7075-Al 合金の不連続変形

斉藤勝男* 細井吉一** 乙黒靖男*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 51, No. 7(1987), pp. 616-623

Discontinuous Deformation of 7075-Al Alloy

Katuo Saitou*, Yoshikazu Hosoi** and Yasuo Otaguro*

7075-Al alloy has been tensile tested in order to investigate the difference of discontinuous deformation models, and the rate process of discontinuous deformation by means of activation energy, and individual values of m and β . Tensile tests have been performed in the temperature range mainly from 243 to 408 K, in the strain rate range from 1.67×10^{-5} to $6.67 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Changes in mechanical properties with or without discontinuous deformation are described. The main results obtained are as follows:

(1) Discontinuous deformation behavior can be divided into regions I and II, by the appearance of load-elongation curve and the strain rate dependence of critical strain, positive in region I and negative in region II.

(2) Values of m and β are positive in region I, whereas in region II, the value of β is positive but m is negative.

(3) The activation energy is $49.3 \pm 2.5 \text{ kJ/mol}$ in region I and $108.0 \pm 1.0 \text{ kJ/mol}$ in region II. The rate process of the former is the vacancy-solute complex, and that of the latter appeared to be self diffusion of solute.

(4) A distinction of the models cannot be made by the calculation methods of activation energy.

(Received February 27, 1987)

Keywords: discontinuous deformation, 7075 aluminum alloy, dynamic strain ageing model, static strain ageing model, strain dependence of vacancy concentration, strain dependence of mobile dislocation density, tensile test, Portevin-LeChatelier effect

I. 緒 言

溶質原子と転位との相互作用によって生じる合金の不連続変形(いわゆる PL 効果)に関する研究は Cottrell の理論⁽¹⁾以来, 多くの合金系で研究報告されており⁽²⁾, 理論的取扱もなされている⁽³⁾⁻⁽⁶⁾。しかし, 十分に説明されているわけではなく, 最近 Cottrell モデルとは異なったモデル⁽⁷⁾⁽⁸⁾が, また Cottrell モデルは不連続変形を説明するのに不適切であるという報告もなされている⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾⁽¹⁴⁾。

不連続変形は荷重-伸び曲線上の荷重変動による鋸歯あるいは変形帯伝播として認められ, その現れ方から数種の型に分類し, 不連続変形開始ひずみの温度およびひずみ速度依存性の立場から論じられてきた。しかし, そこで用いられているパラメーター m , β は常に $(m+\beta)$ の形で用いられており, 個別の値として取り扱われていないのが現状である。また不連続変形モデルとしての動的ひずみ時効モ

デルと静的ひずみ時効モデルの区別もなされていない。本報告はこの点について 7075Al 合金を用いて調べ, 不連続変形発生機構について検討を加えることを目的としている。なお, 不連続変形の有無による機械的性質の変化についても簡単に触れる。

不連続変形に関するモデルには現在大別して二つある。第一は動的ひずみ時効モデル⁽¹⁾であり, 第二は静的ひずみ時効モデル⁽³⁾⁽⁴⁾⁽¹²⁾と称されるものである。

前者のモデルは運動転位が溶質原子の雰囲気を引きずる, あるいは溶質原子の雰囲気が運動転位を固着させるという考え方である。この場合, その時の転位の臨界速度は次式で与えられる。

$$V_c \approx 4D/l \quad (1)$$

ここで D : 溶質原子の拡散係数, $l (= U_m b / kT)$: 雰囲気の有効半径, b : バーガースベクトル, U_m : 転位と溶質原子との結合エネルギーである。置換型溶質原子の拡散は変形初期では非常に小さいが変形によって導入された空孔

* 群馬大学工学部(Faculty of Technology, Gunma University, Kiryu)

** 群馬大学工業短期大学部, 現在: 千葉工業大学金属工学科(College of Technology, Gunma University, Kiryu. Present address: Department of Metallurgical Engineering, Chiba Institute of Technology, Narashino)

