

压电陶瓷

华南工学院 天津大学 合编

国防工业出版社



73.1772
673

压 电 陶 瓷

华南工学院 林声和、叶至碧 合编
天津大学 王裕斌



国防工业出版社

1109693

压 电 陶 瓷

华南工学院 天津大学 合编

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业证出字第074号

解放军七二二六工厂印刷 内部发行

787×1092¹/₁₆ 印张 12¹/₄ 288千字

1979年第一版 1979年10月第一次印刷 印数1—4,500册

统一书号: N15034 (四教10) 定价 1.30元



内 容 简 介

本书是高等学校工科电子类“无线电陶瓷材料与器件”和“技术陶瓷”专业的必修教材。

主要介绍有关压电物理、压电陶瓷材料和工艺以及压电陶瓷器件的基本知识。全书分三篇十一章一个附录，内容包括压电陶瓷的性质与参数、压电方程、各种常见的振动模式、压电陶瓷材料与工艺、温度稳定性、滤波器、水声换能器、变压器、表面波器件、电光器件等。

读者对象：大专院校、七·二一工人大学“无线电陶瓷材料与器件”和“技术陶瓷”专业师生，也可供有关科研、生产单位工程技术人员参考。

0043/05

前 言

本书系高等学校工科电子类“无线电陶瓷材料与器件”和“技术陶瓷”专业统编教材之一。本书为试用教材。

本教材教学时数为110学时。全书分三篇十一章一个附录。第一篇压电物理部分共五章和附录，简单地介绍压电陶瓷的发展过程，重点介绍压电原理，例如，压电陶瓷的性质、参数、压电方程以及各种常见的振动模式，在简单的数学推导的基础上，努力阐明各参数的物理意义。第二篇压电陶瓷材料和工艺部分共四章，主要论述化学组成、晶体结构、工艺条件等对压电陶瓷性质的影响，重点讨论材料和工艺方面的理论问题，并注意到尽量避免繁杂的数据罗列以及一般地对材料和工艺的介绍。第三篇压电陶瓷器件部分共两章，主要介绍陶瓷滤波器及其他器件，例如换能器、变压器、电光器件等等。目前压电方面的应用很广，由于篇幅的关系，本书不一一论及。

本书由华南工学院无线电陶瓷材料与器件专业和天津大学技术陶瓷专业合编。第一篇和附录由华南工学院林声和同志编写；第二篇由天津大学王裕斌同志编写；第三篇由华南工学院叶至碧同志编写。编写后由两校参加编写的同志共同审定。本书是以天津大学所编《电子陶瓷工学（压电陶瓷材料及应用）》及华南工学院所编《压电物理与压电陶瓷》讲义为基础编写的，同时也参考了山东大学的《压电铁电物理》讲义、《压电陶瓷及其应用》以及其他院校有关讲义。

编者水平有限，错误缺点在所难免，恳请读者批评指正。

编 者

一九八〇年二月

目 录

第一篇 压电物理

第一章 概述	(1)
第二章 压电陶瓷的性质	(2)
§ 2-1 压电陶瓷材料的介电性与介电常数.....	(3)
§ 2-2 压电陶瓷材料的弹性与弹性常数.....	(7)
§ 2-3 压电陶瓷材料的压电性与压电系数.....	(16)
第三章 压电陶瓷的压电方程	(23)
§ 3-1 压电方程组.....	(23)
§ 3-2 边界条件与各类压电方程组系数之间的关系.....	(26)
第四章 压电陶瓷振子与振动模式	(29)
§ 4-1 压电陶瓷振子.....	(29)
§ 4-2 压电陶瓷材料的几个重要参数.....	(32)
§ 4-3 压电振子的振动模式.....	(38)
第五章 压电陶瓷各参数的测量	(48)
§ 5-1 静态法与“谐振——反谐振”法.....	(48)
§ 5-2 压电陶瓷主要参数的确定.....	(52)

第二篇 压电陶瓷材料和工艺

第六章 钙钛矿型压电陶瓷材料	(58)
§ 6-1 钛酸铅系统的压电陶瓷.....	(58)
§ 6-2 <i>PZT</i> 二元系压电陶瓷.....	(62)
§ 6-3 三元系钙钛矿型压电陶瓷.....	(74)
§ 6-4 压电陶瓷的结构和性能之间的关系.....	(81)
§ 6-5 压电陶瓷的稳定性问题.....	(87)
第七章 非钙钛矿型压电陶瓷材料	(107)
§ 7-1 钨青铜型压电陶瓷.....	(107)
§ 7-2 含铋层状结构压电陶瓷.....	(109)
第八章 <i>PLZT</i> 透明铁电陶瓷	(112)
§ 8-1 <i>PLZT</i> 透明陶瓷的电光效应.....	(112)
§ 8-2 <i>PLZT</i> 透明陶瓷的光色效应.....	(115)

第九章 压电陶瓷的工艺要点	(117)
§ 9-1 原料状态、混料方式、合成条件对性能的影响.....	(117)
§ 9-2 压电陶瓷的组织结构对性能的影响.....	(121)
§ 9-3 压电陶瓷的烧成.....	(123)
§ 9-4 极化.....	(129)
§ 9-5 热压工艺.....	(135)

