

单晶和多晶纯铝蠕变过程中的内耗*

山 冰 徐 文 孔庆平

中国科学院固体物理研究所

1988 年 8 月 3 日收到

研究了单晶和多晶纯铝蠕变过程中的低频内耗。在单晶纯铝中观察到：内耗在蠕变初期单调下降，在蠕变第一阶段后期出现了一个显著的时间内耗峰，在蠕变第二阶段内耗趋于稳定值。多晶纯铝在类似实验条件下则不出现时间内耗峰。

文中分析了出现时间内耗峰的条件和原因，认为它是由于蠕变第一阶段中运动位错的阻尼系数逐渐增大所引起的。文中还从蠕变过程中位错运动的微观机制出发，推导出了蠕变过程中内耗的表达式，满意地解释了实验结果。

一、引 言

蠕变过程中的内耗，是在恒定温度、恒定应力下的蠕变过程中测量出的内耗。目前国内较多采用的测量方法是：在拉伸蠕变过程中用扭摆测量低频内耗 ($\sim 1\text{Hz}$)^[1-6]，这种方法已积累了一些常温及高温下的数据。也有人沿着蠕变的拉伸方向激振，测量高频内耗 (kHz)^[7] 和超声衰减 (MHz)^[8]，但蠕变温度均还限于室温，实验结果还不多。

蠕变过程中低频内耗随时间变化的一般规律是^[1,2]：内耗在加载后的瞬间很大，在蠕变第一阶段连续下降，到蠕变第二阶段趋于稳定值。Bonetti 等人^[3-5]在纯铝大晶粒试样中，在室温到 150°C 温度范围内，在蠕变第一阶段后期观察到一个时间内耗峰 (Q^{-1} -峰)，并观察到模量亏损有相应的变化；但所观察到的时间内耗峰不够显著。

应该指出，以往关于蠕变过程中低频内耗的工作，均采用多晶试样或大晶粒试样（晶粒尺寸接近试样横截面的线尺寸）。由于晶界的存在，使产生内耗的因素比较复杂。

本文研究了单晶试样在蠕变过程中的低频内耗，得出了一些新的实验结果。对于单晶纯铝中出现的显著的时间内耗峰 (Q^{-1} -峰)进行了比较细致的研究。作为对比，也研究了多晶、双晶和竹节晶试样的情况。

二、实验方法和试样

蠕变过程中的内耗测量，在自制的“蠕变内耗仪”上进行。这个装置的简图如图 1 所示。它实际上是一个正扭摆，附加了一个原位加载装置。蠕变载荷通过一段柔性悬丝加到试样下夹杆的下端。悬丝的内耗可以忽略不计。这样，扭摆振动时砝码不随试样一起

* 中国科学院重大科研项目资助的课题。

振动,降低了内耗背景,并能方便地改变扭摆频率进行测量。

内耗测量采用自由衰减法。在试样下夹杆上固定一个线圈。它随试样作扭转振动时感生的电动势,经放大后由记录仪记录,作为振幅的量度。经光学方法校准,内耗测量的应变振幅范围为 $1.2 \times 10^{-5} - 1.5 \times 10^{-6}$ 。蠕变伸长用读数显微镜跟踪试样下夹杆上的标记来测量。

在蠕变过程中,试样不断伸长。故模量亏损的计算应同时考虑振动频率和试样尺寸的变化。假定试样均匀形变且体积不变,则可由试样长度 l 和振动频率 f 按下式计算模量亏损:

$$\frac{\Delta G}{G} = 1 - \frac{l^2 f}{l_0^2 f_0}, \quad (1)$$

式中 l_0 和 f_0 分别为蠕变前在实验温度下的试样长度和振动频率, G 为切变模量。

实验所用的试样为 99.98% 纯铝丝,直径为 1mm,有效长度约为 100mm。其中多晶试样都预先在 400°C 退火 4h,得到平均晶粒尺寸为 0.25mm。单晶试样的制备过程如下: 首先将试样在室温拉伸约 2.5%,然后放入梯度退火炉中以 5cm/h 的速率提拉,梯度退火炉的最高温度接近并略低于试样熔点。由这样制备的试样中,选出单晶、双晶和竹节晶。单晶试样用劳厄法定向。

