

# 金属玻璃在磁场张力退火时感生磁向各异性、磁致伸缩和应变的变化

陈笃行

(冶金工业部钢铁研究总院)

1984年1月20日收到

## 提 要

本文通过同时测量金属玻璃  $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$  的同一样品在各种横磁张力退火后的磁各向异性、磁致伸缩和应变,对这些物理量的变化情况作了比较. 应变感生各向异性 and 暂态蠕变的行为有某种相似性,但其间不存在对应或因果关系. 磁化感生各向异性  $K_{um}$ , 应变感生各向异性  $K_{us}$ , 饱和磁致伸缩常数  $\lambda_s$  和退火应变随等时退火的变化,表明它们具有不同的动力学行为,因而需要对它们分别地进行研究.

## 一、引 言

铁磁金属玻璃在居里点以下进行磁场退火会得到磁化感生各向异性. 它对退火时自发磁化强度的大小和取向是可逆的<sup>[1-3]</sup>. 在张力下退火会产生应变感生各向异性,它对退火时张力大小的变化表现出可逆和不可逆两部分变化<sup>[4-10]</sup>. 退火改变饱和磁致伸缩常数  $\lambda_s$ , 对于近零  $\lambda_s$  材料,  $\lambda_s$  对退火温度的变化表现出可逆和不可逆两部分变化<sup>[11-13]</sup>. 在张力退火时,金属玻璃的蠕变也分成两部分:一部分在去张力退火后能够回复,叫暂态蠕变或滞弹性应变;一部分则不能回复,叫稳态蠕变或塑性应变<sup>[6,14-16]</sup>. Egami<sup>[17]</sup> 认为,退火使金属玻璃感生各向异性和居里点的可逆变化应与滞弹性有关,但尚未见到同时测量三者的详细实验比较. Nielsen 等人<sup>[6]</sup>曾用同一材料的两组样品,分别研究了应变感生各向异性和蠕变行为,认为感生各向异性的可逆部分与暂态蠕变成正比,但两类实验的条件难以保证一致,所得结论的误差也相当大. 本工作对一种近零  $\lambda_s$  的金属玻璃,在同一样品上测量感生各向异性、饱和磁致伸缩常数和退火应变,并对实验结果进行了比较和分析.

## 二、样品和实验方法

实验样品是由双辊急淬法制备的  $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$  金属玻璃窄带. 淬态室温饱和磁极化强度  $\mu_0 M_s = 0.625\text{T}$ , 饱和磁致伸缩常数  $\lambda_s \approx 1 \times 10^{-8}$ , 居里点  $T_C = 270^\circ\text{C}$ , 用示差扫描热分析法以  $10^\circ\text{C}/\text{min}$  速率升温所决定的(开始)晶化温度  $T_{\text{cry}} = 540^\circ\text{C}$ . 由于这种材料具有高的  $T_{\text{cry}}$  和低的  $T_C$ , 并且  $\lambda_s$  也极小,所以特别适于在  $T_C$  以

上退火研究应变感生各向异性,磁性测量也极少受外应力的干扰。

约 56cm 长的样品穿入加热区为 20cm 长的石英管卧式炉中退火。该炉在退火温度  $T_a$  为 300°C 时的炉温分布曲线见图 1, 把有效加热区定为 15cm, 在此区域炉温处于 280—304°C。已经知道这种材料具有正常的磁化感生各向异性, 感生易磁化轴在退火时的磁化方向, 磁化感生各向异性常数  $K_{um} > 0$ ; 而应变感生各向异性的难磁化轴在退火时的应变轴向, 相应的感生各向异性常数  $K_{us} < 0$ 。为了用可逆畴转磁化率法以直带样品测量感生各向异性常数, 应该进行横向磁场和纵向张力退火。用电磁铁施加横向磁场  $H_t = 80\text{kA/m}$ , 通过滑轮砝码系统施加张应力  $\sigma_a^{[10,18]}$ 。

