

扩展位错低频内耗的模型

孔庆平 李 勇

(中国科学院固体物理研究所)

1987年9月1日收到

本文提出面心立方合金中扩展位错引起低频内耗峰的一个模型, 用来解释高浓度 Cu-Al 和 Cu-Zn 合金经过冷加工后在 210K 附近出现的弛豫型内耗峰(测量频率约为 1Hz)^[1].

文中指出, 扩展位错在外力作用下的运动, 可以分解为相对运动(两个部分位错之间的相对位移)和整体运动(扩展位错中心的位移). 除了考虑两个部分位错之间交互作用引起的回复力和位错线张力引起的回复力以外, 本文引入了邻近位错之间长程交互作用引起的回复力, 并且论证了这种回复力只影响扩展位错的整体运动, 但不影响其相对运动.

扩展位错的相对运动和整体运动, 分别导致相对运动内耗峰和整体运动内耗峰. 二者峰温相近. 实验上观察到的内耗峰是这两个内耗峰的叠加. 本文模型的推论与实验结果相符.

一、引 言

面心立方点阵的高浓度 Cu-Al(2—15 at % Al)^[1,2] 和 Cu-Zn(2.5—30 at % Zn)^[3] 合金, 经过高度冷加工后, 在 210K 附近出现一个弛豫型低频内耗峰(测量频率约为 1Hz). 前一工作指出^[1], 在冷加工度相同时, 这个内耗峰的高度随层错能的降低而增高, 但峰温对层错能不敏感. 内耗峰的宽度大于单一弛豫时间的情况, 表明它是若干个弛豫过程的叠加. 内耗峰在 330K 以上温度退火逐渐降低, 在 480K 退火 30min 后接近消失. 由于所研究合金的层错能较低, 此内耗峰可能与扩展位错的运动有关.

本文在前文^[1]实验结果的基础上, 提出面心立方合金中扩展位错引起低频内耗峰的一个模型, 用来解释高浓度 Cu-Al 和 Cu-Zn 合金经过高度冷加工后在 210K 附近出现的内耗峰.

二、扩展位错运动的模型

考虑面心立方点阵中的一个扩展位错, 全位错的柏格斯矢量是 $\mathbf{b}$, 两个部分位错的柏格斯矢量分别是 $\mathbf{b}_1$ 和 $\mathbf{b}_2$, 二者之间夹着一片宽度为 D 的层错, 如图 1. 图中 ϕ 是 $\mathbf{b}$ 与位错线的交角, ϕ_1 和 ϕ_2 分别是 $\mathbf{b}_1$ 和 $\mathbf{b}_2$ 与位错线的交角. 在面心立方点阵中, $\phi_1 = \phi + 30^\circ$, $\phi_2 = \phi - 30^\circ$. 图中 θ 是外加应力 σ 与 $\mathbf{b}$ 的交角.

设 d_1 和 d_2 分别是部分位错 $\mathbf{b}_1$ 和 $\mathbf{b}_2$ 在外应力 σ 作用下所发生的平均位移, 则两个部分位错 $\mathbf{b}_1$ 和 $\mathbf{b}_2$ 的运动方程分别是

$$K_1(d_1 - d_2) + K_2 d_1 + F_1 + B \dot{d}_1 = \sigma \cdot \mathbf{b}_1, \quad (1)$$

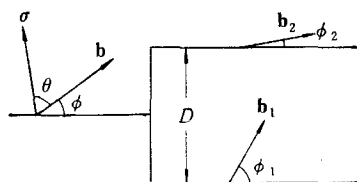


图1 面心立方点阵中的扩展位错

$$K_1(d_2 - d_1) + K_2 d_2 + F_2 + B \dot{d}_2 = \sigma \cdot b_2 \quad (2)$$

(1), (2) 两式中等号左边的第1项是两个部分位错相对位移引起的回复力, K_1 是回复系数. 第2项是位错线张力引起的回复力, K_2 是回复系数. 第3项 F_1 和 F_2 是邻近位错应力场的长程交互作用引起的回复力, 这种回复力对内耗的影响文献上尚未见报道. 本文下一节将对此作详细的分析. 第4项是阻尼力, B 是阻尼系数. 假定阻尼系数 B 足够大, 因而位错的惯性效应可以忽略.

