

**Государственный комитет РФ по высшему образованию
Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт**

Препринт N 377

**АНАЛИЗ ПОЛЯ КРУГЛОЙ ПЛОСКОЙ АПЕРТУРЫ НА
ОСНОВЕ ЕЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК**

С.П. Скуликин

Нижегород 1993

С.Л. Скушнев

**АНАЛИЗ ПОЛЯ КРУГЛОЙ ПЛОСКОЙ АПЕРТУРЫ НА ОСНОВЕ ЕЕ
ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК. // Препринт
N 377. - Нижний Новгород: НИРФИ, 1983.-16с.**

УДК:621.396.67.001.5

В работе проводится анализ пространственного распределения поля круглой плоской апертуры в ближней зоне полученного в результате преобразования Фурье от ее импульсных переходных характеристики. Показано, что временной подход к анализу поля позволяет достаточно просто получить точные выражения поля.

ВВЕДЕНИЕ

Анализу поля апертурных антенн на монохромате в последние несколько десятилетий было посвящено такое количество работ (см. [1-3]), что, казалось бы, можно считать эту проблему хорошо изученной. Известные способы расчета поля круглой плоской апертуры позволяют получить в общем случае приближенные значения поля (приближения Френеля, Фраунгофера). В данной работе на примере круглой плоской апертуры предлагается временной подход к анализу поля, в котором находится точная временная зависимость поля в любой точке полупространства перед апертурой. В отличие от монохроматического подхода предложенный подход позволяет получить в общем случае более простое и в большинстве случаев более точное выражение для поля в любой точке полупространства, если учесть, что временная и частотная области связаны хорошо изученным преобразованием Фурье, позволяющим получить любую требуемую точность.

Особое внимание будет уделено анализу ближнего поля на расстояниях от апертуры от длины волны λ до немногим более диаметра апертуры D , или, если следовать терминологии, принятой в [1], между плоскостной ближней зоной (областью реактивного ближнего поля) и зоной Френеля. Данная область выбирается прежде всего потому, что именно в ней обычно проводятся измерения параметров антенн в так называемой ближней зоне [2]. Если следовать рекомендациям изложенным в [2], то оптимальное расстояние между зондирующей антенной и апертурой составляет величину порядка 10λ . Практически данное расстояние

возможно выдержать только при измерениях на плоскости поля плоских антенных решеток. При измерениях же зеркальных антенн минимальное расстояние на оси апертуры ограничивается фокусным расстоянием зеркала, а при измерениях на криволинейных поверхностях (сфера или цилиндр) - половиной диаметра апертуры $D/2$. Обычно для поля в этих случаях принимается геометрикооптическое приближение, т.е. считается, что поле на плоскостях, параллельных апертуре, отличается только набегом фазы, пропорциональным расстоянию между плоскостями.

В данной работе вводится понятие импульсно-переходной характеристики (ИПХ) апертуры, которое целесообразно, во-первых, при измерениях семейства диаграмм направленности (ДН) широкополосных антенн в диапазоне частот, т.е. сигналы во временной и в частотной областях связаны преобразованием Фурье (ПФ) и во-вторых, при измерении параметров антенн во временной области с помощью коротких импульсов [4], либо при снятии временной зависимости сигнала путем измерений амплитуды и фазы на сетке частот и последующего ПФ. Переход во временную область наиболее полезен для увеличения точности при измерениях параметров антенн в ближней зоне (ВЗ), требующих при обработке процедуры избавления от перестраиваемых от местных предметов, легче всего осуществляемой во временной области с помощью алгоритма "временного окна", позволяющего полностью избавиться от паразитных сигналов при расстояниях до окружающих предметов превышающих размеры апертуры плюс длительность переходных процессов облучателя умноженная на скорость света. Кроме того появление сверхширокополосных радиолокационных станций со сложными временными зависимостями концентрических сигналов требует при оценке параметров антенн, используемых в них, восстановления не только семейств ДН на сетке частот, но и самих временных зависимостей в различных точках пространства.

