単結晶 TRIP 鋼の変態—結晶塑性構成式の定式化と セルオートマトン法による変態・変形挙動の数値シミュレーション[†]

岩 本 剛* 沢 俊 行** 久 保 伸 二***

Constitutive Modeling of Single Crystal TRIP Steel Based on Transformation – Crystal Plasticity Theory and Computational Simulation of Its Transformation and Deformation Behavior by Cellular Automata Approach

by

Takeshi IWAMOTO*, Toshiyuki SAWA** and Shinji KUBO***

Due to the strain-induced martensitic transformation (SMT), the strength, ductility and toughness of TRIP steel are enhanced. TRIP steel possesses such favorable macroscopic mechanical properties as a result of the appropriate combination between this SMT behavior and the deformation behaviors of the austenitic and martensitic phases at a scale of crystal grain. Recently, a texture evolution by martensitic transformation is being focused on and it is possible that the control of such favorable mechanical properties of TRIP steels will be realized by the control of the texture evolution by SMT. Therefore, not only the appropriate constitutive model at the scale of a single crystal but also a suitable model for a formation of a microstructure are necessary to predict this transformation texture evolution. Here, the constitutive equation for a single crystal TRIP steel including transformation strain on each variant is formulated based on the continuum crystal plasticity theory. Then, the deformation behavior with patterning process of martensitic phase is simulated under plane strain condition by introducing formulated constitutive equation to FEM with cellular automata approach.

Key words : Computational mechanics, FEM, Constitutive equation, TRIP steel, Strain-induced martensitic transformation, Crystal plasticity, Cellular automata, Pattern formation

1 緒 言

塑性変形によって駆動されるひずみ誘起マルテンサイト変態（以下 SMT）が発生する TRIP 鋼は、高強度、高延性、高じん性等の優れた巨視的力学特性を示す。微視的に見れば、マルテンサイト相（以下 α' 相）は母相であるオーステナイト相（以下 γ 相）との間で特定の結晶方位関係^{1),2)}（それらの結晶を以下兄弟晶と呼ぶ）に従って生成する。その結果、顕微鏡観察において見られるような幾何学および結晶学的な微視組織ならびに構造を形成する。近年、Sehitoglu ら³⁾は形状記憶合金を用いた実験によって、 γ 相の結晶方位とマルテンサイト変態（以下 MT）の相互作用がもたらす変態集合組織について検討している。変態集合組織の形成は、発生する α' 相の方位、変形中の γ , α' 相の方位回転が相まって非常に複雑となる故、その発生メカニズム等未解明の問題であり、これにより TRIP 鋼の機械的性質を制御可能であると考えられる。従って、MT を伴う材料の変形、変態挙動ならびに変態集合組織を本質的に評価、予測および制御するためには、結晶塑性理論が重要となる。

結晶粒径と同等なスケールにおいては、体積分率のよ

うな空間平均的パラメータは存在しないものと考えられるため、組織の発展を如何にモデル化するかということも同様に重要な鍵となる。MT は γ , α' がそれぞれ相という状態を持ち、あるルールによって状態が変化する過程であると捉えることが可能である。このような MT を含む微視スケールにおける様々な組織形成を予測する方法の一つに、セルオートマトン法⁴⁾がある。この方法を概説すると、離散的な格子によって表される個々のセルは、状態を持っており、それを状態数により表現する。1 つのセルの状態数は、近傍のセルとの相互作用を記述する局所ルールによって変更することが可能であり、これを有限時間繰り返すとある構造が創造される。⁴⁾従って、この方法は MT を表現するために非常に有効であると考えられる。

近年、形状記憶合金に発生する応力誘起 MT を対象に、Tokuda ら⁵⁾はすべり系と兄弟晶の類似性から結晶塑性理論とのアナロジーを用いて先駆的な構成式を提案した。これに端を発し、形状記憶合金における変態集合組織の予測および評価にはこの種の構成式を導入した有限要素法（以下 FEM）による解析^{6),7)}が盛んである。一方、

