この点については次の報告にて述べる．倒取鍋やノズルの寸法と流出熔鋼流の状況との関係或は注入熔鋼流による浮滓や空気の巻き込み程度が鋼塊の部位によつて異ること等熔鋼の流体力学的研究もまたきわめて重要であり，この点についても次回に報告する予定である．

本研究は，富永研究所長および上司各位の御指導により実施せられたものであり，ここに深く感謝の意を表する次第である．なほ実験の遂行に当り化学分析は千葉富雄君の，またX線分析は伊藤健三君の労を煩わしたもので，併せてお礼を申上げる．(昭和 31～5 月寄稿)

文　献

1) Dickenson: J. of the Iron and Steel Inst. 113 (1943) 197
2) 小平: 八幡製鉄研究報告 Vol. XVI No. 1, 129
3) Beilin: Carnegie Sch. Met 1926 1
4) Ralston: U. S. B Mines 1929, 172
5) 小池: 鉄と鋼, **41** (1955) No. 6, 587
6) 小池: 鉄と鋼, **33** (1947) 12

匍匐実験式に対する理論的考察*

河　合　正　吉**

THEORETICAL CONSIDERATION ABOUT EXPERIMENTAL FORMULA OF CREEP

Masayoshi Kawai

Synopsis:

Creep is considered to appear as the result of deformation of crystal grains and movements at crystal boundaries; but, as the effect of the latter is secondary and its theoretical treatment is very difficult, it may be disregarded in the first approximation.

In this report, adopting the effect of dislocation in crystal in qualitative meaning, the author defines the rate of work-hardening as the mutual reaction of dislocations and represents the usual experimental formula of creep as the function of stress and rate of work-hardening. He discusses the stationary state of creep as the application of this theory, and describes the rapid method of measuring the creep rate of the stationary state.

I. 緒　言

匍匐の理論に関する半定量的な考察に関しては昭和17年の日本鉄鋼協会秋期講演大会で報告した事があるが，更に匍匐の実験結果に基いてその定量化を試みた．又理論の応用として匍匐の定常状態に於ける匍匐速度の迅速測定法に就て述べる．

II. 加工硬化度

匍匐現象は一般的に結晶粒の変形と結晶粒界における結晶粒間の移動によるものと考えられている．併し後者の効果は第二義的であり，その理論的な取扱いも困難であるから，以下の議論においては一次の近似として無視する事とする．

転位論に依れば，金属の結晶に応力を与えて塑性変形せしめると，結晶内に転位が発生し，塑性変形が進むに従つて転位密度が増加するものと考えられている．今作用する応力として単純引張の際の応力を考え，変形量としては伸 ε を採用する事とする．然る時転位密度 N は変形量の函数として表されるのであろう．即ち

$$N=f(\varepsilon) \quad \cdots\cdots (1)$$

また金属結晶が塑性変形すると硬化するが，転位論の立場からは，塑性変形によつて転位密度が増加し，転位間の相互作用が大となり，変形の基礎現象としての転位の移動が障害を受けるものと解釈される．他方加工硬化した金属結晶を其の儘放置するか，或は高温に加熱すると或程度軟化する．これは一旦生成した転位が時間と共に減少するためと考えられる．

偖て金属の匍匐現象は，金属が一定応力の下に，時間と共に塑性変形量を増す現象であるが，之を転位の消長と関連させて現象論的に考察してみる事とする．先ず軟

* 日本鉄鋼協会昭和 26 年秋期講演大会に於て講演

** 三菱製鋼長崎製鋼所

化が起らない場合には，転位密度Nと変形量εとの間には（1）式の様な関係が成立するであろう．併し軟化が問題となる場合には N とεとの間には上述の様な一義的な関係は成立せず，Nはそれ以前の履歴による事となる．依つて履歴に関せず金属の状態を表す量として次の様な量を定義する事とする．即ち軟化が起らない場合には変形量εそのものを表し

$$\delta=\varepsilon=f^{-1}(N),$$

而も軟化が問題となる場合でも

$$\delta=f^{-1}(N) \quad\cdots\cdots(1)'$$

で表される様な量δを考え，これを加工硬化度と呼ぶ事とする．上述の軟化現象は或温度に対して加工硬化度が或臨界値 δ^* に達した時始めて顕著に現れるものと想像される．換言すれば或温度に対し転位密度が或臨界値N^*に達すると，転位密度の減少が起り始めるのである．即ち之等の臨界値の間には

