

精密合金文集

JINGMI HEJIN WENJI

上海科学技术文献出版社

精密合金文集

《精密合金文集》编辑组 编

*

上海科学技术文献出版社出版

(上海高安路六弄一号)

新华书店上海发行所发行

上海商务印刷厂印刷

*

开本: 787×1092 1/16 印张: 19 字数: 474,000

1980年7月第1版 1980年7月第1次印刷

印数: 1—2,650

书号: 15192·79 定价: 2.35元

(限国内发行)

《科技新书目》157-105

前 言

精密合金是一类具有某些特殊物理性质的金属材料, 诸如磁性、弹性、膨胀、双金属及电阻等合金都属于精密合金的范畴。由于其在现代各种电子自动化装置及各种仪器、仪表中有着十分广泛的用途而在整个国民经济及国防工业中占有重要的地位。大力加快我国精密合金科研和生产的发展速度以适应四个现代化的迫切需要是我国广大冶金工作者的共同心愿。

近年来, 为了赶超世界先进水平和满足我国社会主义建设事业的需求, 我国广大精密合金工作者进行了大量的科研和生产工作, 并取得了许多令人可喜的成果。为了进一步推动我国精密合金科研工作向前发展, 1978年4月由上海钢铁研究所负责在江苏吴县召开了冶金部第三届精密合金经验交流会。会上广泛交流了自第二届会议(1974年底)以来以科研为主的各项工作经验, 并提出了185篇学术论文与工作报告。

为了满足各方面的要求, 受大会委托, 特从该届会议资料中选辑了一部分具有代表性的文章, 共四十一篇汇编成册, 以飨读者。永磁材料部分1978年6月于安徽休宁召开会议并已出专集, 故本集不再重复。

由于我们业务水平所限, 加之缺乏经验, 错误在所难免, 务希广大读者批评指正。

精密合金文集编辑组

1979年3月20日

目 录

一、磁性材料

1. 软磁合金中某些基本问题的讨论1
2. 高导磁 Ni-Fe 系磁头合金显微结构的探讨23
3. 关于开口磁环磁性的斯诺克公式和 μ_r 守恒34
4. 低 H_c 非晶态软磁合金的研究42
5. 提高硅钢薄带导磁率及降低铁损的研究50
6. 80Ni-4MoFe 合金薄带的织构和磁性55
7. 关于 1J87 合金的成份、工艺、性能及应用的若干问题62
8. 磁屏蔽用高导磁合金69
9. 新型恒导磁合金的研究74
10. Fe-1%Si(110)[001]取向材料83
11. NiFeMoNbTi 系高电阻率磁头材料92
12. 提高 Ni-Co-Mo-Fe 软磁合金导磁率的一些试验95
13. 高磁致伸缩稀土-铁合金实验初步报告100
14. 1J12 合金高磁导率的获得103
15. Fe-Si-Al 合金热处理制度的研究(简讯)111
16. 磁场热处理对软磁合金性能影响的某些研究114
 II. 纵横向磁场热处理对 Fe-Ni 合金静态性能和动态损耗的影响
17. 磁场热处理对软磁合金性能影响的某些研究122
 III. 关于 50%Ni-Fe 合金纵向磁场热处理降低剩磁和提高初始导磁率的研究
18. 6.5%Si-Fe 合金的研究128

二、弹性合金

19. 铁锰镍铬系双金属恒弹性材料的试制140
20. 低居里点弱磁恒弹性合金 (38NiCrMoTiAlCu)145
21. 低延迟时间温度系数的弹性合金149
22. 40Cr-3.5Al-Ni 轴尖合金的研制157
23. 低松弛刮片弹簧合金166

24. 低频率温度系数高品质因素恒弹性合金的研制	171
25. 低频率温度系数恒弹性合金的研制	181
26. 纵振和扭振频率温度系数同时“为零”的恒弹性合金	187
27. 高导电高弹性合金的试制	195
三、膨胀合金	
28. 关于因瓦问题	198
29. 低钴定膨胀合金的研制	219
30. 一种低钴铁基玻璃封接合金	235
31. 无磁瓷封合金的研制	240
32. FeCrAl 高温应变电阻合金的试验研究	246
33. 易切削因瓦合金 Ni36Se	253
四、实验技术	
34. 磁调制器传输函数的计算	256
35. 射频磁导计	270
36. 自激悬挂法弹性测试仪研制	278
37. 扫描电镜中 II 型磁衬度的解析模型 (摘要)	285
38. 扫描电镜中 II 型磁衬度及其初步试验结果 (摘要)	286
39. 用最小二乘法拟合 12Al-Fe 合金的穆斯保尔谱	287
40. 单铁芯磁放大器电流放大特性曲线的自动记录	293
41. RC 光电放大积分器	297

软磁合金中某些基本问题的讨论

东北工学院 何开元

前 言

众所周知, 软磁合金是以高导磁率和低矫顽力为特征的。对软磁合金的研究要求能回答以下几个基本问题: (1) 怎样成分的合金方可获得高导磁率、低矫顽力或其它特殊磁性要求? (2) 在熔炼、加工及热处理整个工艺过程中有些什么物理或化学因素在起作用, 如何进行控制? (3) 对于一定成分及工艺的合金, 如何定量计算其导磁率、矫顽力等磁性参数值? 对于以上这些基本问题, 虽然人们已积累了若干有用的知识, 但是还远没有达到圆满解决问题的深度, 特别是在定量描述上还存在很多问题。本文在前人工作的基础上对其中一些基本问题作一简要概括, 并进一步作了一些探讨, 或许能对软磁合金的研究起到一点促进作用。本文将讨论以下五个问题: 一、高导磁合金的最佳成分; 二、有序程度的控制和 K 状态的结构; 三、磁场热处理的效果; 四、再结晶取向转变; 五、初始导磁率的计算。

一、高导磁合金的最佳成分

在一般情况下, 获得很高导磁率的合金成分应能满足磁晶各向异性常数 K_1 和饱和磁致伸缩系数 λ_s 同时趋近于零^[1]。由于我们现在关于合金的磁各向异性及磁致伸缩的理论知识尚不足以预言在 K_1 、 λ_s 值和合金成分间的定量关系, 因此, 在若干系列的合金中, K_1 、 λ_s 同时趋近零的成分, 亦即高导磁合金的成分, 常常是通过实验来确定的。然而 Enoch 和 Fudge^[2] 在研究 Fe-Ni-Mo-Cu 高导磁合金时, 曾提出 Fe-Ni 高导磁合金应具有一定的磁性原子比的半经验的理论, 这在预言富 Ni 的高导磁 Fe-Ni 合金的最佳成分方面开辟了一条捷径。以下我们将首先扼要地介绍这个理论, 然后将它和若干实验进行比较, 最后进行讨论。

