

ПРОДОЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ СО СПАДАЮЩИМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Введение

Одной из характерных особенностей современной теории антенн является резко возросший интерес к изучению структуры поля излучения антенн в их зоне Френеля. Это обусловлено широким внедрением в практику систем, в основе которых лежит взаимодействие поля излучения антенны с объектом, находящимся в ее зоне Френеля. К числу таковых относятся системы ближней радиосвязи и радиолокации, системы беспроводной передачи энергии СВЧ-лучом, антенны с синтезированной апертурой, измерение параметров антенн в ближней зоне, системы медицинской диагностики и гипертермии, использующие сфокусированные антенны для получения высокого пространственного разрешения и т.д.

Повышенный интерес к зоне Френеля вызывает и обострение проблемы ЭМС из-за быстрого роста числа радиоэлектронных средств (РЭС), повышения мощности излучения и чувствительности их приемных устройств, существенно возросших требований к обеспечению нормального функционирования близкорасположенных друг к другу РЭС, характерного, например, для современных морских судов и летательных аппаратов. К проблеме ЭМС примыкает и важнейшая задача защиты биологических объектов от облучения электромагнитным полем, актуальность которой также заметно усилилась в связи с увеличением числа и мощностей излучения РЭС.

В отличие от дальней зоны, для которой характерна сложившаяся интерференционная картина, называемая диаграммой направленности (ДН), угловое распределение поля в зоне Френеля меняется с расстоянием. Поэтому в зоне Френеля изучению подлежат не только зависимости характеристик поля от пространственных углов, но и от расстояния.

Изучение распределения поля ИС в их зоне Френеля на примере линейной излучающей системы (ЛИС) [1] и ИС в виде прямоугольной и круглой апертур [2] позволило выявить присущие этой зоне основные характерные особенности при равномерном их возбуждении. Однако с практической точки зрения важно провести аналогичное исследование и для ИС с неравномерным амплитудным распределением, в частности со спадающим к краям, как наиболее распространенным.

В данной работе изучается влияние уменьшения амплитуды поля возбуждения на краю апертуры на характер продольного распределения поля в зоне Френеля антенны в виде круглой, в общем случае сфокусированной, апертуры.

Основные соотношения

Напряженность электрического поля в точке $P(r, \theta, \phi)$ зоны Френеля круглой апертуры, возбужденной линейно поляризованным электрическим полем $\vec{e}_x E_0$, имеющей радиус R и центр которой совпадает с началом системы координат (рис. 1) в приближении Кирхгофа определяется следующим выражением [3]:

$$E(r, \theta, \phi) = \frac{ikE_0(1 + \cos\theta)}{4\pi r} e^{ikr} \times \int_S A(\rho_1, \phi_1) e^{i\Phi(\rho_1, \phi_1)} e^{i \left[k\rho_1 \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_1) - \frac{k\rho_1^2}{2r} (1 - \sin^2\theta \cos^2(\varphi - \varphi_1)) \right]} d\rho_1 d\varphi_1 \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда поля в апертуре, $A(\rho_1, \phi_1)$, $\Phi(\rho_1, \phi_1)$ – функции, описывающие амплитудное и фазовое распределение на апертуре, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, r, θ, ϕ – сферические координаты точки наблюдения; ρ_1, ϕ_1 – полярные координаты точки на апертуре.

Пусть апертура сфокусирована в точку с координатами $\theta = 0, r = r_f$. фазовое распределение при этом будет описываться функцией $\Phi(\rho_1, \phi_1) = k\rho_1^2/2r_f$.

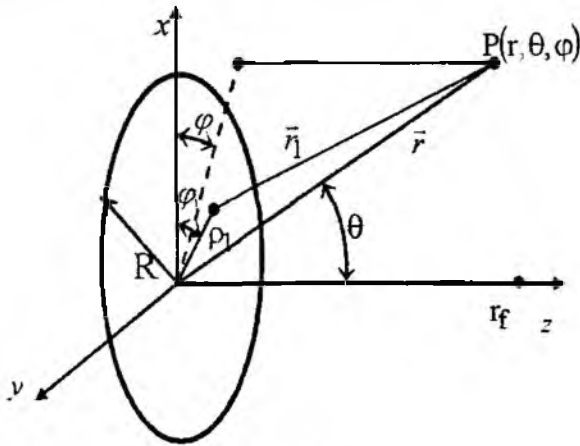


Рис.1

Введем ряд безразмерных переменных: $\psi = kR \sin \theta$ – обобщенный угол; $u = \rho_1 / R$ – относительная радиальная координата на апертуре; $\zeta = \frac{\pi}{16\pi\chi_0} \left(1 - \frac{\chi_0}{\chi}\right)$ – обобщенная продольная координата, характеризующая радиальное расстояние от фокальной сферы до точки наблюдения, где $\chi = r/r_{03}$, $\chi_0 = r_f/r_{03}$ – безразмерные координаты точки наблюдения и фокуса соответственно и $r_{03} = 8R^2/\lambda$ – расстояние до границы дальней зоны.

