

TIG アーク溶接現象のシミュレーション開発

Development of a Simulation for the TIG Arc Welding Phenomena

佐 宗 駿 技術開発本部生産技術センター溶接技術部
毛 利 雅 志 技術開発本部生産技術センター溶接技術部

溶接部の溶込み形状や入熱分布を予測することを目的とした溶接現象の数値解析手法を開発した。アーク解析には流体解析に利用される格子法を用いた。溶融池形成の解析にはビード形状や溶込み形状を予測するために粒子法を用いた。粒子法で溶接現象を解析するために金属の溶融・凝固と温度変化に伴う対流現象をモデル化した。またアークの熱、圧力などを与えるために格子法と粒子法の連成モデルを新たに開発し、検証した。この結果、本シミュレーションで溶接現象を再現できることを確認した。

A numerical simulation of the welding phenomena was developed so that the penetration shape and heat input distribution for a weld can be predicted. The grid method was applied for analysis of the TIG arc. The particle method, which is used in fluid flow analysis, was applied for the molten pool analysis required to predict the bead shape and penetration shape. The particle method was also used to model the melting and solidification of metals and convection due to the temperature gradient in the molten pool. Additionally, in order to apply the heat source and force of the welding arc, a coupling model was developed and verified. It was confirmed that this simulation can express the welding phenomena accurately.

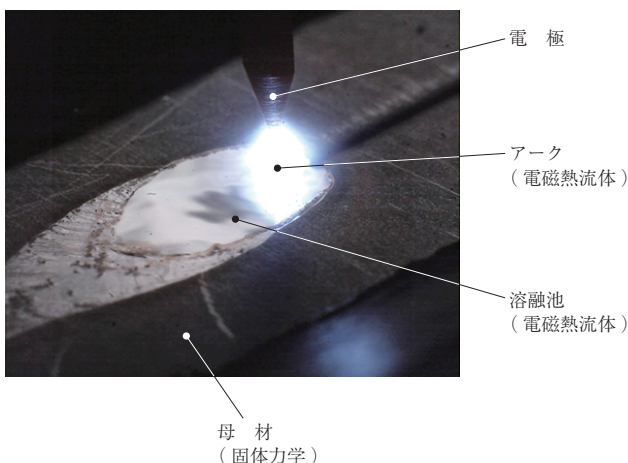
1. 緒 言

TIG (Tungsten Inert Gas) アーク溶接は電極-母材間に生じるアークプラズマ (高温の電離気体) によって被溶接材料 (母材・溶加材) を溶融し接合する技術である。第1図に TIG アーク溶接を示す。図に示すように溶接部では溶接アークから供給されるエネルギーによって母材が溶融することで溶融池が形成される。形成された溶融池内部ではさまざまな要因によって対流が生じ、溶接部の表面

形状 (ビード) や溶込み深さに影響を及ぼす。溶接部の溶込み状態は接合部における機械的性能に大きく影響するため、溶込み状態の予測は非常に重要な課題の一つになっている。

ビードや溶込みの形成は溶融池内の対流が大きく作用するため、対流を予測するための数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics: 以下, CFD) がビードや溶込み形状の予測においても有効である。代表的な計算手法である有限体積法 (Finite Difference Method) や有限要素法 (Finite Element Method) などは空間を格子で区切る格子法によって、対流やエネルギー輸送を計算することができる。これらの計算法を用いた溶接の計算はアーク部において精度良く計算できる^{(1),(2)}。荻野、平田⁽³⁾は格子法のなかでも境界追跡法の一つである VOF (Volume Of Fluid) 法を用いて溶滴移行の解析やビードの形状解析を行っている。しかし、VOF 法では液体の動きを別途計算する必要がある。また固体と液体、気体と液体の境界が明確に得られない問題や計算の進捗に応じて格子の再設定が必要になる場合があるため計算の難易度が高い。

一方で、格子を用いなくて周囲の計算点との相互作用で流れを計算する粒子法が着目されている。粒子法は計算点自身を移動させ流体の運動を計算する手法である。物質の移動に伴う格子の再設定が不要で、安定的に自由表面をも



第1図 TIG アーク溶接
Fig. 1 TIG arc welding

つ流体の運動を計算することができる。また流体の表面や固体との境界を明確に表すことが可能であり、流体の変形や分裂・合体も容易に扱うことができる。これらの特徴は溶融に伴う溶込み形状の変化や溶滴の移動、スパッタの飛散などの溶接現象を計算することに適している。茂田ら⁽⁴⁾は粒子法的一种である SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法を用いた TIG 溶融池解析を行っており、母材の溶け込みなどを良く再現することに成功している。

