

鋁銅合金的流变应力和形变 速率的依賴关系*

王 占 一 吳 自 勤

(北京大学物理系)

提 要

在液态空气温度至 350°C 的范围内,用在形变过程中改变形变速率和温度的方法测定了 Al-Cu 合金多晶体($\alpha + \theta$ 相)的流变应力和形变速率、温度之间的依赖关系。

从高温区域流变应力和形变速率的对数以及温度之间的线性关系得出激活能约为 1.7 eV 左右,与纯铝的自扩散激活能相近。同时计算得激活体积随形变度的增大和温度的降低而减小。这些结果说明: Al-Cu 合金中高温区流变应力可以用 Hirsch 的割阶理论来解释。

在低温区域存在着另一个热激活过程,由速度效应和应力弛豫实验得出的激活体积均随形变度的增大而减小,而且二者在数值上也符合。

一、引 言

1955 年以来,许多人研究了面心立方金属的流变应力与温度、形变速率的依赖关系^[1-6]。他们得到了在低温区域流变应力随温度的增高而显著下降;在中温区域,流变应力随温度的增高只有很小的下降;在高温区域,流变应力又随温度的增高而剧烈下降。虽然他们提出了不同的流变应力的机构,但是都认为根据流变应力与温度的关系,可把它分为两类:一类 τ_0 只通过切变模量与温度有微弱的关系,它是由位错之间的长程弹性相互作用^[5]或螺型位错的空位割阶作非保守运动而形成一串空位^[4]而引起的;另一类 τ_s 与温度有明显的关系,它是由位错运动的热激活过程引起的。这一过程在低温时是位错之间的交截^[5]或螺型位错的间隙割阶作保守运动^[6],在高温时是螺型位错的空位割阶作非保守运动而引起的空位的扩散^[4]。在形变速率由一种热激活过程所决定时,形变速率可写为

$$\dot{\epsilon} = K \exp[-(U_0 - \tau_s v)/kT],$$

其中 U_0 是该热激活过程所决定的激活能,例如在低温时为割阶的形成能,高温时为自扩散激活能; τ_s 为对位错的热激活运动有贡献的有效应力; v 为激活体积; k 为玻耳兹曼常数; K 是与晶体位错结构和热激活过程有关但与温度、形变速率的改变无关的恒量。

在复相合金方面,Byrne 等^[7]研究了含稳定沉淀 θ 相粒子的 Al-1.7 at% Cu 合金单晶在 4.2—373°K 的区域内流变应力与温度、形变速率的关系,发现它与纯 Al 有相似的行为。Crussard 和 Friedel^[8]曾对含第二相沉淀粒子的合金提出了一个高温形变的热激活

* 1963 年 7 月 8 日收到。

機構，他們認為形變速率是由粒子周圍塞積的位錯環的刃型部分在溫度和應力的作用下作攀移運動所決定的。這熱激活過程的激活能等於晶體的原子自擴散激活能。

我們的工作是研究含 θ 相粒子的 Al-Cu 合金在低溫至高溫的區域內流變應力與溫度、形變速率的關係，以試圖確定在不同溫度區域是否與純金屬類似有不同的位錯運動的熱激活過程。

二、樣品和實驗方法

實驗的合金是用工業純鋁和電解銅在氧化鋁坩堝中熔煉而成。鑄錠拉成直徑為 1.5 mm 的絲。化學分析的結果，成分為 4.6% (2.0 at%) Cu、0.06% Fe 和 0.31% Si。

長度約為 32 mm 的實驗樣品在電阻絲爐中進行熱處理，先在 545°C 固溶處理 2 小時後水淬，然後在 450°C 時效處理 1 小時，隨後在 300°C、200°C、100°C 各保溫 48 小時、48 小時、72 小時，以便得到較低的基體濃度，從而使室溫附近形變過程中由於 Cottrell 氣團效應引起的拉伸曲線的跳躍尽可能減弱。經過金相觀察，以上熱處理可以得到分布比較均勻的 $\alpha + \theta$ 組織， θ 粒子的尺寸比 1μ 略小一些，粒子間的平均距離大約 1.5μ 。

用 Л.И. 華西列夫設計、北京大學儀器工廠製造的 Polanyi 型拉伸機進行拉伸試驗。樣品的計算長度為 20 mm，兩頭用帶有萬向連接的夾頭夾緊。形變速率可由 $\dot{\epsilon}_0 = 1.4 \times 10^{-3} \text{ 秒}^{-1}$ 在約 1 秒鐘內變到 $\dot{\epsilon}_1 = 1.4 \times 10^{-4} \text{ 秒}^{-1}$ ， $\dot{\epsilon}_2 = 1.4 \times 10^{-5} \text{ 秒}^{-1}$ 或 $\dot{\epsilon}_3 = 1.4 \times 10^{-6} \text{ 秒}^{-1}$ 。負荷及伸長通過附在彈簧片上的光杠杆系統在旋轉圓筒上的照相紙上自動記錄下來。

