

# Ni<sub>47</sub>Mn<sub>32</sub>Ga<sub>21</sub> 多晶合金的磁熵变和磁感生应变\*

蔡培阳 冯尚申<sup>†</sup> 陈卫平 薛双喜 李志刚 周英 王海波 王古平

(台州学院物理与电子工程学院, 台州 318000)

(2010年12月26日收到; 2011年1月11日收到修改稿)

对定向凝固方法制备的 Ni<sub>47</sub>Mn<sub>32</sub>Ga<sub>21</sub> 多晶合金, 通过扫描电镜、金相、电子能谱等手段研究其组份和组织形貌, 通过对合金磁化强度与温度关系、等温磁化曲线及磁感生应变曲线等的测量分析, 研究了合金结构相变和磁相变过程中的磁熵变及不同压力下的磁感生应变. 研究表明: 合金组份与设计组份基本一致, 室温下合金大部分为马氏体相. 升温过程中合金的磁熵变在居里温度(365 K)附近有最大值, 并有较大的磁熵变峰值半高宽, 747 kA/m 的磁场下该磁熵变最大值为  $-1.45 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ , 磁熵变峰值的半高宽为 21 K. 合金在室温(298 K)下有较好的双向可恢复磁感生应变, 480 kA/m 磁场下, 无压力时合金的磁感生应变值达到  $-670 \times 10^{-6}$ , 并趋饱和; 而在与磁场方向平行的 27.3 MPa 外压力作用下合金的磁感生应变值增大到  $-1300 \times 10^{-6}$ , 且未饱和.

**关键词:** Ni-Mn-Ga, 铁磁形状记忆合金, 磁熵变, 磁感生应变

**PACS:** 75.30.Sg, 75.80.+q, 62.20.fg

## 1. 引言

由于磁制冷技术具有不污染环境、节能、低噪声和高效等优点, 正越来越受人们关注<sup>[1-5]</sup>. 虽然低温磁制冷早已实现应用, 但室温磁制冷技术还在研发之中. 发展室温磁制冷技术的一项重要任务就是寻找高效、廉价的磁制冷材料, 可见探索价廉质优的室温磁熵变材料, 仍是目前非常重要的研究课题<sup>[5-7]</sup>.

铁磁性形状记忆 Ni<sub>2</sub>MnGa 合金是兼有热弹性马氏体相变和铁磁性转变的新型功能材料. 它不仅可以温度、压力和磁场等作用下诱发形状记忆效应<sup>[8-10]</sup>, 而且还可以产生较大的磁热、磁电阻等效应, 是一种非常具有应用潜力的新型磁功能材料<sup>[11,12]</sup>. 早期对该材料室温磁热效应的研究主要集中在提高其磁熵变值, 研究发现该类材料在同时发生结构相变和磁相变时, 能产生较大磁熵变. 因此, 通过调整 NiMnGa 材料的组份, 在室温附近得到了较大的磁熵变. 2001年, Hu等<sup>[13]</sup>在 Ni<sub>52.6</sub>Mn<sub>23.1</sub>Ga<sub>24.3</sub> 单晶合金中发现, 300 K, 4000 kA/m (相当于 5T) 的磁场变化下该合金有  $-18.0 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$  的大磁

熵变值, 1600 kA/m 下最大磁熵变值也达到  $-6 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ ; 2005年, Pasquale等<sup>[3]</sup>在 Ni<sub>55</sub>Mn<sub>20</sub>Ga<sub>25</sub> 单晶合金中发现, 313 K, 4000 kA/m 的磁场变化下, 该合金的磁熵变最大值高达  $-86 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ ; 2010年, Cui等<sup>[4]</sup>在富 Mn 的 Ni<sub>46</sub>Mn<sub>35</sub>Ga<sub>19</sub> 单晶合金中发现, 356 K, 1274 kA/m 的磁场变化下, 该合金的最大磁熵变值达  $-13.8 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ . 由于单晶制备工艺复杂、制备成本高、材料脆性大、生产效率低, 很难大规模推广应用, 因此人们在寻找该类材料单晶室温大磁熵变的同时, 也在积极探寻其多晶室温大磁熵变. 2004年, Cherechukin等<sup>[14]</sup>在 Ni<sub>2.18</sub>Mn<sub>0.82</sub>Ga 多晶合金中发现, 333 K, 1440 kA/m 的磁场变化下, 该合金的磁熵变值高达  $-20.7 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ ; 2005年, Long等<sup>[15]</sup>在 Ni<sub>55.5</sub>Mn<sub>20</sub>Ga<sub>24.5</sub> 多晶合金中发现, 320.8 K, 1600 kA/m 的磁场变化下, 该合金的磁熵变最大值达  $-15.1 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ ; 2009年, Mandal等<sup>[5]</sup>在 Ni<sub>2.208</sub>Mn<sub>0.737</sub>Ga 多晶合金中发现, 290.75 K, 4000 kA/m 的磁场变化下, 该合金的最大磁熵变值更是高达  $-96 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ . 这些合金在同时发生结构相变与磁相变时, 虽然磁熵变最大值很大, 但磁熵变  $\Delta S_M$  曲线上对应峰值一半高时的温区范围, 即半高宽  $\delta T_{\text{FWHM}}$  一般都很小, 只有 1—3 K, 最大不过 5—10 K<sup>[7,12]</sup>. 而表征磁制冷材