第三篇 压电陶瓷器件

第十章 压电陶瓷滤波器	(139)
§ 10-1 四端网络的基本知识.....	(139)
§ 10-2 滤波器的一般性质.....	(151)
§ 10-3 压电陶瓷滤波器的原理.....	(155)
§ 10-4 梯型陶瓷带通滤波器.....	(156)
§ 10-5 陶瓷滤波器的主要参数.....	(158)
§ 10-6 压电陶瓷滤波器的设计和计算.....	(160)
§ 10-7 陶瓷滤波器的测量.....	(163)
第十一章 压电陶瓷其他器件	(167)
§ 11-1 压电陶瓷水声换能器.....	(166)
§ 11-2 压电陶瓷变压器.....	(173)
§ 11-3 压电陶瓷表面波器件.....	(177)
§ 11-4 压电陶瓷电光器件.....	(182)
§ 11-5 压电陶瓷的其他应用.....	(184)
附 录	(187)

第一篇 压电物理

第一章 概 述

在1880年,居里兄弟(Jacques and Pirre Curie)首先在单晶上发现压电效应,即某些各向异性的晶体,在机械应力的作用下,成比例地产生电荷或在外电场的作用下,成比例地产生几何形变。这种压电现象的发现,是压电学建立和发展的起点。

大家知道,电场和极化是矢量,应力和应变是张量。要使压电体的压电的相互作用存在,就必须使介质具有极性。在缺乏中心对称的晶体里,这种极性是固有的,而在其它的晶体和各向同性的介质里,原则上,这种极性是不存在的。所以,许多年来,压电学是晶体物理学的一个分支。直到本世纪四十年代初期,人们对压电陶瓷这个术语仍然不理解。今天,大家都知道,获得压电性所需的极性,可以通过暂时施加强电场的方法,从一块原来是各向同性的多晶陶瓷得到,并且多少有点永久性,这个过程称为“极化”过程,与永久磁铁的“磁化”过程相类似。

在1940年以前,人们所知道的铁电体有两类:一类是罗息盐与某些密切有关的酒石酸盐;一类是磷酸二氢钾盐和它的同晶型物。自从罗息盐被发现具有压电效应以后,引起了人们很大的注意,并且进行了广泛的研究,罗息盐是一种在常温下具有压电性的独特晶体,在技术上使用价值也很高,但由于它含有结晶水而易溶于水,作为材料来说,这是一个缺点。到了1935年,人们又发现了磷酸钾等具有压电性,而磷酸钾系统不含有结晶水,但由于要在极低的温度(-148°C 以下)下才具有压电性,因此,在工程上使用价值不大。在四十年代后期,在世界上有些国家分别发现了钛酸钡 BaTiO_3 。是一种铁电体,它不溶于水而耐热,不久有人又发现在钛酸钡陶瓷上施加高的直流偏压时,会出现很强的压电效应,而且在取消偏压以后,这种效应还继续存在,因此,人们对 BaTiO_3 无论在理论上还是在技术应用上都进行了充分的长期间的研究。到目前为止, BaTiO_3 的理论已经成熟,为压电陶瓷材料的进一步研究打下良好的基础。

BaTiO_3 陶瓷的发现,是压电材料发展的一个飞跃,在这以前,压电材料只是压电单晶材料,从那时起,压电材料由两大类组成,即压电单晶材料和压电陶瓷材料。

在发现和理解陶瓷的压电性方面,曾经有三个基本阶段:第一阶段是发现高介电常数,第二阶段是认识到高介电常数起因于铁电性,这种认识是在美国麻省理工学院(MIT)的绝缘研究室里,人们从经验数据开始,有系统地研究了以钛酸钡组成的陶瓷形式材料的介电性质,并把它们确定为一种新型的铁电体,同时发现在室温下的 BaTiO_3 只是假立方晶系,实际上是四方晶系。第三阶段是发现极化过程。最初,人们发现在弯曲用 BaTiO_3 陶瓷做的棒材时会产生电压,但是,在多晶材料里可能存在正压电效应或逆压电效应与所施加的电场成

比例的变形问题并没有搞清楚。后来才清楚地认识到，决定性的阶段是极化过程，也就是说，施加高的电压足以使陶瓷里自发式极化区的电矩发生转向，证实了平行于原来极化电场所施加的信号与不仅平行于极化电场而且垂直于极化电场方向的平面的应力或应变之间的压电相互作用。同时也证实了与垂直于原来极化方向的电场耦合的强切变压电效应。对极化过的陶瓷的压电效应作了系统的研究后，1948年，人们便提出了BaTiO₃的第一套压电系数的数值。

第一批商业性的压电陶瓷器件，是1947年用BaTiO₃制造的留声机拾音器，后来BaTiO₃陶瓷被广泛地应用来制造换能器、滤波器等。压电BaTiO₃陶瓷具有较高的机电耦合系数，较稳定的化学性质，较宽的工作温度范围，较容易地用陶瓷技术制造等许多优点，所以，虽然新型的压电材料不断地发现，但BaTiO₃目前仍然广泛地应用。

