

精确稳定求解时域电场积分方程的一种新方法

赵延文, 聂在平, 徐建华, 武胜波

(电子科技大学电子工程学院, 四川成都 610054)

摘要: 时域电场、磁场和混合场积分方程已被广泛用来分析散射体的时域散射响应. 基于适当的空间积分方法和隐式的时间步进算 (MOT) 法在求解时域磁场和混合场积分方程时总是稳定的, 然而在求解 TDEFIE 时则是不稳定的. 在本文中, 时域电场积分方程的非奇异性积分采用标准的高斯求积法来计算; 而利用参数坐标变换和极坐标变换将其奇异性积分转换为可以分区域精确快速计算的非奇异性积分. 通过数值实验表明, 利用该方法可以非常精确稳定地求解时域电场积分方程, 即使是在时间迭代后期也不必采用任何求平均的过程; 另外, 该方法可以用于任意时间基函数并可以推广到高阶空间基函数的情形.

关键词: 时域积分方程; 时域电磁散射; 时间步进算法; 奇异性积分

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2006) 06-1104-05

A New Method for Stable and Accurate Solution of Time Domain Electric Field Integral Equation

ZHAO Yanwen, NIE Zaiping, XU Jianhua, WU Shengbo

(School of Electronic Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

Abstract: The time-domain electric, magnetic and combined field integral equations (TDEFIE, TDMFIE and TDCFIE) have been applied widely to the analysis of transient scattering from conducting bodies. The marching-on-in-time (MOT) schemes, relying on suitable spatial integral rules and implicit time-stepping method, for solving the TDCFIE and TDMFIE have been found to be stable. Unfortunately, the same is not true for the TDEFIE. In this article, the non-singular integral is evaluated using the standard Gaussian quadrature rules, and the transformations of the parametric coordinates and plane polar coordinates are employed to transform the singular integrals of TDEFIE into non-singular integrals, which can be accurately and efficiently evaluated by dividing the original domain of integration into sub-domains. Simulation results demonstrate that this approach produces rather stable and more accurate results without resort to any averaging processes. In addition, this method suits to any temporal basis functions and can be extended to high-order spatial basis functions.

Key words: time-domain integral equation; electromagnetic transient scattering; marching-on-in-time method; singular integrations

1 引言

分析目标时域电磁散射问题的方法可以采用时域微分方程法 (TDDE) 或时域积分方程法 (TDIE)^[1-3]. 在处理均匀无限大背景介质中目标的时域电磁散射问题时, TDIE 法具有未知量仅仅位于散射目标的表面、不必强加吸收边界条件且没有网格色散误差的优点.

然而, 求解 TDIE 常用的时间步进 (MOT) 算法总是存在后时不稳定的问题. 尽管人们采用了许多方法来严格分析和改善 MOT 算法的后时不稳定性, 但是大多数研究都

集中在抑制不稳定性的工程技术方法之上^[4,5]. 先前, 提高 MOT 算法时间后期稳定性最为常用的方法就是采用时间平均方法, 以过滤掉被认为是导致解不稳定性的高频成份^[10-12]. 尽管时间平均法和滤波技术非常简单、便于应用, 但是它们将导致解的不精确性, 并且在散射体几何结构复杂时失效. 与时间平均法类似, Davies 引入了空间和时间同时平均的方法^[4,5]. 适当选取空间基函数和时间基函数也可在一定程度上改善 MOT 算法的计算精度和后时稳定性^[6,7]. 采用隐式时间步进 (IMOT) 算法和适当的数值积分法求解时域磁场积分方程 (TDMFIE) 和时域混合场

积分方程(TDCFIE)可以得到非常稳定的解^[7-9],而求解时域电场积分方程(TDEFIE)却仍然存在后时不稳定的问题.本文通过精确计算TDEFIE的奇异性积分大幅度地改善了时间步进算法求解TDEFIE的后时稳定性.