\* 国家自然科学基金(批准号:51001078)、浙江省科技厅重点项目(批准号:2006C21085)和浙江省自然科学基金(批准号:Y4100618)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: fss@tzc.edu.cn

料性能不仅仅是  $\Delta S_M$  曲线的峰值,即最大磁熵变值,还和  $\Delta S_M$  曲线峰值的半高宽  $\delta T_{FWHM}$  有关<sup>[16]</sup>. 通常磁热材料在结构相变过程中即材料从铁磁马氏体相向铁磁奥氏体相转变时磁熵变的峰值较大,但温度范围较窄;而在磁相变过程中即材料从铁磁向顺磁转变时,其磁熵变峰值虽然不大,但有一个较大温度范围<sup>[6,16]</sup>,如果能通过改变材料组份,使材料的磁熵变峰值和温度范围都比较大,那也具有潜在的应用价值. 为此,许多研究小组开展了这方面的探索,2005年,Tang等<sup>[17]</sup>在  $Ni_{52.9}Mn_{30.7}Ga_{16.4}$  多晶电火花粉末样品中发现,368 K 的居里温度附近,1600 kA/m 的磁场变化下,其磁熵变最大值为  $-2 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ ,可半高宽  $\delta T_{FWHM}$  接近 50 K;2009年,Ingale等<sup>[12]</sup>在  $Ni_{55.2}Mn_{18.1}Ga_{26.7}$  多晶合金发现,283 K 的居里温度附近,960 kA/m 的磁场变化下,其磁熵变最大值接近  $-1.3 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ ,半高宽  $\delta T_{FWHM}$  近 17 K. 可见研究 NiMnGa 合金在磁相变过程中的磁熵变情况,寻找磁熵变的峰值和半高宽都比较大的合金材料,仍有实际意义.

此外,由于该类材料磁感生应变实际应用时大多是在一定压力负载下进行的,特别是在压力方向与磁场方向平行时使用较多,而这方面研究却较少<sup>[10]</sup>,比较多的研究集中在压力方向与磁场方向正交的情况<sup>[18,19]</sup>. 因此,本文想在多晶合金中,研究压力方向与磁场方向平行时磁感生应变的特点及其产生原因,为 NiMnGa 合金作为一种新型多功能材料的应用提供实验依据.

## 2. 实验方法

取纯度为 99.9% 的单质金属 Ni, Mn, Ga, 按  $Ni_{47}Mn_{32}Ga_{21}$  的化学计量组分进行配料. 将配料置于真空电弧炉的水冷铜坩埚中,在高纯氩气保护下进行熔炼,熔炼过程中为保证成分均匀,反复翻转重熔 4 次,再浇注成  $\Phi 8 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$  的圆柱形母合金铸锭棒. 然后取铸锭棒进行定向凝固生长,制备出具有一定晶体取向的多晶试样. 定向凝固生长是在真空充氩气保护条件下进行,生长温度为 1573 K,生长速度为 2 mm/min. 最后把定向凝固试样在真空充氩气保护下进行退火处理,以便消除杂散内应力,使原子更高度有序排列. 退火温度为 1023 K,保温 24 h,然后在冰水混合物中淬火.

