

Ni₂MnGa 单晶马氏体相变过程摩擦 耗能的热动力学计算*

崔玉亭^{1,2)} 朱亚波¹⁾ 廖克俊¹⁾ 王万录¹⁾

¹⁾ (重庆大学应用物理系, 重庆 400044)

²⁾ (中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室, 北京 100080)

(2003 年 5 月 3 日收到, 2003 年 6 月 28 日收到修改稿)

根据相界面摩擦原理, 在推导出计算 Ni₂MnGa 系统热动力学参量的一般表示式的基础上, 结合马氏体相变温度分别在室温以下、室温附近、室温以上三种非正配分比 Ni₂MnGa 单晶自发相变应变和交流磁化率随温度变化的测量结果, 计算了三种样品马氏体相变过程中界面摩擦所消耗的能量. 结果进一步表明正是相变过程中的界面摩擦导致了相变的热滞后, 而三种样品马氏体相变过程的摩擦耗能和相变热滞后存在较大差别的原因在于三种样品马氏体相变生成物具有不同的结构.

关键词: 马氏体相变, 应变, 界面摩擦

PACC: 6470K

1. 引 言

郝斯勒(Heusler)合金 Ni₂MnGa 是同时具有铁磁性和热弹性马氏体相变的金属间化合物, 具有相当强的铁磁性、磁晶各向异性、温度诱发的双向形状记忆效应和较大的磁感生应变, 近几年来已成为十分热门的新型功能材料研究对象^[1-4]. 正配分比 Ni₂MnGa 室温母相为 L2₁ 立方结构(空间群为 Fm $\bar{3}$ m), 材料的居里温度在 376K 附近, 降低温度, 在 202K 发生马氏体相变, 形成 $c/a = 0.94$ 四方结构马氏体相, 随后升高温度, 马氏体相又可以通过逆相变转变成母相, 两个相变的热滞后约为 10K^[1]. 如果适当改变材料的组分, 在仍保持材料的 L2₁ 晶体结构不变的情况下, 其马氏体相变温度 M_s 可在 70—400K 范围内变化^[5]. 深入的研究发现, 这类材料的马氏体相变相当复杂. 从目前报道的结果来看, 大多集中在对该材料预相变、中间马氏体相变、磁感生应变和外应力作用下的双向形状记忆效应的研究上^[6-9], 而对其马氏体相变动力学(马氏体形核与长大)中相变热滞后问题的研究却较少. 本文通过调整

材料的组分, 生长了马氏体相变温度分别在室温以下、室温附近及室温以上三种非正配分比单晶, 进行了交流磁化率和相变应变测量, 得到了非常大的自由(无外载)状态下的相变应变, 沿样品[001]方向(即单晶生长方向)的自发相变应变分别为 -1.5% , -1.2% 和 -0.3% . 实验结果表明三种材料的马氏体相变都是完全热弹性的, 显示出该材料的双向形状记忆效应. 在分析了三种样品及他人报道的不同配分比 Ni₂MnGa 材料马氏体相变特点的基础上, 依据 Deng 等人建立的一个热弹性马氏体相界面摩擦模型^[10], 推导出计算 Ni₂MnGa 系统热动力学参量的一般表示, 并据此计算了三种样品马氏体相变的焓变和摩擦耗能. 结果进一步表明正是马氏体相变过程的界面摩擦导致了相变的热滞后. 实验和计算结果发现三种样品马氏体相变过程的摩擦耗能和热滞后存在较大差别, 其原因在于三种样品马氏体相变生成物具有不同的结构(或调制结构).

2. 实验方法

纯度为 99.95% 的 Ni, Mn 和 Ga 单质金属按组分为 Ni_{51.2}Mn_{23.8}Ga₂₅(样品 1), Ni₅₂Mn₂₄Ga₂₄(样品 2)

* 国家自然科学基金(批准号: 50131010)资助的课题.

和 $Ni_{50.4}Mn_{28}Ga_{21.6}$ (样品 3) 的分子式配制. 单晶利用 MCGS-3 设备, 采用提拉法在高纯氩气中沿 [001] 方向生长. 其生长参数为: 生长速率为 15—30mm/h, 籽晶杆转速为 30r/min. 生长后的单晶在真空石英管中 800℃ 高温退火 4d, 然后快速冷却至室温, 保持高度有序的 $L2_1$ 结构. 单晶的取向由 x 射线背反射劳厄 (Laue) 法确定. 在单晶棒切下长度沿生长方向、尺寸为 2mm × 4mm × 9mm、表面为 {100} 面的样品进行相变应变测量. 应变测量采用标准形变电阻方法, 测量方向沿 [001] (单晶生长) 方向. 磁化率测量所用的交流磁场为 400A/m, 频率为 77Hz. 所有变温测量过程中的加热和冷却速率均为 0.02K/s.

