

Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe₂ 单晶中巨磁致伸缩的逆效应*

张 辉[†] 曾德长[‡]

(华南理工大学材料科学与工程学院, 广州 510640)

(2009 年 6 月 22 日收到; 2009 年 7 月 15 日收到修改稿)

研究了 Terfenol-D 材料中巨磁致伸缩的逆效应, 即磁机械效应. 基于 Stoner-Wohlfarth (SW) 模型, 考虑磁晶各向异性和应力各向异性, 依据自由能极小原理, 获得了退磁态下 Terfenol-D 单晶中磁化强度方向和压应力的关系. 采用数值方法求解了平衡条件下的非线性方程组. 理论结果表明, Terfenol-D 巨磁致伸缩单晶中的磁各向异性取决于磁晶各向异性和应力各向异性之间的竞争. 在压应力的作用下, Terfenol-D 单晶中的磁各向异性由立方方向单轴转变. 理论和实验结果比较表明, 存在一个临界压应力, 使磁致伸缩效应达到极大值. 该理论结果还解释了压应力使得 Terfenol-D 单晶材料难于磁化和磁致伸缩效应出现极大值的实验事实. 理论计算不仅为研究这类问题提供了一个更准确的方法, 而且其结果也有助于理解类似材料中的磁化过程.

关键词: Terfenol-D, 磁机械效应, 巨磁致伸缩效应, 磁各向异性

PACC: 7580, 7540M

1. 引 言

Tb_yDy_{1-y}Fe_x ($y \approx 0.3, x \approx 2$) 稀土合金材料由于在 160—240 kA/m 的外磁场下可得到超过 1×10^{-3} 的磁致伸缩响应, 被称之为巨磁致伸缩材料. 其商品化材料, 称为 Terfenol-D, 已在磁-机械能转换器件中得到重要的技术应用. 然而, 由于 Terfenol-D 具有立方磁晶各向异性和很大的饱和磁致伸缩系数 (大于 1.6×10^{-3}), 在外磁场和外加应力的联合作用下, 材料中的磁化过程十分复杂且具有特色.

Terfenol-D 材料相关的实验结果已经证明, 压应力对于磁致伸缩效应有重要的影响. 对于具有正磁致伸缩系数的 Terfenol-D 材料, 在 [1 1 2] 方向施加压应力, 一方面使磁化变得困难; 另一方面, 磁致伸缩效应随压应力的增加会达到一个极大值, 然后开始减小^[1-6]. 从理论上讲, 压应力的影响首先表现为 Terfenol-D 材料中的磁机械效应, 即退磁态时, 外加应力 (压力或拉力) 会导致材料尺寸发生变化, 进而使材料中的磁化状态也随之变化. 磁机械效应是磁致伸缩的逆效应, 它对材料中的磁化过程与磁致伸缩效应有重要的影响^[7].

针对上述实验, 已有一些基于单畴模型的理论研究结果^[8-13]. 比如, Jiles 的研究表明, 90° 畴的转动过程导致最大的磁致伸缩效应, 而压应力可以增加 Terfenol-D 材料中 90° 畴的体积分数, 进而得到大的磁致伸缩效应^[9,10]. 他们的方法是通过数值模拟计算得到自由能表面, 然后搜查能量表面得到能量的最小点. 这种计算方法不严格, 因为它没有求解自由能极小条件下的非线性方程组. 另外, 这些研究没有讨论退磁态下压应力对 Terfenol-D 单晶中磁各向异性 (磁化状态) 的影响, 然而磁各向异性会直接影响到材料中的磁化过程和磁致伸缩效应. 因此, 在单畴模型近似下, 如果能依据能量极小条件获得材料中磁化强度方向余弦的解和磁畴体积分数的变化, 就可以阐明压应力对 Terfenol-D 材料中磁各向异性的影响, 进而揭示出压应力和材料中的磁化过程以及磁致伸缩效应之间的相关性.

本文基于 Stoner-Wohlfarth (SW) 模型^[14], 沿 Terfenol-D 单晶 [1 1 2] 方向施加压应力. 考虑磁晶各向异性和应力各向异性, 依据自由能极小原理研究了退磁态下单晶中的磁机械效应. 理论结果表明, 这种巨磁致伸缩单晶中的磁各向异性取决于磁晶各向异性和应力各向异性之间的竞争. 在压应

* 国家自然科学基金 (批准号: U0734001, 50874050) 资助的课题.

