

水平非均匀大气条件下的抛物方程模型研究

李德鑫^{1,2}, 杨日杰¹, 蔡晓琳², 王元诚²

(1. 海军航空工程学院电子信息工程系, 烟台 264001; 2. 哈尔滨飞行仿真技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘 要: 在分析传统分步傅立叶(SSFT)和中心差分离散混合傅立叶变换(DMFT)算法的基础上, 针对算法复杂度及数值稳定性问题, 提出了前向-后向混合差分 DMFT 算法及其具体实现步骤, 提高计算效率的同时解决了传统算法在复杂条件下的盲点问题。给出了算法中水平非均匀大气折射剖面及复杂条件下最大传播仰角 θ_{\max} 等关键参数的计算方法, 并与传统模型及经典文献实验数据进行了仿真比较, 验证了该算法及模型在复杂大气条件下的正确性和有效性。

关键词: 电波传播; 抛物方程; 传播衰减; 水平非均匀大气

中图分类号: TN951 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-1328(2011)07-1569-07

DOI: 10.3873/j.issn.1000-1328.2011.07.020

Research on Parabolic Equation Modeling in Horizontally Inhomogeneous Atmospheric Environment

LI De-xin^{1,2}, YANG Ri-jie¹, CAI Xiao-lin², WANG Yuan-cheng²

(1. Department of Electronic Information Engineering, Naval Aeronautical and Astronautical University, Yantai 264001, China;
2. The Flight Simulation Research Institute, Harbin 150001, China)

Abstract: Based on the traditional split-step Fourier transform (SSFT) and central-difference DMFT, an improved forward-backward difference discrete mixed Fourier transform algorithm (DMFT) formula is presented for the problems of computation complexity and stability. The efficiency is improved and the problem of blind spot for traditional algorithm is solved under the condition of complex environment. The calculation methods of refraction profile and maximum elevation angle θ_{\max} are proposed in the horizontally inhomogeneous atmospheric environment. Compared to traditional models and experimental data, correctness and validity of the model are verified by using simulation results in the complex environment.

Key words: Radio propagation; Parabolic equation; Propagation attenuation; Horizontally inhomogeneous atmospheric environment

0 引 言

电子战与信息战作为新的战争形态正引导现代战争的主流, 在环境复杂、信息多变的现代战场中有效利用作战资源、实时获取准确有效战场态势信息, 环境电磁特性数据是不可或缺的重要组成部分^[1-2]。

抛物方程法作为一种前向全波法, 能够处理垂直与水平方向上介质非均匀分布的环境, 可方便地

用于分析地形起伏变化、地表电磁特性变化及传播空间媒质折射率变化等条件下的电波传播问题, 近年来成为国内外评估电波传播特性的常用方法^[3-7]。传统的 PE 算法难以处理有限电导边界条件下的电场计算, 且计算量大, 效率不高。为了便于数值计算, Dockery 和 Kuttler 提出了中心差分 DMFT 算法^[3,6], 利用二阶中心差分方程拟合阻抗边界条件的一阶微分方程, 通过构造辅助函数将 SSFT 变

换转换为单边离散正弦变换求解,该方法可解决简单边界条件下的电波传播问题;但是在粗糙海面等动态阻抗边界条件下,随掠射角、电波频率、海面风速变化,很可能导致数值震荡出现“Bad Alpha”现象,以致算法失效。本文采用前向-后向差分代替传统的中心差分方法,在克服了 α 盲点问题的同时,以一阶差分方程拟合阻抗边界条件,对于减少算法复杂度、提高计算效率有着重要的意义。

以往分析电波传播计算方法的文献[7-12]中,多将大气介质作为一个水平均匀分布的电波传播媒介,仅计算垂直方向上的折射率剖面,且未对处理方法作详尽阐述。本文利用双线性内插法计算水平-垂直非均匀大气折射剖面,并在射线描述算法基础上,给出最大传播仰角等关键参数的计算方法。

最后通过仿真验证算法及模型的正确性及有效性。

1 抛物方程法简介

设电磁场时谐因子为 e^{-ikt} ,标量 ψ 表示电磁场分量, $k = 2\pi/\lambda$ 为真空中传播常数, n 为折射指数,直角坐标系 (x, y, z) 下,假设 ψ 与 y 无关,且大气沿水平方向均匀分布,只随距离(x 轴)和高度(z 轴)变化,则水平极化波中只有 E_y 为非零电场分量($\psi(x, z) = E_y(x, z)$),垂直极化波中只有 H_y 为非零磁场分量($\psi(x, z) = H_y(x, z)$)。电波传播过程中, $\psi(x, z)$ 满足以下二维标量波动方程^[13]:

$$\frac{\partial^2 \psi(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi(x, z)}{\partial z^2} + k^2 n^2 \psi(x, z) = 0 \quad (1)$$

