日本金属学会誌 第 46 卷 第 1 号 (1982) 22-27

モリブデンの応力緩和曲線の特性と熱活性化変形

田 上 耕 司* 松 田 日出彦*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 46, No. 1 (1982), pp. 22-27

The Characteristics of Stress Relaxation Curves and the Thermally Activated Deformation in Molybdenum

Koji Tanoue* and Hidehiko Matsuda*

Any stress relaxation curve for polycrystalline molybdenum, obtained from stress relaxation tests by a monotonic loading mode and plotted as $\log \sigma$ vs $\log \dot{\epsilon}$, can be superposed each other by scaling and forms a unique master curve. The effects of such various factors as grain size, imposed strain rate, impurities and temperature on the shape of the master curve are investigated. A deeper understanding of the characteristics and the physical meaning of the master curve has been acquired by investigating the experimental results.

The primary shapes of master curves are not affected by the factors of grain size and imposed strain rate, and the master curves can also be superposed each other by scaling. Subsequently, the stress-strain rate scaling parameter $\bar{m} = (\partial \ln \dot{\epsilon} / \partial \ln \sigma)_T$ obtained as a reciprocal of the slope $\bar{\mu}$ on scaling of master curves coincides with m on forming each master curve. On the other hand, the master curves obtained by changing the amount of impurities and temperature cannot be superposed each other because of the different shapes of the master curves. It is concluded from the results that the different shapes of the master curves may be attributed to the change in short-range profiles for dislocation movement due to impurities and to the change in the effective stress due to temperature.

(Received August 26, 1981)

I. 結 言

単調な荷重方法によって得られる多結晶材料の応力緩和(応力と歪速度の両対数表示)曲線は, 平行移動によって互いに重ね合わせることができ, 1本の親曲線を形成する。多結晶焼結純 Mo とその合金においても, 平行移動の関係と親曲線の形成は実験的に確かめられており, 任意の歪速度 $\dot{\epsilon}$, 応力 σ , 温度 T に対して次式の力学的状態方程式が成立する⁽¹⁾⁽²⁾。

$$f(\dot{\epsilon}, \sigma, (\dot{\epsilon}_0, \sigma_1^0), T) = 0 \quad (1)$$

ここに $\dot{\epsilon}_0$ は内部構造に対応するパラメータ, σ_1^0 は内部応力場の最大値で変形が停滯する際の応力に等しい。そして, 応力緩和曲線の平行移動の関係は $\dot{\epsilon}_0$ (主に運動転位密度 ρ_m に依存する) と σ_1^0 の関係によって表わすことができる⁽²⁾。

このような力学的状態方程式の成立を実験的に示す親曲線は, 式(1)の $\dot{\epsilon}_0$ と σ_1^0 がほぼ一定, すなわち内部構造がほぼ一定という条件下における広範囲の $\dot{\epsilon}$ と σ の関係を示している。そして, この関係は転位が熱活性化により短範囲障害物を乗り越えて運動するため, 有効応力 σ^* が漸次減少し, 最後には σ^* が零となって変形が停滯するまでの過程に対応していると考えられている。したがって, 親曲

線は応力緩和中の熱活性化変形のみを特徴づける $\dot{\epsilon}$ と σ^* の広範囲な関係を与えるものであり, 熱活性化過程の研究にとっては非常に重要な曲線であるといえることができる。しかしながら, 親曲線そのものの諸性質や親曲線相互の関係については何ら明らかにされていない。そこで本論文では, 結晶粒径, 温度, 変形時の歪速度, 不純物元素などの諸因子が親曲線の形状にどのように影響をおよぼすかを調べて, 親曲線の特性とその物理的意味を熱活性化論的立場から明確にする。

