

双結晶モデル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*

土屋佑太^{*1}, 三浦節男^{*2}, 柴野純一^{*2}
尾崎義治^{*2}, 小林道明^{*3}

Crystal Orientation Dependence of Deformation Localization and Ductile Fracture in FCC Bi-Crystal Materials

Yuta TSUCHIYA, Setsuo MIURA^{*2}, Jun-ichi SHIBANO,
Yoshiharu OZAKI and Michiaki KOBAYASHI

^{*2} Department of Mechanical Engineering, Kitami Institute of Technology,
Kitami, Hokkaido, 090-8507 Japan

In the authors' previous studies, the theoretical model of ultrasonic wave velocity propagating in plastically deformed solids has been proposed by one of the authors and successively verified experimentally. Then, deformation localization was analyzed by adopting the proposed theoretical model. The onset of localization of plastic deformation has been defined as the occurrence of "stationary discontinuity" characterized by a vanishing velocity of an acceleration wave based on acceleration wave theory. Moreover, based on shock wave theory one of the authors derived that 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 progress of ductile fracture in FCC single crystals was analyzed. In this paper, dependence of the ductile fracture progress in FCC bi-crystal models on combinations of crystal orientations is examined.

Key Words : Deformation Localization, Crystal Orientation, Acceleration Wave Theory, Discontinuity Band, Shock Wave Theory, Ductile Fracture, Bi-Crystal

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⁽¹⁾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。Hill⁽²⁾や Rice⁽³⁾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いる。著者らの一人は提案の理論モデルから得られる塑性変形下の音響テンソルを用いて加速度波が遮断される塑性ひずみ、遮断方向および不連続面の方位より複合比例塑性変形経路における局所変形ダイアグラムを作成し、併せて局所変形モードを解析⁽⁴⁾した。

* 原稿受付 2011年2月21日

^{*1} 北見工業大学大学院 (〒090-8507 北海道北見市公園町 165 番地)

^{*2} 正員, 北見工業大学

^{*3} 正員, フェロー, 北見工業大学

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



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⁽⁵⁾した。

本研究では、有限要素多結晶モデル(Finite Element Crystal Plasticity Model : FEPM)⁽⁶⁾に塑性超音波伝搬速度方程式の音響テンソルを基にした材料損傷評価アルゴリズムを組み込むことにより、FEPMで各結晶粒の力学状態を解析し、それに基づき提案のアルゴリズムを用いて各結晶粒の損傷状態を評価し、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の検討を試みており、前報⁽⁵⁾においては、単結晶モデルによる損傷シミュレーションをおこなった。それにより、結晶方位とき裂進展方向に関連性があることを明らかにした。なお、損傷の評価は前述した加速度波理論に基づく局所変形開始条件および衝撃波理論に基づく微視き裂発生条件から決定している。これにより材料の損傷進行の評価法の確立と延性破壊現象の解明を目的としている。

本論文では、2つの単結晶から構成される双結晶モデルを作成し、局所変形開始および延性破壊の進展に関して結晶方位依存性を検討する。さらに、結晶粒内に発生した加速度波が遮断される不連続面の可視化をおこない、その分布から不連続面の方向と結晶方位や延性破壊の進展方向との相関について考察を試みた。

2. 理 論

2・1 加速度波理論に基づく局所変形開始条件

Hill⁽³⁾やRice⁽⁴⁾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⁽⁷⁾。

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

したがって、加速度波において、以下の関係が得られる⁽⁸⁾。

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

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 $[\dot{\varepsilon}]$ と応力増分の跳び量 $[\dot{\sigma}]$ を用いて次式で表わしている。

$$[\varepsilon] = [F] = 0, \quad [\dot{F}] = [\dot{\varepsilon}] = \tilde{U}n \neq 0, \quad n[\dot{\sigma}] = 0$$

ここで、 ε 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⁽³⁾⁽⁸⁾。

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

ここで、 ρ 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、次式で表わされる。

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

幾何学的，運動学的な適合条件より次式が得られる．

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

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．

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

式 (6) と式 (7) から $[\varepsilon]$ 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．

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

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．

ここで，微視き裂発生条件は次式で示すことができる．

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

ゆえに，式 (9), (10) 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条件と等価であると推論できる．

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⁽¹⁾に基づき定式化された塑性損傷超音波伝搬速度を用いて，局所変形解析を試みる．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．

$$(A_{ijpq} n_j n_q - \rho V^2 \delta_{ip}) \bar{U}_p = 0 \quad (12)$$

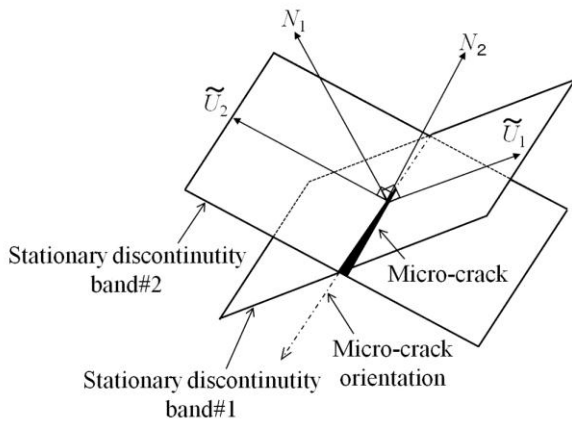


Fig. 1 Schematic geometry of intersected crossing between two stationary discontinuity bands and micro-crack orientation

