

哈斯勒合金 Ni-Mn-Sn 的马氏体相变与反磁热性质*

敬 超† 李 哲 陈继萍 鲁玉明 曹世勋 张金仓

(上海大学物理系, 上海 200444)

(2007 年 9 月 30 日收到, 2007 年 11 月 20 日收到修改稿)

通过结构以及磁性测量, 研究了哈斯勒合金 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25+x}\text{Sn}_{25-x}$ ($x = 11, 12$) 的马氏体相变和磁热性质. 结果表明, 与样品在奥氏体相的磁性不同, 由于在马氏体相中反铁磁交换作用的增强, 导致铁磁和反铁磁在马氏体状态下共存. 此外, 通过 Maxwell 方程, 研究了两样品在不同磁场变化下马氏体相变温度附近的反磁热性质, 并阐明了该系列合金产生大的正磁熵变 (ΔS_M) 不仅与其在降温过程中发生马氏体相变所导致的磁跃变 (ΔM) 有关, 而且与发生马氏体相变所经历的温度区间有密切的联系.

关键词: 哈斯勒合金, Ni-Mn-Sn, 马氏体相变, 正磁熵变

PACC: 7155D, 6470K, 7530S

1. 引 言

铁磁性形状记忆合金既有热弹性马氏体形状记忆效应, 又具有在马氏体状态下由磁场诱发应变而形成的形状记忆效应, 是一种集“传感”与“驱动”的新型功能材料. 而哈斯勒合金 Ni-Mn-Ga 是最早被发现的铁磁性形状记忆合金, 这期间对这种材料的晶体结构、热弹性马氏体性质、磁性起源、形状记忆效应以及磁热效应等进行了一系列的研究^[1-4], 表明此合金的马氏体相比奥氏体相具有更高的磁晶各向异性, 因此, 不仅在马氏体状态下具有磁感生应变^[5], 而且在马氏体相变点附近也将产生较大的磁热效应^[6]. 近期, 在哈斯勒合金 Ni-Mn-X ($X = \text{Sn}, \text{In}, \text{Sb}$)^[7] 中同样发现了热弹性马氏体相变, 虽然至今也没有该系列合金在马氏体状态有比 Ni-Mn-Ga 合金更大的磁感生应变的报道, 但与 Ni-Mn-Ga 合金以及传统的磁制冷材料在相变点产生大的负磁熵变不同^[6,8], 研究表明, 在该系列合金的马氏体相变温度附近获得了很大的正磁熵变, 即所谓的反磁热效应^[9-11]. 这就意味着该系列合金在母相和马氏体相的磁性交换与 Ni-Mn-Ga 合金有着很大的不同. 此外, 由于通过调整该系列合金的组分能使其相变温

度具有一定的可控性, 从而使其在近室温下获得大的磁热效应成为一种可能. 本文以此为目的, 通过调整材料的组分, 制备了名义配比的 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25+x}\text{Sn}_{25-x}$ ($x = 11, 12$) 多晶样品. 对样品进行了 X 射线结构分析和磁性测量, 在分析马氏体相变的基础上, 通过计算获得了两样品在相变点附近的磁熵变, 并讨论了马氏体相变对该系列合金磁热性质的影响.

2. 实验方法

合金原料是纯度为 99.99% 的 Ni, Mn, Sn 单质金属. 采用 WK2 型非自耗高真空电弧炉, 在高纯氩气保护下制备名义组分为 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25+x}\text{Sn}_{25-x}$ ($x = 11, 12$) 的多晶样品. 为使成分均匀化以及原子高度有序排列, 熔炼后的多晶样品密封在真空石英管中进行 1273 K 高温退火处理 1 d, 然后在冰水中进行淬火处理. X 射线衍射分析采用日本理学公司 Dmax/RC 型 X 射线衍射仪. 磁性测量利用美国 Quantum Design 公司的物性测量系统 (physical properties measurement system, PPMS) 的附件振动样品磁强计 (VSM) 分别测量样品磁化强度 (M) 与温度 (T) 之间的关系曲线, 以及降温过程中样品在零场冷 (ZFC) 状态下的一系列等温磁化曲线. 测量中所用磁场为 0—4800 kA/m,

* 上海市自然科学基金 (批准号 06ZR14033) 资助的课题.