II. 実験方法

実験に使用した材料は公称純度が 99.96% 以上の焼結純 Mo 線材 ($\phi 1.3$ mm), 99.95% 以上の焼結純 Mo 板材 (厚さ 1 mm), 焼結 Mo-0.05 at% Co 合金の線材 ($\phi 1.3$ mm) の 3 種類である。これらの材料の化学組成を Table 1 に示す。線材と板材は機械加工と電解研磨によって, それぞれ $\phi 1.2$ mm $\times$ 50 mm と 1 mm $\times$ 3 mm $\times$ 50 mm の試験片とした。そして, 2×10^{-4} Pa の真空中で熱処理して結晶粒径を調整した。Mo-Co 合金の平均結晶粒径は 23 μ m, 純 Mo 線材は 17, 19, 23, 32 μ m の 4 種類に, また純 Mo 板材で

* 九州工業大学金属加工学科 (Department of Metal Processing Engineering, Kyushu Institute of Technology, Kitakyushu)

Table 1 Chemical composition of specimens.
(ppm in weight)

Materials	Fe	Ni	Cu	Co	O	N	C	NVR*
Pure Mo (wire)	20	10	<30	—	26	8	<30	10
Pure Mo (plate)	80	<30	<30	—	160	7	<30	40
Mo-Co alloy	20	10	—	510	—	—	—	10

* Non volatilized residuum containing Al, Ca, Si and Mg.

は公称の平均結晶粒径で 30, 50, 100, 1500 μm の 4 種類に調整したが、熱処理条件については前報⁽³⁾に示す通りである。

線材および板材は有効ゲージ長さを 25 mm, クロスヘッドの移動速度から計算される公称歪速度 $\dot{\epsilon}_1$ を $\dot{\epsilon}_1 = 3.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ として, 292 (板材は 300), 350, 420 (板材は 400 と 450), 500, 550 K の 5 温度で単純引張試験と応力緩和試験を行った。また, 親曲線の形状におよぼす引張変形時の歪速度 $\dot{\epsilon}_2$ の影響を調べるため, $\dot{\epsilon}_2$ を 10^{-5} , 10^{-4} , $3.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ と変化させて応力緩和曲線を求めた。応力緩和試験の方法と, σ と $\dot{\epsilon}$ を両対数表示した応力緩和曲線の求め方の詳細は, 前報⁽²⁾と全く同様なのでここでは省略する。なお, 応力緩和曲線はすべて単調な荷重方法によって求めたものであり, 後述されるすべての親曲線は, これらの曲線群を塑性歪み ϵ_p が約 1% の応力緩和曲線上に平行移動させて求められたものである。

III. 実験結果

結晶粒径を 23 μm に調整した純 Mo 線材の応力緩和曲線の例を, 292 K の場合について Fig. 1 に示す。応力緩和開始点での塑性歪速度は引張変形時の歪速度 $\dot{\epsilon}_1$ と一致して

Fig.1 A series of stress relaxation curves following monotonic loading for pure molybdenum wires at 292 K. The straight line shown represents the scaling relation.

おり, これらの曲線は図中に示される斜線に沿って平行移動させると 1 本の曲線上に重ね合わせることができる。平行移動の傾き μ の逆数として得られるパラメーター m は次式,

$$m = 1/\mu = (\partial \ln \dot{\epsilon} / \partial \ln \sigma), \quad (2)$$

で定義され, $m = 8.6$ を得た。ここで μ は応力緩和曲線上の傾きで, ∂ は応力緩和曲線群の μ が一定となる平行移動の軌跡上における $\ln \sigma$ と $\ln \dot{\epsilon}$ の変化を表わす。結晶粒径が 17~32 μm の純 Mo 線材の 292 K における応力緩和曲線群を, 各結晶粒径毎に平行移動させて得た親曲線を Fig. 2 に示す。各々の親曲線においては $m = 8.6$ が得られ, これらの親曲線はさらに平行移動によって重ね合わせることができた。親曲線の平行移動時の m を $\bar{m}$ とすれば, $\bar{m}$ は各親曲線を得た時の $m = 8.6$ と一致した。