用浙江大学分析测试中心 HITACHI S-570 带能

谱分析(EDS)的扫描电镜(SEM)分析合金某一微区的组分. 用 OLYMPUS DX51 型光学显微镜观察合金的金相组织,用于金相观察的合金表面经抛光与腐蚀处理,腐蚀剂为 3% 的硝酸酒精溶液,腐蚀时间为 15 min. 等温磁化曲线及直流磁化强度  $M$  与温度  $T$  关系采用 HH-15 振动样品磁计(VSM)在变温装置中进行测量,振杆的振动频率为 77 Hz,  $M-T$  测量时偏置磁场为 8.0 kA/m,升降温速率都为 1.5 K/min. 采用电阻应变片法沿晶体生长方向在 JDAW-2011 型交直流磁致伸缩参数测量仪上测量合金在室温(298 K),不同压力下的磁感生应变值.

## 3. 结果与讨论

### 3.1. $Ni_{47}Mn_{32}Ga_{21}$ 合金的组分与组织形貌

为了了解合金经过熔炼、定向凝固等过程后,组分的偏差情况,对合金进行 EDS 测量,图 1 是合金某微区的电子能谱图(EDS 图谱),从图 1 可以看出,合金杂质比较少,这些杂质峰相对 Ni, Mn, Ga 等峰来说,强度都比较低可以忽略,根据 EDS 图谱算出该微区的组分为  $Ni_{48.1}Mn_{32.8}Ga_{19.1}$ ,与设计组分  $Ni_{47}Mn_{32}Ga_{21}$  有一定的偏差,但两者基本一致.

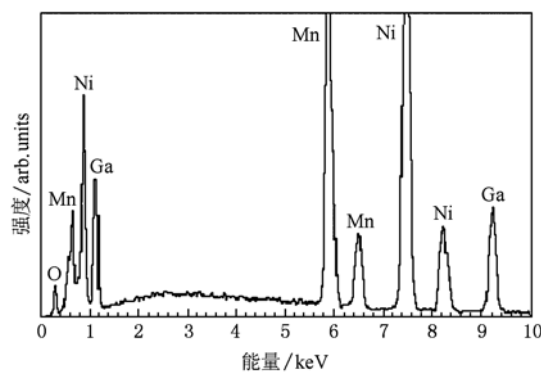


图 1  $Ni_{47}Mn_{32}Ga_{21}$  合金室温下的 EDS 图谱

图 2 为光学金相显微镜观察到的,合金表面经过机械抛光与 3% 硝酸酒精溶液腐蚀过的金相照片,从照片上我们可以清晰地看到合金表面马氏体孪晶的排列情况. 以上观察是在室温下进行,这说明合金在室温下大部分为马氏体相,这和图 4 内插图中  $M-T$  曲线所显示的马氏体相变温度结论相一致.

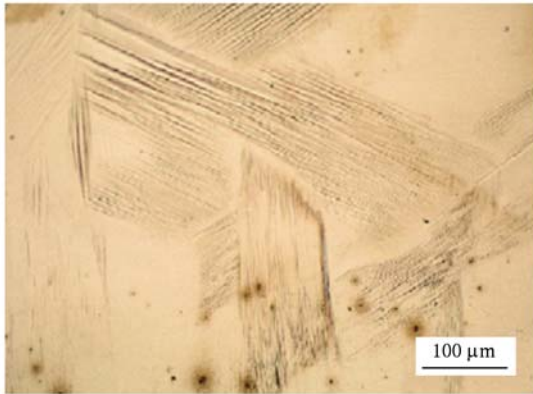


图2 Ni<sub>47</sub>Mn<sub>32</sub>Ga<sub>21</sub>合金室温下的光学金相照片

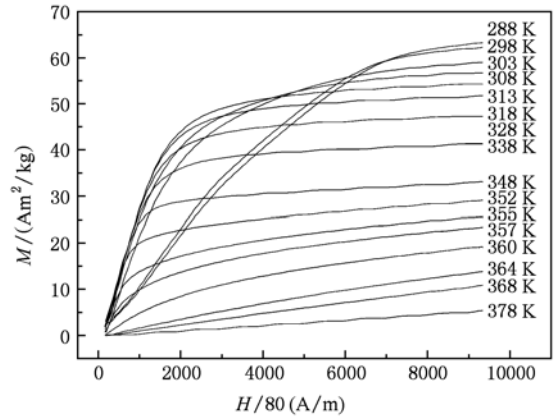


图3 Ni<sub>47</sub>Mn<sub>32</sub>Ga<sub>21</sub>合金温度从287至380 K的等温磁化曲线

### 3.2. Ni<sub>47</sub>Mn<sub>32</sub>Ga<sub>21</sub>合金的磁熵变

根据热力学的麦克斯韦方程<sup>[3,5,6]</sup>

$$\left(\frac{\partial S_M}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H, \quad (1)$$

