

高温における分散強化合金のしきい応力

解 説

中 島 英 治*・吉 永 日出男*2

Threshold Stress in Dispersion Strengthened Alloys at High Temperatures

Hideharu NAKASHIMA and Hideo YOSHINAGA

1. は じ め に

金属に関する学術論文のデータベースである MetaDex を用いて、キーワードとして“Dispersion hardening”+“Precipitation hardening”と“High temperature”のかけあわせで文献検索すると、1964 年から 1990 年 9 月末日までに 924 件の論文が発表されている。各年ごとの論文数を図 1 に示したが、1985 年以降分散強化に関する論文が急増していることがわかる。しかし、これらの論文の中で“Threshold stress”というキーワードを持つ論文は図 1 に示したように非常に少ない。この結果からすると、分散強化合金の高温変形における“しきい応力 (Threshold stress)”という言葉はまださほど定着していないようである。そこで、まずしきい応力の定義を

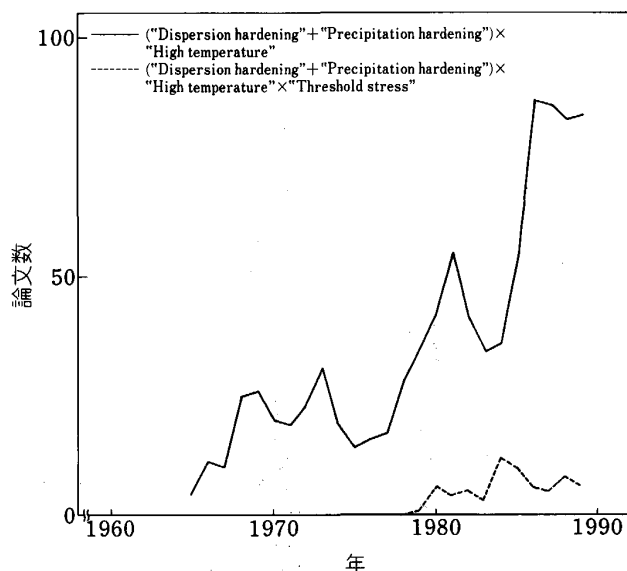


図 1 分散強化に関する研究論文の推移

きちんとしておく必要があるであろう。

図 2 はこれまでの報告[†]に見られる分散強化合金の高温における定常クリープ速度 $\dot{\epsilon}_s$ を拡散係数 D で割った $\dot{\epsilon}_s/D$ とクリープ応力 σ をヤング率 E で割った σ/E の

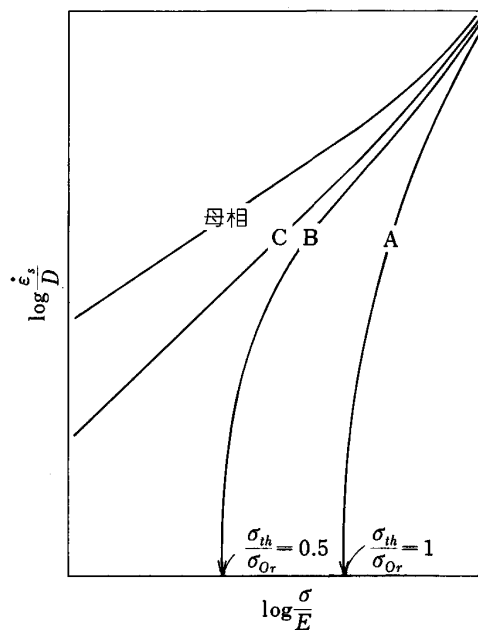


図 2 これまでの報告に見られる分散強化合金における定常クリープ速度 $\dot{\epsilon}_s$ を拡散係数 D で割った $\dot{\epsilon}_s/D$ とヤング率 E で変形応力を割った σ/E の関係

[†] 図 2 の曲線 A, B および C の挙動を示す分散強化合金はそれぞれ次のようなものである。曲線 A: Ni-20Cr-2.14 vol% ThO₂¹⁾; 曲線 B: Ni-20Cr-2.0 vol% ThO₂²⁾, Cu-0.23~0.90 vol% SiO₂³⁾, Ni-20Cr-2.0 vol% ThO₂⁴⁾, Al-2.2 vol% Al₂O₃⁵⁾, Al-0.19~0.92 vol% Al₂O₃⁶⁾, Ni-1.5Cr-2.5 vol% Y₂O₃ (MA6000)⁷⁾, Al-0.49 vol% Al₂O₃⁸⁾⁹⁾, Fe-18.9 Cr-4.1Al-0.48Y₂O₃ (MA956)¹⁰⁾; 曲線 C: Ni-20Cr-2.0 vol% ThO₂⁴⁾, Ni-20Cr-5~10 vol% γ' ¹¹⁾, Ni-Cr- γ' ¹²⁾, Cu-Co¹³⁾

平成 2 年 12 月 25 日受付 (Received Dec. 25, 1990) (依頼解説)

* 九州大学大学院総合理工学研究科助教授 (Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University, 6-1 Kasugakouen Kasuga 816)

*2 九州大学大学院総合理工学研究科教授 (Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University)

Key words: threshold stress; dispersion hardening; precipitation hardening; high temperature; creep; attractive interaction; Orowan stress; void-hardening stress.

