



Title	粒子法による粉体-流体連成モデルを用いたサブマージアーク溶接中の溶融池対流現象の研究
Author(s)	古免, 久弥
Citation	大阪大学, 2019, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.18910/72395">https://doi.org/10.18910/72395</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

# 博士学位論文

粒子法による粉体-流体連成モデルを用いた  
サブマージアーク溶接中の溶融池対流現象の研究

古免 久弥

2019 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科

## 目次

<b>1. 結論</b>	1
1.1 大型構造物における各種溶接法の使用状況	1
1.2 サブマージアーク溶接現象の概要と課題	3
1.3 実験的アプローチによるサブマージアーク溶接現象の可視化の現状	8
1.4 格子法による消耗電極式溶接法の数値計算例	12
1.5 粒子法による数値計算例と溶接現象への適用	17
1.6 研究目的	20
1.7 論文構成	21
<b>2. サブマージアーク溶接中の溶接部の可視化観察</b>	24
2.1 緒言	24
2.2 X線透過観察の原理	25
2.3 実験装置および実験条件	28
2.3.1 X線透過観察システムおよび撮影条件	28
2.3.2 トンネル法の実験装置および実験条件	30
2.4 X線透過観察によるスラグおよび溶融池の流動と溶滴移行現象の観察	32
2.4.1 フラックス中の溶滴の輸送とスラグの流動	32
2.4.2 溶接電流が溶滴移行現象やスラグの流動に及ぼす影響	36
2.4.3 極性が溶滴移行現象やスラグの流動に及ぼす影響	42
2.5 トンネル法によるアーク外観の観察および極性がアークプラズマの振舞いに与える影響	45
2.6 サブマージアーク溶接中の溶滴移行のメカニズム	51
2.7 結言	53
<b>3. 計算の理論</b>	54
3.1 諸言	54
3.2 有限体積法	55
3.2.1 原理と離散化手法	55
3.2.2 対流項の取扱い	64
3.2.3 ソルバー	69
3.2.4 計算アルゴリズム	71
3.3 非圧縮性 SPH 法	75
3.3.1 原理と離散化手法	75
3.3.2 Navier-Stokes 方程式による流体運動の記述	77
3.3.3 近傍粒子探索アルゴリズム	80
3.3.4 非圧縮性近似手法	82
3.4 離散要素法	86
3.4.1 原理と離散化手法	86

3.4.2 計算アルゴリズム	89
3.5 結言	90
<b>4. ガスメタルアーク溶接中の溶融池およびビード形成シミュレーション</b>	<b>91</b>
4.1 緒言	91
4.2 溶融池対流モデルにおける支配方程式	91
4.2.1 溶融池にはたらく駆動力のモデル化	91
4.2.2 エネルギー輸送方程式および相変化	96
4.3 計算領域, 計算条件と境界条件	100
4.4 計算結果	104
4.4.1 各時刻における溶融池およびビード形状	104
4.4.2 実験結果との比較	109
4.4.3 溶融池へと輸送された溶滴の挙動	110
4.5 アンサンブル平均処理による溶滴輸送後の流れ場の変化の考察	113
4.6 結言	123
<b>5. DEM-IPSPH 連成計算モデルを用いたサブマージアーク溶接中の溶融池 およびスラグ形成過程の数値シミュレーション</b>	<b>124</b>
5.1 緒言	124
5.2 アークプラズマの数値計算	124
5.2.1 支配方程式	124
5.2.2 計算領域と境界条件	133
5.2.3 計算条件と物性値	137
5.2.4 サブマージアークの熱源特性	144
5.2.5 ガスメタルアークの熱源特性	148
5.3 DEM-IPSPH 連成計算手法によるスラグ形成および溶融池形成過程の 数値計算	151
5.3.1 支配方程式	151
5.3.2 計算領域と境界条件	155
5.3.3 計算条件と物性値	157
5.3.4 時間経過に伴うスラグ形成および溶融池形成過程	159
5.3.5 フラックスやスラグが母材表面の入熱に与える影響	162
5.3.6 実験との比較	165
5.3.7 アンサンブル平均後の速度場による溶融池対流現象の考察	166
5.3.8 溶接速度がスラグ形成に与える影響	168
5.4 結言	174
<b>6. 結論</b>	<b>176</b>
<b>謝辞</b>	<b>180</b>
<b>参考文献</b>	<b>182</b>
<b>本論文に関する著者の発表論文</b>	<b>191</b>



本研究で用いる記号

$\phi$	物理量		$A\mathcal{E}$	点 P に隣接する格子点の係数	
$i, j$	座標		$\xi$	点 P に隣接する格子点の物理量	
$t$	時刻	s	$\Lambda$	生成項の和	
$\rho$	密度	kg/m <sup>3</sup>	$m$	質量	kg
$r$	半径方向距離	m	$W$	カーネル関数	1/m <sup>3</sup>
$z$	軸方向距離	m	$l$	距離	m
$u$	速度	m/s	$d$	直径	m
$\Gamma$	拡散係数	kg/m/s	$h$	影響半径	m
$S$	生成項	kg/m <sup>3</sup> /s	$\delta$	空間次元数	
$AP$	格子点 P にかかる係数		$w$	MPS 法の重み関数	
$AN$	格子点 N にかかる係数		$r_e$	MPS 法の影響半径	m
$AS$	格子点 S にかかる係数		$\lambda$	MPS 法のパラメータ	m <sup>2</sup>
$AE$	格子点 E にかかる係数		$N$	粒子数密度	#/m <sup>3</sup>
$AW$	格子点 W にかかる係数		$A$	係数	
$SP$	未知数に比例する生成項		$NZX$	x 方向のゾーン数	#
$SU$	定数の生成項		$NZY$	y 方向のゾーン数	#
$\mu$	粘性係数	Pa·s	$a$	加速度	m/s <sup>2</sup>
$p$	圧力	N/m <sup>3</sup>	$F^{C_n}$	接触力の法線方向成分	N
$F$	体積力	N/m <sup>3</sup>	$k$	ばね定数	N/m
$\kappa$	熱伝導率	W/m/K	$\eta$	粘性減衰定数	N·s/m
$C_p$	定圧比熱	J/kg/K	$\Delta\vec{x}_n$	法線方向の変位ベクトル	m
$h$	エンタルピー	J/kg	$\vec{u}_n$	法線方向の相対速度ベクトル	m/s
$Q$	熱生成速度	W/m <sup>3</sup>	$\vec{n}_n$	単位法線ベクトル	
$GE, GW$	半径方向で積分した際の 対流に関する係数		$\vec{u}_n$	相対速度ベクトル	m/s
$GN, GS$	軸方向で積分した際の 対流に関する係数		$e$	反発係数	
$CE, CW$	半径方向の質量流入量		$F^{C_t}$	外力の接線方向成分	N
$CN, CS$	軸方向の質量流入量		$\Delta\vec{x}_t$	接線方向の変位ベクトル	m
$DE, DW$	半径方向の拡散コンダクタンス		$\vec{u}_t$	接線方向の相対速度ベクトル	m/s
$DN, DS$	軸方向の拡散コンダクタンス		$\vec{n}_t$	単位接線ベクトル	
$Pe$	Peclet 数		$\nu$	摩擦係数	
$dA$	面積	m <sup>2</sup>	$\omega$	角速度ベクトル	rad/s
$\psi$	緩和係数		$T_{rq}$	トルク	N·m
$\zeta$	ハッシュ値		$I$	慣性モーメント	kg·m <sup>2</sup>
$NJ$	z 方向の格子点数	#	$g$	重力加速度	m/s <sup>2</sup>

$T$	温度	K	$\mu_0$	真空中の透磁率	H/m
$\Delta V$	体積	m <sup>3</sup>	$B$	磁束密度	N/A/m
$\gamma$	表面張力係数	N/m	$\sigma$	電気伝導度	A/V/m
$\beta$	体積膨張率	1/K	$q$	熱流束	W/m <sup>2</sup>
$f^{\text{Attract}}$	重み関数		$E$	電界	V/m
$f^{\text{Surface}}$	表面関数		$U$	放射	W/m/sr
$f^{\text{Collar}}$	カラー関数		$H_m$	溶融潜熱	V/m
$\tau$	せん断応力	Pa	$D$	単位時間あたりの溶接距離	m
$dz, dz'$	2点間の距離	m	$Y$	鉄蒸気の質量分率	
$F^{\text{Shear}}$	離散化されたせん断応力	N	$J^{\text{Vap}}$	鉄蒸気の質量流束	
$C$	比熱	J/kg/K	$R$	気体定数	J/K/mol
$\varepsilon$	放射率		$M_{\text{Metal}}$	Fe の原子量	kg/m <sup>2</sup> /s
$\alpha$	Stefan-Boltzmann 定数	W/m <sup>2</sup> /K <sup>4</sup>	$\beta_{\text{Metal}},$	粘性保存式における定数	
			$\beta_{\text{Gas}}$		
$j_e$	電子電流密度	A/m <sup>2</sup>	$I_{\text{Weld}}$	溶接電流	A
$j_i$	イオン電流密度	A/m <sup>2</sup>	$L$	突出し長さ	m
$\varphi$	仕事関数	eV	$F^{\text{Cavity}}$	キャビティから受ける圧力	N/m <sup>2</sup>
$V_i$	イオンの電離電圧	V	$p^{\text{Arc}}$	アーク圧力	N/m <sup>2</sup>
$A_R$	Richardson 定数	A/m <sup>2</sup> /K <sup>2</sup>	$H_c$	接触コンダクタンス	W/K
$e$	電気素量	c	$H_g$	ガスコンダクタンス	W/K
$k_B$	Boltzmann 定数	J/K	$\varrho$	溶滴による入熱	W
$T_c$	溶滴移行 1 周期にかかる時間	s	$\Psi_d$	1 秒間に輸送される溶滴の個数	#/s

# 第 1 章 緒論

## 1.1 大型構造物における各種溶接法の使用状況

交通網やインターネットなどのインフラストラクチャーの整備に伴い、私達は国内外のあらゆる工業製品を手軽に入手できるようになった。その結果、現代の人々の生活は多くの工業製品を利用することで成り立っており、工業製品は生活に欠かせないものとなっている。これらの工業製品は時計などの小型の製品から自動車などの大型の製品まで幅広く存在し、それぞれは大小様々な部品から構成されている。これらの部品は組立て時に機械的、化学的あるいは材質的接合法によって接合され、製品の一部となる。その中でも材質的接合法に分類される溶接は、母材と呼ばれる被溶接材料を熔融し再凝固させることで接合を達成することから、他の接合法に比べて接合部の強度や気密性に優れている。これらの特長を活かし、溶接は船舶や建築鉄骨、圧力容器などの様々な構造物に用いられている<sup>1)</sup>。これらの構造物の溶接に用いられるのは、連続送給可能なワイヤを電極とするガスメタルアーク溶接（GMAW: Gas Metal Arc Welding）や被覆アーク溶接（SMAW: Shielded Metal Arc Welding）、サブマージアーク溶接（SAW: Submerged Arc Welding）などの消耗電極式溶接法である。これらの溶接法では熔融した電極が被溶接材料側に輸送されることによって、熔融した母材とワイヤから輸送された熔融金属から成る熔融池が盛り上がり、再凝固することで溶接ビードを形成する。

Fig. 1.1 に示すのは、代表的な製造分野における各消耗電極式溶接用電源の利用状況である<sup>2)</sup>。ミグ（MIG: Metal Inert Gas）溶接やマグ（MAG: Metal Active Gas）溶接などのガスメタルアーク溶接に使用されるサイリスタトランジスタ電源やインバータ電源の他に、エレクトロガス溶接やエレクトロスラグ溶接、サブマージアーク溶接や被覆アーク溶接用の電源も用いられていることがわかる。これらの電源の利用率はその製造分野における溶接法の利用状況を表しているといえる。消耗電極式の溶接法が採用される理由は電極であるワイヤが連続送給可能で、連続溶接、自動溶接が容易なためである。

Fig. 1.2 に溶接法別の母材の板厚と開先形状の関係を示す<sup>1)</sup>。この図からわかるように、母材の板厚が厚くなる造船や橋梁、建築やパイプラインなどの大型構造物においては、接合箇所を開先を設けて母材底部からビードを積み重ねることでこの開先を埋め、接合を達成する必要がある。したがって、このような接合部に対する溶接施工時間は、その溶接部に積み重ねるビードの本数が少なければ少ないほど短くなる。すなわち、一度に多くのワイヤを溶融して母材へと溶着させ、短時間で開先を埋めることができる溶接工程は効率がよいといえる。また溶接回数の増加によって母材への入熱が大きくなると母材はひずみ、施工後の修正に時間を要するため、どの構造物においてもビードの層数、パス数の低減による接合工程の効率化は大きな課題となっている。

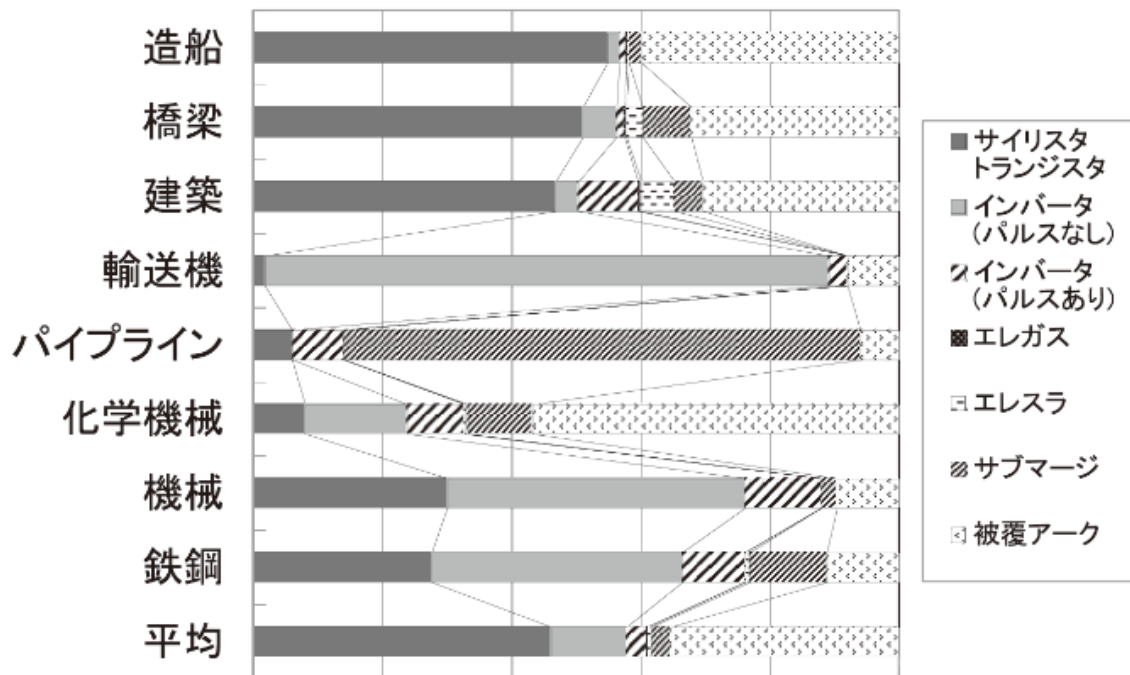


Fig. 1.1 Categories of power source of consumable electrode welding<sup>2)</sup>.

溶接方法 板 厚	被覆アーク (手)	サブマージアーク (自動)	炭酸ガス (半自動)	エレクトロ スラグ	エレクトロ ガス
1.6					
2.3					
3.2					
4.5					
6					
9					
10					
12					
14					
16					
19					
22					
25					
28					
30					
32					
36					
38					
40					
45					
50					
75					
100					
150					
200					
溶接姿勢	↑ 全姿勢	↑ 下向専用	↑ 全姿勢	↑ 立向専用	↑ 立向専用

Fig. 1.2 Relationship between groove shape and thickness of base metal for each welding process<sup>1)</sup>.

## 1.2 サブマージアーク溶接現象の概要と課題

種々の溶接法の中でも造船やパイプラインなどに用いられるサブマージアーク溶接は大電流で施工することが可能で太径のワイヤを使用することができる。太径のワイヤが大電流で溶融すると一度に多くのワイヤを溶着できることから、この溶接法は厚板の溶接を効率よく接合できる消耗電極式溶接法である。この溶接法では母材の上にフラックスと呼ばれる粉体を数十 mm 堆積し、その中で溶接を行う。このフラックスはその組成に応じて溶融フラックスとボンドフラックスに大別される。溶融フラックスとボンドフラックスの特徴を Table 1.1 に示す<sup>1)</sup>。両者の大きな違いはフラックス内に含まれる合金成分の有無である。溶融フラックスは合金成分を含まず、原料鉱石を混合、溶融させた後に急速冷却し、粉碎、整粒したもので、ガラス状と軽石状のものがある。これに対しボンドフラックスは金属粉や合金粉が原料粉と混合され、600℃程度で焼成し整粒したものである<sup>1)</sup>。ボンドフラックスは溶融フラックスに対して吸湿性が高く、使用前には300℃で1時間ほど乾燥する必要がある。

Fig. 1.3 にサブマージアーク溶接の模式図を示す。図は溶接線に沿った縦断面を示している。アークプラズマはフラックスの内部で点弧，維持される。この 10000 K を超える高温のアークプラズマは周囲のフラックスや，フラックスが溶融したスラグを蒸発させ，プラズマの周囲に気体空間（キャビティ）を形成する。寺嶋らはこのキャビティ内の気体を採取し，ガスクロマトグラフィでその組成を分析した<sup>3)</sup>。その結果，アーク雰囲気ガスが  $\text{CO}_2$ ， $\text{CO}$ ， $\text{O}_2$  の 3 種で構成されているとした場合，キャビティ内の気体はほとんど  $\text{CO}$  であると述べた。そしてキャビティの後方では溶融池やビードが盛り上がり，その上を覆うようにスラグが形成される。このとき，フラックスに含まれる脱酸剤が溶接金属から酸素を奪う。Fig. 1.4 に各溶接法における溶接後の溶接金属中の酸素量を示す<sup>4)</sup>。ここで示すサブマージアーク溶接の酸素量は塩基系のフラックスを用いた際に得られたものである。特にボンドフラックスに含まれる  $\text{CaF}_2$  などの弗化物は脱酸効果が高いことが知られており，寺嶋らは  $\text{CaF}_2$  が乖離して発生した  $\text{Ca}$  の還元作用や脱酸生成物の浮上に対して弗化物が影響を及ぼしている可能性を示唆した<sup>5)</sup>。このようなフラックスに含まれる物質の還元作用に起因する脱酸効果により，サブマージアーク溶接は不活性ガスを含むシールドガスによるシールドが無いにもかかわらず， $\text{CO}_2$  ガス溶接に比べて溶接ビード内に含まれる酸素量が少ないことが特長である。

Table 1.1 Characteristics of melted flux and bonded flux<sup>1)</sup>.

項目	溶融フラックス	ボンドフラックス
合金成分の添加	不可	可
炭酸塩の添加	不可	可
切り欠きじん性	やや劣る	良好
耐吸湿性	良好	劣る
拡散性水素量	やや高い	低い
高速溶接性	良好	劣る
適用入熱	小～中入熱	中～大入熱
フラックスの消費量	多い	やや多い

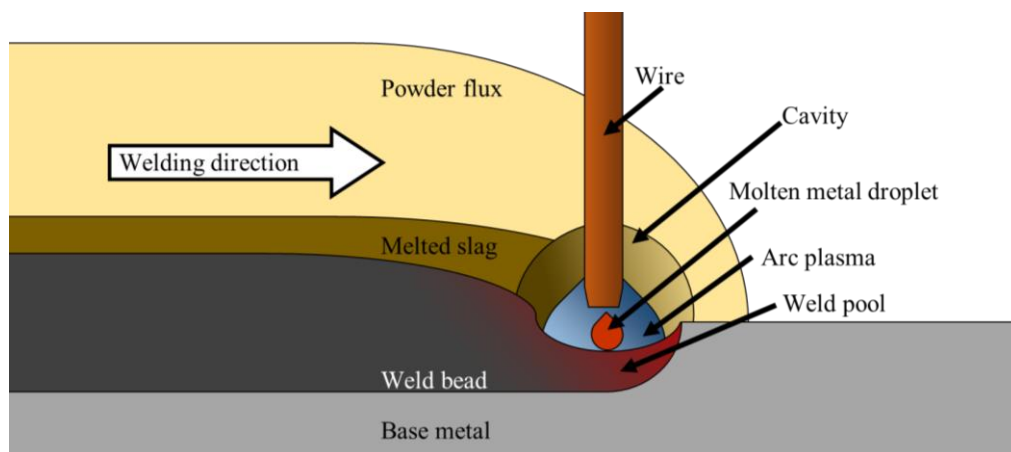


Fig. 1.3 Schematic illustration of SAW.

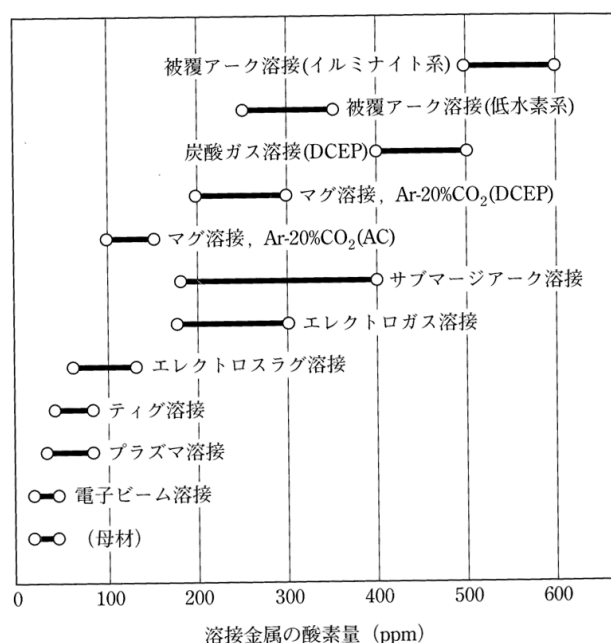


Fig. 1.4 Oxygen contents in weld metal for each welding process<sup>4)</sup>.

このサブマージアーク溶接法は 1930 年台に開発された溶接手法であるにもかかわらず、その溶接電源はサイリスタ制御を用いた電源の開発がされて以降、新たな溶接電源は開発されてこなかった。しかしながら、近年のデジタル電源の開発によって細やかな電流電圧波形制御が可能となり、この波形制御による入熱の低減や規則正しい溶滴移行の達成による効率のよい施工が期待されている<sup>6)</sup>。

ここで一般的にガスメタルアーク溶接やサブマージアーク溶接のような消耗電極式溶接法における溶滴移行現象について述べる。Fig. 1.5 に示すように、溶滴移行形態は

溶滴径の大きさや短絡の有無などによって短絡移行、グロービュラー移行、スプレー移行に大別される<sup>7)</sup>。短絡移行はワイヤ先端が溶融池と接触し、電気回路の短絡が起こる溶滴移行形態であり、接触したワイヤ端部付近から溶融金属が橋絡し、溶融池へと移行する。この溶滴移行形態はアーク長が短い、すなわちアーク電圧が低い溶接条件において生じる。一方、アーク長が長く、アーク電圧も高くなる条件においてはグロービュラー移行やスプレー移行となる。短絡移行以外は自由移行に分類され、溶滴がアーク柱内を通過し、溶融池へと進入する。この自由移行は溶接電流やアーク電圧といった溶接条件を適切に設定することで、移行形態を制御することができ、Fig. 1.6 に示すようにある電流（臨界電流）以下ではグロービュラー移行、臨界電流以上ではスプレー移行となる<sup>8)</sup>。グロービュラー移行では溶滴径がワイヤ径よりも大きくなり、スパッタが生じやすくなる。また、この移行形態では溶滴の成長が一樣でないため、溶滴の移行周期が一定になりにくく、アークは不規則的な挙動を示す。これに対しスプレー移行は溶融池へと輸送される溶滴の径がワイヤ径と同等かそれよりも小さく、アークも溶滴の移行に合わせた規則的な挙動を示すため、スパッタの発生量も少ないといった特徴がある。この移行形態はグロービュラー移行よりも高電流域で生じるため、大きなジュール発熱によるワイヤの溶融量の増加に伴って、溶融池へと輸送される溶滴の数は増加する。グロービュラー移行からスプレー移行に至るまで、溶滴移行形態は電流値の増加に伴いプロジェクト移行、ストリーミング移行へとその移行形態を変える。さらに電流値の増加によってワイヤ先端の溶融金属は液柱状に繋がり、その形状に伴う磁場の強弱によって液柱にはたらくローレンツ力に偏りが生じる。その結果、液柱はアークプラズマ内をふらつき、不規則に千切れながら溶融池へと移行するローテーティング移行となる。近年ではこの溶滴移行形態を利用し、あえて埋もれアークにした状態でローテーティング移行を実現することで、10 mm 以上の深い溶込みを達成した先行研究例もある<sup>9)</sup>。ここで埋もれアークとは、アークプラズマが溶融池を押し除けながら母材内部へと入り込み、母材表面より下の位置でアークプラズマが維持されている状態を指す。

またガスメタルアーク溶接では電源波形制御が可能なデジタル電源を利用し、安定な溶滴移行を実現した例もあり<sup>10, 11)</sup>、サブマージアーク溶接においても同様に電源波形制御による溶滴移行の安定化が期待される。しかしながら、フラックスに覆われたサブマ



ーシアーク溶接においては、上述の溶滴移行形態に加え、壁面移行と呼ばれる特有の溶滴移行形態が得られる。壁面移行形態は溶接部がフラックスで覆われているために起こる溶滴移行形態であり、ワイヤ先端から離脱した溶滴がキャビティに面する周囲のフラックスやスラグ壁面を伝うように熔融池や母材に向かって輸送される。したがってガスメタルアーク溶接のような、プラズマの周辺が開放されたフリーバーニングアークの消耗電極式の溶接法から得られた知見だけでは特有の溶滴移行形態を取り得るサブマージアーク溶接中の溶滴移行現象を制御することは困難であり、各溶接条件に対する溶滴移行の観察が必要不可欠である。

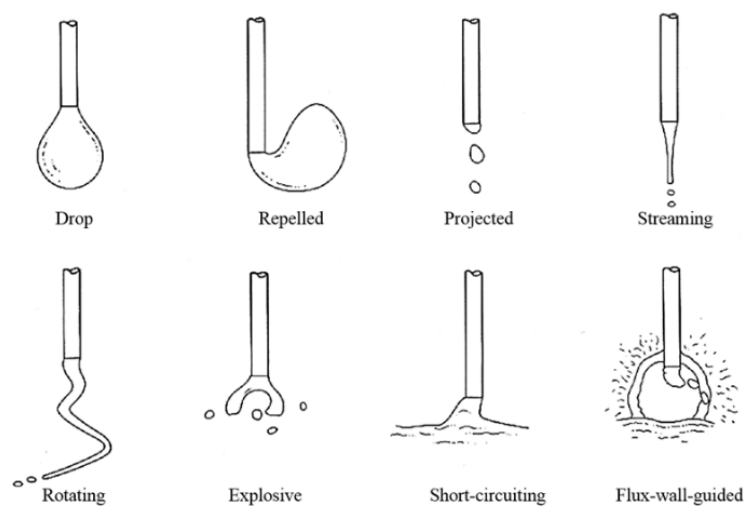


Fig. 1.5 Classification of molten metal droplet transfer<sup>7)</sup>.

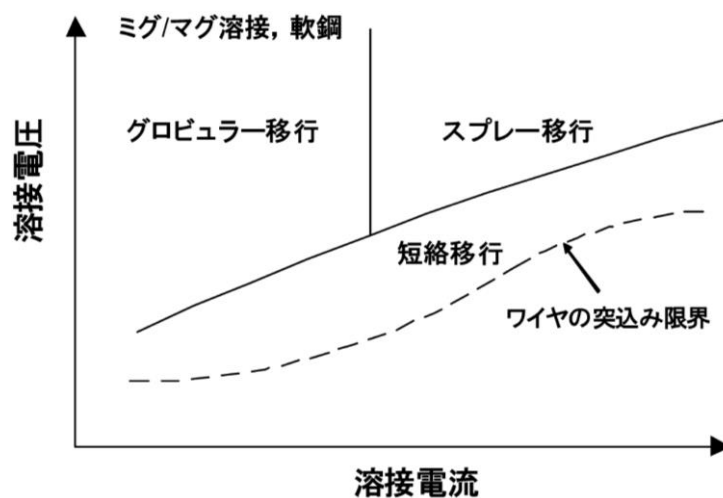


Fig. 1.6 Relationship between welding current, arc voltage and molten metal droplet transfer modes<sup>8)</sup>.

### 1.3 実験的アプローチによるサブマージアーク溶接現象の可視化の現状

サブマージアーク溶接現象の可視化手法として、X 線による透過観察が挙げられる。この観察では溶接線に対して垂直方向から X 線を照射し、溶接部を透過した X 線を、イメージインテンシファイアを取り付けたビデオカメラで捉えることで、溶接部の密度差がコントラストの差として表現された二次元画像を取得できる。この X 線透過観察の詳細については第 2 章で述べる。この X 線透過観察を用いてサブマージアーク溶接現象を観察した先行研究として、次のような例がある。赤秀らは X 線透過観察装置を用いて溶接電流、アーク電圧、溶接速度を変化させた場合の溶融池の掘下げの形状やワイヤの形状を観察し、それぞれのアークが発生する状況を 4 つのモードに分類した<sup>12)</sup>。Fig. 1.7 に赤秀らが分類した各モードの模式図を示す。(I)、(II) は埋もれアークの場合であり、(I) は低アーク電圧、低溶接速度の条件で生じ、(II) は (I) と同程度の溶接電流、アーク電圧で (I) よりも高速度の条件で生じた。一方 (III)、(IV) はアークプラズマが母材上に露出しており、(III) は高アーク電圧、低溶接速度で生じた。(IV) は (II) または (III) と同程度の溶接電流、アーク電圧で、溶接速度が増加した際に生じた。

赤秀らはさらにそれぞれのモードが持つ特性を理解したうえで、特色の異なる 2 つの多電極溶接法の可能性を示した<sup>13)</sup>。野村らは単電極および二電極溶接を対象とし、溶接速度や溶接電流が溶融池形状に与える影響を X 線透過観察によって調査した<sup>14)</sup>。Fig. 1.8 に模式図と共に野村らの観察結果の一例を示す。観察の結果、サブマージアーク溶接中のビード形成過程は溶融金属にはたらくアーク圧力と重力とのバランスに支配されていることを示唆した。また単電極を用いたサブマージアーク溶接中にアーク直下の溶融金属がアーク圧力によって押し除けられて固体表面が露出すると、溶接後のビードにアンダカットやハンピングビードが生じることも明らかにした。これら X 線透過観察は溶接部の環境を壊さずに実際の現象を捉えることができることが利点であり、実際の溶接中の溶滴移行や溶融池形状の変化を観察できる。しかしながら、溶融池内部の対流現象を観察する場合は、X 線が透過できる板幅に限りがあるために形成できる余盛や溶融池の幅も制限され、母材の板幅を狭くできる低電流域の溶接現象しか観察できないという問題がある。またこれらの先行研究が行われた当時はまだ十分な撮影速度を有す

る高速度ビデオカメラが普及していなかった。したがってサブマージアーク溶接の全体像を捉えることはできたものの、数 ms～数百 ms で移行する溶滴移行現象のように数千 fps (: Frame Per Second)の時間分解能が要求されるような現象の観察には至っていない。

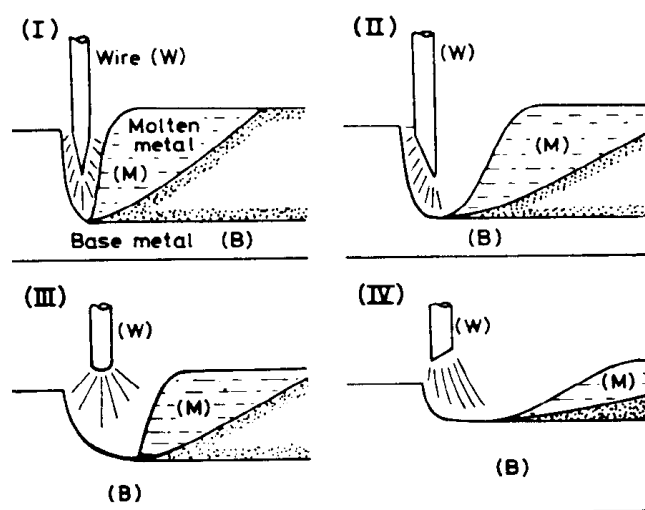


Fig. 1.7 Schematic illustrations of vertical cross-section in SAW showing four different types of penetration mechanism<sup>12)</sup>.

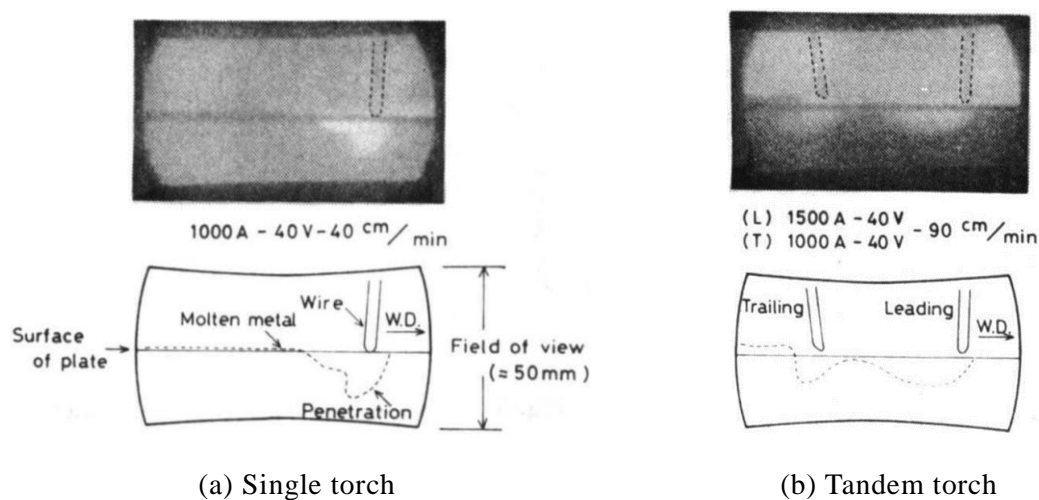


Fig. 1.8 Experimental results of X-ray observation<sup>14)</sup>.

一方、実験による別の可視化手法として直接観察があり、近年盛んに行われている。Mendez らは Fig. 1.9 に示すように鋼板製のトンネルを溶接線に対して垂直方向に設置し、サブマージアーク熱源を通過させる実験を行った<sup>15)</sup>。そして通過するワイヤをトン

ネルの出口から高速度ビデオカメラで観察することで、アーク空間内部の溶滴移行現象を捉えることに成功した。この実験ではトンネル内に入り込んだフラックス粒子を吹き飛ばすため、カメラを設置したトンネル端部の逆側から  $\text{CO}_2$  ガスを流し入れた。そしてこのトンネル端部から吹き込んだガスがプラズマ化して溶接現象に影響を与えないことを確認するため、Mendez らは  $\text{CO}_2$  ガスの代わりに Ne ガスをトンネル端部から吹き込み、プラズマがトンネル内を通過する際にその発光スペクトルを計測した。ここで  $\text{CO}_2$  ガスの代わりに Ne ガスを吹き込んだ理由は、Ne ガスがプラズマ化した際に出す発光スペクトルが検出しやすいためである。そして計測結果には Ne の発光スペクトルが検出されなかったことから、トンネル端部から吹き込むガスは溶接現象に影響しないとみなした。しかしながら、この吹き込んだガスがプラズマや周囲の雰囲気冷却している可能性もあり、トンネル内のプラズマとフラックスに覆われたプラズマが熱源として同等であるかどうかは不明である。Reisgen らは耐熱ガラス越しに溶接を行い、サブマージアーク溶接中の溶滴移行現象を観察した。また、セラミックチューブを溶接進行方向から挿入し、チューブ越しに高速度ビデオカメラでサブマージアーク現象を観察した<sup>16)</sup>。この実験によって、Reisgen らは、キャビティ内のフラックスの状態や溶滴移行現象を可視化することに成功した。他にも、Fig. 1.10 に示すようにアーク空間内の壁面には粉体状態のフラックスが存在しており、粉体のフラックスがプラズマの放射によって直接加熱されている様子を捉えた。Li らもサブマージアーク溶接の直接観察を行っており、レーザを背光源として用いることでトンネルを通過する際の溶滴移行現象を観察した<sup>17)</sup>。このように、高速度ビデオカメラを用いた実験観察手法の開発に伴い、サブマージアーク溶接中の溶滴移行現象が解明されつつある。これらの直接観察は前述の X 線透過観察よりも手軽かつ安価に行うことができるものの、トンネル内はキャビティ内部と環境が異なるため、観察される現象が実際の現象と同等であるかどうかは不明である。また Fig. 1.11 に示すように、この手法は溶接部を横切るようにトンネルを設置するため、その区間の溶融池は他の区間と形状が異なる<sup>15)</sup>。したがって、観察される溶融池の対流も実際と異なると考えられ、X 線透過観察、直接観察のいずれも溶融池の対流現象を捉えることができていない。そこで、数値計算による溶融池対流現象の可視化が期待される。

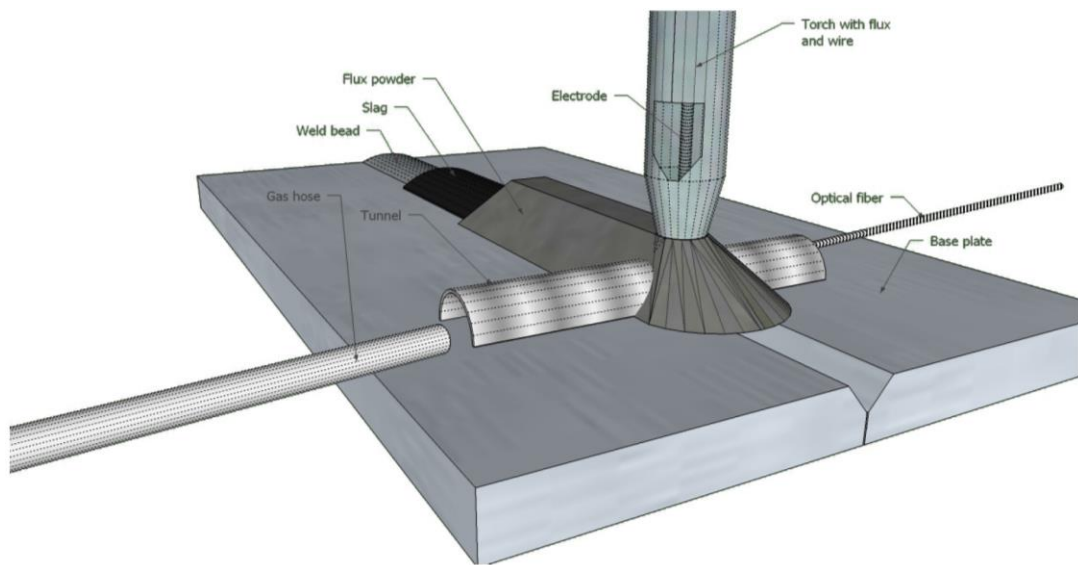


Fig. 1.9 Schematic illustration of direct observation in SAW<sup>15)</sup>.

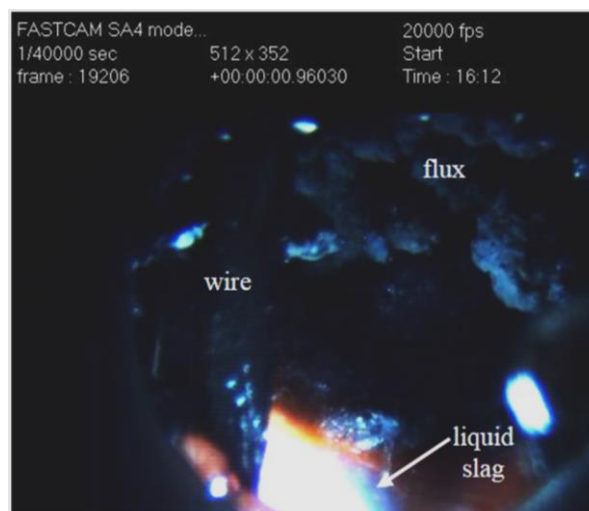


Fig. 1.10 Experimental result by direct observation<sup>16)</sup>.

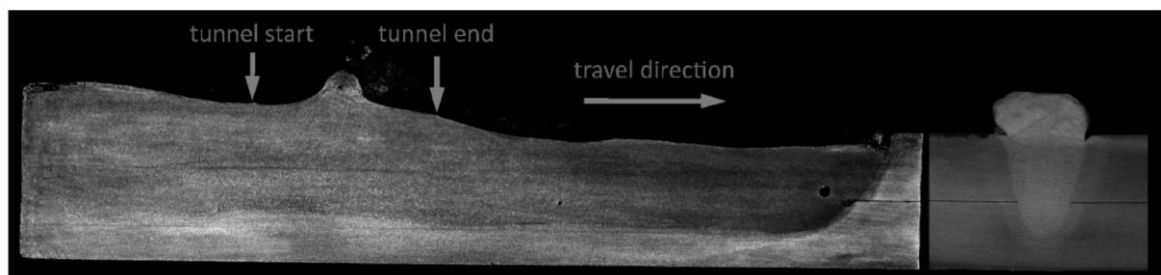


Fig. 1.11 Vertical cross-section after direct observation<sup>15)</sup>.

## 1.4 格子法による消耗電極式溶接法の数値計算例

実験では観察が難しい溶融池内部の挙動やアークプラズマの熱源特性を理解する上で、数値計算は有効なアプローチである。しかしながら、サブマージアーク溶接現象に関する研究例はガスメタルアーク溶接に比べて少ない。そこで本節では他の消耗電極式溶接法の数値計算例も交えて、近年の動向を述べる。

辻村はガスメタルアーク溶接を対象とし、ワイヤーアークー母材を一挙に解く一体化計算モデルを構築した<sup>18,19)</sup>。辻村の計算モデルでは Fig. 1.12 に示すように溶接中に生じるエネルギーバランスを定量的に求めているものの、陰極および陽極の変形，すなわち溶滴移行現象を考慮せず，溶滴が持つ熱量を母材のある範囲に与えて計算を行う簡易的な二次元軸対称の計算モデルである。また Wang と Tsai はガスメタルアーク溶接時の溶融池内の対流に注目し，Fig. 1.13 に示すような離脱した溶滴が溶融池へと入り込んでいく様子を計算することで，溶滴移行が溶融池形状に与える影響を調査した<sup>20)</sup>。しかしながら Wang と Tsai の計算では二次元軸対称場における溶融池の形状変化と溶融池内の速度場を求めるのみで，溶融池形状が二次元軸対称であるために，本来重要である溶接方向流れを考慮していない。

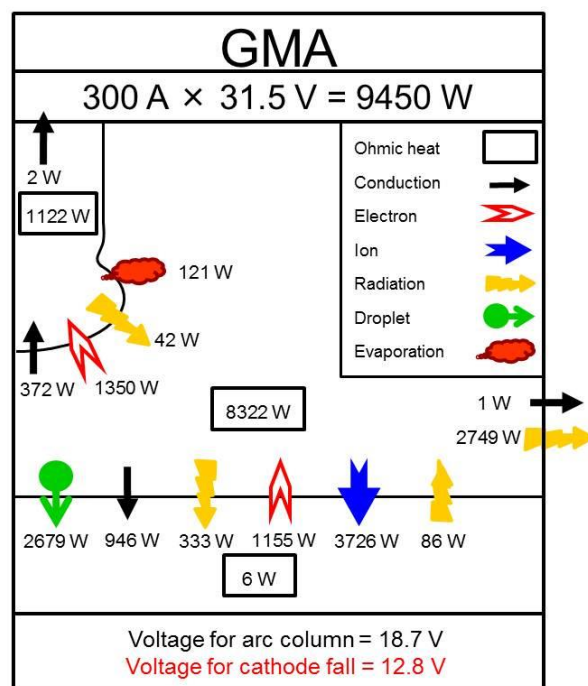


Fig. 1.12 Energy balance during MIG welding<sup>18)</sup>.

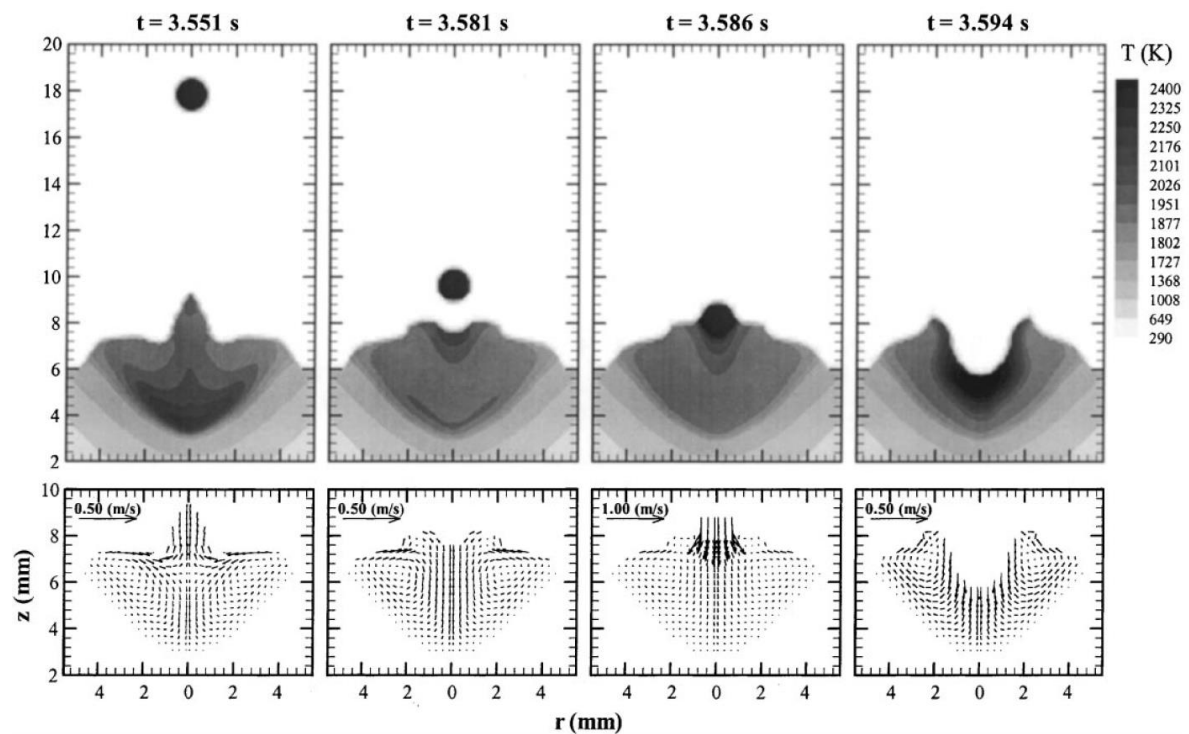


Fig. 1.13 A sequence of droplet impinging onto the weld pool<sup>20)</sup>.

一方、溶接方向への熱源の移動および対流現象を考慮した計算モデルも数多く存在する。Cho らは V 開先の母材を対象とし、溶接姿勢が熔融池内の流れ場に及ぼす影響を調査した。その結果、Fig. 1.14 に示すように、立向き溶接時に発生するハンピングや溶抜けの再現に成功した<sup>21)</sup>。Hu らは熔融池内の硫黄の濃度分布と熔融金属の速度分布を計算すると共に、熔融池表面に形成されるリップルの形成過程を再現した<sup>22)</sup>。この Hu らのモデルは Fig. 1.15 に示すように溶滴の硫黄含有量を高く設定し、熔融池へと輸送することで熔融池内の硫黄濃度を変化させ、アークの中心方向へ向かう強い Marangoni 効果を与えている。上述のいずれの計算モデルも VOF (Volume Of Fluid) 法<sup>23)</sup>を用いることによって気液界面および固気界面を表現することはできているが、母材内部の固液界面は計算格子をなぞったような角ばった形状となり、ガスメタルアーク溶接現象を正確に捉えているとは言いがたい。熔融池内の対流に注目した上記の研究に対し、荻野と平田は特にワイヤ先端に注目し、アークプラズマの計算と液体金属の流動を交互に解く計算手法によって、Fig. 1.16 に示すように溶滴移行現象と同時にプラズマの動的な変化を解いている<sup>24)</sup>。このモデルでは、プラズマを計算する際には気液界面は格子に沿った角ばっ

た形状になっているが、液体金属の流動を計算する際は表面の追従に VOF 法を用いて気液界面を捉えており、滑らかな自由表面の再現に成功した。

サブマージアーク溶接においては溶接後の溶接部を対象とした力学的な解析に関する先行研究例はいくつか見られるものの、前述のように溶接現象に関する解析例は少ない。越智らは溶接熱伝導論の観点から、多電極を用いたサブマージアーク溶接中の溶接部近傍の温度履歴や温度分布を計算した<sup>25)</sup>。計算の結果、溶接部近傍の温度履歴は実験と計算でよく一致し、電極の本数やその配置をパラメータとした熱源の制御を用いて、母材の温度分布や熱履歴をコントロールすることが可能な範囲を定量的に示した。また古免らはサブマージアーク溶接中にキャビティ内で維持されるアークプラズマに着目し、その熱源特性をシミュレートした<sup>26)</sup>。このシミュレーションには二次元軸対称を仮定し、溶接速度を簡易的に取り扱った数値計算モデルではあるものの、得られた温度分布から推定されるスラグの厚みは、同等の溶接条件下で X 線透過観察によって得られた実験結果とよく一致した。Cho らは溶融池に着目し、サブマージアーク溶接中の溶融池対流現象をシミュレートした<sup>27)</sup>。Cho らの計算モデルでは計算対象は溶滴と母材のみであり、プラズマの熱源特性については事前実験から推定した。この実験ではフラックス内でアークを点弧した後、フラックス外にトーチを移動させてアークを露出させ、露出したアークを高速度ビデオカメラで捉えた。そして Fig. 1.17 に示すように、捉えた画像から母材の 0.1 mm 上の輝度値を取得し、Abel 変換<sup>28)</sup>の後 Fowler-Milne 法<sup>29)</sup>によってアークプラズマの温度分布を求めた。また数値計算においては溶滴の形成位置周辺に壁を設け、その壁面に向かう方向の速度を形成された溶滴に与えた。その結果、溶滴は壁面に衝突してから溶融池へと輸送され、サブマージアーク溶接特有の溶滴移行形態である壁面移行の再現に成功した。これらの計算ではフラックスやスラグの影響は無視されているものの、シミュレーションによって得られた溶込み形状と実際の溶込み形状はよく一致しており、精度のよいシミュレータが開発されたといえる。

上述のように電極であるワイヤが溶融し溶融池へと輸送される溶滴移行現象が生じる消耗電極式溶接法において、溶滴の輸送を考慮した溶融池の対流現象や熱源であるアーク現象に関する研究は多く行われている。しかしながらこれらの格子法では、そのままでは流体の自由表面は格子をなぞったような角ばった形状になり、その形状を正確に



表現することはできない．これを改善するために前述の VOF 法のような手法が採用され，なめらかな自由表面が再現されている．一方で VOF 法を採用することで流体の自由表面の判定のために追加の方程式群を解く必要があり，計算コストが増大するという課題が存在する．また，計算格子を用いた Lagrange 形式の計算手法として DSMC (: Direct Simulation Monte Carlo)法による数値計算が行われている．この計算手法は田中らの先行研究<sup>30,31)</sup>が示すように，検査体積（コントロールボリューム）内に存在する粒子群をそのコントロールボリュームの密度や濃度として表示し，粒子間の衝突は衝突確率によって決定される．したがってこの計算手法を，プラズマをシミュレートするために必要なコントロールボリュームのサイズよりも大きい粒径の粉体フラックスを用いるサブマージアーク溶接に対して適用すると，アークプラズマとフラックスの挙動を同時に再現することが困難であると考えられる．

これらの課題に対し，近年では計算点が移動する Lagrange 形式の計算手法が注目され，粉体のシミュレーションに採用されている．例えば，ドラフトチューブ付流動層内の粉体挙動解析<sup>32)</sup>や攪拌翼によって高速攪拌される攪拌造粒過程のシミュレーション<sup>33)</sup>，後述の粒子法と組み合わせた津波越流の再現<sup>34)</sup>などが挙げられる．また流体に対する Lagrange 形式の計算手法である粒子法は自由表面を半自動的に求めることができ，表面を判定するための方程式を追加で解く必要がない．また，計算空間にメッシュを作成する必要がないため，大変形を伴う計算に適していることも特長の 1 つである．次節では，Lagrange 形式の流体の計算手法である粒子法について述べる．

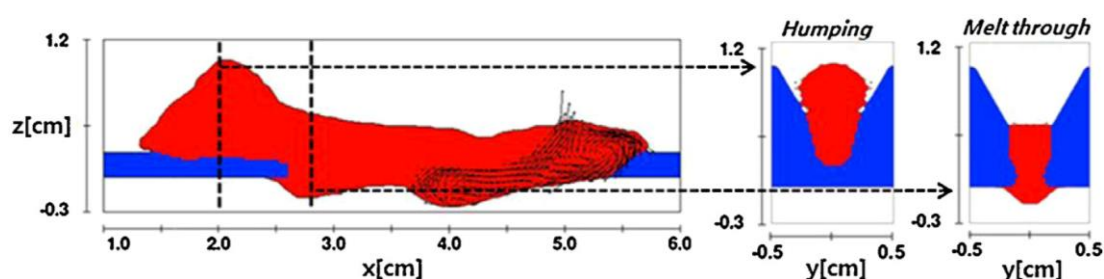


Fig. 1.14 Simulation result of fusion zone on a longitudinal cross-section in vertical-up welding<sup>21)</sup>.

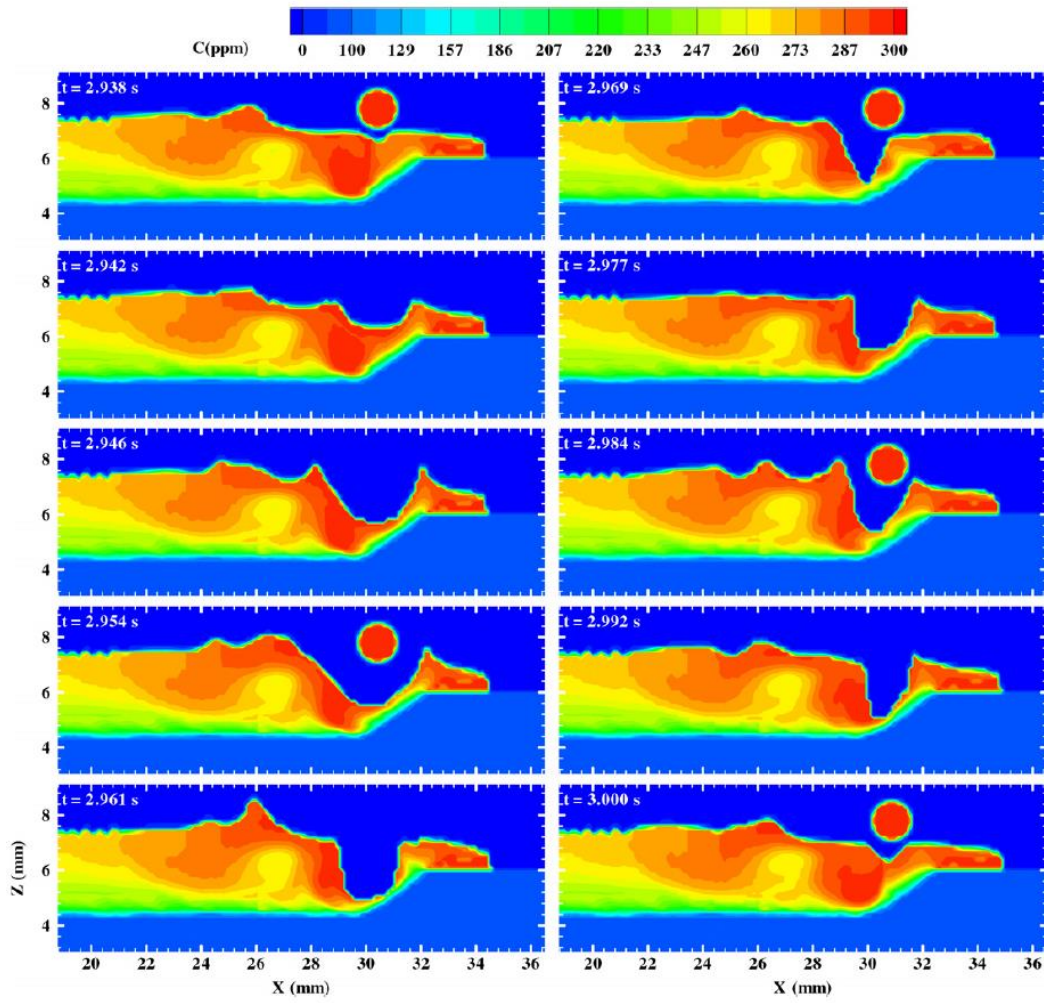


Fig. 1.15 Sulfur concentration distributions<sup>22)</sup>.

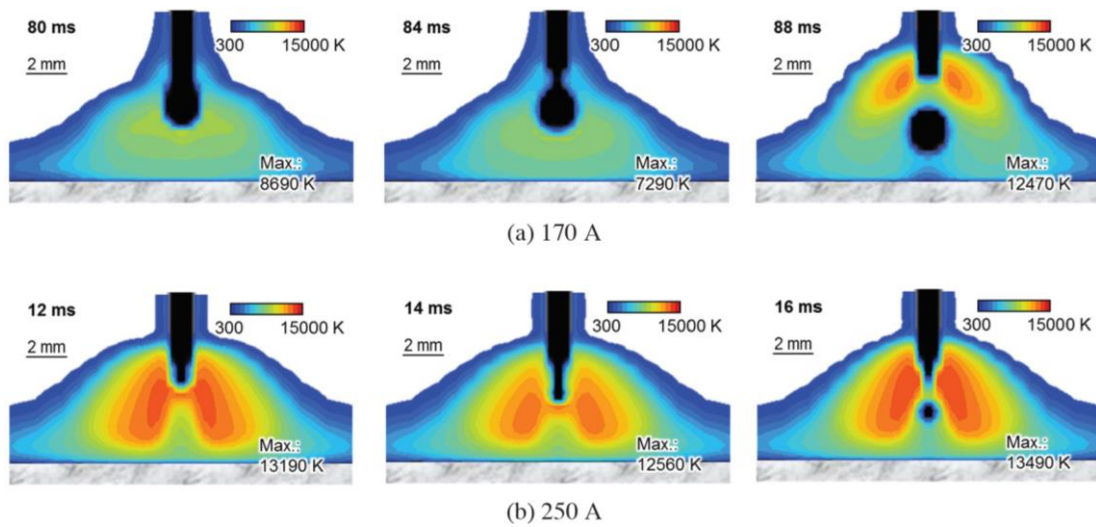


Fig. 1.16 Numerical results of plasma temperature<sup>24)</sup>.

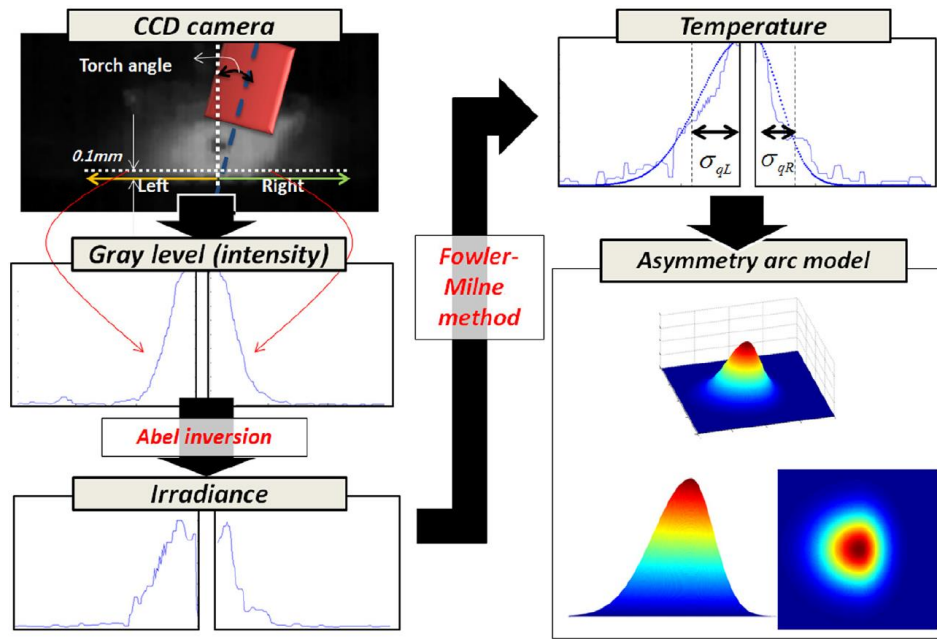


Fig. 1.17 Arc heat flux modeling by Abel inversion and Fowler-Milne method<sup>27)</sup>.

## 1.5 粒子法による数値計算例と溶接現象への適用

自由表面が半自動的に求まり、大変形を伴う流体のシミュレーションに適している粒子法には、SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)法や MPS (Moving Particle Semi-implicit)法などがあり、さまざまな現象に対して適用されている。SPH 法は、圧縮性流体に対するメッシュフリーの数値計算手法として Lucy によって開発された陽的な計算手法であり<sup>35)</sup>、MPS 法は水などの非圧縮性流体を対象として越塚によって開発された半陰的な計算手法である<sup>36)</sup>。

溶接、接合分野においては、MPS 法を用いた計算例として、Yoshikawa らが摩擦攪拌接合 (FSW: Friction Stir Welding) を対象とした数値計算を行った<sup>37)</sup>。Fig. 1.18 に計算結果の一例を示す。Yoshikawa らはツールと呼ばれる高速回転する工具から受ける力を母材粒子に与えることで、母材に塑性流動を生じさせ、固相接合がなされる様子を再現した。

一方、SPH 法による数値計算として以下のような例が挙げられる。Wang らは爆発圧接合を対象とし、アルミニウムとチタンの異材接合をシミュレートしている<sup>38)</sup>。Wang らの計算では $\phi 20 \mu\text{m}$  の極微小な粒子群によって母材を構成しており、爆発圧接時の圧力分布や塑性ひずみ分布、せん断応力分布などを求めた。

Tong らは二次元空間におけるレーザ溶接のシミュレーションを行っており、溶融池だけではなく周囲の雰囲気の流れや温度変化も同時に解きながら溶融金属の流れを求めた<sup>39)</sup>。その結果、溶融池の駆動力としてせん断応力と表面張力のみを考慮した簡易的なモデルではあるが、溶融池の中心へと向かう対流をシミュレートすることに成功した。

Trautmann らはワイヤ送給を伴うレーザアディティブマニュファクチャリングに適用した<sup>40)</sup>。Trautmann らはワイヤー溶融金属間の接触角および溶融金属-母材間の接触角をモデル化した。Fig. 1.19 に計算結果の一例を示す。送給されたワイヤが熱源であるレーザによって溶融し、母材へと輸送されることで母材表面上にビードを形成する様子を再現している。このシミュレーションによって得られた余盛の形状および高温の溶融金属によって溶融した母材の溶込みは Fig. 1.20 に示すように実験結果とよく一致した。

伊藤らは母材である SUS304 鋼の表面にティグ (TIG: Tungsten Inert Gas) 熱源データを与え、母材の硫黄含有率が溶融池対流と溶込み形状に及ぼす影響を調査した<sup>41-43)</sup>。Fig. 1.21 に SUS304 鋼中の硫黄含有量が低い場合と高い場合の溶融池表面および熱源中心における縦断面の速度場を示す。伊藤らはこの SUS304 鋼中の硫黄含有率によって Marangoni 対流の向きが変わり、溶融池の速度場や溶込み深さが変化する様子を、非圧縮性 SPH 法を用いた三次元計算により捉えた。また、伊藤はティグ溶接中のシールドガスの熱膨張の計算も行った。この計算では粒子径を温度の関数とし、粒子分割/融合アルゴリズムを適用することで粒子が自身の温度に従って体積膨張し、一定以上の体積になると 2 つの粒子に分割するように計算した<sup>43)</sup>。このアルゴリズムを用いることで、最大 45 倍程度の密度変化を含む流れ場を計算することに成功した。伊藤はこれらの結果から、将来的にアークプラズマやシールドガス流と母材の連成計算が実現可能であることを示唆した。この伊藤らが使用する非圧縮性 SPH (ISPH: Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics) 法は、SPH 法を圧縮性流体だけではなく非圧縮性流体にも適用するために、岡地ら<sup>44)</sup>によって開発された非圧縮性近似手法を用いている。非圧縮性近似手法は格子法におけるフラクショナルステップ法と類似した非圧縮性流れの近似手法であり、その詳細については第 3 章で述べる。福西らの研究グループはこの非圧縮性 SPH 法を用いることで液柱崩壊やスロッシング<sup>45)</sup>、二重拡散対流<sup>46)</sup>、インピーダンスポンプ内流動<sup>47)</sup>、冷却凝固する液膜の運動<sup>48)</sup>など多くの現象をシミュレートすること



に成功しており，本研究でも熔融金属の挙動の数値計算にはこの非圧縮性 SPH 法を使用する．

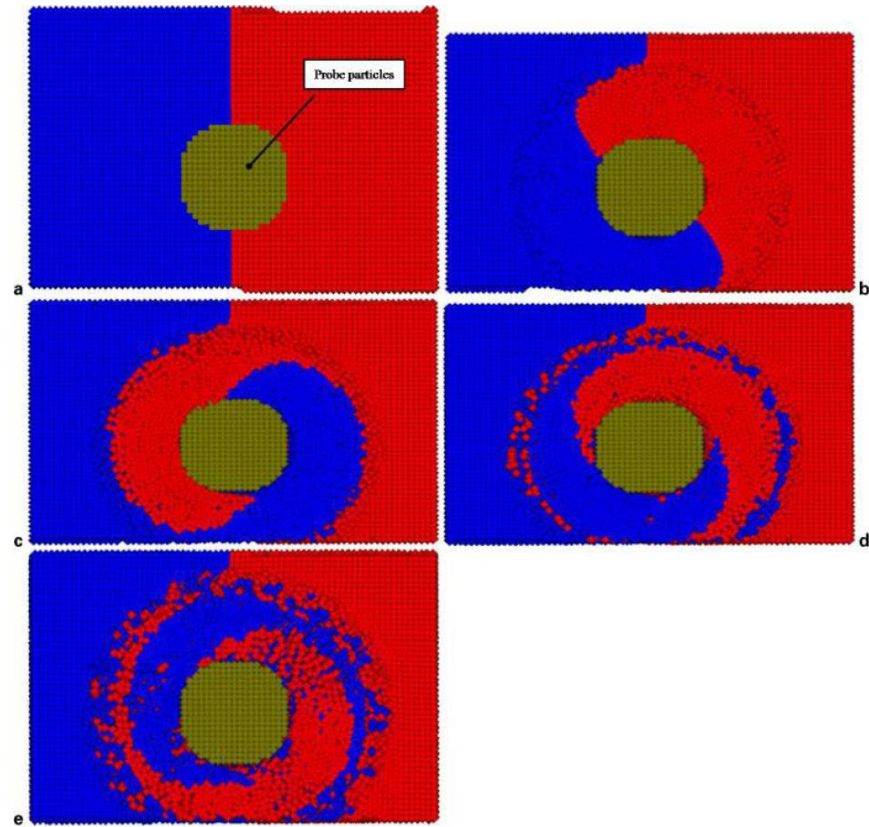


Fig. 1.18 Computational results of FSW process  
(a  $t = 0$  s, b  $t = 0.025$  s, c  $t = 0.075$  s, d  $t = 0.175$  s, e  $t = 0.425$  s)<sup>37)</sup>.

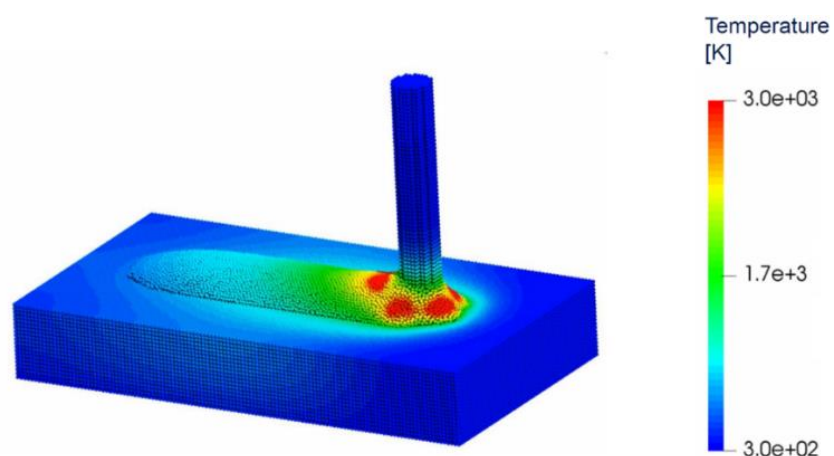


Fig. 1.19 Temperature field during laser additive manufacturing processes<sup>40)</sup>.