三、实验结果

1. 单晶纯铝蠕变过程中的内耗

单晶纯铝在 190°C ($0.5T_m$, T_m 为熔点绝对温度) 蠕变过程中的内耗-时间曲线 ($Q^{-1}-t$) 见图 2,蠕变应力为 1.05kg/mm²,测量频率为 1.4 Hz (蠕变前在实验温度下的频率)。图 2 中还示出相应的蠕变曲线 ($\epsilon-t$),以及与内耗同时测出并按(1)式计算的模量亏损曲线 ($\Delta G/G-t$)。由图 2 可见,内耗在加载后的瞬间很大,在蠕变初期急剧下降,在蠕变第一阶段后期出现了一个显著的时间内耗峰 (Q^{-1} 峰),在蠕变第二阶段内耗趋于稳定值。模量亏损在 Q^{-1} 峰附近有较大下降,到蠕变第二阶段渐趋于零。

我们研究了实验条件对 Q^{-1} 峰的影响,得出以下结果。

a 蠕变应力的影响 在其它实验条件相同时,增大蠕变应力,则 Q^{-1} 峰向前移,并且峰变窄;降低蠕变应力,则峰向后移,并变宽。图 3 表示与图 2 中试样相同取向的单晶,在相同温度(190°C)和频率(1.4Hz)下,蠕变应力降为 0.88kg/mm² 的实验结果。可见,由于应力降低, Q^{-1} 峰出现较晚,并且变宽。

b 测量频率的影响 在其它实验条件相同时,降低测量频率,则 Q^{-1} 峰向后移,峰变宽,并且内耗的整体水平增高。图 4 中单晶试样的取向与图 2、图 3 相同,蠕变温度和