定义沿 x 轴正向传播的衰减函数为

$$u(x, z) = e^{-ikx} \psi(x, z) \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式,并作适当近似即可得到距离-高度空间的二维标量抛物方程,采用 Feit-Fleck 近似法^[14],得到 Feit-Fleck 型宽角 PE 方程为

$$\frac{\partial u(x, z)}{\partial x} = ik \left\{ \sqrt{u^2(x, z) + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2 [u^2(x, z)]}{\partial z^2}} - u^2(x, z) \right\} + ik[n(x, z) - 1]u(x, z) \quad (3)$$

利用 SSFT 算法求解,得

$$u(x, z) = e^{ik[n(z)-1]\Delta x} \mathcal{F}^{-1} \left(e^{i\Delta x \sqrt{k^2 - p^2 - k}} \mathcal{F}(u(x_0, z)) \right) \quad (4)$$

式中, $\mathcal{F}, \mathcal{F}^{-1}$ 分别表示傅立叶正变换和逆变换, $p = k \sin \theta$ 为 z 的变换量, θ 为每一步进 $x + \Delta x$ 的传播仰角, $u(x_0, z)$ 为利用格林函数法计算的初始场分布^[15](其离散形式见式 23)。对于 PEC (Perfect Electric Conduct) 平面边界,利用傅立叶变换的对称性和镜像原理可对水平和垂直极化使用离散正弦变换和离散余弦变换代替傅立叶变换,以降低算法的复杂度,提高计算效率。

2 改进 DMFT 算法

传统的 SSFT 算法在理想导体平面条件下可得到较精确的结果,但却难以处理有限导电平面边界条件时的场分布,Leontovich 阻抗边界条件为^[3]:

$$\frac{\partial u(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} + \alpha \cdot u(x, z) \Big|_{z=0} = 0 \quad (5)$$

其中, $\alpha = ik \sin \theta_j [(1 - \Gamma)/(1 + \Gamma)]$, Γ 是 Fresnel 反射系数, k 是自由空间波数, θ_j 是第 j 步进的掠射角。

本文利用一阶前向-后向差分方程代替传统的二阶中心差分方程拟合一阶微分方程(5),具体方法如下。

定义一阶后向差分 DMFT 算法的辅助函数

$$w(mdz) = \{u(mdz) - u[(m-1)dz]\} / dz + \alpha u(mdz) \quad (6)$$

其中, $m = 1, \dots, N-1, w(0) = w(Ndz) = 0, dz$ 为高度步长,对上式定义 $r = (1 + \alpha dz)^{-1}$ 则辅助函数变为

$$w(mdz) = u(mdz) - r \cdot u[(m-1)dz] \quad (7)$$

定义离散正弦变换对

$$U(x, j\Delta p) = \sum_{m=1}^{N-1} w(x, mdz) \sin\left(\frac{j\pi m}{N}\right), \quad j = 0, \dots, N \quad (8)$$

$$w(x, mdz) = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^{N-1} U(x, j\Delta p) \sin\left(\frac{j\pi m}{N}\right), \quad m = 0, \dots, N \quad (9)$$

由于式(7)为非齐次方程,其解为齐次方程通解和非齐次方程特解的线性组合,对于 $|r| < 1$ 时的通解为

$$u(x, mdz) = u_p(x, mdz) + B_1 r^m \quad (10)$$

令 $u_p(x, 0) = 0$,特解的递推公式

$$u_p(x, mdz) = w(m) + r \cdot u_p(x, (m-1)dz) \quad (11)$$

为了计算待定系数 B_1 ,设

$$C_1(x) = A_1 \sum_{m=0}^N 'u(x, mdz) r^m \quad (12)$$

其中, \sum' 表示 $m = 0$ 和 $m = N$ 项相加时各乘以 0.5

$$A_1 = [2(1 - r^2)] / [(1 + r^2)(1 - r^{2N})] \quad (13)$$

对式(10)两端进行 $\sum_{m=0}^N 'r^m$ 形式的求和,整理得

$$B_1(x) = C_1(x) - A_1 \sum_{m=0}^N 'r^m u_p(x, mdz) \quad (14)$$

其中, $C_1(x)$ 求解也需要步进计算,初值由式(12)计算得出,后续 $C_1(x + \Delta x)$ 由前一步进递推得出,将 $C_1(x) r^{z/\Delta z}$ 代入公式(3),求解整理得递推公式

$$C_1(x + \Delta x) = C_1(x) e^{i\Delta x [\sqrt{k^2 + (\frac{2m}{\Delta z})^2} - k]} \quad (15)$$