Введение величины ζ в исходную формулу (2), позволяет анализировать как поле антенн, сфокусированных в эту зону, так и поле в зоне Френеля несфокусированных антенн (антенн, сфокусированных на бесконечность).

В приближении малых углов на основании (1) получаем следующее соотношение:

$$E(\zeta, \psi, \phi) = i \frac{\pi E_0}{8} e^{-ikr} F(\zeta, \psi, \phi), \quad (2)$$

где

$$F(\zeta, \psi, \phi) = \frac{1}{\pi\chi_0} \left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta\right)^2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} A(u) e^{i2\zeta u^2} e^{i\psi u \cos(\phi - \phi_1)} u du d\phi_1, \quad (3)$$

комплексный множитель круглой апертуры в зоне Френеля.

Будем рассматривать апертуру со спадающим амплитудным распределением типа «парабола на пьедестале» $A(u) = 1 - (1 - \Delta)u^2$ (Δ – высота пьедестала), которое во многих случаях хорошо аппроксимирует реальное распределение амплитуды [4].

Тогда, положив в (3) $\psi = 0$, для продольного (вдоль фокальной оси) распределения интенсивности поля будем иметь

$$|F(0, \zeta)|^2 = |F(\zeta)|^2 = \frac{1}{\chi_0^2} \left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta\right)^2 \frac{\sin^2 \zeta}{\zeta^2} \left\{ \Delta + \frac{(1 - \Delta)^2}{4} \left[1 + \left(\frac{1 - \cos \zeta}{\zeta} - \frac{\cos \zeta}{\sin \zeta}\right)^2 \right] \right\} \quad (4)$$

При $\Delta = 1$ формула (4) переходит в хорошо изученное выражение для распределения интенсивности равномерно возбужденной апертуры [2].

На рис. 2, а, б показано осевое распределение ненормированной интенсивности (рис. 2, а, б) и нормированной (рис. 2, в, г) при глубокой ($\chi_0 \leq 0.125$) и мелкой ($\chi_0 > 0.125$) фокусировках соответственно.

Видны следующие общие закономерности в изменении характера продольного распределения интенсивности, обусловленные уменьшением высоты пьедестала в амплитудном распределении. С уменьшением величины пьедестала происходит сглаживание осциллирующего характера продольного распределения. Оно проявляется в увеличении среднего уровня интенсивности, относительно которого осциллирует ее величина и уменьшении амплитуды этих осцилляций (рис. 2, в, г). При этом имеют место: смещение точки максимума интенсивности поля (МИП) к апертуре; уменьшение величины интенсивности в максимуме; изменение ширины главного лепестка (продольного размера фокального пятна); заполнение нулей.

Положение главного максимума

Координата точки МИП определяется из условия равенства нулю первой производной от $|F(\zeta)|^2$ по ζ , которое приводит к следующему уравнению:

$$\Delta \left[\left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta \right) \frac{\cos \zeta}{\sin \zeta} - \frac{1}{\zeta} \right] - \frac{(1-\Delta)^2}{4} \left[\frac{16\chi_0}{\pi} + 2 \left(1 - \frac{8\chi_0}{\pi} \zeta \right) \left(\frac{1}{\zeta} - \frac{\cos \zeta}{\sin \zeta} \right)^2 \frac{1}{\zeta} \right] = 0, \quad (5)$$

Так как аналитическое решение (5) в общем случае затруднительно, то рассмотрим два частных случая, допускающих такое решение: а) глубокая фокусировка $\chi_0 < 0,125$, б) мелкая фокусировка $\chi_0 > 0,125$.

