

Full-Wave Analysis of Cylindrically Conformal Microstrip Antennas with Dielectric Superstrates*

WANG Yuanyuan, XIE Yongjun*, LI Xiaofeng

(National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: The input impedance and radiation patterns of the probe-fed cylindrically conformal microstrip antennas with a dielectric superstrate are analyzed based on a rigorous full-wave approach. The induced current distribution on the patch, which is the kernel of the electric field integral equation, is detailedly derived in the spectral domain for the first time and is solved by using the method of moment (MoM). Consequently, numerical results are used to reveal the effects of the dielectric superstrate to the characteristics of the antenna and are compared with the results from published references and other numerical solutions for demonstrating the accuracy of the analysis.

Key words: cylindrically conformal microstrip antenna; superstrate; input impedance; radiation pattern; method of moments(MoM)

EEACC:5270

加载介质覆盖层的圆柱共形微带天线的全波分析*

王元源, 谢拥军*, 李晓峰

(西安电子科技大学天线与微波技术国家重点实验室, 西安 710071)

摘要: 基于严格的全波方法分析计算了介质薄层覆盖下由探针激励的圆柱共形微带天线的输入阻抗和辐射方向图。首次详细地推导出了此结构下适于数值计算的微带贴片上的表面电流形式, 并通过矩量法求解电场积分方程得到感应电流的分布。最终, 通过数值结果揭示出了覆盖介质层对天线特性的影响并且与已发表文献及其他数值方法的结果进行对比, 证明了方法的正确性。

关键词: 圆柱共形微带天线; 覆盖层; 输入阻抗; 辐射方向图; 矩量法

中图分类号: TN820. 12

文献标识码: A 文章编号: 1005-9490(2009)03-0669-05

微带天线^[1]由于其众多优点, 例如体积小, 低剖面, 重量轻等, 在卫星通信, 遥感及医疗等诸多领域得到越来越广泛的应用。同时, 这些特点使微带天线易于和曲面物体共形, 特别是高速运动的物体, 例如导弹, 火箭和卫星等各种飞行器。在各种共形微带天线中, 圆柱面共形微带天线得到了较多的关注^[2-8]。

许多不同的方法和模型已经被用来分析圆柱面共形微带天线。其中, 广义传输线模型^[2]和空腔模型^[3]对于一些简单的结构或薄介质基底情况有较好的计算结果, 但对于介质层较厚或多层介质的情况,

这些近似模型的计算精度显然无法满足要求。相比之下, 全波分析方法则更为可靠且适用于多种不同结构, 它通过运用矩量法结合圆柱分层媒质的格林函数来实现, 并且已经在圆柱面微带结构的分析中得到了应用。在文献[9]中, S. M. Ali 通过伽略金方法分析了单介质基底共形微带结构的谐振特性, 在此基础上, 文献[10]给出了添加介质覆盖层后的共形微带结构的谐振特性。而对于考虑激励的辐射问题, Habashy^[4]等计算了探针激励的单层薄介质基底圆柱共形微带贴片的输入阻抗和辐射方向图,

收稿日期: 2008-12-22

基金项目: 国家自然基金资助项目(60771040)

作者简介: 王元源(1983-), 男, 博士生, 主要研究方向为天线设计和电磁场数值计算等, wylpforever@163. com;

谢拥军(1968-), 男, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为计算微波与计算电磁学, 微波通信, 电磁兼容及电波传播特性等

而 Franklin^[5]等分析了介质层覆盖下带线馈电的共形微带天线。但由于要考虑径向电流的影响, 目前为止对于探针激励的圆柱共形微带天线的分析还局限在单层基底的情况。而在实际应用中, 由于共形微带天线的辐射特性会受到天线罩或介质涂层的影响, 因此目前的分析还存在着一定的不足。

基于以上考虑, 本文分析计算了在介质层覆盖下由探针激励的共形微带贴片的输入阻抗及辐射方向图。通过严格的全波方法推导出了适于数值计算的贴片表面电流分布形式, 并给出了由探针上的径向电流元所产生的横向谱域电场的具体表达式。最终, 采用数值方法得出天线的输入阻抗及归一化辐射方向图, 通过结果讨论了介质覆盖层的存在对天线辐射特性的影响。

