

高纯铝在范性形变过程中内耗对 频率和速率的响应行为

张进修 曾文光

(物理学系)

摘 要

考虑了位错平均速度 $\bar{V} = f(\sigma)$ 随时间或应变的变化之后, 导出了金属在范性形变过程中内耗 Q^{-1} 与位错动力学关系式 $V = f(\sigma)$, 形变速率 $\dot{\epsilon}$ 、测量频率 ω 、测量振幅 σ_A 以及切变模量 G 等的关系为

$$Q^{-1} = \frac{d \ln f(\sigma)}{d \sigma} \frac{\bar{n}_p^2}{\bar{n}_t^2} G (\dot{\epsilon}/\omega) + \frac{\bar{n}_t G}{\pi \bar{n}_p \sigma_A} \sum_{n=-m}^m \beta_n \Gamma(n) \left(\dot{\epsilon}/\omega \right)^{1 + \frac{1}{n}} / \left(V_0' + \sum_{n=-m}^m \beta_n \epsilon^n \right).$$

此处 \bar{n}_t 、 \bar{n}_p 分别为扭切应力和拉伸应力的平均取向因子, $\Gamma(n)$ 为取正值的积分常数, m 为除 0, -1 以外的整数。可见, 形变过程内耗可能出现正比于 $(\dot{\epsilon}/\omega)^{2/3}$ 、 $(\dot{\epsilon}/\omega)^{1/2}$ 、 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 以及 $(\dot{\epsilon}/\omega)^2$ 等各种对于 ω 和 $\dot{\epsilon}$ 的响应行为。而且出现随测量振幅 σ_A 增大而减小的反常振幅效应内耗。

高纯铝在拉伸速率 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时, 形变过程内耗 Q^{-1} 的实验数据与上式中 $n = -2$ 时的结果符合得很好。此时的内耗可表示为

$$Q^{-1} = 0.245 (G/\sigma_A) \beta_{-2} (\dot{\epsilon}/\omega)^{\frac{1}{2}} / (V_0' + \beta_{-2} \epsilon^{-\frac{1}{2}}). \text{ 亦即 } Q^{-1} \text{ 正比于 } (\dot{\epsilon}/\omega)^{\frac{1}{2}}. \text{ 还观测}$$

到随着 σ_A 的增加而减小的反常振幅效应内耗。

高纯铝在恒速拉伸时, 当 $\epsilon > 0.5\%$ 后, 位错的平均速度 \bar{V}_0 与形变量 ϵ 间的关系可表示为

$$\bar{V}_0 = V_0' + \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}}, \text{ 而运动位错的密度 } \rho \text{ 可表示为 } \rho = \dot{\epsilon}/ab (V_0' + \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}}).$$

一、引 言

关于金属在范性形变过程中内耗对频率 ω 和速率 $\dot{\epsilon}$ 依赖关系的研究, 已有了近二十年

本文于1986年2月收到

的历史^[1-3]。Postnikov等^[1]以及Feltham等^[2]从位错的热激活过程出发, 导出了 $Q^{-1} \propto \dot{\epsilon}/\omega$ 的结果; 而本文作者之一及其合作者则从位错动力学关系式 $V = f(\sigma)$ (此处 V 为平均位错速度, $f(\sigma)$ 是应力 σ 的函数) 出发, 求得了 $Q^{-1} \propto \frac{d \ln f(\sigma)}{d \sigma} \dot{\epsilon}/\omega$ 的结果^[3,5,6]。迄今为止, 其他人的实验结果支持 Q^{-1} 与 $\dot{\epsilon}/\omega$ 成正比^[1-3,5,6]。但是, 新近的实验结果表明, 随着拉伸速率范围的不同, 金属在范性形变过程中的内耗 Q^{-1} 可以具有不同的频率响应行为; 同样, 在不同的频率范围, Q^{-1} 也可以具有对 $\dot{\epsilon}$ 的不同依赖关系。因此, 除了 $Q^{-1} \propto \dot{\epsilon}/\omega$ 之外, 还可能有 $Q^{-1} \propto (\dot{\epsilon}/\omega)^{\frac{1}{2}}$ 等响应行为, 应该进一步探讨产生形变过程内耗的机制。

