

# 铁基—铁镍基非晶双金属的磁性及内应力模型\*

陈文智 周少雄

(钢铁研究总院国家非晶微晶合金工程技术研究中心, 北京 100081)

陈金昌

(首都师范大学物理系, 北京 100037)

**摘要** 用双喷嘴单辊急冷工艺制备了非晶态合金  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  和  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  的双金属带, 用差示扫描量热计 (DSC) 测量了双金属的晶化温度, 并测量了经  $350\text{ }^\circ\text{C}$  纵向磁场退火的双金属铁芯在张紧状态及放松状态下的磁滞回线. 双金属的 DSC 曲线基本上是两种带材 DSC 曲线的叠加, 但  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  层的晶化放热峰变成两个, 晶化温度稍有降低. 虽然经过纵向磁场退火, 双金属铁芯的磁滞回线仍然表现出难以磁化的特点, 这源于双金属铁芯在退火后的冷却过程中由于两层材料热膨胀系数差别引起的内应力. 在张紧状态下, 双金属铁芯中的内应力可达  $84\text{ MPa}$ ; 在放松状态下, 内应力使双金属铁芯发生收缩, 其平均直径由  $27.5\text{ mm}$  收缩为  $18\text{ mm}$ . 但双金属铁芯中的内应力并未因铁芯收缩而消除, 而是发生了复杂的变化, 使得双金属铁芯的每一层均存在拉应力层和压应力层, 这种应力分布对双金属铁芯的磁性特征虽无根本改变, 但更加难以使其磁化.

**关键词** 非晶态合金, 双金属, 磁性, 内应力模型

**中图分类号** TG113.225, TG139.8 **文献标识码** A **文章编号** 0412-1961(2003)06-0592-05

## MAGNETIC PROPERTIES AND INTERNAL STRESS MODEL OF Fe BASE AND Fe-Ni BASE AMORPHOUS BIMETALS

CHEN Wenzhi, ZHOU Shaoyong

National Amorphous and Nanocrystalline Alloy Engineering Research Center, Central Iron and Steel Research Institute, Beijing 100081

CHEN Jinchang

Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100037

Correspondent: CHEN Wenzhi, senior engineer, Tel: (010)62182220, Fax: (010)62182751,

E-mail: wchen@amorphous.com.cn

Manuscript received 2002-04-28, in revised form 2002-07-05

**ABSTRACT** Amorphous bimetal ribbon of  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  and  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  was prepared with a double-chamber-crucible technique. Crystallization temperature of the bimetal ribbon was examined by differential scanning calorimetry. The bimetal cores were annealed at  $350\text{ }^\circ\text{C}$  with longitudinal magnetic field. DSC curves of the bimetal are practically the superposition of those of the two components except a new exothermal peak of  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  layer. Hysteresis loops of the annealed bimetal cores were measured. Although treated by field annealing, the bimetal cores are hard to be magnetized, which is attributed to the internal stress caused by the cooling process after annealing because of the different thermal expansions of  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  and  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$ . At restrained state, the internal stress in the bimetal cores is calculated to be about  $84\text{ MPa}$ . When the cores are relaxed from the bobbins, they will contract from the mean diameter of  $27.5\text{ mm}$  to  $18\text{ mm}$ . However, the stress in the bimetal cores becomes more complicated rather than released. The complicated stress in the relaxed bimetal cores makes them even more difficult to be magnetized.