3. 结果与讨论

图 1 曲线 a, b 和 c 分别为样品 1, 2 和 3 在无任何外载情况下的马氏体相变应变曲线. 由图 1 可看出, 在降温过程中, 当三种样品的温度降到 M_s (分别等于 255, 286, 328K) 时, 应变曲线上有一个向下的突变, 材料在该方向收缩, 对应着材料的马氏体正相变. 继续降温到一定值时, 马氏体相变结束, 再继续降温材料的应变趋于稳定. 随后升温到 A_s (分别等于 265, 293, 320K) 时, 应变曲线发生一向上的突变, 样品伸长, 对应着材料的逆相变. 然后升温到一定值时, 逆相变完成, 材料回到其母相状态.

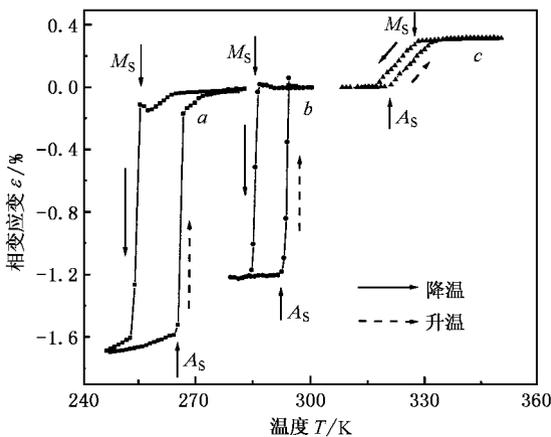


图 1 三种样品的自由相变应变随温度变化的关系曲线. a 为样品 1 (■); b 为样品 2 (●); c 为样品 3 (▲)

图 2 分别给出三种样品在较大温度区间的交流磁化率 χ 随温度 T 变化的关系曲线. 由于四方结构马氏体的磁晶各向异性远大于立方结构的母相, 在马氏体相变时, 交流磁化率将发生变化. 从图 2 可以