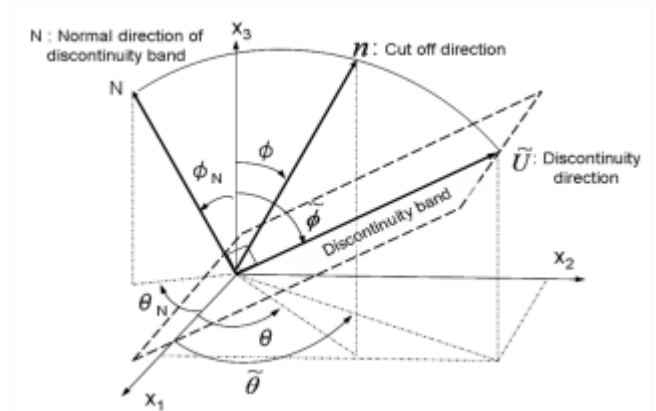


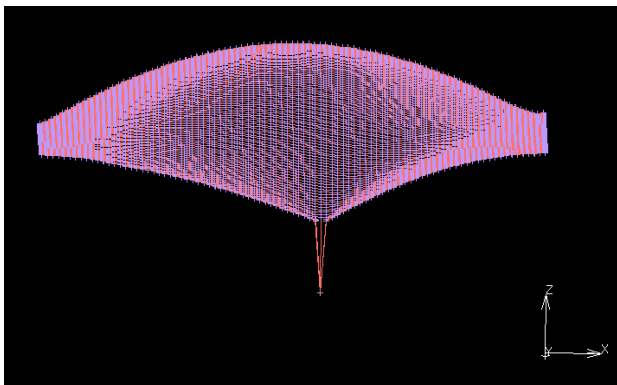
Fig. 2 Geometrical relation of normal direction N of discontinuity band, discontinuity direction \bar{U} and cut off direction n of wave

ここで、 \tilde{U} は不連続方向の振幅であり、 ρ は初期状態における密度、 n は図2の θ と ϕ 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⁽¹⁾⁽²⁾。

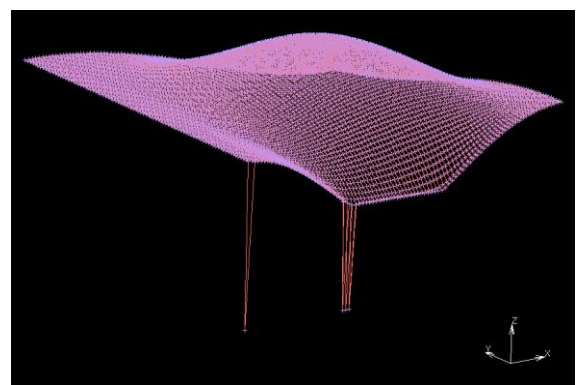
$$\begin{aligned}
 A_{ijpq} = & 2G \left(2 - \frac{G}{G_{IJ}} - 2G\lambda_{IJ}^c - \varepsilon_{kk} - 2G\kappa_2\delta_{kk} \right) \times \left\{ \frac{1}{2} (\delta_{ip}\delta_{iq} + \delta_{jp}\delta_{jq}) - \frac{1}{3} \delta_{ij}\delta_{pq} \right\} \\
 & - 4G(G\kappa_3\sigma_{ir} - \varepsilon_{ir}^e - [\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_{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\} \times \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_{KK}} + 4G\lambda_{KK}^c \right) \right\} \right] \\
 & - 4G^2 \delta\delta'_{ij}\bar{\Lambda}_{rs} \left\{ \frac{1}{2} (\delta_{rp}\delta_{sq} + \delta_{rs}\delta_{pq}) - \frac{1}{3} \delta_{rs}\delta_{pq} \right\} \\
 \frac{1}{G} = & \frac{1}{6} \sum_N \frac{1}{G_{NN}} - \frac{3\lambda}{2G(3\lambda+2G)} \tag{13}
 \end{aligned}$$

ここで λ 、 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。

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



(a) Single cut-off direction case



(b) Double cut-off direction case

Fig. 3 Examples of velocity distribution of acceleration wave

与えられた応力・ひずみ状態下において式(13)から Christoffel テンソル A_{ijpq} を算定し、式(12)において図 2 に示す θ と ϕ をそれぞれ $0 \sim \pi$ (radian) 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 を算定する。応力・ひずみ状態の進展に応じて図 3 に例示する速度分布のように加速度波速度 $V=0$ になる遮断方向 n が得られ、その固有値に対応する式(12)の固有ベクトルの方位が不連続面に沿う方向であることから不連続面の法線方位 N を求めることができる。ここで図 3(a)は図 2 に示す一つの不連続面が生じる場合で加速度波理論から導出した式(4)に相当し、図 3(b)は図 1 に示す二つの交差する不連続面が生じる場合で衝撃波理論から導出した式(10)に相当している。なお、詳細は前報⁽⁴⁾を参照されたい。

2・4 理論モデルの結晶塑性有限要素法への組み込み

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個の要素で 1 個の結晶粒とみなし、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し、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 FEPM で解析した応力、ひずみに基づき各要素の損傷状態の評価を試みている⁽⁵⁾。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。具体例として図 4 に単結晶の単軸引張状態における損傷状態進展の評価を例示する。すなわち、相当応力が初期降伏応力に達した塑性変形状態を青色で表すカテゴリ 1、図 3(a)のように一つの不連続面が生じ、局所変形発生状態と見なす黄色で表すカテゴリ 2、図 3(b)のように二つの交差する不連続面が生じ、微視き裂発生状態と見なす緑色で表すカテゴリ 3、さらに主方向の全ての縦波が遮断され剛性を失った状態、き裂あるいはボイド発生状態と見なす赤色で表すカテゴリ 4 の 4 つのレベルに分類して損傷評価を試みている。

