

論 文

UDC 539.37.093 : 669.141.241

オーステナイト領域における0.16%炭素鋼の変形挙動*

作 井 誠 太**・酒 井 拓***

Deformation Behaviours of a 0.16% Carbon Steel
in the Austenite Range

Seita SAKUI and Taku SAKAI

Synopsis:

High temperature tensile deformation of a 0.16% carbon steel was studied over a wide range of strain rates from 1.43 sec^{-1} to $2.73 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ in the austenite (γ) range. The shape of the true stress-true strain (σ - ϵ) curve showed a sharp maximum or regular oscillation in the low strain region and then reached to a steady state deformation in the higher strain region. With a given initial grain size, D_0 , the σ - ϵ curve is expressed solely in terms of the first maximum flow stress, σ_M , or Z in the following equation. σ_M which is independent of D_0 can be correlated with temperature, T , and strain rate, $\dot{\epsilon}$, approximately by the following deformation equation;

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \sigma_M^n \cdot \exp\left(-\frac{Q_0}{RT}\right) \quad \text{or} \quad Z\left(= \dot{\epsilon} \cdot \exp\left(\frac{Q_0}{RT}\right)\right) = A \cdot \sigma_M^n$$

in which n ($=5.4$) and Q ($=68.5 \text{ kcal/mol}$) are nearly equal to those obtained in creep experiments. The energy value is almost the same as the activation energy for self-diffusion in the γ phase of the 0.16% carbon steel.

The austenite grain size (D) in the deformed structure is unchanged in the high strain region. D is a function of σ_M or Z in the above equation and is independent of the actual D_0 and T or $\dot{\epsilon}$. From these results and the metallographic observations reported previously¹⁰⁾, it is considered that the high temperature deformation of the 0.16% carbon steel in the γ range is controlled by the dynamic recrystallization process assisted by the diffusion of atoms.

The mono-peak stress type curve is observed when the grain size decreases with deformation ($D_0 > D$), and the oscillated stress type curve appears when the grain size increases with deformation ($D_0 < D$). It is concluded, therefore, that whether the observed σ - ϵ curve shows a peak stress type or an oscillated stress type depends on the relative difference between the initial grain size, D_0 , and the dynamically recrystallized grain size, D . This suggests that the shape of σ - ϵ curves is dependent on not only Z but also D_0 and the change in the shape with Z and D_0 is explained qualitatively in terms of the nucleation and growth model applied to the dynamic recrystallization.

1. 緒 言

炭素鋼のオーステナイト (γ) 領域における機械的性質のひずみ速度と温度による変化, ならびに, それらの関係に対する合金元素の影響を調べた例は, これまで, NADAI らの研究¹⁾をはじめ国の内外に多数存在している^{2)~9)}. 1960 年ころまでに行なわれた研究の多くのものは引張か圧縮による試験法を用い¹⁾²⁾, それらのひずみ速度は NADAI らのもの¹⁾を除けば, 多くは低ひずみ速度領域 ($10^{-4} \sim 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$) か高ひずみ速度領域 ($1 \sim 200 \text{ sec}^{-1}$) のいずれかに片寄っている²⁾. また測定している応力は一定ひずみ量に対する変形応力や平均変形応力

または引張強さであるため¹⁾²⁾, これらの応力のひずみ速度や温度の依存性を表わした実験式から, 変形中に働く種々の過程を検討することは困難であろう. 一方, ROSSARD ら³⁾は 1957 年に炭素鋼の高温変形挙動を調べるためにねじり試験を用いた. この試験法は変形応力と同時に破断までのねじり回数により変形能 (延性) を定量的に測定でき²⁾⁴⁾⁵⁾⁷⁾, また試験中は真ひずみ速度を一定に維持できることから, ROSSARD ら以後多くの研究者が採用してきた方法である^{2)4)~9)15)17)21)22)}. しかし一般に用いられる中実丸棒のねじり試験では, その試験片断面内の半径に沿ってひずみとひずみ速度が変化し, それに伴って複雑な応力分布を示すので, 得られる応力-ひ

* 昭和 51 年 2 月 2 日受付 (Received Feb. 2, 1976)

** 東京理科大学 工博 (The Science University of Tokyo)

*** 電気通信大学 (The University of Electcommunications, 1-5-1 Chofugaoka, Chōfu, Tokyo 182)

ずみ曲線の解釈は簡単ではない。

本報告は 0.16% 炭素鋼の γ 領域における引張変形挙動を、 $1.43 \text{ sec}^{-1} \sim 2.73 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ の広範囲なひずみ速度領域で測定した結果について述べたものである。この結果を先に報告した変形組織の観察結果¹⁰⁾と合わせて検討し、0.16% 炭素鋼の γ 領域における変形を支配している機構について考察を加えた。

2. 実験方法

試料の 0.16% 炭素鋼* は先に報告した材料と同じものである。圧延や熱処理などの処理も全く同じである¹⁰⁾。試験片の各寸法は平行部長さ 25 mm, 幅 3 mm, 厚さ 0.25 mm であり肩付形状をしている。実験に用いた試験機は高速試験 (18 sec^{-1}) には落槌型試験機¹¹⁾, 本研究で主に用いた中間速度から極低速度までの試験 ($1 \sim 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$) ではねじ駆動型の可変負荷速度試験機¹²⁾である。実験装置と実験方法については前報に述べてある^{10)~12)}。

真空中で 200°C 附近から γ 領域の目的温度までは約 20 min で加熱し、そこで 10 min 間保持してから引張試験するか、またはそれ以下の任意の試験温度まで炉冷し同じく 10 min 間保持後試験を行なった。このようにしたのは試験片の結晶粒径を各温度で等しくしかつ安定なものとするためである。高速試験ではシンクロスコープまたは電磁型オシログラフ、低速試験ではペンレコーダを用いて荷重を記録した。

3. 実験結果と考察

3.1 真応力-真ひずみ曲線の結晶粒径による変化

真応力-真ひずみ (σ - ϵ) 曲線¹⁰⁾ のオーステナイト結晶粒径 D_0 による変化を調べるために、まず試験片を 940°C から 1085°C までの温度に加熱し、10 min 間保持することにより D_0 を変化せしめ^{**}, その後 940°C まで炉冷し 10 min 間保持後 $2 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ のひずみ速度^{***} で引張試験した。Fig. 1 は得られた σ - ϵ 曲線の D_0 による変化を示す。Fig. 2 は Fig. 1 の各 σ - ϵ 曲線から求めた降伏応力 $\sigma_{0.002}$ (0.002 ひずみにおける応力), 第1極大応力 σ_M , 第2極大応力 σ'_M , σ_M を示すひずみ ϵ_M と Fig. 8 で説明する応力振動の大きさ $\Delta\sigma_S$ と $\Delta\sigma_H$ について、それぞれの D_0 による変化を

