

接地双层介质上平面螺旋天线的 数值分析与实验结果*

袁海军 张 钧

(国防科技大学电子工程学院 长沙 410073)

摘 要 本文对接地双层介质结构上的阿基米德平面螺旋天线进行了研究。以接地双层结构上水平赫芝偶极子 Sommerfeld 型积分的格林函数为基础,用矩量法求解积分方程,从而确定出螺旋天线臂上的电流分布。用渐近法估计 Sommerfeld 积分得到远区电场的解析表达式,由此计算出输入阻抗、方向图、功率增益和轴比。这些参数值对于双层结构上印刷线天线的优化设计具有重要指导意义。实验结果证明了数值方法的正确性。

关键词 阿基米德平面螺旋天线, 格林函数, Sommerfeld 型积分, 矩量法
分类号 TN 823.31

Numerical Analysis and Experimental Results of Planar Spiral Antenna Mounted on the grounded Double-layer

Yuan Haijun Zhang Jun

(Institute of Electronic Engineering, NUDT, Changsha, 410073)

Abstract An Archimedean planar spiral antenna mounted on the grounded double-layer is investigated. Based on the substrate superstrate Green's function in terms of Sommerfeld-type integrals for a horizontal Hertzian dipole on the superstrate, the current distribution along the spiral arm is determined by using an integral equation with the moment method, the input impedance, radiation pattern, axial ratio and power gain are calculated on the basis of the obtained current distribution, which is very important for optimum design of the printed wire antennas. Experimental results show that the numerical method is correct.

Key words Archimedean planar spiral antenna, Green's function, Sommerfeld-type integral, the moment method

* 1996 年 11 月 29 日收稿

阿基米德平面螺旋天线具有频带宽、圆极化、尺寸小、重量轻、效率高以及可嵌装等优点,因此,可以广泛应用于电子对抗等领域。文献[1]对自由空间中的平面螺旋天线进行了数值计算,并给出了实验结果。文献[2]给出了单层介质任意印刷线天线的计算公式,并对平面螺旋天线进行了数值计算。在实际应用中,双层介质结构能较大地改善印刷线天线的性能。本文基于双层介质的格林函数对截断的平面螺旋天线进行了数值分析,并给出了实验结果。

1 电流分布与辐射特性

在自由空间中,用矩量法分析窄带条天线和细长圆柱天线的结果是一致的。本文所用的是印刷线天线,作如下假设:

(1) 带条很窄, $W \ll \lambda_0$, λ_0 为自由空间波长, W 代表导体带的宽度。

(2) 只有电流轴向分量对天线特性有贡献,周向分量在(1)的假定下可以不计。

(3) 天线臂被分成很小的段,每一段假定为直线元。

印刷平面螺旋天线的结构如图1,天线总长为 $2L$ 。天线位于接地双层介质表面的 $x-y$ 平面上。第一层介质厚度为 d_1 , 相对介电常数为 ϵ_1 ; 第二层介质厚度为 d_2 , 相对介电常数为 ϵ_2 ; 第三层为导体接地面。

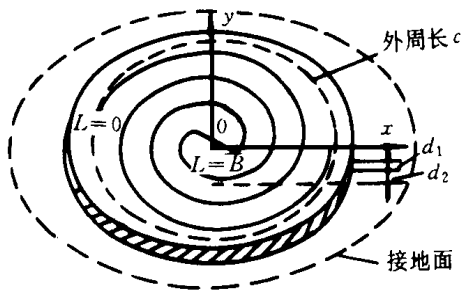


图1

天线从 $l=0$ 到 $l=2L$, 且在 $l=B$ 处受电压源 v 在无限细隙激励, 电场在隙上给出

$$E_t = v\delta(l-B) \quad (1)$$

这里 δ 是狄拉克函数, 时间因子 $e^{j\omega t}$ 被省去。由于天线电流只在轴线上, 故在 l 点处只有电流矢量元 $dI(l)$ 。电流矢量元在 $x-y$ 平面上, 与 x 轴正方向夹角为 α 。这样电流矢量元可以写为

