OUKA
Osaka University Knowledge Archive

Title	アークプラズマと溶融池の相互作用を考慮した三次元ティグ溶接モデルの開発
Author(s)	荻野, 陽輔
Citation	大阪大学, 2014, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/34460
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

博士学位論文

アークプラズマと溶融池の相互作用を考慮した三次元ティグ溶接モデルの開発

荻　野　陽　輔

2014 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第 1 章　緒論 **1**
1.1　アーク溶接プロセスの現状と課題 1
1.2　アーク溶接プロセスの可視化 3
1.3　本研究の目的と方針 4
1.4　本論文の構成 5

第 2 章　3 次元ティグアーク–溶融池モデル **7**
2.1　緒言 7
2.2　アークプラズマの巨視的取り扱い 7
2.3　支配方程式 8
2.4　物性値 10
2.5　本モデルにおける仮定 13
2.6　計算手法 13
2.6.1　速度場ならびに圧力場 14
2.6.2　温度場 19
2.6.3　電磁場 19
2.7　溶融池の対流駆動力 21
2.8　金属蒸気挙動の記述 22
2.9　境界条件 22
2.9.1　速度場ならびに温度場の境界条件 22
2.9.2　電磁場の境界条件 24
2.10　結言 28

第 3 章　3 次元ティグアーク–溶融池モデルによる数値解析 **29**
3.1　緒言 29
3.2　2 電極ティグ溶接プロセスへの適用 29
3.2.1　解析条件 29
3.2.2　実験装置 30
3.2.3　単電極ティグアークと 2 電極ティグアークの比較 31
3.2.4　電極配置の影響 37

3.3　継手形状の変化が熱源特性に及ぼす影響 41
3.3.1　開先継手におけるアークプラズマの熱源特性 42
3.3.2　隅肉継手におけるアークプラズマの熱源特性 49
3.4　結言 54

第 4 章　表面変形を考慮した 3 次元溶融池モデル 57
4.1　緒言 57
4.2　自由表面の追跡モデル 57
4.2.1　PLIC-VOF 法 57
4.2.2　対流駆動力 61
4.2.3　ダムブレイク現象の解析ならびに実験との比較 62
4.3　熱輸送モデル 64
4.4　解析結果 65
4.4.1　仮想熱源モデル 65
4.4.2　表面変形が生じた際のマランゴニ対流による溶込み形成現象 66
4.4.3　熱源移動モデルと母材移動モデルの比較 69
4.5　結言 71

第 5 章　ティグ溶接の 3 次元統合モデル 72
5.1　緒言 72
5.2　統合モデルの概要 72
5.3　解析結果 73
5.3.1　開先継手の変形と熱源特性の変化 73
5.3.2　隅肉継手の変形と熱源特性の変化 82
5.3.3　大電流アーク溶接における溶込み形成現象 84
5.4　今後の課題と展望 88
5.4.1　圧力の解析結果に及ぼす解析パラメータの影響 89
5.4.2　ガスメタルアーク溶接モデルに向けた展開-3 次元溶滴移行モデル 92
5.5　結言 100

第 6 章　結論 103

謝辞 108

参考文献 109

本論文に関する著者の発表論文 117

第 1 章　緒論

1.1　アーク溶接プロセスの現状と課題

ものづくりの現場において，材料は曲げ加工や成型加工，切断，穴あけ，接合といった様々な加工プロセスを通じて構造物となり製品となる．ものづくり分野の国際競争が激しくなる中，加工プロセスの高品質・高効率化に対するニーズが急速に高まっている．中でも，自動車・鉄道車輌・航空機などの輸送機器，電力・ガスなどのエネルギープラントや石油化学プラントなどのインフラ構造物の製造にはアーク溶接法が多く用いられている．

このアーク溶接法は電極の種類や溶融している部分を大気から保護する方法によっていくつかに分類される[1]．本研究では電極としてタングステンもしくは少量のセリウム・ランタンやその酸化物を添加したタングステンを用い，溶接部の保護のために周囲にアルゴン等の不活性ガスを流し込むティグ(TIG: Tungsten Inert Gas)溶接を対象とする．Fig. 1.1 にティグ溶接の概略図とアークプラズマの外観を示す．ティグ溶接は不活性ガスを用いて溶接部を保護するため，高品質な溶接が可能なプロセスである．また，スパッタやヒュームの発生量も少なく，作業環境も良好である．さらに，軟鋼をはじめ高張力鋼，低合金鋼，ステンレス鋼など実用金属のほとんどに適用することができる．そのため，石油・化学プラントなどにおける圧力容器，熱交換器などの耐圧部，耐食・耐摩耗などの高い継手性能が要求される分野や補修溶接などに広く利用されている．しかしながら，他のアーク溶接プロセスと比較すると効率がかなり低いといった問題点がある．このティグ溶接を含めアーク溶接プロセスは製造業の各分野で広く用いられている技術である．そのため，さらなる高効率・高品質化が強く求められており，新たなプロセスの提案や溶接材料の開発，溶接電源の改良など様々な取り組みがなされている[2-16]．

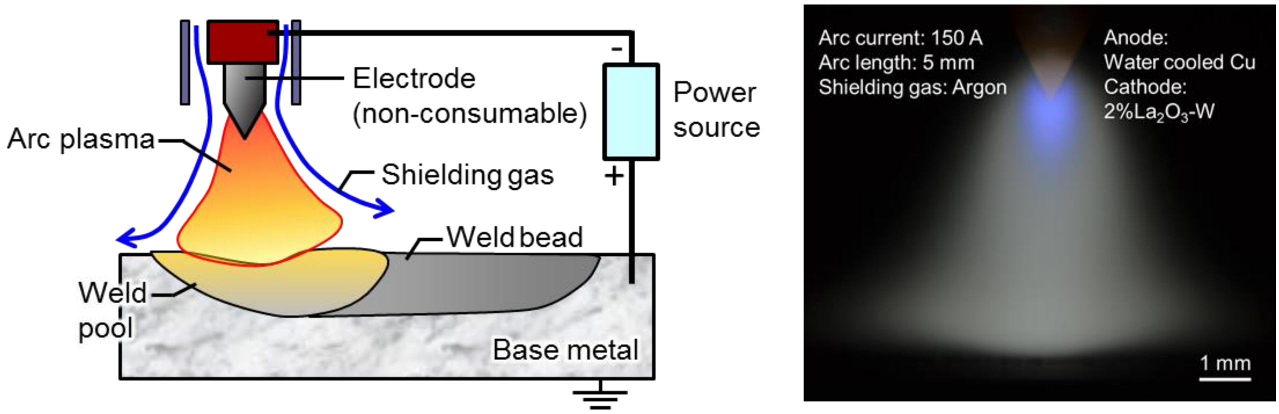


Fig. 1.1 Schematic diagram of TIG arc welding process and appearance of TIG arc plasma

アーク溶接プロセスではアーク放電を用いて溶接部に対してエネルギーを集中させ，母材が溶融・凝固することで接合が達成される．溶接プロセス中には，高々1 cm^3 程度の領域に物質の固体・液体・気体の三態，さらにはプラズマが混在している．この時，アークプラズマは最大 20000 K 程度に達し非常に急峻な温度勾配を持ち，直接目視できないほどの高輝度な発光を伴うほか，内部には秒速数百メートルに達するプラズマ気流が発生している．また，溶融池においては 2000 K 以上に達する溶融金属が様々な駆動力を受けて流動し変形する．さらに，アークプラズマと溶融池の間では溶融池表面からの金属蒸気の発生や溶融池表面形状の変化などの複雑な相互作用を及ぼしあっている．

溶接プロセス後には急激な加熱・冷却を経た溶接部は製品の一部となる．この際，適切な施工がなされないと溶接部の強度や耐食性は劣化し，同時に変形や残留応力が発生するなど継手品質の要求を満たさなくなることもある．また，溶接施工中の溶接条件のわずかな違いによって多種多様な溶接欠陥が発生することがある．さらに，溶接技術者・技能者の経験・ノウハウに依存して施工後の継手品質は大きく異なる．すなわち，溶接後の継手品質は非常にばらつきが大きく，完全には保証されていないのが現状である．そのため，実際の製品の溶接プロセスにおいては，溶接施工要領書(WPS)にしたがった手順で施工が行われる．通常，WPS のデータベースは過去の製品に対して実績が集められたもので，それが参照され利用される．もし，実績のない新たな製品を作るのであれば，溶接品質を確認するために様々な試験が行われることとなる．

このように溶接プロセスには不完全性が内包されている．このことから，溶接プロセスは ISO9000s や JIS Z 9900 において，「後工程で実施される検査・試験によって要求された品質を確保できているか，十分に検証することのできない工程」すなわち「特殊工程」とされており，溶接施工全体に対する管理と妥当性確認が重要であるとされている[17, 18]．そのため，現状においては溶接施工そのものに要するコストのほかに，検査や試験にかかるコストも非常に大きな割合を占めている．このような背景を踏まえて本研究では，高品質・高効率な溶接プロセスを施工後の継手品質が保証される検査フリーな溶接プロセスであると捉える．

本研究では，この溶接プロセスの不完全さは溶接プロセス中の現象の複雑さが引き起こしているものと考えている．この現象の複雑さゆえに現状においてアーク溶接現象は十分に理解されているとは言い難い．溶接プロセスの高度化を確立するためには溶接プロセス中のアーク溶接現象そのものをより深く理解し，複雑な現象を予測・制御することが必要不可欠である．さらには，溶接技術者・技能者のノウハウや経験といった感覚的なものを，定量的に表現し科学的な観点から考察していくことが重要であると考えられる．

1.2 アーク溶接プロセスの可視化

近年，より高度なアーク溶接プロセスの確立に向けて，アーク溶接現象そのものに対する理解を深めるために，アーク溶接現象を可視化する取り組みが盛んに行われている．可視化の方法としては実験観察によるものと数値解析モデルによるシミュレーションの大きく 2 種類に分けることができる．

まず，実験観察を通じた可視化の取り組みとしては溶滴移行形態の変化[19]や溶融池の表面状態を観察したもの[20, 21]，母材表面に作用するティグアークのアーク圧力を計測したもの[22-24]などが報告されている．特に，アークプラズマや溶融金属などの温度場を計測するために，計測対象に対して非接触で擾乱を与えない手法である分光分析を適用し，アークプラズマ[25]，溶融池表面[26-28]，溶滴[29, 30]といったアーク溶接プロセスの主要素に関して温度を計測した例は多く報告されている. 近年では, 計測機器の発達も著しく，より複雑で高度な計測例が報告されるようになってきた[31-33]．たとえば，辻村らは，溶滴移行ならびに溶融した金属より生じる金属蒸気の混入を考慮した動的なミグ溶接の温度計測を行い，形成される溶滴形状によってアークプラズマ内の温度場・金属蒸気の濃度分布が変化することを報告している[34]. ほかにも Nomura らによるトモグラフィー手法を用いてタンデムティグアークの 3 次元的な温度分布の計測や[35]，Goett らによる溶融池の温度分布ならびに放射率の測定などの報告がある[36]．さらにこの分光分析によるもの以外でも，Haelsig らによるアーク溶接中の熱伝導，放射などのエネルギーバランスを詳細に検討したものや[37]，Dreher らによる溶接中のガス流の可視化しシールド性を検討したものが報告されている[38].

つづいて，数値解析によるシミュレーションを用いたものについて述べる．近年，計算機の著しい発展に伴って，アーク溶接プロセスに関する数値シミュレーション技術も大きく進歩している．アーク溶接現象の数値解析モデルは，電極中心軸を対称軸とした軸対称現象を仮定した 2 次元軸対称モデルがほとんどであり, アークプラズマ[39, 40], 溶融池[41, 42]，溶滴移行[43, 44]のそれぞれの現象を独立したものと捉えたものが多かった．この中でも，溶融池現象に関しては，表面形状の変化を考慮したものや[45]，適用範囲の広い 3 次元モデルなど比較的多くのモデルが報告されている[46-48]．しかしながら，これらの溶融池モデル内で用いる熱源モデルは，アークプラズマからの入熱やアーク圧力をガウス分布や二重楕円モデル[49]などで近似し，解析結果が実験結果によく一致するように熱源半径などの形状を調整するものである．また，これらの熱源モデルを用いずに 2 次元軸対称モデルで算出された入熱分布や圧力分布を 3 次元溶融池モデルに入力するモデルもある[50]. これらのモデルは実験結果をよく表現することは可能であるが，モデル内において任意に

調整するパラメータが多くアーク溶接現象そのものを表現しているとは言い難く，アーク溶接現象の理解を深めるモデルを構築するためには熱源，すなわちアークプラズマの特性をより詳細に把握することが重要となっている．

一方で，近年ではアークプラズマと溶融池，溶滴を同時に解析する統合化モデルが報告されつつある[51-53]．たとえば，Yamamoto らはティグ溶接を想定したモデルにおいて，溶融池より発生する金属蒸気のアークプラズマへの混入を考慮することにより，解析により求まる溶融池形状が実験結果とよく一致することを報告している[54]．また，Hertel らはミグ溶接を想定したモデルを構築し，金属蒸気や溶滴移行現象を含む非常に複雑な系における解析に成功している[55]．しかしながら，これらの統合モデルは 2 次元軸対称モデルであり，静止状態の溶接など軸対称な現象にしか適用できない．さらに詳細なアークプラズマの特性を表現するためには，3 次元モデル化が必要不可欠であり[56-58]，3 次元アークプラズマモデルによる解析結果を 3 次元溶融池モデルに適用した例や[59]，3 次元統合モデルも報告され始めているが[60, 61]，適用例は未だ少ないのが現状である．

本研究では，これらの可視化手法のうち数値解析シミュレーションによるものに注目する．解析モデルにおいては数多く存在するパラメータを分離して取り扱うことができることや，外乱を排除して現象を捉えることができるため，より理論的な議論が可能である点において有用であると考えている．

1.3　本研究の目的と方針

本研究は現時点において不完全なアーク溶接技術に着目し，最終的には，溶接終了時点において溶接品質が保証される信頼性の高い検査フリーな溶接プロセスを構築することを目指して着手したものである．そのためには，アーク溶接現象を定量的に表現する手法を確立する必要があり，本研究では現象予測とその制御につながる数値解析モデルを開発することを目的とした．本研究では数あるアーク溶接プロセスの中でもティグ溶接プロセスに注目し，モデル構築を行う．ティグ溶接は非消耗電極を用いるため電極の溶融・移行を伴わず，その溶接現象は他のプロセスと比較すればシンプルであり，アーク溶接現象全体を理解する上での基盤になるものと考えている．

本研究で構築するモデルは，多種多様な溶接現象に対応できる 3 次元モデルである．ティグ溶接におけるアークプラズマならびに溶融池の両方の現象を同時に表現し，これらの相互作用を考慮する．本モデルにおいて考慮する相互作用は，溶融池表面より発生する金属蒸気ならびに溶融池表面の変形である．これらの現象は，アークプラズマの熱源としての特性に大きく影響を与えるものと考えられ，詳細なアーク溶接現象の理解のためには必要

不可欠である．

1.4　本論文の構成

Fig. 1.2 に本研究のフローチャートを示す．

まず，第 1 章は緒論であり本研究の背景ならびに本研究の目的と方針について述べている．

第 2 章では溶融池の表面形状を固定した 3 次元ティグ溶接モデルを構築する．ここでは，アークプラズマならびに溶融池の挙動を記述するための支配方程式とそれらを解くための計算手法，境界条件について述べる．

第 3 章では，第 2 章にて構築したモデルによる解析例について述べる．まず，電極を 2 本用いる 2 電極ティグ溶接を対象とし解析を行う．また，実験もあわせて行い解析結果と実験結果を比較し，解析結果の妥当性を検討する．さらに，母材の形状を変化させ開先継手や隅肉継手を模した解析を行い熱源特性に及ぼす影響について解析する．

第 4 章では，溶融池表面の形状変化を考慮した溶融池モデルを構築する．ここでは，自由表面を追跡するための計算手法について説明したのち，文献値との比較を行い構築したモデルの妥当性を検証する．さらに，ガウス分布状の仮想的な熱源を用いて表面変形が生じた際の溶込み形成の変化について解析する．

第 5 章では，溶融池の表面形状の変化を考慮した 3 次元ティグ溶接モデルを構築し，解析を行う．ここでは，開先継手ならびに隅肉継手に適用した解析例を示した後，大電流アークに対して適用した例を示す．さらに，本モデルにおける課題と今後の展望についても述べる．

第 6 章では，本研究によって得られた結果を総括する．

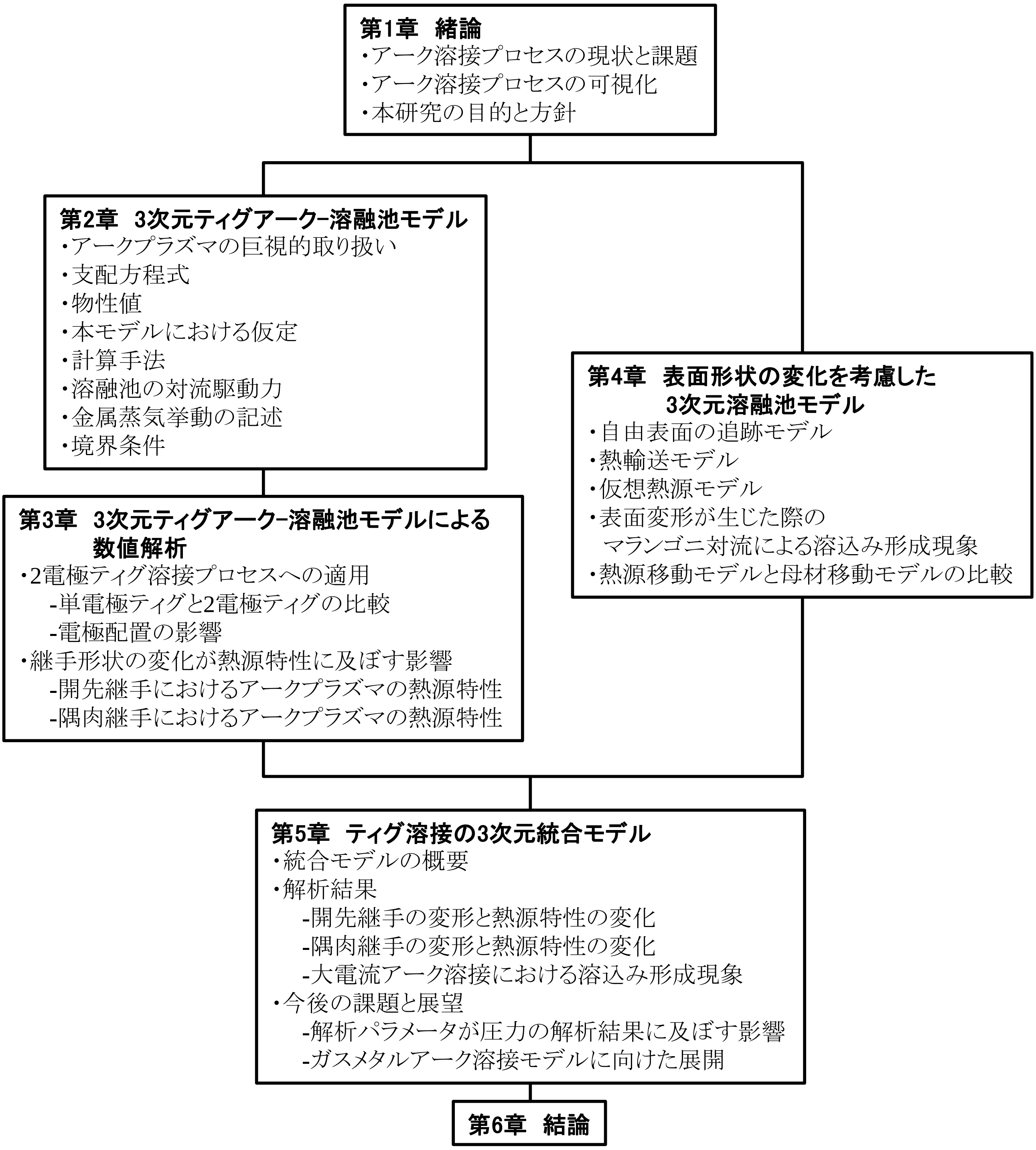


Fig. 1.2 Flowchart of this study

第 2 章　3 次元ティグアーク-溶融池モデル

2.1　緒言

本研究では主として数値シミュレーションによるアーク溶接現象の可視化を通じて，現象の定量的理解を進めていく．本研究で構築する数値解析モデルはアーク溶接プロセスのなかでも非消耗電極を用いるティグアーク溶接プロセスを対象とし，生産現場における様々な現象に対して対応することが可能な 3 次元数値解析モデルである．

ティグ溶接プロセス中にはアークプラズマ･溶融池･電極が互いに相互作用を及ぼしあっているが，ここでは特にアークプラズマと溶融池の相互作用として重要な溶融池より生じる金属蒸気の影響を考慮した．また，ティグ溶接に用いるタングステン電極は熱電子放出によりプラズマに電子を供給する熱陰極であるため，電極先端における電流経路は電極がある程度高温である領域に制限されることとなる．アークプラズマの特性を解析する際には，この電極先端付近における電流経路を正しく表現することが重要である．本研究では実験観察を通じて電子放出領域を推定し，モデルに反映させた・

本章では，構築した数値解析モデルの支配方程式ならびに計算手法を述べるとともに各変数に対する境界条件等について述べる．

2.2　アークプラズマの巨視的取り扱い

物質は常温では固体・液体・気体のいずれかであるが，数千度以上に温度を上昇させるとすべて気体となり，さらに 1 万度以上において原子は電離し，プラズマとなる[62]. 1801 年，Davy によってアーク放電が発見されて以降，プラズマは学問の対象として数多くの研究がなされている[63]．このプラズマという言葉を電離気体に対して初めて用いたのは 1928 年 Langmuir によってである[64]．プラズマは，電子，正イオン，負イオン，中性原子，分子など様々な種類の粒子によって構成されているが全体的に均一な電気的・光学的な性質を有しており，巨視的には電荷の総和はゼロである．

このように，プラズマ中には多種多様な粒子が混在する．プラズマの挙動を記述するためには，本来，各構成粒子に対して別々の流体と考えて各種方程式を解く必要がある．しかし，プラズマが光学的に薄く，原子やイオンの励起が電子の衝突によって支配的である際には熱平衡に近い単純な近似を採用することができる．すなわち，

(1) プラズマが各構成粒子の平均自由行程の数倍の領域において均質である．

(2) プラズマ内の各構成粒子の衝突が十分頻繁で各粒子に対しマクスウェル速度分布が仮定できる．

(3) プラズマ内の原子・イオンの励起ならびに電離は粒子間の衝突によるものが支配的である．

といった条件を満たすとき，プラズマは局所熱平衡(Local Thermionic Equilibrium: LTE)であるという[62, 65]．この場合にはプラズマ内の各構成粒子のエネルギー交換が十分になされ，各粒子が同じ温度と考えることができるため，プラズマ全体を一つの流体として取り扱うことができる．

溶接に用いられるアークプラズマは，高温(5,000 ～ 30,000 K 程度)，高密度(10^{23} 個/cm^3 程度)なプラズマであるため，LTE を満足するものと考えることができる．

本研究における解析モデルではすべて，アークプラズマに対して LTE を適用し，アークプラズマを電磁粘性流体として取り扱った．

2.3 支配方程式

局所熱平衡を仮定することによりアークプラズマは電磁粘性流体として取り扱うことができる．アークプラズマの熱流体・電磁流体としての挙動は以下の質量・運動量・エネルギーの保存則により記述することができる．さらに母材内における物質・熱輸送現象に関しても物性値を変更することにより同様の式にて記述することが可能である．

・質量保存則

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \tag{2.1}$$

・運動量保存則

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \vec{g} + \vec{F} \tag{2.2}$$

ただし，

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\eta \dfrac{\partial u}{\partial x} & \eta\left(\dfrac{\partial v}{\partial x} + \dfrac{\partial u}{\partial y}\right) & \eta\left(\dfrac{\partial w}{\partial x} + \dfrac{\partial u}{\partial z}\right) \\ \eta\left(\dfrac{\partial u}{\partial y} + \dfrac{\partial v}{\partial x}\right) & 2\eta \dfrac{\partial v}{\partial y} & \eta\left(\dfrac{\partial w}{\partial y} + \dfrac{\partial v}{\partial z}\right) \\ \eta\left(\dfrac{\partial u}{\partial z} + \dfrac{\partial w}{\partial x}\right) & \eta\left(\dfrac{\partial v}{\partial z} + \dfrac{\partial w}{\partial y}\right) & 2\eta \dfrac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix}$$

・エネルギー保存則

$$\frac{\partial (\rho H)}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} H = -\nabla \cdot (-\kappa \nabla T) + W - Ra \tag{2.3}$$

ただし，

$$H = \int c_p dT$$

ここで式中の文字について，ρ：密度 [kg/m^3]，$\vec{v}$：速度ベクトル [m/s]，t：時間 [s]，P：圧力 [Pa]，$\boldsymbol{\tau}$：粘性応力テンソル [Pa]，$\vec{g}$：重力加速度ベクトル [m/s^2]，$\vec{F}$：外力ベクトル [N/m^3]，η：粘性係数 [kg/ms]，H：エンタルピー [J/kg]，κ：熱伝導率 [J/msK]，T：温度 [K]，W：内部発熱 [W/m^3]，Ra：放射損失 [W/m^3]，c_p：定圧比熱 [J/kgK]，u, v, w：x, y, z 方向の速度 [m/s]をそれぞれ表している．

また，アーク溶接中にはアークプラズマや母材内を非常に高密度な電流が流れている．アークプラズマ・母材ともに作用する外力として電磁力，内部発熱としてジュール熱を以下の式より求める．マランゴニ力など溶融池のみに作用する対流駆動力に関しては後で詳述する．

・電磁力

$$\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} \tag{2.4}$$

・ジュール熱

$$W = \frac{\left|\vec{j}\right|^2}{\sigma} \tag{2.5}$$

ここで，$\vec{j}$：電流密度ベクトル [A/m^2]，$\vec{B}$：磁束密度ベクトル [T]，σ：電気伝導率 [S/m]をそれぞれ表している．ここで用いる電流密度および磁束密度は以下の電磁場で成り立つ方程式を解くことにより得ることができる．

・電流保存則

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \tag{2.6}$$

・オームの法則

$$\vec{j} = -\sigma \nabla V \tag{2.7}$$

・ベクトルポテンシャルならびに磁束密度

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \tag{2.8}$$

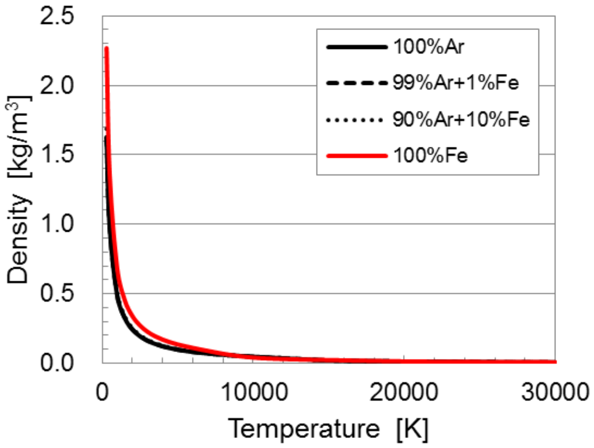
$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \tag{2.9}$$

ここで，V：電位 [V]，$\vec{A}$：ベクトルポテンシャル [N/A]，μ_0：真空の透磁率 [H/m]をそれぞれ表している．

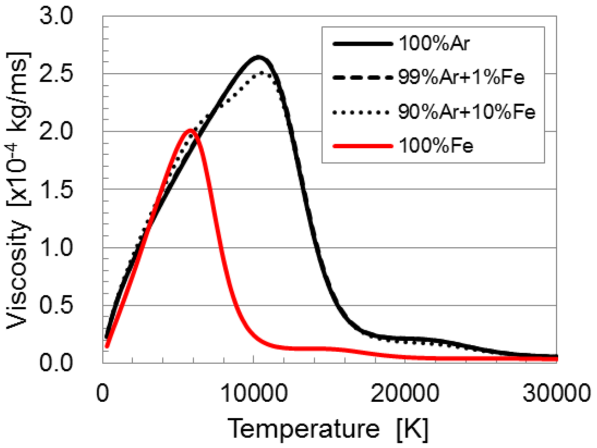
本モデルでは以上の式を用いてアークプラズマならびに溶融池における速度場・圧力場・温度場・電磁場を求めている．

2.4　物性値

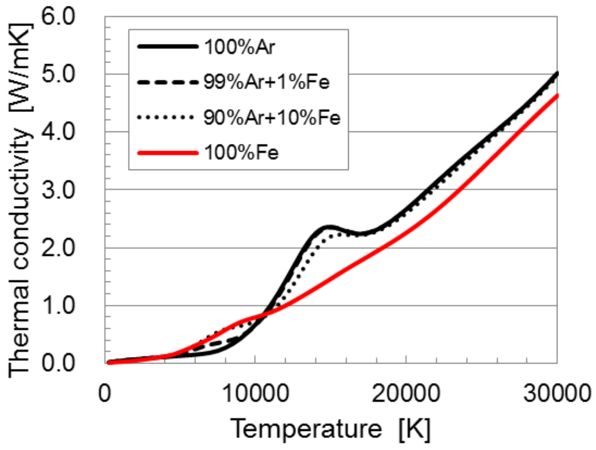
本モデルにおいてシールドガスはアルゴンを想定している．アークプラズマは非常に広範囲な温度を有しているため，その温度依存性を無視することができない[66-68]．さらに，溶融した金属より噴出した金属蒸気がアークプラズマ内に混入することによりアークプラズマの特性は大きく変化する[69]．本研究ではアルゴンと鉄蒸気の密度，粘性係数，熱伝導率，比熱，電気伝導率に関して，Murphy により報告されたものを用いた[70]．さらに，放射損失に関してはアルゴンについては Cram によって報告された手法により計算されたもの[71]，鉄蒸気については Menart らによって報告された手法により計算されたものを用いた[72]．Fig. 2.1 に純アルゴン，アルゴンに対して鉄蒸気が 1 mol%ならびに 10 mol%混入したもの，純鉄蒸気に関して各種物性値の温度依存性を示す．この図からわかるように，



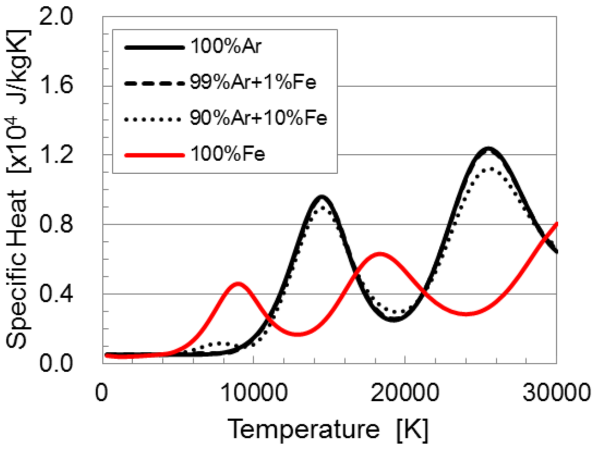
(a) Density



(b) Viscosity

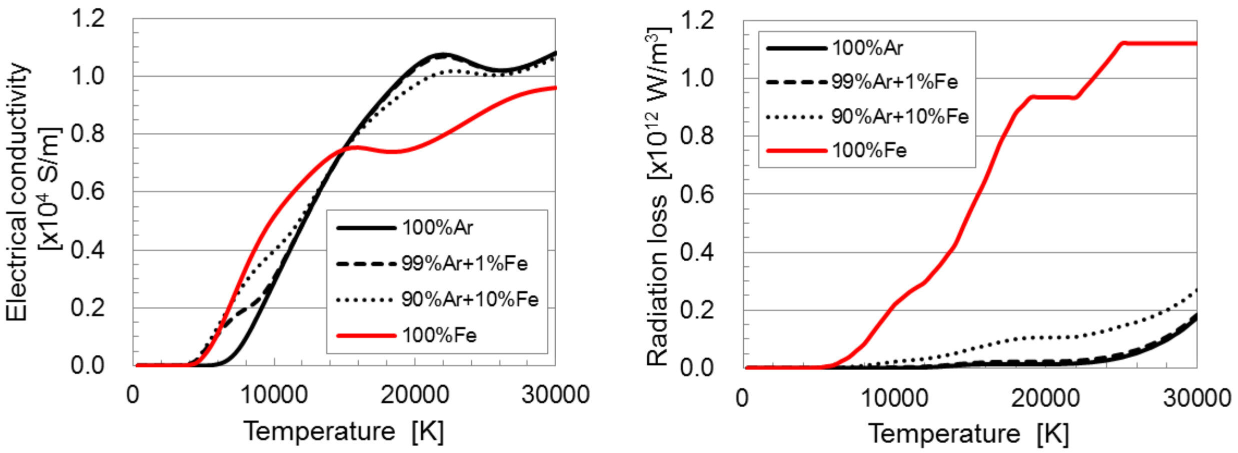


(c) Thermal conductivity



(d) Specific heat

Fig. 2.1 Physical properties of arc plasma used in this model



(e) Electrical conductivity (f) Radiation loss

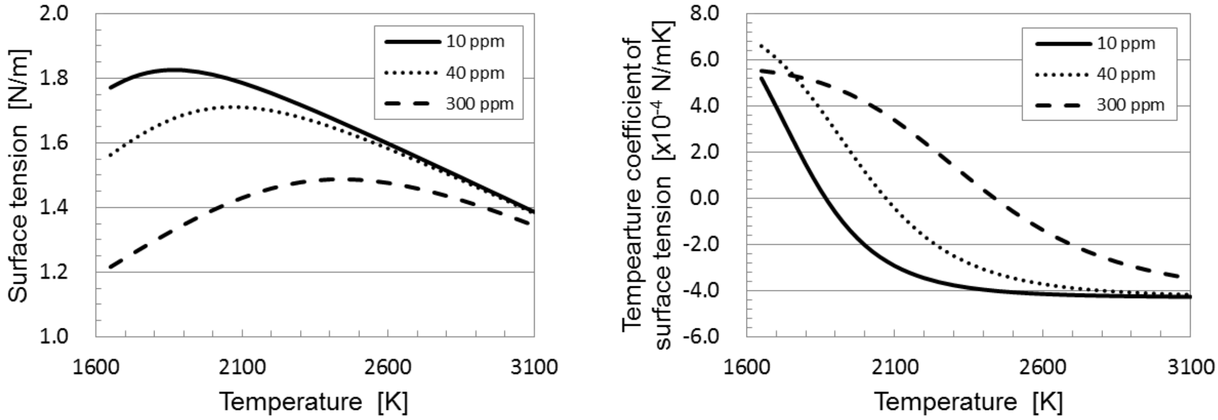
Fig. 2.1 Cotinued

アルゴンアークプラズマの物性値は温度並びに鉄蒸気の混合率によって大きく変化する．特に電気伝導率と放射損失に関しては 10, 000 K 付近の温度域において，鉄蒸気の混合率が数%であっても，その値が純アルゴンのものから大きく変化している．その影響からアークプラズマの電流経路，温度分布が大きく変化することが報告されている[73-75].

続いて，母材の物性値について説明する．本モデルでは母材としてステンレス鋼(SUS304)を想定した．ステンレス鋼の主な物性値を Table 2.1 に示す[76]．ステンレス鋼の熱伝導率と比熱に関しては温度依存性を考慮した．

Table 2.1 Physical properties of stainless steel used in model

Melting temperature [K]	1720	
Latent heat [J/kg]	2.5×10^{5}	
Density [kg/m^3]	8000	
Viscosity [kg/ms]	8×10^{-3}	
Thermal conductivity [W/mK]	$9.2+0.0175T-2\times10^{-6}T^{2}$	$(T\le1100)$
	$25.4+0.013(T-1100)$	$(1100<T\le1720)$
	$20.0+0.013(T-1100)$	$(1720<T)$
Specific heat [J/kgK]	$472+0.136T-2.82\times10^{-6}/T^{2}$	$(T\le1720)$
	800	$(1720<T)$
Electrical conductivity [S/m]	1.4×10^{6}	
Work function [V]	4.5	



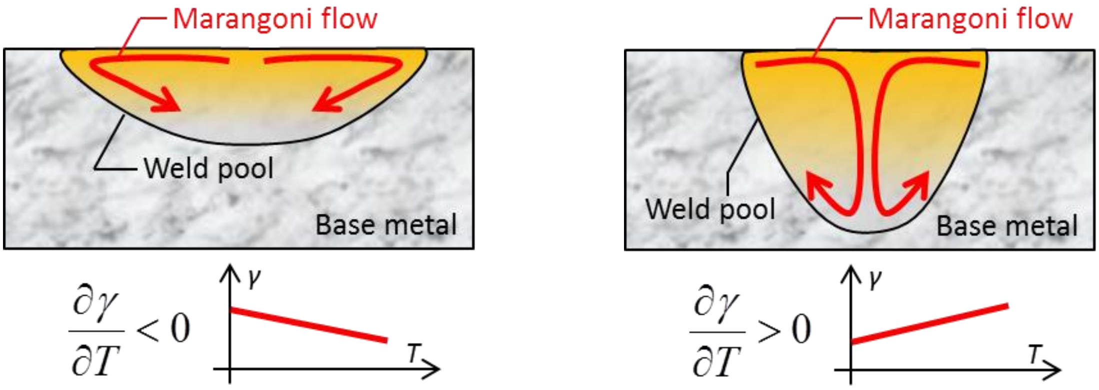
(a) Surface tension

(b) Temperature coefficient of surface tension

Fig. 2.2 Temperature dependence of surface tension of stainless steel

ステンレス鋼においては含有する硫黄量によって表面張力の特性が大きく変化することが報告されている．本モデルでは硫黄量が 10, 40, 300 ppm のものに対して解析を行った．用いた表面張力ならびにその微分係数である温度係数を Fig. 2.2 に示す[77, 78]．まず，Fig. 2.2(a)からわかるように硫黄含有量が多いほど表面張力は小さくなることがわかる．これは硫黄が表面活性元素であるからである．また，硫黄含有量が多くなるほど極大値は高温側に移動していくことがわかる. そのため Fig. 2.2(b)で示されるように表面張力の温度係数は硫黄含有量が大きいほど正の値をとる領域が高温側に広がっていく.

これらの表面張力の温度依存性は溶融池形状に対して大きく影響する[42, 79, 80]．Fig. 2.3 にその模式図を示す．Fig. 2.3(a)に示す硫黄含有量が小さいときのように表面張力の温度係数が負となりやすいときには，低温領域のほうが表面張力が大きくなるため溶融した金属は高温な領域から低温な領域へ向けて流れが生じる．溶融池ではアークプラズマ直下の中心部が最も高温であり溶融池の端部に向けて温度は低下していく．そのため，溶融池表面においては中心部から端部へ向けた流れが生じ，浅く広い溶込みが形成される．一方で，Fig. 2.3(b)に示すように硫黄含有量が大きいときには表面張力の温度係数が正となりやすく高温であるほど表面張力が大きい．そのため端部から中心部に向けた流れが生じ，深くて狭い溶込みが形成される．このような表面張力差によって生じる力をマランゴニ力といい，それにより生じた流れをマランゴニ対流という.



$\frac{\partial\gamma}{\partial T} < 0$ (a) Low sulfur

$\frac{\partial\gamma}{\partial T} > 0$ (b) High sulfur

Fig. 2.3 Schematic image of Marangoni flow

2.5　本モデルにおける仮定

本モデルを構築するにあたっての主な仮定を以下に示す.

(1) アークプラズマは局所熱平衡であるとする.

(2) 陽極ならびに陰極近傍におけるシース領域は無視する.

(3) 流れはすべて層流であるとする.

(4) 計算領域内はアルゴンまたはアルゴンと鉄蒸気の混合ガスで満たされているものとし外気の混入は考えない.

(5) 母材表面は平坦であるものとし，変形しないものとする.

(6) 電極は溶融・変形しないものとする.

以上の仮定にしたがって2.3章に示した支配方程式を2.4章に示した物性値を用いて解くことによりアークプラズマならびに溶融池の速度場・温度場などの状態を記述するモデルの構築を行った.

2.6　計算手法

本節では解析モデルで用いる計算手法について述べる．Fig. 2.4 に本モデルのフローチャートを示す．本モデルでは，まず，全体の電磁場について計算を行った後，アークプラズマに関して速度場・温度場などを求める．ここで求まったアークプラズマからの入熱など熱源としての特性を溶融池表面に与え，溶融池における速度場や温度場の解析を行っている．これらの計算を目的とする時間まで繰り返し計算する．また，アークプラズマの熱源特性のみに注目する際には，アークプラズマのみ計算を行い，状態がほとんど変化しなくなったところで定常状態に達したとみなし，計算を打ち切っている.

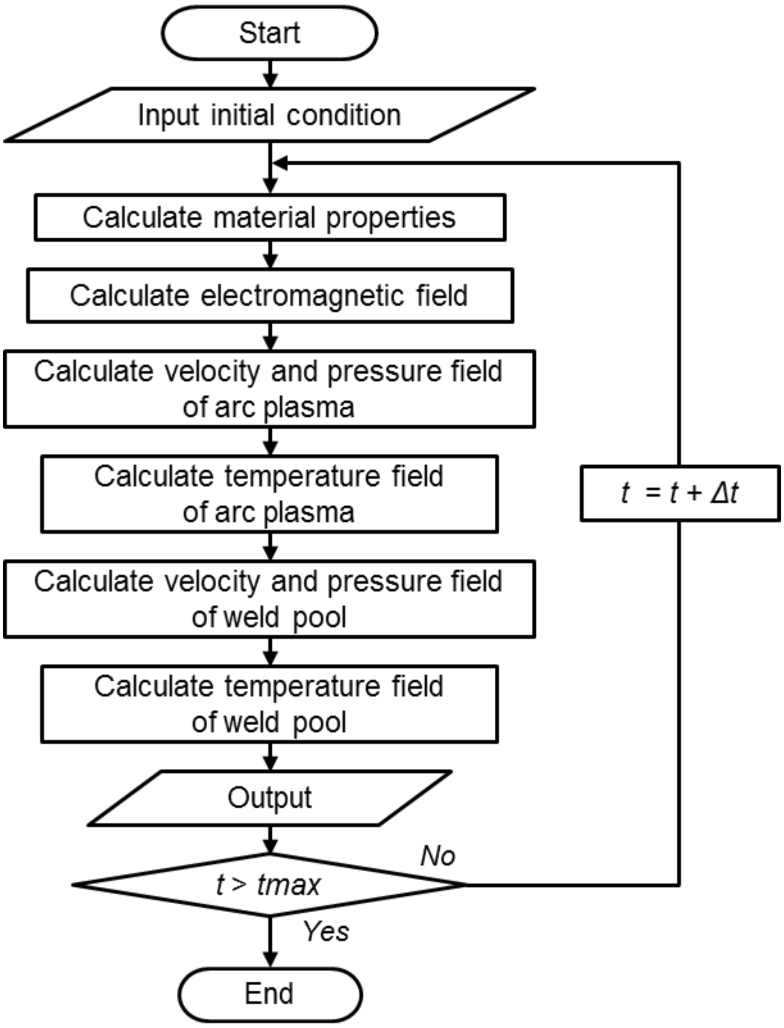


Fig. 2.4 Flowchart of the numerical calculation

2.6.1　速度場ならびに圧力場

ここでは，アークプラズマならびに溶融池内の速度場・圧力場を求める手法について説明する．アークプラズマならびに溶融池内の速度場は式(2.2)の運動方程式を各方向に展開した以下の式(2.10.a)～(2.10.c)

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t}+\frac{\partial \rho uu}{\partial x}+\frac{\partial \rho vu}{\partial y}+\frac{\partial \rho wu}{\partial z}=-\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}+F_x+\rho g_x \tag{2.10.a}$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t}+\frac{\partial \rho uv}{\partial x}+\frac{\partial \rho vv}{\partial y}+\frac{\partial \rho wv}{\partial z}=-\frac{\partial P}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}+F_y+\rho g_y \tag{2.10.b}$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t}+\frac{\partial \rho uw}{\partial x}+\frac{\partial \rho vw}{\partial y}+\frac{\partial \rho ww}{\partial z}=-\frac{\partial P}{\partial z}+\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z}+F_z+\rho g_z \tag{2.10.c}$$

をそれぞれ解くことにより求める必要があるが，この中には未知数である圧力が含まれて

いるため，このままでは解くことができない．そこで本モデルでは，質量保存則と運動量保存則を連立して解くことにより流体の速度場と圧力場を求める手法であるSMAC法を採用した[81]．その手順を以下に示す．

まず，連続の式中の密度の微小時間変化を表す項は充分に小さいものとみなし 0 として扱う．

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \tag{2.11}$$

つづいて，運動方程式に関して，速度の時間微分項，圧力項，その他の速度項にわけ，以下のように式を記しておく．

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} = -\nabla \cdot P + f(\rho \vec{v}) \tag{2.12}$$

$$f(\rho \vec{v}) = -\nabla \cdot \rho \vec{v}\vec{v} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \vec{F} + \rho \vec{g} \tag{2.13}$$

次に，式(2.12)の時間について差分を行う．この時，時間ステップの刻み幅を Δt とし，現時刻 t，次の時刻 $t+\Delta t$ に対する添え字をそれぞれ n，$n+1$ とする．圧力項に対しては次の時刻, その他の項は現時刻を採用し, 差分すると以下のようになる．

$$\frac{(\rho \vec{v})^{n+1} - (\rho \vec{v})^{n}}{\Delta t} = -\nabla \cdot P^{n+1} + f(\rho \vec{v}^{n}) \tag{2.14}$$

ここで，先に述べたように次の時刻における圧力は未知数である．これを求めるために，式(2.14)を次のように分解する．

$$\frac{(\rho \tilde{v}) - (\rho \vec{v})^{n}}{\Delta t} = -\nabla \cdot P^{n} + f(\rho \vec{v}^{n}) \tag{2.15}$$

$$\frac{(\rho \vec{v})^{n+1} - (\rho \tilde{v})}{\Delta t} = -\nabla \cdot \delta P \tag{2.16}$$

ここで $\tilde{v}$ は仮の速度，δP は圧力補正量を表しており，圧力補正量に関しては，

$$P^{n+1} = P^{n} + \delta P \tag{2.17}$$

を満たすものとなっている．

また，式(2.16)より次の時刻の速度は，

$$(\rho \vec{v})^{n+1} = (\rho \tilde{v}) - \Delta t \nabla \cdot \delta P \tag{2.18}$$

により，求めることができる．

このように圧力補正量を求めることで次の時刻の圧力ならびに速度を求めることができる．つづいてこの圧力補正量の求め方を示す．式(2.16)において，次の時刻の速度場は連続の式を満たすものでなければならないので，式(2.11)に代入し整理すると，

$$\nabla^2 \delta P = \frac{\nabla \cdot (\rho \tilde{v})}{\Delta t} \tag{2.19}$$

なる圧力補正量に関するポアソン方程式が得られる.これを解くことにより圧力補正量を得ることができる.

このように本モデルで採用した SMAC 法をまとめると,

[1] 現時刻における速度場・圧力場により仮の速度場を求める.

[2] 仮の速度場より圧力補正量を求める

[3] 圧力補正量により，仮の速度場・現時刻における圧力場を補正し，次の時刻における速度場・圧力場を求める

といった計算を繰り返し行うことで時間進行させていくものとなっている.

以下では数値解析を行う上での差分化を考える．ここでは x 方向の式に対する差分式のみを示す．y，z 方向に関しても同様の差分式を与えればよい．これ以降は時間差分における添え字は時間ステップが n のとき，$P^n{}_{i,j,k}$ を $P_{i,j,k}$ のように書き省略する.

