

Homogenization Method

只野裕一 Yuichi Tadano 佐賀大学 大学院工学系研究科 機械システム工学専攻 准教授

メゾスケールの材料挙動を反映できる多結晶金属の材料モ デルとして、結晶塑性モデルが広く利用されるようになって 久しい。結晶塑性モデルは単結晶に対する構成式を基礎とし ているが、鉄鋼材料を初めとする多くの実用金属が多結晶で あることから、実用解析においては単結晶の構成式を多結晶 モデルへと拡張することが必要となる。古くは全ての結晶粒 のひずみが一定と仮定するTaylorモデルにはじまり¹⁾、現在 に至るまで多数の手法が提案されている²⁵⁾。その中でも汎用 性の高い手法の一つが、均質化理論に基づく多結晶塑性モデ ルとなる結晶塑性均質化法である⁶⁾。結晶塑性均質化法には 多数の利点があるが、本稿ではその中でも巨視的材料応答(巨 視的材料構成式)が直接得られる点に着目し、立方晶金属で ある FCC および BCC 金属に対して変形集合組織の予測や成 形性評価への適用を視野に入れた解析事例を紹介する。また 結晶塑性均質化法は、単に高精度な材料モデルというだけで なく、既存の多結晶塑性モデルの妥当性検証のためのツール としても有用であることを、あわせて概説する。なお、本稿で はメゾスケールの塑性変形機構としてすべり変形のみを考え る。HCP金属への適用や、もう一つの重要な塑性変形機構で ある変形双晶の取り扱いについては、別報を参照されたい⁷。



2.1 単結晶の構成式

結晶塑性モデルにはいくつかの定式化が考えられるが、ひ ずみ速度依存性を導入した弾粘塑性形の構成式^{8,9)}が現在は 広く用いられており、本稿でもこの弾粘塑性形結晶塑性モデ ルについて概説する。この枠組みでは、速度形弾塑性モデル で一般に用いられる速度こう配テンソルLの弾性部分L*と 塑性部分L[®]への加算分解を考える。

結晶塑性モデルでは、塑性変形はFig.1に模式的に示され るように、すべり面上において特定のすべり方向に生じるせ ん断変形として表される。すべり面の単位法線ベクトルを m、これと直交するすべり方向を表す単位ベクトルをsとし たとき、mとsの組によって特定される系をすべり系と呼ぶ。 Cauchy応力を σ とすると、あるすべり系に生じるせん断応 力 (分解せん断応力) は $\tau = s \cdot (\sigma \cdot m)$ で与えられる。 τ によっ てすべり変形が駆動されると考えるのが一般的であり、すべ



Fig.1 Schematic illustration of slip deformation.

り変形は単純せん断変形 (平行四辺形の高さが変化しない、 すなわち体積変化を伴わないせん断変形)であると仮定する。 Fig.1に示す単純せん断変形のモードはs ⊗ mと表現するこ とができるため (⊗はテンソル積)、せん断変形速度 (すべり 速度)をγとすれば、このすべり変形に対応する L^Pは

$$\boldsymbol{L}^{\mathrm{p}} = \dot{\boldsymbol{\gamma}} \left(\boldsymbol{s} \otimes \boldsymbol{m} \right) \tag{2}$$

となる。これが、単一のすべり系の塑性変形となる。結晶内 には通常複数のすべり系が存在するが、複数のすべり系によ る塑性変形の総和として塑性変形を表せると考える。

$$\boldsymbol{L}^{\mathrm{p}} = \sum_{\alpha=1}^{N} \dot{\boldsymbol{\gamma}}^{(\alpha)} \left(\boldsymbol{s}^{(\alpha)} \otimes \boldsymbol{m}^{(\alpha)} \right) \qquad (3)$$

