多結晶銅の塑性変形—転位の運動に対する抵抗力

小 沼 稔*

Minoru Konuma: Plastic Deformation of Polycrystalline Copper (Resistance Force to Gliding Dislocations). At a constant stress, the flow stress of polycrystalline copper can be given by

$$\tau_f = \tau_\mu + k \cdot d^{-1/2},$$

where τ_f : flow stress, τ_μ : resistance force to gliding dislocations, k : ability of slip to propagate to an adjacent grain, and d : mean radius of grains.

From the dependency of strain on τ_μ , the strains at (1) $\epsilon < \sim 0.1\%$ and (2) $\sim 0.1 < \epsilon < \sim 1\%$ are known to be nearly in linear relationship, and their coefficients of strain hardening are measured to be $4 \sim 20 \times 10^{-3} \mu$ and $6 \times 10^{-3} \mu$ where μ is the modulus coefficient. These values agree approximately with the theoretical values calculated from models of piled-up dislocations. Further, softening always occurs at $\epsilon > 10\%$.

The effects of temperature, impurities, strain and neutron irradiation on the resistance to gliding dislocations can be explained with models of pile-up dislocations, i.e., piling-up of dislocations against the grain boundaries, and cross slip of dislocations.

(Received June 1, 1964)

I. 緒 言

多結晶銅の変形応力の研究は単結晶におけると同様に非常に興味深い分野であるが、とくに変形応力が如何なる種類のものか興味深い。多結晶銅の場合も単結晶の場合と同様に遠距離範囲力説と近距離範囲力説が対立（多結晶の場合は対立といえるほど議論が行なわれていないが）している。遠距離範囲力説は転位構造として結晶粒界への集積転位を考へて、その応力集中によつてすべりが結晶粒界を伝播するとしている。この場合の特徴は変形応力(τ_f)の結晶粒径($2d$)依存性が τ_μ , k を歪を一定にしたときの定数とすると

$$\tau_f = \tau_\mu + kd^{-1/2} \quad (1)$$

が成立することで、種々の金属^{(1)~(8)}について実験的に確

められている。しかしこの種の研究は結晶粒界を通してのすべりの伝播については非常に明快な解決を与えているが、多結晶体の加工硬化に関連した事項については何一つ解決を与えていない。

一方短距離範囲力説⁽⁸⁾であるが、この場合は変形応力と比熱および変形応力と転位密度の実験的関係が、転位の切合⁽¹⁰⁾およびジヨグを持つた転位⁽¹¹⁾モデルから得た理論的關係と同傾向であることから、変形応力はこのような機構で転位を動かす時の応力であるとしている。しかしこれだけで遠距離範囲力説を否定することは出来ない⁽¹²⁾、また

- * 当時古河電気工業株式会社中央研究所；現在古河電気工業株式会社日光電気精銅所 (Central Research Laboratory, The Furukawa Electric Co. Ltd., Tokyo; Now Nikko Copper Works, The Furukawa Electric Co. Ltd., Nikko)
- (1) P. Feltham and J. D. Meakin: Phil. Mag., **2**(1957), 105.
- (2) M. A. Adams, A. C. Roberts and R. E. Smallman: Acta Met., **8**(1960), 328.

- (3) R. P. Carreker: Trans. AIME, **209**(1957), 113.
- (4) T. C. Lindley R. E. Smallman: Acta Met., **11**(1963), 361.
- (5) R. Armstrong et al: Phil. Mag., **7**(1962), 45.
- (6) A. A. Johnson: Phil. Mag., **4**(1959), 194.
- (7) J. Heslop and N. J. Petch: Phil. Mag., **1**(1956), 866.
- (8) M. J. Marcinkowski and H. A. Lipsitt: Acta Met., **10**(1962), 95.
- (9) J. E. Bailey: Phil. Mag., **8**(1963), 223.
- (10) 鈴木平: 結晶の塑性, 物性物理講座 9 (共立社, 1958), p. 311 以下.
- (11) N. F. Mott: Trans. AIME, **218**(1960), 962.
- (12) L. M. Clarebrough et al: Phil. Mag., **6**(1961), 819.