式(2.15)について位置 $(i+1/2, j, k)$ において Fig. 2.4 の斜線部に示すコントロールボリュームを考える．差分式は，式(2.10.a)の展開を参考に次のように表される．式中の右下の添え字に関しては Fig. 2.5 内のセル境界上の位置と対応している.

$$(\rho \tilde{u})_P = (\rho u)_P + \Delta t \left(-u.pre_P - u.con_P + u.vis_P + u.EMF_P + u.gra_P \right) \tag{2.20}$$

ここで,

・圧力項

$$u.pre_P = \frac{P_{i+1,j,k} - P_{i,j,k}}{dx_Sca_{i+1}} \tag{2.20.a}$$

・移流項

数値計算の安定性を向上させるために 1 次精度風上差分を採用している.

$$u.con_P = u.con.x_P + u.con.y_P + u.con.z_P \tag{2.20.b}$$

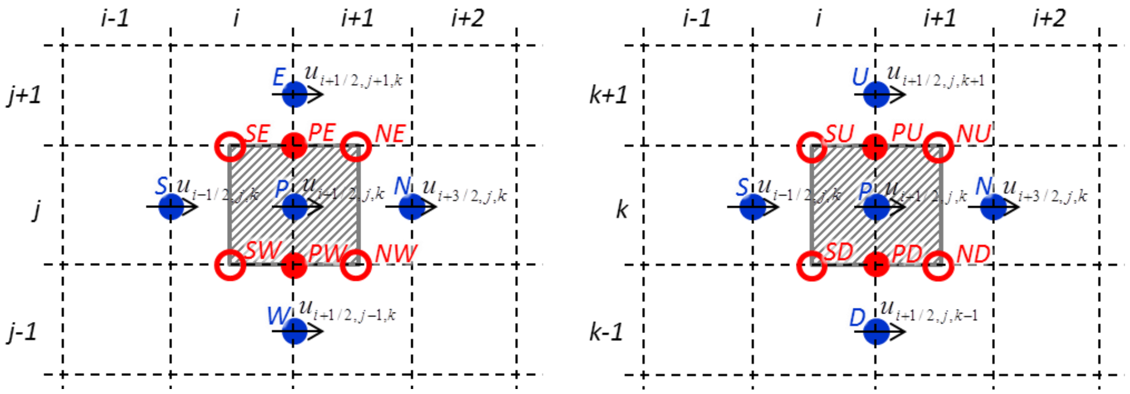


Fig. 2.5 Definition position of variables to calculate velocity field

$$u.con.x_P = \begin{cases} \dfrac{\rho_N u_N{}^2 - \rho_P u_P{}^2}{dx_Vec_{i+1}} & (u_P < 0) \\ \dfrac{\rho_{i+1,j,k}(u_N + u_P)^2 - \rho_{i,j,k}(u_P + u_S)^2}{4dx_Sca_{i+1}} & (u_P = 0) \\ \dfrac{\rho_P u_P{}^2 - \rho_S u_S{}^2}{dx_Vec_i} & (u_p > 0) \end{cases} \tag{2.20.b-i}$$

$$u.con.y_P = \begin{cases} \dfrac{\rho_E v_E u_E - \rho_P v_P u_P}{dy_Sca_{j+1}} & (v_P < 0) \\ \dfrac{\rho_{PE} v_{PE} u_{PE} - \rho_{PW} v_{PW} u_{PW}}{dy_Vec_j} & (v_P = 0) \\ \dfrac{\rho_P v_P u_P - \rho_W v_W u_W}{dy_Sca_j} & (v_P > 0) \end{cases} \tag{2.20.b-ii}$$

$$u.con.z_P = \begin{cases} \dfrac{\rho_U w_U u_U - \rho_P w_P u_P}{dz_Sca_{k+1}} & (w_P < 0) \\ \dfrac{\rho_{PU} w_{PU} u_{PU} - \rho_{PD} w_{PD} u_{PD}}{dz_Vec_k} & (w_P = 0) \\ \dfrac{\rho_P w_P u_P - \rho_D w_D u_D}{dz_Sca_k} & (w_P > 0) \end{cases} \tag{2.20.b-iii}$$

・粘性項

$$u.vis_P = u.vis.x_P + u.vis.y_P + u.vis.z_P \tag{2.20.c}$$

$$u.vis.x_P = \frac{2\eta_{i+1,j,k}(u_N - u_P)}{dx_Vec_{i+1}\, dx_Sca_{i+1}} - \frac{2\eta_{i,j,k}(u_P - u_S)}{dx_Vec_i\, dx_Sca_{i+1}} \tag{2.20.c-i}$$

$$\begin{aligned} u.vis.y_P = &\frac{\eta_{PE}(v_{NE} - v_{SE})}{dy_Vec_j\, dx_Sca_{i+1}} - \frac{\eta_{PW}(v_{NW} - v_{SW})}{dy_Vec_j\, dx_Sca_{i+1}} \\ &+ \frac{\eta_{PE}(u_E - u_P)}{dy_Vec_j\, dy_Sca_{j+1}} - \frac{\eta_{PW}(u_P - u_W)}{dy_Vec_j\, dy_Sca_j} \end{aligned} \tag{2.20.c-ii}$$

$$\begin{aligned} u.vis.z_P = &\frac{\eta_{PU}(w_{NU} - w_{SU})}{dz_Vec_k\, dx_Sca_{i+1}} - \frac{\eta_{PD}(w_{ND} - w_{SD})}{dz_Vec_k\, dx_Sca_{i+1}} \\ &+ \frac{\eta_{PU}(u_U - u_P)}{dz_Vec_k\, dz_Sca_{k+1}} - \frac{\eta_{PD}(u_P - u_D)}{dz_Vec_k\, dz_Sca_k} \end{aligned} \tag{2.20.c-iii}$$

・外力項(電磁力)

$$u.EMF_P = F_{xP} \tag{2.20.d}$$

・外力項(重力)

$$u.gra_P = \rho_P g_x \tag{2.20.e}$$

以上の式を用いることで，仮の速度を求めることができる．ここで用いる電磁力に関しては後に詳述する．

つづいて式(2.19)，圧力補正量に関するポアソン方程式を位置(i, j, k)において差分すると

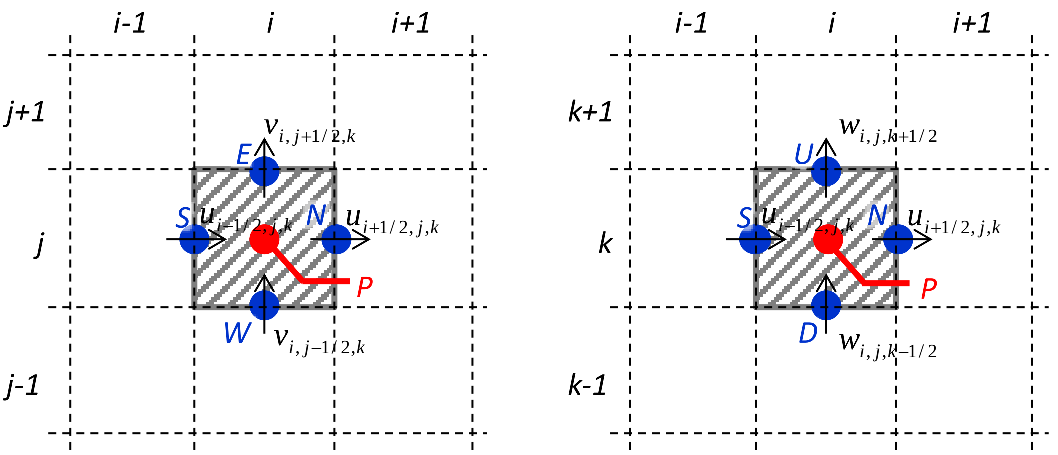


Fig. 2.6 Definition position of variables to calculate pressure field

次式のようになる．ここでは Fig. 2.6 の斜線部に示すコントロールボリュームを考える．式中の右下の添え字は Fig. 2.6 中の境界上の位置と対応している．

$$a_P \delta P_P = a_N \delta P_N + a_S \delta P_S + a_E \delta P_E + a_W \delta P_W + a_U \delta P_U + a_D \delta P_D + b \tag{2.21}$$

ここで，

$$a_N = \frac{1}{dx_Vec_i \, dx_Sca_{i+1}} \tag{2.21.a}$$

$$a_S = \frac{1}{dx_Vec_i \, dx_Sca_i} \tag{2.21.b}$$

$$a_E = \frac{1}{dy_Vec_j \, dy_Sca_{j+1}} \tag{2.21.c}$$

$$a_W = \frac{1}{dy_Vec_j \, dy_Sca_j} \tag{2.21.d}$$

$$a_U = \frac{1}{dz_Vec_k \, dz_Sca_{k+1}} \tag{2.21.e}$$

$$a_D = \frac{1}{dz_Vec_k \, dz_Sca_k} \tag{2.21.f}$$

$$a_P = a_N + a_S + a_E + a_W + a_U + a_D \tag{2.21.g}$$

$$b = \frac{1}{\Delta t}\left(\frac{\rho_N \tilde{u}_N - \rho_S \tilde{u}_S}{dx_Vec_i} + \frac{\rho_E \tilde{v}_E - \rho_W \tilde{v}_W}{dy_Vec_j} + \frac{\rho_U \tilde{w}_U - \rho_D \tilde{w}_D}{dz_Vec_k} \right) \tag{2.21.h}$$

この式に対して収束計算を行うことで圧力補正量を求めることができる．

最後に式(2.17)より，

$$P^{n+1}_{i,j,k} = P_{i,j,k} + \delta P_{i,j,k} \tag{2.22}$$

また，式(2.18)を位置$(i+1/2, j, k)$にて差分して，

$$u^{n+1}_{i+1/2,j,k} = \frac{1}{\rho^{n+1}_{i+1/2,j,k}} \left[\rho_{i+1/2,j,k} \tilde{u}_{i+1/2,j,k} - \frac{\Delta t \left(\delta P_{i+1,j,k} - \delta P_{i,j,k} \right)}{dx_Sca_{i+1}} \right] \tag{2.23}$$

となり，次の時刻における圧力場ならびに速度場を求めることができる．以上が速度場・

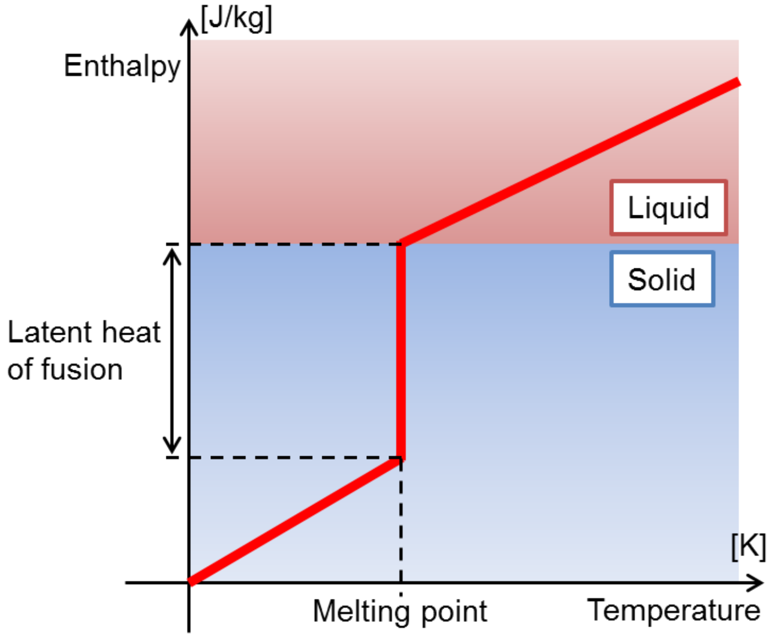


Fig. 2.7 Schematic diagram of enthalpy method

圧力場の時間発展に関する計算手法である．電極・母材に対する境界条件等についてはのちに詳述する．

2.6.2 温度場

ここでは，温度場の計算手法について述べる．まず，式(2.3)を展開すると，

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t}+\frac{\partial \rho uH}{\partial x}+\frac{\partial \rho vH}{\partial y}+\frac{\partial \rho wH}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\kappa\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\kappa\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial T}{\partial z}\right)+W-Ra \qquad (2.24)$$

となる．この式の差分化に関しては，位置(i, j, k)Fig. 2.6 に示したものと同様のコントロールボリュームを考え，2.6.1 項に示したものと同様の差分式を考えればよい．

本モデルにおいてはエンタルピーに関して式(2.24)を解いたのちに温度に変換することにより，温度場の時間発展を求めている．母材の溶融に関しては Fig. 2.7 に示すエンタルピー法を用いて表現している[82, 83]．エンタルピー法では，溶融潜熱をエンタルピーの温度依存の一部として取り扱い，融点に達した計算セルにおいては溶融潜熱分のエネルギーを受け取るまで，温度が上昇せず一定に保たれる．本モデルでは母材において融点を超える計算セルにおいてのみ速度場ならびに圧力場の計算を行った．また，母材内において放射損失はないものとして解析を行っている．ジュール熱ならびにアークプラズマと母材・電極間のエネルギー輸送に関しては後に詳述する．

2.6.3 電磁場

つづいて，電磁場の解析手法について述べる．まず，式(2.6)，(2.7)より次のラプラス方程式が導かれる．

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla V) = 0 \tag{2.25}$$

これを展開すると，

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\sigma \frac{\partial V}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\sigma \frac{\partial V}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\sigma \frac{\partial V}{\partial z}\right) = 0 \tag{2.26}$$

これを位置(i, j, k)において Fig. 2.6 で示したコントロールボリュームを考え差分化したのち，収束計算によって電位分布を求めることができる．求まった電位分布に対して式(2.7)より電流密度を求めることができる．式(2.7)を展開すると以下のようになる．

$$j_x = -\sigma \frac{\partial V}{\partial x} \tag{2.27.a}$$

$$j_y = -\sigma \frac{\partial V}{\partial y} \tag{2.27.b}$$

$$j_z = -\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \tag{2.27.c}$$

式(2.27.a)～(2.27.c)より電流密度分布が求まれば，式(2.5)よりジュール熱を求めることができる．

さらに式(2.8)，(2.9)よりアークプラズマによる磁場分布を求めることができる．まず，式(2.9)より磁場に関するベクトルポテンシャルを求める．式(2.9)を展開すると，

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} = -\mu_0 j_x \tag{2.28.a}$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = -\mu_0 j_y \tag{2.28.b}$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = -\mu_0 j_z \tag{2.28.c}$$

それぞれの方向のベクトルポテンシャルを収束計算により求める．その後，式(2.8)により磁束密度を求める．式(2.8)を展開すると以下のようになる．

$$B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \tag{2.29.a}$$

$$B_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \tag{2.29.b}$$

$$B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \tag{2.29.c}$$

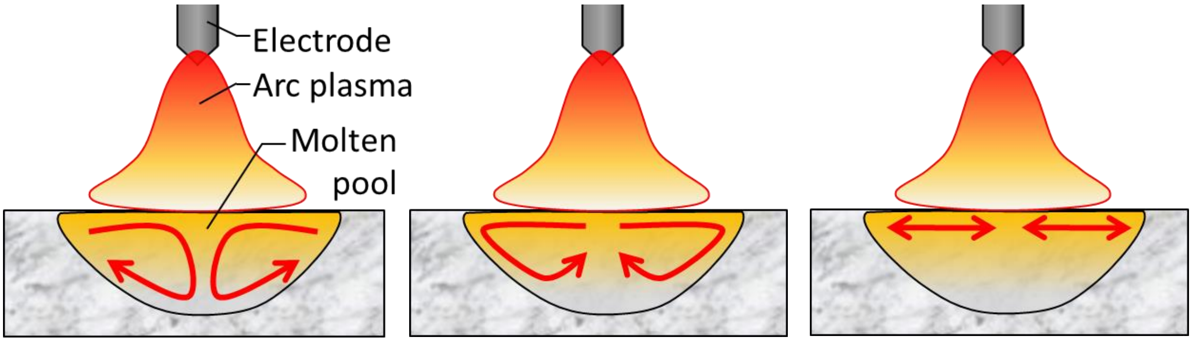
これらの式から各方向の磁束密度分布を求めたのち，式(2.4)より電磁力を求める．式(2.4)を展開すると，

$$F_x = j_y B_z - j_z B_y \tag{2.30.a}$$

$$F_y = j_z B_x - j_x B_z \tag{2.30.b}$$

$$F_z = j_x B_y - j_y B_x \tag{2.30.c}$$

以上のようにして，計算領域内全体における電磁場ならびに電磁力・ジュール熱を求めることができる．ここで求まった電磁力は運動量保存則の外力項に，ジュール熱はエネルギー方程式に代入することによってそれぞれの影響を考慮した速度・圧力場ならびに温度場を求めることができる．



(a) Electromagnetic force (b) Shear stress by plasma stream (c) Marangoni force

Fig. 2.8 Driving forces of the convection in weld pool

2.7　溶融池の対流駆動力

アーク溶接プロセス中には溶融池内の金属は激しく流動している．対流駆動力は様々存在するが，本章で構築する溶融池表面の変形を考慮しない本モデルにおいては，溶融池の対流駆動力は電磁力・プラズマ気流によるせん断力・マランゴニ力のみとした．Fig. 2.8 に示すように，それぞれの対流駆動力によって生じる対流の向きはそれぞれ異なる．また，前述したとおり，マランゴニ力に関しては母材の硫黄含有量によってその向きが決まる．

つづいて，これらの対流駆動力の計算手法について述べるが，電磁力に関しては 2.6.3 項にて示したとおりである．まず，プラズマ気流によるせん断力 τ_{SS} [Pa]は次の式で与えられる．

$$\tau_{SS} = -\eta_S \left.\frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right|_{Pool surface} \tag{2.31}$$

ここで，η_S：母材表面直上におけるアークプラズマの粘性係数 [kg/ms]を表している．また，マランゴニ力 τ_γ [Pa]は次の式で与えられる．

$$\tau_\gamma = \frac{\partial \gamma}{\partial T}\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{Pool surface} \tag{2.32}$$

ここで，γ：表面張力 [N/m]を表しており，$\dfrac{\partial \gamma}{\partial T}$ が Fig. 2.2(b)で示した表面張力の温度係数を表している．これらの式によって求められた駆動力を母材表面における速度として与えることで，その影響を溶融池内の流れ場に反映させた．

2.8 金属蒸気挙動の記述

アーク溶接中には溶融した陽極ならびに陰極より，金属蒸気が発生しアークプラズマ内に混入する．金属蒸気が混入することにより，アークプラズマの特性は大きく変化する．ここでは金属蒸気の挙動を記述するモデルについて述べる．本モデルでは金属蒸気の成分は電極・母材の主成分である鉄のみであるものとしている．

まず，鉄蒸気の挙動は次の保存則によって記述する．

$$\frac{\partial(\rho C)}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\vec{v}C) = -\nabla\cdot(-\rho D\nabla C) \tag{2.33}$$

ここで，C：鉄蒸気の質量分率， D：拡散係数 [m^2/s]を表しており，次式で表される[84, 85].

$$D = \frac{2\sqrt{2}\left(1/M_{Fe} + 1/M_{Gas}\right)^{0.5}}{\left[\left(\rho_{Fe}{}^2/\beta_{Fe}{}^2\eta_{Fe}{}^2M_{Fe}\right)^{0.25} + \left(\rho_{Gas}{}^2/\beta_{Gas}{}^2\eta_{Gas}{}^2M_{Gas}\right)^{0.25}\right]^2} \tag{2.34}$$

ここで，添え字FeならびにGasはそれぞれ鉄蒸気およびガスを表すものであり，M：分子量，βは$\beta = D\rho/\eta$で定義される無次元数である．βは理論上種々のガスに対して様々な値をとるが，多くの実験データに基づく平均値として$\beta_{Fe} = \beta_{Gas} = 1.385$ を仮定した．この近似値は室温から 30, 000 度の高温に至るまで比較的精度が高く，本モデルで対象とする溶接アークのモデルには適していると考えられる．

つづいて，金属からの蒸気の発生量J [kg/m^{2}s]は Langmuir の式より，次式によって表される[86].

$$J = p_0\sqrt{\frac{M_{Fe}}{2\pi RT_S}} \tag{2.35}$$

ここで，p_0：鉄の蒸気圧 [Pa][87]，R：気体定数 [J/Kmol]，T_S：金属表面の温度 [K]を表している．本モデルでは，鉄蒸気の発生源は溶融池のみとしている．式(2.35)をそのまま用いると金属蒸気が過度に発生してしまうため，本解析モデルでは，式(2.35)に係数をかけて用いている．計算領域内の溶融池と接するセルにおいて鉄蒸気の質量流束を境界条件として与えることで溶融池からの鉄蒸気発生を考慮した．以上の方程式にしたがって鉄蒸気の挙動を求めることができる．

2.9 境界条件

2.9.1 速度場ならびに温度場の境界条件

本モデルにおける境界条件について述べる．Fig. 2.9 に本モデルの境界条件をまとめたものを示す．まず，計算領域の周囲は開放されているものとし，アークプラズマと電極・母

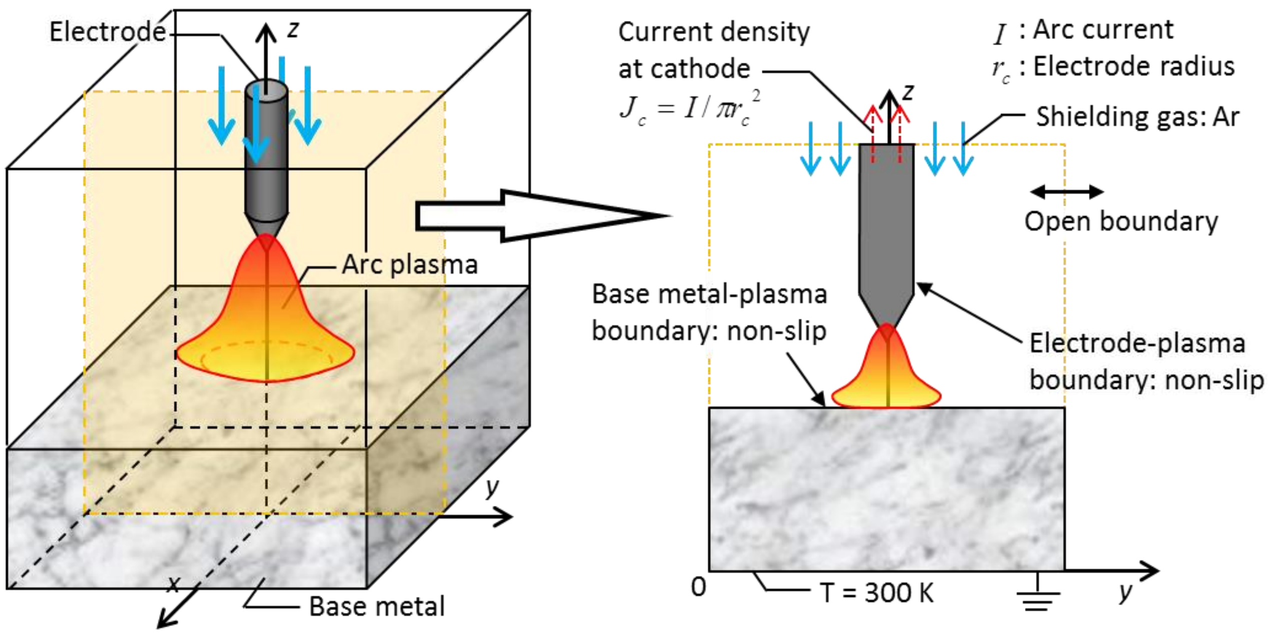


Fig. 2.9 Boundary condition of the 3D model

材といった金属との境界は non-slip 境界として取り扱った．計算領域上部のノズル径に相当する領域よりシールドガスが流入しているものとした． また，母材下面は水冷されており温度が室温に保たれるものとしている．

ここで，母材や電極の温度変化を算出するために，アークプラズマと母材ならびに電極間におけるエネルギーの授受には特別な取り扱いが必要となる．まず，陽極母材へのエネルギー密度は次の式で与える．

$$q_A = -\kappa_f \frac{\partial T}{\partial x} + \vec{j}\varphi_A + q_r \tag{2.36}$$

ここで，q_A：陽極表面でのエネルギー流束 [W/m^2]，φ_A：陽極の仕事関数 [V]，q_r：放射による入熱 [W/m^2][88]を表している．また，熱伝導によるに熱輸送を考える際には，次式で表される膜温度によって算出される熱伝導率：κ_f [J/msK] を用いた．ここでT_f：膜温度[K]，T_p：母材直上のセルにおけるプラズマ温度 [K]，T_A：母材表面の温度 [K]を表している．

$$T_f = \frac{T_p + T_A}{2} \tag{2.37}$$

つづいて，陰極表面におけるエネルギー密度は次の式より算出した．

$$q_C = -\kappa_f \frac{\partial T}{\partial x} - \vec{j}_e\varphi_C + \vec{j}_i V_i \tag{2.38}$$

ここで，q_C：陰極表面でのエネルギー流束 [W/m^2]，φ_C：陰極の実効仕事関数 [V]，j_e：陰極表面での電子電流密度 [A/m^2]，j_i：陰極表面でのイオン電流密度 [A/m^2]，V_i：プラズマガスの電離電圧 [V]をそれぞれ表している．陰極表面における電子電流密度は次のリチャードソン・ダッシュマンの式により推測されるものを利用した．

$$j_R = A_R T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_C}{k_B T}\right) \tag{2.39}$$

ここで，j_R：推測される電子電流密度(リチャードソン電流) [A/m^2]，A_R：リチャードソン定数 [A/m^{2}K^2]，e：素電荷量 [C]，k_B：ボルツマン定数 [J/K]を表している．

2.9.2 電磁場の境界条件

つづいて電流の境界条件に付いて説明する．まず，計算領域周囲においては電気的に絶縁されているものとし，Fig. 2.9 にて示したように母材下面にてアースされ，電極の上部にアーク電流に相当する電流密度を与える．この電流密度に相当する電位の境界条件を計算領域周囲に与えることで，電位に関する収束計算を行うことができる．また，ベクトルポテンシャルに関しては計算領域上面・下面において隣接する計算セルと等しい値，その他の周囲境界では 0 として境界条件を与えた．

アークプラズマと陽極・陰極の間には本来シース領域が形成されている．しかし，本モデルにおいては局所熱平衡近似を採用しているためこれらの領域は無視してモデル化を行っている．本モデルにおいてはアークプラズマと陰極・陽極は直列に接続された抵抗とみなし境界条件の設定を行っている．アークプラズマと陰極・陽極の境界における電気伝導率は次式で表される．

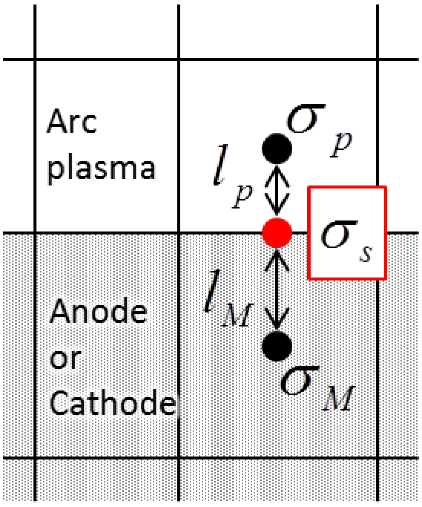


Fig. 2.10 Electrical conductivity on the electrode surface

$$\sigma_s = \frac{l_p + l_M}{\dfrac{l_p}{\sigma_p} + \dfrac{l_M}{\sigma_M}} \tag{2.40}$$

ここで，式中の文字は Fig. 2.10 に示すとおりであり，σ_s：境界における電気伝導率 [S/m] を用いている．ここで，σ_p：アークプラズマの電気伝導率 [S/m]，σ_M：電極の電気伝導率 [S/m]，l_p, l_M：格子点と境界までの距離 [m]を表している．

Fig. 2.11 に示すのは先に示した電気伝導率の境界条件を用いてアークプラズマの解析を行った結果と野村らが用いた分光分析手法により実験的に求めた温度分布を示したものである[35]. ここでは, アーク電流を 150 A, アーク長を 5 mm, 電極先端の角度は 60 度とし, 母材は水冷銅板としている．この図からわかるように両者とも釣鐘状の温度分布を呈しているものの，解析結果は実験結果と比較すると全体的に温度が低いものとなっている．また，電極先端における高温部においては特にその傾向が強いことがわかる．

この原因について本研究では以下のように考えている．ティグアークにおけるタングステン電極，すなわち陰極は単なる抵抗ではなくプラズマに対して電子を供給する役割を担っている．特にティグ溶接に用いられるタングステン電極等の陰極は熱陰極と呼ばれある程度高温にならないと電子を供給することができず[89]，電極先端において電流経路はある程度制限されることとなる．過去，ティグアークのモデル化に関する文献においては電極先端において電流密度の境界条件を設定しているものも多く[39, 88, 90]，電極先端における電流経路はアークプラズマの特性を決めるうえで非常に重要である．Fig. 2.11 に示

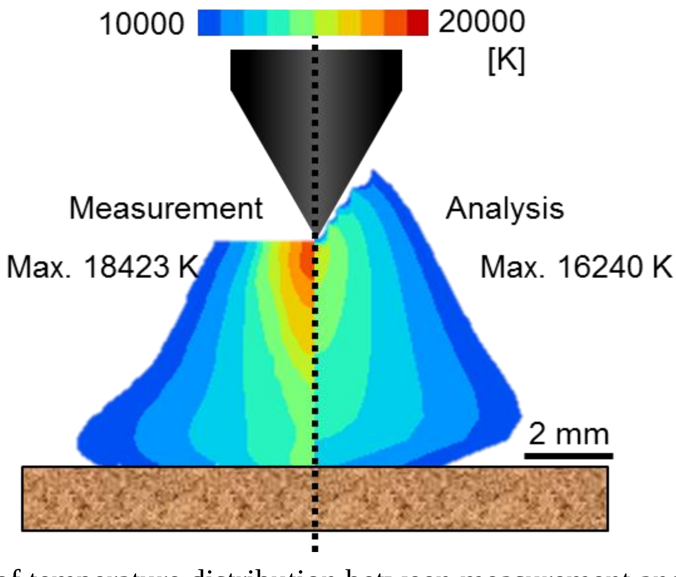


Fig. 2.11　Comparison of temperature distribution between measurement and analysis without limitation of current route at the electrode tip

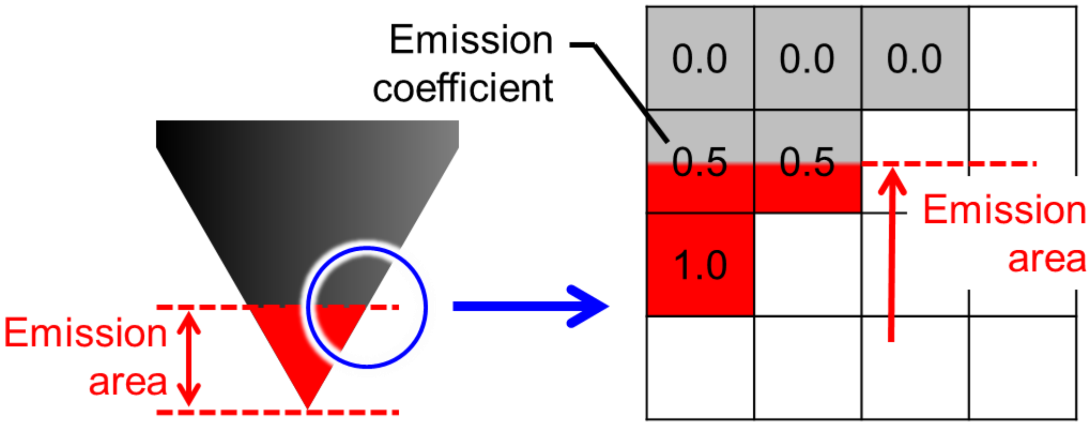


Fig. 2.12 Emission area at the electrode tip

したように電極表面において電流経路に対して特に何も制限を与えない場合には本来電流が流れることのできない領域にも電流が流れている可能性がある．その結果として電極近傍における電流経路が広がることでジュール熱が小さくなり，温度の低いアークプラズマとなるものと考えられる．

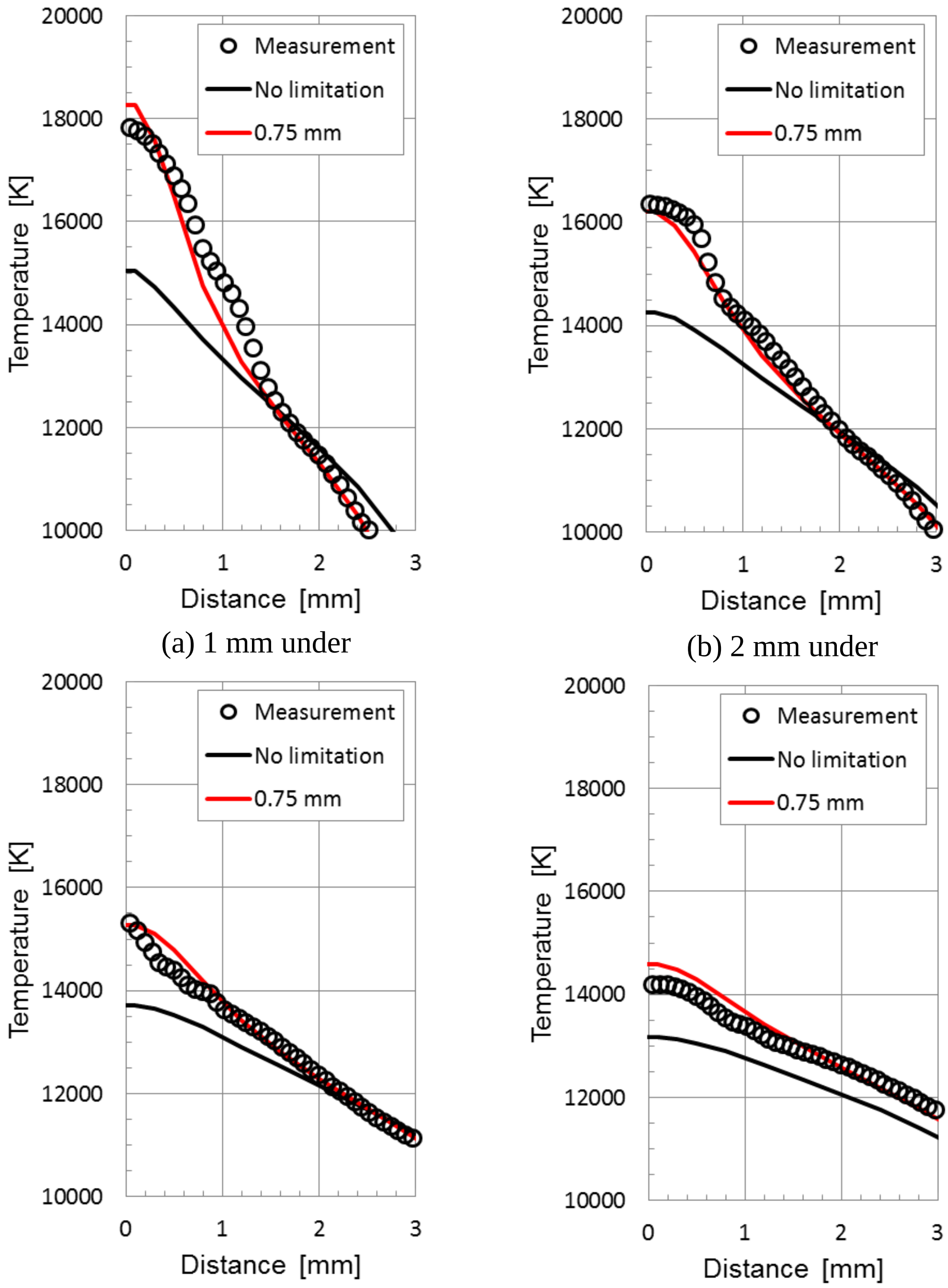
そこで，本研究では電極先端においてある程度電流経路を制限することにより実験によって計測される温度分布を再現できるように境界条件の設定を行った．Fig. 2.12 に示すように電子放出エリアを電極先端からの高さとして設定し，式(2.41)に示すように電極表面の電気伝導率に係数αをかけ，係数が 0 となる位置では電極表面においてアークプラズマと絶縁されているものとすることで電流経路を制限した．

$$\sigma_s = \alpha \frac{l_p + l_M}{\dfrac{l_p}{\sigma_p} + \dfrac{l_M}{\sigma_M}} \tag{2.41}$$

Fig. 2.13 に示すのは，電流経路を制限しない場合ならびに電流経路を電極先端より 0.75 mm の位置までに制限した場合の解析結果と，分光分析による計測結果を比較したものである．ここで，それぞれのグラフはアークの中心軸からの距離に対する温度分布であり，それぞれ電極先端から 1 mm，2 mm，3 mm，4 mm 離れた位置における温度分布を示している．この図からわかるように，電流経路を制限しない場合では高温部において計測値を大きく下回るものとなっていた温度分布が，電極先端における電流経路を制限することによって計測値に近づいている．このようにアークプラズマの状態を正しく解析するためには電流経路を正確に表現することが非常に重要である．そのためには陰極近傍のシース領域や電子放出機構を含めたモデル化が必要であると考えられるが[91-94]，本論文では計算コストの削減と，モデル化をシンプルに進めるため電極表面における電気伝導率を調整す

ることで擬似的に電子放出エリアを変化させ，電流経路を制限することでこの現象に対応することとした．

Fig. 2.14 に示すのは, 100 A から 300 A の範囲において分光分析における温度計測結果を再現できる解析モデル上の電子放出エリアを求めた結果である．このグラフから電流値を大きくするほど電子放出エリアは大きくなっており，アークプラズマが電極先端において



(a) 1 mm under (b) 2 mm under

(c) 3 mm under (d) 4 mm under

Fig. 2.13 Influence of emission area on the temperature distribution

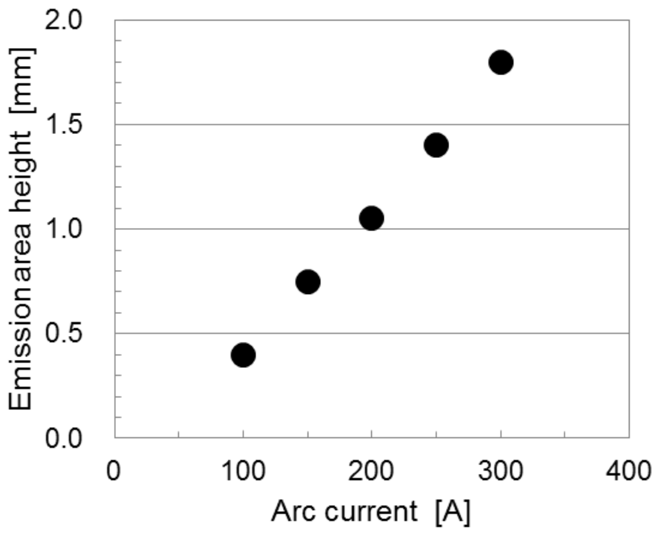


Fig. 2.14 Influence of arc current on the electron emission area

覆いかぶさる範囲が大きくなることが推測される．本モデルにおいては電子放出領域が電流値のみに依存するものとし，以降の解析においてはこの図に示される値を利用することとした．

2.10　結言

本章では溶融池から発生する金属蒸気の混入を考慮した3次元ティグアーク-溶融池モデルについて，モデル内でのアークプラズマの取り扱いや物性値，各種支配方程式ならびに計算手法と境界条件について述べた．本モデルを用いることで，母材への入熱・母材表面に作用するプラズマ気流によるせん断力といった「アークプラズマから溶融池に対する作用」ならびに母材表面より発生する金属蒸気という「溶融池からアークプラズマに対する作用」という相互作用を考慮した数値シミュレーションを行うことができる．また，電極先端においては電子放出エリアを擬似的に設定することで電流経路を制限した．これは，本来「アークプラズマと電極の相互作用」によって決まるものであり，今後さらなる検討が必要であるものと考えている．

第 3 章においては本章で構築したモデルによる解析例について示す．解析の対象として電極の複数となる多電極溶接ならびに母材継手形状が変化した際の溶接現象を取り上げる．

第 3 章　3 次元ティグアーク-溶融池モデルによる数値解析

3.1　緒言

本章では第 2 章にて構築した 3 次元ティグアーク-溶融池モデルを用いて，アークプラズマならびに溶融池の温度場や速度場などの解析を行った結果について示す．まず初めに 3 次元的な現象の一例として 2 本の電極を用いる 2 電極ティグ溶接プロセスに適用した際の結果を示す．複数本の電極を用いる多電極溶接プロセスは高能率プロセスとして製造業の各分野で実用が進んでいる．その特徴として，溶接法・電流波形・電極配置など様々な組み合わせを用いることができ，各電極に異なる役割を与えることができることが挙げられる．しかし，この特徴は同時に通常の単電極プロセスに比べて施工パラメータが著しく増大することを示しており，施工時の最適なパラメータを設定するのは非常に難しい．2 電極ティグプロセスは多電極プロセスの中でももっともシンプルなものであり，多電極プロセス全体を把握する上での基盤となるものと考えられる．

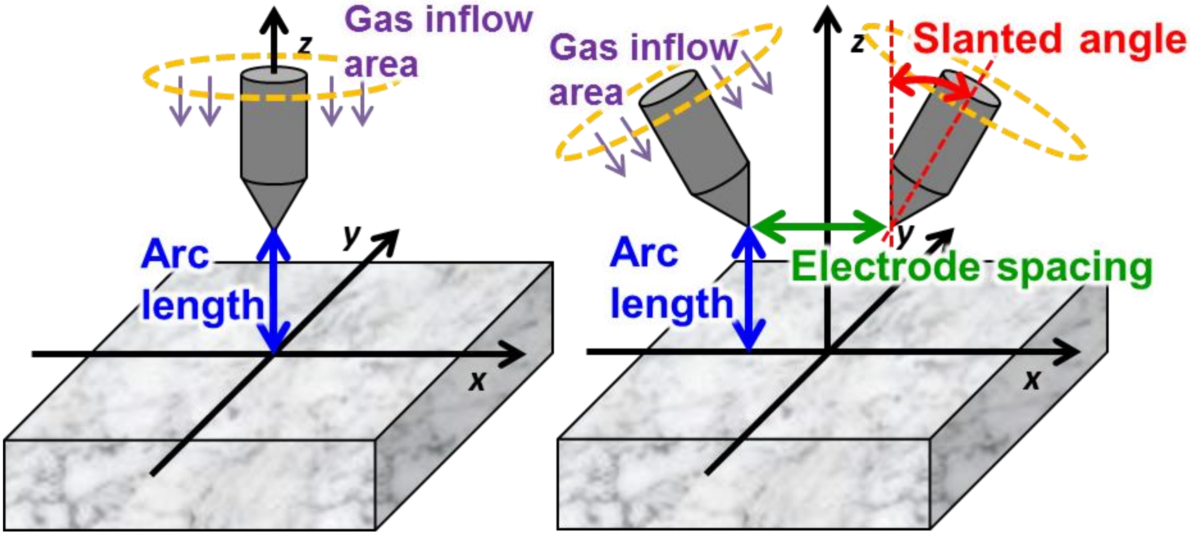
本章の後半では継手形状が熱源特性に及ぼす影響について解析した結果について述べる．実際の溶接プロセスにおいては平板継手だけでなく，V 字形状の開先継手や T 字形状の隅肉継手など様々な継手形状が用いられる．この際にはアークプラズマと母材の接し方が大きく変化するため，熱源特性が大きく変化することが考えられる．

3.2　2 電極ティグ溶接プロセスへの適用[95]

本節では，3 次元ティグアーク-溶融池モデルを 2 電極ティグ溶接プロセスに適用した結果について示す．まず，単電極ティグアークと 2 電極ティグアークの比較を行ったのち，2 電極ティグアークにおいて電極配置が変化した際の結果について示す．ここでは主にアークプラズマの外観ならびに溶込み形状について結果を示すことにする．さらに，同様の条件において実験も併せて行い，解析結果との比較を行った．

3.2.1　解析条件

まず，Fig. 3.1 に解析領域の模式図を示す．本研究で構築したモデルを用いて単電極ならびに 2 電極ティグアークに関する解析を行う. 解析条件に関しては, 単電極ティグの場合, アーク電流を 200 A，トーチ角度を 0 度とした．2 電極ティグの場合では，アーク電流はそれぞれの電極に 100 A ずつ流れているものとし，トーチ角度は 30 度ずつ傾いているものとした. 本モデルでは, アーク長を電極先端より母材表面までの最短距離と定義した. また, 2 電極ティグの電極間距離は電極先端間距離として定義した．母材はステンレス鋼とし，



(a) Single-electrode TIG　　　(b) Tandem-electrode TIG

Fig. 3.1 Schematic images of calculation domain

硫黄含有量は 40 ppm とした．電極はランタン入りタングステンとし，電極径を 3.2 mm，先端角度を 60 度とした. また溶融池形状の解析結果に関してはアーク点弧後 5 秒後のものについて示しており，トーチはすべて静止しているものとした.