試驗溫度為 -183°C 、 -77°C 、 10°C 、 100°C 、 150°C 、 200°C 、 250°C 、 300°C 、 350°C 。低溫試驗時，把樣品和夾頭整個浸在裝液態空氣 (-183°C) 或干冰-酒精 (-77°C) 的杜瓦瓶中，在試驗過程中沒有發現溫度的變化。在室溫以上試驗時，把樣品和夾頭伸入電阻絲爐的爐膛中部，試驗過程中溫度的變化不超過 $\pm 3^\circ\text{C}$ 。溫度是由靠在樣品附近的热電偶所測得。通常樣品伸入爐子後十分鐘內達到所需溫度，然後再保溫十分鐘，以便使整個裝置的溫度分布處於穩定狀態，隨後便開始拉伸試驗。

試驗程序見圖 1：先以最快的形變速率 $\dot{\epsilon}_0$ 使樣品形變約 1%，然後弛豫 2 分鐘，接着再以 $\dot{\epsilon}_0$ 拉伸約 1% 後將形變速率降為 $\dot{\epsilon}_2$ 拉伸 1%；接着再以 $\dot{\epsilon}_0$ 拉伸 1% 後將形變速率降為 $\dot{\epsilon}_3$ 拉伸 0.15%—0.25%；接着再以 $\dot{\epsilon}_0$ 拉伸 1% 後將形變速率降為 $\dot{\epsilon}_1$ 拉伸 1%；最後再變回 $\dot{\epsilon}_0$ 。隨後再按以上的順序重複兩個循環。在最後一個循環，以 $\dot{\epsilon}_0$ 拉伸到形變度約為 20% 時除去負荷後水冷至室溫，再於室溫進行試驗，直至斷裂。在 350°C 試驗後的樣品，經金相檢查， θ 粒子僅有微弱的增大趨向。在每個試驗溫度下都按以上程序拉伸了三個以上的樣品，一般重複性都比較好。在低溫實驗中，我們先在室溫拉伸約 5%，然後再降至低溫進行變速實驗。我們所用的變溫的實驗結果是取三個樣品上的三個數據的平均值，變速實驗的結果則取三個樣品上的六個數據的平均值。

為了避免回復效應，我們所用的流變應力隨溫度、形變速率改變的數據都取自慢速到快速或高溫到低溫的試驗結果。由於改變形變速率和溫度之後一般沒有明顯的屈服點，我們採用了類似於 Hirsch 的方法^[4]，在應力、形變度曲線上范性形變為 0.05% 的地方作切綫與彈性部分的延長綫相交，其交點即為改變溫度或形變速率後的應力值。這樣的處

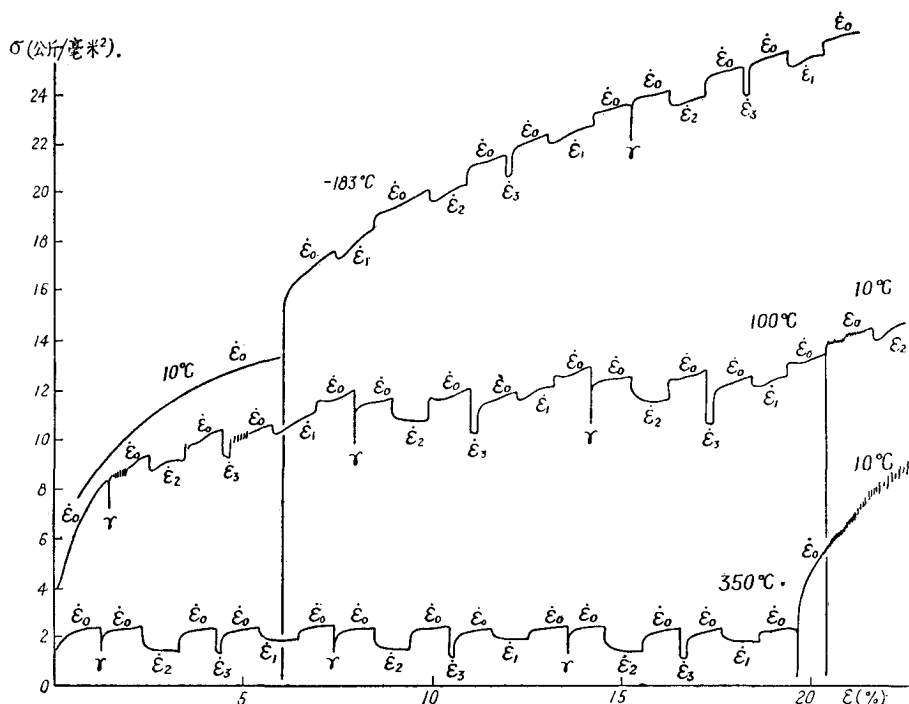


图1 不同温度下变速和变温实验所得的拉伸曲线
 $\dot{\epsilon}_0 = 1.4 \times 10^{-3} \text{ 秒}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_1 = 1.4 \times 10^{-4} \text{ 秒}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_2 = 1.4 \times 10^{-5} \text{ 秒}^{-1}$,
 $\dot{\epsilon}_3 = 1.4 \times 10^{-6} \text{ 秒}^{-1}$, r : 弛豫

