

# 无时间约束 FDTD 方法在三维散射中的应用

汤 炜<sup>1,2</sup>, 李清亮<sup>2</sup>, 焦培南<sup>2</sup>, 吴振森<sup>1</sup>

(1. 西安电子科技大学理学院, 陕西西安 710071; 2. 中国电波传播研究所青岛分所, 山东青岛 266071)

**摘要:** 本文阐述了一种无时间约束条件的 FDTD 方法 (ADF-FDTD) 在三维目标电磁散射中的应用。由于散射问题的复杂性, 文中分别推导了 ADF-FDTD 原始方程在连接边界条件、吸收边界条件和近远场外推等关键处的修正方程, 并提出了 ADF-FDTD 方法中的时间步长上限。通过算例表明该方法与传统 FDTD 方法相比, 时间步长可突破传统时间-空间约束条件, 它的选取能远大于原有时间步长, 对同一散射问题, 总计算时间步可以相应大幅度减少, 进而提高 FDTD 方法在计算散射问题中的效率。最后, 数值计算显示了该方法的计算精度, 并通过图表给出与传统 FDTD 计算时间的比较。

**关键词:** 时空约束条件; ADF-FDTD; 电磁散射

**中图分类号:** TN011

**文献标识码:** A

**文章编号:** 0372-2112 (2004) 09-1499-05

## Three-Dimensional Scattering Analysis Using ADF-FDTD Method

TANG Wei<sup>1,2</sup>, LI Qing-liang<sup>2</sup>, JIAO Pei-nan<sup>2</sup>, WU Zhen-sen<sup>1</sup>

(1. School of Science, Xidian Univ., Xi'an, Shaanxi 710071, China;

2. Qingdao Branch, Chinese Research Institute of Radiowave Propagation, Qingdao, Shandong 266071, China)

**Abstract:** This paper presents an alternating direction implicit FDTD (ADF-FDTD) algorithm without the Courant-Friedrich-Levy condition restraint for obtaining the solution of the three dimensional scattering problem. The perfectly matched layers are adopted to simulate the infinite space. The modified formulations of the connective boundaries are also given in detail. Compared with the conventional FDTD, the timestep increment is free from the CFL condition. So the total timestep is decreased significantly and the new algorithm is more efficient than traditional FDTD in terms of CPU time. Finally, some numerical results are given to demonstrate the accuracy and the high efficiency of ADF-FDTD.

**Key words:** CFL stability condition; ADF-FDTD; electromagnetic scattering

## 1 引言

近十年来, 时域有限差分法 (FDTD) 得到了迅猛地发展<sup>[1,2]</sup>。由于该方法的原理可由 Maxwell 的旋度方程直接得到, 而没有其它的复杂推导和假设, 相比其他数值方法较为简单和直观, 因而较容易与电磁研究的各领域结合并应用, 如辐射天线, 微波器件, 电磁脉冲, 散射和雷达散射截面等。然而为了避免计算过程中出现色散现象, 分割的空间步长  $s$  和时间步长  $t$  都须满足一定的约束条件。经过色散分析, 有

$$c \cdot t \leq s / \sqrt{N} \quad (1)$$

$$s \leq \lambda / 8 \quad (2)$$

为保证计算结果的精度, 以上判据需要更为严格。以三维散射问题为例, 一个波长至少划分 20 个网格, 受约束条件限制时间步长也会相应缩小。为模拟一个完整的散射过程, 通常需要较长的运行时间步, 计算效率比较低。

1956 年, Peaceman 和 Rachford 提出了交替隐式差分方法

(Alternating-Direction Implicit Method, 简称 ADI 方法), 将原来的一个时间步分成两个分时间步, 虽然每一步的解仍然是条件稳定的, 但两步复合的结果使得解是无条件稳定的。近几年 T. Namiki<sup>[3,4]</sup> 将该原理应用与 FDTD 方法, 提出了 ADF-FDTD 方法, 并将其应用于二维 TE 波和三维问题的模拟, 计算了天线辐射。其后, G. Liu 对三维 ADF-FDTD 的 PML 吸收边界进行了验证<sup>[5]</sup> 并由 F. H. Zheng 完成了 ADF-FDTD 无条件稳定的证明<sup>[6]</sup>。