関係を両対数プロットで示したものの説明図である。図中には比較のために母相金属についても示している。図の曲線AとBでは $\dot{\epsilon}_s/D$ の低下とともに変形が実質的に進行しないとみなせる限界の応力が存在する。この応力がしきい応力であり、これを限界応力と呼ぶ研究者もいる。母相金属と曲線Cにはしきい応力が表れていない。

分散強化合金では耐熱構造物の設計基準の一つである許容応力をしきい応力とすることができると、しきい応力は極めて重要な量である。また、分散強化合金の変形応力は母相金属の変形応力にしきい応力を加算した値で評価できることが知られている^{1)14)~16)}。これが正しいければ、母相金属のみの高温変形挙動についてのデータや高温変形機構に関する知見は多く得られているので、しきい応力が知られれば分散強化合金の高温変形挙動の推定が容易になる。

しきい応力は転位が粒子を乗り越えるのに必要な応力であるので、しきい応力の発現機構を知るためには転位の粒子乗越え機構を明らかにしなければならない。図2に示した曲線AとBでは明瞭なしきい応力が存在し、特にAではしきい応力 σ_{th} はオローワン応力 σ_{or} にほぼ一致している。しかし、曲線Bのしきい応力はオローワン応力よりも小さく、曲線Cではしきい応力はまったく存在しない。このしきい応力がオローワン応力よりも小さいか、あるいは存在しないという実験結果を説明するために、これまでに転位が粒子を上昇運動で乗り越える機構 (General climb³⁾¹⁷⁾ や Local climb¹²⁾) が提案され、現在でもモデルの精密化が検討されている^{18)~21)}。しかし、これまでの研究では、オローワン応力の評価として低温における引張試験の降伏応力が用いられている場合と粒子表面間平均距離からの評価値が用いられている場合があり、ここに第1の問題がある。

引張試験における降伏応力は加工硬化の影響を受けており、特に分散強化合金では変形初期の加工硬化率が大きいので²²⁾、この降伏応力をオローワン応力とすると、オローワン応力を過大評価していることになる。また、第3節に示すように、粒子表面間平均距離 (以下分散パラメータと呼ぶ) からオローワン応力を評価する場合にも、従来用いられてきた分散パラメータの評価法²³⁾ではオローワン応力を過大評価する可能性がある²⁴⁾。したがって、これまでのしきい応力がオローワン応力よりも小さいという報告には再検討の必要があるように思われる。

しきい応力とオローワン応力との関係は転位の粒子乗越え機構と密接に関係しているので、この基準となるオローワン応力を正しく評価することが重要である。さらに、しきい応力の測定には低応力で長時間のクリープ試験を行う必要があるため、この間に分散粒子の粗大化や粒界すべり等の影響が入る可能性がある。これらの効果は本来存在する筈のしきい応力を不明瞭にすることにな

るが、従来の研究ではこれらの効果を十分に考慮しているものが少ない。

ところで、これまでしきい応力の発現機構としては転位が粒子間を通過することを前提とするオローワン機構や転位が上昇運動で粒子を乗り越える機構が考えられてきたが、これらの理論では転位と硬い分散粒子の相互作用は斥力型とされている。しかし、最近、高温ではこの相互作用が斥力型から引力型に変化する場合があることが理論的²⁵⁾²⁶⁾に示された。本解説では転位と粒子の引力型相互作用についてはあまり知られていないので、この相互作用を実験的に検証した例を紹介するとともに、この相互作用がもたらす強化作用をしきい応力として評価し、これを定量的に評価する方法について述べる。

2. 高温における転位と粒子の相互作用

分散強化合金におけるしきい応力の発現機構は転位と粒子の相互作用の仕方によって決まる。写真1はAl-Mg固溶硬化合金の母相に硬いAl₆Mn粒子を時効析出させたAl-2.8at%Mg-6.3vol%Al₆Mn合金を温度573K、クリープ応力57.3MPaでクリープ変形し、その定常変形状態から送風冷却によって転位組織を凍結して、転位と粒子との相互作用を弱ビーム法によって観察した結果である²⁷⁾。写真より転位は粒子表面に対してほぼ垂直になっていることがわかる。また、粒子表面には転位のコントラストは観察できない。したがって、転位は粒子表面で消滅したことになる (転位芯の拡張, Core spreading)。

写真2は673K-3.6ksの再結晶処理と873K-18ksの時効処理を施したAl-1.5vol%Be合金に室温で約1%の塑性変形を与え、約673Kの温度で超高压電子顕微鏡内で転位とベリリウム粒子との相互作用 (矢印) を



