

介质板上的振子天线特性研究

易大方 刘文彬

(西南交通大学电磁场与微波技术研究所 成都 610031)

摘要 本文对介质板上的直线振子天线作了理论和实验研究。首先用极化电流法推导了天线电流和介质中场的积分方程组,然后用矩量法对该方程组数值求解,最后给出理论计算和实验结果,并对此作了比较和讨论。

关键词 振子天线,极化电流,介质板,矩量法

1 引言

介质和导体系统的辐射是电磁理论的一个重要课题,对于天线工程,对它的研究也有现实意义。因为在天线研制、生产和安装等过程中,经常会遇到诸如如何装配、保护天线等结构设计方面的问题,这就不可避免地会引入介质的散射。关于任意介质-导体系统的散射,目前所见到的研究结果还不多。当介质尺寸远大于天线时,虽然可以按边界值问题来近似处理^[1],但目前尚未见到有实用的并矢格林函数,主要是还没有合适的算法来处理连续谱积分问题。此外,此法也不便于反映介质尺寸的变化对场的影响。有人提出用等效表面阻抗法来处理介质的散射^[2],但此法只在介质尺寸较小时适用。

本文提出用极化电流来等效介质对场的贡献,从而可以利用矢量磁位和标量电位积分来求出空间任一点的场;然后特殊化到导体上和介质中,建立以天线电流和介质中场为待求量的积分方程组;最后用矩量法对此方程组数值求解。这一方法具有物理概念清晰,易于对问题简化,以及计算量不大等优点。实际上机计算表明,只要算法选取得当,并充分利用结构方面的特点,在一般中型机上处理一个介质尺寸为1~2个波长的天线问题,所需CPU时间约为15min。

2 一般理论

为使理论一般化,考虑一个由各向同性介质和完纯导体组成的系统,如图1所示。介质所占据的空间体积为 V_d ,其表面为 S_d ,表面的外向单位法矢量为 $\hat{n}_d$,介质的介电常数为 ϵ ,磁导率为 μ_0 ;导体为完纯导体,其表面为 S_c ;在外源 E^{inc} 的激励下,导体上产生的电流为 J ,系统产生的散射场为 E 和 H 。由麦克斯韦方程,介质外和介质内的场分别满足

$$\nabla \times H = j\omega\epsilon_0 E + J, \quad \text{介质外;} \quad (1)$$

1992-08-10收到,1993-04-26定稿

易大方 男,1951年生。博士,讲师,主要从事天线和微波技术、有线电视、微波通信和卫星通信等领域的研究和教学工作。

刘文彬 男,1967年生,硕士研究生。

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_s \mathbf{E} + \mathbf{J}_p, \text{ 介质内.} \quad (2)$$

(2)式中的 $\mathbf{J}_p$ 是介质中的极化电流

$$\mathbf{J}_p = j\omega(\epsilon_s - \epsilon_0)\mathbf{E}. \quad (3)$$

由于 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 故极化体电荷密度应为零, 但介质表面极化面电荷密度不为零, 即

$$\rho_p = (\epsilon_s - \epsilon_0)\hat{n}_d \cdot \mathbf{E}. \quad (4)$$

由(1),(2)两式可见, 由于引入了极化电流, 从形式上看, 系统的媒质特性就是相同的, 所不同的仅仅在于源: 一个是传导电流, 另一个则是极化电流. 因此原问题可以等效为自由空间中电流和电荷系统的辐射问题. 根据位函数理论, 可分别得到 $\mathbf{J}$ 和 $\mathbf{J}_p$ 的散射场为

$$\mathbf{E}_s = -j\omega\mu_0 \iint_{S_c} \mathbf{J}G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')dS' - \frac{j}{\omega\epsilon_s} \iint_{S_c} (\mathbf{J} \cdot \nabla) \nabla G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')dS', \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_d = \omega^2\mu_0(\epsilon_s - \epsilon_0) \iiint_{V_d} \mathbf{E}G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')dv' + \frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{\epsilon_s} \iint_{S_d} (\hat{n}_d \cdot \mathbf{E}) \nabla' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')dS', \quad (6)$$

式中 G 是自由空间的格林函数,

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp(-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)/(4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|). \quad (7)$$

由叠加原理, 空间任一点的总场为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_s(\mathbf{J}) + \mathbf{E}_d(\mathbf{E}) + \mathbf{E}^{inc}. \quad (8)$$

在导体表面 S_c 上, 电场切向分量应为零, 即

$$\hat{n}_c \times [\mathbf{E}_s(\mathbf{J}) + \mathbf{E}_d(\mathbf{E}) + \mathbf{E}^{inc}]|_{S_c} = 0. \quad (9)$$

而在介质中, 场满足(8)式. (8)和(9)两式为未知函数 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{J}$ 的联立积分方程组, 解此方程组, 就得到场解, 天线的电特性就随之确定.

