

## 論 文

UDC 669.127.8 : 539.4.019.1 : 539.4.011.23 : 539.4.015

純鉄多結晶体の下部降伏応力と流れ応力とにおよぼす  
ひずみ速度、温度と結晶粒径の影響\*

作 井 誠 太\*\*・酒井 拓\*\*\*

The Effect of Strain Rate, Temperature and Grain Size on the Lower  
Yield Stress and Flow Stress of Polycrystalline Pure Iron

Seita SAKUI and Taku SAKAI

## Synopsis:

The lower yield and flow stresses of polycrystalline pure iron specimens with a wide range of grain sizes from  $10.3 \mu$  to  $102 \mu$  were measured by tensile test at the temperatures between  $77^\circ\text{K}$  and  $473^\circ\text{K}$  at the strain rates from  $10^{-7} \text{sec}^{-1}$  to  $1 \text{sec}^{-1}$ . The observed stress was decomposed into a friction part ( $\sigma_i$ ) and grain size depending part ( $k \cdot D^{-1/2}$ ) in the Hall-Petch relation and they were discussed separately. It was found that the lower yield stress did not satisfy the Hall-Petch relation at each temperature and strain rate investigated. The lower yield stress of coarse grained specimens below  $D^{-1/2} = 7 \text{mm}^{-1/2}$  showed a usual grain size dependence, but that of fine grained specimens showed a dependence about 3 times as large as the former. The thermal component of lower yield stress of the specimen with abnormal grain size dependence had larger temperature and strain rate dependences than that of the specimen with normal dependence.

The relation between the activation energy or activation volume for low temperature deformation and thermal shear stress was not affected by the grain size. Therefore it was concluded that the lower yield stresses of both fine and coarse grained specimens were controlled by the same thermally activated rate process (the Peierls-Nabarro mechanism).

The strain rate dependence of the lower yield stress of pure iron was continuous in a very wide range of strain rate. The relation between the thermal component of lower yield stress ( $\sigma_i^*$ ) and strain rate ( $\dot{\epsilon}$ ) was well approximated by the equation,  $\sigma_i^* \cdot 1/2 = r'_4 \log \dot{\epsilon} + C'_4$  at all the temperatures tested. ( $r'_4$  and  $C'_4$  are constants which depend on temperature).

(Received Oct. 28, 1971)

## 1. 緒 言

一般に多結晶純鉄や極軟鋼その他の B. C. C. 金属の降伏応力 (または流れ応力) は、次の HALL-PETCH の関係式<sup>4)5)</sup>で示される 3 つの成分に分けて考えることができる<sup>1)~3)</sup>。

$$\sigma_y (\text{or } \sigma_f) = \sigma_i + k_y (\text{or } k_f) \cdot D^{-1/2} \dots\dots\dots (1a)$$

$$\sigma_i = \sigma_i^*(T, \dot{\epsilon}) + \sigma_{i\mu} \dots\dots\dots (1b)$$

ここで  $\sigma_y$  は降伏応力、 $\sigma_f$  は流れ応力、 $\sigma_i$  と  $k_y$ 、 $k_f$  は定数であり、 $D$  は平均結晶粒径を示す。運動転位に対する結晶格子の摩擦応力を表わす  $\sigma_i$  は、温度  $T$  やひずみ速度  $\dot{\epsilon}$  によつて著しく変化する熱的成分  $\sigma_i^*$  と、それらの依存性をほとんど示さない非熱的成分  $\sigma_{i\mu}$  とに分けられる<sup>1)~3)</sup>。  $k_y$  (または  $k_f$ ) は  $\sigma_y$  (または  $\sigma_f$ ) の結

晶粒径依存性の大きさを表わす定数であり、一般に焼鈍された普通純度の鉄の  $k_y$  は、 $\sigma_i$  に比べて温度とひずみ速度依存性をほとんど示さない<sup>7)~9)13)</sup>。式 (1) を使えば、多結晶金属の変形挙動を結晶格子自身の性質に基づくもの ( $\sigma_i$ ) と、結晶粒径による効果 ( $k \cdot D^{-1/2}$ ) とに分けて議論することが可能となる。

本報告はきわめて純粋な鉄多結晶体の機械的性質を調べる研究の一部として、表題に示す実験を行なつたが、その実験方法は次のような 4 つの特長を持つている。

① 下部降伏応力と流れ応力とを、ひずみ速度で約  $10^{-7} \text{sec}^{-1}$  から  $1 \text{sec}^{-1}$  までの広範囲なひずみ速度領域

\* 昭和 46 年 10 月 28 日受付

\*\* 電気通信大学 工博

\*\*\* 電気通信大学

で測定し、さらにそれらの温度依存性を 77°K から 473°K までの各温度で測定した。この実験で使用したねじ駆動型の可変負荷速度試験機は、設計し試作したもので、この広範囲なひずみ速度変化を 1 台で可能とする性能を持っている。

② 広範囲な結晶粒径 ( $D=10.3\sim 102\mu$ ) を有する試験片を製作することができたが、それらの下部降伏応力と結晶粒径との関係は、今回の全結晶粒径にわたっては式 (1a) を満足しなかった。その原因を下部降伏応力の摩擦応力の熱的成分  $\sigma_i^*$  と非熱的成分  $\sigma_{i\mu}$  と結晶粒径による効果  $k_y \cdot D^{-1/2}$  の 3 成分に分けて議論した。

③ 純鉄の低温変形挙動を単一の熱的に活性化される律速過程に支配されるものと仮定して実験結果を整理し、活性化エネルギーと活性化体積により実験結果を表現して純鉄における低温変形機構を考察した。

④ 広範囲なひずみ速度領域における下部降伏応力のひずみ速度による変化は、1 つの簡単な実験式で表わることが判明した。これより静的引張試験の結果から、高速引張試験の結果を外挿法によつて求めることができるが、その計算結果を今回の純鉄に関する実験結果ならびにこれまで報告されている他の純鉄に関する実験結果と比較検討した。

## 2. 実験方法

試料の純鉄は 2 度電解し、炭素で脱酸した後に真空溶解鑄造したもので、これを 1200°C で鍛造と圧延により加工して 5 mm 厚さの板とした。表面を酸洗い、機械研磨してから 2 mm 厚さまで冷間圧延 (約 60% 加工度) した後、600°C で 40 min の中間焼鈍を施して、平均結晶粒径約 16 $\mu$  の再結晶組織とした。これに最終冷間圧延で 85% の加工度を与えて 0.3 mm 厚さの薄板とし、これから幅が 4 mm でゲージ長さが 50 mm の矩形試験片を切り出した。

結晶粒径の調節は、矩形試験片を 540°C から 860°C までの  $\alpha$  領域内の各温度で 30 min から 60 min の真空焼鈍を施した後、室温まで炉冷させることによつて行なった。その結果平均結晶粒径で、10.3 $\mu$  から 102 $\mu$  までの広範囲な平均結晶粒径を有する試験片を製作することができた。試験片の化学組成を Table 1 に示す。

Table 1. Chemical compositions of high purity iron (wt %).

C	N	O	Si	P	S
0.006	0.0007	0.0001	0.0015	0.007	0.006

実験で使用した試験機は前記したように、設計、試作したねじ駆動方式の可変負荷速度試験機である。この試験機の特長は一般の硬ビーム試験機とほぼ同じ能力を有し、とくに最大負荷 1000 kg で 36 mm/sec から  $8.1 \times 10^{-6}$  mm/sec までの変形速度、本実験の試験片に対するひずみ速度で表わすと、約  $1 \text{ sec}^{-1}$  から  $10^{-7} \text{ sec}^{-1}$  までだいたい 1 けたずつ合計 8 種類の変形速度が得られる点にある。

試験温度は室温以上では電熱で温度調節できる油の槽を、室温以下ではドライアイスとアルコールの混合物 (195°K) または液体窒素 (77°K) の槽を用いて調節した。

## 3. 実験結果

### 3.1 下部降伏応力-ひずみ速度曲線に対する試験温度と結晶粒径の影響

Fig. 1 は室温における下部降伏応力のひずみ速度による変化を、 $\dot{\epsilon}=1 \text{ sec}^{-1}$  から  $\dot{\epsilon}=10^{-7} \text{ sec}^{-1}$  にわたる広範囲なひずみ速度領域において、平均結晶粒径 10.3 $\mu$  から 102 $\mu$  までの代表的試験片について調べた結果を示し

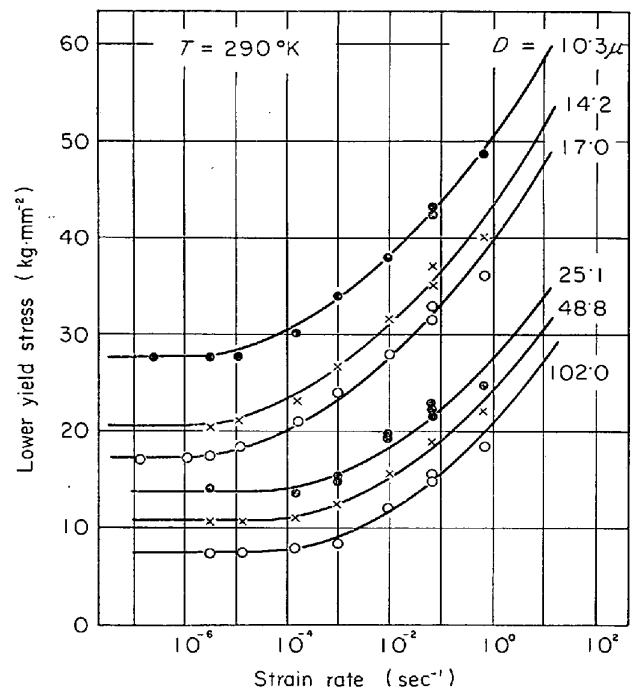


Fig. 1. Effect of strain rate on the lower yield stresses of pure iron specimens with grain sizes from 10.3 $\mu$  to 102 $\mu$  at 290°K. The solid lines are the results of our calculation.

\* 実験で用いたひずみ速度は  $0.72, 0.74 \times 10^{-1}, 1 \times 10^{-2}, 1 \times 10^{-3}, 1.3 \times 10^{-4}, 1.4 \times 10^{-5}, 3.1 \times 10^{-6}, 1.6$  (一部 3)  $\times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$  であるが、本文中では簡単にするため、これらをおのおの  $10^0, 10^{-1}, \dots, 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$  と記している。

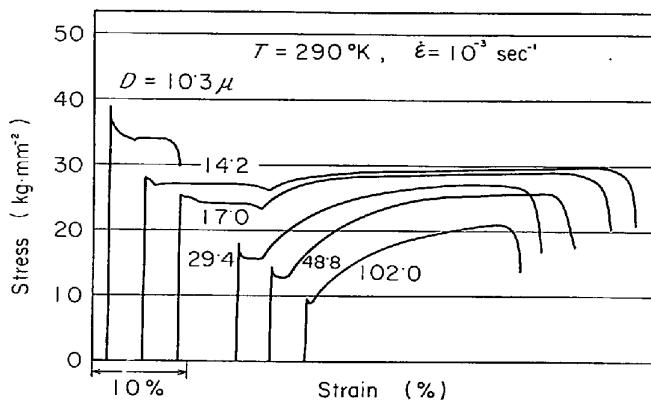


Fig. 2. Normal stress-strain curves of specimens with grain sizes from  $10.3\mu$  to  $102\mu$  at  $290^\circ\text{K}$  and  $10^{-3}\text{sec}^{-1}$ .

ている\*. Fig. 2はこのときの各試験片が示す応力-ひずみ曲線の代表的例 ( $T=290^\circ\text{K}$ ,  $\dot{\epsilon}=10^{-3}\text{sec}^{-1}$ ) である. Fig. 1における実線は後記のように下部降伏応力が1つの熱的に活性化される律速過程によって支配されると仮定して計算によって求めた結果の曲線である. なお Fig. 3, 4, 5における各実線も同じ仮定から導かれた計算結果である.

Fig. 1より結晶粒径が  $10.3\mu$  から  $17\mu$  までの細粒試験片のグループと,  $25.1\mu$  から  $102\mu$  までの粗粒試験片のグループとで, おおのこの下部降伏応力のひずみ速度による変化は異なつた挙動を示すことがわかる. 第1に細粒グループの各試験片の下部降伏応力は, いずれも粗粒グループの各試験片のそれよりも大きいひずみ速度依存性を示している. 第2にすべての試験片の下部降伏応力は, そのひずみ速度依存性がほとんど認められないひずみ速度領域を低ひずみ速度側で示している. 細粒試験片のグループが示すそのひずみ速度領域は粗粒試験片のグループのそれよりも2けたほど低ひずみ速度側へ移動したところで生じている.