本世纪五十年代初期，人们发现了压电锆钛酸铅固溶体(PZT)系统以及与BaTiO₃结构上十分不同的压电铌酸铅固溶体系统。锆钛酸铅非常强和非常稳定的压电效应的发现，是具有重大实际意义的进展。它与BaTiO₃比较具有许多优点：PZT的居里点随着组成不同而在230~490℃之间变动，不管哪一个组成点的居里点都比BaTiO₃高，在与组成有关几乎与温度无关的四方晶系和菱面晶系之间的变晶相界(morphotropic boundary)附近，其居里点(在300℃左右)比BaTiO₃的居里点(120℃)高得多。机电耦合系数、机械品质因数均比BaTiO₃高，温度稳定性和时间稳定性均比BaTiO₃好，等等。所以，具有不同添加物的PZT就变为占优势的压电陶瓷了。随着压电材料的不断地向前发展，压电材料的应用也就越来越广泛，压电性能优良的PZT已经应用来制造滤波器，换能器、变压器，引燃引爆装置和超声延迟线等压电器件。

尽管PZT具有非常优异的性质，但随着电子工业的发展，对压电材料与器件的要求就越来越高了，二元系的PZT已远远满足不了要求，这样就促进了对新型的压电材料的研究，人们广泛地研究了三元系的压电陶瓷材料，同时也研究非钙钛矿型的压电陶瓷材料，例如钨青铜型结构、含铋层状结构、焦绿石型结构等压电陶瓷材料。这些新型的压电陶瓷材料都具有潜在的意义，它们的优异性质至今尚未充分地挖掘出来。

为了满足电光技术的需要，七十年代初，人们在PZT的基础上加进La₂O₃，用热压的工艺研制出了PLZT透明陶瓷，利用PLZT透明陶瓷的电控光折射效应和电控光散射效应，制造各种电光器件，例如光门、光调节器、贮存器和显示器等。最近，人们又在PLZT上添加少量的Fe₂O₃，研制出具有光色效应的PLZT透明陶瓷，利用其光色效应制造各种光色器件，例如贮存器和显示器等。

自从导致压电陶瓷的第一个征兆到现在，已经三十多年了，而振奋人心的未来的发展，无疑地，是可以预期的。

第二章 压电陶瓷的性质

本章阐述压电陶瓷的介电性、弹性以及压电性等主要性质，介绍反映压电陶瓷这些性质的介电常数、弹性常数以及压电系数等。关于介电常数的机械边界条件和弹性常数的电学边

界条件的问题，我们将在第三章结合压电陶瓷的压电方程再作说明。

§ 2-1 压电陶瓷材料的介电性与介电常数

(一) 压电陶瓷的 \vec{P} 、 \vec{D} 和 \vec{E} 之间的关系

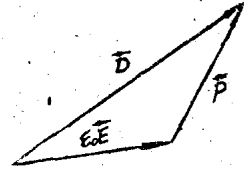
压电陶瓷的 \vec{P} 、 \vec{D} 和 \vec{E} 之间的关系，如图(I-2-1)所示。

其电位移 $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ ， ϵ 为压电陶瓷介电常数，而 $\epsilon = \epsilon_0(1 + \alpha)$ ， ϵ_0 为真空介电常数， α 为压电陶瓷的极化率，则

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \alpha \vec{E}$$

而 $\vec{P} = \epsilon_0 \alpha \vec{E}$ ，故

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} & [M \cdot K \cdot S] \\ \vec{D} &= \vec{E} + 4\pi \vec{P} & [c \cdot g \cdot s] \end{aligned} \quad (I-2-1)$$



图(I-2-1) 压电陶瓷的 \vec{P} 、 \vec{D} 和 \vec{E} 之间关系的示意图

在各向同性的电介质里， ϵ 和 α 与 \vec{E} 、 \vec{P} 以及 \vec{D} 的方向无关，

而在压电陶瓷里， ϵ 和 α 与 \vec{E} 、 \vec{P} 以及 \vec{D} 的方向密切有关，这点是要特别注意的。

(1) \vec{P} 与 \vec{E} 的关系

当 x 方向的电场 E_x 对象三斜晶系那样完全各向异性的电介质作用时，不仅在 x 方向上出现极化强度分量 $P_x^{(1)}$ ，而且在 y 方向和 z 方向上也出现极化强度分量 $P_y^{(1)}$ 和 $P_z^{(1)}$ ，其关系为

$$\left. \begin{aligned} P_x^{(1)} &= \alpha_{11} E_x \\ P_y^{(1)} &= \alpha_{21} E_x \\ P_z^{(1)} &= \alpha_{31} E_x \end{aligned} \right\} [c \cdot g \cdot s] \quad (I-2-2)$$

当 y 方向的电场 E_y 对以上的那种电介质作用时，不仅在 y 方向上出现极化强度分量 $P_y^{(2)}$ ，而且在 x 方向和 z 方向上也出现极化强度分量 $P_x^{(2)}$ 和 $P_z^{(2)}$ ，其关系为

$$\left. \begin{aligned} P_x^{(2)} &= \alpha_{12} E_y \\ P_y^{(2)} &= \alpha_{22} E_y \\ P_z^{(2)} &= \alpha_{32} E_y \end{aligned} \right\} (I-2-3)$$

