

# Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17-x</sub>Si<sub>x</sub> 单晶磁性和窄畴壁的研究\*

高书侠 杜 江 唐成春 孟丽琴 吴光恒 詹文山

(中国科学院物理研究所, 磁学国家重点实验室, 北京 100080)

李养贤 曲静萍 徐桂芝

(河北工业大学, 天津 300130)

(1999 年 3 月 8 日收到; 1999 年 4 月 11 日收到修改稿)

在 Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> 化合物中用 Si 替代 Fe 观察到晶格参数减小和居里温度升高. 平均场理论分析指出, Si 对 Fe 的替代使 Fe-Fe 间的交换作用明显增强, Tb-Fe 间交换作用轻微地减弱. 通过拟合 Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17-x</sub>Si<sub>x</sub> ( $x = 0.0, 1.0, 2.0, 3.0, 3.3$ ) 单晶的磁化曲线, 得到了化合物在不同组分和温度下的各向异性常数. 在 Tb<sub>2</sub>(Fe, Si)<sub>17</sub> 单晶的磁化和退磁过程中, 观察到 Si 替代 Fe 时引起低温下的本征窄畴壁钉扎和矫顽力增强. 计及三个各向异性常数的计算以及用 Egami 热激发模型和  $H_c$  与  $T$  的经验关系, 对畴壁能和畴壁厚度的计算都证明了 Si 的替代导致了窄畴壁的存在, 分析了它们随成分和温度变化的规律.

PACC: 7530G; 6150; 8110

## 1 引 言

近几年来, Fe 基稀土 R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> 金属间化合物的磁性研究已经开展了许多工作. 通过磁性或非磁性的元素对 Fe 的替代, 可以提高化合物的居里温度和增强单轴各向异性<sup>[1, 2]</sup>. 例如, Ni, Al, Ga 和 Si 对 Fe 的部分替代可使磁有序温度提高<sup>[3-5]</sup>. 与某些元素(如 Ga)替代 Fe 使晶格膨胀相反, 用 Si 替代 Fe 时使晶格收缩. 因此通过对 Si 替代的研究, 可以更好地理解交换作用和磁化过程. 另外, 非磁性的 Si 替代必定会引起磁晶各向异性、替代区域的晶场以及交换场的变化, 而交换场的改变是与畴壁钉扎效应密切相关的. Verhoef 等<sup>[6]</sup>曾经报道了 Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> 单晶的磁晶各向异性. 本文利用单晶样品系统地研究了 Si 替代 Fe 对 Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> 化合物的交换作用和磁晶各向异性的影响. 证实了窄畴壁钉扎效应, 得出了畴壁厚度及畴壁能对 Si 含量及温度的依赖关系.

## 2 实 验

生长单晶的原料按 Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17-x</sub>Si<sub>x</sub> ( $x = 0.0, 1.0, 2.0, 3.0, 3.3$ ) 以符合化学配比用金属单质配制, Tb 和 Fe 的纯度为 99.95%, Si 的纯度为 99.99%. 单晶是利用 MCGS-3 设

\* 中国科学院留学回国人员择优支持基金(批准号: 940503)资助的课题.

备,采用提拉法在高纯氩气中生长的<sup>[7]</sup>.从  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17}$  单晶上切取的  $c$  轴取向的单晶细棒作为籽晶,生长速率为 12—15 m/h.生长的晶体用 X 射线粉末样品衍射测定晶格参数和判定单相性.用 Laue 背散射确认单晶的取向后,沿  $a$ ,  $b$  和  $c$  三个主要方向切割成  $\phi 1 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$  的磁测量样品.样品的磁化曲线和磁滞回线用提拉样品磁强计(ESM)在 1.5—300 K 温度范围内,在最高磁场为  $5.2 \times 10^6 \text{ A/m}$  下测得.居里温度由振动样品磁强计(VSM)在低场下测得.