本文将该技术应用于散射问题。散射问题较天线辐射复杂, 特别是在连接边界处, 一个 ADI 的差分方程要涉及到周围的十多个场量, 在第二节主要推导了这些场量位置入射波的加入及其对应方程式的修正。理论上 ADF-FDTD 虽然是时间无条件稳定的, 但应用时仍然要受到 Nyquist 抽样原则的约束, 第三节给出了散射问题中时间步长的上限。第四节采用该方法计算了几个复杂目标的仿真计算, 与文献中测量数据对比, 并通过图表显示了该方法的高效性。

收稿日期: 2003-01-10; 修回日期: 2004-03-29

基金项目: 国防科技预研基金项目 (No. 51403020301DZ3201)

## 2 ADF-FDTD 方法

ADF-FDTD 方法在基本概念上与 FDTD 完全一样. 但由于存在隐式差分, 其步进方程有所不同, 进而在处理连接边界, 吸收边界, 输出边界等区域时, 形式上都有所差异, 以下将分别说明.

### 2.1 ADF-FDTD 步进方程

ADF-FDTD 将传统 FDTD 原来的一个整时间步划分为两个分时间步. 由 Maxwell 旋度方程, 并采用 ADI 方法进行离散, 可以分别得到两个分时间步内的步进方程.

第一分时间步步进方程 (以  $E_x$  和  $H_y$  分量为例):

$$\begin{aligned} E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) = & S_x^e(i, j, k) E_x^n(i+0.5, j, k) \\ & + T_x^e(i, j, k) [H_z^e(i+0.5, j+0.5, k) \\ & - H_z^e(i+0.5, j-0.5, k) \\ & - H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k+0.5) \\ & + H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5)] \quad (3a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k+0.5) = & S_y^h(i, j, k) H_y^n(i+0.5, j, k+0.5) \\ & - T_y^h(i, j, k) [E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k+1) \\ & - E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) \\ & - E_z^e(i+1, j, k+0.5) \\ & + E_z^e(i, j, k+0.5)] \quad (3b) \end{aligned}$$

第二分时间步步进方程 (以  $E_x$  和  $H_z$  分量为例):

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(i+0.5, j, k) = & S_x^e(i, j, k) E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) \\ & + T_x^e(i, j, k) [H_z^{n+1}(i+0.5, j+0.5, k) \\ & - H_z^{n+1}(i+0.5, j-0.5, k) \\ & - H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k+0.5) \\ & + H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5)] \quad (4a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+1}(i+0.5, j+0.5, k) = & S_z^h(i, j, k) H_z^{n+0.5}(i+0.5, j+0.5, k) \\ & - T_z^h(i, j, k) [E_x^{n+0.5}(i+1, j+0.5, k) \\ & - E_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) \\ & - E_x^{n+1}(i+0.5, j+1, k) \\ & + E_x^{n+1}(i+0.5, j, k)] \quad (4b) \end{aligned}$$

其中, 参数  $S$  和  $T$  分别是场量所在网格的电磁参数的函数, 可以比较容易得到. 在第一分时间步中, 观察式 (3a) 和 (3b), 由于两个方程左边和右边都同时有  $E_x^{n+0.5}$  和  $H_y^{n+0.5}$  的分量, 在时间步进时是无法完成的. 我们可以按照 (3b) 的形式写出

$$\begin{aligned} H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5) \\ H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5) = & S_y^h(i, j, k-1) H_y^n(i+0.5, j, k-0.5) \\ & - T_y^h(i, j, k-1) [E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) \\ & - E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k-1) \\ & - E_z^e(i+1, j, k-0.5) \\ & + E_z^e(i, j, k-0.5)] \end{aligned}$$

并和 (3b) 一起代入 (3a) 消去  $H_y$  分量, 通过整理合并

$$\begin{aligned} A_x^e(i, j, k) E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k-1) \\ + B_x^e(i, j, k) E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) \\ + C_x^e(i, j, k) E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k+1) \\ = R_x^e(i, j, k) \quad (5) \end{aligned}$$

