



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Ni3(Al, Ti) 単結晶の流動応力におよぼす歪速度の影響
Author(s)	三浦, 誠司; 落合, 鍾一; 大矢, 義博 他
Citation	日本金属学会誌, 51(5), 400-406 https://doi.org/10.2320/jinstmet1952.51.5_400
Issue Date	1987-05-01
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/75130
Type	journal article
File Information	J. Jpn Inst. Metal 51(5) 400.pdf



Ni₃(Al, Ti)単結晶の流動応力におよぼす歪速度の影響

三浦 誠司* 落合 鍾一** 大矢 義博***
三島 良直**** 鈴木 朝夫****

J. Japan Inst. Metals, Vol. 51, No. 5 (1987), pp. 400-406

The Effect of Strain Rate on the Flow Stress of Ni₃(Al, Ti) Single Crystals

Seiji Miura*, Shouichi Ochiai**, Yoshihiro Oya***,
Yoshinao Mishima**** and Tomoo Suzuki****

Single crystals of Ni₃(Al, Ti) with selected orientations were deformed in compression at temperatures between 77 K and 1223 K with strain rates varying from 1.4×10^{-5} to $1.4 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, in order to investigate the effect of strain rate on the flow stress. Results obtained are as follows: In the intermediate temperature range where the strength increases anomalously with increasing temperature, the strain rate dependence of flow stress is very weak. This phenomenon is likely to be characteristic of intermetallic compounds with L1₂ structure which show positive temperature dependence of strength. On the other hand, in the higher temperature range where the flow stress decreases gradually and {100} slip occurs predominantly, the strength is very sensitive to the strain rate and shows a normal strain rate dependence. Judging from the magnitudes of activation energy and activation volume for higher temperature deformation, it is concluded that {100} slip is controlled by the Peierls-Nabarro mechanism. Equations to relate flow stress and strain rate for {100} slip are derived, and they well account for the experimental results at all strain rates tested.

(Received December 1, 1986)

Keywords: intermetallic compound, Ni₃Al, single crystal, flow stress, strain rate effect, Peierls-Nabarro mechanism, positive temperature dependence of strength, low temperature deformation, high temperature deformation

I. 緒 言

Ni基超耐熱合金の高温強さは、析出強化相であるNi₃Alの強さが温度の上昇に伴い著しく増大するという特異な性質を持つことに負うことが大である。このような強さの異常温度依存性は同じL1₂型結晶構造をもつ他の金属間化合物Ni₃Ga⁽¹⁾, Ni₃Ge⁽²⁾, Ni₃Si⁽³⁾⁽⁴⁾, Co₃Ti⁽⁴⁾などでも見出されており、結晶塑性や転位論の立場から研究が進められ⁽⁵⁾⁽⁶⁾、またその後相安定性の観点から検討が行われてきた⁽⁷⁾。単結晶を用いた研究では強さの結晶方位依存性⁽⁸⁾⁻⁽¹⁶⁾、応力負荷方向の影響⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾、転位挙動の直接観察⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾などがあり、主として多結晶を用いた研究では強さにおよぼす添加元素の影響⁽²¹⁾⁽²²⁾、化学量論組成からのずれの効果⁽²³⁾⁽²⁴⁾、結晶粒度依存性⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾などがある。

一方、近年特に常温延性の改善が進んだことによりNi₃Al合金自体が耐熱構造材料として有望視されてきている。したがってNi₃Alにおける降伏応力あるいは流動応力の歪速度依存性を明らかにしておくことは、加工に際しての変形抵抗の予測が可能になるなど実際的にも学問的にも重要である。しかし系統的に調べた研究は少なく、多結晶についてDaviesら⁽¹⁰⁾、大矢ら⁽²⁵⁾による研究、単結晶についてThorntonら⁽¹¹⁾、Travinaら⁽¹²⁾、Leverantら⁽¹³⁾の研究があるのみである。

これらによればNi₃Al合金は温度領域によって強さの歪速度依存性が大きく異なることが知られている。すなわちDaviesとStoloff⁽¹⁰⁾はNi₃Al多結晶の圧縮試験を行い513 Kと873 Kでクロスヘッド速度を100倍変化させても応力変化が観察できないことを報告し、強さの異常温度依存性を示す温度領域において強さが歪速度にほとんど依存しないことを指摘した。一方、Thorntonら⁽¹¹⁾は高

* 東京工業大学大学院生(Graduate Student, Department of Materials Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology, Yokohama)

** 長岡技術科学大学(Technological University of Nagaoka, Nagaoka)

*** 明星大学(Meisei University, Hino-shi, Tokyo)

**** 東京工業大学精密工学研究所(Research Laboratory of Precision Machinery and Electronics, Tokyo Institute of Technology, Yokohama)

温で強さが減少してくる温度領域では強さが著しく歪速度に依存することを示している。これら歪速度依存性の特徴は単結晶を得やすくするために第3元素を添加したNi₃(Al, Ti)⁽¹²⁾⁽¹³⁾, Ni₃(Al, Cr)⁽¹¹⁾などにおいても確認されているが、いまだそのメカニズムが明らかにされていない。また従来の研究の対象は強さの異常温度依存性を示す温度領域すなわち{111}すべりによる変形挙動に集中しており、{100}すべりが主流となる強さのピーク以上の温度域での挙動についての研究は極めて少ない。

