九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

金属材料の高温変形挙動の予測に関する研究

宮川, 英明

https://doi.org/10.11501/3079423

出版情報：九州大学, 1994, 博士（工学）, 論文博士
バージョン：
権利関係：

第 5 章

固溶強化合金の変形応力予測法の比較・検討および本予測法の適用限界

5.1 緒言

前章で高温における固溶強化合金の任意の経路に沿った変形応力予測法を提案した。この予測法は固溶強化合金の高温変形機構に基づくもので、予測に必要なパラメータの温度および組成依存性を明らかにした。しかし、金属材料の熱間加工の分野では、経験式や半経験式を用いて変形応力を求めているのが現状であり、その手法は汎用性に欠けるものである。この章の前半では、第 3 章で実験的に検討した[49]Al-3at%Mg 合金の 673K における変形応力の変形経路依存性を、第 4 章で導いた予測法[49][46]と経験的に知られている変形の状態方程式を用いる方法およびこれまでに提案されている他の予測法によって予測し、それらの予測法の優劣を比較・検討する。

固溶強化合金の定常変形応力－ひずみ速度線図(両対数プロット)の勾配で示されるひずみ速度の応力指数は約3であるが、高応力域や低応力域では応力指数が3からはずれ大きくなることが報告されている。応力指数が3より大きい値へ変化するのは、刃状転位の溶質雰囲気引きずり運動で特徴づけられる固溶強化合金の変形機構が別の律速機構に変化したためであると考えられる。本研究で導かれた予測法は応力指数が3を示す領域に対して精度よく適用できるが、転位速度が速くなると溶質雰囲気を離脱して運動する転位が増加するため、溶質雰囲気引きずり運動を前提とした本予測法の予測精度が悪くなる(前章)。これは上述の高応力域で応力指数が3より大きくなることに対応している。一方、低応力域にも応力指数が3より大きい領域が存在することが報告されている[80]。この章の後半では、本予測法を用いて応力指数が3から変化する境界応力を求め、本予測法の適用限界について検討する。

5.2 比較する変形応力予測法

ここで比較する予測法は、

1. 経験的に知られている変形の状態方程式を用いる方法
2. いくつかの実測曲線を組み合わせる方法(中西法[11][12])
3. 変形機構に基づく方法(第4章で提案した方法[49][46])

の3種類である。

なお、予測の検討に用いた実験結果は 図2.6 に示した3種類の経路で測定された応力－ひずみ曲線 図3.2 (a) である。第4章で述べたように、それらの試験条件では変形経路の全域にわたって、

変形が溶質雰囲気引きずり機構によって律速されていると考えられるからである。

この変形応力の変形経路依存性を、変形の状態方程式を用いる方法と中西法によって予測し、第4章の予測結果と比較·検討する。

5.2.1 変形の状態方程式を用いる予測法

金属材料を一定ひずみ速度で変形させたり、一定応力でクリープ変形させると、変形初期の遷移段階を経て、転位密度の増加と回復がバランスして変形応力やひずみ速度が一定となる定常状態が現れる。この定常状態における塑性ひずみ速度$\dot{\varepsilon}$は固溶強化合金では次式のように、溶質原子濃度C、応力σおよび温度Tに依存することが経験的に知られている[80]。

$$\dot{\varepsilon} = A_D \frac{Gb}{kT} C^{-m} \left(\frac{\sigma}{G}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) \tag{5.1}$$

ここで、A_Dは温度や合金組成に依存しない定数、Gは剛性率、bは隣接原子間距離(転位のバーガースベクトルの大きさに等しい)、kはボルツマン定数、mは濃度指数、nは応力指数、Qは変形の活性化エネルギーである。溶質原子濃度や温度が一定の場合には、式(5.1)は簡単に

$$\dot{\varepsilon} = A'_D \sigma^n \tag{5.2}$$

とすることができる。ただし、

$$A'_D = A_D \frac{Gb}{kT} C^{-m} G^{-n} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right)$$

である。

図 5.1 は Al-3at%Mg 合金の 673K で得られた定常変形状態における応力σとひずみ速度$\dot{\varepsilon}$の関係を両対数プロットしたもの[68]である。図より明らかなように、測定点はほぼ一本の直線上にのっており、この勾配より得られるひずみ速度の応力指数 n は約 3.1 である。また、比例定数 A'_D は $5.9\times10^{-8}(\mathrm{MPa})^{-n}\mathrm{s}^{-1}$ である。ただし、σ の単位には MPa を用いている。

ところで、変形応力が時間とともに変化する遷移段階では、制御できる見かけのひずみ速度$\dot{\varepsilon}_a$は試験片の塑性ひずみ速度$\dot{\varepsilon}$とは異なり、それは塑性ひずみ速度$\dot{\varepsilon}$に試験片を含む試験機系の弾性ひずみ速度$\dot{\sigma}/K$を加えた式で与えられる。したがって、式 (5.2) から、変形応力の増分 $d\sigma$ は

$$d\sigma = K(\dot{\varepsilon}_a - A'_D\sigma^n)dt \tag{5.3}$$

で表され、変形経路が与えられると ($\dot{\varepsilon}_a$ はその勾配で与えられる)、微小時間 dt 経過後の変形応力の増分 $d\sigma$ が計算できる。このようにして、σ の初期値を用いて変形経路に沿う変形応力の予測ができる。

5.2.2 中西らの予測法

第 1 章で述べたように、これまでにいろいろな経験的予測法が提案され、主に鋼の高温変形に適用されてきたが、その中で、以下に示す中西法は特定の材料に限定されない一般的手法を与えているので、ここでは経験的方法の代表として中西法を選んだ。中西ら[11][12]は、温度やひずみ速度の異なる多数の定速引張試験を行い、

得られた応力－ひずみ曲線から、任意の変形経路の変形応力を予測する方法を提案した。ただし、ここで比較する実測曲線は一定温度で得られたものであるから、温度の効果を考慮する必要はない。前節の予測法が定常状態のひずみ速度と変形応力の関係のみで予測式を構成するのに対し、中西法では変形初期の遷移段階でのひずみ速度と変形応力の関係をも含めている点で予測精度が高くなる。

中西らは予測に必要なパラメータを実験式として求めて予測式を作成し、数値計算により変形応力を求めているが、本論文では原理的に同じ方法である作図法で変形応力の予測曲線を求めた。以下、その方法について述べる。

予測に必要な基準の応力－ひずみ曲線として中島ら[50]が Al-3at% Mg 合金について 673K の定速引張試験で測定した応力－ひずみ曲線を用いる。図 5.2 (a) はこれを示したもので、それに対応する塑性ひずみ速度－ひずみ曲線を 図 5.2 (b) に示す。

図 5.2 (a) と (b) より、各ひずみに対応する変形応力と塑性ひずみ速度を求める。例えば、ひずみε_i (i=1,2,3,$\cdots$) で 図 5.2 (a) 中に示した変形応力σ_{a_i}、σ_{b_i}、σ_{c_i} を求め、同様に 図 5.2 (b) でε_i での塑性ひずみ速度$\dot{\varepsilon}_{a_i}$、$\dot{\varepsilon}_{b_i}$、$\dot{\varepsilon}_{c_i}$ を求める。このようにして、各ε_i に対応するひずみ速度$\dot{\varepsilon}$ と変形応力σ の関係が得られる。 図 5.3 に 1 例として、ε_i=0.005 におけるσ-$\dot{\varepsilon}$ の関係を示した。変形経路が与えられると、各ひずみでのひずみ速度がわかるので、各ひずみごとに 図 5.3 と同様な応力－ひずみ速度線図を作成すれば、それらの図から各経路に沿って変形応力を求めることができる。

変形経路が与えられたとき、その勾配として求められるひずみ速

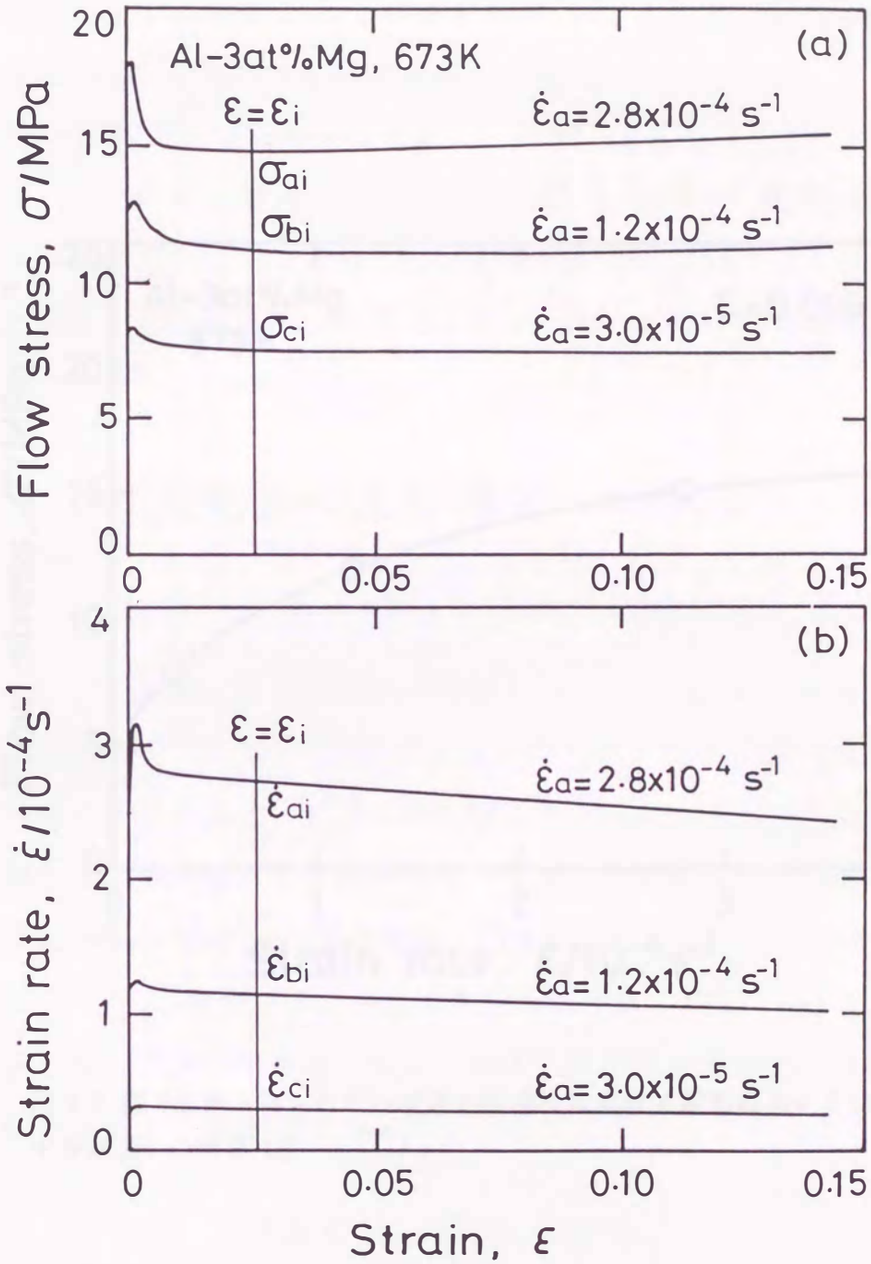


図 5.2　Al-3at%Mg 合金の 673K での定速引張試験で得られたひずみεに対する変形応力σの実測曲線 (a)、ひずみεに対するひずみ速度$\dot{\varepsilon}$の実測曲線[50] (b) (宮川ら[87])。

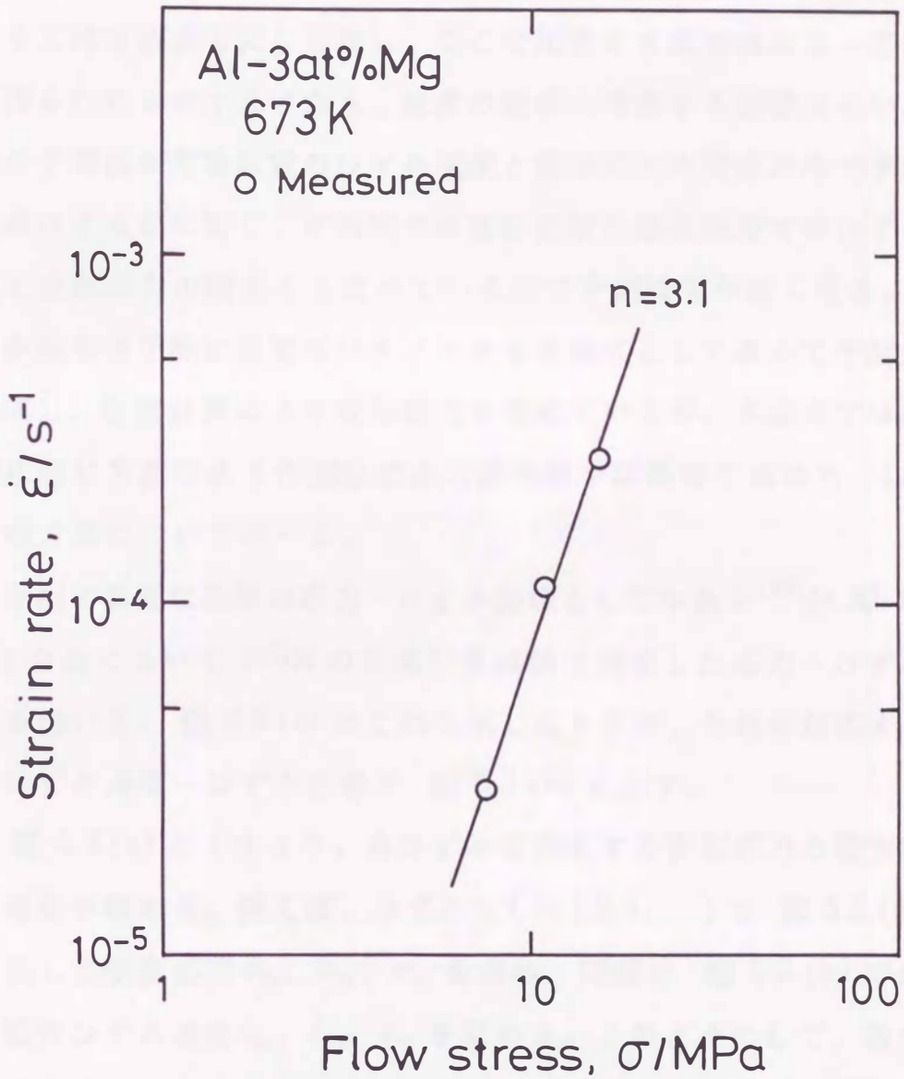


図 5.1 Al-3at%Mg 合金の 673K での変形について実測された定常状態における変形応力 (σ) − ひずみ速度 ($\dot{\varepsilon}$) 線図 (宮川ら[87])。

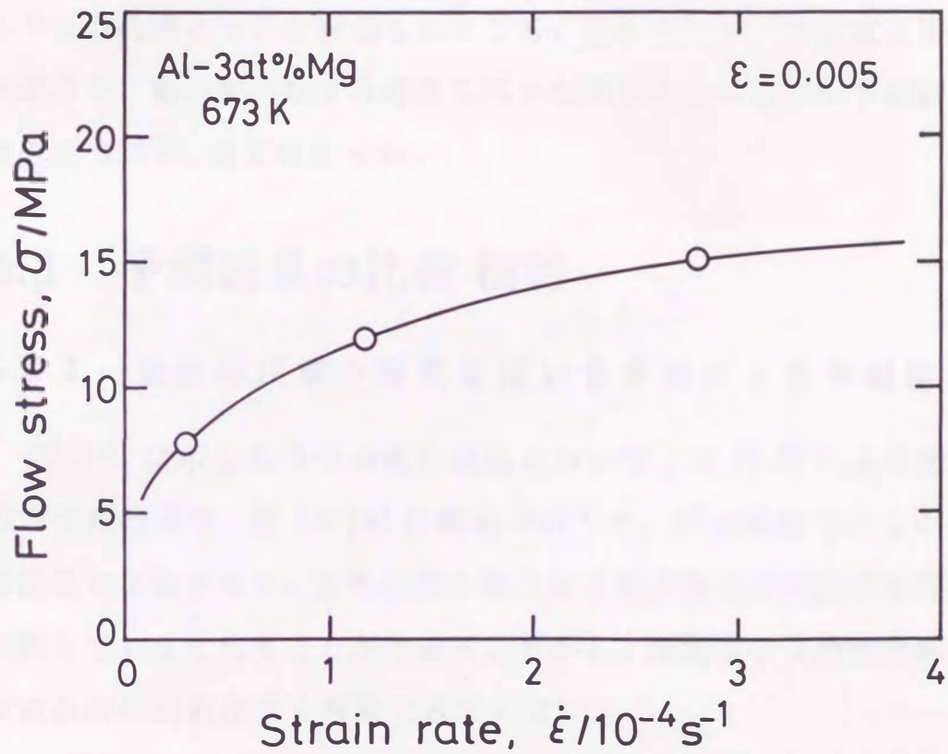


図 5.3 図 5.2 から得られたひずみε=0.005における変形応力σとひずみ速度$\dot{\varepsilon}$の関係 (宮川ら[87])。

度は弾性変形を含む見かけのひずみ速度$\dot{\varepsilon}_a$である。中西らは塑性ひずみ速度$\dot{\varepsilon}$と見かけのひずみ速度を区別していないが、正しくは塑性ひずみ速度で記述すべきものと思われる。ここでは$\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_a-\dot{\sigma}/K$より、$\dot{\varepsilon}_a$と$\dot{\sigma}$から塑性ひずみ速度を求めた。ただし、本研究における3つの経路について評価したところ、見かけのひずみ速度を用いた場合と、真の塑性ひずみ速度を用いた場合の変形応力の予測誤差は最大で2%に過ぎなかった。

5.3 予測結果の比較·検討

5.3.1 変形の状態方程式を用いる方法による予測結果

図2.6に示した3つの変形経路について、式(5.3)による変形応力予測結果を図5.4(a)に破線で示した。図に実線で示した実測曲線と比較すると、変形初期を除けば予測曲線は実測曲線を概ね再現していると見ることができる。しかし、経路1と2の変形初期の高温降伏現象は全く再現できていない。

式(5.3)による変形応力予測法では、定常変形状態における応力－ひずみ速度の関係式を用いているため、高温降伏現象のような定常状態から大きく離れた遷移段階を再現できないことがわかる。

5.3.2 中西らの方法による予測結果

中西法で求めた変形応力予測結果を図5.4(b)に破線で示す。中西法による予測では、実線で示した実測曲線よりも小さいが、変形初期の高温降伏現象も現れており、実測曲線に近い予測曲線が得ら

