

УДК 537.874.6

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОБЪЕМНОГО АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ТОКА

В. С. Коротков

Рассматривается задача восстановления объемного амплитудно-фазового распределения излучающего тока по результатам амплифазометрических измерений электромагнитного поля в волновой зоне. Получены соотношения для реализации алгоритма восстановления, пригодные для произвольного вида поверхности сканирования. Найден вид функции, характеризующей конечную разрешающую способность метода, присущую всем методам восстановления, использующим для обработки лишь волновую часть пространственного спектра поля излучающих токов.

Рассмотрим задачу о восстановлении амплитудно-фазового распределения (АФР) когерентных излучателей, размещенных в объеме, ограниченном поверхностью произвольной формы, по результатам измерения амплитуды и фазы электрической составляющей электромагнитного поля на произвольной поверхности сканирования в волновой зоне. Решение такой задачи представляет интерес с точки зрения проблемы диагностики сложных излучающих систем, например, многолучевых и фазированных антенных решеток, многоэлементных зеркальных антенн сложной формы. Известно значительное число работ [1-5], посвященных указанной проблеме. Однако обычно решение задачи о восстановлении АФР поля антенны сводится к преобразованию полей с одной поверхности, на которой измеряется электромагнитное поле, к другой, расположенной в непосредственной близости от излучающей системы. При этом предполагается, что между указанными поверхностями отсутствуют сторонние источники.

Предлагаемый в данной работе метод решения обратной задачи электродинамики позволяет восстанавливать объемное АФР тока излучателей без каких-либо предположений об их размещении. В качестве исходной информации для восстановления АФР тока излучателей используется измеренное амплитудное и фазовое распределение поля на произвольной, но известной поверхности в волновой зоне излучающего объема.

Восстановление объемного АФР тока основано на фильтрации когерентного волнового поля излучающей системы, причем в качестве фильтра используется выражение, определяющее на поверхности сканирования поле излучения точечного источника, помещенного в точку объема, соответствующего объему с излучающим током.

При этом решение может быть использовано и для «шероховатых» поверхностей сканирования, поскольку при решении задачи не накладываются какие-либо ограничения на плавность поверхности по сравнению с длиной волны. Для случая, когда поверхность сканирования замкнута, получено выражение для функции, характеризующей разрешающую способность метода. Конечная разрешающая способность метода связана с тем, как указывается в работе [1], что в обработке участвуют лишь волновые компоненты поля излучателя, т. е. видимая часть пространственного спектра поля.

Рассмотрим задачу о восстановлении амплитудно-фазового распределения тока $\mathbf{j}(x, y, z)$ (рис. 1) по результатам измерения амплитуды и фазы поля $\mathbf{E}(x, y, z)$ на поверхности S . Запишем теорему взаимности для стороннего тока $\mathbf{j}(x, y, z)$, создаваемого им поля \mathbf{E} и для вспомогательного точечного источника \mathbf{j}_1 , помещенного в произвольную точку на поверхности, совпадающей с поверхностью S , и создаваемого током \mathbf{j}_1 поля $\mathbf{E}_1(x, y, z)$:

$$\int \mathbf{j} \mathbf{E}_1 dV = \mathbf{j}_1 \mathbf{E}. \quad (1)$$



Рис. 1.

Амплитуду и фазу тока \mathbf{j}_1 выберем таким образом, чтобы они совпадали с амплитудой и фазой проекции на поверхность S электрической составляющей поля точечного источника, помещенного в точку с координатами (x_0, y_0, z_0) , т. е. выражение для \mathbf{j}_1 записываем следующим образом:

$$\mathbf{j}_1 = j_0 \mathbf{e}_n (\mathbf{e}_n [\mathbf{r}_0 [\mathbf{e}_{r_0}]]) \exp(-ikR_0) R_0^{-1}, \quad (2)$$

где \mathbf{e}_n — единичный вектор, соответствующий проекции поля точечного источника на поверхность S , \mathbf{r}_0 — единичный вектор, направленный из точки с координатами (x_0, y_0, z_0) в точку расположения тока \mathbf{j}_1 , \mathbf{e} — единичный вектор поляризации точечного источника, расположенного в точке с координатами (x_0, y_0, z_0) .

