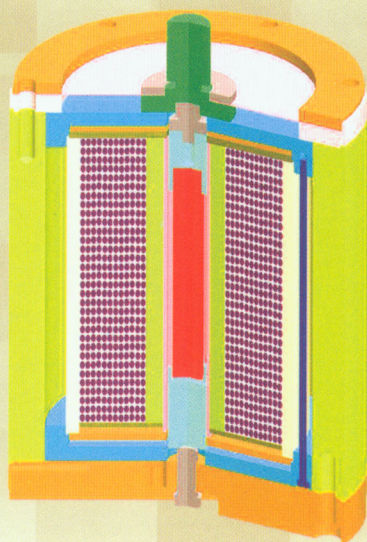



# 超磁致伸缩材料 微位移执行器原理与应用

Theory and Applications of Giant  
Magnetostrictive Microdisplacement Actuator

贾振元 郭东明 著



 科学出版社  
[www.sciencep.com](http://www.sciencep.com)

# 超磁致伸缩材料微位移 执行器原理与应用

Theory and Applications of Giant  
Magnetostrictive Microdisplacement Actuator

贾振元 郭东明 著

科学出版社

北京

## 内 容 简 介

本书是多项国家自然科学基金、高等学校博士学科点专项基金、辽宁省科学技术基金等项目的研究成果总结,是一本介绍超磁致伸缩材料微位移执行器的原理、设计方法及应用的专著。本书系统地阐述了超磁致伸缩材料的材料与物理学基础、微位移执行器结构设计方法、建模理论、非线性控制技术以及超磁致伸缩薄膜的工作原理和静动态特性等,并介绍了各种超磁致伸缩材料微位移执行器的应用实例。全书共分8章。第1章介绍了超磁致伸缩材料与物理学基础;第2章介绍了超磁致伸缩材料的制备与应用特性;第3章介绍了超磁致伸缩微位移执行器设计理论与方法;第4章介绍了超磁致伸缩材料及微位移执行器的建模理论;第5章介绍了超磁致伸缩微位移执行器控制技术;第6章阐述了超磁致伸缩薄膜的物理与材料学基础;第7章阐述了超磁致伸缩薄膜材料建模理论;第8章介绍了超磁致伸缩材料的应用研究。

本书既具有理论的系统性,又具有工程技术的实用性,可供从事超磁致伸缩材料及其执行器研究工作的科技工作者、专业技术人员以及高等院校相关专业的师生参考。同时,也可供从事其他功能材料及其应用研究的科研、工程技术人员参阅。

### 图书在版编目(CIP)数据

超磁致伸缩材料微位移执行器原理与应用=Theory and Applications of Giant Magnetostrictive Microdisplacement Actuator/贾振元,郭东明著.—北京:科学出版社,2008

ISBN 978-7-03-022263-3

I.超… II.①贾…②郭… III.压磁材料-执行器-研究 IV.TM271 TH86

中国版本图书馆CIP数据核字(2008)第082918号

责任编辑:耿建业 / 责任校对:包志虹

责任印制:刘士平 / 封面设计:耕者设计工作室

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

双青印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

\*

2008年5月第一版 开本:B5(720×1000)

2008年5月第一次印刷 印张:21 1/4

印数:1—3000 字数:411 000

定价:60元

(如有印装质量问题,我社负责调换(明辉))

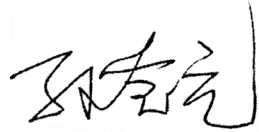
## 序

超磁致伸缩材料可将电磁能转换成机械能或声能,相反也可将机械能转换成电磁能,是一种重要的能量转换功能材料。超磁致伸缩材料具有应变大、能量密度高、机电耦合系数大、响应速度快和输出力大等优点,使其在众多功能材料中脱颖而出,并迅速引起了国内外学术界及工业界的极大关注。应用超磁致伸缩材料研制的微执行器、微驱动器和微传感器已在精密超精密加工、微加工、MEMS 制造、光纤作业、激光制导、生物医疗等高新技术领域展现出广阔的应用前景。

20 世纪 70 年代初美国海军水面武器中心和 Iowa 大学 Ames 稀土材料研究所合作发明了  $Tb_{0.3} Dy_{0.7} Fe_{1.95}$ , 拉开了超磁致伸缩材料研究的序幕。近 20 多年来,随着超磁致伸缩材料制备技术的不断发展,性能不断改进,美国、日本、德国、法国等国家相继开展了超磁致伸缩材料的应用研究,已研制出多种微执行器、微传感器,并已有产品化的微驱动器;我国在“863”计划、国家自然科学基金重点项目等大力支持下已取得了可喜的研究成果,并在超磁致伸缩材料应用研究方面也取得了一些进展。但目前,国内尚未见到有关系统介绍超磁致伸缩材料及其微位移执行器的书籍。该书作为一本论述超磁致伸缩材料微位移执行器的材料机理、执行器设计理论与方法、控制技术及应用专著,是作者在国家自然科学基金、高校博士点基金、辽宁省科学技术基金项目资助下,进行了十余年的辛勤研究工作的总结,也是作者对所取得研究成果的很好凝聚。

作者将超磁致伸缩材料微执行器的研究成果有机地融入整书中,形成一个内容丰富、结构严谨、逻辑性强的完整体系,在思想性、科学性、内容先进性上都有其自身的特点。该书集中论述了超磁致伸缩材料的材料与物理学基础、磁化过程及执行器的建模、执行器的机械结构设计、执行器控制技术等基础理论和关键技术,同时对超磁致伸缩薄膜材料的制备方法、薄膜材料及执行器的建模等都进行了系统的讲述。作者的研究成果主要体现在本书的超磁致伸缩材料磁化模型、微位移执行器设计理论与方法、执行器控制技术、薄膜磁-机耦合模型和非线性动力学模型等几方面内容。

该书的研究内容属功能材料应用学科的前沿,将使读者耳目一新。相信该书的出版将会为超磁致伸缩材料的应用研究奠定坚实的理论和技术基础,有力地推动超磁致伸缩材料及应用的研究进展,对超磁致伸缩材料执行器的研究、设计、制造和应用有重要的启蒙和指导作用,亦对其他功能材料的应用研究具有参考价值。同时,希望该书作者能在这一研究领域取得更大成绩。

A handwritten signature in black ink, appearing to read '孙宇立' (Sun Yuli), written in a cursive style.

2008年4月于大连理工大学

## 前 言

磁致伸缩材料是将电磁能转换成机械能的功能材料。20世纪70年代初美国海军水面武器中心和Iowa大学Ames稀土材料研究所合作发明了 $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$ 材料,由于其磁致伸缩系数比一般的磁致伸缩材料高约 $10^2 \sim 10^3$ 倍,因此被称为超磁致伸缩材料。超磁致伸缩材料具有大的抗压特性,可以提供精密的位移输出,易于实现低压驱动,并且无疲劳失效等优点,为精密微驱动、重载微驱动以及无缆驱动等驱动方式的实现提供了新的解决途径。因此,该材料得到了世界各国国防、科技界和产业界的高度重视,并开始被广泛应用。

随着超磁致伸缩材料制备工艺的不断发展,性能不断改进,材料成品的性能参数、尺寸、形状以及加工工艺等都更加有利于相关应用产品的开发。至今,国外已开发了近千种应用产品。在航空、航天、航海等部门中的应用包括声呐、线性电机、制动器、液体动力系统、薄膜、传感器和降噪减震系统等。在加工、制造中的应用包括精密定位系统、印刷业的雕版打印头、精密机床的工具定位和主动减震、机械手、机器人等各种自动化设备的致动器和电机及传感器等。该材料的广泛应用将对21世纪高科技产业的发展及传统产业的现代化产生重大影响。同时将带动发展一种全新的高效电能-机械能转换的智能机电产业的发展。

我国拥有丰富的稀土资源,超磁致伸缩材料制备方法及其工艺的研究也具有一定的基础,如北京科技大学、包头稀土研究院等研究机构都对超磁致伸缩材料的制备进行了系统的研究,并取得了良好的成果,国内也有一部分企业在超磁致伸缩材料及应用的产业化方面做出了一定的成绩,包括甘肃天星公司、台州椒光稀土公司等。

本书针对超磁致伸缩材料在执行器领域的应用,分别对超磁致伸缩材料及超磁致伸缩薄膜两方面阐述了近年来的研究成果。书中对超磁致伸缩材料的材料学与物理学基础、磁化过程及执行器建模、超磁致伸缩微位移执行器的设计理论与方法、微位移执行器控制技术等进行了系统的叙述,同时对超磁致伸缩薄膜材料的制备方法、薄膜材料的磁-机耦合机理、非线性动力学模型等都进行了系统的论述。

全书共分为 8 章。第 1 章介绍了超磁致伸缩材料与物理学基础;第 2 章介绍了超磁致伸缩材料的制备与应用特性;第 3 章介绍了超磁致伸缩微位移执行器设计理论与方法;第 4 章介绍了超磁致伸缩材料及微位移执行器的建模理论;第 5 章介绍了超磁致伸缩微位移执行器控制技术;第 6 章阐述了超磁致伸缩薄膜的物理与材料学基础;第 7 章阐述了超磁致伸缩薄膜材料建模理论;第 8 章介绍了超磁致伸缩材料的应用研究。

本书是作者近十年来从事超磁致伸缩材料及其执行器研究工作的总结,研究工作得到了国家自然科学基金项目“超磁致伸缩材料的磁-机械正逆耦合机理与控制方法的研究”(50275021)、“Villari 效应超磁致伸缩力传感微位移执行器关键技术研究”(50775021)和“超磁致伸缩薄膜谐振微执行器及其智能控制方法研究”(50605005),教育部留学回国人员科研启动基金项目“超磁致伸缩微位移执行器驱动原理及控制技术研究”([2004]527 号),高等学校博士学科点专项科研基金项目“薄模型超磁致伸缩微小型执行器的基础研究”(2000010149),辽宁省科学技术基金项目“位移与磁场自感知型超磁致伸缩微执行器及控制技术研究”(20032121)等的支持,在此表示衷心感谢。书中引用了部分国内外超磁致伸缩材料及应用领域的研究成果,在此向这些作者表示诚挚的谢意。

