

УДК 621.396.67.621.3.01

**АНАЛИЗ БЛИЖНЕГО МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
ПРИ РАЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ПОЛЯ ПО АПЕРТУРЕ АНТЕННЫ**

© 2012 г.

А.А. Артеменко, С.П. Скулкин

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

alexey.artemenko@wcc.unn.ru

Поступила в редакцию 09.11.2011

Проведен анализ ближнего монохроматического поля круглой плоской апертуры с различными спадающими к краям распределениями поля. Впервые для этого случая был развит и применен метод расчета импульсного поля плоской круглой апертурной антенны, позволяющий получить аналитические выражения в обратных тригонометрических функциях для поля в ближней зоне. При этом поведение ближнего монохроматического поля круглой плоской апертуры со спадающими к краям распределениями поля объяснено с точки зрения импульсных характеристик апертуры. Также приведено сравнение полученных результатов с известными результатами для случая равномерного распределения поля по апертуре антенны.

Ключевые слова: апертурная антенна, ближняя зона, временная область.

Введение

Аналізу поля апертурных антенн было посвящено большое количество работ [1–8]. В 50-х годах прошлого века для этого применялись методы с использованием различных форм функции Грина или векторных потенциалов [1, 2]. Для качественного описания поля в ближней зоне использовалось приближение Френеля [2, 3], несмотря на то, что оно применимо только в границах зоны Френеля. С 1970-х годов появились работы [4, 5], доказывающие эффективность метода разложения по плоским волнам для анализа ближнего поля круглой плоской апертуры с равномерным распределением поля по апертуре.

При появлении методов измерения параметров антенн в ближней зоне [6, 7] вместе с развитием вычислительной техники интерес к анализу ближнего поля сохранялся довольно долго, особенно при выборе оптимального расстояния апертура–зонд [8]. Неопределенности в выборе величины шага пространственной дискретизации и использовании фильтрации связаны, прежде всего, с существованием быстро затухающего при удалении от апертуры спектра нераспространяющихся плоских волн [8, 9]. Следует отметить, что подобная неопределенность при анализе поля методом разложения по плоским волнам возникает не только в ближней зоне, но и на оси апертуры в зоне Френеля (см., например, [9]).

Отметим, что поведение ближнего поля апертурной антенны сильно зависит и от формы самой апертуры и от распределения амплитуды поля на ней. Один из наиболее критичных случаев с точки зрения изрезанности ближнего поля – это случай круглой плоской апертуры с равномерным распределением амплитуды. В статье [10] временная зависимость поля в любой точке полупространства перед такой апертурой находилась в приближении апертурной теории антенн при условии, что каждая точка апертуры излучила δ -импульс. Предложенный метод позволил получить аналитические выражения для временной зависимости поля в обратных тригонометрических функциях для любой точки полупространства перед апертурой. Спектральные компоненты в предложенном методе определялись в результате преобразования Фурье от временной зависимости поля. По сравнению с использованием известных методов расчета монохроматических полей импульсный метод часто позволяет получать более точные значения для спектральных компонент поля, так как точность вычисления спектральных компонент определяется точностью представления поля и точностью процедуры одномерного преобразования Фурье (выбором временного окна, шага дискретизации).

Целью данной работы является анализ и объяснение поведения монохроматического ближнего поля плоской круглой апертуры с точки зрения импульсных характеристик апертуры в случае различных спадающих к краям

амплитудных распределений, а также сравнение результатов с известными результатами для случая равномерного амплитудного распределения поля, описанными в [10]. Спадающие распределения амплитуды поля по апертуре приводят к большей ширине основного луча диаграммы направленности антенны, но позволяют добиться значительного уменьшения уровня боковых лепестков, что имеет практическую ценность во многих приложениях. Отметим, что метод расчета импульсного поля для случая спадающих к краям распределений амплитуды поля для анализа поля круглой плоской апертуры был развит и применен в настоящей работе впервые.

