

考虑棱边散射的半空间复杂导体目标 高频分析方法^{*}

李晓峰[†] 谢拥军 樊 君 王元源

(西安电子科技大学天线与微波技术国家重点实验室, 西安 710071)

(2008 年 5 月 5 日收到, 2008 年 7 月 2 日收到修改稿)

研究了半空间内复杂导体目标棱边散射的高频求解方法. 分析半空间电磁波的传播规律和复杂目标棱边的电磁散射特性, 将半空间并矢格林函数引入等效电磁流方法中, 给出了基于等效电磁流法和物理绕射理论的半空间棱边散射场计算式, 同时结合图形电磁学, 对半空间复杂目标进行消隐处理, 判断目标的棱边像素及获得棱边参数, 与半空间目标的面元散射场相叠加, 快速有效地计算了半空间复杂目标的雷达散射截面. 数值结果证明了方法的有效性和准确性.

关键词: 半空间等效电磁流方法, 半空间并矢格林函数, 图形电磁学, 雷达散射截面

PACC: 4110H, 4225F

1. 引言

半空间背景下电大目标的电磁辐射和散射分析对于地下探测、地海面雷达目标隐身与识别工程具有重要的意义. 如何对半空间环境下的辐射和散射问题进行精确建模计算一直是计算电磁学中广为关注的课题. 目前国外基于各种高频算法^[1-6]涌现出了很多雷达散射截面计算机辅助分析和优化设计软件包, 其中较为著名的有美国国防电磁分析公司的 XPATCH, 麦道公司的 CADDSCAT, 英国皇家空军机构的 RESPECT, 西班牙的 GRECO 和 RANUS 等. 这些软件包虽然能够模拟并可实时完成自由空间电大尺寸目标 RCS 精确仿真, 但是到目前为止, 关于半空间电大导体目标的高频计算方法还未见报道.

近年来, 国内外学者纷纷采用各种不同的算法对半空间电大尺寸目标特性进行分析, 取得了不少的成果. 一方面, 有些学者试着采用有限元法^[7]与时域有限差法^[8]等微分方程方法去解决半空间电大尺寸目标的散射问题, 但是存在对传播空间的离散导致的巨大未知量以及强加截断边界所带来的截断误差等缺陷; 另一方面, 有些学者从积分方程入手, 将

半空间格林函数与矩量法相结合^[9-11], 并引入快速多极子对较大尺寸目标进行计算, 但是由于现有计算机内存和计算时间的限制, 还无法较好地处理电大尺寸复杂涂敷目标的散射问题. 本课题组在利用高频算法对半空间目标面元散射特性研究的基础上^[12], 充分考虑了目标棱边对总体散射场的贡献, 分析了半空间棱边的电磁散射特性, 对半空间复杂目标的棱边散射场进行计算求解.

本文研究了半空间内电大导体目标棱边散射的高频求解方法. 分别将半空间并矢格林函数引入物理光学方法^[12]、等效电磁流方法中, 对半空间复杂目标面元和棱边的电磁模型进行计算处理, 同时结合图形电磁学, 利用三维图形软件标准接口 OpenGL 将消隐后的目标图像显现在计算机屏幕上, 提取单位像素面元法矢量和深度值等有效信息^[3], 快速有效地计算出半空间电大导体目标的雷达散射截面.

2. 理论分析

考虑位于半空间环境中的电大导体目标, 如图 1 所示, 设 S 为半空间导体目标表面, l 为半空间导体目标棱边, E_i 为照射到导体目标表面上的平面

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60771040)资助的课题.

