

圆柱共形微带天线输入阻抗及方向图分析的新方法

何 芒, 徐晓文

(北京理工大学电子工程系, 北京 100081)

摘 要: 本文提出了一种易于在 PC 机上实现的用于分析和计算圆柱共形微带天线特性的新方法. 基于矩量法, 提取出广义阻抗矩阵和电压矢量元素中快速振荡及慢收敛部分, 利用非线性逼近方法将矩阵元素写成闭合形式. 这种新方法的使用使得天线输入阻抗和方向图的计算效率大幅度提高. 通过与已有文献中算例的比较, 证明了本文方法的正确性和高效性.

关键词: 共形微带天线; 矩量法; 非线性逼近; 输入阻抗; 方向图

中图分类号: TM15 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2003) 06-0855-05

A New Method for Analyzing the Input Impedance and Radiation Pattern of Cylindrically Conformal Microstrip Antennas

HE Mang, XU Xiao-wen

(Dept. of Electronics Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: A new method which can be easily implemented on PC is presented for analyzing the characteristics of cylindrically conformal microstrip antennas. Based on the method of moments (MOM), the fast oscillatory and slowly convergent parts of the generalized impedance matrix and voltage vector elements are extracted, then these elements are cast into closed-forms by using the nonlinear approximation. By using this method, the computational efficiency is improved dramatically. Compared with the published results in the corresponding references, the correctness and high efficiency of this method are verified.

Key words: conformal microstrip antennas; method of moments; nonlinear approximation; input impedance; radiation pattern

1 引言

微带天线以其低剖面、重量轻、制造成本低、易于曲面共形和易于与微波集成电路进行一体化设计等优点在航空、航天、通信及遥感、医疗等领域得到了广泛的应用^[1]. 然而, 对于微带天线的全波分析和设计大都是针对平面结构, 对曲面共形微带天线的讨论却并不广泛. 圆柱共形微带天线是曲面共形天线中很普遍的一种结构, 对于它的分析和计算却是近年来才出现的. 简单的分析模型有传输线法和腔模理论等^[1,2], 这些方法都对实际的物理结构做了简化, 因此限制条件较多. 更为严格和精确的数值模型是全波分析法. 矩量法分析是一种有效和精确的全波方法, 但应用到共形微带天线分析中仍有一些尚需解决的问题. 众所周知, 由于圆柱共形结构中谱域并矢格林函数不可避免的涉及圆柱函数, 因此它们的精确数值计算必须首先解决. 其次, 矩量法得到的矩阵是满阵, 而且随着基函数个数的增加矩阵维数急剧增大. 另外, 当贴片电尺寸增大时, 谱域函数表现出快速振荡和慢收敛性质, 这给数值计算带来了很大的麻烦. 现有的文献大都采用数值积分的方法来计算矩阵元素, 这使得计算非常耗时, 且难于在 PC 机上

实现. 本文采用递推和一致渐近近似的方法计算谱域函数; 提取出谱域函数中快速振荡和慢收敛部分, 利用推广的 Sommerfeld 恒等式和非线性逼近方法计算谱域积分, 将矩阵元素和电压矢量元素写成闭合形式; 而且得到的阻抗矩阵是稀疏阵, 因此大幅度的提高了计算效率, 使得天线输入阻抗和辐射方向图的计算能够在 PC 机上快速精确的实现.

2 理论和算法

2.1 表面积分方程模型和矩量法求解

图 1 给出了同轴探针馈电单层圆柱共形微带天线的结构

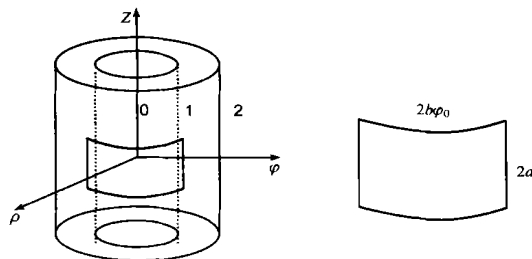


图 1

收稿日期: 2002-03-06; 修回日期: 2002-10-03

基金项目: 教育部博士点专项基金 (No. 20010007012)

示意图. 0 区域为完纯导体; 1 区域为介质衬底层, 电参数为 ϵ_1, μ_0 ; 2 区域为空气层, 电参数为 ϵ_2, μ_0 . 0 区的外半径为 a , 1 区的外半径为 b . 贴片位于 1 区和 2 区的分界面上, 贴片的中心坐标为 $(b, 0, 0)$. 贴片的长度为 $2d_0$, 角宽度为 $2\theta_0$. 探针从 $r = a$ 延伸到 $r = b$, 馈电点的位置为 (b, θ_s, z_s) .

