

飞机基本构件电磁散射的 FD - TD 方法

易春海, 王晟达, 黄仕家, 张智军

(空军工程大学 工程学院, 陕西 西安 710038)

摘要:采用电磁工作者广为关注的 FD - TD 方法,对飞机的基本构成部件(方柱、圆柱、平板)的电磁散射问题,进行了研究。采用矩形网格及合适的吸收边界与连接边界,导出了基本部件某一封闭面上散射场的 FD - TD 计算公式;采用频域 Love 等效原理,实现了近场 - 远场变换,大大减少了计算量,所得散射截面(RCS)与实测或其它方法计算结果相比,吻合较好。本方法与高频近似方法——GTD 相比,避免了多径绕射及高次绕射的射线寻迹困难,与频域方法相比,它可解决超宽带电磁散射预测问题。

关键词:电磁散射;FD - TD;超宽带

中图分类号:V243 **文献标识码:**A **文章编号:**1009 - 3516(2003)03 - 0016 - 04

随着现代超宽带雷达的出现,对飞机的超宽带电磁散射特性的研究成为现代军事研究的重大课题。精确分析飞机超宽带电磁散射特性对目标的辨识、检测及成像都有十分重要的意义。在求解飞机的超宽带电磁散射特性时,传统的频域法必须逐个频率进行计算,而时域有限差分法(FD - TD)则只需一次计算便可获得目标在宽频带范围的散射特性。FD - TD 法在计算飞机的电磁散射特性时具有通用性好,计算精确,编程简便的优点。本文对 FD - TD 法解决电磁散射问题进行了研究,并且运用 FD - TD 法计算了二维理想导体方柱、导体圆柱和狭长平板等飞机基本部件的电磁散射特性。

本文主要对 FD - TD 法分析在 TM 波照射情况下二维理想导体散射问题进行了研究。计算的基本步骤可归结为:①采用 Yee 网格划分计算区域^[1]。②在 Yee 网格区域最外层采用吸收边界条件(ABC)以解决散射的开放问题。③连接边界加入入射平面波的时间波形,开始时间、空间的迭代计算。④计算获得近场区观察点散射场、总场的时间波形和导体表面电流。⑤运用频域 Love 等效原理实现近场 - 远场转换得到雷达散射截面(RCS)

1 计算公式和方法

1.1 有限差分表示 Maxwell 旋度方程

将 Maxwell 旋度方程化为标量方程,并设计算空间中不包含磁性媒质,有:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma_s E_z \right) \quad (1a) \quad \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \times \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (1b) \quad \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \times \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (1c)$$

采用 yee 氏网格^[1], Δx 、 Δy 、 Δz 分别代表 x 、 y 、 z 坐标方向的网格步长,时间步长用 Δt 表示, n 表示时间步长的个数,采用下面的简化表示方法为 $F^n(i, j, k) = F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)$ 。令 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s$, 得 Maxwell 旋度方程的有限差分表示:

$$\bar{E}_z^{n+1}(i, j) = C_a(i, j) \bar{E}_z^n(i, j) + C_d C_b(i, j) \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) + H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) \right] \quad (2a)$$

收稿日期:2002 - 10 - 08

基金项目:军队科研基金资助项目

作者简介:易春海(1974 -)男,江西萍乡人,实验师,硕士,主要从事信号与信息处理。

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}) + C_d[\bar{E}_z^n(i, j) - \bar{E}_z^n(i, j+1)] \quad (2b)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) + C_d[\bar{E}_z^n(i+1, j) - \bar{E}_z^n(i, j)] \quad (2c)$$

式中: $C_a(i, j) = \frac{1 - \sigma(i, j)\Delta t/2\varepsilon(i, j)}{1 + \sigma(i, j, k)\Delta t/2\varepsilon(i, j, k)}$; $C_d = \frac{\Delta t}{\Delta s\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$; $C_b(i, j) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon(i, j) + \sigma(i, j)\Delta t/2}$; $\bar{E} = \frac{E}{\eta_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E$ 。

1.2 吸收边界条件

在实际计算中用吸收边界来解决散射的开放问题, 吸收边界处的场点需用特殊的计算方法, 采用 Mur 二阶吸收边界条件^[2], 则边界处场点由以下公式计算:

$$\begin{aligned} \Psi^{n+1}(0, j) = & -\Psi^{n-1}(0, j) + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x}[\Psi^{n+1}(0, j) + \Psi^{n-1}(0, j)] + \frac{2\Delta x}{\Delta t + \Delta x}[\Psi^n(0, j) + \Psi^n(1, j)] + \\ & \frac{(c\Delta t)^2\Delta x}{2\Delta y^2(c\Delta t + \Delta x)}[\Psi^n(0, j+1) - 2\Psi^n(0, j) + \Psi^n(0, j-1) + \Psi^n(1, j+1) - 2\Psi^n(1, j+1) - 2\Psi^n(1, j) + \Psi^n(1, j-1)] \end{aligned} \quad (3)$$