(1), (2) 两式相减和相加分别得出

$$(2K_1 + K_2)x_1 + (F_1 - F_2) + B \dot{x}_1 = \sigma b_1 \sin \theta, \quad (3)$$

$$2K_2 x_2 + (F_1 + F_2) + 2B \dot{x}_2 = \sigma b \cos \theta, \quad (4)$$

式中

$$x_1 = d_1 - d_2 \quad (5)$$

表示扩展位错的相对运动, 即两个部分位错间的相对位移;

$$x_2 = \frac{1}{2} (d_1 + d_2) \quad (6)$$

表示扩展位错的整体运动, 即扩展位错中心的位移. 并且, 在面心立方点阵中

$$b_1 = b_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} b. \quad (7)$$

三、三种回复系数的表达式

1. 与两个部分位错相对位移有关的回复系数 K_1

在不受外力的晶体中, 两个部分位错之间的平衡距离为^[1,3]

$$D = \frac{Gb^2}{24\pi\gamma} \left[\frac{2 - \nu - 2\nu \cos 2\phi}{1 - \nu} \right] = \frac{a}{\gamma}, \quad (8)$$

式中

$$a = \frac{Gb^2}{24\pi} \left[\frac{2 - \nu - 2\nu \cos 2\phi}{1 - \nu} \right], \quad (9)$$

γ 是层错能, G 是切变模量, ν 是泊松比.

在无外力时, $\gamma = a/D$. 在外力作用下, 间距 D 改变为 $(D + x_1)$ 时, 回复力是

$$R = \gamma - \frac{a}{D + x_1} = \gamma - \frac{a}{D} \left(1 - \frac{x_1}{D} \right)$$

$$= \frac{a}{D^2} x_1 = \frac{\gamma^2}{a} x_1. \quad (10)$$

在(10)式中,已考虑到 $x_1 \ll D$.

因此,与两个部分位错相对位移有关的回复系数是^[1,4,5]

$$K_1 = \frac{\gamma^2}{a} = \frac{24\pi\gamma^2}{Gb'} \left(\frac{1-\nu}{2-\nu-2\nu\cos 2\phi} \right). \quad (11)$$

2. 与位错线张力有关的回复系数 K_2

与位错线张力有关的回复系数是^[1,6]

$$K_2 = \frac{6Gb_l^2}{l} = \frac{2Gb^2}{l}, \quad (12)$$

式中 l 是弦振动时位错段的平均长度.

3. 与邻近位错长程交互作用有关的回复系数 K_3

在以往有关位错内耗的工作中,尚未见到有人考虑过相邻位错之间长程交互作用引起的回复力.但是在高度冷加工后的金属或合金中,位错密度很高,邻近位错之间存在着较强的交互作用.这种交互作用也将对位错的运动提供回复力.下面的分析表明:这种回复力只影响扩展位错的整体运动,但不影响其相对运动,因而回复系数 K_3 只与整体运动有关.

位错观察指出^[7],在高度冷加工后的铜合金中,出现大量位错偶极子.偶极子之间的交互作用将对位错的运动提供回复力.此外,在同一滑移面上的位错群之间的交互作用,也将提供回复力.

图2表示两个异号刃型位错 A, B 构成的偶极子,间距为 r ,它们处在邻近的两个平行滑移面上.在稳定平衡状态时, AB 连线与滑移面的交角 $\alpha = 45^\circ$. 位错 A, B 之间沿水平方向的作用力为

$$F_x = \frac{Gb_A \cdot b_B}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x' - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad (13)$$

式中 x, y 分别是 r 在水平和垂直方向的投影. 在无外力作用时, $x = y$, 故

$$F_x = 0. \quad (14)$$

在外力作用下,位错 B 相对于位错 A 在 x 方向移动了距离 $BB' = x_2$. 此时(13)式中的 x 应该用 $(x + x_2)$ 代入,于是

$$F_x = \frac{Gb_A \cdot b_B}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{(x + x_2)[(x + x_2)^2 - y^2]}{[(x + x_2)^2 + y^2]^2}, \quad (15)$$

