

基于并矢格林函数分析 环绕微带共形天线*

杨超 阮颖铮 冯林
(电子科技大学微波工程系 成都 610054)

摘要 本文导出了涂覆无耗介质层的无限长金属圆柱结构的并矢格林函数以及与这种结构共形的微带天线辐射场的一般表达式,并利用表面电流模型法研究了介电常数、介质层厚度和金属圆柱体半径对环绕微带共形天线方向图的影响。

关键词 环绕微带共形天线,并矢格林函数,天线方向图

1 引言

随着微波集成技术的发展和空间技术对低剖面天线的要求,70年代由 R. E. Munson 等人^[1]成功地制成了第一批实用的环绕式微带共形天线。这种天线对高速飞行器的空气动力学性能影响很小,又不会破坏飞行器的机械结构和强度。特别是在火箭的制导、卫星的遥控和飞机的交通管制中,要求安装在飞行器圆柱形壳体上的微带天线在径向产生全向的方向图,因而环绕微带天线正成为一个研究热点。文献[2—4]分别利用表面电流模型法、径向分层介质法和基于腔模理论的等效磁流法研究了环绕微带共形天线的辐射特性。文献[2]实际上是根据谱域格林函数对天线的远场特性进行了分析。本文则是基于空域并矢格林函数导出的与圆柱体共形的微带天线辐射场的一般表达式,并同时利用表面电流模型法分析了宽度为半个介质中波长的环绕微带共形天线的远区辐射特性。

2 并矢格林函数

在与涂覆介质的无限长金属圆柱体共形的微带天线场分析中,通常感兴趣的情形是电流源处于介质层外部的空气区域(见图1中的区域2)。此时区域1(介质层)和区域2中的电场可表示成

$$E_1(\mathbf{r}) = j\omega\mu_2 \int_{V_2} \bar{\mathbf{G}}_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') dV', \quad \mathbf{r} \text{ 在区域 1 中}; \quad (1)$$

1993-11-16 收到, 1994-06-06 定稿

* 电子科技大学青年教师基金资助课题

杨超 男, 1964年生, 博士, 从事微带天线与自适应天线等方面的研究工作。

阮颖铮 男, 1939年生, 教授, 博士生导师, 从事天线与电磁散射等方面的教学和研究工作。

冯林 男, 1956年生, 副教授, 从事电磁散射、天线等方面的教学和研究工作。

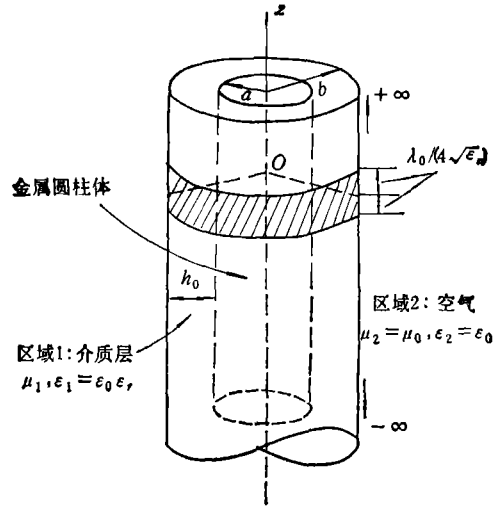


图 1 环绕微带共形天线结构图

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = i\omega\mu_2 \int_{V_2} \bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') dV', \quad \mathbf{r} \text{ 在区域 2 中}; \quad (2)$$

式中 $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ 是处于区域 2 中的源分布, $\bar{\mathbf{G}}_{e1}$ 和 $\bar{\mathbf{G}}_{e2}$ 是相应区域中的并矢格林函数。根据(1),(2)两式和场的边界条件可推出并矢格林函数满足的边界条件:

$$\hat{\rho} \times \bar{\mathbf{G}}_{e1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')|_{\rho=a} = 0, \quad (3)$$

$$\hat{\rho} \times [\bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \bar{\mathbf{G}}_{e1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]|_{\rho=b} = 0, \quad (4)$$

$$\hat{\rho} \times [\nabla \times \bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - (\mu_2/\mu_1)\nabla \times \bar{\mathbf{G}}_{e1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]|_{\rho=b} = 0, \quad (5)$$