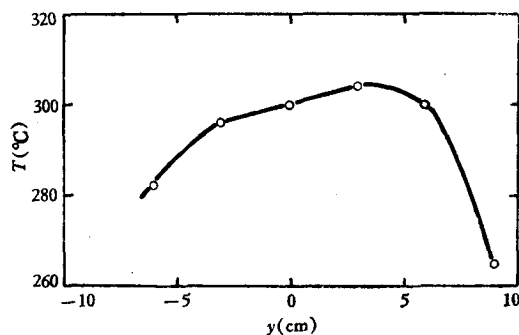


图 1

在室温下用零位冲击反向法测量样品的磁性。为了测量各向异性常数, 在张应力  $\sigma = 0$ 、横向场  $H_t = 0$  时用螺线管施加纵向场  $H_l$  磁化样品, 用 6cm 长的线圈套在样品中段测量磁化强度  $M$ 。假定样品具有恒导磁行为, 则各向异性常数  $K$  由下式计算:

$$K = \mu_0 M_s^2 / (2\chi). \quad (1)$$

式中  $M_s$  和  $\chi$  分别为饱和磁化强度和磁化率。实验样品的磁化曲线在饱和之前并非直线。我们用  $M = M_s/2$  点的  $\chi$  代入 (1) 式, 得到有效各向异性常数。若各向异性中只含磁化和应变感生的分量, 则

$$K = K_{um} - K_{us}. \quad (2)$$

式中取减号的原因是  $K_{us} < 0$  而两个分量对  $K$  的贡献都是正的。在  $T_a > T_c$  时,  $K_{um}$  可取作零。

饱和磁致伸缩常数  $\lambda_s$  也用同一装置以加减张力的零位冲击法测量<sup>[18]</sup>。

为了测量应变, 在样品带经过的定滑轮一侧贴上纸质指针, 通过标尺到滑轮轴心的距离 42cm 和滑轮半径 1.75cm 之比值和指针在标尺上移动的距离  $\Delta\alpha$  算出样品的伸长, 并按有效加热长度 15cm 计算退火引起的应变。样品加载后, 在升温之前记下指针位置  $\alpha_0$  (mm), 退火结束开始降温时读出位置  $\alpha_1$ , 降到室温时读出位置  $\alpha_2$ , 则退火应变  $\Delta s_a$  为

$$\Delta s_a = \frac{\alpha_2 - \alpha_0}{150} \cdot \frac{17.5}{420} = 2.8(\alpha_2 - \alpha_0) \times 10^{-4}. \quad (3)$$

假定在降温过程不再发生蠕变, 则热膨胀应变  $s_t$  为

$$s_t = 2.8(\alpha_1 - \alpha_2) \times 10^{-4}. \quad (4)$$

退火均在空气中进行, 每次退火时约在 2min 内从室温升至指定温度  $T_a$ , 起始降温速率为 150°C/min。

### 三、实验结果

#### 1. 实验一

取一条样品, 在张应力  $\sigma_a = 244$  和  $17\text{MPa}$  两个等级上, 相继进行温度  $T_a = 300$  和  $450^\circ\text{C}$  的几次等温退火, 退火条件及  $K_{us}$  和累计退火应变  $s_a (= \Sigma \Delta s_a)$  的变化见图 2.

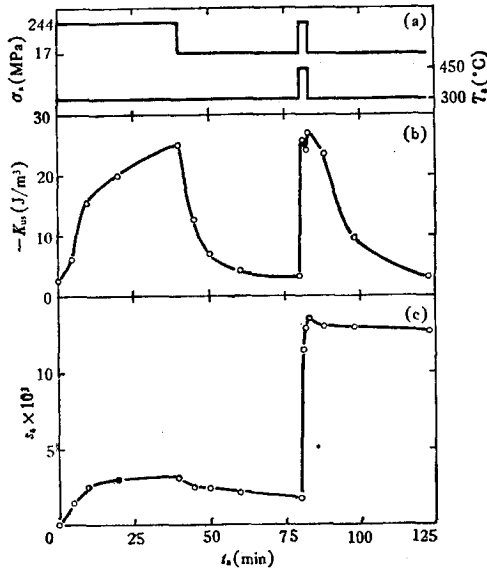


图 2 实验一的退火条件 (a),  $K_{us}$  (b) 和  $s_a$  (c) 随累计退火时间  $t_a$  的变化

图 2(a) 表示不同退火时间间隔所加的  $\sigma_a$  和所取的  $T_a$ , 横向磁场  $H_t = 0$ . 整个退火可分为四个阶段: (1) 加载  $300^\circ\text{C}$  退火; (2) 卸载  $300^\circ\text{C}$  退火; (3) 加载  $450^\circ\text{C}$  退火; (4) 卸载  $300^\circ\text{C}$  退火.

