

в 80% случаев, как и в приведенных примерах, спектры уширились и только в 20% изменения в спектрах не коррелировали с периодами работы нагревного тенда.

По вычисленным значениям дисперсии и коэффициента флуктуаций были построены гистограммы распределений следующих отношений: D_2/D_1 , F_2/F_1 (здесь индексы 1 и 2 относятся к периодам преднагревной паузы и нагрева соответственно). Приведенные на рис. 3а, б гистограммы свидетельствуют о том, что в периоды нагрева коэффициенты D , F увеличиваются в среднем в 1,6—1,8 раза.

Анализ полученных данных показал, что степень воздействия мощного радиоизлучения на характеристики радиосигналов зависела от ионосферной обстановки. Например, в периоды, когда критические частоты на трассе были выше (эксперименты 1982 г.), эффекты воздействия проявлялись сильнее, причем на самой низкой частоте $f = 10,8 \text{ МГц}$ они регистрировались наиболее часто. Согласно проведенным для данной трассы траекторным расчетам (с использованием ионограмм вертикального зондирования, снятых в Киеве и Васильурске) появление быстрых мерцаний сигнала в период работы возмущающего передатчика связано с рассеянием на малые углы $\theta_s \sim 1 \div 3^\circ$ трехскачковой моды (см рис. 1) на искусственных ионосферных неоднородностях с масштабами $l \sim \lambda/\theta_s \sim 300 \div 1000 \text{ м}$. Аналогичные эффекты во время возмущения ионосферы наблюдались на трассе большой протяженности [1].

В ряде случаев через 2,5—3 минуты после включения нагревного передатчика в пункте приема регистрировались глубокие и медленные с плавно нарастающим периодом (от 40 до 90 с) замирания сигнала. По-видимому, они связаны с прохождением двухскачковой моды через область модифицированной нижней ионосферы ($z \sim 150 \div 180 \text{ км}$, см. рис. 1), где, по оценкам [2], должна образовываться «линза» с дефокусирующими свойствами. В дальнейшем предполагается более детальное исследование этого явления.

В заключение авторы выражают благодарность Н. М. Чумаковой за выполнение расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абранин Э. П., Базелян Л. Л., Гетманцев Г. Г. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 6, с. 769.
2. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
3 мая 1984 г.

УДК 621.396 67

ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗИРОВАНИЯ АПЕРТУРЫ ПО ПРОТЯЖЕННЫМ ОБЪЕКТАМ

В. Е. Гусаковский, Е. А. Штагер

Анализ закономерностей синтезирования апертуры может быть выполнен различными способами, в том числе и с помощью функции неопределенности (ФН) [1, 2]. В [2] проанализировано влияние детерминированного движения объекта на процесс синтезирования апертуры, а также влияние случайных флуктуаций отраженного сигнала, но без привязки их параметров к характеристикам конкретных объектов. Для протяженных объектов локации, таких, как гидрометеоры, для статистически шероховатой поверхности и тел сложной формы, совершающих случайные колебания, представляется целесообразным выполнить анализ закономерностей синтезирования апертуры с использованием хорошо разработанного аппарата обобщенной ФН [3, 4].

Как известно, при равномерном и прямолинейном движении носителя антенны и при расположении отражающего объекта вблизи нормали к синтезированной апертуре (СА), проведенной через ее середину, принимаемый в системе сигнал имеет в первом приближении вид ЛЧМ сигнала. При этом величина элемента разрешения вдоль линии движения носителя может быть определена как произведение ширины сечения центрального лепестка ФН (в координатах τ , Ω) такого сигнала $\Delta\tau$ на скорость носителя V и оказывается порядка линейного размера реальной апертуры d независимо от расстояния до объекта.