濃度の増加により促進され、転位の周りに雰囲気を形成し転位速度を低下させる。これが不連続変形の生じる臨界条件である。その時のひずみ速度は Orowan の式を用いると次式で与えられる。

$$\dot{\epsilon} = \frac{4b\rho C_v}{l} D_0 \exp(-Q_m/kT) \quad (2)$$

$$[D = C_v D_0 \exp(-Q_m/kT)]$$

ここで ρ : 可動転位密度, C_v : 空孔密度, D_0 : 拡散の振動数因子, Q_m : 溶質原子の拡散の活性化エネルギーを示す。 Q_m は、空孔移動の活性化エネルギーを E_m , 溶質原子と空孔との結合エネルギーを B とすると近似的に $Q_m = E_m - B$ で与えられる。また、 ρ と C_v は変形量に依存すると仮定⁽¹³⁾されている。

$$\rho = K_1 \epsilon^\beta, C_v = K_2 \epsilon^m \quad (3)$$

$$[K_1, K_2: \text{定数}]$$

式(3)を(2)に代入することにより不連続変形の生じる臨界ひずみ ϵ_c は次式で与えられることになる。

$$\epsilon_c^{m+\beta} = \frac{l\dot{\epsilon}}{4b K_1 K_2 D_0} \exp(Q_m/kT) \quad (4)$$

$$= \frac{\dot{\epsilon} U_m}{4K_1 K_2 D_0 kT} \exp(Q_m/kT) \quad (5)$$

後者のモデルは転位が障害物を乗り越える際の待ち時間中に転位の周りに溶質原子の雰囲気形成されるという考え方である。待ち時間 t_w は障害物間隔を L とすると

$$t_w = \frac{Lb\rho}{\dot{\epsilon}} \quad (6)$$

で与えられる。また、その場所で溶質濃度 C_1 の雰囲気形成するための時間 t_a は次で与えられる⁽¹⁵⁾。

$$t_a = \left(\frac{C_1}{\alpha C_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{kTb^2}{3DU_m} = \left(\frac{C_1}{\alpha C_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{b^3}{3Dl} \quad (7)$$

ここで C_0 は溶質の平均濃度 ($C_1 \geq C_0$)。 α の値は $3^{(9)}$, $\pi^{(15)}$, $3(\pi/2)^{1/3}$ ⁽¹⁶⁾ が示されている。不連続変形の生じる条件は $t_w \approx t_a$ で与えられ、式(6), (7)より次式が得られる。

$$\dot{\epsilon} = \left(\frac{\alpha C_0}{C_1}\right)^{3/2} \cdot \frac{3L\rho l C_v D_0}{b^2} \exp(-Q_m/kT) \quad (8)$$

$$= \left(\frac{\alpha C_0}{C_1}\right)^{3/2} \cdot \frac{3L\rho U_m}{kTb} C_v D_0 \exp(-Q_m/kT) \quad (9)$$

また、式(3)を用いると臨界ひずみは

$$\epsilon_c^{m+\beta} = \left(\frac{C_1}{\alpha C_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{\dot{\epsilon} b^2}{3L K_1 K_2 l D_0} \exp(Q_m/kT) \quad (10)$$

$$= \left(\frac{C_1}{\alpha C_0}\right)^{3/2} \cdot \frac{b\dot{\epsilon} kT}{3L K_1 K_2 U_m D_0} \exp(Q_m/kT) \quad (11)$$

で与えられる。

II. 試料および実験方法

本実験で用いた 7075Al 合金の分析値を Table 1 に示す。試験片は厚さ 1 mm の冷延板より平行部寸法、幅

Table 1 Chemical analysis (mass%) of 7075-Al alloy.

Zn	Mg	Cu	Fe	Cr	Si	Ti	Mn	Al
5.57	2.51	1.61	0.26	0.21	0.07	0.02	0.01	Bal.

5 mm, 長さ 20 mm の肩付き試験片を NC フライス加工で作成した。この際、試験片の長手方向と素材の圧延方向とを同一にした。試験片の熱処理は 693 K, 3.6 ks(420°C, 1 h)の大気焼鈍後、炉冷とし(結晶粒径約 24 μm)、電解研磨(液組成: 過塩素酸: アルコール = 1: 9, <293 K)を行った後、引張試験に供した。引張試験はインストロン型を用い、初期ひずみ速度は $1.67 \times 10^{-5} \sim 6.67 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ の範囲で行った。試験温度は 201 K, および 243~408 K の範囲とし、201 K はドライアイス + アルコールを、243~263 K は冷凍機で冷却したアルコールを、273 K は氷水を、313 K 以上ではシリコン油浴を用いた。温度制御は $\pm 0.5 \text{ K}$ の精度であった。

不連続変形開始ひずみはゼロサプレッションを行った荷重-時間曲線より求めた。不連続変形開始の判断としては明瞭な荷重降下が生じる以前に荷重-時間曲線上にうねりが生じることからこれの発生位置を開始位置とした。