[†] E-mail: lxf_xidian@yahoo.com.cn

波。

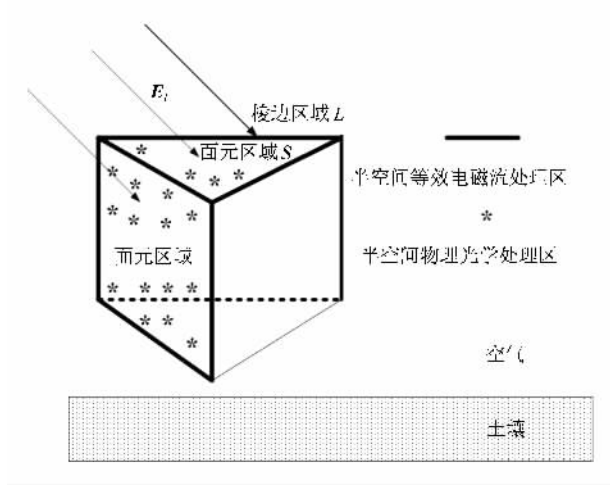


图1 半空间环境下的导体目标

在平面入射波照射下,半空间导体面元和棱边与地面经过直接或间接的反射、折射产生不同散射场 E_{sf}, E_{sw} ,

$$E_{sf}(\boldsymbol{r}) = -j\omega\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) - \nabla V_e, \quad (1)$$

$$E_{sw}(\boldsymbol{r}) = -j\omega\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) - \nabla V_e - \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \boldsymbol{F}, \quad (2)$$

式中 $\boldsymbol{r}$ 位于 S 外表面, $\boldsymbol{r}'$ 表示源点位置, $\boldsymbol{A}$ 和 V_e 表示由面电流 $\boldsymbol{J}_s(\boldsymbol{r}')$ 棱边电流 $\boldsymbol{J}_l(\boldsymbol{r}')$ 产生的矢量位和标量位函数, $\boldsymbol{F}$ 表示由棱边磁流 $\boldsymbol{M}_l(\boldsymbol{r}')$ 产生的矢量位函数。

考虑地面与半空间目标间的相互电磁散射影响,自由空间格林函数已经远远不能满足半空间电磁散射计算精度的要求,故引入半空间格林函数对半空间环境下目标的复杂电磁特性进行考虑。则半空间面元和棱边的电、磁矢量位和标量位可以分别表示为^[13]

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) = \mu_0 \int \bar{\boldsymbol{G}}_A(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') \cdot \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}') d\boldsymbol{r}' (\boldsymbol{r}' \in S, L), \quad (3)$$

$$V_e(\boldsymbol{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \int \nabla \boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}') \cdot \boldsymbol{G}_{qe} d\boldsymbol{r}' (\boldsymbol{r}' \in S, L), \quad (4)$$

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}) = \epsilon_0 \int \bar{\boldsymbol{G}}_F(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') \cdot \boldsymbol{M}(\boldsymbol{r}') d\boldsymbol{r}' (\boldsymbol{r}' \in L) \quad (5)$$

式中 $\boldsymbol{r}$ 与 $\boldsymbol{r}'$ 分别表示场点和源点。

半空间复杂目标的雷达散射截面可以表示为半空间 N 个面元散射场与 M 个棱边散射场的叠加,有

$$\sigma = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \times \frac{\left| \sum_{n=1}^N (\boldsymbol{E}_{sf} \cdot \hat{\boldsymbol{e}}_r)_n + \sum_{m=1}^M (\boldsymbol{E}_{sw} \cdot \hat{\boldsymbol{e}}_r)_m \right|^2}{|\boldsymbol{E}_o|^2} \quad (6)$$

式中 σ 表示半空间复杂目标的雷达散射截面, R 是从雷达到该散射中心的双程距离, $\hat{\boldsymbol{e}}_r$ 是接受装置电极化方向的单位矢量。

2.1. 半空间格林函数

半空间并矢格林函数可由电、磁矢量位和标量位函数表示,矢量位函数并不是可以唯一定义的,本文使用如下形式^[13]:

$$\bar{\boldsymbol{G}}_A = (\hat{\boldsymbol{x}}\hat{\boldsymbol{x}} + \hat{\boldsymbol{y}}\hat{\boldsymbol{y}}) G_A^{xx} + \hat{\boldsymbol{x}}\hat{\boldsymbol{z}} G_A^{zx} + \hat{\boldsymbol{z}}\hat{\boldsymbol{y}} G_A^{zy} + \hat{\boldsymbol{z}}\hat{\boldsymbol{z}} G_A^{zz}, \quad (7)$$

$$\bar{\boldsymbol{G}}_F = (\hat{\boldsymbol{x}}\hat{\boldsymbol{x}} + \hat{\boldsymbol{y}}\hat{\boldsymbol{y}}) G_F^{xx} + \hat{\boldsymbol{x}}\hat{\boldsymbol{z}} G_F^{zx} + \hat{\boldsymbol{z}}\hat{\boldsymbol{y}} G_F^{zy} + \hat{\boldsymbol{z}}\hat{\boldsymbol{z}} G_F^{zz}, \quad (8)$$