3.2.2　実験装置

解析モデルによって実現象の変化を捉えることができているかを把握するため，実験によりアークプラズマ外観ならびに溶込み形状の観察を行った．電極の配置や母材の材質などといった実験の条件に関してはすべて解析と同様のものとした．Fig. 3.2 に本研究で用い

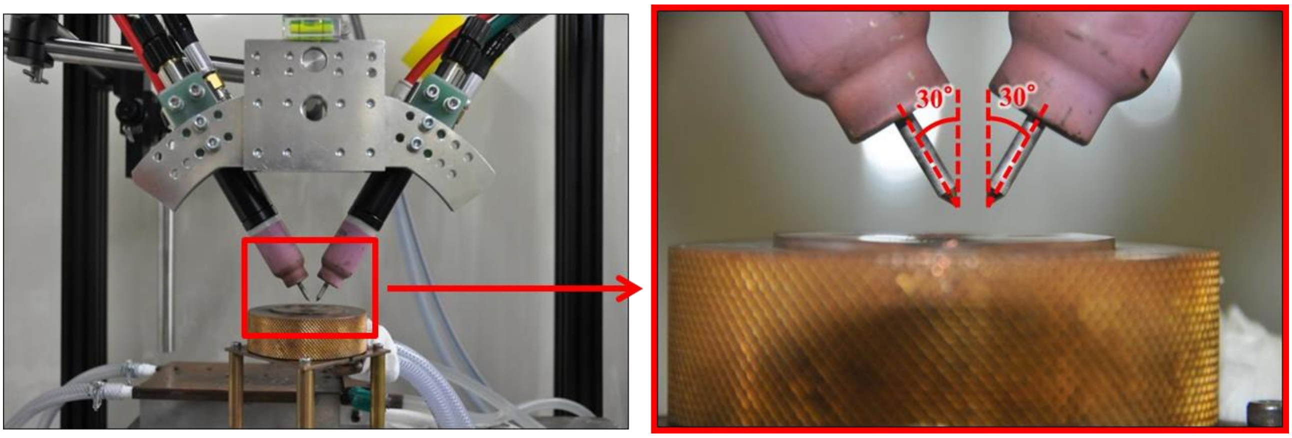
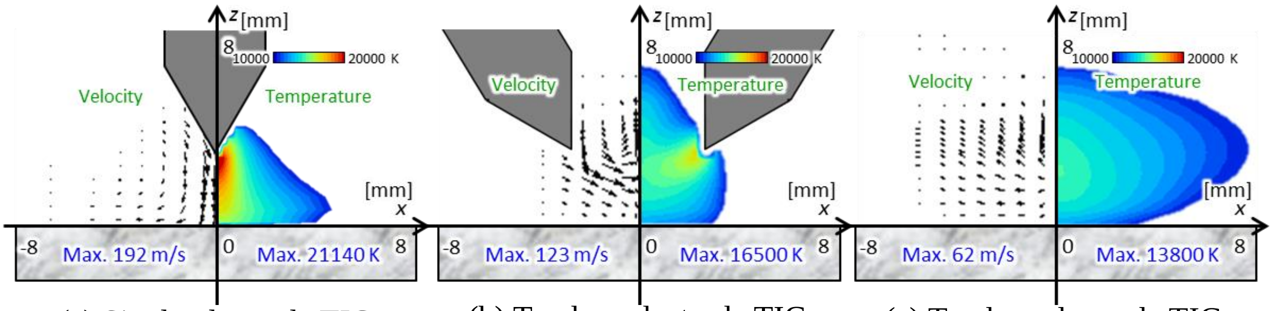


Fig. 3.2 Experimental device of tandem TIG arc

た 2 電極ティグを点弧するための実験装置の外観を示す．本研究で用いる 2 電極ティグ装置は，それぞれ独立した 2 本のティグトーチを近距離にて固定したものである．電極の突出し長さを調整することにより，電極間距離を任意の位置に設定することができる．また，独立したトーチを用いているため，シールドガスやトーチの冷却水などはそれぞれ独立した経路により供給されることとなる．

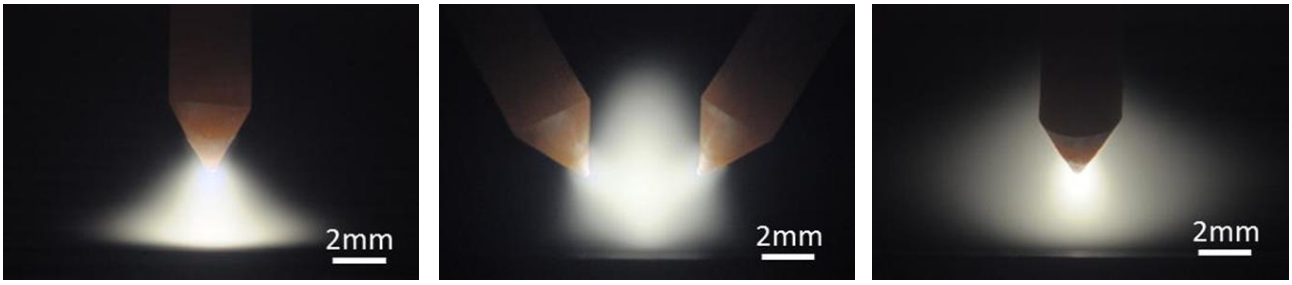
3.2.3 単電極ティグアークと 2 電極ティグアークの比較

まず，Fig. 3.3 に示すのは温度分布ならびに速度分布の解析結果である．ここでは，アーク長をそれぞれ 3 mm，2 電極ティグの電極間距離は 5 mm としている．それぞれの図の左側に速度分布，右側に温度分布を示している．Fig. 3.3(a) に示すのは単電極ティグの解析結果である．いわゆる釣鐘形状の温度分布を呈している．Fig. 3.3(b)と(c)に示しているのは 2 電極ティグを想定した場合の解析結果であり，Fig. 3.3(b)には 2 本の電極に対して垂直な面である *xz* 平面，Fig. 3.3(c)には 2 本の電極が重なる方向である *yz* 平面の解析結果を示している．これらの図からわかるように 2 電極ティグにおいては，それぞれの電極から発生するアークプラズマが電磁力によって引きつけあい，一体化したアークとなっていることがわかる．*xz* 平面の解析結果に注目すると，最高温度ならびに最高速度は単電極ティグの場合に比べてかなり小さいものとなっていることがわかる．これは 1 本当たりに流れる電流が小さくなるために電極先端付近における電流密度が低下することで，電磁力やジュール発熱が低下するためであると考えられる．さらに，*yz* 面の解析結果に注目すると，全体的に温度の低い丸い形状のアークプラズマとなっていることがわかる．



(a) Single-electrode TIG　(b) Tandem-electrode TIG (*xz* surface)　(c) Tandem-electrode TIG (*yz* surface)

Fig. 3.3 Temperature and velocity distribution of single and tandem TIG arc plasma

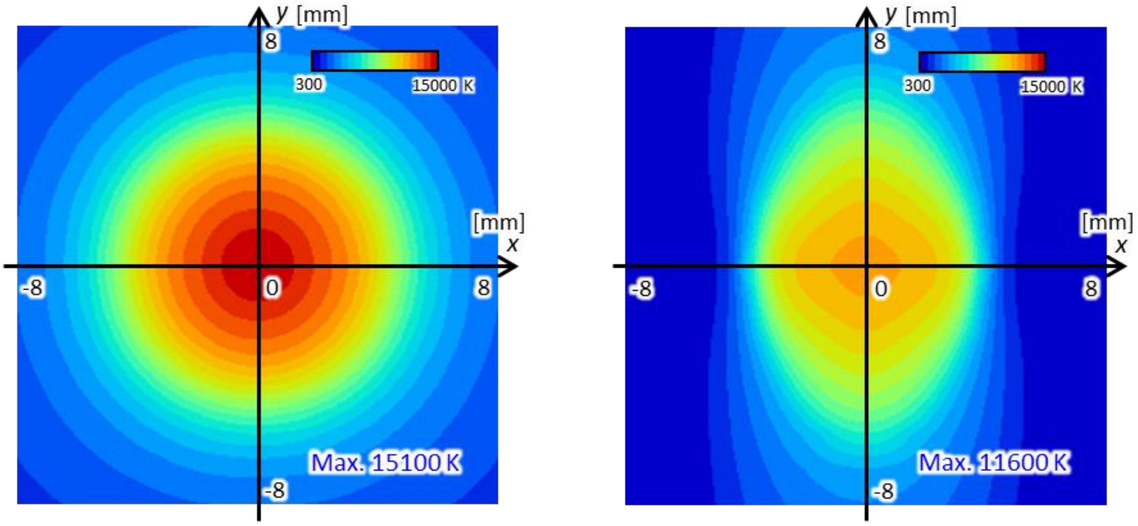


(a) Single-electrode TIG (b) Tandem-electrode TIG (*xz* surface) (c) Tandem-electrode TIG (*yz* surface)

Fig. 3.4 Arc plasma appearances for single and tandem TIG arc

Fig. 3.4 に同様の条件において実験により撮影したアークプラズマの外観を示す．解析結果と実験結果は非常によく似た外観を示しており，本研究にて構築した解析モデルはアークプラズマの形状変化を表現することが可能であると考えている．

つづいて，Fig. 3.5 に示すのは母材直上におけるティグアークの温度分布の解析結果である．単電極ティグの場合では軸対称な温度分布が形成されていることがわかる．一方で 2 電極ティグの場合においては楕円形状の温度分布が形成されており，2 本の電極に対して垂直な方向に伸びた分布となっていることがわかる．これは各電極先端より生じたプラズマ気流が領域中心にてぶつかったのち，垂直方向に向きを変えていくためであると考えられる．また，2 電極ティグの場合では単電極ティグに比べて全体的に低温な温度分布となっていることがわかる．

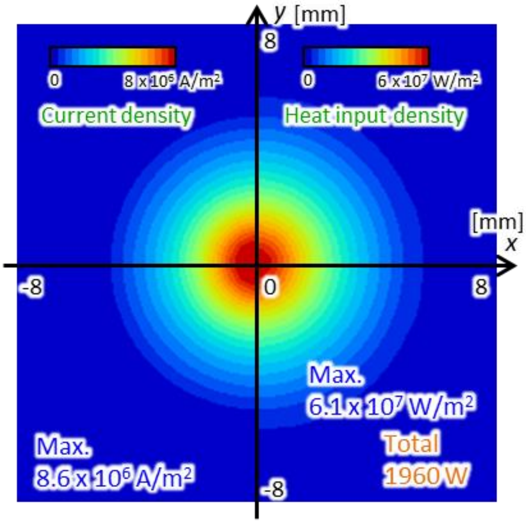


(a) Single-electrode TIG (b) Tandem-electrode TIG

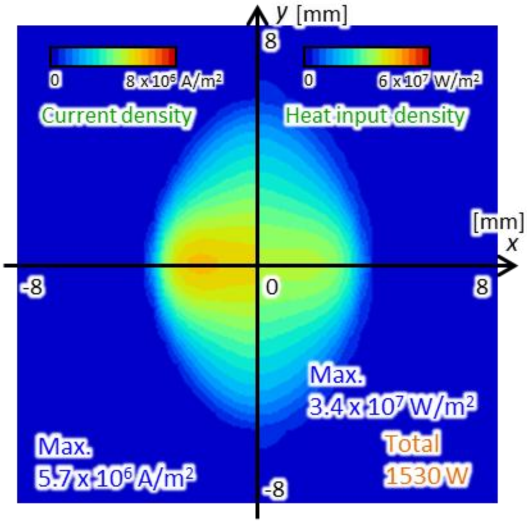
Fig. 3.5 Temperature distribution just above the anode metal

Fig. 3.6 に示すのは単電極ティグならびに 2 電極ティグにおける電流密度分布と入熱密度分布である．単電極ティグにおいては軸対称な分布が形成されているものの，2 電極ティグにおいては Fig. 3.5 に示した温度分布にしたがって，2 電極に対して垂直方向に伸びた楕円形上の分布になっていることがわかる．また，単電極ティグに比べて 2 電極ティグではそれぞれのピーク値が大幅に減少していることもわかる．さらに，2 電極ティグにおいては単電極ティグに比べて総入熱量も減少していることが確認できる．これは，Fig. 3.3 にて示されるように電極間の領域においてプラズマ気流がぶつかることで，上方にエネルギーが逃げてしまうことによるものと考えられる．

Fig. 3.7 に示すのは Fig. 3.6 に示した入熱密度分布の x 軸上ならびに y 軸上における値をグラフ上にプロットしたものである．単電極ティグにおいてはガウス分布によく似た形状となっている．2 電極ティグにおいては x 軸と y 軸において入熱密度分布が大きく異なったものとなっている．x 軸上においては台形形状の入熱密度分布になっており，入熱範囲の狭いものとなっている．一方で，y 軸上の分布はガウス形状のような分布になっており，入熱範囲がやや広いものとなっている．このように 2 電極ティグを用いることで入熱の特性を大きく変化させることができる．



(a) Single-electrode TIG arc



(b) Tandem-electrode TIG arc

Fig. 3.6 Current density and heat input density distribution on the anode metal

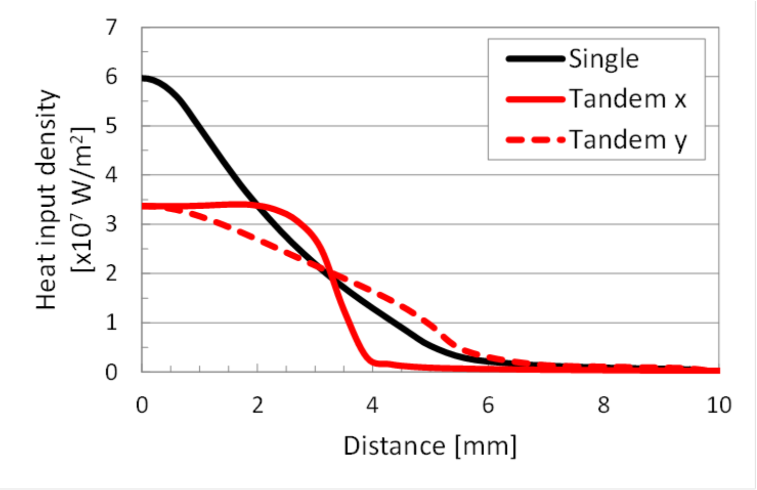
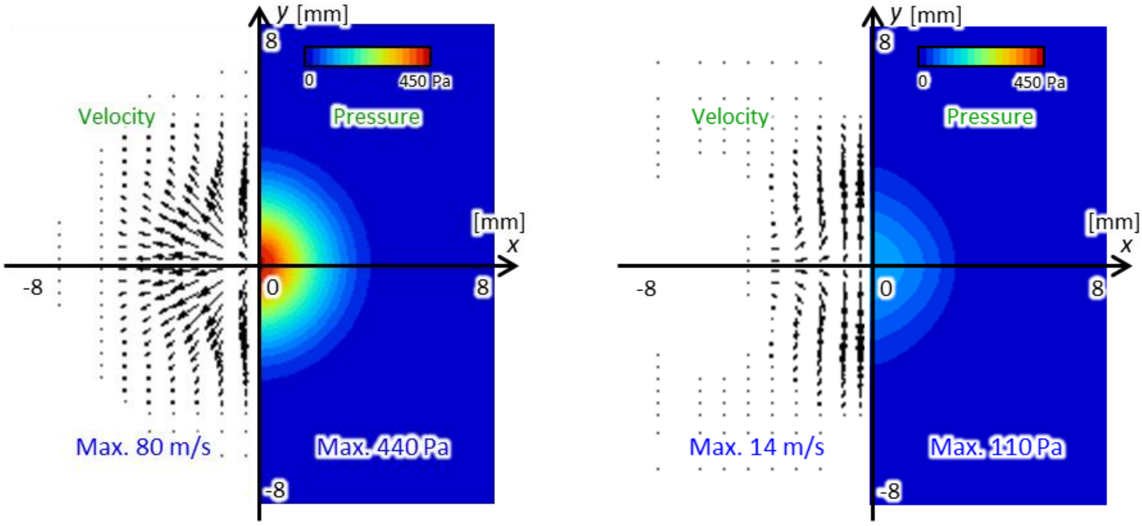


Fig. 3.7 Heat input density distributions of single TIG arc and tandem TIG arc

次に Fig. 3.8 に示すのは母材直上における圧力分布ならびに速度分布である．2 電極ティグにおいては圧力・速度ともに単電極ティグに比べて大きく減少していることがわかる．2 電極ティグにおいては 2 電極に沿して垂直方向に大きな速度が発生しており，これは温度分布等の結果が同方向に伸びた楕円形状となることと一致している．Fig. 3.9 に示すのは，Fig. 3.8 における x 軸ならびに y 軸上でのプラズマ気流によるせん断力分布である．2 電極ティグではプラズマ気流によるせん断力は大幅に減少しており，x 軸上においてはほぼ 0 の値となっている．



(a) Single-electrode TIG arc (b) Tandem-electrode TIG arc

Fig. 3.8 Arc pressure and plasma velocity distribution just above the anode metal

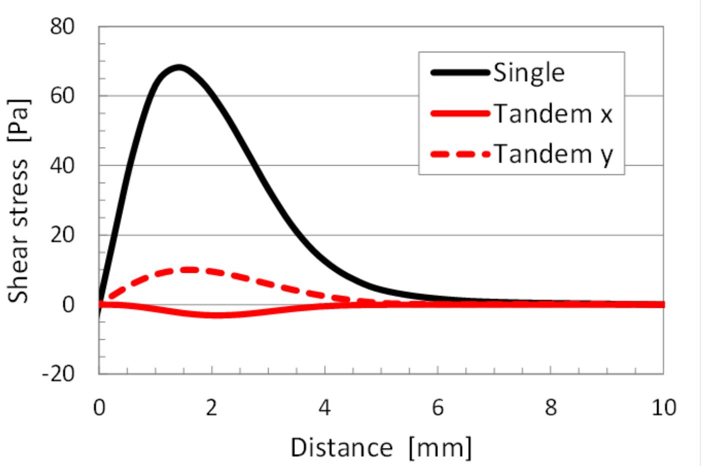
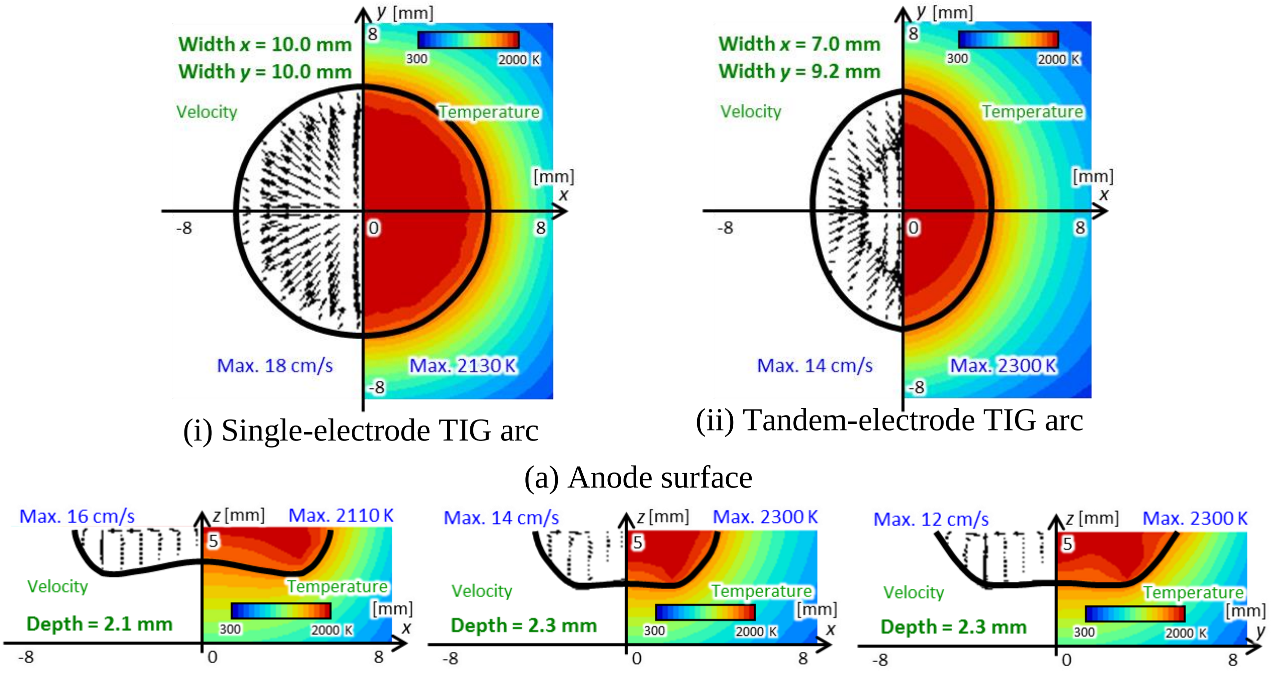


Fig. 3.9 Shear stress distribution on the anode metal surface

以上のことから，2 電極ティグにおいては入熱分布や，プラズマ気流によるせん断力といった熱源の特性が大きく変わることがわかる．これに伴って形成される溶融池も大きく異なったものとなることが予想される．

Fig. 3.10 に示すのは溶融池の温度分布ならびに速度分布である．図中の実線はステンレスの融点を表しており，溶融スポットの形状を表している．溶融池表面の形状に注目する



(i) Single-electrode TIG arc (ii) Tandem-electrode TIG arc

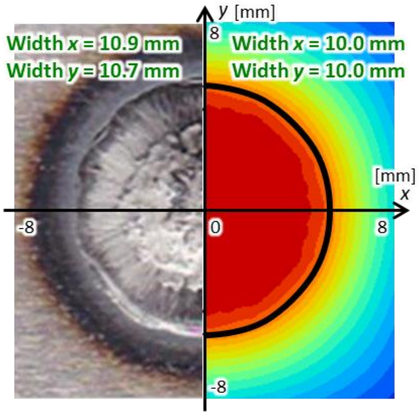
(a) Anode surface

(i) Single-electrode TIG arc (ii) Tandem-electrode TIG arc (*xz* surface) (iii) Tandem-electrode TIG arc (*yz* surface)

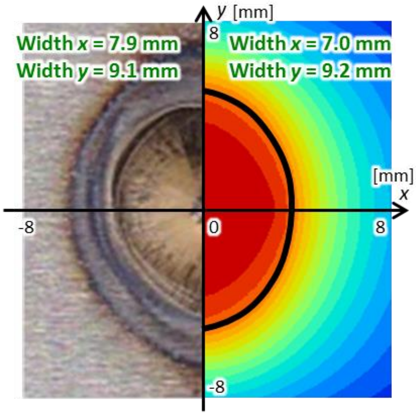
(b) Cross section

Fig. 3.10 Numerical results for temperature and velocity fields by single and tandem TIG arc

と，単電極ティグにおいては軸対称な形状の溶融スポットが形成されている．一方で，2 電極ティグによる溶融スポット形状は楕円形状になっており，Fig. 3.6 にて示した入熱分布と傾向の一致したものとなっている．すなわち，溶融スポットの表面形状は入熱分布に依存するものと考えられる．つづいて断面形状に注目すると，単電極ティグにおいては溶融池の中心に比べて端部において深い形状となっていることがわかる．一方で 2 電極ティグの場合においては，溶融池の底部がほぼ平らなものとなっている．さらに速度分布に注目すると，単電極ティグに場合では溶融池表面の全体にわたって外向きの流れが形成されていることがわかる．しかしながら，2 電極ティグにおいては溶融池表面において溶融池中心部付近においては外向きの流れが生じているものの，溶融池の外周部においては内向きの流れが形成されていることがわかる．これは Fig. 3.9 に示したプラズマ気流によるせん断力が大きくかかわっていると考えられる．プラズマ気流によるせん断力は溶融池表面において外向きの流れを促進する駆動力である．単電極ティグにおいてはプラズマ気流によるせん断力が大きいため，外向きの流れが強くなり溶融池端部の深い溶融池が形成される．一方で，2 電極ティグにおいてはプラズマ気流によるせん断力が弱く高温な溶融金属が溶

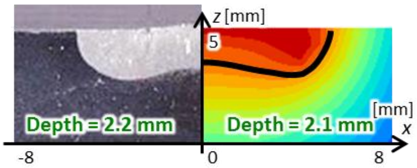


(i) Single-electrode TIG

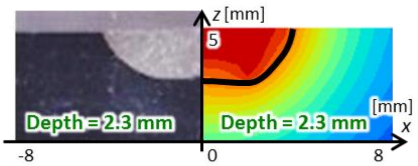


(ii) Tandem-electrode TIG

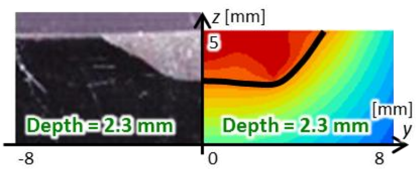
(a) Anode surface



(i) Single-electrode TIG



(ii) Tandem-electrode TIG (*xz* surface)



(iii) Tandem-electrode TIG (*yz* surface)

(b) Cross section

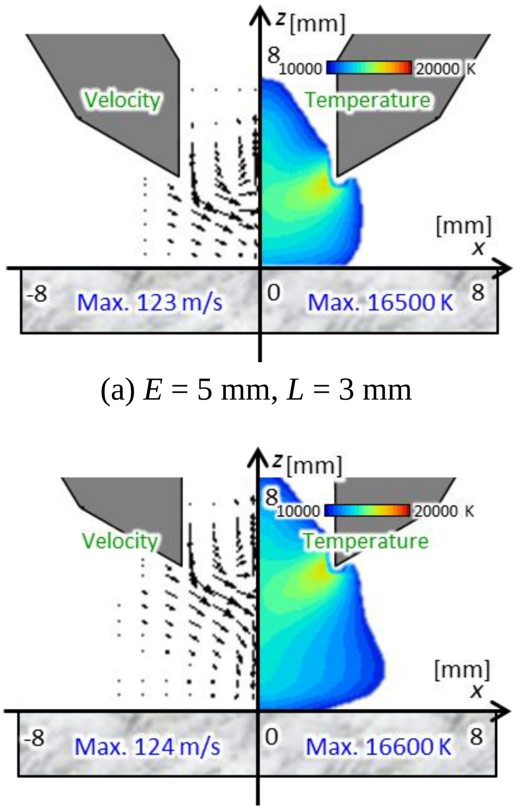
Fig. 3.11 Comparison of calculation with experiment in weld spot shapes

融池中心にとどまりやすくなる．Fig. 3.11 に実験結果と比較したものを示すが，解析結果と実験結果は非常に良い一致を示しており，本研究にて構築したモデルは溶融池形状の変化を捉えることのできるものとなっているといえる．

3.2.4　電極配置の影響

つづいて，2 電極ティグアークプロセスにおいて電極配置が変化した際の現象変化について解析を行った．ここでは，アーク長ならびに電極間距離を電極配置におけるパラメータとして解析を行った．アーク長を 3 mm または 5 mm，電極間距離を 5 mm または 10 mm とし，合計 4 種類の電極配置について解析した結果を示す．以降，電極間距離は E，アーク長は L と表すことにする．

Fig. 3.12 に示すのはそれぞれの電極配置におけるアークプラズマの温度分布ならびに速度分布である．それぞれの図は電極先端を横切る xz 面を示している．まず，Fig. 3.12(a)と(b)に注目すると，E の小さい Fig. 3.12(a)においてはそれぞれの電極から生じたアークプラズマが完全に一体化しているのに対して，E の大きい Fig. 3.12(b)の場合においてはそれぞ



(a) E = 5 mm, L = 3 mm　　(a) E = 10 mm, L = 3 mm

(a) E = 5 mm, L = 5 mm　　(a) E = 10 mm, L = 5 mm

Fig. 3.12 Influence of electrode alignment on arc plasma shape

れのアークプラズマは互いにぶつかる前に母材と接しており，電極間の中心，母材付近において，低温な領域が形成されていることがわかる．Fig. 3.13 に示すのはそれぞれの場合における電極付近の速度分布を拡大したものである．ここでは，アークプラズマ同士の相互作用がない，単電極ティグでトーチを 30 度傾けた場合の結果も併せて示している．この図からわかるように *E* の値が変化することにより速度分布は大きく変化しており，速度分布に与える影響が大きいことがわかる．相互作用のない場合と比較すると *E* の値が大きいときには *E* の値が小さいときに比べて変化が小さいことがわかる．すなわち，*E* の値が大きくなると及ぼしあう相互作用が小さくなり，電極先端付近におけるプラズマ気流が維持されることとなる．その結果として，アークプラズマは単電極ティグにて形成される形を保ったまま母材と接することとなる．次に *L* の影響について考察する．まず，*E* の値が小さい Fig. 3.12(a)と(c)に注目すると，これらの場合においてはアークプラズマの外観は大きく変化していないように見える．一方で，*E* の値が大きい Fig. 3.12(b)と(d)に注目すると，アークプラズマの外観は明らかに変化しており，Fig. 3.12(b)でみられる母材付近でみられる低温な領域が Fig. 3.12(d)では現れなくなっている．Fig. 3.14 にこれらの場合の電極付近の速度分布を示す．この図からわかるように電極付近における速度分布にはほとんど変化が見られず，*L* の値が変わっても電極先端近傍においてはそれぞれのアークプラズマによる相互作用の大きさは変化しないといえる．しかしながら，本研究で対象としているトーチが傾いた状態における 2 電極ティグにおいては，それぞれの電極から発生したアークプラズマは電極先端から離れるほどに近づいていくこととなる．その結果として，母材付近

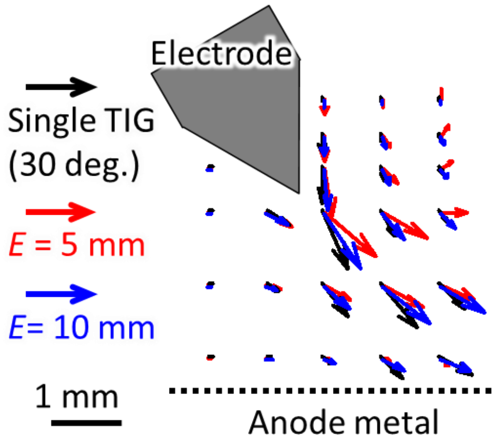


Fig. 3.13 Influence of electrode spacing on plasma flow (*L* = 3 mm)

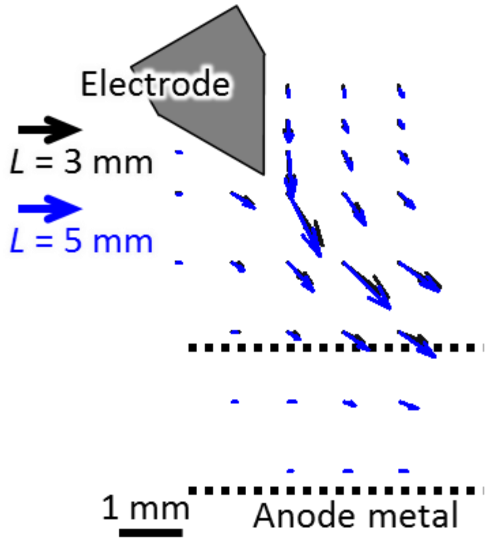
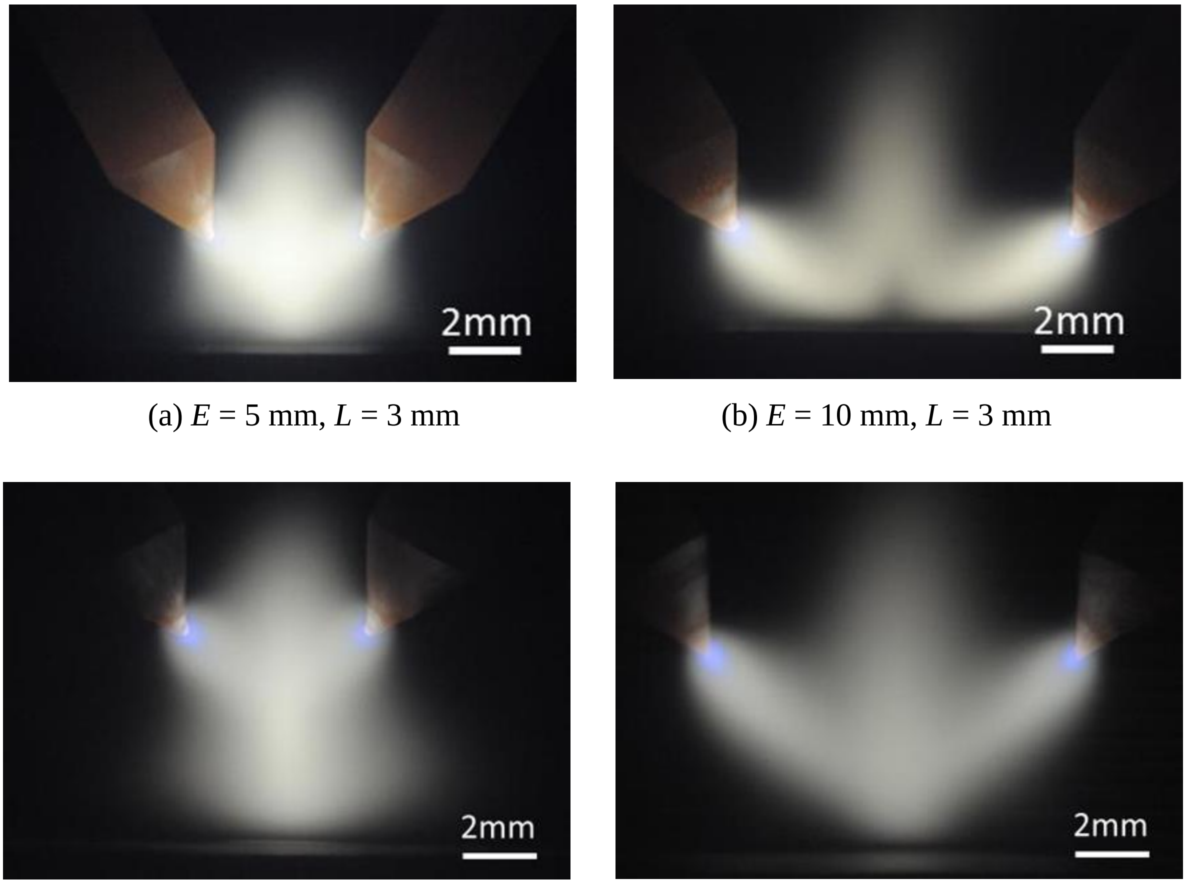


Fig. 3.14 Influence of arc length on plasma flow (*E* = 10 mm)

におけるアークプラズマの温度分布は *L* の値によって大きく変化することとなる．また，L の値が大きくなるとアークプラズマがぶつかり合う空間が広くなるため，アークプラズマの変形は大きくなるといえる．Fig. 3.15 にそれぞれの電極配置におけるアークプラズマの外観を撮影したものを示す．これらは解析結果で示した温度分布と非常によく似た形状をしていることがわかる．

つづいて，溶融池形状の解析結果を示す．Fig. 3.16 に示すのは溶融池の温度分布ならびに速度分布の解析結果である．まず，Fig. 3.16(a-i)と(a-ii)に注目すると，楕円の長軸の向きが変化しており，*E* を大きくすると溶融池形状は 2 電極と平行な方向に伸びることがわかる．これは，*E* を大きくすることでアークプラズマの変形が小さくなり，それぞれのアークプラズマが独立した熱源として母材にエネルギーを投与しているためである．つづいて，Fig. 3.16(a-i)と(a-iii)を比較すると，*L* を大きくすることで楕円形状はより長く伸びた形状となっている．これは，*L* の値が大きくなることでアークプラズマの変形が大きくなるためである．さらに，*E*，*L* ともに大きくした Fig. 3.16(a-iv)において，溶融池はほぼ円形なもの

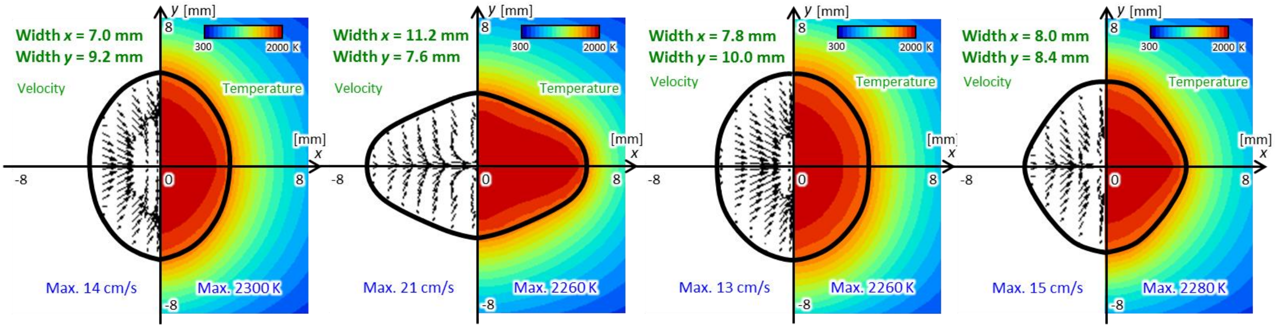


(a) *E* = 5 mm, *L* = 3 mm　　(b) *E* = 10 mm, *L* = 3 mm

(c) *E* = 5 mm, *L* = 5 mm　　(d) *E* = 10 mm, *L* = 5 mm

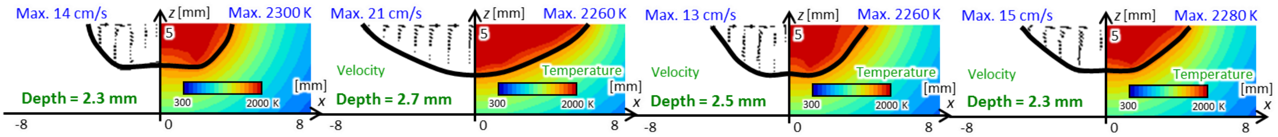
Fig. 3.15 Photographs showing arc plasma shapes for various electrode alignments

となっている．これは，先に示した E が大きくなった際の変化と L が大きくなった際の変化が打ち消しあったためである．溶融池断面の形状に注目すると Fig. 3.16(b-ii)ならびに(c-ii)に示す，E = 10，L = 3 の場合において，溶融池の中心部において最も深くなる形状となっている．この際，速度分布は溶融池の全体において溶融池中心に向かうものとなっている．すなわち，2 電極ティグを用いることで溶融池内の流れ場を変化させることが可能であり，その結果として溶融池形状を変化させることも可能であることがわかる．Fig. 3.17 にそれぞれの条件における実験結果を示すが，溶融池の形状変化を捉えることができているものといえる．



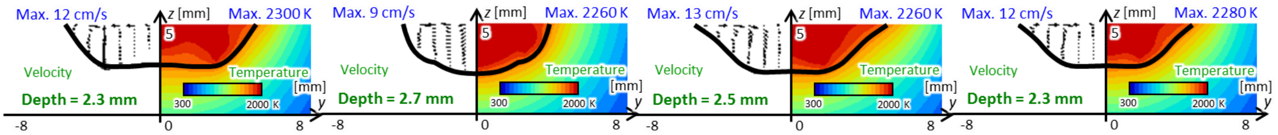
(i) E = 5 mm, L = 3 mm (ii) E = 10 mm, L = 3 mm (iii) E = 5 mm, L = 5 mm (iv) E = 10 mm, L = 5 mm

(a) Anode surface



(i) E = 5 mm, L = 3 mm (ii) E = 10 mm, L = 3 mm (iii) E = 5 mm, L = 5 mm (iv) E = 10 mm, L = 5 mm

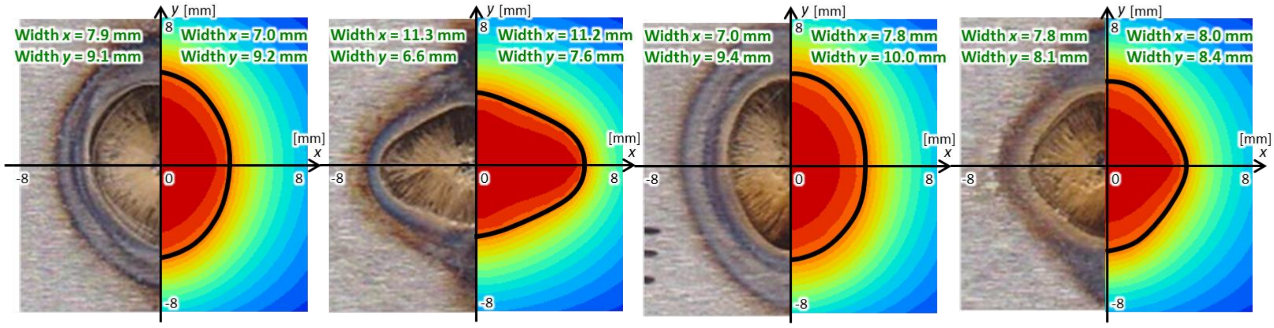
(b) Cross section (*xz* surface)



(i) E = 5 mm, L = 3 mm (ii) E = 10 mm, L = 3 mm (iii) E = 5 mm, L = 5 mm (iv) E = 10 mm, L = 5 mm

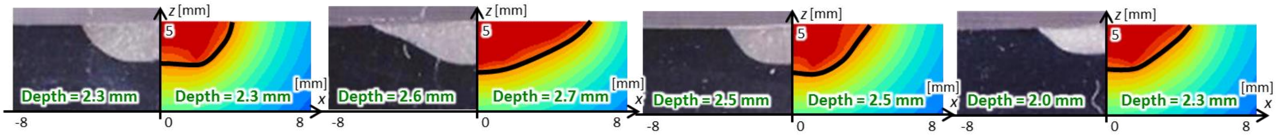
(c) Cross section (*yz* surface)

Fig. 3.16 Influence of electrode alignment on temperature and velocity fields of the weld pool



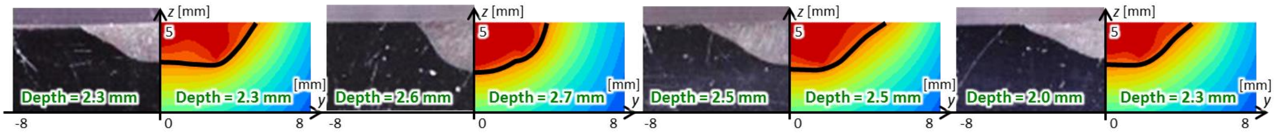
(i) E = 5 mm, L = 3 mm　(ii) E = 10 mm, L = 3 mm　(iii) E = 5 mm, L = 5 mm　(iv) E = 10 mm, L = 5 mm

(a) Anode surface



(i) E = 5 mm, L = 3 mm　(ii) E = 10 mm, L = 3 mm　(iii) E = 5 mm, L = 5 mm　(iv) E = 10 mm, L = 5 mm

(b) Cross section (*xz* surface)



(i) E = 5 mm, L = 3 mm　(ii) E = 10 mm, L = 3 mm　(iii) E = 5 mm, L = 5 mm　(iv) E = 10 mm, L = 5 mm

(c) Cross section (*yz* surface)

Fig. 3.17　Comparison of calculations with experiments in weld pool shapes for various electrode alignments

以上のように，本研究で構築したモデルを用いることにより，3 次元的なアークプラズマの変化ならびに溶融池形状の変化といったものを把握することが可能であるといえる．このことは，これまで多く報告されてきた 2 次元軸対称モデルに比べ，非常に多くの現象に対してモデル解析が適用可能であることを示している．

3.3　継手形状の変化が熱源特性に及ぼす影響

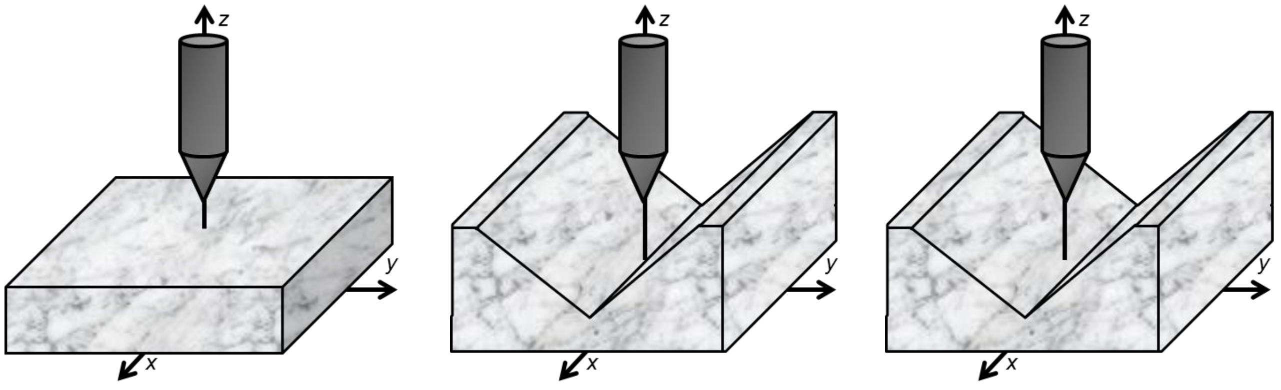
前節では，本研究で構築したモデルにより，二電極アークのような 3 次元的な現象においても，アークプラズマの熱源としての特性や溶込み形状の変化を捉えることができることを示した．

さて，実際の溶接プロセスは平板継手に対してだけではなく，様々な継手形状に対して適用される．たとえば，厚板の溶接においては溶込みを確保するためにV字形状やU字形状などの開先加工を施した母材に対して溶接を行う．また，T 字形状や十字形状，重ね継手に対しては隅肉溶接が用いられる．これらの溶接現象はもとより 3 次元現象である．このとき，母材の形状が大きく変化することから母材への入熱分布等，アークプラズマの熱源としての特性は大きく変化することが予測される．本節では 3 次元的な継手形状として V 字開先継手と隅肉継手を取り上げ，継手形状が熱源特性に対して及ぼす影響について解析を行った

3.3.1 開先継手におけるアークプラズマの熱源特性

まず，Fig. 3.18 に解析領域の模式図を示す．ここでは，平板母材ならびに V 字開先母材に関して解析を行った．開先母材に関しては Fig. 3.18(b)に示すトーチ位置と開先中心位置がそろっている場合と, Fig. 3.18(c)に示すように電極先端と開先の中心が 1 mm だけずれた場合について解析を行った.

つづいて，解析条件について説明する．アーク電流はすべて 200 A とし，アーク長は平板母材では電極先端から母材表面までの距離，開先母材では電極先端から開先最深部までの高さ方向(Fig. 3.18 の z 方向)の距離として定義した. 電極径は 3.2 mm, 先端角度を 60 度, トーチの傾き角度は 0 度とした．また，母材は硫黄含有量が 10 ppm のステンレス鋼を想定し，平板母材は厚さ 10 mm，開先母材は厚さ 10 mm，ルート長 5 mm，開先角度は特に記載がない限り 90 度としている．ここでは，アークプラズマの熱源特性に注目するため，母材の溶融･変形は考慮せず母材の温度は常に室温に保たれるものと仮定して解析を行った．アークプラズマの熱源特性としては，母材への入熱密度分布ならびに母材直上における



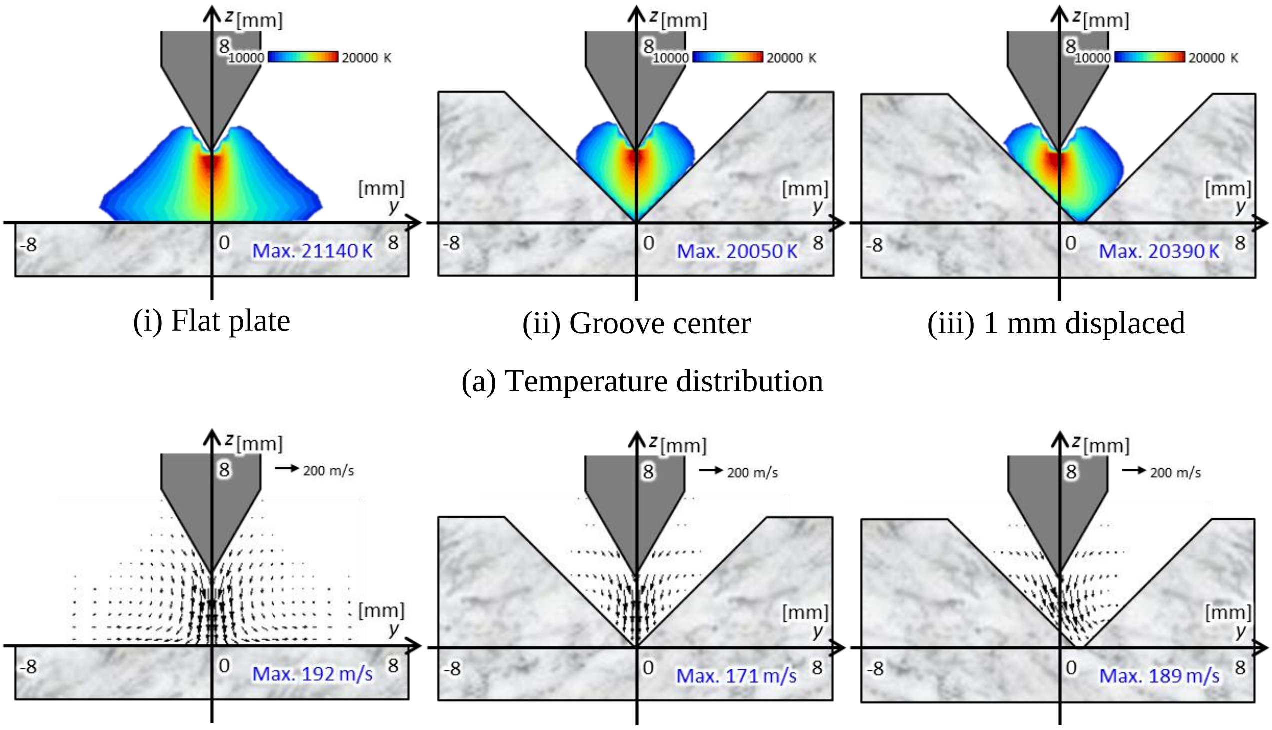
(a) Flat plate (b) Groove center (c) 1 mm displaced

Fig. 3.18 Schematic image of calculation domain for flat and V-grooved plate

アーク圧力分布に注目した．

Fig. 3.19 に示すのは，アーク長を 3 mm とした時の平板母材ならびに開先母材上におけるアークプラズマの温度場と速度場の解析結果である．それぞれ電極先端を横切る位置における *yz* 面の解析結果を示している．これは，開先母材においては開先方向に対して垂直な面である．それぞれの図から，平板母材を用いる際にはアークプラズマは釣鐘形状となるが，開先母材を用いる際には開先の側面によって拘束されることがわかる．また，トーチが左側にずれて配置された際にはアークプラズマも開先の左側側面に偏る形で形成されることがわかる．この時，プラズマ気流は開先側面に沿うように発生していることも示されている．

Fig. 3.20 に示すのは実験により撮影したアークプラズマの外観である．ここでは，母材として軟鋼を用いており，開先母材については厚さ 22 mm，ルート長 7 mm，開先角度 90 度のものを用いた．その他の条件に関しては解析と同様である．ここでは，母材が溶融などによる変形が起こる前に，アークプラズマの様子を撮影しており，開先母材に関しては開先断面に対して垂直な方向から撮影を行った．この図から，開先母材を用いた際にはアークプラズマは開先側面に拘束され，平板母材を用いた際とは大きく異なったアークプラズ



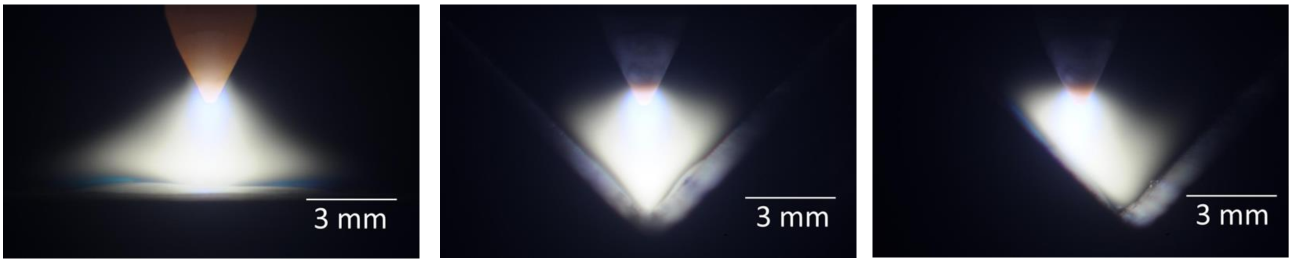
(i) Flat plate (ii) Groove center (iii) 1 mm displaced

(a) Temperature distribution

(i) Flat plate (ii) Groove center (iii) 1 mm displaced

(b) Velocity distribution

Fig. 3.19 Temperature and velocity distribution of arc plasma on flat and V-groove base metal

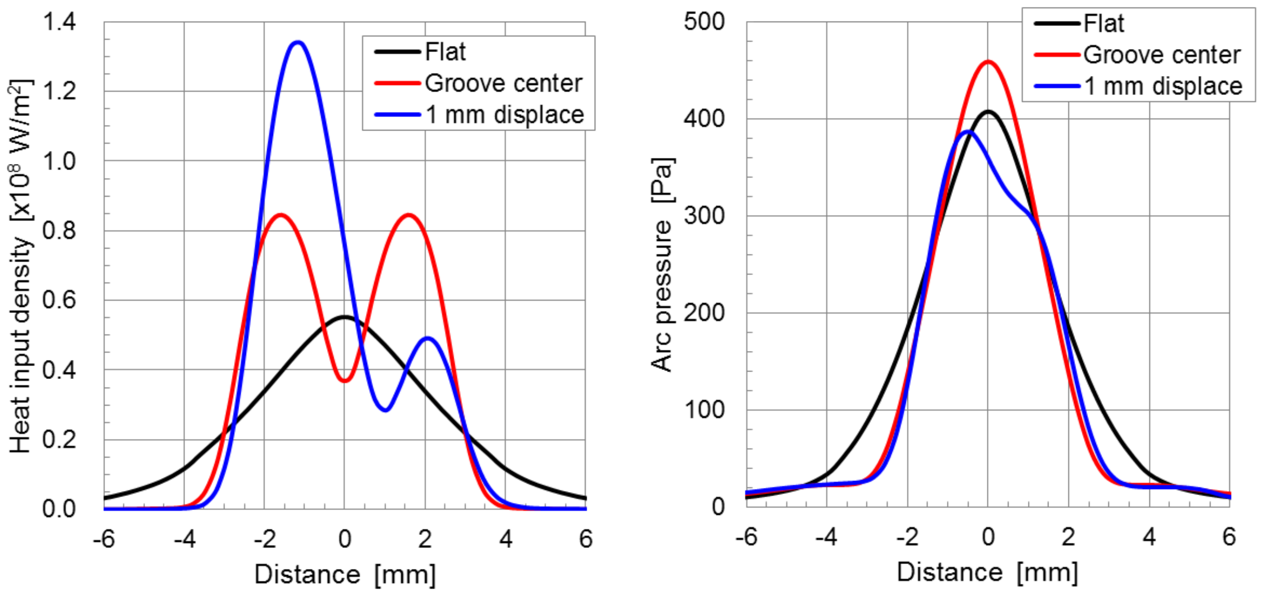


(a) Flat plate (b) Groove center (c) 1 mm displaced

Fig. 3.20 Influence of the base metal shape on arc plasma shape

マ形状になることがわかる．また，トーチが左側にずれた際にはアークプラズマは開先の左側側面に偏って発生している様子もわかる．これらは解析結果の温度分布と同様の結果である．