Обобщенная ФН вводится, когда комплексная огибающая отраженного объектом сигнала $v(t)$ изменяется случайным образом от реализации к реализации и отличается по форме от огибающей сигнала, рассеянного неподвижным точечным отражателем $v_0(t)$. В этом случае рассматривают нормированный на энергию сигнала E_0 средний квадрат модуля перекрестной ФН сигналов $v(t)$ и $v_0(t)$, который и называют обобщенной ФН [5]:

$$|\hat{Z}(\Omega, \tau)|^2 = \left| \frac{1}{2E_0} \int_{-\infty}^{\infty} v(t) v_0^*(t - \tau) \exp(i\Omega t) dt \right|^2. \quad (1)$$

Пусть исследуемый объект образован множеством элементарных отражателей, распределенных случайным образом в пространстве и по скоростям. Для гидрометеоров подобными отражателями будут отдельные частицы, для морского волнения — гребни волн, для тел сложной формы — блестящие точки. Величина элемента разрешения системы вдоль линии движения носителя может быть определена по ширине сечения обобщенной ФН сигнала, рассеянного фрагментом протяженного объекта, содержащим совокупность отражателей в небольшом объеме, находящемся вблизи нормали к СА, проведенной через ее середину, на расстоянии R_0 от линии движения. При достаточно узкой диаграмме реальной апертуры ($2L \ll R_0$, где $2L$ — длина СА) с учетом поправки лишь в фазовых множителях отраженный сигнал определится из соотношения

$$s(t) = \sum_i A_i u(t) \exp \left\{ j\omega_0 \left[t - \frac{2}{c} (R_i + V_{ir} t + (V - V_{ix})^2 t^2 / 2R_0) \right] \right\}, \quad (2)$$

где A_i — интенсивность сигнала, рассеянного i -м отражателем, $u(t)$ для станций с непрерывным излучением определяется формой диаграммы реальной апертуры, R_i — расстояние от i -го отражателя до линии движения носителя, V_{ir} — его радиальная (по нормали к СА), V_{ix} — продольная (вдоль СА) скорость, суммирование проводится по всем отражателям в рассматриваемом объеме.

Подставляя комплексную огибающую сигнала (2) в (1) и проводя усреднение по всем реализациям случайных величин R_i , V_{ir} , V_{ix} , получим искомую обобщенную ФН. Сделаем следующие предположения:

1) Положения и скорости отражателей независимы, причем V_{ir} , $V_{ix} \ll V$, а величины $2 \frac{\omega_0}{c} (R_i - R_j)$ равномерно распределены на интервале $[0, 2\pi]$. При этом сигналы от разных отражателей некогерентны.

2) Диаграмма реальной апертуры аппроксимируется гауссовой кривой. При этом $u(t) = \exp(-t^2/T^2)$, где $2T$ — время синтезирования, $T = (L/V) \simeq R_0 \lambda / Vd$.

С учетом сделанных предположений сечение обобщенной ФН примет вид

$$|\hat{Z}(0, \tau)|^2 = A \sum_i |A_i|^2 (1 + m^2 V_{ix}^2 / V^2)^{-1/2} \exp \left[-\frac{m^2 (\tau + V_{ir} R_0 / V^2)^2}{T^2 (1 + m^2 V_{ix}^2 / V^2)} \right], \quad (3)$$

где $m = kV^2 T^2 / R_0$ — коэффициент сжатия сигналов при синтезировании (обычно $m \gg 1$), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, A — нормировочный множитель. Анализ соотношения (3) указывает на различный характер влияния радиальных и продольных скоростей элементарных отражателей на процесс синтезирования апертуры. При наличии у отражателей продольных скоростей V_{ix} нарушается процесс сжатия сигнала, реальный коэффициент сжатия падает. Влияние радиальных скоростей отражателей V_{ir} состоит в смещении изображений отражателей вдоль линии движения носителя. При наличии распределения скоростей V_{ir} ФН расплывается, разрешение ухудшается.

Предположим, что скорости отражателей распределены одинаково с плотностью вероятности $W(V_r, V_x)$. В этом случае соотношение (3) примет следующую форму:

$$|\hat{Z}(0, \tau)|^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} W(V_r, V_x) (1 + m^2 V_x^2 / V^2)^{-1/2} \exp \left[-\frac{m^2 (\tau + V_r R_0 / V^2)^2}{T^2 (1 + m^2 V_x^2 / V^2)} \right] dV_r dV_x. \quad (4)$$

Рассмотрим случай, когда отражатели имеют одинаковую скорость вдоль направления движения носителя $V_x = V_{x_0}$, распределение же радиальных скоростей V_r нормальное с нулевым средним и дисперсией D_r :

$$W(V_r, V_x) = (2\pi D_r)^{-1/2} \exp(-V_r^2 / 2D_r) \delta(V_x - V_{x_0}). \quad (5)$$