引張変形時の歪速度 $\dot{\epsilon}_2$ を, 10^{-5} , 10^{-4} , $3.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ に変化させて得た親曲線を, 結晶粒径が 23 μm の純 Mo 線材で温度が 292 K の場合について Fig. 3 に示す。応力緩和開始点の歪速度は $\dot{\epsilon}_2$ と一致している。また, 各親曲線を求める際の m は $m = 8.6$ となり, これらの曲線も $\bar{\mu} = 1/\bar{m} = 1/8.6$ の傾きで平行移動させると重ね合わせることができる。Fig. 4 は不純物元素量の異なる 3 種類の材料の親曲線を 350 K で比較したものである。Mo-Co 合金と純 Mo の線材の親曲線は, それぞれ 23 μm の結晶粒径を用いて得られたものであり, 純 Mo 板材は 30, 50, 100, 1500 μm

Fig.2 Master curves for pure molybdenum wires with several grain sizes at 292 K. Each master curve is constructed by superposing a series of stress relaxation curves onto the curve with about 1% plastic strain.

Fig.3 Master curves with various imposed strain rates on monotonic loading for pure molybdenum wires at 292 K.

IV. 考 察

1. 親曲線の形状変化

結晶粒径や変形時の歪速度 $\dot{\epsilon}_2$ を変えても m は変化せず、温度と不純物元素のみが m を変化させた。このように m に影響をおよぼす因子は、 $\dot{\epsilon}_0$ (主に ρ_m) と σ_1^0 の関係を変化させると考えられている⁽²⁾。Figs. 2 と 3 から、 m に影響をおよぼさない因子は親曲線本来の形状には影響を与えず、図中に見られる親曲線の形状変化は内部応力 σ_1 (または σ_1^0) の違いだけによるものであって、親曲線相互の平行移動も可能であることが分る。そして、これらの因子は $\dot{\epsilon}_0$ と σ_1^0 の関係に影響を与えないので、 m と $\bar{m}$ は一致す

Fig. 4 Master curves for several materials at 350 K.

Fig. 5 The relation of σ versus $\log \dot{\epsilon}$ for pure molybdenum wires as a function of temperature.

の 4 種類の結晶粒径の親曲線をさらに平行移動させることによって得たものである。したがって、純 Mo 板材の場合には各親曲線を求める際の m と、親曲線の平行移動時の $\bar{m}$ とが得られたが、いずれも $m = \bar{m} = 3.0$ となり一致している。図から明らかなように、3 種類の m の値、および親曲線の曲率はかなり異なっており、これらの曲線は重ね合わせることができなかった。

純 Mo 線材の親曲線の温度による形状変化を、 σ vs $\log \dot{\epsilon}$ の関係に書き直して Fig. 5 に示す。292 K ではより広範囲の σ と $\dot{\epsilon}$ の関係を得るため、結晶粒径が 17~32 μm の親曲線の平行移動 (Fig. 2) によって求めた曲線を示してあり、他の温度ではいずれも 23 μm の結晶粒径によるものである。また、図中の曲線は有効応力 σ^* ($=\sigma - \sigma_1^0$) のみについて議論するため、変形が停滞する応力 σ_1^0 を一致させるように σ を平行移動させて示してある[†]。500 K と 550 K の応力緩和開始点での歪速度は、 $\dot{\epsilon}_1$ より小さくなっているが、これは σ^* が非常に小さいためである⁽¹⁾⁽⁴⁾。Fig. 5 の σ vs $\log \dot{\epsilon}$ の関係に書き直す以前の親曲線を求める際に得られる m は、温度の上昇につれて急激に減少し、各温度の親曲線は平行移動によって重ね合わせることができなかった。

† 350 K と 420 K では変形が停滞するまでの十分な曲線が得られなかった。親曲線の応力緩和開始点の応力 σ_0 を $\sigma_0 = \sigma_1^0 + \sigma_1^*$ とおいて σ_0 を決定した。ここで有効応力 σ_1^* には転位速度の有効応力依存指数 m^* 、と活性化体積 V^* から $\sigma_1^* = 2kTm^*/V^*$ によって求めた値⁽⁴⁾を使用した。