理一般得到形变度约为 0.02—0.03% 时的应力值。在 10°C, 100°C, -77°C, -183°C 有屈服现象时, 则取屈服后的拉伸曲线外推到弹性部分的交点或在小形变度下出现的下屈服点为改变温度或形变速率后的应力值。

三、实验结果

1. 流变应力对温度的依赖关系

图1是 -183°C, 100°C, 350°C 的三条应力-形变度曲线。其他温度下的 σ - ϵ 曲线也可分别归入这三种类型, 即 -183°C 和 -77°C 在增加形变速率后只有很弱的屈服现象; 10°C 和 100°C 在变速后有明显的屈服现象, 并有跳跃式形变; 在 150°C 以上, 变速后没有出现屈服现象。不同温度的屈服应力 $\sigma_y(T)$ 和 $\sigma_y(T_r)$ 与室温的屈服应力 $\sigma_y(T_r)$ 的比值 $R_y = \sigma_y(T)/\sigma_y(T_r)$ 列于表1。表上还列出了在形变度 $\epsilon \sim 20\%$ 时改变温度所得

表1 不同温度下的屈服应力 σ_y 和流变应力 σ

$T(^{\circ}\text{C})$	-183	-77	10	100	150	200	250	300	350
$\sigma_y(\text{kg/mm}^2)$	4.6	—	3.6	3.5	3.5	3.3	2.9	2.3	1.8
$R_y = \frac{\sigma_y(T)}{\sigma_y(T_r)}$	1.3	—	1.0	0.97	0.97	0.94	0.83	0.63	0.49
$R_{\epsilon} = \frac{\sigma(T)}{\sigma(T_r)}$	1.18	1.07	1.00	0.962	0.948	0.934	0.895	0.784	0.660

到的不同溫度的流變應力 $\sigma(T)$ 與室溫的流變應力 $\sigma(T_r)$ 的比值 $R_e = \sigma(T)/\sigma(T_r)$ 。 (R_y 的誤差較大, 約為 $\pm 6\%$, R_e 的誤差較小, 約為 $\pm 1\%$)。

由這些數據作出的初始流變應力和形變約 20% 後的流變應力隨溫度變化的曲線如圖 2 所示。為了比較, 還附上 Hirsch 等 (在中溫和高溫區域)^[4] 和 Cottrell 等^[1] (在室溫

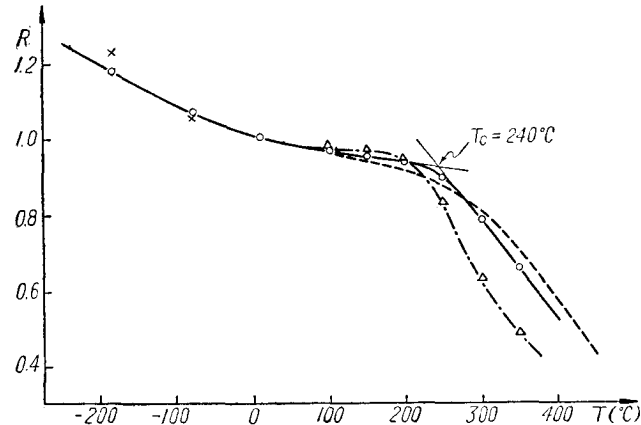


圖 2 屈服應力比值 R_y 和流變應力比值 R_e 隨溫度的變化曲線

—○— R_e Al-Cu; Hirsch 99.99% Al
--△-- R_y Al-Cu; × Cottrell 99.99% Al

以下) 在純 Al 樣品上獲得的數據。從曲線上可以看到 R_y , R_e 都可分為三部分: 在低溫區, 流變應力隨溫度有較大變化; 在中溫區變化很小; 在高溫區, 流變應力隨溫度的上升而迅速下降。由圖可定出 R_e 在室溫以上流變應力開始劇烈下降之轉折溫度 $T_c \sim 240^\circ\text{C}$ 。由圖上求出的 $T > T_c$ 後 R_e - T 曲線的斜率 dR_e/dT 和這部分曲線外推至 $T = 0^\circ\text{K}$ 時的值 $R(0^\circ\text{K})$ 列於表 2, 同時還附上 Hirsch 對純度為 99.99% 的 Al 多晶得到的結果。

表 2 由圖 2 得到的轉折溫度 T_c , 高溫區流變應力比值對溫度曲線的斜率 dR_e/dT 和高溫流變應力比值的外推值 R

	$\dot{\epsilon}$, 秒 ⁻¹	T_c , °C	$\frac{dR_e}{dT}$, °K ⁻¹	R , 0°K
Al-2.01 at% Cu ($\alpha + \theta$)	1.4×10^{-3}	240	2.45×10^{-3}	2.1
99.99% Al 多晶 (Hirsch 等) ^[4]	0.7×10^{-3}	280	2.5×10^{-3}	2.3
	0.8×10^{-4}	240	2.8×10^{-3}	2.3

