

MPS法による流動・凝固連成解析

Coupling Simulation of Flow and Solidification Using MPS (Moving Particle Semi-Implicit) Method

平田直哉 東北大学
助教
Naoya Hirata

1 はじめに

1.1 “マルチ”問題の解析

鉄鋼生産プロセスの多くは高温かつ不透明であり、実験による直接観察・測定が困難な場合が多い。そのため、製品に生じる欠陥の予測や、現象の理解のためには数値解析の適切な運用が不可欠である。

近年、コンピューターや解析アルゴリズムの発達によって、流動・凝固・変形といった現象を精度よく解析できるようになり、実用商用ソフトウェアも多く発売されているが、現在でも精度・速度・安定性の改善の取り組みは数多く続けられており、殊に“マルチ”のつく様々な問題に関する解析は未だ発展途上といえる。“マルチフェイズ”問題では、単純な固・気・液相だけではなく、鉄における γ 鉄と δ 鉄のように多くの相が存在するため、これらの変態・相互作用を適切に考慮する必要がある。“マルチフィジックス”問題では、流動・凝固・偏析・変形・化学反応といった様々な現象を同時に考慮する必要がある。“マルチスケール”問題ではスラブや鋳塊およびそれを製造する鋳型や連続鋳造機のようなマクロスケールから、介在物や原子・分子といったミクロスケールまでを考慮する必要がある。

鉄鋼生産プロセスに限らず、実現象の多くはこのような“マルチ”問題であり、これらの統合解析は今後プロセスの高度化において必要不可欠な技術といえる。

1.2 粒子法

この“マルチ”問題に対する解析手法として現在注目されているのが、物体そのものを離散化し計算要素とするラグランジュ系メッシュレス法に類される手法である。ラグランジュ系メッシュレス法の例としては、原子間ポテンシャルを考慮して古典力学的なアプローチで系の安定構造や動的

過程を解析する分子動力学や、非連続体をそのまま要素化するDEM (離散要素法) のほか、連続体を離散化する手法として近年研究・開発が盛んである“粒子法”が挙げられる。“粒子法”というと、広義にはラグランジュ系メッシュレス法を指す場合もあるが、本稿では連続体を離散化する手法を特に“粒子法”と呼ぶことにする。一方、粒子法に対し空間を離散化するオイラー系格子法 (差分法や有限要素法など) を従来法と呼ぶことにする。

多くの場合、従来法と比べて粒子法のメリットとしては、自由表面の取り扱いが容易であることや、移動する剛体等が混在した場合の取り扱いが容易であるといった、境界条件由来のものに注目されがちである。一方で、流動解析など単一の解析に注目すると、計算時間が長い、安定性や精度が低いといったマイナス面が大きく、よほど上記のメリットが大きい限り、粒子法を採用する理由はほとんどない。

一方で、物体がその性質を変化させつつ移動する場合や、複雑複合現象を対象とする場合、粒子法は極めて強力な手段となりうる。今、地点AからBに向かって一定速度で一定量の流体を輸送する場合を考えてみる。従来法の考え方は、AからBに入れ物を並べて空間に固定したものを計算要素とする。この入れ物の中身を時間刻みと速度に応じてタイムステップごとに隣の入れ物に移し替えることで移動を表現する。この方法では充填途中の要素内では中の流体の位置が平均化されるため境界があいまいになる。その結果、数値拡散をはじめとする取り回し上の問題が生じるため、現在でもその解決法について様々な研究がなされている。一方で粒子法は、流体を充填した入れ物そのものが移動可能な計算要素であり、入れ物自体をAからBに輸送することで物体の移動を表現する。従来法に比べ移動を直接的に表現可能であり、数値拡散も生じない。この例だけでも粒子法が物体の移動に対し強力な手法であることがわかるが、たとえば複数の相が相

相互作用しながら移動することを考えると、より粒子法の可能性が際立つ。たとえば鑄造では溶湯やフラックスなど様々な物体が伝熱・凝固・偏析・反応・変形などを伴いながら移動する。従来法のようにあらかじめ空間に固定された要素でこれらを同時に表現することは不可能ではないが、極めて困難であるうえ、完成したプログラムを他の問題への流用することも困難である。一方で、粒子法は物体の移動を直接的に表現可能なため、溶湯の注目する部分が様々な冷却・変態・反応履歴を経つつ移動していく様子を比較的容易に解析可能である。また基本的にいつどの要素が隣接するかわからない要素配置に対する一般的な記述によってプログラムされるため、他の問題への流用も比較的容易である。