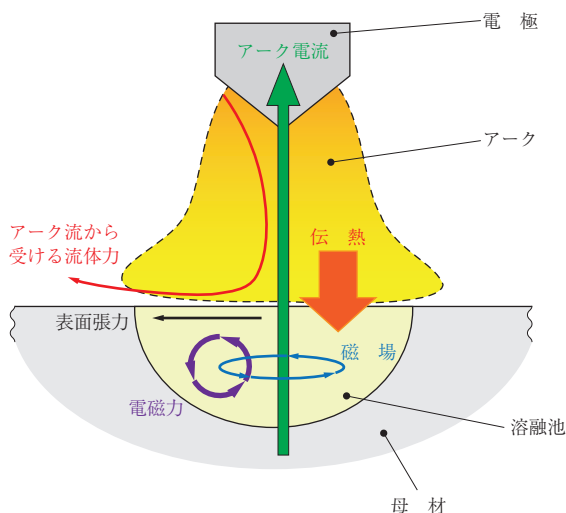
本研究では粒子法に MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法を用いた。MPS 法も液体を粒子に置き換え、相互作用を計算するが、使用する数値解析モデルが SPH 法と比較して単純であり、流れ以外の数値解析モデルを開発しやすいという利点をもつ。

一方で、大規模な粒子法の計算は多大な計算コストが掛かるため問題がある。そこで本研究では CFD によるアーク部の計算と粒子法による溶融池の計算を連成することで、合理的にアーク溶接現象を解析する手法を開発した。本稿では TIG アークによる溶融池の形成とその形状を計算する溶接プロセスモデルを構築することを目的とし、二次元の計算で検証を行った結果について報告する。

2. 計算方法

2.1 溶接プロセスシミュレーションの概要

溶接アークは高温の電離気体(プラズマ)である。第 2 図に溶融池に及ぼすアークの影響を示す。溶接アークから母材に熱と流体力、電磁力の三つの外力が作用する。



第 2 図 溶融池に及ぼすアークの影響
Fig. 2 Influence of a welding arc on a molten pool

(1) 熱

母材を溶融させ、溶融池を形成する。また与えられた熱によって溶融池内に温度差が生じることで表面張力差や浮力が生まれ、対流に影響を与える。

(2) 流体力

溶融池表面の対流に影響を及ぼす。

(3) 電磁力

流れるアーク電流が生じさせる電磁力によって溶融池内部に力を及ぼす。

アークからのさまざまな外力を受けて母材に形成された溶融池には 4 種類の対流が生じる。第 3 図に溶融池内に働く力と対流を示す。溶融池内の対流はアーク気流による流体表面へのせん断力(第 3 図-(a))、溶融池の密度差(温度差)に伴う浮力(- (b))、表面張力の差から生じるマランゴニ力(- (c))、電磁力(ローレンツ力)(- (d))の 4 種類の力のバランスによって決定される。

本研究では粒子法によって溶融池内対流を計算することを目的として、粒子法に熱伝導、相変化、表面張力の計算モデルを導入した。また、溶接アークが溶融池の対流に与える影響を考慮するため、格子法の計算で得られたアーク気流や圧力、電磁力を粒子法計算に与える方法を開発した。

2.2 溶融金属の流れの計算

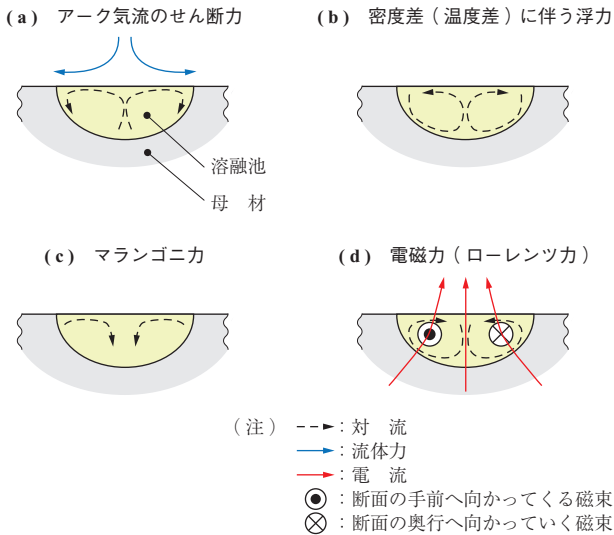
粒子法には幾つかの計算手法が存在するが、流体の解析分野では前述したように SPH 法と MPS 法が多く利用されている。本研究では越塚⁽⁵⁾の開発した MPS 法を用いた。(1)、(2)式に非圧縮性流体の支配方程式であるナビエ・ストークス方程式のラグランジュ形式および連続の式を表す。

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla P + \nabla \cdot (\eta \nabla \mathbf{u}) + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

- ρ : 密度
- t : 時間
- \mathbf{u} : 流速ベクトル
- P : 圧力
- η : 粘性係数
- \mathbf{g} : 重力加速度
- \mathbf{F} : 外力 (表面張力, マランゴニ力, アークからの流体力)

