第 23 卷 第 1 期
2008 年 2 月(页码:82～88)
地 球 物 理 学 进 展
PROGRESS IN GEOPHYSICS
Vol. 23 No. 1
Feb. 2008

2.5D-FDTD 数值算法的建立和模拟

邓 薇, 王绪本, 李文超, 毛立峰
(成都理工大学,成都 610059)

摘 要 本文提出并建立了 2.5D-FDTD 数值分析方法;通过与解析解及常规 FDTD 算法的比较,验证了该算法的正确性,显示了该算法的优越性;通过加入三维矩形口径面超宽带天线,实现了对地下埋藏目标体的识别,进一步说明了该方法的可行性和实用性.

关键词 2.5 维,时域有限差分,矩形口径,超宽带天线
中图分类号 P391 **文献标识码** A **文章编号** 1004-2903(2008)02-0082-07

The establishing and simulation of 2.5D-FDTD numerical algorithm

DENG Wei, WANG Xu-ben, LI Wen-chao, Mao Li-feng
(*Chengdu University of Technology*, *Chengdu* 610059, *China*)

Abstract This paper proposes and establishes the 2.5 dimension finite difference time domain(2.5D-FDTD) numerical analysis method. The comparision with analytical solution and conventional FDTD algorithm , confirms the correctness of the 2.5D-FDTD algorithm and shows the superiority . Simulation which applies the three-dimensional rectangular aperture Ultra wideband(UWB) transmitting antenna ,realizes the identification of the buried object ,and further proves the feasibility and usability of the 2.5D-FDTD algorithm.

Keywords 2.5D, FDTD, rectangular aperture, UWB antenna

0 引 言

随着 FDTD 这种方法在电磁仿真领域的广泛使用,各种二维、三维地质构造、光子晶体、波导的模拟仿真相继出现. 二维 FDTD 算法虽然简单,但在某些方面不能完整,准确地反映地质构造或埋藏目标体的特征信息;三维 FDTD 算法能弥补二维 FDTD 算法的不足,但对计算机的内存要求很大,而且很耗用计算时间,使得其实用化受到约束. 实际生活中有很多的情况采用完全的三维数值模拟是没有必要的,因为存在对某一维的研究是没有意义的或是在某一维上研究对象的性质是近似不变的. 比如:沿走向的电导率等电性质变化很小的地电构造;地下管道、电缆线、地下水沟等目标的尺寸相比发射天线可以认作是无限长的,而发射源是三维的. 以上情况,我们只需考虑"2.5 维"就能解决问题. 所谓的 2.5维就是三维源,二维结构.

对于 2.5 维问题的研究,国外 Coggon-Rijo 研究了的二维地电条件下点源场的有限元算法,Dey 和 Morrison 研究了二维地电构造上点电流源场的有限差分算法,国内底青云等人采用 2.5 维有限元法实现了 CSAMT 数值模拟,但至今还没有见到系统的 2.5D-FDTD 算法的建立和模拟. 本文系统地讲述了 2.5D-FDTD 算法,首先建立了 2.5D-FDTD 算法,接着论证了它的正确性,第三节进行了 2.5D-FDTD 数值算法的模拟,最后指出该算法的优越性.

1 2.5D-FDTD 算法的建立

1.1 2.5D-FDTD 迭代公式的推导

Maxwell 旋度方程:

$$\boldsymbol{\nabla}\times \boldsymbol{H} = -\frac{\partial D}{\partial t} + \boldsymbol{J}\ , \tag{1}$$

收稿日期 2007-03-10; **修回日期** 2007-06-20.
基金项目 国家自然科学基金项目(40374027)资助.
作者简介 邓薇,女,1983 年生,汉族,成都理工大学信息工程学院硕士研究生,研究方向:超宽带电磁场 FDTD 数值模拟. 联系地址:成都理工大学地球探测与信息技术重点实验室. (E-mail:dld-88@163.com)

$$\nabla\times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - J_m , \tag{2}$$

其中 $\boldsymbol{E}$ 为电场强度,单位为伏特/米(V/m),$\boldsymbol{D}$ 为电通量密度,单位为库仑/米 2 (C/m^2),$\boldsymbol{H}$ 为磁场强度,单位为安培/米(A/m),$\boldsymbol{B}$ 为磁通量密度,单位为韦伯/米^2(Wb/m^2),$\boldsymbol{J}$ 为电流密度,单位为安培/米^2 (A/m^2),J_m 为磁流密度,单位为伏特/米^2(V/m^2). 各向同性介质中的本构关系为

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E},\ \boldsymbol{B} = \mu\boldsymbol{H},\ \boldsymbol{J} = \sigma\boldsymbol{E},\ J_m = \sigma_m\boldsymbol{H} , \tag{3}$$

其中 ε 表示介质介电系数,单位为法拉/米(F/m);μ 为磁导系数,单位为亨利/米(H/m);σ 为电导率,单位为西门子/米(S/m); σ_{m} 为磁导率,单位为欧姆/米(Ω·m). σ 和 σ_{m} 分别为介质的电损耗和磁损耗. 本文模拟的为非磁损耗介质所以 $\sigma_{\mathrm{m}}=0$. 真空中 $\sigma=0$,$\varepsilon_0 = 8.85\times 10^{-12}$ (F/m),$\mu_0 = 4\times\pi\times 10^{-7}$ (H/m).