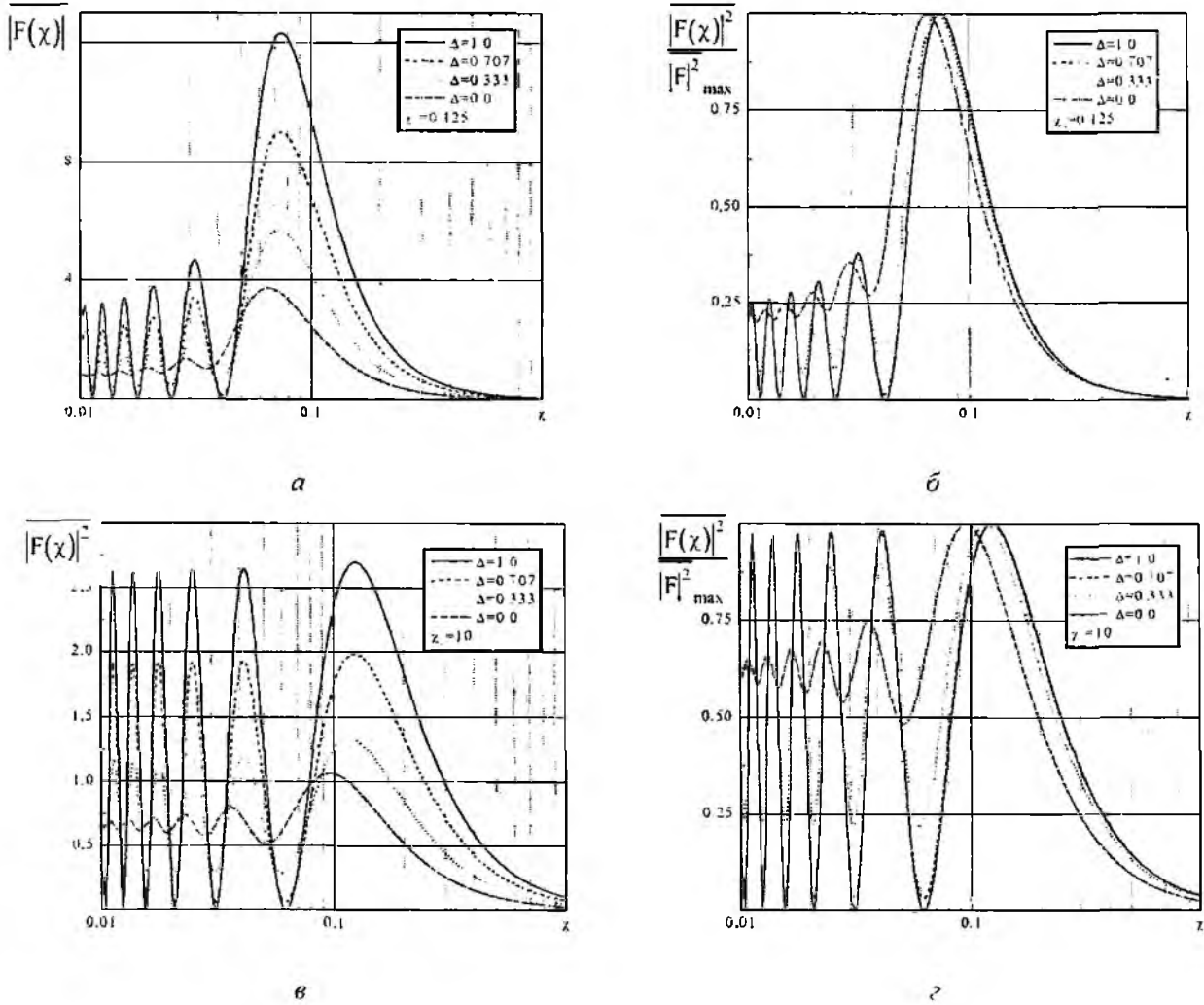


Рис. 2

Глубокая фокусировка. В [2] показано, что в случае глубокой фокусировки координата точки МИП мало отличается от нуля.

Тогда, полагая, что ζ_{\max} мало, из (5) находим

$$\zeta_{\max} = \frac{\pi}{16\chi_0} \frac{1+8\Delta+\Delta^2}{1+14\Delta+\Delta^2} \left\{ 1 - \sqrt{1 + 12 \left(\frac{16\chi_0}{\pi} \right)^2 \left[1 - \frac{(1-\Delta)^4}{4(1+4\Delta+\Delta^2)^2} \right]} \right\}, \quad (6)$$

Учитывая, что $\chi = \chi_0 / \left(1 - \frac{16\chi_0}{\pi} \zeta\right)$ для больших и малых высот пьедестала из (6) имеем следующие выражения для координат точки МИП:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \frac{64}{\pi^2} (1 - \Delta)^2 \chi_0^3, \quad (7a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \frac{384}{\pi^2} (1 - 6\Delta) \chi_0^3, \quad (7b)$$

где $\chi_{\max,0} = \chi_0 (1 - 77.8\chi_0^2)$ – координата точки МИП при равномерном амплитудном распределении [2].

При этом относительное максимальное смещение МИП $\Delta\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \chi_{\max}$, соответствующее нулевой высоте пьедестала,

$$\left(\frac{\Delta\chi_{\max}}{\chi_{\max,0}}\right)_{\Delta=0} = \frac{384}{\pi^2} \chi_0^2 = 38.9\chi_0^2. \quad (8)$$

Из (7a) и (7b) видно, что при сравнительно больших высотах пьедестала (амплитудное распределение близко к равномерному) уменьшению амплитуды поля на краю апертуры приводит к незначительному смещению точки МИП относительно ее положения при равномерном амплитудном распределении, оно пропорционально $(1 - \Delta)^2$, то есть имеет второй порядок малости по $\delta = 1 - \Delta$. В случае малых высот пьедестала, смещение точки МИП велико и ее координата в пределе при $\Delta \rightarrow 0$ стремится к $\chi_{\max} = \chi_0 (1 - 116.7\chi_0^2)$ (что соответствует $\zeta_{\max} = -22.9\chi_0$).

