

Al-Zn 合金复相界面线性稳态弛豫

朱 贤 方

(中国科学院固体物理研究所·合肥 230031)

(1992年11月30日收到; 1993年6月24日收到修改稿)

研究了复相共析 Al-Zn 合金中低频稳态阻尼特征。实验表明: 在一低温、低振幅范围内, 阻尼呈显著的线性粘滞特征, 并遵守规律 $Q^{-1} = (B/f^n) \exp(-nH/kT)$, 其中 H 是真实激活能, B 和 $n(=0.21)$ 是两个实验参数, k 是玻耳兹曼常数, 并测得 H 值为 0.74eV , 该值与界面运动粘滞性紧密相关。文中提出了界面线性粘滞运动模型, 并解释了实验结果。

PACC: 6240; 7340J

1 引 言

实验^[1-3]证明多相 Al-Zn 合金阻尼来自其相界面运动, 但是尽管对这种阻尼研究有其理论和实际意义, 有关它的内部机制人们知道甚少。最近, 朱贤方等^[4]测量了淬火分解并随后进行预退火处理的 Al-Zn 共析合金的稳态阻尼, 结果表明: 随测量温度升高, 阻尼仅呈单调指数规律上升, 除了在共析温度时阻尼突然下降外, 并没有阻尼峰发现。然而, Nuttall^[4]也曾测量了淬火后的共析 Al-Zn 合金阻尼, 其结果表明: 刚开始阻尼随温度上升而上升, 但他同时发现除了在共析温度处阻尼有一突降外, 在接近(低于)共析温度附近有一个轻微的阻尼下降即所谓的阻尼峰, 他把该峰当作一种普通的晶界弛豫峰来处理, 而未考虑升温测量时, 由于非平衡相间原子成分调整带来的淬火应力消除及界面间的结构变化而引起的阻尼改变, 因此, 稳态阻尼机制尚不清楚。

为了弄清阻尼机制, 本工作详细地研究了一种复相 Al-Zn 共析合金在低温低振幅范围内稳态阻尼特征, 该合金中非平衡淬火应力及可能的结构变化在阻尼测量前已被一种预退火处理消除掉。文中并提出一种界面运动模型以解释实验结果。

2 实 验

实验采用从挤压 Al-60at%Zn 合金块上切取的尺寸为 $60\text{mm} \times 4\text{mm} \times 1\text{mm}$ 的片状试样。首先, 样品在 370°C 固溶 1h, 然后, 在 26°C 室温水中进行淬火。淬火后并完全分解的样品在强迫振动摆炉体内进行 200°C , 1h 预退火, 再原位降温测样品阻尼。预退火是为了消除淬火应力和由非平衡相间溶质原子成分调整可能引起结构变化。

阻尼 Q^{-1} 用式 $Q^{-1} = \lg(\phi)$ 计算, ϕ 定义为试样应变落后于所施加应力相位角。因强迫振动, 作用试样上周期应力频率完全受低频信号发生器控制, 故不会象自由衰减振

动测量时,该频率由样品自然频率决定,因而样品振动频率要受到样品模量或温度变化影响。所以,强迫振动时样品频率即使在变温测量时也不会受温度影响而固定下来。也因为强迫振动测量,该摆很方便准确地改变振动频率 f 和应变振幅 A_e 测量阻尼,一次变温可测量出多种 f 和 A_e 对应阻尼温度曲线,并能保证这些曲线其它实验条件完全相同。