[†] E-mail: zhope@scut.edu.cn

[‡] 通讯联系人. E-mail: medczeng@scut.edu.cn

力的作用下, Terfenol-D 单晶中的磁各向异性由立方方向单轴转变. 理论和实验结果都表明, 存在一个临界压应力, 使磁致伸缩效应达到极大值. 这解释了压应力使得 Terfenol-D 单晶难于磁化和磁致伸缩效应出现极大值的实验事实.

在研究铁磁材料磁化过程的理论模型中, SW 模型是非常直观有效的. 通常情况下, SW 模型中自由能极值条件对应的非线性方程或方程组是多解的. 在单轴各向异性情形时, 数值求解相对容易; 而对于立方各向异性, 就非常困难. Terfenol-D 具有立方各向异性和非零磁致伸缩系数, 虽然这在铁磁材料中非常具有普遍性, 但在 SW 模型下, 其自由能表达式更加复杂, 数值求解非常困难. 因此, 本文的计算不仅为研究这类问题提供了一个更准确的方法, 而且其理论结果也有助于理解类似材料的磁化过程.

2. 数值模型

将单晶体看作无相互作用的单畴颗粒构成的体系. 如果没有施加应力, 这些单畴颗粒的磁化强度将平行于各个可能的磁晶各向异性决定的易轴方向, 并且具有相同的分布. 退磁状态下, 不考虑静磁能项, 在外加应力的作用下, 单畴颗粒的自由能可表示为

$$E = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) - \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2) - 3\lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1), \quad (1)$$

(1) 式中第一、二项为磁晶各向异性能 E_K , 第三、四项为应力各向异性能 E_S , 其中 α_1, α_2 和 α_3 为磁化强度的方向余弦, K_1, K_2 为磁晶各向异性常数, λ_{100} 和 λ_{111} 分别为单晶材料 $[1\ 0\ 0]$ 和 $[1\ 1\ 1]$ 方向的饱和磁致伸缩系数, σ 为外加压应力(符号为负), β_1, β_2 和 β_3 为 σ 的方向余弦.

Néel^[15], Lawton 和 Stewart^[16], Stoner^[17,18] 等已经指出, 对整个单晶体的自由能极小化与对每个单畴的极小化是一样的. 因此, 根据能量极小条件

$$\begin{aligned} \partial E / \partial \alpha_1 &= 0, \\ \partial E / \partial \alpha_2 &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

和

$$\begin{aligned} \partial^2 E / \partial \alpha_1^2 &> 0, \\ \frac{\partial^2 E}{\partial \alpha_1^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial \alpha_2^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \alpha_1 \partial \alpha_2} \right)^2 &> 0, \end{aligned} \quad (3)$$

可以得到 α_1, α_2 和 α_3 的解. 本文采用文献[19]中的方法求解(2)式中的非线性方程组. 在求解过程中, 尝试了所有的初始值以得到所有满足(2)和(3)式的解. 计算中, σ 的方向为 $[1\ 1\ 2]$ (见图 1), $K_1 = -0.06 \times 10^6 \text{ J/m}^3$, $K_2 = 0$, $\lambda_{100} = 50 \times 10^{-6}$, $\lambda_{111} = 1640 \times 10^{-6}$ ^[9,10], $\beta_1 = 0.4082$, $\beta_2 = 0.4082$, $\beta_3 = 0.8165$. 获得 α_1, α_2 和 α_3 的解后, 可计算退磁态下磁化强度在 $[1\ 1\ 2]$ 上的投影 M_r/M_s 表示为

$$\frac{M_r}{M_s} = (\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3), \quad (4)$$

(4) 式中 M_r 为 Terfenol-D 单晶中单畴颗粒沿 $[1\ 1\ 2]$ 方向的剩余磁化强度, M_s 为饱和磁化强度. 磁化强度与 $[1\ 1\ 2]$ 之间的夹角 φ 表示为

$$\varphi = \arccos(\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3). \quad (5)$$

