研究報告

アルミニウムの高温変形中の内部応力

遠藤 孝雄*・足立 正雄**

Internal stress in high temperature deformation
of aluminum

UDC 669.71 : 539.319 : 539.377

ENDO Takao* and ADACHI Masao**

The relations between steady state creep rate, $\dot{\epsilon}_s$, and temperature, T , stress, σ , internal stress, σ_{ath} , or effective stress, σ_{th} , were investigated with a stress dip technique in the strain rate from 10^{-4} to 10^{-2} /sec between 300°C and 500°C. The results obtained are as follows:

(1) $\dot{\epsilon}_s$ is expressed as $\dot{\epsilon}_s = A_1 \sigma^n \exp(-Q/RT)$, where A_1 is a constant, n the stress exponent (~ 4.7) and Q the activation energy for creep, equal to 35 kcal/mol.

(2) σ_{th} and σ_{ath} are, respectively, related to σ in the expression, $\sigma_{th} = A^4 \sigma^{1.3} \exp(-Q'_{th}/RT)$ and $\sigma_{ath} = A_3 \sigma^{0.77} \exp(Q'_{ath}/RT)$, where Q'_{th} and Q'_{ath} were 3.1 kcal/mol and 2.6 kcal/mol, respectively. The ratio of σ_{ath} to σ decreases with an increase of stress and decreases with temperature when it is from 0.3 to 0.6.

(3) $\dot{\epsilon}_s$ is also related to σ_{th} and σ_{ath} ; $\dot{\epsilon}_s = A_2 \sigma_{th}^{3.8} \exp(-Q_{th}/RT)$ and $\dot{\epsilon}_s = A_3 \sigma_{ath}^{6.1} \exp(-Q_{ath}/RT)$, where Q_{th} and Q_{ath} are 24 kcal/mol and 51 kcal/mol, respectively. The discrepancy between the activation energy for self diffusion, Q_{SD} , and Q_{th} is accounted for by considering the temperature dependence of the mobile dislocation density. The difference between Q_{ath} and Q_{SD} can also be explained by assuming that the average spacing between dislocations at subboundaries decreases with an increase in temperature.

(Received November 5, 1973)

1. 緒 言

高温における塑性変形も転位のり運動によるものとする^{1)~3)} 転位を駆動する応力, すなわち平均有効応力が変形応力中で, どの程度の割合を占めているか, 平均有効応力が歪速度や変形応力とどのような関係があるかは興味深い問題である。

近年, 変形応力中の平均有効応力を実験的に求めるために種々の方法が考案された。これらの手法は長谷川ら³⁾ や岡崎⁵⁾ によつてまとめられている。これらの手法の中で高温の測定に適しているのは dip 試験^{6), 7)} である。この手法により種々の金属の高温変形時における内部応

力³⁾ と転位組織との関係^{8), 9)}, クリープ曲線の形状と内部応力の経時変化との関係^{9)~10)} が明らかにされてきた。アルミニウムの定常クリープについても, Tobolová¹¹⁾ らは 260~340°C の間で, Ahlquist ら¹⁰⁾ は 300 および 350°C で内部応力の測定を行なっている。しかしながらこれらの温度の下限は実験条件によつては交差りが変形速度を律速する場合もあり¹²⁾ 高温変形としては必ずしも適当な温度範囲とはいえない。本実験は 300~500°C の温度範囲, $10^{-4} \sim 10^{-2}$ /sec の歪速度範囲で変形応力中の内部応力を測定し, 内部応力と歪速度の関係, 内部応力と変形応力との関係を系統的に調べる事を目的とした。

* 横浜国立大学工学部 (横浜市) Faculty of Engineering, Yokohama National University (Yokohama).