可推导出等温过程中外加磁场变化时产生的磁熵变

$$\begin{aligned} \Delta S_M(T, H) &= S_M(T, H) - S_M(T, 0) \\ &= \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH. \end{aligned} \quad (2)$$

再对该式进行泰勒展开可得<sup>[15,17]</sup>

$$\Delta S_M(T_{av}, H) \approx \sum_i \frac{M_{i+1}(T_{j+1}, H) - M_i(T_j, H)}{T_{j+1} - T_j} \Delta H, \quad (3)$$

式中  $M_{i+1}(T_{j+1}, H)$  和  $M_i(T_j, H)$  分别是温度为  $T_{j+1}, T_j$ , 磁场为  $H$  时的磁化强度;  $T_{av} = \frac{T_{j+1} + T_j}{2}$  为  $T_{j+1}, T_j$  的平均温度.

这样由不同温度的等温磁化曲线数据,应用(3)式就能较方便地求出合金的磁熵变. 图3为 Ni<sub>47</sub>Mn<sub>32</sub>Ga<sub>21</sub>合金温度从288 K升至378 K时,在不同温度点下测得的等温磁化曲线. 图4是根据图3等温磁化曲线应用(3)式求得的合金磁熵变  $\Delta S_M$  与温度  $T$  的变化关系, 图中两条曲线分别是磁场为747 kA/m和486 kA/m下的磁熵变  $\Delta S_M$  曲线. 图4中的插图为合金从低温升至高温再降至低温时直流磁化强度  $M$  与温度  $T$  的变化关系, 插图显示合金的马氏体相变起始温度  $M_s$  和终止温度  $M_f$  分别为306和289 K, 逆马氏体相变起始温度  $A_s$  与终止温度  $A_f$  分别为300和319 K, 居里温度  $T_c$  为365 K.

从图4中可以看出磁熵变在合金的逆马氏体相

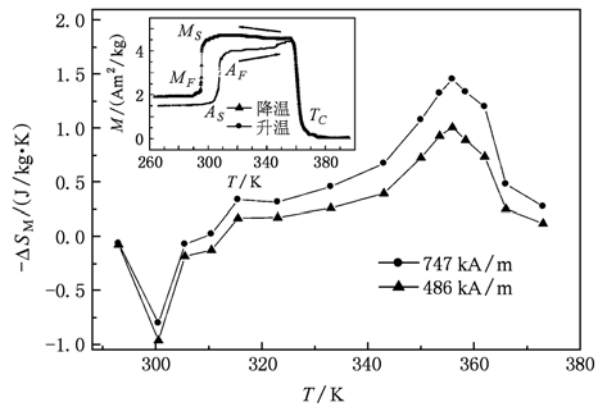


图4 Ni<sub>47</sub>Mn<sub>32</sub>Ga<sub>21</sub>合金不同磁场下磁熵变  $\Delta S_M$  与温度  $T$  的变化关系, 插图为合金直流磁化强度  $M$  与温度  $T$  的变化关系

变(结构相变)温度与磁相变(居里)温度附近都有极值,且逆马氏体相变过程中磁熵变值是正的,居里温度附近磁熵变值是负的,这一结论和文献[6]报道的 NiMnGa 材料相似. 磁熵变正值意味着样品在绝热充磁时,磁熵增加,温度降低,绝热去磁时,磁熵减少,温度升高;负值则刚相反. 磁熵变负值产生于微观的自旋-晶格耦合,正值则起因于马氏体再取向时的磁结构耦合<sup>[20]</sup>.