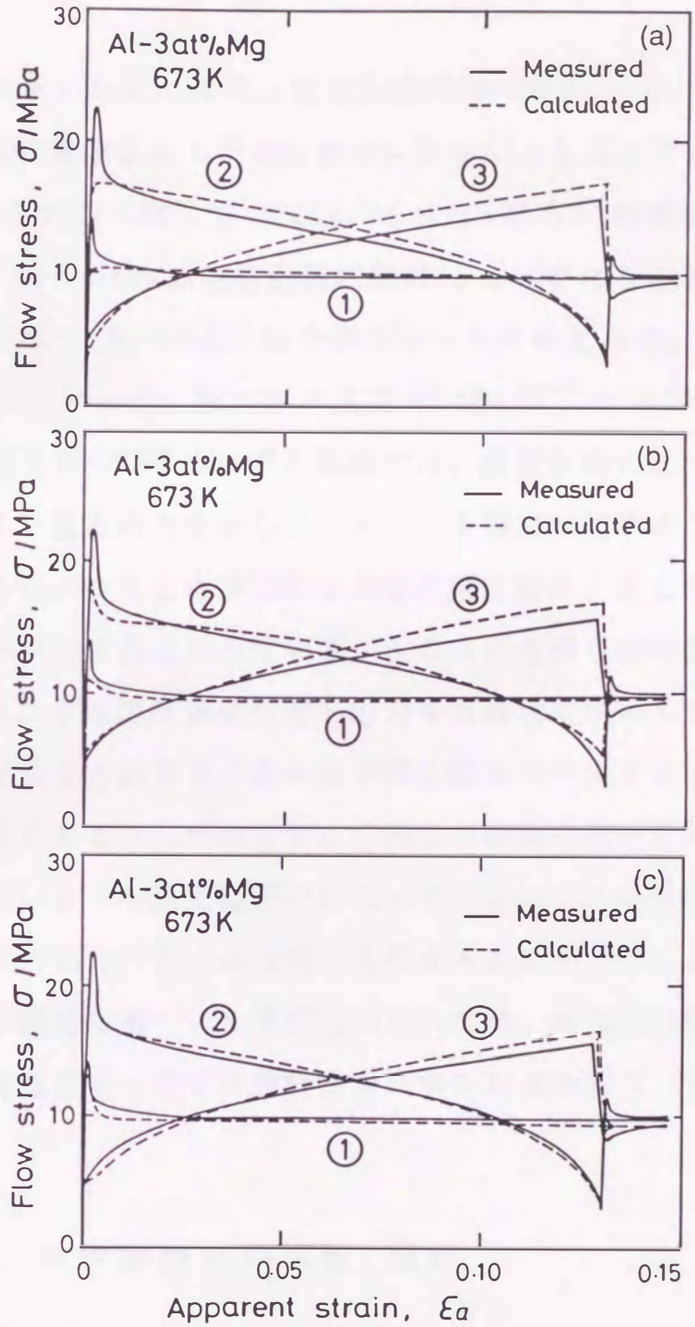


図 5.4 Al-3at%Mg 合金の 673K における、変形応力予測曲線（破線）と実測曲線（実線）の比較。 変形経路 1、2 および 3 は 図 2.6 参照。 (a) 変形の状態方程式を用いる方法 (b) 中西らの方法 (c) 本研究の方法 （宮川ら[87]）。

れることがわかる。なお、定速引張試験 (経路 1) では、この方法では、本来実測曲線と予測曲線は一致すべきものであるが、図 5.4 (b) ではこれが一致していない。これは 図 5.1 の実測曲線の 3 つの$\dot{\varepsilon}_a$が 図 5.4 (b) の定速引張試験の$\dot{\varepsilon}_a$といずれも一致していないため、内挿で 図 5.4 (b) の予測を行ったためである。

経路 2 において、低ひずみ速度 ($\dot{\varepsilon}=3\times10^{-5} \sim 2.5\times10^{-6}\mathrm{s}^{-1}$) で変形する 0.12~0.13 のひずみ範囲では、実測曲線に比べ予測曲線がやや大きい変形応力を示している。この理由は次のように考えられる。 図 5.1 に示した 673K の 3 個の測定値は、よく見ると直線から外れやや上に凸になっている。この 3 点を滑らかに結ぶ曲線を引いて、低ひずみ速度領域の変形応力を外挿法で求めると、応力を高く予測することになり、これが予測曲線をやや大きくした原因であると考えられる。したがって、中西法で精度の高い予測を行うためには、広いひずみ速度範囲にわたって、少なくとも数個の定速引張試験による応力－ひずみ曲線を実測する必要がある。また、中西法は、変形機構に基づいた予測法でないため、本質的に材料ごとに予測に必要な応力－ひずみ曲線を求めなければならないという欠点がある。

5.3.3 本予測法との比較・検討

第 4 章で示したように、本研究の予測法は固溶強化合金の高温変形機構に基づいたもので、溶質雰囲気引きずり機構で変形する場合には、変形応力の予測精度が高い。比較のため、この予測法で得られた予測曲線も 図 5.4 (c) に再掲した。

上述の 3 種類の予測結果を要約すると次のようになる。状態方程式を用いた方法では、高温降伏現象のような定常変形状態と大きく異なる変形領域では実測曲線を全く再現できていない。したがって、中西法や本予測法の方がより優れている。中西法と本予測法を比較すると、予測精度にあまり差はないが、高温降伏現象の再現性や経路 3 のひずみ速度が小さい領域など、詳細に見ると、本予測法の方が実測曲線をよりよく再現している。

次に、それぞれの予測法の予測原理について検討する。状態方程式を用いる方法は、定常状態のみの変形応力－ひずみの関係を定式化したもので、遷移段階の変形応力は本質的に予測できない方法である。

中西法は遷移段階を含めた予測法となってはいるが、変形機構を全く考慮していないため予測に必要なすべての情報を実測曲線から得なければならず、多くの条件での実測曲線が必要となる。

本予測法は固溶強化合金の高温変形機構の基本原理に基づいて導いた予測法であるため、予測に必要なパラメータをただ 1 つの定速引張試験により決定でき、各パラメータの物理的意味も明確である。このため、汎用性が高いものと思われる。さらに、本予測法は変形応力の予測に限られず、同時に転位密度、内部応力成分、有効応力成分なども予測できる利点がある。

図 5.5 は転位密度の変化を予測した例で、図 5.4 (c) の変形応力－ひずみ線図に対応するものである。各経路での転位密度の変化の実測値はないが、前章で示したように定常状態では実測値とほぼ一致する。したがって、図 5.5 の結果も信頼できるものと思われ

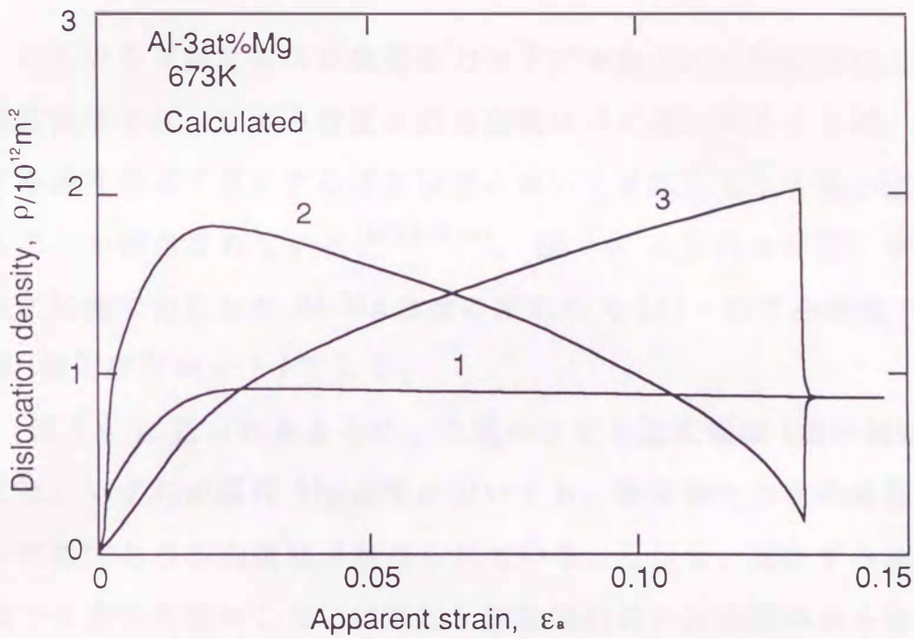


図 5.5　Al-3at%Mg 合金の 673K での変形について本予測法で得られた転位密度変化。 変形経路 1、2 および 3は 図 2.6 参照。

る。このように、本予測法では変形応力だけでなく他の物理量の変動も予測できることを強調したい。

5.4 本予測法の適用限界

いろいろな温度および負荷応力の下で実測された固溶強化合金の定常変形では、ひずみ速度の応力指数は 3 に近い値をとるが、高ひずみ速度領域や低ひずみ速度領域においては応力指数の値が変化することが報告されている[80][81][82]。図 5.6 は及川らが広いひずみ速度範囲で測定した Al-Mg 合金の変形応力 (σ) − ひずみ速度 ($\dot{\varepsilon}$) 線図 (両対数プロット) である。

図 5.6 に見られるように、中間のひずみ速度領域 (図の領域 M) では、いずれの温度 Mg 濃度においても、固溶強化合金の高温変形の特徴である応力指数 3 が得られている。しかし、高ひずみ速度領域では応力指数がしだいに増加し指数関数的に直線関係からはずれている (図の領域 H)。一方、低ひずみ速度領域においても応力指数が 3 より大きい領域 (図の領域 L) が現れている。Yavari ら[82]も、固溶強化合金で低ひずみ速度低応力側で応力指数が 5 に近い純金属タイプの変形領域があることを報告している。

この節では、固溶強化合金の高温変形において見られる高ひずみ速度領域および低ひずみ速度領域における応力指数が 3 からはずれ始める遷移条件を、前章で導いた変形挙動予測法を用いて検討する。

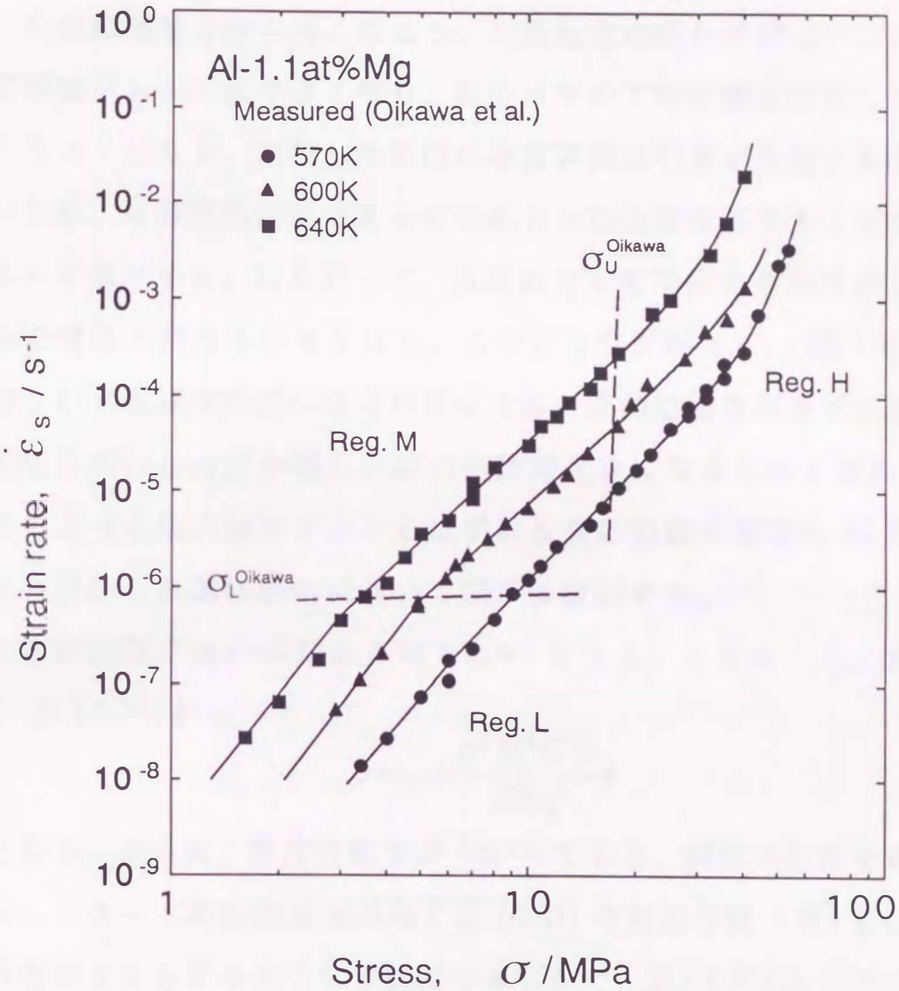


図 5.6 広いひずみ速度範囲で得られた Al-1.1at%Mg 合金の定常状態における変形応力σとひずみ速度図$\dot{\varepsilon}$の関係 (及川ら[80])。

5.4.1 高ひずみ速度領域

転位の運動速度が速くなると、刃状転位の回りに形成される溶質雰囲気がしだいに小さくなり、転位はやがて雰囲気を離脱して運動するようになる。離脱した転位は溶質雰囲気引きずり抵抗を受けないため、その運動抵抗である有効応力は転位速度が大きくなるとかえって低下する。したがって、内部応力と有効応力の和である変形応力増加の割合も小さくなる。このことを反映して、図 5.6 の応力－ひずみ速度線図に見られるように、実測結果は高ひずみ速度領域でしだいに勾配が増し、応力指数が大きくなるものと思われる。このような応力指数が 3 からはずれる高応力側の境界を M-H 遷移とよび、この遷移応力について以下に検討する。

定常状態では$\dot{\sigma}=0$であるので$\dot{\varepsilon}_a=\dot{\varepsilon}$となる。したがって、第 4 章の 式 (4.24) から

$$\sigma=\sigma_i+\frac{\alpha^2 M^4 G^2 b}{2B\sigma_i^2}\dot{\varepsilon} \tag{5.4}$$

となる。さらに、定常状態では $d\sigma_i=0$ であり、初期に存在する転位ネットワークの回復速度の項 (式 (4.21) の右辺の第 3 項) もひずみの増加とともに小さくなり無視できるので、式 (4.21) から次式が得られる。

$$A_0\frac{\sigma_i^{sat}-\sigma_i}{\sigma_i}\dot{\varepsilon}-R_0 D{\sigma_i}^3=0 \tag{5.5}$$

さらに、すべり面上での転位の運動速度 v とひずみ速度$\dot{\varepsilon}$の間には

$$v=\frac{M}{2\rho b}\dot{\varepsilon} \tag{5.6}$$

の関係がある。ここで、ρ は運動転位密度である。また、転位間相互作用に基づく内部応力σ_i と転位密度ρ の関係[54][56] $\sigma_i=\alpha MGb\sqrt{\rho}$

を用いて転位密度ρを消去すると、式 (5.6) から

$$\mathrm{v} = \frac{\alpha^2 \mathrm{M}^3 \mathrm{G}^2 \mathrm{b}}{2} \frac{\dot{\varepsilon}}{\sigma_{\mathrm{i}}^2} \tag{5.7}$$

が得られる。式 (5.4)、(5.5) および (5.7) を連立させてσと v の関係を求めると、次式が得られる。

$$\sigma = \left(\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{B}} - \mathrm{C}_0 + \mathrm{C}_0 \sqrt{1 + \frac{2\sigma_{\mathrm{i}}^{\mathrm{sat}}}{\mathrm{C}_0} \frac{1}{\mathrm{v}}} \right) \mathrm{v} \tag{5.8}$$

ここで、$\mathrm{C}_0 = \mathrm{A}_0/(\mathrm{R}_0 \mathrm{D} \alpha^2 \mathrm{M}^3 \mathrm{G}^2 \mathrm{b})$ とおいた。したがって、転位が溶質雰囲気から離脱運動しはじめる臨界の速度 v_{cr} が分かれば、その値を 式 (5.8) の転位速度 v に代入することによって、それに対応する変形応力σ_U が求められる。このσ_U が M-H 遷移に対応する遷移応力になると考えられる。

坂本ら[83][84]は固溶強化イオン結晶である KCl-KBr について、いろいろな温度で転位速度と分解せん断応力との関係をコンピュータシミュレーションによって求めている。彼らは転位と溶質原子との相互作用として、転位の溶質雰囲気引きずり抵抗だけでなく、転位速度が雰囲気離脱速度を越え、溶質原子が転位の通過に際して静止点障害として作用する場合も考慮して、広い転位速度範囲で計算を行っている。彼らの計算結果によると、 図 5.7 に示した模式図のように、転位に働く運動抵抗τははじめ転位速度に比例して増加するが、極大値を示したあと速度の増加とともに減少し、速度 v_h で極小値をとりその後再び増加する。

初めτが v とともに増加し極大値を示したあと減少するのは、静止転位に対するものと同程度の大きい雰囲気を形成できる転位速

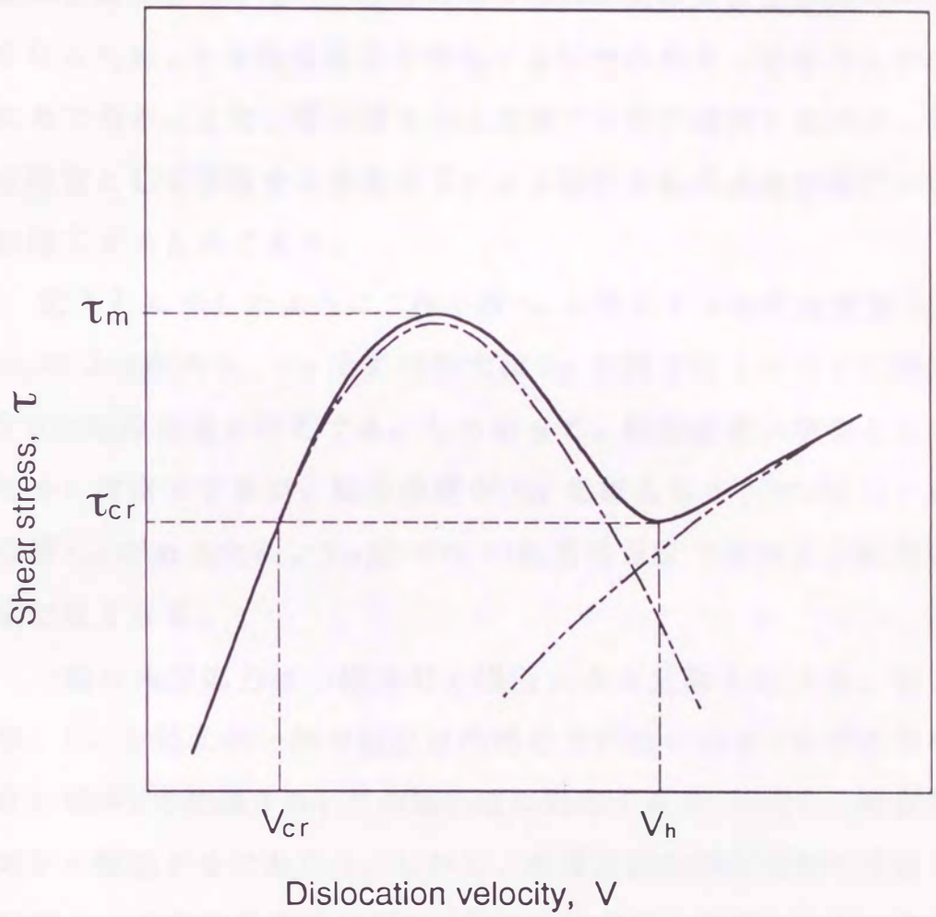


図 5.7　固溶強化合金における刃状転位の運動速度 v に対する摩擦抵抗 τ の変化を表わした概念図。

度範囲では溶質雰囲気引きずり抵抗は転位速度に比例して高くなるが、さらに転位速度が大きくなると拡散による雰囲気形成が転位速度に追随できなくなり、転位の回りの雰囲気の大きさが次第に小さくなるため、τ は転位速度が増加するにつれかえって低下していくためである。また、極小値を示した後 τ が再び増加するのは、静止点障害として作用する溶質原子による抵抗が転位速度の増加とともに増大するためである。

図 5.7 に示したように、極小値 τ_{cr} に対応する転位速度は v_{cr} と v_h の 2 つがあり、τ_{cr} と τ の極大値 τ_m の間では 1 つの τ に対して 3 つの転位速度が対応する。したがって、転位速度の増加とともに初め τ は増大するが、転位速度が v_{cr} を越えると、$v=v_h$ に τ の最小値 τ_{cr} があるため、$v_{cr} \leq v < v_h$ の範囲の速度で運動する転位は安定でなくなる。

一般に内部応力は一様でなく場所により変動している。そのため、v_{cr} を越えた一部の転位は内部応力の低い場所（有効応力の大きい場所）で加速され、τ の極小値に対応する v_h に達し、溶質雰囲気から離脱するであろう。しかし、溶質雰囲気離脱運動を開始した転位も、内部応力の高い領域（有効応力が低い領域）では転位速度が遅くなるため、再び雰囲気を形成し、溶質雰囲気引きずり運動を再開するものと思わる。

転位組織は応力指数 3 の変形領域で一様な分布であるのに対し、応力指数が 3 より大きい変形領域では転位が密集した領域と少ない領域の混在した組織になることが観察されている[82]。この転位組織の不均一化が起こるのは上述のような局所的な転位運動の違いに