我们的计算结果表明, 考虑了位错的平均运动速度 \bar{V} 随时间 t 或形变量 ϵ 的变化之后, 从位错动力学机制就可以计算出形变过程内耗 Q^{-1} 对于 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 的各种响应行为。此外, 还可以得到形变过程中位错的平均运动速度 \bar{V} 、运动位错密度 ρ 等对于形变量 ϵ 的依赖关系。

本文报导我们的这些新的实验和计算结果, 并给出如何从内耗的实验数据计算出平均位错速度和密度的方法。

二、实验装置、方法和试样

所用的实验装置及试样均与文献[6]同。也是在改装了的拉力试验机上拉伸试样并用中间扭摆来测量内耗。实验温度为16—19℃, 拉伸速率为 50×10^{-3} /秒, 测量频率范围为0.38—2.6Hz。

由于 $\dot{\epsilon}$ 较大时, 形变过程内耗也较大, 因此全部采用照相法来记录衰减振动曲线^[4]。相机离试样约1.5米, 计算内耗时试样表面的应变振幅范围为1.3— 0.65×10^{-5} 。测量载荷的灵敏度为0.1公斤。

所用试样是用英国Light公司出品的五个九高纯铝小锭制成。为了防止污染, 先将铝锭用手锤热锻(约200℃)成直径约为5毫米的小圆棒, 再经碱洗、清整和拔丝, 并经过一道中间退火处理, 最后制成直径为1毫米的细丝。试样计算长度为250毫米, 滚直后的最后退火规范为400℃保温半小时炉冷。经金相检测, 试样晶粒度远小于试样直径; 经5%拉伸后试样表面没有不均匀变形的迹象。

由振动衰减记录曲线按对数衰减率 $\delta = \frac{1}{n} \ln A_0/A_n$ 来计算内耗。由于内耗 Q^{-1} 较大, 故不能直接用 $Q^{-1} = \Delta W/2\pi W = \delta/\pi$ 来计算。文献中虽报导过线性滞弹性体的内耗 Q^{-1} 与 δ 间的关系^[5,6], 但由于这一关系式依赖于产生内耗的机制, 所以不能用来修正本文所测量的粘弹型内耗。

附表中给出了一种不依赖于内耗机制、直接从对数衰减率 δ 计算出试样真实内耗值的方法。这一方法中先由 δ 计算出表现内耗 $Q_p^{-1} = \delta/\pi$, 然计算出修正系数 η , 再从 $Q^{-1} = \eta Q_p^{-1} = \eta \delta/\pi$ 算出真实内耗。

三、形变过程内耗对频率及速率响应

在文献[5][6]的计算中,考虑了同时作用在位错上的两个力,即有效单向切应力 $\tau = n_p \sigma$ 和交变切应力 $\tau' = \tau_0' \sin \omega t = n_i \tau_0'' \sin \omega t$ (此处 n_p 、 n_i 分别为拉伸应力 σ 及交变扭转应力 $\tau_0'' \sin \omega t$ 的取向因子^[4]),但假定了在一个振动周期 T 中,单向切应力 τ 引起的位错平均运动速度 \bar{V}_0 与 t 无关并因而可作为常数从积分号中提出,因此在振动一周中运动位错消耗的振动能为

$$\begin{aligned} \Delta W_1 &= \rho \int_0^T b \tau' V dt \approx \rho b \int_0^T \tau' \left[\bar{V}_0 + \frac{df(\tau)}{d\tau} \tau' \right] dt \\ &= \frac{d \ln f(\tau)}{d\tau} \cdot \frac{\pi \dot{\gamma}_p}{\omega} (\tau_0')^2 \end{aligned} \quad (1)$$

此处 $\dot{\gamma}_p = \rho b \bar{V}_0$ 为范性切变速率,考虑到 $\dot{\epsilon}_p = \bar{n}_p \dot{\gamma}_p$,以及振动一周中的最大振动能 $W = (\tau_0'')^2 / 2G = (\tau_0')^2 / 2 \bar{n}_i^2 G$ 后,得到的形变过程内耗为

$$Q^{-1} = \frac{d \ln f(\sigma)}{d\sigma} \cdot \frac{\bar{n}_p^2}{\bar{n}_i^2} G \dot{\epsilon}_p / \omega \quad (2)$$

此处 G 为切变模量,这就是以往文献报导过的形变过程内耗对于 ω 的负一次方响应^[4-6].