つづいて，Fig. 3.21 に示すのは，アークプラズマの母材への入熱密度分布ならびに母材直上におけるアーク圧力分布である．それぞれ横軸が 0 の位置が電極の真下の位置を表している．アークプラズマから母材への入熱密度は式(2.36)で表され，母材直上のアーク圧力に関しては母材直上の計算セルにおける静圧と動圧の和を示している．また，すべてゲージ圧力を示しており，計算領域端の母材直上において大気圧であるとしている．まず，Fig. 3.21(a)に示すのは，アークプラズマから母材への入熱密度分布である．平板母材を用いた際には入熱密度の最大値は電極の真下に位置しており，ガウス分布形状の入熱密度分布が形成されている．一方，開先母材を用いた際にはアークプラズマからの入熱は開先最深部ではなく開先側面にて最大値をとっている．これは，開先最深部に比べて，開先側面のほうが電極からの距離が短くなり，電流が多く流れるようになるためである．さらにトーチが左側にずれた際には入熱密度は開先の左側側面に大きく集中する．これは，トーチがずれることで電極先端と開先の左側側面の距離が最も短くなり，電流経路が開先の左側側面に集中するためである．この時，実質のアーク長はトーチ位置が開先の中心とそろっているときよりもさらに短くなるため, 入熱密度の最大値は大きくなり, 集中することとなる．この時，それぞれの母材への入熱量の積分値は，平板母材の時に 1890 W，開先母材では 1818 W，開先母材でトーチがずれているときでは 1749 W となっており，平板母材の時が最大となっている. これは平板母材の場合にはアークプラズマが大きく広がることができ，母材と接する面積が大きくなるためであると考えられる．Fig. 3.21(b)に示すのは母材直上におけるアーク圧力分布である．平板母材を用いた場合にはアーク圧力の最大値は電極の真下に位置しており，ガウス分布形状の分布が形成されている．開先母材を用いた場合においてもアーク圧力の最大値は電極の真下に位置しており，ガウス分布状のアーク圧力分布となっている．トーチが左にずれた場合においてはアーク圧力分布の



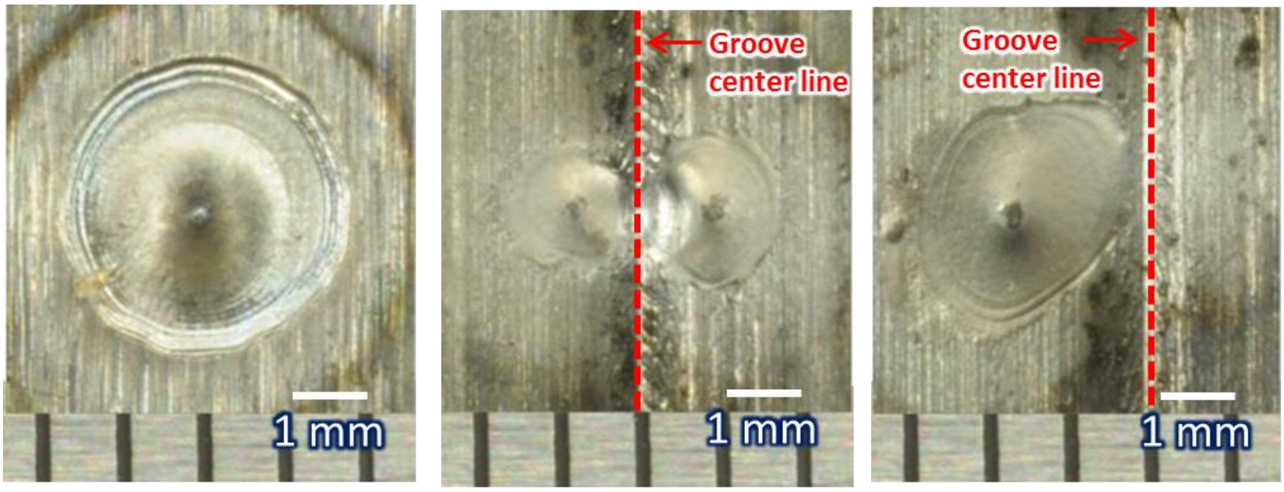
(a) Heat input density distribution　　(b) Arc pressure distribution

Fig. 3.21 Heat source characteristics of arc plasma on flat and V-groove base metal

対称性は若干崩れており，最大値は開先の左側側面に位置している．

このように，母材形状が変化すると，入熱密度分布は大きく変化する．一方で，アーク圧力分布は入熱密度分布に比べると変化がかなり小さいといえる．これはアークプラズマから母材への入熱密度は母材直上における温度分布や電流分布に強く依存するのに対して，アーク圧力分布は電極形状や電極近傍における電流分布によって大きく変化するためであると考えられる．

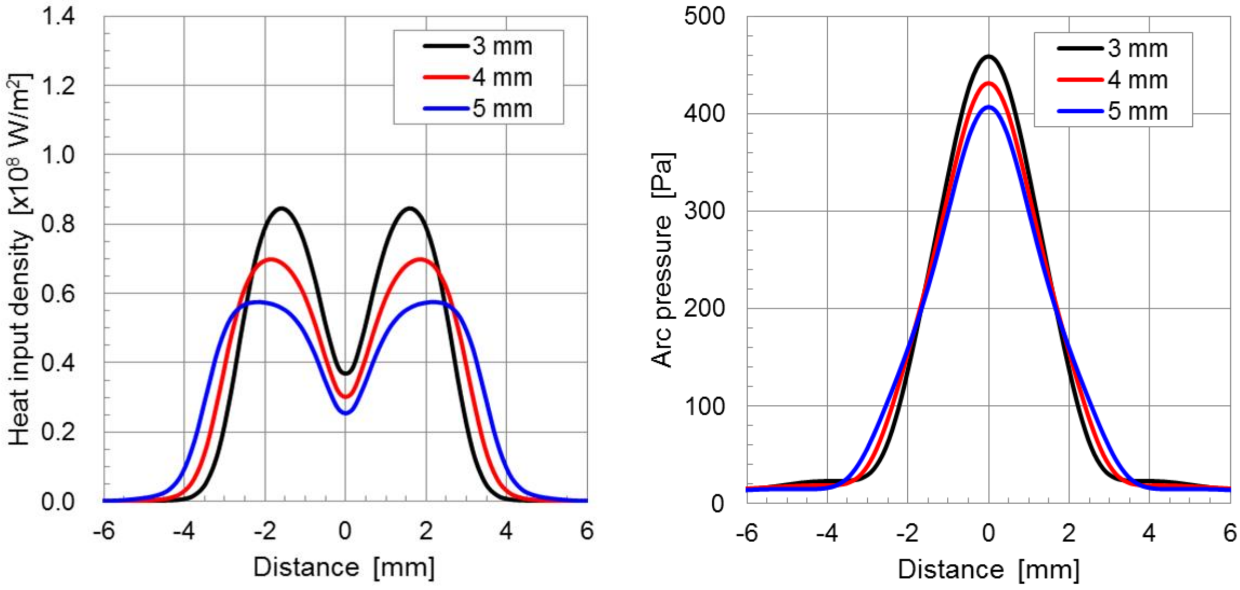
本モデルによる入熱密度分布の解析結果について，その妥当性を検討するため平板母材ならびに開先母材に対してアークプラズマを点弧し溶融スポット形状の観察を行った．母材形状は先に示したアークプラズマの外観を観察したものと同様のものを用いた．電流等の条件は解析と同様としたが，母材の変形が起こらないようにアークプラズマの点弧時間は 200 ms とした．Fig. 3.22 に溶融スポット形状の観察結果を示す．平板母材を用いた場合には丸い溶融スポットが 1 つ形成されている．一方で，Fig. 3.22(b)に示されるように，開先母材を用いた場合には，開先の両側面に 2 つの溶融スポットが形成されている．これは両側面に対して入熱が集中したことを示している．さらに，Fig. 3.22(c)に示すようにトーチが左側にずれた際には，溶融スポットは開先の左側側面に 1 つだけ形成されている．これは，入熱が開先の左側側面に集中したことを示している．この観察結果から，アークプラズマから母材への入熱分布は解析で求められたものと同様の傾向を示しており，本モデルによる入熱密度の解析結果は妥当性があると考えることができる．



(a) Flat plate (b) Groove center (c) 1 mm displaced

Fig. 3.22 Weld spot appearances formed by TIG arc on flat plate and grooved plate

つづいて，Fig. 3.23 に開先中心位置とトーチ位置がそろっている状態において，アーク長が熱源特性に及ぼす影響について示している．この図からわかるようにアーク長が変化しても入熱密度分布ならびにアーク圧力分布の形状自体は大きく変化しない．Fig. 3.23(a)に示される入熱密度分布に関しては，アーク長が大きくなるほど最大値が小さくなる．これは，アーク長が大きくなることでアークプラズマが大きく広がることとなり，電流経路

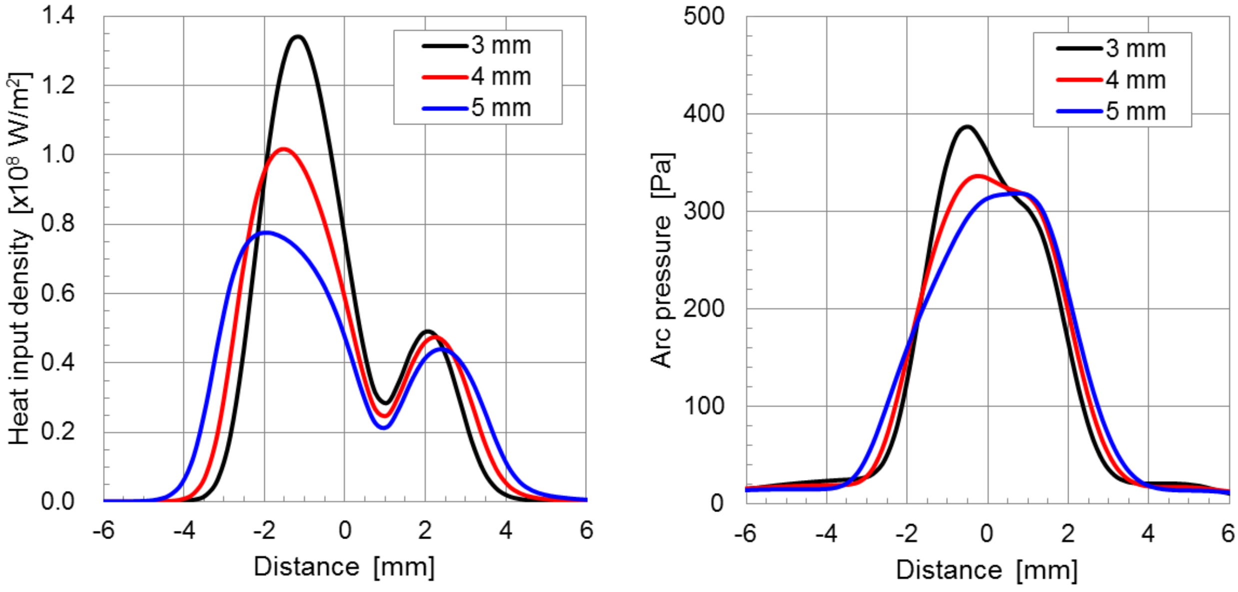


(a) Heat input density distribution (b) Arc pressure distribution

Fig. 3.23 Influence of arc length on heat source characteristics when the torch is located at the groove center

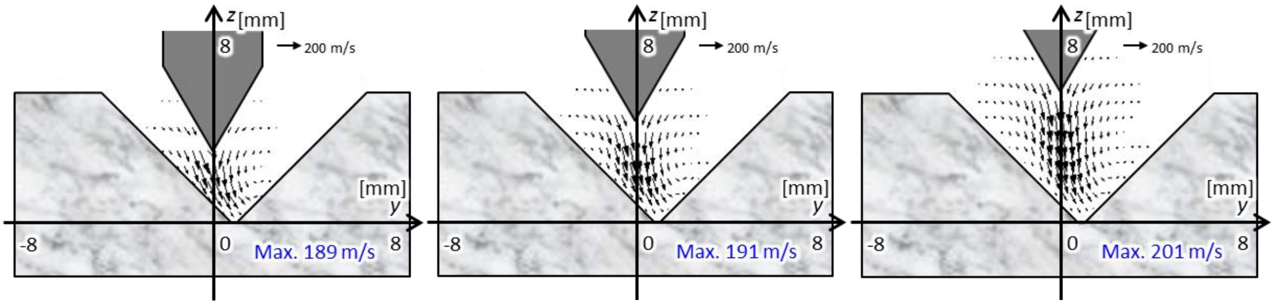
が広がるためであると考えられる．また，アーク長が大きくなるにつれて最大値をとる位置も開先の中心部から離れていく分布となる．これは，電極先端と母材表面が最短となる位置が変化するためである．Fig. 3.23(b)に示す，アーク圧力分布に関しては，最大値はすべて電極の真下に位置しているが，アーク長が大きくなるにつれ最大値が低下していく．これは，電極先端より発生するプラズマ気流が長い距離を移動することで減衰するためである．

Fig. 3.24 に示すのはトーチが開先中心位置より 1 mm だけ左側にずれた場合においてアーク長を変化させた際の熱源特性の変化である．入熱密度分布に関しては先に示したトーチと開先の中心位置がそろっている場合と同様の傾向であり，アーク長が大きくなるほど入熱密度の最大値は大きく低下している．Fig. 3.24(b)に示すアーク圧力分布に関しては，アーク長を大きくすると，最大値が低下するとともに，最大値となる位置がトーチの真下付近から開先の最深部付近(横軸の+1 mm の位置)となる結果となった．アーク長が短い場合においては開先の左側側面が近い位置にあるため電流経路は左側側面に集中し，開先の左側側面には電磁力が集中することとなる．アーク長が短い場合にはこの効果が大きく，アーク圧力は開先の左側側面にピークを持つこととなると考えられる．一方で，アーク長を大きくしていくと，電流経路は広がり母材付近において集中しにくくなる．その結果として，電磁力も集中しにくくなる．Fig. 3.25 にそれぞれの場合におけるアークプラズマの速度場の解析結果を示すが，アーク長が長い場合においては電極先端より真下に向



(a) Heat input density distribution　　(b) Arc pressure distribution

Fig. 3.24 Influence of arc length on heat source characteristics with the torch displacement



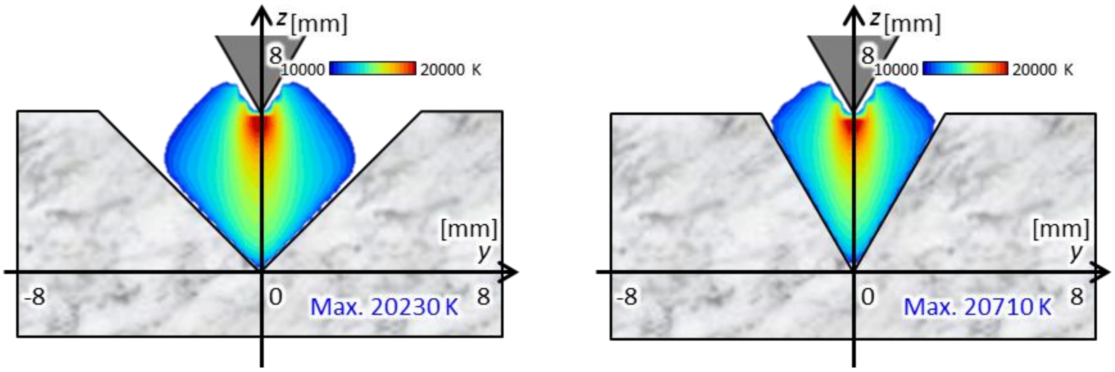
(a) 3 mm　　(b) 4 mm　　(c) 5 mm

Fig. 3.25 Influence of arc length on velocity field with the torch displacement

かってプラズマ気流が発生しており，母材近傍では電極の真下や開先最深部においてプラズマ気流が集中している．アーク長が長い場合においては，母材近傍における電磁力の効果が小さくなることと，このプラズマ気流の集中によって，アーク圧力が最大となる位置が電極の真下ならびに開先最深部になるものと考えている．

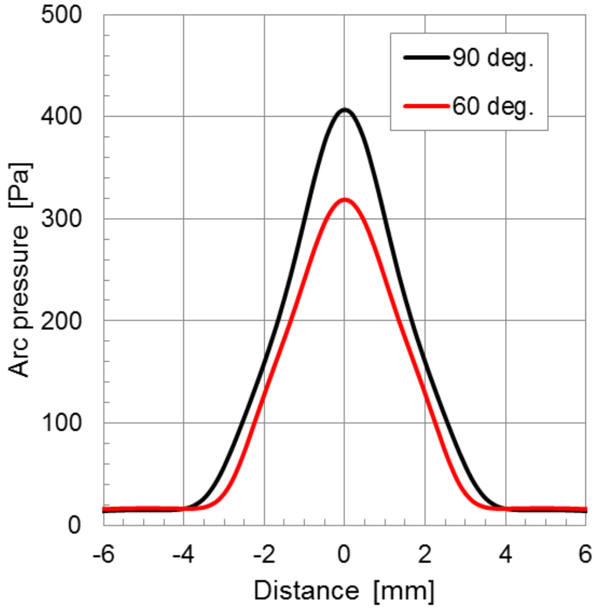
つづいて，Fig. 3.26 に示すのは，アーク長を 5 mm とし開先角度を 90 度ならびに 60 度とした際の温度分布の解析結果である．アークプラズマの形状はともに開先側面に拘束されているが，開先角度が 60 度の場合においては 90 度の場合に比べて開先全体にアークプラズマが接している様子がみられる．

Fig. 3.27 に開先角度が変化した際のアーク圧力ならびに入熱密度分布である．アーク圧力に関しては開先角度が小さくなると，最大値が小さくなっているものの分布はガウス分布状となっており 90 度の際と同様である．Fig. 3.27(b)に示すのは入熱密度分布であり，点線で示しているのは開先の上端位置である．この図からわかるように，開先角度が小さい場合には入熱密度は開先の上端付近に集中することとなる．また，開先中心部においては開先角度が小さいとき入熱密度がわずかに小さくなることもわかる．このことから狭開先

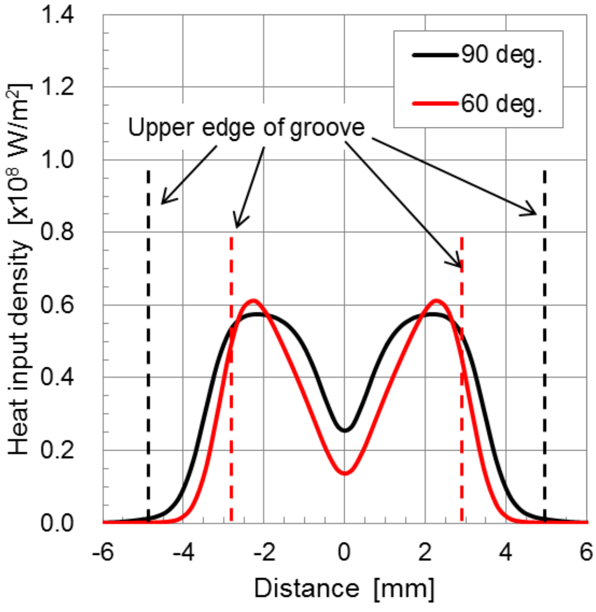


(a) 90 degrees　　(b) 60 degrees

Fig. 3.26 Influence of groove angle on temperature field



(a) Arc pressure



(b) Heat input density

Fig. 3.27 Influence of groove angle on heat source characteristics

化すると，開先最深部までエネルギーが届きにくく溶込み不足などの欠陥が生じやすくなることが示唆される．

3.3.2　隅肉継手におけるアークプラズマの熱源特性

ある部材に対して直交する部材を接合する際には隅肉溶接が用いられる．ここでは，隅肉継手を模した母材に対してアークプラズマを点弧した時の熱源特性を解析した．まず，Fig. 3.28 に解析領域の模式図を示す．図に示すように L 字形状の母材を想定している．ここで，領域下部にある母材を横板，領域右部にある母材を立板と呼ぶこととする．横板の下面全体にて接地されているものとし，立板の裏側においては絶縁されているものとした．また，横板と立板は完全に一体化しており，電気的・熱的な障壁はないものとした．アーク長は電極先端から横板までの最短距離として定義している．電極は径 3.2 mm，先端角度 90 度のものを想定し，45 度傾いているものとした．また，電極先端は横板・立板のつなぎ目を向いており，このつなぎ目を狙い位置としている．このように電極・母材が配置されているため，電極先端と立板までの距離はつねにアーク長と等しくなる．ここでも，アークプラズマの熱源特性に注目するため，母材の溶融等は考慮せず室温に保たれるものと仮定して解析を行っている．

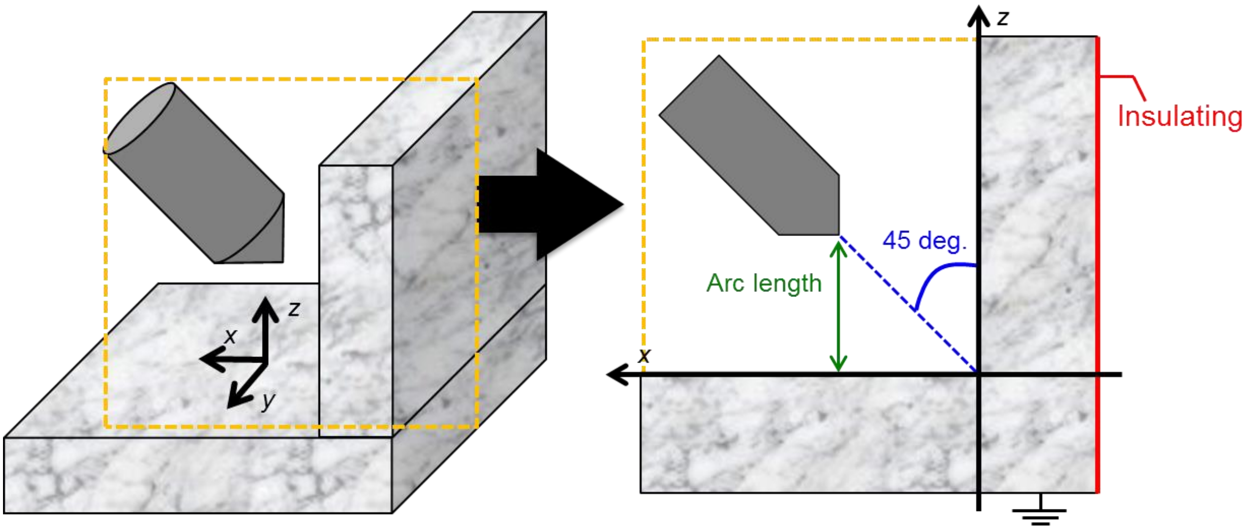
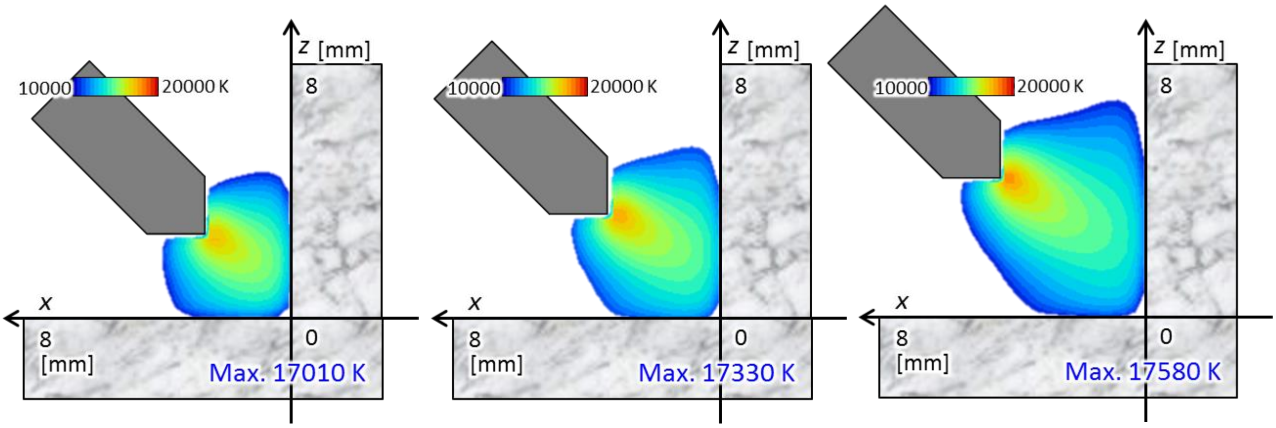


Fig. 3.28 Schematic image of calculation domain for fillet welding

Fig. 3.29 に示すのはアーク電流を 200 A とし，アーク長を 3mm，4mm，5mm とし，横板・立板の厚さをともに 5 mm とした際の温度分布の解析結果である．この図からわかるようにやはりアークプラズマは母材によって拘束される．また，特にアーク長が大きい場合で顕著であるが，電極先端は板のつなぎ目を向いているのにもかかわらず，アークプラズマは立板側に偏っている様子が見られる．

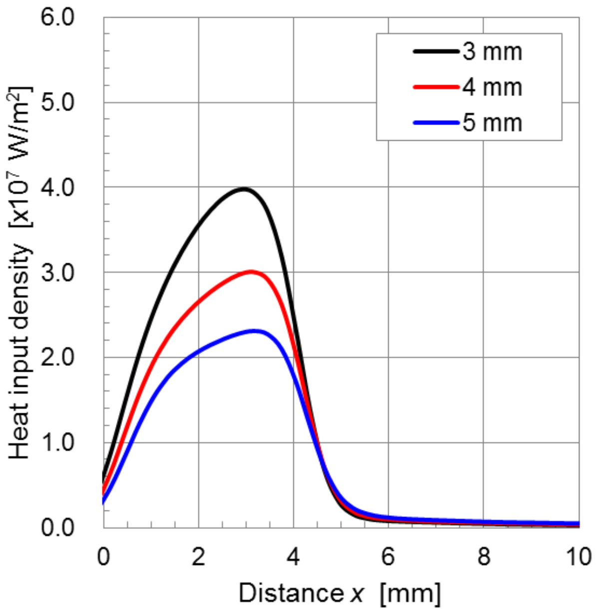
Fig. 3.30 にアーク長が変化した際の隅肉継手における入熱密度分布の解析結果を示す．この図からわかるように，アーク長が大きくなると横板への入熱量が減少する．また，立板側においては，入熱分布の最大値が減少するとともにピーク位置がつなぎ目から離れていくことがわかる．Fig. 3.31 はアーク長と横板・立板に投入される熱量との関係を示している．この図から本解析における条件においてはすべて立板側のほうが多くエネルギーが



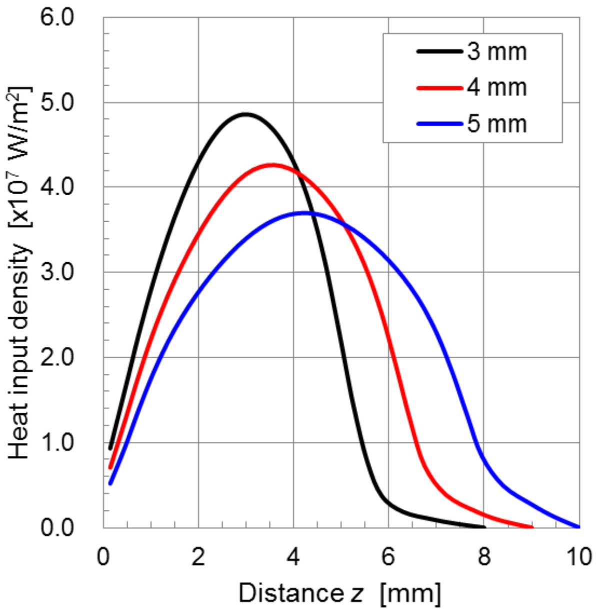
(a) 3 mm (b) 4 mm (c) 5 mm

Fig. 3.29 Temperature distribution of arc plasma on L-shape fillet joint

投入されており，アーク長が大きくなるほどその傾向が顕著になることがわかる.



(a) Horizontal plate



(b) Vertical plate

Fig. 3.30 Influence of arc length on heat input density distribution on fillet joint

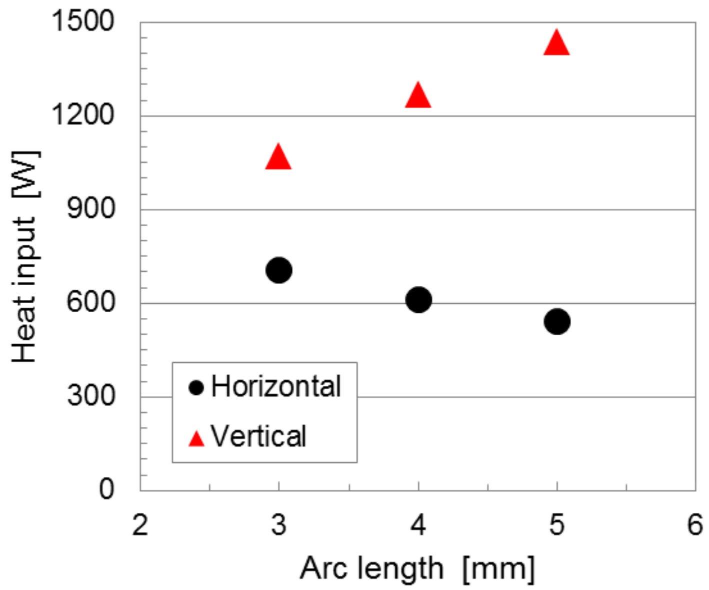
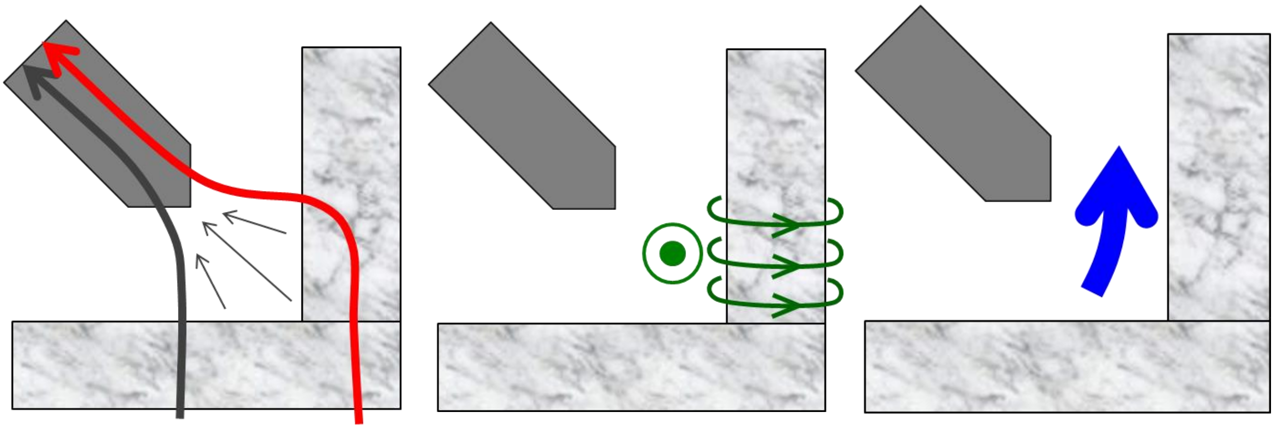


Fig. 3.31 Difference of heat input into the horizontal and vertical plate

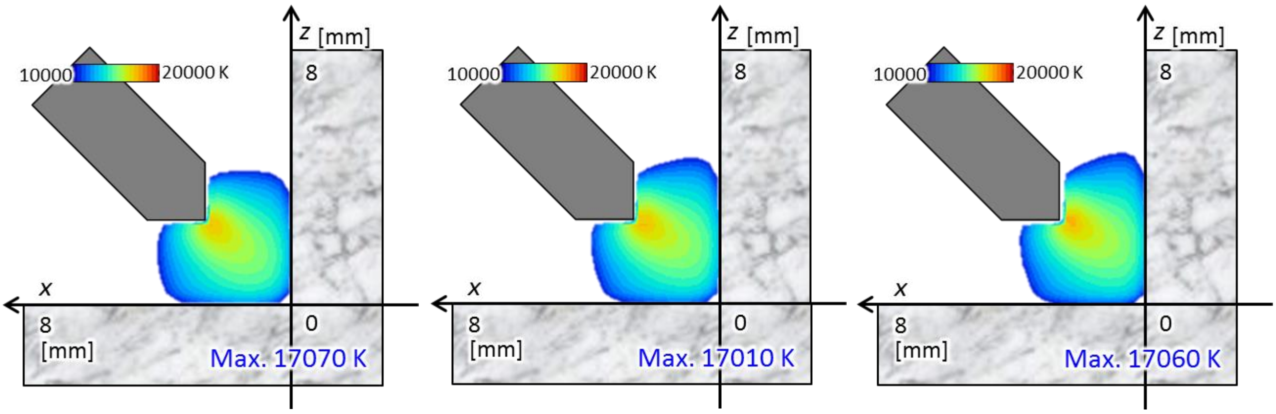


(a) Current　　(b) Magnetic field　　(c) Electromagnetic force

Fig. 3.32 Schematic image of electromagnetic field on L-shape fillet joint

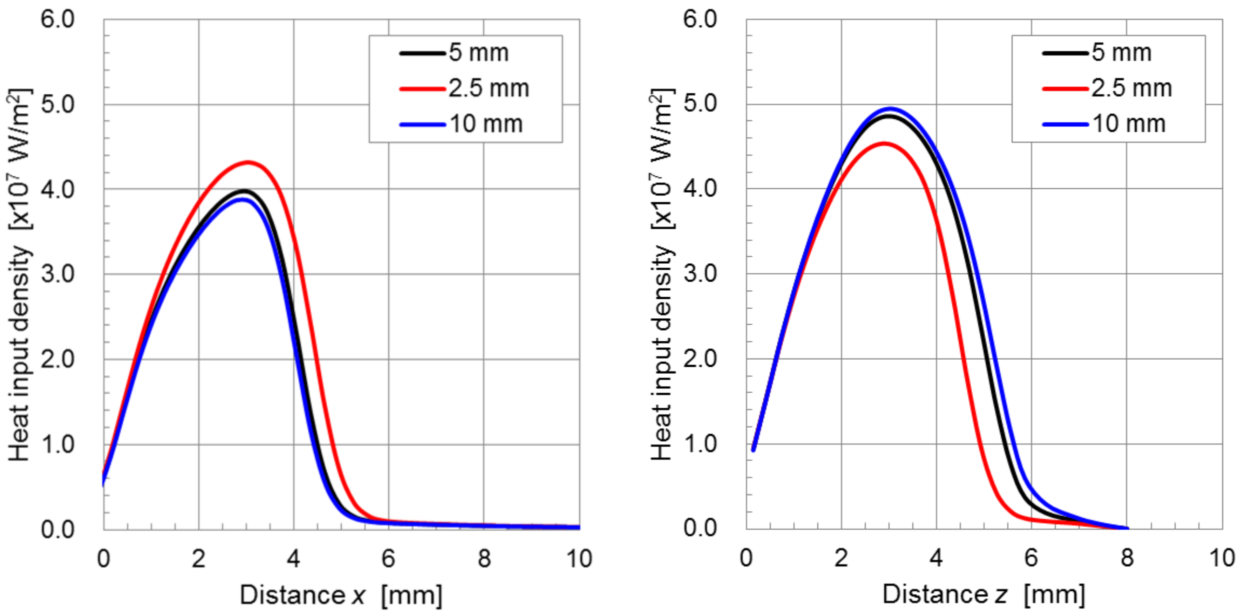
このように, 立板側にアークプラズマが偏る原因は Fig. 3.32 のように考えられる. まず, Fig. 3.32(a)に示すように横板の下面にて接地しているため電流は横板下面より母材へと流入する．この時，横板よりアークプラズマへと流れる電流とともに，図中の赤い矢印で示すような立板側へと流れ，その後アークプラズマへと流れる電流も存在する．つまり，立板内には上向きの電流が流れることとなる．この立板内を流れる電流により右ねじの法則にしたがって磁場が発生する．その向きは Fig. 3.32(b)に示すようにアークプラズマ領域においては紙面奥より手前の向きとなる．これらの電流と磁場の相互作用によりフレミングの左手の法則にしたがって電磁力が生じる．この時，立板付近においては上向きの電磁力が生じることとなる．そのためアークプラズマは立板側へと引き寄せられ，偏ることとなる．このように，今回想定した母材形状においては立板内に流れる電流がアークプラズマの形状や熱源特性に大きく影響を及ぼしていることがわかる．

Fig. 3.33 に示すのは横板の厚さを 5 mm に固定し，立板の厚さを 2.5 mm，5 mm，10 mm と変化させた際の温度分布の解析結果である．また，この時の入熱分布の解析結果を Fig. 3.34 に示す．この図からわかるように，立板の厚さが薄いと横板に投入されるエネルギーが増加し, 立板に投入されるエネルギーが減少することがわかる. また, 立板の板厚が 5 mm の場合と 10 mm の場合を比較すると，10 mm の場合のほうがわずかに立板側に偏りが大きい結果となっているがそれぞれの値はほぼ同じものであるといえる．



(a) 2.5 mm (b) 5 mm (c) 10 mm

Fig. 3.33 Influence of thickness of vertical plate on temperature field



(a) Horizontal plate (b) Vertical plate

Fig. 3.34 Influence of thickness of vertical plate on heat input density distribution

Fig. 3.35 に示すのは，立板の厚さを変化させた際の横板ならびに立板に投入されるエネルギーについてまとめたものである．この図に示されるように，立板の厚さがごく薄い場合には入熱は横板側に集中する．これは立板内を流れる電流が少ないため，Fig. 3.32(c)に示す上向きの電磁力の影響が小さくなるためである．ここから，立板の厚さを厚くしていくと立板内を流れる電流が増加していく．その結果，上向きの電磁力の影響が大きくなっていきアークプラズマは立板側に偏り，入熱量も立板側のほうが多くなる．また，板厚が

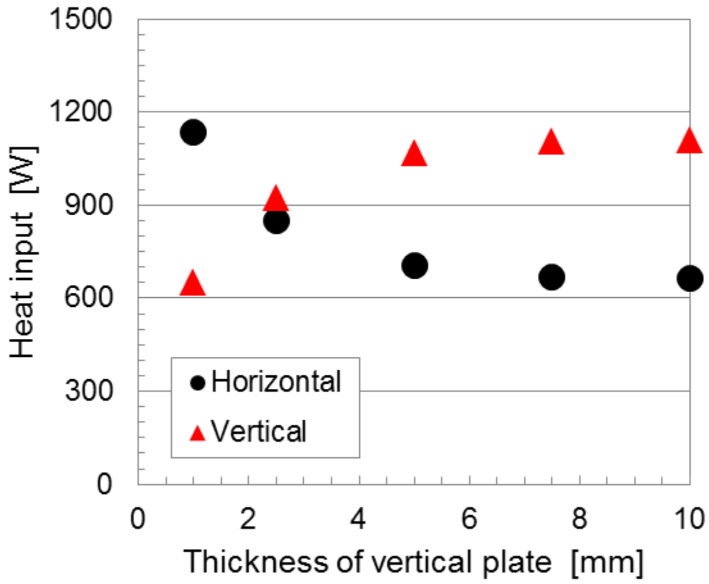


Fig. 3.35 Influence of thickness of vertical plate on heat input into horizontal and vertical plate

5 mm 以上となると, 横板ならびに立板に投入されるエネルギーはほぼ一定の値となっている．これはある程度板厚が大きくなると，立板内を流れる電流と横板から直接アークプラズマに流れる電流がバランスし，立板内を流れる電流がそれ以上増えなくなり，アークプラズマの偏り具合が変化しなくなるためと考えられる．

以上のように，本研究で構築したモデルを用いることによって，開先溶接や隅肉溶接など 3 次元的な形状となる継手に対しても熱源特性を求めることができる．また，実験結果との比較から，本モデルによって求められた入熱密度分布はある程度信頼できるものと考えることができる. しかしながら, ここで対象とした V 字開先継手や隅肉継手に関しては, 溶けた金属の表面形状が重力の影響等によって変形することが避けられない．すなわち, 溶込み形状の予測を行うためには，溶融した母材内の流れ場や温度場だけでなく，形状の変化を考慮することが不可欠である．

3.4　結言

本章では，第 2 章にて構築したモデルによる解析例について述べた．ここでは解析の対象として 3 次元的な現象となる 2 電極ティグ溶接と V 字開先継手ならびに隅肉継手におけるティグアークを取り上げた．

まず，2 電極ティグ溶接に適用した際に得られた結果をまとめる．

(1)　2 電極ティグ溶接においてそれぞれの電極から生じるアークプラズマは電磁力の影響

によって引き寄せあう.

(2) 2 電極ティグ溶接における溶融スポット形状は楕円形状となった．これはアークプラズマが引き寄せあい，変形することが原因であり，溶融スポットの外観は熱源の形状に大きく依存するものと考えられる.

(3) 2 電極ティグ溶接において電極配置を変化させるとアークプラズマの形状は大きく変化する. この時, 電極先端近傍の相互作用はアーク長には依存せず, 電極間距離によって大きく変化する.

(4) 2 電極ティグ溶接において電極配置を変化させると溶融スポットの形状も大きく変化する．電極間距離が小さく，アーク長の長いアークプラズマの変形が大きいときには溶融スポットは 2 電極に対して垂直方向に伸びる. 一方で, 電極間距離が大きく, アーク長の短いアークプラズマの変形が小さいときには溶融スポットは2電極に対して平行は方向に伸びる.

(5) 本解析モデルによって得られた結果は，実験結果と良い一致を示した．すなわち本研究にて構築したモデルによる解析結果は信頼性あるものと考えられる.

次に，V 字開先内におけるアークプラズマの熱源特性に関して得られた結果を以下にまとめる.

(1) 開先内において，アークプラズマは開先側面に拘束される.

(2) アークプラズマから母材への入熱密度分布は電極先端よりもっとも近い位置において大きくなる分布となる．そのため，開先母材では開先側面において入熱密度が大きくなる．また，トーチ位置にずれが生じると，トーチから近い側面に入熱密度が集中する分布となる.

(3) 母材形状が変化しても，母材直上におけるアーク圧力分布は入熱密度分布ほど大きく変化しない．これは入熱密度分布が母材直上の温度や電流経路によって決まるのに対して，アーク圧力は電極先端近傍の電流分布や電磁力分布が重要であるためであると考えられる.

(4) 母材の変形が生じない範囲において，実験によって得られたアークプラズマの外観や推測される入熱密度分布は解析結果と良い一致を示した.

最後に本モデルを隅肉継手に適用した際に得られた結果をまとめる.

(1) 隅肉継手においてアークプラズマは立板側に偏る．これは立板内を流れる電流によって発生する磁場・電磁力が原因である.

(2) アークプラズマの立板側への偏りはアーク長が大きいほど顕著であり，アーク長が大きいほど，立板に投入されるエネルギーは増加し，横板に投入されるエネルギーは減

少した．

(3) アークプラズマの立板側への偏りは立板の厚さが薄い際にはあまり見られない．これは立板内を流れる電流が減少するためである．立板の厚さを厚くすると，立板内の電流増加に伴いアークプラズマの偏りは大きくなるが，ある程度厚くなると立板内を流れる電流が増加しなくなり，アークプラズマの偏り具合も変化しなくなる．

以上のように，本研究により構築したモデルによって母材の変形が起こらない範囲においては，アークプラズマの熱源としての特性や，溶込み形状を予測することができるものと考えている．しかしながら，本章で取り上げたV字開先継手や隅肉継手等においては重力などの影響による母材が溶融した後の溶融池表面の形状変化が避けられない．第4章では，溶融池の表面形状の変化を追跡するためのモデル構築を行い，仮想的な熱源を用いて表面の変形と溶込み形成現象の変化について検討する．

第 4 章　表面変形を考慮した 3 次元溶融池モデル

4.1　緒言

実際のアーク溶接中には溶融池の表面形状は絶えず変化している．前章にて示した V 字開先継手や隅肉継手など，溶融池の表面と重力方向が垂直でない場合には，溶融金属の自重によって溶融金属は垂れ落ちることとなる. また, 下向きの平板継手の溶接であっても, 大電流のアーク溶接においては強いアーク圧力によって溶融池表面は大きく押し下げられる．このように実際の溶接中の溶融池表面には，第 2 章で示した電磁力・プラズマ気流によるせん断力・マランゴニ力に加えて，アーク圧力や表面張力が作用しており，溶融池内の流れ場は溶融池表面が固定されていると仮定した場合に比べてさらに複雑である．さらに，溶融池の表面形状が変化することによりアークプラズマからの入熱分布などの熱源特性は大きく変化する．すなわち，アーク溶接中の熱源の状態や溶込み形成現象をより詳細に理解するためには，溶融池の表面形状の変化を把握することが不可欠である．

本章では，溶融池の表面形状の変化を追跡するための 3 次元モデルを作成する．まず，その計算手法について述べたのち, 文献との比較により構築したモデルの精度を確認した. つづいて，熱源として入熱分布やアーク圧力をガウス分布で模した仮想熱源を用いて，表面形状が変化させながら溶込み形成現象の解析を行った例を示す.

