

扩展位错攀移的高温蠕变机制*

李 勇 孔庆平

(中国科学院固体物理研究所)

1988年2月1日收到

本文研究了扩展位错攀移的高温蠕变机制。在文献[1]提出的扩展割阶束集模型的基础上,求出了在外加应力作用下割阶束集所需的时间和扩展位错的攀移速率,从而推导出稳态蠕变速率的表达式。根据此表达式,稳态蠕变速率与层错能的三次方成正比。这与一般实验结果相符。文中还指出了在某些情况下偏离三次方关系的可能原因。

一、引 言

众所周知,层错能对材料的力学性能有重要影响。关于层错能与稳态蠕变速率的关系,已有人进行了大量的实验工作^[2-7]。

Mohamed 和 Landon^[2] 在分析了30多种纯金属和固溶体合金的蠕变数据之后,总结出稳态蠕变速率 $\dot{\epsilon}$ 与层错能 γ 的关系为

$$\dot{\epsilon} \propto (\gamma/Gb)^m \sigma_a^p, \quad (1)$$

其中 $m=3$, G 是切变模量, b 是 Burgers 矢量的大小, σ_a 是外加应力, p 是应力指数。在文献[3—6]中,曾报道过 m 的值为1, 2.6 或 3.5 不等。

最近,陈国良等人^[7]研究了不同 Co 含量对一种高温合金蠕变的影响,他们的结果是

$$\dot{\epsilon} \propto \gamma^m (\sigma_a - \sigma_i)^p, \quad (2)$$

其中 m 近似等于2, σ_i 是摩擦应力, $(\sigma_a - \sigma_i) = \sigma_e$ 是有效应力。

由此可见,从实验上得出的稳态蠕变速率与层错能的关系,大多数符合三次方关系。但在有些情况下,偏离这一关系。这表明不能简单地用 $\dot{\epsilon}$ 正比于 $(\gamma/Gb)^3$ 的关系式来概括所有的情况。

在理论研究方面,Argon 和 Moffatt^[8] 提出了扩展位错攀移的原子模型,认为在扩展割阶上存在“部分”空位 (partial vacancy)。“部分”空位通过沿扩展割阶的随机运动,聚合成全空位 (perfect vacancy)。由全空位的扩散来实现扩展位错的攀移。聚合所需要的时间与层错宽度有关,从而推导出攀移速率正比于 $(\gamma/Gb)^2$ 。Argon 和 Takeuchi^[9], Gottstein 和 Argon^[10] 还考虑了位错宽度对可动位错密度的影响,指出材料中的可动位错密度 N 正比于 (γ/Gb) 。这样便得到 $\dot{\epsilon} \propto (\gamma/Gb)^3$ 。在他们的模型中,没有考虑扩展割阶的束集。

* 中国科学院科学基金资助的课题。

最近,徐文和孔庆平^[1]研究了扩展割阶的束集对稳态蠕变速率的影响,分析了扩展割阶的束集导致攀移速率和攀移位错数的衰减,得出稳态蠕变速率 $\dot{\epsilon} \propto (\gamma/Gb)^2 e^{-(CGb/\gamma)}$, 式中 C 是常数. 本文没有细致地分析外加应力的作用.

本文在文献[1]的基础上,分析了扩展割阶的受力状况,建立了扩展割阶束集的运动方程,由此得到稳态蠕变速率与层错能的关系式.

二、稳态蠕变速率的推导

1. 扩展割阶束集模型

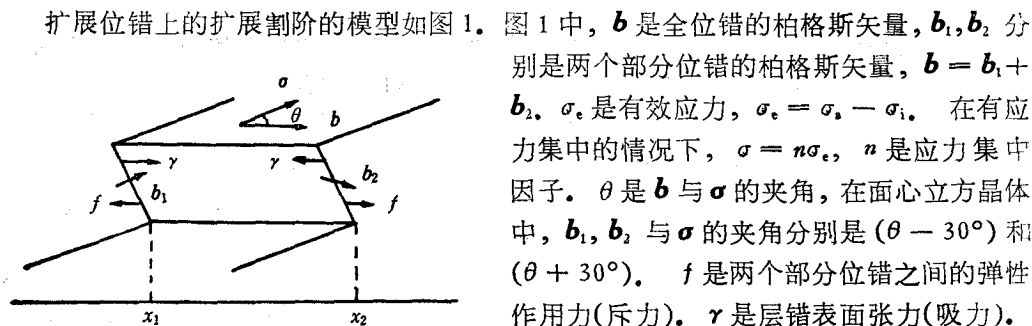


图1 扩展位错上的一个扩展割阶

根据图1中的受力情况,扩展割阶上两个部分位错段 b_1, b_2 的运动方程如下:

$$B\dot{x}_1 = \sigma \cdot b_1 + \gamma - f, \quad (3)$$

$$B\dot{x}_2 = \sigma \cdot b_2 - \gamma + f, \quad (4)$$

其中 x_1, x_2 分别表示两个部分位错段的位置.