其中

$$A_x^e(i, j, k) = -T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k-1) \quad (6a)$$

$$B_x^e(i, j, k) = 1 + T_x^e(i, j, k) [T_y^h(i, j, k) + T_y^h(i+0.5, j, k-1)] \quad (6b)$$

$$C_x^e(i, j, k) = -T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k) \quad (6c)$$

$$\begin{aligned} R_x^e(i, j, k) = & S_x^e(i, j, k) E_x^n(i+0.5, j, k) \\ & + T_x^e(i, j, k) [H_z^e(i+0.5, j+0.5, k) \\ & - H_z^e(i+0.5, j-0.5, k) \\ & - H_y^{n(z)}(i+0.5, j, k+0.5) \\ & + H_y^{n(z)}(i+0.5, j, k-0.5)] \quad (6d) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_y^{n(z)}(i+0.5, j, k+0.5) = & S_y^h(i, j, k) H_y^n(i+0.5, j, k+0.5) \\ & + T_y^h(i, j, k) [E_z^e(i+1, j, k+0.5) \\ & - E_z^e(i, j, k+0.5)] \quad (6e) \end{aligned}$$

等式 (5) 的左边出现三个未知量, 无法进行场量的步进过程. 在 ADF-FDTD 中,  $z$  方向的两端边界用  $K_{\min}$  和  $K_{\max}$  表示, 令  $k = K_{\min} + 1, K_{\min} + 2, \dots, K_{\max} - 2, K_{\max} - 1$ . 由此可以得到 ( $K_{\max} - K_{\min} - 1$ ) 个方程, 如采用的是 PML 吸收边界, 计算区域最外层由理想导体壁, 故

$$E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k_{\min}) = E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k_{\max}) = 0 \quad (7)$$

因此未知场量也有 ( $K_{\max} - K_{\min} - 1$ ). 可将该方程组写成矩阵形式,  $AX = B$ , 其中  $A$  为三对角矩阵, 其解可通过追赶法求得.

电场的其他分量都可按类似的方法完成场量的时间步进. 但是, 要注意以下两点

(1) 当电场完成时间步进后, 在磁场迭代时仍然需要用到  $n$  时刻电场值, 因此事先必须将  $n$  时刻的电场进行存储.

(2) 进行磁场时间步进时, 方程式右边都已知故可直接计算, 不必再采用如上复杂的计算.

在第二分时间步中 (如上所述的 (4a) 和 (4b)), 也存在第一分时间步类似的问题, 也可同样完成电场的步进.

### 2.2 入射波的加入及 ADF-FDTD 步进方程的修正

大多数情况下, 入射波常常可以写成函数表达式形式, 它的加入也就存在两种形式, 解析入射波和数值入射波. 解析入射波是根据时间和空间的关系, 直接由解析表达式得出连接边界上入射波. 数值入射波是通过一维 ADF-FDTD 模拟入射平面波在空间的传播, 然后将连接边界上的点根据入射角度投影到该一维空间, 插值得出连接边界上入射波的数值. 曾有文献论述 ADF-FDTD 算法的半时间步场量为中间场量, 具有不稳定性, 通常最好不要利用这些中间变量, 编程计算后也发现解析入射波在边界的泄露略好于数值入射波, 在可能的情况下都采用解析入射波.

假设入射波的解析表达式为  $f(t)$ , 入射方位角分别为  $\theta_i$  和  $\phi_i$ , 电场在  $\hat{e}_i, \hat{e}_\phi$  的分量分别为  $E$  和  $E$ , 连接边界点 ( $i_c, j_c, k_c$ ) 的  $n$  时刻电场为

$$E^{\text{inc}}(i_c, j_c, k_c; n) = \begin{cases} f(\cdot), & \geq 0 \\ 0, & < 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$H^{inc}(i_c, j_c, k_c; n) = \begin{cases} f(\ ) / Z_0, & \geq 0 \\ 0, & < 0 \end{cases} \quad (9)$$

其中  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  为自由空间波阻抗, 数值为 120

$$= n \ t - \frac{r_c}{c} = n \ t - s \frac{(i_c \sin \theta_i \cos \phi_i + j_c \sin \theta_i \sin \phi_i + k_c \cos \theta_i)}{c} \quad (10)$$

由于所得到的仅仅是电场(磁场)的总量, 加入时还要考虑电场(磁场)极化方向与  $E_x(H_x)$ ,  $E_y(H_y)$  和  $E_z(H_z)$  的关系

$$(E_x, E_y, E_z) = E^{inc}(r; n) \cdot (E \cos \theta_i \cos \phi_i - E \sin \theta_i, E \cos \theta_i \sin \phi_i + E \cos \theta_i, -E \sin \theta_i) \quad (11)$$

$$(H_x, H_y, H_z) = H^{inc}(r; n) \cdot (-E \sin \theta_i - E \cos \theta_i \cos \phi_i, E \cos \theta_i \sin \phi_i, E \sin \theta_i) \quad (12)$$