このように書くと、物体の移動を含む現象はすべて粒子法で記述すればよいように感じられるが、先に述べたように個々の解析の計算速度や精度、安定性といった基本的な解析性能・技術は未だ従来法には及ばず、単純な流動や伝熱を考慮すれば十分な議論できる現象においては従来法が適する場合が多い。従来法と粒子法の利点を組み合わせる試みもなされてはいるが¹⁾、プログラムが複雑になるため実用化には時間を要すると思われる。そのため、従来法と粒子法、それぞれの長所・短所を把握し、解析対象によって使い分ける必要があることは、今後も当分変わらないと考えられる。

本稿では粒子法の一つであるMPS (Moving Particle Semi-implicit) 法をもとに粒子法の基本的な解析手法を概説し、マルチフェイズ・マルチフィジックスの解析例として引け巢の形成過程の直接解析例を紹介する。

2 粒子法の解析手法

一般に粒子法の計算要素を“粒子”と表現し、可視化の際も簡便のため球体で示すことも多い。しかし、粒子法における計算要素は本来連続体を離散化した代表点である。したがって、ある一定質量の物体の存在を示す点であり、通常は形状情報を有しない。よって、本稿内では“計算要素”または“要素”と表記することにする。

現在、連続体の運動を記述する粒子法としてはSPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法²⁾とMPS (Moving Particle Semi-implicit) 法³⁾が主流である。これらは実際のプログラミングの段階ではほぼ同等の手法となるが、本稿では表現がより従来法に近いMPS法をもとに解説することにする。MPS法では、勾配やラプラシアンといった演算は、近接要素との要素間相互作用を求めることで評価する。相互作用する要素は一定の有効半径内の要素に限定し、それらの要素間の相互作用の重みつき平均により計算を行う。以下ではまず、MPS法の基本的なアルゴリズムを概説する。より一般的

かつ詳細な情報は越塚らによる入門書が詳しいため参照されたい⁴⁾。

2.1 重み関数と要素間相互作用モデル

MPS法では、要素間の相互作用の重みつき平均を求める際に、重み関数 w を用いる。重み関数は様々な形状が提案されているが、一般にはMPS法では式(1)が用いられる。著者は流動解析の安定性から、SPH法で用いられることの多い式(2)を用いている^{5,6)}。

$$w(r, c_k r_0) = \begin{cases} \frac{c_k r_0}{r} - 1 & (0 \leq r < c_k r_0) \\ 0 & (c_k r_0 \leq r) \end{cases} \dots\dots\dots (1)$$

$$w(r, c_k r_0) = \begin{cases} \frac{40}{7\pi c_k^2 r_0^2} \left(1 - \frac{6r^2}{c_k^2 r_0^2} + \frac{6r^3}{c_k^3 r_0^3} \right) & (0 \leq r < 0.5c_k r_0) \\ \frac{10}{7\pi c_k^2 r_0^2} \left(2 - \frac{2r}{c_k r_0} \right)^3 & (0.5c_k r_0 \leq r < c_k r_0) \dots\dots (2) \\ 0 & (c_k r_0 < r) \end{cases}$$

ここで、 r は要素 i, j 間の距離、 $c_k r_0$ は相互作用の有効半径である。MPS法では従来法(差分法など)において空間解像度を表す格子幅に相当する長さとして、要素代表長さ r_0 を用いる。相互作用の有効半径は、要素代表長さとの比によって表し、係数を c_k とする。 c_k は一般に1.5~4.1程度の値が用いられる。大きい値を用いるほど精度が向上するとされるが、自由表面付近の要素分布が不均一になったり、計算時間が増大するなどデメリットも多いため、 c_k を変更する際は注意が必要である。

相互作用の重みつき平均を求めるためには、要素数密度とよばれる重み関数の和を用いる。要素 i における要素数密度 n_i は次式で与えられる。

$$n_i = \sum_{i \neq j} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|, c_k r_0) \dots\dots\dots (3)$$

ここで \mathbf{r}_i および \mathbf{r}_j は要素 i, j の座標を示す位置ベクトルである。物体の十分内部にある要素(重み関数の有効半径 $c_k r_0$ 内に自由表面がない要素)の要素数密度を特に n_0 と表記する。要素数密度は要素の分布密度を表しており、MPS法においては各要素において $n_j = n_0$ を満たすように計算を進めることで非圧縮性を満足させる。