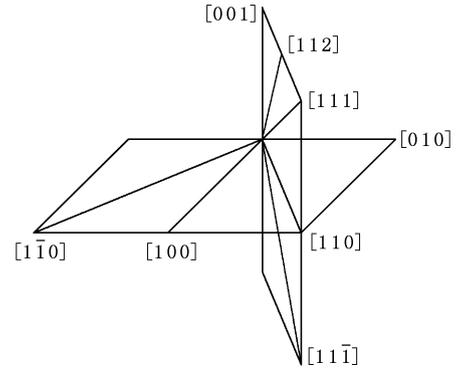


图 1 Terfenol-D 单晶中晶体轴的取向示意图 $[1\ 1\ 2]$ 为外加压应力方向

3. 结果与讨论

在图 2(a) 和 (b) 中, 分别给出了退磁态下 $M_r/M_s, \varphi$ 与压应力的关系. 由于易轴方向的对称性, 只讨论 $M_r/M_s \geq 0$ 那部分磁畴. 在图 2(c) 中, 给出了退磁态下应力各向异性常数绝对值 $|K_s|$ 与压应力的关系. 在 Terfenol-D 单晶中, 因为 $\lambda_{100} \ll \lambda_{111}$, 取近似的应力各向异性常数为 $K_s = 3\lambda_{111}\sigma$. 此外, 在计算中 $K_2 = 0$, 因此只有 K_1 对于磁晶各向异性常数有贡献. 为了讨论方便, 定义满足自由能极小条件的方向为能量极小方向, 对应能量极小方向的能量值为能量极小点, 能量极小点中能量最小的为能量最小点. 从图 2 和表 1 可以看出, 在 σ 为 0 时, 只有立方磁晶各向异性项. 对于 Terfenol-D 单晶, $K_1 < 0$, 易轴在 8 个等价的 $\langle 1\ 1\ 1 \rangle$ 方向上. 由于这些易轴方向与 $[1\ 1\ 2]$ 方向的夹角 φ 不一样, 因此它们的

M_r/M_s 也不一样. 对于 $[1\ 1\ 1]$, φ 最小, 具有最大的 M_r/M_s . 对于 $[1\ \bar{1}\ \bar{1}\ 1]$ 和 $[1\ 1\ \bar{1}\ \bar{1}]$, $\varphi = 90^\circ$, M_r/M_s 为

0. 而对于 $[1\ \bar{1}\ 1\ 1]$ 和 $[\bar{1}\ 1\ 1\ 1]$, $\varphi = 61.87^\circ$, M_r/M_s 是一样的(见表 1).

表 1 不同压应力下磁化强度的方向余弦, φ , M_r/M_s , 能量极小方向数目 N , 能量极小点数目 N_e 和相应的体积分数 V

σ /MPa	α_1	α_2	α_3	$\varphi/(\circ)$	M_r/M_s	N	N_e	V	备注		
0	0.5774	0.5774	0.5774	19.46	0.94	8	1	1/8	$[\bar{1}\ 1\ 1]$		
	-0.5774	-0.5774	-0.5774	160.54	-0.94			1/8	$[\bar{1}\ \bar{1}\ \bar{1}]$		
	-0.5774	0.5774	0.5774	61.87	0.47			1/8	$[\bar{1}\ 1\ 1]$		
	-0.5774	0.5774	-0.5774	118.13	-0.47			1/8	$[\bar{1}\ \bar{1}\ \bar{1}]$		
	-0.5774	-0.5774	0.5774	90.00	0			1/8	$[\bar{1}\ 1\ 1]$		
	0.5774	0.5774	-0.5774	90.00	0			1/8	$[\bar{1}\ 1\ \bar{1}]$		
	0.5774	-0.5774	0.5774	61.87	0.47			1/8	$[\bar{1}\ \bar{1}\ \bar{1}]$		
	0.5774	-0.5774	-0.5774	118.13	-0.47			1/8	$[\bar{1}\ 1\ 1]$		
-5	0.5930	0.5930	0.5447	21.73	0.93	8	3	1/8			
	-0.5930	-0.5930	-0.5447	158.27	-0.93			1/8			
	-0.6330	0.5279	0.5662	65.20	0.43			1/8			
	-0.5279	0.6330	-0.5662	114.80	-0.43			1/8			
	-0.5547	-0.5547	0.6202	86.93	0.05			1/8			
	0.5547	0.5547	-0.6202	93.07	-0.05			1/8			
	0.5279	-0.6330	0.5662	65.20	0.43			1/8			
	0.6330	-0.5279	-0.5662	114.80	-0.43			1/8			
-10	-0.6723	0.4667	0.5747	67.34	0.39	6	2	1/8			
	-0.4667	0.6723	-0.5747	112.66	-0.39			1/8			
	0.4667	-0.6723	0.5747	67.34	0.39			1/8			
	0.6723	-0.4667	-0.5747	112.66	-0.39			1/8			
	-0.5396	-0.5396	0.6463	85.00	0.09			1/4			
	0.5396	0.5396	-0.6463	95.00	-0.09			1/4			
	-0.5286	-0.5286	0.6642	83.64	0.11			2	1	1/2	
	0.5286	0.5286	-0.6642	96.36	-0.11			2	1	1/2	
-20	-0.5202	-0.5202	0.6773	82.63	0.13	2	1	1/2			
	0.5202	0.5202	-0.6773	97.37	-0.13			1/2			
-30	-0.5083	-0.5083	0.6952	81.22	0.15	2	1	1/2			
	0.5083	0.5083	-0.6952	98.78	-0.15			1/2			
-40	-0.5002	-0.5002	0.7069	80.28	0.17	2	1	1/2			
	0.5002	0.5002	-0.7069	99.72	-0.17			1/2			
-60	-0.4899	-0.4899	0.7211	79.12	0.19	2	1	1/2			
	0.4899	0.4899	-0.7211	100.88	-0.19			1/2			
-100	-0.4795	-0.4795	0.7349	77.96	0.21	2	1	1/2			
	0.4795	0.4795	-0.7349	102.04	-0.21			1/2			
-∞	-0.4544	-0.4544	0.7662	75.25	0.25	2	1	1/2			
	0.4544	0.4544	-0.7662	104.75	-0.25			1/2			