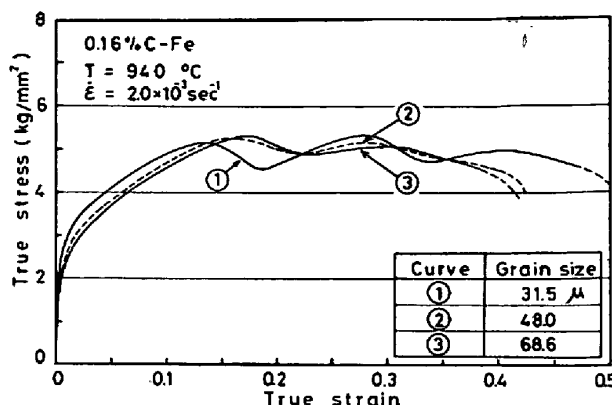


Fig. 1. Changes in true stress-true strain curves of 0.16% C-Fe with the initial grain sizes as indicated in the insert at 940°C and a strain rate of $2 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$.

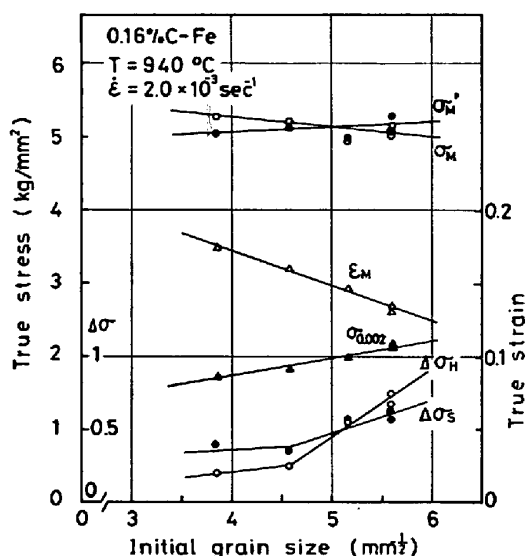


Fig. 2. Initial grain size dependence of 0.2% off-set yield stress ($\sigma_{0.002}$), first and second maximum flow stress (σ_M and σ'_M), strain to σ_M (ϵ_M), and magnitude of stress oscillation explained in Fig. 8 ($\Delta\sigma_S$ and $\Delta\sigma_H$).

示している。0.16% C-Fe の γ 領域における σ - ϵ 曲線の形状は α 領域のそれとは異なり¹⁰⁾¹²⁾, 比較的低ひずみで極大応力を示した後、軟化し再び硬化するという応力振動を数回繰返して破断に至っているが、Fig. 1, 2 より、この σ - ϵ 曲線の形状はかなり明りような D_0 依存性を示している。

以上の 940°C における結果は、0.16% C-Fe の高温変形挙動に対する温度と、ひずみ速度の影響を調べるには、結晶粒径をそろえた試験片で実験する必要があることを示している。そこで以後の実験は、試験片を 990°C まで加熱し 10 min 間保持後引張試験するか、これをそれ以下の試験温度まで炉冷しその温度で 10 min 間保持

* 主な成分は次のとおりである。C: 0.16, Si: 0.31, Mn: 0.52, P: 0.008, S: 0.006, O: 0.012 各 wt%。

** 実験開始前の試験片のオーステナイト結晶粒径 D_0 は、最高加熱温度が 940°C で 31.5μ , 990°C で 37.8μ , 1040°C で 48.0μ , 1085°C で 68.6μ であった。

*** ここでは、変形中のひずみ速度として、公称ひずみ速度を用いている。

後引張試験を行なった。この場合の D_0 は 37.8μ であつた。またより高温の結果を得るため 1040°C における引張試験も行なつた。このときの D_0 は 48.0μ であつた。Fig. 2 より、 σ_M の D_0 依存性は小さいので、 D_0 の異なる試験片で測定した σ_M を比較検討しても大きな誤りはないであろう。

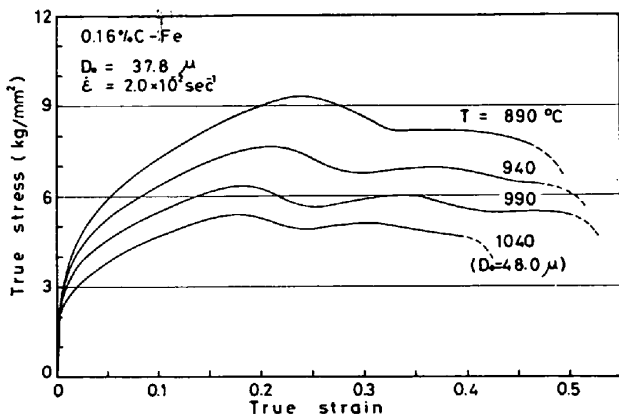
3.2 真応力-真ひずみ曲線の温度とひずみ速度による変化

Fig. 3 (a), (b) はそれぞれ典型的な σ - ϵ 曲線の温度とひずみ速度による変化を示している。Fig. 4 は 890°C から 1040°C の各温度における第1極大応力 σ_M のひずみ速度による変化を示している。図より σ_M の温度 T とひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ の依存性は著しく大きいことから $0.16\% \text{ C-Fe}$ の γ 領域における変形は、 σ_M と T と $\dot{\epsilon}$ とを変数とする1つの熱活性化過程により支配されていると考えられる¹³⁾¹⁶⁾¹⁷⁾。これらの変数を結びつける変形

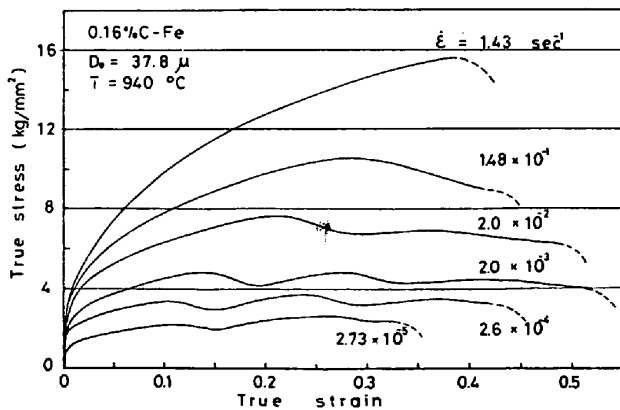
方程式は一般に次に示す (1) 式で表わされるとすると¹³⁾¹⁴⁾、Fig. 4 におけるある一定応力を示すときの $\log \dot{\epsilon}$ と $1/T$ との関係から変形のための見かけの活性化エネルギー $Q(\sigma_M)$ が求められる。

$$\dot{\epsilon} = F(\sigma_M) \cdot \exp\left(-\frac{Q(\sigma_M)}{RT}\right) \dots\dots\dots(1)$$

Fig. 5 は Fig. 4 のデータから求めた $\log \dot{\epsilon}$ と $1/T$ との関係を示すが、図中の各直線の勾配は σ_M にほとんど依存しない。したがつてこれを Q_0 とおくと、 $Q_0 = 68.5 \pm 1.6 \text{ kcal/mol}$ である。



(a)



(b)

Fig. 3. Typical true stress-true strain curves of 0.16% C-Fe.