该方法的有效计算区域为 $|r| < 1$, 即 $dz > -2\text{Re}(\alpha) / |\alpha|^2$, 对于垂直极化 ($\text{Re}(\alpha) > 0$) 该方法在全局收敛,对于水平极化 ($\text{Re}(\alpha) < 0$) 该方法存在盲区;若利用 $(1/r)^{N-m}$ 为齐次方程通解的后向差分方程 (收敛区域 $dz < -2\text{Re}(\alpha) / |\alpha|^2$) 补盲,引入 $(1/r)^{N-m}$ 增加了算法复杂度的同时还会带来算法的不稳定性,同时当 $|r|$ 增大算法稳定性将变差,且仍存在 $dz = -2\text{Re}(\alpha) / |\alpha|^2$ 盲点。因此,考虑利用 $(1/r)^{N-m}$ 为齐次方程通解的前向差分方程 (收敛区域 $dz > 2\text{Re}(\alpha) / |\alpha|^2$) 补盲。

与前述方法类似,定义前向差分方程辅助函数

$$w(mdz) = \{u[(m + 1)dz] - u(mdz)\} / dz + \alpha u(mdz) \quad (16)$$

其中, $m = 1, \dots, N - 1$; 令 $r = 1 - \alpha dz$, 则辅助函数变为

$$w(mdz) = u[(m + 1)dz] - r \cdot u(mdz) \quad (17)$$

对于 $|r| > 1$ 时的通解为

$$u(x, mdz) = u_p(x, mdz) + B_2(1/r)^{N-m} \quad (18)$$

令 $u_p(x, N) = 0$, 特解的递推公式

$$u_p[x, (N - m)dz] = (1/r) \{u_p[x, (N - m + 1)dz] - w[x, (N - m)dz]\}, \quad m = 1, \dots, N \quad (19)$$

则

$$B_2 = C_2(x) - A_2 \sum_{m=0}^N '(1/r)^{N-m} u_p(x, mdz) \quad (20)$$

$$C_2(x) = A_2 \sum_{m=0}^N '(1/r)^{N-m} u(x, mdz) \quad (21)$$

将 $C_2(x) (1/r)^{z/\Delta z}$ 代入公式(3)求解得递推公式

$$C_2(x + \Delta x) = C_2(x) e^{i\Delta x \sqrt{k^2 + (\frac{2m}{\Delta z})^2} - k} \quad (22)$$

采用前向差分算法补盲时,同样会出现随着 $|r|$ 增大算法稳定性变差的情况,但是有效收敛域与前述后向差分算法是互补的:前向差分法填补后向差分法 Δz 较小值盲区的同时,后向差分法还弥补了前向差分法 Δz 增大会带来算法稳定性变差的不足。因此利用前向差分和后向差分的混合 DMFT 算法计算动态阻抗边界条件下的电波传播问题是合理的。

前向 - 后向混合差分 DMFT 算法计算步骤:

① 利用电磁波及阻抗边界的电磁参数计算边界条件系数 α , 计算高度步长 Δz , 根据判决条件选取所需的差分方法 ($\Delta z = \lambda / (2\sin\theta_{\max})$), θ_{\max} 计算方法见 3.2 节);

② 利用天线辐射方向图 ($A(\theta)$) 和口径场分布的傅立叶变换计算 DMFT 算法的初始场条件 $u(x_0, z)$, 计算公式为

$$u(x_0, z) = e^{im/4} \sqrt{2k/\pi} \cdot \left\{ \sum_{j=0}^{N-1} \frac{A(\theta)(1 + \Gamma)\cos(j\Delta pz_0)}{[k^2 - (j\Delta p)^2]^{1/4}} \cos(j\Delta pz) \Delta p - \sum_{j=0}^{N-1} i \frac{A(\theta)(1 - \Gamma)\sin(j\Delta pz_0)}{[k^2 - (j\Delta p)^2]^{1/4}} \sin(j\Delta pz) \Delta p \right\} \quad (23)$$

③ 利用公式(7)或(17)构建辅助函数 $w(x_0, mdz)$, 并根据式(8)计算 $U(x_0, j\Delta p)$;

④ 由 $U(x_0 + \Delta x, j\Delta p) = e^{i\Delta x \sqrt{k^2 - p^2} - k} U(x_0, j\Delta p)$ 计算下一步进的 $U(x_0 + \Delta x, j\Delta p)$, 并利用(9)式计算 $w(x_0 + \Delta x, mdz)$;

⑤ 按递推公式(11)或(19)计算 $u_p(x_0 + \Delta x, mdz)$;

⑥ 按公式(14)或(20)计算 B_1 或 B_2 , 利用公式(10)或(18)计算下一步进的 $u(x_0 + \Delta x, mdz)$, 将其乘以折射指数项 $e^{ik[n(z) - 1]\Delta x}$ 即可计算下一步进场分布;

