

Title	ガスマタルアーク溶接における金属蒸気を伴うアーク現象とその熱源特性に関する研究
Author(s)	辻村, 吉寛
Citation	大阪大学, 2013, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/27530
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

博士学位論文

ガスマタルアーク溶接における
金属蒸気を伴うアーク現象とその熱源特性に関する研究

辻 村 吉 寛

2012年12月

大阪大学大学院工学研究科



博士学位論文

ガスマタルアーク溶接における
金属蒸気を伴うアーク現象とその熱源特性に関する研究

辻村吉寛

2012年12月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第1章 緒論	1
1.1 ガスメタルアーク溶接に関する研究の現状と課題	1
1.2 ガスメタルアーク溶接の特徴	4
1.2.1 電極の溶融に伴う鉄蒸気の発生	4
1.2.2 ガスメタルアーク溶接に用いられる電源の外部特性	5
1.3 本研究の目的と方針	6
1.4 構成	7
第2章 鉄蒸気を考慮したガスメタルアーク溶接のモデル化	11
2.1 諸言	11
2.2 対象とする系の設定とモデル化	11
2.3 支配方程式	12
2.4 陰極および陽極での物理	15
2.5 ワイヤ溶融速度	16
2.6 円筒座標系二次元軸対称モデルにおける溶接速度の取扱い	16
2.7 陰極降下電圧	17
2.8 境界条件および数値計算手法	18
2.8.1 境界条件	18
2.8.2 物性データ	18
2.8.3 数値計算手法	20
2.9 結言	21
第3章 ガスメタルアーク溶接のアークプラズマの状態	23
3.1 諸言	23
3.2 ガスメタルアークプラズマの温度分布および鉄蒸気濃度分布	23
3.3 アークプラズマの温度分布に与える鉄蒸気の影響	25
3.3.1 アークプラズマの温度分布に与える鉄蒸気発生源の影響	25
3.3.2 アークプラズマの温度分布に与える放射損失の影響	27
3.4 結言	29

第4章	ガスメタルアーク溶接中の温度分布測定および鉄蒸気濃度分布測定	31
4.1	諸言	31
4.2	実験装置および実験条件	31
4.3	ガスメタルアークプラズマの温度分布測定	34
4.3.1	プラズマにおける電磁波現象	34
4.3.2	プラズマの温度測定法	36
4.3.3	アーベル変換	36
4.3.4	Fowler-Milne 法(Off-axis 最大放射係数法)	39
4.3.5	二線強度比法	41
4.3.6	ガスメタルアークプラズマの温度分布測定結果	42
4.4	ガスメタルアークプラズマの鉄蒸気濃度分布測定	46
4.4.1	分光分析による鉄蒸気濃度測定	46
4.4.2	ガスタングステンアークプラズマの電子密度および鉄蒸気濃度測定	46
4.4.3	ガスメタルアークプラズマの鉄蒸気濃度分布測定結果	49
4.5	温度測定法および鉄蒸気濃度測定法の妥当性の検討	53
4.6	溶滴移行形態による温度分布および鉄蒸気濃度分布の差異	54
4.6.1	グロービュール移行	54
4.6.2	スプレー移行	56
4.6.3	直流パルス溶接	57
4.6.4	ワイヤ先端における溶滴の直径とアークプラズマの温度および 鉄蒸気濃度の関係	59
4.7	数値計算シミュレーションとの比較	60
4.8	結言	62
第5章	ガスメタルアーク溶接の熱源特性	63
5.1	諸言	63
5.2	ガスメタルアーク溶接の熱源特性	63
5.2.1	ガスメタルアーク溶接における母材への入熱およびエネルギーバランス	63
5.2.2	考察	66
5.3	ガスメタルアーク溶接に与える溶接電流の影響	67
5.4	結言	70

第6章 ガスメタルアーク溶接の動特性	71
6.1 諸言	71
6.2 対象とする系の設定とモデル化	71
6.2.1 計算条件	71
6.2.2 支配方程式	72
6.2.3 数値計算手法	73
6.3 ガスメタルアーク溶接の動特性	74
6.3.1 大電流域におけるガスメタルアーク溶接	74
6.3.2 小電流域におけるガスメタルアーク溶接	77
6.4 溶接条件を変更した場合におけるガスメタルアーク溶接の動特性	82
6.4.1 設定電圧を変更した場合	82
6.4.2 ワイヤ送給速度を変更した場合	87
6.4.3 妥当性の検証	91
6.5 考察	92
6.6 結言	94
第7章 総括	95
謝辞	99
参考文献	101
本論文に関する著者の発表論文	107

第1章 緒論

1.1 ガスマタルアーク溶接に関する研究の現状と課題

ガスマタルアーク(Gas Metal Arc = GMA)溶接プロセスは、消耗電極式のアーク放電を利用した溶接プロセスであり、高々 1 cm^3 の空間に固体、液体、気体、プラズマの四つの状態が混相し、相互に干渉し合っている。温度は1万度を超える高温のプラズマから2千度近い溶鋼、そして室温と極めて広範な範囲を呈している¹⁾。ここで、このGMA溶接中に起きている現象に目を向けてみる。Fig. 1.1にGMA溶接の力学的バランスおよびエネルギーバランスの模式図を示す。高速のプラズマ気流が発生していること、ワイヤ、アークプラズマ、溶融池においてジュール発熱が起きていること、ワイヤ-アークプラズマ間で電子電流による加熱、熱伝導等のエネルギーのやり取りが起きていることや溶融池-アークプラズマ間で熱伝導やイオンによる再結合加熱等が起きていることがわかる。このように、ワイヤ、アークプラズマ、溶融池が複雑に干渉し合っている。さらに、消耗電極式のGMA溶接では、溶滴移行現象や多量の鉄蒸気の発生といった要因が加わるため、GMA溶接プロセスで生じる現象を正確に理解しようとするのは困難である。そこで、実験による観察・測定²⁻¹³⁾および数値計算シミュレーション¹⁴⁻¹⁸⁾によって現象を理解しようと研究がなされてきた。

実験による観察・測定としては、一般的に、アークプラズマを攪乱せずに測定することが可能な分光分析法が用いられる¹⁹⁾。しかしながら、分光分析法では測定に長時間を必要とするので、溶滴移行現象のような動的な変化を伴う場合の測定は困難であった。そのため、GMA溶接中の動的変化を実験的に測定した報告は少ない。近年の測定機器の発展により、動的変化を伴う測定も可能になってきた^{20, 21)}。S. Zielinska²⁰⁾らは分光分析によって、GMAプラズマの中心近傍の低温領域を確認した。Zielinskaの結果では、アークプラズマの温度は中心から離れた位置において最も高くなり、最高約 $13,000\text{ K}$ となる。これに対し、アークプラズマの中心近傍では約 $7,000\text{ K}$ まで温度が低下している。ただし、この結果は撮影している間のスペクトル強度の平均であるため、動的な変化を議論できない。同時にアークプラズマの中心近傍において金属蒸気の確認するものの、定量的な濃度の測定には至っていない。また、M.E. Rouffet²¹⁾らは Boltzmann plot 法によりアークプラズマの中心近傍における温度は約 $8,000\text{ K}$ となり、その外縁部では約 $13,000\text{ K}$ となること

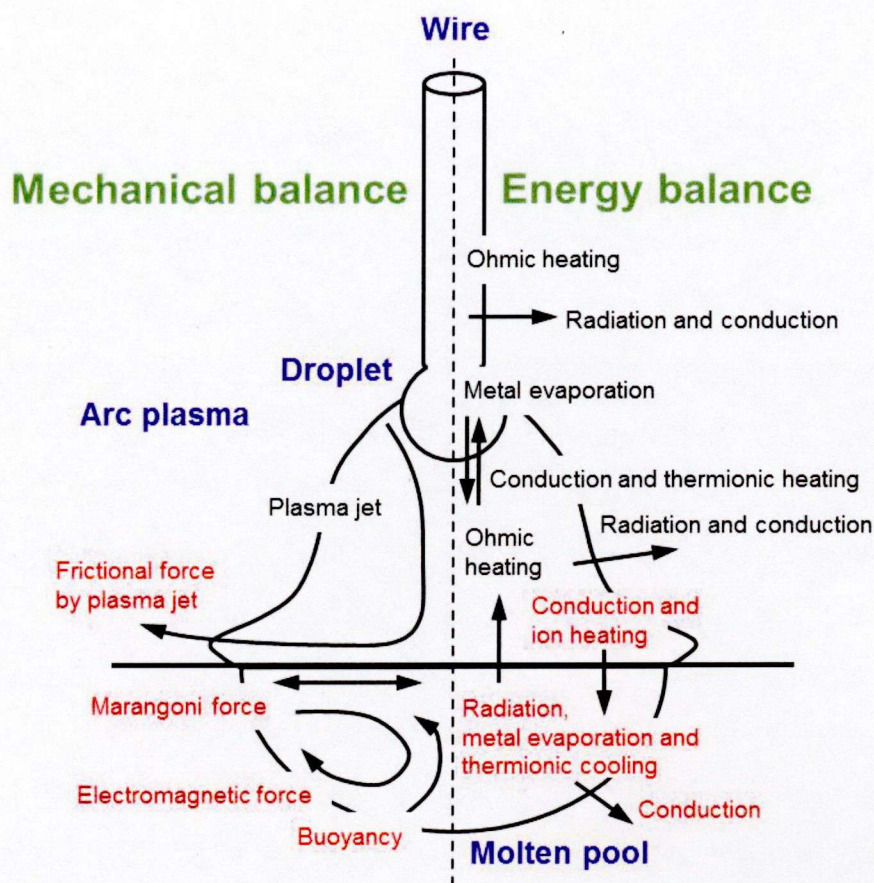


Fig. 1.1 Schematic illustration of mechanical balance and energy balance in GMA welding process.

を示し、アークプラズマの中心近傍において温度が低下しているという推測をより確実なものとした。さらに、同時に鉄蒸気の定量的な濃度測定を行い、アークプラズマの中心近傍において鉄蒸気濃度が約 70%になることを示した。ただし、この実験は直流パルスの溶接電流と測定機器を同期することによって、アークプラズマ中に溶滴が存在しないタイミングでの測定を行っている。このため、溶滴移行を伴う動的な現象を捕らえてはいない。また、これらの実験におけるアークプラズマの温度分布や鉄蒸気濃度分布の測定結果は、アーク柱の特定の高さにおける半径方向の分布であり、未だにアークプラズマの全体像を捕らえられてはいない。GMA 溶接は溶滴移行現象を伴うため、アークプラズマの全体像を捕らえ、さらに動的に測定する必要がある。

一方で、近年、コンピュータシミュレーション技術も目覚ましく進歩しており、アーク溶接プロセスの数値計算シミュレーションによる解析も進められてきた。アーク溶接プロセスのモデル化を行う際、アークプラズマ中には中性粒子(原子, 分子), 電子およびイオ

ンが存在するため、それぞれを別の連続体として考えて、それぞれについて流体力学保存式を解かなければならない。しかし、構成粒子の衝突が十分に頻繁で各粒子間のエネルギー交換も十分に行われ、それぞれの粒子に同じ温度を仮定できる場合、すなわち、プラズマに局所熱平衡(Local Thermionic Equilibrium = LTE)を仮定できる場合は、プラズマ全体を一つの流体として扱うことが可能となる。これは、流体に導電性があることを考慮する取扱い方で、電磁流体力学(Magneto Hydro Dynamics = MHD)近似と呼ばれている²²⁾。一般的なアーク放電で形成される大気圧プラズマは、5,000~50,000 K、 $10^{22}\sim 10^{24}\text{ m}^{-3}$ にわたる高温高密度であるため、LTEが満足されると考えられており、多くの場合MHD近似が適用されている。

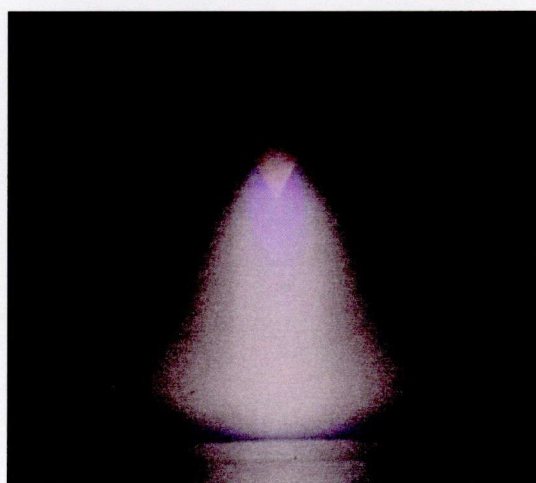
このような仮定を用いたモデルの多くは簡易的にアークプラズマ^{23,24)}や溶融池²⁵⁻³⁰⁾のみを個別に扱ったものであるが、これらとは別のアプローチとして、アークプラズマや電極さらには溶融池を一体化して扱うことにより、系全体のエネルギーや運動量のバランスを正確に検討しようとする試みもなされている。P. Zhuらは初めて陰極、アークプラズマ、水冷銅陽極を一体化したガスタングステンアーク(Gas Tungsten Arc = GTA)の数値解析モデルを報告している³¹⁾。このモデルでは、アークプラズマモデルと電極近傍のシース領域を扱う次元のエネルギー保存則や電子連続の式等を連成して解くため、計算負荷が非常に高いという問題があった。その後、J.J. Lowkeらにより、シース領域内における電子連続の式の衝突電離項の無視やエネルギー保存則の省略といった計算モデルの簡略化を行っても計算精度を維持できることが示され、計算負荷はおよそ1/100に低下し、その問題点も解消された³²⁾。さらに、田中らはこの一体化モデルを基に、シース領域内の計算を省略して簡略化を進める一方、溶融池内の対流を考慮したモデルに発展させ、ステンレス鋼を対象としたGTA溶接の数値計算シミュレーションに適用している³³⁾。これにより各領域のエネルギーおよび運動量のバランスと溶融池形成の関係が見えるようになった。最近では、J.J. LowkeらによってLTE - diffusion approximationモデルを用いたGTAに関する数値解析が報告されている³⁴⁾。このモデルではLTEを仮定し、電極に隣接したメッシュのサイズを、電子拡散係数と電子ドリフト速度の比により決まる電極近傍の電子拡散距離と一致するように選択することで、同領域においてアークプラズマの温度低下により電気伝導率がほぼゼロになる問題点を克服している。また、西山らはより詳細に溶融池を検討し、固液共存層についても扱っている³⁵⁾。

このように GTA 溶接の数値解析モデルは発展してきており、その一方でより複雑な GMA 溶接のモデル化も積極的に進められている³⁶⁻³⁸⁾。そのモデルの中には、溶滴移行現象を伴う複雑なモデル³⁶⁾や鉄蒸気の影響によるアーク中心のプラズマ温度低下を示しているモデル^{37, 38)}もある。これらのモデルによって、GMA 溶接の複雑な現象が定量的に解明されつつある。しかしながら、これらのモデルではワイヤ溶融速度、鉄蒸気の蒸発速度および溶滴温度といったパラメータを繰返し計算上で求めるのではなく、入力パラメータとして取扱うためモデル化を行う際の仮定が多くなるといった問題がある。さらに、これらのモデルでは溶接にとって最も重要なアーク現象と母材への入熱の関わりについての議論がなされていない。

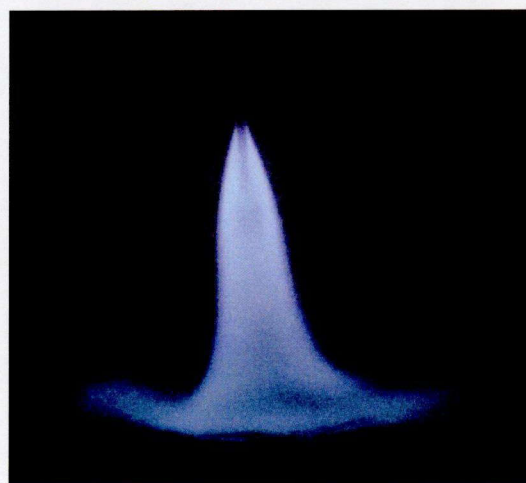
1.2 ガスメタルアーク溶接の特徴

1.2.1 電極の溶融に伴う鉄蒸気の発生

「固体のタンゲステンと溶融池が形成された軟鋼板の間に発生するアルゴン GTA プラズマ」の外観と「溶滴が形成された溶接ワイヤと溶融池が形成された軟鋼板の間に発生するアルゴン GMA プラズマ」の外観を Fig. 1.2 に示す。前者では軟鋼板からのみ鉄蒸気が発生しているが、後者では軟鋼板だけではなくワイヤからも鉄蒸気が発生している。このため GMA プラズマの中心近傍では青白く発光する鉄蒸気存在域が形成されている。鉄原子等の金属原子は一般的にアルゴンやヘリウム等溶接で使用されるガス分子に比べ原子内に多くの電子を有していることから多くの励起状態が存在するため、無数のスペクトルを放



(i) Ar GTA with mild steel



(ii) Ar GMA with mild steel

Fig. 1.2 Effect of iron vapor from molten electrodes on argon arc plasma.

