サブグレイン成長モデルとフェーズフィールド法を組み合わせた 再結晶挙動予測

Phase-field Simulation of Recrystallization Based on the Unified Subgrain Growth Theory

諏 訪 嘉 宏* Yoshihiro SUWA

抄 録

鋼材の製造過程で生じる再結晶は、特性と密接に関係する結晶構造を制御する上で、重要な冶金学的 現象の一つである。それまで個別の現象として解析されてきた連続および不連続再結晶、加えて、再結晶 後の粒成長を一つの枠組みで扱う"統一的サブグレイン (SG)成長モデル"に着目して報告した。まず"統 一的 SG 成長モデル"の平均場解析結果について、SG 間の結晶方位差に応じて異なる SG 界面エネルギー および易動度を用いることで、特定 SG の異常粒成長の可能性、つまりは"不連続再結晶の核形成"を表 すことができる。続けて、SG 成長モデルと組織計算手法を組み合わせたこれまでの取り組みについて概 説した後に、SG 成長モデルに基づき、組織計算手法として Phase-field (PF) 法を用いて行った再結晶挙 動予測における主要な計算結果について報告した。

Abstract

Recrystallization occurring in the steel manufacturing process is one of the most important phenomena in order to control the polycrystalline microstructure. This manuscript highlights a unified theory for continuous and discontinuous annealing phenomena by means of the subgrain growth mechanism. In Chapter 2, the mean field analysis based on the unified theory is reviewed. In the analysis, the possibility of abnormal subgrain and/or grain growth based on non-uniform grain boundary mobility and energy has been clearly shown. Subsequently, the numerical simulation results based on the unified theory are outlined. Finally, in Chapter 3, the numerical simulation results of static recrystallization by coupling the unified sub-grain growth theory with the phasefield methodology are discussed.

1. 緒 言

金属材料などを塑性加工すると,結晶内部に格子欠陥が 多数導入され内部エネルギーが増加し硬化する。この結晶 を加熱すると格子欠陥密度が減少し軟化する。このような エネルギー開放過程が回復,再結晶,粒成長であり,多結 晶材料の組織制御において極めて重要な役割を果たす¹⁾。 鋼種に応じて変化する最適な焼鈍条件を実験的に導き出す ことは高コストであり,また,経験のみによって得られた 関係式を用いての最適化には限界がある。従って,物理冶 金学に立脚した回復・再結晶・粒成長予測モデルの開発が 急務となっている。

さて,再結晶の機構は不連続再結晶と連続再結晶に見か け上区分できる。不連続再結晶は,加工組織中から転位密 度が低い新しい結晶粒が生まれ、これが成長することに よって起こる。通常、再結晶といえばこの不連続再結晶を 指す。一方、連続再結晶は、加工により形成された転位セ ルまたはサブグレイン (SG) がそのまま成長し結晶粒に変 化する現象である。ここで、本稿における連続再結晶は、 核形成・成長の過程を経ずに SG が正常粒成長と同一のメ カニズムで成長する現象を意味しており、再結晶の進行中 に低角境界 (SG 境界)が大角境界(結晶粒界)に変化す る現象は考慮されていない。また、この連続、不連続の区 別は現象論的なものであり、双方を区別する微視的メカニ ズムの存在が明確化されているわけではない²⁾。さらに、 再結晶挙動のモデル化を考えた場合、不連続再結晶の核形 成をどのように表現するかが最重要課題であること³)は現 時点でも変化していないと考えられる。

^{*} 先端研究所 基盤メタラジー研究部 主幹研究員 博士(工学) 兵庫県尼崎市扶桑町 1-8 〒 660-0891

20年ほど前, それまで個別の現象として解析されてきた 連続および不連続再結晶, 加えて, 再結晶後の粒成長を "SG 成長モデル"により, 一つの枠組みで扱う解析的モデルが Humphreys により考案された²⁾。このモデルにおいて, SG 間の結晶方位差によって異なる SG 界面エネルギーおよび 易動度を用いて, 特定 SG の異常粒成長の可能性, つまり は"不連続再結晶の核形成"を表すことができる。再結晶 核の方位まで含めた再結晶の自発的な核形成挙動を表現可 能なため,多くの研究者によりこの SG 成長モデルに基づき, 組織計算手法として Monte Carlo (MC) 法⁴⁷⁾や Vertex モデ ル⁸¹⁰⁾を用いて再結晶挙動をシミュレートする試みがこれ まで行われてきた。