ここで (α) は特定のすべり系を示す添え字、Nはすべり系の 総数である。

塑性変形速度テンソル D^{P} および塑性スピンテンソル W^{P} は、それぞれ塑性速度こう配テンソル L^{P} から以下のように与えられる。

$\boldsymbol{D}^{\mathrm{p}} = \frac{1}{2} \left(\boldsymbol{L}^{\mathrm{p}} + \boldsymbol{L}^{\mathrm{pT}} \right) = \sum_{\alpha=1}^{\mathrm{N}} \dot{\gamma}^{(\alpha)} \boldsymbol{p}^{(\alpha)}$	 (4)
$\boldsymbol{W}^{\mathrm{p}} = \frac{1}{2} \left(\boldsymbol{L}^{\mathrm{p}} - \boldsymbol{L}^{\mathrm{pT}} \right) = \sum_{n=1}^{N} \dot{\boldsymbol{\gamma}}^{(\alpha)} \boldsymbol{w}^{(\alpha)}$	 (5)

右上添え字Tは転置を表す。変形速度テンソルおよびスピン テンソルの弾性成分**D***、W*はそれぞれ

 $\boldsymbol{D}^* = \frac{1}{2} \left(\boldsymbol{L}^* + \boldsymbol{L}^{*\mathrm{T}} \right) \quad \dots \tag{8}$

 $\boldsymbol{W}^{*} = \frac{1}{2} \left(\boldsymbol{L}^{*} - \boldsymbol{L}^{*T} \right) \dots (9)$

であり、弾性構成式には次の速度形Hooke則を用いる。

$$\mathring{\sigma}^* = \dot{\sigma} - W^* \sigma + \sigma W^* = C : D^* \qquad (10)$$

ここで*C*は弾性構成則を表す4階テンソルであり、 $\dot{\sigma}$ 、 $\dot{\sigma}$ は Cauchy応力テンソルのJaumann速度、時間微分を表す。式 (8) - (10) と変形速度テンソル、スピンテンソルの加算分解*D* = $D^* + D^P$ 、 $W = W^* + W^P$ から、最終的に以下の関係式が得られ る。

結晶塑性モデルの大きな特徴の一つが、変形に伴う結晶格 子の回転を直接表現できることである。結晶格子回転に伴う ベクトルm^(a)とs^(a)の速度は

で与えられる。すなわち、結晶格子はスピンテンソルの弾性 成分によって回転すると考える。

2.2 ひずみ硬化則

結晶塑性モデルにおける塑性変形は式(3)で表されるが、 $m^{(a)} \geq s^{(a)}$ は結晶構造と結晶方位が決まれば幾何学的に決定 されることから、式中で任意性があるのはすべり速度 $\dot{\gamma}^{(a)}$ だ けとなる。 $\dot{\gamma}^{(a)}$ の具体的な決定方法が結晶塑性モデルにおけ る重要な問題であるが、多数存在するすべり系の中でどのす べり系が活動するかを一意に決定することは難しい。これ は、ひずみ(変形速度)のモードとすべり系の数が一致しな いため、 $\dot{\gamma}^{(a)}$ を未知数とする方程式の解が不定となるためで ある。これを回避する方策として、全てのすべり系が潜在的 には常に活動していると考えるモデルが広く利用されてい る。このとき、現象論的な弾粘塑性モデルと同様に以下のひ ずみ速度依存の硬化則を用いる。

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)} = \dot{\gamma}_0 \operatorname{sgn}\left(\tau^{(\alpha)}\right) \left| \frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}} \right|^{1/m} \quad \dots \tag{13}$$

sgn (x) はx \geq 0で1、x<0で-1をとる符号関数、m、 $\dot{\gamma}_0$ はひず み速度敏感性指数と参照ひずみ速度である。各すべり系にお ける基準ひずみ硬化則 $g^{(\alpha)}$ には任意性があり、その一般形は 次式で与えられる。

 $h^{(\alpha\beta)}$ はすべり系(β)がすべり系(α)のひずみ硬化挙動に及 ぼす相互作用を表す。 $h^{(\alpha\beta)}$ は対象となる材料の硬化挙動を表 現できるようモデル化されるが、各すべり系間の相互作用を 高精度にモデル化することは一般には容易ではなく、相互作 用の詳細なモデル化は結晶塑性モデルにおける重要な課題と して残されている。本稿では最も単純な相互作用のモデルと して、全てのすべり系間における $h^{(\alpha\beta)}$ が等しいとするTaylor の等方硬化則を仮定する。すなわち $h^{(\alpha\beta)} = h$ として

$$\dot{g}^{(\alpha)} = h \sum_{\beta} \left| \dot{\gamma}^{(\beta)} \right| \quad \dots \tag{15}$$

