

双层手征介质板中电偶极天线的辐射特性*

尹文言

汪文秉

(西北工业大学电子工程系 西安 710072) (西安交通大学信控系 西安 710049)

摘要 本文首先给出了电流源激励下双层手征介质中的并矢格林函数表达式。应用鞍点积分法,导出了有金属板衬底的双层手征介质中电偶极天线的辐射场表达式。分析了有、无空气隙时手征导纳对电偶极天线的方向图, $\theta = 0^\circ$ 方向的最大场强和谐振频率的影响程度。结果表明,通过改变手征导纳参数,可以有效地调节电偶极天线的辐射特性。

关键词 电偶极天线,手征介质,手征导纳,方向图

1 引言

最近,人们对一种新型微带天线,即手征微带天线倍感兴趣。N. Engheta 等人^[1]首先研究了单层手征微带振子的辐射特性,发现了由手征导纳引起的方向图旋转效应。A. Toscano 等人^[2]应用谱域并矢格林函数方法也分析了单层手征微带天线在二维线源激励下的辐射特性。初步研究表明,由于手征导纳参数的引入,可以有效地改变源的远区辐射特性。本文首先应用散射叠加法,给出了电流源激励下双层手征微带振子并矢格林函数的一般表达式。应用鞍点积分法,导出了水平电偶极子激励下的辐射场表达式。计算结果表明,手征导纳对电偶极子的辐射场方向图、谐振频率等物理量有显著影响。

2 双层手征偶极天线的并矢格林函数

图1是双层手征偶极天线的基本模型。图中手征介质的本构方程为^[3]

$$D_i = \varepsilon_i E_i + i\xi_i B_i, \quad (1)$$

$$H_i = i\xi_i E_i + \frac{B_i}{\mu_i}, \quad i = 2, 3. \quad (2)$$

这里已假定时谐场的时间因子为 $\exp(-i\omega t)$ 。

在图1(a)中,由并矢格林函数理论可知,空间各区域的场分布为

$$E_p = i\omega\mu_2 \int_{v'} \bar{G}_p(R|R') \cdot J(R') dv', \quad p = 0, 2, 3. \quad (3)$$

其中 v' 是 $J(R')$ 所占据的空间,而 $\bar{G}_p(R|R')$ 是对应于不同区域中的并矢格林函数

1992-10-15收到,1993-03-18定稿

* 国家自然科学基金、航空科学基金资助项目。

尹文言 男,1961年生,副教授,从事专业为电磁场与微波技术。

汪文秉 男,1928年生,教授;博士生导师,从事专业是瞬态电磁场,电磁辐射,天线。

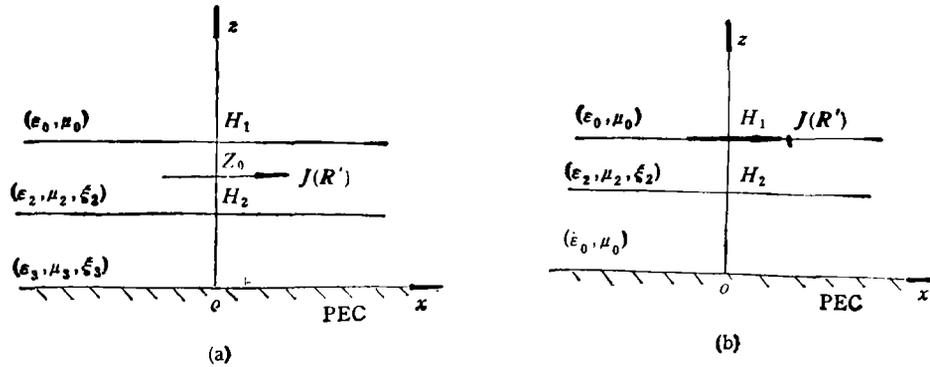


图1 双层手征电偶极天线

(DGF).