由图 2(b) 可见, 在四个阶段退火中,  $-K_{us}$  呈现升—降—升—降的变化, 表现出  $K_{us}$  对退火时所加张力的可逆行为. 在  $T_a$  较高的第三阶段,  $-K_{us}$  上升得比第一阶段快, 并且从三个数据点的波动看来, 1min 的退火已使  $K_{us}$  达到饱和值.

由图 2(c) 可见, 累计退火应变  $s_a$  在四个阶段退火中也呈现升—降—升—降

的变化. 第一阶段随  $t_a$  单调上升到  $3.2 \times 10^{-3}$ . 第二阶段单调下降到  $1.8 \times 10^{-3}$ , 已回复了  $1.4 \times 10^{-3}$  (44%), 并且还有进一步回复的趋势. 第三阶段在  $450^\circ\text{C}$  下 3min 内即猛增至  $13.6 \times 10^{-3}$ . 第四阶段只回复了  $0.9 \times 10^{-3}$  (6.6%).

$K_{us}$  和  $s_a$  的明显差别是: (1) 两次加载退火时  $K_{us}$  达到相近的值, 而  $s_a$  随  $T_a$  提高而大幅度提高; (2)  $450^\circ\text{C}$  加载退火时  $K_{us}$  达饱和值, 而  $s_a$  一直上升; (3) 卸载退火使  $K_{us}$  完全回复, 而  $s_a$  特别是在  $450^\circ\text{C}$  加载退火之后只是部分地回复.

#### 2. 实验二

将另一条样品, 在  $H_t = 80\text{kA/m}$ ,  $\sigma_a = 244\text{MPa}$  下进行不同  $T_a$  的 10min 等时横磁张力退火 ( $T_a = 500^\circ\text{C}$  时为 2min),  $T_a$  从  $130^\circ\text{C}$  依次提高到  $500^\circ\text{C}$  再依次下降到  $370^\circ\text{C}$ . 然后接着进行卸载横磁退火 ( $H_t = 80\text{kA/m}$ ,  $\sigma_a = 17\text{MPa}$ ,  $t_a = 10\text{min}$ ),  $T_a$  从  $370$  升到  $450^\circ\text{C}$ .

图 3(a), (b), (c) 给出  $K$ ,  $\lambda_s$ ,  $s_a$  随  $T_a$  的变化. 由此图可见, 只要是加载退火, 无论  $T_a$  是升还是降,  $s_a$  都一直在上升, 而  $K$  和  $\lambda_s$  的变化都没有这种单调行为.  $\lambda_s$  的行为较简单: 从  $180^\circ\text{C}$  开始上升至  $370^\circ\text{C}$  以后下降.  $K$  的行为相当复杂:  $130^\circ\text{C}$  时比原始淬态为低, 在  $130-250^\circ\text{C}$  缓慢上升, 在  $250-370^\circ\text{C}$  急剧上升, 在  $370-500^\circ\text{C}$  出现一个谷, 而降