4.2　自由表面の追跡モデル

4.2.1　PLIC-VOF 法

本研究では自由表面の追跡手法として VOF(Volume-of-Fluid)法を用いた[96]. VOF 法は, Fig. 4.1 に示すように，F 値と呼ばれる計算セル内の体積占有率を用いて液体の形状を記述

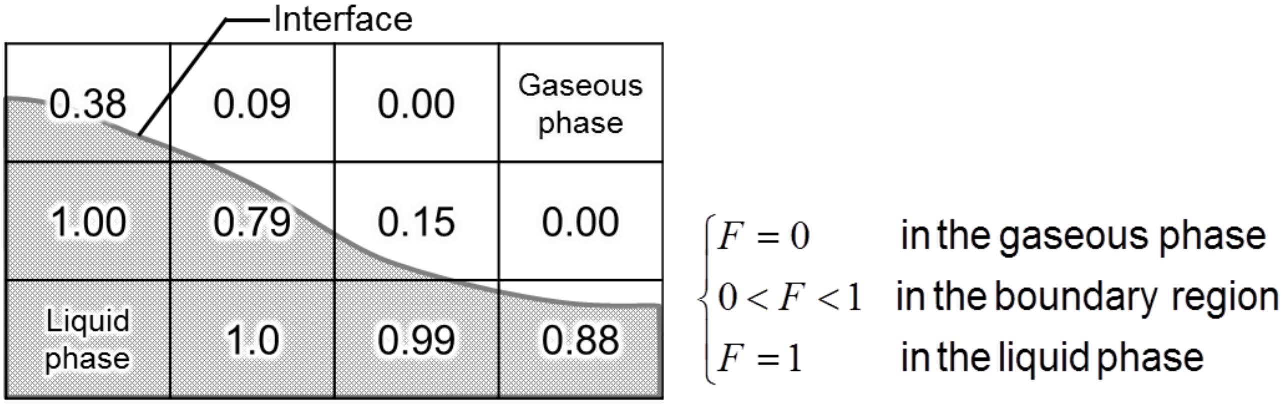


Fig. 4.1 Schematic image of VOF method

する手法である． VOF 法では，$F = 1$ の時，その計算セルはすべて液体，$F = 0$ の時，計算セルはすべて気体で満たされているものとし，その間の値をとる場合には液体と気体がセル内に共存し，界面セルであることを示している．

VOF 法ではこの F 値を次の移流方程式により計算し，界面の移動を表現する．

$$\frac{\partial F}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) F = 0 \tag{4.1}$$

流れ場の計算に関しては第 2 章にて示したものと同様に行うが，VOF 法ではその際に用いる物性値を液体・気体の体積比率に応じて式(4.2)によって与える．このように液体と気体の中間的な性質を持つ境界層を設定することで界面での不連続性を緩和し，計算モデルの安定性を確保している．

$$\phi_b = \phi_l F + \phi_g (1 - F) \tag{4.2}$$

ここで，ϕ_b，ϕ_l，ϕ_g はそれぞれ境界セル，境界セル内の液体，境界セル内の気体の物性値を表している．この操作により VOF 法では界面における複雑な境界条件設定が不要となり，計算アルゴリズムも単純なものとなる．そのため，自由界面をもつ多相流解析に対して非常に使い勝手のよい解析手法であるといえる．

さて，前述した F 値の輸送計算は，式(4.1)を保存系に書き直した式(4.3)の移流方程式に基づいて行う．

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} F) - F \nabla \cdot \vec{v} = 0 \tag{4.3}$$

ここで，精度よく自由表面の追跡を行うためには，式(4.3)の第 2 項に示す計算セル境界における F 値の輸送量を精度よく求める必要がある．隣接セル間における輸送量を精度よく求めるためには，計算セル内における液体の形状を把握する必要があるが，VOF 法において保持されるのはセル内の液体占有率である F 値のみであるため，輸送量を求める際に界面形状を再構築しなければならない．界面の再構築法には，計算セル内の界面を格子境界に対して平行な平面として構築する SLIC(Simple line interface calculation)と傾きを持った平面として構築する PLIC(Piecewise linear interface calculation)がある[97-99]．それぞれの手法によって構築される界面の様子と輸送量を Fig. 4.2 に示す．いま，あるセル内において上図に示すような界面が存在し，右向きの速度 v が発生しているとする．この速度によって，Δt 秒間に移動する距離は $v\Delta t$ であるので，右隣のセルに輸送される液体の体積は赤で示された部分となる．この時，界面を SLIC ならびに PLIC によって再構築したものをそれぞれ下図に示す．この図からわかるように，PLIC によって界面を再構築した場合のほうが実際の輸送量に近い輸送量を算出することが可能である．本モデルにおいては，溶融池表面に

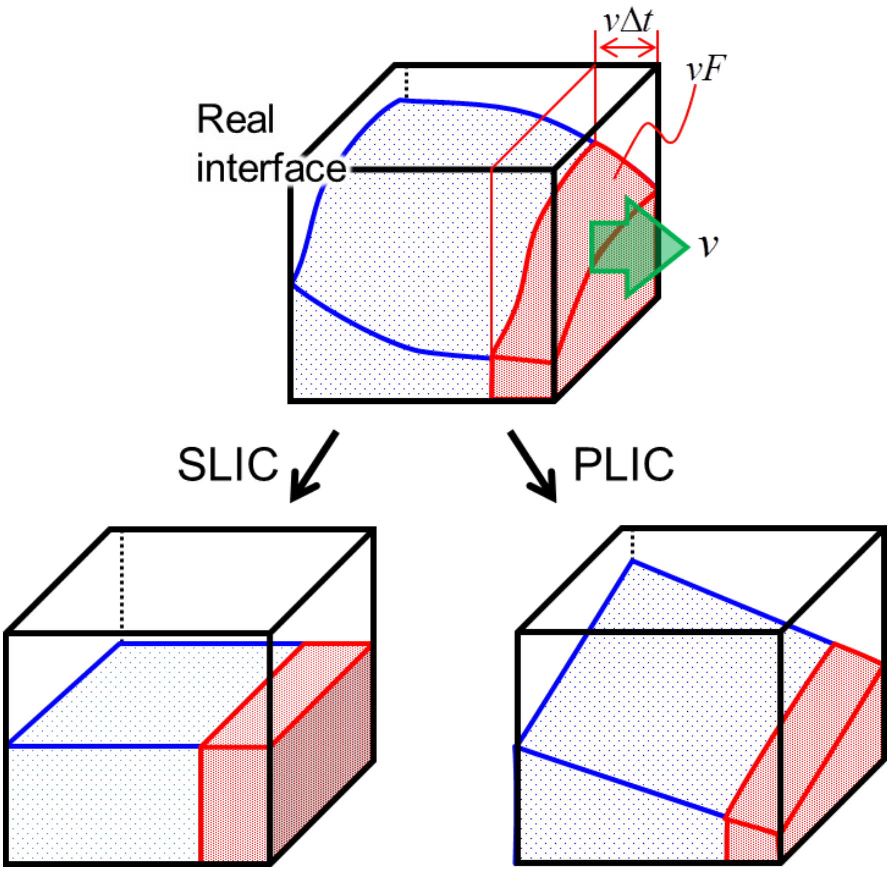


Fig. 4.2 Reconstructed interfaces and transportation amount calculated by SLIC and PLIC

おける曲率の大きな変形にも対応するために界面を再構築する際には，PLIC を用いた．

ここで，本モデルで用いた界面の再構築手法について説明する[100]．あるセル境界における輸送量を求めるときには，境界上の速度の符号より風上となる隣接セルに注目する．注目する計算セル内における界面形状は，その注目セルにおける単位法線ベクトルならびに F 値によって決定される．ここで，単位法線ベクトル $\hat{n}$ は次式で求められる．

$$\hat{n} = \frac{\nabla F}{|\nabla F|} \tag{4.4}$$

式(4.4)にて求めた各方向の単位法線ベクトルを，絶対値が小さいものから順にそれぞれの大きさを n_1， n_2， n_3 とし，それぞれに対応する軸を 1 軸，2 軸，3 軸と呼ぶことにする．ここで，モデル化をシンプルなものにするため，各セルを各辺 1 の立方体に規格化する．この際には，各セルの F 値は変化しないが速度，法線ベクトルについては同時に規格化する必要がある．また，場合分けにおける複雑さを軽減するために，$0.5 < F < 1$ となるセルに対しては気体の占有率 $1-F$ に注目し，気体の輸送量を求めたのち液体の輸送量に変換することとする．これにより，セル内における界面形状のパターンは Fig. 4.3 に示す 8 種類の中

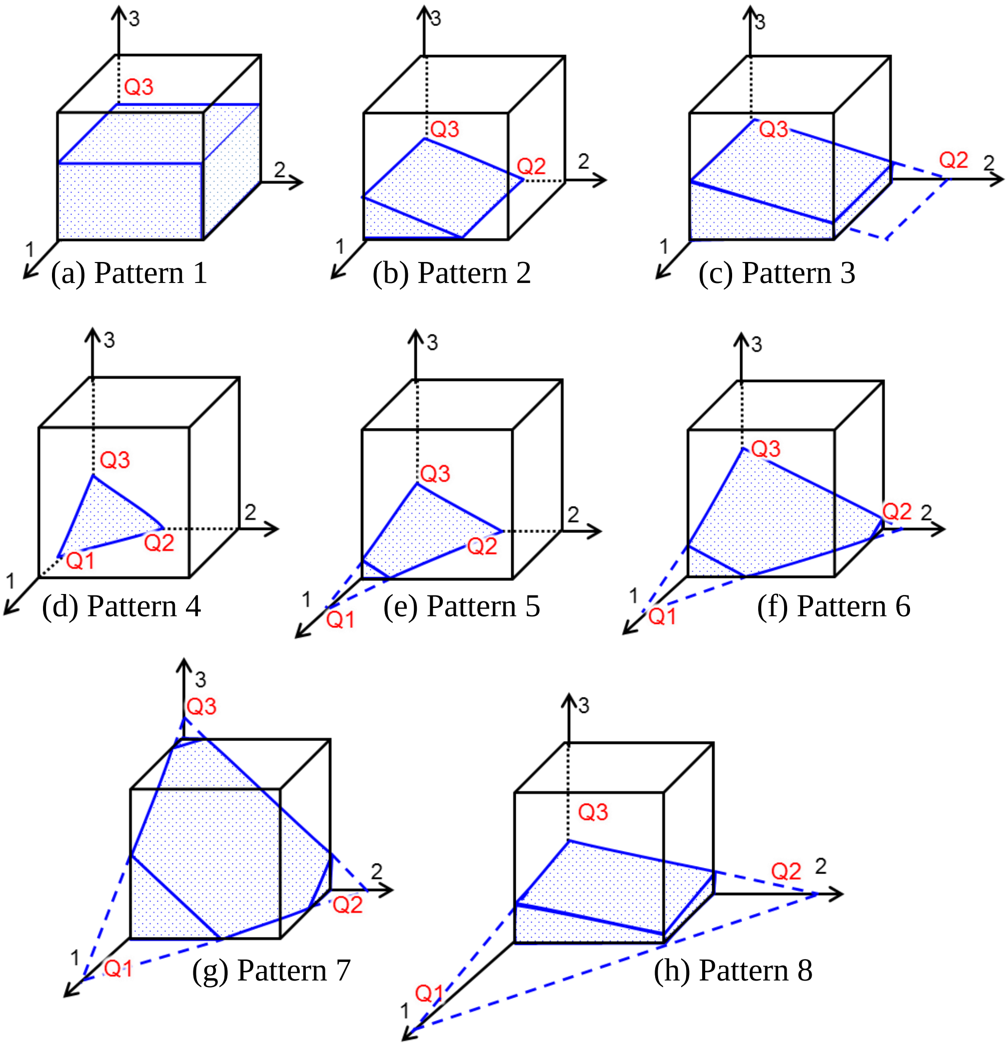


Fig. 4.3 Configuration of interface in PLIC-VOF method

のいずれかとなる．

ここで，Fig. 4.3(a)は$n_1 = n_2 = 0$の時の界面形状，(b)，(c)は$n_1 = 0$の時の界面形状であり，それ以外はどの法線ベクトルも 0 でない場合の界面形状を示している．この図からわかるように，再構築されるセル内の液体または気体の形状は，四角柱，三角柱，三角錐またはそれらの一部であることがわかる．図中に示しているQ_1，Q_2，Q_3は再構築した界面(平面)と各軸との交点であり，セル内の液体または気体の形状を決定するためにはこれらの値を決定することが必要となる．これらの交点はセル原点から平面までの距離をdとすると，

$$Q_1 = \frac{d}{n_1} \tag{4.5}$$

のように表され，形状決定のためにはセル原点から平面までの距離を求めればよいこととなる．この値はたとえば，Fig. 4.3(a)のような場合には，$d = F$とただちに求めることがで

き，Fig. 4.3(b)のような場合には，

$$F = \frac{1}{2} Q_2 Q_3 = \frac{1}{2} \frac{d}{n_2} \frac{d}{n_3} \tag{4.6}$$

から，

$$d = \sqrt{2Fn_2 n_3} \tag{4.7}$$

のように，既知の値から求めることができる．その他の場合に関しても同様にして d を求めることができる．

注目セルにおける液体または気体の形状を決定したのち，隣接セルに対する輸送量を求める．輸送量は，Fig. 4.2 に示したように，注目しているセル境界から $v\Delta t$ の範囲内にある液体または気体の体積を求めればよい．ここで，注目セルの F 値が $0.5 < F < 1$ である場合においては，気体の輸送量 ΔV_{gas} を求めたのち，液体の輸送量 ΔV_{liquid} を，

$$\Delta V_{liquid} = v\Delta t - \Delta V_{gas} \tag{4.8}$$

として求める．

以上のように，界面の再構築ならびに輸送量の決定を行い，求めた値を式(4.3)に代入することで，F 値の時間変化，すなわち自由表面形状の時間変化を記述することができる．

4.2.2　対流駆動力

表面形状の変化を考慮するために，溶融池内の対流駆動力は第 2 章で述べた電磁力・プラズマ気流によるせん断力・マランゴニ力の 3 つに加え，表面張力ならびにアーク圧力の影響を考慮した．

まず，表面張力に関しては CSF モデルにより，その影響を考慮した[101, 102]．CSF モデルでは，VOF 法における界面がある程度の幅を持った状態で存在する境界層という概念を利用し，本来界面上で面積力として定義しなければならない表面張力を，境界層内の各計算セルにおける体積力として定義する．そのため，幾何学的な界面の識別を必要とせず，差分モデルに容易に適用できる特徴を有している．CSF モデルによる体積力としての表面張力は次式により与えられる．

$$\vec{F}_{SV} = \gamma \kappa \vec{n} \frac{\rho}{\bar{\rho}} \tag{4.9}$$

ここで，$\vec{F}_{SV}$：体積力としての表面張力 [N/m^3]，γ：表面張力 [N/m]，κ：曲率 [1/m]，$\vec{n}$：法線ベクトル [1/m]，$\bar{\rho}$：気体と液体の密度の平均値 [kg/m^3]を表している．ここで用いる法線ベクトルならびに曲率は以下のようにして求められる．

$$\vec{n} = \nabla F \tag{4.10}$$

$$\kappa = \frac{1}{|\tilde{n}|}\left[\left(\frac{\tilde{n}}{|\tilde{n}|}\cdot\nabla\right)|\tilde{n}| - \left(\nabla\cdot\tilde{n}\right)\right] \tag{4.11}$$

ここで，$\tilde{n}$ はスムージングした F 値より求まる法線ベクトルである．計算の安定性を高めるため曲率を求める際に用いる法線ベクトルは次式のようにスムージングを施した F 値を用いて求める．

$$\tilde{n} = \nabla\tilde{F} \tag{4.12}$$

ここで，$\tilde{F}$：スムージングを施した F 値である．ここで，スムージングした F 値は注目セルならびに隣接する計算セルにおける F 値に対して重みをつけた平均値として算出している．以上のようにして，液体表面に作用する表面張力を求めることができる．

また，アーク圧力・プラズマ気流によるせん断力・マランゴニ力といった液体表面に作用する駆動力に関してはすべて体積力に変換して解析モデル内で取り扱った．この時，表面に対して垂直に作用するアーク圧力には法線ベクトル，表面に対して平行に作用するプラズマ気流によるせん断力とマランゴニ力に関しては接線ベクトルをそれぞれ考慮することで体積力へと変換した．たとえば，アーク圧力に関しては次式で与えられる．

$$\vec{F}_{AP} = P_{arc}\vec{n} \tag{4.13}$$

ここで，$\vec{F}_{AP}$：体積力としてのアーク圧力 [N/m^3]，P_{arc}：液体表面近傍におけるアーク圧力 [N/m^2]を表している．

4.2.3　ダムブレイク現象の解析ならびに実験との比較

本研究にて構築した自由表面の追跡モデルの精度を確認するため，ダムブレイク現象の解析を行い Martin らの実験結果[103]との比較を行った．ダムブレイク現象は水柱が重力や表面張力の作用を受けながら崩壊する現象である．ここでは Fig. 4.4 に示す Martin らの実験と同様の大きさの水柱を計算領域の端に設置し，水柱が崩壊する際の挙動を解析した．解析に用いた水の物性値を Table 4.1 に示す．ここでは対流駆動力としてのアーク圧力は考慮せず，表面張力のみが作用するものとする．

Table 4.1 Material properties of water used in calculation

Density [kg/m^3]	995.65
Viscosity [kg/ms]	8.01×10^{-4}
Surface tension [N/m]	7.17×10^{-2}

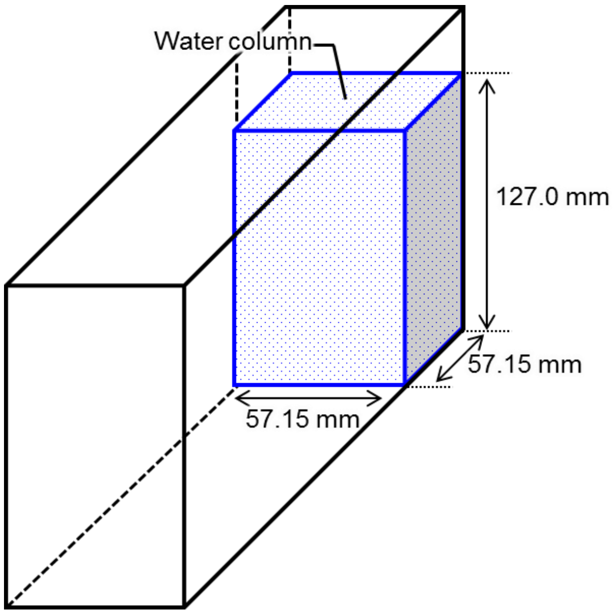


Fig. 4.4 Initial condition of collapse of water column

解析結果を Fig. 4.5 に示す．図中の灰色の面が水の表面の位置を表している．時間の経過とともに水柱が崩壊し，水は計算領域前方へと流れていく様子が示されている．いま，解析結果における水柱の先端位置の時間変化を実験結果と比較したものを Fig. 4.6 に示す．ここでは縦軸として，初期先端位置 a とその時間の先端位置 X を用いた無次元数 X/a，横軸に時間 t，重力加速度 g と a を用いた $t\sqrt{g/a}$ と表される無次元数を用いて整理している．この図からわかるように本研究で構築した自由表面の追跡モデルは実験結果と非常に良い一致を示している．このことから，本モデルは精度よく自由表面の追跡が行うことができるものといえる．

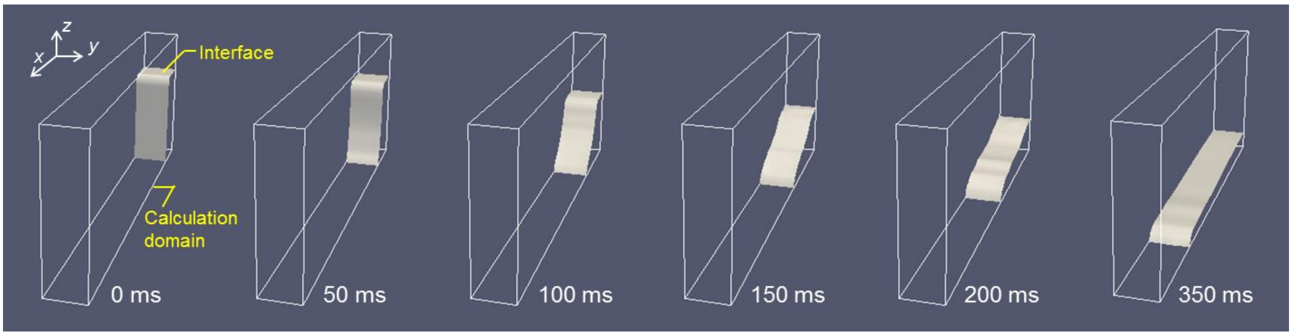


Fig. 4.5 Calculation result of collapse of water column phenomena

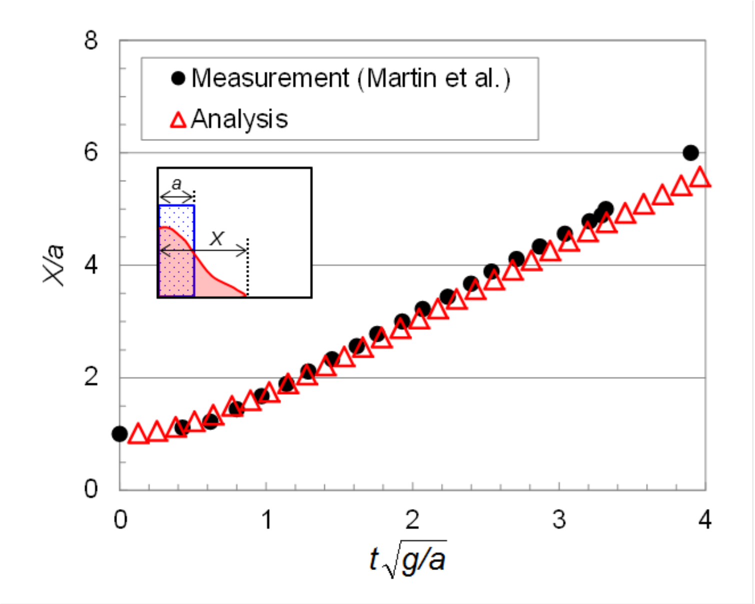


Fig. 4.6 Comparison of front edge position between calculation and measurement

4.3 熱輸送モデル

つづいて，表面変形を考慮したモデルにおける熱輸送の取り扱いについて述べる．溶融池内における熱輸送は式(2.3)に則って記述するが，表面変形を伴う場合には特別な処理が必要となる．本モデルにおいては対流によるエネルギー輸送と，それ以外によるエネルギー輸送を別々に取り扱う．

まず，対流によるエネルギー輸送を考える．セルが保有するエネルギーQ [J]の移流方程式は F 値の移流方程式と同様に次の式で表される．

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} Q) - Q \nabla \cdot \vec{v} = 0 \tag{4.14}$$

ここで，

$$Q = \rho H V_{liquid} \tag{4.15}$$

と表される．ここで，V_{liquid}：セル内の液体の体積 [m^3]である．

界面における対流によるエネルギー輸送を考えるとき溶融池内の流れ場をそのまま用いて差分計算すると，溶融池が保持しているエネルギーが界面より外へとにじみ出てしまう．対流による熱輸送は，隣接セルより流入出する液体が保持するエネルギーの流入出により生じる．いま，隣接セルより流入出するエネルギーΔQ [J]は，

$$\Delta Q = \rho H \Delta V \tag{4.16}$$

と書ける．いま，隣接するセルより流入出する液体の体積ΔV [m^3]は VOF 法において隣接

セルへの輸送量を求める際に求めることができるので，式(4.16)より隣接セルへのエネルギーの輸送量は容易に求められる．以上のようにして求められたセルが保有するエネルギーを温度に変換し，時間発展させていく．このようにして，表面変形を含む場合の対流によるエネルギー輸送，温度変化を記述することができる．

つづいて, 対流以外によるエネルギー輸送に取扱いについて示す. 対流によるエネルギー輸送を計算したのち次式を用いて熱伝導等によるエネルギー輸送を計算する．

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} = -\frac{1}{F}\nabla\cdot\left(-A\kappa\nabla T\right)+W \qquad (4.17)$$

ここで，A：セル境界における液体占有率を表している．式(4.17)に示すように熱伝導によるエネルギー輸送を算出する際に，セル境界において熱流束が通過する面積ならびに注目するセル内における液体の体積を考慮する．また，アークプラズマからの入熱など外部からの入熱に関しては法線ベクトルを考慮することで溶融池表面における発熱として次式で与える．

$$W_{in} = q_{in}\left|\vec{n}\right| \qquad (4.18)$$

ここで，W_{in}：溶融池表面における発熱 [W/m^3]，q_{in}：外部熱源からの入熱密度 [W/m^2]を表している．このようにして，対流以外のエネルギー輸送に関して記述する．

以上が，表面変形を考慮した際におけるエネルギー輸送モデルである．

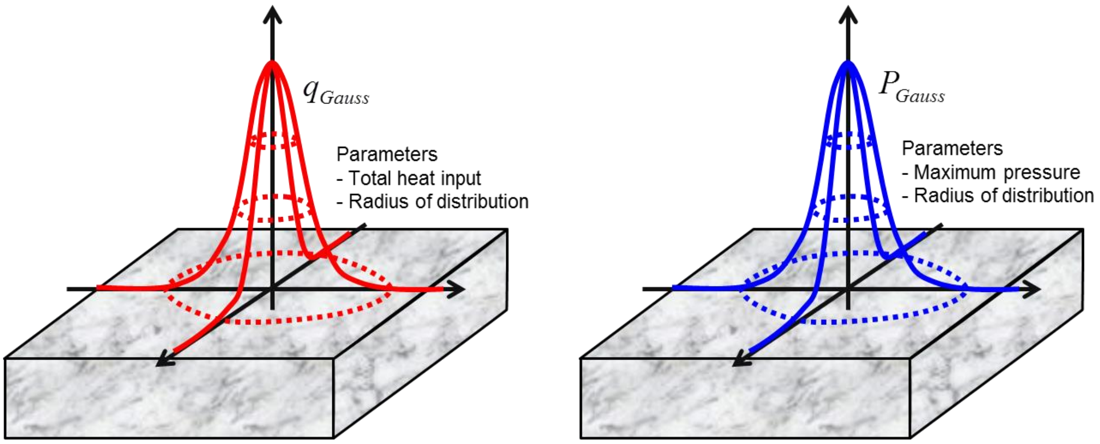
4.4 解析結果

本研究にて構築した表面形状の変化を考慮した溶融池モデルによる解析結果を示す．ここでは，アークプラズマからの入熱ならびに圧力を模したガウス分布形状の仮想熱源による解析結果を示す．まず，仮想熱源モデルについて述べたのち，仮想熱源の圧力の値を変化させた時の溶込み形状の変化ならびに熱源の移動の取り扱いについて述べる．

4.4.1 仮想熱源モデル

本章では溶融池のみに着目したモデルを構築しているため，アークプラズマからの入熱や溶融池表面に作用するアーク圧力に関しては, 仮想熱源によって与えられるものとした. 仮想熱源は Fig. 4.7 に示すようなガウス分布形状のものとし，次式で与えた．

$$q_{Gauss} = \frac{3Q_{Total}}{\pi r_q^2}\exp(-\frac{3r^2}{r_q^2}) \qquad (4.19)$$



(a) Heat input density (b) Arc pressure

Fig. 4.7 Hypothetical heat source used in this model (Gaussian distribution)

$$P_{Gauss} = P_{max} \exp(-\frac{3r^2}{r_P^2}) \tag{4.20}$$

ここで，q_{Gauss}：仮想入熱［W/m^2］，Q_{Total}：総入熱量［W］，r_q：入熱半径［m］，P_{Gauss}：仮想圧力［Pa］，P_{max}：圧力最大値［Pa］，r_P：圧力半径［m］，r：熱源中心からの距離［m］をそれぞれ表している．仮想入熱を与える際には熱源パラメータとして，仮想入熱からの総入熱量ならびに入熱半径を設定し，仮想圧力を与える際には圧力最大値ならびに圧力半径を与える．また，本章における仮想熱源は解析中に母材の表面形状が変化しても常に同じ形状であるものとして解析を行っている．

4.4.2 表面変形が生じた際のマランゴニ対流による溶込み形成現象

表面形状が変化すると，溶融池表面に作用する駆動力も同時に変化するため溶込み形成現象は大きく異なったものになると考えられる．本節では，表面形状の変化が溶込み形成現象に及ぼす影響について検討を行った．

まず，解析条件について述べる．ここでは，溶融池内の対流駆動力としてアーク圧力・表面張力・マランゴニ力について考え，プラズマ気流によるせん断力や電磁力は考慮しない．母材には次の3種類のステンレス鋼を想定した．

(a) HS 鋼(硫黄含有量 300 ppm)

(b) LS 鋼(硫黄含有量 10 ppm)

(c) 表面張力が温度にかかわらず 1.6 N/m で一定の仮想的な母材

(c)の母材に関しては，表面張力の温度係数が常に0となるため，マランゴニ力は作用しない．この3種類の母材に対して母材表面に作用するアーク圧力の最大値を変化させて解析

を行った．解析に用いた仮想熱源パラメータを Table 4.2 に示す．熱源はすべて静止しているものとし，加熱時間はすべて 5 秒間とした．溶込み形状を整理するパラメータとしては溶込み深さならびに溶込み幅に注目している．

つづいて解析結果を示す．Fig. 4.8 に示すのは溶融池の温度場ならびに速度場の解析結果である．図中の赤線は溶融池形状を表している．まず，Fig. 4.8(a)に示すのはアーク圧力を 0 とした場合の解析結果である．この条件下においては溶融池表面を変形させようとする駆動力は作用しない. そのため, HS 鋼では溶込み深さが深く, 幅の狭い溶込みが形成され, LS 鋼では浅く広い溶込みが形成されている．このように，溶込み形状にはマランゴニ力の影響が強く表れていることがわかる．また，Fig. 4.8(a)-(iii)に示すマランゴニ力の作用しない条件においては，溶融池内に流れが存在せず熱輸送は熱伝導のみで行われ半円形状の溶込みが形成されている．つづいて，Fig. 4.8(b)に示すのはアーク圧力の最大値を 1500 Pa した場合の解析結果である．いずれの解析結果においても溶融池表面が少しへこんでいる様子が確認できる．また，マランゴニ力の作用しない条件においては，中心部付近において下向きの流れ，中心部よりやや外側において外向きの流れが生じている．しかしながら，HS 鋼，LS 鋼の結果に注目すると，やはり HS 鋼では深い溶込み，LS 鋼では浅い溶込みが形成されており，マランゴニ力の影響が色濃く反映されているものとなっている．一方，アーク圧力の最大値を 3500 Pa とした際の解析結果を Fig. 4.8(c)に示すが，この条件においてはいずれの母材においても溶込みの深さや幅など，溶込み形状が比較的似たものとなっている．すなわち，マランゴニ力の影響が薄れ，溶込み形成に対してアーク圧力が支配的となっていることが示唆されている．

Table 4.2 Parameters of hypothetical arc

Total heat input [W]	2000
Radius of heat input density distribution [mm]	5
Maximum arc pressure [Pa]	0 ~ 3500
Radius of arc pressure distribution [mm]	3

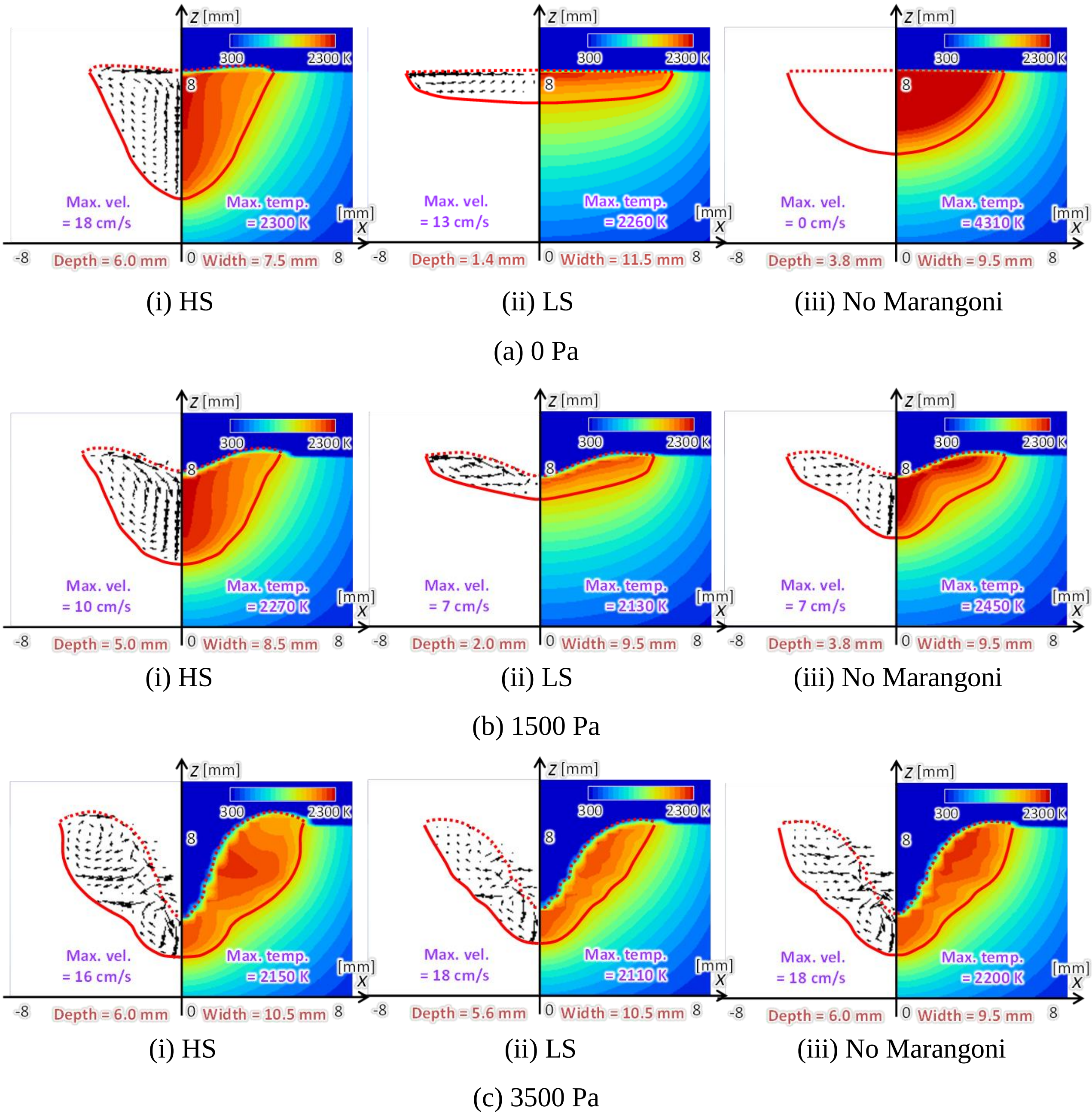
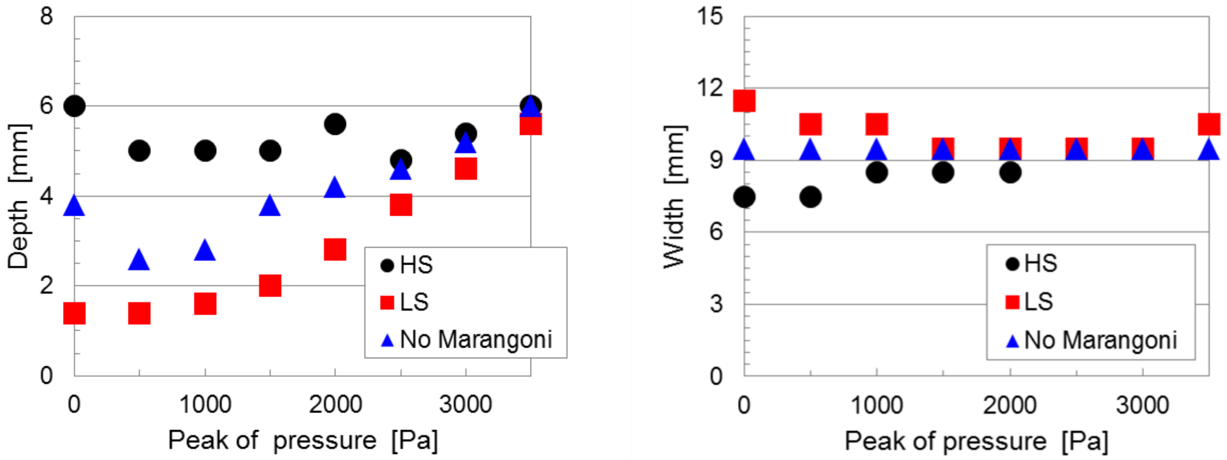


Fig. 4.8 Temperature and velocity distribution of weld pool with surface deformation

Fig. 4.9 に示すのはアーク圧力の最大値を変化させた時の溶込み深さならびに幅をまとめたものである．このグラフからわかるように，アーク圧力の最大値が 2000 Pa を超える領域においては溶込み深さ幅ともに，いずれの母材を用いてもほぼ同じ値となっている．すなわち，この領域においては溶込み形成に対してアーク圧力が支配的であると考えることができる．また，HS 鋼とマランゴニ力の作用しない母材においては 500~1000 Pa 程度の



(a) Depth (b) Width

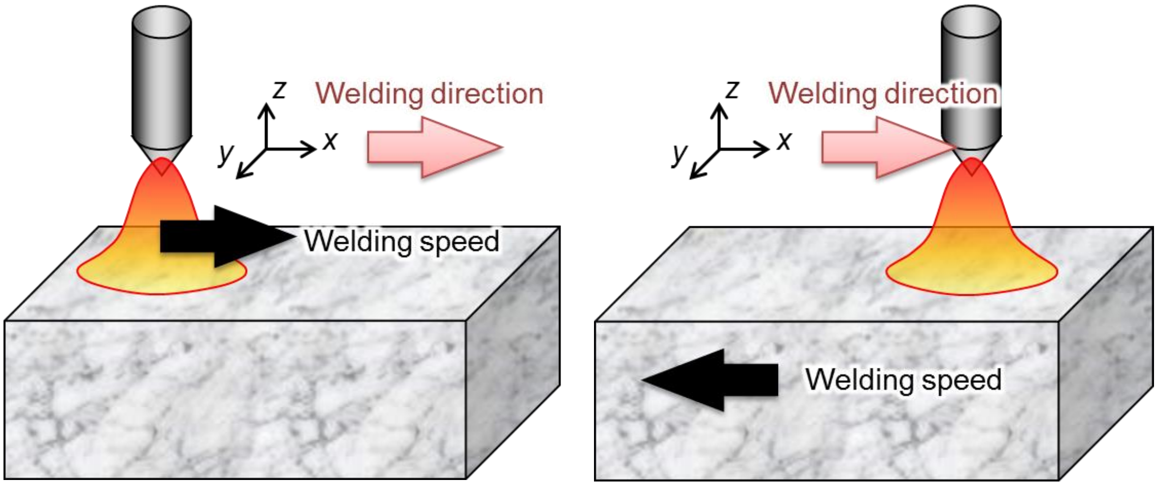
Fig. 4.9 Influence of arc pressure and Marangoni force on weld pool shape

圧力が作用した場合に，アーク圧力が作用しない条件より溶込み深さが浅くなる結果となった．アーク圧力は溶融池表面において下向きに作用し，溶融池表面がへこむ．その際，同時に表面張力がへこみを元に戻そうと上向きに作用する．小さなアーク圧力が作用した際には，下向きに作用するアーク圧力より上向きに作用する表面張力のほうが流れ場に作用する影響が大きく溶込み深さが浅くなったものと考えられる．

4.4.3 熱源移動モデルと母材移動モデルの比較

生産現場における溶接は，静止状態だけでなく溶接線を形成するようにトーチや溶接対象物もしくはその両方を移動や回転させながら施工されることがほとんどである．ここでは，移動溶接をモデルで再現するうえで熱源を移動させる場合と母材を移動させる場合の比較を行う．

Fig. 4.10 にそれぞれのモデルの模式図を示す．溶接方向はいずれの場合も+*x* 方向であるとしている．まず，Fig. 4.10(a)に示す熱源移動モデルの場合には，仮想熱源を溶接方向に溶接速度にしたがって移動させていく．ここではガウス分布熱源を想定しているため，熱源の中心位置を追跡すればよいこととなる．Fig. 4.10(b)に示す母材移動モデルにおいては，溶接法とは反対方向に母材が移動するものとした．本モデルにおいては母材に対する各種支配方程式の対流項に溶接速度の成分を足しこむことで，母材の移動を表現した．また，この時+*x* 方向の領域端部は常に 300 K に保たれているものとした．



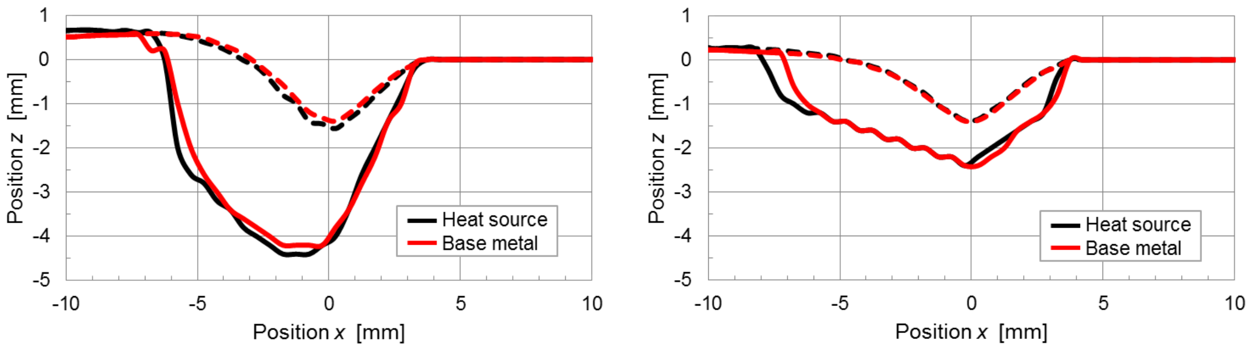
(a) Heat source　　　　　　　　　　(b) Work

Fig. 4.10 Illustration of welding by moving heat source and work

つづいて，解析条件を示す．仮想熱源パラメータは総入熱量 2000 W，入熱半径 5 mm，圧力最大値 1500 Pa，圧力半径 3 mm とした．HS 鋼ならびに LS 鋼に対して解析を行い，溶接速度は 2 mm/s，加熱時間は 5 秒間としている．

Fig.4.11 に解析結果を示す．ここで示しているのは，*xz* 断面における溶融池の形状であり，実線は溶融池の底部，破線は溶融池の表面をプロットしたものである．横軸の 0 の位置が熱源の中心位置，縦軸の 0 の位置が初期状態における母材の表面の位置を表している．このグラフからわかるように，いずれの移動モデルを用いても結果にはほとんど差異がなく移動溶接を取り扱うにあたってともに問題ないものと考えている．

アークプラズマモデルとの統合化を図るにあたって，熱源を移動させることは電極の位置を移動させることを意味する．しかしながら，モデル内においてティグアークで用いる先端形状のはっきりとした電極を溶接速度にしたがい形状を保ったまま精度よく移動させ



(a) HS　　　　　　　　　　(b) LS

Fig. 4.11 Influence of treatment of moving welding

ることは困難である．そのため，本研究においては，移動溶接を対象とする際には母材移動モデルにより表現することとする．

4.5　結言

本章では, 溶接中に起こる溶融池表面形状の変化を捉えるために VOF 法を用いた表面形状の変化を考慮した溶融池モデルを構築した．本研究で構築した自由表面の追跡モデルは精度よく表面形状を表現するために PLIC による界面の再構築を行っている．文献におけるダムブレイク現象の実験結果と比較したところ，非常によく一致しており本モデルによって自由表面の追跡は可能であると考えられる．

さらに，仮想熱源を用いて溶融池を模した解析を行った．以下にその結果をまとめる．

・溶融池表面に作用させるアーク圧力を変化させ溶込み形成現象に与える影響をしらべた結果,

(1) アーク圧力が 0~2000 Pa 程度の領域においてはマランゴニ力の影響が大きく，HS 鋼と LS 鋼で溶込み形状が大きく異なったものとなった．すなわち，この領域は溶込み形成現象に対してマランゴニ力が支配的であるといえる．

(2) アーク圧力が 2000 Pa を超える領域では母材による溶込み形状の違いがほとんどなくなった．すなわち，この領域では溶込み形成現象に対してアーク圧力が支配的であるといえる．

(3) アーク圧力が 1000 Pa 程度までの領域において HS 鋼の溶込み深さはアーク圧力が作用していない場合よりも浅くなった．これは，変形を押し戻そうとする表面張力の影響が大きいためと考えられる．

・移動溶接を表現するために，熱源移動モデルと母材移動モデルを構築しそれぞれの結果を比較した結果，ほとんど差異はなかった．モデル構築の簡便さから本研究では母材移動モデルを取り扱うこととする．

本章においては，溶融池を模した解析を行うために仮想熱源を取り扱った．この仮想熱源は表面形状が変化しても変化しないものとして取り扱ったが, 第 3 章にも示したとおり，母材形状が変化すると熱源特性は大きく変化する．また，本章では溶融池内の対流駆動力としてプラズマ気流によるせん断力や電磁力は無視した解析を行った．このような，母材の形状変化に伴う熱源特性の変化や対流駆動力の変化を捉えるためにはアークプラズマモデルと本章で構築したモデルの統合化が必要となる．第 5 章では，溶融池表面形状の変化を考慮したティグアークの統合モデルを構築し，その解析結果について述べる．

第 5 章　ティグ溶接の 3 次元統合モデル

5.1　緒言

アーク溶接プロセス中には重力やアーク圧力の影響により溶融池の表面形状が変化する．溶融池の表面形状が変化すると，アークプラズマの熱源特性は大きく変化するため，アーク溶接中の現象をより忠実に再現するためには溶融池表面形状の変化とアークプラズマの熱源特性の変化をともに考慮したモデルが必要である．

本章では，第 2 章で構築したティグアーク-溶融池モデルと第 4 章で構築した表面形状の変化を考慮した溶融池モデルを組み合わせ，溶融池表面の形状変化を考慮した 3 次元統合ティグ溶接モデルを構築する．ここでは，構築したモデルを開先継手ならびに隅肉継手に適用した解析例，ならびにアーク圧力の影響大きくなる大電流アーク溶接に適用した例について示す．さらに本モデルにおける課題ならびに今後に展望についても述べる．

5.2　統合モデルの概要

本章で構築するモデルは第 2 章で構築した「金属蒸気を考慮したティグアーク-溶融池モデル」と，第 4 章で構築した「表面形状の変化を考慮した溶融池モデル」を統合したものである．本モデルで用いる支配方程式や計算手法においてはそれぞれ各章で示したもののとおりである．しかしながら，本モデルにおいては計算の安定性を確保するため，次のような取り扱いをしている．

計算手続きとして，Fig. 5.1 に示すように，まず，ある溶融池の表面形状においてアークプラズマの熱源特性を求めたのち，熱源特性を固定したままで溶融池のみの計算をしばらく行う．その後，ある程度時間が進行し溶融池形状が変化したのち，再びアークプラズマの計算を行うことで熱源特性を更新する．つづいて，更新された熱源特性を用いて溶融池のみの計算を行う，といった計算を繰り返し行っている．このようにして表面形状の変化

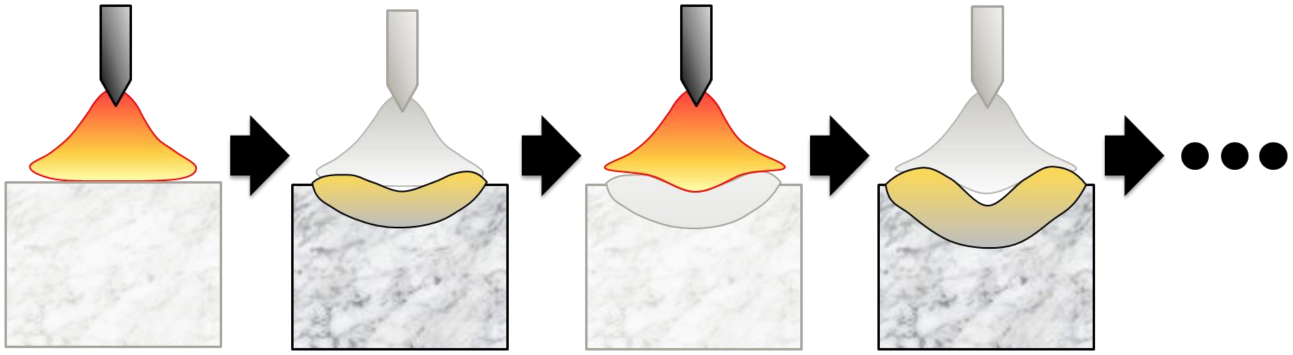


Fig. 5.1 Schematic explanation of interaction between arc plasma and weld pool surface

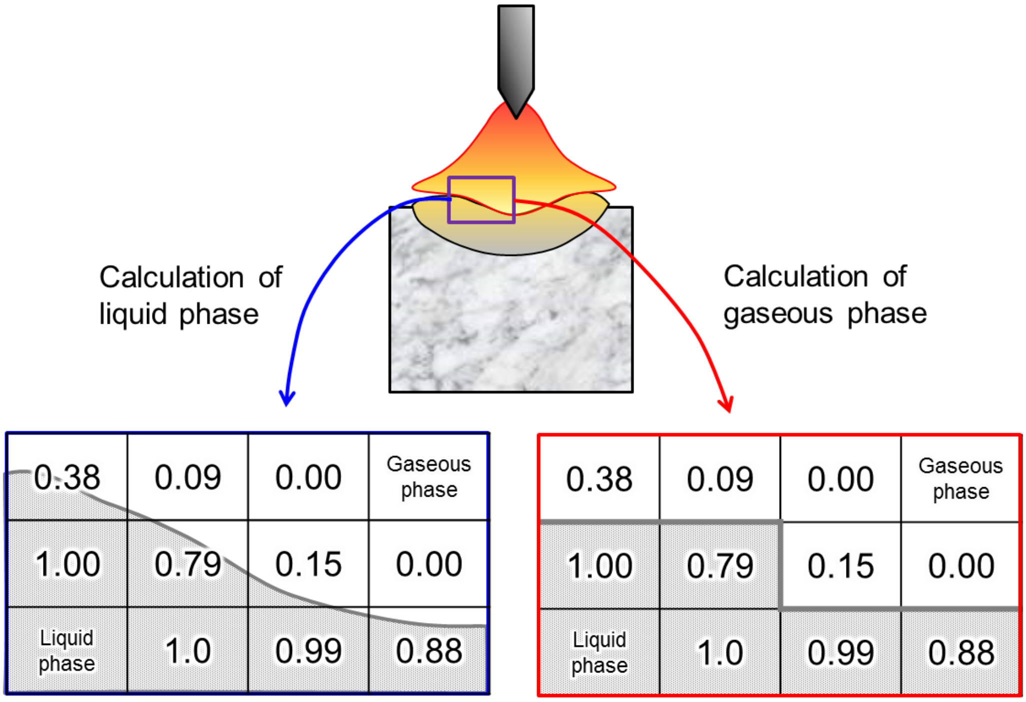


Fig. 5.2 Treatment of the interface of gaseous and liquid phase in this model

によるアークプラズマの熱源特性の変化を溶融池に対して反映させている．

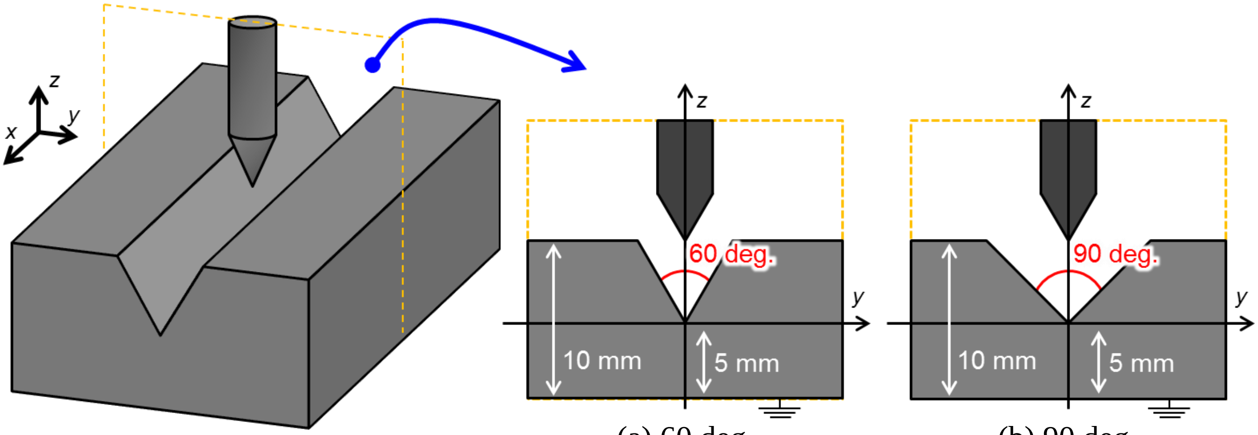
また，計算の安定性を確保するために Fig. 5.2 に示すように，溶融池の表面形状に関しては VOF 法を用いて精度よく自由表面の追跡を行うが，アークプラズマの計算を行う際にはセル内におけるガスの占有率が半分以上になるセルのみを計算セルとして取り扱い，界面はセル境界と一致しているものとして計算を行っている．そのため，アークプラズマの計算を行う際の界面の形状はかなり粗いものとなっている．

5.3　解析結果

本節では，溶融池表面の変形を考慮したティグ溶接モデルによる解析結果を示す．解析の対象として，第 3 章で取り扱った開先継手ならびに隅肉継手の溶込み形成現象とアーク圧力が大きくなる大電流アーク時の溶込み形成現象を取り上げる．

5.3.1　開先継手の変形と熱源特性の変化

まず，解析条件を示す．Fig. 5.3 に示すように，ここでは開先角度が 60 度のもとと 90 度のものを想定している．それぞれ板厚 10 mm，ルート長 5 mm であるとし，材質は硫黄含有量が 10 ppm のステンレス鋼としている．アーク長は電極先端から開先最深部までの高さと定義して 5 mm とし，電極先端角度は 60 度とした．また，開先はすべて x 方向に形成されているものとしている．母材底面において接地されており，母材底面の温度は 300 K に



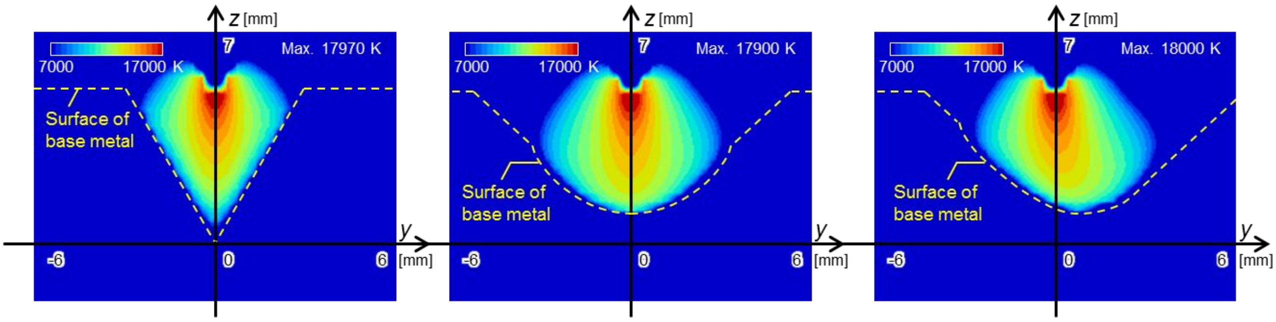
(a) 60 deg.　(b) 90 deg.

