アークプラズマを考慮した GMA 溶滴移行現象のシミュレーション*

荻野 陽輔**, 平田 好則**

Numerical simulation of GMA metal transfer phenomena including arc plasma*

by OGINO Yosuke** and HIRATA Yoshinori**

MIG welding process contains arc plasma, metal transfer and weld pool phenomena. In this process, electrode wire melts by heat energy from the arc plasma, and molten metal at the wire tip deforms by various driving forces such as electromagnetic force, surface tension and arc pressure. Subsequently, the molten droplet detaches from the tip of wire and transfers to the base metal. The arc plasma shape changes together with the metal transfer behavior. In the present work, we constructed the unified model of metal transfer phenomena in which the interaction between the arc plasma and the metal drop was considered. In the numerical model developed, wire melting rate experimentally derived was provided as a function of arc current. But heat conduction and heat convection were not taken account in the metal.

The numerical result by the developed model could demonstrate transition of metal transfer mode from globular transfer to spray transfer with increase of current. It is found that spray transfer mode in higher current range is formed mainly by electromagnetic force directly acting on the molten metal. In case of low arc current, surface tension plays dominant role in globular transfer mode. Furthermore, the properties of droplet are strongly affected to determine the transfer mode.

Key Words: Numerical simulation, Metal transfer, Arc plasma, Metal vapor, MIG welding

1. 緒 言

ガスメタルアーク溶接 (GMAW) は、効率が良く自動化に向いているという長所から、製造現場において不可欠な技術となっている。GMAW は消耗電極を用いることから、溶けた金属がワイヤ先端より母材へと移動する溶滴移行現象を伴う。溶滴移行現象における溶滴のサイズ、移行頻度などの特性はプロセス全体の安定性・品質と密接にかかわっており、適切にコントロールされることが望まれる。しかしながら、溶滴移行現象はその形態が数多く存在し¹⁾、現象が非常に複雑であるため十分に理解されておらず、溶滴移行を完全にコントロールすることは難しいのが現状である。自由移行に注目すると、大きくグロービュラー移行とスプレー移行に分類することができる。グロービュラー移行は低電流域で観察され、電極先端に大きな溶滴が形成し重力によって落下するような移行形態である。一方、スプレー移行は比較的高電流域で観察され、小さな溶滴が母材に向けて射出されるような移行形態である。安定性やスパッタ発生観点から実用上はスプレー移行が望ましい。

溶滴移行現象を理解することを目的として、現在まで様々な研究がなされ報告されている。実験観察によるもの

としては、高速度カメラを用いて溶滴のサイズや移行頻度を調べたものが多い²⁻⁴⁾。特に、上述したグロービュラー移行からスプレー移行への遷移 (スプレー化) に注目したものが多くみられる。たとえば、Lesnewich はアーク電流や電極径、突出し長さなどが移行形態に及ぼす影響について観察を行い、グロービュラー・スプレーの臨界電流はワイヤ径が小さい場合や、突出しが長い場合に小さくなることを報告している⁵⁾。この移行形態の遷移は幅の狭い電流域で急激に起こるという報告がほとんどであるが、ガスの種類によっては遷移が起こらない場合があることや⁶⁾、遷移が緩やかである場合⁷⁾、また、大きな溶滴と小さな溶滴が混ざる場合があるという報告もある⁸⁾。

一方で、現象理解に向けた数値シミュレーションもあわせて盛んに行われている。こういった取り組みは1960年頃より多く報告されている。初期のアプローチとしては溶滴に作用する静的な力のバランスに注目したもの (静的つり合いモデル)⁹⁻¹¹⁾、ワイヤ内を流れる電流によって生じる電磁ピンチ力に注目したもの (ピンチ不安定モデル)^{12, 13)}の2種類に分けることができる。これらの特徴としては、まず静的つり合いモデルにおいては、ワイヤ軸方向の力のつり合いに注目し、固体ワイヤに液滴が懸垂している状態を仮定していることから、グロービュラー移行となる領域において精度の高い解析が可能である。一方で、ピンチ不安定モデルはワイヤの半径方向の力に注目し、液柱となった溶滴を仮定するためスプレー移行となる領域において実験結果とよく一致するといった特徴が挙げられる。これらに対し

*受付日 平成26年 8 月12日 受理日 平成26年12月 8 日 平成26年 8 月溶接法研究委員会で発表

**正 員 大阪大学大学院工学研究科 Member, Graduate school of engineering, Osaka University

て、Nemchinsky は溶滴内に流れる電流経路を仮定することで、軸方向・半径方向の電磁力をともに考慮し、適用範囲の広いモデルを構築し、報告している¹⁴⁾。

近年では計算機の発達も伴って、流体モデルによる動的なシミュレーションモデルも多く報告されるようになってきた¹⁵⁻¹⁷⁾。たとえば、Wang らは溶滴表面における電流分布を仮定することによって、グロービュラー・スプレーの臨界電流を表現することに成功している¹⁸⁾。Kadota らはワイヤの粘性や表面張力といった物性値が溶滴のサイズなどの移行形態に及ぼす影響についてまとめている¹⁹⁾。さらに、Wang らは溶滴に対する電流ならびに入熱を仮想的に与えることで、溶滴内の温度変化を考慮したモデルを構築した²⁰⁾。最近では、アークプラズマ現象と溶滴移行現象を統合したモデルも報告されてきている²¹⁻²⁴⁾。たとえば、Boselli らはパルス GMA 溶接においてアークプラズマ現象と溶滴移行現象をともに考慮したモデルを構築し、さらにヒュームの生成に着目したモデルを統合することで、ヒューム生成現象の時間的な変化を追うことに成功している²⁵⁾。