(a) at temperatures between 890°C and 1040°C and a strain rate of $2 \times 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ and (b) at 940°C and various strain rates between 1.43 sec^{-1} and $2.73 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$.

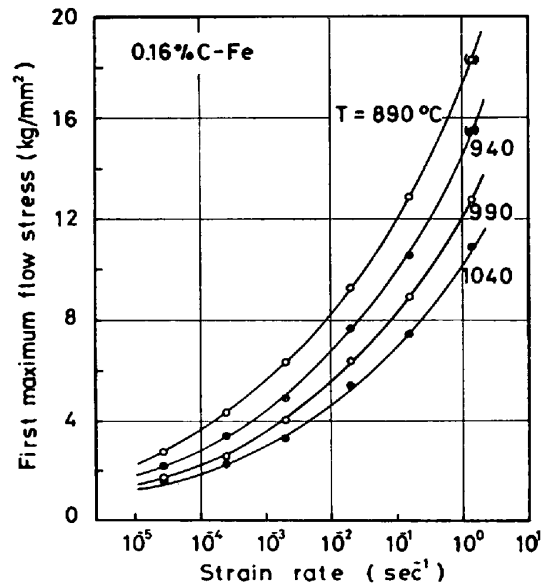


Fig. 4. Strain rate dependence of the first maximum flow stress at temperatures between 890°C and 1040°C .

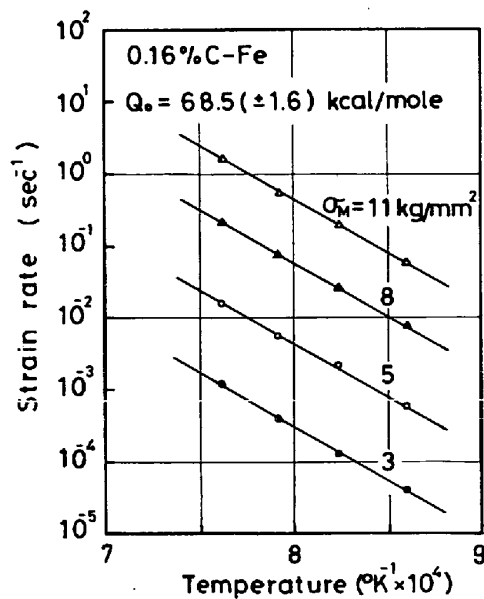


Fig. 5. The relation between strain rate and reciprocal absolute temperature at various stress levels in Fig. 4.

Q_0 はここで問題とする応力範囲内ではほぼ一定であるから、(1)式は Zener-Hollomon 因子 Z を用いた次のように書き換えることができる。

$$Z (= \dot{\epsilon} \cdot \exp\left(\frac{Q_0}{RT}\right)) = F(\sigma_M) \dots\dots\dots (2)$$

上式を用いれば、異なる温度下の $\dot{\epsilon}$ と σ_M との関係は共通の温度補償ひずみ速度因子 Z と σ_M との関係として整理できるので、関数 F の形はより正確に決定できよう。これまで各種の熱間加工の研究で用いられてきた F の関数の形としては次に示す3式が代表的なものであるが^{15) 17) 20)}、いずれもクリープの研究で導き出された式と似ている^{13) 14)}。

$$F(\sigma) = A \cdot \sigma^n \quad \text{低応力領域} \dots\dots\dots (3)$$

$$F(\sigma) = A' \cdot \exp(\beta\sigma) \quad \text{高応力領域} \dots\dots\dots (4)$$

$$F(\sigma) = A'' \cdot (\sin h \alpha\sigma)^n \quad \text{全応力領域} \dots\dots\dots (5)$$

ここで $A, A', A'', n, \beta, \alpha$ はともに温度に依存しない定数である。Fig. 6 は $Q_0=68.5 \text{ kcal/mol}$ を用いて計算した Z と σ_M との関係を示す。Fig. 6 (a) は(3)式の成立を調べるために $\log \sigma_M$ と $\log Z$ との関係を、Fig. 6 (b) は(5)式の成立を調べるために $\sinh h$ 関数**として結果を整理したものである。 Z と σ_M との関係は(3)式より(5)式でよく表示できるようだが、一方約 13 kg/mm 以下の応力領域に限ればいずれの式も近似的に成立すると言える。(4)式の関係を示す σ_M と $\log Z$ との間の直線関係は、測定点の少ない 13 kg/mm^2 以上で成立することから σ_M を(4)式で整理するのは適当でない (Fig. 4 参照)。

ここでは、0.16% C-Fe の γ 領域における変形方程式はより簡単なべき関数で表示することにする。すなわち約 13 kg/mm^2 以下の応力領域では次式が近似的に成立する。

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \sigma_M^n \cdot \exp\left(-\frac{Q_0}{RT}\right)$$

または、

$$Z \left(= \dot{\epsilon} \cdot \exp\left(\frac{Q_0}{RT}\right) \right) = A \cdot \sigma_M^n \dots\dots\dots (6)$$