同理，当 z 方向的电场 E_z 作用时，其关系为

$$\left. \begin{aligned} P_x^{(3)} &= \alpha_{13} E_z \\ P_y^{(3)} &= \alpha_{23} E_z \\ P_z^{(3)} &= \alpha_{33} E_z \end{aligned} \right\} (I-2-4)$$

当以上的那种完全各向异性的电介质受到任意电场 $\vec{E} (E_x, E_y, E_z)$ 作用时，该电介质所产生的极化强度 $\vec{P} (P_x, P_y, P_z)$ 与 $\vec{E} (E_x, E_y, E_z)$ 之间的关系为式(I-2-2)、(I-2-3)和(I-2-4)的叠加，即

$$\left. \begin{aligned}
 P_x &= P_x^{(1)} + P_x^{(2)} + P_x^{(3)} \\
 &= \alpha_{11}E_x + \alpha_{12}E_y + \alpha_{13}E_z \\
 P_y &= P_y^{(1)} + P_y^{(2)} + P_y^{(3)} \\
 &= \alpha_{21}E_x + \alpha_{22}E_y + \alpha_{23}E_z \\
 P_z &= P_z^{(1)} + P_z^{(2)} + P_z^{(3)} \\
 &= \alpha_{31}E_x + \alpha_{32}E_y + \alpha_{33}E_z
 \end{aligned} \right\} \quad (I-2-5)$$

实验发现, $\alpha_{12} = \alpha_{21}$, $\alpha_{13} = \alpha_{31}$, $\alpha_{23} = \alpha_{32}$, 所以完全各向异性的电介质的独立的极化率只有六个, 即 $\alpha_{11}, \alpha_{12}, \alpha_{13}, \alpha_{22}, \alpha_{23}$ 和 α_{33} 。为了方便起见, 规定 x, y, z 方向为 1, 2, 3 方向, 则式 (I-2-5) 可写成

$$\left. \begin{aligned}
 P_1 &= \alpha_{11}E_1 + \alpha_{12}E_2 + \alpha_{13}E_3 \\
 P_2 &= \alpha_{12}E_1 + \alpha_{22}E_2 + \alpha_{23}E_3 \\
 P_3 &= \alpha_{13}E_1 + \alpha_{23}E_2 + \alpha_{33}E_3
 \end{aligned} \right\} \quad (I-2-6)$$

式 (I-2-5) 也可写成矩阵形式:

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & \alpha_{12} & \alpha_{13} \\ \alpha_{12} & \alpha_{22} & \alpha_{23} \\ \alpha_{13} & \alpha_{23} & \alpha_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (I-2-7)$$

(2) \vec{D} 与 \vec{E} 的关系

当 1 方向的电场 E_1 作用完全各向异性的电介质时, 不仅在 1 方向上产生电位移分量 $D_1^{(1)}$, 而且在 2 方向和 3 方向上也产生电位移分量 $D_2^{(1)}$ 和 $D_3^{(1)}$, 其关系为

$$\left. \begin{aligned}
 D_1^{(1)} &= \epsilon_{11} E_1 \\
 D_2^{(1)} &= \epsilon_{21} E_1 \\
 D_3^{(1)} &= \epsilon_{31} E_1
 \end{aligned} \right\} \quad [c \cdot g \cdot s] \quad (I-2-8)$$

当该电介质受 2 方向电场 E_2 作用时, 不仅在 2 方向上产生电位移分量 $D_2^{(2)}$, 而且在 1 方向和 3 方向上也产生电位移分量 $D_1^{(2)}$ 和 $D_3^{(2)}$, 其关系为

$$\left. \begin{aligned}
 D_1^{(2)} &= \epsilon_{12} E_2 \\
 D_2^{(2)} &= \epsilon_{22} E_2 \\
 D_3^{(2)} &= \epsilon_{32} E_2
 \end{aligned} \right\} \quad (I-2-9)$$

同理, 当 3 方向的电场 E_3 作用时, 其关系为

$$\left. \begin{aligned}
 D_1^{(3)} &= \epsilon_{13} E_3 \\
 D_2^{(3)} &= \epsilon_{23} E_3 \\
 D_3^{(3)} &= \epsilon_{33} E_3
 \end{aligned} \right\} \quad (I-2-10)$$

当完全各向异性的电介质受到任意电场 $\vec{E}(E_1, E_2, E_3)$ 的作用时, 在电介质中所产生的电位移 $\vec{D}(D_1, D_2, D_3)$, 其关系应为式 (I-2-8)、(I-2-9) 和 (I-2-10) 的叠加, 即

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= D_1^{(1)} + D_1^{(2)} + D_1^{(3)} \\ &= \epsilon_{11}E_1 + \epsilon_{12}E_2 + \epsilon_{13}E_3 \\ D_2 &= D_2^{(1)} + D_2^{(2)} + D_2^{(3)} \\ &= \epsilon_{21}E_1 + \epsilon_{22}E_2 + \epsilon_{23}E_3 \\ D_3 &= D_3^{(1)} + D_3^{(2)} + D_3^{(3)} \\ &= \epsilon_{31}E_1 + \epsilon_{32}E_2 + \epsilon_{33}E_3 \end{aligned} \right\} \quad (I-2-11)$$