MPS 法では (1) 式に現れる勾配、ラプラシアンなどの



第 3 図 溶融池内に働く力と対流
Fig. 3 Force and convection in a molten pool

微分演算子に対し、粒子間の相互作用を考慮した離散化モデルを適用することで、流体の運動を計算する。(3)～(5)式にそれぞれ勾配(∇), 発散(∇·), ラプラシアン(∇²)のMPS法の離散化モデルを表す。

$$\nabla\varphi = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\varphi_j - \varphi_i)(r_{ij})}{|r_{ij}| |r_{ij}|} \omega(r_{ij}) \right] \dots\dots\dots (3)$$

$$\nabla \cdot \varphi = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\varphi_j - \varphi_i) \cdot (r_{ij})}{|r_{ij}|^2} \omega(r_{ij}) \right] \dots\dots\dots (4)$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{2d}{n^0 \lambda} \sum_{j \neq i} \left[(\varphi_j - \varphi_i) \omega(r_{ij}) \right] \dots\dots\dots (5)$$

- φ : 物理量
- n⁰ : 初期配置における粒子数密度
- d : 次元の数
- r_{ij} : 粒子 i と粒子 j の距離
- ω : 重み関数
- λ : 平均化係数
- 添え字
- i : 着目粒子
- j : 着目粒子の周辺粒子

MPS法では影響半径と呼ばれる範囲内に存在する周辺粒子のみを考慮して計算を行う。粒子数密度は着目粒子 i の影響半径内に存在する周辺粒子 j の密度を表す値である。また重み関数は着目する粒子に近いほど大きな影響を与え、遠くなるほど影響が小さくなるような関数で、着目粒子 i と周辺粒子 j の距離から計算する。また粒子の存在密度を表す粒子数密度は(6)式で表す。

$$n_i = \sum_{j \neq i} [\omega(r_{ij})] \dots\dots\dots (6)$$

重力項、外力項を陽的に計算し、仮の速度 **u*** を求め、時間ステップ Δt を掛けることで仮の粒子の移動量を計算する。仮の速度によって流体が移動することで流体の密度も変化してしまうため、非圧縮の条件を満たすように密度に応じた圧力項から正しい速度を計算する。圧力項と(2)式の連続の式から(7)式で与えられる圧力に関するポアソン方程式が得られ、これを解くことで補正速度が得られる。

$$\nabla^2 P^{t+\Delta t} = -\frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^* \dots\dots\dots (7)$$

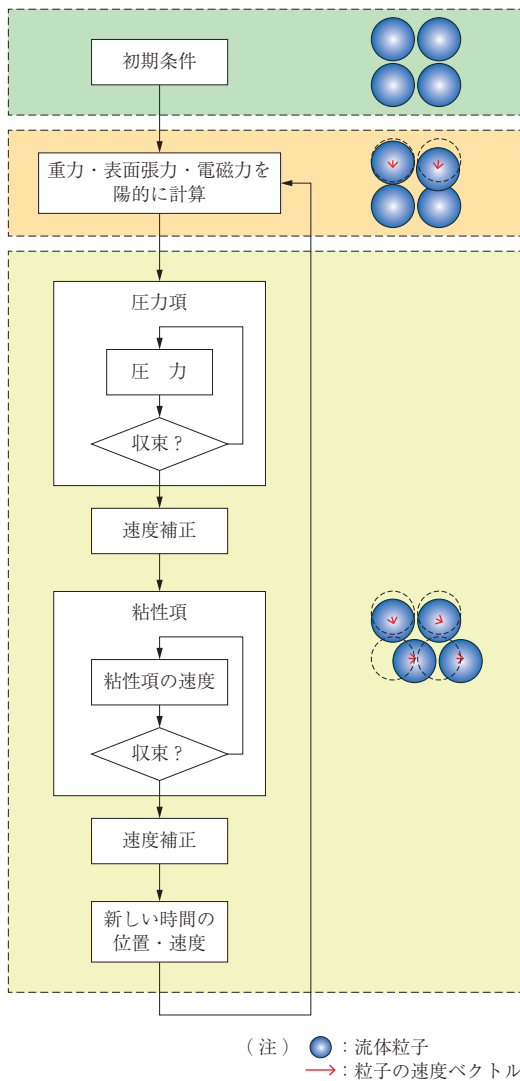
(7)式の右辺の発散(∇·)および左辺のラプラシアン(∇²)をそれぞれ(4)式と(5)式で離散化し、繰返し計算によって次のステップの圧力 P^{t+Δt} を求める。得られた圧力分布から(1)式の左辺に示す項の圧力勾配項を計算し、速度、位置を修正した。