**KEY WORDS** amorphous alloy, bimetal, magnetic property, internal stress model

非晶态合金具有优良的软磁特性, 近年来一直是金属

材料研究热点之一. 将不同性质的非晶态材料复合在一起, 一方面可以增大材料的厚度, 甚至制备出大块非晶材料; 另一方面两种材料性质的差异可能导致整个复合材料性质的根本变化. 文献 [1] 曾研究了铁基—铁镍基复合非晶带  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$ — $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  的磁性, 并发现这

\* 收到初稿日期: 2002-04-28, 收到修改稿日期: 2002-07-05

作者简介: 陈文智, 男, 1962 年生, 高级工程师, 硕士

两种非晶材料复合成双金属后,两种材料的热膨胀系数差导致了整个双金属内应力状态乃至磁性的极大变化,表现为磁滞回线的形状与两种材料各自磁滞回线的简单叠加有根本差别。如果双金属处于不同的应力状态,可以预见其磁性也会发生变化。这种变化将使得非晶双金属在力传感器领域具有良好的应用前景<sup>[2]</sup>。本文介绍该非晶双金属铁芯在张紧以及放松状态下的磁性能变化,以及根据材料力学原理建立的双金属内应力模型。

## 1 实验方法

本实验采用的两种非晶态合金的化学成分(原子分数, %)分别为  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  和  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$ 。用真空感应炉熔炼母合金。利用单辊急冷工艺在大气环境下制备上述合金的单层非晶带。利用双喷嘴坩埚技术<sup>[1]</sup>制备非晶双金属带,以  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  为贴辊面,  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  为自由面。为了表述方便,以下将  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  称为 F,  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  称为 N, 二者的双金属称为 FN。

上述双金属带材经 X 射线衍射证实为非晶态。用 Perkin-Elmer 差示扫描量热计测量上述材料的单层带材和双金属带的 DSC 曲线,升温速率为 10 K/min。两种材料的物理性能如表 1 所示,其中的弹性模量用超声脉冲回波法<sup>[3]</sup>测量。双金属带 FN 的总厚度为 60  $\mu\text{m}$ 。采用金相显微镜观察双金属带横截面,测得每一层的厚度约为 30  $\mu\text{m}$ 。

将双金属带卷绕在直径为 25 mm 的铝管芯子上,绕制成的铁芯外径为 30 mm。将铁芯在 350  $^{\circ}\text{C}$  氢气保护下进行 30 min 的纵向磁场退火。通过一根穿过铁芯的铜棒对铁芯施加纵向磁场。退火过程中对铁芯施加的纵向磁场强度约为 700 A/m。用横河 HEW3257 型磁滞回线自动测量仪测量双金属铁芯(不拆掉芯子)的室温磁滞回线。

将测量完毕的双金属铁芯中间的铝芯子拆下,使铁芯放松。由于双金属的两种材料之间存在热膨胀系数差(见表 1),因此在室温下拆掉芯子,则双金属铁芯自动收缩,收缩后铁芯的平均直径为 18 mm。重新测量放松状态下双金属铁芯的磁滞回线。

## 2 实验结果及分析

### 2.1 双金属的 DSC 曲线

图 1 为  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$ (F),  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$ (N) 以及它们的双金属(FN)的 DSC 曲线。双金属 DSC 曲线上

的晶化放热峰基位置与两种带材组元各自 DSC 曲线上的放热峰位置基本相同,但是在 N 层的位置,放热峰由单峰变成为双峰,并且起始晶化温度由单层带的 493  $^{\circ}\text{C}$  降低为 480  $^{\circ}\text{C}$ 。造成这种晶化行为变化的原因可能是双金属在制备过程中冷却条件的差异所致。在双金属制备时, F 层为贴辊面,而 N 层为自由面。另一方面,双金属的总厚度达 60  $\mu\text{m}$  左右, N 层的冷却速率要比制备 N 单层带时低。这可能导致双金属的 N 层因冷却速率不足而存在部分有序区(cluster)甚至轻微的晶化,使其在退火过程中的晶化行为与 N 单层带不同。

