

# 离轴磁场退火后 $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}$ $\langle 110 \rangle$ 取向晶体的磁致伸缩“跳跃”效应\*

张昌盛 马天宇<sup>†</sup> 严密

(浙江大学材料科学与工程学系硅材料国家重点实验室, 杭州 310027)

(2010年5月28日收到; 2010年6月14日收到修改稿)

将  $\langle 110 \rangle$  取向  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}$  合金棒放在与轴向成  $35^\circ$  夹角的外磁场中退火处理, 研究其在  $0\text{--}30$  MPa 预压应力  $\sigma_{\text{pre}}$  作用下的磁致伸缩效应. 结果表明,  $\sigma_{\text{pre}} = 0$  条件下的饱和磁致伸缩值  $\lambda_s$  由退火前的  $1023 \times 10^{-6}$  提高到  $1650 \times 10^{-6}$ ;  $\sigma_{\text{pre}} \leq 20$  MPa 范围内, 磁场退火后的样品均表现出显著的磁致伸缩“跳跃”效应, 并且  $\lambda_s$  以及跳跃过程完成的磁致伸缩量  $\lambda_m$  都明显提高. 当  $\sigma_{\text{pre}} = 20$  MPa 时,  $\lambda_s$  可达  $2315 \times 10^{-6}$ . 此外, 当  $\sigma_{\text{pre}} \leq 5$  MPa 时, 发生磁致伸缩“跳跃”效应的临界磁场  $H_{\text{jump}}$  也较未处理样品有所降低. 通过分析磁致伸缩跳跃的临界场、非  $180^\circ$  畴变的分布宽度等随  $\sigma_{\text{pre}}$  的变化规律, 揭示了磁场退火前后样品磁化过程的差异. 采用磁力显微镜观察了磁场退火前后的磁畴形貌, 并探讨了磁场退火感生的各向异性对磁致伸缩性能的影响机理.

**关键词:** 磁致伸缩, 磁场退火, 磁致伸缩“跳跃”效应

**PACS:** 75.80.+q, 75.60.Nt, 75.30.Gw

## 1. 引言

赝二元合金 Tb-Dy-Fe 具有磁致伸缩系数大、磁晶各向异性常数低、响应速度快、能量密度高等优点, 在换能器、致动器、传感器及磁电器件等领域有广泛应用<sup>[1-6]</sup>.  $\langle 110 \rangle$  或  $\langle 112 \rangle$  取向的 Tb-Dy-Fe 晶体在轴向预压应力  $\sigma_{\text{pre}}$  作用下, 磁致伸缩显著提高, 即典型的磁致伸缩“跳跃”效应<sup>[7-9]</sup>. 预压应力使磁矩沿垂直于  $\langle 110 \rangle$  或  $\langle 112 \rangle$  轴向的一个  $\langle 111 \rangle$  易磁化方向排列. 当施加外磁场至临界值时, 磁矩从垂直轴向的  $\langle 111 \rangle$  方向“跳跃”至最靠近轴向的  $\langle 111 \rangle$  易磁化方向. 正是这个非连续过程造成了磁致伸缩“跳跃”效应<sup>[10]</sup>. 对  $\langle 110 \rangle$  及  $\langle 112 \rangle$  取向的 Tb-Dy-Fe 晶体而言, 最靠近轴向的  $\langle 111 \rangle$  方向分别与其成  $35.2^\circ$  和  $19.5^\circ$  夹角. 磁场退火也可以改变磁矩分布状态, 从而影响磁致伸缩效应<sup>[11-13]</sup>.  $\langle 112 \rangle$  取向的 Tb-Dy-Fe 晶体在大小约  $1.0$  T 垂直轴向的外磁场中退火后, 低预压应力下的磁致伸缩得到显著提高<sup>[11, 12]</sup>.  $\langle 110 \rangle$  取向的 Tb-Dy-Fe 晶体在大小约  $0.3$