1. Enoch 和 Fudge 关于 Fe-Ni 高导磁合金的磁性原子比理论

这个理论认为, 在 Ni-Fe 合金中加入 Mo 或 Cu 时, 由于这些元素对 Ni 的亲合力大于对 Fe 的亲合力, 所以 Fe 原子的磁矩保持不变, 而 Ni 原子的磁矩则由于近邻的 Mo 或 Cu 原子的作用而被“中和”, 即 Mo、Cu 原子的价电子能跑到 Ni 原子的未满 3d 带中而抵消其自旋磁矩。按 Enoch 和 Fudge 的计算, 一个 Cu 原子可以“中和”0.67 个 Ni 原子, 一个 Mo 原子可以“中和”9 个 Ni 原子。那些被“中和”的 Ni 原子便不再是磁性原子, 而在合金中仅起稀释作用。这样可以计算出剩余的磁性 Ni 原子的原子 % 为

$$c_{Ni} - 9c_{Mo} - 0.67c_{Cu}$$

式中 c_{Ni} 、 c_{Mo} 和 c_{Cu} 为 Ni、Mo 和 Cu 的原子 %。Enoch 等进一步提出, 仅当磁性 Ni 原子与 Fe 原子数之比为一常数(3.48)时, 可得到高的导磁率。于是可以列出方程式。

$$\frac{c_{\text{Ni}} - 9c_{\text{Mo}} - 0.67c_{\text{Cu}}}{c_{\text{Fe}}} = 3.48 \quad (1)$$

$$c_{\text{Fe}} + c_{\text{Ni}} = 100 - c_{\text{Cu}} - c_{\text{Mo}} \quad (2)$$

由此式可以在设定的 c_{Cu} 和 c_{Mo} 值下确定相应于高导磁率的最佳成分的 c_{Ni} 和 c_{Fe} 的值。

Enoch 等提出的 Mo、Cu 原子仅仅“中和” Ni 原子磁矩的假定是以 Wakelin 和 Yates^[3] 的工作为依据的。他们曾研究少量 Cu 或 Mo 加入 Ni_3Fe 中对磁化强度的影响, 根据实验数据分析, 认为合金磁化强度的下降是由于加入元素的外层电子填充了 Ni 原子的未充满 3d 带以致使部分 Ni 原子失去磁矩所致; 而 Fe 原子的磁矩则明显地不受加入元素的影响。

为什么说, 一个 Cu 原子可以“中和” 0.67 个 Ni 原子, 而一个 Mo 原子则可以“中和” 9 个 Ni 原子呢? 这可以从下面的实验规律得出。若干实验结果^[4]说明, 当在 Ni 中加入不同价的非铁磁元素时, 可使 Ni 原子的平均玻尔磁子数随元素含量直线下降, 且下降的速率随元素的原子价升高而增大。这些实验结果可用下面的经验公式表示:

$$\bar{\mu} = 0.60 - vc \quad (3)$$

式中 $\bar{\mu}$ 为合金的平均每原子的玻尔磁子数, v 为加入元素的原子价, c 为加入元素的原子%。对 Cu 来说, $v=1$, 由 (3) 式可知, 当 $C=60\%$ 时 $\bar{\mu}$ 下降至零, 也就是 1 个 Cu 原子可以“中和” 0.67 个 Ni 原子。对 Mo 来说, $v=6$, 同样由 (3) 式可知 1 个 Mo 原子可以“中和” 9 个 Ni 原子。(3) 式所表示的实验规律曾为 Stoner^[5] 所解释。

在二元 Fe-Ni 合金中, 用最佳热处理方法获得最高导磁率的成分为 78.5% Ni-Fe (重量百分数), 化为原子百分数可知 Ni 和 Fe 的原子数比为 3.48:1。Enoch 和 Fudge 所提出的磁性原子比理论之基本立足点是假定在多元 Fe-Ni 合金中获得高导磁率时, Ni 和 Fe 的磁性原子数比和分布状态是和最高导磁率的二元合金中的一样, 也就是假定 K_1 和 λ_s 同时趋近零的状态是由于磁性原子间确当的相互作用所致, 而非磁性原子仅起稀释作用。显然这个立足点基本上是合理的。根据这个理论并可得出, 由于在多元 Fe-Ni 合金中, 那些被“中和”的非磁性 Ni 原子以及加入的其它非磁性元素的原子, 在合金中对铁磁相互作用起了稀释作用, 还可以使 K_1 和 λ_s 比二元合金更进一步趋近零。因此说明, 多元合金可具有更佳的磁性。

2. 铁磁性原子比理论所计算的最佳成分和实验结果的比较

Enoch 和 Fudge 仅仅在研究 Fe-Ni-Cu-Mo 和 Fe-Ni-Mo 高导磁合金的最佳成分时用了他的理论计算, 并和实验结果作了比较, 指出计算结果和实验符合。为了检验这个理论是否能在更多的合金中适用, 我们在本节将用这个理论计算一系列富 Ni 多元 Fe-Ni 合金的最佳成分, 并和实验结果进行比较。特别是由于近年来在文献中报导了一系列含 Ta、Nb、W、V 等的高导磁合金的新的实验数据, 为我们进一步研究磁性原子比理论提供了有益的资料。

为了便于计算及和实验进行比较, 我们将 (1) 和 (2) 式改用重量百分数表示。令 w 表示重量百分数, A 表示原子量, 则以上两式改写成:

$$\frac{w_{\text{Ni}}}{A_{\text{Ni}}} - n_{\text{Mo}} \frac{w_{\text{Mo}}}{A_{\text{Mo}}} - n_{\text{Cu}} \frac{w_{\text{Cu}}}{A_{\text{Cu}}} = 3.48 \frac{w_{\text{Fe}}}{A_{\text{Fe}}} \quad (4)$$

$$w_{\text{Fe}} + w_{\text{Ni}} = 100 - w_{\text{Mo}} - w_{\text{Cu}} \quad (5)$$

式中 n_{Mo} 和 n_{Cu} 分别表示每个 Mo 原子和每个 Cu 原子可以“中和”的 Ni 原子数。由 (4)、(5)

两式消去 w_{Fe} , 得到最佳 Ni 含量为:

$$w_{Ni} = 78.5 + \left(12.6 \frac{n_{Mo}}{A_{Mo}} - 0.785\right) w_{Mo} + \left(12.6 \frac{n_{Cu}}{A_{Cu}} - 0.785\right) w_{Cu}$$

由此可以推知, 如果在接近 Ni_3Fe 成分的合金中加入 N 种微量元素, 它们的重量百分数分别为 $w_1, w_2, \dots, w_N$, 则达到高导磁率的最佳 Ni 含量(重量 %) 为

$$w_{Ni} = 78.5 + \sum_{i=1}^N \left(12.6 \frac{n_i}{A_i} - 0.785\right) w_i \quad (6)$$

式中 i 表示某一附加元素的编号, n_i 表示每一个第 i 元素的原子可“中和”的 Ni 原子数, A_i 和 w_i 分别表示第 i 元素的原子量和重量百分数。

为了便于应用(6)式进行计算, 在表 1 中列出按(3)式计算的各种原子价元素的 n_i 值。

表 1 各种原子价元素的 n_i 值

原子中价电子数	1	2	3	4	5	6	7
典型元素	Cu	Sn	Al	Si	Nb	Mo	Mn
每个 i 种元素的原子可中和的 Ni 原子数 n_i	0.67	2.33	4	5.67	7.33	9	10.6*

* 对 Mn 来说, 这个值大约没有意义, 因为 Ni 中加入少量 Mn, B_s 是升高的, 不符合(3)式。

用(6)式计算在成分接近 Ni_3Fe 的合金中加入少量 Mo、Cu、Cr、V、Nb 及 Ta 的三元或四元合金最佳 Ni 含量的计算式子如表 2 所示。由这些式子计算出各系合金的最佳磁性成分以及实验中已观察到的最佳磁性成分(获得最高 μ_0 的成分)如表 3 所示。从计算成分和实验成分比较, 看出计算的最佳成分基本上是和实验符合的, 但存在不同程度的偏离, 大致加入 Mo、W、Nb、Ta 及 Cr 等附加元素时, 计算的最佳 Ni 量皆比实际合金偏高, 而加 Cu 的合金则有偏低的情况, 但总的偏离是不大的。这说明 Enoch 和 Fudge 的磁性原子比理论能够在以 Ni_3Fe 为基的若干多元合金系中应用。

