微波暗室内双站 RCS测量方法的仿真

李志平 何国瑜

(北京航空航天大学 电子信息工程学院, 北京 100191)

摘 要: 阐述了在微波暗室内使用紧缩场和平面近场扫描测量双站 RCS(Radar Cross Section)的方法,并用天线耦合公式、平面波综合和等效原理将近场变换到远场.分析了采样、有效角域和窗函数对测量性能的影响.半波长的采样可满足测量的要求,欠采样会侵蚀有效角域范围.虑及综合口径的等效投影,完善了有效角域的估计公式.驻相法分析了近远场变换对近场的近似局部依赖性.并且使用窗函数来抑制扫描截断误差,提高测量精度.最后,通过数值算例验证了测量方法和性能分析的有效性.

关 键 词: 近场; 雷达散射截面; 微波暗室

中图分类号: TN 806

文献标识码: A 文章编号: 1001-5965(2008)09-1049-04

Simulation on bistatic RCS measurement method in anechoic chamber

Li Zhiping He Guoyu

(School of Electronics and Information Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract An method was presented to measure bistatic RCS in anechoic chamber. The target was illuminated by compact antenna test range (CATR), and the scattered field was probed in near-field. The transformation from near-field to far-field (N2F) was analyzed by antennas coupling equation, plane wave synthesis and equivalence theorem. Sampling rate, maximum angle and taper function in N2F were formulated to analyze the measurement's performance. The sampling interval needs to be half wavelength, and undersample will worsen the maximum angle. The maximum angle's estimation was perfected using the synthetic aperture's projection. Far-field was determined by localized near-field approximatively, which can be concluded using stationary phase method. A taper function was applied to the near-field data that reduces the error of the scanning truncation. The method was validated through numerical example finally.

Key words near-field; radar cross section (RCS); anechoic chamber

随着目标特性研究的深入和国外隐身目标的装备服役,雷达目标双站散射特性的测量日益受到关注.然而双站测量要比单站复杂,外场的双站系统相干性差,暗室内安装双紧缩场的定位精度要求高,还会恶化暗室背景电平,二者都造价昂贵和性价比较低.双站散射还可在微波暗室内用紧缩场和近场扫描组合来测量[1-3],其中,紧缩场用实口径提供平面波照射目标,接收探头在近场探测双站散射,由扫描综合变换出目标远场双站散射.近场扫描是天线测量中的成熟技术[4-5],是由分时扫描的合成口径综合出平面波静区,被称为"数字紧缩场".论文的目标是在微波暗室内测量大尺寸雷达目标双站 RCS(Radar Cross Section),解决接收状态不满足远场条件的近场修正,其主要贡献在于完善了近远场变换有效角域的估计公式,提出并分析了远场对近场的近似局部依赖性.该双站测量方法秉承了紧缩场技术和近场扫描的节省空间、保密性好、操作方便和系统相干性好等优点,将会有很好的工程应用前景.

1 室内双站 RCS测量方法

1) 基本公式

收稿日期: 2007-08-30

作者简介: 李志平(1979-),男,山西朔州人,博士生, lizhipingbuaa@gmail.com.

天线耦合公式是近场测量中近远场变换的基础[6], 如图 1所示, 接收信号在谱域中积分表达为

$$P_R(\boldsymbol{r}_0) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} k_z \boldsymbol{A}_T(k_x, k_y) \cdot \boldsymbol{A}_R(k_x, -k_y)\, \mathrm{e}^{-\mathrm{j}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_0}\, \mathrm{d}k_x\, \mathrm{d}k_y \quad (1)$$

其中 $\boldsymbol{A}_T(k_x, k_y)$和 $\boldsymbol{A}_R(k_x, k_y)$分别为待测天线和接收探头的平面波谱, 式 (1)右边略去了复常数.

将平面波照射的散射体等效为“发射天线”, 由天线耦合公式 (1)的接收信号可逆变换

$$k_z \boldsymbol{A}_T(k_x, k_y) \cdot \boldsymbol{A}_R(k_x, -k_y) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} P_R(r_0)\, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_0}\, \mathrm{d}x_0\, \mathrm{d}y_0 \quad (2)$$

由于测量中交叉极化的作用, 需两次极化正交的测量补偿探头的影响, 联立解得“等效发射天线”的平面波角谱, 获得远场双站散射特性.