为了简述推导,这里仅给出 E_y,H_x 的 2.5 D FDTD 迭代公式的推导过程,其他场分量的推导方法一样. 首先将(1)、(2)式变换到直角坐标系中,其中含 E_y,H_x 分量的公式为

$$\varepsilon\frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} , \tag{4}$$

$$-\mu\frac{\partial \overline{H}_x}{\partial t} - \rho H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} . \tag{5}$$

在三维 PML 介质中,每个场分量分解为两个子分量,通常波方程中的 6 个场分量在 PML 介质中分解为 12 个子分量,记为

$$E_x = E_{xy} + E_{xz},E_y = E_{yx} + E_{yz},$$
$$E_z = E_{zy} + E_{zx},H_x = H_{xy} + H_{xz},$$
$$H_y = H_{yz} + H_{yx},H_z = H_{zx} + H_{zy}.$$

为了统一理解,我们将真空中的场分量也写成三维 PML 介质中的形式,于是(4)、(5)式变为以下公式

$$\varepsilon\frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_x E_{yx} = -\frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} , \tag{6}$$

$$\varepsilon\frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_z E_{yz} = \frac{\partial (H_{xy} + H_{yz})}{\partial z} , \tag{7}$$

$$\mu\frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_{my} H_{xy} = -\frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} , \tag{8}$$

$$\mu\frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_{mz} H_{xz} = \frac{\partial (E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} . \tag{9}$$

通过三维 FDTD 模型验证得到: $E_y(x,y,z,t)$, $E_x(x,y,z,t)$, $E_z(x,y,z,t)$, $H_x(x,y,z,t)$, $H_y(x,y,z,t)$, $H_z(x,y,z,t)$ 分别为关于 y 方向的偶、奇、奇、偶、奇、偶对称. 于是,对公式(5)中的每一个等式两边进行傅立叶变换,傅立叶变换因子为: $\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\lambda_y y}$,其中 λ_y 为 y 方向的波数,利用欧拉公式

$$\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\lambda_y y} = \cos(\lambda_y y) - \mathrm{j}\sin(\lambda_y y) . \tag{10}$$

将傅立叶变换因子展开,可简化为相应的正弦变换或是余弦变换形式. 令

$$\widetilde{F}_e(x,\lambda_y,z,t) = \sum_0^{\infty} F_e(x,y,z,t)\cos(\lambda_y y)\Delta y , \tag{11}$$

$$\widetilde{F}_o(x,\lambda_y,z,t) = \sum_0^{\infty} F_o(x,y,z,t)\sin(\lambda_y y)\Delta y , \tag{12}$$

其中 $\boldsymbol{F}$ 表示 $\boldsymbol{E}$ 或者 $\boldsymbol{H}$ 场量,下角标 e,o 分别表示场分量的偶、奇对称性.

将(11),(12)式代入正余弦变换结果,得到(6-9)式的波数域方程如下:

$$\varepsilon\frac{\partial \widetilde{E}_{yz}}{\partial t} + \sigma_z \widetilde{E}_{yz} = \frac{\partial (\widetilde{H}_{yx} + \widetilde{H}_{yz})}{\partial z} , \tag{13}$$

$$\varepsilon\frac{\partial \widetilde{E}_{yx}}{\partial t} + \sigma_x \widetilde{E}_{yx} = -\frac{\partial (\widetilde{H}_{zx} + \widetilde{H}_{zy})}{\partial x} , \tag{14}$$

$$\mu\frac{\partial \widetilde{H}_{xy}}{\partial t} = -\lambda_y \widetilde{E_z} , \tag{15}$$

$$\mu\frac{\partial \widetilde{H}_{xz}}{\partial t} + \sigma_{mz} \widetilde{H}_{xz} = \frac{\partial (\widetilde{E}_{yx} + \widetilde{E}_{yz})}{\partial z} . \tag{16}$$