另外, $\bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 满足的辐射条件是

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r [\nabla \times \bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - jk_2 \hat{\rho} \times \bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] = 0. \quad (6)$$

采用散射叠加原理求解 $\bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 。 $\bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 可表示成

$$\bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \bar{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \bar{\mathbf{G}}_{s2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (7)$$

式中 $\bar{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 是自由空间中的并矢格林函数, $\bar{\mathbf{G}}_{s2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 表示散射项, $\bar{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 可写成^[5]

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{G}}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & -\frac{\hat{\rho}\hat{\rho}}{k_2^2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \frac{j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{\lambda^2} \\ & \times \begin{cases} [M_{\varepsilon_{n\lambda}}^+(h, \mathbf{r}) M_{\varepsilon_{n\lambda}}^-(-h, \mathbf{r}') + \\ N_{\varepsilon_{n\lambda}}^+(h, \mathbf{r}) N_{\varepsilon_{n\lambda}}^-(-h, \mathbf{r}')], \quad \rho \geq \rho' \\ [M_{\varepsilon_{n\lambda}}^-(h, \mathbf{r}) M_{\varepsilon_{n\lambda}}^+(-h, \mathbf{r}') + \\ N_{\varepsilon_{n\lambda}}^-(h, \mathbf{r}) N_{\varepsilon_{n\lambda}}^+(-h, \mathbf{r}')], \quad \rho \leq \rho' \end{cases} \quad (8) \end{aligned}$$

式中

$$M_{\varepsilon_{n\lambda}}^{\pm}(h, \mathbf{r}) = \left\{ \mp \hat{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} Z_n^{\pm}(\lambda \rho) \begin{bmatrix} \sin(n\phi) \\ \cos(n\phi) \end{bmatrix} - \hat{\phi} \frac{\partial}{\partial \rho} Z_n^{\pm}(\lambda \rho) \begin{bmatrix} \cos(n\phi) \\ \sin(n\phi) \end{bmatrix} \right\} e^{jh_z z},$$

$$N_{\varepsilon_{n\lambda}}^{\pm}(h, \mathbf{r}) = \frac{1}{k_2} \nabla \times M_{\varepsilon_{n\lambda}}^{\pm}(h, \mathbf{r})$$

$$= \left\{ \hat{\rho} \frac{jh}{k_2} \frac{\partial}{\partial \rho} Z_n^\pm(\lambda \rho) \left[\frac{\cos(n\phi)}{\sin(n\phi)} \right] \mp \hat{\phi} \frac{jhn}{k_2 \rho} Z_n^\pm(\lambda \rho) \left[\frac{\sin(n\phi)}{\cos(n\phi)} \right] \right. \\ \left. + \pm \lambda^2 Z_n^\pm(\lambda \rho) \left[\frac{\cos(m\phi)}{\sin(m\phi)} \right] \right\} e^{ihz},$$

其中

$$Z_n^\pm(\lambda \rho) = \begin{cases} H_n^{(1)}(\lambda \rho), & \text{第一类 } n \text{ 阶汉克尔函数;} \\ J_n(\lambda \rho), & \text{第 } n \text{ 阶贝塞尔函数;} \end{cases}$$

$$\lambda = \sqrt{k_2^2 - h^2}, \quad -\infty < h < +\infty, \quad \text{且 } \text{Im}(\lambda) > 0, \quad \text{Re}(\lambda) > 0;$$

$$\varepsilon_n = \begin{cases} 1, & n = 0; \\ 2, & n > 0. \end{cases}$$

下标 e 和 o 分别表示偶、奇模。 $\bar{\mathbf{G}}_{e2}$ 和 $\bar{\mathbf{G}}_{o1}$ 中各项和相应的系数是在参考 $\bar{\mathbf{G}}_0$ 各项和满足(3)–(6)式条件下确定的。由于只考虑区域 2, 这里只列出 $\bar{\mathbf{G}}_{e2}$ 的表达式

$$\bar{\mathbf{G}}_{e2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{\lambda^2} \{ [A_n M_{e_{n1}}^+(h, \mathbf{r}) \mp B_n N_{e_{n1}}^+(h, \mathbf{r})] M_{e_{n1}}^+(-h, \mathbf{r}') \\ + [C_n N_{e_{n1}}^+(h, \mathbf{r}) \mp B_n M_{e_{n1}}^+(h, \mathbf{r})] N_{e_{n1}}^+(-h, \mathbf{r}') \}, \quad (9)$$