また溶接現象を表す場合、液体と固体が混合した状態のような粘性係数の高い状態を計算する必要がある。粘性係数が大きくなると計算を安定させるために、非常に小さな時間ステップを用いる必要があり、1～数秒スケールの溶接現象を計算するためには多大な計算時間が必要になる。計算時間を短縮するため、本研究では粘性項の計算に陰的解法を用いた。現在の時間 t における速度 **u**^t に対し、重力項などの速度の計算と圧力勾配による速度修正を計算した後の速度を **u**** とした。この修正速度 **u**** を用いて新しい時間 t+Δt の速度 **u**^{t+Δt} を計算した。繰返し計算を用いて計算を行うため、大きな時間ステップでも安定した計算が可能になった。

MPS法を用いた溶融池内の流体運動の解析手順を第4図に示す。初期配置から重力、表面張力、電磁力による時間変化に伴う流体の速度変化と位置(形状)変化を計算した。その後圧力項および粘性項で新しい時間の流体速度、位置(形状)を計算することを設定した時間に達するまで繰り返した。各時間における表面張力や電磁力の計算のほか、物性の変化に関わる温度計算は後述する方法で計算した。

2.3 温度および相変化の計算

熱伝導解析や溶融凝固解析を行うためにエネルギー保存則を考慮する必要がある。ラグランジュ形式のエネルギー保存則は(8)式のように表される。



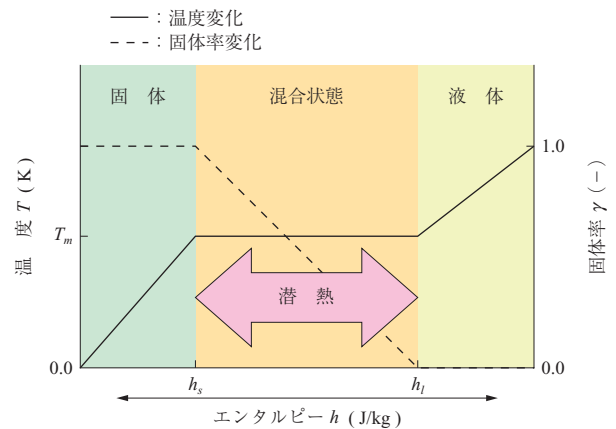
第 4 図 MPS 法を用いた溶融池内の流体運動の解析手順
 Fig. 4 Schematic of an algorithm for the analysis of fluid flow in a molten pool using the MPS method

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = k \nabla^2 T + Q \quad \dots \dots \dots (8)$$

- t : 時間
- ρ : 密度
- k : 熱伝導率
- T : 温度
- Q : 熱量
- h : エンタルピー

(8) 式を積の公式から変形し, (3) ~ (5) 式の MPS 法モデルで離散化し計算を行った. 入熱や放熱を表す熱量 Q は熱ふく射, 熱伝達, 入熱量の和で定義し, 値が正の場合は入熱, 負の場合は放熱を表す. 入熱量は格子法によるアークの解析結果を利用し, 表面粒子のみに入力した.

第 5 図に溶融もしくは凝固時に固体から液体 (または逆) に変化する状態で固体の比率 (固体率), 温度とエン



第 5 図 エンタルピーと温度, 固体率, 状態変化の関係
 Fig. 5 Relationship between temperature, solid rate, phase change, and enthalpy

タルピーの関係を模式的に示す. 実線はエンタルピー変化に対する温度の変化を示し, 破線はエンタルピー変化に対する固体率の変化を示す. 固体から液体, 液体から固体への変化の過程は潜熱を考慮に入れた. 融点 T_m に達した後は固体と液体が混在する混合状態となり, 潜熱の影響で温度は融点一定であるとした. (9) 式は第 5 図の状態を示し, (8) 式から得られたエンタルピーを用いて着目粒子 i の温度 T_i を計算した.

$$T_i = \begin{cases} T_m + \frac{h_i - h_s}{C_s} & (h_i \leq h_s) \\ T_m & (h_s < h_i < h_l) \quad \dots \dots \dots (9) \\ T_m + \frac{h_i - h_l}{C_l} & (h_i \geq h_l) \end{cases}$$

- i : 着目粒子
- h_i : i のもつエンタルピー
- h_s : 溶融が始まり, 混合状態が始まるときのエンタルピー
- h_l : 溶融が完了し, 完全に液体状態になったときのエンタルピー
- C_s : 固体の比熱
- C_l : 液体の比熱

また, 溶融凝固時の物質の状態判定のためにエンタルピーの大きさから固体率 γ を (10) 式から計算した.

$$\gamma = \begin{cases} 1 & (h_i \leq h_s) \\ \frac{h_l - h_i}{h_l - h_s} & (h_s < h_i < h_l) \quad \dots \dots \dots (10) \\ 0 & (h_i \geq h_l) \end{cases}$$

第 5 図に示すように $\gamma = 1$ ならば完全に固体, $\gamma = 0$ ならば完全に液体, $0 < \gamma < 1$ ならば固体と液体の混合状態