本研究はNi₃(Al, Ti)単結晶を用いて系統的に強さの歪速度依存性を調べ、各温度領域での変形機構に対し考察を加えようとするものである。

II. 実験方法

Ni₃Alの単結晶を得やすくするための添加元素としては固溶強化がそれほど大きくないTiを添加することとした。Ni(99.97%), Al(99.99%)およびTi(99.7%)を原料として、アルゴンガス雰囲気中でアーク溶解によりNi₃(Al, 5 at% Ti)合金を溶製した。得られた合金からBridgman法により単結晶を作製し石英管に真空封入後、1473 Kで約170 ks(2 d)の溶体化処理を施した。

単結晶の方位はX線背面反射ラウエ法を用いて決定し、長さ方向がFig.1のAおよびBとなるように約3×3×6 mm³の形状の試験片を鋳塊より切り出した。これらの幾何学的因子をTable 1に示す。ここでS₀, S_cおよびS_rはそれぞれ、(111)[$\bar{1}$ 01]すべり系(octahedral slip), (001)[$\bar{1}$ 10]すべり系(cube slip), および(010)[$\bar{1}$ 01]すべり系(cross slip)のSchmid因子である。またRおよびNは各々、S₀に対するS_cの比およびS₀に対するS_rの比である。

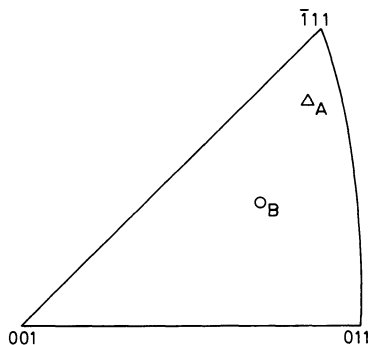


Fig.1 Stereographic triangle showing compression axes.

Table 1 Orientation factors.

Orientation	S ₀	S _c	S _r	R	N
A	0.363	0.494	0.465	1.36	1.28
B	0.467	0.455	0.400	0.97	0.86

S₀=Schmid factor for(111)[$\bar{1}$ 01] slip

S_c=Schmid factor for(001)[$\bar{1}$ 10] slip

S_r=Schmid factor for(010)[$\bar{1}$ 01] slip

R=S_c/S₀, N=S_r/S₀.

り系(cross slip)のSchmid因子である。またRおよびNは各々、S₀に対するS_cの比およびS₀に対するS_rの比である。

切り出した試料について電解研磨を施し表面の加工層を除去後、圧縮試験に供した。圧縮試験は77 Kから1223 Kまでの温度範囲でインストロン型試験機を用い、0.83×10⁻⁴, 0.83×10⁻⁵, 0.83×10⁻⁶および0.83×10⁻⁷ m/s (5, 0.5, 0.05および0.005 mm/min)のクロスヘッド速度で行った。これらはそれぞれ1.4×10⁻², 1.4×10⁻³, 1.4×10⁻⁴および1.4×10⁻⁵ s⁻¹の歪速度に対応する。77 Kにおける試験は液体窒素中で、また高温での試験はアルゴン雰囲気中で行った。

圧縮試験後、光学顕微鏡によりすべり帯観察を行うと共に、2面解析法によりすべり面を決定し変形中に活動したすべり系を調べた。

III. 実験結果

1. 応力-歪曲線

Fig.2に応力-歪曲線の代表例として圧縮軸方位Aの結果を示す。この図からNi₃(Al, Ti)単結晶合金における流動応力、加工硬化等の機械的性質は温度と同様、歪速度にも依存して変化することがわかる。なお、セレーションはいずれの圧縮条件においても観察されなかった。

2. 0.2% 流動応力の温度、方位および歪速度依存性

応力-歪曲線より求めた0.2%流動応力と温度との関係を圧縮軸方位AおよびBについてFig.3とFig.4に示す。いずれの圧縮軸方位においても著しい強度の正の温度依存性を示すこと、また流動応力が最大値となる温度(以後T_pと呼ぶ)が存在することがわかる。

Fig.3とFig.4を比較すると、0.2%流動応力の温度に対する増加率はA方位の方がB方位のそれより大きい。しかしTable 1のS₀をもちいて(111)[$\bar{1}$ 01]すべりの臨

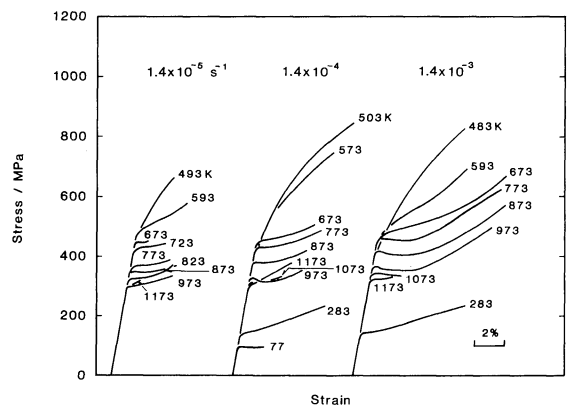


Fig.2 Compressive stress-strain curves of Ni₃(Al, Ti) single crystals with orientation A deformed at various temperatures for each strain rate.