MPS法では、要素間相互作用モデルを用いて微分方程式の離散化を行う。2つの要素 i, j がそれぞれの位置ベクトル $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j$ 、スカラー量 ϕ_i, ϕ_j を保持している場合を考える。このとき、要素 i における勾配およびラプラシアンを計算するための要素間相互作用モデルは以下の式で表される。

$$\nabla\phi_i = \frac{d}{n_i} \sum_{i \neq j} \frac{(\phi_i - \phi_j)}{|r_j - r_i|} \cdot \frac{(r_j - r_i)}{|r_j - r_i|} w(|r_j - r_i|, c_k r_0) \dots\dots\dots (4)$$

$$\nabla^2\phi_i = \frac{2d}{n_i} \sum_{i \neq j} \frac{(\phi_i - \phi_j)}{|r_j - r_i|^2} w(|r_j - r_i|, c_k r_0) \dots\dots\dots (5)$$

式(4)を勾配モデル、式(5)をラプラシアンモデルとよぶ。ここで d は空間の次元数である。

2.2 伝熱・凝固解析手法

伝熱・凝固解析の基礎式は次式で示される。

$$\frac{DH}{Dt} = \lambda \nabla^2 T \dots\dots\dots (6)$$

$$\Delta Q = \frac{\Delta t}{R} (T_1 - T_2) \dots\dots\dots (7)$$

ここで H (J/m^3) は単位体積あたりのエンタルピ、 t (s) は時間、 λ ($\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$) は熱伝導率、 T (K) は温度である。 ΔQ (J/m^2) は微小時間 Δt (s) に単位面積を通過する熱量、 R ($\text{m}^2\text{K}/\text{W}$) は熱抵抗、 T_1 (K) および T_2 (K) は物質1および2それぞれの界面温度である。 D/Dt はラグランジュ微分で、粒子法においてはそのまま時間微分に相当する。

伝熱に関する式(式(6)および(7))はラプラシアンモデル(式(5))により要素間相互作用の演算に書き換えることができる⁷⁾。そしてタイムステップ k における温度分布から、次のタイムステップ $k+1$ における H を次式より求める。上付の k および $k+1$ は計算におけるタイムステップを示している。

$$H_i^{k+1} = H_i^k + \Delta t \left[\frac{2d}{n_i} \sum_{i \neq j} \frac{1}{\frac{1}{2\lambda_i} + \frac{1}{2\lambda_j} + \frac{R}{|r_j^k - r_i^k|}} \frac{T_j^k - T_i^k}{|r_j^k - r_i^k|} w(|r_j^k - r_i^k|, c_k r_0) \right] \dots\dots\dots (8)$$

この式は従来法とよく似ており、たとえば直行格子状に要素を配置し、隣接要素のみ相互作用するような狭い有効半径(たとえば $c_k = 1.2$)を設定すると、直行格子を用いた差分法の結果と粒子法の結果は一致する。凝固時の潜熱放出も従来法と同様にエンタルピ法や温度回復法により考慮できる。

2.3 流動解析手法

MPS法による非圧縮性流れ解析の支配方程式は、次式で表される連続の式およびNavier-Stokesの式である。

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0, \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \dots\dots\dots (9)$$

ここで ρ [kg/m^3] は密度、 t [s] は時間、 \mathbf{u} [m/s] は速度、 p [Pa] は圧力、 ν [m^2/s] は動粘性係数、 \mathbf{f} はその他の外力(重力などの体積力)である。 D/Dt はラグランジュ微分で、粒子法においてはそのまま時間微分に相当する。MPS法では、式(9)に要素間相互作用モデルを適用して離散化し、半陰解法である予測子・修正子法を適用することで流動解析を行う。従来法と異なる点は主に次の2点である。ひとつは、従来法では予測子において仮の速度を求めるが、MPS法では仮の位置も求めるため、修正子においては速度の修正に加えて位置の修正も行う。もうひとつは、圧力のポアソン方程式のソース項に速度の発散ではなく、次式で表される要素数密度条件を用いることである。

$$\nabla^2 p^{k+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n^* - n_0}{n_0} \dots\dots\dots (10)$$

ここで n^* は仮の要素数密度で、予測子における仮の位置 \mathbf{r}^* を用いて式(3)により算出する。差分法では仮の速度の発散がゼロになるように圧力を求めて速度を修正するが、MPS法では仮の要素数密度 n^* を一定値 n_0 に修正するように圧力を求め、速度・位置を修正する。

自由表面を有する流れでは、自由表面に相当する要素(以後、表面要素とよぶ)の圧力を一定(ゼロ)とする。その際の自由表面判定には、要素分布が疎となる表面では要素数密度が低下することを利用し、以下の式を用いる。

$$\frac{n_i}{n_0} < \beta \dots\dots\dots (11)$$

1タイムステップあたりの時間増分 Δt は、クーラン数 Cn を用いて次式で求める。

$$\Delta t = C_n \frac{r_0}{|\mathbf{u}_{max}|} \dots\dots\dots (12)$$

ここで \mathbf{u}_{max} は全流体要素の速度の中で絶対値が最大のものである。MPS法では Δt を小さくすると圧力が不自然に大きくなり、計算が不安定になることが知られているが⁸⁾、これは式(10)より、ポアソン方程式のソース項の分母に Δt が2乗で含まれていることによる。従来法では一般にクーラン数を小さくすれば解析は安定化し精度も向上するが、粒子法では一概に小さくすればよいわけではなく、取り扱いに注意が必要なパラメータである。