これらの変形挙動の特長は  $393^\circ\text{K}$  おける実験結果 (Fig. 3) でも存在することが確かめられた. すなわち Fig. 3より,  $\dot{\epsilon}=10^{-4}\text{sec}^{-1}$  以上のひずみ速度領域における下部降伏応力のひずみ速度依存性は, いずれも細粒試験片のものが粗粒試験片のそれよりも大きい傾向を示している.  $393^\circ\text{K}$  の  $\dot{\epsilon}=10^{-6}\text{sec}^{-1}$  における応力-ひずみ曲線は, すべての測定した試験片において降伏変形中に動的ひずみ時効に基づいた著しいセレーションを示した. 図にはこの応力のセレーション振幅の山と谷を連ねた直線を示してある. このときの下部降伏応力をセレーション振幅の谷における応力値とすれば<sup>6)</sup>, 室温における結果と同じくこのひずみ速度領域で下部降伏応力のひ

ずみ速度依存性はほとんど認められない. しかもこの谷の応力値は Fig. 1の室温における同じひずみ速度領域

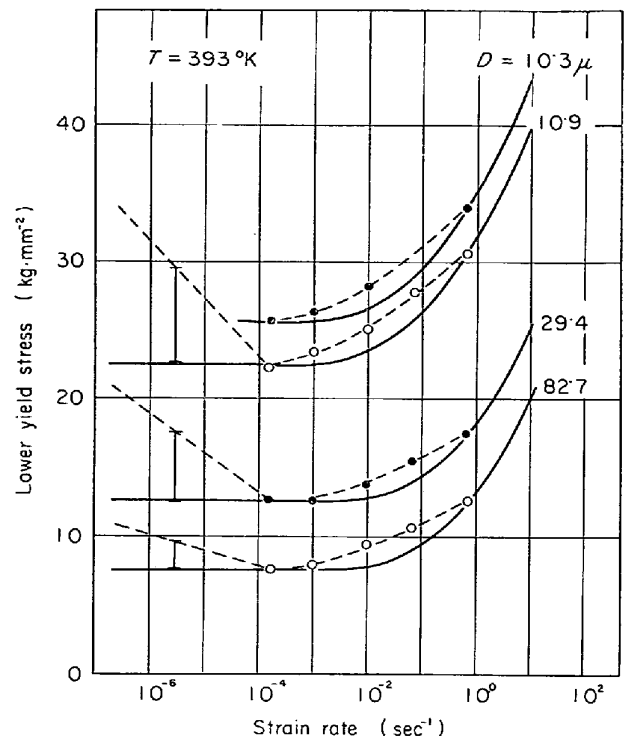


Fig. 3. Effect of strain rate on the lower yield stress of pure iron at  $393^\circ\text{K}$ . The solid lines are the results of our calculation.

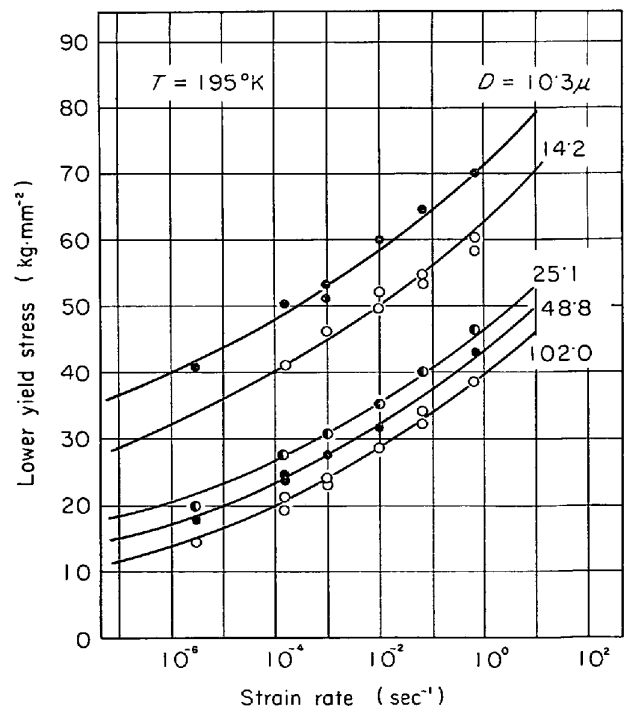


Fig. 4. Effect of strain rate on the lower yield stress of pure iron at  $195^\circ\text{K}$ . The solid lines are the results of our calculation.

における下部降伏応力の値とほとんど同じであつた\*。

Fig. 4, Fig. 5 は同じく代表的な結晶粒径の試験片について、下部降伏応力とひずみ速度との関係をおのおの 195°K, 77°K の低温度で測定した結果を示している。195°K における下部降伏応力のひずみ速度依存性は、ひずみ速度とともに増加し、他の試験温度におけるそれらと比較して最も大きくなっている。Fig. 1, Fig. 3 における細粒、粗粒両試験片グループ間で見られた下部降伏応力のひずみ速度依存性の差は、この 195°K における実験結果では、77°K の場合と同様にあまり明瞭に現われていない。D = 102 μ の結晶粒径を有する試験片の 77°K における応力-ひずみ曲線は、すべてのひずみ速度で降伏変形中に双晶変形に基づいた著しいセレーションを示した後、均一な塑性変形状態に入った。Fig. 5 にはこの双晶降伏応力の平均値を示してあるが、図より双晶降伏応力はまったくひずみ速度依存性を示さぬことがわかる。しかし双晶降伏後の均一変形中の流れ応力(2.5%と5%ひずみにおける応力)は、双晶降伏を示さぬ細粒試験片

の下部降伏応力とほとんど同じか、それより若干大きいひずみ速度依存性を示した。

### 3.2 下部降伏応力の結晶粒径依存性

Fig. 6, 7 はこれまでの Fig. 1, 4, 5 の各実験結果

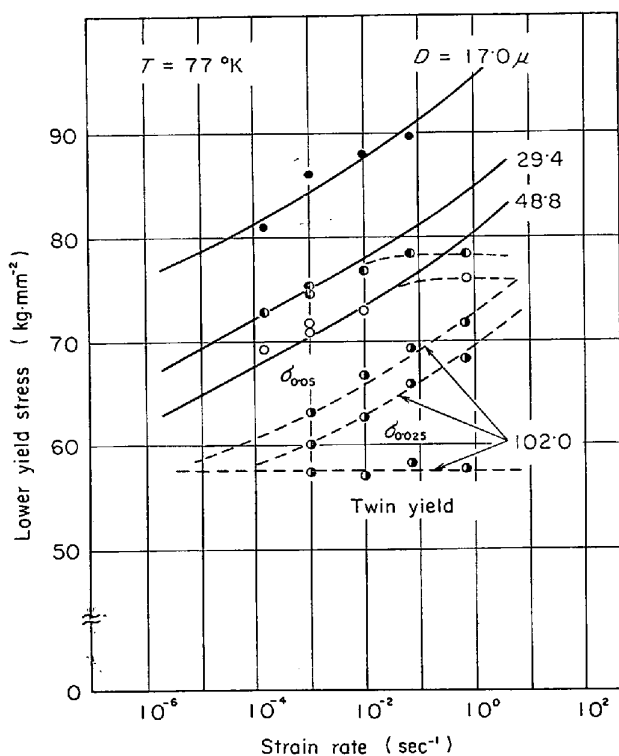


Fig. 5. Effect of strain rate on the lower yield stress of pure iron at 77°K. The solid lines are the results of our calculation. The specimen with grain size 102 μ showed twinning at yield stress,  $\sigma_{0.025}$  and  $\sigma_{0.05}$ .

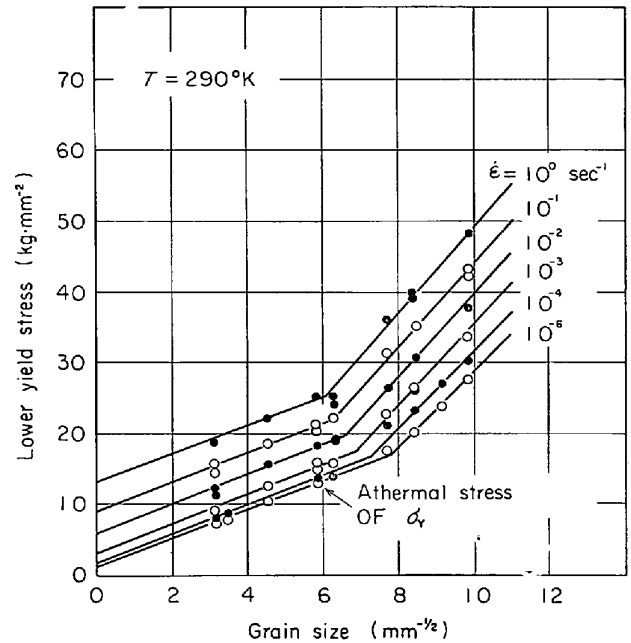


Fig. 6. Grain size dependences of lower yielded stresses at various strain rates at 290°K.

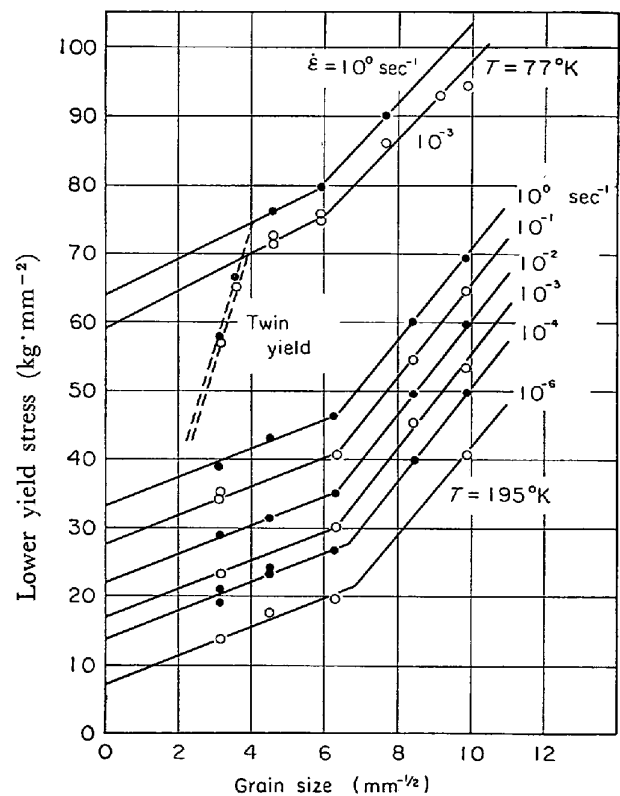


Fig. 7. Grain size dependence of lower yield stresses at various strain rates at 195° and 77°K.

\* 393°K における細粒試験片の応力値は室温におけるものより若干減少しているが、その減少量は弾性係数の温度による変化に基づく応力変化量とはほぼ一致した。

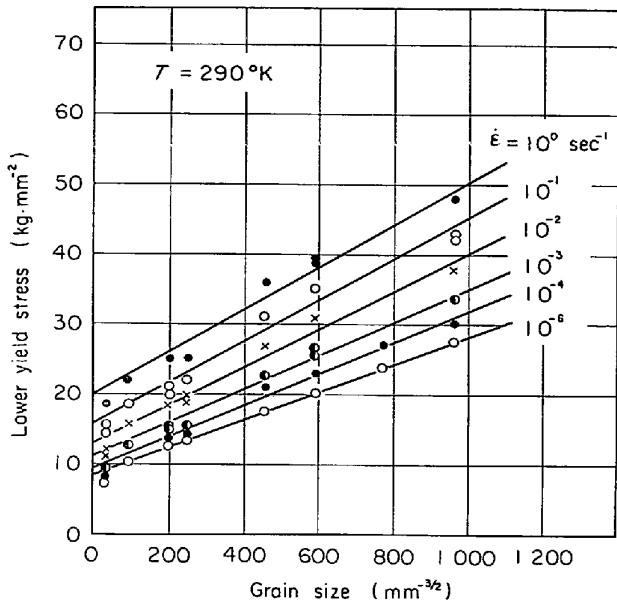


Fig. 8. Lower yield stresses at various strain rates as a function of (grain size)<sup>-3/2</sup> at 290°K.

から、試験温度とひずみ速度とを種々に変えたときの下部降伏応力と結晶粒径との関係を、式(1a)によつて整理した結果を示している。図面は省略するが、これらの結果の特徴は 393°K における結果でも認められた。すなわち今回用いたすべての試験温度とひずみ速度においては、純鉄の下部降伏応力  $\sigma_y$  と結晶粒径の平方根の逆数  $D^{-1/2}$  との関係を1本の直線で近似することはできず、 $D^{-1/2}=6.2\sim 8.0\text{ mm}^{-1/2}$  を境とした細粒、粗粒両結晶粒径領域において  $\sigma_y$  はそれぞれ異なつた結晶粒径依存性を示すことがわかる。しかし  $\sigma_y$  を  $D^{-1/2}$  ではなく  $D^{-3/2}$  に対する依存性として整理した、たとえば Fig. 8 においては、すべて  $\sigma_y$  と  $D^{-3/2}$  との関係をほぼ1本の直線で近似することができる。今回の論文ではこの Fig. 8 ではなく、先の Fig. 6, 7 の結果について考察を進め

ていくが、このような事実があることを報告しておく。

さて  $D^{-1/2}=7\text{ mm}^{-1/2}$  以下の結晶粒径の大きな領域 ( $D=25.1\mu$  から  $102\mu$  まで) では、下部降伏応力の結晶粒径依存性から求められる式(1a)における定数  $\sigma_i$  と  $k_y$  の値 (Table 2) は、これまでの純鉄に関するいくつかの実験結果<sup>7)~13)</sup> とほぼ一致している。したがつてこの結晶粒径領域に限れば、今回の純鉄の下部降伏応力は式(1a)の関係を満足していると結論される。Table 2 より  $k_y$  の試験温度とひずみ速度による変化はきわめて小さい。77°K における  $k_y$  の若干の増加は、降伏変形中にすべり同時に双晶変形を起こすことが原因したものである<sup>8)12)</sup>。このことは次の実験結果によつて確認される。すなわち  $D^{-1/2}=4\text{ mm}^{-1/2}$  以下の粗粒試験片は前記のように、77°K における降伏変形中に著しい双晶変形を起こすが、このときの結晶粒径依存性はきわめて大きく  $k_y=18\text{ kg/mm}^{3/2}$  を示した。一方摩擦応力  $\sigma_i$  は試験温度、ひずみ速度によつて大きく変化し、そのことが下部降伏応力の温度とひずみ速度依存性を決めていていると判断される。ここでは摩擦応力の結果についての説明を省き、改めて次節で詳しく検討することにする。

以上の粗粒試験片の結果に対し、 $D^{-1/2}=7\text{ mm}^{-1/2}$  以上の結晶粒径の細かい領域 ( $D=10.3\mu$  から  $17\mu$  まで) では、下部降伏応力の結晶粒径依存性はすべての試験温度とひずみ速度で著しい増加を示した。これらの下部降伏応力の結晶粒径依存性から  $D^{-1/2}=0$  に外挿して求められる摩擦応力  $\sigma_i$  は、77°K の実験値を除けばすべてが負の値を示すことから、この  $D^{-1/2}>7\text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域における下部降伏応力は、式(1a)の関係すなわち HALL-PETCH の関係を満足しないと判断される。この結晶領域の下部降伏応力の結晶粒径依存性の大きさ(各直線の傾き)を  $S_y$  として Table 2 に示したが、そ

Table 2. Effects of temperature and strain rate on  $\sigma_i$ ,  $k_y$  and  $S_y$ .