式中

$$A_n = -\frac{J_n(\lambda b)}{H_n(\lambda b)} + \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \frac{\mu^2}{\lambda^2} \frac{T_n}{H_n(\lambda b)} \gamma_n,$$

$$B_n = \left(\frac{k_2}{k_1}\right) \left(\frac{\mu^2}{\lambda^2}\right) \frac{S_n}{H_n(\lambda b)} \tau_n,$$

$$C_n = -\frac{J_n(\lambda b)}{H_n(\lambda b)} + \left(\frac{k_2}{k_1}\right) \frac{\mu^2}{\lambda^2} \frac{S_n}{H_n(\lambda b)} d_n,$$

$$\gamma_n = \frac{j2}{\pi b} \left[\frac{-(\mu_2/\mu_1)\mu P_n + (k_2/k_1)^2(\mu^2/\lambda)r_n S_n}{H_n(\lambda b)Y_n} \right],$$

$$\tau_n = \frac{2hn}{\pi k_1 b^2} \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \left(1 - \frac{\mu^2}{\lambda^2}\right) \frac{T_n}{H_n(\lambda b)Y_n},$$

$$d_n = \frac{j2}{\pi b} \left(\frac{k_2}{k_1}\right) \left[\frac{-\mu Q_n + (\mu_2/\mu_1)(\mu^2/\lambda)r_n T_n}{H_n(\lambda b)Y_n} \right],$$

$$S_n = J_n(\mu b) + p_n H_n(\mu b),$$

$$P_n = J'_n(\mu b) + p_n H'_n(\mu b),$$

$$T_n = J_n(\mu b) + q_n H_n(\mu b),$$

$$Q_n = J'_n(\mu b) + q_n H'_n(\mu b),$$

$$\mathbf{Y}_n = \left[-\mu Q_n + \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \left(\frac{\mu^2}{\lambda^2}\right) r_n T_n \right] \left[-\left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \mu P_n + \left(\frac{k_2}{k_1}\right)^2 \left(\frac{\mu^2}{\lambda}\right) r_n S_n \right]$$

$$- \left(\frac{hn}{k_1 b}\right)^2 \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \left(1 - \frac{\mu^2}{\lambda^2}\right)^2 S_n T_n,$$

$$p_n = -J_n(\mu a) / H_n(\mu a),$$

$$\begin{aligned} q_n &= -J'_n(\mu a)/H'_n(\mu a), \\ r_n &= H'_n(\lambda b)/H_n(\lambda b), \end{aligned}$$

式中

$$H_n(x) = H_n^{(1)}(x), \quad H'_n(x) = \frac{d}{dx} H_n^{(1)}(x),$$

$$\begin{aligned} \mu &= \sqrt{k_1^2 - k^2}, \quad \text{Im}(\mu) > 0, \quad \text{Re}(\mu) > 0, \\ k_1^2 &= \epsilon_r k_0^2, \quad k_2^2 = k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0. \end{aligned}$$

至此并矢格林函数 $\bar{\mathbf{G}}_{e2}$ 已确定。

3 环绕微带共形天线的场分析

在与圆柱体共形的微带天线表面 S 上的电流分布可表示成

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \hat{\phi} J_\phi(\mathbf{r}') + \hat{z} J_z(\mathbf{r}'). \quad (10)$$

区域 2 中的场为

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}) = \hat{\rho} E_{2\rho}(\mathbf{r}) + \hat{\phi} E_{2\phi}(\mathbf{r}) + \hat{z} E_{2z}(\mathbf{r}). \quad (11)$$