である。hの具体形には以下のべき乗形硬化則を用いる。

$$h = h_0 \left(1 + \frac{h_0 \gamma_a}{\tau_0 n} \right)^{n-1}$$
 (16)

 τ_0 は初期臨界分解せん断応力であり、 h_0 、nは材料定数である。 $g^{(\alpha)}$ の初期値は τ_0 と一致し、tは現時刻である。また γ_a は 各すべり系におけるすべりの総和を表している。すべり硬化 則には、この他にも線形硬化則や飽和形硬化則(Voce則)な ど、材料挙動に応じて様々なものが利用されている⁷⁷。以上 に示した定式化についての、数値計算に際しての注意点は文 献⁹⁹ などを参照されたい。

2.3 立方晶金属のすべり系

本稿では立方晶金属であるFCC (面心立方) およびBCC (体心立方) 金属を対象とする。FCC 金属のすべり系はFig.2 (a) に示す $|111| - \langle 110 \rangle となる。 <math>|111|$ 面に等価な面は4つ であり、各すべり面が3つのすべり方向を有することから、 合計12のすべり系が存在する。一方BCC 金属のすべり系は Fig.2 (b) - (d) に示す $|110| - \langle 111 \rangle$ 、 $|112| - \langle 111 \rangle$ 、 $|123| - \langle 111 \rangle$ の3つが知られており、それぞれに対して12、12、24の すべり系が存在するが $|110| - \langle 111 \rangle$ が最も支配的であると いわれている。このため、BCC 金属の結晶塑性解析において は、48 すべり系を全ては考慮せず、 $|110| - \langle 111 \rangle$ の12 すべ り系のみ、もしくはこれに $|112| - \langle 111 \rangle$ の12 すべり系を加 えた24 すべり系で解析を行うことも多い。本稿で示す解析 例も、 $|110| - \langle 111 \rangle と |112| - \langle 111 \rangle$ の名で実施し ている。



Fig.2 Slip systems in cubic crystals.

2.4 Taylor モデルによる多結晶解析

結晶塑性均質化法について概説する前に、最も古典的な多 結晶塑性解析手法の一つであるTaylorモデルについて述べ ておく。このモデルでは、多結晶金属が巨視的一様変形を受 ける際に、それを構成する各結晶粒が全て同じひずみを受け ると仮定する¹⁾。これを速度依存形の弾粘塑性構成式に拡張 したものを、拡張Taylorモデル¹⁰⁾と呼ぶ。以降の記述におい ては、拡張Taylorも含め、ひずみもしくはその速度を一定と 仮定する多結晶塑性モデルを単にTaylorモデルと総称する。

Taylorの仮定によれば、巨視的変形速度 D^0 が与えられた とき、各結晶粒の変形速度 $D^{[k]}$ は全て D^0 に等しく

$$\boldsymbol{D}^{[k]} = \boldsymbol{D}^0 \quad \dots \quad (18)$$

で与えられる。右肩添え字 [k] はk番目の結晶粒であること を表す。このとき、各結晶粒の応力 $\sigma^{[k]}$ は式 (11)の発展式に よって更新され、一般に結晶粒ごとの応力は異なる。Taylor モデルでは各結晶粒の体積は等しいと仮定するため、巨視的 な応力 σ^0 は各結晶粒の応力の単純平均と考えられる。

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} \boldsymbol{\sigma}^{[k]} \tag{19}$$

ここでNは結晶粒数である。拡張Taylorモデルでは境界条件 として巨視的な変形速度**D**⁰を与え、これに対する各結晶粒 の応答を独立して算出し、式 (19) から平均化した応力を求 めることができる。