Region of grain size		$D^{-1/2} < 7\text{ mm}^{-1/2}$								$D^{-1/2} > 7\text{ mm}^{-1/2}$	
Strain rate (sec <sup>-1</sup> )		10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-1</sup>	10 <sup>0</sup>	All strain rate (10 <sup>0</sup> ~10 <sup>-7</sup> sec <sup>-1</sup> )	
Temperature (°K)											
393	$\sigma_i$ (kg/mm <sup>2</sup> )	—	1.0	—	1.0	1.0	3.0	4.0	6.0	$S_y$ (kg/mm <sup>3/2</sup> )	5.5
	$k_y$ (kg/mm <sup>3/2</sup> )	—	2.0	—	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0		
290	$\sigma_i$	1.0	1.0	1.0	1.5	3.0	6.0	9.0	13.0	$S_y$	6.0
	$k_y$	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0		
195	$\sigma_i$	—	7.6	—	14.2	17.0	22.0	27.5	33.0	$S_y$	6.5
	$k_y$	—	2.1	—	2.1	2.1	2.1	2.1	2.1		
77	$\sigma_i$	—	—	—	57.0	59.0	61.0	63.0	64.0	$S_y$	6.5
	$k_y$	—	—	—	2.7	2.7	2.7	2.7	2.7		

れらは  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  における  $\sigma_y$  と同じく若干の温度依存性を示すが、ひずみ速度依存性はほとんど示さなかつた。

Fig. 6, 7 より、このような下部降伏応力の結晶粒径依存性の変化は、 $D^{-1/2} = 6.2 \text{ mm}^{-1/2}$  から  $8.0 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径範囲で起きはじめていることがわかる。その遷移結晶粒径は高温、低ひずみ速度領域における  $D^{-1/2} = 8.0 \text{ mm}^{-1/2}$  から、温度減少とともにそしてひずみ速度の増加とともに一定値  $D^{-1/2} = 6.2 \text{ mm}^{-1/2}$  まで減少している。純鉄の下部降伏応力がこのような異常な結晶粒径依存性を示すことは、著者らの知る限りではまだ報告を見ていない。しかし今回用いた材料と同程度の純度を有する純鉄について、その下部降伏応力の結晶粒径依存性を測定したこれまでの報告結果は、著者らの知る範囲でほとんどが  $D^{-1/2}$  で表わすと、 $6 \sim 7 \text{ mm}^{-1/2}$  以下の粗い結晶粒径領域でなされたものである<sup>7)~13)\*</sup>。

### 3.3 下部降伏応力 (または摩擦応力) の熱的成分のひずみ速度依存性と温度依存性

Fig. 1 より室温における各試験片の下部降伏応力は、 $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \sim 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$  以下の低ひずみ速度領域においてほとんど一定した値を示した。また Fig. 6, 7, または Table 2 より、 $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とする2つの結晶粒径領域内を見れば、それぞれの下部降伏応力の結晶粒径依存性は各試験温度でひずみ速度によらず一定であつた。

一般に下部降伏応力の非熱的成分応力を求める方法は、その定義から一定ひずみ速度で下部降伏応力の温度依存性を測定するか、一定温度でそのひずみ速度依存性を測定し、それらの依存性がほとんど認められなくなるときの応力値をもって非熱的成分と決定する。非熱的成分を前者の温度依存性から求めるこれまでの一般的な方法では、温度による弾性係数の変化に基づく応力の補正とか、動的ひずみ時効に基づく応力の変化といった問題を考慮する必要がある\*\*。しかし Fig. 1 のように一定温度において広範囲にひずみ速度を変えて下部降伏応力を測定し、そのひずみ速度依存性がなくなるときの応力をもって非熱的成分と決定する方法は、これらの問題が含まれないという点で前者の温度依存性から求める方法よりも、より明確な非熱的成分の値を与えることができると考えられる。

上記の説明から、Fig. 1 におけるひずみ速度依存性のほとんど認められなくなつたときの各試験片の下部降伏

応力は、それらの非熱的成分であると判断される。そこで Fig. 1 の各ひずみ速度における個々の試験片の下部降伏応力の値から、上記の水平部分の応力を差し引けば室温における各試験片の下部降伏応力の熱的成分  $\sigma_y^*$  が求められる。その結果を (結晶粒径) $^{-1/2}$  に対し整理したのが Fig. 9 (a) である。  $T = 393^\circ \text{K}$  でも下部降伏応力の非熱的成分は Fig. 3 から求められ、したがつて結果は省略するがこの温度における  $\sigma_y^*$  も  $290^\circ \text{K}$  の場合と同様な操作によつて求めることができる。これと同じように  $195, 77^\circ \text{K}$  における各試験片の熱的成分応力を求めるには、それぞれの温度における下部降伏応力の非熱的成分を知る必要があるが、実験で直接にそれを求め

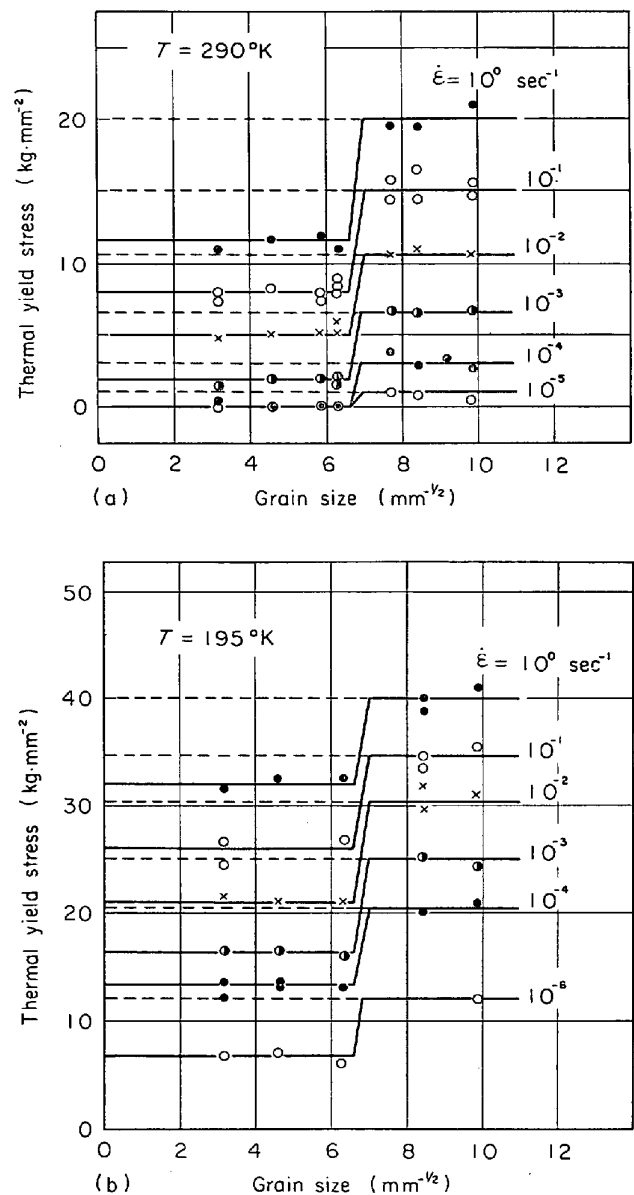


Fig. 9. Grain size dependences of thermal components of lower yield stresses (a) at  $290^\circ \text{K}$ , and (b) at  $195^\circ \text{K}$ .

\*  $C = 0.020 \sim 0.050\%$  含む極軟鋼の下部降伏応力については、 $D^{-1/2}$  が  $2 \text{ mm}^{-1/2}$  から  $12 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径範囲にわたつて HALL-PETCH の直線的関係が成立することが多数報告されている<sup>1)~14)</sup>。  
 \*\* 文献 15 中の W. S. OWEN による議論。

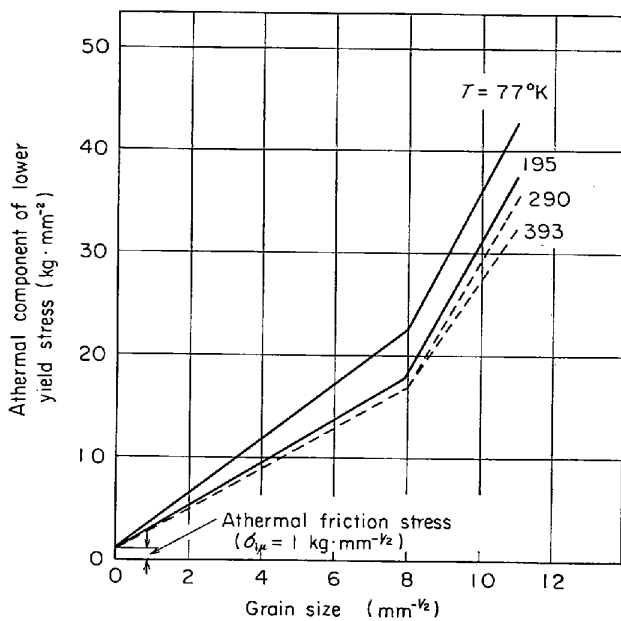


Fig. 10. Temperature and grain size dependences of athermal components of lower yield stresses at 393, 290, 195 and 77°K.

ることはほとんど不可能である\*。しかし下記に示す方法を用いれば、195, 77°K 両低温度における各試験片の非熱的降伏応力を推定することは可能である。これまでの議論によつて 393°K と 290°K における各試験片の非熱的降伏応力は、Fig. 1, Fig. 3 から直接決定できるが、それらの結晶粒径依存性は Fig. 10 の破線で示した 2 つの曲線で示される。Fig. 10 における破線の  $D^{-1/2}=0$  への外挿点は、式 (1a, b) で定義した摩擦応力の非熱的成分  $\sigma_{1\mu}$  に等しい。Fig. 6, または Table 2 より、 $\sigma_{1\mu}$  は  $1 \text{ kg/mm}^2$  と決定される。この非熱的摩擦応力はその定義から温度およびひずみ速度の影響を受けないが、温度低下とともに弾性係数の温度による変化に基づいた応力変化分だけ室温における値より増加することが考えられる<sup>3)</sup>。しかしその応力変化の大きさは脚注\*\*に示すようにきわめて小さく無視できる。また式 (1a) の関係が成立しない  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  における各試験片の  $\sigma_{1\mu}$  を直接決定することはできないが、4.3 節での議論から、 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  における  $\sigma_{1\mu}$  と  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  における  $\sigma_{1\mu}$  とは等しいことが結論される。

一方 Fig. 6, 7 (または Table 2) より、各試験温度

\* 式(14)と Fig. 22 を使えば、 $T=195, 77^\circ\text{K}$  における下部降伏応力の非熱的成分が実験的に決定できる引張ひずみ速度を予想することができる。 $T=195^\circ\text{K}$  では  $10^{-11}\text{sec}^{-1}$  以下、 $T=77^\circ\text{K}$  では  $10^{-40}\text{sec}^{-1}$  以下の極低速引張試験を行えば、それぞれの試験温度における非熱的応力を決定することができる。

\*\*  $290^\circ\text{K}$  (または  $393^\circ\text{K}$ ) における  $\sigma_{1\mu}=1\text{kg/mm}^2$  に対し  $77^\circ\text{K}$  における  $\sigma_{1\mu}$  は、弾性係数の温度による変化に基づいた応力増加分だけ  $290^\circ\text{K}$  のものより大きくなるとすれば、それはほぼ  $1.05\text{kg/mm}^2$  となる。

における下部降伏応力の結晶粒径依存性は、ひずみ速度によつて変化せず、各曲線は互いに平行移動した関係にある。このような関係は 77, 195°K における極低ひずみ速度領域 ( $\dot{\epsilon}=10^{-11}\sim 10^{-40}\text{sec}^{-1}$ ) においても成立すると考えてよからう。これよりたとえば 77°K における各試験片の非熱的降伏応力は、次のようにして求めることができる。 $D^{-1/2}=0$  における一定値  $\sigma_{1\mu}=1 \text{ kg/mm}^2$  から出発して、77°K における  $\sigma_y - D^{-1/2}$  曲線 (Fig. 7) に平行な曲線を描けば、それは 77°K における非熱的降伏応力の結晶粒径依存性を示すことになる。同様にして 195°K における非熱的降伏応力の結晶粒径依存性を求めることができるが、それを 77°K の結果とともに Fig. 10 に実線で示した。Fig. 10 より、各試験片の非熱的降伏応力は、393°K から 195°K の温度範囲では温度によつてほとんど変化しないとみなしてよい。これに対し 77°K における非熱的降伏応力が著しい増加を示しているのは、3.2 節で説明したように、77°K における降伏変形中にすべりと同時に双晶変形を起こすことが原因したものと考えられる。Fig. 4, 5 の個々の試験片の各ひずみ速度における下部降伏応力の値から、Fig. 10 の 195, 77°K におけるそれぞれに対応した非熱的降伏応力を差し引けば、各試験片の下部降伏応力の熱的成分が求められる。Fig. 9(b)はその 195°K における結果を示している。

