

# Al-Zn 合金复相界面非线性稳态阻尼<sup>①</sup>

朱贤方 张立德

(中国科学院固体物理研究所)

## 摘 要

揭示了Al-Zn共析合金复相界面稳态阻尼的特征:(1)整个非线性阻尼 $Q^{-1}$ 对测量频率有相同依赖关系,即 $Q^{-1} \propto f^{-n}$ ,  $n$ 是一个与温度无关的参数。(2)在中间区域(包括一个低 $T$ 、高 $A_e$ 区,一个中 $T$ 、中 $A_e$ 区及一个高 $T$ 、低 $A_e$ 区)仍然有关系 $Q^{-1} = (c/f^n) \exp(-nH/kT)$ ,其中 $c$ 是一个参数, $T$ 是绝对温度。阻尼具有正常振幅效应,其中参数 $c$ 、 $n$ 和 $H$ 均随 $A_e$ 改变,阻尼来自于相界面间一种非线性弛豫。(3)在高 $T$ 、高 $A_e$ 区,阻尼与温度之间不再有线形关系 $\ln Q_1^{-1} \propto T$ ,但阻尼仍然满足关系 $Q^{-1} \propto f^{-n}$ ,参数 $n$ 随 $A_e$ 增大而增加,阻尼具有正常振幅效应,但比情况(2)要弱,这时阻尼可能归属于相界面间另外一种非线性弛豫。

**关键词:** 复相界面 非线性弛豫 稳态阻尼 激活能 Al-Zn合金

最近,朱贤方<sup>[1]</sup>研究了复相Al-Zn共析合金中低温低振幅区的低频稳态线性阻尼行为,并且发现该区域阻尼遵守关系式 $Q^{-1} = (\beta/f^n) \exp(-nH_r/kT)$ ,其中 $H_r$ 是真实过程激活能, $\beta$ 和 $n(=0.21)$ 是两个实验参数, $f$ 是振动频率, $k$ 是玻尔兹曼常数, $T$ 是绝对温度,并测得与界面运动时粘滞性紧密相关的 $H_r$ 值等于0.74 eV。由此,他提出了一个界面线性粘滞运动模型,能很好地解释实验现象。但是,为了满足工业上人们对这种复相合金在大应变时的超塑性和近期开发其潜在的高阻尼<sup>[2-4]</sup>性能需要,仍须进一步弄清该合金中大应变振幅对应相界面非线性运动性质。为此本文较系统地研究了同一合金在更高应变和温度范围的稳态非线性阻尼特征。

## 1 实验

共析合金Al-Zn60经挤压成形后,用电火花线切割成60 mm×4 mm×1 mm的片状试

样,在370℃固溶1h,经26℃(室温)水淬,完全分解后在我们自己设计的强迫振动扭摆炉体内进行200℃、1h原位退火处理后,再测量内耗。内耗由公式 $Q^{-1} = \tan \varphi$ 算得, $\varphi$ 定义为样品应变滞后于样品应力的相位角。因为强迫振动,施于样品上周期应力的频率完全受低频信号发生器控制,而不会象自由衰减扭摆时样品振动频率由样品自然频率,即样品模量与温度来决定,这样,强迫振动时,样品振动频率即使在变温测量时也可固定在某一值。另外,由于变频摆很容易变频、变振幅。一次变温测量可以测量对应多种频率、振幅的阻尼曲线,并能保证这一阻尼曲线的试验条件相同,有关该扭摆的更多说明参见文献[1]。

## 2 结果与讨论

### 2.1 $Q_1^{-1}$ 、 $Q_2^{-1}$ 及 $Q_3^{-1}$ 的划分

图1表示不同温度下( $f=1\text{Hz}$ ),阻尼 $Q^{-1}$ 与应变振幅 $A_e$ 的关系,根据 $Q^{-1}$ 对 $A_e$ 的依赖

关系, 阻尼  $Q^{-1}$  可以用图 1 中虚线划分为三个区域。区域 I (称为  $Q_1^{-1}$ ) 位于一低  $T$  低  $A_e$  区内, 其中阻尼遵守关系  $\partial Q^{-1} / \partial A_e = 0$  即阻尼与  $A_e$  无关; 区域 II (称为  $Q_2^{-1}$ ) 位于一个中间范围, 包括一低  $T$  高  $A_e$ 、一中  $T$  中  $A_e$  及一高  $T$  低  $A_e$  区, 其中阻尼有关系式  $\partial Q^{-1} / \partial A_e > 0$ ,  $\partial^2 Q^{-1} / \partial A_e^2 > 0$ , 并且还具有正常振幅效应; 区域 III (称为  $Q_3^{-1}$ ) 位于一高  $T$  高  $A_e$  区内, 其中阻尼有关系式  $\partial Q^{-1} / \partial A_e > 0$ , 但  $\partial^2 Q^{-1} / \partial A_e^2 < 0$ 。

