

矩形波导宽边辐射纵缝的 MPSTD 算法分析

杨 虎¹, 姜永金², 田立松¹, 毛钧杰¹

(1. 国防科技大学电子科学与工程学院, 湖南长沙 410073; 2. 空军雷达学院电子对抗系, 湖北武汉 430019)

摘 要: 针对 MPSTD 算法在波导宽边辐射纵缝问题中的应用, 本文首先提出了基于 Maxwell 方程特征变量的总场散射场分离方法, 推导了散射场子域与总场子域分界面上的场值更新关系; 其次, 采用场区划分的思想给出一种激励源的设置方法, 有效地将入射场子域、散射场子域及总场子域联系起来, 方便了入射场的加入与散射场的提取. 以此为基础, 对波导宽边辐射纵缝的谐振长度和阻抗特性进行了分析. 仿真结果表明, 将 MPSTD 算法应用于波导纵缝问题的分析, 可实现对该问题的精确建模, 具有较高的计算精度和效率.

关键词: 多区域时域伪谱算法 (MPSTD); 波导纵缝

中图分类号: TN957 文献标识码: A 文章编号: 0372-2112(2008)06-1169-05

MPSTD Algorithm Simulations of Radiating longitudinal slot in the Broad Face of Rectangular Waveguide

YANG Hu¹, JIANG Yong jin², TIAN Li song¹, MAO Jun jie¹

(1. College of Electronics Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China;

2. Department of Electronic Warfare, AFRA, Wuhan, Hubei 430019, China)

Abstract: The MPSTD algorithm is applied to model radiating longitudinal slot in the broad face of rectangular waveguide. Firstly, a method of dividing the total field and the scattering field is proposed based on the characteristic variables of Maxwell's equations. Also the updating functions of the field in the interface between the subdomains of scattering field and total field has been derived. Secondly, the setting of excitation source is proposed by the idea of fields domain partition, which make the subdomains of incident field, scattering field and total field contacted available. So it is convenient to place incident field and pick up scattering field. The resonant length and impedance characteristics of longitudinal slot are analyzed by MPSTD. The numerical results show that the MPSTD algorithm is accurate and efficient to analyze the radiating longitudinal slot in the broad face of rectangular waveguide.

Key words: multidomain pseudospectral time domain (MPSTD) algorithm; longitudinal shunt slot

1 引言

波导缝隙阵列天线因具有结构紧凑、辐射效率高、功率容量大和可靠性高等优点而被广泛应用于雷达和通讯领域. 波导宽边纵向辐射缝隙是波导缝隙阵列天线最为广泛使用的辐射缝隙形式, 因此, 它的准确分析对波导缝隙阵列天线的设计具有重要意义. 波导宽边纵向辐射缝隙的理论研究最早由 Stevenson^[1] 进行, 他应用格林函数得到了辐射纵缝的归一化谐振电导表达式. 1957 年, A. A. Oliner^[2] 利用变分法得到了缝隙的变分解, 解决了辐射纵缝电纳的计算. 1974 年, T. V. Khac^[3] 首次将矩量法引入到波导缝隙问题的研究中. 此后, 矩量法在波导缝隙领域内的应用得到了长足发展, 其中, R. W. Lyon 和 A. J. Sangster^[4] 提出的 Galerkin 法, 在考虑波导壁厚和

边壁影响的情况下, 成为目前波导缝隙分析中最常用的方法. 但是, 矩量法在波导缝隙上应用的难易程度取决于格林函数技术和具体的缝隙形状及其边值条件, 最终还要求解耦合积分方程组. 这是矩量法分析的一个瓶颈. 随着高速大容量计算机技术的发展, 电磁场时域计算方法得到了迅速的发展, 尤其是时域有限差分方法 (FDTD). 文献[5] 采用 FDTD 算法, 对波导辐射缝隙进行了精确的分析. 然而 FDTD 要想达到可以接受的精度效果, 每波长需要分成 20 个以上网格, 在曲面边界每波长所需网格数目会更多. 改进 FDTD 的计算精度和效率一直是一个活跃的研究课题. 在大量的研究中, 多区域时域伪谱 (MPSTD) 算法在计算电磁学中已经得到了越来越多的重视. MPSTD 方法不仅可以准确地模拟曲面物体, 准确的处理材料分界面, 而且它与全域 PSTD 相比