### 3 结果与讨论

从  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  的 X 射线粉末衍射图可以发现,化合物不存在可探测到的第二相.在  $x = 0.0, 1.0, 2.0$  时,化合物结晶成典型的  $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$  型的六角结构.但在  $x = 3.0, 3.3$  时,化合物为六角晶系和三角晶系共存,类似情形也在  $\text{Gd}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Ga}_x$  中观察到<sup>[8]</sup>.拟合  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  化合物的 X 射线粉末衍射数据得到的晶格参数列在表 1 中,对  $x = 3.0, 3.3$  仍按  $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$  六角晶系处理.从表 1 中可以看到, Si 的含量  $x$  从 0.0 增加到 3.3 时,晶格常数线性地减小了 1.5%. Si 的加入使自发磁化强度  $\sigma_s$  单调下降.取 Tb 的磁矩为三价离子时的  $9 \mu_B$ <sup>[6]</sup>,并假定在替代过程中不变,则 Fe 的磁矩随 Si 含量的变化从  $x = 0.0$  的  $2.16 \mu_B$  减小到  $x = 3.3$  的  $2.03 \mu_B$ ,如表 1 所示. Fe 磁矩的这一降低和因替代使 Fe 原子数的减少共同造成了化合物自发磁化强度的降低.化合物的居里温度  $T_C$  也列在表 1 中.

表 1  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  单晶样品的晶格常数、自发磁化强度、居里温度、Fe 磁矩  $J_{\text{FeFe}}$  和  $J_{\text{TbFe}}$  参量

$\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$	$a/\text{nm}$	$b/\text{nm}$	$\sigma_s/\text{Am}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$	$T_C/\text{K}$	$J_{\text{FeFe}}/10^{-23}\text{J}$	$J_{\text{TbFe}}/10^{-23}\text{J}$	$\mu_{\text{Fe}}/\mu_B$
$x = 0.0$	0.8468	0.8331	82.6	413	31.2	10.1	2.16
$x = 1.0$	0.8458	0.8312	70.1	492	43.0	10.5	2.10
$x = 2.0$	0.8435	0.8309	57.1	516	53.7	10.0	2.06
$x = 3.0$	0.8427	0.8294	49.9	523	60.0	9.1	2.04
$x = 3.3$	0.8425	0.8290	46.4	526	62.7	8.8	2.03

可以看到 Si 部分替代 Fe 后居里温度明显升高,基于平均场理论的分析,这种现象的出现可以归结为 Fe-Fe 原子间的交换作用的增强.在稀土铁金属间化合物中,居里温度主要是由 Fe-Fe, R-Fe 和 R-R 原子间的交换作用决定的,由于 R-R 交换作用较弱,通常被忽略.对  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  化合物, Fe-Fe 和 R-Fe 间的交换耦合常数  $J_{\text{FeFe}}$  和  $J_{\text{RFe}}$  可以通过居里温度值得到<sup>[9]</sup>,

$$J_{\text{FeFe}} = 3k_B T_{\text{Fe}} / 2Z_{\text{FeFe}} S_{\text{Fe}} (S_{\text{Fe}} + 1), \quad (1)$$

$$J_{\text{RFe}} = [9k_B^2 (T_C - T_{\text{Fe}}) T_C / 4Z_{\text{RFe}} Z_{\text{FeFe}} S_{\text{Fe}} (S_{\text{Fe}} + 1) \times (g_J - 1)^2 J(J + 1)]^{1/2}, \quad (2)$$

式中  $T_{\text{Fe}}$  表示 Fe-Fe 作用对居里温度的影响,它可以从  $\text{Y}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  的居里温度随 Si 浓度的实验值给出,分别为 336 ( $x = 0.0$ ), 429 ( $x = 1.0$ ), 476 ( $x = 2.0$ ), 496 ( $x = 3.0$ ) 和 501 K ( $x = 3.3$ )<sup>[10]</sup>.假设 Fe 原子的轨道磁矩猝灭而 Tb 离子在替代过程中保持 +3 价<sup>[6]</sup>,则 Fe 的朗德因子  $g_{\text{Fe}} = 2$ , Tb 离子的朗德因子  $g_J = 3/2$ .  $Z_{\text{FeFe}}$  和  $Z_{\text{RFe}}$  分别是 Fe 和 R 的最近邻的 Fe 原子数,  $Z_{\text{RFe}}$  是 Fe 原子的最近邻 R 原子数,根据  $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$  型结构中 Si 原子优先占据

12*k* 和 12*j* 位, 即可确定各种 Si 含量时  $Z_{FeFe}$ ,  $Z_{RFe}$  和  $Z_{FeR}$  的值<sup>[10]</sup>. 由方程 (1) 和 (2) 计算出相应的交换作用常数.  $J_{FeFe}$  和  $J_{RFe}$  的计算结果列在表 1 中, 可以看出, Si 的替代使 Fe-Fe 交换作用显著地增强, 而 Tb-Fe 交换作用却轻微减弱. 这可以解释为具有较大电负性的 Si 的引入降低了导电电子浓度, 造成了 R-Fe 间交换作用减弱, 而 Fe-Fe 交换作用增强, 最终使居里温度提高.