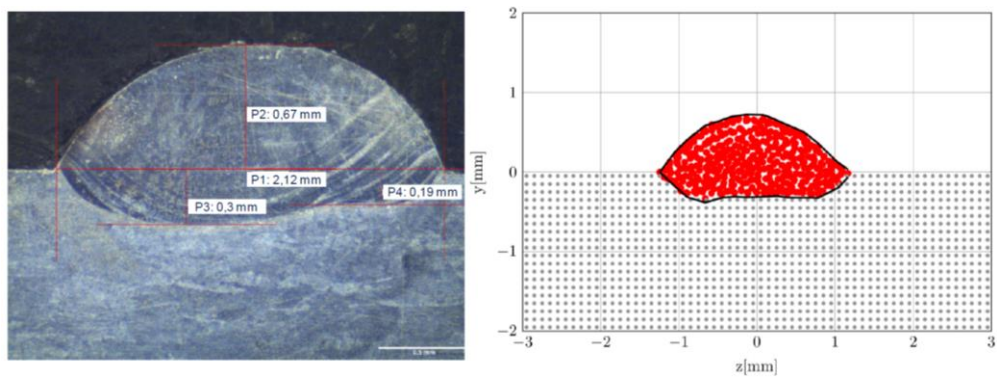
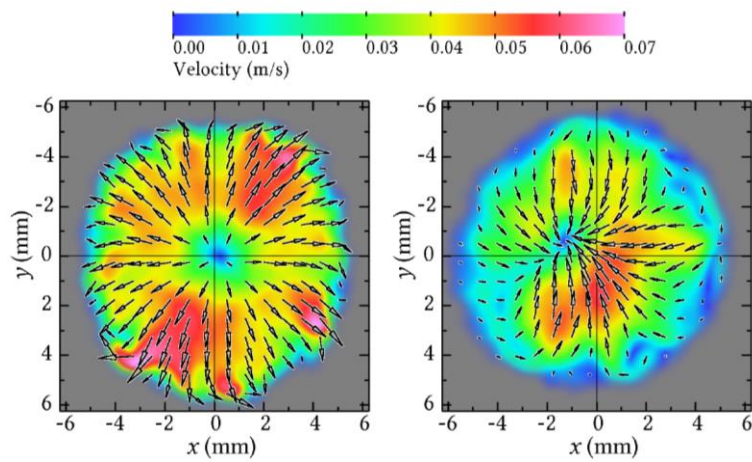
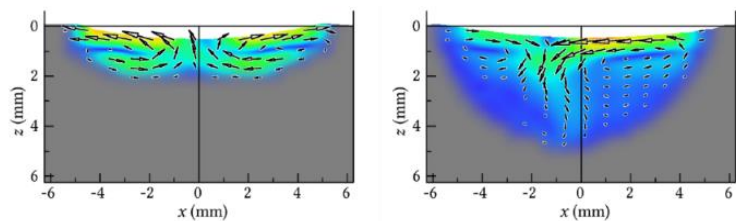


Fig. 1.20 Comparison result<sup>40)</sup>.



(a) Weld pool surface



(b) Vertical cross-section in  $x$ - $z$  plane

Fig. 1.21 Time averaged velocity fields in low surfer case (left) and high surfer case (right) <sup>43)</sup>.

## 1.6 研究目的

消耗電極式溶接法の一種であるサブマージアーク溶接は、溶接部が粉体のフラックスに覆われているためにその溶接現象の観察は困難であったが、近年の計測技術の進歩に伴い、X線透過観察や直接観察によって少しずつ可視化されている。一方、熔融池対流

現象のような母材内部で生じる現象の観察は X 線透過観察および直接観察のどちらも、前述の理由によって実施工と同等の溶接条件で可視化することができていない。

したがって数値計算による、母材内部で生じる溶融池対流現象などの溶接現象の解明が期待されているものの、一般的な格子法ではサブマージアーク溶接の特徴であるフラックスの挙動をシミュレートすることは困難である。その結果、この溶接法は他の一般的な消耗電極式溶接法であるガスメタルアーク溶接と比較して、溶接現象の解明を目的とした研究例は少ない。しかしながら、近年普及してきたデジタル波形制御可能な溶接電源を活用し、さらなる効率化を図るためには、サブマージアーク溶接中に生じるアークプラズマの熱源特性や溶滴移行現象、溶融池対流現象、スラグ形成のメカニズムを理解する必要がある。

そこで本研究では、まず高速度ビデオカメラを用いた X 線透過観察および直接観察によって、サブマージアーク溶接中のスラグの流動、溶滴移行現象、アーク現象の可視化を行い、キャビティ内部で生じるサブマージアーク溶接現象のメカニズムについて考察する。次に、粉体の計算手法である離散要素法（DEM: Discrete Element Method）に着目し、非圧縮性 SPH 法を組み合わせることで、粉体と熔融金属の挙動を考慮した連成計算モデルを開発する。この計算モデルをサブマージアーク溶接に適用し、スラグ形成過程と溶融池形成過程のシミュレーションを行う。また、溶接速度がスラグの形成に与える影響とそのメカニズムを解明することを目的とする。

## 1.7 論文構成

本論文のフローチャートを Fig. 1.22 に示す。また、本研究における論文構成を以下に示す。

第 1 章 緒論 では、サブマージアーク溶接および溶滴移行現象の概要について説明し、実験による溶接現象の可視化の現状を述べている。また数値計算においては他の消耗電極式溶接法の先行研究例も紹介し、その概要と問題点について述べている。さらに計算格子を用いない粒子法の種類や計算例についても記述し、本研究の目的を述べている。

第 2 章 サブマージアーク溶接中の溶接部の可視化観察 ではイメージインテンシフ

ファイアを取り付けた高速度ビデオカメラと X 線源を用いた X 線透過観察および高速度ビデオカメラを用いた直接観察の手法について述べる．そして、これらの手法を用いて行ったサブマージアーク溶接中の溶接部の可視化の結果を示す．また、溶接条件がフラックス内部のスラグや溶滴の挙動に及ぼす影響について考察する．

第 3 章 計算の理論 では、まず熱源であるアークプラズマのシミュレーションに用いる有限体積法の原理に基づいて支配方程式群を離散化し、計算アルゴリズムやソルバーの詳細について述べる．次に、母材と溶滴の挙動のシミュレーションに用いる SPH 法の原理に基づいて Navier-Stokes 方程式を離散化する．また、SPH 法を非圧縮性流体に適用するために用いた非圧縮性近似手法の詳細についても述べる．最後に、フラックスの挙動をシミュレートする DEM の原理に基づき、Newton の運動方程式を離散化する．

第 4 章 ガスメタルアーク溶接中の溶融池およびビード形成シミュレーション では、一般的なガスメタルアーク溶接を対象に、非圧縮性 SPH 法を用いた数値計算モデルによって溶融池形成過程のシミュレーションを行う．その後、溶滴を構成する粒子群の軌跡を追跡し、溶融池へ輸送された後の溶滴の挙動についても考察する．また、アンサンブル平均処理を適用することで溶融池の流れ場を明らかにし、溶滴が輸送されてから次の溶滴が輸送されるまでの溶融池内の速度分布の動的な変化について考察する．

第 5 章 DEM-SPH 連成計算モデルを用いたサブマージアーク溶接中の溶融池およびスラグ形成過程の数値シミュレーション では 2 章で述べた SPH 法と DEM を用いて、溶融池およびスラグの形成過程をモデル化する．そして構築した計算モデルを用いてスラグの形成と溶融池の形成過程のシミュレーションを行う．得られた結果は前章と同様にアンサンブル平均を適用して溶融池内の流れ場を明らかにする．また、フラックスやスラグの挙動にも注目し、溶接速度がこれらの挙動に与える影響を考察する．

第 6 章 結論 では本研究で得られた結果を総括する．



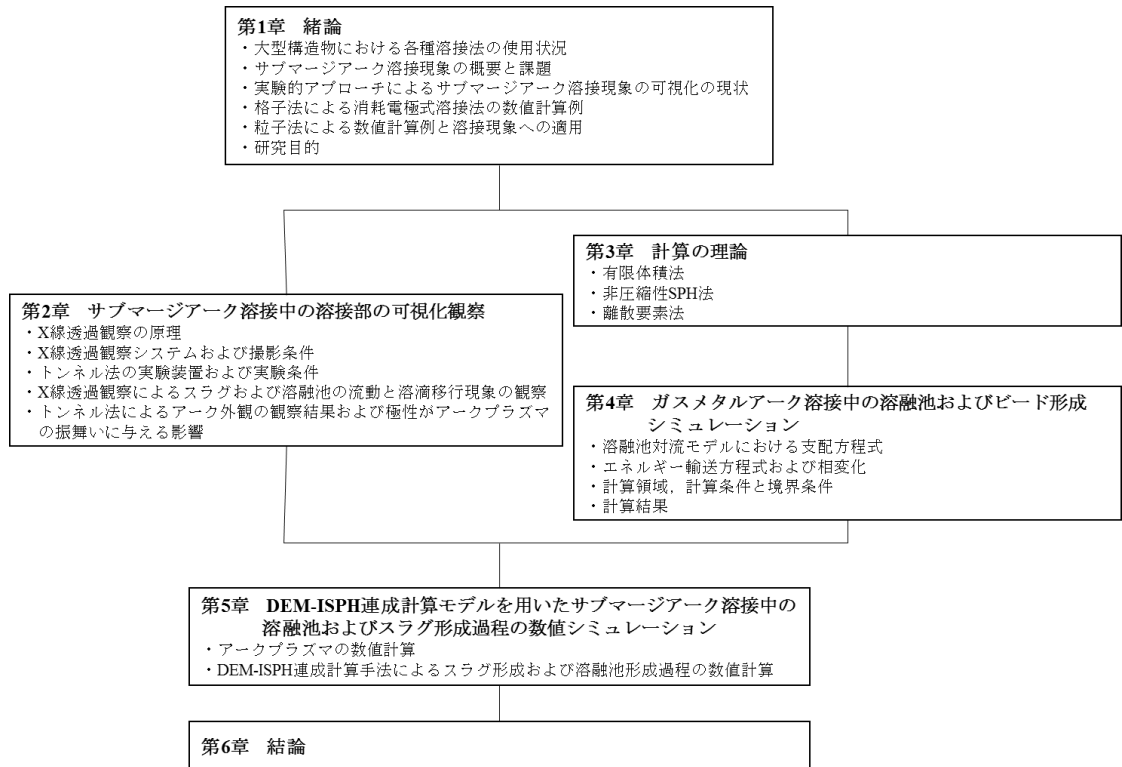


Fig. 1.22 Flowchart of this study.

## 第 2 章 サブマージアーク溶接中の溶接部の 可視化観察

### 2.1 緒言

前章で述べたように、サブマージアーク溶接は溶接部が粉体のフラックスに覆われているため、溶接中に生じるアークプラズマや溶滴移行を観察することは難しい。また、溶接条件によってはサブマージアーク溶接特有の溶滴移行形態である壁面移行が生じることもある。加えてその溶接電流は一般的なガスメタルアーク溶接よりも高いことから、ガスメタルアーク溶接で得られている知見を基にこの溶接現象を制御することは難しい。しかしながら、近年普及が進むデジタル溶接電源によるこの溶接現象の制御には、ワイヤーアークー溶融池間で生じる諸現象の可視化と、理解が必要不可欠である。そこで本章では、サブマージアーク溶接特有のキャビティ内部で生じるスラグや溶融池の形成、およびそれらの流動を明らかにするため、X 線透過観察装置を用いた観察を行う。

一方この X 線透過観察ではワイヤ先端に発生するプラズマと、その他の気体の密度差が X 線透過観察画像のコントラストの差として現れにくく、両者を見分けられないことが先行研究の観察結果<sup>12,13)</sup>からわかっている。しかしながら、X 線透過観察によって捉えた溶滴移行現象のメカニズムを考察するためには、溶滴近傍で生じるプラズマの挙動を明らかにする必要がある。そこで本研究では、先行研究<sup>15-17)</sup>と同様に、トンネル状の鋼材を溶接部に挿入してキャビティ内部の挙動を捉える実験手法（以下、トンネル法）によるサブマージアーク溶接中の溶滴移行に伴うアークプラズマの挙動を明らかにすることを試みる。またトンネル法で捉えた溶滴移行現象を X 線透過観察で得られた溶滴移行現象と比較することで、トンネル法の妥当性を評価する。そして、これらの観察結果を用いることで、サブマージアーク溶接中の溶滴移行現象のメカニズムについて考察する。

## 2.2 X 線透過観察の原理

本節では X 線透過観察の原理について述べる．X 線透過観察は X 線源とインテンシファイアを取り付けた記録媒体（カメラ等）で観察したい物体を挟むように配置して行う．Fig. 2.1 に示すのは，各電磁波の波長と振動数の関係である<sup>49)</sup>．本実験で用いる X 線は電磁波の一種であり，Fig. 2.1 からわかるようにその波長は 50 pm～7 nm 程度，周波数は  $2 \times 10^{18}$  Hz～ $1 \times 10^{20}$  Hz 程度である．X 線源から放出された X 線は物体を透過するが，透過する際にその物体の密度，厚みに応じて放射エネルギーが吸収されて減衰する．

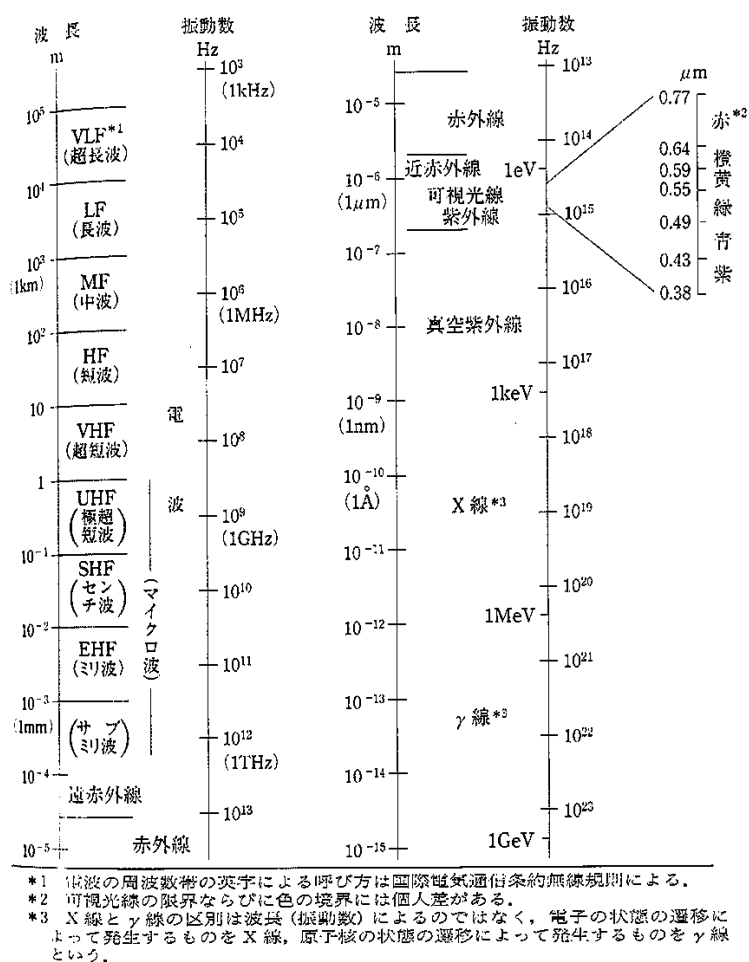


Fig. 2.1 Wave length and frequency for each electromagnetic wave<sup>49)</sup>.

ある物体を透過した後の X 線強度  $I^x$  は入射 X 線強度  $I_0^x$ ，X 線が物体中を通った距離  $\zeta$ ，物体の密度  $\rho$ ，質量吸収係数  $\Omega$  を用いて次式で求められる<sup>49)</sup>．

$$I^x = I_0^x e^{-\Omega \rho \zeta} \quad (2.1)$$

この式からわかるように，質量吸収係数や密度が大きいほど，また X 線が物体中を通る距離が長いほど透過後の X 線の強度が低くなる．Table 2.1 に代表的な元素の各波長の X 線に対する質量吸収係数を示す<sup>49)</sup>．例外はあるものの，原子番号の小さい，すなわち質量の小さい元素ほど質量吸収係数が小さく，原子番号が大きい（質量の大きい）元素になるほど質量吸収係数は大きくなる傾向にある．また，同一元素でも透過する X 線の波長が長いほど質量吸収係数は大きい傾向にあることがわかる．特に Pb（鉛）は X 線の遮蔽材として利用されている．

Table 2.1 Mass absorption coefficients for each element and wave length<sup>49)</sup>.

(単位: cm <sup>2</sup> /g)												
波長	吸収する元素とその原子番号											
nm	H 1	C 6	N 7	O 8	Al 13	Fe 26	Cu 29	Ag 47	Sn 50	Pt 78	Au 79	Pb 82
0.030	0.348	0.208	0.230	0.260	0.552	3.35	4.51	16.5	19.0	11.1	11.5	12.8
0.040	0.359	0.258	0.311	0.382	1.08	7.54	10.2	35.0	39.5	24.6	25.5	28.1
0.050	0.367	0.336	0.438	0.577	1.93	14.2	19.1	9.45	11.5	45.2	46.6	50.6
0.060	0.374	0.449	0.625	0.865	3.20	23.9	31.9	15.9	19.2	73.3	75.2	80.1
0.070	0.379	0.605	0.884	1.26	4.95	36.9	48.9	24.7	29.8	109	111	116
0.080	0.384	0.811	1.23	1.79	7.25	53.6	70.4	36.0	43.4	151	153	148
0.090	0.389	1.07	1.66	2.47	10.2	74.2	96.6	50.2	60.3	179	183	141
0.100	0.394	1.40	2.21	3.31	13.8	99.1	128	67.3	80.7	158	165	74.2
0.110	0.400	1.80	2.87	4.33	18.2	128	163	87.6	105	82.1	85.4	96.0
0.120	0.407	2.28	3.67	5.55	23.5	162	204	111	132	104	108	121
0.130	0.414	2.84	4.60	6.99	29.6	199	248	138	164	129	134	150
0.140	0.422	3.50	5.69	8.66	36.8	242	40.0	169	199	156	162	181
0.150	0.431	4.25	6.95	10.6	44.9	288	48.9	203	239	187	194	216
0.160	0.441	5.12	8.38	12.8	54.1	338	58.9	240	282	220	228	254
0.170	0.452	6.09	9.99	15.3	64.5	392	70.3	281	328	257	266	295
0.180	0.465	7.19	11.8	18.0	76.0	53.7	82.9	325	378	295	306	338
0.190	0.478	8.41	13.8	21.1	88.8	62.8	97.0	372	431	337	348	384
0.200	0.493	9.76	16.1	24.6	103	72.9	112	423	487	380	393	432
0.210	0.510	11.3	18.5	28.4	118	83.9	129	476	545	426	439	482
0.220	0.527	12.9	21.3	32.5	135	96.0	148	532	606	473	487	532
0.230	0.547	14.7	24.2	37.0	154	109	168	591	668	521	537	584
0.240	0.568	16.6	27.5	42.0	173	123	190	652	732	571	587	636
0.250	0.592	18.8	31.0	47.3	195	139	213	714	796	621	637	687
0.260	0.617	21.1	34.7	53.1	217	155	239	778	861	671	687	738
0.270	0.643	23.5	38.8	59.3	242	173	266	843	926	720	737	787

物体を透過した X 線はイメージインテンシファイアと呼ばれる装置で受光される。イメージインテンシファイアの断面の模式図を Fig. 2.2 に示す<sup>50)</sup>。X 線がイメージインテンシファイアの入力面蛍光膜に入射すると、その強度に応じた電子が光電効果によって光電面膜から放出される。この電子はイメージインテンシファイア内に印加された高電圧によって加速され、出力面蛍光膜に入射する。入射した電子による光電効果によって出力面蛍光膜から可視光が放出され、この光をカメラなどで撮影する。こうして得られた画像は X 線の強度によって異なるコントラストが得られ、減衰が少ないと白く、減衰するほど黒く写る。

このように X 線透過観察は観察対象を X 線が透過するだけの非破壊の検査方法であり、主に医学上の各種診断に用いられる他、非破壊検査などの工業用途にも使われている<sup>51)</sup>。

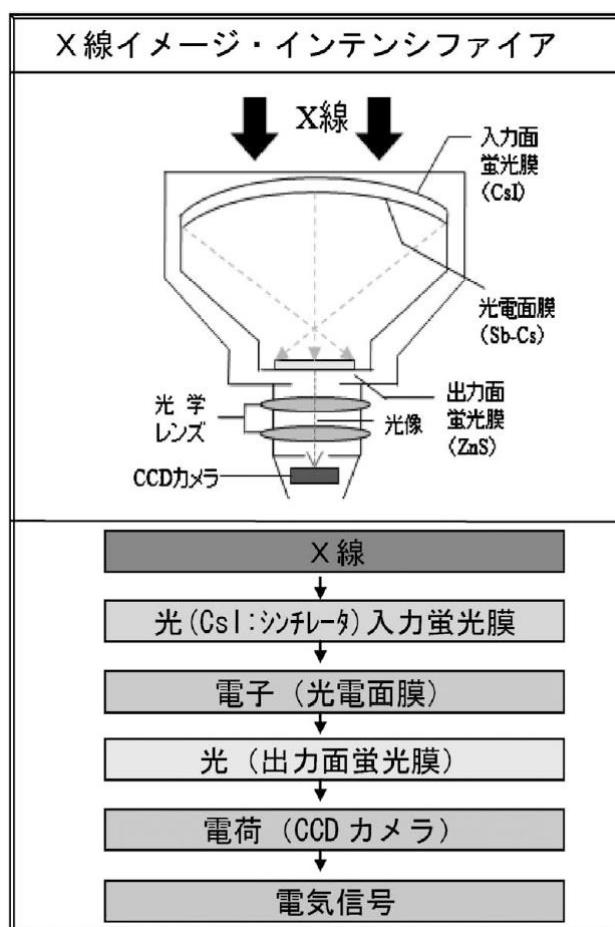


Fig. 2.2 Schematic illustration of image intensifier<sup>50)</sup>.

## 2.3 実験装置および実験条件

### 2.3.1 X 線透過観察システムおよび撮影条件

Fig. 2.3 に本実験で用いた X 線透過観察装置<sup>52)</sup>を示す．この観察装置は 4 本のロボットアームの先端に 2 対のインテンシファイアを取り付けた高速度ビデオカメラと X 線源が取り付けられている．本研究ではこのうち、1 対の X 線源とインテンシファイアおよび高速度ビデオカメラを用いて撮影した．Fig. 2.4 に実験系の模式図を示す．実験系は溶接電源および溶接トーチ、X 線透過観察装置、移動台車、ワイヤ、セラミック板を取り付けた母材、フラックス、データロガー、クランプメータ、タイマ付同期スイッチ、直流安定化電源を用いて構成した．溶接トーチは固定されており、母材を設置した移動台車が溶接速度で移動することによって溶接を行った．本実験では、溶接線に対して垂直方向にインテンシファイアを取り付けた高速度ビデオカメラと X 線源を取り付けることで、フラックス内部で生じる溶接現象を二次元画像として捉えた．X 線源の管電圧は 125 kV とし、管電流は 6 mA とした．

また、溶接電流とアーク電圧はデータロガーによってサンプリングレート 50  $\mu$ s で記録した．これらの波形と同時に高速度ビデオカメラに入るトリガー信号も計測することで、電流電圧波形と撮影した映像を同期させた．なお、高速度ビデオカメラの撮影速度は 3000 fps、露光時間は 331  $\mu$ s とし、溶接が安定した溶接後 15 秒後から撮影を開始した．溶接条件は Table 2.2 に示すとおりである．ワイヤは直径 4 mm の US-521S を使用し、母材には 400 mm $\times$ 50 mm $\times$ 20 mm $t$  の 2.25Cr-1Mo 鋼を用い、予熱はしなかった．フラックスはボンドフラックスの一種である PF-200 (10 $\times$ 48 mesh) とし、使用前には 320 $^{\circ}$ C で約 1 時間乾燥させた．そして、溶接前に母材上に 30 mm 程度の高さになるまで乾燥したフラックスを撒いた．このとき、母材の幅方向から 2 枚のセラミック板で母材を挟むことによって撒いたフラックスが母材上から落ちるのを防いだ．

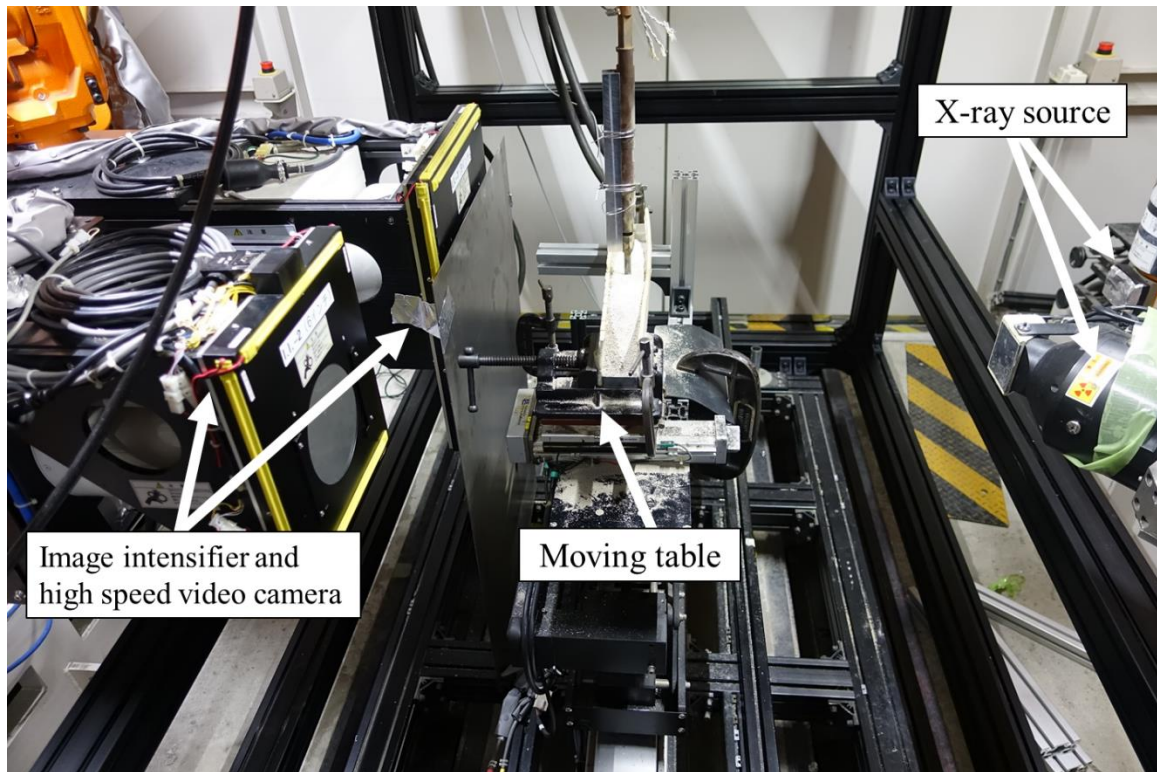


Fig. 2.3 Appearance of X-ray observation system.

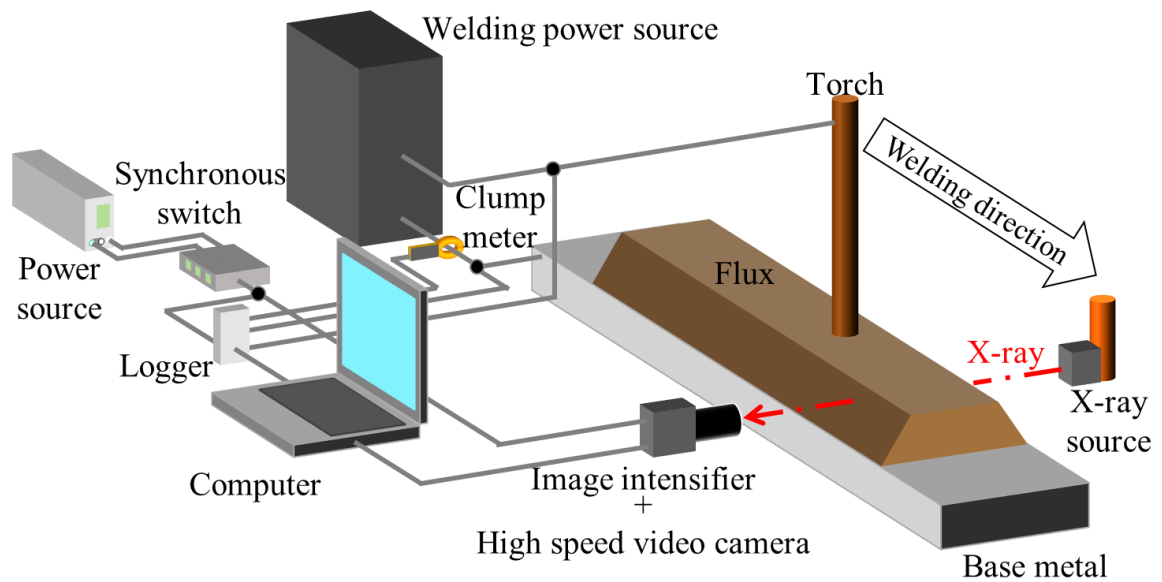


Fig. 2.4 Schematic illustration of experimental arrangement to observe inside of the weld part in SAW.

Table 2.2 Welding conditions for X-ray observations.

Welding current	400, 600, 800 A
Arc voltage	33 V
Welding speed	5 mm/s
Contact tip to work distance (CTWD)	30 mm
Polarity of welding current	Direct current electrode positive (DCEP), Direct current electrode negative (DCEN)

### 2.3.2 トンネル法の実験装置および実験条件

Fig. 2.5 にトンネル法の実験系の模式図を示す. 実験系は溶接電源および溶接トーチ, 観察用治具, 高速度ビデオカメラ, 移動台車, ワイヤ, セラミック板を取り付けた母材, フラックス, データロガー, クランプメータ, タイマ付同期スイッチ, 直流安定化電源を用いて構成した. X 線透過観察とは異なり, この実験では母材および治具は固定されており, 溶接トーチを固定した移動台車が溶接速度で移動することで溶接を行った. また, 母材上のフラックスを保持するため, 母材の幅方向から母材を挟むように 2 枚のセラミック板を設置した. 観察用の治具はこのセラミック板の一部をくり貫くことで設けた穴から挿入した. 観察用の治具は溶接開始から 10 秒後にワイヤが治具の前を通過し始めるように設置した.

Fig. 2.6 に観察用の治具の模式図を示し, Fig. 2.7 に溶接部周辺の拡大図を示す. 治具はスラグの流入を防ぐために母材表面に対して約 17 度傾けた. 本実験では先行研究と同様に, キャビティ内部の圧力を保つことを目的とし, 観察用の治具から CO<sub>2</sub> ガスを導入した. 高速度ビデオカメラには減光フィルタを取り付けたカラーカメラおよび, 975 nm のバンドパスフィルタを取り付けたモノクロカメラを使用した. Table 2.3 にその他の実験条件を示し, Table 2.4 に溶接条件を示す.



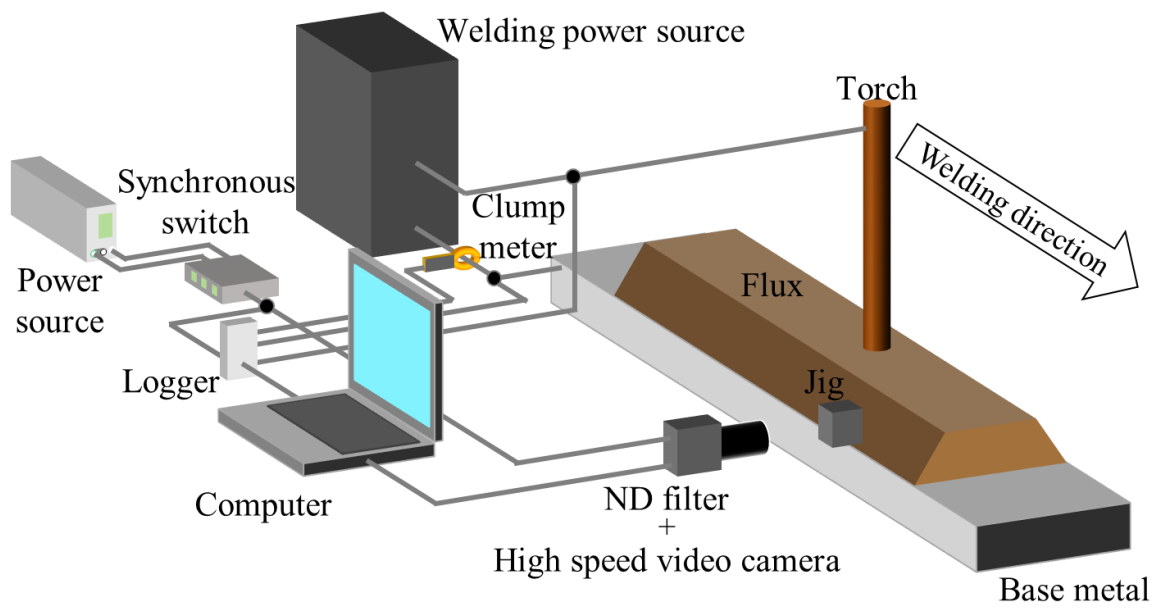


Fig. 2.5 Schematic illustration of experimental setup for tunnel method.

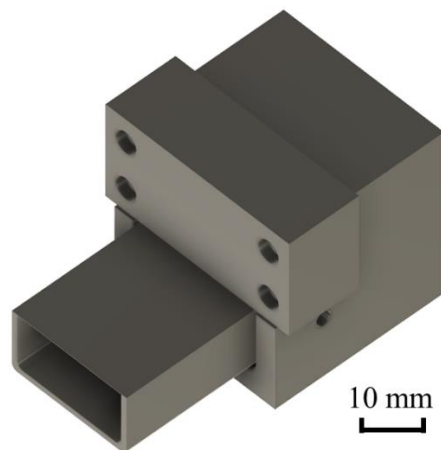


Fig. 2.6 Schematic illustration of jig for tunnel method.

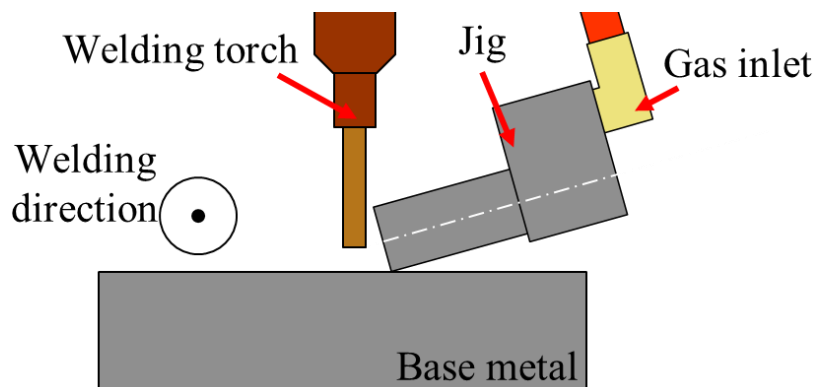


Fig. 2.7 Magnified figure around weld part.

Table 2.3 Experimental conditions for tunnel method.

Camera	Color	Monochrome
Frame rate	3000 fps	3000 fps
Exposure time	5 $\mu$ s	30 $\mu$ s
Filter	ND-8 $\times$ 2	975 nm band pass
Diaphragm	32	32

Table 2.4 Welding conditions for tunnel method.

Welding current	600 A
Arc voltage	33 V
Polarity of welding current	DCEP, DCEN
Welding speed	5 mm/s
CTWD	30 mm

## 2.4 X線透過観察によるスラグおよび溶融池の流動と溶滴移行現象の観察

### 2.4.1 フラックス中の溶滴の輸送とスラグの流動

Fig. 2.8 に示すのは、溶接電流 DCEP (: Direct Current Electrode Positive) 600 A, アーク電圧 33 V, 溶接速度 5 mm/s と設定した際の X 線透過観察結果である。このとき、溶接中の平均ワイヤ送給速度は 1.26 m/min であった。母材、トーチ、ワイヤは金属で構成されるため、X 線が大きく減衰し黒く見える。フラックスは合金成分を含むが、主成分は CaO などの非金属や、MnO などの非鉄金属によって構成される脱酸剤のため、母材やワイヤに比べて密度が小さい。加えて、フラックスは粉体であるため、この空間を通る X 線は粉体と気体を通る。したがってこのフラックス空間を通る X 線は母材やワイヤを通る X 線比べ減衰せず、灰色に見える。そしてこのフラックスが溶融したスラグは連続体であるため、このスラグを通る X 線は空間に粉体が充填したフラックス中を通る X 線に比べて大きく減衰する。その結果、スラグの存在する空間はフラックスのみが存在する空間よりも濃い灰色で撮影される。また本実験で撮影された映像は曲がって見えている。これは X 線源から照射された X 線がイメージインテンシファイアの入力面蛍光

膜に入射することで誘起される光電効果によって発生する電子が、溶接に伴って発生する磁場の影響を受け直進することができないためである。右ねじの法則に従って電流の向きによって発生する磁場の向きが変わるため、DCEP と DCEN (: Direct Current Electrode Negative)では画像の曲がり方が異なる。

Fig. 2.8 からわかるように、観察結果から溶接部は、(i)フラックスの蒸発によるキャビティが形成される領域、(ii)スラグの形成と、プラズマの影響を受けた動的な挙動がみられる領域、(iii)熱源から離れ、スラグの流動があまり見られない領域、(iv)流動がみられず、スラグは凝固していると思われる領域の 4 つに大別された。Fig. 2.9 に電流波形および電圧波形の一部を示す。撮影開始から 20 s 間の平均電流は 598.1 A、平均電圧は 33.3 V であった。Fig. 2.10 に溶滴移行一周期における、各時刻の X 線透過観察結果を示す。Fig. 2.10 は Fig. 2.9 中に示した添字 a ~ f の時刻における溶滴付近の拡大図を示している。ワイヤ先端で生じた熔融金属はワイヤ直下に集まり、溶滴を形成した (Fig. 2.10(a) ~ Fig. 2.10(c))。形成された溶滴は一般的な CO<sub>2</sub> ガス溶接中の溶滴移行のように上方へ向かうことなく、ワイヤ下部で成長した (Fig. 2.10(d))。やがて溶滴は途中からくびれ始め、ワイヤ先端から離脱した (Fig. 2.10(e) ~ Fig. 2.10(h))。この溶接条件での溶滴移行の平均周波数は 25.6 Hz であった。また、熔融池に輸送される直前の溶滴の外形を追従することで溶滴の速度を求めたところ、20 回分の溶滴移行の平均速度は 2.2 m/s であった。Fig. 2.10(e)などからわかるように、本実験で得られた二次元画像は溶滴と母材が接触しているように見えるが、実際は Fig. 2.9 に示した電流電圧波形から短絡していないことがわかる。これらの結果から、ワイヤ直下では溶滴は熔融池に接触しておらず、熔融池はアーク圧力によって数 mm 程度押し下げられていたことが推察できる。

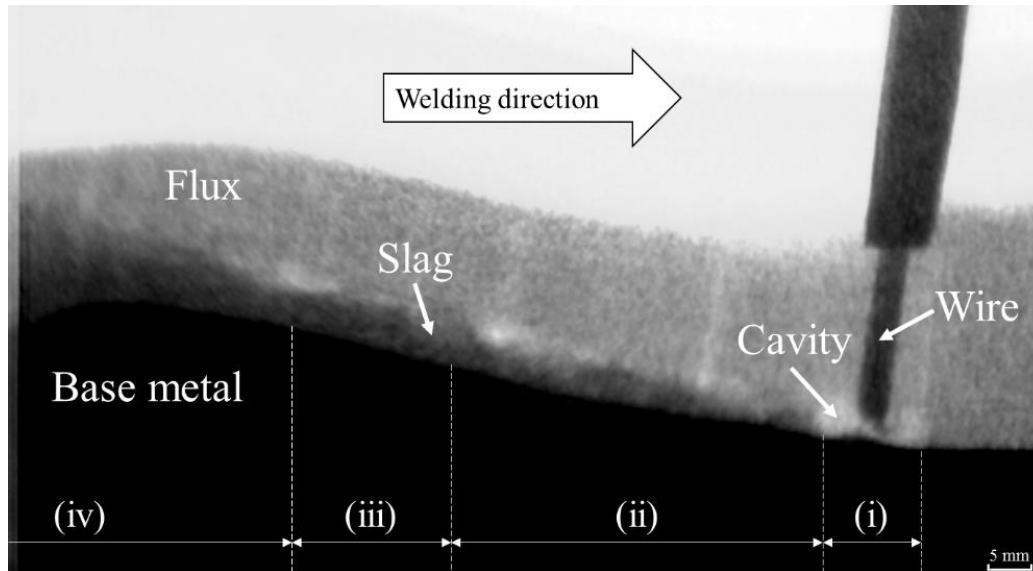


Fig. 2.8 Overview of X-ray observation result.

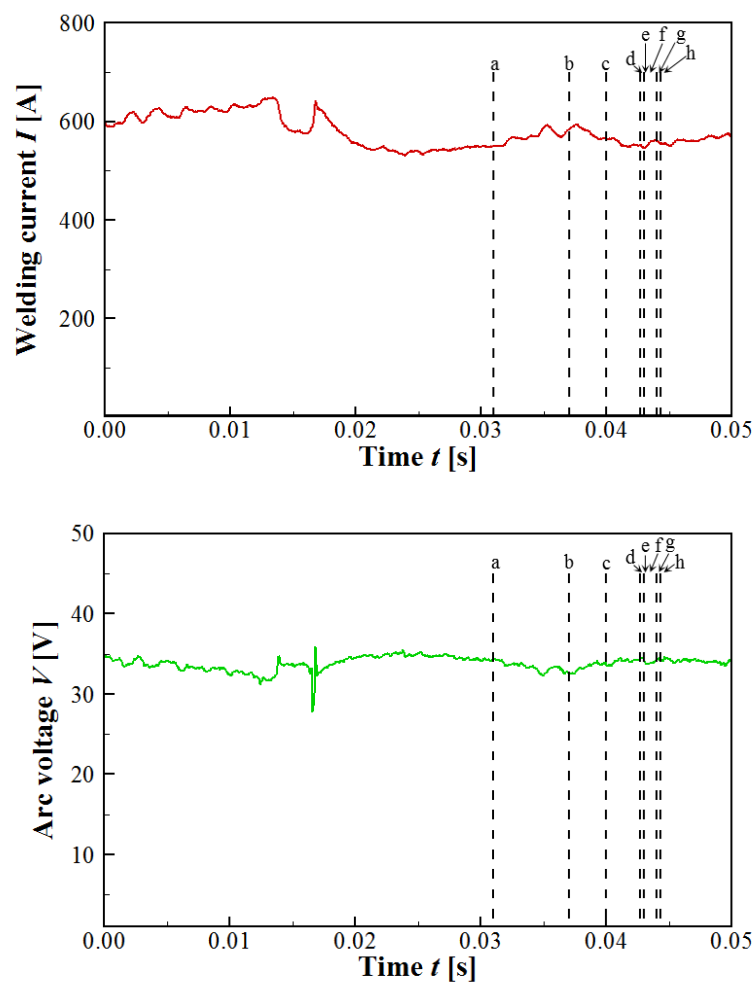


Fig. 2.9 Current waveform (up) and voltage waveform (down) (Welding current: DCEP 600 A).

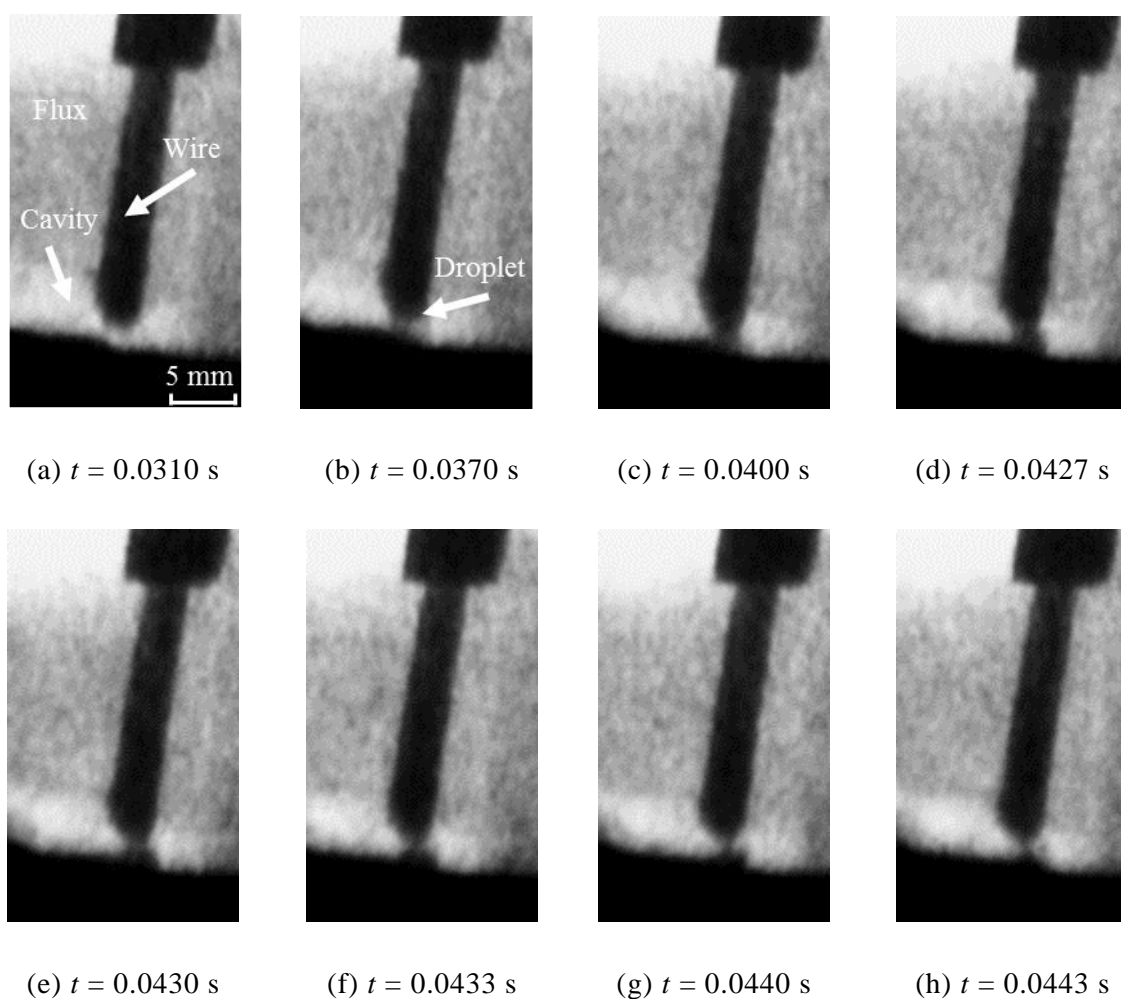


Fig. 2.10 X-ray observation results in a droplet transfer.

Fig. 2.11 にキャビティ近傍に存在するスラグの挙動を示す．図中の黄色の破線はスラグの前面の外形を示し，矢印を併記してある場合はそのスラグの流動方向を示している．前述のように，溶融池は電極直下でアーク圧力によって押し下げられている．一方，熱源の後方では溶滴移行に伴う溶融池の質量増加によって，溶融池が盛り上がる．このような溶融池の高低差による溶接方向の傾斜に沿って，スラグはワイヤに向かって流動しようとする．しかしながら，スラグは熱源付近に接近すると，スラグは後方に押し戻されるような流動を示した (Fig. 2.11(a) ~ Fig. 2.11(c))．ワイヤ付近には周囲よりも相対的に圧力が高い，高温のアークプラズマが存在する．このアークプラズマの圧力やスラグの蒸発に伴う圧力上昇などが駆動力となり，スラグを熱源後方へと押し戻したと考えられる．押し戻されたスラグは(iii)領域に存在する，あまり流動しないスラグに衝突した

後、流動方向を転換して再びワイヤに向かう波打ちのような挙動を示した (Fig. 2.11(c), Fig. 2.11(d)). このとき、スラグは予め形成されていたキャビティを溶接部後方で埋めていく。溶接中、スラグは上記のような溶接方向前方に流動する期間と溶接部後方へと押し戻される期間を繰り返しながら流動した (Fig. 2.11(e) ~ Fig. 2.11(h)). 熱源後方に残されたスラグの流動は熱源の移動と共に小さくなり、最終的に凝固した。また(iii)や(iv)の領域において、スラグの上方に白く見える領域がある。これはこの部分がスラグによって埋まっておらず、キャビティ内部に存在するガスを内包したままスラグが凝固したためである。Fig. 2.12 にスラグの断面の一例を示す。X線透過観察から得られた傾向と同様に、スラグの上方に空洞が確認できた。以上の結果から、スラグの上部に形成される大きな空洞はスラグ内部の気泡が抜けきらずに成長したものではなく、キャビティ内部のスラグが冷却されながら流動する過程でキャビティ内部を埋める前に凝固したために生じたことが明らかとなった。

#### 2.4.2 溶接電流が溶滴移行現象やスラグの流動に及ぼす影響

Fig. 2.13 に溶接電流を DCEP 400 A と設定した場合の X 線透過観察結果を示す。この溶接条件に設定したとき、溶接中の平均ワイヤ送給速度は 0.81 m/min であった。また、撮影開始から 20 s 間の平均電流と平均電圧は 395.2 A, 33.2 V であり、撮影開始からの溶滴移行 10 周期分の平均溶滴移行周波数は 6.4 Hz であった。母材表面とワイヤ先端の距離に注目すると、溶接電流を DCEP 600 A と設定したときと同等であった。加えて、アーク電圧がほとんど同じであることを考慮するとアークプラズマが熔融池を押し下げる量は DCEP 400 A と DCEP 600 A は同程度であると推測できる。Fig. 2.13(a) ~ Fig. 2.13(c)は溶滴離脱直後から次の溶滴が離脱するまでを示している。溶滴はワイヤの前方で離脱することが多く、その直径はワイヤ径よりも小さいスプレー移行のような溶滴移行形態を示した。スラグに注目すると、DCEP 400 A に設定するとキャビティ内部はほとんどスラグに埋まっており、ガスが存在する空間はワイヤ周辺に留まった。このスラグの挙動は波打ちのように溶接方向の前後に動くようなものではなく、アーク圧力やスラグの蒸発によって Fig. 2.13(d)のように約 6.8 mm 押し戻されることはあるものの、キャビティ内部がスラグで埋まっているために Fig. 2.11 で確認されたようなスラグ表面

が波打つような流動は見られなかった。

Fig. 2.14 に溶接電流を DCEP 800 A と設定したときの X 線透過観察結果を示す。この溶接条件に設定したとき、溶接中の平均ワイヤ送給速度は 1.79 m/min であった。設定電圧はこれまでの 2 条件と同じであるにもかかわらず、ワイヤ先端が母材の中まで入っており、溶滴移行が確認できなかった。これは溶接電流の増加に伴う入熱量の増加によって母材が深く溶融し、アーク圧力によって溶融池が押し下げられたためである。なお、溶接電流が DCEP 800 A のときはワイヤの挙動はほとんど確認できなかったため、溶滴移行周波数を求めることができなかった。スラグに注目すると、白く見えるガス領域が溶接方向に対し後方まで広がっている。これは投入電力の増加によってアークプラズマからの放射が増加し、周囲のスラグの蒸発量が増加したためである。この広がったキャビティ内を流動しているスラグが存在する領域 (ii) のコントラストは、スラグの温度が低下してほとんど動かない領域 (iii) や凝固した領域 (iv) のコントラストに比べて薄くなった。これはフラックスの溶融量の増加によるスラグの体積増加よりも、気化によるスラグの体積減少やキャビティの体積増加によってスラグがキャビティを占める割合が減少したためである。この割合の減少は溶融池の流動の影響も受けていると考えられる。溶接電流が DCEP 400 A や DCEP 600 A のときは溶融池表面の流動は小さく、スラグは溶融池の勾配によってワイヤに近づき、アーク圧力やスラグの蒸発による圧力上昇によって溶融池後方へと押し戻されることでスラグの波打ちが生じると考えられる。一方 DCEP 800 A のときは、溶接電流の増加に伴うアーク圧力の増加や溶融金属の質量増加によって溶融池を構成する溶融金属が溶接線方向に波打ちながら流動した (Fig. 2.14(a) ~ Fig. 2.14(d))。溶融池上に存在するスラグはこの流動と共に溶接線の前後方向に流動する強制的な波打ちを生じた。この溶融池の波打ちに伴う強制的な流動によってスラグは引き伸ばされ薄くなったことも、この領域に存在するスラグが、流動しなくなった領域 (iii) や凝固した領域 (IV) に比べてコントラストに差が生じた一因であると考えられる。

Fig. 2.15 に溶接電流を DCEP 800 A と設定した場合の電流波形および電圧波形を示す。撮影開始から 20 s 間の平均電流と平均電圧は 761.4 A, 33.2 V であった。溶接電流が DCEP 800 A の場合は前述のようにワイヤ先端が見えなくなるほど埋もれているにもか

かわらず、短絡していなかった。したがって、電源特性が定電圧特性であり、アーク電圧は同じ値に設定していることを考慮すると、熔融池表面は DCEP 600 A に設定したときに見かけのアーク長として見えていた空間分さらに押し下げられていたと推察できる。これは、溶接電流が増加することによって Lorentz 力に誘起されるプラズマ気流が高速化し、熔融池表面におけるアーク圧力が増大したためである。Fig. 2.16 に各溶接電流における断面マクロを示す。図からわかるように、いずれの電流値においても、ガスメタルアーク溶接でしばしば見られるフィンガー形状の溶込みが得られた。これは上述のように熔融池が押し下げられ、運動量の大きい溶滴が輸送されたためである。溶滴直下に位置する熔融金属が押しのけられて薄くなることで、熔融池底部まで溶滴が輸送される。その結果、溶滴が持つ熱量によって熔融池底部が熔融することでビードの中心が周囲と比較して深く溶け、フィンガー形状の溶込みが得られたと考えられる。Table 2.5 には、Fig. 2.16 に示した断面マクロから得られた最大溶込み深さ、ビード幅、最大余盛高さ、余盛角を示す。これらの値は画像解析ソフト ImageJ<sup>53, 54)</sup>によって測定された。なお、余盛角は Fig. 2.16 のそれぞれの断面マクロで確認できる左右の余盛角の平均値である。表より、ビード幅は DCEP 400 A から DCEP 600 A にかけて 9 mm 程度広くなったのに対し、DCEP 600 A と DCEP 800 A では 0.5 mm 程度狭くなった。一方余盛高さは DCEP 400 A と DCEP 600 A では 0.4 mm 程度高くなったのに対し、DCEP 600 A から DCEP 800 A にかけて 0.7 mm 程度上昇した。これは、DCEP 600 A と DCEP 800 A で濡れ角が大きく変化したためである。本項で示した結果はいずれもワイヤが陽極となる条件のため、陰極である母材表面では電子放出に伴う酸化膜の除去（クリーニングアクション<sup>55)</sup>）が生じ、酸化膜が除去された。Yamaguchi らは、熔融鉄は母材表面の酸化膜が除去されていると濡れ角は小さくなることを示した<sup>56)</sup>。したがって、酸化膜が除去された部分は濡れ性がよくなる。しかしながら、溶接電流を DCEP 800 A と設定したとき、Fig. 2.14 に示したように、溶接電流の増加によってワイヤ直下の熔融池表面が押し下げられることで、アークプラズマは母材内部で維持された。アークプラズマが母材内部に埋められると、アークプラズマに晒される母材表面の面積が狭くなり、クリーニングアクションによって酸化膜を除去される母材表面の領域も狭くなる。その結果、母材表面の濡れが悪くなり、凸型のビードになったと考えられる。



以上に示したように，サブマージアーク溶接における溶接電流の増加は溶滴移行現象や溶融池の形成だけではなく，フラックスの溶融やキャビティの形成にも影響を及ぼしていた．

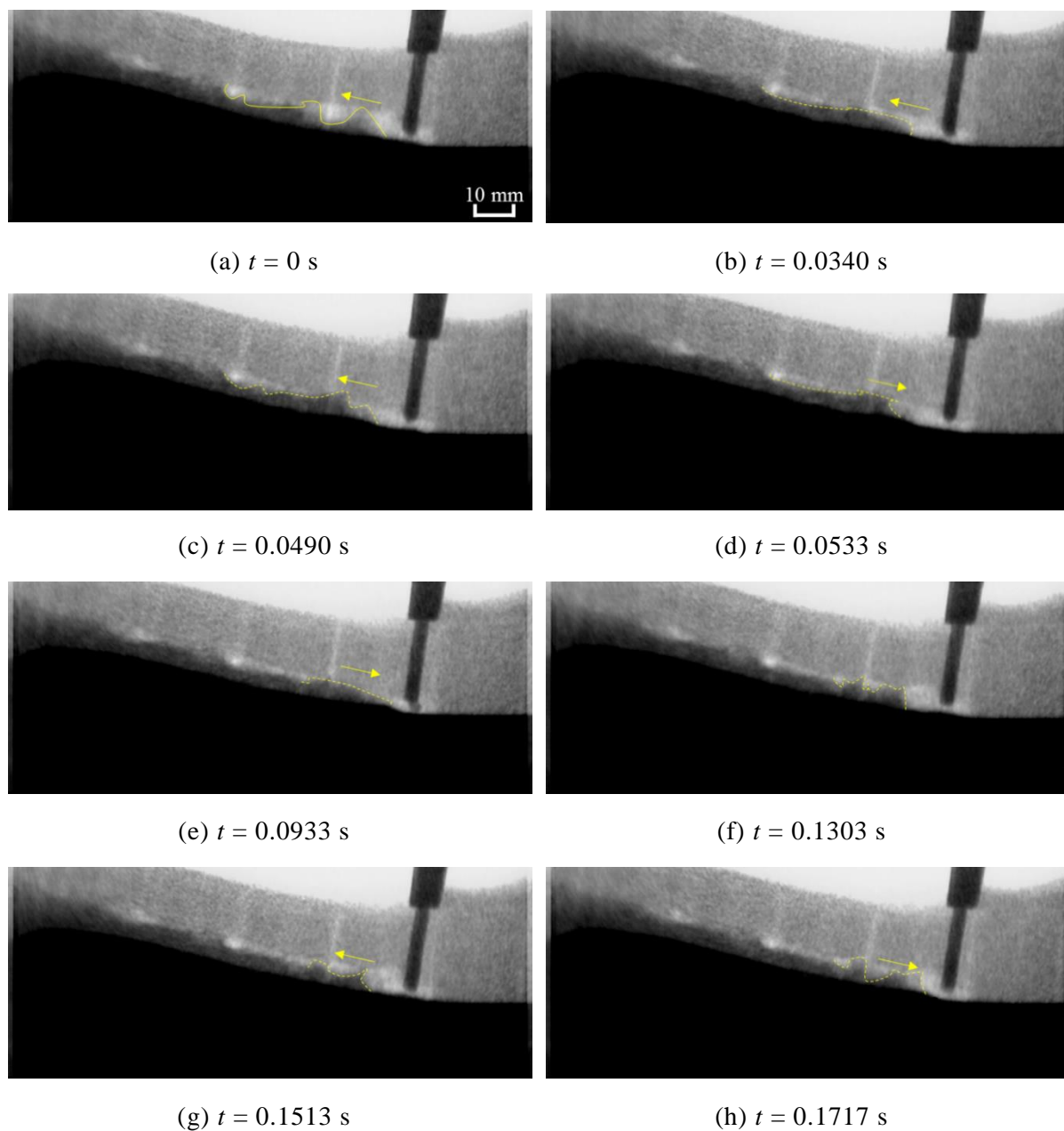
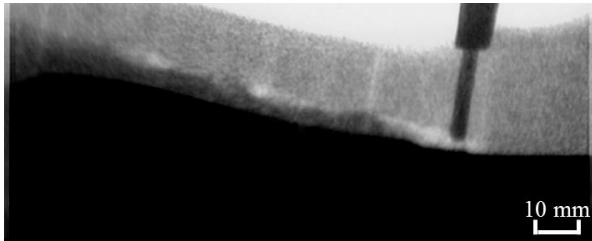


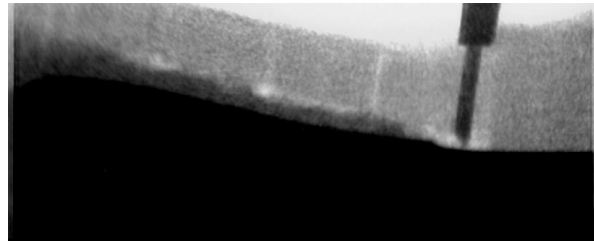
Fig. 2.11 Slag behaviors in region (ii) with time evolution.



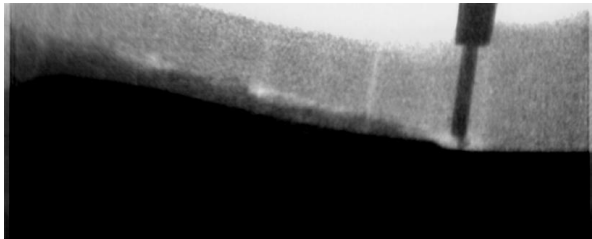
Fig. 2.12 Example of cross-section of slag.



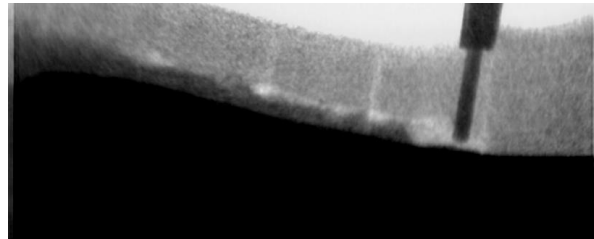
(a)  $t = 0$  s



(b)  $t = 0.0410$  s

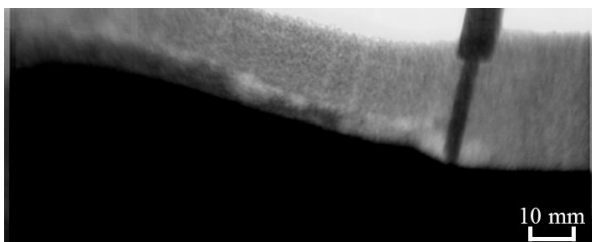


(c)  $t = 0.050$  s

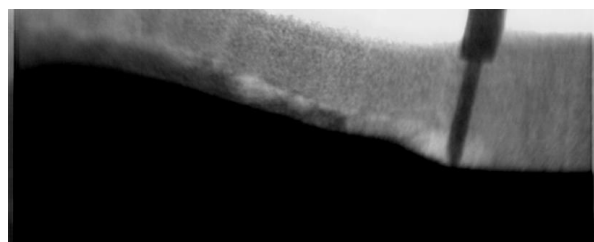


(d)  $t = 0.0930$  s

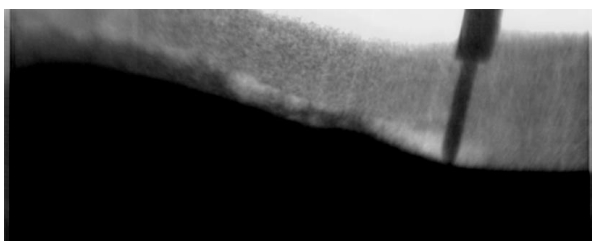
Fig. 2.13 X-ray observation results (Welding current: DCEP 400 A).



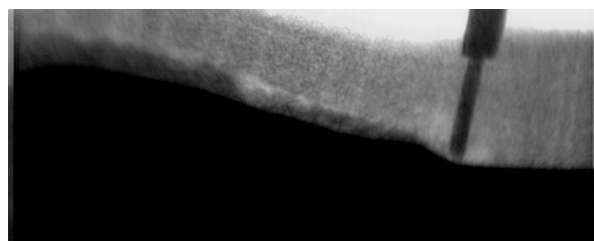
(a)  $t = 0$  s



(b)  $t = 0.0183$  s



(c)  $t = 0.0413$  s



(d)  $t = 0.0913$  s

Fig. 2.14 X-ray observation results (Welding current: DCEP 800 A).

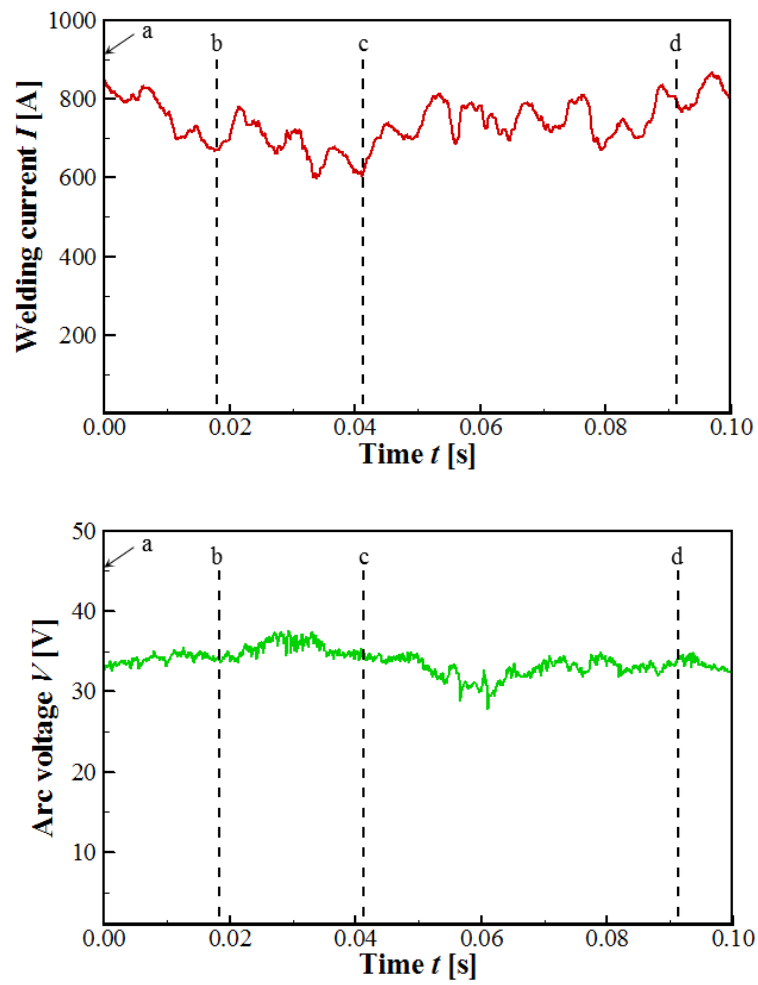


Fig. 2.15 Current waveform (up) and voltage waveform (down)  
(Welding current: DCEP 800 A).

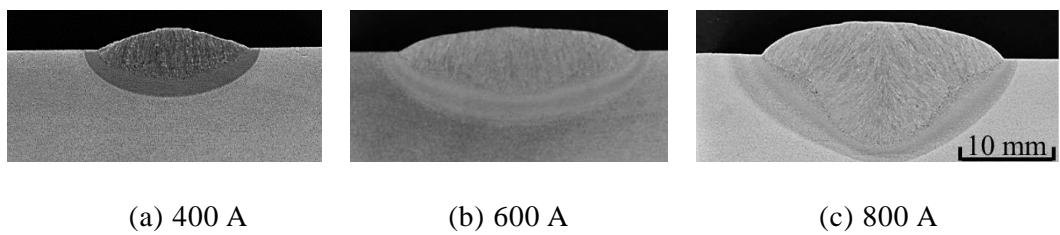


Fig. 2.16 Cross-section for each welding current.

Table 2.5 Measurement results of bead cross-section for each welding current.

Welding current	400 A	600 A	800 A
Maximum penetration depth	3.34 mm	4.82 mm	8.95 mm
Bead width	17.1 mm	26.3 mm	25.9 mm
Maximum bead height	2.36 mm	2.73 mm	3.48 mm
Toe angle	23.1 deg.	27.4 deg.	48.2 deg.

### 2.4.3 極性が溶滴移行現象やスラグの流動に及ぼす影響

Fig. 2.17 に極性をワイヤマイナスに変更し，溶接電流を DCEN 600 A と設定した場合の X 線透過観察結果を示す．このときの平均ワイヤ送給速度は 1.70 m/min であった．

2.4.1 でも述べたように，溶接電流の向きによって磁場の向きも変わるため，これまでの結果とは逆方向に画像が曲がっていることがわかる．また，これまで示してきた結果とは異なり，溶融池の前方に溶融金属が存在し盛り上がっている様子が確認された（Fig. 2.17(a)）．撮影開始からの溶滴移行 10 周期分の平均溶滴移行周波数は 10.5 Hz であった．

この溶接条件では，溶滴がワイヤ径よりも大きくなるグローブラー移行となることが多かった（Fig. 2.17(b)）．スラグに注目すると，ワイヤプラスのときは白く見える気体領域が確認できたが，ワイヤマイナスのときは気体領域が減少し，キャビティ内部はほとんどスラグで埋まっている．そのためスラグはキャビティ内部を大きく流動せず，熱源近傍には常にスラグが存在していた（Fig. 2.17(a) ~ Fig. 2.17(d)）．Fig. 2.18 にこのときの電流波形および電圧波形を示す．撮影開始から 20 s 間の平均電流は 576.7 A，平均電圧は 33.5 V であった．これらの結果からわかるように，投入電力がほぼ同じであるにもかかわらず，ワイヤの極性を変えることで溶接現象に差が生じた．これは，極性をワイヤマイナスと設定することでワイヤ送給速度が大きくなったためである．本実験の電源特性はいずれも定電圧特性であるため，ワイヤ送給速度の増加はワイヤの溶融量が増加することで長くなったアーク長を短くしようとしたために生じたと考えられる．すなわち，ワイヤマイナスのときは電子放出によってワイヤ表面からエネルギーが奪われているにもかかわらず，ワイヤプラスのときよりもワイヤの溶融量が多くなったといえる．この理由については次節で観察結果と共に改めて示すが，ワイヤ表面で陰極点が不規則に

移動し、プラズマもこの陰極点の移動に伴い動くことで極性がワイヤプラスと設定したときよりも広範囲のワイヤ表面がプラズマとの熱伝達によって加熱されたためであると考えられる。

Fig. 2.19 にビード外観を示し、Fig. 2.20 に断面マクロを示す。ワイヤプラスの時は溶接線に沿ってまっすぐなビードが形成されているのに対し、ワイヤマイナスのときは蛇行したビードが形成された。これは前述の陰極点の移動に伴うアークプラズマの不規則な挙動によって、溶滴が偏って輸送されたためであると考えられる。この溶滴の偏った輸送はビード外観だけではなく、Fig. 2.20 に示した断面マクロにも現れる。図から溶込みのフィンガー部が図の左側に偏っていることがわかる。このフィンガー部も溶滴の持つエネルギーが溶融池底面へと輸送されることで溶融池底部が溶けて生じるため、溶滴輸送の影響を受ける。Table 2.6 にマクロ断面の各部の測定結果を示す。この比較結果から、ビードの余盛角がワイヤプラスのときに比べて大きくなっていることがわかる。これはワイヤマイナスでは母材が陽極のため、電子放出に伴うクリーニングアクションが生じない。そのため、母材表面の濡れ性が悪くなって溶融池は濡れ広がらず、ビードが凸気味になったと考えられる。

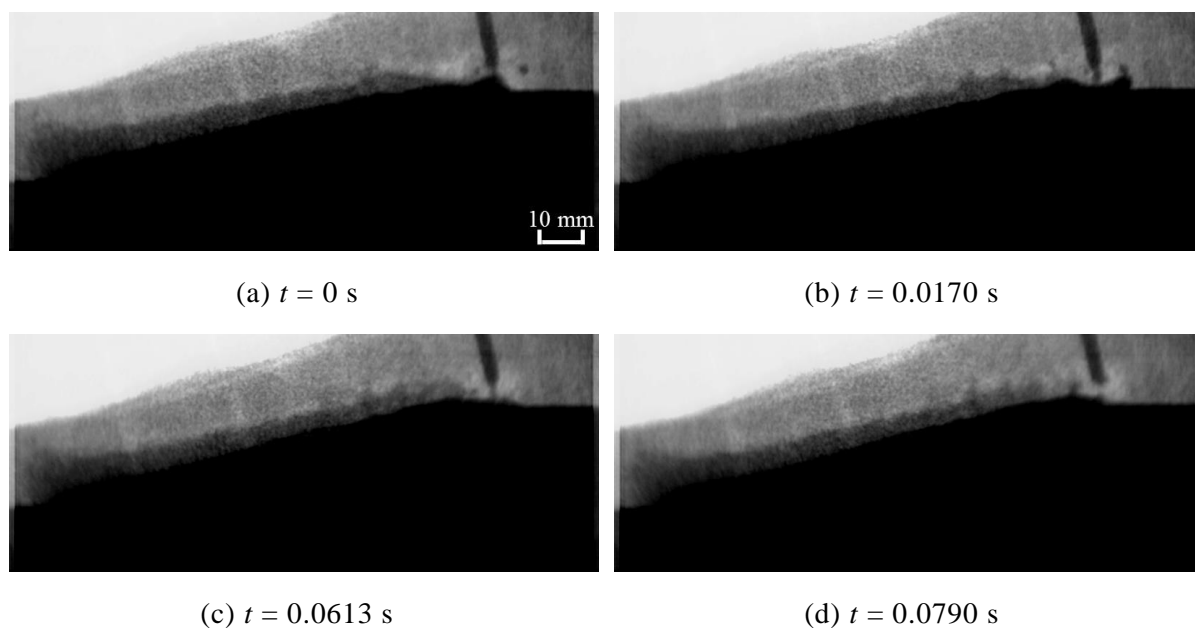


Fig. 2.17 X-ray observation results (Welding current: DCEN 600 A).