[†] 原稿受理 平成 19 年 6 月 18 日 Received June 18, 2007 ©2008 The Society of Materials Science, Japan

* 正 会 員 広島大学大学院工学研究科機械システム工学専攻 〒739-8527 東広島市鏡山, Dept. Mech. Systems Engng., Hiroshima Univ., Kagamiyama, Higashi-Hiroshima, 739-8527

** 広島大学大学院工学研究科機械システム工学専攻 〒739-8527 東広島市鏡山, Dept. Mech. Systems Engng., Hiroshima Univ., Kagamiyama, Higashi-Hiroshima, 739-8527

*** (株)キャノン富士裾野リサーチパーク 〒410-1196 裾野市深良, Fuji-Susono Res. Park, Canon Inc., Fukara, Susono, 410-1196

Cherkaoui ら⁸⁾は, TRIP 鋼単結晶材を対象に, 各兄弟晶における塑性ひずみ並びに発生する変態ひずみを導入した自由エネルギーおよび散逸エネルギーを定式化することによって, TRIP 鋼の単結晶巨視的構成式を導出している. さらに, Ganghoffer ら⁹⁾は, 単軸応力を負荷した 2 次元平面応力正方形 γ 相内の MT 過程を, 周期境界条件を導入した微小変形弾塑性 FEM によりシミュレートしている. しかしながら, 形状記憶合金を対象とした FEM 解析^{6), 7)}においては, 塑性変形を無視した形式の構成式を用いており, また組織の時間発展が考慮されていない. 一方, TRIP 鋼に対しては, 塑性変形も含めた結晶塑性的概念は導入しているものの, 微小変形の仮定ならびに変形勾配の分解等重要な定式化がなされていない.

そこで本研究では, まず従来の結晶塑性理論に^{10), 11)}変態による付加的な変形の影響を考慮した有限変形単結晶体構成式を導出する. 提案した構成式に基づく FEM と Kitajima ら⁷⁾の提案した変態条件式を局所ルールとし, それを有限要素の積分点において評価するセルオートマトン法⁴⁾を組み合わせ, 変形ならびに変態挙動を解析する方法を提案する. その後, 仮想的な結晶粒間拘束を導入した上で, 平面ひずみ状態における単結晶 TRIP 鋼の変形・変態挙動を γ 相の初期結晶方位をパラメータにシミュレートする.

2 単結晶 TRIP 鋼の構成式

変形状態にある単結晶体について考える. 変形勾配 $\mathbf{F}$ は Fig. 1 に示すように従来の結晶塑性理論の概念に MT による変形の影響を考慮して, 結晶格子の伸びと回転による変形勾配 $\mathbf{F}^e$, すべり系に沿った塑性せん断による変形勾配 $\mathbf{F}^p$ および晶癖面 (相 γ と α' 相の境界面) に沿った MT による変形勾配 $\mathbf{F}^t$ に分解でき, 次のように表される.

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^e \cdot \mathbf{F}^t \cdot \mathbf{F}^p \quad (1)$$

Fig. 1 中の $\mathbf{s}^{(a)}$ はすべり方向単位ベクトル, $\mathbf{m}^{(a)}$ はすべり面単位法線ベクトル, $\gamma^{(a)}$ はせん断ひずみであり, 指標 (a) は a 番目のすべり系を表す. 一方, $\ell^{(I)}$ は変態方向単位ベクトル, $\mathbf{n}^{(I)}$ は晶癖面単位法線ベクトル, $\gamma^{(I)}$ は変態ひずみである. ここで, 変態ひずみとは MT の発生に伴い, γ 相と α' 相との結晶構造の違いによって, α' 相内

に生じる形状変化および体積膨張ひずみのことである.²⁾ 指標 (I) , $I = 1 \sim N$ は変態が発生する面と方向の組み合わせを表す兄弟晶に付した番号を示し, γ 相と α' 相の配向関係が Nishiyama の関係に従うと兄弟晶の総数 $N = 12$, Kurdjumov-Sachs の関係に従うと $N = 24$ となる.²⁾