$$\delta^*=\delta(\sigma, T)=f^{-1}(N^*) \quad\cdots\cdots(2)$$

なる関係が成立する．茲にσおよび T は夫々応力および温度を表す．斯様な δ^* を臨界加工度と称する事とする．

軟化速度に関しては現在の処確定的な実験が見られないが，変形速度が極めて小であるとして，dt 時間内に$d\varepsilon$ だけ塑性変形が行われる時 $d\delta$ は

$$d\delta=\begin{cases} d\varepsilon & \delta\leqq\delta^* \\ d\varepsilon-\eta(\delta-\delta^*)dt & \delta>\delta^* \end{cases} \quad\cdots\cdots(3)$$

で表されるものとする．然る時

$$d\varepsilon/dt=u \quad\cdots\cdots(4)$$

と置いて（3）式を書き直せば

$$d\delta/dt=\begin{cases} u & \delta\leqq\delta^* \\ u-\eta(\delta-\delta^*) & \delta>\delta^* \end{cases} \quad\cdots\cdots(5)$$

となる．茲にuは変形速度，$\eta(\delta-\delta^*)$ は軟化速度を表す事になる．

他方金属が或一定応力σの下に匍匐する場合，匍匐速度uはσとδの函数と考えれらる．即ち

$$u=u(\sigma, \delta) \quad\cdots\cdots(6)$$

特に軟化が問題とならない場合には

$$u=u(\sigma, \varepsilon) \quad\cdots\cdots(6)'$$

となる事は云う迄もない，またuの特性として，加工硬化度が

$$u=u(\sigma, \delta)=0 \quad\cdots\cdots(7)$$

を満足する δ_g を超えればuは0となるであろう．換言すれば転位密度が

$$N_g=f(\delta_g)$$

より大となれば，転位の移動即ち変形が起らなくなるであろう．

III. 匍匐の実験式

著者の実験によれば，一定の引張応力の下における匍匐に対し，実験式

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon&=Ct^n \\ u&=d\varepsilon/dt=nCt^{n-1} \end{aligned}\quad 0\leqq n<1 \right\} \cdots\cdots(8)$$

が得られている．但し n, C はσの函数で

$$\left.\begin{aligned} n&=a\log_{10}\sigma+b \\ C&=c\,\sigma^m/n \end{aligned}\right\} \cdots\cdots(9)$$

で表される．ここに a, b, c および m を匍匐係数と称する事とし，2，3の鋼種に就てこれらの数値を求めた結果を Table 1に掲げる．また Fig. 1 は各鋼種に対するnとσとの関係を示すものである．

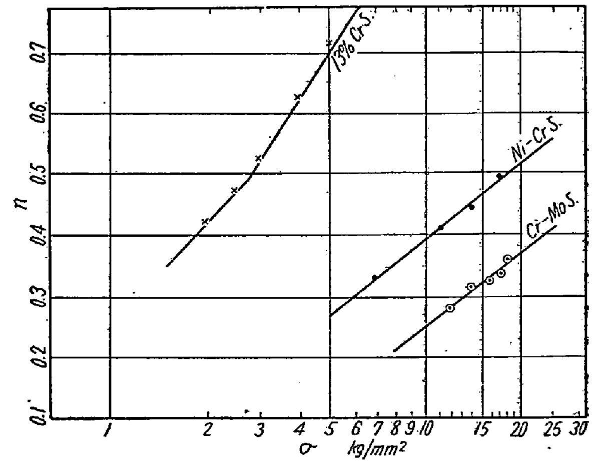

Fig. 1. Relation between stress and coefficient n.

（8）式においてuはtの増加と共に単調に減少し，

$$u_{t\to\infty}=0$$

となる．併し実際の場合には，試験片の断面積の減少が問題とならない限り，uは一定値に収斂する場合と0になる場合とがある．前者の場合は所謂匍匐の定常状態に相当する．また後者の場合は（8）式に依れば

$$\varepsilon_{t\to\infty}=\infty$$

となるが，実際の場合にはεは有限値に収斂するものとした方が合理的である．この意味において（8）式は軟化の影響が無規され，而もtが比較的小なる場合に成立する近似式と見做す事が出来る．よつてtが大なる場合にも成立する式として，（8）式を修正して

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon&=Ct^n/(1+\alpha t^n) \\ u&=d\varepsilon/dt=n\,Ct^{n-1}/(1+\alpha t^n)^2 \end{aligned}\right\} \cdots\cdots(10)$$

と置く．然る時は

$$\varepsilon_{t\to\infty}=C/\alpha=\text{const}.$$

Table 1. Observed values of creep coefficients.