Временную зависимость поля в точке, определяющейся радиус-вектором \vec{r} можно представить в виде свертки:

$$E(t, \vec{r}) = S(t) * h_a(t) + E_s(t, \vec{r}), \quad (1)$$

где $S(t)$ -временная зависимость возбуждающего импульса; $h_a(t)$ -ИПХ облучателя апертурной антенны (либо ИПХ каждого элемента фазированной антенной решетки); $E_s(t, \vec{r})$ -ИПХ апертуры.

ИПХ КРУГЛОЙ ПЛОСКОЙ АПЕРТУРЫ

Рассмотрим поле апертуры каждый элемент которой в момент времени $t = 0$ излучил δ импульс. Учитывая, что поверхность излучения сферическая и размер апертуры много больше длины волны ($D \gg \lambda$), представим временную зависимость результирующего поля $E_\delta(t, \vec{r})$, пренебрегая его векторным характером, пользуясь интегралом Кирхгофа с точностью до членов, убывающих как $(1/r)$:

$$E_\delta(t, \vec{r}) = \iint_{S_A} g(\vec{r}_A) (1 + \cos(\vec{n}, \vec{r})) \delta(t - |\vec{r} - \vec{r}_A|/c) \frac{d^2 \vec{r}_A}{|\vec{r} - \vec{r}_A|}, \quad (2)$$

где S_A - область, занимаемая раскрывом; \vec{r}, \vec{r}_A - соответственно радиус-векторы точки наблюдения и точки на апертуре; $g(\vec{r}_A)$ - распределение амплитуд излучаемых импульсов на раскрыве, (для простоты будем считать $g(\vec{r}_A) = 1$); $(1 + \cos(\vec{n}, \vec{r}))$ - множитель направления элемента Гюйгенса; \vec{n} - нормаль к апертуре.

Учитывая сферичность волны, излучаемой каждой точкой апертуры, и то, что все δ - источники излучили в момент времени $t = 0$, можно заметить, что в точке $B(\rho, z)$ в момент времени t_1 , могут появиться сигналы от δ - источников, расположенных на сфере с центром в точке $B(\rho, z)$ и радиусом ct_1 , т.е. в каждый момент времени поле в цилиндрической системе координат ρ, φ, z можно представить как интеграл по окружности радиуса $b = \sqrt{(ct)^2 - z^2}$, получающейся как пересечение данной сферы и излучающей поверхности:

$$E_\delta(t, \rho, z) = \left(1 + \frac{z}{ct}\right) \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{\delta(t - (\rho'^2 + z^2)/c)}{\sqrt{\rho'^2 + z^2}} \rho' d\rho' d\varphi, \quad (3)$$

здесь $\rho' = \sqrt{(ct')^2 - z^2}$, $d\rho' = \frac{ct'}{\sqrt{(ct')^2 - z^2}} dt'$, $(1 + z/ct)$ - ДН элемента Гюйгенса. Пользуясь предположением, что поле от ϕ не зависит, а также тем, что для круглой апертуры $\phi_1 = \phi_2 = \phi$ подставим $\rho', d\rho'$ в (3) и получим:

$$E_\delta(t, \rho, z) = 2\left(1 + \frac{z}{ct}\right)(\pi - \phi), \quad (4)$$

Пользуясь (4) вычислим $E_s(t, \rho, z)$ в пределах прожекторного пуча, т.е. при $\rho > a$ (a -радиус апертуры):

$$E_s(t, \rho, z) = \begin{cases} 0, & 0 < ct < z \\ 2\pi(1 + \frac{z}{ct}) \cdot \text{или} \\ \text{или} \\ 2(1 + \frac{z}{ct})(\pi - \arccos \frac{a^2 - \rho^2 + b^2}{2\rho b}), & z < ct < \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2} \\ \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2} < ct < \\ < \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2} \\ \text{или} \\ 0, & \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2} < ct \end{cases} \quad (5)$$