本书吸纳了作者指导的杨兴博士、王福吉博士、刘巍博士、王晓煜博士、武丹硕士、史纯硕士、赵岩硕士、张菊硕士、邓睿硕士、全芳瑶硕士等的研究成果,撰写和后期书稿整理过程中,得到了研究生卢晓红、任仲伟、郑新毅、刘慧芳、赵磊、王宁、赵建国、马建伟、井水森、张玲萱、李秀、任晓涛的大力帮助,在此一并向他们表示感谢。

本书的写作分工是:第 1 章、第 3 章、第 4 章和第 5 章由贾振元撰写;第 2 章由郭东明撰写;第 6 章由王福吉撰写;第 7 章由刘巍撰写;第 8 章由王晓煜撰写。最后由贾振元统稿和定稿。

深感荣幸的是,功能材料及其应用研究领域的著名专家、国家发明奖获得者孙宝元教授能在百忙之中为本书作序,对于孙宝元先生的支持与鼓励,作者在此谨向他表示最诚挚的谢意。

作者期望本书的出版能够推动超磁致伸缩材料及其执行器的研究、应用与发展,但由于水平有限,时间仓促,书中难免存在不妥之处,恳请读者不吝指正。

作 者

2008 年 4 月于大连

# 目 录

序

前言

|                                       |    |
|---------------------------------------|----|
| <b>第 1 章 超磁致伸缩材料与物理学基础</b> .....      | 1  |
| 1.1 磁致伸缩现象 .....                      | 1  |
| 1.2 磁致伸缩现象产生的物理机理 .....               | 2  |
| 1.2.1 磁致伸缩的机理 .....                   | 2  |
| 1.2.2 磁致伸缩的唯象理论 .....                 | 6  |
| 1.3 超磁致伸缩材料及其特性 .....                 | 8  |
| 1.3.1 超磁致伸缩材料的发展 .....                | 8  |
| 1.3.2 超磁致伸缩材料分类 .....                 | 9  |
| 1.3.3 超磁致伸缩材料的晶体和微结构 .....            | 12 |
| 1.3.4 稀土超磁致伸缩材料的性能 .....              | 14 |
| <b>第 2 章 超磁致伸缩材料的制备与应用特性</b> .....    | 20 |
| 2.1 超磁致伸缩材料制备 .....                   | 20 |
| 2.1.1 制备方法 .....                      | 20 |
| 2.1.2 样品制备 .....                      | 27 |
| 2.2 超磁致伸缩材料的应用特性 .....                | 36 |
| 2.2.1 磁致伸缩特性 .....                    | 36 |
| 2.2.2 机电耦合特性 .....                    | 39 |
| 2.2.3 动态特性 .....                      | 41 |
| 2.2.4 其他特性 .....                      | 43 |
| <b>第 3 章 超磁致伸缩微位移执行器设计理论与方法</b> ..... | 49 |
| 3.1 执行器总体结构与工作原理 .....                | 49 |
| 3.2 微位移传递机构的设计 .....                  | 52 |
| 3.2.1 圆形膜片式微位移传递机构 .....              | 52 |
| 3.2.2 弹性圆薄板弯曲问题的数学模型 .....            | 53 |
| 3.2.3 圆形膜片式微位移传递机构的解析解及设计原理 .....     | 56 |
| 3.3 磁场与位移自感知的原理与实现 .....              | 60 |



|              |                                  |            |
|--------------|----------------------------------|------------|
| 3.3.1        | 微位移感知功能的原理 .....                 | 60         |
| 3.3.2        | 驱动磁场自感知功能的原理 .....               | 69         |
| 3.4          | 执行器内部的磁场(路)设计与研究 .....           | 72         |
| 3.4.1        | 磁路的总体分析及设计 .....                 | 74         |
| 3.4.2        | 偏置磁场的设计 .....                    | 76         |
| 3.4.3        | 电磁线圈的功率优化及设计方法 .....             | 80         |
| 3.5          | 驱动磁场的均匀化及分析 .....                | 88         |
| 3.5.1        | 驱动磁场的径向均匀度分析 .....               | 88         |
| 3.5.2        | 驱动磁场的轴向均匀度分析及均匀化 .....           | 90         |
| 3.6          | 线圈电流与驱动磁场的测量曲线及分析 .....          | 91         |
| 3.7          | 执行器内部温度分析及冷却系统 .....             | 92         |
| 3.8          | 超磁致伸缩微位移执行器的有限元分析 .....          | 95         |
| 3.8.1        | 执行器预紧机构的有限元分析 .....              | 95         |
| 3.8.2        | 预紧机构模态分析 .....                   | 97         |
| 3.8.3        | 执行器的偏置磁场有限元分析 .....              | 99         |
| 3.8.4        | 电磁场有限元分析 .....                   | 102        |
| <b>第 4 章</b> | <b>超磁致伸缩材料及微位移执行器的建模理论 .....</b> | <b>107</b> |
| 4.1          | 磁滞的物理建模理论 .....                  | 107        |
| 4.1.1        | 铁磁磁滞 .....                       | 108        |
| 4.1.2        | Weiss 分子场理论 .....                | 108        |
| 4.1.3        | Jiles-Atherton 模型 .....          | 109        |
| 4.2          | 磁滞的数学建模理论 .....                  | 112        |
| 4.2.1        | Preisach 算子 .....                | 112        |
| 4.2.2        | Preisach 权函数的确定 .....            | 114        |
| 4.2.3        | Preisach 算子的离散表达式 .....          | 116        |
| 4.2.4        | 矢量 Preisach 模型 .....             | 116        |
| 4.3          | 耦合外部应力的均质能量场模型 .....             | 118        |
| 4.3.1        | 均质能量场模型 .....                    | 119        |
| 4.3.2        | 耦合外部应力的磁机模型 .....                | 119        |
| 4.3.3        | 应力耦合磁化模型的离散化及求逆算法 .....          | 122        |
| 4.4          | 超磁致伸缩微位移执行器模型 .....              | 130        |
| 4.4.1        | 超磁致伸缩微位移执行器矢量阻抗分析模型 .....        | 130        |
| 4.4.2        | 超磁致伸缩微位移执行器的负载矢量阻抗模型 .....       | 133        |

---

|              |                                |            |
|--------------|--------------------------------|------------|
| 4.4.3        | 超磁致伸缩微位移执行器结构动力学模型 .....       | 137        |
| <b>第 5 章</b> | <b>超磁致伸缩微位移执行器控制技术 .....</b>   | <b>143</b> |
| 5.1          | 超磁致伸缩执行器控制系统的组成 .....          | 143        |
| 5.2          | 高稳定度、智能化超磁致伸缩微位移执行器驱动电源 .....  | 144        |
| 5.2.1        | 驱动电源的特点及组成 .....               | 144        |
| 5.2.2        | 基于功率 MOSFET 的高稳定度双向可控恒流源 ..... | 145        |
| 5.3          | 单片机控制单元设计 .....                | 153        |
| 5.3.1        | 控制器及其外围电路设计 .....              | 154        |
| 5.3.2        | 模拟量输入通道和输出通道设计 .....           | 155        |
| 5.3.3        | 控制系统软件的设计与调试 .....             | 158        |
| 5.4          | 超磁致伸缩微位移执行器控制方法概述 .....        | 160        |
| 5.5          | 基于系统辨识模型的离线优化 PID 控制 .....     | 161        |
| 5.5.1        | 超磁致伸缩微位移执行器的系统辨识 .....         | 162        |
| 5.5.2        | 串联 PID 补偿器参数整定 .....           | 170        |
| 5.5.3        | PID 控制器参数的闭环优化 .....           | 173        |
| 5.5.4        | 两组 PID 控制参数比较 .....            | 173        |
| 5.6          | 执行器的前馈控制 .....                 | 177        |
| 5.6.1        | 执行器的前馈控制 .....                 | 178        |
| 5.6.2        | 执行器前馈控制的仿真 .....               | 180        |
| 5.7          | 执行器的自适应控制 .....                | 182        |
| 5.7.1        | 执行器的简单自适应控制 .....              | 182        |
| 5.7.2        | 抑制传感器噪声的自适应控制 .....            | 184        |
| 5.7.3        | 改进的执行器控制方法 .....               | 184        |
| 5.8          | 超磁致伸缩微位移执行器的滑模变结构控制 .....      | 186        |
| 5.8.1        | 超磁致伸缩微位移执行器的控制模型 .....         | 186        |
| 5.8.2        | 超磁致伸缩微位移执行器的自适应离散滑模变结构控制 ..... | 188        |
| 5.8.3        | 控制仿真实例 .....                   | 192        |
| <b>第 6 章</b> | <b>超磁致伸缩薄膜的物理与材料学基础 .....</b>  | <b>197</b> |
| 6.1          | 超磁致伸缩薄膜概述 .....                | 197        |
| 6.2          | 薄膜的磁致伸缩现象机理 .....              | 199        |
| 6.2.1        | 薄膜的磁畴 .....                    | 199        |
| 6.2.2        | 薄膜的自发磁化 .....                  | 201        |
| 6.2.3        | 薄膜的磁致磁化 .....                  | 202        |