2.4 密度の温度依存性

本研究では、次式により r_0 の温度依存性を考慮することで鋳物の収縮を表現した。

$$r_{0,i} = \left(\frac{M_i}{\rho_i} \right)^{1/d} \dots\dots\dots (13)$$

ここで $r_{0,i}$, M_i および ρ_i は要素 i の代表長さ (m)、質量 (kg) および密度 (kg/m^3)、 d は空間の次元数である。要素はある一定の質量を保持すると仮定して、密度の温度依存性を定義することにより、要素代表長さの温度依存性を式 (13) を用いて計算する。MPS法では、異なる代表長さの要素が混在する場合においても、重み関数に式 (14) を用いることで、その他のプログラムコードは全く同一のものを利用することができる³⁾。式 (14) により、 r_0 の変化に伴う有効半径の変化、 $n_i=n_0$ となる要素の空間分布を考慮でき、凝固収縮を表現できる⁹⁾。

$$w_i = \frac{r_{0,j}^d w(|r_j - r_i|, c_k r_{0,i}) + r_{0,i}^d w(|r_j - r_i|, c_k r_{0,j})}{2r_{0,i}^d} \dots\dots\dots (14)$$

本手法は物質の密度の温度依存性を利用し、容易に収縮・膨張を考慮することができるものであるが、式 (10) に示す粒子数密度条件により要素の空間分布密度が決定されることに注意が必要である。全体的に均一な r_0 分布である場合は、おおむね精度良く体積変化を求めることができるが、様々な r_0 をもつ要素が混在する場合の精度は十分な検証が必要である。

3 粒子法による引け巣形成挙動解析

冒頭に述べたように、鑄造プロセスでは流動・凝固・偏析・変形といった複雑・複合現象が相互作用しながら時間進行する。数値解析を用いて鑄造欠陥の発生予測をする際には、本来この相互作用を考慮した解析を行うべきであるが、従来法は原理的に空間的な拘束が強く、移動現象や複雑・複合現象解析に対する自由度が低い。そのため単純な引け巣解析においても、通常は湯流れ・伝熱解析と凝固・引け巣解析は別に計算する。すなわち、湯流れ・伝熱解析後の温度分布を凝固・引け巣解析に入力して得られた温度勾配や凝固速度といった情報から引け巣発生予測パラメータを算出し、間接的に見積もるという手順が採られることが多い。このような手法の例としては、等凝固時間曲線法¹⁰⁻¹²⁾、温度勾配法¹³⁾、流動コンダクタンス法¹⁴⁾、固相率勾配法¹⁵⁾、修正温度勾配法¹⁶⁻¹⁸⁾、圧力勾配法¹⁹⁾などが挙げられる。一方で、近年収縮量を考慮した直接法も提案されている。今福らは凝固収縮量の湯面沈降に及ぼす影響を考慮し、有限要素法を用いた解析を行った²⁰⁻²²⁾。大申ら、および長坂らは、凝固収縮を駆動力としたダルシー流れと伝熱・凝固解析の連成問題を解くことで、引け巣欠陥の位置とその量を求めている^{23,24)}。Beechら²⁵⁾、高橋ら²⁶⁾も同様の手法で直接的な引け巣予測を行っている。これらの手法では、凝固収縮を直接的に考慮することで、引け巣の発生位置に加えて引けの量も推定できるようになった。しかしい

ずれも凝固・引け巣形成解析は注湯完了後の状態から開始しており、注湯からの湯流れの影響や、引け巣への溶湯補給に伴う流れ、空冷などを直接かつ同時に考慮した引け巣形成挙動の解析例はほとんどない。粒子法による引け巣解析の例も少ないながら報告されており、一宮らはSPH法を用い、コンカルモールドの注湯・凝固・引けを解析した^{28,29)}、風間らもSPH法による引け巣の形成挙動解析を行っている³⁰⁾。ClearyらはSPH法により低圧鑄造における引け巣におよぼす補圧の影響を解析している³¹⁾。一方MPS法では平田らが引け巣形成挙動を解析した例^{9,32,33)}のほかはほとんど見られない。