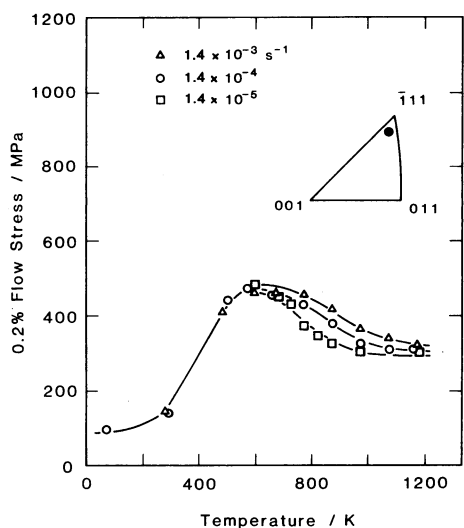


Fig.3 Effect of strain rate on the temperature dependence of the flow stress for orientation A.

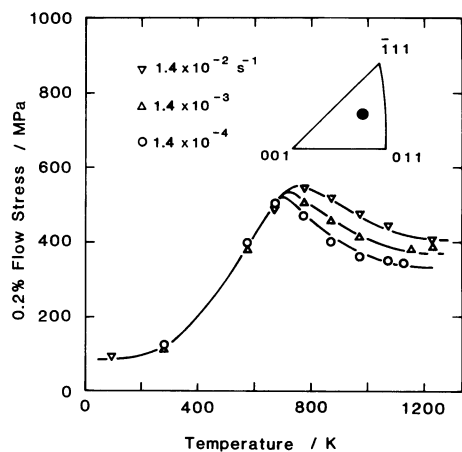


Fig.4 Effect of strain rate on the temperature dependence of the flow stress for orientation B.

界分解せん断応力を求め温度依存性を比較すると両者はほとんど一致している。一般に N 値が大きい方位ほど強さの正の温度依存性が強く現れると報告されている⁽⁹⁾⁽²⁷⁾が、本研究においては A, B 両方位の N 値が近い CRSS の温度にたいする増加率に顕著な差が現れなかったものである。

Fig.3 および Fig.4 より強さの正の温度依存性が現れる温度域(以後、第Ⅱ温度領域と呼ぶ)では、圧縮軸方位によらず変形応力の歪速度依存性がほとんど観察されないのに対して、 T_p を越えた高温域(以後、第Ⅲ温度領域と呼ぶ)では顕著な歪速度依存性が認められる。すなわち、第Ⅲ温度領域では歪速度が小さいほど流動応力が小さくなって

いる。しかし、温度をさらに上昇させると変形応力が温度に依存せず一定値となる傾向が見られる。 T_p は圧縮軸方位 A の場合約 600 K, B の場合約 700 K であり、B の方が 100 K ほど高い。これは Table 1 に示すように、B の R 値が A のそれより小さいこと、すなわち $(111)[\bar{1}01]$ すべり系に対する $(001)[\bar{1}10]$ すべり系への分解せん断応力の割合が圧縮軸方位 A の方が方位 B のそれより大きいことが原因である⁽²⁾⁽¹⁵⁾。一方、 T_p は歪速度を 100 倍変化した場合 50 K 程度上昇し、顕著ではないが歪速度依存性を有していることがわかる。

3. 活動すべり系

圧縮試験を行った試料におけるすべり帯の観察を行い、すべり系を解析した結果を Table 2 に示す。これから 773 K~873 K を境としてすべり面が $\{111\}$ から $\{100\}$ 面へ遷移していくことがわかる。この遷移温度は T_p に相当し、従来から知られているように流動応力が極大をしめす理由はすべり系の変化によるためである⁽²⁾⁽¹⁵⁾。

Table 2 Slip planes observed.

Orientation	Temperature/K				
	473	773	873	1073	1173
A	(111)* ($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)	(111)	(001)	(001)* (111)	(001)
B	(111)	(111)* (001)	(001)* (111)	(001)	

* Slips with asterisk were predominant.