对化合物成分为  $x = 1.0, 2.0, 3.0, 3.3$  的样品分别沿 *a*, *b* 和 *c* 轴测量了不同温度下的 *M-H* 磁化曲线. 图 1 给出了其中有代表性的  $Tb_2Fe_{15}Si_2$  单晶样品的测量结果. 在所研究的成分范围内, 易磁化方向均在六角晶系的 *a-b* 平面内, 低温下 *b* 轴较 *a* 轴成为易轴的趋势更为突出, 但随温度升高, 这一差别变得不明显. 对化合物各向异性进行研究采用了双次晶格模型的平均场唯象理论, 即同时考察 Tb 磁矩和 Fe 磁矩在外场下的运动<sup>[11, 12]</sup>. 这个模型既考虑了 R-Fe 次晶格的耦合作用也考虑了 R-Fe 次晶格各向异性. 在双次晶

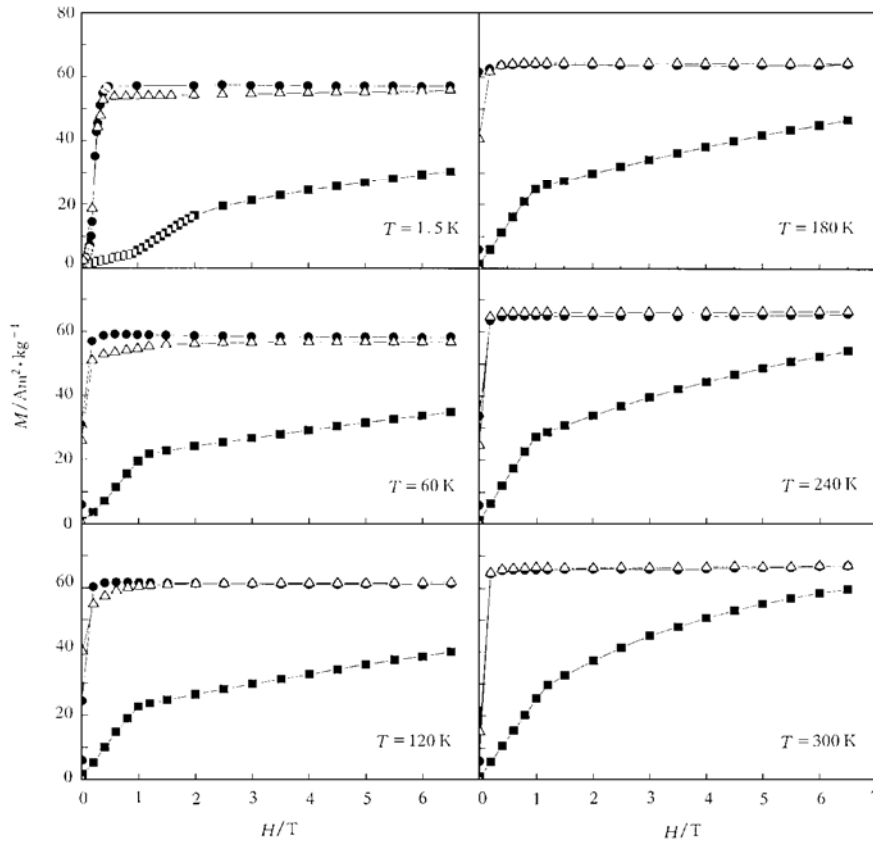


图 1  $Tb_2Fe_{15}Si_2$  单晶样品沿 *a* ( $\Delta$ ), *b* ( $\bullet$ ) 和 *c* ( $\blacksquare$ ) 轴在不同温度下的磁化曲线

格模型下, Tb 和 Fe 次晶格各向异性性能的关系由下列两式给出:

$$E_{A, Tb} = K_1^{Tb} \sin^2 \theta_{Tb} + K_2^{Tb} \sin^4 \theta_{Tb} + K_3^{Tb} \sin^6 \theta_{Tb} + K_4^{Tb} \sin^6 \theta_{Tb} \cos^6 \varphi_{Tb}, \quad (3)$$

$$E_{A, Fe} = K_1^{Fe} \sin^2 \theta_{Fe} + K_2^{Fe} \sin^4 \theta_{Fe}. \quad (4)$$

