

文章编号:1004-4213(2010)03-0499-5

磁化铁氧体覆盖二维导体目标 FDTD 分析的 移位算子方法*

王飞,葛德彪,魏兵

(西安电子科技大学 理学院 应用物理系,西安 710071)

摘要:采用移位算子方法把时域有限差分法推广应用于二维磁各向异性色散介质—磁化铁氧体中.证明了电磁波横向入射二维轴向磁化铁氧体目标情形下,电磁波可按目标的轴向分解为横电波(TE波)和横磁波(TM波),且TE波的散射特性与铁氧体介质无关,而TM波的散射特性与介质电磁参量密切相关,同时对其物理原因进行了分析.通过采用移位算子方法处理磁化铁氧体频域本构关系,得到该情形下目标电磁散射的移位算子时域有限差的迭代计算公式,同时解决了电磁波在各向异性和频率色散介质中传播的问题.计算了轴向磁化铁氧体涂敷 Von Karman 型导体柱的 TM 波双站雷达散射截面,分析了铁氧体参量对目标双站雷达散射截面的影响.结果表明:恰当地选择铁氧体参量能有效地减少目标的雷达散射截面,本文时谐因子取 $\exp(j\omega t)$.

关键词:时域有限差分法;移位算子;磁化铁氧体;Von Karman;雷达散射截面

中图分类号:TN011

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20103903.0499

0 引言

磁化铁氧体是磁各向异性色散介质,其磁导系数为频率的张量函数,而对含有磁化铁氧体目标的电磁散射进行严格分析是非常困难的.鉴于此,磁化铁氧体与电磁波的相互作用常常采用数值的方法进行分析.时域有限差分(Finite Difference Time Domain, FDTD)方法常用于处理复杂介质的电磁问题,因而采用 FDTD 方法仿真磁化铁氧体与电磁波的相互作用.

磁化等离子体是电各向异性兼色散介质,其介电系数为频率的张量函数,所以处理磁化等离子体电磁问题的 FDTD 方法可经过变换用于处理磁化铁氧体问题.文献中处理磁化等离子体介质电磁问题的 FDTD 方法有:递推卷积(Recursive Convolution, RC)法^[1-2],电流密度卷积(Current Density Convolution, JEC)法、分段线性电流密度卷积(Piecewise Linear Current Density Recursive Convolution, PLJERC)法、辅助方程(Auxiliary Differential Equation, ADE)法^[3-5]、Young 氏直接积分(Direct Integration, DI)法^[6].

葛等人 2003 年提出了处理各向同性色散介质电磁散射问题的移位算子(Shift Operator, SO)

FDTD 法^[7].该方法无需计算复杂的卷积,当色散介质介电系数可以表示为有理分式函数形式时,通过引入离散时域移位算子直接得到时域和离散时域本构关系,进而导出相关量的递推计算公式.其概念简明易于理解,而且可以对不同的色散介质推导统一的迭代方程和编写通用的计算程序,具有较强应用性.

本课题组目前已将 SO-FDTD 推广应用于电各向异性色散的磁化等离子体情形^[8-9]及一维和三轴的磁各向异性色散的磁化铁氧体情形^[10].本文将 SO-FDTD 应用于二维磁化铁氧体介质中,首先通过磁化铁氧体的 Maxwell 方程及张量本构关系,证明电磁波横向入射二维轴向磁化铁氧体目标情形下,电磁波可按目标的轴向分解为横电波(TE波)和横磁波(TM波),TE波的散射特性与铁氧体介质无关,而TM波的散射特性与介质电磁参量密切相关,并对其物理原因进行了分析.通过对该情形时的电磁波旋度方程做时域差分离散得到 $H \rightarrow E \rightarrow B$ 的 FDTD 计算方程,采用 SO 方法处理磁化铁氧体频域本构关系得到 $B \rightarrow H$ 的计算方程,给出了电磁波横向入射二维轴向磁化铁氧体时电磁散射的 SO-FDTD 迭代计算公式.计算了各向异性磁化铁氧体涂敷 Von Karman 型导体柱的 TM 波双站雷达散射截面(Radar Cross Section, RCS),分析了铁氧体涂层的电子进动角频率 ω_0 和 ω_m 对目标双站 RCS 的影响.

