

一种计算分层半空间上方导线瞬态响应的新方法^{*}

魏兵[†] 何琼 李杰 葛德彪 郭立新

(西安电子科技大学理学院电波研究所, 西安 710071)

(2010年11月23日收到; 2011年1月3日收到修改稿)

提出了一种将时域积分方程(time domain integral equation, TDIE)方法和时域有限差分(finite difference time domain, FDTD)方法相结合计算分层有耗半空间上方导线瞬态电磁响应的新方法. 其中, 一维 FDTD 方法用于计算入射电磁波经分层半空间反射的时域波形. TDIE 用于求解细导线在加入两个激励源(直接入射电磁波和经分层半空间反射的电磁波)时的瞬态响应. 相关计算理论和数值模拟结果说明了本文方法是一种解决了分层有耗介质上方水平放置导线瞬态响应的高效解决方案.

关键词: 时域积分方程, 时域有限差分, 细导线, 分层半空间

PACS: 41.20.Jb, 52.35.-g, 02.60.Cb, 02.70.Bf

1. 引言

在核爆、雷电和高功率微波武器所产生的电磁波与细导线相互作用的分析中常需要需考虑有限电导地面的影响. 同时, 上述几种情形下往往需要计算细导线上的瞬态响应. 目前, 获得半空间上方细导线瞬态响应的方法主要包括两类: 1) 利用 Fresnel 公式计算有耗地面多频点的反射系数, 然后经过傅立叶逆变换至时域再进行相关分析; 2) 直接采用时域计算方法进行分析.

通常处理电磁瞬态散射的方法主要有: TDIE^[1-7], TDFEM^[8], FDTD^[9-18], TDPO^[19]等. 从现有文献来看, 细导线的散射和辐射问题常常采用时域积分方程法(time domain integral equation, TDIE)^[1,2]或有限元法(finite element method, FEM). 而半空间的影响往往通过镜像原理并结合反射系数法加以考虑^[3]. 1980年, Parviz Parhami 等推导了有耗半空间上方任意细导线所满足的积分方程, 并利用频域矩量法计算了半空间上方细导线的辐射问题. 后来, Poljak 等又将 TDIE, 镜像原理以及反射系数法相结合, 用于处理半空间中细导线的电磁辐射及散射问题^[4]. 同时, 利用空-时 Hallen 方程结合反射系数法讨论了半空间上方非线性加载

线天线的瞬态响应^[5]. 国内学者也利用 TDIE 和反射系数法对半空间上方细线结构的瞬态响应展开了研究^[6,7].

上述文献当中仅考虑半空间上方细导线的散射和辐射问题. 就笔者所知, 分层半空间上方细导线的相关分析还未见有文献报道. TDIE 便于处理任意形状细导线的散射、辐射问题, 而时域有限差分(finite difference time domain, FDTD)方法便于处理包含复杂介质的分层问题. 本文提出了一种将 TDIE 和 FDTD 相结合计算分层有耗半空间上方导线瞬态电磁响应的新方法. 该方法中一维 FDTD 方法用于计算分层半空间反射的时域波形^[9,10](该计算结果作为细导线入射波源的一部分被引入到 TDIE 的计算中去). TDIE 用于求解分层半空间上方水平放置细导线的瞬态响应^[1,2](计算时入射波包括两部分: 直接入射电磁波和经分层半空间反射波的电磁波). 混合法将 TDIE 方法便于处理细导线问题和 FDTD 方法便于处理复杂分层问题时域响应的特点相结合. 数值结果表明了本文方法是计算分层介质(例如地面)上方水平放置导线的瞬态响应的高效解决方案.

2. 混合算法的基本思想

分层半空间上方水平放置细导线的几何模型

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60871071)和中央高校基本科研业务费专项资金资助的课题.

[†] E-mail: bwei@xidian.edu.cn

如图 1 所示. 导线长为 l , 离界面高度为 h , 电磁波从导线上方垂直于分层界面入射.