Fig. 5.3 Illustration of calculation domain for groove welding

保たれるものとした．また，本項で示す解析はすべてアーク電流を 100 A としている．

まず，静止状態における解析結果を示す．ここでは，開先角度が 60 度ならびに 90 度で電極先端の位置が開先中心とそろっている場合ならびに開先角度が 90 度で電極先端が左側へ 1 mm ずれている場合の結果を示す．Fig. 5.4 に示すのはアーク点弧より 3 秒後のアークプラズマならびに溶融池の温度分布の解析結果である．アークプラズマの解析結果に示す破線は溶融池の表面位置を表しており，溶融池の解析結果内に示す点線ならびに破線で囲まれている範囲が溶融している領域を表している．まず，開先角度が 60 度の場合においては開先側面は平面を保っており，変形していないことがわかる．この時溶融池は開先の底部ではなく側面に形成されている．これは第 3 章で示したように，開先内のアークプラズマによる入熱は開先側面に集中することによる．一方で，開先角度が 90 度の場合においては, 開先形状が曲面になっており溶融池表面の変形が生じていることがわかる. この際, 溶融池は三日月のような形状を呈している．また，アークプラズマは溶融池表面形状の変化に合わせて母材表面において丸みを帯びた形状に変化する．さらに，電極先端が左側にずれている場合においては，溶融池は左側に偏って形成されることがわかる．これも第 3 章で示したように, 電極が左側にずれることで入熱分布が左側に大きく偏ったためである. 開先角度による影響に注目すると，開先角度が 60 度の時のほうが 90 度の時と比較して溶融池が開先の上方に形成されていることいえる．また，60 度の場合のほうが変形が生じにくく，溶接を行う際に融合不良等の欠陥が生じやすいことが示唆されている．

つづいて，Fig. 5.5 に示すのは初期状態ならびにアーク点弧より 3 秒後におけるアークプラズマの母材への入熱密度分布ならびに母材直上におけるアーク圧力分布である．開先角度が 60 度の場合においては溶融池表面の変形を伴わないため，入熱密度，アーク圧力ともに分布にほとんど変化は生じていない．一方で，溶融池表面の変形を伴う開先角度が 90 度



(i) 60 deg.

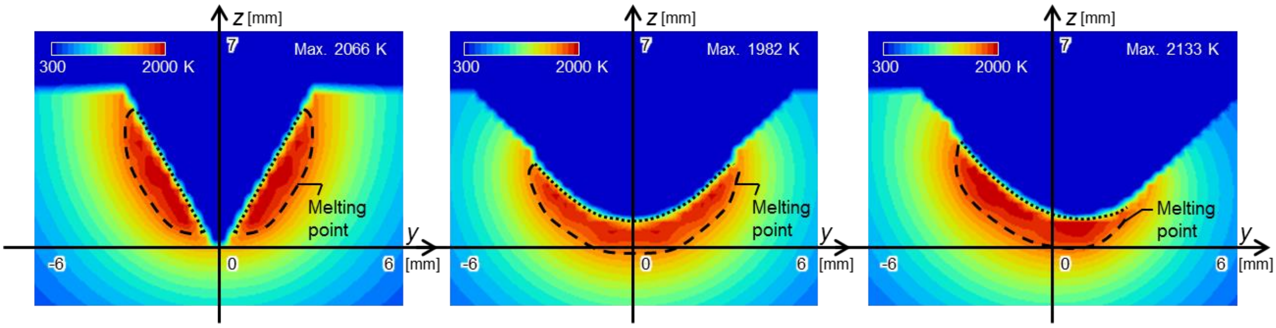
(ii) 90 deg.

(groove center)

(iii) 90 deg.

(1 mm displaced)

(a) Arc plasma



(i) 60 deg.

(ii) 90 deg.

(groove center)

(iii) 90 deg.

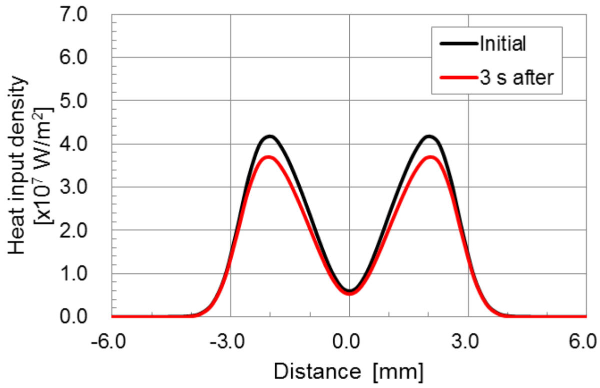
(1 mm displaced)

(b) Weld pool

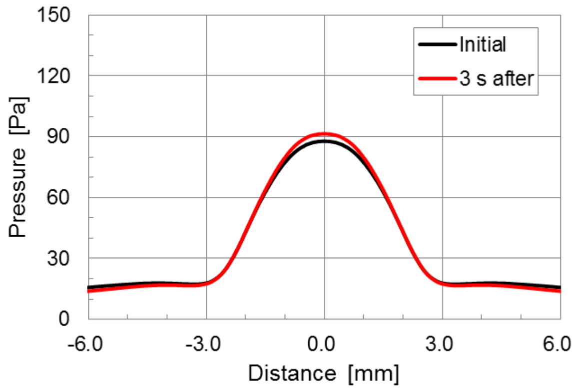
Fig. 5.4 Temperature distribution of arc plasma and weld pool on grooved plate

の場合においては，熱源特性に変化がみられる．Fig. 5.5(b)に示す電極先端と開先の中心位置がそろっている場合においては，溶融池表面の変形が生じる前の初期状態では，開先の側面に入熱が集中し，2 つのピークが見られる分布となっている．それに対して，アーク点弧より 3 秒後の分布においては，入熱密度の最大値は大きく低下し，開先の中心部で小さなピークのみられる分布となっている．これは溶融池表面形状の変化によって電極先端と母材表面の距離が変化したためと考えられる．Fig. 5.6(a)にこの時の電極先端と母材表面間の距離の変化について示す．溶融池表面が変形する前には，開先の最深部に比べて開先側面のほうが電極先端からの距離が小さかったものが，表面形状が変化し，溶融した金属が開先底部に流れ込むことで，電極先端から開先最深部と開先側面までの距離の差が小さくなっている．これと，入熱密度分布を見比べてみると，電極先端と母材表面間距離が大きくなっているところでは入熱密度が低下し，距離が小さくなっているところでは入熱密度が大きくなっている．このように，電極先端と母材表面間の距離によって入熱密度分布

が変化していることがわかる．また，アーク圧力に関してはあまり大きな変化は見られずガウス分布のような分布のままとなった．さらに，電極先端が開先中心より 1 mm 左にずれた場合においても, 入熱密度分布は最大値が大きく低下し, 偏りの少ない分布となった．

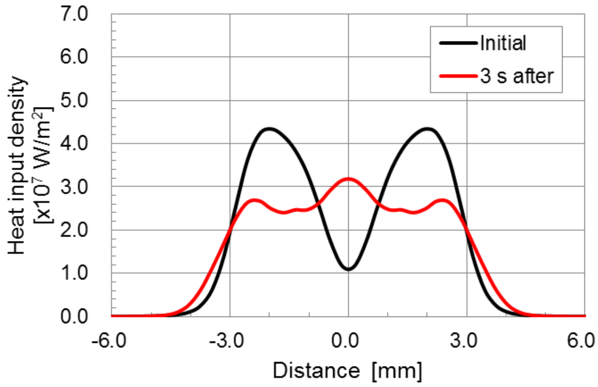


(i) Heat input density

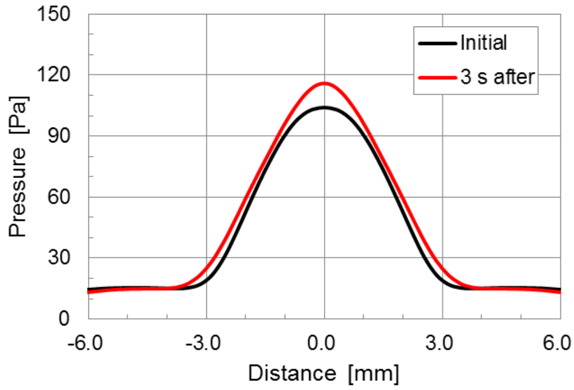


(ii) Arc pressure

(a) 60 deg.

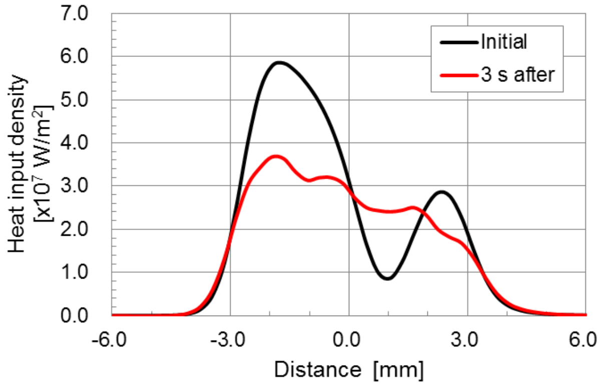


(i) Heat input density

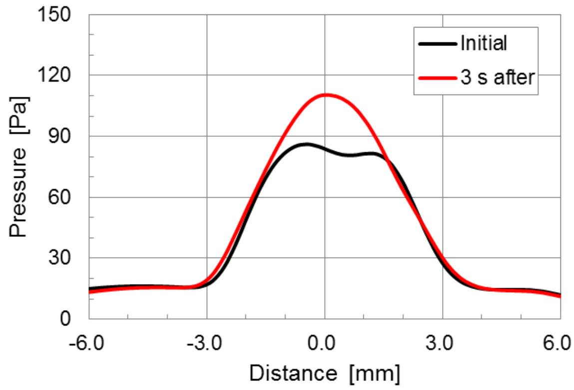


(ii) Arc pressure

(b) 90 deg. (groove center)



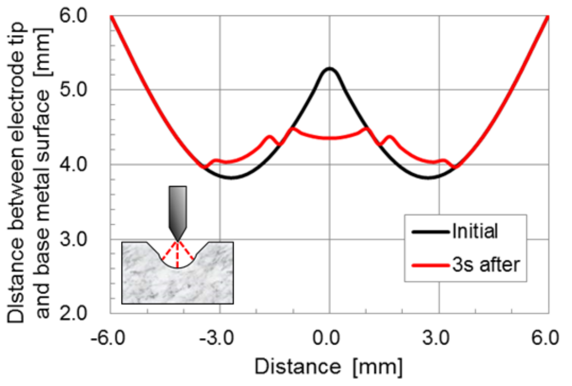
(i) Heat input density



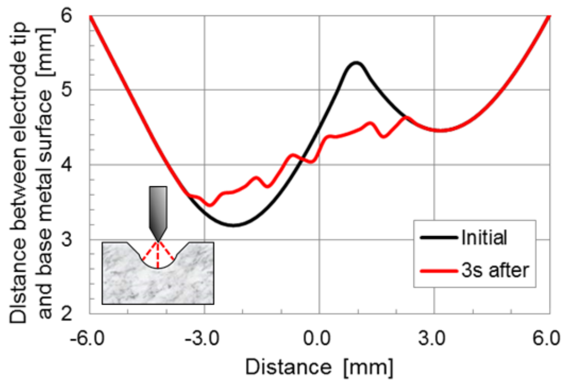
(ii) Arc pressure

(c) 90 deg. (1 mm displaced)

Fig. 5.5 Changes of heat source characteristics with base metal deformation



(a) 90 deg. (groove center)

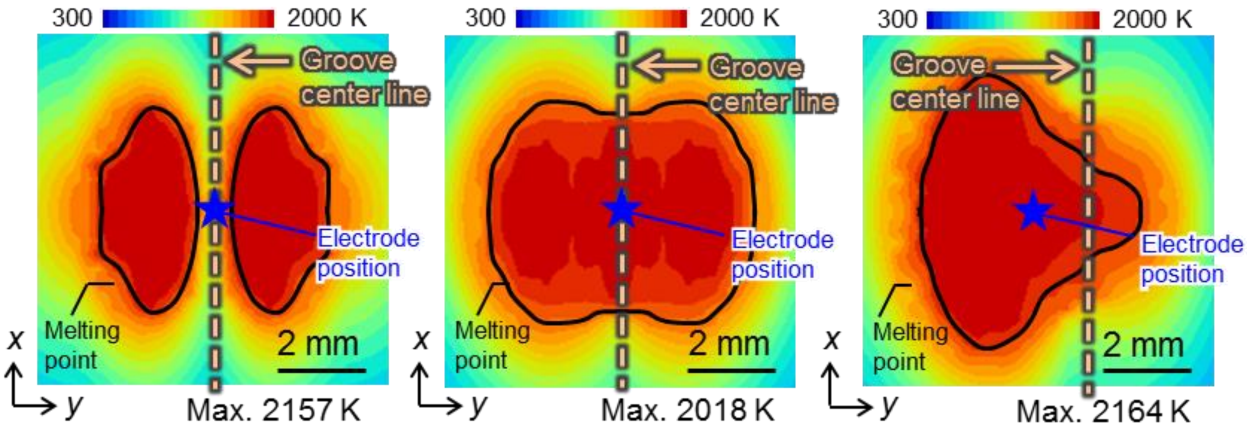


(b) 90 deg. (1 mm displaced)

Fig. 5.6 Changes of distance between electrode tip and base metal surface with base metal deformation

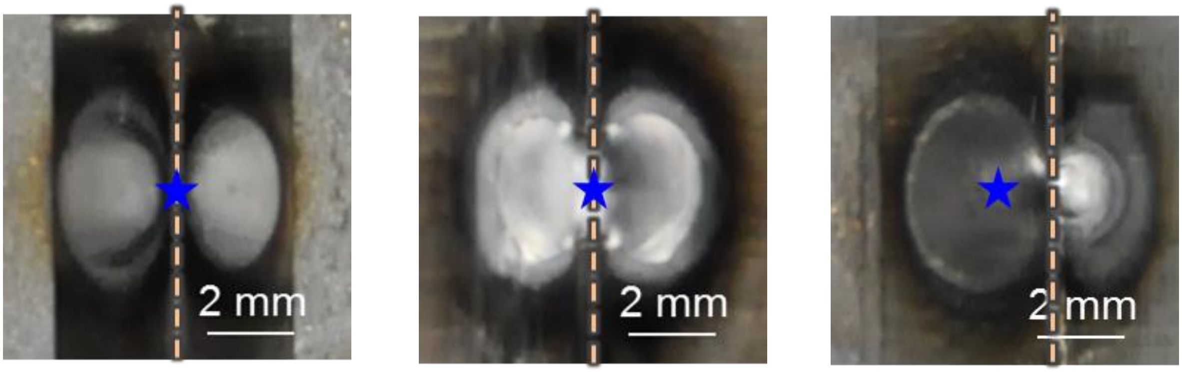
Fig. 5.6(b)にこの時の電極先端と母材表面間距離の変化を示すが，開先中心と電極先端がそろっている場合と同様に，溶融池表面形状が変化することで距離のばらつきが小さくなっていることがわかる．やはり，この場合においても距離が大きくなっているところでは入熱密度が小さく，距離が小さくなるところでは入熱密度が大きくなっている．アーク圧力分布に関しては，母材の変形が起こる前においてはピーク値付近で一定値となるような台形形状の分布となっていたものが，溶融池表面の変形が生じたのちにおいてはガウス分布状の分布が形成されており，電極先端と開先の中心位置がそろっている場合とよく似た分布となった．

Fig. 5.7 に示すのは，アーク点弧より 3 秒後における溶融スポット外観である．ここでは，溶融池を真上から見たものを示している．Fig. 5.7(a)に解析結果，Fig. 5.7(b)に同様の条件における実験結果を示している．それぞれ図中に示す破線は開先の中心位置，星印は電極先端の位置である．開先角度が 60 度の場合においては，開先の側面に 2 つの溶融スポットが形成されており，開先中心部において溶融スポットが分離した状態となっている．開先角度が 90 度の場合においては，溶融スポットは 1 つになっておりその形状は開先方向に対して垂直に楕円形状を呈している．さらに，電極先端位置が開先より左側にずれている場合では，溶融スポットは開先の左側側面に大きく偏った形で形成されており，開先の最深部にも融点を上回る温度の金属が存在している．これらの結果については解析・実験で同様の傾向を示している．Fig. 5.7(c)は，解析ならびに実験における溶融池形状の輪郭を比較したものである．ここで，解析では矩形のメッシュを用いているため実験における開先形状を正確に表現することはできず，Fig. 5.8 に示すように実験と解析では初期形状が異なる．そのため単純に比較することは難しいが，解析ならびに実験における溶融スポットの外観



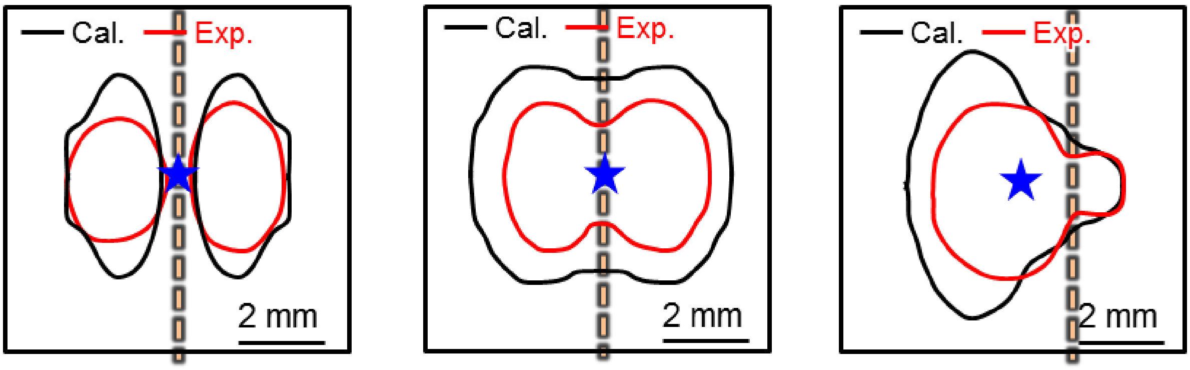
(i) 60 deg. (ii) 90 deg. (groove center) (iii) 90 deg. (1 mm displaced)

(a) Calculation results



(i) 60 deg. (ii) 90 deg. (groove center) (iii) 90 deg. (1 mm displaced)

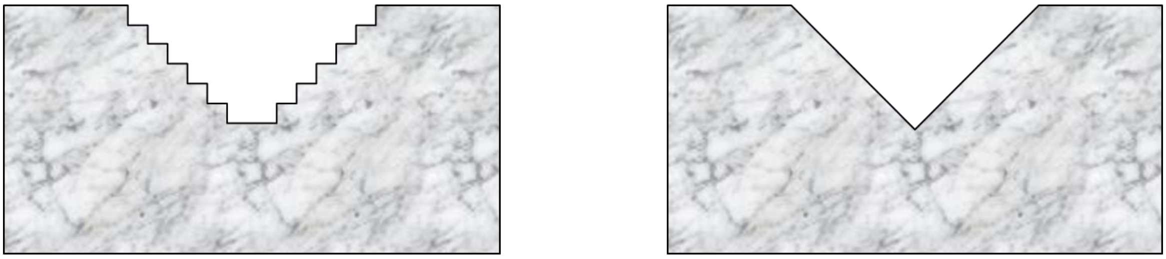
(b) Experimental results



(i) 60 deg. (ii) 90 deg. (groove center) (iii) 90 deg. (1 mm displaced)

(c) Weld spot shapes of calculation and experiment

Fig. 5.7 Weld spot appearance on grooved plate

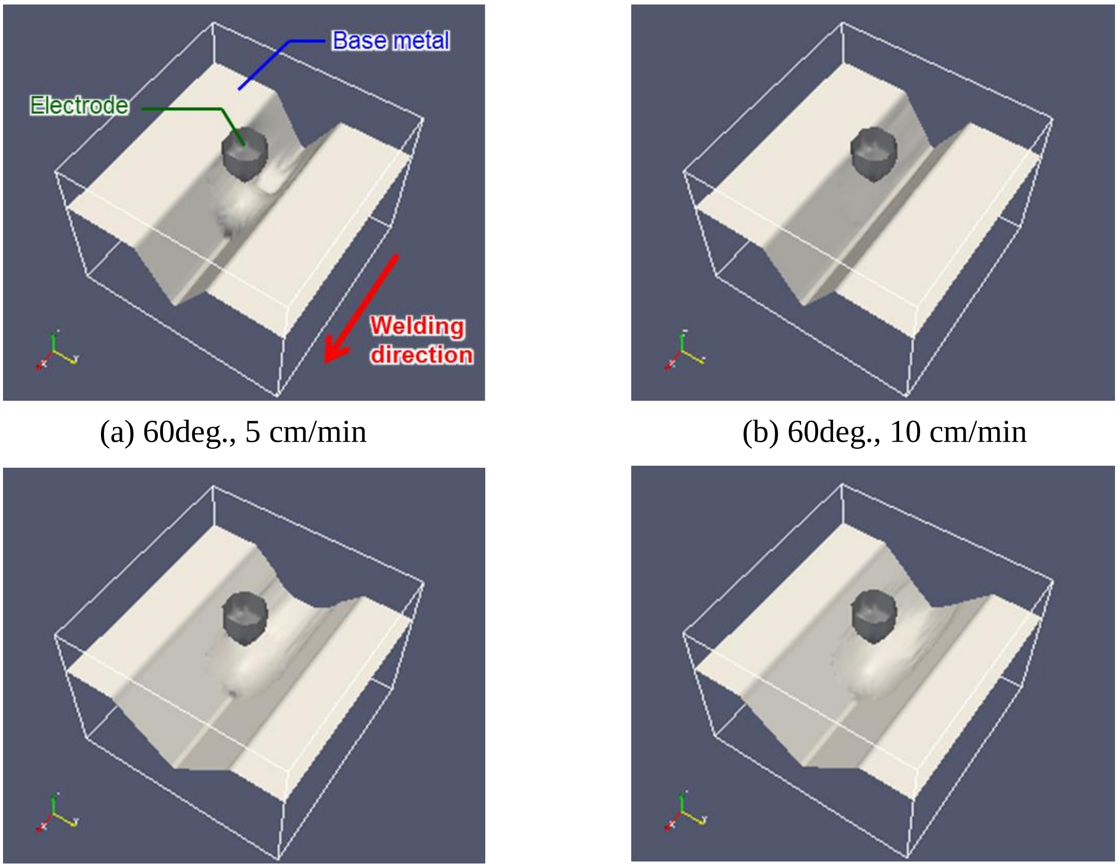


(a) Calculation (b) Experiment

Fig. 5.8 Difference of initial base metal shape

は比較的よく似た形状を示している．

つづいて，移動溶接を想定した解析結果を示す．ここでは電極先端はすべて開先の中心位置とそろっているものとして解析を行い，アーク点弧より 10 秒後の解析結果について示す．溶接方向は+*x* 方向であるとし，母材を-*x* 方向に移動させることで表現している．溶接速度は 5 cm/min ならびに 10 cm/min とした．まず，Fig. 5.9 に示すのは溶融池表面の形状である. Fig. 5.9(b)に示している開先角度が 60 度で溶接速度が 10 cm/min の場合においては溶融池表面の変形が生じておらず，開先底部に溶融金属が存在していない．それ以外の条件



(a) 60deg., 5 cm/min (b) 60deg., 10 cm/min

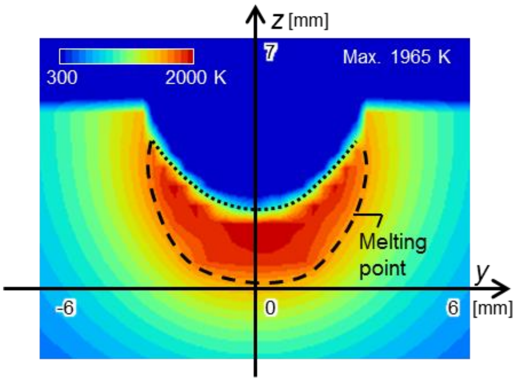
(c) 90deg., 5 cm/min (d) 90deg., 10 cm/min

Fig. 5.9 Calculation results of base metal shape with moving arc

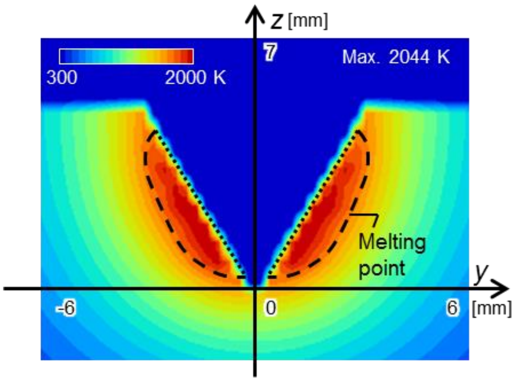
においては溶融池表面の変形が生じており，開先底部に溶融金属が流れ込んでいる様子が見られる．

Fig. 5.10 に示すのは溶融池断面における温度分布の解析結果である．ここでは，電極先端を通る断面について示している．溶融池表面の変形が生じていない開先角度 60 度，溶接速度 10 cm/min の条件においては開先側面に溶融池が形成されており，開先底部は溶融していない．その他の条件においては溶融池表面の変形が生じており，三日月形状の溶込みが形成されている．開先角度が 90 度の場合の解析結果に注目すると，溶接速度の速い 10 cm/min のほうが小さい溶込みが形成されていることもわかる．

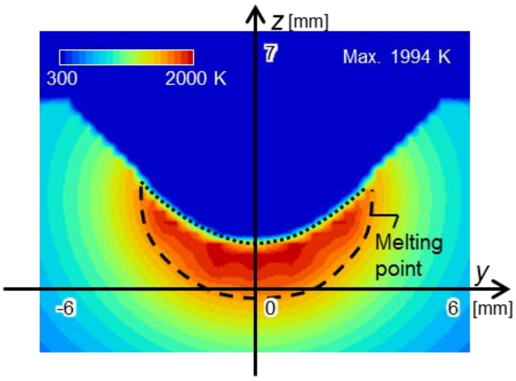
Fig. 5.11 に示すのは同様の条件における実験結果である．真上より撮影したビード外観ならびに溶込み断面の形状を示している．解析結果と同様に開先角度 60 度，溶接速度 10 cm/min の条件においてのみ溶融池表面の変形が生じず，開先側面に独立した溶込みが 2 つ形成されている．その他の条件においては溶融池表面の変形が生じており，三日月形状の溶込みが形成された．これらの結果から開先角度の小さな継ぎ手に対して溶接を行う際に，溶込み不足等の欠陥を生じないためには，より低速な溶接速度で施工を行う必要があることがわかる．



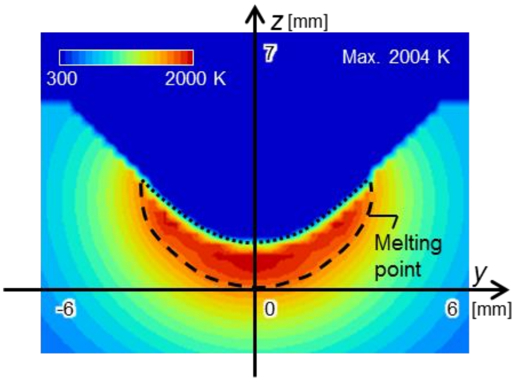
(a) 60deg., 5 cm/min



(b) 60deg., 10 cm/min



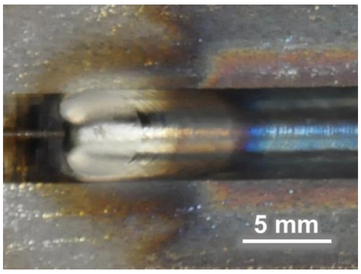
(c) 90deg., 5 cm/min



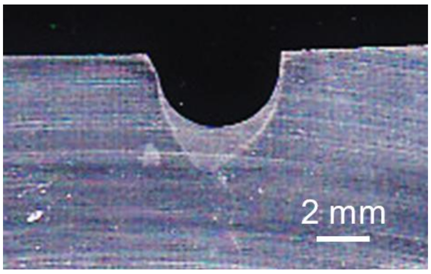
(d) 90deg., 10 cm/min

Fig. 5.10 Calculation results of temperature distribution with moving arc

以上の解析結果ならびに実験結果はいずれも良い一致を示しており，本研究にて構築したモデルによって母材形状，溶接速度などのパラメータが変化した際の現象変化を捉えることが可能であるといえ，妥当性のあるモデル構築ができているものと考えている．

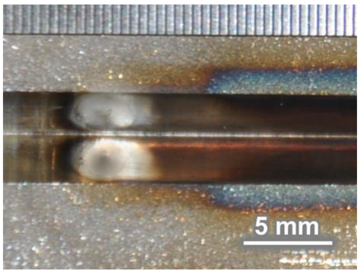


(i) Bead appearance

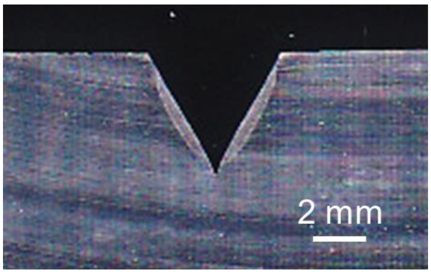


(ii) Cross-section of penetration

(a) 60deg., 5 cm/min

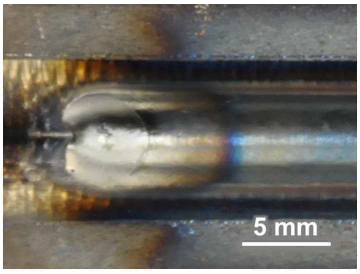


(i) Bead appearance

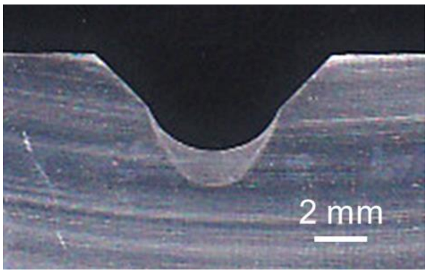


(ii) Cross-section of penetration

(b) 60deg., 10 cm/min

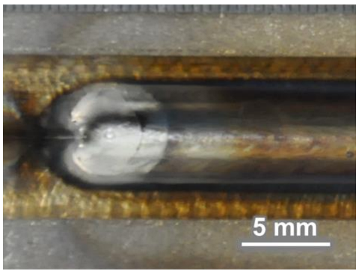


(i) Bead appearance

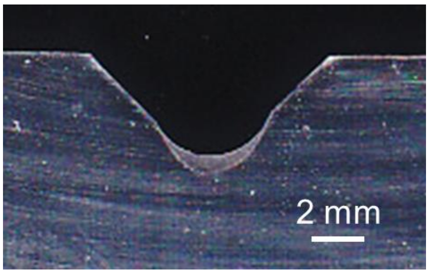


(ii) Cross-section of penetration

(c) 90deg., 5 cm/min



(i) Bead appearance



(ii) Cross-section of penetration

(d) 90deg., 10 cm/min

Fig. 5.11 Experimental results of weld pool formation by moving arc on grooved plate

5.3.2　隅肉継手の変形と熱源特性の変化

Fig. 5.12 に本項で用いる母材形状を示す．母材は横板，立板ともに板厚 5 mm，材質は硫黄含有量 10 ppm のステンレス鋼とした．横板底面にて接地されているものとし，横板底面の温度が 300 K に保たれるものとしている．立板の底面(Fig. 5.12 内の赤線で示される境界)においては電気的に絶縁されているものとした．電極は径 3.2 mm，先端角度 90 度のものとし，電極先端は横板と立板のつなぎ目を狙っているものとしている．ここではアーク電流を 200 A とした際の解析結果について示す．

Fig. 5.13 に母材表面形状の解析結果を示す．ここでは，アーク点弧より 1 秒後，2 秒後，3 秒後の解析結果を示している．アーク点弧より 1 秒後においては溶融池表面形状はほとんど変化していない．アーク点弧より 2 秒後以降の結果においては，立板側から溶融した金属が垂れ下がり，横板の上へと流れ落ちていることがわかる．その結果，立板側からは金属が抉られたような形状となっている．

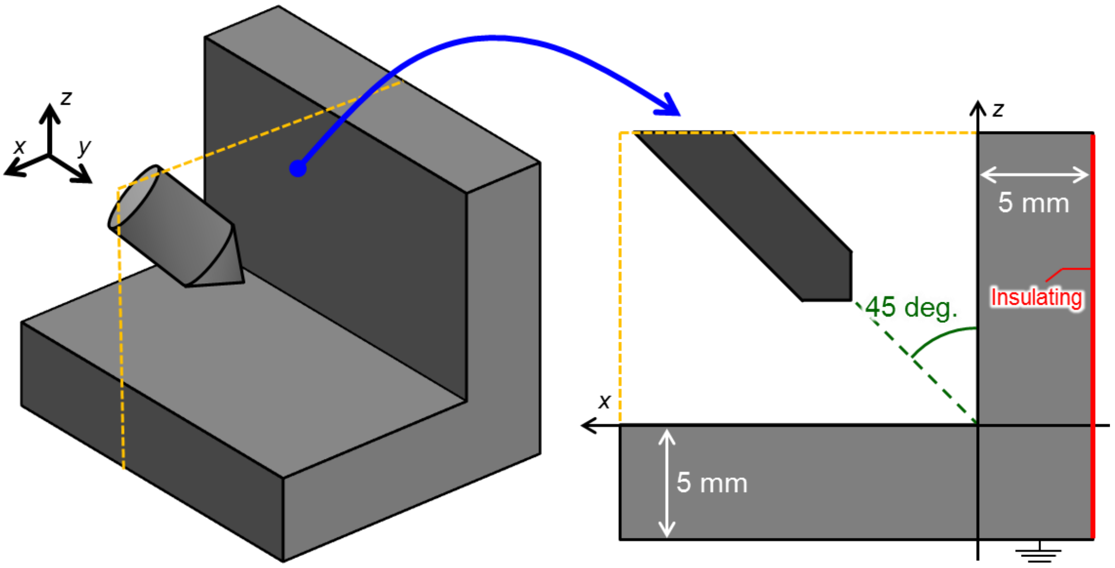


Fig. 5.12 Illustration of calculation domain for fillet joint

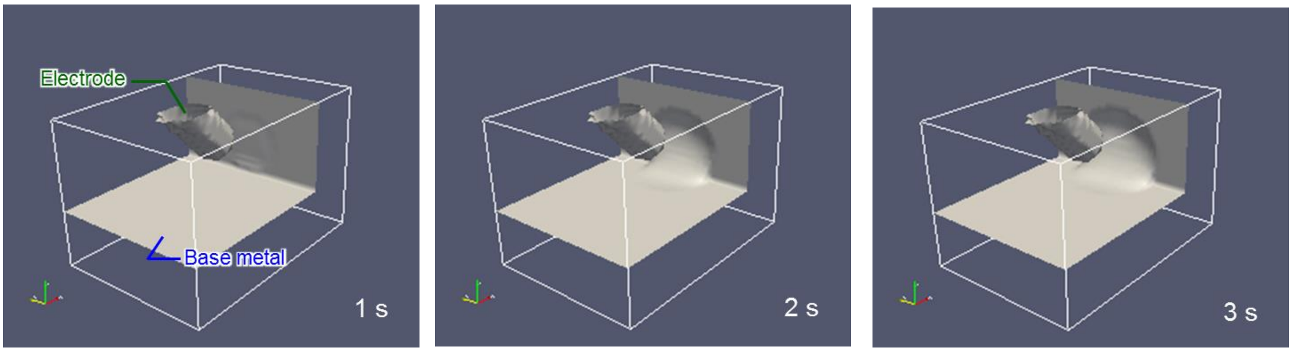
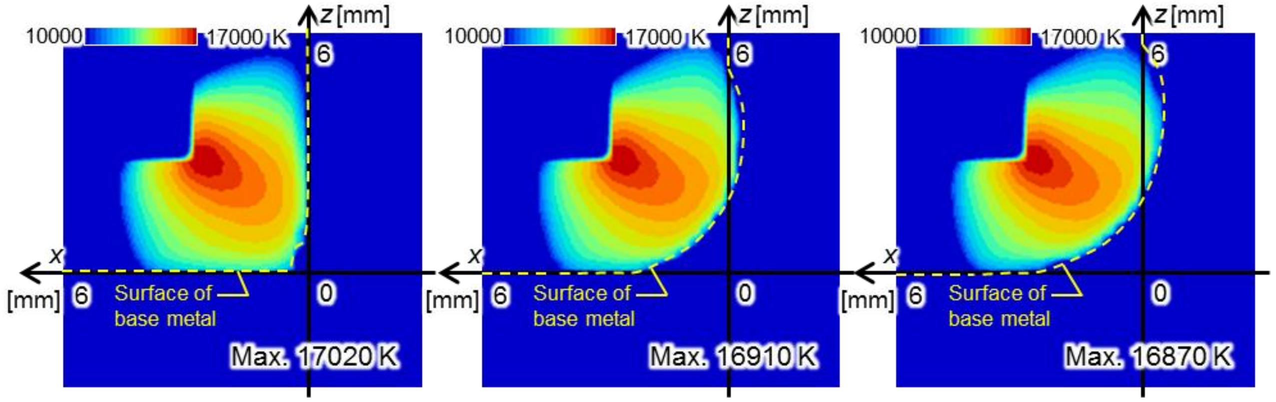


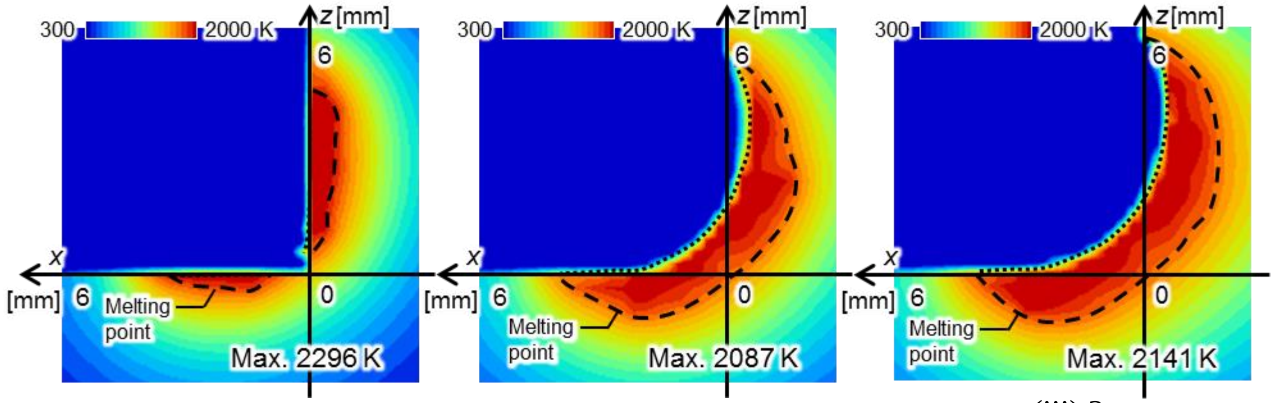
Fig. 5.13 Calculation results of base metal shape on fillet joint

つづいて Fig. 5.14 に示すのはアークプラズマならびに溶融池の温度分布の解析結果である．まず，アーク点弧より 1 秒後の解析結果において溶融池表面形状はほとんど変化しておらずほぼ平面となっている．この時の溶融池の大きさに注目すると，横板に形成されている溶融池に比べ立板に形成されている溶融池のほうが大きい．これは，第 3 章で示したように，電磁力の影響によってアークプラズマが立板側に偏り，立板側に入熱が偏るためと，立板底面にて断熱と設定しており立板側には熱がこもりやすい状況になっているためである．アーク点弧より 2 秒後以降の解析結果においては溶融池表面が大きく変形しており，溶融池は 1 つとなっている．また，立板側において表面がへこんだ形となっており，ここから横板の上面に溶融した金属が流れ出たものと考えられる．この時，アークプラズマは溶融池表面の形状にしたがって変形し，母材近傍において丸みを帯びた形状となっている．



(i) 1 s (ii) 2 s (iii) 3 s

(a) Arc plasma



(i) 1 s (ii) 2 s (iii) 3 s

(b) Weld pool

Fig. 5.14 Calculation results of temperature distribution on fillet joint

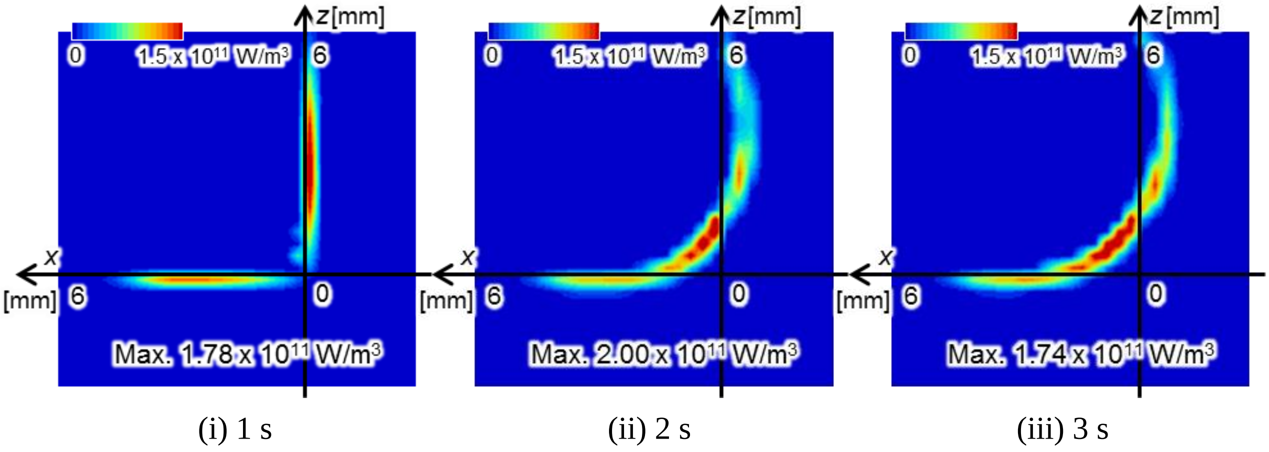


Fig. 5.15 Calculation results of heat input distribution on fillet joint

Fig. 5.15 に示すのはアークプラズマから母材への入熱分布の時間変化である．ここでは，入熱密度に対して母材表面における法線ベクトルを乗じて，母材表面における発熱と変換した後の値について示している．この図からわかるように，溶融池表面形状が変化していないアーク点弧より 1 秒後においては立板側において横板側より高い入熱が得られている．一方で溶融池表面の形状が変形したのちのアーク点弧から 2 秒後以降の解析結果においては，入熱分布も溶融池表面形状にしたがって入熱分布も変化している．このとき，入熱の最大値は電極先端の狙い位置と一致した位置となっている．これは，母材が変形することにより電極先端と立板側の表面との距離が遠くなり，狙い位置付近との距離が近くなるためである．

5.3.3　大電流アーク溶接における溶込み形成現象

アーク溶接プロセスの高効率化のためにアーク溶接プロセスの高電流化が取り組まれている．しかしながら，大電流アークにおいてはアークプラズマに作用する電磁力が増大するため，母材に働くアーク圧力が大きくなる．その結果，溶融池表面はへこむように変形し，ハンピングなどの溶接欠陥が生じやすくなる．ここでは，構築したモデルを大電流アークに適用し，溶融池挙動の解析が可能であるか検討した．

まず，解析条件を示す．ここでは Fig. 5.16 に示すように平板母材を想定している．板厚は 10 mm とし，材質は硫黄含有量が 10 ppm(LS 鋼)または 300 ppm(HS 鋼)のステンレス鋼としており，母材底面において接地され，温度が 300 K に保たれているものとした．本項における解析においてはアーク電流を 300 A として解析した結果を示す．

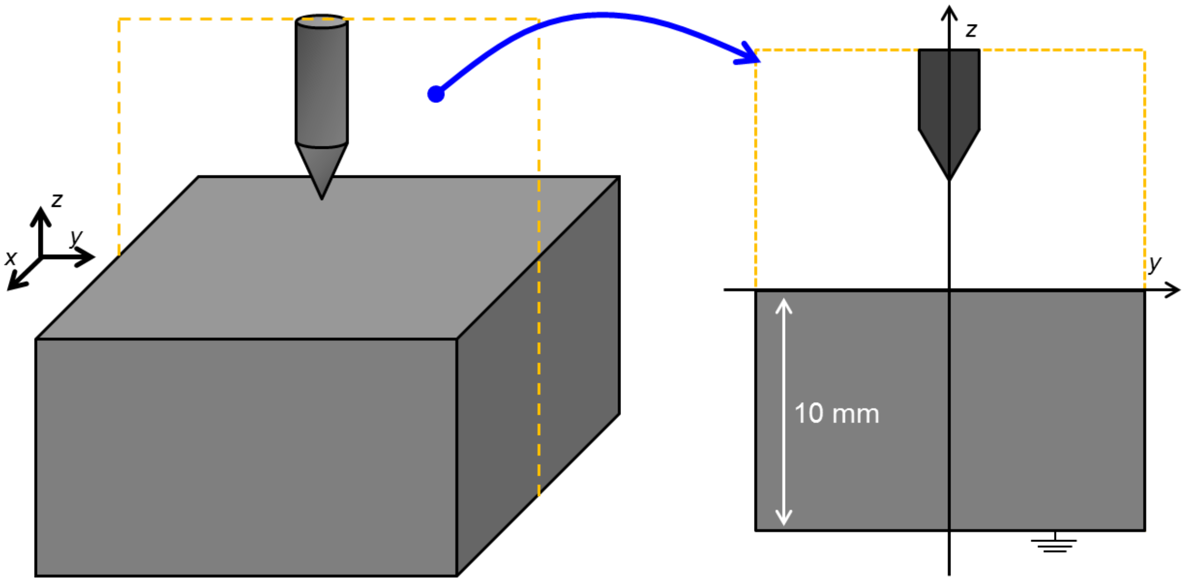


Fig. 5.16 Illustration of calculation domain for high current welding

Fig. 5.17 に示すのは，アーク点弧より 5 秒後におけるアークプラズマならびに溶融池の温度分布の解析結果である．この図から LS 鋼に比べて HS 鋼のほうが深い溶込みが得られ