本稿では、従来法では解析が困難な事例として、空冷によるブリッジング形成の直接解析と、注湯速度を変化させた場合の引け巣形成挙動に及ぼす影響の解析例を示す。

3.1 空冷による凝固殻形成

まず、空冷によるブリッジング形成直接解析例を示す。鋳物の上部はしばしばブリッジングと呼ばれる凝固殻によって、外引けと内引けが分離されることがある。外引けは凝固収縮による湯面の沈降に伴うもので、ブリッジングの形成は湯面が沈降する間に、空冷により湯面が内部よりも早く凝固するために生じる。数値解析においてブリッジングの形成を再現するためには湯面の沈降と空冷を同時に計算する必要があり、従来用いられてきた解析手法ではやや複雑な計算が必要になる。

Fig.1 (a) に今回用いた鋳物要素 (白) および空気要素 (黒) を示す。本稿では粒子法の計算要素の動きがわかりやすいよう、計算要素を球形で表示した。鋳型要素は非表示としてある。鋳物は純Sn (直径・高さとも0.035m)、鋳型は砂型である。液相密度を $6957\text{kg}/\text{m}^3$ 、固相密度を $7157\text{kg}/\text{m}^3$ とし、融点を下回った要素はこの密度に従って要素代表長さを変化させることで収縮を表現した。計算要素の初期代表長さは $r_0=0.002\text{m}$ とした。計算は温度が均一な完全充填状態から開

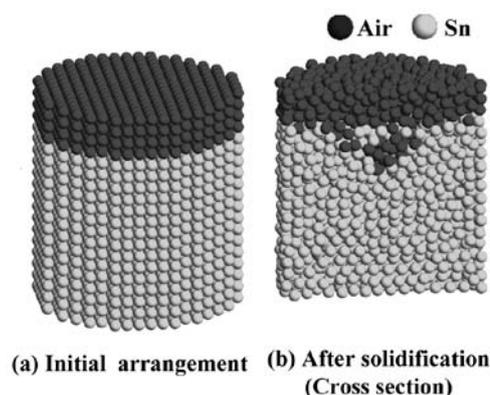


Fig.1 Calculation elements.

始し、凝固完了まで計算した。凝固は融点を下回った要素を空間に固定することで表現した。

Fig.1 (b) に計算結果の鋳物中央断面図を示す。Fig.1 (b) より、鋳物上部に生じた外引けと、内部に生じた内引け、そしてそれらを隔てるブリッジが形成している様子が観察できた。次に、凝固収縮挙動の計算結果をFig.2に示す。これは鋳物中央断面における固相率の変化を示したもので、鋳物要素のみ表示した。鋳物要素が凝固収縮に伴い縮小し、その収縮分をより上部にある液相要素が移動してきて補う様子(収縮流)が直接的に観察できることがわかる。また、Fig.1 (b) にも見て取れるように、空気要素も湯面の沈降に追従しており、空冷の影響も自然に考慮可能である。これらの結果から、粒子法は物体の変形、移動といった現象をより直接的に取り扱うことが容易な手法であることがわかる。

3.2 注湯中の凝固収縮の影響³⁴⁾

差分法や有限体積法をはじめとするオイラー系格子法をもとにして凝固・引け巣形成解析を行う際は、一般に湯流れ・伝熱解析結果を引き継いで開始することが多く、注湯からの湯流れの影響を直接かつ同時に考慮した引け巣形成挙動の解析例はほとんどない。ここでは粒子法を用いて注湯速度を変化させた湯流れ・凝固連成解析を行い、注湯中の凝固も考慮した凝固収縮挙動および引け巣形状に及ぼす影響を解析した結果を紹介する。

内径40mm、高さ80mmの円筒型Al鋳物を鋳鉄鋳型を用いて作製する場合を考える。要素代表長さは $r_0=0.004\text{m}$ とした。鋳型中央上部に 96mm^2 の断面積の流入口を設置し、流入速

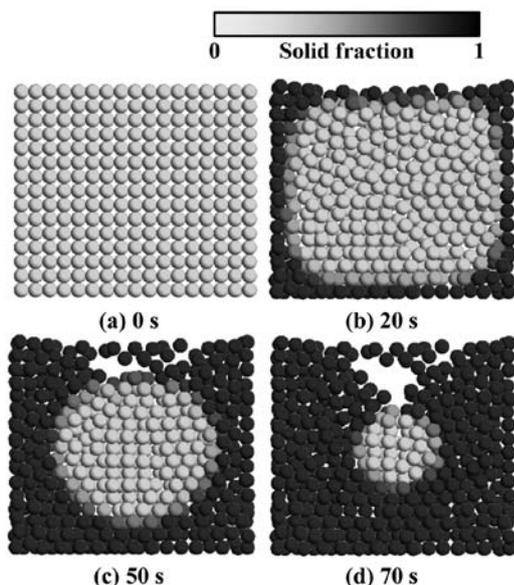


Fig.2 Calculated bridging formation behavior with air cooling.

