

$\text{Sm}_2(\text{TM})_{17}$ 合金的磁性(自旋再取向相变)研究

林 虹 钟文定

(北京大学物理系)

1984年8月26日收到

提 要

本文研究了 $\text{Sm}_2(\text{FeNiCoM})_{17}$ 合金(M为非磁性组元)的磁性. 样品由六角结构无序型的 2:17 主相及少量 FeNi 合金杂相组成. 在六角结构的 c 轴方向(易磁化方向)观察到下述异常现象: 低温(273K 以下)时的磁化及反磁化曲线发生明显的跃变, 跃变时相应的磁场 H , 随温度下降而增大; 磁滞回线是蜂腰型的, 温度愈低蜂腰愈明显; 升温时磁化强度随温度变化(1.5K 至居里点 T_c)的曲线上出现极大值, 其相应的温度 T_i 随磁场增大而降低; 降温时观察到了热磁滞后现象. 但在基面(难磁化方向)上及 Co 含量增多(>18at%)时, 样品却表现了正常的铁磁行为. 本文提出用磁矩非共线结构排列的自旋再取向相变来解释上述异常现象, 并给出自旋倒向所需越过的能垒高度 $U = 9.2 \times 10^{-17} \text{erg}$, 用设想磁结构的模型得到的磁化强度的计算值与实验值也符合得较好.

一、引 言

稀土元素(R)与过渡金属(TM)形成的 2:17 型的化合物, 是第二代稀土永磁材料. 当 TM 主要为 Co 和 Fe 以及少量的 Cu 和 Zr 时, 永磁性能较好^[1]. 当 TM 为单纯的 Fe 时, 磁结构在某些情况下($R = \text{Ce}, \text{Tm}, \text{Yb}, \text{Lu}$)不是简单的, 而是螺磁(helimagnetism)或扇形(fan)结构^[2]. R_2Fe_{17} 的磁性主要取决于 Fe-Fe 的原子间距和 Fe 原子的近邻数目. 对 TM 为 Fe 与 Ni 的化合物, 研究得较少, 就 $R = \text{Y}, \text{Gd}, \text{Dy}$ 等已研究过的 $\text{R}_2(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_{17}$ 而言^[3], 发现三元化合物只在某一 x 值以下才能形成单相, 化合物的磁性 with 二元 Fe-Ni 合金相似, 未发现反常现象. 但是我们却在 $\text{Sm}_2(\text{FeNiCoM})_{17}$ 合金中, 观察到了低温下磁性的一系列异常现象. 本文将报道这些异常现象及其初步解释.

二、样品制备及实验方法

样品配方成分见表 1. 所用原料纯度均大于 99%. 将配料置于水冷铜坩埚中, 在高纯氩气下用电弧炉反复熔炼三、四次制成合金. 合金的热处理在氩气或真空(10^{-4}Torr)下, 于管式炉中进行. 热处理分三个阶段. 1) 在 1170℃ 下, 30min 后快冷(A)(高温固

溶快冷)。2) 高温固溶快冷后的合金分别在 700°C (G), 750°C (F) 和 800°C (B) 下保温 100min (等温处理)。3) 经 1), 2) 后的合金又作多级时效处理 ($650^{\circ}\text{C}/3.5\text{h} + 600^{\circ}\text{C}/7.0\text{h} + 550^{\circ}\text{C}/10.5\text{h} + 500^{\circ}\text{C}/22.0\text{h}$)。

表 1 样品的配方成分及相成分分析结果

	N°	$\text{Sm}_2(\text{Ni}_x\text{Fe}_y\text{Co}_z\text{M}_{1-x-y-z})_{17}$	wt%						
			Sm	Ni	Fe	Co	Cu	Al	Ti
配方成分	1#	$\text{Sm}_2(\text{Ni}_{.33}\text{Fe}_{.31}\text{Co}_{.01}\text{Cu}_{.03}\text{Al}_{.08}\text{Ti}_{.03})_{17}$	24.26	43.45	23.74	1.00	2.61	2.97	1.97
	2#	$\text{Sm}_2(\text{Ni}_{.47}\text{Fe}_{.29}\text{Co}_{.09}\text{Cu}_{.03}\text{Al}_{.05}\text{Ti}_{.03})_{17}$	24.75	38.36	22.69	7.60	2.68	1.90	2.00
基相相成	1#	$\text{Sm}(\text{Ni}_{.66}\text{Fe}_{.17}\text{Co}_{.01}\text{Cu}_{.03}\text{Al}_{.11}\text{Ti}_{.01})_{6.5}$	29.6	49.8	12.1	1.1	2.7	4.0	0.7
分析结果	2#	$\text{Sm}(\text{Ni}_{.59}\text{Fe}_{.18}\text{Co}_{.07}\text{Cu}_{.02}\text{Al}_{.09}\text{Ti}_{.04})_{6.2}$	30.7	43.4	12.9	5.5	2.0	3.2	2.3