2 时域电场积分方程及其数值求解

假设 S 为位于均匀介质中的理想导体的表面,则瞬态入射电场 $\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r}, t)$ 将在理想导体表面 S 上产生感应电流 $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$, 而 $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ 又要产生散射场 $\mathbf{E}^{scat}(\mathbf{r}, t)$. 利用理想导体表面上切向电场为零的边界条件,可以得到时域电场积分方程为

$$\mathbf{E}_{tan}^{inc}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \Phi(\mathbf{r}, t) \right]_{tan}, \mathbf{r} \in S \quad (1)$$

其中下标“tan”表示切向分量, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\Phi(\mathbf{r}, t)$ 分别为矢量位和标量位,并可表示为

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t - R/c)}{R} dS' \quad (2)$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4\pi \epsilon} \int_S \int_{-\infty}^{t-R/c} \frac{\nabla' \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}', t')}{R} dt' dS' \quad (3)$$

式中 $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ 表示场点 \mathbf{r} 和源点 \mathbf{r}' 之间的距离, ϵ 和 μ 分别为散射体周围介质的介电常数和磁导率,而 c 为电磁波在其中传播的速度. 方程式(1)及(2)和(3)就构成了时域电场积分方程,由它们可求解出未知的电流密度 $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$.

利用空间基函数 $f_n(\mathbf{r})$ ($n = 1, 2, \dots, N_e$) 和时间基函数 $T_l(t)$ ($l = 1, 2, \dots, N_t$) 可将散射体表面上未知的感应电流密度 $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ 表示为

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^{N_e} \sum_{l=1}^{N_t} I_n^l T_l(t) f_n(\mathbf{r}) \quad (4)$$

其中 I_n^l 为与时空基函数 $f_n(\mathbf{r}) T_l(t)$ 相关的待求加权系数. 在本文中,时间基函数 $T_l(t) = T(t - l\Delta t)$ (Δt 为时间步长) 设为三角形函数^[3]; 空间基函数 $f_n(\mathbf{r})$ 选为在求解频域和时域积分方程中常用的 RWG 基函数^[3,13]. 将式(4)代入方程式(1),并且在空间上采用伽略金方法,在时间上采用点匹配方法(时间匹配点为 $k\Delta t$) 可以得到下列矩阵方程,

$$\mathbf{M}_0 \cdot \mathbf{I}_k = \mathbf{V}_k^{inc} - \sum_{l=1}^{k-1} \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{I}_{k-l} \quad (5)$$

其中

$$\mathbf{I}_k(m) = I_k^m \quad (6)$$

$$\mathbf{V}_k^{inc}(m) = \int_{S_m} \mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r}, t_k) \cdot \mathbf{f}_m(\mathbf{r}) dS \quad (7)$$

$$\mathbf{M}_1(m, n) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{S_m} \int_{S_n} \left. \frac{\partial T(t)}{\partial t} \right|_{t=1\Delta-R/c} \frac{\mathbf{f}_m(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{f}_n(\mathbf{r}')}{R} dS' dS + \frac{1}{4\pi \epsilon} \int_{S_m} \int_{S_n} \left(\int_{-\Delta}^{1\Delta-R/c} T(t') dt' \right) \frac{\nabla \cdot \mathbf{f}_m(\mathbf{r}) \nabla' \cdot \mathbf{f}_n(\mathbf{r}')}{R} dS' dS \quad (8)$$

矩阵方程式(5)就是经典时间步进算法的基础,时间步进算法就是通过时间步上递推求解方程式(5)来获得所需的每一时间步上的感应电流密度.由于时域阻抗矩阵 \mathbf{M}_1 为高度稀疏矩阵,因此方程式(5)的求解可以采用稀疏矩

阵的迭代法(如共轭梯度法),且求解方程组所占的时间比例往往较少.