### 2.2 双金属铁芯的磁滞回线

图 2 中的曲线 I 为退火后的双金属铁芯在张紧状态下(即铁芯在芯子上未取下)的磁滞回线。通常,非晶铁芯经过纵向磁场退火将产生沿磁场方向的单轴感生各向异性,使得磁滞回线呈矩形。而双金属铁芯虽然经过了纵向磁场退火,但是其磁滞回线完全不是矩形的,而是相当扁平,即磁化过程比较困难。这种现象起源于两层材料不同的热膨胀系数导致的内应力。如果双金属铁芯中的应力经过退火得以完全消除,则在随后的冷却过程中由于两种材料热膨胀系数不同,会在 F 层产生压应力、N 层产生拉应力,从而导致磁致伸缩-应力耦合效应,使铁芯(尤其是 F 层)磁化困难。在文献[1]中,已经对双金属铁芯以及由两种带材绕铁芯的磁滞回线进行了测量和初步分析。

由于退火后双金属铁芯的 F 层存在压应力、N 层存在拉应力,会使得双金属铁芯有向 N 层一侧进一步弯曲的倾向。但是由于芯子的限制,铁芯紧箍在芯子上,而无法变形。如果将铁芯内孔的芯子取下,则应力产生的力矩将使双金属铁芯向 N 层一侧弯曲,导致铁芯收缩。达到平衡状态后,双金属铁芯的平均直径为 18 mm。

图 2 中曲线 II 为双金属铁芯在放松状态下(铁芯从芯子上取下,铁芯收缩)的磁滞回线。与张紧状态相比,在放松状态下铁芯的矫顽力稍有增大,磁滞回线比张紧状态时稍扁平,而形状无根本变化。这一结果表明,双金属铁芯在放松状态下,两层材料内部的应力并未消除,而是发生了某些复杂的变化,使得应力与两种材料的磁致伸缩仍然存在相当强烈的耦合作用,使得双金属铁芯更加难以磁化。为说明此点,以下用材料力学方法对上述双金属铁芯的内应力作简单的半定量分析。

### 2.3 双金属铁芯内应力分析

为使讨论简化,首先假定:

表 1 单层非晶带的物理特性

Table 1 Physical parameters of the two kinds of amorphous alloys

Material	<i>b</i> , mm	<i>d</i> , $\mu\text{m}$	Density, g/cm <sup>3</sup>	<i>B</i> , T	<i>M</i> , 10 <sup>-6</sup>	$\theta_{\text{C}}$ , $^{\circ}\text{C}$	$\theta_{\text{cry}}$ , $^{\circ}\text{C}$	$\alpha_1$ , 10 <sup>-6</sup>	<i>E</i> , GPa
$\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$	10	30	7.2	1.56	27	410	550	7.6	125
$(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$	10	30	7.7	0.77	15	360	470	11.7	127

Notes: *b*—width, *d*—thickness, *B*—saturate induction, *M*—saturate magnetostriction,  $\theta_{\text{C}}$ —Curie temperature,  $\theta_{\text{cry}}$ —crystallization temperature,  $\alpha_1$ —linear thermal expansion, *E*—Young's modulus

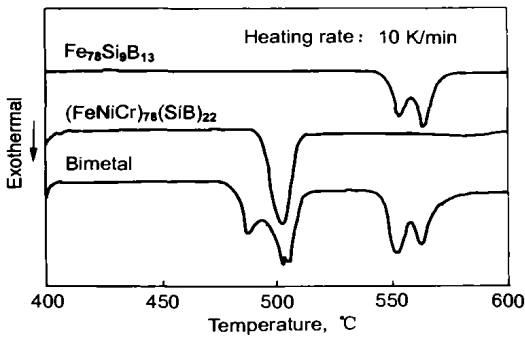


图1 Fe<sub>78</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub>, (FeNiCr)<sub>78</sub>(SiB)<sub>22</sub> 及其双金属的 DSC 曲线  
Fig.1 DSC curves of amorphous Fe<sub>78</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub>, (FeNiCr)<sub>78</sub>(SiB)<sub>22</sub> and their bimetal ribbons

