

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ТРЕХМЕРНОГО РАДИОЛОКАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ СЦЕНЫ ПО МЕТОДУ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ

Одной из важных задач современной радиолокации является дальнейшая разработка методов получения наиболее полной информации, которая содержится в радиолокационных сигналах. То есть, достижение высокого качества (сверхвысокой разрешающей способности) на дальности зондирования в несколько десятков километров.

Для описания процесса синтезирования апертуры известны и используются несколько разных методов анализа физических процессов, которые происходят при формировании радиолокационного изображения: антенный метод, метод селекции сигналов по доплеровским частотам, голографический метод.

В то же время общий подход к математическому описанию воспроизведения трехмерной функции отражения сцены радиолокационного зондирования при синтезировании апертуры в доступных источниках информации отсутствует.

Интересным теоретическим решением задачи восстановления формы цели является решение обратной задачи дифракции (ОЗД) методом пространственных частот [1]. Под ОЗД понимается определение размеров и формы отражающей цели по значениям отраженного поля в дальней зоне, измеренным в различных направлениях от цели и на различных частотах. Решение ОЗД опирается на теорию отражения, которая основанная на приближенном методе Кирхгоффа. Решение получено для зондируемых объектов с идеально проводящей поверхностью. Восстановление формы цели основано на использовании характеристической функция ее объема.

Полученное решение не позволяет определить функцию радиолокационного отражения поверхности цели.

Цель статьи – определение формы цели и отражающей способности ее поверхности в ограниченном диапазоне углов зондирования методом пространственных частот.

Информацию относительно цели будем получать путем обработки спектра ее пространственных частот. Измерение отраженного сигнала осуществляется на сфере радиуса r (рис. 1).

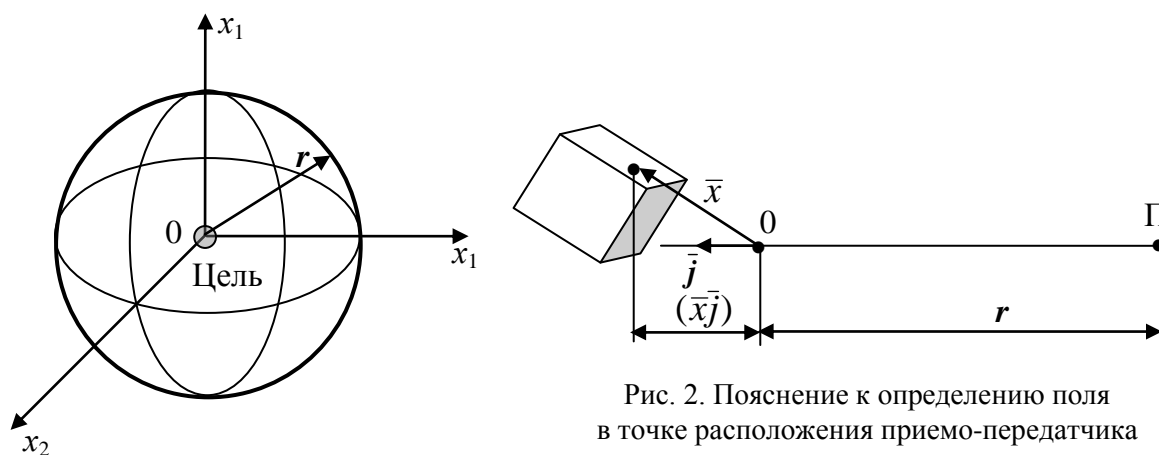


Рис. 1. Поверхность расположения
приемо-передатчика

Рис. 2. Пояснение к определению поля
в точке расположения приемо-передатчика

Метод пространственных частот дает возможность извлекать максимум информации из радиолокационного сигнала – измеряется его амплитуда и фаза для всех направлений на цель и всех точках бесконечного спектра частот для каждого направления.

Воспроизведение пространственной конфигурации цели с поверхностью, что отражает „инверсно”

Решение обратной задачи дифракции будем искать для цели с поверхностью, которая отражает „инверсно”. „Инверсно” отражающей поверхностью будем называть гипотетическую поверхность, которая имеет следующие свойства:

- модуль коэффициента отражения в обратном направлении не зависит от угла падения волны на элемент поверхности ds и равняется единице;
- аргумент коэффициента отражения не зависит от угла падения волны и равняется π .

