

О КОРРЕКЦИИ РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ СКАНИРОВАНИЕМ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИЕМНЫХ АНТЕНН

Введение

Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования до настоящего времени нет достаточно убедительной интерпретации сложных явлений, наблюдаемых при рассеянии волн за радиогоризонт. Поэтому особый интерес представляют экспериментальные данные, позволяющие получить представление о пространственной структуре источников вторичного излучения при разных состояниях тропосферы. Такую возможность дают, в частности, экспериментальные данные о диаграммах направленности (ДН) приемных антенн на закрытых тропосферных трассах [1, 2], полученные при их быстром сканировании в азимутальной плоскости. Эти диаграммы сильно отличаются от ДН антенн в свободном пространстве и несут информацию об источниках вторичных волн в объеме рассеяния. Записи «мгновенных» ДН в работах [1, 2, 3] можно рассматривать как радиоизображения этих источников с дифракционно-ограниченной четкостью. Каждое такое изображение представляет собой свертку $I(z)$ функции $A(z)$, описывающей вторичные источники, с импульсной реакцией фокусирующей системы $G(z)$, причем $G(z)$ соответствует ДН приемной антенны в свободном пространстве.

Чтобы найти пространственную структуру источников $A(z)$, нужно решить интегральное уравнение

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(\xi) \cdot G(\xi - z) d\xi = I(z), \quad (1)$$

или в краткой записи:

$$A(z) * G(z) = I(z),$$

где знак $*$ обозначает операцию интегральной свертки. При обработке экспериментальных данных правая часть уравнения (1) и ядро свертки $G(z)$ заданы с ограниченной точностью и задача оказывается некорректной [4].

В данной работе рассматриваются условия получения одного из возможных приближенных решений уравнения (1) с помощью итерационного алгоритма Ван-Циттерта [5] и приводятся результаты обработки радиоизображений протяженных источников радиоволн с целью выявления характерных структурных особенностей.

Пеленгационная характеристика и диаграмма направленности

Апертурную антенну формально можно рассматривать как линейный оператор, осуществляющий преобразование Фурье, или линейный фильтр пространственных частот. Тогда в выражении (1) $G(z)$ – импульсная реакция фильтра, или диаграмма направленности антенны в свободном пространстве. На практике о диаграмме направленности судят по реакции $U(\theta)$ системы, состоящей из антенны и приемного устройства, на изменение угла прихода радиоволн θ . Зависимость напряжения U на выходе приемника от θ принято называть пеленгационной характеристикой.

Трудность точной интерпретации экспериментальных данных состоит в том, что пеленгационная характеристика $U(\theta)$ и диаграмма направленности $G(\theta)$ в общем случае не совпадают, причем это не связано с нелинейностью приемника и выходных устройств.

Линейная обработка импульсного сигнала в приемнике, как правило, преследует цель получения наибольшего отношения «сигнал/шум» путем согласованной фильтрации. При точном согласовании частотная характеристика фильтра $K(\omega)$ совпадает с комплексно-

сопряженным спектром сигнала $g^*(\omega)$, а спектр отклика фильтра с точностью до постоянного множителя C описывается выражением

$$g_{\text{вых}}(\omega) = K(\omega) \cdot g(\omega) = C \cdot g(\omega) \cdot g^*(\omega) = C |g(\omega)|^2.$$

В этом случае максимальное импульсное напряжение U_m на выходе приемника пропорционально энергии импульса, а $U_m(\theta)$ соответствует диаграмме направленности по мощности $G_2(\theta)$. В другом предельном случае, когда $K(\omega) = \text{const}$ в полосе частот сигнала, напряжение на выходе $U(\theta)$ пропорционально диаграмме направленности по напряженности поля $G_1(\theta)$.

В оптике для когерентного и некогерентного освещения различают импульсные реакции фокусирующих систем по амплитуде и по интенсивности, но в обоих случаях связь источников излучения $A(\theta)$ с их изображениями в фокальной плоскости $I(\theta)$ описывается уравнением свертки [6]

$$A(\theta) * G(\theta) = I(\theta). \quad (2)$$

Применяя операцию преобразования Фурье к левой и правой частям уравнения (2), получим

$$\tilde{A}(q) \cdot \tilde{G}(q) = \tilde{I}(q), \quad (3)$$

где знак \sim обозначает Фурье-образ (спектр) соответствующей функции, а q пропорционально $1/\theta$. Одна и та же оптическая система имеет разные угловые разрешающие способности $G(\theta)$ и разные частотные характеристики $\tilde{G}(q)$ при когерентных и некогерентных источниках света [6].