** 京都大学工学部 (京都市) Faculty of Engineering, Kyoto University (Kyoto).

2. 実験方法

2.1 試料調整および引張試験

99.99%のアルミニウムを黒鉛のつぼ中で溶解し、金型に铸込んだ。铸塊は直径 10 mm、長さ 200 mm である。引張試験片は直径 3.85 mm、チャック間距離 55 mm の棒状で、引抜によつて得た。結晶粒調整のための最終焼鈍は 600°C 1 時間で、結晶粒は 1.5 grains/mm である。引張試験はインストロン型引張試験機を用い、塩浴 (KNO₃-NaNO₂) 中に行なつた。引張試験中の温度変化は ±2°C 以内である。真歪 ϵ の計算は定義に従つて $\epsilon = \ln(l/l_0) = \ln(1 + \dot{\epsilon}t/l_0)$ より求めた。ここに l_0 は引張試験開始時のチャック間距離、 $\dot{\epsilon}$ はクロスヘッド速度、 l は引張開始時からの時間 t におけるチャック間距離である。真応力の計算はネッキングが生じるまでは試験片が均一に伸びると仮定して計算した。実験温度範囲内では真応力-真歪曲線上に歪が増加しても応力がほとんど変化しない歪領域がある。これは定常クリープとみなしうる¹³⁾。この定常クリープ領域で歪-時間曲線を描き、その傾きから定常クリープ速度を定めた。

2.2 Stress dip 試験による内部応力の測定

Fig. 1 は Stress dip 試験における内部応力の決定の方法を模式的に示したものである。定常変形中にクロスヘッドを逆向に移動させ、(逆転速度 3 mm/分) 変形応力 σ の一部を除去してクロスヘッドを停止させると応力 σ が Fig. 1(b) の変形停滞応力 σ_{ath} よりも大きい場合には転位運動による応力の緩和が生じ (a)、 σ が σ_{ath} よりも小さい時には $\sigma > 0$ となる (c)。このような試行錯誤を繰返すと σ_{ath} を決定することができる (b)。stress dip 後における応力の経時変化 $d\sigma/dt$ は温度変化に敏感であるので試験片の中央部に取付けた熱電対の起電力をポテンシオメーターで測定し、dip 試験中の温度変化が ±0.2°C 以内であることを確かめた。 $d\sigma/dt$ が正か負かの判断は dip 試験中の温度変化がきわめて小さい場合においても

Fig. 1 Schematic description of a stress dip test for determining the internal stress (σ_{ath}) at a steady state creep state.

困難な場合がしばしばあつた。このような場合はある程度の幅をもつて σ_{ath} の値が決定された。

3. 実験結果

3.1 定常クリープ速度におよぼす σ_{th} , σ_{ath} および温度の影響

Fig. 2 は定常クリープ速度 $\dot{\epsilon}_s$ と変形応力 σ との関係を両対数グラフ上に示したものである。これらの直線の傾き n を求めると温度に関係なく約 4.7 である。この結果は Tobolová¹¹⁾の結果と良く一致している。Fig. 3, 4 はそれぞれ $\dot{\epsilon}_s$ と σ_{th} , $\dot{\epsilon}_s$ と σ_{ath} との関係を両対数グラフ上に示したものである。ここに σ_{th} は有効応力すなわち dip 試験直前の変形応力 σ と σ_{ath} の差である。stress dip 直後における応力の経時変化 $d\sigma/dt$ が正か負かを判断するのにある程度の応力の幅を必要とする場合は棒線で上限と下限を示し、丸印でその平均値が示してある。これらの直線の傾き n_{th} および n_{ath} は温度に関係なく、それぞれ 3.6 および 6.1 である。 n , n_{th} および n_{ath} は温度および応力に依存しないので、 σ , σ_{th} あるいは σ_{ath} を一定にした時の $\dot{\epsilon}_s$ の温度依存性をそれぞれ $Q = [\partial \ln \dot{\epsilon}_s / \partial (-1/RT)]_{\sigma}$, $Q_{th} = [\partial \ln \dot{\epsilon}_s / \partial (-1/RT)]_{\sigma_{th}}$ および $Q_{ath} = [\partial \ln \dot{\epsilon}_s / \partial (-1/RT)]_{\sigma_{ath}}$ で定義すると、 $Q = 35$ kcal/mol, $Q_{th} = 24$ kcal/mol および $Q_{ath} = 51$ kcal/mol なる値をうる。

したがつて $\dot{\epsilon}_s$ は次のごとくかける。

Fig. 2 Relation between steady state creep rate ($\dot{\epsilon}_s$) and the flow stress (σ).