Fig. 9 (a), (b) (ここでは省略したが 393, 77°K の結果も含む。) より、下部降伏応力の熱的成分の温度ならびにひずみ速度による変化の大きさは、 $D^{-1/2}=7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とした 2 つの結晶粒径領域で全く異なっていることがわかる。 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒試験片グループが示す熱的成分応力は、すべての試験温度とひずみ速度において、それ以下の粗粒試験片グループが示す熱的成分応力よりも大きな値を示している。下部降伏応力の熱的成分をそれぞれの結晶粒径領域内で見れば、それらはいずれの試験温度、ひずみ速度においても結晶粒径依存性をほとんど示さず、実験誤差内で一致した大きさを示している。これら両結晶粒径領域における各直線を  $D^{-1/2}=0$  へ外挿して求められる各温度、各ひずみ速度における応力値は、式 (1b) で定義した下部降伏応力の熱的摩擦応力  $\sigma_1^*$  である。Fig. 9(a), (b) における各直線はほとんど結晶粒径依存性を示さぬことから、各試験片の熱的降伏応力  $\sigma_y^*$  は、それらの外挿点から求めた熱的摩擦応力  $\sigma_1^*$  に等しいが、以下の議論ではすべて熱的摩擦応力  $\sigma_1^*$  を対象として行なうことにする。

さて Fig. 9 (a), (b) から求まる摩擦応力の熱的成分  $\sigma_1^*$  をひずみ速度の関数として Fig. 11 に示した。図

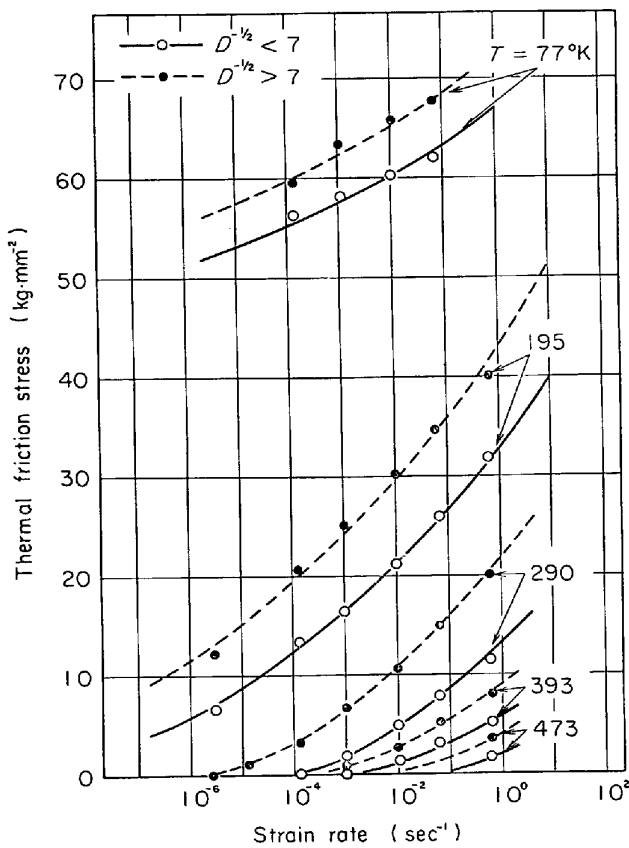


Fig. 11. The relation between thermal component of friction stress and strain rates at various test temperatures. Solid lines are the results of coarse grained specimens with  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$ , and broken lines are the results of fine grained specimens with  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$ .

における実線は  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の粗粒試験片に関する結果を，破線は  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒試験片に関する結果をそれぞれ示している。次に Fig. 11 における各曲線の傾きで示されるひずみ速度依存性 ( $\Delta\sigma_i^*/\Delta \ln \dot{\epsilon}$ ) を，試験温度の関数として Fig. 12 (a), (b) に示した。Fig. 12 (a) は  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の粗粒試験片の結果を，Fig. 12 (b) は  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒試験片の結果を表わしている。ひずみ速度依存性 ( $\Delta\sigma_i^*/\Delta \ln \dot{\epsilon}$ ) は試験片の結晶粒径領域に関係なく，どの試験温度でもひずみ速度の増加とともに増加しており，一方試験温度に対してはいずれも  $150^\circ\text{K}$  と  $200^\circ\text{K}$  の間で最大値を示している。このような  $\sigma_i^*$  のひずみ速度依存性のひずみ速度ならびに温度による変化は，多結晶，単結晶に関係なく純鉄に関するこれまでの報告結果とほぼ一致している<sup>2)3)16)17)</sup>。この図の示す重要な点は， $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒試験片グループが示す熱的摩擦応力のひずみ速度依存性の値 (Fig. 12 (b)) は，いずれもそれ以下の

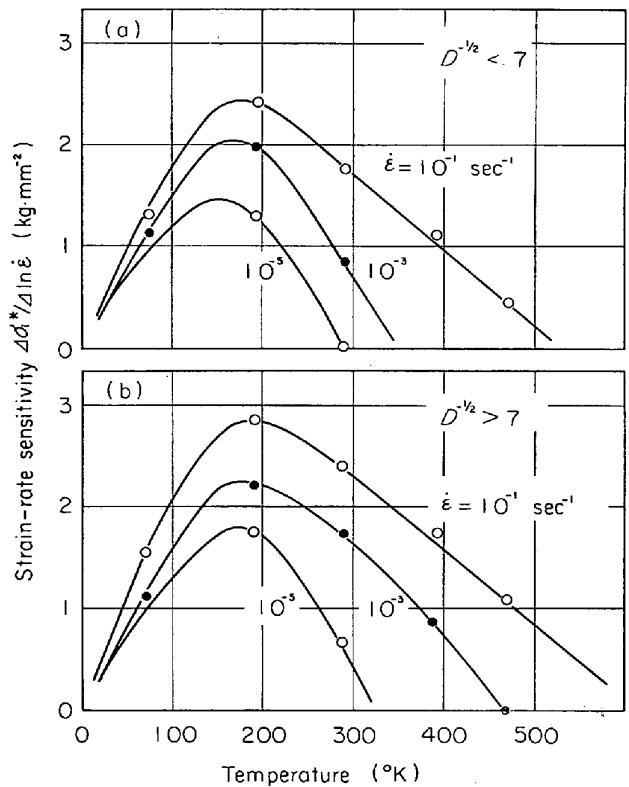


Fig. 12. The changes of strain rate sensitivities of thermal friction stresses at various strain rates with test temperature. (a) is the result of coarse grained specimens with  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$ . (b) is the result of fine grained specimens with  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$ .

粗粒試験片グループが示す値 (Fig. 12 (a)) よりもすべての温度とひずみ速度においてより大きくなっていることである。

Fig. 13 は熱的摩擦応力と試験温度との関係を， $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒試験片グループの結果を破線で，それ以下の粗粒試験片グループの結果を実線で示している。前者のグループが示す熱的摩擦応力の絶対値は，今回のすべての試験温度とひずみ速度において後者のそれよりも大きな値を示し，熱的摩擦応力が零となる臨界温度  $T_c$  はより高温側に移動している。参考のために各試験片が示す下部降伏応力の温度による変化の代表的例を Fig. 14 ( $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ ) に示した。

### 3.4 流れ応力の結晶粒径依存性とひずみ速度依存性

Fig. 15 は  $T = 290^\circ\text{K}$ ， $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  で測定した任意の一定ひずみに対する流れ応力を，結晶粒径の平方根の逆数に対して整理したものである。参考のために下部降伏応力の結晶粒径依存性も示してある。図の破線で示すような細粒領域側の各ひずみにおける流れ応力は測定で



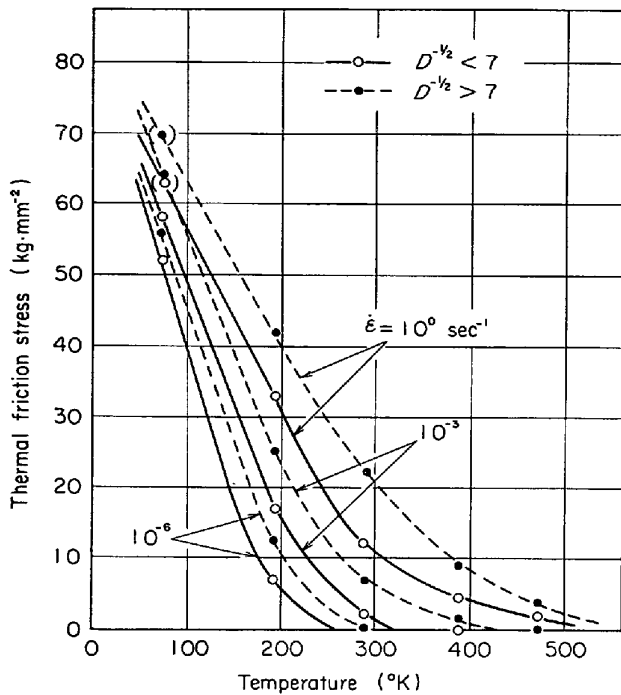


Fig. 13. The changes of thermal friction stresses at various strain rates with test temperatures. Solid lines are the results of coarse grained specimens with  $D^{-1/2} < 7$  mm<sup>-1/2</sup>. Broken lines are the results of fine grained specimens with  $D^{-1/2} > 7$  mm<sup>-1/2</sup>.

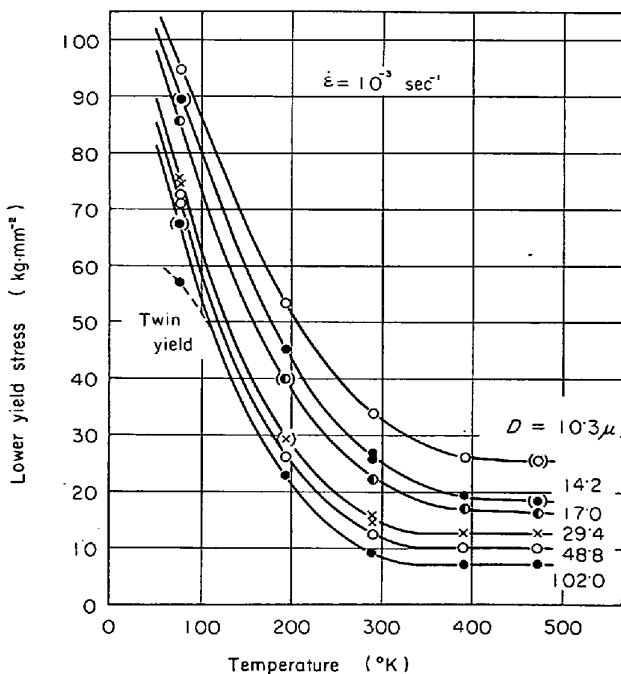


Fig. 14. The changes of lower yield stresses with test temperatures at the strain rate  $\dot{\epsilon} = 10^{-3}$  sec<sup>-1</sup>. Parenthesized data points are extrapolated values from the results of grain size and strain rate dependences of lower yield stress. (Fig. 1, 3~7)

きなかつた。その原因はそれらの降伏点伸びが、求めようとする流れ応力の塑性ひずみ以上に大きくなったからである。この結果は Fig. 16における細粒領域側の降伏点伸びが、それ以下の粗粒領域におけるものより異常に大きくなっていることと密接に関係している (Fig. 2 参照)。他の試験温度とひずみ速度における結果は、いずれも Fig. 15の結果とほぼ同じ挙動を示した。これより流れ応力の結晶粒径依存性は、下部降伏応力で見られる不連続な結晶粒径依存性を示さず、それぞれ1本の直線近似で表わせることがわかる。すなわち流れ応力に関しては、今回用いた純鉄の全結晶粒径領域で式 (1a) で表わせる HALL-PETCH の関係が成立し、各直線の傾き  $k_f$  はほぼ同じ値で約  $1.5 \text{ kg/mm}^{3/2}$  を示した。

流れ応力のひずみ速度依存性は、試験片の内部構造および可動転位密度が一定である条件下で測定する必要があり、次のような示差試験を行なうことによつて求めることができる。  $T = 290^\circ\text{K}$  でひずみ速度  $\dot{\epsilon} = 1.3 \times 10^{-4}$  sec<sup>-1</sup> で 15% の前ひずみを与えた後、直ちにひずみ速度を  $\dot{\epsilon} = 8.7 \times 10^{-3}$  sec<sup>-1</sup> に変化させてそのひずみでの流れ応力の変化量  $\Delta\sigma$  を各試験片について測定した。このときの各試験片が示した流れ応力の変化量  $\Delta\sigma$  は  $1.92 \pm 0.04 \text{ kg/mm}^2$  であった。これから流れ応力のひずみ速度依存性は、結晶粒径によらずほぼ一定した値を示すことがわかる。これは下部降伏応力のひずみ速度依存性が、 $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とする2つの結晶粒径領域でおのおの異なる値を示した Fig. 9 (a), (b) の結

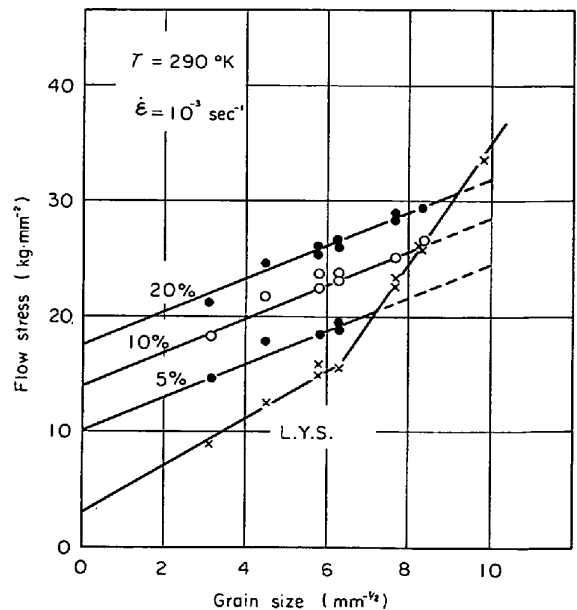


Fig. 15. Grain size dependences of flow stresses at the strain of 5, 10 and 20%. Temperature:  $290^\circ\text{K}$  Strain rate:  $10^{-3}$  sec<sup>-1</sup>