其中,

$$G_A^{yy} = G_A^{xx}, \quad G_F^{yy} = G_F^{xx}, \quad G_y^{qe} = G_x^{qe}, \quad (9)$$

上式中 $G_A^{xx}, G_A^{zx}, G_A^{zy}, G_A^{zz}$ 为半空间电矢量位函数, $G_x^{qe}, G_y^{qe}, G_z^{qe}$ 为半空间电标量位函数, $G_F^{xx}, G_F^{zx}, G_F^{zy}, G_F^{zz}$ 为半空间磁矢量位函数,具体的表达式可由文献[14,15]得到。

2.2. 半空间目标消隐的实时图像处理

由于采用高频近似,所以需对半空间目标进行遮挡和消隐判断。这里我们结合图形电磁学,对目标可视部分面元和棱边的有效信息进行实时提取计算。

图形电磁学(GRECO)方法是西班牙学者首先提出的一种雷达散射截面预估方法^[3]。这是一种将目标的计算机辅助设计建模、计算机图形学和高频雷达散射截面计算相结合的方法。GRECO方法充分利用了计算机硬件优势,借助于计算机显示技术,由图形加速卡完成最困难、最费时的遮挡和消隐工作。

提取半空间面元像素信息时,需要面对图形的实时信息提取与半空间格林函数相结合的问题,这里可以利用图形电磁学中的反向提取功能,将消隐处理后的目标几何信息重新反向还原为半空间中的实际坐标,从而与半空间格林函数准确结合。

提取棱边像素信息时,如果目标可见表面上的相邻两个像素的法向矢量不同,并且两像素点的深度值连续,此时判定两像素点的交界为一棱边。此时需注意:目标自身或不同目标的相互遮挡也会产生法矢量的不连续,然而此时,深度缓存是不连续的,因此,可用此方法判断目标表面棱边分布。

2.3. 半空间面元散射场

当散射体长度 $l \gg \lambda$ 时, 散射体可以作为若干独立散射中心的集合进行处理, 此时利用物理光学方法可以给散射体表面赋予简单明确的值. 电流在金属体表面满足以下边界条件:

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \approx 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i, \quad (10)$$

半空间目标面元的电、磁矢量位和标量位较自由空间相比也会有所改变, 半空间目标面元散射场的电、磁矢量位和标量位可以表示为:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mu_0 \int_s \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \cdot \bar{\mathbf{G}}_A dS', \quad (11)$$

$$V_e(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_s [\rho_x^e(\mathbf{r}') \cdot G_x^{\text{qe}} + \rho_y^e(\mathbf{r}') \cdot G_y^{\text{qe}} + \rho_z^e(\mathbf{r}') \cdot G_z^{\text{qe}}] dS', \quad (12)$$

式中 S 为半空间导体目标表面. 其中表面电流密度 $\mathbf{J}$ 和表面电荷密度 ρ_e 可以通过电流连续性原理联系起来.