式 (2)左侧的 $\boldsymbol{A}_R(k_x, k_y)$体现了需要修正接收探头的影响, 右侧对综合口径的扫描积分体现了平面波综合, 指数相位补偿 $\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_0)$体现了平面波方向的偏转, 和扫描口径的等效投影.

若接收天线为电小尺寸的理想探头, $\boldsymbol{A}_R(k_x, k_y)$各向同性, 并且有较高的极化纯度 (交叉极化低), 可忽略探头的方向特性和交叉极化的影响, 两次独立测量可获得扫描面上的切向场分布. 相当于获得了近场分布, 由远场定理可知, 将其逆傅里叶变换即可获得远场特性. 或者, 将测得的切向场作为等效源, 将格林函数远场近似后可得同样的结论.

2) 采样与有效角域

离散的近场测量需满足 Nyquist采样定理,

$$\left.\begin{aligned} \Delta x_0 &\leqslant 1/(2k_{x\max}/2\pi) = \pi/k_{x\max} \\ \Delta y_0 &\leqslant 1/(2k_{y\max}/2\pi) = \pi/k_{y\max} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

若扫描面与源之间的距离大于若干波长, 凋落波在测量信号中的贡献微乎其微, 则 $k_{x\max} = k_{y\max} = k$, 扫描的采样间隔

$$\left.\begin{aligned} \Delta x_0 &\leqslant \lambda/2 \\ \Delta y_0 &\leqslant \lambda/2 \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

即小于半个波长的采样间隔, 可无混叠地采到辐射或散射信号中的传播分量, λ为信号波长.

由等效原理分析, 需围绕源测量封闭表面上的全部切向场, 才可严格外推得出远场. 然而, 工程上的综合平面波或紧缩场, 只需足够电大的口径即可“产生”性能优良的“准平面波”, 相当于角域滤波器 (无限大扫描口径的理想情况下, 是 δ函数)筛选出源的远场方向特性. 有限的扫描口径必然会引入截断误差, 扫描口径的等效投影也会降低有效口径. 因此, 由扫描近场变换出的远场, 只在一定的角域范围内有效. 文献[7]由几何关系给出了有效角域估计的经验公式 $\theta_{\max} = a \cdot \tan[(L-a)/(2d)]$, L, d和 a分别为扫描口径的尺寸、距离和待测件的尺寸, 但该经验公式并未考虑口径等效投影的影响, 将高估临界有效角. 随着指数相位补偿的加剧, 平面波方向的旋转, 位于等效口径前面的静区将会旋转, 减小综合平面波的有效口径, 如图 2所示. 当静区边缘与待测件相切, 即有效角域的临界值满足

$$\sin\theta_{\max} = (\gamma L\cos\theta_{\max} - a)/(2d) \quad (5)$$

其中 $0 < \gamma \leqslant 1$为综合平面波的口径利用率, 则最大有效角表达为

$$\theta_{\max} = \arcsin(a/\sqrt{\gamma^2 L^2 + 4d^2}) + \arccos(2d/\sqrt{\gamma^2 L^2 + 4d^2}) \quad (6)$$

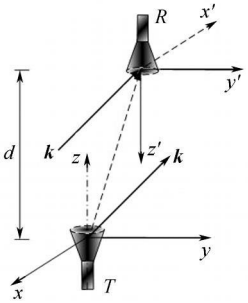


图 1 收发天线耦合示意图

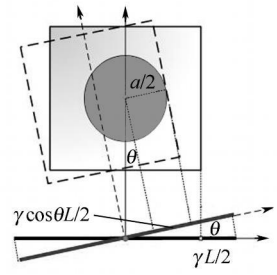


图 2 综合口径投影和静区的等效旋转

图 3给出了由 Newell的文献[7]和式 (6)计算的待测件尺寸 ($a = 5$波长)、扫描距离 ($d = 1a$, $2a$, $4a$, $8a$)、扫描范围 ($L = 1a \sim 8a$)与有效角域之间的关系, 假设口径利用率 $\gamma = 0.9796$ 增大扫描距离将减小有效角域; 增大扫描范围将增大有效角域; 文献[7]的经验公式存在高估误差, 扫描距离减小和扫描范围增大都会估计误差变大.