Bowles-Mackenzie 理論¹⁾によると, Fig. 1 で示された γ 相基底において, 晶癖面に沿った MT による変形勾配 $\mathbf{F}^t$ は次のように表される.

$$\mathbf{F}^t = \mathbf{RBP} = \mathbf{I} + \gamma^{(I)} \ell^{(I)} \mathbf{n}^{(I)} \quad (2)$$

ここで, $\mathbf{R}$, $\mathbf{B}$ および $\mathbf{P}$ はそれぞれ剛体回転, 格子変形および単純せん断変形を表すテンソルであり, $\mathbf{I}$ は単位テンソルである.

$\mathbf{s}^{(a)}$, $\mathbf{m}^{(a)}$, $\ell^{(I)}$, $\mathbf{n}^{(I)}$ は, 変形後, 以下の関係を持つ.

$$\mathbf{s}^{et(a)} = \mathbf{F}^e \cdot \mathbf{F}^t \cdot \mathbf{s}^{(a)}, \quad (3)$$

$$\mathbf{m}^{et(a)} = \mathbf{m}^{(a)} \cdot \mathbf{F}^{t-1} \cdot \mathbf{F}^{e-1} \quad (4)$$

$$\ell^{e(I)} = \mathbf{F}^e \cdot \ell^{(I)}, \quad \mathbf{n}^{e(I)} = \mathbf{n}^{(I)} \cdot \mathbf{F}^{e-1} \quad (5)$$

結晶塑性理論^{10), 11)}と同様に, 式 (1) を時間で偏微分し, 現変形状態における変形速度勾配を求め, 変形速度テンソル $\mathbf{d}$ およびスピンテンソル $\mathbf{w}$ は弾性部分 ($\mathbf{d}^e$, $\mathbf{w}^e$) 塑性部分 ($\mathbf{d}^p$, $\mathbf{w}^p$) および変態部分 ($\mathbf{d}^t$, $\mathbf{w}^t$) に分解すると次式を得る.

$$\mathbf{d}^e + \mathbf{w}^e = \dot{\mathbf{F}}^e \cdot \mathbf{F}^{e-1} \quad (6)$$

$$\mathbf{d}^p + \mathbf{w}^p = \mathbf{F}^e \cdot \mathbf{F}^t \cdot \dot{\mathbf{F}}^p \cdot \mathbf{F}^{p-1} \cdot \mathbf{F}^{t-1} \cdot \mathbf{F}^{e-1} \quad (7)$$

$$\mathbf{d}^t + \mathbf{w}^t = \mathbf{F}^e \cdot \dot{\mathbf{F}}^t \cdot \mathbf{F}^{t-1} \cdot \mathbf{F}^{e-1} \quad (8)$$

ここでは, 塑性変形はすべりによってのみ生じると考えるため, MT による変形についても考慮すると現状において次式が成り立つ.

$$\mathbf{d}^p + \mathbf{w}^p = \sum_a \dot{\gamma}^{(a)} \mathbf{s}^{et(a)} \mathbf{m}^{et(a)} \quad (9)$$

$$\mathbf{d}^t + \mathbf{w}^t = \sum_I \dot{\gamma}^{(I)} \ell^{e(I)} \mathbf{n}^{e(I)} \quad (10)$$

なお, $\dot{\gamma}^{(a)}$ はすべり系 a でのせん断ひずみ速度, $\dot{\gamma}^{(I)}$ は I 番目の兄弟晶の変態ひずみ速度を表す. 式 (6), (7), (8), (9) および式 (10) を用いることにより, 次のような基準状態に対する $\mathbf{F}^t$ の発展方程式が得られる.

$$\dot{\mathbf{F}}^t \cdot \mathbf{F}^{t-1} = \sum_I \dot{\gamma}^{(I)} \ell^{(I)} \mathbf{n}^{(I)} \quad (11)$$