由于拉伸过程中 \bar{V}_0 将随 σ 或 ϵ 的增大而变化,只有当一个振动周期中分解切应力的变化速度远小于振动应力的变化速度 $\tau_0' \omega$ 或 \bar{V}_0 的变化远小于位错的交变速度时, \bar{V}_0 才能取周期中的平均值并得到(2)式的结果,即内耗具有负一次方的频率响应行为。

当拉伸速率 $\dot{\epsilon}$ 或 $\dot{\sigma}$ 稍大时,必须考虑 $\bar{V}_0(t)$ 对 ΔW 的贡献,由于实验中拉伸速率 $\dot{\epsilon}$ 保持恒定,且 $\epsilon = \dot{\epsilon} t$,因此,可将 \bar{V}_0 对 ϵ 展开而得到对 t 的关系,即

$$\bar{V}_0 = V_0' + \sum_{n=-m}^m \beta_n \epsilon^{\frac{1}{n}} = V_0' + \sum_{n=-m}^m \beta_n (\dot{\epsilon} t)^{\frac{1}{n}} \quad (3)$$

此处 V_0' 与 t 无关, β_n 为系数, m 为除 0, -1 外的正整数。

$$\begin{aligned} \Delta W_2 &= \rho b \tau_0' \int_0^T \left(\sum_{n=-m}^m \beta_n \dot{\epsilon}^{\frac{1}{n}} t^{\frac{1}{n}} \right) \sin \omega t dt \\ &= \rho b \tau_0' \int_0^{2\pi} \sum_{n=-m}^m \left(\beta_n \dot{\epsilon}^{\frac{1}{n}} / \omega^{1+\frac{1}{n}} \right) x^{\frac{1}{n}} \sin x dx \\ &= \rho b \tau_0' \sum_{n=-m}^m \left(\dot{\epsilon}^{\frac{1}{n}} / \omega^{1+\frac{1}{n}} \right) \beta_n \Gamma(n) \end{aligned} \quad (4)$$

($m \neq 0, -1$)

此处 $\Gamma(n) = \int_0^{2\pi} x^{-\frac{1}{n}} \sin x dx$ 为积分常数。当 n 为正时, $\Gamma(n)$ 为负, 但 $\Gamma(n)$ 的正负取决于积分限是 $(0, 2\pi)$ 还是 $(-\pi, \pi)$, 而且 ΔW 应与 \bar{V}_0 的方向无关; 因此, 此处的 $\Gamma(n)$ 应取其绝对值。由 $Q^{-1} = \Delta W / 2\pi W$ 以及 (1) 式, 可得

$$\begin{aligned} Q_2^{-1} &= \rho b \tau_0' \sum_{n=-m}^m \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{n}} \omega^{-\left(1+\frac{1}{n}\right)} \beta_n \Gamma(n) / (2\pi \tau_0'^2 / 2\bar{n}_t^2 G) \\ &= (\rho b \bar{n}_t / \pi) (G / \tau_0'') \sum_{n=-m}^m \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{n}} \omega^{-\left(1+\frac{1}{n}\right)} \beta_n \Gamma(n) \\ &= (\rho b \bar{V}_0 \bar{n}_t / \pi) G / \tau_0'' \sum_{n=-m}^m \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{n}} \omega^{-\left(1+\frac{1}{n}\right)} \beta_n \Gamma(n) / (V_0' + \sum_{n=-m}^m \varepsilon^{\frac{1}{n}}) \\ &= (\bar{n}_t G / \bar{\rho} \pi \sigma_A) \sum_{n=-m}^m [(\dot{\varepsilon} / \omega)^{1+\frac{1}{n}} \Gamma(n) \beta_n] / (V_0' + \sum_{n=-m}^m \beta_n \varepsilon^{\frac{1}{n}}) \\ &\quad (m \neq 0, -1) \end{aligned} \quad (5)$$