Перемещая источник \mathbf{j}_1 и производя интегрирование по поверхности S , получаем следующее соотношение:

$$\iint (\mathbf{j} [\mathbf{r} [\mathbf{j}_1, \mathbf{r}]]) \frac{\exp(ikR)}{R} dV dS = \int (\mathbf{j}_1 \mathbf{E}) dS, \quad (3)$$

где $R = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}$, x, y, z — координаты точки в объеме V , x_1, y_1, z_1 — координаты точки на поверхности S , \mathbf{r} — единичный вектор, направленный из точки с координатами (x, y, z) к точке с координатами (x_1, y_1, z_1) .

Выражение для элемента поверхности S видимого из точки (x_0, y_0, z_0) имеет вид

$$dS = R_0^2 (\mathbf{r}_0 \mathbf{n}_c)^{-1} d\xi d\eta (1 - \xi^2 - \eta^2)^{-1/2}, \quad (4)$$

где

$$\xi = (x_1 - x_0) [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2]^{-1/2},$$

$$\eta = (y_1 - y_0) [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2]^{-1/2},$$

\mathbf{n}_c — нормаль к поверхности сканирования. С целью определения величины j_0 в качестве \mathbf{j} возьмем точечный источник, помещенный в точку $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0$, т. е.

$$\mathbf{j} = \mathbf{e} \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0), \quad (5)$$

где δ — дельта-функция. Тогда выражение (3) принимает вид

$$\int j_0 (\mathbf{e}_n [\mathbf{r}_0 [\mathbf{e}_{r_0}]]) (\mathbf{e}_n [\mathbf{r}_0 [\mathbf{e}_{r_0}]]) \frac{1}{(\mathbf{r}_0 \mathbf{n}_c)} \frac{d\xi d\eta}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}} = \int (\mathbf{j}_1 \mathbf{E}_1) dS. \quad (6)$$

Из условия равенства единице левой части выражения (6) следует, что

$$j_0 = (2\pi^2)^{-1} (\mathbf{r}_0 \mathbf{n}_c)^{-1}. \quad (7)$$

Представим ток j в виде суммы двух составляющих, одна из которых параллельна вектору e , а другая перпендикулярна, т. е. в виде

$$j = e(ej) + [e[je]]. \quad (8)$$

В соответствии с соотношением (8) левую часть выражения (3) можно представить в виде суммы двух интегралов, значения которых обозначим I_{\parallel} и I_{\perp} .

Подставляя в левую часть выражения (3) соотношения (2), (4), (7) и (8), получаем, что

$$I_{\parallel} = (2\pi^2)^{-1} \times \int (ej) \int (e[r[e_n r]])(e_n[r_0[er_0]]) \frac{\exp[ik(R-R_0)]}{RR_0} \frac{R_0^2}{(r_0 n_c) \sqrt{1-\xi^2-\eta^2}} d\xi d\eta dV. \quad (9)$$

Считая, что в амплитудной части подынтегрального выражения (9) $r=r_0$ и $R=R_0$, а также раскладывая в ряд показатель экспоненты и ограничиваясь первым членом разложения, представим выражение (9) в следующем виде:

$$I_{\parallel} = (2\pi^2)^{-1} \times \int (ej) \int \frac{\xi^2 + \eta^2}{\sqrt{1-\xi^2-\eta^2}} \exp\{ik[\xi(x-x_0) + \eta(y-y_0) + \sqrt{1-\xi^2-\eta^2}(z-z_0)]\} d\xi d\eta. \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что при интегрировании по замкнутой поверхности S соотношение I_{\parallel} (в случае $e=e_z$) имеет вид [6]

$$I_{\parallel} = 2(\pi k^2)^{-1} (ej) * F, \quad (11)$$

где

$$F = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\sin k\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{k\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \quad (12)$$

Аналогично вышеприведенному, рассматривая выражение для I_{\perp} , можно показать, что $I_{\perp} = 0$.

Производя дифференцирование выражения (12), получаем явный вид функции

$$F = k^3 \left\{ 2 \left[\frac{\cos t}{t^2} - \frac{\sin t}{t^3} \right] + \frac{x^2 + y^2}{t^2} \left[-\frac{\sin t}{t} - 3 \frac{\cos t}{t^2} + 3 \frac{\sin t}{t^3} \right] \right\}, \quad (13)$$

где $t = k\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. График сечений функции F для $(x, y, z) \geq 0$ показан на рис. 2, где сплошной линией нанесена функция $\sin t/t$, штриховой — функция $F(t)$, для случая $x=y=0$, штрихпунктирной — функция $F(t)$ для случая $z=0$. Для произвольно ориентированного единичного вектора $e = e_x j_0 + e_y j_0 + e_z k_0$ функция F записывается в следующем виде:

$$F = [i_0 (\partial^2/\partial z^2 + \partial^2/\partial y^2) + j_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) + k_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)] \frac{\sin k\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{k\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \quad (14)$$