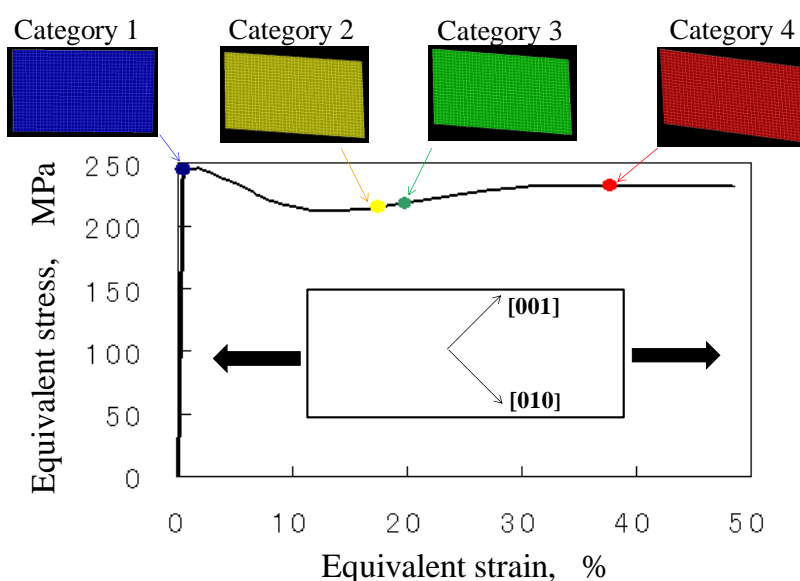


Fig. 4 Damage levels distinguished by categories 1-4

3. FCC 双結晶モデルの延性破壊の進展

3・1 解析モデル

解析モデルの形状として、図 5 に示す分割数 1920 (40×24×2) の長方形の板型形状モデルを作成した。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されている。よって、モデルの要素数と節点数の総数はそれぞれ 9600, 3075 となる。結晶方位は図 7 および表 1 に示すような単一すべり系の結晶方位 Case1, 4 つのすべり系が同時に活動する結晶方位 Case2, 8 つのすべり系が同時に活動する結晶方位 Case3 の 3 つを採用した。この 3 つの結晶方位から選択した 2 つの結晶方位から構成される双結晶 Reuss モデルと双結晶 Voigt モデルを作成した。図 8 のように Reuss モデルは荷重方向に対して直列に結合されるのに対し、Voigt モデルは並列に結合される。これらの双結晶 Reuss モデルと双結晶 Voigt モデルにおいて、結晶方位 Case1, Case2 で構成したものを Type1, 結晶方位 Case2, Case3 で構成したものを Type2, 結晶方位 Case1, Case3 で構成したものを Type3 とした。これらの 6 モデルを用いて、局所変形および延性破壊の結晶方位依存性を検討した。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^{(9),(10)}した値を用いている。

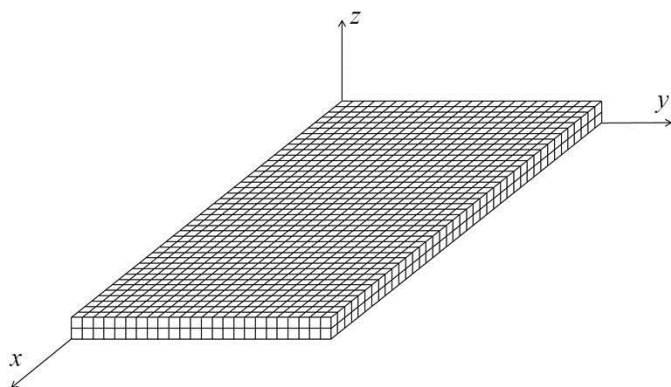


Fig. 5 Analytical model

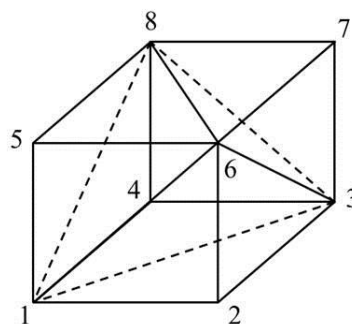


Fig. 6 Synthesized cubic element

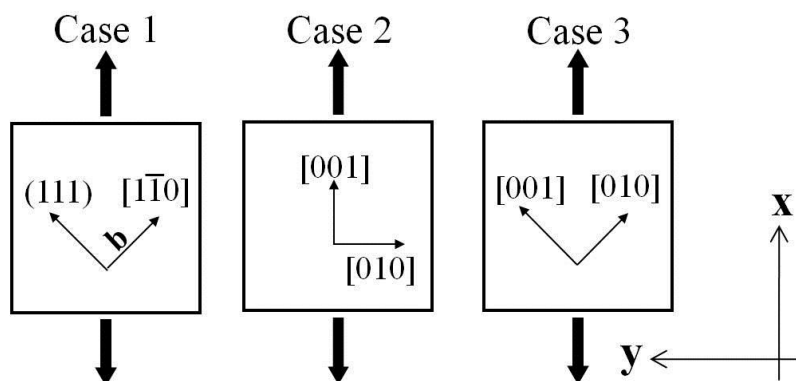


Fig. 7 Single crystal model

Table 1 Crystal orientation

| Crystal orientation | Euler angle, radian | | | Schmid's factor |
|---------------------|---------------------|------------|------------|-----------------|
| | φ | θ | ψ | |
| Case 1 | $\pi / 5.104$ | $\pi / 4$ | $-\pi / 4$ | 0.5 |
| Case 2 | $\pi / 2$ | 0.0 | π | $1/\sqrt{6}$ |
| Case 3 | $\pi / 2$ | $-\pi / 4$ | π | $1/2\sqrt{6}$ |

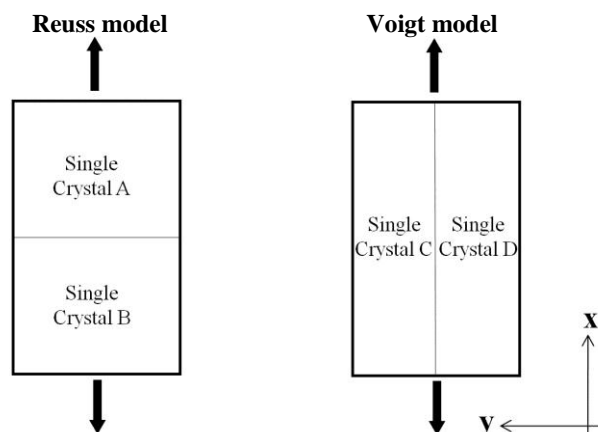


Fig. 8 Bi-crystal models

3・2 FCC 双結晶 Reuss モデルの延性破壊の進展

図9に相当塑性ひずみ 12%, 21%および 29%での双結晶 Reuss モデル Type1 の延性破壊の進展を示す. 図の可視化結果は前述したレベル 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いる. また, 結晶粒界を青色の線で表示している. その結果, 結晶方位 Case1 の結晶内ですべり帯が進展し, 同時に同じ結晶の表面や内部でき裂やボイドが発生していることがわかる. さらに, 図 10 に相当塑性ひずみ分布と相当応力との比較を示す. すなわち, 図 10 (a)は相当塑性ひずみ 29%での延性破壊の進展, 図 10 (b)は相当塑性ひずみの分布, 図 10 (c)に相当応力の分布を示す.