将以上四式利用中心差分离散,得到 2.5D-FDTD 的迭代公式如下

$$\begin{aligned}\widetilde{E}_{yz}{}^{n+1}(x,\lambda_y,z) = {}& \frac{1-\dfrac{\Delta t\sigma_z}{2\varepsilon}}{1+\dfrac{\Delta t\sigma_z}{2\varepsilon}}\widetilde{E}_{yz}{}^{n}(x,\lambda_y,z) \\ & + \frac{\dfrac{\Delta t}{\varepsilon}}{(1+\dfrac{\Delta t\sigma_z}{2\varepsilon})\Delta z}(\widetilde{H}_{yx}(x,\lambda_y,z) \\ & - \widetilde{H}_{yx}(x,\lambda_y,z-1) + \widetilde{H}_{yz}(x,\lambda_y,z) \\ & - \widetilde{H}_{yz}(x,\lambda_y,z-1)) ,\end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}\widetilde{E}_{yx}{}^{n+1}(x,\lambda_y,z) = {}& \frac{1-\dfrac{\Delta t\sigma_x}{2\varepsilon}}{1+\dfrac{\Delta t\sigma_x}{2\varepsilon}}\widetilde{E}_{yx}{}^{n}(x,\lambda_y,z) \\ & + \frac{\dfrac{\Delta t}{\varepsilon}}{(1+\dfrac{\Delta t\sigma_x}{2\varepsilon})\Delta x}(\widetilde{H}_{zx}(x,\lambda_y,z) \\ & - \widetilde{H}_{zx}(x-1,\lambda_y,z) + \widetilde{H}_{zy}(x,\lambda_y,z) \\ & - \widetilde{H}_{zy}(x-1,\lambda_y,z)) ,\end{aligned} \tag{18}$$

$$\widetilde{H}_{xy}{}^{n+0.5}(x,\lambda_y,z) = \widetilde{H}_{xy}{}^{n}(x,\lambda_y,z)$$

$$-\frac{\lambda_y \Delta t}{\mu}\widetilde{E}_z^{\,n}(x,\lambda_y,z)\,,\tag{19}$$

$$\widetilde{H}_{xz}^{\,n+0.5}(x,\lambda_y,z)=\frac{1-\frac{\Delta t\sigma_{mz}}{2\mu}}{1+\frac{\Delta t\sigma_{mz}}{2\mu}}\widetilde{H}_{xz}^{\,n}(x,\lambda_y,z)$$

$$+\frac{\frac{\Delta t}{\mu}}{\Delta z(1+\frac{\Delta t\sigma_{mz}}{2\mu})}(\widetilde{E}_{yx}(x,\lambda_y,z)$$

$$-\widetilde{E}_{yx}(x,\lambda_y,z-1)+\widetilde{E}_{yz}(x,\lambda_y,z)$$

$$-\widetilde{E}_{yz}(x,\lambda_y,z-1))\,.\tag{20}$$

1.2 2.5D-FDTD 源的加入方式

3D-FDTD 模型中，将 y 方向的电流源置于 (x_s,y_s,z_s) 节点上，即

$$J_y(x,y,z,t)=\boldsymbol{I}(t)\delta(x-x_s)\delta(y-y_s)\times\delta(z-z_s)\,.\tag{21}$$

将 $J_y(x,y,z,t)$ 加在(4)式得左边.

2.5D-FDTD 模型中，将 y 方向的电流源置于 (x_s,z_s) 节点上，

$$\widetilde{J}_y(x,\lambda_y,z,t)=\boldsymbol{I}(t)\delta(x-x_s)\delta(z-z_s)\int_{-\infty}^{\infty}\delta(y-y_s)\cos(\lambda_y y)\mathrm{d}y\,,\tag{22}$$

即

$$\widetilde{J}_y(x,\lambda_y,z,t)=\boldsymbol{I}(t)\delta(x-x_s)\times\delta(z-z_s)\cos(\lambda_y y_s)\,.\tag{23}$$

将 $\widetilde{J}_y(x_s,\lambda_y,z_s,t)$ 加在(17)，(18)式的右边即实现了源的加入.

1.3 2.5D-FDTD 算法中二维电磁场值到三维电磁场值的转化

由(17～20)式计算得到的沿 y 方向的一系列离散波数的场 $\widetilde{F}(x,\lambda_y,z,t)$ 后（F 表示 E 或者 H 场量），进行反傅氏变换就可以得到三维空间域的场值.

$$F(x,y,z,t)=\frac{1}{2\pi}\sum_{-\infty}^{\infty}\widetilde{F}(x,\lambda_y,z,t)\mathrm{e}^{j\lambda_y y}\Delta\lambda_y\,,\tag{24}$$

根据 $\widetilde{F}(x,\lambda_y,z,t)$ 的奇偶对称性，(24)式可以化为：

$$F_e(x,y,z,t)=\frac{1}{\pi}\sum_{\lambda_y=0}^{N}\widetilde{F}_e(x,\lambda_y,z,t)\times\cos(\lambda_y y)\Delta\lambda_y\,,\tag{25}$$

$$F_o(x,y,z,t)=\frac{1}{\pi}\sum_{\lambda_y=0}^{N}\widetilde{F}_o(x,\lambda_y,z,t)\times\sin(\lambda_y y)\Delta\lambda_y\,.\tag{26}$$

通常我们只计算和供电点在同一断面，即主剖面内节点的电场值，此时 $y=0$，在此情况下，(25)、(26)式简化为：

$$F_e(x,y,z,t)=\frac{1}{\pi}\sum_{\lambda_y=0}^{N}\widetilde{F}_e(x,\lambda_y,z,t)\Delta\lambda_y\,,\tag{27}$$

$$F_o(x,y,z,t)=\frac{1}{\pi}\sum_{\lambda_y=0}^{N}\widetilde{F}_o(x,\lambda_y,z,t)\Delta\lambda_y\,,\tag{28}$$

其中角标为 e 时表示偶函数，角标为 o 时表示为奇函数，N 表示截断波数值.