Основные соотношения

Свойства широкополосных антенн на основной поляризации могут характеризоваться как пространственно-частотной зависимостью, например, электрического поля $E(\omega, \vec{r})$, где \vec{r} – радиус-вектор точки наблюдения, ω – круговая частота, так и пространственно-временной зависимостью поля $E(t, \vec{r})$, связанной с частотной зависимостью преобразованием Фурье [10]:

$$E(t, \vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int E(\omega, \vec{r}) \exp(-j\omega t) d\omega. \quad (1)$$

Если $E(\omega, \vec{r})$ в (1) вычислено для единичных комплексных амплитуд возбуждения на каждой частоте ω , то $E(t, \vec{r})$ можно рассматривать как совокупность импульсных переходных характеристик (ИПХ) системы «антенна – свободное пространство» для каждой точки наблюдения \vec{r} . С физической точки зрения ИПХ представляет собой поле апертуры при условии, что каждая точка апертуры излучила δ -импульс в момент времени $t = 0$. При этом временная зависимость излученного антенной сигнала $S(t, \vec{r})$ в точке с координатой, определяемой радиус-вектором \vec{r} , будет представлять собой следующую свертку по времени:

$$S(t, \vec{r}) = S_0(t) \otimes (dE(t, \vec{r})/dt), \quad (2)$$

где $S_0(t)$ – сигнал на входе антенны.

При этом понятно, что после взятия операции обратного преобразования Фурье от производной ИПХ в частотной области будет получена пространственно-частотная зависимость электрической компоненты поля $E(\omega, \vec{r})$, а при взятии операции обратного преобразования Фурье от самой ИПХ – та же пространственно-частотная зависимость, но с множителем $-j/\omega$.

Таким образом, анализ ИПХ или ее производной для исследования пространственно-частотной зависимости электрической компоненты поля эквивалентен с точностью до данного множителя. Однако часто анализ ИПХ более информативен и нагляден, чем анализ ее производной.

В дальнейшем будем предполагать, что антенна представляет собой круглый плоский раскрыв, лежащий в плоскости xu декартовой системы координат. Тогда, как показано в [10], ИПХ апертуры можно представить в следующем виде:

$$E(t, \vec{r}) = \frac{1}{2\pi c} \iint_{S_a} \frac{g(\vec{r}_a) \alpha(\vec{r}, \vec{r}_a) \delta(t - |\vec{r} - \vec{r}_a|/c)}{|\vec{r} - \vec{r}_a|} dS_a = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \int_{\phi_1}^{\phi_2} g(x_{a,\Gamma}, y_{a,\Gamma}) \alpha(\vec{r}, \vec{r}_{a,\Gamma}) d\phi, & (ct > z) \cap (\Gamma \cap S_a \neq \emptyset); \\ 0, & (ct < z) \cup (\Gamma \cap S_a = \emptyset), \end{cases} \quad (3)$$

где S_a – область апертуры, лежащая в плоскости xu , \vec{r}_a – радиус-вектор текущей точки на апертуре, $g(\vec{r}_a)$ – функция освещения апертуры, которая для простоты принята частотно-независимой, c – скорость света, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $\alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)$ – множитель направленности элемента апертуры, Γ – кривая, определяемая уравнением $ct = |\vec{r} - \vec{r}_a|$ и представляющая собой окружность радиуса $b_t = \sqrt{(ct)^2 - z^2}$ с центром в точке $\vec{\rho}$, $\vec{\rho}$ – проекция вектора \vec{r} на апертурную плоскость (см. рис. 1), z – расстояние от точки, определяемой \vec{r} до апертурной плоскости. Интеграл берется по углу ϕ , под которым дуга окружности Γ , лежащая внутри области апертуры, видна из проекции точки наблюдения на апертурную плоскость, концевые углы $\phi_{1,2}$ определяются точками пересечения окружности Γ с краями S_a .

