# 微視組織イメージを用いた効率的な変形解析環境の構築と

# そのチタン・チタン合金への適用

北見工業大学 機械電気系 准教授 河野 義樹 (2018 年度 奨励研究助成 (若手研究者) AF-2018036-C2)

キーワード:結晶塑性解析,イメージベース,変形機構,微視組織,チタン,EBSD,数値シミュレーション

# 1. 研究の目的と背景

材料の力学特性を定量的に評価するために,種々の数値 解析手法が用いられ,それらは金属材料の微視組織に依存 した変形機構の調査でも成果を上げている<sup>1)-3)</sup>.結晶塑性 解析は,その代表的な手法の一つであり,転位論に立脚し た連続体モデルを用いて,結晶粒レベルで材料の変形を予 測するのに適した手法である.近年では,材料微視組織の ひずみの分布を実験によって取得することが可能なため, 実際のひずみ分布を結晶塑性解析によって再現し,変形機 構をより定量的に理解することが行われている<sup>4)5)</sup>.

実験により得られたひずみ分布を結晶塑性解析によっ て再現するためには, 微視組織を再現した幾何モデルを用 いて解析を実施する必要がある. その幾何モデルの取得の ためには, 材料の微視組織を数値的に模擬したり, Electron Back Scatter Diffraction (EBSD)等を用いて実験的に取得 した結晶方位マップを基に試行錯誤して作製したりする 必要がある. しかしながら, その作業は煩雑である. 河野 らは, その問題を解決するため, EBSD 結晶方位マップか ら結晶塑性解析用の幾何モデルを自動的に作製するデー タ変換インターフェースを開発し, それを工業用の純チタ ン (CP-Ti) に適用して, 材料微視組織のイメージベース 結晶塑性解析が行えることを示した<sup>6</sup>. しかしながら, 以 下の問題点が残されていた.

- a) 上記データ変換インターフェースが多相合金に対応 していないこと.
- b) 上記環境を用いて実施したイメージベース結晶塑性 解析と実験の結果の比較が行われていないこと.
- c) 上記環境の金属材料の変形機構の調査に対する有用 性を確かめられていないこと.

本報告書では、上記の問題に取組んだ結果を示す.本報 告書の構成は次の通りである.まず、データ変換インター フェースの概要と多相合金への拡張方法、結晶塑性解析の 方法の概要について示す.次に、それを CP-Ti や二相チタ ン合金に適用して、変形機構を調査し、データ変換インタ ーフェースの妥当性と有用性を示す.最後に、簡易的に材 料の変形のしやすさを評価する Slip operation factor (SOF) と称する手法を提案し、それとデータ変換インターフェー スを合わせて用いることで、効率的に結晶性金属材料の変 形機構を調査する方法を提案する.

## 2. イメージベース結晶塑性解析の方法

本章では、イメージベース結晶塑性解析の方法について 説明する.まず、EBSD結晶方位マップより、結晶塑性解 析用の幾何モデルを作製する方法について説明し、その次 に、結晶塑性解析の方法について、その概要を述べる.



図 1 EBSD ピクセルから FEM 用の要素への変換方法の模式図<sup>6</sup>. 領域の色の違いは結晶粒の違いを意味する.

#### 2・1 データ変換インターフェースとその拡張<sup>6)</sup>

多相合金に対応する様にデータ変換インターフェース を拡張した.本節では、まず、データ変換インターフェー スの概要について説明し、次に多相合金への拡張方法を記 す.