2 2.5D-FDTD 数值算法正确性的验证

为了验证 2.5D-FDTD 的正确性，本文建立了计算区域为 34×34×34 个元胞的三维空间域模型，和在 y 方向无限长的 34×34 的二维区域模型，采用 PML 吸收边界，元胞尺寸为 5 cm×5 cm×5 cm，即 Δ=5 cm，按 $\Delta=2c\Delta t$ 算得 Δt=83.333 ps. 在(0,0,0)，(0,0)点加入电偶极子源，观测点分别取在(0,0,10)点和(0,10)点. 2.5D-FDTD 算法中公式(27)、(28)中的 N=16. 电磁场中某点的解析解由公式(29)给出[5]：

$$E(r,t)=\frac{\mu}{4\pi r}\left\{e_r\left[\frac{c}{r}\frac{\partial}{\partial t}+\frac{c^2}{r^2}\right]2\cos\theta+e_\theta\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\frac{c}{r}\frac{\partial}{\partial t}+\frac{c^2}{r^2}\right]\sin\theta\right\}\times p(t-\frac{r}{c})\,.\tag{29}$$

电流和电偶极矩的关系为：

$$\boldsymbol{I}(t)=\frac{\partial p}{\partial t}l\,,\tag{30}$$

其中 r 表示电偶极子到观测点的位置失量，c 为光速，p 为电偶极矩，θ 为位置失量与电偶极矩的夹角，l 为电偶极子两个电荷间距离.

计算中电流源采用超宽带信号：微分高斯脉冲，其时域表达式如下：

$$\boldsymbol{I}(t)=C_0\frac{(t-3T)\cdot\mathrm{e}^{(-\frac{(t-3T)^2}{T^2})}}{T^2}\,,\tag{31}$$

其中 T=2 ns，$C_0=-2\times10^{-10}$. 中心频率为 f_M：0.12 GHz. 低频为：0.054 GHz，高频为：f_H=0.186 GHz. 带宽为：0.132 GHz，百分带宽为：110%. 其相应的时间域和频谱域波形如图 1 所示.

图 2 给出了观测点处 2.5D-FDTD，3D-FDTD，以及解析解 y 方向电场强度幅值的比较.