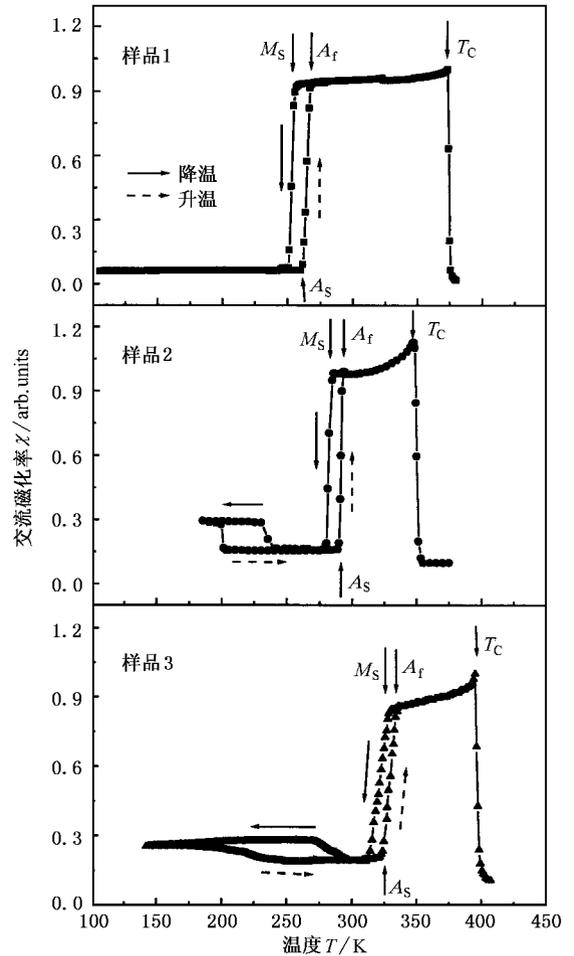


图 2 三种样品的交流磁化率随温度变化的关系曲线

看出, 三种样品在降温到 M_s 和升温到 A_s 时, 交流磁化率发生明显的突然变化, 分别对应着正、逆马氏体相变的开始. 对样品 2 和样品 3, 在马氏体相变完成后继续降温, 交流磁化率曲线又有一个明显的向上跃变, 这种交流磁化率的突然变化是材料又发生了一次相变所致, 由于该相变是从马氏体态向马氏体态的转变, 通常称为中间马氏体相变. 在随后的升温过程中, 交流磁化率的变化对应着中间马氏体相变的逆相变. 继续升温, 交流磁化率曲线恢复到马氏体相变完成后的状态, 标志着中间马氏体逆相变的结束. 而样品 1 在马氏体相变完成后, 继续降温, 交流磁化率不再发生任何明显的变化, 说明样品 1 不存在中间马氏体相变. 另外, 从图 1 和图 2 的实验曲线上也看出, 同一样品在马氏体相变过程中测量得到的相变应变曲线与交流磁化率曲线非常相似, 相变点和逆相变点对应的温度也非常接近. 表 1 列出测量得到的三种样品的马氏体相变的特征温度、热

滞后 ΔT ($\Delta T = A_f - M_s$)、居里温度 T_C 和自发相变应变 ϵ 的大小。

表 1 三种样品的特征温度、居里温度、热滞后和相变应变

样品	M_s/K	M_f/K	A_s/K	A_f/K	$\Delta T/K$	T_C/K	$\epsilon/\%$
1	255	253.5	265	266	11	373	-1.5
2	286	284	293	294	8	348	-1.2
3	328	316	320	332	4	395	-0.3

由表 1 列出的测量结果可以看出, 三种样品马氏体相变的相变应变分别为 -1.5% , -1.2% 和 -0.3% 。这种较大的、负值的自发相变应变说明三种样品在发生马氏体相变的过程中, 生成的马氏体变体自发地产生了较大程度的择优取向, 即短轴沿母相(奥氏体相)的 $[001]$ 方向的变体占有较大的体积分数, 从而导致样品沿 $[001]$ 方向缩短。从表 1 也可看出, 尽管三种样品马氏体相变的热滞后都较小, 分别为 11.8 K , 但三者之间热滞后的差别较大。另外, 从实验结果可以看出, 当逆相变完成后, 样品又回复到其最初状态, 材料都显示出完全的双向形状记忆效应。

众所周知, 热弹性马氏体相变是具有可逆性的一级相变, 并伴有热滞后。其可逆性是热弹性马氏体相变材料具有形状记忆的基础, 而热滞后表明马氏体转变需要一定的驱动力。对热滞后的起源, 许多学者认为其来自于相界面推移过程中的摩擦, 并认为在马氏体相变和逆相变过程中, 生成或消失的马氏体百分数和温度近似呈线性关系。在此认识的基础上, Deng 等人建立了一个热弹性马氏体相界面的摩擦模型^[10], 该模型以相变过程中马氏体转变的百分数 m 为序参量的转变量, 并且引入摩擦函数, 认为在无外载时, 系统自由能函数 F 和摩擦函数 F_r 可以表示为

$$\begin{aligned} F &= a + bm + cm^2, \\ F_r &= H_r - TS_r, \end{aligned} \quad (1)$$

其中系数 a , b 和 c 相对马氏体转变百分数为常数, 但可以为温度的函数, H_r 和 S_r 分别为相变过程中由于相界面推移所引起的摩擦焓和摩擦熵, 而相变过程中的摩擦函数可通过线性拟合热滞回线得到。

从图 1 三种样品的相变应变和图 2 三种样品的交流磁化率随温度变化的曲线可以看出, 两种曲线对应的马氏体相变和逆相变曲线都近似呈线性。线

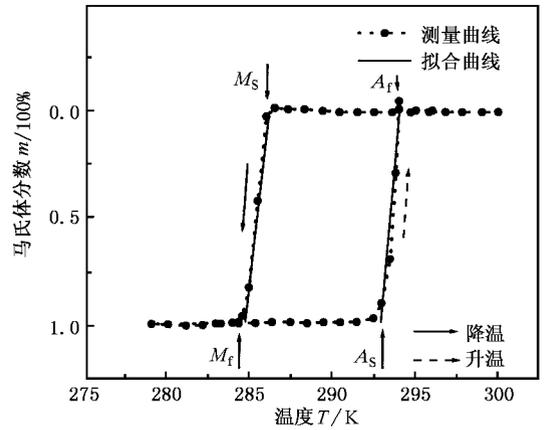


图 3 利用样品 2 的相变应变曲线线性拟合降温、升温相变过程状态方程示意图

性拟合马氏体相变过程的交流磁化率曲线或相变应变曲线, 可得到正相变和逆相变曲线所对应的一般线性方程:

$$\begin{aligned} L_c &= m + u_c T + v_c = 0, \\ L_h &= m + u_h T + v_h = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 u_c , v_c , u_h , v_h 为拟合常数, 下角标 c 和 h 分别代表降温(正相变)和升温(逆相变)。图 3 给出利用图 1 曲线 b 进行线性拟合的示意图, 拟合时首先把图 1 曲线 b 马氏体相变应变随温度变化的关系曲线归一化(用其他曲线拟合时与此相同), 并认为马氏体相变和逆相变过程中的 4 个特征温度 M_s , M_f , A_s 和 A_f 处分别对应的马氏体的百分数为 0 , 100% , 100% 和 0 。由于马氏体百分数 m 和相变时的温度 T 呈线性关系(2)式所代表的正是在马氏体相变和逆相变过程中, 生成或消失的马氏体百分数随温度变化的关系, 也是降温 and 升温相变过程的状态方程。下面将根据(2)和(1)式来推导相变过程中摩擦函数 F_r 的一般表达式。按 Deng 模型, 以马氏体转变百分数 m 为相变序参量的转变量, 则驱动马氏体转变或推动界面移动的力可以表示为 $f_d = -\frac{\partial F}{\partial m}$, 而抵抗

界面移动的摩擦阻力可表示为 $f_r = -\frac{\partial F_r}{\partial m}$ 。按一般热力学原理, 当(1) $f_d < f_r$ 时, 体系处于静态(2) $f_d \gg f_r$ 时, 转变方式为非热弹性(3) $f_d = f_r$ 或 $f_d = -f_r$ 时, 体系处于转变态。如果 $f_d = f_r$, 则 $L_c = \frac{\partial F}{\partial m} - \frac{\partial F_r}{\partial m} = 0$; 如果 $f_d = -f_r$, 于是 $L_h = \frac{\partial F}{\partial m} + \frac{\partial F_r}{\partial m} = 0$, 故

$$\begin{aligned}\frac{\partial F}{\partial m} &= \frac{1}{2}(L_c + L_h) = 0, \\ \frac{\partial F_r}{\partial m} &= \frac{1}{2}(-L_c + L_h) = 0.\end{aligned}\quad (3)$$

把(2)式代入(3)式,并对 m 积分,得

$$\begin{aligned}F &= \frac{1}{2}[(u_h + u_c)T + v_h + v_c]m + \frac{1}{2}m^2 + A, \\ F_r &= \frac{1}{2}[(u_h - u_c)T + v_h - v_c]m + B.\end{aligned}\quad (4)$$

由初始条件 $m = 0$ 知 $B = 0$. 根据 Kaufman 和 Cohen^[11]模型,1mol 可发生马氏体转变的物质的自由能为

$$G = G_0 + g_{ch}m + g_e m + g_s m, \quad (5)$$

其中 G_0 为 100% 母相时的自由能, g_{ch} , g_e 和 g_s 分别为 100% 马氏体时的化学自由能、弹性能和界面能. 而

$$g_{ch} = \Delta H - T\Delta S, \quad (6)$$

ΔH 和 ΔS 分别为相变过程的摩尔焓变和摩尔熵变,其大小可由实验测量得到,也可通过 Clausius-Clapeyron 方程求出.

对 Ni_2MnGa 材料,单轴应力作用下发生马氏体相变,其满足的 Clausius-Clapeyron 方程表示为

$$\frac{d\sigma}{dT} = -\frac{\Delta S}{\varepsilon_0 V_0}, \quad (7)$$

其中 σ 为单轴应力, ε_0 为 Ni_2MnGa 晶体学上的最大相变应变, V_0 为摩尔体积, T_0 为相变平衡温度,其大小可由 Tong 和 Wayman 公式^[12]

$$T_0 = \frac{1}{2}[M_s + A_f] \quad (8)$$

确定. 其中 M_s 和 A_f 分别为马氏体相变开始温度和逆相变结束温度,可分别由实验得出.