Kind of steel	Temp. °C	Range of stress kg/mm²	Creep coefficient			
			a	b	C×10⁶	m
Ni-Cr steel	485	7～20	0·416	−0·028	2·53	1·57
Cr-Mo steel	485	7～20	0·399	−0·151	1·35	1·51
13% Cr Steel	530	≦2·65	0·440	0·250	20·75	0·90
		>2·65	0·800	0·140	16·48	1·10

$$u_{t\to\infty}=0$$

となり，実際に観測される結果と矛盾しない.

IV. $u=u(\sigma,\delta)$ の決定

(10) 式を軟化が起らない場合の匍匐の実験式とすれば $\delta=\varepsilon$

と置く事が出来る．即ち

$$\delta_{t\to\infty}=C/\alpha$$

また，$u_{t\to\infty}=0$ であるから，(7)式における δ_g の定義より

$$\delta_g=C/\alpha=c/\alpha\cdot\sigma^m/(a\log_{10}\sigma+b) \quad\cdots\cdots\cdots(11)$$

となる．また (10) 式より t を消去すれば

$$u=\frac{n\alpha^{\frac{1}{n}}}{\delta_g}\cdot\frac{(\delta_g-\delta)^{\frac{(1+n)}{n}}}{\delta^{\frac{(1-n)}{n}}} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(12)$$

更に簡単の為に

$$\left.\begin{array}{l} k=n\alpha^{1/n}/\delta_g \\ \nu=(1-n)/n \end{array}\right\}\cdots(13)$$

と置けば (12) 式は

$$u=k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(12')$$

となる．しかして (12′) 式は軟化が起らない場合に対して求められたものであるが，t が explicit に這入つていないから，一般の場合にも成立するものとする．即ち (12′) 式は (6) 式を具体的な形式で表したものに他ならない.

V. 匍匐方程式の解

(5) および (12′) 式

$$\left.\begin{array}{l} d\delta/dt=\begin{cases} u & \delta\leqq\delta^* \\ u-\eta(\delta-\delta^*) & \delta>\delta^* \end{cases} \\ u=k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu \end{array}\right\}\cdots(14)$$

より δ を求める事が出来る.

(1) 軟化が起らない場合:— この場合には (14) の解が (10) 式となる事は云う迄もない．即ち

$$\delta=\varepsilon=Ct^n/(1+\alpha t^n)$$

$$u=nCt^{n-1}/(1+\alpha t^n)^2$$

(2) 軟化の起る場合:— (14) 式より

$$d\delta/dt=\begin{cases} k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu & \delta\leqq\delta^* \\ k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu-\eta(\delta-\delta^*) & \delta>\delta^* \end{cases}$$

先ず $\delta\leqq\delta^*$ なる範囲では

$$\delta=\varepsilon=Ct^n/(1+\alpha t^n)$$

この関係は

$$\delta^*=Ct^n/(1+\alpha t^n) \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(15)$$

を満足する時刻 $t=t^*$ 迄成立する．$t>t^*$ に対しては

$$d\delta/dt=k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu-\eta(\delta-\delta^*) \quad\cdots\cdots\cdots(14')$$

の解 $\delta=\delta(t-t^*)$ $\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(16)$

に従つて δ は増加する．この函数形を explicit に表す事は困難であるが，その大体の特性は次の様にして把握される．δ は時間の経過と共に増加するが

$$k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu-\eta(\delta-\delta^*)=0 \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(17)$$

を満足する正根 δ_s $(<\delta_g)$ に漸近する.

他方匍匐速度 u に就て考えれば $t\leqq t^*$ 迄は

$$u=k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu=nCt^{n-1}/(1+\alpha t^n)^2$$

に従つて減少するが，t^* より軟化が始まり，u の減少は軟化に依つて緩和されるようになる．併し δ の増加に伴い依然として減少を続けるが，δ が δ_s に漸近すれば u は

$$u_s=u(\sigma,\delta_s)>0$$

なる値に漸近する．換言すれば定常状態に漸近する事になる．即ち前述の定常状態は軟化現象の関与の結果顕現するのである.