從圖 2 及表 2 的數據可以看到, 我們的結果和 Hirsch 的結果很相近。

考慮到純 Al、Al-Cu 合金 ($\alpha + \text{G.P.I}$, $\alpha + \text{G.P.II}$, $\alpha + \theta'$) 的切變模量 G 隨溫度的變化率很相近^[7], 我們借用 Köster^[9] 的純 Al 的 G 隨溫度變化的數據對 R_y , R_e 進行修正而得到 $r_y = \frac{\sigma_y(T)/G(T)}{\sigma_y(T_r)/G(T_r)}$ 和 $r_e = \frac{\sigma(T)/G(T)}{\sigma(T_r)/G(T_r)}$, 並作圖於圖 3。由圖可以看到, 在 10—260°C 的區間內出現了一個小小的峯, 其最大值約為 1.03, 在 200°C 附近。這可能是

少量合金元素引起的强化效应^[18]。我们从 Hirsch 的工作中也看到工业纯 Al (99.8%) 的

$\frac{\tau/G}{\tau_0/G_0} \sim T$ 曲线全部都在高纯度 Al (99.99%) 的曲线之上。

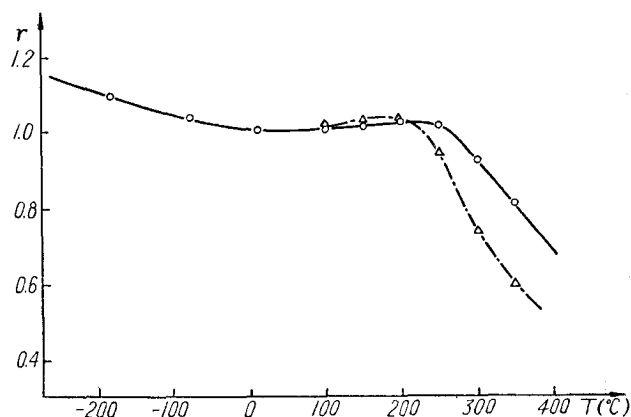


图3 进行切变模量的温度修正后的屈服应力比值 r_y 和流变应力比值 r_e 随温度的变化曲线

—○— r_e Al-Cu; ---△--- r_y Al-Cu

2. 流变应力和形变速率的依赖关系

测量了不同温度下在不同形变度改变形变速率前、后的流变应力的比值 $R'_\epsilon = \sigma_i(T)/\sigma_{i_0}(T)$, 其中 $\sigma_i(T)$ 为较慢形变速率 $\dot{\epsilon}$ 下的流变应力; $\sigma_{i_0}(T)$ 为改变到最快的形变速率 $\dot{\epsilon}_0$ 时得到的流变应力。如图1中的每一个改变形变速率的循环中 R'_ϵ 与 $\log \dot{\epsilon}$ 都有直线关系, 即 R'_ϵ 随 $\log \dot{\epsilon}$ 的减小而直线下降, 但是改变形变速率的不同循环的数值有些差别。第一循环 ($\epsilon \approx 3-7\%$) 的斜率较小, 第二、第三循环 ($\epsilon \approx 9-19\%$) 的斜率较大, 而且二者相当接近。在图4画出了斜率偏离最大的 300°C 的情况和一般情况(以 200°C 为例)下不同循环的 $R'_\epsilon \sim \log \dot{\epsilon}$ 线。以下我们取 $\delta > 9\%$ (即第二、第三循环)的 R'_ϵ 平均值作为与 δ 无关的变速条件下的流变应力比值 (这样每一个变速前后流变应力的比值 R'_ϵ 都是6个数值, 即三个样品、每个样品的第二、第三循环的数值的平均值)。图5画

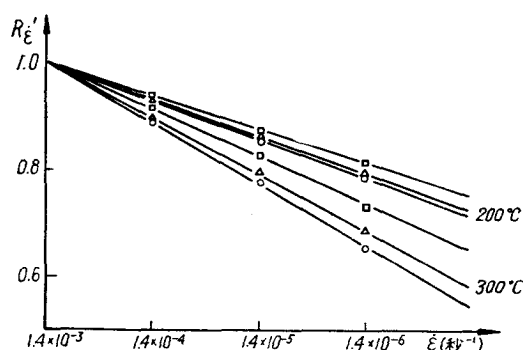


图4 不同变速实验循环所得的流变应力比值 R'_ϵ

□ 第一循环; △ 第二循环; ○ 第三循环

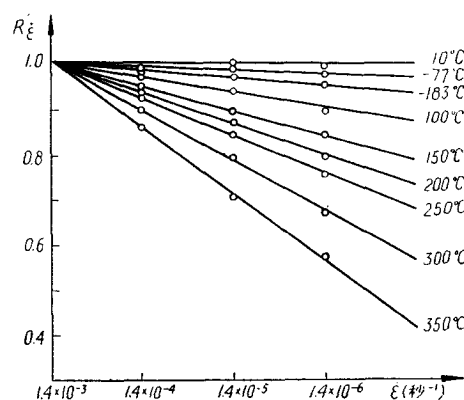


图5 变速流变应力比值 R'_ϵ 随形变速率的变化曲线

出了不同溫度下 R'_ϵ 與 $\log \dot{\epsilon}$ 的關係。可以看到, 當溫度高於室溫時, 直線的斜率隨溫度的上升而增大; 室溫時的斜率約為零, 僅在由形變速率增加 1000 倍時才引起很小的流變應力增加; 在實驗的低溫範圍內有相反的趨向, 溫度愈低, 斜率愈大; 在 -77°C 只有很小的斜率, 到了 -183°C 斜率又增大。