Мелкая фокусировка. При мелкой фокусировке можно считать, что координата точки МИП мало отличается от своего значения для фокусировки в бесконечность (синфазного случая). Тогда получаем следующие соотношения для координаты точки максимума:

$$\zeta_{\max} = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \quad (9)$$

где

$$a = \Delta(0,238 + 5,093\chi_0) + 0,25(1 - \Delta)^2 (0,464 + 3,474\chi_0),$$

$$b = -\left[\Delta(0,595 + 8\chi_0) + 0,25(1 - \Delta)^2 (0,636 + 3,856\chi_0)\right]$$

$$c = \Delta 0,637 + 0,25(1 - \Delta)^2 (0,516 + 3,029\chi_0).$$

Для больших и малых высот пьедестала соответственно имеем при $(1 - \Delta) \ll 1$,

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - \frac{0.25}{\pi} \left(0.09566 + \frac{0.004}{\chi_0}\right) (1 - \Delta)^2, \quad (10a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{\max} = \chi_{\max,0} - 0.029 + \frac{0.005}{\chi_0} + 0.096\Delta, \quad (10b)$$

где $\chi_{\max,0} = 0.125(1 - 0.074/\chi_0)$ – координата точки МИП при равномерном амплитудном распределении [2].

Максимальное относительное смещение (смещение при нулевом пьедестале):

$$\left(\frac{\Delta \chi_{\max}}{\chi_{\max,0}} \right)_{\Delta=0} = 0.232 - \frac{0.024}{\chi_0} \quad (11)$$

Для сфокусированной в бесконечность апертуры при нулевом пьедестале максимум интенсивности будет при $\chi_{\max} = 0.096$, в отличие от $\chi_{\max} = 0.125$ при равномерном амплитудном распределении. Относительное смещение равно 23 %. Отметим, что $\chi_{\max} = 0.096$ очень близко к величине $\chi_{\max} = 0.1$, приведенной в [5].

На рис. 3 приведены зависимости относительного смещения координаты точки МИП от Δ и χ_0 при произвольных их значениях.

Из формул (7) и (10) и рис. 3 видно, что при любых значениях фокусного расстояния эффект влияния изменения Δ на величину смещения точки МИП значительно усиливается по мере уменьшения высоты пьедестала. Наиболее сильно он проявляется при $\Delta < 0.25$ (рис. 3, а). Следует также отметить, что, если при глубокой фокусировке величина смещения точки МИП за счет высоты пьедестала заметно зависит от значения фокусного расстояния, то при мелкой фокусировке влияние Δ практически одинаково для всех χ_0 ((10 б), рис. 3, б). Особенно это характерно для $\chi_0 \geq 0.5$ (рис. 3, б)

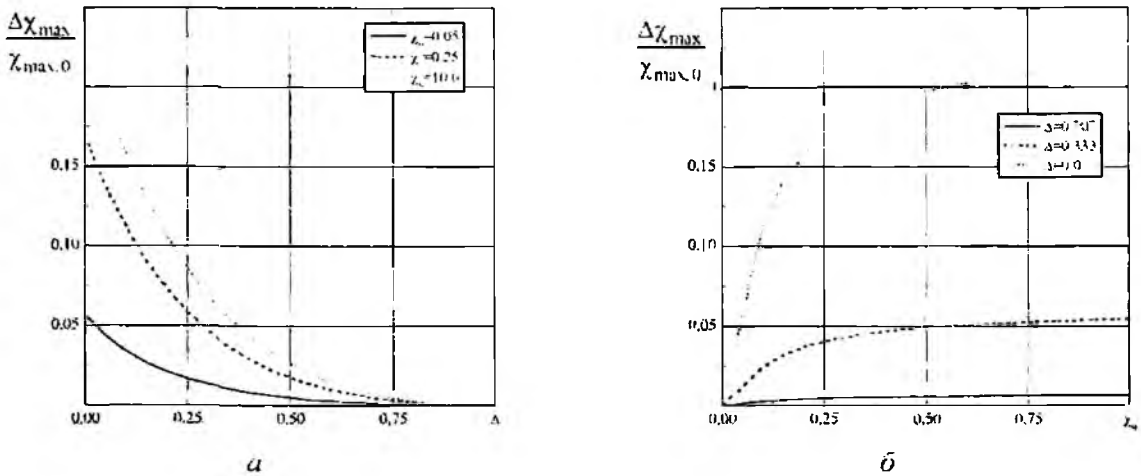


Рис. 3

Величина главного максимума

Значение максимума интенсивности определяется по (4), (6) и (9). Соответствующие выражения имеют следующий вид.