る。一方、温度と不純物元素が変われば $\dot{\epsilon}_0$ と σ_1^0 の関係が変わり、 m が変化する。そして、 m が変化する場合には親曲線の形状も変化し、親曲線相互の平行移動はできなかった (Fig. 4)。このような親曲線の形状変化は、後述する短範囲障害物の応力場-距離曲線が不純物元素によって変化することに起因するものと思われる。ただし、温度の違いによる親曲線の形状変化 (Fig. 5 参照) は、 σ^* の違いのみによるものであって、応力場-距離曲線が温度によって変化するためではない。また、Fig. 3 に見られるように、温度が一定の場合の $\dot{\epsilon}_2$ の変化は、それに相当する応力緩和開始点における σ^* の変化を来すだけで、Fig. 5 のように、一定の $\dot{\epsilon}$ で比較した場合に σ^* が変化することによって親曲線の形状に影響を与えるわけではない。

2. 親曲線の特性と熱活性化変形

熱活性化変形のみに関与する有効応力 σ^* を $\sigma^* = \sigma - \sigma_1^0$ で定義し、Fig. 5 から求めた σ^* と $\dot{\epsilon}$ を両対数表示したのが Fig. 6 である。いずれの温度においても非常に良い直線関係が成立している。そして、傾きから得られる見掛けの転位速度-有効応力依存指数 $m_a^* (= d \ln \dot{\epsilon} / d \ln \sigma^*)$ は、温度の上昇につれて減少した (Fig. 7)。図には、応力緩和曲線を Gupta-Li⁽⁵⁾ の方法で解析して求めた m_a^* ⁽⁴⁾ も同時に示してあるが、本実験結果とはほぼ一致している。Fig. 5 に示される親曲線は、各温度において $\dot{\epsilon}_0$ (または ρ_m) が一定という条件で求められたものである。Fig. 6 の σ^* と $\dot{\epsilon}$ ($\propto \rho_m \bar{v}$) の関係は転位の平均速度 $\bar{v}$ の変化だけによって

Fig. 6 Logarithmic plot of the effective stress σ^* against the plastic strain rate $\dot{\epsilon}$ at various temperatures for pure molybdenum wires.

Fig. 7 Variation of the apparent dislocation velocity-stress exponent m_a^* with temperature for pure molybdenum wires.

示されるものである。したがって、Fig. 6 の直線の傾きから得られる m_a^* は真の転位速度-有効応力依存指数 m^* ($=d \ln \bar{v} / d \ln \sigma^*$) により近い値を示すことになる。これらの結果より、親曲線と与えられる $\dot{\epsilon}$ と σ^* の間には、Johnston-Gilman⁽⁶⁾型の次式が成立することが分る。

$$\dot{\epsilon} = \alpha \rho_m b \bar{v} = \alpha' \rho_m b \sigma^* m^* \quad (3)$$

ここで α は方位因子、 α' は α を含む定数、 b はバークスベクトルの大きさである。

一方、塑性歪速度 $\dot{\epsilon}$ はアレニウス型の次式によっても表わすことができる。

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-\Delta G(\sigma^*)/kT] \quad (4)$$

ここに T は絶対温度、 k はボルツマン定数、 ΔG はギブスの自由エネルギーで σ^* のみの関数である。いま、温度による $\dot{\epsilon}_0$ の変化が無視できるとすれば、式(4)から $\ln \dot{\epsilon}$ と $1/T$ の関係によって ΔG を求めることができる。Fig. 5 において σ^* を一定として求めた $\ln \dot{\epsilon}$ と $1/T$ の関係を Fig. 8 に示す。図中の 350 K における外挿値は、Fig. 6 の 350 K の直線関係を高応力側に外挿して求めたものである。図から明らかなように、いずれもほぼ直線関係が成立し、 σ^* が増加するにつれて、傾きは小さくなり ΔG は減少している。そして、 $\sigma^* = 10$ MPa における ΔG_0 は 0.20 aJ となった。この値は同一材料を用いて得た活性化エネルギー(またはエンタルピー) ΔH と温度 T の比例関係において、

Fig. 8 The Arrhenius plot of the plastic strain rate against the reciprocal of temperature for pure molybdenum wires.

