

文章编号 1005-0388(2005)06-0829-06

介质覆盖导电球上缝隙天线的辐射*

陈海涛¹ 朱国强¹ 熊 焯²

(1. 武汉大学电子信息学院, hbcht@163.com, 湖北 武汉 430072;

2. 中国船舶重工集团第 722 研究所, 湖北 武汉, 430079)

摘 要 给出了用位函数方法推导介质覆盖导电球上缝隙天线辐射场严格解的过程。基于球 Hankel 函数加法定理, 将基本磁流源激励的场展开为以球心为原点的球面波的叠加。利用球矢量波函数的定义及性质, 提取出场的径向分量, 将初级场分解为相对于径向的 TE 波和 TM 波, 避免了复杂的矢量微分运算。在此基础上依据散射叠加原理, 构造出各区域中场的一般表示形式, 其中待定系数直接由球面分层介质中波的反射和透射规律给出。作为实际应用的例子, 给出了介质覆盖导电球上均匀环缝问题的计算结果, 并对结果进行了分析。

关键词 介质覆盖导电球, 缝隙天线, 位函数, 散射叠加法

中图分类号 TN82

文献标识码 B

Analytic solution of the radiation of slot on electrical sphere coated with dielectric layer

CHEN Hai-tao¹ ZHU Guo-qiang¹ XIONG Ye²

(1. College of Electronic Information, Wuhan University, hbcht@163.com,

Wuhan Hubei 430072, China; 2. Wuhan Maritime Communication

Research Institute, Wuhan Hubei 430079, China)

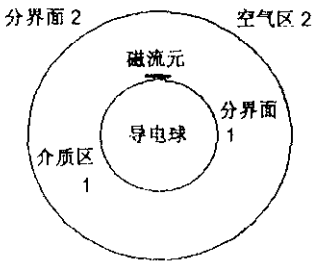
Abstract A novel method based on potential function theory is given in this paper to formulate the analytic solution of slot antenna on electrical sphere coated with dielectric layer. The field excited by basic magnetic current with arbitrary position and arbitrary orientation is expressed by series of sphere waves whose centers are at the coordinate origin using the addition theorem of sphere Hankel function. Using the definition and character of vector function, the field is separated to TM wave and TE wave relative to r without complex vector-differential operation. Then the problem of radiation of slot antenna in spherically stratified medium is transformed to the reflection and transmission problem of sphere wave on spherical interface. The analytic formulation of fields in every region is given by scattering superposition method, and the coefficients are solved using boundary condition. At last, some calculated results are presented and discussed.

Key words electric sphere coated dielectric, slot antenna, potential function, scattering superposition method

1 引 言

介质覆盖导电球上缝隙天线的辐射问题可以作为很多凸曲面上缝隙天线的理论模型,同时它又属于典型的球面分层介质中的边值问题,在理论研究和实际工程运用中都具有重要的意义。文献[1][2]中研究了导电圆柱和导电圆锥等可展曲面上介质覆盖缝隙天线的辐射,而球面属于不可展曲面,关于介质覆盖导电球上缝隙天线辐射的计算结果尚未见报道。严格来讲,缝隙天线的辐射属于电磁波的衍射问题,其口面场分布是未知的,精确求解过程十分复杂。工程上采用的方法是先由内场问题求出口面分布,然后由等效原理将其等效为磁流源的辐射,这一方法在求辐射场时是比较准确的。因此将首先分析基本磁流源的辐射,然后通过积分就可以得到任意口面场分布的缝隙天线的辐射。