† E-mail: cjing@staff.shu.edu.cn

升降温速率均为 1.5 K/min.

3. 实验结果与分析

两样品的晶体结构及晶格常数用 X 射线衍射来确定. 图 1(a) 给出了 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{36}\text{Sn}_{14}$ 样品在室温下的 X 射线衍射谱, 根据图中所对应的衍射角 (2θ), 计算出面间距, 并根据衍射强度比 I/I_0 , 同时对对比标准 Ni_2MnSn 合金衍射谱, 用尝试法对衍射峰进行晶面指数的标定. 取衍射谱中 (220) (400) 和 (422) 三强峰计算合金的晶格常数, 得出结果为 $a = 0.5996 \text{ nm}$, $\alpha = 90^\circ$. 图 1(b) 则给出了 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37}\text{Sn}_{13}$ 多晶样品在室温下的 X 射线衍射谱. 发现 (220) 峰和 (422) 峰虽已劈裂但不完全, 而从其他角度衍射峰分析, 表明其奥氏体相仍然存在. 样品并未完全转变成马氏体相. 因此, 我们认为此样品在室温下应为奥氏体相和马氏体相共存.

一步下降, 在 M_s 温度处出现磁化强度的急剧降低, 表明样品开始发生马氏体相变, 当温度达到 M_f 时, 磁化强度基本趋于稳定, 此时相变完成, M_s 和 M_f 分别代表马氏体相变的起始和完成温度. 在随后的升温过程中, 磁化强度在温度为 A_s 处急剧升高以及 A_f 处趋于稳定, 意味着反马氏体相变的开始与完成. 这里 A_s 和 A_f 分别代表反马氏体相变的起始和完成温度. 然而从图 2(b) 中发现, $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37}\text{Sn}_{13}$ 样品在室温下就已经开始发生马氏体相变, 经历一段温度后相变才完成, 说明在室温下此样品奥氏体相与马氏体相共存, 同时也符合图 1(b) 中 X 射线衍射结果. 对于图中所示的磁化曲线出现异常, 这是由于降(升)温时, 样品从顺磁向铁磁(铁磁向顺磁)转变还不完全时就发生了马氏体(反马氏体)相变, 其奥氏体相表现出短程的铁磁有序行为导致降(升)温曲线都出现一个峰. 从图 2(b) 的低温区域还可以发现, 在 235 K 又一次出现磁化强度的升高, 说明 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37}\text{Sn}_{13}$ 合金在马氏体相又一次发生了磁相变, 所对应温度应为马氏体相的居里温度 (T_C^M). 此外, 从两样品在正反马氏体相变过程中所产生 $\Delta T = 20 \text{ K}$ 的热滞后现象说明它们发生的马氏体相变具有一级结构相变特征.

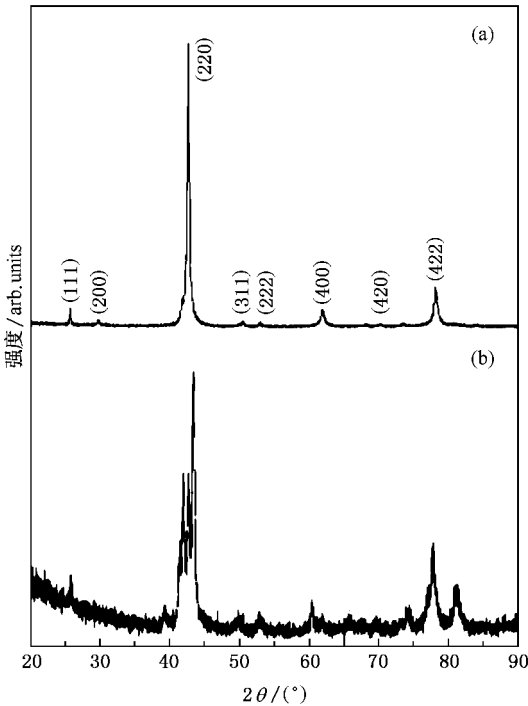


图 1 样品在室温下的 X 射线衍射谱 (a) $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{36}\text{Sn}_{14}$; (b) $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37}\text{Sn}_{13}$