还有明显的优点^[6-9]. MPSTD 算法的基本思想是将整个计算域分成几个与所分析问题共形的曲面六面体子域, Chebyshev 谱选配方法被单独用在每个子域里, 子域之间通过子域分界面匹配条件来处理.

MPSTD 算法由于发展时间短, 目前该方法主要被应用于空间及地下简单目标 (2D: 方柱、椭圆柱、圆柱; 3D: 球、圆柱、方柱) 散射特性的研究^[6-9]. 本文将重点研究 MPSTD 算法在矩形波导宽边辐射纵缝中的应用. 首先, 基于 Maxwell 特征变量法提出了总场-散射场的分离方法, 推导了散射场子域与总场子域分界面上的场值更新关系式; 其次, 采用场区划分的思想, 有效地将入射场子域、散射场子域及总场子域联系起来, 方便了入射场的加入与散射场的提取; 最后, 计算了 X 波段矩形波导宽边辐射纵缝的谐振长度和阻抗特性. 通过与已有文献结果的对比, 证明了 MPSTD 算法在波导宽边辐射纵缝问题中应用的有效性.

2 电磁场中的 MPSTD 算法

考虑一个无源的、各向同性、导电的不均匀媒质, 其介电常数、磁导率、电导率和磁电阻率分别为 ε , μ , σ , σ_m . 对于 3D 矢量 Maxwell 方程其形式为:

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \xi} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \eta} + \mathbf{C} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \zeta} + \mathbf{D} \mathbf{q} \quad (1)$$

式中

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z \end{pmatrix}^T \quad (2)$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \xi/\varepsilon & -\xi/\varepsilon \\ 0 & 0 & 0 & -\xi/\varepsilon & 0 & \xi/\varepsilon \\ 0 & 0 & 0 & \xi/\varepsilon & -\xi/\varepsilon & 0 \\ 0 & -\xi/\varepsilon & \xi/\mu & 0 & 0 & 0 \\ \xi/\mu & 0 & -\xi/\mu & 0 & 0 & 0 \\ \xi/\mu & -\xi/\mu & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3a)$$

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \sigma/\varepsilon & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma/\varepsilon & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma/\varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_m/\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_m/\mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_m/\mu \end{pmatrix} \quad (3b)$$

其中, ε , μ , σ , σ_m 均为坐标 (x, y, z) 的函数, 矩阵 \mathbf{B} 和 \mathbf{C} 的表达式只需将矩阵 \mathbf{A} 中的 ξ 分别换成 η 和 ζ 即可.

对于 3D 问题, 假定计算域能被分成许多与所分析问题共形的无互叠区域的曲面六面体, 如图 1 所示, 利用坐标变换, 每一个在 (x, y, z) 坐标系中的曲面六面体能变换到 (ξ, η, ζ) 坐标系中的单位立方体. 为了精确估计定义在单位立方体上的 $q(\xi, \eta, \zeta)$, 我们采用基于

Chebyshev Gauss Lobatto 配置点的张量积 Chebyshev 方法.