Пусть на цель (рис.2) падает плоская монохроматическая волна

$$\bar{E}_j(t, \bar{x}) = E_0 \exp \{ ik[(\bar{J} \cdot \bar{x}) + r] - i\omega t \}, \quad (1)$$

где $\bar{E}_j(t, \bar{x})$ – мгновенное значение вектора напряженности поля падающей волны в любой точке j на поверхности цели.

Тогда для целей с „инверсно” отражающей поверхностью в дальней зоне в точке приемо-передатчика напряженность

$$\bar{E}_S = \frac{\exp(i2kr - i\omega t)}{2\pi r} i\rho_u \bar{E}_0, \quad (2)$$

$$\rho_u = -k \int_{S_{осв}} [\exp(i2k\bar{J} \cdot \bar{x})] dS. \quad (3)$$

Введем трехмерное частотное пространство векторов \bar{p} . Направление векторов \bar{p} совпадает с направлением от цели до точек измерения, а модуль

$$p = |\bar{p}| = \frac{2\omega}{c}. \quad (4)$$

Вектор \bar{p} по направлению совпадает с единичным вектором, который направлен от начала координат (внутри цели) к точке расположения приемо-передатчика.

Тогда равенство (3) можно переписать в виде

$$\rho_u = \rho_u(\bar{p}) = \frac{|\bar{p}|}{2} \int_{S_{осв}} e^{-i\bar{p}\bar{x}} \cdot dS. \quad (5)$$

При зеркальном расположении приемо-передатчика

$$\rho_u^*(-\bar{p}) = \frac{|\bar{p}|}{2} \int_{S_{мин}} e^{-i\bar{p}\bar{x}} \cdot dS, \quad (6)$$

а

$$\rho_u(\bar{p}) + \rho_u^*(-\bar{p}) = \frac{|\bar{p}|}{2} \int_S e^{-i\bar{p}\bar{x}} \cdot dS. \quad (7)$$

Будем определять форму цели с помощью обобщенной дельта-функции Дирака $\delta(S) = \delta_S(x)$, сосредоточенной на поверхности.

Согласно определению дельта-функции

$$\iiint \delta_S(x) dV = \iint_S dS. \quad (8)$$

Преобразуя (7) с учетом (8), получим

$$\rho_u(\bar{p}) + \rho_u^*(-\bar{p}) = \frac{|\bar{p}|}{2} \iiint \delta(S) \cdot e^{-i\bar{p}\bar{x}} \cdot dV. \quad (9)$$

Определим новую функцию

$$I(\bar{p}) = \frac{2 \left[\rho_u(\bar{p}) + \rho_u^*(-\bar{p}) \right]}{|\bar{p}|} \quad (10)$$

Тогда

$$I(\bar{p}) = \iiint \delta(S) \cdot e^{-i\bar{p}\bar{x}} dV, \quad (11)$$

$$\delta(S) = (2\pi)^{-3} \iiint I(\bar{p}) \cdot e^{i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{p}. \quad (12)$$

Уравнение (11) и (12) показывают, что функция измеренных значений электромагнитного поля в дальней зоне $I(\bar{p})$ и обобщенная δ -функция, которая сосредоточена на поверхности цели $\delta(x)$, связаны между собой трехмерным преобразованием Фурье. Другими словами, когда отраженный сигнал может быть измерен для всех частот и всех направлений, возможно определить $I(\bar{p})$ для всех \bar{p} , а поэтому возможно и точное воспроизведение конфигурации цели с „инверсно” отражающей поверхностью.

Общая теория для ограниченного частотного объема

Отраженный сигнал можно измерить только для ограниченного спектра частот и в ограниченном диапазоне углов, то есть в некоторой области D \bar{p} -пространства, т.е. практически можно измерить функцию $K(\bar{p}) \cdot I(\bar{p})$, где $K(\bar{p})$ – характеристическая функция области D , например $K(\bar{p})=1$ внутри области D и $K(\bar{p})=0$ вне области D .