实验发现, $\epsilon_{12} = \epsilon_{21}$, $\epsilon_{23} = \epsilon_{32}$, $\epsilon_{13} = \epsilon_{31}$, 所以完全各向异性的电介质的独立的介电常数只有六个, 即 ϵ_{11} , ϵ_{12} , ϵ_{13} , ϵ_{22} , ϵ_{23} 和 ϵ_{33} 。式 (I-2-11) 可写为如下形式, 即

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= \epsilon_{11}E_1 + \epsilon_{12}E_2 + \epsilon_{13}E_3 \\ D_2 &= \epsilon_{12}E_1 + \epsilon_{22}E_2 + \epsilon_{23}E_3 \\ D_3 &= \epsilon_{13}E_1 + \epsilon_{23}E_2 + \epsilon_{33}E_3 \end{aligned} \right\} \quad (I-2-12)$$

式 (I-2-11) 也可写成矩阵形式, 即

$$\begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} & \epsilon_{23} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (I-2-13)$$

(3) \vec{D} 与 \vec{E} , \vec{P} 之间的关系

在完全各向异性的电介质里, 沿 1 方向的电位移分量 D_1 , 不仅与 E_1 有关, 而且也与 E_2 , E_3 有关; 沿 2 方向的电位移分量 D_2 , 不仅与 E_2 有关, 而且也与 E_1 , E_3 有关; 同理, 沿 3 方向的电位移分量 D_3 , 不仅与 E_3 有关, 而且也与 E_1 , E_2 有关。式 $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ 在 1 方向上的分量应为

$$D_1 = E_1 + 4\pi P_1$$

将式 (I-2-6) 代入上式, 得

$$D_1 = (1 + 4\pi\alpha_{11})E_1 + 4\pi\alpha_{12}E_2 + 4\pi\alpha_{13}E_3$$

再与 $D_1 = \epsilon_{11}E_1 + \epsilon_{12}E_2 + \epsilon_{13}E_3$ 比较, 得

$$\epsilon_{11} = 1 + 4\pi\alpha_{11}, \quad \epsilon_{12} = 4\pi\alpha_{12}, \quad \epsilon_{13} = 4\pi\alpha_{13}$$

同理可得

$$\epsilon_{22} = 1 + 4\pi\alpha_{22}, \quad \epsilon_{23} = 4\pi\alpha_{23}, \quad \epsilon_{33} = 1 + 4\pi\alpha_{33}$$

写成矩阵形式为

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} & \epsilon_{23} & \epsilon_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + 4\pi\alpha_{11} & 4\pi\alpha_{12} & 4\pi\alpha_{13} \\ 4\pi\alpha_{12} & 1 + 4\pi\alpha_{22} & 4\pi\alpha_{23} \\ 4\pi\alpha_{13} & 4\pi\alpha_{23} & 1 + 4\pi\alpha_{33} \end{pmatrix} \quad (I-2-14)$$

(二) 压电陶瓷的介电常数

电介质的独立的介电常数的个数与电介质的对称性有关。对称性越高的电介质, 其独立的介电常数的数目越少, 对称性越低的电介质, 其独立的介电常数的数目就越多。三斜晶系的晶体, 其对称性最低, 它的独立的介电常数有 6 个, 即 ϵ_{11} , ϵ_{22} , ϵ_{33} , ϵ_{12} , ϵ_{13} 和 ϵ_{23} 。而立方晶系的晶体, 其对称性最高, 它的独立的介电常数只有 1 个, 即 ϵ_{11} 。

未经“极化”工序处理的压电陶瓷, 它是各向同性的多晶体。但是, 经过“极化”工序的压电陶瓷, 它就成为一种各向异性的电介质了。设 z 轴为极化轴, x 轴和 y 轴为非极化轴, xy 平面是各向同性面, x 轴和 y 轴没有什么差别, 而 z 轴和 x 轴与 y 轴不一样。经过极化处理的压电陶瓷, 其对称性相当于圆柱体的对称性 ($\infty m m$), 根据压电陶瓷的对称性,

我们可以确定压电陶瓷的独立的介电常数的数目。由于 z 轴为极化轴, xy 平面为各向同性面, 则 $\epsilon_{11} \neq \epsilon_{33}$, $\epsilon_{22} \neq \epsilon_{33}$, 而 $\epsilon_{11} = \epsilon_{22}$ 。

当压电陶瓷受 E_3 作用时, 在 1, 2 方向的电位移分量为

$$D_1 = \epsilon_{13}E_3, \quad D_2 = \epsilon_{23}E_3。$$

当压电陶瓷绕 3 轴转 180° 时, 即 $1 \rightarrow -1, 2 \rightarrow -2, 3 \rightarrow 3$, 如图 (I-2-2) 所示。故 $D'_1 = D_1, D'_2 = D_2$ 。

$$D'_1 = \epsilon'_{13}E_3, \quad D'_2 = \epsilon'_{23}E_3$$

这样得

$$\epsilon_{13}E_3 = \epsilon'_{13}E_3, \quad \epsilon_{23}E_3 = \epsilon'_{23}E_3$$

$$\text{因为} \quad \epsilon'_{13} = -\epsilon_{13}, \quad \epsilon'_{23} = -\epsilon_{23}$$

$$\text{所以} \quad \epsilon_{13}E_3 = -\epsilon_{13}E_3, \quad \epsilon_{23}E_3 = -\epsilon_{23}E_3$$

$$\epsilon_{13} = -\epsilon_{13}, \quad \epsilon_{23} = -\epsilon_{23}$$

只有 $\epsilon_{13} = 0, \epsilon_{23} = 0$, 上式才能成立。还可以用类似的方法证明 $\epsilon_{12} = 0$, 这样压电陶瓷独立的介电常数只有 2 个, 即 ϵ_{11} 和 ϵ_{33} 。用矩阵表示为