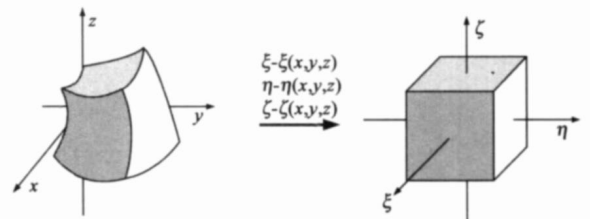


图 1 子域六面体到单位立方体的坐标变换

定义在单位立方体上的 Chebyshev-Gauss Lobatto 配置点为

$$\xi_i = -\cos\left\{\frac{i\pi}{I}\right\}, i = 0, 1, \dots, I \quad (4)$$

$$\eta_j = -\cos\left\{\frac{j\pi}{J}\right\}, j = 0, 1, \dots, J \quad (5)$$

$$\zeta_l = -\cos\left\{\frac{l\pi}{L}\right\}, l = 0, 1, \dots, L \quad (6)$$

采用张量积 Chebyshev-Lagrange 多项式拟合 $q(\xi, \eta, \zeta)$, 定义在网格点上的 $q(\xi, \eta, \zeta)$ 空间偏导数被给出^[8]:

$$\frac{\partial q(\xi, \eta, \zeta)}{\partial \xi} = \sum_{k=0}^I D_{ik}^{(\xi)} q(\xi_k, \eta, \zeta) \quad (7)$$

$$\frac{\partial q(\xi, \eta, \zeta)}{\partial \eta} = \sum_{k=0}^J D_{jk}^{(\eta)} q(\xi, \eta_k, \zeta) \quad (8)$$

$$\frac{\partial q(\xi, \eta, \zeta)}{\partial \zeta} = \sum_{k=0}^L D_{lk}^{(\zeta)} q(\xi, \eta, \zeta_k) \quad (9)$$

式中 $D_{ik}^{(\alpha)} = g_k'(\alpha)$, $\alpha = (\xi, \eta, \zeta)$ 为微分矩阵. 其具体表达式可参见文献[8].

采用 5 步 4 阶 Runge-Kutta 方法作为显式时间积分方法, 将式(1)写为

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{f}(t, \mathbf{q}) \quad (10)$$

式中

$$\mathbf{f}(t, \mathbf{q}) = -\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \xi} - \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \eta} - \mathbf{C} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \zeta} - \mathbf{D} \mathbf{q} \quad (11)$$

将 $q(t_n)$ 记为 \mathbf{q}_n , $t_n = n \Delta t$, Δt 是时间步间隔. 于是, 5 步 4 阶 Runge-Kutta 方法可表示为^[8]:

$$\mathbf{u}_0 = \mathbf{q}_n \quad (12)$$

$$\forall j \in [1, 5]: \begin{cases} \mathbf{k}_j = \mathbf{a}_j \mathbf{k}_{j-1} + \Delta t \cdot \mathbf{f}((n + c_j) \Delta t, \mathbf{u}_{j-1}) \\ \mathbf{u}_j = \mathbf{u}_{j-1} + \mathbf{b}_j \mathbf{k}_j \end{cases} \quad (13)$$

$$\mathbf{q}_{n+1} = \mathbf{u}_5 \quad (14)$$

其中, 常数 $\mathbf{a}_j, \mathbf{b}_j, \mathbf{c}_j$ 见文献[8].

3 总场-散射场分离技术

将 MPSTD 算法用于波导缝隙天线分析时, 首先将计算空间分为入射场子域、散射场子域及总场子域, 如图 2 所示. 入射场子域、散射场子域和总场子域在分界面 AA' 上的网格剖分应一致, 且 AA' 分界面应位于入射

场子域的内部网格上。

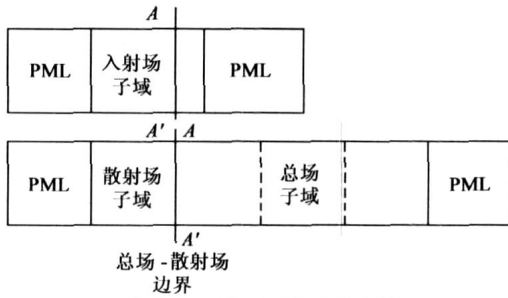


图 2 子域配置模型示意图

下面采用 Maxwell 方程特征变量法来推导总场子域和散射场子域 AA' 分界面上的总场-散射场分离边界条件。

3.1 Maxwell 方程的特征变量

假定散射场子域(为了文中方便,简称“子域 1”)与总场子域(“子域 2”)的分界面 AA' 垂直于 ξ 我们将系数矩阵 A 对角化^[7],可分别得到沿- ξ 传播的特征变量 $R_{\xi_1}^0, R_{\xi_2}^0$, 不传播的特征变量 $R_{\xi_1}^0, R_{\xi_2}^0$ 和沿+ ξ 传播的特征变量 $R_{\xi_1}^0, R_{\xi_2}^0$ 。这些特征变量可以通过场矢量的法线和切线分量来给予物理解释。