在电磁场理论中,研究源的辐射问题最常用最直接的方法是格林函数法,C. T. Tai 在其经典著作[3][4]中运用球坐标系下的并矢格林函数研究了导电球上的电振子和缝隙的辐射。仿照其方法,可以由散射迭加原理构造出球形分层介质中并矢格林函数的一般形式,但其中各种待定系数的求解比较复杂。另一方面,正交曲线坐标系中 Maxwell 方程的解可由两个标量函数来表示。此处将采用球坐标系中磁矢位和电矢位的 r 分量来求解这一问题,将基本裂缝所激励的初级场分解为相对径向的 TM 波和 TE 波,与柱面分层问题不同的是,球面分层问题中不存在不同波型之间的耦合,因此可以很方便地依据它们各自在球形分层介质中的反射和透射规律来得到二级场。对于这里研究的介质覆盖导电球的情形,介质区内的场应为初级场和二级场的叠加;而介质区外的场则仅有二级场,其表现为透射波的形式。为讨论的方便,可以先假设源离开导电球面一定距离,然后令这个距离趋于零。整个求解过程物理意义明确,不涉及到复杂的并矢运算,如图 1 所示。



这里采用的时谐因子为 $\exp(j\omega t)$, 在下面的讨论中将被省略。

2 均匀空间中任意指向的基本磁振子所激励的场及其球谐展开

空间任意一点处的点源产生的标量位函数可表示为:

$$g(\mathbf{r}-\mathbf{r}')=\frac{\exp(-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \tag{1}$$

上式就是全空间的标量格林函数,代表一个以 \mathbf{r}' 为球心的球面波。对于一个沿 $\hat{\alpha}$ 方向,磁矩为 $I_m l$ 的磁流元,其矢量电位可表示为:

$$\mathbf{F}=\hat{\alpha}I_m l\lg(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \tag{2}$$

为了利用球形边界上的边界条件,必须将(1)式用以坐标原点为球心的球面波函数展开。根据球 Hankel 函数加法定理[5]:

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \hat{\alpha} \frac{-jkI_m l}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (2n+1)(2-\delta_{0m}) \\ &\quad \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \frac{1}{n!} P_n^m(\cos\theta) \cdot P_n^m(\cos\theta') \\ &\quad \begin{cases} j_n(kr)h_n^{(2)}(kr') & r < r' \\ h_n^{(2)}(kr)j_n(kr') & r > r' \end{cases} \cos m(\varphi-\varphi') \end{aligned} \tag{3}$$

其中, $P_n^m(\cos\theta)$ 为连带 Legendra 函数, $j_n(kr)$ 为第一类球 Bessel 函数, $h_n^{(2)}(kr)$ 为第二类球 Hankel 函数。电场和磁场可由矢量磁位得到:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla \times \hat{\alpha}I_m l\lg(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{j\omega\mu} \nabla \times \nabla \times \hat{\alpha}I_m l\lg(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \end{aligned} \tag{4}$$

对(4)式两边点乘 \mathbf{r} , 可以提取出场的径向分量。

$$\begin{aligned} rE_r &= -\mathbf{r} \cdot \nabla \times \hat{\alpha}I_m l\lg(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \\ rH_r &= \mathbf{r} \cdot \frac{1}{j\omega\mu} \nabla \times \nabla \times \hat{\alpha}I_m l\lg(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \end{aligned} \tag{5}$$

当磁流元为任意指向时,上式中对 α 的旋度运算较复杂。如果考虑到互易原理以及位函数对场点和源点微分运算的对称性,则可简化为只包含对带撇量的微分运算[6]:

$$\begin{aligned} rE_r &= -\hat{\alpha} \cdot \nabla' \times [\mathbf{r}'I_m l\lg(\mathbf{r}-\mathbf{r}')] \\ rH_r &= \hat{\alpha} \cdot \frac{1}{j\omega\mu} \nabla' \times \nabla' \times [\mathbf{r}'I_m l\lg(\mathbf{r}-\mathbf{r}')] \end{aligned} \tag{6}$$

注意到(3)式中含有如下因子:

$$\Psi' = \frac{h_n^{(2)}(kr')}{j_n(kr')} P_n^m(\cos\theta') \cos m(\varphi' - \varphi) \tag{7}$$

它是以源点坐标为变量的基本球面波函数,定义以源点为变量的矢量波函数为:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}'_{em} &= \nabla' \times (\mathbf{r}'\Psi') \\ \mathbf{N}'_{em} &= \frac{1}{k} \nabla' \times \nabla' \times (\mathbf{r}'\Psi') \end{aligned} \tag{8}$$