Из выражений (1), (2), (7), (11), (14) следует, что

$$(j * F) = \frac{k^2}{4\pi} \int \frac{(E[r_0[er_0]])}{(r_0 n_c)} \frac{\exp(-ikR_0)}{R_0} dS. \quad (15)$$

Таким образом, для получения объемного распределения тока $j(x, y, z)$ по результатам измерения тангенциальной компоненты электрической составляющей поля E , известного на замкнутой поверхности S в волновой зоне излучателя с объемом V , можно использовать соотношение (15). При этом, в результате того, что в обработке участвуют лишь волновые компоненты электромагнитного поля излучателя с током $j(x, y, z)$, получается распределение в виде свертки истинного распределения тока j с функцией F .

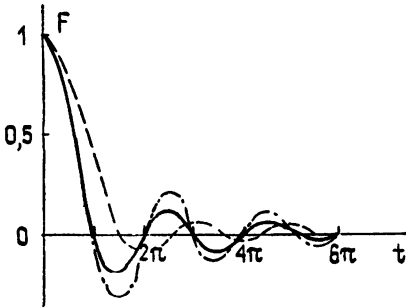


Рис. 2.

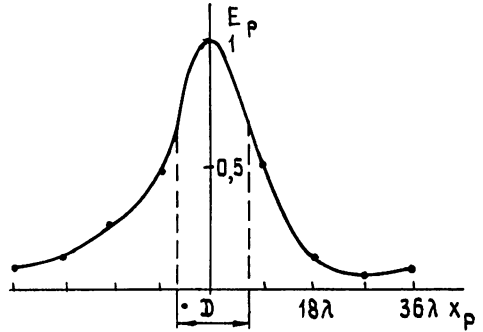


Рис. 3.

Рис. 3. Результаты восстановления амплитудно-фазового распределения поля (обозн. E_p) в раскрыве антенны (где x_p — координаты раскрыва, D — диаметр антенны, λ — длина волны).

Соотношение (15) можно использовать при восстановлении излучающих токов по результатам измерения амплитудно-фазового распределения поля в дальней зоне излучателя. В этом случае выражение (15) можно упростить, используя разложение в ряд показателя экспоненты и ограничиваясь первыми двумя членами ряда. Соотношение (15) принимает вид

$$(j * F) = \frac{k^2}{4\pi} e^{-ikR_1} R_1 \times \int (E[r_0[er_0]]) \exp[ik(\xi x_0 + \eta y_0 + \zeta z_0)] \frac{d\xi d\eta}{\sqrt{1 - \xi^2 - \eta^2}}. \quad (16)$$

Для восстановления излучающих токов, расположенных в плоскости $z_0=0$ по данным комплексной диаграммы направленности $f = e^{-ikR_1} \times \times R_1 E$, известной в узком угловом секторе, изменением коэффициентов, стоящих перед экспонентой в подынтегральном выражении, можно пренебречь, и соотношение (16) сводится к преобразованию Фурье:

$$(j * F) = \frac{k^2}{4\pi} \int (ef) \exp[ik(\xi x_0 + \eta y_0)] d\xi d\eta. \quad (17)$$

При восстановлении АФР токов, масштаб изменения которых значительно больше длины волны, нет необходимости точного определения вида функции F , и достаточно ограничиться оценкой, разрешающей способ-

ности метода. Используя выражение (15) и результаты работы [5], можно показать, что разрешающая способность Δx_p оценивается по формуле

$$\Delta x_p \sim \lambda / \sin(\epsilon/2), \quad (18)$$

где ϵ — угловой сектор регистрации волнового поля. В частном случае больших электрических размеров антенн применимо приближение геометрической оптики. При этом выражение (17) можно использовать для восстановления АФР поля в раскрыве антенн.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве иллюстрации метода восстановления на рис. 3 приводятся результаты восстановления АФР поля E_p в плоскости раскрыва параболической однозеркальной антенны (x_p — координата раскрыва, $D/\lambda = 12,7$, где D — диаметр антенны, λ — длина волны). Указанная антенна представляет собой пример объемного излучателя, поскольку излучающие токи наводятся не только на зеркале антенны, но и на тягах, элементах крепления облучателя и т. д. Таким образом, параболическую антенну удобнее рассматривать как объемный излучатель, чем как излучатель, в котором токи наводятся на поверхности сравнительно сложной формы (включая тяги и т. д.). АФР поля восстановлено по результатам измерения амплитудной и фазовой диаграммы направленности антенны в угловом секторе $40^\circ \times 40^\circ$.