设 $n = \xi_i + \xi_j + \xi_k = \langle \xi_x, \xi_y, \xi_z \rangle$, 则 n 为 ξ 面的外法线矢量; 设 $t_1 = \langle 0, \xi_y, -\xi_z \rangle, t_2 = \langle -\xi_x, 0, -\xi_z \rangle, t_3 = \langle \xi_x, -\xi_y, 0 \rangle$, 则 t_1, t_2, t_3 为 ξ 面的三个切线矢量, 那么

$$R_{\xi_1}^0 = (n \cdot E) / dA \quad (15)$$

$$R_{\xi_2}^0 = (n \cdot H) / dA \quad (16)$$

$$R_{\xi_1}^\pm = \frac{1}{dA^2} [\xi_y (t_1 \cdot H) - \xi_z (t_2 \cdot H) \pm c \epsilon dA (t_3 \cdot E)] \quad (17)$$

$$R_{\xi_2}^\pm = \frac{1}{dA^2} [\xi_x (t_3 \cdot H) - \xi_z (t_1 \cdot H) \pm c \epsilon dA (t_2 \cdot E)] \quad (18)$$

假定 ξ 从子域 1 指向子域 2 在这种情况下, 采用特征变量法匹配分界面两侧的特征波。将子域 $i (i = 1, 2)$ 的外向行波特征变量作为另外一个子域 $j (j = 2, 1)$ 的内向行波特征变量。设 $q^{(1)}$ 和 $q^{(2)}$ 分别是两个子域的解, 在时间步计算推进下, 在分界面处的解 $\hat{q}^{(1)}$ 和 $\hat{q}^{(2)}$ 不再相等, 右向行波特征变量对可通过式(19)、(20)表示。

$$R_{\xi_1}^+(q) = R_{\xi_1}^+(\hat{q}^{(1)}) \quad (19)$$

$$R_{\xi_2}^+(q) = R_{\xi_2}^+(\hat{q}^{(1)}) \quad (20)$$

左向行波特征变量对可通过式(21)、(22)表示

$$R_{\xi_1}^-(q) = R_{\xi_1}^-(\hat{q}^{(2)}) \quad (21)$$

$$R_{\xi_2}^-(q) = R_{\xi_2}^-(\hat{q}^{(2)}) \quad (22)$$

静态特征变量由式(23)、(24)决定。

$$R_{\xi_1}^0(q) = \frac{1}{2} [R_{\xi_1}^0(\hat{q}^{(1)}) + R_{\xi_1}^0(\hat{q}^{(2)})] \quad (23)$$

$$R_{\xi_2}^0(q) = \frac{1}{2} [R_{\xi_2}^0(\hat{q}^{(1)}) + R_{\xi_2}^0(\hat{q}^{(2)})] \quad (24)$$

式中, 当 $\hat{q}^{(1)} = \hat{q}_S^{(1)}$ 时, $\hat{q}^{(2)} = \hat{q}_S^{(2)}$; 当 $\hat{q}^{(1)} = \hat{q}_T^{(1)}$ 时, $\hat{q}^{(2)} = \hat{q}_T^{(2)}$; $\hat{q}_T^{(i)}, \hat{q}_S^{(i)} (i = 1, 2)$ 分别代表在子域 i 的 AA' 分界面上单独计算获得的总场和散射场。