何よりも納得出来ないのは多結晶のすべりの伝播を説明することが出来ないことで、さらにいくつかの不十分な点があげられる⁽¹³⁾。一方集積転位モデルであるが、多結晶銅(99.99 wt% 程度)では直接観察および積層欠陥エネルギーが低いこと⁽¹⁴⁾から、加工構造として極めて可能性が強く前報にて検討した⁽¹³⁾。

ここでは多結晶銅における転位に対する抵抗力が、どのような種類のものかを知るために(1)式の τ_μ の諸因子による変化を調べる。この τ_μ は通常 frictional stress と呼ばれ、結晶粒直径が無限大になったときの転位の運動に対する抵抗力と考えられるべき性質のものである。しかしこれについて詳しい研究はほとんどない。結晶中の転位を動かすに要する力は主として(1)転位密度が低く、不純物を含めた点欠陥および熱振動の影響がなく、しかも、転位自身が、その極く近傍で運動する時に効果をみせる Peierls-Nabarro 力と⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾(2)これらの条件がくずれた場合つまり転位密度、ジョグおよび不純物などの点欠陥が増した場合の二つにわけられる。ここでこれから扱うのは後の場合の議論を行なう。なお変形応力については別報⁽¹⁷⁾で報告する。

II. 実験方法

ここで使用した試料は純度 99.99 wt% の純銅と Si 入り銅で、線径は 1 mm, 2 mm の 2 種類のものを使用した。Si 入り銅の Si 含有量は 0.08 wt%, 0.471 wt%, 0.99 wt% の 3 種類である。試料の結晶粒直径の調整は焼鈍温度を 550°~800°C の範囲で変えることによって行なった。この場合の焼鈍時間は 1 hr である。そして結晶粒直径は約 0.2~0.005 mm のものを使用した。引張試験はインストロン型引張試験機で、引張速度は 1 mm/min, 測定温度は 15°C である。

III. 実験結果および考察

1. 抵抗力の歪依存性

転位のすべりに対する抵抗力(以下 τ_μ で表わす)は種々の因子によって影響されるが、ここでは転位の運動に対する抵抗力の歪依存性を検討する。多結晶銅の塑性変形における転位配列は、別報⁽¹³⁾で述べたように結晶粒界に集積した転位列の存在が可能である。変形応力と結晶粒直径の関係を実験的に求めると、Fig.1 のように(1)式表示が成立する。この直線と縦軸との交点を求めれば、転位に対する抵抗力(τ_μ)が求まる。この τ_μ を歪量(ϵ)に対して求めると Fig.2 のようになり、約 1% 歪以上ではこの曲線の勾配は、歪量が大きくなるにつれて小さくなる。この

うち 0~3% 歪までを拡大して図示すると、Fig.3 のようになり、歪が約 0.1~1% の領域で τ_μ - ϵ の関係は直線的

Fig.1 Flow stress-grain size relationship for polycrystalline copper.

Fig.2 Variation of τ_μ of polycrystalline copper with strain.

である。また歪 0.1% 以下では実験誤差が大きいが、この領域でも大体直線とみなすことが出来よう。

このことは別報⁽¹³⁾で述べた迂り帯の歪に対する変化と非常によく対応している。つまり迂り帯は約 0.1% 以下の歪(第1段階)ではほとんど観測されないが、約 0.1~1% 歪領域(第2段階)で成長し、これ以上の歪(第3段階)では二次迂り帯および迂り帯対等の発生により迂り帯の数を増加している。したがって τ_μ - ϵ 関係においても歪が 0.1% 以下を第1段階、0.1~1% 領域を第2段階、1% 以上を第

(13) 小沼: 本誌, 28(1964), 781.

(14) A.R. Rosenfield and B.L. Averbach: Acta Met., 8(1960), 624.

(15) R.E. Peierls: Proc. Phys. Soc., 52(1940), 34.

(16) F.R.N. Nabarro: Proc. Phys. Soc., 59(1947), 256.

(17) 小沼: 本誌, 29(1965), 18.