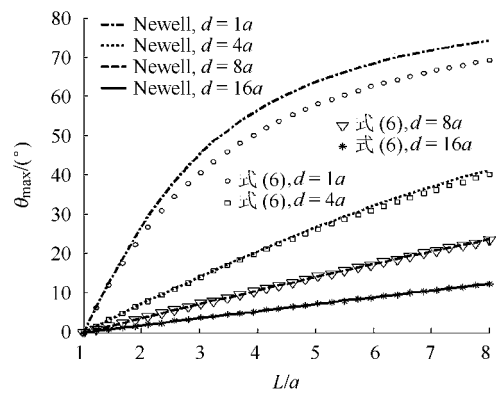


图 3 待测件尺寸、扫描距离、范围与有效角域的关系

3) 局部依赖性

散射测量与天线近场测量还存在差异. 近场

测量的天线较多是锐波束, 并对其方向特性有一定的先验了解, 边缘电平比中心低 40 dB就可有满足工程要求的精度. 散射中目标截获的能量会以一定的方向特性向全空间散射, 随着入射角的不同也表现出较大的差异, 往往前向散射较强. 双站扫描一般难以测得最强的散射信号, 电平的边缘截断一般不规则. 但只需综合出的静区能容纳下目标, 即可精确地变换出目标散射的远场. 可由驻相法近似证明, 并非所有的近场对远场其起同样大小的贡献, 对其贡献最大的近场位置是在目标沿远场方向投影在扫描面上.

平面波在目标表面激励起的电流, 扫描面上的近场为电流经格林函数加权积分; 由近场去计算的平面波角谱或远场, 其中格林函数与逆傅里叶变换的相位因子联立为

$$\exp(\mathrm{j}\Psi) = \exp[\mathrm{j}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_0 - k\,|\,\boldsymbol{r}_0 - \boldsymbol{r}'\,|)] = \exp\left[k\left(\sin\theta\cos\varphi x_0 + \sin\theta\sin\varphi y_0 + \cos\theta d - \sqrt{(x_0 - x')^2 + (y_0 - y')^2 + (d - z')^2}\right)\right] \tag{7}$$

其中, $\boldsymbol{k}$为所期望的远场平面波方向; $\boldsymbol{r}_0$为近场扫描的位置矢量; $\boldsymbol{r}'$为目标上电流源所在位置矢量.

若 k足够大, 扫描面上的积分由驻相点确定, 而相位函数对位置坐标的一阶导数为零点(驻相点)

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial\Psi}{\partial x_0} &= k\left[\sin\theta\cos\varphi - \frac{(x_0 - x')}{\sqrt{(x_0 - x')^2 + (y_0 - y')^2 + (d - z')^2}}\right] = 0\\ \frac{\partial\Psi}{\partial y_0} &= k\left[\sin\theta\cos\varphi - \frac{(y_0 - y')}{\sqrt{(x_0 - x')^2 + (y_0 - y')^2 + (d - z')^2}}\right] = 0\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

可解得驻相点为

$$\left.\begin{aligned}x_0^s &= x' + |d - z'|\tan\theta\cos\varphi\\ y_0^s &= y' + |d - z'|\tan\theta\sin\varphi\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

上式为在扫描面内对 $\boldsymbol{k}$方向的远场贡献最大的近场所满足的位置条件, 即在目标沿远场方向投影于扫描面. 不满足该条件的近场若将其相位补偿 $\exp(\mathrm{j}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_0)$, 投影到 $\boldsymbol{k}$方向的相位函数剧烈振荡将抵消其作用. 所以, 在扫描时必需测量到近远场变换中对远场贡献最大的近场, 其贡献大小并非简单的以信号的强弱来衡量; 即使是最强的前向散射, 若与所期望的远场方向不一致, 不满足式(9)的条件, 近远场变换将自然地抵消其影响.

另外, 驻相分析需以 k足够大和频率足够高为前提, 场的传播才具有光学投影特性, 而在微波波段, 场的传播具有似光性, 也兼有低频的衍射和绕射特性, 随着传播距离的增大, 辐射或散射场会呈现扩散特性. 但若扫描距离增至无穷, 一个扫描点即可与目标构成驻相条件, 也就不需要变换来综合远场, 测得的场已是远场.