3.2 散射场子域分界面 AA' 上的场值更新关系

在某一时刻, 由总场子域单独计算可获得 AA' 分界面上的总场 $\hat{q}^{(2)} = \hat{q}_T^{(2)}$, $\hat{q}^{(2)} = \hat{q}^i + \hat{q}_S^{(2)}$, 则

$$\hat{q}_S^{(2)} = \hat{q}^{(2)} - \hat{q}^i \quad (25)$$

式中, \hat{q}^i 为入射场。同理, 散射场子域单独计算获得 AA' 分界面上的散射场

$$\hat{q}_S^{(1)} = \hat{q}^{(1)} \quad (26)$$

联立解式(19)~(26), 可得散射场子域分界面 AA' 的场值更新关系为:

$$E_x^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\dot{E}_x^{(1)} + \dot{E}_x^{(2)} - \dot{E}_x^i \right] + \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_y \left(\dot{H}_z^{(2)} - \dot{H}_z^{(1)} - \dot{H}_z^i \right) - \xi_z \left(\dot{H}_y^{(2)} - \dot{H}_y^{(1)} - \dot{H}_y^i \right) \right] \quad (27a)$$

$$E_y^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\dot{E}_y^{(1)} + \dot{E}_y^{(2)} - \dot{E}_y^i \right] + \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\dot{H}_x^{(2)} - \dot{H}_x^{(1)} - \dot{H}_x^i \right) - \xi_z \left(\dot{H}_z^{(2)} - \dot{H}_z^{(1)} - \dot{H}_z^i \right) \right] \quad (27b)$$

$$E_z^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\dot{E}_z^{(1)} + \dot{E}_z^{(2)} - \dot{E}_z^i \right] + \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\dot{H}_y^{(2)} - \dot{H}_y^{(1)} - \dot{H}_y^i \right) - \xi_y \left(\dot{H}_z^{(2)} - \dot{H}_z^{(1)} - \dot{H}_z^i \right) \right] \quad (27c)$$

$$H_x^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\dot{H}_x^{(1)} + \dot{H}_x^{(2)} - \dot{H}_x^i \right] - \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_y \left(\dot{E}_z^{(2)} - \dot{E}_z^{(1)} - \dot{E}_z^i \right) - \xi_z \left(\dot{E}_y^{(2)} - \dot{E}_y^{(1)} - \dot{E}_y^i \right) \right] \quad (27d)$$

$$H_y^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\dot{H}_y^{(1)} + \dot{H}_y^{(2)} - \dot{H}_y^i \right] - \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\dot{E}_z^{(2)} - \dot{E}_z^{(1)} - \dot{E}_z^i \right) - \xi_z \left(\dot{E}_z^{(2)} - \dot{E}_z^{(1)} - \dot{E}_z^i \right) \right] \quad (27e)$$

$$H_z^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\dot{H}_z^{(1)} + \dot{H}_z^{(2)} - \dot{H}_z^i \right] - \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\dot{E}_y^{(2)} - \dot{E}_y^{(1)} - \dot{E}_y^i \right) - \xi_y \left(\dot{E}_x^{(2)} - \dot{E}_x^{(1)} - \dot{E}_x^i \right) \right] \quad (27f)$$

3.3 总场子域分界面 AA' 上的场值更新关系

在某一时刻, 由总场子域单独计算可获得 AA' 分界面上的总场

$$\hat{q}^{(2)} = \hat{q}_T^{(2)} \quad (28)$$

同理, 散射场子域单独计算获得 AA' 分界面上的散射场 $\hat{q}_S^{(1)} = \hat{q}^{(1)}$, 则

$$\hat{q}_T^{(1)} = \hat{q}_S^{(1)} + \hat{q}^i \quad (29)$$

联立解式(19)~(24)、(28)、(29), 可得总场子域分界面上的场值更新关系为:

$$E_x^{(2)} = \frac{1}{2} \left[\dot{E}_x^{(1)} + \dot{E}_x^{(2)} + \dot{E}_x^i \right] + \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_y \left(\dot{H}_z^{(2)} - \dot{H}_z^{(1)} - \dot{H}_z^i \right) - \xi_z \left(\dot{H}_y^{(2)} - \dot{H}_y^{(1)} - \dot{H}_y^i \right) \right] \quad (30a)$$