写真1 Al-2.8at%Mg-6.3vol%Al₆Mn合金を573K、57.3MPaでクリープ変形後、弱ビーム法によって観察した転位と粒子との引力型相互作用

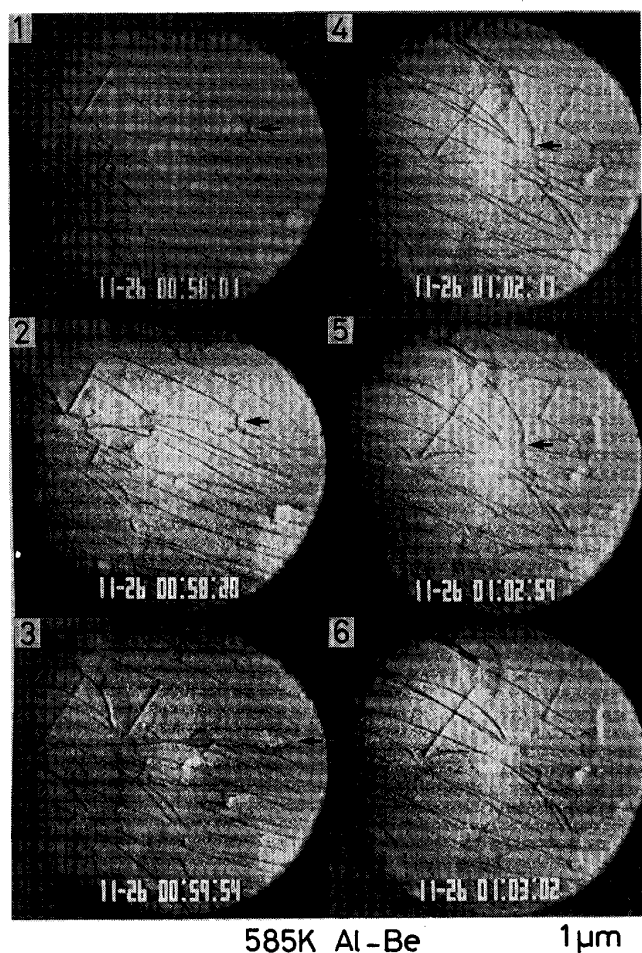


写真 2 超高压電子顕微鏡内その場観察による Al-1.5 vol%Be 合金の転位と粒子との引力型相互作用 (温度は約 673 K)

その場観察したときの連続写真である²⁴⁾。ベリリウム粒子はアルミニウムよりも原子散乱因子が小さいので写真 2 では白く見えるが、いずれの写真においても転位は粒子表面に対してほぼ垂直に突きささっているように見える。

一般に、結晶の自由表面近くに存在する転位は鏡像力によって表面に対して垂直になろうとする。これは自由表面が転位の応力場を緩和することによるものであり、転位と表面の相互作用が引力型であることを意味している。写真 1 や 2 に示したように、転位は粒子表面に対して垂直になる傾向があることから、粒子表面は転位にとって自由表面と同じ作用をしており、転位と粒子の相互作用は引力型であることを示している。

SROLOVITZ ら²⁵⁾ は、硬い分散粒子でも体拡散と母相-粒子界面での界面拡散やすべりが同時に起これば、転位の応力場が緩和され、転位と粒子の相互作用が斥力型から引力型に変化することを理論的に示している。高温では体拡散は十分に起こるので、問題は母相と粒子との異相界面で界面拡散やすべりが起こるかどうかである。

これまでの粒界拡散係数の測定によると、粒界拡散係数は粒界での原子の整合性、すなわち、粒界構造に強く依存することが知られており、整合性の良い粒界よりも整合性の悪い粒界の方が粒界拡散係数は大きい²⁸⁾。また、界面すべり速度も同様に整合性の悪い粒界の方が大きい²⁹⁾。したがって、異相界面拡散やすべりは母相と粒子の格子が連続した整合界面では起こりにくく、逆に非整合界面では起こりやすいと考えられる。

Al-Mg-Mn 合金中の分散粒子 Al_6Mn は斜方晶の結晶構造を有しており³⁰⁾³¹⁾、母相は fcc であるので、母相と粒子との異相界面は非整合であると考えられる。したがって、Al-Mg-Mn 合金で転位と粒子の相互作用が引力型であるのは、母相と粒子との界面が非整合であるために容易に異相界面拡散やすべりが起こり、転位の応力場が速やかに緩和されたことによるものであろう。また、Al-Be 合金ではベリリウムの結晶構造が hcp であるので、この界面も非整合であると考えられる。さらに、HOWSON ら³²⁾ はニッケル基の Inconel MA754 ODS 合金について、また SCHRÖDER と ARZT⁷⁾ は MA6000 について、図 3 や 4 のように粒子上の転位のコントラストは消滅していないが、転位と粒子の相互作用が引力型であることを報告している。MA754 や MA6000 合金では分散粒子が Y_2O_3 であり、彼らの透過電子顕微鏡写真には母相と粒子が整合である場合に生ずる ASHBY-BROWN コントラスト³³⁾³⁴⁾ が見られない。したがって、 Y_2O_3 粒子と母相の界面も非整合であるものと考えてさしつかえないであろう。

以上のように、高温における転位と分散粒子の相互作用は、例え硬い粒子であっても、母相と粒子の界面が非整合であれば、転位にとっては粒子表面は自由表面と同じように感じられる。したがって、非整合分散粒子を有する分散強化合金を高温構造材料として用いる場合には、粒子の硬さは全く問題にする必要はなく、いかに緻密に粒子を分散させるかが重要となる。

3. しきい応力の定量的評価

分散強化合金のように母相に第 2 相を含む合金においては、第 2 相がどれくらいの大きさで、どれくらいの間隔で母相中に分布しているかを知ることは計量形態学上も興味ある問題である。特に、転位はそのすべり面上に存在する粒子によって運動を妨げられるので、すべり面上における粒子表面間平均距離は重要なパラメーターである。

粒子表面間平均距離 $\bar{\lambda}$ は、すべり面上における平均粒子中心間距離 $\bar{l}_s$ とすべり面で切られる平均粒子半径 $\bar{r}_s$ によって

$$\bar{\lambda} = 1.25 \bar{l}_s - 2 \bar{r}_s \dots \dots \dots (1)$$

で与えられる。ここで、係数 1.25 は FOREMAN と MAKIN³⁵⁾ がコンピューターシミュレーションによって求

めた粒子の正方形分布を無秩序分布に変換するときの変換係数である。また、平均粒子半径を $\bar{r}_s$ としたのは、すべり面で切ることによる平均化と粒子半径の分布による平均化の2回の平均化を行うためである。

分散強化合金では粒子の体積分率 f は粒子の量を表す重要なパラメーターであるが、一般に粒子半径には分布があるので、これを考慮すると

$$f = \frac{4}{3} \pi N_v \int r^3 g(r) dr = \frac{4}{3} \pi \bar{r}^3 N_v \dots \dots \dots (2)$$