$\sigma^* = 0$ となる 500 K での値として求められた $\Delta H_0 = 0.21$ aJ⁽⁷⁾ と非常に良く一致する。

このように、親曲線によって与えられる $\dot{\epsilon}$ と σ^* の関係は、Johnston-Gilman 型の実験式(3)を良く満足し、また $\dot{\epsilon}$ の温度依存性はアレニウス型の式(4)を満足する。 $\dot{\epsilon}$ の σ^* 依存性を式(4)で仮定した場合には、 $\Delta G(\sigma^*)$ が次式で与えられる場合に限って、式(3)と(4)で示される $\dot{\epsilon}$ の σ^* 依存性は同じ関数形で表わすことができる。

$$\Delta G = A - B \ln \tau^* \quad (5)$$

ここで A, B は定数で、 $\tau^* (=1/2\sigma^*)$ は剪断有効応力である。いま、Mo の低温変形 ($T < 0.25T_m$, T_m は融点) は転位がキンク対を形成して、パイエルス力を熱活性化的に乗り越える単一機構によって律速されているとすると、その活性化エネルギー ΔH は低応力の場合の近似式として次式で与えられる⁽⁸⁾。

$$\Delta H = H_K \left(1 + \frac{1}{4} \ln \frac{16\tau_p}{\pi\tau^*} \right) \quad (6)$$

ここに H_K はキンクのエネルギー、 τ_p はパイエルス応力である。 $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ の関係から、式(6)は式(5)の関数形の 1 例であることが分る。さらに、式(4)は $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ と式(6)から次式に変形される。

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp(\Delta S/k) \cdot (\tau^*/D) H_K/4kT \quad (7)$$

ここで ΔS は活性化エントロピーで、 D は $D = \exp\{4 + \ln(16\tau_p/\pi)\}$ で与えられる定数である。 $m^* = H_K/4kT$ とおけば、式(7)は式(3)と同じ歪速度の有効応力依存性を示す関数形となって、Figs. 6 と 8 の実験結果を説明することができる。いま、 H_K が温度によって一定であるとする、 $m^*T = H_K/4k = \text{const.}$ となる。本実験で得られた

m_a^*T の結果を Fig. 7 中に示すが, m_a^*T は温度に対してはほぼ一定となっている。そして, m_a^*T から $H_K (=4 \text{ km}^*T)$ を求めると, $H_K = 0.13 \text{ aJ}$ となった。この値は高純度 Mo 単結晶を用い, エッチピット法によって求めた $H_K = 0.11 \text{ aJ}^{(9)}$ と良く一致している。