果と対照的である。

以上の Fig. 15 と流れ応力のひずみ速度依存性に関する実験結果から下部降伏応力の結晶粒径依存性ならびにひずみ速度依存性が結晶粒径によつて変化するという異常な現象は，均一な塑性変形過程では全く現われないことがわかつた。

3.5 降伏点伸びと全伸びの結晶粒径依存性

Fig. 16 は  $T=290^\circ\text{K}$  で測定した降伏点伸び(実線)と全伸び(破線)の結晶粒径による変化の代表的な例を示している。この図が示す結果は，下部降伏応力 (Fig. 6) と流れ応力 (Fig. 15) の結晶粒径依存性の曲線と比較すると興味がある。すなわち降伏点伸びの結晶粒径依存性は  $D^{-1/2}$  に対して増加傾向を示すが，それらはいずれも  $D^{-1/2}=7\text{ mm}^{-1/2}$  付近の結晶粒径を境として著しく変化している。  $D^{-1/2}>7\text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域における降伏点伸びの増加傾向は，それ以下のものに比べて数倍以上大きくなり，高ひずみ速度になるほどその増加傾向は大きくなっている。下部降伏応力の結晶粒径依存性も  $D^{-1/2}=7\text{ mm}^{-1/2}$  を境としてそれ以上の細粒領域で著しく増加している (Fig. 6)。一方全伸びの結晶粒径依存性は，流れ応力のそれと同じく  $D^{-1/2}=7\text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径付近で不連続的变化を示していないが，細粒側で急激な伸びの減少をきたしている。これは純鉄の不均一な降伏変形中にリュース帯が試験片全体に伝播しないうちに

破断する(いわゆる擬脆性現象<sup>19)</sup>が原因したものである。擬脆性現象とは降伏点伸びがかなり大きくなり，降伏変形中に局部収縮を起こして破断する現象で，塑性波の伝播速度の観点から解釈されるものである<sup>18)</sup>。したがつてこの現象が  $D^{-1/2}>7\text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域で顕著に現われることは，その降伏点伸びの異常増加と密接に関係している。

4. 考 察

4.1 低温変形に対する活性化体積と活性化エネルギー

著者らのこれまでの純鉄や極軟鋼に関する実験結果<sup>9)</sup>ならびに純鉄の低温変形機構に関する他の諸実験結果<sup>1)</sup>~<sup>3)</sup><sup>16)</sup>から，鉄の低温変形は Peierls-Nabarro 力によつて支配され，そのことが鉄の降伏応力と流れ応力とが著しい温度ならびにひずみ速度依存性を示すことの原因であると考えられている。このように鉄の低温変形が単一の熱的に活性化される律速過程によつて支配されていると仮定すれば，ひずみ速度  $\dot{\epsilon}$  は次式によつて表わせる<sup>2)</sup><sup>3)</sup>。

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \cdot \exp\left(-\frac{H(\tau_i^*)}{kT}\right) \dots\dots\dots (2)$$

$$\dot{\epsilon}_0 = \phi \cdot b \cdot \rho_M \cdot A \cdot \nu \dots\dots\dots (3)$$

ここで  $\dot{\epsilon}_0$  は定数で式(3)で示される各因子から成り立っている。 $\phi$  は  $\dot{\epsilon}$  をせん断ひずみ速度に改めるための定数で一般には 1.43 である<sup>2)</sup><sup>3)</sup>。 $\rho_M$  は可動転位密度， $A$  は一素過程における転位の平均掃過面積， $\nu$  は頻度因子である。 $H$  は活性化エネルギーで，熱的せん断摩擦応力  $\tau_i^*$  の関数である。 $\tau_i^*$  と摩擦応力の熱的成分  $\sigma_i^*$  とは， $\tau_i^* = 1/2 \cdot \sigma_i^*$  の関係にある。 $k$ ， $T$ ， $b$  は普通の意味を持つている。式(2)から低温変形に対する活性化エネルギーと活性化体積  $v^*$  とは次式によつて表わせる<sup>2)</sup><sup>3)</sup>。

$$H = -k \left( \frac{\partial \ln \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}{\partial 1/T} \right)_{\tau_i^*}$$

$$= -kT^2 \left( \frac{\partial \tau_i^*}{\partial T} \right)_{\dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0} \left( \frac{\partial \ln \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}{\partial \tau_i^*} \right)_T \dots\dots\dots (4)$$

$$v^* = - \left( \frac{\partial H}{\partial \tau_i^*} \right)_T = k \cdot T \cdot \left( \frac{\partial \ln \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}{\partial \tau_i^*} \right)_T \dots\dots\dots (5)$$

熱的摩擦応力のひずみ速度依存性 (Fig. 12(a), (b)) と熱的摩擦応力の試験温度による変化 (Fig. 13) に関する実験結果を用い，この式(4)，(5)から純鉄の活性化エネルギーと活性化体積の値を計算した。その結果を熱的せん断摩擦応力  $\tau_i^*$  の関数として整理したものが，活性化体積については Fig. 17，活性化エネルギーについては Fig. 18 である。Fig. 17 と Fig. 18 における白丸は  $D^{-1/2} < 7\text{ mm}^{-1/2}$  の粗粒試験片グループに関する結果を，黒丸はそれ以上の細粒試験片グループに関する結果を示している。またこれらの測定点(白丸と黒丸)は，

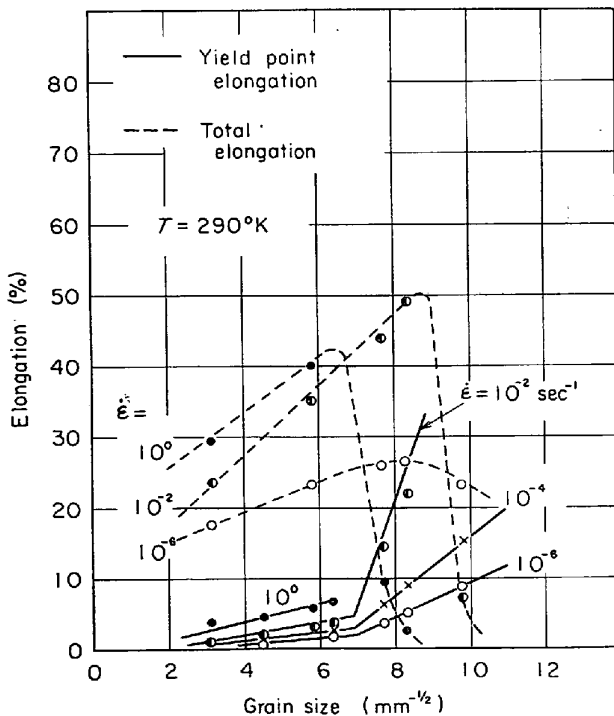


Fig. 16. Grain size dependences of yield point elongations (solid lines) and total elongations (broken lines) at 290°K.

いずれも種々のひずみ速度 ( $\dot{\epsilon} = 10^{-1}, 10^{-3}, 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ ) における実験結果から計算した活性化体積の値を含んでいる。このような Fig. 17 と Fig. 18 で見られる両活性化因子と熱的せん断摩擦応力との関係ならびにそれらの絶対値は、多結晶、単結晶に関係なくまた純鉄の純度に関係なく在来の実験結果とほとんど一致している<sup>2)3)12)13)16)17)</sup>。これより活性化体積と活性化エネルギーとは、試験片の結晶粒径領域に関係なくまた用いたひずみ速度領域に関係なく、熱的せん断摩擦応力に対してほとんど同じ依存性を示し、いずれも1本の曲線関係で整理されることがわかる。したがって  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒

試験片グループが示す下部降伏応力は、それ以下の粗粒試験片グループが示す下部降伏応力とともに、いずれもまったく同じ熱的に活性化される律速過程 (すなわち Peierls-Nabarro 機構) によつて支配されていると判断される。また活性化体積と熱的せん断摩擦応力との関係は用いたひずみ速度によつて変化しないことから、高ひずみ速度領域と低ひずみ速度領域における純鉄の低温変形は、全く同じ単一の律速過程によつて支配されていると考えられる。

ところで Fig. 19 はひずみ速度  $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  における活性化エネルギーの値と試験温度との関係を、おのおの細粒と粗粒の両試験片グループについて示したものである。図の白丸は  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の粗粒試験片グループの結果を、黒丸はそれ以上の細粒試験片グループの結果を示している。これより  $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とした細粒、粗粒両試験片グループのおおのこの活性化エネルギーは、明らかに異なる温度依存性を示していることがわかる。式(2)を使えばこれらの直線の傾きからおおのこの定数  $\dot{\epsilon}_0$  の値が計算される。粗粒試験片グループでは  $\dot{\epsilon}_0 = 9 \cdot 12 \times 10^6 \approx 10^7 \text{ sec}^{-1}$  となり、細粒試験片グループでは  $\dot{\epsilon}_0 = 2 \cdot 50 \times 10^5 \approx 10^5 \text{ sec}^{-1}$  となり前者の値よりも2けたほど小さくなっている。この結果から、 $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とした細粒と粗粒両試験片グループのおおのこの熱的摩擦応力が、非常に異なつた温度ならびにひずみ速度依存性を示したこと (Fig. 9, 11, 12, 13) はそれらの熱的摩擦応力の変化を規定している律速方程式(2)の中の定数  $\dot{\epsilon}_0$  が、両者で著しく異なつたことが原因して現われたものと考えられる。

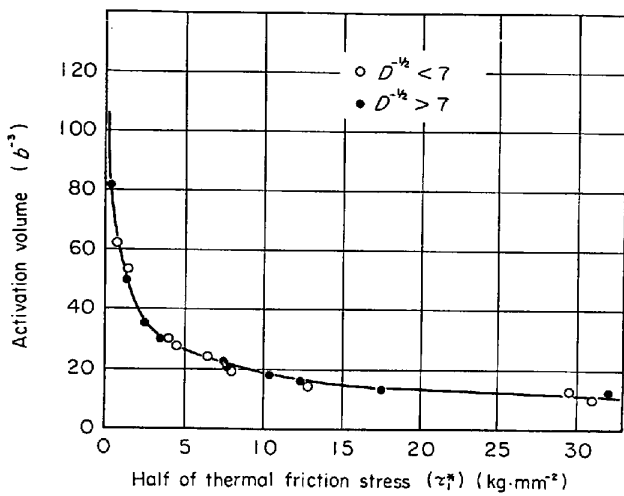


Fig. 17. Thermal shear friction stress dependences of the activation volumes at various strain rates ( $\dot{\epsilon} = 10^{-1}, 10^{-3}$  and  $10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ ). White marks indicate the data for coarse grained specimens with  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  and black marks for fine grained specimens with  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$ .

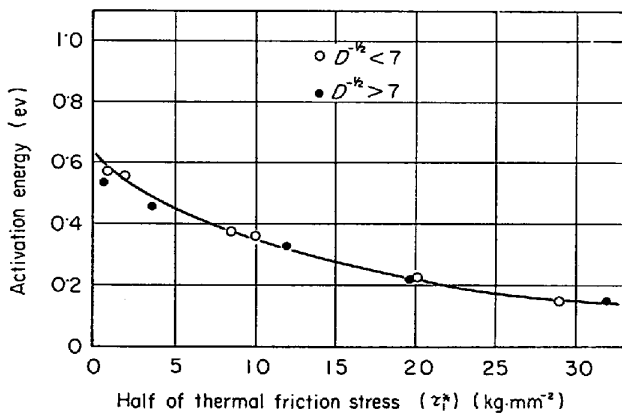


Fig. 18. Thermal shear friction stress dependence of the activation energies of coarse grained specimens with  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  (○) and fine grained specimens with  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  (●).

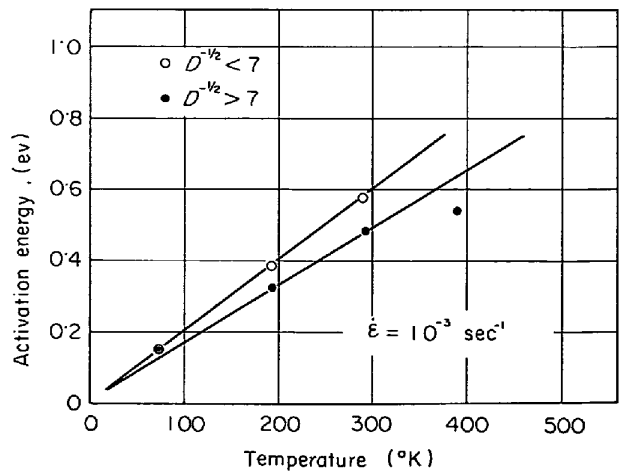


Fig. 19. Temperature dependences of the activation energies at the strain rate of  $10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  of coarse grained specimens with  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  (○) and fine grained specimens with  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  (●).