由完纯导体边界条件, 可建立如下的表面积分方程:

$$\oint_S \vec{G}_t(b) \cdot \vec{J} ds + \vec{E}_t^{inc} = 0 \quad (1)$$

其中下标“ t ”表示切向场, “ inc ”表示由馈电结构引入的入射场. 式中: $\vec{G}_t(b)$ 为 $r = b$ 界面上空域电场并矢格林函数的切向分量, \vec{J} 为贴片的表面电流矢量, S 为贴片的表面. 将电流矢量用基函数展开:

$$\vec{J} = \sum_{mn} I_{mn} \vec{J}_{smn} \quad (2)$$

其中 I_{mn} 为电流展开系数矢量, \vec{J}_{smn} 为电流展开基函数并矢, N 为展开项数.

$$\vec{J}_{smn} = \begin{bmatrix} \sin\left(\frac{m}{2d_0}(z+d_0)\right) \cos\left(\frac{n}{2}(\theta + \theta_0)\right) \\ 0 \\ 0 \\ \cos\left(\frac{m}{2d_0}(z+d_0)\right) \sin\left(\frac{n}{2}(\theta + \theta_0)\right) \end{bmatrix}$$

将式(2)代入(1), 并用与展开函数相同的检验函数在式(1)的两边作内积 (Galerkin 方法), 得到下面的矩阵方程:

$$[Z_{pq, mn}] \cdot [I_{mn}] = [V_{pq}] \quad (3)$$

其中, $[Z_{pq, mn}] = \left[\begin{matrix} Z_{pq, mn}^z \\ Z_{pq, mn}^z \end{matrix} \right]$, $[V_{pq}] = [V_{pq}^z \ V_{pq}^p]^T$, $[I_{mn}] = [I_{mn}^z \ I_{mn}^p]$, p, q, m, n 为展开电流的模式指数, 均为非负整数. 以 $Z_{pq, mn}^z$ 和 V_{pq}^z 为例:

$$Z_{pq, mn}^z = \int_S \int_S \vec{G}_E^z \sin\left(\frac{p}{2d_0}(z+d_0)\right) \cos\left(\frac{q}{2}(\theta + \theta_0)\right) \cdot \vec{G}_E^z \sin\left(\frac{m}{2d_0}(z+d_0)\right) \cos\left(\frac{n}{2}(\theta + \theta_0)\right)$$

$$V_{pq}^z = - \frac{dv}{v} \int_S \vec{G}_E^z \sin\left(\frac{p}{2d_0}(z+d_0)\right) \cos\left(\frac{q}{2}(\theta + \theta_0)\right) \quad (4)$$

式中, \vec{G}_E^z 表示由 j 向电偶极子产生的 i 方向空域电场格林函数分量, $i, j \in \{r, \theta, z\}$. v 是同轴馈源所占的体积, J 为同轴线上的电流分布. 采用较简单的模型, 即 $J = I_0(\theta - \theta_s)(z - z_s)/\dots$. 其余的矩阵及矢量元素有类似的形式. 计算出各矩阵元素后, 求解代数方程得到电流系数, 从而得到表面电流分布. 天线的各种参数如输入阻抗和方向图等也就可以求得.