(3), (4) 两式中未考虑位错线张力的效应. 因为在束集过程中, 两个部分位错段之间斥力的增加比线张力的增加要大得多. 因而在这里线张力的效应可以忽略.

$B\dot{x}_1, B\dot{x}_2$ 是两个部分位错段运动时受到的阻尼力, B 是阻尼系数. 这里我们假定阻尼力与运动速度成正比.

(3) 式减 (4) 式, 得

$$B(\dot{x}_1 - \dot{x}_2) = \sigma \cdot b_1 - \sigma \cdot b_2 + 2(\gamma - f). \quad (5)$$

令

$$x = x_1 - x_2, \quad (6)$$

x 表示扩展割阶上两个部分位错段的间距.

本文所讨论的是 (5) 式中 $\sigma \cdot b_1 > \sigma \cdot b_2$ 的情况. 只有这样, b_1 的运动速率才大于 b_2 的运动速率, 扩展割阶才能够发生束集.

在面心立方晶体中, 两个部分位错之间的弹性作用力为^[2]

$$f = a/x, \quad (7)$$

$$a = \frac{Gb^2}{24\pi} \cdot \frac{2-\nu}{1-\nu}, \quad (8)$$

其中 ν 是泊松比.

将(6),(7)和(8)式代入(5)式得到

$$B\dot{x} = 2\left(\gamma - \frac{a}{x}\right) + \lambda, \quad (9)$$

其中

$$\lambda = \sigma b_1 \sin \theta. \quad (10)$$

2. 扩展割阶束集所需要的时间

方程(9)的解是

$$t = C - \frac{B}{\lambda + 2\gamma} x - \frac{2aB}{(\lambda + 2\gamma)^2} \ln[(\lambda + 2\gamma)x - 2a], \quad (11)$$

其中 t 是时间, 积分常数 C 可以由初始条件 $t = 0$ 时, $x = d$ 定出, d 是扩展位错的平衡宽度.

扩展割阶的束集, 就是在应力作用下, 扩展割阶的两个部分位错段的间距从平衡距离 d 收缩到位错心的尺度 b . 因此, 束集所需的时间 t_c 为

$$\begin{aligned} t_c &= t|_{x=b} - t|_{x=d} \\ &= \frac{B}{\lambda + 2\gamma} (d - b) + \frac{2aB}{(\lambda + 2\gamma)^2} \ln \frac{(\lambda + 2\gamma)d - 2a}{(\lambda + 2\gamma)b - 2a}. \end{aligned} \quad (12)$$

这里我们只考虑能引起扩展割阶束集的应力 σ , 即 $\lambda = \sigma b_1 \sin \theta$, 式中 θ 的取值范围为 $(0, \pi)$, 因此 λ 恒大于零. 而 $\gamma d = a$, 所以 $[(\lambda + 2\gamma)d - 2a]$ 恒大于零. 要使(12)式有意义, 必须有

$$(\lambda + 2\gamma)b - 2a > 0,$$

即

$$\lambda > \frac{2a}{b} - 2\gamma. \quad (13)$$

将 $\sin \theta$ 归结为取向因子 ξ , (13)式可改写成

$$\sigma > \frac{2}{b_1 \xi} \left(\frac{a}{b} - \gamma \right) = \frac{2}{b_1 \xi} \left(\frac{Gb}{24\pi} \cdot \frac{2 - \nu}{1 - \nu} - \gamma \right). \quad (14)$$

(14)式表明: 要使扩展割阶发生束集, 作用在割阶上的应力 σ 必须超过一个临界值 σ_c ,

$$\sigma_c = \frac{2\sqrt{3}}{b\xi} \left(\frac{Gb}{24\pi} \cdot \frac{2 - \nu}{1 - \nu} - \gamma \right). \quad (15)$$

这个临界值的大小与材料的层错能和切变模量有关. 层错能越低, 临界应力就越高. 没有外加应力的帮助, 束集是难以发生的.