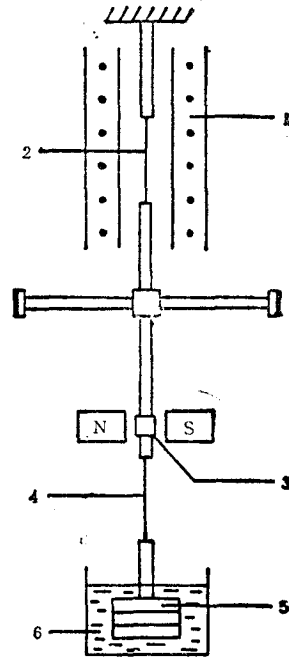


图 1 蠕变过程中测量内耗的装置
1 为加热炉; 2 为试样; 3 为线圈; 4 为悬丝; 5 为砝码; 6 为阻尼液

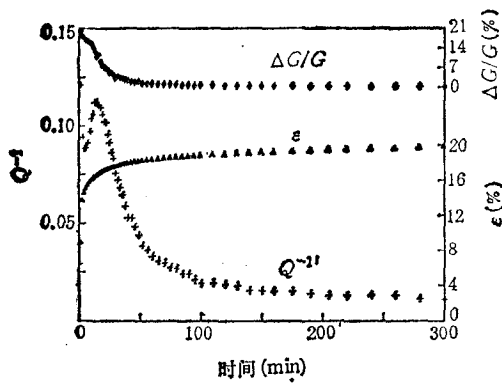


图2 单晶纯铝蠕变过程中的内耗 190°C, 1.05kg/mm², 1.4Hz, 试样取向与图3、图4相同

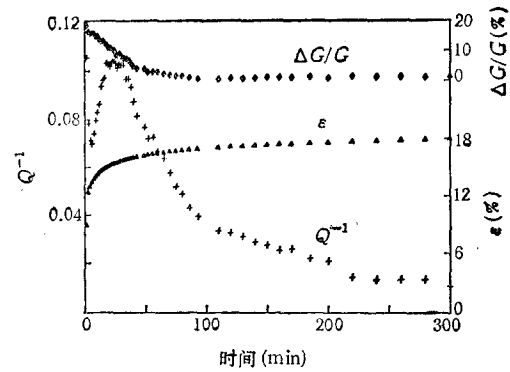


图3 单晶纯铝蠕变过程中的内耗 190°C, 0.88 kg/mm², 1.4Hz, 试样取向与图2、图4相同

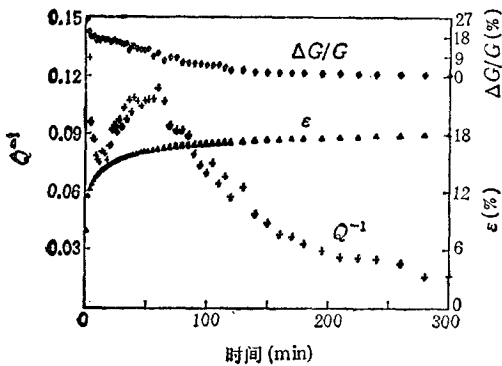


图4 单晶纯铝蠕变过程中的内耗 190°C, 0.88kg/mm², 0.6Hz, 试样取向与图2、图3相同

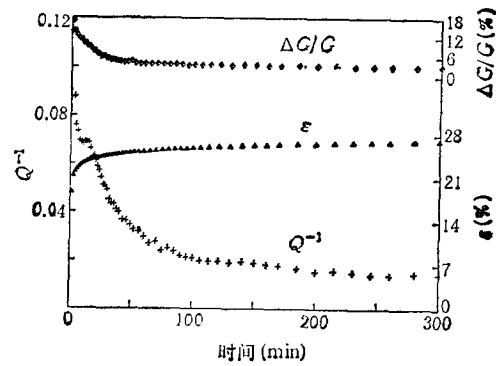


图5 另一种取向的单晶纯铝蠕变过程中的内耗 190°C, 1.05kg/mm², 1.4Hz

应力均与图3相同,不过测量频率降为0.6Hz。由图4可见,由于频率的降低, Q^{-1} - t 峰出现较晚,并且明显变宽,内耗的整体水平也有所增高。

c 试样取向的影响 不同取向的单晶试样,在同样蠕变条件下,其蠕变变形会有很大差异,蠕变过程中的内耗也有很大差异。图5中的蠕变实验条件和测量频率均与图2相同,但晶体取向不同。由图5中的蠕变曲线可见,此试样的取向较“软”(即在一定时间内的蠕变量较大),蠕变第一阶段的持续时间较短。这时, Q^{-1} - t 峰向前移,并且几乎被蠕变初期的高内耗背景所淹没。实验上也曾观察到,个别试样取向太“软”时, Q^{-1} - t 峰不出现。

d 蠕变温度的影响 单晶纯铝在190°C ($0.5T_m$)附近的温度及适当的应力下, Q^{-1} - t 峰有良好的再现性。在室温 ($0.3T_m$)至250°C ($0.56T_m$)的温度范围内均观察到 Q^{-1} - t 峰。温度愈高,则 Q^{-1} - t 峰愈向前移。在高于250°C的温度下,则没有观察到 Q^{-1} - t 峰。

e 双晶和竹节晶的结果 在纯铝双晶和竹节晶试样中,也曾观察到 Q^{-1} - t 峰,但不如单晶那样显著,并且重复性较差。此外,在99.99%高纯铝大晶粒试样中(晶粒尺寸为1mm,接近试样直径),也观察到不显著的 Q^{-1} - t 峰。

2. 多晶纯铝蠕变过程中的内耗

多晶纯铝试样(平均晶粒尺寸为 0.25mm) 在 $0.5 T_m$ 附近温度下, 蠕变过程中内耗的实验结果与一般规律相同, 即内耗在加载后的瞬间很大, 在蠕变第一阶段连续下降, 到蠕变第二阶段趋于稳定. 但不出现时间内耗峰. 模量亏损也是从蠕变开始连续下降, 直至零附近. 图 6 的实验结果就反映了这样的规律. 图 6 中蠕变温度为 190°C , 应力 $1.6\text{kg}/\text{mm}^2$, 测量频率为 1.4Hz . 可见, 这时不出现时间内耗峰.