|              |                           |            |
|--------------|---------------------------|------------|
| 6.3          | 超磁致伸缩薄膜材料的特性              | 205        |
| 6.3.1        | 磁致伸缩特性                    | 205        |
| 6.3.2        | 磁致伸缩薄膜的磁各向异性              | 206        |
| 6.3.3        | 超磁致伸缩薄膜的动态特性              | 208        |
| 6.3.4        | 超磁致伸缩薄膜的 $\Delta E$ 效应    | 208        |
| 6.4          | 超磁致伸缩薄膜磁致伸缩性能的影响因素        | 209        |
| 6.4.1        | 材料成分对薄膜磁致伸缩性能的影响          | 209        |
| 6.4.2        | 薄膜内应力对薄膜磁致伸缩性能的影响         | 210        |
| 6.4.3        | 热处理对薄膜磁致伸缩性能的影响           | 210        |
| 6.4.4        | 磁致伸缩复合镀层                  | 211        |
| 6.5          | 超磁致伸缩薄膜制备                 | 211        |
| 6.5.1        | 超磁致伸缩薄膜的制备方法              | 211        |
| 6.5.2        | 超磁致伸缩薄膜靶材及基片的选择           | 214        |
| 6.5.3        | 超磁致伸缩薄膜的制备工艺参数            | 214        |
| 6.5.4        | 双层超磁致伸缩薄膜的样品制备及性能检测       | 217        |
| <b>第 7 章</b> | <b>超磁致伸缩薄膜材料建模理论</b>      | <b>221</b> |
| 7.1          | 超磁致伸缩薄膜低磁场准静态磁机耦合特性及模型    | 221        |
| 7.1.1        | 超磁致伸缩薄膜低磁场磁机耦合特性          | 221        |
| 7.1.2        | 超磁致伸缩薄膜低磁场下准静态磁机耦合模型      | 223        |
| 7.1.3        | 超磁致伸缩薄膜低磁场下准静态磁机耦合模型的实验分析 | 228        |
| 7.2          | 双层超磁致伸缩薄膜几何非线性变形分析及模型     | 232        |
| 7.2.1        | 双层超磁致伸缩薄膜几何非线性变形分析        | 232        |
| 7.2.2        | 双层超磁致伸缩薄膜几何非线性变形模型        | 233        |
| 7.2.3        | 双层超磁致伸缩薄膜几何非线性变形模型的实验分析   | 236        |
| 7.3          | 超磁致伸缩薄膜非线性振动模型            | 240        |
| 7.3.1        | 动态磁致伸缩等效载荷                | 240        |
| 7.3.2        | 超磁致伸缩薄膜非线性振动方程            | 246        |
| 7.3.3        | 超磁致伸缩薄膜主共振响应              | 252        |
| 7.3.4        | 超磁致伸缩薄膜超谐波共振响应            | 258        |
| 7.4          | 超磁致伸缩薄膜振动特性分析及实验研究        | 265        |
| 7.4.1        | 超磁致伸缩薄膜振动图像               | 266        |
| 7.4.2        | 超磁致伸缩薄膜共振频率的变化分析          | 271        |

---

|              |                        |            |
|--------------|------------------------|------------|
| 7.4.3        | 超磁致伸缩薄膜振动幅值的变化分析       | 275        |
| <b>第 8 章</b> | <b>超磁致伸缩材料的应用研究</b>    | <b>281</b> |
| 8.1          | 超磁致伸缩器件的应用研究概述         | 281        |
| 8.2          | 超磁致伸缩材料在执行器中的应用        | 282        |
| 8.2.1        | 在声呐系统中的应用              | 282        |
| 8.2.2        | 在直线电机中的应用              | 284        |
| 8.2.3        | 在旋转电机中的应用              | 285        |
| 8.2.4        | 在伺服阀中的应用               | 287        |
| 8.2.5        | 在超精加工中的应用              | 288        |
| 8.2.6        | 超磁致伸缩/压电混合器件中的应用       | 289        |
| 8.2.7        | 在流体控制中的应用              | 290        |
| 8.2.8        | 在振动控制中的应用              | 291        |
| 8.3          | 超磁致伸缩材料在传感器中的应用        | 291        |
| 8.3.1        | 力矩传感器                  | 292        |
| 8.3.2        | 位置传感器                  | 293        |
| 8.3.3        | 力传感器                   | 293        |
| 8.4          | 超磁致伸缩薄膜器件的应用概述         | 294        |
| 8.5          | 超磁致伸缩薄膜在执行器中的应用        | 295        |
| 8.5.1        | 微型泵                    | 295        |
| 8.5.2        | 微型阀                    | 296        |
| 8.5.3        | 超声马达                   | 297        |
| 8.5.4        | 微行走机械                  | 297        |
| 8.5.5        | 光纤开关                   | 298        |
| 8.5.6        | 伺服机构                   | 298        |
| 8.6          | 超磁致伸缩薄膜在传感器中的应用        | 300        |
| 8.6.1        | 微型力传感器                 | 300        |
| 8.6.2        | 光纤磁传感器                 | 300        |
| 8.7          | 超磁致伸缩薄膜在微型泳动机器人中的应用    | 301        |
| 8.7.1        | 超磁致伸缩薄膜微型机器人的泳动推进模式    | 302        |
| 8.7.2        | 泳动微型机器人的结构与仿生机理        | 304        |
| 8.7.3        | 超磁致伸缩薄膜微型泳动机器人试验系统     | 307        |
| 8.7.4        | 超磁致伸缩薄膜微型机器人的泳动特性试验与分析 | 308        |
|              | <b>参考文献</b>            | <b>312</b> |

# 第 1 章 超磁致伸缩材料与物理学基础

## 1.1 磁致伸缩现象

铁磁材料和亚铁磁材料由于磁化状态的改变，其长度和体积都要发生微小的变化，这种现象称为磁致伸缩现象<sup>[1]</sup>。磁致伸缩现象是 1842 年由著名物理学家焦耳(Joule)发现的，故又称为焦耳效应<sup>[2]</sup>。磁致伸缩现象有三种表现形式：①沿着外磁场方向尺寸大小的相对变化，称为纵向磁致伸缩；②垂直于外磁场方向尺寸大小的相对变化，称为横向磁致伸缩；③材料体积大小的相对变化，称为体积磁致伸缩。

### 1. 线磁致伸缩(纵向磁致伸缩和横向磁致伸缩)

当磁体磁化时，伴有晶格的自发变形，即沿磁化方向伸长或缩短，称为线磁致伸缩，纵向磁致伸缩和横向磁致伸缩统称为线磁致伸缩。一般铁磁性物质发生线磁致伸缩时变化的数量级为  $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 。当磁体发生线磁致伸缩时，体积几乎不变，而只改变磁体的外形。在磁化未达到饱和状态时，主要是磁体长度变化产生线磁致伸缩。

### 2. 体积磁致伸缩

体积磁致伸缩是指磁体磁化状态改变时体积发生膨胀或者收缩的现象，饱和磁化以后主要是体积变化产生体积磁致伸缩。在一般磁体中体积磁致伸缩很小，实际用途也很小，在测量和研究中很少考虑，所以一般磁致伸缩均指线磁致伸缩。只有在个别特殊合金(如因瓦合金)中体积磁致伸缩较为明显，引起膨胀、弹性反常变化而被利用。

磁致伸缩不但对材料的磁性有很重要的影响，而且效应本身在实际中的应用上也很重要。利用材料在交变磁场作用下长度的伸长和缩短，可以制成超声波发生器和接收器，以及力、速度、加速度等的传感器、延迟线、滤波器、稳频器和磁声存储器等。

磁致伸缩效应的大小用磁致伸缩系数表示。

在磁化过程中，磁体沿磁化方向单位长度发生的长度变化称为线磁致伸缩系数，用  $\lambda$  表示，表达式为

$$\lambda = \frac{\Delta L}{L} \quad (1.1)$$

式中,  $\Delta L$  为材料长度变化量;  $L$  为材料原始长度。

$\lambda$  的符号为正时, 表示随着磁场强度的增强材料的长度是伸长的, 称为正磁致伸缩; 反之,  $\lambda$  的符号为负时, 表示随着磁场强度的增强材料的长度是缩短的, 称为负磁致伸缩。

而在磁化过程中, 磁体单位体积上发生的体积变化称为体积磁致伸缩系数, 以  $\omega$  表示, 表达式为

$$\omega = \frac{\Delta V}{V} \quad (1.2)$$

式中,  $\Delta V$  为体积变化量;  $V$  为原始体积。

## 1.2 磁致伸缩现象产生的物理机理

### 1.2.1 磁致伸缩的机理

磁致伸缩是相当复杂的现象, 从自由能极小的观点来看, 磁体材料的磁化状态发生变化时, 其自身的体积和形状都要改变, 因为只有这样才能使系统的总能量最小。产生磁致伸缩的原因可以归结为下述三个方面<sup>[3,4]</sup>。

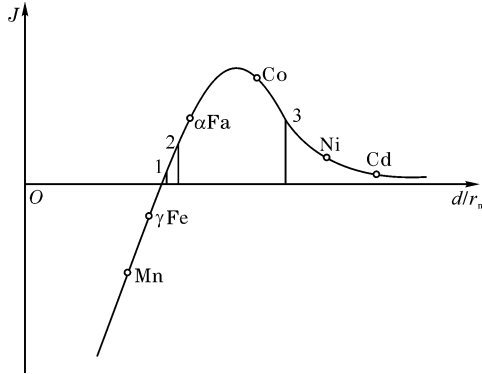
#### 1.2.1.1 自发变形(自发的磁致伸缩)