用 X 射线粉晶衍射方法(飞利浦 APD-10 型 X 射线机)分析了合金的相结构, 确定了晶格常数及易磁化方向。用扫描电镜 (S4-10 型) 作形貌观察结合能谱方法定性定量地分析了相成分。

用振动样品磁强计、提拉法、脉冲强磁场及法拉弟磁秤等方法测量了样品从 1.5K 至居里点的磁性。样品分块状与粉末取向两种。块状尺寸为 $2 \times 2 \times 3 - 3 \times 3 \times 5\text{mm}^3$, 粉末取向粘结后的尺寸为 $3 \times 3 \times 3\text{mm}^3$ 。

三、实验结果

样品经处理后基相为无序型六角结构 (TbCu_7 结构) 的 2:17 相, 少量的杂相为 FeNi 合金, 样品的易磁化方向沿着六角结构的 c 轴。1#, 2# 样品的居里点 T_c 分别为 477, 539K。

在下述几个方面观察到磁性异常现象。

1. 磁化强度随温度升高有一极大值及热磁滞后效应

与一般的铁磁材料不同, 1#, 2# 块状样品的 $M(T)$ 曲线并不随温度升高而单调下降。如图 1 所示。磁化强度在升温的初始阶段基本不变, 而至某一温度 (称为转变温度 T_i) 时突然增加, 达到极大值后再单调下降。接着在降温条件下测该样品的 $M(T)$ 曲线, 结果与升温曲线不同。即随着温度的降低, 磁化强度单调上升。出现热磁滞后效应。

分别在 0.5, 3, 5, 10kOe 磁场下测试了 2# 块状样品升温时的 $M(T)$ 曲线。由图 1 明显看出, 极大值位置随外场增加而向低温端移动。转变温度 T_i (升温时 $M(T)$ 的上升部分与水平部分延长线的交点) 分别为 320K (0.5kOe), 164K (3kOe), 131K (5kOe), 93K (10kOe)。

2. 磁化曲线在某一磁场下出现跃变

图 2 为 2# 块状样品在三个不同温度下的磁化曲线。1.5K 时, 磁化曲线起始部分上升很快, 接着较平缓, 至某一磁场 (称跃变场 H_i) 时, 磁化强度又突然增大, (磁化强度的

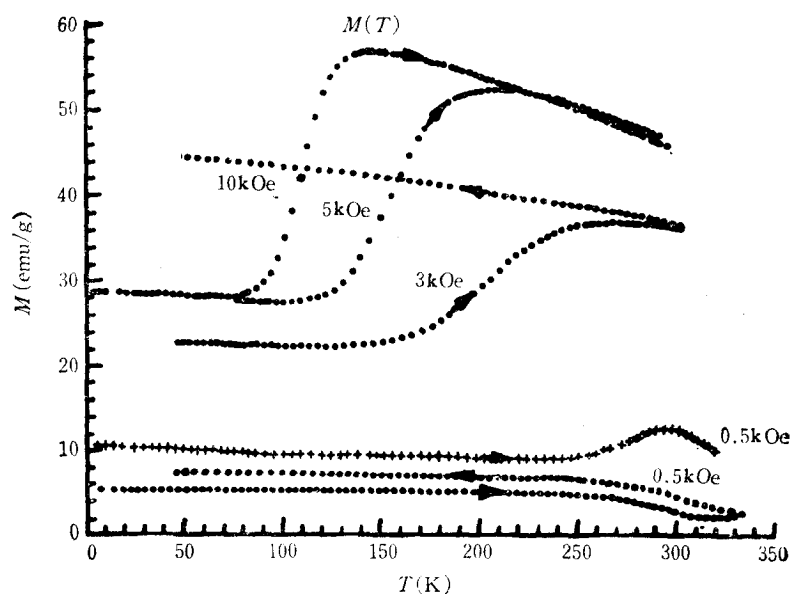


图1 $M(T)$ 曲线, + 为 1# 样品的, • 为 2# 样品的, / 表示升降温, 0.5kOe 等表示所加外磁场

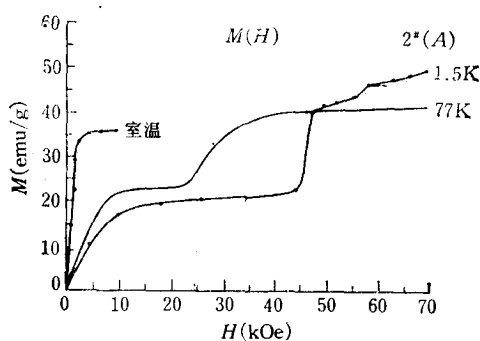


图2 2# 样品不同温度的磁化曲线, 1.5K 的提拉法测, 77K 的脉冲强磁场测; 室温的振动样品磁强计测

跃变值 $\Delta M \geq 0.50M_s$), 然后趋于饱和. 77K 的磁化曲线与 1.5K 的很相似, 只不过跃变场有所不同, 室温时的磁化曲线则是正常的. 由图可见, 跃变场 H_c 从 1.5K 的 43kOe 变为 77K 的 25kOe, 再达到室温时的 0. 即随测量温度升高, H_c 逐渐降低.

