

## Tri-Crystal における延性破壊損傷におよぼす結晶粒界の影響\*

小林 道明<sup>\*1</sup>, 後藤 謙明<sup>\*2</sup>, 奥田 祐太<sup>\*3</sup>  
柴野 純一<sup>\*4</sup>, 三浦 節男<sup>\*4</sup>Study on Dependence of Ductile Fracture Progress on Grain-Boundary  
Due to FCC Tri-Crystal ModelMichiaki KOBAYASHI<sup>\*1</sup>, Noriaki GOTOH, Yuta OKUDA,  
Jun-ichi SHIBANO and Setsuo MIURA<sup>\*1</sup> Department of Mechanical Engineering, Kitami Institute of Technology,  
165 Koen-cho, Kitami, Hokkaido, 090-8507 Japan

Based on shock wave theory one of the authors derived the criterion of the micro-crack nucleation, namely the micro-crack nucleation is caused by the jump of the velocity along the intersected crossing line between two different stationary discontinuity bands characterized by vanishing velocity of an acceleration wave. In the previous paper, to consider dependence of the progress of ductile fracture of crystal solids on crystal orientations, the algorithm of acoustic tensors derived from the proposed model was built into finite element crystal plasticity model (FEPM) and the progresses of the ductile fracture in FCC bi-crystal and tri-crystal were analyzed. Then, the role of the crystal orientation and the grain boundary in the trigger of the transcrystalline fracture or intercrystalline fracture in the bi-crystal and also the role of the grain-boundary triple junction in the trigger of the ductile fracture in the tri-crystal were studied. In the present paper, the dependence of the ductile fracture progress on the grain-boundary is examined due to the FCC tri-crystal model consisted with 3 grains which are characterized by single slip system, in-plane 4 slip systems and out-of-plane 4 slip systems.

**Key Words** : Ductile Fracture, Tri-Crystal, Grain-Boundary, Crystal Orientation, Acceleration Wave Theory, Shock Wave Theory

## 1. 緒 言

著者らの一人は超音波非破壊材料評価法に関する一連の研究から、塑性変形による材料損傷の力学的挙動に関して理論モデルを提案<sup>(1)</sup>し、そのモデルに基づき塑性変形下における超音波伝搬速度の定式化と実験的検証を報告している。ところで、Hill<sup>(2)</sup>や Rice<sup>(3)</sup>は局所変形開始条件を加速度波理論を用いて導出し、加速度波が遮断される不連続面の発生が局所変形の開始条件として定式化しており、著者らの一人はこの局所変形開始条件と提案の超音波伝搬速度を用いて局所変形解析を行い、拡散くびれ線図および局所くびれ線図を導いている<sup>(4)</sup>。さらに衝撃波理論を援用し、交差する 2 つの不連続面が発生する場合に交差線に沿って加速度波速度に不連続が発生し、それによりひずみの不連続、すなわち微視き裂が発生することを導出し、微視き裂発生条件を定式化<sup>(5)</sup>した。

その後、延性破壊現象の解明を目的に提案の塑性損傷下における音響テンソルとそれに基づく材料損傷評価アルゴリズムを有限要素多結晶モデル (Finite Element Crystal Plasticity Model : FEPM) <sup>(6)</sup>に組み込むことにより、FEPM で各要素の力学状態を解析し、それに基づき提案の音響テンソルとアルゴリズムを用いて各要素の損傷状

\* 原稿受付 2013 年 4 月 3 日

<sup>\*1</sup> 正員, フェロー, 北見工業大学 (〒090-8507 北海道北見市公園町 165)<sup>\*2</sup> 北見工業大学大学院<sup>\*3</sup> 北見工業大学工学部<sup>\*4</sup> 正員, 北見工業大学

E-mail: kobayasi@mail.kitami-it.ac.jp



態を評価し、塑性変形の進行による結晶材料の損傷状態の進展について検討<sup>(5)</sup>を試みている。前報<sup>(7),(8)</sup>においては、それぞれ双結晶モデルと Tri-crystal モデルによる損傷シミュレーションを行い、双結晶モデルでは双結晶 Reuss モデルと双結晶 Voigt モデルにおける延性破壊進展の比較検討から粒界破壊や粒内破壊およびき裂進展方向と結晶方位の関連性、更に加速度波を遮断する不連続面の方向分布の検討から不連続面の方向と延性破壊進展方向との相関性を検討した<sup>(7)</sup>。また、単一すべり系で特徴付けられる 3 つの FCC 単結晶から構成される Tri-crystal モデルでは結晶粒界三重点と延性破壊の起点との関連性を検討し、とりわけ損傷起点と想定される粒界三重点に関して応力分布や塑性ひずみ分布のみならず、粒界三重点がき裂発生の起点として知られている高温クリープ破壊現象の要因である拡散律速機構の視点からすべり変形の切り合いにより生じる空孔等点欠陥に密接に関わる jog 発生分布と粒界三重点における延性破壊開始との関連性について考察<sup>(8)</sup>を試みている。

本研究においては、多結晶体における結晶方位や結晶粒界が延性破壊進展に及ぼす素過程の解明を目的に単一すべり系、面内 4 すべり系および面外 4 すべり系が活動する結晶方位をそれぞれ有する 3 つの FCC 単結晶で構成した Tri-crystal モデルを用いて結晶粒界が延性破壊進展に及ぼす影響について検討を試みるものである。とりわけ、単一すべり系においては通常損傷がすべり方向に垂直ですべり面の法線方向に発達する傾向にあるが、結晶粒界を損傷の発達を阻害する方向に配置する場合、延性破壊の進展がどのような影響を受けるのかを検討することにより結晶粒界が延性破壊進展に及ぼす影響について考察するものである。

## 2. 理 論

### 2・1 加速度波理論に基づく局所変形開始条件

Hill<sup>(2)</sup>や Rice<sup>(3)</sup>は局所変形開始時において加速度波の速度が 0 になることを提唱している。このことは、加速度波理論を用いると局所変形開始時における塑性ひずみを決定できる。以下に加速度波理論についてその要点を記述する。

関数  $f$  の跳び  $[f]$  は不連続帯の前と後の  $f$  の値、 $f^-$ および $f^+$ の値によって、次式で定義される<sup>(9)</sup>。

$$[f] = f^- - f^+$$

したがって、加速度波において、以下の関係が得られる<sup>(10)</sup>。

$$[x] = [u] = 0, [\dot{x}] = [V] = 0, [\ddot{x}] \neq 0 \quad (1)$$

$x$  は基準座標、 $u$  は変位ベクトルで、 $V$  は加速度波の速度である。また、局所変形開始条件はひずみ速度の跳び量  $[\dot{\epsilon}]$  と応力増分の跳び量  $[\dot{\sigma}]$  を用いて次式で表し得る。

$$[\epsilon] = [F] = 0, [\dot{F}] = [\dot{\epsilon}] = \tilde{U}n \neq 0, n[\dot{\sigma}] = 0 \quad (2)$$

ここで、 $\epsilon$  はひずみ、 $F$  は変形勾配で、 $n$  は局所変形帯の法線である。運動学的適合条件と平衡方程式の跳び形式により次式が得られる<sup>(3),(10)</sup>。

$$n[\dot{\sigma}] = (nAn)\tilde{U} = \rho V^2 \tilde{U} = 0 \quad (3)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $A$  は音響テンソルである。したがって、式 (2) と式 (3) から次式が局所変形開始条件を与える。

$$\rho V^2 = 0 \quad (4)$$

### 2・2 衝撃波理論に基づく微視き裂発生条件

図 1 に示すように交差する複数の不連続面が発生する場合、衝撃波は不連続面を横切る波の速度と加速度の不連続量によって特徴づけられ、次式で表される。

$$[x] = [u] = 0, [\dot{x}] = [V] \neq 0, [\ddot{x}] \neq 0 \quad (5)$$

幾何学的、運動学的な適合条件より次式が得られる。

$$[\ddot{x}] = \bar{V}^2 [\nabla \epsilon] - 2\bar{V} \frac{\delta [\epsilon]}{\delta t} - \frac{\delta \bar{V}}{\delta t} [\epsilon] + \frac{\delta^2 [x]}{\delta t^2} \quad (6)$$

