, \vec{\xi}\{1,0,0\}$; в - $\alpha_0 = 0, Q\{0,100,1000\}$.

Анализ формы границ зон показывает, что в случае, показанном на рис. 12 а, уравнение (7) трансформируется к уравнению первого порядка и границы зон являются прямыми линиями. В остальных случаях это более сложные кривые.

Сопоставление границ зон Френеля показывает, что во всех рассмотренных случаях форма границ зависит как от сочетаемых типов волн, так и от их

направления в пространстве. Кроме того, формы зон зависят от длины волны λ , что видно из основного уравнения (1). Все это подтверждает предположение о том, что управление рабочей длиной волны и пространственной ориентацией главного лепестка диаграммы направленности дифракционной антенны может быть достигнуто за счет управления формой зон Френеля, формируемых на поверхности дифракционной среды с управляемыми электромагнитными параметрами (комплексными ϵ и μ). Использование анизотропных управляемых рассеивающих сред дает дополнительную возможность управления поляризацией рассеиваемой волны. Из анализа динамики зон Френеля можно получить требования к устройствам управления параметрами сред, на базе которых формируются импедансные дифракционные поверхности.

Для успешной практической реализации импедансных антенн с управляемыми параметрами следует решить ряд проблем: а) исследовать зависимость распределения импеданса на дифракционной поверхности от направленных, частотных и поляризационных свойств поля дифракции; б) исследовать материалы с управляемыми электромагнитными параметрами (ϵ и μ), влияющими на формирование поверхностного импеданса и определить наиболее эффективные из них для построения управляемых импедансных антенн; в) исследовать и разработать эффективные устройства для управления электромагнитными параметрами материалов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Окорочков А.И.* Управляемые полупроводниковые рефлекторы / А.И. Окорочков, А.Н. Самоделов // Межвузовский сб. науч. трудов – Шахты: Изд-во ЮРГУЭС, 2003. – С. 49-53.
2. *Семенухин А.И.* Синтез импеданса цилиндрического тела по заданной поляризации рассеянного поля, независимой от угла и поляризации облучения / А.И. Семенухин // Рассеяние ЭМВ: Межвед. сб. научно-технических статей. – Вып. 14. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2006. – С. 38-48.
3. *Терешин О.Н.* Синтез антенн на замедляющих структурах / О.Н. Терешин, В.М. Седов, А.Ф. Чаплин – М.: Связь, 1980. – 136 с., ил.
4. *Юханов А.Ю.* Синтез анизотропной реактансной плоскости, возбужденной нитью магнитного тока / А.Ю. Юханов // Труды Международной научной конференции. Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2005. – С. 360-362.
5. *Лещук И.И.* Антенны Френеля с вынесенным облучателем / И.И. Лещук, Т.А. Цалиев // Радиоэлектроника. – 1995. №9. – С. 37 – 42

УДК 519.85

Д.Д. Габриэльян, Е.Д. Безуглов

ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ТЕЛЕ

Цилиндрические антенны с продольно ориентированными электрическими вибраторами могут использоваться в качестве антенных систем для современных и перспективных РЭС в системах связи, управления движением, мониторинга окружающего пространства. Исследование характеристик излучения и согласования рассматриваемого класса антенн проводилось в большом числе работ, например, [1-4]. Однако, несмотря на имеющиеся публикации, вопросы