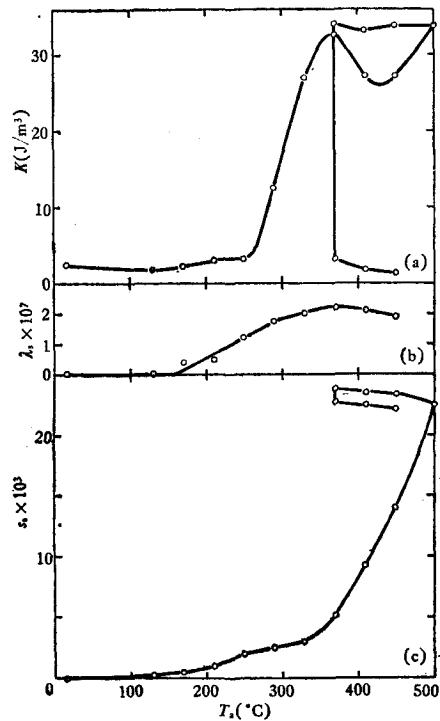


图3 实验二的  $K$  (a),  $\lambda_s$  (b) 和  $s_a$  (c) 随退火温度  $T_a$  的变化

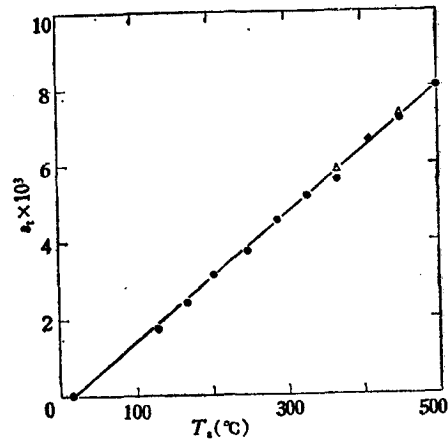


图 4

$\sigma_a = 244\text{MPa}$ ;  $\bullet$  为升  $T_a$ ;  $\triangle$  为降  $T_a$ .

温退火后几乎不变。在卸载退火的过程中,  $s_a$  和  $K$  都下降, 但后者远较前者的相对变化为大。

图 4 是加载实验所得的热膨胀应变  $s_t$  随  $T_a$  的变化。可以看到  $s_t$  随  $T_a$  作直线变化, 由直线斜率得出热膨胀系数  $\alpha = (\partial s_t / \partial T_a)_{\sigma_a} = 16.7 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。

## 四、结果讨论

### 1. 关于热膨胀系数

文献 [19] 曾用 TMS-2 型热机械分析仪测定过  $\text{Co}_{73}\text{Fe}_3\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$  的热膨胀系数, 发现纵向  $\alpha = 11.4 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。我们的数值比它高 46%, 其原因有二。第一, 测量时加了张应力  $\sigma_a = 244\text{MPa}$ ,  $\alpha$  应写作  $\alpha_{\sigma_a}$ , 文献 [19] 测量时外加应力极小,  $\alpha$  可写作  $\alpha_0$ , 二者的关系为

$$\alpha_{\sigma_a} = \alpha_0 - \frac{\sigma_a}{E^2} \left( \frac{\partial E}{\partial T_a} \right)_{\sigma_a} \quad (5)$$

式中  $E$  为杨氏模量。如果  $(\partial E / \partial T_a)_{\sigma_a} < 0$ , 则  $\alpha_{\sigma_a} > \alpha_0$ 。实际情况正是这样, 曾在两种  $\sigma_a$  下测量  $\alpha_{\sigma_a}$ , 并外推到  $\sigma_a = 0$ , 得出  $\alpha_0 = 13.7 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。此值仍比  $11.4 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$  偏高 20%, 这是第二个原因造成的, 即样品有效加热长度对于热膨胀的测量而言定得太短了。若把 15cm 改为 18cm, 则可得与文献 [19] 相同的结果。

由图 4 中数据点对于直线的偏离估计,本文方法测定应变的偶然误差约为  $2 \times 10^{-4}$ 。

## 2. 关于退火应变

本实验所加张应力在室温下属于弹性应力,因而只产生弹性应变。在退火时,除了弹性应变之外,样品将发生热膨胀应变和蠕应变。因为在测定退火应变时,(3)式中  $\alpha_2$  和  $\alpha_0$  为同一张应力下的室温测值,所以  $\Delta s_a$  计算结果中不包括弹性应变和热膨胀应变,它是蠕变造成的室温应变。

蠕变是张力、温度 and 时间的函数。在加载退火一段时间后卸载退火,一部分蠕变将回复,可以通过随后的卸载退火回复的那部分蠕变称为暂态蠕变,而剩下的部分称为稳态蠕变。在小张力下进行较低  $T_a$  退火,几乎全部蠕变属于暂态,在提高  $T_a$  后进行张力退火,则产生稳态蠕变并且它所占的比重随  $T_a$  升高而加大<sup>[20]</sup>。图 2(c) 中, 300°C 退火时,有限时间的卸载退火即回复了此前加载退火应变的近二分之一,说明在该温度下,蠕变以暂态为主。450°C 的退火蠕变,在随后的卸载退火时回复比例甚小,说明在该温度下,蠕变以稳态为主。在 10min 等时退火的图 3(c) 中可以发现,  $T_a = 250^\circ\text{C}$  后  $s_a$  的斜率有一减小,而由以上分析可知在 250°C 蠕变基本上属于暂态,斜率的减小隐含着暂态蠕变峰值的存在。随着  $T_a$  的进一步提高,  $s_a$  曲线逐渐变陡,并且在卸载退火时  $s_a$  也有相当大的减小量,可以认为稳态蠕变量随  $T_a$  急剧增大的同时,暂态蠕变在其峰温 ( $\sim 250^\circ\text{C}$ ) 之后只有相当平缓的减小。