為了比較不同溫度的數值, 我們對溫度為 $T^\circ\text{C}$ 時的 $R'_\epsilon(T)$ 乘以該溫度的流變應力與室溫時流變應力比值 $R_\epsilon(T)$, 以便得到 $T^\circ\text{C}$ 時形變速率為 $\dot{\epsilon}$ 的流變應力與室溫時形變速率為 $\dot{\epsilon}_0$ 的流變應力的比值 $R_i(T)$, 即

$$R_i(T) = R'_\epsilon(T) \cdot R_\epsilon(T) = \frac{\sigma_i(T)}{\sigma_{i_0}(T)} \cdot \frac{\sigma_{i_0}(T)}{\sigma_{i_0}(T_r)} = \frac{\sigma_i(T)}{\sigma_{i_0}(T_r)}.$$

我們認為, 在室溫以上, 可以把形變度約為 20% 所得到的 $R_\epsilon(T)$ 用於其他的形變度而

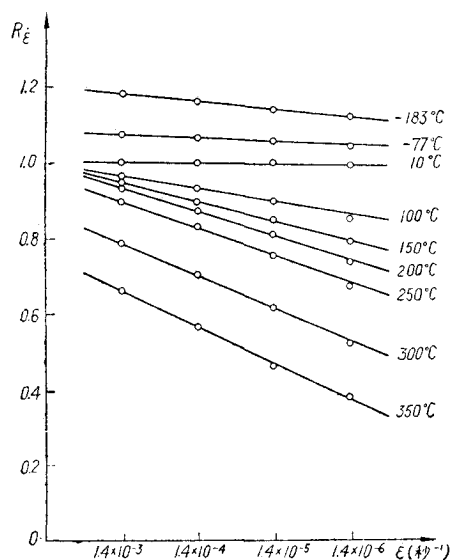


圖 6 以室溫快速 ($\dot{\epsilon}_0$) 形變時的流變應力為單位的變速流變應力比值 R_ϵ 隨形變速率的變化曲線

不引起顯著的誤差。這是因為在我們的實驗條件下, 形變度大於 9% 後的 R'_ϵ 值與形變度幾乎無關, 而且在 $T > 100^\circ\text{C}$ 時, 不同形變度下的 $\sigma_{i_0}(T)$ 的變化也不大 (不超過 17%)。在低溫時, 根據 Byrne 等^[7], Al-Cu 合金 ($\alpha + \theta$) 變溫前後的流變應力比值在 $\epsilon > 7\%$ 以後也與形變度的關係不大, 因此也可以用上述方法處理實驗數據。圖 6 畫出了 $R_i(T)$ 與 $\log \dot{\epsilon}$ 的直線關係。不同溫度下直線的斜率 $m_i = \frac{dR_i}{d \ln \dot{\epsilon}}$ 列於表 3。

表 3 變速流變應力比值隨形變速率的對數的變化率 m_i

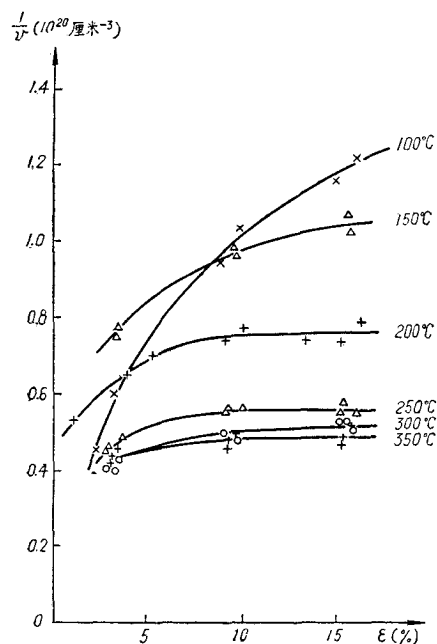
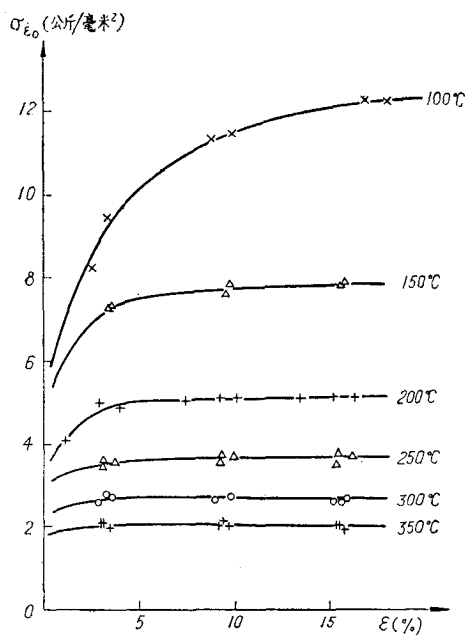
$T, ^\circ\text{C}$	-183	-77	10	100	150	200	250	300	350
$m_i(10^{-3})$	0.88	0.26	~0	1.38	2.25	2.81	3.12	3.64	4.14