* Z の計算には前記の公称ひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ を用いた。一般の変形速度を一定にした引張試験では、変形中の真ひずみ速度 $\bar{\epsilon}$ は、 $\bar{\epsilon} = \dot{\epsilon} / (1 + \epsilon_0)$ (ϵ_0 : 公称ひずみ) と表わせる。したがって $\bar{\epsilon}$ を用いた真の Zener-Hollomon 因子 \bar{Z} と Z との関係は、 $\log \bar{Z} = \log Z - 0.434 \cdot \epsilon$ (ϵ : 真ひずみ) となる。Fig. 7 より ϵ_M の最大値はほぼ 0.4 であるから、 $\log \bar{Z}$ と $\log Z$ との差は最大で 0.17 程度である。これは実験した $\log Z$ の全変化量の約 6 と比較すれば小さからう。 \bar{Z} と Z との差は小さく、さらに ϵ_M は Z の関数として表わせるので (Fig. 7)、両者の差は Z に対し系統的に変化する。したがって、 σ_M と \bar{Z} の関係は σ_M と Z との関係とそれ程違わない。例えば、(6)式の関係 $\bar{Z} = A' \cdot \sigma_M^{5.25}$ ($A' = 0.9 \times 10^6 (\text{mm}^2/\text{kg})^{5.25} \cdot \text{sec}^{-1}$) で十分に近似される。

** (5)式の定数 α と(3)、(4)式の定数 n, β との間には、 $\alpha = \beta/n$ なる関係が成立する^{14) 17)}。Fig. 6 (a) より $n=5.4$ 、また高 Z 領域における σ_M と $\log Z$ との関係より $\beta=0.43$ が得られるので、 $\alpha=0.08$ となる。

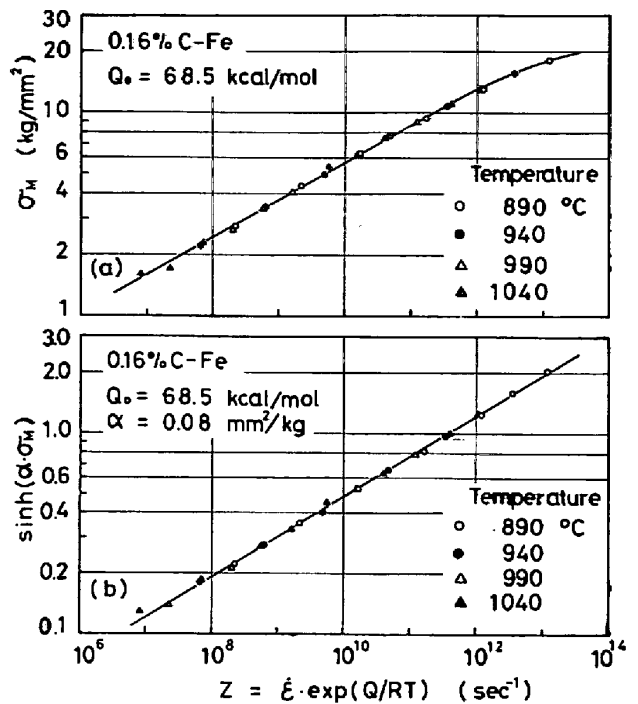


Fig. 6. The relation between the first maximum flow stress, σ_M , and the Zener-Hollomon parameter, Z , in log-log scale (a) and in log (sinh)-log scale (b) for 0.16% C-Fe.

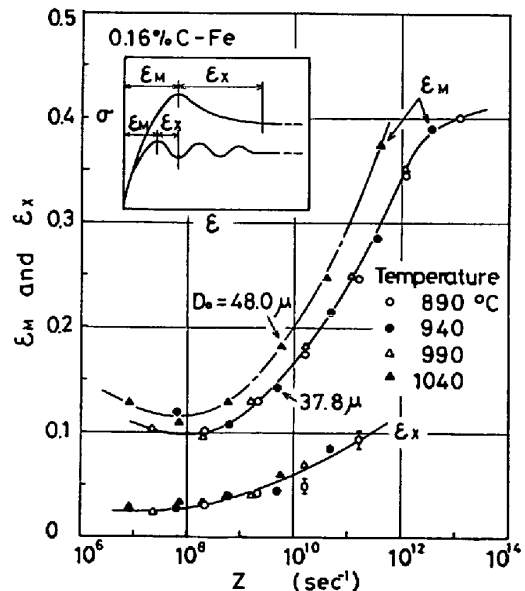


Fig. 7. Changes in strain ϵ_M and ϵ_X , measured as indicated in the insert, with Z for 0.16% C-Fe.

ここで $n=5.4, Q_0=68.5 \text{ kcal/mol}, A=0.9 \times 10^6 (\text{mm}^2/\text{kg})^{-5.4} \cdot \text{sec}^{-1}$ である。(6)式の n 値は、炭素鋼の γ 領域におけるねじり試験で得られている値の $4.55 \sim 4.70$ ¹⁵⁾ クリープ試験で得られている値の $5.0 \sim 5.3$ ¹⁸⁾ にほぼ等しい。また Q_0 値は 0.16% C-Fe の γ

領域におけるねじり試験とクリープ試験で得られている値の $70.0 \text{ kcal/mol}^{15)}$ と $68.7 \text{ kcal/mol}^{16)}$ (これらの値はともに内挿値) に極めて近い値である. $0.16\% \text{ C-Fe}$ の γ 相における Fe 原子の自己拡散のための活性化エネルギーは $61.5 \text{ kcal/mol}^{19)}$ (内挿値) であるが, これは上記の高温変形のための活性化エネルギーに近い値である. これより $0.16\% \text{ C-Fe}$ の γ 領域における変形は, 拡散によつて支配された動的復旧過程により律速されていると考えられる.

ところで Fig. 3 より, σ - ϵ 曲線の形状は σ_M と同様に温度とひずみ速度により大きな変化を示すことがわかる. Fig. 7 は種々の温度とひずみ速度における σ_M を示すひずみと ϵ_M と Z の関係を示している. これより D_0 が一定であれば, ϵ_M は Z の関数として表わされ, この ϵ_M - Z 曲線は D_0 の境加に伴い ϵ_M の大なる方向に移動することがわかる*. また ϵ_x は定常状態変形の開始ひずみまたは第1極小応力を示すひずみと ϵ_M との差であり, 3.4 節を検討するひずみであるが, この ϵ_x も Z の関数として整理される.

