

振荡电偶极子在磁各向异性媒质中的辐射场^{*}

苏武浔 魏腾雄 陈 年

(华侨大学电子工程系, 泉州 362011)

摘要 利用磁各向异性推迟势公式, 运用在各向异性直角坐标系中的计算方法, 求得在磁媒质为各向异性而电媒质为各向同性的介质中振荡电偶极子系统的辐射电磁场.

关键词 磁各向异性, 振荡电偶极子, 辐射电磁场

分类号 TM 153

近年对网络现代场论^[1~3]和非线性电子元件特性的研究^[4,5], 分支出对各向异性介质中电磁场的研究. 首先在推导各向异性磁介质的电感新公式时^[6], 首次给出了各向异性磁矢势的积分公式. 继而导出磁各向异性的 Biot-Savart 定律^[7], 开始了求在线性各向异性介质中若干种电流分布的磁场、磁矢势的多极展开等工作. 然后, 又推广到静电的各向异性介质中电势的解、电势的多极矩展开^[8~10]等工作. 再后, 又把上述稳恒条件下各向异性电场和磁场的研究推进到研究不稳定情况下同时存在磁场和电场, 而媒质又具有各向异性的较普遍情形中, 给出了各向异性磁媒质中 d'Alembert 方程及其解的推迟势公式^[1]. 本文再把各向异性推迟势公式应用到振荡电偶极子的辐射问题上, 偶极辐射是研究天线辐射和发光机制的基础理论. 过去在各向同性介质中解决了此问题, 而对于各向异性介质, 未见有文献报道. 显然, 地球的南北极, 造成地球周围附近空间是一个接近于磁为各向异性而电为各向同性的媒质模型. 因此, 本文研究对于考虑到地球南北极对正常辐射的影响是有重要实际意义的.

1 辐射场矢势在各向异性直角坐标系中的形式

文献 [1] 给出在磁为各向异性而电为各向同性的媒质中的矢势的推迟势为

$$\mathbf{A}_y(\mathbf{y}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi\epsilon} \frac{\mathbf{j}_y(\mathbf{y}', t - R/c)}{R} dv_{y'}, \quad (1)$$

式中 $y_i = \epsilon \mu_{ii} x_i$ ($i = 1, 2, 3$), $\mathbf{R} = \mathbf{y} - \mathbf{y}' = \epsilon (\mu_{11} x_1^2 + \mu_{22} x_2^2 + \mu_{33} x_3^2)^{1/2}$. 据上式, 如称 x_1, x_2, x_3 为各向同性直角坐标系, 则 y_1, y_2, y_3 就是各向异性直角坐标系, 如图 1 所示. 文中以下标 y 表示在 y_1, y_2, y_3 各向异性直角坐标系中的量.

设在 y_1, y_2, y_3 坐标系中, 激发辐射场为具有一定频率 ω 的电流

$$\mathbf{j}_y(\mathbf{y}', t) = \mathbf{j}_y(\mathbf{y}', t - \frac{R}{c}) = \mathbf{j}_{y0}(\mathbf{y}') e^{-i\omega(t - R/c)} = \mathbf{j}_{y0}(\mathbf{y}') e^{-ik_0 R} e^{-i\omega t}, \quad (2)$$

式中 $k_0 = \omega/c$. 把式(2)代入式(1), 得辐射场矢势 $A_y(y, t) = A_{y0}(y) e^{-i\omega t}$, 式中辐射场矢势的振幅为

$$A_{y0}(y) = \frac{\mu_0}{4\pi\epsilon} \frac{j_{y0}(y') e^{ik_0 R}}{R} dv_{y'}. \quad (3)$$

如在 x_1, x_2, x_3 坐标系中, 激发辐射场的振荡电流满足电荷分布小区域的条件 $l \ll r$, 变换到 y_1, y_2, y_3 坐标系中, 亦有 $l_y \ll R$. l 和 l_y 各是同一电荷系统在 x_1, x_2, x_3 和 y_1, y_2, y_3 坐标系中分布的最大线度. 在此条件下有