2.2 谱域格林函数公式及数值计算

由式(4)可以看出, 阻抗矩阵元素为空域格林函数与展开电流、检验电流函数乘积的四重积分, 电压矢量元素为空域格林函数与检验函数乘积的五重积分. 因此计算形如式(4)的矩阵及矢量元素是矩量法能否成功应用的关键所在. 同时可以看到, 此结构中的空域格林函数没有闭合形式的解析表达式, 只能由谱域格林函数经谱域积分得到. 一般的形式如下:

$$G_E^{ij} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \tilde{G}_E^{ij} \quad (5)$$

其中, \tilde{G}_E^{ij} 为谱域格林函数分量, k_z 为谱变量.

圆柱分层媒质中的谱域格林函数不可避免的涉及到了高阶复宗量的 Bessel 及 Hankel 函数的精确计算. 文献[3]给出了任意多层的圆柱分层媒质并矢格林函数的一般表达式, 但是由于舍入误差的影响, 直接利用它们进行数值计算十分困难. 因此, 谱域格林函数表达式必须适于数值计算. 关于谱域格林函数的具体形式和数值算法, 作者在文[4]中利用递推与分区域一致渐近近似的方法[15], 克服了计算中的数值发散问题, 精确的计算了谱域格林函数, 使得在微机上的计算成为可能, 此处不再重复.

2.3 阻抗矩阵和电压矢量元素的计算

下面讨论式(4)的具体计算. 将 $Z_{pq, mn}^z$ 中的二重面积分和 V_{pq}^z 中的面积分和体积分解析积出, 并将含有阶数指标“ v ”和含有谱变量“ k_z ”的式子分离开, 写成含有谱域格林函数积分的形式:

$$Z_{pq, mn}^z = \frac{1}{0} \int_{v=0}^{\infty} dk_z \left(N_v \tilde{G}_{Ez}^z Z_v^z \right) \quad (6)$$

$$V_{pq}^z = \frac{1}{0} \int_{v=0}^{\infty} dk_z \left\{ N_v \int \frac{k_z}{k_1^2} \tilde{G}_{Ez}^z(b) - \frac{jv}{k_1^2} \mu_0 \left(1 - \frac{a}{b}\right) \tilde{G}_{Ez}^z(b) \right\} V_v^z \quad (7)$$

其中, “ v ”为阶数指标, $k_1 = (k_l^2 - k_z^2)^{1/2}$, $k_l = (\mu_0 \epsilon_l)^{1/2}$ 为第 l 种媒质中的波数 ($l=1, 2$), ω 为角频率; \tilde{G}_{Ez}^z 为 j 方向的电偶极子在 i 方向产生的谱域电场格林函数 v 阶分量, \tilde{G}_v^z 和 $\tilde{G}_{k_z}^z$ 分别表示只含指标 v 和谱变量 k_z 的函数, 均为解析闭式, $i, j \in \{r, \theta, z\}$, $\{Z, V\}$ 含有阶数指标的函数分量为:

$$Z_v^z = - \frac{32 \frac{4}{0} b^2 v^2}{(4v^2 - \frac{2}{0} - n^2 - 2)(4v^2 - \frac{2}{0} - q^2 - 2)} \cdot \{ \cos^2(v \theta_0) \cdot [(-1)^q + (-1)^n] - \frac{1}{2} [(-1)^q + 1][(-1)^n + 1] \}$$

$$V_v^z = \frac{4 \frac{2}{0} vb}{4v^2 - \frac{2}{0} - q^2 - 2} [(-1)^q \sin(v \theta_0 - v \theta_s) + \sin(v \theta_0 + v \theta_s)] \quad (8)$$

含有谱变量的函数分量为:

$$Z_{k_z}^z = - \frac{8 d_0^2 p m^2}{(4k_z^2 d_0^2 - m^2 - 2)(4 \frac{2}{z} d_0^2 - p^2 - 2)} \cdot \{ \cos^2(k_z d_0) \cdot [(-1)^m + (-1)^p] - \frac{1}{2} [(-1)^m + 1][(-1)^p + 1] \}$$

$$V_{k_z}^z = \frac{2 d_0 p}{-4k_z^2 d_0^2 + p^2 - 2} [(-1)^p \sin(k_z d_0 - k_z z_s) + \sin(k_z d_0 + k_z z_s)] \quad (9)$$