IV. 考 察

1. 第Ⅱ温度領域における強度の歪速度依存性

Fig.3 および Fig.4 から、 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶における第Ⅱ温度領域では A, B 両方位とも変形応力の歪速度依存性がほとんど認められず、この傾向は従来の報告⁽¹²⁾⁽¹³⁾と一致している。

Thornton らは多結晶の Ni_3Al および $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Cr})$ 合金において、歪速度依存性を評価するために次式で定義されるパラメータと温度との関係を求めており、

$$S = (\partial \log \sigma / \partial \log \dot{\epsilon})_T / T$$

第Ⅱ温度領域における S に対し $(2\sim 5) \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ の値が得られること、さらに Cu, Ag および Au における 600 K 以下での測定値と同程度の大きさであることを報告している⁽¹¹⁾。本研究で調べた $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶の S 値がこのレベルであると仮定すると、歪速度を 100 倍増大させたときの変形応力の増加率は 5~10% 程度となり十分測定できるはずであるが、Fig.3 および Fig.4 においてその差を見出すことはできない。このことは、 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶において S が上記の値より更に小さく、歪速度依存性の強

† 第Ⅰ温度領域は低温で強さが通常の負の温度依存性を示す範囲であるが、 Ni_3Al 合金単結晶ではおよそ 50 K 以下である⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

さへの影響が無視できる大きさであることを示している。

最近、大矢らは多結晶の Ni₃Al 合金において結晶粒度と強さの歪速度依存性との関係を調べ、平均粒径 275 μm の粗粒試料では第 II 温度領域で歪速度依存性が現れないのに対して平均粒径 4 μm の細粒試料では強さが顕著に歪速度に関係することを示し、その原因として細粒試料で粒界すべりが生じている可能性を指摘した⁽²⁵⁾。したがって粒界すべりが生じない単結晶において第 II 温度領域で歪速度依存性が観察されないのは当然といえる。このような第 II 温度領域における非歪速度依存性は Ni₃Al 合金以外でも、規則化した Cu₃Au⁽²⁸⁾ や Zr₃Al⁽²⁹⁾ の第 II 温度領域でも観察されており、このことは強さの正の温度依存性を有する Ll₂ 合金に現れる一般的現象であることを示唆している。

第 II 温度領域における強さの異常温度依存性は Kear-Wilksdorf 機構によって説明されている⁽³⁰⁾⁽³¹⁾。すなわち Ll₂ 型結晶構造では {100} 面の逆位相境界 (APB) エネルギーが {111} 面上のそれに比べて著しく小さいため、超格子転位を構成するらせん転位の一部分が熱活性化過程により {111} 面からエネルギーの低い {100} 面へ交差すべりを生ずる。しかし {100} 面は転位にとってすべりにくい面であるため交差すべりを起こした転位部分は不動化され {111} 面すべりに対する障害になる。この障害の発生頻度は温度の上昇にしたがい増大することから変形応力が正の温度依存性を示すのである。したがって、変形が生ずるためには {111} 面上の転位が交差すべりによって不動化された部分から離脱する過程が必要であり、この過程が非熱的に起きる場合に変形応力が歪速度に殆ど依存なくなると推定できる。竹内らは Kear-Wilksdorf 機構によって生じた障害を転位の張出しによって離脱するものと考え dynamical break-away 過程を提唱している⁽²⁷⁾。このモデルによれば、変形応力は固着点の形成と離脱が同じ頻度で生ずる転位の定常運動に対する条件で決まり、この応力以上では転位が不動化されずに高速ですべり運動するため歪速度依存性が現れない。

2. 第 III 温度領域における強度の歪速度依存性

Fig.3 および Fig.4 より T_p 以上の第 III 温度領域では Ni₃(Al, Ti) 単結晶の強さは圧縮軸方位によらず著しい強さの歪速度依存性を持つことがわかる。Table 2 から第 III 温度領域では {100} 面が支配的なすべり面であることは明らかであり、パイエルス力の大きな面ですべり変形が生ずることと顕著な歪速度依存性を示すことは密接な関係があると考えられる。

以上の観点のもとに、Fig.3 と 4 の流動応力-温度曲線から求めた (001)[$\bar{1}10$] すべり系に対する臨界分解せん断応力 (CRSS) と温度との関係を示したのが Fig.5 である。

同図には $1.4 \times 10^{-2} \sim 1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ まで 4 種類の歪速度の場合について重ねて示してある。(001)[$\bar{1}10$] すべり系に対する CRSS は温度の上昇に従い顕著な減少を示すが、

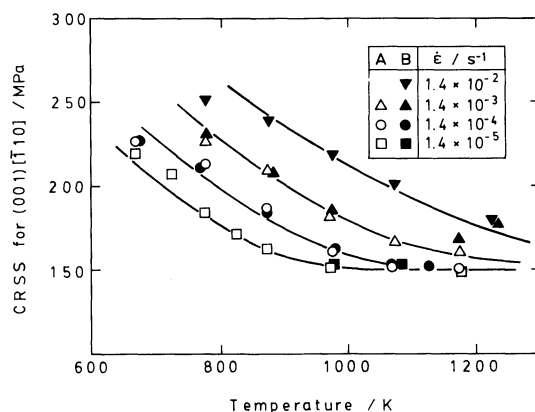


Fig.5 Changes in CRSS for (001)[$\bar{1}10$] slip system with test temperature at various strain rates. Open marks and closed ones are the results for A and B orientations, respectively.