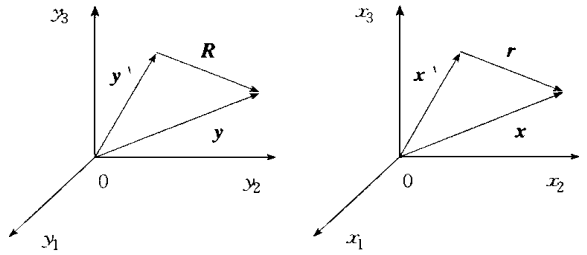


图 1 各向同性与各向异性直角坐标系

$$R = y - y' \cdot n_y = y(1 - y' \cdot n_y / y), \quad (4)$$

n_y 为沿 y 方向的单位矢量. 把 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 和式(4)代入式(3)得

$$A_{y0}(y) = \frac{\mu_0 e^{iky}}{4\pi\epsilon y} \frac{j_{y0}(y') e^{-2\pi i y' \cdot n_y / \lambda}}{(1 - y' \cdot n_y / y)} dv_{y'}. \quad (5)$$

当 $l_y \ll \lambda$ 时, 有 $y' \cdot n_y / \lambda \ll 1$ 故可按级数展开

$$e^{-2\pi i (\frac{y' \cdot n_y}{\lambda})} = 1 - 2\pi i (\frac{y' \cdot n_y}{\lambda}) + \dots \quad (6)$$

又当 $y \gg \lambda$ 时, 有 $y' \cdot n_y / \lambda \gg y' \cdot n_y / y$ 可见有

$$1 - \frac{y' \cdot n_y}{y} \approx 1. \quad (7)$$

把式(6), (7)代入式(5), 得电流分布小区域和远区的辐射场的矢势振幅

$$A_{y0}(y) = \frac{\mu_0 e^{ik_0 y}}{4\pi\epsilon y} j_{y0}(y') (1 - 2\pi i \frac{y' \cdot n_y}{\lambda} + \dots) dv_{y'}. \quad (8)$$

2 振荡电偶极子在各向异性直角坐标系中的辐射

用 p_y 表示振荡电偶极矩, 其变化率 \dot{p}_y 的振幅易证明为

$$p_{y0} = j_{y0}(y') dv_{y'}. \quad (9)$$

以变换代入上式, 可得该辐射在两坐标系中的变换关系

$$p_{y0} = \epsilon^3 \mu_{r11} \mu_{r22} \mu_{r33} j_{y0}(x') dx'_1 dx'_2 dx'_3 = \epsilon^3 \mu_{r11} \mu_{r22} \mu_{r33} p_{y0}. \quad (10)$$

由式(9)见到, 式(8)展开式右边第一项全体即为偶极辐射矢势振幅, 用 $A_{y0}^{(1)}(y)$ 记之, 则

$$A_{y0}^{(1)}(y) = \frac{\mu_0 e^{ik_0 y}}{4\pi\epsilon y} p_{y0}. \quad (11)$$

引入在 y_1, y_2, y_3 坐标系中的算符 $\hat{y} = e_1 \partial / \partial y_1 + e_2 \partial / \partial y_2 + e_3 \partial / \partial y_3$, 而在求算符 \hat{y} 对 $A_{y0}^{(1)}(y)$ 作用时, 因为式(11)只是式(8)的偶极近似, 所以算符 \hat{y} 不需作用到分母的 y 上, 而仅需作用到相因子 $e^{ik_0 y}$ 上, 作用结果相当于代换

用 $B_y(y)$ 表示 $\dot{y}_y \times A_{y0}(y)$ 如图 2 所示, 并以 $k_0 = \omega/c$ 和 $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ 代入得

$$B_y(y) = \dot{y}_y \times A_{y0}(y) = \frac{\mu_0 e^{ik_0 y}}{4\pi \epsilon_0 y} i k_0 n_y \times p_{y0} = \frac{e^{ik_0 y}}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_0 c^3 y} [(-i\omega) p_{y0} \times n_y].$$

两边同乘 $e^{-i\omega t}$ 得

$$\begin{aligned} B_y(y, t) &= B_y(y) e^{-i\omega t} = \frac{e^{ik_0 y}}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_0 c^3 y} [(-i\omega) p_{y0} e^{-i\omega t} \times n_y] \\ &= \frac{e^{ik_0 y}}{4\pi \epsilon_0 c^3 y} (p_y \times n_y). \end{aligned} \quad (13)$$

令 p_y 位于 y_3 轴上, 上式表示成球坐标形式

$$B_y(y, t) = e^{ik_0 y} / 4\pi \epsilon_0 \epsilon_0 c^3 y p_y \sin\theta_y e_{\varphi_y} \quad (14)$$

应当指出: 由于 $\dot{y} \cdot B = \dot{y}_y \cdot B_y$, 所以上式的 B_y 并不代表辐射磁场, 仅是一个符号而已.