III. 実験結果

1. 不連続変形開始ひずみ

温度、ひずみ速度を変えて測定した不連続変形開始ひずみ (ϵ_c , 以後、開始ひずみと称する)のひずみ速度 ($\dot{\epsilon}$) 依存性を Fig.1 に示す。なお、ひずみ速度は初期ひずみ速度を用いている。Fig.1(a)中で記号 No. は不連続変形が認められなかったことを示す。Fig.1(a)から開始ひずみは温度一定ではひずみ速度の増加に伴い増加し、ひずみ速度一定では温度の上昇に伴い開始ひずみは減少することがわかる。しかし、温度の上昇に伴いこの傾向とは全く逆の場合、すなわち負の依存性の存在することが認められる (Fig.1(b))。負の依存性が存在する場合には、開始ひずみはひずみ速度の増加に伴って減少し、最小値を経た後に増加する正の依存性へと続く。この最小値に相当するひずみ速度は温度の上昇と共に増加する傾向にある。また、直線の勾配は正の依存性の場合においては温度上昇による変化は少ないが、負の依存性では大きくなる(絶対値で)傾向を有していることが認められる。ここで開始ひずみがひずみ速度に正に依存する場合を領域 I, 負に依存する場合を領域 II と便宜的に定義しておく。

不連続変形出現の有無を絶対温度の逆数で整理した結果を Fig.2 に示す。図中で×印は不連続変形が生じなかった場合を示している。この図から不連続変形の発生する場合のひずみ速度と温度の組合せは図中の境界線 1 および 3 で区切られた領域内のものでなければならないことが示される。また、この領域内は前述の領域 I, II を考慮すると

Fig.1 Relation between critical strain and strain rate.

(a) Under room temperature. No. denotes disappearance of serration.

(b) Above room temperature.

Fig.2 Relation between reciprocal absolute temperature and initial strain rate. Marks $\odot$ and $\triangle$ denote that serrations have appeared. Mark $\times$ denotes that serrations have not at all appeared. Regions I and II indicate that the strain rate dependence of critical strain is positive and negative, respectively.

直線 2 によって区分することが可能である。これにより領域 II の出現は、同一ひずみ速度では高温側で、同一温度では低ひずみ速度側で生じるといえる。なお、?印は領域 I, II のどちらに属するか判断出来なかったことを示している。これは、Fig.1(b)中における 353, 373, 393 K の場合に相当する。

なお、201 K の温度では不連続変形は認められなかった。

2. 不連続変形曲線の形状

不連続変形曲線の形状は領域 I, II とではその現れかたに若干の相異があるので区別して示す。

また、形状の分類は研究者によって異なるのでここでは Brindley と Worthington の分類⁽¹⁷⁾ によった。

(1) 領域 I

不連続変形曲線の代表的な例を Fig.3 に示す。Fig.3 (a), および (b) は領域 I における不連続変形開始直後、および変形中期の曲線を示している。不連続変形開始点を図中に矢印で示した。不連続変形開始直後は不規則と思われる形状で変形が進行するが[†]、ある程度変形が進行すると曲線の形状は明瞭な規則性を有するようになり (Type B), この規則的な形状は破断まで継続する。不連続変形開始直後の形状は Fig.3(a) に示した以外に、Fig.4

Fig.3 An enlarged portion of the load elongation curve in region I. The arrow in the figure indicates the starting point of serration.

(a) Initial portion of deformation, and (b) corresponding to nearly half of the total elongation.

[†] Type A 中に数個のピークが生じた場合に相当すると考えられる。

Fig.4 An enlarged portion of the load elongation curve superimposed type B on type A in region I.

に示すような規則性を有するいわゆる Type A が認められる場合があるが、変形が進行すると Type B に変化する。Fig.4 は Type A 中に Type B が出現した中間的な場合に相当する。同一試験片では Type A もしくは Fig.3 (a) に示した形で不連続変形が始まり、その後 Type B に遷移する。Type B の開始ひずみはひずみ速度の上昇に伴い増加する傾向にあった。しかし、明瞭には判断し得ない場合が多いため、本報告ではこのひずみについては触れない。なお、273 K 以下の温度では Type A で主に変形が進行した。

(2) 領域 II

領域 II における荷重-伸び曲線の代表例を Fig.5 に示す。この領域における不連続変形は荷重-伸び曲線上のゆらぎに続いて急激な荷重降下の連続で示され、領域 I における不連続変形の現れかたとは全く異なっている。この現

Fig.5 An enlarged portion of the load elongation curve in region II. The arrow indicates the starting point of serration.