在图 3 中, 给出了每个能量极小点对应的磁晶各向异性、应力各向异性、自由能与压应力的关系. 由图 2(a), (c) 和图 3(c) 可以看出, 在 $|K_1| > |K_5|$ 时, 单晶体中具有立方对称性的磁晶各向异性占主导作用. 应力的增加虽然使磁化强度偏离易轴方向, 但单晶体中的磁各向异性仍然保持立方对称性的特征. 比如, 在 σ 为 -5 MPa 时, 有 8 个能量极小方向, 有 3 个能量极小点; 而在 σ 为 -10 MPa 时, 有 6 个能量极小方向, 有 2 个能量极小点. 随着压应力的增加, Terfenol-D 单晶体中的磁各向异性也发生明显的变化, 由 4 轴各向异性退化为 3 轴各向异性. 在 $|K_1| = |K_5|$ 时, 能量极小方向减为 2 个, 此时单晶体中的磁各向异性具有了单轴对称性. 在 $|K_1| < |K_5|$ 时, 能量极小方向都只有 2 个. 当压应力达到某个数值, 使得 $|K_1| = |K_5|$ 时, 磁各

向异性的对称性由立方转变为单轴. 该压应力值称为 Terfenol-D 单晶的临界压应力 σ_c . 我们看到应力各向异性为主导时, 材料的磁各向异性具有单轴对称性.

在压应力的作用下, 不同能量极小点下 φ 角的变化是不一样的(见图 2(b)). 在 σ 为 0 时, 尽管 φ 角不一样, 但磁晶各向异性都是一样的, 只有一个能量极小点, 见图 3(a) 和 (c). 在压应力作用下, 磁化强度偏离易轴方向, 导致单晶中的磁晶各向异性增加. 在存在多个能量极小点时, φ (小于 90°) 角最大的那部分磁畴具有更小的能量, 即 $\sigma = 0$ 时易轴方向为 $[\bar{1}\ 1\ 1]$ 或 $[1\ 1\ \bar{1}]$ 的那部分磁化强度(见图 3(c)), 这个能量极小点就是能量最小点. 因此, 随着压应力的增加, 为了降低自由能, 其他取向的磁化强度都向能量最小方向转动. 在 $|\sigma| =$