T 垂直轴向的磁场中退火后,  $\sigma_{\text{pre}}$  在  $0\text{--}30$  MPa 范围内, 仍表现出显著的磁致伸缩“跳跃”效应, 无预压应力下的饱和磁致伸缩增加近  $60\%$ , 当  $\sigma_{\text{pre}} = 30$  MPa 时, 饱和磁致伸缩高达  $2680 \times 10^{-6}$ <sup>[13]</sup>. 本文对  $\langle 110 \rangle$  取向  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}$  棒进行了离轴磁场退火处理, 退火时施加的  $0.3$  T 外磁场与轴向成  $35^\circ$  夹角, 即最靠近试样轴向的  $\langle 111 \rangle$  方向, 研究其在不同预压应力作用下的磁致伸缩效应. 本工作以期通过离轴磁场退火使更多磁矩排布在最靠近轴向的  $\langle 111 \rangle$  易磁化方向上, 施加较小的预压应力使其趋向垂直轴向排列, 增强磁致伸缩“跳跃”效应, 获得低预压应力、低场下的高磁致伸缩, 促进其在低磁化场中的应用.

## 2. 实验方法

以高纯 ( $99.9\%$ ) Tb, Dy 和 Fe 为原材料, 配制  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}$  母合金. 用“一步法”定向凝固技术制备具有  $\langle 110 \rangle$  方向择优取向的圆棒试样<sup>[14]</sup>. 切出两根直径为  $7$  mm、长度为  $40$  mm 的样品, 并将其

\* 国家自然科学基金 (批准号: 50701039), 全国优秀博士学位论文作者专项资金 (批准号: 201037) 及中央高校基本科研业务费专项 (批准号: 2010QNA4004) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: maty@zju.edu.cn

中一根封装在真空度约为  $1 \times 10^{-2}$  Pa 的石英玻璃管中. 将封装试样加热至  $500\text{ }^\circ\text{C}$ , 保温  $10\text{ min}$ , 在  $0.3\text{ T}$  磁场中炉冷至室温. 退火磁场与样品轴向固定为  $35^\circ$  夹角.

采用标准应变片法测量试棒在不同预压应力下的轴向磁致伸缩. 同时, 在试样中部绕 20 匝拾取线圈, 探测其磁感应强度. 外磁场和预压应力均沿着试棒的轴向施加. 这里, 由于试样的长径比均大于 3, 退磁场的影响予以忽略. 为了保证每次测量的初始条件一致, 每次测量之前将试样磁化至  $0.8\text{ T}$ , 然后缓慢退磁化至零磁场. 预压应力  $\sigma_{\text{pre}}$  选取为  $0, 5, 10, 20$  和  $30\text{ MPa}$ .

用金刚石喷雾抛光剂在绒布上对试样的横截面进行抛光处理, 采用扫描探针显微镜 (Veeco-NanoScope 3D) 进行室温下的磁畴观察. 显微镜的工作模式为磁力模式 (即轻敲-抬举模式), 使用表面镀有 Co/Cr 薄膜的磁性探针 (型号 MESP), 抬举高度选取为  $30\text{--}50\text{ nm}$ .

### 3. 结果与讨论

图 1 为磁场退火前后  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体的  $\lambda\text{-}H$  和  $B\text{-}H$  曲线. 由图 1(a), 未退火  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体在预压应力作用下, 低场磁致伸缩略有降低, 但随磁化场增强快速增加, 并获得比无预压应力下更大的饱和磁致伸缩  $\lambda_s$ , 即典型的磁致伸缩“跳跃”效应. 磁场退火后, 无预压应力时的饱和磁致伸缩显著增加,  $\lambda_s$  由  $1023 \times 10^{-6}$  增大到  $1650 \times 10^{-6}$ , 且仍具有显著的磁致伸缩“跳跃”效应, 如图 1(b) 所示. 与未处理样品相比, 磁场退火后样品在低预压应力下的“跳跃”效应明显, 而当  $\sigma_{\text{pre}}$  由  $20\text{ MPa}$  增大到  $30\text{ MPa}$  时,  $\lambda_s$  并没有进一步增大. 随  $\sigma_{\text{pre}}$  的增大, 未处理  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体的磁感应强度出现“扭曲”, 即低场下的磁感应强度下降, 但是饱和磁感应强度基本不变. 磁场退火后样品的磁感应强度保持相似的变化规律.