図1は、 EBSD により取得した結晶方位マップ(以下 結晶方位マップと呼ぶ)から,有限要素法 (Finite element method: FEM) 用の要素(以下要素と呼ぶ)への変換方法 を模式的に表したものである. データ変換インターフェー スを用いて,結晶方位マップから幾何モデルを作製する際, EBSD ピクセルの持つ結晶方位データを幾何モデルの各 要素に受け渡す.通常、結晶方位マップのピクセルと幾何 モデルの要素では、数と形状、次元が異なる.そのため、 このデータの受け渡しには工夫が必要であり,受け渡し方 法を EBSD ピクセルと要素のサイズの大小関係で変化さ せる.具体的には、EBSD ピクセルよりも要素が小さい場 合(図 1a)には、各要素には、最も近い EBSD ピクセル の持つデータを受け渡し, EBSD ピクセルよりも要素が大 きい場合(図 1b)には、各要素の中にある EBSD ピクセ ルの内,最も広い面積を占める結晶粒の結晶方位を各セル に受け渡す、この様にすると、本データ変換によって得ら れた幾何モデルを用いて実施した結晶塑性解析では,要素 分割数が変化しても、微視組織の情報が大きく失われてい なければ、定性的には同じ結果が得られることが示されて

いる<sup>6)</sup>.結晶方位マップには奥行き方向のデータが存在し ないので,幾何モデルの奥行き方向のサイズと要素分割数 は任意に決定する.

上記のデータ変換インターフェースに相の違いの情報 を加えて、多相に対応するようにする.具体的には、結晶 方位マップの各ピクセルの情報を、幾何モデルの各要素に 受け渡す際に、結晶方位の情報に加えて、相の情報も併せ て受け渡す.こうすれば、結晶塑性解析を実施する際、相 の違いを考慮して、変形解析を実施できる.

#### 2・2 結晶塑性解析の手法

結晶塑性有限要素法(Crystal plasticity finite element method: CPFEM)を用いて、イメージベース結晶塑性解析 を実施する.本研究では、大きく分けて2つの CPFEM の コードを用いた.一つは、転位密度依存型の構成則に基づ いた結晶塑性解析コード clp<sup>7)</sup>であり、もう一つは、ひずみ 依存型構成則を用いた結晶塑性コード<sup>8)</sup>である.転位密度 依存型のモデルでは、各すべり系の臨界分解せん断応力(Critical resolved shear stress: CRSS)は、転位密度の単調

増加関数とした.ひずみ依存型の構成則では,各すべり系の CRSS は Voce 則に従うものとし,ひずみに対して単調 増加するものとした.

# イメージベース結晶塑性解析の妥当性の検証<sup>9)</sup> 3・1 幾何モデルの作製と実験および解析条件

CP-Tiを用いて,実験により取得した金属材料のひずみ 分布を,イメージベース結晶塑性解析により再現できるか を確かめる.本節では,実験および解析の概要を説明する. 図 2a に示す CP-Ti の試験片より図 3 に示す EBSD 逆極点 図を取得した.次に,データ変換インターフェースを用い て,図 3 に示す結晶方位マップを図 4 に示す結晶塑性解析 用の幾何モデルに変換した.

実験では、図 2a に示す CP-Ti の試験片を長手方向に一 軸引張し、試験片表面に付与した微細格子マーカー(図 2b)の変形から、ひずみ分布を計算した.本実験により得 られたひずみ分布を再現するために、図 4 に示す幾何モデ ルの一軸引張の結晶塑性解析を行った. CP-Ti は hcp 構造 を有するため、本解析では、弾性定数は純チタンのもの<sup>10)</sup> を用い、すべり系は底面(Basal)、柱面<a>(Pri)、1 次錐 面<a>(Pyr<a>)、1 次錐面<c+a>(Pyr1<c+a>)、2 次錐面 <c+a>(Pyr2<c+a>) とし、解析により得られたひずみ分布 が実験結果と合うように、これらのすべり系の初期 CRSS を変化させながら解析を実施した.

#### 3・2 実験と解析により得られたひずみ分布の比較

図5に、実験により得られたひずみの分布と、これと一 致するように、すべり系のCRSSの比を合わせて実施した 結晶塑性解析の結果を示す.図5の領域Aの赤矢印で示 した様に、実験結果と数値解析結果で一致していない領域 があるものの、領域B,C,Dでは、実験と結晶塑性解析 によって得られたひずみの分布は良い一致を示しており、