となる。ここで、 N_v は単位体積当たりの粒子の数、 r は粒子半径、 $g(r)$ は粒子半径の分布関数であり、 $\bar{r}^3$ は r^3 の平均値である。

これまでの分散パラメーターの評価法では、式(2)の $\bar{r}^3$ ではなく、平均粒子半径 $\bar{r}$ の3乗 $\bar{r}^3$ が用いられている。これは上述のように誤りである。また、すべり面上における粒子の単位面積当たりの数を N_s とすると、粒子がすべり面上で正方形に並ぶと考えた時の平均粒子中心間距離 $\bar{l}_s$ は $\bar{l}_s = 1/\sqrt{N_s}$ となる。ここで、 $N_s = 2\bar{r}N_v$ の関係があるので、これと式(2)を用いると、 $\bar{l}_s$ は

$$\bar{l}_s = \frac{1}{\sqrt{N_s}} = \frac{1}{\sqrt{2\bar{r}N_v}} = \sqrt{\frac{2\pi\bar{r}^3}{3f}} \dots \dots \dots (3)$$

と表せる²⁴⁾。

また、すべり面で切られる平均粒子半径 $\bar{r}_s$ は

$$\bar{r}_s = \frac{\pi \bar{r}^2}{4\bar{r}} \dots \dots \dots (4)$$

となる²⁴⁾。ここで、 $\bar{r}^2$ は r^2 の平均値である。

$\bar{l}_s$ の評価には式(3)より明らかなように3種類の方法があるが、 N_s または $\bar{r}$ と N_v を用いる場合には従来法でも正しく $\bar{l}_s$ を評価することができる。しかし、これまでの研究では f が用いられる場合が多い。この場合には、粒子半径の分布を正しく考慮しないと $\bar{l}_s$ に大きな誤差をもたらすことになる。

従来の評価法では、式(3)の $\bar{r}^3$ の代わりに $\bar{r}^3$ が用いられていることになるので、その場合の評価値を本法の $\bar{l}_s$ と $\bar{r}_s$ と区別して、それぞれ $\bar{l}_s'$ および $\bar{r}_s'$ とすると、

$$\bar{l}_s' = \sqrt{\frac{2\pi}{3f}} \bar{r} \dots \dots \dots (5)$$

$$\bar{r}_s' = \frac{\pi}{4} \bar{r} \dots \dots \dots (6)$$

となる。一般に、 $\bar{r}^3 > \bar{r}^3$ および $\bar{r}^2 > \bar{r}^2$ となることを証明できるので、 $\sqrt{\bar{r}^3/\bar{r}} > \bar{r}$ および $\bar{r}^2/\bar{r} > \bar{r}$ となり、式(3)と(5)および式(4)と(6)より、 $\bar{l}_s > \bar{l}_s'$ および $\bar{r}_s > \bar{r}_s'$ となる。したがって、粒子半径の分布を考慮して求めた $\bar{r}^2$ や $\bar{r}^3$ を用いて $\bar{l}_s$ と $\bar{r}_s$ を評価しないと $\bar{l}_s$ や $\bar{r}_s$ を過小評価することになる。さらに、粒子表面間平均距離 $\bar{\lambda}$ におよぼす $\bar{r}_s$ の寄与は小さいので、 $\bar{\lambda}$ はほぼ $\bar{l}_s$ によって決まる。したがって、 $\bar{l}_s$ の過小評価は $\bar{\lambda}$ の過小評価をもたらす。この過小評価は粒子半径の分布の広がりによって異なるが、Al-1.5 vol% Be 合金

や Al-2.8 at% Mg-6.3 vol% Al₆Mn 合金の例では $\bar{\lambda}$ を半分程度まで過小評価することが知られている²⁴⁾²⁷⁾。したがって、 $\bar{\lambda}$ に逆比例するオローワン応力は2倍程度過大評価されることになる。このことは従来法で求めたオローワン応力が過大評価となっていた可能性が高いことを意味し、図2のBで示した曲線で、観察されたしきい応力がオローワン応力よりかなり低くなったのもオローワン応力の評価法に問題があったためである可能性が高い。したがって、本当にしきい応力がオローワン応力よりかなり低くなりうるか否かについては、従来用いられたオローワン応力の値を再検討する必要がある。

4. 分散強化合金におけるしきい応力

写真1と2に示したように、粒子表面における転位の応力場の緩和が完全であれば転位にとって粒子はボイドと同じである。ボイドの存在による強化 σ_v は SCATTERGOOD と BACON³⁶⁾ の理論によれば次式で与えられる。

$$\frac{\sigma_v}{E} = A \frac{Mb}{4\pi(1+\nu)\bar{\lambda}} \left[\ln \left(\frac{\bar{D}}{r_0} \right) + B \right] \dots \dots \dots (7)$$

$A = (1 + \nu \sin^2 \phi) \cos \phi / (1 - \nu)$, $B = 0.6$; らせん転位

$A = (1 - \nu - \nu \sin^2 \phi) \cos \phi / (1 - \nu)$, $B = 0.7$; 刃状転位

ここで、 M はテラー因子³⁷⁾であり、fcc 金属の場合 3.06 である。また、 b はバーガースベクトルの大きさ、 ν はポアソン比、 $\bar{D}$ は $\bar{\lambda}$ と $2\bar{r}_s$ の調和平均、 r_0 は転位芯の cut-off 半径、 ϕ は転位がボイドから離脱するときの臨界角である。SCATTERGOOD と BACON の理論³⁶⁾ を適用すれば、 ν が 0.34³⁸⁾ のアルミニウム合金では、 ϕ はらせん転位の場合 0.82 rad (47°)、刃状転位の場合 0.33 rad (19°) となる。