1 理论分析

图 1 为介质覆盖层加载下的由探针激励的圆柱共形微带天线的结构示意图。内层金属圆柱的半径

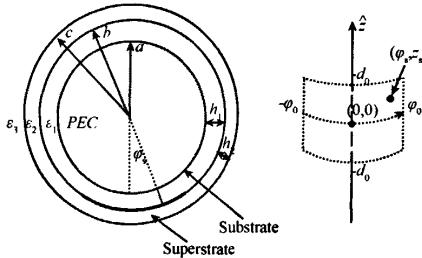


图 1 加载介质覆盖层的探针激励圆柱共形微带天线结构示意图

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{\varphi\varphi} = & \left(\frac{k_z}{k_2}\right)^2 \left[2 \left(\frac{k_2}{k_{2p}}\right)^2 \left(\frac{\nu}{k_{2p}b}\right) \left(\frac{\nu}{k_{2p}c}\right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1\right) (\beta_2 - \alpha_2) (\beta_3 - \alpha_3) \eta_3 \eta_4 + \right. \\ & \left. \epsilon_{12} \left(\frac{k_2^2}{k_{1p}k_{2p}}\right) (\alpha_2 \eta_3^2 y_1 g_1 - \alpha_2 \eta_3 \eta_4 y_2 g_2 - \beta_2 \eta_3 \eta_4 y_3 g_1 + \beta_2 \eta_4^2 y_4 g_2) - \right. \\ & \left. \left(\frac{k_z}{k_{2p}}\right)^2 \left(\frac{\nu}{k_{1p}b}\right)^2 \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1\right) (\eta_3^2 y_1 e_3 - \eta_3 \eta_4 y_2 e_3 - \eta_3 \eta_4 y_3 e_4 + \eta_4^2 y_4 e_4) \right] \frac{1}{\Delta_x} \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\tilde{G}_{\varphi z} = \tilde{G}_{z\varphi} = \frac{k_z}{k_{2p}} \left[\left(\frac{k_z}{k_2}\right)^2 \left(\frac{\nu}{k_{1p}b}\right) (\eta_3^2 y_1 e_3 - \eta_3 \eta_4 y_2 e_3 - \eta_3 \eta_4 y_3 e_4 + \eta_4^2 y_4 e_4) - \left(\frac{\nu}{k_{2p}c}\right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1\right) (\beta_2 - \alpha_2) (\beta_3 - \alpha_3) \eta_3 \eta_4 \right] \frac{1}{\Delta_x} \quad (5b)$$

$$\tilde{G}_{zz} = \left(\frac{k_z}{k_2}\right)^2 (\eta_3^2 y_1 e_1 - \eta_3 \eta_4 y_2 e_2 - \eta_3 \eta_4 y_3 e_2 + \eta_4^2 y_4 e_2) \frac{1}{\Delta_x} \quad (5c)$$

Δ_x 为 $\bar{X}_v(k_z)$ 矩阵^[8] 的行列式

$$\begin{aligned} \Delta_x = & -\frac{j\omega\epsilon_z}{k_{1p}} \left(\frac{k_z}{k_2}\right)^4 \frac{r^{(h)}}{\beta_1} \left[(\eta_3^2 x_1 y_1 - \eta_3 \eta_4 x_2 y_2 - \eta_3 \eta_4 x_3 y_3 + \eta_4^2 x_4 y_4) - \right. \\ & \left. 2 \left(\frac{k_2}{k_z}\right)^2 \left(\frac{\nu}{k_{2p}b}\right) \left(\frac{\nu}{k_{2p}c}\right) \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1\right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1\right) (\beta_2 - \alpha_2) (\beta_3 - \alpha_3) \eta_3 \eta_4 \right] \end{aligned} \quad (6)$$