しかし、このようなアークプラズマと溶滴の相互作用を考慮した報告においては、アーク電流など計算のパラメータが限定的である。前述したように、現象を理解し、コントロールするためにはある特定の条件だけでなく、広い範囲での情報が必要であると考えられる。実施工においては、目的に応じて電流・電圧や、ワイヤの材質・径、シールドガス、溶接姿勢などが選択され、溶接条件は多様に変化する。さらには、開先継手や隅肉継手といった母材の継手形状によって、溶接現象はもとより 3 次元的な現象となる。このように、溶滴移行現象の理解を深めるためにはアークプラズマとの相互作用を考慮し、幅広い溶接条件範囲において適用可能な 3 次元モデルが必要であるといえる。

本研究では、溶滴移行現象をより深く理解することを目的として、アークプラズマ現象を考慮した 3 次元溶滴移行モデルを構築した。本報告では、溶滴移行に及ぼす対流駆動力の影響について考察したのち、アーク電流や溶滴の物性値などの特性が変化した場合の移行形態の変化について解析を行った。

2. シミュレーションモデル

本研究で構築したモデルは、アークプラズマ現象と溶滴移行現象の相互作用を考慮したものであり、アークプラズマならびに溶滴を 2 種類の流体として取り扱っている。ここで、溶滴移行現象は表面形状の変化を伴う流体現象である。このような自由表面を取り扱うため、本モデルでは VOF 法を用いている²⁶⁾。VOF 法は Fig. 1 に示すように F 値と呼ばれる計算セル内に存在する各々の占有率で流体の形状を識別する計算手法である。本モデルではアークプラズマ（気相）で満たされているセルにおいて、 $F=0$ 、溶滴などの金属で満たされているセルを $F=1$ として取り扱い、

$0 < F < 1$ となるセルはアークプラズマと溶滴などの金属が共存する界面セルとしている。しかしながら、それぞれにおける物性値や速度スケールの違いから、これらをまったく同時に計算するのは難しい。そのため、Fig. 2 に示すように、本モデルにおいてはまず溶滴の形状を固定しアークプラズマの温度・速度などを求める。その後、これを境界条件として溶滴の速度・形状などを求めた。これらの計算を繰り返すことでアークプラズマならびに溶滴の形状などの時間変化を解析した。また、本モデルにおいては計算の安定性を高めるため、Fig. 3 に示すように溶滴の表面形状に対しては VOF 法を用いて精度よく自由表面の追跡を行うが、アークプラズマの計算を行う際にはセル内において気体が 10% 以上存在する計算セルを気体セルとみなし、界面はセル境界と一致しているものとして計算を行っている。そのため、アークプラズマの計算を行う際の溶滴の表面形状はかなり粗いものとなっている。本モデルでは、以下に示す支配方程式を差分法によって解いている。計算結果は計算における空間の解像度すなわち空間メッシュサイズに大きく影響される。一般的に空間メッシュサイズが小さいほど計算結果の精度は向上するが、計算セル数の増加ならびに安定した計算を行うために小さい時間刻みが必要となるため、計算における時間的なコストが増大する。本報告においては特に記述のない限り、計算の安定性や時間コストの低減を重視し、最少メッシュサイズは $0.3 \text{ mm} \times 0.3 \text{ mm} \times$

0.38	0.09	0.00	Gaseous phase
1.00	0.79	0.15	0.00
Metal phase	1.00	0.99	0.88

$\left\{ \begin{array}{ll} F = 0 & \text{in the gaseous phase} \\ 0 < F < 1 & \text{in the boundary region} \\ F = 1 & \text{in the metal phase} \end{array} \right.$

Fig. 1 Schematic image of VOF method

Fig. 2 Schematic explanation of calculation procedure in this model

	Calculation of metal phase			Calculation of gaseous phase		
	1.00	1.00	0.68	1.00	1.00	0.68
	1.00	0.75	0.18	1.00	0.75	0.18
	0.13	0.02	0.00	0.13	0.02	0.00

Fig. 3 Schematic explanation of treatment of droplet surface

0.3 mmとした。また、時間刻みに関してはアークプラズマ現象を解く際には 5×10^{-7} s, 溶滴移行現象を計算する際には 1×10^{-4} sとしている。つまり、アークプラズマ現象を計算する際には計算繰り返し数を多くする必要がある、本モデルにおける計算時間のほとんどはアークプラズマ現象の計算に費やされる。

2.1 アークプラズマモデル

まず、アークプラズマの計算に用いる支配方程式を以下に示す。ここで、アークプラズマは局所熱平衡近似を適用し、電磁熱流体として取り扱っている。

・質量保存則

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = S \quad \dots\dots\dots (1)$$

・運動量保存則

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \vec{v} \vec{v}] = -\nabla P + \nabla \cdot \tau + \rho \vec{g} + \vec{F}_{em} \quad \dots\dots\dots (2)$$

・エネルギー保存則

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} H = -\nabla \cdot (-\kappa \nabla T) + W - Ra + S_E \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、式中の文字はそれぞれ、 $\vec{v}$: 速度 [m/s], t : 時間 [s], ρ : 密度 [kg/m³], P : 圧力 [Pa], τ : 粘性応力テンソル [Pa], $\vec{g}$: 重力加速度 [m/s²], H : エンタルピー [J/kg], κ : 熱伝導率 [W/mK], T : 温度 [K], Ra : 放射損失 [W/m³], $\vec{F}_{em}$: 電磁力 [N/m³], W : ジュール熱 [W/m³], S : 金属蒸気による質量のわきだし [kg/m³s], S_E : 金属蒸気によるエネルギーのわきだし [J/m³s]を表している。なお、本モデルでは流体の速度場と圧力場の計算にはSMAC法を用いている²⁷⁾。

電磁力ならびにジュール発熱は以下の式により求められる。

$$\vec{F}_{em} = \vec{j} \times \vec{B} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$W = \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $\vec{j}$: 電流密度 [A/m²], $\vec{B}$: 磁束密度 [T], σ : 電気伝導率 [S/m]を表している。ジュール発熱を求める際には、アークプラズマの温度が低く電気伝導率が0となるセルにおいて計算が破綻してしまう。そのため、本モデルでは電気伝導率が1 S/m未満となる計算セルにおいてはジュール熱を0としている。電流密度ならびに磁束密度は以下の式により求められる。

