分散強化型合金のOrowanループによる加工硬化の温度依存性*

松 浦 圭 助**

Keisuke Matsuura : The Temperature Dependence of Work-Hardening due to Orowan Loops in a Dispersion-Hardened Alloy. The temperature dependence of work-hardening of dispersion-hardened alloy, which is due to Orowan loops formed around dispersed particles, has been calculated using a model that Orowan loops climb and annihilate through a pipe diffusion of vacancies along the loops during the deformation. Assuming a uniform distribution of Orowan loops around each particle, the rate of their annihilation was obtained by considering the total vacancy flux in a whole distribution of loops, and the amount and rate of work-hardening were finally given as a function of deformation temperature and particle size. These expressions were extended to the case in which there was a distribution of particle size.

The calculation fairly well accounted for the temperature dependence and particle-size dependence of work-hardening rate in an Al-1.2%Si alloy containing silicon particles, when reasonable values of the diffusion coefficient of pipe diffusion, that is, $D_0^p=10^{-3}\text{cm}^2/\text{s}$, $Q_p=58.6\text{kJ}/(\text{mol}\cdot\text{K})$ or $D_0^p=10^{-2}\text{cm}^2/\text{s}$, $Q_p=66.9\text{kJ}/(\text{mol}\cdot\text{K})$, were used, where D_0^p and Q_p mean a frequency factor and an activation energy for pipe diffusion, respectively. However, the work-hardening rate calculated decreased rapidly with increasing deformation temperature in a narrow temperature range compared to the measurements on the Al-1.2%Si alloy. This discrepancy has been ascribed to the fact that although the rate of climb of the Orowan loop depends on its position lying on particle interface, the position was not taken into account in the present calculation.

(Received March 5, 1979)

I. 緒 言

分散強化型合金を 77 K のような低温で変形した場合、ひずみの小さいところ(せん断ひずみで数%以内)での加工硬化は、変形中分散粒子の周りに残された Orowan 転位ループによって生じた母相中の平均内部応力によって良く説明される^{(1)~(4)}。しかし、低温変形で生じた加工硬化は、荷重をとり去った後、室温付近の比較的低温に保持することによって回復・消滅する^{(2)~(8)}(静的回復といわれる)。Hirsch ら⁽³⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾と Brown ら⁽²⁾⁽¹³⁾は、Cu-Al₂O₃、Cu-SiO₂ 合金についての Bauschinger 効果による内部応力の測定と回復に関する研究、転位組織の観察結果に基づいてそれぞれ異った静的回復機構を提唱している。Hirsch らのグループは、静的回復が、Orowan ループが転位にそうパイプ拡散によって上昇・消滅することによることを主張している。一方 Brown らは、Orowan ループが交差すべり機構によってプリズマティック・ループに変わるという塑性緩和機構に基づいて静的回復を説明している。その後森ら⁽¹¹⁾⁽¹²⁾は、Cu-SiO₂ 合金について静的回復の粒子サイズ依存性、温度依存性を調べ、Orowan ループが転位にそうパイプ拡散によって上昇・消滅するというモデルに基づく計算が実験結果を定量的に良く説明できることを示している。

このような静的回復に対応して、変形温度の上昇とともに、静的回復と同じ温度範囲で加工硬化の減少が見られ⁽²⁾⁽³⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾、これは動的回復といわれている。この回復機構に対し、Hirsch ら⁽³⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾は静的回復と同じ機構を考えているが、Brown ら⁽²⁾⁽¹³⁾は、粒子近傍で 2 次転位を発生することによって Orowan ループの応力場が緩和されるという塑性緩和の熱活性化過程に基づいて動的回復を説明している。しかし、このような解釈の相違に関して Hirsch らが行った Cu-SiO₂ 合金(あるいは Cu-Al₂O₃ 合金)の回復温度領域における変形組織の電子顕微鏡観察結果⁽¹⁰⁾、特に、変形温度の上昇とともに粒子に関係した 1 次すべり系の転位ループのみならず、Brown らの予想に反し、塑性緩和による 2 次すべり系の転位ループ密度も減少するという観察結果は、動的回復も、静的回復と同じく Orowan ループの上昇・消滅によることを示していると考えられる。