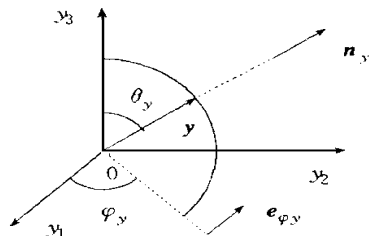


图 2 球坐标中的 B_y

3 振荡电偶极矩在各向异性坐标系中的辐射磁场

引入矢量 A' , 它定义为

$$A' = \frac{A_{y01}^{(1)}}{\epsilon \mu_{r11}} e_1 + \frac{A_{y02}^{(1)}}{\epsilon \mu_{r22}} e_2 + \frac{A_{y03}^{(1)}}{\epsilon \mu_{r33}} e_3 = \mu' \mu' A_{y0}^{(1)}. \quad (15)$$

式中并矢

$$\mu' \mu' = \frac{1}{\epsilon \mu_{r11}} e_1 e_1 + \frac{1}{\epsilon \mu_{r22}} e_2 e_2 + \frac{1}{\epsilon \mu_{r33}} e_3 e_3. \quad (16)$$

利用坐标变换, 得算符 \dot{y}_y 与 \dot{y} 的变换关系为

$$\dot{y} \times A_0^{(1)} = \mu \mu \dot{y}_y \times A'. \quad (17)$$

式中并矢

$$\mu \mu = \epsilon \mu_{r33} \mu_{r22} e_1 e_1 + \epsilon \mu_{r11} \mu_{r33} e_2 e_2 + \epsilon \mu_{r11} \mu_{r22} e_3 e_3. \quad (18)$$

于是, 把式(15)代入式(17)中, 得辐射磁场的振幅

$$B_0 = \dot{y} \times A_0^{(1)} = \mu \mu \dot{y}_y \times (\mu' A_{y0}^{(1)}). \quad (19)$$

由式(11)及 p_y 位于 y_3 轴上, 有

$$A_{y01}^{(1)} = A_{y02}^{(1)} = 0, \quad A_{y0}^{(1)} = A_{y03}^{(1)}. \quad (20)$$

式(20)代入式(19)中 $B_0 = \mu \mu \cdot \dot{y}_y \times (\mu' \mu' \cdot A_{y03}^{(1)} e_3) = \mu \mu \cdot \dot{y}_y \times \left(\frac{1}{\epsilon \mu_{r33}} A_{y03}^{(1)} e_3 \right) = \frac{1}{\epsilon \mu_{r33}} \mu \mu \cdot$

$\dot{y}_y \times A_{y0}^{(1)}$, 把式(16)代入 $B_0 = e^{ik_0 y} \mu \mu \cdot [(-i\omega) \dot{p}_{y0} \times n_y] / 4\pi \epsilon_0 \epsilon_0 \mu_{r33} c^3 y$, 式中两边乘以 $e^{-i\omega t}$ 因子, 使得辐射磁场为

$$B = B_0 e^{-i\omega t} = \frac{e^{ik_0 y}}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_0 \mu_{r33} c^3 y} \mu \mu (\dot{p}_y \times n_y), \quad (21)$$

式中 $\dot{p}_y = \dot{p}_{y0} e^{-i\omega t}$. 在式(21)中, 有 $\dot{p}_y \times n_y = \dot{p}_y \sin\theta_y e_{\varphi_y} = \dot{p}_y \sin\theta_y (\cos\varphi_y e_2 - \sin\varphi_y e_1)$ 再以式(18)代入, 使得振荡电偶极矩在 y_1, y_2, y_3 各向异性坐标系中所辐射的磁场

$$\mathbf{B} = \frac{e^{ik_0 y}}{4\pi \epsilon \mu_{r33} \sin \theta} \frac{\mathbf{p}_y \sin \theta}{\sin \theta} \left(\frac{\mu_{r11} \mu_{r33} \cos \varphi \mathbf{e}_2 - \mu_{r33} \mu_{r22} \sin \varphi \mathbf{e}_1}{\mu_{r11} \mu_{r33} \cos \varphi \mathbf{e}_2 - \mu_{r33} \mu_{r22} \sin \varphi \mathbf{e}_1} \right). \quad (22)$$

4 振荡电偶极矩在磁各向异性介质中的辐射磁场

本节要把式(22)从 y^1, y^2, y^3 坐标系变换回 x^1, x^2, x^3 坐标系. 为此, 有

$$y = \sqrt{\epsilon (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2 + \mu_{r33} x_3^2)}^{1/2}. \quad (23)$$

