

基于高频电磁散射理论的电大复杂目标 宽带雷达回波快速计算方法

王海彬

(南京电子技术研究所,江苏南京 210013)

摘要: 采用高频电磁散射理论,准确模拟复杂电大尺寸目标的大时宽带宽雷达回波,计算量是非常庞大的.针对这一问题,提出一种将弹跳射线法和等效边缘电磁流方法与宽带雷达信号处理方法相结合,能够快速准确计算复杂目标宽时宽带雷达回波信号的新方法,并通过算例验证了方法的准确性和高效性.

关键词: 雷达回波仿真; 大时宽带宽信号; 弹跳射线法; 等效边缘电磁流法;

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2010) 03-0561-06

A Fast High Frequency Algorithm for Predicting wide Band Radar Signal of Large Complex Targets

WANG Hai-bin

(Nanjing Research Institute of Electronics Technology, Jiangsu, Nanjing 210013, China)

Abstract: It is computationally intensive for high frequency algorithms to predict wide band radar signal of large complex targets. A fast novel method combining SBR and EEC techniques with radar signal processing is presented. The fast method gives an order of magnitude speedup in computation time. With the wide radar signal results obtained by this method are presented, to validate the accuracy and efficiency of the fast method.

Key words: radar echo simulation; large time-bandwidth product signal; SBR; EEC

1 引言

为使雷达具备对远距离目标精密测量、成像和识别的能力,要求雷达必须发射大时宽带宽信号.大带宽是为了提高距离分辨率,大时宽是为了保证发射信号的能量,以满足远距离探测的需要.作为雷达目标特性研究的重要手段,采用电磁散射理论对复杂目标的大时宽带宽雷达回波进行快速建模,对于宽带雷达目标特性、高分辨力雷达的设计、宽带检测、目标识别、雷达成像技术研究,具有重要的意义.

然而,高分辨力雷达发射信号的大时宽带宽特性,使得采用电磁散射理论计算雷达射频回波变得十分困难.

为了满足 Nyquist 采样率,采用频域方法时,需要在频率域高密度采样计算多频点电磁散射,然后通过傅立叶逆变换获得时域回波;采用时域方法时,需要在时间域高密度采样计算多时间点电磁散射.无论采用时域方法还是频域方法,都存在计算量大、耗时长的问题,难以

实际应用.

因此,在当前实际工程应用中,为简化计算,往往仅考虑雷达信号的宽频带特性,而不考虑其宽时特性,即假设雷达发射脉冲压缩比为 1 的宽带窄脉冲信号.这样,无论采用时域还是频域电磁散射算法,均能够以较少的采样点数来获得特定目标的宽带雷达回波.但该方法仍是建立在多频点计算基础之上的,并且不能真实反映实际宽带雷达的工作原理.

为避开多频点计算,一些研究者提出了能够直接获得目标时域响应函数的方法^[1,2],著名的 XPATCH 软件中采用了一种时域卷积方法,能够实现一维距离像,二维成像等宽带雷达特征信号预测功能.这种宽带预测方法定义了一种时域射线散布函数 $h(t)$,叠加射线管道内加权脉冲串与 $h(t)$ 卷积结果进行宽带散射计算^[3~5].虽然这些宽带预测无需进行多频点散射计算,节省计算时间,但是未能与实际高分辨力雷达发射的大时宽带宽信号相结合,不能反应宽带雷达工作原理,对于进一步的雷达信号处理和时频分析无能为力.

大时宽带宽积线性调频信号和解线调频处理,是宽带雷达常用的信号形式和信号处理手段.实际应用中,例如宽带检测、识别、成像等研究中,最需要获得的是经过解线调频处理后的差频信号.本文针对大时宽带宽积线性调频(Chirp)信号,提出一种将脉冲压缩技术与高频电磁散射理论相结合的新算法,能够快速准确计算出复杂目标宽带回波经 Dechirp 处理后的差频回波信号.

2 计算方法

2.1 高频电磁散射场计算方法

弹跳射线法(SBR)是物理光学法(PO)和几何光学法(GO)相混合的高频方法^[6],利用射线管对射线进行追踪,能够计算高频雷达波经目标表面一次或多次反射后的散射场.为减少射线追踪计算量,可将模型装入由 2^{3N} 个立方体区域组成的八叉树空间, N 为八叉树层数,通过八叉树结构加速射线追踪^[7].