れ方は Brindley と Worthington⁽¹⁷⁾ によれば Type C に相当する。この Type C は前述の Type B と同様に破断時まで継続する。

Type B と C はその出現時には若干の相違が認められるが、現れた後ではその相違を認めることは困難である (Fig.3(b) と Fig.5 とを比較)。また、荷重-伸び波形の荷重増加部分の勾配は試験片の弾性変形にほぼ等しい勾配を有している。なお、低ひずみ速度ではそれらの荷重降下に対応して可聴音の発生を認めることが多かったことを記しておく。

3. 機械的性質

0.2% 耐力および引張強さ (UTS) のひずみ速度依存性の例を各々 Figs.6, 7 に示す[†]。Fig.6 から 0.2% 耐力は不連続変形が生じる場合にはひずみ速度依存性は負になる傾向を有している (Fig.2 参照)。しかし、生じない場合 (408 K) でもその依存性は非常に小さいため、変形応力のひずみ速度依存性への不連続変形の影響を確認するには 0.2% 耐力の場合よりも Fig.7 に示すように引張強さの場合の方が良好である。Fig.7 では不連続変形が生じない場合に

Fig.6 Relation between 0.2% flow stress and strain rate.

Fig.7 Relation between ultimate tensile strength and strain rate.

[†] 応力およびひずみはすべて真応力、および真ひずみを用いた。

は引張強さはひずみ速度に正に依存し(408 K), 生じる場合には負に依存する(313, 243 K). また, 中間のひずみ速度から不連続変形が現れる場合にはそのひずみ速度を境にして依存性が変化することが示される(373 K, $3.33 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 以上のひずみ速度では不連続変形が生じる). Fig.8 に引張強さの温度依存性を示す. 図中で No.Ser. は不連続変形が生じないことを示している. 従って, 不連続変形が現れる温度までの引張強さの温度依存性は非常に小さいかあるいは正であるが, 不連続変形が現れなくなると引張強さは急減する.

次に均一伸び(UTS までの伸び)および破断伸びの温度依存性の例を Fig.9 に示す. 両者は室温前後で最小値をとり, 温度上昇と共に増加する. その後, 均一伸びは不連続変形が発生しなくなる温度を境にして低下するが, 破断伸びは単調に増加する傾向にある.

Fig.8 Relation between ultimate tensile strength and absolute temperature.

Fig.9 Relation between elongation and absolute temperature.

4. m および β

不連続変形現象を記述する代表的なパラメータ ($m + \beta$)

は式(4)または(10)を用いて Fig.1(a), (b)の直線の勾配の逆数から求められる. 得られた結果を Table 2 に ($m + \beta$)_E で示す.

(1) 領域 I

($m + \beta$)_E はほぼ 1.7~2.6 の範囲内にあり, 288 K 以下では温度低下につれて増加するが, それ以上の温度では温度に対する依存性は少ないように見受けられる.

ϵ_c の $\dot{\epsilon}$ 依存性から求められるパラメータは常に m と β が加算された ($m + \beta$) の形であるため, 不連続変形に対する m と β の寄与が明確では無い. このため, m と β とを個別の値として求める必要があるが, ここでは筆者らの提案した方法に⁽¹⁸⁾より m と β を分離して求め, その計算値を ($m + \beta$)_c, m_c および β として Table 2 に示した. ただし, 転位密度 ρ と変形応力 σ との関係を $\sigma \propto \rho^{1/2}$ と仮定して計算を行っている. 計算値 ($m + \beta$)_c と実測値 ($m + \beta$)_E は良い一致を示していることから解析方法は妥当であると考えられる. m_c の値は 263 K 以上の温度では約 1.4 であり温度に依存しないが, β の値は 313, 323 K で他の温度よりも低い値を示している. 338 K 以上の温度では, 実験したひずみ速度範囲が限られているため, および領域 II が現れることの影響により領域 I における m と β の分離は出来なかった.

Table 2 Parameters obtained by experiment and calculation.

Temp.(K)	($m + \beta$) _E	N	($m + \beta$) _c	β	m_c	$N+1$	$2N+1$
Region I							
243	2.614	0.2714	2.604	0.5428	2.061	1.271	1.543
253	2.237	0.3032	2.384	0.6065	1.777	1.303	1.606
263	2.120	0.3052	2.054	0.6104	1.444	1.305	1.610
273	2.045	0.3414	2.079	0.6828	1.396	1.341	1.683
288	2.052	0.3078	2.057	0.6156	1.441	1.308	1.616
295	1.714						
313	1.790	0.1784	1.815	0.3568	1.459	1.178	1.357
323	1.762	0.2220	1.906	0.4440	1.462	1.222	1.444
338	1.799~1.869						
353	1.710						
373	(1.65)						
393	(1.48)						
Region II							
338	0.3107	-0.9615	0.6214	-1.583	1.311	1.621	
353	0.2787	-0.7198	0.5574	-1.277	1.279	1.557	