本稿の2章以降の構成は以下のとおりである。2章にて, 近年の再結晶モデルを考える上で重要な役割を果たしてき た Humphreys による SG 成長モデル²⁾ について概説し, SG 成長モデルと組織計算手法を組み合わせたこれまでの取り 組みについて紹介する。3章において筆者らが SG 成長モ デルに基づき,組織計算手法として Phase-field (PF) 法を 用いて行った再結晶挙動予測における主要な計算結果^{11,12)} について述べた後,4章にて本稿を締めくくる。なお,本 稿は"鉄と鋼"に掲載された筆者のレビュー¹³⁾を"新日鉄 住金技報"用に一部抜粋し,再構成したものである。

2. 統一的SG成長モデルについて

緒言で述べたように20年ほど前,再結晶の核形成から 一次再結晶後の粒成長まで連続・不連続再結晶に関わらず 一貫してモデル化可能な考え方がHumphreysにより提案さ れた³⁾。このSG成長モデルについて概説する。なお,こ のモデルとほぼ同等なものがHumphreysとは独立に Rollett と Mullins によって同時期に考案されている¹⁴⁾。

ある程度転位の再配列が進行した加工組織をSGの集合 体として表現する¹⁾。このSG集合体が焼鈍された際に, 全てのSGがほぼ均等に粗大化すれば連続的現象(図1(a), (b))を,一方,特定のSGのみが異常に粗大化するようで あれば不連続現象(図1(c),(d))を実現する。連続的現 象を考えた場合,図中の界面の方位差および対象とする空 間スケールの大小によって,SG成長(連続再結晶)およ び正常粒成長の双方を表現できる。同様に,不連続現象を 考えた場合には,不連続再結晶(一次再結晶)と異常粒成 長(二次再結晶)を表現することが可能である。

さて,解析に最小限必要な要素を含む系として図2を考 える。図中のセルはSGまたは,結晶粒を表す。実際には 系を構成するセルは様々なサイズ,界面特性を有する。し かし,ここでは簡単のため,系の構成要素を,平均粒径〈R〉, 平均方位差〈θ〉(従って,界面エネルギー〈y〉,界面易動度 〈M〉)を持つセルの集合体と,とそれとは異なる特性(R,θ, y, M)を持つただ一つのセルに限定する。

加工組織のセル組織によるモデル化は、比較的高温で加



図1 連続成長 (a,b) と不連続成長 (c,d) を示す模式図 Schematic illustration of (a,b) continuous and (c,d) discontinuous annealing phenomena



図2 平均場解析で仮定した簡略化したセル組織 粒は半径 R および (R)を持つ球として近似される Idealized cellular microstructure assumed in the mean field analysis

Grains are approximated to spheres of radii R and $\langle R \rangle$.

工された高積層欠陥エネルギーかつ添加元素の比較的少な い合金,例えば多くのアルミニウム合金やフェライト鋼で は尤もらしいと考えられる。しかし,低温で加工された低 積層欠陥エネルギー合金へは適用できない。最近,セル中 に内在する転位の時間変化を考慮することで低積層欠陥エ ネルギーの合金においても適用可能モデルが Zurobらに よって考案されている¹⁵。

以下では紙面の都合上,結果のみを示す。セル集合体と 異常成長する粒の成長速度比を求めると

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{R}{\langle R \rangle}\right) = \frac{1}{R^2} \left(\langle R \rangle \frac{dR}{dt} - R \frac{d\langle R \rangle}{dt}\right) \tag{1}$$

のように書ける。この式から,組織が安定性を失い不連続 成長が生じる条件は

$$\langle R \rangle \frac{dR}{dt} - R \frac{d\langle R \rangle}{dt} > 0$$
 (2)

と書ける。

上式に Hillert により導かれた, *dR*/*dt* および *d*⟨*R*⟩/*dt* につ いての関係式 ¹⁰ を代入すると

$$M\langle \gamma \rangle - \frac{\langle R \rangle M \gamma}{R} - \frac{R \langle M \rangle \langle \gamma \rangle}{4 \langle R \rangle} > 0$$
(3)



図3 不連続成長が生じる条件を相対サイズ(X),界面エネ ルギー(G)および易動度(Q)の関数として示す 図中の矢印の始点と終点はそれぞれ,不連続成長を生 じるために必要なXの最小値と不連続成長の結果得 られるXの最大値である

Conditions for discontinuous growth as a function of the relative sizes (X), boundary energies (G) and mobilities (Q) of the grains

Stating point and end point of the arrow in the figure indicate the minimum value required for abnormal growth and the maximum value attained in abnormal growth, respectively.