В радиотехнических системах точное согласование приемного устройства с сигналом не достигается. Частотная характеристика фильтрующих цепей несколько шире, чем спектр сигнала $g(\omega)$. Но мы полагаем, что в выходном напряжении приемника присутствует составляющая, пропорциональная мощности сигнала, а ширина спектра $\tilde{G}(q)$ соответствует диаграмме направленности по мощности.

Наша задача состоит в вычислении $A(\theta)$ с той точностью, которая может быть достигнута при неточно известных правой части уравнения (2) и ядре свертки $G(\theta)$. В зависимости от вида ядра $G(\theta)$ задача либо не имеет решений, либо имеет приближенные «регуляризованные решения» [4]. Например, если $G(\theta) \sim \sin x/x$, то изображение $I(\theta)$ не поддается коррекции без привлечения дополнительной информации. Если $G(\theta) \sim \sin^2 x/x^2$, то, как показано ниже, возможно некоторое улучшение детализации изображения.

Пусть $A(z)$ – распределение над горизонтом амплитуд источников вторичных волн, удаленных на расстояние R от приемной антенны (рис. 1), и выполняется неравенство $|z| \ll R$. Тогда $\theta \approx z/R$. В зоне дифракции Фраунгофера $A(z)$ связано с полем в плоскости апертуры преобразованием Фурье. Поэтому $\tilde{A}(q)$ можно трактовать как распределение поля в раскрыве антенны, причем q – координата по горизонтали. Если $G_1(\theta) = \sin u/u$, где $u = (2\pi/\lambda) \cdot a \cdot \sin \theta \approx (2\pi/\lambda) \cdot a \cdot \theta$, то $\tilde{G}_1(q) = \text{const}$ при $-a/2 < q < a/2$ (рис. 2). На этом же рисунке приведен спектр ядра $G_2(\theta) = \sin^2 u/u^2$, отличный от нуля при $-a < q < a$. Коррекция изображения в последнем случае может состоять в «выравнивании» $\tilde{G}_2(q)$ в пределах $-a < q < a$. Это соответствует повышению разрешающей способности системы, но не более чем в два раза.

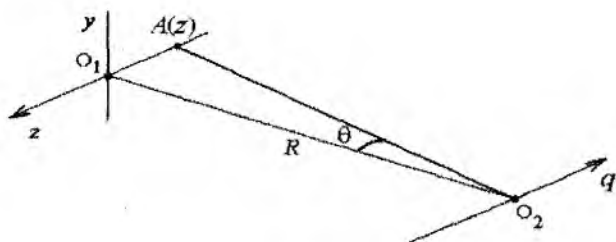


Рис. 1

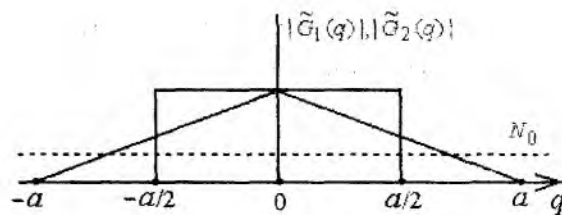


Рис. 2

Алгоритм Ван-Циттерта (последовательной свертки)

Алгоритм позволяет найти приближенное решение уравнения (1) путем итераций. Первоначальная гипотеза $A_0(\theta)$ после подстановки в (1) и вычисления разности $I_0(\theta) - I(\theta)$ корректируется в каждом цикле итераций. Скорректированная n раз гипотеза $A_n(\theta)$ и является приближенным решением. Средний квадрат разности текущей $I_i(\theta)$ и заданной $I(\theta)$ сверток может служить одним из признаков сходимости алгоритма.

Пусть i указывает номер итерации. Применяется следующая последовательность операций:

- 1) $I_i(z) = A_i(z) * G(z)$,
- 2) $A_{i+1}(z) = A_i(z) + [I(z) - I_i(z)]$,
- 3) $i \rightarrow i + 1$,
- 4) переход к 1).

Здесь $I(z)$ и $G(z)$ заданы, $A_i(z)$ – текущая оценка пространственного распределения амплитуд источников вторичных волн, которая уточняется в последовательных итерациях.