*国家自然科学基金(60871071)资助

Tel:029-88201173

Email:wfei79@126.com

收稿日期:2009-07-14

修回日期:2009-08-26

1 轴向磁化铁氧体的 SO-FDTD 算法

设二维铁氧体柱沿 z 轴方向无限延伸,外加恒磁场 H_0 沿 z 方向,平面电磁波入射方向平行于 xy 平面,与 x 轴夹角为 φ , k_0 为真空中的波矢量,如图 1.

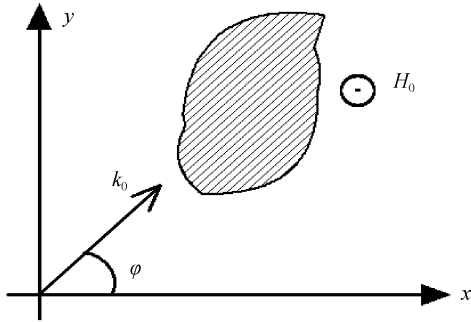


图 1 轴向磁化铁氧体柱

Fig. 1 Axial magnetized ferrite cylinder

在磁化铁氧体介质中,Maxwell 方程组和相关方程为

$$\partial E/\partial t = (\nabla \times H)/\epsilon_0 \quad (1)$$

$$\partial B/\partial t = -\nabla \times E \quad (2)$$

$$B(\omega) = \mu_0 \mu_r(\omega) \cdot H(\omega) \quad (3)$$

式(3)为磁化铁氧体频域本构关系, $\mu_r(\omega)$ 为相对磁导系数张量,当外磁场 H_0 沿 z 轴正向时^[11]

$$\mu_r(\omega) = \begin{bmatrix} \mu_{xx}(\omega) & \mu_{xy}(\omega) & 0 \\ \mu_{xy}(\omega) & \mu_{yy}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz}(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu_r & j\mu_{rg} & 0 \\ -j\mu_{rg} & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix}$$

$$\mu_r = 1 + \frac{W(\omega_m)}{W^2 - \omega^2} \quad (4)$$

$$\mu_{rg} = \frac{(\omega\omega_m)}{W^2 - \omega^2} \quad W = \omega_0 + j\omega\alpha$$

$$\mu_{rz} = 1$$

式(4)中电子进动角频率 $\omega_0 = \gamma H_0$, H_0 为外加磁场强度的幅值. $\gamma = 1.76 \times 10^7$ rad/Oe · s 为旋磁比, $\omega_m = \gamma 4\pi M_s$, M_s 为饱和磁化率, α 为阻尼因子.

由式(4)可知,图 1 所示情况时磁化铁氧体为横磁各向异性,其晶轴沿 z 轴,且平面电磁波入射面为 xy 平面,所以电磁场量 E, H 在 z 方向的偏导数为 0. 因此将式(3)、(4)代入式(1)、(2),可得到六个分量式,发现其可以分为独立的两组,即 E_x, E_y, H_z 为一组的对于 \hat{z} 的 TE 波

$$\left. \begin{aligned} \partial E_x/\partial t &= (\partial H_z/\partial y)/\epsilon_0 \\ \partial E_y/\partial t &= -(\partial H_z/\partial x)/\epsilon_0 \\ \partial H_z/\partial t &= -[(\partial E_y/\partial x) - (\partial E_x/\partial y)]/\mu_0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

H_x, H_y, E_z 为一组的对于 \hat{z} 的 TM 波

$$\left. \begin{aligned} \partial(\mu_{xx}H_x + \mu_{xy}H_y)/\partial t &= -(\partial E_z/\partial y)/\mu_0 \\ \partial(\mu_{xy}H_x + \mu_{yy}H_y)/\partial t &= (\partial E_z/\partial x)/\mu_0 \\ \partial E_z/\partial t &= [(\partial H_y/\partial x) - (\partial H_x/\partial y)]/\epsilon_0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