・電流保存則

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

・オームの法則

$$\vec{j} = -\sigma \nabla V \quad \dots\dots\dots (7)$$

・磁束密度とベクトルポテンシャル

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 V : 電位 [V], $\vec{A}$: ベクトルポテンシャル [N/A], μ_0 : 真空の透磁率 [H/m]を表している。また、本モデルでは溶滴より発生する鉄蒸気の影響を考慮した。アークプラズマ内における鉄蒸気の挙動は次式で表される。

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} C) = -\nabla \cdot (-D \nabla C) + S \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 C : 鉄蒸気の質量分率, D : 拡散係数 [m²/s]を表している²⁸⁾。溶滴の表面より発生する鉄蒸気は以下のようにして求められる。まず、本モデルにおいては、溶滴-プラズマ界面を含む気相領域において熱平衡を仮定している。この場合、気体粒子の速度はマクスウェル・ボルツマン分布に従うので、気体の質量流束 j [kg/m²s] は気体原子の質量を m [kg], 粒子密度を n [m⁻³], 粒子の平均速度を $\bar{v}$ [m/s] とすると、

$$j = \frac{1}{4} n m \bar{v} \quad \dots\dots\dots (11)$$

と表される。また、粒子密度は状態方程式より $p = nkT$ より $n = \frac{p}{kT}$, 平均速度は $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ で与えられる。ここで、 k : ボルツマン定数 [J/K]である。これらより、気体粒子の質量流束は、

$$j = p \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} = p \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

となる。ここで、 M : 気体粒子の分子量 [kg/mol], R : 気体定数 [J/molK] 表している。したがって、溶滴表面から放出される鉄蒸気の質量流束 J_{vap} [kg/m²s] は飽和蒸気圧 p_0 [Pa] と溶滴の温度 T_{metal} [K] より、

$$J_{vap} = p_0 \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_{metal}}} \quad \dots\dots\dots (13)$$

と書ける。一方で、気相から溶滴へと流入する鉄蒸気の質量流束 $J_{Fe,gas}$ [kg/m²s] は気相中の鉄蒸気分圧 $p_{Fe,gas}$ [Pa] と気相温度 T_{gas} [K] を用いて、

$$J_{Fe,gas} = p_{Fe,gas} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_{gas}}} \quad \dots\dots\dots (14)$$

と書ける。以上より、溶滴表面よりプラズマ内へと流入する鉄蒸気の質量流束 J [kg/m²s] は、

$$J = J_{vap} - J_{Fe,gas} = \left(\frac{p_0}{\sqrt{T_{metal}}} - \frac{p_{Fe,gas}}{\sqrt{T_{gas}}} \right) \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

として計算される。

式 (15) より前述した S , S_E はそれぞれ次のように表される。

$$S = -\nabla \cdot \vec{J} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$S_E = -\nabla \cdot (H_{vap} \vec{J}) \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで, H_{vap} : 鉄の蒸発熱 [J/kg] であり, $\vec{J} = -J\hat{n}$, $\hat{n}$: 単位法線ベクトルを表している。

本研究ではシールドガスはアルゴンとしている。アークプラズマは非常に広範囲の温度を有する。さらに、鉄蒸気が混入することによってその物性値は大きく変化する。そのため、物性値の温度・鉄蒸気濃度依存性を無視することができない。本モデルでは、アルゴン、アルゴン・鉄蒸気混合ガスの物性値は Murphy による報告のものをを用いた²⁹⁾。放射損失に関しては、アルゴンについて Cram によって報告された手法³⁰⁾、鉄蒸気については Menart らによって報告された手法によって計算されたものをを用いた³¹⁾。また、溶滴や母材と接している箇所においては、次式に示すように熱伝導によってアークプラズマは熱を奪われるものとしている。

$$\vec{q}_s = -\kappa_s \nabla T \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで, q_s : アークプラズマと金属間の熱流束 [W/m²], κ_s : アーク・金属境界の熱伝導率 [W/mK] を表している。本モデルでは、アーク・金属境界の熱伝導率として、隣接するアークプラズマならびに金属の平均温度より算出されるアークプラズマの熱伝導率を用いている。

2.2 溶滴移行モデル

つづいて金属部分の計算手法について述べる。本モデルにおいては、金属内の熱輸送は無視しており、ワイヤの固液界面より一定温度の溶融金属がワイヤ送給速度にしたがって流出するものとしている。ワイヤ固体部分ならびに母材に関しては室温で一定とした。ワイヤの溶融速度と送給速度のバランスによって固液界面の位置は決定されるが、本モデルにおいては溶融速度と送給速度が常に等しいものとし、固液界面は一定位置で固定されているものとしている。溶滴の計算に用いる支配方程式を以下に示す。

・質量保存則

$$\nabla \cdot \vec{v} = -\frac{S}{\rho} \quad \dots\dots\dots (19)$$

・運動量保存則

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{v} \vec{v}] = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \tau + \vec{g} + \frac{1}{\rho} \vec{F}_{ex} \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで, $\vec{F}_{ex}$: 外力ベクトル [N/m³] を表しており、これは電磁力・表面張力・アーク圧力・プラズマ気流によるせん断力の総和となる。前述のとおり、溶滴移行現象は自由表面を有する流動現象であり、本モデルでは自由表面の追跡を

VOF 法にて行った。F 値の変化は次の式にて記述される。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) F = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

また、外力に含まれる表面張力は CSF モデルにより求めた³²⁾。CSF モデルでは表面張力を各計算セルにおける体積力に離散化し表すことができる。CSF モデルによる表面張力は次式で表される。

$$\vec{F}_{ST} = \gamma \kappa_{curv} \vec{n} \quad \dots\dots\dots (22)$$

ここで, $\vec{F}_{st}$: 表面張力による毛管圧力の等価体積力ベクトル [N/m³], γ : 表面張力 [N/m], κ_{curv} : 曲率 [1/m], $\vec{n}$: 法線ベクトル [1/m] を表している。法線ベクトルならびに曲率は以下の式で求められる。

$$\vec{n} = \nabla F \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\kappa_{curv} = -(\nabla \cdot \vec{n}) = \frac{1}{|\vec{n}|} \left[\left(\frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} \cdot \nabla \right) |\vec{n}| - (\nabla \cdot \vec{n}) \right] \quad \dots\dots\dots (24)$$