图 2 为磁场退火前后  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体在不同  $\sigma_{\text{pre}}$  值下的  $\lambda_s$ . 由图可见, 磁场退火前后,  $\lambda_s$  均随  $\sigma_{\text{pre}}$  的增大而逐渐提高. 在同一  $\sigma_{\text{pre}}$  值下, 磁场退火态样品的  $\lambda_s$  值明显高于未处理样品. 说明磁场退火提高了磁致伸缩性能. 另外, 两个样品的  $\lambda_s$  在低应力区增长较快, 而在高应力区的增幅较慢. 相比较而言, 当  $\sigma_{\text{pre}} \geq 20\text{ MPa}$  时, 磁场退火态

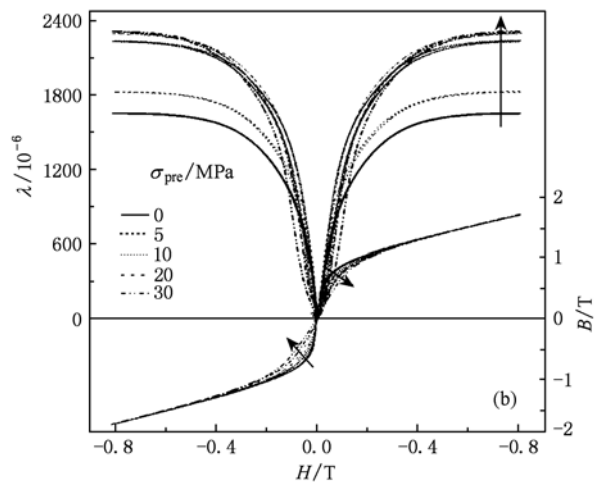
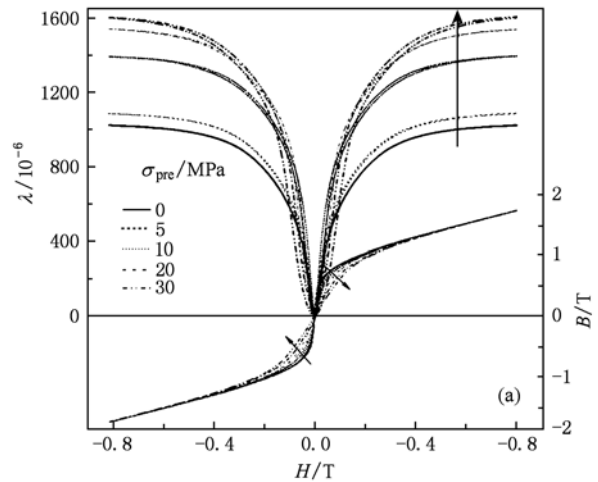


图 1  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体的  $\lambda\text{-}H$  和  $B\text{-}H$  曲线 (a) 未处理态<sup>[13]</sup>; (b) 磁场退火态 (其中箭头方向为预压应力增大的方向)

样品的  $\lambda_s$  值基本保持不变. 这表明, 离轴磁场退火样品在高应力下的“跳跃”效应不明显.

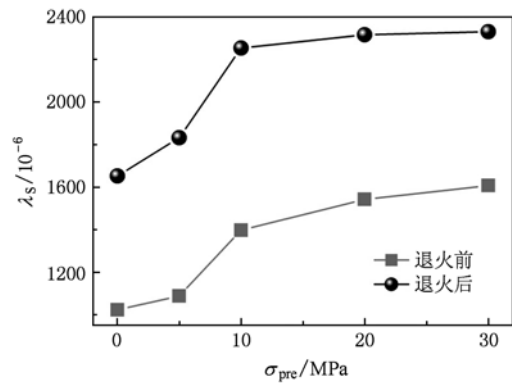


图 2 磁场退火前后  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体  $\lambda_s$  与  $\sigma_{\text{pre}}$  的关系

图3给出了磁场退火前后  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$   $\langle 110 \rangle$ 取向晶体在不同  $\sigma_{pre}$  值下“跳跃”过程的相关参数. 图3(a)为磁场退火态晶体在无预压应力下的  $\lambda-H$  及  $d\lambda/dH-H$  曲线, 该图示意了“跳跃”过程相关参数的确定方法.  $d\lambda/dH-H$  曲线在临界磁场  $H_{jump}$  下出现了一个峰值  $d_{33}$ , 该磁场下的磁致伸缩为  $\lambda_m$ .  $H_{jump}$  反映了非  $180^\circ$  畴壁运动的能垒大小, 即非  $180^\circ$  畴壁能. 低场下磁致伸缩的快速变化是非  $180^\circ$

畴壁运动的结果,  $d\lambda/dH-H$  曲线的半高宽  $H_w$  即为非  $180^\circ$  畴壁运动的分布宽度<sup>[15]</sup>. 当磁场超过半高宽  $H_w$  位置后, 非  $180^\circ$  畴壁运动结束, 磁致伸缩变化缓慢. 该临界点磁场  $H_m$  下的磁致伸缩值  $\lambda_m$ , 即为“跳跃”过程完成后的磁致伸缩量<sup>[11]</sup>.