図 11 に相当塑性ひずみ 11%, 12%および 16%での双結晶 Reuss モデル Type2 の延性破壊の進展を示す. 双結晶 Reuss モデル Type2 の延性破壊の進展は荷重方向に対して対称に生じるが, 明確なすべり帯は見られなかった. 結晶方位 Case2 の結晶内の中心でボイドが発生し, き裂もまた結晶の両端の表面で発生している. 図 12, 13 にそれぞれ相当塑性ひずみ 16%, 18%の相当塑性ひずみおよび相当応力の分布との比較を示す. 図 12 (a)での相当塑性ひずみ 16%および図 13 (a)での相当塑性ひずみ 18%での延性破壊の進展状態の比較から, 結晶方位 Case2 の結晶の中心と両端の表面で発生したき裂が双方から進展し連結するが, これは図 12 (b)および 13 (b)での相当塑性ひずみの分布と密接に相関していることがわかる.

図 14 に相当塑性ひずみ 9%, 17%および 24%での双結晶 Reuss モデル Type3 の延性破壊の進展を示す. 双結晶 Reuss モデル Type1 と同様に, 結晶方位 Case1 の結晶内にすべり帯が発達し, き裂やボイドもまた同じ結晶の表面や内部に発生している. 図 15 に相当塑性ひずみ分布および相当応力分布との比較を示す.

以上の結果から, FCC 双結晶 Reuss モデルの延性破壊の進展は主に Schmid 因子の大きい結晶内で進展している。

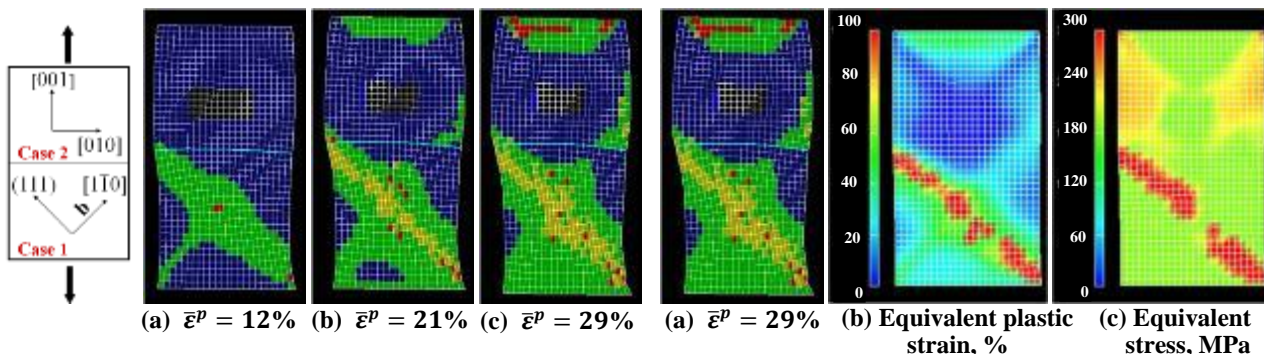


Fig. 9 Ductile fracture progress of type1 bi-crystal Reuss model

Fig. 10 Comparison of ductile fracture states of type1 bi-crystal Reuss model with distributions of equivalent plastic strain and stress at mean equivalent plastic strain 29%

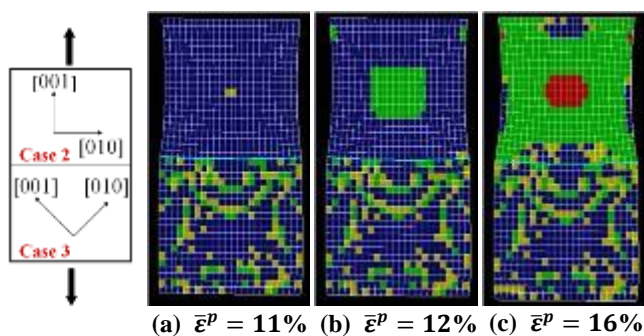


Fig. 11 Ductile fracture progress of type2 bi-crystal Reuss model

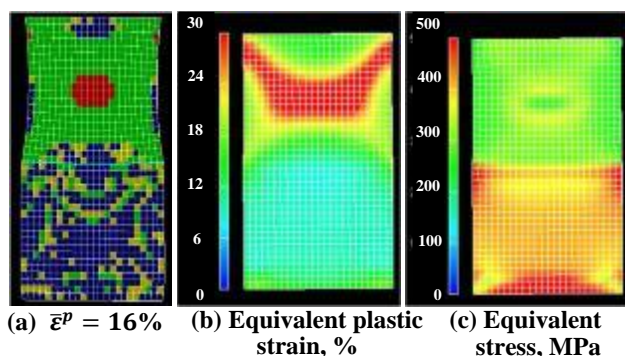


Fig. 12 Comparison of ductile fracture states of type2 bi-crystal Reuss model with distributions of equivalent plastic strain and stress at mean equivalent plastic strain 16%

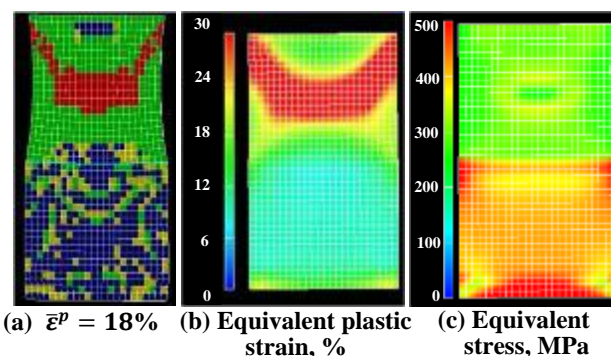


Fig. 13 Comparison of ductile fracture states of type2 bi-crystal Reuss model with distributions of equivalent plastic strain and stress at mean equivalent plastic strain 18%