式(6)、(7)的导出利用了谱域格林函数的奇偶特性, 将级数求和指标 v 从 $-\infty$ 到 ∞ 改变成 0 到 ∞ , 谱域积分区间从 $-\infty$ 到 ∞ 改变成 0 到 ∞ , 计算量减小为原来的 1/4. 两式中被积函数

往往具有慢收敛及快速振荡的特点, 这就使得用数值积分方法计算时需要划分很多的积分子区间, 因此非常耗时, 尤其当圆柱半径较大或贴片电尺寸较大时更是如此. 另外, 数值积分一般是沿着实轴进行的, 但是上面两式中的被积函数都含有表面波极点和支点奇异性, 尤其是对于电厚尺寸的衬底, 极点数目增多, 使得沿实轴的积分难以进行. 平面微带天线和电路的分析也会遇到上述困难, 已有很多的文献都对此进行了详

细的讨论,解决的方法也比较成熟.一种很有效的方法是利用离散复镜像理论(DCIT)解决类似积分(Sommerfeld 积分)问题^[6,7].这种方法需要预先提取出所谓的准静态近似项(quasi-static term),但是(6)、(7)两式由于被积函数的复杂性,使得此项很难提取.此外,由于本文使用的是电场积分方程,因此被积函数的奇异性较强,而解决平面结构问题大都使用的是奇异性较小的混合位积分方程(MPIE),所以 DCIT 方法对此问题并不适用.

本文采用一种新的解决方法,主要分以下几个步骤:

(a) 改变积分路径

经分析可知,对于无耗介质,(6)、(7)两式被积函数的极点分布在 k_z 复平面实轴上的区间 (k_2, k_1) 内,支点在 k_2 处.因此将上述两式原积分路径 c 改成如图 2 所示^[8]:

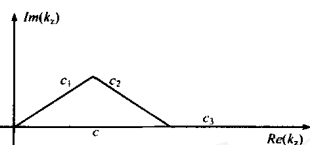


图 2 数值积分路径

$$C_1: k_z = k_2(1 + jT_1)t / T_1 \quad 0 \leq t \leq T_1$$

$$C_2: k_z = k_2(1 + jT_1) - k_2 \sqrt{1 + T_2^2} / (T_1 - T_2) \cdot (t - T_2) + k_2 \sqrt{1 + T_2^2} \quad T_1 \leq t \leq T_2$$

$$C_3: k_z = k_2 \sqrt{1 + T_2^2} \quad T_2 \leq t \leq T_3$$

其中, T_1, T_2, T_3 为路径参数, t 为参变量.这样选取的路径就避免了极点和支点的影,路径参数的取值将在后面的算例中说明.

(b) 提取慢收敛及快速振荡项

一般来说,式(6)和(7)中的被积函数都是快速振荡和慢收敛的,而且从式(8)可以看到含有谱变量的函数分量中都含有复宗量的三角函数,随着谱变量 k_z 模的增大,振荡将越来越剧烈.当贴片的电尺寸增大,这种现象更加明显.因此,预先提取出这些快振荡慢收敛的复宗量三角函数项对于快速计算谱域积分是十分必要的.为此,将式(8)进一步改写为:

$$Z_{k_z}^z = Z_{k_z, s}^z \cdot Z_{k_z, o}^z, V_{k_z}^z = V_{k_z, s}^z \cdot V_{k_z, o}^z \quad (10)$$

$$\text{其中, } Z_{k_z, s}^z = - \frac{8 d_0^2 p m^2}{(4 k_z^2 d_0^2 - m^2)(4 k_z^2 d_0^2 - p^2)}$$

$$V_{k_z, s}^z = \frac{2 d_0 p}{(-4 k_z^2 + p^2) k_z}$$

为平滑部分.

$$Z_{k_z, o}^z = \begin{cases} \cos(2 k_z d_0) - 1, & p, m \text{ 为偶数} \\ -\cos(2 k_z d_0) - 1, & p, m \text{ 为奇数} \end{cases}$$

$$V_{k_z, o}^z = \begin{cases} k_z [\sin(k_z(d_0 + z_s)) + \sin(k_z(d_0 - z_s))] , & p \text{ 为偶数} \\ k_z [\sin(k_z(d_0 + z_s)) - \sin(k_z(d_0 - z_s))] , & p \text{ 为奇数} \end{cases}$$

