討16　純鉄の降伏過程の転位現象論

東大工学部　○井形直弘
石川島播磨重工　瀬戸佐智生

1. 序　純鉄の降伏過程の転位現象論は G. T. Hahn, C. Crussard, N. J. Petch らによって検討が加えられてきたが、これまでの研究では電顕直接観察との結びつきが充分でなく、従ってその点で明確さを欠いていた。本研究では直接観察との対応を考えながら解析した。特にこれまで筆者が試みて来たセル形成，加工硬化，最大荷重のエネルギー条件からの導出の試みを更に降伏強度にまでひろげることを試みた。

2. 降伏過程の転位現象論

A. 上降伏領域

(1) 塑性ノッチがつくられるまで

図1. のように外力σが加えられたときIの結晶粒は

$$\sigma-\sigma_i=\alpha\mu b\rho^{\frac{1}{2}}\qquad(1)$$

まで変形する。ここでσ_iは転位のマサツ力，μは剛性率，bはバーガース・ベクトル，ρは転位密度，αは定数である。
この場合Iの粒内の歪γとしては，次式で与えられる。

$$\gamma=\rho b\bar{x}\qquad(2)$$

$\bar{x}$は転位の平均自由経路である。

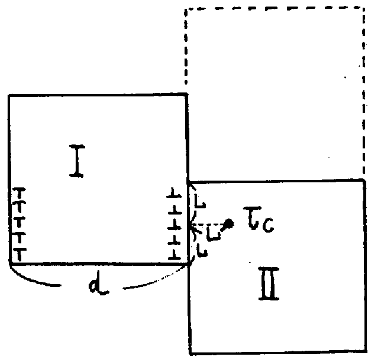

図1. 塑性ノッチ形成模式図

観察結果としては，$\rho\propto d^{-1}$（dは結晶粒径，図2に示す。）であり又$\gamma\propto d^{-\frac{1}{2}}$となるのは$\bar{x}\propto d^{\frac{1}{2}}$（$\propto\rho^{-\frac{1}{2}}$）と対応しているものと考えられる。

図1.のIIの結晶粒に塑性が伝わるのは

$$\tau_c=0.5\frac{\mu\gamma}{\pi(1-\nu)}\qquad(3)$$

の場合であり，$\gamma\propto d^{-\frac{1}{2}}\propto\rho^{\frac{1}{2}}$

であることより，τ_cは転位がある量まで増してきて，それ以上増殖が行なわれなくなると隣の粒の変形は完了する。このことは$\tau_c\propto\rho^{\frac{1}{2}}$であることと対応している。

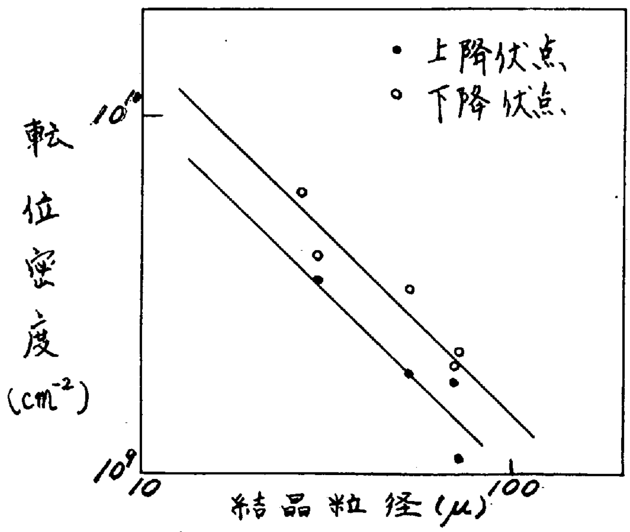

図2　結晶粒径－転位密度

(2) 塑性ノッチの安定性

いま長さc，巾S_0の塑性ノッチを生じたとし(図3)これがひろがる場合S_0の巾でひろがるものとする。Griffithの破壊クラックの解析とのアナロジーにより，塑性ノッチをひろげるに要する有効応力をσ_eとすると，

$$\sigma_e=\sqrt{\frac{2E\gamma_p}{\pi c}}\qquad(4)$$

ここでγ_pはクラックの場合の表面エネルギーに代り，塑性ノッチの仕事量を考えており次式で表わされる。

$$\gamma_p = \frac{1}{2}\mu b^2 \rho S_0 \qquad (5)$$

$$\therefore \quad \sigma_e = \sqrt{\frac{S_0 E}{\pi C \mu}} \cdot \mu b \rho^{\frac{1}{2}} \qquad (6)$$