当 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s$ 和 $\Delta t = \Delta s/(2c)$ 时, 则由上式得:

$$\begin{aligned} \Psi^{n+1}(0, j) = & -\Psi^{n-1}(0, j) - \frac{1}{3}[\Psi^{n+1}(1, j) + \Psi^{n-1}(0, j)] + \frac{7}{6}[\Psi^n(0, j) + \Psi^n(1, j)] + \\ & \frac{1}{12}[\Psi^n(0, j+1) - 2\Psi^n(0, j) + \Psi^n(0, j-1) + \Psi^n(1, j+1) - 2\Psi^n(1, j) + \Psi^n(1, j-1)] \end{aligned} \quad (4)$$

1.3 引入连接边界

为了方便计算散射场和设置入射平面波, 将计算网格空间引入连接边界后分为总场区和散射场区^[3], 在总场区和散射场区的连接边界的场点需要特殊计算。设连接边界上的 y 坐标用 j_0 表示, 并假设 j_0 上的场为散射场, 则:

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j_0 + \frac{1}{2}) = H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j_0 + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j_0 + \frac{1}{2}) \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_{xz}^{n+1}(i, j_0) = & C_a(i, j_0)\bar{E}_{xz}^n(i, j_0) + C_d C_b(i, j_0)[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j_0) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j_0) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j_0 - \frac{1}{2}) - \\ & H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j_0 + \frac{1}{2}) + H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j_0 + \frac{1}{2})] \end{aligned} \quad (5b)$$

$$\bar{E}_z^n(i, j_0) = \bar{E}_z^n(i, j_0) + \bar{E}_z^n(i, j_0) \quad (6a)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j_0 + \frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j_0 + \frac{1}{2}) + C_d[\bar{E}_z^n(i, j_0) + \bar{E}_z^n(i, j_0) - \bar{E}_z^n(i, j_0 + 1)] \quad (6b)$$

1.4 实现近场-远场变换

设封闭虚设面 S_a , 其上的切向电场和切向磁场分别为 E_t 和 H_t , J_{eq} 和 M_{eq} 分别为 S_a 上相应的等效切向电流和等效切向磁流, 则有:

$$J_{eq} = \hat{n} \times H_t \quad (7a)$$

$$M_{eq} = -\hat{n} \times E_t \quad (7b)$$

根据 Love 等效原理有图 1 的等效关系^[4]。对封闭面上每一网格点的时域切向电磁场进行 Fourier 变换, 求得每一离散频率下一个网格点切向电磁场的幅度和相位。若用表示某网格点上切向场的时域取样, 则用离散 Fourier 变换(DFT)可得:

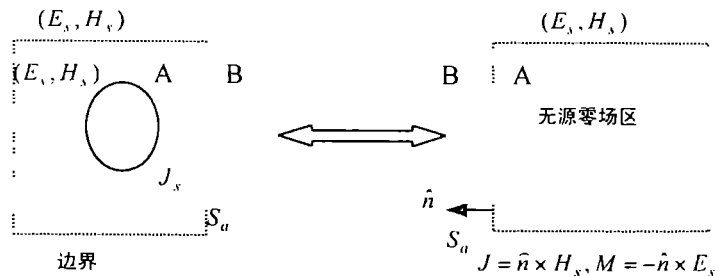


图1 由近场计算远场的 Love 等效原理

$$G(k\Delta f) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} g(n\Delta t) \exp\left[\frac{-j2\pi kn}{N}\right] \quad (k = 0, 1, 2, \dots, NF) \quad (8)$$

式中: N 为迭代总步数, $\Delta f = 1/(N\Delta t)$ 。由 $G(\Delta f)$ 可以计算频率为 $k\Delta f$ 时的幅度和相位。