铁磁体任一小区域内的所有原子磁矩, 都按一定的规则排列起来的现象, 称为自发磁化, 这是铁磁体的基本特点。磁体由高温时的顺磁状态冷却, 通过居里温度( $T_c$ )变为铁磁(亚铁磁)状态, 由于交换作用使其自发磁化形成磁畴, 并伴随有体积和形状的改变。自发磁化的根本原因在于相邻原子间电子的静电交换作用, 这是一种量子力学效应, 直接与电子自旋之间的相对取向有关。设  $i$  原子的总自旋角动量为  $S_i$ ,  $j$  原子的总自旋角动量为  $S_j$ , 则根据量子力学,  $i$ 、 $j$  原子的交换作用能为

$$F_{ij} = -2 J_{ij} S_i S_j \quad (1.3)$$

式中,  $J_{ij}$  为  $i$ 、 $j$  原子的电子之间的交换积分。

交换积分与原子间距和电子轨道有密切关系。设  $d$  为近邻原子间的距离,  $r_n$  为原子中未满壳层的半径, 则交换积分  $J$  与  $d/r_n$  的关系曲线(Slater-Bethe 曲线)如图 1.1 所示。

图 1.1 交换积分  $J$  与  $d/r_n$  的关系曲线

假设有一单畴的晶体，在居里温度以上是球形的，其原子间的距离为  $d_1$ （对应于图 1.1 曲线上的“1”点），当晶体冷却至居里温度以下时，其原子间的距离将会增至  $d_2$ （对应于图 1.1 曲线上的“2”点）。这是因为：由图 1.1 可知“2”点交换积分  $J_2$  大于“1”点的交换积分  $J_1$ ，根据式(1.3)可知，交换积分越大则交换能越小。由于系统在变化过程中总是力图使交换能变小，所以球形晶体从顺磁状态变到铁磁状态时，原子间的距离不会保持在  $d_1$  而会变为  $d_2$ ，因而晶体的尺寸便增大了。同理，若某铁磁体的交换积分与  $d/r_n$  的关系处在曲线下降段（对应于图 1.1 曲线上的“3”点），则该铁磁体从顺磁状态转变到铁磁体状态时，会发生尺寸的缩小。

### 1.2.1.2 形状效应

磁性材料被磁化以后，只要材料的形状不是闭合型的或不是无限长的，则材料内的总磁场强度将小于外磁场强度。这是因为材料被磁化以后要产生一个退磁场强度，当磁化均匀时，退磁场的方向在材料内部总是与外磁场的方向相反，其作用在于削弱外磁场，所以被称为退磁场。退磁场  $H_d$  同磁化强度  $M$  成正比关系，可写成下式：

$$H_d = N_d M \quad (1.4)$$

式中， $N_d$  是个无量纲的数，同材料的形状有关，称为退磁因子。

与外场作用时产生静磁能的情形相类似，退磁场作用在物体的磁矩上，也有退磁能的存在。单位体积的退磁能  $E_d$  可用下式表示：

$$E_d = -\mu_0 \int_0^M H_d dM \quad (1.5)$$

由式(1.4)和(1.5)可得

$$E_d = -\mu_0 \int_0^M N_d M dM = \frac{1}{2} \mu_0 N_d M^2 \quad (1.6)$$

由上式可知, 为了降低退磁能, 铁磁材料磁化时在磁化方向上要伸长, 以减小退磁因子  $N_d$ , 即形状效应引起的磁致伸缩。形状效应是由退磁能引起的, 所以这一效应比较小。

### 1.2.1.3 场致变形

前两个磁致伸缩原因的产生是材料本身所固有的, 不受外磁场的影响, 而场致变形是由自旋与轨道耦合能和物质的弹性能平衡而产生的, 与磁化过程密切相关, 并且随应力变化而发生变化。一般所说的磁致伸缩是指由场致变形引起的。可用图 1.2 所示的简单模型来形象地说明场致变形的原理。

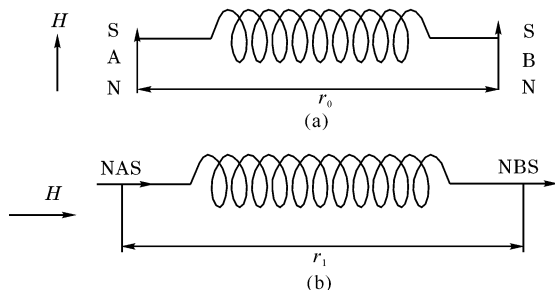


图 1.2 场致变形的简单模型

图 1.2 表示两个小磁针 A 和 B 间的相互作用。在外磁场  $H$  中, A 和 B 处于能量最小的平衡位置, 如图 1.2(a)所示,  $r_0$  表示 A 和 B 之间的平衡距离。如果把外磁场  $H$  的方向转动  $90^\circ$ , A 和 B 的相互作用能发生了变化, 因而能量最小的平衡位置变成  $r_1$ 。如 1.2(b)所示,  $r_1 - r_0$  即为随着磁场能量变化而产生的磁致伸缩。

对于多畴结构的铁磁体, 它的磁致伸缩机理更为复杂, 可采用图 1.3 进行唯象的解释。

如图 1.3(a), 在铁磁质中, 电子自旋磁矩可以在小范围内“自发地”排列起来, 形成一个个小的“自发磁化区”, 这种自发磁化区称为磁畴。在未磁化的多畴铁磁质中, 各磁畴在铁磁体内混乱排列, 相应于每个磁畴的磁致伸缩形变在各个方向上都有分布, 因而从统计平均的角度出发, 整个铁磁体在宏



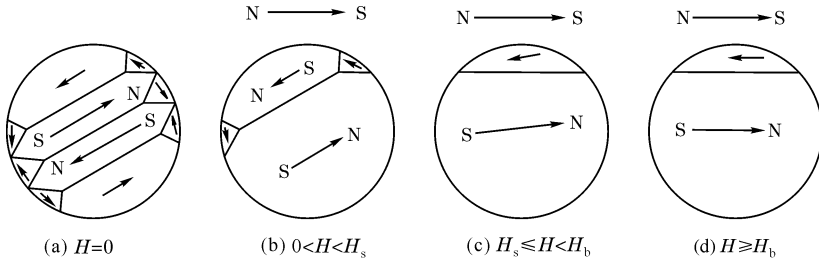


图 1.3 磁畴内磁矩随外磁场变化情况

观上并不显示出在某一方向上的伸长或缩短。当外磁场作用到铁磁体时，开始阶段由于磁场较小，只能使磁畴间的边界发生移动（即使取向与外磁场方向夹角小的那些磁畴的体积增大），如图 1.3(b)所示；当外磁场继续增强时，磁畴内的磁矩会发生旋转，并且各个磁畴都在外磁场方向上发生磁致伸缩形变，此时磁致伸缩的数值迅速增大，如图 1.3(c)所示；倘若外磁场增加到一定的数值时，铁磁体内的磁畴基本与外磁场方向平行，铁磁体将不再伸长，即达到了饱和磁致伸缩状态，如图 1.3(d)。上述过程分别对应于图 1.4 磁场强度( $H$ )与磁致伸缩( $\lambda$ )升程曲线。同理，如果此时减小磁场，开始阶段由于磁场强度变化较小，只能使取向与外磁场方向夹角小的那些磁畴的体积减小。当外磁场继续减小时，磁畴内的磁矩才会向回旋转，并且当磁场强度减小到零时，磁畴并不能完全转回到初始状态（存在剩余磁极化强度），于是，磁场强度与磁致伸缩的关系形成了一迟滞曲线(如图 1.4)。

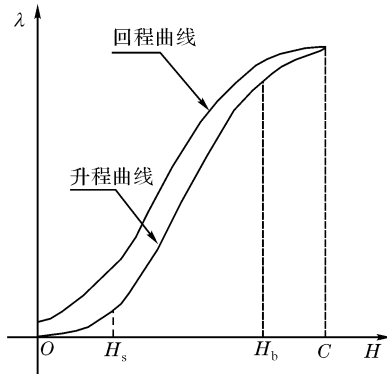


图 1.4 磁场强度与磁致伸缩的关系曲线

### 1.2.2 磁致伸缩的唯象理论

#### 1.2.2.1 磁性晶体物理性质之间的关系

晶体的物理性质由可测物理量之间的关系来描述。常用的物理量有力、电、磁、光、声、热等，要完全地描述它们之间的相互关系是很复杂的<sup>[5,6]</sup>。因此，在对具体的晶体进行分析时，可忽略掉一些相对很微弱的物理量之间的关系，而留下主要的物理量之间的关系，以简化其热力学方程。

磁致伸缩材料作为一种磁性晶体，其磁、机械和热性质之间的作用相对较强，因此本节主要讨论这三个量之间的关系。具体地讲，可以把其中的一种物理量看成作用在晶体上的“广义力”，而另一种物理量看成是这种“广义力”作用下产生的“广义位移”。例如，温度、应力、磁场强度等就看成是作用在晶体上的“广义力”，而熵、应变、磁感应强度等就是这些“广义力”产生的“广义位移”。这些物理量之间的关系决定了晶体的物理性质。由“广义力”到产生某个“广义位移”所发生的现象称为效应。然而，一种“广义力”的作用可能产生多种“广义位移”，一种“广义位移”也可能是多种“广义力”综合作用的结果。图 1.5 示出了磁性晶体各物理量之间的关系。