由散射叠加法, 2 区的 DGF 可以表示为

$$\bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = \bar{\mathbf{G}}_{20}(\mathbf{R}|\mathbf{R}') + \bar{\mathbf{G}}_{2s}(\mathbf{R}|\mathbf{R}'), \quad (4)$$

其中 $\bar{\mathbf{G}}_{20}(\mathbf{R}|\mathbf{R}')$ 是 $(\epsilon_2, \mu_2, \xi_2)$ 充满全空间时的 DGF. 在圆柱坐标系中, 其本征展开式为^[1]

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{G}}_{20}(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = & -\frac{\delta(\mathbf{R}-\mathbf{R}')}{k_2^2} \mathbf{e}_z \mathbf{e}_z + \frac{i}{2\pi(k_{2+} + k_{2-})} \int_0^{+\infty} d\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_{n0}}{\lambda} \\ & \times \left\{ \frac{k_{2+}}{h_{2+}} \left[\mathbf{V}_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2+}) \mathbf{V}'_{\circ n\lambda}(-h_{2+}) \right] \right. \\ & \left. + \frac{k_{2-}}{h_{2-}} \left[\mathbf{W}_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2-}) \mathbf{W}'_{\circ n\lambda}(-h_{2-}) \right] \right\}, \quad \begin{matrix} z \geq z', \\ z \leq z', \end{matrix} \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $k_{2\pm} = \pm \omega \mu_2 \xi_2 + (k_2^2 + \omega^2 \mu_2^2 \xi_2^2)^{1/2}$, $k_2^2 = \omega^2 \mu_2 \epsilon_2$, $h_{2\pm}^2 = k_{2\pm}^2 - \lambda^2$. (5) 式中 $\mathbf{V}_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2+})$, $\mathbf{V}'_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2+})$, $\mathbf{W}_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2-})$ 和 $\mathbf{W}'_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2-})$ 是归一化圆柱矢量波函数, 其定义式已由文献[3]给出. (4) 式中 $\bar{\mathbf{G}}_{2s}(\mathbf{R}|\mathbf{R}')$ 是散射场的 DGF, 形式为

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{G}}_{2s}(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = & \frac{i}{2\pi(k_{2+} + k_{2-})} \int_0^{+\infty} d\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_{n0}}{\lambda} \\ & \times \left\{ \frac{k_{2+}}{h_{2+}} \{ [A_{21} \mathbf{V}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2+}) + A_{22} \mathbf{W}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2-})] \mathbf{V}'_{\circ n\lambda}(-h_{2+}) \right. \\ & + [A_{23} \mathbf{V}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2+}) + A_{24} \mathbf{W}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2-})] \mathbf{V}'_{\circ n\lambda}(h_{2+}) \} \\ & + \frac{k_{2-}}{h_{2-}} \{ [A_{25} \mathbf{V}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2+}) + A_{26} \mathbf{W}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2-})] \mathbf{W}'_{\circ n\lambda}(-h_{2-}) \\ & + [A_{27} \mathbf{V}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2+}) + A_{28} \mathbf{W}_{\circ n\lambda}^{\circ}(-h_{2-})] \mathbf{W}'_{\circ n\lambda}(h_{2-}) \} \\ & \left. + \frac{k_{2+}}{h_{2+}} \{ B_{21} \mathbf{V}_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2+}) + B_{22} \mathbf{W}_{\circ n\lambda}^{\circ}(h_{2-}) \} \mathbf{V}'_{\circ n\lambda}(-h_{2+}) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + [B_{23}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2+}) + B_{24}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2-})]V'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2+})\} \\
& + \frac{k_{2-}}{h_{2-}} \{ [B_{25}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2+}) + B_{26}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2-})]W'_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2-}) \\
& + [B_{27}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2+}) + B_{28}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2-})]W'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2-})\} \}. \quad (6)
\end{aligned}$$