3段階と呼ぶことにする。第1段階は歪の範囲がせまいので確実に直線であるかどうか決めにくいが、直線であると

Fig.3 Variation of τ_{μ} of polycrystalline copper with strain.

みなせば、この直線の勾配は転位の運動に対する抵抗力の歪に対する増加率である。以下この増加率は単結晶の場合の硬化率と同性質のものであるから、硬化率と呼ぶことにする。第1段階、第2段階の硬化率 $(\theta_I)_{\text{obs}}$, $(\theta_{II})_{\text{obs}}$ を実験的に求めるとつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} (\theta_I)_{\text{obs}} &\approx 4 \sim 20 \times 10^{-3} \mu \cdots \cdots (a) \\ &1 \sim 5 \times 10^{-3} \mu \cdots \cdots (b) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} (\theta_{II})_{\text{obs}} &\approx 6 \times 10^{-2} \mu \cdots \cdots (a) \\ &1.5 \times 10^{-2} \mu \cdots \cdots (b) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここで(a)は Fig.3 のような $\tau_{\mu}-\epsilon$ 関係から得たそのままの値であり、(b)は単結晶と対応させるために(a)を $4(2^2)$ で除した値である。またここで $\mu(4000 \text{ kg/mm}^2)$ の値をとつた)は剛性率である。

Fig.3 の $\tau_{\mu}-\epsilon$ は形の上で単結晶の応力-歪曲線と良く似ているので、ここで求めた第1段階、第2段階での硬化率および第1段階から第2段階への転移点(ϵ_2)、第2段階から第3段階への転移点(ϵ_3)および第1段階、第2段階、第3段階でのじり帯の長さ(L_1, L_2, L_3)を単結晶のものと比較してみる。この比較に用いた単結晶は $\langle 110 \rangle$ 方向のもので⁽¹⁸⁾ Table 1 に示す。この多結晶の硬化率は剪断力、剪断歪に対応させるために Fig.3 から求めた値を 2^2 で除した値((2)-b, (3)-b)である。 θ_I, θ_{II} もともに多結晶の方が大きい、Rosiの実験⁽¹⁹⁾によれば $\langle 111 \rangle$ 方向に近い単結晶の場合は多結晶の値に似てくる。すなわち単結晶の第1段階では方位が $\langle 110 \rangle$ から離れるほど θ_I は大きくなり、また θ_{II} も θ_I ほど顕著ではないが $\langle 110 \rangle$ から $\langle 111 \rangle$ の

方位に変わるにしたがつて増し、これとともに ϵ_2, ϵ_3 も小さくなつて⁽¹⁹⁾ 多結晶の値に近づく(とくに θ_I, ϵ_2)。一方、じり

Table 1 Comparison between poly and single crystal of tensile characters (Experimental).

	Single $\langle 110 \rangle$	Poly
ϵ_2	$\sim 5\%$	$\sim 0.1\%$
ϵ_3	$\sim 30\%$	$\sim 1\%$
$(\theta_I)_{\text{obs}}$	$\sim 2 \times 10^{-4} \sim 10^{-3} \mu$	$\sim 1 \sim 5 \times 10^{-3} \mu$
$(\theta_{II})_{\text{obs}}$	$\sim 7 \times 10^{-3} \mu$	$1.5 \times 10^{-2} \mu$
L_1	> 100	Degree of grain size
L_2	~ 30	Shorter than L_2
L_3	~ 10	

Note

ϵ_2 : Transition strain from stage I to stage II.

ϵ_3 : Transition strain from stage II to stage III.

$(\theta_I)_{\text{obs}}$: The ratio of resistance force to gliding dislocations to strain in stage I.

$(\theta_{II})_{\text{obs}}$: The ratio of resistance force to gliding dislocations to strain in stage II.

L_1 : Length of slip bands in stage I (in-micron).

L_2 : Length of slip bands in stage II (in-micron).

L_3 : Length of slip bands in stage III (in-micron).

μ : Modulus coefficient.