这里的  $K_1^{\text{Tb}} - K_4^{\text{Tb}}$  和  $K_1^{\text{Fe}}, K_2^{\text{Fe}}$  分别是 Tb 和 Fe 的次晶格各向异性常数,  $\theta_{\text{Tb}}, \theta_{\text{Fe}}$  和  $\varphi_{\text{Tb}}, \varphi_{\text{Fe}}$  分别是 Tb 和 Fe 的次晶格对应于  $c$  和  $a$  轴的方位角. 拟合得到 1.5 K 时  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  的稀土次晶格和 Fe 次晶格的各向异性常数列于表 2. 其中  $K_1$  表示  $K_1^{\text{Tb}}$  和  $K_1^{\text{Fe}}$  的贡献,  $K_2$  表示  $K_2^{\text{Tb}}$  和  $K_2^{\text{Fe}}$  的贡献, 因为 Fe 对各向异性的贡献远小于 Tb, 故  $K_3$  用  $K_3^{\text{Tb}}$  来表示. 从中可知, 随着 Si 含量的增加, Tb 次晶格的各向异性常数 ( $K_1^{\text{Tb}}, K_2^{\text{Tb}}$  和  $K_3^{\text{Tb}}$ ) 均增加, Fe 次晶格的各向异性常数减小. 而总的各向异性常数 ( $K_1, K_2$  和  $K_3$ ) 是单调增加的. 因此, 计算表明 Si 对 Fe 的部分替代使化合物总的各向异性增加.

表 2 Tb 次晶格、Fe 次晶格和  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  单晶的二阶、四阶和六阶磁晶各向异性常数随 Si 含量的变化 ( $K$  的单位为 J/kg)

$\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$	$K_1^{\text{Tb}}$	$K_2^{\text{Tb}}$	$K_3^{\text{Tb}}(K_3)$	$K_1^{\text{Fe}}$	$K_2^{\text{Fe}}$	$K_1$	$K_2$
$x = 1.0$	-1590	1445	-413	-258	28.7	-1848	1474
$x = 2.0$	-1912	1861	-649	-213	58.1	-2125	1919
$x = 3.0$	-2220	2141	-811	-117	64.3	-2337	2205
$x = 3.3$	-2319	2202	-880	-74	84.7	-2393	2286

图 2 给出了 1.5 K 下  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  ( $x = 0.0, 1.0, 2.0, 3.0$ ) 单晶沿  $b$  轴测得的磁滞回线. 结果说明, 无替代的  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17}$  单晶样品矫顽力很小, Si 替代导致了矫顽力的明显增加, 且随 Si 含量的增加而增加.

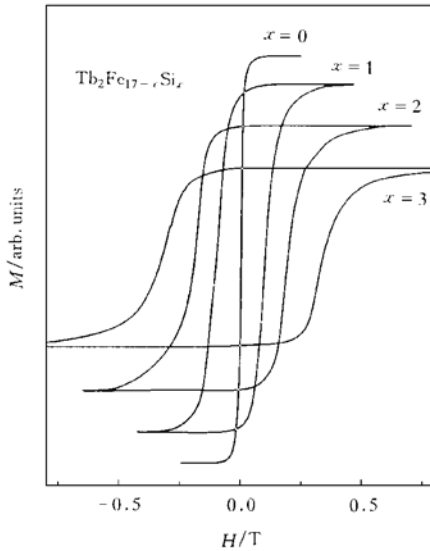


图 2 不同 Si 成分的  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  单晶在 1.5 K 下的磁滞回线

此外, 测试中还观察到矫顽力并不随外场的不同而变化. 这表明其机制为典型的畴壁钉扎而不是形核的<sup>[13,14]</sup>. 由于样品是完整性很好的单晶, 排除了可引起很大矫顽力的技术因素, 因此观察到的矫顽力可以被认定为是内禀畴壁钉扎效应. 我们知道, 交换场以及局域晶场将产生阻碍低温下磁畴运动的能量势垒. 而由于 Fe 和 Si 离子半径的差别, Si 的占位造成了交换场和局域晶场的显著起伏, 从而产生了这种钉扎效应<sup>[13-15]</sup>. 矫顽力是随 Si 的增加而增加的, Si 加入越多势垒能就越高.