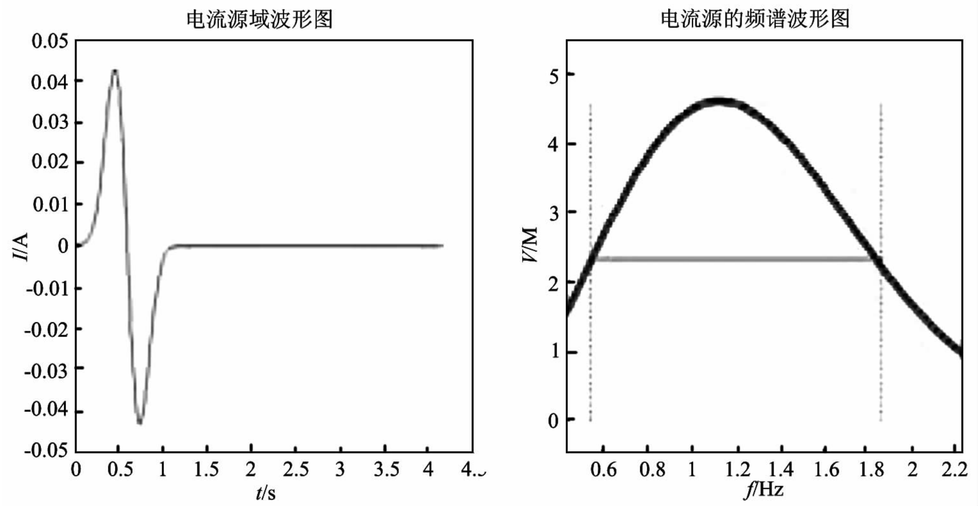

图 1　电流源信号时间域和频谱域波形

Fig. 1　Electric current source signal in time and frequency spectrum domain

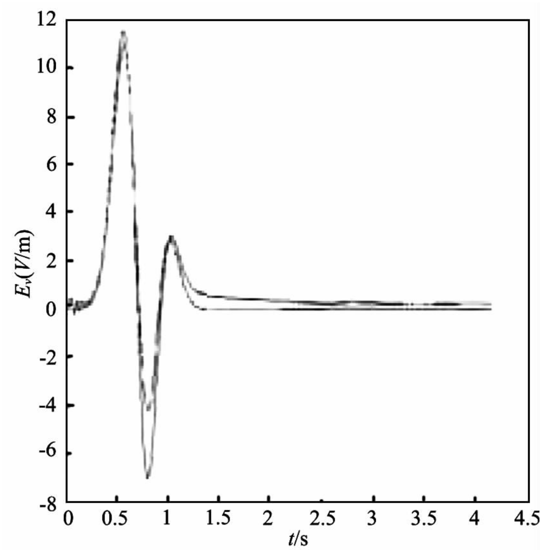

图 2　观测点处电偶极子的辐射场

Fig. 2　The amplitude of dipole radiation electric intensity at observation point

为了进一步说明 2.5 维方法的正确性,公式(32)给出了 2.5D-FDTD 与解析解的时域误差公式,图 3 给出了观测点处 2.5D-FDTD(N=16)与解析解的时域误差.

$$E_r f(t) = 20\log_{10}\frac{|\widetilde{E}_{2.5}(t)-E_{\mathrm{ref}}(t)|}{|E_{\mathrm{ref\,max}}(t)|}, \qquad (32)$$

在数值模拟的过程中,波数值的选取发挥了至关重要的作用,它影响了模拟结果的精确程度.为了说明电场强度随截断波数值的变化情况,这里给出了选取不同 N 时,观测点电场强度变化的时域波形,如图 4,可以看出,在 $N<16$ 时,随着 N 的增大,数值模拟解更趋近于解析解,在 $N=16$ 时,2.5D-FDTD 数值解与解析解吻合的最好,对数误差值在 $-10\sim-60$ dB 之间; $N>16$,电场强度的误差值增大.实验证明 $N=16$ 时 2.5D-FDTD 数值解同解析解最逼近.

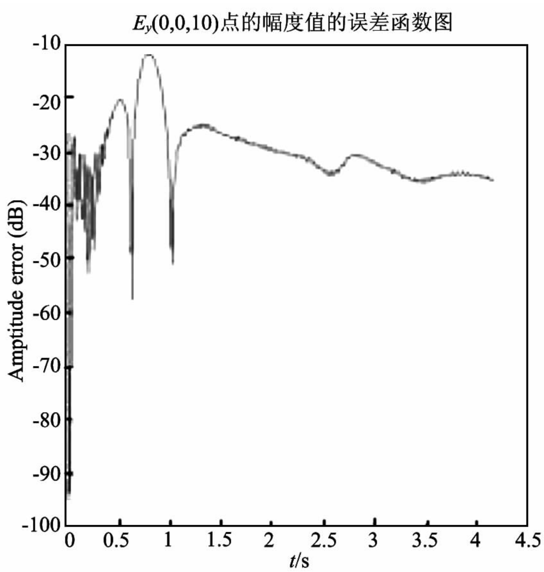

图 3　观测点处 E_y 的 2.5D (N=16)数值解幅值与解析解幅值的误差

Fig. 3　The error of the E_y amplitude between 2.5D numerical solution (N=16) and analytical solution at observation point

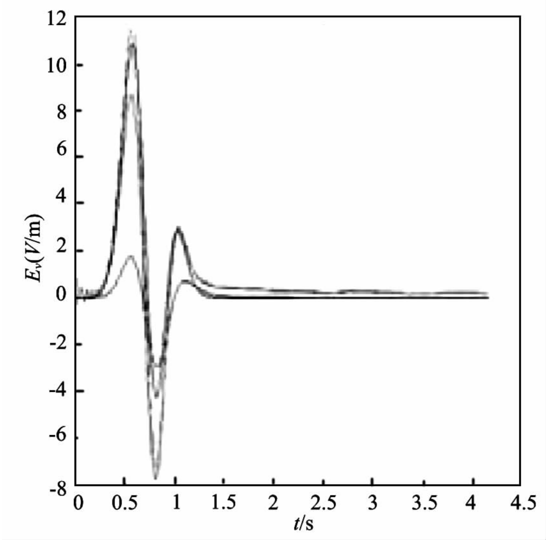

图 4　观测点电场强度幅值随 N 变化的时域波形图

Fig. 4　The amplitude of electric field intensity changes with N in time domain

3　2.5D-FDTD 数值算法的模拟

本论文在验证 2.5D-FDTD 方法正确性的基础上,将模型改变为空气-土壤分层,土壤相对介电常数为:$\varepsilon_r = 9$,电导率为:$\sigma = 0.001$ s/m,下半空间含异常体的三维 FDTD 模型和 2.5 维 FDTD 模型.异常体的相对介电常数为:$\varepsilon_r = 25$,电导率为:σ=5s/m,它在三空间域的位置是 $x \in (-4,4)$,$y \in (-4,4)$,$z \in (-10,-4)$,在 2.5 维模型中的位置为:$x \in (-4,4)$,$z \in (-10,-4)$,模型示意图如图 5、图 6.