## 3. 关于各向异性

退火应变具有方向性,因而有可能同磁各向异性相联系。现在说明图 3(a) 中有效各向异性常数  $K$  的变化。在 130°C 以下  $K$  的下降,是由于淬入内应力的开始消除,因而应力各向异性减小。内应力在  $T_a$  提高时继续消除,但在  $T_a < 270^\circ\text{C}$  ( $T_c$ ), 将产生磁化感生各向异性  $K_{um}$ 。在 250°C 以下,由于动力学的关系,  $K_{um}$  随  $T_a$  上升,因而  $K$  上升。随后因  $T_a$  接近  $T_c$ ,  $K_{um}$  应该下降,但应变感生各向异性  $K_{us}$  开始产生,造成  $K$  加速地提高。在 250 到 370°C 之间  $K$  的上升,是由于关于  $K_{us}$  变化的动力学原因。而 370°C 以上  $K_{us}$  基本上达到平衡态,  $K$  随  $T_a$  的复杂变化应该反映材料非晶态结构本身随退火的复杂变化。所谓  $K_{us}$  达到平衡态,是指在某一温度下加长退火时间,  $|K_{us}|$  不再单调上升。图 2(b) 中 450°C 张力退火时,  $t_a = 1, 2$  和 3min 下  $K_{us}$  只有无规波动(由于手控温度不甚精确所造成),也说明平衡态之已经达到。图 3(a) 中在从 500°C 降温张力退火时  $K$  值基本不变,反映非晶态结构变化之不可逆成分。在卸载退火时  $K$  趋向零值的变化,说明  $K_{us}$  对于退火时所加张力是可逆的。

## 4. 感生各向异性与退火应变的关系

从应变感生各向异性对于退火张力变化的可逆性,以及所表现出的弛豫行为,一些作者很自然地把它同蠕变的暂态部分联系起来<sup>[4-9]</sup>。本实验所得  $-K_{us}$  与  $s_a$  的变化的相似性表现在二者都在加载退火时上升而卸载退火后下降。如果把  $s_a$  中的稳态部分去掉,则在一  $K_{us}$  与  $s_a$  之间可以得到变化幅度和趋势方面的相似性。例如在图 2 中, 450°C 张力

退火时  $s_a$  猛增并没有饱和趋势, 而相应  $-K_{us}$  的增大与  $300^\circ\text{C}$  退火者接近, 并有饱和趋势, 只有去掉前者  $s_a$  中的稳态成分, 才可能得到二者变化幅度上的基本一致. 同样, 在图 3 中卸载退火时,  $K$  几乎全部回复而  $s_a$  的变化也只是其中的暂态部分.

但是, 从本工作结果看来, 要进一步得出如文献 [6] 所说的可逆  $K_{us}$  与暂态蠕变成正比的结论, 却是不可能的. 非但二者不成正比, 也难以建立别的函数关系. 例如在图 2 中,  $300^\circ\text{C}$  加载退火时  $s_a$  有明显饱和趋势, 而  $-K_{us}$  则仍快速上升; 两次卸载退火时, 第二次  $s_a$  回复量仅为第一次的一半, 而  $-K_{us}$  的回复量相同. 对于  $10\text{min}$  退火的图 3, 暂态蠕变的峰温为  $250^\circ\text{C}$ , 此时  $K_{us}$  尚近于零;  $K$  的上升区相应于暂态蠕变的平稳下降区. 所以, 磁各向异性和暂态蠕变都因加载退火而产生, 它们应该是两种并列的现象, 其间或许有某些联系, 并且很可能暂态蠕变领先于各向异性发生, 但是很难说二者之间有因果关系存在.