Введем пару преобразований Фурье:

$$\iiint K(\bar{p}) \cdot e^{i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{p} \quad (13)$$

$$\iiint K(\bar{x}) \cdot e^{-i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{x}. \quad (14)$$

Поскольку $K(\bar{p}) \cdot I(\bar{p})$ может быть измерено, то возможно построить функцию $f(\bar{x})$ вида

$$f(\bar{x}) = (2\pi)^{-3} \iiint K(\bar{p}) I(\bar{p}) e^{i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{p} = 2^{-2} \pi^{-3} \iiint K(\bar{p}) \frac{\left[\rho_u(\bar{p}) + \rho_u^*(-\bar{p}) \right]}{|\bar{p}|} e^{i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{p}. \quad (15)$$

Когда функции $f_1(t)$ и $f_2(t)$, связанные преобразованиями Фурье с функциями $F_1(\omega)$ и $F_2(\omega)$, то преобразованием Фурье произведения двух функций $F_1(\omega) \cdot F_2(\omega)$ будет функция $\int f_1(\tau) \cdot f_2(t - \tau) d\tau$, т.е.

$$(2\pi)^{-1} \int F_1(\omega) \cdot F_2(\omega) \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega = \int f_1(\tau) \cdot f_2(t - \tau) \cdot d\tau. \quad (16)$$

С учетом теоремы свертки преобразуем соотношение (15):

$$f(\bar{x}) = \iiint K(\bar{x}') \cdot \delta_S(\bar{x} - \bar{x}') d\bar{x}' = \iiint \delta_S(\bar{x}') \cdot K(\bar{x} - \bar{x}') d\bar{x}'. \quad (17)$$

Так как функция $f(\bar{x})$ может быть получена по измерениям отраженных электромагнитных волн в дальней зоне, а функция $K(\bar{x})$ известна из (13), то равенство (17) является интегральным уравнением для $\delta(S) = \delta_S(\bar{x})$ – обобщенной функции, которая характеризует форму цели инверсно отражающей.

Следует отметить, что когда

$$K(-\bar{p}) = K^*(\bar{p}), \quad (18)$$

то функция $K(\bar{x})$ действительная и

$$f(\bar{x}) = 2^{-1} \pi^{-5/2} \operatorname{Re} \iiint K(\bar{p}) \frac{\rho_u(\bar{p})}{|\bar{p}|} e^{i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{p} \quad [1]. \quad (19)$$

Восстановление объемной формы цели, которая „инверсно” отражает, при измерениях на полной частотной плоскости

Примем в качестве области D \bar{p} -пространства область, которая совпадает с плоскостью $p_1=0$ и $K(\bar{p}) = i\delta'(p_1)$. Тогда

$$K(x) = (2\pi)^{-3} \iiint i\delta'(p_1) e^{i\bar{p}\bar{x}} d\bar{p} = (2\pi)^{-3} i \cdot (-1)i \cdot x_1 \iint e^{i(p_2x_2 + p_3x_3)} dp_2 dp_3 = (2\pi)^{-1} x_1 \delta(x_2) \delta(x_3). \quad (20)$$

$$f(\bar{x}) = 2^{-1} \pi^{-5/2} \operatorname{Re} \iiint i\delta'(p_1) \frac{\rho(\bar{p})}{|p|} e^{i\bar{p}\bar{x}} d\bar{p} = x_1 \alpha(x_2, x_3) + \beta(x_2, x_3). \quad (21)$$

В соотношении (21) согласно определению асимметричной импульсной функции $\delta'(p_1)$ [2]

$$\alpha(x_2, x_3) = 2^{-1} \pi^{-5/2} \operatorname{Re} \iint \frac{\rho(0, p_2, p_3)}{\sqrt{p_2^2 + p_3^2}} e^{i(p_2x_2 + p_3x_3)} dp_2 dp_3, \quad (22)$$

$$\beta(x_2, x_3) = 2^{-1} \pi^{-5/2} \operatorname{Im} \iint \frac{\partial}{\partial p_1} \left[\frac{\rho(\bar{p})}{\sqrt{p_2^2 + p_3^2}} \right]_{p_1=0} \cdot e^{i(p_2x_2 + p_3x_3)} \cdot dp_2 dp_3. \quad (23)$$