3 矩量法求解

为了应用矩量法求解(8)和(9)式, 将 $\mathbf{J}$ 和 $\mathbf{E}$ 展开为

$$\mathbf{J} = \sum_{i=1}^n I_i \mathbf{J}_i, \quad \mathbf{E} = \sum_{i=n+1}^{n+3m} I_i \mathbf{E}_i, \quad (10)$$

式中 $\mathbf{J}_i$ 和 $\mathbf{E}_i$ 为基函数, I_i 为展开系数. n 为导体电流 $\mathbf{J}$ 的基函数的个数, m 为介质中场的任一分量展开函数的个数.

现考虑如图 2 所示的线天线和介质板结构, 则可定义 $\mathbf{J}_i$ 的方向沿天线轴向, 而 $\mathbf{E}_i$ 的方向则沿坐标方向. 将(10)式代入(8)和(9)式中, 取内积并利用算子 $\mathbf{E}_s$ 和 $\mathbf{E}_d$ 的线性可得如下矩阵方程:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^n I_i (\hat{n}_c \times \mathbf{E}_s(\mathbf{J}_i) \cdot \mathbf{W}_j) + \sum_{i=n+1}^{n+3m} I_i (\hat{n}_c \times \mathbf{E}_d(\mathbf{E}_i) \cdot \mathbf{W}_j) \\ & = -(\hat{n}_c \times \mathbf{E}^{inc} \cdot \mathbf{W}_j), \quad \mathbf{r} \in S_c, \quad 1 \leq j \leq n; \\ & \sum_{i=1}^n I_i (\mathbf{E}_s(\mathbf{J}_i) \cdot \mathbf{W}_j) - \sum_{i=n+1}^{n+3m} I_i (\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{W}_j) + \sum_{i=n+1}^{n+3m} I_i (\mathbf{E}_d(\mathbf{E}_i) \cdot \mathbf{W}_j) \end{aligned} \quad (11)$$

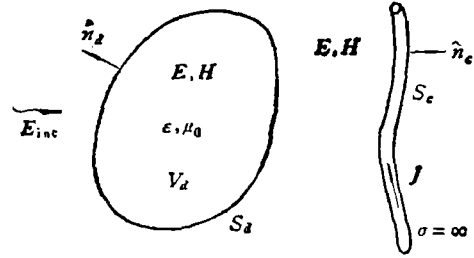


图 1 介质-导体系统

$$= -(\mathbf{E}^{\text{inc}} \cdot \mathbf{W}_j), \quad \mathbf{r} \in V_d, \quad n < j \leq n + 3m; \quad (12)$$

式中 $\mathbf{W}_j$ 为第 j 个权函数。由于未知量和方程的个数均为 $n + 3m$, 故可以唯一地解出 $\{I_i\}$ 。

矩量法求解时主要的工作量是计算各个内积。当采用脉冲基点选配时, 可以有效地减少计算量。因为考察算子 $\mathbf{E}_s$ 可以发现, 由于存在格林函数的线积分, 此时采用哈林顿的展开式^[3]是方便的。但是从算子 $\mathbf{E}_v$ 可看出, 不仅要作格林函数作面积分, 还要作体积分, 此时宜先将格林函数展开为泰勒级数, 提取足以保证精度的前几项, 经演绎后使积分减少一重。

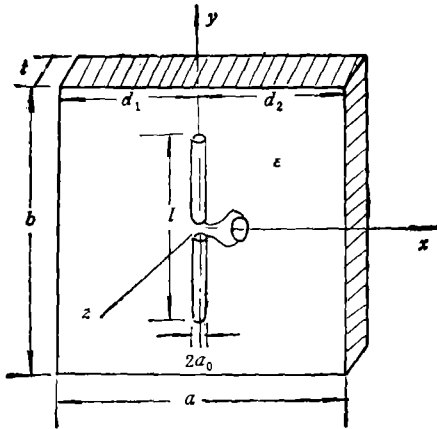


图2 介质板上的线天线和坐标系

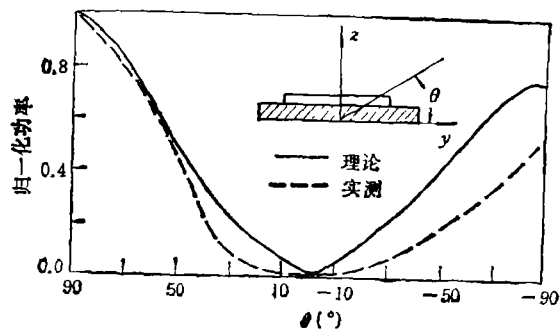


图3 介质板上半波振子的方向图

4 结果和讨论

图3 给出一个半径为 0.007λ 的半波振子的典型方向图。介质为环氧玻纤板, 相对介电常数 $\epsilon_r = 4.26$, 损耗角正切 $\text{tg} \delta = 0.035$, 尺寸为: $b = 2.06\lambda$, $a = 0.586\lambda$, $t = 0.013\lambda$ 。由于极化电流的影响, 天线方向图不再对称, 有介质一方的辐射减弱, 而另一方则增强。由于只考虑了薄板情况, 采用脉冲基点选配计算时还不能很好地模拟实际极化电流分布, 故计算和实测结果有一定误差。