このような分散強化型合金の加工硬化の静的ならびに動的回復は分散粒子のサイズに依存し、粒子サイズの小さいほどより低温から回復が生ずることが認められている。先に述べたように、森ら⁽¹¹⁾⁽¹²⁾の静的回復に関する研究によれば、回復の粒子サイズ依存性はパイプ拡散による Orowan ループの上昇・消滅によって良く説明される。

本研究では、空孔のパイプ拡散による Orowan ループ

** 山形大学工学部 (Faculty of Engineering, Yamagata University, Yonezawa)

* Trans. JIM, 20(1979), 395 に掲載

の上昇・消滅に基づいて、分散強化型合金の Orowan ループによる加工硬化の温度依存性(動的回復)、その粒子サイズ依存性を計算によって求め、Si 粒子を分散させた Al-Si 合金単結晶についての実験結果と比較検討した。

II. 加工硬化量の計算

1. 計算方法

Orowan ループの上昇運動による消滅がなく、また塑性緩和が生じていない場合、加工硬化は主として Orowan ループによって生じた母相中の平均内部応力(逆応力)によって与えられる。球状の各分散粒子の囲りに n 個の Orowan ループが一樣に分布しているときの母相中の平均内部応力 $\bar{\tau}_i$ は、田中、森⁽¹⁾⁽¹⁴⁾、Brown-Stobbs⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾ によって次式のように求められている。

$$\bar{\tau}_i = A f \mu \gamma_p^* \quad (1)$$

$$A = \frac{\mu'(7-5\nu)}{2\mu'(4-5\nu) + \mu(7-5\nu)}$$

ここで f は粒子の体積分率、 μ と μ' はそれぞれ母相と分散粒子の剛性率、 ν は母相の Poisson 比である。 γ_p^* は塑性緩和が生じていない場合には塑性ひずみ(工学的せん断ひずみ) γ_p に等しく、半径 R の粒子の囲りの Orowan ループの数 n との間に、

$$\gamma_p^* = \frac{nb}{2R} \quad (2)$$

なる関係がある。そこで、加工硬化量 $d\tau$ は

$$d\tau = \bar{\tau}_i = A f \mu \frac{nb}{2R} \quad (3)$$

で与えられる。

変形中 Orowan ループの上昇運動による消滅がある場合は、 n の減少により γ_p^* は塑性ひずみ γ_p より小さくなっていく。この場合変形中の Orowan ループの数 n は

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{dn_0}{dt} - \left(\frac{dn}{dt} \right)_c \quad (4)$$

によって与えられる。ここで右辺第 1 項は、上昇運動による Orowan ループの消滅がない場合に、母相の一樣な塑性ひずみ γ_p によって各粒子の囲りに形成する Orowan ループの数 n_0 の増加する時間的割合を表わし、 n_0 は

$$\gamma_p = \frac{n_0 b}{2R}$$

によって与えられる。一定ひずみ速度 $\dot{\gamma}_p$ で変形するとき、上式の関係より

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{2R}{b} \dot{\gamma}_p \quad (5)$$

式(4)の右辺第 2 項は、Orowan ループが上昇運動によって消滅していくときのループ数の減少する速度を表わす。次節で、次のような単純化した条件の下でこの減少速度を求めた。

(a) 変形中 n 個の Orowan ループは粒子の囲りに一樣に分布している。

(b) Orowan ループの上昇運動は、ループに沿う空孔のパイプ拡散によって起る。

(c) Orowan ループの上昇・消滅以外に何らの塑性緩和も生じない。

条件(a)は、森らの計算⁽¹¹⁾⁽¹²⁾によって示されているように、静的回復の場合には正しくないと思われる。ループが上昇・消滅する一方で変形によって外から補給される動的回復の場合には、消滅速度が小さく(低温変形の場合)変形が一樣なときは比較的一様な分布に近い状態になると考えられるが、一般には不均一な分布が予想される。この不均一分布は、Orowan ループの上昇速度したがって消滅速度がループの横たわる位置によって変化することに由来するが、本計算では不均一分布を一樣にならすことによって全体としての平均消滅速度を求めている。この取り扱いによって、ループ位置による消滅速度変化の効果は取り入れられないが、森らの計算で考慮されなかった Orowan ループの集積の効果を比較的簡単な形で取り入れることができる。

2. Orowan ループの消滅速度

(1) Orowan ループの上昇・消滅に必要な空孔数

Fig.1 に示すように、粒子の囲りに一樣に分布していた n 個の Orowan ループが、 dt 時間後粒子の界面にそって上昇・消滅し $n-dn$ 個の一樣な分布に変化したとする。このとき、粒子右側の刃状成分は dN_0 個の空孔を放出(また

Fig.1 Model of climb and annihilation of Orowan loops along the particle interface.