После n итераций

$$A_n(z) = A_0(z) + \sum_{i=1}^n [I(z) - A_i(z) * G(z)]. \quad (3)$$

Выполняя преобразование Фурье левой и правой частей (3), получим

$$\tilde{A}_n(q) = \tilde{A}_0(q) + \sum_{i=1}^n [\tilde{I}(q) - \tilde{A}_i(q) \cdot \tilde{G}(q)]. \quad (4)$$

Если в качестве первого приближения $A_0(z)$ использовать заданный результат измерений $I(z)$, то выражение (4) преобразуется к следующей форме:

$$\tilde{A}_n(q) = \tilde{I}(q) \sum_{i=1}^n [1 - \tilde{G}(q)]^i. \quad (5)$$

Сумма геометрической прогрессии в (5) вычисляется точно, и получается

$$\tilde{A}_n(q) = \tilde{I}(q) \cdot \frac{1 - [1 - \tilde{G}(q)]^{n+1}}{\tilde{G}(q)}. \quad (6)$$

Если $[1 - \tilde{G}(q)] < 1$, то при достаточно больших n оценка $\tilde{A}_n(q)$ приближается к $\tilde{I}(q) / \tilde{G}(q)$ и соответствует инверсной фильтрации [5]. В этом случае очевидная трудность состоит в том, что при $\tilde{G}(q) \rightarrow 0$ конечные ошибки в измерении $\tilde{I}(q)$ приводят к неограниченному росту ошибок в оценке $\tilde{A}_n(q)$.

Если $\tilde{G}(q) < 1$, то справедливо разложение

$$[1 - \tilde{G}(q)]^{n+1} = 1 - (n+1) \cdot \tilde{G}(q) + \frac{(n+1) \cdot n}{2!} \cdot \tilde{G}^2(q) - \dots \quad (7)$$

Используя (7), текущую оценку спектра «решения» $\tilde{A}_n(q)$ запишем так:

$$\tilde{A}_n(q) = \tilde{I}(q) \cdot (n+1) \cdot \left[1 - \frac{n}{2!} \cdot \tilde{G}(q) + \frac{n \cdot (n-1)}{3!} \cdot \tilde{G}^2(q) - \dots \right] = \tilde{I}(q) \cdot (n+1) \cdot K(q, n), \quad (8)$$

где $K(q, n)$ можно рассматривать как характеристику фильтра, зависящую от числа итераций n и спектра ядра $\tilde{G}(q)$. В ходе выполнения алгоритма спектр заданной свертки $\tilde{I}(q)$ «усиливается» в $n+1$ раз и умножается на $K(q, n)$, причем с ростом n увеличивается вес высших спектральных составляющих. На рис. 3 приведена зависимость $K(q, n)$ для случая $\tilde{G}(q) = c \cdot \exp\{-q^2/b^2\}$, где c и b – постоянные.

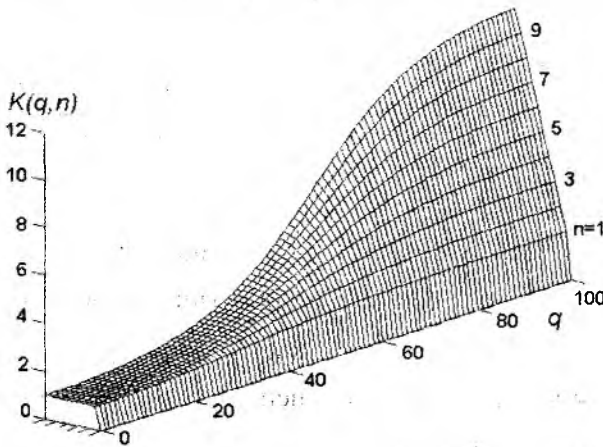


Рис. 3

Если правую часть уравнения (2) можно представить суммой точного значения $I(z)$ и выборки случайного процесса $N(z)$, то в ходе последовательных приближений одновременно усиливаются высшие спектральные составляющие $\tilde{I}(q)$ и $\tilde{N}(q)$, причем их отношение при заданном q не зависит от числа итераций.

Перед обработкой экспериментальных данных была исследована работа алгоритма на заранее известных реализациях $A(z)$. Задача такого исследования – определить оптимальное число итераций n (при заданном отношении «сигнал/шум»), при котором достигается минимум отношения

$$\chi_1 = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^M [A_i(z) - A(z)]^2}{\sum_{i=1}^M A_i^2(z)} \right\}^{1/2},$$

где M – число отсчетов в массиве, i – номер отсчета. Одновременно контролировалась разность модулей свертки $I_i(z) = |A_i(z) * G(z)|$ и $I(z) = |A(z) * G(z)|$ путем вычисления отношения

$$\chi_2 = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^M [I_i(z) - I(z)]^2}{\sum_{i=1}^M I_i^2(z)} \right\}^{1/2}.$$

Исходные экспериментальные данные представляют собой модуль свертки. Поэтому при исследовании алгоритма в качестве первого приближения использовался модуль $|A(z) * G(z)|$.