⑦ 循环步骤③→⑥, 直至循环结束。

3 非均匀大气折射剖面计算方法

由上文算法的论述,DMFT 各参数的确定及大气剖面的计算对于算法的顺利实施显得尤为关键。传统的 SSFT 或 DMFT 算法将对流层大气假定为水平均匀的电波传播媒介,并利用垂直方向上的插值方法得到算法使用的大气折射剖面,然而实际上对流层大气具有水平 - 垂直非均匀分布的特点,传统

算法所得到的结果往往差强人意。下面将阐述 DMFT 算法所需的大气折射剖面及 θ_{\max} (最大仰角) 等关键参数的计算方法。

3.1 二维线性内插法计算大气折射剖面

低空对流层大气的折射剖面呈线性分布,故可以利用线性插值方法估算大气折射剖面;对于所关心的区域,可采用高度和距离二维线性插值法获取抛物方程所需的修正折射率。文献[7]以地形最低点为平地参考点,将该点的 M 值作为修正折射率插值的初始值,利用分层线性插值法构造垂直折射率剖面;然而以距离为参考,计算高度和折射率值的水平方向插值方法有误,距离与高度值之间并不存在线性关系,插值得出的高度点与相应的修正折射率值并无关系,文章的仿真结果是以水平大气均匀分布为基础得出的。

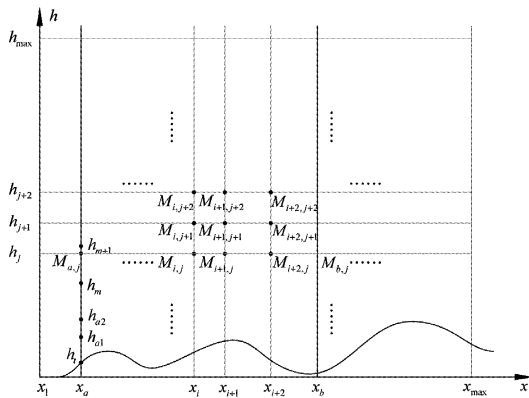


图 1 DMFT 计算域网格示意图

Fig. 1 The grid of DMFT computation field

对流层大气参数是依靠探空传感器获取的,数据按固定时间采样,由于载具升空的速度具有不均匀性,所获取的数据点不能直接应用到 DMFT 算法计算中,可对探空数据中获得的修正折射率值沿垂直(高度) - 水平(距离) 方向进行二维线性插值,将计算获取的数据点内插到以距离步长 Δx 和高度步长 Δz 绘制的 PE 网格格点上。计算区域网格图如图 1 所示。

探空数据以就近原则选取与网格格点最邻近的数据点进行计算,以 $M_{a,m}$ 、 $M_{a,m+1}$ 为例,对其进行垂直方向线性内插得到格点高度 h_j 处的 $M_{a,j}$, h_t 为当前剖面地形最大高度值。

$$M_{a,j} = \frac{(h_{m+1} - h_t) - (h_j - h_t)}{(h_{m+1} - h_t) - (h_m - h_t)} M_{a,m} +$$

$$\frac{(h_j - h_t) - (h_m - h_t)}{(h_{m+1} - h_t) - (h_m - h_t)} M_{a,m+1} = \frac{h_{m+1} - h_j}{h_{m+1} - h_m} M_{a,m} + \frac{h_j - h_m}{h_{m+1} - h_m} M_{a,m+1} \quad (24)$$

同理可以按观测数据得出距离 x_m 处的一组符合网格定义的垂直大气折射剖面,未知垂直网格剖面可利用相邻两个折射剖面的数据作双线性插值得,若已知 x_i 处的数据 $M_{i,j}$ 、 $M_{i,j+2}$ 和 x_{i+2} 处的数据 $M_{i+2,j}$ 、 $M_{i+2,j+2}$ 计算 x_{i+1} 处数据 $M_{i+1,j+1}$ 的公式为

$$M_{i+1,j+1} = M_{i,j+1} + \frac{h_{j+1} - h_j}{h_{j+2} - h_j} (M_{i,j+2} - M_{i,j}) + \frac{x_{i+1} - x_j}{x_{i+2} - x_i} (M_{i+2,j} - M_{i,j}) + \frac{x_{i+1} - x_j}{x_{i+2} - x_i} \frac{h_{j+1} - h_j}{h_{j+2} - h_j} (M_{i,j} - M_{i,j+2} - M_{i+2,j} + M_{i+2,j+2}) \quad (25)$$

同理可以求出 x_{i+1} 处其它高度的未知数据点。按照公式(24)(25) 在观测数据基础上可得到计算区域内所有网格上的数据点,将获得的数据代入 2 节步骤 ⑥ 有关折射指数项 (其中, $n(z) = M(z) \times 10^{-6} + 1$) 的公式中即可求得水平 - 垂直非均匀大气条件下的抛物方程场分布。