となる。表記を簡明にするため、以下の相対値を用いて(3) 式を書き直す。

$$X = \frac{R}{\langle R \rangle}, \quad Q = \frac{M}{\langle M \rangle}, \quad G = \frac{\gamma}{\langle \gamma \rangle}$$
(4)

これらの値を用いて(3)式は

$$Y = 4QX - 4QG - X^2 > 0$$
 (5)

となる。Y=0となるのは,

$$X = 2Q \pm 2(Q^2 - QG)^{1/2}$$
(6)

となる場合であり、(6) 式の2つの解は成長が不連続化す るか否かの境界値を与える。

成長が不連続化する条件は、 粒径、 界面エネルギー、 易 動度の相対値 X, G, Qに依存する。図3に Q値とその結果 得られるサイズ比 Xの関係を様々な G 値に対して示す。こ の図から, M, Gを固定した時に, 不連続成長が生じるの に必要なサイズ比だけでなく、不連続成長が生じた結果到 達できるサイズ比も示されている。サイズ比が到達し得る 最大値に達した後は、Xは一定値を保ったまま成長が進行 する。一般的には X, M 値が大きく G 値が小さい場合に不 連続成長は生じ易い。ただし、界面エネルギー、界面易動 度が方位差θの関数であるとすれば、低角粒界 (SG 境界) に対して M 値が大きく、G 値が小さいという状況は成り立 ち難い。Humphreys は主として(6)式で得られた結果と方 位差と易動度およびエネルギーの関係式を用いて、SG 組 織の安定性, 歪誘起粒界移動(Strain Induced Boundary Migration, SIBM) による再結晶の可能性などについて議 論している²⁾。また,析出第2相による粒界ピン止めを考

慮した場合の解析 ^{ID}も行っている。

上記モデルは強力なモデルではあるが, 簡略化された組 織を用いたモデルであるため, 個々のSGの局所的配置を 陽に考慮した解析は困難である。Humphreys がSG 成長モ デルを発表した頃から, SG 組織を考慮した再結晶挙動の 数値計算が多くの研究者によって行われてきた。不連続再 結晶の核形成過程に着目した研究として, Holm ら⁴ は MC 法により, 実験から得られた結晶方位分布を用いて単結晶 における再結晶核形成について議論している。

Weygand ら⁹は SG 組織を考慮した双結晶を用いて既存 粒界からの SIBM に及ぼす SG 組織の影響について, Vertex モデルを用いた数値計算を行っている。具体的には, 粒界を跨いで平均 SG 径を変化させた計算を行うなどの取 り組みを行った。Humphreys⁸は初期組織として,遷移帯 を考慮した単結晶組織を考え,Vertex モデルを用いて遷移 帯からの再結晶の核形成挙動を数値解析している。不連続 再結晶の成長過程,特に再結晶先端の成長に着目した研究 として,Radhakrishnanら⁹は双結晶を考え既存粒界を跨 ぎ SG 組織を変化させることで,加工によって導入された 歪エネルギーに変化をつけ,既存粒界つまりは再結晶先端 の移動速度に及ぼす SG 組織の影響について MC モデルを 用いて解析を行っている。

多結晶組織を対象とした研究として、Weygand ら¹⁰ は実 験事実に基づき仮定した初期組織を用いて、Vertex モデル により、既存粒界からの核形成による不連続再結晶が生じ るための条件の検証、数値計算結果からの Avrami 指数の 導出などを行っている。一方、Radhakrishnan ら⁷ は、加工 組織を結晶塑性有限要素法(CPFEM)によりモデル化し、 得られた歪エネルギー分布、方位分布から SG 組織への変 換を行い、MC法を用いて再結晶集合組織の計算などを行っ ている。また、Takaki ら¹⁸⁾ も CPFEM を用いて加工組織を モデル化し、歪エネルギー・方位分布に応じた SG 組織に 変換することで PF 法を用いた再結晶モデルとの連携を 図っている。