在(12)式等号右边的第二项中, 由于使扩展割阶发生束集, 所需的应力必须很大, 即 $(\lambda + 2\gamma)$ 很大, 而 $\ln \frac{(\lambda + 2\gamma)d - 2a}{(\lambda + 2\gamma)b - 2a}$ 和 a 都很小, 因此, 第二项比第一项小得多, 可以忽略. 另外, 我们可以近似地用 d 代替 $(d - b)$, 于是(12)式简化成

$$t_c = \frac{Bd}{\lambda + 2\gamma}. \quad (16)$$

由(16)式看出, 扩展割阶的束集时间 t_c 是外应力和层错能的函数, 并与粘滞系数成正

比。

我们假定粘滞阻力来源于扩展割阶上的位错段与其邻近点缺陷的交互作用, 根据爱因斯坦关系

$$B = \frac{kT}{D} = \frac{kT}{b^2\nu} e^{U/kT}, \quad (17)$$

其中 D 是扩散系数, U 是扩散激活能, ν 是原子振动试探频率。

将 (17) 式代入 (16) 式, 得

$$t_c = \frac{kTd}{b^2\nu(\lambda + 2\gamma)} e^{U/kT}. \quad (18)$$

3. 扩展位错的攀移速率

令 v_i 表示扩展割阶沿位错线的运动速率, 显然

$$v_i = \frac{b}{t_c + t_0}, \quad (19)$$

其中 t_0 是束集后的割阶沿位错线运动一个原子间距 b 所需的时间。根据非扩展位错的攀移理论^[11,12],

$$t_0 = \frac{1}{n_0\nu} \exp\left(\frac{U}{kT}\right) \left(\exp\frac{\sigma'Q}{kT} - 1\right)^{-1}, \quad (20)$$

其中 n_0 是配位数, ν 是原子振动试探频率, U 是扩散激活能, σ' 是使割阶沿位错线方向运动的应力分量, Q 是激活体积, k 是玻耳兹曼常数, T 是温度。

(18) 式除以 (20) 式, 得

$$\frac{t_c}{t_0} = \frac{n_0 kTd}{b^2(\lambda + 2\gamma)} \left(\exp\frac{\sigma'Q}{kT} - 1\right). \quad (21)$$

对于纯铜的情况, $n_0 = 12$, $b = 3 \times 10^{-8}$ cm, $G = 4.85 \times 10^{11}$ dyn/cm²^[13], $\gamma = 40$ erg/cm²^[14], $d/b = 12$ ^[14], 取 $\sigma \approx \sigma' \approx 15 \times 10^{-4}$ G, 其中 10^{-4} 是有效应力, 15 是应力集中因子^[15], $T = 800$ K, $Q = 100b^3$ ^[16]. 将这些数据代入 (23) 式得

$$t_c/t_0 = 3.4 \times 10^2. \quad (22)$$

这样, (19) 式中的 t_0 与 t_c 相比较, 就可以忽略, 即割阶运动速率为

$$v_i = \frac{b}{t_c}. \quad (23)$$

位错攀移速率为

$$v_c = v_i c_i b = \frac{c_i b^4 \nu (\lambda + 2\gamma)}{kTd} e^{-U/kT}. \quad (24)$$

而

$$d = \frac{(2 - \nu)b}{24\pi(1 - \nu)} \left(\frac{Gb}{\gamma}\right), \quad (25)$$

所以

$$v_c = \frac{24\pi(1 - \nu)c_i \nu \xi b^4 \sigma}{(2 - \nu)kT} e^{-U/kT} \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\gamma}{Gb}\right) + \frac{2G}{\xi\sigma} \left(\frac{\gamma}{Gb}\right)^2 \right]. \quad (26)$$

4. 稳态蠕变速率的表达式

设扩展位错攀移了 h 高度后, 产生滑移, 滑移面积为 A . 稳态蠕变速率为^[12]

$$\dot{\epsilon} = NAb \frac{v_c}{h}, \quad (27)$$

其中 N 是可动位错密度。

根据 Argon 等人^[9,10], 可动位错密度 N 依赖于层错能和有效应力,

$$N = \frac{p}{b^2} \left(\frac{\sigma_e}{G} \right)^2 \cdot \left(\frac{\gamma}{Gb} \right), \quad (28)$$

其中 p 是常数。将 (26) 和 (28) 式代入 (27) 式中, 得

$$\dot{\epsilon} = \frac{\alpha}{kT} \left(\frac{\sigma_e}{G} \right)^2 \cdot \frac{\sigma}{h} \cdot e^{-U/kT} \left[\alpha_1 \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^2 + \alpha_2 \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^3 \right], \quad (29)$$