而 3 区的 DGF 为

$$\begin{aligned}
\bar{G}_3(R|R') &= \frac{i}{2\pi(k_{2+} + k_{2-})} \int_0^{+\infty} d\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_{n0}}{\lambda} \\
& \times \left\{ \frac{k_{2+}}{h_{2+}} \{ A_{31}V_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{3+}) + A_{32}W_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2-}) \} V'_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2+}) \right. \\
& + [A_{33}V_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{3+}) + A_{34}W_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{3-})] V'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2+}) \} \\
& + \frac{k_{2-}}{h_{2-}} \{ [A_{35}V_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{3+}) + A_{36}W_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{3-})] W'_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2-}) \\
& + [A_{37}V_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{3+}) + A_{38}W_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{3-})] W'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2-}) \} \\
& + \frac{k_{2+}}{h_{2+}} \{ [B_{31}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3+}) + B_{32}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3-})] V'_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2+}) \\
& + [B_{33}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3+}) + B_{34}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3-})] V'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2+}) \} \\
& + \frac{k_{2-}}{h_{2-}} \{ [B_{35}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3+}) + B_{36}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3-})] W'_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2-}) \\
& + [B_{37}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3+}) + B_{38}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_{3-})] W'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2-}) \} \}. \quad (7)
\end{aligned}$$

$z \geq H_1$ 区域,即空气中的 DGF 为

$$\begin{aligned}
\bar{G}_1(R|R') &= \frac{i}{2\pi(k_{2+} + k_{2-})} \int_0^{+\infty} d\lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_{n0}}{\lambda} \\
& \times \frac{k_{2+}}{h_{2+}} \{ [A_{11}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_0) + A_{12}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_0)] V'_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2+}) \\
& + [A_{13}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_0) + A_{14}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_0)] V'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2+}) \} \\
& + \frac{k_{2-}}{h_{2-}} \{ [A_{15}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_0) + A_{16}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_0)] W'_{\sigma_{n\lambda}}(-h_{2-}) \\
& + [A_{17}V_{\sigma_{n\lambda}}(h_0) + A_{18}W_{\sigma_{n\lambda}}(h_0)] W'_{\sigma_{n\lambda}}(h_{2-}) \} \}. \quad (8)
\end{aligned}$$

上述式中 $A_{21} \sim A_{28}$, $B_{21} \sim B_{28}$, $A_{31} \sim A_{38}$, $B_{31} \sim B_{38}$ 和 $A_{11} \sim A_{18}$ 是由边界条件确定的特定系数. 在 $z = H_1, H_2$ 界面上, 电场强度和磁场强度的切向分量连续, 而在 $z = 0$ 界面上, 电场强度的切向分量为零. 这样, 应有

$$e_z \times \bar{G}_1(R|R') = e_z \times \bar{G}_2(R|R'), \quad z = H_1, \quad (9)$$

$$-\frac{1}{\mu_0} \mathbf{e}_z \times [\nabla \times \bar{\mathbf{G}}_1(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] = -\omega \xi_2 [\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] + \frac{1}{\mu_2} [\mathbf{e}_z \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] \quad (10)$$

$$\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = \mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}'), \quad z = H_2, \quad (11)$$

$$-\omega \xi_2 [\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] + \frac{1}{\mu_2} [\mathbf{e}_z \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] = -\omega \xi_3 [\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] + \frac{1}{\mu_3} [\mathbf{e}_z \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] \quad (12)$$

$$\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = 0, \quad z = 0. \quad (13)$$

将(4)–(8)式分别代入(9)–(13)式中,并且利用

$$\nabla \times \mathbf{V}_{\epsilon_{\sigma\lambda}}(h_+) = k_+ \mathbf{V}_{\epsilon_{\sigma\lambda}}(h_+), \quad \nabla \times \mathbf{W}_{\epsilon_{\sigma\lambda}}(h_-) = -k_- \mathbf{W}_{\epsilon_{\sigma\lambda}}(h_-) \quad (14)$$

可得决定上述 40 个待定系数的四个 10 元一次方程组.

在图 1(a)中,当场源为磁流源 $\mathbf{J}_m(\mathbf{R}')$ 时,空间各区域中的磁场分布为

$$\mathbf{H}_p(\mathbf{R}) = i \frac{\omega \mu_2}{\eta_{\epsilon_2}^2} \int_{V'} \bar{\mathbf{G}}_p(\mathbf{R}|\mathbf{R}') \cdot \mathbf{J}_m(\mathbf{R}') dv', \quad p = 0, 2, 3, \quad (15)$$