は吸収)し、左側の刃状成分は dN_0 個の空孔を吸収(または放出)することになる。図において、粒子中心より z だけ離れたすべり面にある 1 個の Orowan ループが、界面にそって上昇運動し消滅するまでに放出(または吸収)する空孔数を $F_v(z)$ とすると、 $F_v(z)$ は

$$F_v(z) = \frac{2b}{\Omega} \int_z^R \sqrt{R^2 - z^2} dz$$

で与えられる。ここで b はバーガース・ベクトル、 Ω は原子容である。したがって n 個の Orowan ループがすべて消滅するまでに放出(または吸収)される空孔数 N_0 は、

$$N_0 = 2 \int_0^R F_v(z) \frac{n}{2R} dz$$

で与えられる。上式より

$$\frac{dN_0}{dn} = \frac{1}{R} \int_0^R F_v(z) dz = -\frac{2}{3} \frac{b}{\Omega} R^2 \quad (6)$$

(2) 空孔の化学的ポテンシャル μ^*

体積 V の 1 個の球状粒子の囲りに一樣に分布した n

個の Orowan ループによる弾性エネルギー $E(n)$ は、Eshelby⁽¹⁷⁾によると

$$E(n) = \frac{1}{2} V A \mu \gamma_p^2 = \frac{2}{3} \pi R^3 A \mu \gamma_p^2$$

で与えられるから、式(2)の関係 $\gamma_p^* = nb/(2R)$ より

$$E(n) = \frac{\pi}{6} A \mu R n^2 b^2 \quad (7)$$

したがって

$$\frac{dE(n)}{dn} = \frac{\pi}{3} A \mu R n b^2 \quad (8)$$

Fig.1 において、 n 個の Orowan ループが dN_v 個の空孔を放出(または吸収)することによって dn 個だけループ数を減少し、弾性エネルギーが $dE(n)$ だけ減少すると考えると、空孔を放出する側における空孔の化学的ポテンシャル μ^* は次式から求められる。

$$\mu^* = \frac{1}{2} \cdot \frac{dE(n)}{dN_v} = \frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{dE(n)}{dn}}{\frac{dN_v}{dn}} \quad (9)$$

式(9)に式(6)、(8)を代入し、

$$\mu^* = \frac{\pi}{4} A \mu \Omega \frac{nb}{R} \quad (10)$$

空孔を吸収する側における化学的ポテンシャルは $-\mu^*$ によって与えられる。

(3) パイプ拡散による空孔の放出速度

Orowan ループの片側の刃状成分のところで放出された空孔が、ループにそって拡散し、反対側の刃状成分のところで吸収されて転位ループが全体的に上昇すると考える。このとき n 個の Orowan ループによって空孔が放出(または吸収)される速度 dN_v/dt は、

$$\frac{dN_v}{dt} = 2 \int_0^n J(z) \cdot \delta \cdot dn = 4 \int_0^R J(z) \cdot \delta \cdot \frac{n}{2R} dz \quad (11)$$

から求められる。ここで δ はパイプ拡散の断面積で $\delta \approx b^2$ 。 $J(z)$ はループにそって流れる空孔の流束で、 D_p をパイプ拡散の拡散係数とすると、

$$J(z) = \frac{D_p}{\Omega k T} \text{grad } \mu^* \quad (12)$$

ここで $\text{grad } \mu^*$ は、式(10)を用い次のように表わされる。

$$\text{grad } \mu^* \approx \frac{2\mu^*}{2\sqrt{R^2 - z^2}} = \frac{\pi A \mu \Omega n b}{4R \sqrt{R^2 - z^2}} \quad (13)$$