ここで、 $\bar{V}$  は衝撃波の速度である。運動方程式より次式を得る。

$$[E \cdot \nabla \epsilon] = \rho [\ddot{x}] \quad (7)$$

式 (6) と式 (7) から  $[\epsilon]$  に関して次式の微分方程式を得る。

$$2\bar{V} \frac{\delta[\varepsilon]}{\delta t} + \frac{\delta\bar{V}}{\delta t} [\varepsilon] + [V^2](\nabla\varepsilon)^- = 0 \quad (8)$$

したがって、ひずみ不連続量  $[\varepsilon]$  は加速度波速度の不連続量  $[V]$  を用いて次式で求め得る.

$$[\varepsilon] = \frac{(\nabla\varepsilon)^-}{\delta\bar{V}/\delta t} [V^2] \left\{ \exp\left(-\frac{1}{2\bar{V}} \cdot \frac{\delta\bar{V}}{\delta t} t\right) - 1 \right\} \quad (9)$$

また、図 1 に示す 2 つの不連続面  $N_1, N_2$  の交差線上において次式が成立する.

$$N_1[\sigma] - N_2[\sigma] = \rho[V](\tilde{U}_1 - \tilde{U}_2) \begin{cases} \neq 0 & \text{under } N_1 \neq N_2 \\ = 0 & \text{under } N_1 = N_2 \end{cases} \quad (10)$$

すなわち、式 (10) から  $N_1 \neq N_2$  の場合、2 つの不連続面  $N_1, N_2$  の交差線上において加速度波速度の不連続が生じ、それにより式 (9) からひずみに不連続が生じることが演繹できる.

なお、微視き裂発生条件は次式で示すことができる.

$$[x] = 0, [\varepsilon] = [F] \neq 0 \quad (11)$$

ゆえに、式 (9), (11) から、加速度波速度の不連続の発生、すなわち衝撃波状態は微視き裂発生の条件と等価であると推論できる.

ここで、 $[v] = -\bar{V}[\varepsilon]$  の関係を式 (10) に代入し、瞬間的セカント係数  $E_{[\varepsilon]} = [\sigma]/[\varepsilon]$  および衝撃波速度  $\bar{V}$  は次式のように得ることができる.

$$E_{[\varepsilon]} \equiv \frac{[\sigma]}{[\varepsilon]} = -\rho\bar{V} \frac{\tilde{U}_1 - \tilde{U}_2}{N_1 - N_2} \quad \bar{V} = \sqrt{\frac{E_{[\varepsilon]}}{\rho}} = -\frac{\tilde{U}_1 - \tilde{U}_2}{N_1 - N_2} \quad (12)$$

したがって、 $\delta\bar{V}/\delta t$  は次式で表し得る.

$$\frac{\delta\bar{V}}{\delta t} = \frac{1}{2\rho\bar{V}} \cdot \frac{dE_{[\varepsilon]}}{d\varepsilon} \cdot \frac{\delta\varepsilon}{\delta t} \quad (13)$$

式 (13) を式 (9) に代入して、ひずみ不連続の発展方程式として次式を得る.

$$[\varepsilon] = 2\rho\bar{V} \frac{(\nabla\varepsilon)^-}{\frac{dE_{[\varepsilon]}}{d\varepsilon} \cdot \frac{\delta\varepsilon}{\delta t}} [V^2] \left\{ \exp\left(-\frac{1}{4\rho\bar{V}^2} \cdot \frac{dE_{[\varepsilon]}}{d\varepsilon} \cdot \frac{\delta\varepsilon}{\delta t} t\right) - 1 \right\} \quad (14)$$

なお、 $dE_{[\varepsilon]}/d\varepsilon = 0$  では  $[\varepsilon] = -\frac{(\nabla\varepsilon)^-}{2\bar{V}} [V^2] t$

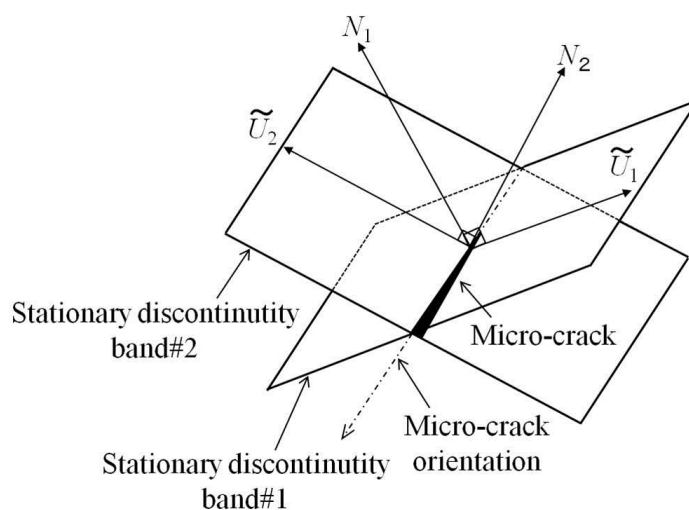


Fig. 1 Schematic geometry of intersected crossing between two stationary discontinuity bands and micro-crack orientation

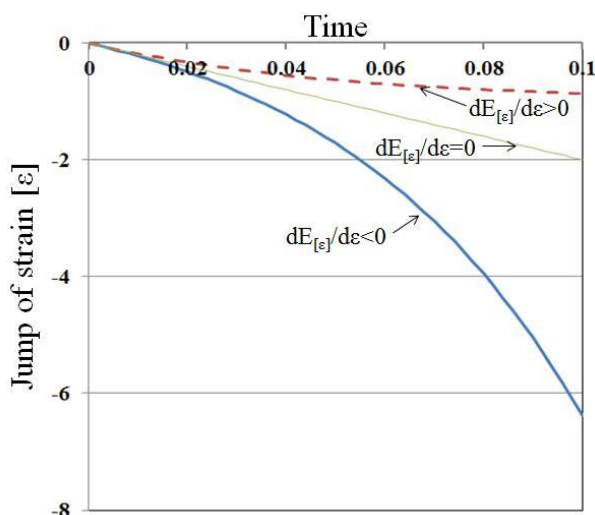


Fig. 2 Schematic diagram of strain jump progress

すなわち, 式(14)において  $dE_{[\varepsilon]}/d\varepsilon < 0$  であればひずみ不連続量が加速度的に不安定に発達し,  $dE_{[\varepsilon]}/d\varepsilon > 0$  であれば安定して発達する. なお, いずれの場合もひずみ速度  $\dot{\varepsilon}/\delta t$  は現象を加速する方向に作用している. 図2に式(14)から得られるひずみ不連続の発展状況を模式的に示す.