在远场条件下, 从散射体上面或其附近的源到远场观察点的距离远远大于散射体尺寸, 可以得到如下近似^[16]:

$$\nabla\phi \approx jk\hat{\mathbf{s}}\Phi. \quad (13)$$

将 (11)–(13) 式代入 (1) 式中, 利用路德维格积分对下式进行计算, 得到半空间导体目标单位面元的散射场 $\mathbf{E}_{\text{sf}}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{sf}}(\mathbf{r}) = & -j\omega \int_s \bar{\mathbf{G}}_A \cdot \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') dS' \\ & + \frac{k \cdot \hat{\mathbf{s}}}{\omega} \int_s \left[G_x^{\text{qe}} \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') + G_y^{\text{qe}} \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \right. \\ & \left. + G_z^{\text{qe}} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \right] dS'. \end{aligned} \quad (14)$$

2.4. 半空间棱边散射场

根据高频理论, 棱边远区散射场可以看成等效电磁流的辐射, 电流的大小由入射方向和观察点的相对棱边方位来确定, 因此沿着棱边该值的大小不为常数. 等效电磁流的基本方法是: 假设在环绕表面奇异性 (边缘回路) 的各个点处存在线电流 I_e 和线磁流 I_m , 并以远场辐射积分的形式对它们进行求和来获得棱边绕射场.

等效电流通常表示为一些增量长度绕射系数的

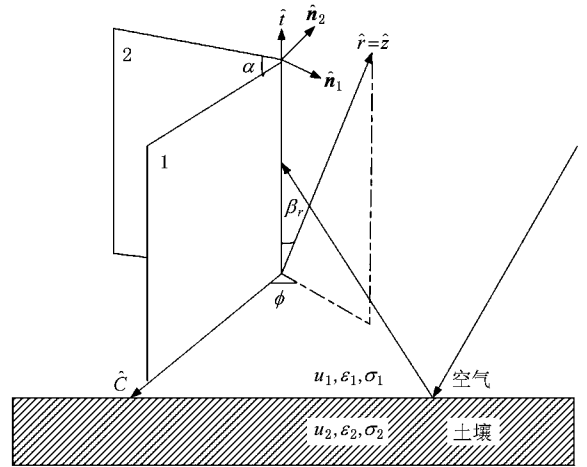


图3 半空间目标的棱边散射

函数^[17,18]:

$$I_e = \frac{j\mathcal{X} \hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{E}_{\text{inc}} D_e}{kZ_0 \sin\beta_i \sin\beta_s}, \quad (15)$$

$$I_m = \frac{j\mathcal{X} \hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{H}_{\text{inc}} D_m}{kY_0 \sin\beta_i \sin\beta_s}, \quad (16)$$

其中 Z_0 为自由空间波阻抗, D_e, D_m 分别为软硬边界条件的散射系数. 为了计算等效电磁流的线积分, 必须获得位于棱边上各个像素的增量长度绕射系数, 并且将所有的点的贡献相加起来.

α, β_r, ϕ 如图3所示, 可按下列公式进行求解^[31]:

$$\alpha = \cos^{-1}(-\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2), \quad (17)$$

$$\sin\beta_r = \sqrt{t_x^2 + t_y^2}, \quad (18)$$

$$\cos\phi = \frac{n_{1x}t_y - n_{1y}t_x}{\sqrt{t_x^2 + t_y^2}}, \quad (19)$$

其中 $\mathbf{t}$ 是沿棱边方向的单位矢量:

$$\hat{\mathbf{t}} = \frac{\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2}{|\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2|}. \quad (20)$$

为了考虑半空境环境对目标的电磁散射影响, 现将半空间格林函数引入传统的等效电磁流方法中, 对半空间复杂目标棱边的电磁散射进行考虑, 则半空间单位棱边的电、磁矢量位和标量位可以表示为:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \int_L \bar{\mathbf{G}}_A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot I_e \hat{\mathbf{t}} dL', \quad (21)$$

$$V_e(\mathbf{r}) = \frac{-1}{j\omega\epsilon_0} \int_L \left[G_x^{\text{qe}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') I_e \frac{\partial t_x}{\partial x'} \right.$$

$$+ G_y^{qe}(r, r') I_e \frac{\partial t_y}{\partial y'} + G_z^{qe}(r, r') I_e \frac{\partial t_z}{\partial z'} \Big] dL', \quad (22)$$

$$F(r) = \int_L \bar{G}_F(r, r') \cdot I_m \hat{t} dL'. \quad (23)$$

将(21)~(23)式代入(2)式中,得到半空间导体目标棱边散射场 E_{sw}

$$E_{sw}(r) = -j\omega\mu_0 \int_L \bar{G}_A(r, r') \cdot I_e \hat{t} dL' + \frac{k \cdot \hat{s}}{\omega \cdot \epsilon_0} \int_L \left[G_x^{qe} \frac{\partial}{\partial x} I_e \hat{t} + G_y^{qe} \frac{\partial}{\partial y} I_e \hat{t} + G_z^{qe} \frac{\partial}{\partial z} I_e \hat{t} \right] dL' - j\omega\epsilon_0 \int_L \bar{G}_F(r, r') \cdot I_m \hat{t} dL'. \quad (24)$$