За пределами прожекторного пуча, т.е. при $\rho > a$ $E_s(t, \rho, z)$ представляется в следующем виде:

$$E_s(t, \rho, z) = \begin{cases} 0, & 0 < ct < z \\ \text{или} \\ 2\pi(1 + z/(ct)) \arccos \frac{-a^2 + \rho^2 + b^2}{2\rho b}, & \sqrt{z^2 + (a - \rho)^2} < ct < \\ < \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2} \\ \text{или} \\ 0, & \sqrt{z^2 + (a + \rho)^2} < ct \end{cases} \quad (6)$$

Графики этих функций для различных значений ρ, z приведены на рис.1.,2.

Интересен вид ИПХ в непосредственной близости перед апертурой в пределах прожекторного пуча при $z \ll D$ и $\rho < a$ (см.рис.2) при этом второе слагаемое множителя направленности элемента Гюйгенса $\cos(\vec{n}, \vec{r}) = z/ct$ очень быстро стремится к нулю. Поэтому ИПХ состоит из короткого импульса в начале временного интервала, определяемого z/ct и не зависящего от формы апертуры и длинного импульса, форма которого определяется формой апертуры. При удалении от апертуры длительность ИПХ $\tau_{\text{ИПХ}} = (\sqrt{z^2 + (a + \rho)^2} - z)/c$ (при $\rho < a$) уменьшается, вместе с тем уменьшается влияние слагаемого z/ct на форму ИПХ и на вершине появляется наиболее плоский участок.

Если пренебречь множителем $(1 + z/(ct))$ при $\rho = 0$, т.е. на оси z $E_s(t, \rho, z)$ имеет вид прямоугольника, причем при увеличении z границы переднего и заднего фронтов меняются с разной скоростью. От-

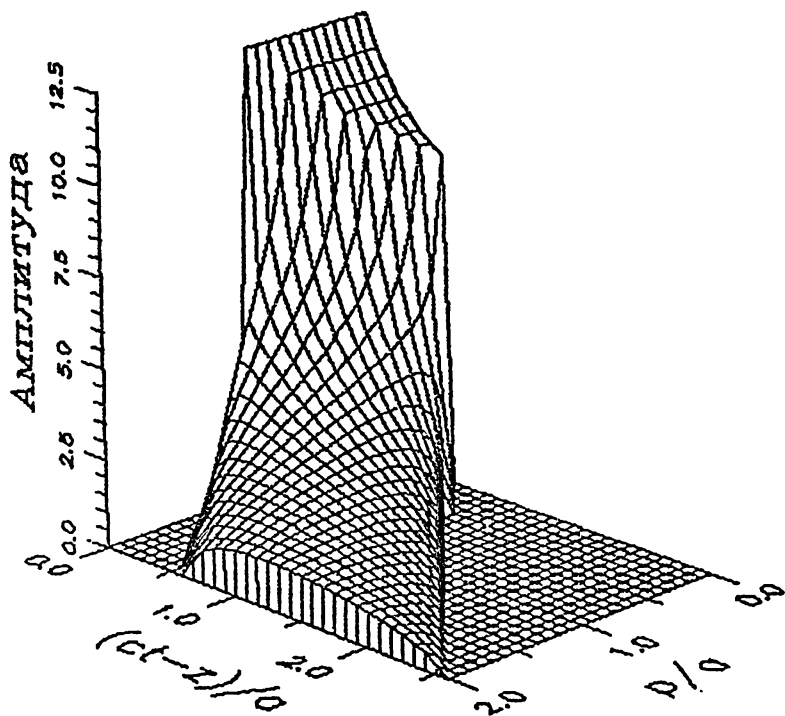


Рис.1. Пространственно-временное распределение поля $E_{\delta}(t, \rho, z = a/2)$