以上が、溶滴部分を計算する際に用いる支配方程式である。ワイヤは直径 1.2 mm の軟鋼を想定し、その物性値はとくに記述のない限り Table 1 に示すもので一定とした³³⁾。

Fig. 4 に本モデルの概略図ならびに境界条件を示す。本モデルは同じ 3 次元空間内でアークプラズマ現象ならびに溶滴移行現象を解析する。計算領域上端の電極ワイヤ部にはアーク電流に相当する電流密度を与える。また、ノズル径に相当する領域よりシールドガスを流入させた。固液界面より上の電極部分ならびに母材は常に室温・固体であるとし、流動しないものとしている。ワイヤ先端より離脱し、母材に接触する前の液滴は周囲より電氣的に絶縁されるも

Table 1 Physical properties of mild steel

Density [kg/m ³]	7200
Viscosity [Pas]	6 x 10 ⁻³
Surface tension [N/m]	1.2
Electrical conductivity [S/m]	7.7 x 10 ⁵

Fig. 4 Schematic image and boundary conditions of simulation model

のとした。トーチならびに母材は静止しているものとして解析を行った。また、ワイヤの送給速度は実験的に求められた溶融速度にしたがって次式によって与えた。

$$v_m = \alpha I + \beta E_x I^2 \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 v_m ：ワイヤ溶融速度 [m/s]、 α 、 β ：ワイヤ径・材質によって決まる定数、 I ：アーク電流、 E_x ：突出し長さ [m] である。本報告においては、1.2 mm 径軟鋼ワイヤのミグアークにおける実験結果である $\alpha = 3.11 \times 10^{-4}$ m/As、 $\beta = 4.63 \times 10^{-5}$ 1/A²s を用いている³⁴⁾。

3. 溶滴移行現象における対流駆動力

3.1 半球状懸垂液滴に作用する対流駆動力 (円錐アークモデルによる推測)

まず、ワイヤに作用する駆動力が溶滴移行現象に及ぼす影響について考察する。ここでは、固体ワイヤの先端に半球状の液滴が懸垂している状況を想定し、円錐形状の仮想的なアークプラズマを液滴と母材間に設置する。Fig. 5 に模式図を示す。ここでの計算においては、仮想アーク領域内に 10000 K の純アルゴンの物性値を与え、それ以外のガス領域には 1000 K の純アルゴンの物性値をそれぞれ一様に与えている。なお、本計算においては最小メッシュサイズを 0.1 mm × 0.1 mm × 0.1 mm としている。

この仮定の下で仮想アーク領域ならびにガス領域の電磁場ならびに速度場の計算を行ったものを Fig. 6 に示す。ここで、電流値を 170 A ならびに 250 A とし、各図の左側に速度分布、右側に電流密度分布を示している。この図からわかるように、速度・電流密度ともに電流値が増加すると大きくなっている。すなわち、このことは電流値が大きい際には電磁力やプラズマ気流によるせん断力が増加するこ

とを示唆している。

次に、Fig. 7 に懸垂した溶滴に作用する駆動力を示す。ここでは、表面張力・電磁力・アーク圧力・プラズマ気流によるせん断力を示しており、法線ベクトルを参照し体積力ベクトルに変換したものを示している。まず、表面張力は溶滴の表面において溶滴を包み込み持ち上げるように作用する。これは溶滴の形状によって決まるため、電流値にか

Fig. 5 Schematic image of hypothetical arc model with hemispherical droplet

Fig. 6 Velocity and current density distribution in hypothetical arc region

Fig. 7 Driving force distribution on hemispherical droplet

かわらず一定である。電磁力は、溶滴内を通り過ぎる電流によって発生し、溶滴を絞り込むように作用する。電磁力は溶滴の表面だけでなく溶滴の内部においても作用する。アーク圧力は溶滴表面において、溶滴を持ち上げるように作用する。本モデルにおいて、アーク圧力は溶滴表面セルに隣接する気相セルの中心における値を参照し計算している。最後にプラズマ気流によるせん断力は溶滴表面を下方へと引きずるように作用する。本モデルでは溶滴表面セルに隣接する気相セルにおけるプラズマ気流の速度を参照し計算している。表面張力以外の3つの駆動力においては、電流値が高くなることで、分布はよく似ているものの、その絶対値が大きくなっていることがわかる。

つまり、電流値が小さい際には表面張力に代表されるワイヤの物性値による影響が反映されやすくなるということが推測される。個々の駆動力に注目すると、表面張力は液滴を押し上げる方向に働いている。電磁力は液滴を絞るように作用している。アーク圧力は表面張力と同様に液滴を上へと持ち上げるように作用している。プラズマ気流によるせん断力は液滴を下方へと引き延ばすように作用しているが他の駆動力に比べてその値は小さくなっている。これ

らの特徴から、表面張力とアーク圧力はスプレー化を妨げる方向、電磁力とプラズマ気流によるせん断力はスプレー化を促進する方向に作用していると考えられる。以上を踏まえて、これらの駆動力によって誘起される速度を模式的に表したものが Fig. 8 である。

しかしながら、ここで示された結果はあくまで想定した液滴形状ならびに仮想アーク形状に対してのものである。実際のアークプラズマ内では温度分布が存在し、金属蒸気の混入も相まって電流の流れ方は非常に複雑である。これに加えて、溶滴形状ならびにアークプラズマは時々刻々と変化するため、アークプラズマ内の温度分布や溶滴に作用する駆動力分布も大きく変動しながら溶滴移行現象は進んでいくこととなる。