表 2 不同合金系的最佳 Ni 含量计算式

合金系	最佳 Ni 含量 (w_{Ni})
Fe-Ni-Mo	$78.5 + 0.395 w_{Mo}$
Fe-Ni-Cu	$78.5 - 0.652 w_{Cu}$
Fe-Ni-Cr	$78.5 + 1.40 w_{Cr}$
Fe-Ni-V	$78.5 + 1.03 w_V$
Fe-Ni-W	$78.5 + 0.169 w_W$
Fe-Ni-Nb	$78.5 + 0.208 w_{Nb}$
Fe-Ni-Ta	$78.5 - 0.275 w_{Ta}$
Fe-Ni-Cu-Mo	$78.5 - 0.652 w_{Cu} + 0.395 w_{Mo}$
Fe-Ni-Nb-Mo	$78.5 + 0.208 w_{Nb} + 0.395 w_{Mo}$
Fe-Ni-Cu-Cr	$78.5 - 0.652 w_{Cu} + 1.40 w_{Cr}$

表3 不同合金系的最佳磁性(高 μ_0)成分的计算值与实验值

合金系	计 算 成 分	实验成分及注																				
Fe-Ni-Mo	$\frac{w_{Mo}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>0</td><td>1</td><td>2</td><td>3</td><td>4</td><td>5</td><td>6</td></tr><tr><td>78.5</td><td>78.1</td><td>79</td><td>79.7</td><td>80.1</td><td>80.5</td><td>80.8</td></tr></table>	0	1	2	3	4	5	6	78.5	78.1	79	79.7	80.1	80.5	80.8	$\frac{w_{Mo}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>4</td><td>5</td><td>6</td></tr><tr><td>79.3</td><td>79</td><td>81</td></tr></table> 注 (1) (2) (3)	4	5	6	79.3	79	81
0	1	2	3	4	5	6																
78.5	78.1	79	79.7	80.1	80.5	80.8																
4	5	6																				
79.3	79	81																				
Fe-Ni-Cu	$\frac{w_{Cu}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>0</td><td>7</td><td>14</td><td>21</td><td>28</td></tr><tr><td>78.5</td><td>78.9</td><td>69.4</td><td>64.8</td><td>60.2</td></tr></table>	0	7	14	21	28	78.5	78.9	69.4	64.8	60.2	$\frac{w_{Cu}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>14</td><td>27</td></tr><tr><td>71</td><td>61</td></tr></table> 注 (4) (4)	14	27	71	61						
0	7	14	21	28																		
78.5	78.9	69.4	64.8	60.2																		
14	27																					
71	61																					
Fe-Ni-Cr	$\frac{w_{Cr}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>1</td><td>2</td><td>3</td></tr><tr><td>79.9</td><td>81.3</td><td>82.7</td></tr></table>	1	2	3	79.9	81.3	82.7															
1	2	3																				
79.9	81.3	82.7																				
Fe-Ni-V	$\frac{w_V}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>0</td><td>1</td><td>2</td><td>3</td><td>4</td></tr><tr><td>78.5</td><td>79.5</td><td>80.6</td><td>81.6</td><td>82.6</td></tr></table>	0	1	2	3	4	78.5	79.5	80.6	81.6	82.6	$\frac{w_V}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>3.9</td></tr><tr><td>82.3</td></tr></table> 注 (5)	3.9	82.3								
0	1	2	3	4																		
78.5	79.5	80.6	81.6	82.6																		
3.9																						
82.3																						
Fe-Ni-W	$\frac{w_W}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>0</td><td>1</td><td>3</td><td>5</td><td>7</td><td>9</td></tr><tr><td>78.5</td><td>78.3</td><td>78.0</td><td>77.7</td><td>77.3</td><td>77.0</td></tr></table>	0	1	3	5	7	9	78.5	78.3	78.0	77.7	77.3	77.0	$\frac{w_W}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>9.1</td></tr><tr><td>75.8</td></tr></table> 注 (6)	9.1	75.8						
0	1	3	5	7	9																	
78.5	78.3	78.0	77.7	77.3	77.0																	
9.1																						
75.8																						
Fe-Ni-Nb	$\frac{w_{Nb}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>2</td><td>4</td><td>6</td><td>7</td><td>8</td><td>9</td></tr><tr><td>78.9</td><td>79.3</td><td>79.8</td><td>80</td><td>80.2</td><td>80.4</td></tr></table>	2	4	6	7	8	9	78.9	79.3	79.8	80	80.2	80.4	$\frac{w_{Nb}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>8.97</td></tr><tr><td>79.27</td></tr></table> 注 (7)	8.97	79.27						
2	4	6	7	8	9																	
78.9	79.3	79.8	80	80.2	80.4																	
8.97																						
79.27																						
Fe-Ni-Ta	$\frac{w_{Ta}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>2</td><td>4</td><td>6</td><td>8</td><td>10</td><td>12</td><td>14</td><td>15</td><td>16</td></tr><tr><td>77.95</td><td>77.4</td><td>76.9</td><td>76.3</td><td>75.8</td><td>75.2</td><td>74.7</td><td>74.4</td><td>74.2</td></tr></table>	2	4	6	8	10	12	14	15	16	77.95	77.4	76.9	76.3	75.8	75.2	74.7	74.4	74.2	$\frac{w_{Ta}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>15.4</td></tr><tr><td>73</td></tr></table> 注 (8)	15.4	73
2	4	6	8	10	12	14	15	16														
77.95	77.4	76.9	76.3	75.8	75.2	74.7	74.4	74.2														
15.4																						
73																						
Fe-Ni-Cu-Mo	$\frac{w_{Cu}}{w_{Mo}}$ <table><tr><td>5</td><td>14</td></tr><tr><td>4</td><td>3</td></tr></table> $\frac{w_{Mo}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>76.8</td><td>70.6</td></tr></table>	5	14	4	3	76.8	70.6	$\frac{w_{Cu}}{w_{Mo}}$ <table><tr><td>14</td><td>5</td></tr><tr><td>3</td><td>4</td></tr></table> $\frac{w_{Ni}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>72</td><td>77</td></tr></table> 注 (9) (10)	14	5	3	4	72	77								
5	14																					
4	3																					
76.8	70.6																					
14	5																					
3	4																					
72	77																					
Fe-Ni-Nb-Mo	$\frac{w_{Nb}}{w_{Mo}}$ <table><tr><td>6.92</td></tr><tr><td>1.54</td></tr></table> $\frac{w_{Ni}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>80.6</td></tr></table>	6.92	1.54	80.6	$\frac{w_{Nb}}{w_{Mo}}$ <table><tr><td>6.92</td></tr><tr><td>1.54</td></tr></table> $\frac{w_{Ni}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>80.2</td></tr></table> 注 (11)	6.92	1.54	80.2														
6.92																						
1.54																						
80.6																						
6.92																						
1.54																						
80.2																						
Fe-Ni-Cu-Cr	$\frac{w_{Cu}}{w_{Cr}}$ <table><tr><td>5</td></tr><tr><td>2</td></tr></table> $\frac{w_{Ni}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>78.0</td></tr></table>	5	2	78.0	$\frac{w_{Cu}}{w_{Cr}}$ <table><tr><td>5</td></tr><tr><td>2</td></tr></table> $\frac{w_{Ni}}{w_{Ni}}$ <table><tr><td>77</td></tr></table> 注 (12)	5	2	77														
5																						
2																						
78.0																						
5																						
2																						
77																						