而 $\bar{\mathbf{G}}_p(\mathbf{R}|\mathbf{R}')$ 的形式仍由(4)–(8)式给出. $\bar{\mathbf{G}}_p(\mathbf{R}|\mathbf{R}')$ 在 $z = H_1, H_2, 0$ 处满足的边界方程分别为

$$\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_1(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = \mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}'), \quad z = H_1, \quad (16)$$

$$\frac{\eta_0}{\mu_0} \mathbf{e}_z \times [\nabla \times \bar{\mathbf{G}}_1(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] = -\omega \xi_2 \eta_{\epsilon_2}^2 [\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] + \frac{\eta_{\epsilon_2}^2}{\mu_2} [\mathbf{e}_z \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] \quad (17)$$

$$\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = \mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}'), \quad z = H_2, \quad (18)$$

$$-\omega \xi_2 \eta_{\epsilon_2}^2 [\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] + \frac{\eta_{\epsilon_2}^2}{\mu_2} [\mathbf{e}_z \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_2(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] = -\omega \xi_3 \eta_{\epsilon_3}^2 [\mathbf{e}_z \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] + \frac{\eta_{\epsilon_3}^2}{\mu_3} [\mathbf{e}_z \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}')] \quad (19)$$

$$\mathbf{e}_z \times \nabla \times \bar{\mathbf{G}}_3(\mathbf{R}|\mathbf{R}') = 0, \quad z = 0. \quad (20)$$

上述式中 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, $\eta_{\epsilon_2} = \sqrt{\mu_2/\epsilon_2}/\sqrt{1 + \xi_2^2 \mu_2/\epsilon_2}$, $\eta_{\epsilon_3} = \sqrt{\mu_3/\epsilon_3}/\sqrt{1 + \xi_3^2 \mu_3/\epsilon_3}$.

3 远区辐射场的渐近表达式

在图 1 中,假定电流密度为

$$\mathbf{J}(\mathbf{R}') = \mathbf{e}_z I_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0), \quad H_2 \leq z_0 \leq H_1. \quad (21)$$

那么将(2)式和(8)式代入(3)式中,可得空气中的电场强度为

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{R}) = -\frac{\omega \mu_2 I_0}{2\sqrt{2} \pi (k_{2+} + k_{2-})} \int_0^{+\infty} d\lambda \left\{ [A_{11} \mathbf{V}_{\epsilon_{11}}(h_0) + A_{12} \mathbf{W}_{\epsilon_{11}}(h_0)] e^{-i h_1 + \lambda_0} \left(\frac{k_{2+}}{h_{2+}} - i \right) \right.$$

$$\begin{aligned}
& + [A_{13}V_{\sigma_{12}}(h_0) + A_{14}W_{\sigma_{12}}(h_0)]e^{ih_{2+}z_0}\left(\frac{k_{2+}}{h_{2+}} + i\right) \\
& + [A_{15}V_{\sigma_{12}}(h_0) + A_{16}W_{\sigma_{12}}(h_0)]e^{-ih_{2+}z_0}\left(\frac{k_{2-}}{h_{2-}} + i\right) \\
& + [A_{17}V_{\sigma_{12}}(h_0) + A_{18}W_{\sigma_{12}}(h_0)]e^{ih_{2-}z_0}\left(\frac{k_{2-}}{h_{2-}} - i\right)\}. \quad (22)
\end{aligned}$$

注意到

$$\int_0^{+\infty} J_n(\lambda)f(\lambda)d\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} H_n^{(1)}(\lambda)f(\lambda)d\lambda, \quad (23)$$

(22)式又变成:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_i(\mathbf{R}) = & -\frac{\omega\mu_2 I_0}{2\sqrt{2}\pi(k_{2+} + k_{2-})} \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda \{ [A_{11}V_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0) + A_{12}W_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0)]e^{-ih_{2+}z_0}\left(\frac{k_{2+}}{h_{2+}} - i\right) \\
& + [A_{13}V_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0) + A_{14}W_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0)]e^{ih_{2+}z_0}\left(\frac{k_{2+}}{h_{2+}} + i\right) \\
& + [A_{15}V_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0) + A_{16}W_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0)]e^{-ih_{2-}z_0}\left(\frac{k_{2-}}{h_{2-}} + i\right) \\
& + [A_{17}V_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0) + A_{18}W_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0)]e^{ih_{2-}z_0}\left(\frac{k_{2-}}{h_{2-}} - i\right)\}. \quad (24)
\end{aligned}$$

(24)式中 $V_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0)$ 和 $W_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0)$ 的右上角标(1)表示将(22)式中的 $J_0(\cdot)$ 换成 $H_0^{(1)}(\cdot)$.