Глубокая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$:

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \frac{1}{\chi_0^2} \left[(1 + 155,63\chi_0^2)(1 - \Delta) - (0,06 + 13,1\chi_0^2)(1 - \Delta)^2 \right], \quad (12a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \frac{0.75}{\chi_0^2} \left[(1 + 58,547\chi_0^2) + \frac{2}{3}(1 + 67,7\chi_0^2)\Delta + \frac{1}{3}(1 + 822,3\chi_0^2)\Delta^2 \right], \quad (12б)$$

и максимальное относительное снижение величины главного максимума:

$$\left(\frac{\Delta |F|_{\max}^2}{|F|_{\max,0}^2} \right)_{\Delta=0} = 0.75(1 - 19.26\chi_0^2), \quad (13)$$

где $|F|_{\max,0}^2 = (1/\chi_0^2)(1 + 77.81\chi_0^2)$ – значение $|F|_{\max}^2$ при равномерном распределении.

Мелкая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \frac{256}{\pi^2} \left[\left(1 + \frac{0.25}{\chi_0} \right) \cdot (1 - \Delta) - 0.351 \left(1 + \frac{0.207}{\chi_0} \right) (1 - \Delta)^2 \right], \quad (14a)$$

$$\frac{\Delta |F|_{\max}^2}{|F|_{\max,0}^2} = 1 - \Delta; \quad (14b)$$

при $\Delta \ll 1$

$$|F|_{\max}^2 = |F|_{\max,0}^2 - \left[\left(14.653 + \frac{4.5}{\chi_0} \right) + \left(2.8 \cdot 10^{-2} - \frac{1.968}{\chi_0} \right) \Delta - \left(31.808 + \frac{5.264}{\chi_0} \right) \Delta^2 \right], \quad (15a)$$

$$\left(\frac{\Delta |F|_{\max}^2}{|F|_{\max,0}^2} \right)_{\chi_0=0} = 0.565 \left(1 + \frac{0.29}{\chi_0} \right), \quad (15b)$$

где $|F|_{\max,0}^2 = (256/\pi^2)(1 + 0.25/\chi_0)$ – значение $|F|_{\max}^2$ при $\Delta = 1$.

На рис. 4 приведены зависимости относительного снижения величины максимума интенсивности от Δ и χ_0 при произвольных их значениях.

Видно, что при больших высотах пьедестала ($\Delta > 0.5$) снижение величины максимума практически не зависит от фокусного расстояния (рис. 4, а). Особенно это характерно для мелкой ($\chi_0 > 0.125$) фокусировки – формула (14б) и рис. 4, б. При нулевом пьедестале для сфокусированной в бесконечность апертуры величина максимума уменьшается примерно на 56 % по сравнению со своим значением при равномерном амплитудном распределении.

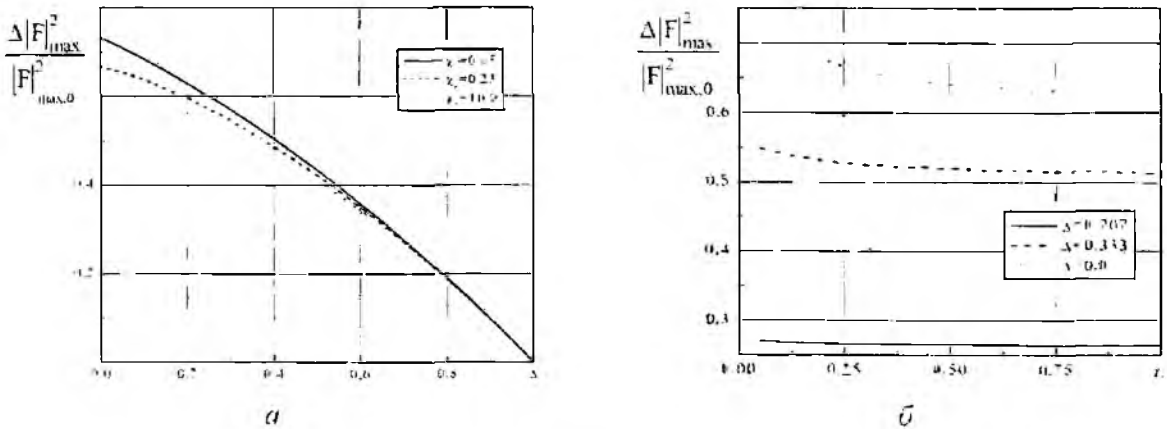


Рис. 4

Продольный размер главного лепестка

Ширину главного лепестка на уровне 0,5 максимального значения можно найти, если предварительно определить положение ближней и дальней точек, в которых значение интенсивности равно $0.5 |F|_{\max}^2$. Координаты этих точек удовлетворяют уравнению

$$\frac{|F(\xi)|^2}{|F|_{\max}^2} = 0.5. \quad (16)$$

Они определяются в предположении, что значения их незначительно отличаются от значений при равномерном распределении [2].

Опуская несложные, но громоздкие вычисления, получим следующие выражения для продольного размера главного лепестка.