図 2 (a)CP-Ti 試験片と(b)その表面の微細格子マーカー<sup>9)</sup>



図3 CP-TiのEBSD 逆極点図<sup>9)</sup>



図4 CP-Tiの結晶塑性解析用幾何モデルと負荷条件<sup>9</sup>



図 5 (a)実験と(b)結晶塑性解析により得られた公称ひず み 5.0%時の CP-Ti の負荷方向の垂直ひずみ分布<sup>9)</sup>

イメージベース結晶塑性解析により, 実際の結晶粒レベル でのひずみ分布をほぼ再現できることが確認できた.また, この時のすべり系の CRSS の比は, Basal:Pri:Pyr1<a>: Pyr1<c+a>: Pyr2<c+a> = 1.0:1.0:1.3:2.0↑:2.0↑(2.0↑は 2.0以上の意)であった.本 CRSS 比は, Thomas らが CP-Ti で求めた Basal:Pri:Pyr1<a>: Pyr1<c+a>: Pyr2<c+a> = 1.0:1.0:1.3:1.6:1.6<sup>11)</sup>や, Warwick らが求めた Basal:Pri: Pyr1<a>: Pyr1<c+a> = 1.1:1.0:1.4:3.0<sup>12)</sup>と比較的近い比 である.

以上より, データ変換インターフェースを用いて得た幾 何モデルを用いて実施した結晶塑性解析は,実際の CP-Ti の変形をよく模擬しており, データ変換インターフェース の妥当性が示された.

#### 4. 二相チタン合金の結晶塑性解析<sup>13)</sup>

# 4・1 供試材の幾何モデルへの変換と解析条件

次に多相合金に適用する様に拡張したデータ変換イン ターフェースの妥当性の確認のため、hcp 構造を有する α 相と bcc 構造を有する β 相からなる二相チタン合金の Ti-6Al-4V (Ti-64) を用いて、イメージベース結晶塑性解 析を行い、異相間の相互作用とひずみ分配/応力分配の関 係を調査できるかを確かめた.

図6は対象とする Ti-64 の微視組織を示したものであり, Ti-64 中の  $\alpha+\beta$  コロニーの1つから取得したものである. 図6の微視組織の一部を切り出して,データ変換インター フェースにより結晶塑性解析用の幾何モデルに変換した ものを図7に示す.本幾何モデルは, Ti-64 中の1つの  $\alpha+\beta$ コロニーから作製しているため,その  $\alpha$  相と $\beta$  相の結晶方 位は,それぞれの相でほぼ均一であり,  $\alpha$  相と $\beta$  相の結晶 方位関係は Burgers の結晶方位関係をほぼ満足する.本幾 何モデルに1 軸引張の強制変位を与えて変形解析を実施 した.

α相の弾性定数は純チタンのものを用い、β相は Ti-V 合 金のものを用いた. Ti-V 合金の弾性定数は V 濃度の関数 であり、V 濃度に比例して弾性定数が高くなる.本解析で は 15~50wt.%V の範囲で β相の弾性定数を変化させて解 析を行った.α相の CRSS 比は、Bridier らの用いた値を参 考にして、Basal: Pri: Pyr1<a>: Pyr1<c+a> = 1.15:1.00: 1.30:1.59 とした<sup>14)</sup>.β相の活動すべり系は {110} < 111 > お よび {121} < 111 > とした.β相のすべり系の CRSS は、(i)α 相の活動すべり系と同様の場合および、(ii)α相の活動すべ り系よりも高い場合の2種類で実施した.本報告書では、 α相からすべり系の活動が開始し、それがβ相に伝播する ことを想定した(ii)の条件について解析した結果を記す.



⊠ 6 Ti-6Al-4V α+β ⊐ □ = −<sup>13)</sup>



図7 Ti-6Al-4Vの CPFEM 用幾何モデル<sup>13)</sup>

#### 4·2 解析結果

図 8 に、公称ひずみ 1.0%における幾何学的に必要な転位 (Geometrically necessary dislocations : GN 転位) 密度の空間分布,図の A<sub>Y</sub>-B<sub>Y</sub> 断面における応力およびひずみの ラインプロファイルを示す. GN 転位密度の分布は、 $\alpha$ -β 界面近傍の $\alpha$ 相側で高くなる (図 8a). これと同様の現象は、実験においても観察されており<sup>15</sup>)、このことはイメージベース結晶塑性解析によって、 $\alpha$ +β型チタン合金においても妥当な結果が得られていることを示す.