此处 $\sigma_A = \tau_0''$ 是振动应力的幅值, $\bar{n}_t = 0.29^{(4)}$ 。

当 n 分别为 $-3, -2, 1$ 及 2 时, $|\Gamma(n)|$ 的近似值分别为 $0.63, 0.85, 6.3$ 及 1.89 , 因此, 对应的内耗表达式为

$$Q_2^{-1} = 0.18 (G / \sigma_A) (\dot{\varepsilon} / \omega)^{\frac{2}{3}} \beta_{-3} / (V_0' + \beta_{-3} \varepsilon^{-\frac{2}{3}}) \quad (n = -3) \quad (6a)$$

$$Q_2^{-1} = 0.245 (G / \sigma_A) (\dot{\varepsilon} / \omega)^{\frac{1}{2}} \beta_{-2} / (V_0' + \beta_{-2} \varepsilon^{-\frac{1}{2}}) \quad (n = -2) \quad (6b)$$

$$Q_2^{-1} = 1.8 (G / \sigma_A) (\dot{\varepsilon} / \omega)^2 \beta_1 / (V_0' + \beta_1 \varepsilon) \quad (n = 1) \quad (6c)$$

$$Q_2^{-1} = 0.543 (G / \sigma_A) (\dot{\varepsilon} / \omega)^{3/2} \beta_2 / (V_0' + \beta_2 \varepsilon^{1/2}) \quad (n = 2) \quad (6d)$$

可见, Q_2^{-1} 除依赖于 $(\dot{\varepsilon} / \omega)$ 外还与测量振幅 σ_A 及 ε 有关。考虑了 \bar{V}_0 随 t 的变化之后, 可以出现对测量频率和对形变速率 $\dot{\varepsilon}$ 的各种不同的响应行为。

具有何种频率和速率响应行为完全取决于 \bar{V}_0 对 t 具有何种依赖关系, 当 n 为正, 即 \bar{V}_0 随时间而增加时, 内耗对 $\dot{\varepsilon} / \omega$ 的依赖关系大于一次方, 即比 \bar{V}_0 为恒定时对 $(\dot{\varepsilon} / \omega)$ 的依赖关系要强烈; 当 n 为负, 即 \bar{V}_0 随时间而减小时, 内耗对 $\dot{\varepsilon} / \omega$ 的依赖要比一次方弱。因此, 通过范性形变过程中内耗对 $\dot{\varepsilon}$ 和 ω 依赖关系的研究, 可以得到形变过程中位错平均速度如何变化的信息。

(6)式的另一特点是内耗随测量振幅的增大而减小,亦即具有反常振幅效应。这一特点也与(2)式的结果不同。

因此,形变过程内耗的计算结果可以写为

$$Q^{-1} = Q_1^{-1} + Q_2^{-1}$$

$$= \frac{d \ln f(\sigma) \bar{n}_p^2}{d\sigma \bar{n}_t^2} G(\dot{\epsilon}/\omega) + (\bar{n}_t/\pi \bar{n}_p) (G/\sigma_A) \sum_{n=-m}^m (\dot{\epsilon}/\omega)^{1+\frac{1}{n}} \beta_n \Gamma(n) / (V_0 + \sum_{n=-m}^m \beta_n \epsilon^{\frac{1}{n}}) \quad (m \neq 0, -1) \quad (7)$$

四、实验结果

一共用了13条试样来研究测量频率对高纯铝试样在形过程中内耗的影响。为了确定测量频率效应时所应取的拉伸速率范围,使得在该范围内范性形变过程内耗与拉伸速度具有非一次方的响应,先在频率稍高时进行了改变拉伸速率的试验。图1中的黑点和实线给出了在测量频率 $f = 2.03\text{Hz}$ 时,拉伸速率对范性形变过程内耗影响的结果(该图给出的 $Q^{-1} - \dot{\epsilon}$ 曲线已用附录图1的 $Q^{-1} - Q_1^{-1}$ 关系校正)。由该曲线可见,

当 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时,形变过程内耗已明显地进入了与拉伸速率的非一次方关系区,所以选取 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒作为研究非负一次方频率响应行为的拉伸速率。

图2a给出了在 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时,测量频率分别为2.63、0.836、以及0.351 Hz 时的标称内耗 $Q_1^{-1} - \epsilon$ 曲线及 $\sigma - \epsilon$ 曲线。由图可见,随着测量频率的降低,范性形变过程标称内耗升高,但升高得比 ω^{-1} 关系慢。作为例子,图2b给出了 $f = 0.836\text{Hz}$ 时的衰减振动记录曲线。为了更明确地给出内耗的频率响应行为,图3给出了 $\epsilon = 0.01$ 及 0.04 时真实内耗值 Q^{-1} 对于测量频率负一次方 (ω^{-1}) 的关系曲线。可见 $Q^{-1} - \omega^{-1}$ 关系是一条向下弯的曲线, Q^{-1} 随 ω^{-1} 的上升的速度要比 ω^{-1} 关系所预期的慢许多。作为对比,该图下方引用了文献[6]中关于相同试样在 $\dot{\epsilon} = 2.94 \times 10^{-6}$ /秒时的 $Q^{-1} - \omega^{-1}$ 关系的实验结果,可见它具有很好的线性关系。因此拉伸速率的大小对范性形变过程内耗的频率响应行为具有重要的影响。