$$E_y^{(2)} = \frac{1}{2} \left[\dot{E}_y^{(1)} + \dot{E}_y^{(2)} + \dot{E}_y^i \right] + \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\dot{H}_x^{(2)} - \dot{H}_x^{(1)} - \dot{H}_x^i \right) - \xi_z \left(\dot{H}_z^{(2)} - \dot{H}_z^{(1)} - \dot{H}_z^i \right) \right] \quad (30b)$$

$$E_z^{(2)} = \frac{1}{2} \left(\hat{E}_z^{(1)} + \hat{E}_z^{(2)} + \hat{E}_z^i \right) + \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\hat{H}_y^{(2)} - \hat{H}_y^{(1)} - \hat{H}_y^i \right) - \xi_y \left(\hat{H}_x^{(2)} - \hat{H}_x^{(1)} - \hat{H}_x^i \right) \right] \quad (30c)$$

$$H_x^{(2)} = \frac{1}{2} \left(\hat{H}_x^{(1)} + \hat{H}_x^{(2)} + \hat{H}_x^i \right) - \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_y \left(\hat{E}_z^{(2)} - \hat{E}_z^{(1)} - \hat{E}_z^i \right) - \xi_x \left(\hat{E}_y^{(2)} - \hat{E}_y^{(1)} - \hat{E}_y^i \right) \right] \quad (30d)$$

$$H_y^{(2)} = \frac{1}{2} \left(\hat{H}_y^{(1)} + \hat{H}_y^{(2)} + \hat{H}_y^i \right) - \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\hat{E}_z^{(2)} - \hat{E}_z^{(1)} - \hat{E}_z^i \right) - \xi_y \left(\hat{E}_x^{(2)} - \hat{E}_x^{(1)} - \hat{E}_x^i \right) \right] \quad (30e)$$

$$H_z^{(2)} = \frac{1}{2} \left(\hat{H}_z^{(1)} + \hat{H}_z^{(2)} + \hat{H}_z^i \right) - \frac{c\mu}{2dA} \left[\xi_x \left(\hat{E}_y^{(2)} - \hat{E}_y^{(1)} - \hat{E}_y^i \right) - \xi_y \left(\hat{E}_x^{(2)} - \hat{E}_x^{(1)} - \hat{E}_x^i \right) \right] \quad (30f)$$

4 波导宽边辐射纵缝的分析

本文以 X 波段标准矩形波导 WR-90 为例,进行了波导宽边辐射纵缝问题的研究. WR-90 波导的内壁尺寸为 $22.86 \times 10.16 \text{mm}^2$, 假定波导宽壁为 x 方向, 窄壁为 y 方向, 传输方向为 z 方向.

4.1 入射场区的设置

入射场区通过一根直波导分成 4 个子域来实现, 每个子域 (x, y, z) 方向的网格剖分数目为 $10 \times 6 \times 6$, 波导的两端的子域为 PML 子域, 采用 CPML 吸收边界条件. 激励源设置于馈电波导的第二个子域, 并采用基于简约波源条件的时域调制 Gauss 脉冲激励源设置方法, 这样就避免了 Gibbs 现象的影响. 激励源采用空间和频率双调制的高斯脉冲, 这样, 在波导的窄壁方向, 激励电场为均匀变化, 在波导的宽壁方向, 激励电场为一阶正弦变化, 这样设置可使波源在波导横截面上的场分布和主模 TE_{10} 的场分布一致. 激励源表达式为:

$$E_y(x, t) = \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin(2\pi f_0 t) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{T}} \quad (31)$$

式中, f_0 为中心频率, t_0 为 Gauss 脉冲的中心, T 为 Gauss 脉冲的脉宽. 计算中取 $f_0 = 10 \text{GHz}$, $T = 255 \text{ps}$, $t_0 = 100 \text{ps}$.