Осуществляя интегрирование в (4), получим

$$|\hat{Z}(0, \tau)|^2 = (1 + m^2 V_{x_0}^2 / V^2 + 2k^2 T^2 D_r)^{-1/2} \times \exp \left[-\frac{m^2 \tau^2}{T^2 (1 + m^2 V_{x_0}^2 / V^2 + 2k^2 T^2 D_r)} \right]. \quad (6)$$

Соотношение (6) позволяет определить величину элемента разрешения $l_{\text{разр}}$ вдоль линии движения носителя как произведение ширины сечения обобщенной ФН Δt (например, по уровню e^{-1} от максимума) на скорость носителя V :

$$l_{\text{разр}} = 2V \frac{T}{m} \sqrt{1 + m^2 V_{x_0}^2 / V^2 + 2k^2 T^2 D_r} \approx \quad (7)$$

$$\approx \frac{d}{\pi} \sqrt{1 + 8\pi^2 \frac{R_0^2}{V^2 d^2} \left(D_r + \frac{V_{x_0}^2}{2} \frac{\lambda^2}{d^2} \right)}.$$

Анализ соотношения (7) показывает, что степень влияния на разрешающую способность СА радиальных и продольных скоростей отражателей неодинакова. При достаточно узкой диаграмме реальной апертуры (обычно $\lambda/d \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$) для объектов, не имеющих регулярной составляющей скорости вдоль направления движения носителя (облака гидрометеоров и морская поверхность при отсутствии ветра или при направлении ветра, перпендикулярном СА, малоподвижные тела сложной формы), т. е. когда V_r, V_x — величины одного порядка, влиянием продольных скоростей отражателей можно пренебречь.

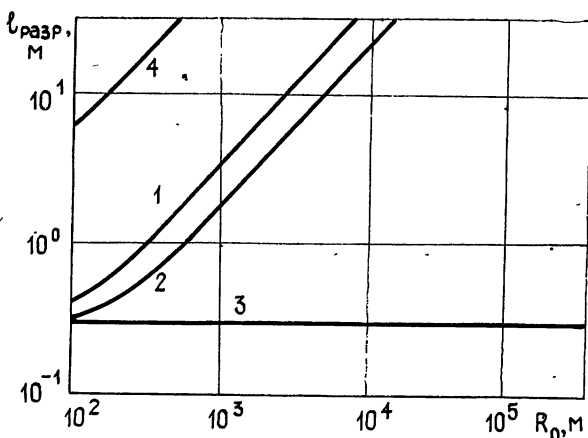


Рис. 1. Зависимость величины элемента разрешения СА от расстояния до отражающего участка морской поверхности ($d = 1 \text{ м}$, $\lambda = 0,03 \text{ м}$, $V = 150 \text{ м/с}$):

1 — при направлении ветра параллельно линии движения носителя ($V_{x_0} = 5 \text{ м/с}$, $\sqrt{D_r} = 0,1 \text{ м/с}$), 2 — при направлении ветра перпендикулярно линии движения носителя ($V_{x_0} = 0$, $\sqrt{D_r} = 0,1 \text{ м/с}$); 3 — при синтезировании по неподвижной поверхности; 4 — при отсутствии синтезирования.

Для иллюстрации влияния движения объекта на характеристики СА на рис. 1 представлены результаты расчета $l_{\text{разр}}$ для морской поверхности с умеренным волнением в зависимости от расстояния R_0 . Для сравнения приведены данные для случая синтезирования по неподвижным объектам ($l_{\text{разр}} \approx d/\pi$, т. е. порядка линейного размера реальной апертуры независимо от расстояния) и при отсутствии синтезирования ($l_{\text{разр}} \approx 2R_0 \frac{\lambda}{d}$). Легко заметить существенное ухудшение разрешающей способности СА, особенно при больших R_0 . Появляется зависимость $l_{\text{разр}}$ СА от R_0 , как для реальной апертуры с шириной диаграммы, определяемой соотношением скоростей отражателей и носителя антенны.

В заключение авторы благодарят участников семинара С. М. Рытова за полезную дискуссию по работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Караваев В. В., Сазонов В. В. Основы теории синтезированных антенн.—М.: Сов радио, 1974, с 32
2. Кондратенков Г. С., Потехин В. А., Реутов А. П., Феокистов Ю. А. Радиолокационные станции обзора Земли —М.: Радио и связь, 1983, с 97.