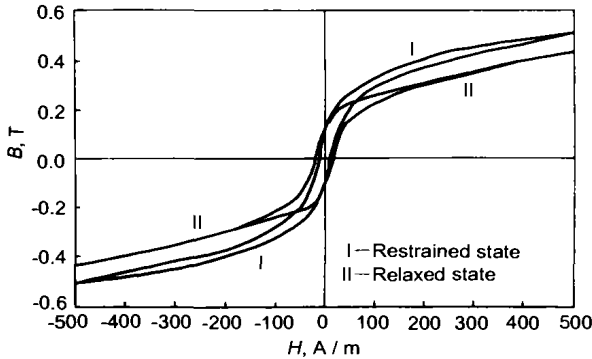


图2 Fe<sub>78</sub>Si<sub>9</sub>B<sub>13</sub> 和 (FeNiCr)<sub>78</sub>(SiB)<sub>22</sub> 双金属铁芯在张紧状态和放松状态下的磁滞回线  
Fig.2 Hysteresis loops of bimetal cores at restrained state (cores on bobbins) (I) and relaxed state (cores removed from bobbins) (II)

- (1) 两层材料为均匀连续、各向同性的介质，其宽度相同，无内部和表面缺陷；
- (2) 双金属铁芯的各种变形均处于弹性变形范围内；
- (3) 经过某一温度下的退火，材料内部的应力可以全部消除；
- (4) 只考虑应力和应变在带材长度方向的分量；
- (5) 暂不考虑双金属的  $\Delta E$  效应以及热处理对非晶带力学性质的影响；
- (6) 取带材长度方向为  $x$  轴，带厚方向为  $z$  轴，以两层材料交界面为零点的参考坐标系。

2.3.1 铁芯在张紧状态下的内应力 令  $l$  和  $\Delta l$  分别为带材长度和变形量， $d$  为两层带材各自的厚度， $\rho$  为双金属铁芯的曲率半径， $\sigma$  为内应力， $\epsilon$  为应变， $E$  为材料的弹性模量， $\alpha$  为材料的热膨胀系数。设样品由 350 °C 退火后，降温至室温 (25 °C)，如果双金属中的两层材料处于自由状态，则它们将分别产生收缩变形，相对收缩量分别为

F 层

$$\frac{\Delta l_F}{l} = \alpha_F \Delta T = 2.47 \times 10^{-3} \quad (1)$$

N 层

$$\frac{\Delta l_N}{l} = \alpha_N \Delta T = 3.80 \times 10^{-3} \quad (2)$$

但由于双金属的两层材料是紧密结合的，它们无法自由伸长，因此双金属的整体收缩量应在上述两值之间，在该平衡位置两层材料中的总内力大小相等，方向相反。由于 F 层和 N 层分别存在的压应力和拉应力，使每一层双金属均受到向 N 层方向弯曲的力矩，但由于铁芯紧绕在金属芯子上，不能产生弯曲变形，即双金属铁芯处于张紧状态。由于 F 的热膨胀系数低于 N，在降温后 F 层产生压应力，而 N 层产生拉应力。由于两层材料的厚度和宽度相同，弹性模量也基本相同，故两层材料内部的应力大小相等且均匀分布，如图 3a 和 b 所示。因此，根据 Hook 定律有

$$E_F \epsilon_F = E_N \epsilon_N$$

或

$$\frac{\epsilon_N}{\epsilon_F} = \frac{E_F}{E_N} = 0.984 \quad (3)$$

在上述应力作用下，两层材料共同收缩到一个平衡位置。在该位置，两层材料产生的实际应变之间有如下关系

$$\epsilon_F + \epsilon_N = 3.80 \times 10^{-3} - 2.47 \times 10^{-3} = 1.33 \times 10^{-3} \quad (4)$$

结合式 (4)，可得两层材料的实际应变分别为

$$\epsilon_F = 0.67 \times 10^{-3}, \quad \epsilon_N = 0.66 \times 10^{-3} \quad (5)$$