2.5 結晶塑性均質化法による多結晶解析

Taylorモデルにおいては、結晶粒形状やその大きさ、幾何 学的な配置などの情報は含まれず、各結晶粒の変形の不均一 性も考慮されない。現実の材料における結晶粒形状や変形の 不均一性を表現可能なより現実的なモデルの一つが、均質化 理論に基づく結晶塑性均質化法である。支配方程式の導出過 程や有限要素離散化については割愛するが、その詳細は文献⁶⁾ などを参照されたい。

速度形構成式に対する均質化法においては、変位速度*u_i*に 対して以下の加算分解ができると仮定する。

ここで*ü*⁰_iは巨視的スケールの変位速度場、*ü*^{*}_iは微視構造に起 因する*ü*⁰_iからのじょう乱変位速度である。*ü*^{*}_iは微視的スケー ルにおいて周期性を持つ変位速度場であるとする。本稿で対 象とする粘塑性型結晶塑性構成式においては、*ü*^{*}_iは以下で表 現される。

$$\dot{u}_{i}^{*} = -\chi_{i}^{kl} D_{kl}^{0} + \varphi_{i} \quad \dots \qquad (21)$$

$$D_{kl}^{0} = \frac{1}{2} \left(\dot{u}_{k,l}^{0} + \dot{u}_{l,k}^{0} \right) \quad \dots \tag{22}$$

 χ_i^{kl}, φ_i はそれぞれ特性変位速度であり、 D_{kl}^0 は u_i^0 から定義され る巨視的な変形速度テンソルである。微視構造に周期性を仮 定し、微視的スケールと巨視的スケールにおける速度形仮想 仕事の原理をそれぞれ考えることで、最終的に巨視的スケー ルに対する以下の構成式が得られる。

 σ_{ij}^{H} は巨視的Cauchy応力テンソルのJaumann速度である。 C_{ijkl} 、 R_{ij} は均質化された4階の構成則テンソルおよび、均質化 された粘塑性項ベクトルであり、

で与えられる。 C_{ijkl}^{tan} 、 P_{ij}^{tan} は、速度接線係数法¹⁰⁾ によって 得られる構成式テンソルおよび粘塑性項ベクトル、 δ_{ij} は Kroneckerのデルタ記号である。またYは周期構造の最小単 位を表し|Y|はその体積である。

任意の物理量*A*を微視構造に渡って平均化することを均質 化と呼ぶことにすれば、物理量*A*に対する均質化は次式で定 義される。

右肩添え字Hは均質化された量であることを表す。また*A*は 微視的スケールで定義される任意の物理量であり、スカラ、 ベクトル、テンソルのいずれでも構わない。巨視的応力σ^Hも 式 (26) によって算出される。これはTaylorモデルにおける 式 (19) に相当する。

FCCおよびBCC多結晶金属への 適用事例

3.1 代表体積要素の選定¹¹⁻¹³⁾

金属材料の結晶粒径は通常数µm~数百µm(超微細粒金属 ではそれよりもさらに小さい)であることから、現実の材料 に含まれる結晶粒数は膨大なものとなり、これを全て考慮す ることは現実的ではなく、この中から代表的な結晶方位を選 び入力データとすることになる。均質化(平均化)された巨視 的材料応答を与えるのに十分な微視構造の最小単位を、代表 体積要素と呼ぶ。多結晶金属に対しては、結晶粒形状や結晶 粒の幾何学的配置によらずほぼ同一の応答が得られる構造単 位が、代表体積要素としての資格を有する。結晶塑性モデル による多結晶解析では、適切な代表体積要素を選定すること が重要となる。

FCC金属に対しては、500結晶粒程度を考えれば、多くの 問題で結晶方位の選び方に依らずほぼ同一の力学応答が得 られることが報告されている^{11,12)}。FCCと同じ立方晶金属で あるBCC金属でも、同様の傾向があると考えられる。一方、 HCP金属の場合には500結晶粒ではまだ不十分な場合もあ り、十分な収束解を得るにはより多くの結晶粒数を考える必 要がある¹³⁾。これらの結晶粒数はあくまで目安であり、実際 には対象とする変形の複雑さや集合組織によって変化するこ とに注意されたい。例えばFCC金属の解析において、単軸引 張の流動応力や降伏曲面を評価するのであれば、200~300結 晶粒でも十分であるが、r値を算出する際には500結晶粒程 度が必要となる¹¹⁾。HCP金属の場合も同様に、流動応力の評 価であれば300~500程度の結晶粒数でも実用上十分のよう である。