我们曾系统地改变实验条件, 研究了蠕变温度 ($150, 170, 190, 210^\circ\text{C}$), 蠕变应力 ($1.17, 1.37, 1.60, 1.78, 1.95\text{kg}/\text{mm}^2$) 和测量频率 ($1.4, 0.6\text{Hz}$) 对蠕变过程中内耗的影响. 得到的规律是: 增高温度或应力, 均使蠕变速率增加, 导致内耗整体水平增高; 降低测量频率也使内耗整体水平增高.

根据不同温度、应力和测量频率下的实验结果, 得出稳态蠕变阶段的内耗 Q_s^{-1} 与 $\dot{\epsilon}_s/T\omega$ 之间的关系如图 7, $\dot{\epsilon}_s$ 为稳态蠕变速率, T 为蠕变温度, ω 为测量圆频率. 可见, Q_s^{-1} 与 $\dot{\epsilon}_s/T\omega$ 之间呈线性关系, 因而可用下式描述:

$$Q_s^{-1} = P \frac{1}{kT} \frac{\dot{\epsilon}_s}{\omega} + Q_b^{-1}, \quad (2)$$

式中 P 为图 7 中直线的斜率, Q_b^{-1} 为内耗背景, k 为玻耳兹曼常数.

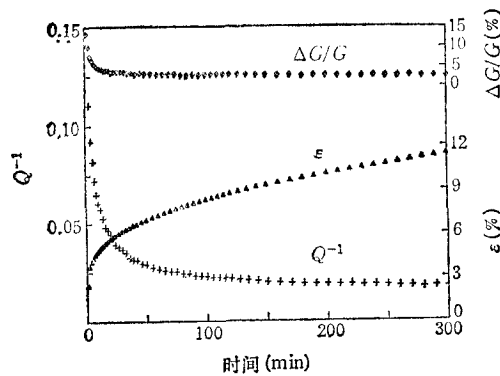


图 6 多晶纯铝蠕变过程中的内耗 190°C , $1.6\text{kg}/\text{mm}^2$, 1.4Hz

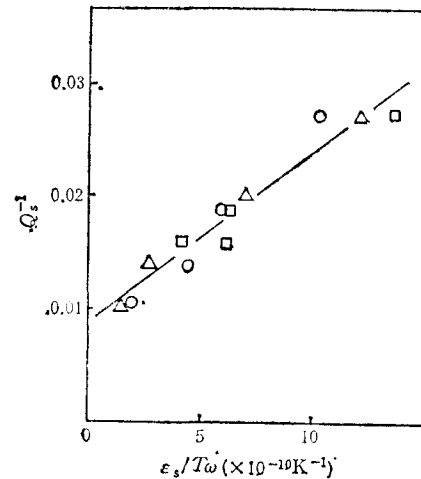


图 7 多晶纯铝稳态蠕变阶段内耗 Q_s^{-1} 与蠕变速率 $\dot{\epsilon}_s$ 、温度 T 、频率 ω 之间的关系 ○ 为 1.4Hz , $1.6\text{kg}/\text{mm}^2$, 不同温度; △ 为 1.4Hz , 190°C , 不同应力; □ 为 0.6Hz

图 7 和(2)式所表示的 Q_s^{-1} 与 $\dot{\epsilon}_s/T\omega$ 之间的线性关系, 在稳态蠕变阶段才成立. 实验表明, Q_s^{-1} 与 $\dot{\epsilon}_s/T\omega$ 的比值 (P) 在蠕变第一阶段是逐渐增加的, 到稳态蠕变阶段则达到稳定值. 这里 $\dot{\epsilon}_s$ 为蠕变速率.