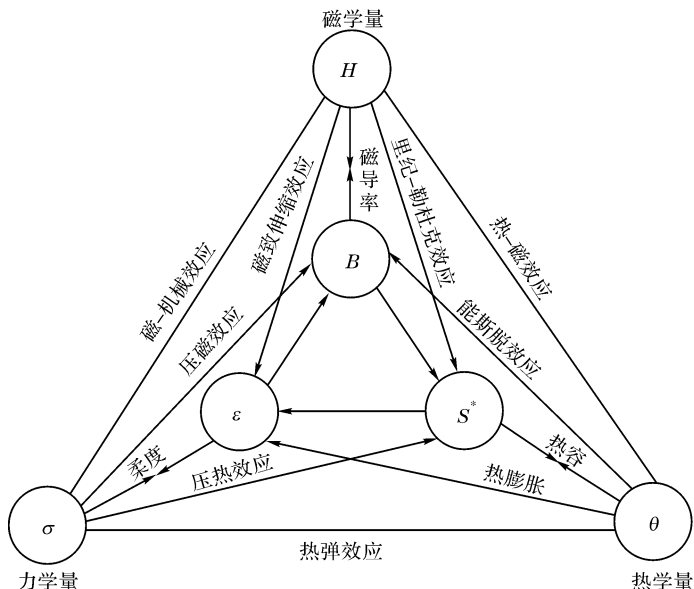


图 1.5 磁性晶体各物理量之间的关系

图中, 外围三角形顶点分别为“广义力”——磁场强度  $\mathbf{H}$ 、温度  $\theta$ 、应力  $\sigma$ 。内围三角形顶点分别为“广义位移”——磁感应强度  $\mathbf{B}$ 、熵  $\mathbf{S}^*$ 、应变  $\epsilon$ 。两顶角上物理量之间的连线相当于一定的效应。两三角形对应顶角物理量之间的连线表示主效应, 两三角形非对应顶点物理量之间的连线或同一三角形两顶角之间物理量之间的连线表示耦合效应。很明显, 每条连线两端的两个物理量就确定了晶体的一种物理性质<sup>[7]</sup>。

### 1.2.2.2 磁性晶体磁、热和弹性性质的热力学方程

对于磁致伸缩材料, 选择  $\mathbf{H}$ 、 $\theta$ 、 $\sigma$  作为独立变量,  $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{S}^*$ 、 $\epsilon$  作为因变量, 相应的热力学方程的积分形式为<sup>[8]</sup>

$$\epsilon = \mathbf{s}\sigma + \mathbf{d}_T \mathbf{H} + \alpha \Delta\theta \quad (1.7)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{d}\sigma + \mu \mathbf{H} + \mathbf{p}\Delta\theta \quad (1.8)$$

$$\Delta \mathbf{S}^* = \alpha_T \sigma + \mathbf{p}_T \mathbf{H} + (\mathbf{c}/\theta)\Delta\theta \quad (1.9)$$

式中,  $\mathbf{s}$  是恒磁场、恒温下的弹性柔顺系数矩阵;  $\mathbf{d}$  是恒应力、恒温下磁致伸缩应变系数矩阵;  $\alpha$  是恒磁场、恒应力下的热膨胀系数矩阵;  $\mathbf{p}$  是恒磁场、恒应力下的热-转换系数矩阵;  $\mu$  是恒应力、恒温下的磁导率系数矩阵;  $\mathbf{c}$  是恒应力、恒磁场下的单位体积的热容量, 是一个标量; 下标 T 表示矩阵的转秩。

若磁致伸缩材料工作于恒温状态( $\Delta\theta=0$ ), 则式(1.7)~(1.9)变为

$$\epsilon = \mathbf{s}^H \sigma + \mathbf{d}_T \mathbf{H} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{d}\sigma + \mu^G \mathbf{H} \quad (1.11)$$

式中,  $\mathbf{s}^H$  是恒磁场下的弹性柔顺系数矩阵;  $\mu^G$  是恒应力下的磁导率系数矩阵; 磁致伸缩常数  $d$  的定义为:  $(\partial\epsilon/\partial H)$ (当  $\sigma=0$  或常数)或  $(\partial B/\partial\sigma)$ (当  $H=0$  或常数)。

式(1.10)、(1.11)称为第一类压磁方程或磁致伸缩方程式, 其边界条件为机械自由( $\sigma=0$  或常数)和磁场短路( $H=0$  或常数)。当磁致伸缩材料作为执行器驱动材料时, 可使用第一类压磁方程描述其各相关参数之间的关系。

同样, 如果改变边界条件, 便可以得到第二、三、四类压磁方程<sup>[9]</sup>。

## 1.3 超磁致伸缩材料及其特性

### 1.3.1 超磁致伸缩材料的发展

早在 1842 年, Joule 就发现了镍(Ni)的磁致伸缩现象。由于其应变量小( $10^{-6} \sim 10^{-5}$ ), 与热膨胀系数差不多, 因而使用范围局限于超声换能器方面。20 世纪 60 年代初, 美国水面武器研究中心的 Legvoid、Clark、Rhyne 等发现稀土金属具有异常的磁性, 特别是重稀土元素 Tb 和 Dy 在 4.2K 的低温下显示出巨大的磁致伸缩效应(磁致伸缩系数达  $8 \times 10^{-3}$ ), 这种现象被称为超磁致伸缩现象<sup>[10]</sup>。可惜, 该现象只在极低的温度下才存在, 因而无法在室温下使用这种材料。60 年代末到 70 年代初, Clark 博士发现具有立方莱夫斯(Laves)相结构的二元稀土铁合金在室温下也表现出很大的磁致伸缩值<sup>[11]</sup>。但是这种二元稀土铁合金的磁晶各向异性能很大, 需加很大的磁场, 才能获得较大的磁致伸缩量, 这也很不利于材料的实用化。1972 年, Clark 等提出用磁致伸缩符号相同而磁晶各向异性符号相反的  $RFe_2$  和  $R'Fe_2$  组成补偿性赝二元化合物(式中 R, R' 分别为不同的稀土元素), 以获得材料的较大磁致伸缩值, 同时又降低其磁晶各向异性, 从而大大提高了超磁致伸缩材料(giant magnetostrictive materials, GMM)的实用性<sup>[12,13]</sup>。1974 年, 开发成功了在常温下显示巨大磁致伸缩而各向异性常数  $K$  近乎为零的三元稀土合金材料  $TbDyFe$ , 并将其推向实用化<sup>[14]</sup>。

从 20 世纪 70 年代中期开始, 各国学者在研究材料成分对磁致伸缩影响的同时, 也展开了对 GMM 的制备工艺研究, 以加速其实用化、产品化。GMM 于 1987 年实现了商品化生产, 典型成分为  $Tb_x Dy_{1-x} Fe_{2-y}$ , 式中:  $x$  表示 Tb/Dy 之比;  $y$  代表 R/Fe 之比;  $x$  一般为  $0.27 \sim 0.35$ ;  $y$  为  $0.1 \sim 0.05$ <sup>[15]</sup>。典型商品牌号有 Terfenol-D(美国 Edge Technologies 公司), 代表成分为  $Tb_{0.27} Dy_{0.73} Fe_2$ ; Magmek86(瑞典 Feredyne AB 公司), 代表成分为  $Tb_{0.27} Dy_{0.73} Fe_{1.93}$ 。除了美国和瑞典, 日本住友轻金属工业株式会社、日本东芝公司、英国稀土制品公司(REP)也能够进行规模生产<sup>[16,17]</sup>。

我国作为稀土资源大国, 开展这方面的研究较晚, 但进展较为迅速。北京科技大学、北京有色金属研究总院、冶金部钢铁研究总院、包头稀土研究所、中科院物理所、中科院上海冶金研究所和辽宁新城稀土压磁材料有限公司等单位在国家“863”等项目的资助下都在从事该材料的研究, 其主要性能

指标都已接近或已达到国际同类产品的先进水平<sup>[18,19]</sup>。

与压电材料(PZT)及传统的磁致伸缩材料镍、钴等相比, GMM 具有独特的性能: 室温下的磁致伸缩应变值很大(15000~2000ppm), 是镍的 40~50 倍, 是压电陶瓷的 5~8 倍; 能量密度高(1400~25000J/m<sup>3</sup>), 是镍的 400~500 倍, 是压电陶瓷的 10~14 倍; 机磁(电)耦合系数大; 响应速度快(达到  $\mu\text{s}$  级); 输出力大, 可达 220~800N。具体数据详见表 1.1<sup>[20]</sup>。

表 1.1 几种常用功能材料的典型性能指标

| 性能  | Terfenol-D   | 镍                 | 压电陶瓷              |
|---|--|-------------------|-------------------|
| 化学成分  | Tb <sub>0.27</sub> Dy <sub>0.73</sub> Fe <sub>1.93</sub> | Ni>98%            | 锆钛酸铅              |
| 杨氏模量 $E/\text{GPa}$                                       | 25~35  | 320               | 73                |
| 压缩强度 $\sigma_c/\text{MPa}$                                | 700  | —                 | —                 |
| 热膨胀系数 $\alpha/(\times 10^{-6} \cdot ^\circ\text{C}^{-1})$ | 12   | 13.3              | 10                |
| 伸缩应变 $\epsilon/\text{ppm}$                                | 1500~2000  | -40               | 250               |
| 密度 $\rho/(\text{kg}/\text{m}^3)$                          | $9.25 \times 10^3$                                       | $8.9 \times 10^3$ | $7.5 \times 10^3$ |
| 能量密度 $w/(\text{J}/\text{m}^3)$                            | 14000~25000  | 30                | 960               |
| 居里温度 $T_c/^\circ\text{C}$                                 | 380  | 354               | 300               |
| 机磁(电)耦合系数 $k$   | 0.72   | 0.16~0.25         | 0.68              |

稀土超磁致伸缩材料是继稀土发光、稀土永磁、稀土高温超导等材料之后又一种引人注目的稀土功能材料, 它的出现受到各国科技界、工业界和政府部门特别是军事部门的关注。专家预测, 由于实现了商品化, 在今后二十年内, GMM 的价格将不断下降, 而它的性能价格比将持续上升, 其市场增长率与稀土永磁材料 NdFeB 很相似, 到 2015 年, 年产值将达到 17 亿美元。由于 GMM 所具有的优良性能, 目前工业发达国家投入了大量技术力量和财政经费进行理论研究和应用开发, 积极扩展其在机械、电子、军事、国防等方面的应用范围<sup>[21,22]</sup>。