SBR 法射线管起始于雷达波与目标第一次交会处,终结于最后一次与目标交会处,称终结处射线管与目标表面形成的截面为射线出口截面,在射线出口截面上进行物理光学积分便可获得该射线管的散射场.由电磁散射理论可知,如果射线管的横截面为 N 边形,则在射线出口截面上进行的物理光学积分,可以转换为构成射线出口截面的 N 条边上的围线积分^[6]:

$$\mathbf{E}^{\text{sbr}} = \sum_{n=1}^N \gamma \frac{1}{4\pi R_r} \frac{-2}{|\mathbf{w}^* \cdot \mathbf{t}|^2} [\mathbf{e}_s \times (\mathbf{p} \times \mathbf{e}_n)] (\mathbf{w}^* \cdot \mathbf{t}) \cdot E_0^i \frac{\sin\left[\frac{1}{2} k\mathbf{w} \cdot \mathbf{t}\right]}{\frac{1}{2} k\mathbf{w} \cdot \mathbf{t}} e^{-jkd_{\text{sr}}} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} d_{\text{sr}} &= R_t + e_{i0} \cdot (\mathbf{r}_{c1} - \mathbf{r}_0) + R_r - \mathbf{e}_s \cdot (\mathbf{r}_{c2} - \mathbf{r}_0) - \mathbf{w} \cdot \mathbf{a}_n \\ \mathbf{t} &= \mathbf{b}_{n+1} - \mathbf{b}_n \\ \mathbf{w} &= \mathbf{e}_s - \mathbf{e}_i \\ \mathbf{w}^* &= \mathbf{w} \times \mathbf{e}_n \\ \mathbf{a}_n &= \frac{\mathbf{b}_n + \mathbf{b}_{n+1}}{2} \end{aligned}$$

其中, \mathbf{E}^{sbr} 为该射线管对总散射场的贡献, k 为入射波波数, \mathbf{r}_0 为目标中心位置矢量, R_t 为从发射雷达到目标中心的径向距离, R_r 为目标中心到接收雷达的径向距离, E_0^i 为入射波电场强度幅值, \mathbf{e}_{i0} 为入射波方向, \mathbf{e}_i 为射线管中心射线最后一次反射前的方向, \mathbf{e}_s 为散射方向, \mathbf{e}_n 为最后反射面片元的法向, \mathbf{p} 为射线管终结前的电场极化方向, \mathbf{r}_{c1} 、 \mathbf{r}_{c2} 分别为射线管中心射线起始点、结束点的位矢, \mathbf{b}_n 为 \mathbf{r}_{c2} 到最后反射面片元第 n 个顶点的矢量, 为从 \mathbf{r}_{c2} 到第 n 条边中心的矢量, γ 为射线管内从起始点前到终节点前的电场强度衰减系数, 由射线管

扩张、散射体表面涂敷吸波材料等因素造成.其中,由于射线管扩张引起的电场强度衰减已通过射线管起始处横截面积与射线管出口处横截面积的比值求得,而由涂覆材料造成的电场强度衰减在入射波频带范围内可近似认为不随频率变化,因此对每条射线管而言, γ 可视为不随频率变化的常数.

等效边缘电磁流法(EEC)等价于物理绕射理论(PTD)^[8,9],用棱边上的等效电磁流所产生的远区辐射场来等效棱边产生的绕射场,其优点在于能够方便地消除绕射计算中的各种奇异性,算法实现中,仅计算一次绕射.经推导,单条受照射棱边的绕射场为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{ecc}} &= \left[\left(-\frac{2(\mathbf{t} \cdot \mathbf{p})}{\sin^2 \beta_i} D_e + \frac{2(\mathbf{e}_i \times \mathbf{t}) \cdot \mathbf{p}}{\sin \beta_i} D_{em} \right) \mathbf{e}_s \times (\mathbf{e}_s \times \mathbf{t}) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{2(\mathbf{e}_i \times \mathbf{t}) \cdot \mathbf{p}}{\sin \beta_i \sin \beta_s} D_m \right) \mathbf{e}_s \times \mathbf{t} \right] \frac{l}{4\pi R_r} \\ &\quad \cdot E_0^i \frac{\sin \frac{1}{2} k\mathbf{w} \cdot \mathbf{t}}{\frac{1}{2} k\mathbf{w} \cdot \mathbf{t}} e^{-jkd_{\text{ecc}}} \quad (2) \end{aligned}$$

$$d_{\text{ecc}} = R_t + \mathbf{e}_i \cdot (\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_0) + R_r - \mathbf{e}_s \cdot (\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_0)$$