帯の長さであるが、多結晶の場合は第2段階では結晶粒直径程度(第1段階ももしじり帯が見えたとすれば結晶粒程度(5~100ミクロン)であろう)である。第2段階までは多結晶銅では多重すべりを生じないから転位のすべりを阻止するのは、結晶粒界であることをこのことは予想させる⁽¹³⁾。このように多結晶では初期変形でさえも粒界の影響を受ける。このことは $\langle 110 \rangle$ 方位の単結晶と変形機構が全く異なることを示す。しかし $\langle 111 \rangle$ 方位の単結晶は0.5%歪でさえも多重じりが発生し⁽¹⁹⁾、変形初期から運動する転位は強い束縛を受ける。これらのことから $\langle 111 \rangle$ 方位の単結晶と多結晶銅の変形機構が同じであるようにも思えるが、多結晶銅の場合は変形応力が結晶粒直径に依存しているから転位は根本的に異なつた抵抗力を受付けはすである。つまり $\langle 111 \rangle$ 単結晶では初期変形領域においても、多重すべりによる転位反応が抵抗力となるが、多結晶では1%歪までは多重すべりがなく同様の抵抗力はあり得ないし、第3段階での多重すべりを生ずる領域でさえも変形応力は結晶粒直径に依存するから、変形の担い手である運動する転位は粒界の影響を集積転位を通して受けており、単結晶(たとえ $\langle 111 \rangle$ 方位のものでも)とは本質的に異なつた抵抗力を受けると考えられる。

さらに重要なことは単結晶の場合は同一じり面上にある転位は、第1段階においてすべて塑性変形を進行させる担い手になつてはいるはずであるが、しかし多結晶の場合はじり転位は長距離じりせずに、結晶粒界に止められてしまうから、主として新しい転位だけが塑性変形を進行させる担い手であろう。このことは第2段階、第3段階でも同じこと

(18) S.Mader: Z.Phys., **149**(1957), 73.

(19) F.D.Rosi: Trans. AIME, **200**(1954), 1009.

がいえよう。このことは単結晶と多結晶の最大の相違である。Fig. 3 の τ_p - ε 曲線に見られる三つの変形段階を別報⁽¹³⁾で得た転位モデルで検討する。

(1) 第 1 段階

この段階ではほとんど迂り帯が観測出来ないで、転位源から新しく発生した転位が、同一迂り面上に集積する段階と考えられる。この場合新しく発生した転位がすでに結晶粒界に集積した転位群に逆らつて、この集積転位群の一員になるために必要な力が抵抗力である。つまり同一迂り面上にある集積転位群による内部応力増加が硬化の主原因と考えられる。

いま転位源が結晶粒の中心にあつて n 本の転位が発生して結晶粒界に集積したとする。これは別報⁽¹³⁾にも述べた通り、バーガースベクトルを b とすると、 $n \cdot b$ なる強度の転位が転位源から $\pi d/4$ の距離にあると考えられる。したがつて転位源におよぼす逆応力 (τ_{pI}) はつぎようになる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_{pI} &= \frac{\alpha \mu n b}{2\pi} \cdot \frac{1}{x_0} \\ x_0 &\approx \frac{\pi d}{4} \\ 1 &\leq \alpha \leq \frac{1}{1-\nu} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ここで ν はポアソン比である。このことから同一迂り面上に転位が Δn だけ増した時の内部応力増加 ($\Delta\tau_{pI}$) は

$$\Delta\tau_{pI} \approx \frac{2\alpha\mu b}{\pi^2} \cdot \frac{\Delta n}{d} \quad (5)$$

である。一方この場合に生ずる歪量の増加 ($\Delta\varepsilon_I$) は転位列間の平均間隔を h' 、 β を前報⁽¹³⁾で述べたように h' が d に比例するとした時の比例定数とすると、前報⁽¹³⁾の (4)、(11)、(12) 式からつぎようになる。

$$\Delta\varepsilon_I \approx \frac{\pi b}{4h'} \Delta n \approx \frac{\pi b}{4\beta} \cdot \frac{\Delta n}{d} \quad (6)$$

(5)、(6) 式から第 1 段階の硬化率 (θ_I) を求めると

$$\theta_I = \frac{\Delta\tau_{pI}}{\Delta\varepsilon_I} \approx \frac{8\alpha\beta}{\pi^3} \mu \quad (7)$$