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (\text{I-2-15})$$

各晶系、压电陶瓷及各向同性电介质的介电常数, 如表 (I-2-1) 所示。

表 (I-2-1) 各晶系, 压电陶瓷及各向同性电介质的介电常数

晶族	晶系	特征对称要素	独立的介电常数个数	介电常数
低级	三斜	只有一次轴	6 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} & \epsilon_{23} & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$
	单斜	只有一个方向上有二次轴	4 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & 0 \\ \epsilon_{12} & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$
	正交 (斜方)	在三个互相垂直的方向上均有二次轴	3 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$
中级	三方 (三角, 菱形)	唯一的高次轴为三次轴	2 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$
	四方 (正方, 四角)	唯一的高次轴为四次轴	2 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$
高级	六方 (六角)	唯一的高次轴为六次轴	2 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$

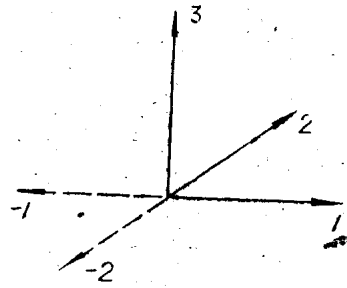


图 (I-2-2)

(续表)

高、级	立方(等轴)	有四个三次轴	1 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{11} \end{pmatrix}$
压电陶瓷			2 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$
各向同性电介质			1 个	$\begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{11} \end{pmatrix}$

§ 2-2 压电陶瓷材料的弹性与弹性常数

压电陶瓷材料是一种弹性体, 当对它施加应力时, 它就发生形变, 在弹性限度内, 外力大时形变大, 外力小时形变小, 外力撤除后形变消失。压电陶瓷材料同其他弹性体一样, 遵从虎克定律: “在弹性限度范围内, 应力与应变成正比。”

(一) 应力、应变与虎克定律

应力: 单位面积的作用力, 或者说单位面积的面力。用 T 表示应力, 假如压电陶瓷片截面积为 A , 而作用在这个截面上的应力 $T = \frac{F}{A}$, 若 F 的单位为牛顿, A 的单位为米², 则 T 的单位应为牛顿/米²。

应变: 单位长度的伸长量, 或者说相对伸长量。用 S 表示应变, 假如压电陶瓷片原来的长度为 l , 陶瓷片受应力后伸长了 Δl , 那么, 这压电陶瓷片的应变 $S = \frac{\Delta l}{l}$ 。应变 S 是无量纲的。根据虎克定律, 在弹性限度范围内, 应力大时, 应变大, 应力小时应变小。其数学表达式为

$$S = sT \quad (\text{I-2-16})$$

式中, T 为应力, S 为应变, s 为弹性柔顺常数, 单位为米²/牛顿。 s 反映材料的弹性性质, 由材料内部性质决定, 在相同的应力作用下, 弹性柔顺常数大的材料应变大, 弹性柔顺常数小的材料应变小。

(1) 一维应力、应变与虎克定律

所谓一维应力, 是指一个方向作用的应力, 其他方向的应力忽略不计。所谓一维应变, 是指一个方向的应变, 其他方向的应变忽略不计, 例如, 有一长杆, 杆的长度方向与 x 方向重合, 当杆受力 F_x 的作用时, 杆就被拉长了, 如图 (I-2-3) 所示。设杆的原长为 l , 横截面积为 A_x , 杆受力 F_x (F_x 垂直于 A_x) 后, 伸长了 Δl , 这样杆在 x 方向的应变 $S_1 = \frac{\Delta l}{l}$, 而作用在 A_x 面上的应力 $T_1 = \frac{F_x}{A_x}$, 在弹性限度范围内, 应力与应变成正比, 即

$$S_1 = s_{11}T_1 \quad (\text{I-2-17})$$

应力与应变之间的关系也可写成

$$T_1 = C_{11}S_1 \quad (\text{I-2-18})$$

式中, 比例系数 C_{11} 为弹性刚度常数, 它的大小反映材料抗拉程度, C_{11} 、 s_{11} 与杨氏模量 Y

之间的关系为

$$C_{11} = \frac{1}{s_{11}} = Y \quad (\text{I-2-19})$$

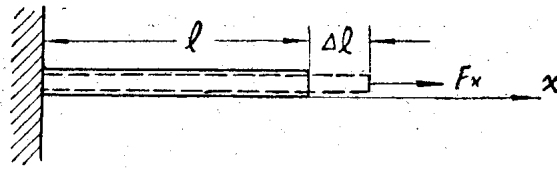


图 (I-2-3)