Реализации $A(z)$ генерировались программно как последовательность нормально распределенных случайных отсчетов со спектром $\tilde{A}(q)$, отличным от нуля в интервале частот $-a < q < a$. Ядро $G(z) \sim \sin^2 z/z^2$ формировалось так, чтобы его спектр также был отличным от нуля при $-a < q < a$. Отсчеты реализаций шума $N(z)$ имели нормальное распределение, а спектр $\tilde{N}(q)$ не превышал по ширине спектр свертки $\tilde{I}(q)$.

На рис. 4, *а* пунктирной линией показан результат восстановления $A_n(z)$ по имеющемуся изображению $I(z) = [A(z) * G(z) + N(z)]$, обозначенному пунктирной линией на рис. 4, *б*. Сплошной линией на обоих рисунках показано истинное распределение $A(z)$. Дисперсия шума σ_N^2 для приведенного случая составила 0,01 от среднего квадрата $\overline{A^2(z)}$, число итераций $n = 15$.

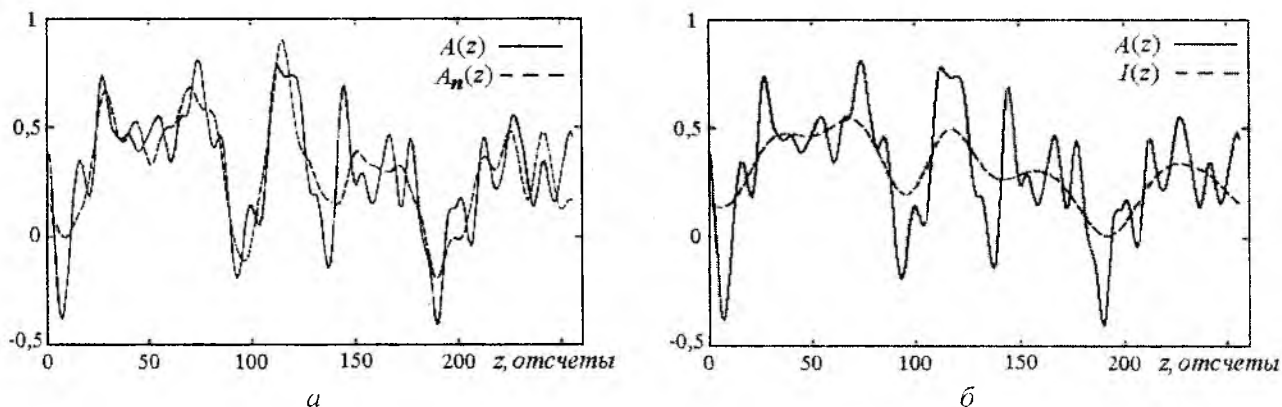


Рис. 4

Результат коррекции $A_n(z)$ приближается к $A(z)$ несмотря на присутствие помехи.

На рис. 5, *а, б* показаны зависимости χ_1 и χ_2 от числа итераций n при разных отношениях «сигнал/шум». Для коррекции в эксперименте использовалось ядро вида $G(z) \sim \exp\{-z^2\}$. Оптимальное число итераций находится в интервале 10...40. При коррекции с использованием ядер вида $G(z) \sim \sin^2 z / z^2$ оптимальное число итераций составляет 50...80.