式(12)、(13)を式(11)に代入し、 $\delta \approx b^2$ として

$$\frac{dN_v}{dt} = \frac{\pi^2 A \mu D_p b^3 n^2}{4k T R^2} \quad (14)$$

上式は空孔の流出速度が Orowan ループの数 n の 2 乗に比例することを示している。

(4) Orowan ループの消滅速度 (dn/dt)。

Orowan ループの消滅速度 (dn/dt)_c は

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_c = \frac{\frac{dN_v}{dt}}{\frac{dN_v}{dn}} \quad (15)$$

より求められる。上式に式(6)、(14)を代入し、

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_c = \frac{3\pi^2 A \mu D_p b^2 \Omega n^2}{8k T R^4} \quad (16)$$

上式から分るように、Orowan ループの消滅速度は粒子半径の 4 乗に逆比例し、ループ数の 2 乗に比例している。

1 個の Orowan ループについての消滅速度が Ashby⁽¹⁸⁾、Hazzledine-Hirsch⁽⁹⁾、森・徳重⁽¹¹⁾によって求められている。係数が多少異なること、また n^2 の依存性を除くと、上式は Ashby、森らによって得られた 1 個の Orowan ループの消滅時間の逆数(消滅速度)に対する表現と同じような形をしている。

3. 変形中の Orowan ループ数の変化と加工硬化量

変形中各粒子の周りに分布する Orowan ループの数 n は式(4)を解くことによって求まる。式(4)に式(5)および式(16)を代入すると、

$$\frac{dn}{dt} = B - C n^2 \quad (17)$$

ここで

$$B = \frac{2R}{b} \dot{\gamma}_p$$

$$C = \frac{3\pi^2 A \mu D_p b^2 \Omega}{8k T R^4}$$

$t=0$ において $n=0$ の条件の下で式(17)を解くと

$$n = \sqrt{\frac{B}{C}} \cdot \frac{1 - \exp(-2\sqrt{BC} \cdot t)}{1 + \exp(-2\sqrt{BC} \cdot t)} \quad (18)$$

加工硬化量 $d\tau$ は式(3)に上式の n を代入することによって得られる。ひずみ速度一定下の試験では $\dot{\gamma}_p = \dot{\gamma}_p t$ なる関係より式(18)の t を $\dot{\gamma}_p$ で書き換え、さらに

$$p = \frac{\sqrt{BC}}{\dot{\gamma}_p} = \sqrt{\frac{3\pi^2 A \mu D_p \Omega b}{4k T R^3 \dot{\gamma}_p}} \quad (19)$$

とおくと、加工硬化量は次式の単純化した形で表わされる。

$$d\tau = A f \mu \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{1 - \exp(-2p\dot{\gamma}_p)}{1 + \exp(-2p\dot{\gamma}_p)} \quad (20)$$

また加工硬化率 θ は

$$\theta = \frac{d(d\tau)}{d\dot{\gamma}_p} = A f \mu \frac{4 \exp(-2p\dot{\gamma}_p)}{\{1 + \exp(-2p\dot{\gamma}_p)\}^2} \quad (21)$$

で与えられる。

これまでは半径 R の単一サイズの粒子が分散している場合の加工硬化を求めてきた。実際には粒子サイズに分布があり、このような場合の加工硬化は式(20)、(21)を拡張して容易に求められる。半径 R_i の粒子の体積分率を f_i とし、

$$g_i = \frac{f_i}{f} \quad (22)$$

とおく。 f は全粒子の体積分率で、 $f = \sum_i f_i$ 。この g_i を用いると、粒子サイズに分布がある場合の $d\tau$ 、 θ はそれぞれ次のように表わされる。

$$d\tau = Af\mu \sum_i \frac{g_i}{p_i} \cdot \frac{1 - \exp(-2p_i\gamma_p)}{1 + \exp(-2p_i\gamma_p)} \quad (23)$$

$$\theta = Af\mu \sum_i \frac{4g_i \exp(-2p_i\gamma_p)}{\{1 + \exp(-2p_i\gamma_p)\}^2} \quad (24)$$