さらに, 式 (9), (10) の右辺を対称部分と反対称部分に分解することによって次式を得る.

$$\mathbf{d}^p = \sum_a \mathbf{P}^{(a)} \dot{\gamma}^{(a)}, \quad \mathbf{w}^p = \sum_a \mathbf{W}^{(a)} \dot{\gamma}^{(a)} \quad (12)$$

$$\mathbf{d}^t = \sum_I \mathbf{Q}^{(I)} \dot{\gamma}^{(I)}, \quad \mathbf{w}^t = \sum_I \mathbf{\Omega}^{(I)} \dot{\gamma}^{(I)} \quad (13)$$

$$\mathbf{P}^{(a)} = \frac{1}{2} (\mathbf{s}^{et(a)} \mathbf{m}^{et(a)} + \mathbf{m}^{et(a)} \mathbf{s}^{et(a)}) \quad (14)$$

$$\mathbf{W}^{(a)} = \frac{1}{2} (\mathbf{s}^{et(a)} \mathbf{m}^{et(a)} - \mathbf{m}^{et(a)} \mathbf{s}^{et(a)}) \quad (15)$$

$$\mathbf{Q}^{(I)} = \frac{1}{2} (\ell^{e(I)} \mathbf{n}^{e(I)} + \mathbf{n}^{e(I)} \ell^{e(I)}) \quad (16)$$

$$\mathbf{\Omega}^{(I)} = \frac{1}{2} (\ell^{e(I)} \mathbf{n}^{e(I)} - \mathbf{n}^{e(I)} \ell^{e(I)}) \quad (17)$$

Fig. 1 Decomposition of the deformation gradient.

$\mathbf{S}^e$ を結晶格子と共に回転する軸を基準とした Kirchhoff 応力の Jaumann 速度, $\boldsymbol{\sigma}$ を Cauchy 応力とすれば, 通常

の Jaumann 速度 $\overset{\nabla}{\mathbf{S}}$ との差は式 (12) および (13) より次のように表現される.

$$\overset{\nabla}{\mathbf{S}} - \overset{\nabla}{\mathbf{S}} = \sum_a \boldsymbol{\beta}^{(a)} \dot{\gamma}^{(a)} + \sum_I \boldsymbol{\beta}^{(I)} \dot{\gamma}^{(I)} - d^t \boldsymbol{\sigma} \quad (18)$$

$$d^t = \text{tr}(\dot{\mathbf{d}}^t), \boldsymbol{\beta}^{(a)} = \mathbf{W}^{(a)} \cdot \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}^{(a)}, \quad (19)$$

$$\boldsymbol{\beta}^{(I)} = \boldsymbol{\Omega}^{(I)} \cdot \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}^{(I)} \quad (20)$$

結晶の弾性変形はすべり並びに変態に影響されないものとする. 以上より, 熱弾性体の Hooke の法則, 式 (12), (13) および式 (18) を用いて, 次の形式の構成式を得る.

$$\overset{\nabla}{\mathbf{S}} = \mathbf{D}^e : \mathbf{d} - \sum_a \mathbf{R}^{(a)} \dot{\gamma}^{(a)} - \sum_I \mathbf{R}^{(I)} \dot{\gamma}^{(I)} - \mathbf{B}^e \dot{T} + d^t \boldsymbol{\sigma} \quad (21)$$

$$\mathbf{R}^{(a)} = \mathbf{D}^e : \mathbf{P}^{(a)} + \boldsymbol{\beta}^{(a)}, \quad (22)$$

$$\mathbf{R}^{(I)} = \mathbf{D}^e : \mathbf{Q}^{(I)} + \boldsymbol{\beta}^{(I)} \quad (23)$$

一方, 兄弟晶 I における晶癖面上の分解せん断応力は次式のように表すことができる.

$$\tau^{(I)} = \mathbf{Q}^{(I)} : \boldsymbol{\sigma} \quad (24)$$

本研究では, 変態ひずみ速度 $\dot{\gamma}^{(I)}$ に対する構成式として, すべりによるひずみ速度の場合¹⁴⁾と同様に次のような指数則を用いる.