### 2・3 塑性損傷下における超音波伝搬速度の理論モデル

本研究では, 塑性変形下における材料の力学的挙動に関する理論モデル<sup>(1)</sup>に基づき定式化された塑性損傷状態下の超音波伝搬速度を用いて, それぞれ式(4)および式(10)の基準を満たす応力, ひずみ状態を求める. 波動の伝搬速度  $V$  に関して一般化した Christoffel の方程式は次のようになる.

$$(A_{ijpq}n_jn_q - \rho V^2\delta_{ip})\tilde{U}_p = 0 \quad (15)$$

ここで,  $\tilde{U}_p$  は不連続方向の振幅であり,  $\rho$  は初期状態における密度,  $n$  は図3の  $\theta$  と  $\phi$  によって決まる波動の遮断方向の単位ベクトルである.  $N$  は不連続帯の単位法線ベクトルである. なお, 不連続帯の法線方向  $N$  は  $N$  と遮断方向  $n$  および不連続方向  $\tilde{U}$  が同一平面上に存在することを仮定して決定できる. 一般化された Christoffel テンソル  $A_{ijpq}$  は次式で表される<sup>(1),(5)</sup>.

$$\begin{aligned} A_{ijpq} = & 2G \left( 2 - \frac{G}{G_{IJ}} - 2G\lambda_{IJ}^c - \varepsilon_{kk} - 2G\kappa_2\sigma_{kk} \right) \left\{ \frac{1}{2}(\delta_{ip}\delta_{jq} + \delta_{jp}\delta_{iq}) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\delta_{pq} \right\} \\ & - 4G(G\kappa_3\sigma_{ir} - \varepsilon_{ir}^e - [\varepsilon_{ir}^p]) \left\{ \frac{1}{2}(\delta_{jp}\delta_{rq} + \delta_{rp}\delta_{jq}) - \frac{1}{3}\delta_{jr}\delta_{pq} \right\} \\ & - 4G(G\kappa_3\sigma_{jr} - \varepsilon_{jr}^e - [\varepsilon_{jr}^p]) \left\{ \frac{1}{2}(\delta_{ip}\delta_{rq} + \delta_{rp}\delta_{iq}) - \frac{1}{3}\delta_{ir}\delta_{pq} \right\} \\ & - 2\bar{G} \left\{ G \left( \kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3 \right) \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \left( 1 + 2\frac{G}{\bar{G}} \right) (\varepsilon_{ij}^e + [\varepsilon_{ij}^p]) \right\} \delta_{pq} - \sigma_{ij}\delta_{pq} + \sigma_{jr}\delta_{ip}\delta_{rq} + \sigma_{ir}\delta_{jp}\delta_{rq} \\ & + \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{G} \left[ \left\{ 1 - \frac{1}{3} \left( 1 + 4\frac{G}{\bar{G}} \right) \varepsilon_{kk} - \bar{G} \left( 6\kappa_1 + 3\kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3 \right) \sigma_{kk} + 2G \left( \kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3 \right) \sigma_{kk} \right\} \delta_{pq} \right. \\ & \left. + 2 \left\{ \left( 1 - 2\frac{G}{\bar{G}} \right) (\varepsilon_{rs}^e + [\varepsilon_{rs}^p]) - G \left( 3\kappa_2 + 2\kappa_3 - 4\frac{G}{\bar{G}}\kappa_3 \right) \sigma_{rs} \right\} \left\{ \frac{1}{2}(\delta_{rp}\delta_{sq} + \delta_{rq}\delta_{sp}) - \frac{1}{3}\delta_{rs}\delta_{pq} \right\} \right. \\ & \left. + \frac{G}{\bar{G}} \left\{ \left( \frac{2G - \bar{G}}{G_{KK}} + 4G\lambda_{KK}^c \right) \delta_{kp}\delta_{kq} - \frac{1}{3}\delta_{pq} \left( \sum_N \frac{2G - \bar{G}}{G_{NN}} + 4G\lambda_{KK}^c \right) \right\} \right] \\ & - 4G^2\delta\hat{\sigma}'_{ij}\bar{\Lambda}_{rs} \left\{ \frac{1}{2}(\delta_{rp}\delta_{sq} + \delta_{rs}\delta_{pq}) - \frac{1}{3}\delta_{rs}\delta_{pq} \right\}, \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\bar{G}} = \frac{1}{6} \sum_N \frac{1}{G_{NN}} - \frac{3\lambda}{2G(3\lambda + 2G)} \quad (16)$$

ここで  $\lambda$ ,  $G$  は Lamé の定数,  $\kappa_1 \sim \kappa_3$  は 3 次弾性定数, また等方性からの弱直交異方性  $g_{ij}$  を仮定すれば, 弱直交異方性のせん断係数の対称 2 階テンソル  $G_{ij}$  は次式となる.

$$G_{ij} = G + g_{ij}, \quad |g_{ij}/G| \ll 1$$

与えられた応力・ひずみ状態下において式 (16) から Christoffel テンソル  $A_{ijpq}$  を算出し, 式 (15) において図 3 に示す  $\theta$  と  $\phi$  をそれぞれ  $0 \sim \pi$  [rad] の範囲で変化させながら種々の方位  $n$  方向に伝搬する加速度波速度  $V$  を算出する. なお, 詳細は前報<sup>(4),(5)</sup>を参照されたし.

## 2・4 理論モデルの結晶塑性有限要素法への組み込みと損傷状態の評価

提案の損傷進展評価は負荷の進展に伴い各々の地点における応力状態, 変形状態を予め解析し, その解析結果を用いて式 (16) から Christoffel テンソルを計算する. その後, 式 (15) で種々の伝搬方向の加速度波の伝搬速度を求め, 加速度波速度が 0 になる方位が存在するか否かを判定する. その際, 加速度波速度が 0 になる方位が一つであれば局所変形状態, 二つあればマイクロ・クラックが発生, 3 主方向ともに加速度波速度が 0 であればクラックあるいはボイド発生と評価している. 本節では有限要素多結晶モデルを用いて各要素の応力状態および変形状態を算定し, 上述の手続きで各要素の損傷状態を評価する.

有限要素法における各分割要素を 1 個の結晶粒または複数の要素で 1 個の結晶粒とみなせば, 結晶方位に依存するすべり系に基づき定式化された有限要素多結晶モデル (FEPM) は不均一な変形でも結晶粒界における力と変位の連続を保証でき, 任意の境界条件に対応できる. さらに, 結晶粒の回転も考慮でき結晶材料の力学的状態を詳細に解析できる. 著者らの一人は, この FEPM に音響テンソルに基づく損傷評価アルゴリズムを組み込み, その FEPM で解析した応力とひずみに基づき, 組み込んだ損傷評価アルゴリズムにより各要素の損傷状態の評価を試みている<sup>(5)</sup>. すなわち, 各要素の延性破壊につながる損傷状態を加速度波理論および衝撃波理論に基づく基準により, 塑性変形, 局所変形, 微視き裂発生, き裂またはボイドの発生の 4 つのレベルで評価している. ここで, 3 つの主方向に伝わる全ての縦波が遮断される状態は剛性を失った状態と等価と想定し, き裂またはボイドが発生したものと推定している. すなわち, 表 1 に示すように変形場の損傷状態をひずみ速度, ひずみおよび変位の不連続の有無で区分し, 弾性変形および一様な塑性変形状態をカテゴリ 1, ひずみ速度に不連続が生じ式 (4) で規定される局所変形発生状態をカテゴリ 2, ひずみ速度およびひずみに不連続が発生し, 式 (10) で規定されるマイクロ・クラック発生状態をカテゴリ 3, ひずみ速度, ひずみ, 変位に不連続が発生し, マクロ・クラック

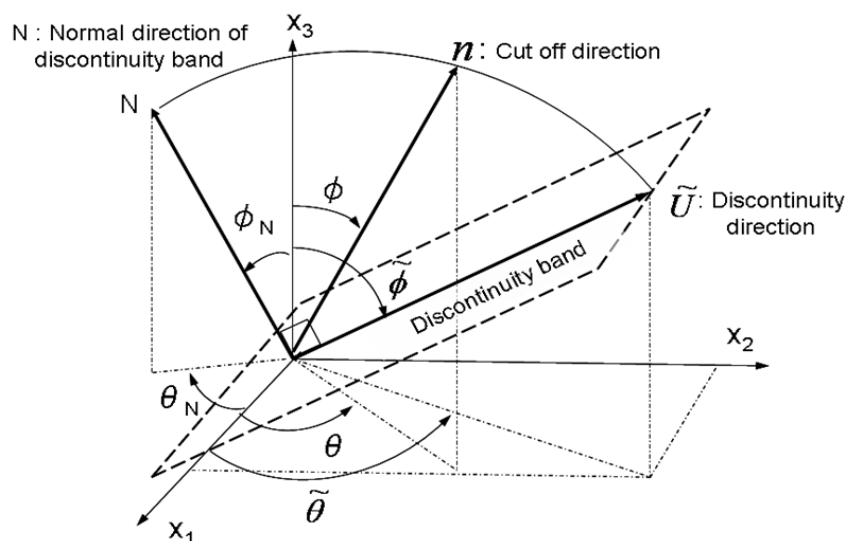


Fig. 3 Geometrical relation of normal direction  $N$  of discontinuity band, discontinuity direction  $\tilde{U}$  and cut off direction  $n$  of wave