当上式中的球 Bessel 函数采用第二类球 Hankel 函数时,在矢量波函数上加上标(2)以示区别。球矢量波函数的具体表达式可从文献[3~5]中找到。

由式(6)和(8),可以得到:

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{j k I_m l}{4 \pi r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (2n+1)(2-\delta_{0m}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \cdot \\ &\quad j_n(kr) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \\ &\quad h_n^{(2)}(kr) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \\ H_r &= \frac{-k^2 I_m l}{4 \pi \alpha \mu r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (2n+1)(2-\delta_{0m}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \cdot \\ &\quad j_n(kr) \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \\ &\quad h_n^{(2)}(kr) \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \end{aligned} \quad (9)$$

根据(3)式以及球 Bessel 函数的性质,可以得到 A_r 、 F_r 的表达式为

$$\begin{aligned} A_r &= \frac{-\omega \epsilon I_m l}{4 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} \\ &\quad \hat{J}_n(kr) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \\ &\quad \hat{H}_n^{(2)}(kr) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \\ F_r &= \frac{-j k I_m l}{4 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} \\ &\quad \hat{J}_n(kr) \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \\ &\quad \hat{H}_n^{(2)}(kr) \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} P_n^m(\cos\theta) \end{aligned} \quad (10)$$

上式 $\hat{J}_n(kr)$ 、 $\hat{H}_n^{(2)}(kr)$ 分别表示第一类的 Schelkunoff 球 Bessel 函数和第二类的 Schelkunoff 球 Hankel 函数。Schelkunoff 球 Bessel 函数与小写形式的球 Bessel 函数的关系为: $\hat{B}_n(kr) = k r b_n(kr)$ 。上式中的常数 C_{nm} 为:

$$\begin{aligned} C_{nm} &= \frac{(2n+1)}{n(n+1)} (2-\delta_{0n}) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \\ \hat{B}_n(kr) &= k r b_n(kr) \end{aligned} \quad (11)$$

至此已经得到均匀无界空间中基本磁振子所激励的场的球谐展开式,并已将这个场分解成为 TM 场(由 A_r 表示)和 TE 场(由 F_r 表示)。

3 介质覆盖导电球问题中介质中的源所激励的场

3.1 介质区域内的场

介质中的场除了源激励的初级场外,还有经过内外界面反射所产生的外向行波和驻波,当 $r < r'$ 时,介质覆盖区域内的 A_r 为:

$$\begin{aligned} A_r &= \frac{-\omega \epsilon I_m l}{4 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} P_n^m(\cos\theta) \cdot \\ &\quad [\hat{J}_n(k_1 r) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + a_n \hat{H}_n^{(2)}(k_1 r) + \\ &\quad b_n \hat{J}_n(k_1 r)] \end{aligned} \quad (12)$$

当 $r > r'$ 时,介质覆盖区域内的场为:

$$\begin{aligned} A_r &= \frac{-\omega \epsilon I_m l}{4 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} P_n^m(\cos\theta) \cdot \\ &\quad [\hat{H}_n^{(2)}(k_1 r) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + a_n \hat{H}_n^{(2)}(k_1 r) + \\ &\quad b_n \hat{J}_n(k_1 r)] \end{aligned} \quad (13)$$

上式中, a_n 项代表经分界面 1 反射后的外行波, b_n 项代表经分界面 2 反射后的驻波。根据边界条件,在分界面 1 上有:

$$\begin{aligned} a_n \hat{H}_n^{(2)}(k_1 a) &= \frac{\hat{H}_n^{(2)}(k_1 a)}{\hat{J}_n(k_1 a)} R_{11}^{TM} \cdot \\ &\quad [\hat{J}_n(k_1 a) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + b_n \hat{J}_n(k_1 a)] \end{aligned} \quad (14)$$