次に、GN 転位が界面近傍の堆積した理由を考える. 応 力のラインプロファイル (図 8b) より、 $\alpha$ - $\beta$  界面の $\alpha$  相側 に応力が集中しやすいことがわかる. これは $\alpha$  相の方が $\beta$ 相よりも弾性定数が低いために弾性的に変形し難いため、 変形初期では、 $\beta$  相の代わりに $\alpha$  相が荷重を支えるためで ある. その結果、変形の初期において、界面近傍の $\alpha$  相側 では、応力集中のためにすべり系が活動しやすく、ひずみ が集中してひずみの空間勾配が形成され (図 8c)、その空 間勾配を満足するために GN 転位が堆積した.

上記では、α相とβ相の弾性定数の違いによって、結果 的に、変形初期では界面近傍に GN 転位が堆積しやすいこ とを示した.次に、GN 転位密度とβ相の V 濃度の関係を A<sub>Y</sub>-B<sub>Y</sub>断面のラインプロファイルで比較したものを図9に 示す.β相の V 濃度が低い程、β相が弾性的に柔らかく、 β相の代わりに荷重を支えるα相の界面にひずみが集中し てひずみが急勾配となるため、界面近傍のα相側で GN 転 位の密度が高くなった.

以上の結果は、データ変換インターフェースを用いて作 製した α+β 型チタン合金の幾何モデルを用いた結晶塑性



図 8 Ti-6Al-4V の α-β コロニーにおける公称ひずみ 1.0% 時の(a)GN 転位分布と(b)負荷方向垂直応力および(c)塑性 せん断ひずみのラインプロファイル<sup>13)</sup>



図9 GN 転位密度ラインプロファイルの V 濃度依存性<sup>13)</sup>

解析により,実際の二相チタン合金の組織形態の影響を考 慮して,異相間の力学的な相互作用と変形機構の関係を調 査できることを示している.チタン合金の疲労や破壊機構 の理解には,結晶粒間や異相間の力学的な相互作用と変形 機構の関係を理解することが重要である.次章では,この 力学的な相互作用を定量的に評価するための環境構築に ついて記す.

#### 5. 結晶粒間の力学的相互作用の評価<sup>16)17)</sup>

前述の通り、イメージベース結晶塑性解析を用いると、 実際の材料の変形を結晶粒レベルで再現することが可能 である.その一方で、実際の材料微視組織を模擬したモデ ルを用いた解析の結果は複雑であり、イメージベース結晶 塑性解析においても、実験と同様に変形機構の詳細を把握 することは容易ではない.その問題を解決するため、結晶 粒間の力学的な相互作用を考慮して、変形のしやすさを簡 易的に評価するための指標である Slip operation factor (SOF)を構築し、結晶粒間の力学的相互作用の定量化の 試みの一つとして、SOFを用いて CP-Ti の結晶粒間の力学 的な相互作用距離の定量化を試みた.以下では、SOFの概 要を示した後、SOFを CP-Ti へ適用して、その妥当性と有 用性を検証する.

#### 5・1 Slip operation factor の構築

図 10 は、SOF の概念を模式的に表している. SOF は、 材料に一軸負荷が加わった状態を想定し(図 10a),領域 間の力学的な相互作用を考慮して,各領域のすべり変形の 起こりやすさを評価する指標である. SOFは、領域間の相 対位置と距離,各領域のすべり変形の起こりやすさから, 各領域の変形のしやすさを評価する.具体的には、図10b に示す様に,対象とする領域 i に対して負荷方向に直列な 領域 *i* が存在する場合 (図 10b (i), (ii)), 領域 *i* が領域 *j* よりも変形しやすい場合には、領域 j が領域 i の代わりに 変形する.反対に、領域 i と j が負荷方向に対して並列に 並ぶ場合(図 10b (iii), (iv)), 領域 i が領域 j よりも変形し やすい場合には、領域iの変形は領域iによって抑制され る.この様な領域間の相互作用を考慮した領域 i のすべり 変形の起こりやすさが、領域iのすべり変形の起こりやす さと,領域間の相互作用の強さの和で,以下の様に表せる ものとする.