Подставив значение $K(\bar{x})$ из (20) в (17), получим

$$\begin{aligned} f(\bar{x}) &= \iiint \delta_S(\bar{x}') (2\pi)^{-1} (x_1 - x_1') \delta(x_2 - x_2') \delta(x_3 - x_3') dx_1' dx_2' dx_3' = \\ &= (2\pi)^{-1} \int \delta_S(x_1', x_2, x_3) (x_1 - x_1') dx_1' = (2\pi)^{-1} x_1 \int \delta_S(x_1', x_2, x_3) dx_1' - \\ &- (2\pi)^{-1} \int \delta_S(x_1', x_2, x_3) x_1' = x_1 \alpha(x_2, x_3) + \beta(x_2, x_3), \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\alpha(x_2, x_3) = \begin{cases} \frac{i}{2\pi}, & \text{когда пробная функция } \delta(x_2, x_3) \text{ } i \text{ раз пересекает} \\ & \text{поверхность цели, которая отражает;} \\ 0, & \text{когда пробная функция } \delta(x_2, x_3) \text{ не пересекает} \\ & \text{поверхность цели, которая отражает.} \end{cases} \quad (25)$$

$$\beta(x_2, x_3) = \begin{cases} \sum_{j=1}^i x_{1j}(x_2, x_3), & \text{когда пробная функция } \delta(x_2, x_3) \text{ } i \text{ раз} \\ & \text{пересекает поверхность цели, которая отражает;} \\ 0, & \text{когда пробная функция } \delta(x_2, x_3) \text{ не пересекает} \\ & \text{поверхность цели, которая отражает.} \end{cases} \quad (26)$$

Соотношения (22) и (25) дают возможность определить тень от цели на плоскости $x_2\theta x_3$ а (23) и (26) толщину цели в угломерной плоскости зондирования, когда прямая параллель-

ная оси x_1 пересекает поверхность цели два раза (выше и ниже плоскости отсчета $x_2 \theta x_3$) по значениям $\rho(0, p_2, p_3)$ и $\frac{\partial}{\partial p_1} \rho(0, p_2, p_3)$.

Восстановление объемной формы цели, которая отражает „инверсно” при измерениях отраженного сигнала на прямоугольной области полной частотной плоскости

Отраженные сигналы практически можно измерять в ограниченной области частот и ограниченной области пространства. Для аэрокосмических РСА измерение отраженных сигналов отвечает прямоугольной области полной частотной плоскости (рис.3), определяется функцией $K(\bar{p})$ и равняется

$$\begin{cases} K(\bar{p}) = i\delta'(p_1), & \text{при } p_m - \Delta p_2 \leq p_2 \leq p_m + \Delta p_2; \quad |p_3| \leq \Delta p_3 \\ K(\bar{p}) = 0, & \text{при } p_m - \Delta p_2 \geq p_2 \geq p_m + \Delta p_2; \quad |p_3| \geq \Delta p_3. \end{cases} \quad (27)$$

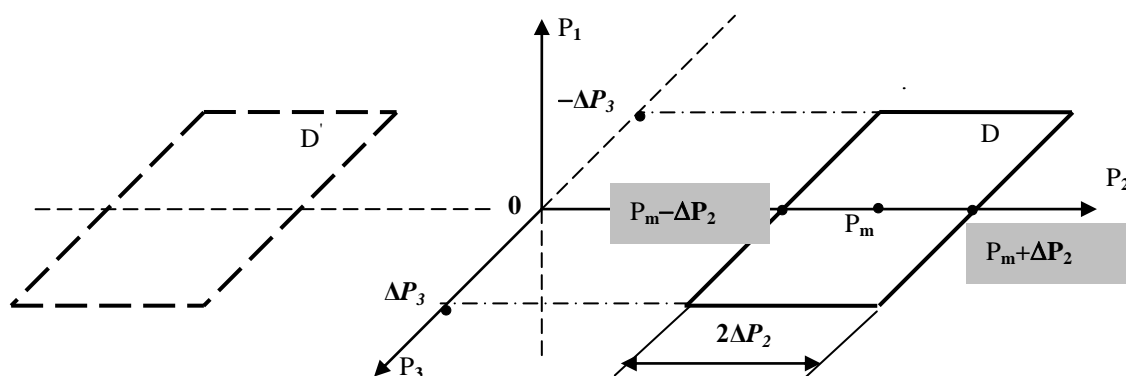


Рис. 3. Прямоугольная частотно-ограниченная плоскость

Найдем $K(\bar{x})$ для частотно-ограниченной области D, которая определена соотношениям (27):

$$\begin{aligned} K(\bar{x}) &= (2\pi)^{-3} \int i\delta'(p_1) e^{ip_1 x_1} dp_1 \int_{p_m - \Delta p_2}^{p_m + \Delta p_2} e^{ip_2 x_2} dp_2 \int_{-\Delta p_3}^{\Delta p_3} e^{ip_3 x_3} dp_3 = \\ &= (2\pi)^{-1} x_1 e^{ip_m x_2} \delta_r(x_2) \delta_l(x_3), \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$\delta_r(x_2) = \frac{\Delta p_2}{\pi} \frac{\sin \Delta p_2 x_2}{\Delta p_2 x_2}; \quad (29)$$

$$\delta_l(x_3) = \frac{\Delta p_3}{\pi} \frac{\sin \Delta p_3 x_3}{\Delta p_3 x_3}. \quad (30)$$