因此,对图 1 所示情形,电磁波可分为对于 \hat{z} 的 TM 和 TE 波两种模式. 由于 TE 波的方程(5)与真空时的二维 TE 波方程一致,所以此时 TE 波与目标无关. 而由式(6)可知,此时 TM 波与目标电磁参量密切相关. 这是由于在铁氧体饱和磁化时其电子自旋磁矩和外磁场平行即沿 z 方向^[11], TE 波的振动磁场也沿 z 方向,其不会使电子自旋磁矩产生进动运动,这使得 TE 波和介质不能产生相互作用,而 TM 波的振动磁场垂直于 z 方向,其会使电子自旋磁矩产生进动运动,这使得 TM 波的散射特性与介质的电磁参量密切相关.

直接写出式(1)、(2)的分量式并整理得到含 $\partial B/\partial t$ 而不含 $\partial H/\partial t$ 的 TM 波 Maxwell 方程

$$\left. \begin{aligned} -\partial E_z/\partial y &= \partial B_x/\partial t \\ \partial E_z/\partial x &= \partial B_y/\partial t \\ \partial H_y/\partial x - \partial H_x/\partial y &= \epsilon_0 (\partial E_z/\partial t) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

对式(7)进行标准的 FDTD 差分离散^[12],由前二式和第三式可得到 $E_z \rightarrow B_x, B_y$ 和 $H_x, H_y \rightarrow E_z$ 的迭代计算式

$$B_x^{n+1/2}(i, j+1/2) = B_x^{n-1/2}(i, j+1/2) - \frac{\Delta t}{\Delta y} [E_z^n(i, j+1) - E_z^n(i, j)] \quad (8)$$

$$B_y^{n+1/2}(i+1/2, j) = B_y^{n-1/2}(i+1/2, j) + \frac{\Delta t}{\Delta x} [E_z^n(i+1, j) - E_z^n(i, j)] \quad (9)$$

$$E_z^{n+1}(i, j) = E_z^n(i, j) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \{ [H_y^{n+1/2}(i+1/2, j) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j)]/\Delta x - [H_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2)]/\Delta y \} \quad (10)$$

至此还不能完成完整的迭代计算,仍需要知道 $B \rightarrow H$ 的迭代式. 对式(3)应用 SO 方法^[7]进行处理以得到 $B \rightarrow H$ 的迭代式.

将式(4)代入式(3)有

$$B_x(\omega) = \mu_0 \mu_{xx} \cdot H_x(\omega) + \mu_0 \mu_{xy} \cdot H_y(\omega) \quad (11a)$$

$$B_y(\omega) = \mu_0 \mu_{yx} \cdot H_x(\omega) + \mu_0 \mu_{yy} \cdot H_y(\omega) \quad (11b)$$

$$B_z(\omega) = \mu_0 H_z(\omega) \quad (11c)$$

式(11)为磁化铁氧体的频域本构关系,考虑到 TM 波不包含磁场的 z 分量,这里只讨论式(11a)和(11b). 由式(4)可知,磁化铁氧体相对磁导系数张量 $\mu_r(\omega)$ 的各元素都可写成 $(j\omega)$ 的有理分数形式,如

$$\mu_{xx}(\omega) = \mu_{yy}(\omega) = \frac{\sum_{l=0}^2 p_l (j\omega)^l}{\sum_{l=0}^2 q_l (j\omega)^l} \quad (12)$$

$$\mu_{xy}(\omega) = -\mu_{yx}(\omega) = \frac{\sum_{l=0}^2 p_{xyl} (j\omega)^l}{\sum_{l=0}^2 q_l (j\omega)^l}$$