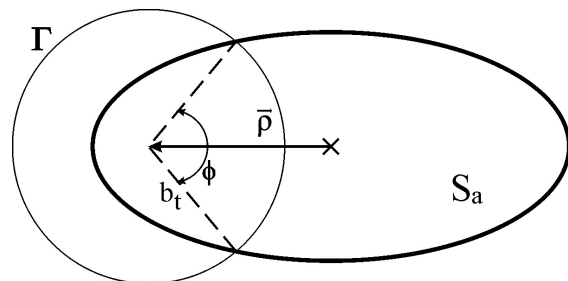


Рис. 1. Кривая пересечения сферы радиуса ct и апертурной плоскости

Отметим, что выражение (3) напоминает интеграл Гюйгенса–Кирхгофа для монохромати-

ческих полей [2]. Однако в (3) в качестве $\alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)$ вместо ДН элемента Гюйгенса $1 + \cos \gamma$, корректной только для компонент поля в свободном пространстве, должна быть использована ДН элемента апертуры $\cos^2 \gamma$, получаемая в рамках апертурной теории антенн. Такая ДН элемента апертуры получается при представлении тока на поверхности апертуры в виде векторного произведения нормали и магнитного поля на данной поверхности. Здесь γ – угол между нормалью к апертуре \vec{n} и радиус-вектором точки наблюдения из каждой точки на апертуре $(\vec{r} - \vec{r}_a)$. При этом сделан переход из частотной во временную область. Также учитывается, что поверхность излучения синфазна и размер апертуры много больше длины волны $D_a \gg \lambda$.

Из геометрических соображений можно получить, что квадрат косинуса угла γ для всех точек кривой Γ выражается как

$$\alpha(\vec{r}, \vec{r}_a) = \left(\frac{(\vec{n}, \vec{r} - \vec{r}_a)}{|\vec{r} - \vec{r}_a|} \right)^2 = \cos^2 \gamma = \left(\frac{z}{ct} \right)^2. \quad (4)$$

Таким образом, при постоянном амплитудном распределении на апертуре ($g \equiv 1$) ИПХ круглой плоской апертуры выражается в элементарных функциях положения точки наблюдения и времени:

$$E(t, \rho, z) = \left(\frac{z}{ct} \right)^2 \times \begin{cases} 0, & 0 < ct < z; \\ 0, & z < ct < \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2}, \rho > a; \\ 1, & z < ct < \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2}, \rho < a; \\ \frac{\varphi}{2\pi}, & \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2} < ct < \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2}; \\ 0, & ct > \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2}. \end{cases} \quad (5)$$

$$E(t, \rho, z) = \left(\frac{z}{ct} \right)^2 \begin{cases} 0, & 0 < ct < z; \\ 0, & z < ct < \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2}, \rho > a; \\ \left(1 - \frac{\rho^2 + b_i^2}{a^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\rho b_i}{a^2} \right)^2, & z < ct < \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2}, \rho < a; \\ \frac{\varphi}{2\pi} \left[\left(1 - \frac{\rho^2 + b_i^2}{a^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\rho b_i}{a^2} \right)^2 \right] + \frac{4\rho b_i}{\pi a^2} \left(1 - \frac{\rho^2 + b_i^2}{a^2} \right) \sin(\varphi/2) + \frac{1}{\pi} \left(\frac{\rho b_i}{a^2} \right)^2 \sin \varphi, & \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2} < ct < \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2}; \\ 0, & ct > \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2}. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь $a = D/2$ – радиус апертуры, а угол φ (см. рис. 1) определяется как

$$\varphi = 2 \arccos \left(\frac{\rho^2 + b_i^2 - a^2}{2\rho b_i} \right). \quad (6)$$

Аналитические выражения для ИПХ круглой плоской апертуры могут быть также получены для спадающих распределений по апертуре вида:

$$g(\rho_a) = \left(1 - \rho_a^2/a^2 \right)^n, \quad (7)$$

где ρ_a – длина радиус-вектора точки на апертуре, $n = 1, 2, \dots$

В случае $n = 1$ с учетом круговой симметрии задачи имеем:

$$g|_{\Gamma} = 1 - (\rho^2 + b_i^2 - 2\rho b_i \cos \varphi)/a^2 \quad (8)$$

и из выражения (3) получаем:

$$E(t, \rho, z) = \left(\frac{z}{ct} \right)^2 \times \begin{cases} 0, & 0 < ct < z; \\ 0, & z < ct < \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2}, \rho > a; \\ 1 - \frac{\rho^2 + b_i^2}{a^2}, & z < ct < \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2}, \rho < a; \\ \frac{\varphi}{2\pi} \left(1 - \frac{\rho^2 + b_i^2}{a^2} \right) + \frac{2\rho b_i}{\pi a^2} \sin(\varphi/2), & \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2} < ct < \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2}; \\ 0, & ct > \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2}. \end{cases} \quad (9)$$

