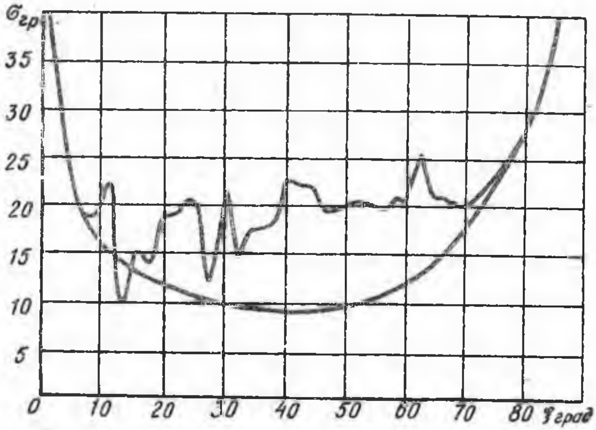

Р и с. I

Л и т е р а т у р а

1. Ш т а г е р Е.А., Ч а е в с к и й Е.В. Рассеяние волн на телах сложной формы. М., "Сов.радио", 1974.

2. В е ч к а н о в Г.П., В е ч к а н о в а Р.А., Ч е к и н В.И. Тезисы докладов на Всесоюзной научно-технической конференции по применению машинных метсдов для решения краевых задач. Научно-техническое общество радиотехники электроники и связи им. А.С.Попова. М.,1976.

3. К о б а к В.О. Радиолокационные отражатели. М., "Сов.радио", 1975.

4. У ф и м ц е в П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М., "Сов.радио", 1964.

УДК 621.396.969.18

В.В.П р о к у д и н

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ДИАГРАММЫ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ОДНОПОЗИЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

В работе [I] анализировалась связь между результатами однопозиционных измерений рассеянного произвольным рассеивателем поля в двух параллельных плоскостях. Было показано, что коэффициент передачи, равный отношению двумерных преобразований Фурье значений поля в этих плоскостях, не является инвариантным к форме рассеивателя из-за амплитудной зависимости спектра поля от расстояния до отдельных участков поверхности.

Для пересчета рассеянных полей из ближней зоны в дальнюю необходимо получить коэффициент передачи, инвариантный к форме цели.

Рассмотрим случай облучения рассеивателя сигналом конечной длительности. Если спектральная плотность излученного сигнала равна $S(\omega)$, то спектральная плотность сигнала в точке приема P, совмещенной с точкой излучения, при $k=\frac{2\pi}{\lambda} \gg \frac{1}{R_{PM}}$ в приближении Кирхгофа [I] составляет

$$\Phi_2(P,\omega)=-\frac{j\omega S(\omega)}{2\pi C}\int_{S_0}\frac{exp(-j2\frac{\omega}{C}R_{PM})}{R_{PM}^2}cos(\hat{\bar{R}_{PM},\bar{n}})\,dS_M, \quad (\text{I})$$

где R_{PM} – расстояние между точкой излучения – приема P и произвольной точкой M на "освещенной" части S_0 поверхности рассеивателя.

Если взять обратное преобразование Фурье по частоте ω, то получим сигнал в точке приема:

$$\Phi_2(P,t)=-\frac{1}{2\pi C}\int_{S_0}\frac{\partial}{\partial t}\left[S\left(t-\frac{2R_{PM}}{C}\right)\right]\frac{cos(\hat{\bar{R}_{PM},\bar{n}})}{R_{PM}^2}dS_M. \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что сигнал в точке приема состоит из отдельных сигналов $S(t)$, время запаздывания которых пропорционально дальности до отражающих элементов рассеивателя. В соответствии с этим расстоянием изменяются и амплитуды составляющих пространственного спектра отраженного сигнала [I].

Введем в приемнике линейную временную регулировку усиления принимаемого сигнала (2). Тогда сигнал на выходе приемника

$$\Phi_{2\,вых}(P,t)=t\,\Phi_2(P,t), \quad (3)$$

а спектральная плотность

$$\Phi_{2\,вых}(P,\omega)=j\frac{\partial}{\partial\omega}\Phi_2(P,\omega) \quad (4)$$

или, с учетом выражения (I),

$$\Phi_{2\,вых}(P,\omega)=\frac{1}{2\pi C}\int_{S_0}\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\omega S(\omega)e^{-j\omega\frac{2R_{PM}}{C}}\right]\frac{cos(\hat{\bar{R}_{PM},\bar{n}})}{R_{PM}^2}dS_M. \quad (5)$$

Производная по частоте в (5)

$$\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\omega S(\omega)e^{-j\omega\frac{2R_{PM}}{C}}\right]=e^{-j\omega\frac{2R_{PM}}{C}}\left[S(\omega)-j\omega S(\omega)\frac{2R_{PM}}{C}+\omega\frac{\partial}{\partial\omega}S(\omega)\right]. \quad (6)$$

Для оценки отдельных составляющих выражения (6) примем, что излученный сигнал

$$S(t)=\begin{cases}\cos(\omega_0 t+\varphi), & \text{при } |t|<\frac{\tau_u}{2};\\ 0, & \text{при } |t|>\frac{\tau_u}{2}.\end{cases} \qquad (7)$$