Table 1 Damage levels characterized by jumps of strain rate, strain and displacement

	$[\dot{\epsilon}]$	$[\epsilon]$	$[u]$
<b>Continuous deformation</b> (Category 1)	$[\dot{\epsilon}] = 0$	$[\epsilon] = 0$	$[u] = 0$
<b>Deformation localization</b> (Category 2)	$[\dot{\epsilon}] \neq 0$	$[\epsilon] = 0$	$[u] = 0$
<b>Micro-crack nucleation</b> (Category 3)	$[\dot{\epsilon}] \neq 0$	$[\epsilon] \neq 0$	$[u] = 0$
<b>Crack and/or void nucleation</b> (Category 4)	$[\dot{\epsilon}] \neq 0$	$[\epsilon] \neq 0$	$[u] \neq 0$

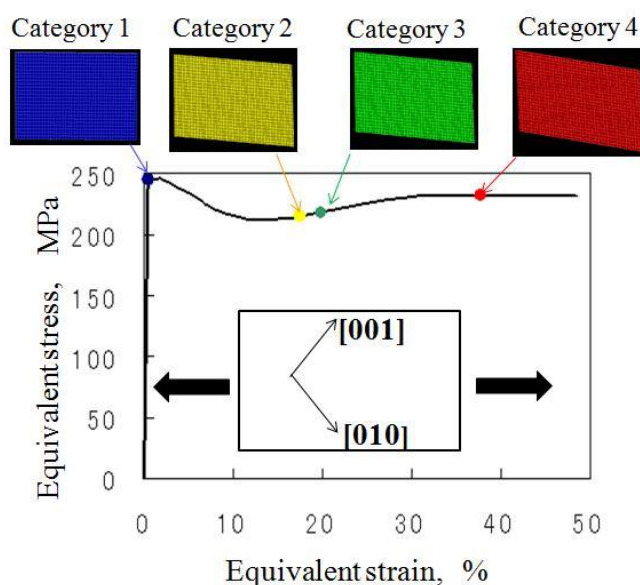


Fig. 4 An example of ductile fracture progress of FCC single crystal under uniaxial tension

あるいはボイドが発生した状態をカテゴリ 4 としており、その一例を図 4 に示す。すなわち、図 4 における色分けは上述した 4 つのレベルをカテゴリ 1 ~ 4 で識別された領域、つまり塑性変形、局所変形、微視き裂発生、き裂やボイドの発生をそれぞれ青色、黄色、緑色、赤色と分割要素ごとに色付けて可視化している。

### 3. Tri-crystal における延性破壊の進展

#### 3・1 解析モデル

解析モデルの形状として、長さ 36mm、幅 24mm および板厚 2mm の平板を図 5 に示す分割数 1728 (36×24×2) の長方形の板型形状モデルとした。なお、図 6 に示すように分割した 1 個の立方体は 5 個の四面体要素で構成している。よって、モデルの要素数と節点数の総数はそれぞれ 8640、2775 となる。結晶方位は図 6 に示すような単一すべり系を Case 1、面内 4 すべり系を Case 2、面外 4 すべり系を Case 3 とし、これらを組み合わせてシミュレーションを行った。すなわち、図 7 に示す Case 1、Case 2、Case 3 の組み合わせで Tri-crystal モデルを構成して延性破壊進展の検討を試みた。なお、Case 1~ Case 3 の結晶方位 (Euler 角) および Schmid 係数を表 2 に示す。

図 8 に各すべり系で組み合わせたモデルを Type 1、Type 2、Type 3、Type 4 とする。Type 1 と Type 3、Type 2 と

Type 4 は結晶方位の構成は同じだが結晶粒界を変更することにより延性破壊進展への結晶粒界の影響を検討することを目的としている．なお、損傷評価に際して Christoffel テンソルの計算に用いた物性値は、複合負荷状態における超音波縦波および横波の伝搬速度変化と、後続降伏曲面の形状変化や集合組織形成に関して行った数値シミュレーション結果の妥当性を実験的に検証<sup>(11),(12)</sup>したアルミ合金 (A6061) の値を用いている．

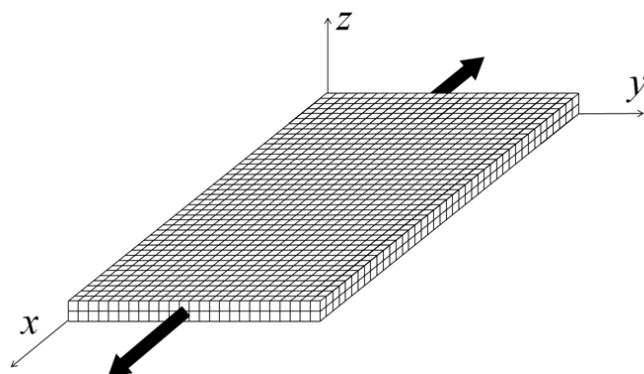


Fig. 5 Analytical model shape

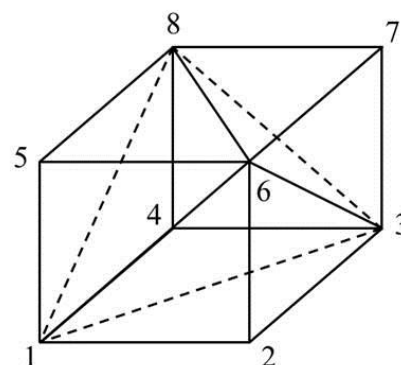


Fig. 6 Synthesized cubic element

Table 2 Crystal orientation

Crystal orientation	Euler angle, radian			Schmid's factor
	$\varphi$	$\theta$	$\psi$	
Case 1	$\pi/5.104$	$\pi/4$	$-\pi/4$	0.5
Case 2	$\pi/2$	0.0	$\pi$	$1/\sqrt{6}$
Case 3	$\pi/2$	$-\pi/4$	$\pi$	$1/2\sqrt{6}$