3. 激活體積

在 R_i 與 $\ln \dot{\epsilon}$ 存在着線性關係的溫度下, 可以認為形變速率由熱激活過程所控制, 並根據 Seeger^[5]、Hirsch^[4] 的公式計算激活體積 V 。在多晶的情況下, 取 $\sigma = 3\tau^{[10]}$; σ 為多晶體所受的拉伸引力; τ 為晶體內滑移系統上的切應力。因此可由不同溫度下在不同形變度改變形變速率所得的 $\Delta\sigma$ 計算出激活體積的倒數, 即

$$\frac{1}{V} = \frac{\Delta\sigma / \Delta \ln \dot{\epsilon}}{3kT}.$$

圖 7 畫出了溫度在 $100-350^\circ\text{C}$ 範圍內形變速率由 $\dot{\epsilon}_2$ 變到 $\dot{\epsilon}_0$, 即增加 100 倍時所得的 $1/V$ 值隨形變度 ϵ 變化的情況。圖 8 畫出了在上述各形變度下增速到以快速 $\dot{\epsilon}_0$ 形變時的應力值 $\sigma_{i_0}(T)$ 。從圖 7 可以看到, 隨著 ϵ 的增加, $1/V$ 也逐步增大。這增大的趨向在溫度較低時較明顯, 在 250°C 以上變得相當緩慢。同時可以看到, 溫度愈高, $1/V$ 愈小, 即 V 愈大。從圖 8 可以看到, σ_{i_0} 的變化與 $1/V$ 的變化有同樣的趨向。 100°C 的 $1/V$ 值

图7 激活体积的倒数 $1/V$ 和形变度 ε 的关系图8 与图7的 $1/V$ 相应的流变应力 σ_{ε_0} 和形变度的关系

在小形变度与较高温度的曲线相交,这可能与慢速形变时应变时效作用较强有关。由其他变速实验(即 $\dot{\varepsilon}_1 \rightarrow \dot{\varepsilon}_0$ 、 $\dot{\varepsilon}_3 \rightarrow \dot{\varepsilon}_0$)所得到的数据在定性上是完全相同的。在 -183°C 时,激活体积也有随形变度增大而减小的趋向,但 V 的数值比高温时小一个数量级。当 ε 由 7% 增至 18% 时, V 由 $3.0 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ 减小至 $2.0 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ 。

4. 应力弛豫

Feltham^[10] 的应力弛豫实验指出,在液态氮至室温的范围内,当形变度 $< 2\%$ 时,在 α 黄铜中, $\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_t$ 与 $\log t$ 有线性关系, σ_0 , σ_t 为弛豫开始时和 t 时的流变应力。我们的应力弛豫实验的结果表明,低温 (-183°C , -77°C) 下,在大形变度(直至 30%) $\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_t$ 与 $\log t$ 也有直线关系,并且在弛豫几分钟后以原来形变速率 $\dot{\varepsilon}_0$ 拉伸时得到的流变应力 σ' 与 σ_0 相同。当温度为室温、 100°C 、 150°C ,形变度为 1.5%—15% 时,在弛豫时间 t 比较小时, $\Delta\sigma$ 与 $\log t$ 还有线性关系,在超过某一时刻之后, $\Delta\sigma$ 就增大得更快,偏离了直线关系;温度愈高,开始偏离直线的时间愈早,同时再以快速 $\dot{\varepsilon}_0$ 拉伸时所得到的流变应力 σ' 也比 σ_0 小。(在室温时,由于存在应变时效 σ' ,往往比 σ_0 还大。)在 $T > 200^\circ\text{C}$ 时, $\Delta\sigma$ 又和 $\log t$ 有近于直线的关系,但此时 σ' 仍随着温度的升高而逐渐愈来愈比 σ_0 小。如温度为 150°C , 200°C , 250°C ,弛豫 2 分钟后的回复率 $\frac{\sigma_0 - \sigma'}{\sigma_0 - \sigma_y}$ (σ_y 为初始屈服应力)分别为 12.5%, 44.0% 和 57.5%。可以认为,在较高温度下, $\Delta\sigma$ 对 $\log t$ 的直线关系的偏离和 $\sigma' < \sigma_0$ 是由于在应力弛豫过程中发生了动态回复。

在温度 $\leq 150^\circ\text{C}$ 当 $\Delta\sigma$ 与 $\log t$ 存在着线性关系时,可以根据 Feltham 的方法由直线的斜率

$$m_r = \frac{d\sigma}{d(\log t)} = 6.9 \frac{d\tau}{d \ln t} = 6.9 \frac{kT}{V_r}$$

計算出激活體積 V_r (以上公式取 $\sigma = 3\tau$)。由此獲得的 V_r 和上述由變速實驗獲得的激活體積 V 是符合的。如在 -183°C 時 V_r 由 $3.9 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ (形變度 $\epsilon \sim 6\%$) 降為 $1.9 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ($\epsilon \sim 30\%$), 而 V 則由 $3.2 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ($\epsilon \sim 6.5\%$) 降為 $1.6 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ($\epsilon \sim 32\%$), 在 150°C 時 V_r 由 $10 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ($\epsilon \sim 1.5\%$) 降為 $7.7 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ($\epsilon \sim 14\%$), 而 V 則由 $13 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ($\epsilon \sim 3\%$) 降為 $9.5 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ($\epsilon \sim 16\%$)。