射するとともに最外殻電子群が容易に電離する。これらの特徴はプラズマの放射強度と電気伝導率の上昇に大きく貢献する。

金属蒸気混入時におけるアークプラズマ特性の変化に関しては、分光分析によって検討がなされている。銅蒸気混入時のアルゴン GTA^{39,40)}および窒素 GTA⁴¹⁾が検討され、金属蒸気混入に伴い電気伝導率が増加し、純アルゴンおよび純窒素の場合と比較して、陽極近傍で 2,000 K 程度の温度低下が生じる結果が得られた。近年では、SUS304 ステンレス鋼を陽極とした場合の金属蒸気混入時のヘリウム GTA の特性についても実験が行われ、熔融池となる陽極近傍では金属蒸気混入率は 5 %を上回り、特にアーク外縁部で最大 6,000 K 程度の温度低下が生じることが実験的に明らかに示されている⁸⁻¹¹⁾。しかしながら、200 A の大電流条件では、高速のプラズマ気流の影響により、金属蒸気は陽極近傍から吐き出されるため、金属蒸気の混入は温度分布に強い影響を与えないという報告もある³⁾。

一方、数値計算シミュレーションによる金属蒸気混入時のアークプラズマ特性の変化に関する検討も試みられている。アルゴン GTA については、銅蒸気⁴²⁾および鉄蒸気⁴³⁾混入時の温度分布の解析が行われ、陽極近傍での温度低下は 2,000 K 程度になると報告されている。田代ら⁴⁴⁾は純ヘリウムアークとヘリウムに 30 %の鉄原子が均一に混入すると仮定した場合のアークの数値計算シミュレーションによる仮想実験を実施し、鉄蒸気が混入することにより放射損失が大幅に増加し、アークが著しく緊縮する可能性を示した。また、この時の熱効率は約 80 %から約 35 %に大幅に低下したことが報告されている。これらの成果は、金属蒸気の存在がアーク溶接プロセスにおける熱源特性を変化させ、ひいては熔融池の大きさ、形状を変化させることを十分に示唆している。しかしながら、これらは材料側を固体電極として仮定したものであり、実際の溶接とは大きく異なっている。さらに、GMA 溶接ではワイヤも鉄蒸気の発生源となるため、アークプラズマ中へ混入する鉄蒸気量が多いことが容易に推測できる。GMA 溶接プロセスをより正確に理解するためには「ワイヤ - アークプラズマ - 熔融池」が複雑に相互干渉する中で鉄蒸気混入による影響を考慮することが重要である。

1.2.2 ガスメタルアーク溶接に用いられる電源の外部特性

アーク溶接中の現象は溶接電流に大きく依存しており、アークの電流 - 電圧特性と電源の外部特性との交点のアーク放電の動作点となることで、アーク溶接中の溶接電流が決ま

る⁴⁵⁾。アーク溶接に用いられる電源は主に定電流特性の電源と定電圧特性の電源の二種類が挙げられる。非消耗電極式のGTA溶接等では定電流特性の電源が一般的に用いられる。定電流特性の電源をアーク溶接に用いた場合、アーク長が変動する場合においても、溶接電流がほとんど変化しないので、母材への入熱に与える影響が小さく、母材への入熱の制御が容易となる。一方、消耗電極式のGMA溶接等では定電圧特性の電源が一般的に用いられる。定電圧特性の電源をアーク溶接に用いた場合、アーク長の変動に伴い、溶接電流は変化するが、アーク電圧はほとんど変化しない。GMA溶接中には、溶滴移行現象や種々の外乱に付随しアーク長が変動するが、溶接電流の変化に伴うワイヤ溶融速度の変化を利用することで、電源のアーク長自己制御作用^{45, 46)}が得られ、アーク長の制御が容易になる。この電源のアーク長自己制御作用を利用することで、定電圧特性の電源を用いたGMA溶接では、ワイヤ送給速度を一定とすることが可能となる。しかしながら、溶接電流の変動はアークプラズマの状態の大きな変化を導き、ひいては、GMA溶接としての熱源特性が変化し、母材への入熱が大きく変動するものと言える。

1.3 本研究の目的と方針

GMA 溶接は多量の鉄蒸気が混入する等、現象が非常に複雑である。そのため、近年になってアーク中心近傍における温度が低下していることが明らかになる^{20, 21, 37, 38)}等、未だに十分な理解がなされているとは言い難い。そのため、技能者の経験に大きく依存している。GMA 溶接の高精度な制御や高度な溶接品質のためには、GMA 溶接現象を科学的に捉え、定量的に理解しなければならない。現象を科学的に捉えることや現象の定量的理解には、数値計算シミュレーションによる解析が非常に有効な手段となる。また、1.2.1 項で説明したように、GMA 溶接では多量の鉄蒸気がアークプラズマ中へ混入するため、鉄蒸気がアークプラズマに与える影響は無視できない。そこで、本研究では、数値計算シミュレーションによって鉄蒸気が GMA プラズマや熱源特性に与える影響を明らかにすることを目的としている。

上記の目的を遂行するために、GMA 溶接のモデル化を進めていくが、GMA 溶接プロセスは多量の鉄蒸気の混入や電極 - アークプラズマ間の相互作用といった複雑な現象のためモデル化が困難である。鉄蒸気の発生量は金属の表面温度に依存している。また、GMA 溶接ではワイヤ、アークプラズマ、溶融池が互いに複雑に干渉し合っている。これらの理

由から、GMA 溶接をモデル化する場合、ワイヤ、アークプラズマ、溶融池を個別に取扱うのではなく、一体化した系として捉えることが重要となってくる。

本研究では GMA 溶接のモデル化を進めていく上での第一歩として、GMA 溶接を定常問題として取扱い、数値計算シミュレーションを行うことで、鉄蒸気がアークプラズマに与える影響について検討していく。この定常モデルは、ワイヤ溶融速度、鉄蒸気の蒸発速度および溶滴温度といったパラメータを繰り返し計算上で求めることで、実際の溶接を行う際と同様な数の入力パラメータのみで数値計算シミュレーションを行える。また、投入電力を正確に求めるために、陰極降下電圧を考慮することでアーク電圧を精度良く求めていく。

次に、高速度ビデオカメラを用いた分光分析法によって、溶滴移行現象を伴う GMA 溶接の全体像を捕らえることで、動的な温度分布および鉄蒸気濃度分布といった GMA プラズマの状態を明らかにしていく。この温度分布等の結果と数値計算シミュレーションによって得られた結果との比較を行い、数値計算シミュレーションの整合性を検討する。

そして、数値計算シミュレーションによって、GMA 溶接中の母材への入熱、入熱密度分布および熱効率を求めることで、溶接として最も重要となる熱源特性を明らかにする。

最後に、GMA 溶接を非定常問題として取扱うために定常モデルから非定常モデルへと変更していく。非定常モデルではワイヤ送給速度とワイヤ溶融速度のバランスからワイヤ突出し長およびアーク長が変動するモデルとした。さらに、定電圧特性の電源を用いた GMA 溶接を想定することで、アーク長変動に伴う溶接電流や母材への入熱等の時間変化を明らかにしていく。この非定常モデルを用いて、短絡移行を伴う場合や GMA 溶接中に溶接条件を変更した場合における動特性を明らかにしていく。

1.4 構成

Fig. 1.3 に本研究の流れを図示する。

第 1 章は緒論であり、本研究の背景と目的、そして研究の方針を述べている。

第 2 章では、本研究の数値計算シミュレーションにおいて基本となる、定常状態における鉄蒸気の影響を考慮した GMA 溶接の「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」一体化モデルを構築していく。GMA 溶接プロセスのモデル化の際に用いた仮定やモデル化の基礎となる支配方程式、境界条件、計算手法について説明する。また、ワイヤ溶融速度の算出方法、溶接速度や陰極降下電圧の取扱いについても説明する。

第3章では、第2章で提示した数値解析モデルを用いて、GMA溶接中のアークプラズマに与える鉄蒸気の影響について検討を行う。

第4章では、GMA溶接のプラズマ診断を行う際に用いた、実験装置、測定方法について説明する。そして、プラズマ診断を行い、溶滴移行形態による温度分布および鉄蒸気濃度分布を比較・検討する。また、第3章で行った数値計算シミュレーションとの比較を行うことで、数値計算シミュレーションの整合性を確認する。

第5章では、第2章で提示した数値解析モデルを用いて、GMA溶接の熱源特性について検討を行う。

第6章では、第2章で提示した数値解析モデルを非定常状態の数値計算シミュレーションが行えるように変更していく。この非定常モデルを用いて短絡移行を伴う場合やGMA溶接中に溶接条件を変化させた場合の動特性を明らかにした。

第7章は総括であり、本研究で得られた結果について総括している。

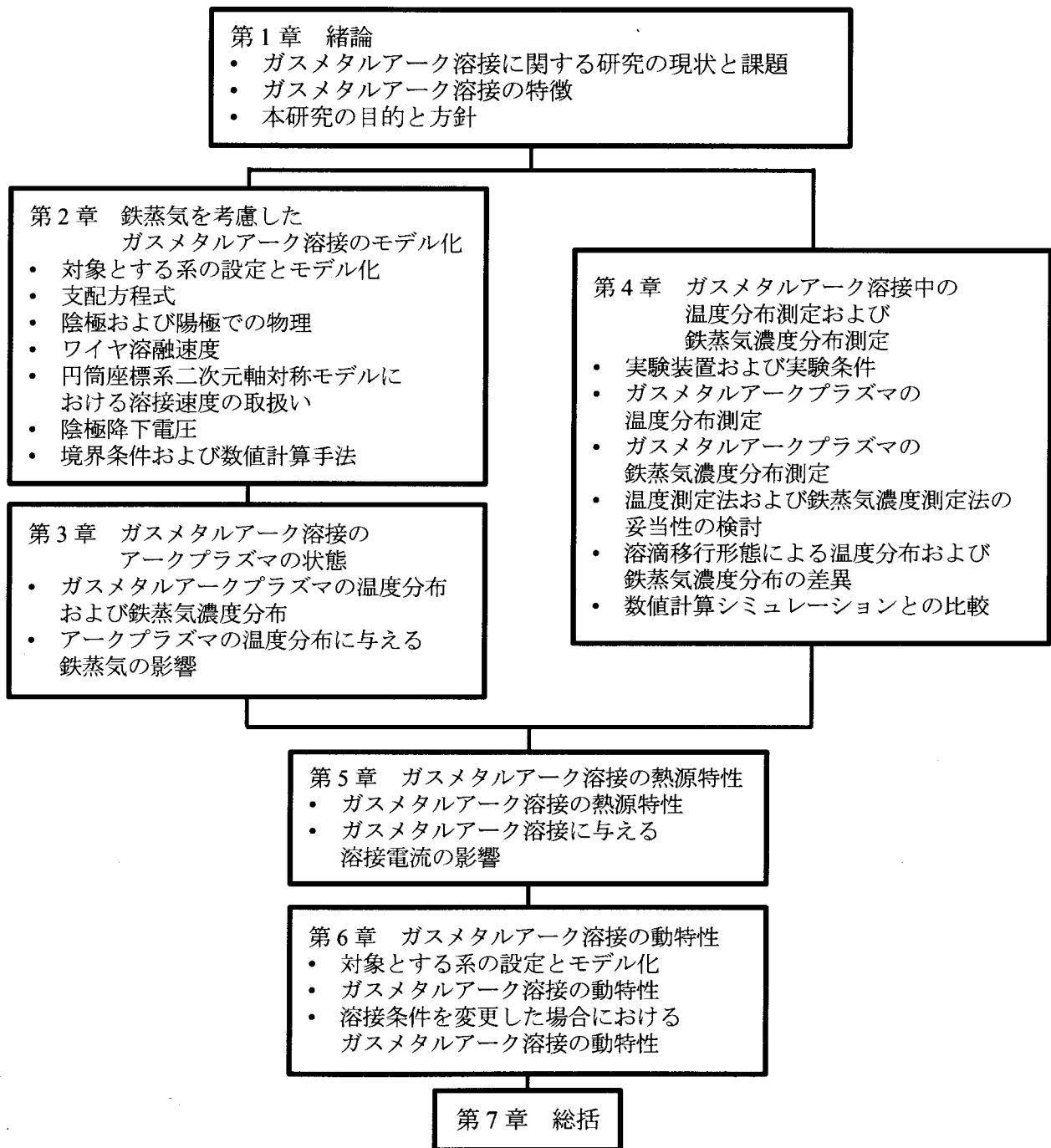


Fig. 1.3 Flowchart of this study.