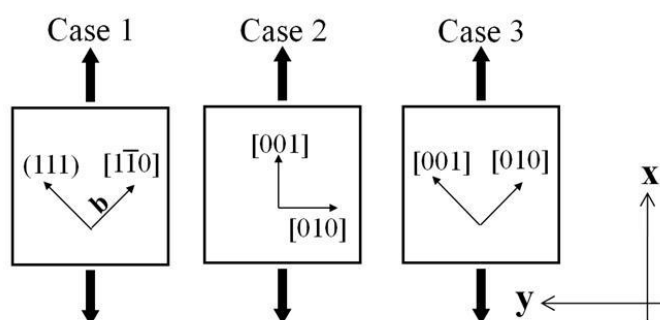


Fig. 7 Slip directions of Case 1~3 crystal models

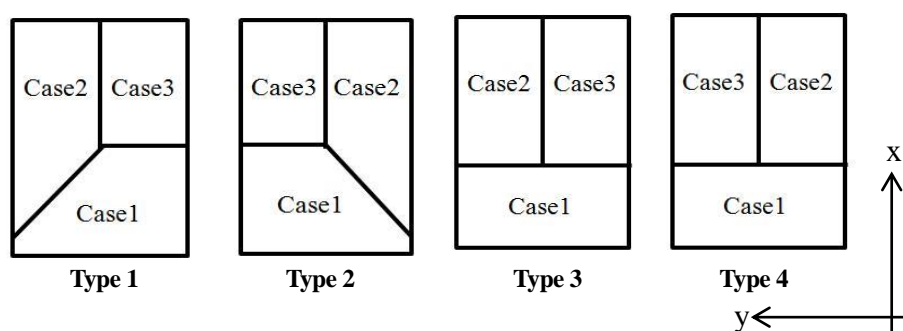


Fig. 8 Tri-crystal models



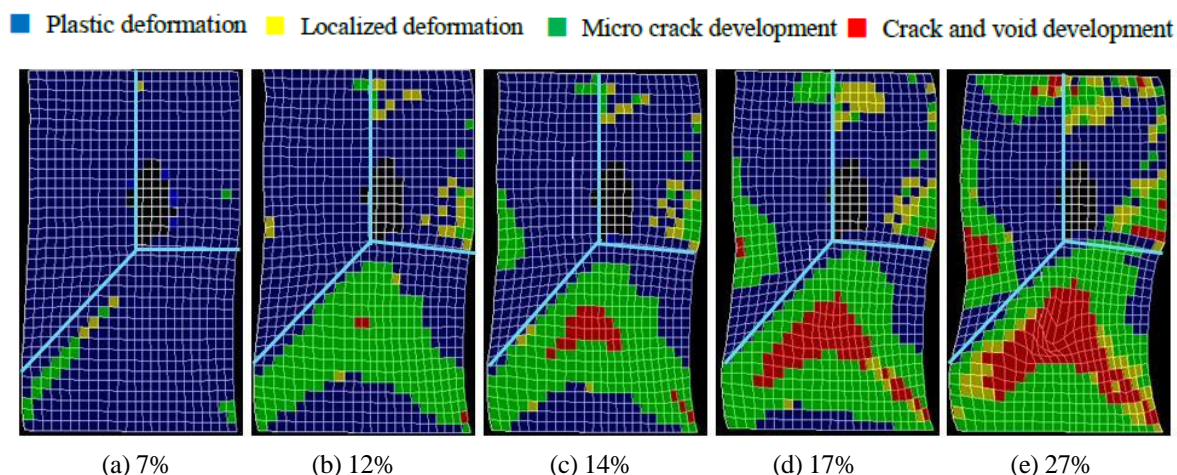


Fig. 9 Ductile fracture progress of tri-crystal model type 1

### 3・2 Tri-crystal の延性破壊進展と結晶粒界の関連性

本節では Tri-crystal の延性破壊進展に及ぼす結晶粒界の影響に関して検討を試みた。

図 9 に単軸引張負荷が加わる端面の相当塑性ひずみが 7%, 12%, 14%, 17%, 27% における Type 1 の延性破壊進展を示す。なお、引張負荷は強制変位で与えており、図中変形は 20 倍に拡大して示している。図 8 は前述したカテゴリ 1~4 で識別した領域、つまり塑性変形、局所変形、微視き裂発生、き裂やボイド発生をそれぞれ青色、黄色、緑色、赤色と分割要素ごとに色付けている。なお、図 9 において Case 3 の領域で結晶粒界付近の黒で色付けされた要素は未塑性変形で弾性変形状態にある要素である。また、結晶粒界を青色の線で表示している。その結果、まず Case 1 の領域で傾斜している結晶粒界に沿って局所変形、微視き裂が進展し、相当塑性ひずみが 12% の時にき裂やボイドが発生している。また、Case 1 の領域から発生しているき裂やボイドが Case 2、Case 3 の領域に進展していくことはなく、Case 1 の領域内ですべり方向およびすべり面の垂直方向の両方向に延性破壊が進展している。

図 10 に Type 2 の延性破壊進展を示す。Type 2 の場合は Type 1 の傾斜している結晶粒界を入れ替えるとともに Case 2 と Case 3 を入れ替えたものである。Type 2 と Type 1 の延性破壊進展結果を比較するとどちらも結晶粒界付近から微視き裂が結晶粒界に沿って進展していく様子がわかる。しかし、Type 2 の場合き裂やボイドの進展方向は傾斜している結晶粒界に沿ってすべり面の垂直方向に発達している。単軸引張りにおいては図 1 に示す二つの不連続面は引張り方向に  $45^\circ$  傾斜する面と引張り方向に垂直な面であり、延性破壊はこのどちらかの面に沿って進展することが明らかになっている<sup>(9)</sup>。したがって、引張り方向に  $45^\circ$  傾斜する結晶粒界が存在する場合、粒界に沿って延性破壊が進展するのが容易であることが推察される。また、Case 1 の結晶方位においては損傷がすべり面の垂直方向に発達することが知られており、Type 2 や後述の Type 3 および 4 においても同様の傾向が得られている。Type 1 の場合は Case 1 の領域においてすべり面垂直方向に結晶粒界が存在するためこの方向への損傷進展が阻害され、すべり方向に損傷が進展しているものと推定される。その結果として、Type 1 の場合はすべり面の垂直方向およびすべり方向の両方向に損傷するため、図 9(e) と図 10(d) の局所くびれ変形の比較からも明らかに Type 2 よりも延性破壊進展が促進していることがわかる。

図 11 に Type 3 の延性破壊進展を示す。Type 3 は Type 1 の傾斜した結晶粒界のみを変えたものである。微視き裂が粒界 3 重点と境界付近から発生し始めていることがわかる。き裂やボイドは結晶粒界と粒界 3 重点近傍から発生し、内部へと進展しているが延性破壊進展の傾向は結晶方位の構成が同じ Type 1 よりも Type 2 の損傷状態によく似ている。

図 12 に Type 4 の延性破壊進展を示す。Type 4 は Type 2 の傾斜した結晶粒界のみを変えたものである。Type 3 とは違い微視き裂が粒界 3 重点から発生していないが、き裂やボイドは粒界 3 重点近傍から発生している。また、延性破壊が進むと Case 1 の領域で右下から粒界 3 重点へ、Case 2 の領域で粒界 3 重点から右斜め  $45^\circ$  方向にき裂やボイドが進展していることがわかる。この Type 3 と Type 4 では、Type 1 と Type 2 のように延性破壊の進展に大きな差は見られず、図 11(d) と図 12(d) の局所くびれ変形の比較からも明らかにほぼ同等な延性破壊進展