球坐标其他两个角参量, 从 y^1, y^2, y^3 坐标系到 x^1, x^2, x^3 直角坐标系的变换关系显然有

$$\cos \theta_y = y_3 / y = \mu_{r33} x_3 / (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2 + \mu_{r33} x_3^2)^{1/2}, \quad (24)$$

$$\sin \theta_y = (y_1^2 + y_2^2)^{1/2} / y = (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2)^{1/2} / (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2 + \mu_{r33} x_3^2)^{1/2}, \quad (25)$$

$$\cos \varphi_y = y_1 / (y_1^2 + y_2^2)^{1/2} = \mu_{r11} x_1 / (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2)^{1/2}, \quad (26)$$

$$\sin \varphi_y = y_2 / (y_1^2 + y_2^2)^{1/2} = \mu_{r22} x_2 / (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2)^{1/2}. \quad (27)$$

把式(10), (23)和以上诸式代入式(22)中, 便得振荡电偶极矩在磁各向异性介质中的辐射磁场

$$\mathbf{B} = \frac{e^{ik_0 y}}{4\pi \epsilon^3 (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2 + \mu_{r33} x_3^2)^{1/2}} \mathbf{P} \times \sqrt{\epsilon} \mu_{r11} \mu_{r22} (\mu_{r11} \mu_{r33} x_1 \mathbf{e}_2 - \mu_{r22} \mu_{r33} x_2 \mathbf{e}_1). \quad (28)$$

5 振荡电偶极矩在磁各向异性介质中的辐射电场

当磁媒质为各向异性而电媒质为各向同性时, 辐射场方程为 $\nabla \times \mathbf{A} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$, $\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, $\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \cdot \mathbf{H}$, $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, 若相对磁导率矩阵 $[\mu_r]$ 是非奇异的, 则 \mathbf{H} 有唯一解

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mu_r^{-1} \mu_r^{-1} \mathbf{B} \quad (29)$$

式中相对磁导率的逆并矢 $\mu_r^{-1} \mu_r^{-1} = 1/\mu_{r11} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 + 1/\mu_{r22} \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 + 1/\mu_{r33} \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_3$. 把 $\partial/\partial t = (-i\omega)$ 和式(23)等代入上式得辐射电场为 $\mathbf{E} = i/\omega \epsilon \mu_0 \dot{\mathbf{y}} \times (\mu_r^{-1} \mu_r^{-1} \cdot \mathbf{B})$. 在上式中令 $\mathbf{C} = \mu_r^{-1} \mu_r^{-1} \cdot \mathbf{B} = B_1/\mu_{r11} \mathbf{e}_1 + B_2/\mu_{r22} \mathbf{e}_2 + B_3/\mu_{r33} \mathbf{e}_3$ 如引入矢量 \mathbf{F} , 它定义为 $\mathbf{F} = C_1/\epsilon \mu_{r11} \mathbf{e}_1 + C_2/\epsilon \mu_{r22} \mathbf{e}_2 + C_3/\epsilon \mu_{r33} \mathbf{e}_3$ 得 $\dot{\mathbf{y}}_y$ 与 $\dot{\mathbf{y}}$ 的变换关系为 $\dot{\mathbf{y}} \times \mathbf{C} = \mu \mu' \cdot \dot{\mathbf{y}}_y \times \mathbf{F}$, 由诸上式见到, \mathbf{F} 与 \mathbf{C} 间的关系为

$$\mathbf{F} = \mu' \mu' \mathbf{C}, \quad (30)$$

式中 $\mu' \mu' = 1/\epsilon \mu_{r11} \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 + 1/\epsilon \mu_{r22} \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 + 1/\epsilon \mu_{r33} \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_3$ 与式(16)相同, 把以上诸式代入 \mathbf{E} 的表达式中, 得

$$\mathbf{E} = \frac{i}{\omega \epsilon \mu_0} \mu \mu' \dot{\mathbf{y}}_y \times [\mu' \mu' (\mu_r^{-1} \mu_r^{-1} \mathbf{B})] \\ = \frac{i}{\omega \epsilon \mu_0} \mu \mu' (\dot{\mathbf{y}}_y \times \mathbf{F}) = \frac{i}{\omega \epsilon \mu_0} \mu \mu' (\dot{\mathbf{y}}_y \times (\mu_r^{-1} \mu_r^{-1} \mathbf{B})). \quad (31)$$

式中 $\dot{y}_y = ik_0 n_y$ 表明在 y_1, y_2, y_3 坐标系中计算 E 比较简便, 故式中 B 也相应采用在 y_1, y_2, y_3 坐标系中的式(22)的形式. 以下分四步计算:

(1) 利用式(22)等, 得

$$\mu_r^{-1} \mu_r^{-1} B = \frac{e^{ik_0 y} p_y \sin \theta_y}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \mu_{r33} c^3 y} \left(-\frac{\sin \varphi_y}{\mu_{r11}} \overline{\mu_{r33} \mu_{r22} e_1} + \frac{\cos \varphi_y}{\mu_{r22}} \overline{\mu_{r11} \mu_{r33} e_2} \right);$$

(2) 利用式(16)和上式得

$$\mu' \mu' (\mu_r^{-1} \mu_r^{-1} B) = \frac{e^{ik_0 y} p_y \sin \theta_y}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \mu_{r33} c^3 y} \left(-\frac{\sin \varphi_y}{\mu_{r11}} \overline{\frac{\mu_{r33} \mu_{r22}}{\epsilon \mu_{r11}}} e_1 + \frac{\cos \varphi_y}{\mu_{r22}} \overline{\frac{\mu_{r11} \mu_{r33}}{\epsilon \mu_{r22}}} e_2 \right);$$

(3) 利用 $ik_0 n_y = ik_0 (\cos \theta_y e_3 + \sin \theta_y \cos \varphi_y e_1 + \sin \theta_y \sin \varphi_y e_2)$, 对上式作用得

$$ik_0 n_y \times \mu' \mu' (\mu_r^{-1} \mu_r^{-1} B) = \frac{ik_0 e^{ik_0 y} p_y \sin \theta_y}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \mu_{r33} c^3 y} \left(-\frac{\mu_{r11} \mu_{r33}}{\epsilon \mu_{r22}^3} \cos \theta_y \cos \varphi_y e_1 \right. \\ \left. - \frac{\mu_{r22} \mu_{r33}}{\epsilon \mu_{r11}^3} \cos \theta_y \sin \varphi_y e_2 + \frac{\mu_{r11} \mu_{r33}}{\epsilon \mu_{r22}^3} \sin \theta_y \cos^2 \varphi_y e_3 + \frac{\mu_{r22} \mu_{r33}}{\epsilon \mu_{r11}^3} \sin \theta_y \sin^2 \varphi_y e_3 \right);$$

(4) 利用式(18)和上式, 代入式(31)得

$$E = \frac{k_0 e^{ik_0 y} p_y \sin \theta_y}{4\pi\omega\epsilon_0 \mu_0 \mu_{r33} c^3 y} \left[\frac{\mu_{r33}}{\mu_{r22}} \overline{\mu_{r11}} \cos \theta_y \cos \varphi_y e_1 + \frac{\mu_{r33}}{\mu_{r11}} \overline{\mu_{r22}} \cos \theta_y \sin \varphi_y e_2 \right. \\ \left. - \left(\frac{\mu_{r11}}{\mu_{r22}} \overline{\mu_{r33}} \cos^2 \varphi_y + \frac{\mu_{r22}}{\mu_{r11}} \overline{\mu_{r33}} \sin^2 \varphi_y \right) \sin \theta_y e_3 \right]. \quad (32)$$

此即辐射电场在 y_1, y_2, y_3 坐标系中的形式. 如以式(23), (10), (24), (25), (26)和(27)代入上式, 使之变换到通常的 x_1, x_2, x_3 坐标系中的形式

$$E = \frac{k_0 e^{ik_0} \epsilon_r (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2 + \mu_{r33} x_3^2)^{1/2} p_y \epsilon}{4\pi\omega\epsilon_0 \mu_0 c^3 (\mu_{r11} x_1^2 + \mu_{r22} x_2^2 + \mu_{r33} x_3^2)^{3/2}} \left[\frac{\mu_{r11} \mu_{r22} \mu_{r33}}{\mu_{r22}} x_1 x_3 e_1 \right. \\ \left. + \frac{\mu_{r22} \mu_{r33}}{\mu_{r11}} x_2 x_3 e_2 - \left(\frac{\mu_{r11}^2}{\mu_{r22}} x_1^2 + \frac{\mu_{r22}^2}{\mu_{r11}} x_2^2 \right) e_3 \right]. \quad (33)$$

上式即是振荡电偶极子在磁为各向异性, 而电为各向同性媒质中所辐射的电场.