### 1.3.2 超磁致伸缩材料分类

GMM 是一种新型的功能材料, 应用领域越来越广泛。GMM 按组成成分主要有稀土金属、稀土-过渡金属化合物、稀土氧化物、铜系金属化合物和超磁致伸缩复合材料。

#### 1.3.2.1 稀土金属

稀土金属, 特别是重稀土金属在低温下具有很大的磁致伸缩, 在 0K 和

77K 时可达  $10^{-3} \sim 10^{-2}$  的量级。由于稀土原子的电子云呈各向异性的椭球状, 当施加外磁场时, 随自旋磁矩的转动, 轨道磁矩也要发生转动, 致使稀土金属产生较大的磁致伸缩。但是稀土金属的居里温度较低, 在室温下不能直接应用。近年来, 随着低温工程的发展, 使这种材料的应用成为可能, 人们对其又产生了新的兴趣<sup>[23]</sup>, 制备出了六方结构的  $\text{Tb}_{0.6}\text{Dy}_{0.4}$  单晶合金, 并对其磁致伸缩性能进行了研究<sup>[24]</sup>。表 1.2 列出了几种稀土金属的磁致伸缩和居里温度。从表中可以看出单晶 Tb-Dy 合金的磁致伸缩明显高于多晶金属铽 (Tb) 和镝 (Dy) 的磁致伸缩。当合金中的镝 (Dy) 含量为 40% 时, 单晶 Tb-Dy 合金具有较大的磁致伸缩。

表 1.2 几种稀土金属的磁致伸缩和居里温度

| 稀土金属                               | 结构  | $\lambda_s$ (轴向)               | 测量温度/K | $T_c$ /K | 轴向压力/MPa |
|------------------------------------|-----|--------------------------------|--------|----------|----------|
| Tb                                 | hcp | $1230 \times 10^{-6}$          | 78     | 219.5    | —        |
| Dy                                 | hcp | $1400 \times 10^{-6}$          | 78     | 89.5     | —        |
| $\text{Tb}_{0.5}\text{Dy}_{0.5}$   | hcp | $5300 \times 10^{-6}$ (单晶 b-轴) | 77     | —        | 4.89     |
| $\text{Tb}_{0.6}\text{Dy}_{0.4}$   | hcp | $6400 \times 10^{-6}$ (单晶 b-轴) | 77     | —        | 7.4      |
|                                    |     | $6300 \times 10^{-6}$ (单晶 b-轴) | 77     | —        | 4.4      |
| $\text{Tb}_{0.67}\text{Dy}_{0.33}$ | hcp | $5750 \times 10^{-6}$ (单晶 b-轴) | 77     | —        | 8.1      |

### 1.3.2.2 稀土-过渡金属化合物

为了解决稀土金属居里温度低的问题, 1969 年, Callen 根据过渡金属电子云的特征, 提出稀土-过渡金属形成的化合物将具有较高的居里温度, 这一想法在 1971 年得到了证实。之后, 人们对  $\text{RFe}_2$ 、 $\text{RFe}_3$ 、 $\text{R}_6\text{Fe}_{23}$  和  $\text{R}_2\text{Fe}_{17}$  等化合物的磁致伸缩进行了系统的研究, 发现除  $\text{RFe}_2$  外,  $\text{RFe}_3$ 、 $\text{R}_6\text{Fe}_{23}$  和  $\text{R}_2\text{Fe}_{17}$  等化合物的磁致伸缩亦较大。表 1.3 给出了一些稀土-过渡金属化合物的磁致伸缩系数和居里温度。由表 1.3 的数据可见, 除  $\text{TbFe}_2$  和  $\text{SmFe}_2$  具有很大的磁致伸缩数值外,  $\text{PrFe}_2$ 、 $\text{TbNi}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}$ 、 $\text{TbCo}_{0.4}\text{Fe}_{1.6}$  和  $\text{Tb}_6\text{Fe}_{23}$  也具有较大的磁致伸缩数值。另外, 具有 CsCl 立方结构的  $\text{TbZn}$  单晶低温下的磁致伸缩达到了 Tb-Dy 单晶的水平, 在温度为 4.2K 时, 多晶  $\text{PrAl}_2$  的磁致伸缩可达  $2500 \times 10^{-6}$ ,  $\text{SmAl}_2$  的磁致伸缩大于  $500 \times 10^{-6}$ 。这些具有较大磁致伸缩的化合物都具有立方结构, 表明立方结构是构成 GMM 的条件之一<sup>[25]</sup>。

表 1.3 稀土-过渡族金属化合物的磁致伸缩系数和居里温度

| 化合物                                   | 结构                               | $\lambda_s$                                 | 测量温度/K | $T_c$ /K  |
|---------------------------------------|----------------------------------|---|--------|-----------|
| TbZn                                  | CsCl                             | $5400 \times 10^{-6}$ (单晶 $\lambda_{100}$ ) | 77     | 210       |
|                                       |                                  | $2000 \times 10^{-6}$ (多晶)                  | 77     | —         |
| SmFe <sub>2</sub>                     | MgCu <sub>2</sub>                | $-1560 \times 10^{-6}$                      | 室温     | 676~700   |
| PrFe <sub>2</sub> (含杂相)               | MgCu <sub>2</sub>                | $1000 \times 10^{-6}$                       | 室温     | 500       |
| TbFe <sub>2</sub>                     | MgCu <sub>2</sub>                | $1753 \times 10^{-6}$                       | 室温     | 696~700   |
| TbNi <sub>0.4</sub> Fe <sub>1.6</sub> | MgCu <sub>2</sub>                | $1151 \times 10^{-6}$                       | 室温     | —         |
| TbCo <sub>0.4</sub> Fe <sub>1.6</sub> | MgCu <sub>2</sub>                | $1487 \times 10^{-6}$                       | 室温     | —         |
| DyFe <sub>2</sub>                     | MgCu <sub>2</sub>                | $433 \times 10^{-6}$                        | 室温     | 633~638   |
| ErFe <sub>2</sub>                     | MgCu <sub>2</sub>                | $299 \times 10^{-6}$                        | 室温     | 590~595   |
| SmFe <sub>3</sub>                     | PuNi <sub>3</sub>                | $-211 \times 10^{-6}$                       | 室温     | 650~651   |
| TbFe <sub>3</sub>                     | PuNi <sub>3</sub>                | $693 \times 10^{-6}$                        | 室温     | 648~655   |
| DyFe <sub>3</sub>                     | PuNi <sub>3</sub>                | $352 \times 10^{-6}$                        | 室温     | 600~612   |
| Tb <sub>6</sub> Fe <sub>23</sub>      | Th <sub>6</sub> Mn <sub>23</sub> | $840 \times 10^{-6}$                        | 室温     | —         |
| Dy <sub>6</sub> Fe <sub>23</sub>      | Th <sub>6</sub> Mn <sub>23</sub> | $330 \times 10^{-6}$                        | 室温     | 545       |
| Pr <sub>2</sub> Co <sub>17</sub>      | Th <sub>2</sub> Zn <sub>17</sub> | $336 \times 10^{-6}$                        | 室温     | 1160~1200 |
| Pr <sub>2</sub> Co <sub>17</sub>      | Th <sub>2</sub> Zn <sub>17</sub> | $207 \times 10^{-6}$                        | 室温     | 1180~1195 |
| PrAl <sub>2</sub>                     | MgCu <sub>2</sub>                | $2500 \times 10^{-6}$                       | 4.2    | —         |
| SmAl <sub>2</sub>                     | MgCu <sub>2</sub>                | $>500 \times 10^{-6}$                       | 4.2    | —         |

### 1.3.2.3 稀土氧化物

在发现稀土金属具有巨大的磁致伸缩以后, 研究人员推测稀土金属的氧化物也可以产生类似的磁致伸缩效应。研究表明, 一些稀土氧化物在低温下具有很大的磁致伸缩, 如 Tb<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> 在 4.2K 时, 磁致伸缩系数为  $2460 \times 10^{-6}$ , 在 78K 时, 磁致伸缩系数为  $560 \times 10^{-6}$ 。

### 1.3.2.4 铜系金属化合物

具有立方和六角结构的铜系元素与铁及其他元素形成的化合物在低温下也具有较大的磁致伸缩, 有的甚至超过了稀土化合物, 如 US 在 4.2K 下的  $\lambda_{11}$  高达  $7000 \times 10^{-6}$ 。但这些化合物的居里温度只有 100K 左右, 难以在工程中实际应用。

### 1.3.2.5 超磁致伸缩复合材料

通常直径为几毫米的普通的 Terfenol-D 棒材可以很好的工作在几千赫兹的频率下, 如果频率升高, 则由于涡流效应的影响, 材料本身的温度就会急剧升高, 同时会降低驱动磁场效率。要使材料工作在更宽广的频率范围内, 则需要将棒材做成叠片形式, 但此种方式费时、费力、使成本加大。为克服 Terfenol-D 棒材脆性大、加工困难、高频磁场作用时材料发热等缺点, 近年又研制出了基于超磁致伸缩合金的聚合物黏结复合材料(giant magnetostrictive powder composite, GMPC), 可以极其有效地克服上述缺点。虽然非磁致伸缩的黏结性胶的加入会降低材料的磁致伸缩性能, 然而其他性能则得到极大地改善。由于复合材料中绝缘性胶包围了 Terfenol-D 颗粒, 割断了材料中的涡流, 降低了损耗, 因而其高频性能可得到极大地提高; 同时材料的加工过程也变得极其方便, 加工性能得到了极大地提高; 材料的浪费、拉伸及压缩性能也有可观的改善。GMPC 将会成为 Terfenol-D 超磁致伸缩材料的一个新的发展方向, 具有广阔的应用前景。超磁致伸缩粉末复合材料和 Terfenol-D 材料的特性对比如表 1.4 所示。