3 时域电场积分方程中奇异积分的精确计算

当场点和源点在同一三角形单元上时,积分(8)为奇异性积分.有许多方法可以较为精确地计算频域积分方程矩量法中所出现的奇异性积分,如奇异值提取法^[14]和 Duffy 变换法^[15].由于式(8)的被积函数中包含了时间基函数的时间导数或积分,使得频域积分方程矩量法中常用的奇异值提取法或 Duffy 变换法却难以精确计算时域积分方程中的奇异性积分.下面,在参数坐标变换和极坐标变换相结合的基础上,首先将时域电场积分方程的奇异性积分转换成非奇异性积分,然后根据时间基函数的定义域区间将该非奇异性积分变成可精确积分的分区域积分,实现时域电场积分方程矩量法的时域自阻抗矩阵元素的精确计算.

假设式(8)中对场点的面积分采用高斯积分法,这样对源点的奇异性积分总可以写成下面的形式

$$I_s = \int_T \frac{F(L, \mathbf{r}')}{R} dS' \quad (9)$$

其中 T 表示源点 \mathbf{r}' 所在的平面三角形单元; F 表示非奇异性的任意标量或矢量函数; $R = |\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}'|$ 为场点 \mathbf{r}_0 ($\mathbf{r}_0 \in T$) 和源点 \mathbf{r}' 之间的距离.首先,将平面三角形单元 T 上的积分 I_s 表示成由场点 \mathbf{r}_0 和单元 T 的三个顶点 ($\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$) 所确定的三个子三角形 T_e ($e = 1, 2, 3$) 上的面积分之和(如图1),因此面积分 I_s 可以写成

$$I_s = \sum_{e=1}^3 \int_{T_e} \frac{F(L, \mathbf{r}')}{R} dS' \quad (10)$$

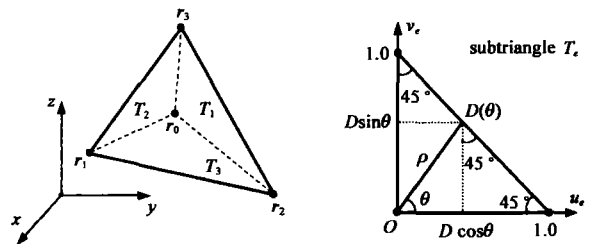


图1 (a)三角形单元 T 被分成三个子三角形 T_1 、 T_2 和 T_3 ; (b)子三角形 T_e 在空间 (u_e, v_e) 中的参数坐标表示以及极坐标变换关系

若对子三角形单元 T_e ($e = 1, 2, 3$) 引入参数坐标变换(即面积坐标),

$$\mathbf{r}' = (1 - u_e - v_e) \mathbf{r}_0 + u_e \mathbf{r}_{1+MOD(e,3)} + v_e \mathbf{r}_{1+MOD(e+1,3)}, \mathbf{r}' \in T_e \quad (11)$$

其中 $MOD(\cdot, 3)$ 表示对 3 求余数.这样,积分式(10)可以写成

$$I_s = \sum_{e=1}^3 2A_e \int_0^1 du_e \int_0^{1-u_e} \frac{F(L, u_e, v_e)}{\sqrt{a_e u_e^2 + 2b_e u_e v_e + c_e v_e^2}} dv_e \quad (12)$$

式(12)中积分号前面的系数 $2A_e$ 为雅可比因子, A_e 表示

第 e 个子三角形 T_e 的面积; u_e 和 v_e 为对应于第 e 个子三角形 T_e 的参数坐标; a_e 、 b_e 和 c_e 是由子三角形单元 T_e 的三个顶点坐标所确定的常数,

$$\begin{cases} a_e = (\mathbf{r}_{1+ \text{MOD}(e,3)} - \mathbf{r}_0) \cdot (\mathbf{r}_{1+ \text{MOD}(e,3)} - \mathbf{r}_0) \\ b_e = (\mathbf{r}_{1+ \text{MOD}(e,3)} - \mathbf{r}_0) \cdot (\mathbf{r}_{1+ \text{MOD}(e+1,3)} - \mathbf{r}_0) \\ c_e = (\mathbf{r}_{1+ \text{MOD}(e+1,3)} - \mathbf{r}_0) \cdot (\mathbf{r}_{1+ \text{MOD}(e+1,3)} - \mathbf{r}_0) \end{cases} \quad (13)$$