* 一般に dip 試験で得られた変形停滞応力の値は平均内部応力の値と等しくない。それゆえ、以後 dip 試験で得られ変形停滞応力 σ_{ath} を単に内部応力と呼び平均内部応力と区別する。

$$\dot{\epsilon}_s = A_1 \sigma^{4.7} \exp\left(-\frac{35 \text{ kcal/mol}}{RT}\right) \quad (1)$$

$$\dot{\epsilon}_s = A_2 \sigma_{ih}^{3.6} \exp\left(-\frac{24 \text{ kcal/mol}}{RT}\right) \quad (2)$$

$$\dot{\epsilon}_s = A_3 \sigma_{aih}^{6.1} \exp\left(-\frac{51 \text{ kcal/mol}}{RT}\right) \quad (3)$$

ここに A_1, A_2 および A_3 は定数である。

3.2 変形応力と σ_{ih} , 変形応力と σ_{aih} との関係

(1)式は $\dot{\epsilon}_s$ が応力の冪乗に比例することを示している。この関係は多くの金属および合金において広い応力範囲にわたって成立する関係であるが、 $\dot{\epsilon}_s$ と σ_{ih} および $\dot{\epsilon}_s$ と σ_{aih} との関係が(1)式と同じような冪乗の式で表わされるという報告はあまりないようである。

σ_{ih} および σ_{aih} はその定義が示しているように、これらの和は σ に等しくなくてはならない。(2)および(3)式より σ_{ih} と σ_{aih} をそれぞれ $\dot{\epsilon}_s$ と温度の関係で表わして加えても(1)式にならないことよりわかるように、(2)および(3)式は、本実験範囲において成立する粗い近似式であるが、(2)および(3)式から(1)式を用いて σ_{ih} と σ の関係および σ_{aih} と σ との関係を求めてみると次のようになる。

$$\sigma_{ih} = A_4 \sigma^l \exp\left(-\frac{Q'_{ih}}{RT}\right) \quad (4)$$

$$\sigma_{aih} = A_5 \sigma^k \exp\left(-\frac{Q'_{aih}}{RT}\right) \quad (5)$$

ここに A_4, A_5 は定数、 l および k はそれぞれ1.3および

0.77の定数で Q'_{ih} および Q'_{aih} はそれぞれ 3.1 kcal/mol および 2.6 kcal/mol である。**Fig. 5** は(4)式に従って σ_{ih} と σ との関係を両対数グラフ上に示したものである。**Fig. 5** の傾き $l = n/n_{ih}$ が1より大きいことよりわかるように応力が増加するにつれて変形応力中の有効応力の占める割合は増し、内部応力の占める割合は減少する(σ_{aih}/σ は測定範囲内で0.3~0.6)。このように応力の増加にともなう内部応力の占める割合が減少する傾向は Al-5 at% Mg 合金¹⁴⁾, Cu-Al 合金¹⁵⁾, マグネシウム¹⁶⁾, 銅¹⁷⁾等の高温変形においても認められている。一定の σ に対する σ_{ih} の値におよぼす温度の影響は **Fig. 5** が示すように全温度範囲にわたって共通の応力範囲がないが、温度の上昇とともに有効応力の占める割合は増加すると考えてもよさそうである。

4. 考 察

Stress dip 試験によつて求められた σ_{aih} の値が転位の運動を妨げる平均内部応力と常に等しいとは限らない。この σ_{aih} の値が平均内部応力値と一致するのは内部応力が場所によらず一定の場合¹⁸⁾, 転位の速度が有効応力に比例する場合¹⁹⁾と平均内部応力が変形応力の100%近くを占める場合¹⁹⁾である。内部応力が周期的に変動している場合は周期応力場を正弦関数と仮定する^{20)~23)},あるいは適当な周期応力場を仮定しなければならない。アルミニウムの場合は内部応力の分布が知られていない