此外, 对单晶和多晶纯铝蠕变过程中内耗对应变振幅的依赖关系做过观测. 在本文采用的应变振幅范围内, 在蠕变第一阶段观察到反常振幅效应(振幅减小, 内耗增大); 随

着蠕变速率减小,这种反常振幅效应减弱;到稳态蠕变阶段,内耗基本上与振幅无关。

四、分析与讨论

1. 关于时间内耗峰的唯一解释

由上节实验结果可知,单晶纯铝在适当条件下,在蠕变第一阶段后期可以出现一个显著的时间内耗峰 (Q^{-1} -峰)。在出现 Q^{-1} -峰处模量亏损有较大的下降,改变频率测量时 Q^{-1} -峰的位置发生移动。这些反映了 Q^{-1} -峰带有滞弹性弛豫的性质。而频率降低时内耗整体水平增高的现象,则反映了 Maxwell 型内耗的性质。因而我们提出了一个用以描述蠕变过程中内耗的四参量模型^[9]。由此模型推导出的内耗表达式为

$$Q^{-1} = \frac{1}{\omega\tau_1} + \frac{\Delta \cdot \omega\tau_2}{1 + \omega^2\tau_2^2}, \quad (3)$$

式中 Δ 为弛豫强度, τ_1 和 τ_2 分别为粘弹性内耗和滞弹性内耗的弛豫时间。

假定在蠕变过程中,带着割阶的位错滑移是主要的形变机制。则位错在有效应力 σ_e 作用下的运动速率为^[10]

$$V(\sigma_e) = \frac{4\pi D}{h} \exp\left(\frac{\sigma_e b d l}{kT}\right), \quad (4)$$

式中 D 为自扩散系数, h 为割阶高度, l 为割阶间距, d 为一次热激活后割阶移动的距离, b 为柏格斯矢量。因而,位错运动的阻尼系数为

$$B = \frac{d(\sigma_e b)}{dV(\sigma_e)} = \frac{b k T}{b d l} \frac{1}{V(\sigma_e)}. \quad (5)$$

在蠕变第一阶段, l 和 σ_e 都逐渐减小,因而 B 逐渐增加。到蠕变第二阶段, B 趋于稳定值。而(3)式中的 τ (τ_1 和 τ_2) 与 B 成正比,因而 τ 在蠕变过程中的变化与 B 相同^[9]。由(3)式可见,四参量模型很好地描述了蠕变过程中的 Q^{-1} -峰,以及随时间而降低的内耗背景。

此外, Q^{-1} -峰的出现也可以由非弹性应变的变化来说明。图 8 表示内耗测量时非弹性应变 ε_d 与弹性应变 ε_e 之间的位相关系。图中 ε_e 为测量内耗的应力所引起的总应变, ε_d 的分量 ε_{d1} 与 ε_e 同位相,分量 ε_{d2} 落后于 ε_e 相角 $\pi/2$, ϕ 为 ε_d 落后于 ε_e 的相角, ϕ 为 ε_e 落后于 ε_d 的相角, $\tan \phi$ 即为内耗 Q^{-1} 。

由内耗的唯一象理论可知^[11],内耗 $Q^{-1} = \varepsilon_d \sin \phi / \varepsilon_e$, 模量亏损 $\Delta G/G = \varepsilon_d \cos \phi / \varepsilon_e$, 故

$$Q^{-1} / \frac{\Delta G}{G} = \tan \phi, \quad (6)$$

$$\sqrt{(Q^{-1})^2 + (\Delta G/G)^2} = \varepsilon_d / \varepsilon_e. \quad (7)$$

可见,由内耗 Q^{-1} 和模量亏损 $\Delta G/G$ 的比值,可按(6)式计算出 ε_d 落后于 ε_e 的相角 ϕ 。而 Q^{-1} 与 $\Delta G/G$ 平方和的开方则代表了非弹性应变 ε_d 的相对大小。图 9 表示相角差 ϕ 随时间的变化和 $\varepsilon_d/\varepsilon_e$ 随时间的变化(根据图 2 数据算出)。由图 9 可见,随着蠕变的进行, ϕ 逐渐增大,而 $\varepsilon_d/\varepsilon_e$ 逐渐减小。这两个因素分别导致内耗增大和减小,二者的相