2 仿　真

本节将仿真研究在暗室内用紧缩场和近场扫描测量双站 RCS的方法. 用矩量法计算 TM 波照射目标, 激励出的表面电流、近、远场散射. 平面波迎头激励目标, 在相距目标一定的距离上用理想探头接收近场散射, 如图 4所示. 将由近场变换出的远场与由电流计算的远场比较, 来分析采样间隔、扫描距离、范围和窗函数等对测量性能的影响. 图 4(图 5的纵坐标为二维模拟目标的归一化(于最大值)双站散射长度, 横坐标为双站分离角(0°为后向, 180°为前向), Near和 Far均为由电流积分所得, Near为模拟理想探头的近场测量幅度(坐标变换到角域), Far为目标的远场双站散射, N2F为由 Near(含相位)变换出的远场双站散射. 图 5中 $\Delta = 0.5\lambda$和 $\Delta = \lambda$分别为由半个和一个波长采样的近场变换出的远场. 半个波长的间隔足以无混叠地采到半空间的散射信号, 所以图中由半波长采样的近场变换出的远场在有效角域范围内都与远场很好的吻合. 在远离 90°由欠采样近场变换出的远场有混叠, 但在 90°附近仍较好的吻合. 原因有二: 其一, 从扫描面的角度去观察, 90°附近在角谱空间是"低频", 场在中心要比边缘的相位变化更为缓慢; 其二, 在变换中, 远场对近场具有近似局部依赖性, 若期望获得某角度上的远场, 只需满足一定条件的近场. 所以, 扫描线边缘的"高频"近场对中心的"低频"远场的贡献并不大, 对"低频"远场贡献最大的是中心的"低频"近场, 适当大于半波长的欠采样对 90°附近的变换并不会带来恶劣的混叠. 图 4缩小了扫描口径, 减小了有效角域.

分析该算例中对应不同的扫描距离 d和范围 L, 由半波长采样近场变换出远场的有效角域范围分别为 35°($d = 4a$, $L = 8a$), 16.5°($d = 4a$, $L = 4a$), 30°($d = 2a$, $L = 4a$), 69°($d = 1a$, $L = 8a$)和 10.5°($d = 8a$, $L = 4a$). 根据仿真参数, 由文献[4]计算的有效角域范围分别为 35.8°, 20.1°, 36.1°, 73.7°和 10.3°, 见图 3中曲线 Newell, 而由式(6)计算的分别为 34.8°, 19.7°, 34.1°, 68.6°

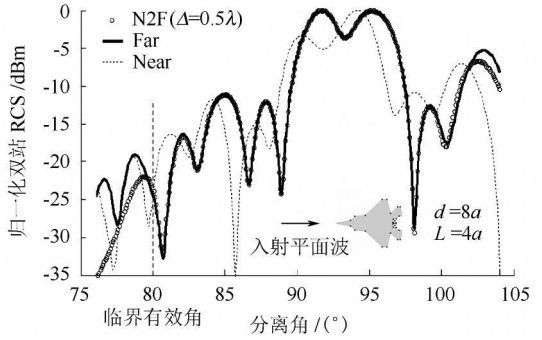


图 4 待测目标尺寸、扫描距离、范围与有效角域关系

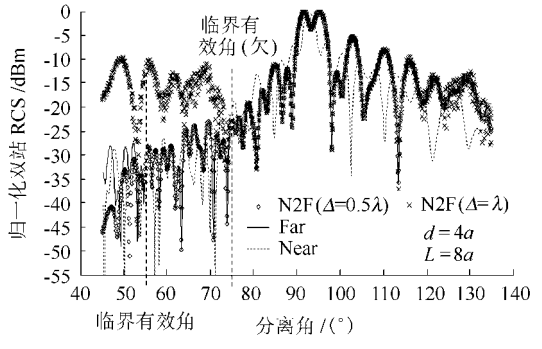


图 5 扫描采样间隔对近远场变换的影响

和 10.3°, 见图 3中的式(6)曲线. 所以, 文献[7]的经验公式和式(6)都可估计近远场变换的有效角域, 后者比前者更为准确, 尤其是在较大临界有效角的情况下. 此外, 由于在估计公式的推导中, 假定目标为在各方向投影尺寸相同的圆形或球形, 而仿真中目标一般并非如此, 所以这些估计也都存在一定偏差.