另一方面, 经过一系列复杂的推导, 可以得到由细探针产生的切向电场分量为

$$\begin{aligned} \bar{E}_s^{\text{probe}}(\varphi, z) = & \begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{probe}}(\varphi, z) \\ E_z^{\text{probe}}(\varphi, z) \end{bmatrix} = \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} e^{j\varphi(\varphi-\varphi_v)} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{jk_z(z-z_v)} \begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{probe}}(k_z) \\ E_z^{\text{probe}}(k_z) \end{bmatrix} = \\ & \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} e^{j\varphi(\varphi-\varphi_v)} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{jk_z(z-z_v)} \bar{D}_v(k_z) \cdot \bar{P}_v(k_z) \end{aligned} \quad (7)$$

为 a , 介质基底与覆盖层的外半径分别为 b 和 c , 并且厚度为 h_1 和 h_2 , 基底, 覆盖层以及最外层自由空间的相对介电常数分别用 ϵ_1 , ϵ_2 以及 ϵ_3 表示, 各区域的磁导率均为 μ_0 。

在薄覆盖层中的总电场可以表示为如下形式:

$$\bar{E}(\bar{r}) = \bar{E}^{\text{patch}}(\bar{r}) + \bar{E}^{\text{probe}}(\bar{r}) \quad (1)$$

其中 $\bar{E}^{\text{probe}}(\bar{r})$ 为沿探针的径向电流源产生的电场, 而 $\bar{E}^{\text{patch}}(\bar{r})$ 则代表由贴片表面待求的感应电流产生的散射场。由理想导体表面的边界条件可以得到在贴片表面的切向电场:

$$\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}) = \bar{E}_s^{\text{patch}}(\varphi, z) + \bar{E}_s^{\text{probe}}(\varphi, z) = 0 \quad (2)$$

其中, 散射场的切向分量 $\bar{E}_s^{\text{patch}}(\varphi, z)$ 以及谱域电流分布 $\bar{J}_v(k_z)$ 可以表示成如下形式^[4]:

$$\bar{E}_s^{\text{patch}}(\varphi, z) = \begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{patch}}(\varphi, z) \\ E_z^{\text{patch}}(\varphi, z) \end{bmatrix} =$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} e^{j\varphi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{jk_z z} \bar{E}_s(k_z) = \\ & \frac{1}{2\pi} \sum_{v=-\infty}^{\infty} e^{j\varphi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{jk_z z} \bar{G}_v(k_z) \cdot \bar{J}_v(k_z) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\bar{J}_v(k_z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi e^{j\varphi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{jk_z z} \bar{J}(\varphi, z) \quad (4)$$

在式(3)中, 通过在各区域分界面上匹配电磁场的边界条件, 可以得到在贴片表面的并矢格林函数的 v 阶分量矩阵 $\bar{G}_v(k_z)$:

$$\bar{G}_v(k_z) = \begin{bmatrix} \tilde{G}_{\varphi\varphi} & \tilde{G}_{\varphi z} \\ \tilde{G}_{z\varphi} & \tilde{G}_{zz} \end{bmatrix} \quad (5)$$

$\bar{D}_v(k_z)$ 以及 $\bar{P}_v(k_z)$ 的具体形式将在附录中给出。在实际应用中, 由于探针的半径远小于天线的工作波长, 所以在本文中忽略探针的粗细, 将探针上的电流密度用沿径向的点电流源代替。将式(3)与式(7)代入式(2)中, 得到贴片表面的电场积分方程

$$\sum_{v=-\infty}^{\infty} e^{i k_z v} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{i k_z z} \bar{G}_v(k_z) \cdot \bar{J}_v(k_z) = - \sum_{v=-\infty}^{\infty} e^{i k_z (v - \tau_v)} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{i k_z (z - \tau_v)} \bar{D}_v(k_z) \cdot \bar{P}_v(k_z) \quad (8)$$

通过应用全域正旋基函数和伽略金方法^[11], 可以将式(2)离散为矩阵方程, 并求出贴片上的电流分布, 进一步通过文献[4]中的方法得到天线的输入阻抗以及归一化辐射方向图, 具体过程这里不再给出。