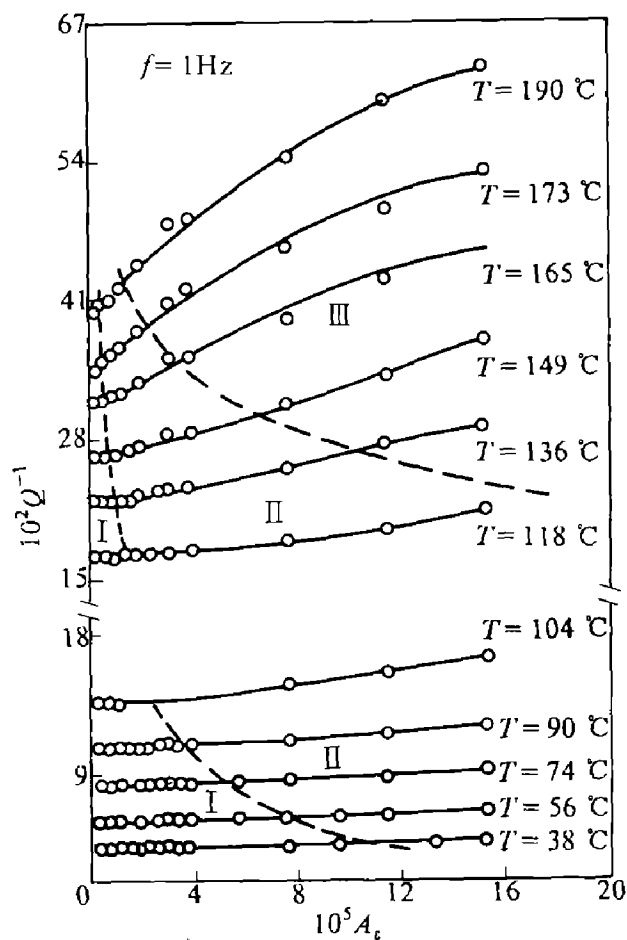


图 1 不同温度下阻尼与应变振幅的关系  
( $f = 1 \text{ Hz}$ )

如果把阻尼  $Q_1^{-1}$  过渡到  $Q_2^{-1}$  时的  $A_e$  临界值称为  $A_{e1}$ , 从  $Q_2^{-1}$  过渡到  $Q_3^{-1}$  时的  $A_e$  临界值称为  $A_{e2}$ , 从图 1 可看出随  $T$  增大, 每条阻尼  $Q^{-1}-A_e$  曲线上的  $A_{e1}$  和  $A_{e2}$  值减小。如果把每组  $A_{e1}$ 、 $A_{e2}$  和  $T$  绘成如图 2 所示的半对数关系, 有趣的是  $\ln A_{e1}$  和  $T$  (线 a),  $\ln A_{e2}$  和

$T$  (线 b) 会有很好的线性关系, 即

$$A_{e1} \propto \exp(-c_1 T) \quad (1)$$

$$A_{e2} \propto \exp(-c_2 T) \quad (2)$$

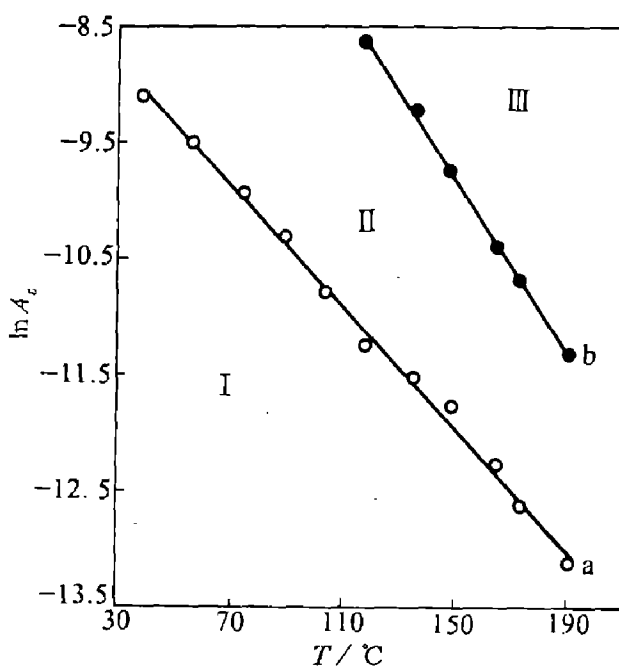


图 2 三种阻尼区域图( $f = 1 \text{ Hz}$ )