Спектральная плотность импульса (7)

$$S(\omega)=\frac{\sin(\omega-\omega_0)\frac{\tau_u}{2}}{\omega-\omega_0}e^{j\varphi}+\frac{\sin(\omega+\omega_0)\frac{\tau_u}{2}}{\omega+\omega_0}e^{-j\varphi}. \qquad (8)$$

Тогда, учитывая (8), для производной (6) при $\omega=\omega_0$ после несложных преобразований можно получить

$$\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\omega S(\omega)e^{-j\omega\frac{2R_{pM}}{C}}\right]_{\omega=\omega_0}=e^{-j\omega_0\frac{2R_{pM}}{C}}\left[S(\omega_0)-j\omega_0 S(\omega_0)\frac{2R_{pM}}{C}+\right. \qquad (9)$$

$$\left.+e^{-j\varphi}\frac{\sqrt{1+(\omega_0\tau_u)^2}}{4\omega_0 S(\omega_0)}\sin(\omega_0\tau_u-\operatorname{arctg}\omega_0\tau_u)\right].$$

При принятом ограничении $k\gg\frac{1}{R_{pM}}$ тем более выполняется неравенство $\omega_0\frac{2R_{pM}}{C}\gg 1$.

Оценим третий член в выражении (9). При $\tau_u\to 0$ он также стремится к нулю. Если же импульс $S(t)$ содержит некоторое число периодов колебания частоты ω_0 , то $\omega_0\tau_u\gg 1$. Тогда, принимая в соответствии с (8)

$$|S(\omega_0)|\approx\frac{\tau_u}{2},$$

получаем

$$\left|e^{-j\varphi}\frac{\sqrt{1+(\omega_0\tau_u)^2}}{4\omega_0 S(\omega_0)}\sin(\omega_0\tau_u-\operatorname{arctg}\omega_0\tau_u)\right|\leqslant\frac{1}{2}.$$

Поэтому с высокой степенью точности можно записать:

$$\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\omega S(\omega)e^{-j\omega\frac{2R_{pM}}{C}}\right]_{\omega=\omega_0}=-j\omega_0 S(\omega_0)\frac{2R_{pM}}{C}e^{-j\omega_0\frac{2R_{pM}}{C}} \qquad (10)$$

и вместо (5) получить:

$$\Phi_{2\,вых}(P,\omega_0)=-\frac{j\omega_0\dot S(\omega_0)}{\pi C^2}\int\limits_{S_0}\frac{\exp(-j\omega_0\frac{2R_{pM}}{C})}{R_{pM}}\cos(\hat{\bar R_{pM}},\bar n)\,dS_M. \qquad (11)$$

В отличие от выражения (I) в равенстве (II) расстояние R_{pM} входит в первой степени. Вычисляя двумерное преобразование Фурье сигнала (II) аналогично [1], можно получить:

$$F_{вых}(\omega_x,\omega_y,z_0,\omega_0)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\Phi_{2\,вых}(x_p,y_p,z_p,\omega_0)e^{-j(\omega_x x_p+\omega_y y_p)}dx_p dy_p=$$

$$= \frac{S(\omega_0)}{jC} \frac{\exp\left[-j z_p \sqrt{(2k_0)^2-\omega_x^2-\omega_y^2}\right]}{\sqrt{(2k_0)^2-\omega_x^2-\omega_y^2}} \times$$

$$\times \int_{S_0} \frac{\partial}{\partial n} \left\{ e^{-j\left[\omega_x x+\omega_y y - z\sqrt{(2k_0)^2-\omega_x^2-\omega_y^2}\right]} \right\} dS_M . \qquad (12)$$

В выражении (12) ω_x, ω_y - пространственные частоты; x_p, y_p, z_p - координаты точки приема, совмещенной с точкой излучения; x, y, z - координаты точек рассеивателя.

Отношение спектров (12), определенных для двух значений $z_p = z_1$ и $z_p = z_2$, равно

$$K_{вых}(\omega_x, \omega_y, z_1, z_2, \omega_0) = \frac{F_{вых}(\omega_x, \omega_y, z_2, \omega_0)}{F_{вых}(\omega_x, \omega_y, z_1, \omega_0)} = e^{-j(z_2-z_1)\sqrt{(2k_0)^2-\omega_x^2-\omega_y^2}} \qquad (13)$$

Таким образом, из выражения (13) следует, что двумерный коэффициент передачи между двумя плоскостями при условии линейного усиления по дальности инвариантен к форме рассеивателя. Отсюда сразу же следует возможность определения по спектру (12) диаграммы обратного рассеяния:

$$\Phi_2(\bar{k}_0) = \frac{jC\sqrt{k_0^2-k_{0x}^2-k_{0y}^2}}{2\pi S(\omega_0)} e^{j2z_p\sqrt{k_0^2-k_{0x}^2-k_{0y}^2}} F_{вых}(2k_{0x}, 2k_{0y}, z_p, \omega_0), \qquad (14)$$

где $\bar{k}_0$ - волновой вектор, определяющий направление облучения рассеивателя плоской волной;

k_{0x}, k_{0y} - проекции волнового вектора соответственно на оси X и Y.

Литература

1. Прокудин В.В. Определение однопозиционных диаграмм рассеяния радиолокационных целей по результатам измерения в ближней зоне. Межвузовский сборник "Исследования по акустике, электрофизике и радиоэлектронике", вып. 4, КуАИ, 1976.