附注: (1) R. M. Bozorth, Ferromagnetism, 图 5-45, 951, μ_0 -Ni 含量曲线的峰值, $\mu_0=30,000$ 。

(2) 同上参考书, 图 5-51, 超坡莫合金, $\mu_0=120,000$ 。

(3) 仪表材料研究所磁性材料小组, 仪表材料, 1971 年 6 期, 1~6 页, $\mu_0=150,000$, $\mu_m=600,000$ 。

(4) 同注(1)参考书, 图 5-70, μ_0 曲线的两峰值成分。

(5) G. Rassmann, U. Hofmann, J. Appl. Phys., 39, 2, 603, (1968), $\mu_1=128,000$ 。

(6) 同注(5), $\mu_1=82,000$ 。

(7) 增本量等, 日本金属学会志, 38, 3, 238, (1974), Fe-Ni-Nb 系中得到的最高 μ_0 成分, $\mu_0=125,000$ ($\mu_1=168,000$), $\mu_m=491,000$ 。

(8) 增本量等, 同上刊物 38, 10, 925~28, (1974), 该文报导的 Fe-Ni-Ta 系中最高 μ_0 的成分, $\mu_0=75,000$, $\mu_1=102,000$, $\mu_m=750,000$ 。

(9) 同注(1)参考书, p. 870, 即 1040 合金, $\mu_0=40,000$ 。

(10) R. D. Enoch, Brit. J. Appl. Phys., 17, 5, 623(1966), 所试验合金中, 具有最高 μ_0 的成分。

(11) 增本量等, 同注(7)刊物, 40, 2, 136, (1976), 该实验中最高 μ_0 的成分, $\mu_0=103,000$, $\mu_1=127,000$, $\mu_m=388,000$ 。

(12) 同注(1)参考书, p. 870, 即 mumetal 合金, $\mu_0=20,000$, $\mu_m=1000,000$ 。

3. 讨论

根据以上的计算结果和广泛的实验基本符合来看,可以说明 Enoch 和 Fudge 的基本思想是正确的,但计算的最佳 Ni 含量和实验结果有不同程度的偏离。这种偏离看来主要是由于计算中采用了简单的近似模型所造成。一方面,在金属状态元素的价电子数不应正好看作是整数,另一方面 Enoch 所提的假定:附加元素的价电子仅仅充填 Ni 的 $3d$ 空位而不影响 Fe 的 $3d$ 空位,显然也不会是很精确的。因此,如果能够测出在合金中 s 、 p 、 d 电子的定量分布,则可能提高计算的精确程度。

应当指出,按(6)式计算的最佳成分不是单值的,而有很多值,对于三元合金来说,在三元成分图中,此最佳成分是一直线,而不是一个点。因此,为了单值地确定最佳成分,还要增加其它条件。我们认为,这些条件可以从下述内容确定。如前所说,在合金中增多非磁性附加元素,可使 K_1 、 λ_s 进一步下降,仅从这点来说,合金中应含尽可能多的附加元素量。但过多地增加附加元素量导致磁化强度 M_s 显著下降,甚至不能固溶,对导磁率不利;因此,附加元素量也不能过多。通常 Fe-Ni 系高导磁合金的 B_s 值约为 6000~6500 高斯,可以用此作为一个确定最佳成分的条件。对于三元合金来说,增加这个条件就可以把最佳成分限制在很窄的范围内。对于四元合金来说,还需要增加一个条件,我们认为可以用控制铁磁居里点的大小来确定。可以认为,合适的加入元素量应使居里点下降到 400°C 以下。由于居里点低于原子扩散温度,可消除自发磁化区域内的自身磁场退火效应,而不出现紊乱取向的感生磁各向异性,从而对提高导磁率有利。Rassman^[6] 等根据若干高导磁合金的实验数据,归纳得出,当加入的合金元素的原子 % 总量符合

$$\sum z_i c_i = 19 \pm 1.5 \quad (7)$$

时,可获得最佳磁性。式中 z_i 为加入元素的原子价, c_i 为加入元素的原子百分数。从该作者所列的一些数据看来,(7)式大约刚好满足 $T_c = 400^\circ\text{C}$ 的条件,因此,和我们这里的讨论是一致的。

二、有序程度的控制和 k 状态结构

软磁合金的高导磁状态是和磁晶各向异性常数 K_1 和磁致伸缩系数 λ_s 同时趋近零的状态相对应的。因此,为了获得高导磁合金,首先需要调配合金的成分,使 K_1 、 λ_s 值接近零。但在实际上,由于在熔炼中不易十分准确地控制成分,因此,如果仅仅用合金成分来调节到高导磁状态是相当困难的。但是,如果合金中存在有序转变,则由于在有序度变化的过程中, K_1 和 λ_s 值也随之变化(特别是 K_1 值变化显著),因此,对成分比较合适的合金,用热处理方法控制合金中的有序程度以达到 K_1 、 λ_s 进一步趋近零而获得高导磁状态,是切实可行的。打个比方说,在这种情况下,对有序度的控制,象使用精密仪表的微调旋钮一样,可以准确地调节到所需要的状态。

有序程度对软磁合金磁性的影响,首先是从坡莫合金中发现的。对于成分接近 Ni_3Fe 的二元合金,在高温退火以后,通过快冷(置铜板上冷却)可以获得比炉冷情况下高得多的导磁率。同样,对于含 Mo 的 Ni_3Fe 、16% Al-Fe、50% Fe-Co 等软磁合金,皆需要控制合适的冷却速度以达到高导磁状态。

上述这些事实说明,即使是对于单相固溶体的软磁材料来说,单单是化学成分合适,也不足以达到优良的磁性,同时还要求各类原子作合适的分布。只有在某种合适分布(也就是有一定的有序度)的条件下,通过原子间电、磁力的相互作用,才能达到 K_1 、 λ_0 同时趋近零的状态。因此,许多实用的高导磁合金都是位于存在有序变化的成分范围之内,这样,可以充分利用原子排列过程中的“微调”作用。

在有序成分附近的二元合金中加入第三元素,除了可以增加电阻率之外,而且可以使获得最佳磁性的冷却速度变慢,有利于工业生产。例如,在成分接近 Ni_3Fe 的合金中加入 Mo 或 Cr 等,可以在炉冷条件下获得高导磁率,而不需要在铜板上快冷。对于这样的现象,一般认为是由于 Mo、Cr 等附加元素有降低有序能、减缓有序化速度的作用。然而,附加元素对有序化过程的真实作用,必须通过对有序度的测定才可获得更可靠的知识。

在文献[7]中用中子衍射方法研究了少量 Mo、Cr、Cu 附加元素对 Ni_3Fe 附近成分合金的长程有序的影响,说明少量这些附加元素对长程有序度有降低作用。但是由于作者所取二元及三元(含附加元素)合金的 Ni 含量相差较大,因此所得数据的说服力不强。但从这个实验结果看来,在 2.3Mo-78.8Ni-Fe 的合金中已看不到超结构的衍射线。因此,在通常工业用的钨钼合金中,主要起作用的是短程序;或者说,长程有序度是很小的。这说明少量 Mo 对该合金中的有序起到明显的抑制作用。