$$\dot{\gamma}^{(I)} = \dot{b}^{(I)} \left| \frac{\tau^{(I)}}{g^{(I)}} \right| \left| \frac{\tau^{(I)}}{g^{(I)}} \right|^{\frac{1}{m}-1} \quad (25)$$

ここで, m はひずみ速度感度指数である. また, $\dot{b}^{(I)}$ は基準ひずみ速度を表し, MT が瞬時に発生する²⁾ことから, Dirac の δ 関数を用いて次式のように表すことができる.

$$\dot{b}^{(I)} = \gamma^{(I)} \delta[g_I - g_0] \quad (26)$$

ここで, $g_{(I)} - g_0$ は次章で述べる変態条件式である. また, $g^{(I)}$ は変態の発生に対する抵抗を示し, 全ての兄弟晶において, すべり変形¹¹⁾との Analogy によりその発展方程式を以下のように定める.

$$\dot{g}^{(I)} = \sum_J h_{IJ}^{(I)} |\dot{\gamma}^{(J)}| \quad (27)$$

$$h_{IJ}^{(I)} = p h^I + (1-p) h^J \delta_{IJ} \quad (28)$$

$h_{IJ}^{(I)}$ は硬化係数である. 式 (28) の第一項目は兄弟晶 I 自身の変態ひずみによる硬化を, 第二項目は他の兄弟晶 J の変態ひずみの寄与, すなわち兄弟晶間の相互作用を表している. また, p は兄弟晶間の相互作用の程度を表すパラメータである. 本研究では, Peirce ら¹¹⁾と同様な硬化係数を表現できる次式の関係式を用いる.

$$h^I(\gamma^I, T) = h_0^I(T) \text{sech}^2 \left\{ \frac{h_0^I(T) \gamma^I}{\tau_s^I(T) - \tau_0^I(T)} \right\}, \quad \gamma^I = \sum_I |\gamma^{(I)}| \quad (29)$$

ここで, h_0^I は初期硬化率, τ_s^I は飽和分解せん断応力, τ_0^I は初期臨界分解せん断応力である.

3 解析方法

導出した構成式 (21) を解析の安定性を考慮し, 接線係数法¹⁵⁾を用いて書き換えた上で, 速度形仮想仕事の原理式に導入し, 有限要素解析¹⁶⁾を行う.

3・1 セルオートマトン法を用いた MT 過程

セルオートマトン法では局所ルールを記述することが必要となる. 本研究では, Kitajima ら⁷⁾によって定式化された変態条件を局所ルールとして用いる. 兄弟晶 I における変態条件は, $g_{(I)}$ を対応する兄弟晶における変態駆動力とすると, 次のような簡単な形式で表すことができる.

$$g_{(I)} - g_0 = 0 \quad (30)$$

$$g_{(I)} = \tau^{(I)} \gamma^* - b_M (T - T_0) - H \sum_{J=1}^N \Omega_{(IJ)} \gamma^{(J)} \quad (30)$$

ここで, γ^* は晶癖面上のせん断変形, b_M は材料パラメータ, T_0 は平衡温度, H は等方硬化パラメータ, $\Omega_{(IJ)}$ は異方硬化係数, g_0 は臨界駆動力をそれぞれ表す. 式 (30) は, $g_{(I)}$ が g_0 に達した場合, 兄弟晶 I において変態が開始することを表現している. 同式の第 3 項は変態ひずみ $\gamma^{(I)}$ により評価された他の兄弟晶の変態進行によるひずみ硬化の寄与を表す. このひずみ硬化項は, $\dot{\gamma}^{(I)}$ のひずみ速度依存性構成式 (25) 中の式 (27) と等価となる. 従って, 本研究では式 (30) の第 3 項を無視した形式を用いる.