## 2.2 阻尼对频率的依赖关系

图 3 反映了全部阻尼对  $f$  的依赖关系, 图 3(a)至图 3(d)分别表示四种固定  $A_e$  值即  $1.9 \times 10^{-5}$ 、 $2.7 \times 10^{-5}$ 、 $7.7 \times 10^{-5}$  和  $1.2 \times 10^{-4}$  对应四组  $\ln Q^{-1}$  与  $\ln f$  的关系图, 图 3 表明全部阻尼 (图 1 所示整个区域阻尼) 的  $\ln Q^{-1}$  与  $\ln f$  永远呈线性关系, 即

$$\ln Q^{-1} \propto -n \ln f \quad (3)$$

其斜率绝对值  $n$  总与温度  $T$  无关, 在区域 II 和区域 III 中  $n$  值随  $A_e$  增加而变大, 只有在区域 I 的  $n$  值 ( $=0.21$ ) 与  $A_e$  无关。

另外, 图 2 中区域分界线与  $f$  有不同响应关系, 如图所示, 随  $f$  增大, 线 b 向高  $T$  高  $A_e$  方向移动, 而线 a 几乎原位不动。

## 2.3 阻尼 $Q_1^{-1}$

区域 I 中阻尼  $Q_1^{-1}$  来自一种界面线性粘滞运动即界面滞弹性弛豫<sup>[1]</sup>, 其特征和机理如下:

(1) 对  $A_e$  的依赖性:  $Q^{-1}$  与  $A_e$  无关 (见图 1 和图 4(a) 中, 不同  $A_e$  水平下的直线  $\ln Q^{-1}-$

1/T处在同一直线位置上)。

(2) 对  $T$  的依赖性:  $Q^{-1} \propto \exp(-H_a/kT)$ , 其中表观激活能  $H_a = 0.16$  eV ( $H_a$  值与  $A_e$  无关, 并从图 4(a) 直线的斜率值得得)。

(3) 对频率  $f$  的依赖性:  $\ln Q^{-1} \propto -n \ln f$ ,  $n = 0.21$  ( $n$  与  $T$  及  $A_e$  均无关)。

(4) 与弛豫过程有关的真实激活能  $H_r$ , 通

过测量恒定  $Q^{-1}$  值随  $T$  和  $f$  平移关系, 再用关系式  $H_r = -k(d \ln f / d(1/T))$  计算, 测得  $H_r = 0.74$  eV, 这里存在关系  $H_a = nH_r$ 。特征 (1) 至 (4) 结合在一起可以得出如下表达式

$$Q^{-1} = (\beta/f^n) \exp(-nH_r/kT) \quad (4)$$

根据文献[1]中提出的相界面线性粘滞运动模型, (4) 式中参数  $H_r$ ,  $n$  和  $H_a$  均有其特定物理意义, 并有助于判断相界面运动性质, 该模型中, 关系式  $H_a = nH_r$  ( $0 < n \leq 1$ ) 恒成立。如果界面运动时无回复力或作线性粘弹性运动, 就应有  $n = 1$  [5]。相反, 如果  $n < 1$ , 就意味着界面作有回复力运动, 即产生滞弹性阻尼。该模型进一步表明回复力愈接近于零, 弛豫时间愈长, 比值  $H_a/H_r$  或  $n$  值就愈接近于 1。因此,  $n$  值可以用来作为判断界面阻尼性质的参数, 在阻尼区域 I 内,  $n = 0.21$  小于 1, 所以阻尼  $Q^{-1}$  起源于具有一定回复力线性粘滞运动, 即滞弹性弛豫。