利用半空间物理光学算法与半空间等效电磁流方法对半空间面元和棱边进行计算,得到半空间棱边散射场 E_{sw} 与半空间面元散射场 E_{sf} ,代入(3)式可得到半空间复杂导体目标的雷达散射截面。

3. 计算实例

由于现有电磁仿真软件,如基于有限元的 HFSS 等,仅能对半空间简单电大导体目标进行考虑,而对于十几个波长以上的半空间较复杂目标,就会由于计算机内存和计算时间的限制而无法进行处理,所以,我们可以先在与半空间典型目标散射结果进行比较验证的前提下,再将此方法推广到半空间电大尺寸或超大电尺寸复杂导体目标。

当利用半空间高频算法和高频局部性原理,将计算目标由半空间电大导体目标应用到电大复杂导体目标时,对于可见面元部分的散射场计算是相同的,仅仅增加了 OpenGL 对目标进行遮挡判断的计算量。因此,此方法具有一定的普遍性。

为了验证半空间等效电磁流方法的正确性,下面给出两个具体算例:

首先对半空间环境下电大导体正方体进行验证,图4所示的是边长为 $8\lambda \times 8\lambda \times 8\lambda$,距离地面为 $\lambda/4$ 的正方体,土壤的相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0$,相对磁导率 $\mu_r = 1.0$,电导率 0.01 s/m ,频率 $f = 10 \text{ GHz}$,将计算结果与 HFSS 仿真结果进行比较验证,结果如图4。

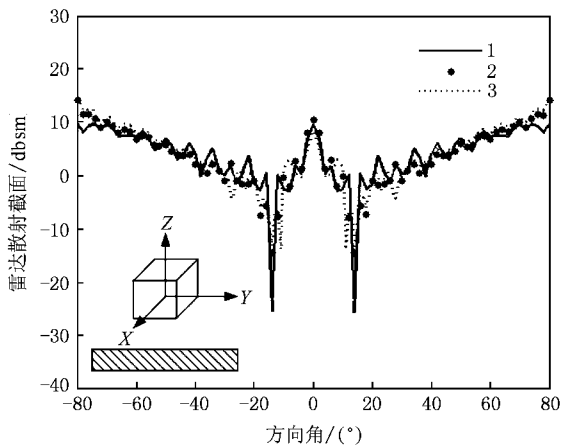


图4 半空间正方体的单站 RCS 曲线1为仿真结果,2为半空间物理光学+半空间等效电磁流计算结果,3为半空间物理光学计算结果

从上图可以看到,计算结果能够较好的分布在仿真结果周围,整体趋势较为吻合,能够准确的得到表面电、磁流产生的散射场,与仿真结果吻合较好;接下来,我们以半空间环境下电大棱柱为例进行验证,图5所示的是距离地面 $\lambda/4$ 的电大棱柱,土壤的相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0$,相对磁导率 $\mu_r = 1.0$,频率 $f = 10 \text{ GHz}$,设定 X 轴正方向为 0° 入射方向,入射波在 XOZ 平面内,将计算结果与仿真结果进行比较验证,结果如图5。

从图5中可以看到,仅仅利用半空间物理光学算法考虑半空间电大导体目标的电磁散射,与实际结果相比存在一定误差,当引入半空间等效电磁流方法后,与半空间物理光学方法相结合后,可以更为准确的计算半空间电大目标的电磁散射,数值计算结果能够与软件仿真结果较好的吻合,在趋势上具有良好的一致性,在精度方面能够满足 RCS 计算要求。因此,我们可以将半空间等效电磁流方法进一步推广到半空间电大复杂目标中。