根据确定的 $\bar{\mathbf{G}}_{e2}$ 和(2)式可推得圆柱微带共形天线场的一般表达式

$$\begin{aligned} E_{2\rho}(\mathbf{r}) &= -\frac{\omega\mu_2}{8\pi} \int_S dS' \int_{-\infty}^{\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \left\{ \frac{n}{\lambda\rho} H_n(\lambda\rho) \left[J'_n(\lambda b) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(A_n + \frac{jnh}{k_2\lambda b} B_n \right) H_n(\lambda b) \right] + \frac{h}{k_2} H'_n(\lambda\rho) \left[\frac{nh}{k_2\lambda b} J_n(\lambda b) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + jB_n H'_n(\lambda b) + \frac{nh}{k_2\lambda b} C_n H_n(\lambda b) \right] \right\} \sin [n(\phi - \phi')] J_\phi(\mathbf{r}') \\ &\quad + \left\{ \frac{jh\lambda}{k_2^2} H'_n(\lambda\rho) [J_n(\lambda b) + C_n H_n(\lambda b)] - \frac{n}{k_2\rho} B_n H_n(\lambda\rho) H_n(\lambda b) \right\} \\ &\quad \times \cos [n(\phi - \phi')] J_z(\mathbf{r}') \Big] e^{jh(x-z')}, \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{2\phi}(\mathbf{r}) &= -\frac{\omega\mu_2}{8\pi} \int_S dS' \int_{-\infty}^{\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \left\{ H'_n(\lambda\rho) \left[J'_n(\lambda b) + A_n H'_n(\lambda b) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{jnh}{k_2\lambda b} B_n H_n(\lambda b) \right] + \frac{nh}{k_2\lambda\rho} H_n(\lambda\rho) \left[\frac{nh}{k_2\lambda b} J_n(\lambda b) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + jB_n H'_n(\lambda b) + \frac{nh}{k_2\lambda b} C_n H_n(\lambda b) \right] \right\} \cos [n(\phi - \phi')] J_\phi(\mathbf{r}') \\ &\quad - \left\{ \frac{jnh}{k_2^2\rho} H_n(\lambda\rho) [J_n(\lambda b) + C_n H_n(\lambda b)] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\lambda}{k_2} B_n H'_n(\lambda\rho) H_n(\lambda b) \right\} \sin [n(\phi - \phi')] \\ &\quad \times J_z(\mathbf{r}') \Big] e^{jh(x-z')}, \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{2z}(\mathbf{r}) = & -\frac{\omega\mu_2}{8\pi} \int_S dS' \int_{-\infty}^{\infty} dh \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left[\left\{ \frac{-jnh}{k_2^2 b} H_n(\lambda\rho) J_n(\lambda b) + C_n H_n(\lambda b) \right. \right. \\
& + \frac{\lambda}{k_2} B_n H_n(\lambda\rho) H'_n(\lambda b) \left. \left. \right\} \sin [n(\phi - \phi')] J_\phi(\mathbf{r}') \right. \\
& + \left. \left\{ \frac{\lambda^2}{k_2^2} H_n(\lambda\rho) [J_n(\lambda b) + C_n H_n(\lambda b)] \right. \right. \\
& \left. \left. \times \cos [n(\phi - \phi')] \right\} J_z(\mathbf{r}') \right] e^{jh(z-z')} \quad (14)
\end{aligned}$$

对于图 1 所示的环绕微带共形天线, 其馈电方式是沿圆周在若干点处等间距地采用并馈网络馈电^[1]。当馈电点数 (N_F) 大于沿圆周的介质中的波长数 (L_F) 时, 即 $N_F > L_F = 2\pi b \sqrt{\varepsilon_r} / \lambda_0$, 电流沿圆周方向可认为是均匀分布的, 因此根据表面电流模型法可假定天线表面的电流分布为^[2]

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \hat{z} J_z = \hat{z} \frac{I_0}{2\pi b} \cos(k_0 \sqrt{\varepsilon_r} z'), \quad |z'| \leq \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_r}} \quad (15)$$

将上式代入(14)式得

$$\begin{aligned}
E_{2z}(\mathbf{r}) = & -\frac{\mu_2 \omega I_0}{16\pi^2 b k_2^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{W(n, h)}{H_n(\lambda b)} \int_{-\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_r}}}^{\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_r}}} \cos(k_0 \sqrt{\varepsilon_r} z') \right. \\
& \left. \cdot e^{-ihz'} dz' \int_0^{2\pi} b \cos [n(\phi - \phi')] d\phi' \right\} H_n(\lambda\rho) e^{ihz} dh, \quad (16)
\end{aligned}$$