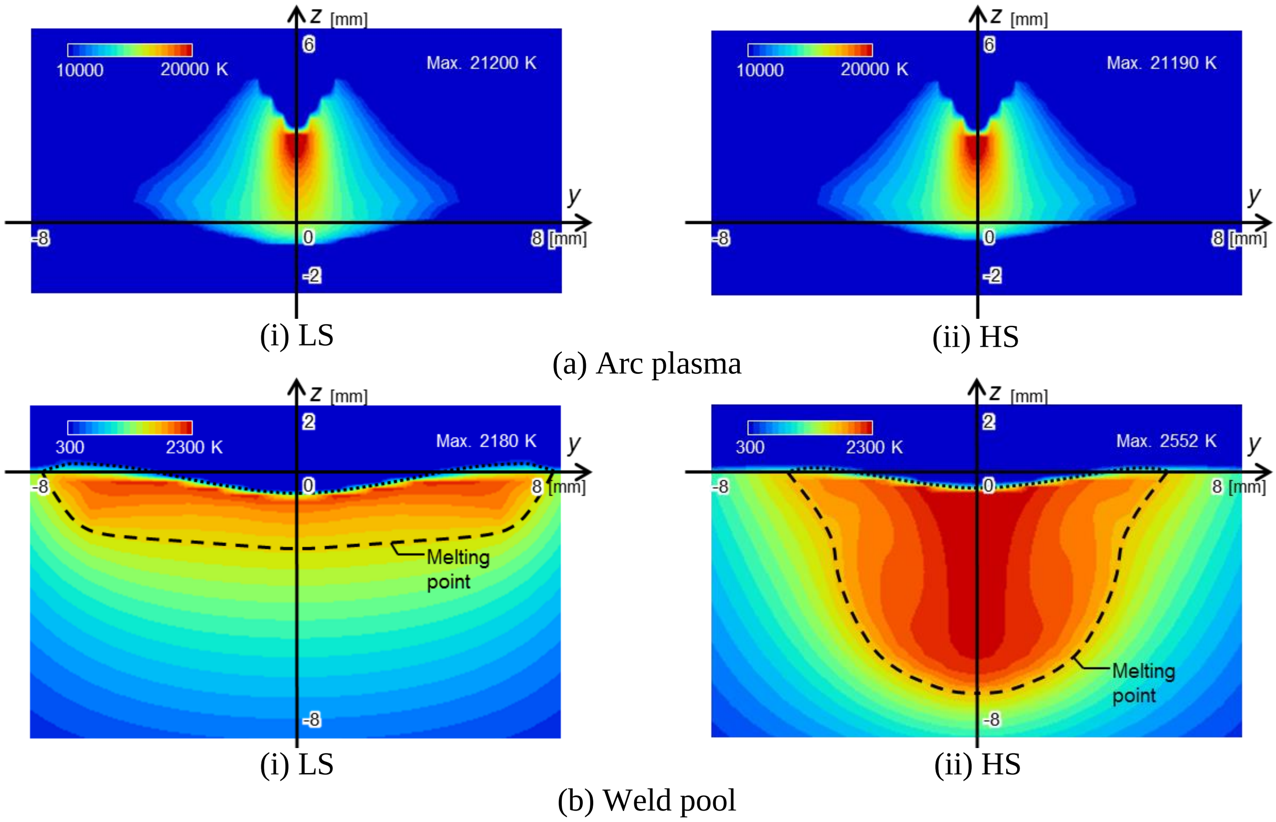


Fig. 5.17 Calculation results of temperature distribution of high current arc

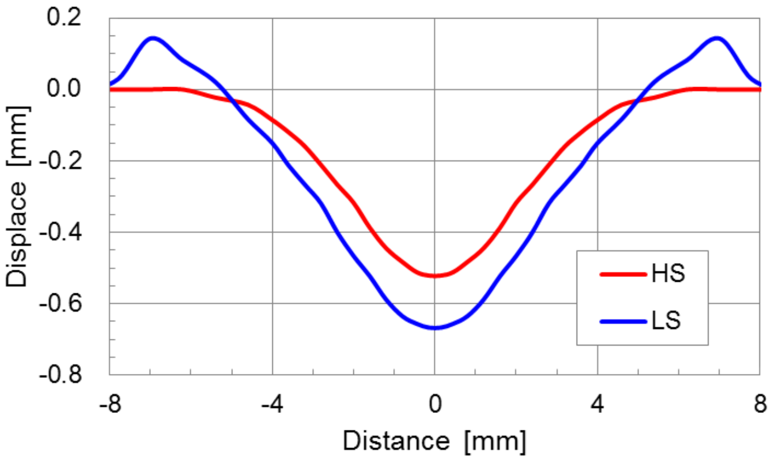
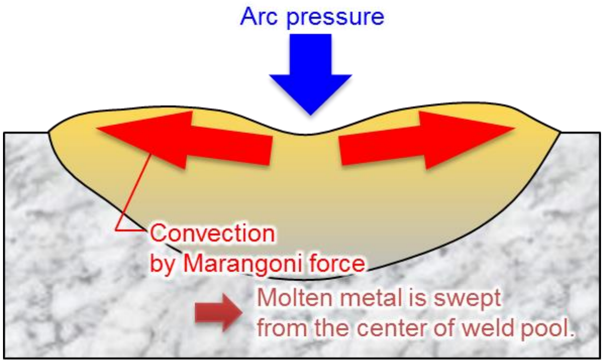


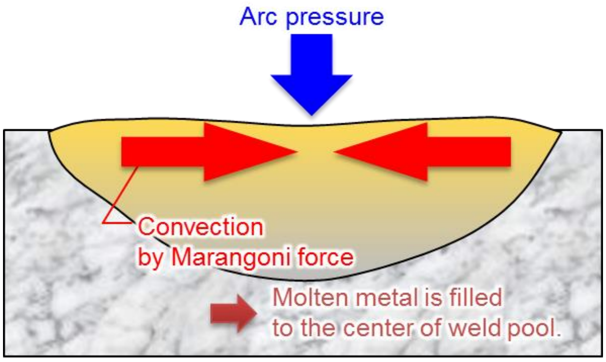
Fig. 5.18 Surface displacement of weld pool by high current arc welding

ている．また，溶融池の表面形状は注目すると，ともに溶融池表面の中心部すなわち電極の真下において少しへこんだ形状となっている．Fig. 5.18 に溶融池表面形状をプロットしたものを示す．横軸 0 の点が電極真下の位置を示しており，縦軸 0 の点が初期の表面位置を示している．このグラフから LS 鋼のほうが HS 鋼に比べてへこみ量が大きく，その分周囲において盛り上がった形状となっていることがわかる．

このような母材の材質による溶融池表面の形状に違いは表面の流れが関係しているものと考えられる．その模式図を Fig. 5.19 に示す．アーク圧力は溶融池中心において溶融池表面をへこませるようにはたらく．ここで，母材の硫黄含有量が異なるときマランゴニ力によって誘起される流れの向きが異なる．まず，LS 鋼においては溶融池中心部より溶融池端部に向かうマランゴニ力が生じやすい．そのため，溶融金属が溶融池中心部から外に掃き出されるような流れが生じることとなる．その結果，溶融池中心領域には溶融金属が充填されにくく，へこみ量が大きくなり，掃き出された溶融金属によって溶融池の周囲におい



(i) LS



(ii) HS

Fig. 5.19 Difference of flow field in weld pool

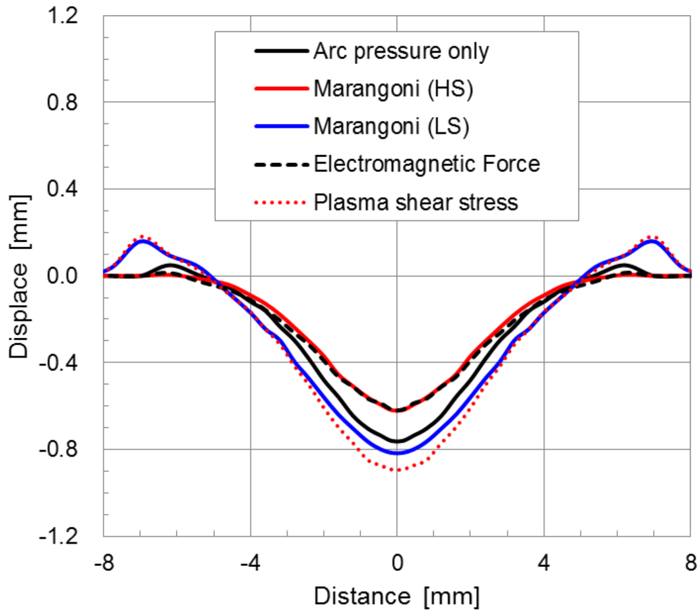
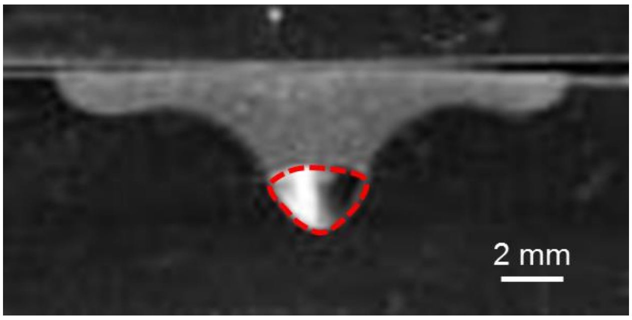


Fig. 5.20 Influence of driving force on surface displacement

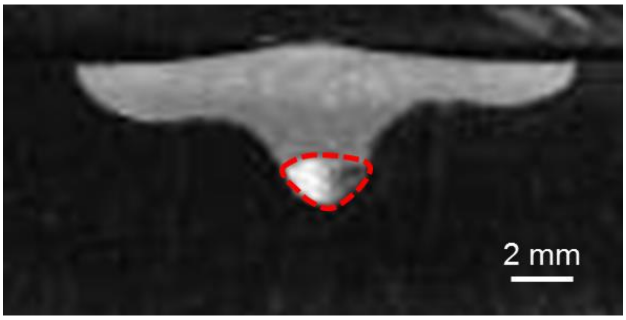
て盛り上がりが生じるものと考えられる．一方で，HS 鋼の場合においては，溶融池端部より溶融池中心に向かうマランゴニ力が生じやすい．そのため，溶融金属が溶融池の中心に向かう内向きの流れが生じる．その結果として溶融池中心には溶融金属が充填されやすく，溶融池中心におけるへこみ量が小さくなったものと考えられる．このように，溶融池表面の流れの向きによって溶融池表面のへこみやすさが変化するものと考えられる．

Fig. 5.20 に示すのは，溶融池に対してアーク圧力のみを作用させた場合ならびにアーク圧力とともにその他の駆動力であるマランゴニ力，電磁力，プラズマ気流によるせん断力をそれぞれ独立して作用させた際の表面変位の解析結果である．この図からわかるように，溶融池表面において外向きの流れを促進する LS 鋼のマランゴニ力とプラズマ気流によるせん断力のみを作用させた際にはアーク圧力のみを作用させた場合に比べてへこみが大きく，溶融池表面に内向きの流れを促進する HS 鋼のマランゴニ力ならびに電磁力のみを作用させた際には，へこみが小さくなっている．このことからも，溶融池表面において溶融金属が掃き出される流れが誘起される場合にはへこみが大きく，中心部に向かう流れが誘起される場合には溶融池表面がへこみにくくなることがわかる．

Fig. 5.17 で示したものと同様の条件を用いて実験を行った．Fig. 5.21 に得られた溶込み形状を示す．この図から分かるように，実験においては LS 鋼ならびに HS 鋼どちらもほとんど同じ形状の溶込みが形成されている．また，図中に破線で示しているが，溶融池中心部において空孔が形成されている．これらのことから，実際の現象においては溶融池中心部付近においては金属の固体表面が露出するほど大きくへこんでおり，溶込み形成に対し



(i) LS



(ii) HS

Fig. 5.21 Experimental results of penetration shape by high current arc welding

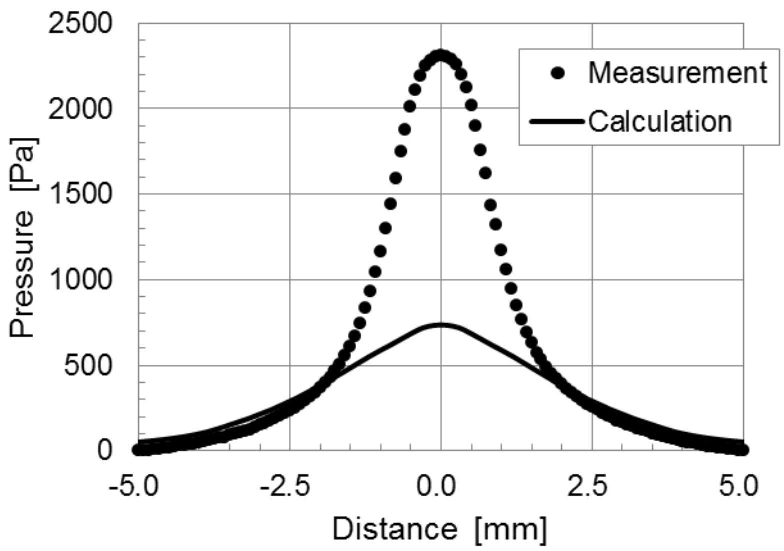


Fig. 5.22 Comparison of arc pressure distribution

てマランゴニ力はほとんど影響せず，アーク圧力の影響が支配的であることが推測される．このように，大電流アークにおいて解析により実験結果が再現できない原因はアーク圧力を正しく計算で求めることができていないためである．Fig. 5.22 に本解析で求められたアーク圧力と実験により計測したアーク圧力を比較したものを示す．中心より 2 mm 以上離れた領域においては，解析結果はほぼ実験と一致しているが，中心部においてかなり小さい値となっている．このことから，大電流アークのような溶融池の変形ならびに溶込み形成現象に対してアーク圧力が支配的となる条件においては，本解析モデルでは実験結果を再現することはできない．

5.4　今後の課題と展望

本節では，本研究にて開発した解析モデルにおける課題ならびに今後の展望について述べる．前節で示したように，本解析モデルではアーク圧力を正しく算出することができな

い．ここでは，メッシュサイズ等の解析パラメータがアーク圧力の解析結果に及ぼす影響について考察する．また，今後の展望として溶滴移行現象を含むガスメタルアーク溶接モデルに向けた展開について述べる．

5.4.1　圧力の解析結果に及ぼす解析パラメータの影響

前節で示したように本解析モデルではアーク圧力を正しく算出することができなかった．本項では，前節で取り扱った高電流アークにおいてメッシュサイズ・移流項のスキーム・電極先端の電子放出領域といった解析パラメータを変更し，アーク圧力の解析結果に及ぼす影響について調べた．

まず，メッシュサイズの影響について述べる．ここでは，Fig. 5.23 に示す x，y 方向の最少メッシュサイズである Δxy_{min} ならびに電極・母材近傍の z 方向のメッシュサイズ Δz_{surf} を変化させる．ふつう，メッシュサイズを小さくするほど計算精度は向上するが，計算時間の増加や計算の不安定性を増大させることとなるため，過度に小さいメッシュを用いて計算を行うのは現実的でない．いま変更するメッシュサイズに関しては， Δxy_{min} を小さくするほど電極先端の形状を正確に表現することができ，Δz_{surf} を小さくするほど電極・母材に近い位置における各種値を求めることができる．ここまで示してきた本論文における通常の計算では母材や電極の形状に合わせて， Δxy_{min} = 0.20 ~ 0.30 mm， Δz_{surf} = 0.30 ~ 0.50 mm の値で行っている．ここでは，それぞれの値を 0.20 mm，0.10 mm，0.05 mm として計算を

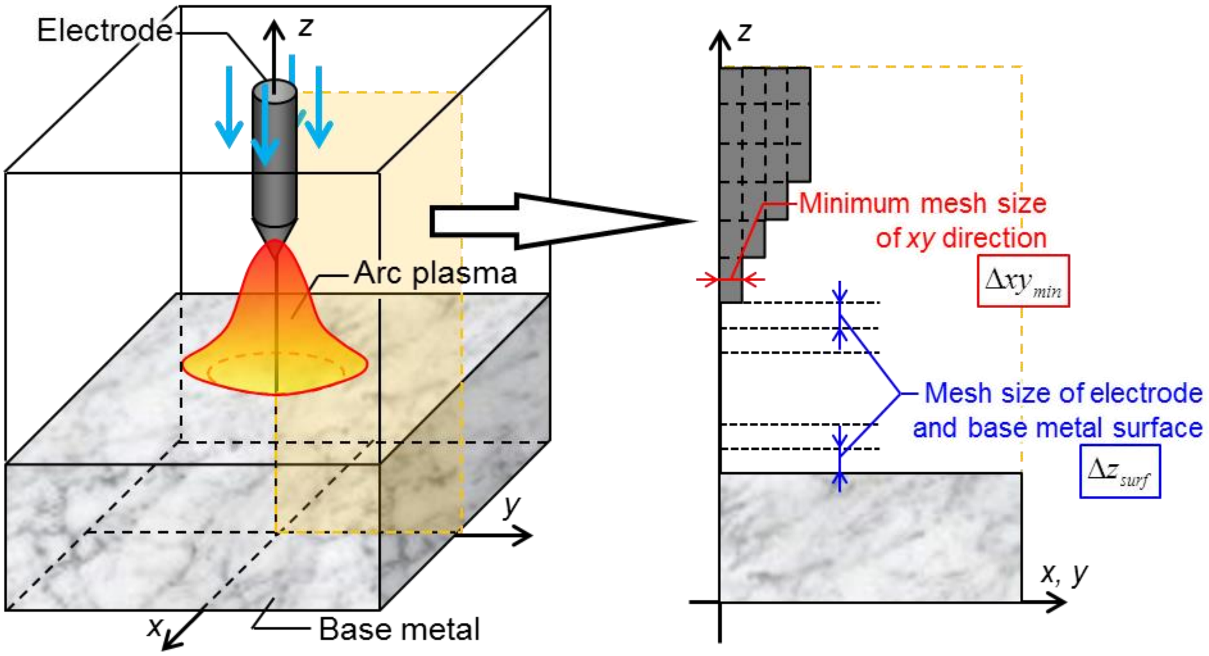


Fig. 5.23 Schematic image mesh size in this model

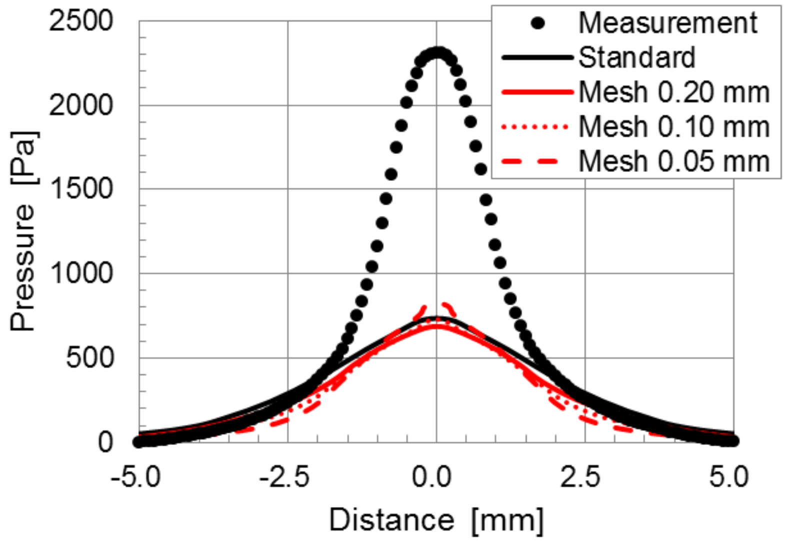


Fig. 5.24 Influence of mesh size on calculation result of arc pressure

行った．

解析結果を Fig. 5.24 に示す．この図からわかるようにメッシュサイズを変更してもアーク圧力の値はあまり変化せず, 分布もほとんど影響を受けていない. メッシュサイズを 0.05 mm とした場合についてはピーク値が若干上昇しているが，実験結果と比べるとほぼ通常のメッシュサイズを用いた場合と変わらないものといえる．

次に，解析に用いる移流項のスキームの影響について示す．本モデルでは数値計算の安定性を確保するために移流項は 1 次風上差分を用いて離散化し，解析を行っている．しかし，この 1 次風上差分を用いると数値粘性が発生し，実質的に設定したものより高粘度な

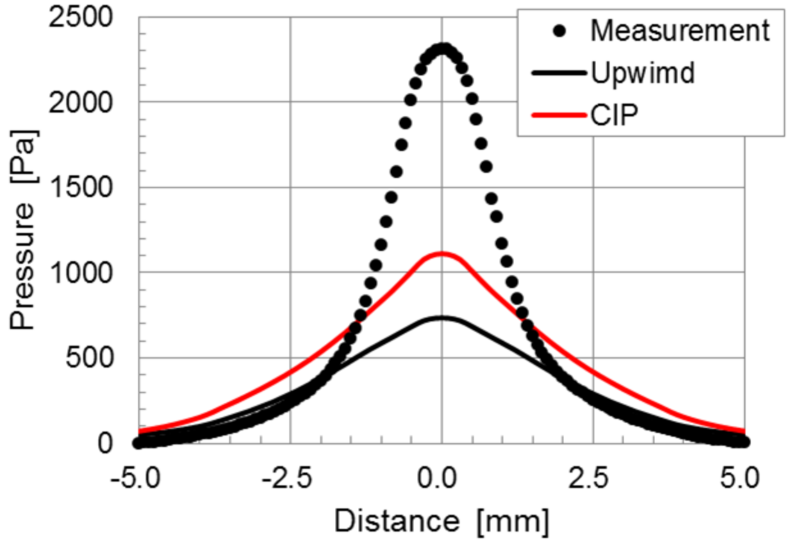


Fig. 5.25 Influence of calculation scheme of convection term on calculation result of arc pressure

流体を計算している状態になる．ここでは，移流項に対して 1 次風上差分と数値粘性の少ない CIP 法[104]を用いた場合の解析結果を示す．Fig. 5.25 に解析結果を示す．この図からわかるように，CIP 法を用いて解析を行うことで，算出されるアーク圧力は上昇していることがわかる．特にピーク値付近で上昇の幅が大きいこともわかる．このことから，本モデルにおいては数値粘性がアーク圧力の解析結果に及ぼしている影響は大きいことがわかる．しかしながら，実験値と比較するとアーク圧力のピーク値は半分程度であり，実験結果を再現するには至らなかった．

最後に，電極先端における電子放出領域の影響について述べる．本モデルでは第 2 章にて示したように分光分析による温度分布と本解析モデルによる温度分布が良い一致を示すような電子放出領域を計算上設定している．ここでは，この電子放出領域の値を変更することでアーク圧力の実験値を再現することができるか検討した．通常，300 A のアークプラズマの解析に対しては電子放出領域を 1.8 mm と設定して計算を行った．これに対して電子放出領域を 0.3 mm とした場合の解析結果を示したものが Fig. 5.26 である．ここではメッシュサイズは通常のものを用いており 1 次風上差分を用いて計算を行っている．解析結果からわかるように電子放出領域を 0.3 mm と狭く設定するとアーク圧力は大きく上昇し，実験値をほぼ一致する結果を得ることができた．

これは，母材直上におけるアーク圧力は電極先端近傍における電流経路と密接に関係しているためである．ここで，母材直上におけるアーク圧力は以下のようにして生じると考えられる．まず，電極先端における強い電磁力によってアークプラズマが収縮し電極先端直下において高いアーク圧力が生じる．この圧力により母材へ向かう高速のプラズマ気流

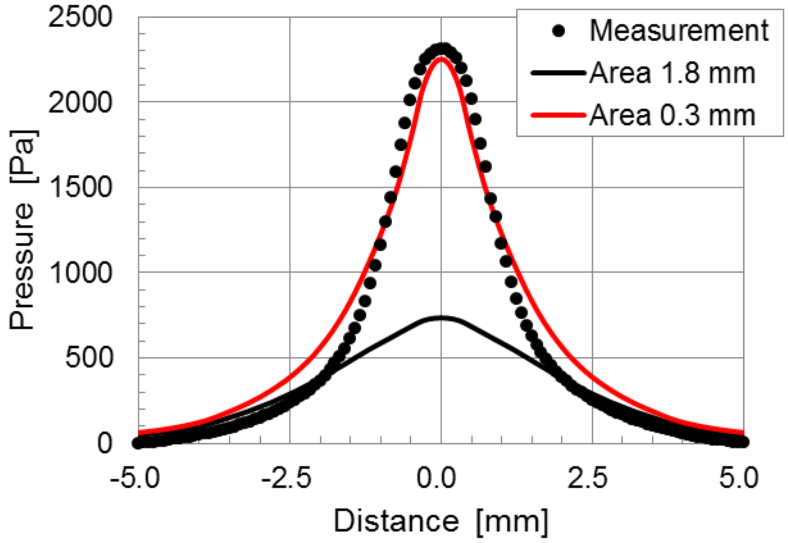


Fig. 5.26 Influence of electron emission area on calculation result of arc pressure

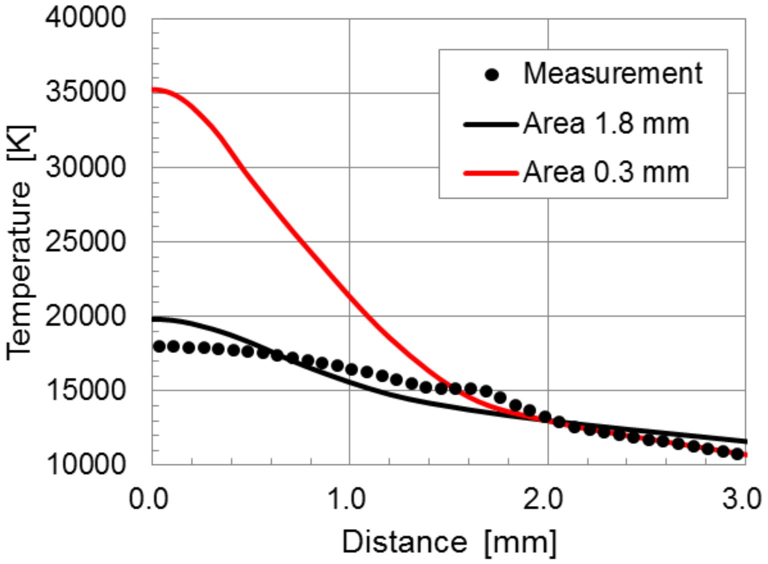


Fig. 5.27 Influence of electron emission area on calculation result of temperature

が発生し，これが母材にぶつかることで母材直上におけるアーク圧力となる．すなわち，母材直上にて高いアーク圧力が観測される場合，電極直下におけるアーク圧力も高くなる必要があり，より強い電磁力が作用する必要がある．ここでは，電極先端における電流経路をより狭くし電極近傍における電流密度が大きくなったことで母材直上におけるアーク圧力が上昇した．しかし，電流密度の増大は同時にジュール発熱の増大も招く．Fig. 5.27 に陰極先端より 1 mm 下の温度分布を示す．この図からわかるように電子放出領域を狭く設定するとアークプラズマの温度は中心部付近で大きく増加し，中心部では 35000 K という現実的でない値となってしまう．

以上の結果から，解析パラメータを変更することで，アーク圧力を実験値に近づけることが可能ではあるが，同時にアークプラズマの温度が急激に増加してしまい，総合的に実験結果を再現することは現状の本モデルにおいては難しいといえる．しかしながら，この解析結果は，電極先端近傍における電流経路がアーク圧力ならびに温度の解析に対して非常に重要であることを示している．今後より定量的な精度のよい解析モデルを構築するためには，電極近傍における電流経路をより高精度に表現することが必要不可欠であると考えられ，そのためにはシース領域に関する詳細な検討が必要になるものと考えている．

5.4.2　ガスメタルアーク溶接モデルに向けた展開-3 次元溶滴移行モデル

本研究では非消耗電極を用いるティグ溶接を対象としたモデル構築を行った．しかし，生産現場においては溶着効率が高く自動化・ロボット化に適している消耗電極式のガスメタルアーク溶接も広く用いられている．ここでは，ガスメタルアーク溶接モデルの構築に

向けた展開として，第 4 章にて取り扱った自由表面の追跡手法である PLIC-VOF 法を用いて 3 次元溶滴移行モデルを構築し，その解析結果について述べる．

まず，モデルの概略図を Fig. 5.28 に示す．本来，溶接ワイヤはワイヤ供給装置によって溶接トーチのコンタクトチップを経てアーク中へと送り込まれる．その後，アーク中に送り込まれたワイヤはアーク熱などによって溶融し，溶滴となって溶融池へと移行する．この時，ワイヤの送給速度とワイヤの溶ける速度が釣り合っていると，溶接ワイヤの固液界面は一定の位置にあることとなる．この場合には溶滴移行現象はある境界から溶融したワイヤが流出する現象と考えることができる[105]．このように，本モデルにおいては，ワイヤ供給速度とワイヤ溶融速度が常に釣り合っているものと仮定してモデルの構築を行った．

本モデルではエネルギー輸送は考えておらず，液体金属の物質輸送についてのみ計算している．支配方程式については前述したとおりである．流体に作用する外力は表面張力ならびに電磁力のみとしている．また，モデル内において溶融金属はワイヤ径に相当する領域より流入するものとした．ここで，流入速度は実験的に求められている溶融速度を用いた．

$$\vec{v}_m = \alpha I + \beta E_x I^2 \qquad (5\text{-}1)$$

ここで，$\vec{v}_m$：ワイヤ溶融速度 [m/s]，α，β：ワイヤ径・材質によって決まる定数，I：アーク電流 [A]，E_x：突出し長さ [m]である．液体ワイヤの流入領域より上方は固体のワイヤであるものとしている．

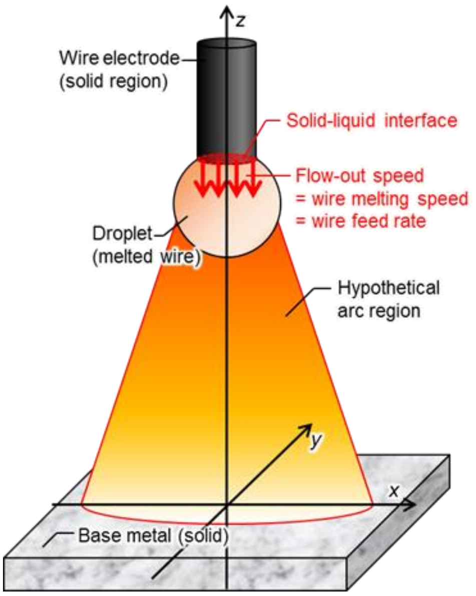


Fig. 5.28 Schematic diagram of 3D droplet transfer model

また，電流経路を確保するためにアークプラズマを模した円錐形状の仮想アーク領域を設定した．仮想アーク領域に対して周囲のガス領域に比べて高い電気伝導率を与えることで優先的に電流が流れるものとした.

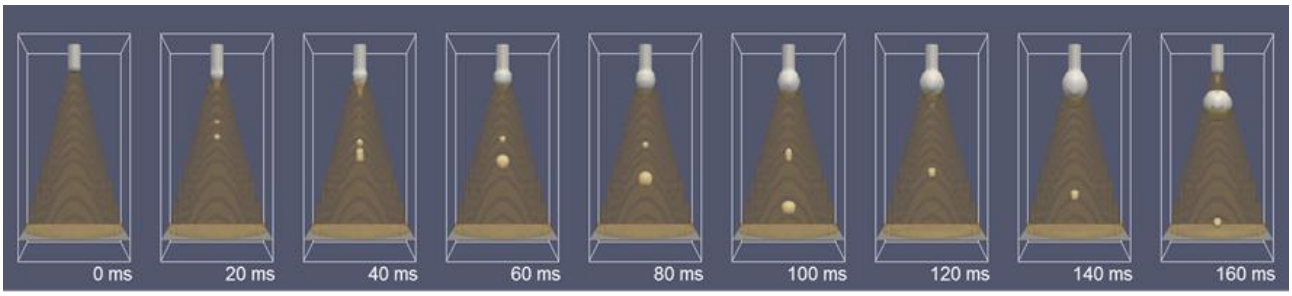
つづいて解析条件を示す. ワイヤは軟鋼を想定しており, 計算に用いた物性値は Table 5.1 に示すとおりである．ワイヤ径は 1.2 mm，溶融金属の流入境界と母材間の距離は 15 mm とした．また，ワイヤ先端より離脱し，母材に接触していない金属に関しては周囲から電気的に絶縁されているものとして取り扱った. 本研究においては, 仮想アーク領域の形状や, 電気伝導率といった特性を変化させた際の移行形態の変化ならびに仮想アーク領域が時間的に変動した際の移行形態の変化について解析を行った.

本モデルによる解析結果について述べる．まず，仮想アーク領域が時間的に変化せず，固定されている場合の解析結果を示す．ここでは，ワイヤと仮想アークの軸はそろっているものとし，アーク電流，仮想アークの広がり角が変化した際の移行形態の変化について解析を行った.

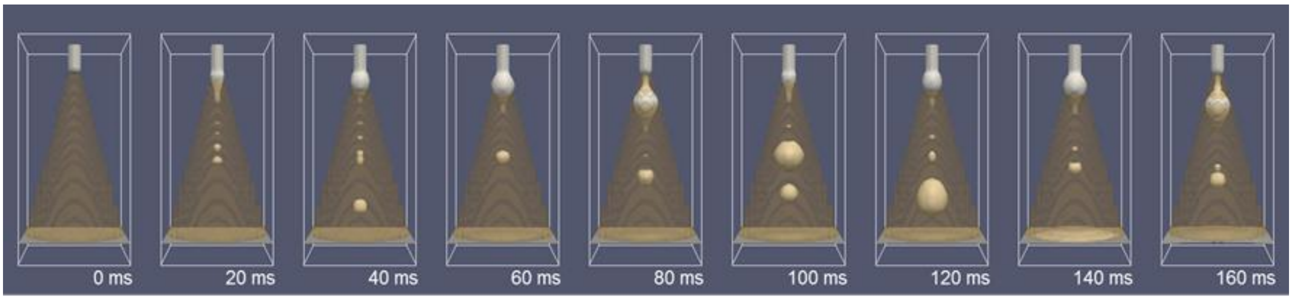
Fig. 5.29 にアーク電流を変化させた際の移行形態の解析結果を示す. このとき, 仮想アークの広がり角は 30 度，電気伝導率は 4 x 10^3 S/m とし，アーク電流を 200，300，400 A と変化させている．図中の薄いオレンジ色の領域が仮想アーク領域を示している．この図からわかるように本解析において設定した条件においては電流値が 200 A ならびに 300 A の場合では，液滴が大きく成長するグロビュラー移行となった．このとき，300 A のほうが液滴は早いタイミングで分離している．これは，電流値が大きく電磁力が強いことと，ワイヤの溶融速度すなわち本モデルにおける溶融金属の流入速度が大きいことに起因している．ここで，どちらの条件においても液滴下端より小径の液滴が分離しているが，これは先端に集中する電磁力によって引きちぎられたものである．一方で，Fig. 5.29(c)に示す電流が 400 A の場合には，液柱が長く伸び比較的小径の液滴が絶えず分離するスプレー移行になった．これは，電流値が大きくなったことで強い電磁力が液柱全体にかかることや,

Table 5.1 Physical properties of mild steel

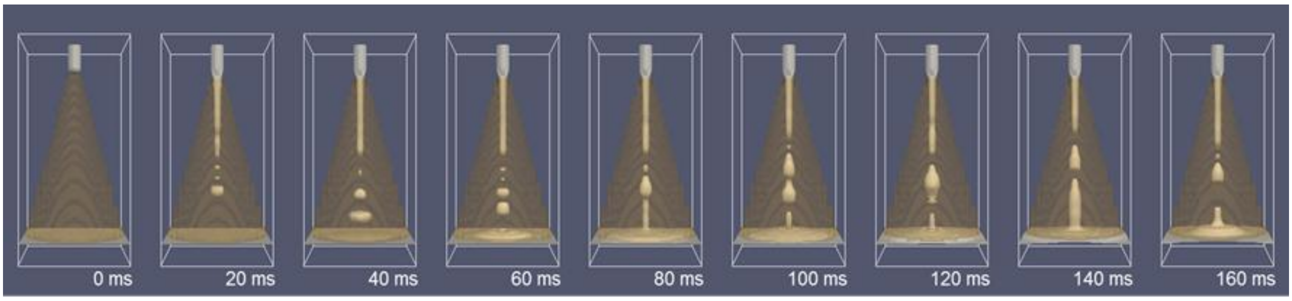
Density	7500 kg/m^3
Kinematic viscosity	1 x 10^{-6} m^2/s
Surface tension	1.2 N/m
Electrical conductivity	4 x 10^5 S/m
Magnetic permeability	4π x 10^7 H/m



(a) 200 A



(b) 300 A

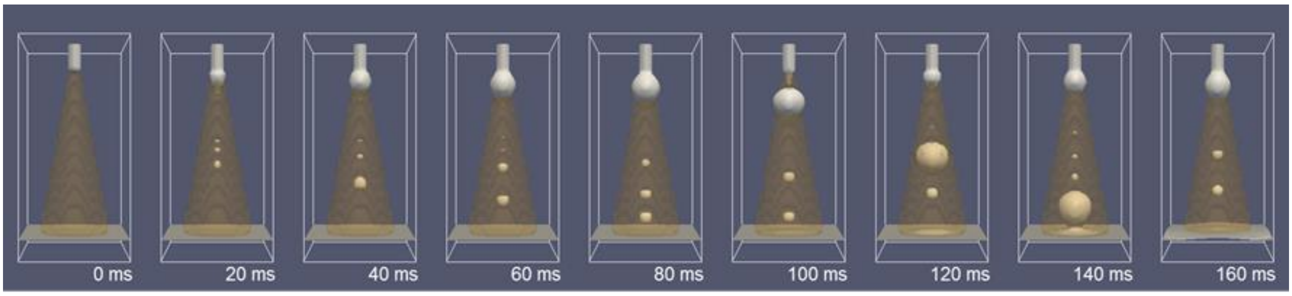


(c) 400 A

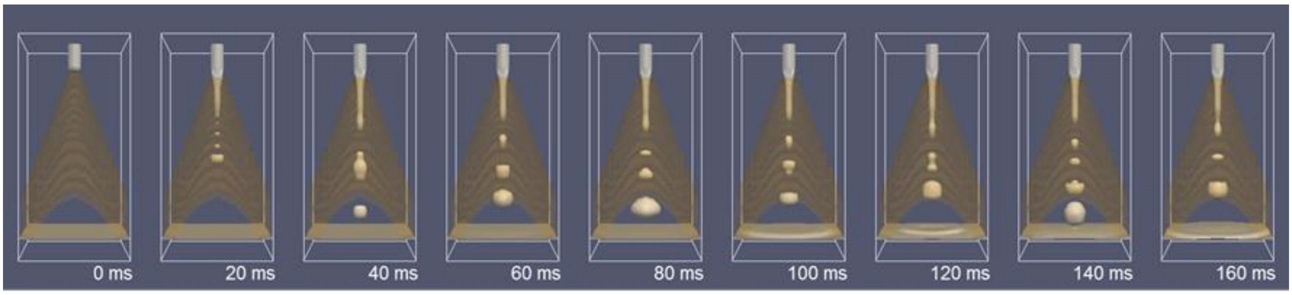
Fig. 5.29 Influence of arc current on the transfer mode

溶融ワイヤの流入速度が大きくなり下向きの慣性力が強くなることが原因であると考えられる．

次に，Fig. 5.30 に仮想アークの広がり角を変化させた際の移行形態の変化を示す．ここでは，電流を 300 A，仮想アークの電気伝導率を 4 x 10^3 S/m とし，広がり角度を Fig. 5.29(b) で示した 30 度のものに対し 20，40 度と変化させたものを示す．この図から広がり角が小さいほど液滴が大きく膨らんで成長するグロビュラー移行，広がり角が大きいほど液柱が長く伸び小径の液滴が離脱するスプレー移行となりやすいことがわかる．これは，実際の GMA 溶接においてもアークがあまり広がらず細いものとなる炭酸ガス溶接ではグロビュラー移行となりやすく，アークが広がるマグ溶接等でスプレー移行となる現象とよく対応するものである．このような結果となるのは電流密度分布の違いに起因すると考えられる．



(a) 20 degrees

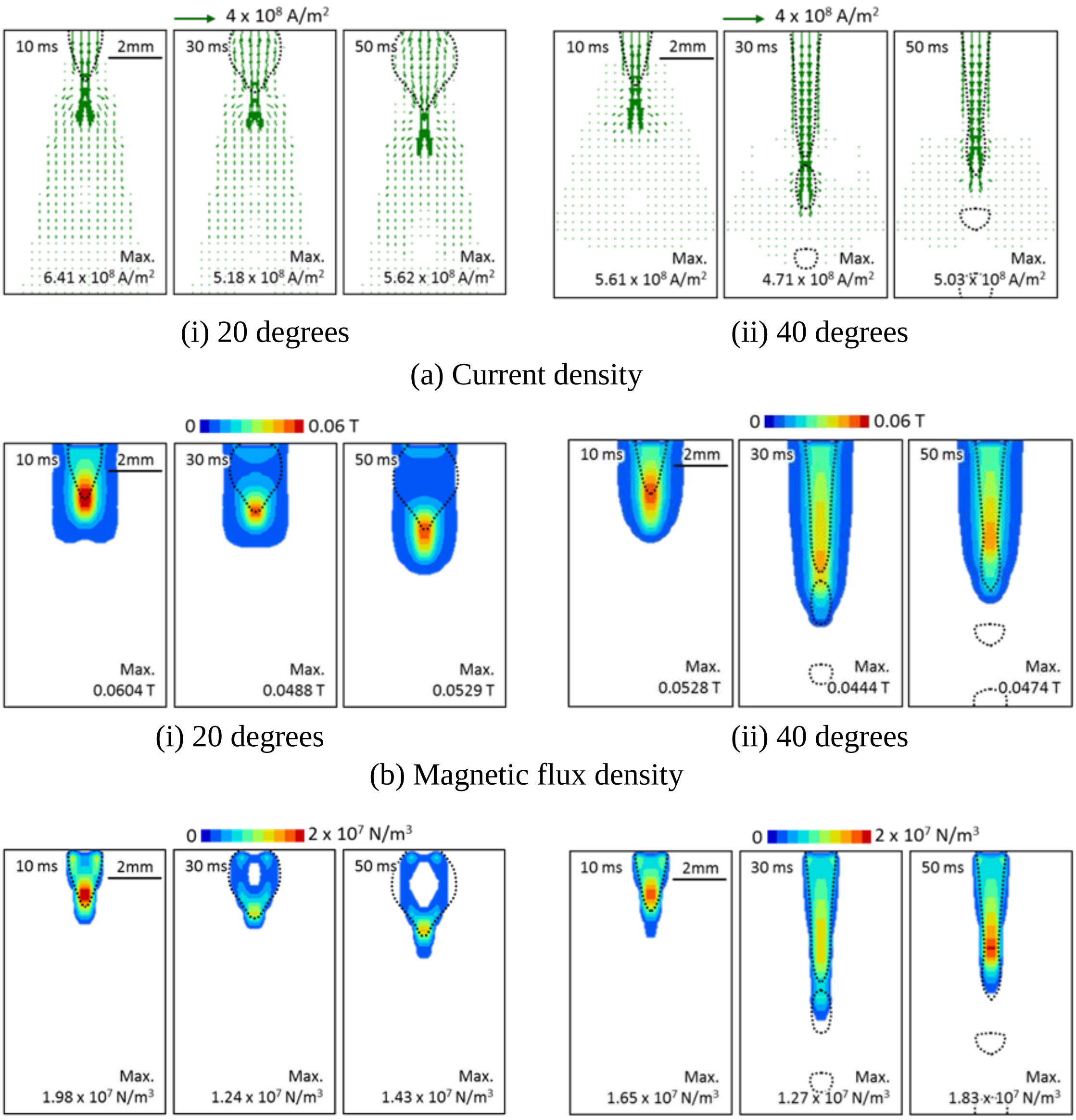


(b) 40 degrees

Fig. 5.30 Influence of spread angle on the transfer mode

Fig. 5.31 に広がり角が 20 度ならびに 40 度の場合の電磁場の時間変化の解析結果を示す．それぞれの図は，(a)電流密度ベクトル，(b)磁束密度の大きさ，(c)電磁力の大きさを表しており，図中の点線は液滴の輪郭を示している．また，各図の上端がワイヤの固液界面の位置である．Fig. 31(a)に示すのは電流密度分布である．解析開始より 10 ms 後においては液滴の形状はほとんど違いが見られないが，広がり角が小さいほう電流密度の最大値は大きくなっている．また，電流経路が狭いために，仮想アーク領域内における電流密度も大きなものとなっている．その結果として，Fig. 5.31(b)に示す磁束密度，Fig. 5.31(c)に示す電磁力ともに広がり角が小さい場合において液滴下端における値が大きくなり，集中した分布となっている．

それぞれの時間変化に注目すると，まず，広がり角が小さい場合においては電流密度が液滴の下端部に集中し続けている様子がみられる．その結果，磁束密度ならびに電磁力も液滴の下端部において集中した分布となっている．このように液滴下端に集中して強い電磁力が作用すると液滴が支えられ，液滴が膨らむように成長することとなることがわかる．一方で，広がり角度が大きい場合には液柱が長く伸び，それに沿って電流密度が分布している．その結果として磁束密度ならびに電磁力は液柱内にまんべんなく分布することとなる．このように液柱全体に電磁力が作用すると液柱全体にピンチ力が作用するため液柱が



(i) 20 degrees (ii) 40 degrees

(a) Current density

(i) 20 degrees (ii) 40 degrees

(b) Magnetic flux density

(i) 20 degrees (ii) 40 degrees

(c) Electromagnetic force

Fig. 5.31 Influence of spread angle on the electromagnetic field

長く伸びることとなる. また, ところどころ電磁力が強く作用しているのは液柱が細くなったくびれ部分であり，この力は液滴の分離を促進するものである.

次に，アークプラズマの時間的変動の影響について解析を行った．実際のアーク溶接プロセス中には，アークプラズマは絶えず変動している．ここでは，仮想アーク領域に対して意図的にぶれを与え，液滴移行形態に及ぼす影響を解析した．モデル内で想定した仮想アークの変動について Fig. 5.32 に示す．まず，解析開始より 50 ms 間仮想アークとワイヤ軸はそろっているものとし, その後 1 ms 間だけ仮想アークをワイヤ軸に対して 3 度傾ける.