现对半空间巡航导弹导体目标的电磁散射特性进行分析,如图6所示,巡航导弹距离地面 5 m ,土壤的相对介电常数 $\epsilon_r = 4.0$,相对磁导率 $\mu_r = 1.0$,频率 $f = 1 \text{ GHz}$ 。

对照上面的半空间图形曲线变化趋势发现,半空间与自由空间之间的目标散射特性还是存在较大差异,采用半空间格林函数得到的雷达散射截面明显大于采用自由空间格林函数的雷达散射截面,这是因为地面的影响使散射场增强,因此半空间模型能够更好地描述半空间复杂导体目标的电磁散射特性。

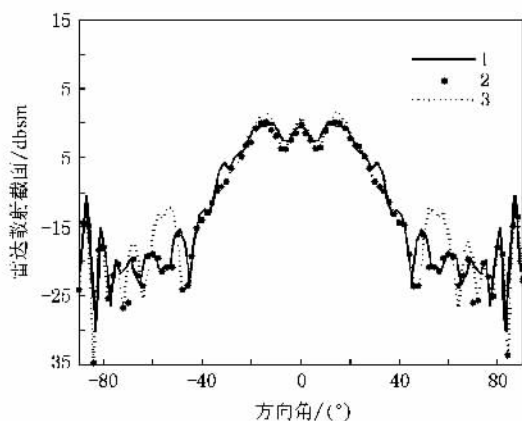
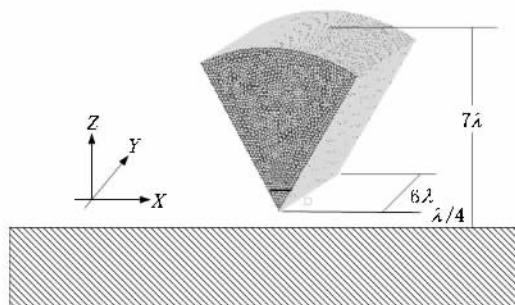


图5 半空间棱柱的单站 RCS 曲线 1 为仿真结果 2 为半空间物理光学 + 半空间等效电磁流计算结果 3 为半空间物理光学计算结果

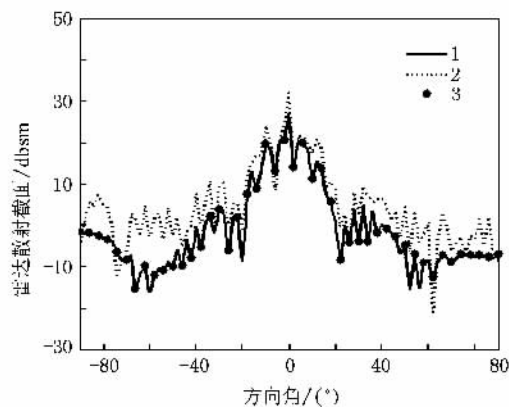
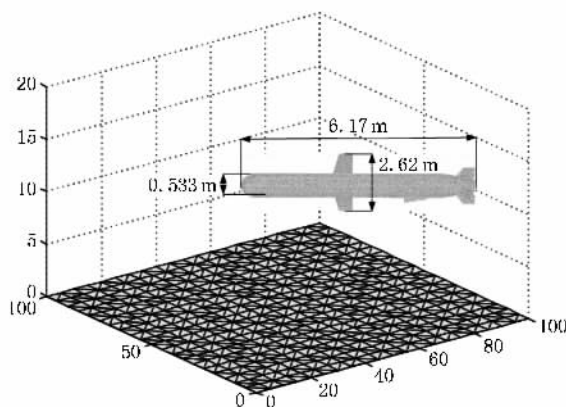


图6 半空间导弹的单站 RCS 曲线 1 为自由空间计算结果 2 为半空间物理光学 + 半空间等效电磁流计算结果 3 为自由空间仿真结果

4. 结 论

本文研究了半空间内电大导体目标棱边散射的高频求解方法. 考虑半空间环境电磁散射影响, 将半空间格林函数引入传统的等效电磁流法中, 给出半空间等效电磁流分析方法, 克服了传统高频算法对

半空间环境的局限性, 并结合图形电磁学, 利用 OpenGL 将消隐后的目标图像显现在计算机屏幕上, 提取目标可视棱边像素中的有效信息, 与半空间物理光学场相叠加, 从而快速有效地计算出半空间导体目标的雷达散射截面. 此方法能够在保证计算精度的前提下, 很好的解决半空间电大尺寸复杂导体目标的电磁散射问题.