其中 $\sigma = n\sigma_e$, n 是应力集中因子, σ_e 是有效应力。并且

$$\alpha = \frac{24\pi(1-\nu)c_f v \xi b^3 p A}{2-\nu}, \quad (30)$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad (31)$$

$$\alpha_2 = \frac{2G}{\xi\sigma}. \quad (32)$$

值得指出的是, 由于 (18) 和 (20) 式中的 $e^{U/kT}$ 在 t_c/t_0 相比的表达式中约去, 并且在最后结果 (即 (29) 式) 中 $e^{-U/kT}$ 以公因子出现。因此不论 $U = U_f + U_m$ (U_f , U_m 分别是空位的形成能和迁移能) 或 $U = U_m$ 均不影响本文的主要结论, 即 $\dot{\epsilon}$ 对 γ 的依赖关系 (当然会影响 $\dot{\epsilon}$ 的绝对值)。这样, 本文的结果既可解释通常稳态蠕变实验中的 $U = U_f + U_m$, 也可解释更高温度时 $U < (U_f + U_m)$ 。因为此时已有足够高的空位浓度可使 U_f 不成为过程的控制因素。

三、讨 论

1. 关于蠕变速率与层错能的关系

从 (30) 式可以清楚地看到, 稳态蠕变速率与层错能不是简单的三次方关系, 而是二次方与三次方的和。在实际情况中, 究竟出现几次方关系, 主要决定于 α_1 和 α_2 的相对大小及层错能的大小。下面对此作一些分析。

仍以纯铜为例, 取 $G = 4.85 \times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$, $b = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}$, $\gamma = 40 \text{ erg/cm}^2$, 并取应力 $\sigma = 15 \times 10^{-4} \text{ G}$, 取向因子 $\xi = 1/3.1^{[17]}$, 则

$$\alpha_1 \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^2 = 4.4 \times 10^{-6}, \quad (33)$$

$$\alpha_2 \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^3 = 8.6 \times 10^{-3}. \quad (34)$$

比较 (33), (34) 两式可知, 在这种情况下, 三次方项占主导地位, 二次方项可以略去, 即 $\dot{\epsilon}$ 正比于 γ 的三次方

$$\dot{\epsilon} \propto \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^3. \quad (35)$$

上面所取的材料参数和实验参数在通常的面心立方金属和合金中具有代表性,因此在大多数情况下,三次方项均占主导地位.这与 Mohamed 和 Landon^[2] 总结的实验结果是一致的.

但是,在有些情况下,例如,层错能较低,材料强度和外加应力较高的情况,如 $\gamma = 10 \text{ erg/cm}^2$, $G = 8 \times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$, $b = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}$, $\sigma_e = 2 \times 10^{-3} \text{ G}$, $\sigma = 30 \times 10^{-3} \text{ G}$,

$$\alpha_1 \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^2 = 1.0 \times 10^{-7}, \quad (36)$$

$$\alpha_2 \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^3 = 1.5 \times 10^{-8}. \quad (37)$$

$$\text{这时层错能的二次方项是主项,即 } \dot{\epsilon} \propto \left(\frac{\gamma}{Gb} \right)^2. \quad (38)$$

这与陈国良等人^[7]的实验结果一致.

2. 关于应力集中的可能机制

上面多次用到了应力集中的概念.所以引入应力集中的概念,是因为通常的外加蠕变应力不足以克服两个部分位错段之间的斥力,即

$$(\sigma_e b_1 \sin \theta + \gamma - f) < 0, \quad (39)$$

只有存在应力集中, $\sigma = n\sigma_e$ 时,才能使

$$(n\sigma_e b_1 \sin \theta + \gamma - f) > 0. \quad (40)$$

这时束集才能够进行.

下面我们举出应力集中的两种可能机制.应力集中的一种可能机制来源于亚晶粒边界.在高温蠕变过程中形成的亚晶粒边界,是高密度的位错区域.文献[15,16]指出,由亚晶粒边界应力场提供的局部有效应力,可达外加应力的15—20倍.本文在(24)式的估算中,就曾根据这一机制,假定应力集中因子为15.