其中, \mathbf{r}_c 为棱边中点的位矢, l 为棱边长度, \mathbf{t} 为表示棱边的矢量, \mathbf{p} 为入射波电场极化方向, D_e 、 D_{em} 、 D_m 为绕射系数, R_t 、 R_r 为棱边中心到发射雷达、接收雷达的径向距离, β_i 、 β_s 为入射、散射方向与棱边的夹角.

以上 SBR 和 EEC 计算公式均为双站散射的情况,通过简单推导可得到单站散射场公式.

通过对式(1)的观察可知, SBR 射线管对散射场的贡献可转换为构成射线出口截面的各条边对散射场的贡献之和,与式(2)中受照射棱边对绕射场贡献的公式具有相似性.这里,将所有对散射场有贡献的边,包括 SBR 射线管出口截面的边,以及产生绕射场的 EEC 棱边统称为有效散射边,单条有效散射边的散射贡献可写成以下形式:

$$\mathbf{E}_e(f) = \mathbf{A}_e B_e(f) E_0^i \quad (3)$$

其中, \mathbf{E}_e 为单条有效散射边对散射场的贡献; E_0^i 为入射电场强度幅值; \mathbf{A}_e 对应于式(1)和式(2)中仅与有效散射边的几何结构、入射、散射方向有关,而与频率无关的矢量; $B_e(f)$ 为频率的函数,根据入射散射方向以及边的方向, $B_e(f)$ 可分为以下三种形式:

$$B_e(f) = \frac{\sin\left(\frac{1}{2} k\beta\right)}{\frac{1}{2} k\beta} \cdot e^{-jkd} \quad (4)$$

若 $\beta = 0$,

$$B_e(f) = 1 \cdot e^{-jkd} \quad (5)$$

若式(1)中 $\mathbf{w}^* = 0$,

$$B_e(f) = j\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}^{-jkd} \quad (6)$$

其中, f 为入射波频率, $\beta = (\mathbf{e}_s - \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{t}$, e^{-ikd} 表示传播距离所造成的相位延迟, β 和 d 可在 SBR 和 EEC 计算时算出。

目标对雷达波的总散射场为所有有效散射边的散射贡献之和, 其频域形式为:

$$\mathbf{E}_r(f) = \sum \mathbf{E}_e(f) = \sum \mathbf{A}_e \mathbf{B}_e(f) \mathbf{E}_0^i(f) \quad (7)$$

对式(4)~(6)进行傅立叶逆变换, 可得 $\mathbf{B}_e(f)$ 相应的时域形式:

$$b_e(t) = \begin{cases} \frac{c}{\beta} & \left| t - \frac{d}{c} \right| < \frac{\beta}{2c} \\ 0 & \left| t - \frac{d}{c} \right| > \frac{\beta}{2c} \end{cases} \quad (8)$$

若 $\beta = 0$,

$$b_e(t) = \frac{1}{c} \delta\left(t - \frac{d}{c}\right) \quad (9)$$

若式(1)中 $\mathbf{w}^* = 0$,

$$b_e(t) = \delta\left(t - \frac{d}{c}\right) \quad (10)$$

式(8)显然是矩形函数, 式(9)、式(10)中, δ 为冲激函数, δ' 为冲激函数的导数. 将式(7)变换到频域, 可得:

$$\mathbf{E}_r(t) = \sum \mathbf{E}_e(t) = \sum \mathbf{A}_e b_e(t) * \mathbf{E}_0^i(t) \quad (11)$$

其中, $*$ 为时域卷积。

设接收雷达的天线为线极化, 天线将目标散射回来的电磁场信号 $\mathbf{E}_r(t)$ 转换成射频回波电信号 $s_r(t)$ 的过程, 可以用一个常矢量 \mathbf{X} 乘 $\mathbf{E}_r(t)$ 来表示:

$$s_r(t) = \mathbf{X} \cdot \mathbf{E}_r(t) = \sum \alpha_e b_e(t) * E_0^i(t) \quad (12)$$