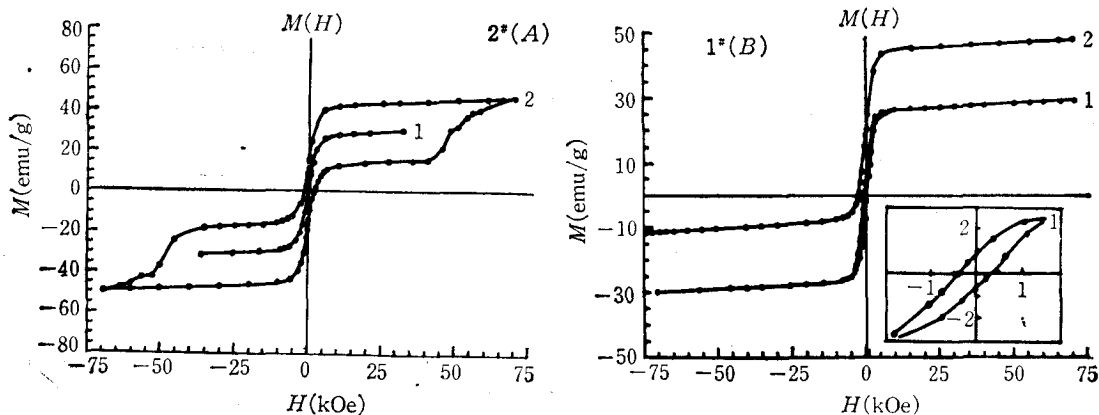
3. 蜂腰型的磁滞回线

蜂腰型的磁滞回线在下述条件下出现(未考虑退磁场的修正).

1) 最大外磁场是否大于跃变场 从图 2 看到 1.5K 时 2# 样品的跃变场为 43kOe, 因此在大于和小于跃变场的同样温度下测量了两条磁滞回线, 结果如图 3(a) 所示. 由图可见, 最大外场为 30kOe 时的曲线形状不出现蜂腰, 和普通铁磁材料的相似, 矫顽场强度为 217Oe. 最大外场为 70kOe 的曲线, 则是蜂腰型的, 磁滞回线上升一支的变化趋势与图

2 中 1.5K 的磁化曲线相似,磁化强度都在 43kOe 磁场(跃变场 H_c)处发生跳跃;磁滞迴线下降一支的磁化强度,在第一象限基本不变,只是在外场接近于零时才很快下降,矫顽力为 1483Oe,磁滞迴线是对称的蜂腰迴线。

2) 是否在磁场中冷却 图 3(b) 是 1.5K 时 1[#] 块状样品的磁滞迴线。迴线 1 为未在磁场中冷至 1.5K 时测的,曲线形状没有蜂腰,是正常的迴线,矫顽场为 313Oe。若将该样品在 70kOe 磁场下升温至室温、再在该场下冷至 1.5K,测得的结果为迴线 2(下降一支)。由图可见,反向场增至 70kOe 时相应的磁化强度只约为饱和值的 1/4,矫顽力为 2544Oe。可以认为,若外磁场再增大或提高测量时的温度,则 1[#] 样品的迴线也是蜂腰型的。



(a) 2[#] 样品. ($T = 1.5\text{K}$)

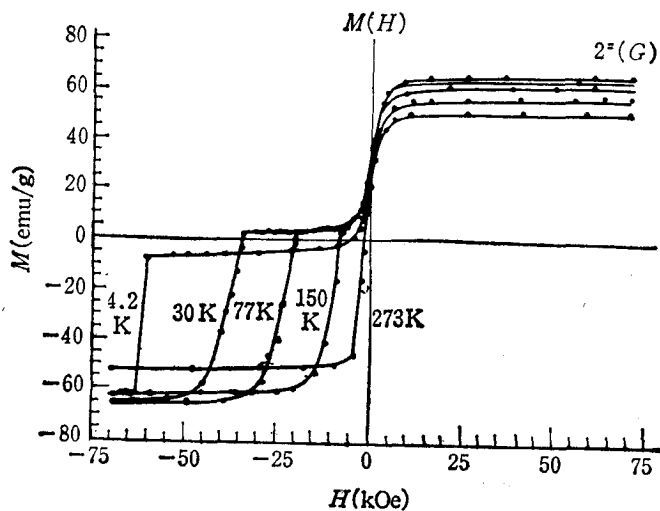
1 是最大外场 30kOe 时测的(下降一支);

2 是最大外场 70kOe 时测的

(b) 1[#] 样品. ($T = 1.5\text{K}$)

1 为零场冷却测的,插图为迴线 1

2 为 70kOe 场冷却测的(下降一支)



(c) 2[#] 样品. (不同温度)

磁滞迴线下降一支,图上所标为温度

图 3 磁滞迴线

3) 与温度的关系 图 3(c) 是 $2^{\#}$ 样品在不同温度下测的磁滞迴线, 表 2 给出了有关参数. 由图及表看出, 温度低于 273K, 磁滞迴线都是蜂腰型的, 跃变场 H_c 随温度降低而增大, 但矫顽力并不如此.