と定義した。液体状態では表面張力、圧力などの流体力によって移動する粒子として計算を行った。固体状態の粒子は圧力のみ計算を行った。また混合状態の粒子は液体粒子として扱うが、粘性係数 $\eta = 10^4$ といった非常に大きい流体として計算を行った。計算に利用する熱伝導率、比熱、粘性係数は粒子の温度と状態に依存して粒子ごとに計算した。

2.4 表面張力・マランゴニカの計算

表面張力の計算には伊藤ら⁽⁶⁾のポテンシャルモデルを使用した。粒子に対しどれだけ表面に近いかを表す表面ポテンシャルを定義し表面張力 \mathbf{F}_i^{st} を(11)式および(12)式から計算した。

$$C \sum \varphi(r) = 2\alpha_i l_0^2 \dots\dots\dots (11)$$

$$\mathbf{F}_i^{st} = \delta_s \frac{\cos \theta_i}{\sin^3 \theta_i} \sum_{j \neq i} C(r_{ij} - l_0)(r_{ij} - r_e) \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{r_{ij}} \dots\dots\dots (12)$$

- C : ポテンシャル係数
- $\varphi(r)$: ポテンシャル
- r_e : 影響半径
- \mathbf{r}_i : 粒子 i の位置ベクトル
- \mathbf{r}_j : 粒子 j の位置ベクトル
- θ_i : 液体表面にある粒子 i と周辺の粒子 j のなす角度
- α_i : 表面張力係数
- l_0 : 粒子径
- δ_s : 表面の厚みに関する係数
- r_{ij} : 粒子 i と粒子 j の距離

表面ポテンシャルは粒子径 l_0 の粒子がもつ表面エネルギーと等価であり、(11)式からポテンシャル係数 C を得た後、(12)式から表面張力が計算される。本モデルでは表面張力は自由表面上に存在する粒子のみに作用させた。ただし、流れの計算の過程で表面における粒子の配置が乱雑になると流体の内部方向にも表面判定される粒子が現れるようになる。このため表面粒子層の厚みに関する係数 δ_s を掛け、流体内部にある粒子の影響を与えないようにした。本研究では幾つかの試計算を行い、計算が安定する $\delta_s = 0.4$ とした。

また、マランゴニカも同様の計算で求めた。マランゴニカは表面張力係数が温度によって変化することに起因する表面力である。表面張力係数とポテンシャル係数 C が比例関係にあるため、温度の変化に伴ってポテンシャル係数 C を変化させることで表面張力の温度依存性を考慮した。

着目粒子 i の温度におけるポテンシャル係数を C_i 、周囲の粒子の温度におけるポテンシャル係数を C_j として粒子 i に作用するマランゴニカ \mathbf{F}_i^{ma} は(13)式から得た。

$$\mathbf{F}_i^{ma} = \delta_m \sum_{j \neq i} (C_j - C_i)(r_{ij} - l_0)(r_{ij} - r_e) \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{r_{ij}} \dots\dots\dots (13)$$

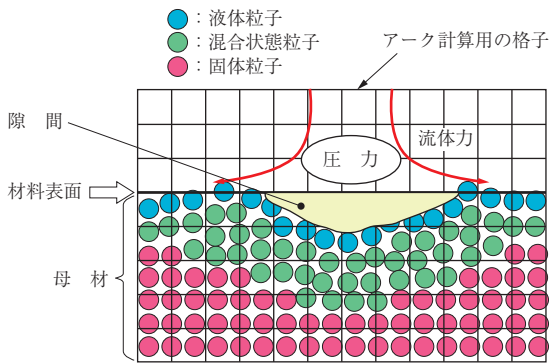
ただし、 δ_m は表面の厚みに関する係数であり $\delta_m = 0.4$ とした。マランゴニカも表面張力と同様に表面粒子だけに作用させた。

2.5 アーク計算との連成

計算負荷を軽減しつつアークの影響を考慮するため、格子法によってアークの流速や圧力、電流密度、磁束密度、入熱を計算し、粒子法による溶融池計算で利用した。計算は二次元円筒座標系で格子法の一つである有限体積法を用いた。得られた入熱、電流、磁場を粒子法の溶融池計算の境界条件や電磁場のように空間にマッピングして利用した。ただし、格子法では表面形状の計算は行わないため、材料表面は平らな壁として計算した。また、粒子法は二次元平面の計算であるのに対し、格子法は二次元円筒座標系で計算した。このため、格子法では計算過程で導出される計算格子の面外に広がる面積から単位面積当たりを通過する物理量を求めた。粒子法では奥行きを単位長さ (= 1) とし、計算粒子の面外面積を導出し、与えられた物理量をマッピングした。

マッピングした流速、圧力、電流密度、磁束密度、熱の粒子への入力線形補間を用いた。アーク計算における母材表面と溶融池計算の母材表面を一致させ、格子節点の値から粒子の位置における物理量を計算した。また同様の内挿法を用いて電磁力を計算した。ただし、流速、圧力、入熱は表面粒子のみに作用するとして表面と判定された粒子のみで計算・入力し、電磁力は溶融池全体に作用するため、すべての液体粒子位置における電流密度 \mathbf{J} と磁束密度 \mathbf{B} を計算し、粒子に働く電磁力 $\mathbf{F}_i^{em} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ を求めた。