Функции $\delta_r(x_2)$ и $\delta_l(x_3)$ имеют ширину главного лепестка $\pi/\Delta p_2$ и $\pi/\Delta p_3$ соответственно. Их можно считать хорошим приближением к дельта-функции при условии, что характерный для цели (сцены зондирования) линейный размер удовлетворяет условиям

$$L \gg \pi/\Delta p_2; \quad L \gg \pi/\Delta p_3. \quad (31)$$

В предположении, что неравенства (31) удовлетворяются, выражение для функции $K(\bar{x})$ имеет вид

$$K(\bar{x}) = (2\pi)^{-1} x_1 e^{ip_m x_2} \delta(x_2) \delta(x_3). \quad (32)$$

Подставив значение $K(\bar{p})$ с (27) в (15), получим

$$f(\bar{x}) = (2\pi)^{-3} \iiint_{-\infty} K(\bar{p}) \xi(\bar{p}) e^{i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{p} = 2^{-3} \pi^{-3} \iiint i\delta'(p_1) \frac{2[\rho_u(\bar{p}) + \rho_u(-\bar{p})]}{|\bar{p}|} e^{i\bar{p}\bar{x}} \cdot d\bar{p} =$$

$$2^{-2} \pi^{-3} \iint \left\{ \frac{\partial}{\partial p_1} \left[\frac{[\rho_u(\bar{p}) + \rho_u(-\bar{p})]}{|\bar{p}|} \right] \right\}_{p_1=0} + ix_1 \frac{[\rho_u(\bar{p}) + \rho_u(-\bar{p})]}{|\bar{p}|} \left. \right\} e^{i(p_2x_2 + p_3x_3)} dp_2 dp_3 =$$

$$= x_1 W(x_2, x_3) + Z(x_2, x_3). \quad (33)$$

Подставив значение $K(\bar{x})$ из (32) в (17), получим

$$f(\bar{x}) = \iiint \delta_S(\bar{x}) (2\pi)^{-1} (x_1 - x'_1) e^{ip_m(x_2 - x'_2)} \delta(x_2 - x'_2) \delta(x_3 - x'_3) dx'_1 dx'_2 dx'_3 =$$

$$= (2\pi)^{-1} e^{ip_m x_2} x_1 \int \delta_S(x'_1, x_2, x_3) dx'_1 - (2\pi)^{-1} e^{ip_m x_2} \int \delta_S(x'_1, x_2, x_3) x'_1 =$$

$$= x_1 e^{ip_m x_2} \alpha(x_2, x_3) + e^{ip_m x_2} \beta(x_2, x_3), \quad (34)$$

где $\alpha(x_2, x_3)$; $\beta(x_2, x_3)$ – определяются соотношениями (25) и (26), а

$$W(x_2, x_3) = e^{ip_m x_2} \cdot \alpha(x_2, x_3), \quad (35)$$

$$Z(x_2, x_3) = e^{ip_m x_2} \cdot \beta(x_2, x_3). \quad (36)$$

Согласно (33) $W(x_2, x_3)$ и $Z(x_2, x_3)$ определяются через измеренные значения $\rho(\bar{p})$ в области D и D' . Итак, (35) является уравнением, из которого может быть найдена тень цели (объекта) на плоскость x_2, x_3 . Уравнение (36) дает возможность получить толщину цели, если пробная функция пересекает ее два раза.

Восстановление рельефа цели (сцены зондирования) можно осуществить таким способом. Будем считать ось p_1 совпадающей с направлением от цели на приемо-передатчик. Измерения будем делать только области D .

