

# 各向异性介质静电势微分方程的分离变量法\*

苏武浔 陈芳 陈燊年

(华侨大学电子工程系, 泉州 362011)

**摘要** 从静电场的基本方程组出发, 得出各向异性静电势的微分方程及其边值关系, 并作坐标变换. 在新的各向异性直角坐标系中应用分离变量法, 为研究介质中各向异性的静电场提供一种方法.

**关键词** 各向异性电介质, 静电势微分方程, 分离变量法

**分类号** O 441.1

静电场是电动力学中研究历史最长和最完善的内容, 但都是基于介质为线性各向同性的情形. 对于介质为线性各向异性的静电场尚无系统的论述<sup>[1]</sup>. 网络现代场论<sup>[2,3]</sup>在推导各向异性电感公式中<sup>[4]</sup>, 由于得到一个各向异性磁矢势的积分公式, 从而开始了对恒定磁场的各向异性的研究<sup>[5,6]</sup>, 很自然地又发展到对静电场的研究<sup>[7,8]</sup>. 本文就是在前述工作的基础上, 进一步研究对各向异性静电场占有重要篇幅的分离变量法. 由于介电常数张量  $\epsilon_{ik}$  是在直角坐标系中表示, 因而本文中的分离变量法也只限于直角坐标系, 这一点有待于进一步推广到球坐标系、柱坐标系等等.

## 1 在各向异性介质中静电势的微分方程

在电各向异性介质中, 静电场的基本方程组是

$$E_i = - \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (1)$$

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial D_i}{\partial x_i} = \rho, \quad (2)$$

$$D_i = \sum_{k=1}^3 \epsilon_{ik} E_k, \quad (3)$$

把式(3)代入式(2), 再利用式(1)即可得在各向异性介质中静电势微分方程

$$\sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 \epsilon_{ik} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_k} = - \rho, \quad (4)$$

当  $\epsilon_{ik}$  的三个主轴与  $x_1, x_2$  和  $x_3$  轴重合时, 式(4)变成

$$\epsilon_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \epsilon_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \epsilon_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} = - \rho, \quad (5)$$

\* 本文 1996-07-15 收到; 福建省自然科学基金资助项目

本文仅讨论求解方程(5)的分离变量法.

## 2 各向异性静电势的边界条件

在两介质分界面处,不论介质是否各向异性,静电场基本方程的积分形式都仍然有效

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0, \quad (6)$$

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = \int \rho dv, \quad (7)$$

由式(6)可得到各向异性静电势的一个边界条件,  $\varphi_1 = \varphi_2$ . 如把表征各向异性介质的介电常数张量  $\epsilon_{ik}$  用并矢,  $\epsilon\epsilon = \epsilon_{11}\mathbf{e}_1\mathbf{e}_1 + \epsilon_{22}\mathbf{e}_2\mathbf{e}_2 + \epsilon_{33}\mathbf{e}_3\mathbf{e}_3$  来表示,则式(3)被表成

$$\mathbf{D} = \epsilon\epsilon \cdot \mathbf{E} = -\epsilon\epsilon \cdot \nabla\varphi. \quad (8)$$

设  $\mathbf{D}_2$  和  $\mathbf{D}_1$  分别表示  $\mathbf{D}$  在第二介质和第一介质中的量,而两介质分界面的法线  $\mathbf{n}$  规定从介质 1 指向介质 2 的方向,则式(7)在分界面的形式为

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} = \sigma, \quad (9)$$

式(8)代入式(9)得

$$(\epsilon\epsilon^{(1)} \cdot \nabla\varphi_1 - \epsilon\epsilon^{(2)} \cdot \nabla\varphi_2) \cdot \mathbf{n} = \sigma;$$

$$\left( \sum_{i=1}^3 \epsilon_{ii}^{(1)} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x_i} \mathbf{e}_i - \sum_{i=1}^3 \epsilon_{ii}^{(2)} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x_i} \mathbf{e}_i \right) \cdot \mathbf{n} = \sigma.$$

当  $\mathbf{n}$  为  $\mathbf{e}_i (i=1,2,3)$  方向时

$$\epsilon_{ii}^{(1)} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x_i} - \epsilon_{ii}^{(2)} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x_i} = \sigma \quad (i=1,2,3), \quad (10)$$

式(10)就是各向异性静电势在介质分界面上的第二个边界条件. 此式表明,由于介质的各向异性,当分界面的法线  $\mathbf{n}$  的方向分别为  $x_1, x_2$  和  $x_3$  轴的方向时,由于  $\epsilon_{11} \neq \epsilon_{22} \neq \epsilon_{33}$ ,因而由式(10)表示的三个边界条件各不相同;当介质为各向同性,因而有  $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \epsilon$  时,则边值关系才与  $\mathbf{n}$  的空间取向无关.