よるものと思われる。この変形領域では、溶質雰囲気から離脱する転位の割合がひずみ速度が増加するにつれて急激ではなく徐々に増加するものと考えられる。そのため、応力指数は一気に変化するのではなく徐々に変化するのであろう。つまり、τ の極大値 τ_m に対応する速度が転位の溶質雰囲気離脱速度[85]ではなく*、坂本ら[83][84]も指摘しているように、v_{cr} が溶質雰囲気離脱開始速度となるものと考えられる。

坂本らの計算した τ-v 線図によると、このように定義した雰囲気離脱開始速度 v_{cr} は溶質雰囲気引きずり抵抗 τ と v が直線関係からずれ始める速度に近い。そこで、坂本らの計算結果を参考に、本研究では溶質雰囲気ひきずり抵抗 τ と転位速度 v が直線関係からずれ始める速度を溶質雰囲気離脱開始速度 v_{cr} とした。

中島ら[62][86][20]は Al-Mg 合金の刃状転位の易動度 B を求めるため、Cottrell[23]らの用いた相互作用エネルギーを修正した式を使って、いろいろな Mg 濃度について転位速度に対する雰囲気引きずり抵抗 τ を高い精度で計算している。本研究では、離脱速度 v_{cr} を求めるのに中島らの計算結果を用いた。

図 5.8 は 573K における Al-1～5at%Mg 合金の v-τ 線図の計算例である。τ と v が直線関係からずれ始める速度をこの図から正確に求めることは難しいので、図 5.9 のように v-τ 線図の接線の傾き B′の v に対する変化を求め、$dB'/dv=0.01MPa^{-1}$ となる v を離

*例えば Al-1.1at%Mg 合金の 570K の変形について、極大値 τ_m に対応する転位速度を離脱速度とすると、式 (5.8) より求められる離脱応力は約 410MPa となる。この値は 図 5.6 の実測 σ_U よりはるかに大きい。

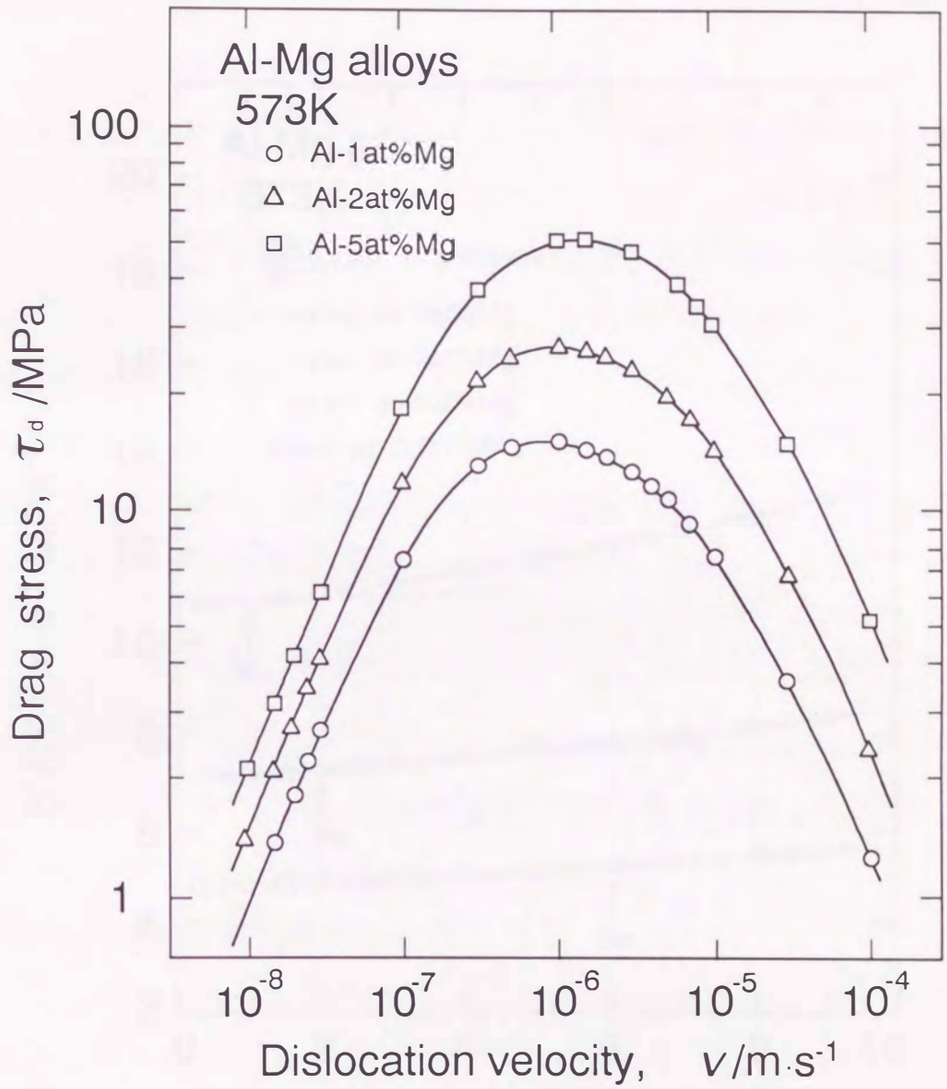


図 5.8　Al-Mg 固溶強化合金における刃状転位の運動速度 v に対する溶質雰囲気引きずり抵抗τ_d の変化（中島ら[20]）。

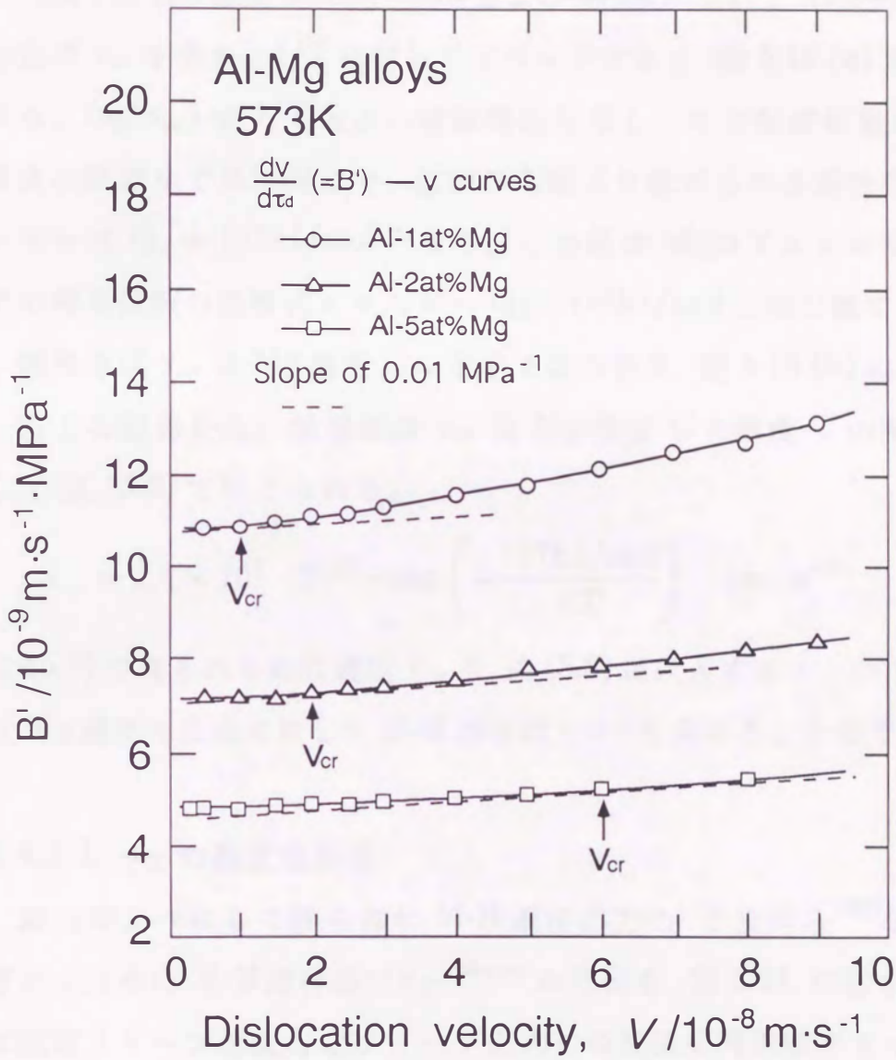


図 5.9 易動度 B′(=dv/dτ_d) の転位速度 v 依存性 (理論値)。

脱開始速度とした[†]。

同様の方法で温度 573K、623K および 673K について Al-1～5at%Mg 合金の v_{cr} を求め、1/T に対してプロットすると 図 5.10 (a) が得られる。$\log(v_{cr})$ は 1/T とよい直線関係を示し、その温度係数は Mg 濃度に依存せずほぼ同じで、直線の勾配より求められる活性化エネルギーは $Q_v = 127\mathrm{kJ/mol}$ となる。この値は Mgのアルミニウム中での相互拡散の活性化エネルギー Q_D=126kJ/mol と同じ値である。

離脱速度 v_{cr} の Mg濃度 C に対する依存性を 図 5.10 (b) に示す。

以上の結果から、離脱速度 v_{cr} は Mg濃度 C と温度 T の関数として 式 (5.9) で与えられる。

$$v_{cr} = 7.4 \times 10^5 \cdot C^{1.17} \cdot \exp\left(-\frac{127\mathrm{kJ/mol}}{RT}\right) \quad (\mathrm{m \cdot s^{-1}}) \qquad (5.9)$$

式 (5.9) で得られる離脱速度 v_{cr} を 式 (5.8) に代入すると、いろいろな Mg濃度と温度に対して M-H 遷移応力 σ_U を求めることができる。

5.4.1.1 σ_U の温度依存性

以上のようにして得られた M-H 遷移応力 σ_U と及川ら[(80)]が実測値から求めた M-H 遷移応力 ${\sigma_U}^{Oikawa}$ の比較を 図 5.11 に示す。図は定常クリープ速度 $\dot{\varepsilon}_s$ とクリープ応力 σ の関係を両対数プロットしたもので、Al-1.1at%Mg 合金について M-H 遷移応力の温度依存性を示したものである。図 5.11 のように、本予測法による σ_U は明らかな温度依存性を示しており、及川らが実測結果から推定し温度

[†] $v-\tau$ 線図は、その勾配をとってみると、v の小さいところでも厳密には直線関係とはなっていない。勾配 B′の v に対する変化が $0.01\mathrm{MPa^{-1}}$程度になるところが 図5.8 の目測においても $v-\tau$ 関係が直線からずれはじめると思われる v に近かった。

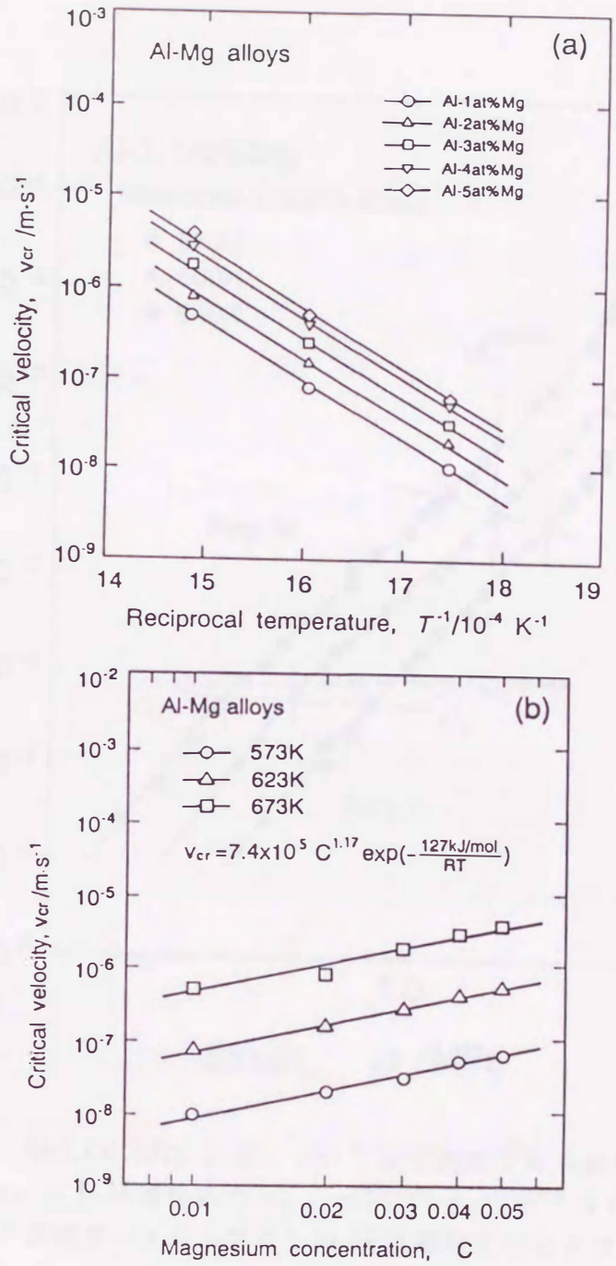


図 5.10 (a) Al-Mg 固溶強化合金における転位の溶質雰囲気離脱速度 v_{cr} の温度依存性と (b) 濃度依存性。

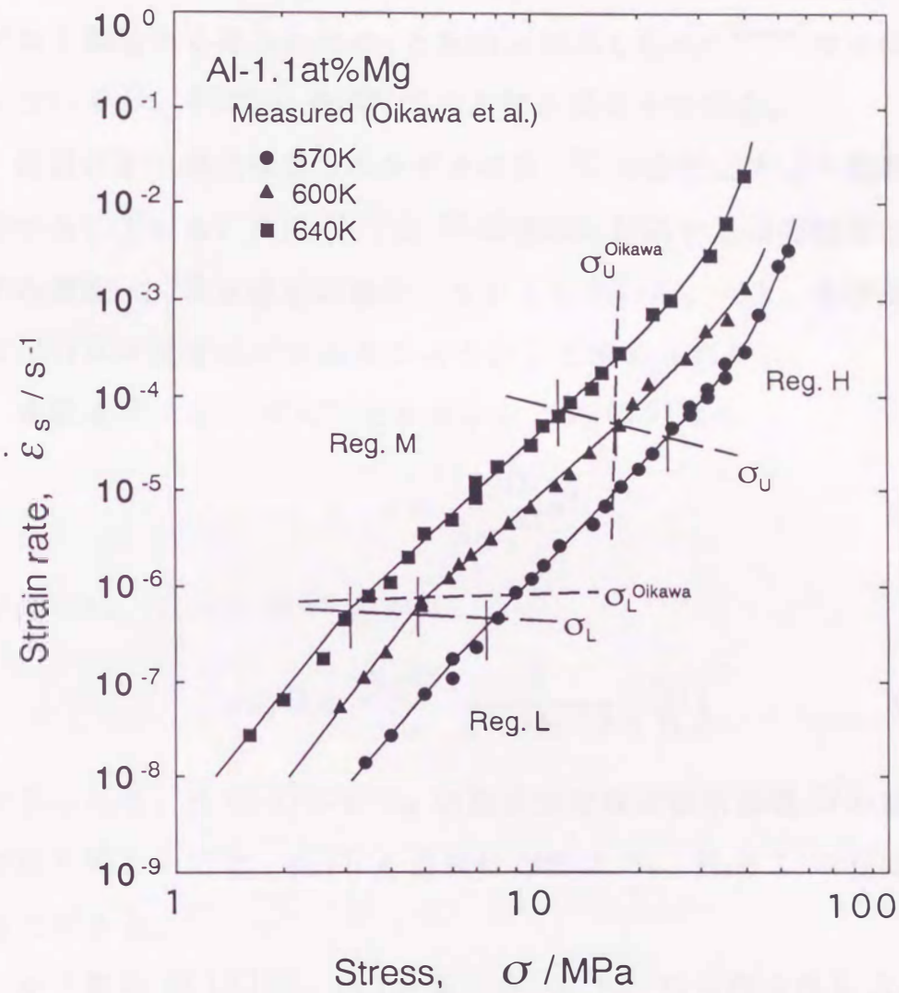


図 5.11 Al-1.1at%Mg 合金について本予測法で得られた M-H 遷移応力 σ_U と L-M 遷移応力 σ_L。σ_U^{Oikawa} と σ_L^{Oikawa} はそれぞれ及川ら[80]が実測データから推定した M-H 遷移応力および L-M 遷移応力。

に依存しないとした遷移応力とは異なっている。すなわち、600K では予測法から得られたσ_U と及川らが示した$\sigma_U{}^{Oikawa}$ はほぼ一致しているが、570K と 640K では大幅に異なっている。

拡散係数で温度補償したひずみ速度$\dot{\varepsilon}/\mathrm{D}$ は変形応力と一義的に対応することから、及川ら[80]は M-H 遷移に対応する温度補償したひずみ速度 $\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}$ は温度に依存しないとしている。一方、本予測法では $\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}$ の温度依存性は次のようにして求められる。

高温変形では $\sigma_\mathrm{i} \ll \sigma_\mathrm{i}^{\mathrm{sat}}$ であるから、式 (5.5) より

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\mathrm{R_0 D}}{\mathrm{A_0}\sigma_\mathrm{i}^{\mathrm{sat}}}\sigma_\mathrm{i}^4 \tag{5.10}$$

が得られ、これと 式 (5.7) から

$$\dot{\varepsilon}_\mathrm{U}/\mathrm{D} = \frac{\mathrm{A_0}\sigma_\mathrm{i}^{\mathrm{sat}}}{\mathrm{R_0}}\frac{4}{\alpha^4\mathrm{G}^4\mathrm{M}^6\mathrm{b}^2}\left(\frac{\mathrm{v_{cr}}}{\mathrm{D}}\right)^2 \tag{5.11}$$

が得られる。式 (5.9) から $\mathrm{v_{cr}}$ の温度依存性は拡散係数 D の温度依存性と等しいので、$\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}$ の温度依存性は $\mathrm{A_0}$、$\mathrm{R_0}$と G の温度依存性で決まる。

第 4 章の 式 (4.10)、(4.14) および 表 4.2 から得られる $\mathrm{A_0}$、$\mathrm{R_0}$ の温度依存性を考慮すると、$\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}$ の温度依存性は 式 (5.12) で与えられる。

$$\dot{\varepsilon}_\mathrm{U}/\mathrm{D} \propto \frac{\mathrm{T}}{\mathrm{G}}\cdot\exp\left(\frac{75.7\mathrm{kJ/mol}}{\mathrm{RT}}\right) \tag{5.12}$$

このように、及川らが実測値から温度に依存しないと推定した結果と異なり、$\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}$ は 式 (5.12) に示した温度依存性をもつことになる。図 5.11 に見られるように、実測曲線における M-H 遷移点はそれほど明瞭に決められるものではないが、本予測法で求めた M-H

遷移応力は実測結果と比較して妥当であると思われる。

5.4.1.2 σ_U の濃度依存性

図 5.12 に及川らが測定した$\sigma-\dot{\varepsilon}_s$ 関係の 600K における濃度依存性[80]を示す。M-H 遷移点の濃度依存性は及川らが実測結果から推定した値に近い結果となった。及川らが示した濃度依存性は $\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}\propto\mathrm{C}^{1.55}$ である。

式 (5.11) の右辺で、Mg 濃度 C に依存するのは $\mathrm{v_{cr}}$ のみであり、$\mathrm{v_{cr}}$ の濃度依存性は 式 (5.9) から $\mathrm{v_{cr}}\propto\mathrm{C}^{1.17}$ である。したがって、$\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}$ の濃度依存性は $\dot{\varepsilon}_U/\mathrm{D}\propto C^{2.34}$ となり、及川らの結果より大きい依存性を示す。しかし、σ_U の値はほぼ一致しており、両者の濃度依存性に温度依存性ほどの大きな違いはない。

Mg 濃度が大きい場合の M-H 遷移応力について検討するため Yavari ら[82]の実測結果と比較した。図 5.13 は Al-3.3at%Mg 合金と Al-5.6at%Mg 合金の 623K における分解せん断応力－せん断ひずみ速度実測線図[82]である。式 (5.8) と (5.9) より求められる M-H 遷移応力τ_U は、応力指数 (勾配) が変化する応力といずれの Mg 濃度においてもほぼ一致している。