然后,在参数坐标系中再进一步引入极坐标 (ρ, θ) 变换: $u_e = \rho \cos \theta$, $v_e = \rho \sin \theta$; 并注意到 ρ 的变化范围为 $0 \sim D(\theta) = 1/(\cos \theta + \sin \theta)$ (如图 1(b)), 则式(12)变为

$$I_s = \sum_{e=1}^3 2A_e \int_0^{2\pi} \int_0^{D(\theta)} \frac{F(l, \rho, \theta) d\rho d\theta}{\sqrt{a_e \cos^2 \theta + b_e \sin^2 \theta + c_e \sin^2 \theta}} \quad (14)$$

这样,原奇异性积分(10)就转化成了非奇异性积分(14)。由于对 ρ 向积分的积分上限 $D(\theta)$ 是 θ 的函数,因此积分(14)应采用两个一维数值积分来计算。对 θ 向的积分可以采用一维辛普生积分法或分段高斯积分法来精确快速计算。由于积分(14)的被积函数中所包含的时间基函数的导数常常是不连续的(如本文采用的三角形时间基函数的导数就为分段连续函数),并且分域的时间基函数可能使得积分(14)中的被积函数仅在子三角形 T_e 的部分区域上不为零,因此式(14)中对 ρ 向的积分不能直接采用高斯积分法来计算。若采用辛普生积分法又非常费时。基于时间基函数导数的分段连续性,下面给出一种高效精确的 ρ 向分区积分方法。

假设时间基函数 $T(t)$ 定义在区间 $(-\Delta t, p_1 \Delta t)$ 上,则在考虑到时间延迟的情况下,由积分式(8)可以知道,

$$-\Delta t \leq l \Delta t - R/c \leq p_1 \Delta t \quad (15)$$

将 $R = \rho \sqrt{a_e \cos^2 \theta + b_e \sin^2 \theta + c_e \sin^2 \theta}$ 代入式(15),很容易得到

$$(1 - p_1) R_0 \leq \rho \leq (1 + p_1) R_0 \quad (16)$$

其中 $R_0 = c \Delta t / \sqrt{a_e \cos^2 \theta + b_e \sin^2 \theta + c_e \sin^2 \theta}$ 。由式(16),就可以将积分(14)中对 ρ 向的积分写成分区域的积分形式,

$$I_s = \sum_{e=1}^3 2A_e \int_0^{2\pi} \sum_{p=-p_1}^p \int_{d_p(\theta)}^{d_{p+1}(\theta)} \frac{F(l, \rho, \theta) d\rho d\theta}{\sqrt{a_e \cos^2 \theta + b_e \sin^2 \theta + c_e \sin^2 \theta}} \quad (17)$$

考虑到 $0 \leq \rho \leq D(\theta)$, 上式中的 $d_p(\theta)$ 可以表示为

$$d_p(\theta) = \begin{cases} 0, & p < 0 \\ p R_0, & 0 \leq p \leq D(\theta)/R_0 \\ D(\theta), & p > D(\theta)/R_0 \end{cases} \quad (18)$$

这样,式(17)中关于 ρ 的每一个分区内的被积函数总是连续变化的,因此可以采用高斯积分法或辛普生积分法高效精确地计算出来。

4 数值计算结果

在本节中,利用几个计算实例来证明本文所提出的方法的稳定性和精确性。在第一个例子中,假设散射体为位

于 xy 平面上 $2m \times 2m$ 理想导体平板,在方向分成 8 等份、在 y 方向上分成 7 等份,这样可以得到 112 个三角形单元、153 个公共边(即未知数)。假定入射电场为高斯平面波,

$$\mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \frac{4}{\sqrt{pT}} \exp(-\gamma^2) \quad (19)$$