对于 Fe-Co 合金,我们曾用中子衍射方法测定了少量 V 对 50%Fe-Co 合金长程有序

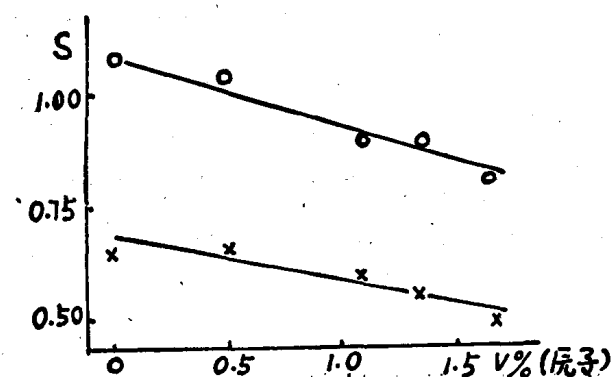


图1 50%Fe-Co 合金的长程有序度 S 和含钒量的关系

○—退火; ×—淬火
(试样为直径 10mm, 长 40mm 圆柱)

的影响^[8,9],并测定了不同淬火冷却制度下的有序参数,结果如图1及表4所示。这一工作有力地说明了钒对降低 FeCo 合金有序度的作用。众所周知,2%V-FeCo 合金,只有在水中快速淬火后,方可进行冷轧。对于这种含钒的 FeCo 合金,用淬火方法可以提高塑性的原因,通常认为主要是由于淬火抑制了有序的形成,但对这一观点,长期以来并无直接证明,因此,有人^[10,11]提出另一观点,认为主要是由于淬火形成了马氏体,从而改

善了加工性。但是我们通过上述用中子衍射方法定量测定了以不同方式淬火后的有序参数,并进行冷轧试验^[9],指出从不同温度以及用不同冷却速度淬火时,不管试样中是否形成马氏体,只要有序度(长程有序参数)降低到 0.3 以下,皆可进行冷轧,而终于肯定了抑制有序化在该合金的加工工艺中的重要作用。因此,在软磁合金的研究中,用附加元素控制有序程度,不仅可得到有用的电磁特性,而且可改进力学性能。

表4 2%V-Fe-Co 合金从 850°C 淬火后的长程有序度

淬火介质	冰盐水(-5°C)	水	油	空气
S	<0.20	0.30	0.44	0.62

中子衍射试样由 5 片 $2 \times 10 \times 40$ mm 的小片迭成,淬火时,小片分开进行

短程序或 K 状态等固溶体的不均匀结构在更广泛的成分范围内影响合金的磁性, 由于直接测定短程序特别是 K 状态的结构比较困难, 因此, 这方面的工作有待深入。以下我们仅对 K 状态的结构模型提出一些看法: K 状态最初是在 Ni-Cr 合金中发现的^[12], 此后, 在钼坡莫合金中也发现有 K 状态, 并进行了一系列的实验研究^[13], 新近在含 Nb 的硬坡莫合金中^[14]也发现有 K 状态现象。从已有的实验工作, 大致可以推测 K 状态是由一些原子集团的偏聚造成的, 在含 Mo 的 Ni-Fe 合金中, 这种原子集团应有 Mo 原子参与。但有关这些集团的细节仍旧是模糊的。我们提出: 如果将 Wakelin^[13] 和 Enoch^[2] 等人的某些观点借用过来, 就可以建立关于形成 K 状态的比较具体的模型。这就是认为 Mo、Cr、Nb 等元素和 Ni 有较大的亲和力, 当这些元素的原子加入到 Ni 或 Ni-Fe 合金中时, 这些附加元素的价电子将填入 Ni 的 $3d$ 层中, “中和”了一部分 Ni 原子的磁矩, 也就建立了 Mo、Cr 或 Nb 的价电子和 Ni 的 d 电子的相互作用。由于这种相互作用是短程的, 必然要求在 Mo、Cr 或 Nb 的原子近邻周围有较多的 Ni 原子, 也就是形成以 Mo、Cr 或 Nb 为核心的富 Ni 的原子集团。在这些原子集团附近, 电子云浓度显著改变, 能引起电子波的强烈散射, 使电阻率增大, 这便造成 K 状态的基础。这些原子集团中 Ni 原子的个数大致可以认为是和核心原子的价电子数成正比的。当此集团中 Ni 原子数太少时将不出现明显的 K 状态特征。根据这个 K 状态的结构模型, 我们可以推测, 如果在纯 Ni 中加入某种元素足以使 Ni 的饱和磁矩显著下降时, 则将此元素加入到 Ni 基合金中时必能导致显著的 K 状态特征。由此模型我们还可以认识到, 在含 Mo (或 Cr、Nb 等) 的坡莫合金中, 形成 K 状态和 Ni_3Fe 有序区是分别进行的, 它们分别属于两种结构。当然, 这两种结构在形成过程中也是相互影响的。Pfeifer^[15] 等人的实验证实了在坡莫合金中同时存在 K 状态和有序结构, 这是支持我们这里提出的模型的一个很好的实验根据。

三、磁场热处理的效果

自从方向有序原子对模型提出后, 可以说已经奠定了磁场热处理理论的基础, 虽然在细节上还存在一些问题, 和实验不符合, 但是对于很多主要实验现象都能予以解释, 因此方向有序原子对模型看来是正确的, 与实验不符之处大约是由于计算方法近似所造成。

对磁场热处理理论的系统介绍, 国内外都已有总结性文章^[16, 17], 这里不再重复。我们要着重说明的是, 把这个理论应用到说明若干软磁合金的现象方面尚要进一步做工作, 也就是侧重讨论一下磁场热处理对软磁合金磁性产生的效果问题。

通常对于软磁合金来说, 磁场热处理所造成的效果, 主要表现在使合金在退火磁场方向上 Br 及 μ_m 提高, 而使 μ_0 及 H_c 降低。但是近十几年来, 对于 50~60% Ni-Fe 合金的磁场热处理的实验, 发现有两个异常现象: 一个现象是将这种合金进行等温磁场热处理后, 可以显著提高 μ_0 值^[18, 19]。另一个现象是对于 50% Ni-Fe^[20] 合金及 58% Ni-2% Mo-Fe^[21] 合金, 在纵向磁场处理以后, Br 明显下降。这两个现象, 一直都被认为是出人意料的, 也就是难于用人们通常对磁场热处理的简单概念去进行解释。关于用磁场热处理方法在 50% Ni-Fe 合金中获得高 μ_0 的原由, Pfeifer^[22] 曾进行了探讨, 他根据实验数据的分析, 首先指出: 仅当感生各向异性和磁晶各向异性大小相近, 即 $K_u \approx K_1$ 时, 可以获得高 μ_0 的状态; 但是对于在 $K_u \approx K_1$ 时何故能得到高 μ_0 的机制缺少必要的说明。至于在磁场热处理后 Br 反常下降的

原因,至今尚未有人作过合理的解释。下面简单地谈一下我们对此两个问题的看法:

磁场热处理的一般效果可以看作是在晶体的易磁化轴之外再建立一个感生的易磁化轴,但此易磁化轴的作用视其方向和 K_u 相对于 K_1 的大小而异。当 $K_u \gg K_1$ 时,不管此易磁化轴的方向如何,由于在此易磁化轴方向上的磁化能是远比其他晶轴方向的低,因此,试样磁性具有单易磁化轴的特点,其磁畴结构主要为 180° 畴,在此易磁化轴方向上的磁性特点为提高 B_r 和降低 μ_0 。当 $K_u \approx K_1$ 时,如果热处理的磁场方向不和晶体的易磁化轴重合,则在热处理以后,就相当于使原来的晶体在原有的晶轴以外增加了一个“等效”的易磁化轴,这里的“等效”是指在此感生的易磁化轴方向上的磁化能几乎和原有晶体的易轴方向上的磁化能接近。例如对于 50%Ni-Fe 合金,原有 3 个易磁化轴,在处理以后便成为一个有 4 个易磁化轴的晶体。由于第 4 个易磁化轴和原有 3 个易磁化轴不成交,因此,在处理后的试样中磁畴结构将重新改组,不仅形成 90° 和 180° 畴壁,而且要形成小于 90° 和大于 90° 的畴壁。由于畴壁数增多了, μ_0 因此也随之提高,这样就可说明由磁场热处理可以提高 50%Ni-Fe 合金初始导磁率的原因。实验证明,由磁场热处理造成高 μ_0 的试样,其反常损耗也降低了,说明磁畴尺寸变小,畴壁数增多,这也可作为上述机制的佐证。在特殊情况下,如果热处理磁场方向正好就和晶体的一个易磁化轴完全重合时,即使在 $K_u \approx K_1$ 时,也不会增多“等效”的易磁化轴,相反,由于这两种各向异性迭加的结果,使某一易磁化轴方向变得更易磁化,结果使晶体又具有某种程度的磁单轴特点,因此 μ_0 不会增高,这样便解释了何故立方取向的 50%Ni-Fe 合金,虽经磁场热处理也得不到高 μ_0 的原因。

其次,我们再来讨论一下关于 B_r 反常下降的可能解释:大量实验事实说明,对于紊乱取向的多晶试样,就整体来说,由磁场热处理感生的易磁化方向是和热处理时所加磁场方向重合的,但对于试样中每个晶粒来说,情况并不如此。设 θ_t 表示热处理时所加磁场方向, θ_0 表示由磁场热处理感生的易磁化方向。按定向有序理论,对于单晶体来说,仅仅在热处理时磁场

方向和晶体主轴方向重合时, θ_0 才和 θ_t 重合,在其它情况下, θ_0 和 θ_t 不重合^[23],也就是在一般情况下,感生的易磁化方向和热处理磁场方向不一致,即此两方向间的夹角

$$\Delta\theta = \theta_0 - \theta_t$$

不等于零。这个结论在定性上是和实验符合的。图 2 中示出了在 Ni_3Fe 单晶的 (110) 面上从不同方向进行磁场热处理后的 $\Delta\theta - \theta_t$ 曲线^[24](θ_t 取 [001] 方向为起点)。由图可见,当 θ_t 偏离 [001] 方向不远时, $\Delta\theta$ 可大于 θ_t 值;如果对于 50%Ni-Fe 单晶也有类似的曲线,这意味着在这种情况下,可以在纵向磁场热处理后使 B_r 下降。利用此图可定性地解释:仅当工业生

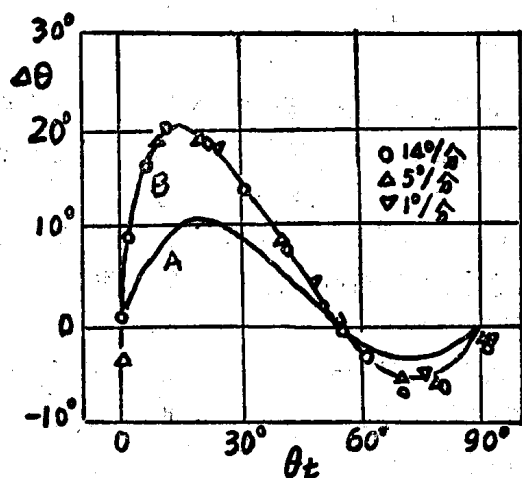


图 2 $\Delta\theta$ 和退火磁场方向 θ_t 的关系
A—理论曲线; B—实验曲线(近角, 1956)

产的多晶薄带在合适的晶粒取向条件下,进行纵向磁场热处理有可能获得降低 B_r 的现象。

以上我们对磁场热处理效果中两个“反常”现象进行了解释,仅是粗浅的,尚需进行较深入的工作。更重要的是应当进行一些实验来证实。例如用定量测定同一试样的 K_1 与 K_u 。

值的方法来考察 K_1 与 K_u 的比值和 μ_0 的关系以及定量测定具有晶粒取向材料或单晶体中的 Br 值和退火磁场方向及易磁化方向的关系等。

四、再结晶取向转变的机制

前面提到,对于高导磁合金来说,一般要求其磁晶各向异性常数和磁致伸缩系数值同时都很小,显然,这个条件对若干合金来说,是不能达到的。然而从畴壁位移磁化过程来看,对于一个单晶体,即使它的磁晶各向异性常数值不很小,但是如果我们沿它的易磁化轴进行磁化,也可以获得优异的磁性。这个原则在软磁合金的发展中早就得到应用。用冷轧和退火方法来使硅钢片中生成集中的 (110)[001] 晶粒取向(织构)以提高磁性就是一个典型的例子。在 Fe-Ni 及 Fe-Al 系的软磁合金中,也有控制晶粒取向问题的研究。由于合金的冷轧织构和退火织构往往是不一样的,因此,研究软磁合金的加工及再结晶织构间的关系,探明晶粒取向转变的机制,以便能动地去控制晶粒取向是很有意义的。

在一般情况下,再结晶应满足以下几个条件:(1)新晶粒的取向和母体晶粒的取向应存在一定的转变关系,也就是晶格上的原子应能通过一个合适而方便的途径,从原先的排列方式转变到新的排列方式;(2)新晶粒的位能应比原先的位能低,亦即新取向晶粒的表面能较低;(3)有一个足够的温度进行原子扩散或产生足够的热激活能;(4)为了得到单一的织构,应造成某种阻碍(如有利夹杂),在一定条件下阻止其它取向的晶粒长大而保证某一种取向的晶粒得以迅速长大。

以下我们仅就晶粒取向的转变关系进行讨论。

关于再结晶新晶粒和母体晶粒取向间的转变关系,归纳起来,可以总结成以下几种:

1. 新晶粒的取向和母体的取向存在孪晶关系

这种初次或二次再结晶的晶粒即是由母体的孪晶长大形成。这在面心立方金属中比较常见。在此类金属中,在 $\langle 111 \rangle$ 方向上正常的原子排列是按 ABCABCABC... 次序排列的,但当存在孪晶时,排列顺序成为 ABCABCBA... ,即以 $\bar{C}$ 平面为对称面进行排列。在 Fe-Ni 系软磁合金中,无论是在初次或二次再结晶的晶粒中,都可以观察到很多晶粒是存在这种孪生的取向关系的。

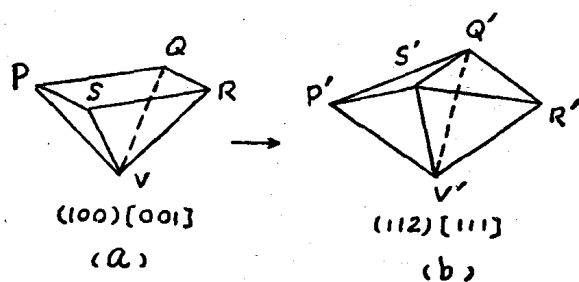


图3 罗兰转变示例

2. 新晶粒的取向和母体存在罗兰转变关系

Rowland^[25]曾提出一种在面心立方晶体中晶体取向的可能转变关系,他提出的模型如图3所示。图3(a)示出由 PSV, SVR, RVQ 及 QVP 4 个 {111} 面所组成的半个八面体容器,如果在这容器中装满小球(相当于原子),这些小球将按面心立方的密排方式组成一个稳定结构。此时可知 PR, QS 及 PSRQ 面的法线皆为 $\langle 100 \rangle$ 方向。