表 2 $2^{\#}$ (G) 样品不同温度下测的磁滞迴线的参数

$T(\text{K})$	4.5	30.6	78.1	150.2	273.7
$H_c(\text{Oe})$	5361	34425	20830	8162	1459
$H_r(\text{Oe})$	62000	34425	20830	8162	0
$M_r(\text{emu/g})$	28.50	34.37	36.60	33.52	27.49
$M_{(70\text{kOe})}(\text{emu/g})$	57.24	65.47	64.99	62.33	52.30

4. 反常磁性与晶轴方向和成分有关

图 4(a), (b), (c) 是磁场取向粉末粘结样品 $1^{\#}$ 或 $2^{\#}$ 的 $M(T)$ 曲线、磁化曲线和

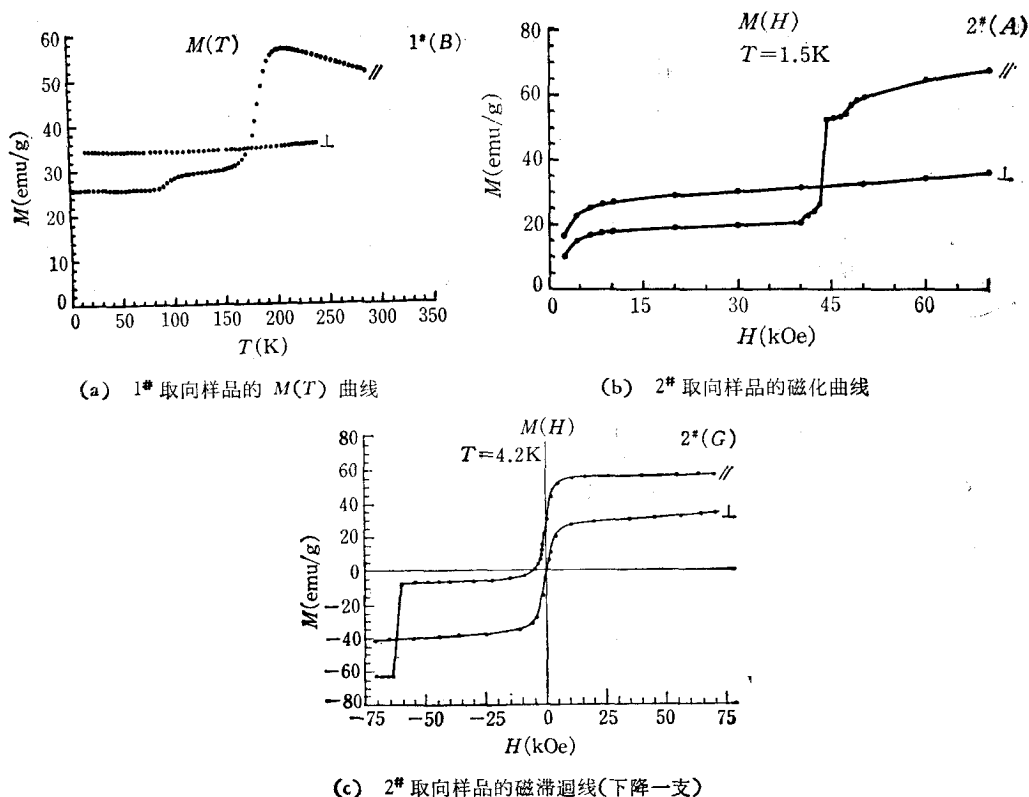


图 4

// 表示沿取向磁场方向测; $\perp$ 表示垂直取向磁场方向测

磁滞回线。由图 4 明显看出,在垂直于取向磁场方向(六角结构的基面上)测量,得到的是正常的曲线,而沿取向磁场方向(六角结构的 c 轴方向)测量,得到的是与块状样品相同的反常曲线。由此我们看到反常行为仅发生在六角结构的 c 轴方向。

实验中我们还作了含 Co 量为 18at% 的样品 $\text{Sm}_2(\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{26}\text{Co}_{18}\text{Cu}_{03}\text{Ti}_{04})_{17}$, 其居里点升高(426°C),但没有观察到反常行为。即当 Co 含量增高时,反常现象消失。