对于远区场 $\lambda r \gg 1$, 有

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0) \\ W_{\sigma_{12}}^{(1)}(h_0) \end{array} \right\} \approx (-i)^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda}{\sqrt{\pi\lambda r}} e^{i(\lambda r + h_0 z)} \frac{\cos(\varphi)}{\sin(\varphi)} \left[-ie_{\varphi} \pm \frac{\lambda \mathbf{e}_z - h_0 \mathbf{e}_r}{k_0} \right] \quad (25)$$

其中 $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_{\varphi}, \mathbf{e}_z)$ 是圆柱坐标系中的三个单位矢量. 由鞍点法, 积分^[4]

$$\int_0^{\infty} g(\lambda)e^{iq(\lambda)}d\lambda \approx \left[-\frac{\pi}{2qf''(\lambda_0)} \right] g(\lambda_0)e^{i[q(\lambda_0) - \frac{\pi}{4}]}. \quad (26)$$

那么, 远区的辐射场为

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_i(\mathbf{R}) \approx & -\frac{\omega\mu_2 I_0 k_0}{4\pi R(k_{2+} + k_{2-})} e^{ik_0 R} \cdot \frac{\cos(\varphi)}{\sin(\varphi)} \cos\theta \left\{ [A_{11}(\mathbf{e}_{\varphi} + i\mathbf{e}_{\varphi}) \right. \\
& - A_{12}(\mathbf{e}_{\varphi} - i\mathbf{e}_{\varphi})]e^{-ih_{2+}z_0}\left(\frac{k_{2+}}{h_{2+}} - i\right) \\
& + [A_{13}(\mathbf{e}_{\varphi} + i\mathbf{e}_{\varphi}) - A_{14}(\mathbf{e}_{\varphi} - i\mathbf{e}_{\varphi})]e^{ih_{2+}z_0}\left(\frac{k_{2+}}{h_{2+}} + i\right) \\
& + [A_{15}(\mathbf{e}_{\varphi} + i\mathbf{e}_{\varphi}) - A_{16}(\mathbf{e}_{\varphi} - i\mathbf{e}_{\varphi})]e^{-ih_{2-}z_0}\left(\frac{k_{2-}}{h_{2-}} + i\right) \\
& \left. + [A_{17}(\mathbf{e}_{\varphi} + i\mathbf{e}_{\varphi}) - A_{18}(\mathbf{e}_{\varphi} - i\mathbf{e}_{\varphi})]e^{ih_{2-}z_0}\left(\frac{k_{2-}}{h_{2-}} - i\right)\right\}. \quad (27)
\end{aligned}$$

式中已利用了关系式 $r = R \sin\theta$, $z = R \cos\theta$, $h_{2\pm} = (k_{2\pm}^2 - k_0^2 \sin^2\theta)^{1/2}$, $h_0 = k_0 \cos\theta$.

显然,辐射场分布可以看成是两列左、右旋圆极化波的合成波。

4 计算实例

从(27)式出发,并且利用(4)–(14)式,考察手征导纳参数对电偶极天线的辐射特性影响程度。

图 2 给出了对应于不同手征导纳参数 ξ_2 时偶极天线的方向图形状。显然,随着 ξ_2 的变化,方向图的形状有明显改变。对应于图 1(b)情形,图 3 给出了辐射场强 $|E|_{\theta=0}$ 随空气隙厚度 H_2 的变化规律。和一般微带天线结构类似,改变空气隙的厚度,可以有效地调节双层手征偶极天线的谐振频率。由图 3 曲线还表明,随着 ξ_2 的增加, $|E|_{\theta=0}$ 的峰值明显上升。