根据 $\Delta H = T\Delta S$, 近似求得相变的焓变为

$$\Delta H = T_0\Delta S. \quad (9)$$

因此,据(7)和(9)式可以计算出 1mol Ni_2MnGa 单晶相变时的焓变和熵变. 结合(5)(6)和(7)式,1mol 可发生马氏体转变的物质的自由能可写成

$$G = G_0 + \varepsilon_0 V_0 \frac{d\sigma}{dT}(T - T_0)m + (g_e + g_s)m. \quad (10)$$

由于(4)式中自由能函数和摩擦函数只有相对单位,为使其有量纲,需乘上一个转换因子常数 N . 则 NF 和(10)式的 G 代表同一物理量,对同一系统,二者之间应存在如下关系: $NF = G$. 结合(4)式的第

1 式和(10)式,得

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 v_0 \frac{d\sigma}{dT}Tm + (-\varepsilon_0 v_0 \frac{d\sigma}{dT}T_0 + g_e + g_s)m + G_0 \\ = \frac{1}{2}N(u_h + u_c)Tm + \frac{1}{2}N(v_h + v_c)m \\ + \frac{1}{2}Nm^2 + NA.\end{aligned}$$

由于马氏体相变从开始到结束的温度范围比较窄(见图 1 和图 2),因此可认为相变过程中的弹性能 g_e 和界面能 g_s 与温度无关,仅为马氏体百分数的函数. 而上式等号左右两边的常数 G_0 和 NA 代表的都是 100% 母相时的自由能,因此二者相等. 另外, Martynov 等人研究了单轴压应力和拉应力对单晶 Ni_2MnGa 样品马氏体相变温度影响的实验^[13]. 结果表明,对 Ni_2MnGa 合金,其单轴应力与相变温度之间满足 $d\sigma/dT = 2.5\text{MPa/K}$ 的关系,这表明 $d\sigma/dT$ 为一常数. 因此,可以比较上式等号两端显含 T 项的

系数,得转换因子常数 $N = \frac{2\varepsilon_0 V_0 d\sigma/dT}{u_h + u_c}$.

同理(4)式的第 2 式乘上转换因子常数 N 应等于(1)式的第 2 式,所以有

$$\begin{aligned}F_r = H_r - TS_r \\ = \frac{\varepsilon_0 V_0 d\sigma/dT}{u_h + u_c}[(u_h - u_c)T + v_h - v_c]m.\end{aligned}$$

比较上式等号两端同类项的系数,得

$$S_r = -\varepsilon_0 V_0 \frac{d\sigma}{dT} \frac{u_h - u_c}{u_h + u_c} m, \quad (11)$$

$$H_r = \varepsilon_0 V_0 \frac{d\sigma}{dT} \frac{v_h - v_c}{u_h + u_c} m. \quad (12)$$

(11)和(12)式就是马氏体相变过程中 1mol 物质的熵摩擦焓和熵摩擦焓的表示式. 把(11)和(12)式代入(1)式的第 2 式,并用 T_0 代替 T ,便得到马氏体相变过程中 1mol 物质摩擦耗能的表示式

$$F_r = \varepsilon_0 V_0 \frac{d\sigma}{dT} \frac{(u_h - u_c)T_0 + v_h - v_c}{u_h + u_c} m. \quad (13)$$

对 Ni_2MnGa 合金, $\varepsilon_0 = 0.065^{[11]}$, $V_0 = 32\text{cm}^3/\text{mol}^{[11]}$, $d\sigma/dT = 2.5\text{MPa/K}^{[13]}$, 而 T_0 由(8)式得出. 因此,只要线性拟合热滞回线,确定出拟合系数 u_c , v_c , u_h , v_h , 由(13)式便可计算出 Ni_2MnGa 合金发生马氏体相变过程中每摩尔物质的摩擦耗能,而相变过程的熵变和焓变可由(7)和(9)式确定. 表 2 列出三种样品通过线性拟合得到的状态方程的系数和计算得出的相变过程($m = 100\%$)的热力学参量,其中 T_0 为相变平衡温度.