## 2.4 阻尼 $Q^{-1}$

正如前所述, 区域 II 中阻尼对振幅有明显的依赖关系, 即随  $A_e$  增加  $Q^{-1}$  迅速增大,  $\partial Q^{-1} / \partial A_e > 0$  及  $\partial^2 Q^{-1} / \partial A_e^2 > 0$ , 但只要在区域 II 内测量, 半对数关系  $\ln Q^{-1} - 1/T$  仍具有很好的线性规律, 图 4(b) 和图 4(c) 分别表示一高  $A_e$  低  $T$  区和一低  $A_e$  高  $T$  区阻尼中  $\ln Q^{-1} - 1/T$  线性关系, 假设

$$\ln Q^{-1} \propto -H_a/kT \quad (5)$$

表观激活能  $H_a$  值从测量直线  $\ln Q^{-1} - 1/T$  的斜率上得到, 因阻尼与  $A_e$  有关,  $H_a$  值也与  $A_e$  有关, 即随  $A_e$  增大而增大。这一规律可以从图 4(b) 和 4(c) 中看出, 其中直线斜率随  $A_e$  变化而改变。

但当频率增大, 不同  $A_e$  水平条件下的直线  $\ln Q^{-1} - 1/T$  以不同速度向低温测平移, 这说明区域 II 中与振幅相关的阻尼是一种弛豫过程, 这里称之为 I 类非线性弛豫。阻尼可以表达成以下形式(因其非线性, 这里不是各个界面运动元过程的分布的 Boltzman 迭加形式)。

$$Q^{-1} = f(\omega\tau) \quad (\omega = 2\pi f) \quad (6)$$

假定该非线性弛豫是一种受原子扩散控制

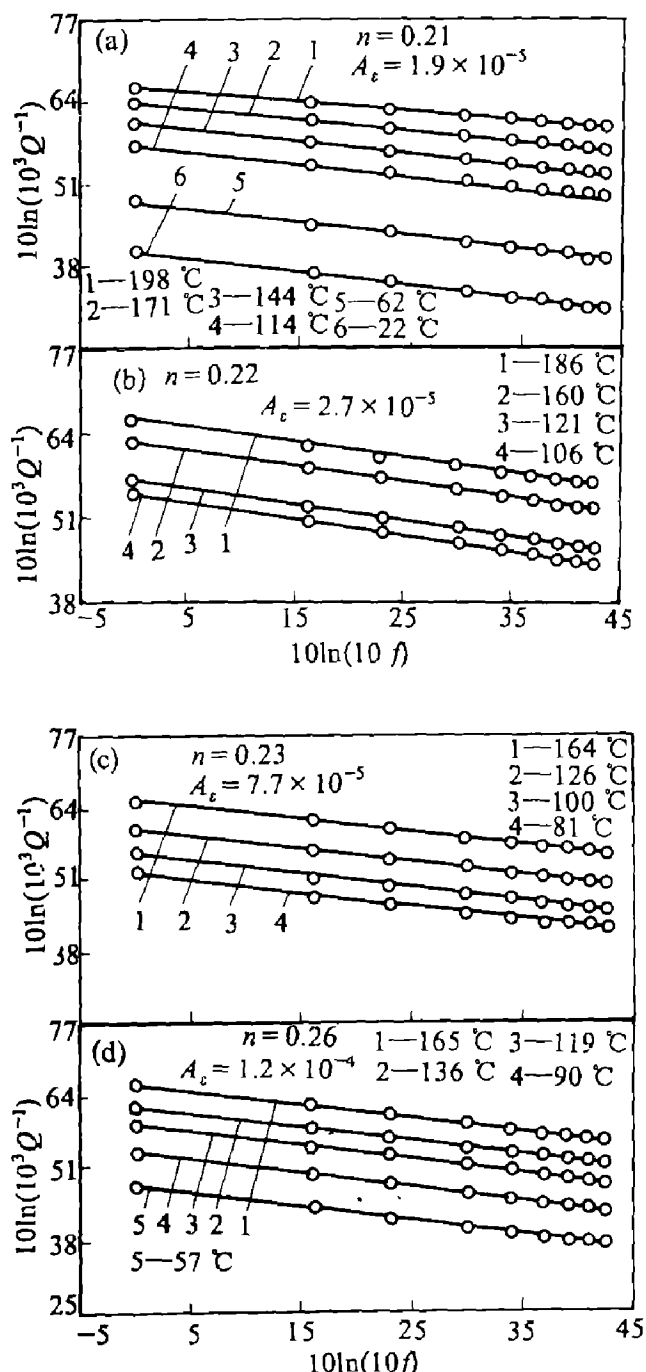


图 3 不同温度下  $\ln Q^{-1}$  与  $\ln f$  的线性关系

(a)  $A_e = 1.9 \times 10^{-5}$ ,  $n = 0.21$ ; (b)  $A_e = 2.7 \times 10^{-5}$ ,  $n = 0.22$ ;