Тогда

$$\alpha_D(x_2, x_3) = 2^{-1} \pi^{-3/2} \operatorname{Re} \int_{p_m - \Delta p_2}^{p_m + \Delta p_2} \int_{-\Delta p_3}^{+\Delta p_3} \frac{\rho(0, p_2, p_3)}{\sqrt{p_2^2 + p_3^2}} e^{i(p_2x_2 + p_3x_3)} dp_2 dp_3 = e^{ip_m x_2} \frac{1}{\pi}. \quad (37)$$

$$\beta_D(x_2, x_3) = 2^{-1} \pi^{-3/2} \operatorname{Im} \int_{p_m - \Delta p_2}^{p_m + \Delta p_2} \int_{-\Delta p_3}^{+\Delta p_3} \frac{\partial}{\partial p_1} \left[\frac{\rho(\bar{p})}{\sqrt{p_2^2 + p_3^2}} \right] e^{i(p_2x_2 + p_3x_3)} dp_2 dp_3 =$$

$$= e^{ip_m x_2} x_1(x_2, x_3) = e^{ip_m x_2} y_1(x_2, x_3). \quad (38)$$

Рельеф цели определяется из соотношения (38):

$$|\beta_D(x_2, x_3)| = y_1(x_2, x_3). \quad (39)$$

Плоскость отсчета рельефа цели нормальная к линии ее визирования.

Восстановление пространственного рельефа цели с поверхностью, которая подобна „инверсно” отражающей поверхности

Введем понятие поверхности, подобной „инверсно” отражающей. Поверхность называется подобной „инверсно” отражающей, если поле, создаваемое ее элементарным участком ds в дальней зоне,

$$d\dot{E}_{\text{ПНО}} = -\chi \frac{ik}{2\pi r} e^{-2ikr} \cdot \dot{E}_0 dS, \quad (40)$$

где χ – постоянная величина, которая может принимать значение от нуля до единицы.

Тогда выражения (37), (38) при условии, что имеем дело с поверхностью, которая подобна „инверсно” отражающей, примут вид

$$\alpha_D(x_2, x_3) = 2^{-1} \pi^{-3/2} \operatorname{Re} \int_{p_m - \Delta p_2}^{p_m + \Delta p_2} \int_{-\Delta p_3}^{+\Delta p_3} \frac{\rho(0, p_2, p_3)}{\sqrt{p_2^2 + p_3^2}} e^{i(p_2 x_2 + p_3 x_3)} dp_2 dp_3 = \chi \cdot e^{ip_m x_2} \frac{1}{\pi}. \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \beta_D(x_2, x_3) &= 2^{-1} \pi^{-3/2} \operatorname{Im} \int_{p_m - \Delta p_2}^{p_m + \Delta p_2} \int_{-\Delta p_3}^{+\Delta p_3} \frac{\partial}{\partial p_1} \left[\frac{\rho(\bar{p})}{\sqrt{p_2^2 + p_3^2}} \right]_{p_1=0} e^{i(p_2 x_2 + p_3 x_3)} dp_2 dp_3 = \\ &= e^{ip_m x_2} \cdot \chi \cdot x_1(x_2, x_3) = e^{ip_m x_2} \cdot \chi \cdot y_1(x_2, x_3). \end{aligned} \quad (42)$$

А рельеф освещенной поверхности цели

$$y_1(x_2, x_3) = \beta_D / \pi \alpha_D. \quad (43)$$

Восстановление пространственной функции отражения цели, поверхность которой является мозаикой элементов подобных „инверсно” отражающей поверхности

Рассмотрим поверхность, которая склеена из кусков поверхностей подобных „инверсно” отражающим и имеющих разный коэффициент отражения $\chi_j = f(j)$, где $j = 1, 2, 3, \dots, N$. Каждый элемент ΔS_j этой мозаичной структуры имеет свой модуль коэффициента отражения χ_j .