6 当磁介质由各向异性过渡为各向同性时的结果

设 $\mu_{r11} = \mu_{r22} = \mu_{r33} = \mu_r$, 并以 $k_0 \epsilon \mu_r = k$ 分别代入式(28)和(33)中, 得

$$B = \frac{e^{ikx} p \mu_r}{4\pi\epsilon_0 c^3 x} \left(\frac{x_1}{x} e_2 - \frac{x_2}{x} e_1 \right), \quad (34)$$

$$E = \frac{k_0 e^{ikx} p \epsilon \mu_r}{\omega 4\pi\epsilon_0 \mu_0 c^3 x} \left[\frac{x_1}{x} \frac{x_3}{x} e_1 + \frac{x_2}{x} \frac{x_3}{x} e_2 - \left(\frac{x_1^2}{x^2} + \frac{x_2^2}{x^2} \right) e_3 \right]. \quad (35)$$

如 θ 和 φ 分别表示球坐标的极角和方位角, 则有 $\cos \varphi = \frac{x_1}{x \sin \theta}$, $\sin \varphi = \frac{x_2}{x \sin \theta}$, $\cos \theta = \frac{x_3}{x}$, $e^{\varphi} =$

$\cos \varphi e_2 - \sin \varphi e_1$, $e_\theta = \cos \theta \cos \varphi e_1 + \cos \theta \sin \varphi e_2 - \sin \theta e_3$. 于是, 式(34)和(35)分别写成 $B = e^{ikx} p$

入以上二式中, 分别得 $B = e^{\frac{ikx}{c}} \frac{\mu_r \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{x}$ 和 $E = e^{\frac{ikx}{c}} \frac{\mu_r \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{x}$ 再以 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$ 代入以上二式中, 分别得 $B = e^{\frac{ikx}{c}} \frac{\mu_r \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{x}$ 和 $E = e^{\frac{ikx}{c}} \frac{\mu_r \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{x}$, 正是所预料的结果。

7 结论

本文从推迟势出发, 得到了电偶极子正弦振荡时在磁各向异性电各向同性媒质中的辐射磁场和电场。从结果分析, 磁各向异性对辐射场有相当的影响, 表现相当复杂。本文结果对研究近地球空间的各向异性影响有相当的现实意义。在不考虑磁各向异性时, 本结果自动回到所熟知的各向同性情况的结果。

参 考 文 献

- 1 陈 年, 王建成, 陈强顺. 各向异性磁媒质中达朗伯方程及其推迟势. 见蔡圣善主编. 全国第四届电动力学研讨会论文选集. 北京: 高等教育出版社, 1993. 144 ~ 149
- 2 陈 年, 何煜光, 陈 洁. 网络现代场论. 北京: 电子工业出版社, 1991. 177 ~ 232
- 3 陈 年. 网络现代场论的建立和进展. 科学通报, 1996, 41(15): 1346 ~ 1350
- 4 陈 年. 一组从线性到非线性的电容特性普遍公式. 科学通报, 1991, 36(1): 24 ~ 27
- 5 陈 年, 王建成. 从线性到非线性的四种基本电子元件特性普遍公式. 科学通报, 1993, 38(16): 1527 ~ 1531
- 6 陈 年, 陈 洁. 各向异性磁介质的电感新公式. 电子科学学报, 1991, 13(2): 157 ~ 168
- 7 王建成, 陈 年. 磁各向异性的毕奥-萨伐尔定律及其应用. 华侨大学学报(自然科学版), 1989, 10(2): 125 ~ 132
- 8 苏武浔, 魏腾雄, 陈 年. 各向异性电介质中静电势的解. 华侨大学学报(自然科学版), 1996, 17(3): 308 ~ 311
- 9 苏武浔, 魏腾雄, 陈 年. 各向异性介质中的静电场强度与高斯定理. 华侨大学学报(自然科学版), 1996, 17(4): 411 ~ 414
- 10 苏武浔, 陈 芳, 陈 年. 各向异性介质静电势微分方程的分离变量法. 华侨大学学报(自然科学版), 1997, 18(1): 87 ~ 93

Radiation Field of Oscillating Electric Dipole in Magnetic Anisotropic Medium

Su Wuxun Wei Tengxiong Chen Shennian

(Dept. of Electron. Eng., Huaqiao Univ., 362011, Quanzhou)

Abstract By applying magnetic anisotropic retarded potential given in reference [1] and the computing method in anisotropic rectangular coordinate system, the authors obtain the radiation electromagnetic field of oscillating electric dipole system in the media where magnetic medium appears anisotropic while electric medium appears isotropic.

Keywords magnetic anisotropic, oscillating electric dipole, radiation electromagnetic field