2 数值结果

本文中所计算的共形微带贴片的 φ 向长度为 $(a + h_1)\varphi_0 = 4$ cm, z 向长度为 $2d_0 = 3$ cm, 局部坐标原点位于贴片的中心位置。在应用矩量法的过程中, 展开谱域电流时需要采用 16 个正旋基函数并且关于 v 的无穷级数在 $|v| = 14$ 的位置截断。

图 2 和图 3 给出了当最内层金属圆柱半径为 5 cm 并且介质基底厚度 $h_1 = 0.0795$ cm, 基底介电常数 $\epsilon_1 = 2.32\epsilon_0$ 时天线的输入阻抗。当馈电点位于 $z_s = 0, (a + h_1)\varphi_s = 1$ cm 时, HE_{01} 模(图 2)被激励。类似地, 当馈电位置为 $z_s = 1$ cm 并且 $\varphi_s = 0$ 时, 激励的是 HE_{10} 模(图 3)。从图中可以明显地看出, 当介质覆盖层厚度为零时, 得到的结果与文献[3, 8]中给出的结果非常吻合, 充分证明了本文方法的正确性。

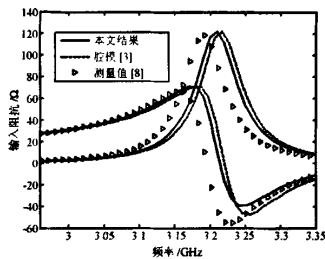


图 2 HE_{01} 模输入阻抗

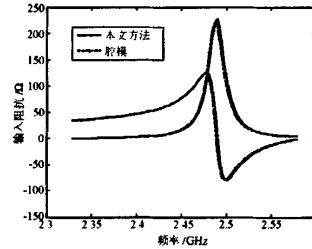


图 3 HE_{10} 模输入阻抗

本文在研究介质覆盖层对天线性能的影响时, 分别考虑了覆盖层介电常数与厚度的变化产生的不

同效果。覆盖层的介电常数变化会对天线的输入阻抗及辐射方向图产生一定的影响, 这种影响可以从图 4 和图 5 中看出。如图 4 所示, HE_{10} 模的谐振频率随着覆盖层介电常数的增大而逐渐降低, 这种情况与平面微带结构是相一致的。对于辐射方向图而言, 图 5 给出了随介电常数变化的 HE_{10} 模的辐射方向图, 从图中可以看出介电常数的变化主要影响了天线的后向辐射电场的幅度。

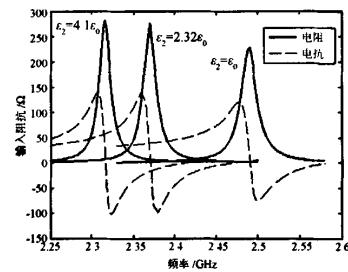
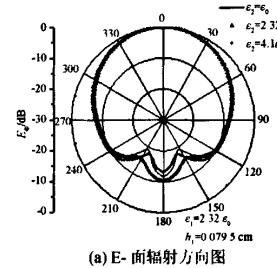
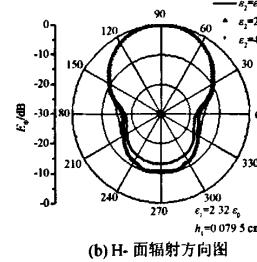


图 4 随覆盖层介电常数变化的 HE_{10} 模输入阻抗



(a) E-面辐射方向图



(b) H-面辐射方向图

图 5 随覆盖层介电常数变化的 HE_{10} 模辐射方向图

相对而言, 介质覆盖层的厚度变化同样会对天线的辐射特性产生重要的影响。图 6 与图 7 中分别给出了在介质基底厚度不变的情况下, HE_{01} 与 HE_{10} 模的输入阻抗随介质覆盖层厚度变化的情况。随着覆盖层厚度的不断增加, 天线谐振频率点逐渐向低频端移动, 并且 HE_{10} 模的输入阻抗有略微的增大, 这一点符合文献[5]中给出的结果。而 HE_{01} 模