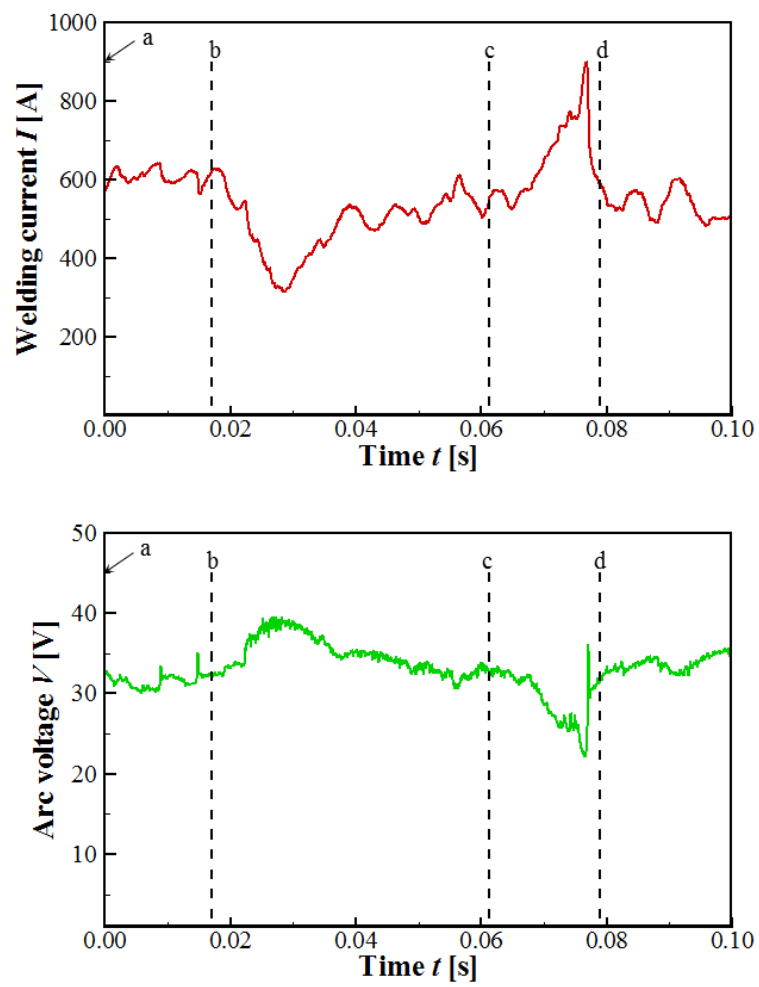


Fig. 2.18 Current waveform (up) and voltage waveform (down)  
(Welding current: DCEN 600 A).



(a) DCEP 600 A



(b) DCEN 600 A

Fig. 2.19 Bead appearances for each polarity.

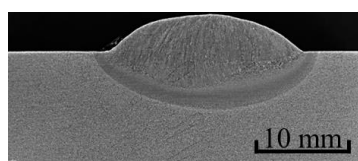


Fig. 2.20 Cross-section (Welding current: DCEN 600 A).

Table 2.6 Measurement results of bead cross-section for each polarity.

Welding current	DCEP 600 A	DCEN 600 A
Maximum penetration depth	4.82 mm	4.09 mm
Bead width	26.3 mm	23.0 mm
Maximum bead height	2.73 mm	4.23 mm
Toe angle	27.4 deg.	40.9 deg.

## 2.5 トンネル法によるアーク外観の観察および極性がアークプラズマの振舞いに与える影響

Fig. 2.21 にカラーカメラによるトンネル法で得られた、サブマージアーク溶接中のアーク外観を溶滴移行一周分を示す。Fig. 2.21(a)中に示す白の破線はワイヤの外形線を示している。この溶接条件での 10 回分の溶滴移行の平均周波数は 22.9 Hz であった。同溶接条件で撮影した X 線透過観察中の平均移行周波数は 25.6 Hz であり、その差は約 9% であることから、これらの実験が示す溶滴移行現象は同等であるといえる。また Fig. 2.22 に電流波形および電圧波形を示す。 $t = 0$  s がカメラのトリガー時刻を示しており、ワイヤが治具前方を通過し始めた時刻に等しい。トリガー開始より 20 s 間の平均電流は 571.6 A であり、平均電圧は 33.2 V であった。図より、CO<sub>2</sub> ガスや治具によってキャビティ内の環境が変化するトンネル通過中においても、電流と電圧はトンネル通過前と変わらないことを確認した。

Fig. 2.21 のいずれの図においても、溶滴下部に存在する青白いアークプラズマと、その周囲に存在する橙色の発光領域が確認できた。溶滴下部に存在した青白いアークプラズマについては、一般的な CO<sub>2</sub> ガス溶接で見られるアーク外観とよく似ている。先行研究によると、このキャビティ内の雰囲気は CO<sub>2</sub><sup>15)</sup>や CO<sup>3)</sup>であることが示唆されている。

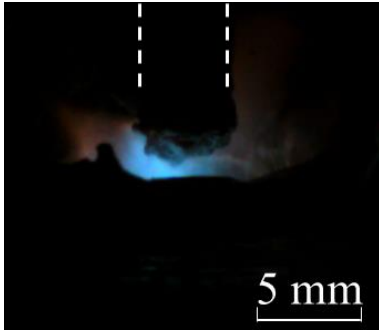
本実験ではキャビティ内部の圧力を保つため、キャビティ内部のガス組成に近い純  $\text{CO}_2$  ガスを導入したが、緒論でも示したように、Mendez ら<sup>15)</sup>によって観察時に人為的に吹き入れたガスはプラズマ化しなかったことが示唆されている。したがって、この青白く発光するプラズマは導入した  $\text{CO}_2$  ガスがプラズマ化したものではなく、キャビティ内に元々存在した  $\text{CO}_2$  や  $\text{CO}$  と、溶滴や溶融池由来の金属蒸気の混合物であると考えられる。このプラズマの発光源として、777.3 nm で発光する O 原子や 430.8 nm や 440.5 nm で発光する Fe 原子、458.4 nm で発光する 1 価の Fe イオンなどが挙げられる。なお、これらの化学種の発光スペクトルは NIST のデータベース<sup>57)</sup>から求めた。そして青白いアークプラズマの周囲に存在した橙色の発光はフラックスやスラグ由来のものであると考えられる。これは、一般的な  $\text{CO}_2$  ガス溶接においてアークプラズマは橙色の波長域では強く発光しないためである。Fig. 2.23 に Methong らが測定した  $\text{CO}_2$  ガスアークの各波長に対する相対輝度を示す<sup>58)</sup>。酸素原子が固有で出す 777.3 nm の光に比べ、590~640 nm の橙に見える光<sup>49)</sup>の相対輝度は低い。したがって、一般的な  $\text{CO}_2$  ガス溶接では橙色の光は見え、この発光はサブマージアーク溶接特有であると考えられることから、これらの光は蒸発したフラックスやスラグ由来の蒸気が発したものであるといえる。

またアークと溶滴の位置関係に着目すると、溶滴の下部からアークプラズマが発生していることがわかる。このようなアークと溶滴の位置関係はグロービュラー移行形態に近く、プラズマ気流に誘起される圧力上昇が溶滴の下で起こるため、溶滴は離脱しにくくなる。しかしながら、サブマージアーク溶接中の溶滴は形成初期ではその直径はワイヤ径と同程度であるものの (Fig. 2.21(a))、徐々に Lorentz 力によって細くなり (Fig. 2.21(b) ~ Fig. 2.21(d))、ワイヤ径よりも小さい溶滴となって離脱した (Fig. 2.21(d) ~ Fig. 2.21(i))。以上のようにカラーカメラを用いたトンネル法では、アークプラズマの色から溶滴直下とその周囲で異なる組成のプラズマが存在することが示唆された。しかしながら、アークプラズマに合わせて減光した結果、アークプラズマから離れたキャビティの壁面の様子を捉えることができていない。そこで近赤外のバンドパスフィルタを取り付けた高速度ビデオカメラによってアークプラズマ由来の光を減光してキャビティ内部の撮影を行った。Fig. 2.24 に同溶接条件における溶滴移行一周分のアーク外観を示す。近赤外ではアークプラズマ由来の光が弱いため、フラックスやスラグ、溶融金属が出す放射光を



捉えられる撮影条件で撮影でき、キャビティ内部が可視化された。なお、これらの実験は Fig. 2.21 とは別撮影であることに注意されたい。Fig. 2.24 より、キャビティ内ではフラックスと溶滴を確認できる。熔融金属とスラグはこの観察結果からは判別することはできないが、この溶接条件を用いた X 線透過観察では熔融金属はキャビティ上方まで存在していなかったため、このキャビティ上方に確認できる液体は熔融スラグであると考えられる。したがってキャビティ内部にはフラックス、溶滴、熔融池、熔融スラグが存在しており、キャビティ内部で熔融したこれらのスラグや金属が溶接方向後方へと輸送されることでスラグやビードを形成していると考えられる。

次に、Fig. 2.25 に溶接電流を DCEN 600 A と設定し、近赤外のバンドパスフィルタを取り付けた高速度ビデオカメラによって撮影されたキャビティ内部の様子を示す。トリガー開始から 10 s 間の平均電流は 644.0 A、平均電圧は 32.2 V であった。また、トリガー開始以降 10 回分の溶滴移行の平均移行周波数は 38.6 Hz であった。X 線透過観察時の溶滴移行周波数と比較すると、トンネル法のほうが溶滴の移行にかかる時間が短い。これはワイヤマイナスに設定することでワイヤ送給速度が増加し、溶滴や熔融池の質量が増加したためである。そのため、吹き込んだ CO<sub>2</sub> ガスの影響を受け、溶滴が早く離脱することで溶滴移行周波数が高くなったと考えられる。Fig. 2.25 より、異なる極性を設定することで、図中に赤丸で示すように溶滴表面上で陰極点が移動するような挙動が確認された。これはワイヤが陰極であり、仕事関数が低い酸化物から電子が放出されるためである。電子放出に伴うクリーニング作用<sup>55)</sup>によって酸化膜は熔融、蒸発するため、電子は次の酸化膜から放出される。このような電子放出と、それに伴うクリーニング作用による酸化膜の除去が次々と起こることで、陰極点は溶滴の表面上を移動するように見える (Fig. 2.25(a) ~ Fig. 2.25(c))。2.4.3 で述べた消耗電極式溶接法においてワイヤマイナスと設定した際にワイヤ送給速度が増加する理由は、この見かけの陰極点の移動にあると考えられる。Fig. 2.25 からわかるように、陰極点の移動とともにアークプラズマも移動している。その結果ワイヤプラスのときに比べ、広い範囲のワイヤ表面がアークプラズマによって加熱されることでワイヤが多く熔融し、電圧を一定に保つためワイヤ送給速度が増加したと考えられる。



(a)  $t = 3.0203$  s



(b)  $t = 3.0293$  s



(c)  $t = 3.0367$  s



(d)  $t = 3.0387$  s



(e)  $t = 3.0420$  s



(f)  $t = 3.0427$  s



(g)  $t = 3.0437$  s



(h)  $t = 3.0443$  s



(i)  $t = 3.0450$  s

Fig. 2.21 Observation results of arc appearance in SAW by color high speed video camera.

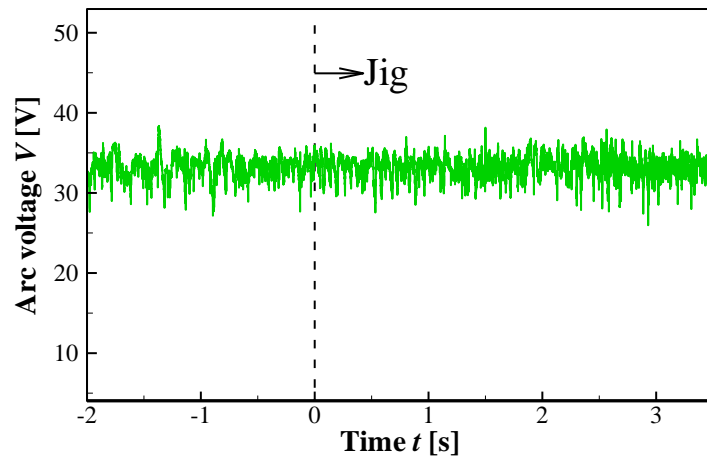
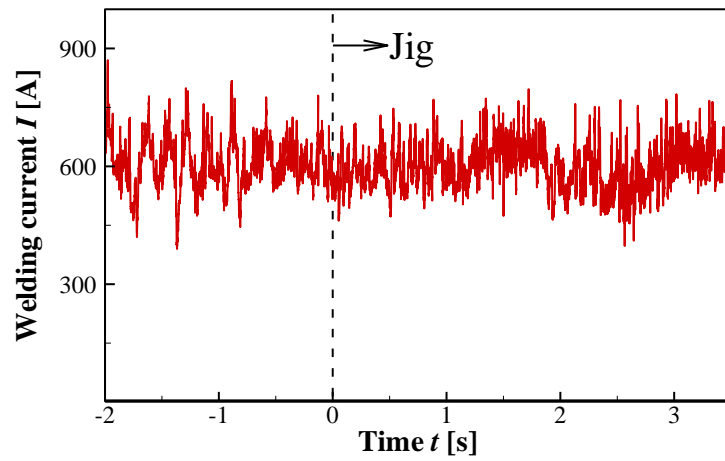


Fig. 2.22 Current wave form (up) and voltage wave form (down).

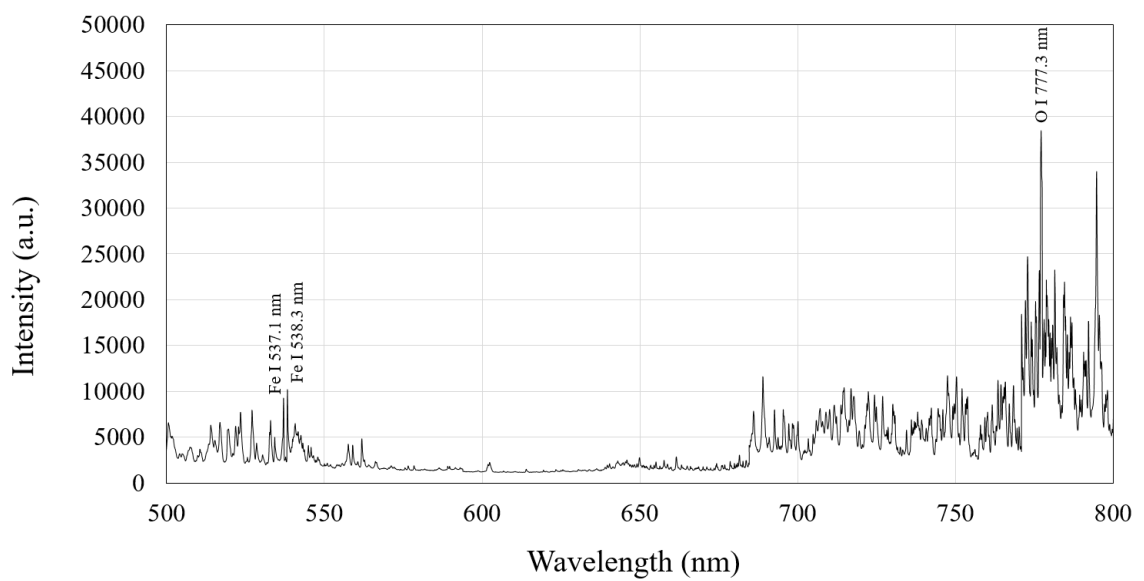


Fig. 2.23 Relationship between wave length and relative intensity in CO<sub>2</sub> gas welding<sup>58</sup>).

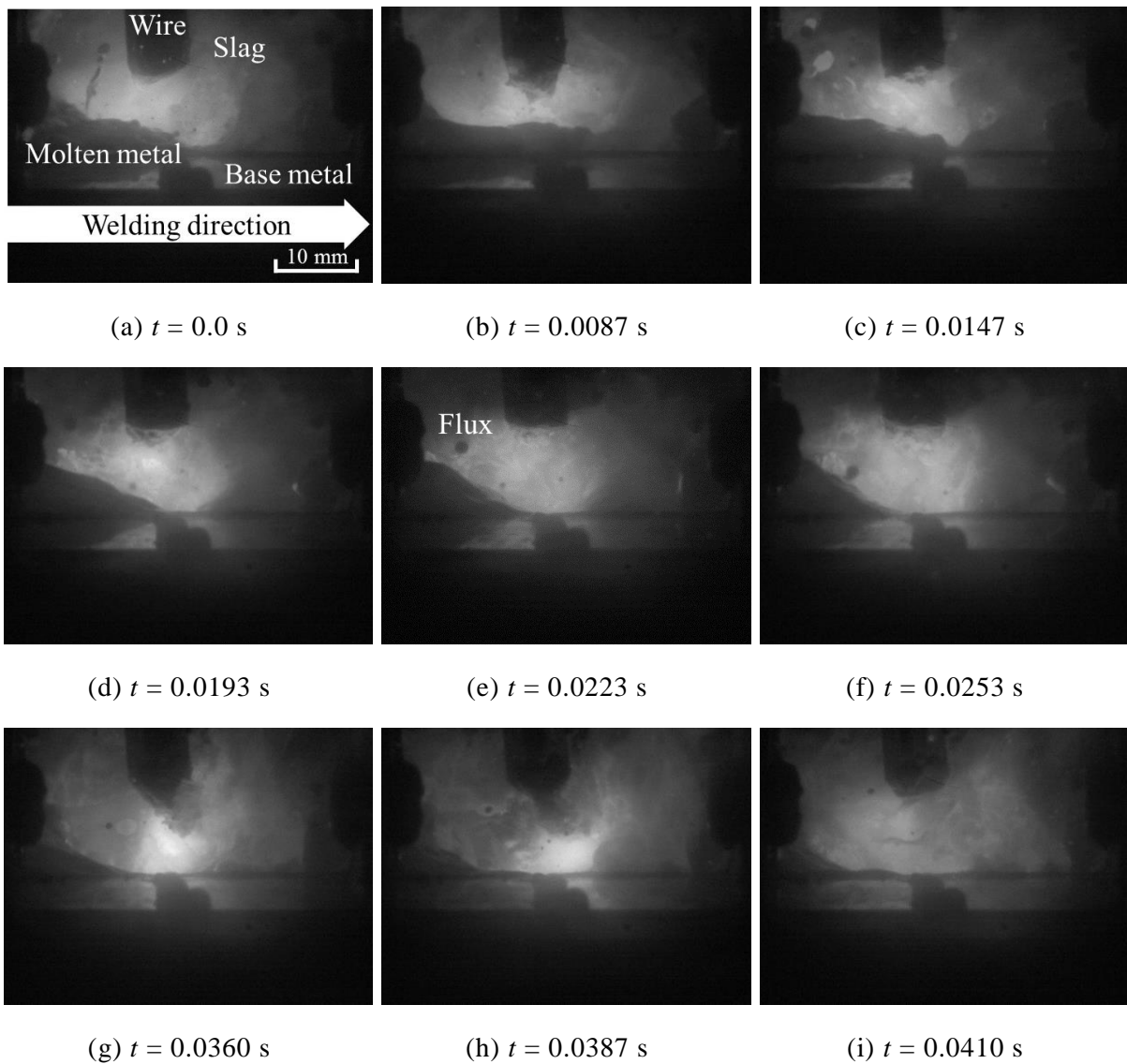


Fig. 2.24 Observation results of arc appearance in SAW by high speed video camera with bandpass filter (Welding current: DCEP 600 A).

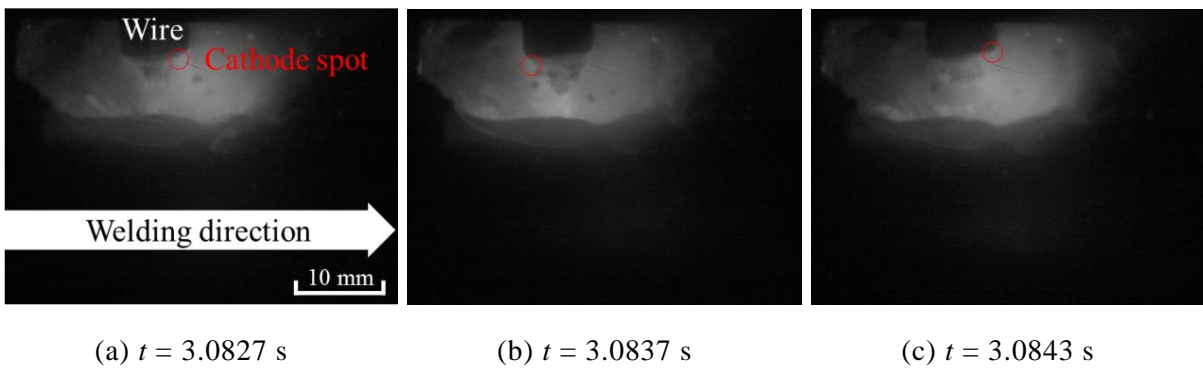


Fig. 2.25 Cathode spot behaviors during SAW.

## 2.6 サブマージアーク溶接中の溶滴移行のメカニズム

本章で示した極性がワイヤプラスの溶接条件では、溶滴はワイヤ径よりも小さいまま離脱するスプレー移行のような溶滴移行形態を示した。一方、一般的な  $\text{CO}_2$  ガス溶接における溶滴移行形態は、溶滴の直径がワイヤ径よりも大きくなるグローブULAR移行形態を示す。このように周囲の雰囲気が同等であるにもかかわらずサブマージアーク溶接中の溶滴移行形態がスプレー移行形態を示した理由として、溶接電流と、ワイヤ径の違いによるワイヤの溶融量の差が挙げられる。 $\text{CO}_2$  ガス溶接では溶接条件によって異なるが、ワイヤ送給速度は 13 m/min 前後である<sup>58)</sup>。今回のワイヤ送給速度と比較すると、7~16 倍程度の範囲で差が生じる。これはワイヤ内に生じるジュール加熱に差が生じたためである。 $\text{CO}_2$  ガス溶接とサブマージアーク溶接のワイヤ径をそれぞれ 1.2 mm, 4.0 mm とし、溶接電流を 300.0 A, 600.0 A と仮定すると、ワイヤ内の電流密度はそれぞれ 265.3 A/mm<sup>2</sup>, 47.7 A/mm<sup>2</sup> と求まる。ここでワイヤの電気伝導率が同じ  $\sigma$  A/(V・mm) とすると、ワイヤ内で生じるジュール加熱量は、 $\text{CO}_2$  ガス溶接が  $70.4/\sigma$  kW/mm<sup>3</sup>, サブマージアーク溶接が  $2.3/\sigma$  kW/mm<sup>3</sup> になり、単位体積あたりの加熱量に 30.6 倍の差が生じる。辻村が示したエネルギーバランス<sup>18)</sup>からわかるように、ジュール加熱はワイヤの加熱量に大きく寄与する要因である。ワイヤの断面積と送給速度からワイヤの溶融速度を求めると、 $\text{CO}_2$  ガス溶接において直径 1.2 mm のワイヤが 13.2 m/min<sup>58)</sup>で送給されるとその溶融速度は 248.8 mm<sup>3</sup>/s と見積もることができる。一方、DCEP 600 A の溶接条件におけるサブマージアーク溶接では、直径 4.0 mm のワイヤが 1.26 m/min で送給されるとその溶融速度は 263.9 mm<sup>3</sup>/s となり、ワイヤ径 1.2 mm のワイヤと 6%ほどしか変わらない。したがって、サブマージアーク溶接ではワイヤの溶融速度は  $\text{CO}_2$  ガス溶接と同程度となることで、液柱の直径がワイヤ径と同等に成長するまでの時間が  $\text{CO}_2$  ガス溶接に比べて遅くなる。

溶滴の離脱直後を初期状態と考えると、溶滴の離脱後、溶融金属は再び液柱を形成し始める。このときワイヤの溶融速度が大きいと、形成途中にワイヤ由来の溶融金属が溶滴へと供給され、溶滴が成長する。しかしながらワイヤ径に対して溶融速度が小さいサブマージアーク溶接では、液柱の直径がワイヤ径と同等に成長するまでの時間が遅くなる。液柱の成長が遅いと液柱は溶接電流に誘起される Lorentz 力によって千切れやすく

なるため、液柱の一部が千切れた溶滴の離脱が促進される．この Lorentz 力の影響を調べるため、式(2.2)で表される Ampère の法則<sup>59)</sup>から磁束密度 $\vec{B}$ を求め、式(2.3)からワイヤ先端の液柱の表面にはたらく半径方向の Lorentz 力 $F_r^{\text{Lorentz}}$ を推測する．なお Fig. 2.21 に示したアーク外観からもわかるように、アークプラズマは溶滴の直下で発生していたことから、全電流は液柱内を均一に流れていると仮定する．

$$\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \int_{A^L} \vec{j} \cdot \vec{n}_n dA \quad (2.2)$$

$$F_r^{\text{Lorentz}} = j_z B_\theta \quad (2.3)$$

$A^L$ は液柱の断面、 $c$ はその断面の境界、 $d\vec{l}$ は線素ベクトル、 $\mu_0$ は真空中の透磁率、 $\vec{n}_n$ は断面の単位法線ベクトル、 $\vec{j}$ は電流密度ベクトル、 $j_z$ は軸方向の電流密度、 $B_\theta$ は周方向の磁束密度である．液柱の直径に対し、見積もられた Lorentz 力を Fig. 2.26 に示す．図より、液柱が緊縮するにつれて液柱表面にはたらく Lorentz 力は指数的に大きくなることがわかる．Ogino らの計算結果では、ミグ溶接中の半球状の液柱にはたらく Lorentz 力は溶滴内部で最大  $1.2 \times 10^7 \text{ N/m}^3$  であり、溶滴移行周波数約 150 Hz のスプレー移行形態を示した<sup>24)</sup>．これらのことから、サブマージアーク溶接中の溶滴にはスプレー移行形態を示すミグ溶接中の溶滴と同程度かそれ以上の Lorentz 力が作用しているといえる．

一方、アークプラズマはワイヤ径よりも大きく広がっており、その電流密度はさらに小さくなると考えられる．アークプラズマ内を流れる電流密度も各断面で均一であると仮定すると、Fig. 2.26 の結果からプラズマにはたらく Lorentz 力はアークプラズマの広がりにしたがって指数的に小さくなり、プラズマ気流に誘起される圧力上昇が抑えられることがわかる．

このようにサブマージアーク溶接では①ワイヤ径に対して溶融速度が小さいことによる溶滴成長の抑制、②溶滴に作用するスプレー移行形態のミグ溶接と同程度の Lorentz 力、③溶滴下の圧力上昇の抑制の3つの要因によって溶滴が離脱しやすくなり、スプレー移行形態のようにワイヤ径よりも小さな溶滴が離脱したと考えられる．

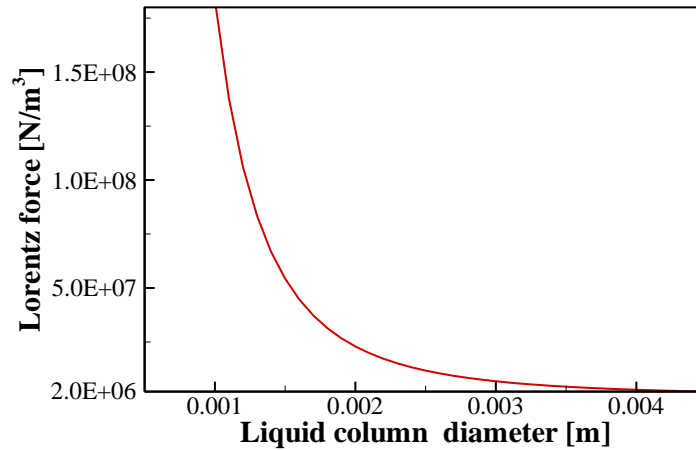


Fig. 2.26 Relationship between liquid column diameter and Lorentz force acting on droplet surface.

## 2.7 結言

本章ではサブマージアーク溶接中の溶滴移行やフラックス、スラグの流動およびアークプラズマの挙動を明らかにすることを目的とし、X線透過観察およびトンネル法を用いた溶滴移行現象の観察を行った。その結果、溶滴径がワイヤ径よりも小さなスプレー移行形態の溶滴の輸送や溶接方向の前後方向への波打ちのようなスラグの流動、溶滴直下で維持される2層に分かれたアークプラズマなどが可視化された。また、溶接電流の上昇によってスラグの生成量やキャビティの大きさが異なり、スラグの挙動に違いが生じた。さらに、溶接電流を DCEP 800 A に設定すると熔融池の流動が大きくなり、波打ちのような流動によってスラグが強制的に流動する様子が確認できた。異なる極性を設定するとワイヤ送給速度の増加に伴って熔融金属量が増加し、熔融池の前方で熔融池が盛り上がる様子が確認できた。このときの溶滴移行は溶滴径がワイヤ径よりも大きくなるグローブラー移行形態となった。このワイヤ送給速度の増加は、陰極に設定されたワイヤ表面の陰極点の移動によってアークプラズマが動くことで、広い表面積のワイヤ表面が加熱されるためであると考えられた。

最後に溶滴表面にはたらく Lorentz 力の概算から、サブマージアーク溶接では①ワイヤ溶融速度の低下による溶滴成長の抑制、②溶滴に作用するスプレー移行形態のミグ溶接と同程度の Lorentz 力、③溶滴下の圧力上昇の抑制の3つの要因によって溶滴が離脱しやすくなり、スプレー移行形態のようにワイヤ径よりも小さな溶滴が離脱したと考えられた。

## 第 3 章 計算の理論

### 3.1 諸言

本研究では、実験観察で明らかにすることが困難な溶融池内部の対流現象を数値計算によって明らかにすることを試みる．そのためには熱源であるアークプラズマ，ワイヤが溶融した溶滴，被溶接材料である母材，母材表面に載せたフラックスやフラックスが溶融したスラグをモデル化する必要がある．この際，実験観察結果からわかるようにサブマージアーク溶接中は溶接ビードやスラグが三次元的に形成されるため，数値計算においても簡易的な二次元円筒座標系軸対称を仮定せず，三次元計算によってシミュレートすることが望ましい．しかしながら従来の格子法による数値計算では，滑らかな自由表面を求める際に VOF 法などのように追加の方程式群を解く必要ある他，流体の大変形や個々の粉体の挙動を再現することが困難である．そこで本研究では母材，溶滴，溶融池を粒子法的一种である非圧縮性 SPH (ISPH: Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics)法で解くことで自由表面を半自動的に求め，流体の大変形や相変化の取扱いを容易にする．また，フラックスは粉体を取り扱うことができる離散要素法 (DEM: Discrete Element Method) を用いて解くことで個々の粉体の挙動をシミュレートする．一方，熱源であるアークプラズマは非圧縮性流体であるにもかかわらず周囲の気体空間との密度差が大きいため，これらの空間を非圧縮性 SPH 法で取り扱うことは困難である．そこで本研究では熱源周辺の空間のみ二次元円筒座標系軸対称を仮定し，Euler 形式の離散化手法である有限体積法 (FVM: Finite Volume Method) で離散化し，SIMPLE (: Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation) 解法で解くこととする．本章では上述の 3 つの計算手法の原理とその離散化手法について記述する．なお，本研究では有限体積法および離散要素法については文献<sup>60-63)</sup>を参考に基礎モデルを構築した．



## 3.2 有限体積法

### 3.2.1 原理と離散化手法

本研究でアークプラズマを含む熱源の数値計算に用いる有限体積法は、Euler 形式で記述される離散化手法である。この手法では支配方程式群をコントロールボリュームの体積で積分するため、運動量や質量の保存則を満たしやすいといった特長がある。Fig. 3.1 に二次元軸対称円筒座標系におけるコントロールボリューム 1 つの模式図を示し、Fig. 3.2 に Fig. 3.1 に水色で示した平面の詳細な位置関係を示す。格子は等間隔に配置されており、黒の実線はスカラー量を格納する格子を示し、黒の破線は隣接するコントロールボリュームとの接続面を示している。また図中の添字は離散化の対象となるコントロールボリューム  $P$  に隣接する各コントロールボリュームを示している。なお、 $[i]$  や  $[j]$  の付いた変数はその座標  $i$  や  $j$  における距離や物理量を表している。このコントロールボリューム  $P$  内の物理量  $\phi$  を考えたとき、対流と拡散を考慮したこの物理量の輸送方程式は次式で表せる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho u_r\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z\phi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial z}\right) + S \quad (3.1)$$

ここで  $t$ ,  $\rho$ ,  $r$ ,  $z$ ,  $u_r$ ,  $u_z$ ,  $\Gamma$ ,  $S$  は時刻、密度、半径方向座標、軸方向座標、半径方向の速度成分、軸方向の速度成分、拡散係数、生成項を示している。本研究において有限体積法を用いた熱源の数値計算では、時間経過に伴って物理量に変化しない定常状態を仮定する。したがって、各コントロールボリュームでは現在の時刻と直前の時刻では変化が小さく、式(3.1)の左辺第 1 項に示した非定常項は無視できる。この式をコントロールボリュームで積分し、係数を未知数毎にまとめた以下の式に整理する。

$$AP\phi_P = AN\phi_N + AS\phi_S + AE\phi_E + AW\phi_W + SP\phi_P + SU \quad (3.2)$$

$AP$ ,  $AN$ ,  $AS$ ,  $AE$ ,  $AW$  は各格子点にかかる係数であり、 $SP$ ,  $SU$  は生成項の内、未知数に比例する項と定数項を示している。以降に示していく基礎方程式も積分した後、最終

的に格子点にかかる係数と生成項ごとにまとめることで、ソルバーで計算できるように整理する。

定常状態における流体の運動方程式や連続の式は式(3.1)の非定常項を無視し、物理量として速度成分 $u_r$ ,  $u_z$ を代入したり,  $\phi=1$  を代入したりすることで以下のように与えられる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z u_r) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2r\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} + \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - 2\mu \frac{u_r}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} + F_r \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z u_z) = \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\mu \frac{\partial u_r}{\partial z} + r\mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + F_z \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0 \quad (3.5)$$

$\mu$ は拡散係数として導入された粘性係数であり,  $p$ は圧力,  $F_r$ ,  $F_z$ は体積力の半径方向成分, 軸方向成分である。また, 対流を考慮した流体のエネルギー輸送方程式はエンタルピー $h$ を用いて次式のように記述できる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z h) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + Q \quad (3.6)$$

$\kappa$ は熱伝導率,  $C_p$ は定圧比熱,  $Q$ は熱生成速度である。これらの方程式群の内, 例として式(3.3)を用いて離散化の説明を行う。Fig. 3.3 に離散化対象であるコントロールボリューム  $P$  周辺の模式図を示す。黒の実線はスカラー量を格納する格子を示し, 黒の破線はベクトルの  $r$  方向成分を格納する格子を示しており, これらの格子は等間隔に配置されている。黒字の  $i$  はスカラー量を格納する格子の座標を示し, 青字の  $i$  はベクトルの  $r$  方向成分を格納する格子の座標を示している。この図内には離散化する際の位置や長さの記号を示している。Fig. 3.2 中の各格子点に対し, Fig. 3.3 中の格子点は西 (W) 側にコントロールボリュームの半分に相当する距離だけずれている。これはスタッガード格

子と呼ばれる未知数毎に食い違った異なる格子を用いているためである．一方，Fig. 3.2 に示したような格子点には圧力やエンタルピーなどのスカラー量が保存されている．

軸方向の速度成分  $u_z$  を求める際は，Fig. 3.4 のように南（S）方向にずれたベクトル成分用の格子を使用する．黒の実線はスカラー量を格納する格子を表し，黒の破線はベクトルの  $z$  方向成分を格納する格子を表している．黒字の  $j$  はスカラー量を格納する格子の座標を示し，青字の  $j$  はベクトルの  $z$  方向成分を格納する格子の座標を示している．

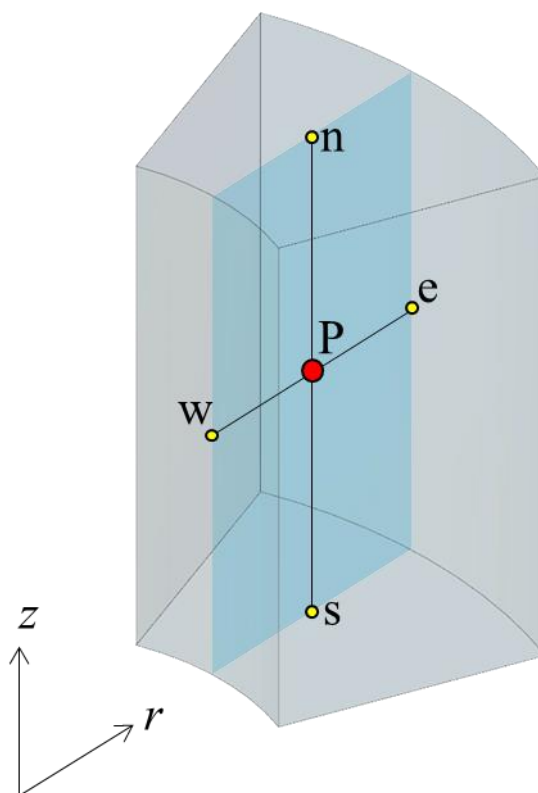


Fig. 3.1 Schematic illustration of a control volume.

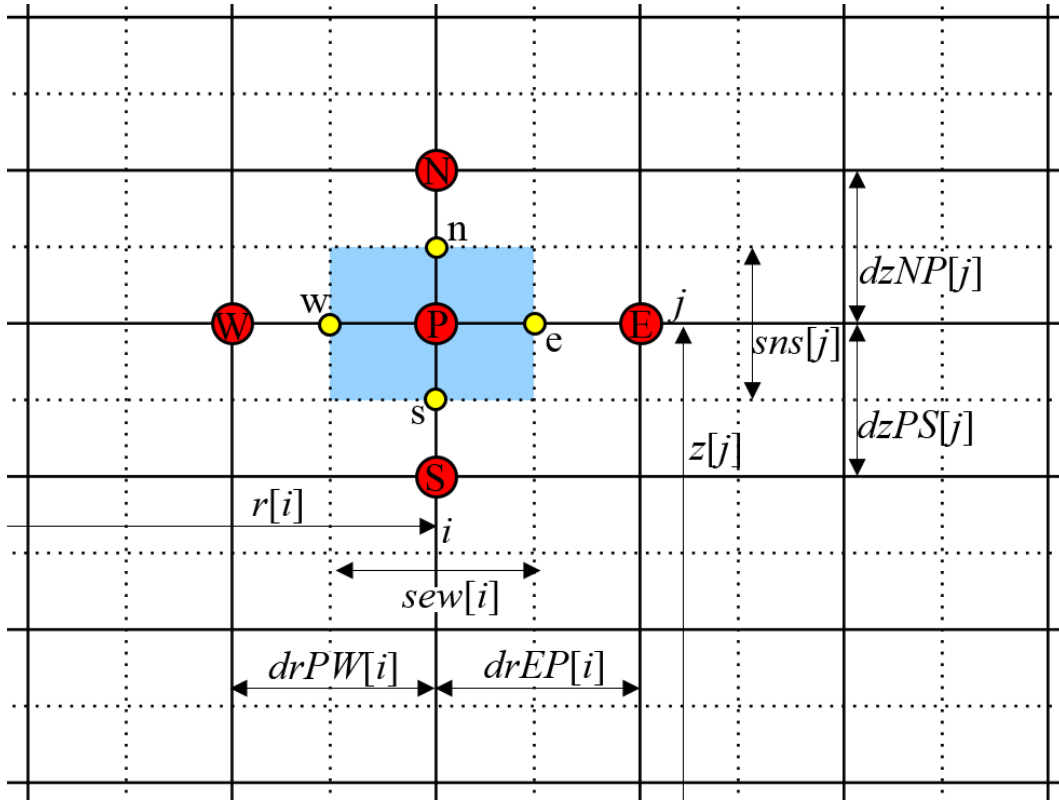


Fig. 3.2 Schematic illustration of grids around control volume P to calculate scholars.

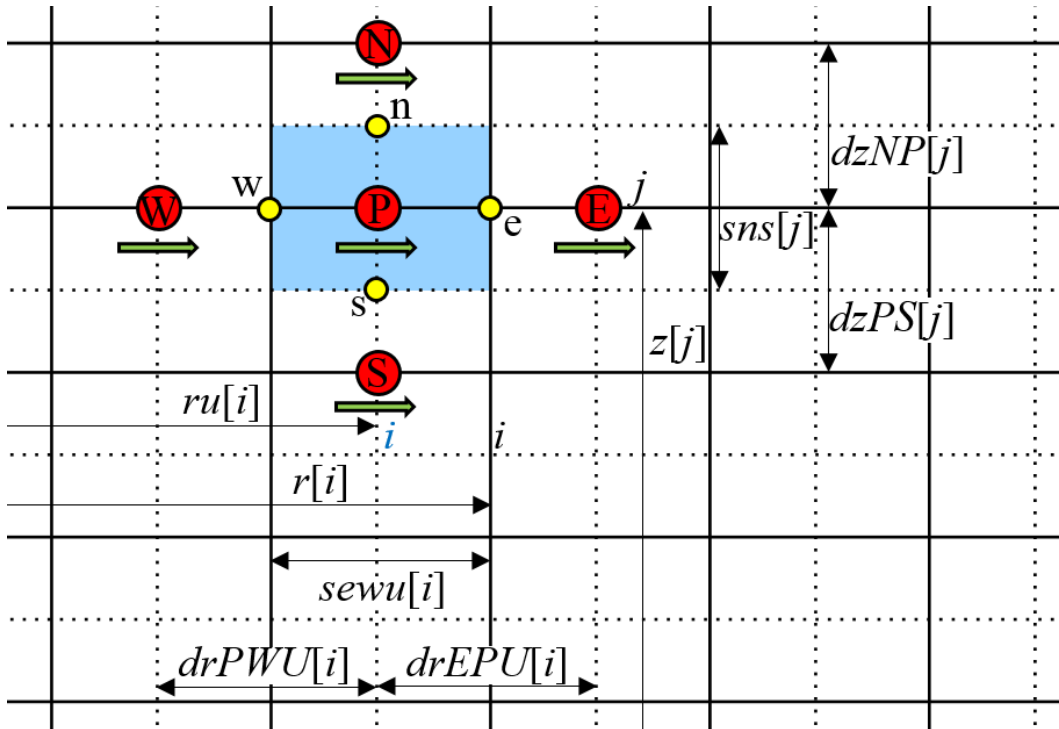


Fig. 3.3 Schematic illustration of grids around control volume P to calculate vector components in  $r$  direction.

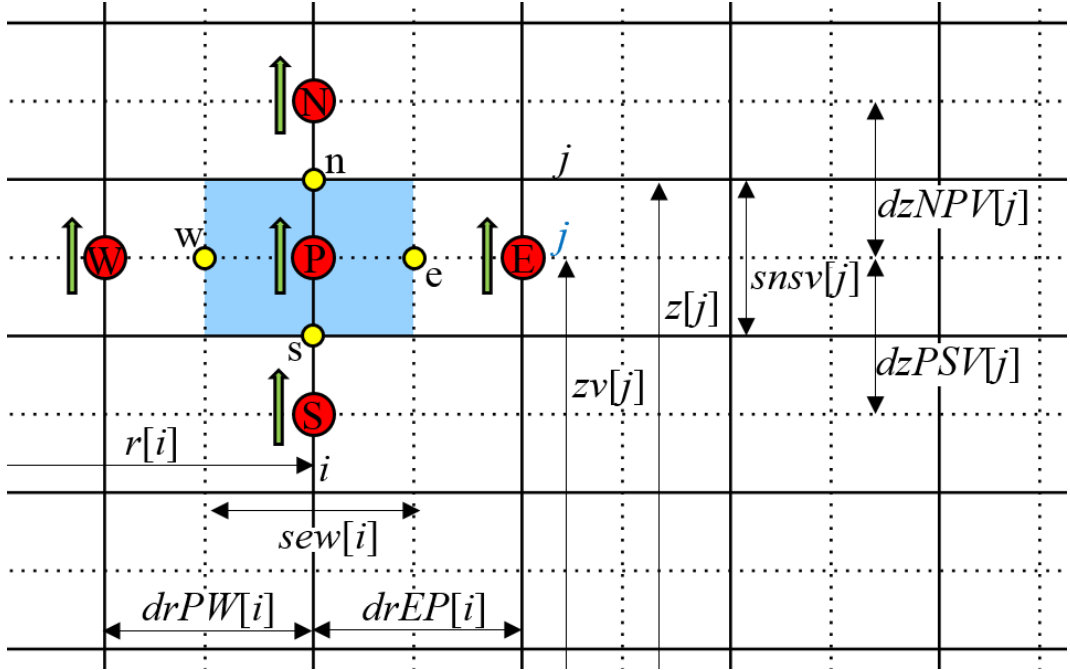


Fig. 3.4 Schematic illustration of grids around control volume P to calculate vector control volume components in  $z$  direction.

対流項である式(3.3)の左辺第 1 項をコントロールボリュームで積分すると次式のよ  
うに整理できる.

$$\begin{aligned}
 \iint \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_r) r dr dz &= [z]_s^n \int \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_r) dr = \Delta z [(r \rho u_r u_r)_e - (r \rho u_r u_r)_w] \\
 &= snsv[j] * \left\{ r[i] * \rho_e * \frac{u_r[i+1][j] + u_r[i][j]}{2} * u_{r_e} - r[i-1] * \rho_w \right. \\
 &\quad \left. * \frac{u_r[i][j] + u_r[i-1][j]}{2} * u_{r_w} \right\} \\
 &= snsv[j] * \{ GE * (u_r[i+1][j] + u_r[i][j])/2 - GW * (u_r[i][j] + u_r[i-1][j])/2 \} \\
 &= 0.5 * CE * (u_r[i+1][j] + u_r[i][j]) - 0.5 * CW * (u_r[i][j] + u_r[i-1][j]) \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

$$GE = r[i] * \rho_e * \frac{u_r[i+1][j] + u_r[i][j]}{2} \quad (3.8)$$

$$GW = r[i-1] * \rho_w * \frac{u_r[i][j] + u_r[i-1][j]}{2} \quad (3.9)$$

$$CE = r[i] * sns[j] * \rho_e * \frac{u_r[i+1][j] + u_r[i][j]}{2} \quad (3.10)$$

$$CW = r[i-1] * sns[j] * \rho_w * \frac{u_r[i][j] + u_r[i-1][j]}{2} \quad (3.11)$$

$GE$ ,  $GW$  は半径方向で積分した際の対流に関する係数をまとめたものであり,  $CE$ ,  $CW$  は  $e$ ,  $w$  から  $P$  への質量流入量である. 同様に, 対流項である左辺第 2 項も以下のように整理する.

$$\iint \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z u_r) r dr dz = \left[ \frac{1}{2} r^2 \right]_w^e \int \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z u_r) dz = r \Delta r \int \frac{\partial}{\partial z}(\rho u_z u_r) dz$$

$$= r \Delta r [(\rho u_z u_r)_n - (\rho u_z u_r)_s]$$

$$= ru[i] * sewu[i] * \left\{ \rho_n * \frac{u_z[i][j+1] + u_z[i-1][j+1]}{2} * u_{rn} - \rho_s * \frac{u_z[i][j] + u_z[i-1][j]}{2} * u_{rs} \right\}$$

$$= ru[i] * sewu[i] * \{ GN * (u_r[i][j+1] + u_r[i][j])/2$$

$$- GS * (u_r[i][j] + u_r[i][j-1])/2 \}$$

$$= 0.5 * CN * (u_r[i][j+1] + u_r[i][j]) - 0.5 * CS * (u_r[i][j] + u_r[i][j-1]) \quad (3.12)$$

$$GN = \rho_n * \frac{u_z[i][j+1] + u_z[i-1][j+1]}{2} \quad (3.13)$$

$$GS = \rho_s * \frac{u_z[i][j] + u_z[i-1][j]}{2} \quad (3.14)$$

$$CN = ru[i] * sewu[i] * \rho_n * \frac{u_z[i][j+1] + u_z[i-1][j+1]}{2} \quad (3.15)$$

$$CS = ru[i] * sewu[i] * \rho_s * \frac{u_z[i][j] + u_z[i-1][j]}{2} \quad (3.16)$$

$GN$ ,  $GS$  は軸方向で積分した際の対流に関する係数をまとめたものであり,  $CN$ ,  $CS$  は  $n$ ,  $s$  から  $P$  への質量流入量である.  $\rho_n$ ,  $\rho_s$ ,  $\rho_e$ ,  $\rho_w$  は各点における密度であり, 半径方向に存在する  $\rho_e$ ,  $\rho_w$  については, 界面  $e$ ,  $w$  とスカラー量を格納する格子  $E$ ,  $W$  がそれぞれ重なるため, その格子に格納された値を利用する. 一方軸方向に存在する  $\rho_n$ ,  $\rho_s$  については, 隣接するスカラー量を格納する格子の持つ密度の算術平均値を与える. 続いて, 粘性項である右辺第 1 項は次のように積分し, 整理する.

$$\begin{aligned} \iint \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2r\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) r dr dz &= [z]_s^n \int \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2r\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) r dr \\ &= \Delta z \left[ \left( 2r\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right)_e - \left( 2r\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right)_w \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= sns[j] \left\{ 2 * r[i] * \mu_e * \frac{u_r[i+1][j] - u_r[i][j]}{drEPU[i]} \right. \\ &\quad \left. - 2 * r[i-1] * \mu_w * \frac{u_r[i][j] - u_r[i-1][j]}{drPWU[i]} \right\} \end{aligned}$$

$$= DE * (u_r[i+1][j] - u_r[i][j]) - DW * (u_r[i][j] - u_r[i-1][j]) \quad (3.17)$$

$$DE = \frac{2 * r[i] * sns[j] * \mu_e}{drEPU[i]} \quad (3.18)$$

$$DW = \frac{2 * r[i-1] * sns[j] * \mu_w}{drPWU[i]} \quad (3.19)$$

$DE$ ,  $DW$  は  $e$ ,  $w$  から  $P$  への拡散コンダクタンスである.  $\mu_n$ ,  $\mu_s$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_w$  は各点における粘性係数であり, 半径方向に存在する  $\mu_e$ ,  $\mu_w$  については, 界面  $e$ ,  $w$  とスカラー量を格納する格子  $E$ ,  $W$  がそれぞれ重なるため, その格子に格納された値を利用する. 一方軸方向に存在する  $\mu_n$ ,  $\mu_s$  については, 隣接するスカラー量を格納する格子に格納された粘性係数の調和平均値を与える. 同様に粘性項である右辺第 2 項も以下のように整理する.

$$\begin{aligned}
\iint \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} + \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) r dr dz &= \left[ \frac{1}{2} r^2 \right]_w^e \int \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} + \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) dz \\
&= r \Delta r \left[ \left( \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} \right)_n + \left( \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)_n - \left( \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} \right)_s - \left( \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)_s \right] \\
&= ru[i] * sewu[i] \left\{ \mu_n * \frac{u_r[i][j+1] - u_r[i][j]}{dzNP[j]} + \mu_n * \frac{u_z[i][j+1] - u_z[i-1][j+1]}{sewu[i]} \right. \\
&\quad \left. - \mu_s * \frac{u_r[i][j] - u_r[i][j-1]}{dzPS[j]} - \mu_s * \frac{u_z[i][j] - u_z[i-1][j]}{sewu[i]} \right\} \\
&= DN * (u_r[i][j+1] - u_r[i][j]) + ru[i] * \mu_n * (u_z[i][j+1] - u_z[i-1][j+1]) \\
&\quad - DS * (u_r[i][j] - u_r[i][j-1]) - ru[i] * \mu_s * (u_z[i][j] - u_z[i-1][j]) \tag{3.20}
\end{aligned}$$

$$DN = \frac{ru[i] * sewu[i] * \mu_n}{dzNP[j]} \tag{3.21}$$

$$DS = \frac{ru[i] * sewu[i] * \mu_s}{dzPS[j]} \tag{3.22}$$

$DN$ ,  $DS$  は  $n$ ,  $s$  から  $P$  への拡散コンダクタンスである．粘性項である右辺第 3 項は以下のように整理できる．

$$\begin{aligned}
\iint -2\mu \frac{u_r}{r^2} r dr dz &= -2\mu_P [z]_s^n \int \frac{1}{r} dr = -2\mu_P \Delta z u_r \log \left( \frac{r_e}{r_w} \right) \\
&= -2 * \mu_P * sns[j] * u_r[i][j] * \log(r[i]/r[i-1]) \tag{3.23}
\end{aligned}$$

$\mu_P$  は点  $P$  における粘性係数であり，隣接するスカラー量を格納する格子に格納された粘性係数の調和平均値を与える．圧力勾配項である右辺第 4 項は次のように整理する．



$$\begin{aligned}
\iint -\frac{\partial p}{\partial r} r dr dz &= [z]_s^n \left( -\frac{p_e - p_w}{\Delta r} \int r dr - r_P \int \frac{\partial p}{\partial r} dr \right) \\
&= \Delta z \left[ \frac{p_w - p_e}{\Delta r} \left[ \frac{1}{2} r^2 \right]_w^e - r_P (p_e - p_w) \right] = 2r_P \Delta z \left( \frac{p_w - p_E}{2} \right) \\
&= ru[i] * sns[j] * (p[i-1][j] - p[i][j])
\end{aligned} \tag{3.24}$$

最後に、右辺第5項に示す外力項は以下のように積分する．

$$\iint F_r r dr dz = \left[ \frac{1}{2} r^2 \right]_w^e [z]_s^n F_r = r \Delta r \Delta z F_r = ru[i] * sewu[i] * sns[j] * F_r[i][j] \tag{3.25}$$

以上の式(3.7)～式(3.25)示した各項を未知数毎にまとめると、次式のように整理できる．

$$APu_{r_P} = ANu_{r_N} + ASu_{r_S} + AEu_{r_E} + AWu_{r_W} + SPu_{r_P} + SU \tag{3.26}$$

$$AN = -0.5CN + DN \tag{3.27}$$

$$AS = 0.5CS + DS \tag{3.28}$$

$$AE = -0.5CE + DE \tag{3.29}$$

$$AW = 0.5CW + DW \tag{3.30}$$

$$SP = -2 * \mu_P * sns[j] * \log(r[i]/r[i-1]) \tag{3.31}$$

$$\begin{aligned}
SU &= ru[i] * \mu_n * (u_z[i+1][j+1] - u_z[i][j+1]) - ru[i] * \mu_s \\
&\quad * (u_z[i+1][j] - u_z[i][j]) \\
&+ ru[i] * sns[j] * (p[i-1][j] - p[i][j]) + ru[i] * sewu[i] * sns[j] * F_r[i][j]
\end{aligned} \tag{3.32}$$

$$\begin{aligned}
AP &= 0.5CN + DN - 0.5CS + DS + 0.5CE + DE - 0.5CW + DW \\
&= AN + AS + AE + AW + CN - CS + CE - CW
\end{aligned} \tag{3.33}$$

求めたこれらの係数を用いて解を求める前に、次項で述べる離散化スキームを適用し、計算の精度を向上させる．

### 3.2.2 対流項の取扱い

本研究では対流項と拡散項を含む係数  $AN$ ,  $AS$ ,  $AE$ ,  $AW$  に対する離散化スキームとして、ハイブリッド法<sup>60)</sup>を用いる。ハイブリッド法は二次精度中心差分法と一次精度風上差分法を組み合わせた離散化スキームである。まずはこの二次精度中心差分法と一次精度風上差分法のそれぞれについて述べる。簡単化のため、Fig. 3.5 に示す一次元の系で考える。

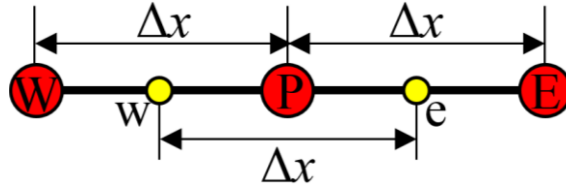


Fig. 3.5 Schematic illustration of 1-D computational domain.

一次元の輸送方程式において、速度  $u$ 、拡散係数  $\Gamma$  を一定とすると、次式が得られる。

$$\rho u \frac{d\phi}{dx} = \Gamma \frac{d^2\phi}{dx^2} \quad (3.34)$$

この方程式に境界条件 ( $\phi = \phi_W$  at  $x = x_W$ ,  $\phi = \phi_E$  at  $x = x_E$ ) を用いて解析解を求めると、次式のようになる。

$$\frac{\phi - \phi_W}{\phi_E - \phi_W} = \frac{e^{[Pe(x-x_W)/\Delta x]} - 1}{e^{2Pe} - 1} \quad (3.35)$$

ここで  $\Delta x$  は EP 間の midpoint  $e$  と PW 間の midpoint  $w$  を結ぶ距離である。  $Pe$  は対流と拡散のバランスを示す無次元数 (Peclet 数) であり、次式で定義される。

$$Pe = \frac{\rho u \Delta x}{\Gamma} \quad (3.36)$$

続いて式(3.34)に二次精度中心差分法を適用して離散化する．一次元のコントロールボリュームで積分すると，式(3.34)は次式のように整理できる．

$$\int \rho u \frac{d\phi}{dx} dx = \int \Gamma \frac{d^2\phi}{dx^2} dx$$

$$\rho u(\phi_e - \phi_w) = \Gamma \left[ \left( \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left( \frac{d\phi}{dx} \right)_w \right]$$

$$0.5 * \rho u(\phi_E - \phi_W) = \Gamma \left[ \left( \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} \right) - \left( \frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x} \right) \right]$$

$$0.5 * \rho u(\phi_E - \phi_W) = \frac{\Gamma}{\Delta x} (\phi_E - 2\phi_P + \phi_W) \quad (3.37)$$

$$AP\phi_P = AE\phi_E + AW\phi_W \quad (3.38)$$

$$AP = \frac{2\Gamma}{\Delta x} \quad (3.39)$$

$$AE = \frac{\Gamma}{\Delta x} - 0.5\rho u = \frac{\Gamma}{\Delta x} \left( 1 - 0.5 \frac{\rho \Delta x u}{\Gamma} \right) = \frac{\Gamma}{\Delta x} (1 - 0.5Pe) \quad (3.40)$$

$$AW = \frac{\Gamma}{\Delta x} + 0.5\rho u = \frac{\Gamma}{\Delta x} \left( 1 + 0.5 \frac{\rho \Delta x u}{\Gamma} \right) = \frac{\Gamma}{\Delta x} (1 + 0.5Pe) \quad (3.41)$$

式(3.38)を式(3.39)で除することで $\phi_P$ を求める．

$$\phi_P = 0.5(1 - 0.5Pe)\phi_E + 0.5(1 + 0.5Pe)\phi_W \quad (3.42)$$

解析解である式(3.35)と数値解である式(3.42)をそれぞれの  $Pe$  毎に求めると Fig. 3.6, Fig. 3.7 のようになる．解析解に注目すると， $Pe$  の増加，すなわち対流の影響が大きくなるほど下流である東側に物理量 $\phi$ が輸送されていることがわかる．一方，中心差分により求めた解は  $Pe$  が 2 を超えると負になり，解析解と異なる解を示すことがわかる．

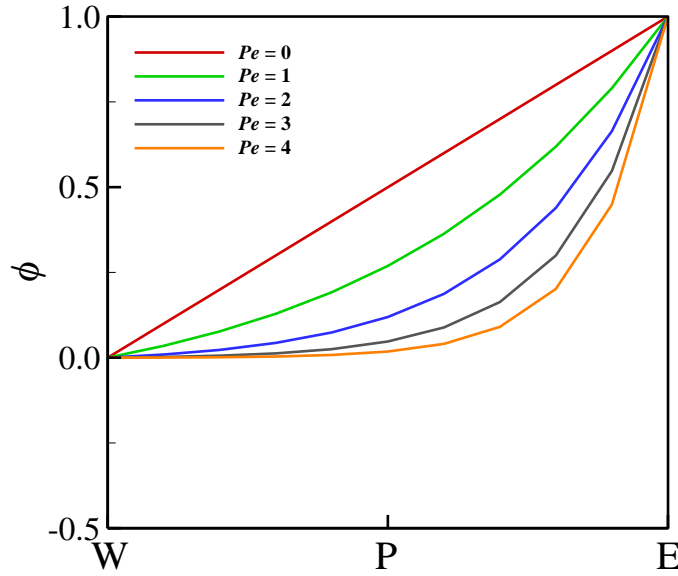


Fig. 3.6 Analytical solution for each Peclet number.

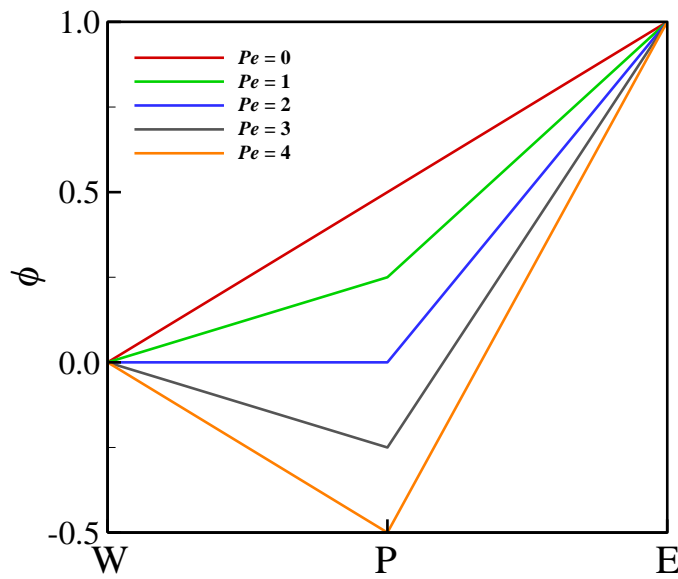


Fig. 3.7 Numerical results for each Peclet number using central differencing scheme.

この問題を解決するため、一次精度風上差分法では対流項に対し、次のような近似を行う。点  $w$  の速度を  $u_w$  とし、 $u_w > 0$  のとき  $\phi_w = \phi_W$ 、 $u_w < 0$  のとき  $\phi_w = \phi_P$  と近似する。このように上流側の値を使うことから風上差分法と呼ばれる。なお、 $\phi_W$ 、 $\phi_P$  を点  $w$  の値で Taylor 展開し  $\phi_w = \phi_W$ 、 $\phi_w = \phi_P$  と近似した場合、第 2 項以降が 0 になることから、この風上差分法の精度は一次となる。東側と西側からの対流流束を次式のように表現する。

$$\rho u_w \phi_w = \phi_w \max(\rho u_w, 0) - \phi_P \max(-\rho u_w, 0) \quad (3.43)$$

$$\rho u_e \phi_e = \phi_P \max(\rho u_e, 0) - \phi_E \max(-\rho u_e, 0) \quad (3.44)$$

$\max()$ は括弧内の値の最大値をとることを示している．コントロールボリュームで積分した式(3.34)に式(3.43)，式(3.44)を代入し， $\phi_P$ を求める．

$$\int \rho u \frac{d\phi}{dx} dx = \int \Gamma \frac{d^2 \phi}{dx^2} dx$$

$$\rho u(\phi_e - \phi_w) = \Gamma \left[ \left( \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left( \frac{d\phi}{dx} \right)_w \right]$$

$$\begin{aligned} & [\phi_P \max(\rho u_e, 0) - \phi_E \max(-\rho u_e, 0)] - [\phi_w \max(\rho u_w, 0) - \phi_P \max(-\rho u_w, 0)] \\ &= \Gamma \left[ \left( \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x} \right) - \left( \frac{\phi_P - \phi_w}{\Delta x} \right) \right] = \frac{\Gamma}{\Delta x} (\phi_E - 2\phi_P + \phi_w) \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$AP = \frac{2\Gamma}{\Delta x} + \max(\rho u_e, 0) + \max(-\rho u_w, 0) = \frac{\Gamma}{\Delta x} [2 + \max(Pe_e, 0) + \max(-Pe_w, 0)] \quad (3.46)$$

$$AE = \frac{\Gamma}{\Delta x} - \max(\rho u_e, 0) \quad (3.47)$$

$$AW = \frac{\Gamma}{\Delta x} + \max(\rho u_w, 0) \quad (3.48)$$

今考えている系では $u_w = u_e = u > 0$ であるから， $Pe_e = Pe_w = Pe$ となる．したがって式(3.43)，式(3.44)より  $\phi_w = \phi_P$ ， $\phi_e = \phi_P$ となるから，式(3.45)より

$$\rho u(\phi_P - \phi_w) = \frac{\Gamma}{\Delta x} (\phi_E - 2\phi_P + \phi_w) \quad (3.49)$$

$$\phi_P = \frac{1}{2 + Pe} \phi_E + \frac{1 + Pe}{2 + Pe} \phi_w \quad (3.50)$$

となる．式(3.50)を各  $Pe$  について描画すると Fig. 3.8 のようになる． $Pe$  が 2 を超えても点 P の物理量が Fig. 3.7 に示した中心差分法を用いたときのように負になることはない．

本研究で用いるハイブリッド法は，対流と拡散のバランスを示す式(3.36)の Peclet 数  $Pe$  によって離散化スキームを切り替える．具体的には， $Pe$  が 2 未満の場合は二次精度である中心差分法を採用する．一方  $Pe$  が 2 を超える場合では中心差分法では破滅的な解を招いてしまうために，精度は一次に落ちるものの輸送性を考慮する風上差分法を採用する．例えば，コントロールボリューム  $P$  に対し，西方向に接続されているコントロールボリューム  $W$  との界面における単位面積あたりの正味の流束は次のように場合分けできる．

$$q_w = \rho u \left[ 0.5 \left( 1 + \frac{2}{Pe} \right) \phi_W + 0.5 \left( 1 - \frac{2}{Pe} \right) \phi_P \right] \quad -2 < Pe < 2 \text{ の場合} \quad (3.51)$$

$$q_w = \rho u \phi_W \quad Pe \geq 2 \text{ の場合} \quad (3.52)$$

$$q_w = \rho u \phi_P \quad Pe \leq -2 \text{ の場合} \quad (3.53)$$

式(3.51)～式(3.53)は  $|Pe| \leq 2$  の場合は拡散項を無視し，対流項に対して一次精度風上差分法を適用し， $|Pe| < 2$  の場合は対流項と拡散項を考慮した二次精度中心差分法を適用することを意味している．

例として以上に示したハイブリッド法を式(3.27)～式(3.30)に適用すると，最終的に対流項と拡散項を含む係数  $AP$ ， $AN$ ， $AS$ ， $AE$ ， $AW$  は次式のように離散化できる．

$$AN = \max(-(\rho u_z dA)_n, (\mu dA/\Delta z)_n - 0.5(\rho u_z dA)_n, 0) \quad (3.54)$$

$$AS = \max((\rho u_z dA)_s, (\mu dA/\Delta z)_s + 0.5(\rho u_z dA)_s, 0) \quad (3.55)$$

$$AE = \max(-(\rho u_r dA)_e, (\mu dA/\Delta r)_e - 0.5(\rho u_r dA)_e, 0) \quad (3.56)$$

$$AW = \max((\rho u_r dA)_w, (\mu dA/\Delta r)_w + 0.5(\rho u_r dA)_w, 0) \quad (3.57)$$

$dA$  はその点におけるコントロールボリュームの面積， $\Delta r$  は EP 間の中点  $e$  と PW 間の中点  $w$  を結ぶ距離であり， $\Delta z$  は NP 間の中点  $n$  と PS 間の中点  $s$  を結ぶ距離である．

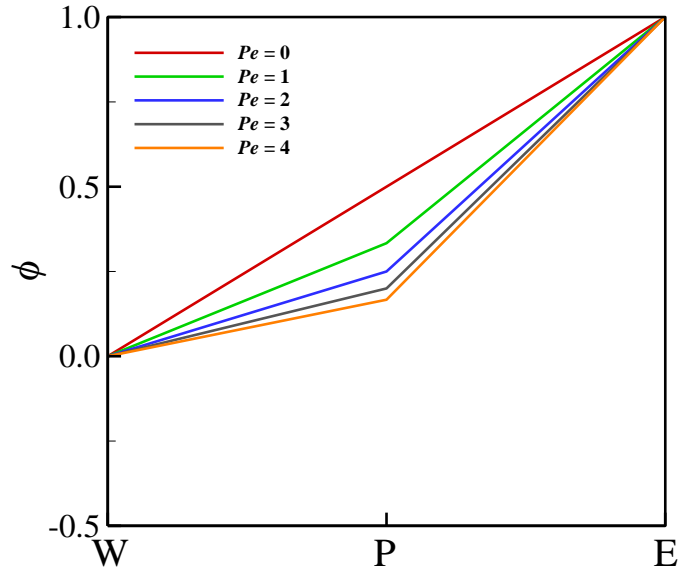


Fig. 3.8 Numerical results for each Peclet number using upwind differencing scheme.