考虑到 $x_2 \ll x$, (x_2/x) 的平方项可以忽略,故有

$$F_x = \frac{Gb_A \cdot b_B}{2\pi(1-\nu)r^2} \cdot x_2. \quad (16)$$

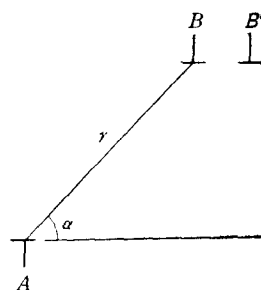


图2 位错偶极子 A, B 之间的交互作用

这就是位错 B 偏离平衡位置 x_2 时, 由于偶极子之间长程交互作用引起的回复力。

位错 B 移动到 B' 时, 它的两个部分位错 B_1 和 B_2 的位移分别为 d_1 和 d_2 。由于 B_1 和 B_2 的刃型分量与 A 有交互作用, 而螺型分量无交互作用, 故 B_1 和 B_2 受到位错 A 的作用力分别是

$$f_1 = \frac{Gbb_1 \cos(180^\circ + 30^\circ)}{2\pi(1-\nu)r_1^2} \cdot d_1 = -\frac{Gbb_1 \cos 30^\circ}{2\pi(1-\nu)r_1^2} d_1, \quad (17)$$

$$f_2 = \frac{Gbb_2 \cos(180^\circ - 30^\circ)}{2\pi(1-\nu)r_2^2} \cdot d_2 = -\frac{Gbb_2 \cos 30^\circ}{2\pi(1-\nu)r_2^2} d_2, \quad (18)$$

式中 r_1 和 r_2 分别是由位错 A 到 B_1 , B_2 初始位置的距离。由于 d_1 , d_2 和 $x_2 \left[= \frac{1}{2}(d_1 + d_2) \right]$ 均远比 r 为小, 故

$$\frac{d_1}{r_1^2} \doteq \frac{d_2}{r_2^2} \doteq \frac{x_2}{r^2},$$

因而

$$f_1 = f_2 = -\frac{Gbb_1 \cos 30^\circ}{2\pi(1-\nu)r^2} \cdot x_2. \quad (19)$$

即位错 A 对位错 B 的两个部分位错的作用力是相等的。

如果图 2 中的偶极子是一对螺型位错, 则所得结果与 (16), (17) 和 (18) 式相同, 不过式中的因子 $(1-\nu)$ 应改为 1。

下面再来考虑同一滑移面上位错群之间的长程交互作用。电子显微镜观察指出^[7], 在高度冷加工后的金属或合金中, 位错偶极子中的一对位错一般处在邻近的两个平行滑移面上, 而它们又分别被包含在各自滑移面上的位错群中。在同一滑移面上位错群中的各个位错, 在外力作用下的滑移阻力不同, 因而滑移距离不同。这样, 每一个运动位错就发生了相对于其它位错的运动。

为了计算的方便, 我们取同一滑移面上两个最近邻位错的间距为其平均值 s 。现在考虑其中一个位错的运动。运动以前, 位错处于图 3 中的 0 位置。其右侧的位错对它的作用力之和为 F_s , 其左侧的作用力之和为 F'_s 。当它处于平衡状态时,

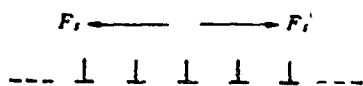


图 3 同一滑移面上位错之间的交互作用

$$F_s = F'_s = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \left(\frac{1}{s} + \frac{1}{2s} + \frac{1}{3s} + \cdots \right). \quad (20)$$