双金属中的内应力 (见图 3b) 为

$$\sigma_F = \sigma_N = 84 \text{ (MPa)} \quad (6)$$

其中，F 层为压应力，N 层为拉应力。正是这种内应力使得 F 层难以磁化，并对 N 层施加了影响，最终整个双金属的磁性发生了根本改变。

2.3.2 铁芯在放松状态下的内应力 如果将经过热处理的双金属铁芯的芯子拆掉，由于双金属铁芯在卷绕时热膨胀系数小的 F 层位于外侧，因此双金属所受到的内应力造成的力矩会使得双金属向 N 层一侧弯曲，使去掉芯子的铁芯直径收缩，如图 3c 和 d 所示。

如果仅考虑双金属在外力作用下的弯曲，双金属内部会产生如图 3e 所示的应力。为了定量计算仅由弯曲引起的应力，考虑图 3c 的纯弯曲模型：

假设在外力作用下，已经弯曲的双金属产生进一步的弯曲变形，则 F 层的上表面  $a-a_1$  伸长为  $a-a_2$ ，N 层的下表面  $c-c_1$  压缩为  $c-c_2$ ，两层带材的结合面  $b-b_1$  没有长度变化，仅仅由原来的位置变化到  $b-b_2$ 。双金属的平

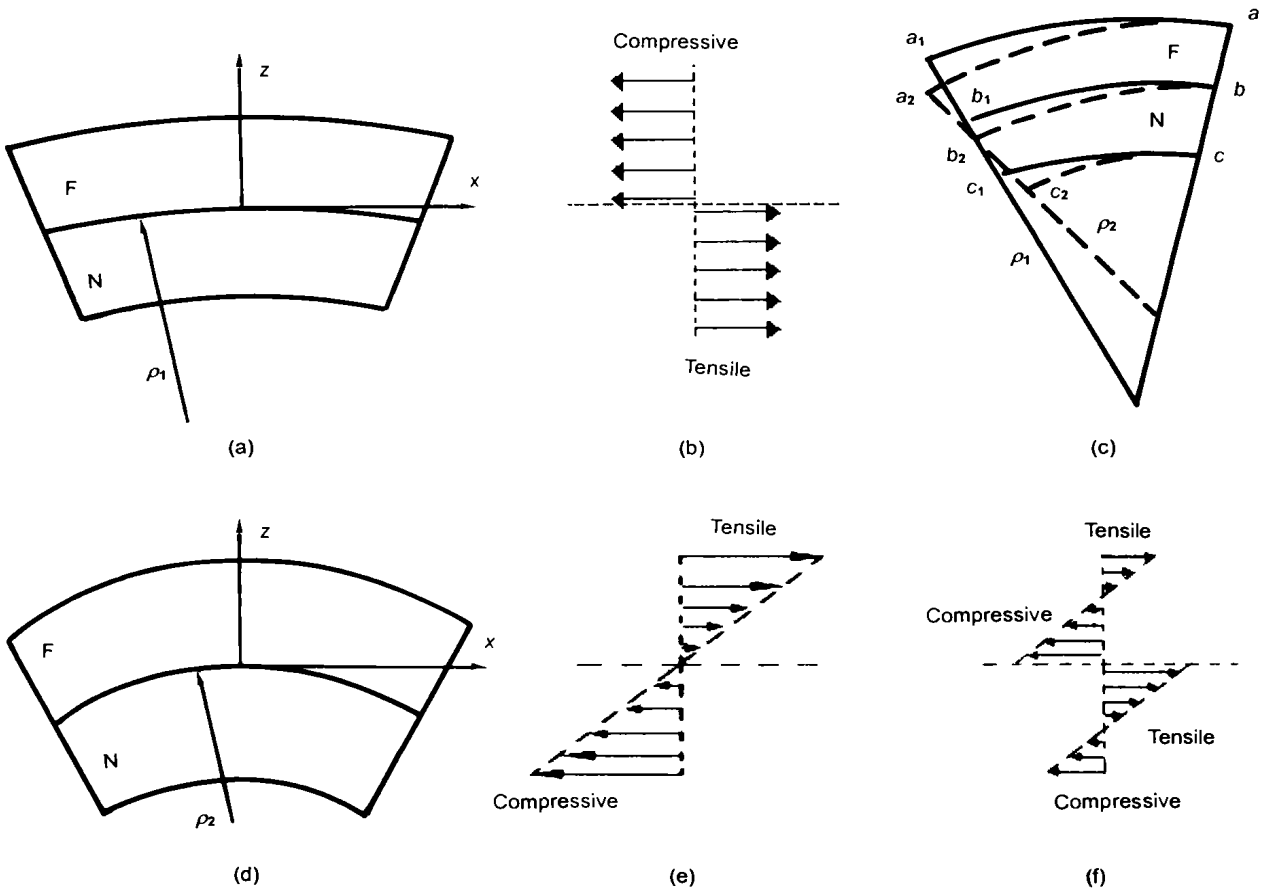


图 3 双金属铁芯的内应力模型

Fig.3 Internal stress model of bimetal cores

- (a) a segment of bimetal core at restrained state
- (b) internal stress in the bimetal layer at restrained state
- (c) schematics of deformation of the bimetal core
- (d) a segment of bimetal core at relaxed state
- (e) internal stress in the bimetal core at pure bending state
- (f) real internal stress of the bimetal core at relaxed state

均曲率半径由  $\rho_1$  减小到  $\rho_2$ . 从图 3c 的几何关系, 可以求得 (过程从略) 双金属纯弯曲导致的表面最大的弯曲应变为

