

В.В. Прокудин

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОДНОПОЗИЦИОННЫХ ДИАГРАММ РАССЕЯНИЯ
РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЦЕЛЕЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЯ
В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Рассеивающие свойства радиолокационных целей обычно характеризуются величиной эффективной поверхности рассеяния (ЭПР), которая однозначно определяет радиолокационную цель, если волны, падающие на цель, можно считать локально плоскими. Отличие падающей волны от идеально плоской приводит к появлению систематической погрешности при измерении ЭПР, поэтому формированию и исследованию полей, а также изучению влияния искажений этих полей на точность измерений уделяют большое внимание [1].

Альтернативой метода измерений в плоском поле для расчета характеристик радиолокационных целей, соответствующих дальней зоне, может служить метод, основанный на использовании данных измерений в ближней зоне, где поле является сферическим. В работе [2] показано, что знание двухпозиционных диаграмм рассеяния в ближней зоне в принципе достаточно для определения всех диаграмм рассеяния в дальней зоне.

Часто интересуются только однопозиционными диаграммами ЭПР. Поэтому представляется важным выяснение возможности определения однопозиционных диаграмм ЭПР по результатам только однопозиционных измерений в ближней зоне.

Пусть точки излучения и приема совмещены в пространстве в точке

P (рис.1) и эта точка сканирует в плоскости, параллельной плоскости XOY и отстоящей от нее на расстояние Z_p .

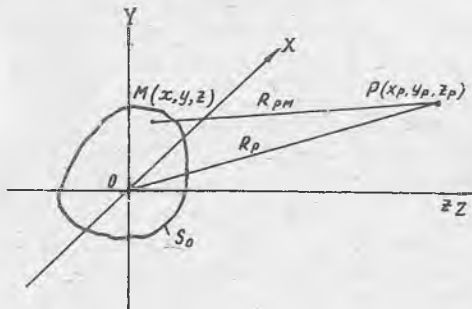


Рис.1

Рассеянное поле в этом случае является функцией двух переменных x_p и y_p при заданном значении параметра z_p :

$$\Phi_2(\rho) = \Phi_2(x_p, y_p, z_p).$$

Если облучающее поле представляет собой сферическую волну

$$\Phi_1(M) = \frac{e^{-jkR_{PM}}}{R_{PM}}, \quad (1)$$

то рассеянное поле в точке P в приближении Кирхгофа

$$\Phi_2(\rho) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_0} \frac{e^{jkR_{PM}}}{R_{PM}} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkR_{PM}}}{R_{PM}} \right) dS_M. \quad (2)$$

Производная по нормали к поверхности цели при $k = \frac{2\pi}{\lambda} \gg \frac{1}{R_{PM}}$ может быть записана в виде

$$\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-jkR_{PM}}}{R_{PM}} \right) \approx -jk \frac{e^{-jkR_{PM}}}{R_{PM}} \cos(\bar{R}_{PM}^{\wedge}, \bar{n}).$$

Тогда вместо (2) имеем

$$\Phi_2(\rho) = -\frac{jk}{2\pi} \int_{S_0} \frac{e^{-j2kR_{PM}}}{R_{PM}^2} \cos(\bar{R}_{PM}^{\wedge}, \bar{n}) dS_M. \quad (3)$$

Применяя к равенству (3) двумерное преобразование Фурье, получаем

$$\begin{aligned} F_{PP}(\omega_1, \omega_2, z_p) &= \iint_{-\infty}^{\infty} \Phi_2(x_p, y_p, z_p) e^{-j(\omega_1 x_p + \omega_2 y_p)} dx_p dy_p = \\ &= -\frac{jk}{2\pi} \int_{S_0} \left[\iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j2kR_{PM}}}{R_{PM}^2} \cos(\bar{R}_{PM}^{\wedge}, \bar{n}) e^{-j(\omega_1 x_p + \omega_2 y_p)} dx_p dy_p \right] dS_M. \quad (4) \end{aligned}$$

При принятом ограничении $k \gg \frac{1}{R_{PM}}$ для вычисления внутреннего интеграла в (4) может быть применена асимптотическая формула [3] :

$$\iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-j\psi(x, y)} dx dy \approx \frac{2\pi f(x_0, y_0) e^{-j\psi(x_0, y_0)}}{j\sqrt{\psi_{xx}^0 \psi_{yy}^0 - (\psi_{xy}^0)^2}}, \quad (5)$$

где координаты стационарной точки x_0 и y_0 определяются из системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{x=x_0} &= 0, \\ \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=y_0} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

а ψ_{xx}^0 , ψ_{yy}^0 , ψ_{xy}^0 - вторые производные фазовой функции $\psi(x, y)$, взятые в стационарной точке.