## 3 分离变量法

为确定起见,设有电荷  $q$  位于坐标原点  $q(0)$ ,则其电荷密度表为:  $\rho(0) = q(0)\delta(x_1)\delta(x_2)\delta(x_3)$ , 式中  $\delta(x)$  是  $\delta$  函数. 于是,式(5)被表为

$$\epsilon_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \epsilon_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \epsilon_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} = -q(0)\delta(x_1)\delta(x_2)\delta(x_3), \quad (11)$$

作坐标变换,  $y_i = x_i / \sqrt{\epsilon_{ii}}$ , 引入  $y_1, y_2$  和  $y_3$  的各向异性坐标系. 因为有

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\epsilon_{ii}} \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} \quad (i=1,2,3);$$

$$\delta(x_i) = \delta(y_i) / \sqrt{\epsilon_{ii}} \quad (i=1,2,3).$$

在各向异性坐标系中,方程(11)变成

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_3^2} = -q(0)\delta(y_1)\delta(y_2)\delta(y_3) / \sqrt{\epsilon_{11}\epsilon_{22}\epsilon_{33}}.$$

在原点以外的区域,有拉普拉斯方程的形式,  $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_3^2} = 0$ , 它可用分离变量法在边值关系式  $\varphi_1 = \varphi_2$  和式(10)下求解.

#### 4 实例

在  $y_1, y_2$  和  $y_3$  各向异性坐标系中的拉氏方程是  $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_3^2} = 0$ , 令  $\varphi = Y_1(y_1)Y_2(y_2)Y_3(y_3)$  代入方程分离变量, 可得

$$\left(\frac{\partial^2 Y_1}{\partial y_1^2}\right)/Y_1 + \left(\frac{\partial^2 Y_2}{\partial y_2^2}\right)/Y_2 + \left(\frac{\partial^2 Y_3}{\partial y_3^2}\right)/Y_3 = 0;$$

令  $\left(\frac{\partial^2 Y_1}{\partial y_1^2}\right)/Y_1 = K_1^2$ ;  $\left(\frac{\partial^2 Y_2}{\partial y_2^2}\right)/Y_2 = K_2^2$ ;  $\left(\frac{\partial^2 Y_3}{\partial y_3^2}\right)/Y_3 = K_3^2$ , 则有

$$\begin{cases} \frac{d^2 Y_1}{dy_1^2} - K_1^2 Y_1 = 0; \frac{d^2 Y_2}{dy_2^2} - K_2^2 Y_2 = 0; \\ \frac{d^2 Y_3}{dy_3^2} - K_3^2 Y_3 = 0; K_1^2 + K_2^2 + K_3^2 = 0, \end{cases}$$

$Y_i (i=1, 2, 3)$  取何种形式的解得由边界条件来决定. 它可以取三角函数或者指数函数两种形式之一, 由边界条件确立了  $K_i^2 (i=1, 2, 3)$  中的某两个值, 则第三个  $K_i^2$  的值也就确定了. 由此, 可得出  $Y_1, Y_2$  和  $Y_3$  的解. 要注意的一点是:  $Y_1, Y_2$  和  $Y_3$  必须满足的边界条件, 同时必须经过  $Y_i = x_i / \sqrt{\epsilon_{ii}}$  的变换而得到. 下面以实例说明.