第6図は粒子法の粒子が格子法によって得られた流速、圧力などの影響で表面形状が変化している様子を表す連成解析のイメージである。アーク計算における母材はアークプラズマに比べて十分に密度が大きいので、変形しない壁として計算した。このため粒子法による溶融池計算で溶融部が圧力などを受けて変形すると、第6図のハッチング領域で示すような圧力・流体力が作用しない隙間のような領域が生じる。この領域では力が粒子に入力されないため、不自然な液面の振動が生じ、計算が破綻する原因にな



第 6 図 粒子法と格子法の連成解析のイメージ

Fig. 6 Schematic of the coupling calculation using the particle method and the grid method

る。表面形状が変形しても熱の圧力，流速の影響を考慮するため，本来は速度や圧力がほぼ 0 となる母材内部に存在する節点に対し，母材表面における速度，圧力をマッピングした。粒子法の計算では第 6 図に示すように液体表面が変形し，大きくへこむ状態になった場合にのみ内部の節点の値を参照することによって，粒子径の 5 倍程度の深さまで影響を考慮できるように計算を行った。

溶融池の表面では，アーク気流と溶融池表面の液体間の粘性の影響でせん断力が働きアーク気流に引きずられるようにして溶融池表面に流れが生じる。二次元の場合，溶融金属がアークから受ける力によって誘起される速度を \mathbf{u}_{liquid}^* として，アーク速度 \mathbf{u}_{arc} と液体粒子の速度 \mathbf{u}_i^k から (14) 式のように仮定した。

$$\mathbf{u}_{liquid}^* = \frac{\rho_{gas}}{\rho_{liquid}} v_{arc} \frac{(\mathbf{u}_{arc} - \mathbf{u}_i^k)}{l_0} \Delta t \dots \dots \dots (14)$$

- ρ_{liquid} : 溶融金属の密度
- ρ_{gas} : アークプラズマの密度
- v_{arc} : アークプラズマの動粘性係数
- l_0 : 粒子径
- Δt : 時間増分

また，二次元の計算では奥行が単位板厚 (= 1) となるため，分母に単位長さが掛けられていることに注意する。気相と液体では密度が著しく異なるため，この影響を考慮するために密度比 ρ_{gas}/ρ_{liquid} を乗じた。(14) 式は圧力を解く前に仮の速度として粒子に与えた。

また，母材の温度分布は粒子法による溶融池計算が進むにつれて変化するため，数百ステップに 1 回の母材の温度分布を更新してアークや母材内の電磁場分布を再計算する。このとき，母材内部の温度分布は粒子法によって得られた値を用いる。格子から粒子への内挿法とは異なり，格子法の各節点の周囲にある粒子の温度を重み平均を用いて

内挿し，母材温度を固定してアーク計算を行った。

3. 検証計算

3.1 検証

溶融池の現象はさまざまな物理現象が相互に作用する現象であるため，連成計算の結果から検証を行うことが難しい。このため基本的な物理現象である熱伝導計算と表面張力計算，相変化計算の個々の計算について，粒子法の精度を検証した。

第 7 図に MPS 法に追加した数値計算モデルの検証結果の一覧を示す。個々の物理現象の検証計算では誤差が 10% 程度と良い計算結果が得られた。

3.2 溶接解析条件

個々の検証計算からは比較的程度の良い結果が得られたため，TIG アークの影響も考慮した二次元の溶接計算を行った。シールドガスはアルゴンの物性を用い，溶接電流 150 A，ガス流量 10 l/min，アーク長 5 mm，タングステン電極の先端角度 60°，母材に純鉄の物性を用いた TIG アークの計算を行った。得られた計算結果を粒子法の境界条件として付与した。第 8 図に粒子法に付与したアーク計算結果の一例として入熱エネルギーの分布を示す。また 500 ステップごとに粒子法で計算された母材内の温度分布を用いてアークの計算を行い，母材内の電磁場分布などを更新しながら計算を進めた。

第 9 図に純鉄の板を模擬した二次元粒子法の計算モデルを示す。第 1 表に二次元粒子法計算で使用した溶融池計算の条件を示す。材料は純鉄として，初期温度 300 K として計算を行った。ただし，マランゴニ対流による溶融池形状の変化を確認するため，実在の純鉄の表面張力の温度係数（温度に対して負の勾配をもつ）だけでなく，仮想の鉄として正の勾配をもつ温度係数を仮定し計算を行った。