式中

$$q_0 = \omega_0^2, q_1 = 2\alpha\omega_0, q_2 = \alpha^2 + 1$$

$$p_0 = \omega_0^2 + \omega_0\omega_m, p_1 = 2\alpha\omega_0 + \alpha\omega_m, p_2 = \alpha^2 + 1$$

$$p_{xy0} = 0, p_{xy1} = \omega_m, p_{xy2} = 0 \quad (13)$$

将式(12)代入式(11a)、(11b),并用时间导数算子 $\partial/\partial t$ 代替 $(j\omega)$ 得到含时间导数算子的时域本构关系

$$\left[\sum_{l=0}^2 q_l \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^l \right] B_x(t) = \mu_0 \left[\sum_{l=0}^2 p_l \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^l \right] H_x(t) + \mu_0 \left[\sum_{l=0}^2 p_{xyl} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^l \right] H_y(t)$$

$$\left[\sum_{l=0}^2 q_l \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^l \right] B_y(t) = \mu_0 \left[\sum_{l=0}^2 p_l \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^l \right] H_y(t) - \mu_0 \left[\sum_{l=0}^2 p_{xyl} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)^l \right] H_x(t) \quad (14)$$

引进移位算子 z_t 及时间导数算子过渡到离散时域 SO 表达式(式中 $h = 2/\Delta t$)^[7]

$$z_t f^n = f^{n+1}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \left(h \frac{z_t - 1}{z_t + 1} \right) \quad (15)$$

可得到含移位算子的时域本构关系(略),最后对其进行整理并进行代数求解可得

$$\begin{bmatrix} H_x^{n+1} \\ H_y^{n+1} \end{bmatrix} = \frac{1}{b_0^2 + b_{xy0}^2} \begin{bmatrix} b_0 & -b_{xy0} \\ b_{xy0} & b_0 \end{bmatrix} \cdot \left\{ \frac{1}{\mu_0} \sum_{l=0}^2 a_l B_x^{n-l+1/2} - \left[\left(\sum_{l=1}^2 b_l H_x^{n-l+1/2} \right) + \left(\sum_{l=1}^2 b_{xyl} H_y^{n-l+1/2} \right) \right] \frac{1}{\mu_0} \sum_{l=0}^2 a_l B_y^{n-l+1/2} - \left[\left(\sum_{l=1}^2 b_l H_y^{n-l+1/2} \right) - \left(\sum_{l=1}^2 b_{xyl} H_x^{n-l+1/2} \right) \right] \right\} \quad (16)$$

式中

$$a_0 = q_0 + q_1 h + q_2 h^2, b_0 = p_0 + p_1 h + p_2 h^2,$$

$$a_1 = 2q_0 - 2q_2 h^2, b_1 = 2p_0 - 2p_2 h^2,$$

$$a_2 = q_0 - q_1 h + q_2 h^2, b_2 = p_0 - p_1 h + p_2 h^2,$$

$$b_{xy0} = p_{xy0} + p_{xy1} h + p_{xy2} h^2,$$

$$b_{xy1} = 2p_{xy0} - 2p_{xy2} h^2,$$

$$b_{xy2} = p_{xy0} - p_{xy1} h + p_{xy2} h^2 \quad (17)$$

式(16)给出了 $B \rightarrow H$ 的 SO 迭代计算式,结合前面由 TM 波 Maxwell 方程(7)离散得到的 $E_z \rightarrow B_x, B_y$ 和 $H_x, H_y \rightarrow E_z$ 的 FDTD 迭代计算式(8)~(10),可以完成 SO-FDTD 迭代计算。

2 数值计算结果

2.1 验证算例

磁回旋介质圆柱的主轴沿 z 轴方向, $ka = \pi/2$, a, k 分别表示圆柱半径和入射平面波波数,介质参量为, $\epsilon = 2\epsilon_0, \mu_{xx} = \mu_{yy} = 4\mu_0, \mu_{xy} = -\mu_{yx} = 2\mu_0$. 入射波为 TM 波,入射角 $\varphi = 0^\circ$. 在根据本文迭代方程编写的程序中对参量进行设置即可采用本文方法计算其双站 RCS,计算结果如图 2 中实线所示,作为对比图中同时给出了文献[13]的级数解结果(圆圈表示),由图可见二者符合较好。