第2章 鉄蒸気を考慮したガスメタルアーク溶接のモデル化

2.1 緒言

本研究では数値計算シミュレーションによって、GMA 溶接現象を定量的に解析し、その理解を深めていく。特に、鉄蒸気の混入が GMA プラズマに与える影響について検討していく。鉄蒸気を考慮した GMA 溶接のモデル化を行っていく上で、鉄蒸気の発生量は金属の表面温度に依存するため、表面温度を求める必要がある。また、第1章で説明したように、GMA 溶接では「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」が複雑に干渉し合っている。これらの理由から、鉄蒸気が GMA プラズマに与える影響や「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」間の相互作用を科学的に理解するには、ワイヤ、アークプラズマ、溶融池を個別に取扱うのではなく、一つの系として取扱うことが望ましい。

また本研究では、数値計算シミュレーションによって、溶接にとって最も重要となる母材への入熱についての議論を行っていく。そのため、投入電力を正確に求めなければならない。そこで、本モデルでは陰極降下電圧を考慮することでより正確なアーク電圧を求めていく。本モデルでは、ワイヤ溶融速度、鉄蒸気の蒸発速度および溶滴温度といったパラメータを繰返し計算上で求めることで、モデル化の際の仮定を減らし、実際の溶接を行う際と同様な数の入力パラメータのみで数値計算シミュレーションを行えるものとした。

本章では、GMA 溶接のモデル化を進めていく上で基本となる、定常状態における鉄蒸気挙動を考慮した「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」一体化モデルについて説明する。GMA 溶接プロセスのモデル化の際に用いた仮定やモデル化の基礎となる支配方程式、境界条件、物性データ、計算手法についても説明する。さらに、本モデルにおける陰極降下電圧の取扱いについて説明する。

2.2 対象とする系の設定とモデル化

本研究では、まず、定常状態における GMA 溶接を対象としたモデルを構築する。本モデルの計算領域を Fig. 2.1 に示す。この計算領域には、溶接ワイヤ、アークプラズマ、母材のそれぞれの領域があり、円筒座標系二次元軸対称を仮定している。ワイヤの直径は 1.2 mm で先端角を 90°とし、ワイヤ突出し長は 20.0 mm、アーク長は 5.0 mm とした。したがって、コンタクトチップ - 母材間距離は 25.0 mm となる。また、母材については板厚 10.0 mm、

直径 50.0 mm の軟鋼とした。シールドガスはアルゴンとし、ガス流量は 20.0 ℓ/min で計算領域上端(ノズル直径 12.2 mm)から供給している⁴⁷⁾。また、溶接電流はワイヤから母材へと流れる逆極性とした。なお、母材の最下面全体を接地(アース)とした。

本モデルでは、簡単のために溶滴移行現象に伴う物質の輸送は考慮していない。ただし、溶滴移行現象に伴う熱輸送を考慮しており、母材への入熱としてはこれも含まれている。

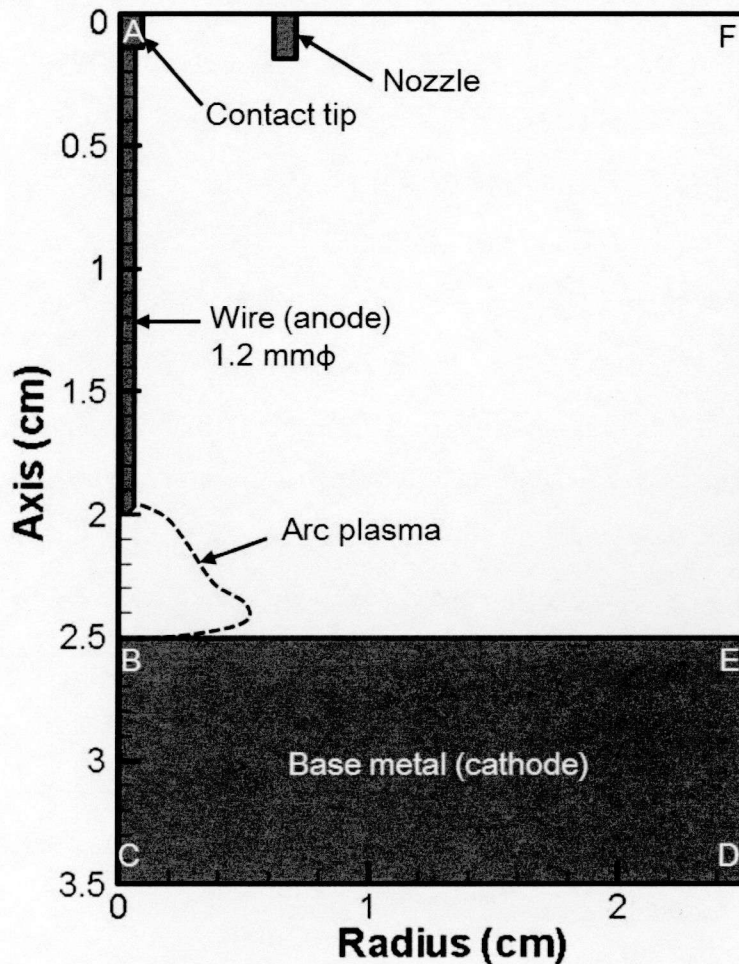


Fig. 2.1 Schematic illustration of simulation domain.

2.3 支配方程式

以下に、本モデルで使用した支配方程式を示す。

質量保存式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = S \quad (2.1)$$

半径方向運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_r) = \\ - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - 2\eta \frac{v_r}{r^2} \end{aligned} \quad (2.2)$$

軸方向運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = \\ - \frac{\partial p}{\partial z} - j_r B_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \rho g \end{aligned} \quad (2.3)$$

エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + j_r E_r + j_z E_z - U \end{aligned} \quad (2.4)$$

電流保存式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial}{\partial z} (j_z) = 0 \quad (2.5)$$

$$j_r = -\sigma E_r, j_z = -\sigma E_z \quad (2.6)$$

ここで、 h はエンタルピー、 p は圧力、 v_r 、 v_z はそれぞれ半径方向と軸方向の速度、 j_r 、 j_z はそれぞれ半径方向と軸方向の電流密度、 B_θ は角度方向の磁場の強さ、 g は重力加速度、 c_p は比熱、 κ は熱伝導率、 ρ は密度、 η は粘性係数、 U は放射損失、 σ は電気伝導率である。 E_r 、 E_z はそれぞれ半径方向と軸方向の電界で、電位 V を用いて以下の式で定義される。

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r}, E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (2.7)$$

一方、自己電流によって誘起される磁場はマクスウェルの方程式、

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu_0 j_z \quad (2.8)$$

によって定義される。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。

(2.1)式の S は以下に示す Langmuir の式⁴⁸⁾によって定義される。

$$S = p_{Fe} \sqrt{\frac{M_{Fe}}{2\pi RT}} \quad (2.9)$$

ここで、 S は鉄の蒸発速度、 p_{Fe} は鉄の蒸気圧、 M_{Fe} は鉄の分子量、 R は気体定数、 T はワイヤおよび母材の表面温度である。鉄の蒸気圧 p_{Fe} は表面温度に依存する関数であるため、 S は Fig. 2.2 に示すように表面温度に依存する関数となる。

鉄蒸気の挙動に関しては以下の保存式¹⁶⁾を用いる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r C) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z C) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial C}{\partial z} \right) + S \quad (2.10)$$

ここで、 C は鉄蒸気の質量分率、 S は(2.9)式で定義される鉄蒸気の蒸発速度である。また、 D は拡散係数であり、次式で表される粘性保存式を使用した。

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{Fe} + 1/M_{Ar})^{1/2}}{\left[\left(\rho_{Fe}^2 / \beta_{Fe}^2 \eta_{Fe}^2 M_{Fe} \right)^{1/4} + \left(\rho_{Ar}^2 / \beta_{Ar}^2 \eta_{Ar}^2 M_{Ar} \right)^{1/4} \right]^2} \quad (2.11)$$

ここで、 M_{Fe} 、 M_{Ar} はそれぞれ鉄蒸気およびアルゴンの分子量である。また ρ_{Fe} 、 ρ_{Ar} お

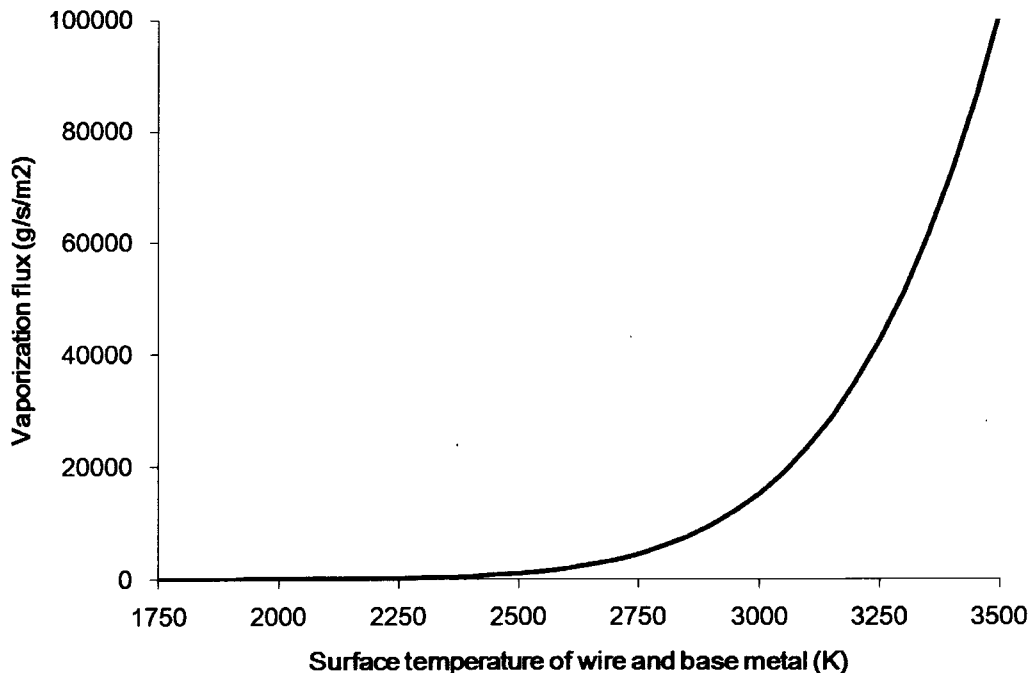


Fig. 2.2 Dependence of vaporization flux on temperature of iron.

よび η_{Fe} , η_{Ar} も同様に鉄蒸気およびアルゴンの密度および粘性をそれぞれ表している。なお, β_{Fe} , β_{Ar} は $\beta_i = (D_{ii}\rho_i)/\eta_i$ で定義される無次元化された定数で, 拡散係数 D_{ii} の添え字 i は鉄蒸気もしくはアルゴンであり, 添え字 t は他方の元素を示している。 β_{Fe} , β_{Ar} は理論上ではアルゴン, ヘリウム, 水素, 窒素, 酸素, 炭酸ガス等様々なガスに対して 1.2 ~ 1.543 の範囲の数値となるが, 多くの実験データに基づく平均値として $\beta_{Fe} = \beta_{Ar} = 1.385$ を仮定した⁴⁹⁾。この近似式は室温から三万度の高温に至るまで比較的精度が高く⁵⁰⁾, 溶接アークのモデルには適していると考えられる。

2.4 陰極および陽極での物理

陰極とアークプラズマ, アークプラズマと陽極, それぞれでのエネルギーの授受においては, それぞれで生じている現象を考慮する必要がある。そこで,

$$\text{陰極: } F_K = -\varepsilon\alpha T^4 - |j_e|\phi_K + |j_i|V_i + \rho V_M h_p + U_a \quad (2.12)$$

$$\text{陽極: } F_A = -\varepsilon\alpha T^4 + |j|\phi_A \quad (2.13)$$

のエネルギーバランスをそれぞれ付け加える。ここで, F_K , F_A はそれぞれ陰極表面および陽極表面におけるエネルギーバランス, ε は放射率, α はステファン・ボルツマン定数, ϕ_K , ϕ_A はそれぞれ陰極および陽極の仕事関数, V_i はプラズマガスの電離電圧, $\rho V_M h_p$ は溶滴としての入熱(詳細については 2.5 節に記述), U_a はアークプラズマからの放射による入熱である。プラズマガスの電離電圧 V_i は, 母材直上の鉄蒸気濃度に応じてアルゴンの電離電圧 15.68 V および鉄蒸気の電離電圧 7.90 V を線形近似することで V_i を決定した。アークプラズマからの放射による入熱 U_a は, アークプラズマから発生する全放射エネルギーのうち 12% が母材に吸収されるものとし, この吸収されるエネルギーを U_a とした⁵¹⁾。陰極表面の場合, (2.4)式のエネルギー保存の各項以外に陰極表面からの放射損失, 電子放出による冷却, 到達したイオンの再結合加熱, 溶滴としての入熱の四つがバランスしていることが仮定されている。一方, 陽極表面の場合も, (2.4)式のエネルギー保存の各項以外に陽極表面からの放射損失と陽極金属の仕事関数に相当する電子のポテンシャルエネルギーの二つがバランスしていることが仮定される。なお, 陰極においてのみ電子電流とイオン電流が別々に考慮されるが, これは次式のリチャードソン・ダッシュマンの熱電子放出電流密度式に基づいて定義される^{46, 52)}。

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_K}{k_B T}\right) \quad (2.14)$$

ここで、 k_B はボルツマン定数、 A は陰極材料に依存するリチャードソン定数である。イオン電流 j_i は $j_i = j - j_e$ とし、また、 $|j| = |j_e| + |j_i|$ とする。

2.5 ワイヤ溶融速度

ワイヤ溶融速度 V_M は以下に示す Halmoy の式で求められる^{53,54)}。

$$V_M = \frac{1}{\rho h_p} (H_A + \gamma_0 L \cdot j^2) \quad (2.15)$$

ここで、 ρ はワイヤの密度、 h_p はワイヤ先端のエンタルピー、 H_A はアークプラズマからワイヤへの熱輸送、 γ_0 はワイヤの抵抗率、 L はワイヤ突出し長、 j は電流密度である。(2.15)式で示すように、ワイヤ溶融速度 V_M はアークプラズマからの熱輸送およびワイヤでのジュール発熱によって決まる。ワイヤ先端のエンタルピー h_p は、ワイヤにおいて融点を越えた領域の平均エンタルピーとした。アークプラズマからワイヤへの熱輸送 H_A は(2.4)式および(2.13)式で示したアークプラズマからワイヤへの熱伝導と電子流入による加熱の和である。

そして、 $\rho V_M h_p$ を溶滴としての入熱として、母材における中心から半径方向 4.0 mm 以内の領域に均一に加える。これは、高速で移行する溶滴が固体表面や液体表面に衝突した際に、ごく短時間で四方に拡がることを仮想したものである⁵⁵⁾。拡がり半径はワイヤ半径の 6~7 倍を想定した⁵⁵⁾。