其中 $\gamma = 4(ct - ct_0 - \mathbf{r} \cdot \mathbf{k})/T$ 。设 $\mathbf{E}_0 = \hat{x}$, $ct_0 = 6LM$ (微米), $T = 4LM$, 而 $1LM$ 就是光在自由空间中传播 $1m$ 的距离所需的时间;同时入射波的入射方向设为 $\theta = 0^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ 。为了便于比较,在计算实例中同时给出了用频域解和逆傅立叶变换(IDFT)得到的计算结果。图 2 中给出了平板中心处 x 方向的感应电流随时间变化关系。从图 2 中可以看出,文献[3]所采用显式时间步进算法(EMOT)的计算结果在时间早期与 IDFT 的结果吻合得较好,但是很快就发散了;而此基础上采用了时间平均来消除时间后期不稳定性的文献[12]的计算结果在时间早期有一定的误差,在时间后期却是稳定的,这说明对平板这样几何形状非常简单的散射体而言,采用电流时间平均的方法可以较好地改善时间后期稳定性;而本文方法的计算结果与 IDFT 的结果吻合得非常好,且即使时间为 $t = 1000LM$ 时也没有出现发散现象。

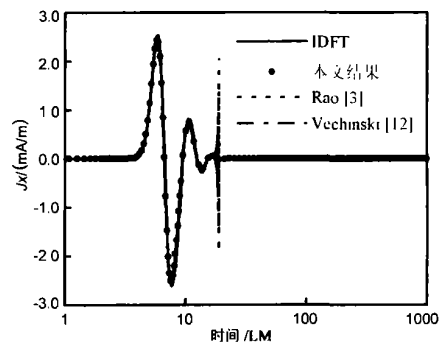


图 2 位于 xy 平面的 $2m \times 2m$ 理想导体平板中心处电流密度 x 分量随时间的变化关系

在第二个例子中,我们考虑半径为 $0.5m$ 、中心位于原点的理想导体球的时域散射。球的表面在 θ 方向上分成 8 等份、在 φ 方向上分成 12 等份,球面就被分成 168 个平面三角形单元、对应于 252 个未知数。如图 3 所示,我们给出了观察点 $(0.5m, 90^\circ, 15^\circ)$ 处感应电流密度的 θ 分量和观察点在 $(0.5m, 78.75^\circ, 90^\circ)$ 处的 φ 分量。从图 3 中可以看到文献[3]所采用的 EMOT 算法的计算结果仍然很快就发散了,虽然采用时间平均可以在一定程度上延迟了时间后期不稳定性,但是仍然发散较早,这说明了时间平均的方法对于复杂结构目标失效;而本文方法的计算结果不但与 IDFT 的结果吻合得很好,而且时间后期仍然是非常稳定的。通过前面的两个数值计算实例可以清楚地表明,基于显式时间步进算法基础上的电流时间平均技术虽然在一定程度上改善了时间后期稳定性,但是当散射体的几何形状较为复杂时失效且总是会产生一定的计算误差(即使散射体为理想导电球体也是这样)。

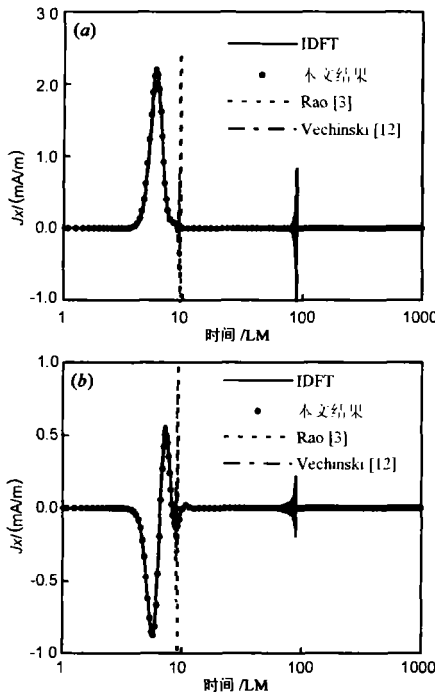


图 3 半径为 0.5m 球心位于原点的理想导体球电流密度随时间的变化关系。(a) 观察点 (0.5m, 90°, 15°) 处的电流密度的 θ 分量; (b) 观察点 (0.5m, 78°.75°, 90°) 处的电流密度的 φ 分量