图4给出了 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时,高纯铝范性形变过程真实内耗 Q^{-1} 与 $\omega^{-\frac{1}{2}}$ 的关系,

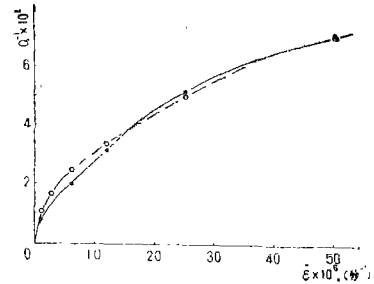


图1 测量频率为2.03Hz时,拉伸速率 $\dot{\epsilon}$ 对高纯铝范性形变过程内耗 Q^{-1} 的影响 ($\epsilon = 3\%$ 处)。——·——为实验曲线,——○——为计算结果

可见在实验误差范围内 $Q^{-1} - \omega^{-1/2}$ 关系为颇好的线性关系, 亦即此时的频率响应为负 1/2 次方的关系。

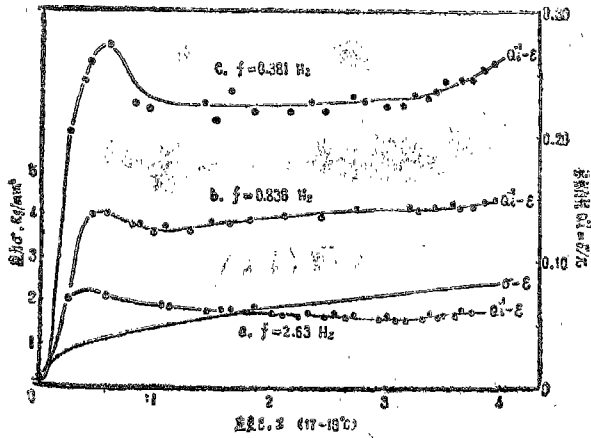


图 2 a 拉伸速率 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时, 测量频率对 $Q_i^{-1} - \epsilon$ 曲线的影响 (a) 2.63Hz, (b) 0.836Hz, (c) 0.381Hz.

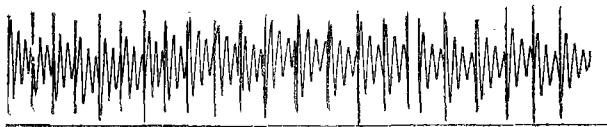


图 2 b $f = 0.381$ Hz 时的衰减振动记录照片

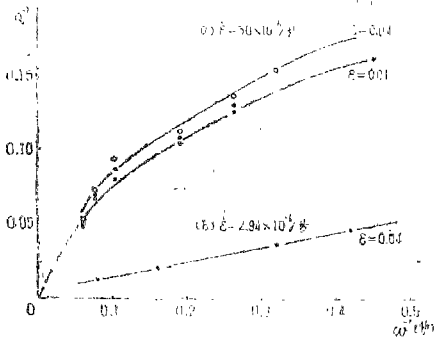


图 3 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时, ϵ 为 1% 及 4% 时的 $Q_i^{-1} - \omega^{-1/2}$ 关系曲线 (a) 及 $\dot{\epsilon} = 2.94 \times 10^{-6}$ /秒时, $\epsilon = 4\%$ 处的 $Q_i^{-1} - \omega^{-1/2}$ 线性关系 (b).