图3(b)–(g)给出了  $d_{33}, H_{jump}, \lambda_{jump}, H_w, H_m$  及  $\lambda_m$  随  $\sigma_{pre}$  的变化规律. 由图3(b), 磁场退火后, 各预压应力下的  $d_{33}$  均有所提高, 并在  $\sigma_{pre} = 5$  MPa 时获得  $d_{33}$  的最大值 ( $17.8 \times 10^{-3} T^{-1}$ ). 图3(c)中, 当  $\sigma_{pre} \leq 5$  MPa 时, 磁场退火后,  $H_{jump}$  逐渐降低并低于未处理样品; 当  $\sigma_{pre} > 5$  MPa 时, 磁场退火后,  $H_{jump}$  逐渐增大并高于未处理样品. 这意味着, 在低预压应力区, 磁场退火态样品在较低临界磁场下即可获得较高的  $d_{33}$  值; 但是, 由于磁弹耦合作用的增强, 在较高预压应力区需要更高的临界磁场诱导“跳跃”效应的发生. 图3(d)–(g)显示了相似的变化规律, 即磁场退火前后  $\lambda_{jump}, H_w, H_m$  及  $\lambda_m$  均随着  $\sigma_{pre}$  增加而增大. 相同预压应力下, 磁场退火态样品的  $\lambda_{jump}, H_w, H_m$  及  $\lambda_m$  的值均高于未处理样品, 说明磁场退火增加了非  $180^\circ$  畴变的数量, 并增大了非  $180^\circ$  畴变过程的分布宽度, 从而使  $\lambda_{jump}$  及  $\lambda_m$  均大幅提高.

磁致伸缩主要来源于磁化过程中的非  $180^\circ$  畴变过程, 而  $180^\circ$  畴变过程仅能提高磁感应强度. 图4显示了磁场退火前后  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$   $\langle 110 \rangle$  取向晶体的  $\lambda-B$  曲线. 图4(a)中, 未处理样品在无预压应力时的  $\lambda-B$  曲线出现了初始“平台”. 该阶段,  $B$  随外加磁场增加, 而  $\lambda$  几乎为零, 这主要是  $180^\circ$  畴变的结果<sup>[8]</sup>. 图4(b)中, 磁场退火态样品的初始“平台”阶段缩短, 说明低磁化场中非  $180^\circ$  畴变数量增多, 这是磁场退火态样品低场磁致伸缩提高的原因. 当预压应力  $\sigma_{pre}$  不断增大时, 初始“平台”区消失并逐渐变窄, 说明非  $180^\circ$  畴变过程逐渐增多, 因而磁致伸缩性能进一步提高.

热退磁态 Tb-Dy-Fe 取向晶体内部磁矩沿 8 个  $\langle 111 \rangle$  易磁化方向平均分布. 磁场退火后, Tb-Dy-Fe 取向晶体的磁矩分布状态将发生改变, 不再沿 8 个  $\langle 111 \rangle$  方向平均分布. 图5为磁场退火前后  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$   $\langle 110 \rangle$  取向晶体的横截面磁畴形貌图. 由图5(a), 未处理样品的横截面磁畴为典型的无规分布的条纹状, 表明各畴沿着不同的易磁化方向排列. 图5(b)中, 磁场退火态样品的磁畴形貌发生了明显变化, 其形状变为相互平行的直条状. 表明磁