定数  $\dot{\epsilon}_0$  は式(3)によつて与えられるが、その中で  $\phi$ ,  $b$ ,  $\nu$  はいずれも実験条件の違いによつては変化しないと考えられる。一般に可動転位密度  $\rho_M$  は結晶粒径の減少とともに増加するが、一方その平均掃過面積  $A$  は逆に減少することから、定数  $\dot{\epsilon}_0$  は結晶粒径によらずほとんど一定値をとると考えられる。今回の定数  $\dot{\epsilon}_0$  のほぼ2けたの変化は、この可動転位密度  $\rho_M$  かその平均掃過面積  $A$  のどちらか、またはその両方の変化によつて起こつたものと解釈せねばならない。転位の平均掃過面積  $A$  は、結晶粒径以外に不純物や析出物の分布状態によつて変化することが考えられる。しかし今回の純鉄の純度ならびに用いた熱処理条件から、試験片によつて析出物の大きさや分布状態が大きく変化しているとは考えられない。したがつて  $D^{-1/2} \approx 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とする2つの結晶粒径領域で、定数  $\dot{\epsilon}_0$  がほぼ2けたの変化を示した原因を転位の平均掃過面積  $A$  の変化によつて説明することは困難である。すると定数  $\dot{\epsilon}_0$  が2けたの変化を起こしたことの最もありうる原因として、可動転位密度  $\rho_M$  が2つの結晶粒径領域で大きく変化した可能性が考えられよう。ただしこの場合、可動転位密度が何らかの原因によつて大きく変化したのであり、それを含んだ全転位密度はほとんど一定であると考えられる。これについては更に後節(4.4)で説明する。

4.2 下部降伏応力の引張速度依存性

純鉄や極軟鋼または普通鋼の下部降伏応力が広範囲なひずみ速度領域においてどのような変形速度依存性を示すか、または静的変形領域における下部降伏応力の値からいかに高速変形領域における値を予測することができるかといった問題は、実際的にも学問的にもきわめて重要な問題である。これまで報告されている普通鋼や低合金鋼の下部降伏応力とひずみ速度との関係を表わす実験式は、Table 3 に示す3つの式で代表される<sup>19)~25)</sup>。これ

らの実験式はおのおの実験条件の範囲内ではおのおの実験結果をうまく表現しているが、これらの式を実験条件の異なる他の結果に適用することはほとんど成功しない。しかし2けたから3けた程度のひずみ速度範囲における降伏応力のひずみ速度による変化は、近似的にこれらの実験式のいずれによつても表現できることがわかる。Fig. 1, 3, 4, 5 はいずれもひずみ速度の対数目盛に対する下部降伏応力の変化を示したものであるが、どの場合もそれらの間 ( $\sigma_y - \ln \dot{\epsilon}$ ) に直線関係は成立していない。したがつて純鉄の下部降伏応力のひずみ速度による変化を式(6)で表現することはできないと考えられる。著者らが Fe-Si 合金の低温変形に関する実験結果に

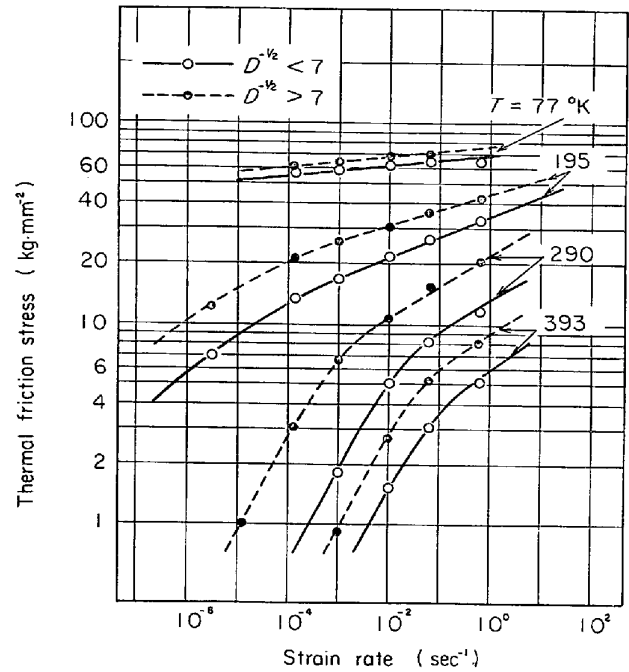


Fig. 20. The relation between thermal friction stress and strain rate in log-log scale at various test temperatures.

Table 3. Alternative formulations of strain rate dependence of yield stress.

	Equation	Author and reference
Semi-log relation	$\sigma_y = r_1 \cdot \log \dot{\epsilon} + C_1 \dots\dots\dots (6)$	ZENER-HOLLOMAN <sup>19)</sup> ROSENFELD-HAHN <sup>20)</sup> CAMPBELL-FERGUSON <sup>21)</sup>
Log-log relation	$\log \sigma_y = r_2 \cdot \log \dot{\epsilon} + C_2 \dots\dots\dots (7)$	HENDRICKSON-WOOD <sup>22)</sup> STEIN-LOW <sup>23)</sup> HAHN <sup>24)</sup>
Modified log-log relation	$\log \sigma_i^* = r_3 \cdot \log \dot{\epsilon} + C_3 \dots\dots\dots (8)$ $\sigma_y = \sigma_i^* + \sigma_{i\mu} + k_y D^{-1/2}$	SAKUI-SAKAI-SATO <sup>25)</sup>
New type relation	$\sigma_i^{*1/2} = r'_4 \cdot \log \dot{\epsilon} + C'_4 \dots\dots\dots (13)$ $\sigma_y = \sigma_i^* + \sigma_{i\mu} + k_y \cdot D^{-1/2}$	This experiment

使用した式(8)の関係<sup>25)</sup>も、Fig. 20 に示すように今回の純鉄の場合には成立しなかつた。また式(8)と同じ形の式(7)による整理を試みたが、やはり  $\log \sigma_y$  と  $\log \dot{\epsilon}$  との間に直線関係は成立しなかつた。

ところで Fig. 17 より今回の純鉄の活性化体積  $v^*$  は、それを熱的せん断摩擦応力  $\tau_1^*$  の関数として表わした場合、用いた試験温度やひずみ速度にかかわらず1本の曲線関係で整理されることがわかつた。この結果より広範囲なひずみ速度領域における純鉄の低温変形挙動は、1つの熱的に活性化される律速過程によつて支配されている、すなわち式(2)によつて規定されていると考えて差し支えなからう。したがつて  $v^*$  と  $\tau_1^*$  との間に何らかの簡単な実験式が成立するならば、Fe-Si 合金の場合<sup>25)</sup>と同様に以下に記す方法によつてその結果から逆に  $\sigma_1^*$  と  $\dot{\epsilon}$  との関係を、したがつて  $\sigma_y$  と  $\dot{\epsilon}$  との関係を表わす実験式が求められることになる。Fig. 21 は Fig. 17 における  $v^*$  と  $\tau_1^*$  との関係を、それらの両対数をとつて整理したものである。これより今回測定した純鉄の熱的せん断摩擦応力の範囲内では  $v^*$  と  $\tau_1^*$  との関係が次式でよく整理されることがわかつた。

$$v^* = \frac{56}{\tau_1^{*1/2}} \left( \frac{1}{b^3 \cdot k_g^{1/2} \cdot \text{mm}^{-1}} \right) = \frac{8.49 \times 10^{-18}}{\tau_1^{*1/2}} \text{ (C.G.S 単位)} \dots\dots\dots (9)$$

式(5)と式(9)より次式が得られる。

$$\tau_1^{*1/2} = r_4 \cdot \log \dot{\epsilon} + C_4 \dots\dots\dots (10)$$

$$r_4 = \frac{kT}{2A} \dots\dots\dots (11)$$

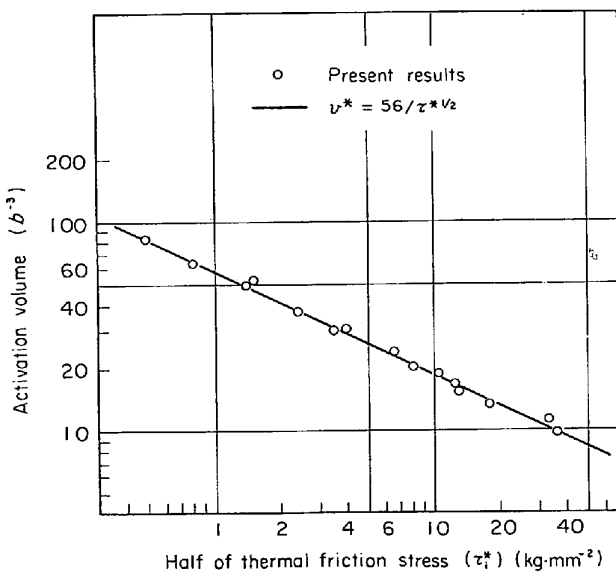


Fig. 21. The relation between the activation volume and thermal shear friction stress in log-log scale.

$$C_4 = \tau_0^{*1/2} - \frac{kT}{2A} \log \dot{\epsilon}_0 \dots\dots\dots (12)$$

ここで  $A = 8.49 \times 10^{-18} \text{ dyn}^{1/2} \cdot \text{cm}^{-4}$ 、 $\tau_0^*$ 、 $\dot{\epsilon}_0$  はともに積分定数であるが、 $\dot{\epsilon}_0$  は式(3)で与えられるものと同じである。また積分定数  $\tau_0^*$  は、式(2)における定義から  $T = 0^\circ\text{K}$  における熱的せん断摩擦応力を表わすことがわかる。式(10)を摩擦応力の熱的成分  $\sigma_1^*$  で表わし直したのが式(13)である。

$$\sigma_1^{*1/2} = r_4' \cdot \log \dot{\epsilon} + C_4' \dots\dots\dots (13)$$

$$r_4' = \sqrt{2} \cdot r_4, \quad C_4' = \sqrt{2} \cdot C_4$$

式(13)(または式(10))は、熱的摩擦応力の平方根とひずみ速度の対数との間に直線関係が成立することを示している。Fig. 22 は Fig. 11 の結果を、 $\sigma_1^*$  の平方根と  $\dot{\epsilon}$  の対数との関係に整理し直したものである。図の各実線と破線は、それらの傾きが式(11)による計算結果の  $\sqrt{2}$  倍 (Table 4 の  $r_4'$  の値) と一致するように引いた直線である。なお著者の1人と森による室温と  $195^\circ\text{K}$  における衝撃試験の結果<sup>9)</sup> を  $\times$  印で示したが、いずれも対応する実験結果の延長線上に大体的ついている。Fig. 22 における各直線は試験片の結晶粒径領域によらず、 $393^\circ\text{K}$  を除いたすべての試験温度で実験点とほとんど一致して

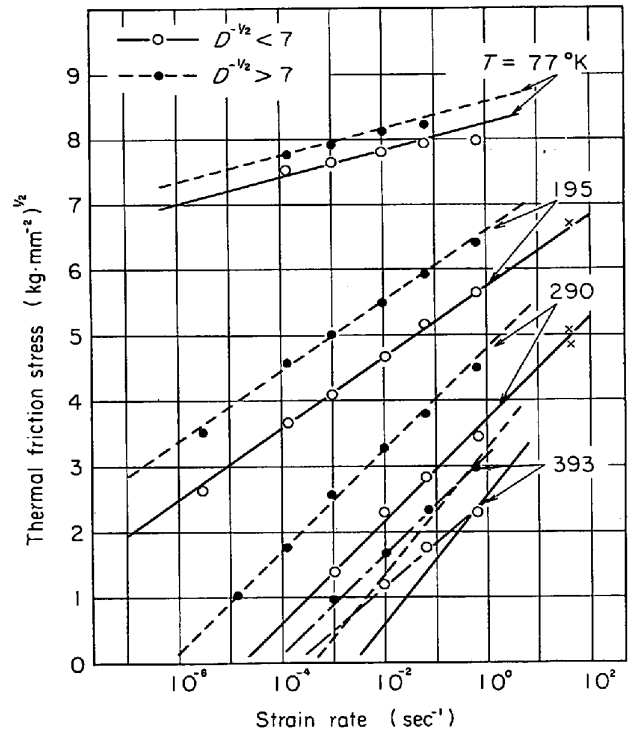


Fig. 22. The relation between the square root value of thermal friction stresses and the logarithm of strain rates at various test temperatures. These lines are drawn to make their slopes equal to the calculated values in equation (II).

いることから，純鉄の低温変形における熱的成分応力とひずみ速度との関係を式(13)で近似することは十分正しいものと判断される。

式(13)における定数  $r_4'$  は(11)式による計算から求め，定数  $C_4'$  は Fig. 22 の実験結果から求め，それらとともに Table 4 に示した。これらの諸数値と式(13)から，任意温度の各ひずみ速度における  $\sigma_i^*$  を求めることができるが，この熱的摩擦応力は純鉄の場合，各試験片の下部降伏応力の熱的成分  $\sigma_y^*$  に等しい(Fig. 9 (a), (b))。したがってこれらの値に Fig. 10 のそれぞれの温度における各試験片の非熱的降伏応力を加え合わせれば，個々の試験片の下部降伏応力の値を求めることができる。Fig. 1, 3, 4, 5 における実線で示した各曲線はこのようにして求めた計算結果である。Fig. 3 の 393°K における実験結果だけがこのような計算結果に合わない。その原因については検討中である。

これまで報告されてきた変形応力のひずみ速度依存性

Table 4. Values of  $r_4'$  and  $C_4'$  in equation(13).

Temperature	77°K	195°K	290°K	293°K
$r_4'$	0.206	0.521	0.776	1.05
$C_4'$	$D^{-1/2} < 7$	8.25	5.70	3.70
	$D^{-1/2} > 7$	8.55	6.60	4.80

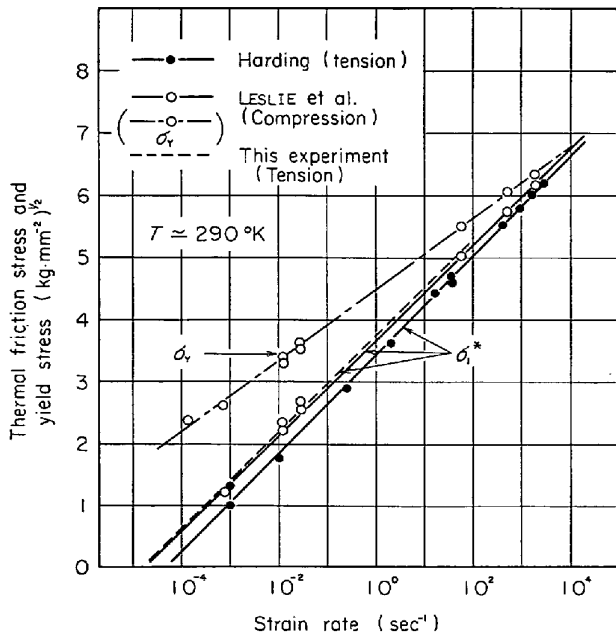


Fig. 23.  $\sigma_i^{*1/2} - \log \dot{\epsilon}$  relation for the data of pure iron by J. HARDING (13) and W. C. LESLIE et al. (26). The strain rate dependence of yield stress by W. C. LESLIE et al. can be approximated by the empirical formula  $\sigma_y^{-1/2} - \log \dot{\epsilon}$ .