现在如果在 SQ 方向加以压力或在 PR 方向加以张力,则小球将在其中活动,直到转变成另一个稳定位置如图3(b)所示。此时,原来的半个八面体变成以 Q'S'V' 面为对称面的两个四面体。在此稳定位置时,其中的小球仍按面心立方密排堆积, Q'V'S' 相当于 {111} 面。此

时 $Q'S'$ 方向为 $\langle 110 \rangle$, $P'R'$ 方向为 $\langle 111 \rangle$, 通过 V' 并和 $S'Q'$ 垂直的方向为 $\langle 112 \rangle$ 。因此, 通过罗兰转变可将晶体取向从 $\{100\}\langle 001 \rangle$ 变为 $\{112\}\langle 111 \rangle$ 。显然, 这种转变也可以反方向进行, 称之为反罗兰转变。例如, 在同图中, 沿 $P'R'$ 方向加压力或沿 $Q'S'$ 方向加张力, 则可将 $\{112\}\langle 111 \rangle$ 取向再变成立方取向。Burgers 和 Verbraak^[28] 用此模型说明在面心立方金属中生成立方织构的取向转变关系。

3. 新晶粒的取向可以用绕母体的某一晶轴旋转一定角度来描述

例如, 在硅钢片等体心立方金属中, 再结晶织构和冷轧织构存在绕 $\langle 110 \rangle$ 轴转 $20 \sim 40$ 度之关系^[27]; 在面心立方金属如 Al 和 Cu 中发现退火和冷轧织构间存在绕 $\langle 111 \rangle$ 轴约转 40 度的关系^[28], 但是这种关系仅仅是形式上的描述, 在一般情况下缺少物理机制。

Kronberg 和 Wilson^[29] 在研究铜的再结晶时发现在立方取向的铜片的基体上的二次再结晶取向主要为绕立方基体的 $\langle 111 \rangle$ 轴旋转 22 度 (或相反方向转 38 度及绕 $\langle 100 \rangle$ 轴旋转 19 度两类取向。他发现在这样的旋转前后, 原子间的相互位置存在一定的关系。图 4 表示晶体绕 $\langle 111 \rangle$ 轴旋转 22 度前后在 $\{111\}$ 面上原子间的相互位置。由图可见, 在旋转前后, 有 $1/7$ 的原子保持原位不动, 其余原子绕此不动的原子顺次移动约 $1/3$ 原子间距, 即可使晶体达到绕 $\langle 111 \rangle$ 轴旋转 22 度 (或反向转 38 度) 时那样的取向。绕 $\langle 100 \rangle$ 轴旋转 19 度前后原子的相对位置也存在类似关系, 但符合点数较少。

我们在用 X 光及蚀坑方法^[30] 研究 Ni-Fe 合金的二次再结晶时^[31], 发现在立方织构的基体上通过一次或二次再结晶形成的某些取向间的关系不能全部合理地用上面提到的几种机制来描述, 因此, 我们提出一个绕 $\langle 102 \rangle$ 轴旋转 48 度的取向转变模型。此模型说明, 在晶体绕 $\langle 102 \rangle$ 轴旋转 48 度以后可以获得一个新的取向, 这种取向可以通过部分原子作不大的有规则移动 (约点阵常数的 $1/3$) 形成。这个模型可以用图 5 说明: 先用透明纸绘制一个 (102) 平面上的原子位置图, 用圆圈表示, 另绘一张同一平面上的原子位置图, 但以圆点表示。先将此两图形复合在一起, 然后将上面的图形以任意一结点为轴心, 按逆时针方向旋转, 仅当旋转到 48 度时, 则出现如图 5 所示的那样规则的图形。可以看出, 有 $1/3$ 的圆圈和圆点符

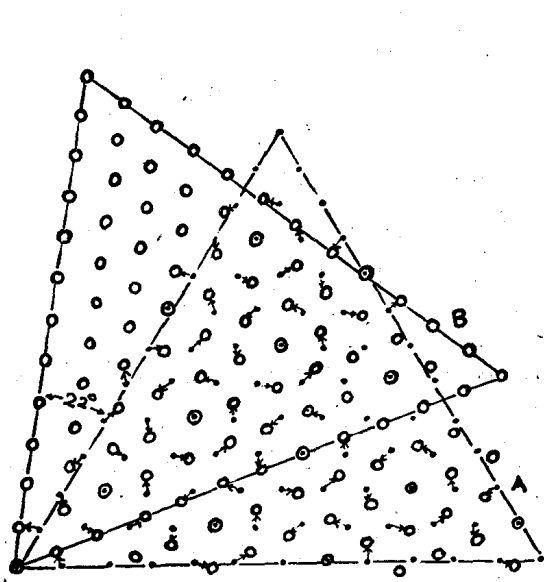


图 4 晶体绕 $\langle 111 \rangle$ 轴旋转 22 度前后, 在 $\{111\}$ 面上原子的相对位置示意图

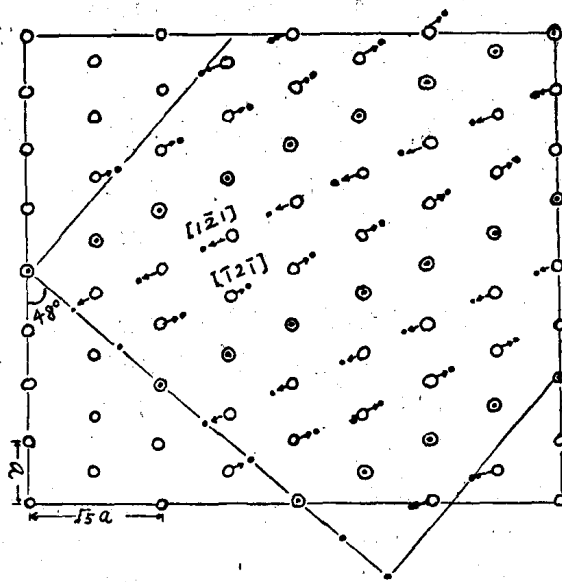


图 5 面心立方晶体绕 $[102]$ 轴旋转 48 度后, 在 (102) 面上的原子相对原来位置改变的示意图

合, 另有 $2/3$ 的圆圈, 只需有规则地沿着两个相反的直线方向分别各移动约 $1/3$ 原子间距离, 即可达到新取向的原子位置。仔细分析此图就不难看出, 原子移动的方向正是 $\langle 211 \rangle$, 移动距离正是 $\frac{1}{6} \langle 211 \rangle a$ (a 为点阵常数)。因为 $\frac{1}{6} \langle 211 \rangle a$ 正是面心立方晶体中一个不全位错的柏氏矢量, 因此, 这种取向转变有可能和晶体中位错的运动连系起来。我们认为这里提出的绕 $\langle 102 \rangle$ 轴旋转 48° 的取向转变模型不仅是一个形式的描述, 而且揭示了这种取向转变在微观机制上的可能性。我们在实验中曾观察到大压下率冷轧的 $65\% \text{ Ni}-2\% \text{ Mo}-\text{Fe}$ 合金带在高温 (1350°C) 氢气退火后出现许多 $\{221\} \langle 102 \rangle$ 取向的晶粒, 可以解释为它们是由 $\{102\} \langle 102 \rangle$ 取向的晶粒绕轧向旋转 48° 形成。