为了研究样品的磁性随温度变化的关系, 我们测量了样品的磁化强度随温度的变化曲线, 如图 2 所示. 从图 2(a) 中发现, $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{36}\text{Sn}_{14}$ 样品随着温度的降低, 磁化强度在奥氏体居里温度 (T_C^A) 处表现出明显升高, 样品从顺磁态转变成铁磁态, 随着温度进

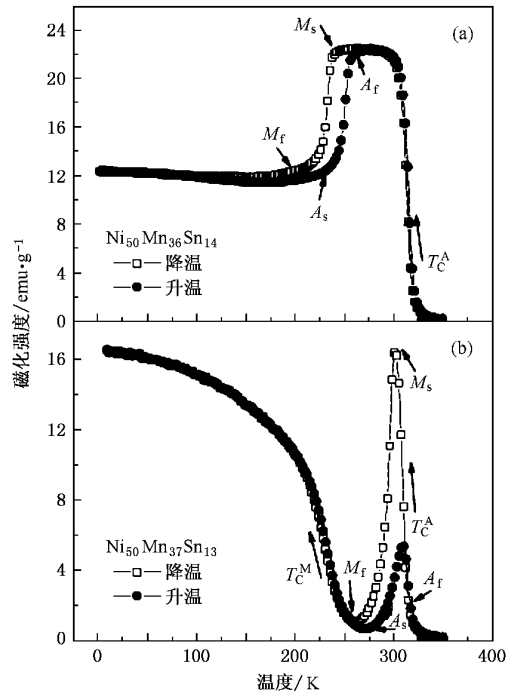


图 2 样品在 40 kA/m 磁场下磁化强度 (M) 随温度 (T) 变化的关系曲线 (a) $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{36}\text{Sn}_{14}$ (b) $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{37}\text{Sn}_{13}$

随后我们利用 Hume-Rothery^[12]定律计算了两样品的电子浓度(e/a , 其中 e 为外围电子数, a 为样品所含原子个数), 并通过图 2 中的 $M-T$ 曲线求导得出了两样品相变过程中的特征温度, 如表 1 所示. 比较表中两样品的热力学参数发现, 除了 $Ni_{50}Mn_{37}Sn_{13}$ 样品的奥氏体居里温度 T_C^A 略有降低外, 其他热力学参数明显提高. 这是因为当保持样品中 Ni 原子摩尔含量不变时, 合金的电子浓度随 Mn 原子的增加而变大, 样品中多余的 Mn 原子更容易产生反铁磁耦合, T_C^A 降低, 而根据 Hume-Rothery 等的理论^[12], 样品中电子浓度的增加将使其费米面与(110)布里渊区的边界发生交叠, 所对应的晶体结构不能够稳定存在, 这样也就导致 $Ni_{50}Mn_{37}Sn_{13}$ 样品正反马氏体相变温度明显高于前者.

表 1 $Ni_{50}Mn_{25+x}Sn_{25-x}$ ($x = 11, 12$) 样品的电子浓度以及相变过程中的特征温度

样品	e/a	T_C^A/K	M_s/K	M_f/K	A_s/K	A_f/K
$Ni_{50}Mn_{36}Sn_{14}$	8.08	315	240	210	230	260
$Ni_{50}Mn_{37}Sn_{13}$	8.11	310	300	260	275	320