ところが一方，有効応力による弾性歪エネルギーが塑性歪エネルギーにおきかわるという条件より

$$\sigma_e = A \mu b \rho^{\frac{1}{2}} \quad \left(A \leqq 1.5 \left(= \sqrt{\frac{E}{\mu}}\right)\right) \qquad (7)$$

でなければならない。

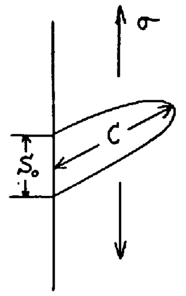

図3 塑性ノッチ模式図

このことより塑性ノッチがひろがる条件としては $\sqrt{\frac{S_0}{\pi C}} < 1$
すなわち $S_0 < \pi C$ でなければならない。 最初の S_0 を若し，2結晶粒位と考えれば C は1結晶粒位であり，このような核は S_0 の巾で当然ひろがり得る。また $S_0 < \pi C$ であれば弾性エネルギーより塑性歪エネルギーの方が小さいのであるから，当然クラックが大きくなる場合巾もひろがり得ると考えられる。 上降伏点はこのような核のひろがりを見せる最初の応力であると考えられる。

(3) 上降伏強度

歪速度がLüders帯のひろがる場合の臨界値で与えられるとする。

$$\sigma_e = A \mu b \rho^{\frac{1}{2}}$$

即ち，

$$\sigma_u - \sigma_d = A \mu b \rho^{\frac{1}{2}} \qquad (8)$$

ここで σ_u は上降伏強度，σ_d は動的応力である。 いま歪速度を $\dot{\gamma}$ とすると

$$\dot{\gamma} = \rho b v = \rho b v_0 \exp - \frac{D}{\sigma_d} \qquad (9)$$

ここで，v は転位の運動速度，D は不純物，温度などの関数である。
$\dot{\gamma}$ は全体の歪速度を $\dot{\varepsilon}$ とする場合，Lüders帯の巾を S_0，板巾を w_0，長さを l とし，Lüders front を1結晶粒と仮定すると

$$\dot{\gamma} \fallingdotseq \dot{\varepsilon} \cdot \frac{w}{S_0} \cdot \frac{l}{d} \qquad (10)$$

従って

$$\sigma_d = \frac{D}{\ln \frac{S_0 d \rho_u b v_0}{\dot{\varepsilon} w l}} \qquad (11)$$

(8), (11)式より

$$\sigma_u = \frac{D}{\ln \frac{S_0 d \rho_u b v_0}{\dot{\varepsilon} w l}} + A \mu b \rho_u^{\frac{1}{2}} \qquad (12)$$

但し，ρ_u は上降伏点における転位密度である。
(12)式より $S_0 = nd$ としたとき，σ_u は図4のようになる。

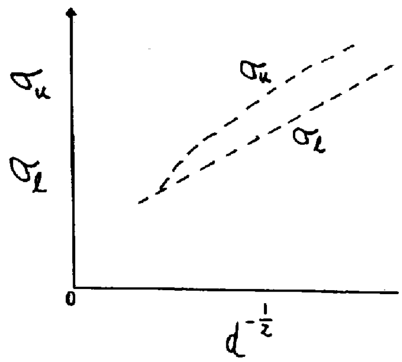

図4. 上降伏応力および下降伏応力の粒度依存性模式図

B. 下降伏領域

下降伏強度は上降伏強度でできたLüders帯が板巾方向への貫通を終り，引張軸方向へひろがりはじめ試料全体をおおう間の変化であり，その間を通じて $\rho d = const$ が成立する。（図2参照）

Lüder帯 front は板巾 w で1結晶粒であると仮定すると　上降伏強度の場合にならって次の式が導かれる。

$$\sigma_l = \frac{D}{\ln \frac{\rho_l d b v_0}{\dot{\varepsilon} l}} + A' u b \rho^{\frac{1}{2}} \qquad (13)$$

ここで ρ_l は下降伏強度における転位密度である。この場合，右辺才1項は $\rho_l d =$ const より粒度の影響を受けず，従って図4のようになる。

$s_0 = n d = w_0$　となった点で上降伏強度と下降伏強度とは一致し，降伏降下はなくなると考えられる。(13)式は Petch の関係式とも対応する。即ち，

$$\sigma_l = \sigma_i + k_y d^{-\frac{1}{2}} \qquad (14)$$

3.　結び

以上，上降伏強度と下降伏強度について電顕直接観察を基礎として転位現象論的に説明を試みた。