在外力作用下, 位错 0 沿 x 方向移动了距离 x_2 。这时

$$F_s = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \left(\frac{1}{s-x_2} + \frac{1}{2s-x_2} + \frac{1}{3s-x_2} + \cdots \right)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \left[\frac{1}{s} \left(1 + \frac{x_2}{s} \right) + \frac{1}{2s} \left(1 + \frac{x_2}{2s} \right) + \frac{1}{3s} \left(1 + \frac{x_2}{3s} \right) + \cdots \right] \\ &= \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \left[\frac{1}{s} + \frac{1}{2s} + \frac{1}{3s} + \cdots + \frac{x_2}{s^2} + \frac{x_2}{(2s)^2} + \frac{x_2}{(3s)^2} + \cdots \right], \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F'_i &= \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \left(\frac{1}{s+x_i} + \frac{1}{2s+x_i} + \frac{1}{3s+x_i} + \cdots \right) \\ &= \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \left[\frac{1}{s} \left(1 - \frac{x_i^2}{s^2} \right) + \frac{1}{2s} \left(1 - \frac{x_i^2}{(2s)^2} \right) + \frac{1}{3s} \left(1 - \frac{x_i^2}{(3s)^2} \right) + \cdots \right] \\ &= \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \left[\frac{1}{s} + \frac{1}{2s} + \frac{1}{3s} + \cdots - \frac{x_i^2}{s^2} - \frac{x_i^2}{(2s)^2} - \frac{x_i^2}{(3s)^2} - \cdots \right]. \quad (22) \end{aligned}$$

因而位错 0 所受的合力为

$$\begin{aligned} F'_x &= F_x - F'_i \\ &= -\frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{2x_2}{s^2} \left(1 + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{3^2} + \cdots \right). \quad (23) \end{aligned}$$

当位错群中的位错数很多时,

$$1 + \frac{1}{2^2} + \frac{1}{3^2} + \cdots = \frac{\pi^2}{6}.$$

因而

$$F'_x = -\frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\pi^2}{3s^2} \cdot x_2. \quad (24)$$

位错 0 的两个部分位错所受的力分别是

$$\begin{aligned} f_1 &= -\frac{Gbb_1 \cos(0^\circ + 30^\circ)}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\pi^2}{3s^2} \cdot x_2 \\ &= -\frac{Gbb_1 \cos 30^\circ}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\pi^2}{3s^2} \cdot x_2, \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_2 &= -\frac{Gbb_2 \cos(0^\circ - 30^\circ)}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\pi^2}{3s^2} \cdot x_2 \\ &= -\frac{Gbb_2 \cos 30^\circ}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{\pi^2}{3s^2} \cdot x_2. \quad (26) \end{aligned}$$

由 (25), (26) 式可知

$$f_1 = f_2. \quad (27)$$

因此, 偶极子和位错群对两个部分位错的运动提供的总回复力分别是

$$F_1 = f_1 + f_1, \quad (28)$$

$$F_2 = f_2 + f_2. \quad (29)$$

由于 $f_1 = f_2$, $f_1 = f_2$, 故 (3) 式中的

$$F_1 - F_2 = 0. \quad (30)$$

而 (4) 式中的

$$F_1 + F_2 = -\frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\pi^2}{3s^2} \right) \cdot x_2 = -K_3 x_2, \quad (31)$$

式中

$$K_3 = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\pi^2}{3s^2} \right). \quad (32)$$

这就是与邻近位错之间长程交互作用有关的回复系数 K_3 。

将 (30), (31) 式分别代入 (3), (4) 式, 得

$$(2K_1 + K_2)x_1 + B\dot{x}_1 = \sigma b_1 \sin \theta, \quad (33)$$

$$(2K_1 + K_2)x_2 + 2B\dot{x}_2 = \sigma b \cos \theta. \quad (34)$$

(33), (34) 两式分别表示扩展位错的相对运动和整体运动。这两个式子中与 K_1, K_2, K_3 有关的项均表示回复力, 其方向相同, 故均取正号。

由 (33), (34) 式可见, 位错间的长程交互作用不影响扩展位错的相对运动, 但影响其整体运动。在长程交互作用可以忽略的情况下, 对于扩展位错的相对运动, (34) 式中的 K_3 可以忽略。