为研究样品在不同状态下的磁化行为, 测量了两样品在不同温度下的磁化曲线, 如图 3 所示. 图 3(a) 中 $Ni_{50}Mn_{36}Sn_{14}$ 样品在不同温度下磁化曲线的特征虽然类似于铁磁行为, 但是从饱和磁场以后曲线的变化来看, 样品的奥氏体相和马氏体相表现出的磁化行为更像是亚铁磁或部分反铁磁性. 进一步分析发现, 随着温度的降低, 样品从奥氏体相向马氏体相转变, 图中曲线所对应的饱和磁场逐渐增大而饱和磁化强度却明显降低, 从 205 K 所测得的磁化曲线更是说明了这种现象在马氏体相表现得十分显著. 事实上, Liu 等人^[13]在对 $Mn_{1+x}Ni_{2-x}Ga$ 一系列样品的研究中发现, 随着 Mn 原子含量的增加, 样品在马氏体相的磁化强度逐渐降低, 当 Mn 原子含量增加到一定量时, 同样观察到马氏体相的磁化强度要低于奥氏体相的磁化强度, 并将其归结于样品中过剩的 Mn 原子更倾向于反铁磁排列. 对于我们的样品, 当保持 Ni 的摩尔含量不变时, 利用 Mn 原子来替代 Sn 原子, 那么这些 Mn 原子将占据 Sn 原子在晶格中的位置. 根据中子衍射的结果, 表明与两个占据原位的 Mn 原子发生铁磁交换不同, 占据 Sn 位的 Mn 原子与原位的 Mn 原子之间将发生反铁磁作用^[14], 而降温过程中的马氏体相变将进一步拉近 Mn-Mn 之间的距离, 增强了样品在马氏体相反铁磁交换作

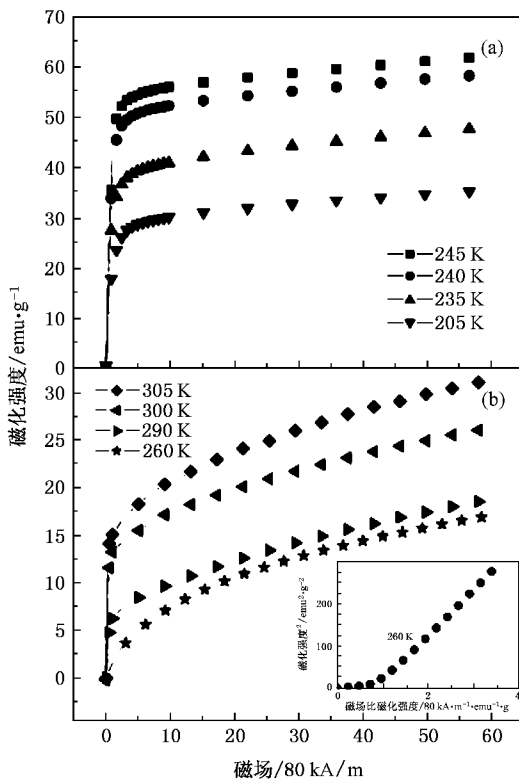


图 3 样品在 4800 kA/m 磁场下降温过程中的等温磁化曲线 (a) $Ni_{50}Mn_{36}Sn_{14}$ (b) $Ni_{50}Mn_{37}Sn_{13}$ 插图为温度为 260 K 时, 磁化强度的平方(M^2)与磁场比磁化强度(H/M)之间的关系曲线

用, 使其饱和磁场和磁化强度与母相有很大的不同, 这也可以解释图 2 中 $M-T$ 曲线在马氏体相变点产生突变的原因. 图 3(b) 给出了 $Ni_{50}Mn_{37}Sn_{13}$ 样品在不同温度下的磁化曲线. 从 305 K 时的曲线可以看出, 由于此时的温度接近 T_C^A , 受铁磁成分的影响, 磁化强度在低场下出现迅速增加, 但随着磁场的升高, 受反铁磁交换作用的影响, 其磁化强度上升速率变得缓慢, 且很难达到饱和, 这说明随着 Mn 原子的进一步增加, Mn-Mn 之间的反铁磁交换作用在母相就表现得十分显著. 从低于 305 K 所测得的磁化曲线更是可以看出, 由于降温过程中的结构相变导致样品反铁磁性的进一步增强, 因此所测曲线基本不能达到饱和, 特别是当温度达到 260 K 时, 此时样品刚刚完成相变, 其磁化曲线形状基本类似于反铁磁行为. 为了证明这一点, 我们还作了此温度下磁化强度的平方(M^2)与磁场比磁化强度(H/M)之间的关系曲线, 如图 3(b) 中插图所示, 可以看出此温度下样品的自发磁化几乎为零. 因此, 我们认为当样品中 Mn 原子掺杂到一定程度后, 继续增加 Mn 原子的含量将导致样品中在奥氏体相的铁磁性变得短程有序,