在分界面 2 上有:

$$\begin{aligned} b_n \hat{J}_n(k_1 b) &= \frac{\hat{J}_n(k_1 b)}{\hat{H}_n^{(2)}(k_1 b)} R_{12}^{TM} \cdot \\ &\quad [\hat{H}_n^{(2)}(k_1 b) \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + a_n \hat{H}_n^{(2)}(k_1 b)] \end{aligned} \quad (15)$$

上式中 R_{11}^{TM} 为界面 1 处的 TM 驻波的反射系数, R_{12}^{TM} 为界面 2 处由介质区域向外看去的 TM 外向波的反射系数,由(14)、(15)两式,可解出系数为:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{\hat{\alpha} \cdot R_{11}^{TM} (\mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + R_{12}^{TM} \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha})}{1 - R_{11}^{TM} R_{12}^{TM}} \\ b_n &= \frac{\hat{\alpha} \cdot R_{12}^{TM} (\mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + R_{11}^{TM} \mathbf{M}'_{enn} \cdot \hat{\alpha})}{1 - R_{11}^{TM} R_{12}^{TM}} \end{aligned} \quad (16)$$

同样,可得到的 F_r 表达式为:

$$\begin{aligned} F_r &= \frac{-j k I_m l}{4 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} P_n^m(\cos\theta) \cdot \\ &\quad \left[\hat{H}_n^{(2)}(k_1 r) \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + \right. \\ &\quad \left. \hat{J}_n(k_1 r) \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + \right. \\ &\quad \left. a'_n \hat{H}_n^{(2)}(k_1 r) + b'_n \hat{J}_n(k_1 r) \right] \\ &\quad r > r' \\ &\quad r < r' \end{aligned} \quad (17)$$

其中:

$$\begin{aligned} a'_n &= \frac{\hat{\alpha} \cdot R_{11}^{TE} (\mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + R_{12}^{TE} \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha})}{1 - R_{11}^{TE} R_{12}^{TE}} \\ b'_n &= \frac{\hat{\alpha} \cdot R_{12}^{TE} (\mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha} + R_{11}^{TE} \mathbf{N}'_{enn} \cdot \hat{\alpha})}{1 - R_{11}^{TE} R_{12}^{TE}} \end{aligned} \quad (18)$$

3.2 介质区域外的场

II 区为无界区域,其场解只包括外向行波,位函数可表示为:

$$\begin{aligned} A_r &= \frac{-\omega \epsilon I_m l}{4 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} P_n^m(\cos\theta) c_n \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) \\ F_r &= \frac{-j k I_m l}{4 \pi} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_{nm} P_n^m(\cos\theta) c'_n \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) \end{aligned} \quad (19)$$

对于 TM 波,根据边界 2 上外向波的透射规

律,可以得到:

$$c_n \hat{H}_n^{(2)}(k_0 b) = T_{12}^{TM} \frac{\hat{H}_n^{(2)}(k_0 b)}{\hat{H}_n^{(2)}(k_1 b)} \cdot [\hat{H}_n^{(2)}(k_1 b) \hat{\alpha} \cdot \mathbf{M}'_{enn} + a_n \hat{H}_n^{(2)}(k_1 b)] \quad (20)$$

将(16)式代入,可以求出系数 c_n 为:

$$c_n = T_{12}^{TM} \frac{\mathbf{M}'_{enn} + R_1^{TM} \mathbf{M}'_{enn}^{(2)}}{1 - R_1^{TM} R_{12}^{TM}} \cdot \hat{\alpha} \quad (21)$$

同理可以得到:

$$c'_n = T_{12}^{TE} \frac{\mathbf{N}'_{enn} + R_1^{TE} \mathbf{N}'_{enn}^{(2)}}{1 - R_1^{TE} R_{12}^{TE}} \cdot \hat{\alpha} \quad (22)$$

其中 T_{12}^{TM} 为由介质区域向外看去的 TM 波透射系数, T_{12}^{TE} 为由介质区域向外看去的 TE 波透射系数。以上推导中涉及到的反射、透射系数可根据球形分层媒质中波的传播规律得到^[6]。