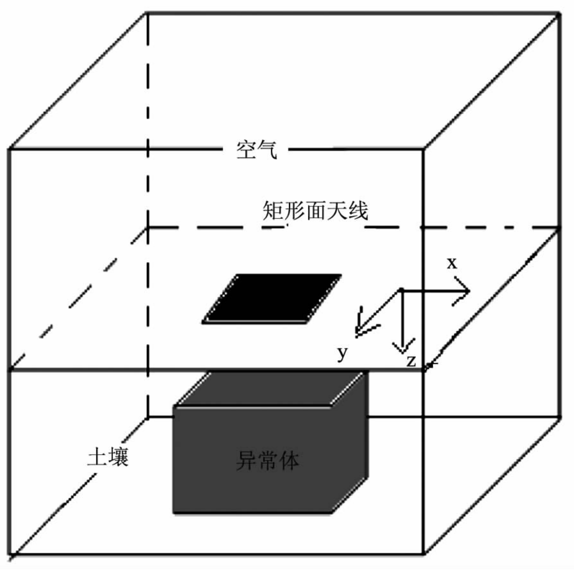

图 5　3D-FDTD 计算模型

Fig. 5　3D-FDTD calculation model

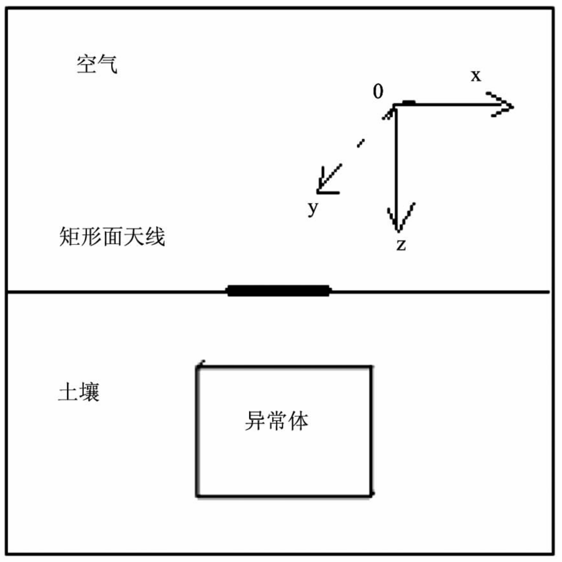

图 6　2.5D-FDTD 计算模型

Fig. 6　2.5D-FDTD calculation model

在三维模型中激励源的加入是长为 4 个元胞,宽为 4 个元胞的超宽带天线矩形口径面辐射器,超宽带天线矩形口径面辐射器如图 7 所示;2.5 维模型中超宽带天线矩形口径面辐射器等效为如图 8 所示的形式.图中红点是辐射源所在位置.

图 9、图 10 分别为图 5 和图 6 所示 FDTD 计算模型的 Ey 在 y=0(主剖面),T=200 * 83.333E−12 时刻的波场快照.