3 结 果

图 1 表示 $f = 1\text{Hz}$ 时不同温度 T 、阻尼 Q^{-1} 与 A_e 关系。从图 1 可知,在一定 T 时,

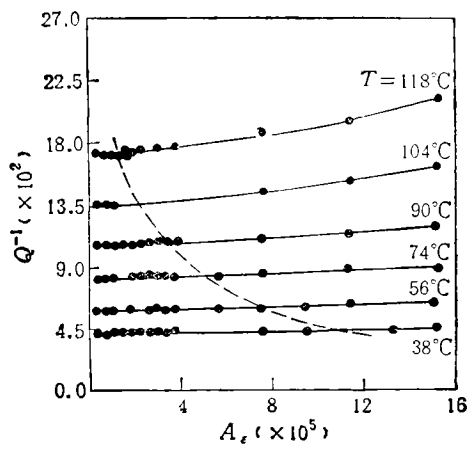


图 1 测量频率 $f = 1\text{Hz}$, 在不同温度下,阻尼随应变振幅变化变律

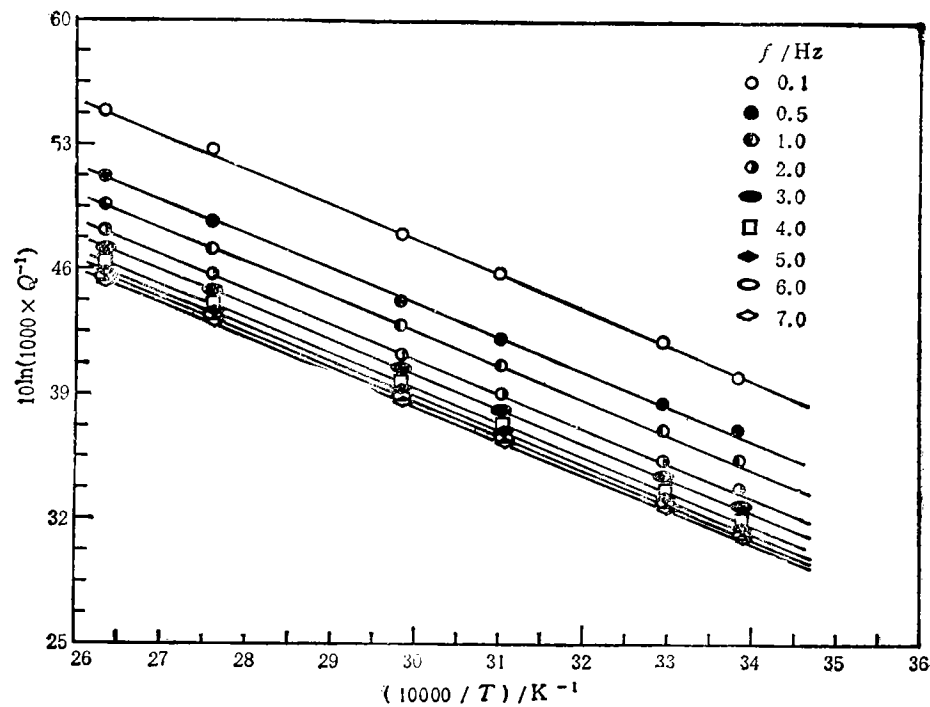


图 2 应变振幅 $A_e = 1.9 \times 10^{-3}$ 不同测量频率时,半对数 $\ln Q^{-1}-1/T$ 关系

随 A_s 增大, Q^{-1} 开始保持不变, 即与 A_s 无关, 当 A_s 增加到临界值 $(A_s)_c$, Q^{-1} 就开始随 A_s 增大而增加, 虽然, 随 T 增加, 每条曲线的 $(A_s)_c$ 值减小, 图 1 中虚线下面存在一低温应变振幅区, 该区内 Q^{-1} 与 A_s 无关, 换句话说, Q^{-1} 是线性的。

为了集中研究低振幅低温区与 A_s 无关阻尼, 我们进一步测量了 $Q^{-1}-T$ 关系, 作为其中一例, 图 2 示出当 $A_s = 1.9 \times 10^{-3}$ 时, Q^{-1} 与 T 的关系。如图 2 所示, 半对数作图 $\ln Q^{-1}-1/T$ 给出了很好的直线关系。

当频率增加时, 该直线向高温区平移。如果假设

$$\ln Q^{-1} \propto H_s/kT. \quad (1)$$

从直线 $\ln Q^{-1}-1/T$ 斜率可求得表观激活能 H_s 为 0.16eV。另外, 在图 1 所示与振幅无关阻尼区, 对应不同 A_s 时直线 $\ln Q^{-1}-1/T$ 斜率或 H_s 不变。以上结果表明与振幅无关阻尼是一种线性弛豫, 与弛豫过程相关的真实激活能 H_r 可用下式算出

$$H_r = -k \left(\frac{\partial \ln f}{\partial (1/T)} \right)_{Q^{-1}}. \quad (2)$$