**例1** 在两距离为  $a$  的无限大接地平行导体平面中, 有一条与平面平行的、均匀带电的无限长直线, 其线密度为  $\lambda$ , 如图1所示. 求两导体平面间的电势.

选取周围的各向异性电介质  $\epsilon\epsilon$  的主轴与  $x_1, x_2$  和  $x_3$  轴重合, 导体平面为  $x_1, x_3$  平面, 其横截面见图2. 那么两导体平面间的静电势满足

$$\epsilon_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \epsilon_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \epsilon_{33} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} = 0 \quad (x_1 = 0, x_2 = b \text{ 除外}),$$

问题显然与  $x_3$  无关, 故  $\frac{\partial \varphi}{\partial x_3} = 0$ , 方程变成

$$\epsilon_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \epsilon_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} = 0 \quad (x_1 = 0, x_2 = b \text{ 除外}),$$

作变换,  $Y_i = x_i / \sqrt{\epsilon_{ii}} (i=1, 2)$ , 方程变成

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_2^2} = 0 \quad (y_1 = 0, y_2 = b / \sqrt{\epsilon_{22}} \text{ 除外}),$$

那么边界条件  $\begin{cases} x_1 = \infty, \varphi = 0; x_2 = 0, \varphi = 0 \\ x_1 = -\infty, \varphi = 0; x_2 = a, \varphi = 0 \end{cases}$  就变成  $\begin{cases} y_1 = \infty, \varphi = 0; y_2 = 0, \varphi = 0; \\ y_1 = -\infty, \varphi = 0; y_2 = a / \sqrt{\epsilon_{22}}, \varphi = 0. \end{cases}$

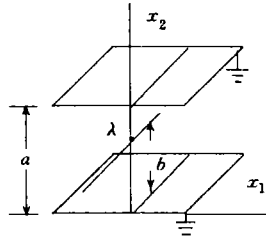


图1 两接地导体平面间有无限长线电荷时的电场

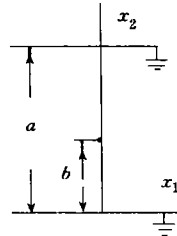


图2 图1电场的横截面

令  $\varphi = Y_1(y_1)Y_2(y_2)$ , 由为  $y_2$  方向齐次的边界条件, 可得  $Y_2$  的本征函数族为  $\sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin K_n y_2$ , 本征值  $K_n$  为  $n\pi \sqrt{\epsilon_{22}/a}$ , 即  $Y_2 = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin(n\pi \sqrt{\epsilon_{22}/a}) y_2$ .

所以,  $Y_1 = \sum_n (A_{1n} e^{\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} + A_{2n} e^{-\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1})$ , 再由  $y_1 = \infty$  时,  $\varphi = 0$ , 故当  $y_1 > 0$  时,  $\varphi = \varphi_+ = \sum_n A'_{2n} e^{-\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2$ ; 而  $y_1 = -\infty$  时,  $\varphi = 0$ , 故当  $y_1 < 0$  时, 那么  $\varphi = \varphi_- = \sum_n A'_{1n} e^{\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2$ ; 当然在  $y_1 = 0$ , 而  $y_2 \neq b/\sqrt{\epsilon_{22}}$  时, 应有  $\varphi_+ = \varphi_-$ , 故有  $A'_{1n} = A'_{2n} = A'_n$ . 因此, 应有

$$y_1 > 0 \text{ 时, } \varphi_+ = \sum_n A'_n e^{-\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2;$$

$$y_1 < 0 \text{ 时, } \varphi_- = \sum_n A'_n e^{\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2.$$

最后, 我们用  $y_1 = 0, y_2 = b/\sqrt{\epsilon_{22}}$  存在线电荷的条件来定出  $A'_n$ .

假定  $y_1 = 0$  平面具有面密度为  $\sigma$  的面电荷, 则有边界条件  $\epsilon_{ii}^{(1)} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x_i} - \epsilon_{ii}^{(2)} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x_i} = \sigma (i = 1, 2, 3 \text{ 之一})$ , 对  $y_1 = 0$  而言,  $n \parallel e_1, \varphi_1 = \varphi_-, \varphi_2 = \varphi_+$ , 故  $\sqrt{\epsilon_{11}} \frac{\partial \varphi_-}{\partial y_1} - \sqrt{\epsilon_{11}} \frac{\partial \varphi_+}{\partial y_1} = \sigma$ . 实际上,  $y_1 = 0$  的平面上, 只有  $y_2 = b/\sqrt{\epsilon_{22}}$  点上有线电荷  $\lambda$ , 故令  $\sigma = \lambda \delta(y_2 - b/\sqrt{\epsilon_{22}})$ , 代入上式运算可得

$$\frac{\partial \varphi_+}{\partial y_1} = \sum_n A'_n e^{-\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} \left( -\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} \right) \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2;$$

$$\frac{\partial \varphi_-}{\partial y_1} = \sum_n A'_n e^{\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} \left( \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} \right) \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2,$$