这也是两样品的 $M-T$ 曲线(如图 2)表现出不同行为的原因所在。

从图 4 中两样品在场冷(FC)和零场冷(ZFC)情况下的 $M-T$ 曲线来进一步分析它们马氏体相的磁性发现,在马氏体状态,随着温度的下降,两样品的 FC 和 ZFC 曲线的劈裂程度越来越明显,说明在场冷状态下,铁磁磁畴被反铁磁磁畴钉扎在某一特定方向^[14-16],但这种钉扎效应在样品经历零场冷过程时将消失,所以样品在两种不同状态下的 $M-T$ 曲线出现明显的分离.事实上,反铁磁对铁磁磁畴的钉扎也使我们 Ni₅₀Mn₃₆Sn₁₄ 样品的马氏体相中观察到了交换偏置行为^[17],充分证明了反铁磁交换作用在结构相变过程中得到增强,导致铁磁交换和反铁磁交换在马氏体相共存,使马氏体相处于一种磁性不均匀的状态.此外,从图 4 还可以看出 Ni₅₀Mn₃₇Sn₁₃ 样品的 FC 和 ZFC 曲线的劈裂程度明显要高于 Ni₅₀Mn₃₆Sn₁₄ 样品,再一次证明 Ni₅₀Mn₃₇Sn₁₃ 样品在马氏体

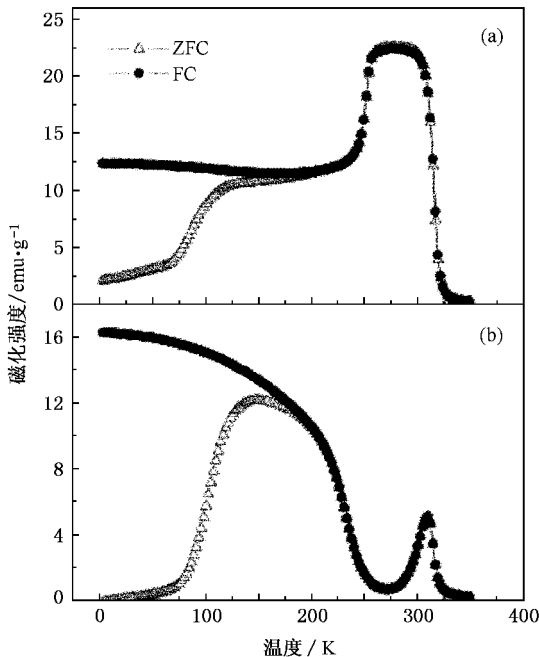


图 4 样品在 FC 和 ZFC 情况下, M 随 T 变化的关系曲线
(a) Ni₅₀Mn₃₆Sn₁₄ (b) Ni₅₀Mn₃₇Sn₁₃

相具有更强反铁磁交换作用.然而对于 Ni₅₀Mn₃₇Sn₁₃ 样品在马氏相又一次出现磁相变(如图 2(b)),我们推测是由于样品在马氏体状态下铁磁和反铁磁成分所占比例的不同以及受到晶粒尺寸的影响,导致样品在低温时铁磁作用占据主导地位.对于这一点还需要进一步的微观实验来论证.