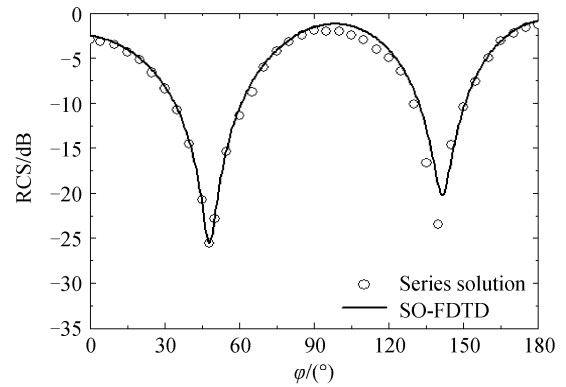


图2 磁回旋介质圆柱的双站 RCS(TM 波)

Fig. 2 Bistatic RCS of the magnetic gyrotropic-type cylinder(TM wave)

2.2 磁化铁氧体涂敷 Von Karman 型导体柱的双站 RCS

根据本文迭代方程编写了 SO-FDTD 程序对各向异性磁化铁氧体涂敷 Von Karman 型导体柱的 TM 波双站 RCS 进行了计算,研究其双站 RCS 的变化情况,分析了铁氧体涂层的电子进动角频率 ω_0 和 ω_m 对目标双站 RCS 的影响。

Von Karman 型导体柱覆盖磁化铁氧体时的截面如图 3,磁化方向为轴向($H_0 // \hat{z}$),图中导体柱 $L_c = 14$ cm, $D_c = 7$ cm,涂敷磁化铁氧体后的尺寸: $L_d = L_c + 2d, D_d = D_c + 2d$,这里 $d = 2$ cm 为铁氧体

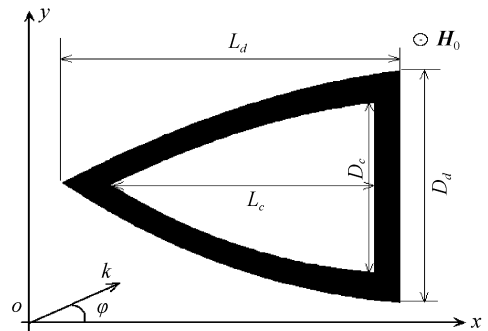


图3 轴向磁化铁氧体涂敷 Von Karman 型导体柱

Fig. 3 Von Karman shaped conducting cylinder coated with axial magnetized ferrite

涂层厚度. 平面波(TM波)正向入射($\varphi=0$), 频率为 $f=\omega/2\pi=2$ GHz. 该算例中考虑非共振情况, 所取的 $\omega_0>\omega$. 计算分析了铁氧体涂层的电子进动角频率 ω_0 和 ω_m 对目标双站 RCS 的影响如图 4, 图中实线表示不含涂层时目标的 RCS, 由图可见, 由于磁化铁氧体材料的吸波特性的加入, 涂层的加入在很大散射范围内减小了目标的 RCS.