3.2 対流駆動力が溶滴移行に及ぼす影響

構築したアークプラズマ現象を考慮した溶滴移行現象モデルを用いて、時間的に変動するアークプラズマならびに溶滴の挙動を考慮した場合の駆動力の影響について考察する。本モデルで考慮している駆動力は4種類あるが、前述したように、表面張力は溶滴の物性値ならびに形状によって決まる。その他の3つに関してはアークプラズマの特性によって大きく変化する。また、計算を行う際には溶滴形状を適切に保つために表面張力を常に作用させる必要がある。ここではまず、表面張力の影響について考察する。

Fig. 9 に示すのは溶滴に駆動力をすべて作用させた場合と表面張力のみを作用させた場合のアークプラズマの温度分布ならびに溶滴形状の計算結果である。計算結果の中央付近の黒い領域が固体ワイヤならびに溶滴を示している。Fig. 9 (a-i), (b-i) に示すのは本計算における計算開始時の状態である。そこから、60 ms だけ経過したのちのものを示したものが、Fig. 9 (a-ii, iii), (b-ii, iii) である。ここで、溶滴の温度は 2500 K、ワイヤの固液界面より母材までの距離は 5 mm としている。アーク電流が 170 A の場合においては、溶滴

Fig. 8 Schematic image of velocity field in droplet

Fig. 9 Influence of surface tension on the droplet shape

Fig. 10 Influence of driving force on the droplet shape

Fig. 11 Numerical results of the temperature field of the arc plasma and droplet shapes

の形状はほとんど同じものになっているのに対して、アーク電流が 250 A の場合においては、全く異なった溶滴形状を示している。すなわち、アーク電流が 170 A と低い場合においては、溶滴移行に対して表面張力が支配的となっていると考えられる。一方、電流値が高くなるとアークプラズマ特性に依存する駆動力の影響が強くなるということが示唆されている。

つづいて、Fig. 10 にアーク電流を 250 A とし電磁力・アーク圧力・プラズマ気流によるせん断力をそれぞれ独立して作用させた際の解析結果を示す。いずれの計算においても表面張力もあわせて作用させている。これらの計算結果と Fig. 9 (b-ii) にて示したすべての駆動力を作用させた場合の結果を比較すると、電磁力のみを作用させた場合に非常によく似ていることがわかる。つまり、アーク電流が比較的高い領域においては移行形態に対して電磁力が支配的であるということが示唆されている。

4. 溶滴移行に伴うアークプラズマの時間的变化

溶滴の成長・離脱に伴ってアークプラズマ内の温度分布などは大きく変化することとなる。ここでは、溶滴移行に伴うアークプラズマの時間的な変化について示す。Fig. 11 に示すのはアーク電流を 170 A ならびに 250 A とした場合のアークプラズマの温度分布ならびに溶滴形状の時間的な変化である。ここで、固液界面から母材表面までの距離を 5 mm、溶滴の温度は 2500 K としている。以降の計算結果に

ついてはすべての対流駆動力を考慮して計算を行ったものを示しており、それぞれ計算開始よりひとつ目の溶滴が離脱するまでの解析結果を示している。アーク電流が 170 A の時には溶滴がワイヤ径より大きく成長するグローブuler 移行、アーク電流が 250 A の時には溶滴径がワイヤ径程度となりスプレー移行となっていることがわかる。この変化はアーク電流が大きくなったことで、溶滴に作用する電磁力が大きくなりピンチ効果が増大することによって起因すると思われる。すなわち、電磁力が小さい際には表面張力によって溶滴は膨らむように成長し、グローブuler 移行となる。一方で、電磁力が大きくなり表面張力より強い影響を及ぼすようになると、溶滴が強く絞られ、長く伸びるように成長するため形成される溶滴形状が小さくなりスプレー移行となる。また、溶滴の離脱までのプロセスに注目すると、まず、溶滴が伸びるように成長する。その後、溶滴にくびれが形成され、離脱する。このプロセス自体は、移行形態にかかわらず同様である。つづいて、アークプラズマの温度分布に注目すると溶滴の形状変化に伴って大きく変化していることがわかる。溶滴の成長段階においてはアークプラズマの温度は低下しており、離脱後に再び高温部が形成されるという特徴がみられる。これは、特に 170 A の時に顕著である。その原因は以下のように説明される。溶滴の成長段階において溶滴の表面積の増加に伴って電流経路は広がり、ジュール発熱の低下によってアークプラズマの温度は低下する。溶滴が離脱した直後には、離脱した溶滴は周囲より電気的に絶縁されるため電流はワイヤ電極下部に

Fig. 12 Numerical results of the electrical conductivity distribution of the arc plasma and current density distribution

Fig. 13 Numerical results of the velocity distribution of the arc plasma and the iron vapor concentration distribution

集中する。このとき比較的低温なアーク領域すなわち電気伝導率の比較的小さな領域に電流が集中するため、ジュール発熱が増大し、アークプラズマの温度は急激に上昇する。

Fig. 12 に示すのは、アークプラズマの電気伝導率分布ならびに電流密度分布の解析結果である。この図から、溶滴の先端において最大となることがわかる。また、溶滴の成長段階においては、溶滴の表面において電流経路が広がっており、離脱後にはワイヤ電極に懸垂した溶滴に集中する分布となっている。このような電流経路の変化は上述したとおり溶滴の成長段階でのジュール発熱の低下ならびに溶滴の離脱直後のジュール発熱の増大をもたらす。その結果として、Fig. 11 に示したようなアークプラズマの温度変化を引き起こす。

つづいて、Fig. 13 に示すのはアークプラズマの速度分布ならびに金属蒸気の濃度分布である。まず、速度分布に注目すると、170 A の場合において顕著であるが、溶滴の成長段階での速度が小さくなっている。その後、溶滴が離脱した際には、高速なプラズマ気流が電極ワイヤ先端付近にて発生している。これは、Fig. 12 に示した電流密度分布の変

化にしたがって電磁力分布が変化するためである。金属蒸気分布に注目すると、アーク中心部付近で濃い分布となっており、これはアークプラズマの温度低下を招く。また、アーク電流が低いほうが濃い分布となっているが、これは、溶滴温度を一定としており金属蒸気の発生流束は等しいため、アーク電流が低い場合に、溶滴が大きく成長し、表面積が大きく発生量が多いこと、プラズマ気流が遅く金属蒸気を掃きだす効果が小さいことが原因である。