Измерение диаграммы направленности антенны проводилось с помощью корреляционного метода измерения параметров антенн [7–9] по дискретному радиисточнику Лебедь А. АФР поля восстановлено с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье в соответствии с соотношением (17). Функция, характеризующая разрешающую способность метода восстановления, имеет характерный масштаб $\sim 3\lambda$, определяемый размером сектора регистрации диаграммы направленности антенны в соответствии с соотношением (18). По формулам, приведенным в работе [10], используя числовые значения распределения поля по апертуре антенны, рассчитывался уровень первых боковых лепестков диаграммы направленности и ширина главного лепестка. Вычисленные значения уровня первого бокового лепестка диаграммы направленности антенны составляют 20, 34 дБ, а ширина главного лепестка на уровне 3 дБ принимает значение $5^\circ,3$. Экспериментальные значения среднего уровня первых боковых лепестков двух ортогональных сечений диаграммы направленности антенны составляют 19, 63 дБ, а ширина главного лепестка — $5^\circ,9$. Следовательно, совпадение экспериментальных данных и значений, вычисленных с использованием результатов, полученных путем восстановления АФР поля, находится в пределах 10%, что свидетельствует о достаточной точности алгоритма восстановления. Погрешность восстановления АФР поля в рассматриваемом случае представляет, в основном, методическую погрешность, определяемую видом функции F .

В заключение автор выражает благодарность А. В. Калинин за помощь в проведении эксперимента и Н. В. Векслер за помощь при обработке экспериментальных данных на ЭЦВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вычислительные методы в электродинамике. /Под ред. Р. Миттры.—М.: Мир, 1977, с. 428.
2. Коротков В. С., Турчин В. И.—Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 5, с. 903
3. Гармаш В. Н., Пузанков В. Ф.—Труды физико-техн. ин-та.—М.: 1977, № 12, с. 9.
4. Белов Ю. И. Препринт НИРФИ, № 136.—Горький, 1981.

5. Коротков В. С.— Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 4, с. 440.
6. Гранштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений.— М.: Наука, 1971, с. 379.
7. Smith P.— IEEE Trans., 1966, AP-14, № 1, p. 6.
8. Цейтлин Н. М. Антенная техника и радиоастрономия.— М.: Сов радио, 1976, с. 240.
9. Коротков В. С., Калинин А. В., Турчин В. И и др.— Препринт НИРФИ, № 151, Горький, 1982.
10. Сканирующие антенные системы СВЧ.— М.: Сов. радио, 1966, с. 92.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
5 августа 1982 г.

RECONSTRUCTION METHOD OF AMPLITUDE-PHASE VOLUME DISTRIBUTION OF RADIATING CURRENT

V. S. Korotkov

The problem is considered for the reconstruction of volume amplitude-phase distribution of a radiating current over the results of amplitude and phase measurements of the electromagnetic field in the wave zone. Relations have been obtained for the realization of the reconstruction algorithm which is suitable for the arbitrary form of the surface scanning. The function form has been found which characterizes the finite resolution of the method. This form is attributed to all reconstruction methods using only the wave part of the spatial spectrum of the radiating current field for the processing.

Аннотации депонированных статей

УДК 681 513.6

АНАЛИЗ АДАПТИВНОГО СЛЕДЯЩЕГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКИ

В. Г. Кузьмин, И. Я. Орлов, Е. И. Шкелев

Рассматривается один из возможных вариантов адаптивного канала связи с управляющим воздействием на передаваемый сигнал в условиях действия аддитивных помех и шума. В предположении однотипности параметров помехи и сигнала качественно обосновывается адаптивный механизм, смещающий начало отсчета измеряемого параметра λ с целью обеспечения минимума интенсивности помех в диапазоне возможных оценок $\lambda = \lambda^*$. Экспериментально исследуются некоторые количественные характеристики временного автоселектора в двух случаях, когда помеха имеет вид 1) периодической импульсной последовательности и 2) периодически нестационарного импульсного потока.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 3748-83. Деп. от 7 июля 1983 г.*