$$dI(l) = (x \cos\alpha + y \sin\alpha) dI(l) \quad (2)$$

上式即是把轴向电流分解成 x 分量和 y 分量。由 $dI(l)$ 得到 l 处的电场

$$E_x = \frac{I}{2\pi\omega\epsilon_1} \left[\int_l k_1^2 I(l) U \cos\alpha dl + \frac{\partial U - W}{\partial x} \frac{dI(l)}{dl} dl \right] \quad (3)$$

$$E_y = \frac{I}{2\pi\omega\epsilon_1} \left[\int_l k_1^2 I(l) U \sin\alpha dl + \frac{\partial U - W}{\partial y} \frac{dI(l)}{dl} dl \right] \quad (4)$$

$$U = \int_0^l F''(\xi) J_0(\rho\xi) d\xi \quad (5)$$

$$W = \int_0^l F'''(\xi) J_0(\rho\xi) d\xi \quad (6)$$

其中 $F''(\xi)$ 和 $F'''(\xi)$ 分别为

$$F''(\xi) = \frac{j\xi(k_{1z} \tan(k_{2z} d_2) + k_{2z} \tan(k_{1z} d_1))}{(k_{1z} k_{2z} - k_{1z}^2) \tan(k_{1z} d_1) \tan(k_{2z} d_2) + jk_{0z} k_{1z} \tan(k_{2z} d_2) + jk_{0z} k_{2z} \tan(k_{1z} d_1)} \quad (7)$$

$$F^w(\xi) = \frac{jk_z^2}{\xi} \cdot \frac{k_{1z} \tan(k_{2z} d_2) + k_{2z} \tan(k_{1z} d_1)}{D_E} + \frac{j\epsilon_1 \epsilon_2 k_{0z} k_{1z} k_{2z} \tan(k_{2z} d_2) + k_{0z} k_{1z} \epsilon_2 \tan(k_{1z} d_1)}{D_M} \quad (8)$$

$$D_E = jk_{0z} k_{1z} \tan(k_{2z} d_2) + jk_{0z} k_{2z} \tan(k_{1z} d_1) - k_{1z}^2 \tan(k_{1z} d_1) \tan(k_{2z} d_2) + k_{1z} k_{2z} \\ D_M = k_{1z} k_{2z} \epsilon_1 \tan(k_{2z} d_2) + k_{1z}^2 \epsilon_2 \tan(k_{1z} d_1) + j\epsilon_1 k_{0z} k_{2z} \tan(k_{1z} d_1) \tan(k_{2z} d_2) - jk_{0z} k_{1z} \epsilon_1 \epsilon_2 \quad (9)$$

式(5), (6)与文献[4]一致, 它们的计算参考文献[5].

式(3), (4)分别为 $dI(l)$ 在 l 处产生的 x 向和 y 向电场。令:

$$V = U - W \quad (10)$$

同样, 定义在 l 处与 x 轴正方向的夹角为 β , 则在 l 处的切向电场为

$$E_t = \frac{1}{2\pi\omega\epsilon_1} \left\{ \int_L k^2 I(l) U \cos(\alpha - \beta) dl + \int_L \frac{dI(l)}{dl} \left[\frac{\partial V}{\partial x} \cos\beta + \frac{\partial V}{\partial y} \sin\beta \right] dl \right\} \quad (11)$$

在馈电点, $E_t = 0$; 在天线表面, $E_t = 0$. 由上式可求得 $I(l)$ 的积分方程, 数值解的精确性取决于基函数的选择. 本文选择正弦基函数, 因为正弦基函数满足端点条件(电流在天线端点处为0)及电流分布的导数处理(对电流求导数). 对第 i 段上电流用正弦函数展开, 得到第 i 段的电流为

$$I(l) = I_{i+1} Q(l - l_{i+1}) + I_i Q(i - l_i) \quad (12)$$

$$Q(l - l_{i+1}) = \frac{\sin[k(d - |l - l_{i+1}|)]}{\sin(kd)} \quad |l - l_{i+1}| \leq d \quad (13)$$