度 $u_{in}=0.2\text{m/s}$ で5s、もしくは 0.05m/s で20s流入させる。液相密度を 2500kg/m^3 、固相密度を 2700kg/m^3 とし、融点を下回った要素はこの密度に従って要素代表長を変化させ、空間に固定することで凝固および収縮を表現した。

注湯から凝固完了までの固相率分布をFig.3およびFig.4に示す。ここでも粒子法の計算要素の動きをわかりやすくするため、要素は球形で表示してある。Fig.3は $u_{in}=0.2\text{m/s}$ の場合で、注湯開始直後のFig.3 (a) の時点で底面角部の凝固が開始している。時間が経過するにつれ、低温の鋳型と接する上部から凝固していき (Fig.3 (c))、ブリッジが形成する (Fig.3 (e))。最終的にはブリッジにより複数に分断された縦長の引け巣となった (Fig.3 (f))。一方Fig.4は $u_{in}=0.05\text{m/s}$ の場合で、注湯中から固相が生じている様子が見て取れる (Fig.4 (b))。注湯完了後には既に底部の凝固・収縮が進行しており (Fig.4 (c))、凝固終盤までブリッジは形成しない (Fig.4 (e))。最終的にはブリッジも見られなかったが、分離された内引けは小さいものであった (Fig.4 (f))。また注湯中にすでに凝固収縮が生じていた影響で、 $u_{in}=0.2\text{m/s}$ の場合と比べて鋳物の高さも2mm程度低かった。

注湯速度が変化すると、高温溶湯の補給速度が変わることから凝固殻の成長速度が変化する。その結果、溶湯の流動およびそれに伴う温度分布も変化することで、凝固殻成長にも

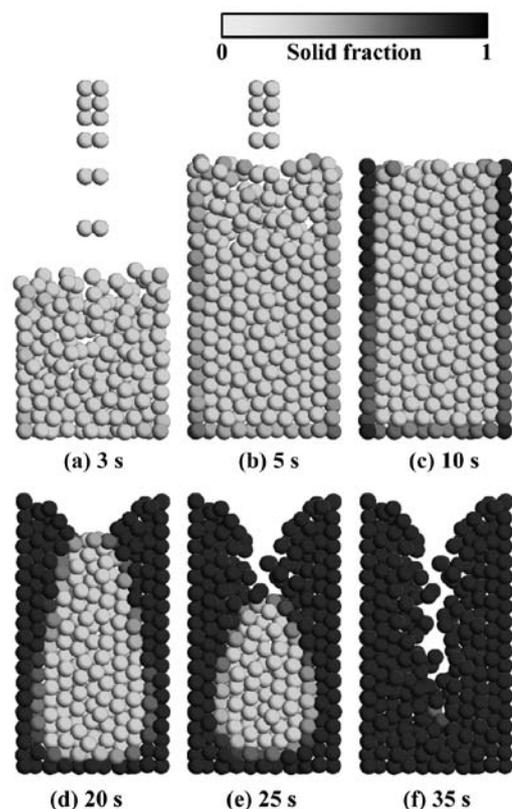


Fig.3 Calculated shrinkage formation behavior : $u_{in} = 0.2 \text{ m/s}$.

影響が生じる。温度と流動だけに注目してもこのように複雑な相互作用が生じており、さらに変形等が加わってくると従来法では極めて困難なプログラムとなることから、今後他の様々な現象を考慮していく上で、粒子法は強力な手段となることが期待できる。

3.3 結果の可視化

最後に、計算結果をフリーソフトPOV-Ray³⁵⁾によりメタボール手法を用いて可視化した結果と、実験結果の比較を示す。

3.1項に示した純Sn 鋳物の引け巣形成挙動を可視化した結果と実験結果を Fig.5 に示す。Fig.5 (a) から (c) は Fig.2 と同じ計算結果である。図からわかるように、粒子法による解析結果はメタボール手法によって極めて実物に近い表現が可能となる上、鋳物内部における引け巣の形成過程も任意の箇所にて直接表現が可能である。

次に3.2項の純Al 鋳物に生じた引け巣形状を可視化した結果を Fig.6 に示す。Fig.3 および Fig.4 に比べ、より写実的な表現となっており、実際の鋳物をイメージしやすくなっていることがわかる。