四、结果分析及讨论

上述 1#, 2# 样品的磁性反常行为,在 2:17 型的钐与过渡金属的化合物中未见报道,我们认为这些反常现象起源于磁性离子的自旋再取向相变。

Белов 等人^[4]对自旋再取向相变作了详细的综述, Deryagin^[5] 给出了这类相变出现在 3d—4f 化合物中的具体例子。他们认为,自旋再取向相变可以发生在下列三种情况:

a) 随着温度的变化,易磁化轴发生了改变。如 RCo_5 ($\text{R} = \text{Nd}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}$) 的易轴离开六角 c 轴,转向基面的临界温度分别为 270, 420, 370 和 140K^[6]。b) 当磁晶各向异性常数 K_1 和 K_2 的比例在某一范围内时,在某一磁场下磁化强度由于不可逆的转向而突然增大,如 $\text{Er}_2(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{17}$ 和 $\text{Pr}_2(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{17}$ 中所出现的情况^[5,7]。c) 磁场感生的(变磁性的)相变,即在某一临界场的作用下,磁结构类型发生变化,或由反铁磁性变到铁磁性,或由磁矩的非共线排列变到铁磁排列。如 $\text{Tb}_{0.5}\text{Y}_{0.5}\text{Ni}$ ^[8], $(\text{Tb}_{1-x}\text{Y}_x)_3\text{Co}$ ^[9] 和 $(\text{Tb}_{1-x}\text{Gd}_x)_3\text{Co}$ ^[9] 中所出现的情况。

用上述磁场感生的相变和下面的磁结构设想,可解释我们全部的实验结果。

1. 设想的磁结构

对于 TbCu_7 晶体结构(图 5(a)), 在一个晶胞里,有 2/3 个 Sm 原子占据 a 位, 17/3 个其它原子占据 $2e$, $3g$, $2c$ 位。设磁结构在 a , c 面上的投影如图 5(b) 所示。这种磁

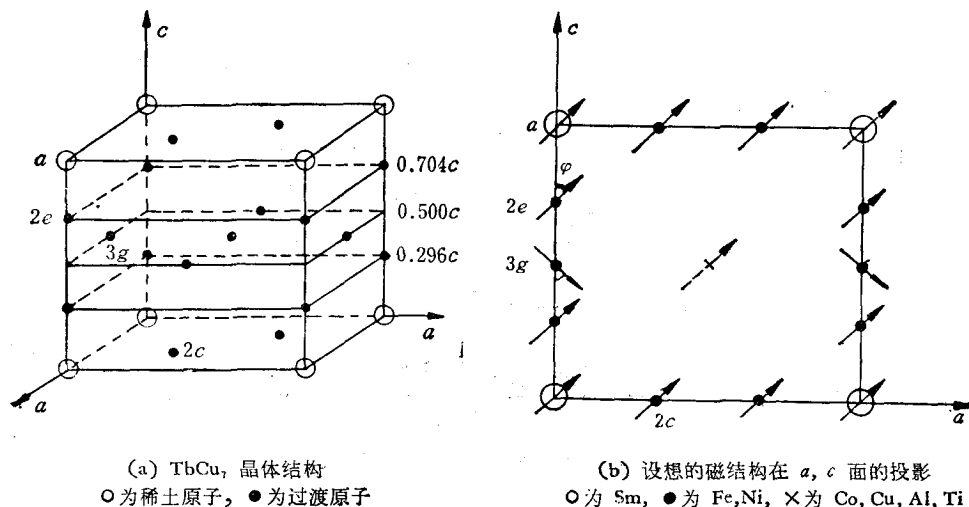


图 5

结构的设想基于如下几点: 1) 同一晶位上相同原子的自旋取向一致. 2) Sm 的总角动量 $J = L - S$, 故与近邻过渡元素的磁矩平行耦合. 3) Fe, Ni 随机占据 $2c$, $3g$, $2c$ 位. 从实验得到的晶格常数, 我们求出 $1^{\#}$, $2^{\#}$ 样品 TbCu₇ 结构 $2c$ 与 $3g$ 位间距分别为 2.334、2.350 Å, 远小于金属 Fe, Ni 的间距, 从奈耳曲线上交换积分 A 与 $d-2r$ 的关系知 $A < 0$, 即 $2c$ 与 $3g$ 两晶位磁矩间存在负交换作用, 故磁矩反向排列. 4) Al, Ti, Cu, Co 等随机占位, 不妨设占据 $3g$ 位. $1^{\#}$, $2^{\#}$ 样品相成分分析给出基相分子式中 Al, Ti, Cu, Co 对 Fe, Ni 的比约为 3.1/17, 故认为 $3g$ 位中它们占一个原子, 如果被 Co 占据, 则有磁矩贡献, 而 Co 有利于正相互作用, 其磁矩与 Sm 的磁矩平行. 5) Sm 有利于 c 轴各向异性, 并设晶位上的 Fe, Ni 有利于面各向异性, 结果使自旋取向与 c 轴有一夹角 φ . 6) 由图 4 知, 反常磁性仅出现在 c 轴方向上, 基面为正常的铁磁行为, 故设磁矩在 a 方向的分量呈铁磁性, 在 c 方向的分量呈亚铁磁性.