从上文的实验结果以及分析得出 Ni₅₀Mn_{25+x}Sn_{25-x} ($x = 11, 12$) 样品在马氏体相变过程中的磁化强度将产生突变,导致 $\partial M/\partial T$ 较大且恒为正值,因此我们认为样品在相变点附近应具有较大反磁热效应,而磁熵变可由 Maxwell 方程表达为

$$\Delta S_M = \int_0^H (\partial M/\partial T) \lambda dH. \quad (1)$$

根据 Pecharsky 等^[18]的报道,方程(1)中的数值积分可利用梯形法写成下式:

$$\Delta S_M(T_{av})_{\Delta H} \approx \frac{\Delta H}{2\Delta T} (\Delta M_1 + 2 \sum_{k=2}^{n-1} \Delta M_k + \Delta M_n), \quad (2)$$

上式中的 T_{av} 和 ΔT 分别代表最近邻不同温度下磁化曲线之间的平均温度和两温度之间的差值, ΔH 为升场步长, ΔM_k 表示在 $H = k \times \Delta H$ 的磁场下两条等温磁化曲线之间磁化强度的差值,而 $k = 0$ 和 $k = n$ 则为 $H = 0$ 以及 $H = H_{max}$ 下两曲线磁化强度之间的差值.于是通过测量马氏体相变点附近温度的磁化曲线(近邻曲线间温度间隔为 1—2 K),如图 5 中插图所示,并利用方程(2)计算了不同磁场下样品的磁熵变.

图 5 是在不同磁场下测得 Ni₅₀Mn_{25+x}Sn_{25-x} ($x = 11, 12$) 样品 ΔS_M 随温度变化的关系曲线.在不同磁场下,两样品在其马氏体相变点附近的磁熵变将出现最大值,对于 Ni₅₀Mn₃₆Sn₁₄ 样品, ΔS_M 在 4800 kA/m 磁场变化下达到了 20.86 J·kg⁻¹·K⁻¹,其数量级已达到了其他铁磁形状记忆合金 Ni_{51.5}Mn_{22.7}Ga_{25.8}^[19]和 Ni-Co-Mn-In^[20]的磁熵变,并高于传统的磁制冷材料 Gd₅(Si₂Ge₂)^[8]的磁熵变.然而对于 Ni₅₀Mn₃₇Sn₁₃ 样品,在相同磁场下 ΔS_M 明显低于 Ni₅₀Mn₃₆Sn₁₄ 样品,当磁场改变为 4800 kA/m 时 ΔS_M 仅为 12.5 J·kg⁻¹·K⁻¹.事实上,研究表明获得大的磁熵变与马氏体相变所引起的奥氏体相与马氏体相之间的磁跃变($\Delta M_{A \rightarrow M}$)成正比关系^[21-22],而从我们对两样品的等温磁化曲线分析可知,相变所引起两者的 $\Delta M_{A \rightarrow M}$ 在数值上差别并不明显,可是从两样品发生马氏体相变的过程进行分析,却发现 Ni₅₀Mn₃₆Sn₁₄ 样品从奥氏体相转变为马氏体相所经历的温度($\Delta T_{A \rightarrow M}$)远低于 Ni₅₀Mn₃₇Sn₁₃ 样品,促使 $\partial M/\partial T$ 的值较大.根据(1)式计算表明,在同一磁场下, Ni₅₀Mn₃₇Sn₁₃ 样品获得的 ΔS_M 将大幅度下降.因此,根据上述分析,我们认为此系列合金获得大的磁熵变不仅与

$\Delta M_{A \rightarrow M}$ 有关, 而且与 $\Delta T_{A \rightarrow M}$ 有着紧密联系. 据 Pasquale 等^[6]对 $\text{Ni}_{55}\text{Mn}_{20}\text{Ga}_{25}$ 单晶样品的研究, 在磁场改变 4000 kA/m 时, 虽然马氏体相变所导致的 $\Delta M_{A \rightarrow M}$ 并没远远高于我们的样品, 但是其在相变点附近竟获得了 $-86 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 的磁熵变, 这充分表明, 正是由于单晶样品在生长过程中的生长应力