3.3 解析結果と考察

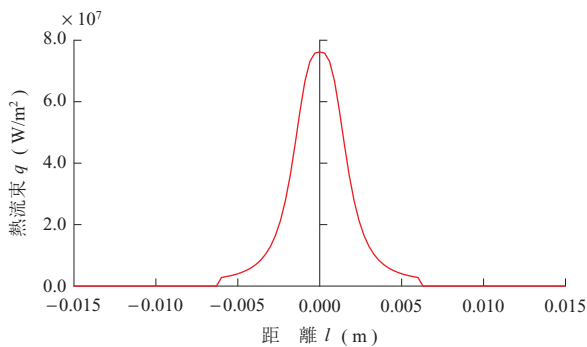
第 10 図に溶融池計算の結果（温度分布，粒子表示）を示す。図の色は温度を示す。第 10 図 - (a) は表面張力の温度係数が負の場合，- (b) は正の場合を示す。第 10 図 - (a) の場合は温度の低い方向へ表面張力が働き，アーク気流と合わせ外側への対流が生じた。この流れによって熱が外側へ輸送されて溶融池が外側へ広がっていく様子を確認した。ただし，表面近傍の流体の温度が上がり板厚方向に温度勾配ができるような結果になった。

第 10 図 - (b) の場合は表面張力によって温度の高い方

解析の種類	検証比較対象	検証結果 誤差 (%)	粒子法による計算結果	
			計算の種類	物理量カラー表示
熱伝導	解析解	0.1 ~ 0.5	温度分布	
熱伝達・ふく射	FEM	2 ~ 4	温度分布	
密度差による浮力	ベンチマーク論文 ⁽⁷⁾	4 ~ 15	・温度分布 ・速度ベクトル	
溶融凝固	ベンチマーク論文 ⁽⁸⁾	11	固体率	

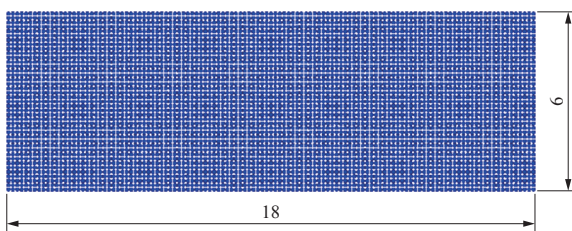
第 7 図 MPS 法に追加した数値計算モデルの検証結果

Fig. 7 Verification results for the numerical analysis model added to the MPS method



第 8 図 入熱エネルギーの分布

Fig. 8 Distribution of input heat energy



第 9 図 二次元粒子法の計算モデル (単位: mm)

Fig. 9 Schematic of the calculation model for the particle method (unit: mm)

向へ流れが生じ、内向きの対流が生じている様子を確認した。この流れによって溶融池中央部では板厚方向へ熱が輸送され、溶込みが深くなることを確認した。深さ方向へ熱が輸送されることによって溶融池内の温度分布が第 10

第 1 表 溶融池計算の条件

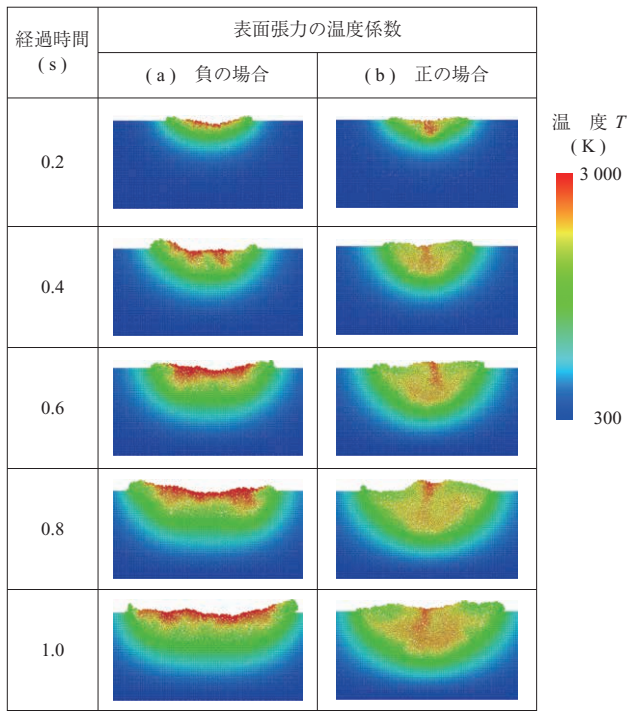
Table 1 Conditions for the molten pool calculation

項目	単位	条件	
粒子径	m	1.5e-4	
時間ステップ	s	5.0e-6	
初期温度	K	300	
状態	-	液体	固体
密度	kg/m³	7 800	7 800
熱伝導率	W/m/K	40.9 ~ 45.2	34.6 ~ 80.0
比熱	J/kg/K	795	450
動粘性係数	m²/s	2.8e-6 ~ 1.0	
融点	K	1 809	
潜熱	J/kg	277 500	
表面張力係数	N/m	$\pm 0.49e-3 \times T + 2.625$	
計算時間	s	1.0	
総ステップ数	回	200 000	