其中, $\alpha_e = \mathbf{X} \cdot \mathbf{A}_e$. 显然, $\sum \alpha_e b_e(t)$ 即为目标的冲激响应函数. 式(12)的频域形式为:

$$S_r(f) = \mathbf{X} \cdot \mathbf{E}_r(f) = \sum \alpha_e B_e(f) E_0^i(f) \quad (13)$$

单条有效散射边对射频回波信号贡献的频域形式为:

$$S_{re}(f) = \alpha_e B_e(f) E_0^i(f) \quad (14)$$

通常, 为计算宽带射频回波, 需要对每条有效散射边用式(14)在宽频带内高密度、等间隔采样计算 $S_{re}(f)$, 迭加所有有效散射边的贡献获得多频点 $S_r(f)$ 后, 用 IFFT 将 $S_r(f)$ 变换为时域射频回波信号 $s_r(t)$. 这一过程由于需要进行宽频带内高密度采样, 采样频点数量多, 所以计算量非常大。

2.2 差频回波信号计算

线性调频信号和解线调频处理, 是宽带雷达常用的信号形式和信号处理手段. 实际应用中, 例如宽带检测、识别、成像等研究中, 人们更关注的并非射频回波信号, 而是经过解线调频处理后的差频信号. 与射频信号相比, 差频信号的频率和带宽大大下降^[10].

雷达发射线性调频信号, 则归一化的入射波电场强度可写为:

$$E_0^i(t) = \text{Rect}\left(\frac{t}{T_p}\right) e^{j2\pi\left(f_c t + \frac{1}{2}\gamma t^2\right)} \quad (15)$$

其中, Rect 为矩形函数, f_c 为中心频率, T_p 为脉宽, γ 为调频率, t 为时间。

雷达信号处理中的解线调频处理是通过将射频时域雷达回波与参考信号相乘, 获得差频, 其中 $s_{\text{ref}}(f)$ 为参考信号, $s_{\text{ref}}(t) = e^{j2\pi\left[f_c\left(t - \frac{d_0}{c}\right) + \frac{1}{2}\gamma\left(t - \frac{d_0}{c}\right)^2\right]}$, d_0 为从发射点到参考点径向距离与参考点到接收点径向距离之和, $s_{\text{ref}}^*(t)$ 为 $s_{\text{ref}}(t)$ 的共轭. 将 $s_r(t)$ 与 $s_{\text{ref}}^*(t)$ 相乘即为解线调频处理:

$$s_{if}(t) = s_r(t) \cdot s_{\text{ref}}^*(t) \quad (16)$$

$s_{if}(t)$ 为回波差频信号, 是本文所述方法所要得到的最终结果. 对点目标而言, 差频回波信号 $s_{if}(t)$ 的频率为:

$$f_i = \gamma \frac{\Delta d}{c} \quad (17)$$

$\Delta d = d_i - d_0$, d_i 为从发射点到点目标径向距离与点目标到接收点径向距离之和. 显然, $s_{if}(t)$ 的带宽取决于 Δd 的变化范围, 而参考点与散射点之间距离越近, $s_{if}(t)$ 频率越低. 在计算中, 为使 $s_{if}(t)$ 频率尽量低, 应使参考点尽量靠近目标。

与 $s_r(t)$ 和 $s_{\text{ref}}^*(t)$ 相比, $s_{if}(t)$ 的频率和带宽均大大下降, 所以在式(16)的计算中不需要对 $s_r(t)$ 和 $s_{\text{ref}}^*(t)$ 进行高密度采样, 而只需满足 $s_{if}(t)$ 最高频率所要求的 Nyquist 采样率即可. 这也正是本文所述方法能够使计算量大大减少的原因。

式(16)中的 $s_{\text{ref}}^*(f)$ 为已知信号, 为获得差频回波 $s_{if}(t)$, 必须计算出 $s_r(t)$. 由 2.1 中讨论可知, 利用式(13)多频点采样计算 $S_r(f)$, 再通过 IFFT 得到 $s_r(t)$ 的方法计算量太大. 为解决这一问题, 提出一种能够快速高效计算任意时刻 $s_r(t)$ 的新方法。