图 3 表示当 Q^{-1} 在同样水平时, 图 1 中不同直线 $\ln Q^{-1}-1/T$ 的 f 和 T 变化规律。从图 3 中直线关系 $\ln f-1/T$ 的斜率, 通过(2)式可求出 H_r 值是 0.74eV 或 71.7kJ/mol。实验证明就象 H_s 与 A_s 无关一样, H_r 值也与 A_s 无关。

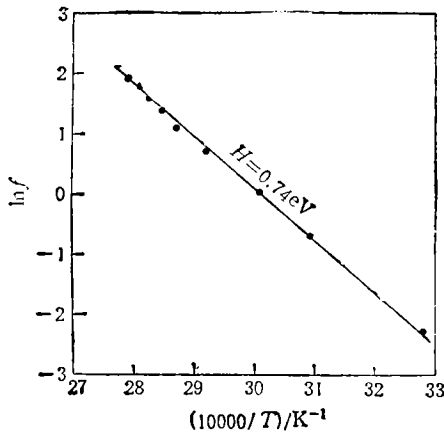


图 3 当 Q^{-1} 在同样水平时, 即 $10 \ln(1000 Q^{-1}) = 42.5$ 时, 从图 2 中获取一系列关于 $\ln f$ 与 $1/T$ 数据, 而绘制的 $\ln f$ 与 $1/T$ 线性关系

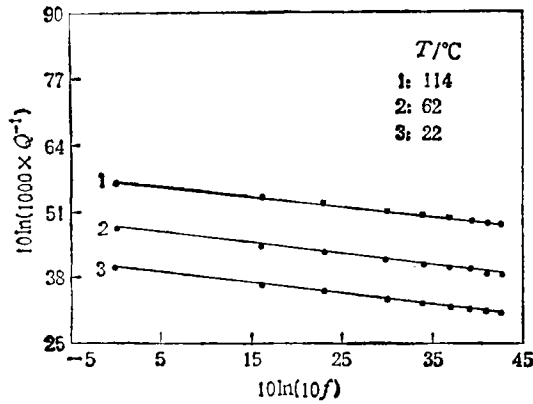


图 4 应变振幅 $A_s = 1.9 \times 10^{-3}$, 不同温度时 $\ln Q^{-1}$ 与 $\ln f$ 关系

在与振幅无关阻尼区内, 也进一步测量了 Q^{-1} 和 f 关系。图 4 给出 $A_s = 1.9 \times 10^{-3}$ 时不同 T 对应的 $\ln Q^{-1}-\ln f$ 关系。值得注意的是 $\ln Q^{-1}$ 与 $\ln f$ 之间也是线性关系, 即

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

其斜率绝对值 $n(=0.21)$ 只要是在图 1 所示的线性阻尼区内测量的, 与 T 和 A_s 均无关。

结合(1)至(3)式得到最后阻尼表达式:

$$Q^{-1} = (B/f^n) \exp(-H_s/kT). \quad (4)$$

4 讨 论

根据 Al-Zn 合金线性阻尼特征,可假设在低频低周期应力 $\sigma_0 \exp(i\omega t)$ 条件下,阻尼由如下线性粘滞性界面运动引起:

$$\eta \frac{ds}{dt} + rs = \sigma_0 \exp(i\omega t), \quad (5)$$

其中 $\omega (=2\pi f)$ 是振动角频率,因其低振动频率,界面运动的惯性项被忽略不计, ds/dt 是界面运动速率, r 代表界面运动时回复力, η 是界面粘滞系数,遵守 $\eta = \eta_0 \exp(H/kT)$, 这里 H 是由(5)式所示方式控制界面运动的界面原子扩散激活能。

因界面运动距离为 s 时会产生以下的滞弹性形变:

$$\varepsilon_s = s_2/L, \quad (6)$$

这里 L 是晶粒直径, s_2 是 s 的虚部。当假定界面位移 s 滞后于所施加应力 σ 一定相位角时,从(5)式就很容易得出 s 。同时,弹性变形为

$$\varepsilon_e = Q_0/G, \quad (7)$$

其中 G 是未弛豫模量。

如果 $r \approx 0$, 根据(5)–(7)式,阻尼由下式给出:

$$Q^{-1} = \varepsilon_s/\varepsilon_e = \frac{G}{L\gamma} \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (8)$$