为了达到数值收敛, 选择正弦函数作为试验函数(即 $Q(l - l_{j+1})$), 将(12)式代入(11)式, 用试验函数分别乘以(11)式两边, 并沿线 l 从0到 $2L$ 积分, 经积分变换后去掉了索末菲积分的导数, 化为矩阵方程的形式

$$[V] = [Z][I] \quad (14)$$

这里矢量 I 代表分段上电流幅度值, V 代表馈电点激励电压, 矩阵 Z 是 $(2N - 1) \times (2N - 1)$ 阶阻抗矩阵, 其元素分别为

$$Z_{nm} = -\frac{k_1^2}{2\pi\omega\epsilon_1} \left[\cos(\alpha_n - \alpha) U_{n,m+1}(l_n, l_m) + \cos(\alpha_{n+1} - \alpha) \cdot U_{n,m+1}(l_n, l_m) - U_{n,m}(l_n, l_m) \right. \\ \left. + U_{n,m}(l_n, l_m) + U_{n,m+1}(l_n, l_m) + \cos(\alpha_n - \alpha_{n+1}) U_{n+1,m}(l_n, l_m) \right. \\ \left. + \cos(\alpha_{n+1} - \alpha_{n+1}) U_{n+1,m+1}(l_n, l_m) + U_{n+1,m}(l_n, l_m) - U_{n+1,m+1}(l_n, l_m) \right] \quad (15)$$

其中

$$U_{ij}(l_n, l_m) = \int_{l_i}^{l_{i+1}} \int_{l_j}^{l_{j+1}} UQ(l - l_{m+1}) Q(l - l_{n+1}) dl dl \quad (16)$$

$$U_{ij}(l_n, l_m) = \int_{l_i}^{l_{i+1}} \int_{l_j}^{l_{j+1}} VG(l - l_{m+1}) G(l - l_{n+1}) dl dl \quad (17)$$

$$G(l - l_{i+1}) = \frac{\cos[k_0(d - |l - l_{i+1}|)]}{\epsilon_1 \sin k_0 d} \quad (18)$$

任意两段之间的距离取两段的中点之间的距离, 其自身项取线径。

关于计算远区辐射场,按照等效原理,只要知道了 $z=0$ 平面的切向电磁场即可。球坐标关系为 (R, θ, φ) , 将贝塞尔函数用汉克尔函数代替, 并利用近似求积的最速下降法消去无穷积分, 在公式中令 $d_1=0, \epsilon_1=1$, 则可以得到单层介质的辐射场。它们与文献[3]完全一致。

2 数值结果

已有的文献对自由空间和接地单层介质上的平面螺旋天线进行了计算。本文在这里给出接地双层介质上的计算结果, 计算时天线的激励源为单位电压 δ 激励器, 线宽远小于波长, 等效线径为 0.005λ 数量级, λ 为自由空间波长。

图 2 为接地双层介质时的一个臂上的电流分布情况, 其中: $a=0.78\text{mm}/\text{rad}$, $\varphi=2.6\text{rad}$, $w=1.2\text{mm}$, $d_1=0.938\text{mm}$, $d_2=10\text{mm}$, $\epsilon_1=2.592$, $\epsilon_2=1.07$, $f=5.5\text{GHz}$ 。当 $\varphi=14\text{rad}$ 时, 螺旋的一个臂长 $L=74\text{mm}$ 。这是截断的螺旋天线, 天线臂上的电流呈行波状态, 并且很平滑地衰减, 电流很快辐射掉了。对应上述参数时不同频率的阻抗如图 3, 输入阻抗几乎为纯电阻, 其实部为 235Ω 左右, 虚部为 10Ω 左右, 频率在 $4.8\sim 6.2\text{GHz}$ 时变化在 10Ω 以内。

图 4 为 $\varphi=0$ 平面的方向图, 图 5 为不同 θ 角时 E_θ 、 E_φ 的相位差, 图 6 为对应上述 E_θ 、 E_φ 不同 φ 角时的轴比。

图 7 为 $\varphi=90$ 平面的方向图, 图 8、图 9 为对应的相位差及轴比。

3 实验结果

由数值计算结果, 本文选择参数为 $a=0.78\text{mm}/\text{rad}$, $\varphi=2.6\text{rad}$, $w=1.2\text{mm}$, $d_1=0.938\text{mm}$, $d_2=10\text{mm}$, $\epsilon_1=2.592$, $\epsilon_2=1.07$, $L=46.7\text{cm}$ 。表 1 为实测轴比和倾角。对应频率 $f=5.5\text{GHz}$ 时, 测试方向图如图 10、图 11。实际测量的增益在 $5\sim 6\text{GHz}$ 大于 9dB 。