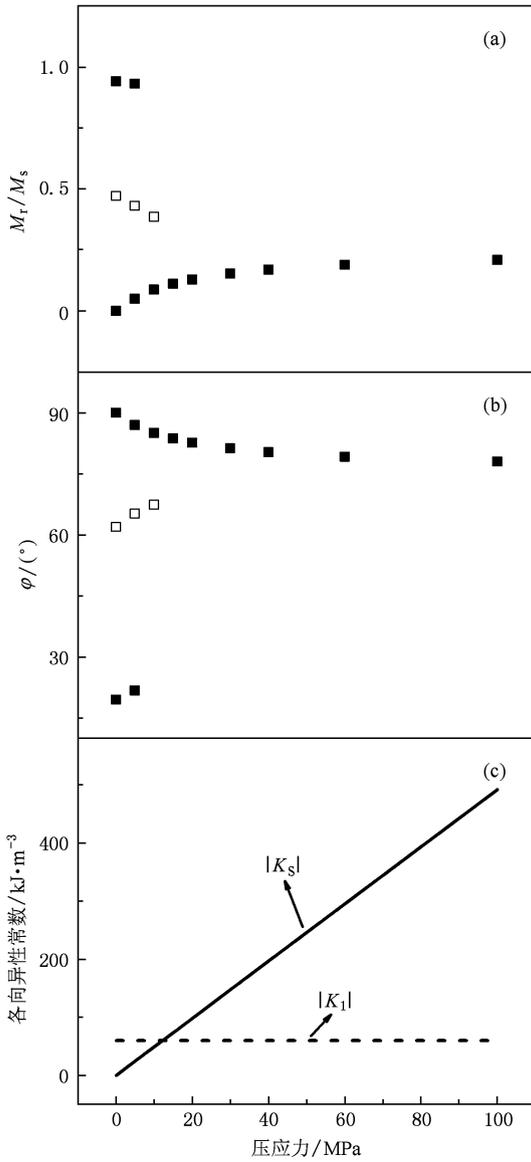


图2 退磁态下, Terfenol-D 中磁性参数与压应力 σ 的关系 (a) M_r/M_s , (b) φ , (c) 应力各向异性常数绝对值 $|K_s|$. 在 $\sigma \sim -15$ MPa 时, 磁各向异性由立方转变为单轴. 由于易轴方向的对称性, 在 (a) 和 (b) 中, 分别给出了 $M_r/M_s \geq 0$ 和 $\varphi \leq 90^\circ$ 的对应结果; 在 $\sigma < -15$ MPa 时, 同一压应力下存在多个解, 图 (a) 和 (b) 中的符号 '■' 和 '□' 分别对应 1 个和 2 个不同的能量极小方向; 在 (c) 中, 由于 $\lambda_{100} \ll \lambda_{111}$, 应力各向异性常数 K_s 同 $3\lambda_{111}\sigma$ 近似. 图 (c) 中给出磁晶各向异性常数 K_1 以和 K_s 比较, K_1 和 K_s 小于 0, 这里给出的是绝对值

$|\sigma_c|$ 时, 其他取向的磁化都跳到这个能量最小点上. 在 $|\sigma| > |\sigma_c|$ 时, φ 仍然在缓慢减小. 这一点和磁化过程类似, 压应力最终也将使磁化强度保持在某个方向上, 即 φ 和 M_r/M_s 都不再变化. 理论上可以得到这个能量极小方向的方向余弦. 在很大的压