四、阻 尼 系 数

假定部分位错线上的溶质原子-空位对 ($v-s$ 对) 作为可动钉扎点, 对位错的运动起阻尼作用。根据文献 [6], 阻尼系数

$$B = \frac{n\hbar T}{b^2\nu} \cdot \exp(H/\hbar T), \quad (35)$$

式中 n 是单位长度位错线上可动钉扎点的数目, $\hbar$ 是玻耳兹曼常数, T 是温度, ν 是试探频率, H 是迁移激活能。

在高浓度铜合金中, 溶质原子的浓度较高 (10^{-1} 数量级)。因此, 位错线上 $v-s$ 对的浓度主要取决于空位浓度。由冷加工产生的空位浓度 c 为^[8]

$$c \doteq 10^{-4}\varepsilon, \quad (36)$$

式中 ε 是形变量。

单位长度位错线上的原子数为 $1/b$, 故可动钉扎点数目为

$$n = c \cdot \frac{1}{b}. \quad (37)$$

将 (37) 式代入 (35) 式得

$$B = \frac{c\hbar T}{b^3\nu} \cdot e^{H/\hbar T}. \quad (38)$$

(38) 式就是阻尼系数的表达式。

五、扩展位错运动方程的解

现在, 扩展位错相对运动和整体运动方程 (33), (34) 中的系数均已确定。在周期应力下,

$$\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}, \quad (39)$$

式中 ω 是角频率, t 是时间, σ_0 是应力幅。

将 (39) 式代入 (33), (34) 式, 解方程, 得出内耗

$$Q^{-1} = \Delta \cdot \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (40)$$

式中 Δ 是弛豫强度, τ 是弛豫时间.

对于扩展位错的相对运动,

$$\Delta_1 = \frac{\Lambda G b b_1 \xi_1}{2K_1 + K_2}, \quad (41)$$

$$\tau_1 = \frac{B}{2K_1 + K_2}, \quad (42)$$

式中 ξ_1 是取向因子, Λ 是总的位错密度.

对于扩展位错的整体运动,

$$\Delta_2 = \frac{\Lambda G b^2 \xi_2}{2K_1 + K_3}, \quad (43)$$

$$\tau_2 = \frac{2B}{2K_2 + K_3}, \quad (44)$$

式中 ξ_2 是取向因子. 在 K_3 可以忽略, 即位错之间长程交互作用可以忽略的情况下, (43), (44) 式分别简化为

$$\Delta'_2 = \frac{\Lambda G b^2 \xi_2}{2K_2}, \quad (45)$$

$$\tau'_2 = \frac{B}{K_2}. \quad (46)$$

六、与实验结果的比较

以上的分析表明, 扩展位错的相对运动和整体运动分别引起两个内耗峰——相对运动峰和整体运动峰. 下面, 我们对这两个峰的弛豫强度和弛豫时间进行估算.

(11), (12) 和 (32) 式分别给出了回复系数 K_1 , K_2 和 K_3 的表达式. 取 $G = 4.85 \times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$, $b = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}$, $\nu = 1/3$ ^[9]. 取位错段平均长度 $l = 5 \times 10^{-5} \text{ cm}$ ^[10]. 根据电子显微镜观察, 在高度冷加工的 Cu 合金中, 构成偶极子的两位错平均间距 $r \approx 3 \times 10^{-6} \text{ cm}$ ^[7], 同一滑移面位错群中的位错平均间距 $s \approx 4 \times 10^{-6} \text{ cm}$ ^[11]. 这样, 便可对 K_1 , K_2 和 K_3 的数值进行估算.

K_1 表达式 (11) 式等式右端括号中的数值在 2/3 和 2/7 之间, 取其平均值为 1/2. 将上述数值代入 (11) 式得出

$$K_1 = \frac{24\pi\gamma^2}{2Gb^2} = 8.64 \times 10^4 \cdot \gamma^2 \text{ dyn/cm}^2, \quad (47)$$

式中层错能 γ 的单位为 erg/cm^2 . 在层错能较低的情况下 (如 Cu-15 at % Al, $\gamma = 4.8 \text{ erg/cm}^2$ ^[12]), $K_1 = 1.99 \times 10^6 \text{ dyn/cm}^2$. 对于层错能较高的情况 (如 Cu-5 at % Al, $\gamma = 37 \text{ erg/cm}^2$), $K_1 = 1.18 \times 10^8 \text{ dyn/cm}^2$.