3.2 最大传播仰角 θ_{\max} 计算方法

根据奈奎斯特采样定理, DMFT 算法中各变量取值为 $\Delta p \Delta z = \pi/N$, 其中 $\Delta z = \lambda / (2 \sin \theta_{\max})$, p 为 z 的 DMFT 的变换量, $p = k \sin \theta_j$, N 为 FFT 尺度, $z_{\max} = N \Delta z$ 。为了减少算法的复杂度和计算时间,对所关心区域进行 DMFT 计算时,通常需要指定一个最大传播仰角 θ_{\max} 。

θ_{\max} 的计算根据任务观测区域分为指定距离 - 高度和仅指定距离两种情况,即要求计算指定距离 - 高度以下的电磁剖面和指定距离处雷达覆盖区域剖面。为了保证计算结果的准确性,计算区域应尽可能包括到达观测点的所有电波的折射、绕射和反射数据,因此所设定的 θ_{\max} 应大于地形峰值 20%、大于最大高度传播仰角且存在大气波导时应包括所有陷获层。

对于大气波导条件下目标位置真实仰角的计算中,传统方法[7, 11 - 12]需要先根据天线位置和波导参数求出射线能够穿透波导的穿透角,再由穿透角判断射线的传播高度范围,最后根据范围进行积

分或微分。当波导层数较少时,这种方法是可行的,但对于实际情况下的水平-垂直非均匀大气将是一个十分繁琐的过程。可利用基于斯奈尔定律的泰勒二阶近似射线方程计算指定高度的真实仰角。

若 h_0 为发射天线海拔高度,则接收天线处视在传播仰角 $\theta_0 = \arctan((h_T - h_0)/x_{\max} - x_{\max}/(2r_e))$, h_T 为接收天线高度, r_e 为地球半径, x_{\max} 为地面最大传播距离。传统射线描述公式^[16]

$$x = \pm \int_{h_0}^{h_T} \frac{r_e}{r_e + h} \frac{(r_e + h_0)n_0 \cos\theta_0 dh}{\sqrt{n^2(r_e + h)^2 - [(r_e + h_0)n_0 \cos\theta_0]^2}} \quad (26)$$

令 $m_i = (r_e + h_i)n_i$ 为修正折射指数,将此积分公式按 m 的泰勒二阶近似离散化到 DMFT 计算域网格中,得到如下微分方程组:

$$\begin{cases} dh_i = \min(z_{j+1} - h_i, dh) \\ h_{i+1} = h_i + dh_i \\ x_{i+1} = x_i + \frac{r_e}{r_e + h_{i+1}} \frac{m_i \cos\theta_i dh_i}{\sqrt{m_{i+1}^2 - (m_i \cos\theta_i)^2}} \\ \theta_{i+1} = \pm \arctan \frac{dh_i}{x_{i+1} - x_i} \end{cases} \quad (27)$$

为与前述抛物方程的高度步长 dz 相区分,射线方程高度步长用 dh 表示,下标 i 为当前步进参数, $i + 1$ 表示下一步进, z_{j+1} 为 h_i 对应剖面第 j 层高度最大值。由于真实仰角 θ_{true} 大于视在仰角 θ_0 ,且射线穿透所有陷获层,不会发生回转,故可用 θ_0 为初始仰角,每步进增加 0.001 rad,利用公式(27)使 $x \rightarrow x_{\max}$, $h \rightarrow h_T$,从而获得到达观测距离和观测高度的仰角 θ_{true} 。此处 $h_T = \max(h_0, h_{\text{duct}}, 1.2h_{\text{moun}})$, h_{duct} 为大气波导高度, h_{moun} 为传播区域内地形最大高度。

最大陷获角 θ_{critical} 应包括计算区域内所有波导陷获层,若 M_{Tran} 为发射天线处 M 值,则

$$\theta_2' = \sqrt{2\max(0, M_{\text{Tran}} - M_{\text{Bmin}}) \times 10^{-6}} \quad (28)$$

$$\theta_2'' = \sqrt{2\max(0, M_{\text{Tran}} - M_{\text{Amin}}) \times 10^{-6}} \quad (29)$$

其中, M_{Bmin} 为低于天线高度的最小 M 值, M_{Amin} 为高于天线高度的最小 M 值。

$$\theta_{\text{critical}} = \max(\theta_2', \theta_2'') \quad (30)$$

任务观测区域第一种情况的计算公式为 $\theta_{\max} = \min(\max(\theta_{\text{true}}, \theta_{\text{critical}}, \theta_{\text{beam}}), 30^\circ)$,其中 θ_{true} 为最大计算高度的真实仰角, θ_{critical} 为最大陷获角, $\theta_{\text{beam}} = 0.5\theta_{\text{bw}} + \theta_{\text{elev}}$ 为电波主波束角(θ_{bw} 为天线 3dB 带宽