2.6 円筒座標系二次元軸対称モデルにおける溶接速度の取扱い

本研究では円筒座標系二次元軸対称のモデルとして取扱っているので、直接的に溶接速度をモデルに組込むことは困難である。そこで、単位時間に進む距離の間だけ、母材の二次元温度分布が等しく形成されるものとして、その温度場形成のために必要となるエネルギーを熱消費として(2.4)式から差し引くことによって、溶接速度をパラメータとして取り入れることを可能とした⁵⁶⁾。溶接速度は 30 cm/min とした。

2.7 陰極降下電圧

GMA 溶接における母材への入熱を理解するためには、アーク電圧をより正確に求める必要がある。そこで、本モデルでは、陰極降下電圧を考慮している。本モデルでは、陰極降下電圧をイオンや電子の数密度差によって生じる空間電荷から求めるのではなく、エネルギーバランスの観点から求めている。Fig. 2.3 に示すようにプラズマの陰極降下領域を「シース」および「境界層」に分ける。「シース」は電子の平均自由行程程度の厚さであり、いわゆる電気シースを形成しているものと仮定した。シース領域では、陰極表面から放出された電子が衝突せずにシース電圧によって加速されるものとした。このシース領域で生じる電圧は境界領域の電子が有する温度と同じ温度になるためのエネルギーに等価な電圧として仮定した⁵⁷⁾。なお、境界層領域の電子温度は、非平衡性を考慮して、Fig. 2.3 の c 点と b 点が等しいものと仮定した⁵⁸⁾。「境界層」は数十～数百 μm 程度の厚さであり、電子、イオン、中性粒子などの衝突は生じているものの、電子とイオンの数密度差から空間電荷が発生し、プラズマから陰極表面に向けて徐々に電界強度が増加する領域として仮定した。この境界層領域で生じる電圧は、電子電流の不足分を補うイオン電流を維持するために必要な電圧として仮定し、(2.15)式から導かれるイオン電流 j_i に基づいて求めた。以上

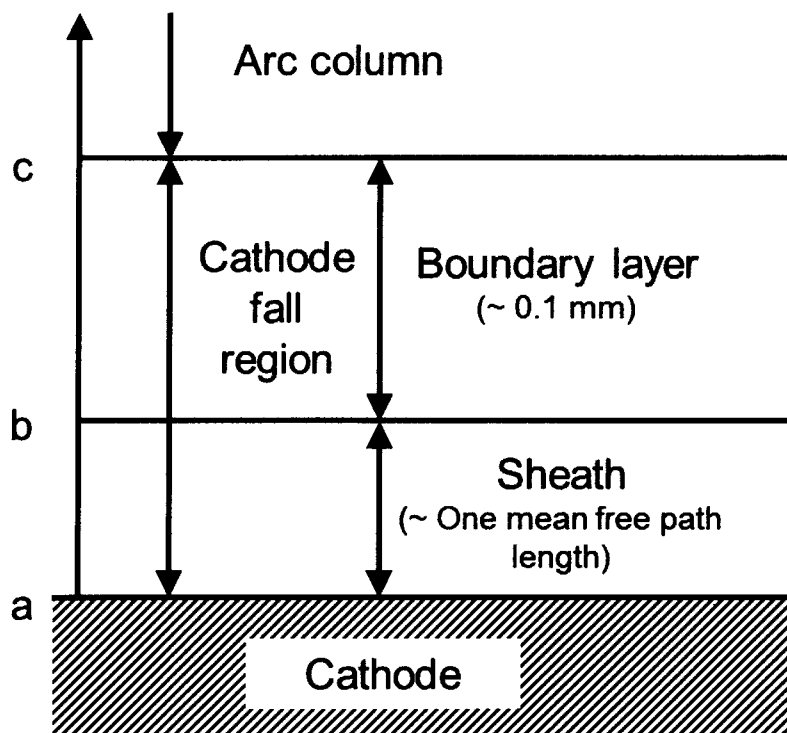


Fig. 2.3 Schematic illustration of sheath region.

のシース電圧と境界層電圧の和を陰極降下電圧として計算し、アーク電圧に加えた。

2.8 境界条件および数値計算手法

2.8.1 境界条件

本研究のような数値計算シミュレーションにおいて、境界条件は非常に重要な役割を持つものである。境界条件として、Fig. 2.1 の計算領域外側(AF, FD, DC)は室温(300 K)とし、 $C=0$ とする。圧力は、ワイヤ、母材を除く計算領域外側(AF, FD)では大気圧で一定とする。また、計算領域下端(DC)において電位はゼロとする。中心軸(AC)では軸対称を仮定しているため $\partial T/\partial r=0$ 、 $\partial V/\partial r=0$ 、 $v_r=0$ 、 $\partial v_z/\partial r=0$ および $\partial C/\partial r=0$ である。

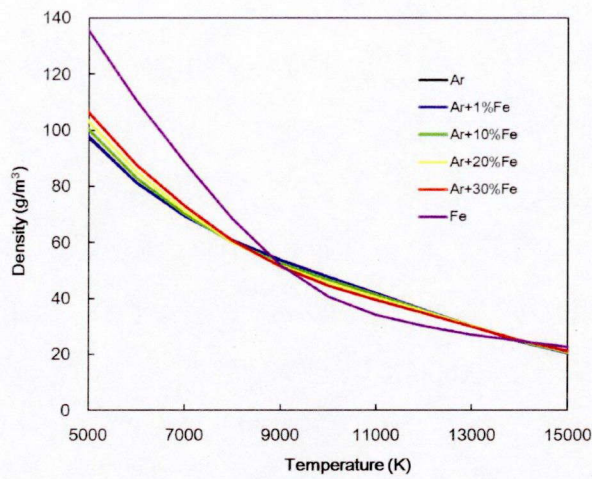
母材では流れの速度はゼロ($v_r=v_z=0$)とする。ただし、母材において融点(1750 K)以上の領域では流れが生じるものとする。一方ワイヤでは、ワイヤ送給速度を軸方向の速度として与えることで、ワイヤ送給による温度分布の変化を考慮している。また、ワイヤや母材内では鉄蒸気の濃度はゼロ($C=0$)とする。

2.8.2 物性データ

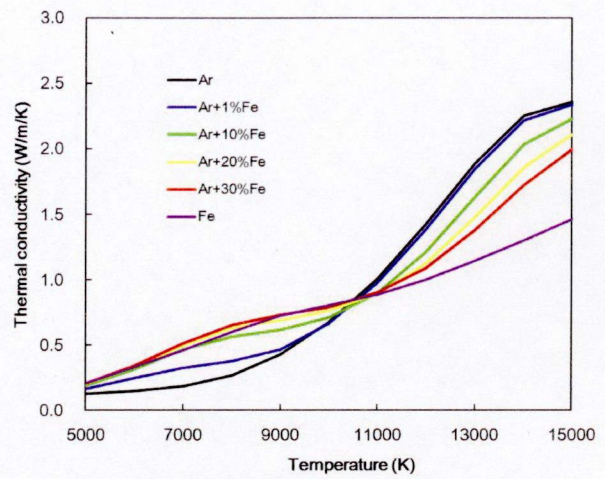
本研究で用いたワイヤおよび母材の物性値を Table 2.1 に示す。これらの物性値は温度に依存して変化する。また、不活性ガス雰囲気において、逆極性でアーク溶接を行う場合、陰極点が陰極表面上を激しく動き回る。陰極点から電子が放出される際、陰極表面の酸化物が局部的に破壊・除去される。これをクリーニング作用と呼ぶ⁴⁶⁾。表面が酸化している鉄を陰極として用いた場合、陰極表面には酸化鉄とクリーニングされた鉄が混在することが想定される。しかしながら、鉄の仕事関数 4.60 eV と比較し、酸化鉄の仕事関数 3.85 eV は低い値となっているため、酸化鉄から優先的に電子が放出される⁵⁹⁾。そこで、本モデルでは、アーク放電中に陰極から放出される電子は、すべて仕事関数の低い酸化鉄から放出

Table 2.1 Properties of welding wire and base metal.

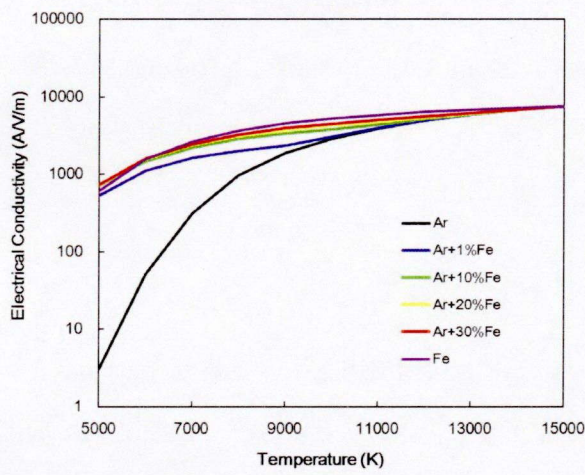
Density (g/m ³)	7.85×10 ⁶
Thermal conductivity (W/m/K)	30 ~ 73
Electrical conductivity (A/V/m)	8.00×10 ⁵ ~ 1.00×10 ⁷
Specific heat (J/g/K)	0.44 ~ 1.04



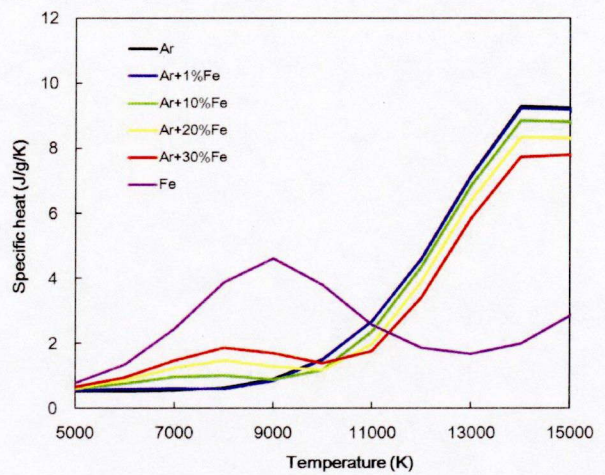
(a) Density



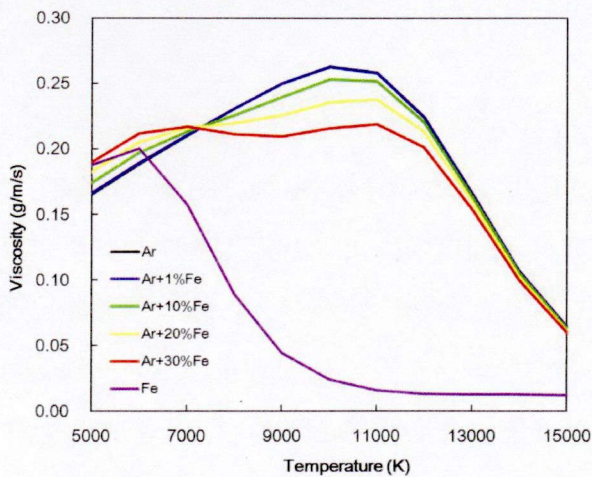
(b) Thermal conductivity



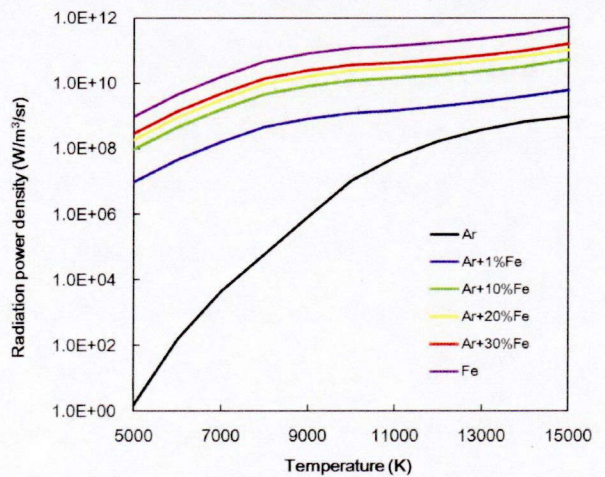
(c) Electrical conductivity



(d) Specific heat



(e) Viscosity



(f) Radiation power density

Fig. 2.4 Dependence of properties of argon gas on temperature for each mixing rate.

されるものとして取扱い、陰極の仕事関数を酸化鉄の 3.85 eV とした。

シールドガスの物性値を Fig. 2.4 に示す^{14, 60, 61)}。電気伝導率および放射強度の縦軸は対数表示となっている。アルゴンガス中に鉄蒸気が混入することで、それぞれの物性値が影響を受ける。特に、電気伝導率および放射強度が受ける影響は大きい。電気伝導率の変化を見ると、10,000 K 以下の範囲において鉄蒸気が混入した場合、電気伝導率の値が大きく上昇していることがわかる。この変化は、鉄蒸気の混入率にはあまり影響を受けず、少量でも鉄蒸気が混入すると電気伝導率は上昇している。10,000 K 以上の範囲では、鉄蒸気の混入率に関わらず、電気伝導率の変化はほとんどない。一方、放射強度は、純アルゴンの場合は小さな値でしかないが、鉄蒸気が混入していくにつれ大きな値を示すようになる。これらのように、アークプラズマの物性値を温度だけでなく鉄蒸気の濃度にも依存しており、鉄蒸気の混入率が 0 mol%, 1 mol%, 10 mol%, 20 mol%, 30 mol%, 100 mol% の場合の物性値を基に、アークプラズマに局所熱平衡(LTE)状態を仮定し、Chapman-Enskog 近似を適用することで、任意の混入率におけるプラズマの物性値を算出した¹⁴⁾。

2.8.3 数値計算手法

本モデルを用いた計算手法はコントロールボリューム法(SIMPLE 法)であり、これによって繰返し計算を行う⁶²⁾。初期の入力として、ワイヤ形状(半径, 突出し長, 先端角, 先端部の半径), アーク長, 母材形状(半径, 厚さ), 物性値, 溶接電流, ガス流量, 溶接速度を与える。このように、本モデルでは、実際の溶接を行う際と同様の数の入力パラメータのみで数値計算シミュレーションを行える。

まず、(2.5)式より電位が求められた後、(2.6)~(2.8)式により電流密度および磁場が計算される。その後(2.2)および(2.3)式より流速、(2.1)式より圧力が計算されて対流項が確定した後、(2.4)式によりエンタルピー(温度)が計算され、(2.10)式により鉄蒸気濃度が計算される。そして、得られた温度分布を用いて各格子点に新たな物性値が与えられる。この一連の計算を繰返し行い、すべての格子点における電位、エンタルピー、流速、圧力、鉄蒸気濃度と前回のそれぞれの計算結果との変化が 1 % 以下になったところで収束と判断した。計算モデルからの出力として、温度、速度、電位、圧力、鉄蒸気濃度等の二次元分布が得られる。さらに、ワイヤ溶融速度、鉄蒸気の蒸発速度および溶滴温度といったパラメータを繰返し計算上で求めている。

本モデルを用いた数値計算シミュレーションでは、定常状態を仮定して計算を行うため、アーク長を一定としている。これは、繰返し計算の仮定で求められるワイヤ溶融速度に対して常に等しくなるようにワイヤ送給速度を設定していることが暗に仮定されることを意味している。