利用计算所得出的各向异性常数, 磁畴的计算进一步证明了窄畴壁的存在. 有关的计算是基于各向异性常数  $K$ 、畴壁能  $\gamma$  和畴壁厚度  $\delta$  通常的经典关系,  $\gamma = 4(AK)^{1/2}$  及  $\delta = \pi(A/K)^{1/2}$ , 其中  $A$  是交换作用常数. 由此可以导出畴壁厚度<sup>[15,16]</sup>

$$\delta = \pi\gamma/4K. \quad (5)$$

通常  $K$  表示二阶各向异性常数  $K_1$ . 而由上面拟合得到的二阶、四阶和六阶各向异性常数, 可以看到高阶的各向异性常数  $K_2$  和  $K_3$  是相当大的, 不能被忽略, 所以在描述畴壁厚

度  $\delta$  和畴壁能  $\gamma$  的表示式中, 应该包括三个各向异性常数  $K_1$ ,  $K_2$  和  $K_3$ . 为了得到更好的表达式, 我们选取了一个简单立方结构中沿  $b$  轴的 Bloch 壁的自旋构型<sup>[17, 18]</sup>. 在这个模型中, 每个自旋表示  $\text{Th}_2\text{Ni}_{17}$  六角结构的一个单位. 作为一级近似, Fe 自旋和 R 自旋的矢量和作为有效自旋. 晶格常数  $a$  被设定为有效晶格常数. 在这个模型中两个自旋间的交换作用常数  $J$  有些不确定性. 由于  $J_{R\text{Fe}}$  和  $J_{\text{FeFe}}$  两者对交换作用均有贡献, 所以选取  $J_{R\text{Fe}}$  和  $J_{\text{FeFe}}$  的矢量和表示  $J$  是合理的. 由于 Tb 和 Fe 磁矩间的亚铁磁耦合, 故  $J_{R\text{Fe}}$  是负值. 单位畴壁面的交换能可以表示为

$$\gamma_{\text{ex}} = JS^2/a \int (d\theta/dz)^2 dz = \int A\theta'^2 dz, \quad (6)$$

式中  $\theta$  表示有效自旋与易磁化  $b$  轴之间的夹角. 考虑到六阶畴壁面的磁晶各向异性可以表示为

$$\gamma_K = \int (K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_3 \sin^6\theta) dz. \quad (7)$$

因此, 单位面积畴壁总能为

$$\gamma = \gamma_{\text{ex}} + \gamma_K = \int (A\theta'^2 + K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_3 \sin^6\theta) dz. \quad (8)$$

由于自旋排列方法是由畴壁能取极小值来决定的, 故可以由方程(8)得到  $\theta(z)$ ,

$$\delta\gamma = 0. \quad (9)$$

然后在畴的宽度远大于畴壁厚度的 Landau 和 Lifshitz 边界条件下, 求解尤拉方程. 假定畴壁宽度为相对于  $b$  轴的夹角为  $10^\circ - 170^\circ$  之间的 Bloch 壁晶格空间值, 我们就可以找到平衡态下畴壁能和畴壁厚度,

$$\gamma = 2\sqrt{A} \int_{0^\circ}^{170^\circ} (K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_3 \sin^6\theta)^{1/2} d\theta, \quad (10)$$

$$\delta = \sqrt{A} \int_{0^\circ}^{170^\circ} 1/(K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_3 \sin^6\theta)^{1/2} d\theta. \quad (11)$$

用求得的各向异性常数  $K_1$ ,  $K_2$  和  $K_3$  及交换作用常数  $J_{\text{FeFe}}$  和  $J_{R\text{Fe}}$ , 计算出的畴壁能  $\gamma$  和畴壁厚度  $\delta$  随 Si 含量的变化列于表 3. 可以看到,  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  的畴壁厚度在 2.0–5.0 nm 范围内, 远小于一般畴壁厚度 (10.0–100.0 nm), 而畴壁能为  $(15 - 35) \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ , 大于

一般畴壁能  $((0.1 - 10.0) \times 10^{-3} \text{ J/m}^2)$ <sup>[18]</sup>. 这一结果证实在  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  单晶中出现了窄畴壁. 此外  $\gamma$  和  $\delta$  都随 Si 的增加而减小, 这是由于 Si 增加时交换场与局部晶场的起伏变大所致.