3.3 远区场的表示式

由场与位函数的关系,可得 II 区场的表达式为:

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{jk_1 I_m l}{4\pi r \sin\theta} \sum_n \sum_m C_{nm} P_n^m(\cos\theta) \frac{\partial}{\partial\varphi} c'_n \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) + \\ &\quad \frac{jk_0 \epsilon_1 I_m l}{4\pi \epsilon_0 r} \sum_n \sum_m C_{nm} \frac{\partial}{\partial\theta} P_n^m(\cos\theta) c_n \hat{H}'^{(2)}_n(k_0 r) \\ E_\varphi &= \frac{-jk_1 I_m l}{4\pi r} \sum_n \sum_m C_{nm} \frac{\partial}{\partial\theta} P_n^m(\cos\theta) c'_n \hat{H}_n^{(2)}(k_0 r) + \\ &\quad \frac{jk_0 \epsilon_1 I_m l}{4\pi \epsilon_0 r \sin\theta} \sum_n \sum_m C_{nm} P_n^m(\cos\theta) \frac{\partial}{\partial\varphi} c_n \hat{H}'^{(2)}_n(k_0 r) \end{aligned} \quad (23)$$

当 $r \rightarrow \infty$ 时,球汉克尔函数的渐进式为:

$$\hat{H}_n^{(2)}(kr) \rightarrow j^{n+1} e^{-jkr}; \hat{H}'^{(2)}_n(kr) \rightarrow j^n e^{-jkr}$$

代入(23)式中,有:

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{jk_1 I_m l e^{-jk_0 r}}{4\pi r \sin\theta} \sum_n \sum_m j^{n+1} C_{nm} P_n^m(\cos\theta) \frac{\partial}{\partial\varphi} c'_n + \\ &\quad \frac{jk_0 \epsilon_1 I_m l e^{-jk_2 r}}{4\pi \epsilon_0 r} \sum_n \sum_m j^n C_{nm} \frac{\partial}{\partial\theta} P_n^m(\cos\theta) c_n \\ E_\varphi &= \frac{-jk_1 I_m l e^{-jk_2 r}}{4\pi r} \sum_n \sum_m j^{n+1} C_{nm} \frac{\partial}{\partial\theta} P_n^m(\cos\theta) c'_n + \\ &\quad \frac{jk_0 \epsilon_1 I_m l e^{-jk_2 r}}{4\pi \epsilon_0 r \sin\theta} \sum_n \sum_m j^n C_{nm} P_n^m(\cos\theta) \frac{\partial}{\partial\varphi} c_n \end{aligned} \quad (24)$$

令上式中 r' 等于导电球半径 a ,就得到介质覆盖导电球上基本磁振子的辐射场。

4 计算实例

作为前面所推导公式的应用实例,下面来研究

介质覆盖导电球壳上均匀环缝的辐射。取缝隙中磁流为 φ 向,且 $r'=a$,则有:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{M}'_{enn}^{(2)}}{\mathbf{M}'_{enn}} \cdot \hat{\boldsymbol{\varphi}}' &= -\frac{\partial}{\partial\theta'} P_n^m(\cos\theta') \cdot \frac{1}{k_1 a} \frac{\hat{H}_n^{(2)}(k_1 a)}{\hat{J}_n(k_1 a)} \cos m(\varphi' - \varphi) \\ \frac{\mathbf{N}'_{enn}^{(2)}}{\mathbf{N}'_{enn}} \cdot \hat{\boldsymbol{\varphi}}' &= \frac{m}{\sin\theta'} P_n^m(\cos\theta') \cdot \frac{1}{k_1 a} \frac{\hat{H}'^{(2)}_n(k_1 a)}{\hat{J}'_n(k_1 a)} \sin m(\varphi - \varphi') \end{aligned}$$