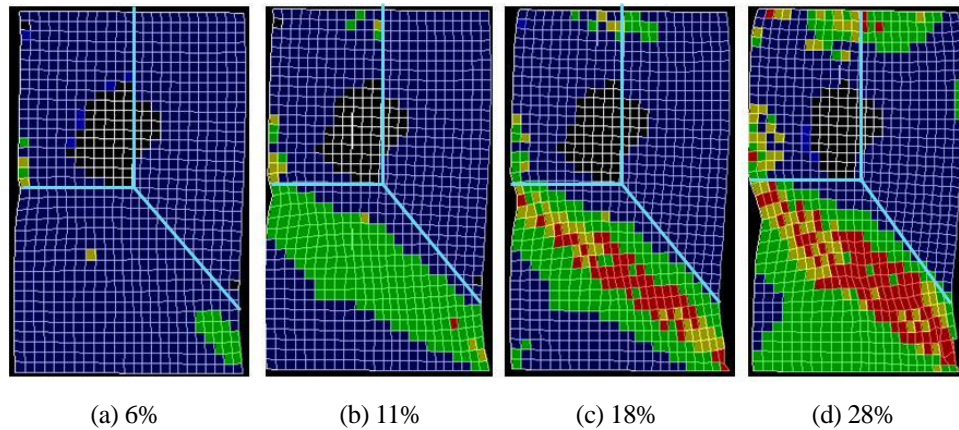


Fig. 10 Ductile fracture progress of tri-crystal model type 2

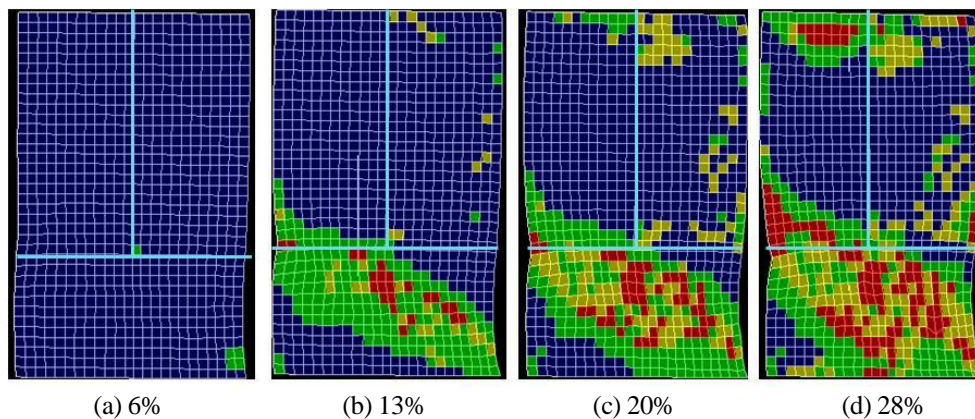


Fig. 11 Ductile fracture progress of tri-crystal model type 3

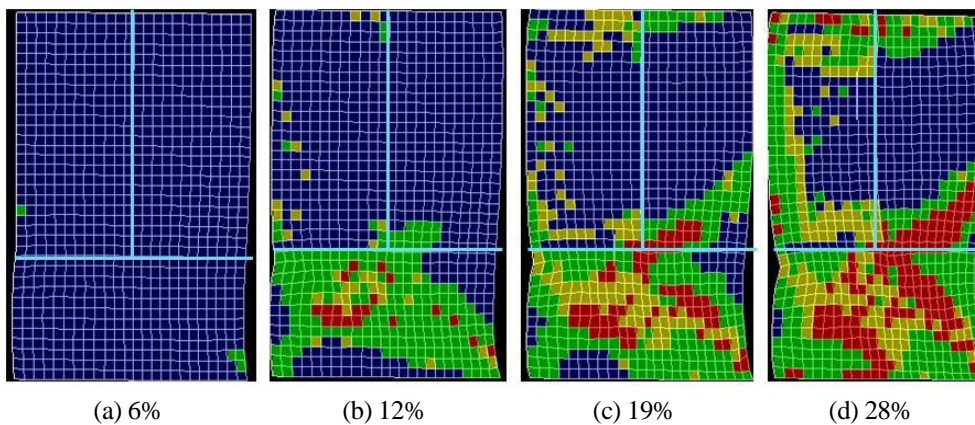


Fig. 12 Ductile fracture progress of tri-crystal model type 4

状態にあると言える。

### 3・3 Tri-crystal の延性破壊進展と交差切り合い量の関連性

本節では、Tri-crystal model の Type 1 と Type 2 の延性破壊進展に伴う交差切り合い量、垂直応力  $\sigma_x$ 、せん断応力  $\tau_{xy}$  および相当塑性ひずみとの相関について検討を試みた。

ここで交差切り合い量とは結晶の塑性変形挙動において、交差するすべり面ですべり変形する際に転位の切り合いが生じる場合があり、この際に jog が形成され点欠陥が発生する。点欠陥の発生は超音波伝搬速度、とりわけ縦波速度に強く影響することを著者らは報告<sup>(13),(14)</sup>している。現状では、塑性変形時の点欠陥の発生を理論的に



求めることは困難であり、主すべり系のすべり増分と二次すべり系の中で主すべり系と切り合うすべり増分から転位間の切り合い量を求め jog の形成量を推定し、それに比例して点欠陥が発生するものと想定している。

図 13 に図 9(a)～(e)に対応して jog 発生量に比例すると推定される交差切り合い量の分布を、さらに、図 14 に図 9(b)における  $\sigma_x$  の分布[図 14(a)],  $\tau_{xy}$  の分布[図 14(b)], 相当塑性ひずみ分布[図 14(c)]を示し、図 15 に図 9(e)における  $\sigma_x$  の分布[図 15(a)],  $\tau_{xy}$  の分布[図 15(b)], 相当塑性ひずみ分布[図 15(c)]を示す。

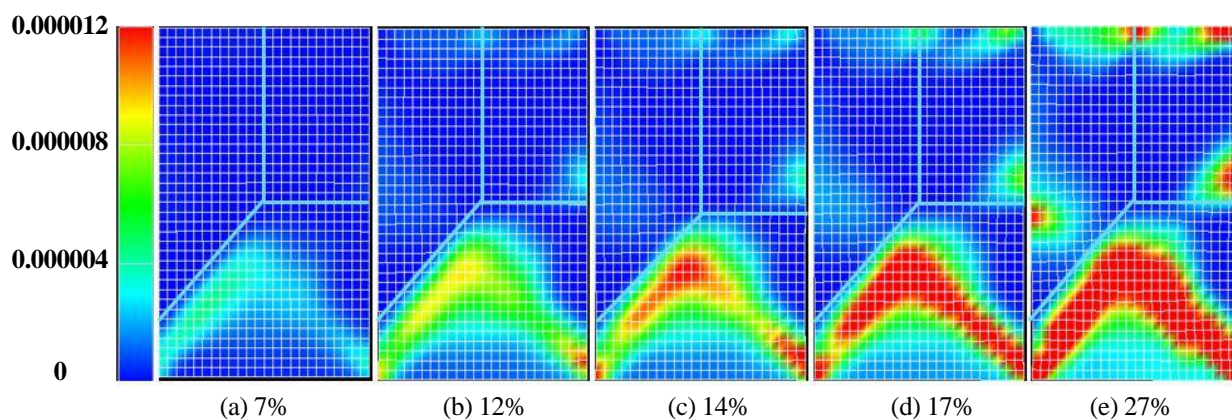


Fig. 13 Distributions of intersected cross slides between primary and secondary slip systems corresponding to Fig. 9(a) ~ (e), respectively

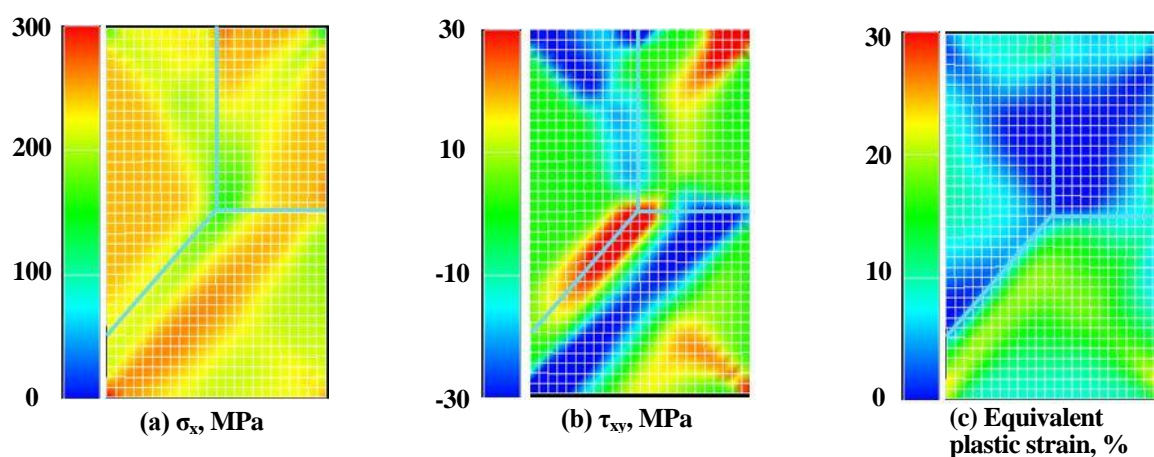


Fig. 14 Distributions of  $\sigma_x$ ,  $\tau_{xy}$  and equivalent plastic strain corresponding to Fig. 9(b)