В случае $n = 2$ с учетом круговой симметрии задачи имеем:

$$g|_{\Gamma} = \left(1 - \frac{\rho^2 + b_i^2 - 2\rho b_i \cos \varphi}{a^2} \right)^2 = \left(1 - \frac{\rho^2 + b_i^2}{a^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\rho b_i}{a^2} \right)^2 + 4 \frac{\rho b_i}{a^2} \left(1 - \frac{\rho^2 + b_i^2}{a^2} \right) \cos \varphi + 2 \left(\frac{\rho b_i}{a^2} \right)^2 \cos(2\varphi) \quad (10)$$

и из выражения (3) получаем

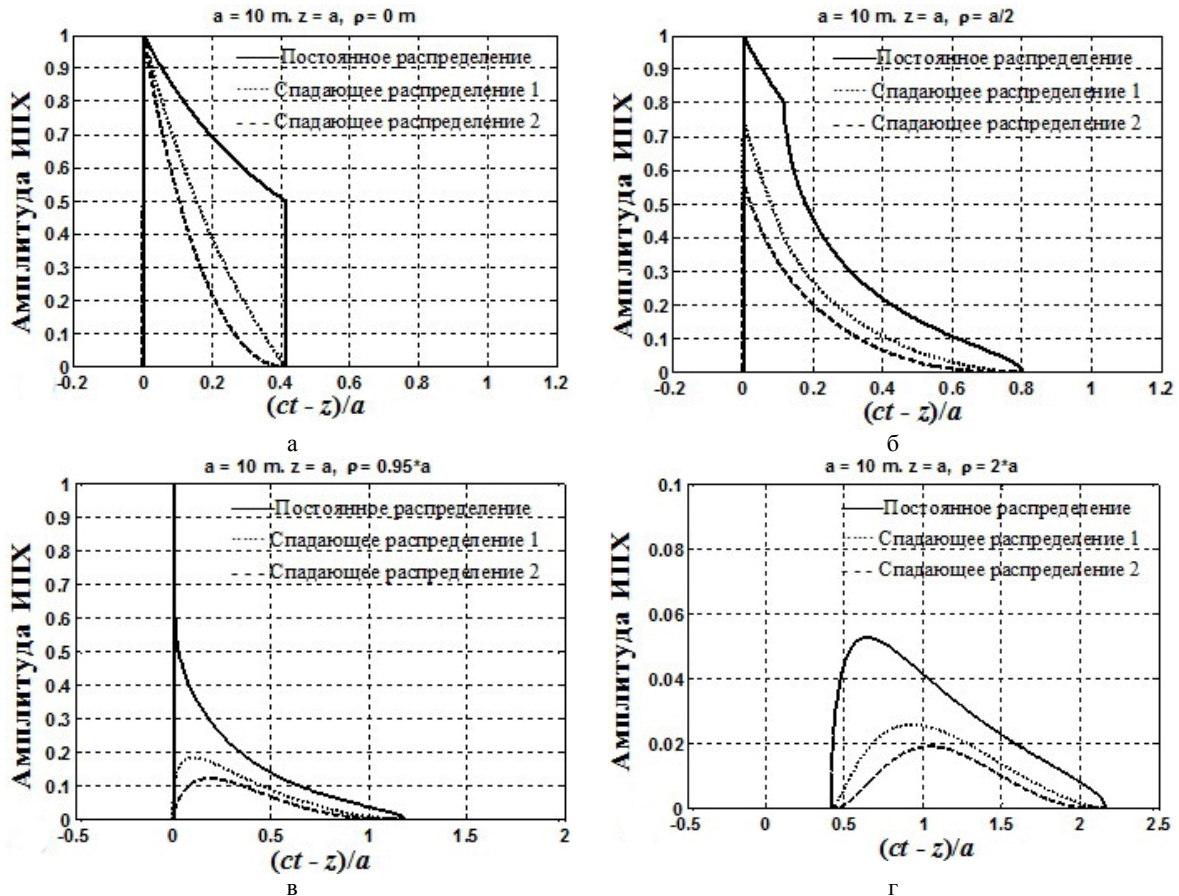


Рис. 2. Графики временных зависимостей ИПХ в ближней зоне при $z = a$ и $\rho = 0$ (а), $\rho = a/2$ (б), $\rho = 0.95a$ (в), $\rho = 2a$ (г) для трех случаев распределения амплитуды поля по апертуре (равномерное распределение, спадающее при $n = 1$, спадающее при $n = 2$)

Таким образом, выражение для спектральных компонент поля на каждой частоте в ближней зоне круглой плоской апертуры можно представить как преобразование Фурье:

$$E(f, \vec{r}) = \int E(t, \vec{r}) e^{j2\pi ft} dt, \quad (12)$$

здесь $f = c/\lambda$.

Обсуждение результатов

Графики временных зависимостей ИПХ круглой плоской апертуры в ближней зоне при $z = a$ и $\rho = 0$ (а), $\rho = a/2$ (б), $\rho = 0.95a$ (в), $\rho = 2a$ (г) для трех случаев распределения амплитуды поля по апертуре (равномерное распределение, спадающее при $n = 1$ и спадающее при $n = 2$) приведены на рис. 2. Графики пространственного распределения амплитуды ближнего