以下考虑连接边界处加入入射波并修正步进方程, 仍以第一分时间步的  $E_x$  为例. 可以注意到, 迭代方程(5)、(6)远较传统 FDTD 中  $E_x$  迭代方程复杂, 如图 1 所示, 其中含有以下十一个分量:  $E_x(i+0.5, j, k)$ ,  $E_x(i+0.5, j, k \pm 1)$ ,  $E_z(i, j, k \pm 0.5)$ ,  $E_z(i+1, j, k \pm 0.5)$ ,  $H_y(i+0.5, j, k \pm 0.5)$  和  $H_z(i+0.5, j \pm 0.5, k)$ . 设在  $x$ 、 $y$  和  $z$  方向的连接边界分别为  $(IC_{min}, IC_{max})$ ,  $(JC_{min}, JC_{max})$  和  $(KC_{min}, KC_{max})$ .

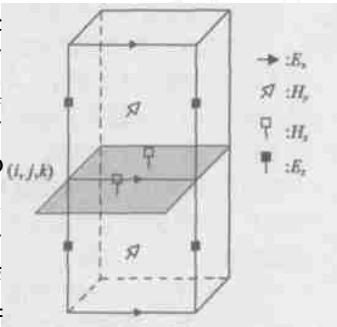


图 1 AD-FDTD 中步进方程所含场量及位置示意图

(1) 在  $(i+0.5, j, k-1)$  处的入射波是由  $H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5)$  引进的, 其引进的条件是,

$$IC_{min} \leq i+0.5 \leq IC_{max}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, k-1 = KC_{max}, \text{此时:} \\ H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5) = H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k-0.5) \Big|_{Equ(3.b)} \\ - T_y^h(i, j, k-1) \cdot E_x^{inc}(i+0.5, j, k-1; n+0.5) \quad (13)$$

将式(13)和(3b)代入(3a), 整理可以发现(5)~(6e)中, 唯一需要作修正的是式(6d)

$$R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} - T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k-1) \\ \cdot E_x^{inc}(i+0.5, j, k-1; n+0.5) \quad (14a)$$

其余场量的修正式及对应的条件为:

$$(2) i = IC_{max}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, KC_{min} \leq k-0.5 \leq KC_{max} \\ R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} + T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k-1) \\ \cdot E_z^{inc}(i, j, k-0.5; n) \quad (14b)$$

$$(3) i+1 = IC_{min}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, KC_{min} \leq k-0.5 \leq KC_{max} \\ R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} - T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k-1) \\ \cdot E_z^{inc}(i+1, j, k-0.5; n) \quad (14c)$$

$$(4) IC_{min} \leq i+0.5 \leq IC_{max}, j = JC_{min}, KC_{min} \leq k \leq KC_{max} \\ R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} - T_x^e(i, j, k) \\ \cdot H_z^{inc}(i+0.5, j-0.5, k; n) \quad (14d)$$

$$(5) IC_{min} \leq i+0.5 \leq IC_{max}, j = JC_{max}, KC_{min} \leq k \leq KC_{max}$$

$$R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} + T_x^e(i, j, k) \\ \cdot H_z^{inc}(i+0.5, j+0.5, k; n) \quad (14e)$$

$$(6) i = IC_{max}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, KC_{min} \leq k+0.5 \leq KC_{max}$$

$$R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} - T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k) \\ \cdot E_z^{inc}(i, j, k+0.5; n) \quad (14f)$$

$$(7) i+1 = IC_{min}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, KC_{min} \leq k+0.5 \leq KC_{max}$$

$$R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} + T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k) \\ \cdot E_z^{inc}(i+1, j, k+0.5; n) \quad (14g)$$

$$(8) IC_{min} \leq i+0.5 \leq IC_{max}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, k+1 = KC_{min}$$

$$R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} - T_x^e(i, j, k) T_y^h(i, j, k) \\ \cdot E_x^{inc}(i+0.5, j, k+1; n+0.5) \quad (14h)$$