互制约就引起了时间内耗峰。而相角差 ψ 的增大和非弹性应变振幅 ε_d 的减小, 都可认为是由于位错阻尼系数 B 的增加所引起的。

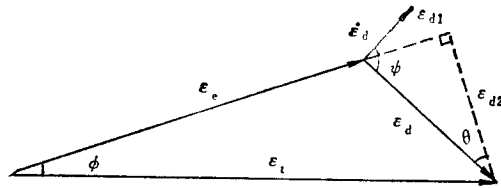


图 8 内耗测量时弹性应变 ε_e 与非弹性应变 ε_d 之间的位相关系

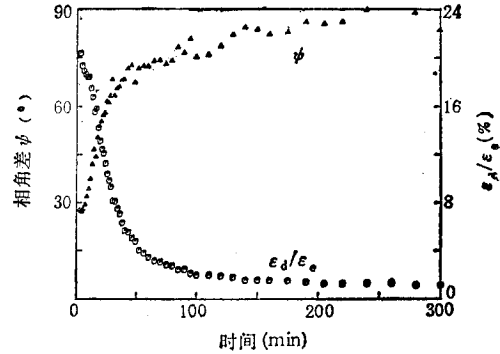


图 9 相角差 ψ , $\varepsilon_d/\varepsilon_e$ 随时间的变化

在多晶试样中, 蠕变过程中内应力增加较快, 蠕变第一阶段比单晶要短得多^[12]。因而蠕变一开始, 位错阻尼系数就变得很大, Q^{-1} - t 峰就被淹没在蠕变初期的高背景中。单晶试样在较高温度或较高应力下不出现 Q^{-1} - t 峰的原因也是如此。

另外, 单晶试样中的 Q^{-1} - t 峰, 当出现较晚时峰变宽(见图 4)。这可能是由于当峰较晚出现时, 蠕变速率随时间的下降较缓, 位错阻尼系数随时间的增加也较缓, 因而内耗峰在时间坐标上变宽。

2. 蠕变过程中内耗的微观机制

a 位错动力学模型 按照位错动力学模型^[13,14], 在形变应力 σ_e 和测量内耗的交变应力 $\sigma_0 \sin \omega t$ 作用下的位错运动速度为

$$v = V(\sigma_e) + \left(\frac{dV(\sigma)}{d\sigma} \right)_{\sigma=\sigma_e} \sigma_0 \sin \omega t. \quad (8)$$

但(8)式没有考虑在交变应力下位错运动速度与应力之间的相角差 θ (见图 8)。故认为, 位错运动速度应为

$$v = V(\sigma_e) + \left(\frac{dV(\sigma)}{d\sigma} \right)_{\sigma=\sigma_e} S \sigma_0 \sin (\omega t - \theta), \quad (9)$$

式中 S 为一系数。

试样在一个周期内消耗的振动能为

$$\Delta W = \int_0^{2\pi/\omega} \rho v \sigma_0 b \sin \omega t dt, \quad (10)$$

式中 ρ 为运动位错密度。而试样总的振动能为

$$W = \frac{1}{2G} \frac{\sigma_0^2}{\bar{n}_i}, \quad (11)$$

式中 \bar{n}_i 为扭转应力的平均取向因子。

将(9)式代入(10)式,并利用蠕变速率

$$\dot{\epsilon} = \bar{n}_p \rho b V, \quad (12)$$

式中 \bar{n}_p 为拉伸蠕变应力的平均取向因子,于是可得内耗的表达式为

$$Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} \\ = \frac{\bar{n}_t^2}{\bar{n}_p} \left(\frac{d \ln V}{d \sigma} \right)_{\sigma=\sigma_0} G \frac{\dot{\epsilon}}{\omega} S \cos \theta + \frac{\bar{n}_t^2}{\bar{n}_p} \frac{\pi G}{\sigma_0} \int_0^{2\pi/\omega} \dot{\epsilon} \sin \omega t dt. \quad (13)$$