四、討 論

以上實驗結果說明, Al-Cu 合金在室溫以上的流變應力和溫度的依賴關係和純鋁的結果類似, 同時 R_i 和 $\log \dot{\epsilon}$ 之間存在着綫性關係, 因此我們認為可以採用 Hirsch 的空位割階機構來分析中溫和高溫區域的實驗結果。

由 Hirsch 的機構, 在熱能 $U < U_m$ 的溫度下 (U_m 為空位遷移能), 螺旋型位錯的空位割階作非保守運動而產生的空位不能擴散出去, 因此, 位錯的運動必須完全依靠外力做功, 並在割階處形成一串空位。在我們的實驗中, -77°C 至室溫附近, 流變應力和溫度、形變速率的依賴關係很小 (見圖 2, 圖 5), 可能就是這種機構。如果使拉伸應力 $\sigma = 3\tau$, τ 為作用在晶體內滑移系統上的切應力, 那末, 由上述機構引起的流變應力可寫為

$$\sigma_1 = 3\tau_1 = 3U_0/V, \quad (1)$$

U_0 為空位割階向前運動一個 Burgers 矢量引起的空位形成能, V 可寫為 $V = l_i b^2$, 其中 l_i 為空位割階的平均距離; b 為 Burgers 矢量。除此之外, 還可能同時存在由晶體內部長程彈性應力引起的流變應力 σ_e , 所以總拉伸應力 $\sigma = \sigma_1 + \sigma_e$ 。

在高溫區域 ($T > 240^\circ\text{C}$), 熱能除了能使空位遷移開之外, 還能對空位的形成作出貢獻。這時的流變應力可寫為 $\sigma = \sigma_2 + \sigma_e$, σ_2 為上述熱激活過程所需之應力, 可寫為

$$\sigma_2 = 3\tau_2 = 3 \left[U_D/V - \frac{kT}{V} \ln \frac{K}{\dot{\epsilon}} \right], \quad (2)$$

其中 U_D 為自擴散激活能; k 是玻耳茲曼常數; K 是與溫度、形變速率無關僅和位錯結構有關的常數。

因此, 高溫 (T) 下某一形變速率的流變應力與室溫 (T_r) 下快速形變時的流變應力之比可寫為

$$R_i(T) = \frac{\sigma_i(T)}{\sigma_{i0}(T_r)} = \frac{\sigma_2(T) + \sigma_e(T)}{\sigma_1(T_r) + \sigma_e(T_r)}. \quad (3)$$

令 $\frac{\sigma_e(T_r)}{\sigma_1(T_r)} = e$, 即室溫下 σ_e 和 σ_1 之比, 並設 $\sigma_e(T) \propto G(T)$, $G(T)$ 為 $T^\circ\text{C}$ 時的切變模量, 則 $\sigma_e(T) = \sigma_e(T_r) \frac{G(T)}{G(T_r)}$ 。應用這些關係, 並將式 (1)、(2) 代入式 (3), 得

$$R_i(T) = \left[\frac{U_D}{U_0} - \frac{kT}{U_0} \ln \frac{K}{\dot{\epsilon}} + \frac{G(T)}{G(T_r)} e \right] / (1 + e). \quad (4)$$

e 的值在實驗上沒有得到確定, Hirsch 曾假定它在 0 與 0.4 之間, 並認為 $e = 0.4$ 時得到的激活能與溫度的關係與 Dorn 等^[11] 所得結果比較接近。根據最近 Howe 等^[12] 所

测得的不同温度下 Al 的屈服应力、并假定 600°C 左右时屈服应力全部由 σ_c 决定,则可以得出 e 值约为 1. 我們认为取 e 为 1.0 比较合适.

采用类似于 Hirsch 的方法,由 250°C, 300°C, 350°C 的 m_i 值和高温流变应力比值的外推值 $R(0^\circ\text{K})$ 得到 U_0 的为 0.6 eV ($\pm 20\%$), U_D 约为 1.7 eV ($\pm 20\%$), $\ln K$ 值约为 20.

另一方面,假设 $T = T_c$ 时, σ_2 正好等于 σ_1 ,由式(1)和式(2)得

$$U_0 = U_D - kT_c \ln \frac{K}{\dot{\epsilon}}.$$

由 $\dot{\epsilon} = 1.4 \times 10^{-3}$ 秒 $^{-1}$ 时 $T_c = 240^\circ\text{C}$ 及上面得到的 U_0 和 $\ln K$ 值可算出 U_D 值. 计算所得的数值与上述结果一致.