5.4.2 低ひずみ速度領域

純金属の高温変形では転位のすべり運動に対する有効応力は存在せず、変形応力は内部応力に等しい[14][16]。これに対し、固溶強化合金では溶質雰囲気引きずり抵抗に対応する有効応力が存在し、変

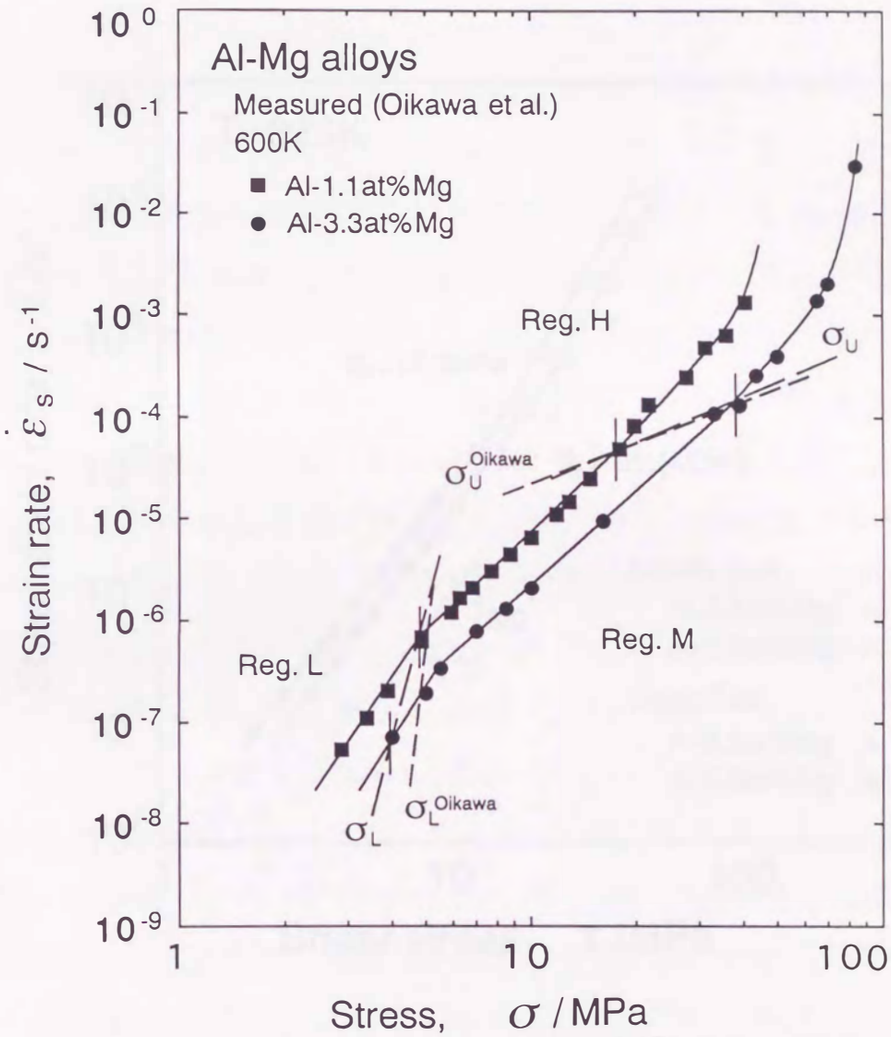


図 5.12 600K における Al-1.1at%Mg 合金および Al-3.3at%Mg 合金の M-H 遷移応力σ_U と L-M 遷移応力σ_L の予測値。 σ_U^{Oikawa} と σ_L^{Oikawa} はそれぞれ及川ら[80]が実測データから推定した M-H 遷移応力および L-M 遷移応力。

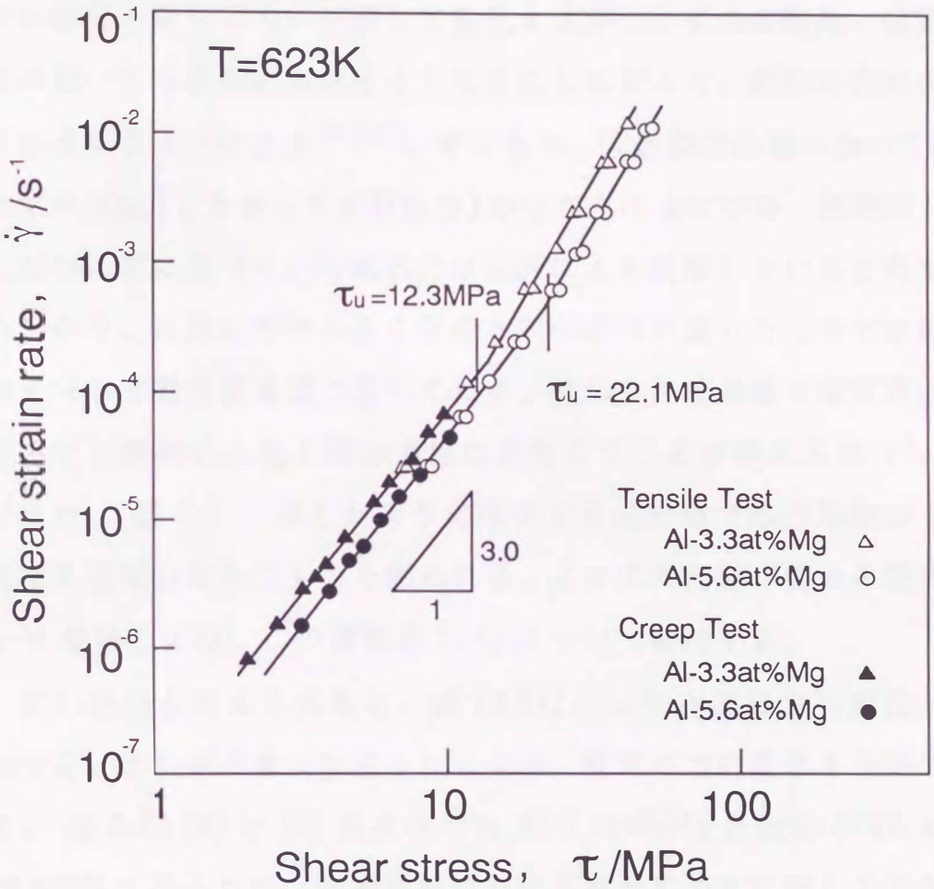


図 5.13 Al-3.3at%Mg 合金および Al-5.6at%Mg 合金の 623K での変形について Yavari ら[82]が報告したτ-$\dot{\gamma}$の関係。 τ_U は本予測法で求めた M-H 遷移応力。

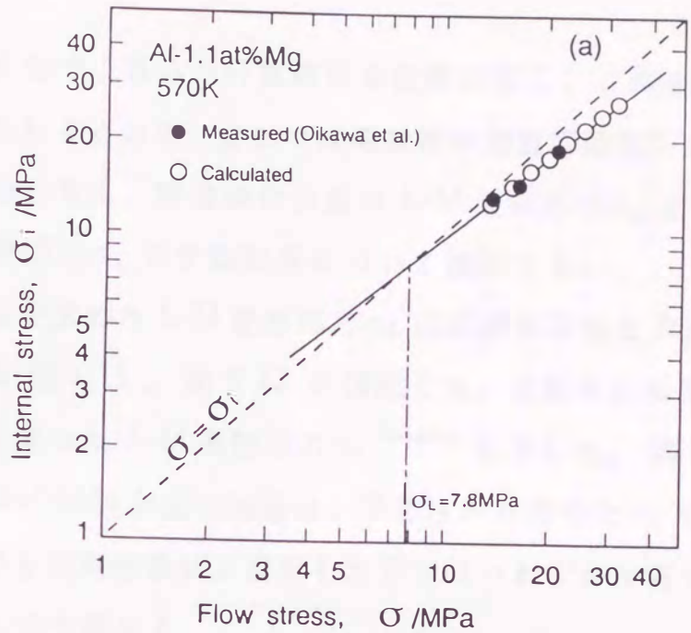
形応力はこの有効応力と転位同士の長距離相互作用による内部応力の和で与えられる。固溶強化合金の変形応力に占める内部応力の割合は温度や変形応力に依存して変化するが、いずれの温度、溶質濃度においても変形応力が小さくなるにしたがって、変形応力の大部分を占めるようになる[(55)(80)]。すなわち、固溶強化合金においても、ひずみ速度(したがって変形応力)が小さくなるにつれ、有効応力がしだいに零に近づく。内部応力は場所により変動していると考えられるので、有効応力が小さくなると内部応力の高いところでは転位のすべり運動速度は零に近づくため、変形の律速過程が溶質雰囲気引きずり機構から他の律速過程に変化することが考えられる[‡]。このため、図 5.6 に示したように低ひずみ速度域で応力指数が 3 と異なる領域が現れたものと思われる。この応力指数が変わる境界を L-M 遷移とよび、この遷移応力σ_Lについて検討する。

変形経路が与えられると、式 (4.21) により内部応力の変化が予測でき、また第 4 章に詳述したように、変形応力の変化も予測できる。図 5.14 (a) と (b) はそれぞれ Al-1.1at%Mg 合金の 570K および 640K で得られた、定常状態における変形応力σに対して内部応力σ_iの変化をプロットしたもので、白丸が予測式を用いて得られた計算値[§]である。図には及川ら[(80)]が測定した実測値も黒丸で示した。いずれの温度でも計算値は実測値とほぼ一致している。及川ら

---

‡例えばすべり運動抵抗が小さくなるためすべり律速過程でなくなり、純金属と同様回復が律速過程になることが考えられる。

§有効応力が零となるところまで計算すると$\sigma-\sigma_i$曲線は$\sigma=\sigma_i$直線に漸近するが、有効応力があまり小さくなると溶質雰囲気引きずり機構に基づいた予測法の適用性に意味がなくなると考えられるので、及川らの実測結果も考慮して計算値は有効応力σ_e=1～3MPa の範囲を用いた。



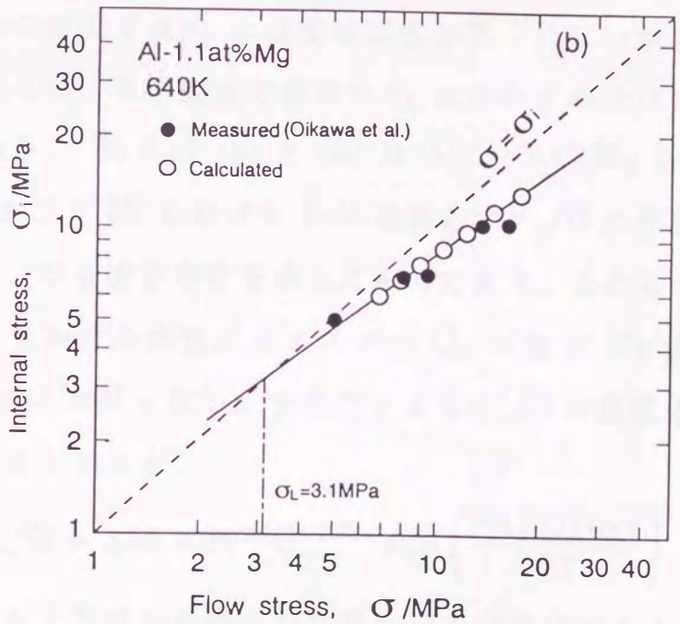


図 5.14 Al-1.1at%Mg 合金について低応力領域で得られた内部応力 σ_i − 変形応力 σ 関係の予測値○と実測値●[80] (a)570K 、(b)640K。

と同じ方法でこれらの計算結果を直線近似し、この直線と$\sigma=\sigma_i$の直線と交わる応力を、変形の律速機構が溶質雰囲気引きずりでなくなる応力と考え、固溶強化合金のL-M遷移応力σ_Lとした。次に、L-M遷移応力σ_Lの予測結果について検討する。

予測法で求めたL-M遷移応力σ_Lの温度依存性とMg濃度依存性は前掲の図5.11、図5.12に併記した。比較のため及川らが実測結果から求めたL-M遷移応力${\sigma_L}^{Oikawa}$も示した。図5.11に示したAl-1.1at%Mg合金の結果は、予測法から求めたσ_Lの方がいずれの温度でも実測結果から推定した応力よりわずかに低く、その温度依存性もやや異なる。

及川らの結果ではσ_Lに濃度依存性が見られないが、図5.12に示したように、本予測法で求めたσ_Lにはわずかではあるが濃度依存性がある。図5.15 (a) と (b) はAl-1~5at%Mg合金の573K、623Kおよび673Kにおける L-M遷移応力σ_L/Gの予測結果で、その温度および濃度依存性を示したものである。これらの勾配より求められる見かけの活性化エネルギー Q_L は負でMg濃度によらずQ_L=-35.8kJ/molとなる。予測法によるσ_L/Gの温度依存性と濃度依存性をまとめると、

$$\sigma_L/G = 3.55 \times 10^{-8} C^{-0.32} \cdot \exp\left(\frac{35.8\mathrm{kJ/mol}}{RT}\right) \qquad (5.13)$$

となる。本予測法から得られた見かけの活性化エネルギーの値は、及川らがAl-1.1at%Mg合金の実験結果から求めた活性化エネルギーQ_L=-50kJ/molに近い値である。

及川らは実測結果からσ_L/Gは濃度に依存しないと推定しているが、式(5.13)からσ_L/Gは$\sigma_L/G \propto C^{-0.32}$の負のMg濃度依存性

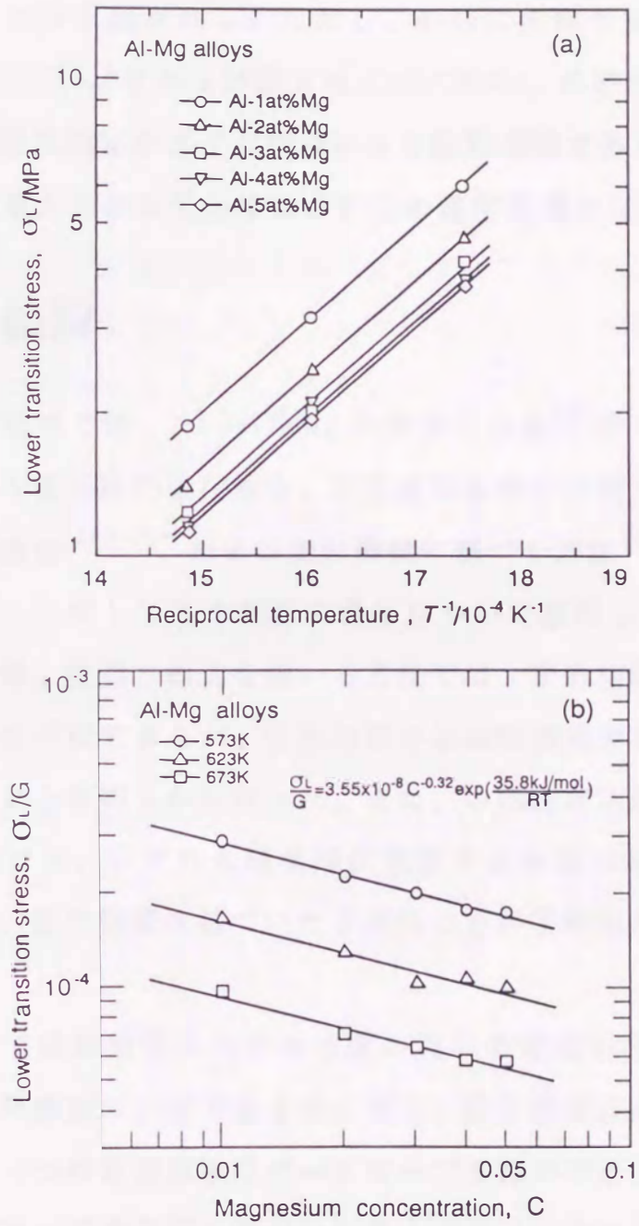


図 5.15 (a) Al-Mg 固溶強化合金における L-M 遷移応力σ_L の温度依存性図と (b) 濃度依存性の予測結果。

を持つことが予測される。ただし、両者に大幅な相違はない。式(5.8)および(5.13)から計算される$\sigma_L<\sigma<\sigma_U$の応力範囲が応力指数3の溶質雰囲気引きずり機構による変形領域であり、前章で提案した固溶強化合金の変形挙動予測法の適用範囲となる。

5.5 結論

本章の前半では、Al-3at%Mg固溶強化合金[49]の673Kにおける変形応力の変形経路依存性を、定常変形状態の状態方程式を用いる方法、中西法[11][12]、および変形機構に基づく方法[49][46]で予測し、実測曲線と比較して各予測法の優劣について検討した。

その結果、状態方程式を用いる方法では、変形初期を除けばほぼ実測曲線を再現できるが、変形初期の高温降伏現象がまったく再現できないことが明らかになった。また、中西法および変形機構に基づく方法では、いずれも高温降伏現象を含め概ね実測曲線を再現できるが、変形機構に基づいた予測法の方が予測精度はやや優れていた。

中西法では数種類のひずみ速度の異なる定速引張試験による応力－ひずみ曲線が必要であるのに対し、変形機構に基づいた予測法ではただ一つの定速試験のデータのみで予測ができる。また、後者は高温変形の基本原理に基づいた考え方によっているため、予測に必要なパラメータの物理的な意味がわかっている。したがって、この予測法は汎用性が高いものと考えられる。さらに、変形応力のみならず転位同士の相互作用による内部応力や転位の溶質雰囲気引きずりに必要な有効応力を分離して予測[46]したり、転位密度の変形

による変化を時間やひずみの関数として求めることもできる。このように、変形機構に基づいた予測法はパラメータの物理的な意味が明らかであるばかりでなく、予測に必要な実験も一つですみ、予測精度も高く変形応力予測法として優れているといえる。ただし、変形機構は材料の種類や変形条件に強く依存するので、変形機構が異なれば本予測法も適用できないことになる。ここで用いた方法は転位の溶質雰囲気引きずり運動を前提にしているので、転位が雰囲気から離脱するような条件での変形には適用できない。したがって、今後、より広範囲の変形条件に適用できるよう予測法を拡張する必要がある。

また、本予測法の適用限界について検討し、ひずみ速度の応力指数が変わる M-H 遷移応力 (高ひずみ速度側) と L-M 遷移応力 (低ひずみ速度側) を評価し、次の結論を得た。

(1) 転位の溶質雰囲気ひきずり抵抗τと転位速度 v が直線関係からずれ始める速度を溶質雰囲気離脱開始速度 v_{cr} とすると、v_{cr} は Mg 濃度 C と温度 T の関数として次の式で与えられる。

$$v_{cr} = 7.4 \times 10^5 \cdot C^{1.17} \cdot \exp\left(-\frac{127\mathrm{kJ/mol}}{RT}\right) \quad (\mathrm{m \cdot s^{-1}})$$

(2) M-H 遷移応力σ_U を溶質雰囲気離脱開始速度 v_{cr} を用いて求める式を導き、その温度依存性と濃度依存性を明らかにした。

(3) L-M 遷移応力σ_L を求め、その温度依存性と濃度依存性を明らかにした。

(4) 以上の予測結果は実験結果とほぼ一致した。

(5) 前章で提案した固溶強化合金の変形挙動予測法の適用範囲は $\sigma_L<\sigma<\sigma_U$ の応力範囲である。

第 6 章

固溶強化と分散強化が複合した合金の高温変形挙動の予測

6.1 緒言

第4章で固溶強化合金の変形の基本原理に基づいた変形応力の予測法を提案し[46]、いろいろな溶質濃度の Al-Mg 固溶強化合金について応力－ひずみ曲線やクリープ曲線を精度よく予測できることを明らかにした[49]。第5章では、これまでに報告されている変形応力予測法との比較·検討を行い[87]、変形が転位の溶質雰囲気引きずり機構に支配されている場合には、この方法が優れていることを示した。この章では分散強化応力の評価法について検討し、それを固溶強化合金の変形応力予測法と連結し、固溶強化に分散強化が複合した合金に拡張[51]することを試みる。

固溶強化と分散強化の複合効果について、中島ら[50][68]は、低転位密度での変形の場合には両効果は加算的であるが、高転位密度での変形では分散強化の効果が減少することを実験的に示し、その理