これに対してオローワン応力 σ_{or} は式(7)の係数 A を

$A = 1/(1 - \nu)$; らせん転位

$A = 1$; 刃状転位

とすることによって得られる³⁹⁾。ボイド強化応力とオローワン応力は式(7)中の係数 A だけが異なるので、アルミニウム合金では $\sigma_v/\sigma_{or} = 0.81 \sim 0.89$ となり³⁶⁾³⁹⁾、ボイド強化応力はオローワン応力なみに大きい。

堀内¹⁶⁾ は、偏晶系の合金では高温で分散粒子が液体となり、転位と粒子の相互作用が完全に引力型となることを利用して、そのときのしきい応力を測定した。彼らの用いた合金は Al-Pb, Al-Cd および Al-Bi であるが、彼らはしきい応力が WEEKS ら⁴⁰⁾ のボイド強化理論と一

¹²⁾ 前述のように降伏応力には加工硬化の影響が含まれている。しかし、彼らは降伏応力を室温→高温→室温の順に測定し、室温における降伏応力が1回目と2回目で一致することを確認している。したがって、彼らの得た高温における降伏応力には加工硬化の影響が小さいであろう。このような確認は降伏応力の測定においては必ず必要なものと考えられる。

致することを見いだしている。また、尾中ら⁴¹⁾も非晶質分散粒子を有する Cu-B₂O₃ 単結晶の降伏応力⁴²⁾がオローワン応力なみに大きいことを示している。転位と粒子の相互作用が引力型の場合にはしきい応力とオローワン応力を比較することには機構上の問題はあるが、粒子表面での転位の応力場の緩和が十分であれば、引力型相互作用がもたらすしきい応力はオローワン応力なみに大きいので、評価値に大きな差は生じない。

しかし、一般の硬い分散粒子の場合にはいつも転位と粒子の相互作用が完全に引力型になるとは考えられない。すなわち、転位の応力場の緩和の程度は温度やひずみ速度に依存するものと考えられる。

図3は異なる時効処理を施した Al-1.5 vol%Be 合金の定常クリープ速度 $\dot{\epsilon}_s$ を自己格子拡散係数 D で割った $\dot{\epsilon}_s/D$ とクリープ応力 σ をヤング率 E で規格化した σ/E の関係を示したものである。図より明らかなように明瞭にしきい応力が存在し、かつ、しきい応力は粒子半径の分布を正しく考慮して求めたボイド強化応力 σ_v に一致している。ここで、図中に示した σ_v に範囲があるのは、式(7)中の n_0 の不確かさによるもので、本論文では $n_0=b$ と $n_0=3b$ としている。

図4は Al-Be 合金のクリープ応力からしきい応力を引いた値、 $\sigma - \sigma_{th}$ 、を $\dot{\epsilon}_s/D$ に対してプロットしたものである。図より明らかなように広い $\dot{\epsilon}_s/D$ にわたって Al-Be 合金クリープ応力からしきい応力を引けば、純アルミニウムの結果にほぼ一致させることができる。このことは、Al-Be 合金における転位の応力場の緩和が速やかに起こることを示唆しており、Al-Be 合金の変形応力を母相の変形応力に分散強化応力を単純に加算し

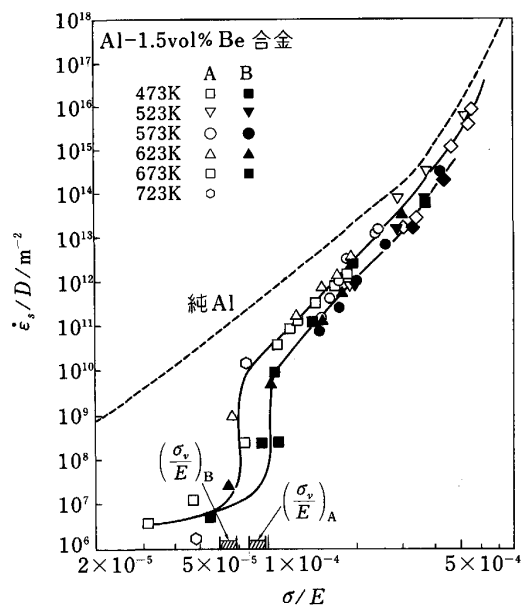


図3 Al-1.5 vol%Be 合金における $\dot{\epsilon}_s/D$ と σ/E の関係

て評価できることを示している⁴³⁾。

ところが、図5に示した Al-Mg-Mn 合金の例では、しきい応力はボイド強化応力にはほぼ一致しているものの、分散強化応力の単純な加算則は成り立っていない。すなわち、図の破線で示した Al-Mg 合金と Al-Mg-Mn 合金の同じ $\dot{\epsilon}_s/D$ を与える応力の差を分散強化応力と考えると、分散強化応力は $\dot{\epsilon}_s/D$ の小さい領域と大きい領域ではボイド強化応力にはほぼ一致しているものの、その中間領域ではボイド強化応力よりかなり小さくなってい