表 1

频率(GHz)	轴比(dB)	倾角(deg)
5.0	1.3	40
5.5	1.25	15
6.0	2.2	35

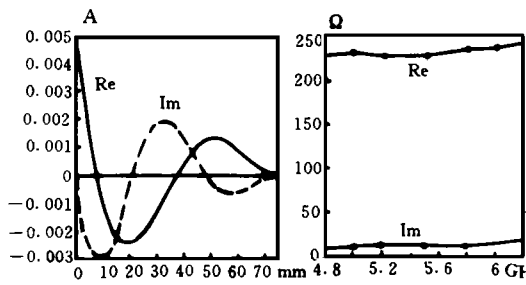


图 2

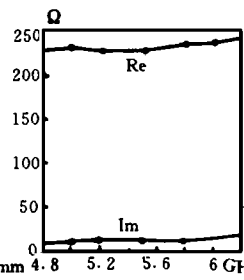


图 3

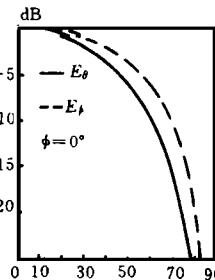


图 4

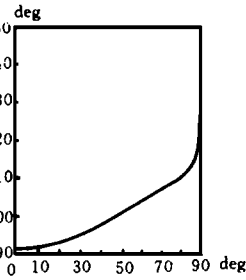


图 5

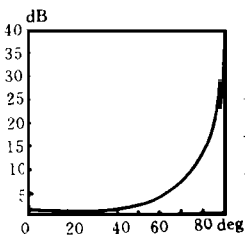


图 6

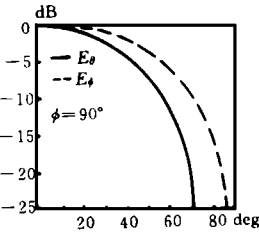


图 7

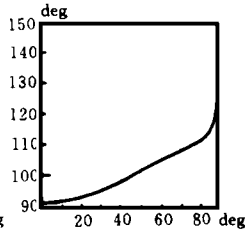


图 8

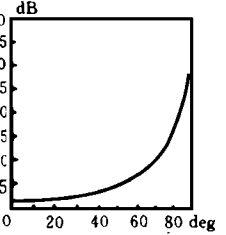


图 9

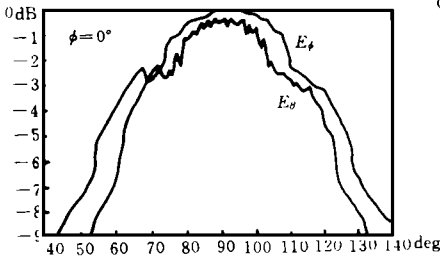


图 10

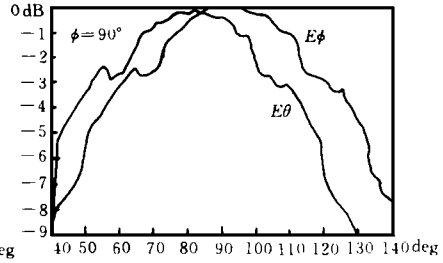


图 11

参 考 文 献

- 1 Nakanc H A Spiral Antenna Backed by a Conducting Plane Reflector. IEEE Trans. Antennas Propat, 1986, 34(6)
- 2 Nakanc H The Moment Method Solution For Printed Wire Antennas of arbitrary Configuration. IEEE Trans. Antennas Propat, 1988, 36(2)
- 3 Ragheb H A. Analysis of Arbitrary Shape Printed Line Microstrip Antennas. IEEE Trans. Antennas Propat, 1990, 38(2)
- 4 Amarin M. An Asymptotic Closed-Form Representation for the Grounded Double Layer Surface Green's Function. IEEE Trans. Antennas Propat, 1992, 40(11)
- 5 Amarin M. Efficient Analysis of Planar Microstrip Geometries Using a Closed-Form Asymptotic Representation of the Grounded Dielectric Slab Green's Function. IEEE Trans. Antennas Propat, 1989, 37(4)

(责任编辑 潘 生)