ギブスの自由エネルギーの有効応力依存性はまた, 現象論的に導き出された次式で一般的に表わすことができる⁽¹⁰⁾。

$$\Delta G = \Delta G_0 [1 - (\tau^*/\tau_p)^p]^q \quad (8)$$

ここで ΔG_0 は $\tau^* \approx 0$ のギブスの自由エネルギーで, p と q は短範囲障害物の形 (profile) によって決定されるパラメーターである。現在までに提唱されている主なパイエルス機構についてのモデル^{(11)~(13)}は, Seeger⁽⁸⁾による式(6)のモデルを除いて, $p=3/4$, $q=4/3$ を用いた式(8)によって近似することができる。活性化体積 V^* を式(8)から $V^* = -\partial \Delta G / \partial \tau^*$ によって計算し, 得られた τ^*/τ_p と $V^* \cdot \tau_p / \Delta G_0$ の関係を Fig. 9 に示す。ここで, τ_p としては同一材料の純 Mo 線材を用いて得た $\tau_p = 569 \text{ MPa}^{(4)}$ を, また ΔG_0 としては Fig. 8 で求めた $\Delta G_0 = 0.20 \text{ aJ}$ を使用した。 $p=1$, $q=2$ および $p=3/4$, $q=1$ で示される曲線は, パイエルス機構を代表する曲線 ($p=3/4$, $q=4/3$) から極端に外れる場合の例である。前者はパイエルスポテンシャルの形を擬放物線 (Quasi-Parabolic) で仮定した例であり, 後者は一対の分離したキंकをモデル⁽¹⁰⁾とした場合に近似される τ^*/τ_p と $V^* \tau_p / \Delta G_0$ の関係を示している。 Fig. 5 の 292 K における親曲線の傾き $(d\sigma/d \ln \dot{\epsilon})_T$ から求めた活性化体積 $V^* [=2kT(d \ln \dot{\epsilon} / d\sigma)_T]$ を τ^* の関数として求め, 純 Mo 線材の結果として Fig. 9 に示してある。純 Mo 線材では 292 K 以上の温度の親曲線から求められた V^* は, いずれも図示されているプロット点を結ぶ曲線上の低応力側に位置する。また, Fig. 9 には Fig. 4 で求めた 350 K での純 Mo 板材と Mo-Co 合金の結果も同時に示してある。純 Mo 線材では $p=3/4$, $q=4/3$ の曲線より, むしろ Seeger の提唱する式(6)から得られる $V^* \tau_p / 2H_K = \tau_p / 8\tau^*$ の関係で良く近似することができる。一方, Mo-Co 合金では τ^*/τ_p が小さいので応力場-距離曲線の変化は明らかではないが, 純 Mo 板材の方は純 Mo 線材とは異なる応力場-距離曲線

を示す。したがって, Fig. 4 で示されるように, 親曲線の曲率が変わり, 材料別では平行移動によって親曲線を重ね合わせることができなかったのは, 短範囲障害物の応力場-距離曲線が変化するためであると考えられる。

低濃度合金の低温変形では転位速度はキंक対の形成頻度によって律速されるが, 侵入型および置換型溶質原子はともにキंक対の形成に対して影響をおよぼす。キंक対形成の活性化エネルギーは, キंक形成場所の溶質原子の数によって変化し, キंक対は活性化エネルギーの減少する場所で優先的に形成され, 軟化する。これは低温における固溶体軟化の原因であると考えられている⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。純 Mo の線材と板材の真応力 σ を $\dot{\epsilon}_1 = 3.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ で, また同一の温度 (292 K) と結晶粒径 (30 μm) で比較した場合, 板材の方が各歪みで約 70 MPa の応力の低下を示し, 板材における不純物元素の影響が大きいという実験結果を得ている。そこで, Fig. 9 において純 Mo の線材と板材の V^* (または $V^* \tau_p / \Delta G_0$) を τ^* が一定として比較すると, 板材の V^* は線材のそれより小さくなっている。このことは Table 1 から明らかのように, 板材中の多くの不純物元素によりキंक対形成の活性化エネルギーが減少し, その結果として $\Delta G(\tau^*)$ が変化して, V^* が小さくなったものと思われる。

以上のように, 純 Mo 線材の親曲線から得られる $\dot{\epsilon}$ の σ^* および温度依存性は, パイエルス機構を前提とした式(6)によって良く説明することができる。そして, 材質が異なれば不純物元素の量が異なり, 不純物元素はキंक対形成の活性化エネルギーに影響をおよぼすものと考えられる。その結果, $\Delta G(\tau^*)$ または短範囲障害物の応力場-距離曲線が変化して, 親曲線本来の形状が異なる。そして, 親曲線相互の平行移動による重ね合わせが不可能となる。一方, 結晶粒径や変形時の歪速度などの因子は $\Delta G(\tau^*)$ や短範囲障害物の応力場-距離曲線には影響をおよぼさず, それらの親曲線の平行移動の関係は成立する。また, 温度が変化した場合には, $\dot{\epsilon}_0$ と σ_1^0 の関係(または m)が変化すると同時に σ^* も変化するので親曲線の平行移動の関係は成立しないが, 不純物元素の場合とは異なり, $\Delta G(\tau^*)$ や短範囲障害物の応力場-距離曲線には影響を与えないことが分かった。