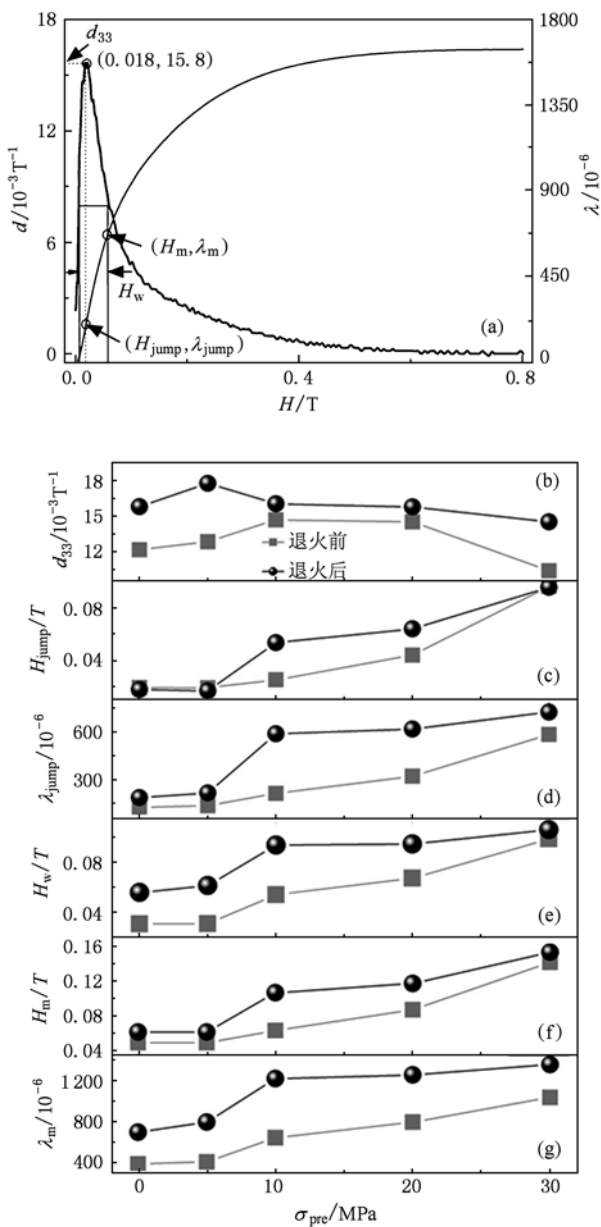


图3 磁场退火前后  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$   $\langle 110 \rangle$ 取向晶体在“跳跃”过程的相关参数与  $\sigma_{pre}$  的关系 (a) 磁场退火态样品在无预压应力下的  $\lambda-H$  及  $d\lambda/dH-H$  曲线, 示意了“跳跃”过程相关参数的确定方法; (b)  $d_{33}$ ; (c)  $H_{jump}$ ; (d)  $\lambda_{jump}$ ; (e)  $H_w$ ; (f)  $H_m$ ; (g)  $\lambda_m$

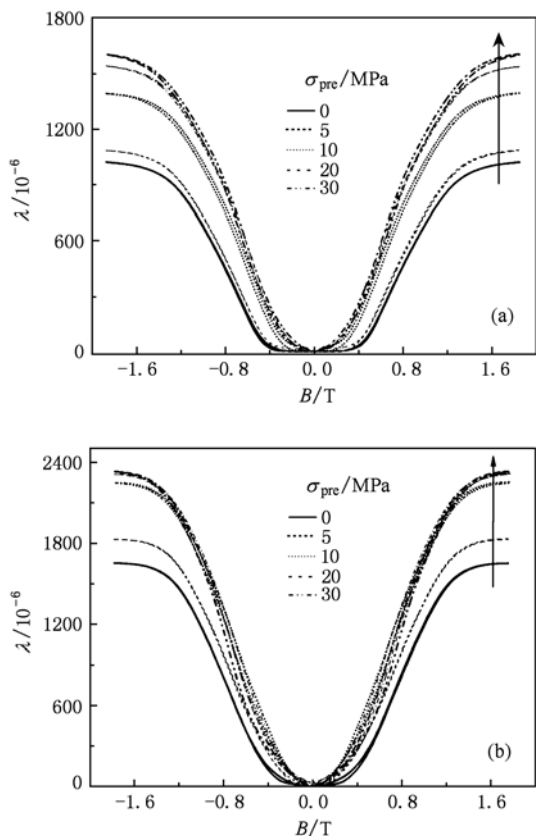


图4  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$   $\langle 110 \rangle$ 取向晶体的  $\lambda - B$  曲线 (a) 未处理态<sup>[13]</sup>; (b) 磁场退火态 (其中箭头方向为预压应力增大的方向)