Fig. 3 Relation between steady state creep rate ($\dot{\epsilon}_s$) and the effective stress (σ_{th})

Fig. 4 Relation between steady state creep rate ($\dot{\epsilon}_s$) and the internal stress (σ_{aih})

ので σ_{a1h} から平均内部応力を決定することはできない。しかしながら、せん移クリープ段階におけるクリープ曲線の形状の変化が σ_{a1h} の経時変化と良い対応があること^{8),10)}を考えると、平均内部応力のかわりに σ_{a1h} を用いても定性的議論ができそうに思われる。それ故、 σ_{a1h} と σ_{1h} がそれぞれ平均内部応力と平均有効応力に等しいと仮定して議論を進めることにする。

4.1 定常クリープ速度の応力依存性

高温変形の特徴は定常歪速度が温度および応力に強く依存することである。ここでは dip 試験でえられた結果をもとにして応力指数 n について考えてみる。

Fig. 5 より明らかなごとく、変形応力中の有効応力は約40~70%を占めている。有効応力は転位が運動することによって生じるのであるから、定常クリープ速度 $\dot{\epsilon}_s$ は次のように与えられる。

$$\dot{\epsilon}_s = \phi \rho_m b v_g \quad (6)$$

ここに ϕ は方位因子、 ρ_m は運動転位密度、 b はバースペクトル、 v_g は転位の平均速度である。一定温度においては、Fig. 3 が示すように $\dot{\epsilon}_s$ は σ_{1h} の関数として示しうる。したがって運動転位の形成機構に関係なく温度一定のもとでは以下のごとく ρ_m と v_g を σ_{1h} の関数として表わすことが許されるであろう。

$$\rho_m \propto (\sigma_{1h})^{n_p} \quad (7)$$

$$v_g \propto (\sigma_{1h})^{m^*} \quad (8)$$

式(7)、(8)および式(6)と式(2)を比較すると次の関係を得る。

$$n_{1h} = n_p + m^* \quad (9)$$

$l = n/n_{1h}$ を用いて上式を示すと次のようになる。

$$n = l(n_p + m^*) \quad (10)$$

運動転位密度の変形応力依存性は知られていないが、これが総転位密度あるいは亜結晶粒内の転位密度に比例すると仮定すると $l \cdot n_p$ は2~0.8程度であるから^{24),25)},

Fig. 5 Relation between effective stress (σ_{1h}) and the flow stress (σ) at steady state creep

$n = 4.7$, $l = 1.3$ を用いて m^* を求めてみると、 m^* は、2.1~3.0程度の値となる。

4.2 運動転位密度の温度依存性

種々の金属のクリープの活性化エネルギーが温度急変試験法で求められているが、この値は、それらの金属の自己拡散の活性化エネルギー Q_{SD} に近い²⁶⁾。このような実験においては、転位組織が一定に保たれ、かつ運動転位密度も一定に保たれているとすると、温度急変の直前と直後では σ_{1h} および σ_{a1h} は変化しないと考えられるから、この方法でえられた活性化エネルギーは転位運動に対する活性化エネルギーと考えられる。したがって v_g は以下のごとく表わされる。

$$v_g \propto (\sigma_{1h})^{m^*} \exp\left(-\frac{Q_{SD}}{RT}\right) \quad (11)$$

(11)式を(6)式に代入して(2)式と比較すると次式を得る²⁷⁾。

$$Q_{1h} = Q_{SD} + RT^2 \left(\frac{\partial \ln \rho_m}{\partial T} \right)_{\sigma_{1h}} \quad (12)$$

(12)式より、(2)式における Q_{1h} が自己拡散の活性化エネルギーよりも低いのは ρ_m の温度依存性によっていることがわかる。(7)および(12)式より ρ_m は次のごとく表わされる。

$$\rho_m \propto \sigma_{1h}^{n_p} \exp\left(\frac{Q_{SD} - Q_{1h}}{RT}\right) \quad (13)$$