(2) 二维应力、应变与虎克定律

二维应力与应变的问题比一维应力与应变复杂些。现以薄片为例，讨论二维情况。所谓薄片，就是厚度薄的片子，所以，我们忽略了与厚度有关的应力与应变，像这样的薄片，其形变分为三种：纯伸缩形变、纯切变和一般形变。

纯伸缩形变

设薄片的长度 l 沿 1 方向，宽度 l_w 沿 2 方向，如图 (I-2-4)(a) 所示。当薄片受 F_1 作用时，如图 (I-2-4)(b) 所示，沿 1 方向的应力 $T_1 = \frac{F_1}{A_1}$ (A_1 为与 1 方向垂直的横截面积)，薄片沿 1 方向被拉长了 $\Delta l'$ ，则 $S'_1 = \frac{\Delta l'}{l}$ ，2 方向收缩了 $\Delta l''_w$ ，则相对收缩量 $S''_w = \frac{\Delta l''_w}{l_w}$ ，也就是说， F_1 的作用不仅对 1 方向有贡献，而且对 2 方向也有贡献，故

$$S'_1 = s_{11} T_1 \quad (\text{I-2-20})$$

$$S''_w = s_{21} T_1 \quad (\text{I-2-21})$$

式中， s_{11} 和 s_{21} 为弹性柔顺常数，由于受 1 方向的应力 T_1 的作用产生 1 方向相对伸长量 $\frac{\Delta l'}{l}$ 与 2 方向的相对收缩量 $\frac{\Delta l''_w}{l_w}$ 成正比，即

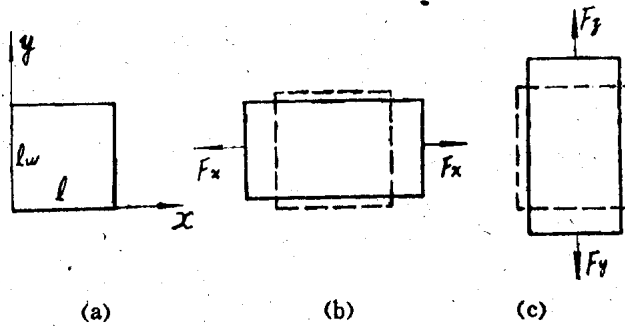


图 (I-2-4)

$$\frac{\Delta l''_w}{l_w} = -\sigma \frac{\Delta l'}{l} \quad (\text{I-2-22})$$

式中，比例系数 σ 为泊松比，将式 (I-2-20) 和 (I-2-21) 代入式 (I-2-22) 得

$$\sigma = -\frac{s_{21}}{s_{11}} \quad (\text{I-2-23})$$

σ 随着压电陶瓷材料系统不同而异。PZT 压电陶瓷，其 $\sigma = 0.3$ 左右。

当薄片受 T_2 应力作用时, 如图 (I-2-4) (c) 所示, 则得到应变与应力的关系为

$$S'_1 = s_{12} T_2 \quad (\text{I-2-24})$$

$$S'_2 = s_{22} T_2 \quad (\text{I-2-25})$$

式中, s_{12} 与 s_{22} 为弹性柔顺常数, 实验发现 $s_{12} = s_{21}$ 。

当薄片同时受 T_1 与 T_2 作用时, 那么, 1 方向的应变 $S_1 = S'_1 + S''_1$, 2 方向的应变 $S_2 = S'_2 + S''_2$, 得

$$S_1 = s_{11} T_1 + s_{12} T_2 \quad (\text{I-2-26})$$

$$S_2 = s_{12} T_1 + s_{22} T_2 \quad (\text{I-2-27})$$

应力与应变之间的关系式也可以表达如下:

$$T_1 = C_{11} S_1 + C_{12} S_2 \quad (\text{I-2-28})$$

$$T_2 = C_{21} S'_1 + C_{22} S_2 \quad (\text{I-2-29})$$

式中, 比例系数 C_{11} , C_{12} , C_{21} 和 C_{22} 为弹性刚度常数, 实验发现, $C_{12} = C_{21}$ 。

薄片的纯切变

所谓薄片的切变, 是薄片形变前后, 四条边的夹角发生变化, 如图 (I-2-5) 所示。形变前 $\angle A = \angle B = \angle C = \angle D = 90^\circ$ 。形变后, $\angle A' > \angle A$, $\angle B > \angle A'BC'$, $\angle C' > \angle C$, $\angle D' < \angle D$ 。一条对角线拉长了, 而另一条对角线缩短了。

在图 (I-2-5) 里所表示的纯切变, 只有与横截面平行的两对应力 (T_{yx} , T_{yx})、(T_{xy} , T_{xy}) 作用下才能产生, 如 (I-2-6) 所示。 T_{yx} 与 T_{xy} 称为切应力。切应力 T_{yx} 的