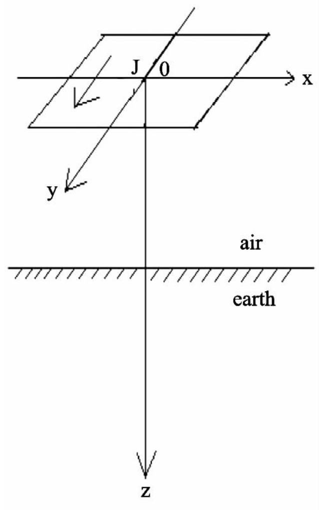

图 7　3D 超宽带天线矩形口径面辐射器

Fig. 7　3D UWB antenna rectangular aperture radiator

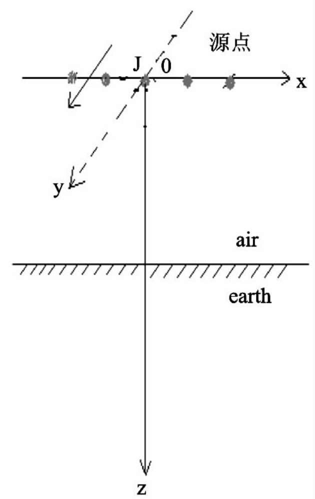

图 8 2.5D 超宽带天线矩形口径面辐射器

Fig. 8 2.5D UWB antenna rectangular aperture radiator

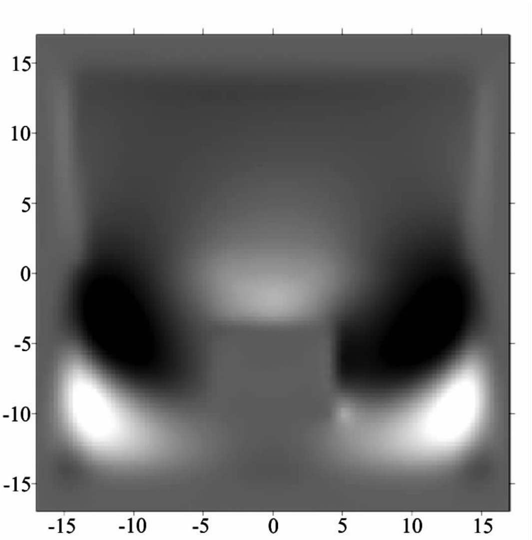

图 9 E_y 在 T=200 时间步的波场快照（3D）

Fig. 9 3D wave snapshot of E_y at T=200 step

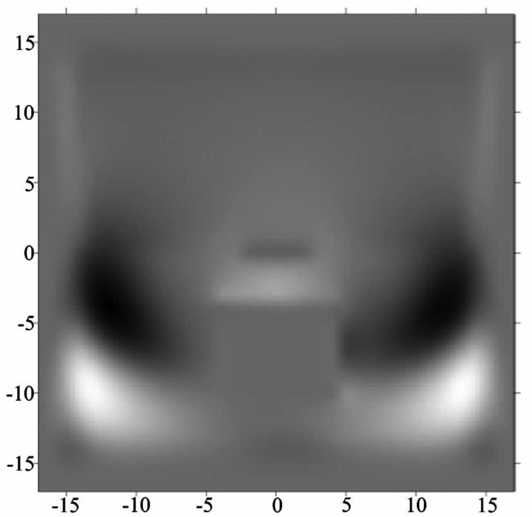

图 10 E_y 在 T=200 时间步的波场快照（2.5D）

Fig. 10 2.5D wave snapshot of E_y at T=200 step

可以看出，3D-FDTD 模型的数值模拟结果和 2.5D-FDTD 模型的数值模拟结果是吻合的；2.5D-FDTD 计算方法可以模拟具有三维发射源，二维地质构造特征的模型. 从图中我们可以比较清晰的看出异常体的位置、形状，空气—土壤的分界面，图中的深灰度值为遇到异常体产生的“二次波源”的电场强度值. 这说明了 2.5D- FDTD 替代 3D-FDTD 算法的可行性和实用性.

4 2.5D-FDTD 数值算法的优点

前面论证了 2.5D FDTD 这种方法的正确性和可行性，那这种方法相比其他的数值模拟方法到底有什么优点？

本文通过方法本身的特点以及建立的模型所需的计算机内存量和模拟的耗时来说明问题.

4.1 2.5D-FDTD 与 3D-FDTD 计算内存估计比较

设电磁波各场分量以单精度变量计算，每个变量占内存 4 字节（Byte）. 对 3D-FDTD 和 2.5D-FDTD 计算所需内存量的估计如下：三维 FDTD 区域元胞总数为 34×34×34，2.5 维 FDTD 区域的元胞总数为 34×34. 本文采用的 PML 吸收边界条件，在吸收边界内各场分量分解为两个子分量，同时将 PML 吸收边界分为 8 个不同区域分别处理，最后 3D-FDTD 所需内存为：6×34×34×34×4+12×(34×34−24×24)×4，即：971136Byte；2.5D-FDTD 所需内存为：6×34×34×4+12×(34×34−24×24)×4，即：55584 Byte. 这里忽略一些辅助变量，系数变量和计算中间变量所需的内存量. 明显，3D-FDTD 所占内存量比 2.5D-FDTD 大 915552 Byte，而且随着建立模型的尺寸加大、元胞总数的增加，2.5D-FDTD 相对 3D-FDTD 会大大节省内存的占有量.

4.2 2.5D-FDTD 与 3D-FDTD 计算时间比较

2.5D-FDTD 和 3D-FDTD 模型的时间步都为：$\Delta t = 83.333e-12$，对于本文中建立的两种模型而言，其总耗时分别为：1 分零 3 秒，两分 20 秒. 可见对于处理同种问题，2.5D-FDTD 的运算时间比 3D-FDTD 节省一半多的时间，而且随着计算区域的加大，两者运算时间的差距会越来越大.