式中 $W(n, h) = \lambda^2 [J_n(\lambda b) + C_n H_n(\lambda b)]$

$$= \left(\frac{j\lambda}{\pi b} \right) \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \mu^2 \cdot \frac{1}{[X_2(n, h) - X_3(n, h) / X_1(n, h)] H_n(\lambda b)},$$

其中

$$\begin{aligned}
X_1(n, h) &= -\mu(Q_n / T_n) + (\mu_2 / \mu_1)(\mu^2 / \lambda) r_n, \\
X_2(n, h) &= -(\mu_2 / \mu_1) \mu(P_n / S_n) + (k_2 / k_1)^2 (\mu^2 / \lambda) r_n, \\
X_3(n, h) &= (\mu_2 / \mu_1) [nh / (k_1 b)]^2 [1 - (\mu / \lambda)^2]^2.
\end{aligned}$$

根据大宗量汉克尔函数的近似表达式和最陡下降法^[6]可推得 $E_{2z}(\mathbf{r})$ 的远场表达式

$$\begin{aligned}
E_{2z}(\mathbf{r}) = & -\frac{\mu_2 \omega I_0}{8\pi^2 b k_2^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \left[\frac{W(n, k_2 \cos \theta)}{H_n(k_2 \sin \theta b)} \int_{-\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_r}}}^{\frac{\lambda_0}{4\sqrt{\varepsilon_r}}} \cos(k_0 \sqrt{\varepsilon_r} z') \right. \\
& \left. \times e^{-ik_2 \cos \theta z'} dz' \int_0^{2\pi} b \cos [n(\phi - \phi')] d\phi' (-j)^{n+1} \cdot \frac{e^{ik_2 r}}{r} \right] \quad (17)
\end{aligned}$$

通过对上式中 ϕ' 的积分可知, 只有在 $n=0$ 时, $E_{2z}(\mathbf{r})$ 才存在。在远场条件下, E_θ 分量可写成 $E_\theta = -E_{2z}(\mathbf{r}) / \sin \theta$ 。经过对 $E_{2z}(\mathbf{r})$ 整理得

$$E_\theta = \frac{2\eta I_0}{k_2 \pi^2 \sqrt{\varepsilon_r}} \cdot \frac{\cos [\pi / (2\sqrt{\varepsilon_r}) \cos \theta]}{\sin \theta H_0(k_2 b \sin \theta)} \cdot \frac{1}{X_2(0, k_2 \cos \theta)} \cdot \frac{\exp(ik_2 r)}{r} \quad (18)$$

式中 η 为自由空间中的波阻抗。天线的方向性函数为

$$f(\theta) = \left| \frac{\cos[\pi/(2\sqrt{\epsilon_r})\cos\theta]}{\sin\theta H_0(k_2 b \sin\theta)} \cdot \frac{1}{X_2(0, k_2 \cos\theta)} \right| \quad (19)$$

$f(\theta)$ 与我们在文献[4]中基于腔模理论推得的宽度为介质中半个波长的环绕微带共形天线方向性函数相比仅多了一修正因子 $1/X_2(0, k_2 \cos\theta)$ 。由于腔模理论局限于薄介质基片情形,因此可以认为该修正因子精确地计入了任意厚度介质层的影响。

4 数值结果和讨论

根据所推得的(19)式,系统地研究了介质基片厚度、介电常数和金属圆柱体半径对环

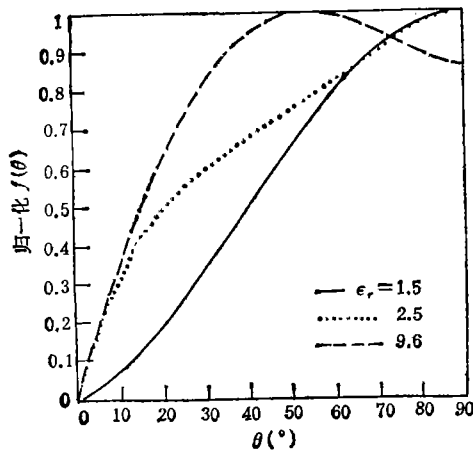


图 2 金属圆柱体半径对天线方向图的影响
($\epsilon_r = 1.0, h_0 = 0.1\lambda_0$)