表 2 拟合得到的三种样品相变过程状态方程的系数和计算得出的三种样品的热力学参量

样品	u_c	v_c	u_h	v_h	T_0/K	$\Delta H/(\text{J/mol})$	$F_f/(\text{J/mol})$
1	0.670	-170.00	0.893	-237.85	261	-1357.2	29.58
2	0.690	-197.39	0.971	285.50	290	-1508.0	20.70
3	0.0840	-27.57	0.0855	-28.36	330	-1716.0	9.05

由表 1 和表 2 列出的三种样品热力学参量的实验和计算结果可知,材料的相变温度不同,相变过程的热滞后 ΔT 、焓变 ΔH 、摩擦耗能 F_f 亦不同.马氏体相变温度越低,相变过程中材料的热滞后越大和摩擦耗能越大,而焓变越小;反之,相变温度越高,热滞后越小和摩擦耗能越小,而焓变越大.由于马氏体相变为一二级相变,必然满足 Clausius-Clapeyron 方程,因此施加单轴应力可使材料的相变温度发生变化^[14].而 Ni_2MnGa 材料在单轴应力作用下的实验结果^[13]表明,马氏体相变温度的变化量与应力大小的变化量之间满足线性规律.因此由(7)和(9)式可以看出,材料的相变温度越高,相变过程的焓变 ΔH 就越大;反之,焓变就越小.根据差热扫描量热器(DSC)测量^[15,16]所得结果,对 Ni_2MnGa 合金,相变温度越低,其相变潜热越小;相变温度越高,对应的相变潜热越大.从表 2 可看出,三种样品相变焓变的计算结果与此实验规律完全相符.在具体数值上,样品 2 马氏体相变过程的 DSC 测量结果给出 $\Delta H = 1605\text{J/mol}$ ^[15],计算结果为 $\Delta H = 1508\text{J/mol}$,二者之间相差不大于 6%,说明 ΔH 的计算结果与实验数据符合较好.比较表 1 中实验得出的三种样品热滞后的大小,其比值为 $\Delta T_1:\Delta T_2:\Delta T_3 = 11:8:4 \approx 3:2:1$,由表 2 中三种样品相应的摩擦耗能的比值为 $F_{f1}:F_{f2}:F_{f3} = 29.58:20.70:9.05 \approx 3:2:1$,这里下角标 1, 2, 3 分别代表样品 1、样品 2、样品 3.这种不同样品相变热滞后的比值与摩擦耗能的比值近似相等的结果,进一步说明相变热滞后起源于界面推移过程的摩擦,也说明基于 Deng 等人的相界面模型^[10]推导得出的(13)式能较好地描述 Ni_2MnGa 合金马氏体相变过程的热动力学性质.

从上述实验数据和计算结果可以看出,三种样品的相变热滞后和摩擦耗能差别很大,其内在原因,我们认为这是由于不同样品相变生成的马氏体具有不同的结构(或调制结构)所致.由于大的相变应变并不意味着具有大的摩擦耗能,因为基于 Deng 等人的相界面模型^[10],在马氏体正、逆相变过程中,生成或消失的马氏体的百分数和温度近似呈线性关系,而

在拟合实验曲线得出系统状态方程(见(2)式)时,无论采用相变应变曲线,还是交流磁化率曲线,都是归一化的,因此摩擦耗能的大小与相变应变的大小应没有关系.对马氏体相变温度在室温附近或略低于室温的样品 2,前人的工作已经证实^[15],其相变生成的是具有 7 层调制结构的马氏体(7M),进一步降低温度,材料又会发生从 7M 到 5M 的中间马氏体相变.对马氏体相变温度高于室温,且具有高 Mn 成分的 Ni_2MnGa 合金,实验结果表明^[17]其相变生成的是具有 10M 或 8M 的马氏体,进一步降低温度,发生向具有更低调制层数(7M, 5M)或无调制结构转变的中间马氏体相变.对马氏体相变温度较远低于室温的 Ni_2MnGa 合金,通常不发生所谓的中间马氏体相变,相变生成的是 5M 或无调制结构的马氏体^[1,18].由图 2 交流磁化率的测量结果可以看出,本文的样品 3 有中间马氏体相变,样品 1 无中间马氏体相变,因此可以认定样品 3 马氏体相变生成的是具有 10M 或 8M 的马氏体,而样品 1 相变生成的是具有 5M 或无调制的马氏体.由此可见,正是三种样品相变生成的马氏体具有不同的结构(或调制结构),引起三种样品具有不同的马氏体相变温度,并导致马氏体相变的热滞后和摩擦耗能产生较大的差别.由表 2 中数据可以得出样品 1, 2, 3 相变过程中消耗于界面摩擦的能量与相变焓变的比值分别为 2.2%, 1.4%, 1.3%, 如此小的比值说明相变过程的摩擦耗能仅占相变时所释放或吸收能量的很小部分,大部分能量以弹性能的形式储存在晶格畸变中,以作为逆相变的驱动力,这是材料之所以发生热弹性马氏体相变及产生形状记忆效应的基础.由表 1 和表 2 可以看出, Ni_2MnGa 合金的马氏体相变不但滞后小,放热或吸热量大,摩擦耗能小,而且应变大,说明 Ni_2MnGa 合金在作为高效率的新型功能转换材料中具有明显的优势.