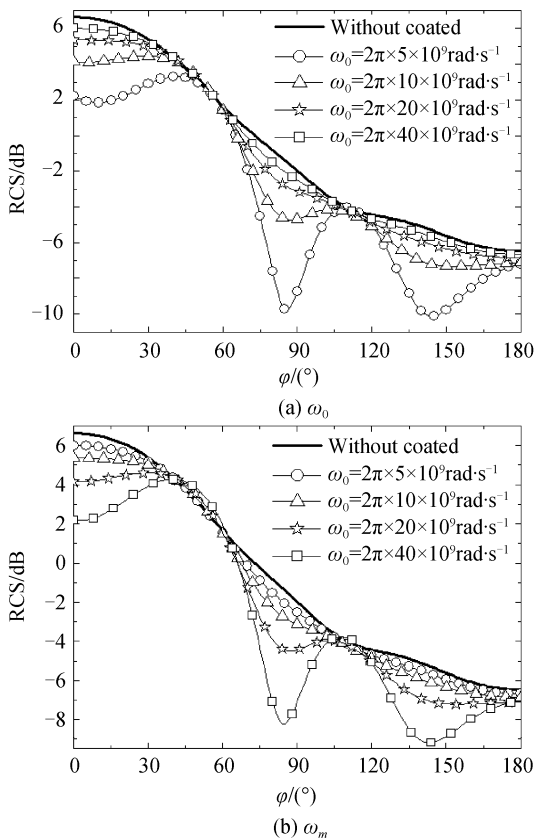


图4 目标的双站 RCS 与 ω_0 、 ω_m 的关系

Fig. 4 Effects of ω_0 and ω_m on bistatic RCS of the targets

在图 4(a)中 $\omega_m=2\pi\times 10^{10}\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$, $\alpha=0.1$, 研究了电子进动角频率 ω_0 对其双站 RCS 的影响. 从图中发现目标的 RCS 随着 ω_0 的增大而增大并逐渐趋向于不含涂层时的情况, 另外在大约 55° 和 112° 散射方向上, ω_0 对 RCS 基本没有影响. 在图 4(b)中 $\omega_0=2\pi\times 20\times 10^9\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$, $\alpha=0.1$, 研究了 ω_m 对其双站 RCS 的影响. 从图中发现在大部分散射方向上目标的 RCS 随着 ω_m 的增大而减小.

3 结论

磁化铁氧体为各向异性介质, 但在电磁波横向入射二维轴向磁化铁氧体目标情形下, 可证明电磁波可按目标的轴向分解为横电波(TE波)和横磁波(TM波), 而且发现 TE 波的散射特性与铁氧体介质无关, 而 TM 波的散射特性与介质电磁参量密切相关. 这是由于 TE 波的振动磁场不会使介质中电子自旋磁矩产生进动运动, 而 TM 波的振动磁场将

会使介质中电子自旋磁矩产生进动.

采用 SO 方法处理磁化铁氧体频域本构关系得到了电磁波横向入射二维轴向磁化铁氧体时电磁散射的 SO-FDTD 迭代计算公式. 计算了各向异性磁化铁氧体涂敷 Von Karman 型导体柱的 TM 波双站 RCS, 发现在非共振区 $\omega_0>\omega$, 当正向入射波频率、涂层厚度及 Von Karman 型导体柱大小确定时, 铁氧体涂层的加入会减小目标的 RCS, 且其随电子进动角频率 ω_0 的增大而增大, 随 ω_m 的增大而减小.

参考文献

- [1] HUNSBERGER F, LUBBERS R J, KUNZ K S. Finite-difference time-domain analysis of gyrotropic media-I: Magnetized plasma[J]. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 1992, **40**(12):1489-1495.
- [2] YANG Li-xia, GE De-biao, WEI Bing. Three-dimensional finite-difference time-domain implementation for anisotropic dispersive medium using recursive convolution method[J]. *Acta Phys Sin*, 2007, **56**(8):4509-4514.
杨利霞, 葛德彪, 魏兵. 电各向异性色散介质电磁散射的三维递推卷积-时域有限差分方法分析[J]. *物理学报*, 2007, **56**(8):4509-4514.
- [3] LIU Shao-bin, MO Jin-jun, YUAN Nai-chang. A JEC-FDTD implementation for anisotropic magnetized plasmas[J]. *Acta Phys Sin*, 2004, **53**(3):783-787.
刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌. 各向异性磁化等离子体 JEC-FDTD 算法[J]. *物理学报*, 2004, **53**(3):783-787.
- [4] LIU Shao-bin, MO Jin-jun, YUAN Nai-chang. Piecewise linear current density recursive convolution FDTD implementation for anisotropic magnetized plasmas[J]. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2004, **14**(5):222-224.
- [5] LIU Shao-bin, MO Jin-jun, YUAN Nai-chang. An auxiliary differential equation FDTD method for anisotropic magnetized plasmas[J]. *Acta Phys Sin*, 2004, **53**(7):2233-2236.
刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌. 各向异性磁等离子体的辅助方程 FDTD 算法[J]. *物理学报*, 2004, **53**(7):2233-2236.
- [6] YOUNG L J. A full finite difference time domain implementation for radio wave propagation in a plasma[J]. *Radio Sci*, 1994, **29**:1513-1522.
- [7] GE De-biao, WU Yue-li, ZHU Xiang-qin. Shift operator method applied for dispersive medium in FDTD analysis[J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2003, **18**(4):359-362.
葛德彪, 吴跃丽, 朱湘琴. 等离子体散射 FDTD 分析的移位算子方法[J]. *电波科学学报*, 2003, **18**(4):359-362.
- [8] WANG Fei, GE De-biao, WEI Bing. SO-FDTD method for computation of reflection and transmission coefficients for magnetized plasma layer[J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2007, **23**(4):704-707+739.
王飞, 葛德彪, 魏兵. SO-FDTD 法计算磁化等离子体层的反射透射系数[J]. *电波科学学报*, 2007, **23**(4):704-707+739.
- [9] WANG Fei, GE De-biao, WEI Bing. Shift operator method applied for magnetized plasma in FDTD analyses[J]. *Systems Engineering and Electronics*, Accepted.
王飞, 葛德彪, 魏兵. 磁化等离子体散射 FDTD 分析的移位算子方法[J]. *系统工程与电子技术*, 已录用.
- [10] WANG Fei, GE De-biao, WEI Bing. SO-FDTD analyses EM scattering of magnetized ferrite[J]. *Acta Phys Sin*, 2009, **58**(9):6356-6362.
王飞, 葛德彪, 魏兵. 磁化铁氧体电磁散射的移位算子 FDTD 分析[J]. *物理学报*, 2009, **58**(9):6356-6362.