根据式(12), 单条有效散射边对时域射频回波的贡献为:

$$s_{re}(t) = \alpha_e b_e(t) * E_0^i(t) \quad (18)$$

其中, α_e 可在 SBR 和 EEC 计算过程中算出, 根据电磁波的入射、散射方向以及有效散射边的方向, $b_e(t)$ 可分为式(8)、式(9)及式(10)表示的三种形式, 分别为矩形函数、冲激函数的导数和冲激函数, 根据这三种函数参与卷积的性质, 可以直接推导出式(18)的三种解析解:

$$s_{re}(t) = \alpha_e \frac{c}{\beta} \left[E_0^{i(-1)}\left(t - \frac{d}{c} + \frac{\beta}{2c}\right) - E_0^{i(-1)}\left(t - \frac{d}{c} - \frac{\beta}{2c}\right) \right] \quad (19)$$

$$s_{re}(t) = \frac{\alpha_e}{c} E_0^{i(1)}\left(t - \frac{d}{c}\right) \quad (20)$$

$$s_{re}(t) = \alpha_e E_0^i \left(t - \frac{d}{c} \right) \quad (21)$$

其中, E_0^i 是线性调频信号, $E_0^{i(1)}$ 为 E_0^i 的一阶导数, $E_0^{i(-1)}$ 为 E_0^i 的一次积分, 线性调频信号的积分可通过 Fresnel 积分获得^[11]. 利用式(19)~(21), 无需进行多频点计算, 便可准确计算出任意时刻有效散射边的射频回波贡献.

通过对 SBR 法和 EEC 法程序进行适当改造, 对于给定的入射角度, 首先计算出有效散射边对应的 α_e 、 β 和 d , 再利用式(19)~(21)直接计算出对射频回波的贡献 s_{re} , 在式(16)的计算中, 由于 s_{re} 的采样频率仅需满足 s_{if} 最高频率所要求的 Nyquist 采样率, 所以 s_{re} 采样数大大下降; 将每条有效散射边的射频回波迭加后与参考信号的共轭 $s_{ref}^*(t)$ 相乘, 便可获得差频回波 $s_{if}(t)$. 上述过程可具体化为以下 4 个步骤:

(1) 根据目标模型与参考点的最大径向距离确定差频回波的最高频率, 并确定差频信号采样率以及所需要的 n 个采样时刻;

(2) 在 SBR 和 EEC 循环计算中, 根据给定的入射角, 对所有有效散射边分别计算出式(17)~(19)中所需的 α_e 、 β 、 d 值, 然后直接计算出 n 个采样时刻的 s_{re} ;

(3) 迭加所有有效散射边的 s_{re} , 获得射频回波信号在 n 个时间点的 s_r 值;

(4) 根据式(16), 将射频回波信号与对应时间点的参考信号共轭 s_{ref}^* 相乘, 获得 n 个时间点的 s_{if} .

通过以上四个步骤, 可快速准确计算出复杂电大目标对大时宽带宽雷达信号的差频时域回波信号. 这一过程能够真实反映宽带雷达的工作原理, 可用于进一步的雷达信号处理和时频分析研究.

3 计算结果

以下所有计算均在惠普 PC 机上完成, CPU 为奔腾 D 3GHz.

单站雷达发射线性调频信号, 中心频率 9.5GHz, 带宽 1GHz, 脉宽为 100 μ s. 如果采用逐频点计算散射场, 再进行 IFFT 的方法获得射频回波信号, 为满足 Nyquist 采样定理, 至少需要计算 200 万个频点的散射场, 采用带通采样, 需要计算 24 万个左右频点的散射场, 此外还需要进行 IFFT 运算, 计算量是非常大的. 采用本文所述方法, 如果目标距参考点最远距离为 10m, 经 Dechirp 处理后的回波信号最高频率为 672kHz, 采样点数多于 134 个时间点即可, 并且无需进行逆傅立叶变换计算. 与逐频点计算方法相比较, 效率提高 1500 倍以上.

图 1 给出一个卫星模型与入射角度坐标关系, 设其表面全为金属材料, 帆板伸展后总长度为 7.8m, 参考点设在模型中心. 利用本文所述方法计算差频回波信号.