$$\hat{m}_{i}^{S,(k)} = m_{i}^{(k)} + A^{LD} \hat{m}_{i}^{S,LD,(k)} + A^{TD} \hat{m}_{i}^{S,TD,(k)}$$
(1)

kはすべり系等の変形機構を表し、 $A^{LD}$ 、 $A^{TD}$ は相互作用の 強さを表す定数である. m'はすべり系間で最小の CRSS と 各すべり系の CRSS の比で正規化した Schmid 因子で、1 軸応力下の各すべり系の活動のしやすさを表し、 Normalized Schmid Factor (NSF) と呼ばれる<sup>18)</sup>. 右辺第2 項と第3項は、それぞれ負荷方向とそれに垂直な方向の領 域間の相互作用の強さを表し、それら項中の $\hat{m}_{i}^{s,TD,(k)}$ と  $\hat{m}_{i}^{s,TD,(k)}$ は、負荷方向およびそれと垂直な方向の領域間の 相対的な変形のしやすさを見積もった値 $\hat{m}_i^{S,LD,(k)}$ と $\hat{m}_i^{S,LD,(k)}$ を正規化したものである. $\hat{m}_i^{S,LD,(k)}$ と $\hat{m}_i^{S,TD,(k)}$ は,以下の様に計算する.

$$\hat{m}_{i}^{S,LD,(k)} = \sum_{j \neq i} \left[ w \left( \left\| \mathbf{r}_{ij} \right\|, \mathbf{r}_{e}^{LD} \right) \cdot \min \left( \frac{m_{i}^{(k)}}{m_{j}^{(\max)}}, R_{\max}^{LD} \right) \cdot \left| \cos \theta_{ij} \right| \right]$$
(2)

$$\hat{m}_{i}^{S,TD,(k)} = \sum_{j\neq i} \left[ w\left( \left\| \boldsymbol{r}_{ij} \right\|, \boldsymbol{r}_{e}^{TD} \right) \cdot \min\left( \frac{m_{j}^{\max}}{m_{i}^{*(k)}}, \boldsymbol{R}_{\max}^{TD} \right) \cdot \left| \sin \theta_{ij} \right| \right]$$
(3)

上式において、 $\theta_{ij}$ は領域iからjへの方向ベクトルが負荷 方向となす角であり(図 10c)、 $|\cos\theta_{ij}|$ 、 $|\sin\theta_{ij}|$ は領域間の 相対的な位置関係の違いによる相互作用の強さの変化を 表す. $m'_i^{max}$ は、領域iにおけるすべり系間で最大の NSF である.(2)式と(3)式で、領域iとjの NSF の比( $m'_i^{(k)}/m'_j^{max}$ ,  $m'_j^{max}/m'_i^{(k)}$ )の取り方が異なるが、これは変形し難い Hard な領域と変形しやすい Soft な領域の相互作用が、負荷方 向とそれに垂直な方向で異なるためである(図 10a,b).  $R_{max}^{LD} \geq R_{max}^{TD}$ は、この相互作用の最大値の限界を示す.wは領域 $i \geq j$ の距離 $||r_{ij}||$ に依存した相互作用の強さを表す 重み関数であり、本研究ではつり鐘型の関数(図 10c)を 用いた. $r_e^{LD}$ および $r_e^{TD}$ はそれぞれ、負荷方向およびそれ に垂直な方向の領域間の相互作用の影響距離である.

上記の SOF では、単一すべり系が活動する場合にしか 対応していないが、複数のすべり系が活動する場合に対応 する様に拡張した SOF も開発した<sup>17)</sup>. しかしながら、本 報告書では、変形初期の単一すべり系が活動する場合に対 象を絞り、以下では、上記単一すべり系が活動する場合に 対応した SOF のモデルを使った解析について記す.