ρ_m の応力依存性は普通外部応力との関係で論じられるので、(13)式および(4)式を用いて ρ_m と σ の関係を求めると次のようである。

$$\rho_m \propto \sigma^{n_p} \exp\left(\frac{Q_{SD} - Q_{1h} - n_p Q_{1h}}{RT}\right) \quad (14)$$

$Q_{SD} = 33$ kcal/mol²⁸⁾, $Q'_{1h} = 24$ kcal/mol, $Q_{1h}' = 3.1$ kcal/mol, n_p を1.5~0.6の値とすると $Q_{SD} - Q_{1h} - n_p Q_{1h}'$ は7~4 kcal/mol程度となるから、 n_p の値が小さい時は、変形応力が一定であつても ρ_m は、温度の上昇とともにかなり減少することになる。

4.3 定常クリープ速度の σ_{a1h} 依存性

近年 Fe-Si 合金²⁹⁾やジルコニウム²⁷⁾に関する σ_{a1h} の測定が行なわれ、 σ_{a1h}/σ の値が応力に依存しないことが示された。しかしながらこの比は多くの場合応力の増加とともに減少する^{14)~17)}。これは n_{a1h} が n よりも大きいことを示している。

Ahlquist ら¹⁰⁾は300および350°Cにおいてアルミニウムと Al-3 at% Mg 合金の n および n_{a1h} を求めた。彼らの結果によると Al-Mg 合金の300°Cを除けば n_{a1h} は7~8程度であり、本実験でえられた n_{a1h} の値に近い。Al-Mg 合金における n_{a1h} の値が300°Cにおいて大きいのはこの温度付近で Portevin-Le Chatelier 効果が起こることに関係しており²⁹⁾、他の場合と同様に扱うことは

できないであろう。

Gibbs³⁰⁾ は 2 重交差にでらせん転位上にできたジョグが移動の際に空孔を放出し、この空孔が転位線に沿って拡散する速度でクリープ速度が定まると考えた。このモデルでは通常クリープ速度は平均内部応力の 3 乗に比例し、外部応力の一乗に比例する。また Boček ら³¹⁾ は亜結晶粒界にある転位が内部応力の原因になると考え Gibbs と同じ結果を導びいた。これらの結果は $\dot{\epsilon}_s$ が平均内部応力のみの関数として与えられておらず実験値を用いて評価しても $\dot{\epsilon}_s$ は σ_{ath} の 4 乗程度にしかない。

従来、内部応力の原因として亜結晶粒内の転位や亜結晶粒界の転位が考えられてきたが、高温変形中にセル組織が発達する場合には、セルができ始めると σ_{ath} が大きくなることが Cu-Al 合金で明らかにされた⁸⁾。また Cu-Al 合金においては σ_{ath} の大きさがセル境界における転位の間隔の逆数に比例する⁹⁾。以下では同じことがアルミニウムについても成立するものと仮定して考察を進める。

変形応力中の σ_{ath} の主たる原因が亜結晶粒界における転位によるものとする、 σ_{ath} は、亜結晶粒界における転位密度の平方根に比例し、おそらくは亜結晶粒界における転位の配列に依存するであろう。以上の仮定の下では σ_{ath} は以下のごとくかける。

$$\sigma_{ath} = A\mu b \sqrt{\rho_\mu} \exp\left(\frac{Q''}{RT}\right) \quad (15)$$

ここに A は定数、 μ は剛性率、 ρ_μ は亜結晶粒界における転位密度、 $\exp(Q''/RT)$ は、変形温度によって転位の配列が変化する事を考慮した項である。 ρ_μ の時間依存性は亜結晶粒界に入つてとめられる転位の密度 ρ_i とその境界で上昇運動によって消滅する転位の密度 ρ_{ic} の時間依存性によって決定されよう。上昇運動による転位の消滅は外部応力によっても駆動されるが転位密度の高い所 ρ_{ic} では転位間の相互作用力によって駆動されるであろう。このモデルでは $d\rho_i/dt$ ³¹⁾ および $d\rho_{ic}/dt$ ³⁰⁾ は以下の式で与えられる。