其中弛豫时间:

$$\tau = \eta/\gamma = (\eta_0/\gamma) \exp(H/kT). \quad (9)$$

弛豫强度:

$$\Delta = G/L\gamma. \quad (10)$$

实际上,固体晶体中 γ, η_0, L 及 H 是有一定分布的,所以阻尼应表达为:

$$Q^{-1} = G \int_0^\infty \frac{F(x)\omega\tau(x)}{1 + \omega^2\tau^2(x)} dx. \quad (11)$$

其中根据(10)式分布函数 $F(x)$ 仅取决于 γ 和 L 的分布;而根据(9)式, $\tau(x)$ 分布取决于 γ_0, η_0 和 H 的分布形式。如图 5 所示,与仅由应力诱导晶粒间界原子扩散控制的单相多晶体的晶面弛豫过程不同(一般考虑 $\ln \tau$ 具有正态分布^[9]),如 Al-Zn 合金这种复相固体中界面弛豫过程不仅受应力诱导的界面原子扩散控制,而且还伴随着降温测量时由相间溶质原子成分平衡调整而引起穿过相界面热力学诱导原子扩散过程,这点可以从图 6 中所示的 Al-Zn 系平衡相图中不同相固溶线显著变化可以看出。这种热力学诱导原子扩散可能使弛豫时间分布函数 $\tau(x)$ 或(1)式复杂化,但是这里我们可以看出,在(11)中,可撇开分布函数的具体形式而不会影响下面讨论。

与(11)式所示阻尼相联系的真实激活能 H_r 可以用下式给出:

$$H_r = -k \left(\frac{\partial \ln \omega}{\partial (1/T)} \right)_{Q^{-1}} = \frac{k}{\omega} \left(\frac{\partial Q^{-1}}{\partial (1/T)} \right)_\omega / \left(\frac{\partial Q^{-1}}{\partial \omega} \right)_T, \quad (12)$$

而由(4)式定义的表现激活能 H_s 为

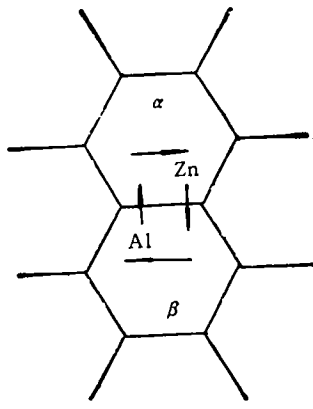


图5 降温测量时,伴随热力学诱导穿过相界面原子扩散的等轴状 α 和 β 相之间界面粘滞运动

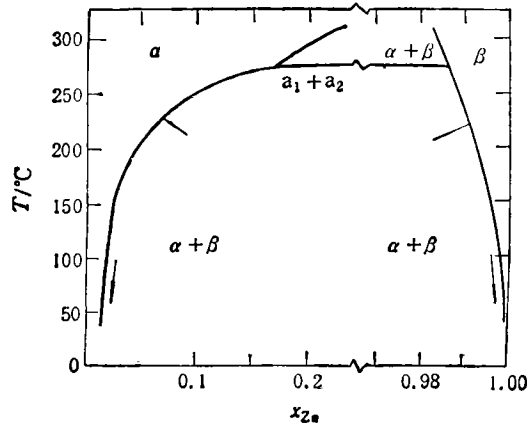


图6 Al-Zn 合金系中平衡固溶线^[6]

$$H_s = -k \left(\frac{d \ln Q^{-1}}{d(1/T)} \right). \quad (13)$$

用(11)式来计算和比较(12)式与(13)式的具体表达式,会发现只要 $\gamma \approx 0$ 或 τ 有一定值,关系 $H_r > H_s$ 总成立。根据(12)式我们可以看出,通过测量恒定 Q^{-1} 值随 f 和 T 平移规律再用(12)式求得的 H_r ,实际上是真实激活能的一种权重平均值 $H_r(\omega, T)$ 。