図 10 SOF の概念と計算方法の説明図<sup>17)</sup>

# 5·2 解析条件

SOF の妥当性の検証のため, CP-Ti の微視組織を対象と して,イメージベース結晶塑性解析を実施してひずみの分 布を取得し,同様の微視組織画像を用いて SOF を計算し, ひずみ分布と SOF 分布と比較した. SOF は領域のすべり 変形の起こりやすさを示す指標のため、SOFの分布とひず み分布が一致すれば、SOFの妥当性を証明できる.

図 11 に、解析に使用した CP-Ti の幾何モデルと負荷条 件を示す.解析に用いた各すべり系の CRSS は、結晶塑性 解析と SOF で同様とし、その比のは、Pagan らの実験結果 を参考にして、Basal: Pri: Pyr1<a>: Pyr1<c+a>=1.1:1.0: 1.2:1.8 とした<sup>19)</sup>. SOF の領域間の相互作用の強さを決定 するパラメータ  $A^{LD}$ ,  $A^{TD}$ は 1.0 とし、SOF の空間分布は 力学的相互作用の影響距離  $r_e^{LD}$ ,  $r_e^{TD}$ をいくつかに変化さ せて作成した.



図 11 SOF の妥当性の検証に用いた CP-Ti モデル<sup>10</sup>

#### 5·3 解析結果

図 12 に結晶塑性解析により得られた降伏直前の塑性せ ん断ひずみの分布を示し、図13に、結晶塑性解析と同様 の幾何モデルを用いて取得した SOF 分布を示す. SOF 分 布は、相互作用距離の変化と共に変化する. 負荷方向の相 互作用距離 reLD より負荷方向に垂直な方向の相互作用距 離 reTDの方が長い場合には、粒界近傍の SOF が高くなる (図 13a). 一方,負荷方向の相互作用距離 re<sup>LD</sup> が長くな ると(図 13b,c,d), 粒界近傍の SOF の上昇は解消され, SOF の分布は、ひずみ分布とよい一致を示す.即ち、図12の 矢印Aで示したひずみ分布と図13b,cに矢印で示したSOF 分布の対応や、ひずみ分布図 12 の矢印 B に示した領域と 図 13d の矢印で示したひずみの集中領域の対応等,影響距 離が適切であれば、SOFはすべり変形の起こりやすい場所 を精度よく予測できることがわかる.また、ひずみ分布と SOF 分布の一致する領域が,領域間の相互作用距離によっ て変化するため、領域ごとに力学的相互作用の影響距離は 異なっていることもわかる.

以上のことは, SOF によって, 簡易的にすべり変形の起 こりやすい領域を予測可能であり, SOF とイメージベース 結晶塑性解析の併用によって領域間の相互作用距離を定 量的に評価できることを示している.

# 6. 結言

EBSD 結晶方位マップを,結晶塑性解析用の微視組織モ デルへ変換するための「データ変換インターフェース」は, これまで単相材料にしか対応していなかったが,それを多 相合金に対応する様に拡張した.この効率的な解析環境を, 工業用純チタン (CP-Ti) や二相チタン合金の Ti-6Al-4V (Ti-64) に適用し,その妥当性と有用性を確かめた.更



図 12 結晶塑性解析により得られた平均ひずみ 0.6%時の 塑性せん断ひずみ分布<sup>16)</sup>



図 13 SOF 分布の相互作用距離依存性<sup>16)</sup>. *Dave* (= 69.2µm) は平均結晶粒径を示す. 各図の左にカラーバーを調整していない SOF 分布を示し,右にカラーバーを調節し,ある数値以下の SOF を青色とし,すべり変形が起こりやすい領域をわかりやすく表示した SOF 分布を示した.

には、EBSD 結晶方位マップより、ひずみ分布を簡易的に 予測できる指標 Slip operation factor (SOF)を構築した. SOF を CP-Ti に適用したところ、SOF は結晶塑性解析によ り得られた変形初期のひずみ分布をよく模擬し、SOF と結 晶塑性解析を併用することで、領域間の力学的相互作用距 離を定量的に明らかにできる可能性を示した.