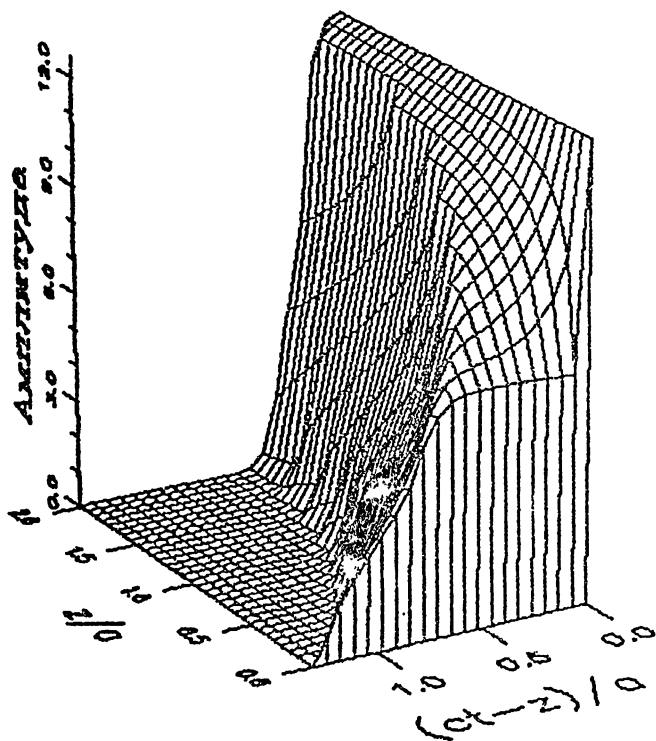


Рис.2. Пространственно-временное распределение поля $E_s(t, \rho = a/4, z)$

метки, что при малых x передний фронт запаздывает $\sim x$, а задержка заднего фронта практически не меняется, при дальнейшем увеличении x скорость уменьшения длительности ИИХ убывает. При удалении от оси апертуры (при увеличении ρ) в пределах проекторного пуча передний фронт импульса остается без изменений, длительность же заднего увеличивается, причем одновременно происходит уменьшение длины наиболее плоского участка на вершине импульса и его расширение. При увеличении ρ за пределами проекторного пуча фронты импульса размываются, амплитуда падает, а длительность стремится к величине $2a$.

На бесконечности поле в каждый момент времени будет определяться как интеграл по линии пересечения излучающей поверхности (в нашем случае круга) плоскостями (сферами бесконечного радиуса), кроме того поле будет зависеть от угла θ и соответственно представляется в виде:

$$f_s(t, \theta) = \begin{cases} 0, & a \sin \theta < |ct|, \\ 2a \cos\left(\frac{\pi ct}{2a \sin \theta}\right), & |ct| < a \sin \theta, \end{cases} \quad (7)$$

При $\theta \rightarrow 0$ $f_s(t, \theta \rightarrow \pi a^2 \delta(t)/4$), т.е. плоскость сечения совпадает с излучающей поверхностью и амплитуда равна площади апертуры.

ПОЛЕ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ КРУГЛОЙ ПЛОСКОЙ АПЕРТУРЫ

Теперь рассмотрим поле в ближней зоне круглой плоской апертуры как преобразование Фурье от ИПХ:

$$E(f, \rho, z) = \int E(t, \rho, z) e^{-i2\pi f t} dt \quad (8)$$

и рассмотрим особенности этого поля. Общий вид этого поля $E(f = 7/D, \rho, z)$ приведен на рис.3, вид фазы $\psi(f = 7/D, \rho, z) - 360 * z/\lambda$ в градусах (за вычетом набега фазы по z) приведен на рис.4. Относительно малое значение $D/\lambda = 7$ выбирается только для наглядности рисунков.