Глубокая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} - \left[0,166(1 - \Delta) - 2,32(1 - \Delta)^2 \right] \chi_0^2, \quad (17a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} + (3,545 - 18,35\Delta) \chi_0^2, \quad (17б)$$

$$\left(\frac{\Delta \chi_{0,5}}{\chi_{0,5}^{(0)}} \right)_{\Delta=0} = 0,25, \quad (18)$$

где $\chi_{0,5}^{(0)} = 14,175 \chi_0^2$ продольный размер при равномерном распределении, $\Delta \chi_{0,5} = \chi_{0,5} - \chi_{0,5}^{(0)}$ — изменение ширины главного лепестка (продольного размера фокального пятна).

Мелкая фокусировка:

при $(1 - \Delta) \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} - \left(0,006 - \frac{0,0016}{\chi_0} \right) (1 - \Delta)^2 \quad (19a)$$

при $\Delta \ll 1$

$$\chi_{0,5} = \chi_{0,5}^{(0)} - 0,019 \left[\left(1 + \frac{0,068}{\chi_0} \right) - 1,805 \left(1 - \frac{0,397}{\chi_0} \right) \Delta \right], \quad (19б)$$

$$\left(\frac{\Delta \chi_{0,5}}{\chi_{0,5}^{(0)}} \right)_{\Delta=0} = -0,117 \left(1 + \frac{0,148}{\chi_0} \right), \quad (20)$$

где $\chi_{0,5}^{(0)} = 0,162 - 0,013/\chi_0$ продольный размер при $\Delta = 1$.

На рис. 5 приведены зависимости относительного изменения продольного размера главного лепестка от высоты пьедестала (рис. 5, а) и фокусного расстояния (рис. 5, б) при произвольных значениях этих величин.

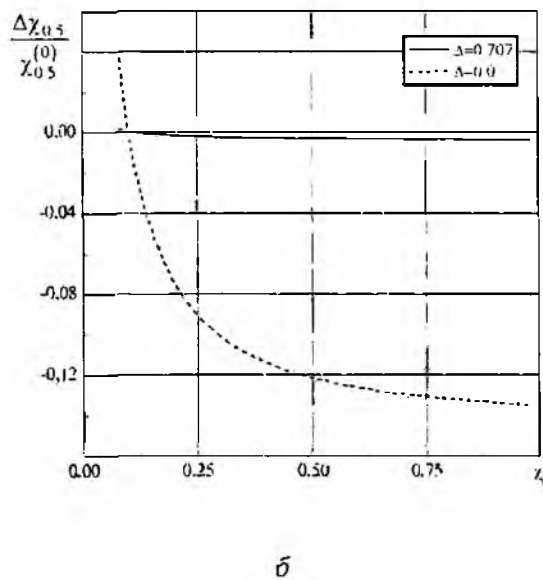
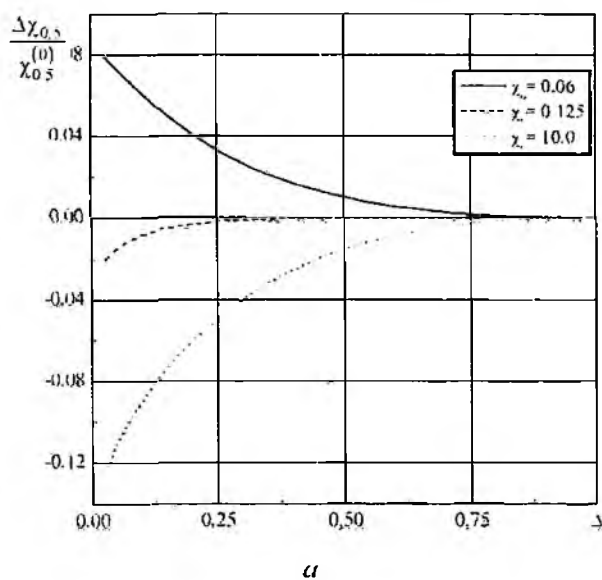


Рис. 5

Из формул (17)–(20) и рис. 5 видно, что при глубокой фокусировке главный лепесток сужается, а при мелкой расширяется. Максимальное расширение (расширение при нулевом пьедестале) для глубокой фокусировки составляет 25 %, а максимальное сужение для нефокусированной (синфазной) апертуры примерно равно 12 %. Различный характер влияния уменьшения высоты пьедестала на ширину главного лепестка объясняется различным поведением ближней и дальней границ главного лепестка при изменении величины пьедестала.

На рис. 6 представлены зависимости отношения смещения ближней границы к смещению дальней границы от: a – высоты пьедестала и b – фокусного расстояния.