的输入阻抗则有所降低。

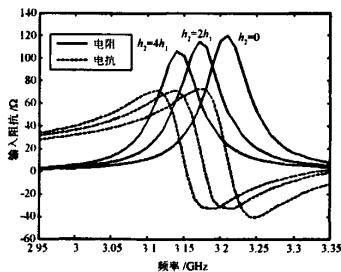


图6 随介质覆盖层厚度变化的HE₀₁模输入阻抗

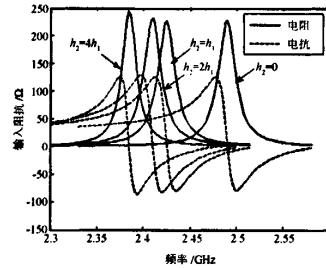


图7 随介质覆盖层厚度变化的HE₁₀模输入阻抗

从图8给出的圆柱共形微带天线E面与H面辐射方向图上可以看到,在天线的谐振频率点上,后向辐射电场的幅度对介质覆盖层厚度的变化较为敏感,并且随着其厚度的增大,天线的后向辐射电场有逐渐加强的趋势。

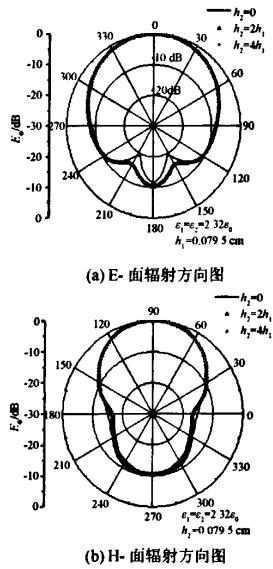


图8 随介质覆盖层厚度变化的HE₁₀模辐射方向图

3 结论

本文应用严格的全波分析结合伽略金方法分析

了探针激励下介质覆盖层加载的圆柱共形微带天线的辐射特性,总结并给出了覆盖层的存在对天线特性的影响。给出了由细探针及贴片表面感应电流产生的谱域电场的具体表达形式。此外,介质覆盖层的存在对共形微带天线的辐射特性产生了显著的影响,主要表现为其介电常数的增大与厚度的增加会降低天线的谐振频率并且有效加强后向辐射电场的幅度。最后,本文的结果可以为柱面共形微带天线的设计提供依据。

参考文献:

- Kowne C M. Cylindrical-Rectangular Microstrip Antenna[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1983, AP-31: 194-199.
- Huang C Y, Liu Y H, Wong K L. Input Impedance Calculation of Cylindrical-Rectangular Microstrip Antennas Using GTLM Theory[C]. IEEE Antennas Propagat. Symp. Dig., vol. 4, June 1995. 1792-1795.
- Luk K M, Lee K F, Dahele J S. Analysis of the Cylindrical-Rectangular Microstrip Patch Antenna[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1989, 37(2): 143-147.
- Habashy T M, Ali S M, Kong J A. Input Impedance and Radiation Pattern of Cylindrical-Rectangular and Wraparound Microstrip Antennas[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1990, 38(5): 722-731.
- Franklin F C, Fonseca S B A, Soares J M, Giarola A J. Analysis of Microstrip Antennas on Circular-Cylindrical Substrates with a Dielectric Overlay[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1991, 39(9): 1398-1403.
- Erturk V B, Rojas R G. Efficient Analysis of Input Impedance and Mutual Coupling of Microstrip Antennas Mounted on Large Coated Cylinders[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2003, 51(4): 739-749.
- He M, Xu X W. Closed-Form Solutions for Analysis of Cylindrically Conformal Microstrip Antennas with Arbitrary Radii [J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2005, 53(1): 518-525.
- Tam W Y, Lai A K Y, Luk K M. Cylindrical Rectangular Microstrip Antennas with Coplanar Parasitic Patches[J]. Proc. Inst. Elect. Eng. -Microw. Antennas Propag., 1995, 142, 300-306.
- Ali S M, Habashy T M, Kiang J F, Kong J A. Resonance in Cylindrical-Rectangular and Wraparound Microstrip Structures[J]. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 1989, 37(11): 1773-1783.
- Wong K L, Cheng Y T, Row J S. Resonance in a Superstrate-Loaded Cylindrical-Rectangular Microstrip Structure[J]. IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., 1993, 41(5): 814-819.
- Harrington R F. Field Computation by Moment Methods [M]. New York: Macmillan, 1968.