根据 U_D 值与文献[13]中 Al 的自扩散激活能(约为 1.65 eV)相近(但比由电阻法测定的 Al 的自扩散激活能 1.35 ± 0.1 eV 大一些), 并且和 Dorn 等从蠕变实验所得的激活能(约为 1.55 eV)^[11] 相近,有理由认为 Al-Cu 合金中高温流变应力的机构,很可能是 Hirsch 机构. 但是仅根据这点是不够的. 因为,根据 Crussard 和 Friedel 的攀移机构,在忽略位错线张力的作用时,形变速率也可写为 $\dot{\epsilon} = K' e^{-\frac{U_D - Nb^3\sigma}{kT}}$, 其中 U_D 是自扩散激活能; Nb^3 相当于(2)式中的激活体积 V ; N 是与塞积的位错环数目有平行关系的应力集中因子. 但是后一机构要求;当形变度增大时,塞积的位错环数应该增多,即激活体积 Nb^3 应该增大,温度升高时,塞积的位错环数应该减少,激活体积 Nb^3 也应该减小. 这正好与我们实验结果相反. 而且我们所得到的激活体积的数量级是 10^{-20} cm 3 ,这要求 $N \sim 430$,这也显得太大了. 看来, Crussard 和 Friedel 的攀移机构很难解释实验得出的激活体积和形变度、温度的关系. 因此,可以认为:含沉淀粒子的 Al-Cu 合金在高温下的形变速率在我们的实验温度和形变速率的范围内看来是由 Hirsch 机构决定的.

虽然在纯 Al 和 Al-Cu 合金中高温形变的热激活过程定性上是相同的,但是,从我们的实验数据和 Hirsch 的纯 Al 的数据相比, Al-Cu 合金的流变应力或它的组成部分 (σ_c 和 σ_1 或 σ_2) 都要比纯 Al 大一倍左右或更多. 这一事实可以这样解释,由于沉淀粒子的存在,在范性形变过程中,在它的周围产生许多位错环(不论是 Orowan 所提出的混合位错环^[15]还是 Hirsch 所提出的棱柱形位错环^[16]),这些位错环使得合金中的 σ_c 比纯金属中的 σ_c 大,同时,这些位错环所引起的应力集中将使其他滑移系统上的位错更容易运动^[6,17],从而使位错林密度增大而引起合金中的 σ_1 或 σ_2 比纯金属中的值来得大.

在低温下 Al-Cu 合金的流变应力和温度有显著的依赖关系,同时流变应力和形变速率的对数之间也有线性关系,由此可以肯定: Al-Cu 合金在低温下存在着另一个热激活过程,它的机构也很可能与纯 Al 中相似.

最后,作者对钱临照、柯俊、张兴铃等先生所提出的宝贵意见和尹道乐、李传义、张宏等同志所给予的各方面的帮助表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Cottrell, A. H. and Stokes, R. J., *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A 233** (1955), 17.
- [2] Hassen, P., *Phil. Mag.*, **3** (1958), 384.

- [3] Basinski, Z. S., *Phil. Mag.*, **4** (1959), 393.
- [4] Hirsch, P. B. and Warrington, D. H., *Phil. Mag.*, **6** (1961), 735.
- [5] Seeger, A., Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, p. 243 (1956).
- [6] Mott, N. F., *Trans. AIME*, **218** (1960), 962.
- [7] Byrne, J. G., Fine, M. E. and Kelly, A., *Phil. Mag.*, **6** (1961), 1119.
- [8] Crussard, C. and Friedel, J., Creep and Fracture of Metals at High Temperatures, p. 243 (1956).
- [9] Köster, W., *Z. Metallkunde*, **39** (1948), 1.
- [10] Feltham, P., *J. Inst. Metals*, **89** (1960—1961), 210.
- [11] Sherby, O. D., Lytton, J. L. and Dorn, J. E., *Acta Met.*, **5** (1957), 219.
- [12] Howe, S., Liebmann, B. and Lücke, K., *Acta Met.*, **9** (1961), 625.
- [13] Дехтяр, И. Я., *物理譯報*, **2** (1955), 420.
- [14] Federighi, J., *Phil. Mag.*, **4** (1959), 502.
- [15] Orowan, E., Symposium on Internal Stress, p. 451 (1948).
- [16] Hirsch, P. B., *J. Inst. Metals*, **86** (1957—1958), 13.
- [17] Dew-Hughes, D. and Robertson, W. D., *Acta Met.*, **8** (1960), 147.
- [18] Starr, C. D., Shaw, R. B. and Dorn, J. E., *Trans. Amer. Soc. Met.*, **46** (1954), 1075.

ЗАВИСИМОСТЬ НАПРЯЖЕНИЯ СПЛАВА Al-Cu ОТ СКОРОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Ван Чжань-и У Цзы-цинъ

(Пекинский университет)

При температурах от -183°C до 350°C была исследована зависимость напряжения течения поликристаллов сплава Al-Cu от скорости деформирования и от температуры в процессе растяжения.

В области высоких температур из линейной зависимости напряжения течения от логарифма скорости и от температуры была получена энергия активации, равная приблизительно 1.7 eV, которая близка к значению энергии активации самодиффузии алюминия. Получилось, что при росте степени деформации и снижении температуры объём активации уменьшается. Эти результаты указывают, что напряжения течения при высоких температурах могут быть объяснены теорией Хирша.

В области низких температур существует другой процесс тепловой активации. Объёмы активации, полученные из опытов изменения скорости и релаксации напряжения, совпадают по величине и одновременно уменьшаются с увеличением степени деформации.