SG成長モデルに基づく再結晶のPFシミュ レーション

3.1 モデル概要と計算条件について

本章では,SG成長モデルと組織計算手法としてPF法を 組み合わせ,再結晶シミュレーションに適用した計算結果 について述べる。特に,(i)不連続再結晶が生じる際の再 結晶先端速度¹¹⁾と(ii)再結晶の不連続・連続遷移と初期 組織中の高角粒界分率の関係¹²⁾について結果を示す。紙 面の都合上,詳細については個々の文献¹¹⁻¹³⁾で確認された い。

組織形成シミュレーションに用いた PF 法は多結晶組織 を表現するために多くの秩序変数を用いる Fan らのモデ ル^{19,20)}に界面易動度,エネルギーに異方性を導入したも の^{21,22)}で,再結晶の駆動力として曲率を持った SG 界面が 存在することによる余剰エネルギーのみを考慮している。 また,界面易動度,エネルギーの結晶方位差依存性は,低 角粒界($\theta < \theta_m$)において,それぞれ 易動度²⁾:

$$L(\theta) = L_0 \left(1 - \exp\left(-5\left(\frac{\theta}{\theta_m}\right)^4\right) \right) \qquad \theta \le \theta_m \tag{7}$$

エネルギー 23):

$$\gamma(\theta) = \gamma_0 \frac{\theta}{\theta_m} \left(1 - \ln \frac{\theta}{\theta_m} \right) \qquad \qquad \theta \le \theta_m \qquad (8)$$

とし, 高角粒界では一定値, L。および y。とした。

数値計算において, 差分格子間隔 Δx と時間間隔 Δt はそ れぞれ, $\Delta x=1.0$, $\Delta t=0.1$ とした。また,以下の議論では, 長さおよび面積は格子点数(g.p.)を単位とし,時間は(s') を基準単位とする。計算は全て二次元で行った。本章に示 す計算結果は,(i)再結晶先端の時間発展に関する計算と (ii) 再結晶の核形成から再結晶完了後の粒成長まで一貫し て行う計算に大別できる。

(i) の場合,計算領域として図4のような領域A,B,C を持つ二次元領域を考える。領域の大きさは1024²である。 初期組織は全領域を同一の方位グループとして,正常粒成 長(粒界特性は一種類)のシミュレーションを行ってSG 組織を形成させた後に,領域A,Bに対して異なる方位番 号および方位グループを与えることで作成した。シミュレー ションの目的は再結晶先端,つまりBC界面の時間発展に ついて調べることである。ここで,領域Aは不動領域とし, AB,AC界面の方位差 θ_{AB} =1, θ_{AC} =1(deg)と仮定した。また, θ_{BC} >15,つまりBC界面は常に高角粒界であると仮定する。 これらの仮定の下,SG組織Cにおける方位差 θ_{CC} を変化 させてシミュレーションを行った。

次に、多数の既存結晶粒が存在する場合((ii)の場合) の初期組織を図5に示す。この図では、既存粒の数は N=12,初期平均SG径は $\langle R_0 \rangle = 7.42$ である。計算領域の大 きさは2100²、大きい多角形が既存結晶粒、その中に見え る小さい粒が個々のSGである。初期組織はSG組織を正 常粒成長のシミュレーションで形成させた後に、Voronoi 分割を用いて12個の結晶粒に分配することで作成した。 SGの総数は約23000である。ここでは、再結晶の核形成 機構として、既存結晶粒界からのバルジ機構のみを考慮し た。不連続再結晶の核形成には大角粒界の存在が必要であ り、特に低歪領域では、既存粒界は重要な核形成サイトと なることが実験でも確認されている¹⁾。シミュレーションを 行う上で重要な、(既存)粒界とSG界面の違いは以下のよ うに定義した^{10,12)}。

- (1) 粒界は、一般に高角粒界であり、SG 界面に比べ高エネ ルギーかつ高易動度を持つ。
- (2) SG 界面は方位差が小さく,界面エネルギーと界面易動 度は方位差により大きく変化する。



図4 A, B および C の3領域から成る系 再結晶先端速度の解析に用いる Schematic illustration of the simulation system with regions A, B and C



図5 多くの SG を含む 12 個の結晶粒から成る系 計算は 2100² の差分格子を用いて二次元で実行した Initial configuration of the simulation system comprising 12 grains Calculations were performed on a two-dimensional lattice with a size of 2100² (g.p.).