为进一步证明本文方法的精确性和稳定性, 第三个例子的散射体结构设为边长为 1.0 米、中心位于坐标原点的理想导电立方体。立方体的六个面被分成 224 个平面直角三角形单元和 336 个未知数。图 4 给出了观察点为上顶面中心 (0.0, 0.0, 0.5) m 处感应电流密度的 x 分量随时间的变化关系, 并同时与文献[9]的 IMOT 算法进行了对比。文献[9]计算时域阻抗矩阵元素时在时间上采用了重心近似。从图 4 同样可以看到, 文献[9]的结果在一定时间后已经开始发散, 而本文结果仍然非常精确且后时非常稳定。

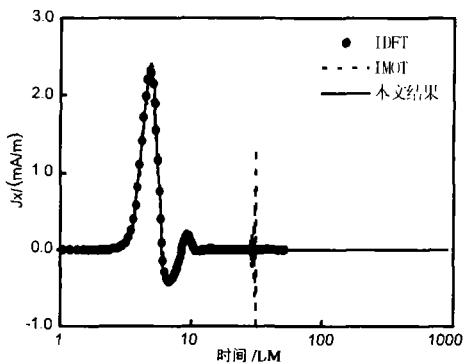


图 4 边长为 1.0m 中心位于坐标原点的理想导电立方体电流密度随时间的变化关系: 观察点为上顶面中心 (0.0,0.0,0.5)m 处的电流密度的 x 分量

最后的计算实例为半径为 0.96m、球心位于坐标原点的理想导电的封闭半球体。采用自动剖分软件将封闭半球体表面剖分成 320 个平面三角形单元和 480 个未知数。图

5 给出了观察点为顶点 (0.0, 0.0, 0.96) m 处感应电流密度的 x 分量随时间的变化关系。从图 5 可看出, 本文方法的计算结果非常精确、在时间后期非常稳定。

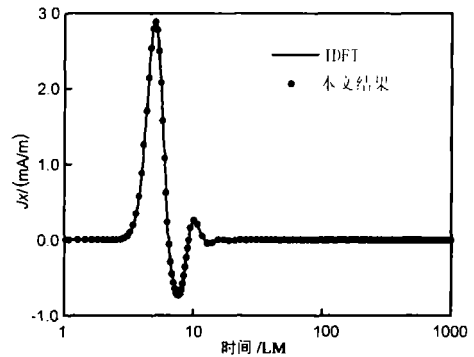


图 5 半径为 0.96m 球心位于原点的理想导电封闭半球电流密度随时间的变化关系: 观察点 (0.0,0.0,0.96)m 处电流密度 x 分量

5 结束语

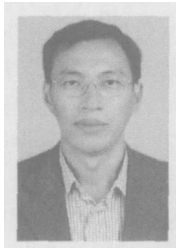
本文提出了一种精确稳定求解理想导体目标时域散射的新方法。时域电场积分方程中的非奇异性积分采用标准的高斯求积法, 而利用参数坐标变换和极坐标变换将时域电场积分方程的奇异性积分转换为可以分区域精确快速计算的非奇异性积分。数值实验证明了该方法求解时域电场积分方程的精确性和时间后期的超稳定性。因此, 该方法可以用来分析电大目标的时域电磁散射。尽管文中采用的是低阶的空间 RWG 基函数和线性的时间基函数, 但是它可以很方便地推广到更为复杂的时间基函数和高阶的空间基函数情形。