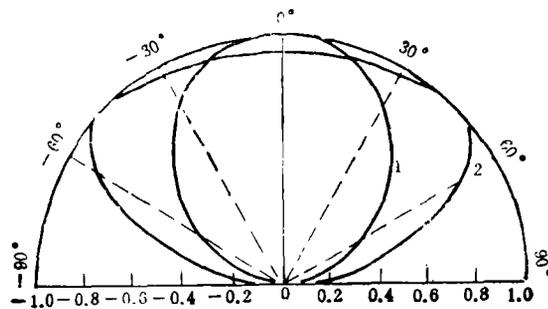


图 2 手征导纳对电偶极天线方向图的影响

$$f = 10\text{GHz}, \epsilon_1 = 2.5\epsilon_0, \epsilon_3 = 10\epsilon_0, \mu_2 = \mu_3 = \mu_0, H_1 = 8 \times 10^{-3}\text{m}, H_2 = 4 \times 10^{-3}\text{m}, \\ \tau_0 = 6 \times 10^{-3}\text{m}, (1) \xi_2 = 2 \times 10^{-3}\text{S} (2) \xi_2 = 4 \times 10^{-3}\text{S}.$$

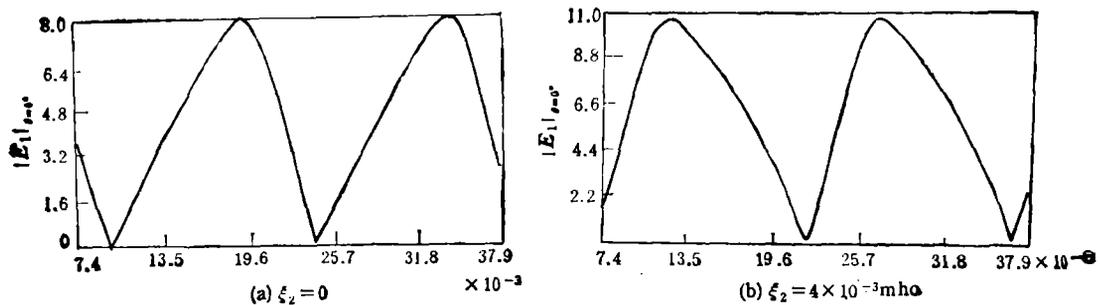


图 3 空气隙宽度变化时对辐射场强的影响

$$f = 10\text{GHz}, \epsilon_1 = 2.5\epsilon_0, \epsilon_3 = 10\epsilon_0, \mu_2 = \mu_3 = \mu_0, \xi_3 = 0, \tau_0 = H_1, \\ H_2 = H_1 + 7.5 \times 10^{-3}\text{m}.$$

由于手征介质与一般介质之间的阻抗匹配程度优于一般介质情形,因此,可以有效地降低手征介质之间、手征介质与空气的交界面处对入射电磁波的反射程度,从而有利于提高天线的辐射效率。

5 结束语

本文应用 DGF 理论分析了双层手征电偶极天线的辐射特性。结果表明,手征介质

在天线工程中有潜在的应用前景。显然,本文给出的 DGF 表达式还可用于更复杂的多层手征微带天线的场分析。

参 考 文 献

- [1] Engheta N, *et al.* Microwave and Optical Technology Letters, 1992, 5(1):31—34.
- [2] Toscano A, *et al.* J. Elect. Waves and Applic., 1992, 6(5/6): 751—759.
- [3] 尹文言,等. 电波科学学报,1993,(1): 29—36.
- [4] 钟顺时. 微带天线理论和应用. 西安: 电子科技大学出版社, 1991年6月.

THE RADIATION CHARACTERISTICS OF ELECTRIC DIPOLE ANTENNA IN TWO-LAYER CHIRAL SLABS BOUNDED BY A PERFECTLY CONDUCTING PLANE

Yin Wenyan

Wang Wenbing

(Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072)

(Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

Abstract The formulas of dyadic Green's function for two-layer chiral electric dipole antenna are derived at first, and using the method of saddle-point integration, the expression of radiation field of electric dipole antenna is also derived. The effects of chirality admittance on the radiation pattern, maximum fields in the direction $\theta = 0^\circ$ and resonance frequencies are examined. The results show that chiral media have potential applications in antenna areas.

Key words Electric dipole antenna, Chiral medium, Chirality admittance, Radiation pattern