### 3.2.3 ソルバー

本研究では並列化による計算の高速化を図るため，Red-Black SOR (Successive Over Relaxation) 法によって支配方程式の解を求める．この Red-Black SOR 法は Even-Odd SOR 法とも呼ばれる計算解法であり，以下にその手順を述べる．まず，一般的な SOR 法について述べる．Fig. 3.2 に示した点 P の物理量は，式(3.2)を変形して以下のように求めることができる．

$$\phi''_P = (AN\phi'_N + AS\phi''_S + AE\phi'_E + AW\phi''_W + SP\phi'_P + SU)/AP \quad (3.58)$$

ここで  $\phi''$  は更新後の物理量を示し， $\phi'$  は更新前の物理量であることを示している．この式をさらに以下のように拡張した後，緩和係数  $\psi$  を導入する．

$$\phi''_P = \phi'_P + (AN\phi'_N + AS\phi''_S + AE\phi'_E + AW\phi''_W + SP\phi'_P + SU)/AP - \phi'_P \quad (3.59)$$

$$\phi''_P = \phi'_P + \psi[(AN\phi'_N + AS\phi''_S + AE\phi'_E + AW\phi''_W + SP\phi'_P + SU)/AP - \phi'_P] \quad (3.60)$$

この式(3.60)を用いて物理量を更新し収束させる手法が SOR 法であり，通常の SOR 法では並列化の際に隣接する格子点を異なるスレッドが同時に更新してしまうおそれがある．

ある．

そこでこの SOR 法を並列計算用のソルバーである Red-Black SOR 法へと拡張する．  
全ての格子点の座標から，それぞれのハッシュ値 $\zeta$ を求める．ハッシュ値 $\zeta$ は次式で定義  
される値である．

$$\zeta = i \times NJ + j \quad (3.61)$$

$NJ$ は $z$ 方向の格子点数である．このハッシュ値が奇数か偶数かによってグループ分けを  
行う．奇数の格子点を赤で，偶数の格子点を黒で表現すると，計算領域の格子点は Fig.  
3.9 のようになる．Red-Black SOR 法では，この黒と赤にグループ分けされた格子点の物  
理量を交互に更新することで解を求める．すなわち，黒の物理量を更新する際は赤の格  
子点の物理量は更新せずに定数として扱い，赤の物理量を更新する際は黒の格子点の物  
理量を更新せずに定数として扱う．ある物理量 $\phi$ の更新は次式に従って行われる．

$$\begin{aligned} \phi''_P^B = \phi'_P^B + \psi[ & (AN\phi'_N^R + AS\phi'_S^R + AE\phi'_E^R + AW\phi'_W^R \\ & + SP\phi'_P^B + SU)/AP - \phi'_P^B] \end{aligned} \quad (3.62)$$

$$\begin{aligned} \phi''_P^R = \phi'_P^R + \psi[ & (AN\phi'_N^B + AS\phi'_S^B + AE\phi'_E^B + AW\phi'_W^B \\ & + SP\phi'_P^R + SU)/AP - \phi'_P^R] \end{aligned} \quad (3.63)$$

添字 B, R は黒色の格子点および赤色の格子点を示しており，点 P が黒なら式(3.62)を，  
赤なら式(3.63)を用いて物理量を更新することを意味する．このように物理量の更新は  
自身と隣接する 4 つの格子点の情報しか参照しないため，黒の格子点と赤の格子点を交  
互に更新することで競合することなく並列化することが可能になる．



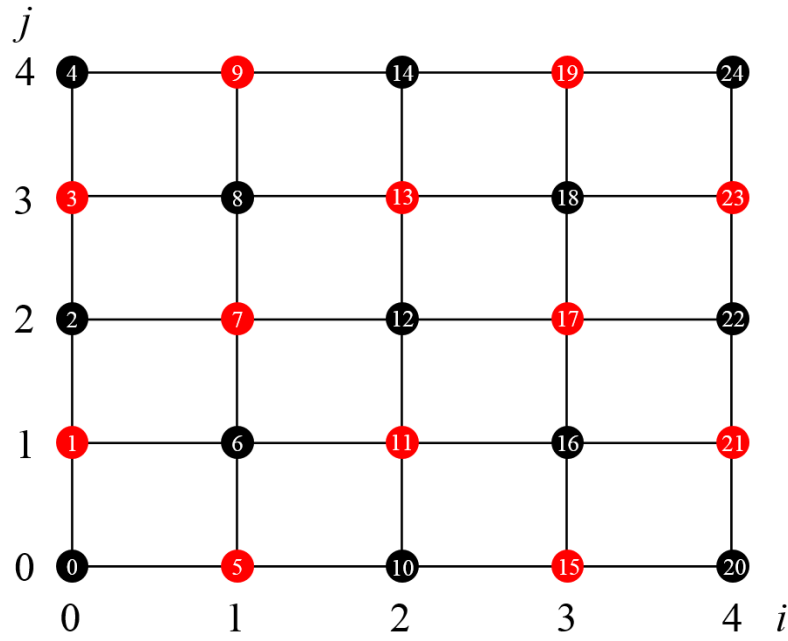


Fig. 3.9 Schematic illustration of Red-Black SOR method.

### 3.2.4 計算アルゴリズム

本計算では計算アルゴリズムとして、式(3.3)，式(3.4)に示した運動方程式と式(3.5)に示した質量保存則を用いて圧力  $p$  を求める SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations)アルゴリズムを採用した．以下にその計算手順を述べる．まず式(3.3)，式(3.4)を離散化して各係数でまとめると，それぞれ式(3.2)の形式で記述することができる．そして，それらの式を次式のように書き直す．なお，以下には各方向の代表として点  $e$ ， $n$  の離散化例を示していく．

$$AEu_{r_e} = \sum AE\xi + \Lambda + r\Delta z(p_P - p_E) \quad (3.64)$$

$$ANu_{z_n} = \sum AE\xi + \Lambda + r\Delta r(p_P - p_N) \quad (3.65)$$

ここで  $AE$ ， $\xi$  は点  $P$  に隣接する格子点の離散化係数および物理量であり，この物理量は式(3.3)，式(3.4)においては速度  $u_r$ ， $u_z$  である． $\Lambda$  は生成項をまとめたものである．圧力  $p$  に対して適正な推定値  $p^*$  を考えると，速度の推定値  $u_r^*$ ， $u_z^*$  を次式のように求めることができる．

$$AEu_{re}^* = \sum A\Xi\xi^* + \Lambda + r\Delta z(p_P^* - p_E^*) \quad (3.66)$$

$$ANu_{zn}^* = \sum A\Xi\xi^* + \Lambda + r\Delta r(p_P^* - p_N^*) \quad (3.67)$$

ここで正しい物理量  $u_r$ ,  $u_z$ ,  $p$ , 推定量  $u_r^*$ ,  $u_z^*$ ,  $p^*$ , 補正量  $u_r'$ ,  $u_z'$ ,  $p'$  の関係を次式のよ  
うに定義する.

$$u_r = u_r^* + u_r' \quad (3.68)$$

$$u_z = u_z^* + u_z' \quad (3.69)$$

$$p = p^* + p' \quad (3.70)$$

これらの式を式(3.64), 式(3.65)に代入した後, 式(3.66), 式(3.67)を引くことで各補正量  
を求める次式が得られる.

$$AEu_{re}' = \sum A\Xi\xi' + r\Delta z(p_P' - p_E') \quad (3.71)$$

$$ANu_{zn}' = \sum A\Xi\xi' + r\Delta r(p_P' - p_N') \quad (3.72)$$

隣接する格子点から受ける影響が小さいと仮定し, 式(3.71), 式(3.72)の右辺第 1 項を省  
略する. 解が収束すると補正量は全て 0 になることから, この省略は収束解を得ること  
を前提とすることで認められる合理的な省略になる. 右辺第 1 項を省略し, 整理した式  
(3.71), 式(3.72)から速度補正量  $u_r'$ ,  $u_z'$  は次式のように表される.

$$u_{re}' = du_r(p_P' - p_E') = du_r[i+1][j] * (p'[i][j] - p'[i+1][j]) \quad (3.73)$$

$$du_r = r_e \Delta z / AE = ru[i] * sns[j] / AE \quad (3.74)$$

$$u_{zn}' = du_z(p_P' - p_N') = du_z[i][j+1] * (p'[i][j] - p'[i][j+1]) \quad (3.75)$$

$$du_z = r_n \Delta r / AN = r[i] * sew[i] / AN \quad (3.76)$$

以上と同様の手順で  $u_{rw}'$ ,  $u_{zs}'$  を求め, 連続の式をコントロールボリュームで積分した

式(3.77)に代入することで、最終的な圧力補正量 $p'$ に関する式(3.78)が得られる。

$$[(r\rho u_r)_e - (r\rho u_r)_w]r\Delta z + [(r\rho u_z)_n - (r\rho u_z)_s]r\Delta r = 0 \quad (3.77)$$

$$APp'_p = ANp'_N + ASp'_S + AEp'_E + AWp'_W + SU \quad (3.78)$$

$$AP = AN + AS + AE + AW \quad (3.79)$$

$$AN = (r\rho du_z\Delta r)_n = r[i] * \rho_n * du_z[i][j+1] * sew[i] \quad (3.80)$$

$$AS = (r\rho du_z\Delta r)_s = r[i] * \rho_s * du_z[i][j] * sew[i] \quad (3.81)$$

$$AE = (r\rho du_r\Delta z)_e = ru[i+1] * \rho_e * du_r[i+1][j] * sns[j] \quad (3.82)$$

$$AW = (r\rho du_r\Delta z)_w = ru[i] * \rho_w * du_r[i][j] * sns[j] \quad (3.83)$$

$$\begin{aligned} SU &= [(r\rho u^*)_w - (r\rho u^*)_e]\Delta z + [(\rho u^*)_s - (\rho u^*)_n]r\Delta r \\ &= (ru[i] * \rho_w * u_r[i][j] - ru[i+1] * \rho_e * u_r[i+1][j]) * sns[j] \\ &\quad + (\rho_s * u_z[i][j] - \rho_n * u_z[i][j+1]) * r[i] * sew[i] \end{aligned} \quad (3.84)$$

式(3.78)を前項で述べたソルバーで解くことで圧力の補正量 $p'$ を求め、式(3.70)、式(3.73)、式(3.75)などから補正後の  $p$ ,  $u_r$ ,  $u_z$  が求まる。この SIMPLE アルゴリズムのフローチャートを Fig. 3.10 に示す。

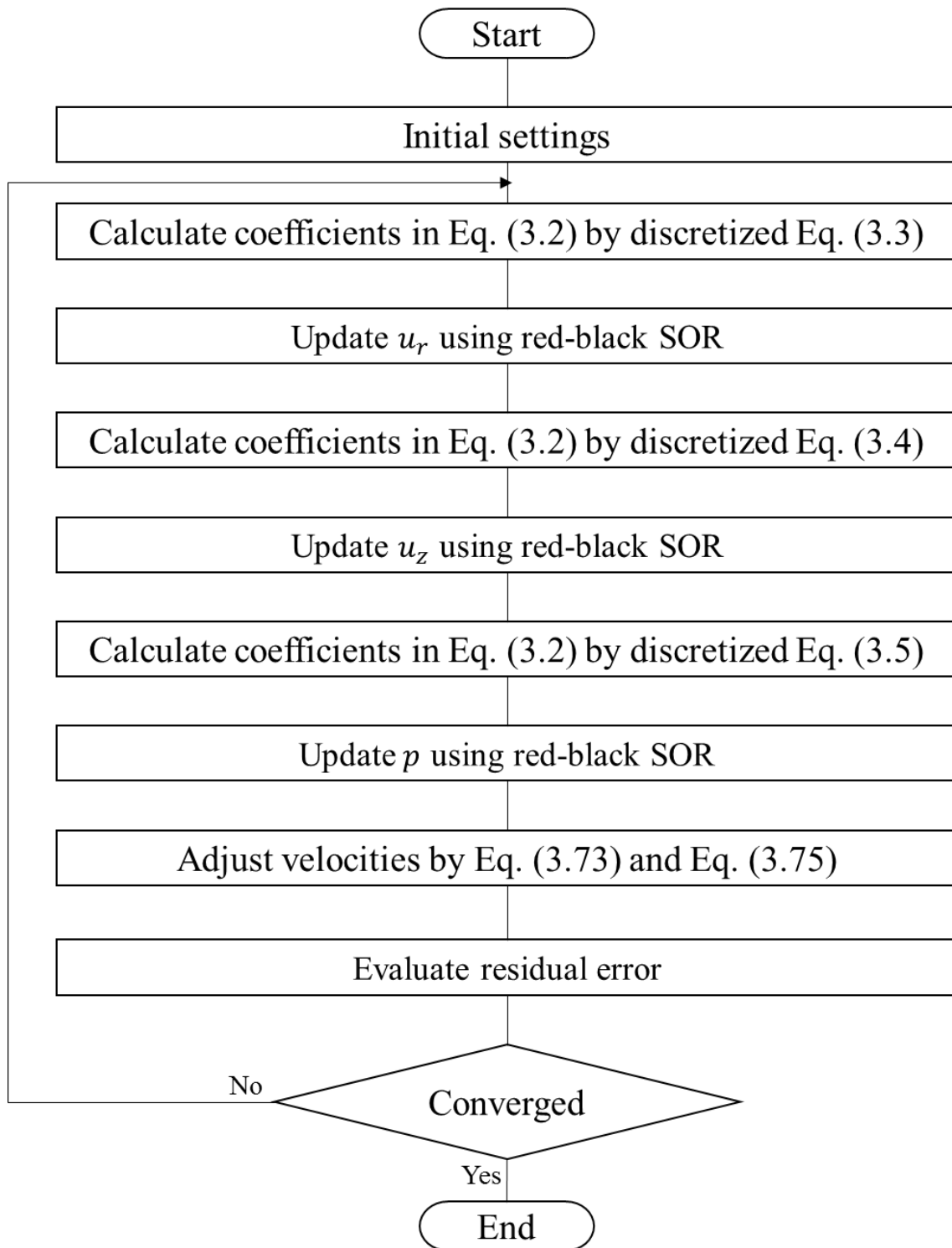


Fig. 3.10 Flowchart of SIMPLE algorithm.

### 3.3 非圧縮性 SPH 法

#### 3.3.1 原理と離散化手法

本研究で母材，溶滴，溶接ビードを解く計算手法として取り扱う SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)法は，宇宙物理学における気体動力学的問題の数値計算を目的として，Lucy<sup>35)</sup>によって開発された計算手法である．SPH 法では，粒子が質量やエネルギーなどの物理量を運ぶ．ある粒子 $a$ が存在する地点 $\vec{x}_a = (x, y, z)$ における物理量 $\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}$ は，近傍の粒子 $b$ との相互作用を考慮して次式で記述できる．

$$\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} = \sum_b m_b \frac{\phi_b}{\rho_b} W_{ab} \quad (3.85)$$

添字 $a, b$ は粒子番号を表し， $m$ は粒子の質量， $\rho$ は粒子の密度， $W_{ab}$ は座標  $\vec{x}_a$ と粒子 $b$ 間の距離 $|\vec{l}_{ab}|$ と粒子直径 $d$ に等しいカーネル長さ $h$ によって決まるカーネル関数である．これは Fig. 3.11 に示すように，座標  $\vec{x}_a$ を中心とする半径  $2h$ の評価円内の粒子 $b$ から，カーネル関数に従って広がる物理量 $\phi_b$ の重ね合わせによって，座標  $\vec{x}_a$ の物理量 $\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}$ が決まることを示している．

この物理量の分布を決めるカーネル関数として，本研究では三次元空間での M4 スプライン関数である式(3.86)を用いた．これは Fig. 3.12 に示すような滑らかな関数であり，座標  $\vec{x}_a$ から半径  $2h$ までの範囲に座標  $\vec{x}_a$ の物理量が分布していることを表している．

$$W_{ab} = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} 1.0 - 1.5 \left( \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} \right)^2 + 0.75 \left( \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} \right)^3 & (0 \leq |\vec{l}_{ab}| < h) \\ 2.0 - 3.0 \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} + 1.5 \left( \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} \right)^2 - 0.25 \left( \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} \right)^3 & (h \leq |\vec{l}_{ab}| < 2h) \\ 0 & (2h \leq |\vec{l}_{ab}|) \end{cases} \quad (3.86)$$

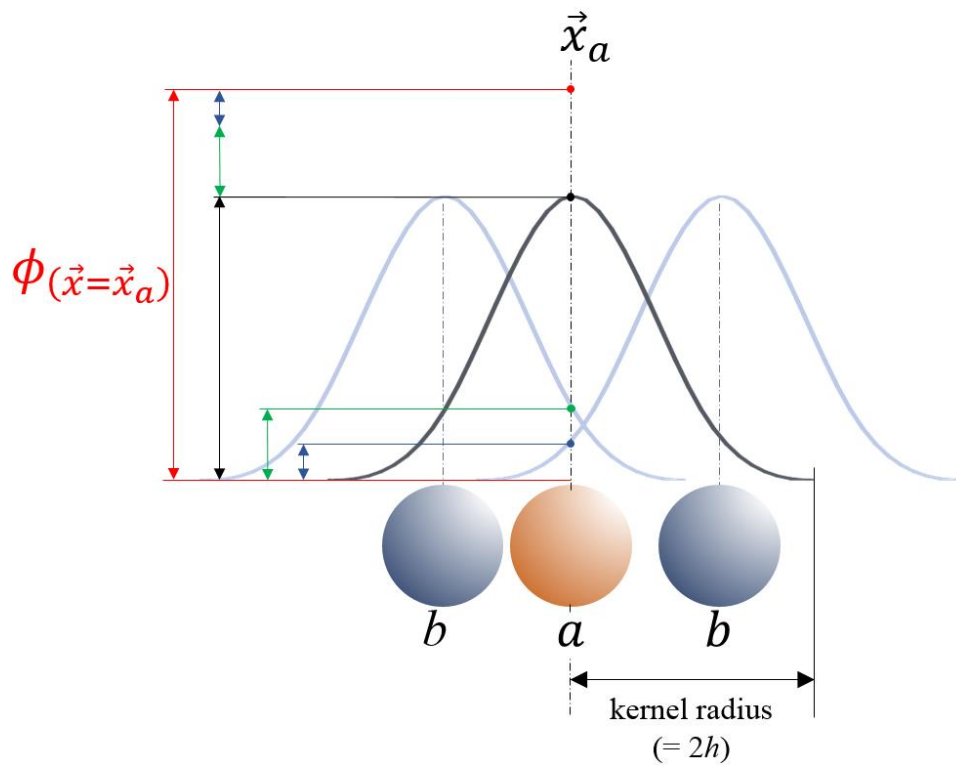


Fig. 3.11 Superposition of physical properties of neighboring particles.

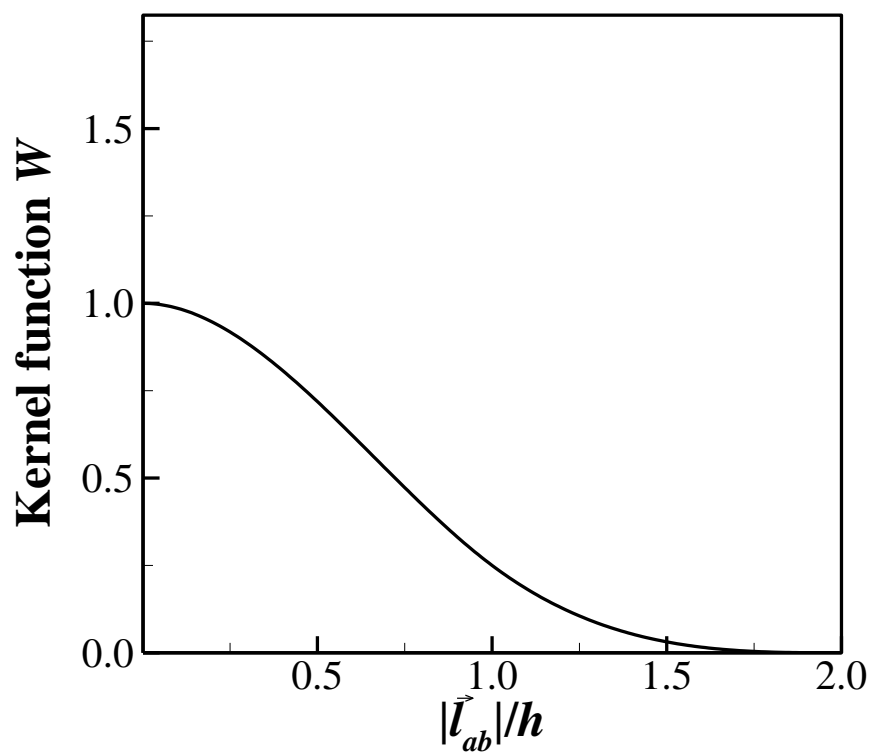


Fig. 3.12 Distribution of the kernel function.

さらに，物理量 $\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}$ の勾配 $\nabla\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}$ は式(3.85)のカーネル関数を微分することで得られ，

$$\nabla\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} \phi_b \nabla_a W_{ab} \quad (3.87)$$

と記述できる． $\nabla_a W_{ab}$ は式(3.86)に示したカーネル関数の一階微分を示しており，次式で表される．

$$\nabla_a W_{ab} = \frac{1}{\pi h^4} \begin{cases} \left[ -3.0 \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} + 2.25 \left( \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} \right)^2 \right] \frac{\vec{l}_{ab}}{|\vec{l}_{ab}|} & (0 \leq |\vec{l}_{ab}| < h) \\ \left[ -3.0 + 3.0 \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} - 0.75 \left( \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} \right)^2 \right] \frac{\vec{l}_{ab}}{|\vec{l}_{ab}|} & (h \leq |\vec{l}_{ab}| < 2h) \\ 0 & (2h \leq |\vec{l}_{ab}|) \end{cases} \quad (3.88)$$

なお粒子間において $\nabla\phi$ の対称性が必要となる場合， $\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}$ の勾配 $\nabla\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}$ は座標 $\vec{x}_a$ と粒子 $b$ 間の差 $\phi_b - \phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}$ の重ね合わせである次式で与えられる．

$$\nabla\phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} (\phi_b - \phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}) \nabla_a W_{ab} \quad (3.89)$$

### 3.3.2 Navier-Stokes 方程式による流体運動の記述

流体の運動を表す Navier-Stokes 方程式は，密度変化が無視できる非圧縮性流体を取り扱う場合，式(3.90)のように Lagrange 形式で表される．

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + (\nabla \cdot \mu \nabla) \vec{u} + \vec{F} \quad (3.90)$$

ここで， $\vec{u}$ ， $\vec{F}$ はそれぞれ速度ベクトル，外力ベクトルを示している．この両辺を $\rho$ で除

することで粒子の速度を求めることができる．この粒子の密度 $\rho$ は式(3.85)において $\phi = \rho$ とすることで求めることができ，

$$\rho_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} = \sum_b m_b \frac{\rho_b}{\rho_b} W_{ab}^{\text{wc}} = \sum_b m_b W_{ab}^{\text{wc}} \quad (3.91)$$

となる．ここで $W_{ab}^{\text{wc}}$ は，粒子の位置ベクトルではなく座標  $\vec{x}_a$  の評価円の重心ベクトル  $\vec{x}_a^{\text{wc}}$  を用いて求めたカーネル関数である．座標  $\vec{x}_a$  の評価円の重心ベクトル  $\vec{x}_a^{\text{wc}}$  は次式で定義され，流体内部では粒子の位置ベクトルとおおよそ一致し，流体表面では流体内部側に偏る．この式(3.92)は一般的な重心位置の算出方法を SPH 法に適用した式であり，質量や体積の代わりにカーネル関数の値を用いている．評価円の重心ベクトルを用いて密度を算出する理由は，流体表面では流体内部よりも評価円内に存在する粒子数が少ないために位置ベクトルを用いて密度を算出すると過小に評価されてしまうからである．

$$\vec{x}_{(\vec{x}=\vec{x}_a)}^{\text{wc}} = \frac{\sum_b \vec{x}_b W_{ab}}{\sum_b W_{ab}} \quad (3.92)$$

式(3.90)の右辺第 1 項中の $\nabla p$ は，ナブラの積の法則に基づいて次のように展開できる．

$$\frac{\nabla p}{\rho} = \nabla \left( \frac{p}{\rho} \right) + \frac{p}{\rho^2} \nabla \rho \quad (3.93)$$

したがって粒子 $a$ の圧力勾配項は式(3.87)と式(3.93)を用いて次式のように書き表せる．

$$\begin{aligned} \left( \frac{\nabla p}{\rho} \right)_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} &= \nabla \left( \frac{p_a}{\rho_a} \right) + \frac{p_a}{\rho_a^2} \nabla \rho_a = \sum_b \frac{m_b p_b}{\rho_b \rho_b} \nabla_a W_{ab} + \sum_b \frac{m_b p_a}{\rho_b \rho_a^2} \rho_b \nabla_a W_{ab} \\ &= \sum_b m_b \left( \frac{p_a}{\rho_a^2} + \frac{p_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} \end{aligned} \quad (3.94)$$



また式(3.90)の右辺第 2 項である粘性力項は、粒子法の一つである MPS (Moving Particle Semi-implicit)法の離散化手法を取り入れる．MPS 法では物理量 $\phi_a$ のラプラシアンは次式で示す形で離散化される<sup>36, 64)</sup>．

$$\nabla^2 \phi_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} = \frac{2\delta}{\lambda_a N_a \rho_a} \sum_{b \neq a} (\phi_b - \phi_a) w(|\vec{l}_{ab}|, r_e) \quad (3.95)$$

$\delta$ は空間次元数を表しており、本研究は三次元空間でのシミュレーションを行うため、 $\delta = 3$ である． $w$ は MPS 法における重み関数、 $r_e$ は影響半径である．また分母の $\lambda$ は MPS 法におけるパラメータを、 $N$ は粒子数密度を示しており、本研究では重み関数を式(3.86)に示したカーネル関数に置き換えることで SPH 法へと適用した、次の式(3.96)、式(3.97)を用いた．

$$\lambda_a = \frac{\sum_b |\vec{l}_{ab}|^2 W_{ab}}{\sum_b W_{ab}} \quad (3.96)$$

$$N_a = \sum_b W_{ab} \quad (3.97)$$

このラプラシアンを含む項に係数 $A$ が存在する場合、物理量 $\phi_a$ のラプラシアンは粒子間にはたらく作用、反作用を考慮して次式で離散化される．

$$(A\nabla^2 \phi)_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} = \frac{2\delta}{\lambda_a N_a \rho_a} \sum_{b \neq a} \frac{A_b + A_a}{2} (\phi_b - \phi_a) w(|\vec{l}_{ab}|, r_e) \quad (3.98)$$

したがって粒子 $a$ の粘性力項は、カーネル関数を置き換えた式(3.98)を用いることで次式のように離散化される．

$$[(\nabla \cdot \mu_a \nabla) \vec{u}]_{(\vec{x}=\vec{x}_a)} = \frac{2\delta}{\lambda_a N_a \rho_a} \sum_{b \neq a} \frac{\mu_b + \mu_a}{2} (\vec{u}_b - \vec{u}_a) W_{ab} \quad (3.99)$$

以上の過程より，粒子  $a$  の速度は式(3.90)を基に次式で求めることができる．

$$\frac{D\vec{u}_a}{Dt} = - \sum_b m_b \left( \frac{p_a}{\rho_a^2} + \frac{p_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} + \frac{2\delta}{\lambda_a N_a \rho_a} \sum_{b \neq a} \frac{\mu_a + \mu_b}{2} (\vec{u}_b - \vec{u}_a) W_{ab} + \frac{\vec{F}_a}{\rho_a} \quad (3.100)$$

### 3.3.3 近傍粒子探索アルゴリズム

これまで示した離散化から，粒子法ではある点の物理量を求める際，カーネル関数内の粒子が持つ物理量を足し合わせる必要があることを示した．しかしながら，計算領域中の  $o$  個の粒子に対して  $o$  回の判定を行うと  $o^2$  回の計算が必要になる．また式(3.86)からわかるようにカーネル半径  $2h$  以上離れた粒子とのカーネル関数は全て 0 になることから，全ての粒子に対して判定を行うことは無駄な計算コストを膨大に生じさせることになる．そこで本研究では以下に示す近傍粒子探索アルゴリズムによって計算回数の短縮を行う．以下に二次元の計算領域を例として説明する．

まず，Fig. 3.13 に示すように粒子群の存在する計算領域に幅  $2h$  の格子（ゾーン）を設定する．このゾーンは有限体積法で用いられるような計算格子ではなく，各ゾーンに存在する粒子の数と粒子番号を記憶しておくためだけのものである．今，計算領域に  $NZX \times NZY$  のゾーンを設定したとすると，各ゾーンのハッシュ値  $\zeta$  は式(3.61)と同様に次式で記述される．なお，各ゾーンは 4 つの格子点によって構成されているが，あるゾーンのハッシュ値はこれらの 4 つの格子点のうち，各方向最小の位置座標を持つ格子点に等しい．

$$\zeta = i \times NZY + j \quad (3.101)$$

一方，粒子の座標からも粒子のハッシュ値を求めることができる．ある地点  $\vec{x}_a = (x, y)$  に位置する粒子  $a$  のハッシュ値  $\zeta_a$  は，各座標をゾーンの幅  $2h$  で除することで得られ，

$$\zeta_a = \text{floor}\left(\frac{x}{2h}\right) \times NZY + \text{floor}\left(\frac{y}{2h}\right) \quad (3.102)$$

$\text{floor}()$ は括弧内の小数点以下の値を切り捨て、整数型に変換することを意味している。これらの処理を全ての粒子に対して行うことで、全ての粒子は計算領域内のいずれかのゾーンに格納され、各ゾーンは自身に格納された粒子の数と粒子番号を記録する。

そしてある粒子の近傍粒子探索を行う際は、その粒子が格納されているゾーンに対し各方向±1 つ分のゾーンに格納された粒子に対してカーネル関数である式(3.86)を計算する。この探索アルゴリズムでは Fig. 3.14 に示すように、自身のゾーンを含む全 9 つのゾーンに存在する粒子と計算を行うだけでカーネル半径内の全ての粒子と計算することができ、計算量を大幅に低減することが可能である。

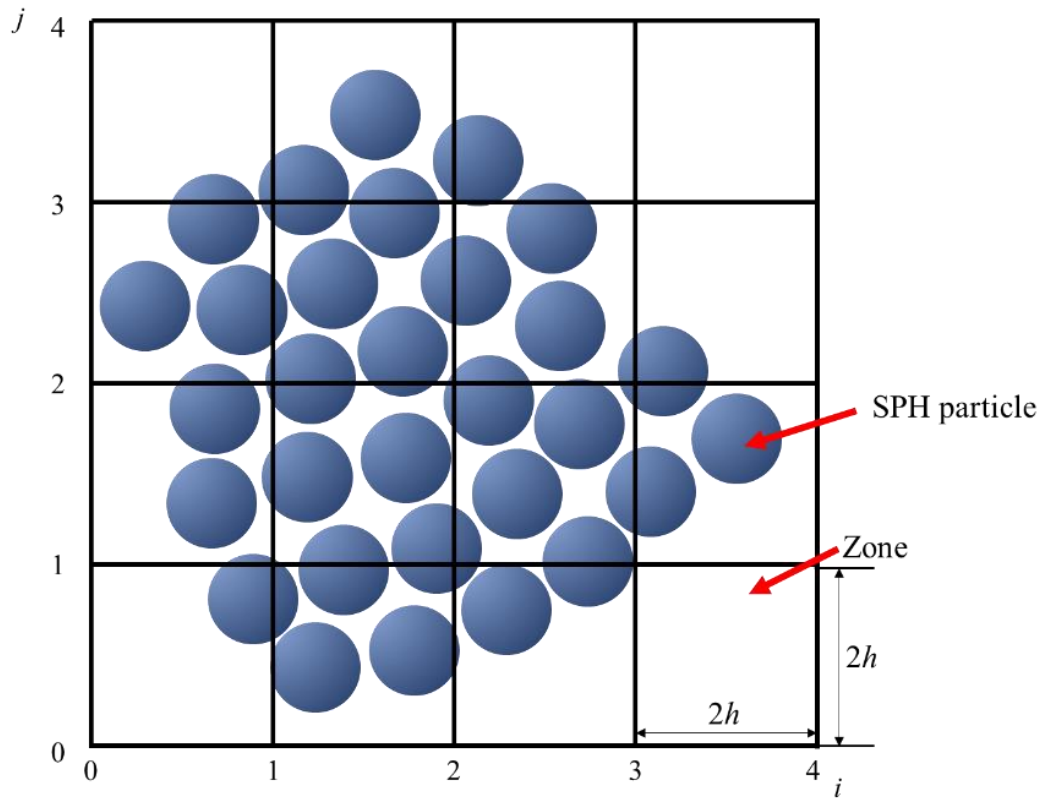


Fig. 3.13 Schematic illustration of zones in computational domain.

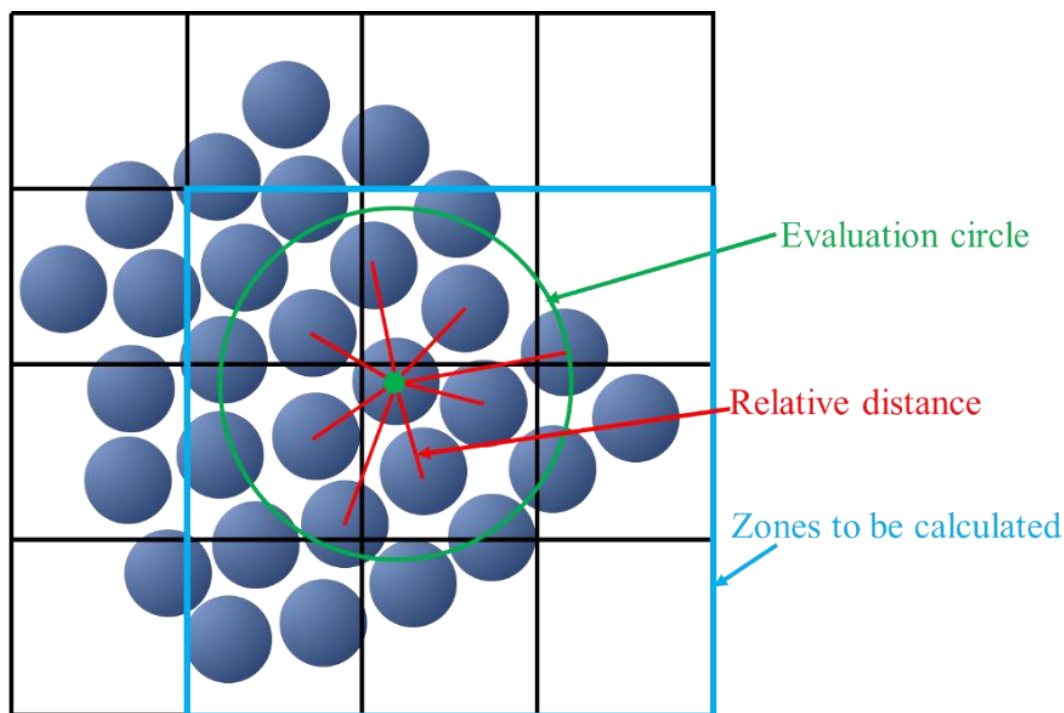


Fig. 3.14 Schematic illustration of zones to be calculated in computational domain.

### 3.3.4 非圧縮性近似手法

本研究で用いる SPH 法は元来, 圧縮性流体に対して開発された数値計算手法である。したがって SPH 法を非圧縮性流体に対して適用した場合, 時間刻みをとても小さくしなければ密度を均一に保ったまま運動をすることができず, 莫大な計算コストが必要になる。

この問題に対し, 福西らは非圧縮性近似手法<sup>44,46)</sup>を開発し, 大きな時間刻みのままで流体の密度を均一に保ちながら非圧縮流れを計算することに成功し, SPH 法を非圧縮性流体に適用した際の計算コストを大幅に低減した。この手法は予測 - 修正法に基づく反復解法によって密度場の偏りを緩和しながら速度場を更新する計算手法である。

Fig. 3.15 に非圧縮性近似手法の模式図を示し, Fig. 3.16 にこの非圧縮性近似手法を含む SPH 法のフローチャートを示す。この手法では, まず直前の時間ステップでの外力と粘性力から求まる速度予測子 $u_R^l$ に従って全流体粒子を移動させる(Fig. 3.15(a))。全体の密度場はこの移動によって一時的に不均一となる。次に, 式(3.100)の右辺第 1 項に従って密度場が均一になるように予測子を修正し, 修正された予測子 $u_f^l$ によって全流体粒

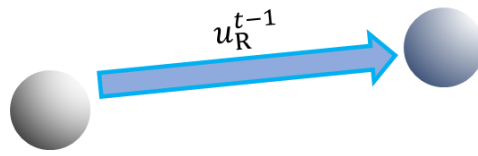
子を移動させる(Fig. 3.15(b)). この移動に用いる式(3.100)の右辺第 1 項は式(3.94)から求まり, 粒子間の圧力勾配を示す項である. 圧力 $p$ は音速 $c$ を介することで $\nabla p = c^2 \nabla \rho$ と書くことができる. よって, この項は粒子間の密度勾配を示す項となる. この式(3.100)の右辺第 1 項のみに従って全流体粒子を動かす過程を複数回繰り返すことで, 密度場の偏りを緩和する. このとき, 式(3.94)から得られる加速度は次式に従ってスムージング処理をすることで, 慣性移動や予測子 $u_R^{t1}$ による移動に伴って生じる瞬間的な密度の増減によって計算が破綻することを防いでいる.

$$\vec{a}'_{\text{Press}_a} = (1 - A_{\text{ex}})\vec{a}_{\text{Press}_a} + A_{\text{ex}} \frac{\sum_b P_b W_{ab}}{\sum_b W_{ab}} \quad (3.103)$$

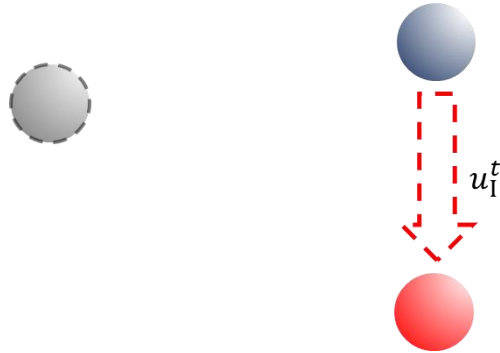
$\vec{a}'_{\text{Press}}$ はスムージング処理後の加速度を示し,  $\vec{a}_{\text{Press}}$ は式(3.94)から得られた加速度を示している.  $A_{\text{ex}}$ はオリジナルの加速度と補正量との比を示す定数であり, 本研究では 0.48 とする. なお, 粒子を動かす時間ステップ $\Delta t'$ は, 速度予測子 $u_R^{t1}$ に従って全流体粒子を動かしたときに用いた時間ステップ $\Delta t$ に比べ, 十分小さい時間刻みである.

そして密度場の偏りを緩和する過程を終えた後の最終位置と, 直前の時間ステップでの最終位置から速度予測子 $u_R^t$ を算出し, これに粘性力による速度 $u_{\text{vis}}^t$ と外力から求まる速度 $u_{\text{ext}}^t$ を加えたものが, その時間ステップにおける速度 $u_R^t$ となる(Fig. 3.15(c)).

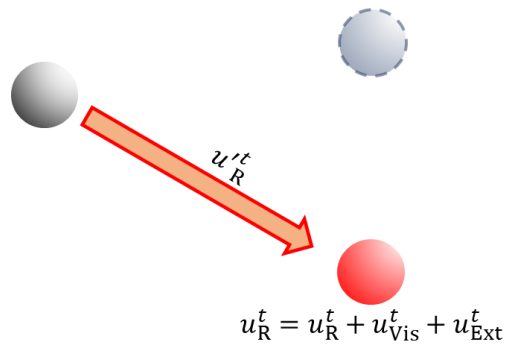
非圧縮性 SPH 法は上記のように予測子の修正, 移動を繰り返しながら, 全体の密度が均一となることを目標に粒子位置を修正することで非圧縮流れを表現する手法である.



(a) Move particles along their speed



(b) Adjust particles along pressure gradient



(c) Calculate velocity, viscosity and some external forces for each particle

Fig. 3.15 Schematic illustration of the density homogenizing algorithm.

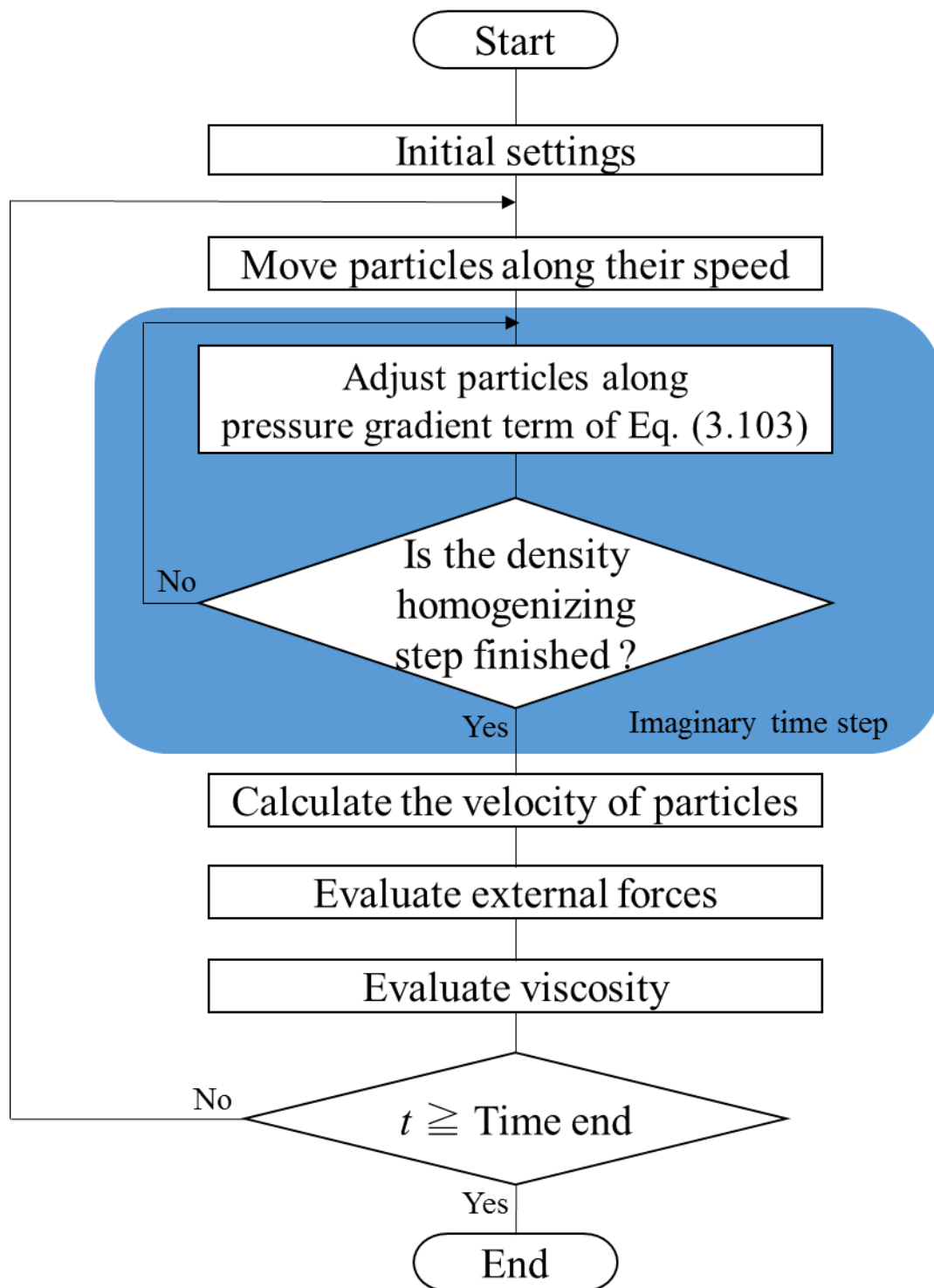


Fig. 3.16 Flowchart of the density homogenizing algorithm.

### 3.4 離散要素法

#### 3.4.1 原理と離散化手法

粒子によって粉体の挙動を再現する離散要素法（DEM: Discrete Element Method）<sup>65)</sup>では、接触している粒子間にばね，ダンパ，摩擦スライダで表現される Voigt モデルに従って接触力を与える．Fig. 3.17 に本研究で用いる Voigt モデルの模式図を示す．このモデルでは接触している粒子の中心同士を結ぶ線を法線方向と定義し，それに垂直な方向を接線方向と定義する．そして法線方向に一对のばねとダンパ，接線方向に一对のばねとダンパ，摩擦スライダを接続する．以下に，Fig. 3.17 に示した粒子  $a$ ， $b$  間にはたらく接触力を例に説明する．

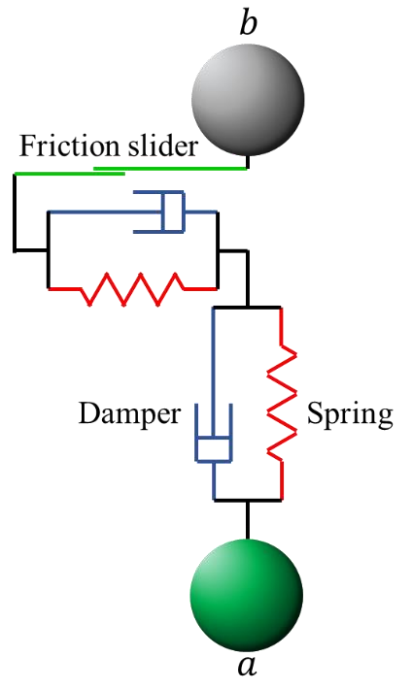


Fig. 3.17 Schematic illustration of Voigt model.

$a$ ， $b$ 間にはたらく法線方向の接触力 $\vec{F}_{ab}^{Cn}$ は，Newton の運動方程式に従い次式で表現される．

$$\vec{F}_{ab}^{Cn} = -k\Delta\vec{x}_{nab} + \eta\vec{u}_{nab} \quad (3.104)$$



ここでは  $k$  がばね定数， $\eta$  は粘性減衰定数である．右辺第 1 項は Hooke の法則に基づく反発力であり，右辺第 2 項は粘性力である． $\Delta \vec{x}_{nab}$  および  $\vec{u}_{nab}$  は粒子  $a$ ， $b$  間の法線方向のめり込み量を表す変位ベクトルおよび相対速度ベクトルであり，次式で定義される．

$$\Delta \vec{x}_{nab} = (d - |\vec{l}_{ab}|) \vec{n}_{nab} \quad (3.105)$$

$$\vec{u}_{nab} = [(\vec{u}_a - \vec{u}_b) \cdot \vec{n}_{nab}] \vec{n}_{nab} \quad (3.106)$$

$\vec{n}_{nab}$  は粒子  $a$ ， $b$  間の単位法線ベクトルであり，次式から求めることができる．

$$\vec{n}_{nab} = \frac{\vec{x}_a - \vec{x}_b}{|\vec{x}_a - \vec{x}_b|} \quad (3.107)$$

粘性減衰定数  $\eta$  は反発係数  $e$  を用いて次式で定義される．

$$\eta = -2 \ln e \sqrt{\frac{mk}{\pi^2 + (\ln e)^2}} \quad (3.108)$$

次に接線方向の接触力  $\vec{F}_t$  を示す．接線方向の接触力は粒子間に滑りが生じるかどうかによって場合分けされ，

$$\vec{F}_{ab}^{Ct} = -k \Delta \vec{x}_{tab} - \eta \vec{u}_{tab} \quad (|\vec{F}^{Ct}| \leq v |\vec{F}^{Cn}|) \quad (3.109)$$

$$\vec{F}_{ab}^{Ct} = -v |\vec{F}^{Cn}| \vec{n}_{tab} \quad (|\vec{F}^{Ct}| > v |\vec{F}^{Cn}|) \quad (3.110)$$

$v$  は摩擦係数である．式(3.109)の右辺第 1 項は Hooke の法則に基づく反発力であり，右辺第 2 項は粘性力である．滑りが生じない式(3.109)において， $\Delta \vec{x}_{tab}$  および  $\vec{u}_{tab}$  は粒子  $a$ ， $b$  間の接線方向についてのめり込み量を表す変位ベクトルおよび接線方向の相対速度ベクトルである．接線方向のめり込み量を表す変位ベクトルは次式で定義される．

$$\Delta \vec{x}_{tab} = |\Delta \vec{x}'_{tab}| \vec{n}_{tab} + \vec{u}_{tab} \Delta t \quad (3.111)$$

$$\vec{n}_{tab} = \begin{cases} \frac{\Delta \vec{x}'_{tab}}{|\Delta \vec{x}'_{tab}|} & (\vec{u}_{ab}=0) \\ \frac{\vec{u}_{ab}}{|\vec{u}_{ab}|} & (\vec{u}_{ab} \neq 0) \end{cases} \quad (3.112)$$

$\vec{n}_{tab}$ ,  $\Delta \vec{x}'_{tab}$ , は粒子 $a$ ,  $b$ 間の単位接線ベクトルと直前の時間ステップの接線方向のめり込み量を表す変位ベクトルであり,  $\Delta t$ ,  $\vec{u}_{ab}$ は時間ステップと相対速度ベクトルである. これらを用いて, 接線方向の速度ベクトルは次式で表される.

$$\vec{u}_{tab} = \vec{u}_{ab} - (\vec{u}_{ab} \cdot \vec{n}_{nab}) \vec{n}_{nab} + 0.5d(\vec{\omega}_a + \vec{\omega}_b) \times \vec{n}_{nab} \quad (3.113)$$

$\vec{\omega}$ は角速度ベクトルである. 滑りが生じる場合は式(3.110)を用いるが, この際粒子 $a$ ,  $b$ 間の接線方向のめり込み量を表す変位は変化しない. したがって, このときの変位ベクトルは次のように更新される.

$$\Delta \vec{x}_{tab} = \frac{\vec{F}_{ab}^{Ct}}{k} \quad (3.114)$$

この $\vec{F}^{Ct}$ は式(3.110)の値を使用する. 以上で求まる粒子間の接線方向の接触力から粒子にはたらくトルクベクトル $\vec{T}_{rq}$ を次式から求める.

$$\vec{T}_{rq_a} = \sum_b \vec{F}_{ab}^{Ct} \times 0.5(d - |\vec{l}_{ab}|) \quad (3.115)$$

トルクベクトル $\vec{T}_{rq}$ は次式のように粒子の角加速度の更新に用いられる.

$$\frac{d\vec{\omega}_a}{dt} = \frac{\vec{T}_{rq_a}}{I} \quad (3.116)$$

$$\vec{\omega}_a = \vec{\omega}'_a + \frac{d\vec{\omega}_a}{dt} \Delta t \quad (3.117)$$

$I$ は慣性モーメントであり、 $\vec{\omega}'_a$ は直前の時間ステップの角加速度ベクトルである。

以上で示した法線方向の接触力と接線方向の接触力を接触している全粒子に対して求め、 $xyz$ の各方向に分解して粒子の速度に加える。ある時刻の粒子の速度は次式で更新される。

$$\vec{u}_a = \vec{u}'_a + \frac{\sum_b \vec{F}_{ab}^{Cn}}{m} \Delta t + \frac{\sum_b \vec{F}_{ab}^{Ct}}{m} \Delta t + \frac{1}{2} \vec{g} \Delta t^2 \quad (3.118)$$

$\vec{u}'_a$ は直前の時間ステップの速度ベクトルであり、 $\vec{g}$ は重力加速度である。

### 3.4.2 計算アルゴリズム

Fig. 3.18 に離散要素法のフローチャートを示す。まずは直前の時間ステップで求めた接触力と外力によって、粒子を慣性で移動させる。次に 3.3.3 と同様の手法で近傍粒子探索を行い、2 粒子間の距離がその 2 粒子の半径の和よりも短い粒子同士を接触していると判定する。この際、直前の時間ステップでも接触していた粒子はその接触履歴を引き継ぎ、接触していない粒子についてはその接触履歴をリセットとする。次に、接触力の計算を行う。接触力はまず法線方向から計算した後、接線方向を求める。求めた接線方向の接触力からは、粒子にはたらくトルクが求まる。これらの接触力とトルクを全ての接触している粒子に対して求め、足し合わせることでその時間ステップにおける各粒子の加速度と角加速度を求める。最後に、求めた加速度と角加速度によって粒子の速度と角速度を更新し、次の時間ステップへと進行する。

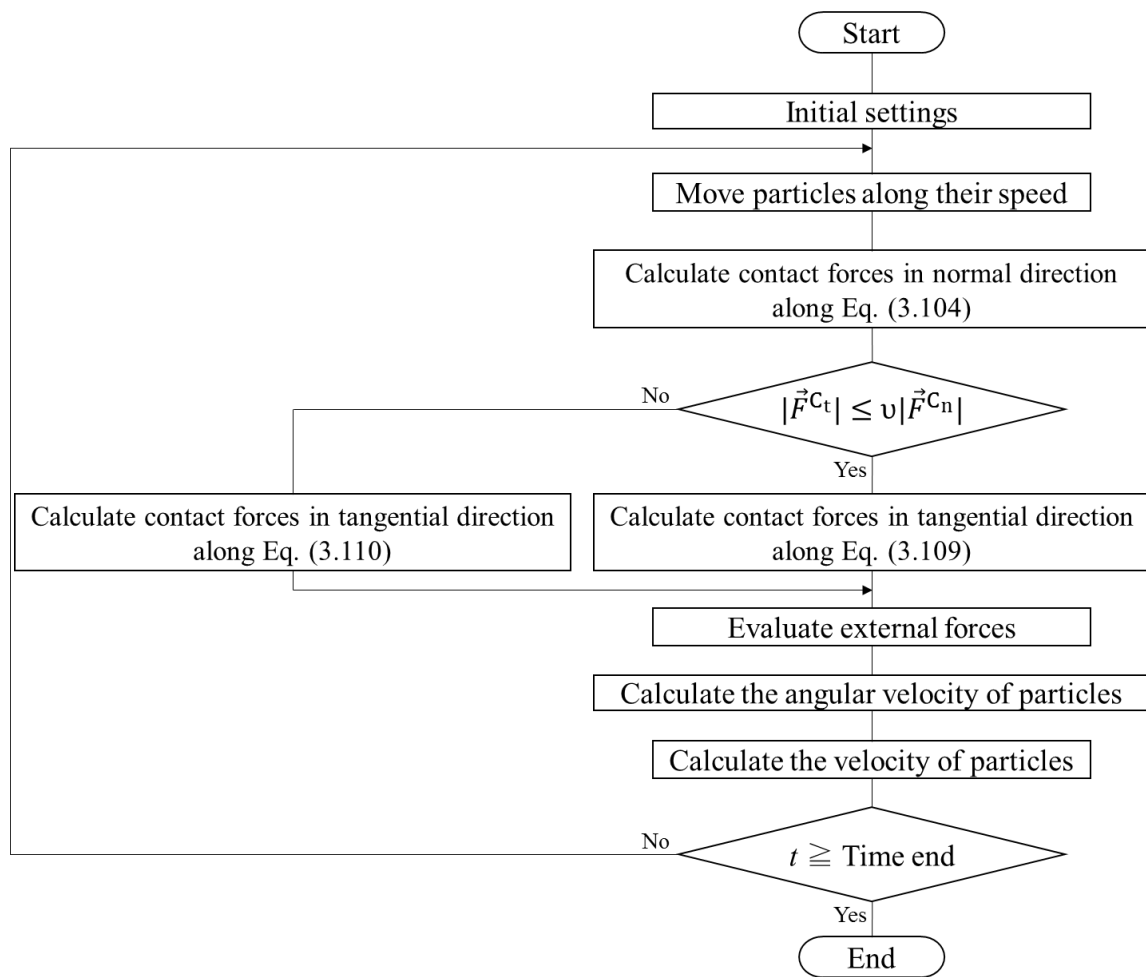


Fig. 3.18 Flowchart of DEM.

### 3.5 結言

本章ではアークプラズマの計算を行う有限体積法，溶滴および熔融金属の流動を取り扱う非圧縮性 SPH 法，粉体とスラグの挙動を解く離散要素法のそれぞれについて，それらの原理と離散化手法について示した．この章で示したのは各計算手法の基礎であり，それぞれを用いて上記の計算対象のシミュレーションを行う際は別途計算モデルの構築が必要である．それらについては第 4 章および第 5 章で改めて示すこととする．

## 第4章 ガスメタルアーク溶接中の溶融池および ビード形成シミュレーション

### 4.1 緒言

第2章で行ったX線透過観察やトンネル法によるキャビティ内観察によって、ビード上で生じるスラグと溶融池の流動や溶滴移行現象を可視化し、これらの流動や溶滴移行現象が電流値やワイヤの極性に依存することを明らかにした。しかしながら、上記の手法はいずれも実験手法上の制約により、溶融池内部を可視化できていない。したがって数値計算による現象の可視化が有効であると考えられるが、まずは粉体を伴わない単純な系で数値計算を行い、本研究で提案する数値計算モデルの妥当性を検討することが望ましい。

そこで本章では、純Arガスを用いたガスメタルアーク溶接中に形成される溶融池内の対流現象およびビードの形成過程を非圧縮性SPH法によってモデル化し、数値シミュレーションを行う。そして、ビード形状を実験結果と比較することで粒子法を用いた溶融池形成過程の数値シミュレーションの妥当性を検証すると共に、1滴の溶滴を追従することで、溶滴が溶融池内をどのように輸送されているかについて考察する。最後に、準周期的な状態となった溶融池に対しアンサンブル平均処理を施すことで、粒子法特有の数値誤差を取り除いた流れ場を求め、溶滴の輸送に影響される溶融池の流れ場の動的な変化について考察する。

### 4.2 溶融池対流モデルにおける支配方程式

#### 4.2.1 溶融池にはたらく駆動力のモデル化

本計算では、溶融池内にはたらく4つの駆動力（Lorentz力、浮力、Marangoni効果、気流によるせん断力）と表面張力を式(3.100)の外力項として考慮し、溶融池を形成する

液体金属に駆動力を与える．本計算における式(3.100)の外力項 $\vec{F}_a$ は，先行研究<sup>43)</sup>に基づいて次式で表される．

$$\vec{F}_a = \frac{\partial\gamma}{\partial T} \frac{dA_a(\vec{n}_{na} \times \nabla T_a \times \vec{n}_{na})}{\Delta V_a} + \tau_a \frac{dA_a}{\Delta V_a} + \vec{j} \times \vec{B} + \frac{1.2\gamma h}{\Delta V_a} \sum_b f_{ab}^{\text{attract}} - (T_a - T_0)\beta\rho_a\vec{g} \quad (4.1)$$

右辺第1項より順に，Marangoni 効果，気流とのせん断力，Lorentz 力，法線方向にはたらく表面張力，浮力を示している．本計算では表面張力を接線方向成分と法線方向成分に分離し，接線方向成分は Marangoni 効果として，法線方向成分は見かけの表面張力として個別に考慮している．式(4.1)において， $\partial\gamma/\partial T$ は表面張力の温度勾配， $dA$ は粒子の断面積， $\vec{n}_n$ は単位法線ベクトル， $\Delta V$ は粒子の体積であり， $\nabla T$ ， $\gamma$ ， $T$ ， $T_0$ ， $\beta$ ， $g$ はそれぞれ温度勾配，表面張力係数，温度，基準温度，体積膨張率，重力加速度を示している．また， $f_{ab}^{\text{Attract}}$ は粒子間の距離 $\vec{l}_{ab}$ によって求まる重み関数<sup>43)</sup>であり，次式で表される．

$$f_{ab}^{\text{Attract}} = \begin{cases} \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} & (0 \leq \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} < 1) \\ 2 - \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} & (1 \leq \frac{|\vec{l}_{ab}|}{h} < 2) \end{cases} \quad (4.2)$$

これらの駆動力の内，Marangoni 効果，気流とのせん断力の算出では，流体表面の粒子のみを計算対象としている．本計算では次式で示すように，粒子 $a$ の位置ベクトル $\vec{x}_a$ と，式(3.92)で示した粒子 $a$ の評価円の重心 $\vec{x}_a^{\text{wc}}$ との差が粒子直径の10%を超える粒子を表面に存在する粒子 ( $f^{\text{Surface}} = 1$ ) と判定している．

$$f_a^{\text{Surface}} = \begin{cases} 1 & (|\vec{x}_a - \vec{x}_a^{\text{wc}}| \geq 0.1d) \\ 0 & (|\vec{x}_a - \vec{x}_a^{\text{wc}}| < 0.1d) \end{cases} \quad (4.3)$$

式(4.1)の各項について、まずは右辺第 1 項の Marangoni 効果の詳細について述べる。Marangoni 効果は液体表面の温度差による表面張力の差に誘起される駆動力である。この項において、正規化された単位法線ベクトル $\vec{n}_a$ は、カラー関数<sup>36)</sup>を用いた次式で算出している。

$$\vec{n}_a = \frac{\nabla f_a^{\text{Collar}}}{|\nabla f_a^{\text{Collar}}|} \quad (4.4)$$

$$\nabla f_a^{\text{Collar}} = \sum_b m_b \frac{f_b^{\text{Collar}}}{\rho_b} \nabla_a W_{ab} \quad (4.5)$$

$$f_a^{\text{Collar}} = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} W_{ab} \quad (4.6)$$

$W_{ab}$ は粒子 $a$ ,  $b$ 間のカーネル関数であり、 $m$ は粒子の質量、 $f^{\text{Collar}}$ はカラー関数である。このカラー関数は流体内部では大きな値となるが、流体表面に近づくにつれて小さくなる値である。すなわち、カラー関数は流体表面からの距離が等しい点で同じ値になるため、このカラー関数の勾配である式(4.5)を求めることで、各表面粒子の法線ベクトルを求めることができる。本計算では式(4.4)で示した法線ベクトルを用いて、温度勾配 $\nabla T$ との外積を二度取っている。これは、ある熔融池表面において任意の方向を向く温度勾配ベクトルから、その接線方向成分を取り出していることを示す。

式(4.1)の右辺第 2 項は気流とのせん断力を示しており、本計算において各表面粒子 $a$ にはたらくせん断応力 $\tau_a$ は次式で求めることができる。

$$\tau_a = \frac{\mu_{\text{Gas}} \mu_a (u_{r\text{Gas}} - u_{ra})}{\mu_{\text{Gas}} dz + \mu_a dz'} \Big|_{a \in \text{surface}} \quad (4.7)$$

$u_{r\text{Gas}}$ は各表面粒子の直上におけるガスの $r$ 方向の速度成分であり、Fig. 4.1 に示す母材表面から 0.03 mm の位置における速度分布を用いる。 $u_{ra}$ は粒子 $a$ の $r$ 方向の速度成分であり、粒子 $a$ の $x$ 方向の速度成分 $u_{xa}$ と $y$ 方向の速度成分 $u_{ya}$ の平方根である。 $\mu$ は粘性係

数,  $dz$ ,  $dz'$ はそれぞれ粒子半径, 溶融池表面から Fig. 4.1 の速度分布までの距離 (0.03 mm) である. 本計算では溶融池の表面は表面粒子の中心ではなく, 表面粒子の円周上と仮定している. そこで本研究では Fig. 4.2 に示すように, 粒子の表面と粒子の中心点との間にはたらくせん断応力, および粒子表面とガスとの間にはたらくせん断応力を Newton の粘性法則<sup>6)</sup>から個別に求めている. Fig. 4.2 は溶融池を青い粒子と青い領域で示し, ガス領域を赤い領域で示している. また, 各矢印はその点での  $r$  方向の速度を示している. その後, この2つのせん断力が等しいという仮定の下, 2式を連立させることで式(4.7)を得る. このせん断力の算出に必要な Ar ガスの粘性係数は Fig. 4.3 に示すとおりであり, A. B. Murphy 氏から提供されたデータを用いている.

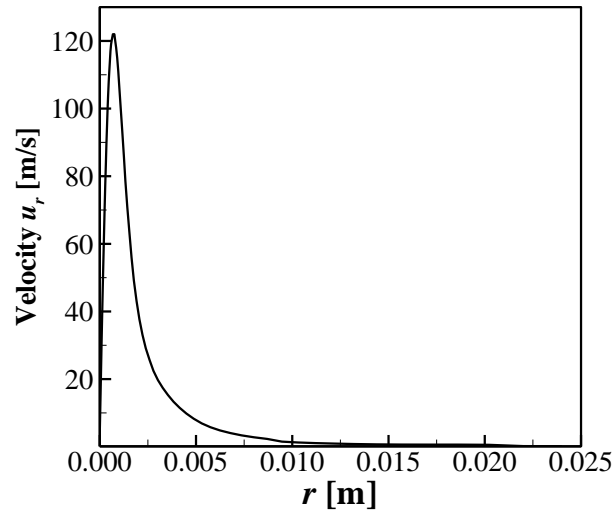


Fig. 4.1 Velocity distribution at 0.03 mm from a weld pool surface<sup>18)</sup>.

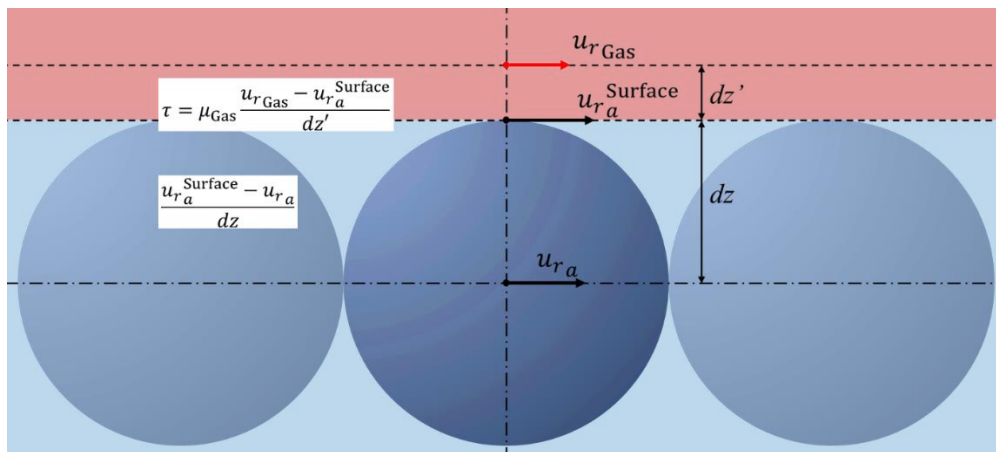


Fig. 4.2 Schematic illustration of shearing force effecting on a weld pool surface.



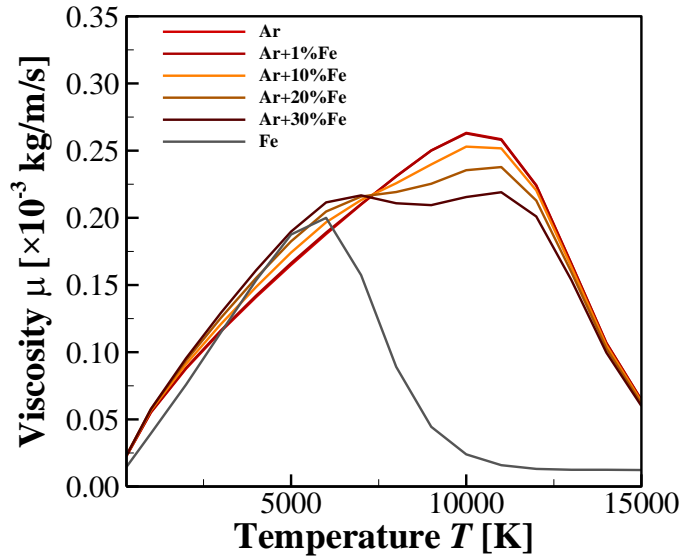


Fig. 4.3 Relationship between temperature and viscosity of argon gas for each mixture rate.

続いて, 式(4.1)の右辺第3項は溶融池にはたらく Lorentz 力を示している. この Lorentz 力の算出には辻村の計算結果<sup>18)</sup>を用いている. Fig. 4.4 に本計算で使した Lorentz 力分布を示す. 縦軸は表面粒子の平均位置からの  $z$  方向の相対距離を示している. この相対距離は, Lorentz 力を求めたい粒子  $i$  を中心とした半径  $2h$  の範囲に存在する表面粒子の平均の  $z$  軸座標  $\bar{z}_i$  と, 粒子  $i$  の  $z$  座標の差によって求めた. また, 横軸はアークプラズマの中心からの距離である. 図中のベクトルは各格子点上における, Lorentz 力を軟鋼の密度で除した加速度  $\vec{a}^L$  がはたらく方向を示しており, 色は加速度の大きさを示している. この分布を用いて, 各粒子に対してバイリニア補間を行うことで, それぞれの粒子位置における Lorentz 力を算出する.