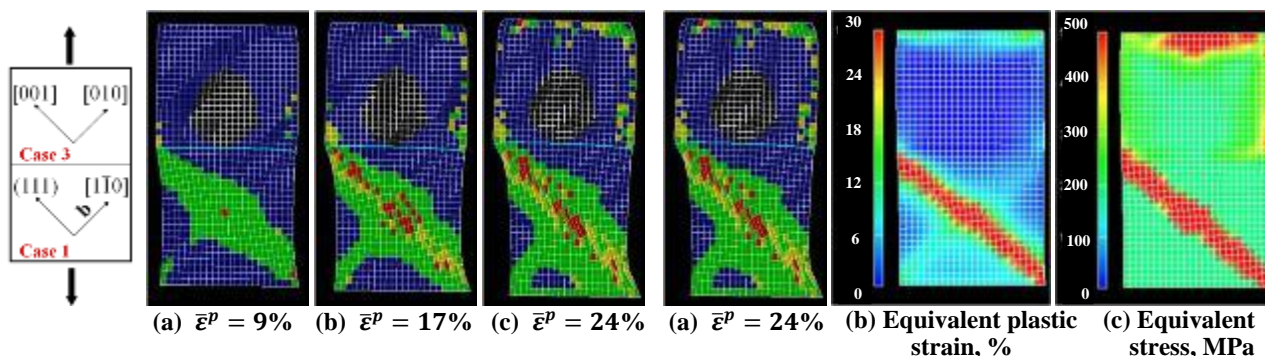


Fig. 14 Ductile fracture progress of type3 bi-crystal Reuss model

Fig. 15 Comparison of ductile fracture states of type3 bi-crystal Reuss model with distributions of equivalent plastic strain and stress at mean equivalent plastic strain 24%

3・3 FCC 双結晶 Voigt モデルの延性破壊の進展

図 16 に相当塑性ひずみ 16%, 17% および 20% における双結晶 Voigt モデル Type1 の延性破壊の進展を示す。その結果、まずき裂は多重すべり系の結晶の表面と内部で同時に発生し、その後同じ結晶内で進展している。しかし、単一すべり系の結晶内や青色の線で示された結晶粒界でき裂もボイドも発生していない。さらに、図 17 に相当塑性ひずみおよび相当応力の分布の比較を示す。図 17 (a) は相当塑性ひずみ 23% での延性破壊の進展、図 17 (b) は相当塑性ひずみの分布、図 17 (c) に相当応力の分布を示す。その結果、延性破壊の進展(図 17(a))は、相当応力の分布(図 17(c))より相当塑性ひずみの分布(図 17(b))により強い相関性があることがわかる。図 18 に相当塑性ひずみ 13%, 19% および 27% における双結晶 Voigt モデル Type2 の延性破壊の進展を示す。き裂やボイドは両結晶の結晶粒界と表面から発生し、急激に進展している。図 19 に相当塑性ひずみおよび相当応力の分布の比較を示す。その結果、双結晶 Type1 の Voigt モデルと同様に、延性破壊の進展(図 19(a))は、相当応力の分布(図 19(c))より相当塑性ひずみの分布(図 19(b))により強い相関性があることがわかる。図 20 に相当塑性ひずみ 14%, 17% および 19% における双結晶 Voigt モデル Type3 の延性破壊の進展を示す。初めにき裂が結晶方位 Case3 の結晶内で発生し、さらに突然結晶粒界で進展する。図 21 に相当塑性ひずみおよび相当応力の分布の比較を示す。図 21(a) は相当塑性ひずみ 19% での延性破壊の進展と比較して相当塑性ひずみと延性破壊の進展の間に相関関係が見られる。図 21 (c) に示す相当応力の分布は結晶粒界に沿ってその相違を明瞭に区別することができる。

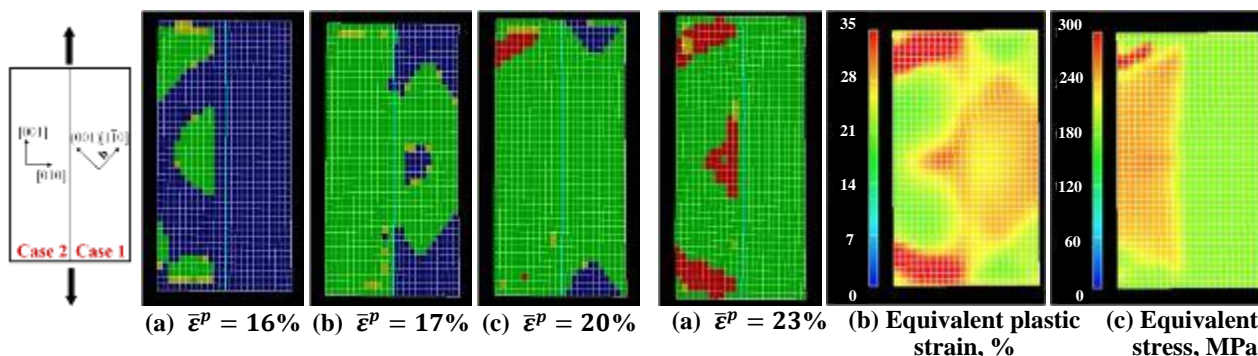


Fig. 16 Ductile fracture progress of type1 bi-crystal Voigt model

Fig. 17 Comparison of ductile fracture states of type1 bi-crystal Voigt model with distributions of equivalent plastic strain and stress at mean equivalent plastic strain 23%