由图4可知,在486 kA/m的磁场变化下,合金逆马氏相变温度附近的磁熵变最大值为0.96 J/kg·K(其值偏小和测量时温度间隔偏大有关),居里温度附近的磁熵变最大值为-1.06 J/kg·K;在747 kA/m的磁场变化下,合金逆马氏相变温度附近的磁熵变最大值为0.80 J/kg·K,而居里温度附近的磁熵变最大值为-1.45 J/kg·K. 由图进一步可知,居里温度附近的负磁熵变最大值随外磁场增大而增大,由于实验条件限制外磁场只加到747 kA/m,但

外磁场从 486 kA/m 增至 747 kA/m 过程中居里温度附近最大磁熵变的生长速率为  $1.37/\text{kg}\cdot\text{K}\cdot\text{T}$ , 按此生长速率估算, 合金在 4000 kA/m 的磁场变化下, 居里温度附近的磁熵变最大值预计可达  $-7.0 \text{ J}/\text{kg}\cdot\text{K}$ . 虽然这个值不是很大, 但其磁熵变峰值的半高宽  $\delta T_{\text{FWHM}}$  却较大, 达 21 K, 其性能接近或超过文献[12, 16, 17]报道的室温磁熵变多晶合金材料.

结合图 3, 4 还可得知, 合金逆马氏相变温度附近的磁熵变最大值随外磁场增大先增加后减少, 如磁场进一步增大其值有可能转化为负值. 对于这一现象的原因文献[20, 21]给出了这样的解释: 由于铁磁马氏体具有较大磁晶各向异性性能和弹性性能, 当外磁场较小时, Zeeman 能不足以使马氏体变体发生择优取向, 因此, 铁磁马氏体难磁化, 小磁场下铁磁马氏体的磁化强度低于同磁场下的铁磁奥氏体, 使得逆马氏相变温度时小磁场下的磁熵变为正值; 当外磁场很大时, 马氏体变体发生了择优取向, 这时铁磁马氏体的磁化强度将高于同磁场下的铁磁奥氏体, 使得逆马氏相变温度时大磁场下的磁熵变为负值[20, 21].

### 3.3. $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$ 合金的磁感生应变

图 5 为  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$  合金在室温 (298 K) 下、无压力与加 27.3 MPa 压力时的磁感生应变  $\lambda$  随外磁场  $H$  的变化关系, 压力方向与合金定向凝固方向及应变测量方向相同. 由图 5 可知, 无压力时合金经历外加磁场的增加和减少及反向增加和反向减少的循环过程, 其磁感生应变曲线不仅具有良好的对称性, 而且磁滞损耗很小. 而在 27.3 MPa 压力下合

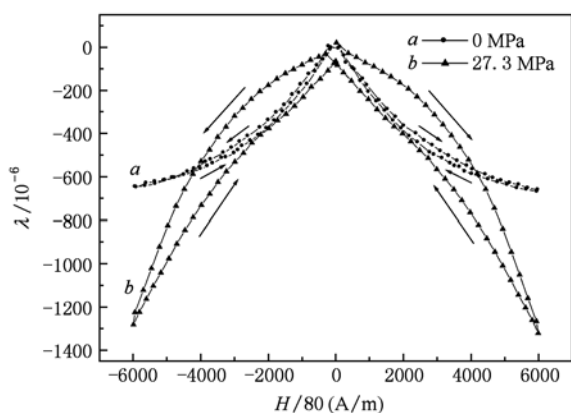


图 5  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$  合金在 298 K 时不同压力下磁感生应变  $\lambda$  随磁场强度  $H$  的变化关系

金的磁感生应变明显增大, 磁滞损耗也随之加重, 但合金仍表现出良好的双向可逆特性. 由于实验条件限制, 外加压力时, 磁场只能增大到 480 kA/m. 在该磁场下, 无压力时合金的磁感生应变值达到  $-670 \times 10^{-6}$  并接近饱和, 而在 27.3 MPa 的压力下合金的磁感生应变增大到  $-1300 \times 10^{-6}$ , 其值接近无压力时的两倍, 且未达饱和. 这种室温以上, 特别是在与磁场平行的大压力作用下, 仍有大可恢复磁感生应变输出的特性很有潜在应用价值[10].