附录

式(5)和式(6)中的各因子的具体形式如下所示:

$$y_1 = \left[\left(\frac{v}{k_{2p}c} \right)^2 \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_2}{k_z} \right)^2 y_1 y_3 \right] \quad y_2 = \left[\left(\frac{v}{k_{2p}c} \right)^2 \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_2}{k_z} \right)^2 y_2 y_3 \right] \quad (9)$$

$$y_3 = \left[\left(\frac{v}{k_{2p}c} \right)^2 \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_2}{k_z} \right)^2 y_1 y_4 \right] \quad y_4 = \left[\left(\frac{v}{k_{2p}c} \right)^2 \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_2}{k_z} \right)^2 y_2 y_4 \right] \quad (10)$$

$$x_1 = \left[\left(\frac{v}{k_{1p}b} \right)^2 \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 e_1 g_1 \frac{\beta_1}{r^{(h)}} \right] \quad x_2 = \left[\left(\frac{v}{k_{1p}b} \right)^2 \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 e_1 g_2 \frac{\beta_1}{r^{(h)}} \right] \quad (11)$$

$$x_3 = \left[\left(\frac{v}{k_{1p}b} \right)^2 \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 e_2 g_1 \frac{\beta_1}{r^{(h)}} \right] \quad x_4 = \left[\left(\frac{v}{k_{1p}b} \right)^2 \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right)^2 - \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 e_2 g_2 \frac{\beta_1}{r^{(h)}} \right] \quad (12)$$

$$e_1 = \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} r^{(h)} \frac{\alpha_2}{\beta_1} - 1 \right) \quad e_2 = \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} r^{(h)} \frac{\beta_2}{\beta_1} - 1 \right) \quad e_3 = \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} - r^{(h)} \frac{\alpha_2}{\beta_1} \right) \quad e_4 = \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} - r^{(h)} \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \quad (13)$$

$$\gamma_1 = \left(\epsilon_{32} \frac{k_{2p}}{k_{3p}} \alpha_4 - \beta_3 \right) \quad \gamma_2 = \left(\epsilon_{32} \frac{k_{2p}}{k_{3p}} \alpha_4 - \alpha_3 \right) \quad \gamma_3 = \left(\frac{k_{2p}}{k_{3p}} \alpha_4 - \beta_3 \right) \quad \gamma_4 = \left(\frac{k_{2p}}{k_{3p}} \alpha_4 - \alpha_3 \right) \quad (14)$$

$$g_1 = \left(\epsilon_{21} \frac{k_{1p}}{k_{2p}} \frac{\alpha_2}{\beta_2} - r^{(e)} \right) \quad g_2 = \left(\epsilon_{21} \frac{k_{1p}}{k_{2p}} \frac{\beta_2}{\beta_2} - r^{(e)} \right) \quad (15)$$

$$r^{(h)} = \frac{\eta_2 - \zeta_1}{\zeta_2 - \zeta_1} \quad r^{(e)} = \frac{\zeta_2 - \eta_1}{\eta_2 - \eta_1} \quad (16)$$

$$\eta_1 = \frac{H_v^{(1)}(k_{1p}a)}{J_v(k_{1p}a)} \quad \eta_2 = \frac{H_v^{(1)}(k_{1p}b)}{J_v(k_{1p}b)} \quad \eta_3 = \frac{H_v^{(1)}(k_{2p}b)}{J_v(k_{2p}b)} \quad \eta_4 = \frac{H_v^{(1)}(k_{2p}c)}{J_v(k_{2p}c)} \quad (17)$$

$$\zeta_1 = \frac{H_v^{(1)}(k_{1p}a)}{J_v(k_{1p}a)} \quad \zeta_2 = \frac{H_v^{(1)}(k_{1p}b)}{J_v(k_{1p}b)} \quad \zeta_3 = \frac{H_v^{(1)}(k_{2p}b)}{J_v(k_{2p}b)} \quad \zeta_4 = \frac{H_v^{(1)}(k_{2p}c)}{J_v(k_{2p}c)} \quad (18)$$