また本研究では, MT による組織形成過程をセルオートマトン法に基づき以下のような手順によりシミュレートする. 兄弟晶の総数を Kurdjumov-Sachs の関係に従って 24 とし²⁾, 解析モデルの各 3 角形要素を 1 つの結晶と見なし, 取り得る 24 種類の兄弟晶の内, 各要素に対して 1 つの兄弟晶のみが生成するものとする. 変形前には全て γ 相であるとしその状態数を 0 とおく. 変形中の各時間ステップにおいて, 変態条件式 (30) を各有限要素の積分点にて評価し, 24 種類の兄弟晶の内, 最初に式 (30) を満足した兄弟晶について変態が開始したものとする. その後, 式 (25) に示した変態ひずみ速度を考慮し, 変態終了した場合は, 対応する要素の状態数を 1 に変更し, 選択された兄弟晶を持つ α' 相がその要素を占めることとする. 硬化係数等材料パラメータを変更して後続の解析を行う. なお, 1 つの結晶格子に対して 1 つの兄弟晶のみが生成するものとするため, 式 (10) に対して兄弟晶 I に関する総和記号は適用しないこと, ならびに式 (27) に定式化した兄弟晶の相互作用項は, 変態した異なる兄弟晶を表する要素間にて直接表現されるため省略する. なお, 式 (26) 中の Dirac の δ 関数に対しては滑らかに連続である関数を用いる.

3・2 解析モデル

長さ $L = 1.0$ [mm], 幅 $W = 1.0$ [mm] の正方形平面ひずみブロックを解析対象とし, 引張負荷下における単結晶 TRIP 鋼の変形挙動を解析する. 解析モデルは, Crossed Triangles 要素を用いて Fig. 2 (a) に示すように四角形単位で 10×10 に要素分割を行った. なお, Asaro の平面 2 すべり系モデルを用い, 解析モデルを単結晶粒とするため, Fig. 2 (b) に示すように各要素に初期すべり方位 $\phi = 30, 60, 90$ [deg]を与えた. 解析条件は上端面に公称ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_n = 1.2 \times 10^{-4}$ [s⁻¹]を与え, 端面固定条件はせん断自由とし, 環境温度は 293 [K]に設定した. また, 自由表面が存在すると MT が優先的に発生することが想像できるため, 本研究では結晶粒間の拘束を擬似的に表現

Fig. 2 Finite element model for single crystal TRIP steel.

可能なよう、右側面には垂直線を保ちつつ、水平方向成分節点力の面積分値が 0 となるように水平方向変位を、左側面には Fig. 2 のような拘束条件を与えた。さらに、弾性定数に関しては Wang ら¹⁷⁾の値を用い、その他のパラメータに関しては Iwamoto ら¹⁸⁾の同定した多結晶 TRIP 鋼の値から推定した。

4 解析結果および考察

Fig. 3 に (a) σ_n - ε_n および (b) $f^{\alpha'}$ - ε_n 関係を示す。図中、灰色実線は以下で示す分布図のひずみ域を表している。この図から、 ϕ に依存して、応力ならびに α' 相の生成量—ひずみ曲線が変化していることがわかる。また、降伏後 $\varepsilon_n = 0.1$ 以上のひずみ域において σ_n に注目すると、初期すべり方位 $\phi = 60, 90, 30$ [deg] の順に増加しており、 ϕ に依存して変形抵抗が大きく異なることが分かる。また、図 (b) から、 $f^{\alpha'}$ は $\varepsilon_n = 1$ 付近で急激に増加しており、特に $\phi = 90$ [deg] の場合、瞬時に $f^{\alpha'} = 1$ となり解析モデルの全領域において同時に SIMT が発生していることが分かる。一方、 $\phi = 30, 60, 90$ [deg] の順に SIMT が発生し、 $\varepsilon_n = 1.5$ における $f^{\alpha'}$ は $\phi = 30, 60, 90$ [deg] の順に増加している。