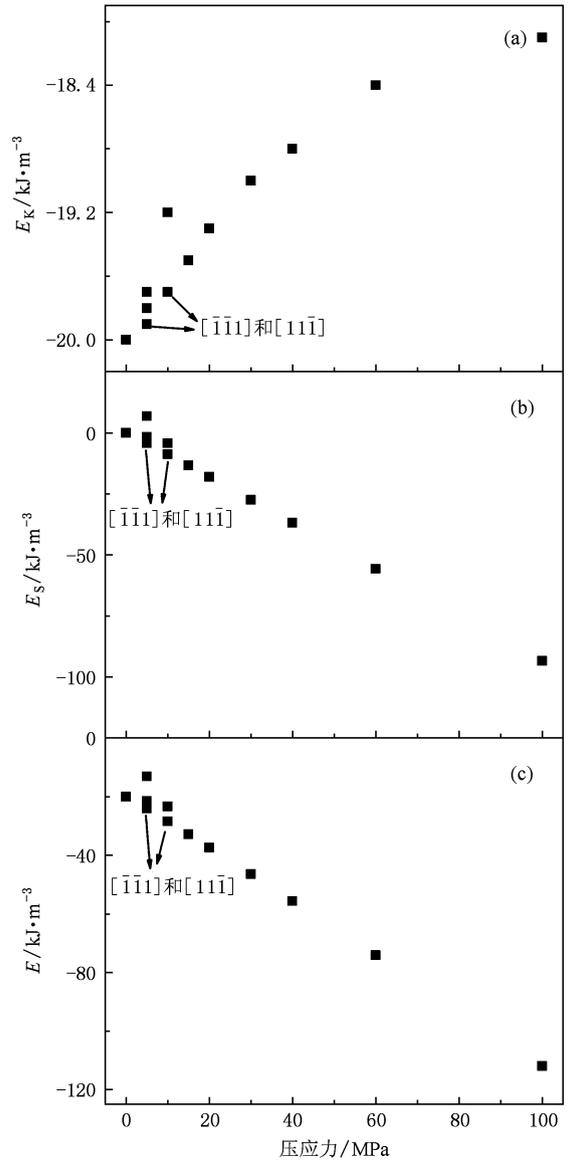


图3 退磁态下, 压应力对 Terfenol-D 单晶中能量的影响 (a) 磁晶各向异性性能; (b) 应力各向异性性能; (c) 自由能. 在 $\sigma \sim -15$ MPa 时, 磁各向异性的对称性由立方转变为单轴. 在 (a), (b) 和 (c) 中, $\sigma = -5$ MPa 和 $\sigma = -10$ MPa 时分别具有 3 和 2 个能量极小点; $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 和 $[11\bar{1}]$ 表示在 $\sigma = 0$ MPa 时平行于 $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 和 $[11\bar{1}]$ 方向的那两部分磁畴

应力下, 在单晶体中应力各向异性占主导作用. 要使自由能保持极小, 只需使应力各向异性能极小. 而在应力各向异性能中只需考虑 $-3\lambda_{111}\sigma$ 项. 令

$$f = \alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1, \quad (6)$$

在 σ 很大时, 磁化强度在 $(1\bar{1}0)$ 面内转动. 在极坐标下, 方向余弦可简化表示为 $\alpha_1 = \alpha_2 = \sqrt{2}/2\sin(\theta)$, $\alpha_3 = \cos(\theta)$. 代入 (6) 式, 依据 $df/d\theta = 0$, $d^2f/d\theta^2 > 0$, 可以求得 α_1 , α_2 和 α_3 (见表 1). 在 σ

很大时,最终 $M_r/M_s \rightarrow 0.25$, $\varphi \rightarrow 75.25^\circ$. 因此,对于各向异性的 Terfenol-D 单晶,压应力不会使磁化平行或垂直于应力方向,而是与应力方向成一夹角.这与各向同性铁磁材料中的磁机械效应不一样.从图 3 来看,对于立方磁晶各向异性的 Terfenol-D 来说,在压应力的作用下,会出现多个能量极小点,但能量最小点只有一个.随着压应力的增加,非能量最小点都将消失.

从计算结果来看,压应力会影响单晶中不同能量极小方向上磁畴的体积分数.在退磁态下且 $\sigma = 0$ 时,磁化强度平均分布在 8 个 $\langle 111 \rangle$ 方向上,平行于每一个易轴方向上磁畴的体积分数为 $1/8$.在 $0 < |\sigma| < |\sigma_c|$ 时,随着压应力的增加,磁化强度都向能量最小方向转动(即 φ 角最大的能量极小方向).在此过程中,能量极小点的数目会发生变化,而一些能量极小方向上磁畴的体积分数也会发生变化.比如,在 $\sigma = -5$ MPa 时,能量极小方向有 8 个,每一个能量极小方向上磁畴的体积分数还是 $1/8$;而在 $\sigma = -10$ MPa 时,能量极小方向有 6 个,某些能量极小方向上磁畴的体积分数会发生变化.在能量最小点为有效能量极小点的近似下^[20], φ 角最小的那部分磁畴会转到能量最小方向上.因此,在 $\sigma = -5$ MPa 时, $\varphi = 21.73^\circ$ 或 $\varphi = 158.27^\circ$ 的那部分磁畴将会转到 $\sigma = -10$ MPa 时 $\varphi = 95.00^\circ$ 或 $\varphi = 85.00^\circ$ 的能量极小方向上.这使得 $\varphi = 85.00^\circ$ 对应的能量极小方向上磁畴的体积分数变为 $2 \times 1/8$,而其他能量极小方向上磁畴的体积分数保持不变,仍为 $1/8$.在 $|\sigma| \geq |\sigma_c|$ 时,能量极小方向只有 2 个,每一个能量极小方向上磁畴的体积分数都为 $1/2$.在压应力作用下,不同能量极小方向上磁畴体积分数的变化见表 1.