应变感生各向异性与退火时的应力成线性关系<sup>[6,7,10]</sup>, 并且其中一部分对退火时的应力表现出可逆性<sup>[4-10]</sup>, 这部分可逆的各向异性很可能是与弹性应变直接联系的一种短程的方向有序化的结果. 暂态蠕变在某些退火条件下与各向异性同时发展, 可能对这种方向有序有些影响, 但不改变其可逆性, 稳态蠕变则可能同结构弛豫一起, 造成不可逆的各向异性.

表 1 与图 5 中  $\Delta K$ ,  $\Delta\lambda_s$ ,  $\Delta s_a$  峰位对应的  $T_a$  和相应的激活能  $\Delta E$

物理量	$K_{um}$	$K_{us}$	$\lambda_s$	$s_a$
峰位 $T_a(^\circ\text{C})$	200	320	260	250
$\Delta E$ (kJ/mol) (eV)	143 1.48	179 1.85	164 1.69	158 1.63

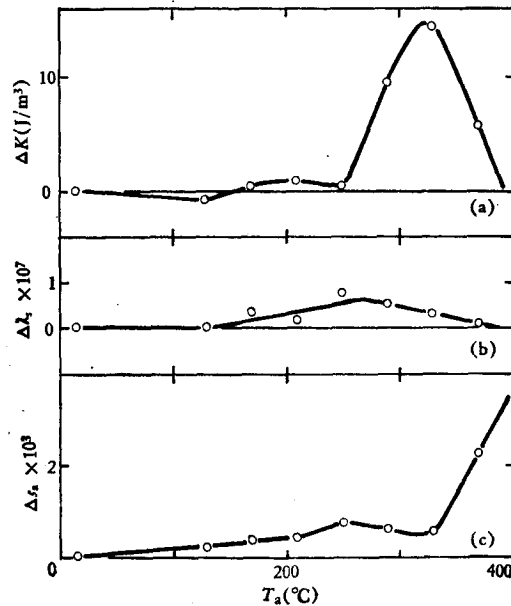


图 5 由图 3 得出的  $\Delta K$ ,  $\Delta\lambda_s$  和  $\Delta s_a$  随退火温度  $T_a$  的变化

## 5. 动力学分析

退火时物理量发生变化是热激活原子运动的结果,为作动力学的认真分析,需要在几个  $T_a$  下作物理量随退火时间变化的实验,得到弛豫时间  $\tau$  与  $T_a$  的关系. 我们只做了  $t_a = 10\text{min}$  的不同  $T_a$  退火,因而假定物理量增量最大的  $T_a$  相应于  $\tau = 600\text{s}$ , 并且涉及单原子过程,取  $\tau_0 = 10^{-13}\text{s}$ . 把图 3 画成图 5, 以每次退火的物理量增量对  $T_a$  作图. 表 1 列出相应于  $K_{um}$ ,  $K_{us}$ ,  $\lambda_s$  和  $s_a$  的大致峰位  $T_a$ . 为了计算激活能  $\Delta E$ , 利用  $\tau$  随  $T_a$  变化的公式:

$$\tau = \tau_0 \exp(\Delta E / NkT_a). \quad (6)$$

其中  $N$  为阿伏伽德罗数,  $k$  为玻耳兹曼常数. 将此式改为

$$\Delta E = NkT_a \ln(\tau/\tau_0), \quad (7)$$

并把  $N = 6.022 \times 10^{23}$ ,  $k = 1.381 \times 10^{-23}$ ,  $\tau/\tau_0 = 6 \times 10^{15}$  代入 (7) 式,得

$$\Delta E = 302T_a. \quad (8)$$

式中  $T_a$  为热力学温度,  $\Delta E$  的单位为 J/mol. 若以 eV 作单位,则有

$$\Delta E = 31.3 \times 10^{-4}T_a. \quad (9)$$

表 1 也给出用 (8) 和 (9) 式计算的  $\Delta E$  值.

由表 1 可见,  $K_{um}$  的  $\Delta E$  最小,  $\lambda_s$  和  $s_a$  的  $\Delta E$  居中,  $K_{us}$  的  $\Delta E$  最大. 实际上, 对于每种物理量,  $\Delta E$  都有一个分布,  $\tau_0$  也可能与  $10^{-13}$  相差甚远. 但从以上简化分析至少可以得出,  $\lambda_s$  和暂态蠕变涉及的原子运动可能相近似, 而它们与  $K_{um}$  ( $< T_c$  时),  $K_{us}$  涉及的原子运动有较大差别. 从这种动力学的初步分析, 我们看到, 在金属玻璃中, 不同物理量随退火变化的机制是有差别的, 仍应进行分别的研究.