Fig. 4 に結晶方位 $\phi =$ (a) 30, (b) 60, (c) 90 [deg]、公称ひずみ $\varepsilon_n = 1.1 \sim 1.5$ における TRIP 鋼の α' 相の分布をそれぞれ示す。なお、Fig. 3 中の灰色実線より右側部分のひずみ域における分布図の表示である。図中、白、黒の領域はそれぞれ γ , α' 相を表す。Fig. 4 (a) から、 $\phi = 30$ [deg] の場合、 $\varepsilon_n = 1.1$ において解析モデル右上部、左下部および中央部にマルテンサイト相が生成され、変形の進行に伴って、中央部から対角線方向に α' 相が成長し、右上部および左下部についても、それぞれ下方並びに上方へ拡大している様子が伺え、結果的に縞状の分布となることがわかる。一方、 $\phi = 60$ [deg] の場合、 $\phi = 30$ [deg] の場合と同様に $\varepsilon_n = 1.2$ において解析モデル右上および左下部に α' 相が現れるが、 $\phi = 30$ [deg] の場合と異なり、それぞれ下方ならびに上方に向かって成長している。最終的な α' 相の形状はどちらもバンド状となるが、そのサイズ、成長方向ならびにバンド間隔等は異なっており、 α' 相が形成するパターンは ϕ に依存している。さらに、Fig. 4 (c) から、 $\phi = 90$ [deg] の場合、 $\varepsilon_n = 1.4$ において全ての領域が α' 相に変態していることが分かる。

(a) Nominal stress - nominal strain

(b) Volume fraction of martensite - nominal strain

Fig. 3 Dependence of initial crystallographic orientation in parent phase.

Fig. 5 に結晶方位 $\phi =$ (a) 30, (b) 60, (c) 90 [deg]、公称ひずみ $\varepsilon_n = 1.0 \sim 1.5$ における TRIP 鋼の相当塑性ひずみ分布をそれぞれ示す。Fig. 5 (a) から、 $\phi = 30$ [deg] の場合、変形初期において解析モデル右上部、左下部並びに対角線方向に相当塑性ひずみの高い領域が現れ、変形の進行に伴って相当塑性ひずみが増加している様子が伺える。相当塑性ひずみの高い領域は、Fig. 4 (a) に示した α' 相領域とよく一致しており、変形集中により SIMT が発生することを示している。また、SIMT が発生した要素の周囲には、変態ひずみの発生に伴って相当塑性ひずみの大きくなる領域が存在し、この領域に含まれる要素は次段階でひずみ誘起マルテンサイト変態しているものと考えられる。このことから、SIMT に伴う変態ひずみの影響により、周囲のオーステナイト相である要素にひずみが発生し、SIMT が連鎖的に進展していくことが分かる。Fig. 5 (b) から、 $\phi = 60$ [deg] の場合、 $\varepsilon_n = 1.2$ において解析モデル右上部および左下部に相当塑性ひずみの高い領域が現れ、変形の進行に伴って相当塑性ひずみの高い領域が拡大している様子が伺える。また、 $\phi = 30$ [deg] の場合と同様に、相当塑性ひずみの高い領域は Fig. 4 (b) に

(a) $\phi = 30$ [deg]

(b) $\phi = 60$ [deg]

(c) $\phi = 90$ [deg]

Fig. 4 Distribution of martensitic phase.

(a) $\phi = 30$ [deg]

(b) $\phi = 60$ [deg]

(c) $\phi = 90$ [deg]

Fig. 5 Distribution of equivalent plastic strain.

示した α' 相領域とよく一致している. Fig. 5 (c) から, $\phi = 90$ [deg] の場合, ほぼ一様分布を示すことが分かる. また, SIMT が完了する $\varepsilon_n = 1.4$ 以上のひずみ域において, 相当塑性ひずみは高い値を示している.