1000 K 付近から次第に緩やかになりついにはほぼ一定の応力値に収束するように見える。一方、歪速度が増大すると CRSS も増加しており歪速度が 10 倍大きくなると CRSS は約 20 MPa 増加する。しかし、1100 K 以上では歪速度に対する CRSS の変化量が減少し歪速度依存性が小さくなる傾向が認められる。これらのことは十分高温では変形応力は温度や歪速度に依存しないいわゆる非熱的な応力によって支配されていることを示すものである。せん断応力 τ_{cub}^* は次式のように熱的応力成分 (以後、有効応力と呼ぶ) τ^* と非熱的応力成分 τ_i の和と考えられ、図より非熱的応力成分は約 150 MPa と見積ることができる。

$$\tau_{\text{cub}}^* = \tau^* + \tau_i \quad (1)$$

Fig.6 は温度をパラメータとして有効応力のせん断歪速度依存性を示したものである。試験温度によらず歪速度依存性は低歪速度側より高歪速度側のほうが大きい。また

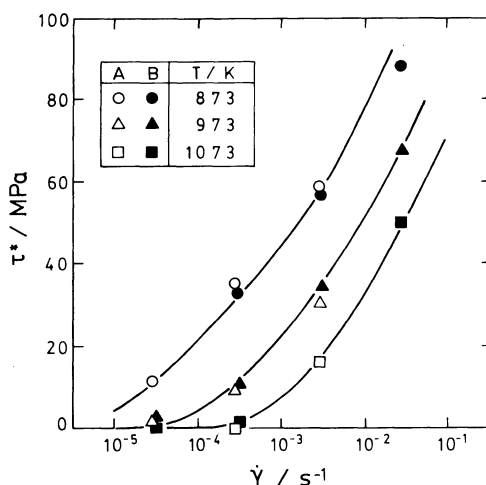


Fig.6 Relation between the effective shear stress and the shear strain rates at various test temperatures.

973 K および 1073 K の場合、低歪速度側において歪速度依存性がほとんど認められない領域が存在しており、かつこのときの有効応力が零になっていることは非熱的応力成分を約 150 MPa と見積ったことが妥当であることを示している。なお、これらの傾向に対する方位依存性は無視できるほど小さく A と B の方位についての結果を同一の曲線で整理できることがわかる。

$\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶における T_p 以上での $(001)[\bar{1}10]$ すべりが拡散支配の高温変形の状態方程式に従うならば温度が一定であるとき、

$$\dot{\gamma} = A(\tau^*)^m \quad (2)$$

の関係が成立するはずである⁽³²⁾。Fig. 7 はせん断歪速度と有効応力を両対数にプロットしたものであるが、いずれの温度においても直線関係は認められず式(2)は成立しない。これは $\{100\}$ 面すべりが、原子の拡散が関与するようなクリープ的な高温変形機構に支配されていないこと、また転位の運動速度が有効応力のべき乗に比例する関係にないことを示している。 $\{100\}$ 面の原子配列が粗くパイエルス応力が高いすべり面であること、流動応力が正常な温度依存性を示すこと、および顕著な歪速度依存性を有することはパイエルス機構が働いている可能性が大であることを支持していると考えられ、以後その妥当性について検討する。

$\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶の $\{100\}$ すべりに対する有効応力の歪速度依存性 (Fig. 6) および変形応力の温度依存性 (Fig. 5) とが、単一の熱活性化過程にしたがって変化していると仮定するならば次の関係が成り立つであろう⁽³³⁾⁽³⁴⁾。

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \cdot \exp(-H/kT) \quad (3)$$

ここで H は活性化エネルギー、 $\dot{\gamma}_0$ は定数、 k はボルツマン定数であり T は絶対温度を示す。式(3)より活性化エ

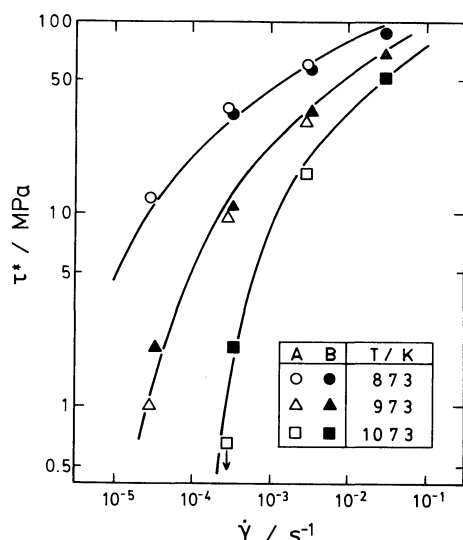


Fig. 7 Relation between the effective shear stress and the shear strain rates in log-log scale at various test temperatures.