4.3 2.5-FDTD 方法本身的特点

FDTD 这种方法是目前广泛应用于电磁仿真的一种简单有效的数值模拟方法. 它能解决某些无法获得解析解的复杂几何结构的电磁问题，在一定的体积和一段时间上对连续电磁场的数据取样，能更

直观的反映电磁波在各种地质构造中的传播特点以及波同不同形状的异常体之间的相互作用的物理过程，所以这种 FDTD 方法具有有限元法，解析法，有限差分等方法所不具备的优越性.同时，在实际生活中，我们常常会遇到很多三维发射源，二维地质构造的情形，即是说：在地质走向的方向上没有发生或是发生很小的电性质的差异.也有的，研究的埋地目标的长度相对于发射源的尺寸而言是无限长的，或是某一维的研究是没有意义的.在诸如此类的情况下，采用 2D-FDTD 建模不能完整的反映地质信息，用 3D-FDTD 能全面多方位的反映问题，但是以牺牲计算机内存和运算时间为代价的，特别是研究有些电大尺寸的物体，对计算机内存的需求量是可观的，有的小型计算机无法运算出结果来，其时间的消耗量也很大. 2.5D-FDTD 结合了 2.5D 和 FDTD 方法的优点，能简单有效的反映问题，获得研究对象的主要信息，又能节省计算内存量和运算时间. 2.5D-FDTD 在今后不仅仅局限于对具有三维源，二维“地质构造”的地层研究，还可以应用于有类似情形的不同尺寸大小的光子晶体、光波导等的研究.我们还可以优化吸收边界条件来进一步减少内存的占有量，模型的运算时间，提高计算结果的精确度，更有效方便的对各种大小、形状的物体进行研究.

5 结 论

本文介绍了 2.5 维问题的存在及发展过程，接着用 FDTD 这种简单有效的数值模拟方法作为工具，建立 2.5 维和 3 维 FDTD 模型，论证了 2.5 维 FDTD 这种方法的正确性.并引入了三维矩形口径超宽带天线，用 2.5D-FDTD 数值算法对三维地质构造主剖面的电场强度成像，实现了对地下埋藏目标的识别，再次证实了该方法的可行性和实用性.与传统 FDTD 方法，其它数值模拟方法的比较，体现了 2.5D-FDTD 节省计算内存占有量、运行时间短、模型易于修改、能够解决特殊问题的优点，为今后作更深层次的研究打下了基础.

致 谢 在成文过程中作者与景涛研究员进行过多次有益的讨论，在此表示感谢.

参 考 文 献 (References)：

[1] Leppin M. Electromagnetic modeling of 3-D sources over 2-D inhomogeneties in the time domain[J]. Geophysics, 1992, 57: 994～1003.

[2] Unsworth MJ , Traves B J , Chave A D. Electromagnetic induction by a finite electric dipole source over a 2-D earth[J]. Geophysics, 1993,58: 198～214.

[3] Everett M E , Edwards R N. Transient marine electromagnetics : the 2. 5-D forward problem[J]. Geophys. J. Int. , 1993, 113: 545～561.

[4] Zhao G, Liu Q H. “The 2. 5-D multidomain pseudospectral time-domain algorithm,” IEEE Trans[J]. Antennas Propagat. , 2003,51(3):619～627.

[5] Liu Q H. “The PSTD algorithm: A time-domain method requiring only two cells per wavelength”[J]. Microwave Opt Technol Lett,1997,15(18):158～165.

[6] Zhao G, Liu Q H. The 2. 5-D multidomain pseudospectral time-domain algorithm, Antennas and Propagation[J]. IEEE Transactions on,2003,51(3):619～ 627.

[7] Tang Z B, Liu Q H. The 2. 5D pseudospectral time-domain (PSTD) algorithm with PMLabsorbing boundary condition, Antennas and Propagation Society International Symposium [J]. IEEE, 1998,3(1):1496～1499.

[8] 葛德彪，闫玉波.电磁波时域有限差分方法(第二版)[M].西安：西安电子科技大学出版社，2005.

[9] 罗延钟，张桂青.电子计算机在电发勘探中的应用[M].武汉：武汉地质学院出版社，1987.

[10] 罗延钟，孟永良. 关于用有限单元法对二维构造作电阻率法模拟的几个问题[J]. 地球物理学报，1986 ，29 ：613～621.

[11] 熊彬.关于瞬变电磁法 2.5 维正演中的几个问题[J].物探化探计算技术，2005，28(2)：124～128.

[12] 底青云，Martyn Unsworth，等.有限元法 2.5 维 CSAMT 数值模拟[J].地球物理学进展，2004，19 (2)：317～324.

[13] 周熙襄，钟本善，严忠琼，江玉乐.点源二维有元技术应用的若干问题[J].物探化探计算技术，1985，7(3)：226～233.

[14] 吕玉增，阮百尧.复杂地形条件下四面体剖分电阻率三维有限元数值模拟[J]. 地球物理学进展，2006，21(4)：1302～1308.

[15] 冯德山，戴前伟，何继善，何刚.探地雷达 GPR 正演模拟的时域有限差分实现(英文)[J].地球物理学进展，2006，21(3)：630～636.

[16] 刘地渊，徐凯军，赵广茂，李桐林.任意形状线电流源三维地电场研究 [J]. 地球物理学进展，2006，21(2)：395～399.

[17] 陈颙，张尉，陈汉林，齐诚，陈棋福.地震雷达[J]. 地球物理学进展，2006，21(1)：1～5.