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \left(\frac{\eta}{ds}\right) \rho_m v_g \quad (16)$$

$$\frac{d\rho_{ic}}{dt} = \left[\frac{\beta b^2 C_{js} \sigma_{ath} D}{RT}\right] \rho_\mu^{3/2} \quad (17)$$

ここに η は定数、 ds は定常状態における亜結晶粒径 β は亜結晶粒界にある転位の内で上昇運動により消滅する転位の比率や配列等に関する組織学的因子、 C_{js} は定常状態におけるジョグ密度、 D は自己拡散係数である。定常状態においては $d\rho_\mu/dt = 0$ であるから (15), (16), (17), (18) および (6) 式より (19) 式を得る。

$$\frac{d\rho_\mu}{dt} = \frac{d\rho_i}{dt} - \frac{d\rho_{ic}}{dt} \quad (18)$$

$$\dot{\epsilon}_s = \beta \frac{b^3 \phi}{(A\mu b)^3} \cdot \frac{ds}{\eta} C_{js} \frac{D}{RT} \exp\left(-\frac{3Q''}{RT}\right) \sigma_{ath}^4 \quad (19)$$

定常状態において存在するジョグは熱平衡ジョグではないと考えられている³²⁾。ジョグの形成機構としては 2 重交差³⁰⁾、ヘリカル転位³³⁾や交切等が考えられる。これらはいずれも高温変形中に起こりうる機構であるが、ここではジョグが交切によって作られる場合についてのみ考える。ジョグが交切によってできる場合は、その生成速度は林転位密度 ρ_f と転位の速度に比例する。一方転位の消滅が主として刃状転位の上昇運動によるものとする、刃状転位上のジョグは異符号のジョグとの合体によって消滅する。ジョグ密度 C_j の時間依存性は次式で与えられる。

$$\frac{dC_j}{dt} = k_1 \rho_f v_g - k_2 C_j^2 v_j \quad (20)$$

ここに k_1, k_2 は比例定数、 v_j は刃状転位に沿ったジョグの移動速度で次式で与えられる³²⁾。

$$v_j = vb \exp\left(-\frac{Q_{SD}}{RT}\right) \quad (21)$$

ここに v はデバイ振動数である。(20) 式において $\rho_f \propto \rho_m$ と仮定し、定常状態ではジョグ密度が動的平衡を保っているものとする、 $dC_j/dt = 0$ となるから、(20), (21) および (6) 式より、次式を得る。

$$C_{js} \propto \left(\frac{k_1 \dot{\epsilon}_s}{k_2 b v}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{Q_{SD}}{2RT}\right) \quad (22)$$

定常状態において観察される亜結晶粒がどのような機構で形成されるか明らかではないが亜結晶粒径は σ_{ath} の逆数に比例することが銅の場合について知られている¹⁷⁾。そこで、この関係がアルミニウムでも成立するものとして (19) 式と (22) 式から $\dot{\epsilon}_s$ の σ_{ath} 依存性を求めると次のごとくである。

$$\dot{\epsilon}_s = K \left(\frac{\sigma_{ath}}{\mu}\right)^6 \left(\frac{\beta}{T}\right)^2 \exp\left(-\frac{Q_{SD} + 6Q''}{RT}\right) \quad (23)$$

ここに K は定数である。(23) 式と (3) 式を比較すると $\dot{\epsilon}_s$ の σ_{ath} 依存性は良く一致している。 Q'' の値は明らかではないが (23) 式と (1) 式から $\dot{\epsilon}_s$ を消去して σ_{ath} と σ との関係の求めると $\sigma_{ath} = (A_1/K)^{1/6} (T/\beta)^{1/3} \mu \sigma^{0.78} \exp\{-(Q - Q_{SD} - 6Q''/6RT)\}$ となる。 $Q = 35$ kcal/mol, $Q_{SD} = 33$ kcal/mol, $T = 673^\circ\text{K}$, $(1/\mu) \cdot (d\mu/dT) = -8.4 \times 10^{-4} \text{deg}^{-1}$ ³⁴⁾ を用い $(\partial \ln \sigma / \partial \ln T)_\sigma$ を計算して Q'_{ath} の値と比較すると Q'' は Q'_{ath} よりも 0.4 kcal/mol 程度大きいにすぎない。したがって Q'' を約 3.0 kcal/mol とし、(23) 式における $Q_{SD} + 6Q''$ を計算すると 51 kcal/mol となる。この値は (3) 式で与えられる Q_{ath} の値ときわめて良く一致している。