3. Фукс И. М., Штагер Е. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 91. — Харьков, 1977.
 4. Гусаковский В. Е., Штагер Е. А. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 7, с. 1317.

Поступила в редакцию
 7 февраля 1983 г.,
 в окончательном варианте
 7 февраля 1984 г.

УДК 621.396.677

К ИССЛЕДОВАНИЮ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН

Э. М. Инспекторов, Г. И. Тодорева

При исследовании ближнего поля зеркальных антенн необходим точный учет дифракции на краях зеркала. При анализе обычно применяются различные модификации токового метода или метода геометрической теории дифракции (ГТД). Ток на зеркале определяется из решения интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода или интегродифференциального уравнения [1-3]. Эти методы развиты для бесконечно тонких экранов и не позволяют учесть конечную толщину кромок. Метод ГТД и его модификации [4] дают достаточную точность, когда радиус закругления кромки a близок к длине волны ($ka \gg 5$).

В работе рассмотрен вариант токового метода, позволяющий учесть влияние конечной толщины и радиуса закругления кромки, а также покрытия из радиопоглощающего материала (РПМ). Ток на зеркале определяется из решения интегрального уравнения Фредгольма 2-го рода, рассмотрена двумерная задача и случай H -поляризации.

Возможность применения интегрального уравнения Фредгольма 2-го рода при исследовании дифракции на тонких экранах показана в [5]. В отличие от [5], где рассмотрена идеально проводящая поверхность, уравнение для рефлектора конечной проводимости имеет вид

$$I_{u_2}^{\circ}(u_{2p}) - 2 \oint_l I_{u_2}^{\circ}(u_2) \left[\frac{\partial G}{\partial u_1} - i\omega \varepsilon GZ(u_2) \right] dl = 2 \int_{l_{ct}} \left(j_{u_2}^{\circ ct} \frac{\partial G}{\partial u_1} + j_z^{M ct} i\omega \varepsilon G \right) dl. \quad (1)$$

Здесь l — контур рефлектора, l_{ct} — контур, на котором заданы сторонние токи, $Z(u_2)$ — поверхностный импеданс рефлектора. Метод численного решения уравнения (1) рассмотрен в [5].

Поле в области вне контура l определяется как сумма поля сторонних токов и поля токов, наведенных на рефлекторе. Для компоненты H_z имеем

$$H_z = - \oint_l I_{u_2}^{\circ}(u_2) \left[\frac{\partial G}{\partial u_1} - i\omega \varepsilon GZ(u_2) \right] dl - \int_{l_{ct}} \left(j_{u_2}^{\circ ct} \frac{\partial G}{\partial u_1} + j_z^{M ct} i\omega \varepsilon G \right) dl. \quad (2)$$

Изложенный метод применим для анализа зеркал любого профиля, а также двухзеркальных антенн.

Исследования проведены для рефлектора в виде параболического цилиндра, возбуждаемого E -секториальным рупором (см. рис 1). Рассмотрены значения $D/\lambda = 12,5$ и 25, $F/D = 0,25$ и 0,75, $a/\lambda = 0,05 \div 1,0$. Кроме идеально проводящего рассмотрен рефлектор с установленным на участке bcd РПМ.

Учет влияния РПМ осуществлен заданием соответствующего импеданса $Z(u_2)$. Если для РПМ справедливы граничные условия Леонтовича, то $Z(u_2)$ определяется только параметрами материала:

$$Z(u_2) = W \sqrt{\mu_r / \varepsilon_r}. \quad (3)$$

Здесь μ_r и ε_r — комплексные относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости материала (параметры РПМ взяты из [6]).

Исследование распределения тока показало, что на освещенной стороне ток осциллирует вокруг приближения физической оптики ($2H_{tg}^{нал}$). На рис 2 приведено распределение тока для участка bcd в функции расстояния l от точки c . Результаты приведены для $D = 12,5\lambda$, $F/D = 0,75$ и уровня облучения кромки — 4,4 дБ при различных a . Сплошная линия соответствует $a = 0,05\lambda$, штриховая — $a = 0,5\lambda$ и штрихпунктирная — $a = \lambda$. Пунктиром показано значение $2H_{tg}^{нал}$. На величину отклонений от $2H_{tg}^{нал}$ влияют радиус закругления и уровень облучения кромки. При $a = 0,05\lambda$