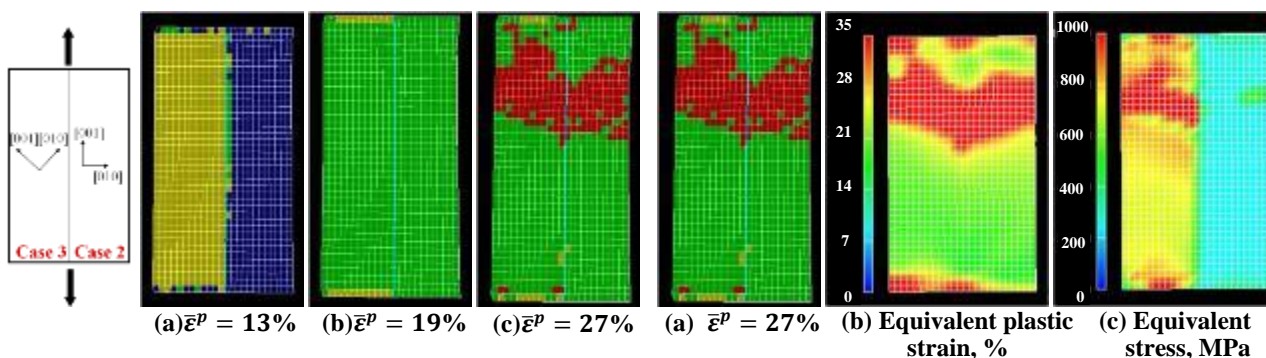


Fig. 18 Ductile fracture progress of type2 bi-crystal Voigt model

Fig. 19 Comparison of ductile fracture states of type2 bi-crystal Voigt model with distributions of equivalent plastic strain and stress at mean equivalent plastic strain 27%

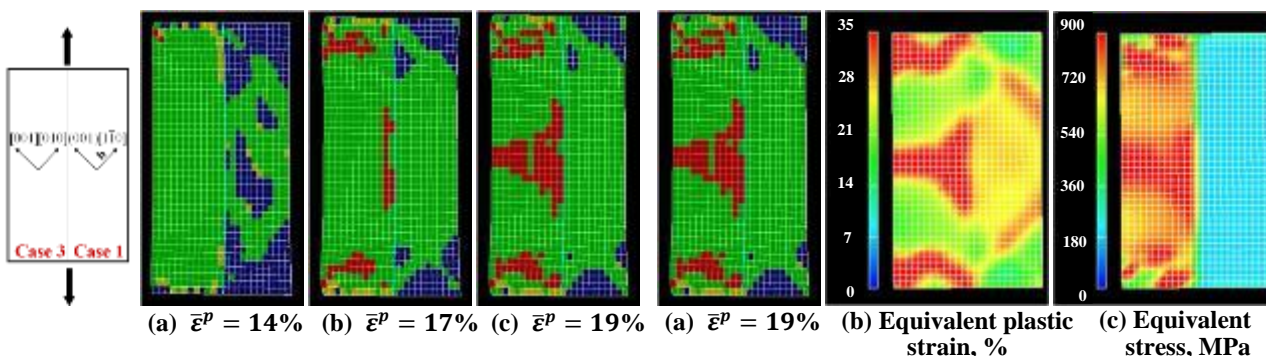


Fig. 20 Ductile fracture progress of type3 bi-crystal Voigt model

Fig. 21 Comparison of ductile fracture states of type3 bi-crystal Voigt model with distributions of equivalent plastic strain and stress at mean equivalent plastic strain 19%

以上の結果から、FCC 双結晶 Voigt モデルの延性破壊の進展では、き裂やボイドは単一すべり系で発生せずに多重すべり系の結晶内で発生する。

3・4 不連続面方向分布とき裂進展方向

本研究では、加速度波が遮断される不連続面の発生方向と、き裂の進展および結晶方位との相関性を検討するため、各分割要素に発生した不連続面を図1および図2に基づき、不連続面の法線角度 ϕ_N , θ_N を用いて可視化した。図22に不連続面とその法線方向を模式的に示しているが、2つの不連続面を区別するため、赤と青とで色分けをした。これを用いてFCC 双結晶モデルの不連続面方向の分布図を作成した。

図23に相当塑性ひずみ16%、19%、22%および29%での双結晶 Voigt モデル Type1 の延性破壊の進展を示す。さらに、図23(b)に示す相当塑性ひずみ19%における図内の黄色の線で囲った領域Aの各要素の不連続面の分布を図24に示す。図からわかるように、Case1の結晶内では荷重方向に対して45°方向に不連続面が発生し、発生した2つの不連続面は直交している。しかし、結晶粒界付近では、同じ結晶内の他の領域とは異なる傾向となっている。また、Case2の結晶内においても結晶粒界付近は粒内とは異なる傾向を示し、粒

内において赤で示した不連続面は荷重方向に傾いている．図 25 に図 23 (c) に示す相当塑性ひずみ 22% における図内の領域 B の要素の不連続面を可視化した分布を示す．その結果，結晶粒界と粒内では不連続面の分布に相違があり，き裂の発生が粒界から少し離れた粒内で生じることと符合している．また，粒内における青で示した不連続面の方向は図 23 (d) に示す領域 C のき裂の進展方向にあらかじめ傾いており，き裂の進展方向と相関性があることを暗示している．

図 26 に相当塑性ひずみ 15%，16%，22% および 27% での双結晶 Voigt モデル Type2 の延性破壊の進展を示す．さらに，図 26 (b) に示す相当塑性ひずみ 16% における領域 D の不連続面分布を図 27 に示す．Case2 の結晶内では結晶粒界付近の領域で赤で示した不連続面が荷重方向に発生し，青で示す不連続面は荷重方向からほぼ 45° 傾いている．Case3 の結晶内では，赤色で示した不連続面がほぼ領域全体で荷重方向に発生し，青で示す不連続面は結晶粒界をはさんで Case2 の結晶内とほぼ同様な分布となっている．次に，図 26 (c) に示す相当塑性ひずみ 22% における領域 E の不連続面分布を図 28 示す．青と赤で示した二つの不連続面の方向分布は Case2 および Case3 の両結晶内でほぼ連続的に同じ分布をしており，これが図 26 (d) に示す領域 F で結晶粒界をはさんで対称的にき裂が進展する現象と密接に関連するものと推測できる．