論付けを行っている。本章では分散粒子と転位との相互作用による抵抗と転位同士の長距離相互作用による抵抗（いずれも内部応力として測定される[88]）が共存するときの転位のすべり運動を考え、まず、分散強化応力の評価法を考案し、次いで複合強化した合金の変形応力の予測法を提案する。また、この予測法に基づいて、ベリリウム粒子を含む Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 合金と Al_6Mn 粒子を含む Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 合金の高温変形応力を求め、実験結果と比較·検討する。

6.2 変形挙動の予測法

6.2.1 分散強化応力の評価法

固溶強化合金の変形が転位の溶質雰囲気引きずり機構によって律速されている場合には、溶質雰囲気引きずり抵抗は転位速度に比例することが知られている[23][18][86]。また、溶質雰囲気引きずり抵抗は変形応力と内部応力の差で与えられるが、内部応力は一般に結晶内の場所によって変動しているので、転位の受ける内部応力はその運動距離 x の関数となる。したがって、転位速度も x の関数として

$$v(x) = B(\tau - \tau_i(x)) \tag{6.1}$$

で与えられる。ここで、τ は変形応力、$\tau_i(x)$ は内部応力、B は転位の易動度である。

いま、x～x+dx の距離に存在する転位密度を n(x)dx とすると、定

常状態では n(x) は v(x) に反比例するので、この係数をξとすると、

$$n(x) = \frac{\xi}{v(x)} \tag{6.2}$$

となる。変形中の全転位密度をρとすると、

$$\rho = \int_0^L n(x)dx = \xi \int_0^L \frac{dx}{v(x)} \tag{6.3}$$

であるので、係数ξは、

$$\xi = \frac{\rho}{\int_0^L \frac{dx}{v(x)}} = \frac{\rho}{T_p} \tag{6.4}$$

となる。ここで、L は 1 周期当りの転位の運動距離であり、T_p は 1 周期運動するのに必要な時間である。したがって、平均転位速度$\overline{v}$は、式 (6.1)、(6.2) および (6.3) より、

$$\overline{v} = \frac{\int_0^L v(x)n(x)dx}{\int_0^L n(x)dx} = \frac{1}{\rho}\int_0^L v(x)n(x)dx = \frac{\xi L}{\rho} = \frac{L}{T_p} \tag{6.5}$$

となる。平均転位速度に対応する内部応力を平均内部応力$\overline{\tau_i}$とすると*、

$$\overline{v} = B(\tau - \overline{\tau_i}) \tag{6.6}$$

となるので、式 (6.5) と (6.6) より、平均内部応力$\overline{\tau_i}$は

$$\overline{\tau_i} = \tau - \frac{L}{BT_p} = \tau - \frac{L}{B\int_0^L \frac{dx}{v(x)}} = \tau - \frac{L}{\int_0^L \frac{dx}{\tau - \tau_i(x)}} \tag{6.7}$$

*第 4 章の固溶強化合金の変形応力予測法で用いた内部応力も平均内部応力であるが、煩雑になるので第 4 章では文字の上のバーを省略した。第 4 章で用いた内部応力σ_iはこの章における転位間の相互作用による内部応力σ_i^dに対応する。

となる。したがって、結晶内の内部応力の変動$\tau_i(x)$がわかれば平均内部応力を求めることができる。

図 6.1 に内部応力$\tau_i(x)$と平均内部応力$\overline{\tau_i}$の関係を模式図で示す。この図からわかるように、$\overline{\tau_i}$は転位の運動距離に対する平均ではなく、式 (6.6) に示したように平均速度を与える内部応力という意味である。

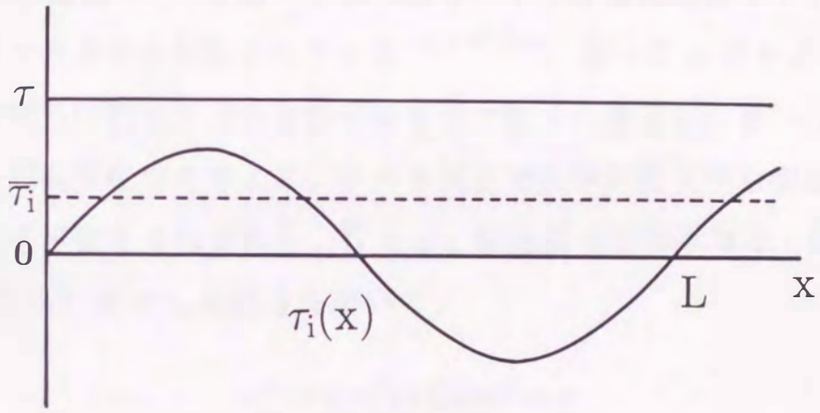


図 6.1 転位の運動距離 x の関数である内部応力$\tau_i(x)$とその平均内部応力$\overline{\tau_i}$の関係を示した模式図。

固溶強化と分散強化が複合した合金では、内部応力$\tau_i(x)$は転位間の相互作用に基づく内部応力$\tau_i^d(x)$と、分散粒子と転位との相互作用による内部応力$\tau_i^p(x)$の和であり、平均内部応力$\overline{\tau_i}$も転位間相互作用による平均内部応力$\overline{\tau_i^d}$と平均分散強化応力$\overline{\tau_i^p}$の和となる†。

いま、単純化して$\tau_i^d(x)$として平均内部応力$\overline{\tau_i^d}$を用いると、式

†あるいは平均内部応力をこのように(加算則が成り立つように)定義する。

(6.7) より、平均分散強化応力は

$$\overline{\tau_i^p}=\tau-\overline{\tau_i^d}-\frac{L}{\displaystyle\int_0^L \frac{dx}{\tau-\overline{\tau_i^d}-\tau_i^p(x)}} \tag{6.8}$$

となる。

本合金では、いずれも、分散粒子と転位との高温での相互作用は Srolovitz 機構[24][34]に基づく引力型で、その分散強化はボイド強化と同等であることが知られている[25][27][88]。図 6.2 に示すように、引力型相互作用により分散粒子の表面で粒子に垂直に引きつけられている円弧状転位を考える。すべり面上での平均粒子中心間距離と平均粒子半径をそれぞれ$\overline{\ell_s}$、$\overline{\overline{r_s}}$とし、転位弧の曲率半径を r とすると、図 6.2 に示した記号を用いて、

$$r(1-\cos\theta)+\overline{\overline{r_s}}\sin\theta = x \tag{6.9}$$

$$(r-x)\sin\theta+\overline{\overline{r_s}}(1-\cos\theta) = (\frac{\overline{\ell_s}}{2}-\overline{\overline{r_s}})\cos\theta \tag{6.10}$$

の関係が得られ、これらの式から、すべり面上での転位の張り出し距離 x は

$$x = \frac{1-\cos\theta}{\sin\theta}(\overline{\overline{r_s}}+\frac{\overline{\ell_s}}{2}) \tag{6.11}$$

で与えられる。また、曲率半径 r は張り出し距離 x の関数として

$$r = \frac{1}{2}x + \frac{\overline{\ell_s}^2 - 4\overline{\overline{r_s}}^2}{8}\frac{1}{x} \tag{6.12}$$

と表せる。この式はまた、$r^2+\overline{\overline{r_s}}^2=(\overline{\ell_s}/2)^2+(r-x)^2$ の関係からも簡単に導くことができる。

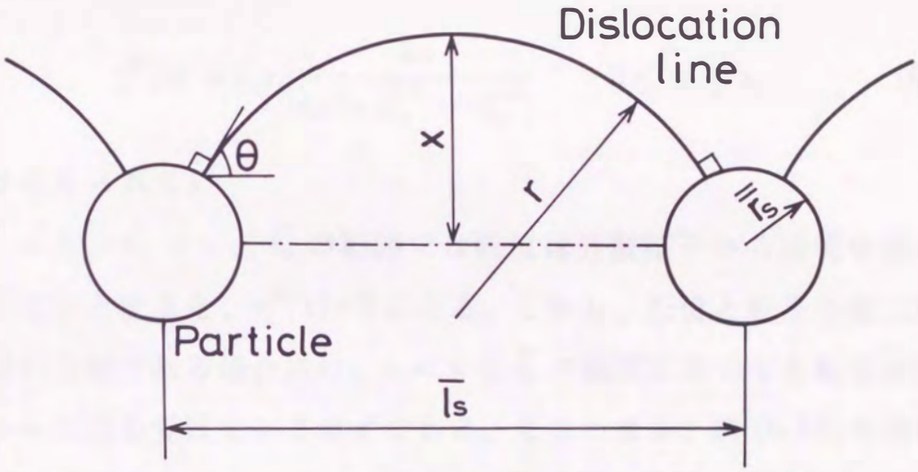


図 6.2 すべり面上で分散粒子間で張り出している転位の模式図（宮川ら[51]）。

したがって、転位が粒子から離脱するときの r を r_c とすると、$r \geq r_c$ の範囲で $\tau_i^P(x)$ は

$$\tau_i^P(x)=\frac{r_c}{r}\tau_v \tag{6.13}$$

と表わされよう。ただし、τ_v は $r=r_c$ となるときの応力、すなわちボイド強化応力である。r_c に対応する x の値を x_c とすれば、式 (6.12) と (6.13) より $\tau_i^P(x)$ は

$$\tau_i^P(x) = r_c\tau_v \frac{8x}{4x^2+(\overline{\ell_s}^2 - 4\overline{r_s}^2)} \qquad 0 \leq x \leq x_c \tag{6.14}$$

で与えられる。

一方、$x_c < x \leq \overline{\ell_s}$ の範囲では転位は分散粒子から抵抗を受けていないとすると、$\tau_i^P(x)=0$ となる。しかし、転位と粒子の相互作用が引力型である場合には、$x_c < x \leq \overline{\ell_s}$ の範囲においても転位は粒子から引力を受けているはずである。そのためか、式 (6.14) を用いて試みた予測の精度は悪く、$0 \leq x \leq x_c$ の全領域にわたって等しく τ_v の抵抗を受けると近似した方がむしろ実測値をよく再現できた。

中島ら[(50)(68)]は分散強化応力を全転位密度 ρ と粒子に引っかかっている転位密度 ρ_p を用いて

$$\overline{\sigma_i^P}=\frac{\rho_p}{\rho}\sigma_v \tag{6.15}$$

となることを示している。ここで、σ_v は 式 (2.1) で表されるボイド強化応力である。このことは粒子に捉えられているすべての転位は粒子によって σ_v の抵抗を受けていると近似してよいことを示唆している。そこで、$\tau_i^P(x)$ には 式 (6.14) の代わりに次の近似式を用いることにする。

$$\tau_i^p(x) = \tau_v \qquad 0 \leq x \leq x_c$$
$$= 0 \qquad x_c < x \leq \overline{\ell_s} \tag{6.16}$$

ここで、x_c は θ が臨界角 θ_c に達したときの最大張り出し距離で、Scattergood らに合わせて $\phi=\pi/2-\theta_c$ を用いると、式 (6.11) は、

$$x_c = \frac{1-\sin\phi}{2\cos\phi}(2\overline{r_s}+\overline{\ell_s}) \tag{6.17}$$

と書き代えられる。

式 (6.16) を 式 (6.8) に代入すると、平均分散強化応力は、L を $\overline{\ell_s}$ として、

$$\overline{\tau_i^p} = \tau-\overline{\tau_i^d}-\frac{\overline{\ell_s}}{\displaystyle\int_0^{x_c}\frac{dx}{\tau-\overline{\tau_i^d}-\tau_v}+\int_{x_c}^{\overline{\ell_s}}\frac{dx}{\tau-\overline{\tau_i^d}}}$$
$$= \frac{x_c(\tau-\overline{\tau_i^d})}{\overline{\ell_s}(\tau-\overline{\tau_i^d})-(\overline{\ell_s}-x_c)\tau_v}\tau_v \tag{6.18}$$

で与えられる。また、$\tau=\sigma/M$ の関係 (M はテーラー因子[42]) を用いて分解せん断応力を引張応力に書き代えると、式 (6.18) は

$$\overline{\sigma_i^p} = \frac{x_c(\sigma-\overline{\sigma_i^d})}{\overline{\ell_s}(\sigma-\overline{\sigma_i^d})-(\overline{\ell_s}-x_c)\sigma_v}\sigma_v \tag{6.19}$$

となる。式 (6.18) の物理的意味は次のように理解される。

転位同士の相互作用による平均内部応力 $\overline{\tau_i^d}$ の高低によって平均分散強化応力 $\overline{\tau_i^p}$ の τ_v に対する割合がどのように変わるかを示したのが 図 6.3 (a) と (b) である。$\overline{\tau_i^d}$ が低いときに τ を低く、$\overline{\tau_i^d}$ が高

いときにτを高くしたのは、τの高低はひずみ速度の大小に対応し、したがって、転位密度の高低に対応するためである。

$\overline{\tau_i^d}$が低い場合には、図 6.3 (a) に示すように、$0 \sim x_c$ 間で転位が分散粒子に捉えられている間は、転位に働く有効応力 $\tau - \overline{\tau_i^d} - \tau_v$ が低いため転位速度が小さく、この間を通過するのに要する時間が長い。転位が粒子から離脱している ($x_c \sim \overline{\ell_s}$ の範囲) 間は有効応力 $\tau - \overline{\tau_i^d}$ が高く、この間では転位速度が大きく、この領域を通過するのに要する時間は短い。したがって、$0 \sim x_c$ 間での転位速度が平均転位速度を支配することになり、$\overline{\tau_i^p}$ はτ_v に近い値となる。

一方、図 6.3 (b) に示した$\overline{\tau_i^d}$が高い場合には、τ も高くなるので、$0 \sim x_c$ 間における有効応力と $x_c \sim \overline{\ell_s}$ 間における有効応力がともに高く、その比は$\overline{\tau_i^d}$が低い場合より大きい。したがって、$0 \sim x_c$ 間を転位が通過する時間の割合が 図 6.3 (a) の場合ほど大きくなく、平均転位速度を与える$\overline{\tau_i^p}$は 図 6.3 (a) の場合に比べ低くなる。

前述のように、それぞれの領域に存在する転位密度の割合はその領域における転位速度に反比例するので、図 6.3 (a) の$\overline{\tau_i^d}$が低い場合より、図 6.3 (b) の$\overline{\tau_i^d}$が高い場合 (すなわち、転位密度が大きい場合) の方が粒子から離脱している転位の割合も大きくなる。上述の通過時間の割合からの推論と粒子から離脱している転位の割合からの推論は同等である。

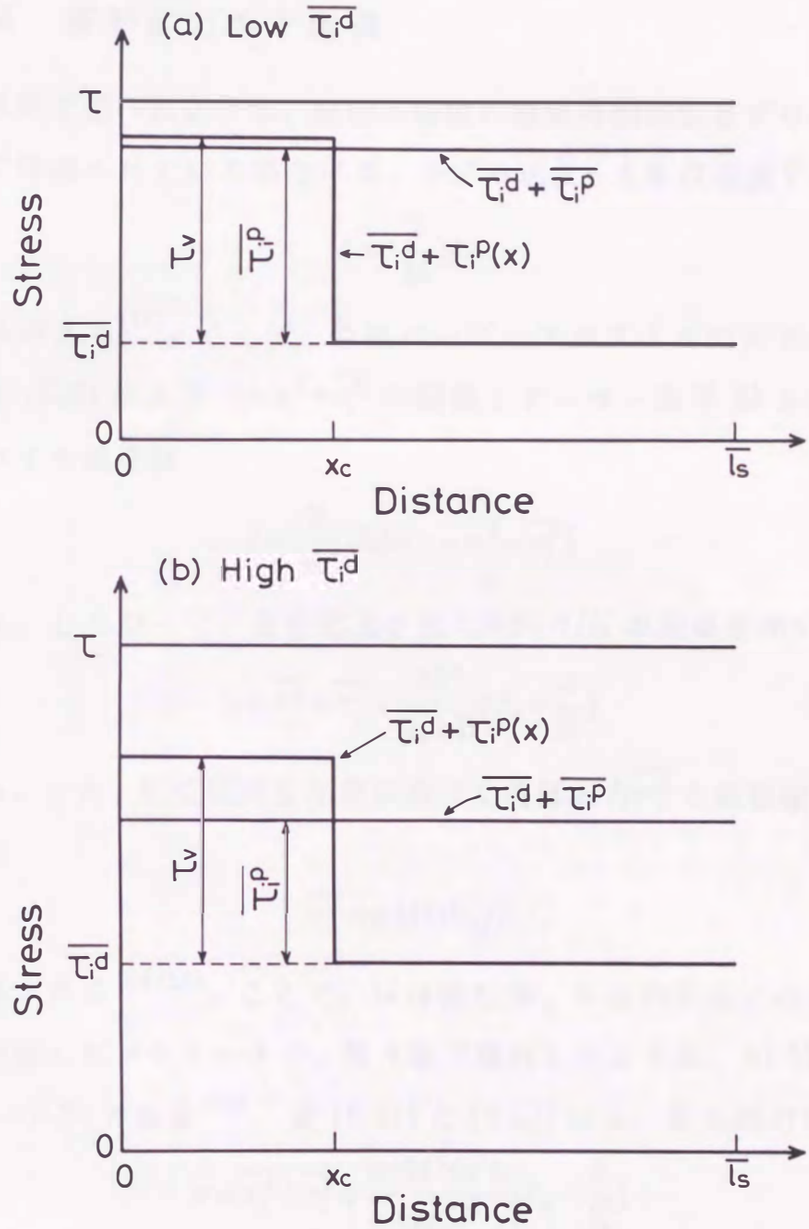


図 6.3 転位による内部応力$\overline{\tau_i^d}$と分散粒子による内部応力τ_i^pの和$\overline{\tau_i^d}+\tau_i^p$、および$\overline{\tau_i^d}$と分散粒子による平均内部応力$\overline{\tau_i^p}$の和$\overline{\tau_i^d}+\overline{\tau_i^p}$の概念図。 (a) 転位による内部応力$\overline{\tau_i^d}$が低い場合、(b) $\overline{\tau_i^d}$が高い場合 (宮川ら[51])。

6.2.2 変形応力の予測法

第4章で述べたように、変形が転位の溶質雰囲気引きずり運動によって律速されている場合には、ひずみ速度$\dot{\varepsilon}$と転位速度$\overline{v}$の間に

$$\dot{\varepsilon} = \frac{2}{M}\rho b\overline{v} \tag{6.20}$$

の関係がある[47]。ここで、bはバーガースベクトルの大きさである。式(6.6)および$\overline{\tau_i}=\overline{\tau_i^d}+\overline{\tau_i^p}$の関係とテーラー因子Mを用いると、ひずみ速度は

$$\dot{\varepsilon}=\frac{2}{M^2}\rho bB(\sigma-\overline{\sigma_i^d}-\overline{\sigma_i^p}) \tag{6.21}$$

となる。したがって、変形応力σは$\dot{\varepsilon}_a=\dot{\varepsilon}+\dot{\sigma}/K$の関係を用いて

$$\sigma=\overline{\sigma_i^d}+\overline{\sigma_i^p}+\frac{M^2}{2\rho bB}(\dot{\varepsilon}_a-\frac{\dot{\sigma}}{K}) \tag{6.22}$$

となる。また、転位間相互作用に基づく内部応力$\overline{\sigma_i^d}$と転位密度ρの間には

$$\overline{\sigma_i^d}=\alpha MGb\sqrt{\rho} \tag{6.23}$$

の関係がある[54][56]。ここで、Gは剛性率、αは内部応力の発現機構に関係したパラメータで、第4章で検討したように、Al-Mg合金では$\alpha=0.36$である[49]。式(6.21)と(6.23)から、変形応力σは

$$\sigma=\overline{\sigma_i^d}+\overline{\sigma_i^p}+\frac{\alpha^2M^4G^2b}{2B\overline{\sigma_i^d}^2}(\dot{\varepsilon}_a-\frac{\dot{\sigma}}{K}) \tag{6.24}$$

となる。

図6.4は中島ら[68]による分散粒子のない固溶強化合金と分散強化した固溶強化合金について有効応力を分離測定した結果の例である。この図から、いずれの温度いずれのひずみ速度においても、