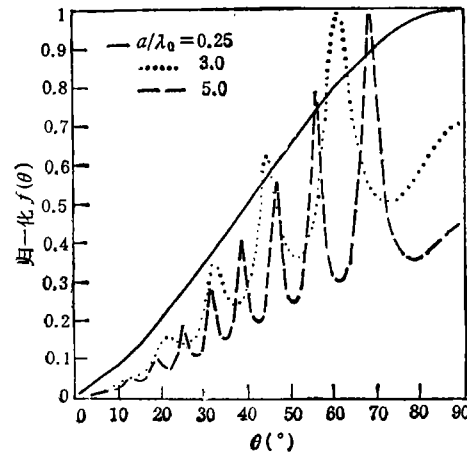


图 3 介电常数对天线方向图的影响
($a = 0.25\lambda_0, h_0 = 0.1\lambda_0$)

绕微带共形天线方向图的影响。计算中取 $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ 。值得说明的是,在与文献[2]所

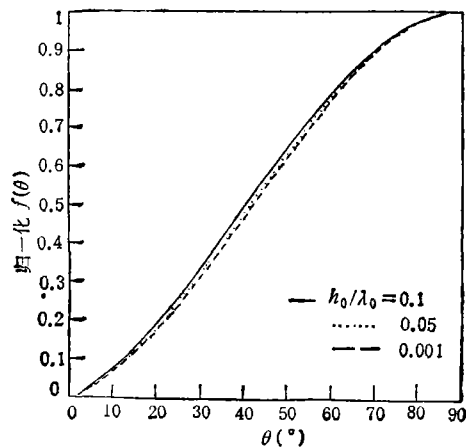


图 4 介质厚度对天线方向图的影响
($\epsilon_r = 1.0, a = 0.25\lambda_0$)

取参数相同的情况下,本文结果与文献[2]的结果几乎完全相同(只是在小数点后第五位数略有不同)。另外,在介质基片厚度很薄时,本文结果与文献[4]的结果也吻合得很好。图 2—图 4 给出了三种参数对天线方向图影响的结果。

通过对上面曲线的分析,可得出以下结论:

(1) 随着金属圆柱体半径的增大 ($a > \lambda_0$), 环绕微带共形天线的方向图曲线出现剧烈起伏。这是由于(19)式中零阶汉克尔函数随宗量增大出现振荡性造成的。

(2) 随着介质基片介电常数的变大, 天

(3) 介质基片厚度对天线方向图的影响很小。

5 结 束 语

本文基于空域并矢格林函数, 导出了圆柱共形微带天线场的统一表达式。由于这些表达式既可计算近场, 又可计算远场, 因而它们还可用来分析这类天线的散射和互耦等问题。作为天线场表达式的一个应用实例, 本文基于表面电流模型法和最陡下降法分析了环绕微带共形天线的散射特性。通过采用表面电流模型法可省去求解积分方程来获得天线表面上的电流分布, 使计算量减少, 同时也能较严格地计入微带介质基片的效应。

参 考 文 献

- [1] Munson R E. IEEE Trans. on AP, 1974, AP-22(1):74—78.
- [2] Ashkenazy J, Shtrikman S, Treves D. IEEE Trans. on AP, 1985, AP-33(3):295—300.
- [3] Habashy T M, et al. IEEE Trans. on AP, 1990, AP-38(5): 722—731.
- [4] Yang C, Ruan Y Z. Electron. Lett., 1993, 29(6):512—514.
- [5] Tai C T. Dyadic Green's function in electromagnetic theory. Scranton: Intext Educational Publishers, 1971, Chapter 7.

ANALYSIS OF MICROSTRIP WRAP-AROUND ANTENNA BASED ON DYADIC GREEN'S FUNCTIONS

Yang Chao Ruan Yingzheng Feng Lin

(Department of Microwave Engineering, UEST of China, Chengdu 610054)

Abstract The general field expressions for conformal microstrip antennas on cylindrical body are derived based on dyadic Green's functions for concentric-cylindrical layered media. The radiation patterns for various radii, permittivities, and thickness of the dielectric layer of a microstrip wrap-around antenna are obtained using the general field expressions and electric surface current model.

Key words Microstrip wrap-around antenna, Dyadic Green's function, Antenna pattern