3.2 ひずみ分布

初期結晶方位がランダムに分布した集合組織(ランダム組 織)をもつFCCおよびBCC金属の場合、結晶粒数が十分に 多ければその性質はほぼ等方的となる。216結晶粒のランダ ム組織を代表体積要素として、結晶塑性均質化法による単軸 引張解析を行った際の、巨視的真ひずみ20%における各結晶 粒のひずみ分布をFig.3に示す。FCC、BCC金属のいずれの 場合にも、ひずみの平均値は巨視的ひずみ20%と一致するが、



Fig.3 Histograms of microscopic longitudinal strain of each grain at 20% true strain.

結晶粒ごとのひずみには大きなばらつきがあり、5%から35% までの広範囲に渡るひずみを有する結晶粒が存在している。 各結晶粒のひずみは一定とはならず、Taylorモデルにおける ひずみ一定の仮定は実現象と必ずしも整合していないことが 示唆される。このことから、結晶塑性均質化法による多結晶 解析の必要性が理解できる。一方で、全結晶粒の8割は20% ±5%の範囲のひずみを有しており、平均ひずみから大きく逸 脱した結晶粒は限定的である。すなわち、FCCおよびBCC金 属に関してはひずみ一定の仮定はそれほど不合理ではなく、 一次近似としては十分に意味を持つことも伺える。ただし、 HCP金属の場合にはひずみ分布がより広範囲にわたり、ひず み一定の仮定は現実的ではないことが報告されているため、 結晶塑性均質化法を用いることが合理的である^{13,14}。

3.3 Taylor 因子の評価

結晶スケールのすべり挙動と巨視的スケールの塑性挙動を 関連づける指標として、Taylor因子がしばしば用いられる。 Taylor因子はすべり変形における臨界分解せん断応力 τ_0 と 巨視的な降伏応力 σ_0 の比を表す係数で、次式によって定義さ れる。

 $M = \frac{\sigma_0}{\tau_0} \qquad (27)$

ひずみ硬化しない材料、すなわち完全塑性を仮定し、前節 と同様のランダム組織に対してTaylor因子を評価した結果 をTable 1に示す。以降の図表中で、HOM-CPは結晶塑性均 質化法を表す。ここでは、異なる擬似乱数による10種類のラ ンダム組織を生成して解析を行い、解析結果の不確かさも評 価している。これによれば、FCC金属のTaylorモデルに対し ては*M*=3.03±0.03となり、これは既知の*M*=3.06とほぼ等し い¹⁵⁾。結晶塑性均質化法に対しては*M*=2.72±0.03となり、 Taylorモデルと比較して約10%低い値となる。Taylorモデル においては、ひずみ一定を実現するために一部の結晶粒には 非常に高い応力が負荷される必要があり、巨視的な応力もこ れに伴って高くなる。結晶塑性均質化法がより現実的な境界 条件を与えていると考えれば、Taylorモデルは現実の変形挙 動と比較してFCC金属の流れ応力を10%程度過大評価する 傾向があると解釈できる。BCC金属の場合、Taylorモデル と結晶塑性均質化法に対してそれぞれ*M*=2.80±0.02、*M*= 2.74±0.02が得られる。両者には有意な差が見られるものの、 その差異は2%程度である。これは、すべり系が24とFCC金 属より多く、さらに各すべり系を等価として扱っているた め、変形の自由度が高くいずれの方向にも塑性変形が容易に 起こるためだと考えられる。すなわち、BCC金属に対する TaylorモデルはFCC金属以上に合理的なモデルであること が示唆される。

3.4 変形集合組織の予測

結晶塑性モデルの大きな利点の一つが、結晶方位の回転に よる変形集合組織の発達を直接予測できることである。初期 方位がランダム組織であるFCC金属に、真ひずみ100%の平 面ひずみ圧縮を加えた後の {111} 極点図をFig.4に示す。この 条件下では、ピーナッツ形の変形集合組織を生じることが実 験的に報告されているが¹⁶⁾、Taylorモデルによる予測は楕円 状の集合組織となりこれを再現できていない。一方で結晶塑 性均質化法により予測される集合組織は、実験結果と良好な 一致を示している。ひずみ分布やTaylor因子の評価と異な



Fig.4 <111> pole figures at 100% true strain under plane strain compression.