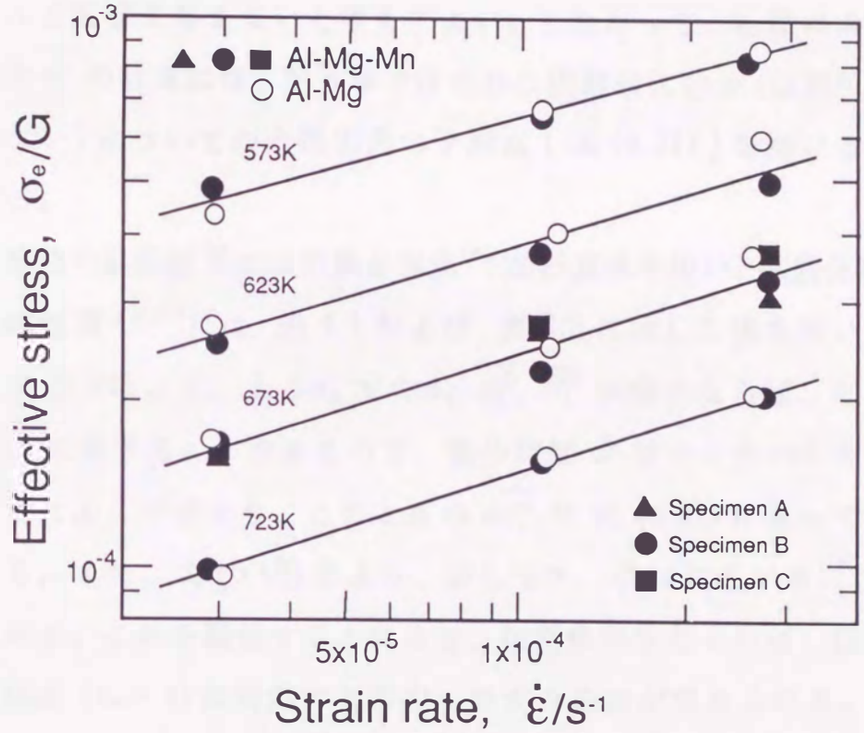


図 6.4 固溶強化のみの合金と固溶強化に分散強化が複合した合金の有効応力 (σ_e) − ひずみ速度 ($\dot{\varepsilon}$) 線図 (試料 A,B,C は分散パラメータが異なる)(中島ら[68])。

分散粒子の有無にかかわらず有効応力はほぼ同じであり、分散粒子は有効応力にほとんど影響を与えないことがわかる。有効応力が変化しないことは転位密度に変化が無いことを表しているので、分散粒子の存在は転位同士の長距離相互作用による内部応力$\overline{\sigma_i^d}$にもほとんど影響を与えないと考えてよい。したがって、転位による内部応力$\overline{\sigma_i^d}$の計算には、第4章で得られた固溶強化合金(分散粒子を含まない)についての内部応力の予測式(式(4.21))を用いることとする。

転位の易動度Bには中島と吉永[62]の計算値を用い、拡散係数D[69]と剛性率G[44]には 表4.1および 表2.2に示した値を用いた。

式(6.24)より、あるε_aでのσ、$\overline{\sigma_i^d}$、$\overline{\sigma_i^p}$が既知ならば、与えられた$\dot{\varepsilon}_a$に対する$\dot{\sigma}$が求まるので、微少時間dt後のσが$\dot{\sigma}dt$を加えることによって求まり、このときの$d\overline{\sigma_i^d}$が式(4.21)によって求められる。また、式(6.19)により、新たなσ、$\overline{\sigma_i^d}$に対応する$\overline{\sigma_i^p}$が求められる。これを繰返すことにより、初期条件を与えれば、任意の変形経路(ε_a− t)に対応する応力−ひずみ曲線が求められる。

本章でも初期条件として第4章の固溶強化合金[46][49]と同様$\rho_0=1\times10^{10}m^{-2}$とし、式(6.23)より$\overline{\sigma_i^d}_0$(=0.7MPa)を求め、変形開始時には転位はすべて粒子に捕捉されているものとして$\overline{\sigma_i^p}_0=\sigma_v$とし、$\sigma_0=\overline{\sigma_i^d}_0+\overline{\sigma_i^p}_0$とした。また、計算に用いた時間きざみはdt=0.2s[‡]とした。

[‡]dtは温度によって変えるべきであるが、このきざみ幅で得られた結果は、それ以上きざみ幅を小さくしても変わらなかった。

6.2.3 クリープ挙動の予測法

定応力クリープ変形では$\dot{\sigma}=0$であるから$\dot{\varepsilon}_a=\dot{\varepsilon}$で、式(6.24)より

$$d\varepsilon = \frac{2B}{\alpha^2 M^4 G^2 b}\overline{\sigma_i^d}^2(\sigma-\overline{\sigma_i^d}-\overline{\sigma_i^P})dt \tag{6.25}$$

を得る。

負荷応力σが与えられると、式(4.21)、(6.19)および(6.25)から、クリープ曲線の予測が可能となる。

6.3 予測結果の検討

6.3.1 検討に用いた試料とボイド強化応力

本研究で用いた試験片は、第2章で述べた複合強化合金Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be合金である。なお、Al_6Mnの析出物を含むAl-2.8at%Mg-0.97at%Mn合金の高温変形についても本予測法の適用性を調べたが、この合金についての実測結果には中島ら[68]が報告しているデータを用いた。また、クリープ曲線への適用性については、葉ら[28]の実測結果(温度723K、負荷応力σ=15.3MPa(=3.3σ_v)の定応力クリープ)を用いた。

ボイド強化応力σ_vは第2章に示した式(2.1)で刃状転位について得られた値を用いた。これらの合金の分散パラメータと式(2.1)で得られるボイド強化応力の値を 表6.1 に示す。(Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be合金についても再記したのはAl_6Mn粒子を含む合金との比較を容易にするためである。)

表 6.1　Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be および Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 複合強化合金の粒子分散パラメータおよび 式 (2.1) で評価したボイド強化応力。

Alloy	$\overline{\ell_s}/\mu m$	$\overline{\overline{r_s}}/\mu m$	$\overline{\lambda}/\mu m$	σ_v/G
Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be	2.89	0.168	3.27	2.5×10^{-4}
Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn	0.95	0.080	1.03	7.0×10^{-4}

6.3.2　変形応力の予測

第 2 章に詳述した 3 つの経路に沿って Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 合金の変形応力の予測を行い、図 3.3 に示した実測曲線と比較した。図 6.5 (a) に 673K における実測曲線 (実線) と予測曲線 (破線) の比較結果を、同図 (b) と (c) に変形応力に寄与する分散強化応力 $\overline{\sigma_i^p}$ 成分と転位同士の相互作用による内部応力 $\overline{\sigma_i^d}$ 成分の予測結果を示す。また、573K の結果を 図 6.6 (a)、(b) および (c) に示す。

図 6.5 (a) に見られるように、673K ではいずれの経路でも予測曲線は実測曲線とよく一致している。

図 6.5 (b) に示した分散強化応力 $\overline{\sigma_i^p}$ 成分は経路によって大きく異なり、経路 2 のひずみ 0.13 近くではボイド強化応力 σ_v(=4.8MPa) に近づくが、それ以外では σ_v よりかなり小さく、例えば経路 1 の定常状態では σ_v の約 70%の大きさである。

$\overline{\sigma_i^p}$ の経路依存性は、図 6.5 (c) に示した転位による内部応力 $\overline{\sigma_i^d}$

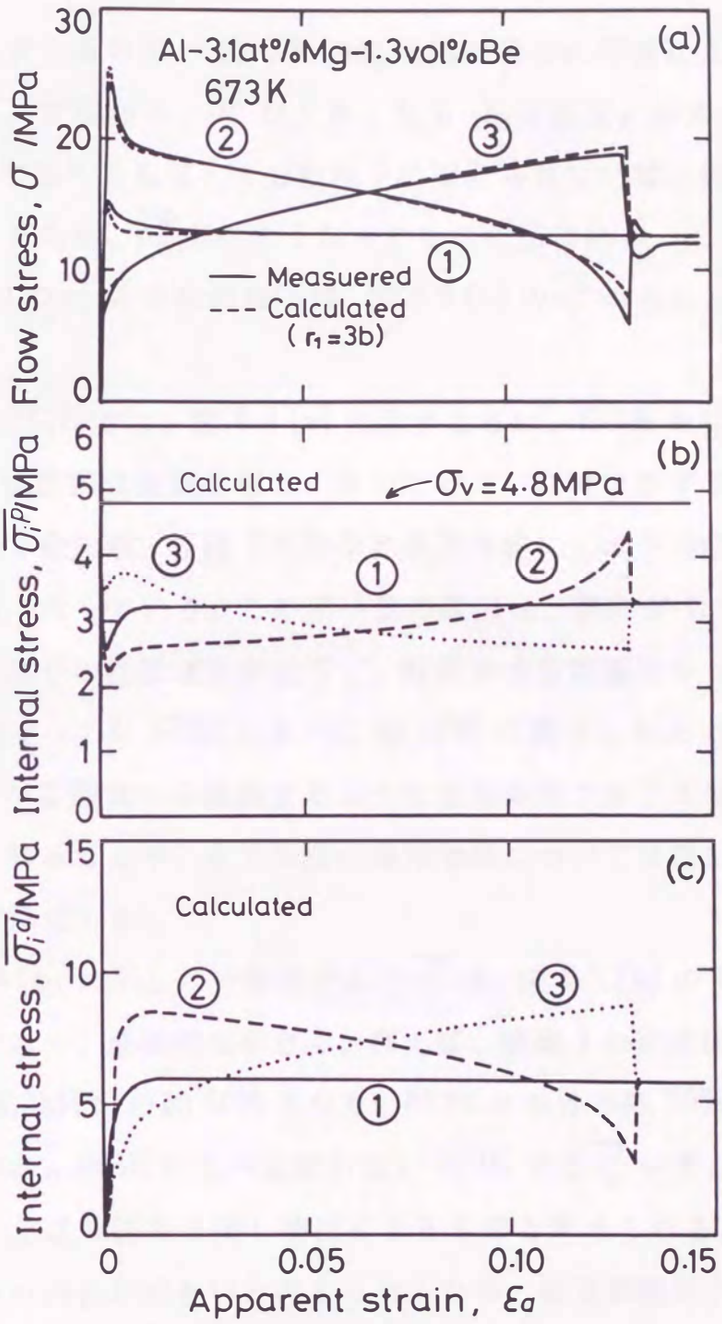


図 6.5　(a) 式 (6.19)、(6.24) および (4.21) より予測した予測曲線 (破線) と実測曲線 (実線)、(b) 分散強化応力 $\overline{\tau_i^p}$ 成分の変化、(c) 転位による内部応力 $\overline{\tau_i^d}$ 成分の変化。温度 673K の場合。変形経路 1、2 および 3 については 図 2.6 参照 (宮川ら[51])。

の相違によるもので、図 6.3 の説明図で示した理由によるものと思われる。すなわち、$\overline{\sigma_i^d}$ が大きくなる (転位密度ρが大きくなる) と、ρの増加にともなって分散粒子に捉えられていない転位の割合が増加するため、$\overline{\sigma_i^p}$ が小さくなったものと思われる。このように、図 6.5 (b) の$\overline{\sigma_i^p}$ の変化の様子は 図 6.5 (c) の$\overline{\sigma_i^d}$ のそれと逆になっている。

一方、573K では、図 6.6 (a) に示すように、673K の結果とは異なり、予測曲線は実測曲線と一致していない。特にひずみ速度が大きい経路 2 の前半、経路 3 の後半で実測曲線に比べ予測曲線の方が著しく高くなっている。この不一致の原因は、温度が 100K 低いために溶質原子の拡散速度が低下し、転位が溶質雰囲気から離脱する臨界の速度 v_{cr} が 673K に比べて約 1/60 に低下したためと思われる。転位が雰囲気から離脱するような変形条件では予測値が実測値より高くなることや、本予測法の適用限界については既に第 4 章と第 5 章で詳述した。

図 6.6 (b) に示した分散強化応力$\overline{\sigma_i^p}$ は 図 6.5 (b) の 673K の結果と比べると、全体的に小さく、例えば、経路 1 の定常状態では$\overline{\sigma_i^p}$ はσ_v (=5.2MPa) の約 50% となり、673K における約 70% より小さい。これは、673K に比べ温度が低い 573K では$\overline{\sigma_i^d}$ が大きくなったためで、上述の説明と同じ理由によるものと考えられる。ただし、離脱転位の割合が大きいと考えられるため、溶質雰囲気引きずりを前提とした$\overline{\sigma_i^p}$ や$\overline{\sigma_i^d}$ の計算値には定量的意味は薄い。

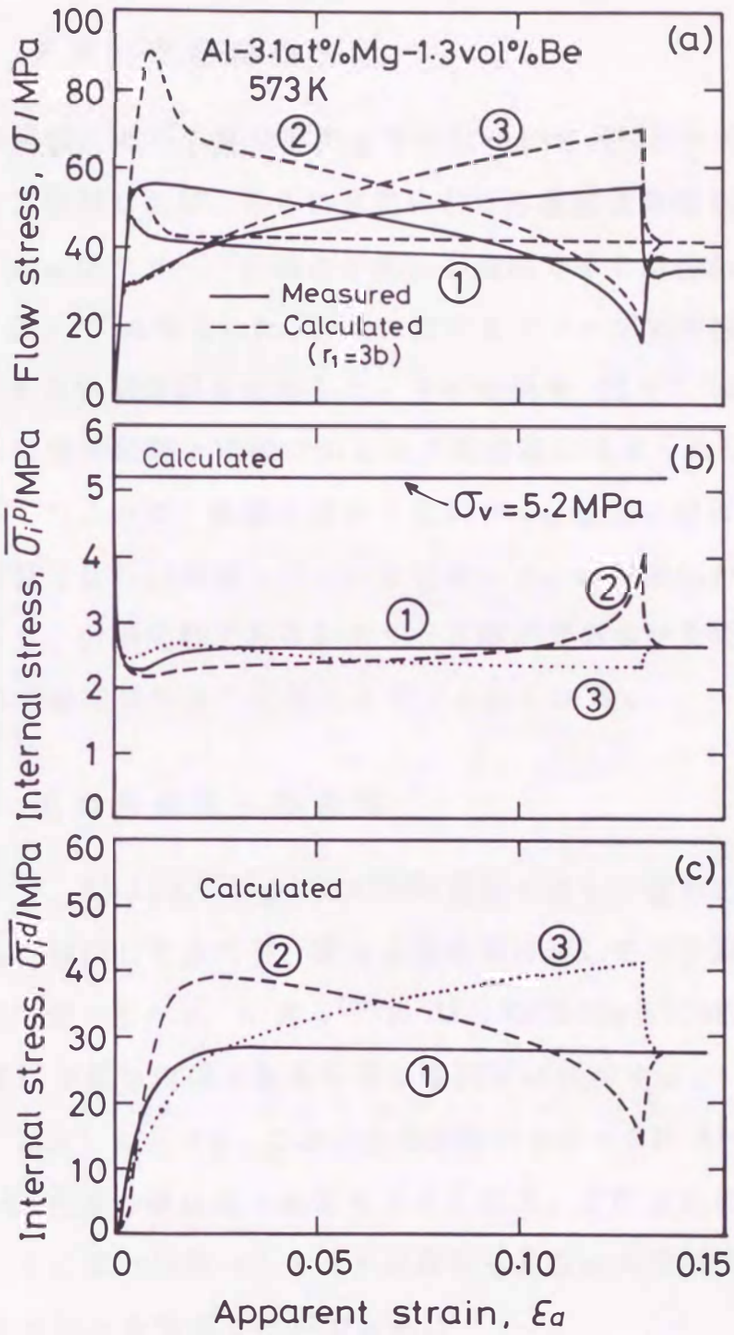


図 6.6　(a) 式 (6.19)、(6.24) および (4.21) より予測した予測曲線 (破線) と実測曲線 (実線)、(b) 分散強化応力 $\overline{\tau_i^p}$ 成分の変化、(c) 転位による内部応力 $\overline{\tau_i^d}$ 成分の変化。温度 573K の場合。変形経路 1、2 および 3 については 図 2.6 参照 (宮川ら[51])。

6.3.3 クリープ曲線の予測

任意の経路における変形応力の予測について 573K と 673K の 2 つの温度で検討したが、さらに高温における温度依存性を再現できるか否かおよびクリープ曲線の予測にも適用できるか否かを検討するため、葉ら[28]の報告した 723K におけるクリープ実測曲線と、式 (6.25) による予測曲線を比較した。その結果を 図 6.7 に示す。実線で示した実測曲線と破線で示した予測曲線はほぼ一致している。

以上示したように、拡散速度が十分大きく、転位の溶質雰囲気引きずり運動で変形が律速されている場合には、分散強化が複合された場合にも、引張変形であるかクリープ変形であるかを問わず、本予測法は実験結果をよく再現できることがわかる。

6.3.4 他の合金系への適用

前節まで、Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 合金に対して変形応力予測法の適用性を検討してきたが、異なる合金系に対して本予測法の一般的適用性を調べるため、中島ら[50]の Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 合金の高温変形挙動を再現できるか否かを以下に検討する。

表 6.1 に示したように、この合金の分散パラメータは Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 合金の値に比べかなり小さいため、この合金について検討することにより分散パラメータが異なる合金に本予測法が汎用可能であるか否かを知ることができる。

573K から 723K までの温度範囲で、いろいろなひずみ速度の定速引張試験により求められた応力－ひずみ曲線について本予測法を適用した。その結果を 図 6.8 に示す。これまでの図と同様、実測

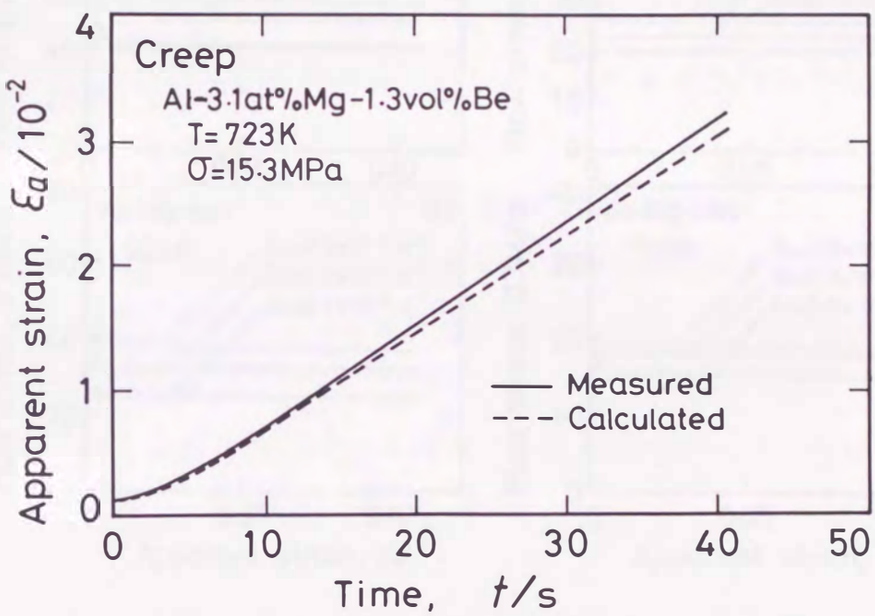


図 6.7　式 (6.19)、(4.21) および (6.25) により予測した、クリープ曲線 (破線) と実測曲線[28](実線) の比較。Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 複合強化合金、試験温度 723K (宮川ら[51])。