以下两种情况较为复杂, 这主要由于此时, 有两个表达式进行修正,

$$(9) IC_{min} \leq i+0.5 \leq IC_{max}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, k = KC_{min}$$

$$R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} + T_x^e(i, j, k) \\ \cdot [H_y^{inc}(i+0.5, j, k-0.5; n) + T_y^h(i, j, k-1) \\ \cdot E_x^{inc}(i+0.5, j, k; n+0.5)] \quad (14i)$$

$$(10) IC_{min} \leq i+0.5 \leq IC_{max}, JC_{min} \leq j \leq JC_{max}, k = KC_{max}$$

$$R_x^e(i, j, k) = R_x^e(i, j, k) \Big|_{Equ(6.d)} - T_x^e(i, j, k) \\ \cdot [H_y^{inc}(i+0.5, j, k+0.5; n) - T_y^h(i, j, k) \\ \cdot E_x^{inc}(i+0.5, j, k; n+0.5)] \quad (14j)$$

以上仅仅是针对式(5)的修正, 在整个时间步存在 6 个类似的 AD-FDTD 方程, 其余的方程入射波的加入就不在这里重复了.

### 2.3 PML 吸收边界内的 AD-FDTD 方程

本文中通过完全匹配层(PML)在有限的计算空间模拟无限大的空间. PML 是在计算区域外设置含损耗各向异性层而在最外层设置理想导体电壁, 通过各向异性层来吸收外行波, 从而减小由理想电壁的反射波幅度至误差范围之内. 在 PML 区域内, 原有的电场和磁场将会因为各向异性材料而分裂成两个部分. 因此, 我们考察 PML 内的 AD-FDTD 方程表达式, 方程(3a)将分裂成两个方程:

$$E_{xz}^{n+0.5}(i+0.5, j, k) = S_{xz}^e(i, j, k) E_{xz}^n(i+0.5, j, k) - T_{xz}^e(i, j, k) \\ \cdot [H_y^{n+0.5}(i+0.5, j, k+0.5) \\ + H_y^{n+1/2}(i+0.5, j, k-0.5)] \quad (15a)$$

$$E_{xy}^{n+0.5}(i+0.5, j, k) = S_{xy}^e(i, j, k) E_{xy}^n(i+0.5, j, k) + T_{xy}^e(i, j, k) \\ \cdot [H_z^e(i+0.5, j+0.5, k) \\ - H_z^e(i+0.5, j-0.5, k)] \quad (15b)$$

$$E_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) = E_{xy}^{n+0.5}(i+0.5, j, k) + E_{xz}^{n+0.5}(i+0.5, j, k) \quad (16)$$

注意到(15b)可以直接得到, 而(15a)无法得到, 依旧必须采用前面类似的思路. 因此, PML 区域的 AD-FDTD 是通过分裂场分量的步进来完成的.

采用 FDTD 方法获得散射体近场数据, 但在散射问题中往往更需要远区场的散射特性, 因此需要将 AD-FDTD 所得数据通过一定的关系外推至远区场. 关于传统 FDTD 的近远场外推问题, 已经在文献[1,2]中有详细的说明. 而 AD-FDTD

要比传统 FDTD 简单,这是因为传统 FDTD 的电场和磁场在时间上不同步造成的,而在 AD-FDTD 中,电场和磁场是同一时刻的值,因此不用考虑两者的 0.5 时间步长差问题.另外在 AD-FDTD 中,时间步长的增加导致运行时间步减少,远场数据存储量也相应减少.

### 3 关于散射问题中时间步的选取

从理论上说,AD-FDTD 的时间步长可以任意选取,但这仅是从差分原理角度来论述的,实际应用中,还要考虑计算精度的问题,这就要从 Nyquist 抽样准则来讨论

入射波表达式为  $E(t) = \exp\left[-4\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2\right]$  的脉冲,

为脉宽,该波形通过 Fourier 变换可知其频谱包含最大频率为  $1/\tau$ .根据 Nyquist 抽样原理,  $t_{\text{ADI}} \leq \tau/2$ .在 FDTD 中,为了保证在波形能无失真传播,通常  $t_{\text{FDTD}} = \tau/40$ ,因此 AD-FDTD 中时间步长最大能为传统 FDTD 时间步长的 20 倍,这只是理论的一个上限,在实际应用中可将 AD-FDTD 时间步定为传统 FDTD 的 10 倍左右.