畴沿着某个特定的易磁化方向排列.  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$  合金的居里温度大约为  $385\text{ }^{\circ}\text{C}$ <sup>[16]</sup>. 当该合金在一定磁场作用下从  $500\text{ }^{\circ}\text{C}$  穿过居里点冷却至室温时, 自发磁致伸缩导致的晶格畸变有利于使磁矩保持在所施加的外磁场方向. 因此, 将在退火磁场方向上形成具有一定择优取向的磁畴形貌, 垂直轴向的磁场退火后, 在试样横截面形成了相互平行的直条状畴; 平行轴向磁场退火后, 在试样的纵截面形成了类似的细条状畴<sup>[17]</sup>. 这些畴的长轴方向相互平行, 且靠近退火磁场方向, 表明磁场退火诱导磁矩倾向于外场方向排布. 本文中, 磁场退火时的外磁场靠近晶体的  $\langle 111 \rangle$  方向, 这有利于使较多的磁矩保持在该方向或其附近. 此时, 施加较小的轴向预压应力, 排布在该方向上的磁矩就能向垂直于轴向的易磁化方向翻转. 磁致伸缩“跳跃”效应的增强与这种特定的磁矩分布状态有关.

磁各向异性决定了磁矩分布状态并影响着磁致伸缩效应. 热退磁态  $Tb-Dy-Fe$  晶体中的磁各向异性取决于磁晶各向异性和应力各向异性的竞争<sup>[18]</sup>.

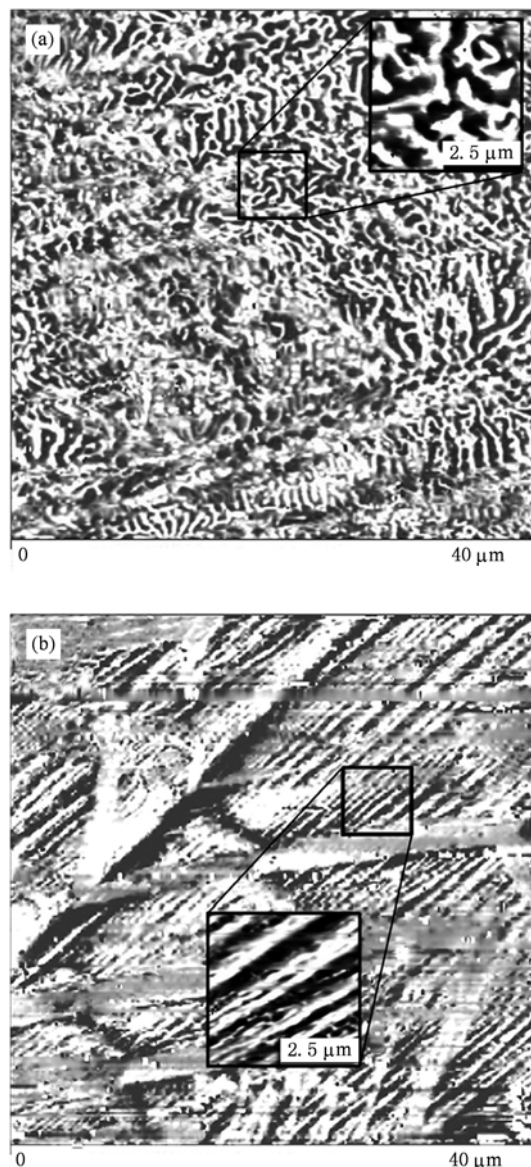


图5  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.95}$   $\langle 110 \rangle$ 取向晶体的横截面磁畴形貌图 (a) 未处理态; (b) 磁场退火态

磁场退火导致了晶体磁畴形貌的改变, 说明磁场退火过程引入了新的能量, 即感生各向异性能. 采用文献[12]的方法, 我们大致估算了各预压应力下的各向异性能. 如图6(a)示, 在  $B-H$  曲线的膝点 (即曲线曲率最大点) 处, 非  $180^{\circ}$  畴壁移动过程基本结束, 各向异性能已被克服, 开始进入磁畴转动阶段. 因此, 膝点磁场  $H_k$  即暗示了各向异性场大小, 该磁场下的磁致伸缩值记为  $\lambda_k$ . 于是, 各向异性能  $E_{ami}$  的大小可大致表示为  $\frac{3}{2}\lambda_k\sigma_{pre}$ <sup>[12]</sup>. 图6(b)和(c)给出了磁场退火前后膝点磁场及各向异性能. 由图6(b),  $H_k$  随  $\sigma_{pre}$  增大而增加, 即在较大的预压应力下

需要更高的外磁场克服各向异性能. 图 6(c) 中, 磁场退火前后, 各向异性能  $E_{\text{ani}}$  随着预压应力  $\sigma_{\text{pre}}$  的增

加而增大; 而且, 磁场退火后, 相同  $\sigma_{\text{pre}}$  值下的  $E_{\text{ani}}$  有所增大, 这个增大值即暗示了附加各项异性的引入.