が得られ、転位としてラセン転位を考え $\beta \approx 1 \times 10^{-2} \sim 5 \times 10^{-2}$ を用いるとこのモデルからの硬化率はつぎようになる。

$$\theta_I \approx 3 \times 10^{-3} \mu \sim 13 \times 10^{-3} \mu \quad (8)$$

になる。これは実験から得られた (2-a) 式とほぼ一致するといえる。

(2) 第 2 段階

この領域での塑性変形の進行は集積転位列の増加と考えられる。いま Fig. 4 に示すように第 1 段階で出来た転位列 (1st: 平均間隔 h' で分散している) からそれぞれ平均間隔 y で N 列の転位列が生成される場合をこの段階の変形過程と考える。この新しい転位列はクロススリップ転位 (ラセン転位) が転位源となつて生成され则认为られるから⁽¹³⁾、第 1 段階のときよりも平均間隔は密 ($h' > y$) である。この場合新しく形成された転位源は主として隣接迂り面上に集積している転位群からの逆応力を受けつつ増殖す

るであろうから、この場合これら隣接迂り面上の転位列による内部応力増加が迂っている転位に対する抵抗力にな

— Pile up dislocation row in stage I.
---- Pile up dislocation rows generated by cross slip in stage II.

Fig. 4 Hardening model of stage II by pile up dislocation rows.

る。

Fig. 4 のように n 本の転位から成る古い転位列から平均 y だけ離れた迂り面を転位が迂り、 n 本の転位から成る新しい転位列 ($N+1$ 番目の転位列) を一列形成する場合を考える。塑性変形はさらに N 番目の転位列をもとにして、それから y の距離に新しい $N+1$ 番目の転位列を形成することによって進行する。この場合はすでに述べたように迂り転位は隣接迂り面上の古い集積転位 (n 本の転位から成る) から抵抗力を受けつつ結晶粒界に集積 (n 本) する。このとき迂り転位が受ける抵抗力 ($\Delta\tau_{pII}$) はラセン転位の場合は最大つぎの通りである。

$$\Delta\tau_{pII} \approx \frac{b\mu}{4\pi y} n \quad (9)$$

一方この新しい転位列にもとづく歪の増加量 ($\Delta\varepsilon_{II}$) は前報⁽¹³⁾の (4) 式と同型の表示であるが、Fig. 4 うように分布している転位列の全体の平均間隔を L とすると

$$\Delta\varepsilon_{II} \approx \frac{\pi b}{4L} n \quad (10)$$

である。もし転位列の数 (N) が多くなつたところでは平均間隔は $1/L = 1/h' + 1/y$ が成立し、しかも $h' > y$ の場合には $L \approx y$ になる。このような近似条件を満足するように転位列の数が多くなつたところでの歪は

$$\Delta\varepsilon_{II} \approx \frac{\pi b}{4y} n \quad (10')$$

と考えても近似としては差支えないだろう。したがつて転位列がある程度多くなつたところでの硬化率 (θ_{II}) を (9)、(10') 式から求めるとつぎようになる。

$$\theta_{II} = \frac{\Delta\tau_{pII}}{\Delta\varepsilon_{II}} \approx 10 \times 10^{-2} \mu \quad (11)$$

この値は実験値(3)式よりやや大きいが大體一致しているといえる。このように第2段階での転位の運動に対する抵抗力の増加はラセン転位のクロススリップにより形成される転位列による内部応力の増加と考えられる。

(3) 第3段階

この領域の特徴はじり帯の挙動にもはつきりしている。つまり二次じり帯が発生する。一方 τ_μ - ϵ 曲線の勾配は歪が大きくなるとともに小さくなる。ここでは第2段階と異なり未活動のじり系が連続して活動をはじめるので常に勾配が小さくなるものと考えられる。そしてこの領域の発生されるじり帯はかなり短いことから、転位の運動は強い制約を受けるために、変形を進行するには転位源の活動が、連続的に誘発されると考えられる。第1, 2段階が同一じり系での転位の増殖であるのに対して、第3段階は種々のじり系が連続的に活動すると考えられる。

2. 諸因子の影響

ここでは τ_μ の温度依存性, Si 原子の影響, 放射線照射の影響などの検討を行なう。

(1) 温度の影響

Fig.5 に示すように 0.2% 歪第2段階での抵抗力は温

Fig.5 Influence of temperature τ_μ .