我们还研究了  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{15}\text{Si}_2$  化合物在不同温度下的磁化行为, 观察内禀畴壁钉扎效应随温度的变化. 对  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{15}\text{Si}_2$  单晶在从 15 K 到 300 K 不同温度下的磁化曲线, 利用单次

表 3  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  单晶的畴壁能  $\gamma$  和畴壁厚度  $\delta$  随 Si 含量的变化

$\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$	$\gamma / 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$	$\delta / \text{nm}$
$x = 1.0$	34.50	4.722
$x = 2.0$	26.95	3.554
$x = 3.0$	22.15	2.617
$x = 3.3$	18.94	2.187

晶格模型进行拟合. 在这个模型中, 外场的影响只是使总磁矩旋转<sup>[19]</sup>. 由于外场相对交换场低得多, 这种模型还是适合的. 得到的各向异性常数  $K_1$ ,  $K_2$  和  $K_3$  与温度  $T$  的关系示于图 3. 图 3 表明这三个各向异性常数随温度均单调减小. Kazakov 等<sup>[20]</sup> 在自旋波近似中

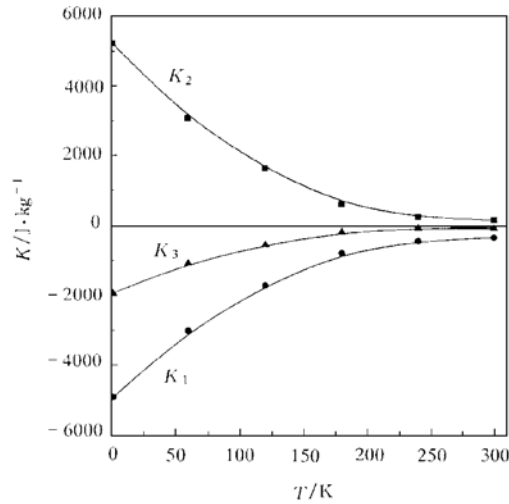


图 3  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Si}_x$  单晶的二阶、四阶和六阶磁晶各向异性常数随温度的变化

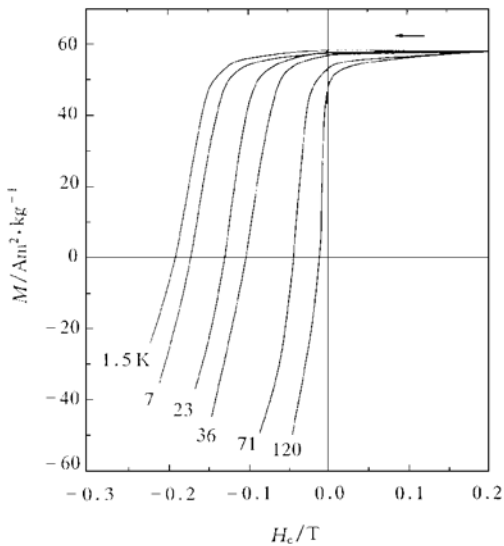


图 4 不同温度下  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{15}\text{Si}_2$  单晶样品沿  $b$  轴的退磁化曲线

利用格林函数方法研究过这类问题, 他们得到了  $\text{Pr}_2\text{Fe}_{17}$  金属间化合物中各向异性常数和温度之间的关系, 我们的结果与之一致.

图 4 给出了  $\text{Tb}_2\text{Fe}_{15}\text{Si}_2$  单晶样品沿  $b$  轴在不同温度下的退磁曲线, 由此测得的矫顽力随温度单调减小, 这是由于磁晶各向异性随温度的增加而减小. Egami<sup>[21]</sup> 已经讨论过在高各向异性的铁磁性材料中产生矫顽力的机制, 他认为 Bloch 壁受到一个内禀的势垒能的作用, 外场下的热扩散能量小于克服这个势垒所需能量, 狭窄的畴壁将导致一个正旋形式的势垒. 假定晶格均匀, 且使用微磁连续近似方法, 通过这个模型可以得到磁场的温度依赖关系  $H_c(T)$ . 考虑到畴壁扩散的热激发速率和各向异性、交换作用、畴壁厚度和畴