2.9 結言

本研究では、鉄蒸気挙動を考慮した定常状態における GMA 溶接の「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」一体化モデルを構築した。本章では、モデル化の際に用いた仮定、支配方程式、境界条件、陰極および陽極表面におけるエネルギーバランス、物性データ、計算手法について説明した。

第3章 ガスメタルアーク溶接のアークプラズマの状態

3.1 緒言

GMA溶接中はワイヤおよび溶融池の二つが鉄蒸気の発生源となり、多量の鉄蒸気がアークプラズマ中に混入するため、GMAプラズマが受ける影響は大きいことが容易に推測できる。2.8.2項で示したように、鉄蒸気がアークプラズマ中に混入すると、アークプラズマの物性値が変化する。アークプラズマの物性値が変化することで、アークプラズマの状態が大きく変化する。

本章では、第2章で提示した「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」一体化モデルを用いて、鉄蒸気がGMAプラズマに与える影響について検討していく。まず、GMAプラズマの温度分布および鉄蒸気濃度分布を明らかにする。次に、鉄蒸気がGMAプラズマに与える影響について検討していく。GMA溶接ではワイヤおよび溶融地が鉄蒸気発生源となるため、それぞれの発生源においてGMAプラズマに与える影響にどのような差異があるかを検討していく。そして、鉄蒸気の混入による影響を最も受ける物性値である放射強度の影響についても検討していく。

3.2 ガスメタルアークプラズマの温度分布および鉄蒸気濃度分布

本モデルを用いて溶接電流300 AのGMA溶接の数値計算シミュレーションを行った結果として、鉄蒸気モル濃度分布および温度分布をFig. 3.1に示す。アークプラズマの温度はアークプラズマの中心近傍では約9,000 Kでしかないが、外縁部では15,000 Kを超えている。また、鉄蒸気濃度分布を見ると、アークプラズマの中心近傍では70%を超える濃度の鉄蒸気が分布している。この結果は、高速のプラズマ気流がワイヤ先端から発生した鉄蒸気をアークプラズマ中心部へと導き、アークプラズマの中心近傍において70%を超える高濃度の鉄蒸気が分布するようになり、かつ、その鉄蒸気の高濃度域であるアークプラズマ中心において、アークプラズマの温度の明らかな低下が起きていることを示している。

Fig. 3.2に電気伝導率の分布を示す。この図を見ると、アークプラズマの中心近傍で50 A/V/cmとなり、その外縁部で80 A/V/cmとなった。このように、アークプラズマの外縁部の電気伝導率の方が高く、外縁部に多くの電流が流れていることがわかる。アークプラズマの中心近傍では、鉄蒸気濃度が高いため電気伝導率が高くなるように考えられるが、Fig.

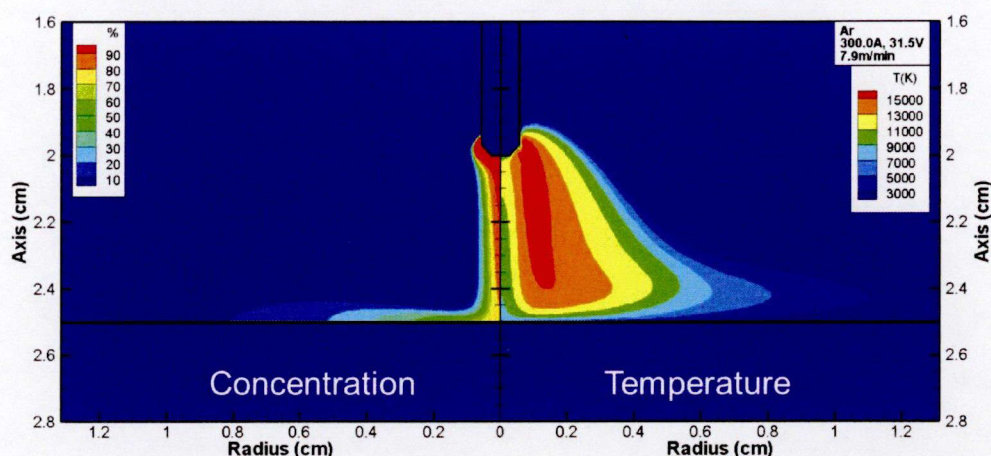


Fig. 3.1 Simulation result of distribution of iron vapor concentration and temperature in GMA welding.

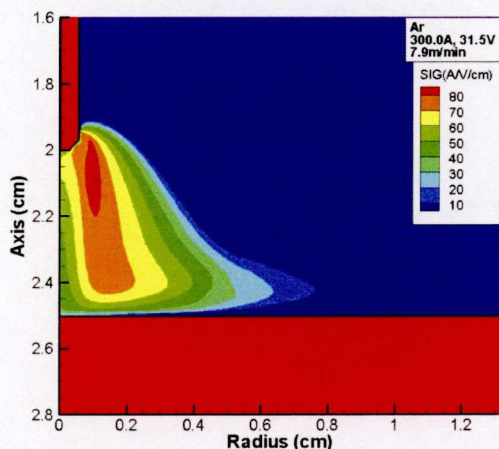


Fig. 3.2 Simulation result of distribution of electrical conductivity in GMA welding.

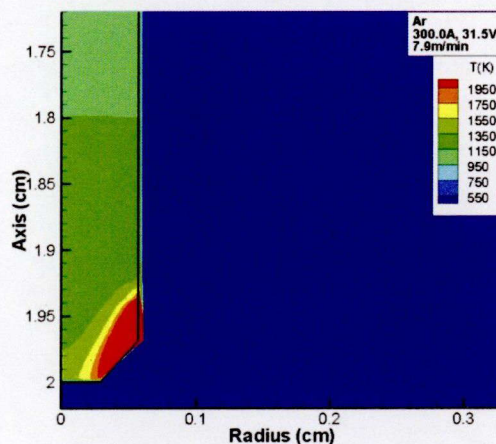


Fig. 3.3 Simulation result of distribution of temperature of the wire in GMA welding.

2.4 (c)に示したように、高温域では鉄蒸気濃度にほとんど依存しないので、アークプラズマの温度の高い外縁部における電気伝導率が高くなる。

Fig. 3.3にワイヤの温度分布を示す。この図で示すように、ワイヤ内での温度は、先端部においてのみ高くなっている。ここで、ワイヤ内で融点を超えている領域の平均温度は3,174 Kとなり、これを溶滴の平均温度とした。この溶滴の平均温度およびアークプラズマからの熱輸送、ジュール発熱を用いて、2.5節で説明したようにワイヤ溶融速度が算出される。ワイヤ溶融速度は7.9 m/minとなり、1162 mg/sのワイヤが溶融していることになる。一方、19.1 mg/sの鉄蒸気がワイヤから発生しており、鉄蒸気発生量はワイヤ溶融量の1.6%と

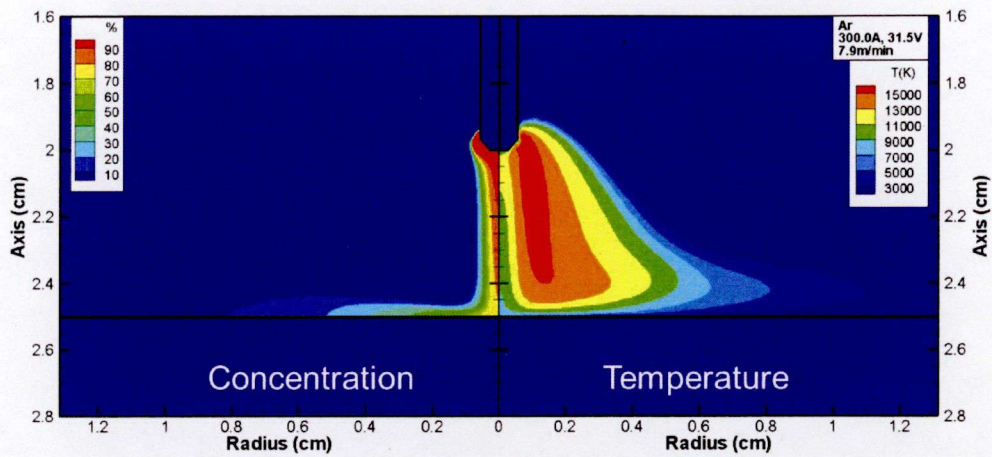
なる。母材の温度分布に関しては、第5章にて詳細を説明する。

3.3 アークプラズマの温度分布に与える鉄蒸気の影響

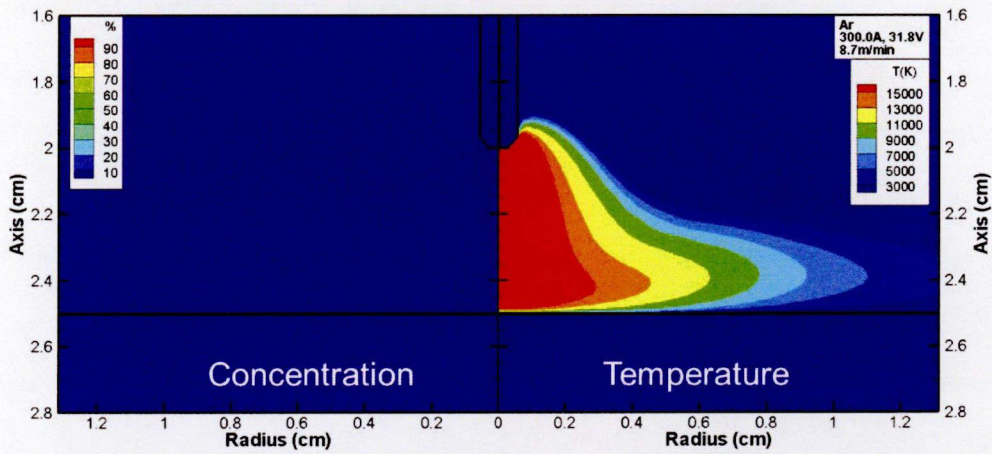
3.3.1 アークプラズマの温度分布に与える鉄蒸気発生源の影響

鉄蒸気発生源がアークプラズマへ与える影響について検討するため、鉄蒸気の発生源を変化させた場合の数値計算シミュレーションを行った。鉄蒸気発生源としては、(i)ワイヤと溶融池の両方(3.2節参照)、(ii)鉄蒸気が発生しない、(iii)ワイヤのみ、(iv)溶融池のみの四条件が考えられ、それぞれの鉄蒸気濃度分布およびアークプラズマの温度分布をFig. 3.4に示す。(i)ワイヤと溶融池の両方の場合および(iii)ワイヤのみの場合では、アークプラズマの中心近傍では70%を超える鉄蒸気が分布しており、アークプラズマの温度が低下している。一方、(ii)鉄蒸気が発生しない場合および(iv)溶融池のみの場合では、アークプラズマの中心近傍に鉄蒸気は分布しておらず、アークプラズマの温度も低下していない。この結果から、ワイヤから発生した鉄蒸気はプラズマ気流によって輸送され、アークプラズマ中心を通過することでアークプラズマ中に混入するが、溶融池から発生した鉄蒸気はほとんどアークプラズマ中に混入せず、アークプラズマの外側に吐き出されていることがわかる。ワイヤから発生した多量の鉄蒸気がアークプラズマ中に混入しており、鉄蒸気の高濃度域であるGMAプラズマの中心近傍における温度が低下している。

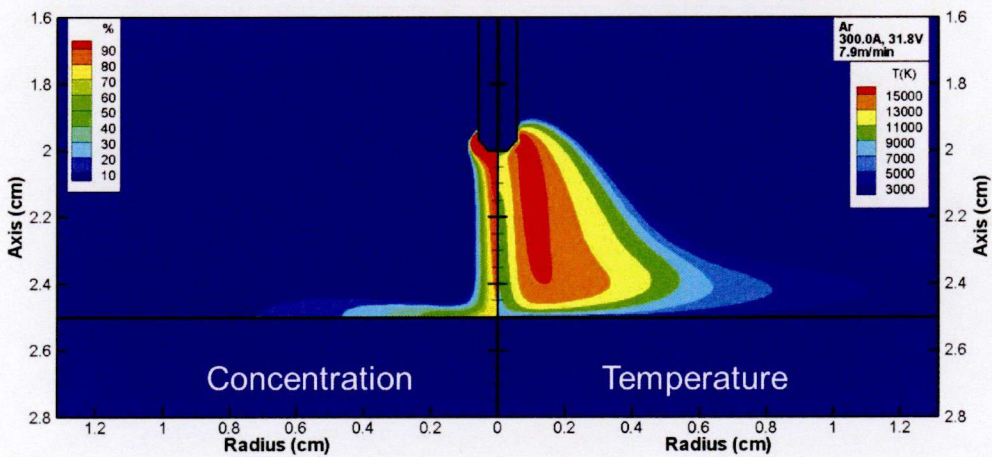
アーク電圧について注目すると、鉄蒸気発生源が(i)ワイヤと溶融池の両方、(ii)鉄蒸気が発生しない、(iii)ワイヤのみ、(iv)溶融池のみの場合でそれぞれ31.5 V, 31.8 V, 31.8 V, 30.5 Vとなった。陰極降下電圧はそれぞれ12.8 V, 14.4 V, 13.0 V, 13.2 Vとなり、母材直上の鉄蒸気濃度が高いほど低くなった。(ii)鉄蒸気が発生しない場合と比べ、(iv)溶融池のみの場合の方が低いアーク電圧を示している。これは溶融池表面から発生した鉄蒸気の影響であり、鉄蒸気がわずかでもアークプラズマ中に混入することで、電気伝導率が急激に上昇し、溶融池表面付近における電位勾配が小さくなるためである⁶³⁾。一方、(ii)鉄蒸気が発生しない場合と(iii)ワイヤのみの場合を比較すると、(iii)ワイヤのみの場合ではワイヤから発生した鉄蒸気がアークプラズマ中に混入しているにも関わらず、同様のアーク電圧を示している。これはワイヤから発生した鉄蒸気の影響によりアークプラズマの中心近傍における温度が低下したためである。



(i) Wire and weld pool

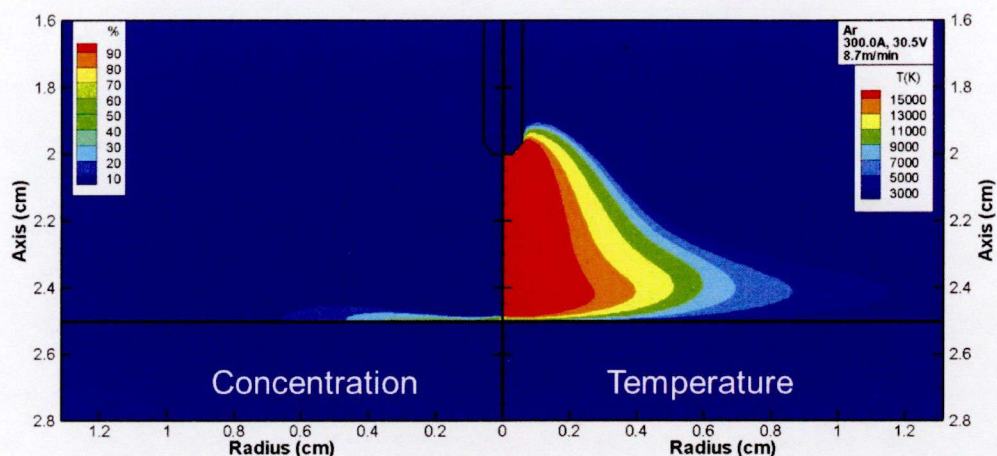


(ii) Non vapor



(iii) Wire only

Fig. 3.4 Simulation results of distribution of iron vapor concentration and temperature in GMA welding with each iron vapor source.