		Average [–]	Standard deviation [–]	Maximum value [–]	Minimum value [–]
FCC	Taylor model	3.03	0.03	3.08	2.99
	HOM-CP	2.72	0.03	2.77	2.68
BCC	Taylor model	2.80	0.02	2.83	2.77
	HOM-CP	2.74	0.02	2.76	2.70

Table1 Taylor factors for FCC and BCC metals.

り、変形集合組織の予測にあたってはTaylorモデルは実験事 実を定性的に再現できていない。この原因として、Taylorモ デルは変形中の格子回転経路を適切に再現できていない可能 性が指摘されており¹¹⁾、これは最近の実験事実とも整合して いる¹⁷⁾。このように、変形に伴う変形集合組織の発達を適切 に表現するためには、結晶塑性有限要素法がより合理的な手 法であるといえる。

3.5 板材成形性評価

多結晶塑性均質化法の実用解析への応用として、板材の成 形性評価へ適用した例を示す。板材の成形性を表す重要な指 標のひとつが、次式で定義されるr値(Lankford値)である。

 $r = \frac{\varepsilon_{\rm w}}{\varepsilon_{\rm s}} \tag{28}$

ここで ε_w 、 ε_1 はそれぞれ板幅方向と板厚方向のひずみであり、 r値は変形に伴う板厚減少の程度を表している。材料が等方的 であれば、r値はいずれの負荷方向に対しても1となるが、集 合組織が発達した現実の板材においては様々なr値が得られ、 結果としてこれが板材の成形性を左右する。Cube方位に偏 向した組織を有するFCC金属について、板材の面内における 複数の負荷方向に対するr値を評価した結果がFig.5である。 用いた初期集合組織の極点図をFig.6 (a) に示す。r値の評価 においては、前述の通り代表体積体積要素に用いる結晶粒数 が500結晶粒程度は必要であると指摘されており、ここでも 結晶粒数は512としている。Fig.5では0°方向がRD方向と対 応する。RD方向とTD方向ではほぼr=1となるが、それ以外 ではr値が1以下となり、特に45°方向付近でr値の低下が著 しい。ここで、Taylorモデルは結晶塑性均質化法とほぼ同一 の結果を与えていることに注意されたい。

つぎに、板材の成形性をより定量的に評価するために、成 形限界ひずみを結晶塑性均質化法で評価することを試みる。



Fig.5 Lankford's r-values of FCC metals with cube texture.

古典的な成形限界予測手法である Marciniak-Kuczyński モデ ルと結晶塑性均質化法を組み合わせる手法が最近になって提 案されており¹²、ここではその計算例を示す。Fig.6に示す6 つの集合組織とランダム組織に対して得られる成形限界線図 がFig.7である。初期集合組織が成形限界に強く影響を及ぼ すことが確認できる。この結果は、Taylorモデルによって得 られる成形限界線図と定量的にもほぼ一致することが確認さ



Fig.6 Initial {111} pole figures.



Fig.7 Forming limit diagrams for FCC metals with seven kinds of textures.

れており^{18,19)}、過去に多数報告されているTaylorモデルによるFCC金属の成形限界解析の妥当性を裏付ける結果であるといえる。前述の通り、BCC金属に対するTaylorモデルの定量的な妥当性も結晶塑性均質化法によって示されており、成形限界解析においてもTaylorモデルには相応の妥当性があるものと予想される。

3.3節で示したように、両手法では流れ応力が10%程度異 なるにもかかわらず、r値および成形限界線図においては Taylorモデルと結晶塑性均質化法がほぼ同一の結果を与える ことは興味深い。これは全ての条件下においてTaylorモデル が妥当であると保証するものではないが、立方晶金属の成形 性評価において、古典的なTaylorモデルの表現能力が結晶塑 性均質化法と同程度であることは、実用解析を行うにあたっ て特筆すべき点である。