Fig. 8 は各 σ - ϵ 曲線に対し挿入図中で示すように測

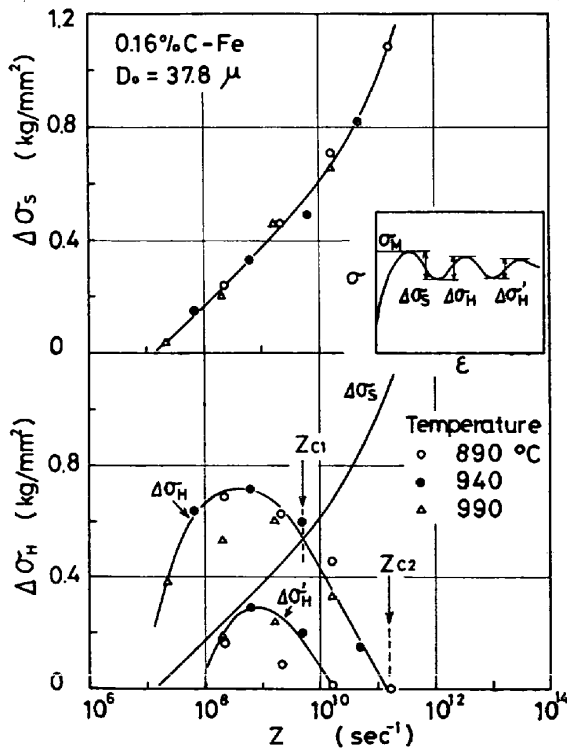


Fig. 8. Changes in stress $\Delta\sigma_s$, $\Delta\sigma_H$ and $\Delta\sigma'_H$, measured as indicated in the insert, with Z for $0.16\% \text{ C-Fe}$ with a grain size of 37.8μ .

定した応力振動の大きさ $\Delta\sigma_s$, $\Delta\sigma_H$, $\Delta\sigma'_H$ と Z との関係を示している. $\Delta\sigma_s$ と $\Delta\sigma_H$ が一致する Z_{c1} 以上の Z 領域では, $\Delta\sigma_s$ は常に $\Delta\sigma_H$ より大であり, その差は Z の増加に伴い増加する. Z_{c2} 以上になると $\Delta\sigma_H$ は零となり, この Z 領域では応力の振動現象は消えている. これより, Z_{c1} 以上の Z 領域における σ - ϵ 曲線は, 第1の極大応力を示した後応力振動を減衰させながら定常状態の変形に入り, Z_{c2} 以上では極力応力を示した後振動することなく, 定常状態変形に入ることがわかる. 一方, Z_{c1} 以下の Z 領域では $\Delta\sigma_H$ は常に $\Delta\sigma_s$ より大であり, σ - ϵ 曲線は γ 炭素鋼に特有の明りような応力振動を示し, 振動しながら硬化していく傾向を示している. しかしこの Z 領域でも $\Delta\sigma'_H$ は $\Delta\sigma_H$ より小であるから, σ - ϵ 曲線は数回の応力振動を繰返しながら高ひずみ領域では振動を消滅させ定常状態変形を示すようになる.

今回の引張試験では, 定常状態変形応力 σ_s は数例を除いて明確に測定することはできなかつた. 鉄や炭素鋼の α と γ 領域におけるねじり試験の結果では, σ_M と σ_s の温度とひずみ速度による変化はほぼ同じであり, また σ_M と σ_s の差は σ_M または σ_s の大きさに対し非常に小さいとみなし得る³⁾¹⁰⁾. 引張試験でもこれとほぼ同じ結果が得られると考えられるので³⁾, ここでは明確に測定できる σ_M を σ_s に代る応力として以後用いることにする.

3.3 オーステナイト領域における変形機構

前節までの機械的性質の測定結果と前報の変形組織の観察結果¹⁰⁾とは, 次に挙げる項目で関連している.

(1) σ_M を示すひずみ ϵ_M は変形前のオーステナイト結晶粒径 D_0 が同じであれば, Z の関数として, したがつて σ_M の関数として整理できる (Fig. 6, 7). ϵ_M と組織変化の開始ひずみ ϵ_c との間に $\epsilon_c = (0.72 \pm 0.06) \cdot \epsilon_M$ と表わせる関係が成立したことから¹⁰⁾, σ - ϵ 曲線における第1極大応力の出現はこの組織変化の開始と密接に関係している.

(2) σ - ϵ 曲線は, 高 Z 領域では応力の極大後減少してある一定応力を示し, 低 Z 領域では応力振動を示し, それを減衰させながらある一定応力を示す (Fig. 8). 組織変化を始めてからのオーステナイト結晶粒の平均直径は, ひずみの増加に伴い単調な増加または減少を示しながら, 高ひずみ領域では試験条件 (T , $\dot{\epsilon}$) によつて決まるある一定の結晶粒径を示すようになるが¹⁰⁾, これは σ - ϵ 曲線における定常状態変形の出現と対応するだろう.

* この傾向は Fig. 1, 2 より, また Fig. 7 と前報¹⁰⁾ の Fig. 5(a) ($D_0=31.5 \mu$ のときの ϵ_M - σ_M 曲線) から求められる ϵ_M - Z 曲線とを比較すれば, より明りように理解される.

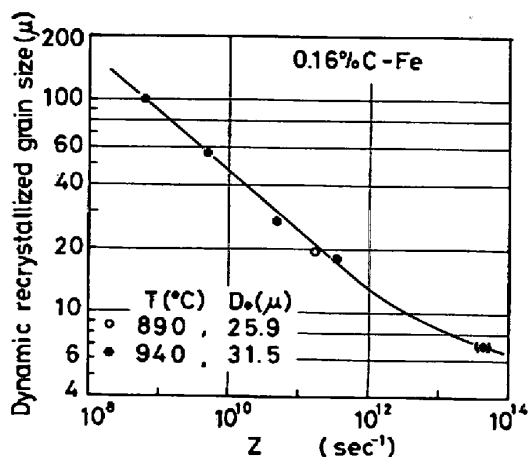


Fig. 9. The relation between dynamically recrystallized grain size in the high strain region¹⁰⁾ and Z for 0.16% C-Fe.

(3) 高ひずみ領域のオーステナイト粒組織は、試験条件によらずいずれも比較的小さい孤立した結晶粒と、それとほぼ同じ大きさの周期で凹凸化した粒界を有する粗大結晶粒とが一様に混在した状態を示した¹⁰⁾。その平均結晶粒径 D と σ_M との間には、 $\sigma_M = K \cdot D^{-N}$ (K, N は定数であり、 $N=0.70$ である) で表わせる関係が成立し、この関係式は実験で用いた D_0 と T や $\dot{\epsilon}$ によって変化しなかつた。ところでこの σ_M と D との関係は、(6) 式を用いれば Z と D との関係として次式のように表わせるだろう。

$$Z = K' \cdot D^{-nN} \quad (K' = A \cdot K^n) \quad \dots\dots\dots (7)$$

Fig. 9 は $\log D$ と $\log Z$ との関係を示すが、図中の直線の傾きは先に求められている n と N の積 3.78 に等しくなるように引いてある。図より、変形組織中のオーステナイト結晶粒の平均直径は Z の関数として整理できることから、この組織は変形中に働く動的復旧過程と密接に関係していると考えられよう。