Видно, что при глубокой фокусировке смещение ближней границы в сторону ИС при уменьшении пьедестала больше, чем дальней – лепесток расширяется. При мелкой фокусировке картина обратная – дальняя граница приближается к ИС больше, чем ближняя и, соответственно, это приводит к сужению главного лепестка. Известно, что максимальное поперечное расширение главного лепестка на фокальной плоскости, при уменьшении пьедестала до нуля, равно 24,5 % [4]. Следовательно, что в случае глубокой фокусировки при уменьшении пьедестала фокальное пятно увеличивает свои размеры в поперечном и продольном направлениях примерно одинаково. При мелкой фокусировке главный лепесток (фокальное пятно) расширяется в фокальной плоскости, но при этом его продольный размер уменьшается.

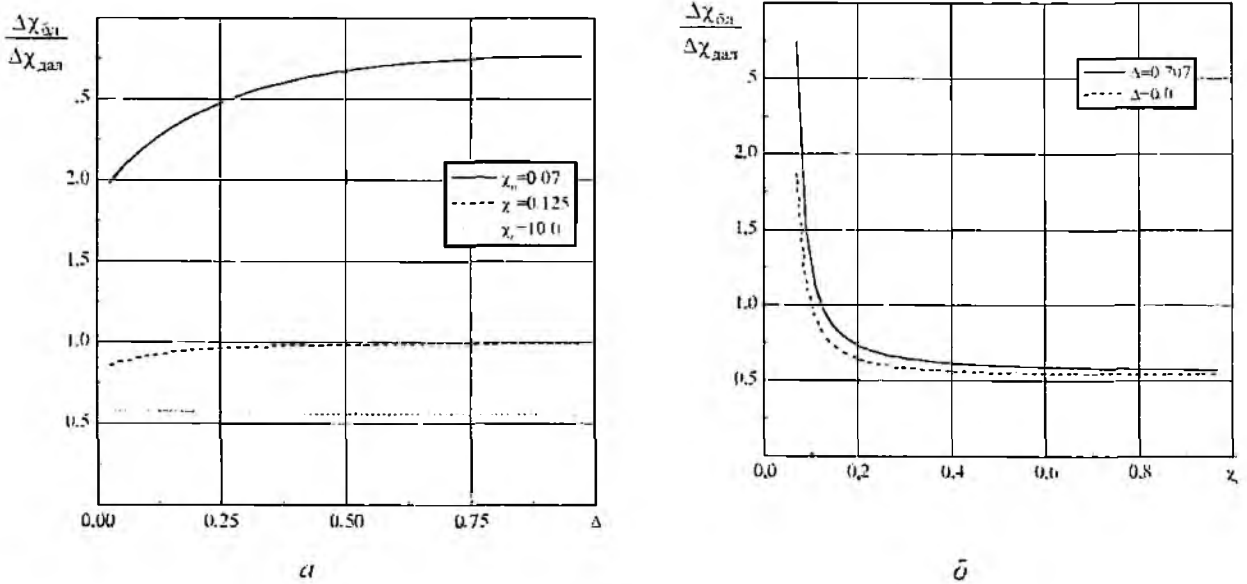


Рис. 6

Уровень экстремумов

Как отмечалось ранее (рис. 2), уменьшение значения возбуждающего поля на краю апертуры снижает уровень побочных продольных максимумов и приводит к «заполнению» нулей – увеличению уровня минимумов. Определив координаты экстремумов и подставив их значения в (4), для уровня побочных максимумов $1 \geq \Delta \geq 0.3$ получим следующие соотношения:

глубокая фокусировка

$$\frac{|F|_{\max, n}^2}{|F|_{\max}^2} = \frac{0,1}{(n+0,5)^2} \left[1 + 16(2n+1)\chi_0 + 32(8n^2+8n+1)\chi_0^2 \right] + \frac{12,526}{(n+0,5)^2} \chi_0^2 (1-\Delta), \quad (21a)$$

мелкая фокусировка

$$\frac{|F|_{\max, n}^2}{|F|_{\max}^2} = \left[1 - \frac{n(n+1)}{10(n+5)^2} (1-\Delta)^2 \right] - \frac{n}{4(n+5)} \left[1 - \frac{0,14n(1+1,926n+1,146n^2)}{(n+0,5)^3} (1-\Delta)^2 \right], \quad (21b)$$

где $n = 1, 2, \dots$ – порядковый номер максимума.

Для величины минимумов выражения имеют следующий вид:
глубокая фокусировка

$$\frac{|F|_{\min, n}^2}{|F|_{\max}^2} = 0,02533 \left(\frac{1-\Delta}{n} \right)^2 \left[1 + 32n\chi_0 + 32(8n^2 - 1)\chi_0^2 \right], \quad (22a)$$

мелкая фокусировка

$$\frac{|F|_{\min, n}^2}{|F|_{\max}^2} = 0,25(1-\Delta)^2 - 0,0625 \left(1 - \frac{1}{2n} \right) (1-\Delta)^2 \frac{1}{\chi_0}. \quad (22b)$$

где $n = 1, 2, \dots$ – порядковый номер минимума.