近远场变换的精度与采样间隔、扫描距离、范围、平面波方向和窗函数[8]等诸多因素有关, 其收敛性也与这些因素密切相关, 如图 6a与图 6b的综合平面波传播方向分别为 91.7°、103.0°, 前者的散射强度比后者约高 5 dB. 图 6a和图 6b的扫描中心坐标分别为 $(-\cot 91.7°\,d,\ d)$ 和 $(-\cot 103.0°\,d,\ d)$, 扫描范围以该坐标为中心, 沿 x 轴向两侧扩展直至 L/a 为 4. 图 6的两幅子图可以看到, 近远场变换中远场对近场的局部依赖性, 在光学投影所覆盖的扫描范围内(L/a 略大于 1), 数据陡然增大直至收敛; 随着扫描距离的增大, 散射场也表现出扩散传播特性, 较远的观测距离上, 收敛曲线振荡较大, 随着 L/a 的增大收敛振荡才逐渐减弱; 随着平面波传播方向的偏转, 综合平面波的有效口径会缩小, 也会相对减慢收敛速度, 图 6b图比图 6a收敛的更为缓慢.

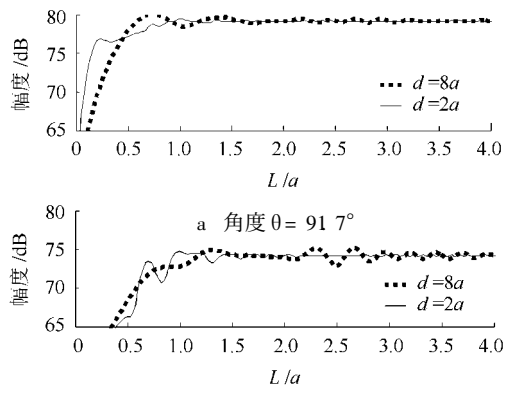


图 6 近远场变换的收敛性分析

3 结 论

论文用矩量法计算模拟了目标的近、远场散射, 仿真研究了在暗室内使用紧缩场和近场扫描测量双站 RCS的方法, 分析了采样间隔、扫描距离和范围等诸多参数对其性能的影响. 可得若干结论: 近远场变换的有效角域与待测件尺寸、扫描距离和范围有关; 采样间隔需小于半波长, 适当的欠采样可以容忍, 但以侵蚀有效角域为代价; 窗函数可提高近远场变换的整体精度, 但也会牺牲边缘处的有效角域; 近远场变换中远场对近场有局部依赖性, 但以高频较高为前提. 这些仿真结论将为后续的实验和工程应用奠定基础.

参考文献 (References)

[1] Cown B J, Ryan C E Jr. Near field scattering measurements for determing complex target RCS[J]. IEEE Trans A & P, 1989, 37(5): 576-585

[2] Zahn D J. Investigation of bistatic scattering using numerical techniques and novel near field measurements[D]. Ann, Arbor University of Michigan, 2001

[3] Hansen T B, Marr R A, Lammevs U H W, et al. Bistatic RCS calculations from cylindrical near-field measurements—part I: theory [J]. IEEE Trans A & P, 2006, 54(12): 3846-3856

[4] Barird R C, Newell A C, Stubenrauch C F, et al. A brief history of near-field measurements of antennas at the national bureau of standards[J]. IEEE Trans A & P, 1988, 36(6): 727-733

[5] Joy E B. A brief history of the development of the near-field measurement technique at the georgia institute of technology[J]. IEEE Trans A & P, 1988, 36(6): 740-745

[6] Paris D T, Leach W M, Joy E B. Basic theory of probe-compensated near-field measurements[J]. IEEE Trans A & P, 1978, 26(3): 373-379

[7] Newell A C. Errors analysis techniques for planar near field measurements[J]. IEEE Trans A & P, 1988 (36): 754-768

[8] 张小苗. 平面近场散射测量关键问题研究[D]. 西安: 西安电子科技大学电子工程学院, 1998
Zhang Xiaomiao. Study on several key problems for planar near-field scattering measurements[D]. Xi'an: School of Electronic Engineering, Xidian University, 1998(in Chinese)

(责任编辑: 娄 嘉)