角, θ_{elev} 为天线仰角), 30° 为宽角抛物方程最大计算仰角。对于第二种情况,需要计算指定距离处大气折射剖面的所有值,计算公式为 $\theta_{\max} = \min(\max(\theta_{\text{critical}}, \theta_{\text{beam}}'), 30^\circ)$, $\theta_{\text{beam}}' = \theta_{\text{bw}} + \theta_{\text{elev}}$,其它参数与第一种情况相同。

4 数值计算

为了验证各模型及算法的正确性,下面利用前向-后向混合差分 DMFT 算法计算不同大气条件下的电波传播特性,并与相关文献实验结果相对比。

仿真 1

采用文献[17]中的仿真条件:海水介电常数 $\epsilon_r = 80$,海水导电率 $\sigma = 4\text{S/m}$,光滑海面,发射天线高度 $z_0 = 30.48\text{m}$,全方向性天线,频率 3.3GHz,水平极化,距离步长 Δx 取 200m,大气折射剖面见图 2^[17],共分四层的悬空大气波导。图 3 显示了高度 3000m - 距离 300km 内的电波传播场强分布情况,与文献[17]图 5、文献[7]图 3.23 相吻合;图 4 和图 5 显示了距离发射天线 111.2km 和 222.4km 处的衰减曲线,与文献[17]图 4、文献[7]图 3.22 相吻合,验证了算法及模型的正确性。

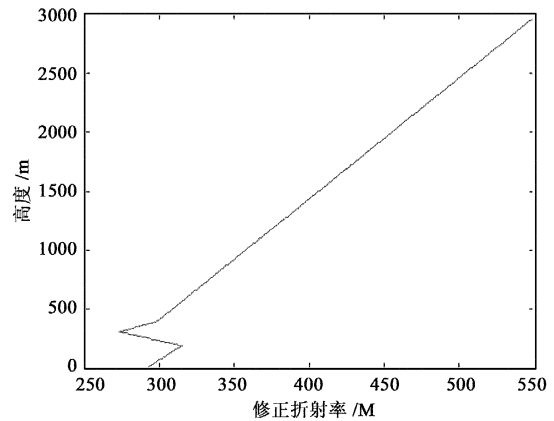


图 2 大气折射剖面

Fig. 2 Refraction section of atmosphere

仿真 2

值得注意的是,仿真 1 条件为假定大气水平均匀分布和海面为光滑平面,而实际情况却并非如此,因此再利用文献[8]中的实测数据对算法进行验证。

仿真条件:海水物理特性与仿真 1 相同,共有两组对照仿真,发射天线高 8.1m 和 26.2m,高斯天线,频率 9.875GHz 和 3.240GHz,水平极化,距离步长 Δx 取 100m,海面风速 3m/s。大气折射剖面见图

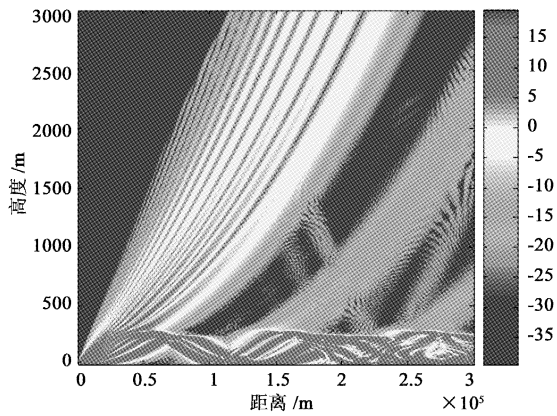
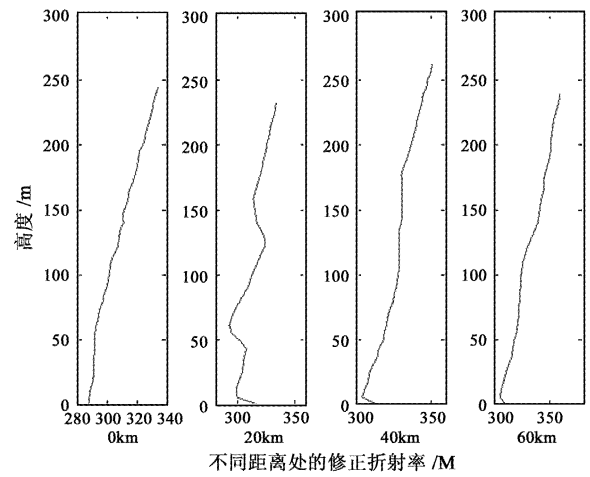