メタボール手法による可視化は、まず各要素に対し距離に依存するポテンシャル関数を定義し、重ね合わせた空間分布

を求める。そしてある閾値を結んだ等高線を鋳物の表面として可視化する。これは粒子法の考え方に非常に近い可視化手法といえる。ただし詳細に観察すると、引けの端部が実験結果に比べて丸みを帯びたり、引けの大きさが異なるなど、多少違いが見られる場合がある。これはメタボール計算に用いるポテンシャル形状と粒子法による計算に用いる重み関数形状が異なることが原因と考えられるため、可視化の際は注意が必要である。

4 おわりに

以上、MPS法をもとに著者が使用している粒子法の基本的な解析手法を概説し、鋳物の引け巣の形成過程を例にマルチフェイズ・マルチフィジックスの直接解析例を紹介した。本稿で示した引け巣形成は、大雑把に表現すると、基本的な流動・伝熱・凝固に凝固収縮を考慮しただけの現象である。

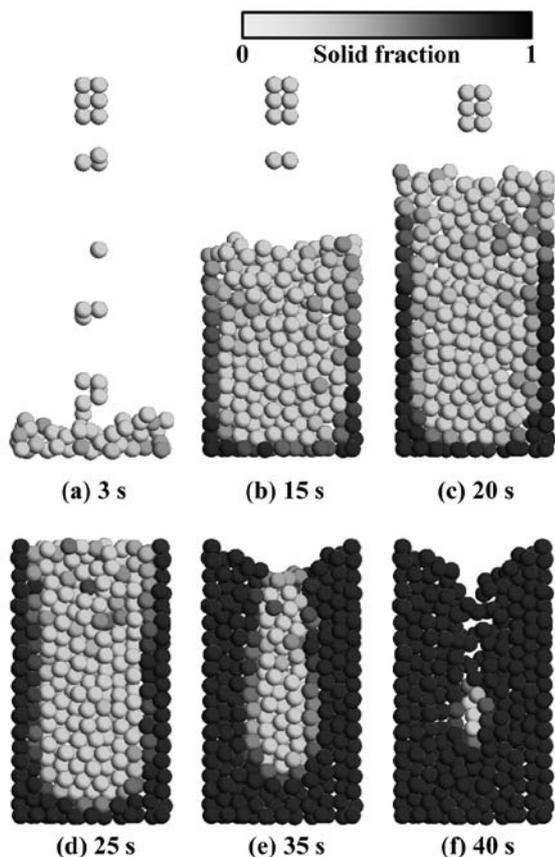


Fig.4 Calculated shrinkage formation behavior : $u_{in} = 0.05$ m/s.

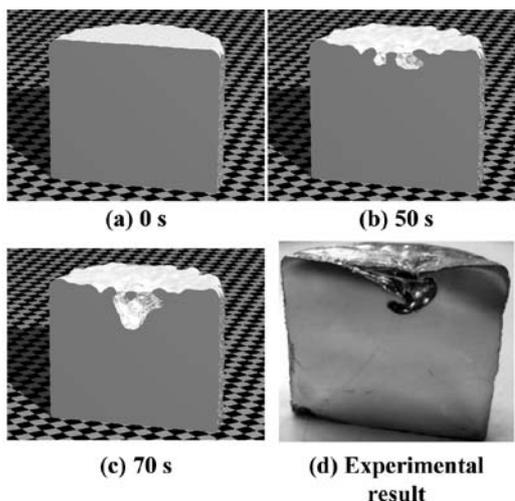


Fig.5 Visualized shrinkage behavior of Sn casting with air cooling.

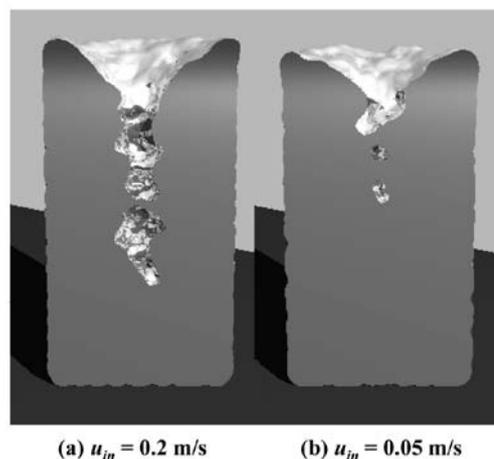


Fig.6 Visualized shrinkage shape of Al casting.