因此, 当  $y_1 = 0$  时, 边值关系  $\sqrt{\epsilon_{11}} \frac{\partial \varphi_-}{\partial y_1} - \sqrt{\epsilon_{11}} \frac{\partial \varphi_+}{\partial y_1} = \lambda \delta(y_2 - b/\sqrt{\epsilon_{22}})$ , 就成为  $\sum_n A'_n \frac{2n\pi \sqrt{\epsilon_{11}\epsilon_{22}}}{a} \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2 = \lambda \delta(y_2 - b/\sqrt{\epsilon_{22}})$  时, 两边同乘上  $\sin \frac{m\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2$ , 并对  $y_2$  从  $0 \rightarrow a/\sqrt{\epsilon_{22}}$  积分, 可得

$$\begin{aligned} & \sum_n \int_0^{\frac{a}{\sqrt{\epsilon_{22}}}} A'_n \left( \frac{2n\pi \sqrt{\epsilon_{11}\epsilon_{22}}}{a} \right) \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2 \sin \frac{m\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2 dy_2 \\ &= \int_0^{\frac{a}{\sqrt{\epsilon_{22}}}} \lambda \delta(y_2 - b/\sqrt{\epsilon_{22}}) \sin \frac{m\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2 dy_2. \end{aligned}$$

右边  $= \lambda \sin \frac{m\pi b}{a}$ , 左边  $= \begin{cases} A'_n \sqrt{\epsilon_{11}} n\pi, & m=n, \\ 0, & m \neq n, \end{cases}$  因此有  $A'_n = \lambda \sin \frac{n\pi b}{a} / (\sqrt{\epsilon_{11}} n\pi)$ . 故

$$\varphi_+ = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{11}} \pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi b}{a} e^{-\frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_1} \sin \frac{n\pi \sqrt{\epsilon_{22}}}{a} y_2;$$

$$\varphi_- = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{11}\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi b}{a} e^{\frac{-n\pi\sqrt{\epsilon_{22}}}{a}y_1} \sin \frac{n\pi\sqrt{\epsilon_{22}}}{a}y_2,$$

两者合并写成

$$\varphi = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{11}\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi b}{a} e^{\frac{-n\pi\sqrt{\epsilon_{22}}}{a}|y_1|} \sin \frac{n\pi\sqrt{\epsilon_{22}}}{a}y_2,$$

变换回原来的坐标系,就得

$$\varphi = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{11}\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\pi b}{a} e^{\frac{-n\pi|x_1|}{a}} \sqrt{\frac{\epsilon_{22}}{\epsilon_{11}}} \sin \frac{n\pi}{a}x_2.$$

**例2** 如图3所示,电解槽中充满各向异性电介质,求槽中的电位分布.

取各向异性电介质中的 $\epsilon\epsilon$ 的主轴与 $x_1, x_2$ 和 $x_3$ 轴重合. 问题所给的边界条件是

$$\begin{cases} x_1 = 0, \varphi = 0; x_2 = 0, \varphi = U_0; \\ x_1 = a, \varphi = 0; x_2 = \infty, \varphi = 0, \end{cases}$$

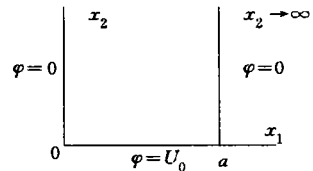


图3 电解槽中的静电场

问题显然与槽的纵向深度无关,即 $\frac{\partial \varphi}{\partial x_3} = 0$ . 所以,槽中电势 $\varphi$ 满足 $\epsilon_{11} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \epsilon_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} = 0$ ,作坐标变

换, $y_i = x_i / \sqrt{\epsilon_i}$  ( $i=1, 2$ ), 方程变成:  $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_2^2} = 0$ . 边界条件变成

$$\begin{cases} y_1 = 0, \varphi = 0; y_2 = 0, \varphi = U_0; \\ y_1 = a/\sqrt{\epsilon_{11}}, \varphi = 0; y_2 = \infty, \varphi = 0; \end{cases}$$

令 $\varphi = Y_1(y_1)Y_2(y_2)$ ,则由 $y_1$ 方向的边界条件, $Y_1$ 的本征函数族为 $Y_1 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin K_n y_1$ ,得本征

值 $K_n = n\pi \sqrt{\epsilon_{11}}/a$ . 所以, $Y_1 = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin \frac{n\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_1$ ;  $Y_2 = \sum_{n=1}^{\infty} (B_{1n} e^{\frac{-n\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_2} + B_{2n} e^{\frac{-n\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_2})$ .