单站雷达发射线性调频信号, 中心频率 9.5GHz, 带宽 1GHz, 脉宽为 100 μ s, 方位角转动 6°, 角度间隔 0.02°, \hat{z} 方向极化, 共计算 301 个角度的差频回波, 每个角度计算 72 个时间点, 利用计算结果进行 ISAR 成像. 图 2 中, 入射角 $\varphi = 2 \sim 8^\circ$, $\theta = 90^\circ$, 对应的差频回波计算总时间为 233s; 图 3 中, $\varphi = 42 \sim 48^\circ$, $\theta = 90^\circ$, 对应的差频回波计算时间为 462s. 图 3 对应的计算时间增加的原因在于星体与帆板间构成一个二面角反射器, $\varphi = 42 \sim 48^\circ$ 时反射场比 $\varphi = 2 \sim 8^\circ$ 时要强, SBR 计算中产生二次反射的射线管数目多, 用于射线追踪的计算时间随之增加.

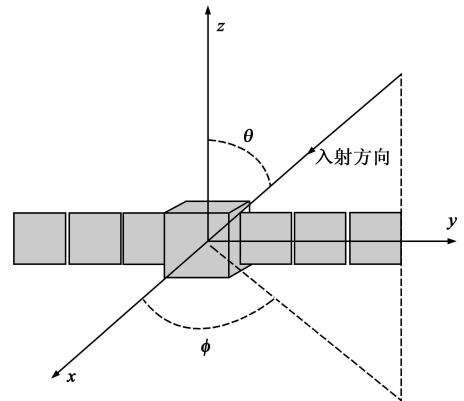


图1 卫星模型坐标关系



图2 ISAR像, $\varphi=2\sim 8^\circ$, $\theta=90^\circ$

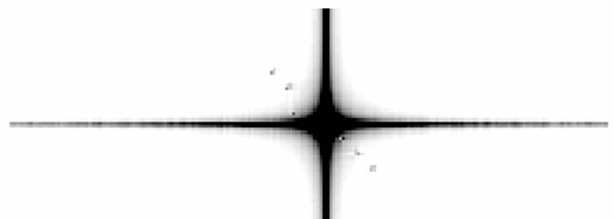


图3 ISAR像, $\varphi=42\sim 48^\circ$, $\theta=90^\circ$

四个边长为 1m 的正方形金属板的位置关系与雷达波入射方向示于图 4 中, 四平板的中心位于 $z = 0$ 的平面上, 参考点位于坐标原点. 单站雷达发射线性调频信号, 中心频率 10GHz, 带宽 1GHz, 脉宽为 300 μ s, \hat{z} 方向极化, 入射方位角转动 6°, 角度间隔 0.02°, 共计算 301 个角度的差频回波, 每个角度计算 190 个时间采样点, 由于不存在多次反射, 无需进行射线追踪, 计算量小, 所以计算总时间仅为 7.17s. 图 5 中给出入射角为 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 2^\circ, 5^\circ, 8^\circ$ 时的一维距离像, 图中横坐标为差频频数. 从图中可看出随着 φ 增加, 各平板回波差频间隔增

加,即径向距离间隔增加,与实际情况一致.图6为利用计算结果成的 ISAR 像,与参考点距离较远的平板的回波由于存在较大的径向和方位向距离单元徙动,所以与距离参考点较近的两平板的像有所差别.

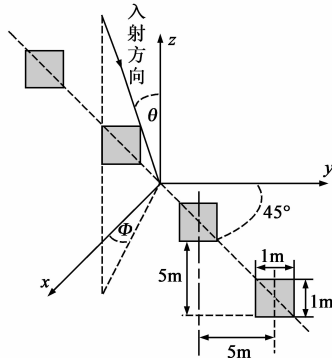


图4 四个正方形金属板与坐标位置关系

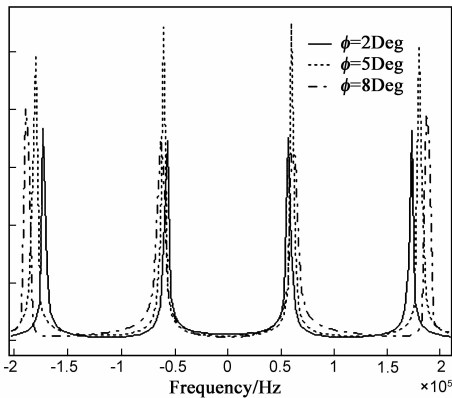


图5 入射角 $\theta=90^\circ$, ϕ 分别为 2° , 5° , 8° 时的一维距离像,图中未将差频率转换为径向距离。



图6 入射角 $\phi=2\sim 8^\circ$, $\theta=90^\circ$ 的ISAR像

4 结束语

采用电磁散射理论方法计算雷达回波信号的传统方法,需要多频点(多时间点)计算散射场,当高分辨力雷达发射大时宽带线性调频信号时,为满足 Nyquist 采样定理,计算量急剧膨胀,使其难以真正服务于雷达

工程应用.