次に (14′) 式の近似解を求める為には

$$k(\delta_g-\delta)^{2+\nu}/\delta^\nu-\eta(\delta-\delta^*)$$
$$\fallingdotseq p(\delta_s-\delta)(\delta+q)/(\delta+r)$$

と置けば

$$(\delta_s-\delta)^P(\delta-q)^Q=(\delta_s-\delta^*)^P(\delta^*+q)^Qe^{-p(t-t^*)} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(18)$$

が得られる．ここに

$$\left.\begin{array}{l} P=(\delta_s+r)/(\delta_s+q) \\ Q=(q-r)/(\delta_s+q) \end{array}\right\}\cdots(19)$$

VI. 理論の応用

以上の結果を用いて，従来得られている結果が如何に記述されるかに就て考察する事とする．先ず考察を便にするために時間を除き他の量を不名数化する．

今 σ_0 任意の一定応力として

$$\Sigma=\sigma/\sigma_0$$

と置く．σ_0 に対応する n を n_0 とすれば（9）式より

$$n=n_0+a\log_{10}\Sigma$$

また　$C=c\sigma^m/n=c\sigma_0{}^m\Sigma^m/n$

（11）式より

$$\delta_g=C/\alpha=(c\sigma_0{}^m/\alpha)(\Sigma^m/n)$$

となるから

$$\delta_0=c\sigma_0{}^m/\alpha$$

$$\Delta=\delta/\delta_0$$

と置けば，δ_g に対応する Δ は

$$\Delta g=\delta_g/\delta_0=\Sigma^m/n$$

次に軟化が起らない場合には

$$\delta=Ct^n/(1+\alpha t^n)=\delta_g t^n/(1/\alpha+t^n)$$

$$\therefore\quad \Delta=\Delta_g t^n/(1/\alpha+t^n)$$

また u に関しては

$$U=d\Delta/dt$$

と置けば

$$U=(n\Delta_g/\alpha)t^{n-1}/(1/\alpha+t^n)^2=A(\Delta_g-\Delta)^{2+\nu}/\Delta^\nu$$

$$A=n\alpha^{1/n}/\Delta_g$$

然る時（14）式は

$$\left.\begin{aligned} d\Delta/dt&=\begin{cases} U & \Delta\leq\Delta^* \\ U-\eta(\Delta-\Delta^*) & \Delta>\Delta \end{cases} \\ U&=A(\Delta_g-\Delta)^{2+\nu}/\Delta^\nu \end{aligned}\right\}\cdots(20)$$

なお（14）式を求める場合には混乱を避けるために触れなかつたが，Δ^*，η は一般的には Σ に依る筈であり，定性的には Σ が大なる程前者は小，後者は大になる事が期待される．併し現在の議論の段階では，これを正確に議論する事は不可能であるから，計算の簡略化のために正確度を犠牲にして

$$\left.\begin{aligned} &\Delta^*\fallingdotseq\text{const.} \\ &\eta\fallingdotseq f\alpha^{1/n}\qquad f=\text{const.} \end{aligned}\right\}\cdots(21)$$

と置く．然る時（20）の第一式で $\Delta>\Delta^*$ なる場合には

$$d\Delta/dt=A[(\Delta_g-\Delta)^{2+\nu}/\Delta^\nu-f\Delta_g/n\cdot(\Delta-\Delta^*)]$$

（1）軟化の影響:—軟化の影響が Δ および U に対して如何に現れるかを知るために，次の様な例に対して計算を行つてみる．即ち

$$f=1,\quad \alpha=0{\cdot}1,\quad \Delta^*=5{\cdot}5$$

しかして Σ が 2 および 6 なる時，Δ_g の値が夫々 5·15 および 11·25 になつたものとする．しかる時は，$\Sigma=2$ なる時は

$$\Delta_g(\Sigma=2)<\Delta^*$$

なるために軟化は起らない．

また $\Sigma=6$ なる時は

$$\Delta_g(\Sigma=6)>\Delta^*$$

であるから，Δ が Δ^* に達すれば軟化が起り，$\Delta_s=6{\cdot}35$ に漸近し，U は $U_s=0{\cdot}01$ に漸近する．この状態を Fig. 2 に示す．図により重ねて説明すれば，$\Sigma=2$ なる時は Δ は時間と共に増加し $\Delta_g=5{\cdot}15$ に漸近するが，この値は $\Delta^*=5{\cdot}5$ より小であるから軟化は起らない．これに対して U は Δ の増加と共に減少するが，Δ が Δ_g に近附くに従つて 0 に漸近する．他方 $\Sigma=6$ なる場合には，軟化が起らなければ Δ は時間と共に増加して $\Delta_g=11{\cdot}25$ に漸近する．これを図中点線で示す．しかし実際には Δ が Δ^* に達すると軟化が起り，Δ の増加は抑制され $\Delta_s=6.35$ に急速に漸近し，U は $U_s=0{\cdot}01$ に急速に漸近し，所謂定常状態が成立するようになるのである．