(c)  $A_e = 7.7 \times 10^{-5}$ ,  $n = 0.23$ ; (d)  $A_e = 1.2 \times 10^{-4}$ ,  $n = 0.26$

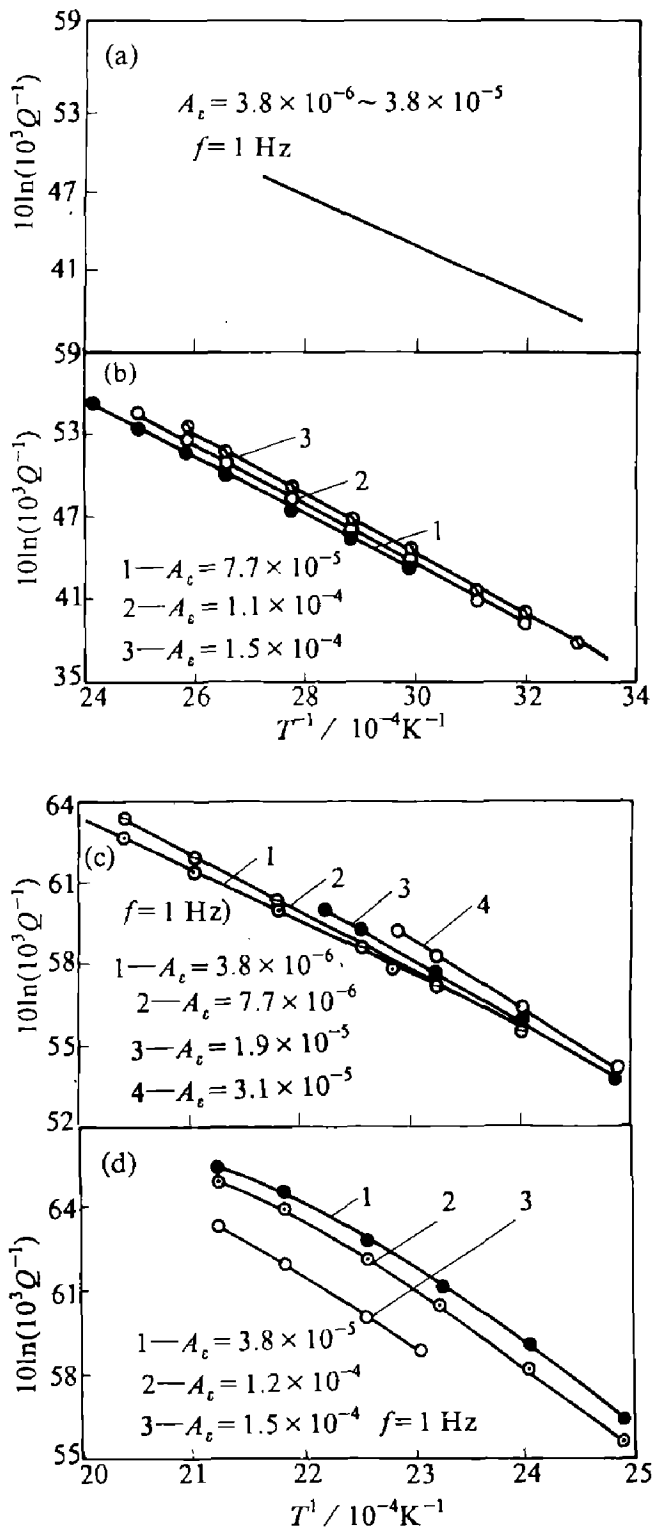


图4 不同阻尼区,不同  $A_e$  条件下的  $\ln Q^{-1} - 1/T$  半对数关系

(a)—低  $T$  低  $A_e$  区( $Q_1^{-1}$ ); (b)—低  $T$  高  $A_e$  区( $Q_2^{-1}$ );  
(c)—高  $T$  低  $A_e$  区( $Q_2^{-1}$ ); (d)—高  $T$  高  $A_e$  区( $Q_3^{-1}$ )