$$\alpha_1 = \frac{H_v^{(1)}(k_{1p}b)}{H_v^{(1)}(k_{1p}b)} \quad \alpha_2 = \frac{H_v^{(1)}(k_{2p}b)}{H_v^{(1)}(k_{2p}b)} \quad \alpha_3 = \frac{H_v^{(1)}(k_{2p}c)}{H_v^{(1)}(k_{2p}c)} \quad \alpha_4 = \frac{H_v^{(1)}(k_{3p}c)}{H_v^{(1)}(k_{3p}c)} \quad (19)$$

$$\beta_1 = \frac{J_v(k_{1p}b)}{J_v(k_{1p}b)} \quad \beta_2 = \frac{J_v(k_{2p}b)}{J_v(k_{2p}b)} \quad \beta_3 = \frac{J_v(k_{2p}c)}{J_v(k_{2p}c)} \quad (20)$$

由探针上的电流产生的切向电场在谱域中可以写成如(7)所示的 $\bar{D}_o(k_z)$ 与 $\bar{P}_o(k_z)$ 的乘积, 其中 $\bar{P}_o(k_z)$ 可以从文献[4]中得到, 而 $\bar{D}_o(k_z)$ 的表达式如下所示:

$$\bar{D}_o(k_z) = -\frac{I_0 h}{2\pi\omega\omega_1} \left\{ \begin{bmatrix} k_z^2 \left(\frac{v}{k_{1p}b} \right) \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} \right)^2 & k_z^2 \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} \right) \alpha_2 \\ -k_z k_{1p} & 0 \end{bmatrix} - \frac{\eta_1}{\eta_3} \begin{bmatrix} k_z^2 \left(\frac{v}{k_{1p}b} \right) \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} \right)^2 & k_z^2 \left(\frac{k_{1p}}{k_{2p}} \right) \beta_2 \\ -k_z k_{1p} & 0 \end{bmatrix} \right\} \cdot \begin{bmatrix} a_{11} & -a_{12} \\ a_{21} & -a_{22} \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$\bar{B}_o = \begin{bmatrix} y_2 & \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 \left(\frac{v}{k_{2p}c} \right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right) (\beta_3 - \alpha_3) \\ \epsilon_{21} \left(\frac{v}{k_{2p}c} \right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right) (\beta_3 - \alpha_3) & y_3 \end{bmatrix} \frac{1}{y_1} \quad (22)$$

$$a_{11} = (1 - r^{(e)}) \beta_1 \left[\frac{\beta_1}{r^{(h)}} (\eta_2^2 y_1 e_1 - \eta_3 \eta_1 y_3 e_2) - \left(\frac{v}{k_{1p}b} \right) \left(\frac{v}{k_{2p}c} \right) \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right) (\beta_3 - \alpha_3) \eta_3 \eta_1 \right] \frac{1}{\Delta} \quad (23a)$$

$$a_{12} = (1 - r^{(h)}) \frac{\beta_1}{r^{(h)}} \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 \left[\left(\frac{v}{k_{1p}b} \right) \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right) (\eta_2^2 y_1 - \eta_3 \eta_1 y_3) - \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 \left(\frac{v}{k_{2p}c} \right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right) (\beta_3 - \alpha_3) \eta_3 \eta_1 g_2 \beta_1 \right] \frac{1}{\Delta} \quad (23b)$$

$$a_{21} = -(1 - r^{(e)}) \beta_1 \left[\left(\frac{v}{k_{1p}b} \right) \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right) (\eta_2^2 y_1 - \eta_3 \eta_1 y_2) - \left(\frac{k_2}{k_z} \right)^2 \left(\frac{v}{k_{2p}c} \right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right) (\beta_3 - \alpha_3) \eta_3 \eta_1 e_2 \frac{\beta_1}{r^{(h)}} \right] \frac{1}{\Delta} \quad (23c)$$