5. アーク電流が溶滴移行周波数に及ぼす影響

Fig. 14 に示すのは、アーク電流を 170 A から 350 A に変化した際の溶滴移行周波数の変化である。ここでは、Hirata らの実験観察による結果もあわせて示している³⁵⁾。この図からわかるようにアーク電流が大きくなるにしたがって、移行周波数も増加していることがわかる。移行形態に関しては、アーク電流が 230 A を超えるとスプレー移行となり、190 A 付近においては、ワイヤ径より大きな溶滴と小さな溶滴が不規則に移行するグローブ移行とスプレー

Fig. 14 Influence of the arc current on the transfer frequency of droplets

移行が混ざったような移行形態となった。

しかし、本解析における移行周波数の変化は、実験観察においてみられる急激な変化ではなく、電流値の増加とともに緩やかに上昇し、明確なグロービュラー・スプレーの臨界電流は見られなかった。このような、実験と解析の差異は本モデルにおいて、溶滴移行現象を金属内の熱輸送を省略した非常にシンプルなものに置き換えているためであると考えている。溶滴の温度が変化すると、その物性値や金属蒸気の発生状況が変化する。次節では溶滴の物性値や温度が溶滴移行に及ぼす影響について考察を行う。

6. 溶滴の物性値ならびに温度が溶滴移行に及ぼす影響

Fig. 15 に示すのは溶滴の物性値を変化させた際の溶滴移行周波数をプロットしたものである。ここでは、溶滴の表面張力ならびに粘性を Table 1 に示した値に対して、0.5～1.5 倍の値に変化させて解析を行った。まず、Fig. 15 (a) に示すのは、表面張力を変化させた際の移行周波数の変化である。アーク電流が 170 A の場合において、表面張力が小さくなるほど移行周波数が大きくなり、表面張力が 0.6 N/m の場合においてはスプレー移行を呈していた。一方で、アーク電流が 250 A の場合においては周波数はあまり変化していない。この結果は、先に述べたアーク電流が低い際には表面張力が移行に対して支配的な因子となることと関連している。Fig. 15 (b) に示すのは、溶滴の粘性を変化させた際の移行周波数の変化である。いずれの電流値においても移行周波数はほとんど変化していない。つまり、移行形態に対して溶滴の粘性は表面張力と比較すると、ほとんど影響しないということがわかる。

つづいて、Fig. 16 に示すのは、溶滴の温度が移行周波数に及ぼす影響である。本モデルにおいては、溶滴温度は鉄の蒸気圧ならびに鉄蒸気の発生流束を支配することになるので、高温になると金属蒸気の発生量は著しく増加することとなる。Fig. 16 から、アーク電流が 170 A の場合、溶滴温度を変化させると、移行周波数に大きな変化がみられる。本報告で標準として用いた 2500 K に対して、溶滴温度が 2600～2700 K とした場合には、移行周波数が大きく低下している。さらに溶滴温度を上昇させ、溶滴温度が 2800 K 以

(a) Surface tension

(b) Viscosity

Fig. 15 Influence of the material properties of wire on the transfer frequency of droplets

Fig. 16 Relationship between the temperature of droplet and the transfer frequency of droplets

上となると、移行周波数は急激に上昇し溶滴径の小さいスプレー移行に近いものとなった。この結果について以下に考察する。

まず、溶滴温度が 2500 K ならびに 2900 K の場合に注目し考察する。Fig. 17 に溶滴温度が 2500 K ならびに 2900 K の場合の温度分布ならびに金属蒸気濃度分布を示す。ここでは、計算開始初期の状態を示している。溶滴温度が高温となると金属蒸気濃度が上昇し、アークプラズマの温度は低下する。これは、金属蒸気濃度の増加に伴ってアークプラズマ内における放射損失が増大するためである^{36, 37)}。その結果 Fig. 18 に示すように、アークプラズマ内の電気伝導率ならびに電流経路が変化し、金属蒸気が多く分布する場合にはワイヤ近傍において電流経路が広がる分布となる。このようにして電流経路が変化すると、電磁力の分布も変化することになる。Fig. 19 にワイヤ先端近傍の電磁力分布を示す。黒い破線で囲った部分がワイヤ形状を示している。この図から分かるように、溶滴温度が高い場合、電磁力が

(a) 2500 K

(b) 2900 K

Fig. 17 Temperature and iron vapor concentration field in arc plasma in case of droplet temperatures of 2500K and 2900K

(a) 2500 K

(b) 2700 K

Fig. 20 Temperature and iron vapor concentration field in arc plasma in case of droplet temperatures of 2500K and 2700K

(a) 2500 K

(b) 2900 K

Fig. 18 Electrical conductivity and current density field in arc plasma in case of droplet temperatures of 2500K and 2900K

(a) 2500 K

(b) 2700 K

Fig. 21 Electrical conductivity and current density field in arc plasma in case of droplet temperatures of 2500K and 2700K

(a) 2500 K

(b) 2900 K

Fig. 19 Distribution of electromagnetic force acting on electrode wire in case of droplet temperatures of 2500K and 2900K

(a) 2500 K

(b) 2700 K

Fig. 22 Distribution of arc pressure acting on droplet in case of droplet temperatures of 2500K and 2700K