为振荡部分.这样,(6)、(7)两式可写成:

$$Z_{pq, mn}^z = \frac{1}{0} dk_z \tilde{F}_1(k_z) \cdot Z_{k_z, o}^z \quad (11)$$

$$V_{pq, mn}^z = \frac{1}{0} dk_z \tilde{F}_2(k_z) \cdot V_{k_z, o}^z \quad (12)$$

其中,

$$\tilde{F}_1(k_z) = \begin{cases} N_v \tilde{G}_{Bv}^z Z_{k_z, s}^z & v=0 \\ N_v \left[\frac{k_z}{k_1^2} \tilde{G}_{Bv}^z(b) - \frac{jv \mu_0}{k_1^2} \left(1 - \frac{a}{b}\right) \tilde{G}_{Th}^z(b) \right] V_v^z & v \neq 0 \end{cases} V_{k_z, s}^z$$

均为性态良好的平滑函数.

(c) GPOF 方法的应用

经过上面的变换,(6)、(7)两式的计算可以归结为下面两类积分的数值计算:

$$I_1 = \frac{1}{0} dk_z \tilde{F}(k_z) \cos(k_z z) \quad (13)$$

$$\text{和 } I_2 = \frac{1}{0} dk_z \tilde{F}(k_z) k_z \sin(k_z z) \quad (14)$$

积分均沿着图 2 所示路径进行.

本文采用首先提取出谱域函数的慢收敛部分,再进行复指数逼近,最后将积分解析积出的方法.这样处理的好处是可以不用事先考察谱域函数的性态,对所有的谱域函数都可使用相同的路径参数,而且得到的结果精度高,计算速度快,并具有很好的稳定性.本文采用稳定性较好的 GPOF 法(generalized pencil-of-function)^[7,8],分两步进行逼近,具体步骤请参见文[4].这样, I_1 和 I_2 均可写为在三段路径上的闭合解析式的迭加:

$$I_j = I_{j1} + I_{j2} + I_{j3}, \quad j=1,2.$$

计算效率得到了极大的提高.

值得指出的是,上面的计算中利用了推广的 Sommerfeld 恒等式,具体形式如下.柱面波积分形式的 Sommerfeld 恒等式:

$$\frac{e^{-jk|\bar{r}-\bar{r}'|}}{|\bar{r}-\bar{r}'|} = -j \int_0^\infty dk_z \cos[k_z(z-z')] H_0^{(2)}(k|\bar{r}-\bar{r}'|)$$

上式两边对 z 求导,可得下式:

$$\frac{-jk|\bar{r}-\bar{r}'|}{|\bar{r}-\bar{r}'|^3} (z-z') e^{-jk|\bar{r}-\bar{r}'|} = j \int_0^\infty dk_z H_0^{(2)}(k|\bar{r}-\bar{r}'|) k_z \sin[k_z(z-z')]$$

式中: $|\bar{r}-\bar{r}'| = \sqrt{(z-z')^2 + |\bar{r}-\bar{r}'|^2}$.

上述两式统称为推广的 Sommerfeld 恒等式.

(d) 求解稀疏矩阵方程

由式(8)和(9)可知,只有当整数对 (p, m) 和 (q, n) 都具有相同的奇偶性时,阻抗矩阵元素才不为 0.因此,得到的阻抗矩阵是稀疏矩阵,利用稀疏矩阵方程的特殊算法可以使计算时间进一步缩短.