しかしながら、従来法では計算要素が空間に固定されているなどの理由により直接的な解析は容易ではなく、今後様々な複合現象との相互作用を考慮するにはさらなる困難が予想される。一方で粒子法では基本的な流動・伝熱・凝固解析アルゴリズムに、密度の温度依存性を導入するという、実態に即し、かつ極めて容易な手法を用いることで、空冷の影響を考慮した複雑な引け巣形成過程の再現が可能であった。また紙面の都合で紹介しなかったが、部分高解像度化による効率化・高精度化の試みもなされており^{36,37)}、今後様々なマルチフェイズ・マルチフィジックス・マルチスケール問題を解くにあたり、極めて有効な手段となることが期待される。

参考文献

- 1) Y.Chuzel-Marmot, R.Ortiz and A.Combescure : Computers and Structures, 89 (2011) , 2484.
- 2) 越塚誠一：粒子法シミュレーション, 培風館, (2008)
- 3) 越塚誠一：粒子法, 丸善, (2005)
- 4) 越塚誠一：粒子法入門, 丸善, (2014)
- 5) B.Ataie-Ashtiani and L.Farhadi, : Fluid Dynamics Research, 38 (2006) , 241.
- 6) 平田直哉, 安斎浩一： 鑄造工学, 83 (2011) , 259.
- 7) 平田直哉, 安斎浩一： 鑄造工学, 80 (2008) , 81.
- 8) 近藤雅裕, 越塚誠一： Transaction of JSCES, (2008) , 20080015.
- 9) N.Hirata and K.Anzai : Mater.Trans., 52 (2011) 1931.
- 10) J.G.Henzel, Jr and J.Keverian : J.Met., 17 (1965) , 561.
- 11) 大中逸雄, 長坂悦敬, 福迫達一： 鑄物, 54 (1982) , 384.
- 12) 千々岩健児, 今福一英： 鑄物, 55 (1983) , 271.
- 13) 新山英輔, 内田敏夫, 森川稔, 斎藤茂樹： 鑄物, 52 (1980) , 635.
- 14) 大中逸雄, 長坂悦敬, 福迫達一, 吉岡二郎： 鑄物, 53 (1981) , 376.
- 15) 荒瀬良和, 大浜信一, 瀬崎和郎： 日本鑄物協会第100回全国講演大会講演概要集, (1980) , 75.
- 16) 内田敏夫, 新山英輔, 小川了, 斎藤茂樹： 日本鑄物協会第99回全国講演大会概要集, (1980) , 75.
- 17) E.Niyama, T.Uchida, M.Morikawa and S.Saito : 49th Int. Foundry Congress, (1982) , 10.
- 18) 新山英輔, 内田敏夫, 森川稔, 斎藤茂樹： 鑄物, 54 (1982) , 507.
- 19) 大中逸雄, 長坂悦敬, 福迫達一, 大山昌一： 鑄物, 55 (1983) , 758.
- 20) 今福一英： 日本機械学会論文集 (C編) , 47 (1981) 419, 918.
- 21) 今福一英： 日本機械学会論文集 (C編) , 48 (1982) 436, 1959.
- 22) 今福一英： 日本機械学会論文集 (C編) , 48 (1982) 436, 1968.
- 23) 大中逸雄, 森康尋, 長坂悦敬, 福迫達一： 鑄物, 53 (1981) , 673.
- 24) 長坂悦敬, 木口昭二, 那智雅博： 鑄物, 61 (1989) , 98.
- 25) J.Beech, M.Barkhudarov, K.Chang and S.B.Chin : Modeling of Casting Welding and Advanced Solidification Processes VIII, (1998) , 1071.
- 26) 高橋勇, 内田敏夫, 安斎浩一： 鑄造工学, 78 (2006) , 661.
- 27) 越塚誠一： 数値流体力学, 培風館, (1997)
- 28) 一宮正和, 酒井讓： 鑄造工学会第162回全国大会講演概要集, 162 (2013) , 104.
- 29) 一宮正和, 酒井讓： 鑄造工学, 85 (2013) , 481.
- 30) 風間正喜, 諏訪多聞： 鑄造工学会第162回全国大会講演概要集, 162 (2013) , 105.
- 31) P.W.Cleary: Applied Mathematical Modelling, 34 (2010) , 3189.
- 32) 平田直哉, 安斎浩一： 鑄造工学会第152回全国大会講演概要集, 152 (2008) , 34.
- 33) 平田直哉, 安斎浩一： 鑄造工学会第153回全国大会講演概要集, 153 (2008) , 71.
- 34) 平田直哉, 安斎浩一： ふえらむ, 19 (2014) 180.
- 35) <http://www.povray.org/>
- 36) 豊田英司, 井尻芳則, 秋本博路： 日本船舶海洋工学会講演会論文集, 4 (2007) , 321.
- 37) 平田直哉, 安斎浩一： 鑄造工学会第156回全国大会講演概要集, 156 (2010) , 20.

(2014年7月22日受付)