随着压应力的增加, M_r/M_s 的变化也不一样.在 $\sigma = 0$ 时, M_r/M_s 不为 0 的那部分磁畴转动角度的幅度较大,导致 M_r/M_s 很快减小 ($0.94, 0.47 \rightarrow 0.11$),体积分数由 $3/8$ 减小到 0.相比之下, M_r/M_s 为 0 的磁畴转动幅度要小得多, M_r/M_s 只是由 0 到 0.11 缓慢增加,体积分数由 $1/8$ 增大到 $1/2$.这说明,在 $|K_1| > |K_3|$ 时,压应力使前者难于磁化,使后者易于磁化,平均结果是难于磁化.在 $|K_1| \leq |K_3|$ 时,材料中都只有 2 个能量极小方向.随着压应力的增加, M_r/M_s 缓慢增加,而 φ 缓慢减小.虽然与 $\varphi = 90^\circ$ 时相比,磁化较为容易,但是,由于应力各向异性在逐渐增强,材料中的单轴各向异性也在

增强,实际上使磁化过程更困难了.因此,压应力使 Terfenol-D 单晶磁化困难.

压应力对磁化强度的影响直接影响着材料的磁致伸缩效应.在 $|\sigma| < |\sigma_c|$ 时,材料中的单畴颗粒具有多个能量极小方向.在这些方向中, φ ($\leq 90^\circ$) 越大,则磁致伸缩效应也就越大;同时,对材料总磁致伸缩效应的贡献还与磁畴所占的体积分数成正比^[9,10].在 σ 为 0 和 -5 MPa 时,虽然有一部分磁畴的 $\varphi \approx 90^\circ$,但是这部分磁畴所占的体积分数很小,仅为 $2 \times 1/8$,对总磁致伸缩效应的贡献并不大.随着压应力的增加,一部分磁畴的 φ 减小,体积分数增大,而其他部分磁畴的 φ 增大,体积分数减小(详见图 2(b)和表 1),这使得材料中磁化强度的平均 φ 角都增大,导致总磁致伸缩效应也增加.在 $|\sigma| = |\sigma_c|$ 时,能量极小方向只有 2 个,为 φ 或 $180^\circ - \varphi$,材料中的平均 φ 角达到极大 ($\varphi \approx 83.64^\circ$),而体积分数分别为 $1/2$,对应的总磁致伸缩效应达到极大.在 $|\sigma| > |\sigma_c|$ 时,虽然还是 2 个能量极小方向,但是材料中 φ 角开始减小,体积分数仍然为 $1/2$,导致总磁致伸缩效应减小.

图 4 给出了外磁场为 160 和 240 kA/m 时 Terfenol-D 材料的磁致伸缩系数和外加压应力关系曲线的实验结果^[4-6].从图 4 中可以看出,的确存在这个临界应力,使磁致伸缩效应达到极大值.在图 4 中,由于实验材料不是完整的单晶体,存在孪晶等缺陷,使得材料实际处于内部应力的作用下^[21],导致实验得到的临界应力和理论预测的应力(约 -15 MPa)有些差异.文献[3-5]的实验结果表明压应力使得材料难于磁化.由此可见,理论结果和实验是比较符合的.

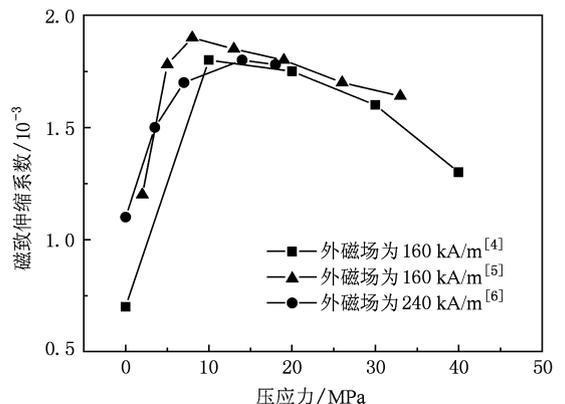


图 4 外磁场为 160 和 240 kA/m 时 Terfenol-D 材料的磁致伸缩系数和外加压应力的关系曲线.实验数据从文献[4-6]获得,理论预测的临界应力 σ 约为 -15 MPa

上述结果表明,对于高各向异性的 Terfenol-D 铁磁材料来说,应力对磁化强度的影响非常复杂,因为这涉及材料中磁晶各向异性和应力各向异性之间的竞争.但是根据 SW 单畴模型,可以揭示出其中的物理机制.基于该模型,我们将在以后进一步研究磁机械效应和 Terfenol-D 单晶中的磁化过程以及磁致伸缩效应之间的相关性.