ここで p_i は、半径 R_i のときの p の値(式(19))を表わす。

III. Si 粒子を含む Al-1.2%Si 合金単結晶の加工硬化率

573 K で 1 h および 100 h 時効処理し、Si 粒子を析出分散させた Al-1.2%Si 合金単結晶を、約 2.8×10^{-4} /s の引張りひずみ速度で 77~523 K の温度範囲で引張り試験した。電子顕微鏡写真から測定したこれらの試料における Si 粒子のサイズ分布を Fig. 2 に示す。本合金についての Bauschinger 効果の実験⁽¹⁹⁾によれば、77 K 変形における小さなひずみ ($\gamma_p \leq 3 \sim 6\%$) のところでの加工硬化は、ほぼ Orowan ループによる平均内部応力(式(1))で与えられる。これらの試料の応力-ひずみ曲線は、わずかな容易すべり領域の後放物線状の急速硬化領域を示す⁽⁸⁾。容易すべり

領域での低い加工硬化は不均一変形の影響を受けていることが考えられるので⁽¹⁹⁾、急速硬化領域の最初の部分に相当する $\gamma_p = 3\%$ のところの加工硬化率 $\theta \equiv d\tau/d\gamma_p$ を求め Fig. 3 に示す。また図には、麻田⁽²⁰⁾ および Jaoul⁽²¹⁾ の発表した純 Al 単結晶の応力-ひずみ曲線より求めた $\gamma_p = 3\%$ における加工硬化率も示してある。純 Al のデータから推測されるように、粒子を含まない母金属(Al)のみでも加工硬化に温度依存性が考えられる。そこで、その分を差引くため、単純な加算則を仮定して、Si 粒子を含む Al-Si 合金の加工硬化率 θ_{Al-Si} から純 Al の加工硬化率 θ_{Al} を差引き、純 Al の剛性率 μ の値⁽²²⁾を用いて剛性率の温度依存性による変化を補正し、77 K での値に規準化した表示、 $(\theta_{Al-Si}^T - \theta_{Al}^T)/(\theta_{Al-Si}^{77} - \theta_{Al}^{77}) \times (\mu^{77}/\mu_T)$ を Fig. 4 に示す。ここで上付き添字は測定した温度を表わす。これらの図において、小さな粒子を含む 1 h 時効の試料は、粒子サイズの大きい 100 h 時効の試料に較べより低温から軟化しているのが見られる。

Fig. 2 Size distribution of silicon particles in an Al-1.2%Si alloy aged for 1 h (a) and for 100 h (b) at 573 K. $n(R)dR$ is the number of particles of radius between R and $R+dR$ and N is the total number of particles.

Fig. 3 Temperature dependence of work-hardening rate θ at a plastic shear strain $\gamma_p = 3\%$ for Al-1.2%Si alloy and pure Al. Data of pure Al are from the stress-strain curves by Asada *et al.*⁽²⁰⁾ (Δ) and Jaoul⁽²¹⁾ ($\bullet$).

Fig. 4 Temperature dependence of work-hardening rate, corrected by the temperature dependence of rigidity modulus μ and work-hardening rate θ_{Al} for matrix(Al), at $\gamma_p = 3\%$. θ_{Al-Si}^T and θ_{Al}^T (or θ_{Al-Si}^{77} and θ_{Al}^{77}) are the work-hardening rate of Al-1.2%Si alloy and pure Al at temperature T (or 77 K), respectively. $\bar{R}_v$ means the mean particle radius averaged by the weight of volume fraction of particles of each size (see text).

IV. 計算値と実験結果との比較

Fig. 2 に示すように、実際の試料には粒子サイズの分布があり、計算式(21) (または式(20))と実験結果を比較するには適切な平均粒子サイズを用いる必要がある。式(23)または式(24)から分るように、加工硬化量または加工硬化率は粒子半径に依存するとともに、それぞれの大きさの粒子の体積分率 $f_i = f \cdot g_i$ に比例している。したがって粒子サイズに分布がある場合、粒子数ではなく体積分率 f_i の大きい粒子サイズのものが加工硬化により大きな影響を及ぼしている。そこで、通常良く用いられている粒子数の重みをつけた平均よりも、それぞれのサイズの粒子の体積分率 f_i の重みをつけて求めた平均半径 $\bar{R}_v$ を用いる方が計算式