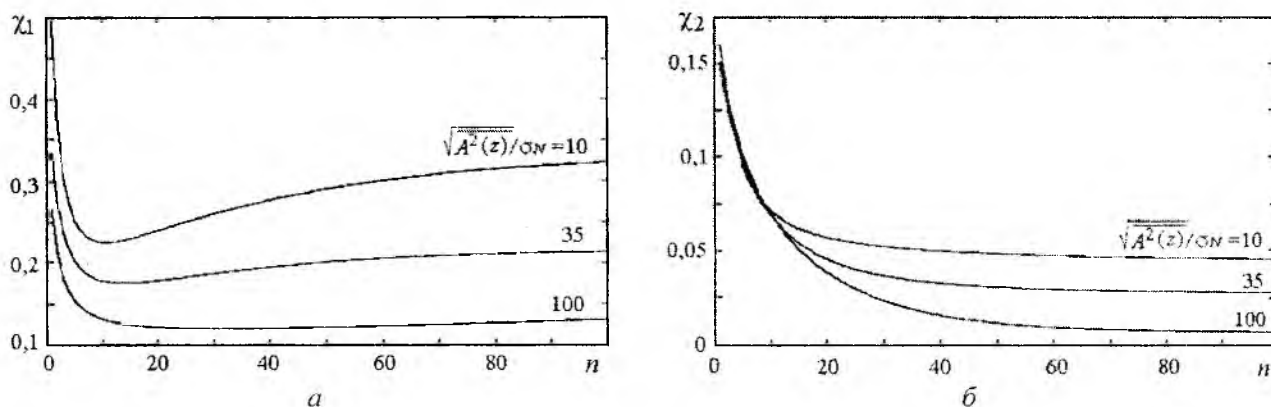


Рис. 5

Уменьшение величины χ_2 не является однозначным «индикатором» близости «решения» $A_n(z)$ к истинному распределению $A(z)$. Во всех экспериментах с ядрами $G(z) \sim \exp\{-z^2\}$ при числе итераций $n = 10...40$ величина χ_2 быстро уменьшается до 1...5 %. Последующие итерации n не приводят к заметному уменьшению χ_2 , а отклонение приближенного решения от точного при этом увеличивается. Оптимальное число итераций соответствует быстрому изменению крутизны зависимости $\chi_2(n)$.

Результаты коррекции радиоизображений

Описанный алгоритм использован для коррекции радиоизображений в виде записей диаграмм направленности приемной антенны, полученных на трассе дальнего тропосферного

распространения радиоволн (ДТР) при разных состояниях атмосферы [2]. Протяженность трассы ДТР составляла 205 км. Прием сигналов осуществлялся антенной в виде усеченного параболоида вращения размером 2×10 м с шириной ДН в горизонтальной плоскости $\theta_z \approx 0,7^\circ$ и в вертикальной плоскости $\theta_\phi \approx 3^\circ$. На передающем конце трассы использовалась аналогичная антенна. При вращении приемной антенны период записи ДН составлял 10 или 20 с. Ряд последовательно записанных диаграмм соответствует малым изменениям среднего значения диэлектрической проницаемости в объеме рассеяния и разным выборкам пространственного распределения источников $A(z)$.

На закрытых тропосферных трассах максимальные уровни принятого сигнала достигаются при таком положении передающей и приемной антенн, когда оси их ДН лежат в плоскости большого круга ($\theta = 0$). Поэтому из радиоизображений источников выделялся фрагмент в интервале углов $-2^\circ < \theta < 2^\circ$, соответствующий области рассеяния при ДТР. Обработаны 32 записи ДН, полученные в разное время суток. Примеры результатов коррекции радиоизображений приведены на рис. 6 и 7. Сплошной линией обозначены фрагменты экспериментальных ДН, а штриховой линией – результаты коррекции после 15–30 итераций.