促使样品在相变过程中的孪晶重组具有择优取向, 加快了马氏体的形核与长大, 使其相变在较窄的温度区间内完成 $\Delta T_{A \rightarrow M}$ 明显降低, 从而获得了巨大的磁熵变. 综上所述, 通过调整组分制备具有择优取向的 Ni-Mn-Sn 合金, 在低场下获得大的磁熵变具有十分重要的意义, 也预示着 Ni-Mn-Sn 合金在磁制冷领

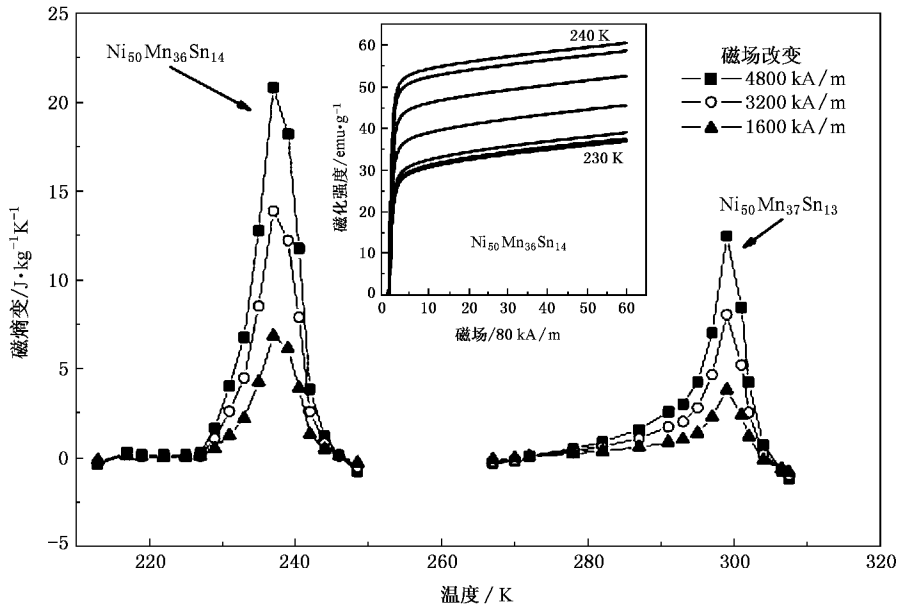


图 5 不同磁场下 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25+x}\text{Sn}_{25-x}$ ($x = 11, 12$) 样品磁熵变 ΔS_M 随温度 T 变化的关系曲线. 插图为 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{36}\text{Sn}_{14}$ 样品马氏体相变温度附近的等温磁化曲线.

域有着广阔的应用前景.

4. 结 论

本文对哈斯勒合金 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25+x}\text{Sn}_{25-x}$ ($x = 11, 12$) 的马氏体相变和磁性进行了研究, 结果表明, 由于样品中 Mn 原子过量掺杂使部分 Mn-Mn 原子间发生反铁磁交换作用, 这种交换作用伴随马氏体相变得到增强, 导致铁磁交换与反铁磁交换作用在马氏体相共存. 正因为如此, 我们才获得了两样品在马氏体相

变点附近较大的磁熵变 (ΔS_M), 且 $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{36}\text{Sn}_{14}$ 样品的 ΔS_M 在 4800 kA/m 磁场变化下已经达到了 $20.86 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 高于传统的磁制冷材料 $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$ 的 ΔS_M . 此外, 通过对比两种样品在相变过程中的热力学参量, 发现获得大的磁熵变不仅与马氏体相变所导致的磁跃变 $\Delta M_{A \rightarrow M}$ 有关, 而且与发生马氏体相变所经历的温度区间有密切的联系. 这些实验结果对于开发 Ni-Mn-Sn 合金作为新型磁制冷材料具有重要的意义.