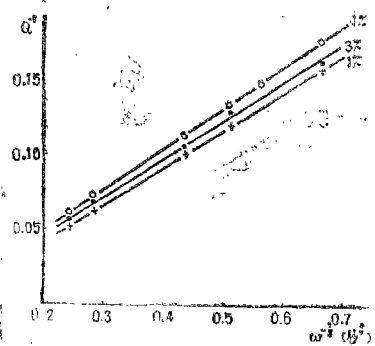


图 4 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时, ϵ 分别为 1%, 3% 及 4% 时的 $Q_i^{-1} - \omega^{-1/2}$ 线性关系

图 5 给出了图 2 中曲线 $C(f=0.381\text{Hz})$ 上第 4、9、16、18 及 22 共五点处的对数振幅—振动次数 $(\ln A_e - N)$ 曲线。由图可见, 随着 N 的增大 (亦即 A_e 减小), 曲线的负斜率、亦即对数衰减率 δ 增大, 可见振幅增大时, 内耗降低。这就是 (6) 式所预期的反常振幅效应。

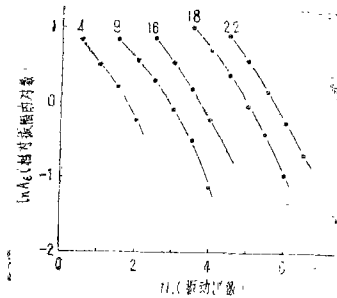


图 5 图 2a 中曲线 $c(f=0.381\text{Hz})$ 上第 14、9、16、8 及 22 共五点的对数振幅—振动次数 $(\ln A_e - N)$ 曲线

五、分析和讨论

1. 图 4 的结果表明, 高纯铝在形变过程的内耗具有负 1/2 次方的频率响应行为, 现在让我们再考查它对 δ 的响应行为。先假定这种内耗符合 (6b) 式, 即 $Q^{-1} \propto (\dot{\epsilon}/\omega)^{1/2}$ 。我们可通过图 4 的数据计算出 (6b) 式中的系数, 然后计算出 $Q^{-1} - \dot{\epsilon}^{1/2}$ 关系并给出 $Q^{-1} - \dot{\epsilon}^{1/2}$ 的计算曲线与实验曲线 (图 1) 相比较。

由图 4 中 $\epsilon=3\%$ 的 $Q^{-1} - \omega^{-1/2}$ 线性关系求得的斜率 K 为 $0.248 \text{秒}^{-1/2}$ 。所以,

$$Q^{-1} = 0.248 \omega^{-1/2} = (0.248 / \dot{\epsilon}^{1/2}) (\dot{\epsilon}/\omega)^{1/2} = 35.1 (\dot{\epsilon}/\omega)^{1/2} \tag{8}$$

此处已将所用的 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒代入。图 1 所用的 $f = 2.03\text{Hz}$, 因此, 在改变 $\dot{\epsilon}$ (变速频率) 来测量内耗时, Q^{-1} 与 $\dot{\epsilon}$ 的关系应为

$$Q^{-1} = (35.1 / \omega^{1/2}) \dot{\epsilon}^{1/2} = 9.83 \dot{\epsilon}^{1/2} \tag{9}$$

在图 1 中, 黑点和实线为实验结果, 而圆圈与虚线则为按 (9) 式从 $Q^{-1} - \omega^{-1/2}$ 关系所算出的 $Q^{-1} - \dot{\epsilon}$ 关系曲线。可见 (9) 式的计算结果与实验结果在高速率区 ($\dot{\epsilon} > 15 \times 10^{-6}$ /秒) 是符合得颇好的, 亦即高纯铝在 $\dot{\epsilon} = 50 \times 10^{-6}$ /秒时, 其范性形变过程中内耗与 (6b) 的结果相符。此时的内耗对 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 具有 1/2 次方的响应行为。由于计算结果与实验数据间在低拉伸速率范围有偏离, 因此对 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 的其他响应行为也可能仍占有一定份量。这个问题我们将在另外的论文中详细讨论 (中大学报, 待发表)。

2. 形变过程内耗具有对 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 的何种响应行为取决于 (3) 式。当 n 为正整数时, ∇_0 随 t 而增大, 但随着 n 的增大, ∇_0 随 t 增大的速度减慢; 直至 $n \rightarrow \infty$ 时: ∇_0 与 t 无关, 此时

Q^{-1} 对 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 的响应由二次方降至一次方。当 n 为除-1以外的负整数时, V_0 随 t 的增大而减小, 但随着 $|n|$ 的增大, V_0 对 t 的依赖关系越来越小, 到 $n \rightarrow -\infty$ 时, V_0 与 t 无关, Q^{-1} 对 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 的依赖关系亦将由 $1/2$ 次方增加至一次方。这些结果都与(2)式及(7)式中 Q_1^{-1} 的特征相符。