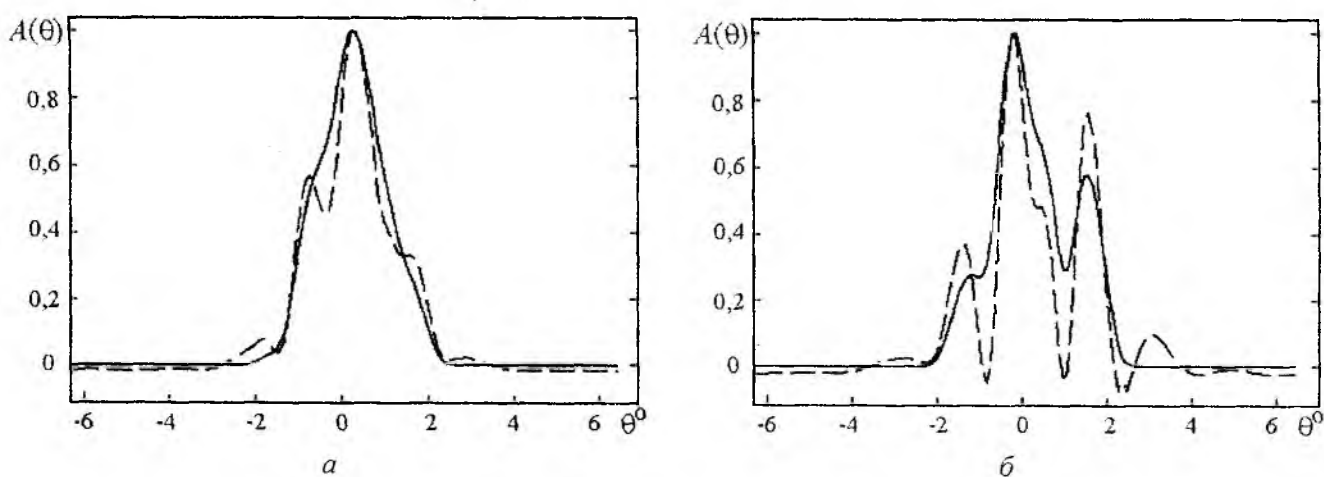


Рис. 6

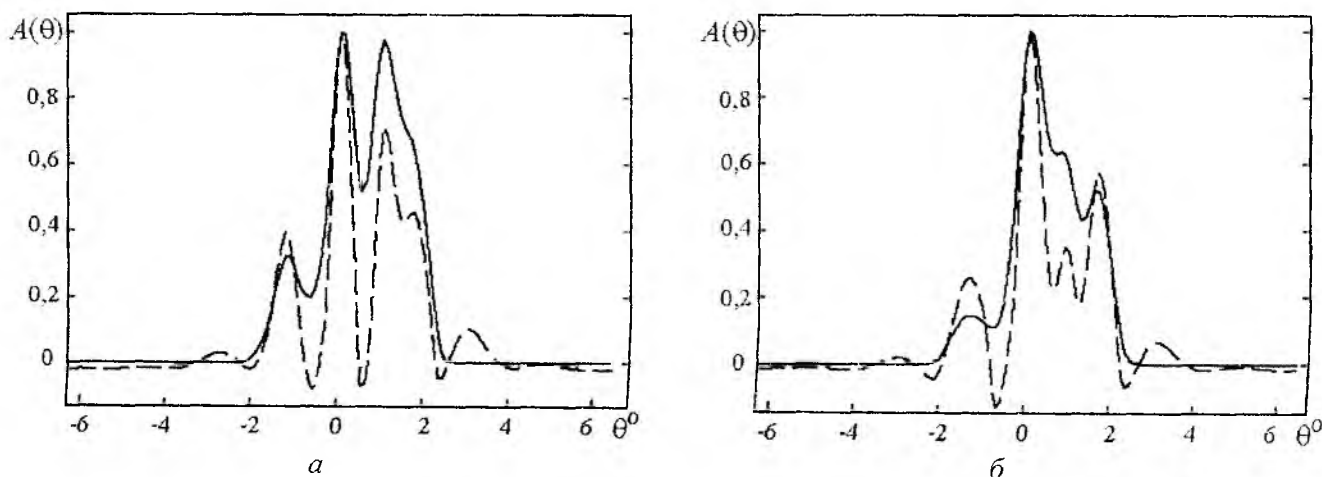


Рис. 7

Выводы

Коррекция радиоизображений пространственной структуры источников вторичного излучения, полученных сканированием ДН приемных антенн, возможна без привлечения дополнительной информации, если изображения являются сверткой распределения интенсивности

источников с импульсной реакцией системы по интенсивности. В этом случае разрешающая способность системы может быть увеличена вдвое.

В скорректированных изображениях часто наблюдается характерный интервал между максимумами. Это указывает на существование локальных областей излучения, отстоящих друг от друга на расстояние 300–500 м.

Периодичность в пространственном распределении источников может быть связана с детерминированной фазовой структурой поля сферической падающей волны и существованием протяженных областей с чередующимися изменениями фазы, когда передатчик и приемник находятся в зоне дифракции Френеля.

Авторы искренне признательны Я. С. Шифрину за предоставленные записи диаграмм направленности, подробное описание эксперимента и публикации по теме работы.

Список литературы: 1. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 384 с. 2. Экспериментальное исследование дальнего тропосферного распространения ультракоротких радиоволн / Под ред. Я. С. Шифрина. Харьков: изд. АРТА, 1964. 103 с. 3. Waterman A. T. A rapid beam-swinging experiment in transhorizon propagation // IRE Transactions on Antennas and Propagation. October, 1958. P. 338-340. 4. Тихонов А. Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 222 с. 5. Обработка изображений и цифровая фильтрация / Под ред. Т. Хуанга. М.: Мир, 1979. 322 с. 6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 04.08.2009