4. 结 语

测量了马氏体相变温度分别在室温以下、室温附近、室温以上三种非正配分比 Ni_2MnGa 单晶样品,相变应变的测量结果表明这三种 Ni_2MnGa 单晶都具有非常大的自发相变应变,分别为 -1.5%, -1.2% 和 -0.3%.在 Deng 等人建立的热弹性马氏体相界面摩擦模型的基础上,进一步推导出计算 Ni_2MnGa 合金马氏体相变过程中摩擦耗能的一般表示式,结合实验结果计算了三种样品马氏体相变过

程的熵变、焓变和摩擦耗能. 实验和计算结果进一步说明相变的热滞后来源于相变过程中的界面摩擦, 而克服相界面摩擦所需要的能量仅占相变潜热的一小部分, 大部分能量以弹性能的形式储存在晶格畸

变中, 以作为逆相变的驱动力. 而三种样品的相变热滞后和摩擦耗能差别较大的原因是由于不同样品相变生成的马氏体具有不同的结构(或调制结构)所致.

- [1] Webster P J, Ziebeck K R A, Town S L and Peak M S 1984 *Philos. Mag. B* **49** 295
- [2] Ullakko K, Huang J K, Kantner C, O'Handley R C and Kokorin V V 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1966
- [3] James R D and Wuttig M 1998 *Philos. Mag. A* **77** 1273
- [4] Wu G H *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2990
- [5] Liu Z H *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 233 [in Chinese] 柳祝红等 2001 *物理学报* **50** 233]
- [6] Murray S J, Marioni M, Allen S M and O'Handley R C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 886
- [7] Wang W H *et al* 2000 *J. Phys. :Condens. Matter* **12** 278
- [8] Gao S X *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 332 [in Chinese] 高淑侠等 2002 *物理学报* **51** 332]
- [9] Qu J P *et al* 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 591
- [10] Deng Y and Ansell G S 1990 *Acta Metall* **38** 69
- [11] Kaufman L and Cohen M 1957 *Prog. Met. Phys.* **7** 169
- [12] Tong H C and Wayman C M 1974 *Acta Metall* **22** 887
- [13] Martynov V V and Kokorin V V 1992 *J. Phys. III France* **2** 739
- [14] Salzbrenner R J and Cohen M 1979 *Acta Metall* **27** 739
- [15] Wang W H *et al* 2002 *Phys. Rev. B* **65** 12416
- [16] Planes A *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 3926
- [17] Chernenko V A, Seguí C, Cesari E, Pons J and Kokorin V V 1998 *Phys. Rev. B* **57** 2659
- [18] Martynov V V and Kokorin V V 1992 *J. Phys. III* **2** 739

Thermodynamic calculation of energy consumed for boundary friction during martensitic transformation in single crystal Ni_2MnGa *

Cui Yu-Ting^{1,2)} Zhu Ya-Bo¹⁾ Liao Ke-Jun¹⁾ Wang Wan-Lu¹⁾

¹⁾ (Department of Applied Physics, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

²⁾ (State Key Laboratory for Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(Received 3 May 2003; revised manuscript received 28 June 2003)

Abstract

Based on the boundary friction phenomenological theory, a general equation for calculating the thermodynamic parameters of Ni_2MnGa system was deduced. According to the measured results of the ac magnetic susceptibility or strain during the martensitic transformation for three non-stoichiometric Ni_2MnGa single crystal samples with martensitic transition occurring at temperatures below, near, and above room temperature, respectively, the energies consumed for boundary friction in the three samples during their martensitic transformations were calculated using the general equation. It was also indicated that the thermal hysteresis of martensitic transformation originates from the friction of phase boundary motion; moreover, the large differences of the energy consumed for boundary friction and the thermal hysteresis result from the different structures of martensites produced for the three samples during the martensitic transformation.

Keywords : martensitic transformation, strain, boundary friction

PACC : 6470K