再由 $y_2 \rightarrow \infty$ 时, $\varphi = 0$ ,可得 $B_{2n} = 0$ ,即 $\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} A'_n e^{\frac{-n\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_2} \sin(n\pi \sqrt{\epsilon_{11}}/a)y_1$ ;再由 $y_2 = 0$ 时, $\varphi = U_0$ ,可得 $U_0 = \sum_{n=1}^{\infty} A'_n \sin(n\pi \sqrt{\epsilon_{11}}/a)y_1$ . 即把 $U_0$ 按本征函数族 $\sin(n\pi \sqrt{\epsilon_{11}}/a)y_1$ 展开.

同例1做法,两边同乘上 $\sin \frac{n\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_1$ 并对 $y_1$ 由 $0 \rightarrow a/\sqrt{\epsilon_{11}}$ 积分可得

$$\int_0^{\frac{a}{\sqrt{\epsilon_{11}}}} U_0 \sin(\frac{n\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_1) dy_1 = \begin{cases} 2aU_0/(\sqrt{\epsilon_{11}}n\pi) & m = 1, 3, 5, \dots, \\ 0 & m = 2, 4, 6, \dots. \end{cases}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\frac{a}{\sqrt{\epsilon_{11}}}} A'_n \sin(\frac{n\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_1) \sin(\frac{m\pi\sqrt{\epsilon_{11}}}{a}y_1) dy_1 = \begin{cases} aA'_n/(2\sqrt{\epsilon_{11}}) & m = n, \\ 0 & m \neq n. \end{cases}$$

所以

$$A'_n = \frac{4U_0}{n\pi} (n = 1, 3, 5, \dots),$$

$$\varphi = \sum_{K=0}^{\infty} \frac{4U_0}{(2K+1)\pi} e^{\frac{-(2K+1)\pi}{a}\sqrt{\epsilon_{11}}y_2} \sin\left(\frac{(2K+1)\pi}{a}\sqrt{\epsilon_{11}}y_1\right),$$

变换回原来的坐标系,就有

$$\varphi = \sum_{K=0}^{\infty} \frac{4U_0}{(2K+1)\pi} e^{\frac{-(2K+1)\pi x_2}{a}\sqrt{\frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_{22}}}} \sin\left(\frac{(2K+1)\pi}{a}x_1\right).$$

## 参 考 文 献

- 1 斯迈思 W R 著. 静电学和电动力学. 戴世强译. 北京:科学出版社,1981. 16~77
- 2 陈荣年,何煜光,陈洁. 网络现代场论. 北京:电子工业出版社,1991. 177~222
- 3 陈荣年,何煜光. 非线性网络与线性网络统一的场论说. 中国科学(A 辑),1994,24(12):1 316~1 326
- 4 陈荣年,陈 洁. 各向异性磁介质的电感新公式. 电子科学学刊,1991,13(2):157~168
- 5 王建成,陈荣年. 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
- 6 林文枝,陈荣年. 在各向异性磁介质中载流二次曲线焦点的磁场. 华侨大学学报(自然科学版),1992,13(4):454~461
- 7 苏武浔,魏腾雄,陈荣年. 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
- 8 苏武浔,魏腾雄,刘强生. 各向异性介质中的静电场强度和高斯定理. 华侨大学学报(自然科学版),1996,17(4):411~414

## Separation of Variables for Solving Differential Equations of Electrostatic Potential in Anisotropic Medium

Su Wuxun Chen Fang Chen Shennian

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

**Abstract** Starting from basic equations of electrostatic field, the authors obtain differential equation of electrostatic potential in anisotropic medium and its boundary conditions and undergo coordinate transformation. Separation of variables as a method is applied to the new anisotropic rectangular coordinates. It provides a method for studying anisotropic electrostatic field.

**Keywords** anisotropic dielectric, differential equation of electrostatic potential, separation of variables