На рис. 7 и 8 приведены огибающие первых шести побочных максимумов и минимумов, нормированных на значение интенсивности в главном максимуме, для пьедестала нулевой высоты.

Из формул (21), (22) и рис. 7, 8 видно, что с уменьшением высоты пьедестала уровень продольных максимумов (лепестков) уменьшается, а уровень минимумов увеличивается. При этом растет среднее значение интенсивности, около которого происходят осцилляции ее величины и уменьшается их амплитуда. Наиболее сильно эти эффекты проявляются для нефокусированной (синфазной) апертуры. Так для синфазной апертуры среднее значение нормированной интенсивности в области побочных экстремумов равно примерно 0.63. Следует отметить, что изменение величины побочных максимумов и минимумов с ростом их номера носит различный характер. Величина максимумов для всех фокусных расстояний с ростом их номера уменьшается. Уровень минимумов с ростом их номера монотонно растет при фокусных расстояниях $\chi_0 > 0.25$ (мелкой фокусировке) и уменьшается при малых $\chi_0 < 0.25$ (глубокой фокусировке).

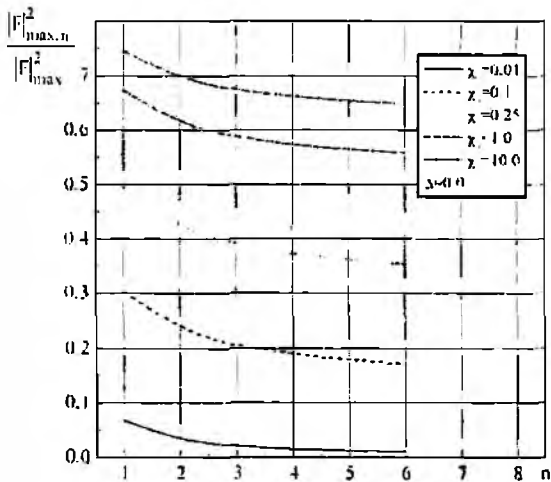


Рис. 7

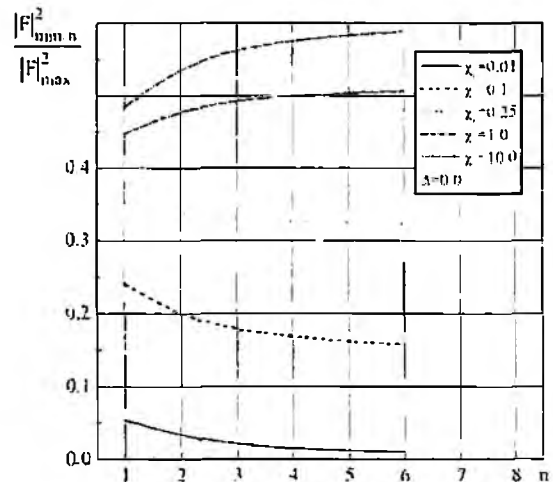


Рис. 8

Заключение

Проведенные исследования показали, что применение спадающего края амплитудного распределения у ИС в виде круглой апертуры приводит к сглаживанию осциллирующего характера поля в их зоне Френеля по сравнению с равномерным амплитудным распределением. При этом происходит уменьшение величины главного максимума, изменение его продольного размера, заплывание нулей и уменьшение уровня побочных максимумов. Степень проявления указанных эффектов зависит от высоты пьедестала и фокусного расстояния. В наибольшей степени они проявляются у нефокусированной апертуры. Полученные результаты в виде аналитических соотношений и графических зависимостей могут быть полезны при проектировании сфокусированных апертурных антенн, предназначенных для систем ближ-

ней радиолокации, при оценке ЭМС РТС, при проектировании систем беспроводной передачи энергии, телекоммуникационных систем связи и беспроводных компьютерных сетей.

Список литературы: 1. *Шифрин Я.С.* Статистическая теория антенн // Справочник по антенной технике (в 5 т.) / Под ред. Л.Д. Бахраха и Е.Г. Зелкина. М.: ИПЖР, 1997. Т. 1. С. 148 – 206; Пер с англ Y.S. Shifrin. Statistical Antenna Theory (Theory foundation, State-of-the-Art, Basic Application) // Telecommunication and Radio Engineering: 2001. Vol. 55, N 6-7. P 1-67. 2. *Должиков В.В., Сербин А.В.* Радиальный розподіл інтенсивності поля в зоні Френеля круглої зфокусованої апертури / Вісник НУ “Львівська політехніка”, 2004. 3. *Silver S.* Microwave Antenna Theory and Design. New York.: Mc Graw-Hill, 1949. 312 p. 4. *Ямпольский В.Г., Фролов О.П.* Антенны и ЭМС. М.: Радио и связь, 1983. 272 с. 5. *Microwave Scanning Antennas*, vol. 1 / Edited by R.C. Hansen. Academic Press: New York and London. 1964.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 06.08.2007