的界面运动, 弛豫时间  $\tau$  应该遵循 Arrhenius

关系式  $\tau = \tau_0 \exp(H/kT)$ , 那么从式(6)可导出下面公式来计算恒定  $A_e$  条件下弛豫过程真实激活能<sup>[1]</sup>

$$H_r = -k[\partial \ln f / \partial (1/T)]_{Q^{-1}} \quad (7)$$

这里,  $H_r$  实际上是一定  $A_e$  水平对应的真实激活能分布关于  $f$  与  $T$  的权重平均值即  $H_r(f, T)$ , 也就是说, 在恒定  $A_e$  条件下, 通过测量某一固定  $Q^{-1}$  值随  $T$  和  $f$  的移动规律, 再用(7)式就可以算出  $H_r$  值。改变  $f'$ , 测得图4(b,c)中不同  $A_e$  水平时对应直线  $\ln Q^{-1} - 1/T$  平移时某一固定  $Q^{-1}$  值对应  $T$  值变化; 改变  $f$ , 我们也测得图3(b,c)中不同  $A_e$  水平对应直线  $\ln Q^{-1} - \ln f$  平移时的某一固定  $Q^{-1}$  值对应  $f$  值变化。这样就能获得区域II对应不同  $A_e$  水平下阻尼的一系列的  $\ln f - 1/T$  的数据, 并根据这些数据绘制不同  $A_e$  水平下阻尼的  $\ln f - 1/T$  关系图, 该关系图仍呈很好的线性规律, 通过该线性关系的斜率和(7)式算得  $H_r$  值。由于阻尼区域II中不同  $A_e$  水平下的直线  $\ln Q^{-1} - 1/T$  随  $f$  改变时以不同速度平移, 所以对应的直线关系  $\ln f - 1/T$  的斜率或算得  $H_r$  值也不同, 即随  $A_e$  增加,  $H_r$  变小。如图5中直线1, 直线3分别代表低温范围内, 当  $A_e = 1.9 \times 10^{-5}$  或  $1.2 \times 10^{-4}$  时的  $\ln f - 1/T$  关系, 其斜率不同, 对应  $H_r$  值也不同, 分别是 0.74 eV 和 0.69 eV。  $H_r$  随  $A_e$  增加而减少表明在非线性弛豫过程中, 外加周期应力场可以通过改变原子或晶体缺陷运动所需克服的能垒大小, 来帮助热力学激活过程。

通过测量多组不同  $A_e$  值对应的参数  $H_r$ ,  $H_a$  及  $n$  得知, 尽管随  $A_e$  增大,  $H_r$  减小,  $H_a$  和  $n$  值增加, 但它们恒满足等式

$$H_a = nH_r \quad (n < 1) \quad (8)$$

表1列出了有代表性的结果, 从中可看出这些规律。

结合(3, 5, 8)式及  $H_r$  及  $n$  与  $A_e$  关系, 能得出区域II的阻尼表达式

$$Q^{-1} = (c/f^n) \exp(-nH_r/kT) \quad (9)$$

虽然(9)式具有与区域I阻尼(4)式同样的表达形式, 但是(9)式中参数  $n$ ,  $H_r$ ,  $H_a$  及  $c$

都与  $A_e$  有关, 即  $Q^{-1}$  与  $A_e$  有关。把(9)式写成

$$\ln Q^{-1} = \ln c - n \ln f - n H_f / kT \quad (10)$$

可以看出随  $A_e$  增加,  $n$  及  $nH_f$  均增加, 所以  $\ln c$  项必定是  $A_e$  强烈递增函数, 这样才能保证  $Q^{-1}$  是  $A_e$  是增函数, 这能从图 4(b)和 4(c)中看出。

此外, 从参数  $n$  可知, 在非线性弛豫过程中, 随应变或应力振幅加大, 界面回复力变小, 由于应力激活帮助, 一些较小能垒会消失, 真实激活能分布宽度变窄,  $n$  变大。

从 2.2 节可知, 图 2 中区域分界线 b 随  $f$  增加移向高  $T$  高  $A_e$  区, 证明随  $f$  增加, I 类非线性弛豫会扩展到更高温度和振幅范围。