代入到(21)、(22)式中:

$$\begin{aligned} c_n &= -\frac{1}{k_1 a} \frac{\partial}{\partial\theta'} P_n^m \cos m(\varphi' - \varphi) \cdot \frac{T_{12}^{TM} [\hat{J}_n(k_1 a) + R_1^{TM} \hat{H}_n^{(2)}(k_1 a)]}{1 - R_1^{TM} R_{12}^{TM}} \\ c'_n &= \frac{1}{k_1 a} \frac{m}{\sin\theta'} P_n^m \sin m(\varphi - \varphi') \cdot \frac{T_{12}^{TE} [\hat{J}'_n(k_1 a) + R_1^{TE} \hat{H}'^{(2)}_n(k_1 a)]}{1 - R_1^{TE} R_{12}^{TE}} \end{aligned} \quad (25)$$

对 φ 求导,得到:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial\varphi} c_n &= \frac{m}{k_1 a} \frac{\partial}{\partial\theta'} P_n^m \sin m(\varphi - \varphi') \cdot \frac{T_{12}^{TM} [\hat{J}_n(k_1 a) + R_1^{TM} \hat{H}_n^{(2)}(k_1 a)]}{1 - R_1^{TM} R_{12}^{TM}} \\ \frac{\partial}{\partial\varphi} c'_n &= \frac{1}{k_1 a} \frac{m^2}{\sin\theta'} P_n^m \cos m(\varphi - \varphi') \cdot \frac{T_{12}^{TE} [\hat{J}'_n(k_1 a) + R_1^{TE} \hat{H}'^{(2)}_n(k_1 a)]}{1 - R_1^{TE} R_{12}^{TE}} \end{aligned} \quad (26)$$

将(25)、(26)两式代入到(24)式中,并对 φ' 从 $0 \sim 2\pi$ 积分。根据三角函数的正交关系,除 $m=0$ 以外的其它项均为 0

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{-j I_m k_0 \epsilon_1 \sin\theta' e^{-jk_0 r}}{2 k_1 \epsilon_0 r} \sum_n j^n \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \frac{\partial}{\partial\theta} P_n(\cos\theta) \cdot \frac{\partial}{\partial\theta'} P_n(\cos\theta') \cdot \frac{T_{12}^{TM} [\hat{J}_n(k_1 a) + R_1^{TM} \hat{H}_n^{(2)}(k_1 a)]}{1 - R_1^{TM} R_{12}^{TM}} \\ E_\varphi &= 0 \end{aligned} \quad (27)$$

显然,均匀环缝所激励的场是相对于径向的 TM 型。为检验上式的正确性,先来分析文献[5]中讨论过的自由空间中导电球上均匀环缝的辐射,在这种情况下: $k_1=k_0$,由 I 区向 II 区看去的透射系数为 1,反射系数为 0,因此,(27)式可简化为:

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{-j I_m \sin\theta' e^{-jk_0 r}}{2 r} \sum_n j^n \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \frac{\partial}{\partial\theta} P_n(\cos\theta) \cdot \frac{\partial}{\partial\theta'} P_n(\cos\theta') [\hat{J}_n(k_0 a) + R_1^{TM} \hat{H}_n^{(2)}(k_0 a)] \end{aligned} \quad (28)$$

由 Bessel 函数的 Wronskian 公式及 Legendra 函数的递推性质^[7],可得:

$$E_{\theta} = \frac{-jI_m \sin\theta' e^{-jk_0 r}}{2r} \sum_n j_n \frac{(2n+1)}{n(n+1)} P_n^1(\cos\theta) \cdot P_n^1(\cos\theta') \frac{1}{j\hat{H}'_{n(2)}(k_0 a)} \quad (29)$$

如假定缝宽为 W ,激励电压为 V ,则缝隙中场可表示为:

$$\mathbf{E}' = \frac{V}{W} \hat{\boldsymbol{\theta}}'$$

由等效原理,缝上的等效表面磁流为:

$$\mathbf{J}_m = -\hat{\mathbf{r}}' \times \mathbf{E}' = -\frac{V}{W} \hat{\boldsymbol{\phi}}'$$