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{(\rho_1 - \rho_2)d}{\rho_2(\rho_1 + d)} = \frac{(13.75 - 9) \times 0.03}{9 \times (13.75 + 0.03)} \\ &= 1.15 \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (7)$$

双金属纯弯曲导致的表面最大弯曲正应力 (图 3e) 为

$$\begin{aligned} \sigma &= E \frac{(\rho_1 - \rho_2)d}{\rho_2(\rho_1 + d)} = 125 \times 1.5 \times 10^{-3} \\ &= 143 \text{ (MPa)} \end{aligned} \quad (8)$$

当图 3b 和 e 的两种应力 (见式 (6) 和 (8)) 达到平衡时, 双金属铁芯便不再变形, 其横截面上的总内应力和力矩均为零. 双金属铁芯在放松状态下的实际应力分布应为图 3b 和 e 的矢量和, 如图 3f 所示.

根据上述原理, 可以求得双金属在放松状态下的横截面应力分布为: F 层的最大拉应力 (位于 F 层的上表面)

$\sigma_{f,F}^{ext} = 59 \text{ MPa}$ , F 层的最大压应力 (位于两层界面)  
 $\sigma_{f,F}^{comp} = 84 \text{ MPa}$ ; N 层的最大拉应力 (位于两层界面)  
 $\sigma_{f,N}^{ext} = 84 \text{ MPa}$ , N 层的最大压应力 (位于 N 层的下表面)  
 $\sigma_{f,N}^{comp} = 59 \text{ MPa}$ .

两层带材中的零应力中性面分别在两层材料各自从表面向内  $12.4 \mu\text{m}$  处.

应当指出, 上述计算是在对实际情况作了大量简化后进行的半定量计算, 双金属中的实际应力分布很可能更加复杂. 正是这种复杂的内应力对双金属铁芯磁化时的畴转和壁移产生了强烈钉扎.