度依存性を示し、この軟化率は約 $4 \text{ g/mm}^2/^\circ\text{C}$ である。これは単結晶銅の低温での温度依存性⁽²⁰⁾ よりも大きい値である。このことは転位列が、熱エネルギーを受けることにより、その配列を乱したために内部応力が低くなること、別報⁽¹³⁾ でも検討したように集積転位を固定転位とした転位のクロススリップの頻度が高くなるためとしてこのモデルで説明される。

(2) 不純物原子の影響

不純物原子として銅中に Si が入った場合を考える。Fig.6 はそれぞれ Si が 0.08 wt%, 0.471 wt%, 0.99 wt% 入った銅の τ_μ と ϵ の関係を示す。不純物濃度が多くなると第1段階がはつきりしないが、0.08 wt% Si 入り銅では第1, 2, 3段階が存在する。この τ_μ - ϵ 関係は不純物原子濃度に依存し、 $(\theta_{11})_{\text{obs}}$ は Si 量が多くなるほど大きくなり、 ϵ_3 は小さくなる。この結果を Fig.7, 8 に示す。また歪

0.17% (第2段階) で τ_μ の不純物による増加は Fig.9 に示すように原子パーセントで示す不純物濃度 (C) に対しては

Fig.6 τ_μ of Cu dilute alloys as a function of strain.

Fig.7 Variation of $(\theta_{11})_{\text{obs}}$ with Si contents.

Fig.8 Increment of ϵ_3 with Si contents.

直線的に増加し、つぎのような実験式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \Delta\tau_{\mu\text{II}} &= A \cdot C^N & C: \text{at\%} \\ N &\approx 1 \\ A &\approx 1.8 \times 10^{-2} \text{ kg/mm}^2 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

(12)式は $\tau_{\mu\text{II}}$ の増加が不純物 (Si) の原子パーセント濃度に

(20) T.E.Mitchell and P.R.Thornton: Phil.Mag., 7 (1962), 1127.

大体比例することを示す。転位が長距離移動するときは多結晶では転位のクロススリップが重要であるから積層欠陥

Fig.9 Variation of τ_u with Si contents.

の幅が重要な役割を演ずるし、また鈴木効果による固着力も効果がある。(12)式の実験式は、このことに矛盾しないし、また $(\theta_{II})_{obs}$, ϵ_3 の Si 濃度依存の実験結果も集積転位モデルに積層欠陥の幅の広がりを考慮することにより、定性的に説明しうる。つまり Si が入ると積層欠陥の幅が広がり、クロススリップが生じにくくなり、高応力のために他の迂回系の転位源が活動するために ϵ_3 が小さくなると解釈される。また積層欠陥の幅が広がると、幅のせまい転位と同数の転位をある一定間隔(つまり等歪量)の中に集積せしめるためには高応力が必要となるために $(\theta_{II})_{obs}$ が Si 濃度とともに大きくなると解釈される。多結晶銅の場合転位の運動に対する異種原子の効果は歪量の大きさによつて異なり、長距離移動(歪が大)では積層欠陥の幅が主効果であるが、短範囲運動では剛性効果が主役である。これらのことについては別報⁽²¹⁾にて議論する。

(3) 放射線照射の影響

多結晶銅に放射線を照射すると降伏点が発生し、上の降伏点をすぎたあと、約 1% 歪まで応力は低下する。これは降伏が相当多くの転位が、かなり長距離動くことに相当する。Adams と Higgins⁽²²⁾ が中性子照射によつて得た結果を、ここで得た未照射材の抵抗力を基準にして図示すると

Fig.10 Increment of τ_u with neutron irradiation.

(21) 小沼：本誌投稿中

(22) M.A. Adams and P.R.B. Higgins: Phil. Mag., 4 (1959), 777.