设: r 为场点矢径, r' 为源点矢径, $|r| \gg |r'|$, ξ 为 r 和 r' 的夹角, η_0 为波阻抗, k_0 为自由空间波矢量, θ, φ 分别为 r 与 z, y 轴的夹角, θ', φ' 分别为平面波入射方向与 z, y 轴的夹角, 有:

$$A = \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \iint_{S_a} J_{eq}^s(r') e^{jk_0 r' \cos \xi} dS_a' \quad (9a)$$

$$F = \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \iint_{S_a} M_{eq}^s(r') e^{jk_0 r' \cos \xi} dS_a' \quad (9b)$$

$$E_\theta = (-jk_0 \eta_0) \left[A_\theta + \frac{F_\theta}{\eta_0} \right] \quad (10a)$$

$$E_\varphi = (-jk_0 \eta_0) \left[A_\varphi + \frac{F_\varphi}{\eta_0} \right] \quad (10b)$$

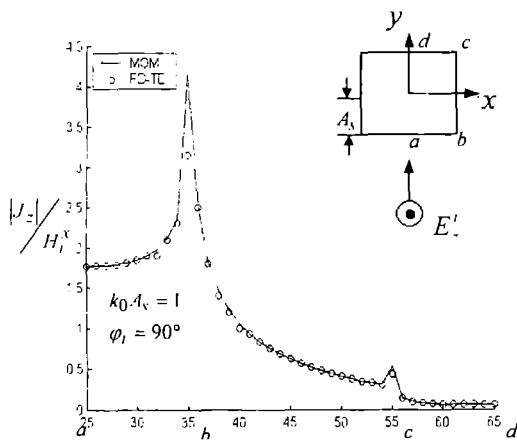
$$\sigma = 4\pi r^2 \left[\frac{E_\theta^2 + E_\varphi^2}{(E_\theta^i)^2 + (E_\varphi^i)^2} \right], r \rightarrow \infty \quad (11)$$

式中: A 为远场矢量电位, F 为远场矢量磁位, E_θ, E_φ 分别为远区散射场的 θ 和 φ 分量, σ 为雷达散射截面。对 E_θ 和 E_φ 进行 Fourier 逆变换, 便可以得到远区散射场的 θ 和 φ 分量的时域波形。

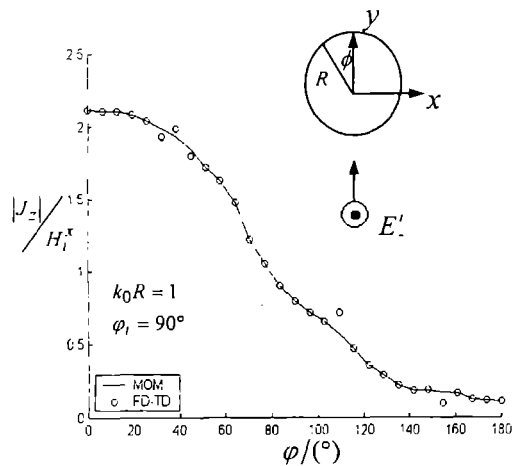
2 计算实例

运用以上方法, 对方柱、圆柱、平板等飞机基本构件的 TM 平面波垂直入射情况下, 对其表面电流分布以及雷达散射截面进行计算, 结果见图 2 ~ 图 7。

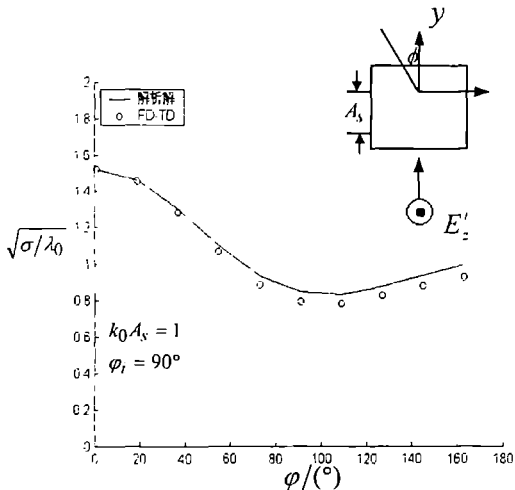
在以上计算中, 入射波是频率为 ω 的简谐平面波, 导体柱和狭长平板的边长为 $2A_s$, 导体圆柱半径为 R , 考虑 $k_0 A_s = 1$ 和 $k_0 R = 1$ 的情况, FD-TD 与其他方法的计算结果都是基本一致的^[5]。