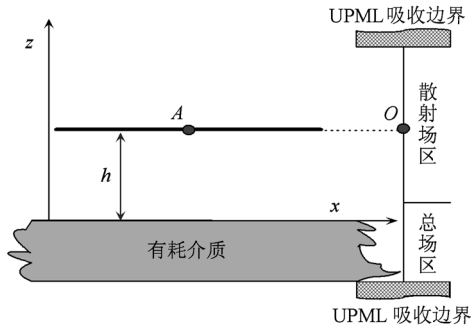


图 1 分层半空间上方细导线时域响应的混合算法

在该问题中, 细导线上的激励源包括直接入射到导线上的电磁波、经过分层界面的反射波以及细导线的辐射波经半空间界面反射后再次反射回细导线电磁波. 若细导线相对于波长较长, 其辐射场可用无限长导线的辐射场近似表示

$$E = -\frac{\omega\mu_0 I}{4} H_0^2(k_0 r), \quad (1)$$

其中 I, ω, μ_0, k_0 和 r 分别为细导线电流、电磁振荡频率、真空磁导系数、真空波矢量大小和观察点到线电流元的垂直距离. $H_0^2(\cdot)$ 为二类零阶汉克尔函数. 设细导线的半径为 r_0 , 导线表面的辐射场强为 E_0 , 则在距导线垂直距离为 r 的观察点处辐射电场 E 可以表示为

$$E = \frac{H_0^2(k_0 r)}{H_0^2(k_0 r_0)} E_0, \quad (2)$$

若 $r_0 = 0.002 \text{ m}$, $I = 1 \text{ A}$, $\omega = 2\pi \times 10^9 \text{ rad/s}$ 线电流辐射电场幅值随 r 变化的情况如图 2 所示(观察点到轴线的垂直距离从 0.002 m 到 0.75 m 变化). 细导线距地面高度为 $H_1 = 0.25 \text{ m}$ 和 $H_2 = 0.5 \text{ m}$ 时辐射电场到达地面时约为 $(1/7)E_0$ 和 $(1/9)E_0$, 经界面反射后返回导线时的场强为

$$E'_1 \approx \frac{E_0}{49} R, E'_2 \approx \frac{E_0}{81} R, \quad (3)$$

其中 R 为反射系数($|R| \leq 1$).

由上述分析可见, 辐射场经半空间反射后入射细导线引起的感应电流要远远小于直接入射导线电磁波和半空间的一次反射到达导线电磁波引起的感应电流. 因而, 导线和半空间的多次作用(两次以上)在文中被忽略.

在计算分层半空间上方导线瞬态响应的混合算法中, TDIE 方法被用来计算分层半空间上方导线

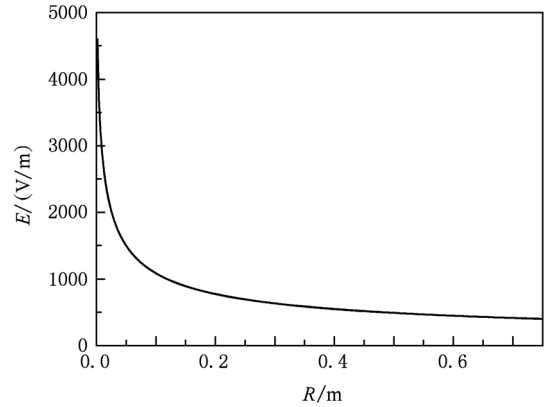


图 2 线电流的辐射

的瞬态响应. 与自由空间不同, 在半空间情形下利用 TDIE 计算直导线瞬态响应时激励源包括两部分: 1) 直接入射到导线上的电磁波(可以用解析的方法直接加入); 2) 入射波经过分层界面反射后到达导线的电磁波(随着分层半空间各种参数例如各层厚度、相对介电常数、相对磁导系数、电导率、导磁率等的变化而变化, 情况复杂). 本文采用 FDTD 方法计算入射电磁波经过分层半空间界面反射后到达细导线的时域响应, 并将该结果作为 TDIE 计算中入射波激励源的一部分.

建立一维 FDTD 计算模型如图 1 右侧所示. 为便于提取出反射场, 建模时需要将细导线高度对应的 O 点(图中圆点所示)处于 FDTD 的散射场区, 分层半空间中的各层介质位于 FDTD 计算时的总场区. 为了计算包含有耗介质层半空间反射场的时域波形, FDTD 的吸收边界采用各向异性完全匹配层吸收边界(UPML)截断^[9].

下面给出 TDIE 方法和 FDTD 方法中的基本原理.

2.1. TDIE 方法

TDIE 方法在 Maxwell 方程及其推迟势公式的基础之上得到散射体满足的微分——积分方程, 并应用矩量法给出时域积分方程的数值解.