可知前文计算中所采用的 φ 向磁流 I_m 与激励电压关系为 $I_m = -V$,代入(29)式中,

$$E_{\theta} = \frac{V \sin\theta' e^{-jk_0 r}}{r} \sum_n j_n \frac{(2n+1)}{2n(n+1)} P_n^1(\cos\theta) \cdot P_n^1(\cos\theta') \frac{1}{\hat{H}'_{n(2)}(k_0 a)} \quad (30)$$

这个表达式与文献[5]中用 Lorentz 互易定理得到的结果完全一致。

对于有介质覆盖情形,先计算各种反射、透射系数,代入到(27)式中,便可求得介质覆盖条件下导电球上均匀环缝的辐射场。图 2 和图 3 给出了不同覆盖条件下,某环缝天线方向图的计算结果。其中导电球半径为一个波长,环缝位于 $\theta' = \pi/6$ 处。其中图 2 给出了介质厚度为自由空间波长的八分之一时,不同介质覆盖的辐射方向图;图 3 则给出了同一种介质,覆盖厚度不同时的辐射方向图。从计算结果中可以看出:

- (1)当覆盖厚度接近介质中波长的四分之一时,场强幅度最大且方向图呈现剧烈震荡的特点。
- (2)其它几种覆盖情况下, $0 \sim 60^\circ$ 的方向图基本相似;而随着角度的增加,方向图差别开始变大。

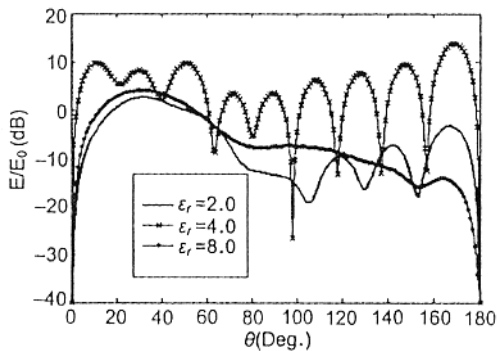


图 2 介质厚度为 $\lambda_0/8$ 时,覆盖不同介质的方向图

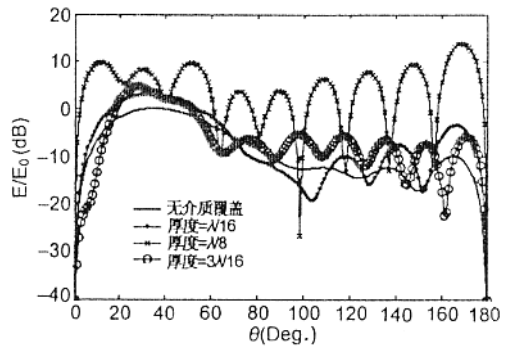


图 3 同一介质($\epsilon_r=4.0$),不同覆盖厚度的方向图(λ_1 为介质中的波长)

产生上述现象的原因可以理解为在有介质覆盖条件下,天线除了透过介质层直接向空间辐射电磁波外,还在介质层中激励出波导模,这种波导模在沿介质层传播的同时也向外辐射能量。波导模的强弱与覆盖情况有关,在一般情况下, θ 角较小时,天线的直接透射波占主要部分;而当 θ 角较大时,由于导电球的遮挡效应,波导模占主要地位。由于各个模式之间的干涉效应,导致方向图在 θ 角较大的区域出现起伏。特别地,当介质厚度等于介质中波长的 $1/4$ 时,介质层中将激励出较强的波导模,各个波导模与天线的直接透射波之间将产生很强的干涉现象,从而使方向图在整个角度范围内出现较大的起伏特性。

这里所有的计算结果都相对于无覆盖的情形进行了归一化。另外,图 2、3 中的结果只反映了在相同的磁流分布下,不同介质覆盖情形的远区场强的大小,并不反映各自方向系数或增益的高低。