作用する領域が上方へと移動している。このように、電流経路が広がることで電磁力が溶滴の上部においても作用しやすくなり、溶滴を下方へと移動させる力が大きくなりスプレー化が促進されると推測される。つづいて、溶滴温度が 2500 K と 2700 K の場合に注目し考察する。まず、Fig. 20 に示すのはアークプラズマの温度分布ならびに金属蒸気の濃度分布である。ここでは、計算初期状態において大きな違いが見られなかったため、計算開始より 2 滴目の溶滴が成長している段階において、溶滴の形状が似た状態のものを示している。いずれの場合も溶滴の成長に伴って、溶滴の表面積が大きくなり金属蒸気の発生量が増加するため、アークプラズマ内には多量の金属蒸気が存在し、アークプラズマの温度は最高 8500 K 程度で低いものとなっている。温度分布に注目すると、溶滴温度が 2500 K の場合においては、高温部が溶滴の下部を包み、横に広がるように分布している。一方で、溶滴温度が 2700 K の場合においては、高温部が溶滴の下端部分に集中している様子が見られる。また、溶滴の上部においても比較的高温な領域が広がっている。このように高温部が溶滴下端部に集中するようにして見られる理由は、溶滴温度 2500 K に比べて金属蒸気濃度がかなり高く、プラズマ気流によって溶滴下端部へ運ばれるため、溶滴下端と母材をつなぐ電流経路が形成されるため

と考えられる。Fig. 21 に示すのは、このときの電気伝導率ならびに電流経路である。溶滴温度が 2700 K において、溶滴直下に電気伝導率の高い領域が局部的に集中して存在し、電流密度も高くなっていることが分かる。その一方で、電流は溶滴全体より流出している様子も見られる。このように、電流が下端部分に集中することによって溶滴に作用する駆動力にも変化が生じる。Fig. 22 にそれぞれの溶滴温度における溶滴に作用するアーク圧力分布を示す。ここでは、Fig. 7 で示したものと同様に、法線ベクトルを参照し体積力ベクトルに変換したものを表示している。溶滴温度が高く電流が溶滴下端に集中する場合、溶滴下端部に作用するアーク圧力が大きくなる。その結果として、溶滴の離脱は妨げられ溶滴移行周波数が低下すると推測される。

以上のように、溶滴温度すなわち金属蒸気の発生量の変化によって溶滴移行現象は大きく変化する。これは金属蒸気の発生量によってアークプラズマ内の電流経路が大きく変化することに起因すると考えられる。ここでの計算結果をまとめると、2500 K の溶滴温度においては、溶滴の成長段階において電流が溶滴表面に広がって分布する。溶滴温度を 2700 K まで高めると、金属蒸気の発生量が増え、溶滴下部の金属蒸気濃度が高くなる。そのため、電気伝導率が上昇し溶滴下端部における電流密度が増加し、溶滴移行が

妨げられ溶滴移行周波数が低下する。さらに溶滴温度を上昇させ金属蒸気の発生量が過剰となると、溶滴が成長する前の段階から、アークプラズマ内に多量の金属蒸気が混入する。この場合には、電流の多くはアークプラズマの外縁部に流れることになり、溶滴上部において電流が集中し溶滴は下方へと押し下げられる。その結果、溶滴は大きく膨らむように成長せず、溶滴径の小さいスプレー移行となり、溶滴移行周波数は急激に上昇する。以上の結果は、GMAWプロセスにおける金属蒸気の発生とそれに起因する電流経路の変化が、溶滴移行現象に大きく影響することを示唆している。

このように、溶滴の物性値や温度が変化することで溶滴移行現象は大きく変化することとなる。実際には、溶滴の温度が変化した際には、金属蒸気の発生量だけでなく同時に物性値も変化することとなる。表面張力に関していえば、酸素など活性元素を多く含む金属を除いて、一般的に高温になるほど低下する。溶滴の平均温度はアーク電流が大きくなるほど高温となる報告されており³⁸⁾、当然、金属表面において、温度は一定でなく分布を持つ。すると、表面張力も分布を持つこととなり、マランゴニ力の発生など現象はさらに複雑となる。溶滴の形成・離脱といった挙動は溶滴に作用する様々な力のバランスによって決まるため、実現象に対してより忠実な解析を行うためには、ワイヤ表面ならびにワイヤ内の温度分布ならびに物性値を正確に把握する必要があると考えられる。

7. ま と め

本研究では、溶滴移行現象に対する理解を深めることを目的として、アークプラズマ現象を考慮した溶滴移行現象モデルを構築し、解析を行った。

- (1) 溶滴移行現象に対して、アーク電流が小さいときには表面張力が支配的となり、電流が大きくなると電磁力が支配的となる。
- (2) アーク電流を変化させて解析を行った結果、高電流になるほど溶滴移行周波数が上昇し低電流域ではグロービュラー移行、高電流域ではスプレー移行となった。
- (3) 本モデルによる解析では、明確なグロービュラー・スプレーの臨界電流は見られず、電流の上昇に伴って溶滴移行周波数は緩やかに上昇した。
- (4) 溶滴の表面張力が低下することで、移行形態はスプレー化した。一方で、溶滴の粘性が変化しても移行形態にはほとんど影響が見られなかった。
- (5) 溶滴温度が上昇すると、金属蒸気の発生量が増加し、電流経路が変化する。溶滴温度が高温となると、溶滴成長時に溶滴下端部に電流が集中しやすくなり溶滴の離脱が妨げられる。溶滴温度がさらに高温となり、金属蒸気が過剰となると溶滴成長の前段階において電流経路が広がることで溶滴の離脱が促進される。