由 Maxwell 方程时域表达形式出发, 可以引入描述电磁场的矢量势 $\mathbf{A}$ 和标量势 ϕ , 在 Lorentz 规范下势函数满足的有源波动方程为

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\mu \mathbf{J}, \\ \nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= -\frac{q}{\varepsilon}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\mathbf{J}, q, \varepsilon, \mu$ 分别电流密度、电荷、介电系数和磁导系数. 无界均匀情形下(4)式的解为

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t - R/c)}{R} dv',$$

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \iiint_V \frac{q(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c})}{R} dv'. \quad (5)$$

(5)式可用来处理散射问题,这时将观察点设在物体表面,联合物体表面边界条件构成积分-微分方程,通过求解得到物体表面电流分布. 考虑半径很小的一段有限长的理想导体圆柱如图3所示.

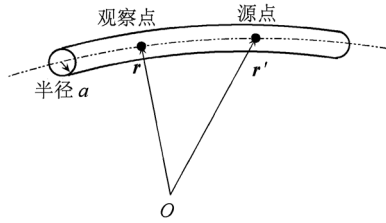


图3 细导线近似

显然,入射波在导线截面范围内基本不变,导线上的感应电流可视为线电流. 形成积分方程时源点假设在细导线上,观察点在导线外部,观察点与源点二者之间的距离无论在任何坐标系下总是大于或等于细导线的半径. 对于图1所示的细导线激励源 $\mathbf{E}_x^i$ (直接入射波)、 $\mathbf{E}_x^r$ (分层半空间反射波)在导线截面范围内基本不变,导线上感应电流可视为线电流. 此时直导线上电磁场矢势 $\mathbf{A}$ 只有 x 分量(直导线问题只用到矢量势),并满足方程

$$\left. \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} \right|_{r=a} = - \left. \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_x^i}{\partial t} \right|_{r=a} - \left. \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_x^r}{\partial t} \right|_{r=a}$$

$$x \in (0, L), \quad (6)$$

细导线上矢量势的解为

$$\mathbf{A}_x(x, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{x'=0}^L \frac{I(x', t - |x - x'|/c)}{\sqrt{|x - x'|^2 + a^2}} dx', \quad (7)$$

式中 a, c, x' 和 x 分别表示细导线半径、真空光速、源点和观察点的坐标. 以上(6)与(7)式构成细导线上电流和矢量势函数所满足的一组微分-积分方程.

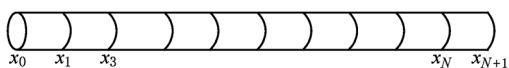


图4 细导线划分为 $N+1$ 个子域

将图1中的细导线离散成 $N+1$ 个子域,长度均为 Δx . 选择基函数(basis function)为

$$f_m(x) = \begin{cases} 1, & x_m - \frac{\Delta x}{2} \leq x \leq x_m + \frac{\Delta x}{2}, \\ 0, & \text{其他}, \end{cases} \quad (8)$$

其中 x_m 和 Δx 分别表示离散元段中点位置坐标和元段长度. 细线上电流可展开为

$$I(x, t) \approx \sum_{k=1}^n I_k(t) f_k(x), \quad (9)$$

取 $x = x_m = m\Delta x, t = t_n = n\Delta t$ (第 m 个元段,第 n 个时间步),并用中心差分近似可得

$$\frac{A_{m+1,n} - 2A_{m,n} + A_{m-1,n}}{(\Delta x)^2} - \frac{A_{m,n+1} - 2A_{m,n} + A_{m,n-1}}{(c\Delta t)^2}$$

$$= - \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_x^i(x_m, t_n)}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_x^r(x_m, t_n)}{\partial t}. \quad (10)$$

将上式中激励项记为

$$F_{m,n} = \frac{\partial E_x^i(x_m, t_n)}{\partial t} + \frac{\partial E_x^r(x_m, t_n)}{\partial t}, \quad (11)$$

(11)式代入(10)式可得

$$I_{m,n} \kappa_{m,m} = \mathbb{A}_{m,n} + 2A_{m,n-1} - A_{m,n-2} + (\Delta t)^2 F_{m,n-1}$$

$$+ \left(\frac{c\Delta t}{\Delta x} \right)^2 [A_{m+1,n-1} - 2A_{m,n-1} + A_{m-1,n-1}], \quad (12)$$