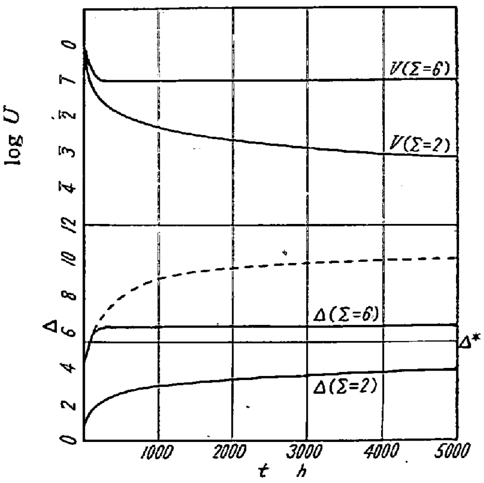

Fig. 2. Caluculated figures showing softening effect.

（2）Jurzeck の析点[2]:—H. Jurzeck 等によれば匍匐速度および応力に対して両対数座標を用いればFig. 3 のように析点 C が現れ，しかも C 点の位置は $\log\sigma$ 座標に関し殆いど時間によらない事が知られている．なお Fig. 3 は Table 1 に掲げた 13Cr 鋼に対する実測値（黒点）と，その匍匐係数より求めた $\sigma=2{\cdot}65\,\text{kg/mm}^2$ に析点を有する直線群とを表すものである．以下かかる現象が（14）式の解に依つて記述し得るか否かについて吟味することとする．

2) Zeits f Phys., 83 (1933), 483

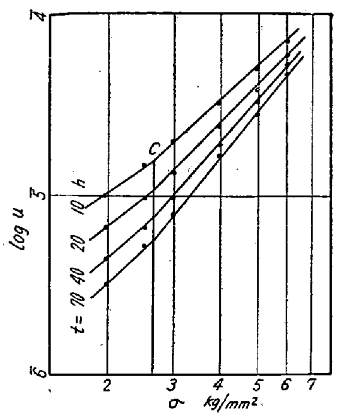

Fig. 3. Jurzeck's breaking points of creep rate for 13% Cr steel at 530°C.

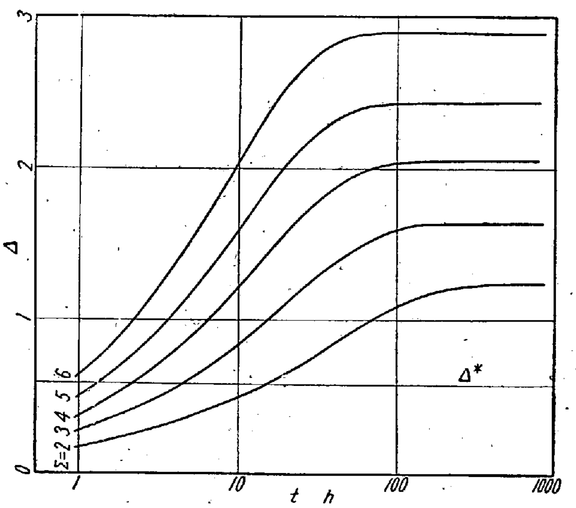

Fig. 4. Variation of rate of work hardening.

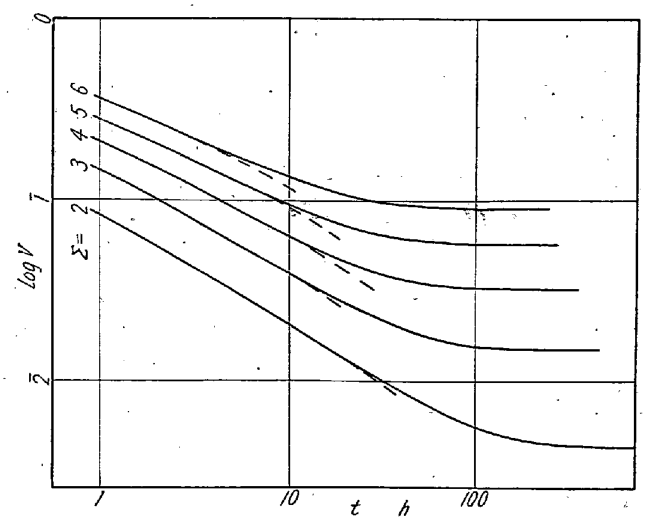

Fig. 5. Variation of creep rate.