Можно, однако, показать, что тот же результат получается и более коротким путем. Двойной интеграл в (4) можно представить в виде

$$G(\omega_1, \omega_2, z_p) = -jk \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j2kR_{PM}}}{R_{PM}^2} \cos(\bar{R}_{PM}^{\wedge}, \bar{n}) e^{-j(\omega_1 x_p + \omega_2 y_p)} dx_p dy_p =$$

$$= -\frac{jk}{R_{\rho M}^{\circ}} \iint_{\infty}^{\infty} \frac{e^{-j2kR_{\rho M}}}{R_{\rho M}} \cos(\bar{R}_{\rho M}^{\wedge}, \bar{n}) e^{j(\omega_1 x_p + \omega_2 y_p)} dx_p dy_p \quad (7)$$

Здесь, в соответствии с асимптотической формулой (5), за пределы интеграла вынесена только величина $\frac{1}{R_{\rho M}^{\circ}}$, где $R_{\rho M}^{\circ}$ - значение $R_{\rho M}$ в стационарной точке.

При $k \gg \frac{1}{R_{\rho M}^{\circ}}$ можно принять

$$-jk \frac{e^{-j2kR_{\rho M}}}{R_{\rho M}} \cos(\bar{R}_{\rho M}^{\wedge}, \bar{n}) \approx \frac{1}{2} (-j2kz - \frac{1}{R_{\rho M}^{\circ}}) \frac{e^{-j2kR_{\rho M}}}{R_{\rho M}} \cos(\bar{R}_{\rho M}^{\wedge}, \bar{n}) =$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-j2kR_{\rho M}}}{R_{\rho M}} \right).$$

С учетом этого, вместо равенства (7) получаем

$$G(\omega_1, \omega_2, z_p) = \frac{1}{2kR_{\rho M}^{\circ}} \iint_{\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{-j2kR_{\rho M}}}{R_{\rho M}} \right) e^{-j(\omega_1 x_p + \omega_2 y_p)} dx_p dy_p \quad (8)$$

Интеграл в (8) вычисляется точно [2]:

$$G(\omega_1, \omega_2, z_p) = \frac{1}{2R_{\rho M}^{\circ}} \frac{2\pi \exp[-jz_p \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}]}{j \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}} \times$$

$$\times \frac{\partial}{\partial n} \left\{ e^{-j[\omega_1 x + \omega_2 y - z \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}]} \right\} \quad (9)$$

Осталось найти только $R_{\rho M}^{\circ}$. Для этого решим систему (6).

В нашем случае функция φ определяется выражением

$$\varphi(x_p, y_p) = 2kR_{\rho M} + \omega_1 x_p + \omega_2 y_p \quad (10)$$

Так как $R_{\rho M} = \sqrt{(x_p - x)^2 + (y_p - y)^2 + (z_p - z)^2}$,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x_p} \Big|_{x_p = x_p^{\circ}, y_p = y_p^{\circ}} &= \frac{2k(x_p^{\circ} - x)}{R_{\rho M}} + \omega_1 = 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y_p} \Big|_{x_p = x_p^{\circ}, y_p = y_p^{\circ}} &= \frac{2k(y_p^{\circ} - y)}{R_{\rho M}} + \omega_2 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Решение системы (11) относительно $R_{\rho M}^{\circ}$ дает:

$$R_{\rho M}^{\circ} = \frac{2k(z_p - z)}{\sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}} \quad (12)$$

Подставляя (12) в (9), имеем

$$G(\omega_1, \omega_2, z_p) = \frac{\pi \exp[-jz_p \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}]}{j2k(z_p - z)} \times$$

$$\times \frac{\partial}{\partial n} \left\{ e^{-j[\omega_1 x + \omega_2 y - z \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}]} \right\} \quad (13)$$

Полученное выражение представляет собой спектр поля, рассеянного отдельным участком цели. Спектр поля, рассеянного всей целью, равен

$$F_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_0} \varrho(\omega_1, \omega_2, z_p) dS_M = \frac{1}{j4k} e^{-jz_p \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}} \times \\ \times \int_{S_0} \frac{1}{z_p - z} \frac{\partial}{\partial n} \left\{ e^{-j[\omega_1 x + \omega_2 y - z \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}]} \right\} dS_M. \quad (14)$$

Отношение спектров рассеянного поля в двух плоскостях, отстоящих от начала координат на расстояниях z_p и z'_p , в соответствии с (14) равно

$$K_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p, z'_p) = \frac{F_{pp}(\omega_1, \omega_2, z'_p)}{F_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p)} = e^{-j(z'_p - z_p) \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}} \times \\ \times \frac{\int_{S_0} \frac{1}{z'_p - z} \frac{\partial}{\partial n} \left\{ e^{-j[\omega_1 x + \omega_2 y - z \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}]} \right\} dS_M}{\int_{S_0} \frac{1}{z_p - z} \frac{\partial}{\partial n} \left\{ e^{-j[\omega_1 x + \omega_2 y - z \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}]} \right\} dS_M}. \quad (15)$$

Из выражения (15) видно, что при фиксированных z_p и z'_p коэффициент передачи $K_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p, z'_p)$ зависит от формы цели. Поэтому в общем случае при однопозиционном сканировании в плоскости не существует коэффициента передачи, инвариантного к форме цели, а, значит, нельзя произвести пересчет рассеянного поля из одной плоскости в другую для какой-либо цели, пользуясь коэффициентом передачи, полученным для другой цели.