其中

$$A_{m,n} = I_m(t_n) \kappa_{m,m} + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq m}}^N I_k(t_n - |x_m - x_k|/c) \kappa_{m,k}, \quad (13)$$

$$\mathbb{A}_{m,n} = \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq m}}^N I_k(t_n - |x_m - x_k|/c) \kappa_{m,k}, \quad (14)$$

$$I_{m,n} \equiv I_m(t_n). \quad (15)$$

式中 $\kappa_{m,k}$ 为阻抗系数. (12)式就是一维 TDIE 计算中电流系数的时域递推计算式. 注意到细线端点电流为零、导线表面电场切向方向为零的边界条件和起始时间步电流、电势为零的初始条件可以通过随时间逐步推进的方法求解方程(12),得到一定入射波条件下的细导线上的感应电流.

2.2. FDTD 方法

FDTD 方法用 Yee 元胞离散时域 Maxwell 方程,对电场和磁场分量在空间和时间上采用交替抽样的离散方式,将含时间变量的 Maxwell 旋度方程转化为一组差分方程,并在时间轴上逐步推进的求解空间电磁场.

设 TEM 波沿 $-z$ 方向传播(如图1). 此时,介质参数和场量均与 x, y 无关,Maxwell 旋度方程化简为

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_m E_x, \quad (16)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} - \sigma_m H_y, \quad (17)$$

其中 σ_m 为导磁率,其余参数的含义同(4)式,下标表示 x, y 方向的分量.

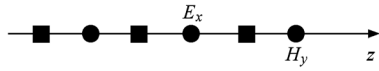


图5 一维情况 E, H 分量空间节点取样

将(16)式根据图5所示的 Yee 元胞进行中心差分离散可得

$$E_x^{n+1}(k) = CA(m) \cdot E_x^n(k) - CB(m) \times \left[\frac{H_y^{n+1/2}(k+1/2) - H_y^{n+1/2}(k-1/2)}{\Delta z} \right]. \quad (18)$$

其中场量的右上标表示离散时间步,

$$CA(m) = \frac{\frac{\varepsilon(m)}{\Delta t} - \frac{\sigma(m)}{2}}{\frac{\varepsilon(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}}, \quad CB(k) = \frac{1}{\frac{\varepsilon(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}}, \quad (19)$$

同样,将(17)式根据图5所示的 Yee 元胞进行中心差分离散可得

$$H_y^{n+1/2}(k+1/2) = CP(m) \cdot H_y^{n-1/2}(k+1/2) - CQ(m) \cdot \left[\frac{E_x^n(k+1) - E_x^n(k)}{\Delta z} \right], \quad (20)$$

其中

$$CP(m) = \frac{\frac{\mu(m)}{\Delta t} - \frac{\sigma(m)}{2}}{\frac{\mu(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}}, \quad CQ(m) = \frac{1}{\frac{\mu(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}}. \quad (21)$$

(19)和(21)式中 m 分别表示整数和半整数.(18)和(20)式就是 FDTD 计算中场量的时域递推计算式.

3. 数值算例

为便于混合计算中实现随时间递推的时域计

算下属算例中 TDIE 和 FDTD 采用相同的空间离散和时间离散步长.

例1 半空间上方直导线的瞬态响应(与文献结果对比).如图1所示,细线长度为 $l = 2$ m, 半径为 $a = 0.002$ m, 放置于界面上方 $h = 0.25$ m 处, 下半空间为无耗介质, 相对介电系数 $\varepsilon_r = 10$. Gauss 平面脉冲垂直于半空间界面入射, 其表达式为

$$E = E_0 \exp(-g^2(t-t_0)^2),$$

其中, $E_0 = 1$ V/m, $g = 4.0 \times 10^9$ s⁻¹, $t_0 = 1.2 \times 10^{-9}$ s. 图6给出了细导线中点的电流随时间变化的情况. 图中实线表示本文算法的计算结果, 作为比较图中还给出了文献[5]的结果(圆圈表示), 由图可见本文方法的结果与文献结果基本符合.