[1] Yousee N 1989 *IEEE Proc.* **77** 772

[2] Elking D M, Roedder J M, Car D D, Alspach S D 1995 *IEEE Antennas Propag.* **37** 33

[3] Rius J M, Ferrando M, Jofre L 1993 *IEEE Antennas Propag.* **41** 1308

[4] knott E F 1985 *IEEE Proc.* **73** 252

[5] Long C, Lee S W 1989 *IEEE Antennas Propag.* **37** 194

[6] Liang Z C, Jin Y Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 247 (in Chinese) [梁子长、金亚秋 2003 物理学报 **52** 247]

[7] Dong H H, Polycarpou A C 2001 *IEEE T. Antennas Propag.* **49** 402

[8] Li Q L, Ge D B, Shi S Y, Yan Y B, Jiang C Y 1998 *J. Microwaves* **14** 23 (in Chinese) [李清亮、葛德彪、石守元、阎玉波、江长荫 1998 微波学报 **14** 23]

[9] Liu Z, He J, Xie Y, Sullivan A, Carin L 2002 *IEEE T. Antennas*

Propag. **50** 12

[10] Weng C C 1990 *Waves and Fields in Inhomogeneous Media* (New York : van Nostrand Reinhold)

[11] Xu L M , Nie Z P , Wang J 2004 *J. UEST China* **33** 485 (in Chinese)[徐利明、聂在平、王 军 2004 电子科技大学学报 **33** 485]

[12] Li X F , Xie Y J , Wang P , Yang T M 2007 *IEEE Antenn. Wirel. Pro. Lett.* **6** 259

[13] Michalski K A , Zheng D 1990 *IEEE T. Antennas Propag.* **38** 335

[14] Yang J J , Chow Y L , Fang D G 1991 *IEEE Proc.* **138** 319

[15] Chow Y L , Yang J J , Fang D G 1991 *IEEE T. Antennas Propag.* **39** 588

[16] Ruan Y Z 1998 *Radar Cross Section and Stealth Technology* (Beijing : National Defense Industry Press)(in Chinese)[阮颖铮 1998 雷达截面与隐身技术(北京 : 国防工业出版社)]

[17] Michaeli A 1984 *IEEE T. Antennas Propag.* **32** 252

[18] Michaeli A 1986 *IEEE T. Antennas Propag.* **34** 912

The high-frequency method for scattering from the wedges of complex conductive targets in half space^{*}

Li Xiao-Feng[†] Xie Yong-Jun Fan Jun Wang Yuan-Yuan

(National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology , Xidian University , Xi'an 710071 , China)

(Received 5 May 2008 ; revised manuscript received 2 July 2008)

Abstract

The high-frequency method for solving the scattering from the wedges of conductive targets with electrically large size in half space is presented in this paper. To take into account of the influence of environment ,the half-space equivalent edge current method is deduced by introducing the half-space Green's function into the equivalent edge current method. Combined with the graphical-electromagnetic computing method ,the shadow regions are eliminated quickly and the edge pixel parameters are obtained by reading the edge pixels. Meanwhile ,we also make use of the half-space physical optical method to treat the complex targets ,and then the radar cross section of the complex targets can be exactly calculated in half space. The numerical results show that this method is efficient and accurate.

Keywords : half-space dielectric equivalent edge current method , half-space Green's function , graphical-electromagnetic computing , radar cross section

PACC : 4110H , 4225F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60771040).

[†] E-mail : lxf.xidian@yahoo.com.cn