### 4 数值算例

下面给出几个数值例子以验证 AD-FDTD 方法应用于目标散射问题的计算精度和有效性.为方便起见,定义  $\text{Scale} = c \cdot t / s$  来作为 AD-FDTD 和 FDTD 中时间步长和空间步长的约束条件参数.我们知道三维情况下传统 FDTD 方法的 CFL 约束条件要求  $\text{Scale} < 1/\sqrt{3} \approx 0.5773$ ,一般取  $\text{Scale} = 0.5$ .另外,在以下算例中空间步长  $s$  都取为所需要最小波长的  $1/20$ .

#### (1) 导体方柱的后向 RCS<sup>[7]</sup>

图 2 显示了后向散射截面与边长关系的示意图,并与文献中的测量结果进行了比较.结果显示,在 AD-FDTD 中,在  $\text{Scale} = 6$  的情况下,此时时间步长已远远超出了 FDTD 的约束条件,但是计算结果仍然与实验结果吻合得很好.而  $\text{Scale} = 8$  时,计算结果的趋势与测试结果相似,只不过出现了一些振荡.

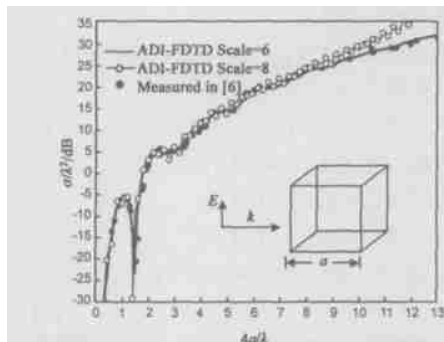


图 2 边长为  $a$  的立方体后向散射截面

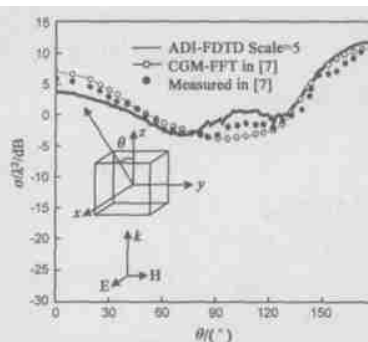


图 3 导体立方体的双站散射截面

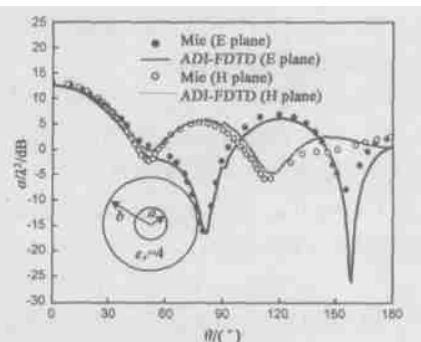


图 4 导体涂覆球双站 RCS

#### (2) 理想导体立方体的双站 RCS<sup>[7]</sup>

图 3 显示了理想导体立方体的双站散射截面,其中立方体边长为 0.75.计算结果为 E 面数据,入射波采用的是高斯脉冲波,将各个方向的远区散射场数据通过 Fourier 变换,可得到感兴趣频率在 E 面各个方向上的 RCS.对比数据为文献中测量和 CGM-FFT 计算数据.计算结果表明,AD-FDTD 的计算结果和测量数据吻合很好,特别在  $75^\circ \sim 135^\circ$  部分,测量波形的起伏与 AD-FDTD 的起伏一致,而 CGM-FFT 则没有很好地表现出这一特点,在 AD-FDTD 方法中,由于时间抽样较为稀疏,例如在 FDTD 中高斯脉冲采用 40 个抽样点,而在本方法中,仅仅只有 4~5 个抽样,整个波形的完整性有一定的破坏,因此,在结果中出现了少量的“毛刺”现象.

#### (3) 导体涂覆球的双站 RCS<sup>[8]</sup>

图 4 显示了导体涂覆球的双站散射截面.导体半径电尺寸  $ka = 1$ ,外层涂覆介质  $\epsilon_r = 4$ ,外半径  $b/a = 3$ ,入射波为  $H$  极化沿  $z$  轴入射的稳态平面波.本文分别采用 AD-FDTD 计算了 E 面和 H 面的 RCS.根据图 4 的计算结果,在大部分区域,计算结果和 Mie 理论符合得很好,但是在接近后向散射截面时存在一定的误差.这主要是与网格的阶梯近似有关,立方体离散网格无法很好地描述曲面形状而导致计算误差.