(3) 実際には SG 間の方位差はある分布を持って分散しているが、計算を簡単とするため、方位差 θ_{cc}を持つ1 種類の SG 界面のみを考える。従って、既存粒内で再

結晶核は形成しない。

これらを仮定し,各結晶粒におけるSG間の方位差 θ_{cc} と既存粒数 N を変化させシミュレーションを行った。加工の進展に伴い,これらの値が変化し,再結晶挙動に大きな影響を与えることが実験でも報告されている^{24,25)}。本稿では特に,Nと不連続・連続再結晶遷移の関係について解析した結果について述べる。

3.2 回復を考慮しない場合の再結晶先端の移動速度

PF 法によるシミュレーション結果に先立ち,再結晶先端 界面の移動速度を Humphreys の SG 成長モデル²⁾を用いて 評価しておく。系の構成要素として,平均粒径 $\langle R_c \rangle$,方位 差 $\langle \theta_{cc} \rangle$,界面エネルギー $\langle \gamma_{cc} \rangle$,界面易動度 $\langle M_{cc} \rangle$ を持つ SG の集合と潜在的な再結晶核となる SG (粒径 $\langle R_{p} \rangle$)と界



図6 再結晶先端速度 〈v〉と 1/2〈R_c〉(0)の関係 〈v〉の値は 400 < t < 3600 における時間平均値,実線は〈R_c〉 (0) > 8.0 の計算結果に対しての最小二乗近似直線 Relationship between the temporal average of the velocity, <v> and the inverse of $2.0 \times \langle R_c \rangle$ (0) Value of $\langle v \rangle$ is obtained by averaging over 400 < t < 3600 in each simulation run. Solid curve is the results of a least-squares fit of data points in the range $\langle R_c \rangle$ (0) > 8.0.

面特性 ($\theta_{\rm BC}, \gamma_{\rm BC}, M_{\rm BC}$)を持つ)の2要素のみを考慮する。 ここで、 $\langle R_{\rm C} \rangle < R_{\rm B}$ および $\langle M_{\rm CC} \rangle \ll M_{\rm BC}$ を仮定すると、再結 晶先端つまり界面 BC の成長速度は以下のように書ける。

$$\frac{dR_{\rm B}}{dt} = v = \frac{M_{\rm BC} \langle \gamma \rangle}{\langle R_{\rm C} \rangle} \tag{9}$$

従って、SG 集合中の粒成長(回復)が無視できる程度に 少なければ、再結晶先端の速度vは $\langle R_c \rangle$ に反比例し一定値 を取る。

次に、(9) 式を用いて数値計算結果の評価を行う。図4 に示す系を考え、SG 集合 C 中の回復を抑制するために界 面易動度の比率 ($M_{\rm R} = \langle M_{\rm cc} \rangle / M_{\rm BC}$)を 0.01 とした。一方、 界面エネルギーの比率 ($\gamma_{\rm R} = \langle \gamma_{\rm cc} \rangle / \gamma_{\rm BC}$)は1とした。この 条件下で、SG 集合 C の初期平均粒径 ($R_{\rm c}$)(0)を 8.12 から 31.6 まで変化させて計算を行った。界面 BC の移動速度 v と 2.0 ($R_{\rm c}$)(0)の関係を図6に示す。速度 vとして 400 < t < 3600 での平均値を用いた。この図から ($R_{\rm c}$)(0) < 12.0 の場合を除き線形関係が得られており、界面 BC の 移動速度は(7)式に従い一定値となる。($R_{\rm c}$)(0) < 12.0 の場 合には、前 SG 集合 C を記述するのに計算格子の解像度が 十分で無く線形関係が得られなかったと考えられる。

なお、SG集合中の回復が明確な場合には、同一のモデ ルを用いて、駆動力の減少に伴うv低下が確認できる¹¹⁾。 加えて、最近の解析では、原因は明確になっていないものの、 再結晶先端形状がジグザグになる計算結果も得られてい る²⁶⁾。