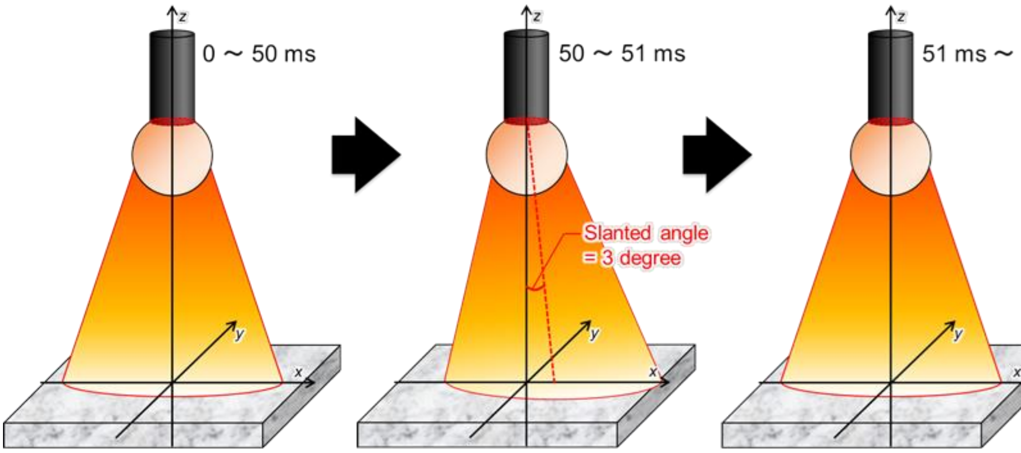


Fig. 5.32 Schematic image of temporal variation of the hypothetical arc region

さらにその後は，元の位置に戻り，仮想アークとワイヤ軸がそろった状態になるものとした．その他の解析条件は，電流 400 A，広がり角 30 度，仮想アークの電気伝導率を 4 x 10^3 S/m とした．

Fig. 5.33 に移行形態の解析結果を示す．仮想アーク領域にぶれを生じさせた解析開始より 51 ms 後以降の解析結果において液滴形状が大きく波打つように乱れていき，最終的にはワイヤ軸上からは大きく外れたところで破断に至っている．この際小さな液滴がスパッタとして飛散している様子も見られる．特に，解析開始より 51 ms より後においては仮想

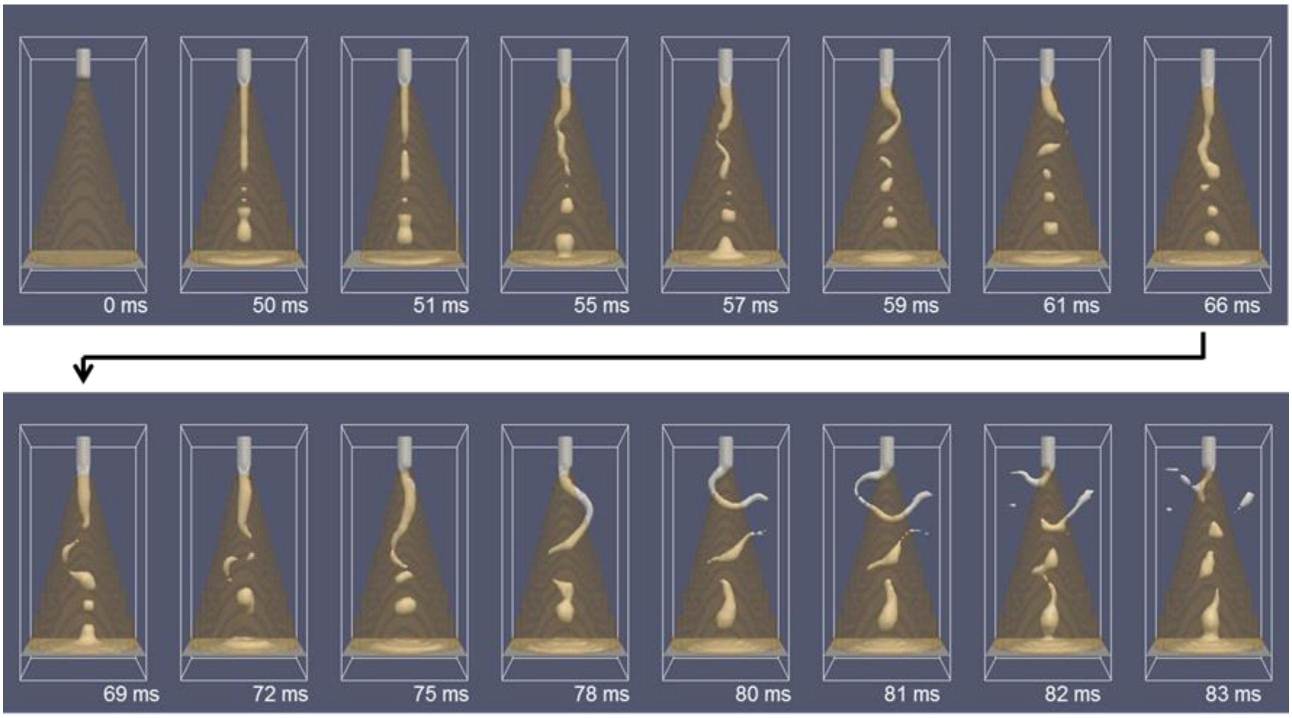
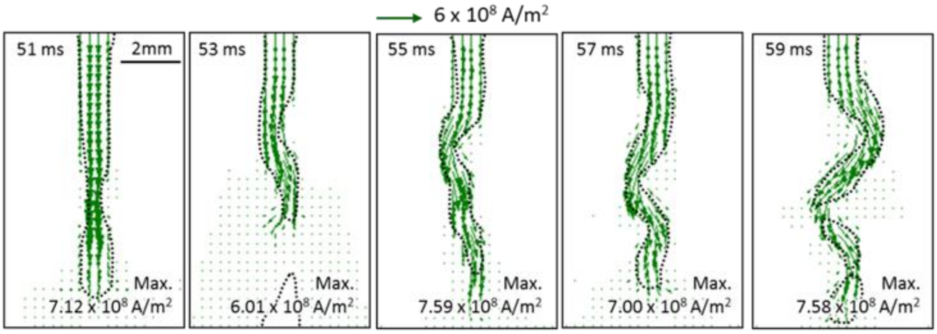


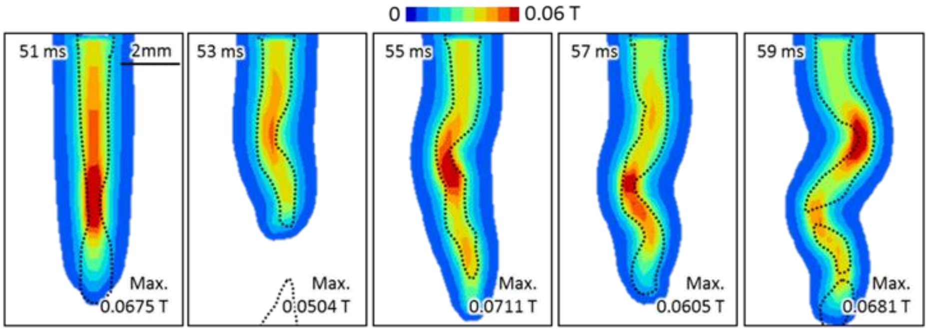
Fig. 5.33 Numerical results of the transfer mode with temporal variation of the hypothetical arc region

アークとワイヤの軸がそろった状態に戻っているにもかかわらず，液滴形状の乱れが大きくなっていく様子がみられる．このような液柱先端が大きく動き回る移行形態はスパッタ発生など実用上問題となりやすいローテーティング移行とよく似ており，これを表現することができているものと考えている．

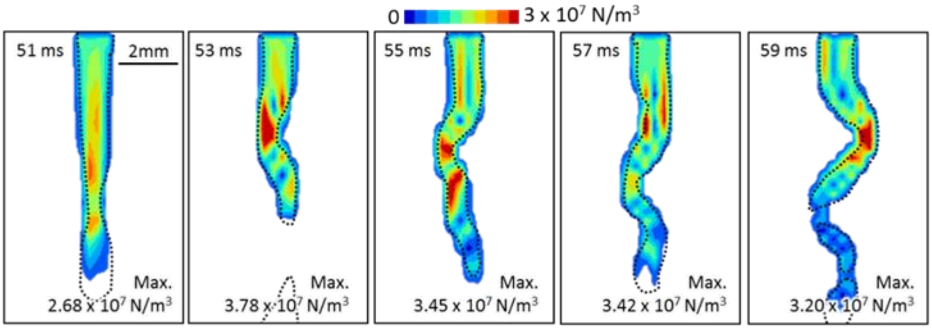
Fig. 5.34 に仮想アークにぶれが生じた後における電磁場の解析結果を示す．まず，ぶれが生じた直後である 51 ms の時点においては液滴形状はほぼ軸対称を保っているが，電磁力分布に注目するとすこし対称性が崩れていることがわかる．それ以降の結果においては液滴形状が波打つようなものになっている．それぞれの時の電流密度分布に注目すると，



(a) Current density



(b) Magnetic flux density



(c) Electromagnetic force

Fig. 5.34 Calculation results of electromagnetic field after temporal variation of the hypothetical arc region

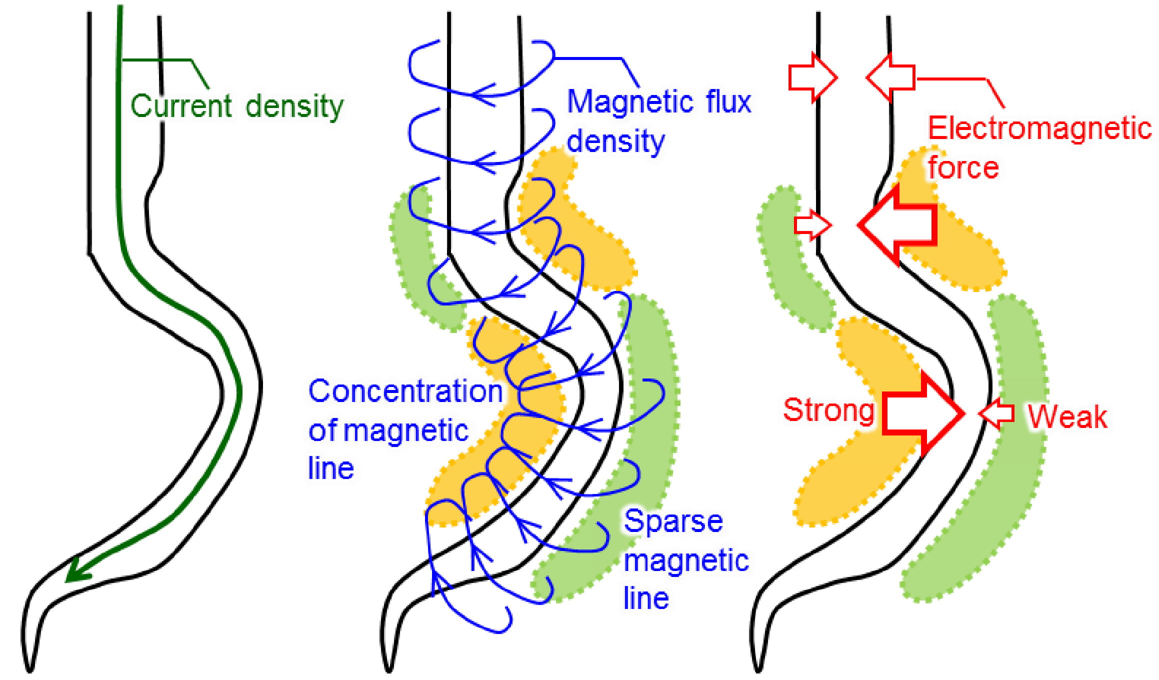


Fig. 5.35 Schematic image of electromagnetic field of wavy shape liquid metal

そのほとんどが液柱の内部を通過している.このような電流経路をとることにより,磁場,電磁力ともに液柱が大きく曲がっているところに集中して強くなる.

この様子を模式的に示したものが Fig.5.35 である．まず，波状の液柱形状に沿った電流密度分布が得られると，右ねじの法則にしたがって磁場が形成される．この時 Fig.5.35(b)に示すように，波状になっている箇所では，その内側において磁力線が集中し外側においては磁力線がまばらとなる．その結果，内側では電磁力が強くなり，外側では電磁力が弱くなる．これは，液柱形状はさらに大きく波打つように変形させる駆動力となり，液柱形状は大きく乱れ最終的には破断に至ることとなる．このように，初期のぶれは非常に小さな電流経路のぶれであっても，より乱れを大きくしてしまう駆動力が作用してしまうということがわかる．

5.5　結言

本章では溶融池の表面形状の変化を考慮した 3 次元ティグ溶接モデルを構築し，開先継手ならびに隅肉継手に適用した例と大電流アークに適用した例について示した．また，アーク圧力に関する考察ならびに今後の展望としてガスメタルアーク溶接モデルに向けた 3 次元溶滴移行モデルによる解析結果もあわせて示した．以下に得られた結果についてまとめる．

・開先継手に適用した場合

(1) 開先角度が小さいほど母材の変形が起こりにくく，その場合溶融池は開先の側面に分離して形成される.

(2) 母材が十分に溶融し母材が変形したのち 1 つの溶融池が形成された場合，その断面形状は三日月形状のものとなった．また，トーチが開先中心よりずれた場合においてはずれた側に偏った溶融池が形成される.

(3) 母材の変形が生じると入熱密度分布に大きな変化がみられ，開先側面に集中していたものが，溶融池全体に対してまんべんなく広がるようになる．これは，電極先端から母材表面までの位置関係が変化するためである.

(4) 移動溶接を想定した場合においては開先角度が小さいほど，より低速な溶接速度でないと開先底部に溶融金属が流れ込まず，溶込み不足等が発生しやすくなる.

(5) 開先継手に対する本モデルによる解析結果は実験結果と良い一致を示した.

・隅肉継手に適用した場合

(1) 隅肉継手では立板側に入熱が偏るため，立板側より溶融が開始する．立板がある程度溶融すると，横板に対して流れ落ちるように変形する.

(2) 母材の変形が生じた後では，入熱分布は狙い位置付近に集中するようになる．これは母材の変形により，電極先端から立板までの曲が大きくなり，電極先端から狙い位置付近までの距離が小さくなるためである.

・大電流アークに適用した場合

(1) 平板母材にアーク圧力が作用した場合，溶融池表面において溶融金属が掃き出される流れが誘起されやすい場合には溶融池表面がへこみやすくなり，溶融池端部において盛り上がりが生じる．一方で，溶融池中心に向かう流れが誘起されやすい場合においてはへこみにくくなる.

(2)本モデルでは大電流アーク時の実験による溶融池形状を再現することができなかった．これは，本モデルではアーク圧力の値を正しく算出することができていないためである.

・アーク圧力に及ぼす解析パラメータの影響

(1) アーク圧力の解析結果に対してメッシュサイズはあまり影響しない.

(2) アーク圧力の解析結果に対して数値粘性の影響は比較的大きく，より精度良い解析結果を得るためには，適切なスキームを選択する必要がある.

(3) 電極先端における電流経路を狭くするとアーク圧力は急激に増加し，実験値と近い分布を得ることができた．しかし同時に温度の急激な増加を招き，本モデルではアーク

圧力と温度の両方が実験値と良い一致を示す結果は得られなかった．

(4) アークプラズマの解析を行う上では電極近傍の電流経路が非常に重要であり，これを正しく表現することでより定量的で精度の良い結果を得ることができると考えている．そのためにはシース領域を含めた検討が必要であると考えている

・3 次元溶滴移行モデルによる解析

(1) 電流値を大きくするにつれ，移行形態はグロビュラー移行からスプレー移行へと変化していった．これは電流を大きくすることで電磁力が増加したこと，流入速度増加による下向き慣性力の増加が原因である．

(2) 仮想アークの広がり角を変化させると，小さいときにはグロビュラー移行，大きいときにはスプレー移行となった．これは広がり角度が小さいと液滴下端に電磁力が集中するためである．

(3) 仮想アークに時間的な変動を生じさせると，それを起点として液滴形状が大きく乱れローテーティング移行とよく似たものとなった．これは電流経路の変化によって液滴形状の乱れを大きくするような駆動力が発生するためである．

第 6 章　結論

本研究では，最終的な大目標を高品質・高効率な溶接プロセスとして「溶接終了時点において溶接品質の保証される信頼性の高い検査フリーな溶接プロセスの構築」と設定した．これに対して本研究では，アーク溶接現象そのものをより深く理解し，予測・制御するための数値解析モデル開発することを目的とした．本研究で構築したモデルは，様々な溶接現象に対応できる 3 次元モデルであり，溶融池表面における相互作用として金属蒸気の発生ならびに溶融池表面の変形を考慮した．本章では，本研究によって得られた結果について総括する．

第 1 章では，本研究における背景ならびに目的・方針について述べた．

第 2 章では，溶融池表面における相互作用として金属蒸気の発生を考慮した 3 次元ティグアーク-溶融池モデルの構築を行った．モデル構築における仮定と，モデル内で用いる支配方程式・物性値や電極先端における電気的な境界条件などについい説明した．

第 3 章では，第 2 章で構築したモデルを 3 次元的な現象である 2 電極ティグアークに適用し，アーク外観・溶込み形状について実験結果との比較を行った．その結果を以下にまとめる．

(1) 2 電極ティグアークにおいてそれぞれの電極から発生するアークプラズマは電磁力の影響により互いに引き寄せあう．その結果それぞれのアークプラズマは一体化し，単電極ティグの場合に比べて丸みを帯びた形状となる．

(2) 2 電極ティグアークにおける溶融スポット外観は楕円形状となる．これはアークプラズマが引き寄せあい，変形するためである．すなわち溶融スポットの外観は熱源の形状に大きく依存するものといえる．

(3) 2 電極ティグアークにおいて電極配置を変化させるとアークプラズマの形状は大きく変化する．この時，電極先端近傍の相互作用に注目すると，アーク長には依存せず，電極先端間の距離によって大きく変化する．

(4) 2 電極ティグアークにおいて電極配置を変化させると溶融スポットの形状も大きく変化する．このとき電極間距離が小さくアーク長の長いアークプラズマの変形が大きい場合には溶融スポット外観は 2 電極に対して垂直方向に伸びる．一方で，電極間距離が大きくアーク長の短いアークプラズマの変形が小さい場合には溶融スポットは 2 電

極に対して平行な方向に伸びる．

(5) 電極配置によって溶融池内の流れ場を変化させることが可能である．その結果として溶融池の断面形状も変化させることができる．とくに，電極間距離が大きくアーク長が短い場合には溶融池中心に向かう流れ場が形成され，溶融池中心で最も深い形状となる．

(6) 解析結果によるアークプラズマの外観ならびに溶融スポットの形状は実験結果と良い一致を示した．すなわち，ここで構築したモデルはある程度信頼性あるものと考えられる．

つづいて，このモデルを実施工で頻繁に用いられる開先継手ならびに隅肉継手を模した母材に適用しアークプラズマの熱源特性を解析した．その結果を以下にまとめる．

・開先継手に適用した場合

(1) 開先内においてアークプラズマは開先側面に拘束される．

(2) アークプラズマから母材への入熱密度は電極先端よりもっとも近い位置において大きくなる分布となる．そのため開先母材では開先側面において入熱密度の大きな分布が形成される．また，トーチ位置と開先中心にずれがあると電極先端から近い側の開先側面に入熱密度が集中する分布となる．

(3) 母材形状が変化しても，母材直上におけるアーク圧力分布は入熱密度分布ほど大きく変化しない．これは入熱密度分布が母材直上における電流経路や温度分布によって決まるのに対して，アーク圧力分布に対しては，電極付近の電流経路が重要であるためと考えられる．

(4) 母材の変形が生じない範囲において，実験によって得られたアークプラズマの外観や推測される入熱密度分布は解析結果と矛盾しないものであった．

・隅肉継手に適用した場合

(1) 隅肉継手においてアークプラズマは立板側に偏る．これは立板内を流れる電流による磁場ならびに電磁力の影響によるものである．

(2) アークプラズマの立板側への偏りはアーク長が大きいほど顕著である．このとき，立板側に投入されるエネルギーは増加し，横板側に投入されるエネルギーは減少する．

(3) アークプラズマの立板側への偏りは立板の板厚が薄い際にはあまり見られない．これは，立板内を流れる電流量が減少するためである．また，立板の厚さを厚くすると立板内を流れる電流の増加に伴いアークプラズマの偏りは大きくなるが，ある程度厚くなった時点で立板内を流れる電流は増加しなくなり，アークプラズマの偏りも変化しなくなる．

第 4 章では，重力やアーク圧力などによって変形する溶融池表面を追跡するために，PLIC-VOF 法を用いて自由表面を考慮した 3 次元溶融池モデルを構築した．構築した自由表面の追跡モデルでダムブレイク現象の解析を行い，文献値と比較したところ良い一致を見せ，モデルの精度が確認された．さらに，仮想的な熱源を用いて溶融池を模した解析を行った．ここでは，仮想的な入熱密度分布ならびにアーク圧力分布を想定し，溶融池の対流駆動力としてアーク圧力・マランゴニ力・表面張力のみを考慮した．以下に得られた結果をまとめる．

(1) アーク圧力が 0 ~ 2000 Pa の領域においてはマランゴニ力の影響が大きく HS 鋼(高硫黄量鋼)と LS 鋼(低硫黄量鋼)で溶込み形状が大きく異なったものとなった．ずなわち，この領域においては溶込み形成現象に対してマランゴニ力が支配的であるといえる．
(2) アーク圧力が 2000 Pa を超える領域では母材による溶込み形状の違いがほとんど見られなくなった．すなわちこの領域においては溶込み形成現象に対してアーク圧力が師範的であるといえる．
(3) アーク圧力が 1000 Pa 程度までの範囲においては HS の溶込み深さはアーク圧力が作用していない場合より浅くなった．これは，変形を押し戻そうとする表面張力の影響が大きいためと考えられる．
(4) 移動溶接を表現するために，熱源移動モデルと母材移動モデルを構築しそれぞれの結果を比較したが，ほとんど差異はなかった．

第 5 章では, 第 2 章で構築した「金属蒸気を考慮した 3 次元ティグアーク-溶融池モデル」と第 4 章で構築した「自由表面を考慮した 3 次元溶融池モデル」を組み合わせて「溶融池表面の変形を考慮した 3 次元ティグ溶接モデル」を構築し，このモデルを開先継手・隅肉継手・大電流アークに対して適用し，その解析結果を示した．さらに，本モデルにおける課題ならびに今後の展望についても説明した．得られた結果を以下にまとめる．

・開先継手に適用した場合

(1) 開先角度が小さい場合には母材の変形が起こりにくい．このとき溶融池は開先の側面に分離して形成される．
(2) 母材が十分に溶融し母材が変形したのち溶融池が一体化すると，その断面形状は三日月形状のものとなる．また，トーチが開先中心よりずれた場合にはずれた側に偏った溶融池が形成される．
(3) 母材の変形が生じると入熱密度分布に大きな変化が見られる．変形する前は開先の側

面に集中していたものが，変形したのちには溶融池全体にまんべんなく広がる分布を形成する．これは，母材は変形することで，電極先端から母材表面までの位置関係が変化するためである．

(4) 移動溶接を想定したとき，開先角度の小さい場合では，より低速な溶接速度でないと開先底部に溶融金属が流れ込まず，溶込み不足などの溶接欠陥が発生しうる．

(5) 開先継手に対する本モデルによる解析結果は実験結果と良い一致を示した．

・隅肉継手に適用した場合

(1) 隅肉継手を用いると，入熱が立板側に偏るため立板側より溶融が開始する．立板がある程度溶融すると横板に対して流れ落ちるように変形する．

(2) 母材の変形が生じたのちには入熱分布は狙い位置付近に集中するようになる．これは母材が変形したことにより，電極先端から立板までの距離が長くなり，狙い位置付近までの距離が短くなるためである．

・大電流アークに適用した場合

(1) 平板母材にアーク圧力が作用した場合，溶融池表面において外向きの流れが誘起されやすい場合には溶融池表面がへこみやすくなり，溶融池端部において盛り上がりが生じる．一方で，内向きの流れが誘起されやすい場合においてはへこみにくくなる

(2)本モデルでは大電流アーク時の実験による溶融池形状を再現することができなかった．これは，本モデルにおいてアーク圧力が正しく算出されていないためである．

今後の課題として，正しいアーク圧力を算出することのできるモデル構築が挙げられるここでは，解析パラメータがアーク圧力の解析結果に与える影響について考察した．得られた結果は以下のとおりである．

(1) アーク圧力の解析結果に対してメッシュサイズはほとんど影響しない．

(2) アーク圧力の解析結果に対して数値粘性の影響は比較的大きい．精度のよい解析結果を得るためには解析の安定性を確保しつつ，適切なスキームを選択する必要がある．

(3) 電極先端における電流経路を狭くすると，アーク圧力は急激に増加し，実験値度ほぼ一致する分布を得ることができた．しかし同時に温度の急激な上昇を招き，本モデルではアーク圧力と温度の両方が実験値を一致するような解析結果を得ることはできなかった．

(4) アークプラズマの解析を行うためには電極近傍における電流経路を正しく表現することが非常に重要である．これを正しく解析することで定量的にも精度のよい結果を得ることができると考えている．そのためにはシース領域も含めた検討が必要になると考えている．

また，今後の展望としてガスメタルアーク溶接モデルへの展開を取り上げ，第 4 章で取り扱った PLIC-VOF 法を用いた仮想アーク領域を考慮した 3 次元溶滴移行モデルの解析結果について述べた．その結果を以下にまとめる．

(1) 電流値を大きくするにつれて移行形態はグロビュラー移行からスプレー移行へと変化した．これは電流値が増加することによる電磁力の増加ならびに流入速度増加による下向き慣性力の増加が原因である．
(2) 仮想アークの広がり角を変化させると，小さいときにはグロビュラー移行，大きいときにはスプレー移行となった．これは，広がり角度が小さいときには液滴下端部に電磁力が集中するためである．
(3) 仮想アークに時間的な変動を与えると，それを起点として液滴形状が大きく乱れローテーティング移行とよく似たものとなった．これは電流経路の変化によって液滴形状を大きくするような駆動力が発生するためである．

本研究にて構築した「溶融池表面形状の変化を考慮した 3 次元ティグ溶接モデル」によって，アーク溶接中に母材の変形を伴う際の熱源特性の変化を捉えることができる．このことはアーク溶接現象そのものをより科学的な観点から考察する上で非常に有用である．母材が変形してもあまり変化しないアーク圧力に対して，母材への入熱密度分布は大きく変化する．本モデルによる解析結果より入熱密度分布は電極先端から母材表面までの位置関係により決まるものと推測される．例えば，このことは溶込み形状を予測するモデルにおいて，現在までに多く報告されている固定されたガウス分布等の仮想熱源に対して，新しいアークプラズマを模した熱源をモデル化する際にも有用であると考えられる．

しかしながら，本モデルを用いて予測が可能であるのは溶込み形成現象に対してアーク圧力が支配的でない領域に限られる．この領域は，第 4 章の結果から平板母材においてはアーク圧力が 2000 Pa 程度となるアーク電流の領域であり，アルゴンティグアークにおいてはおよそ 200 A 程度までの領域であると考えている．アーク電流がこれ以上大きくなる領域においては溶込み形成現象に対してアーク圧力が支配的となり，本モデルでは対応できないのが現状である．

より広い適用範囲を持つモデルを構築するためには電極近傍における電流経路をより詳細に検討する必要があると推測され，シース領域や電子放出機構等を含めた議論・モデル化が必要となる．このようなモデルの改良や，溶滴移行モデルとの統合化を通じて解析モデルの適用範囲はさらに広くなり，アーク溶接現象に対するより深い理解ならびにアーク溶接現象の予測・制御といったことが可能になるものと考えている．

謝辞

本研究を進めるにあたって終始適切な御指導，御助言を賜りました大阪大学大学院工学研究科教授　平田好則　先生に深く感謝の意を表します.

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附属アトミックデザイン研究センター教授　浜口智志　先生ならびに大阪大学接合科学研究所教授　田中学　先生，同研究所准教授　茂田正哉　先生に深く感謝いたします.

常に懇切丁寧な御指導, 議論により, 研究することの楽しみと喜びをご教授してくださった大阪大学大学院工学研究科助教 野村和史 先生に深く感謝の意を表します

共に研究に励んだ大阪大学大学院工学研究科博士後期課程3年Park Mingonくんに心より感謝します.

また, 大阪大学大学院工学研究科博士前期課程2年浦部竜真くん, 河田純一くん, 貴志崇くん, 橋本浩平くん, 同博士前期課程1年片岡耕太朗くん, 木花翔吾くん, 髙部義浩くん, 春名俊祐くん, 大阪大学工学部4年塚田智大くん, 永田純也くん, 新田夏規くん, 福富友也くん, 吉井嘉一郎くんには, 楽しい研究室環境を築いていただくとともに研究遂行にあたりご協力いただきました. 心より感謝いたします.

本研究は, 日本学術振興会特別研究員奨励費(課題番号24･518), ならびに卓越した大学院拠点形成支援プログラム「構造･機能先進材料デザイン教育研究拠点」, 自立環境提供型博士後期課程学生公募研究費の支援のもとに実施されました. 深く感謝いたします.

最後に，本研究の遂行ならびに学生生活を送るにあたり多大なるご援助をいただいた数多くの皆様に深く感謝いたします.

参考文献

[1] 黄地尚義: “溶接・接合プロセスの基礎”，産報出版(1996)

[2] W. M. Steen: “Arc augmented laser processing of materials”, Journal of Applied Physics, 51 (1980), 11, pp. 5636-5641

[3] S. Rose, A. Mahrle, M. Schnick, T. Pinder, E. Beyer and U. Fuessel: “Plasma welding with a superimposed coaxial fiber laser beam”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 857-865

[4] M. Lohse, U. Fuessel H. Schuster, J. Friedel and M. Schnick: “Keyhole welding with CF-TIG (cathode focused GTA)”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 735-741

[5] T. Nakamura and K. Hiraoka: “GMA welding of 9% Ni steel in pure argon shielding gas using coaxial multilayer solid wire”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 743-752

[6] J. Wang, D. Wu, P. Liao, C. Y. Tian, M. Q. Li and J. C. Feng: “Metal transfer and arc behavior of novel consumable and non-consumable electrode indirect arc droplet welding”, Science and Technology of Welding and Joining, 18 (2013), 3, pp. 261-270

[7] M. Shoichi, M. Yukio, T. Koki, T. Yasushi, M. Yukinori and M. Yusuke: “Study on the application for electromagnetic controlled molten pool welding process in overhead and flat position welding”, 18 (2013), 1, pp. 38-44

[8] 野村和史，荻野陽輔，平田好則: “永久磁石を用いたカスプ型磁場による TIG アークプラズマの形状制御”，溶接学会論文集，第 27 巻 (2009)，第 3 号，pp. 170-175

[9] 金丸周平，佐々木智章，佐藤豊幸，田中学: “TIG-MIG 複合溶接法の基礎的検討”，溶接学会論文集，第 30 巻 (2012)，第 1 号，pp. 29-34

[10] S. Lu, H. Fujii, H. Sugiyama, M. Tanaka and K. Nogi: “Weld penetration and Marangoni convection with oxide fluxes in GTA welding”, Material Transactions, 43 (2002), 11, pp. 2926-2931

[11] H. Fujii, T. Sato, S. Lu and K. Nogi: “Development of an advanced A-TIG (AA-TIG) welding method by control of Marangoni convection”, Materials Science and Engineering A, 495 (2008), pp. 296-303

[12] T. Era, A. Ide, T. Uezono, T. Ueyama and Y. Hirata: “Controlled bridge transfer (CBT) gas metal arc process for steel sheets joining”, Science and Technology of Welding and Joining, 14 (2009), 6, pp. 493-499

[13] T. Ueyama, T. Uezono, T. Era, M. Tanaka and K. Nakata: “Solution to problems of arc interruption and arc length control in tandem pulsed gas metal arc welding”, Science and

Technology of Welding and Joining, 14 (2009), 4, pp. 305-314

[14] 片岡時彦，池田倫正，小野守章，安田功一，平田好則: “炭酸ガスアーク現象に及ぼすワイヤへの REM 添加の影響”，溶接学会論文集，第 26 巻 (2008)，第 1 号，pp. 37-41

[15] K. Tokihiko, I. Rinsei, Y. Koichi and H. Yoshinori: “Development of low spatter CO2 arc welding process with high frequency pulse current”, Science and Technology of Welding and Joining, 14 (2009), 8, pp. 740-746

[16] 松下宗生，片岡時彦，池田倫正，遠藤茂: “プラズマ・アークハイブリッド溶接技術の開発”，溶接学会論文集，第 30 巻 (2012)，第 1 号，pp. 77-85

[17] 和田宏一: “溶接品質マネジメントシステム”，溶接学会誌，第 77 巻 (2008)，第 3 号，pp. 44-49

[18] 原沢秀明: “溶接施工計画と溶接施工管理”，溶接学会誌，第 77 巻 (2008)，第 6 号，pp. 38-51

[19] S. Rhee and E. Kannatey-Abuse, Jr.: “Observation of metal transfer during gas metal arc welding”, Welding Research Supplement, (1992), pp. 381-386

[20] Z. M. Liu and C. S. Wu: “Visualization of dynamic keyhole behavior in waveform-controlled plasma arc welding”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 719-725

[21] Y. B. Yudodibroto, M. J. Hermans, Y. Hirata and G. den Ouden: “Influence of filler wire addition on weld pool oscillation during gas tungsten arc welding”, Science and Technology of Welding and Joining, 9 (2004), 2, pp. 163-168

[22] S. M. Campbell, A. M. Galloway and N. A. McPherson: “Arc pressure and weld metal fluid flow while using alternating shielding gases. Part 1: arc pressure measurement” Science and Technology of Welding and Joining, 18 (2013), 7, pp. 591-596

[23] H. S. Ham, D. S. Oh and S. M. Cho: “Measurement of arc pressure and shield gas pressure effect on surface of molten pool in TIG welding”, Science and Technology of Welding and Joining, 17 (2012), 7, pp. 594-600

[24] M. L. Lin and T. W. Eagar: “Pressures produced by gas tungsten arcs”, Metallurgical Transactions B, 17B (1986), pp.601-607

[25] 平岡和雄，塩飽孝至，黄地尚義: “各種分光法によるアークプラズマの温度評価”，溶接学会論文集，第 14 巻 (1996)，第 4 号，pp. 641-648

[26] 岡垣内俊成，黄地尚義，宮坂史和: “溶融池温度場に及ぼす硫黄含有量の影響”，溶接学会論文集，第 23 巻 (2005)，第 4 巻，pp. 536-540

[27] 山崎圭，山本恵理，鈴木啓一，輿石房樹，宮廻滋，田代真一，田中学，中田一博: “赤

外線二色放射測温法による溶融池表面温度測定”，溶接学会論文集，第 27 巻 (2009)，第 1 号，pp. 34-40

[28] H. G. Kraus: “Experimental measurement of stationary SS 304, SS 316L and 8630 GTA weld pool surface temperatures”, Welding Research Supplement, (1989), pp. 269-279

[29] 山崎圭，山本恵理，鈴木啓一，輿石房樹，和木謙治，田代真一，田中学，中田一博: “赤外線二色放射測温法による GMA 溶接の溶滴温度測定”，溶接学会論文集，第 26 巻 (2008)，第 3 号，pp. 214-219

[30] 平田好則，恩田雅彦，永木勇人，黄地尚義: “GMA 溶接における溶滴の温度計測”，高温学会誌，第 30 巻 (2004)，第 3 号，pp. 140-147

[31] M. E. Rouffet, M. Wendt, G. Goett, R. Kozakov, H. Schoepp, K. D. Weltmann and D. Uhrlandt: “Spectroscopic investigation of the high-current phase of pulsed GMAW process”, Journal of Physics D: Applied Physics, 43 (2010), pp. 434003

[32] Y. Gao, Q. Yu, W. Jiang and X. Wan: “Reconstruction of three-dimensional arc-plasma temperature fields by orthographic and double-wave spectral tomography”, Optics and Laser Technology, 42 (2010), pp. 61-69

[33] R. Kozakov, G. Goett, H. Schoepp, D. Uhrlandt, M. Schnick, M. Haessler, U. Fuessel and S. Rose: “Spatial structure of the arc in a pulsed GMAW process”, Journal of Physics D: Applied Physics, 46 (2013), pp. 224001

[34] 辻村吉寛，田中学: “ミグ溶接の溶滴移行現象を伴うアークプラズマ状態の挙動解析”，溶接学会論文集，第 30 巻 (2012)，第 4 号，pp. 288-297

[35] K. Nomura, T. Kishi, K. Shirai and Y. Hirata: “3D temperature measurement of tandem TIG arc plasma”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 649-656

[36] G. Goett, R. Kozakov, D. Uhrlandt, H. Schoepp and A. Sperl: “emissivity and temperature determination on steel above the melting point”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 595-602

[37] A. Haelsig and P. Mayr: “Energy balance study of gas-shielded arc welding processes”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 727-734

[38] M. Dreher, U. Fuessel, S. Rose, M. Haessler, M. Hertel and M. Schnick: “Methods and results concerning the shielding gas flow in GMAW”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 391-410

[39] K.C. Hsu, K. Etemadi and E. Pfender: “Study of free-burning high-intensity argon arc”, Journal of Applied Physics, 54 (1983), pp. 1293-1301

[40] H. P. Schmidt: “Experimental and theoretical investigation of high-pressure arcs - Part I: The cylindrical arc column (two-dimensional modeling)”, IEEE Transactions on Plasma Science, 24 (1996), 4, pp. 1229-1237

[41] G. M. Oreper, T. W. Eagar and J. Szekely: “Convection in arc weld pool”, Welding Research Supplement, (1983), pp. 307-312

[42] 平田好則, 廣瀬成一, 大垣信二, 浅井康広, 黄地尚義: “溶融池対流現象のモデリング”, 溶接学会論文集，18 (2000)，4，pp. 540-548

[43] S. W. Simpson and P. Zhu: “Formation of molten droplets at a consumable anode in an electric welding arc”, Journal of Physics D: Applied Physics, 28 (1995), pp. 1594-1600

[44] G. Wang, P. G. Huang and Y. M. Zhang: “Numerical analysis of metal transfer in gas metal arc welding”, Metallurgical Transactions B, 34B (2003), pp. 345-353

[45] M. C. Tsai and S. Kou: “Marangoni convection in weld pools with a free surface”, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 9 (1989), pp. 1503-1516

[46] S. Kou and Y. H. Wang: “Weld pool convection and its effect”, Welding Research Supplement, (1986), pp. 63-70

[47] T. Zacharia, A.H. Eraslan, D. K. Aidun and S. A. David: “Three-dimensional transient model for arc welding process”, Metallurgical Transactions B, 20B (1989), pp. 645-659

[48] Z. H. Rao, J. Zhou, S. M. Liao and H. L. Tsai: “Three-dimensional modeling of transport phenomena and their effect on the formation of ripples in gas metal arc welding”, Journal of Applied Physics, 107 (2010), pp. 054905

[49] J. Goldak, A. Chakravarti and M. Bibby: “A new finite element model for welding heat sources”, Metallurgical Transactions B, 15B (1984), pp. 299-305

[50] A. Traidia, F. Roger, E. Guyot, J. Schroeder and G. Lubineau: “Hybrid 2D-3D modeling of GTA welding with filler wire addition”, International Journal of Heat and Mass Transfer, 55 (2012), pp. 3946–3963

[51] P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: “Prediction of anode temperature of free burning arcs”, Journal of Physics D: Applied Physics, 28 (1995), pp. 1369-1376

[52] J. Haidar and J. J. Lowke: “Predictions of metal droplet formation in arc welding”, Journal of Physics D: Applied Physics, 29 (1996), pp. 2951-2960

[53] H. G. Fan and R. Kovacevic: “A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten metal”, Journal of Physics D: Applied Physics, 37 (2004), pp. 2531-2544

[54] K. Yamamoto, M. Tanaka, S, Tashiro, K. Nakata and A. B. Murphy: “Metal vapor behavior in GTA welding of a stainless steel considering the Marangoni effect”, IEEE Transactions, 4 (2009), pp. 497-503

[55] M. Hertel, A. Spille-Kohoff, U. Fuessel and M. Schnick: “Numerical simulation of droplet detachment in pulsed gas-metal arc welding including the influence of metal vapour ” Journal of Physics D: Applied Physics, 46 (2013), pp. 224003

[56] G. Spechhofer and H. P. Schmidt: “Experimental and theoretical investigation of high-pressure arcs - Part II: The magnetically deflected arc (Three-dimensional modeling)”, IEEE Transactions on Plasma Science, 24 (1996), 4, pp.1239-1248

[57] J. J. Gonzalez, F. Lago, P Freton, M. Masquere and X. Franceries: “Numerical modeling of an electric arc and its interaction with the anode: part II. The three-dimensional model-influence of external forces on the arc column”, Journal of Physics D: Applied Physics, 38 (2005), pp. 306-318

[58] G. Xu, J. Hu and H. L. Tsai: “Modeling three-dimensional plasma arc in gas tungsten arc welding”, Journal of Manufacturing Science and Engineering, 134 (2012), pp. 031001

[59] F. Lago, J. J. Gonzalez, P. Freton, F. Uhlig, N. Lucius and G. P. Piau: “A numerical modeling of an electric arc and its interaction with the anode: part III. Application to the interaction of lightning strike and an aircraft in flight”, Journal of Physics D: Applied Physics, 39 (2006), pp. 2294-2310

[60] G. Xu, J. Hu and H. L. Tsai: “Three-dimensional modeling of arc plasma and metal transfer in gas metal arc welding”, International Journal of Heat and Mass Transfer, 52 (2009), pp. 1709-1724

[61] M. Schnick, G. Wilhelm, M. Lohse, U. Fuessel and A. B. Murphy: “Three-dimensional modeling of arc behavior and gas shield quality in tandem gas-metal arc welding using anti-phase pulse synchronization”, Journal of Physics D: Applied Physics, 44 (2011), pp. 185205

[62] 牛尾誠夫: “プラズマ利用技術の基礎(1)”，溶接学会誌，第 60 巻，第 3 号 (1991)，pp. 182-187

[63] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece: “Principles of plasma physics”, McGraw-Hill (1973)

[64] I. Langmuir: “Oscillations in ionized gases”, Proceedings of the National Academy of Science of the United States of America, 14, 8 (1928), 627-637

[65] W. Lochte-Holtgreven, “Plasma diagnostics”, North-Holland (1968)

[66] M. Capitelli and R. S. Devoto: “Transport coefficient of high-temperature nitrogen”, The Physics of Fluids, 16 (1973), 11, pp. 1835-1841

[67] H. W. Emmons: “Arc measurement of high-temperature gas transport properties”, The Physics of Fluids, 10, 6 (1967), pp. 1125-1136

[68] A. B. Murphy: “Transport coefficient of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas”, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 15, 2 (1995), pp. 279-307

[69] S. Tashiro, M. Tanaka, K. Nakata, T. Iwao, F. Koshiishi, K. Suzuki and K. Yamazaki: “Plasma properties of helium gas tungsten arc with metal vapour”, Science and Technology of Welding and Joining, 12 (2007), 3, pp. 202-207

[70] A. B. Murphy: “The effect of metal vapour in arc welding”, Journal of Physics D: Applied Physics, 43 (2010), pp. 434001

[71] L. E. Cram: “Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines”, Journal of Physics D: Applied Physics, 18 (1985), pp. 401-411

[72] J. Menart and S. Malik: “Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas”, Journal of Physics D: Applied Physics, 35 (2002), pp. 867-874

[73] J. Haidar: “The dynamic effects of metal vapour in gas metal arc welding”, Journal of Physics D: Applied physics, 43 (2010), 165204

[74] M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel, M. Haessler, A. Spille-Kohoff and A. B. Murphy: “Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour”, Journal of Physics D: Applied Physics, 43 (2010), 434008

[75] 辻村吉寛，田中学: ”数値シミュレーションによる金属蒸気挙動を考慮した GMA 溶接の熱源特性解析”，溶接学会論文集，30 (2012)，1，pp. 68-76

[76] K. C. Mills, Y. Su, Z. Li and R. F. Brooks: “Equations for the calculation of the thermo-physical properties of stainless steel”, ISIJ International, 44 (2004), 10, pp. 1661-1668

[77] P. Sahoo, T. Debroy and M. J. McNallan: “Surface tension of binary metal - surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy”, Metallurgical Transactions B, 19B (1988), pp. 483-491

[78] M. J. McNallan and T. Debroy: “Effect of temperature and composition on surface tension in Fe-Ni-Cr alloys containing sulfur”, Metallurgical Transactions B, 22B (1991), pp. 557-560

[79] S. Mishra, T. J. Lienert, M. Q. Johnson and T. Debroy: “An experimental and theoretical study of gas tungsten arc welding of stainless steel plates with different sulfur concentrations”,

Acta Materialia, 56 (2008), pp. 2133-2146
[80] Y. Lei, Y. Shi, H. Murakawa and Y. Ueda: “Numerical analysis of the effect of sulfur content upon fluid flow and weld pool geometry for type 304 stainless steel”, Transaction of JWRI, 26 (1997), 1, pp. 1-8
[81] A. A. Amsden and F. H. Harlow: The SMAC method: A numerical technique for calculating incompressible fluid flows, Los Alamos Science Laboratory Report, (1970), LA-4370
[82] G. H. Meyer: “Multidimensional Stefan problems”, SIAM Journal on Numerical Analysis, 10 (1973), 3, pp. 522-538
[83] R. E. White: “A modified finite difference scheme for the Stefan problem”, Mathematics of computation, 41 (1983), 164, pp. 337-347
[84] C. R. Wilke: “A viscosity equation for gas mixtures”, The Journal of Chemical Physics, 18, 4 (1950), pp. 517-519
[85] A. B. Murphy: “A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas”, Journal of Physics D: Applied Physics, 29 (1996), pp. 1922-1932
[86] T. Debroy and S. A. David: “Physical process of fusion welding”, Reviews of modern physics, 67, 1 (1995), pp. 85-112
[87] 日本金属学会編，“金属データブック”，改訂 4 版，丸善(2004)
[88] J. McKelliget and J. Szekely: “Heat transfer and fluid flow in the welding arc”, Metallurgical Transactions A, 17A (1986), pp.1139-1148
[89] J. F. ランカスター，”溶接アークの物理”，黒木出版，溶接学会　溶接アーク物理委員会 (1990)
[90] S. Y. Lee and S. J. Na: “A numerical analysis of a stationary gas tungsten welding arc considering various electrode angles”, Supplement to the Welding Journal, (1996), pp. 269-279
[91] K. C. Hsu and E. Pfender: “Analysis of the cathode region of a free-burning high intensity argon arc”, Journal of Applied Physics, 54 (1983), pp. 3818-3824
[92] J. J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: “A simplified unified theory of arcs and their electrodes”, Journal of Physics D: Applied Physics, 30 (1997), pp. 2033-2042
[93] M. S. Benilov, L. G. Benilova, He-Ping Li and Gui-Qing Wu: “Sheath and arc-column voltages in high-pressure arc discharges”, Journal of Physics D: Applied Physics, 45 (2012), pp. 355201
[94] R. Morrow and J. J. Lowke: “A one-dimensional theory for the electrode sheaths of electric

arcs”, Journal of Physics D: Applied Physics, 26 (1993), pp. 634-642

[95] Y. Ogino, Y. Hirata, J. Kawata and K. Nomura: “Numerical analysis of arc plasma and weld pool formation by a tandem TIG arc”, Welding in the World, 57 (2013), pp. 411-423

[96] C. W. Hirt and B. D. Nichols: “Volume of Fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries”, Journal of Computational Physics, 39 (1981), pp. 201-225

[97] D. B. Kothe, R. C. Mjolsness and M. D. Torrey: “RIPPLE: A computer program for Incompressible flows with free surfaces”, Los Alamos National Laboratory Report, (1991), LA-12007-MS

[98] M. Meier, G. Yadigaroglu and B. L. Smith: “A novel technique for including surface tension in PLIC-VOF methods”, European Journal of Mechanics B/Fluid, 21 (2002), pp. 61-73

[99] 功刀資彰: “自由界面を含む多相流の直接数値解法”，日本機械学会論文集(B 編)，63 (1997)，609，pp. 1576-1584

[100] A. A. Nadooshan and E. Shirani: “Interface pressure model for surface tension force for VOF-based methods in interface flows”, Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, 2 (2008), 4, pp. 496-513

[101] J. U. Brackbill, D. B. Kothe and C. Zamach: “A continuum method for modeling surface tension”, Journal of Computational Physics, 100 (1992), pp. 335-354

[102] D. B. Kothe, W. J. Rider, S. J. Mosso, J. S. Brock and J. I. Hochstein: “Volume tracking of interfaces having surface tension in two and three dimensions”, AIAA 34th Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, NV (1996)

[103] J. C. Martin and W. J. Moyce: “Part IV. An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane”, Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 244 (1952), 882, pp. 312-324

[104] T. Yabe and T. Aoki: “A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I. One-dimensional solver”, Computer Physics Communications, 66 (1991), pp. 219-232

[105] K. Kadota and Y. Hirata: “Numerical model of metal transfer using an electrically conductive liquid”, Welding in the world, 55 (2011), 09/10, pp.50-55

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

[1] 野村和史，荻野陽輔，平田好則: “永久磁石を用いたカスプ型磁場による TIG アークプラズマの形状制御”，溶接学会論文集，27(2009)，No. 3，pp. 170-175

[2] 荻野陽輔，野村和史，平田好則: “3 次元アークモデルの開先部への適用”，溶接学会論文集, 28 (2010), 1, pp. 10-15

[3] K. Nomura, Y. Ogino, K. Murakami and Y. Hirata: “Features of magnetic controlled TIG arc plasma – modeling and experiment”, Mathematical Modeling of Weld Phenomena, 9 (2010), pp. 83-91

[4] Y. Ogino, Y. Hirata and K. Nomura: “Numerical analysis of the heat source characteristics of a two-electrode TIG arc”, Journal of Physics D: Applied Physics, 44 (2011), pp. 215202

[5] Y. Ogino, Y. Hirata and K. Nomura: “Heat input and pressure distribution of TIG arc on groove surface”, Welding in the World, 55 (2011), No. 11/12, pp. 107-113

[6] Y. Ogino, Y. Hirata, J. Kawata and K. Nomura: “Numerical analysis of arc plasma and weld pool formation by a tandem TIG arc”, Welding in the World, 57 (2013), 3, pp. 411-423

[7] Y. Ogino, Y. Hirata, S. Kihana and N. Nitta: “Numerical analysis of rotating transfer by a 3D electromagnetic liquid transfer model”, Welding in the World (投稿中)

解説・総説

[1] 野村和史，荻野陽輔，芳賀拓弥，平田好則: “集まれエンジニア！「永久磁石による TIG アークプラズマの磁気偏向制御」”，溶接学会誌，80 (2011)，3，pp. 8-11

[2] 平田好則，野村和史，荻野陽輔: “外部磁場による溶接アークプラズマの制御”，プラズマ・核融合学会誌，87 (2011)，8，pp. 535-538

国際会議発表論文

(Oral presentation)

[1] Y. Ogino, Y. Hirata and K. Nomura: “Heat input and pressure distribution of TIG arc on groove surface”， 62nd Annual Assembly of IIW, Doc.212-1153-09, Singapore, July (2009)

[2] Y. Ogino, Y. Hirata and K. Nomura: “Numerical analysis on the heat source characteristics of the two-electrodes TIG arc”, 63rd Annual Assembly of IIW, Doc.212-1179-10, Istanbul, Turkey, July (2010)

[3] Y. Ogino, J. Kawata, Y. Hirata and K. Nomura: “Numerical analysis of arc plasma to weld pool formation by a tandem TIG arc”, 65th Annual Assembly of IIW, Doc. 212-1245-12, Denver, USA, July (2012)

[4] Y. Ogino, Y. Hirata, S. Kihana and N. Nitta: “Numerical analysis of rotating transfer by a 3D electromagnetic liquid transfer model”, 66th Annual Assembly of IIW, Doc. 212-1296-13, Essen, Germany, September (2013)

(Poster presentation)

[5] Y. Ogino, Y. Hirata and K. Nomura: “Numerical analysis on the heat source characteristics of the two-electrodes TIG arc”, Visual-JW2010, 1, pp. 223-224, Japan, November (2010)

[6] Y. Ogino, Y. Hirata and K. Nomura: “Heat input and arc pressure distribution of TIG arc on V-groove surface”, ECO-MATES2011, 2, pp. 293-294, Japan, November (2011)

[7] Y. Ogino, J. Kawata, Y. Hirata and K. Nomura: “Numerical analysis of arc plasma to weld pool formation by a tandem TIG arc”, Visual-JW2012, 1, pp. 271-272, Japan, November (2012)