(2) 領域 II

領域 II における ($m + \beta$)_E は, Fig.1(b) に示したようにデータを直線で結ぶことが出来なため求められなかったが, 計算値を Table 2 に示した. ($m + \beta$)_c の値は負であり, 領域 I に比べて絶対値で約 1/2 の値を, β は正の値であるが, m_c は負の値を得た. ($m + \beta$)_E が実験で求められなかったことと同じ理由により, m_c , β の値の誤差は領域 I での値に比べて大きい. このため, 領域 I と II における値の比較は行わなかった.

IV. 考 察

1. m および β

(1) 領 域 I

塑性変形によって導入される過剰空孔濃度のひずみ依存指数 m は Table 2 に示したように 1.4~2.0 の範囲にある。不連続変形の試験で求められている従来の m 値は 1.0~1.5 であるが、試験温度を広い範囲に変えて測定してはいないため少なくとも 263 K 以上の温度での m 値は従来の結果と一致していると考えられる。

従来の m あるいは β の説明は、 $\beta = 1$ とした場合の m の理論値との比較⁽¹⁹⁾ から、 β の値は考慮せず m の値のみから⁽²⁰⁾ 行われている。

van Buren⁽²¹⁾ は理論的取扱により m の値として 1.25 (単一すべり), 2.0 (多重すべり) を得ている。また, Saada⁽²²⁾ はジョグの非保存運動の考えから次式を導いた⁽²³⁾。

$$dC_v/d\varepsilon \approx K\sigma \quad (K: \text{剛性率を含む定数}) \quad (12)$$

これによれば応力のひずみ依存性を考えることにより m 値が求まる。次式を仮定すると、

$$\sigma = f' \varepsilon^n \quad (f': \text{定数}) \quad (13)$$

空孔濃度として、

$$C_v = K' \varepsilon^{n+1} + C_0 \quad (K': \text{定数}, C_0: \text{積分定数}) \quad (14)$$

が得られる。式(3)と比較することにより、 m は近似的に次で与えられる。

$$m = n + 1 \quad (15)$$

通常、単一の n によって応力-ひずみ曲線は記述し得ず、また、 n はひずみ速度によっても変わるため、不連続変形が開始するひずみでの n を用いるべきである。この値を N とすると、

$$m = N + 1 \quad (16)$$

($N = (\partial \ln \sigma / \partial \ln \varepsilon)_\varepsilon$, $\sigma \leq \sigma_s$: 開始応力, $\varepsilon \leq \varepsilon_c$)

ここで N はひずみ速度には依存せず、温度に依存する。この値を Table 2 に示した。これによると m 値は筆者らによる方法⁽¹⁸⁾ での m_c 値と 263, 273, 288 K の温度ではほぼ一致した値であるが、それ以外の温度では m_c 値より低い値を示す。ここで β は次の関係、 $\beta = 2N$ ⁽¹⁸⁾ であるため、 β の最大値を 1.0 とすると $N = 0.5$ となる。従って Saada のモデルによる m の最大値は 1.5 となる(最小値は 1)。

Saada のモデルとは異なり Basinski と Saimoto⁽²⁴⁾ は次式を示した。

$$C_v \approx \int \sigma^2 d\varepsilon \quad (17)$$

式(13)を代入すると結果として、

$$m = 2N + 1 \quad (18)$$

となり、この値も Table 2 に示した。式(18)によって計算した値は、313, 323 K では Saada のモデルよりも m_c 値に近い。しかし、243 K では m_c 値よりかなり低い値を示す結果となった。