由于高纯铝的实验结果与 $n = -2$ 的(6b)式相符, 因此, 高纯铝在范性形变过程中位错的平均速度 V_0 与形变量间的关系为

$$V_0 = V_0' + \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

亦即位错的平均速度随 ϵ 的增大而减小。而恒速拉伸时的范性形变速率为^[8]

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon} \left(1 - \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \right) = \alpha \rho b V_0$$

此处 α 是数量级为1的系数, E 为杨氏模量。因此

$$\rho = \dot{\epsilon} \left(1 - \frac{1}{E} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \right) / \alpha b (V_0' + \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}}) \quad (17)$$

在变形进入流变阶段后, $\frac{1}{E} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \ll 1$ ^[8], 因此可简化为

$$\rho = \dot{\epsilon} / 2b (V_0' + \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}})$$

可见运动位错密度将随着 ϵ 的增大而增大。

3. 如图4的结果所表明的那样, Q^{-1} 随 ϵ 而增大的速度很慢。由于 $Q^{-1} \propto \beta / (V_0' + \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}})$, 这说明在 $V = V_0' + \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}}$ 的表达式中, $V_0' \gg \beta \epsilon^{-\frac{1}{2}}$, 因此, Q^{-1} 随 ϵ 而增大的现象不明显。精密的测定了图4中的数据之后, 可以计算出 V_0' 和 β 的相对数值。图5给出了反常内耗的迹象, 但内耗对振幅的依赖也没有(5)式和(6)式所表明的那样强。因此, 本文在说明形变过程内耗的机制方面虽然取得了半定量的成功, 但在一些细节方面仍有待进一步改善并且要由实验来检验。既然热激活模型目前还不能解释形变过程内耗对 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 的非一次方响应行为, 因此, 形变过程内耗的位错动力学模型要比热激活模型具有更多的实验基础。

六、结 论

1. 金属在范性形变过程中的内耗与位错动力学关系式 $V = f(\sigma)$ 、形变速率 $\dot{\epsilon}$ 、测量频率 ω 、测量振幅 σ_A 以及切变模量 G 等的关系可表为

$$Q^{-1} = \frac{d \ln(\sigma)}{d\sigma} \frac{\bar{n}_p^2}{\bar{n}_t^2} G(\dot{\epsilon}/\omega) + (\bar{n}_t G / \pi \bar{n}_p \sigma_A) \sum_{n=-m}^m \beta_n \Gamma(n) (\dot{\epsilon}/\omega)^{1 + \frac{1}{n}} / \left(\sum_{n=-m}^m V_0' + \beta_n \epsilon^{\frac{1}{n}} \right)$$

此处 $\Gamma(n)$ 为取正值的积分常数, \bar{n}_p 、 \bar{n}_t 为拉伸应力及扭切应力的平均取向因子, m 为除

0, -1 以外的整数。n 值不同时, Q^{-1} 具有对 $(\dot{\epsilon}/\omega)$ 的不同依赖关系。

2. 形变过程内耗对 $\dot{\epsilon}/\omega$ 的依赖关系取决于平均位错速度随时间的变化。因此, 通过形变过程内耗的研究可提供位错运动速度、位错密度等的信息。

3. 高纯铝在恒速拉伸过程中位错的平均运动速度 \bar{V}_0 与形变量 ϵ 间的关系为

$$\bar{V}_0 = V'_0 + \beta\epsilon^{-\frac{1}{2}}$$

该式在 $\epsilon \geq 0.5\%$ 时适用。此时运动位错密度为

$$\rho = \dot{\epsilon}/ab(V'_0 + \beta\epsilon^{-\frac{1}{2}}).$$

附录 对数衰减率 δ 与真实内耗 Q^{-1} 的关系
按定义,

$$Q^{-1} = \Delta W / 2\pi W = \frac{1}{2\pi} (A_0^2 - A_1^2) / A_0^2$$

此处 ΔW 为振动一周中耗散的振动能, W 为总振动能, A_0 、 A_1 分别为第零次和第一次振动的振幅。

令 $A_0/A_1 \equiv x (x > 1)$, 则对数衰减率为 $\delta = \ln x$, 标称内耗 $Q_i^{-1} = \delta/\pi = \frac{1}{\pi} \ln x$ 。且

$$Q^{-1} = \frac{1}{2\pi} \frac{(x+1)(x-1)}{x^2}$$

将 $\delta = \ln x$ 展开为

$$\ln x = (x-1) - \frac{1}{2}(x-1)^2 + \frac{1}{3}(x-1)^3 - \dots \quad (0 < x \leq 2)$$