Barrett ら³⁵⁾ は多くの実験結果をもとにして定常クリ

ープ速度が次式で与えられることを示した。

$$\dot{\epsilon}_s = B\gamma^m \left(\frac{\sigma}{E}\right)^p \exp\left(-\frac{Q_{SD}}{RT}\right) \quad (24)$$

ここに B は温度および応力に依存しない定数, σ は積層欠陥エネルギー, E はヤング率, m および p はそれぞれ 1~3.5 および 約 5 の定数である。図式と (5) 式を用い, $Q'' \sim Q'_{a_{th}}$ として $\dot{\epsilon}_s$ を σ と T の関係で示すと, $\dot{\epsilon}_s \propto (\sigma^{4.7}/\mu^6) (\beta/T)^2 \exp\left(-\frac{Q_{SD}}{RT}\right)$ となり図式の経験式と良く似た形になる。 β は前述のごとく組織学的因子で積層欠陥エネルギーに依存すると思われる。

最近当摩ら¹⁹⁾は stress dip 試験でアルミニウムの $\sigma_{a_{th}}$ を測定する際 $d\sigma/dt$ を時間の経過とともに測定した。この結果を時間零に外挿すると時間零における $\sigma_{a_{th}}$ の値は stress dip 直前の変形応力にほとんど一致すると報告している。また著者ら³⁰⁾は歪速度急変試験でアルミニウム, Al-Zn 合金, および Al-Mg 合金に関し, m^* と $\sigma_{a_{th}}$ の値を測定したが, 歪速度急変試験から得られた $\sigma_{a_{th}}$ の値は本実験で得られた $\sigma_{a_{th}}$ の値よりもかなり大きい。これらの問題については今後さらに検討を加えたいと考えている。

5. ま と め

stress dip 試験により内部応力 $\sigma_{a_{th}}$, 有効応力 σ_{th} を定常クリープ中に測定し, これらと変形応力 σ , 温度 T , および定常クリープ速度 $\dot{\epsilon}_s$ との間の関係を求めた。試験温度および歪速度範囲はそれぞれ 300 ~ 500°C, 10^{-4} ~ 10^{-2} /sec で得られた結果は次のごとくである。

1) $\dot{\epsilon}_s$ と σ , σ_{th} あるいは $\sigma_{a_{th}}$ との関係はそれぞれ次のごとく表わされる。すなわち

$$\dot{\epsilon}_s = A_1 \sigma^{4.7} \exp(-35 \text{ kcal/mol}/RT),$$

$$\dot{\epsilon}_s = A_2 \sigma_{th}^{3.6} \exp(-Q_{th}/RT),$$

$$\dot{\epsilon}_s = A_3 \sigma_{a_{th}}^{6.1} \exp(-Q_{a_{th}}/RT)$$

ここに A_1 , A_2 および A_3 は定数で, Q_{th} および $Q_{a_{th}}$ はそれぞれ 24 kcal/mol および 51 kcal/mol である。

2) 変形応力中の内部応力の占める割合すなわち $\sigma_{a_{th}}/\sigma$ は, 0.3~0.6 で変形応力の減少とともに増加し, 温度の上昇とともに増加する。 Q_{th} と自己拡散の活性化エネルギー Q_{SD} との差は, 一定 σ_{th} に対する運動転位密度が温度の上昇にともなつて減少するためと考えられる。 Q_{SD} と $Q_{a_{th}}$ の差は, 亜結晶粒界における転位の配列が温度に依存し, かつ亜結晶粒界における転位の応力場が内部応力の主たる原因であると仮定すると説明できる。