4. 讨论

用绕某一晶轴旋转若干度的方式来描述取向转变, 通常仅是一种形式上的描述, 只有揭示出和此旋转对应的原子移动的机制才能确认这种转变的可能性。Kronberg 和 Wilson 的符合点模型指出绕 $\langle 111 \rangle$ 或 $\langle 100 \rangle$ 轴旋转 22° 或 19° 时, 原子不需作很大的移动就可以完成这种转变, 说明了发生这种转变的部分原因, 但不足以说明在转变时原子真正移动的途径。而这里提出的绕 $\langle 102 \rangle$ 旋转 48° 的模型, 可能提出了在该取向转变时原子实际移动的途径, 因为这可以和位错的运动联系起来。

五、初始导磁率的计算

1. 导磁率的上限

在磁性材料发展过程中, 人们常希望能通过计算知道某种材料所能达到的磁性指标的上限, 这对于我们了解某种材料在磁性上尚存在多少潜力是很重要的。例如, 永磁的单畴理论, 能够比较满意地预料某一特定合金的磁能积的上限; 那末, 对于软磁合金来说, 是否能够把各种成分合金的导磁率的上限计算出来? 在这方面, 曾经有人作过努力, 但并不成功。在本文中, 我们将对这一问题进行讨论, 并对若干软磁合金的上限进行估算。

为了计算导磁率的上限, 我们仅讨论一种理想情况, 即材料预先经过充分退火以消除内应力, 并且其中不存在任何参杂或缺陷。在这种情况下, 应用磁畴理论进行导磁率的计算, 有两种典型的情况值得考虑。一种是磁晶各向异性较大而内应力较小的情况, 这时, 在初始磁化阶段, 仅可能发生畴壁位移过程。Becker^[32] 根据简单的磁畴模型, 计算出 90° 壁可逆位移的初始导磁率为:

$$\mu_0 = 1 + \frac{16I_s^2}{3\lambda_s\sigma_s} \quad (8)$$

另一种情况是磁晶各向异性很小而内应力甚大, 在这种情况下, 通常假定初始磁化是通过磁畴转动进行的, 这时得出:

$$\mu_0 = 1 + \frac{4\pi I_s^2}{3K_1} \quad (9)$$

式中 K_1 为磁晶各向异性常数。但是在 K_1 趋近零的情况下, μ_0 也不应成为 ∞ , 此时由应力造成的磁各向异性 ($\approx \frac{3}{2} \lambda_s \sigma_s$) 便取代了磁晶各向异性的地位而作为磁畴转动的主要阻力。按照这样的思想, Becker 和 Kersten^[33] 经计算得到了为克服无规内应力, 由磁畴转动所贡

献的多晶体的初始导磁率为

$$\mu_0 = 1 + \frac{8\pi I_s^2}{9\lambda_s \sigma_i} \quad (10)$$

Kersten^[34]假定:在经过充分退火的合金中存在的最小内应力为从居里点冷却下来时,由磁致伸缩所造成,即认为 σ_i 的最小值 $\approx \lambda_s E$,式中 E 为杨氏模量,将此最小应力值代入(10)式,得到 μ_0 的最大值为

$$\mu_{0\max} = \frac{8\pi I_s^2}{9\lambda_s^2 E} \quad (11)$$

他把Fe-Ni系二元合金的 λ_s 值(多晶的)代入此式中,计算出 μ_0 的最大值(上限)。在图6中

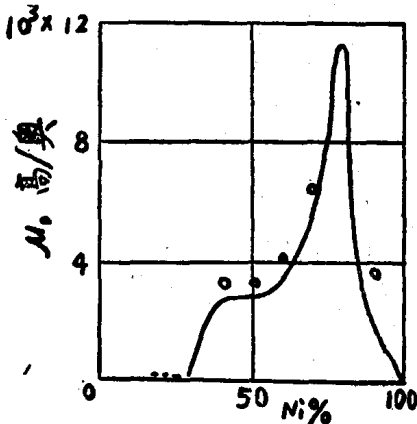


图6 Fe-Ni合金的最高导磁率

— 最高实验值

○ 由(11)式计算的最大 μ_0 值^[15, 31]

示出他的计算值(图中圆圈)以及当时实验上获得的最高 μ_0 值(图中曲线)。由图可见,计算值与当时的实验结果基本符合。后面我们将要说明,这种数值上的符合并不说明 Kersten 的计算没有问题;最明显的矛盾是,目前,某些二元Fe-Ni合金的实验值已远远超过了该图的最大理论值。例如到六十年代以后,由于原料及冶炼技术的改进,合金的纯度得到改善,50%Ni-Fe合金经高温氢气热处理后,它的 μ_5 值已达到25000高/奥^[35],因此,对于 μ_0 上限的估计要作重新考虑。以下谈谈我们的意见。

首先我们指出,对于退火的Fe-Ni合金,在绝大多数情况下,应力各向异性 $(\lambda_s^2 E)$ 的数值总是比磁晶各向异性 (K_1) 小得多,仅在 $K_1 \approx 0$ 的成分附近,应力各向异性才构成磁畴转动的主要阻力,因此,即使假定 μ_0 是由转动过程所贡献,而用(11)式去计算整个Fe-Ni系是不确当的,并且我们认为,即使在 $K_1 \approx 0$ 的条件下,当材料中存在无规则的内应力时,初始磁化过程仍主要是通过克服应力变化的畴壁位移进行的,而不是通过克服应力各向异性的磁畴转动(一致转动)方式进行的,因为前者所花费的能量较小。因此,我们主张对于 μ_0 的上限估算,应当采用以畴壁位移为出发点的(8)式作为依据,而不应采用(9)式。其次要说明的是,关于(8)式中的 λ_s 值,应采用易磁化方向的饱和磁致伸缩 λ_{100} 或 λ_{111} ,而不应象计算图6那样,取饱和磁致伸缩的平均值 λ_s (关于这点,Becker和Döring已曾指出^[36])。我们仍假定在退火后材料中最小的内应力是由磁致伸缩造成,其值 $\approx \lambda_s E$,代入(8)式,得到估算 μ_0 上限的表示式为:

$$\mu_0 \approx 5 \frac{I_s^2}{\lambda_s^2 E} \quad (12)$$

式中 λ_s 是指易磁化方向的饱和磁致伸缩。由于推导(8)式的磁畴模型是作了人为地简化的,因此,(12)式前面的系数不一定是准确的,它的大小是否合理,还要通过和实验数据比较来判定。

以纯铁为例,取 $\lambda_{100} = 18 \times 10^{-6}$, $I_s = 1700$ 高斯, $E = 2 \times 10^{12}$ 达因/厘米²^[37],代入(12)式,算得 $\mu_0 \approx 22,000$ 高/奥,这是迄今为止得到的最高值,和计算值上限相近^[37]。

以纯镍为例,取 $\lambda_{111} = -24 \times 10^{-6}$, $I_s = 475$ 高斯, $E = 2 \times 10^{12}$ 达因/厘米²,代入(12)式,算得 $\mu_0 \approx 980$ 高/奥。已知纯Ni的 μ_0 值约为250高/奥^[38](是否有更高值待查),比计算上