さて

$a=0{\cdot}202,\quad b=0{\cdot}334\quad m=0{\cdot}70,$

$\alpha=1/27,\ f=8,\ \sigma_0=1\,\mathrm{kg/mm^2}\ \ \Delta^*=0{\cdot}6$

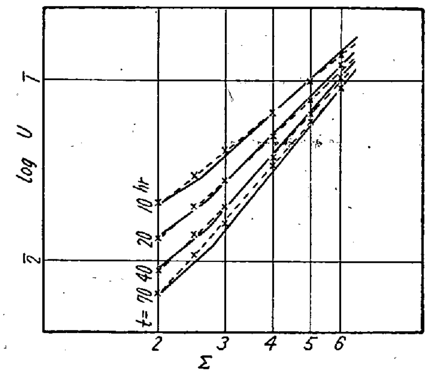

Fig. 6. Comparing caluculated values with observed ones.

と置けば，$\log t$ 対 Δ および $\log t$ 対 $\log U$ 曲線が Fig. 4 および 5 の様に得られる．Fig. 5 において $t=10,\ 20,\ 30,\ 40,\ 70\,\mathrm{h}$ に対する $\log U$ を求めて，$\log \Sigma$ 対 $\log U$ 曲線を画くと Fig. 6 の点線が得られる．図中実線および（×）印は夫々 Fig. 3 における計算によつて求めた直線群および実測値の $\log U$ より $\overline{4}{\cdot}69$ を差引いたものであるが，三者の間には略々満足な一致が見られる．これより c の値が求められる．即ち

$$U=u/\delta_0$$

$$\delta_0=c\sigma_0^{\,m}/\alpha=c/\alpha$$

$$\therefore\ \log U=\log u-\log c+\log \alpha$$

$$\log u-\log U=\log c-\log \alpha=\overline{4}{\cdot}69$$

$$c=18{\cdot}14\times10^{-5}$$

以上の結果より析点の現れる理由を考えれば次の通りである．先ず軟化域に入る迄に要する時間 t^* を各応力に就て求めると Fig. 7 が得られる．即ち t^* は σ が小になると急激に増大する．また σ が小なる場合には仮令軟化域に這入つても軟化効果が比較的小である．他方軟化が起れば軟化が起らない場合に比して U の値が大となるから，特に t が小なる場合には σ の大なる値に対応する U の値が相対的に大である，また t が比較的大となつても σ が小なる場合には軟化効化効果が比較的小であるから[3]，t が小なる場合の傾向が或程度残留する．斯様な傾向は $\log \sigma$ 対 $\log u$ 曲線に於て下方に凸なる彎曲となつて現れるのである．即ち析点の出現は軟化現象の関与と密接な関係のある事が了解されるであろう．

（3） 定常状態の早期現出法:— 匍匐試験においては定常状態における匍匐速度 u_s を求める事が必要となる場合が屢々ある．応力が相当大なる場合には比較的短時

[3] Fig. 5 において点線は軟化が起らない場合の U に相当するが実線との差は Σ が大なるほど顕著である．

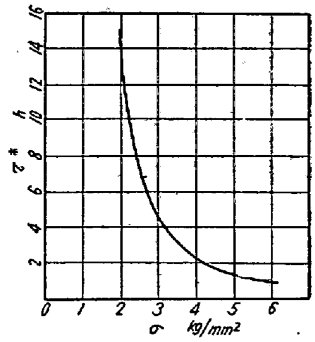

Fig. 7. Relation between stress and time τ^*.