式(4.1)の右辺第4項は粒子の法線方向にはたらく表面張力を示す項である. 本計算では伊藤<sup>43)</sup>が取り入れた粒子間凝集モデルを用いて法線方向の表面張力の計算を行う. この粒子間凝集モデルは粒子間に人工的な凝集力を与え, 表面張力を表現する. しかしながら, 粒子間に引力を与えることは張力不安定性<sup>67)</sup>と呼ばれる挙動を引き起こし, 計算精度を低下させることを伊藤は示唆している. 本研究ではこの粒子間凝集モデルの適用による, 式(4.1)の右辺第4項の計算精度の低下を軽減するため, 一度粒子間凝集力を求めた後, 評価円内の粒子を用いて次式に示すカーネル平均を三度繰り返すことによって凝集力を平滑化し, 張力不安定性を軽減する.

$$\chi_a = \frac{\sum_b \chi_b W_{ab}}{\sum_b W_{ab}} \quad (4.8)$$

$\chi$ は平均化の対象であり，ここでは式(4.1)の右辺第 4 項である．式(4.8)は通常の算術平均とは異なり，粒子 $a$ を中心とする評価円内の近傍粒子を対象とした，カーネル関数によって重み付けされた重付き平均であることを示している．

式(4.1)の右辺第 5 項は Boussinesq 近似に基づく浮力項である．本研究では文献値<sup>49)</sup>を用いて融点の線膨張係数を求め，これの 3 倍の  $5.54 \times 10^{-5}$  [1/K]を体積膨張率とする．また，基準温度 $T_0$ はこの体積膨張率の逆数となる 18050 K とする．

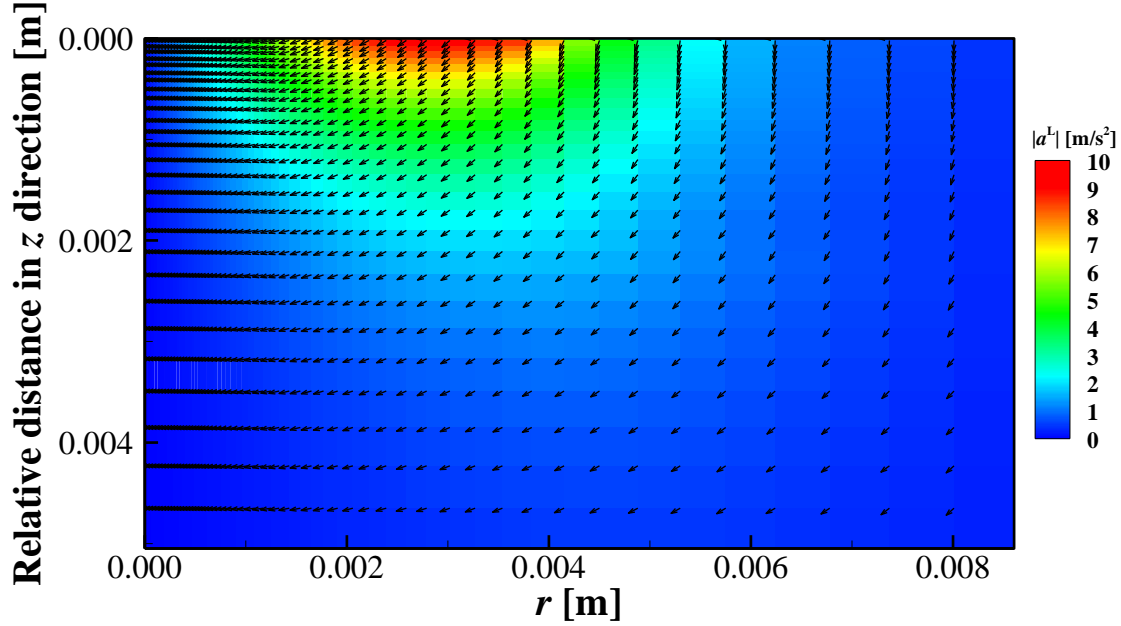


Fig. 4.4 Lorentz force distribution effecting on a weld pool during a GMA welding<sup>18)</sup>.

#### 4.2.2 エネルギー輸送方程式および相変化

溶融池形成およびビード形成を取り扱う本計算では粒子の温度変化や，これに伴って生じる相変化を考慮する必要がある．一般的なエネルギー輸送方程式は次式で表される．

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t}(\rho C T) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho C u_x T) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho C u_y T) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho C u_z T) \\
& = \frac{\partial}{\partial x}\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z}\right) + Q
\end{aligned} \tag{4.9}$$

$T$ は粒子の温度、 $t$ は時刻を示し、 $u_x, u_y, u_z$ はそれぞれ  $x, y, z$  方向の速度である。 $\rho, C, \kappa$  は密度、比熱、熱伝導率を示しており、 $Q$ は熱生成速度である。これを式(3.95)で示した MPS 法の離散化手法によって離散化し、アーク溶接現象において生じる熱生成速度を取り入れることで、本計算におけるエネルギー輸送方程式は次式のように記述される。

$$\begin{aligned}
\frac{DT_a}{Dt} = & \frac{2\delta}{\lambda_a N_a \rho_a C_a} \sum_b \frac{\kappa_a + \kappa_b}{2} (T_b - T_a) W_{ab} \\
& + \frac{dA_a}{C_a m_a} \left[ \frac{\kappa_{Ar} \kappa_a (T_{Ar} - T_a)}{\kappa_{Ar} dz + \kappa_a dz'} - \varepsilon \alpha (T_a^4 - 300.0^4) - |j_{e_a}| \varphi_c + |j_{i_a}| V_{i_a} \right]
\end{aligned} \tag{4.10}$$

ここで、 $\delta$ は空間次元数 ( $\delta=3$ ) である。 $\lambda, N$ はそれぞれ式(3.96)、式(3.97)で示した、MPS 法におけるパラメータである。また、 $dA$ は粒子の断面積を示し、 $m$ は粒子の質量、 $\varepsilon, \alpha$ は放射率と Stefan-Boltzmann 定数であり、 $j_e, j_i, \varphi_c, V_i$ はそれぞれ電子電流密度、イオン電流密度、陰極の仕事関数、プラズマガスの電離電圧である。本計算では電子放出は全て母材および溶融池表面の酸化膜から優先的に生じるものとしたため、仕事関数は酸化鉄の 3.85 eV を使用している。式(4.10)の右辺第 1 項は Fourier の法則に基づく粒子間の熱伝導を表し、第 2 項以降は溶融池表面における熱生成速度を表している。本研究ではこの熱生成速度として、右辺第 2 項から順に気流との対流熱伝達、放射損失、電子放出による冷却、イオン再結合による加熱を取り入れている。

式(4.10)の右辺第 1 項である気流との対流熱伝達を求めるために必要な Ar ガスの温度分布は、Fig. 4.5 に示す母材表面から 0.09 mm の位置での温度分布を用いる。また、Ar ガスの熱伝導率は Fig. 4.6 に示す A. B. Murphy 氏から提供されたデータを用いている。なお、この項は Fig.4.2 と同様に、母材から粒子の表面に向かって流れる熱流束と粒

子表面から粒子の中心に向かう熱流束をそれぞれ求め、この 2 式の間で熱流束が等しいという仮定のもとで連立させて決定する。

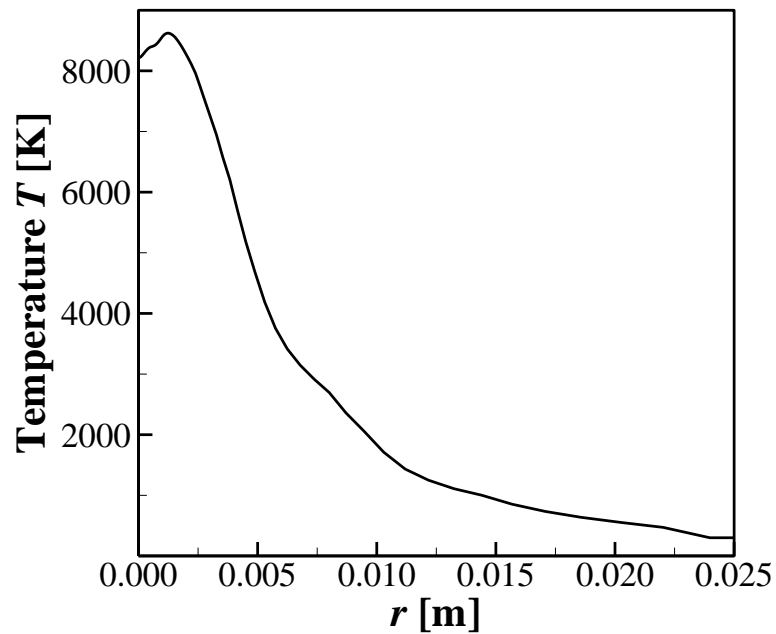


Fig. 4.5 Temperature distribution at 0.09 mm from a weld pool surface<sup>18)</sup>.

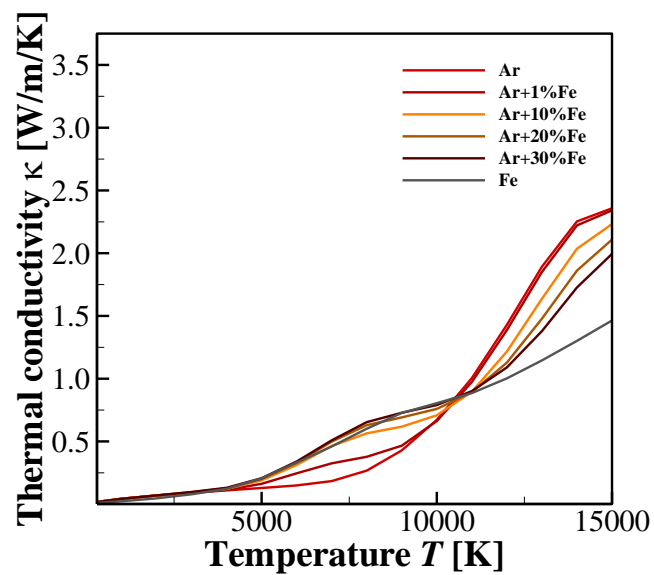


Fig. 4.6 Relationship between temperature and thermal conductivity of argon gas for each mixture rate.

さらに，本計算では表面粒子 $a$ から放出される電子電流密度 $j_{e_a}$ は Richardson-Dushman の熱電子放出電流密度式<sup>68)</sup>に基づく次式から得られる．

$$j_{e_a} = A_R T_a^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_a}\right) \quad (4.11)$$

$A_R$ は Richardson 定数であり， $e$ は電気素量， $k_B$ は Boltzmann 定数である．一方，イオン電流密度 $j_i$ は各粒子の電流密度から電子電流密度を引いた値とし，各表面粒子の電離電圧 $V_i$ は，母材表面から 0.09 mm の位置での鉄蒸気濃度を辻村の計算結果<sup>18)</sup>から求め，その濃度に応じて Ar の電離電圧 15.68 V と鉄の電離電圧 7.90 V を線形近似することで，任意の鉄蒸気濃度での電離電圧を使用する．

最後に，粒子の相変化について述べる．本研究では潜熱を考慮し，Fig. 4.7 のように相変化が起こるものとする．粒子の相変化は潜熱期間の中間点において生じるものとしており，過冷却や過熱については考慮していない．外部から熱エネルギーが与えられるとき，母材を構成する粒子は室温から徐々に温度上昇し，やがて融点に達する．ここで一度温度上昇は止まり，潜熱分のエネルギーを吸収し始める．エネルギーが潜熱の半分に達するまで粒子は固体状態であるとして動かず，潜熱の半分のエネルギーを受け取った時点で粒子は液体であるとみなし，Navier-Stokes 方程式に従って運動を開始する．その後，潜熱分のエネルギーを完全に受け取った時点で温度変化を再開することとする．冷却の際には上記の逆の過程で相変化を行う．

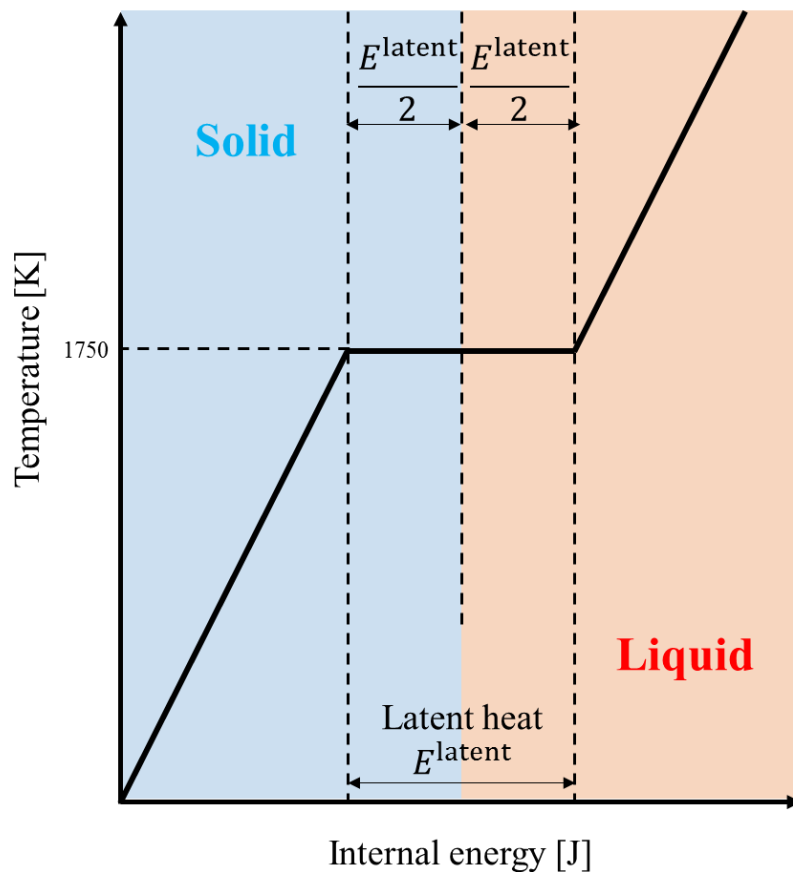


Fig. 4.7 Relationship between internal energy and temperature.

### 4.3 計算領域，計算条件と境界条件

Fig. 4.8 に本計算における計算領域を示す．計算領域は  $t 5.0 \times 20.0 \times 65.0$  mm の直方体であり，粒子 52000 個によって構成されている．熱源の中心の初期位置は計算領域左端から 5.0 mm 離れた地点とし，5.0 mm/s で 10 秒間移動させる．また Fig. 4.9 に示すように，溶滴は直径 1.5 mm の球の中に収まる 19 個の粒子によって構成されており，上から 5 個，9 個，5 個の 3 層で形作られる．溶滴を構成する粒子の温度は 2139.3 K とし，この溶滴を 0.1 秒間隔で熱源の中心位置に生成する．生成された溶滴は 1.56 m/s の等速で鉛直下向きに落下させる．これら溶滴の温度と速度の算出方法については著者らの報告<sup>69)</sup>を参考にされたい．

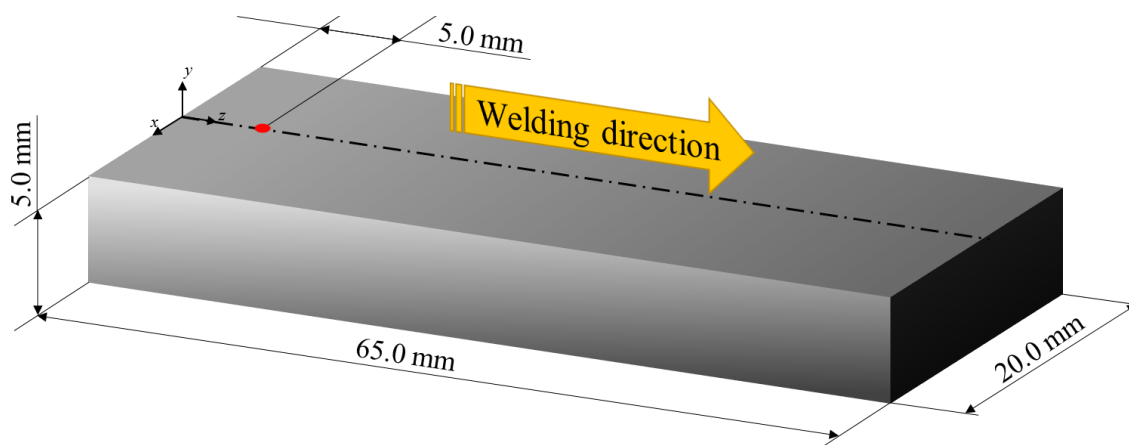


Fig. 4.8 Computational domain of GMA model.

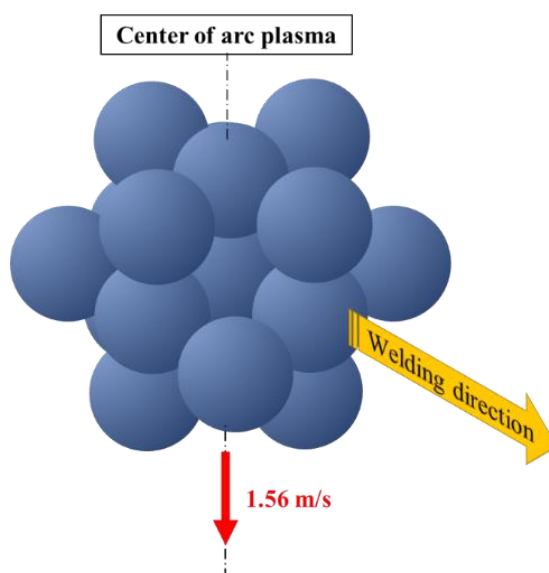


Fig. 4.9 Schematic illustration of molten metal droplet.

本計算では、Table 4.1 に示すスプレー移行を仮定した溶接条件で行った辻村の計算と同様の軟鋼の物性値を全粒子に与える<sup>18)</sup>。Table 4.2 に粒子に与えた物性を含む計算条件を示す。次に、計算の仮定について述べる。SPH 法では粒子数が少ないと連続体を表現できない。したがって、本計算においては粒子が液体状態になってもすぐには動かないものとする。そして、120 個の粒子が液体状態になったら流体計算を開始する。また溶滴の温度は溶滴が溶融池表面に到達するまで温度は変化しないものとする。

Table 4.1 Computational conditions for axisymmetric GMA model<sup>18)</sup>.

Arc voltage	31.5 V
Welding current	300 A
Shielding gas	Pure Ar
Gas flow rate	20.0 L/min
Arc length	5.0 mm
Welding speed	5.0 mm/s

Table 4.2 Computational conditions of GMA model.

Diameter of particle	$\phi$ 0.5 mm
Time step	0.1 ms
Acceleration of gravity	-9.8 m/s <sup>2</sup>
Density	7850 kg/m <sup>3</sup>
Surface tension coefficient <sup>70)</sup>	1.0 N/m
Temperature gradient of surface tension <sup>71)</sup>	$1.0 \times 10^{-4}$ N/(m·K)
Viscosity coefficient	$4.0 \times 10^{-3}$ Pa·s
Work function	3.85 eV
Melting point	1750 K
Thermal conductivity	30.0 ~ 73.0 W/(m·K)
Specific heat	0.44 ~ 1.04 kJ/(kg·K)
Latent heat	250 kJ/kg

次に、境界条件について述べる．本計算では、母材の側面および底面の粒子は室温に固定するのではなく、以下に示す境界条件の下、加熱または冷却されるものとする．Fig. 4.10 に示す図を用いて詳細を説明する．ここでは簡易化のため、二次元空間で考える．赤い粒子は壁境界の粒子を表し、青い粒子は母材を構成する粒子を表している．黒い円は粒子 $i$ の影響半径であり、緑の粒子は壁境界の粒子から熱流束が計算領域外に抜ける際に必要となる仮想粒子である．ある時間ステップにおける粒子 $i$ の熱伝導を考える．ま



ず始めに、計算対象となる粒子 $j_1 \sim j_5$ から粒子 $i$ に向かうベクトルを求める．次に、そのベクトルを粒子直径分延長する．このとき、延長したベクトルの先端の座標が計算領域内に収まる場合、式(4.10)の右辺第1項に従って熱伝導項を計算する．図中では、粒子 $j_1$ ,  $j_4$ がこれに該当する．一方、残りの粒子 $j_2$ ,  $j_3$ ,  $j_5$ は延長したベクトルの先端の座標が計算領域外に出る．したがって、粒子 $i$ から計算領域外に抜ける熱流束を求める必要がある．そこで、粒子 $i$ を中心として粒子 $j_2$ ,  $j_3$ ,  $j_5$ の点対称の位置に仮想粒子 $j'_3$ ,  $j'_2$ ,  $j'_1$ を配置する．この仮想粒子は粒子 $j_2$ ,  $j_3$ ,  $j_5$ よりも熱源から遠いため、温度も粒子 $j_2$ ,  $j_3$ ,  $j_5$ より低くなる．また、前述の仮定のように、粒子 $i$ と任意の仮想粒子 $j'$ の温度差は、仮想粒子 $j'$ に対応する点対象位置にいる粒子 $j$ と粒子 $i$ との温度差に等しい．以上のことより、任意の仮想粒子 $j'$ の温度が次式により求まる．

$$T_{j'} = T_i + (T_i - T_j) \quad (4.12)$$

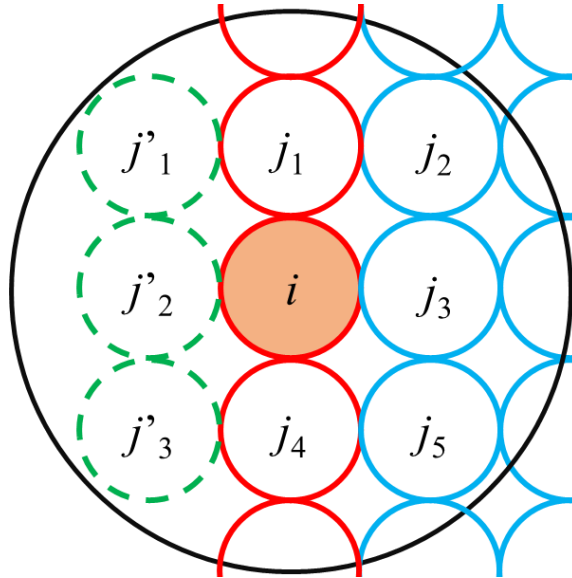


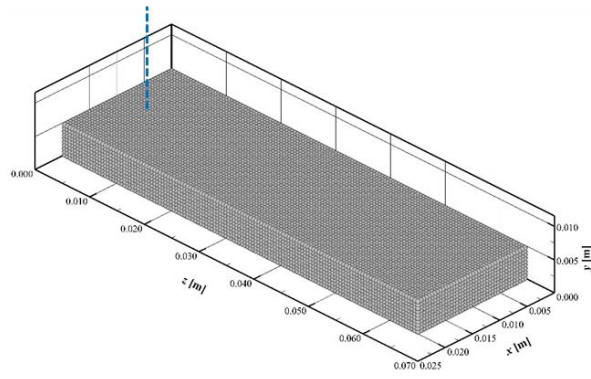
Fig. 4.10 Schematic illustration of boundary condition.

この温度を用いて仮想粒子の熱伝導率を求めた後、粒子 $j_2$ ,  $j_3$ ,  $j_5$ および仮想粒子 $j'_3$ ,  $j'_2$ ,  $j'_1$ と粒子 $i$ の間の熱伝導を式(4.10)の右辺第1項に従って求める．熱伝導率は温度依存性を持つため、粒子 $j_2$ ,  $j_3$ ,  $j_5$ からの熱流束は全て計算領域外には抜けず、熱伝導率の差の分だけ粒子 $i$ は加熱または冷却される．

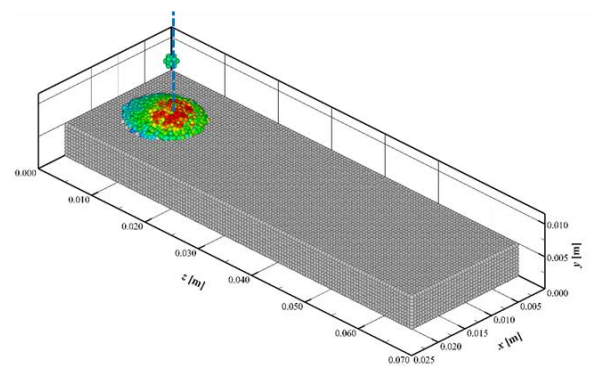
## 4.4 計算結果

### 4.4.1 各時刻における溶融池およびビード形状

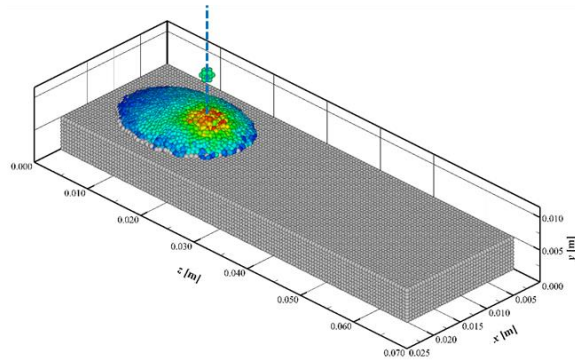
Fig. 4.11 および Fig. 4.12 に溶融池およびビード形状の時間変化を示す． Fig. 4.11 は計算領域全体を見た鳥瞰図であり， Fig. 4.12 は溶接方向に対して右手方向から見た側面図である． 温度が融点(1750 K)を超えていない固体粒子は灰色で示し， 融点を超え液体となった粒子はその温度によって色分けしている． 計算初期の母材は Fig. 4.11(a)および Fig. 4.12(a)のように配置されており， 各時刻における青の破線は熱源の中心位置を示している． 計算結果を見ると， 溶滴が輸送され始めた直後の溶融池は半球状に膨らんでいくが(Fig. 4.11(b), Fig. 4.12(b))， 時間の経過と共に熱源が移動し， これに伴って溶融池は溶接方向へと伸びていく (Fig. 4.11(c), Fig. 4.12(c), Fig. 4.11 (d), Fig. 4.12(d))． このとき， 溶融池の後方では側面から徐々に溶融金属が再凝固し始め(Fig. 4.11(e), Fig. 4.12(e))， 溶融池後端が細くなることがわかった(Fig. 4.11(f), Fig. 4.12(f))． この計算結果から， 時間の経過に伴う熱源の移動と共に溶融池が形成され， その後方では溶融金属が再凝固して余盛を形成するという， 実際のガスメタルアーク溶接で見られる現象がシミュレートできた． また Fig. 4.12 からわかるように， 時間の経過に伴って， 溶融池表面に形成されたビードは， 溶融池後方の固液界面から徐々に凝固していく． 最終的に， 溶融池の先端から後ろ上方にかけて， 斜めの固液界面が再現された(Fig. 4.11(f), Fig. 4.12(f))． これは実際のガスメタルアーク溶接においても見られる境界面であり， 溶融後の溶融池表面における再凝固過程は実現象と計算で同様の傾向を示している．



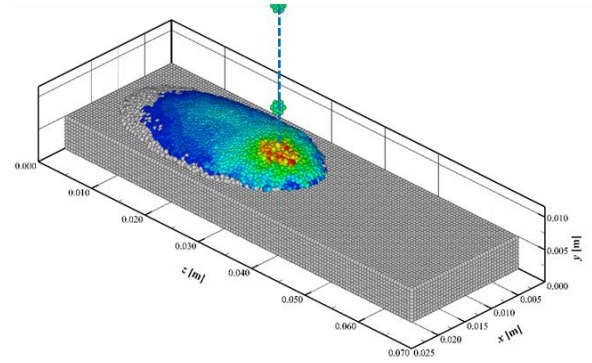
(a)  $t = 0$  s



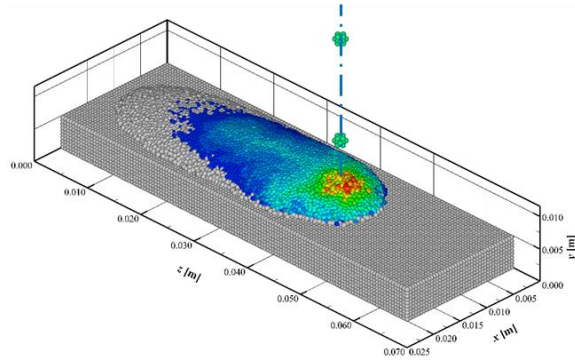
(b)  $t = 1.0$  s



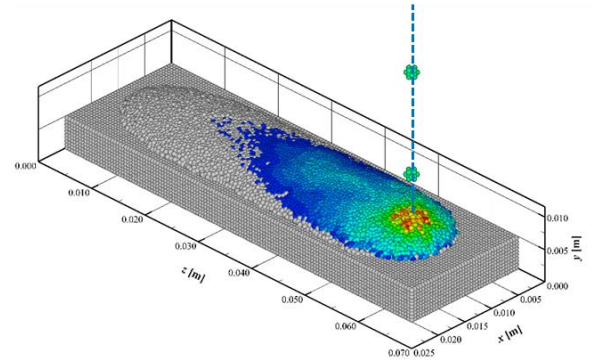
(c)  $t = 2.5$  s



(d)  $t = 5.0$  s



(e)  $t = 7.5$  s



(f)  $t = 10.0$  s

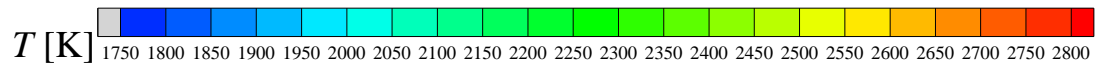
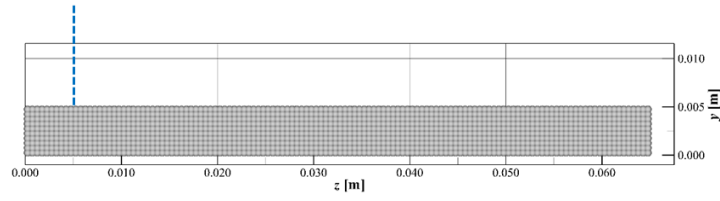
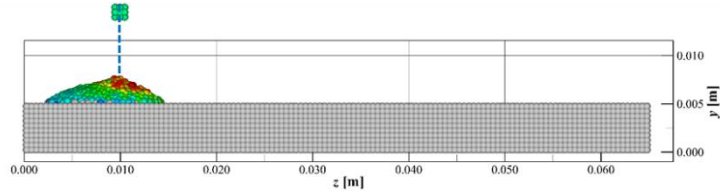


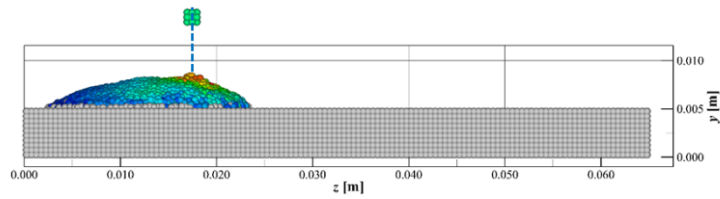
Fig. 4.11 Temperature distributions of the weld pool surface (bird's eye view).



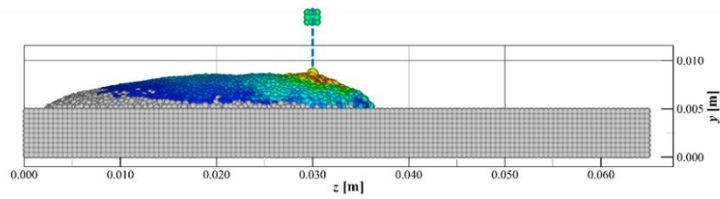
(a)  $t = 0$  s



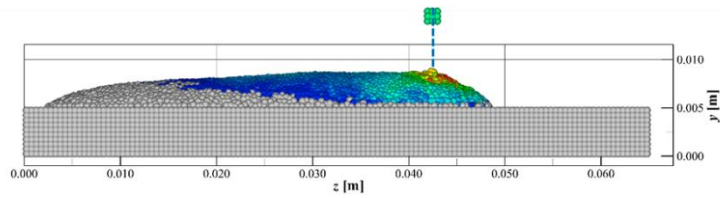
(b)  $t = 1.0$  s



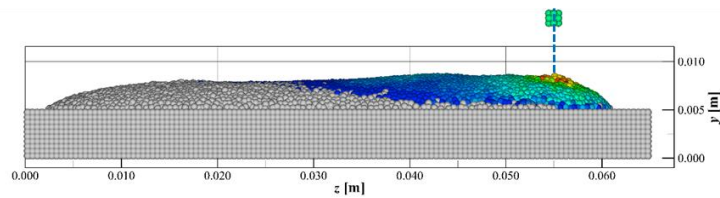
(c)  $t = 2.5$  s



(d)  $t = 5.0$  s



(e)  $t = 7.5$  s



(f)  $t = 10.0$  s

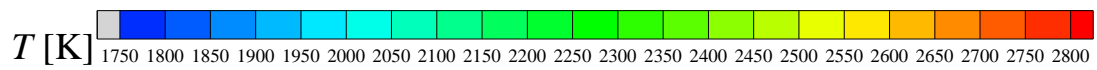
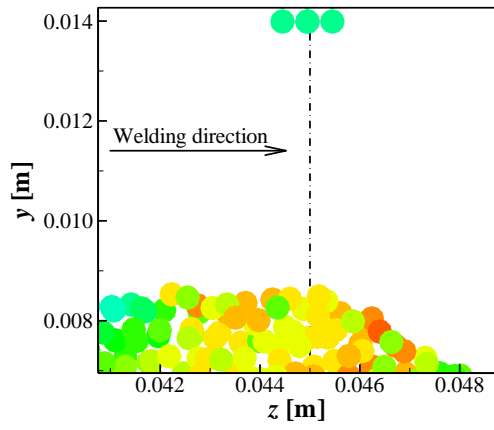


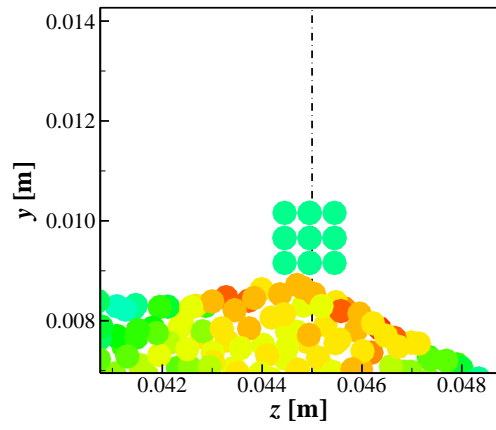
Fig. 4.12 Temperature distributions of the weld pool surface (side view).

一方、実際のガスメタルアーク溶接ではアークの中心部近傍の熔融池表面はプラズマ気流によって母材側に押され、母材表面より盛り上がることはほとんどないが、本計算ではアーク中心部近傍は大きく盛り上がっている。その理由として、本計算で熔融池表面に与えたシールドガスからの圧力が実際よりも小さかったという点が挙げられる。本計算では母材表面から 0.03 mm の位置における速度分布に対し、半径方向に十分離れた位置で圧力は大気圧となりシールドガスの流速は 0 m/s になるという条件の下、Bernoulli の式を用いることで速度分布から圧力分布を求めて熔融池表面の粒子に与えている。しかしながら、このシールドガスの流速から求まる圧力が、実際の気流による圧力よりも小さいために熔融池表面を押さえつけきれず、熱源直下で熔融金属が盛り上がったと考えられる。

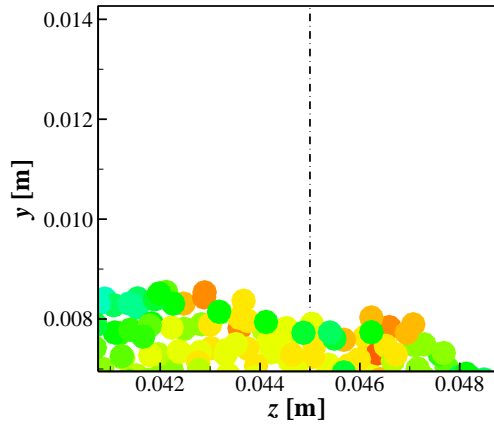
次に、Fig. 4.13 に溶滴が 1 滴発生してから次の溶滴が発生するまでの熔融池表面の挙動を示す。Fig. 4.13 は  $x = 10.0 \pm 0.5$  mm の範囲の粒子を描画しており、黒の破線は熱源中心を、Fig. 4.13(a) は溶滴が発生した瞬間 ( $t = 8.000$  s) を示している。この溶滴が熔融池に輸送されることによって、輸送された位置付近では熔融池表面が波打ち、溶滴落下位置の熔融金属は溶滴に押し下げられて最大 1 mm 程度凹み、波打ちが生じる (Fig. 4.13(b), 4.13(c))。その後、凹んだ熔融池表面が上方へ向かい、次の溶滴が輸送される前に熔融池形状が元に戻る (Fig. 4.13(d), Fig. 4.13(e))。本計算では上記のように、溶滴の輸送によって熔融池の表面が波打つ様子が観察された。しかしながら、実際の溶接で見られるような、熔融池の後方まで到達するような表面波は観察されなかった。これは溶滴輸送位置から熔融池後方へと表面波が伝播する過程で、表面張力と粘性力によって波打ちが減衰するだけでなく、計算上生じる数値粘性によっても減衰するためであると考えられる。



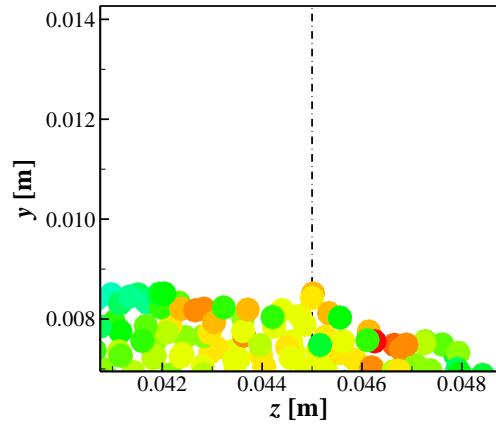
(a)  $t = 8.000$  s



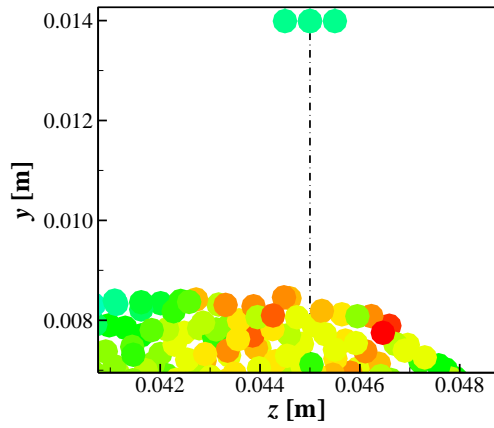
(b)  $t = 8.031$  s



(c) 8.053 s



(d)  $t = 8.066$  s



(e) 8.010 s

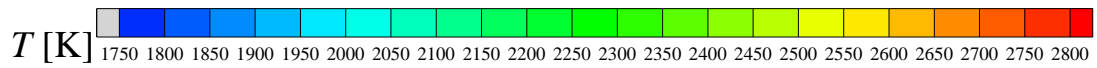


Fig. 4.13 Transformation of the weld pool surface by molten droplet impact (from  $t = 8.000$  s).

#### 4.4.2 実験結果との比較

本計算の妥当性を検証するため、実験結果と本計算結果を比較する．実験では、板厚 9 mm の軟鋼板(SS400)に対し、ワイヤ送給速度 7.9 m/min, アーク電圧 31.1 V, 溶接速度 5 mm/s の条件において溶接を行った．また、そのときの溶接電流は 312 A となった．実験結果と計算結果の比較画像を Fig. 4.14 に示す．

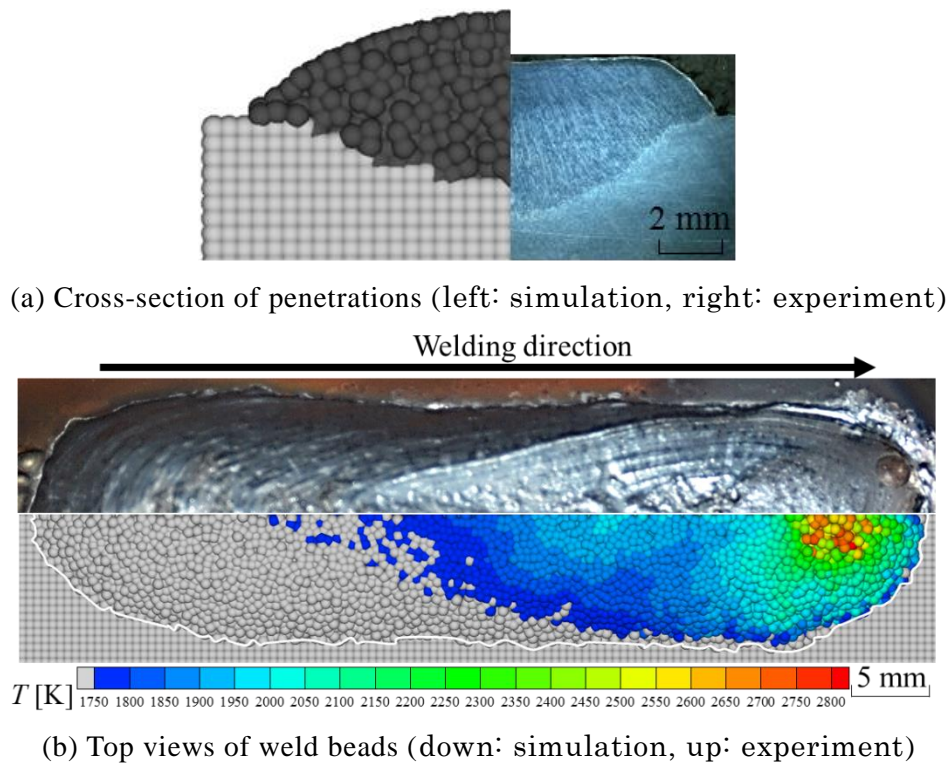


Fig. 4.14 Comparison between simulation and experiment after GMA welding.

両者を比較すると、母材表面より上の熔融金属である溶着金属の、母材の中心からの最大距離は計算結果の方が 2 mm ほど濡れ広がっていることがわかる．さらに、溶着金属の最大高さには 1.5 mm 程度の差が見られた．幅について差が生じた理由としては、本計算では濡れ角を正確にシミュレートすることができておらず、溶滴移行周期も一定としたためである．また最大高さについては、本計算では 4.4.1 で述べたように、アーク圧力が小さいため熔融池先端が盛り上がったからである．その結果、本計算では溶着金属の高さがビード全域にわたってほぼ一定となったが、実験においては、気流による圧力によってアーク中心付近の熔融金属が溶接線後方へ流されたため、差が生じたと考えられる．実験では、溶着金属の高さは Fig. 4.14(b)の溶接線後方に行くほど高くなり、



最大で 5 mm 程度になった．しかしながら，母材中心部における溶込み深さは，計算が 2.2 mm，実験が 2.9 mm であり，粒子直径 0.5 mm で計算したことを考えると，差は粒子約 1 個分であることから，両者はよく一致したといえる．また，母材表面より下の領域において，母材の中心からの最大溶込み幅は計算が 6.3 mm，実験が 6.1 mm と，こちらも実験と計算でよく一致した．次に Fig. 4.13(b)に示すビード外観を比較すると，本計算によって得られたビードは比較してやや幅方向に濡れ広がっているものの，上から見た形状はよく一致していることがわかる．以上の結果から，本計算モデルの妥当性が示されたといえる．

#### 4.4.3 溶融池へと輸送された溶滴の挙動

次に，溶融池へと輸送された後の溶滴の挙動を明らかにするため， $t = 8.000$  s に発生した溶滴について， $t = 10.000$  s までの各時刻における位置座標を追跡する．Fig. 4.15 に計算結果を示す．溶滴を構成している粒子（溶滴粒子）と溶融池の位置関係をわかりやすくするため，板幅方向の中心( $x = 0$  mm)から  $\pm 0.5$  mm の範囲に存在する，気液，固液界面に面する液体粒子を併せて表示してある．各粒子の色はその粒子の温度を示しており，さらに溶滴粒子は外周を黒，溶融池の気液，固液界面に面する液体粒子を灰色で縁取っている．また，粒子の大きさは奥行き方向の位置を表しており，溶接線でもある板幅方向の中心よりも奥の粒子は小さく，手前の粒子は大きく表示している．各図の左上に，参考として板幅方向の中心に位置する粒子の大きさを示しており，熱源の中心でもある溶滴の落下位置は黒の中心線で示している．計算結果から，溶滴が生成された Fig. 4.15(a)から 14.0 ms 後に溶融池へと輸送された溶滴は，アークプラズマからの熱伝達によって温度をわずかに上昇させながら溶融池内部へと輸送されていく (Fig. 4.15(b), Fig. 4.15(c))．このとき，溶滴粒子は溶滴の形を維持せずに周囲の液体粒子と混ざり合い， $yz$  方向だけではなく  $x$  方向にも広く分布する．そして，溶滴が輸送されてから 26.0 ms 後となる Fig. 4.15(c)では溶滴粒子の一部が溶融池底面へと到達する．この後，溶滴粒子は熱源の中心よりも前方に残るものと後方へと流されていくものに分かれる (Fig. 4.15(d))．熱源の中心よりも前方に残った粒子は，この前方の領域内を流れながら，次第に溶融池後方へと流されていく (Fig. 4.15(e), Fig. 4.15(f))．後方へと流された溶滴粒子のうち，溶



融池表面から 2 mm 程度の深さまでの領域を流れる溶滴粒子の一部は、融池後方へと流れていく途中で表面へと上昇する。そして、表面粒子との熱伝導やアークプラズマからの熱伝達によって温度を上昇させながら、熱源中心へと向かう融池表面の流れによって再び融池前方へと輸送されるが、その後最終的にはこの溶滴粒子群は融池後方へと流れていく (Fig. 4.15(g), Fig. 4.15(h)). さらに、融池底面付近を流れる粒子は固液界面に沿って融池内を流れながら、わずかに上昇するものの、融池後方へ流されるほうが早くなる。本計算によって得られた溶滴の挙動を Fig. 4.15(i)にまとめる。融池表面付近を流れる粒子は融池後方へ流れながら上昇し、融池表面に到達すると熱源の中心へと向かう流れによって前方へと流れた。一方、融池の底面を流れる粒子は、融池表面へは上昇しにくいことがわかった。このように、溶滴は融池内に輸送された後、融池内に広く分散しながら、徐々に後方へ流れていくことが明らかとなった。

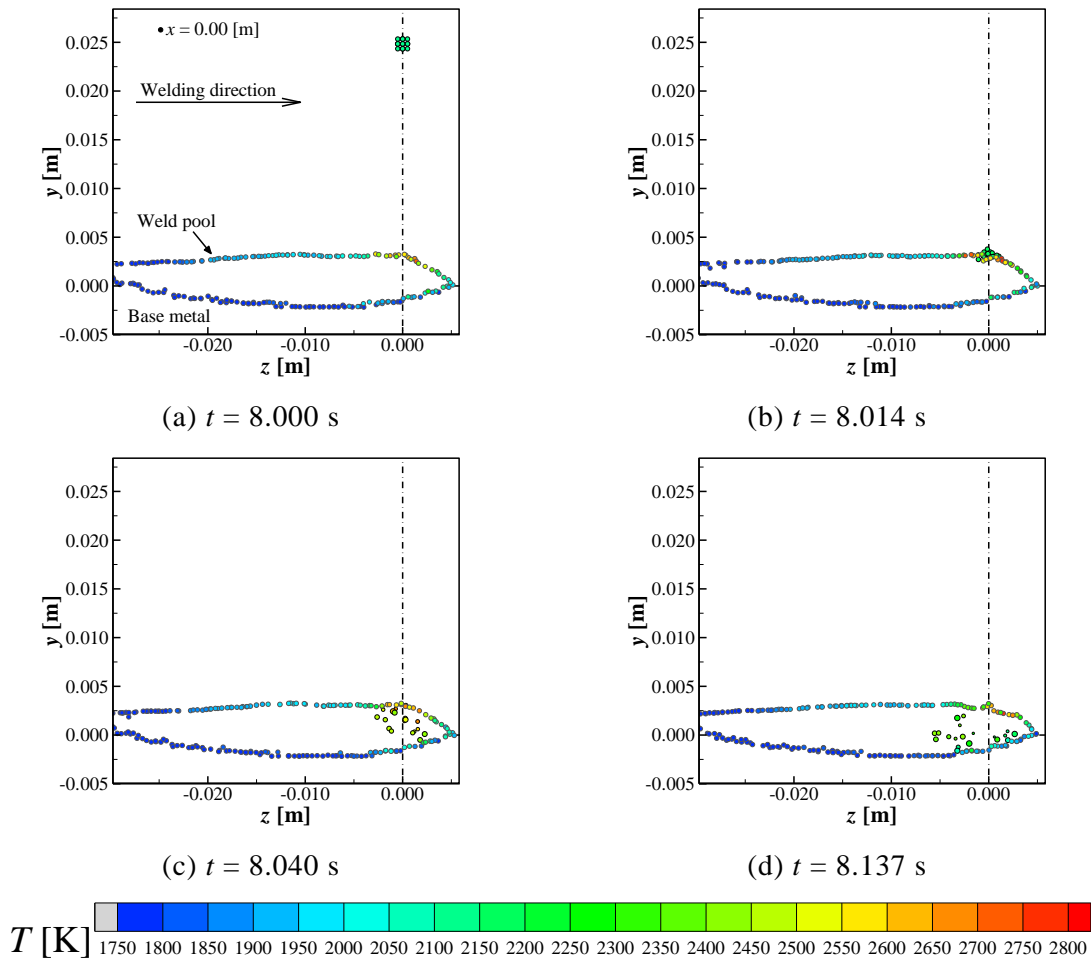


Fig. 4.15 Dynamic behavior of the droplet in a weld pool from  $t = 8.000$  s to 10.000 s.

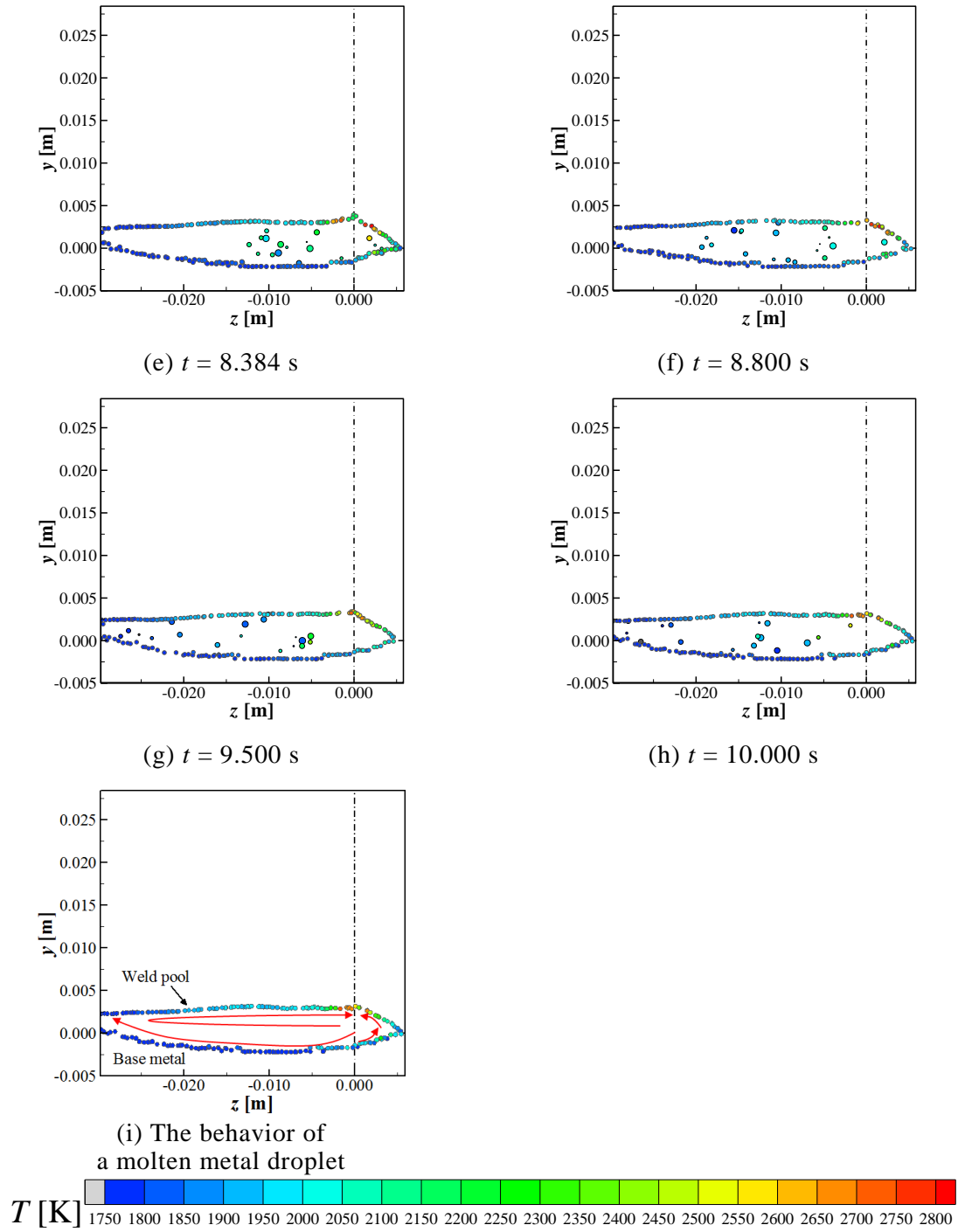
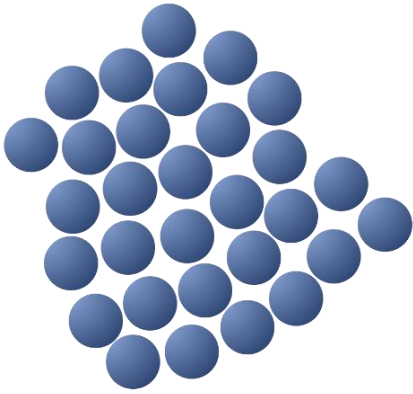


Fig. 4.15 Continued.

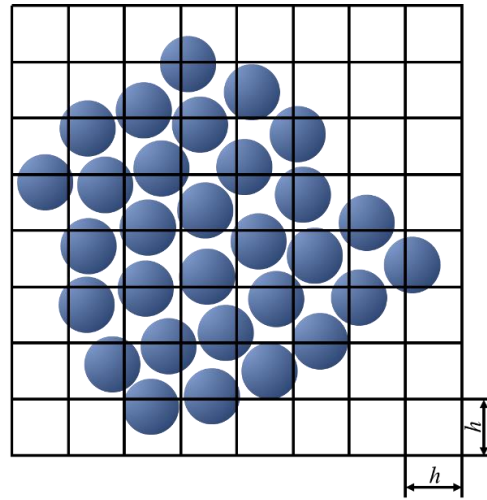
#### 4.5 アンサンブル平均処理による溶滴輸送後の流れ場の変化の考察

粒子法では個々の粒子に着目すると本来の流れの向きとは少し異なる方向に粒子が移動することがあるため、個々の粒子の速度ベクトルでは速度場を捉えにくいことがある。そこで本研究では、この速度場のノイズを取り除くため、余盛高さと溶込み深さが変化しない準周期的な状態となった  $t = 8.0 \text{ s}$  から  $10.0 \text{ s}$  までの間に発生した溶滴の落下 200 回分に対応したそれぞれの流れ場に対してアンサンブル平均処理を行う。ここで、溶滴の発生から次の溶滴が発生する直前までの 1 周期  $T_c$  は  $10 \text{ ms}$  であり、溶滴が溶融池へ輸送される直前を  $t_c = 0 \text{ s}$  とし、次の溶滴が輸送される直前を  $t_c = 10 \text{ ms}$  とした  $t_c/T_c = 0 \sim 1$  までの各時刻で平均を取る。水平方向に移動する溶融池の内部の流れを平均化するため、溶滴の落下位置を  $xz$  平面の中心とする移動座標系に置き直す。なお、粒子法では各周期における時刻  $t_c/T_c$  が同じでも粒子の存在する位置は異なるため、そのままでは粒子毎に平均を取ることができない。この問題を解決するため、本研究では移動座標系上に粒子直径に等しい間隔を持つ格子を作成し、各時刻の格子点  $i$  における温度と相対速度を求めることで、各周期における同時刻、同位置の平均を取ることが可能にする。

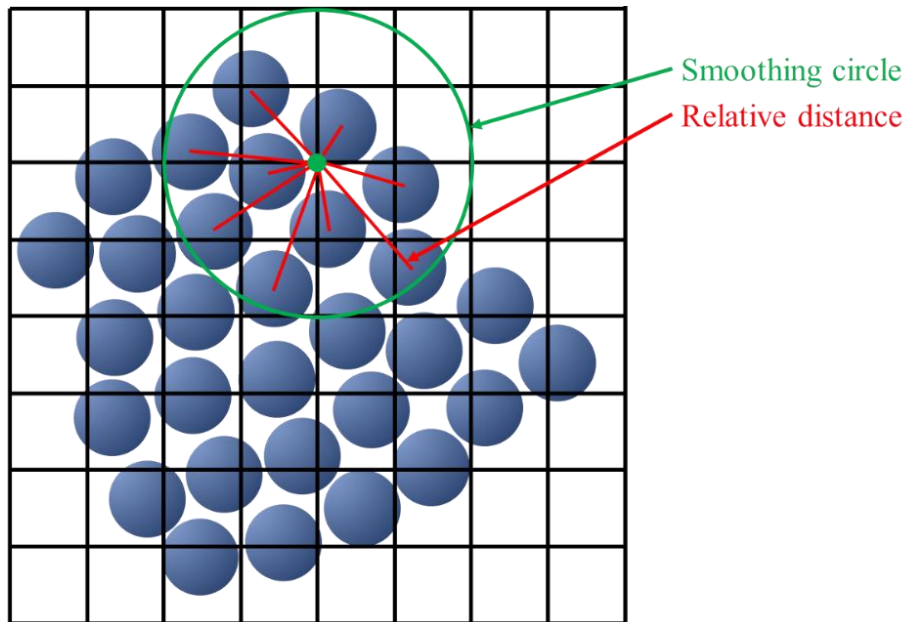
Fig. 4.16 にアンサンブル平均処理の模式図を示す。Fig. 4.16 では簡単化のため、二次元空間での模式図を示している。今、Fig. 4.16(a)のような粒子群があるとする。これらの粒子群が存在する計算領域上に、1 辺の長さが粒子直径に等しい正方形格子を作成する (Fig. 4.16(b))。次に任意の格子点  $i$  において、影響半径の内側にある粒子  $b$  と格子点  $i$  との相対距離を求め、式(4.8)で示したカーネル平均によって格子点上のパラメータ  $\chi_i$  を計算する (Fig. 4.16(c))。カーネル平均処理では粒子の持つパラメータ  $\chi$  として、熱源中心に対する液体粒子の相対速度、または粒子の温度を用いる。この平均化された値を持つ格子点を任意の時刻  $t = X.000 \text{ s}$  から  $Y.000 \text{ s}$  までの各時刻で求め、時刻  $t_c/T_c$  が等しい格子同士で算術平均を行うことで、平均化された分布を得ることができる (Fig. 4.16(d))。



(a) Particle positions

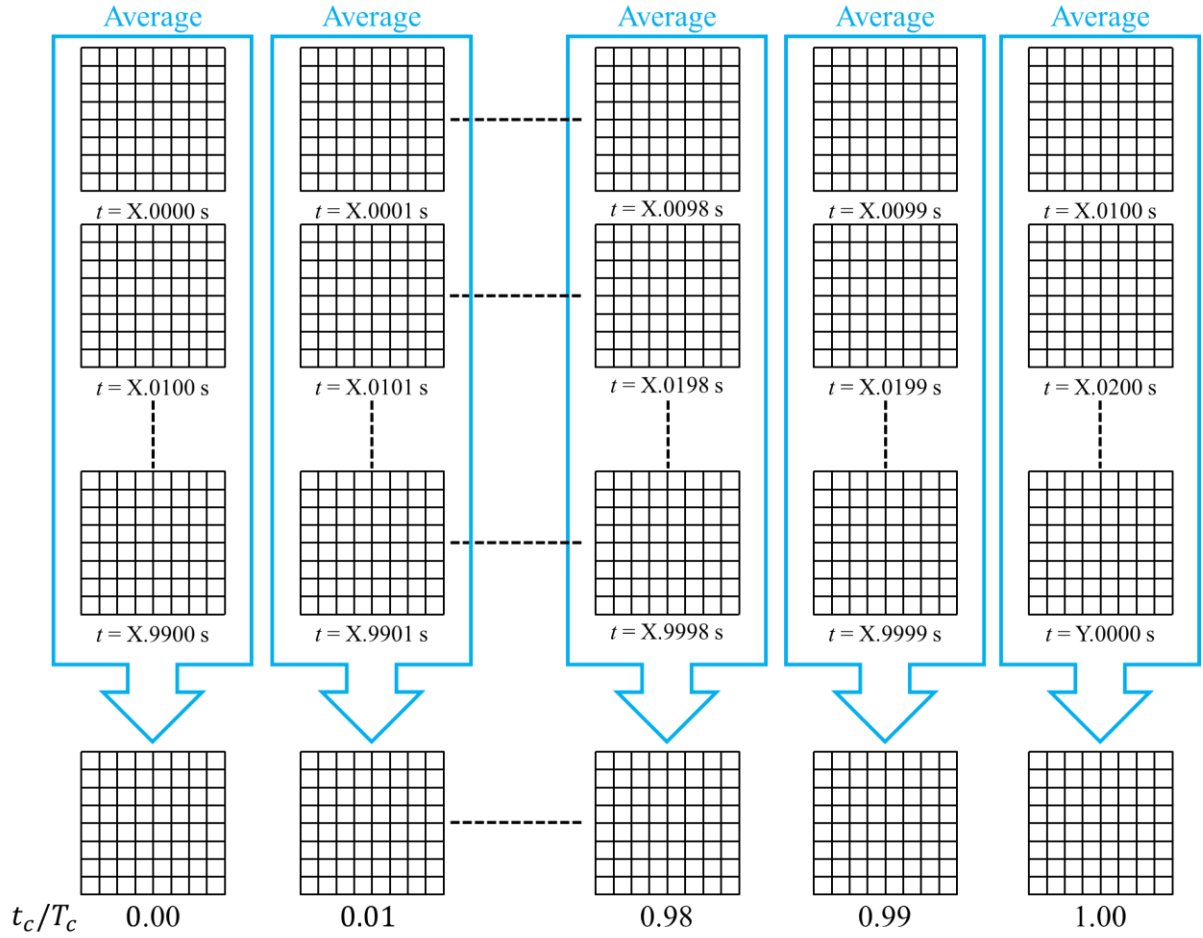


(b) Make grid in the computational domain



(c) Calculate kernel function for each grid

Fig. 4.16 Schematic illustration of ensemble average processing.



(d) Average data for each  $t_c/T_c$

Fig. 4.16 Continued.

まず，溶融池表面の粒子に対し，アンサンブル平均処理を行う．Fig. 4.17 に計算結果を示す．アンサンブル平均後の結果のうち，平均後の温度が 1750 K より高い領域を液体金属とみなし， $z$ 方向の速度成分を含まない $xy$ 方向の速度の大きさに応じて色付けしている．なお，1750 K 以下の領域は固体とみなして灰色で示しており，図の右方向が溶接方向， $(x, z) = (0, 0)$ が熱源の中心位置(以下，熱源中心)である．

Fig. 4.17 から，溶滴が輸送される直前は熱源中心付近よりも熱源中心から半径 3 mm 程度離れた位置のほうが速い流れであることがわかる(Fig. 4.17(a))．また，溶融池表面では局所的に外向きに流れている $(x, z) = (\pm 7.0 \text{ mm}, -4.5 \text{ mm})$ 付近の領域を除き，全体的に熱源中心に向かう流れが生じている．これは Fig. 4.18 に示す溶融池表面の温度分布から

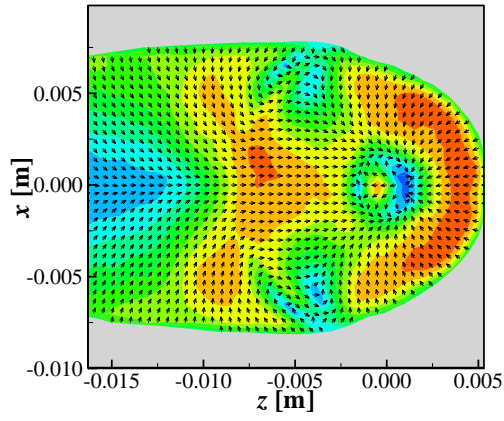
わかるように、溶融池は熱源中心に向かって高温になるため、正の温度勾配を持つ Marangoni 対流によって高温側への力が生じるためである。なお、この局所的に外向きに流れていた領域については後で詳しく述べることにする。その後、溶滴が溶融池へと落下することで落下地点の溶融金属が外側へ押し退けられ、熱源中心位置から外側へと向かう強い流れが生じる (Fig. 4.17(b))。この熱源中心から外側へと向かう強い流れを示す領域は同心円状に徐々に広がり、最大で半径 2.5 mm 程度の領域となる (Fig. 4.17(c))。その後、熱源中心では溶融金属の速度が小さくなる (Fig. 4.17(d), Fig. 4.17(e))。これは、溶滴輸送によって溶融金属が押し退けられて凹んでいた熱源中心付近の溶融池表面が、元に戻ろうと  $y$  方向に流れるためである。やがて熱源中心付近から半径方向に 2.5 mm 程度離れたところで次第に速度が増加すると共に、この速度が大きい領域は同心円状に固液界面側へと移動し、元の流れ場へと戻ることがわかる (Fig. 4.17(f) ~ Fig. 4.17(h))。

次にこの一周期分の溶滴移行現象を  $x = 0$  mm における  $yz$  断面で平均化し、溶滴輸送に伴う  $y$  方向の速度場の変化を調べる。Fig. 4.19 に平均化後の速度分布を示す。Fig. 4.17 と同じく、溶滴が溶融池表面に接触する直前が Fig. 4.19(a) であり、平均後の温度が 1750 K より高い領域は液体金属とみなして、 $x$  方向の速度成分を含まない  $yz$  方向の速度の大きさに応じて色分けしている。1750 K 以下の領域は固体とみなして灰色で示しており、図の右方向が溶接方向、 $(y, z) = (0, 0)$  が熱源中心位置である。平均化の際には、 $x = 0 \pm 0.5$  mm の領域に存在する粒子を対象として平均化する。各図は Fig. 4.17 の各時刻に対応しており、Fig. 4.19 を Fig. 4.17 と見比べることで、速度分布の三次元的な考察が可能となる。Fig. 4.19 の各時刻における溶融池の内部に注目すると、溶滴が輸送された Fig. 4.19(b) では、熱源中心付近において、溶融池表面から約 2 mm 下までの領域が大きな速度で下へと向かっていることがわかる。この速度が大きい領域は前述のように溶滴が落下地点付近の溶融金属を押し下げながら溶融池内部へと進入するためであり、押し退けられた溶融金属は落下地点から放射状に溶融池内へ押し下げられていく (Fig. 4.19(c))。しかしながら、1 ms も経過しないうちに溶滴落下地点直下の溶融金属の下向き速度ベクトルは時計回りに反転し始める (Fig. 4.19(d))。やがて上方へ向いた速度ベクトルは急速にその速度を増加させ、およそ 1 ms 後には熱源中心付近の溶融池表面が元に戻ろうとして上方へと向かう強い流れが生じる。その結果、溶融池表面近傍では熱源中心で生じる

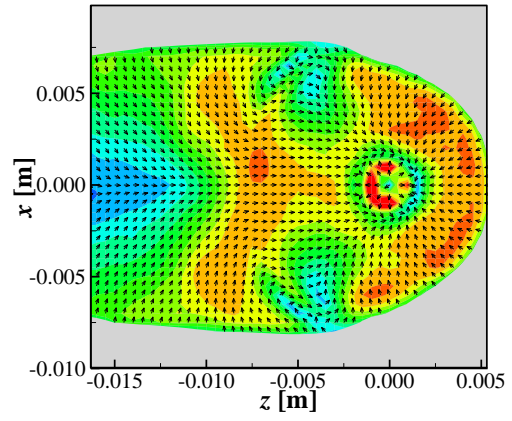
上方へ向かう強い流れと、その周囲で生じる下へ向かう強い流れに分かれる (Fig. 4.19(e)). この熱源中心で生じる上方へ向かう強い流れは熔融池表面が上方へと戻るにつれて徐々に弱まっていき (Fig. 4.19(f), Fig. 4.19(g)), 次の溶滴が輸送される (Fig. 4.19(h)). このように、 $x = 0$  mm における  $yz$  断面では、溶滴の落下によって熔融池内の速度分布が変化していたが、大きく変化する領域は熔融池全体の一部に留まり、特に  $z = -10.0$  mm 以下の領域では溶滴が輸送されても速度分布はほとんど変化しないことが明らかとなった。これは、溶滴の落下によって熔融池表面を押し下げる方向にはたらく慣性力の影響が熔融池底面まで及ぶよりも、凹んだ熔融池表面が元に戻ろうとする復元力のほうが強いためであると考えられる。

最後に、熱源中心に向かう流れが支配的であった Fig. 4.17 において、局所的に外向きに流れていた領域を含む、 $z = -4.5$  mm の  $xy$  断面の挙動を詳しく調べる。Fig. 4.20 にアンサンブル平均結果を示す。この断面では  $z = -4.5 \pm 0.5$  mm の領域に存在する粒子を対象として平均化を行っており、Fig. 4.20 も Fig. 4.19 と同様に、各図は Fig. 4.17 の各時刻に対応している。図より、どの時刻においても  $x = \pm 7.0$  mm の熔融池表面で、やや熔融池の外側を向く、下向きの強い流れが常に生じていることがわかった (Fig. 4.20(a) ~ Fig. 4.20(h)).