但本文结论与文献[10]报道的当压力方向与磁场方向平行时, 磁感生应变值随压力增大而减少, 磁滞损耗现象没有加重的结论相反. 引起这种差异的主要原因有二点: 一是文献[10]报道的是单晶, 本文报道的是多晶; 二是文献[10]报道的单晶合金其马氏体相变温度较高, 室温下合金已全部处于马氏体相, 而本文多晶合金的马氏体相变温度在室温附近, 室温下合金只是大部分处于马氏体相. 我们知道, 马氏体变体的短轴是易磁化轴, 磁场将诱导变体的短轴向磁场方向取向, 而压力也迫使马氏体变体的短轴取向到压力方向[10, 18, 19]. 因此, 对完全处于马氏体相的单晶合金, 当压力与磁场方向同向时, 由于压力已使合金中的部分变体短轴取向压力方向, 这样就使得由磁场引起的变体短轴取向磁场方向的变体份数减少, 致使合金的磁感生应变值降低; 且当压力大于某一临界值时, 由于压力已使合金中所有变体的短轴都取向于压力方向, 这样就没有可以由磁场引起的取向变体了, 这时合金的磁感生应变将会被全部抑制[10]. 对室温下只有部分马氏体相的合金, 适当的压力能使合金的马氏体相增多, 从而使合金的磁感生应变值增加[22], 这可能是合金磁感生应变值增大的主要原因. 此外, 在一定压力下磁场也会引起合金从奥氏体相变为马氏体相, 或从马氏体相返回奥氏体相, 即所谓的磁感生相转变, 这也可能是造成合金磁感生应变增大的另一个原因[18, 19].

对于加压下合金磁滞损耗加重的原因, 主要是压力导致多晶合金产生的晶格畸变和位错等缺陷比单晶合金严重[23], 这些缺陷对磁矩和畴壁形成钉扎, 使得有压力作用时, 多晶合金由磁场引起的变体转动阻力增大, 转动时损耗更多的能量; 其次还可能是压力作用下磁感生相转变时带来的一些磁滞效应.

## 4. 结 论

通过对  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$  多晶合金组分、组织形貌、结构相变和磁相变过程中的磁熵变及不同压力下的磁感生应变等性质的研究, 可以得出如下结论: 1) 经熔炼和定向凝固等过程后, 合金组份与设计组分基本一致; 合金的马氏体相变温度在室温附近, 室温下合金大部分呈马氏体相. 2) 升温过程中多晶  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$  合金的磁熵变在居里温度 (365 K) 附近

有最大值, 747 kA/m 磁场变化下居里温度附近的磁熵变最大值为  $-1.45 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ , 磁熵变峰值的半高宽较大, 达 21 K. 3) 多晶  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$  合金, 在室温下有较好的双向可恢复磁感生应变, 在 480 kA/m 磁场下, 无压力时合金的磁感生应变达到  $-670 \times 10^{-6}$ , 并达饱和; 而在与磁场方向平行的 27.3 MPa 的压力作用下合金的磁感生应变增大到  $-1300 \times 10^{-6}$ , 且未饱和. 这种室温以上, 特别是在与磁场平行的大压力作用下, 仍有大的可恢复磁感生应变输出的特性很有潜在应用价值.