を表わす諸実験式 (Table 3) とは全く異なつた今回の実験式(10)または(13)が，実験条件の異なつた他の結果や，ひずみ速度が  $10^3 \sim 10^4 \text{ sec}^{-1}$  の衝撃変形領域における結果にも適用できることの例を Fig. 23 に示した。実験点は W. C. LESLIE<sup>26)</sup>による純鉄の圧縮試験(白丸)と J. HARDING<sup>13)</sup>による純鉄の引張試験の結果(黒丸)であり，破線は今回の純鉄の結果から得たものである。ただし Fig. 23 で参考とした実験値は，これらの著者の実験結果において  $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  のときの降伏応力を非熱的降伏応力と仮定して，各ひずみ速度における熱的成分応力を求めた結果である。また図には W. C. LESLIE<sup>26)</sup>による純鉄の降伏応力そのものとひずみ速度との関係を一点鎖線で示してあるが，それら ( $\sigma_y^{-1/2} - \log \dot{\epsilon}$ ) の間にも近似的に直線関係が成立することがわかる。Fig. 23 より  $\sigma_i^{*1/2}$  と  $\log \dot{\epsilon}$  との間の直線関係は， $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  から  $3 \times 10^3 \text{ sec}^{-1}$  にわたる広範囲なひずみ速度領域で十分に成立することがわかる。これらの直線の傾きは実験誤差内でほぼ等しいが，これは式(11)における A の値が各実験材料でほぼ等しいことを示している。W. C. LESLIE<sup>26)</sup>らと著者らの実験結果はきわめてよく一致しているが，それらの絶対値は J. HARDING の結果よりも大きい。この絶対値の差は，式(12)より両者の材料における定数  $\dot{\epsilon}_0$  の差によつて起こつたものである。

ところで実験式(9)，(10)と律速方程式(2)とから，熱的せん断摩擦応力の温度依存性ならびに活性化エネルギーの熱的せん断摩擦応力に対する依存性とは，次式のように表現される。

$$\frac{\tau_i^*}{\tau_0^*} = \left[ 1 - \frac{T}{T_c} \right]^2, \quad \frac{1}{T_c} = \frac{k}{H_0} \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$H = H_0 \left[ 1 - \left( \frac{\tau_i^*}{\tau_0^*} \right)^{1/2} \right] \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで  $H_0$  は  $\tau_i^* = 0$  のときの活性化エネルギーである。ここでは図示しないが，Fig. 13 と Fig. 18 における実験結果は，いずれもおおの式(14)と(15)を満足することがわかつた。すなわち純鉄の低温変形挙動に関して，それが1つの熱的に活性化される律速過程によつて支配されると仮定して求めた活性化諸因子すなわち  $\tau_i^*$ ,  $T$ ,  $\dot{\epsilon}$ ,  $H$ ,  $v^*$  などの間には，すべて簡単な実験式が成立することがわかつた。最近 F. A. SMIDT<sup>27)</sup>は純鉄の低温変形に関する実験結果から，上記の実験式(14)と全く同じものが得られることを報告している。彼の用いた実験方法は，一定ひずみ速度における温度変化試験から流れ応力の熱的せん断摩擦応力  $\tau_f^*$  の温度依存性を測定するものであり，著者らの今回の実験方法とは明らかに異なつている。F. A. SMIDT は主として  $\tau_f^*$  の詳しい温

度依存性を測定することにより、またわれわれは  $\tau_i^*$  のひずみ速度依存性と温度依存性とを測定することによって、まったく同じ実験式を得たわけであり、したがって式(9)から式(15)までの諸関係式は、純鉄の低温変形挙動の、ほとんどすべてを十分に表現していると判断できる。また最近 W. A. SPITZIG<sup>26)</sup>は、種々の結晶方位を有する純鉄単結晶の低温変形に関する実験結果を、このような実験式(9), (14), (15)できわめてうまく整理できることを報告している。

#### 4.3 下部降伏応力の異常な結晶粒径依存性

Fig. 6, 7 より今回の純鉄の下部降伏応力は  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域で著しく大きな結晶粒径依存性を示した。言い換えれば、 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  における各試験片は、正常な下部降伏応力の結晶粒径依存性から予想される値よりも大きな下部降伏応力を示したことになるが、このような応力増加の原因について以下に考察してみる。上記の結果は、 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域では式(1a)で示される HALL-PETCH の関係が成立しないことを意味している。しかしここでは  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径領域にある個々の試験片の下部降伏応力も、やはり結晶格子自身の性質によつて決まる摩擦応力  $\sigma_i$  と結晶粒径の大きさによつて決まる応力  $k_y \cdot D^{-1/2}$  とから成立しているものと仮定すれば、それらの下部降伏応力の異常増加が  $\sigma_i$  または  $k_y \cdot D^{-1/2}$  のどちらか、またはその両方の異常増加によつて起こつたものとして解釈できる。ところで Fig. 9 より  $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とする2つの結晶粒径領域内では、それぞれの下部降伏応力の熱的成分  $\sigma_y^*$  (またはそれぞれの領域の摩擦応力の熱的成分  $\sigma_i^*$ ) はまったく異なつていくことがわかつた。そこで問題を簡単化するため、 $\sigma_y^*$  が零である、すなわち非熱的応力状態にあると考えられる Fig. 1 の水平部分の下部降伏応力について考察を進める。すなわち Fig. 6 の  $T = 290^\circ \text{K}$ ,  $\dot{\epsilon} = 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$  における下部降伏応力の結晶粒径依存性について考察する。このときの下部降伏応力は、 $\sigma_i$  の非熱的成分  $\sigma_i \mu$  と結晶粒径による効果  $k_y \cdot D^{-1/2}$  とから成立している。したがつて  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域における下部降伏応力の異常増加は、まず  $k_y$  は粗粒部分のそれと同じで一定であり  $\sigma_i \mu$  が  $D^{-1/2}$  とともに増加したか、あるいはその逆に  $\sigma_i \mu$  は一定で  $k_y$  が  $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  から急に増加したか、または  $\sigma_i \mu$  と  $k_y$  がともに増加したかのいずれかが原因して起こつたものと考えることができる。しかし最初の考えと第3の考えは下記に示す2つの理由によつて適当でない。すなわち  $\sigma_i \mu$  の結晶粒径による異常増加ならば、流れ応力の結晶粒径依存性にもこの  $\sigma_i \mu$  増加の影響

が現われるはずである。これは Fig. 15 の実験結果に合わない。次に焼入れした試験片の降伏応力 (ただし 0.1% ひずみにおける応力) は、 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域でも正常な結晶粒径依存性を示した (Fig. 24)。焼入れ状態と焼鈍状態における降伏応力の差  $\Delta \sigma_y$  は、式(1a)より、 $\Delta \sigma_y = \Delta \sigma_i + \Delta k_y \cdot D^{-1/2}$  で表わされる。不純物がきわめて少ない純鉄において、焼入れ状態と焼鈍状態とで  $\sigma_i$  が大きく変化することは考えられず (Fig. 24 から証明される。),  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  における両者の降伏応力の大きな変化は、大部分が  $k_y$  の変化によるものである。以上の検討から、 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径領域における下部降伏応力の異常増加は、個々の試験片における  $k_y$  が  $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の粗粒領域におけるものより増加したことによつて起きたものであると考えてよからう。

以上は室温における非熱的降伏応力の結晶粒径依存性のみを考えているが、各ひずみ速度における下部降伏応力の結晶粒径依存性は、この非熱的降伏応力に各ひずみ速度における熱的成分  $\sigma_i^*$  をを加えただけ高応力側  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒領域における  $\sigma_i^*$  は、すべてそれ以下の粗粒領域におけるものより大きくなつていくため (Fig. 9 (a), (b)), 下部降伏応力の結晶粒径依存性が変化するその遷移結晶粒径は、Fig. 6, Fig. 7 からわかるように、非熱的降伏応力のそれに比べて粗粒側に移動することになる。(もし  $\sigma_i^*$  が全結晶粒径で一定値を示せば、上記の遷移結晶粒径はひずみ速度によつて変化せず一定となるはずである。) 室温以外のほかの試験温度における下部降伏応力の結晶粒径依存性も、同じく上記の考えで説明することが可能である。

下部降伏応力または流れ応力の結晶粒径依存性を測定する場合、当然ながら結晶粒径以外のほかの金属組織学的条件は全く同じでなければならない。しかし結晶粒径を広範囲に変化させるためには、試験片に前もつて与える冷間加工量や再結晶処理における焼鈍温度とその保持時間を種々に変化させる必要があり、したがつて上記の実験条件は必ずしも守られるものではない。降伏現象に影響をおよぼす金属組織学的因子として、結晶粒径以外に①不完全再結晶、②再結晶集合組織の変化、③サブ結晶粒の存在、④析出物などがあげられよう。①に関しては金属組織的にまた磁氣的諸性質の焼鈍温度に対する変化から、今回用いたすべての試験片は完全に再結晶していることがわかつた。②に関しては磁気トルク計による異方性を測定した結果、 $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とした粗粒、細粒両試験片でそれらの磁気異方性の絶対値はほと

んど同じであった。③に関しては透過電顕観察を行なっていない現在はずりしたことは言えない。しかし焼入れ状態と焼鈍状態とでサブ結晶粒の存在が変化するとはいえられず、焼入試験片の降伏応力が普通の結晶粒径依存性を示した Fig. 24 の実験結果からこの因子も考えたい。また④が原因とすれば、非熱的摩擦応力  $\sigma_{i\mu}$  にその影響が現われるはずである。

ところで R. ARMSTRONG ら<sup>29)</sup>は、 $k_y$  に関する理論的考察から次式が成立することを示した。

$$k_y = m^2 \cdot \tau_c \cdot r^{1/2} \dots\dots\dots (16)$$

ここで  $m$  は方向因子、 $\tau_c$  は転位の固着応力、 $r$  は粒界から転位源までの距離を表わす。前記した磁気異方性の測定結果は  $m$  が変化する可能性がないことを示している。

R. M. FISHER<sup>8)</sup> は純鉄の焼入れ試験片における  $k_y$  の変化は、転位の固着応力  $\tau_c$  の変化によつて説明できるとした。彼の推定による  $\tau_c$  の変化に基づく  $k_y$  の変化は 0 から  $2.2 \text{ kg/mm}^{3/2}$  までであり、この最大値  $2.2 \text{ kg/mm}^{3/2}$  は焼鈍または完全時効させた試験片によるもので、温度によらずほぼ一定値を示している。したがって今回の純鉄の焼鈍状態における  $k_y$  値が、この値よりも大きく増加したこと ( $S_y = 5.5 \sim 6.5 \text{ kg/mm}^{3/2}$ ) は、固着応力  $\tau_c$  がさらに増加して現れたものであるとは考えがたい。式(16)における第3の項  $r$  が変化することは、4.1節における可動転位密度が変化する可能性によつて説明できる。すなわち下部降伏応力が異常な結晶粒径依存性を示した試験片の可動転位密度  $\rho_M$  は、正常な場合より2けたほど減少していると考えられることを4.1節に述べたが、これは粒界から転位源までの距離、または転位網の間隔を表わす  $r$  の著しい増加を意味するからである。可動転位が均一に分布しているならば、 $r \propto \rho_M^{-1/2}$  となり、式(16)にこれを代入すれば  $k_y \propto \rho_M^{-1/4}$  となる。これより  $\rho_M$  の2けたの減少は、 $k_y$  のほぼ3倍の増加を示すことがわかる。

4.4 焼入れ試験片による検討

これまでの考察から、 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒試験片グループの下部降伏応力が、異常な結晶粒径依存性ならびにひずみ速度依存性を示したことの最もありうる原因の1つとして、いずれの場合も可動転位密度が  $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径を境として大きく変化しているらしいとの結果が得られた。そこでこれらの純鉄試験片を焼入れし、また任意の温度と時間その焼入れ試験片を時効させてそれらの可動転位密度を任意に変化できるならば、上記の異常現象に変化が現われる可能性がある。Fig. 24 は2章で記した方法によつて結晶粒径を調整後、690°C で 30 min Ar ガス中で保持し、直接水焼入れし

た試験片の  $T = 290^\circ\text{K}$ 、 $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$  における降伏応力 (ただし 0.1% ひずみにおける応力) の結晶粒径依存性を示している。これより焼入れした試験片に関しては、焼鈍試験片の下部降伏応力で見られる不連続な結晶粒径依存性を示さず、その降伏応力は用いた結晶粒径の全範囲内で一定した結晶粒径依存性を示すことがわかる。すなわち焼入れした試験片の降伏応力は式(1a)で表わせる HALL-PETCH の関係を満足し、このときの定数  $k_y$  は  $1.5 \text{ kg/mm}^{3/2}$  を示した。Fig. 25 は  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径領域に入る  $D = 14.2 \mu$  の試験片に