4. 结 论

理论结果表明, Terfenol-D 巨磁致伸缩单晶中的

磁各向异性取决于磁晶各向异性和应力各向异性之间的竞争.在压应力的作用下, Terfenol-D 单晶中的磁各向异性由立方各向异性向单轴各向异性转变.理论和实验结果都表明,存在一个临界压应力,使磁致伸缩效应达到极大值.我们的计算结果从理论上解释了下述实验事实:压应力使得 Terfenol-D 材料难于磁化以及磁致伸缩效应出现极大值.理论计算不仅为研究这类问题提供了一个更准确的方法,而且其结果也有助于理解类似材料的磁化过程.

-
- [1] Clark A E, Spano M L, Savage H T 1983 *IEEE Trans. Magn.* **MAG-19** 1964
- [2] Zhao X, Wu G, Wang J, Jia K, Zhan W 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 6225
- [3] Wun-Fogle M, Restorff J B, Leung K, Cullen J R 1999 *IEEE Trans. Magn.* **35** 3817
- [4] Zhao X G, Lord D G 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 7276
- [5] Teter J P, Wun-Fogle M, Clark A E, Mahoney K 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 5004
- [6] Jiles D C, Hariharan S 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 5013
- [7] Cullity B D, Graham C D 2009 *Introduction to Magnetic Materials* (New Jersey: Wiley) p258
- [8] Clark A E, Savage H T, Spano M L 1984 *IEEE Trans. Magn.* **MAG-20** 1443
- [9] Jiles D C, Thoeke J B 1991 *IEEE Trans. Magn.* **27** 5352
- [10] Jiles D C, Thoeke J B 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **134** 143
- [11] Zhao X G, Lord D G 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **195** 699
- [12] Yan J C, Xie X Q, Yang S Q, He S Y 2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **223** 27
- [13] Mei W, Okane T, Umeda T 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 6208
- [14] Stoner E C, Wohlfarth E P 1948 *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* **240** 599
- [15] Néel L 1944 *J. Phys. Radium* **5** 241
- [16] Lawton H, Stewart K H 1948 *Proc. Roy. Soc. A* **193** 72
- [17] Stoner E C 1950 *Rep. Prog. Phys.* **13** 83
- [18] Birss R R, Hegarty B C 1966 *Brit. J. Appl. Phys.* **17** 1241
- [19] Nocedal J, Wright S J 2006 *Numerical Optimization* (New York: Springer) p270
- [20] von Engel A, Wills M S 1947 *Proc. Roy. Soc. A* **188** 464
- [21] Clark A E, Teter J P, Mcmasters O D 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 3910

The inverse magnetostrictive effect in $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ *

Zhang Hui[†] Zeng De-Chang[‡]

(School of Materials Science and Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

(Received 22 June 2009; revised manuscript received 15 July 2009)

Abstract

The inverse magnetostrictive effect, also called magnetomechanical effect, in Terfenol-D material, has been investigated in this paper. Based on Stoner-Wohlfarth (SW) model, taking into account magnetocrystalline and stress-induced anisotropy energy, and following the free energy minimization procedure, direction cosines of magnetization in Terfenol-D single crystal in demagnetized state have been obtained as a function of the compressive stress. The nonlinear equations for equilibrium have been solved numerically. The results indicated that under compressive stress, magnetic anisotropy in Terfenol-D is determined by a competition between magnetocrystalline and stress-induced anisotropy energy, and changes from cubic symmetry to uniaxial. A comparison between experimental and numerical results showed that there is a maximum magnetostriction in Terfenol-D at a certain stress. According to our numerical results, experimental observations that compressive stress makes Terfenol-D hard to be magnetized and leads to the maximum magnetostriction can be explained. The computation in this paper presents a more accurate approach to similar investigations, and its numerical results would be helpful for a better understanding of magnetization process of similar materials.

Keywords: Terfenol-D, magnetomechanical effect, giant magnetostriction, magnetic anisotropy

PACC: 7580, 7540M

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U0734001, 50874050).

[†] E-mail: zhope@scut.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: medczeng@scut.edu.cn