図 - (a) に比べ均一になる結果になった。

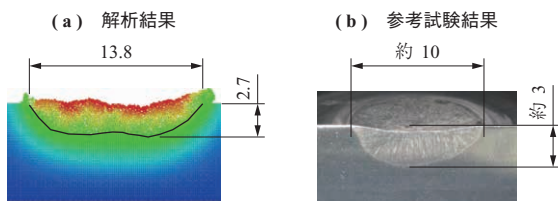
表面張力の温度係数が正の場合、外側へ向かうアーク流速が表面にあるにもかかわらず、内向きの対流が強かった。アーク流もマランゴニ対流と比べると大きな速度をもつが、密度差を取り入れたためアーク力よりもマランゴニ力がより支配的となり、溶融池内の対流の向きを決定したものと考えられる。

また、第 11 図に純鉄に関する溶融池の解析結果と参考試験結果の比較 (外向き流れ) を示す。解析結果は同条



第 10 図 溶融池計算の結果（温度分布，粒子表示）

Fig. 10 Results for the molten pool calculation (temperature distribution and particle view)



第 11 図 溶融池の解析結果と参考試験結果の比較（外向き流れ）（単位：mm）

Fig. 11 Comparison of the analytical and experimental results for a molten pool (unit: mm)

件の参考試験結果と比較すると幅が広く計算されていることが分かった。解析では溶けた面積が大きいことから入熱が大きい傾向にあることが分かった。また若干溶込み形状も異なった。本解析は二次元で行っているため奥行き方向への熱伝導が正確に再現できず、結果的に溶融池内に蓄積される熱量が大きく計算された可能性が考えられる。また、溶融部底面の形状に若干の差異があるが、三次元的に作用する電磁力による対流が正確に考慮できていないことが原因と考えられる。

3.4 今後の課題

解析結果と試験結果の比較から形状の差異が確認された。前項で述べたように三次元的な熱伝導や対流の影響があるためと考えられるため、アーク・溶融池ともに三次元計算の開発が課題となった。

三次元計算の必要性は精度に関する問題だけではなく、

実施工の再現にも関係する。たとえば溶接トーチを傾ける施工が一般的であるし、溶加棒（フィラ）を加える場合もあるが、二次元計算では再現が難しい。このため、より一般的な溶接を模擬するための三次元計算モデルの開発を進めている。

4. 結 言

溶融池内の対流および溶融から凝固までを計算するための計算モデルを粒子法に導入し、TIG アークによる溶融池の形成とその形状を計算する溶接プロセスモデルを開発した。本モデルを使用した解析を行い以下の結論を得た。

- (1) 溶融池の対流を計算するために粒子法による流体解析に熱伝導、溶融凝固、表面張力、アーク連成解析を開発し検証を行った。いずれのモデルの計算結果も比較対象と 10% 程度の誤差で計算ができ、計算精度を確認することができた。
- (2) 開発したシミュレーションによる TIG 溶接の計算を行った。温度に対する表面張力係数の勾配が正の場合と負の場合の計算結果を比較すると異なる溶込みの形状が得られた。表面張力の温度勾配を変えることで異なる材料を模擬し、材料に応じた溶込みの変化を計算できたことで本モデルの有用性を示すことができた。

参 考 文 献

- (1) M. Tanaka, M. Ushio and J. J. Lowke : Numerical Analysis for Weld Formation Using a Free-Burning Helium Arc at Atmospheric Pressure JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering Vol. 48 No. 3 (2005. 8) pp. 397 - 404
- (2) J. F. Lancaster : 溶接アークの物理 社団法人溶接学会 溶接アーク物理研究委員会 1990 年 11 月
- (3) 荻野陽輔, 野村和史, 平田好則 : 3 次元アークモデルの開先部への適用 溶接学会論文集 第 28 巻 第 1 号 2010 年 pp. 10 - 15
- (4) 伊藤真澄, 伊澤精一郎, 福西 祐, 茂田正哉 : 非圧縮性 SPH 法を用いた TIG 溶接における溶融池形成シミュレーション 溶接学会論文集 第 32 巻 第 4 号 2014 年 pp. 213 - 222
- (5) 越塚誠一著 : 粒子法 丸善 2005 年 2 月
- (6) 伊藤 隼, 越塚誠一, 佐宗 駿 : マランゴニカの

粒子モデルの開発 第 17 回計算工学講演会論文集
2012 年 5 月

(7) G. De. Vahl. Davis : Natural Convection of Air in A
Square Cavity A Bench Mark Numerical Solution
International Journal for Numerical Methods in
Fluids Vol. 3 No. 3 (1983) pp. 249 - 264

(8) T. Saitoh : An Experimental Study of the
Cylindrical and Two-Dimensional Freezing of Water
with Varying Wall Temperature Technology
Reports Tohoku Univ. Vol. 41 No. 1 (1976)
pp. 61 - 72