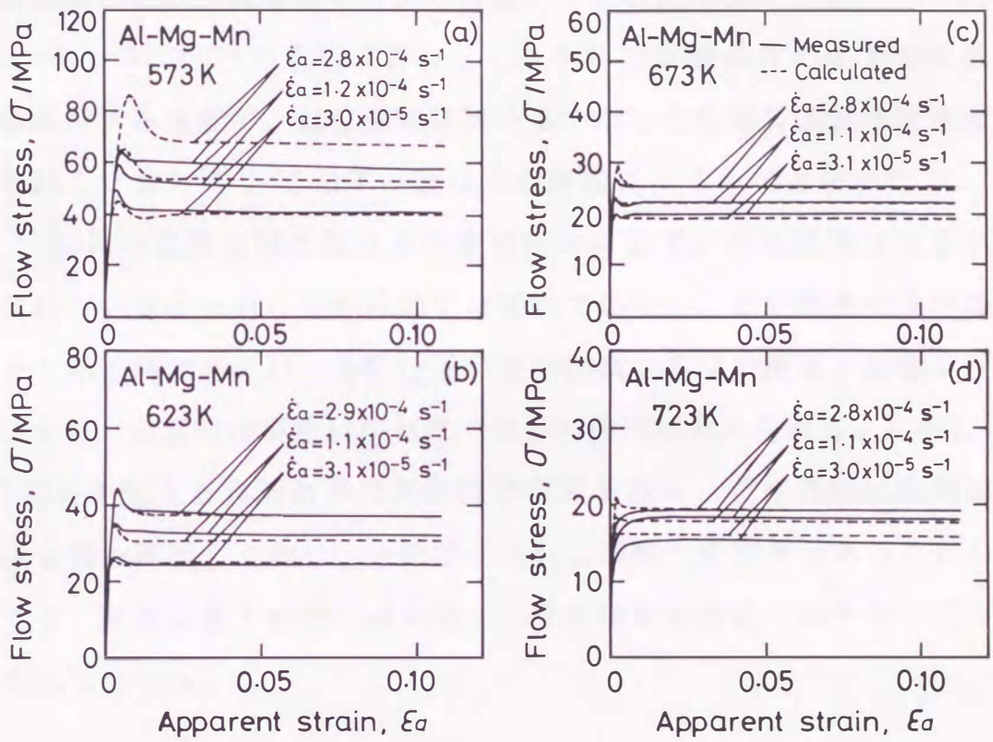


図 6.8　式 (6.19)、(6.24) および (4.21) により予測した応力－ひずみ曲線 (破線) と実測曲線[50](実線) の比較。Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 複合強化合金、573K～723K、定速引張試験 (宮川ら[51])。

曲線[68]を実線で予測曲線を破線で示した。

試験温度 573K、ひずみ速度$\dot{\varepsilon}_a$=2.8×10^{-4}s^{-1} の結果を除いて、予測曲線は実測曲線をかなりよく再現している。再現できない 573K、$\dot{\varepsilon}_a$=2.8×10^{-4}s^{-1} の変形条件は、 図 6.8 の試験条件の中で最も低温高ひずみ速度で、転位速度は第 5 章で示した溶質雰囲気離脱速度を越えており[49]、この不一致はこの離脱によるものと思われる。

723K の変形初期における予測曲線にはわずかに高温降伏現象が現れているのに対し実測曲線では現れていない。この理由は現在のところ不明であるが、分散粒子が変形初期の転位の増殖に影響を及ぼすと、高温降伏現象が現れなくなる可能性が考えられる。しかし、723K を除くと変形初期の高温降伏現象も含め、予測曲線は実測曲線を概ね再現しており、分散粒子の転位増殖への寄与はあったとしても、変形の極く初期にのみ効き、その後の変形には効かないことを示している。

6.3.5 定常状態における変形応力のひずみ速度依存性

本研究で提案した予測法により定常変形応力を再現できるか否かを調べるため、573K から 723K の温度範囲で、いろいろなひずみ速度で測定された定常変形応力の予測を行った。その結果を Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 合金について 図 6.9 (a) に、Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 合金について 図 6.9 (b) に示す。なお、比較のため Al-3at%Mg 固溶強化合金の結果[50]も同図に併記した。

実測点で固溶強化のみの Al-3at%Mg 合金と比較するとわかるように、温度が高いほど、ひずみ速度が低いほど、両合金とも分散

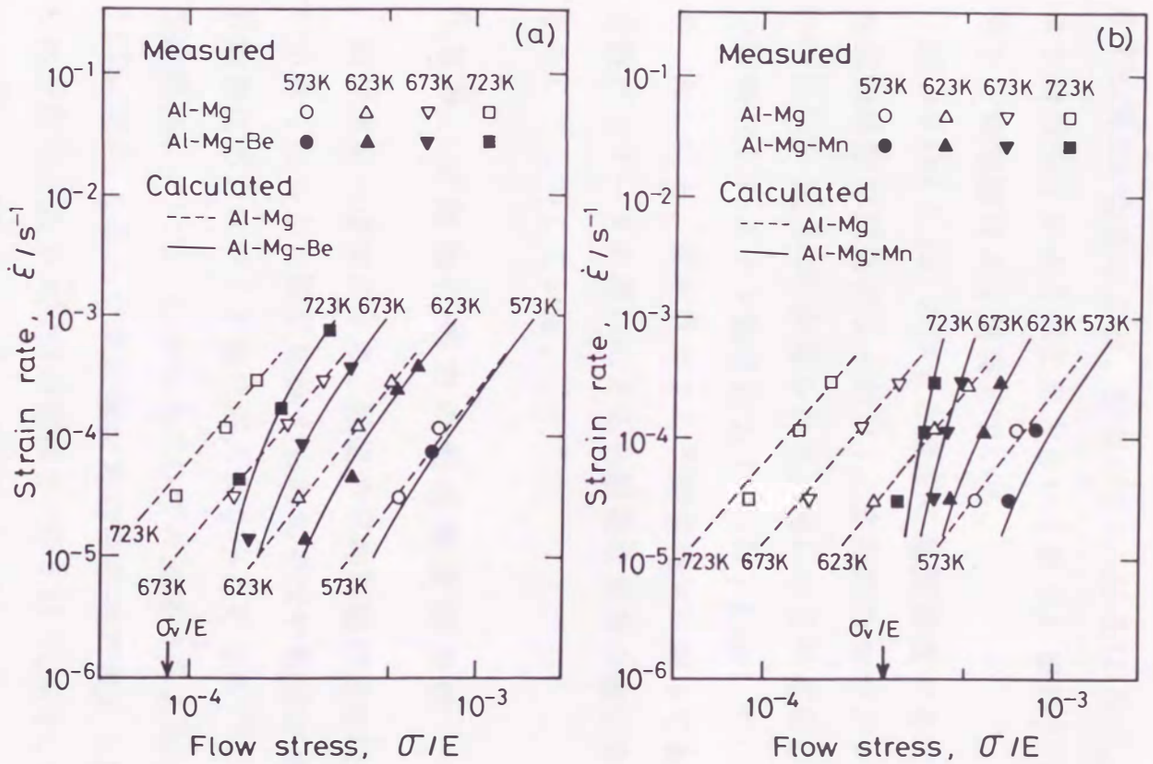


図 6.9 (a) Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 複合強化合金および (b) Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 複合強化合金の定常状態におけるヤング率で規格化した変形応力σ/Eのひずみ速度$\dot{\varepsilon}$依存性。予測と実測の比較 (宮川ら[51])。

強化の影響が強く現れている。また、平均粒子間隔が狭い Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 合金の方が、間隔が広い Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be 合金より分散粒子による強化が大きい（表 6.1 参照）。これらの実験結果を予測曲線はよく再現している。

図 6.9 (a) と (b) のひずみ速度を温度補償するため、ひずみ速度を拡散係数で規格化し（$\dot{\varepsilon}/D$）、変形応力をヤング率で規格化する（σ/E）と 図 6.10 が得られる。図にはそれぞれの合金のヤング率で規格化したボイド強化応力（σ_v/E）も示している。いずれの合金においても、実測点はよく予測曲線上に乗っており、本予測法が分散パラメータの違いによる分散強化応力の違いを精度よく再現できることを示している。

6.3.6 分散強化応力の転位密度依存性

転位密度の増加により、転位の平均間隔が分散粒子の平均間隔より小さくなると、粒子に捉えられていない転位が増えてくるため、分散強化応力はボイド強化応力より小さくなる[50]。573K～723K の温度範囲において、いろいろなひずみ速度で得られた Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 合金の定常状態における転位密度ρと剛性率で規格化した分散強化応力 $\overline{\sigma_i^P}/G$ の関係を 図 6.11 に示す。図の中白印は中島ら[68] §の実測点、中黒印は本予測法による予測点で、実線は予測点を結ぶ近似曲線である。破線で示した$\rho_c=7.06\times10^{11}\mathrm{m}^{-2}$ は、転位の平均間隔が分散粒子の平均間隔に一致するときの転位密度を

§中島らは転位密度の測定を応力緩和法で行い、その際転位の易動度 B として Cottrell[23][48]の値を用いている。本論文では、中島と吉永[62]の計算した B の修正値を用いて彼らの測定した転位密度を再評価した。

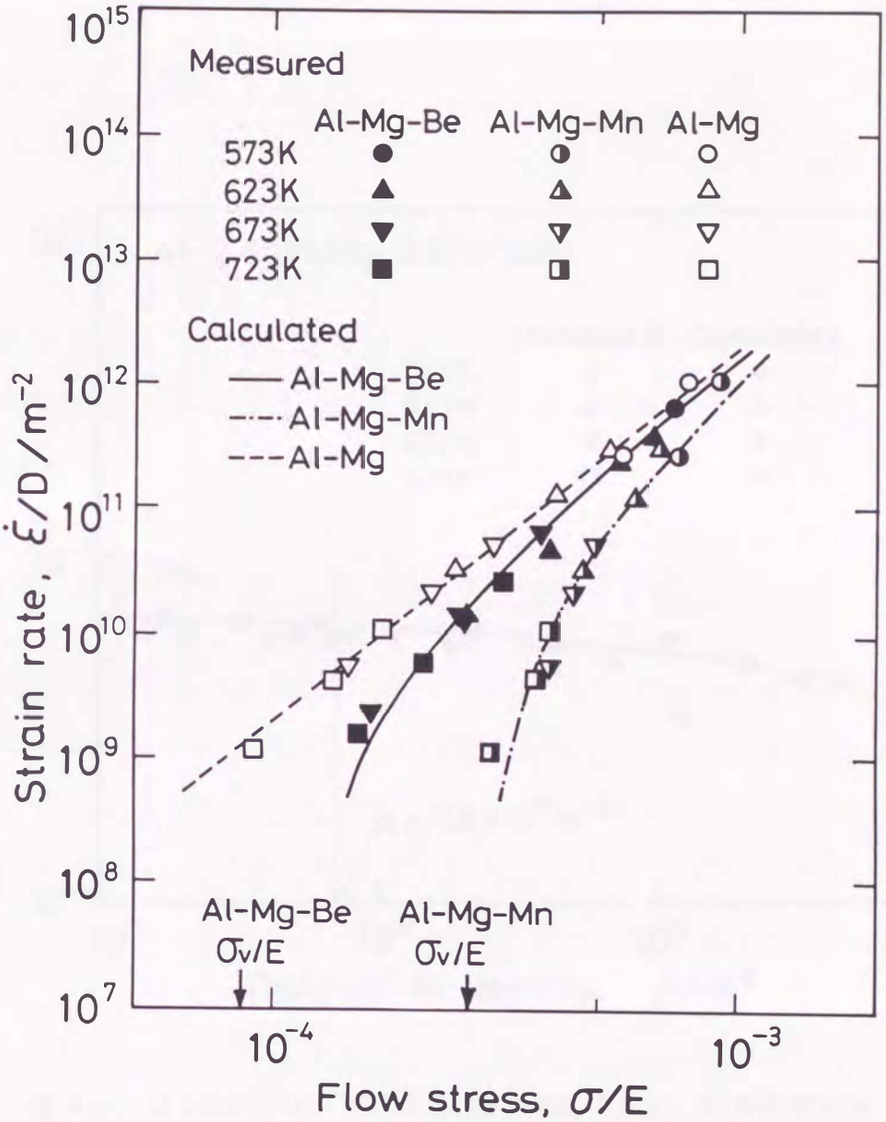


図 6.10 Al-3at%Mg 固溶強化合金、Al-3.1at%Mg-1.3vol%Be および Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 複合強化合金の、定常状態におけるヤング率で規格化した変形応力σ/E の、マグネシウムの拡散係数で補償したひずみ速度$\dot{\varepsilon}$/D 依存性。予測と実測の比較（宮川ら[51]）。

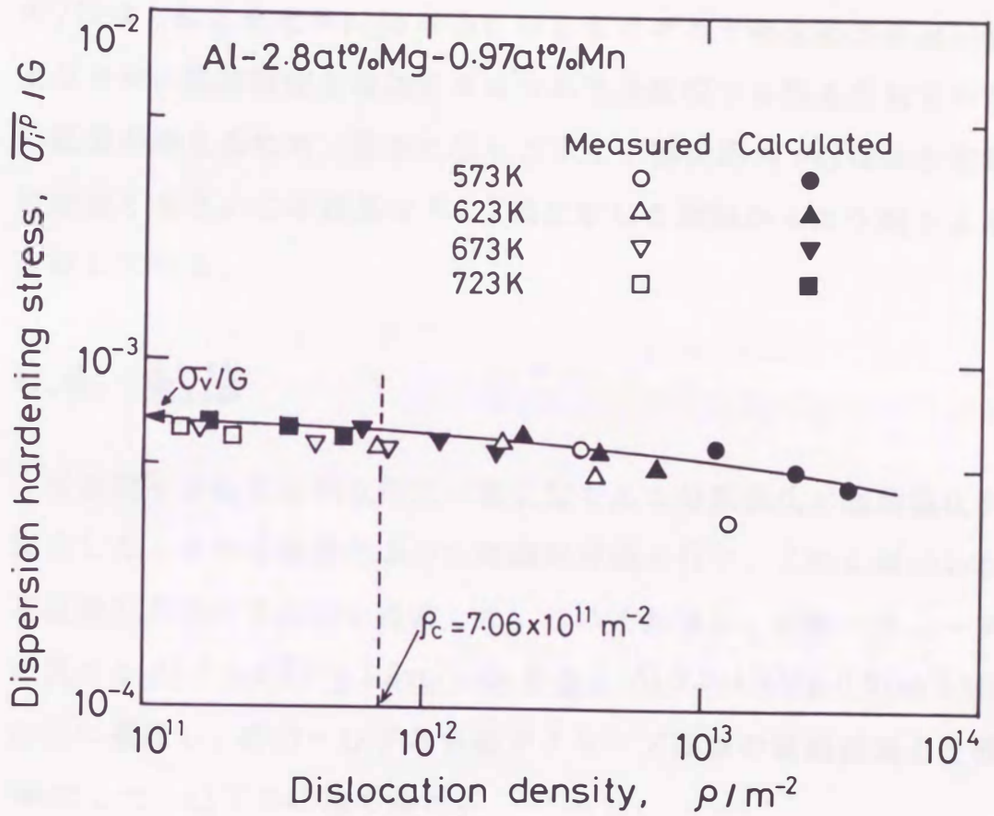


図 6.11 Al-2.8at%Mg-0.97at%Mn 複合強化合金の、定常状態における剛性率で規格化した分散強化応力$\overline{\tau_i^p}/G$ の転位密度ρ 依存性。予測と実測の比較（宮川ら[51]）。

表す。

ややばらつきは見られるが、実線で示した予測結果は、実測値とよく一致している。このように、予測計算で得られた分散強化応力$\overline{\sigma_i^p}/G$は、転位密度がρ_cより小さいときはボイド強化応力に近い値となるが、転位密度が増加するにつれて分散粒子に捉えられていない転位が増えるため、図中に示したボイド強化応力σ_v/Gより次第に小さくなる。この結果は6.2.1節に示した理論からの予測とよく合致している。

6.4 結論

分散粒子と転位の相互作用が吸引型である分散強化に固溶強化が複合したときの分散強化成分の理論的評価を行い、これに基づいた高温変形応力の予測法を提案した。この予測法を、分散パラメータの異なるAl-3.1at%Mg-1.3vol%Be合金とAl-2.8at%Mg-0.97at%Mn合金に適用し、応力－ひずみ曲線やクリープ曲線の実測結果と比較・検討して、以下の結論を得た。

(1) 分散強化応力$\overline{\sigma_i^p}$は変形応力σ、転位同士の相互作用による内部応力$\overline{\sigma_i^d}$の簡単な関数として次式で表せる。

$$\overline{\sigma_i^p} = \frac{x_c(\sigma - \overline{\sigma_i^d})}{\overline{\ell_s}(\sigma - \overline{\sigma_i^d}) - (\overline{\ell_s} - x_c)\sigma_v}\sigma_v$$

ただし、x_cはすべり面上で粒子間に張り出す転位の最大張り出し距離、$\overline{\ell_s}$はすべり面上での平均粒子中心間距離、σ_vはボイド強化応力である。

(2) 変形が溶質雰囲気引きずり機構で律速されている条件の下では、

本予測法によって複合強化合金の変形応力の経路依存性を精度よく予測でき、任意の変形経路に沿った変形応力の予測曲線は実測曲線とよく一致する。

(3) 本予測法は、クリープ挙動の予測にも適用できる。

(4) 本予測法によって、分散パラメータの大きさや、分散粒子が異なる複合強化合金の定常状態における変形応力のひずみ速度依存性を精度よく予測できる。

(5) 本予測法によって、分散強化応力$\overline{\sigma_i^p}$が転位密度が小さいときはボイド強化応力σ_vにほぼ等しく、転位密度の増加とともにボイド強化応力より次第に小さくなるという実測結果を定量的に予測できる。

第 7 章

総括

材料に所定の形状を与えると同時に成形された材料の機械的性質を所定の水準にするために、制御圧延法が開発され広く実施されている。この方法は材質を決定する加工組織を意図的に与える方法であるが、これを効率よく行うには定常状態だけでなく、遷移過程を含むいろいろな条件下での高温変形応力の予測が必要となる。

現在用いられている変形応力評価法は変形機構に基づいて導かれたものではなく、多数の実験結果を数式化することによる方法で、物理的に不明確な多くのパラメータを用い、それらを実験で求めるという方法が用いられている。そのため、材料ごとにそれぞれのパラメータを求めなければならず、汎用性に乏しい。そこで、本研究は、高温変形機構の基本原理に基づいた微分形式の変形応力予測法の開発を主な目的として行った。

融点が低いアルミニウム合金は、比較的低い温度で高温変形の研究ができ、耐酸化性も優れているため大気中で実験ができる。さらに、これまで高温変形機構についての研究も数多くなされ、それら

蓄積されたデータを利用できる有利な点もあることから、本研究ではアルミニウム合金を用いた。

変形経路は無限にあるが、本研究では主に3種類の代表的な経路を選んで、変形応力の経路依存性を実験的に検討し明らかにした。

実験的検討で得られた変形経路依存性の予測を可能とする、微分形式の変形応力予測式の定式化について検討した。実用的見地から、本研究では、固溶強化のみの合金と固溶強化に分散強化が複合した複合強化合金の、任意の変形経路に沿った変形応力の予測法を提案し、実測曲線と比較·検討した。

得られた主な結論を以下に要約する。

(1) 固溶強化合金と固溶強化に分散強化が複合した複合強化合金における高温変形応力の変形経路依存性の傾向は大略等しい。すなわち、同じ時間で同じひずみに到達したときの変形応力はその点に至るまでの経路に依存して大きく異なるが、その後同じひずみ速度の定速変形になると、前歴に依存せず短い遷移時間経過後にそれぞれの金属や合金に応じた同じ応力値に到達する。

(2) 固溶強化合金の定速変形においては、運動転位密度が小さい変形初期において有効応力が高く変形応力も高い値を示すが、変形が進むにつれて転位密度が高くなり、有効応力が低下するため、変形初期より変形応力が低下する。複雑な経路の場合も、同じ理由で、経路上ひずみ速度が同じところで得られる変形応力は、変形初期の方が変形がすすんだ後より高い。

(3) 固溶強化合金の変形応力の予測に必要なパラメータ (回復速度の比例定数 r_0 、転位の増殖率 β_0 、初期転位ネットワーク生長速

度の比例定数 r'_0 とその減衰率 δ) の温度および合金組成依存性は次の通りである。

$$r_0 = \frac{10\Omega G}{(1-\nu)kT\ln(\ell/b)}$$

$$\beta_0 = 1.24 \cdot \exp\left(\frac{75.7\mathrm{kJ/mol}}{RT}\right) \quad (\mathrm{m}^{-1})$$

$$r'_0 = 1.21 \times 10^2 \cdot \exp\left(\frac{81.4\mathrm{kJ/mol}}{RT}\right) \quad (\mathrm{m}^{-1})$$

$$\delta = 4.47 \times 10^4 \cdot \exp\left(-\frac{25.5\mathrm{kJ/mol}}{RT}\right)$$