图 3 DMFT 场强分布图

Fig. 3 Field intensity distribution of DMFT



不同距离处的修正折射率 /M

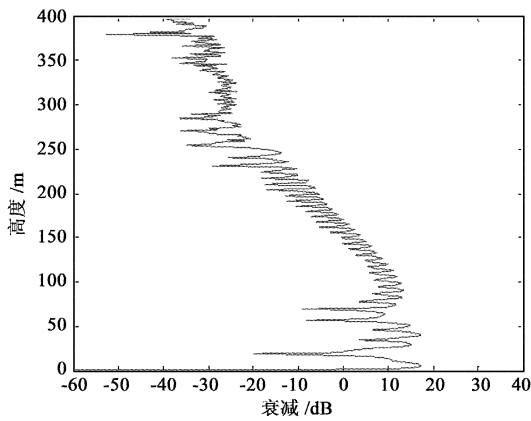
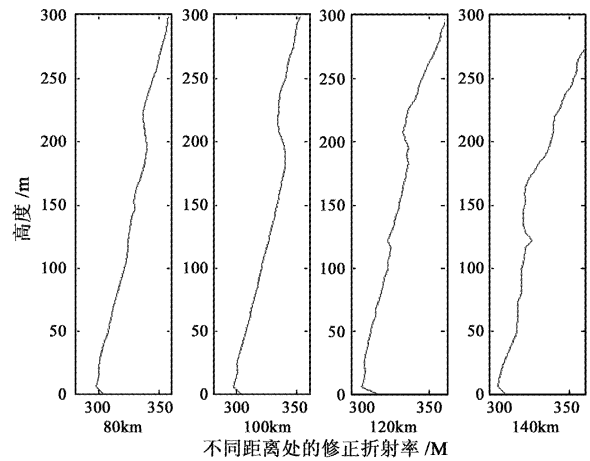


图 4 111.2km 处的衰减曲线

Fig. 4 Attenuation curve at 111.2km



不同距离处的修正折射率 /M

图 6 大气折射剖面

Fig. 6 Refraction section of atmosphere

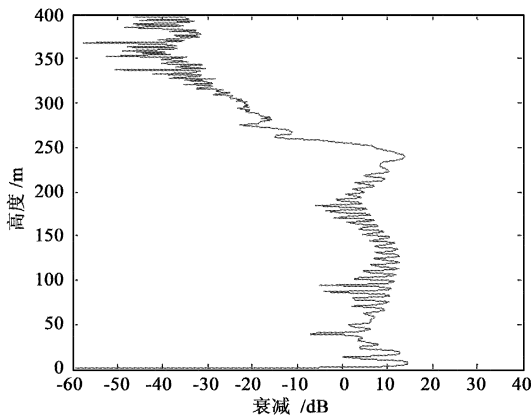


图 5 222.4km 处的衰减曲线

Fig. 5 Attenuation curve at 222.4km

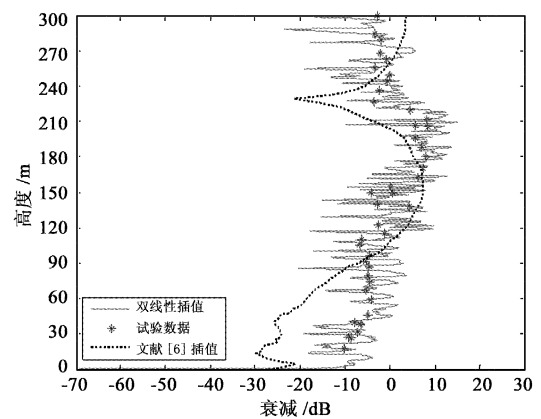


图 7 一组条件 70km 处的衰减曲线

Fig. 7 Attenuation curve at 70km of case 1

6^[8], 每 20km 处有一大气实测数据剖面, 大气呈水平 - 垂直非均匀分布, 且存在多个不连续大气波导层。图 7 和图 8 分别显示了两组仿真条件下 70km 处的衰减曲线, 图中实线代表本文双线性插值计算

大气折射剖面后由 DMFT 计算的结果, “*”为文献 [8] 中的实验结果, 点线为文献 [8] 的插值结果。由两图可以看出, 在水平非均匀大气条件下, 本文的算法得到和实验相一致的结果, 验证了算法及模型的