ネルギー H および活性化体積 v は各々、

$$H = -k(\partial \ln \dot{\gamma} / \partial T^{-1})_{\tau^*} \\ = -kT^2(\partial \tau^* / \partial T) \dot{\gamma} \cdot (\partial \ln \dot{\gamma} / \partial \tau^*)_{\tau^*} \quad (4)$$

$$v = -(\partial H / \partial \tau^*)_{\tau^*} = kT(\partial \ln \dot{\gamma} / \partial \tau^*)_{\tau^*} \quad (5)$$

で与えられる。

式(4)および(5)から求めた活性化エネルギーおよび活性化体積を有効せん断応力の関数として整理したものが Fig. 8 並びに Fig. 9 である。ただし活性化体積は $b = a[\bar{1}10]$ ($a = 0.358 \text{ nm}$) を使って無次元化してある。これらの図より以下のことがわかる。

(1) 活性化エネルギーは有効せん断応力の単純な減少関数であり、有効せん断応力が零のとき最大値約 170 kJ/mol となる。この値が Ni_3Al 合金における相互拡散の活性化エネルギー⁽³⁵⁾ および Ni 中における Al 原子の拡散に対する活性化エネルギー⁽³⁶⁾ (両者とも約 268 kJ/mol でほぼ等しい) に比較して十分小さいことから、拡散は $\{100\}$ すべりの律速過程でない。

(2) 活性化体積は有効せん断応力の増加とともに、最初

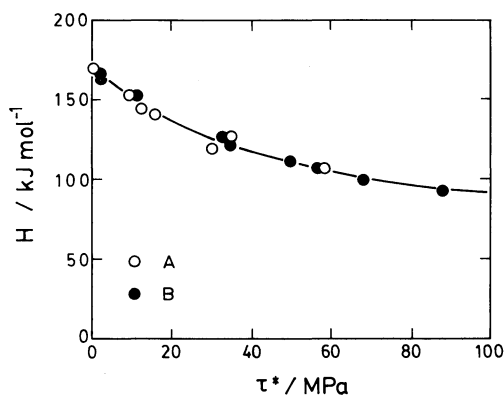


Fig. 8 Effective shear stress dependence of the activation energy.

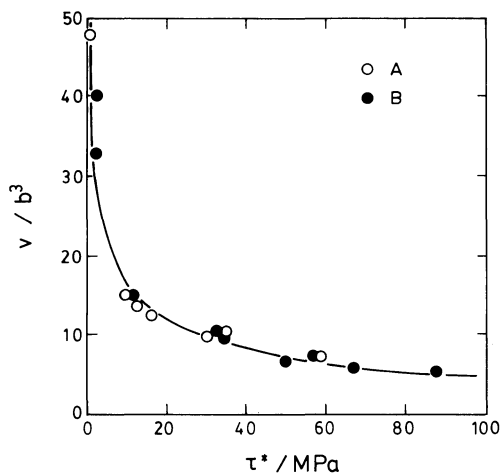


Fig. 9 Effective shear stress dependence of the activation volume.

急減し、次第に緩やかな減少に移行する。活性化体積の減少傾向は歪速度が増大すると歪速度依存性が増すことに対応している。

(3) 有効せん断応力が 10 MPa 以上で活性化体積は $5b^3 \sim 15b^3$ である。Conrad⁽³⁴⁾ は種々の熱活性化過程における転位運動の律速機構と活性化体積との関係を明らかにしている。これによれば、このような比較的小さな活性化体積 ($10b^3 \sim 10^2b^3$) を示す転位の運動機構としては (1) Peierls-Nabarro 応力障害の乗り越え、(2) 他のすべり面への交差すべりが有力であり、転位林の交切やジョグの非保存運動が変形を律速しているとは考えにくい ($10^2b^3 \sim 10^3b^3$)。一方、{100} 面での交差すべりはすべり線として観察されないことからパイエルス機構が T_p 以上での {100} すべりを支配している可能性が最も大きい。

(4) 各温度においてそれぞれの歪速度で求めた活性化エネルギーおよび活性化体積は有効せん断応力に対して整理するとほぼ 1 本の曲線関係で表わすことができる。すなわち活性化エネルギー並びに活性化体積は有効せん断応力のみの関数であり温度や歪速度に関係しない。

(5) Fig.8 および Fig.9 に認められるこれらの傾向はパイエルス機構が律速していると考えられている Fe⁽³⁷⁾⁻⁽³⁹⁾, Nb⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾, Fe-Si 合金⁽⁴²⁾ などの bcc 金属における低温での変形挙動の傾向と一致する。

以上のことは、Ni₃(Al, Ti) 合金の {100} 面すべりにおける律速メカニズムがパイエルス機構であるという考えを支持するものである。

Ni₃(Al, Ti) 単結晶の第Ⅲ温度領域における強さを表わす実験式を確定することは、本研究で行った範囲外の高歪速度の強さが予測可能になるなど、この種合金の応用にとって重要な意義を持つと思われる。以下実験式について検討を行う。

活性化体積と有効せん断応力との関係を両対数をとって整理したものが Fig.10 であり、ほぼ直線で近似すること

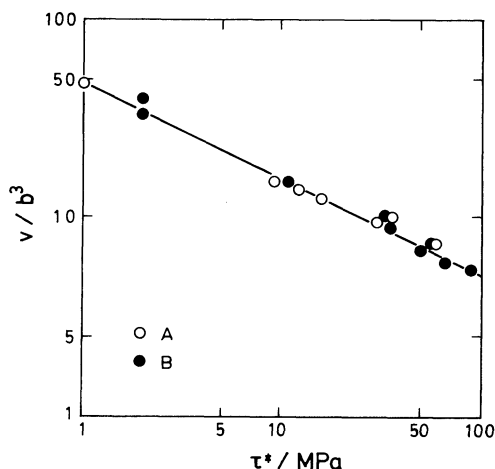


Fig.10 Linear log-log relation between the activation volume and the effective shear stress.