以上の結果から，不連続面の方向は結晶方位，結晶粒界に影響され，延性破壊の進展，およびき裂の進展方向といった現象に影響すると考えられる．

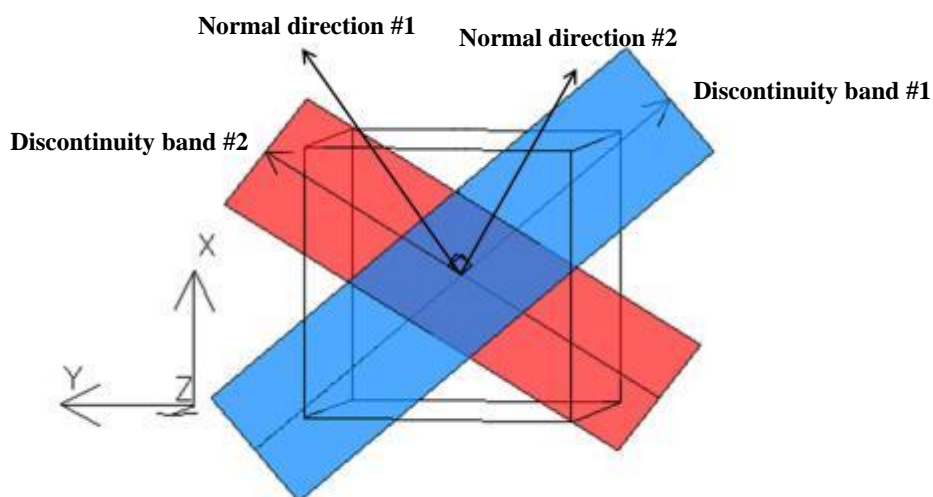


Fig. 22 Discontinuity bands and its normal directions

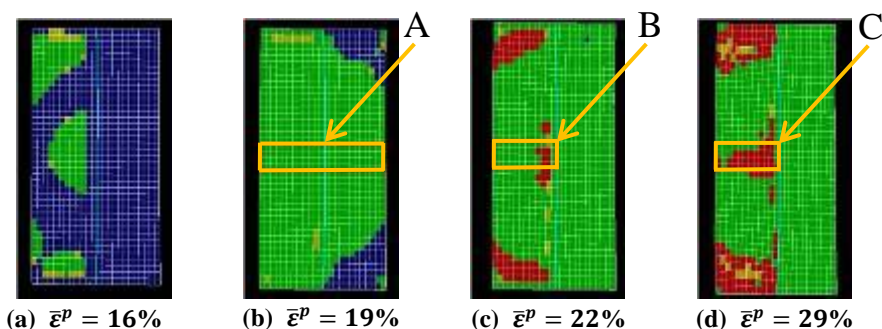


Fig. 23 Ductile fracture progress of type1 bi-crystal Voigt mode

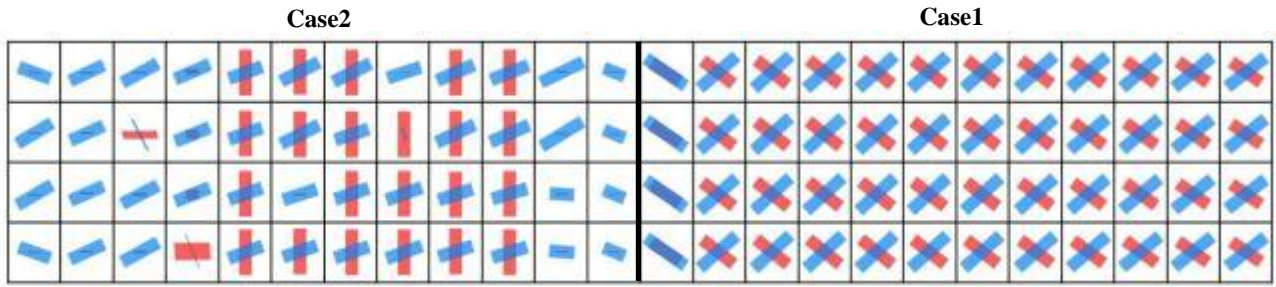


Fig. 24 Distribution of discontinuity bands of type1 bi-crystal Voigt model in region A at mean equivalent plastic strain 19%

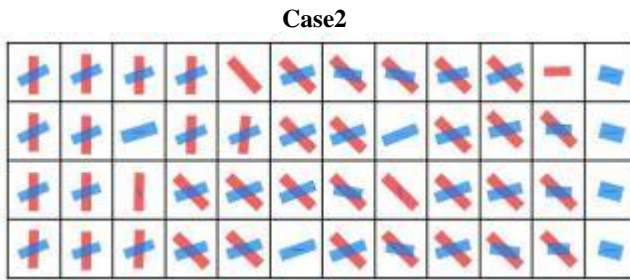


Fig. 25 Distribution of discontinuity bands of type1 bi-crystal Voigt model in region B at mean equivalent plastic strain 22%