5 結 言

本研究では従来の結晶塑性理論に兄弟晶の影響を考慮した単結晶体構成式を定式化し, セルオートマトン法を用いて微視組織の発展を解析する方法を提案した. この方法を用いて, 平面ひずみ状態における単結晶 TRIP 鋼の変形挙動をシミュレートした. この結果から, 変形集中により α' 相が生成され, SIMT に伴うひずみの影響により周囲の γ 相領域にひずみが発生し, SIMT が連鎖的に進展し, γ 相の初期結晶方位に依存して組織形成されることがわかった.

参 考 文 献

- 1) J. S. Bowles and J. K. Mackenzie, "The crystallography of martensite transformations I", *Acta Metallurgica*, Vol.2, No.1, pp.129-137 (1954).
- 2) Z. Nishiyama, "Martensitic transformation", pp.3-100 (1978) Academic Press, New York.
- 3) H. Sehitoglu, I. Karaman, X. Zhang, A. Viswanath, Y. Chumlyakov and H. J. Maier, "Strain-temperature behavior of NiTiCu shape memory single crystals", *Acta Materialia*, Vol.49, No.17, pp.3621-3634 (2001).
- 4) Y. Kato, T. Mitsunari and H. Tsukiyama, "Cellular Automata Method", pp.1-7 (1998) Morikita.
- 5) M. Tokuda, M. Ye, M. Takakura and P. Sittner, "Thermomechanical behavior of shape memory alloy under complex loading conditions", *International Journal of Plasticity*, Vol.15, No.2, pp.223-239 (1999).
- 6) P. Thamburaja and L. Anand, "Polycrystalline shape-memory materials : effect of crystallographic texture", *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol.49, No.4, pp.709-737 (2001).
- 7) Y. Kitajima, N. Sato, K. Tanaka and S. Nagaki, "Crystal-based simulations in transformation thermomechanics of shape memory alloys", *International Journal of Plasticity*, Vol.18, No.11, pp.1527-1559 (2002).
- 8) M. Cherkaoui, M. Berveiller and H. Saber, "Micromechanical modeling of martensitic transformation induced plasticity (TRIP) in austenitic single crystals", *International Journal of Plasticity*, Vol.14, No.7, pp.597-626 (1998).
- 9) J. F. Ganghoffer and K. Simonsson, "A micromechanical model of the martensitic transformation", *Mechanics of Materials*, Vol.27, No.3, pp.125-144 (1998).
- 10) R. J. Asaro, "Crystal plasticity", *Journal of Applied Mechanics*, Vol.50, pp.921-934 (1983).
- 11) D. Peirce, R. J. Asaro and A. Needleman, "Material rate dependence and localized deformation in crystalline solids", *Acta Metallurgica*, Vol.31, No.12, pp.1951-1976 (1983).
- 12) J. Kratochvil, "Finite-strain theory of inelastic behavior of crystalline solids", *Foundation of plasticity* (ed. A. Sawczuk), pp.401-415 (2001) Noordhoff.
- 13) V. Levitas, "Thermomechanical theory of martensitic phase transformations in inelastic materials", *International Journal of Solids and Structures*, Vol.35, No.9-10, pp.889-940 (1998).
- 14) J. Pan and J. R. Rice, "Rate sensitivity of plastic flow and implications for yield-surface vertices", *International Journal of Solids and Structures*, Vol.19, No.11, pp.973-987 (1983).
- 15) D. Peirce, C. F. Shih and A. Needleman, "A tangent modulus method for rate dependent solids", *Computers and Structures*, Vol.18, No.5, pp.875-887 (1984).
- 16) Y. Tomita, "Computational Elasto-plasticity", pp.185-192 (1990) Yokendo.
- 17) Y. D. Wang, R. Lin Peng, X. L. Wang and R. L. McGreevy, "Grain-orientation-dependent residual stress and the effect of annealing in cold-rolled stainless steel", *Acta Materialia*, Vol.50, No.7, pp.1717-1734 (2002).
- 18) T. Iwamoto, Y. Kawagishi, T. Tsuta and S. Morita, "Identification of constitutive equation for TRIP steel and its application to improve mechanical properties", *JSME International Journal Series A*, Vol.44A, No.4, pp.443-452 (2001).