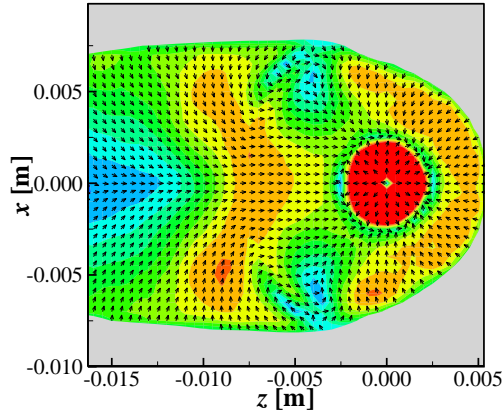
以上に示したように、溶滴の輸送によって熔融池の流れ場は時々刻々と変化していくが、その変化は熔融池全体に及ぶものではなく、溶接方向および熔融池の幅方向には熱源中心の  $\pm 5$  mm 程度、そして深さ方向には 3 mm 程度の範囲の領域にしか影響しないことがわかった。



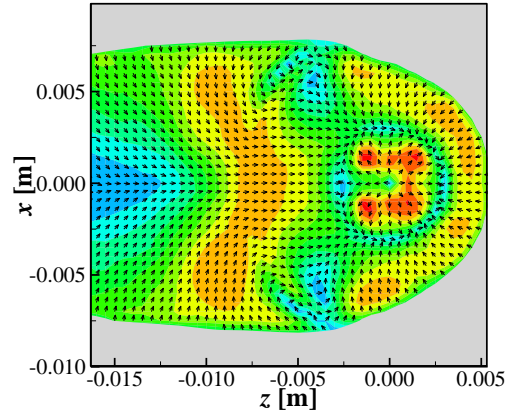
(a)  $t_c/T_c = 0.00$



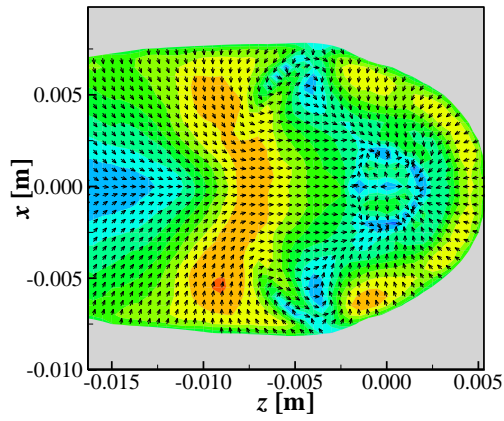
(b)  $t_c/T_c = 0.15$



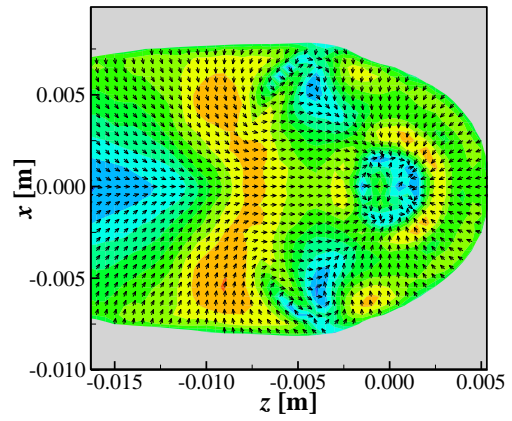
(c)  $t_c/T_c = 0.25$



(d)  $t_c/T_c = 0.34$



(e)  $t_c/T_c = 0.45$



(f)  $t_c/T_c = 0.52$

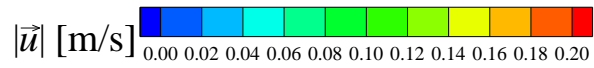


Fig. 4.17 Velocity fields of the weld pool surface.



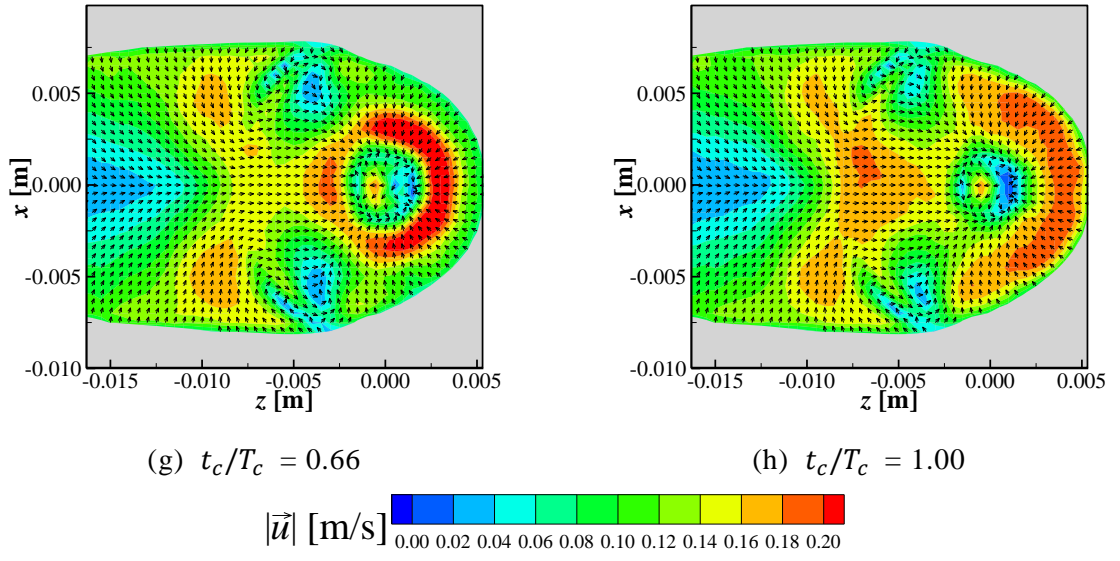


Fig. 4.17 Continued.

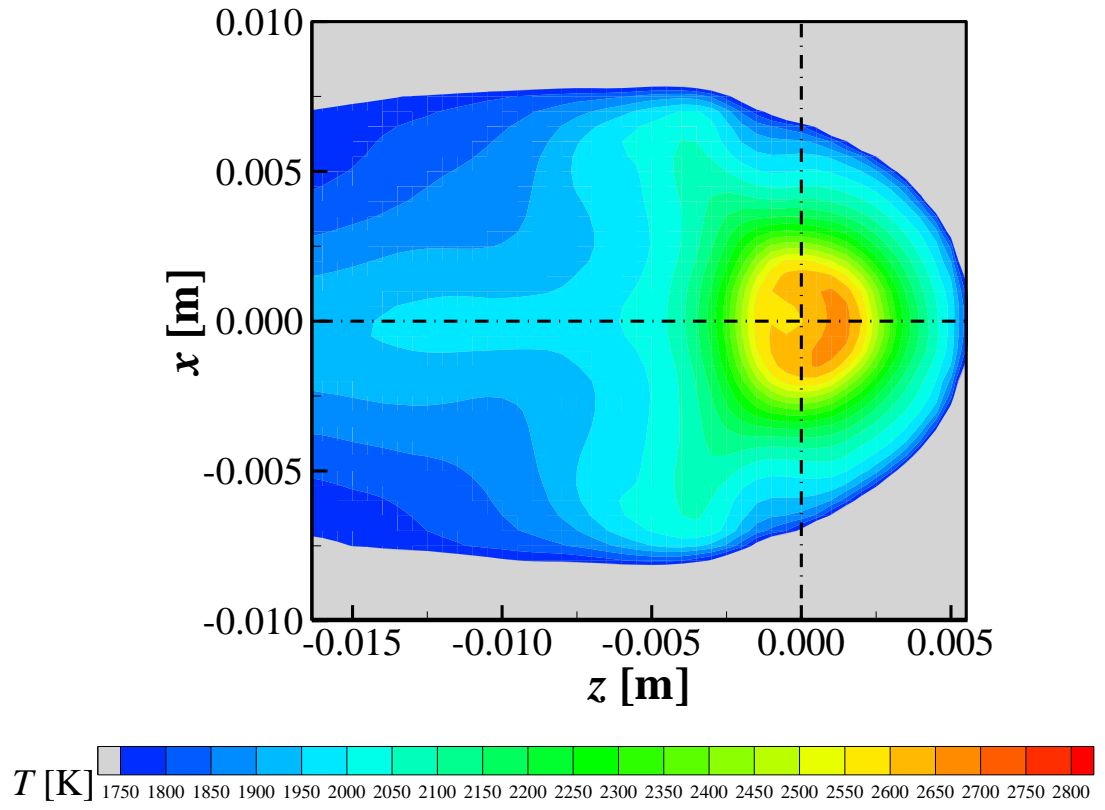
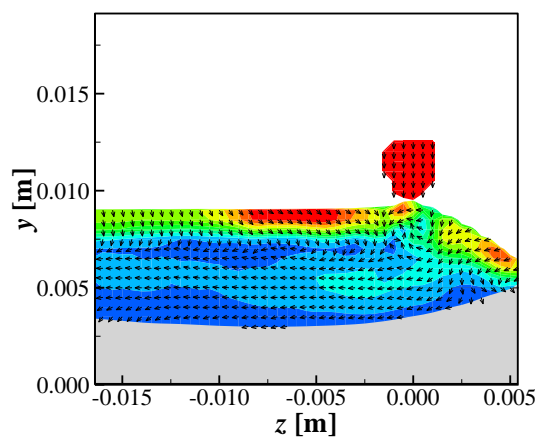
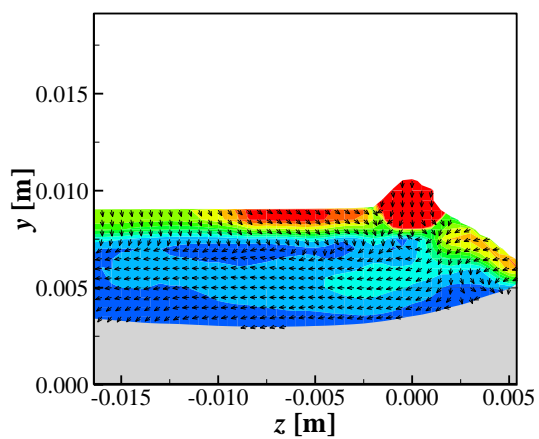


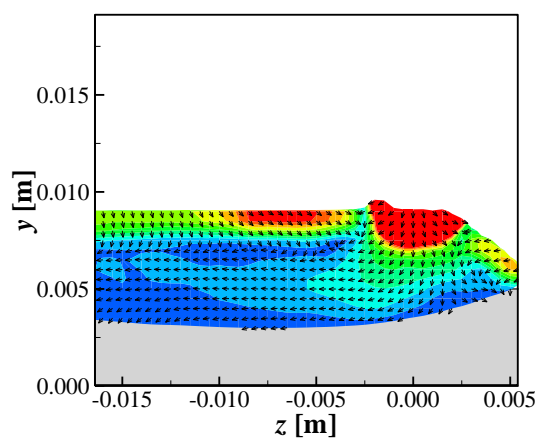
Fig. 4.18 Temperature distribution of the weld pool surface at  $t_c/T_c = 0$ .



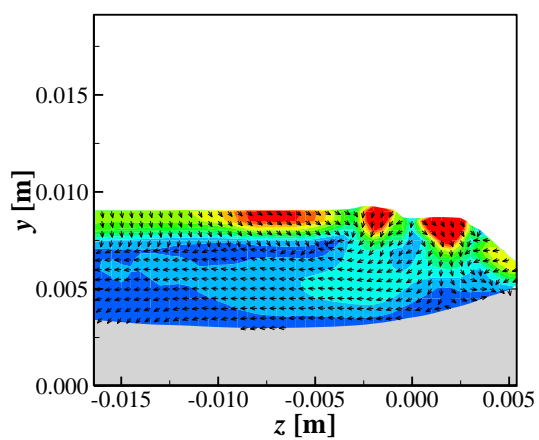
(a)  $t_c/T_c = 0.00$



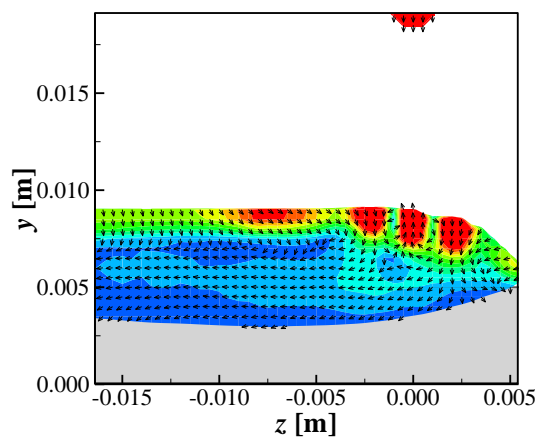
(b)  $t_c/T_c = 0.15$



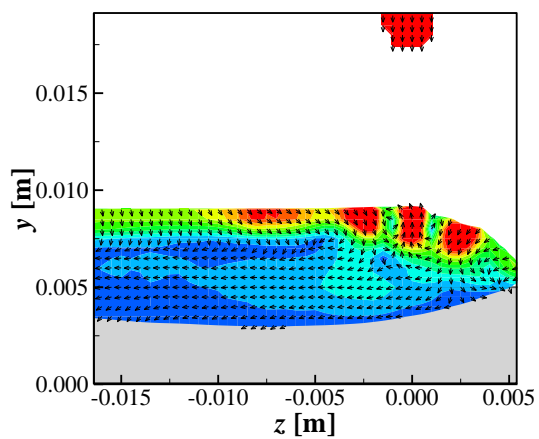
(c)  $t_c/T_c = 0.25$



(d)  $t_c/T_c = 0.34$



(e)  $t_c/T_c = 0.45$



(f)  $t_c/T_c = 0.52$

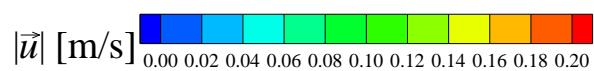


Fig. 4.19 Velocity fields of the  $yz$  cross section at  $x = 0.0$  mm.

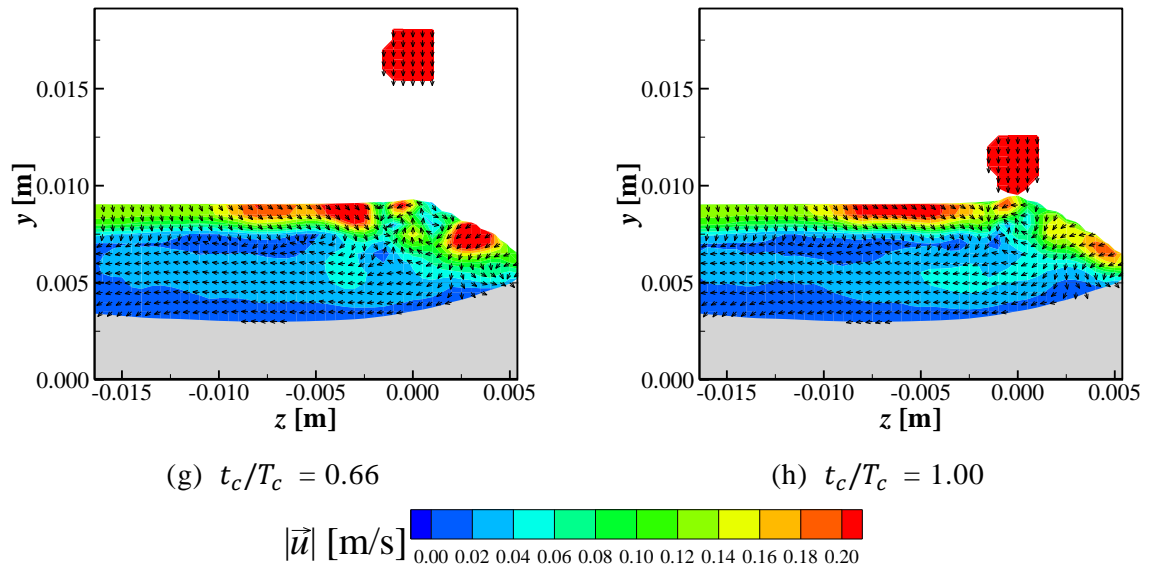


Fig. 4.19 Continued.

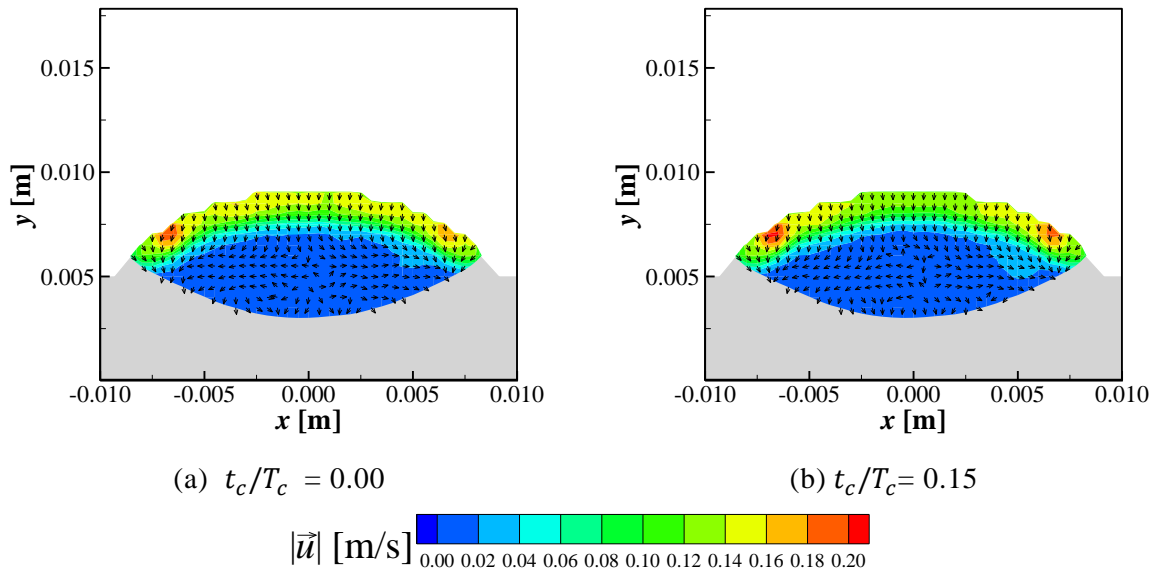
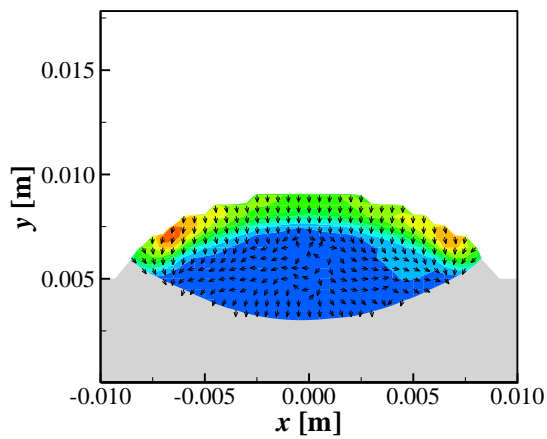
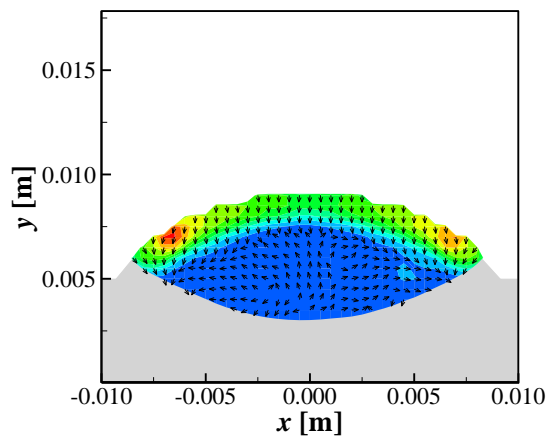


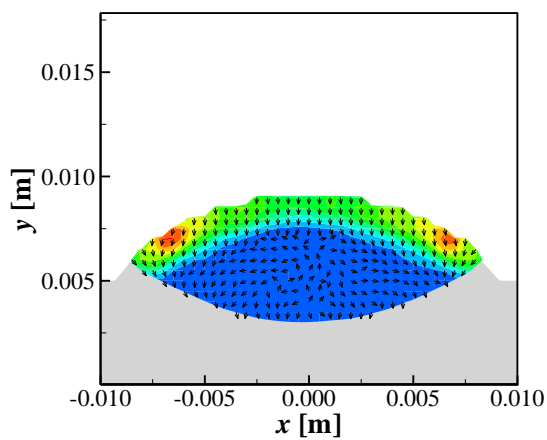
Fig. 4.20 Velocity fields of the  $xy$  cross section at  $z = -4.5$  mm.



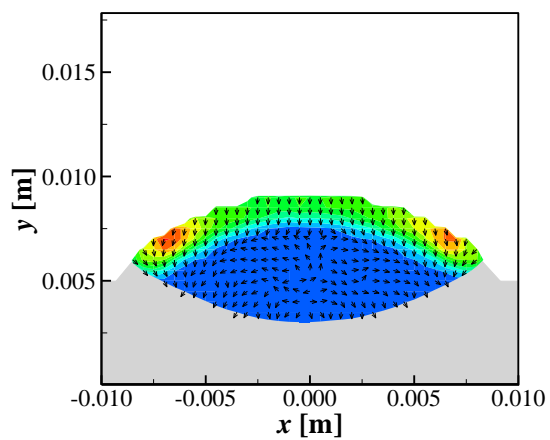
(c)  $t_c/T_c = 0.25$



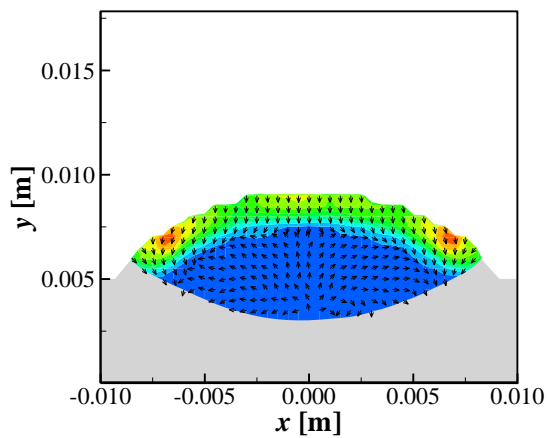
(d)  $t_c/T_c = 0.34$



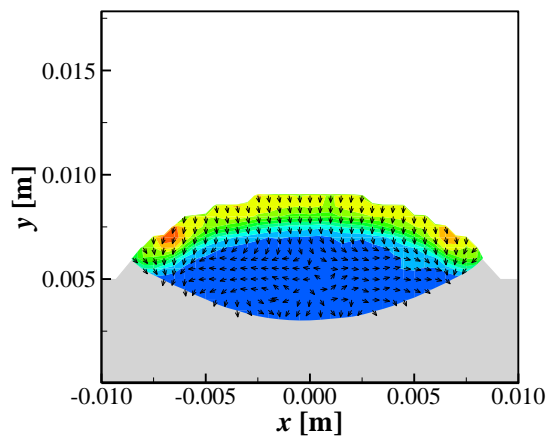
(e)  $t_c/T_c = 0.45$



(f)  $t_c/T_c = 0.52$



(g)  $t_c/T_c = 0.66$



(h)  $t_c/T_c = 1.00$

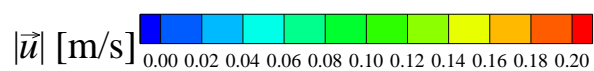


Fig. 4.20 Continued.

## 4.6 結言

本章では純 Ar ガスを用いたガスメタルアーク溶接中に形成される溶融池内の対流現象およびビードの形成過程を非圧縮性 SPH 法によってモデル化し、数値シミュレーションを行った。そして、実験結果と比較することで粒子法を用いた溶融池形成過程の数値シミュレーションの妥当性を検証した。その結果、時間の経過に伴う熱源の移動と共に、溶融池が形成され、その後方では溶融金属が再凝固して余盛を形成するという、実際のガスメタルアーク溶接で見られる現象がシミュレートできた。また、本計算結果は溶着金属高さがやや高く、溶着金属が外に濡れ広がっているものの、実験結果と同等の溶込みを得ることができ、本章で構築した計算モデルの妥当性が示された。さらに、1 滴の溶滴の座標を追跡することで、溶融池へ輸送された溶滴の挙動を明らかにすることができた。

次に、本計算結果にアンサンブル平均処理を施すことで、平均化された速度分布を求めた。そしてこのアンサンブル処理によって得られた速度分布は、溶滴の輸送に伴う溶融池の速度場の変化を三次元的に考察することが可能であることを示した。

# 第 5 章 DEM-ISPH 連成計算モデルを用いた サブマージアーク溶接中の溶融池および スラグ形成過程の数値シミュレーション

## 5.1 緒言

本章では前章で構築した溶融池対流モデルを拡張し、サブマージアーク溶接現象へと適用する．そのためには溶融池対流現象だけではなく、サブマージアーク溶接の特徴であるフラックスの挙動やスラグの形成、熱源であるアークプラズマの熱源特性を考慮する必要がある．本章ではまず二次元円筒座標系軸対称を仮定してワイヤ近傍のアークプラズマの数値シミュレーションを、有限体積法と SIMPLE 法を用いて行う．次にこの数値計算結果を熱源とし、スラグの形成過程と溶融池の形成過程の数値シミュレーションを行う．本研究では粉体の数値計算手法である離散要素法（DEM）と溶融池対流モデルに適用した非圧縮性 SPH 法（ISPH）を組み合わせた連成計算手法を開発する．そして、この連成計算手法を用いてスラグ形成および溶融池形成をシミュレートすることで、これらの形成過程のメカニズムを明らかにすると共に、フラックスやスラグが溶融池に与える影響について考察する．最後に、溶接速度がスラグの形成に与える影響についても検討する．

## 5.2 アークプラズマの数値シミュレーション

### 5.2.1 支配方程式

本研究では、二次元円筒座標系軸対称を仮定し、定常状態とみなしたサブマージアーク溶接中のプラズマの熱源特性を有限体積法および SIMPLE 法で求める．本研究では、寺嶋らの報告<sup>3)</sup>に基づき、キャビティ内部のガス組成は CO と Fe の二元系と仮定する．

計算領域内の質量は式(3.5)に示した質量保存則で保存される．本研究ではワイヤ近傍で発生した鉄蒸気は速やかに周囲に輸送されるものとして式(3.5)の右辺を 0 としている．各方向の運動量は次の運動量保存則で決定される．

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_r u_z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( 2r\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u_r}{\partial z} + \mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - 2\mu \frac{u_r}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\theta \quad (5.1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z^2) = \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r\mu \frac{\partial u_r}{\partial z} + r\mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_\theta + \rho g \quad (5.2)$$

ここで $\rho$ は密度， $u$ は速度である．添字 $r$ および $z$ は半径方向および軸方向を示している． $p$ は圧力， $j$ は電流密度， $B$ は磁束密度， $\mu$ は粘性係数， $g$ は重力加速度である．磁束密度は Ampère の法則から得られ，次式で記述される．

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu_0 j_z \quad (5.3)$$

添字 $\theta$ は周方向を示し， $\mu_0$ は真空中の透磁率を示している．次に，運動量保存則における電極-プラズマ界面の取扱いについて述べる．粘性を有する流体が固体壁に接しながら流れている場合，固体壁面上での流体の速度は 0 であり，壁面から遠ざかるにつれて速度が増加することが知られている<sup>72)</sup>．この速度の増加に伴い，流体と壁面の間にはせん断応力が作用する流体摩擦と呼ばれる現象が生じる．この流体摩擦は流体の流れが層流か乱流かによって取扱いが異なる．本研究ではキャビティ内部の流れは層流を仮定しているため，キャビティ内部のガスやプラズマと，固体壁面であるワイヤや母材等の間には Newton の粘性法則<sup>66)</sup>に基づく次式のせん断応力が作用する．

$$\tau_r = \mu_{\text{Gas}} \frac{du_r}{dz} \quad (5.4)$$

$$\tau_z = \mu_{\text{Gas}} \frac{du_z}{dr} \quad (5.5)$$

$\tau_r$ ,  $\tau_z$ は半径方向および軸方向にはたらくせん断応力,  $\mu_{\text{Gas}}$ は気体の粘性係数,  $du_r/dz$ は半径方向の速度成分 $u_r$ の軸方向勾配,  $du_z/dr$ は軸方向の速度成分 $u_z$ の半径方向勾配である. これらを式(3.1)の生成項 $S$ として取り入れる. 式(3.2)に示したように, 生成項 $S$ は比例する項 $SP$ と定数項 $SU$ に分けられる. これに従い, Newton の粘性法則である式(5.4), 式(5.5)に適用すると, 離散化されたせん断応力 $F_r^{\text{Shear}}$ ,  $F_z^{\text{Shear}}$ は次式のように記述できる.

$$F_r^{\text{Shear}} = \tau_r dA_z = \mu_{\text{Gas}} \frac{u_r - u_{r\text{wall}}}{\Delta z} r \Delta r = \mu_{\text{Gas}} \frac{r \Delta r}{\Delta z} u_r - \mu_{\text{Gas}} \frac{r \Delta r}{\Delta z} u_{r\text{wall}} = SPu_r + SU \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} F_z^{\text{Shear}} &= \tau_z dA_r = \mu_{\text{Gas}} \frac{u_z - u_{z\text{wall}}}{\Delta r} r' \Delta z = \mu_{\text{Gas}} \frac{r' \Delta z}{\Delta r} u_z - \mu_{\text{Gas}} \frac{r' \Delta z}{\Delta r} u_{z\text{wall}} \\ &= SPu_z + SU \end{aligned} \quad (5.7)$$

$u_{r\text{wall}}$ ,  $u_{z\text{wall}}$ は壁面の半径方向の速度成分, 軸方向の速度成分である.  $dA_z$ ,  $dA_r$ は軸方向および半径方向のコントロールボリュームの断面積である.  $\Delta r$ ,  $\Delta z$ はコントロールボリュームの半径方向の幅および軸方向の幅であり, 例えば Fig. 3.3 中の $r$ 方向に $i$ 番目,  $z$ 方向に $j$ 番目の格子点  $P(ru[i], z[j])$ のコントロールボリュームでは $sewu[i]$ と $sns[j]$ が該当する.  $r'$ はコントロールボリュームの $r$ 方向端の座標であり, 例えば Fig. 3.3 中の点  $P$ においては $r[i]$ が該当する. このせん断応力を生成項として取り入れる場合, その影響を重複して考慮することを避けるため, その壁面方向の係数 ( $AN$ ,  $AS$ ,  $AE$ ,  $AW$  のいずれか) は 0 と設定しなければならないことに注意されたい.

各格子点の温度は次式のエネルギー輸送方程式で決定される.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z h) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r \kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) - U + \frac{|j|^2}{\sigma} + q_A + q_C - q_S + q_F \quad (5.8)$$



ただし,

$$h = \int c_p dT \quad (5.9)$$

左辺第 1 項および第 2 項は半径方向および軸方向の対流項を示し, 右辺第 1 項および第 2 項は半径方向および軸方向の拡散項である. 第 3 項以降は熱生成速度を表しており, 放射損失, ジュール加熱, 陽極および陰極で生じる熱流束, 溶接方向への熱損失, フラックスへの放射による入熱を示している.  $h$  はエンタルピー,  $c_p$  は定圧比熱,  $\kappa$  は熱伝導率,  $U$  は放射を示している.  $\vec{j}$ ,  $\sigma$ ,  $q_A$ ,  $q_C$ ,  $q_S$ ,  $q_F$ ,  $dT$  はそれぞれ電流密度ベクトル, 導電率, 陽極表面-プラズマ間の熱流束, 陰極表面-プラズマ間の熱流束, 溶接方向に失われる熱流束, フラックスやスラグに生じる熱流束, 微小温度である. 離散化の過程で必要になるコントロールボリュームの界面の定圧比熱は, 隣接するスカラー量を格納する格子の持つ定圧比熱との算術平均値を与える. 一方コントロールボリュームの界面の熱伝導率は, 隣接するスカラー量を格納する格子の持つ熱伝導率の調和平均値を与える. 電界  $E$  は次式から得られる.

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r} \quad (5.10)$$

$$E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (5.11)$$

各格子点の電流密度ベクトル  $\vec{j} = (j_r, j_z)$  は電流保存則と Ohm の法則によって求めることができ, 次式で表される.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial}{\partial z} (j_z) = 0 \quad (5.12)$$

$$j_r = \sigma E_r \quad (5.13)$$

$$j_z = \sigma E_z \quad (5.14)$$

本研究ではこれら式(5.10), 式(5.11)を代入した式(5.13)と式(5.14)を, 電流保存則である式(5.12)に代入した式(5.15)を離散化する. そしてその方程式の解である電位 $V$ を求め, この $V$ を用いて間接的に電流密度を算出する.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \sigma \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma \frac{\partial V}{\partial z} \right) = 0 \quad (5.15)$$

なお電流密度の算出や離散化の過程で必要になるコントロールボリュームの界面の導電率は, 界面とスカラー量を格納する格子が重なっている場合はその格子に格納された値を利用し, 重なっていない場合は隣接するスカラー量を格納する格子の持つ導電率の調和平均値を与える.

点 $P$ が陽極表面-プラズマ界面の陽極側の格子点である場合に生じる熱流束 $q_A$ は次式で与えられる.

$$q_A = \begin{cases} q_{\text{Arc}} + |\vec{j}| \varphi_{\text{Anode}} - \varepsilon_{\text{Metal}} \alpha T_{\text{Metal}}^4 - q_{\text{Vap}} & (P \in \text{interface} \cap P \in \text{electrode}) \\ -q_{\text{Arc}} & (P \in \text{interface} \cap P \in \text{arc}) \\ 0 & (\text{others}) \end{cases} \quad (5.16)$$

右辺第1項から陽極表面-プラズマ間の対流熱伝達, 電子流入による加熱, 輻射損失, 鉄蒸気の発生による冷却を表している. 式中の $q_{\text{Arc}}$ ,  $\varphi_{\text{Anode}}$ ,  $\varepsilon_{\text{Metal}}$ ,  $\alpha$ ,  $T_{\text{Metal}}$ は陽極表面-プラズマ間の熱流束, 陽極の仕事関数, 電極(母材またはワイヤ)の放射率, Stefan-Boltzmann 定数, 電極の温度を示している.  $q_{\text{Arc}}$ の算出には次式で示される膜温度 $T_{\text{Film}}$ を採用する<sup>73)</sup>.

$$T_{\text{Film}} = 0.5(T_{\text{Metal}} + T_{\text{Arc}}) \quad (5.17)$$

$T_{\text{Arc}}$ はプラズマの温度である. 本研究ではこの膜温度を有する遷移領域が電極-プラズマ間に存在すると仮定する. このとき, 電極-プラズマ間の熱流束 $q_{\text{Arc}}$ は

$$q_{\text{Arc}} = \kappa_{\text{Film}} \frac{T_{\text{Film}} - T_{\text{Arc}}}{\Delta l} \quad (5.18)$$

と表される．ここで $\kappa_{\text{Film}}$ は膜温度 $T_{\text{Film}}$ のガスの熱伝導率である． $\Delta l$ はプラズマと電極表面の距離であり，プラズマ側の格子点と電極表面の格子点との距離の半分と仮定する．一方，点Pが陰極表面-プラズマ界面の陰極側の格子点である場合に生じる熱流束 $q_c$ は次式で与えられる．

$$q_c = \begin{cases} q_{\text{Arc}} - |j_e|\varphi_c + |j_i|V_i - \varepsilon_{\text{Metal}}\alpha T_{\text{Metal}}^4 + U_{\text{Arc}} - q_{\text{Vap}} & (\text{P} \in \text{interface} \cap \text{P} \in \text{electrode}) \\ -q_{\text{Arc}} & (\text{P} \in \text{interface} \cap \text{P} \in \text{arc}) \\ 0 & (\text{others}) \end{cases} \quad (5.19)$$

右辺第 1 項から陰極表面-プラズマ間の対流熱伝達，電子放出による冷却，イオン再結合による加熱，輻射損失，アークプラズマからの放射による加熱，鉄蒸気の発生による冷却を表している． $j_e$ ， $\varphi_c$ ， $j_i$ ， $V_i$ ， $U_{\text{Arc}}$ はそれぞれ電子電流密度，陰極の仕事関数，イオン電流密度，ガスの電離電圧，アークプラズマからの放射を示している．電子電流密度 $j_e$ は次式の Richardson-Dushman の熱電子放出電流密度式<sup>68)</sup>から得られ，

$$j_e = A_R T_{\text{Metal}}^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_c}{k_B T_{\text{Metal}}}\right) \quad (5.20)$$

$A_R$ は Richardson 定数， $e$ は電気素量， $k_B$ は Boltzmann 定数である．一方，イオン電流密度 $j_i$ は次式で定義される．

$$|j_i| = |j| - |j_e| \quad (5.21)$$

電離電圧 $V_i$ は鉄蒸気濃度 $Y$ に応じて，CO の電離電圧 12.44 V と Fe の電離電圧 7.90 V の線形近似によって決定される．

次に、本計算における溶接速度の取扱いについて述べる．母材や母材状に載せられたフラックスやスラグの温度分布は溶接速度に強く依存する．この影響を検討するためには本来は三次元計算が必要とされるが、本研究では計算の簡略化のため、熱源の計算については溶接速度による母材内の冷却効果を考慮した擬似三次元モデルを用いる．Fig. 5.1 にこの擬似三次元モデルの概念図を示す．ここでは、溶接方向前方の低温領域のコントロールボリュームとアーク直下の高温領域のコントロールボリュームとの温度差からそのエネルギー消費量を見積もる．熱源の移動に伴い母材や母材上に載せられたフラックスやスラグ中の各コントロールボリュームでは次式で示される、単位時間かつ単位体積当たりのエネルギー $q_s$ が消費されると考える．

$$q_s = \frac{\rho_s C_s \Delta V_D (T_s - T_D) + \rho_s \Delta V_D H_m}{\Delta V_{cv}} \quad (5.22)$$

ここで、 $\rho_s$ 、 $C_s$ 、 $T_s$ は母材やフラックスやスラグの密度、比熱、温度である． $\Delta V_D$ は半径方向の断面積 $dA$ の各コントロールボリュームが単位時間あたりの溶接距離 $D$ を移動したときの体積、 $T_D$ は距離 $D$ 前方でのコントロールボリュームの温度、 $H_m$ は溶融潜熱、 $\Delta V_{cv}$ はコントロールボリュームの体積である．この消費エネルギー $q_s$ を式(5.8)のようにエネルギー輸送方程式の熱生成速度として取り入れることによって、溶接速度をパラメータとして考慮することを可能とした<sup>74)</sup>．

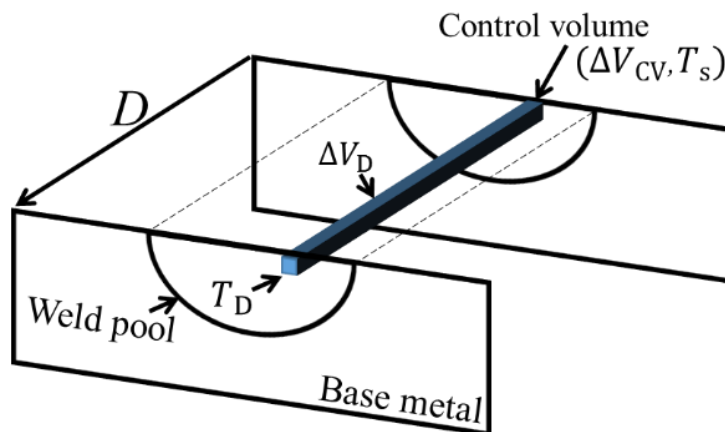


Fig. 5.1 Schematic illustration of quasi-3D model.

本研究では、ワイヤ表面から発生する鉄蒸気の輸送を考慮する．対流と拡散の影響を考慮した鉄蒸気の輸送は次式で表される．

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r Y) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z Y) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho \Gamma_{\text{Metal}} \frac{\partial Y}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho \Gamma_{\text{Metal}} \frac{\partial Y}{\partial z} \right) + \nabla \cdot (J^{\text{Vap}} \vec{n}_n) \quad (5.23)$$

$Y$ は鉄蒸気の質量分率， $\Gamma_{\text{Metal}}$ は拡散係数， $\vec{n}_n$ は単位法線ベクトル，そして $J^{\text{Vap}}$ は Hertz-Knudsen-Langmuir 方程式<sup>75)</sup>から求められる鉄蒸気の質量流束であり，次式で表される．

$$J^{\text{Vap}} = \left( \frac{p_0}{\sqrt{T_{\text{Metal}}}} - \frac{p_{\text{Metal}}}{\sqrt{T_{\text{Gas}}}} \right) \sqrt{\frac{M_{\text{Metal}}}{2\pi R}} \quad (5.24)$$

$p_0$ は Fe の飽和蒸気圧， $T_{\text{Metal}}$ ， $p_{\text{Metal}}$ はワイヤ表面の鉄蒸気の温度と圧力である． $T_{\text{Gas}}$ はワイヤ表面近傍のガスの温度， $M_{\text{Metal}}$ は Fe の原子量， $R$ はガス定数である．拡散係数 $\Gamma_{\text{Metal}}$ は次の粘性保存式を用いて算出する．

$$\Gamma_{\text{Metal}} = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{\text{Metal}} + 1/M_{\text{Gas}})}{\left\{ \sqrt[4]{\rho_{\text{Metal}}^2 / \beta_{\text{Metal}}^2 / \mu_{\text{Metal}}^2} + \sqrt[4]{\rho_{\text{Gas}}^2 / \beta_{\text{Gas}}^2 / \mu_{\text{Gas}}^2} \right\}^2} \quad (5.25)$$

$\beta_{\text{Metal}}$ ， $\beta_{\text{Gas}}$ は多くの実験に基づく値として 1.385 と設定する．以上の支配方程式群を用いた本計算モデルのフローチャートを Fig. 5.2 に示す．

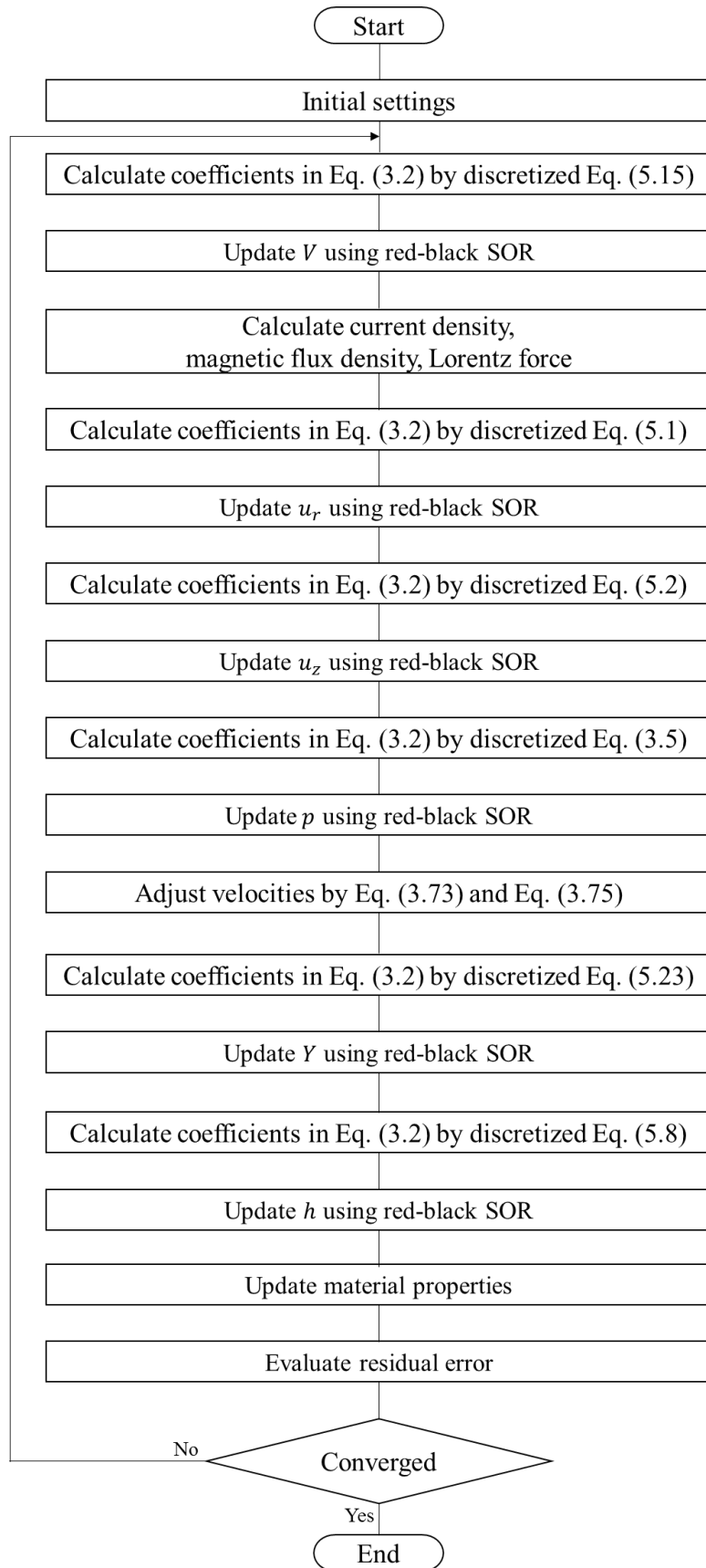


Fig. 5.2 Flowchart of heat source model.

### 5.2.2 計算領域と境界条件

Fig. 5.3 にサブマージーク熱源の計算領域を示す．格子は等間隔格子であり， $0.1\text{ mm} \times 0.1\text{ mm}$  と設定する．計算領域の半径方向の長さは  $25\text{ mm}$  とし，軸方向は母材厚さ（ $5\text{ mm}$ ）と母材-コンタクトチップ間距離（CTWD: Contact Tip to Work Distance）に相当する長さ（ $30\text{ mm}$ ）の和である  $35\text{ mm}$  に設定する．したがって線  $ah$  が給電点となる．溶接電流  $I_{\text{Weld}}$  は式(5.15)を離散化した際，線  $ah$  の 1 層下に存在するコントロールボリュームにだけ次の式(5.26)に示される定数を生成項の定数部分  $SU$  として取り入れることで設定する．

$$SU = \frac{I_{\text{Weld}}}{\pi r_{\text{Wire}}^2} r \Delta r \quad (5.26)$$

$r_{\text{Wire}}$  はワイヤの半径であり，ワイヤ径は実験と同様に  $4.0\text{ mm}$  に設定する．Table 5.1 に Fig. 5.3 の境界条件を示す．線  $ad$  が対称軸である．線  $de$  が計算領域下端であり，この線分全体を接地（アース）とする．また，表中の  $h_{300}$ ， $h_{600}$  はそれぞれ  $T = 300\text{ K}$ ， $600\text{ K}$  に相当するエンタルピーである．ワイヤ領域には式(5.27)に示す Halmoy<sup>76)</sup>の式から求めたワイヤ送給速度を与える．

$$u_{z\text{Wire}} = \frac{1}{\pi r_{\text{Wire}}^2 \rho_{\text{Wire}} h_{\text{Tip}}} \left( q_A \Delta V + L \frac{|j^2|}{\sigma} dA \right) \quad (5.27)$$

$\rho_{\text{Wire}}$ ， $h_{\text{Tip}}$  はワイヤの密度およびワイヤ先端のエンタルピー， $L$  はワイヤの突出し長さである．アーク電圧は計算領域の給電点（点  $a$ ）と接地面（点  $d$ ）の電圧に加え，陰極降下電圧を考慮する．本計算モデルでは先行研究<sup>18)</sup>に従い，エネルギーバランスの観点からこの陰極降下電圧を求めている．本研究では，アーク電圧  $V_{\text{Arc}}$  は次式で求める．

$$V_{\text{Arc}} = V_{\text{Col}} + V_{\text{Ion}} \quad (5.28)$$

$$V_{\text{Ion}} = \frac{\sum_{i=c}^f |j_{i_i}| V_i}{I_{\text{Weld}}} \quad (5.29)$$

$V_{\text{Col}}$ は給電点（点  $a$ ）と接地面（点  $d$ ）の電圧であり， $V_{\text{Ion}}$ は陰極表面上に存在するシース領域とアークコラム間に存在する数十から数百  $\mu\text{m}$  の境界領域で生じる電圧である．この電圧は電子電流の不足分を補うイオン電流を維持するために生じる電圧と仮定し，母材表面である線  $cf$  全域に生じるイオン再結合加熱の総和を溶接電流  $I_{\text{Weld}}$  で除した値であるとする．なお，シースで発生する電圧はこれらの電圧に比べ十分小さいため，本研究では無視する．

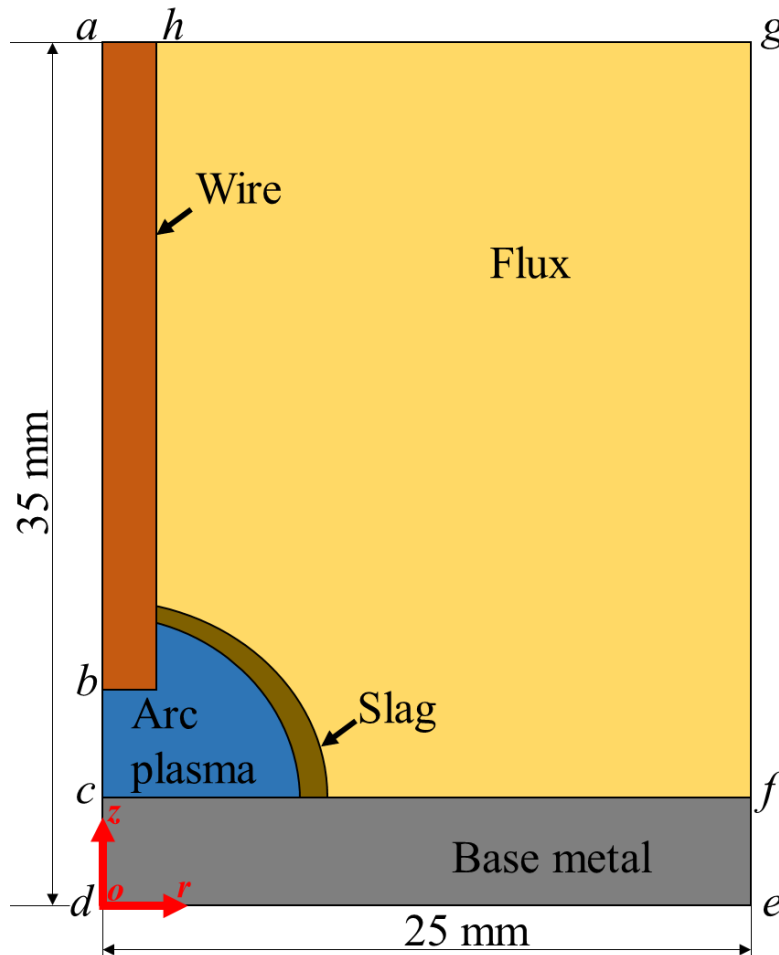


Fig. 5.3 Computational domain for FVM calculation of SAW.



Table 5.1 Boundary conditions for FVM.

Line	Boundary conditions
<i>ad</i>	$u_r = 0, \frac{\partial u_z}{\partial r} = 0, \frac{\partial h}{\partial r} = 0, \frac{\partial V}{\partial r} = 0, \frac{\partial C}{\partial r} = 0$
<i>de</i>	$u_r = u_z = 0, \frac{\partial h}{\partial z} = 0, V = 0, C = 0$
<i>ef</i>	$u_r = u_z = 0, h = h_{300}, \frac{\partial V}{\partial r} = 0, C = 0$
<i>fg</i>	$\frac{\partial u_r}{\partial r} = 0, h = h_{600}, \frac{\partial V}{\partial r} = 0, C = 0$
<i>gh</i>	$\frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, h = h_{300}, \frac{\partial V}{\partial z} = 0, C = 0$
<i>ha</i>	$u_r = 0, u_z = u_{z\text{Wire}}, h = h_{300}, \frac{\partial V}{\partial z} = 0, C = 0$

以上に述べた計算領域と境界条件を用いてサブマージアーク熱源をシミュレートしていく．しかしながらこの計算モデルではフラックス内部を流れるはずの気流を考慮していないために，熔融池幅がキャビティの幅よりも広くなると熔融池表面には気流との対流熱伝達を無視することになり，実際よりも熔融池が過剰に冷却されることになる．そこで本研究では，先行研究のによって実験的に熱効率が同等であることが示されており<sup>77)</sup>，数値計算によってもその傾向が定性的に再現されている<sup>26)</sup>ガスメタルアーク溶接の熱源特性をシミュレートする．そして，この熱源を用いて熔融池およびスラグの形成過程を再現することで，キャビティ外においてフラックス間を流れる気流の影響を考慮する．

ガスメタルアークの熱源特性は Fig. 5.4 に示す計算領域を用いてシミュレーションを行う．ガスメタルアーク溶接ではシールドガスが溶接トーチから母材に向かって流れることで大気から溶接部近傍を大気から保護する役割を果たしている．本計算ではこのシールドガス流を再現するため，Fig. 5.4 の線 *hi* からシールドガスに相当するガス流を流

入する．また線  $fg$ ,  $gh$  をガスの流出口として設定する． Fig. 5.4 の境界条件を Table 5.2 に示す．  $u_{z\text{Shield}}$  はシールドガスの流速であり，シールドガス流量  $v_{\text{Gas}}$  を流入口  $ih$  の断面積で除した次式で与えられる．

$$u_{z\text{Shield}} = \frac{v_{\text{Gas}}}{0.25\pi(d_{\text{Nozzle}}^2 - d_{\text{Wire}}^2)} \quad (5.30)$$

ここで  $d_{\text{Nozzle}}$  はシールドガスの流入口であるノズルの直径である．

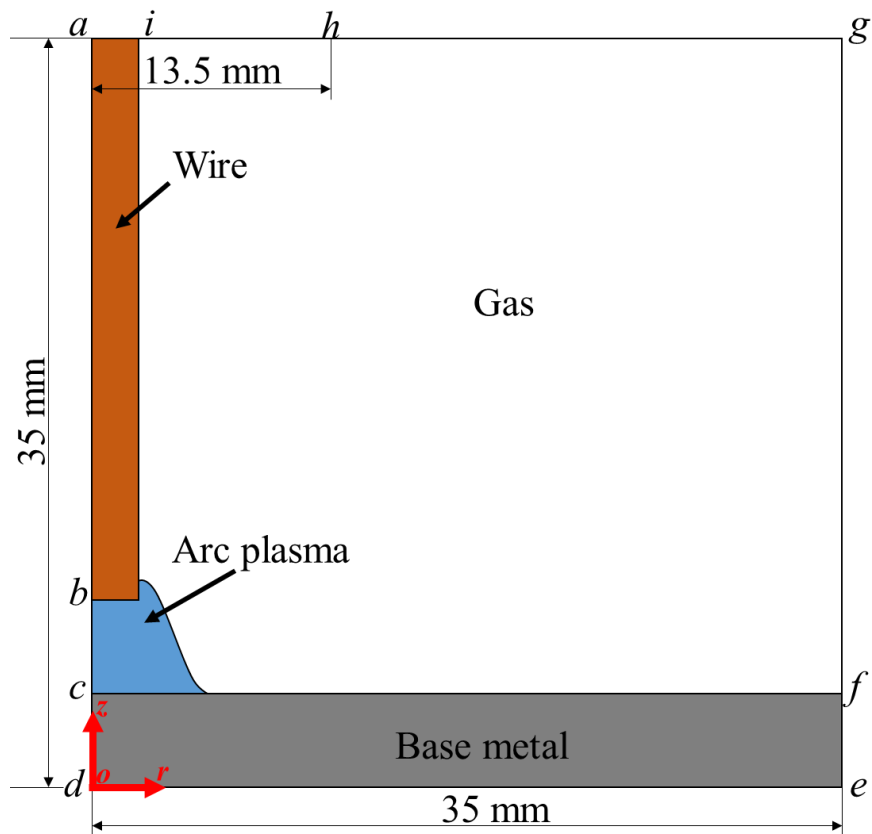


Fig. 5.4 Computational domain for FVM calculation of GMAW.

Table 5.2 Boundary conditions for FVM calculation of GMAW.

Line	Boundary conditions
<i>ad</i>	$u_r = 0, \frac{\partial u_z}{\partial r} = 0, \frac{\partial h}{\partial r} = 0, \frac{\partial V}{\partial r} = 0, \frac{\partial C}{\partial r} = 0$
<i>de</i>	$u_r = u_z = 0, \frac{\partial h}{\partial z} = 0, V = 0, C = 0$
<i>ef</i>	$u_r = u_z = 0, h = h_{300}, \frac{\partial V}{\partial r} = 0, C = 0$
<i>fg</i>	$\frac{\partial u_r}{\partial r} = 0, h = h_{600}, \frac{\partial V}{\partial r} = 0, C = 0$
<i>gh</i>	$\frac{\partial u_z}{\partial z} = 0, h = h_{300}, \frac{\partial V}{\partial z} = 0, C = 0$
<i>gi</i>	$u_r = 0, u_z = u_{z\text{Shield}}, h = h_{300}, \frac{\partial V}{\partial z} = 0, C = 0$
<i>ia</i>	$u_r = 0, u_z = u_{z\text{Wire}}, h = h_{300}, \frac{\partial V}{\partial z} = 0, C = 0$

### 5.2.3 計算条件と物性値

本研究では、ボンドフラックスの一種である PF-200 の物性値をフラックス領域に与え、2.25Cr-1Mo 鋼の物性値<sup>78)</sup>をワイヤと母材に与える。さらに、各コントロールボリュームの鉄蒸気濃度に応じて CO-Fe 混合ガスの物性値をガス領域に与える。本計算は定常計算であり、5.2.1 で述べた支配方程式群は第 3 章で述べた SIMPLE アルゴリズムによって計算される。

本計算に用いる CO ガスの物性値を Fig. 5.5 ~ Fig. 5.11 に示す。これらの物性値は A. B. Murphy 氏から提供されたものである。これらの物性値はアークプラズマが局所熱平衡(LTE)状態であること仮定し、Chapman-Enskog 近似を適用することで数値計算によって求めたものである<sup>79)</sup>。これらの図を見ると、CO 中に Fe が混入することで、それぞれの物性値が影響を受けていることがわかる。つまり、アークプラズマの物性値は温度だ

けでなく鉄蒸気の濃度にも依存している．したがって，本モデルでは鉄蒸気の混入率が 0 mol%，1 mol%，10 mol%，20 mol%，30 mol%，100 mol% の場合の物性値を基に，線形近似を適用することで任意の濃度におけるプラズマの物性値を算出する<sup>80)</sup>．フラックス領域の密度，熱伝導率，比熱は実際のフラックスの値を用いた．しかしながら，実際の融点と沸点は測定する設備の限界温度よりも高く，測定できなかった．そこでフラックスの主要成分の 1 つである CaO の沸点と融点<sup>81)</sup>をフラックスの融点およびスラグの沸点として使用する．フラックスおよびワイヤの物性値を Table 5.3 に示す．また Table 5.4 に溶接条件を示す．

本計算における仮定を以下に示す．まず母材は変形せず，アーク長は自己制御作用によって一定であるとみなしている．ガス領域のガスは層流であり，電子と重粒子（原子，イオン）がプラズマ中で十分衝突することで電子温度と重粒子温度が等しいとする局所熱平衡（LTE: Local Thermodynamic Equilibrium）を仮定する．また溶滴移行は熱輸送のみを考慮し，質量輸送については考慮していない．フラックスの領域においては，粉体のフラックスの温度が融点を超えると，その領域は連続体であるスラグになったとみなす．しかしながら本計算においてスラグの流れは考慮していないため，フラックスおよびスラグ領域の速度は 0 である．そこで，スラグ領域の熱伝導率をフラックスの 3 倍と設定することでスラグ内の対流による熱輸送を考慮する<sup>82)</sup>．そして，スラグの沸点を超えた領域は気化したとみなし，鉄蒸気濃度に応じた CO-Fe 混合ガスの物性値を与える．

次に，放射の取扱いについて述べる．アークプラズマから発生する放射はプラズマ内での自己吸収は考慮せず，全放射エネルギーのうち 12% が母材に吸収されるものと仮定する<sup>83)</sup>．このとき単位面積あたりに吸収されるエネルギー  $U_{\text{Arc}}$  を式(5.19)の右辺第 5 項として考慮する．また，残りの放射エネルギーのうち 80 % が溶融スラグ領域およびフラックス領域に均一に入熱され，残り 8% が周囲空間へ逃げると仮定する．この仮定によりアークプラズマから発生する放射エネルギーのほぼ全てを母材，フラックスへの入熱とすることでサブマージアーク溶接特有の周囲空間への放射損失が少ない状態を再現する．

最後に，母材表面における電気伝導度の取扱いについて述べる．鉄蒸気を含むプラズマでは放射によるエネルギー損失によって温度が低下することが知られている<sup>84)</sup>．この

ような低温領域が母材表面に存在すると、母材表面ではプラズマ温度の低下に伴い電気伝導度が低下して絶縁膜が張ったような状態となり計算の妨げとなる。この見かけの絶縁膜は電極近傍のシース領域を詳細に考慮することで防ぐことができると考えられるが、数  $\mu\text{m}$  のシース領域を解像するには膨大な計算コストが必要になる。そこで本研究では母材表面のプラズマと、それより軸方向に 1 層上の領域のプラズマは等しい電子密度を持つと仮定する。Fig. 5.12 に示すのは、計算領域における母材近傍の模式図である。黒の実線から構成される格子点はスカラー量を格納する格子を示している。例として、赤色の点の電気伝導度を考える。本計算ではこの点と、この点の直上に存在する青の格子点の電子密度が等しい ( $n_{e2}=n_{e1}$ ) と仮定する。そして、この電子密度を保つために必要な電気伝導度を Fig. 5.6 に示した CO-Fe 系の混合ガスの物性値から算出する。具体的には、Fig. 5.9 から  $(Y_1, n_{e1})$  のときの温度を線形補間によって取得し、その温度と鉄蒸気濃度  $Y_2$  のときの電気伝導度を Fig. 5.6 から線形補間によって得ている。この再算出された電気伝導度を赤色の格子点の電気伝導度として用いることで、計算上発生する絶縁膜の発生を回避している。

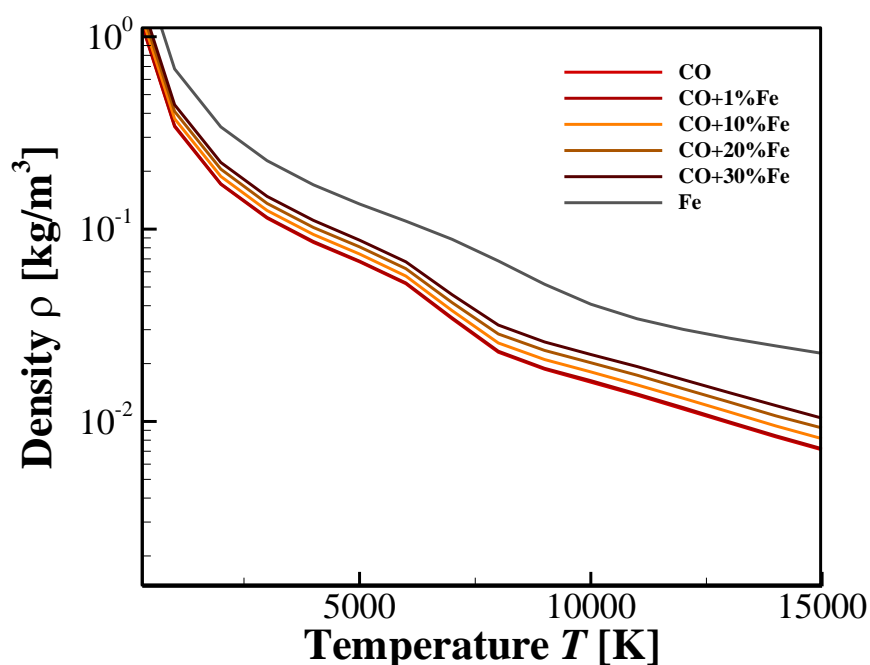


Fig. 5.5 Relationship between plasma temperature and density of plasma.

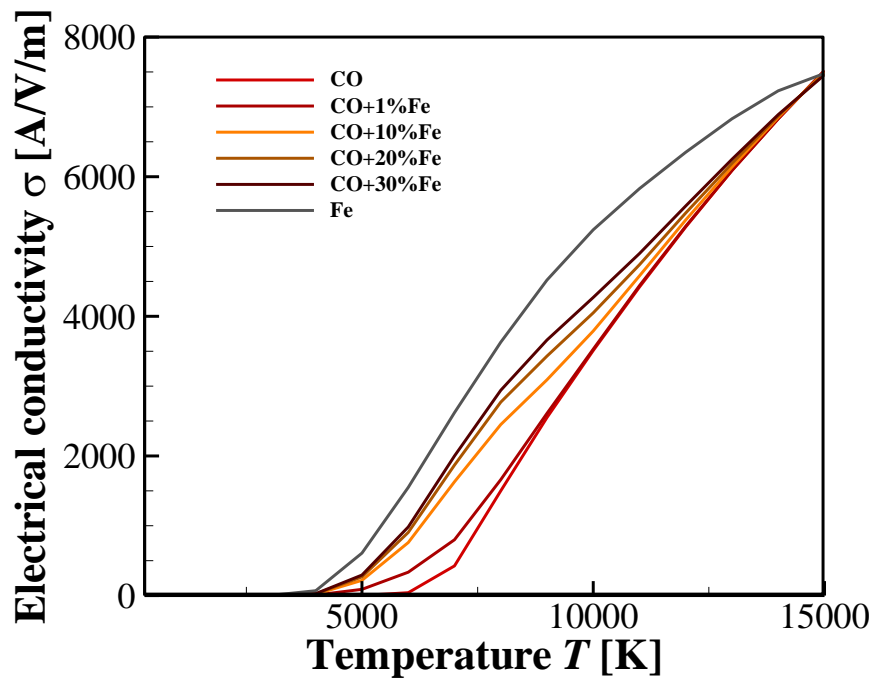


Fig. 5.6 Relationship between plasma temperature and electrical conductivity of plasma.

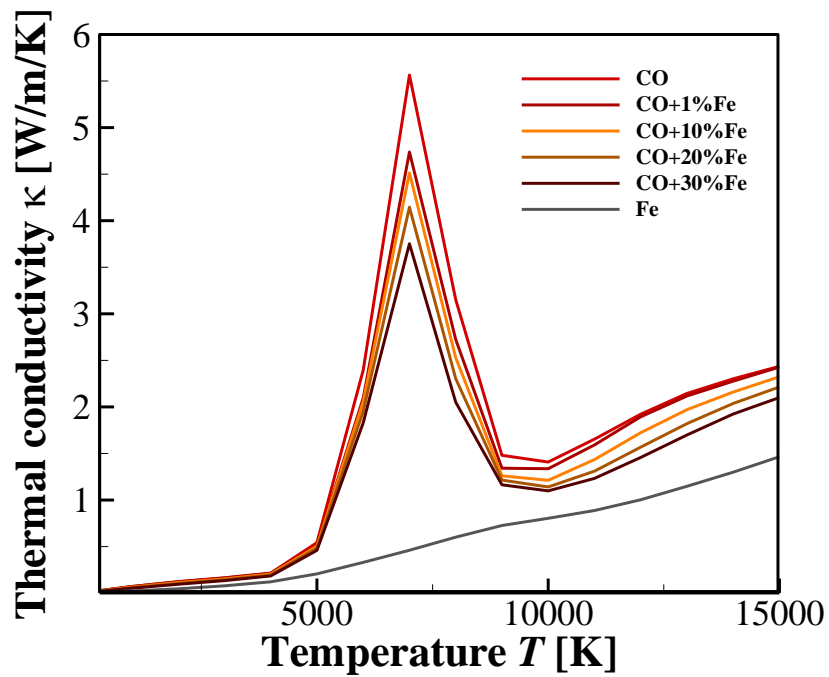


Fig. 5.7 Relationship between plasma temperature and thermal conductivity of plasma.

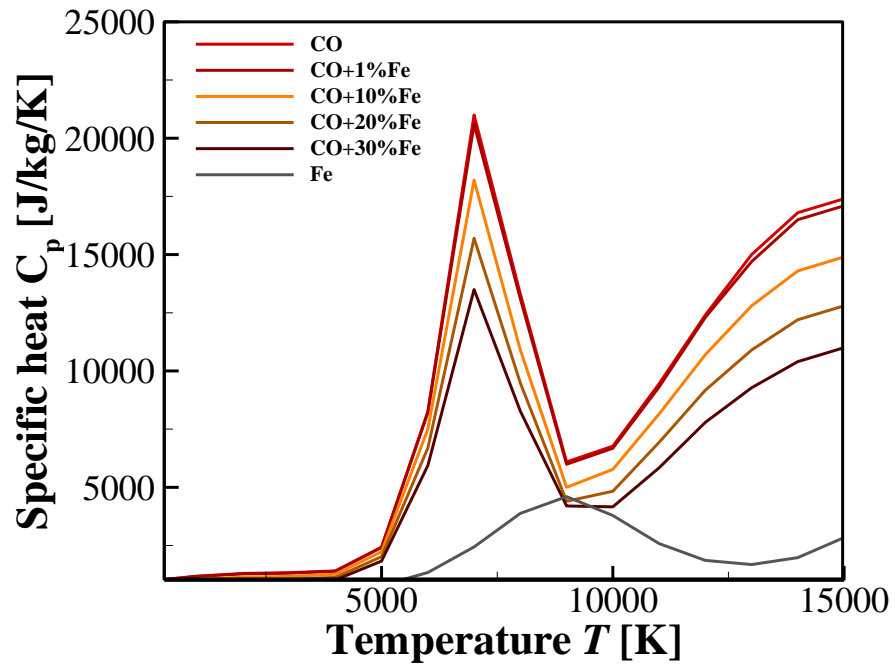


Fig. 5.8 Relationship between plasma temperature and specific heat of plasma.