3.3 多結晶組織における既存粒の総数 N の影響

総粒数 N は既存粒のアスペクト比を x 軸方向の長さを一 定とし y 軸方向に圧縮し変化させることで調整した。図7 に N を 48, 192 とした場合の初期組織を示す。図8 に $\theta_{cc}=4(deg), \langle R_0 \rangle=7.42$ として,既存粒数 N を 12,48, 192 とした場合の平均 SG 径の時間変化を示す。このとき



図7 N=48 および N=192 とした場合の初期組織 初期平均 SG 半径は <R₀>=7.42 と一定値を保っている 高角粒界の割合はそれぞれ 3.2% (N=12), 7.7% (N=48), 29.8% (N=192), 12.7% (N=192(ISO))

Initial configurations with N=48 and N=192Initial mean subgrain radius, $\langle R_0 \rangle$ is kept constant as $\langle R_0 \rangle = 7.42$. Fraction of high-angle (pre-existing) grain boundaries in the initial structure were 3.2% (N=12), 7.7% (N=48), 29.8% (N=192), and 12.7% (N=192 (ISO)).



図8 様々な N についての平均 SG 径の時間変化 N=192 において得られる曲線では,不連続再結晶で見られ るシグモイド形状からの逸脱が見られる

Temporal evolutions of the mean subgrain radius $\langle R \rangle$ for various values of N

In the case of N=192, the obtained recrystallization curve exhibits significant deviations from a sigmoidal shape.

高角粒界(既存粒界)の割合はそれぞれ, 3.2, 7.7, 29.8% であった。比較のため, N=192でアスペクト比を1とした 初期組織を用いた計算結果も示す(今後, この条件を N=192(ISO)と称する)。この場合,初期組織における高角 粒界の割合は12.7%であった。高角粒界の割合が小さい場 合は,曲線は不連続再結晶に対応し,曲線の傾きが2回大 きく変化し,曲線を3つの領域に分割できる。それぞれ, 不連続再結晶の核形成(特定のSGの異常粒成長の開始), 再結晶粒の成長,再結晶終了後の粒成長に対応する。

一方,高角粒界の割合が最も大きい N=192 において不 連続再結晶に特徴的な曲線からの逸脱が観察される。この 理由は以下のように考えられる。Nの増加に伴い再結晶の 核形成サイトは増大し,初期の再結晶速度は増大する。し かし,Nの数が増大しすぎると,既存結晶粒サイズが小さ いため再結晶粒同士の衝突が容易に生じ,高角粒界(再結 晶先端)の長距離移動を妨げる。N=192(ISO)の結果も合わせて考えると既存粒のアスペクト比そのものよりも,高 角粒界の割合が再結晶の不連続度を支配していると考えられる。

Jazaeriらの実験結果²⁴⁾によれば、再結晶の不連続・連 続遷移点は高角粒界割合 = 60%とされている。ただし、こ の閾値は対象となる材料種は勿論のこと、不連続再結晶の 定義にも大きく依存する。少なくとも、本節の計算結果に より高角粒界の増大により不連続再結晶が抑制されること は確認できた。

4. 結 言

本報では、SG 組織を考慮することで再結晶粒の核形成 から再結晶後の粒成長までを一貫して予測可能なモデルに ついて紹介した。特に、近年の再結晶モデルを考える上で 重要な役割を果たしてきた Humphreys による SG 成長モデ ル³について概説し、筆者らが SG 成長モデルに基づき、 組織計算手法として Phase-field (PF) 法を用いて行った再 結晶挙動予測における主要な計算結果^{11,12}について述べ た。このモデルの特性上、個々の SG を考慮する必要があ るため、計算量が膨大となる。従って、数値計算の並列化 やアルゴリズムの改良を行ったとしても計算が長時間に及 ぶことは避けられない。実用性を考えると Kolmogorov-Johnson-Mehl-Avrami (KJMA) 型モデル²⁷⁾のパラメータ導 出に用いるなどの工夫が必要だと考えられる。