との比較において適切と考えられる。すなわち、式(22)の g_i を用いて表わすと、

$$\bar{R}_v = \sum_i g_i \cdot R_i \quad (25)$$

Fig. 2 の分布曲線は粒子数を表わしており、これより粒子を球状として g_i を求め、式(25)より $\bar{R}_v$ を算出した。573 K で 1 h 時効した試料の $\bar{R}_v$ は 15 nm, 100 h 時効したときの $\bar{R}_v$ は 90 nm であった。そこでこれらの平均半径の粒子について式(21)の計算を行った。その際、転位にそうパイプ拡散の拡散係数 $D_p = D_0^p \exp(-Q_p/RT)$ の計算において次のような値を用いた。

$$D_0^p = 10^{-2}, 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$$

$$Q_p = 58.6, 62.8, 66.9 \text{ kJ}/(\text{mol} \cdot \text{K})$$

上記 Q_p の値は Al の自己拡散の活性化エネルギー (120.3 kJ/(mol·K))⁽²³⁾ の半分程度、 D_0^p は自己拡散の振動数因子 ($D_0 = 0.035$)⁽²³⁾ の約 1/3~1/30 に相当する。

これらの値を用いて式(21)より計算した $\gamma_p = 3\%$ における加工硬化率 $\theta/(Af\mu)$ の温度依存性を、Fig. 5 に示してある。なお、 $Af\mu$ は Orowan ループの上昇・消滅がない場合の加工硬化率である。Fig. 4 の結果と比較すると、低温での加工硬化率が半減する温度に着目するならば、 $D_0^p = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$, $Q_p = 66.9 \text{ kJ}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ または $D_0^p = 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$, $Q_p = 58.6 \text{ kJ}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ のとき Fig. 4 の実験曲線に最も近い結果が得られている。

Fig. 5 Temperature dependence of work-hardening rate at $\gamma_p = 3\%$ calculated from eq. (21), where $Af\mu$ corresponds to the work-hardening rate at 77 K. D_0^p and Q_p are the frequency factor and the activation energy for pipe diffusion respectively.

そこで $D_0^p = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$, $Q_p = 66.9 \text{ kJ}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ として、 $R_v = 15$ および 90 nm の場合についていくつかの温度における応力-ひずみ曲線を式(20)から計算した。用いたその他のパラメーターは、 $A = 0.74$, $f = 0.012$ である。その結果を、ほぼ対応する温度で得られた Al-1.2%Si 合金単結晶の応力-ひずみ曲線(点線)と比較して、Fig. 6 に示してある。計算によって求めた加工硬化曲線は、実測の応力-ひずみ曲線と大体良い一致を示している。

Fig. 6 Work-hardening increments of flow stress, $\Delta\tau$, calculated from eq. (20) (full lines), compared with corresponding stress-strain curves of Al-1.2%Si alloy crystals (broken lines).
(a) $\bar{R}_v = 90 \text{ nm}$: aged 100 h-573 K
(b) $\bar{R}_v = 15 \text{ nm}$: aged 1 h-573 K.

計算結果は、実測された加工硬化率および加工硬化曲線の温度依存性およびその粒子サイズ依存性を大体良く説明するが、実測値に較べ比較的狭い温度範囲で急速に加工硬化率が減少している。

このような相違の理由としてまず考えられるのは、この計算では平均粒子半径 $\bar{R}_v$ に等しい単一サイズの粒子が分散しているときの加工硬化率を求めているが、実際の試料では Fig. 2 に示すような粒子サイズの分布があるということである。そこで Fig. 2 の粒子サイズの分布の場合について、式(24)を用いて加工硬化率を計算した。その結果を Fig. 7 に単一粒子サイズを用いた結果と比較して示してある。単一粒子サイズのものが分散している場合に較べ、加工硬化率の減少する温度範囲が多少広がってくるが、まだ

Fig.7 Temperature dependence of work-hardening rate at $\gamma_p=3\%$ calculated from eq.(24), in which the distribution of particle size is considered, compared with those calculated from eq.(21) for the particles of a single size, $\bar{R}_p$.