(iv) Weld pool only

Fig. 3.4 Continued.

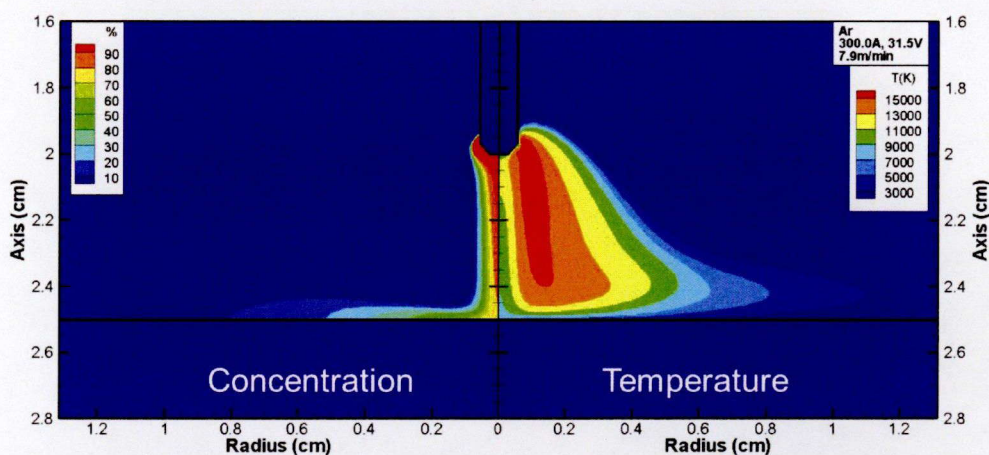
3.3.2 アークプラズマの温度分布に与える放射損失の影響

前項で説明したように、ワイヤから発生した多量の鉄蒸気がアークプラズマ中に混入することでアークプラズマの温度が低下する。本項では、鉄蒸気がアークプラズマ中に混入することで温度が低下する原因について検討していく。本研究では、Fig. 2.4 (f)で示したように、鉄蒸気の混入率の増加に伴い大幅に増加する放射強度に注目した。そこで、鉄蒸気の放射強度を、(i)鉄蒸気の混入率に応じた放射強度(3.2節参照)および(ii)鉄蒸気の混入率に関わらずアルゴンの放射強度の二つの場合を仮想して計算を行った。なお、放射強度以外の物性値や入力パラメータについては3.2節の場合と同様である。Fig. 3.5にそれぞれの放射強度の場合における鉄蒸気濃度分布および温度分布を示す。(ii)アルゴンの放射強度を想定して計算した結果では、アークプラズマの中心近傍における温度は低下しておらず、非常に高温になっていることがわかる。Fig. 3.6にそれぞれの場合の放射強度の分布を示す。(i)鉄蒸気の混入率に応じた放射強度の場合、アークプラズマの中心近傍における放射強度は $100,000 \text{ W/cm}^3$ を超える程非常に強いものであるが、(ii)アルゴンの放射強度の場合は $5,000 \text{ W/cm}^3$ と弱い。これは、前述したように、アルゴンの放射強度が鉄蒸気の混入を考慮した場合に比べ非常に小さいためである。

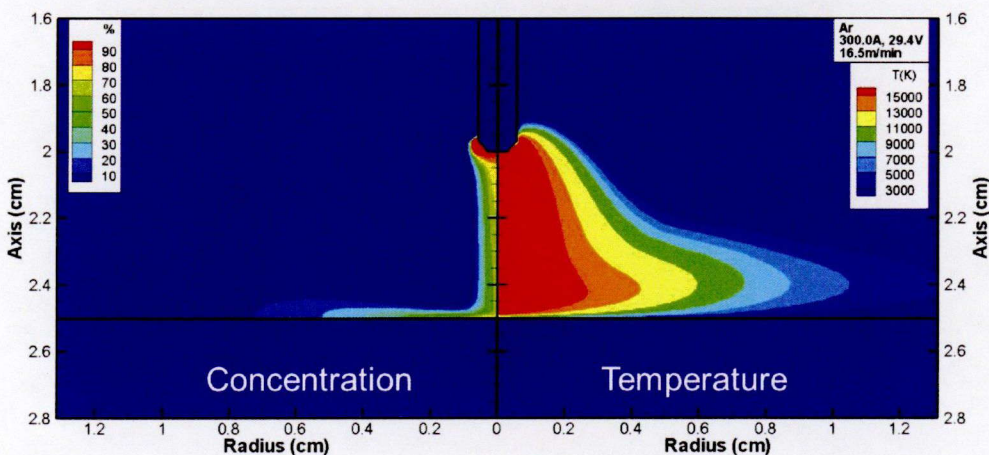
GMA溶接中のアークプラズマ中心近傍の温度低下の原因は、放射によるエネルギー損失の増加であるという説³⁷⁾と冷たい金属蒸気のアークプラズマ中への混入であるという説³⁸⁾の二つの説が考えられている。本項で行った(ii)アルゴンの放射強度を想定した数値計算シ

ミュレーションでは、ワイヤから発生した鉄蒸気がアークプラズマ中に混入しているものの、アークプラズマの温度は低下していない。放射強度を鉄蒸気の混入率に応じたものとする事で、アークプラズマの中心近傍における温度低下が見られたため、温度低下の原因は鉄蒸気混入に伴う放射によるエネルギー損失の増加であると考えられる。

GMA溶接中においては、ワイヤから発生した鉄蒸気がアークプラズマ中に混入することで、アークプラズマの中心近傍における鉄蒸気濃度が高くなる。鉄蒸気濃度が高い領域では放射によるエネルギー損失が大きくなるので、鉄蒸気濃度が高いアークプラズマの中心近傍における温度が低下することが明らかになった。



(i) Radiation of argon with iron



(ii) Radiation of argon

Fig. 3.5 Simulation results of distribution of iron vapor concentration and temperature in GMA welding with each ration power density of iron vapor.

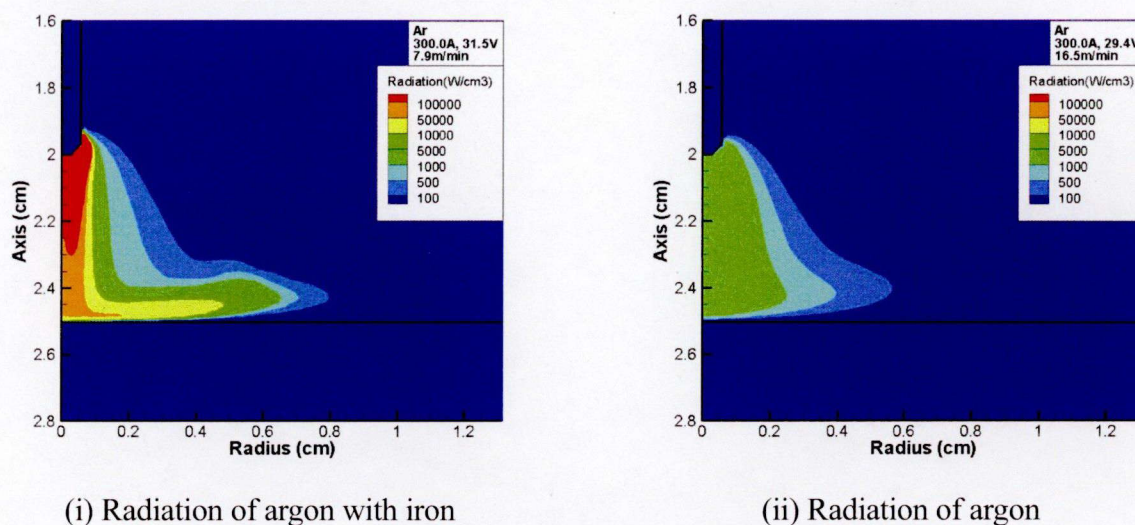


Fig. 3.6 Simulation results of distribution of radiation power density in GMA welding with each radiation power density of iron vapor.

3.4 結言

本章では、「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」を同時に解くGMA溶接の一体化モデルを用いて、鉄蒸気がアークプラズマに与える影響について明らかにした。

GMA溶接では、ワイヤおよび溶融池の二箇所が鉄蒸気の発生源となる。ワイヤから発生した鉄蒸気はプラズマ気流によってアークプラズマ中へと輸送される。一方、溶融池から発生した鉄蒸気はアークプラズマ中にはほとんど混入せず、アークプラズマの外側へと吐き出される。アークプラズマ中に鉄蒸気が混入すると、アークプラズマの物性値が変化する。特に、放射強度に与える影響は大きく、鉄蒸気の混入量が増加するにつれ放射強度は急激に大きくなる。GMAプラズマの中心近傍における鉄蒸気の高濃度域では、放射によるエネルギー損失が大きいためアークプラズマの温度が低下する。このため、アークプラズマの中心近傍における温度はその外縁部と比べ低くなっている。このように、GMAプラズマはアークプラズマの中心近傍における鉄蒸気濃度の高い低温領域およびその外縁部における鉄蒸気がほとんど存在しない高温領域の二層構造となっている。

このように、数値計算シミュレーションによってGMA溶接中のアークプラズマの状態を明らかにした。次章では、実験的アプローチによってアークプラズマの状態を測定し、本研究で得られた数値計算シミュレーション結果の整合性を確認する。

第4章 ガスメタルアーク溶接中の温度分布測定および鉄蒸気濃度分布測定

4.1 緒言

GMAプラズマは溶滴移行を伴う消耗電極式の溶接アークプラズマであり、GTAプラズマに比べて、その形状は時間変化が大きく、計測を行うには高時間分解能が必要となるため、実験によるアプローチの研究は少ない。アークプラズマの輸送現象を理解するためには、温度分布を知ることが必要である。また、物質はエネルギーを与えられると、その物質固有の励起エネルギーを放出するため、固有の波長を持った光を放出する。その波長を捕らえることによって、その物質の温度等を測定することが可能である。この性質を利用して、プラズマを攪乱することなくアークプラズマの温度を測定する方法として分光分析法があり、その中にはFowler-Milne法(Off-axis最大放射係数法)や二線強度比法等がある⁶⁾。本研究が対象としているGMAプラズマの外観写真をFig. 4.1に示す。Fig. 4.1に示すように、GMAプラズマは中心の鉄蒸気存在域とその周辺のシールドガスプラズマ域に分かれている²⁾。このことから、GMAプラズマの温度分布解析には、GTAプラズマの温度分布解析に用いるようなアルゴン原子スペクトルの放射強度によるFowler-Milne法だけでは不十分である。そこで本研究では、GMAプラズマを三台の高速度デジタルビデオカメラと三台の分光器を用いることで三種類の線スペクトルを測定し、Fowler-Milne法と二線強度比法を組み合わせることにより、プラズマの攪乱を起こさずにアークプラズマの二次元温度分布を測定する。また、シュタルク拡がりから温度 - 鉄蒸気濃度 - スペクトル強度の関係を求めることで、アークプラズマ中における鉄蒸気濃度を定量的に求めた⁶⁴⁾。本章では、GMAプラズマの温度分布測定法および鉄蒸気濃度測定法、ならびに結果について言及する。

4.2 実験装置および実験条件

本節では、本研究で使用した高速度画像分光システムについて説明していく。Fig.

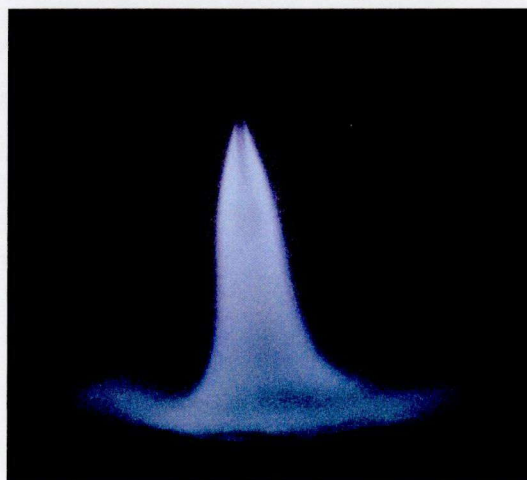


Fig. 4.1 Photograph of argon GMA plasma.

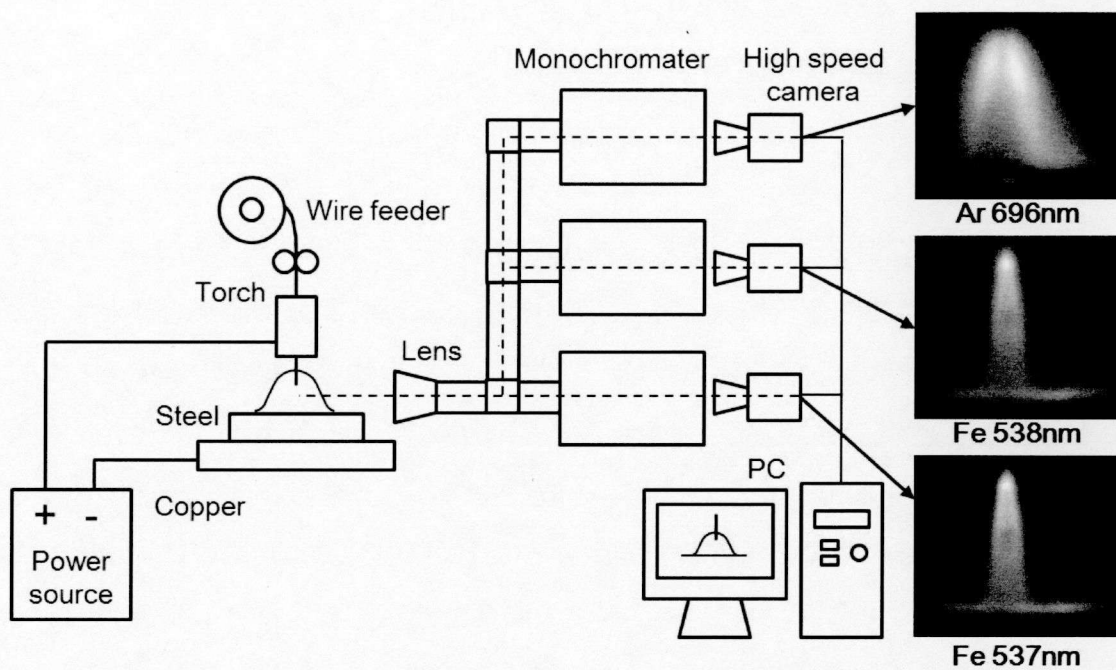


Fig. 4.2 Schematic diagram of experimental setup.