Попробуем оценить характерные особенности этого поля. Поле имеет четко выраженную область взаимодействия переднего и заднего фронта ИПХ с большими скачками амплитуды на оси z (см.рис.3). Амплитуда ближней увеличивается при удалении от апертуры и стремится к величине $A \sim 2a/N$, при этом минимумы ближней приближаются к нулю (здесь N -количество длин поля на половине апертуры vicino от нее). Оба эффекта связаны с тем, что при удалении от апертуры становится меньше влияние ДН элемента Гюйгенса и форма ИПХ на оси z приближается к прямоугольной. Период ближней поля по координате z увеличивается, что связано с уменьшением длительности ИПХ. Положение последнего нуля поля на оси z определяется условием $\tau_{\text{длн}} = \lambda/2$. Полученное распределение поля вдоль оси z совпадает с полученным ранее известными способами расчета полей [1,2]. Размер по ρ четко выраженной области взаимодействия двух волн, возбуждаемых фронтами ИПХ, можно оценить из соображений, что для максимума сигнала, возбуждаемого задним фронтом, необходимо, чтобы длительность фронта была меньше $\lambda/2$. Пользуясь временными интервалами из (5) можно получить $\rho < \lambda^2/16a$. Реально скорость изменения поля ограничена, и размер области по $\rho \sim \lambda$. Интересно поведение фазы поля на оси z . На каждом минимуме амплитуды поля на оси z происходит скачок фазы на величину близкую к 180 градусам (скачок был бы равен 180 градусам если бы ИПХ была чистым прямоугольником), это объясняется свойствами спектра функции близкой к прямоугольнику с изменяющейся длительностью. Кроме того при малых z фаза поля меняется $\sim z/2\lambda$. Это связано с ранее описанными особенностями задержек фронтов импульса в этой области. При увеличении z фаза поля меняется $\sim z/\lambda$.

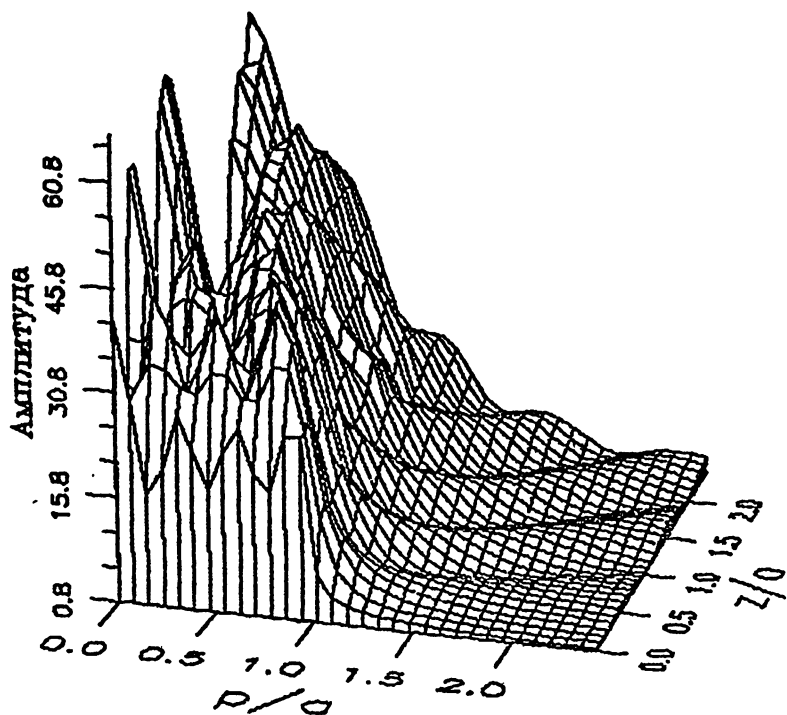


Рис.3. Пространственное распределение амплитуды поля ($f = 7/D$)