3.6 考察

以上に示したように、古典的なTaylorモデルにより予測される変形挙動は実現象と必ずしも整合せず、より現実的な境 界条件を課すことのできる結晶塑性均質化法の優位性を確認 することができる。一方で、変形集合組織の予測などいくつ かの問題を除けば、Taylorモデルは立方晶金属に対する一次 近似として十分に実用的なモデルであることが示唆される。 近年のコンピュータの進歩をもってしても、結晶塑性解析は 依然計算コストの少なくない手法である。特に結晶塑性均質 化法は、古典的なTaylorモデル等と比較して数百倍~数万倍 の計算時間を要するため、あらゆる問題に対して結晶塑性均 質化法を用いることは得策ではなく、問題に応じたモデルを 適切に選ぶことが実用解析では重要となる。既存の多結晶塑 性モデルの適用可能範囲を検証するにあたって、結晶塑性均 質化法は参照解導出のための非常に強力なツールとなり、こ の点は結晶塑性均質化法の重要な利点の一つである。

4 おわりに

本稿では、結晶塑性均質化法による多結晶金属の数値シ ミュレーション手法の枠組みと、立方晶金属を対象としたい くつかの計算例を示した。結晶塑性均質化法は非常に汎用性 の高い手法である一方で、古典的モデルと比較して計算コス トも大きい。このため、コストに見合う有用性を見出して活 用していくことが重要である。多結晶塑性解析には未だ多く の課題が残されているが、今後益々精力的な研究が展開され るであろう。本解説記事は結晶塑性均質化法の有用性の一部 を示したに過ぎないが、その魅力を少しでもお伝えできたの であれば幸いである。

参考文献

- 1) G.I.Taylor and : J.Inst.Metals, 62 (1938), 307.
- 2) J.F.W.Bishop and R.Hill: Phi.Mag.Ser.7, 42 (1951), 414.
- 3) R.A.Lebensohn and C.N.Tomé : Mater.Sci.Eng.A, 175 (1994), 71.
- 4) P.van Houtte, S.Li, M.Seefeldt and L.Delannay : Int.J. Plast., 21 (2005) , 589.
- 5) S.Ahzi and S.M'Guil: Acta Mater., 56 (2008), 5359.
- 6)仲町英治,飯星真治,陳貽平,上田整,上辻靖智,藤田宏 平:日本機械学会論文集A編,70(2004),191.
- 7) 只野裕一: 塑性と加工, 54 (2013), 896.
- 8) D.Peirce, R.J.Asaro and A.Needleman : Acta Metall., 31 (1983), 1951.
- 9) 黒田充紀, 志澤一之: 塑性と加工, 43 (2002), 299.
- 10) R.J.Asaro and A.Needleman : Acta Metall., 33 (1985), 923.
- 11) Y.Tadano, M.Kuroda and H.Noguchi : Comp.Mater.Sci., 51 (2012) , 290.
- 12) Y.Tadano, K.Yoshida and M.Kuroda : Int.J.Mech.Sci., 72 (2013) , 63.
- 13) Y.Tadano: Int.J.Mech.Sci., 52 (2010), 257.
- 14) Y.Tadano, M.Kuroda, H.Noguchi and K.Shizawa : Key Eng.Mater., 340-341 (2007) , 1049.
- 15) R.J.Asaro and V.A.Lubarda : Mechanics of solids and materials, Cambridge University Press, (2006), 587.
- 16) L.Anand and S.R.Kalidindi : Mech.Mater., 17 (1994) , 223.
- P.Chen, S.C.Mao, Y.Liu, F.Wang, Y.F.Zhang, Z.Zhang and X.D.Han : Mater.Sci.Eng.A, 580 (2013), 114.
- Y.Tadano, N.Kuwashiro and S.Hagihara : Key Eng.Mater, 626 (2015), 450.
- 19) K.Yoshida, T.Ishizuka, M.Kuroda and S.Ikawa : Acta Mater., 55 (2007) , 4499.

(2014年8月6日)