$$a_{22} = -(1 - r^{(h)}) \frac{\beta_1}{r^{(h)}} \left(\frac{k_1}{k_z} \right)^2 \left[(\eta_2^2 y_1 g_1 - \eta_3 \eta_1 y_2 g_2) \beta_1 - \epsilon_{21} \left(\frac{v}{k_{1p}b} \right) \left(\frac{v}{k_{2p}c} \right) \left(\frac{k_{1p}^2}{k_{2p}^2} - 1 \right) \left(\frac{k_{2p}^2}{k_{3p}^2} - 1 \right) (\beta_3 - \alpha_3) \eta_3 \eta_1 \right] \frac{1}{\Delta} \quad (23d)$$

$$\Delta_x = -\frac{j\omega\omega_2}{k_{1p}} \left(\frac{k_2}{k_z} \right)^4 \frac{r^{(h)}}{\beta_1} \cdot \Delta \quad (24)$$

如何学习天线设计

天线设计理论晦涩高深，让许多工程师望而却步，然而实际工程或实际工作中在设计天线时却很少用到这些高深晦涩的理论。实际上，我们只需要懂得最基本的天线和射频基础知识，借助于 HFSS、CST 软件或者测试仪器就可以设计出工作性能良好的各类天线。

易迪拓培训(www.edatop.com)专注于微波射频和天线设计人才的培养，推出了一系列天线设计培训视频课程。我们的视频培训课程，化繁为简，直观易学，可以帮助您快速学习掌握天线设计的真谛，让天线设计不再难…



HFSS 天线设计培训课程套装

套装包含 6 门视频课程和 1 本图书，课程从基础讲起，内容由浅入深，理论介绍和实际操作讲解相结合，全面系统的讲解了 HFSS 天线设计的全过程。是国内最全面、最专业的 HFSS 天线设计课程，可以帮助你快速学习掌握如何使用 HFSS 软件进行天线设计，让天线设计不再难…

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/122.html>

CST 天线设计视频培训课程套装

套装包含 5 门视频培训课程，由经验丰富的专家授课，旨在帮助您从零开始，全面系统地学习掌握 CST 微波工作室的功能应用和使用 CST 微波工作室进行天线设计实际过程和具体操作。视频课程，边操作边讲解，直观易学；购买套装同时赠送 3 个月在线答疑，帮您解答学习中遇到的问题，让您学习无忧。

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/cst/127.html>



13.56MHz NFC/RFID 线圈天线设计培训课程套装

套装包含 4 门视频培训课程，培训将 13.56MHz 线圈天线设计原理和仿真设计实践相结合，全面系统地讲解了 13.56MHz 线圈天线的工作原理、设计方法、设计考量以及使用 HFSS 和 CST 仿真分析线圈天线的具体操作，同时还介绍了 13.56MHz 线圈天线匹配电路的设计和调试。通过该套课程的学习，可以帮助您快速学习掌握 13.56MHz 线圈天线及其匹配电路的原理、设计和调试…

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/116.html>



关于易迪拓培训:

易迪拓培训(www.edatop.com)由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立,一直致力于专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养;后于 2006 年整合合并微波 EDA 网(www.mweda.com),现已发展成为国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地,成功推出多套微波射频以及天线设计经典培训课程和 **ADS**、**HFSS** 等专业软件使用培训课程,广受客户好评;并先后与人民邮电出版社、电子工业出版社合作出版了多本专业图书,帮助数万名工程师提升了专业技术能力。客户遍布中兴通讯、研通高频、埃威航电、国人通信等多家国内知名公司,以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

我们的课程优势:

- ※ 成立于 2004 年, 10 多年丰富的行业经验
- ※ 一直专注于微波射频和天线设计工程师的培养, 更了解该行业对人才的要求
- ※ 视频课程、既能达到了现场培训的效果, 又能免除您舟车劳顿的辛苦, 学习工作两不误
- ※ 经验丰富的一线资深工程师主讲, 结合实际工程案例, 直观、实用、易学

联系我们:

- ※ 易迪拓培训官网: <http://www.edatop.com>
- ※ 微波 EDA 网: <http://www.mweda.com>
- ※ 官方淘宝店: <http://shop36920890.taobao.com>