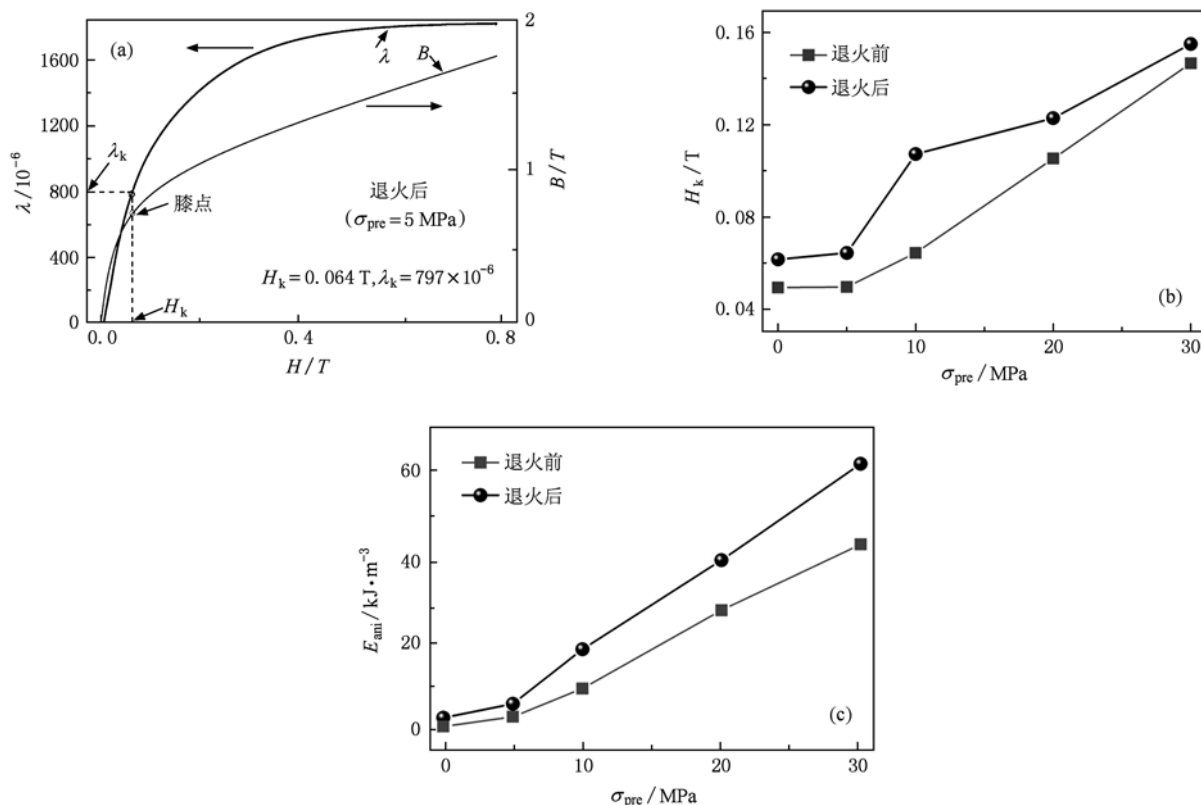


图 6 磁场退火诱导的各向异性能变化 (a) 磁场退火态晶体在  $\sigma_{\text{pre}} = 5 \text{ MPa}$  下的  $B-H$  及  $\lambda-H$  曲线, 示意了膝点的位置以及  $H_k$  与  $\lambda_k$  的确定方法; (b)  $H_k$ ; (c)  $E_{\text{ani}}$

#### 4. 结 论

经过离轴磁场退火后, 引入了附加的各向异性能, 使  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体内部磁矩分布状态发生改变. 低场中非  $180^\circ$  畴变数量增多, 且畴变过

程分布变宽, 使“跳跃”过程完成的磁致伸缩量以及饱和磁致伸缩值均明显增大. 同时, 在低预压应力下, 发生磁致伸缩“跳跃”效应的临界磁场有所降低; 并且, 在较低预压应力和临界磁场下即可使  $d_{33}$  达到最大值. 这一结果对  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}\langle 110 \rangle$  取向晶体在低场和低应力环境中的应用具有重要意义.