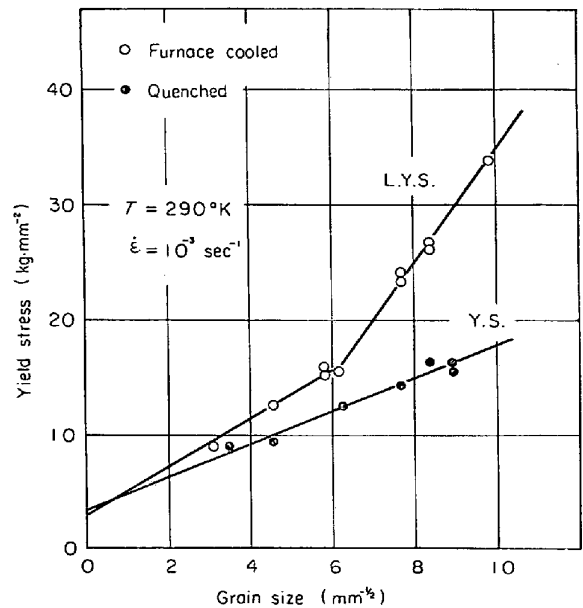


Fig. 24. Grain size dependence of yield stress (at 0.1% strain) for specimens water quenched from 690°C.  
Temperature ; 290°K  
Strain rate ;  $10^{-3} \text{ sec}^{-1}$

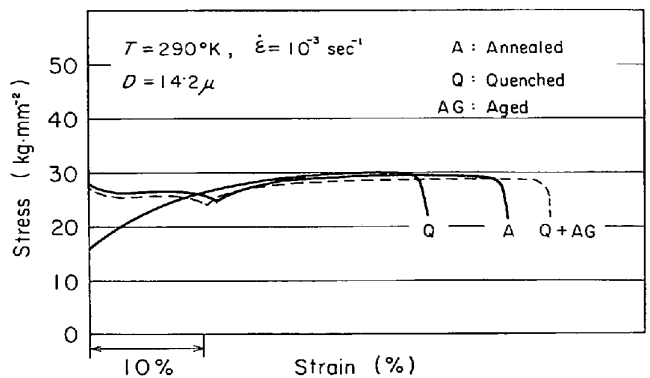


Fig. 25. Typical stress-strain curves of specimens with grain size of  $14.2 \mu$  ( $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$ ) after various heat treatments.  
Temperature ; 290°K  
Strain rate ;  $10^{-3} \text{ sec}^{-1}$



ついて、焼鈍、焼入れおよび焼入れ後 150°C で 10 hr 時効させた状態における各試験片の示した応力-ひずみ曲線の代表的例である。この図は Fig. 24 と同じ条件で焼入れした試験片の降伏応力が、それを 150°C で 10 hr 時効させることによつて、焼鈍試験片の下部降伏応力とほとんど等しい値にまで増加することを示している。これはまた焼入れ試験片を 150°C で 10 hr 時効(これを完全時効とよぼう)させた完全時効試験片は、焼鈍試験片とほとんど同じ内部状態となつていていることを示している。しかし焼入れ試験片を含めたこれら3者の流れ応力は実験誤差内でほとんど一致しており、熱処理条件の違いによつてはほとんど変化していない。

焼入れ試験片の降伏応力が時効とともに増加して焼鈍試験片のそれに近づいていく過程は、転位線上に形成される純鉄中の侵入型固溶原子 C, N による固着雰囲気の大小ならびにそれに基づいた可動転位密度の変化が原因して現われたものと考えられる。ここで全転位密度  $\rho_T$  は可動転位密度  $\rho_M$  と固着転位密度  $\rho_L$  から成り立つているとすれば、 $\rho_T = \rho_M + \rho_L$  と表わされ、また  $\rho_M$  と  $\rho_T$  との比を  $f$  とすれば、 $\rho_M = f \cdot \rho_T$ 、 $\rho_L = (1-f) \cdot \rho_T$  と表わされる。上記の実験におけるような材料内部の状態が変化しても全転位密度  $\rho_T$  は一定であり、それを構成する  $\rho_M$  と  $\rho_L$  とが相対的に変化する、言い換えれば定数  $f$  が変化するものと考えられる。さて純鉄を 690°C から焼入れすれば、C, N に固着されない可動転位密度が多数発生するが、これを 150°C で時効すれば再び C, N によつて可動転位が固着され、その数を減少させていく。時効初期の C, N による固着雰囲気の大さがそれほど大きくない段階では、R. M. FISHER<sup>8)</sup> の考えるように雰囲気形成とともに固着応力  $\tau_c$  が増加し、それに基づいて  $k_y$  が増加し降伏応力が増加する。時効後期になると、C, N による固着雰囲気というよりはそれらの化合物(炭化物、窒化物)が転位線上に析出して、上記の固着雰囲気よりもずっと強固に転位線を固着するようになり、この場合の固着転位はもはや運動不可能な状態にある<sup>30)</sup>。この状態で固着応力  $\tau_c$  は最大となり一定値を示すと考えられる。この C, N による固着雰囲気形成に基づいて起こる応力増加を  $\Delta\sigma_1 = \Delta k_{y1} \cdot D^{-1/2}$  と表わそう。ところでこの時効後期において、何らかの原因によつて可動転位密度が大幅に減少し無視できぬほどになることがあれば、これまでの考察(4.1, 4.3 節)から1つは律速方程式(2)の係数  $\dot{\epsilon}_0$  を通して摩擦応力の熱的成分  $\sigma_i^*$  を増加させ、1つは式(16)の  $r$  を通して定数  $k_y$  の増加に基づく応力増加(これを  $\Delta\sigma_2 = \Delta k_{y2} \cdot D^{-1/2}$  と表わそう)をするであろう。焼入れ試験片と完全時効

(または焼鈍)試験片の降伏応力の差は、以上の3つの応力成分の変化 ( $\Delta k_{y1} \cdot D^{-1/2}$ ,  $\Delta k_{y2} \cdot D^{-1/2}$ ,  $\Delta\sigma_i^*$ ) が原因して起こつたものである。

以上の検討から焼入れ試験片と焼鈍試験片のそれぞれの降伏応力が示した結晶粒径依存性の著しい違い (Fig. 24) は、両者の状態における可動転位密度が、何らかの原因によつて、とくに  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の細粒試験片で大きく変化したためであると考えられる。 $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の粗粒試験片における可動転位密度も同じく両者の状態ではかなり変化してはいるであろうが、その変化量は降伏応力を変化させるほどには大きくなかつたと考えられる。したがつて Fig. 24 における焼入れ試験片と焼鈍試験片のそれぞれの降伏応力の差は、 $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  においては、

$$\Delta\sigma_y = \Delta k_{y1} \cdot D^{-1/2} \dots\dots\dots (17)$$

$D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  においては、

$$\Delta\sigma_y = \Delta k_{y1} \cdot D^{-1/2} + \Delta k_{y2} \cdot D^{-1/2} + \Delta\sigma_i^* \dots\dots (18)$$

と表わされよう。式(18)における右辺の第2, 第3項が、 $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径領域における降伏応力の異常増加分に等しい。

このような降伏現象の異常性がなぜ  $D^{-1/2} > 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の結晶粒径領域にだけ現われたのか、またこれまでなぜこのような異常な HALL-PETCH の関係が、純鉄やその他の金属材料で現われなかつたのかといつたいくつかの問題については、現在のところ理解できていない。なお今回の純鉄とその製作過程ならびに分析結果が異なる (C=0.002, N=0.0012, O=0.0006, Si=0.0025 各重量%) 多結晶純鉄に関して、本報告で行なつたものと同じ実験を最近行なつたが、その実験結果は今回のそれとほぼ同じであつたことを付け加えておく。その詳細な内容に関しては、次の機会に報告させていただくことにする。

## 5. 結 論

純鉄の低温変形挙動に関する今回の実験結果から、次に示す諸事実が判明した。

- 1) 今回のすべての試験温度とひずみ速度において、純鉄の下部降伏応力は HALL-PETCH の関係式を満足しなかつた。 $D^{-1/2} < 7 \text{ mm}^{-1/2}$  の粗粒領域では普通の正常な結晶粒径依存性を示すのに対し、それ以上の細粒領域ではその依存性が前者のほぼ3倍に増加した。
- 2) 異常な結晶粒径依存性を示した試験片の下部降伏応力の熱的成分の温度ならびにひずみ速度依存性は、すべての試験温度とひずみ速度において正常な降伏挙動を示した試験片のそれらよりも大きくなつた。これは律速方程式におけるプレエクスポネンシャル定数が、前者の試

験片で著しく減少したことが原因として考えられる。

3) 低温変形に対する活性化体積と活性化エネルギーの熱的せん断摩擦応力依存性は、結晶粒径に関係なく各試験片でまったく同じ依存性を示した。したがって各試験片の下部降伏応力は、 $D^{-1/2} = 7 \text{ mm}^{-1/2}$  を境とする細粒、粗粒両結晶粒径領域に関係なく、いずれもまったく同じ熱的に活性化される律速過程（すなわち Peierls-Nabarro 機構）によつて支配されていると判断される。

4) 流れ応力と結晶粒径との間には、用いた全結晶粒径領域で HALL-PETCH の関係が成立した。また流れ応力のひずみ速度依存性は、結晶粒径によつて変化せず一定値を示した。

5) 焼入れ試験片の降伏応力と結晶粒径との間には、用いた全結晶粒径領域で HALL-PETCH の関係が成立した。

6) 以上降伏現象にのみ異常性が現われたことの最もありうる原因の1つは、侵入型不純物原子 C, N と転位線との相互作用により、可動転位密度が著しく変化した可能性である。

7) 純鉄の下部降伏応力の引張速度による変化は、広範囲な速度領域で連続的であり、それらの熱的成分応力とひずみ速度との関係はすべての試験温度で、 $\sigma_i^{*1/2} = r_4' \cdot \log \dot{\epsilon} + c_4'$  なる実験式で十分近似できた。ここで  $r_4'$ ,  $c_4'$  はともに温度に依存する定数である。またこの実験式と律速方程式から、すべての活性化諸因子すなわち  $\tau_i^*$ ,  $T$ ,  $\dot{\epsilon}$ ,  $H$ ,  $v^*$  などの間には、簡単な実験式が成立することがわかった。

終わりに本研究は鉄鋼基礎共同研究会の純鉄部会における分担研究として行なつたものであり、草川部会長はじめ各研究員による有益な議論と助言をいただき深く感謝します。本研究で用いた硬ビームの可変負荷速度試験機の設計、製作は、広島大学大森正信助教授の多大なるご指導とご援助によるもので、ここに厚くお礼申し上げます。

## 文 献

- 1) J. HESLOP and N. J. PETCH: *Phil. Mag.*, 1 (1956) p. 866
- 2) H. CONRAD and S. FREDERIK: *Acta Met.*, 10 (1962), p. 1013
- 3) H. CONRAD: *The Relation between the Structure and Mechanical Properties of Metals*, (1963), p. 476 [H. M. S. O.]
- 4) E. O. HALL: *Proc. Phys. Soc.*, B64 (1951), p. 747
- 5) N. J. PETCH: *JISI*, 174(1953), p. 25
- 6) A. S. KEH, Y. NAKADA, and W. C. LESLIE: *Dislocation Dynamics*, ed by A. R. ROSENFELD, et al., (1968), p. 381 [McGraw Hill]
- 7) J. D. CAMPBELL and J. HARDING: *Response of METALS to High Velocity Deformation*, ed by P. G. SHEWMON et al., (1961), p. 51 [Interscience]
- 8) R. M. FISHER: *Deformation of Iron*, Ph. D. Thesis, Univ. of CAMBRIDGE (1962)
- 9) S. SAKUI and T. MORI: *Trans. JIM*, 7 (1966), p. 71
- 10) B. W. CHRIST and G. V. SMITH: *Acta Met.*, 15 (1967), p. 809
- 11) D. J. DINGLLEY and D. MCLEAN: *Acta Met.*, 15 (1967), p. 885
- 12) 永田, 吉田, 関野: *金属学会誌*, (1969), p. 273
- 13) J. HARDING: *Acta Met.*, 17 (1969), p. 949
- 14) W. B. MORRISON: *Trans. ASM*, 59 (1966), p. 824
- 15) S. SAKUI, T. SAKAI, and K. SATO: *Trans. ISIJ, Suppl.*, 11 (1971), p. 991
- 16) Y. NAKADA and A. S. KEH: *Acta Met.*, 16 (1968), p. 903
- 17) W. A. SPITZIG and A. S. KEH: *Acta Met.*, 18, (1970), p. 1021
- 18) 作井, 森: *金属学会誌*, 28 (1964), p. 537
- 19) C. ZENER and J. H. HOLLOMAN: *Trans. ASM*, 33 (1944), p. 163
- 20) A. R. ROSENFELD and G. T. HAHN: *Trans. ASM* 59(1966), p. 963
- 21) J. D. CAMPBELL and W. G. FERGUSON: *Phil. Mag.*, 21(1970), p. 63
- 22) J. A. HENDRICKSON and D. S. WOOD: *Trans. ASM*, 50 (1958), p. 498
- 23) D. F. STEIN and J. R. LOW: *J. Appl. Phys.*, 31 (1960), p. 362
- 24) G. T. HAHN: *Acta Met.*, 10(1962), p. 727
- 25) 作井, 佐藤, 酒井: *鉄と鋼*, 58(1972), p. 842
- 26) W. C. LESLIE, and R. J. SOBER, S. G. BABCOCK, and S. G. GREEN: *Trans. ASM*, 62 (1969), p. 690
- 27) F. A. SMIDT: *Acta Met.*, 17 (1969), p. 381
- 28) W. A. SPITZIG: *Acta Met.*, 18 (1970), p. 1257
- 29) R. ARMSTRONG, I. Codd, R. M. DOTTHWAITE, and N. J. PETCH: *Phil. Mag.*, 7 (1962), p. 45
- 30) A. H. COTTRELL: *The Relation between the Structure and Mechanical Properties of Metals*, (1963), p. 455 [H. M. S. O.]