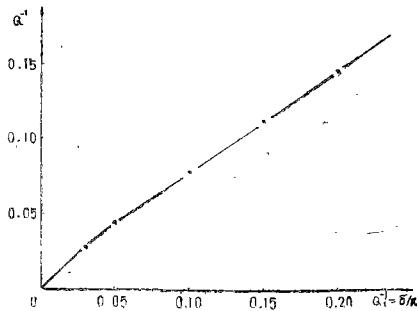
为简化计算, 取前两项即可得到

$$Q^{-1} = \frac{x+1}{x^2(3-x)} \ln x = \eta Q_i^{-1}$$

由实验测得 $Q_i^{-1} = \delta/\pi = \frac{1}{\pi} \ln x$ 后, 按 $x = \exp(\pi Q_i^{-1})$ 求出 x 值后代入上式即可求出真实内耗 Q^{-1} 与标

称内耗 Q_i^{-1} ($= \frac{\delta}{\pi}$) 间的修正因子 η 。

附录图 1 给出了从标称内耗值 Q_i^{-1} 计算真实内耗 Q^{-1} 时的校正曲线 ($Q^{-1} - Q_i^{-1}$ 曲线)。



附录图 1 真实内耗 Q^{-1} 与由对数衰减率 δ 求得的标称内耗 Q_i^{-1} 的关系曲线

参 考 文 献

- [1] V. S. Postnikov, *Fiz Tverd Tela.*, 7(1966)3652.
 [2] P. Feltham, C. R. Newham, *J. Mater. Sci.*, 4(1969), 170.
 [3] 葛庭燧, 张进修, 物理学报, 24(1975), 87.
 [4] 张进修, 区广连, 胡胤珂, 物理学报, 29 (1980), 354.
 [5] 张进修, *J. de Physique*, 42 (1984), c5-399.
 [6] 张进修, 中山大学学报(自然科学版), 1982, 3, 1-11.
 [7] S. Parke, *Brit. J. Appl. Phys.*, 17 (1966), 271.
 [8] A. S. Nowick, B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York, 1972, P. 21.

Response Behaviours of Internal Friction to Frequency and Strain Rate in the Process of Plastic Deformation for High-purity Aluminium

Zhang Jinxiu Zeng Wen guang

Abstract

If the variation in average velocity of moving dislocation with time is considered as $V_0 = V_0' + \sum_{n=-m}^m \beta_n (\dot{\epsilon} t)^{1/n}$, a modified expression of internal friction in the process of plastic deformation can be obtained as

$$Q^{-1} = (d \ln f(\sigma) / d\sigma) \bar{n}_p^2 / \bar{n}_t^2 G(\dot{\epsilon} / \omega) \\ + ((\bar{n}_t G / \pi \bar{n}_p \sigma_A) \sum_{n=-m}^m \beta_n \Gamma(n) (\dot{\epsilon} / \omega)^{1+1/n}) / (V_0' + \sum_{n=-m}^m \beta_n \dot{\epsilon}^{1/n}) \\ \dots \dots (n \neq -1, 0),$$

Where $V = f(\sigma)$ is the expression of dislocation dynamic relation, \bar{n}_p and \bar{n}_t are the orientation factors for tensile and torsional stress respectively, $\dot{\epsilon}$ and ω are the deformation rate and frequency of measurements. It is clear that various response behaviours in Q^{-1} to $\dot{\epsilon} / \omega$ (such as $(\dot{\epsilon} / \omega)^{2/3}$, $(\dot{\epsilon} / \omega)^{1/2}$, $(\dot{\epsilon} / \omega)^1$ and $(\dot{\epsilon} / \omega)^2$) can appear. The experimental data of Q^{-1} of high-purity aluminium in the plastic deformation process coincided with above expression with $n = -2$, if $\dot{\epsilon} \gtrsim 5.10^{-3} / \text{sec}$. The Q^{-1} of high-purity aluminium in the plastic deformation process can be described as

$$Q^{-1} = C(G / \sigma_A) (\dot{\epsilon} / \omega)^{1/2} (V_0' + C_1 \dot{\epsilon}^{1/2}),$$

where C and C_1 are constants.