монохроматического поля круглой плоской апертуры в зависимости от ρ/a и z/a для равномерного распределения поля по апертуре (а), спадающего распределения при $n = 1$ (б) и $n = 2$ (в) для $D/\lambda = 7$ приведены на рис. 3. Относительно малое значение $D/\lambda = 7$ выбирается только для наглядности рисунков.

На оси апертуры ($\rho = 0$, рис. 2а) в случае равномерного распределения поля по апертуре ИПХ имеет вид прямоугольника, умноженного на множитель направленности элемента апертуры $z^2/(ct)^2$. Здесь монохроматическое поле характеризуется большими скачками амплитуды вблизи оси z (см. рис. 3а). Амплитуда таких биений увеличивается при удалении от апертуры и стремится к величине $A \approx 2a/N$, здесь N – количество длин волн на половине апертуры, при этом минимумы биений приближаются к нулю. Оба эффекта связаны с тем, что при удалении от апертуры становится меньшим влияние множителя направленности элемента апертуры и форма ИПХ на оси z приближается к прямоугольной. Период биений поля по координате z увеличивается, что связано с уменьшением длительности ИПХ. Положение последнего нуля поля на оси z определяется условием $ct_{ИПХ} = \lambda/2$, где $\tau_{ИПХ}$ – длительность ИПХ.

При спадающих к краям апертуры распределениях поля верхняя часть ИПХ сливается с задним фронтом, и ИПХ стремится к нулю тем быстрее, чем быстрее его амплитуда уменьшается к краям апертуры. Таким образом, спа-