ただし、Ω は原子容、G は剛性率、ν はポアッソン比、 b はバーガースベクトルの大きさ、ℓ は転位の平均間隔、R は気体定数である。これらのパラメータには濃度依存性がなく、変形応力の濃度依存性は転位の易動度の濃度依存性によるものである。

(4) 固溶強化合金において、内部応力の発現機構に関係したパラメータ α は、α=0.36 である。

(5) 本研究で提案した予測法は、溶質雰囲気引きずり機構で律速されている条件の下で、固溶強化合金の高温変形における変形経路依存性を、精度よく再現できる。

(6) 本予測法はクリープ挙動も精度よく再現できる。

(7) 本予測法による定常状態における変形応力に占める内部応力の割合、定常ひずみ速度の応力指数および転位密度の予測結果は、実

験結果とほぼ一致する。

(8) Al-Mg 合金において、転位の溶質雰囲気ひきずり抵抗τと転位速度 v が直線関係からずれ始める速度を溶質雰囲気離脱開始速度 v_{cr} とすると、v_{cr} は Mg 濃度 C と温度 T の関数として計算値を定式化すると次式で与えられる。

$$v_{cr} = 7.4 \times 10^5 \cdot C^{1.17} \cdot \exp\left(-\frac{127\mathrm{kJ/mol}}{RT}\right) \quad (\mathrm{m \cdot s^{-1}})$$

(9) 高ひずみ速度領域において応力指数が変化する M-H 遷移応力 σ_U を溶質雰囲気離脱開始速度 v_{cr} から求めると、その温度依存性と濃度依存性は実測値を定量的に再現できる。

(10) 低ひずみ速度領域において応力指数が変化する L-M 遷移応力 σ_L を溶質雰囲気引きずり抵抗が無視できる応力として評価すると、その温度依存性と濃度依存性は実測値と定量的に一致する。

(11) (8)(9)(10) の結果から、固溶強化合金において応力指数が 3 となる応力範囲および本変形挙動予測法の適用範囲を明らかにした。

(12) 分散強化応力$\overline{\sigma_i^p}$成分は変形応力σ、転位同士の相互作用による内部応力$\overline{\sigma_i^d}$の関数として次式で表せる。

$$\overline{\sigma_i^p} = \frac{x_c(\sigma - \overline{\sigma_i^d})}{\overline{\ell_s}(\sigma - \overline{\sigma_i^d}) - (\overline{\ell_s} - x_c)\sigma_v}\sigma_v$$

ただし、x_c はすべり面上で粒子間に張り出す転位の最大張り出し距離、$\overline{\ell_s}$ はすべり面上での平均粒子中心間距離、σ_v はボイド強化応力である。

(13) (12) の分散強化応力成分の評価法と固溶強化合金の内部応力

予測法に基づいた本予測法は、複合強化合金についても、変形が溶質雰囲気引きずり機構で律速されている条件の下では、変形応力の経路依存性をよく再現でき、クリープ挙動も精度よく予測できる。

(14) 本予測法は、分散パラメータの大きさや、分散粒子が異なる複合強化合金についても広く適用できる。

(15) 本予測法は、転位密度が小さいときはボイド強化応力σ_vにほぼ等しい分散強化応力$\overline{\sigma_i^P}$成分が、転位密度の増加とともにボイド強化応力より次第に小さくなる転位密度依存性の実測結果をほぼ再現できる。

謝辞

筆者は昭和 62 年度に、九州大学総合理工学研究科材料開発工学専攻吉永日出男研究室で、内地研究員として、金属の高温変形に関する研究の機会を与えて頂いた。本論文は、内地研究員時代からこれまでの間に、吉永日出男教授の指導のもとに行った研究をまとめたものである。

本研究の遂行にあたり、吉永日出男教授には、懇切丁寧なご指導をいただき、本論文の執筆に際して有意義なご意見を頂いた。さらに、吉永日出男教授には研究の指導にとどまらず、公私にわたり様々なことについてご指導を賜り、私の人生にとって、言葉で表わせないほど多大なものをお教え頂いている。

また、中島英治助教授には研究遂行上さまざまな貴重な助言と手助けを頂き、これまでの研究生活を支えて頂いた。

後藤正治教授 (現在、秋田大学鉱山学部物質工学科教授)、栗下裕明助教授 (現在、東北大学金属材料研究所助教授) には内地研究期間だけでなくその後も研究遂行のためさまざまなご指導を頂いた。

吉永研究室の連川貞弘助手、吉田冬樹助手にはたくさんの貴重な助言を頂いた。

吉永研究室で研究生活をされた土師　宏博士 (現在、九州松下電気 (株)) にもいろいろな助言を頂いた。

また、九州大学大学院総合理工学研究科　沖　憲典教授、森永健次教授、九州大学応用力学研究所　蔵元英一教授には本論文に対し

て貴重なご意見を頂いた。

試験片作製や電気炉製作および実験などについてご協力頂いた吉永研究室の早川弘之氏(現在、九州電力(株))、宮地正和氏(現在、三菱重工業(株))、吉武秀介氏(現在、(株)東芝)、福嶋浩信氏(現在、日立超L.S.I.エンジニアリング)をはじめ、吉永研究室で学ばれた多数の学生の皆様に多大なご支援を頂いた。

有明工業高等専門学校の竹村哲男前校長には内地研究の機会を与えて頂き、その後も貴重な助言と励ましを頂いた。

有明工業高等専門学校の高松康生校長、前機械工学科主任小田明教授はじめ教職員および卒業研究学生の皆様にも多大なご支援を頂いた。

これらお世話になった関係各位に深甚なる感謝の意を表する次第である。

最後に、筆者の健康に常に留意してくれた家族に感謝したい。

参考文献

(1) 大和久　重雄ほか．金属術語辞典．アグネ，(1987)．

(2) 鈴木　平、吉永日出男、竹内　伸．転位のダイナミックスと塑性．裳華房，(1985)．

(3) 田村今男ほか．材質の制御と予測－熱延プロセス冶金研究委員会報告書－．日本鉄鋼協会熱延プロセス冶金研究委員会，(1988)．

(4) 田村今男ほか８名．鉄鋼材料の材質予測・制御技術の現状と将来．日本鉄鋼協会，(1989)．

(5) 平野　坦ほか．板圧延の理論と実際．日本鉄鋼協会圧延理論部会，(1984)．

(6) 堀内　良ほか７名．鉄鋼の高温変形挙動．鉄鋼基礎共同研究会高温変形部会，(1979)．

(7) 美坂佳助　and　吉本友吉．塑性と加工，8 (1967)，414．

(8) 志田　茂．塑性と加工，13 (1972)，935．

(9) Y.Tomota, M.Umemoto, N.Komatsbara, A.Hiramatsu, N.Nakajima, A.Moriya, T.Watanabe, S.Nanba, G.Anan, K.Kunishige, Y.Higo, and M.Miyahara. *ISIJ International*, 32 (1992), 343.

(10) 加藤健三. 材料, 30 (1981), 315.

(11) 岡村俊一, 中村正久, 中西賢二. 塑性と加工, 16 (1975), 636.

(12) 中西賢二. 塑性と加工, 30 (1989), 262.

(13) 当摩建, 吉永日出男, 諸住正太郎. 日本金属学会誌, 38 (1974), 170.

(14) 吉永日出男. 軽金属, 39 (1989), 651.

(15) 吉永日出男. 日本金属学会会報, 16 (1977), 197.

(16) H.Kurishita, H.Yoshinaga, and H.Nakashima. *Acta Metall*, 37 (1989), 499.

(17) 吉永日出男. 日本金属学会会報, 17 (1978), 414.

(18) A.H.Cottrell and M.A.Jaswon. *Proc.Phys.Soc.*, A199 (1949), 104.

(19) S.Takeuchi T.Suzuki and H.Yoshinaga. *Dislocation Dynamics and Plasticity*. ed. by U.Gonser. Springer-Verlag , (1991), 178.

(20) 中島英治, 吉永日出男. 日本金属学会誌, 56 (1992), 254.

(21) 早川弘之，中島英治，吉永日出男．日本金属学会誌，53 (1989)，1113．

(22) H.Yoshinaga and S.Morozumi. *Phil. Mag.*, 23 (1971), 1367.

(23) A.H.Cottrell. *Dislocations and Plastic Flow in Crystals.* Oxford University Press , (1953), 139.

(24) D.J.Srolovitz, M.J.Luton, R.Petkovic-Luton, and M.J.Luton. *Phil. Mag.*, 48 (1983), 795.

(25) Y.Yeh, H.Nakashima, H.Kurishita, S.Goto, and H.Yoshinaga. *Mater. Trans., JIM*, 31 (1990), 284.

(26) 葉　英華，中島英治，栗下裕明，後藤正治，吉永日出男．日本金属学会誌，52 (1988)，1246．

(27) 葉　英華，中島英治，栗下裕明，後藤正治，吉永日出男．日本金属学会誌，52 (1988)，1255．

(28) Y.Yeh, M.Miyachi, H.Nakashima, H.Kurishita, S.Goto, and H.Yoshinaga. *Mater. Trans., JIM*, 31 (1990), 778.

(29) 葉　英華，宮地正和，中島英治，栗下裕明，後藤正治，吉永日出男．日本金属学会誌，53 (1989)，296．

(30) 中島英治，吉永日出男．鉄と鋼，77 (1991)，1399．

(31) E.Orowan:. *Discussion in The Symposium on Internal Stresses in Metals and Alloys.* Volume . Inst.Metals(London) , (1948), 451.

(32) R.Lagneborg. *Scripta Metall*, 7 (1973), 605.

(33) E.Arzt and M.F.Ashby. *Scripta Metall*, 16 (1982), 1285.

(34) D.J.Srolovitz, M.J.Luton, R.Petkovic-Luton, D.M.Barnett, and W.D.Nix. *Acta Metall*, 7 (1984), 1079.

(35) R.O.Scattergood and D.J.Bacon. *Acta Metall*, 30 (1982), 1665.

(36) 大塚正久、堀内　良. 日本金属学会誌, 48 (1984), 688.

(37) 大塚正久、堀内　良. 日本金属学会誌, 48 (1984), 1143.

(38) M.Otsuka and R.Horiuchi. *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structure.* ed. by B.Wilshire and D.R.J.Owens. Pinering Press , (1984), 157.

(39) L.F.Mondolofo. *Aluminum Alloys, Structure& Properties.* Butterworh & Co(Publishers) Ltd., London , (1976).

(40) R.O.Scattergood and D.J.Bacon. *Phil. Mag.*, 31 (1975), 179.

(41) G.I.Taylor. *Proc. Roy. Soc.*, 145 (1934), 362.

(42) G.I.Taylor. *J. Inst. Met.*, 62 (1938), 307.

(43) W.Köster and H.Franz. *Met. Rev.*, 6 (1961), 1.

(44) J.L.Tallon and A.Wolfenden. *J. Phys. Chem. Solid.*, 40 (1979), 831.

(45) 阿部勝憲，丹治雍典，吉永日出男，諸住正太郎．軽金属，27 (1977)，279．

(46) 宮川英明，吉武秀介，中島英治，吉永日出男．日本金属学会誌，55 (1991)，928．

(47) R.Horiuchi and H.Yoshinaga. *Trans. JIM*, 6 (1965), 131.

(48) 堀内良，吉永日出男．日本金属学会誌，29 (1965)，351．

(49) 宮川英明，中島英治，吉永日出男．日本金属学会誌，56 (1992)，531．

(50) 中島英治，岩崎浩二，後藤正治，吉永日出男．日本金属学会誌，52 (1988)，180．

(51) 宮川英明，中島英治，吉永日出男．日本金属学会誌，57 (1993)，36．

(52) R.W.Bailey. *J.Inst.Metals*, 35 (1926), 27.

(53) E.Orowan. *Z.Phys*, 89 (1934), 614.

(54) 吉永日出男，松尾悟，栗下裕明．日本金属学会誌，48 (1984)，35．

(55) H.Yoshinaga, S.Matsuo, and H.Kurishita. *Trans. JIM*, 26 (1985), 423.

(56) G.Saada. *Acta Met.*, 8 (1960), 480.

(57) P.Ostrom and R.Lagneborg. *Trans. ASME Ser.H*, 98 (1976), 114.

(58) A.J.Ardell and M.A.Przystura. *Mech.Materials*, 3 (1984), 319.

(59) M.Hillert. *Acta Metall*, 13 (1965), 227.

(60) J.Friedel. *Dislocations.* Pergamon Press , (1964), 239.

(61) F.Guiu and D.L.Pratt. *Phys. Status Solidi*, 6 (1964), 111.

(62) 中島英治，吉永日出男．日本金属学会誌, 56 (1992)，254．

(63) 吉永日出男．軽金属, 29 (1979)，528．

(64) H.Yoshinaga. *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structure.* ed. by B.Wilshire and D.R.J.Owens. Pinering Press , (1981), 59.

(65) H.Oikawa, N.Matsuno, and S.Karashima. *Metal Sci.*, 9 (1975), 209.

(66) W.Carrington, K.F.Hale, and D.McLean. *Proc. Roy. Soc.*, A259 (1960), 203.

(67) J.D.Baird and B.Gale. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A257 (1965), 553.

(68) H.Nakashima, K.Iwasaki, S.Goto, and H.Yoshinaga. *Mater. Trans., JIM*, 31 (1990), 35.

(69) 平野賢一. 軽金属, 29 (1979), 249.

(70) J.P.Hirth and J.Lothe. *Theory of Dislocations.* John Wiley & Sons , (1982).

(71) 菊池潮夫, 富田邦和, 元山義郎, 足立正雄. 軽金属, 30 (1980), 480.

(72) 菊池潮夫, 元山義郎, 足立正雄. 軽金属, 30 (1980), 449.

(73) 菊池潮夫, 清水遵, 馬場宏之, 足立正雄. 日本金属学会誌, 41 (1977), 1272.

(74) J.L.Martin. *Aspects of High Temperature Deformation and Fracture in Crystalline Materials.* ed. by H.Oikawa Y.Hosoi, H.Yoshinaga and K.Maruyamas. The Japan Institute of Metals , (1993), 3.

(75) K.H.Lie T.E.Volin and R.W.Balluffi. *Acta Metall*, 19 (1971), 263.

(76) H.E.Evans and G.Knowles. *Acta Metall*, 25 (1977), 963.

(77) 堀内　良、大塚正久. 日本金属学会誌, 35 (1971), 406.

(78) H.Oikawa and H.Yasuda. *Metal Sci.*, 13 (1979), 551.

(79) A.Orlová and J.Čadek. *Z. Metallk.*, 65 (1974), 200.

(80) H.Oikawa. *Hot Deformation of Aluminum Alloys.* ed. by J.G.Morris T.G.Langdon, H.D.Merchant and M.A.Zaidis. The Minerals,Metals and Materials Society , (1991), 153.

(81) H.Oikawa. *Transitions of Deformation Behavior in Power-Law Creep of Solid Solutions of FCC,BCC, and HCP Crystal Systems.* ed. by B.Wilshire and R.W.Evanss , (1987). 99.

(82) P.Yavari and T.G.Langdon. *Acta Metall*, 30 (1982), 2181.

(83) M.Sakamoto and T.Yamada. *J. Appl. Phys.*, 19 (1980), 1617.

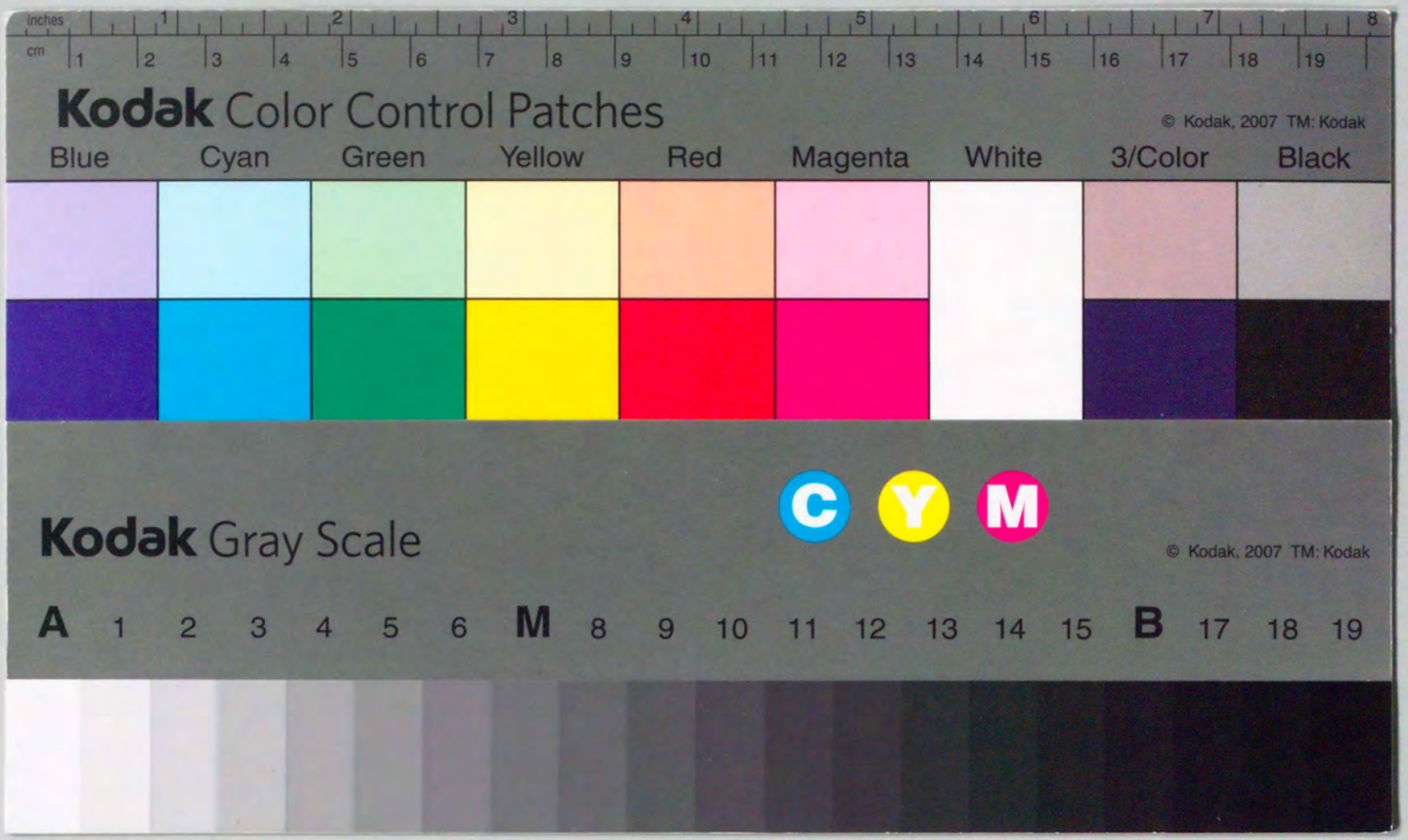
(84) M.Sakamoto. *J. Phys. Soci*, 56 (1987), 3201.

(85) T.Endo, T.Shimada, and T.G.Langdon. *Acta Met.*, 32 (1984), 1991.

(86) 中島英治，吉永日出男．九州大学大学院総合理工学研究科報告, 12 (1991)，355．

(87) 宮川英明，中島英治，吉永日出男．九州大学大学院総合理工学研究科報告, 13 (1992)，325．

(88) 中島英治，福島浩信，後藤正治，吉永日出男．日本金属学会誌, 52 (1988)，646．


inches
cm
Kodak Color Control Patches
© Kodak, 2007 TM: Kodak
Blue
Cyan
Green
Yellow
Red
Magenta
White
3/Color
Black
C
Y
M
Kodak Gray Scale
© Kodak, 2007 TM: Kodak
A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19