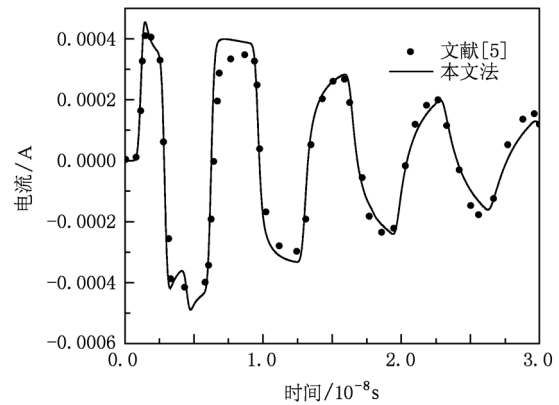


图6 细导线中心点电流(本文结果与文献[5]结果的比较)

例2 半空间上方水平放置细导线的瞬态响应. 细线长度 $l = 1$ m, 半径为 $a = 0.002$ m, 有耗半空间上方距界面 $h = 0.5$ m 处沿 x 轴水平放置细导线(如图1所示). 平面高斯脉冲沿 $-z$ 方向入射. (22)式中, $E_0 = 1$ V/m, $g = 5.3 \times 10^9$ s⁻¹, $t_0 = 0.86 \times 10^{-9}$ s. 下半空间相对介电系数和电导率分别为 $\varepsilon_r = 4$ 和 $\sigma = 10^{-5}$ s/m, 非磁性介质. 图7是作用在细导线上的激励波形, 其中实线表示直接入射波, 虚线表示经半空间反射的反射波. 由图可见, 反射脉冲的幅值有所衰减, 同时与直接入射脉冲相比有明显的延迟.

图8给出了细导线中心点的瞬态响应. 图中方块和圆圈分别表示细导线位于自由空间中并仅有直接入射波或仅有界面反射波作用时的瞬态响应, 虚线是考虑半空间效应以后的情形, 五星表示将仅有入射波或仅有界面反射波作用时的结果进行线性叠加. 由图可见, 虚线和五星完全重合, 这说明半

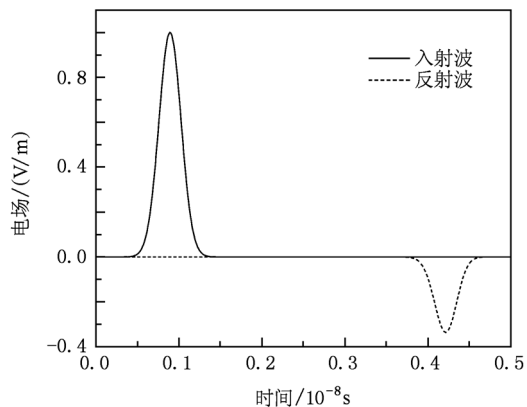


图7 细导线高度处的直接入射波和反射波

空间情形就是直接入射波和界面反射波各独立作用时瞬态响应的叠加。

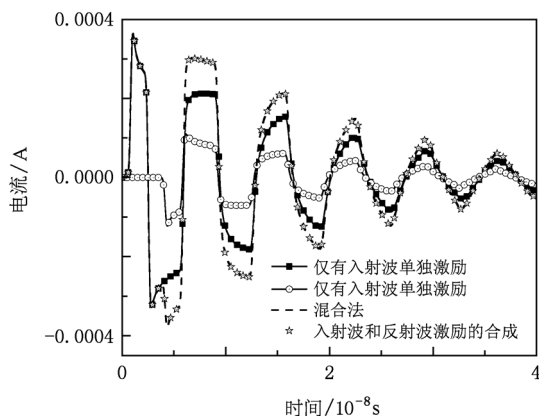


图8 半空间上方细导线中心点电流

例3 分层介质参数变化时有耗半空间上方水平细导线的瞬态响应. 下半空间分为两层, 第一层是干土 ($\epsilon_r = 4$, $\sigma = 10^{-5}$ s/m), 厚 $h' = 0.5$ m. 第二层介质分别取: ($\epsilon_r = 5, \epsilon_r = 30, \epsilon_r = 50, \sigma = 10^{-3}$ s/m). 细线长度、半径、细线距离地面高度、平面波高斯脉冲等同上例. 图9给出了, 第一层介质不变, 当第二层介质不同时导线中点的瞬态响应. 由图可见, 第二层介质的种类不同时细导线中心点的感应电流在该层影响到达后有明显差异.