3 数值结果

3.1 对本文方法的验证

为了验证本文方法,计算了一种柱面共形微带天线的输入阻抗和辐射方向图,结构参数和计算结果如图 3、4 所示.计算中,路径参数 T_1 的选取不能太大,以免引起数值上的发散;同时也不能过小,否则会引起被积函数奇异性的增强. T_2 的取值应使得 $k_2 \sqrt{1 + T_2^2}$ 大于所有的表面波极点的实部,过大会引起采样点的增多.实际计算经验表明 T_1 取 0.1 至 1.0 之间的数值, T_2 取值为 5.0 至 30.0 之间的数值即可. T_3 的取值

大约为 $1.1 T_2$ 就可使结果收敛. 三段路径上采样点个数分别为 60, 60 和 10 个. 求和级数的阶数随着圆柱半径的增大而增多, 此例中取 $v = 30$; 取 1 阶基函数即可得到收敛的结果. 由图可见谐振频率的相对误差小于 1%, 输入阻抗值则十分吻合. 在 PIII500 微机上计算一个频率点的输入阻抗耗时为 30 秒, 文献[9]采用数值积分的方法在 VAX6420 机型上计算相同的结果需要 2 分钟多, 可见计算效率得到较大幅度的提高.

图 4 (a)、(b) 分别给出了频率为谐振频率, 其它参数与上例相同时的 E 面及 H 面的归一化辐射方向图. 与文献[9]中的图 3 比较, 结果非常吻合. 值得注意的是, 当 θ 趋近于 0° , 180° 时, E 面方向图的计算是不太准确的, 原因是此时远区辐射场主要受表面波而不是辐射波的影响, 而计算中所用的远区场表达式是辐射波的表达式. 而在其它区域计算是精确的.

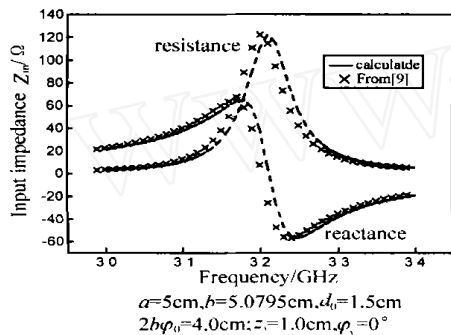


图 3 探针馈电圆柱矩形微带天线的输入阻抗

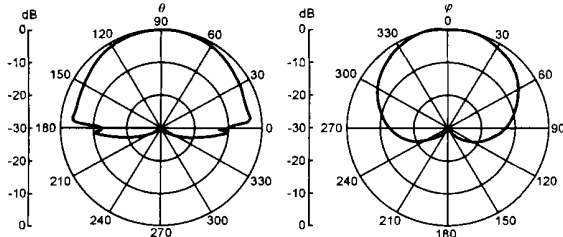


图 4 (a) E 面方向图

(b) H 面方向图

3.2 曲率半径对输入阻抗的影响

图 5 和图 6 分别计算了不同的曲率半径时, 馈电点位置在 z 轴和 θ 轴的微带天线输入阻抗的变化. 参数在图中给出.

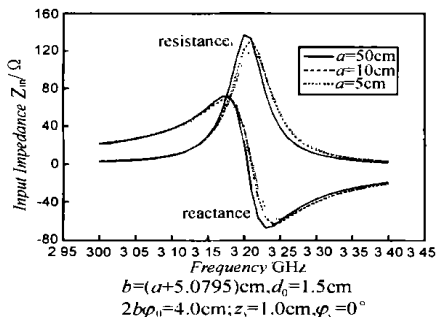


图 5 曲率半径对微带天线输入阻抗的影响

由图可见, 曲率的变化对馈电点在 z 轴的天线的谐振频率和输入阻抗的影响都不大, 而对馈电点在 θ 轴的天线的影响非常大.

3.3 改变馈电位置对谐振电阻的影响

在微带天线的工程应用中, 往往需要使天线输入阻抗与馈电网络匹配, 改变馈电点的位置可以达到这一目的. 图 7 中考察了不同曲率半径下馈电点位于 z 轴天线的谐振电阻随馈电点位置不同的变化曲线. 参数在图中给出.