以上の諸結果と前節で求めた Q_0 の値より、0.16% C-Fe の γ 領域における変形を支配している動的復旧過程は、再結晶であると推定される。この動的再結晶過程は σ_M と $\sigma-\epsilon$ の曲線の形状ならびに変形組織の、それぞれの温度とひずみ速度による著しい変化を決めていると考えられる。

動的再結晶を示す金属材料の変形挙動の一般的特徴として、(1) $\sigma-\epsilon$ 曲線における極大応力または応力振動の出現⁸⁾⁹⁾¹⁷⁾²¹⁾²²⁾、(2) 変形のための活性化エネルギーはクリープ変形のための値より 16~46 kcal/mol ほど大きい¹⁵⁾¹⁷⁾、(3) 高ひずみ領域の変形組織は、等方的で規則正しくほぼ等軸の結晶粒からなり、静的再結晶組織とよく似ている⁸⁾²¹⁾²²⁾、ことなどが挙げられる¹⁷⁾。しかし、

0.16% C-Fe の結果は上記の (2) と (3) の特徴を示さない。この相違の原因は、今後の問題として残されている。

3.4 応力-ひずみ曲線の形状と動的再結晶

0.16% C-Fe の γ 領域における $\sigma-\epsilon$ 曲線は、高 Z 領域では鋭い極大応力だけを示し、低 Z 領域では応力振動を示した後、いずれも高ひずみ領域では定常状態変形を示すが、このような $\sigma-\epsilon$ 曲線の形状変化の特徴は、動的再結晶が変形を律速していると考えられる Cu²¹⁾ や Ni²¹⁾²²⁾ のそれらとほぼ同じである。SELLARS ら⁸⁾²²⁾ はねじり試験によつて得られる $\sigma-\epsilon$ 曲線を解析し、 $\sigma-\epsilon$ 曲線の形状は Fig. 7 に示す 2 つのひずみ ϵ_M と ϵ_x との大小関係によつて決まるとし、定性的考察を行なつている。すなわち高 Z 領域では、 $\epsilon_M < \epsilon_x$ の関係にあり極大応力だけを示すのに対し、逆に $\epsilon_M > \epsilon_x$ の関係にある低 Z 領域では応力振動を示すと考えられる。SELLARS らによる α Fe⁸⁾ や Ni²²⁾ のねじり試験結果や、前報で述べた ROSSARD らによる 0.25% C-Fe のねじり試験結果³⁾ は、上記の考えで十分に説明できる。今回の引張試験では、実験した Z 領域内では、常に $\epsilon_M > \epsilon_x$ であるのに対し (Fig. 7)、 $\sigma-\epsilon$ 曲線の形状は Z_{C1} または Z_{C2} を境として変化している (Fig. 8)。したがつて今回の引張試験の結果は、SELLARS らの考えではうまく説明できないようである。

ねじり試験と引張試験の結果が上記のように異なる原因の 1 つとして、前者は不均一応力下の変形であり、後者はほぼ均一応力下の変形であることの違いが考えられる。ねじり試験による $\sigma-\epsilon$ 曲線は、中実丸棒試験片の断面内に、半径に沿つたひずみとひずみ速度の変化を考え、今回の引張試験による $\sigma-\epsilon$ 曲線のひずみ速度依存性に関する結果 (Fig. 3 (b)) を用いれば、脚注*に述べる方法によつて計算できる。Fig. 10 はその計算によつて得た $\sigma-\epsilon$ 曲線と引張試験による $\sigma-\epsilon$ 曲線とを示す。ねじり試験による $\sigma-\epsilon$ 曲線は次の点で引張試験の $\sigma-\epsilon$ 曲線と異なつている。(1) σ_M の若干の減少と ϵ_M の増加があり、それらの差は σ_M の増加に伴い増加する。(2) 応力振動は消滅するか、またはその大きさが減少する。(3) $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{sec}^{-1}$ のときの ϵ_x は引張試験の ϵ_x に比べ数倍大きい。(4) しかし高ひずみ領域の変形応力は

* 半径 R 、平行部長さ L の中実丸棒試験片は、半径 $R_1 = R/N$ の細線と肉厚 $t = R/N$ の $(N-1)$ 層の薄肉円管から成立つており、各薄肉円管内ではせん断ひずみ速度 $\dot{\gamma}_i$ 、せん断ひずみ γ_i とせん断応力 τ_i はともにはば一定であると仮定する。各円管内の $\dot{\gamma}_i$ と γ_i に対応する τ_i は、今回測定した $\sigma-\epsilon-\dot{\epsilon}$ 線図 (Fig 3 (b)) から求められるので、 i 番目の円管内に生ずるトルクが求まる。中実丸棒試験片で測定されるトルクは、この各円管で求まるトルクの総和であると考えられる。計算で用いた諸数値は、 $R=5 \text{ mm}$ 、 $L=40 \text{ mm}$ (この R/L 比は SELLARS ら⁸⁾¹⁵⁾²²⁾ の用いたものとはほぼ等しい) $N=10$ 、 $t=R/N=0.5 \text{ mm}$ である。

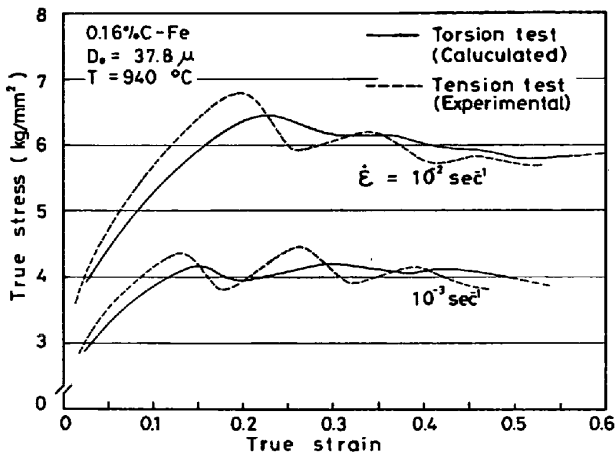


Fig. 10. Comparison of true stress-true strain curves derived from torsion test (calculated) with those in tensile test (experimental) for 0.16% C-Fe at a high temperature.