例4 自由空间、半空间和分层有耗半空间上方水平细导线中心点的瞬态响应的比较. 分层半空间如图10所示, 第一层是干土 ($\epsilon_r = 4, \sigma = 10^{-5}$ s/m), 厚 $h'' = 1.0$ m. 第二层是湿土 ($\epsilon_r = 10, \sigma = 10^{-3}$ s/m), 厚 $h'' = 1.0$ m. 第三层是地下水 ($\epsilon_r = 81, \sigma = 10^{-3}$ s/m). 细线长度、半径等同上例, 平面波高斯脉冲入射方向同上例. 其中, $E_0 = 1$ V/m, g

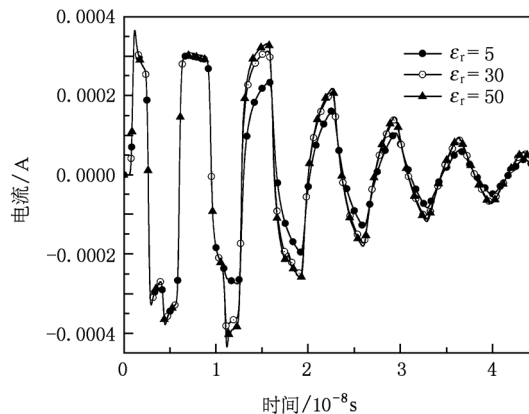


图9 分层半空间上方细导线中心点电流

$= 2.5 \times 10^9$ s $^{-1}$, $t_0 = 0.86 \times 10^{-9}$ s, 细线距离地面高度为 $h = 0.5$ m.

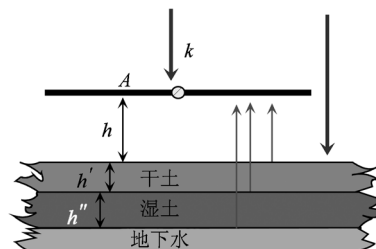


图10 分层半空间上方的细导线

为比较半空间情形和分层半空间情形的差异, 分别计算了两种情形下反射场的时域波形. 半空间取上述干土的参数 (即图中湿土层和地下水层均变为干土层). 图11给出了导线高度处入射波经过分层半空间 (实线) 和半空间情形下反射场 (圆点) 的时域波形. 由图可见, 由于半空间仅有一个界面, 其反射波显示出单峰特性 (该反射峰与分层情形下第一界面的反射波相同). 而分层半空间第一、第二和第三界面的反射和各个界面之间的多次作用的反射波均明显呈现.

图12分别给出了导线在自由空间 (实线)、半空间 (圆点) 和分层半空间 (圆圈) 情形下导线上中点的瞬态响应. 图中半空间或分层半空间的存在明显会影响导线感应电流的幅值. 另外, 在本算例的情形下分层半空间和非分层半空间对导线中点感应电流的影响在前期基本相同, 而在后期区别较明显. 这一影响主要是分层情况下第二、三界面的反射波及各界面的多次反射引起.