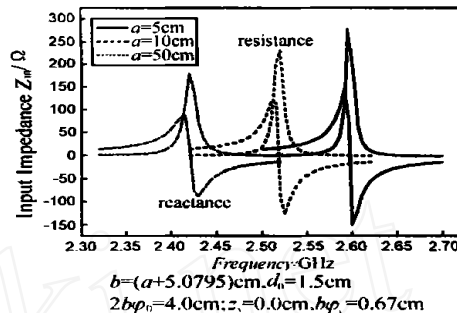


图 6 曲率半径对微带天线输入阻抗的影响

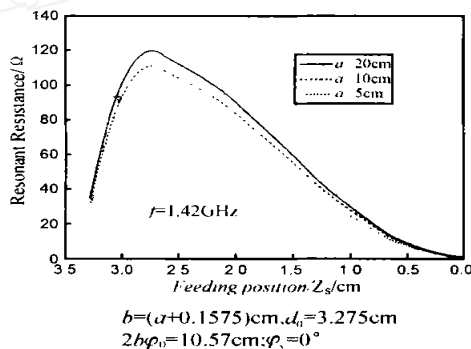


图 7 不同曲率半径谐振电阻随馈电点位置的变化

由图可见, 改变馈电点的位置可使谐振电阻与同轴馈线特性阻抗 (50 Ω) 相匹配. (注: 本节所有算例的电参数取值均为: $\epsilon_1 = 2.32$, $\epsilon_2 = 1.0$, $\mu_1 = \mu_2 = 1.0$.)

4 结论

本文采用递推与分区域一致渐近近似算法计算了谱域格林函数, 提取出谱域函数中快速振荡和慢收敛部分, 利用推广的 Sommerfeld 恒等式和非线性逼近方法将广义阻抗矩阵和电压矢量元素写成了闭合形式, 从而使得天线的输入阻抗和方向图的计算不但可以在普通的 PC 机上进行, 而且计算效率大幅度提高. 这对于快速精确的分析和设计圆柱共形微带贴片天线单元和阵列具有重要的意义. 通过与现有文献中的算例比较, 证明了本文方法的正确性和高效性.

参考文献:

- [1] Kin Lu Wong. Design of Nonplanar Microstrip Antennas and Transmission Line [M]. New York: Wiley, 1999.
- [2] Kwai Man Luk, Kai-Fong Lee, J. S. Dahele. Analysis of the cylindrical-rectangular patch antenna [J]. IEEE Trans. Antenna and Propagation, 1989, 37(2): 143 - 147.
- [3] Chew W. C. Waves and Fields in Inhomogeneous Media [M]. New York: Van Nostrand, 1990.
- [4] 何芒, 徐晓文. 圆柱分层媒质中谱域及空域并矢格林函数的高

效算法 [J]. 微波学报, 2002, 18(2): 49 - 53.

- [5] Abramowitz M, Stegun I A. Handbook of Mathematical Functions-with Formula, Graphs, and Mathematical Tables [M]. New York: Dover Publications, Inc, 1970.
- [6] Xu Xiao Wen, Li Shi Zhi. An efficient method to calculate the Sommerfeld integral concerning a microstrip antenna in stratified medium: extension of discrete complex image theory without the optimization process [J]. International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer-Aided Engineering, 1994, 14(1): 67 - 75.
- [7] Aksun M I. A robust approach for the derivation of closed-form green's functions [J]. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1996, 44(5): 651 - 658.
- [8] Cagatay Tokgoz, Gulbin Dural. Closed-form green's functions for cylindrically stratified media [J]. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 2000, 48(1): 40 - 49.
- [9] W Y Tam, A K Y Lai, K M Luk. Cylindrically rectangular microstrip antennas with coplanar parasitic patches [J]. IEE Proc -Microw. Antennas Propag, 1995, 142(4): 300 - 306.

作者简介:



何 芒 男, 1976 年 6 月生于安徽安庆, 1998 年毕业于北京理工大学电子工程系电磁场与微波技术专业, 同年免试攻读硕士学位, 2000 年提前攻博, 主要从事微带天线分析与设计, 分层媒质中电波辐射与传播和计算电磁学研究。



徐晓文 男, 1957 年 2 月生于安徽, 北京理工大学电子工程系电磁场与微波技术专业教授, 博士生导师, 主要研究方向为分层媒质中电波辐射与传播、超低副瓣相控阵天线、宽带微带天线、共形相控阵天线和智能天线等。