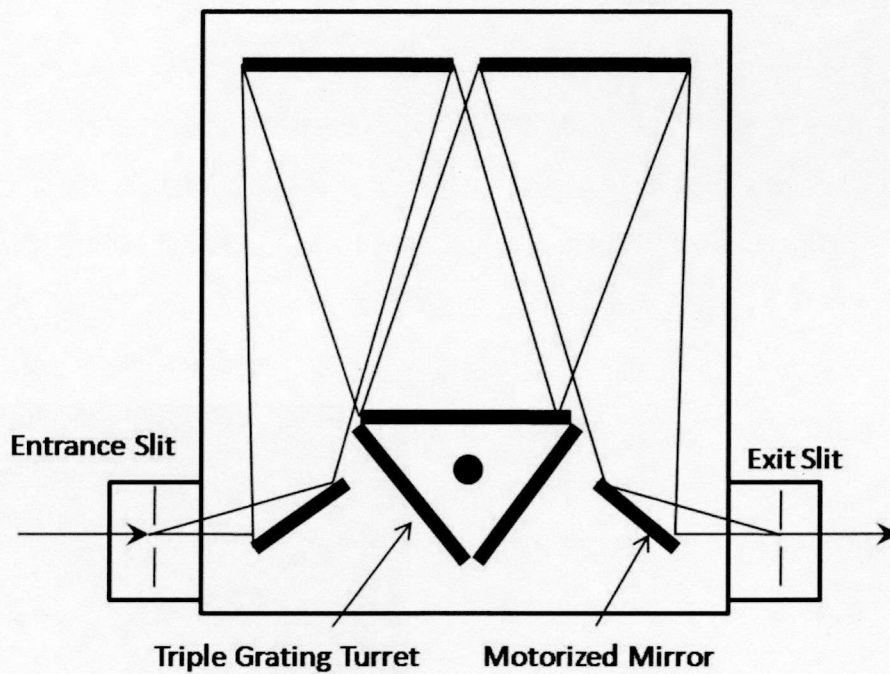


Fig. 4.3 Schematic diagram of monochromator.

4.2に高速度画像分光システムの概略図を示す。本システムは、対物レンズ(AK Nikkor 80-200 mm), Fig. 4.3に示すような非球面鏡を用いたツェルニ・ターナー式の回折格子分光

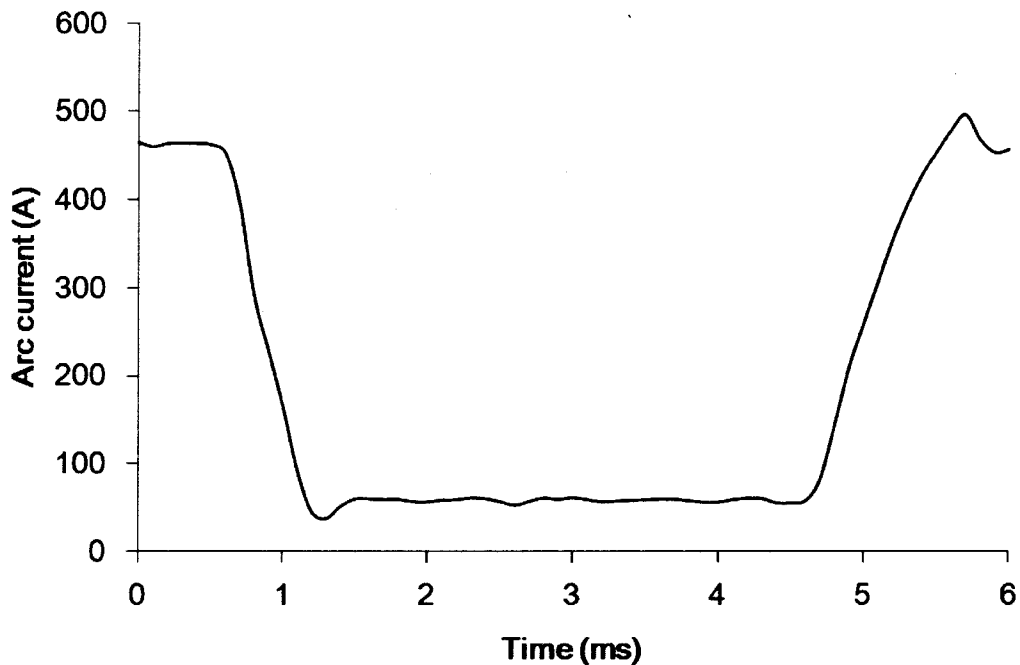


Fig. 4.4 Current waveform in pulsed GMA welding.

器(回折格子2,400 本/mm, 焦点距離300 mm, SP-2357, Acton), 結像レンズ(AF Nikkor 70-300 mm), 高速度デジタルビデオカメラ(GX-1, Nac)ならびに画像処理用のパソコンによって構成されている. 波長分解能0.4 nmの分光器, 12ビット(4096階調)の高速度ビデオカメラを用いることで, 精度の良いデータが得られるようになった^{65, 66}. 本実験の撮影速度およびシャッター速度は2,000 fpsとした. この装置を用いて, アークプラズマによって発せられた光を分光器によって分光し, それを高速度ビデオカメラで撮影した. この装置では三台の分光器および高速度ビデオカメラを用いているため, Fig. 4.2に示した概略図のように三種類の分光画像を同時に得ることが可能である. 本実験では, シールドガスとして用いたアルゴンおよび二種類の鉄のスペクトルの三種類の線スペクトルの撮影を行った. 測定を行う波長として, 中性元素のスペクトルであるAr I(696 nm), Fe I(537 nm), Fe I(538 nm) を選定した^{20, 21, 67}.

本実験では, コンタクトチップ - 母材間距離を25 mmとした. また, 発生する金属蒸気を鉄のみに制限するために陽極に試作用純鉄ワイヤ(1.2 mm径), 陰極にSS400鋼板を用いた. 溶接電流およびアーク電圧を, グロビュール移行では直流220 Aおよび30 V, スプレー移行では直流270 Aおよび37 Vと設定し, 直流パルス溶接条件ではFig. 4.4に示すようにピーク電

流を450 A, ピーク期間を1.6 ms, ベース電流を50 A, 平均溶接電流を210 A, 電圧を28 Vと設定することで1パルス1ドロップ溶滴移行となるようにした. シールドガスには純アルゴンを用い, その流量は20 l/minとした.

4.3 ガスメタルアークプラズマの温度分布測定

4.3.1 プラズマにおける電磁波現象

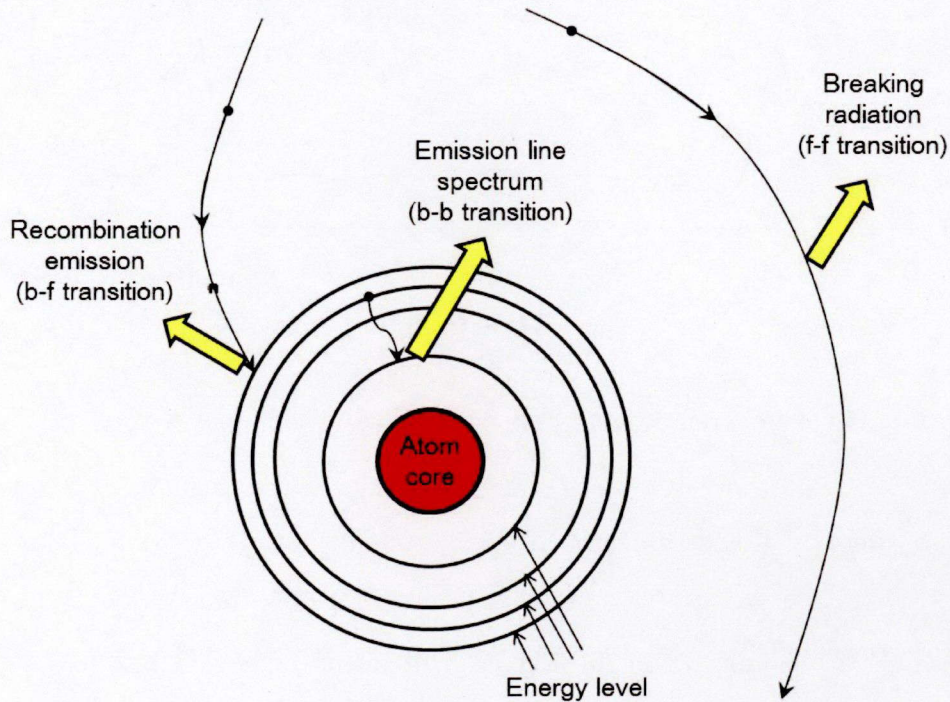


Fig. 4.5 Schematic illustration of mechanism of emission occurrence.

プラズマ中に起こっている現象を, 中性粒子, 電離粒子および電子からの情報として捕らえられるのが電磁波の現象であり, プラズマ診断に利用される. プラズマからの放射は, Fig. 4.5に示されるように種々の電磁波の発生過程によって分類される. それらは束縛 - 束縛遷移(bound-bound transition, b-b遷移), 自由 - 束縛遷移(free-bound transition, f-f遷移), 自由 - 自由遷移(free-free transition f-f遷移)に分類することができる.

b-b遷移は, 励起輻射とも呼ばれ, 衝突現象によって二つの異なるエネルギー準位間を核外電子が下位へ遷移するときに輝線スペクトルとして現れ, 各原子またはイオンの持つ固有の電子軌道エネルギーレベルに規定されたスペクトルを放射する. 励起された x 価イオン粒子(ただし, 0価のイオン粒子とは原子粒子を表す)の核外電子が, n 番目のエネルギー準

位から m 番目の下位準位に遷移するとき放射する固有線スペクトルの絶対強度は、次式(4.1)で定義される⁶⁸⁾。

$$\varepsilon_{nm} = \frac{h\nu_{nm}A_{nm}n_n}{4\pi} = \frac{hcA_{nm}n_n}{4\pi\lambda_{nm}} \quad (4.1)$$

- A_{nm} : x 価イオンの n 番目エネルギー準位から m 番目の準位に落ちる遷移確率^{67, 69)}
 ν_{nm} : n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する際のスペクトルの振動数
 λ_{nm} : n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する際のスペクトルの波長
 h : プランク定数
 n_n : x 価イオン粒子の中の n 番目のエネルギー準位にある粒子密度
 c : 光速

また、原子あるいはイオンの、ある量子状態(励起エネルギー準位)に依存する密度分布は、ボルツマン分布則に従うとすれば、次式(4.2)に書き換えられる。

$$\varepsilon_{nm} = \frac{hcA_{nm}}{4\pi\lambda_{nm}} \frac{N_0 g_n \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right)}{Z(T)} \quad (4.2)$$

- N_0 : x 価イオン粒子の粒子密度
 g_n : 統計的重価
 $Z(T)$: 対象としている状態粒子の内部分配関数
 E_n : n 番目の準位エネルギー
 k : ボルツマン定数

ここで、プラズマがLTE状態にあれば、 N_0 を算出することができ、その値を代入し、絶対強度を測定することにより、温度を測定することができる。

次にf-b遷移について説明する。この遷移は、再結合輻射とよばれ、任意のエネルギーを持つ自由電子が、原子あるいはイオンの核外電子軌道へ拘束されるときに発する電磁波で、固有の波長ではなく、連続スペクトルとなる。

f-f遷移は、制動輻射と呼ばれる。任意のエネルギーをとり得る自由電子が、イオンとクーロン衝突して、方向を変える(加速度を受ける)ときに発し、種々の波長の電磁波を放射して連続スペクトルとなる。

再結合放射と制動放射の強度関係は、高温で赤外波長域ほど制動放射が支配的になる⁷⁰⁾。

4.3.2 プラズマの温度測定法

プラズマの温度測定には、様々な方法が挙げられるが²⁻¹³⁾、本実験ではプラズマを攪乱しない方法として、プラズマからの放射電磁波を利用する分光分析法(発光分光分析法)を用いた。プラズマからの線スペクトルの放射強度(bound-bound放射強度)を測定し、式(4.1)を利用して温度を導出する。しかしながら、測定される線スペクトル強度は、再結合放射と制動放射による連続スペクトル強度(バックグラウンド強度)と重畳されている。そこで、バックグラウンド強度を差引いて、真の線スペクトル強度として取扱う。

本研究では、撮影された線スペクトル強度分布をアーベル変換によって空間分解し、その後、Fowler-Milne法および二線強度比法によって温度を求めていく。それぞれの温度測定法で求めた温度分布を重ね合わせることで、最終的なGMAプラズマの温度分布とした。アーベル変換、Fowler-Milne法および二線強度比法については以下で説明する。

4.3.3 アーベル変換

本実験で用いた実験装置で撮影される分光画像のスペクトル強度は、プラズマの側方から測定されるために、Fig. 4.6に示すようにプラズマの厚み方向への放射光の積分強度となる。つまり、二次元のスペクトル強度分布を得るため、この積分強度を単位体積からのスペクトル強度に空間分解する必要がある¹²⁾。本研究のように、ダブルスリットを通してスペクトル強度を測定する場合、線プローブのアーベル変換法が適用される。

アークプラズマを軸対称であると仮定した場合、Fig. 4.7に示すように同心円状に均等な強度分布が得られることになり、この中心からの距離 $r(0 \leq r \leq R)$ に依存する強度を $\varepsilon(r)$ とし、中心を通る平面における中心からの距離 x に依存する積分強度(測定されるスペクトル強度)を $I(x)$ とする。このとき、 $I(x)$ は次式(4.3)で表現される。

$$I(x) = 2 \int_x^R \frac{\varepsilon(r) r dr}{(r^2 - x^2)^{1/2}} \quad (4.3)$$

次に、(4.3)式を $\varepsilon(r)$ について解くと、

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_x^R \frac{I'(x) dx}{(r^2 - x^2)^{1/2}} \quad (4.4)$$

となる。(4.4)式はアーベル積分を表現する式である。

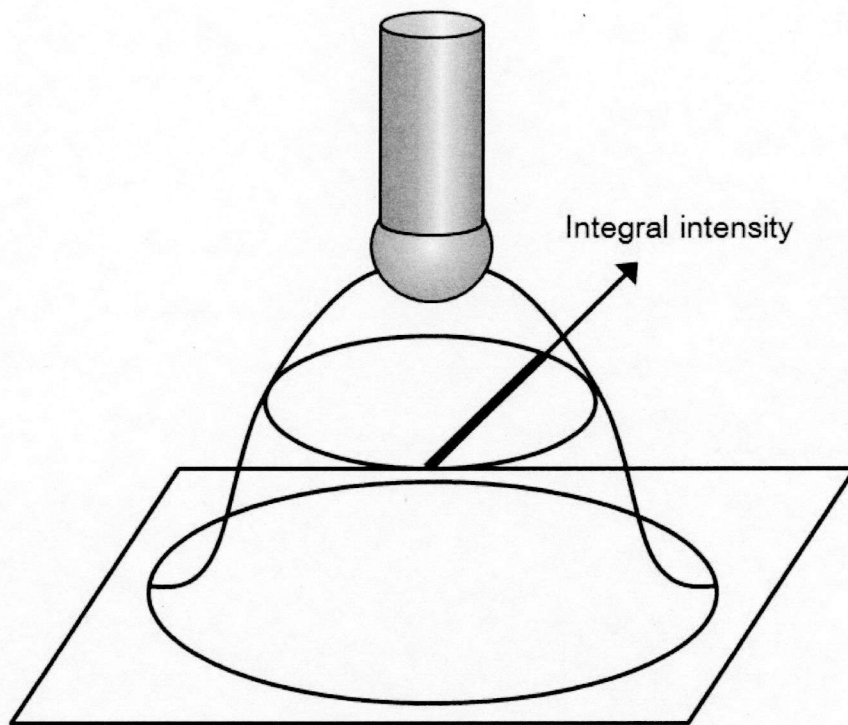


Fig. 4.6 Integrated intensity along line of sight.