(13) 式等号右端第二项当 $\dot{\epsilon}$ 在内耗测量一周内变化不大时近似为零,但此项与交变应力幅 σ_0 成反比,因而有反常振幅效应;并且在蠕变初期 $\dot{\epsilon}$ 随时间降低较快时,反常振幅效应较显著. 这与本文实验结果相符. 而内耗的主项为

$$Q^{-1} = \frac{\bar{n}_t^2}{\bar{n}_p} \left(\frac{d \ln V}{d \sigma} \right)_{\sigma=\sigma_0} G \frac{\dot{\epsilon}}{\omega} S \cos \theta. \quad (14)$$

b 位错运动的微观模型 假定蠕变过程中位错运动的形式有两种:一种是自由运动位错,密度为 ρ_1 , 如图 10(a); 另一种是两端被钉扎的位错,密度为 ρ_2 , 位错段平均长度为 L , 如图 10(b). 两种位错在外力作用下都带着割阶运动,割阶平均间距为 l . 位错运动阻尼系数均可由(5)式表示.

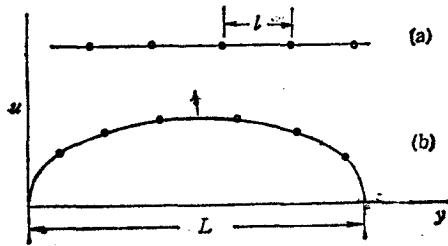


图 10
(a) 自由运动位错;
(b) 两端被钉扎的位错

由于测量内耗的交变应力幅 σ_0 一般比蠕变有效应力 σ_e 小两个数量级,故可认为,由交变应力引起的位错运动交变分量线性迭加在单向运动 $V(\sigma_e)$ 上.

对自由运动位错,其交变运动方程为(忽略位错有效质量)

$$B \dot{u}_1 = \sigma_0 b \sin \omega t. \quad (15)$$

从而

$$\dot{u}_1 = \frac{\sigma_0 b}{B} \sin \omega t = \left(\frac{dV}{d\sigma} \right)_{\sigma=\sigma_e} \sigma_0 \sin \omega t. \quad (16)$$

比较(16)式和(9)式可得

$$S_1 = 1, \quad \theta_1 = 0. \quad (17)$$

对两端被钉扎的位错,其交变运动方程为

$$B \dot{u}_2 - \gamma (\partial^2 u_2 / \partial y^2) = \sigma_0 b \sin \omega t, \quad (18)$$

式中 γ 为位错线张力. 设(18)式的解为

$$u_2(y, t) = -A(Ly - y^2) \cos(\omega t - \theta). \quad (19)$$

将(19)式代入(18)式可得

$$\cos \theta = \frac{\omega \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad A = \frac{1}{2\gamma} \frac{\sigma_0 b}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad (20)$$

式中

$$\tau = BL^2/12\gamma. \quad (21)$$

将(20),(21)式代入(19)式,将 u_2 取平均值后对时间微分,并利用(5)式可得

$$\dot{u}_2 = \left(\frac{dV}{d\sigma} \right)_{\sigma=\sigma_0} \frac{\omega\tau}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} \sigma_0 \sin(\omega t - \theta). \quad (22)$$

比较(22)式和(9)式可得

$$S_2 = \frac{\omega\tau}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}, \quad \cos\theta_2 = \frac{\omega\tau}{\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}. \quad (23)$$

将(17)和(23)式代入(14)式得

$$\begin{aligned} Q^{-1} &= \frac{\bar{n}_i^2}{\bar{n}_p} \left(\frac{d \ln V}{d\sigma} \right)_{\sigma=\sigma_0} \frac{G}{\omega} (\dot{\epsilon}_1 S_1 \cos\theta_1 + \dot{\epsilon}_2 S_2 \cos\theta_2) \\ &= \frac{\bar{n}_i^2}{\bar{n}_p} \left(\frac{d \ln V}{d\sigma} \right)_{\sigma=\sigma_0} \frac{G}{\omega} \left(\frac{\rho_1 \dot{\epsilon}}{\rho} + \frac{\rho_2 \dot{\epsilon}}{\rho} \cdot \frac{\omega^2 \tau^2}{1+\omega^2 \tau^2} \right), \end{aligned} \quad (24)$$

式中 $\dot{\epsilon}_1 = \bar{n}_p \rho_1 b V$, $\dot{\epsilon}_2 = \bar{n}_p \rho_2 b V$, 并且 $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2$.