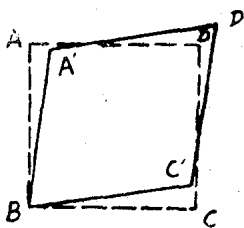


图 (I-2-5) 薄片的纯切变

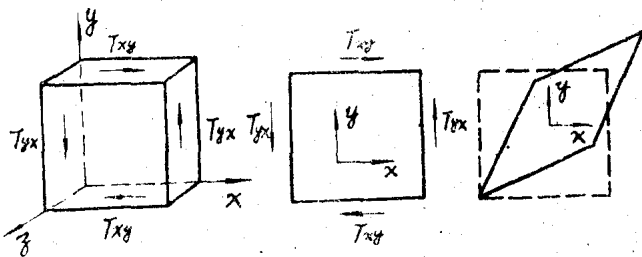


图 (I-2-6) T_{yx} , T_{xy} 切应力示意图

足标中, 第一个字母 y 代表切应力的方向为 y 方向 (即 2 方向), 第二个字母 x 代表切应力的作用面与 x 轴 (即 1 方向) 垂直。切应力 T_{xy} 的足标中, 第一个字母 x 代表切应力的方向为 x 方向 (即 1 方向), 第二个字母 y 代表切应力的作用面与 y 轴 (即 2 方向) 垂直。如果只受到一对切应力的作用, 即只受到 (T_{yx} , T_{yx}) 的作用, 那么, 除了产生纯切变外, 还使小方片产生绕 Z 轴 (即 3 方向) 转动, 要使得薄片处于力学的平衡状态, $T_{yx} = T_{yx}$ 才行, 根据足标规定, $T_{yx} = T_{xy} = T_{12} = T_{21}$ 。用 T_{θ} 表示与 (x, y) 有关的应力。

我们在讨论薄片的伸缩形变时，曾用应变 S_1 和 S_2 来描写薄片沿长度方向（1方向）和沿宽度方向（2方向）的伸缩形变，而薄片的纯切变，就不能再用沿长度方向和沿宽度方向的伸长多少或缩短多少来描写了。而只能用角度变化来描写，因此我们就用切应变 $S_3 = (\theta_{xy} + \theta_{yx})$ 来描写薄片的角度变化，如图（I-2-7）所示。

人们对切应力与切应变的关系做了许多实验，实验的结果证实了，在弹性限度范围内，切应变与切应力成正比，即

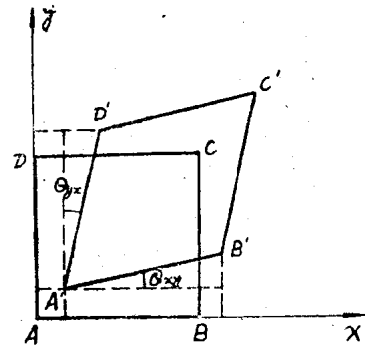
$$S_3 = s_{33} T_3 \quad (\text{I-2-30})$$

或

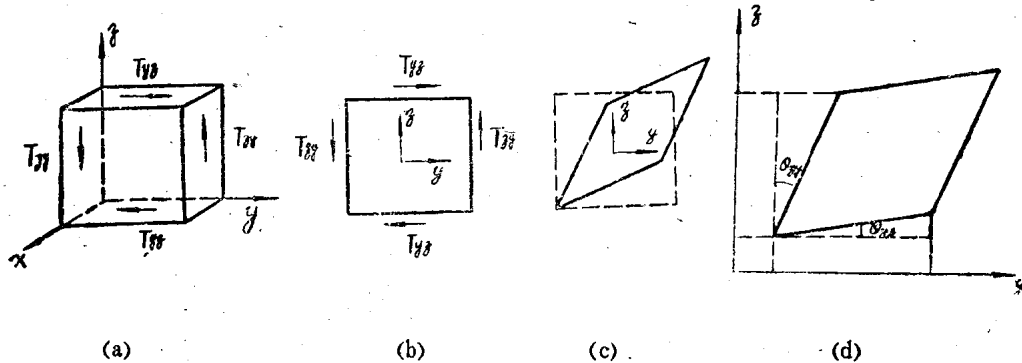
$$T_3 = C_{33} S_3$$

式中，比例系数 s_{33} 称为弹性柔顺常数或切变弹性柔顺常数。 C_{33} 称为弹性刚度常数或切变弹性刚度常数。

T_4 切应力、（即 T_{zy} 、 T_{yz} ），如图（I-2-8）（a）、（b）所示。在 T_4 切应力作用下产生的切应变，如图（I-2-8）（c）、（d）所示。 $S_4 = (\theta_{zy} + \theta_{yz})$ ，



图（I-2-7） T_3 作用下切应变示意图



图（I-2-8） T_4 切应力作用下切应变示意图

而

$$S_4 = s_{44} T_4 \quad (\text{I-2-31})$$

或

$$T_4 = C_{44} S_4$$

式中，比例系数 s_{44} 为切变弹性柔顺常数， C_{44} 为切变弹性刚度常数。

同理，在 T_5 切应力（即 T_{zx} 、 T_{xz} ）作用下产生的切应变，如图（I-2-9）所示。 $S_5 = (\theta_{zx} + \theta_{xz})$ 而

$$S_5 = s_{55} T_5 \quad (\text{I-2-32})$$

或

$$T_5 = C_{55} S_5$$

式中，比例系数 s_{55} 为切变弹性柔顺常数， C_{55} 为切变弹性刚度常数。

薄片的虎克定律

上面所讨论的是薄片的纯伸缩形变和纯切变的问题。但是，像三斜晶系，单斜晶系和三角晶系那样的各向异性的电介质，切应力不仅对切应变有贡献，而且对伸缩应变也有贡献，伸