2. 用图 5 (b) 计算磁矩并与实验值比较

设 Sm 的磁矩 μ_{Sm} 为 $0.3\mu_{\text{B}}$, Co 磁矩为 $1.60\mu_{\text{B}}$, Fe 磁矩为 $2.0\mu_{\text{B}}$, Ni 磁矩为 $0.3\mu_{\text{B}}^{[10]}$. 考虑到 Fe, Ni 随机占位及表 1 相成分分析给出的基相分子式中的 Fe, Ni 比, 其 FeNi 有效磁矩 $\mu_{\text{FeNi}} = [(1 \times 2.0 + 3 \times 0.30)/4]\mu_{\text{B}} = 0.73\mu_{\text{B}}$ 则在一个晶胞内, c , a 方向上的磁矩分别为

$$\begin{aligned} \mu_c = & \frac{2}{3} \mu_{\text{Sm}} \cos \alpha + 2 \mu_{\text{FeNi}} \cos \alpha + \frac{2}{3} \mu_{\text{FeNi}} \cos \alpha + 2 \mu_{\text{FeNi}} \cos \beta \\ & (a \text{ 位}) \quad (2c \text{ 位}) \quad (2e \text{ 位}) \quad (3g \text{ 位}) \\ & + z \mu_{\text{Co}} \cos \alpha \quad (3g \text{ 位}) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mu_a = & \frac{2}{3} \mu_{\text{Sm}} \sin \alpha + 2 \mu_{\text{FeNi}} \sin \alpha + \frac{2}{3} \mu_{\text{FeNi}} \sin \alpha + 2 \mu_{\text{FeNi}} \sin \beta \\ & (a \text{ 位}) \quad (2c \text{ 位}) \quad (2e \text{ 位}) \quad (3g \text{ 位}) \\ & + z \mu_{\text{Co}} \sin \alpha \quad (2) \\ & (3g \text{ 位}) \end{aligned}$$

其中 β 为转动过程中 $3g$ 位上的 Fe, Ni 磁矩与 c 轴的夹角, α 为其它晶位上及 Co 离子的磁矩与 c 轴的夹角, $0 \leq z \leq 1$, 依据 Co 是否占位取值.

当 $\alpha = \beta = 0$ 时, 由(1)式得饱和磁化强度. 若 $\alpha = 180^\circ - \beta = \varphi$, 则得自发磁化的情况. φ 值可由下式求得:

$$\operatorname{tg} \varphi = M_{ar'}^{\text{exp}} / M_{er'}^{\text{exp}} \quad (3)$$

M_{ar}^{exp} 、 M_{cr}^{exp} 分别为实验得到的在 a 、 c 轴上的剩磁, r' 表示只考虑转动过程。在 c 方向上跃变场 H_r 处的磁化强度的变化值 ΔM 主要来自 $3g$ 位上 Fe, Ni 自旋的再取向, 高场下 a 方向的磁化强度 $M_{\perp}$ 也主要来自 $3g$ 位上 Fe, Ni 自旋的贡献。图 6 给出了计算值与实验曲线的比较, 表 3 为相应的数据。 $M_{cr'}^{\text{mod}}$ 及 $M_{ar'}^{\text{mod}}$ 是取实验得到的 φ 值 (关系式 (3)) 从关系式 (1), (2) 得到的。计算中 $z = 0.33$, 表示三个晶胞里有一个 Co 离子。

由图 6 及表 3 可知计算与实验值符合得较好, ΔM , $M_{\perp}$ 计算值偏小是由于计算中

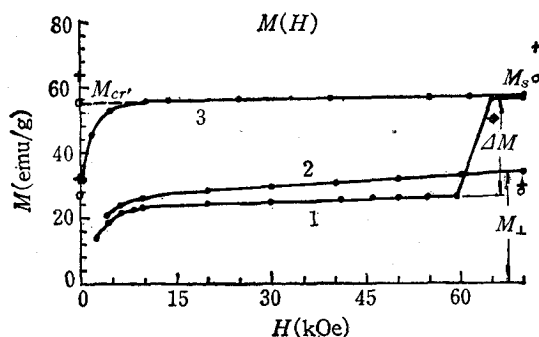


图6 模型计算与实验值的比较

1, 2, 3 均为实验曲线, 1, 3 为沿取向磁场方向测的磁化、退磁曲线; 2 为垂直取向磁场测的磁化曲线。"○"及"+"均为模型计算的点, ○为 $z = 0$, +为 $z = 0.33$