両試験法で、ほぼ一致している*。ねじり試験における ϵ_M , ϵ_x と Z との関係曲線 (計算値) は、引張試験における Fig. 7 とは異なり、 $Z \approx 2 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ で交叉しそれ以上の高 Z 領域では $\epsilon_M < \epsilon_x$ の関係を示した。以上の検討結果より、SELLARS らの σ - ϵ 曲線に関する考察は、少なくとも引張試験に関する結果に適用することは適当でないだろう。

ところで変形前のオーステナイト結晶粒径 D_0 が 37.8 μ である試験片を引張試験したとき、 D_0 と同じ大きさの動的再結晶粒を生ずる試験条件は Fig. 9 より $Z \approx 2 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ であるが、この値は Fig. 8 に示した $Z_{C1} = 7 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$ と $Z_{C2} = 1.6 \times 10^{11} \text{ sec}^{-1}$ の間に入っている。すなわち $Z = 2 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ 以上の高 Z 領域で変形すると、 σ - ϵ 曲線は応力振動を消滅させ極大応力だけを示すようになり (Fig. 8), また高ひずみ領域で生ずる動的再結晶粒径 D は D_0 より減少することになるから (Fig. 9), この2つの現象は対応して現われていると考えられよう。そこで著者らはこれまで問題としてきた σ - ϵ 曲線の形状は、 D_0 と D との大小関係により決まるとの仮説を考えた。この仮説の妥当性は、第1に σ - ϵ 曲線の形状が変化する臨界の Z (すなわち Z_{C1} と Z_{C2}) が D_0 によって変化すること、第2にこの臨界の Z と D_0 との関係は Z と D との関係とほぼ等しいことを確認すれば、1つの証明とされるだろう。そこで D_0 の異なる3種類の試験片について σ - ϵ 曲線を測定し、それより各 D_0 ごとに Fig. 8 と同じ $\Delta \sigma_s$ - Z , $\Delta \sigma_H$ - Z 線図を求める実験を行なった。Fig. 11 は得られた臨界の Z と D_0 との

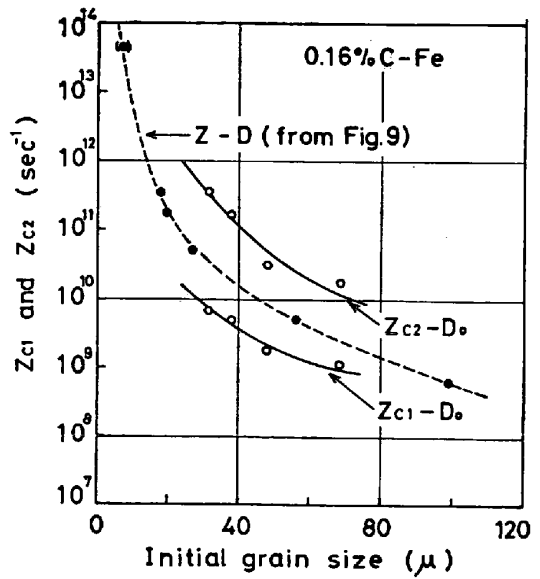


Fig. 11. The relation between critical Z (Z_{C1} and Z_{C2}) and initial austenite grain size, D_0 for 0.16% C-Fe. The broken line shows the relation between Z and dynamically recrystallized grain size, D , in the high strain region.

関係を Fig. 8 のデータとともに示している。図中の破線は Fig. 9 と同じもので Z と D との関係を示すが、この Z - D 曲線は $Z_{C1}-D_0$, $Z_{C2}-D_0$ の各曲線と平行しそれらの曲線の間に入っている。これより σ - ϵ 曲線の形状は D_0 と D との大小関係によって決まるという考えの妥当性は、Fig. 11 によって実験的に証明されたと考えられよう。Fig. 11 は、 σ - ϵ 曲線の形状は Z だけでなく D_0 によって大きく変化することを示し、とくに粗大結晶粒を有する試験片では、Fig. 8 と Fig. 11 より、 γ 炭素鋼に特有な応力振動現象は、低 Z 領域における σ - ϵ 曲線でも現われにくいことが推察される。

上記の仮説に対する定性的な考察は前報¹⁰⁾で行なっている。そこでは D_0 が一定のときの σ - ϵ 曲線の形状変化について検討し、動的再結晶に対して核形成-成長モデルを用いて定性的な検討を試みた。Fig. 11 は D_0 の異なる試験片を同じ温度とひずみ速度で引張試験したとき、細粒 (D_{01}) 試験片では応力振動が現われ、粗粒 (D_{02}) 試験片では極大応力だけが現われることを示す (脚注図 (a))*。このときオーステナイト結晶粒の平均直径は変形に伴い脚注図 (b) に示すような変化を示し、高ひずみでは両試験片ともにほぼ同じ動的再結晶粒径 D を示すようになるだろう。

再結晶粒の核形成速度は温度と時間 (またはひずみ速度) と変形によって蓄積したひずみエネルギーならびに

* Fig. 10 が示すこれらの結果は、ROSSARD ら³⁾ が測定した 0.25% C-Fe のねじり試験と引張試験によるそれぞれの σ - ϵ 曲線を比較した結果とはほぼ一致している。

* 脚注図 (a), (b) 次ページ参照。

結晶粒界などの局部的な不均一変形領域の数と分布に依存すると考えられる²³⁾。すなわち再結晶粒の核が発生する場所の数は、単位体積当たりの粒界面積 ($\propto 1/D_0$) に比例すると考えられる²²⁾。粗粒試験片では細粒試験片に比べ核形成の場所は少ないため、相対的に動的再結晶が起こりにくくなり、したがって ϵ_M は増加すると考えられる (Fig. 7)。その結果 ϵ_M までの σ - ϵ 曲線の面積に比例すると考えられる蓄積エネルギーが増加するため、 ϵ_M 以後は材料の至るところで急速に核の形成と成長が起こり細粒化していく。一方細粒試験片では核形成の場所となる粒界面積が大きいため、より小さな ϵ_M でも局部的には動的再結晶が起こりやすいだろう。しかし核形成と成長の駆動力である試験片全体の蓄積エネルギーは大きくないため、成長し得る有効な核は少なくまたその成長速度は小さかるう。このような条件下では結晶粒は増加し、それが一定の大きさになるまでの遷移段階で、 σ - ϵ 曲線上に応力振動が現われることは前報¹⁰⁾ で検討している。

以上の考察から σ - ϵ 曲線が極大応力だけかまたは応力振動を示すのは、 D_0 と D との大小関係によつて決まること、したがって σ - ϵ 曲線が大きい Z 依存性と D_0 依存性を示すことは、ともに動的再結晶に対し核形成-成長モデルを用いて定性的な説明ができると考えら