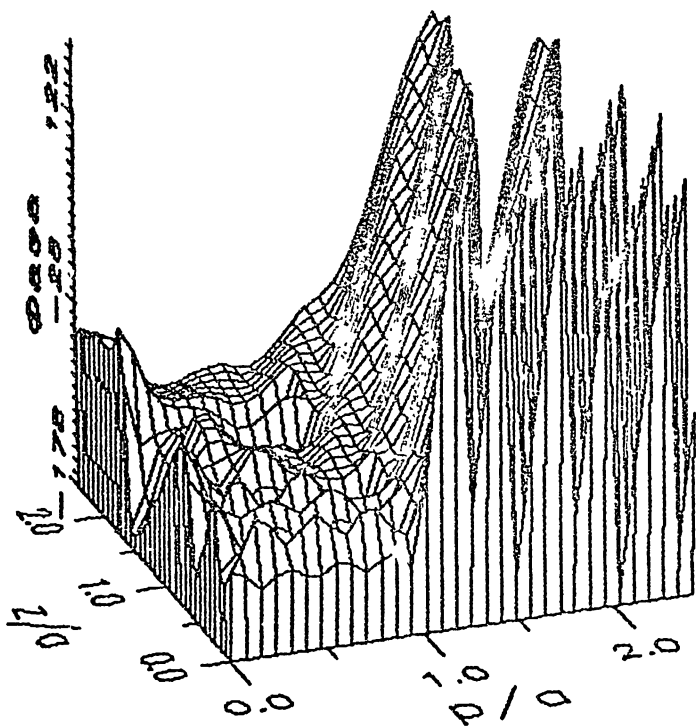


Рис.4. Пространственное распределение фазы поля ($f = 7/D$)

Интересно поведение поля в непосредственной близости от апертуры ($z \rightarrow 0$). Здесь поле имеет распределение, наиболее близкое к равномерному (если мы отвлечемся от ближней поля в центре апертуры). Это объясняется тем, что поле возбуждается прежде всего коротким импульсом в начале ИПХ, форма которого определяется ДН элемента Гюйгенса и не зависит от формы апертуры.

При удалении от апертуры по z , ближняя фаза в прожекторном пучке увеличивается. Это связано, прежде всего с тем, что даже на расстояниях сравнимых с размером апертуры начинается формирование пестиков ДН. Ранее считалось что этот эффект становится заметен только в зоне Френеля (см. [1]). Луч имеет относительно четкие границы по амплитуде, не меняющиеся при удалении по z но границы области фазы не имеющие набега по ρ немного расширяется, по сравнению с размерами прожекторного пучка.

Описанные выше особенности поведения поля круглой плоской апертуры в основном были известны ранее. Вместе с тем описание поля с точки зрения ИПХ более просто объясняет особенности его поведения. Кроме того из полученных выражений и рисунков видно поведение поля от апертуры до зоны Френеля, где поле ранее можно было получить только путем непосредственного численного интегрирования по формуле для монохроматического сигнала, аналитической (2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сканирующие антенные системы СВЧ: Пер. с англ./ Под ред. Г. Т. Маркова и А. Ф. Чашкина. Т. 1.- М.: Сов. радио, 1966. - 536 с.
2. IEEE Trans. 1988, V. AP-36, N6. Special issue on near-field scanning technique.
3. Воровиков В.А., Квинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции.-М.: Связь, 1978,-247 с.
4. Горюнова С.Б., Скулкин С.П., Турчин В.И. и др. // Изв.вузов. Радиофизика, 1989. т.32. N1. С.73.

Сергей Павлович Скупкин

**АНАЛИЗ ПОЛЯ КРУГЛОЙ ПЛОСКОЙ АПЕРТУРЫ НА ОСНОВЕ
ЕЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК**

Подписано в печать 17.12.93 г. Формат 60 x 84/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0.96 усл.п.л.
Заказ 5356. Тираж 50

Отпечатано на ротационте НИРФИ