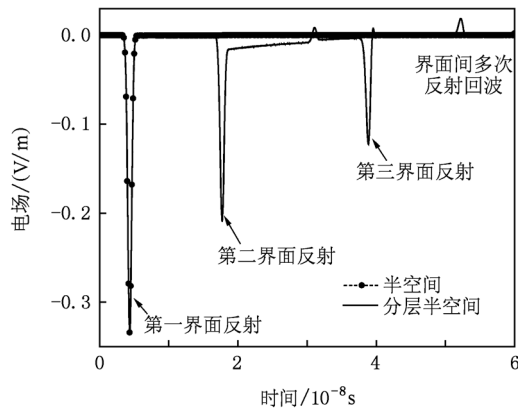


图 11 半空间和分层半空间反射波的比较

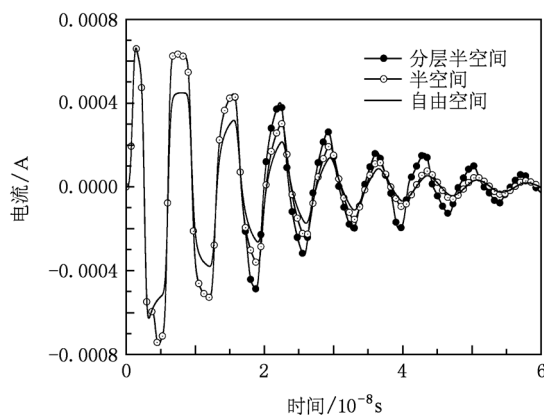


图 12 分层半空间上方细导线中心点电流

4. 结论和讨论

本文的理论和数值结果说明,将 FDTD 方法和 TDIE 方法结合处理分层有耗介质上方细导线的瞬态响应是完全可行的. 细导线的处理仅需一维 TDIE 方法(计算变量中许多为二维数组),而有耗半空间的反射也仅需一维 FDTD 方法(计算变量多为一维数组). 以算例 1 为例,本文方法 FDTD 计算所需内存约为 0.5 MB, TDIE 计算细导线中点电流所需内存约为 20 MB. 同样的问题而文献[5]方法约需 24 MB 的内存. 可见,本文方法比原有算法的内存需求量更小. 另一方面,对于需要多次计算的情形. 例如,当半空间或分层半空间的介质参数和各层厚度不变,而上方导线的长度、离地面的高度和导线形状等发生变化时,地面回波仅需要一次 FDTD 计算就可获得,这样就更加节省时间. 由此看来,本文所提出的混合算法占用内存较小、计算速度快,是一种高效的数值解决方案.

- [1] Rao S M, Shanker T K 1999 *Time Domain Electromagnetics* (Academic Press)
- [2] Rao S M, Shanker T K, Dianat S A 1984 *Radio Science* **19** 1319
- [3] Tong T C, Sankar A 1980 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **12** 412
- [4] Paul R Barnes, Frederick M Tesche 1991 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **33** 90
- [5] Poljak D, Roje V 1998 *IEE Proc. -Antennas Propag.* **145** 57
- [6] Dragan Poljak, Choy Yoong Tham, Andy McCowen 2004 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **46** 121
- [7] Li L J, Li L, Guo C Z, Gu X S, Zhao Z B 2008 *IEEE Transactions on Magnetics*. **44** 774
- [8] Lin Li, Lijuan Li, Gao C Z 2005 *Journal of North China Electric Power University*. **34** 1 (in Chinese) [李林、李丽娟、高长征 2005 华北电力大学学报 **34** 1]
- [9] Ge D B, Yan Y B 2005 *Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetic Waves* (Xian: Xidian University Press) [葛德彪、闫玉波 2005 电磁波时域有限差分方法 (西安电子科技大学出版社)]
- [10] Wei B, Li X Y, Wang F, Ge D B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6174 (in Chinese) [魏兵、李小勇、王飞、葛德彪 2009 物理学报 **58** 6174]
- [11] Jiang Y N, Ge D B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6283 (in Chinese) [姜彦南、葛德彪 2008 物理学报 **57** 6283]
- [12] Yee K S 1966 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **14** 302
- [13] Taflov A, Brodwin M E 1980 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **23** 623
- [14] Taflov A 1980 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **22** 191
- [15] Taflov A 2005 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (3rd Ed.) (London: Artech House)
- [16] Wei B, Ge D B, Wang F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6283 (in Chinese) [魏兵、葛德彪、王飞 2008 物理学报 **57** 6290]
- [17] Wei B, Dong Y H, Wang F, Li C Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2443 (in Chinese) [魏兵、董宇航、王飞、李存志 2010 物理学报 **59** 2443]
- [18] Yang L X, Ge D B, Wei B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4509 (in Chinese) [杨利霞、葛德彪、魏兵 2007 物理学报 **56** 4509]
- [19] Zhang S J 2009 *Engineer Electromagnetics Theory* (Beijing: Science Press) [张善杰 2009 工程电磁理论 (科学出版社)]

A novel method to calculate transient response of thin-wire structure above the layered lossy half-space^{*}

Wei Bing[†] He Qiong Li Jie Ge De-Biao Guo Li-Xin

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

(Received 23 November 2010; revised manuscript received 3 January 2011)

Abstract

A novel hybrid method combining time domain integral equation (TDIE) with finite difference time domain (FDTD) is proposed to calculate transient response of thin wire structure above a layered lossy half-space. The time domain reflections of electromagnetic waves from layered half-space are obtained by one-dimensional FDTD method. Then, transient response of thin-wire induced by two excitation sources (incident wave and reflected wave) is achieved by employing the TDIE. The computed results illustrate the feasibility and high efficiency of the presented scheme.

Keywords: time domain integral equation, finite difference time domain, thin wire, layered half space

PACS: 41.20.Jb, 52.35.-g, 02.60.Cb, 02.70.Bf

^{*} Project supported by the National Science Foundation of China (Grant No. 60871071), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities.

[†] E-mail: bwei@xidian.edu.cn