表 1.4 超磁致伸缩粉末复合材料和 Terfenol-D 材料的特性对比表

| 特性                                     | 粉末复合材料 GMPC | Terfenol-D(Bridgman) |
|--|-------------|----------------------|
| 密度 $\bar{\rho}/(\text{kg}/\text{m}^3)$ | 6750~8000   | 9250                 |
| 弹性模量 $E/\text{GPa}$                    | 16~25       | 25~35                |
| 声速 $c/(\text{m}/\text{s})$             | 1400~1800   | 1650~1950            |
| 拉伸强度 $\sigma_t/\text{MPa}$             | 55          | 28                   |
| 压缩强度 $\sigma_c/\text{MPa}$             | 300         | 700                  |
| 电阻率 $\rho/\mu\Omega\text{m}$           | 300~600     | 0.6                  |
| 耦合系数 $K$                               | 0.24~0.4    | 0.75                 |
| 压电常数 $d/(\text{nm}/\text{A})$          | 3~9         | 5~15                 |
| 饱和磁化强度 $M_s/\text{T}$                  | 0.7~0.85    | 1.0                  |
| 相对磁导率 $\mu_r$                          | 2~6         | 3~20                 |

### 1.3.3 超磁致伸缩材料的晶体和微结构

GMM 可分为单晶态和多晶态两种。单晶态材料的磁致伸缩系数要大于多晶态的磁致伸缩系数, 但制备比较困难, 目前常用的 GMM 是多晶态材料<sup>[26~28]</sup>。下面对晶体结构及其表示方法进行简要地介绍。



晶体是由原子或分子按照一定的周期性规律在空间重复地排列而成的固体物质<sup>[29]</sup>。晶体中原子排列的具体形式一般称为晶体格子，简称为晶格。晶体的一个基本特点是具有方向性，沿晶格的不同方向晶体性质不同。

如果一个原子沿晶向到最近的原子的位移矢量为  $l\sigma_1 + l_2\sigma_2 + l_3\sigma_3$ ，其中  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$  和  $\sigma_3$  为晶格基矢，则晶向就用  $l_1$ 、 $l_2$  和  $l_3$  来标志，写成  $\langle l_1 l_2 l_3 \rangle$ ，标志晶向的这组数称为晶向指数(注意，晶向指数也可以为负值)。以简单立方晶格为例，图 1.6 中画出了立方原胞，立方边  $OA$  的晶向为  $\langle 100 \rangle$ ；面对角线  $OB$  的晶向为  $\langle 110 \rangle$ ；体对角线  $OC$  的晶向为  $\langle 111 \rangle$ 。

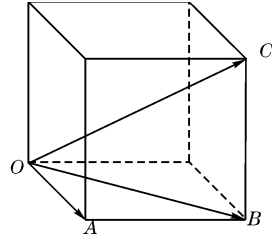


图 1.6 立方晶格中的  $\langle 100 \rangle$ ， $\langle 110 \rangle$ ， $\langle 111 \rangle$

由于晶体的各向异性，沿不同方向磁化所需要的磁晶能不同，对每种铁磁体都存在一个所需磁晶能最小的方向，该方向被称为易磁化方向。各种  $RFe_2$  化合物的易磁化方向不同， $SmFe_2$  和  $TbFe_2$  的易磁化方向是  $\langle 111 \rangle$ ， $DyFe_2$  的易磁化方向为  $\langle 100 \rangle$ 。而实际制备的  $(Tb, Dy)Fe_2$  磁致伸缩棒状材料，轴向为  $\langle 112 \rangle$  方向或  $\langle 110 \rangle$  方向。

$RFe_2$  是具有立方  $MgCu_2$  结构的 Laves 相化合物，结构如图 1.7 所示。该结构由稀土原子和铁原子的点阵穿插而成，铁原子位于一系列四面体的点，稀土原子则采取与硅或锗(金刚石立方结构)相同的立方排列方式，每个稀土原子有 4 个配位的等距离的稀土原子和 12 个与其距离略近的铁原子。

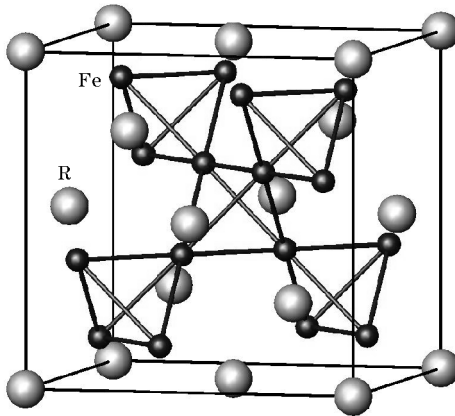


图 1.7  $RFe_2$  的立方  $MgCu_2$  结构

### 1.3.4 稀土超磁致伸缩材料的性能

#### 1.3.4.1 稀土超磁致伸缩材料的各向异性

单晶体的磁晶各向异性最大。在低温时，六方稀土元素具有已知最大的磁晶各向异性；居里温度高的化合物  $\text{RCo}_5$  和  $\text{R}_2\text{Co}_{17}$  具有室温已知的最大的磁晶各向异性。立方  $\text{RFe}_2$  化合物的磁晶各向异性较小。但是，最近的测量表明，立方  $\text{RFe}_2$  具有立方晶体中已知的最大的磁晶各向异性。根据稀土-铁交换作用的强弱，有时这种大的磁晶各向异性可持续到室温。通过对二元  $\text{RFe}_2$  化合物单晶体的磁化强度和磁转矩的测量，可求得磁晶各向异性常数  $K_1$ 。一般说来，立方  $\text{RFe}_2$  具有大的磁晶各向异性常数  $K_1$ ，但各具体化合物的  $K_1$  则不尽相同，其中  $\text{TmFe}_2$  的  $K_1$  就较小<sup>[30]</sup>。

将磁晶各向异性常数  $K_1$  符号相反的两种  $\text{RFe}_2$  材料组合起来形成赝二元化合物  $\text{R}_{1-x}\text{R}'_x\text{Fe}_2$ ，其磁晶各向异性常数  $K_1$  可大大降低，从而降低饱和磁化所需要的外磁场。

成分为  $\text{RFe}_2$  的溅射非晶态合金在结构和磁性方面与晶态合金不同，其居里温度在室温以下直到 400K。该类合金最突出的特点是在低温时矫顽力大，这是由于磁晶各向异性大和没有晶体结构两个因素共同造成的。

#### 1.3.4.2 稀土-铁系化合物的磁致伸缩

##### 1. 二元 $\text{RFe}_2$ 的磁致伸缩

重稀土元素 Tb 和 Dy 具有已知最大的磁致伸缩，这种大的磁致伸缩与磁晶各向异性直接相关。但是，只有在低温时，稀土元素的磁致伸缩和磁晶各向异性才是巨大的。所有稀土元素的有序化温度都在室温以下，因此在室温时只有很小的顺磁磁致伸缩<sup>[31]</sup>。

为了得到在室温时具有大磁致伸缩的材料，人们研究了  $\text{R}_x\text{M}_{1-x}$  合金。这里 R 为 Sm、Tb、Dy、Ho、Er、Tm；M 为 Ni、Co 和 Fe。把 Ni、Co 和 Fe 加到稀土中可获得一些化合物和非晶合金。这些化合物和非晶合金的居里温度有些比稀土元素的居里温度高，另一些则比稀土元素的居里温度低。 $\text{R}_x\text{Fe}_{1-x}$  化合物具有反常的居里温度与成分  $x$  的关系，含铁最多的化合物 ( $\text{R}_2\text{Fe}_{17}$ ) 的  $T_c$  最低；而含铁最少的化合物 ( $\text{RFe}_2$ ) 的  $T_c$  最高<sup>[32]</sup>。

在室温时具有大磁致伸缩(约为  $2 \times 10^{-3}$ )的第一种化合物是  $\text{TbFe}_2$ 。这种化合物具有至今所知最大的室温磁致伸缩。表 1.5 列出若干铁磁体、亚铁

磁体、稀土钴化合物和稀土铁化合物的室温磁致伸缩。从表中可以看出， $RFe_2$  中的  $TbFe_2$  和  $SmFe_2$  具有最大的室温磁致伸缩，而  $DyFe_2$  的磁致伸缩比  $TbFe_2$  的小得多，单晶  $TmFe_2$  在室温时有较小的磁致伸缩。

表 1.5 室温时若干多晶材料的磁致伸缩

| 材料                            | $\lambda_s/10^{-6}$ | 材料                  | $\lambda_s/10^{-6}$ |
|-------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| Ni                            | -33                 | $TbFe_2$            | 1753                |
| Co                            | -62                 | $TbNi_{0.4}Fe_{16}$ | 1151                |
| Fe                            | -9                  | $TbCo_{0.4}Fe_{16}$ | 1487                |
| 60% Co 40% Fe                 | 68                  | $TbFe_2$ (非晶)       | 308                 |
| 60% Ni 40% Fe                 | 25                  | $DyFe_2$            | 433                 |
| $NiFe_2O_4$                   | -26                 | $DyFe_2$ (非晶)       | 38                  |
| $Co_2Fe_2O_4$                 | -110                | $HoFe_2$            | 80                  |
| $Fe_3O_4$                     | 40                  | $ErFe_2$            | -299                |
| $Y_3Fe_5O_{12}$               | -2                  | $TmFe_2$            | -123                |
| $GdFe_2$                      | 39                  | $Tm_2Fe_{17}$       | -29                 |
| $Tb_2Ni_{17}$                 | -4                  | $SmFe_2$            | -211                |
| $YCo_3$                       | 0.4                 | $TbFe_3$            | 693                 |
| $TbCo_3$                      | 65                  | $DyFe_3$            | 352                 |
| $Y_2Co_{17}$                  | 80                  | $HoFe_3$            | 57                  |
| $Pr_2Co_{17}$                 | 336                 | $ErFe_3$            | -69                 |
| $Tb_2Co_{17}$                 | 207                 | $TmFe_3$            | -43                 |
| $Dy_2Co_{17}$                 | 73                  | $Ho_6Fe_{23}$       | 58                  |
| $Er_2Co_{17}$                 | 28                  | $Er_6Fe_{23}$       | -36                 |
| $Tb_{0.04}(Co_{0.5}Fe_{0.5})$ | 95                  | $Tm_6Fe_{23}$       | -25                 |
| 85% (质量) Tb                   |                     | $Sm_2Fe_{17}$       | -63                 |
| 15% (质量) Fe                   | 539                 | $Tb_2Fe_{17}$ (铸造态) | 131                 |
| 70% (质量) Tb                   |                     | $Tb_2Fe_{17}$       | -14                 |
| 30% (质量) Fe                   | 1590                | $Dy_2Fe_{17}$       | -60                 |
| $YFe_2$                       | 1.7                 | $Ho_2Fe_{17}$       | -106                |
| $SmFe_2$                      | -1560               | $Er_2Fe_{17}$       | -55                 |