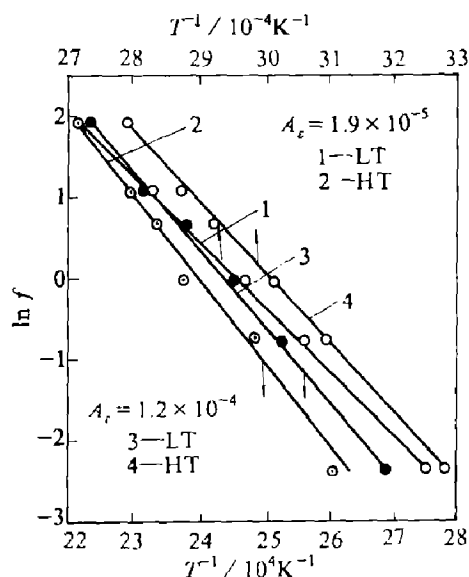


图 5 不同阻尼区恒定  $Q^{-1}$  值平移时  $\ln f - 1/T$  的线性变化关系图

- 1— $A_e = 1.9 \times 10^{-5}$ , 低  $T$ ,  $H = 0.74$  eV,  $10 \ln(1000 Q^{-1}) = 42.5$ ;  
2— $A_e = 1.9 \times 10^{-5}$ , 高  $T$ ,  $H = 0.92$  eV,  $10 \ln(1000 Q^{-1}) = 56.5$ ;  
3— $A_e = 1.2 \times 10^{-4}$ , 2 低  $T$ ,  $H = 0.69$  eV,  $10 \ln(1000 Q^{-1}) = 42.5$ ;  
4— $A_e = 1.2 \times 10^{-4}$ , 高  $T$ ,  $H = 0.78$  eV,  $10 \ln(1000 Q^{-1}) = 56.5$

表 1 区域 II 中阻尼参数  $H_f, n$  和  $H_a$  与  $A_e$  依赖关系

|                 | $A_e \times 10^{-5}$ | $H_f$ / eV | $n$  | $H_a$ / eV | 满足 $H_a = nH_f$ ? |
|-----------------|----------------------|------------|------|------------|-------------------|
| 高 $T$ 低 $A_e$ 区 | 1.9                  | 0.89       | 0.21 | 0.190      | ✓                 |
| 低 $T$ 高 $A_e$ 区 | 12.0                 | 0.74       | 0.26 | 0.187      | ✓                 |

## 2.5 阻尼 $Q_3^{-1}$

图 2 中区域 II 的阻尼  $Q^{-1}$  也与振幅有关, 但依赖关系比  $Q_2^{-1}$  弱, 即  $\partial Q^{-1} / \partial A_e > 0$ , 但  $\partial^2 Q^{-1} / \partial A_e^2 < 0$ 。如果绘制该区阻尼的  $\ln Q^{-1} - 1/T$  关系, 不再有象  $Q_1^{-1}$  和  $Q_2^{-1}$  那样的线性关系。从图 4(d)可见,  $Q_3^{-1}$  随  $T$  升高以一种比指数规律慢的曲线增加, 并且这种慢的趋势随  $A_e$  增大而愈趋明显。可以假设: 当  $A_e$  增加至临界值  $A_{e3}$ , 相界面摆脱某些钉扎(如三角相界等)并可能导致相互运动间的耦合, 就象周期应力场作用下位错脱钉运动一样, 这样, 界面运动相对容易些, 导致  $Q_3^{-1}$  不会象  $Q_2^{-1}$  那样快速地随  $A_e$  增加而加大。

当  $f$  增加, 实验证实曲线  $\ln Q^{-1} - 1/T$ , 仍是以一种平行方式移向低温区, 关系  $Q^{-1} \propto f^{-n}$  及  $n < 1$  仍成立(这里  $n$  随  $A_e$  增加而变大, 见图 3)。随  $T$  升高, 我们测量了一系列平行直线  $\ln Q^{-1} - \ln f$ , 发现随  $T$  升高, 直线  $\ln Q^{-1} - \ln f$  向低频侧平移。所以, 阻尼  $Q_3^{-1}$  仍为一种非线性弛豫(称为 II 类), 并能表达成  $Q_2^{-1}$  形式(见(6)式):

$$Q^{-1} = F(\omega\tau) \quad (11)$$

如果弛豫时间  $\tau$  仍符合 Arrhenius 关系  $\tau = \tau_0 \exp(H/kT)$  并受某种(可能与 2.4 节描述的阻尼  $Q_2^{-1}$  原子扩散不同)原子扩散控制, 如 2.4 节指出, 隐含在(11)式中真实激活能  $H_f$  的权重平均值, 可通过测量一定  $A_e$  水平下恒定  $Q^{-1}$  值随  $T$  和  $f$  改变时平移规律用(7)式求得。图 5 中直线 4 给出了  $Q_3^{-1}$  情况下当  $A_e = 1.2 \times 10^{-4}$  时, 恒定  $Q^{-1}$  值时  $\ln f$  与  $1/T$  线性关系。从直线斜率求得  $H_f$  值为 0.78 eV。正如  $Q_2^{-1}$  一样,  $Q_3^{-1}$  的  $H_f$  也是随  $A_e$  增大而变小, 说明 II 类非线性弛豫的激活能受一种类似于 2.4 节中分析的应力场的影响。