对具有恒定的 H_r 或激活能具有不太宽的分布的阻尼,表达式(11)可表示成下面有用显式^[7,8]:

$$Q^{-1} = (B/f^n) \exp(-nH_r/kT). \quad (14)$$

其中 B 和 $n(H_s < H_r, n$ 总是小于1)是常数^[4]。如果(14)式表达的阻尼实验规律与(4)式相同,那么下面关系应成立:

$$H_s = nH_r (n < 1). \quad (15)$$

此外,如果 $\gamma = 0$,可以得到与(14)式相似的简单阻尼表达式:

$$Q^{-1} = (A/f) \exp(-H_r/kT). \quad (16)$$

这时,

$$H_s = H_r = \frac{\int_0^\infty H(x) \frac{\exp[-H(x)/kT]}{L(x)\eta_0(x)} dx}{\int_0^\infty \frac{\exp[-H(x)/kT]}{L(x)\eta_0(x)} dx}, \quad Q^{-1} \propto f^{-1} \text{ 且 } n = 1,$$

这意味着如果界面运动时没有回复力或产生线性粘弹性阻尼,应有 $n = 1$ 。相反,如果 $n < 1$,根据(14)式,界面运动时有一定回复力并产生滞弹性阻尼。从(11)–(13)式还可知:回复力 γ 愈接近零,弛豫时间 τ 愈长, H_s/H_r 或 n 值就愈接近1。因此, n 是否等于1可用来作为判别阻尼性质的一个实验直接可测的标准。

事实上,从文中多相 Al-Zn 阻尼结果,已确定 $H_s = 0.16\text{eV}$, $H_r = 0.74\text{eV}$, 且 $n = 0.21$, 所以考虑一定实验误差, $nH_r = 0.1554\text{eV}$ 与 H_s 值 0.16eV 非常接近。因此对多相 Al-Zn 合金而言, $n = 0.21$ 小于1, 其阻尼来自带有一定回复力界面线性粘滞运动即

滞弹性运动。

从(10)式也可知,因其很细等轴晶粒 (L 约为 $1\mu\text{m}$)^[4],多相 Al-Zn 合金的弛豫强度比通常合金要大得多。

5 结 论

从上面实验结果与讨论知道,在低振幅、低温范围内,多相 Al-Zn 合金稳态阻尼由具有回复力的相界面线性粘滞运动产生,并遵守

$$Q^{-1} = (B/f^n) \exp(-nH_r/kT).$$

其中 $n = 0.21$, 与阻尼相关的真实激活能 $H_r = 0.74\text{eV}$ 。

作者感谢葛庭燧教授对本文工作的指导。

- [1] 朱贤方、谢存义、文亦汀,第二届全国马氏体相变会议文集,大连,2(1987),355.
- [2] X. F. Zhu (X. Zhu) and L. D. Zhang, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **18**(1988), L159.
- [3] X. F. Zhu and L. D. Zhang, in Proceedings of "the 9th International Conference on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids" edited T. S. Ke, (International Academic Publisher, Beijing, 1990), p. 81.
- [4] K. Nuttall, *J. Inst. Met.*, **99**(1971), 266.
- [5] X. F. Zhu, L. D. Zhang and Z. Y. Jiang, *Phys. Sol. Stat. (a)*, **117**(1990), 105.
- [6] M. shaarbaf and A. Fournelle, *Mater. Sci. Eng.*, **A102**(1988), 275.
- [7] G. Schoeck, E. Bisogni and J. Shyne, *Acta Metal.*, **12**(1964), 1466.
- [8] B. Ya Pines and A. A. Karamzin, *Piz. Metal. Metalloved*, **22**(1966), 632.

STABLE RELAXATION ASSOCIATED WITH LINEAR VISCOUS MOTION OF INTERFACE IN MULTIPHASE Al-Zn ALLOY

ZHU XIAN-PANG

(*Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hefei 230031*)

(Received 30 November 1992; revised manuscript received 24 June 1993)

ABSTRACT

In the present paper, the characteristics of low frequency stable damping is studied in a multi-phase eutectoid Al-Zn alloy. The experimental results show that, within a low temperature and low strain amplitude range, the damping evidently manifests itself by linear viscous characteristics, namely, it obeys a law $Q = (B/f) \exp(-nH/kT)$, where H is the real process activation energy, B and $n(=0.21)$ are two experimental parameters and k is the Boltzmann constant. A value of $H = 0.74\text{eV}$ is obtained, which is closely related to the viscosity during interface motion. Accordingly, a linear viscous interface motion model is proposed. Using this model we can explicitly explain the experimental results.

PACC: 6240; 7340J