ができ、傾きは $-1/2$ である。したがって、活性化体積は温度や歪速度に依存しないことから有効せん断応力のみの関数として次式で与えられることになる。

$$v/b^3 = A/\sqrt{\tau^*} \quad (6)$$

ここで A は定数 ($48 \text{ MPa}^{1/2}$) である。この関係式はパイエルス機構が支配していると考えられている純鉄の低温変形でも成り立つことが報告されている⁽³⁷⁾⁻⁽³⁹⁾。式(5)と式(6)より次式が得られる。

$$\sqrt{\tau^*} = \sqrt{\tau_{o(\text{cub})}} + kT/2Ab^3 \cdot \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0) \quad (7)$$

ここで $\tau_{o(\text{cub})}$ および $\dot{\gamma}_0$ は積分定数であり、前者は $T=0 \text{ K}$ における有効せん断応力、後者は式(3)における $\dot{\gamma}$ に一致する。式(7)は有効せん断応力の平方根と歪速度の対数との間には直線関係が成り立つことを示している。

Fig.11 は $\sqrt{\tau^*}$ と $\dot{\gamma}$ の対数との関係を示したものであり予測したように直線で近似できることは明らかである。なお、この直線の傾きは式(7)より得たものである。したがって Ni₃(Al, Ti) 単結晶における {100} すべり変形は式(7)により十分近似できると言えよう。Fig.11 の結果を用いて式(7)の積分定数を求めると $\tau_{o(\text{cub})} = 504 \text{ MPa}$ および $\dot{\gamma}_0 = 1.31 \times 10^4$ が得られ、これらの数値と式(7)を用いると任意の温度および歪速度における有効せん断応力を計算することができる。Fig.6 および Fig.7 における各実線はこのようにして求めた計算結果を図示したものである。

また、式(1)、(3)、(5)および(6)から CRSS と温度との関係式として次式を誘導できる。

$$J_{\text{cub}}^* = \tau_i + \tau_{o(\text{cub})} [1 - T/T_c]^2 \quad (8)$$

$$1/T_c = -k/H_0 \cdot \ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0) \quad (9)$$

ここで H_0 は $\tau^* = 0$ の時の活性化エネルギーであり、約 170 kJ/mol であることは既に Fig.8 において示した通りである。 T_c は一定の歪速度のもとで変形応力が温度に依存しなくなる臨界温度であり、式(9)より算定した代表的な値を各歪速度に対して Table 3 に示す。Fig.5 に

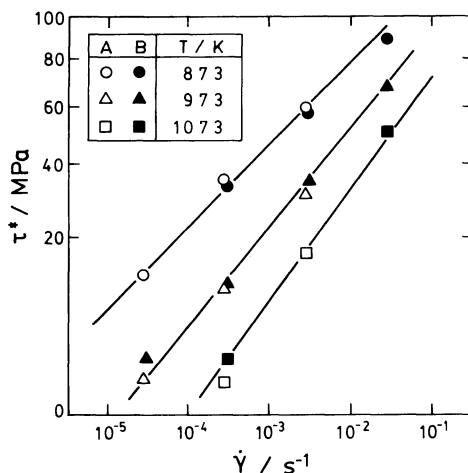


Fig.11 Relation between the effective shear stress and the shear strain rates in square root-log scale at various test temperatures.

Table 3 Critical temperature.

$\dot{\epsilon} / \text{s}^{-1}$	T_c / K
1.4×10^{-2}	1547
1.4×10^{-3}	1315
1.4×10^{-4}	1144
1.4×10^{-5}	1012

おける実線はこれら T_c の数値をもちいて式 (8) から計算によって求めた結果である。ここで各歪速度に対する実線に A と B の方位によって相違が表われないのは両方位の Schmid 因子 S_c 間にほとんど差がないためである。同様に活性化エネルギーと有効せん断応力との関係について

$$H = H_0 \cdot [1 - \sqrt{(\tau^* / \tau_{0(\text{cub})})}] \quad (10)$$

を導くことができる。Fig.8 の実線は式 (10) から計算して描いたものであり実験点とよく対応していることがわかる。

V. 結 言

Ll_2 型金属間化合物 $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ 単結晶における流動応力を 1.4×10^{-2} から $1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ の歪速度範囲で、また 77 K から 1223 K の温度範囲で圧縮試験によって調べ次のような結論を得た。

(1) 強さの正の温度依存性が現れる温度領域では強さはほとんど歪速度に依存しない。この現象は Ll_2 型金属間化合物のマトリックスそのものの挙動であり、Kear-Wilsdorf ロッキングからの転位の離脱が主に非熱活性的な過程によって生ずることが原因であると考えられる。