5 结论

运用位函数的方法,推导了介质覆盖导电球上缝隙天线辐射场的解析表达式。与用互易原理得到的解相比,这里给出的表达式不仅适用于远区场,也同样适用于近区场。整个求解过程从研究均匀空间中基本磁振子辐射场的球谐展开入手,将空间中任意位置、任意指向的基本磁振子所激励的场分解为以坐标原点为参考点的 TM、TE 球面波的迭加。通过定义恰当的关于源点坐标变量的矢量波函数,使推导过程中所涉及到的各种矢量运算得到简化。在此基础上依据球面波在球面分层介质中的传播规律,很方便地用散射迭加原理构造出介质中和空气中场的本征函数展开式,其中系数由分界面上波的

- [7] Moose, P H. A technique for orthogonal frequency division multiplexing frequency offset correction [J]. Communications, IEEE Transactions on, 1994, 42 (10): 2908~2914.
- [8] Yun Hee Kim. An efficient frequency offset estimator for OFDM systems and its performance characteristics [J]. IEEE Transactions On Vehicular Technology, 2001, 50(5):1307~1312.
- [9] J -J van de Beek, M Sandell, and P O Brjesson. ML estimation of timing and frequency offset in OFDM systems [J]. IEEE Trans. Signal Processing, 1997, 45(7): 1800~1805.
- [10] Fredrik Tufvesson, Mike Faulkner and Ove Edfors. Time and frequency synchronization for OFDM using PN-sequence preambles[C]. Proceedings of IEEE Vehicular Technology Conference, Amsterdam, The Netherlands, 1999: 2203~2207.

- [11] H Meyr and M Moeneclaey. Digital Communication Receivers[M]. New York, U. S. A: John Wiley & Sons, 1998.
- [12] ITU-R M. 1225, Guideline for evaluation of radio transmission technologies for IMT-2000 [S].



严春林 (1976—),男,湖北人,现为电子科技大学抗干扰通信技术国家级重点实验室博士生。主要从事数字通信、扩频通信和无线通信的研究。研究兴趣为扩频序列设计,CDMA 和 OFDM 的同步技术,MIMO 同步技术。目前的研究方向为 MIMO OFDM 的时频同步。

(上接第 833 页)

反射、透射规律得出。虽然仅讨论了覆盖单层介质的情况,但所得到的表达式适用于覆盖任意多层介质的问题,所不同的只是公式中的反射系数和透射系数将更复杂一些而已。如将磁流源换成电流源,则所阐述的方法可方便地用来分析球面分层介质中偶极子的辐射、凸曲面共形微带天线等问题。

致谢:本文部分工作得到了中船 722 研究所刘新安高级工程师的帮助和指导,在此表示感谢!

参考文献

- [1] 柯亨玉. 高频电磁场问题中的并矢 Green 函数方法 [J]. 电波科学学报,1995,10(1,2): 148~153.
H Y Ke. Dyadic Green's function method for high frequency electromagnetic field problems [J]. Chinese Journal of Radio Science,1995,10(1,2): 148~153.
- [2] 柯亨玉,侯杰昌. 介质涂敷导电凸曲面上磁振子辐射场一致性几何绕射理论[J]. 电子学报,1999,27(3):82~85.
- [3] Tai C T Dyadic Green Functions in Electromagnetic Theory,Second Edition[M]. IEEE press New Jersey, 1993.
- [4] 戴振铎,鲁述. 电磁理论中的并矢格林函数[M]. 武汉:武汉大学出版社,1995.
- [5] 鲁述,徐鹏根. 电磁场边值问题解析方法[M]. 武汉:武汉大学出版社,1994.

- [6] W C Chew. Waves and Fields in Inhomogeneous Media [M]. New York, Van Nostrand Reinhold,1990.
- [7] 王竹溪,郭敦仁. 特殊函数概论[M]. 北京:科学出版社,1979.



陈海涛 (1979—),男,湖北人,博士生,工程师,主要从事天线与电磁场理论研究工作。



朱国强 (1959—),男,湖北人,教授,博导,长期从事天线与电磁场理论教学与科研工作。



熊 烨 (1954—),女,湖北人,高级工程师,长期从事舰船天线研究工作。

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，一直致力和专注于微波、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>