Fig.10 のようになる。この結果は照射量(φ)に対して B を定数とするとつぎのような変化をする。

$$\left. \begin{aligned} \Delta \tau_{PII} &= B \varphi^{N'} \\ N' &\approx 0.3 \sim 0.6 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

これは 1/2, 1/3 乗法則の両方にしたがっており、どちらも決められない。

照射硬化の機構としてはいくつか⁽²³⁾考えられるが、1% 歪近傍(初期変形領域)での硬化の原因は中性子照射によつて内部に出来た転位ループと運動する転位の反応とは考えられない。著者は中性子照射材の τ_u の温度依存性がかなり大きいこと⁽²²⁾からは転位の反応は考えにくいことから、転位が発生した転位ループによりクロススリップさせられることが硬化の原因であると考え。Fig.11 のように転

Fig.11 The model of irradiation hardening.

位ループが平均 y_0 で分布しているとする。この場合すべり転位は転位ループから転位の種類にかかわらず y_0 に反比例するような抵抗力を受けるはずである。Fig.11 のようにある一定温度で転位ループとの距離が $\delta' y_0$ になつたときにクロススリップするとする。このときの積層欠陥の幅(熱的に再結合出来る幅)を d_c 、部分転位のバーガースベクトルを b_1, b_2 、積層欠陥エネルギーを γ 、このクロススリップを生ずるときに積層欠陥の幅をせばめている応力を $\Delta \sigma_c$ とすると⁽¹⁰⁾

$$\left. \begin{aligned} \Delta \sigma_c &\approx \frac{1}{b_1} \left(\frac{A}{d_c} - \gamma \right) \\ A &= \frac{\mu b_1 b_2}{2\pi} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

であり、また

$$\Delta \sigma_c \approx \frac{B'}{\delta' y_0} \quad (17)$$

が成立するはずである。ここで B' は比例定数である。温度依存性は(16)式の d_c の変化、つまり高温になるほど d_c は大きいことから理解出来るし、また y_0 の中性子線照射量(φ)依存性は比例定数を e , N'' を数値定数としたとき

$$y_0 = e \varphi^{-N''} \quad (18)$$

を仮定することにより

$$\Delta \sigma_c \approx \frac{B' e}{\delta'} \varphi^{N''} \quad (19)$$

が成立し、このモデルで実験結果を説明することが出来る。

(23) たとえば橋口：格子欠陥と金属の機械的性質、日本金属学会セミナー(1963), p.147.

IV. 結 言

(1) 転位の運動に対する抵抗力は歪量によつて三つの段階に分けられ、第1段階(歪が約0.1%より小さい領域)、第2段階(歪が約0.1~1%の領域)、第3段階(歪が約1%以上)になる。第1, 2段階では抵抗力の増加と歪量の増加の比は実験的にはほぼ一定値で、これは集積転位モデルから得た理論値と大体一致する。また第3段階ではこの比は歪量が大きくなるとともに減少する。この歪の段階は迂り帯の歪に対する挙動とよく一致している。

(2) 抵抗力は高温になるほど低くなり、この軟化率は約 $4 \text{ g/mm}^2/^{\circ}\text{C}$ であるが、これは転位のクロススリップによると考えられる。

(3) 抵抗力は不純物(Si)量が増すとともに増加し、ほぼ比例関係にある。また stage II における抵抗力の増加と歪

量の増加の比は不純物濃度とともに大きくなる。また不純物の効果は、積属欠陥の幅が広がることによつて説明される。

(4) 中性子線照射により抵抗力は増加するが照射量の $1/2$ 乗か $1/3$ 乗かどちらとも決められない。しかしこの機構としては転位ループと運動する転位が相互作用し、運動する転位がクロススリップするためと考えられる。

(5) 多結晶銅中の転位に対する抵抗力と歪の関係は、銅単結晶の応力-歪関係と形の上では似ているが、機構としては全く異なっている。

本研究を行なうにあつては東京大学橋口隆吉教授ならびに東北大学幸田成康教授から種々御指導いただきましたので、ここに深甚な謝意を表する次第です。またいろいろ御討論いただきました諸学兄、実験に御協力下さいました古河電工中研 佐藤 治氏に深く感謝いたします。