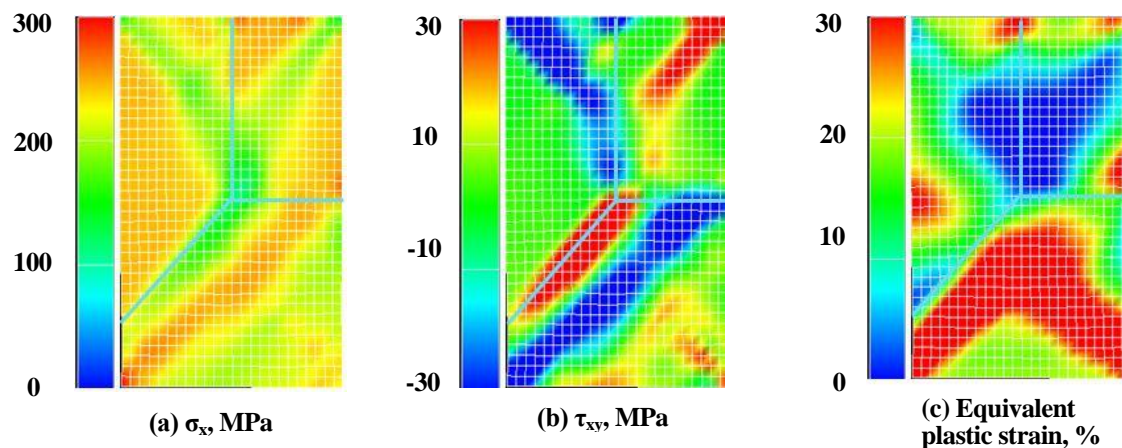


Fig. 15 Distributions of  $\sigma_x$ ,  $\tau_{xy}$  and equivalent plastic strain corresponding to Fig. 9(e)

図から明らかなように jog の発生が見られた場所にき裂やボイドが進展しており, jog の発生とき裂やボイドの進展には相関性のあることを推測できる. また, 相当塑性ひずみ分布も延性破壊進展との相関性が見られる. また, このモデルの右斜め  $45^\circ$  に進展しているき裂やボイドは  $\sigma_x$  に, 左斜め  $45^\circ$  に進展しているき裂やボイドは  $\tau_{xy}$  による影響が大きいとみられる. また結晶粒界上では損傷がみられなかったが Case 1 と Case 2 の結晶粒界上で大きな  $\tau_{xy}$  が分布している.

図 16 に図 10(a)~(d)に対応して jog 発生量に比例すると推定される交差切り合い量の分布を, さらに, 図 17 に図 10(b)における  $\sigma_x$  の分布[図 17(a)],  $\tau_{xy}$  の分布[図 17(b)], 相当塑性ひずみ分布[図 17(c)]を示し, 図 18 に図 10(e)における  $\sigma_x$  の分布[図 18(a)],  $\tau_{xy}$  の分布[図 18(b)], 相当塑性ひずみ分布[図 18(c)]を示す.

図から明らかなように, Type 1 と同様に jog および相当塑性ひずみ分布とき裂やボイドの進展には相関性が見られる. 相当塑性ひずみが 11% のとき, このモデルの Case 1 と Case 3 の結晶粒界上にき裂やボイドの発生は見られないが大きな  $\tau_{xy}$  が分布している. しかしながら, 延性破壊進展への寄与は大きくはないと思われる.

### 3・4 ひずみ不連続発展方程式による延性破壊進展過程評価

式 (14) で導出したひずみ不連続発展方程式から図 2 に模式的に示したように  $dE_{[e]}/d\varepsilon$  の傾向から延性破壊進展の程度を評価できる.  $dE_{[e]}/d\varepsilon$  は応力-ひずみ線図と密接な関係があり, 図 19 に Type 1~Type 4 の応力-ひずみ線図を示す. 図示の応力-ひずみ線図の接線係数はほぼ  $dE_{[e]}/d\varepsilon$  に等しく, Type 1 は他の Type に比較してひずみ不連続量が大きく発展するため延性破壊進展の程度が一番大きく, 次いで Type 2 が大きい. Type 3 と Type 4 はほぼ同程度であり, 3・2 節で論述したように延性破壊進展および局所くびれ変形状態との良好な対応が得られている. したがって, ひずみ不連続量の算定より延性破壊進展の定量的評価が可能になるものと期待できる.

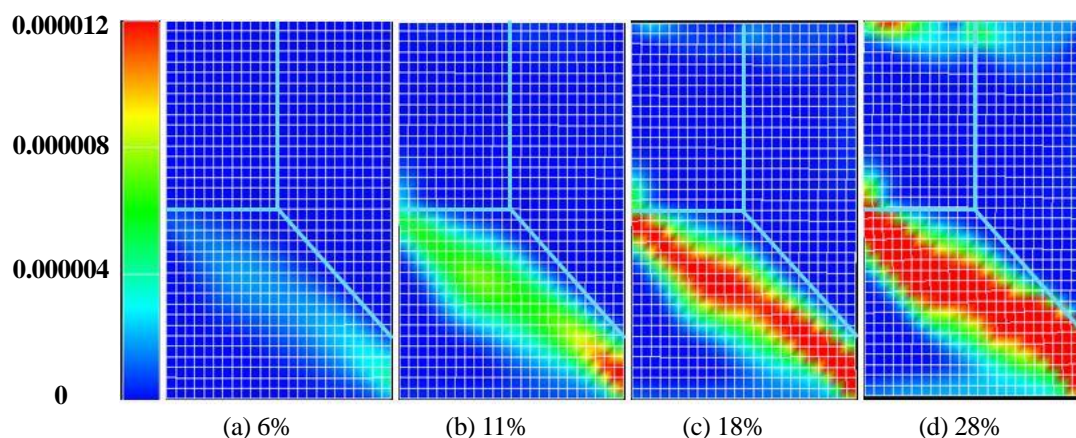


Fig. 16 Distributions of intersected cross slides between primary and secondary slip systems corresponding to Fig. 10(a) ~ (d), respectively

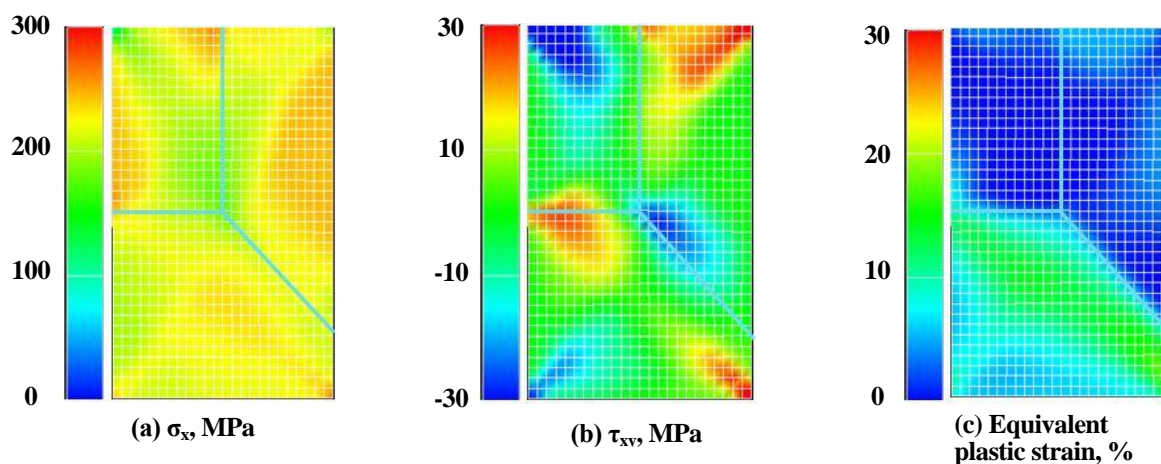


Fig. 17 Distributions of  $\sigma_x$ ,  $\tau_{xy}$  and equivalent plastic strain corresponding to Fig. 10(b)