只考虑了 $3g$ 位 FeNi 磁矩的贡献, 实际上其它晶位磁矩也有贡献。

表3 $2^{\#}(G)$ 样品模型计算与实验值的比较(单位: emu/g)

		M_s	$M_{cr'}$	$M_{ar'}$	ΔM	$M_{\perp}$
实验值 (exp)		63.65	54.96	26.87	29.51	33.51
计算值 (mod)	$z = 0$	62.17	55.86	27.29	25.16	25.16
	$z = 0.33$	71.36	64.11	31.33	25.16	25.16

3. 用图 5(b) 及自旋再取向说明实验中的各种反常现象

$3g$ 晶位上 Fe, Ni 的自旋与其它晶位上的自旋反向排列, 如果 $3g$ 位的自旋发生倒向, 则在 c 方向的磁有序就从亚铁磁变到铁磁。正是这种微观上非共线结构造成的自旋再取向, 导致了宏观上的磁性反常现象。 a 方向的磁有序始终是铁磁的。由此说明图 4 沿取向磁场方向 (c 方向) 出现磁性反常。垂直于取向磁场方向 (a 方向) 不出现反常的原因。

$3g$ 晶位上自旋的取向主要受外磁场、热激活及磁晶各向异性、交换作用的影响。前两种能量有利于自旋倒向, 而后两者阻碍倒向。如果外场能、热激活能联合作用的结果克服了交换作用能及磁晶各向异性能, 就会使 $3g$ 晶位的自旋越过能垒, 重新取向, 这时 c 方向的磁矩便突然增大, 宏观上即对应磁化强度的突然增大。实验中观察到的磁化强度随温度升高有一极大值、磁化曲线在某一磁场下出现跃变、蜂腰型的磁滞迴线, 都是 $3g$ 晶位上自旋倒向的结果。

对 $3g$ 晶位上的每一个自旋, 倒向所需越过的能垒高度是一定的。温度较高, 热激活能就较大, 较小的外场即可使自旋越过能垒; 反之, 温度较低, 热激活能较小, 倒向所需的外场就较大。自旋倒向时所需的外场就是跃变场 H_i , 所需的温度就是转变温度 T_i 。正如图 1(b), 图 2 和表 2 所示, T_i 随外场减小而增大, H_i 随温度下降而增大。用表 2 的

数据,作 $-\ln \frac{1}{H_r} - T$ 的关系(见图 7), 得到一条直线, 由此可推得 H_r 与 T 满足如下关系式:

$$H_r(T) = H_r(0) \exp(-k_B T/U) \quad (4)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, $H_r(0)$ 是 0K 时的跃变场, 它与样品的成分、热处理有关. U 为一常数, 其数值 $U = 9.2 \times 10^{-15} \text{erg}$, 此值与一个 Tb 离子的磁晶各向异性能 ($9.77 \times 10^{-15} \text{erg}$) 很相近, 且由 U 推出分子场 (用 $\mu_{\text{FeNi}} = 0.73\mu_B$) 的数量级为 $0.8 \times 10^6 \text{Oe}$. 因此我们认为 U 反映了交换作用、磁晶各向异性作用, 它恰恰表示了 3g 晶位上自旋倒向所需越过的能垒高度. 不同成分的样品, 磁结构细节可能有所不同, 能垒高度也会有所差异. 如果将(4)式表为 T 是 $H_r(T)$ 的函数, 即

$$T = -\frac{U}{k_B} \ln [H_r(T)/H_r(0)] \quad (5)$$

对 2[#] 样品, $H_r(0)$ 近似取 1.5K 时的跃变场 43kOe, 由(5) 式便可得到不同磁场下的转变温度如表 4 所示, 与实验值 T_i 相比很符合. 将(5)式变形, 可得到

$$[H_r(T_i)/H_r(0)]^{1/T_i} = \text{const.} \quad (6)$$

进一步说明了自旋倒向所需能量是一定的.

表 4 关系式(5)计算值 T 与实验值 T_i 的比较 (2[#] 样品)

$H_r(\text{kOe})$	0.5	3.0	5.0	10.0
$T(\text{K})$ 计算值	297	178	143	97
$T_i(\text{K})$ 实验值	320	164	131	93

当 3g 晶位上的自旋倒向以后, 如果所加外场的大小和方向都不变, 则自旋始终朝外场方向, 这时若将温度降低(即热激活能减少), 更有利于自旋朝外场方向, 所以在 $M(T)$ 曲线上看到了热磁滞后现象(图 1).