### 2.4 双金属铁芯内部的磁矩取向分析

Sato 等 [4] 针对 FeNbSiB-FeCuNbSiB 复合非晶带在 FeCuNbSiB 一侧纳米晶化后的磁性变化建立了一个双金属磁畴结构的简单模型. 他们认为, FeCuNbSiB 层纳米晶化时的收缩造成 FeNbSiB 层的二维压应力, 使得该层的磁化矢量垂直于带面. 这与本文所研究的双金属铁芯情况有所区别. 在 Sato 等的工作中, 双金属中的应

力不仅来源于两层带材的热膨胀系数差,更重要的是来源于 FeCuNbSiB 晶化造成的额外收缩.而本文所研究的双金属材料仅经过消除应力退火,两层材料均未晶化,因此内部应力应低于 Sato 等研究的一侧晶化的情况.本文认为,必须估算磁化矢量垂直于带面造成的退磁能和压应力造成的磁弹性能的大小,才能确定上述内应力是否足以使得磁化矢量垂直于带面.

对于所研究的双金属铁芯,退火后在张紧状态下 F 层存在压应力.由这种压应力导致的 F 层材料内部磁弹性能为

$$E_{\sigma} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma\cos^2\theta = -\frac{3}{2}\times 27\times 10^{-6}\times (-84\times 10^6)\times 1 = 3.4\times 10^3 \text{ (J)} \quad (9)$$

式中,  $\lambda_s$  为饱和磁致伸缩系数,  $\sigma$  为内应力,  $\theta$  为内应力与磁化方向的夹角.

如果 F 层中的磁矩由于压应力的作用垂直于双金属平面,并假定磁畴是尺寸为  $30\ \mu\text{m}$ 、长径比为 1 的圆柱体,其退磁因子  $N$  为 0.27, F 层材料的饱和磁化强度  $M_s = 1.24\times 10^6\ \text{A/m}$ ,则产生的退磁能为

$$E_d = \frac{1}{2}\mu_0 N M_s^2 = \frac{1}{2}\mu_0 \times 0.27 \times (1.24\times 10^6)^2 = 2.6\times 10^5 \text{ (J)} \quad (10)$$

式中,  $\mu_0$  为真空磁导率.

从上述的简单估算不难看出,内应力引起的磁弹性能比磁矩垂直于带面排列时的退磁能小两个数量级.因此,本文作者认为,尽管双金属铁芯存在较大的内应力,但尚不足以使全部磁矩垂直于带面排列,换言之,双金属铁芯中的大部分磁矩取向仍应在带平面内.但是,由于双金属

带内部应力的复杂性以及实际上不可避免的缺陷,不能排除有部分磁矩取向在带平面以外,或者产生某种特殊的磁畴结构.这有待于对双金属磁畴结构进行观察证实.

### 3 结论

(1)  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  和  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  双金属的 DSC 曲线基本上是两种单层带各自 DSC 曲线的叠加,但双金属中的  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  层晶化放热峰成为双峰,并且起始晶化温度比  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  单层带有所降低.

(2)  $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$  和  $(\text{FeNiCr})_{78}(\text{SiB})_{22}$  双金属的磁滞回线完全不是两个单层带材回线的简单平均,而是呈扁平状.其原因在于:由于热膨胀系数的差别,使二者的双金属铁芯内部存在较强的应力,导致磁弹性相互作用,使得材料难以磁化.在张紧状态下,双金属铁芯中的内应力可达 84 MPa.

(3) 上述双金属铁芯在自由放松状态下,内应力使双金属铁芯发生收缩.但双金属铁芯中的内应力并未因铁芯收缩而消除,而是发生了复杂的变化,使得双金属铁芯的每一层均存在拉应力区和压应力区,这种应力分布使得双金属铁芯的磁性特征没有根本改变,而是更加难以磁化.

### 参考文献

- [1] Chen W Z, Zhou S X, Chen J C. *Acta Phys Sin*, 1999; 48(Suppl.): S193 (陈文智, 周少雄, 陈金昌. 物理学报, 1999; 48(增刊): S193)
- [2] Kraus L, Duhaj P, Polak C. *J Appl Phys*, 1995; 78: 6157
- [3] Kursumovic A. *Scr Metall*, 1980; 14: 1303
- [4] Sato Y, Fujikura M, Haga Y, Sato T. *J Magn Soc Jpn*, 1996; 20: 505