#### (4) AD-FDTD 与传统 FDTD 的计算效率图表

下面我们以算例 1 为例,通过时间步长,总时间步, CPU 计算时间等参量,对比改进后的方法在计算效率方面的优势.计算机配置为 CPU 奔腾 4 处理器,1GHz 主频,256M 内存,程序采用 FortranPowerstation4.0 环境,计算数据为双精度数据.通过图表对比,我们可以发现,AD-FDTD 在计算时间上仅仅为传统 FDTD 的  $1/6$  左右,计算效率有明显提高.

计算方法	FDTD	AD-FDTD					
	Scale	0.5	1	5	6	7	8
时间步长/ns	0.02564	0.02564	0.05128	0.2564	0.30770	0.35897	0.40103
总时间步	1500	1500	750	150	125	108	94
CPU 时间/s	15480	26832	13465	2772	2296	1991	1693

### 5 结论

本文采用 AD-FDTD 方法分析了散射问题的主要技术并推导了 AD-FDTD 步进方程在连接边界上的修正关系,并简

要说明了 AD-FDTD 在吸收边界内部和近远场外推与传统 FDTD 的差异,通过若干算例证明了该方法的可靠性和准确性.与传统 FDTD 时间步长和运行时间对比,AD-FDTD 方法计算时间仅仅为传统 FDTD 的  $1/6$  左右,具有较高的计算效率.

## 参考文献:

- [ 1 ] A Taflove. Computational Electrodynamics: The Finite Difference Time Domain method[M]. Boston: Artech House, 2000. 1-30, 349 - 372.
- [ 2 ] K S Kunz, R Luebbers. The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics[M]. Florida, USA: CRC Press, 1993. 1-8, 105 - 122.
- [ 3 ] T Namiki. 3-D ADF-FDTD method- unconditionally stable time-domain algorithm for solving full vector Maxwell's equations[J]. IEEE Trans MTT, 2000, 48(10): 1743 - 1748.
- [ 4 ] T Namiki. A new FDTD algorithm based on Alternating-Direction Implicit method[J]. IEEE Trans MTT, 1999, 47(10): 2003 - 2007.
- [ 5 ] G Liu. Perfectly matched layer media for an unconditionally stable three-dimensional ADF-FDTD method[J]. IEEE Microwave and Guided Wave Letter, 2000, 10(7): 261 - 263.
- [ 6 ] F H Zheng, et al. Toward the development of a three-dimensional unconditionally stable finite-difference time-domain method [J]. IEEE Trans MTT, 2000, 48(9): 1550 - 1558.
- [ 7 ] M F Catedra, et al. A numerical scheme to obtain the RCS of three-dimensional bodies of resonant size using the conjugate gradient method and the fast fourier transform[J]. IEEE Tran AP, 1989, 37(5): 528 - 537.
- [ 8 ] A A Kishk, L Shafai. Different formulations for numerical solution of single or multibodies of revolution with mixed boundary conditions[J]. IEEE Trans AP, 1986, 34(5): 666 - 673.

## 作者简介:



国内外发表论文十余篇。

汤 炜 男, 1974 年 2 月出生于湖北黄石, 1995 年毕业于武汉大学空间物理与电子信息学系, 获理学学士学位, 同年考入中国电波传播研究所电磁场与微波技术专业攻读硕士学位并与 1998 年 2 月获工学硕士学位, 2000 年 9 月进入西安电子科技大学学院无线电物理系攻读博士学位, 感兴趣的方向为谐振区散射的数值方法,



及天线理论与设计等方面的理论与系统工程研究。

李清亮 男, 1963 年出生于河南开封, 博士, 高级工程师, 现为中国电子学会高级会员, 中国电波传播研究所副总工程师, 1998 年 12 月 ~ 1999 年 6 月和 2000 年 3 月 ~ 2000 年 5 月, 作为访问学者, 两次在香港理工大学电子与资讯工程系从事计算电磁学方法研究, 目前在中国电波传播研究所从事电波传播、电磁散射、计算电磁学以

焦培南 男, 1939 年出生于广东, 研究员, 国家突出贡献专家, 博士生导师, 1962 年毕业于武汉大学物理系, 获国家科技进步二等奖两项, 三等奖一项, 省部科技进步奖十一项, 发表论文 80 多篇, 目前主要研究方向: HF 天波超视距雷达, 电离层及其电波传播, 特殊介质的波传播和散射等。