不论样品是否在磁场中冷至低温, 只要 3g 晶位上自旋所获得能量足以使其越过能垒, 就会实现自旋倒向的磁相变. 如图 3(a), 2[#] 样品在 1.5K 的跃变场 H_r 是 43kOe, 外场加至 30kOe, 得到的能量较能垒低, 自旋不倒向, 测得的迴线就不是蜂腰型的. 又如图 3(b), 1[#] 样品 1.5K 的跃变场 H_r 大于 70kOe, 所以零场放置时, 即使加场至 70kOe, 测得的迴线仍是狭窄的矩形迴线, 随温度升高, 所需跃变场减小, 升至某一温度时, 70kOe 达到跃变场数值, 所以发生了自旋倒向. 再冷却至 1.5K, 加反向场时, 会出现自旋再倒向, 因此磁滞迴线是蜂腰的.

当 Co 含量为 18at% 时, 无序的 TbCu_7 结构转变为有序的 $\text{Th}_2\text{Zn}_{17}$ 结构, 磁有序温度提高, 这表明 Co 的增多使得过渡离子间距增大, 负相互作用被正相互作用所代替, 磁

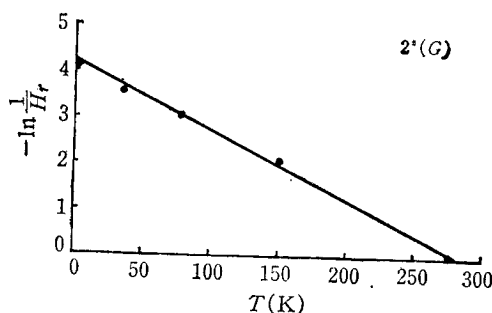


图 7 2[#] 样品 $-\ln \frac{1}{H_r}$ 与 T 的关系

矩彼此平行耦合,呈铁磁性,所以反常现象消失了。

以上我们报道了 $\text{Sm}_2(\text{FeNiM})_{17}$ 合金的一系列磁性异常现象,并从非共线磁结构及自旋再取向相变给予了初步解释。当然,非共线磁结构的存在只是一个设想。事实究竟如何还需要实验检验,遗憾的是目前条件下中子衍射方法很难对轻稀土 Sm 及合金进行分析,因此未能直接观察到磁结构。

本实验工作中,得到北京冶金研究所史凤志及张士杰同志、科学院物理所赵汐潮同志、北京大学物理系刘尊孝及兰健等同志的大力协助,在此谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] T. Ojima, S. Tomizawa, T. Yoneyama and T. Hori, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-13**, (1977), 1317.
- [2] D. Givord, R. Lemaire, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-10**, (1974) 109.
- [3] G. Hilscher, H. Kirchmayr, *et al*, Proc. 10th Rare earth research Conf., **1**(1973), 301.
W. Steiner *et al*, *J. Less-Common Met.*, **41**(1975), 165.
W. Steiner *et al*, *J. Less-Common Met.*, **45**(1976), 143.
- [4] К. П. Белов и др., *УФН*, **119** (1976), 447.
- [5] A. V. Deryagin, *J. de Phys. Suppl.*, **40**(1979) C5-165.
- [6] Okamoto *et al*, *J. Phys. Soc. Japan*, **34**(1973), 835.
- [7] D. Melville *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-12**, (1976), 1012.
- [8] D. Gignoux, R. Lemaire, *Solid State Commun*, **14** (1974) 877.
- [9] А. В. Дерягин и др., *ЖЭТФ*, **73** (1977), 1389.
- [10] K. H. J. Buschow, *Ferromagnetic Materials* (ed. E. P. Wohlfarth) North-Holland Publishing Company, **1**(1980), 384.

STUDY OF MAGNETIC PROPERTIES (SPIN REORIENTATION PHASE TRANSITIONS) IN $\text{Sm}_2(\text{TM})_{17}$ ALLOYS

LIN HONG ZHONG WEN-DING

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

The magnetic properties of pseudobinary $\text{Sm}_2(\text{FeNiCoM})_{17}$ alloys in which M are nonmagnetic elements have been studied. The sample consists of disordered hexagonal 2:17 phase (TbCu₇-structure) coexisting with FeNi. Anomalous magnetic properties along the *c*-axis (easy magnetization direction) have been observed. Below the room temperature, the magnetization and reverse magnetization curves exhibit obvious jumps. The magnetic fields corresponding to the jumps H_r increase with the temperature decreasing. The hysteresis loops show wasp-waisted character. The curve of magnetization vs. temperature has a maximum, the corresponding transition temperature T_t decreases with the magnetic field increasing. During cooling, the thermal magnetic hysteresis phenomena have been found at some values of magnetic field. On the basal plane (hard magnetization direction) and at higher Co concentrations ($> 18 \text{ at\%}$), the alloys show normal ferromagnetic behaviors. Most of the phenomena observed can be explained in terms of spin reorientation phase transition leading to non-collinear spin arrangements. The reversal of spin direction must cross over an energy barrier, the height of which is $U = 9.2 \times 10^{-15} \text{ erg}$. The calculated values of magnetization are in good agreement with the observed ones.