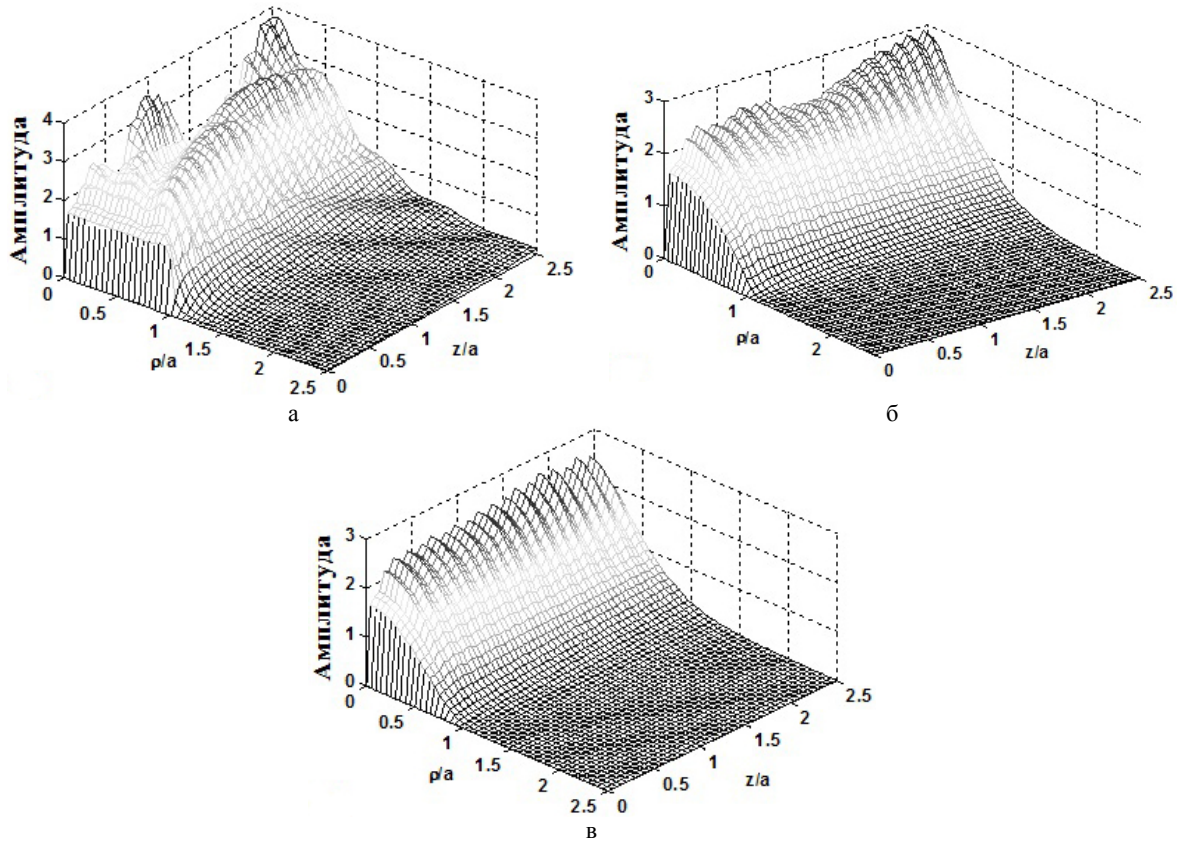


Рис.3. Графики пространственного распределения амплитуды ближнего монохроматического поля в зависимости от ρ/a и z/a для равномерного распределения поля по апертуре (а), спадающего распределения при $n = 1$ (б) и $n = 2$ (в) при $D/\lambda = 7$

дающее к краям апертуры поле влияет на форму заднего фронта больше, чем множитель направленности элемента апертуры $z^2/(ct)^2$. Такое поведение ИПХ объясняет то, что чем быстрее спадает амплитуда поля к краям апертуры, тем более равномерное распределение (см. рис. 3б, в) имеет поле в ближней зоне (и прежде всего на оси апертуры).

При удалении от оси апертуры (при увеличении ρ , см. рис. 2б, в) в пределах прожекторного луча (то есть при $\rho < a$) амплитуда переднего фронта импульса определяется амплитудой поля на апертуре в точке нормали из точки наблюдения, а длительность заднего фронта увеличивается. Интересно, что для спадающих к краям распределений поля по апертуре при $\rho \rightarrow a$ (см. рис. 2в) форма импульса приближается к форме импульса за пределами прожекторного луча (см. рис. 2г), хотя амплитуда импульса значительно больше.

При увеличении ρ за пределами прожекторного луча ($\rho > a$) фронты импульса размываются, амплитуда падает, а длительность стремится к величине $2a/c$. За пределами прожекторного луча крутизна переднего фронта больше, чем заднего, что связано с нелинейной зависимостью аргумента функции \arccos от времени (см.