计算还表明, 介质板加入前后天线电流分布基本规律变化不大, 但输入电流变化较大。这说明, 方向图的改变主要是极化电流远区场的贡献所致, 而极化电流的近区场则会明显地改变输入阻抗的数值, 并且 ϵ_r 愈大, 输入阻抗变化愈大。表1 给出一个半径为 0.007λ 的半波振子位于不同介质板上时的输入阻抗值, 介质板尺寸为 $a = 1.9\lambda$, $b = 0.5\lambda$, $t = 0.015\lambda$ 。

表 1

介 质	空 气	有机玻璃 ($\epsilon_r = 2.53$)	环氧玻纤 ($\epsilon_r = 3.88$)
理论值	$102.5 + j36.9$	$124.3 + j60.5$	$130.1 + j59.8$
实测值	$80.0 + j15.2$	$131.7 + j55.4$	$154.9 + j55.8$

图 4 给出一个半径为 0.005λ 的介质板上的半波振子输入阻抗随介质尺寸变化的曲线。可见当固定 a 不变, 输入阻抗在 $b < \lambda/2$ 时有明显变化, 而在 $b > \lambda/2$ 时趋于平缓; 当固定 b 不变, 变化 a 时, 输入阻抗基本不变。

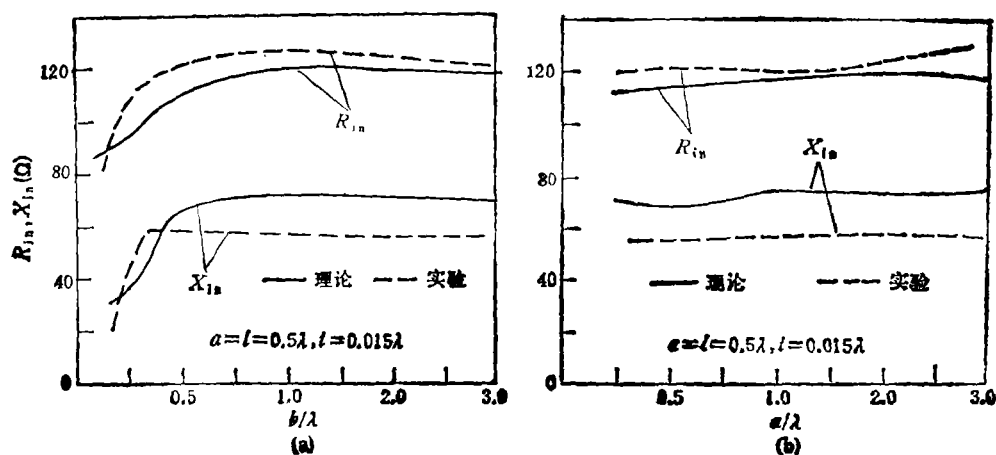


图 4 输入阻抗随介质尺寸变化关系

综合上述讨论, 可得以下几条结论:

- (1) 由于极化电流的作用, 使天线在介质板一侧的辐射减弱, 而在另一侧增强。
- (2) 在一定条件下, 介质的相对介电常数愈大, 天线输入阻抗就愈增加。
- (3) 只有当天线部分地位于介质板上时, 介质板沿天线方向的尺寸变化才对输入阻抗有明显的影响。

了解这些性质对天线结构设计是有益的。

参 考 文 献

- [1] Jin Jian-Ming, Volakis J L. IEEE Trans. on AP, 1990, Ap-38(4): 556—563.
- [2] Rubin B J, Daijavad S. IEEE Trans. on AP, 1990, Ap-38(11): 1863—1873.
- [3] Harrington R F. Proc. IEEE, 1967, 55(2): 136—148.

CHARACTERISTICS OF A DIPOLE ANTENNA ON A DIELECTRIC SLAB

Yi Dafang Liu Wenbin

(*Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031*)

Abstract The problem of a linear dipole antenna mounted on a dielectric slab is investigated theoretically and experimentally. A set of integral equations for the current vector along the dipole and the field in the slab is derived by the concept of polarized current. The equations are solved numerically by moment methods. Finally, the computational results are given and compared with experimental ones. The influence of the dielectric upon the dipole is revealed.

Key words Dipole antenna, Polarized current, Dielectric slab, Moment method