間で定常状態に達する事が出来るが，実際上問題となるのは σ が比較的小なる場合であり，定常状態に達するには長時間を要し，1000 h 以上を必要とする場合が多い．前述のように定常状態とは Δ が軟化効果の影響を受けつゝ増加し，遂に

$$\Delta \fallingdotseq \Delta_s$$

なる条件が成立する状態である．依つて早期に定常状態に到達する為には，何等かの方法に依つて Δ を急速に増加せしめ Δ_s に近い Δ を与える様な方法を講ずればよい．斯様な方法を考案するために Fig. 4 を援用する．

例えば $\Sigma=5$ で 5 h 荷重を掛ければ Δ の値はほゞ 1·18 となる．かかる Δ を生ぜしめるためには，$\Sigma=6$ では 3 h で済み，$\Sigma=4$, 3, 2 なる場合には夫々 9, 23. 165 h を必要とする．即ち $\Sigma=2$ に於ては定常状態に到達するには 400h 程度を必要とするが，$\Sigma=5$ における 5h は 160h だけ時間を節約する事になるのである．即ち一定の応力に対し速かに定常状態に到達するためには，これよりも大なる応力を適当時間掛れば良いのである．かくして定常状態の早期現出法に対する一つの手懸りを得ることができたのである．

次に $\Sigma=3$ に就て更に正確な早期現出法を考えてみる．先ず Fig. 8 において $\Sigma=5$ で 5h 荷重を掛けた場合に Δ は P_1 点に達する．次に応力を $\Sigma=4$ に下げ 13h 保持すれば Δ は P_1-P_2 に沿つて増加する．（16 h 保持すれば P_3 に到る．）この Δ の値は最初から $\Sigma=3$ に保持した場合には，P_2' 点に相当する時間即ち 130h 後に得られる．即ち約 110h の節約が行われる．次に更に荷重を減し $\Sigma=3$ にすれば，Δ は P_2Q に沿つて増加し約 80h で準定常状態に到達する．（P_3 点より出発する場合には Δ は減少しつゝ Δ_s に近附く．）こゝに荷重を階段的に減少したのは，荷重が大であると Δ が求める Δ_s に対し過大になるおそれがあるからである．

著者は斯様な着想が実現するか否かを確めるために，

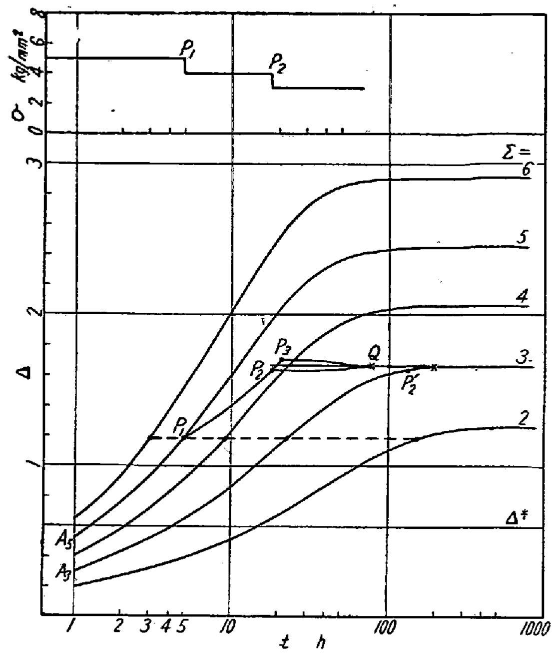

Fig. 8. Effect of over stress for rapid elevation of rate of work-hardening.

Cr-Mo 鋼に就て匍匐試験を行つた．その結果 Table 2 の様な匍匐係数を得た．

Table 2. Observed values of creep coefficient.

a	b	c	m	α	f	Δ^*	σ_0
0·301	0·298	20·01 $\times 10^{-5}$	1·01	1/30	10	0·5	1

Fig. 9 に $\Sigma=2,6$ の場合の Δ および U を示す．また $\Sigma=6$ で 9 および 20h 保持し，次に $\Sigma=2$ 迄荷重を減じた場合の Δ および U の値を夫々 P, Q, P_2Q および $\overline{P_1}'R$, $\overline{P_2}'R$ で示す．以上の様にして求められた U と実測値との比較を Fig. 10 に掲げる．即ち計算値と実測値との一致は極めて良好であり，上述の階段荷重の操作は矛盾なく施行し得ることが判る．

さてこの場合問題となる事は適当なる過荷重と荷重時間の選び方である．即ち一般には t 対 Δ および t 対 U 特性は求められていないから，予備荷重により求める荷重に対する Δ_s を得る事は効果的に行い難い．この難点を解決するためには経験に頼る他はないが，大体次の様な方針に従つて実験するのが合理的である．