4.2 缝隙模型的建立

波导宽边辐射纵缝一般形式如图 3 所示, 缝隙开在标准波导的宽壁上,

其几何参数定义为: 波导内壁尺寸为 $a \times b$; 缝隙中心线到波导中心线的距离为 δ ; 缝隙宽度为 w ;

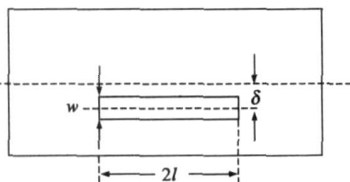
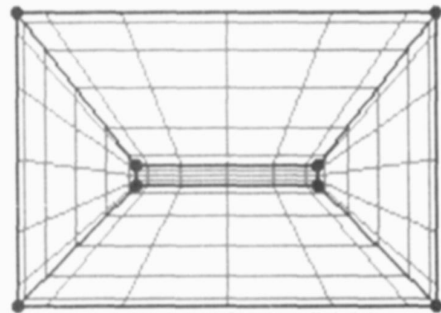


图 3 波导宽边辐射纵缝的几何参数
缝隙长度为 $2l$; 波导壁的厚度为 t .

根据 MPSFD 算法的要求, 波导宽边辐射纵缝计算模型的子域模型、多域剖分和网格点分布如图 4(a) 所示, 除了缝隙所在子域厚度方向为 4 个网格外, 每个子域的网格数目为 $6 \times 6 \times 6$. 整个辐射纵缝计算模型的多

域剖分和网格点分布如图 4(b) 所示, 共被剖分成 112 个子域. 为了消除波导终端对缝隙辐射特性的影响, 在波导两端及计算空间的外边界设置了 PML 子域, 采用 CPML 吸收边界条件用于计算空间的截断.



(a) 辐射纵缝的子域划分和网格点分布



(b) 辐射纵缝计算空间的子域划分和网格点分布
图 4 辐射纵缝计算模型

4.3 计算结果及分析

由于 MPSTD 算法是全波分析方法, 能量耦合状态可以直接通过判断 S_{11} 的幅值来确定, 对应于 $|S_{11}|$ 最大值的频率就是谐振频率, 此时, 缝隙的物理长度就是对应该谐振频率的谐振长度. 辐射缝隙的归一化谐振长度定义为 l_{res}/λ_0 , l_{res} 是对应某一频率下的谐振长度. 整个分析过程中, 要求缝隙的谐振频率为 9.375GHz . 则自由空间波长 $\lambda_0 = 32 \text{mm}$. 对于归一化谐振电导可由式(32)求得^[2]

$$T/G_0 = 2S_{11} \sqrt{1 - S_{11}} \quad (32)$$

式中, S_{11} 为后向散射系数.

4.3.1 谐振长度的仿真

当 $t = 1.27 \text{mm}$, w 分别为 0.79375mm 和 1.5875mm , δ 分别为 1.27mm 、 2.54mm 、 3.81mm 、 5.08mm 和 6.35mm 时, 缝隙归一化谐振长度的计算结果及其与文献[5]中 FDTD 计算结果的比较, 如图 5 所示.

从图 5 可知, 本文的计算结果与文献[5]的计算结果相比: 对于归一化谐振长度, 两者计算结果最大相差约为 0.004, 可以认为两者结果具有较好的一致性.

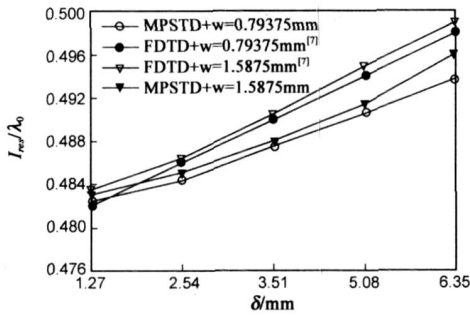


图 5 波导宽边辐射纵缝的归一化谐振长度

4.3.2 归一化谐振电导的仿真

当 $t = 1.27\text{mm}$, ω 分别为 0.79375mm 和 1.5875mm , δ 分别为 1.27mm , 2.54mm , 3.81mm , 5.08mm 和 6.35mm 时, 缝隙归一化谐振电导的计算结果及其与文献[5]中 FDTD 计算结果的比较, 如图 6 所示。