В частном случае больших расстояний, когда выполняются условия $z_p \gg z$ и $z'_p \gg z$, изменением амплитудных множителей в интегралах выражения (15) можно пренебречь и считать $z'_p - z \approx z'_p$; $z_p - z \approx z_p$.

Тогда для коэффициента передачи получаем

$$K'_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p, z'_p) = \frac{z_p}{z'_p} e^{-j(z'_p - z_p) \sqrt{(2k)^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2}}. \quad (16)$$

Хотя коэффициент передачи (16) зависит от отношения z_p/z'_p , он является инвариантным к форме цели и может быть использован для пересчета поля из одной плоскости в другую:

$$\Phi_2(x'_p, y'_p, z'_p) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} F_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p) e^{j(\omega_1 x'_p + \omega_2 y'_p)} d\omega_1 d\omega_2 = \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} F_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p) K'_{pp}(\omega_1, \omega_2, z_p, z'_p) e^{j(\omega_1 x'_p + \omega_2 y'_p)} d\omega_1 d\omega_2. \quad (17)$$

Рассмотрим, как связана однопозиционная диаграмма рассеяния со спектром рассеянного поля при однопозиционном сканировании в плоскости. Диаграмма рассеяния получается из (2), если учесть, что в дальней зоне

$$\Phi_1(M) = \frac{e^{-jkR_p}}{R_p} e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)},$$

где k_x, k_y, k_z - проекции волнового вектора \vec{k} на оси координат. В этом случае для поля в дальней зоне можно записать

$$\begin{aligned} \Phi_2(\rho) &= \frac{e^{-j2kR_p}}{R_p^2} \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left[e^{-j(2k_x x + 2k_y y + 2k_z z)} \right] dS_M = \\ &= \frac{e^{-j2kR_p}}{R_p^2} \Phi_2(\vec{k}), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\Phi_2(\vec{k}) = \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left[e^{-j(2k_x x + 2k_y y + 2k_z z)} \right] dS_M$ -

- однопозиционная диаграмма рассеяния цели.

Отношение диаграммы рассеяния (18) к спектру (14) при

$\omega_1 = 2k_x$ и $\omega_2 = 2k_y$ равно:

$$\frac{\Phi_2(\vec{k})}{F_{pp}(2k_x, 2k_y, z_p)} = \frac{jk}{\pi} e^{-j2k_z z_p} \frac{\int_{S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left[e^{-j(2k_x x + 2k_y y + 2k_z z)} \right] dS_M}{\int_{S_0} \frac{1}{z_p - z} \frac{\partial}{\partial n} \left[e^{-j(2k_x x + 2k_y y + 2k_z z)} \right] dS_M}. \quad (19)$$

Здесь учтено, что

$$k_z = -\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}.$$

Из (19) видно, что отношение диаграммы рассеяния и спектра также зависит от формы цели, и диаграмма рассеяния не может быть выражена через спектр поля, как это сделано в [2]. Если допустить $z_p \gg z$, то

$$\Phi_2(\vec{k}) = \frac{jkz_p}{\pi} e^{-j2k_z z_p} F_{pp}(2k_x, 2k_y, z_p), \quad (20)$$

т.е. в частном случае больших расстояний до плоскости сканирования диаграмма рассеяния цели может быть выражена через спектр рассеянного поля.

Выражения (17) и (20) получены в предположении малости изменений амплитуды поля в пределах цели. Это ограничивает снизу допустимое расстояние до плоскости сканирования. Чтобы снять такое ограничение, необходимо учитывать изменение амплитуды поля при изменении расстояния от точки излучения Р (см. рис.1) до точек цели. Это требование будет отчетливо видно, если при выводе выражения (14) использовать выражение (9) вместо (13) (очевидно, что в равенство (9) входит расстояние R_{pm} в стационарной точке).

Таким образом, можно ожидать, что если усиливать отраженные сигналы пропорционально дальности до отражающих точек цели, то полученный после такой обработки коэффициент передачи не будет зависеть от формы цели. Очевидно, такой же вывод можно сделать и для случая определения диаграммы рассеяния.

Л и т е р а т у р а

1. М а й з е л ь с Е.И., Т о р г о в а н о в В.А. Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей. М., "Советское радио", 1972.
2. А б р а м о в Г.В., П р о к у д и н В.В. О возможности определения характеристик рассеяния радиолокационных целей по результатам измерения в ближней зоне. (См. ст. в настоящем сборнике).
3. В а к м а н Д.Е. Асимптотические методы в линейной радиотехнике. М., " Советское радио ", 1962.