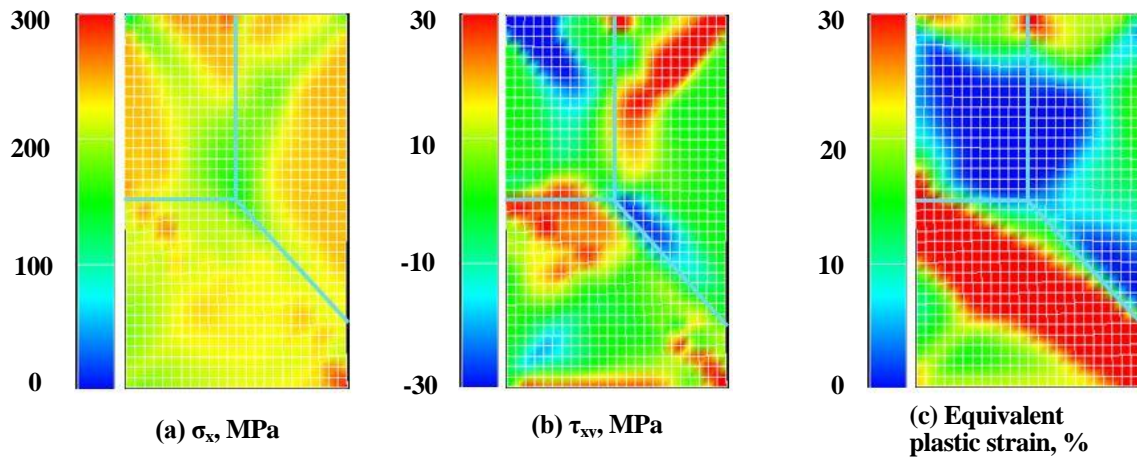


Fig. 18 Distributions of  $\sigma_x$ ,  $\tau_{xy}$  and equivalent plastic strain corresponding to Fig. 10(d)

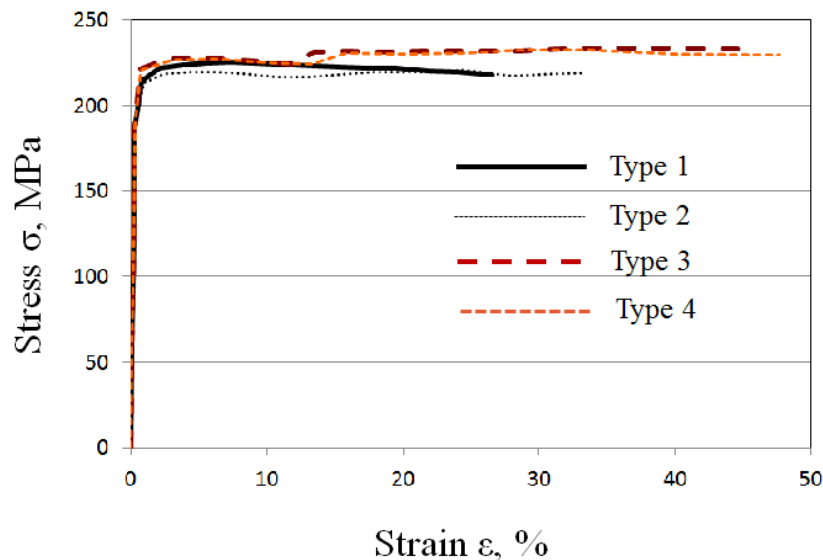


Fig. 19 Stress-strain curves of Type 1 ~ Type 4

#### 4. 結 言

本研究では著者らの一人が提案した塑性損傷を考慮した音響テンソルに基づく延性損傷評価クライテリオンを組み込んだ有限要素多結晶モデルを用いて、単一すべり系、面内4すべり系および面外すべり系が活動する結晶方位をそれぞれ有する三つのFCC単結晶で構成したTri-crystalモデルを用いて結晶粒界が延性破壊進展に及ぼす影響を検討した。その結果、以下の結論が得られた。

- (1) 単一すべり系においては通常損傷がすべり方向に垂直ですべり面の法線方向に発達する傾向にあるが結晶粒界を損傷の発達を阻害する方向に配置する場合、その結晶粒界に沿う方向（すべり方向に平行）にも損傷が発達し延性破壊を促進している。すなわち、結晶粒界の方向と結晶方位との組み合わせによって延性破壊進展を著しく促進する場合が存在することを明らかにした。
- (2) 延性破壊進展と転位間の切り合いで生じるjog発生量および相当塑性ひずみ分布とは良い相関が得られた。
- (3) 延性破壊進展状況と局所くびれ変形の進展の程度とは良い対応が得られており、応力-ひずみ線図にもそれが反映されている。すなわち、局所くびれ発生が顕著で断面積の減少が大きい場合（図9）、応力-ひずみ線図は加工軟化し、局所くびれ発生がさほどでない場合（図11）、応力-ひずみ線図に加工軟化は見られない。これは延性破壊進展状況に依存している。

- (4) ひずみ不連続量の発達の傾向と延性破壊進展の程度とは相関しており、ひずみ不連続量の算定により延性破壊進展の定量的評価の可能性を期待できる。例えば、本報で取り扱った Tri-crystal モデルでは Type 1 の瞬間的セカント係数は負で絶対値が一番大きく(図 19)、したがって Type 1 のひずみ不連続量が扱ったモデルの中では最も発達することが演繹できる(図 2)。その結果として Type 1 の延性破壊の程度がこれらの中で最も進展するであろうことが推定可能である。

## 文 献

- (1) Kobayashi, M., "Ultrasonic nondestructive evaluation of microstructural changes of solid materials under plastic deformation –part I. Theory", *International Journal of Plasticity*, Vol. 14(1998), pp. 511-522.
- (2) Hill, R., "Acceleration waves in solids", *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol.10 (1962), pp. 1-16.
- (3) Rice, J. R., "The localization of plastic deformation", *Theoretical and Applied Mechanics* (edited by Koiter, W.T.), *Proceedings of the 14th IUTAM Congress*, (1975), pp. 207-219.
- (4) Kobayashi, M., "Analysis of deformation localization based on proposed theory of ultrasonic wave velocity propagating in plastically deformed solids", *International Journal of Plasticity*, Vol. 26(2010), pp. 107-125.
- (5) Kobayashi, M., "Analysis of post-buckling process and collapse of FCC single crystal plate under uniaxial compression based on proposed criterion of micro-crack nucleation deduced by shock wave theory", *International Journal of Plasticity*, Vol.38(2012), pp. 123-145.
- (6) 高橋 寛, "多結晶塑性論", (1999), pp. 1-76, コロナ社.
- (7) 土屋佑太, 三浦節男, 柴野純一, 尾崎義治, 小林道明, "双結晶モデルによる局所変形およびき裂発生におよぼす結晶方位依存性評価", 日本機械学会論文集 A 編, Vol.77, No.780(2011), pp. 1199-1212.
- (8) 山田健介, 三浦節男, 柴野純一, 尾崎義治, 小林道明, "Tri-crystal による局所変形開始およびき裂発生におよぼす結晶方位依存性評価", 日本機械学会論文集 A 編, Vol.78, No.788(2012), pp. 468-480.
- (9) Nunziato, J. W., Walsh, E. K., Schuler, K. W. and Barker, L. M., "Wave propagation in nonlinear viscoelastic solids in Mechanics of Solids IV (edited by Truesdell, C.)", (1974), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg.
- (10) Truesdell, C. and Noll, W., "Non-Linear field theories of mechanics", (1965), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg.
- (11) Kobayashi, M., Tang, S., Miura, S., Iwabuchi, K., Omori, S. and Fujiki, H., "Ultrasonic nondestructive material evaluation method and study on texture and cross slip effects under simple and pure shear states", *International Journal of Plasticity*, Vol. 19(2003), pp. 771-804.
- (12) Kobayashi, M. and Tang, S., "Theoretical examination of ultrasonic pole figures via comparison with the results analyzed by finite element polycrystal model", *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol.115, No. 2(2004), pp. 637-650.
- (13) 小林道明, 青山尚弘, 三浦節男, 柴野純一, 唐 世華, "点欠陥への超音波縦波伝搬速度依存性に関する純アルミ単結晶による考察", 日本機械学会論文集 A 編, Vol.71, No.711(2005), pp. 1459-1464.
- (14) 小林道明, 橋場 翔, 青山尚弘, 三浦節男, 柴野純一, "塑性変形で発生した点欠陥による微視組織構造変化と超音波縦波伝搬速度との相関", 日本機械学会論文集 A 編, Vol.73, No.727(2007), pp. 345-351.