(2) 強さが極大を示したのち減少してくる温度域(第Ⅲ温度領域)では強さは著しい正の歪速度依存性を有する。

(3) 第Ⅲ温度領域において活性化体積および活性化エネルギーの有効せん断応力依存性の観点から、{100} すべりの律速過程がパイエルス機構であると判断できる。

(4) 第Ⅲ温度領域における有効せん断応力とせん断歪速度との関係を表わす実験式を求めることができた。

(5) 強さが極大を示す温度 T_p は歪速度の増大にともない高温側に移り、圧縮軸方位が $\langle 100 \rangle$ に近づくにつれて T_p の歪速度依存性は大きくなる。

文 献

- (1) S.Takeuchi and E.Kuramoto: J. Phys. Soc. Japan, 31(1971), 1282.
- (2) 朴 漢龍, 佐分利敏夫, 稔野宗次: 日本金属学会誌, 39(1975), 1215.
- (3) R.Lowrie: Trans. Met. Soc. AIME, 194(1952), 1093.
- (4) P.H.Thornton and R.G.Davies: Met. Trans., 1(1970), 549.

- (5) 蔵本英一: 日本金属学会会報, 14(1975), 567.
- (6) 竹内 伸: 日本金属学会会報, 18(1979), 249.
- (7) 鈴木朝夫: 日本金属学会会報, 21(1982), 19.
- (8) R.A.Mulford and D.P.Pope: Acta Met., 21(1973), 1375.
- (9) E.Kuramoto and D.P.Pope: Acta Met., 26(1978), 207.
- (10) R.G.Davies and N.S.Stoloff: Trans. Met. Soc. AIME, 233(1965), 714.
- (11) P.H.Thornton, R.G.Davies and T.L.Johnston: Met. Trans., 1(1970), 207.
- (12) N.T.Travina, A.A.Nikitin and N.A.Lunina: Sov. Phys. Dokl., 21(1976), 459.
- (13) G.R.Leverant, M.Gell and S.W.Hopkins: Mater. Sci. Eng., 8(1971), 125.
- (14) S.Takeuchi and E.Kuramoto: Acta Met., 21(1973), 207.
- (15) T.Saburi, T.Hamana, S.Nenno and H-r.Pak: Japan J. Appl. Phys., 16(1977), 267.
- (16) 朴 漢龍, 佐分利敏夫, 稔野宗次: 日本金属学会誌, 40(1976), 1068.
- (17) C.Lall, S.Chin and D.P.Pope: Met. Trans., 10A(1979), 1323.
- (18) S.S.Ezz, D.P.Pope and V.Paidar: Acta Met., 30(1982), 921.
- (19) A.E.Staton-Bevan and R.D.Rawlings: Phil. Mag., 32(1975), 787.
- (20) K.Suzuki, M.Ichihara and S.Takeuchi: Acta Met., 27(1979), 193.
- (21) S.Ochiai, Y.Mishima, M.Yodogawa and T.Suzuki: Trans. JIM, 27(1986), 32.
- (22) Y.Mishima, S.Ochiai, M.Yodogawa and T.Suzuki: Trans. JIM, 27(1986), 41.
- (23) O.Noguchi, Y.Oya and T.Suzuki: Met. Trans., 12A(1981), 1647.
- (24) T.Suzuki, Y.Oya and S.Ochiai: Met. Trans., 15A(1984), 173.
- (25) 大矢義博, 三島良直, 山田圭介, 鈴木朝夫: 鉄と鋼, 70(1984), 1870.
- (26) E.M.Schulson and J.A.Roy: Acta Met., 26(1978), 15.
- (27) S.Takeuchi and E.Kuramoto: Acta Met., 21(1973), 415.
- (28) F.A.Mohamed: Acta Met., 26(1978), 871.
- (29) E.M.Schulson and J.A.Roy: Acta Met., 26(1978), 29.
- (30) B.H.Kear: Acta Met., 12(1964), 555.
- (31) B.H.Kear and H.G.F.Wilsdorf: Trans. Met. Soc. AIME, 239(1967), 977.
- (32) J.Weertman: Trans. ASM, 61(1968), 681.
- (33) H.Conrad and S.Frederik: Acta Met., 10(1962), 1013.
- (34) H.Conrad: J. Metals, 16(1964), 582.
- (35) M.M.P.Janssen: Met. Trans., 4(1973), 1623.
- (36) R.A.Swalin and A.Martin: J. Metals, 8(1956), 567.
- (37) F.A.Smidt: Acta Met., 17(1969), 381.
- (38) W.A.Spitzig: Acta Met., 18(1970), 1257.
- (39) 作井誠太, 酒井 拓: 鉄と鋼, 58(1972), 1438.
- (40) G.A.Stone and H.Conrad: Acta Met., 12(1964), 1125.
- (41) 矢島正美, 石井 満: 日本金属学会誌, 32(1968), 160.
- (42) D.F.Stein and J.R.Low: J. Appl. Phys., 31(1960), 362.