また,このような取り組みを行うことで,KJMA型モデ ルで十分に表現可能な現象とSG組織を陽に考慮しなくて は再現できない現象の切り分けが可能になると考えられ る。本報では再結晶における集合組織の時間発展について 記述していないが,現在は集合組織変化を含め,実結晶方 位を考慮したPF法による再結晶挙動の三次元解析が可能 となっている²⁶。

SG 組織を仮定した再結晶解析を行う上で最も重要な点 は、計算の初期値としての加工組織を得る方法である。そ の方法の一つとして Electron BackScattering Pattern (EBSP) 法(若しくは TEM)で測定した結晶方位分布を用いる方 法²⁸⁾がある、一方、数値計算を用いる方法として、2章で も少し触れたように、CPFEM を用いて加工組織を再現す る方法がある。加工から焼鈍までの一貫解析のためには, 不連続再結晶の優先的核形成サイトとなり得る、粒界およ び粗大な析出物周辺の不均一変形領域や剪断帯の形成な どを再現可能な加工組織発展予測モデルの開発を合わせて 行う必要がある。最後に、本報で紹介した SG 成長モデル に基づく再結晶挙動予測モデルは、初期配置において明確 なSGの存在を前提としている。本文中でも触れたように、 この前提が常に可能なわけでは無い。従って, SG 形成過 程までを統合したシミュレーション手法の開発も課題であ る。

参照文献

- 1) Humphreys, F.J., Hatherly, M.: Recrystallization and Related Annealing Phenomena. Oxford, Pergamon, 1995
- 2) Humphreys, F.J.: Acta Mater. 45, 4231 (1997)
- 3) Humphreys, F.J.: Mat. Sci. Forum. 467-470, 107 (2004)
- 4) Holm, E.A. et al.: Acta Mater. 51, 2701 (2003)
- 5) Okuda, K., Rollett, A.D.: Mat. Sci. Forum. 408, 413 (2002)
- Radhakrishnan, B., Zacharia, T.: Model Simul. Mater. Sci. Eng. 11, 307 (2003)
- 7) Radhakrishnan, B. et al.: Scripta Mater. 39, 1639 (1998)
- 8) Humphreys, F.J.: Scripta Metall. 27, 1557 (1992)
- 9) Weygand, D. et al.: Phil. Mag. B80, 1987 (2000)
- 10) Weygand, D. et al.: Interface Sci. 9, 311 (2001)
- 11) Suwa, Y. et al.: Mat. Sci. Eng. A457, 132 (2007)
- 12) Suwa, Y. et al.: Com. Mat. Sci. 44, 286 (2008)
- 13) 諏訪嘉宏: 鉄と鋼. 97, 173 (2011)
- 14) Rollett, A.D. et al.: Scripta Mater. 36, 975 (1997)
- 15) Zurob, H.S. et al.: Acta Mater. 54, 3983 (2006)
- 16) Hillert, M.: Acta Metall. 13, 227 (1965)
- 17) Humphreys, F.J.: Acta Mater. 45, 5031 (1997)
- 18) Takaki, T., Tomita, Y.: Int. J. Mech. Sci. 52, 320 (2010)
- 19) Fan, D., Chen, L.Q.: Acta Mater. 45, 611 (1997)
- 20) Fan, D. et al.: Mate. Sci. Eng. A238, 78 (1997)
- 21) Kazaryan, A. et al.: Acta Mater. 50, 2491 (2002)
- 22) Ma, N. et al.: Acta Mater. 52, 3869 (2004)
- 23) Read, W.T., Shockley, W.: Phys. Rev. 78, 275 (1950)
- 24) Jazaeri, H., Humphreys, F.J.: Acta Mater. 52, 3239 (2004)
- 25) Jazaeri, H., Humphreys, F.J.: Acta Mater. 52, 3251 (2004)
- 26) Suwa, Y. et al.: CAMP-ISIJ. 28, 891 (2015), CD-ROM
- 27) Zurob, H.S., Hutchinson, C.R., Brechet, Y., Purdy, G.: Acta Mater. 50, 3075 (2002)
- 28) Baudin, T. et al.: Scripta Mater. 32, 63 (2000)



諏訪嘉宏 Yoshihiro SUWA
 先端研究所 基盤メタラジー研究部
 主幹研究員 博士(工学)
 兵庫県尼崎市扶桑町1-8 〒660-0891