以上のことから、本実験で得られた m 値は van Buren

の 1.25~2.0 の範囲内ではあるが、現時点では Saada のモデル、Basinski と Saimoto のモデルのいずれも否定し得ない。

(2) 領 域 II

領域 I における m 値は正であり、変形の進行と共に過剰空孔濃度が増加することを示しているが、領域 II での m の計算値は Table 2 に示したように負の値として得られた。筆者等の提案した分離方法が領域 II でも妥当であるとするならば、すなわち、過剰空孔は変形と共に減少することを意味しており、過剰空孔が変形によって増加する前述のモデルでは説明し得ない。筆者等はこれを説明するモデルを有していないが、定性的には次のように考えられる。変形による空孔の生成は領域 I の場合と同様であると仮定すると、結果としての過剰空孔濃度の減少は空孔消滅源の増加に起因することになる。空孔消滅源としては粒界および刃状転位上のジョグが考えられる。後者に関しては領域 II の出現が領域 I に比べて低ひずみ速度かつ高温であるため、空孔の有効な消滅源として作用し、刃状転位は空孔を吸収して上昇運動すると考えられる。空孔生成量のひずみ依存性よりも空孔消滅量のひずみ依存性の方が大きいと仮定すれば、結果的に空孔濃度はひずみの増加と共に減少することになり、 m 値は負になるであろう。このように考えると領域 II では溶媒あるいは溶質の自己拡散が不連続変形の律速過程に関係していることを示すことになる。

2. 活性化エネルギー

雰囲気半径 l が温度、ひずみに依存しないと仮定される場合には ε_c と $\dot{\varepsilon}$ との関係は動的ひずみ時効モデルと静的ひずみ時効モデルは同一であるため(式(4), (10)参照)、活性化エネルギーは $[\log \varepsilon_c \text{ vs. } 1/T]_\varepsilon$ プロットの勾配、あるいは $[\log \dot{\varepsilon} \text{ vs. } 1/T]_{\varepsilon_c}$ プロットの勾配より求められる。従って活性化エネルギーからモデルの相違を検討することは出来ない。

l が温度、ひずみに依存すると考えられる場合、および $(m + \beta)$ が温度によって異なる場合には動的ひずみ時効モデルでは $[\log \varepsilon_c^{(m+\beta)} \cdot T \text{ vs. } 1/T]_\varepsilon$ プロットで、静的ひずみ時効モデルでは $[\log \varepsilon_c^{(m+\beta)} / T \text{ vs. } 1/T]_\varepsilon$ プロットで活性化エネルギーを求める必要がある[†]。

活性化エネルギーを求める別な方法はひずみ速度を温度の逆数で整理することにある。ただしこの場合も上述の理由から ε_c 一定ではなく、 $\varepsilon_c^{(m+\beta)}$ 一定で行うべきであり、動的ひずみ時効モデルでは $[\log \dot{\varepsilon} / T \text{ vs. } 1/T]_{\varepsilon_c^{m+\beta}}$ プロットを、静的ひずみ時効モデルでは $[\log \dot{\varepsilon} T \text{ vs. } 1/T]_{\varepsilon_c^{m+\beta}}$ プロットを用いる[†]。

従来の報告では活性化エネルギーは $\log \varepsilon_c \text{ vs. } 1/T$ あるいは $\log \dot{\varepsilon} \text{ vs. } 1/T$ プロットのみで求めており、求め方を変えて比較した例は少ない。Qian と Read-Hill⁽²⁵⁾ は

† 不連続変形の温度範囲が狭い場合には $[\log \varepsilon_c^{m+\beta} \text{ vs. } 1/T]_\varepsilon$, $[\log \dot{\varepsilon} \text{ vs. } 1/T]_{\varepsilon_c^{m+\beta}}$ として良い。

Cu-3.1 mol%Sn 合金で, Mukherjee ら⁽²⁶⁾ は 5005 Al 合金で $\log \dot{\epsilon}$ vs. $1/T$ で求めた活性化エネルギーの値は $\log \epsilon_c$ vs. $1/T$ プロットで求めた値と良い一致を示したと述べている。また, Chaturvedi と Lloyd⁽²⁷⁾ は Mg-10 mass% Ag 合金において $\log \dot{\epsilon} T$ vs. $1/T$ プロットで活性化エネルギーの値 50.2 kJ/mol, $\log \epsilon_c$ vs. $1/T$ で 44.4 ± 9.7 kJ/mol を得ている。

本実験では $(m+\beta)_B$ の値は温度によって変化しているためこれを考慮して活性化エネルギーを求めた。Fig. 10 に $(\log \epsilon_c^{m+\beta} \cdot T \text{ vs. } 1/T)_B$ プロットを, Fig. 11 に $(\log \dot{\epsilon} T \text{ vs. } 1/T)_B$ プロットを示す。前者での活性化エネルギーは 48.9 ± 2.1 kJ/mol, 後者では 50.6 ± 1.1 kJ/mol を得た。また, ここには示さないが, $(\log \epsilon_c^{m+\beta} \text{ vs. } 1/T)_B$ プロットでの活性化エネルギーは $(\log \epsilon_c^{m+\beta} \cdot T \text{ vs. } 1/T)_B$ プロットとほぼ同様な値を, $(\log \dot{\epsilon} T \text{ vs. } 1/T)_B$ プロットと同様な値を得ている。このため, l の温度依存性は無視しても良く, 静的ひずみ時効モデルと動的ひずみ時効モデルの差は認められないと考えられる。