K_2 和 K_3 与层错能 γ 无关, 它们分别是

$$K_2 = \frac{2Gb^2}{l^2} = 3.49 \times 10^5 \text{ dyn/cm}^2, \quad (48)$$

$$K_3 = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \left(\frac{1}{r^2} + \frac{\pi^2}{3s^2} \right) = 3.30 \times 10^7 \text{ dyn/cm}^2. \quad (49)$$

由此可见,在层错能较低的情况下, $K_1 < K_3$, 而在层错能较高的情况下, $K_1 > K_3$. K_2 的数值比 K_1 和 K_3 都较低. 由这些回复系数的数值, 便可按 (41) 和 (43) 式对弛豫强度 Δ_1 和 Δ_2 进行估算.

在高度冷加工的金属或合金中, 位错密度为 $10^8 - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [17,10]. 这里, 我们取对内耗有贡献的可动位错密度 $\Lambda = 10^9 \text{ cm}^{-2}$. (41) 和 (43) 式中取向因子 ξ_1 和 ξ_2 的平均值是 $\xi_1 = \xi_2 = \frac{1}{3.1}$ [13]. 于是, 我们得出相对运动峰的弛豫强度, 在低层错能的情况下, $\Delta_1 = 10^{-2} - 10^{-3}$; 在层错能较高的情况下, $\Delta_1 = 10^{-4}$. 而整体运动峰的弛豫强度 $\Delta_2 = 10^{-3} - 10^{-4}$.

可见,在低层错能情况下,相对运动峰高于整体运动峰. 层错能愈低, 相对运动峰就愈显著. 而在层错能较高的情况下, 整体运动峰高于相对运动峰, 但这时二者都不太显著.

下面, 我们对弛豫时间进行估算. 取 $c = 10^{-4} \varepsilon = 10^{-5}$ [8], $\nu = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ [9], $H = 0.65 \text{ eV}$ [14]. 将这些数值代入 (42) 和 (38) 式得出相对运动峰的弛豫时间是

$$\tau_1 = \frac{B}{2K_1 + K_2} = \frac{2.96 \times 10^{-17}}{\gamma^2 + 2.02} \cdot T \cdot e^{H/kT}. \quad (50)$$

出现内耗峰的条件是[10]

$$\omega\tau = 2\pi f\tau = 1. \quad (51)$$

当测量内耗的频率 $f = 1 \text{ Hz}$ 时, 由 (50) 和 (51) 式算出相对内耗峰的峰温, 在低层错能情况下 (如 $\text{Cu-15 at \% Al}$, $\gamma = 4.8 \text{ erg/cm}^2$), $T_1 = 222 \text{ K}$; 在层错能较高时 (如 $\text{Cu-5 at \% Al}$, $\gamma = 37 \text{ erg/cm}^2$), $T_1 = 198 \text{ K}$.

整体运动峰的弛豫时间 τ_2 与层错能无关, 由 (44) 和 (38) 式得出

$$\tau_2 = \frac{2B}{2K_2 + K_3} = 3.03 \times 10^{-19} \cdot T \cdot e^{H/kT}. \quad (52)$$

由 (51) 和 (52) 式算出整体运动峰的峰温 $T_2 = 213 \text{ K}$.

由此可见, 当测量内耗的频率为 1 Hz 时, 相对运动峰和整体运动峰的峰温都在 210 K 附近. 因此可以认为, 实验上观察到的 210 K 内耗峰是这两个峰的叠加. 在层错能较低的情况下, 相对运动峰起主要贡献, 它的峰高随层错能的降低而增高. 这与实验结果相符. 在层错能较高的情况下, 整体运动峰的贡献是主要的, 它的峰高和峰温都不随层错能而变化. 因而, 叠加后内耗峰的峰温对层错能不敏感. 这也与实验结果一致.