## 2. 赝二元 $RFe_2$ 化合物的磁致伸缩

与六方结构的重稀土元素不同，Laves 相的  $RFe_2$  化合物具有立方对称

结构, 所以当 R 从一种元素变为另一种元素时, 最低价磁晶各向异性性和磁致伸缩的符号就可以有不同的变化顺序。因此, 用不同的稀土元素可以合成具有磁致伸缩性能的各种赝二元  $RFe_2$  化合物。

在应用磁致伸缩的某些场合中, 需要材料在低磁场下具有大的磁致伸缩系数。在这种情况下, 为了在低磁场下使畴壁迁移率最高并且磁畴旋转容易, 就要求低的磁晶各向异性。因此, 可以找到一些赝二元  $RFe_2$  化合物, 在保持大的正(或负)的磁致伸缩的同时, 使磁晶各向异性最小, 最好是用磁致伸缩符号相同而磁晶各向异性符号相反的二元化合物配制合金。由于在室温时能产生大的正磁致伸缩的三元化合物必须含 Tb, 因此可采用的各向异性补偿系列有  $Tb_{1-x}Dy_xFe_2$ 、 $Tb_{1-x}Ho_xFe_2$  和  $Tb_{1-x}Pr_xFe_2$  等。在多组分的赝二元系中, 如  $Tb_xDy_yHo_zFe_2$ 、 $Tb_xDy_yzPr_wFe_2$  和  $Tb_xDy_yHo_zPr_wFe_2$  等, 可以选择适当的  $x$ 、 $y$ 、 $z$ 、 $w$  值, 使得既能获得最大的磁致伸缩系数, 又可使两个或更多的磁晶各向异性常数为最小值。Williams 和 Koon 成功地获得赝二元合金  $(Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2)_x(Tb_{0.14}Ho_{0.86}Fe_2)_{1-x}$ , 它能使两个最低次磁晶各向异性常数同时具有最小值。他们发现当  $x \approx 0.32$  时,  $Tb_{0.20}Dy_{0.22}Ho_{0.58}Fe_2$  的各向异性常数很小, 饱和磁致伸缩系数  $\lambda_s = 530 \times 10^{-6}$  [33]。

### 3. 非晶 $RFe_2$ 合金的磁致伸缩

与大的磁晶各向异性一样, 在非晶态合金中也发现有大的磁致伸缩。Forester 等报道了非晶  $Tb_xFe_{1-x}$  ( $0.25 < x < 0.45$ ) 的磁致伸缩  $\lambda$  大于  $200 \times 10^{-6}$ 。非晶  $TbFe_2$  具有大的未饱和的磁致伸缩, 而非晶  $DyFe_2$  具有接近于零的自发磁致伸缩。这种差异可用居里温度  $T_c$  的不同来解释。非晶  $TbFe_2$  的  $T_c$  大于室温, 而非晶  $DyFe_2$  的  $T_c$  小于室温。与晶态  $DyFe_2$  ( $d\lambda/dT < 0$ ) 不同, 非晶  $DyFe_2$  的磁致伸缩系数随温度的下降而迅速增加。

#### 1.3.4.3 稀土-铁系化合物的弹性和磁弹性能

多晶  $TbFe_2$ 、 $ErFe_2$ 、 $YFe_2$  的弹性模量介于较软的稀土元素的弹性模量和较硬的过渡族磁性金属(如 Fe 和 Ni)的弹性模量之间。这种适中的弹性模量与大的磁致伸缩值相结合, 使这些化合物产生大的磁弹性力和磁弹性能。Rosen 等通过超声波方法测量了赝二元  $Tb_{1-x}Ho_xFe_2$  系和二元  $SmFe_2$  的弹性模量  $E$  和切变模量  $G$  与温度的关系, 如图 1.8 所示, 在发生易磁化轴旋转的地方, 弹性模量明显下降。图 1.9 给出七种二元  $RFe_2$  化合物的弹性模量与温度的关系。

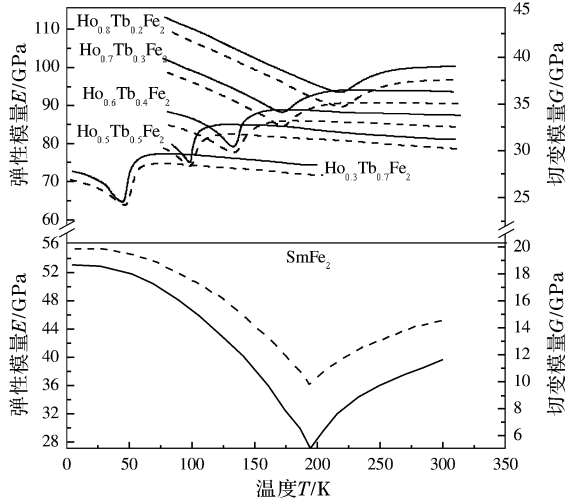


图 1.8  $Tb_{1-x}Ho_xFe_2$  和  $SmFe_2$  弹性模量  $E$  和切变模量  $G$  与温度的关系

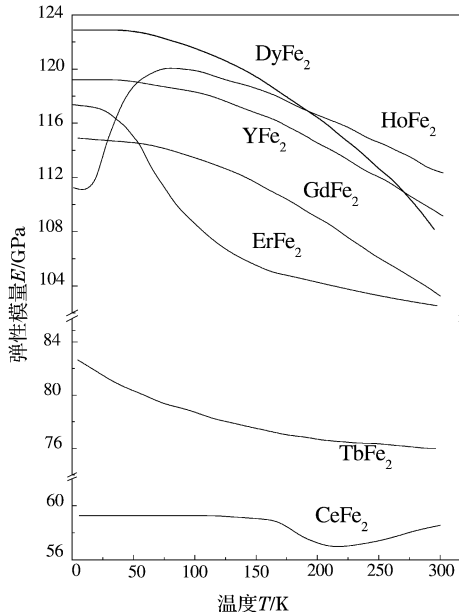


图 1.9  $RFe_2$  化合物的弹性模量与温度的关系

在大磁致伸缩  $RFe_2$  化合物中观察到了弹性模量随磁场变化而发生的变化，弹性模量的此种变化称为  $\Delta E$  效应。因此，如果磁致伸缩系数  $\lambda$  是正的，

则材料未磁化(磁场为零)时的弹性模量  $E_0$  最小, 而达到饱和磁化(磁场为  $H$ )时弹性模量  $E_H$  最大,  $\Delta E = E_H - E_0$ 。图 1.10 给出  $RFe_2$  化合物弹性模量随磁场的相对变化  $(E_H - E_0)/E_0$ 。

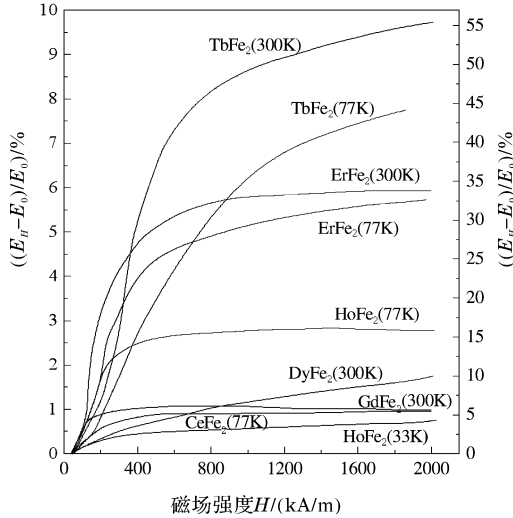


图 1.10  $RFe_2$  化合物的弹性模量变化  $(E_H - E_0)/E_0$  与磁场的关系

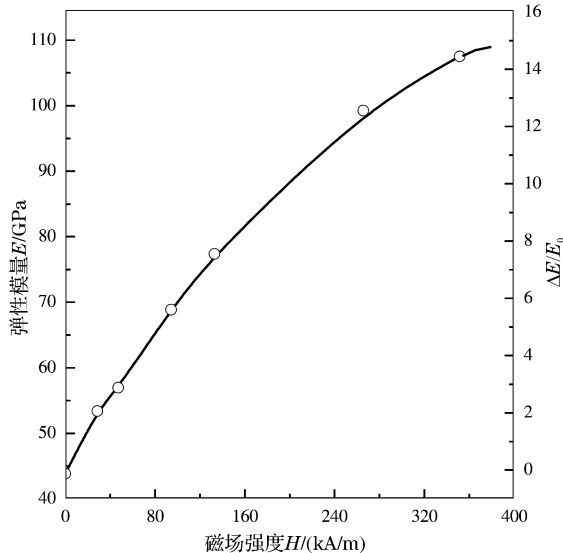


图 1.11  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$  室温时的弹性模量和  $\Delta E$  效应