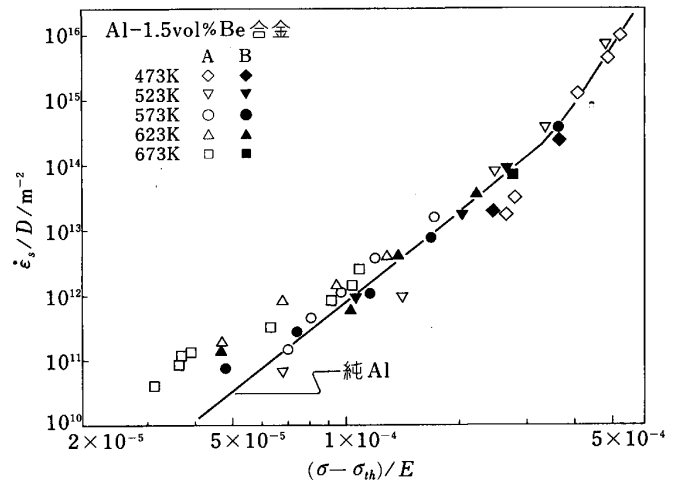


図4 Al-1.5 vol%Be 合金における変形応力 σ からしきい応力 σ_{th} を引いた値をヤング率 E で規格化した $(\sigma - \sigma_{th})/E$ と $\dot{\epsilon}_s/D$ の関係

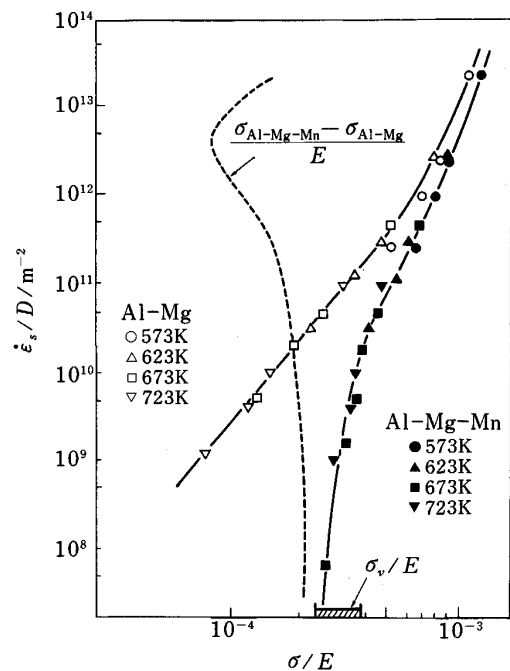


図5 Al-2.8 at%Mg-6.3 vol%Al₆Mn 合金における $\dot{\epsilon}_s/D$ と σ/E の関係

⁴³⁾ 低応力域で合金の $\dot{\epsilon}_s/D$ が純アルミニウムより大きいのは結晶粒径が小さく、粒界すべりの効果が大きいためと考えられる²⁴⁾。

る。このように Al-Be 合金と Al-Mg-Mn 合金で分散強化の加算性が異なった理由は次のように考えられる。

Al-Be 合金では母相は純アルミニウムであるので、母相内では転位は自由飛行的に高速ですべり運動する^{42)~46)}。このような場合には、転位のすべり運動に要する時間は問題にならないぐらいに短時間である。転位は粒子を離れると直ちに次の粒子に捕捉され、いつも分散粒子に吸引されていることになる。したがって、すべての転位が粒子からの抵抗を受けていることになる。一方、Al-Mg-Mn 合金では母相は Al-Mg 合金であるので、図 5 の試験条件では転位は溶質雰囲気⁴⁷⁾⁴⁸⁾を引きずりながらすべり運動しており、その運動は粘性的である⁴³⁾⁴⁹⁾。このような場合には、平均転位間隔が平均粒子間隔以上であれば、すべての転位は直接粒子に吸引されていることになるが、平均転位間隔が平均粒子間隔以下であれば、粒子に吸引されていない転位が存在することになり、分散強化は見かけ上減少することになる²⁷⁾。平均転位間隔は転位密度の平方根の逆数で与えられ、転位密度は $\dot{\epsilon}_s/D$ の増加とともに増加するので、平均転位間隔は $\dot{\epsilon}_s/D$ の増加とともに減少することになる。したがって、図 5 で $\dot{\epsilon}_s/D$ の増加とともに分散強化が減少したのは、直接粒子から抵抗を受けていない転位が増加したことによるものと考えられる。さらに、 $\dot{\epsilon}_s/D$ が大きくなると、転位は溶質雰囲気から離脱するようになるために、転位のすべり運動は自由飛行的となり、再びすべての転位が直接粒子から抵抗を受けるようになる。これが高 $\dot{\epsilon}_s/D$ 域で再び分散強化応力が大きくなった理由であると解釈できる。

以上のように、母相が純金属あるいは固溶硬化の小さな合金であれば、分散強化の加算則はおおむね成り立つ。しかし、固溶硬化の大きな合金を母相に持つ場合には、分散強化応力は転位密度と粒子間隔の大きさに依存する。

上述の実例はいずれもアルミニウム合金についてのものであるが、同様のことが他の合金系においても成り立つことを最後に述べる。

図 6 はこれまでにしきい応力の存在が見いだされ、かつ粒子半径の分布が示されている論文について著者らの知る限りのすべての分散強化合金について、それらのしきい応力 σ_{th} とボイド強化応力との関係を示したものである^{1)7)24)27)50)~53)}。この中で LUND と Nix¹⁾ の Ni-20Cr-2.5ThO₂ 合金と、高田ら⁵¹⁾⁵²⁾の内部酸化法によって作られた Cu-SiO₂ 合金と Cu-Al₂O₃ 合金については、抽出レプリカ法により測定した単位面積当たりの粒子数 N_s から $\bar{L}_s$ を評価しているのので (式(3)参照)、 $\bar{L}_s$ が粒子半径の分布とは無関係に測定されていることになる。図より明らかなように、測定点はいずれも $\sigma_{th} = \sigma_v$ の直線上あるいはその近傍にあり、クリープ挙動から求めたしきい応力がボイド強化応力とほぼ一致することを