れよう。

4. 結 論

0.16% C-Fe の γ 領域における引張変形挙動を調べ、次に示す諸結果が得られた。

(1) σ - ϵ 曲線は次項で示す Z の高い領域では極大応力だけを示し、低 Z 領域では応力振動を示した後、いずれも高ひずみ領域では定常状態変形を示した。この σ - ϵ 曲線の形状は、変形前の結晶粒径 D_0 が同じであれば Z のみの関数で整理できる。

(2) 第1極大応力 σ_M の温度 T とひずみ速度 $\dot{\epsilon}$ による変化は、次に示す変形方程式で近似的に表わせた。

$$Z \left(= \dot{\epsilon} \cdot \exp\left(-\frac{Q_0}{RT}\right) \right) = A \cdot \sigma_M^n$$

または、

$$\dot{\epsilon} = A \cdot \sigma_M^n \cdot \exp\left(-\frac{Q_0}{RT}\right) \dots \dots \dots (6)$$

上式の活性化エネルギー ($Q_0 = 68.5$ kcal/mol) は 0.16% C-Fe の γ 相における Fe 原子の自己拡散の活性化エネルギー 61.5 kcal/mol に近い値である。

(3) 高温変形後のオーステナイト結晶粒の平均直径 D は、高ひずみ領域ではほぼ一定値を示し、この D は実験で用いた D_0 と T や $\dot{\epsilon}$ の違いによらず σ_M のみの関数として、または (6) 式の Z の関数として一義的に整理された。

以上の諸結果と前報¹⁰⁾ における組織観察結果から、0.16% C-Fe の γ 領域における高温変形は、拡散によつて支配された動的再結晶過程により律速されると考えられる。

(4) 変形前のオーステナイト結晶粒径 D_0 と動的再結晶粒径 D との大小関係は、(1) に示した σ - ϵ 曲線の形状変化を決めている。 $D < D_0$ のように変形に伴い細粒化するときは σ - ϵ 曲線に極大応力だけが現われ、 $D > D_0$ のように変形に伴い粗粒化するときは応力振動が現われる。

(5) (4) より σ - ϵ 曲線の形状は、 Z に依存するだけでなく D_0 にも依存することがわかるが、このような σ - ϵ 曲線の形状の変化は、動的再結晶に対し核形成-成長モデルを用いて定性的に説明できる。

最後に本研究を行なう際にご指導いただいた井形直弘東京大学教授ならびに実験の一部にご協力いただいた県達雄工学士に深く感謝致します。本研究で用いた0.16%炭素鋼は、日本鋼管(株)で製作され化学分析されたものであり、厚くお礼申し上げます。

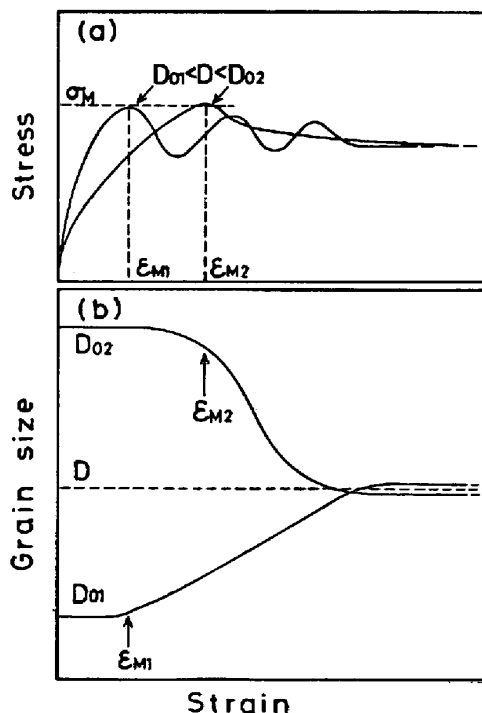


Fig. Initial grain size dependence of stress-strain curves (a) and austenite grain size in the deformed structure-strain curves (b) at a temperature and a strain rate (Schematic).

文 献

- 1) A. NADAI and M. MANJOINE: J. Appl. Mech., 63 (1941), p. 77
- 2) 日本鉄鋼協会編: 圧延理論とその応用, (1969), p. 94, p. 165 [誠文堂新光社]
- 3) C. ROSSARD and P. BLAIN: Publ. IRSID(174a) Part I (1957), Part II (1958) Mém. Sci. Rev. Mét., 56 (1959), p. 285
- 4) A. NICHOLSON: Iron Steel, 37 (1964), p. 290, p. 363
- 5) R. A. REYNOLDS and W. J. McG. TEGART: JISI, 200 (1962), p. 1044
- 6) H. P. STÜWE: Z. Metallk., 56 (1965), p. 633
- 7) J. L. ROBBINS, H. WAGENAAR, O. C. SHEPARD, and O. D. SHERBY: J. Materials, 2 (1967), p. 271
- 8) G. GLOVER and C. M. SELLARS: Met. Trans., 4 (1973), p. 765
- 9) T. NAKAMURA and M. UEKI: Trans. ISIJ, 15 (1975), 185
- 10) 作井, 酒井, 武石: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 856
- 11) 作井, 酒井, 村瀬: 日本金属学会誌, 39 (1975), p. 535
- 12) 作井, 酒井: 日本金属学会誌, 40 (1976), p. 263
- 13) H. CONRAD: Mechanical Behavior of Materials at Elevated Temperatures, ed. by J. E. Dorn, (1961), p. 149 [McGraw-Hill]
- 14) F. GAROFARO: Fundamentals of Creep and Creep Rupture in Metals, (1965) [Macmillan]
- 15) C. M. SELLARS and W. J. McG. TEGART: Mém. Sci. Rev. Mét., 63 (1966), p. 731, Acta Met., 14 (1966), p. 1136
- 16) J. J. JONAS: Trans. ASM, 62 (1969), p. 300
- 17) J. J. JONAS, C. M. SELLARS, and W. J. McG. TEGART: Metallurgical Rev., 14 (1969), p. 1
- 18) P. FEHTHAM: Proc. Phys. Soc., B 66 (1953), p. 865
- 19) H. W. MEAD and C. E. BIRCHENALL: Trans. Met. Soc. AIME, 206 (1956), p. 1336
- 20) J. L. UVIRA and J. J. JONAS: Trans. Met. Soc. AIME, 242 (1968), p. 1619
- 21) D. HARDWICK and W. J. McG. TEGART: J. Inst. Metals, 90 (1961-62), p. 17
- 22) M. J. LUTON and C. M. SELLARS: Acta Met., 17 (1969), p. 1033
- 23) J. G. BYRNE: Recovery Recrystallization and Grain Growth, (1965), p. 60 [Macmillan]