活性化エネルギーは Figs. 10, 11 で求められるが, 不連続変形の領域図 (Fig. 2) から求められる。 $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp(-Q/kT)$ を仮定すると, 直線 1 では 43.4 ± 3.0 kJ/mol, 直線 2 では 45.8 ± 0.6 kJ/mol, 直線 3 では 108.4 ± 1.0 kJ/mol を得た。領域 II の活性化エネルギーは前述の方法では得られなかったが, 領域 I を示す直線 1, 2 の値が前

Fig. 10 Relation between $\epsilon_c^{m+\beta} T$ and reciprocal absolute temperature. Strain rate varies from 1.67×10^{-5} to $6.67 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Broken lines correspond to region II.

Fig. 11 Relation between $\dot{\epsilon} T$ and reciprocal absolute temperature in region I.

述の方法の値と近い値を示していることから, アレニウス型の式を用いて得た直線 3 の値は領域 II の活性化エネルギーの値であると考えられる。これらの値および前述の値をすべて考慮すると, 領域 I では 49.3 ± 2.5 kJ/mol を, 領域 II では 108.4 ± 1.0 kJ/mol として良い。

純 Al 中の単一空孔の移動の活性化エネルギー 59.8 kJ/mol⁽²⁸⁾ と比較して領域 I の活性化エネルギー 49.3 ± 2.5 kJ/mol はかなり低い。この差は溶質元素と空孔との結合エネルギーを考えることによって説明されている^{(26) (29) - (31)}。7075 Al 合金の主要添加元素 Zn, Mg, Cu の空孔との結合エネルギーは⁽³²⁾, Zn: 20.3 kJ/mol, Mg: 18.3 kJ/mol, Cu: 4.8 kJ/mol であり, これを考慮すると空孔移動の活性化エネルギーは $69.6 \sim 54.1 \pm 2.5$ kJ/mol となり, 少なくとも現時点では 59.8 kJ/mol と良い一致をしているとみなせる。従って, 7075 Al 合金の領域 I での不連続変形は, その種類は分からないが溶質と空孔との複合体の拡散が律速していると考えられる。

領域 II の活性化エネルギー 108.4 ± 1.0 kJ/mol は領域 I でのその約 2 倍であり, 純 Al 中の空孔移動の活性化エネルギーより非常に高く, むしろ Al 中の溶質拡散の活性化エネルギー⁽³³⁾に近い。領域 I に比べ領域 II でのこのような高い値は 7075 Al⁽²⁹⁾, Al-Mg^{(31) (35)}, V-C⁽³⁴⁾ で報告されているが, 真の解決はされていないようである。

領域 II での高い活性化エネルギーの説明として, Mukherjee ら⁽²⁹⁾ は見かけ上の可動転位密度の減少によるとし, 松浦ら⁽³⁶⁾ は平衡雰囲気からの離脱条件によるとし

ている。しかし、可動転位密度が変形の進行と共に減少することは変形が進行し加工硬化が生じている場合には考えにくい。前述したように領域Ⅱでの m 値は領域Ⅰとは逆に負の値であり、 β は正である。このことは転位密度は増加するが、過剰空孔濃度は変形の進行と共に減少することを意味している。また、領域Ⅱの現れる条件は高温かつ低ひずみ速度側であるため、過剰空孔濃度の減少は十分に考えられることである。溶質原子の拡散は過剰空孔によって促進されると仮定しているため、過剰空孔濃度の減少は溶質拡散の機構が空孔媒介ではなく、自己拡散へ変化する可能性を示している。従って、領域Ⅱでの不連続変形発生の機構は領域Ⅰとは異なり、溶質の自己拡散が支配していると考えられる。

V. 結 言

7075Al 合金の引張試験による不連続変形挙動を主に 243 ~ 408 K の温度範囲で調べた結果をまとめると以下のようである。

(1) 動的ひずみ時効モデルと静的ひずみ時効モデルとの相違は実験結果からでは認められない。

(2) 領域Ⅰにおける m 値は正であるが、領域Ⅱでは負であった。 β の値は領域Ⅰ、Ⅱ共に正であった。

(3) 領域ⅠおよびⅡにおける活性化エネルギーとして 49.3 ± 2.5 kJ/mol, および 108.0 ± 1.0 kJ/mol を得た。

(4) 不連続変形開始を支配している拡散機構は領域Ⅰでは溶質と空孔との複合体の拡散、領域Ⅱでは溶質の自己拡散であると考えられる。

終わりに、本報告をまとめるに際し有意義な助言を戴いた東京大学工学部 木原諄二教授に感謝致します。また、試料を提供して下さいた古河アルミニウム工業(株)日光研究所の各位に御礼申し上げます。