壁能的联系, 矫顽力与温度间的关系可由下式给出:

$$T_c(T)/H_c(0) = -V_1T + [1 + (V_1T)^2]^{1/2}, \quad (12)$$

式中  $H_c(0)$  是绝对零度时的矫顽力. 系数  $V_1 = 15.4k_B/a^2\gamma$ , 它表示热激发的畴壁扩散出现的情形,  $a$  是立方晶格模型下的晶格常数,  $\gamma$  是单位面积的畴壁能. 对  $Tb_2Fe_{15}Si_2$  的  $H_c(T)-T$  曲线的最小二乘法拟合得到  $V_1 = 0.025 K^{-1}$ ,  $H_c(0) = 1.63 \times 10^5 A/m$ . 设有效晶格常数为  $0.8 nm$ , 单位晶胞畴壁能则为  $13.2 \times 10^{-3} J/m^2$ . 事实上  $H_c(T)$  与温度的关系也可由下面经验公式给出:

$$H_c(T) = H_c(0)(1 - \eta T^{1/2}), \quad (13)$$

式中  $\eta$  是一个与温度无关的常数,

$$\eta = 0.65(15.4k_B/a^2\gamma)^{1/2}. \quad (14)$$

对于  $Tb_2Fe_{15}Si_2$ ,  $\eta = 0.087 K^{1/2}$ , 由此得到单位面积的畴壁能为  $18.6 \times 10^{-3} J/m^2$ .

利用 Egami 热激发模型或  $H_c(T)$  与  $T$  之间的经验关系计算得到的畴壁能和畴壁厚度随温度的变化关系如图 5 所示. 两者的变化趋势是一致的. 我们可以再次看到这里  $Tb_2Fe_{15}Si_2$  的畴壁厚度在  $1.5 K$  下大约为  $1.0 nm$ , 而畴壁能约为  $20 \times 10^{-3} J/m^2$ . 基于 Egami 热激发模型和  $H_c(T)$  与  $T$  的经验关系对畴壁钉扎效应随温度变化的进一步分析, 再一次证实了窄畴壁钉扎过程的出现. 从图 5 可以看到, 随着温度的增加畴壁厚度增加, 而畴壁能减小.

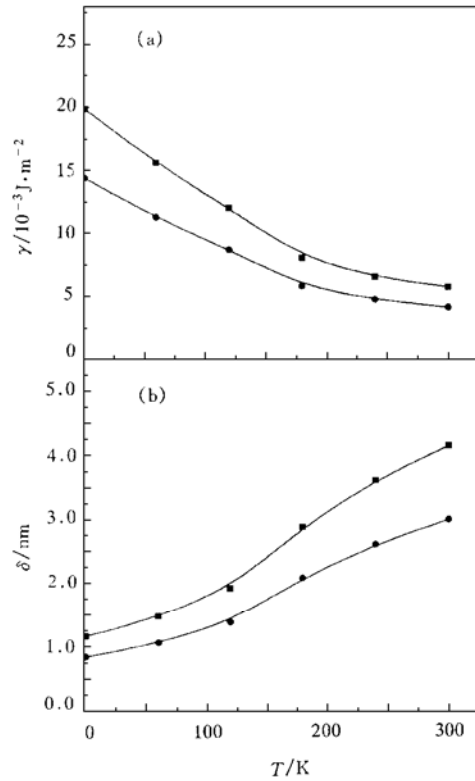


图 5 从热激活模型(—●—)和  $H_c(T)$  经验公式(—■—)推导出的畴壁能(a)和畴壁厚度(b)

## 4 结 论

在  $Tb_2Fe_{17-x}Si_x$  中 Si 的加入使晶格收缩, 增强了 Fe-Fe 间的交换作用, 进而居里温度也随之提高. Si 替代使稀土次晶格的各向异性增大, 使 Fe 次晶格的各向异性减小, 而总的各向异性作用是增大的. Si 的加入造成了交换场与局部晶场的起伏, 出现了窄畴壁钉扎和矫顽力增大等现象. 在考虑到三个各向异性常数作用的情况下, 计算得出了窄畴壁的畴壁能和畴壁厚度. 利用 Egami 热激发模型对畴壁钉扎效应随温度变化的研究, 也证实了 Si 替代导致了窄畴壁的出现. 而单晶样品的研究肯定了低温下矫顽力是由于窄畴壁的出现造成材料的本征性质. 定量计算揭示了畴壁厚度和畴壁能随 Si 含量以及温度变化的规律.

对沈保根教授所给予的帮助和讨论谨致谢意.