$Q_3^{-1}$  的参数  $n$  也随  $A_e$  增大而减小, 证明施加应力场变大时 II 类界面非线性弛豫程中回复力变小, 这与 I 类界面非线性弛豫相似。

(下转第 61 页)

变。在我们的实验条件下,压应力对  $P \rightarrow M$  相变有促进作用,而对  $M \rightarrow P$  相变有抑制作用。在不同压应力下,  $\Delta L-T$  曲线的热滞(以半高处曲线宽度  $\Delta T_h$  量度)只有少量变化(见图4),所以估计  $\Delta G_f$  无大的变化。因而平衡方程(2)可有如下新的形式。

冷却时:

$$-\Delta G_{ch} - F\Delta L + 2\Delta G_{eL} = -\Delta G_f \quad (4)$$

加热时:

$$\Delta G_{ch} - F\Delta L + 2\Delta G_{eL} = \Delta G_f$$

( $F\Delta L$ )项反映了压应力的作用,其效果是提高了相变热力学平衡温度。因而随着压应力  $F$  的增大,  $\Delta L-T$  曲线逐步向高温方向移动。此外,由  $\Delta T_h$  表示的热滞随  $F$  无大变化,也反映出在压力  $F$  作用下,相界面运动的动力学性质变化不大。

## 4 结论

(1) 双程形状记忆合金材料的相变体可分为两类,即择优变体和自协作变体。宏观形状记忆效应主要由择优取向变体的相变提供;

(2) 择优取向变体对外应力的影响比自协作变体更敏感。外加应力可以促进或抑制择优取向变体的相变从而抑制形状记忆效应;但外

应力对自协作变体的相变无重大影响。

(3) 择优取向变体有较低的相变弹性应变能,因而择优取向变体的相变平衡温度高于自协作变体的平衡温度。

### 参考文献

- 1 Danstan P S, Kennon N F, Middleton L A *et al.* J Mater Sci, 1986, 21: 1637.
- 2 Kettley C, Kennon N, Dunne D P. In: Proc Inter Symp, SMA-86, Beijing, China Academic, 1986. 89.
- 3 Lin G M, Zhang J X, Siu G G. Scripta Metall & Mater, 1990, 24: 1587.
- 4 Madangopal K, Krishnan R G, Banerjee S. Scripta Metall, 1988, 22: 1593.
- 5 Edo S. J Mater Sci, 1989, 24: 3991.
- 6 Lu Li, Aernoudt K, Deleay L. Scripta Metall, 1988, 22: 1435.
- 7 Xu Hi, Tan S S. Scripta Metall & Mater, 1991, 25: 1507.
- 8 Jardine A P. J Mater Sci, 1989, 24: 2587.
- 9 Perkins J, Sponholz R O. Metall Trans, 1984, A15: 313.
- 10 Wayman C M, Shimizu K J. Metal Sci, 1972, 6: 175.
- 11 林光明, 黄元士, 张进修. 金属学报, 1989, 25: A400.
- 12 铃木雄一. 工业材料(日文), 1983, 31: 72.
- 13 Olson G B, Cohen M. Scripta Metall, 1975, 9: 1247; 1977, 11: 345.
- 14 Salzbrenner R J, Cohen M. Acta Metall, 1979, 27: 739.

(上接第56页)

## 3 结论

(1) 区域II中的阻尼来自一种相界面非线性弛豫,且其数值大小与温度呈指数关系:

$$Q^{-1} = (c/f^n) \exp(-nH_f/kT);$$

(2) 区域III中阻尼来自另一种相界面非线性弛豫,阻尼与温度不再呈指数关系,并且其振幅效应比区域II中阻尼弱;

(3) 在区域II和区域III中,阻尼与频率的依赖关系相同:  $Q^{-1} \propto f^{-n}$ , 随应力场变大,真

实激活能变小。

### 参考文献

- 1 Zhu Xianfang. J Appl Phys, 1990, 67: 7287.
- 2 朱贤方, 我国高阻尼材料研究, 待发表.
- 3 朱贤方, 张立德. 科学报告会文集. 沈阳: 东北工学院出版社, 1990.21.
- 4 Humbeek J Van, Wuttig M. J de Phys, 1987, 48: 8-58.
- 5 Schoeck G, Bisogni E, Shyne J. Acta Metall, 1984, 12: 1466.