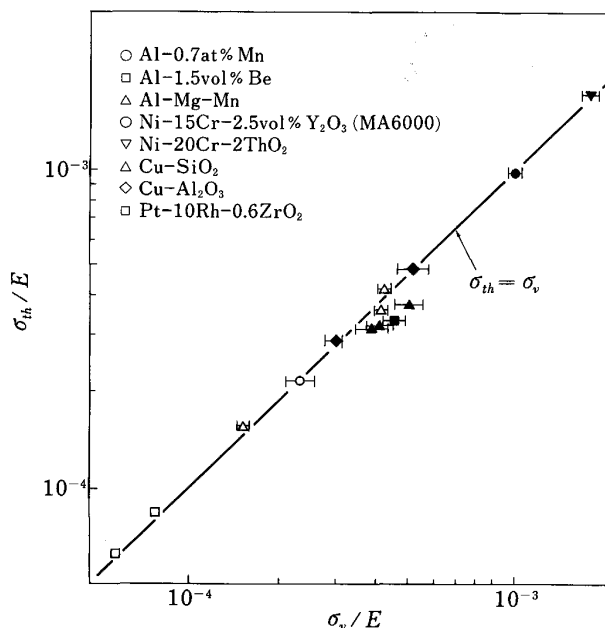


図 6 種々の分散強化合金のしきい応力 σ_{th} とボイド強化応力 σ_v の比較

示している。

これまでクリープ挙動から求めたしきい応力がオローワン応力と一致しない場合はすべて転位の上昇運動による粒子乗越え機構によるものと解釈されてきたが、粒子半径の分布を考慮して粒子表面間平均距離を正しく評価すれば、しきい応力はボイド強化応力に一致すると見て良いであろう。

一方、転位と粒子の相互作用が引力型であってもしきい応力が存在しない場合がある。これは Al-Mg-Be 合金の研究⁵⁴⁾で見いだされたことであるが、その原因は変形に粒界すべりや粒界移動の影響が入ったことと母相の強度が高かったためと解釈されている。この研究はしきい応力の有無のみだけではしきい応力の発現機構を判断することができないことを明らかにしたという点で重要である。

5. お わ り に

以上述べたように、非整合分散粒子を有する分散強化合金のしきい応力は転位と粒子の引力型相互作用にもとづくボイド強化応力によって定量的に評価できる。しかし、一般の分散強化合金には整合分散粒子を有するものも多くある。整合分散粒子を有する合金では異相界面での拡散やすべりは起こりにくいと考えられるので、高温でも転位と硬い粒子の相互作用は斥力型になるものと考えられる。したがって、この場合のしきい応力の発現機構はオローワン機構か上昇運動による粒子乗越え機構ということになる。このように分散強化合金におけるしきい応力の発現機構は粒子と母相との異相界面構造によって決まるものと思われるが、これまでにこのような

観点からの研究は行われておらず、今後系統的な研究を行う必要がある。

さらに、一般に実用材料の使用条件は非常に低い応力であるので、しきい応力以下での変形が重要となる。しきい応力以下では原理的には転位は運動できないので、粒界すべりなどの変形への寄与が大きくなる。しかし、しきい応力以下でも分散粒子の分布に不均一性があったり、粒界3重点近傍で応力集中が起これば局所的に転位は運動できるものと考えられる。したがって、分散強化合金におけるしきい応力以下での変形については、粒界すべりや分散粒子の不均一性および粒界3重点での応力集中などの問題を今後明らかにしていく必要があるであろう。

最後に、本研究は多くの方々の御協力によって成し得たものである。特に、後藤正治教授（現：秋田大学鉱山学部）、栗下裕明助教授（現：東北大学金属材料研究所）、葉栄華博士、岩崎浩二氏、福岡浩信氏（現：日立超 LSI）および宮地正和氏（現：三菱重工）には研究を支えていただいた。九州大学超高压電子顕微鏡室の田中鎡士氏と真鍋武志氏および連川貞弘博士には電子顕微鏡観察の御指導いただいた。また、九州大学工学部材料工学科工作部の西原良一氏（現：日本機器工業）、安川和征氏および西畑義則氏には実験装置を作製していただいた。さらに、本研究の一部は軽金属奨学会の研究補助金によって行われたものである。これらの関係各位に深く感謝の意を表す次第である。