これまでに示した様に、当該研究では、微視組織に依存 した結晶性金属材料の変形機構を、定量的かつ効率的に調 査できる環境の構築に成功し、CP-Ti や Ti-64 の変形機構 の一端が明らかとなった.今後は、他研究者と更に綿密に 連携しながら、本研究で開発した環境を金属材料の変形機 構の理解に生かしたいと考えている.

### 謝 辞

本研究で使用した結晶塑性解析コードは、大橋鉄也名誉 教授(北見工業大学)と眞山剛准教授(熊本大学)より頂 いたものを使用した.また、第3章のCP-Tiの結晶方位マ ップおよびひずみ分布は田中將己教授(九州大学),第4 章と第5章のCP-TiおよびTi-6Al-4V合金の結晶方位マッ プは光原昌寿准教授(九州大学)よりご提供頂いた.記し て謝意を表す.

## 参考文献

- A. Poty, J.-M. Raulot, H. Xu, J. Bai, C. Schuman, J.-S. Lecomte, M.-J. Philippe, C. Esling, J. Appl. Phys. 110 (2011) 014905.
- Q. Yu, L. Qi, T. Tsuru, R. Traylor, D. Rugg, J.W. Morris, M. Asta, D.C. Chrzan, A.M. Minor, Science (80-.). 347 (2015) 635–639. https://doi.org/10.1126/science.1260485.
- Y. Zhao, S. Wroński, A. Baczmański, L. Le Joncour, M. Marciszko, T. Tokarski, M. Wróbel, M. François, B. Panicaud, Acta Mater. 136 (2017) 402–414.
- P. Baudoin, T. Hama, S. Uchida, H. Takuda, J. Phys. Conf. Ser. 1063 (2018) 012048.
- Z. Zhang, D. Lunt, H. Abdolvand, A.J. Wilkinson, M. Preuss, F.P.E. Dunne, Int. J. Plast. 108 (2018) 88–106.
- Y. Kawano, T. Ohashi, T. Mayama, M. Tanaka, M. Sakamoto, Y. Okuyama, M. Sato, Trans. JSME (in Japanese). 84 (2018) 17-00559:1–18.
- T. Ohashi, M. Kawamukai, H. Zbib, Int. J. Plast. 23 (2007) 897–914.
- T. Mayama, M. Noda, R. Chiba, M. Kuroda, Int. J. Plast. 27 (2011) 1916–1935.

- Y. Kawano, T. Ohashi, T. Mayama, M. Tanaka, Y. Okuyama, M. Sato, Eur. Phys. J. B. 92 (2019) 204.
- 10) E.S. Fisher, C.J. Renken, Phys. Rev. 135 (1964).
- J. Thomas, M. Groeber, S. Ghosh, Mater. Sci. Eng. A. 553 (2012) 164–175.
- 12) J.L.W. Warwick, N.G. Jones, K.M. Rahman, D. Dye, Acta Mater. 60 (2012) 6720–6731.
- Y. Kawano, T. Ohashi, T. Mayama, M. Mitsuhara, Y. Okuyama, M. Sato, Mater. Trans. 60 (2019).
- 14)F. Bridier, D.L. McDowell, P. Villechaise, J. Mendez, Int. J. Plast. 25 (2009) 1066–1082.
- 15)S. Suri, G.B. Viswanathan, T. Neeraj, D.H. Hou, M.J. Mills, Acta Mater. 47 (1999) 1019–1034.
- 16) Y. Kawano, M. Sato, T. Mayama, M. Mitsuhara, S. Yamasaki, Int. J. Plast. 127 (2020) 102638.
- 17) Y. Kawano, T. Mayama, M. Mitsuhara, S. Yamasaki, M. Sato, Mater. Today Commun. 26 (2021).
- 18) I. Bantounas, D. Dye, T.C. Lindley, Acta Mater. 57 (2009) 3584–3595.
- 19) D.C. Pagan, P.A. Shade, N.R. Barton, J.-S. Park, P. Kenesei, D.B. Menasche, J. V. Bernier, Acta Mater. 128 (2017) 406–417.