[1] Clark A E 1980 *Ferromagnetic Materials* (Vol. 1) (Amsterdam: North-Holland) p531

[2] Jiles D C 1994 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 1

[3] Pei Y M, Fang D N 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1611

[4] Zheng X P, Zhang P F, Li F S, Hao Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5768 (in Chinese) [郑小平、张佩峰、李发伸、郝远 2009 物理学报 **58** 5768]

[5] Cai N, Zhai J Y, Shi Z, Lin Y H, Nan C W 2004 *Chin. Phys.* **13** 1348

[6] Dai X Z, Wen Y M, Li P, Yang J, Jiang X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2137 (in Chinese) [代显智、文玉梅、李平、杨进、江小芳 2010 物理学报 **59** 2137]

[7] Clark A E, Teter J P, McMasters O D 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 3910

[8] Mei W, Okane T, Umeda T 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 6208

[9] Ma T Y, Jiang C B, Xu H B 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 162505-1

[10] Jiles D C, Ostenson J E, Owen C V, Chang T T 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 5417

[11] Verhoeven J D, Ostenson J E, Gibson E D, McMasters O D 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 772

[12] Galloway N, Greenough R D, Schulze M P, Jenner A G I 1993 *J. Magn. Magn. Mater.* **119** 107

[13] Ma T Y, Zhang C S, Zhang P, Yan M 2010 *J. Magn. Magn. Mater.* **322** 1889

- [14] Zhang S G, Xu J, Zhang S R, Li H W, Yang H C, Yu D B, Yan S H, Yuan Y Q, Ying Q M, Li Z A, Zhao B 2003 *China Patent* No. ZL03156926.9
- [15] Zhao X G, Lord D G, Faunce C A 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 6286
- [16] Ma T Y, Jiang C B, Xu X, Zhang H, Xu H B 2005 *J. Magn. Mater.* **292** 317
- [17] Ma T Y, Zhang C S, Zhang J J, Tao S, Yan M 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 09A934-1
- [18] Zhang H, Zeng D C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2808 (in Chinese) [张辉、曾德长 2010 物理学报 **59** 2808]

## Magnetostriction-jump effect in $\langle 110 \rangle$ oriented $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}$ crystal after non-coaxial field annealing\*

Zhang Chang-Sheng Ma Tian-Yu<sup>†</sup> Yan Mi

(State Key Laboratory of Silicon Materials, Department of Materials Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

(Received 28 May 2010; revised manuscript received 14 June 2010)

### Abstract

An  $\langle 110 \rangle$  oriented  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.95}$  rod was annealed under a field of 0.3 T, which was applied  $35^\circ$  away from its axis. Magnetostriction-jump effect of the magnetically annealed crystal was investigated under a series of uniaxial compressive pre-stresses ranging from 0 to 30 MPa. The magnetically annealed crystal possessed much higher saturation magnetostriction  $\lambda_s$  than the ones without applying any pre-stresses. When the compressive pre-stress was less than 20 MPa, the magnetically annealed specimen still exhibited obvious magnetostriction jump effect, possessing improved saturation magnetostriction  $\lambda_s$  and enhanced burst magnetostriction  $\lambda_m$ . A satisfactory magnetostriction as high as  $2315 \times 10^{-6}$  could be obtained in the annealed crystal with the application of a pre-stress of 20 MPa. Furthermore, under a compressive pre-stress below 5 MPa, the critical field at which the magnetostriction-jump effect occurs also decreased, which was beneficial for low field applications. Difference in the magnetization processes caused by magnetic annealing was revealed through investigating the pre-stress dependences of the burst field  $H_{\text{jump}}$  and the distribution width of non- $180^\circ$  domain wall motion. Magnetic force microscopy images showed the changes of magnetic domain configurations induced by field annealing. Effects of the induced additional anisotropy on the magnetostrictive behaviors were also discussed.

**Keywords:** magnetostriction, magnetic annealing, magnetostriction-jump effect

**PACS:** 75.80.+q, 75.60.Nt, 75.30.Gw

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50701039), Foundation for the Author of National Excellent Doctoral Dissertation of China (Grant No. 201037) and Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. 2010QNA4004).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: maty@zju.edu.cn