在冷加工又部分退火的情况下, 总的位错密度降低, 位错之间长程交互作用减弱. 这时, 可以把位错分为两类. 第一类是受长程交互作用较强的位错, 其位错密度为 Λ_r . 第二类是其运动受长程交互作用的影响可以忽略的位错, 其位错密度为 Λ_w . 而

$$\Lambda = \Lambda_r + \Lambda_w. \quad (53)$$

第一类位错的整体运动峰, 与 K_3 有关, 用 (43) 和 (44) 式描述, 不过 (43) 式中的 Λ

应该用 Λ_i 代替。第二类位错的整体运动峰, 与 K_2 无关, 用 (45) 和 (46) 式描述, 这时 (45) 式中的 Λ 应该用 Λ_w 代替。后者的弛豫时间为

$$\tau_i = \frac{B}{K} = 1.46 \times 10^{-17} \cdot T \cdot e^{H/kT}. \quad (54)$$

当测量内耗的频率为 1Hz 时, 其峰温为 $T_i = 240\text{K}$ 。这意味着, 这时的整体运动峰分裂为两个次峰, 峰温分别为 213K 和 240K。由于 Λ_w 较小, 因而相应的弛豫强度 Δ_i' 较小[参见 (45) 式]。

在冷加工又部分退火的 Cu-15 at % Al 合金中, 在 210K 峰的高温侧, 还观察到在 235—240K 附近出现一个小内耗峰^[1]。这也与本文预言的 T_i 峰温一致。

- [1] Q. P. Kong (孔庆平), K. Lücke, G. Sokolowski, *J. de Physique*, **42**(1981) C5—271
- [2] M. Iseki, M. Koiwa, M. Hirabayashi, Proceedings of Sixth International Conference on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids, Ed. R. R. Hasiguti, University of Tokyo Press, (1977), p. 659.
- [3] J. P. Hirth, J. Lothe, Theory of Dislocations, 2nd Ed. A Wiley-Interscience Publication, (1982).
- [4] H. Kronmüller, *Phys. Stat. Sol.*, **B52**(1972), 231.
- [5] A. V. Granato, R. B. Schwarz, G. A. Kneezel, *J. de Physique*, **42**(1981), C5—1055.
- [6] D. Lenz, K. Lücke, Proceedings of Fifth International Conference on Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids, Aachen, (1973), vol. 2, p. 48.
- [7] R. W. B. Honeycombe, The Plastic Deformation of Metals, 2nd Ed., Edward Arnold Ltd., (1984), p. 63.
- [8] J. D. Eshelby, paper in "The Physics of Metals", Ed. P. B. Hirth, (1975), vol. 2, p. 7.
- [9] J. Friedel, 位错, 科学出版社, (1984), 426 页.
- [10] A. S. Nowick, B. S. Berry, Anelastic Relaxation in Crystalline Solids, Academic Press, (1972), p. 360.
- [11] S. Amelinckx, The Direct Observation of Dislocations, Academic Press, (1964), p. 369.
- [12] P. C. J. Gallagher, *Metall. Trans.*, **1**(1970), 2429.
- [13] 张进修、区广连、胡胤珣, 物理学报, **29**(1980), 354.
- [14] C. Kinoshita, M. Kutsuwada, T. Kamino, paper in "Point Defects and Defect Interactions in Metals", Ed. Jin-Ichi Takamura, University of Tokyo Press, (1982), p. 653.

A MODEL FOR LOW FREQUENCY INTERNAL FRICTION DUE TO EXTENDED DISLOCATIONS

KONG QING-PING LI YONG

(Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hebei)

ABSTRACT

We propose a model for internal friction at low frequency in fcc alloys due to extended dislocations is proposed, in order to explain the internal friction peak around 210 K in heavily cold-worked concentrate Cu-Al and Cu-Zn alloys with measuring frequency of about 1 Hz^[1].

The motion of extended dislocations under the action of applied stress is divided into the relative motion (the relative displacement between two partial dislocations) and the overall motion (the displacement of the centre of extended dislocations). In addition to the restoring force due to the interaction between two partials and the restoring force due to the line tension of dislocations, the restoring force due to long range interaction among neighbouring dislocations is introduced. It is demonstrated that the last restoring force only influences the overall motion of extended dislocations, but does not influence their relative motion.

The relative motion and the overall motion of extended dislocations each give rise to its internal friction peak respectively. The two peak temperatures are close to each other. The observed internal friction peak is a superposition of these two peaks. The predictions of the model in the present paper are in agreement with the experimental results.