有效性。

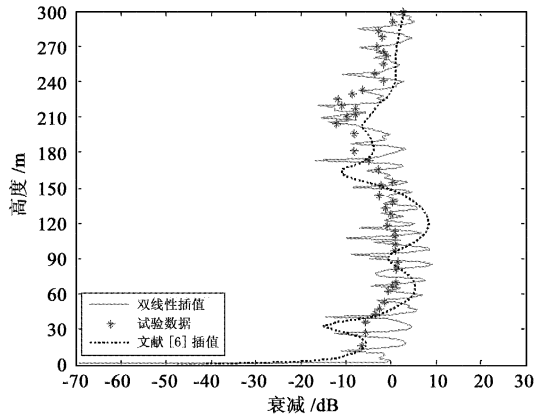


图8 二组条件70km处的衰减曲线

Fig. 8 Attenuation curve at 70km of case 2

4 结 论

电磁波在复杂大气及地(海)面边界条件下传输时,受算法自身固有缺陷的限制,传统的SSFT及中心差分DMFT算法的结果往往不甚理想。本文在传统算法及模型的基础上,构建了前向-后向混合差分DMFT算法,更正前人^[3]差分方程解待定系数及递推公式的错误、提高计算效率的同时增进了算法的有效性和适用性。利用双线性插值法给出了计算水平-垂直非均匀大气条件下的大气折射剖面方法,在射线描迹积分算法基础上,给出了基于斯奈尔定律的二阶泰勒级数射线方程计算极限掠射角的方法,并根据最大陷获角、主波束角等计算方法给出算法所需的最大传播仰角等关键参数。最后利用传统算法与文献实验数据仿真验证了算法的正确性及有效性。

参 考 文 献

- [1] 刘义,赵春娜,王雪松,等.一种对抗环境下反辐射导弹瞄准点估计方法[J].宇航学报,2010,31(3):764-768.[Liu Yi, Zhao Chun-na, Wang Xue-song, et al. Aiming point estimation approach of ARM in confrontation environment[J]. Journal of Astronautics, 2010, 31(3):764-768.]
- [2] 李鹏,王伟,郑飞,等.晴空环境下的地基地面天线多场耦合分析及试验[J].宇航学报,2010,31(7):1864-1869.[Li Peng, Wang Wei, Zheng Fei, et al. Multi-field coupling analysis and experiments of ground reflector antennas under clear-day solar radiation[J]. Journal of Astronautics, 2010, 31(7):1864-1869.]
- [3] Dockery G D, Kuttler J R. An improved impedance boundary algorithm for Fourier split-step solutions of the parabolic wave equation[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1996, 44(12):1592-1599.
- [4] Benhmmamouch O, Caouren N, Khenchaf A. Modeling of

roughness effects on electromagnetic waves propagation above sea surface using 3D parabolic equation [C]. IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Cape Town, Africa, July 12-17, 2009(2):817-820.

- [5] Coleman C J. An FFT-based Kirchhoff integral technique for the simulation of radio waves in complex environments[J]. Radio science, 2010, 45(2):1-14.
- [6] Guillet N, Fabbro V, Bourlier C, et al. Low grazing angle propagation above rough surface by the parabolic wave equation [C]. IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Purre Baldis, France, July 21-25, 2003(7):4186-4188.
- [7] 胡绘斌. 预测复杂环境下电波传播特性的算法研究[D]. 国防科学技术大学,2006:11-61.[Hu Hui-bin. Study on the algorithms of predicting the radio propagation characteristics in complex environments [D]. Graduate School of National University of Defense Technology, 2006:11-61.]
- [8] Barrios A E. Parabolic equation modeling in horizontally inhomogeneous environments [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1992, 40(7):791-797.
- [9] Zhao X L, Huang J Y, Gong S H. Modeling on multi-eigenpath channel in marine atmospheric duct[J]. Radio science, 2009, 44(1):1-5.
- [10] Cao Y, Dvorak S L, Ye X Y, et al. A new cylindrical phase screen method for modeling electromagnetic wave propagation through an inhomogeneous 2-D atmosphere[J]. Radio Science, 2007, 42(4):1-10.
- [11] Chaubell J, Bruno O P, Ao C O. Evaluation of EM-wave propagation in fully three-dimensional atmospheric refractive index distributions[J]. Radio Science, 2009, 44(1):1-19.
- [12] Barrios A. Estimation of surface-based duct parameters from surface clutter using a ray trace approach[J]. Radio Science, 2004, 39(1):1-15.
- [13] Levy M. Parabolic equation methods for electromagnetic wave propagation[M]. London: IEE Press, 2000:15-43.
- [14] Feit M D, Fleck J A. Light propagation in graded-index fibers [J]. Appl Opt, 1978, 17:3990-3998.
- [15] Barrios E. A terrain parabolic equation model for propagation in the troposphere[J]. IEEE, Trans. on AP, 1994, 42(1):90-98.
- [16] 孙方,王红光,康士峰,等.大气波导环境下的射线追踪算法[J].电波科学学报,2008,23(1):179-183.[Sun Fang, Wang Hong-guang, Kang Shi-feng, et al. A ray tracing algorithm for duct environment [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2008, 23(1):179-183.]
- [17] Durand J C, Granier P. Radar coverage assessment in nonstandard and ducting conditions: a geometrical optics approach[J]. IEE Proc., 1990, 137(2):1464-1470.

作者简介:李德鑫(1983-),男,海军航空工程学院博士研究生,助理工程师,研究方向为信号处理、无线电波传播。
通信地址:山东省烟台市芝罘区二马路188号海军航空工程学院研究生一队(264001)
电话:15154588768
E-mail:lidixin@163.com

(编辑:余未)