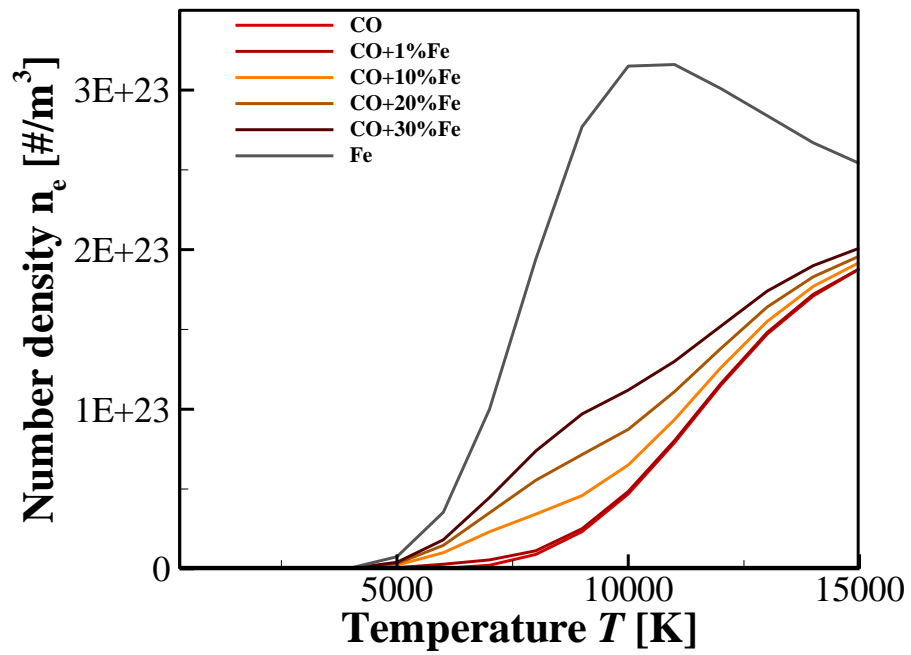


Fig. 5.9 Relationship between plasma temperature and number density of electron in plasma.

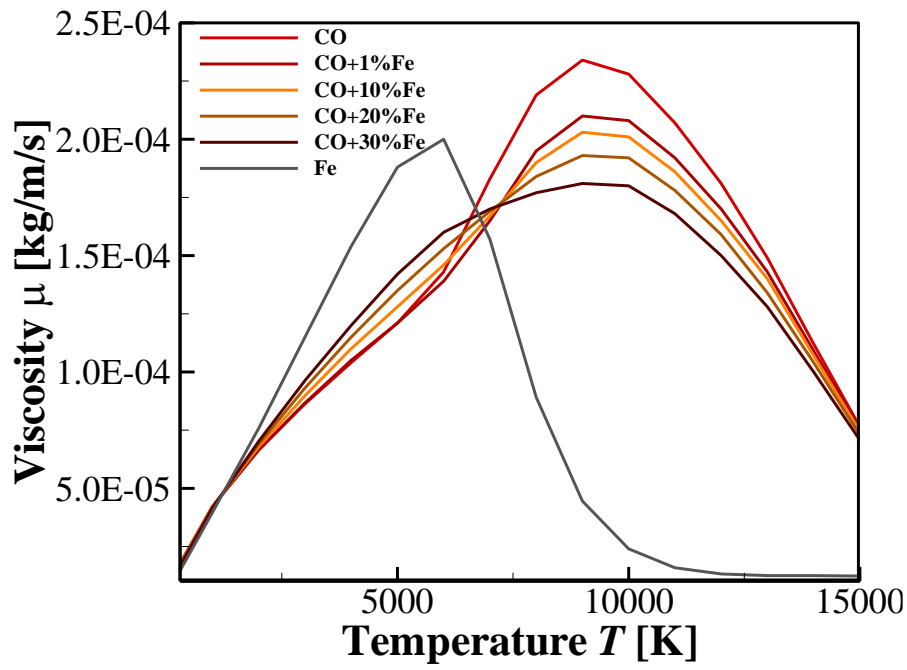


Fig. 5.10 Relationship between plasma temperature and viscosity of plasma.

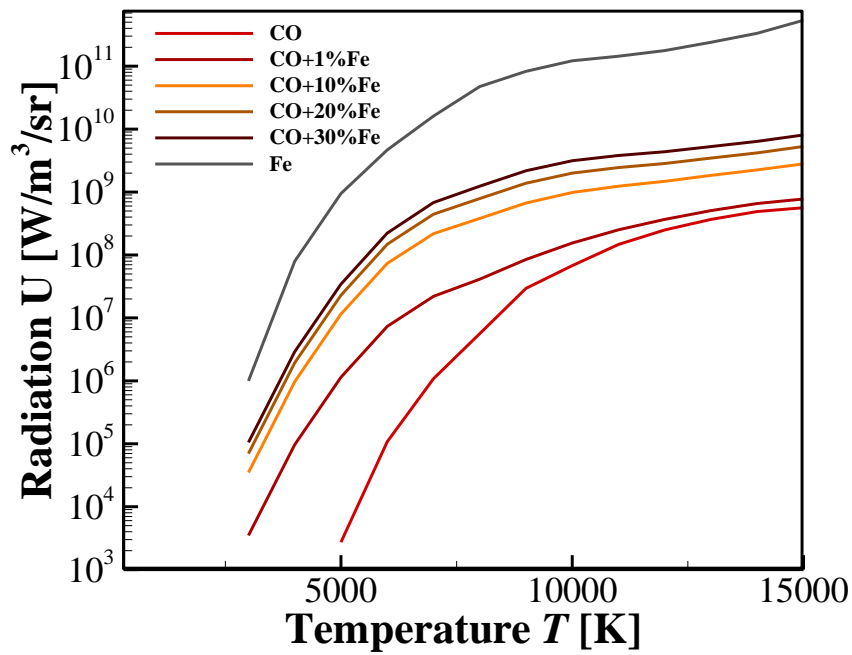


Fig. 5.11 Relationship between plasma temperature and radiation of plasma.



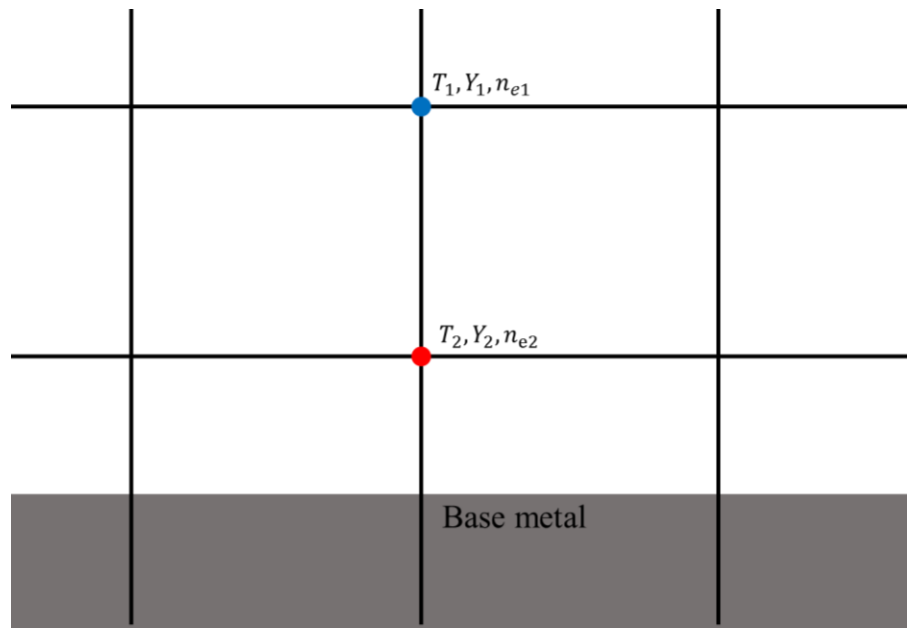


Fig. 5.12 Schematic illustration of base metal surface.

Table 5.3 Material properties of flux, wire and base metal.

		Flux	Wire and base metal
Density	[kg/m <sup>3</sup> ]	3230.0	7750.0
Thermal conductivity	[W/(m·K)]	$1.5 \times 10^{-1} \sim 1.5$	$26.7 \sim 37.7$
Specific heat	[J/(kg·K)]	830.0 ~ 1690.0	448.0 ~ 1030.0
Melting point	[K]	2572.0	1750.0
Boiling point	[K]	2850.0	3100.0
Electrical conductivity	[V/(A·m)]	Insulated	$8.0 \times 10^5 \sim 7.7 \times 10^6$

Table 5.4 Welding conditions.

Welding current	[A]	600.0
CTWD	[mm]	30.0
Welding speed	[mm/s]	5.0

#### 5.2.4 サブマージアークの熱源特性

Fig. 5.13 に溶接電流 DCEP 600 A と設定したときの温度分布を示す．図中の茶色の領域はワイヤを，薄灰色の領域は母材を示しており，その他の色は温度を示している．図より，高温領域が電極の外側に存在していることがわかる．これは Fig. 5.14 に示す鉄蒸気濃度分布からわかるように，アークプラズマの中心で鉄蒸気濃度が増加し，放射損失によって中心部の温度が低下するためである．その結果，Fig. 5.15 に示すように電流密度は低温のメタルプラズマ側が減少し，高温の CO プラズマ側が増加する．また Fig. 5.13 においてフラックスの融点 2572 K からスラグの沸点 2850 K の間の領域が溶融スラグの領域であり，厚さは約 4.7 mm となった．一方実験では Fig. 2.12 に示したスラグの断面からわかるように，スラグの中央の厚みは約 5.4 mm であり，本計算から得られたスラグの厚さは実験と同等であった．

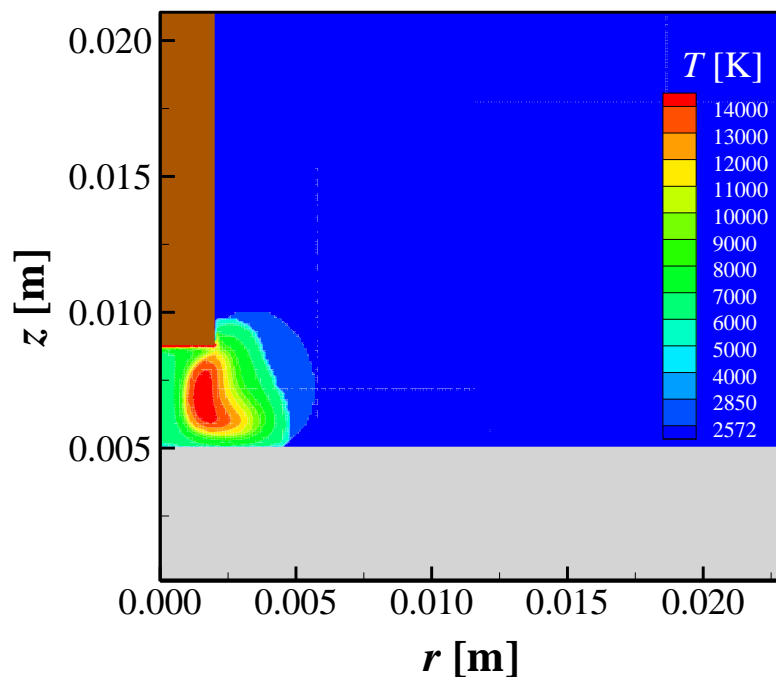


Fig. 5.13 Temperature distribution of submerged arc.

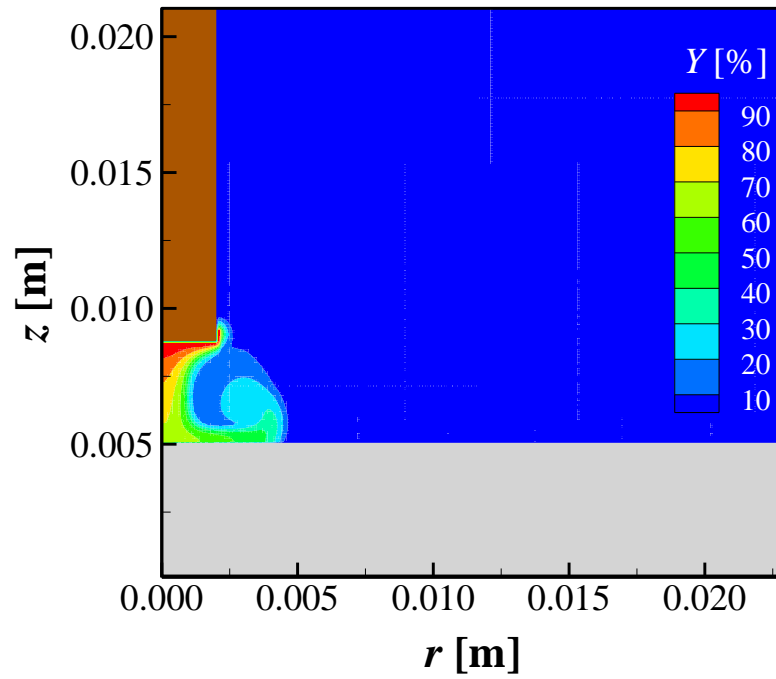


Fig. 5.14 Iron vapor concentration distribution of submerged arc.

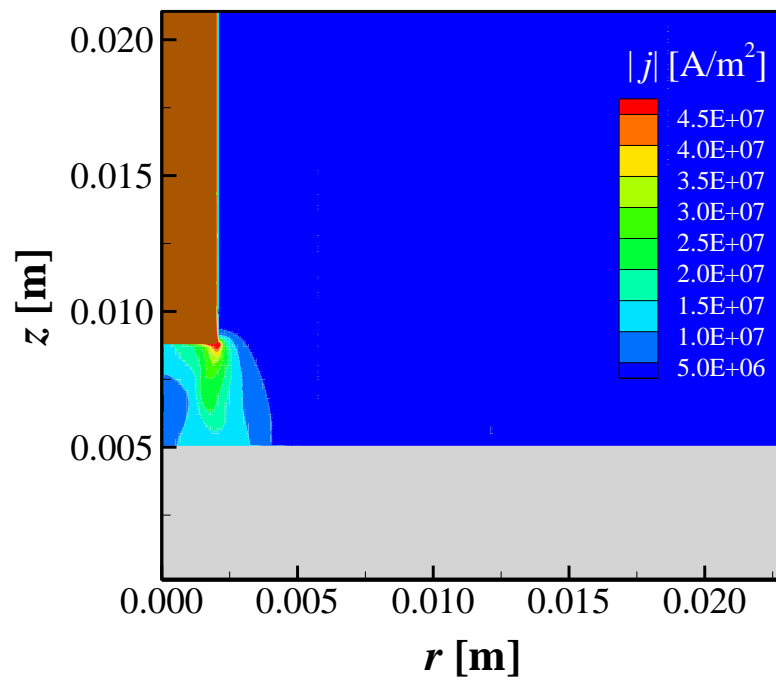


Fig. 5.15 Current density distribution of submerged arc.

Fig. 5.16, Fig. 5.17 に示すのはワイヤ内部の軸方向の電流密度分布と半径方向の Lorentz 力分布である． Fig. 5.16 の茶色の線および Fig. 5.17 の黒色の線はそれぞれワイヤの外形線を示している． ワイヤ内はほとんど均一な電流密度であるのに対し， ワイヤ先端近傍の  $z = 0.001$  m 付近からワイヤ中心の電流密度が減少し， ワイヤ内ではワイヤの角の電流密度が最大値を示す． これは前述のように鉄蒸気が存在によって， プラズマの中心の温度が低下するためである． プラズマ中の電流密度はアーク中心近傍のメタルプラズマ側ではなく CO プラズマ側で増加することで， ワイヤ先端でもプラズマ側に沿って中心部の電流密度が減少して外縁部に電流経路が集中する． 第 2 章ではワイヤ内を流れる電流密度および半径方向の Lorentz 力をそれぞれ  $4.8 \times 10^7$  A/m<sup>2</sup>，  $2.9 \times 10^6$  N/m<sup>3</sup> と見積もった． これに対し本計算は同等の値を示しており， 第 2 章で行った概算は妥当であったといえる．

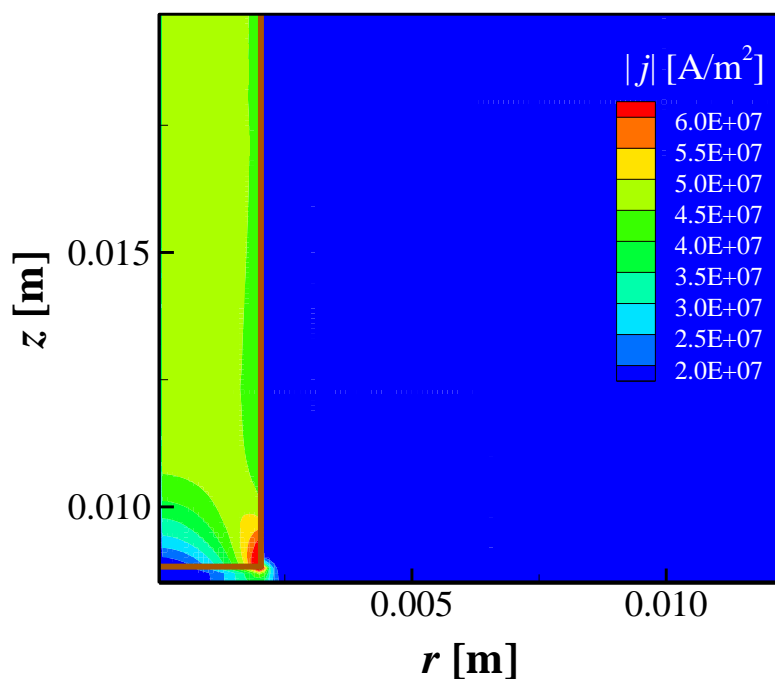


Fig. 5.16 Current density distribution in wire.

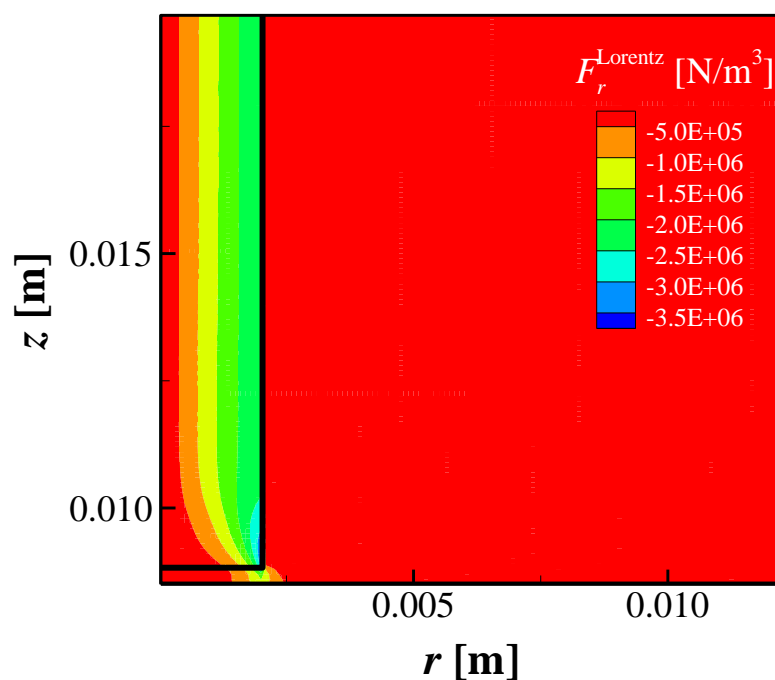


Fig. 5.17 Lorentz force distribution in wire.

次に実験と数値計算によって得られた、各溶接条件下でのワイヤ送給速度を Table 5.5 に示す. いずれの溶接条件においても、シミュレーションによって得られたワイヤ送給速度は実験中の平均値よりもやや大きくなっている. しかしながら実験から得られたワイヤ送給速度は溶接中に表中の最大値と最小値の範囲内で変動したことを考慮すると、本計算から得られたワイヤ送給速度は実験の誤差の範囲内に収まっており、妥当なワイヤ送給速度が得られたと考えられる. また本計算が示す結果は、溶接電流の増加によってワイヤ送給速度が増加する傾向や、同じ溶接電流でも DCEP よりも DCEN のほうがワイヤ送給速度が大きくなる傾向を再現している.

Table 5.5 Comparison results of wire feed rate for each welding conditions.

	Experiment [m/min]			Simulation [m/min]
	Mean	Min.	Max.	
DCEP 400 A	0.81	0.67	1.39	0.98
DCEP 600 A	1.26	1.13	1.56	1.38
DCEN 600 A	1.70	1.24	2.14	1.94

本計算で得られた母材への入熱の詳細を Table 5.6 に示す。母材への入熱のおよそ半分を溶滴とアークプラズマからの熱伝達および放射が占めており、残りの半分はイオン再結合による加熱が占めていることがわかる。本計算が示す熱効率は 62.6% であり、実験値（80%～90%）よりも低い熱効率を示した<sup>77)</sup>。このように本計算で得られた熱効率はフラックスやスラグからの入熱が含まれていないことを考慮しても、実験で得られた値を大きく下回った。

著者らが本計算で用いた計算モデルを用いて行った数値計算<sup>26)</sup>では、サブマージアーク溶接の熱効率は同等の溶接条件でシミュレートしたガスメタルアーク溶接の熱効率とほぼ同じであった。この傾向は先行研究<sup>77)</sup>で行われた実験と同様であるものの、これらの熱効率は実験値を大幅に下回っていた。したがって、本計算の熱効率が実験値よりも低く算出されるのはサブマージアーク溶接現象を正しくモデル化できていないのではなく、ガスメタルアーク溶接と共通の現象を正しく考慮できていないためであると推測される。すなわち陰極の取扱いであり、熱陰極にならない Fe 系の母材でありながら熱陰極を仮定した式(5.20)を用いているため、ある程度の定性的な傾向は得られるものの定量的な熱効率の評価には至っていないと考えられる。したがって消耗電極式の溶接プロセスの熱効率の定量的なシミュレーションには、熱陰極を仮定しない別の数値モデルが必要である。

#### 5.2.5 ガスメタルアークの熱源特性

Fig. 5.18 に、Fig. 5.4 に示したガスメタルアークの計算領域を用いて数値計算を行った際の温度分布を示し、Fig. 5.19 と Fig. 5.20 に鉄蒸気濃度分布と電流密度分布を示す。本研究では 5.2.2 で述べた理由から、これ以降の数値計算には本項で示した熱源分布を用いる。Table 5.7 にこの熱源分布における母材表面への入熱の詳細を示す。このシミュレーションにおいても溶接ワイヤの給電点に溶接電流に相当する電位勾配を与えたところ、前項で示したサブマージアーク熱源との熱効率の差は 2.7% となり、先行研究が示した実験結果<sup>77)</sup>や低電流領域で行った著者らの数値計算例<sup>26)</sup>と同等の傾向を示している。

Table 5.6 Heat input to base metal in submerged arc (Welding current: DCEP 600 A).

Welding current	600 A
Arc voltage	22.2 V
Power supply	13306.7 W
Droplet transfer	2469.7 W
Heat transfer	759.1 W
Radiation from arc plasma	975.9 W
Joule heating	20.0 W
Electron emission	-533.0 W
Ion recombination	4739.0 W
Emission loss	-102.9 W
Total heat input to base metal	8327.8 W
Heat efficiency	62.6%

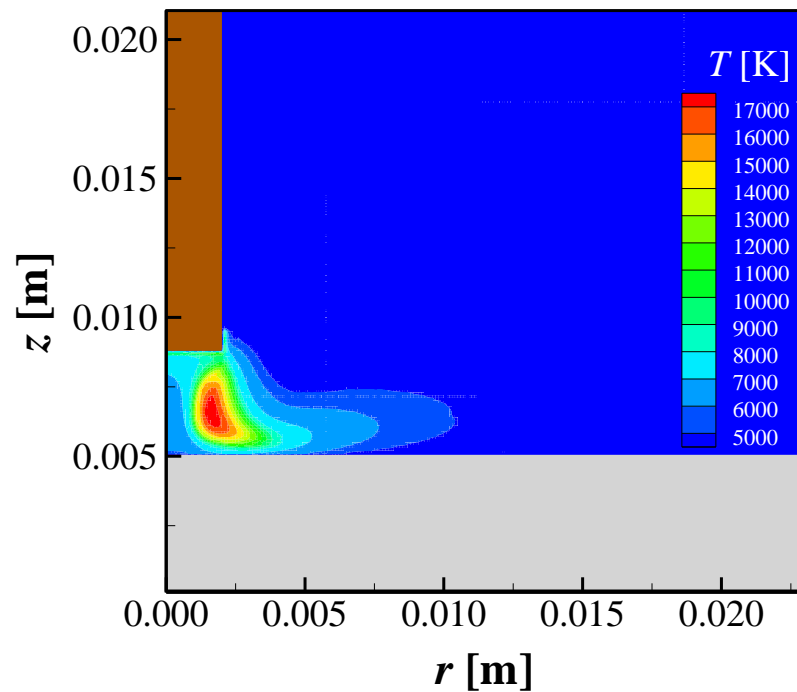


Fig. 5.18 Temperature distribution of gas metal arc.

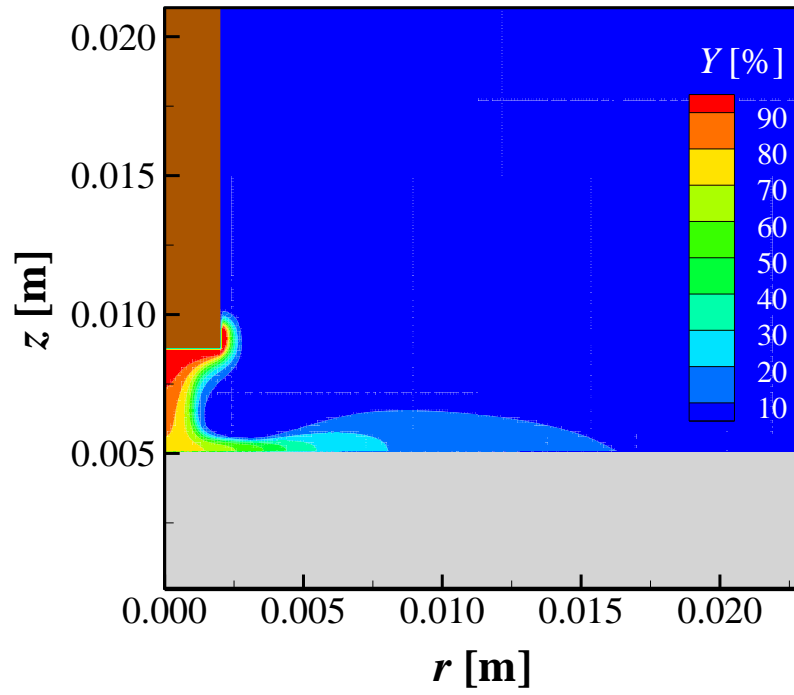


Fig. 5.19 Iron vapor concentration distribution of gas metal arc.

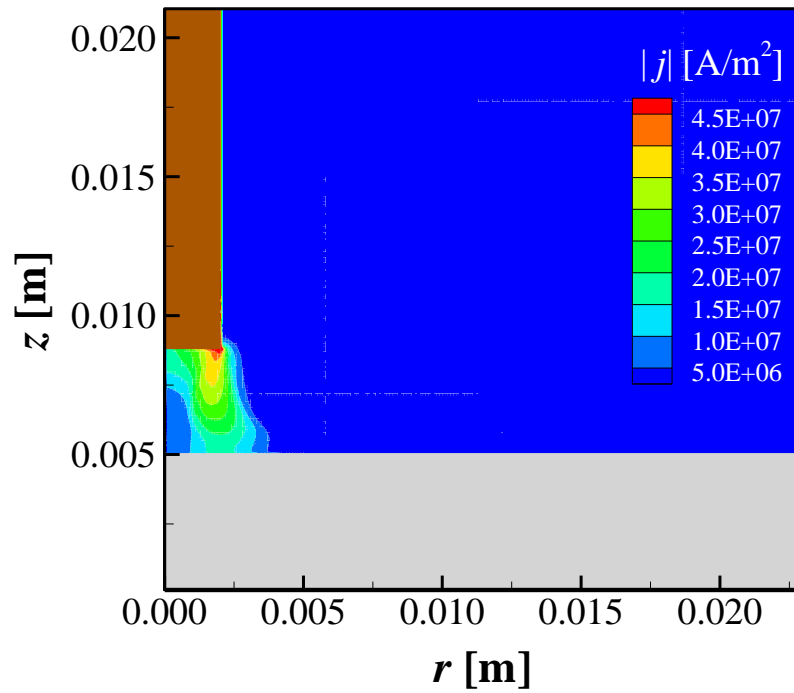


Fig. 5.20 Current density distribution of gas metal arc.



Table 5.7 Heat input to base metal in gas metal arc (Welding current: DCEP 600 A).

Welding current	600 A
Arc voltage	24.9 V
Power supply	14943.1 W
Droplet transfer	2102.3 W
Heat transfer	1890.1 W
Radiation from arc plasma	1212.2 W
Joule heating	21.4 W
Electron emission	-566.0 W
Ion recombination	4486.9 W
Emission loss	-196.6 W
Total heat input to base metal	8950.3 W
Heat efficiency	59.9%

### 5.3 DEM-ISPH 連成計算手法によるスラグ形成および溶融池形成過程の数値計算

#### 5.3.1 支配方程式

本計算モデルでは簡単化のため、粉体フラックスだけではなく、溶融スラグおよび再凝固したスラグの振舞いは離散要素法（DEM）を用いて計算する。Newton の運動方程式に基づき、粒子 $a$ の速度は次のように決定される。

$$\frac{d\vec{u}_a}{dt} = \frac{1}{m_a} \left( \vec{F}_a^{Cn} + \vec{F}_a^{Ct} + \vec{F}_a^{Cavity} \right) + \vec{g} \quad (5.31)$$

ここで、 $\vec{u}$ は粒子の速度ベクトル、 $t$ は時刻、 $m$ はフラックスの質量。  $\vec{F}^{Cn}$ は法線方向の接触力、 $\vec{F}^{Ct}$ は接線方向の接触力、 $\vec{F}^{Cavity}$ はキャビティから受ける圧力である。一方、溶融した金属粒子 $a$ の速度 $u_a$ は、第3章で述べた Navier-Stokes 方程式に式(4.1)を拡張した外力項を取り入れた次式によって決定される。

$$\begin{aligned}
\frac{d\vec{u}_a}{dt} = & - \sum_b m_b \left( \frac{p_a}{\rho_a^2} + \frac{p_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} + \frac{2\delta}{\lambda_a N_a \rho_a} \sum_b \frac{2\mu_a \mu_b}{\mu_a + \mu_b} (\vec{u}_b - \vec{u}_a) W_{ab} \\
& + \vec{g} + \frac{\tau_a dA_a}{\rho_a V_a} + \frac{\vec{j}_a \times \vec{B}_a}{\rho_a} + \frac{1.2\gamma h}{\rho_a V_a} \sum_b f_{ab}^{\text{Attract}} + \frac{p_a^{\text{Arc}}}{\rho_a V_a} dA_a \vec{n}_a \\
& + \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{dA_a (\vec{n}_{na} \times \nabla T_a \times \vec{n}_{na})}{\rho_a V_a}
\end{aligned} \tag{5.32}$$

ここで式(5.32)の右辺の各項は圧力勾配，粘性力，重力，気流とのせん断力，Lorentz 力，法線方向の表面張力，アーク圧力，熔融金属の温度勾配によって生じる Marangoni 効果を示している．アーク圧力は前節で得られた熱源計算から得られた相対圧力を与えた．全粒子の温度変化は次のエネルギー輸送式で決定され，

$$\begin{aligned}
\frac{dT_a}{dt} = & \frac{1}{\rho_a V_a C_a} \sum_{a,b \in \text{Flux}} (H_c + H_g)(T_b - T_a) + \frac{2\delta}{\lambda_a N_a \rho_a C_a} \sum_{a \cup b \notin \text{Flux}} \frac{2\kappa_a \kappa_b}{\kappa_a + \kappa_b} (T_b - T_a) W_{ab} \\
& + \frac{dA_a}{C_a m_a} \left[ \frac{\kappa_{CO} \kappa_a (T_{CO} - T_a)}{\kappa_{CO} dz + \kappa_a dz'} - \varepsilon \alpha (T_a^4 - 300.0^4) - |j_{e_a}| \varphi_c + |j_{i_a}| V_{i_a} \right]
\end{aligned} \tag{5.33}$$

$T$ は温度， $C$ は比熱， $\kappa$ は熱伝導率， $H_c$ は接触によるコンダクタンス， $H_g$ はガスによるコンダクタンス<sup>85, 86)</sup>である．接触によるコンダクタンス $H_c$ およびガスによるコンダクタンス $H_g$ は先行研究<sup>85, 86)</sup>に基づき以下のように定義される．まず，Fig. 5.21 に示すのは接触している2粒子の模式図である．青線の枠はDEM粒子が半分ずつ含まれる三次元の単位コントロールボリュームである．離散要素法は粒子間の若干のめり込みを許容する計算手法であるため，接触している粒子間には接触半径 $r_c$ の接触断面積が生じる．この接触半径は次式より求めることができる．

$$r_c = \sqrt{r_p^2 - (0.5|\vec{l}_{ab}|)^2} \tag{5.34}$$

$r_p$ は粒子の半径であり， $|\vec{l}_{ab}|$ は粒子間の相対距離である．以上の接触半径を用いて，接触部で生じる熱伝導を表す接触コンダクタンス $H_c$ は次式で表される．

$$H_c = 2 \frac{\kappa_a \kappa_b}{\kappa_a + \kappa_b} r_c \quad (5.35)$$

本来接触半径は Hertz の接触理論より求めるべきであるが，フラックスの Poisson 比や Yang 率が不明であるために式(5.34)を用いている．一方，ガスコンダクタンス $H_g$ は接触部の周辺のガス領域を通じた熱伝導を示している．Fig. 5.22 に接触部周辺の模式図を示す．図中の白の領域が粒子を示しており，水色の領域が粉体間に存在するガス領域を示している．DEM 粒子がガスに晒されている表面積 $A_g$ と，Fig. 5.22 中に黄色の線で示している 2 粒子間の熱流束の平均距離 $l_g$ を用いて，ガスコンダクタンス $H_g$ は次式で記述される．

$$H_g = \kappa_g \frac{A_g}{l_g} = \kappa_g \frac{\frac{4\pi r_p^2}{2} - \pi r_c^2}{\frac{r_p^2 \left(1 - \frac{\pi}{4}\right)}{r_p - r_c}} = \kappa_g \frac{2\pi \left\{1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_c}{r_p}\right)^2\right\} (r_p - r_c)}{1 - \frac{\pi}{4}} \quad (5.36)$$

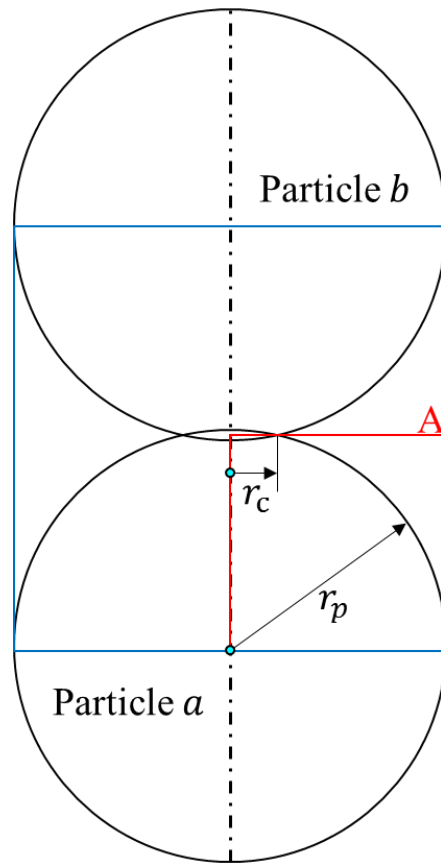


Fig. 5.21 Schematic illustration of contacted particles.

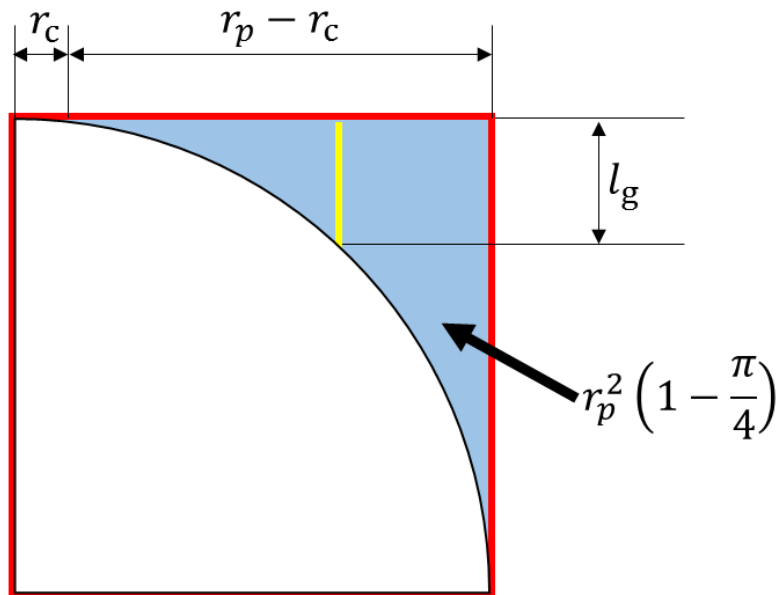


Fig. 5.22 Schematic illustration of cross-section of gas region near particle.

### 5.3.2 計算領域と境界条件

Fig. 5.23 に本計算の計算領域を示す．4 枚の壁と 1 枚の母材で構成されている箱（ $t$  33×35×50 mm）の中にはフラックス粒子が充填されている．また，計算領域内にはワイヤに相当する空間（ワイヤ空間）を設けている．この空間の直径はワイヤ径に等しく，その中心軸は熱源の中心に等しい．ワイヤ空間は Fig. 5.23 中の矢印の方向に溶接速度で動く．この空間に接する粒子は自身の速度とワイヤ送給速度との速度差に応じて，式 (3.109) の右辺第 2 項に示す，接線方向のせん断力に相当する力を受ける．Fig. 5.24 に示すのはワイヤ空間に接する DEM 粒子の模式図である．図中の破線はワイヤ空間の外形線を示しており，一点鎖線はこのワイヤ空間の中心を示す．めり込み量は粒子の半径とワイヤ半径の和から  $xy$  平面における粒子-ワイヤ中心の距離  $\sqrt{(x_a - x_{Arc})^2 - (y_a - y_{Arc})^2}$  を差し引いた距離になる．この距離に応じた  $z = z_a$  における  $xy$  平面上の反発力を Hooke の法則から求めて DEM 粒子に与える．ばね定数は粒子間にはたらく値と同じに設定している．

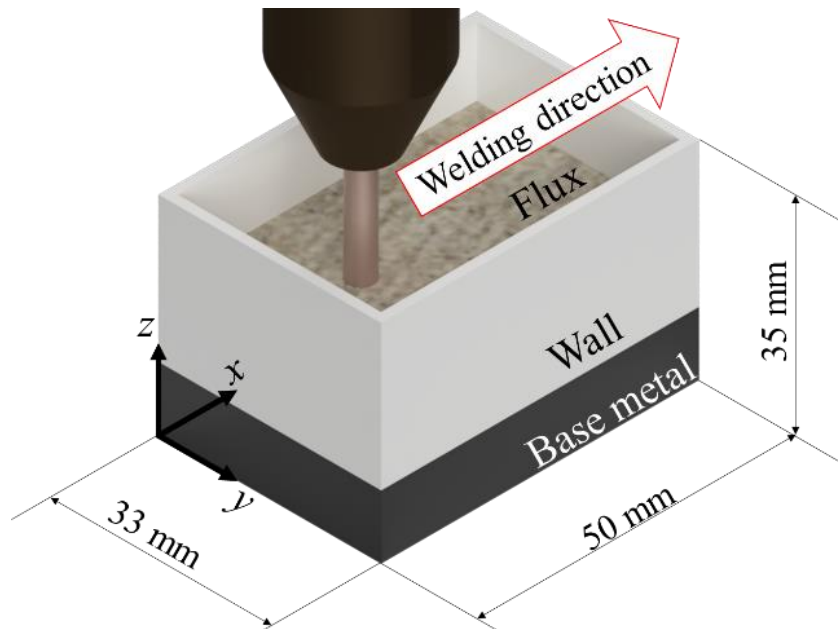


Fig. 5.23 Computational domain for the simulation of slag and weld pool formation processes.

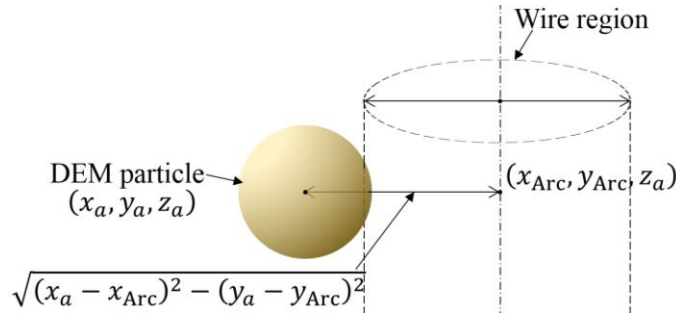


Fig. 5.24 Schematic illustration of collision with wire space.

ワイヤ先端近傍にはキャビティに相当する空間を形成している． Fig. 5.25 にそのキャビティ形状の模式図を示す． キャビティの形状は次式で表すような半楕円球とする．

$$\frac{(x_a - x_{Arc})^2}{l_x^2} + \frac{(y_a - y_{Arc})^2}{l_y^2} + \frac{(z_a - z_{Arc})^2}{l_z^2} \leq 1 \quad \left| \begin{array}{l} z_a \geq z_{Arc} \end{array} \right. \quad (5.37)$$

$(x_a, y_a, z_a)$ はキャビティ内の位置座標であり， $(x_{Arc}, y_{Arc}, z_{Arc})$ は熱源の中心位置である． $y_{Arc}$ は母材の幅の半分に等しく， $z_{Arc}$ は母材の高さに等しい． $l_x, l_y, l_z$ は楕円球の各軸の長さである．各軸の長さは Fig. 5.13 中のガス領域の大きさから $l_x = l_y = 4.7 \text{ mm}$ ， $l_z = 4.8 \text{ mm}$ と設定する．このキャビティの壁面の DEM 粒子にはキャビティから受ける圧力 $F^{\text{Cavity}}$ として大気圧からの相対圧力 3000 Pa を与えている．

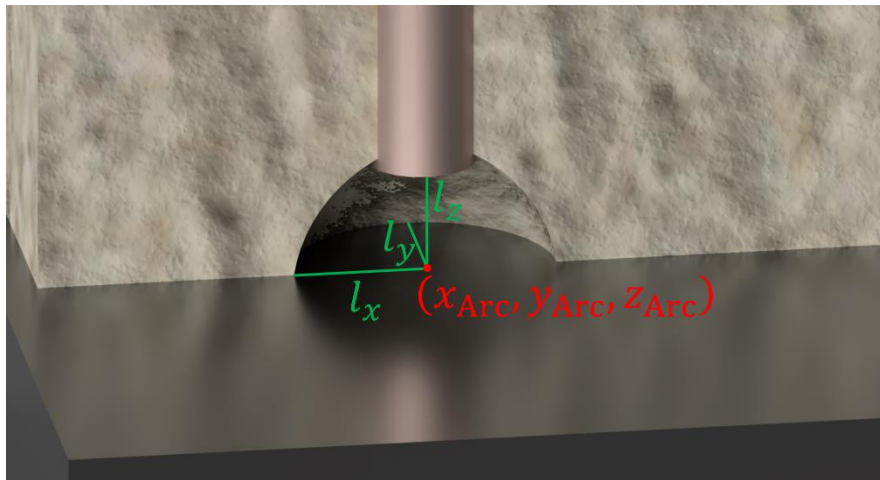


Fig. 5.25 Schematic illustration of a cavity shape near the heat source.

本計算では溶滴を熱源の中心で生成し、一定の周期で熔融池に輸送するが、溶滴の温度や直径等の詳細が必要である。溶滴による入熱 $q_d$ を有限体積法と SIMPLE 法の計算結果から得ることで、溶滴の保有するエンタルピーは次式から求めることができる。

$$h_d = \frac{q_d}{\rho_d V_d \Psi_d} \quad (5.38)$$

$h_d$ は溶滴のエンタルピーであり、 $q_d$ は有限体積法と SIMPLE 法により求めた溶滴による母材への入熱である。 $\rho_d$ 、 $V_d$ 、 $\Psi_d$ はそれぞれ溶滴の密度、溶滴の体積、1秒間に輸送される溶滴の個数を示している。本計算では溶滴の温度は 3000 K と設定し、X 線透過観察から溶滴径はワイヤ径よりも小さかったため、2.5 mm と設定する。

次に、計算の仮定について述べる。本計算でも第 4 章と同様に、120 個の SPH 粒子が液体状態になると流体計算を開始する。また、本研究では簡単化のため熔融フラックスの流動も離散要素法を用いて計算するために、熔融スラグ内部の対流を正確に解くことができない。そこで熔融スラグの熱伝導率は対流の影響を考慮し、有限体積法と同様にスラグ領域の熱伝導率をフラックス粒子の 3 倍に設定する<sup>82)</sup>。粒子の相変化の取扱いについては 4.2.2 で述べたとおりである。境界条件についても 4.3 で述べた条件を母材に対して適用している。ただし、フラックスを保持している壁面は断熱条件とする。溶滴は直方体の状態でワイヤ空間内に生成され、X 線透過観察から得られた溶滴の速度 2.2 m/s を初速として鉛直下向きに与える。この溶滴は式(5.38)から得られる $\Psi_d$ から求めた溶滴移行周波数 (12.8 Hz) で溶滴を生成する。この溶滴が熔融池に輸送されるまで、溶滴を構成する粒子の温度変化は考慮しないものとする。そして、この溶滴は圧力勾配や粘性力、重力、表面張力の影響を受けながら熔融池に向かって輸送される。

### 5.3.3 計算条件と物性値

Table 5.8 に本計算における計算条件を示す。全ての粒子の直径は 0.5 mm とし、有限体積法および SIMPLE 法による熱源の計算と同様に、フラックスを構成する DEM 粒子にボンドフラックスの一種である PF-200 の物性値を与え、2.25Cr-1Mo 鋼の物性値を溶

滴と母材を構成する SPH 粒子に与える．このフラックス粒子は十分乾燥させたとして，DEM 粒子の初期温度は 600 K とする．なお，有限体積法とは異なり離散要素法では粉体 1 粒 1 粒を解くため，バルク材料の熱伝導率が必要となる．しかしながら，熱線法<sup>87)</sup>などで測られる粉体の熱伝導率では粉体間の熱伝導も含まれるため，式(5.33)では正しい熱伝導現象を解くことができない．そこで本計算において粒子に与える熱伝導率は PF-200 の主要成分である CaO と MgO の熱伝導率<sup>88)</sup>の調和平均値とする．

Table 5.8 Other computational conditions.

Diameter of particle	[mm]	$\phi 0.5$
Evaluate radius of kernel function	[mm]	1.0
Time step	[s]	$1.0 \times 10^{-4}$
Density	[kg/m <sup>3</sup> ]	Flux: 3230.0 Base metal: 7750.0
Spring constant	[N/m]	$7.5 \times 10^1$
Coefficient of restitution	[-]	$7.5 \times 10^{-1}$
Viscosity	[Pa·s]	Flux: $1.2 \times 10^{-1}$ Base metal: $1.5 \times 10^{-3} \sim 1.2 \times 10^{-2}$
Thermal conductivity	[W/(m·K)]	Flux: 20.2 Base metal <sup>78)</sup> : 26.7 ~ 36.9
Specific heat	[J/(kg·K)]	Flux: 720.1 ~ 1827.0 Base metal <sup>78)</sup> : 444.8 ~ 2108.6
Melting point	[K]	Flux: 2572.0 Base metal: 1750.0
Emission coefficient	[-]	Flux: 0.8 Base metal: 0.4
Welding speed	[mm/s]	2.5, 5.0, 10.0



#### 5.3.4 時間経過に伴うスラグ形成および熔融池形成過程

Fig. 5.26 に各時刻の温度場を示し、Fig. 5.27 にそのときの粒子の状態分布を示す。これらの図は溶接線に沿った縦断面を示しており、ワイヤの領域は黒で示している。Fig. 5.26 において、温度場の灰色の粒子は母材の融点よりも温度が低い粒子を示している。青から赤に色づけられた粒子の温度は母材の融点以上であることを示しており、その温度に応じて色分けされている。Fig. 5.27 に示す粒子状態分布においては、母材と壁は薄灰で示されており、熔融金属は青、ワイヤの領域は黒で示している。粉体フラックス、熔融スラグ、再凝固スラグはそれぞれ黄、赤、茶で示している。フラックスの温度が自身の融点を超えるとフラックス粒子はスラグ粒子になるとした。

計算開始と同時に、母材とフラックスはワイヤ先端に存在するアークプラズマによって加熱される。プラズマからの放射によってキャビティ表面のフラックスの温度が先行して上昇し、0.06 s ほどで熔融してスラグとなる (Fig. 5.26(a), Fig. 5.27(a))。遅れて母材表面が熔融し、熔融金属粒子は  $t = 0.11$  s ごろになると十分に熔融し流体計算を始める (Fig. 5.26(b), Fig. 5.27(b))。やがて母材を構成している熔融金属粒子から成る熔融池の質量は、溶滴移行によって増加する (Fig. 5.26(c), Fig. 5.27(c) ~ Fig. 5.26(g), Fig. 5.27(g))。熱源が通過した後は融点の高いスラグから再凝固しはじめ (Fig. 5.26(d), Fig. 5.27(d))、遅れて熔融池を構成する熔融金属が再凝固する (Fig. 5.26(e), Fig. 5.27(e))。時間経過と共に熔融池内部の温度場は準定常状態となり、熔融池内部では Fig. 5.26(h) の A 部のように、熱源の後方に高温部が形成される。この熱源後方の高温部を維持したまま熔融池は溶接方向に成長する (Fig. 5.26(h), Fig. 5.27(h) ~ Fig. 5.26(j), Fig. 5.27(j))。これらの結果が示すように、本研究で構築した連成計算モデルは熔融池とスラグの形成を同時にシミュレートできた。

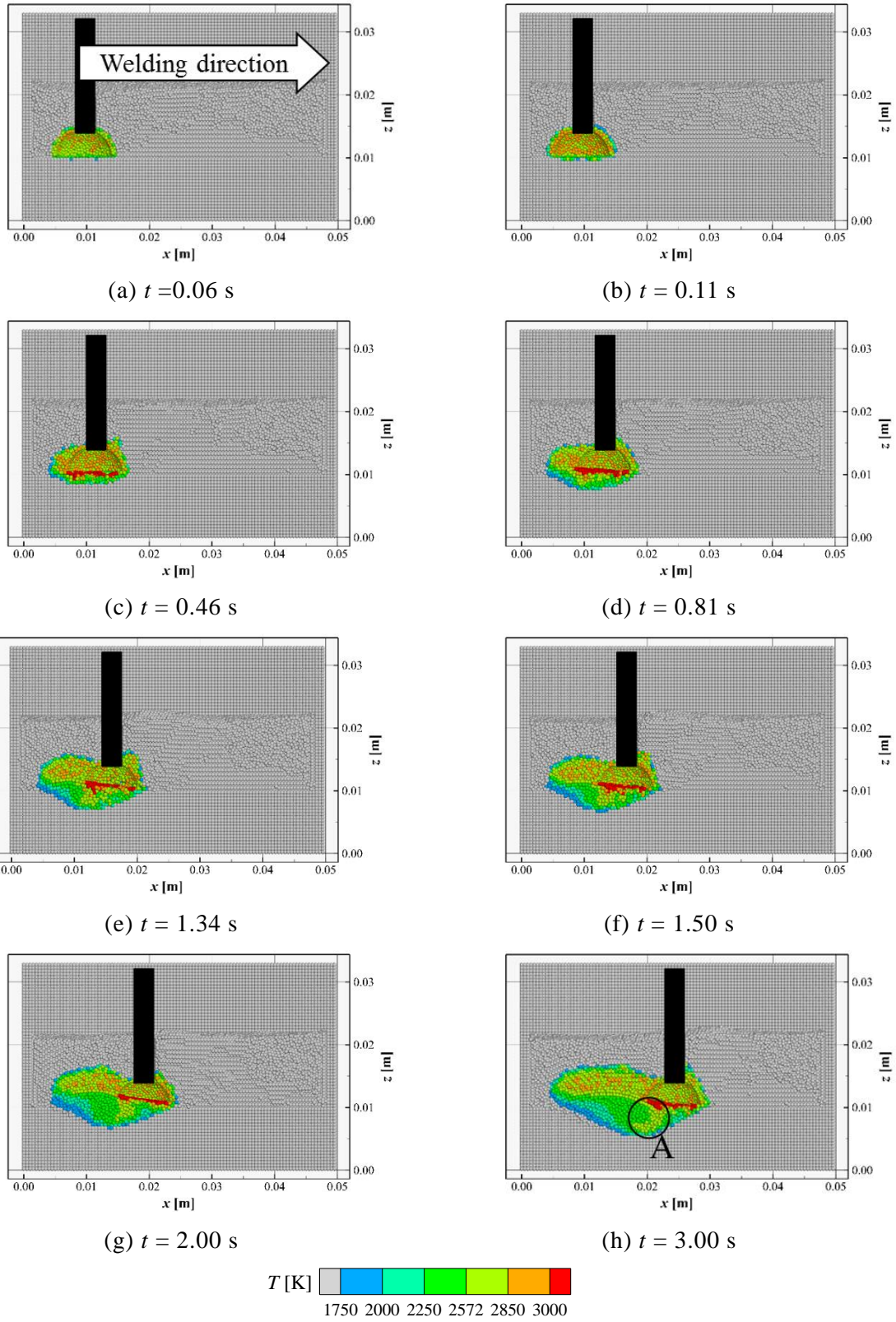


Fig. 5.26 Temperature distribution with time evolution.

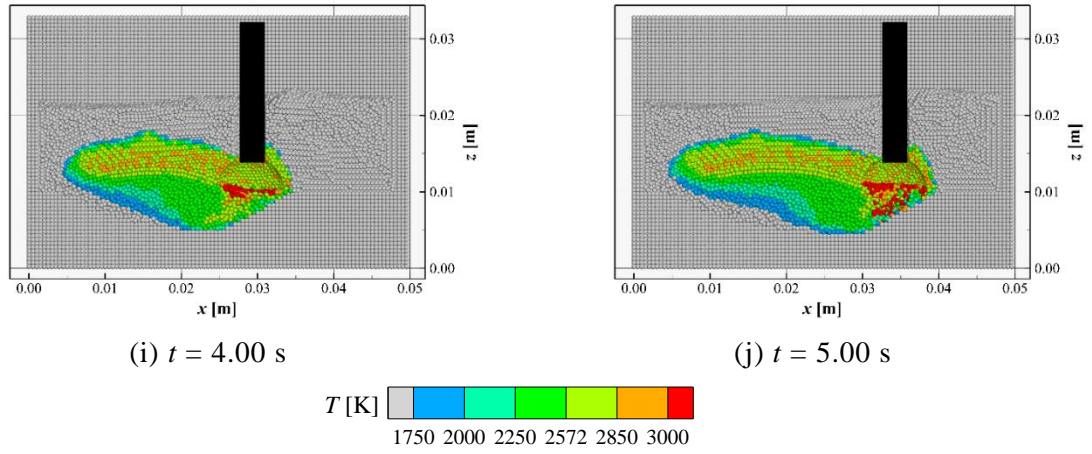


Fig. 5.26 Continued.

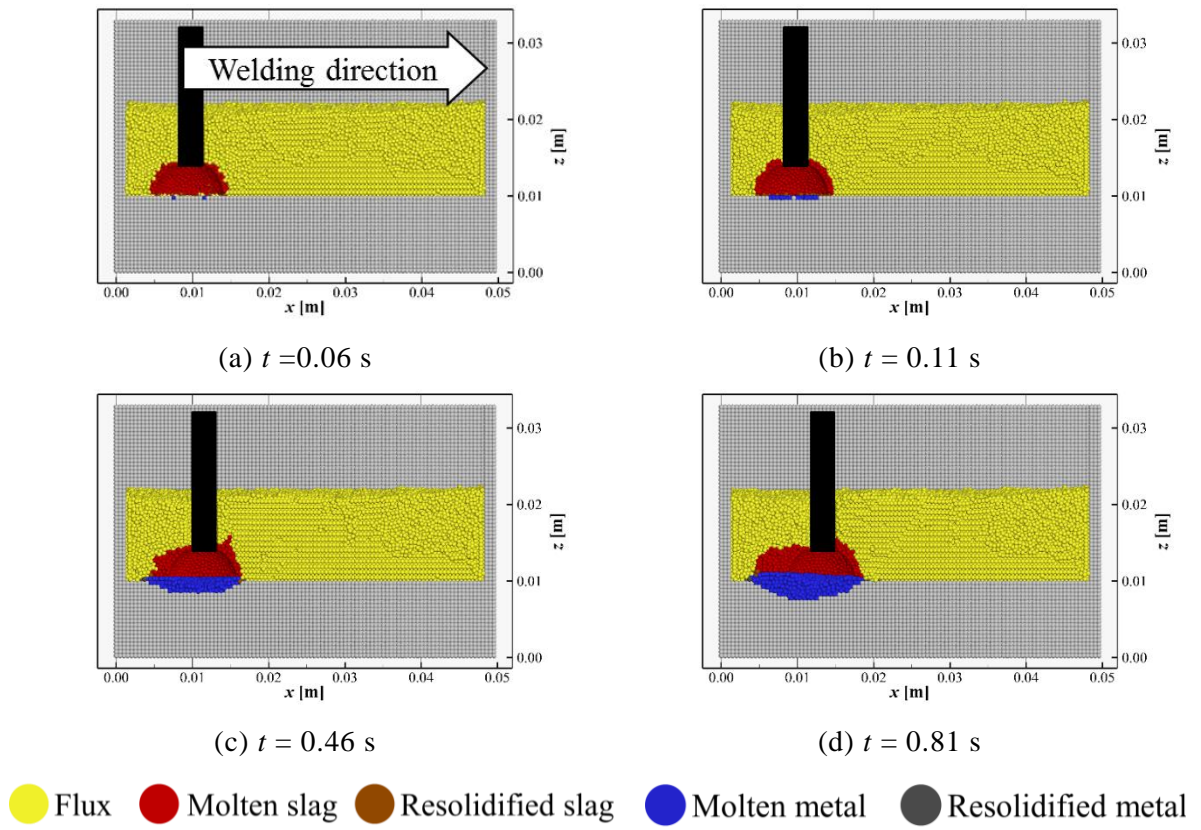


Fig. 5.27 Particle state distribution with time evolution.



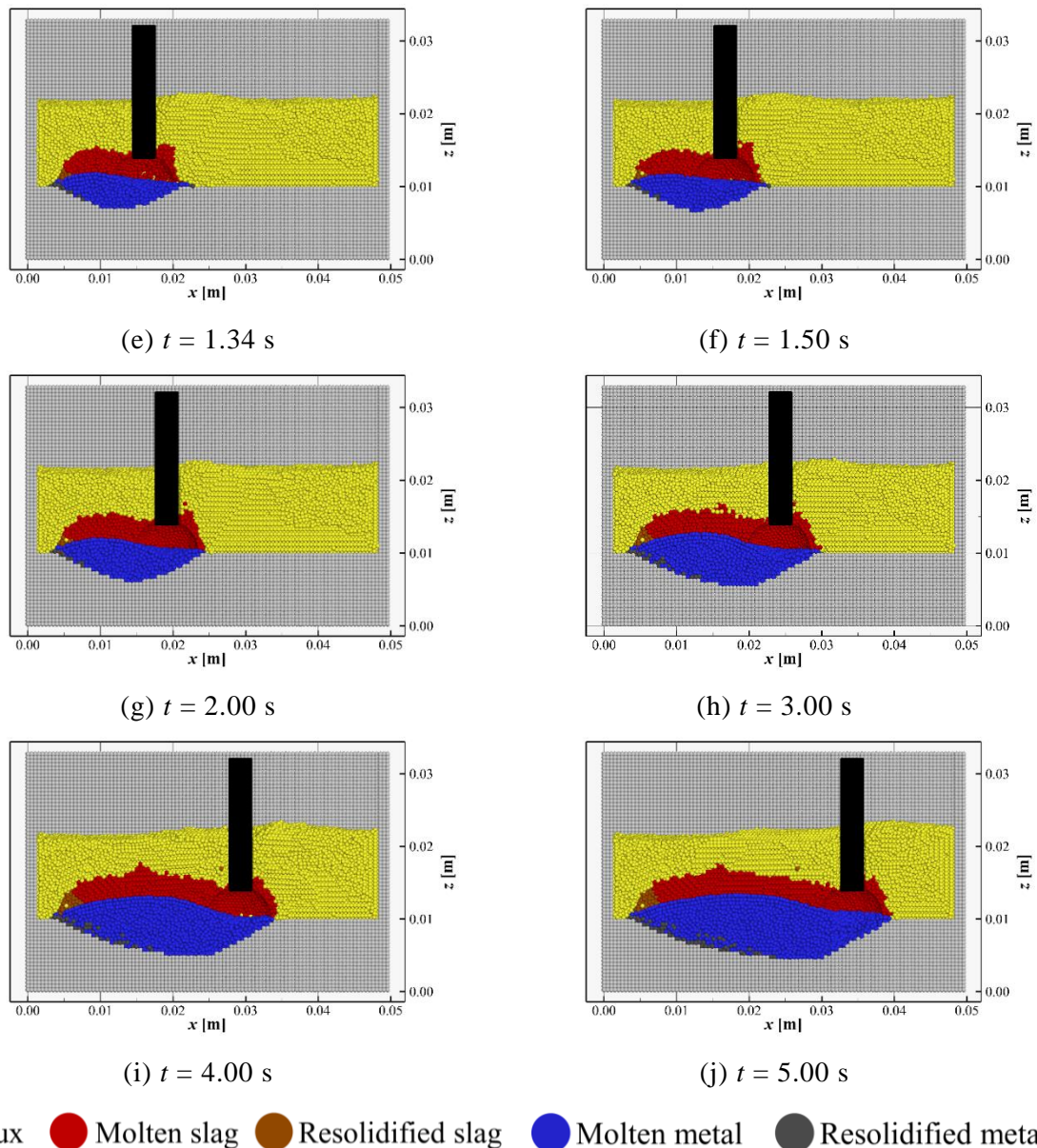


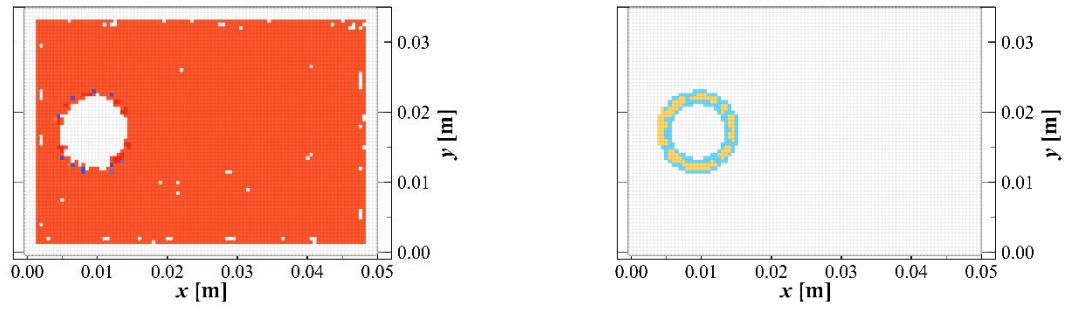
Fig. 5.27 Continued.

### 5.3.5 フラックスやスラグが母材表面の入熱に与える影響

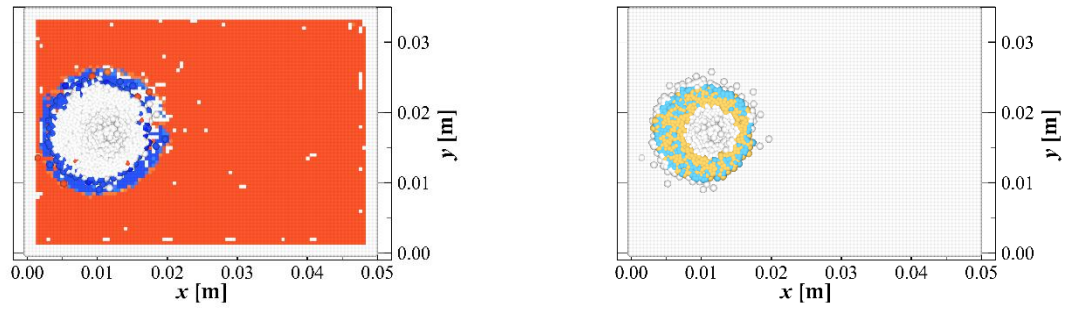
以上の結果を用いて、サブマージアーク溶接の特徴であるフラックスやスラグが母材へ与える入熱の分布を調査する．Fig. 5.28 に示すのは、フラックス-母材間の熱流束分布とスラグ-母材間の熱流束分布である．各時刻において、左の図はフラックス-母材間の熱流束分布を示しており、右の図はスラグ-母材間の熱流束分布を示している．色はフラックスやスラグから母材表面への熱流束を示しており、赤色になるほど母材は加熱され、青色になるほど冷却されることを示している．計算開始時点ではフラックスは予熱され

ているため、母材がフラックスによって加熱される (Fig. 5.28(a)). 時間経過と共に熱伝導率の高い母材の一部の温度がフラックスの温度を上回り、熔融池の周辺ではフラックスに熱が奪われる領域が生じる (Fig. 5.28(b)). しかしながら、熱源の通過後にこの領域は再び加熱され、母材表面に発生しているフラックスに熱を奪われる領域は三日月型の分布となる (Fig. 5.28(c)). この三日月型の分布を維持したまま、熱源が移動してビードが形成されていく (Fig. 5.28(d)). Fig. 5.29 に示すのは  $x = 2.5 \text{ mm}$ ,  $y = 17.5 \text{ mm}$  におけるフラックスから母材表面への熱流束の履歴である. この図からも、一度熱流束が負になり母材からフラックスへと熱が奪われた後、徐々にフラックスから母材に入熱されている様子がわかる. 計算開始から 2.7 s 後にはフラックスから母材への入熱量はほぼ一定となり、その平均熱流束は  $5.33 \times 10^5 \text{ W/m}^2$  である.

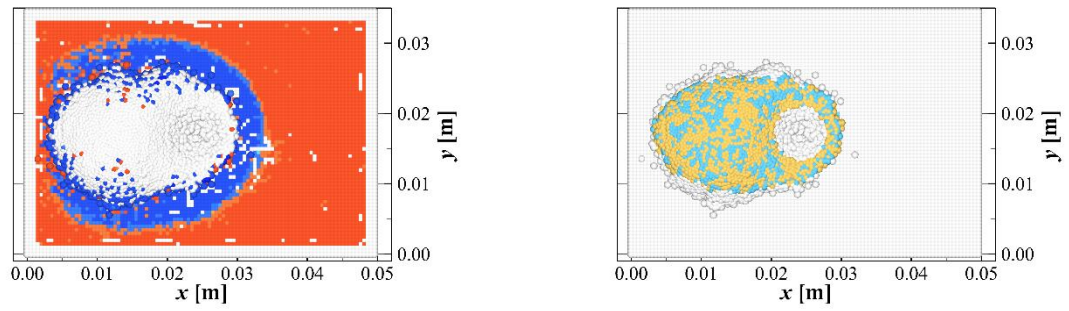
一方、スラグとの熱伝導に着目すると、どの時刻においても溶接ビード表面の熱流束は小さく、ほとんど加熱や冷却はされていないことがわかる. これは Fig. 5.26 からわかるようにスラグと熔融池表面の温度差が小さいためである. このスラグからの熱流束は本来シールドガスによって金属表面から奪われる熱が、奪われることなく保持されていることを示している. このように、熱源周辺の金属表面の熱はフラックスによって一時的に吸収され、熱源通過後にフラックスから入熱を受けることが明らかとなった. またスラグが熔融池を覆うことによってスラグ-熔融池間の熱の授受が抑えられており、スラグの保温効果が可視化された.



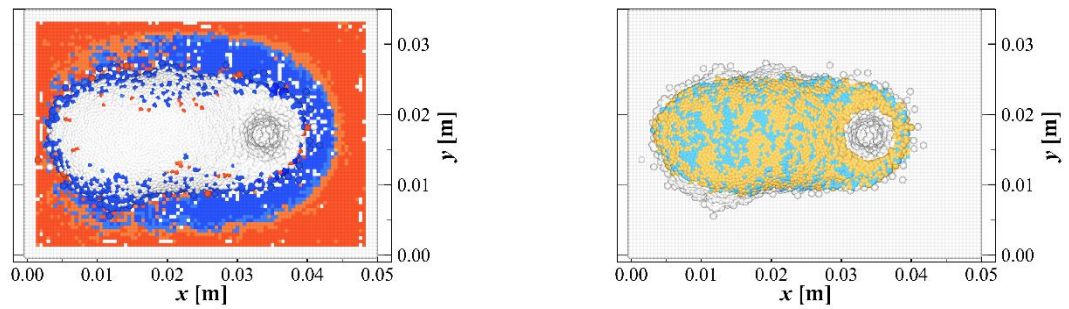
(a)  $t = 0.1$  s



(b)  $t = 0.5$  s



(c)  $t = 3.0$  s



(d)  $t = 5.0$  s

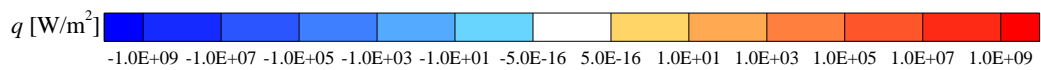


Fig. 5.28 Heat input distributions of heat conduction from powder flux (left) and heat conduction from slag (right).

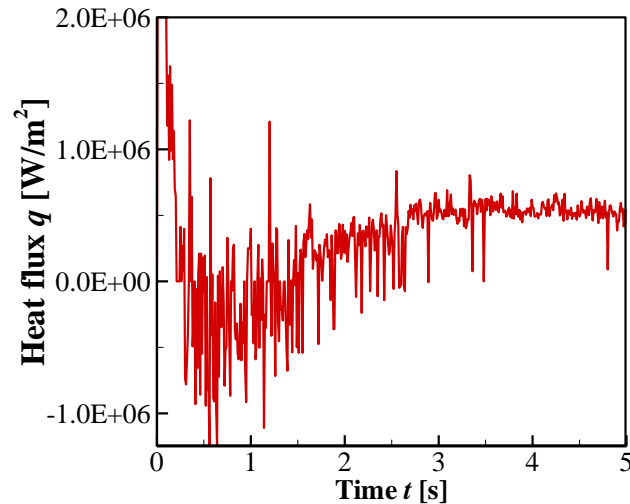


Fig. 5.29 Time history of heat flux from flux powders to base metal surface ( $x = 2.5$  mm,  $y = 17.5$  mm).