## 五、结 论

1. 金属玻璃  $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$  的应变感生各向异性随加载卸载退火的变化与暂态蠕变行为有某种相似性, 但定量比较得出, 二者之间没有对应关系, 因而是互相并列而无因果关系的现象.

2. 感生各向异性、饱和磁致伸缩常数和退火应变随等时横磁张力退火的变化表明, 它们具有各自不同的动力学行为, 因而仍需对它们分别地进行研究.

感谢中国科学院物理研究所 203 组在实验上给予的支持.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] H. -Q. Guo, B. -G. Shen, D. -M. Lin and S. -T. Pan, *J. Magn. Magn. Mat.*, **23**(1981), 156.
- [ 2 ] K. -Y. Ho, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 7831.
- [ 3 ] T. Jagielinski, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 7855.
- [ 4 ] O. V. Nielsen and H. J. V. Nielsen, *J. Magn. Magn. Mat.*, **22**(1980), 21.
- [ 5 ] O. V. Nielsen and H. J. V. Nielsen, *Solid State Comm.*, **35** (1980), 281.
- [ 6 ] O. V. Nielsen, H. J. V. Nielsen, T. Masumoto and H. M. Kimura, *J. Magn. Magn. Mat.*, **24**

- (1981), 88.
- [7] H. R. Hilzinger, Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals (Sendai, 1981), (1982), 791.
- [8] O. V. Nielsen, *J. Magn. Magn. Mat.*, **36**(1983), 81.
- [9] O. V. Nielsen, L. K. Hansen, A. Hernando and V. Madurga, *J. Magn. Magn. Mat.*, **36** (1983), 73.
- [10] 陈笃行, 物理学报, **33**(1984), 1359.
- [11] 陈笃行, 金属学报, **19**(1983), A422.
- [12] H. Warlimont and H. R. Hilzinger, Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals (Sendai, 1981), (1982), 1167.
- [13] A. Hernando, M. Vázquez, V. Madurga and H. Kronmüller, *J. Magn. Magn. Mat.*, **37**(1983), 161.
- [14] R. Maddin and T. Masumoto, *Mat. Sci. Eng.*, **9**(1972), 153.
- [15] J. Logan and M. F. Ashby, *Acta Metall.*, **22**(1974), 1047.
- [16] H. Kimura, T. Murata and T. Masumoto, *Sci. Rep. RITU*, **26A** (1977), 270.
- [17] T. Egami, in *Amorphous Metallic Alloys*, ed. F. E. Luborsky, (Butterworths, London, 1983), 100.
- [18] 陈笃行, 仪器仪表学报, **5**(1984), 138.
- [19] 李淑苓、丁炳哲、魏学礼、王景唐, 第三届全国非晶态材料和物理学术讨论会文摘 (1982), 405页.
- [20] B. S. Berry, in *Metallic Glasses*, ed. J. J. Qilman and H. J. Leamy, (Amer. Soc. Metals, Metals Park, 1978), 161.

## VARIATIONS OF INDUCED MAGNETIC ANISOTROPY, MAGNETOSTRICTION AND STRAIN IN A METALLIC GLASS WITH ANNEALING UNDER FIELD AND TENSION

CHEN DU-XING

(Central Iron and Steel Research Institute, Ministry of Metallurgical Industry, Beijing)

### ABSTRACT

Based on simultaneous measurements of magnetic anisotropy, magnetostriction, and strain in the same ribbon specimen of metallic glass  $\text{Co}_{65.2}\text{Fe}_{4.2}\text{Ni}_3\text{Nb}_1\text{Al}_2\text{Si}_{9.8}\text{B}_{14.8}$  after various anneals under a transverse field and a tension, an experimental comparison among the variations of these parameters has been made. The behaviours of strain-induced anisotropy and transient creep exhibits some sort of similarity, but there is not a corresponding or a causality relation between them. The variations of magnetization-induced anisotropy  $K_{im}$ , strain-induced anisotropy  $K_{is}$ , saturation magnetostriction constant  $\lambda_s$ , and annealing strain with isochronal anneals show that they behave different kinetics, so further separate studies seem to be needed.