- [1] Webster P J, Ziebeck K R A, Town S L, Peak M S 1984 *Philos. Mag.* B **49** 295
- [2] Planes A, Obrado E, Alfons G C, Manosa L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 3926
- [3] Zheludev A, Shapiro M S, Wochner P, Schwartz A, Wall M, Tanner E L 1995 *Phys. Rev. B* **51** 11310
- [4] O'Handley R C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 3263

- [5] Liu Z H, Hu F X, Wang W H, Chen J L, Wu G H, Gao S X, Ao L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 233 (in Chinese) [柳祝红、胡凤霞、王文洪、陈京兰、吴光恒、高书侠、敖玲 2001 物理学报 **50** 233]
- [6] Pasquale M, Sasso C P, Lewis L H, Giudici L, Lograsso T, Schlagel D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 094435
- [7] Sutou Y, Imano Y, Koeda N, Omori T, Kainuma R, Ishida K,

- Oikawa K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 4358
- [8] Pecharsky V K , Gschneidner K A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4494
- [9] Han Z D , Wang D H , Zhang C L , Xuan H C , Gu B X , Du Y W 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 042507
- [10] Han Z D , Wang D H , Zhang C L , Tang S L , Gu B X , Du Y W 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 182507
- [11] Khan M , Ali N , Stadler S 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 053919
- [12] Smit J 1978 *J. Phys. F : Metal Phys.* **8** 2139
- [13] Liu G D , Chen J L , Liu Z H , Dai X F , Wu G H , Zhang B , Zhang X X 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 262504
- [14] Stager C V , Campbell C C M 1978 *Can. J. Phys.* **56** 674
- [15] Wachtel E , Henninger F , Predel B 1983 *J. Magn. Magn. Mater.* **38** 305
- [16] Krenke T , Acet M , Wassermann E F , Moya X , Mañosa L , Planes A 2005 *Phys. Rev. B* **72** 014412
- [17] Li Z , Jing C , Chen J P , Yuan S J , Cao S X , Zhang J C 2005 *Appl. Phys. Lett.* **91** 112505
- [18] Pecharsky V K , Gschneidner K A , Jr 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 565
- [19] Hu F X , Shen B G , Sun J R , Wu G H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 132412
- [20] Kainuma R , Imano Y , Ito W , Sutou Y , Morito H , Okamoto S , Kitakami O , Oikawa K , Fujita A , Kanomoto T , Ishida K 2006 *Nature (London)* **439** 957
- [21] Marcos J , Mañosa L , Planes A , Casanova F , Batlle X , Labarta A 2003 *Phys. Rev. B* **64** 094401
- [22] Krenke T , Acet M , Wassermann E F , Moya X , Mañosa L , Planes A 2005 *Nat. Mater.* **4** 450

Investigation of martensitic transition and inverse magnetocaloric property in Ni-Mn-Sn Heusler alloys *

Jing Chao[†] Li Zhe Chen Ji-Ping Lu Yu-Ming Cao Shi-Xun Zhang Jin-Cang

(Department of Physics , Shanghai University , Shanghai 200444 , China)

(Received 30 September 2007 ; revised manuscript received 20 November 2007)

Abstract

The martensitic transition and magnetocaloric property in $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{25+x}\text{Sn}_{25-x}$ ($x = 11, 12$) Heusler alloys were investigated by means of structure and magnetism measurements. The results show that the antiferromagnetic interaction strengthens in the martensitic state, leading to the coexistence of ferromagnetic and antiferromagnetic interaction in this state, which is different from the magnetic property of austenitic state in these alloys. Furthermore, based on Maxwell equation, the inverse magnetocaloric property near martensitic transition temperature of this system was studied. It was found that large positive magnetic entropy change (ΔS_M) depends on both magnetic jumping (ΔM) and temperature region during martensitic transition.

Keywords : Heusler alloy , Ni-Mn-Sn , martensitic transition , positive magnetic entropy changes

PACC : 7155D , 6470K , 7530S

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shanghai , China (Grant No.06ZR14033).

[†] E-mail : cjing@staff.shu.edu.cn