- [11] BI De-xian. Electromagnetic field theory [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 1985:413.
毕德显. 电磁场理论[M]. 北京:电子工业出版社, 1985:413.
- [12] GE De-biao. Finite-difference time-domain method of electromagnetic waves[M]. 2nd ed. Xi'an: Xidian University Publishing House, 2005:22.
- [13] MONZON J C, DAMASKS N J. Two-dimensional scattering by homogeneous anisotropic rod[J]. *IEEE Trans on Antennas Propagat*, 1986, **34**(10): 1243-1249.
- 葛德彪. 电磁波时域有限差分方法 [M]. 2 版. 西安:西安电子科技大学出版社, 2005:22.

Shift Operator Method Applied for Two-dimensional Conducting Target Coated with Magnetized Ferrite in FDTD Analysis

WANG Fei, GE De-biao, WEI Bing

(Department of Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: The finite-difference time-domain (FDTD) method is extended to two-dimensional magnetic anisotropic dispersive media-magnetized ferrite by using Shift Operator (SO). It is proved that when the incident plane wave vector is perpendicular to the axis of the two-dimensional axial magnetized ferrite cylinder, the electromagnetic wave can be decomposed into Transverse Electric (TE) and Transverse Magnetic (TM) waves. The electromagnetic scattering characters of TE wave have no relation with the target, but the electromagnetic scattering characters of TM wave have close relations with the electromagnetic parameters in magnetized ferrite. The physical reasons are analyzed. The FDTD with shift operator (SO-FDTD) formulations in this case are derived based on the constitutive relation for magnetized ferrite and shift operator, which leads to the electromagnetic wave propagation of both anisotropy and frequency dispersion media being solved at the same time. For the electromagnetic scattering of Von Karman shaped conducting cylinder coated with anisotropic magnetized ferrite, the effect of the ferrite parameters on the bistatic Radar Cross Section (RCS) is investigated and some numerical results are obtained. The results indicate that an appropriate ferrite coating may efficiently reduce the RCS of a metallic target, and $\exp(j\omega t)$ denotes the convention of time dependence.

Key words: Finite-Difference Time-Domain (FDTD); Shift Operator (SO); Magnetized ferrite; Von karman; Radar Cross Section (RCS)



WANG Fei was born in 1979. He works as a lectures, and now is pursuing the Ph. D. degree at Xidian University. His research interests focus on computational electromagnetics, scattering and inverse scattering.



GE De-biao was born in 1938. He is a faculty member at Xidian University since 1961, and became a professor in 1991 and Ph. D. supervisor in 1993, respectively. Professor Ge is a Fellow of China Electronics Association (CEA), and a Council Member of Wave Propagation Committee, CEA, and was invited to be a member of Electromagnetic Academy, USA. His research interests focus on electromagnetic theory, computational electromagnetics, scattering and inverse scattering.