本文提出的新算法,将高频电磁散射理论与当前宽带雷达最常使用的线性调频信号及其信号处理方法相结合,对 SBR 法和 EEC 法进行适当改造,将使其能够准确、快速、高效地直接计算解线调频后的宽带雷达回波.采用该方法,可以使电磁散射理论计算突破点频 RCS 计算水平,实现对复杂目标的大时宽带宽雷达回波信号进行快速高效建模.该方法真实反应了电磁波传播、散射过程以及宽带雷达工作原理,利用该方法所得回波数据,与各种时频分析手段相结合,可以进行宽带检测、目标识别、ISAR 成像等研究,对于宽带雷达的研究具有重要的意义.

参考文献:

- [1] S W Lee, S K Jeng. Physical optics impulse response from faceted targets[A]. Antennas and Propagation Society International Symposium, 1992. AP-S. 1992 Digest. Held in Conjunction with: URSI Radio Science Meeting and Nuclear EMP Meeting. IEEE[C]. Chicago, IL, USA: IEEE Computer Society Press, 1992. 1456 - 1459.
- [2] B Skinner, J Donohoe. Simulation of target responses to high frequency ultra wideband radar signals using the physical optics impulse response [A]. Proceedings SSST '93, Twenty-Fifth Southeastern Symposium on[C]. Tuscaloosa, AL, USA: IEEE, 1993. 11 - 15.
- [3] R Bhalla, H Ling. A fast algorithm for signature prediction and image formation using the shooting and bouncing ray technique [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1995, 43 (7): 727 - 731.
- [4] R Bhalla, H Ling. ISAR image simulation of targets with moving parts using the shooting and bouncing ray technique[A]. Antennas and Propagation Society International Symposium, 1994. AP-S. Digest[C]. Seattle, WA, USA: IEEE, 1994. 1994 - 1997.
- [5] R Bhalla, H Ling. Three-dimensional scattering center extraction using the shooting and bouncing ray technique[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1996, 44(11): 1445 - 1453.
- [6] H Ling, R Chou. Shooting and bouncing rays: Calculating the RCS of an arbitrarily shaped cavity[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1989, 37(2): 194 - 205.
- [7] 周力, 柴舜连, 毛均杰. 基于三维的射线跟踪八叉树算法的城市微区电波传播预测算法模型[J]. 电子学报, 2002, 30(12): 1776 - 1778.
Zhou Li, Chai Shun-lian, Mao Jun-jie. An algorithmic model Based three-dimensional octree ray-tracing techniques for electromagnetic wave propagation prediction in urban microcell[J]. Acta Electronica Sinica, 2002, 30(12): 1776 - 1778. (in Chi-

nese)

- [8] E F Knott, et al. Radar Cross Section: Its Prediction, Measurement and Reduction[M]. Dedham, MA, USA: Artech House, 1985.
- [9] A Michaeli. Elimination of infinities in equivalent edge currents, part I: fringe current components[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1985, 34(7): 912 - 918.
- [10] Xing Mengdao, Lan Jinqiao, Bao Zheng, Liao Guisheng. ISAR echoes coherent processing and imaging[A]. Aerospace Conference, 2004. Proceedings [C]. Big Sky, MT, CA: IEEE, 2004. 1946 - 1960

- [11] 马晓岩, 向家彬. 雷达信号处理[M]. 长沙: 湖南科学技术出版社, 1999.

作者简介:



王海彬 男, 1972 年 12 月生于青海省西宁市, 2007 年获西安电子科技大学电子工程学院博士学位, 2007 ~ 2009 年, 南京, 电子技术研究所博士后, 现供职于兵器工业集团第 212 研究所. 主要研究方向: 计算电磁学, 雷达目标特性, 微波技术.

E-mail: wanghaibin1@126.com