выражение (6)). Отметим, что при удалении от оси апертуры пространственное распределение монохроматического поля становится более равномерным.

В непосредственной близости перед апертурой в пределах прожекторного луча очень сильно влияние множителя направленности элемента апертуры $z^2/(ct)^2$, который ведет к быстрому спаданию амплитуды импульса и исчезновению влияния краев апертуры. Поэтому ИПХ при малых z состоит из короткого перепада в начале временного интервала, задержка которого равна $z/(ct)$, а амплитуда определяется амплитудой поля на апертуре в точке нормали из точки наблюдения, и быстро спадающего длинного заднего фронта. Исчезновение влияния краев апертуры в непосредственной близости от апертуры приводит к равномерному пространственному распределению монохроматического поля в этой области.

Заключение

В работе объяснено поведение ближнего монохроматического поля круглой плоской апертуры со спадающими к краям распределениями поля с точки зрения импульсных характеристик

апертуры. В частности, с временной точки зрения объяснены эффект улучшения равномерности распределения ближнего поля при увеличении скорости спада амплитуды поля к краям апертуры, а также эффект более равномерного пространственного распределения поля в непосредственной близости от апертуры. Отметим, что также имеющие большую практическую ценность распределения с разными уровнями облучения края апертуры, отличными от нуля, в некоторых случаях могут быть сведены к сумме равномерного распределения и рассмотренных здесь спадающих до нуля распределений.

Анализ поля с использованием ИПХ по сравнению с другими работами (например, [1–9]) более просто и физично объясняет особенности поведения поля и в некоторых случаях позволяет получить более высокую точность. Данный подход может быть применен к апертурам других форм и разным распределениям поля (см., например, [12]).

Список литературы

1. Bouwkamp C.J. Diffraction theory // Rep. Progr. Phys. 1954. V. 17. № 35.
2. Сканирующие антенные системы СВЧ: Пер. с англ./ Под ред. Г.Т. Маркова и А.Ф. Чаплина. Т. 1. М.: Сов. радио, 1966.
3. Walter C.H. Traveling Wave Antennas. New York: McGraw-Hill, 1965. P. 49.
4. Wu D.C.F. and Rudduck R.C. // Proc. Symp. Electromagn. Windows. Georgia Inst. Technol., Atlanta, Ga., 1970. P. 29.
5. Rudduck R.C., Wu D.C.F. and Intihar M.R. // IEEE Trans. 1973. V. AP-21. P. 231.
6. Бахрах Л.Д., Курочкин А.П. Голография в микроволновой технике. М.: Сов. радио, 1979. 320 с.
7. Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Турчин В.И. и др. Методы измерения характеристик антенн СВЧ / Под ред. Н.М. Цейтлина. М.: Радио и связь, 1985. 368 с.
8. Wang J.J.H. // IEEE Trans. 1988. V. AP-36. № 6. P. 746.
9. Weaver H.J. Applications of Discrete and Continuous Fourier Analysis. New York: Wiley, 1983.
10. Скулкин С.П. Анализ поля круглой плоской апертуры на основе ее импульсных переходных характеристик // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 12. С. 1464–1469.
11. Hansen R.C., Bailin L.L. // IRE Trans. Antennas Propagat. 1959. V. 7. P. 458.
12. Скулкин С.П. Импульсное поле прямоугольной плоской апертуры // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. LI, №12. С. 1081–1088.

ANALYSIS OF A MONOCHROMATIC NEAR FIELD AT DIFFERENT APERTURE FIELD DISTRIBUTIONS

A.A. Artemenko, S.P. Skulkin

We analyze the monochromatic near field of a circular plane aperture with various distributions tapered towards the edge of the field. For the first time, we have developed and applied for this case a method for calculating the pulsed field of a flat circular aperture antenna, which allows analytic expressions in terms of inverse trigonometric functions for the near field to be obtained. The behavior of the monochromatic near field of a circular plane aperture with distributions tapered towards the edge of the field is explained in terms of impulse responses of the aperture. We also compare the obtained results with those already known for the case of a uniform aperture field distribution.

Keywords: aperture antenna, near-field zone, time domain.