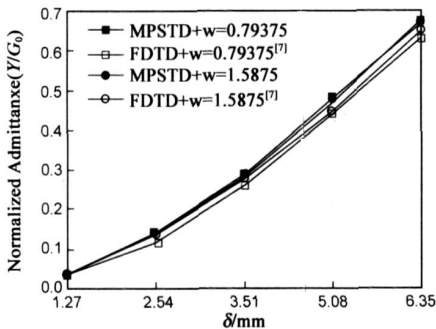


图 6 波导宽边辐射纵缝的归一化谐振电导

从图 6 可知, 本文的计算结果与文献[5]的计算结果相比: 对于归一化电导两者相差约为 0.03, 可以认为两者结果具有较好的一致性。

5 结论

针对 MPSTD 算法在波导宽边辐射纵缝问题中的应用, 本文首先提出了基于 Maxwell 方程特征变量的总场-散射场分离方法, 推导了散射场子域与总场子域分界面上的场值更新关系; 其次, 采用场区划分的思想给出一种激励源的设置方法, 有效地将入射场子域、散射场子域及总场子域联系起来, 方便了入射场的加入与散射场的提取。以此为基础, 对波导宽边辐射纵缝的谐振长度和阻抗特性进行了分析。通过仿真结果的对比, 验证了 MPSTD 算法的正确性和有效性。MPSTD 算法对波导宽边辐射纵缝特性的分析拓展了 MPSTD 算法的应用领域, 仿真所得到的计算结果对波导缝隙阵列天线的工程

设计也具有很好的指导意义。

参考文献:

- [1] A F Stevenson. Theory of slots in rectangular wave guide [J]. Journal of Applied Physics, 1948, 19: 24-38.
- [2] A A Oliner. The impedance properties of narrow radiating slots in broad face of rectangular waveguide [J]. IRE Trans On AP, 1957, 5: 4-20.
- [3] T V Khac. Studies on slot discontinuities in rectangular waveguides [D]. Australia: Monash Univ, 1974.
- [4] R W Lyon, A J Sangster. Efficient moment method analysis of radiating slots in a thick-walled rectangular waveguide [J]. IEEE Proc H, 1981, 128: 197-205.
- [5] Wu Ren, Bei Qing Gao, Zheng Hui Xue, Wei Ming Li, Bo Liu. Full wave analysis of broad wall slot's characteristics in rectangular waveguides [J]. IEEE Trans On AP, 2004, 52(9): 2436-2444.
- [6] B L Yang, D Gottlieb, J S Hesthaven. Spectral simulations of electromagnetic waves scattering [J]. J Comput Phys, 1997, 134: 216-230.
- [7] Adour V. Kabakian. A three dimensional spectral collocation time domain solver for electromagnetic wave scattering. AIAA paper [R]. New York: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1997.
- [8] Guo Xin Fan, Q H Liu, J S Hesthaven. Multidomain Pseudo spectral Time Domain simulations of scattering by objects buried in lossy media [J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2002, 40(6): 1366-1373.
- [9] Gang Zhao, Q H Liu. The 3-D multidomain pseudo spectral Time Domain method for wideband simulation [J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2003, 13(5): 184-186.

作者简介:

杨 虎 男, 1973 年 1 月生于安徽安庆, 博士, 副教授, 主要研究方向为电磁场与微波技术、天线技术和计算电磁学等。
E-mail: yanghu90@163.com

姜永金 男, 1977 年 4 月生于山西阳泉, 博士, 主要研究方向为电子对抗、电磁场与微波技术和计算电磁学等。

毛钧杰 男, 1943 年 6 月生于湖南长沙, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为电磁场与微波技术、天线技术和计算电磁学等。