文 献

- (1) A.H.Cottrell: *Philos. Mag.*, **44**(1953), 829.
- (2) E.O.Hall: *Yield Point Phenomena in Metals and Alloys*, McMillan, (1970).
- (3) P.G.McCormick: *Acta Metall.*, **20**(1972), 351.
- (4) R.A.Mulford and U.F.Kocks: *Acta Metall.*, **27**(1979), 1125.
- (5) P.Penning: *Acta Metall.*, **20**(1972), 1169.
- (6) A.van den Beukel: *Phys. Status Solidi (a)*, **30**(1975), 1125.
- (7) G.Schoeck: *Acta Metall.*, **32**(1984), 1229.
- (8) R.B.Schwartz and L.L.Funk: *Acta Metall.*, **33**(1985), 295.
- (9) E. Pink and A. Grinberg: *Acta Metall.*, **30**(1982), 2153; *Verformung und Bruch*, Ed. H. P. Stuwe, Österreichischen Akademie der Wissenschaften, (1981), p.117.
- (10) E. Pink: *Scr. Metall.*, **17**(1983), 847.
- (11) R. Onodera, T. Ishibashi, M. Koga and M. Shimizu: *Acta Metall.*, **31**(1983), 535.
- (12) A.W.Sleeswyk: *Acta Metall.*, **6**(1958), 598.
- (13) R.K. Ham and D.Jaffrey: *Philos. Mag.*, **15**(1967), 247.
- (14) R. Onodera, T. Ishibashi, H. Era and M. Simizu: *Acta Metall.*, **32**(1984), 817.
- (15) J. Friedel: *Dislocations*, Pergamon Press, (1964), p.405.
- (16) A.H.Cottrell and B.A.Bilby: *Proc. Phys. Soc. London*, **A62**(1949), 49.
- (17) B.J.Brindley and P.J.Worthington: *Metall. Rev.*, **15**(1970), 101.
- (18) 齊藤勝男, 細井吉一, 日景武夫: *日本金属学会誌*, **49**(1985), 507.
- (19) T. G. Langdon and F. A. Mohamed: *Scr. Metall.*, **7**(1973), 1199.
- (20) D.J.Lloyd: *Scr. Metall.*, **8**(1974), 1025.
- (21) H.G.van Buren: *Acta Metall.*, **6**(1955), 519.
- (22) G.Saada: *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Ed. G.Thomas and J.Washburn, Interscience, (1963), p.651.
- (23) J.Friedel: *文献*(15), p.274.
- (24) Z.S.Basinski and S.Saimoto: *Can. J. Phys.*, **45**(1967), 1161.
- (25) K.W.Qian and R.E.Read-Hill: *Acta Metall.*, **31**(1983), 87.
- (26) K.M.Mukherjee, T.May, C.D'Antonio and R. J. Maciag: *Metall. Trans.*, **1**(1970), 3233.
- (27) M. C. Chaturvedi and D. J. Lloyd: *Philos. Mag.*, **30**(1974), 1199.
- (28) A. Seeger and H. Mehrer: *Vacancies and Interstitials in Metals*, Eds. A. Seeger, D. Schamacher and J. Diehl, North-Holland, (1970), p.1.
- (29) K.Mukherjee, C.D'Antonio, R.Maciag and G.Fisher: *J. Appl. Phys.*, **39**(1968), 5434.
- (30) K.Mukherjee, T. May, R.Maciag and C.D'Antonio: *Mat. Sci. Eng.*, **6**(1970), 334.
- (31) C.N.Rao, T. Ramachandran and G.S.Murty: *J. Mat. Sci. Let.*, **5**(1986), 93.
- (32) A.J.Perry and K.M.Entwistle: *J.Inst. Met.*, **96**(1968), 344.
- (33) 平野賢一: *軽金属*, **29**(1979), 249.
- (34) H.Yoshinaga, K.Toma, K.Abe and S.Morozumi: *Philos. Mag.*, **23**(1971), 1387.
- (35) 池野 進, 渡辺徹也, 多々静夫: *日本金属学会誌*, **47**(1983), 231.
- (36) 松浦圭助, 西山丈司, 幸田成康: *日本金属学会誌*, **31**(1967), 1042.