V. 結 言

単調な荷重方法によって得られる多結晶モリブデンの応力緩和曲線群は, 平行移動によって1本の親曲線を形成する。これら親曲線の形状に対して, 結晶粒径, 変形時の歪速度, 不純物元素, 温度などの諸因子がどのような影響をおよぼすかについて調べ, 親曲線の特性和その物理的意味について明らかにした。以下に得られた結論を要約する。

(1) 結晶粒径と変形時の歪速度を変えても親曲線本来の形状は変化せず, 親曲線もまた平行移動によって重ね合わせることができる。そして, 親曲線の平行移動の傾き $\bar{\mu}$ の

Fig. 9 Short-range profiles described by the relation of τ^*/τ_p versus $V^* \tau_p / \Delta G_0$ for several materials.

逆数として得られるパラメーター $\bar{m}(=1/\bar{\rho})$ は、各親曲線を求める際の m と一致する。

(2) 不純物元素量と温度が変われば、親曲線の形状が変化し親曲線相互の平行移動による重ね合わせは不可能となる。不純物元素量の変化は、キンク対形成の活性化エネルギーに影響を与え、短範囲障害物の応力場-距離曲線そのものを変化させるために親曲線の形状が変化すると考えられる。一方、温度による親曲線の形状変化は、有効応力を変化させるためであって短範囲障害物の応力場-距離曲線を変えるためではない。

(3) 焼結純 Mo 線材の親曲線によって与えられる $\dot{\epsilon}$ と σ^* の関係は、パイエルス機構を前提とした式(6)によって良く表わすことができる。そして、 $\dot{\epsilon}$ と σ^* の関係から得られる転位速度-有効応力依存指数 m^* 、キンクのエネルギー H_K 、 $\sigma^* \approx 0$ でのギブスの自由エネルギー ΔG_0 などのパラメーターは、応力緩和中の変形がパイエルス機構に基づく熱活性化変形であることの特徴を良く表わす。このような式(6)の成立、および m^* 、 H_K 、 ΔG_0 などの熱活性化パラメーターの値は、材質が変われば不純物元素量も変化するので、材質によっては大きな影響を受けることが考えられる。

最後に、材料を提供していただいた日本タングステン株式会社、および多量のデータ処理をしていただいた九州工業大学情報処理施設に深く感謝致します。

文 献

- (1) 田上耕司：日本金属学会誌，**42** (1978)，837.
- (2) 田上耕司，中野 修，松田日出彦：日本金属学会誌，**45** (1981)，566.
- (3) 田上耕司，松田日出彦：日本金属学会誌，**45** (1981)，559.
- (4) 田上耕司，仙場謙次，岡崎謙二：日本金属学会誌，**40** (1976)，632.
- (5) I. Gupta and J.C.M. Li : Met. Trans., **1** (1970)，2323.
- (6) W.G. Johnston and J.J. Gilman : J. Appl. Phys., **30** (1959)，129.
- (7) 田上耕司：九州大学学位論文，(1980)，150.
- (8) A. Seeger : Phil. Mag., **1** (1956)，651.
- (9) H.L. Prekel and H. Conrad : *Dislocation Dynamics*, Ed. by A.R. Rosenfield *et al.*, McGraw-Hill, (1968)，431.
- (10) U.F. Kocks, A.S. Argon and M.F. Ashby : *Progress in Materials Science*, Ed. by B. Chalmers, J.W. Christian and T.B. Massalski, Pergamon Press, New York, Vol. **19** (1975)，110, 171.
- (11) J.E. Dorn and S. Rajnak : Trans. Met. Soc. AIME, **230** (1964)，1052.
- (12) J. Friedel : *Dislocations*, Addison-Wesley, Reading, Mass., (1964)，49.
- (13) J. Lothe and J.P. Hirth : Phys. Rev., **115** (1959)，543.
- (14) A. Sato and M. Meshii : Acta Met., **21** (1973)，753.
- (15) H. Suzuki : *Rate Processes in Plastic Deformation of Materials*, Ed. by J.C.M. Li and A.K. Mukherjee, ASM, (1975)，47.