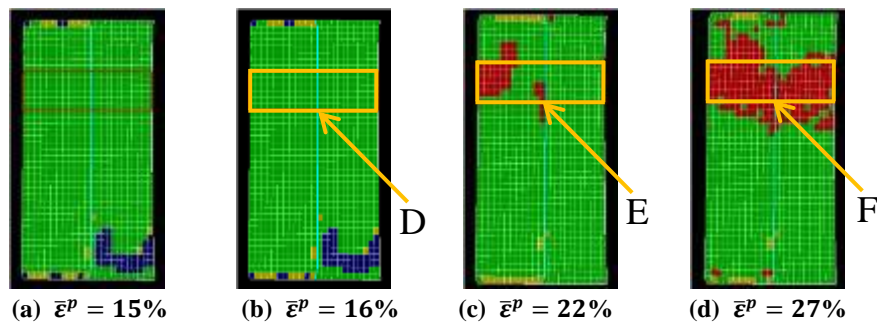


Fig. 26 Ductile fracture progress of type2 bi-crystal Voigt model

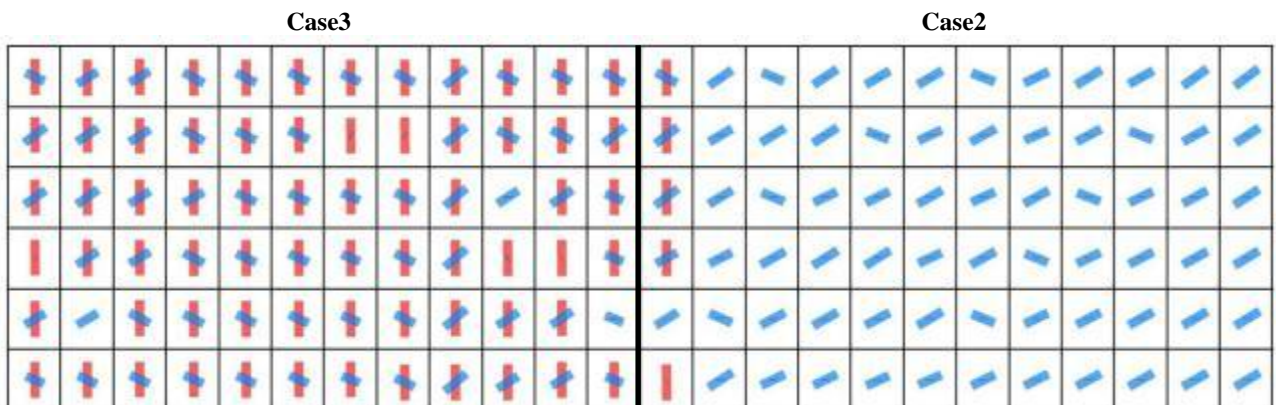


Fig. 27 Distribution of discontinuity bands of type2 bi-crystal Voigt model in region D at mean equivalent plastic strain 16%

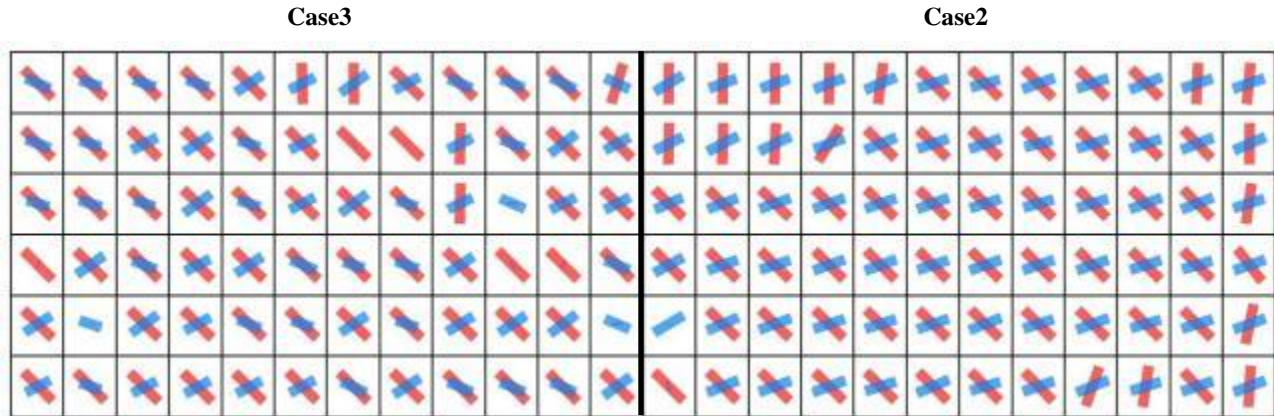


Fig. 28 Distribution of discontinuity bands of type2 bi-crystal Voigt model in region E at mean equivalent plastic strain 22%

4. 結 言

本研究では著者らの一人が提案の理論モデルより導出した音響テンソルに基づく延性損傷評価クライテリアを組み込んだ有限要素多結晶モデルを用いて、双結晶モデルの局所変形および延性破壊への結晶方位依存性を検討した。さらに、加速度波が遮断する不連続面の方向分布から、不連続面の方向と結晶方位や延性破壊の進展との相関を検討した。その結果、以下の結論が得られた。

- (1) FCC 双結晶 Reuss モデルでは、延性破壊は主に大きい Schmid 因子の結晶内で進展する。
- (2) FCC 双結晶 Voigt モデルでは、き裂やボイドは単一すべり系の結晶内では発生せず、多重すべり系の結晶内で発生する。
- (3) 局所変形および延性破壊への結晶方位依存性を明らかにした。例えば、FCC 双結晶 Reuss モデルの延性破壊の進展は主に Schmid 因子の大きい結晶内で進展し、FCC 双結晶 Voigt モデルの延性破壊の進展では、き裂やボイドは単一すべり系では発生せず、多重すべり系の結晶内で発生する。
- (4) 加速度波が遮断される不連続面の方向は結晶方位、結晶粒界に影響され、延性破壊の進展、およびき裂の進展方向といった現象に影響する。
- (5) 有限要素法を用いて局所変形解析を行う際には要素分割依存性を生じることが知られており、それを克服する試みがなされている。とりわけ、き裂の進展は3・4節で検討を試みているように2分岐フラクタル構造で特徴付けられるカオス特性を有しており応力・ひずみの解析結果に敏感に影響されることは容易に想像される。したがって、有限要素法を用いた解析では要素分割依存性の解明とそれへの対応策の確立は重要であり、今後の課題であると考えている。

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, Issue 6 (1998), pp. 511-522.

- (2) Hill, R., "Acceleration waves in solids", *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 10, Issue 1 (1962), pp. 1-16.
 - (3) Rice, J. R., "The localization of plastic deformation", *Theoretical and Applied Mechanics* (edited by W.T. Koiter), *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, Issue 1 (2010), pp. 107-125.
 - (5) Kobayashi, M., "Theory and simulation of ductile fracture progress based on proposed criteria of deformation localization and micro-crack nucleation deduced by shock wave theory", submitted to *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*.
 - (6) 高橋寛, 多結晶塑性論, (1999), pp. 1-76, コロナ社.
 - (7) 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 C. Truesdell", *Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg* (1974).
 - (8) Truesdell, C. and Noll, W., "Non-Linear field theories of mechanics", *Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg* (1965).
 - (9) Kobayashi, M., Tang, S., Miura, S., Iwabuchi, K., Oomori, 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, Issue 6 (2003), pp. 771-804.
 - (10) Kobayashi, M. and Tang, S., "Theoretical examination of ultrasonic pole figures via comparison with the results analyzed by finite element polycrystal model", *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 115, Issue 2 (2004), pp. 637-650.
-