最後に本研究の遂行にあたり, 適切なお助言を賜わり, 種々のご便宜をはかつていただいた横浜国立大学沖進教授, 終始ご協力いただいた吉田賢次, 小博直明, 佐々木康氏に深甚なる謝意を表する次第です。

参 考 文 献

- 1) N. F. Mott: Creep and Fracture of Metals at High Temperatures, N. P. L., (1956), 21.
- 2) P. B. Hirsch and D. H. Warrington: Phil. Mag., **6** (1961), 735.
- 3) C. R. Barrett and W. D. Nix: Acta Met., **13** (1965), 1247.
- 4) 長谷川, 及川: 日本金属学会会報, **11**(1972), 192.
- 5) 岡崎: 金属および合金のクリープ (第4回), 日本金属学会, (1973), 1.
- 6) A. A. Solomon and W. D. Nix: Acta Met., **18** (1970), 863.
- 7) C. N. Ahlquist and W. D. Nix: Scripta Met., **3** (1969), 679.
- 8) T. Hasegawa, Y. Ikeuchi and S. Karashima: Metal Sci. J., **6** (1972), 78.
- 9) T. Hasegawa, S. Karashima and Y. Ikeuchi: Acta Met., **21** (1973), 887.
- 10) C. N. Ahlquist and W. D. Nix: Acta Met., **19** (1971), 373.
- 11) Z. Tobolová and J. Čadek: phil. Mag., **6** (1972), 1419.
- 12) T. A. Trozera, O. D. Sherby and J. E. Dorn: Trans ASM, **49** (1957), 173.
- 13) 遠藤, 野村, 圓城, 足立: 日本金属学会誌, **35** (1971), 427.
- 14) C. N. Ahlquist, R. Gasca-Neri and W. D. Nix: Acta Met., **18** (1970), 663.
- 15) 菊池, 梶谷, 圓城, 足立: 日本金属学会誌, **37** (1973), 228.
- 16) G. B. Gibbs: Phil. Mag., **13** (1966), 317.
- 17) D. J. Lloyd and J. D. Embury: Material Sci. Eng., **4** (1970), 6.
- 18) K. Sumino and K. Kojima: Crystal Lattice Defects, **2** (1971), 159.
- 19) 当摩, 吉永, 諸住: 日本金属学会誌, **38**(1974), 170.
- 20) J. C. M. Li: Dislocation Dynamics, Ed. by A. R. Rosenfield et al., McGraw-Hill. 1968, 87.
- 21) M. J. Lutton and J. J. Jonas: Acta Met., **18** (1970), 511.
- 22) A. S. Argon: Mater. Sci. Eng., **3** (1968/69), 24.
- 23) M. Pahutová, T. Hostinsky and J. Čadek: Acta Met., **20** (1972), 693.

- 24) F. H. Hammand and W. D. Nix: Trans ASM, **59** (1966), 94.
- 25) 及川, 前田, 辛島: 日本金属学会誌, **37**(1973), 599より引用
- 26) F. Garofalo : 金属のクリープの基礎, 足立訳, 丸善, (1968), 65,
- 27) M. Pahutová and J. Čadek: Mater. Sci. Eng., **11** (1973), 151.
- 28) T. S. Lundy and J. F. Murdock: J. Appl. Phys., **38** (1962), 1671.
- 29) H. Asada, R. Horiuchi. H. Yoshinaga and S. Nakamoto: Trans JIM, **8** (1967), 159.
- 30) G. B. Gibbs: Phil. Mag., **23** (1971), 771.
- 31) M. Boček and D. Preininger: Mater. Sci. Eng., **9** (1972), 301.
- 32) J. Friedel: Dislocations, Pergamon Press, (1964), 104.
- 33) J. Weertman: Trans AIME, **227** (1963), 1443, **233** (1965), 2069.
- 34) P. M. Sutton: Phys. Rev. **19** (1953), 816.
- 35) C. R. Barrett and O. D. Sherby: Trans AIME, **233** (1965), 1116.
- 36) 遠藤: 未発表,