参考文献:

- [1] Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1966, 14 (3): 302- 307.
- [2] Lee J F, Lee R, Cangellaris A C. Time-domain finite element methods[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1997, 45(3): 430- 442.
- [3] Rao S M, Wilton D R. Transient scattering by conducting surfaces of arbitrary shape[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1991, 39(1): 56- 61.
- [4] Davies P J. On the stability of time-marching schemes for the general surface electric-field integral equation [J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1996, 44(11): 1467 - 1473.
- [5] Davies P J. A stability analysis of a time marching scheme for the general surface electric field integral

- quation[J]. Applied Numerical Mathematics, 1998, 27(5): 33– 57.
- [6] Manara G, Monorchio A, Reggiannini R. A spacetime discretization criterion for a stable time marching solution of the electric field integral equation[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1997, 45(3): 527– 532.
- [7] Bluck M J, Walker S P. Time domain BIE analysis of large three dimensional electromagnetic scattering problems[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1997, 45(5): 894– 901.
- [8] Shanker B, Ergin A A, et al. Analysis of transient electromagnetic scattering from closed surfaces using a combined field integral equation[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 2000, 48(7): 1064– 1074.
- [9] 赵延文, 聂在平, 徐建华, 武胜波. 时域电场积分方程的稳定求解[J]. 电波科学学报, 2004, 19(2): 148– 152.
- [10] Rynne B P, Smith P D. Stability of time marching algorithms for electric field integral equation[J]. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 1990, 4: 1181– 1205.
- [11] Smith P D. Instabilities in time marching methods for scattering: cause and rectification[J]. Electromagnetics, 1990, 10: 439– 451.
- [12] Vechinski D A, Rao S M. A stable procedure to calculate the transient scattering by conducting surfaces of arbitrary shape[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1992, 40(6): 661– 665.
- [13] Rao S M, Wilton D R, Glisson A W. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1982, 30(3): 409– 418.
- [14] Graglia R D. On the numerical integration of the linear shape functions times the 3-D Green's function or its gradient on a plane triangle[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1993, 41(10): 1448– 1455.
- [15] Duffy M G. Quadrature over a pyramid or cube of integrands with a singularity at a vertex[J]. SIAM J Numer Anal, 1982, 19(6): 1260– 1262.

作者简介:



赵延文 男, 1965 年 3 月出生于四川, 副教授, 1997 年电子科技大学电磁场与微波技术专业毕业并获博士学位, 1998 年至 1999 年在香港城市大学电子工程系作访问学者, 主要研究兴趣: 计算电磁学、非均匀介质中的场与波、电磁散射与逆散射等, 在国内外发表学术论文 50 余篇, 并获国家科技进步二等奖和四川省科技进步一等奖各一

项, E-mail: ywzhao@uestc.edu.cn

聂在平 男, 1946 年 10 月生于陕西西安市, 教授, 博士生导师, 副校长, IEEE 高级会员, 1981 年电子科技大学电磁场与微波技术专

业毕业并获硕士学位, 1987~1989 年曾在美国伊利诺依大学电磁实验室从事研究工作, 近年来主持并完成近 30 项科研项目, 先后获国家科技进步二等一项, 省、部级一、二、三等科技进步奖共五项, 在国内外发表学术论文 200 余篇, 主要研究兴趣: 计算电磁学、电磁散射与逆散射、非均匀介质中的场与波、移动通信中的智能天线技术等. E-mail: zpnice@uestc.edu.cn

徐建华 男, 1962 年生于重庆梁平, 教授, 博士生导师, 1989 年电子科技大学电磁场与微波技术专业毕业并获博士学位. 先后在国内外发表学术论文 20 余篇, 主要研究兴趣: 微波技术、电磁场理论、计算电磁学等.

武胜波 男, 1980 年生于河南南阳, 电子科技大学硕士研究生. 主要研究兴趣: 计算电磁学、电磁散射与逆散射等.