- (6) 溶滴移行現象を忠実に表現するためには溶滴表面ならびに溶滴内の温度分布や物性値を正確に再現する必要がある。

参 考 文 献

- 1) W. E. W. Ruckdeschel: "Classification of metal transfer", IIW Doc. XII-636-76 (1976)
- 2) H. C. Ludwig: "Metal transfer characteristics in gas-shielded arc welding", *Welding Journal*, Vol. 36 (1957), pp. 23s-26s
- 3) J. C. Needham, C. J. Cooksey and D. R. Milner: "Metal transfer in inert-gas shielded-arc welding", *British Welding Journal*, Vol. 7 (1960), pp. 101-114
- 4) S. Liu and T. A. Siewert: "Metal transfer in gas metal arc welding: droplet rate", *Welding Journal*, Vol. 68 (1989), pp. 52s-58s
- 5) A. Lesnewich: "Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding part II - control of metal transfer", *Welding Journal*, Vol. 37 (1958), pp. 418s-425s
- 6) S. Rhee and E. Kannatey-Asibu, Jr.: "Observation of metal transfer during gas metal arc welding", *Welding Journal*, Vol. 71 (1992), pp. 381s-386s
- 7) Y.-S. Kim and T. W. Eagar: "Analysis of metal transfer in gas metal arc welding", *Welding Journal*, Vol. 72 (1993), pp. 269s-278s
- 8) L. A. Jones, T. W. Eagar and J. H. Lang: "Images of a steel electrode in Ar-2%O₂ shielding during constant current gas metal arc welding", *Welding Journal*, Vol. 77 (1998), pp. 135s-141s
- 9) W. J. Greene: "An analysis of transfer in gas-shielded welding arc", *Transactions of AIEE Part 2*, Vol. 7 (1960), pp. 194-203
- 10) J. C. Amson: "Lorentz force in the molten tip of an arc electrode", *British Journal of Applied Physics*, Vol. 16, (1965), pp. 1169-1179
- 11) J. H. Waszink and L. H. J. Graat: "Experimental investigation of forces acting on a drop of weld metal", *Welding Journal*, Vol. 62 (1983), pp. 108s-116s
- 12) C. J. Allum: "Metal transfer in arc welding as a varicose instability: I. Varicose instabilities in a current-carrying liquid cylinder with surface tension", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 18 (1985), pp. 1431-1446
- 13) C. J. Allum: "Metal transfer in arc welding as a varicose instability: II. Development of model for arc welding", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 18 (1985), pp. 1447-1468
- 14) V. A. Nemchinsky: "Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 27 (1994), pp. 1433-1442
- 15) S. W. Simpson and P. Zhu: "Formation of molten droplet at a consumable anode in an electric welding arc", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 28 (1995), pp. 1594-1600
- 16) S. K. Choi, C. D. Yoo and Y.-S. Kim: "Dynamic simulation of metal transfer in GMAW, part 1: globular and spray transfer modes", *Welding Journal*, Vol. 77 (1998), pp. 38s-44s
- 17) S. K. Choi, C. D. Yoo and Y.-S. Kim: "The dynamic analysis of metal transfer in pulsed current gas metal arc welding", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 31 (1998), pp. 207-215
- 18) G. Wang, P. G. Huang and Y. M. Zhang: "Numerical analysis of metal transfer in gas metal arc welding", *Metallurgical and Material Transactions B*, Vol. 34B (2003), pp. 345-353
- 19) K. Kadota and Y. Hirata: "Numerical model of metal transfer using an electrically conductive liquid", *Welding in the world*, 55 (2011), 09/10, pp.50-55
- 20) F. Wang, W. K. Hou, S. J. Hu, E. Kannatey-Asibu, W. W. Schultz and P. C. Wang: "Modelling and analysis of metal transfer in gas metal arc welding", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 36 (2003), pp.1143-1152

- 21) J. Haidar and J. J. Lowke: "Predictions of metal droplet formation in arc welding", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 29 (1996), pp. 2951-2960
- 22) J. Hu and H. L. Tsai: "Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part II: the metal", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50 (2007), pp. 808-820
- 23) G. Xu, J. Hu and H. L. Tsai: "Three-dimensional modeling of arc plasma and metal transfer in gas metal arc welding", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 52 (2009), pp. 1709-1724
- 24) M. Hertel, A. Spille-Kohoff, U. Fuessel and M. Schnick: "Numerical simulation of droplet detachment in pulsed gas-metal arc welding including the influence of metal vapour", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 46 (2013), pp. 224003
- 25) M. Boselli, V. Colombo, E. Ghedini, M. Gherardi and P. Sanibondi: "Two-dimensional time-dependent modelling of fume formation in a pulsed gas metal arc welding process", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 46 (2013), pp. 224006
- 26) C. W. Hirt and B. D. Nichols: "Volume of Fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries", *Journal of Computational Physics*, 39 (1981), pp. 201-225
- 27) A. A. Amsden and F. H. Harlow: The SMAC method: A numerical technique for calculating incompressible fluid flows, Los Alamos Science Laboratory Report, (1970), LA-4370
- 28) C. R. Wilke: "A viscosity equation for gas mixtures", *The Journal of Chemical Physics*, 18, 4 (1950), pp. 517-519
- 29) A. B. Murphy: "The effect of metal vapour in arc welding", *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43 (2010), pp. 434001
- 30) L. E. Cram: "Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines", *Journal of Physics D: Applied Physics*, 18 (1985), pp. 401-411
- 31) J. Menart and S. Malik: "Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas", *Journal of Physics D: Applied Physics*, 35 (2002), pp. 867-874
- 32) J. U. Brackbill, D. B. Kothe and C. Zang: "A continuum method for modeling surface tension", *Journal of Computational Physics*, 100 (1992), pp. 335-354
- 33) Z. H. Rao, J. Hu, S. M. Liao and H. L. Tsai: "Modeling of the transport phenomena in GMAW using argon-helium mixtures. Part I - The arc", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 (2010), pp. 5707-5721
- 34) 平田好則: "溶接アークプロセスの物理 [III] -電極ワイヤの溶融速度と温度分布-", *溶接学会誌*, Vol. 63 (1994), No. 7, pp. 484-488
- 35) Y. Hirata: "Pulsed arc welding", *Welding International*, Vol. 17 (2003), pp.98-115
- 36) Y. Tsujimura and M. Tanaka: "Numerical simulation of heat source property with metal vapor behavior in GMAW welding", *Quarterly Journal of Japan Welding Society*, Vol. 30 (2012), No. 1, pp. 68-76(in Japanese)
- 37) M. Schnick U. Fuessel, M. Hertel, M. Haessler, A. Spille-Kohoff and A. B. Murphy: "Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 43 (2010), pp. 434008
- 38) Y. Hirata, M. Onda, H. Nagaki and T. Ohji: "In-situ measurement of metal drop temperature in GMA short-circuiting welding", *Journal of High Temperature Society*, 30 (2004), pp. 140-147(in Japanese)
- ~~~~~