文 献

- 1) R. W. LUND and W. D. NIX: *Acta Metall.*, **24** (1976), p. 469
- 2) J. H. HAUSSELT and W. D. NIX: *Acta Metall.*, **25** (1977), p. 1491
- 3) R. S. SHEWELT and L. M. BROWN: *Phil. Mag.*, **35** (1977), p. 945
- 4) J. LIN and O. D. SHERBY: *Res. Mechanica*, **2** (1981), p. 251
- 5) W. C. OLIVER and W. D. NIX: *Acta Metall.*, **30** (1982), p. 1335
- 6) A. H. CLAUSER and N. HANSEN: *Acta Metall.*, **32** (1984), p. 269
- 7) J. H. SCHRÖDER and E. ARZT: *Scr. Metall.*, **19** (1985), p. 1129
- 8) 松浦圭助, 松田則男: *日本金属学会誌*, **48** (1984), p. 504
- 9) 松浦圭助, 松田則男: *日本金属学会誌*, **50** (1986), p. 209
- 10) M. HAGHI and L. ANAND: *Metall. Trans. A*, **21** (1990), p. 353
- 11) B. BERGMAN: *Scand. J. Metall.*, **4** (1975), p. 97
- 12) R. LAGNEBORG and B. BERGMAN: *Met. Sci.*, **10** (1976), p. 20
- 13) P. L. THREADGILL and B. WILSHIRE: *Met. Sci.*, **8** (1974), p. 117
- 14) 吉永日出男, 戸上義朗, 栗下裕明: *軽金属*, **34** (1984), p. 454
- 15) G. M. PHARR and W. D. NIX: *Scr. Metall.*, **10** (1976), p. 1007
- 16) R. HORIUCHI: *Symposium on Microscopic Approach for Mechanical Property of Materials*, Japan Inst. Metals (1986)
- 17) R. S. SHEWELT and L. M. BROWN: *Phil. Mag.*, **30** (1974), p. 1135
- 18) M. MCLEAN: *Acta Metall.*, **33** (1985), p. 545
- 19) E. ARZT and D. S. WILKINSON: *Acta Metall.*, **34** (1986), p. 1893
- 20) J. RÖSLER and E. ARZT: *Acta Metall.*, **36** (1988), p. 1043
- 21) E. ARZT and J. RÖSLER: *Acta Metall.*, **36** (1988), p. 1053
- 22) P. B. HIRSCH and F. J. HUMPHREY: *Proc. R. Soc. (London)* **A, 318** (1970), p. 45
- 23) L. M. BROWN and R. K. HAM: *Strengthening Methods in Crystals* (1971)
- 24) Y. YEH, H. NAKASHIMA, H. KURISHITA, S. GOTO, and H. YOSHINAGA: *Mater. Trans. JIM*, **31** (1990), p. 284
- 25) D. J. SROLOVITZ, R. PETKOVIC-LUTON, and M. J. LUTON: *Phil. Mag.*, **A48** (1983), p. 795
- 26) S. ONAKA, S. MIURA and M. KATO: *Mechanics of Materials*, **8** (1990), p. 285
- 27) H. NAKASHIMA, K. IWASAKI, S. GOTO and H. YOSHINAGA: *Mater. Trans. JIM*, **31** (1990), p. 35
- 28) G. A. CHADWICK and D. A. SMITH: *Grain Boundary Structure and Properties* (1976) [Academic Press Inc., Ltd. (London)]
- 29) T. WATANABE, S. KIMURA and S. KARASHIMA: *Phil. Mag.*, **A49** (1984), p. 845
- 30) L. F. MONDOLOFO: *Aluminum Alloys, Structure & Properties* (1976) [Butterworth & Co (Publishers) Ltd. London]
- 31) T. B. MASSALSKI: *Binary Alloy Phase Diagrams*, **1**, ASM, Ohio (1986)
- 32) T. E. HOWSON, J. E. STULGA and J. K. TIEN: *Metall. Trans. A*, **11** (1980), p. 1599
- 33) M. F. ASHBY and L. M. BROWN: *Phil. Mag.*, **A8** (1963), p. 1083
- 34) M. F. ASHBY and L. M. BROWN: *Phil. Mag.*, **A8** (1963), p. 1649
- 35) A. J. E. FOREMAN and M. J. MAKIN: *Phil. Mag.*, **A14** (1966), p. 911
- 36) R. O. SCATTERGOOD and D. J. BACON: *Acta Metall.*, **30** (1982), p. 1665
- 37) G. I. TAYLOR: *J. Inst. Met.*, **62** (1938), p. 307
- 38) W. KÖSTER and H. FRANZ: *Met. Rev.*, **6** (1961), p. 1
- 39) R. O. SCATTERGOOD and D. J. BACON: *Phil. Mag.*, **A31** (1975), p. 179
- 40) R. W. WEEKS, S. R. PATI, M. F. ASHBY and P. BARRAND: *Acta Metall.*, **17** (1969), p. 1403
- 41) S. ONAKA, S. SOETA and M. KATO: *J. Mater. Sci.*, **25** (1990), p. 220
- 42) H. OIKAWA and K. SUGAWARA: *Scr. Metall.*, **12** (1978), p. 85
- 43) H. OIKAWA: *Phil. Mag.*, **A37** (1978), p. 707
- 44) H. OIKAWA, M. NAKATA and S. KARASHIMA: *Mater. Sci. Eng.*, **10** (1983), p. 2473
- 45) H. NAKASHIMA, M. WATASE and H. YOSHINAGA: *Trans. JIM*, **27** (1986), p. 122
- 46) H. NAKASHIMA and H. YOSHINAGA: *Trans. Jpn. Inst. Met.*, **28** (1987), p. 644
- 47) A. H. COTTRELL: *Dislocations and Plastic Flow in Crystals* (1953) [Oxford University Press]
- 48) H. YOSHINAGA and S. MOROZUMI: *Phil. Mag.*, **A23** (1971), p. 1367
- 49) 中島英治, 渡瀬正美, 吉永日出男: *日本金属学会誌*,

-
- 53 (1989), p. 28
- 50) *H. NAKASHIMA, H. FUKUSHIMA, S. GOTO and H. YOSHINAGA: Mater. Trans. JIM, 31 (1990), p. 276*
- 51) *J. TAKADA, M. ADACHI and I. TAMURA: Deformation of Multi-Phase and Particle Containing Materials, Fyens Stiftsbogtrykkeri a-s (1983)*
- 52) 高田 潤, 清水真人, 足立正雄: 日本金属学会誌, 45 (1981), p. 977
- 53) *B. REPICH, F. BRUNGS, G. HUMMER and H. SCHMIDT: Creep and Fracture of Engineering Materials and Structure, The Institute of Metals (1990)*
- 54) *Y. YEH, M. MIYACHI, H. NAKASHIMA, H. KURISHITA, S. GOTO and H. YOSHINAGA: Mater. Trans. JIM, 31 (1990), p. 778*
-