Тогда функция обратного рассеяния цели

$$\rho(\bar{p}) = \frac{|\bar{p}|}{2} \lim_{\substack{\Delta S_j \rightarrow 0 \\ N \rightarrow \infty}} \sum_{j=1}^N \chi(x_{1j}, x_{2j}, x_{3j}) \cdot e^{-\bar{p}x_j} \cdot \Delta S_j = \frac{|\bar{p}|}{2} \int_{S_{OCB}} \chi_S(\bar{x}) \cdot e^{-\bar{p}\bar{x}} dS, \quad (44)$$

а

$$H(\bar{p}) = \frac{2}{|\bar{p}|} \left[\rho(\bar{p}) + \rho^*(-\bar{p}) \right] = \int_S \chi_S(\bar{x}) \cdot e^{-\bar{p}\bar{x}} \cdot dS. \quad (45)$$

Согласно определению дельта-функции $\delta_S(\bar{x})$, которая сосредоточена на поверхности

$$\iiint f(\bar{x}) \cdot \delta_S(\bar{x}) dV = \iint_S f_S(\bar{x}) dS, \quad (46)$$

находим

$$H(\bar{p}) = \iiint \chi(\bar{x}) \cdot \delta_S(\bar{x}) dV, \quad (47)$$

и

$$\chi(\bar{x}) \cdot \delta_S(\bar{x}) = (2\pi)^{-3} \iiint I(\bar{p}) \cdot e^{i\bar{p}\bar{x}} d\bar{p} . \quad (48)$$

При измерениях в ограниченной области пространственных частот для целей с мозаичной структурой отражающей поверхности

$$f(\bar{x}) = \iiint \chi(\bar{x}') \cdot \delta_S(\bar{x}') \cdot K(\bar{x} - \bar{x}') d\bar{x}' . \quad (49)$$

Когда измерение поля, которое рассеяно, проводится на частотной плоскости $p_1=0$ и $K(\bar{p}) = i\delta'(p_1)$, то соотношение (49) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} f(\bar{x}) &= \iiint \chi(\bar{x}') \cdot \delta_S(\bar{x}') \cdot (2\pi)^{-1} (x_1 - x'_1) \delta(x_2 - x'_2) \delta(x_3 - x'_3) d\bar{x}' = \\ &= (2\pi)^{-1} x_1 \int \chi(x'_1, x_2, x_3) \delta_S(x'_1, x_2, x_3) dx'_1 - (2\pi)^{-1} \int x'_1 \chi(x'_1, x_2, x_3) \delta_S(x'_1, x_2, x_3) dx'_1 \quad (50) \\ &= (2\pi)^{-1} x_1 \cdot \sum_{j=1}^i \chi[y_j(x_2, x_3)] - (2\pi)^{-1} \sum_{j=1}^i \chi[y_j(x_2, x_3)] \cdot y_j(x_2, x_3) . \end{aligned}$$

В случае зондирования цели, когда количество пересечений поверхности дельта-функцией $\delta(x_2, x_3)$ равняется двум и точки пересечений функции $\delta(x_2, x_3)$ с поверхностью цели находятся по разные стороны плоскости зондирования $x_2 O x_3$, толщина цели

$$w(x_2, x_3) = \frac{\beta(x_2, x_3)}{\alpha(x_2, x_3)} . \quad (51)$$

В соотношении (51) знаменатель и числитель измеряются и вычисляются в соответствии с (22) и (33).

При измерениях отраженного сигнала на прямоугольной частотно-ограниченной области и при малом угле зондирования (синтезирования апертуры) возможно воспроизведение рельефа сцены зондирования. В этом случае количество пересечений поверхности цели дельта-функцией $\delta(x_2, x_3)$ должна равняться единице. Тогда

$$y(x_2, x_3) = \frac{\beta_D}{\alpha_D} , \quad (52)$$

$$\chi(x_2, x_3) = \pi |\alpha_D| . \quad (53)$$

Таким образом, восстановление пространственной функции отражения сцены (цели), поверхность которой является мозаикой элементов подобных „инверсно” отражающей поверхности, осуществляется по измерениям на частотно-ограниченной плоскости согласно соотношениям (41), (42), (52) и (53).

Отражение зондирующего сигнала от цели, поверхность которой является мозаикой элементов подобных „инверсно” отражающим, отвечает поверхность, которая является абсолютно проводящей.

При использовании соотношения (52) для восстановления рельефа поверхностей любой физической природы системная составляющая ошибки, которая определяется различием фаз отраженного сигнала в сравнении с фазой отраженного сигнала от абсолютно проводящей поверхности, не превышает половины длины волны зондирующего сигнала.

Список литературы: 1. Левис Р. Обратная задача дифракции // Зарубежная радиоэлектроника. – 1970. – №2. – С. 100 – 112. 2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике ; под ред. И.Г.Арамановича. – М. : Наука, 1984. – 831 с.

Государственный научно-исследовательский институт авиации

Поступила в редколлегию 11.04.2014