- [ 1 ] F. Pourarian, R. T. Obermyer, S. G. Sankar, *J. Appl. Phys.*, **75**(1994), 6262.
- [ 2 ] L. X. Liao, X. Chen, Z. Altounian, D. H. Ryan, *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 129.
- [ 3 ] B. P. Hu, X. L. Rao, J. M. Xu, G. C. Liu, X. L. Dong, H. Li, L. Yi, Z. R. Zhao, *J. Magn. Magn. Mater.*, **114**(1992), 138.
- [ 4 ] B. G. Shen, B. Liang, F. W. Wang, Z. H. Cheng, H. Y. Gong, S. Y. Zhang, J. X. Zhang, *J. Appl. Phys.*, **77**(1995), 2637.
- [ 5 ] R. A. Dunlap, Z. Wang, M. Foldeaki, *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 6737.
- [ 6 ] R. Verhoef, P. H. Quang, R. J. Radwanski, C. Marquina, J. J. M. Franse, *J. Magn. Magn. Mater.*, **104**(1992), 1473.
- [ 7 ] G. H. Wu, X. G. Zhao, J. H. Wang, J. Y. Li, K. C. Jia, W. S. Zhan, *Appl. Phys. Lett.*, **67**(1995), 2005.
- [ 8 ] X. C. Kou, E. H. C. P. Sinnecker, R. Grossinger, *J. Phys. : Condens. Matter*, **8**(1996), 1557.
- [ 9 ] N. H. Duc, T. D. Hien, D. Givord, J. J. M. Franse, F. R. de Boer, *J. Magn. Magn. Mater.*, **124**(1993), 305.
- [ 10 ] 宫华扬, 博士论文, 中国科学院物理研究所, 1996 [H. Y. Gong, Ph. D. Thesis, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, 1996].
- [ 11 ] H. X. Feng, J. H. Min, T. S. Zhao, C. C. Sun, *J. Phys. : Condens. Matter*, **5**(1993), 8603.
- [ 12 ] T. S. Zhao, Z. Z. Fan, H. M. Jin, *J. Phys. Stat. Sol. ( b )*, **157**(1990), 677.
- [ 13 ] W. D. Zhong, J. Lan, Z. X. Liu, G. Z. Li, *J. Magn. Magn. Mater.*, **74**(1988), 39.
- [ 14 ] J. J. Becker, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-12**(1976), 965.
- [ 15 ] D. J. Craik, E. Hill, *Phys. Lett.*, **48**(1974), 157.
- [ 16 ] H. Oesterreicher, F. T. Parker, M. Misroch, *Phys. Rev.*, **B18**(1978), 480.
- [ 17 ] R. Friedberg, D. L. Paul, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 1234.
- [ 18 ] J. J. van den Broek, H. Zijlstra, *IEEE Trans.*, **MAG-7**(1971), 226.
- [ 19 ] Y. K. Huang, C. H. Wu, Y. C. Chung, F. M. Yang, F. R. de Boer, *J. Less-Common Met.*, **132**(1987), 317.
- [ 20 ] A. A. Kazakov, N. V. Kudrevatykh, *J. Less-Common Met.*, **191**(1993), 67.
- [ 21 ] T. Egami, *Phys. Status Solidi A*, **19**(1973), 747.

## INVESTIGATION ON MAGNETIC PROPERTIES AND NARROW DOMAIN WALL OF $Tb_2Fe_{17-x}Si_x$ SINGLE CRYSTALS\*

GAO SHU-XIA DU JIANG TANG CHENG-CHUN MENG LI-QIN

WU GUANG-HENG ZHAN WEN-SHAN

(State Key Laboratory for Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

LI YANG-XIAN QU JING-PING XU GU-FZHI

(Hebei University of Technology, Tianjin 300130)

(Received 8 March 1999; revised manuscript received 11 April 1999)

### ABSTRACT

The magnetic properties and narrow domain are investigated. The substitution of silicon for iron leads to the reduction of the lattice parameters, and the significant increase of the Curie temperature from 413 K to 526 K. The mean field analysis show that the Fe-Fe exchange interaction is much strengthened while the Tb-Fe one is slightly weakened by the introduction of silicon. The anisotropy constants up to the sixth order are calculated by fitting the magnetization process of the samples with the different silicon contents at 1.5 K under the field up to  $5.2 \times 10^6$  A/m. At low temperature, the intrinsic coercivity has been observed. The domain wall energy and wall thickness were calculated by counting in three anisotropy constants up to the sixth order and the results indicated that the coercivity is caused by the typical narrow domain wall pinning-dominated process. The domain wall energy and wall thickness were also calculated based on the Egami thermal activation model and the empirical relationship for  $H_c(T)$ . The mechanism for the intrinsic coercivity was discussed.

**PACC:** 7530G; 6150; 8110

---

\* Project supported by the Foundation of the Chinese Academy of Sciences for Returned Scholars (Grant No. 940503).