由于 $\dot{\epsilon} = \bar{n}_p \rho b V$, 利用 τ 和 B 的定义,故(24)式可改写成

$$Q^{-1} = \frac{\bar{n}_i^2}{\bar{n}_p} \frac{d \ln V}{d\sigma} \frac{G \rho_1}{\rho} \frac{\dot{\epsilon}}{\omega} + \bar{n}_i^2 \frac{G \rho_2}{\rho} \frac{b^2 L^2}{12\gamma} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}. \quad (25)$$

在蠕变第一阶段,由于位错运动的阻尼系数 B 随时间而增加,故弛豫时间 τ 也随时间而增加。(25)式等号右端第一项表示随 $\dot{\epsilon}$ 而下降的内耗背景,第二项表示当 τ 变化时会出现一个弛豫型的时间内耗峰。这与实验结果相符。

(25)式等号右端的两项,分别与四参量模型的内耗表达式(3)中的两项相对应,它们分别由自由运动位错和两端被钉扎的位错所引起。

当 τ 很大即 $\omega\tau \gg 1$ 时,利用(4)式可将(24)式或(25)式简化为

$$Q^{-1} = \frac{\bar{n}_i^2}{\bar{n}_p} \frac{G b d l}{kT} \frac{\dot{\epsilon}}{\omega} = \frac{C \dot{\epsilon}}{kT \omega}. \quad (26)$$

(26)式与稳态蠕变阶段的实验结果相符(参见图7和(2)式)。

- [1] G. B. Brook, A. H. Sully, *Acta Metall.*, 3(1955), 460.
 [2] 张翼,孔庆平,金属学报,5(1960),93.
 [3] E. Bonetti, L. Castellani, E. Evangelista and P. Gondi, *J. de Physique*, 42(1981), C5-433.
 [4] E. Bonetti, L. Castellani and P. Gondi, *Acta Metall.*, 31(1983), 1689.
 [5] E. Bonetti, E. Evangelista and G. Tassinari, Proceedings of the 7th International conference on Strength of Metall and Alloys, Ed. H. J. McQueen etc., Pergamon Press, VI, (1985), p. 785.
 [6] T. Yamance, Y. Takahashi and K. Hatano, *J. de Physique*, 42(1981), C5-481.
 [7] G. Kaiser and W. Pechold, *Acta Metall.*, 17(1969), 527.
 [8] A. Vincent, S. Djeround and R. Fougères, *J. de Physique*, 48(1987), C8-203.
 [9] 孔庆平,山冰,本刊本期.
 [10] J. P. Hirth and J. Lothe, Theory of Dislocations, John Wiley & Sons Inc., 2nd Ed. (1982), p. 588.
 [11] 冯端,王业宁,丘第荣,金属物理(下册),科学出版社,(1975),第13章.
 [12] A. S. Argon and A. K. Bhattacharya, *Acta Metall.*, 35(1987), 1499.
 [13] 葛庭燧,张进修,物理学报,24(1975),87.
 [14] J. X. Zhang (张进修), *J. de Physique*, 42(1981), C5-399.

INTERNAL FRICTION OF MONO- AND POLY-CRYSTAL PURE ALUMINUM DURING CREEP TESTS

SHAN BING XU WEN KONG QING-PING

Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hefei

(Received 3 August 1988)

ABSTRACT

Internal friction of mono- and poly-crystal pure aluminum during creep at about 1Hz was studied. It was observed in monocrystal specimens that the internal friction decreased monotonously in the early stage of creep. A significant creep time-internal friction (Q^{-1-t}) peak was observed during the latter half of the primary creep under suitable experimental conditions. And the internal friction kept constant during the secondary creep. But no Q^{-1-t} peak was observed with polycrystal sample under similar experimental conditions. We suggest that the appearance of Q^{-1-t} peak is due to the increase of the damping coefficient of moving dislocations during primary creep. A specific dislocation mechanism is proposed, and the expression thereby deduced for the internal friction during creep is satisfactorily consistent with the experiments.