### 5.3.6 実験との比較

Fig. 5.30 に実験との比較結果を示す．計算結果は  $t = 5.00$  s における  $x = 20$  mm の横断面を示している．図中では，溶融している粒子は青，再凝固した粒子は濃い灰で，未溶融の母材粒子は薄い灰で示している．実験結果では，断面における固液界面を赤の破線で示している．図からわかるように，最大溶込み深さの差はおよそ粒子 1 層分であり，実験と同等の溶込みが得られたといえる．これは溶滴の持つ熱量が溶融池底部まで輸送されていることを表している．しかしながら，ビード幅には 5 mm ほどの差が生じた．このように実験と本計算で同等の溶込みが得られているにもかかわらず，溶着金属部分に差が生じた原因は溶滴移行周期の違いである．本研究では前節で示した熱源分布から得られた，溶滴移行による母材表面への入熱と式(5.38)を用いて溶滴移行周期を求めている．本計算ではこの溶滴移行周期は 12.8 Hz であり，同溶接条件での実験から得られた溶滴移行周期 (25.6 Hz) の半分である．このように溶滴移行周期が実際よりも長くなることによって，母材への溶着量が少なくなり，余盛の幅に差が生じたと考えられる．

以上のような原因により溶着断面積は減少したものの，溶滴の持つエネルギーは溶融池へと輸送されているため，実験と同等の溶込みが得られており，本研究で構築した数値シミュレーションモデルはサブマージアーク溶接の溶込み深さを予測する上で有用であるといえる．この後は，この深い溶込みを得る要因となった溶接線方向の縦断面の流れ場について考察する．

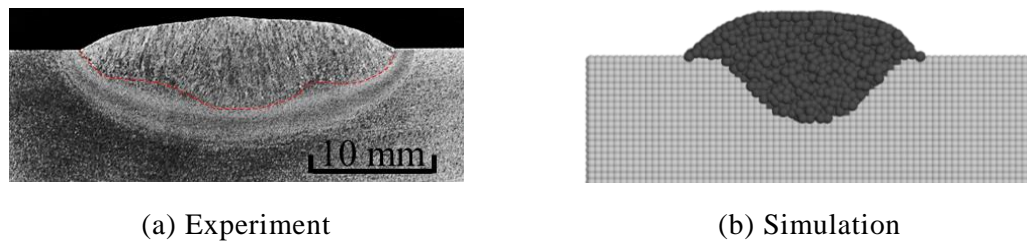


Fig. 5.30 Comparison result of bead cross-section (Welding current: DCEP 600 A).

### 5.3.7 アンサンブル平均後の速度場による溶融池対流現象の考察

流れ場を考察するため、 $t=4.0\text{ s}$  から 12 周期分の溶滴移行を用いてアンサンブル平均処理を行った。Fig. 5.31 にアンサンブル平均後の溶融池の流れ場を示す。この図は溶接線に沿った縦断面を示している。Fig. 5.31 において色はその地点における速度のスカラを示しており、このスカラ量は  $x, z$  方向のみの速度成分から求められている。 $T_c$  は溶滴移行の周期 (78 ms) であり、 $t_c/T_c = 0 \sim 1$  は溶滴移行 1 周期分を示している。また  $x = 0.0\text{ mm}$  は熱源の中心を示している。

溶滴が輸送される前の溶融池には熱源の後方に大きな渦が存在する (Fig. 5.31(a))。これは溶融池表面において高温部が熱源の中心よりも後方に存在するためである。この高温部に向かって周囲の表面の溶融金属が流れることで、高温部の溶融金属は溶融池内部に向かって流れる。その結果、熱源後方の高温部の真下では周囲よりも速い流れが生じ、表面から流れ込んだ高温の溶融金属が溶融池底部を加熱する。

溶滴が輸送されると、溶融池表面は溶滴によって押し下げられ、溶滴落下位置の溶融金属の速度が増加する (Fig. 5.31(b))。この溶滴の落下によって溶融池を構成する溶融金属は溶接方向に対し、前後方向に押し退けられることで溶融池表面は大きく凹む (Fig. 5.31(c))。やがて溶滴輸送によって大きく凹んだ領域では速度を増加させながら、溶滴移行周期の 10% ほどの期間で溶融池表面形状が元に戻る (Fig. 5.31(d), Fig. 5.31(e))。最終的には Fig. 5.31(f) のような速度場を保ち、次の溶滴が移行する。このように熱源近傍の溶融金属は溶滴の移行によって、その速度が増加する。また溶滴移行に関わらず熱源の後方では溶融池表面から底面に向かう流れの速い領域が存在し、この流れの後方では直径 5 mm 程度の大きさの渦が常に存在していることが示唆された。この渦は溶滴移行に伴う溶融池の変形によって形成されたものである。溶融池が溶滴移行によって大きく凹



んだ状態では、熱源後方の  $x = -3.0$  mm 付近では熔融池底部よりも表面の速度のほうが大きい (Fig. 5.31(c)). その結果、凹んだ熔融池底部の熔融金属が押し戻されるよりも熔融池表面の液体金属が流れ落ちるほうが速いため、熱源中心に熔融池表面の熔融金属が流れ込んで渦が生じたと考えられる。そして、この渦が消失する前に次の溶滴が熔融池に輸送されることで、熱源の後方では常にこの渦が存在していた。また熔融池表面で加熱された熔融金属が熔融池底部に向かって輸送されることで熔融池底部は加熱され、この流れの付近で母材が深く溶けることがわかった。

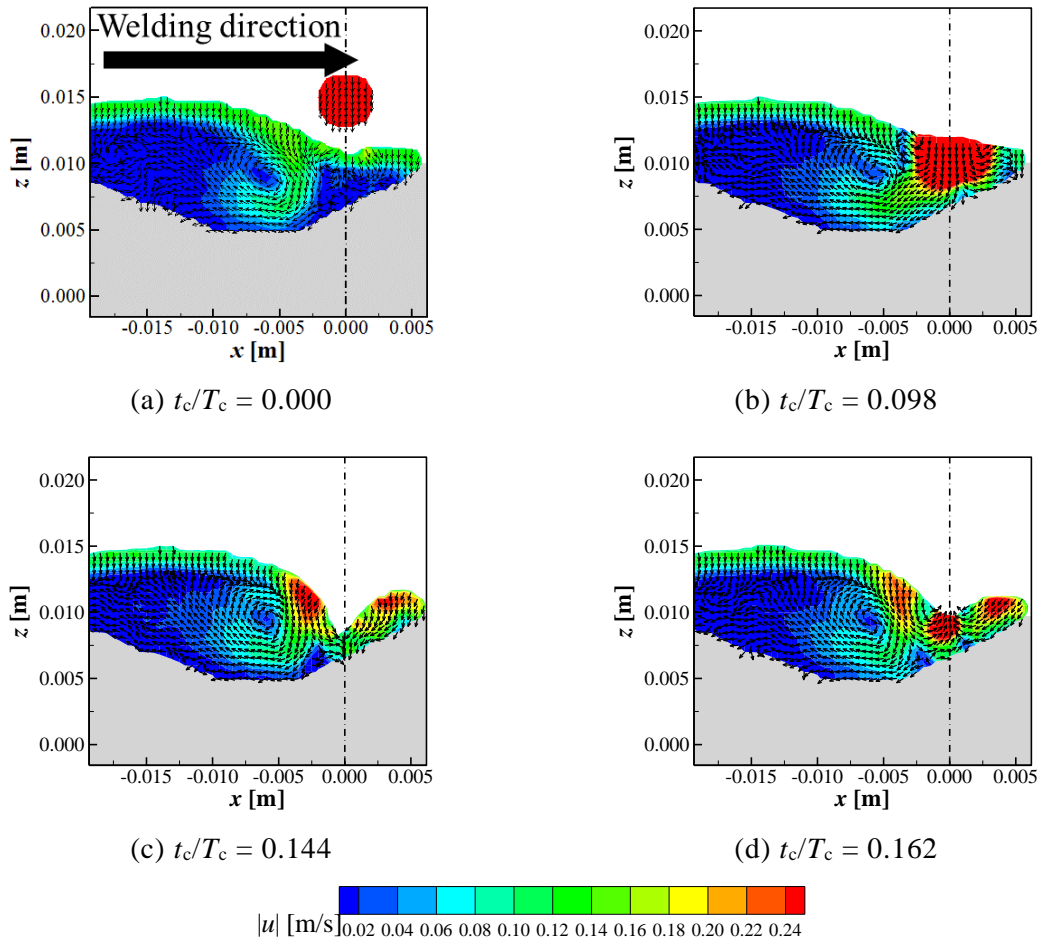


Fig. 5.31 Ensemble averaged velocity field on a weld line.

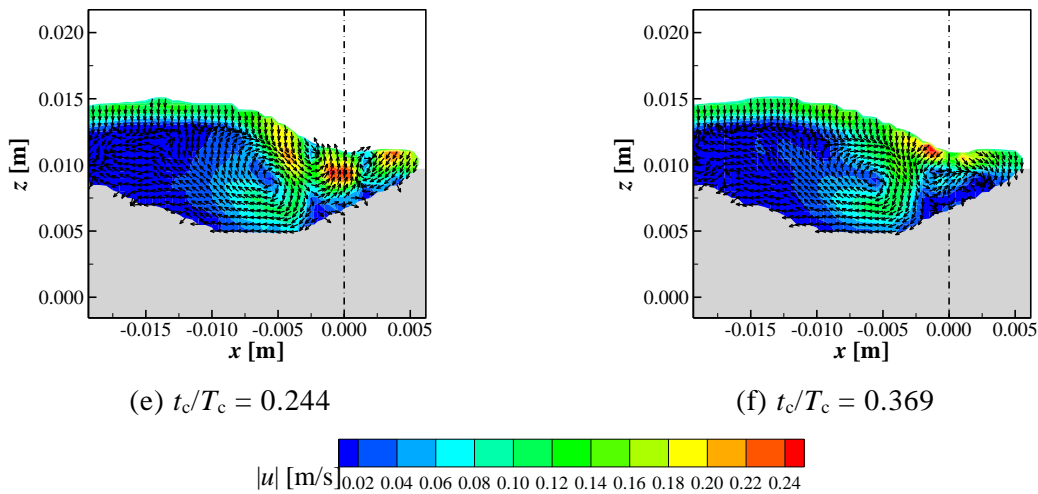


Fig. 5.31 Continued.

### 5.3.8 溶接速度がスラグ形成に与える影響

粉体の挙動を考慮した本計算モデルを用いて、溶接速度がスラグ形状に与える影響を調査する．溶接速度をこれまでの計算と同様に 5 mm/s と設定した場合に加え、2.5 mm/s、10.0 mm/s と設定してシミュレートした際のスラグの横断面を Fig. 5.32 に示す．これらの断面は熱源のおよそ 10 mm 後方で得られた．なお、 $y = 17.5$  mm が熱源の中心位置である．図より、スラグの厚みは溶接速度の増加と共に薄くなっており、特にスラグ中央で薄くなっている．Abe らは交流サブマージアークではあるものの、溶接速度の増加と共にスラグは薄くなることを実験的に示した<sup>89)</sup>．このように本計算モデルは実験と同様の傾向を示しており、本計算が示すスラグの形成過程は実際のサブマージアーク溶接中のスラグ形成過程と定性的に一致するものであることを示唆している．

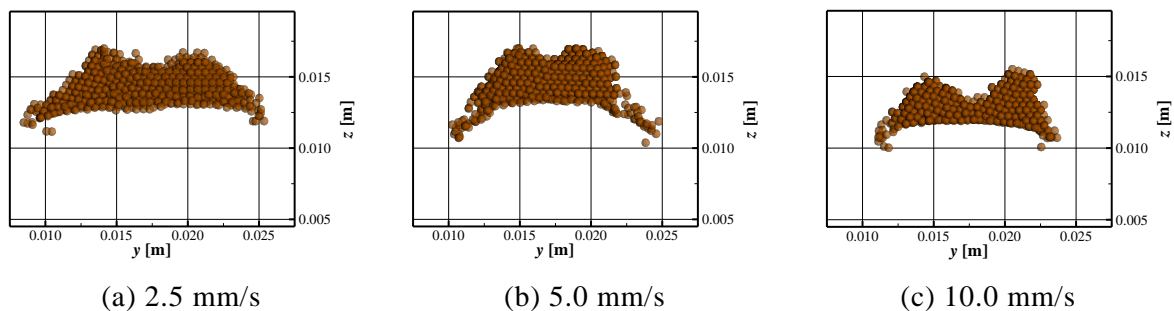


Fig. 5.32 Cross-section of slag for each welding speed.

スラグがこのように溶接速度の増加とともに薄くなり、特に中央部が凹む原因を明らかにするために、各溶接速度におけるフラックスとスラグの速度場を調査する。Fig. 5.33 に示すのは溶接速度が 5 mm/s のときのフラックスとスラグの速度場である。図は溶接線に沿った縦断面を示している。この速度場は次の手順で得られた。まず Fig. 5.31 と同様に座標系を、アンサンブル平均処理と同様に熱源中心を基準とした相対座標系に置き直す。次に Fig. 4.16(b)のように計算領域内に格子点を設定する。この格子点の間隔は粒子径に等しい。この格子点を中心として半径  $2d$  の影響半径内に存在するフラックスまたはスラグ粒子の速度を式(4.8)に従ってカーネル関数で重み付けして平均化する。この処理をすべての格子点で行うことで、ある時刻の空間におけるフラックスとスラグの速度場が求められる。そしてその速度場 1.0 s 分を用いた時間平均処理によって最終的な速度場が得られる。

図中にはフラックスとスラグが存在する領域のみを示しており、色はその点における速度の絶対値を示している。得られた速度場中のキャビティ周辺に注目すると、ワイヤ後方やキャビティ後方に位置するフラックスやスラグの速度よりもキャビティ側面に存在するフラックスやスラグの速度のほうが大きい。これはキャビティ側面では、ワイヤ送給によって発生する下方向のせん断力を受けるだけではなく、熱源の移動によってスラグが後方へと押しのけられるためである。またワイヤ後方ではフラックスはワイヤ送給によって生じる下方向のせん断力を受けて下方向に運動するのに対し、熔融池表面上のスラグは熔融池の質量増加に伴って上方へと押し上げられる。本計算の溶接条件ではこのフラックスの下向きの運動よりも、熔融池の質量増加やキャビティ側面から合流した別のスラグによってスラグを押し上げることで生じるスラグの上向きの運動が勝り、スラグは上方へと移動する。これらの結果から、下向きに力を与えるワイヤ送給やワイヤの移動によって生じる空隙を埋めるための下向きの運動と、熔融池形成に伴うスラグが押し上げられる力とのバランスによってスラグ中央部の凹みが生じるかどうかが決定的な要素と考えられる。

Fig. 5.34 に示すのは溶接速度が 2.5 mm/s のときのフラックスおよびスラグの速度場である。Fig. 5.33 に比べて溶接速度が低下した Fig. 5.34 の場合、熱源の移動速度が遅くなるため全体的にフラックスやスラグの相対速度が低下する。その一方で、ワイヤ後方

や熱源の近くに位置するフラックスはワイヤ送給によって生じるせん断応力の影響が大きく、フラックスの速度は熱源から離れた点でのフラックスの速度ほど低下していない。このフラックスの下に位置するスラグは、キャビティ側面で形成されたスラグがワイヤ後方に移動することで押し上げられる。このスラグが押し上げられる力が、ワイヤ送給によって下方向に引きずられているフラックスに押し下げられる力よりも大きいことで、スラグは上方向へと形成される。その結果、このような低速の溶接条件ではスラグの中心は凹まずに半月状のスラグが形成される。

一方、Fig. 5.35 に示すのは溶接速度が 10.0 mm/s と設定した場合のフラックスおよびスラグの速度場である。溶接速度が Fig. 5.33 のときよりも増加することで、ほとんどの領域で熱源に対する相対速度が増加していることがわかる。特にワイヤ側面のフラックスの速度が大きく増加しており、このフラックスによってワイヤ後方のフラックスは溶接部後方へと押し退けられる。また熱源の移動速度が速くなることによって、ワイヤおよびキャビティ領域の後方ではこれらの領域に接するフラックスとの間にできる空間が相対的に広くなり、ワイヤ後方の全域でフラックスがワイヤおよびキャビティの移動によってできた空間を埋めようと下向きに移動するようになる。また溶接速度の増加によって単位溶接長あたりに輸送される溶滴の数が減少し、ビードの高さは相対的に低くなる。したがって、スラグが熔融池に押し上げられる力も減少する。その結果、スラグはあまり盛り上がることなく熔融池上に形成され、溶接線上ではスラグ形成初期からスラグは下向きの力を受けるため、スラグの中心部分が凹んだ形状になる。

Fig. 5.36, Fig. 5.37, Fig. 5.38 はそれぞれ Fig. 5.33, Fig. 5.34, Fig. 5.35 のワイヤ近傍の拡大図を示している。各図の色は速度の  $z$  方向成分を示しており、ベクトルの長さは速度の  $xyz$  方向成分のスカラー量を示している。各図を比較すると、スラグの中央部が凹まない範囲で溶接速度を増加させても  $z$  方向の速度場に大きな差は見られず、キャビティの後方でスラグは上向きに運動していることがわかる。一方でスラグの中央部が凹んだ溶接速度 10.0 mm/s のときは、ワイヤの後方でフラックスの下方向の速度が増加しており、スラグも溶接部後方に向かって成長する。その結果、Fig. 5.36, Fig. 5.37 のようにスラグが上向きに向かって運動する様子は見られず、溶接線上ではスラグのほとんどは水平方向に運動する。

以上の結果から、ワイヤ後方の速度増加は  $z$  方向成分の変化が主要因であり、溶接速度が大きいほどワイヤの移動が周囲のフラックスの挙動に与える影響は大きいことが明らかとなった。また熱源周辺のフラックスやスラグの挙動は溶接速度によって異なることが示された。その一方で、本計算はキャビティ後方のガスの存在を考慮しておらず、スラグの挙動は実際の溶接現象と異なる部分も存在する。しかしながら実際のスラグは Fig. 2.12 に示したように、キャビティ内を流動していた濃灰色スラグの周辺を、キャビティを保持していたと考えられる白い膜状のスラグが覆っている。そしてこのドーム状のスラグはアーク圧や濃灰色のスラグに押し上げられると共に、スラグの上に存在するフラックスに押し下げられながら形成されることが、本計算で得られたスラグの形状と第 2 章で示した X 線透過観察結果から推察できる。したがって本計算が示す結果は実際のスラグ形成過程においても、下から押し上げられて上向きに動こうとするスラグと、ワイヤの送給や溶接方向への移動に伴って下向きに動こうとするフラックスの運動量の大小関係がスラグの形状を決定する要因となることを示唆している。

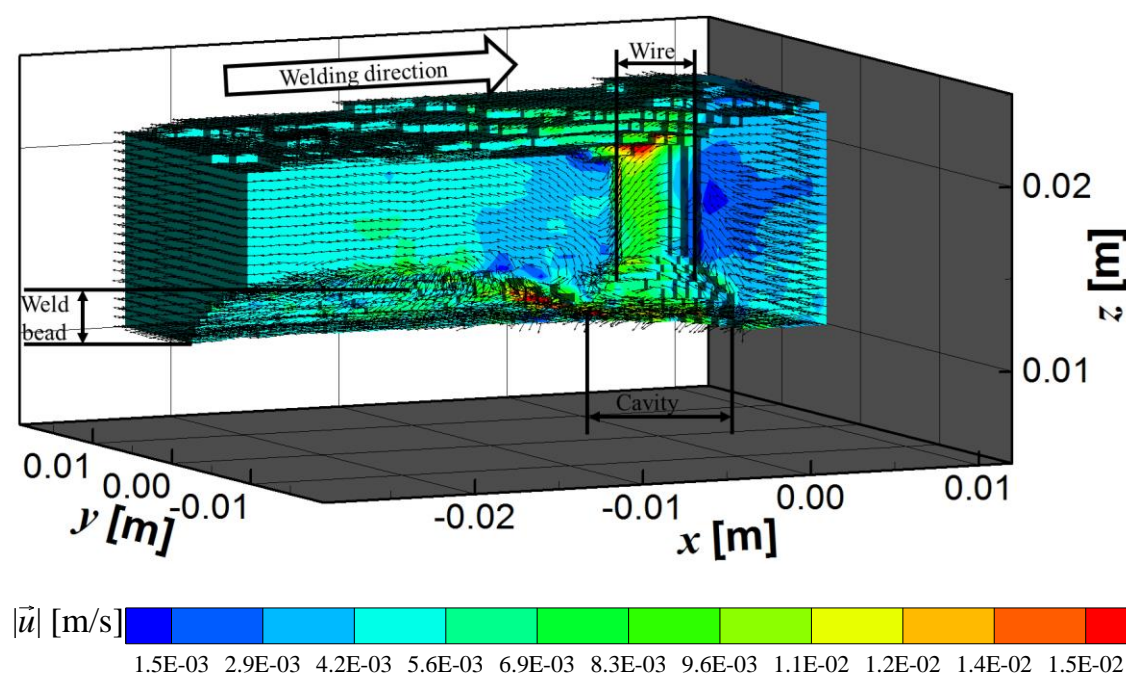


Fig. 5.33 Time averaged velocity field of flux and slag (Welding speed: 5.0 mm/s).

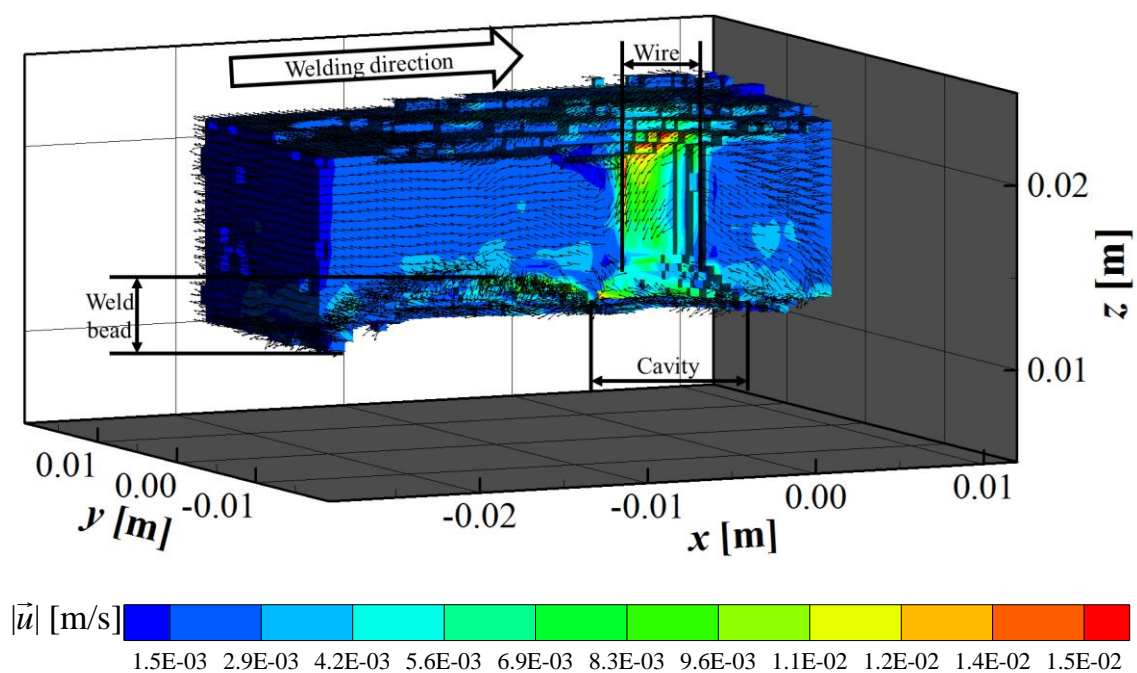


Fig. 5.34 Time averaged velocity field of flux and slag (Welding speed: 2.5 mm/s).

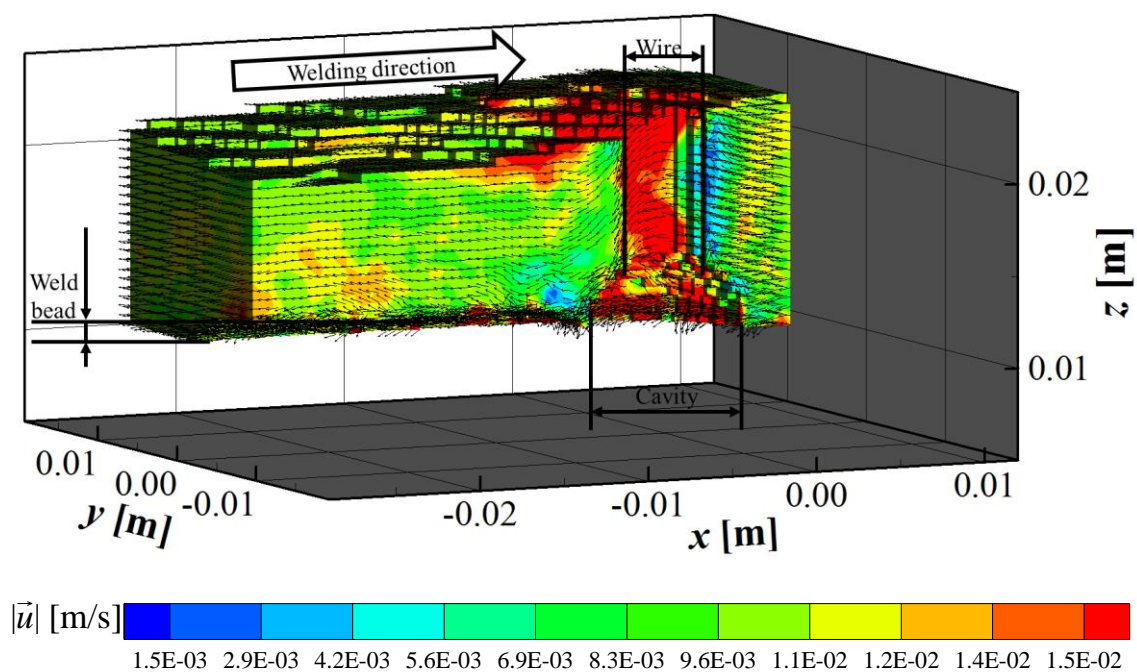


Fig. 5.35 Time averaged velocity field of flux and slag (Welding speed: 10.0 mm/s).



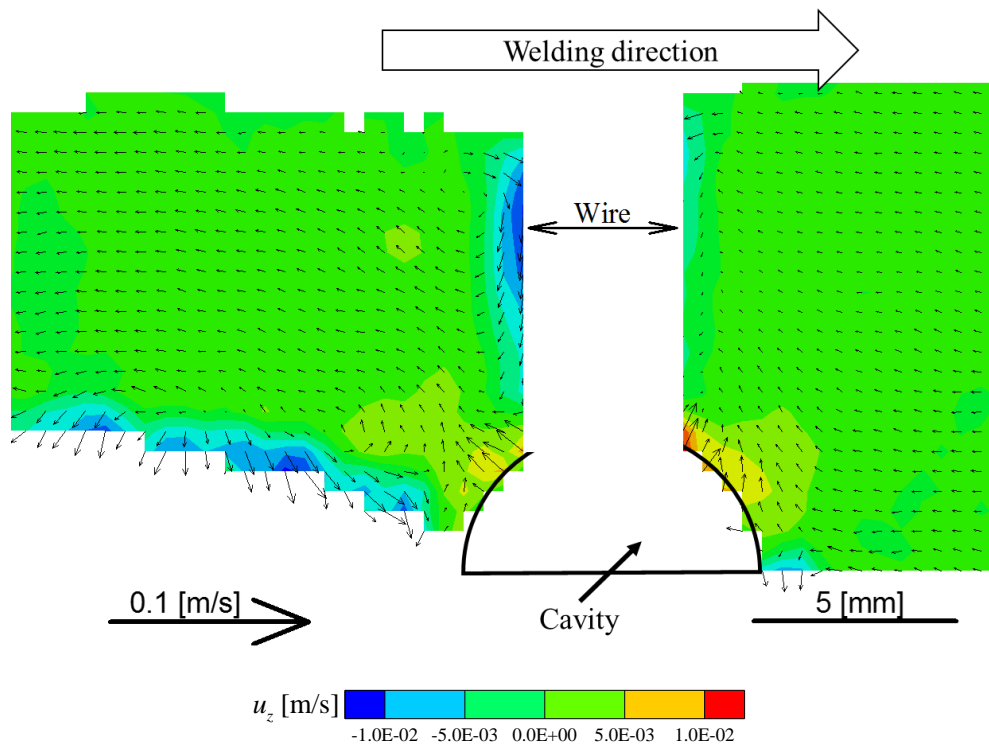


Fig. 5.36 Magnified view of time averaged velocity field near cavity (Welding speed: 5.0 mm/s).

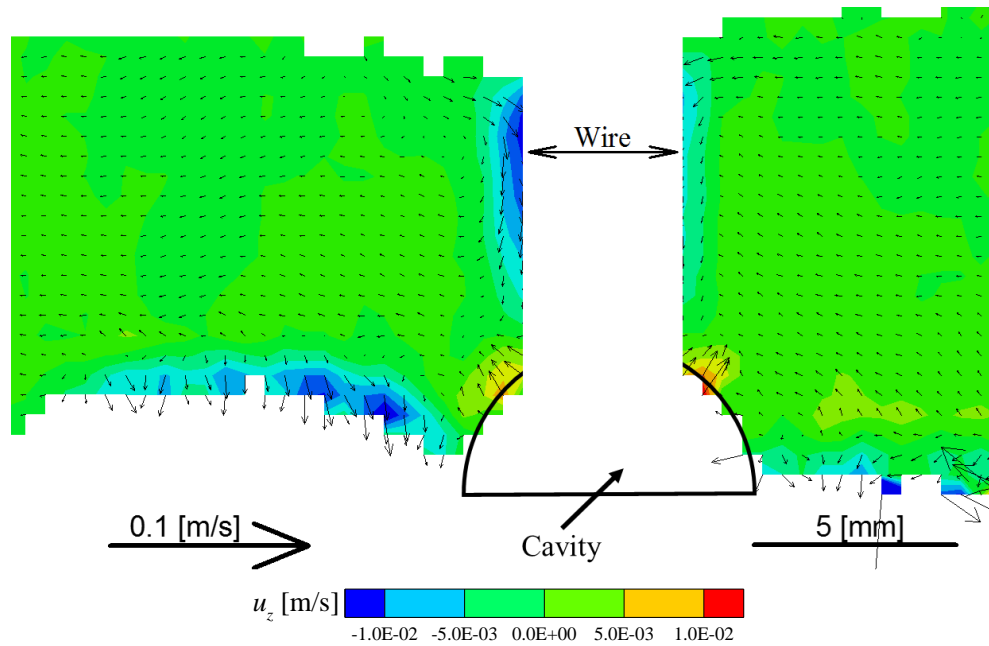


Fig. 5.37 Magnified view of time averaged velocity field near cavity (Welding speed: 2.5 mm/s).

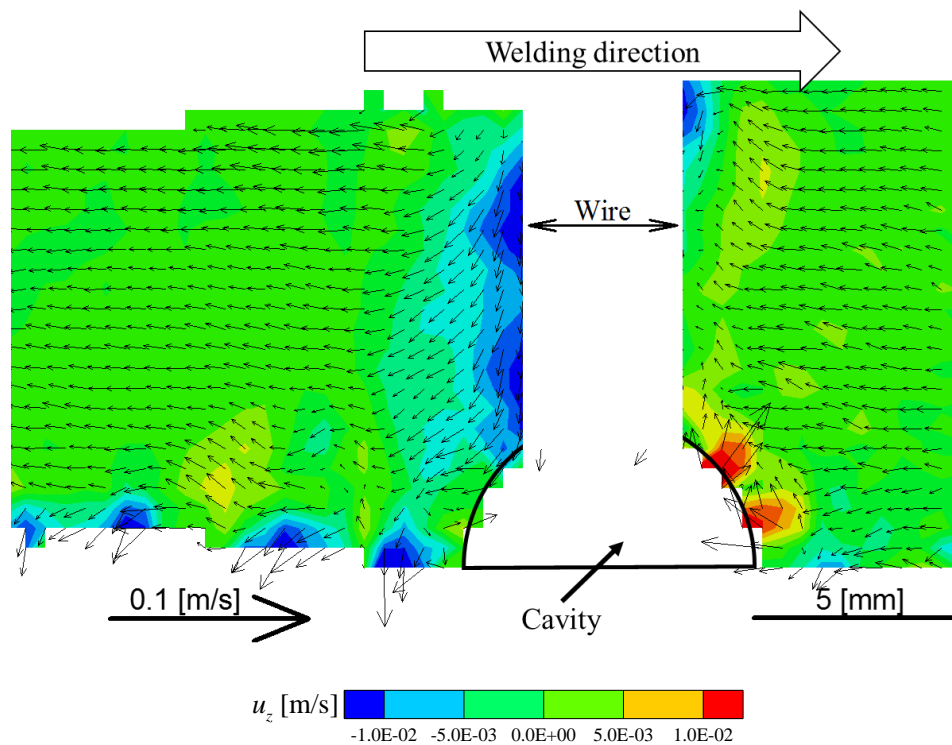


Fig. 5.38 Magnified view of time averaged velocity field near cavity (Welding speed: 10.0 mm/s).

## 5.4 結言

本章では溶接と共に母材上のフラックスが溶融しスラグを生成するサブマージーク溶接を対象とし、まずは有限体積法を用いて熱源をモデル化した。その結果、温度場から推定されるスラグの厚さは、実験結果とよく一致した。また本計算で得られたワイヤ内部の電流密度分布から、第2章で行った概算は妥当であったことが示された。さらに Halmoy の式から求められたワイヤ送給速度に着目すると、いずれの溶接条件においてもシミュレーションで得られたワイヤ送給速度は実験中のワイヤ送給速度の平均値よりもやや大きくなったものの、実験の誤差の範囲内に収まっていた。また溶接電流の増加によってワイヤ送給速度が増加する傾向や、同じ溶接電流でも DCEP よりも DCEN のほうがワイヤ送給速度が大きくなる傾向を再現していた。

次に離散要素法と非圧縮性 SPH 法を組み合わせた連成計算手法を開発し、スラグ形成および溶融池形成をシミュレートした。その結果、本研究で構築した連成計算モデルは溶融池とスラグの形成を同時に再現できた。これらの形成過程中、母材はフラックスによって加熱、冷却され、スラグによって保温されている様子が可視化された。



最後に本計算モデルを用いて異なる溶接速度を設定したところ、溶接速度の増加に伴ってスラグの中央部が凹む現象を再現することができた。本計算結果から得られたスラグとフラックスの速度分布から、このようなスラグの傾向が得られるのは下から押し上げられて上向きに動こうとするスラグと、ワイヤの送給や溶接方向への移動に伴って下向きに動こうとするフラックスの運動量の大小関係によるものであることを示唆した。

## 第 6 章 結論

本研究では消耗電極式溶接法の一つであるサブマージアーク溶接を対象とし、溶接条件が熔融池やスラグの形成に与える影響とそのメカニズムを解明することを目的とした。そのために、まずは高速度ビデオカメラを用いた X 線透過観察およびトンネル法によって、サブマージアーク溶接中のスラグの流動、溶滴移行現象、アーク現象の可視化を行い、キャビティ内部で生じるサブマージアーク溶接現象のメカニズムについて考察した。次に、粉体の計算手法である離散要素法に着目し、非圧縮性 SPH 法を組み合わせることで、粉体と熔融金属の挙動を考慮した数値計算モデルを開発した。そして、この計算モデルをサブマージアーク溶接に適用し、スラグ形成過程と熔融池形成過程のシミュレーションを行い、それぞれの形成過程のメカニズムを考察した。

第 1 章 緒論 では、サブマージアーク溶接および溶滴移行現象の概要について説明し、実験による溶接現象の可視化の現状を述べた。また数値計算においては他の消耗電極式溶接法の先行研究例も紹介し、その概要と問題点について述べた。さらに計算格子を用いない粒子法の種類や計算例についても記述し、本研究の目的を述べた。

第 2 章 サブマージアーク溶接中の溶接部の可視化観察 ではイメージインテンシファイアを取り付けた高速度ビデオカメラと X 線源を用いた X 線透過観察および高速度ビデオカメラを用いた直接観察の手法について述べた。そして、これらの手法を用いて行ったサブマージアーク溶接中の溶接部の可視化の結果を示した。また、溶接条件がフラックス内部のスラグや溶滴の挙動に及ぼす影響について考察した。第 2 章で得られた知見を以下に示す。

- (1) 溶滴径がワイヤ径よりも小さなスプレー移行形態の溶滴の輸送や溶接方向の前後方向への波打ちのようなスラグの流動、溶滴直下で維持される 2 層に分かれたアーク

プラズマなどが可視化された。

- (2) 溶接電流の上昇によってスラグの生成量やキャビティの大きさが異なり，スラグの挙動に違いが生じた．さらに，溶接電流を DCEP 800 A に設定すると熔融池の流動が大きくなり，波打ちのような流動によってスラグが強制的に流動する様子が確認できた．
- (3) 異なる極性を設定するとワイヤ送給速度の増加に伴って熔融金属量が増加し，熔融池の前方で熔融池が盛り上がる様子が確認できた．このときの溶滴移行は溶滴径がワイヤ径よりも大きくなるグローブラー移行形態となった．このワイヤ送給速度の増加は，陰極に設定されたワイヤ表面の陰極点の移動によってアークプラズマが動くことで，広い表面積のワイヤ表面が加熱されるためであると考えられた．
- (4) 溶滴表面にはたらく Lorentz 力の概算から，サブマージアーク溶接では①ワイヤ径に対して溶融速度が小さいことによる溶滴成長の抑制，②溶滴に作用するスプレー移行形態のミグ溶接と同程度の Lorentz 力，③溶滴下の圧力上昇の抑制の 3 つの要因によって溶滴が離脱しやすくなり，スプレー移行形態のようにワイヤ径よりも小さな溶滴が離脱したと考えられた．

第 3 章 計算の理論 では，まず熱源であるアークプラズマのシミュレーションに用いる有限体積法の原理に基づいて支配方程式群を離散化し，計算アルゴリズムやソルバーの詳細について述べた．次に，母材と溶滴の挙動のシミュレーションに用いる SPH 法の原理に基づいて Navier-Stokes 方程式を離散化した．また，SPH 法を非圧縮性流体に適用するために用いた非圧縮性近似手法の詳細についても述べた．最後に，フラックスの挙動をシミュレートする DEM の原理に基づき，Newton の運動方程式を離散化した．

第 4 章 ガスメタルアーク溶接中の熔融池およびビード形成シミュレーション では，一般的なガスメタルアーク溶接を対象に，非圧縮性 SPH 法を用いた数値計算モデルによって熔融池形成過程のシミュレーションを行った．その後，溶滴を構成する粒子群の軌跡を追跡し，熔融池へ輸送された後の溶滴の挙動についても考察した．また，アンサンブル平均処理を適用することで熔融池の流れ場を明らかにし，溶滴が輸送されてから

次の溶滴が輸送されるまでの溶融池内の速度分布の動的な変化について考察した．第 4 章で得られた知見を以下に示す．

- (1) 時間の経過に伴う熱源の移動と共に，溶融池が形成され，その後方では溶融金属が再凝固して余盛を形成するという，実際のガスメタルアーク溶接で見られる現象がシミュレートできた．
- (2) 計算結果は溶着金属高さがやや高く，溶着金属が外に濡れ広がっているものの，実験結果と同等の溶込みを得ることができ，本計算の妥当性が示された．
- (3) 1 滴の溶滴の座標を追跡することで，溶融池へ輸送された溶滴の挙動を明らかにすることができた．
- (4) 本計算で得られた数値データにアンサンブル平均処理を施すことで，平均化された速度分布を求めることができ，溶滴の輸送に伴う溶融池の速度場の変化を三次元的に考察することが可能であることを示した．

第 5 章 DEM-SPH 連成計算モデルを用いたサブマージアーク溶接中の溶融池およびスラグ形成過程の数値シミュレーション では溶接と共に母材上のフラックスが溶融しスラグを生成するサブマージアーク溶接を対象とし，まずは有限体積法と SIMPLE 法を用いて熱源をモデル化した．次に離散要素法と非圧縮性 SPH 法を組み合わせた連成計算手法を開発し，スラグ形成および溶融池形成をシミュレートした．第 5 章で得られた知見を以下に示す．

- (1) 有限体積法と SIMPLE 法によって得られた熱源の温度場から推定されるスラグの厚さは実験とよく一致した．またワイヤ内部の電流密度分布から，第 2 章で行った概算は妥当であったことが示された．
- (2) Halmoy の式から求められたワイヤ送給速度に着目すると，いずれの溶接条件においてもシミュレーションで得られたワイヤ送給速度は実験中のワイヤ送給速度の平均値よりもやや大きくなったものの，実験の誤差の範囲内に収まっていた．また溶接電流の増加によってワイヤ送給速度が増加する傾向や，同じ溶接電流でも DCEP よりも DCEN のほうがワイヤ送給速度が大きくなる傾向を再現していた．

- (3) 本研究で構築した連成計算モデルは溶融池とスラグの形成を同時に再現できた。これらの形成過程中、母材はフラックスによって加熱、冷却され、スラグによって保温されている様子が可視化された。
- (4) 異なる溶接速度を設定したところ、溶接速度の増加に伴ってスラグの中央部が凹む現象を再現することができた。また連成計算結果から得られたスラグとフラックスの速度分布から、このようなスラグの傾向が得られるのは下から押し上げられて上向きに動こうとするスラグと、ワイヤの送給や溶接方向への移動に伴って下向きに動こうとするフラックスの運動量の大小関係によるものであることを示唆した。

以上のように、本研究ではサブマージアーク溶接にフラックス内部で生じる溶滴移行、スラグの流動、アークプラズマの振舞いを実験的に明らかにした。本研究で提案したトンネル法は X 線透過観察によって結果の妥当性を検討する必要があるものの、サブマージアーク溶接中のアークプラズマの観察手法として有効であると結論づけた。

また離散要素法と非圧縮性 SPH 法による粉体-流体連成モデルを用いた数値シミュレーションによって溶融池内の対流や母材上のフラックスやスラグが母材の入熱に及ぼす影響を明らかにした。そして溶接速度の違いによってフラックス内部の速度場に差が生じており、スラグの形状もこの速度場の影響を受けていた。したがって、サブマージアーク溶接を対象とした数値計算においてフラックスを含む粉体を考慮する場合は、本研究のように Lagrange 形式の粒子群で表現するか、格子法の場合は粘性係数をはじめとするいくつかの物性値を仮定した流動体として解く必要があると考えている。

一方、本研究で提案した連成計算モデルは粉体の挙動を考慮することで先行研究が構築した数値計算モデルよりも実現象に近いサブマージアーク溶接過程をシミュレートできたが、そのモデルには未だ多くの仮定が残されており、サブマージアーク溶接現象を完全に再現できているとは言い難い。さらに精度良くこの溶接現象を再現できる数値シミュレーションの達成のためには、フラックスやスラグの正確な物性値の測定と、キャビティを含むフラックス内部のガス空間を対象とした三次元熱源モデルの構築が必要である。

## 謝辞

本研究は、大阪大学接合科学研究所教授 田中 学 博士の懇切なご指導とご鞭撻を賜って遂行し得たものであり、謹んで深甚なる謝意を表します。

また、本論文をまとめるにあたり、有益なご教示とご討論を賜りました大阪大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻教授 浅井 知 博士，大阪大学接合科学研究所教授 西川 宏 博士に深く感謝いたします。

本研究の遂行および本論文の執筆にあたり，懇切なご指導をいただき，研究することの楽しさと難しさをご教示いただきました大阪大学接合科学研究所准教授 茂田正哉博士に深く感謝いたします。

本実験を行うにあたり，ご支援とご協力をいただきました日立造船株式会社 中谷 光良 博士，阿部 洋平 氏，夏目 糧平 氏に厚くお礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり，多大なるご協力とご助言をいただきました日立造船株式会社 藤本 貴大 氏に心よりお礼申し上げます。

本研究の遂行をするにあたり，ご指導，ご助言を頂くと共に，投稿論文に共著いただきました東北大学大学院教授 福西 祐 博士に心より感謝いたします。

本研究の遂行をするにあたり，ご指導，ご助言を頂きました東北大学大学院准教授 伊澤 精一郎 博士，助教 西尾 悠 博士に心より感謝致します。

本研究の遂行をするにあたり，ご助言を頂くと共に，多大なる情報提供を頂きました株式会社数値フローデザイン 伊藤 真澄 博士に心より感謝致します。

研究会等を通じてご助言を頂きました大阪大学接合科学研究所助教 田代 真一 博士に心より感謝致します。

研究室生活においてお世話になりました田中研究室秘書 増田 万里 氏，進 知恵子 氏，所長秘書 吉村 淳子 氏に感謝の意を表します。

同じ研究室の良き仲間として多大なご協力を頂きました，田中 慶吾 氏，島田 克之 氏，須貝 友裕 氏，山田 哲生 氏，上野 亮 氏，辰巳 和也 氏，Phan Huy Le 氏，吴 东升 氏，呉 子昂 氏に深く感謝いたします．

アーク溶接を現場の観点から学ばせていただき，多くの知見と貴重な機会を頂きました，株式会社ムラタ溶研会長 村田 彰久 氏をはじめ，同社社員の皆様に心よりお礼申し上げます．

最後に，これまでの長きにわたる学生生活を温かく見守り，そして辛抱強く支援して下さいました家族に心から敬意と感謝の意を表します．

## 参考文献

- 1) 社団法人溶接学会編：新版溶接・接合技術特論，産報出版，(2005).
- 2) S. Asai, T. Iijima, T. Ueyama, D. Ozamoto, F. Koshiishi, S. Kodama, T. Sato, H. Shimizu, M. Seto, M. Tanaka, Y. Hirata, K. Yamazaki and S. Yamane: Questionnaire Survey by Technical Commission on Welding Processes Guidbook7 -Visualization and Simulation Technologies of Welding Process-, Journal of the Welding Society, Vol. 81, No. 6 (2012), pp. 489-501 (in Japanese).
- 3) H. Terashima, N. Nishiyama and J. Tsuboi: Influence of Slag Basicity on Deoxidation in Submerged-Arc Welding Deoxidation in Submerged-Arc Welding (Report 1), Journal of the Welding Society, Vol. 46, No. 3 (1977), pp. 165-171 (in Japanese).
- 4) 堀井 行彦：溶接部の組織と靱性，日本鉄鋼協会第 128 回西山記念技術講座資料，(1989), pp. 36-76.
- 5) H. Terashima and J. Tsuboi: Influence of Carbonate and Fluoride on Deoxidation in Submerged-Arc Welding Deoxidation in Submerged-Arc Welding (Report II), Journal of the Welding Society, Vol. 48, No. 8 (1977), pp. 626-632 (in Japanese).
- 6) T. Miyata: Digital Controlled Submerged Arc Welding Power Source Equipped with Waveform Control Faculty, Journal of the Welding Society, Vol. 77, No. 7 (2008), pp. 635-639 (in Japanese).
- 7) J. F. Lancaster 原著，溶接アーク物理研究委員会 訳：溶接アークの物理，黒木出版，(1990).
- 8) Y. Hirata: Gas shielded Metal Arc Welding, Journal of the Welding Society, Vol. 77, No. 4 (2008), pp. 269-303 (in Japanese).
- 9) H. Baba: Development of High Efficiency Welding for Heavy Plate Steel Using High Current Buried Arc, Journal of the Welding Society, Vol. 86, No. 7 (2017), pp. 510-514 (in Japanese).



- 10) H. Maruo, Y. Hirata and Y. Nada: Effects of Welding Current Waveform on Metal Transfer and Bead Formation in Pulsed MIG Welding Study on Pulsed Arc Welding (Report 1), Quarterly Journal of Japan Welding Society, Vol. 2, No. 1 (1984), pp. 12-18 (in Japanese).
- 11) T. Hongjun and T. Ueyama: Solutions to Problems of Tiny Spatter and Arc Interruption in AC Pulsed MIG Arc Welding, Quarterly Journal of Japan Welding Society, Vol. 22, No. 2 (2004), pp. 240-247 (in Japanese).
- 12) K. Akahide, T. Ukibe and J. Tsuboi: Correlation between Arc Phenomena and Welding Parameters in Submerged-Arc Welding, Journal of the Japan Welding Society, Vol. 50, No. 5 (1981), pp. 520-524 (in Japanese).
- 13) K. Akahide, T. Ukibe and J. Tsuboi: Correlation between Bead Dimensions and Welding Parameters in Submerged-Arc Welding, Journal of the Japan Welding Society, Vol. 50, No. 9 (1981), pp. 938-944 (in Japanese).
- 14) H. Nomura, Y. Sugitani and M. Tsuji: Behavior of Molten Pool in Submerged Arc Welding Observation by X-ray Fluoroscopy, Journal of the Japan Welding Society, Vol. 51, No. 9 (1982), pp. 767-775 (in Japanese).
- 15) P. F. Mendez, G. Gott and S. D. Guest: High-speed video of metal transfer in submerged arc welding, Welding Journal, Vol. 94, No. 10 (2015), pp. 325s-332s.
- 16) U. Reisgen, J. Schäfer and K. Willms: Analysis of the submerged arc in comparison between a pulsed and non-pulsed process, Welding in the World, Vol. 60, No. 4 (2016), pp. 703-711.
- 17) K. Li, Z. Wu, Y. Zhu and C. Liu: Metal transfer in submerged arc welding, Journal of Material Processing Technology, Vol. 244, (2017), pp. 314-319.
- 18) 辻村 吉寛: ガスメタルアーク溶接における金属蒸気を伴うアーク現象とその熱源特性に関する研究, 大阪大学大学院工学研究科博士学位論文, (2012).
- 19) Y. Tsujimura and M. Tanaka: Numerical Simulation of heat source property with metal vapor behavior in GMA Welding, Quarterly Journal of the Japan Welding Society, Vol. 30, No. 1 (2012), pp. 68-76 (in Japanese).
- 20) Y. Wang and H. L. Tsai: Impingement of filler droplets and weld pool dynamics during gas metal arc welding process, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, (2001),

pp. 2067-2080.

- 21) D. W. Cho, S. J. Na, M. H. Cho and J. S. Lee: A study on V-groove GMAW for various welding positions, *Journal of Materials Processing Technology*, Vol. 213, (2013), pp. 1640-1652.
- 22) J. Hu, H. Guo and H. L. Tsai: Weld pool dynamics and the formation of ripples in 3D gas metal arc welding, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, (2008), pp. 2537-2552.
- 23) C. W. Hirt and B. D. Nichols: Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *Journal of computational physics*, Vol. 39, No. 1 (1981), pp. 201-225.
- 24) Y. Ogino and Y. Hirata: Numerical simulation of GMA metal transfer phenomena including arc plasma, *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*, Vol. 33, No. 1 (2015), pp. 1-12 (in Japanese).
- 25) N. Ochi, S. Okano, M. Mochizuki, J. Shimamura and N. Ishikawa: Thermal Conduction Theoretical Analysis of Temperature Distribution during Multiple-Electrode Submerged Arc Welding, *Quarterly Journal of Japan Welding Society*, Vol. 28, No. 1 (2010), pp. 158-166 (in Japanese).
- 26) H. Komen, S. Matsui, K. Konishi, M. Shigeta, M. Tanaka and K. Kamo: Modeling of Submerged Arc Welding Phenomena and Experimental Study of the Heat Source Characteristics, *Quarterly Journal of Japan Welding Society*, Vol. 35, No. 2 (2017), pp. 93-101 (in Japanese).
- 27) D. W. Cho, W. H. Song, M. H. Cho and S. J. Na: Analysis of submerged arc welding process by three-dimensional computational fluid dynamics simulations, *Journal of Material Processing Technology*, Vol. 213, (2013), pp. 2278-2291.
- 28) O. H. Nestor and H. N. Olsen: Numerical Methods for Reducing Line and Surface Probe Data, *SIAM Review*, Vol. 2, No. 3 (1960), pp. 200-207.
- 29) R. H. Fowler and E. A. Milne: The intensities of absorption lines in stellar spectra, and the temperatures and pressures in the reversing layers of stars, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 83, (1923), pp. 403-424.

- 30) T. Tanaka, S. Yonemura, K. Kiribayashi and Y. Tsuji: Cluster Formation and Particle-Induced Instability of Gas-Solid Flows : Numerical Simulation of Flow in Vertical Channel using the DSMC Method, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, Vol. 59, No. 566 (1993), pp. 2982-2989 (in Japanese).
- 31) T. Tanaka: Application of the DSMC Method to Particle Simulation 3. Collision Models and Gas-solid Flows, JAPANESE JOURNAL OF MULTIPHASE FLOW, Vol. 8, No. 4 (1994), pp. 315-323 (in Japanese).
- 32) K. Terashima, S. Natsuyama, T. Nishimura and H. Sakamoto: Design for Fluidized Bed with Draft Tube by DEM Analysis, Journal of the Japan Society of Powder and Powder Metallurgy, Vol. 47, No. 12 (2000), pp. 1306-1311 (in Japanese).
- 33) K. Terashima, S. Natsuyama, T. Nishimura and H. Kojima: DEM Analysis of Agitating Granulation Process and Operation, Journal of the Japan Society of Powder and Powder Metallurgy, Vol. 47, No. 12 (2000), pp. 1300-1305 (in Japanese).
- 34) T. Iwamoto, H. Nakase, D. Nishiura, K. Higashiyama, T. Sugano and A. Yahiro: 3D SPH-DEM SIMULATION OF TSUNAMI OVERFLOW EXPERIMENT USING GPGPU, Journal of Japan Society of Civil Engineers, Ser. A1 (Structural Engineering & Earthquake Engineering (SE/EE)), Vol. 70, No. 4 (2014), pp. I\_295-I\_303 (in Japanese).
- 35) B. L. Lucy: Numerical approach to testing the fission hypothesis, The Astronomical Journal, Vol. 82, (1977), pp. 1013-1024.
- 36) 越塚 誠一 編著: 粒子法シミュレーション, 培風館, (2008).
- 37) G. Yoshikawa, F. Miyasaka, Y. Hirata, Y. Katayama and T. Fuse: Development of numerical simulation model for FSW employing particle method, Science and Technology of Welding and Joining, Vol. 17, No. 4 (2012), pp. 255-263.
- 38) X. Wang, Y. Zheng, H. Liu, Z. Shen, Y. Hu, W. Li, Y. Gao and C. Guo: Numerical study of the mechanism of explosive/impact welding using Smoothed Particle Hydrodynamics method, Material and Design, Vol. 35, (2012), pp. 210-219.
- 39) M. Tong and D. J. Browne: Smoothed particle hydrodynamics modelling of the fluid flow and heat transfer in the weld pool during laser spot welding, Institute Of Physics Conference

Series : Materials Science and Engineering, Vol. 27, (2011), 012080.

- 40) M. Trautmann, E. Spaniol, F. Silze, N. Brocke, M. Schnick, M. Hertel and U. Füssel: A novel surface tension approach for SPH-simulations and its application to a laser wire process for additive manufacturing, 71th International Institute of Welding (IIW) Annual Assembly and International Conference, (2018), IIW Doc. 212-1547-18.
- 41) M. Ito, S. Izawa, Y. Fukunishi and M. Shigeta: Numerical Simulation of a Weld Pool Formation in a TIG Welding Using an Incompressible SPH Method, Quarterly Journal of the Japan Welding Society, Vol. 32, No. 4 (2014), pp. 213-222 (in Japanese).
- 42) M. Ito, Y. Nishio, S. Izawa, Y. Fukunishi and M. Shigeta: Numerical Simulation of Joining Process in a TIG Welding System Using Incompressible SPH method, Quarterly Journal of the Japan Welding Society, Vol. 33, No. 2 (2015), pp. 34s-38s.
- 43) 伊藤 真澄: 非圧縮性 SPH 法を用いたアーク溶接プロセス中流動現象の数値シミュレーション, 東北大学大学院工学研究科博士学位論文, (2015).
- 44) 岡地 範明, 伊澤 精一郎, 熊 鰲魁, 福西 祐: SPH 法をベースにした非圧縮流れの計算手法の提案, 第 16 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, (2002).
- 45) 佐野 友哉, 伊澤 精一郎, 熊 鰲魁, 福西 祐: 非圧縮性流体に拡張した SPH 法による自由表面および移動境界を有する流れの数値シミュレーション, 日本機械学会流体力学部門講演会講演概要集, (2005), 312.
- 46) M. Shigeta, T. Watanabe, S. Izawa and Y. Fukunishi: Incompressible SPH Simulation of Double-Diffusive Convection Phenomena, International Journal of Emerging Multidisciplinary Fluid Sciences, Vol. 1, No. 1 (2009), pp. 1-18.
- 47) 林 宏樹, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐: SPH 法によるインピーダンスポンプ内流れの数値シミュレーション日本流体力学会年会講演論文集, (2007), 347.
- 48) 阿川 雅教, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐: 斜面上を流下する液滴の非圧縮 SPH シミュレーション, 第 23 回数値流体力学シンポジウム, (2009), A9-4.
- 49) 国立天文台編: 平成 26 年理科年表, 丸善出版, (2013).
- 50) Y. Morisada, Z. Lei, H. Fujii, M. Matsushita and R. Ikeda: Effect of Deformation Resistance of Steel on Material Flow in Friction Stir Welding – In-situ

- Observation by X-ray Radiography –, Tetsu-to-Hagane, Vol. 102, No. 2 (2016), pp.74-79 (in Japanese).
- 51) 恒岡 卓二, 柳沢 卓司: 2-4 イメージインテンシファイヤー, テレビジョン, Vol. 30, No. 4 (1976), pp. 260-266.
- 52) Y. Morisada, T. Imaizumi, H. Fujii, M. Matsushita and R. Ikeda: Three-dimensional visualization of material flow during friction stir welding of steel and aluminum, Journal of materials engineering and performance, Vol. 23, No. 11 (2014), pp. 4143-4147.
- 53) C. A. Schneider, W. S. Rasband and K. W. Eliceiri: NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis, Nature Methods, Vol. 9, (2012), pp. 671-675.
- 54) M. D. Abramoff, P. J. Magelhaes and S. J. Ram: Image Processing with ImageJ, Biophotonics International, Vol. 11, No. 7 (2004), pp. 36-42.
- 55) R. Sarrafi and R. Kovacevic: Cathodic cleaning of oxides from aluminum surface by variable-polarity arc, Welding journal, Vol. 89, No. 1 (2010), pp. 1s-10s.
- 56) N. Yamaguchi, Y. Inaba and T. Taka: Formation Mechanism of Lack of Fusion in MAG Welding, Journal of the Japan Welding Society, Vol. 51, No. 10 (1982), pp. 843-849 (in Japanese).
- 57) NIST: [https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html).
- 58) T. Methong: Influence of rare earth metal added to electrode on plasma characteristics in gas metal arc welding, Ph. D. Thesis, Osaka University, (2015).
- 59) 佐川 弘幸, 本間 道雄: 電磁気学, シュプリンガー・フェアラーク, (1997).
- 60) S.V. Patankar: Numerical heat transfer and fluid flow, CRC press, (1980).
- 61) 荒川 忠一: 数値流体力学, 東京大学出版会, (1994).
- 62) H. K. Versteeg and W. Malalasekera 原著, 松下 洋介, 斉藤 泰洋, 青木 秀之, 三浦 隆利 訳: 数値流体力学 [第二版], 森北出版株式会社, (2011).
- 63) 酒井 幹夫: 粉体の数値シミュレーション, 丸善出版, (2012).
- 64) S. Koshizuka and Y. Oka: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear science and engineering, Vol. 123,

Vol. 3 (1996), pp. 421-434.

- 65) P. A. Cundall and O. D. L. Strack: A discrete numerical model for granular assemblies, *geotechnique*, Vol. 29, No. 1 (1979), pp. 47-65.
- 66) 島 章, 小林 陵二: 水力学, 丸善株式会社, (1980).
- 67) J. W. Swegle, D. L. Hicks and S. W. Attaway: Smoothed Particle Hydrodynamics Stability Analysis, *Journal of computational Physics*, Vol. 116, (1995), pp. 123-134.
- 68) O. W. Richardson: LI. Some applications of the electron theory of matter, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Vol. 23, No. 136 (1912), pp. 594-627.
- 69) H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Numerical Simulation of Molten Metal Droplet Behavior in Gas Metal Arc Welding by Three-Dimensional Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics Method, *Journal of Flow Control, Measurement & Visualization*, Vol. 6, No. 2 (2018), pp. 66-81.
- 70) T. Masutani, F. Miyasaka, T. Ohji and Y. Hirata: A Mathematical Modeling of Circumferential GTA Welding of Pine, *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*, Vol. 14, No. 4 (1996), pp. 649-653 (in Japanese).
- 71) H. G. Fan and R. Kovacevic: A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 37, (2004), pp. 2531-2544.
- 72) 森川 敬信, 鮎川 恭三, 辻 裕: 流れ学, 朝倉出版, (1993).
- 73) 香月 正司, 中山 顕: 熱流動の数値シミュレーション-基礎からプログラムまで-, 森北出版株式会社, (1990).
- 74) S. Tashiro, M. Tanaka, T. Ueyama and T. Era: Numerical simulation of keyhole welding of aluminum thick plate with plasma arc, *Journal of Light Metal Welding*, Vol. 48, No. 4 (2010), pp. 119-124 (in Japanese).
- 75) J. Haidar: The dynamic effects of metal vapour in gas metal arc welding, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 43, No. 16 (2010), 165204.
- 76) X. S. Fu, M. Ushio and F. Matsuda: Melting Characteristics of Some Steel and Aluminum

- Alloy Wires in GMA Welding (Welding Physics, Process & Instrument), Transactions of JWRI, Vol. 12, No. 2 (1983), pp. 167-173.
- 77) J. N. Dupont and A. R. Marder: Thermal Efficiency of Arc Welding Processes, Welding Journal –Including Welding research Supplement, Vol. 74, No. 12 (1995), pp. 406s-416s.
  - 78) ASME Boiler and Pressure Vessel Committee on materials: An international code, 2015 ASME Boiler & Pressure Vessel Code 2015 Edition, MATERIALS Part D Properties (Metric), The American Society of Mechanical Engineers, (2015).
  - 79) A. B. Murphy: Transport Coefficients of Helium and Argon–Helium Plasmas, IEEE Transactions on plasma science, Vol. 25, No. 5 (1997), pp. 809-814.
  - 80) A. B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, T. Sato and J.J. Lowke: Modelling of thermal plasma for arc welding: the role of the shielding gas properties and of metal vapour, Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 42, (2009), 194006.
  - 81) P. L. Boey, G. P. Maniam and S. A. Hamid: Performance of calcium oxide as a heterogeneous catalyst in biodiesel production: a review, Chemical Engineering Journal, Vol. 168, No. 1 (2011), pp. 15-22.
  - 82) T. Yamamoto, Y. Yamazaki, F. Miyasaka and T. Ohji: Simulation Software of MAG Arc Welding for Butt Joint, Quarterly Journal of Japan Welding Society, Vol. 23, No. 1 (2005), pp. 71-76 (in Japanese).
  - 83) M. Ushio, D. Fan and M. Tanaka: Contribution of Arc Plasma Radiation Energy to Electrodes, Trans. JWRI Osaka University, Vol. 22, No. 2 (1993), pp. 201-207 (in Japanese).
  - 84) M. Shigeta, S. Nakanishi, M. Tanaka and A. B. Murphy: Analysis of dynamic plasma behaviors in gas metal arc welding by imaging spectroscopy, Quarterly Journal of Japan Welding Society, Vol. 33, No. 2 (2005), pp. 118-125 (in Japanese).
  - 85) W. L. Vargas, and J. J. McCarthy: Conductivity of granular media with stagnant interstitial fluids via thermal particle dynamics simulation, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, (2002), pp. 4847-4856.
  - 86) T. Sakurai, T. Minami, T. Kawaguchi, T. Tsuji, T. Tanaka and Y. Tsuji: DEM-CFD Simulation and Thermography Measurement of Fluidized Bed with Heat Transfer (Fluids Engineering),

Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, Vol. 75, No. 753 (2009), pp. 1041-1048.

87) E. Takegoshi, T. Kotani, Y. Hirasawa and S. Imura: Measurements of the Thermal Conductivity of High Conductivity Materials by a Transient Hot Wire Method, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, Vol. 54, No. 506 (1988), pp. 2901 - 2904 (in Japanese).

88) 日本熱物性学会編：新編熱物性ハンドブック，養賢堂，(2008).

89) Y. Abe, M. Nakatani, T. Fujimoto, H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Fundamental Study on Welding Phenomena of Submerged Arc Welding with X-ray Observation, 71th International Institute of Welding (IIW) Annual Assembly and International Conference, (2018), IIW Doc. 212-1560-18.



# 本論文に関する著者の発表論文

## 雑誌掲載論文

1. 古免久弥, 茂田正哉, 田中学: 溶滴を伴う溶融池内流れの非圧縮性 SPH シミュレーション, スマートプロセス学会誌, Vol. 4, No. 3 (2015), pp. 165-170.
2. 古免久弥, 茂田正哉, 田中学, 福西祐: GMA 溶接における溶滴輸送を伴う溶融池対流の非圧縮性 SPH シミュレーション, 溶接学会論文集, Vol. 33, No. 4 (2015), pp. 332-340.
3. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka, M. Nakatani and Y. Abe: Simulation of Flux Melting Process during a SAW by DEM-ISPH Hybrid Method, Quarterly Journal of the Japan Welding Society, Vol. 35, No. 2 (2017), pp. 38s-41s.
4. 古免久弥, 松井翔, 小西恭平, 茂田正哉, 田中学, 加茂孝浩: サブマージアーク溶接現象のモデル化とその熱源特性に関する実験的検討, 溶接学会論文集, Vol. 35, No. 2 (2017), pp. 93-101.
5. H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Numerical Simulation of Molten Metal Droplet Transfer and Weld Pool Convection During Gas Metal Arc Welding Using Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics Method, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 121, (2018), pp. 978-985.
6. H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Numerical Simulation of Molten Metal Droplet Behavior in Gas Metal Arc Welding by Three-Dimensional Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics Method, Journal of Flow Control, Measurement & Visualization, Vol. 6, No. 2 (2018), pp. 66-81.
7. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka, M. Nakatani and Y. Abe: Numerical simulation of slag forming process during submerged arc welding using DEM-ISPH hybrid method, Welding in the World, Vol. 62, (2018), pp. 1323-1330.

8. H. Komen, Y. Abe, T. Fujimoto, M. Shigeta, M. Nakatani and M. Tanaka: Visualization of Submerged Arc Welding Phenomena by X-ray Observation and Direct Observation, Welding letters, Vol. 36, No. 4, pp. 9WL-12WL.

#### 国際会議発表論文

1. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka and Yu Fukunishi: Simulation of Weld Pool Convection during GMA Welding using Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics Method, 68th International Institute of Welding (IIW) Annual Assembly and International Conference, IIW Doc. 212-1377-15, (July 2015), Helsinki.
2. H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Incompressible SPH Simulation of Molten Metal Droplet Transfer and Weld Pool Convection during GMA Welding, 69th International Institute of Welding (IIW) Annual Assembly and International Conference, IIW Doc. 212-1431-16, (July 2016), Melbourne.
3. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka, M. Nakatani and Y. Abe: Simulation of Flux Melting Process during a SAW by DEM-ISPH Hybrid Method, Proceedings of Visual-JW2016 The International Symposium on Visualization in Joining & Welding Science through Advanced Measurements and Simulation, JWP-10, (October 2016), Osaka.
4. H. Komen, K. Tanaka, M. Shigeta, M. Tanaka and A. B. Murphy: Visualization of Plasma Temperature and Weld Pool Convection during Gas Metal Arc Welding, Proceedings of The 31st International Congress on High-Speed Imaging and Photonics, 3D-P05 (USB), (November 2016), Osaka.
5. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka, M. Nakatani and Y. Abe: Numerical Simulation of Flux Melting Process during Submerged Arc Welding using DEM-ISPH Hybrid Method, 70th International Institute of Welding (IIW) Annual Assembly and International Conference, IIW Doc. 212-1487-17, (July 2017), Shanghai.
6. H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Numerical Analysis of Molten Metal Convection during Gas Metal Arc Welding using Three-dimensional Incompressible SPH Method, V International Conference on Particle-based Methods Fundamentals and Applications

PARTICLES 2017, (September 2017), Hannover.

7. H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Numerical Simulation of Molten Metal Behavior in Gas Metal Arc Welding by Three-dimensional Incompressible SPH Method, Proceedings of 14th International Conference on Flow Dynamics, pp. 620-621, (December 2017), Miyagi.
8. H. Komen, M. Shigeta and M. Tanaka: Computational Analysis of Weld Pool Convection Phenomena during Gas Metal Arc Welding using Three-dimensional Incompressible SPH Method, Proceedings of The Conference of International Welding and Inspection Technology 2017, IWIT2017-0027 (USB), (November 2017), Chanthaburi.
9. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka, M. Nakatani and Y. Abe: Numerical Simulation of Weld Pool Formation and Slag Forming Processes during Submerged Arc Welding using DEM and ISPH method, Joint Intermediate Meeting of International Institute of Welding (IIW) Commission I, IV, XII and Study Group 212, IIW Doc. XII-2364-18/212-1532-18/IV-1373-18, (March 2018), Lendava.
10. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka, M. Nakatani, Y. Abe and T. Fujimoto: Simulation of Weld Pool Convection in Submerged Arc Welding Using DEM and ISPH Method, 71th International Institute of Welding (IIW) Annual Assembly and International Conference, IIW Doc. 212-1556-18, (July 2018), Bali.
11. H. Komen, M. Shigeta, M. Tanaka, Y. Abe, T. Fujimoto and M. Nakatani: Three-Dimensional Numerical Simulation of Molten Metal Convection During Submerged Arc Welding Using DEM-ISPH Method, 404th International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow (ICHTFF -2018), IS-HTFFATHNS-09108-9816, (October 2018), Athens.