应力集中的另一种可能机制,来源于位错塞积.如果图1中的部分位错 b_2 前方存在一个不可动障碍,这样就形成了位错塞积.图1中的扩展位错为领先位错,作用在 b_1 上的应力等于 $\sigma = n\sigma_e$, n 是应力集中因子, σ_e 是外加应力, $\sigma_e = \sigma_s - \sigma_i$. 这时扩展割阶的束集方程为

$$B\dot{x} = \sigma b_1 \cos(\theta - 30^\circ) + \gamma - \frac{a}{x}. \quad (41)$$

由于方程(41)与方程(9)具有相同的形式,只有一些系数略有差异,由(41)式解出的束集时间 t'_c 与方程(12)中的 t_c 具有相同的形式

$$t'_c = \frac{B}{\lambda' + \gamma} (d - b) + \frac{aB}{(\lambda' + \gamma)^2} \ln \frac{(\lambda' + \gamma)d - a}{(\lambda' + \gamma)b - a}. \quad (42)$$

其中

$$\lambda' = \sigma b_1 \cos(\theta - 30^\circ).$$

由 t'_c 求出的稳态蠕变速率的表达式仍然与(29)式相同,只不过有几个系数有微小的差异.可见,位错塞积提供的应力集中也可以使扩展割阶束集,并导致扩展位错的攀移.

四、结 论

1. 本文在文献[1]提出的扩展割阶束集模型的基础上, 研究了扩展位错攀移的高温蠕变机制, 导出了稳态蠕变速率的表达式。
2. 要使束集发生, 作用在扩展割阶上的应力必须超过一个临界应力值。此临界应力大于一般的外加蠕变应力, 因而必须假定应力集中存在。讨论了应力集中的两种可能机制。
3. 稳态蠕变速率在一般情况下, 比例于层错能的三次方; 而在文中指出的某些情况下, 也可能比例于层错能的二次方。

- [1] Xu Wen, Kong Qing-ping, *Phil. Mag.*, **A56**(1987), 433.
- [2] F. A. Mohamed, T. G. Landon, *Acta Metall.*, **22**(1974), 779.
- [3] N. N. Singh Deo, C. R. Barrett, *Trans. AIME*, **245**(1969), 2467.
- [4] A. Orlova, *Kovove Materialy*, **7**(1969), 242.
- [5] C. R. Barrett, O. D. Sherby, *Trans. AIME*, **233**(1965), 1116.
- [6] R. M. Bonesteel, O. D. Sherby, *Acta Metall.*, **14**(1966), 385.
- [7] G. L. Chen, L. Z. Zhuang, J. L. Xu, Proceedings of 3rd International Conference on Creep and Fracture of Engineering Materials, Edited by B. Wilshire and R. W. Ewans, U. K., (1987), p. 245.
- [8] A. S. Argon, W. C. Moffatt, *Acta Metall.*, **29**(1981), 295.
- [9] A. S. Argon, S. Takeuchi, *Acta Metall.*, **29**(1981), 1877.
- [10] G. Gottstein, A. S. Argon, *Acta Metall.*, **35**(1987), 1261.
- [11] J. P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocations* (2nd edition, A Wiley-Interscience Publication, 1982), Chap. 10.
- [12] J. Weertman, J. R. Weertman, in *Physical Metallurgy*; third revised and enlarged edition (Ed. R. W. Cahn and P. Haasen, Elsevier Science Publishers BV, 1983), Chap. 20.
- [13] J. Friedel, 位错, 科学出版社, (1984), 426 页.
- [14] R. W. B. Honeycombe, *The Plastic Deformation of Metals* (2nd edition, Edward Arnold Ltd., 1984), p. 72.
- [15] M. A. Morris, J. L. Martin, *Acta Metall.*, **32**(1984), 549.
- [16] M. A. Morris, J. L. Martin, *Acta Metall.*, **32**(1984), 1609.
- [17] 张进修、区广连、胡胤珣, 物理学报, **29**(1980), 354.

THE MECHANISM OF HIGH TEMPERATURE CREEP ASSOCIATED WITH THE CLIMB OF EXTENDED DISLOCATIONS

LI YONG KONG QING-PING

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

ABSTRACT

The mechanism of high temperature creep associated with the climb of extended dislocations is investigated. Based on the model for the contraction of extended jogs [1], the time needed for the contraction under the action of applied stress and the climb velocity of extended dislocations are derived. And consequently, an expression of the steady state creep rate is obtained. According to this expression, the creep rate is shown to be proportional to the third power of the stacking fault energy. This is consistent with the majority of experimental results. The possible reason for the deviation from the third power relation in some cases is also discussed.