- [1] Hu F X, Shen B G, Sun J R 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 3460
- [2] Thang J Y, Luo J, Liang J K, Ji L N, Liu Y H, Li J B, Rao G H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6482 (in Chinese) [张继业、骆军、梁敬魁、纪丽娜、刘延辉、李静波、饶光辉 2008 物理学报 **57** 6482]
- [3] Pasquale M, Sasso C P, Lewis L H, Giudici L, Lograsso T, Schlage D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 094435
- [4] Cui Y T, You S Q, Wu L, Ma Y, Kong C Y, Yang X H, Pan F S 2010 *Rare Metal Materials and Engineering* **39** 0189
- [5] Mandal K, Pal D, Scheerbaum N, Lyubina J, Gutfleisch O 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 073509
- [6] Tegus O, Brück E, Zhang L, Dagula, Buschow K H J, Boer F R 2002 *Physica B; Condensed Matter* **319** 174
- [7] Duan J F, Huang P, Zhang H, Long Y, Wu G H, Ye R C, Chang Y Q, Wan F R 2007 *J. Alloys Comp.* **441** 29
- [8] Söderberg O, Ge Y, Sozinov A, Hannula S P, Lindroos V K 2005 *Smart. Mater. Struct.* **14** S223
- [9] Guo S H, Zhang Y H, Zhao Z Q, Li J L, Wang X L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1599 (in Chinese) [郭世海、张羊换、赵增祺、李健靓、王新林 2004 物理学报 **53** 1599]
- [10] Malla A, Dapino M J, Lograsso T A, Schlagel D L 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 063903
- [11] Aliev A, Batdalov A, Bosko S, Buchelnikov V, Dikshtein I, Khovailo V, Koledov V, Levitin R, Shavrov V, Takagi T 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272-276** 2040
- [12] Ingale B, Gopalan R, Chandrasekaran V, Ram S 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 023903
- [13] Hu F X, Shen B G, Sun J R, Wu G H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 132412
- [14] Cherechukin A A, Takagi T, Matsumoto M, Buchel'nikov V D 2004 *Phys. Lett. A* **326** 146
- [15] Long Y, Zhang Z Y, Wen D, Wu G H, Ye R C, Chang Y Q, Wan F R 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 046102
- [16] Liu X B, Shen B G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5884 (in Chinese) [刘喜斌、沈保根 2005 物理学报 **54** 5884]
- [17] Tang Y J, Solomon V C, Smith D J, Harper H, Berkowitz A E 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 10M309
- [18] Karaca H E, Karaman I, Basaran B, Lagoudas D C, Chumlyakov Y I, Maier H J 2007 *Acta Mater.* **55** 4253
- [19] Karaman I, Karaca H E, Basaran B, Lagoudas D C, Chumlyakov Y I, Maier H J 2006 *Scripta Mater.* **55** 403
- [20] Marcos J, Planes A, Mañosa L, Casanova F, Batlle X, Labarta A, Martínez B 2002 *Phys. Rev. B* **66** 224413
- [21] Hu F X, Sun J R, Wu G H, Shen B G 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 5216
- [22] Murray S J, Farinelli M, Kantner C, Huang J K, Allen S M, O'Handley R C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 7297
- [23] Ma L, Zhu Z Y, Li M, Yu S D, Cui Q L, Zhou Q, Chen J L, Wu G H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3479 (in Chinese) [马丽、朱志永、李敏、于世丹、崔启良、周强、陈京兰、吴光恒 2009 物理学报 **58** 3479]

# Magnetic entropy change and magnetic-field-induced strain in polycrystalline $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$ alloy\*

Cai Pei-Yang Feng Shang-Shen<sup>†</sup> Chen Wei-Ping Xue Shuang-Xi Li Zhi-Gang  
Zhou Ying Wang Hai-Bo Wang Gu-Ping

(School of Physics and Electronic Engineering, Taizhou University, Taizhou 318000, China)

(Received 26 December 2010; revised manuscript received 11 January 2011)

## Abstract

The  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$  polycrystalline alloy is prepared by the directional solidification technique. The components and the microstructure of the alloy are investigated using SEM, metallography and EDS methods. The magnetic entropy change in the process of the structural and magnetic phase transition, and magnetic-field-induced strains with pressure are also studied through analyzing the magnetization as a function of temperature, and the isotherm magnetization and magnetic field-induced strain curves. The results show that there is little difference between the component and the designed component. The alloy is comprised mainly of martensitic phase at room temperature. In the heating process, the magnetic entropy change reaches a maximum value and has a larger peak half width near Curie temperature (365 K). The maximum value of the magnetic entropy change is  $-1.45 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$  in a magnetic field of 747 kA/m and its peak half width is 21 K. The  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{32}\text{Ga}_{21}$  alloy exhibits excellent free recoverability of the magnetic-field-induced strains at room temperature (298 K). The magnetic-field-induced strain reaches a saturated value of  $-670 \times 10^{-6}$  without extra stress in a field of 480 kA/m. When the compressive stress is parallel to the direction of the magnetic field, the magnetic-field-induced strain increases evidently with the increase of the pressure, which reaches  $-1300 \times 10^{-6}$  under a pressure of 27.3 MPa. Meanwhile the strain does not reach the saturated value.

**Keywords:** Ni-Mn-Ga, ferromagnetic shape memory alloy, magnetic entropy change, magnetic-field-induced strain

**PACS:** 75.30.Sg, 75.80.tq, 62.20.fg

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of China (Grant No. 51001078), the Key Project of Science and Technology Department of Zhejiang Province (Grant No. 2006C21085), and the Natural Science Foundation of Zhejiang, China (Grant No. Y4100618).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: fss@tzc.edu.cn