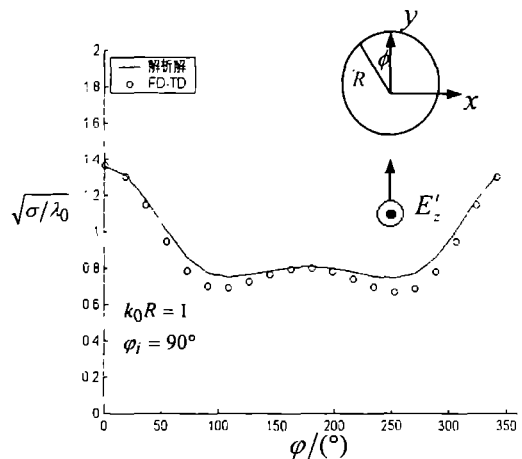
图(2) 二维正方形导体柱表面电流幅度分布



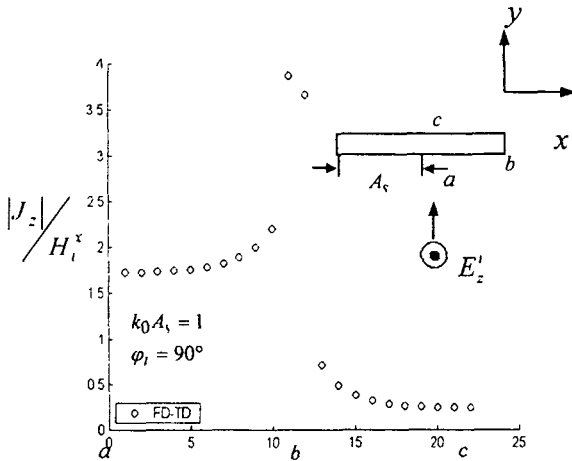
图(3) 二维圆柱导体表面电流幅度分布



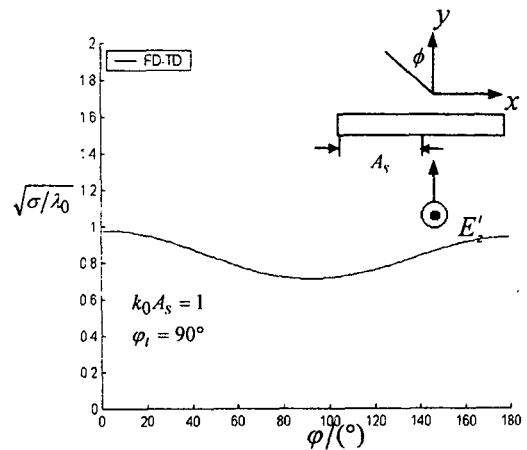
图(4) 二维正方形导体柱散射截面



图(5) 二维圆柱导体散射截面



图(6) 二维狭长平板导体表面电流幅度分布



图(7) 二维圆狭长平板导体散射截面

3 结论

本文运用FD-TD法研究了飞机基本部件的电磁散射特性,在平面波的照射下计算得到了导体表面的电流分布和散射截面,从而验证了FD-TD法计算物体电磁散射特性的有效性,也为雷达目标电磁散特征的提取与成像研究提供了一种可行方法,为进一步研究飞机整机的电磁散射特性,特别是其时域或超宽带电磁散射特征提供了有价值的参考。

参考文献:

- [1] K S Yee. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 1996, AP-14:302-307.
- [2] G Mur. Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic Field Equations[J]. IEEE Trans Electromagnetic Compat, 1981, EMC-23(4):419-422.
- [3] K Umashankar, A Taflov. A Novel Method to analyze Electromagnetic Scattering of Complex Objects[J]. IEEE Trans Electromagnetic Compat, 1982, EMC-24(4):406-410.
- [4] 杨儒贵,陈章达,刘鹏程. 电磁理论[M]. 西安:西安交通大学出版社,1991.
- [5] 高本庆. 时域有限差分法 FDTD Method [M]. 北京:国防工业出版社,1995.

(编辑:姚树峰)

Analysis of Electromagnetic Scattering Problems of Aircraft Basic Parts with FD-TD Method

YI Chun-hai, WANG Sheng-da, HUANG Shi-jia, ZHANG Zhi-jun

(The Engineering Institute, Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710038, China)

Abstract: In this paper the widely concerned FD-TD method is employed in analyzing Electromagnetic scattering problems of aircraft basic parts (square cylinder, circle cylinder, flat board). Rectangular mesh, effective absorbing boundary conditions and connecting conditions are used and equation of scattering data on the virtual surface which fully encloses the scatterer are obtained. At the same time Love equivalent principle is applied to the transforming from near zone to far zone in the frequency domain, which saves much time in computing radar cross section (RCS). And good agreement is observed between the numerical and the measured or other computed results. The method introduced in the paper helps avoid the trouble in finding the rays of diffractions and multiple reflections as compared with the high-frequency approximation - GTD and shows much better effect in solving the EM scattering problems of ultra wide band (UWB) than the methods used in frequency domain.

Key words: electromagnetic scattering; FD-TD; ultra wide band (UWB)