実測されたものよりは狭い。むしろ、この計算結果は、体積分率の重みをつけて求めた平均粒子サイズ $\bar{R}_p$ を用いるならば、単一粒子サイズの場合の式(21)で、粒子サイズに分布がある場合の加工硬化率の温度依存性をかなり良く近似できることを示している。

次に考えられる大きな理由として、本計算で用いた Orowan ループの分布、消滅に関する単純化した取扱いが挙げられる。本計算では、空孔の流出(または流入)速度および Orowan ループの消滅速度を求めるのに、Orowan ループの分布を粒子界面に一樣にならして全体としての平均的な速度を求めている。実際には、森らの静的回復についての計算⁽¹¹⁾⁽¹²⁾に示されているように、粒子の上端あるいは下端付近では空孔の流出速度および Orowan ループの消滅速度は大きく、粒子の赤道面付近ではこれらの速度は非常に小さくなっていく。このような Orowan ループの消滅速度の粒子界面における分布を考えると、粒子の上端(または下端)付近では本計算で求めたよりもより低温で Orowan ループの消滅が生じており、また赤道面付近にあるループはより高温で上昇、消滅することが推定され、実測の軟化曲線に近づくことが期待される。

最後に、純 Al の加工硬化の温度依存性を調べるに際し、御教示頂いた九州大学工学部 吉永日出男教授に深く感謝致します。

また、本研究費の一部は軽金属学会の援助によることを付記し厚く謝意を表します。

文 献

- (1) K.Tanaka and T.Mori: *Acta Met.*, **18**(1970), 931.
- (2) J.D.Atkinson, L.M.Brown and W.M.Stobbs: *Phil.Mag.*, **30**(1974), 1247.
- (3) D.Gould, P.B.Hirsch and F.J.Humphreys: *Phil.Mag.*, **30**(1974), 1353.
- (4) T.Mori and K.Narita: *Acta Met.*, **23**(1975), 85.
- (5) R.L.Jones: *Acta Met.*, **17**(1969), 229.
- (6) P.B.Hirsch and F.J.Humphreys: *Proc.Roy.Soc.Lond.*, **A.318**(1970), 45.
- (7) A.T.Stewart and J.W.Martin: *Acta Met.*, **23**(1975), 1.
- (8) K.Matsuura, A.Ishizaka and K.Watanabe: *Trans.JIM*, **16**(1975), 805.
- (9) P.M.Hazzledine and P.B.Hirsch: *Phil.Mag.*, **30**(1974), 1331.
- (10) F.J.Humphreys and P.B.Hirsch: *Phil.Mag.*, **34**(1976), 373.
- (11) T. Mori and H. Tokushige: *Acta Met.*, **25**(1977), 635.
- (12) T.Mori and T.Mura: *Acta Met.*, **26**(1978), 1199.
- (13) L.M.Brown and W.M.Stobbs: *Phil.Mag.*, **34**(1976), 351.
- (14) T.Mori and K.Tanaka: *Acta Met.*, **21**(1973), 571.
- (15) L.M.Brown and W.M.Stobbs: *Phil.Mag.*, **23**(1971), 1185.
- (16) L.M.Brown: *Acta Met.*, **21**(1973), 879.
- (17) J.D.Eshelby: *Proc.Roy.Soc.*, **A241**(1957), 376; **A252**(1959), 561.
- (18) M.F.Ashby: *Strengthening Methods in Crystals*, Ed. by A. Kelly and R. B. Nicholson, Elsevier, (1971), 137.
- (19) K.Matsuura, K.Akabane and K.Watanabe: *Proc.4th Int.Conf.on the Strength of Metals and Alloys*, Vol.1, Nancy, France, (1976), 191; *Trans.JIM*, **20**(1979), 126.
- (20) H.Asada, R.Horiuchi, H.Yoshinaga and S.Nakamoto: *Trans.JIM*, **8**(1967), 159.
- (21) B.Jaoul: *J.Rech.Phys.Met.*, **5-1**(1957), 95.
- (22) P.M.Sutton: *Phys.Rev.*, **91**(1953), 816.
- (23) C.J.Smithells: *Metal Reference Book*, Vol.2, Butterworths, (1967).