即ち最初に求める荷重の2倍程度の応力を与えて数時間保持し，次に求める荷重迄下げて 50h 程度保持し，その間の U の変化を観測する．この際

（1） U の変化が小なる場合

（2） U が相当急速に増加する場合

（3） U が相当急速に減少する場合

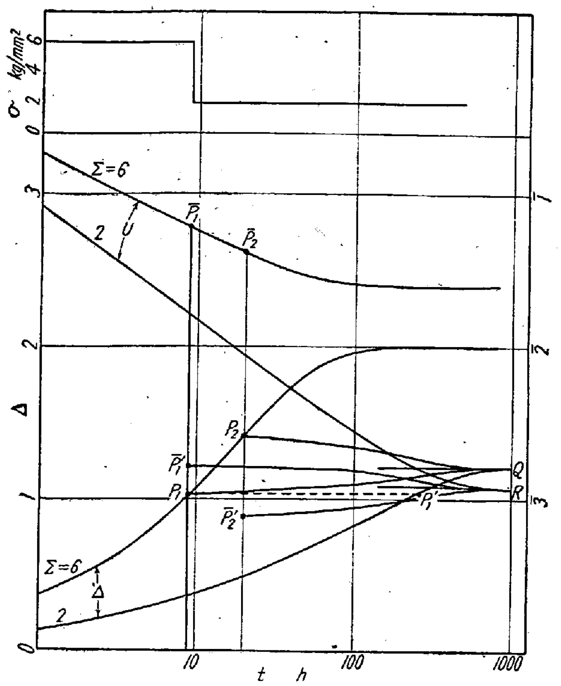

Fig. 9. Program for examining effect of over stress.

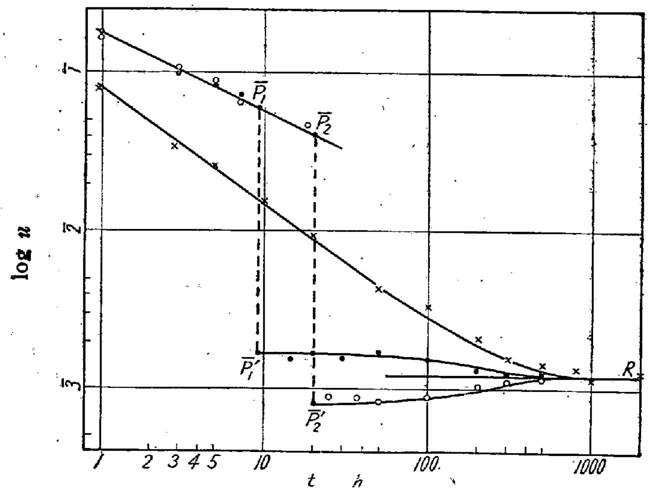

Fig. 10. Comparing caluculation with observation about creep rate.

の何れかが起る．第一の場合は予備荷重が適切であつた事を意味するから，そのまま保持して Δ_s に漸近させれば良い．第二の場合は予備荷重の結果，得られた Δ が不足した事を意味する．よつて次に最初の荷重と求める荷重との中間の荷重に上げ数時間保持し，場合によつては更に低い中間荷重迄下げて数時間保持した後求める荷重に戻して Δ_s に漸近させる．第三の場合は予備荷重が不適であり Δ が過大になつた事を意味する．斯様な場合には余り有利な結果は得られないが，次善の方法として荷重を全く除き軟化効果を大にして数時間保持した後に，求める荷重に戻し，再び U の変化を観測して処置する．以上のような方法に習熟すれば定常状態の測定時間はほゞ3分の1に短縮されるのである．また正確度を犠牲にすれば 100h 程度で定常状態における匍匐速度を測定する事も可能である．

V. 結　　言

転位論を定性的に援用して，金属の加工硬化の状態を表わすべき加工硬化度なる量を定義した．然る時，匍匐速度は応力と加工硬化度の函数として表わされる．他方軟化による硬化度の変化に対する微分方程式を仮定し，また匍匐の実験式より匍匐速度と応力および加工硬化度との関係を求め，匍匐方程式を解いた．かくして半理論的に求められた匍匐式に依り，匍匐の実験結果が矛盾なく記述し得る事を示し，Jurzeck の析点は軟化現象の関与によつて現れる事が判り，終りに匍匐の定常状態における匍匐速度の迅速測定法に就て述べた．

（昭和 30～5 月寄稿）