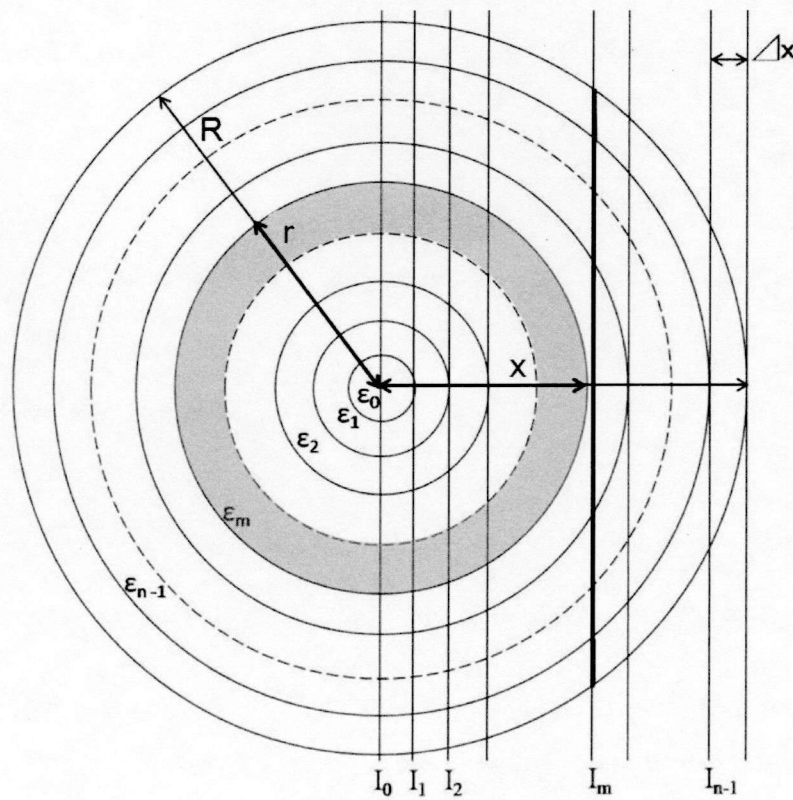


Fig. 4.7 Schematic illustration of Abel transforms.

次に, $r^2 = v$ および $x^2 = u$ と置き換えると,

$$\varepsilon(r(v)) = -\frac{1}{\pi} \int_x^{R^2} \frac{I'(x) du}{(u-v)^{1/2}} \quad (4.5)$$

となる. 積分領域を Δx で等間隔に分割すると, x 軸の m 番目の領域 ($x_m \leq x < x_{m+1}$) は $x_m = m\Delta x$ となる. アークの断面の外径を $2R$ とし, これを等間隔 Δx の同心円で n 分割する (Fig. 4.7). 各同心円間の領域のエネルギー密度は ε_m で均一であるとする,

$$\varepsilon_i \equiv \varepsilon(\Delta x i) = -\frac{1}{\pi} \sum_{m=i}^{N-1} I'_m(u) \int_{(\Delta x m)^2}^{(\Delta x(m+1))^2} \frac{du}{[u - (\Delta x i)^2]^{1/2}} \quad (4.6)$$

ここで,

$$I'_m(u) = \frac{I_{m+1}(u) - I_m(u)}{(\Delta x)^2 [(m-1)^2 - m^2]} \quad (4.7)$$

である. (4.6) 式を計算すると,

$$\varepsilon_i = -\frac{2}{\pi \Delta x} \sum_{m=i}^{N-1} A_{i,m} [I_{m+1}(x) - I_m(x)] \quad (4.8)$$

ここで,

$$A_{i,m} = \frac{[(m+1)^2 - i^2]^{1/2} - [m^2 - i^2]^{1/2}}{2m+1} \quad (4.9)$$

さらに, (4.8) 式を実験値の差である $(I_{m+1} - I_m)$ という値の使用を避ける形に修正すると,

$$\varepsilon_i = -\frac{2}{\pi \Delta x} \sum_{m=i}^{N-1} B_{i,m} I_m \quad (4.10)$$

ここで

$$B_{i,m} = -A_{i,i} \quad (i = m)$$

$$B_{i,m} = A_{i,m-1} - A_{i,m} \quad (m \geq i+1)$$

である. (4.10) 式を用いることで, 軸対称であるアークプラズマの積分されたスペクトル強度を中心軸からの強度に変換することができる⁷¹⁾.

本研究では, 中心から強度が0に至るまでの領域内におけるアークプラズマの線スペクト

ル強度の半径方向分布を60分割しアーベル変換処理を施すことで、単位体積当たりのスペクトル強度を求めた⁷²⁾。60分割以上でのアーベル変換においては、99 %以上の精度が得られる。

4.3.4 Fowler-Milne法 (Off-axis最大放射係数法)

4.3.1項で述べたように、物質は励起エネルギーを与えられると固有のスペクトルを放出する。本研究では、アルゴンの固有スペクトルを観測し、そのスペクトル強度を測定した後、Fowler-Milne法(Off-axis最大放射係数法)を用いて、その強度分布を温度分布に変換する。励起された x 価イオン粒子の核外電子が、 n 番目のエネルギー準位から m 番目の下位準位に遷移するときに放射する輝線スペクトルの絶対強度 I は次式で定義される¹⁹⁾。

$$I_{nm} = A_{nm} h \nu_{nm} N_0 \frac{g_n \exp(-E_n/kT)}{\sum_j g_j \exp(-E_j/kT)} \quad (4.11)$$

- A_{nm} : x 価イオンの n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に落ちる遷移確率
- ν_{nm} : n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する際のスペクトルの振動数
- N_0 : x 価イオン粒子の全粒子密度
- g_n : 統計的重み
- E_n : n 番目の準位エネルギー
- T : x 価イオン粒子の温度(励起温度)
- k : ボルツマン定数
- h : プランク定数

これらの物性値はNIST⁷³⁾のデータから引用し、粒子密度 N_0 はA.B. Murphy¹⁴⁾の研究データを引用した。まず、Sahaの熱電離平衡式⁶⁸⁾から、アルゴン雰囲気でのアルゴン原子密度と温度の関係を求める。その原子密度を(4.11)式に代入することにより、アルゴン原子からの線スペクトル強度(Ar Iスペクトル: 696 nm)と温度の関係を計算する。Ar Iの各温度における放射強度 I_x を放射強度 I_x^* の最大値で正規化した放射強度 I_x/I_x^* と温度の関係をFig. 4.8に示す。正規化することによって、分光定数の遷移確率 A_{nm} が不要となる。この図から、15,000 Kにおいて最大放射強度となることがわかる。つまり、Ar Iのスペクトル強度を用いて温度分布を求める際、スペクトル強度が最大となる15,000 Kに相当するスペクトル強度が必要

となる. ここで, Fig. 4.9に(a)ピーク期間の直流パルスGMAプラズマおよび(b)GTAプラズマについて, 同様の撮影条件で測定した後, それぞれアーベル変換処理を施したスペクトル強度分布を示す. GTAプラズマではスペクトル強度30という強い値が得られたが, GMAプラズマではスペクトル強度20に達することがなく, 全体的に強度が弱いことがわか

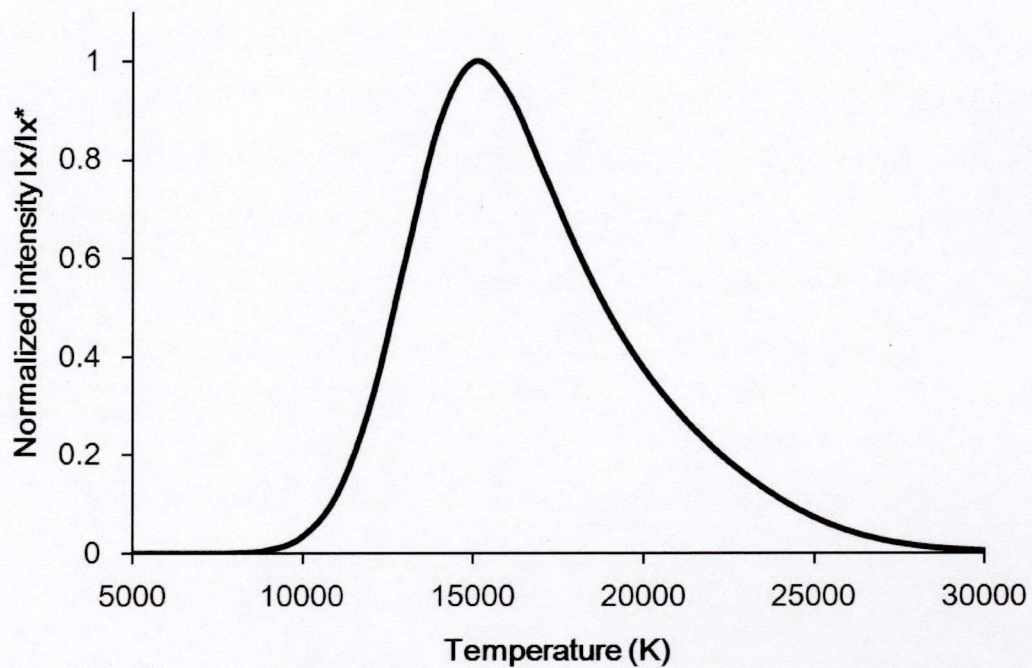


Fig. 4.8 Dependence of normalized intensities which is that intensity I_x divided by a maximum intensity I_x^* of argon on temperature.

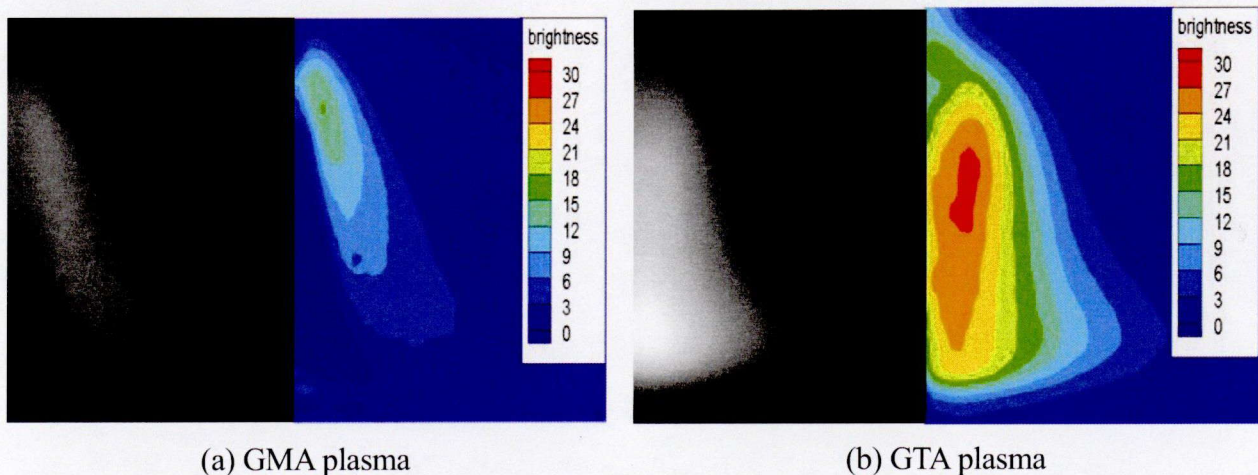


Fig. 4.9 Intensity distributions of Ar I and two dimensional intensity distributions with Abel inversion.

る。アークプラズマの温度が15,000 Kより高いためスペクトル強度が弱いという可能性も考えられるが、15,000 Kに相当するスペクトル強度30が得られていないことから、GMAプラズマでは15,000 Kを超えることがないと言える。そこで、GTAプラズマの場合に得られた15,000 Kに相当する最大強度を用いて正規化することで温度分布を求めていく。

4.3.5 二線強度比法

二線強度比法は、一種類の元素から放射される二つの異なる波長を用いて温度を測定する方法である。同状態にある粒子から放出された波長 λ_1 、 λ_2 の二つのスペクトル強度を測定すると、(4.11)式は以下のように示される。

$$\ln\left(\frac{I_1\lambda_1}{A_1g_1}\right) = -\frac{E_1}{kT} + \ln\left(\frac{Nhc}{Z(T)}\right) \quad (4.12)$$

$$\ln\left(\frac{I_2\lambda_2}{A_2g_2}\right) = -\frac{E_2}{kT} + \ln\left(\frac{Nhc}{Z(T)}\right) \quad (4.13)$$

ここで、 $Z(T)$ は対象としている状態粒子の分配関数である。(4.12)式と(4.13)式を比較して温度 T に関する式に変形すると次式のように表される。

$$T = -\frac{E_1 - E_2}{k} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{A_2g_2I_1\lambda_1}{A_1g_1I_2\lambda_2}\right)} \quad (4.14)$$

この式は粒子密度 N と分配関数 $Z(T)$ の項を含まない式であるため、Sahaの熱電離平衡式を必要としない。この式を用いて二種類の鉄原子スペクトル(Fe I: 537 nm, Fe I: 538 nm)についての関係をNISTのデータベース⁷³⁾より各種物性値を代入することにより、スペクトル強度比から温度を求めることが可能である。スペクトル強度比Fe I(537 nm)/Fe I(538 nm)と温度の関係をFig. 4.10に示す。本実験においては、この二種類の波長はその近傍にアルゴン原子・イオン等の波長が存在しない独立した波長である。さらに、Fe I(537 nm)およびFe I(538 nm)の遷移エネルギーはそれぞれ 3.15×10^5 J/molおよび 6.39×10^5 J/molである。このように、これらの波長は遷移エネルギーの差が大きく、本実験で予測される温度域において輝度比が大きくなるため、安定した温度測定を行うことが可能である。これらの理由から、鉄原子スペクトルとして537 nmおよび538 nmの二種類の波長を選定した。

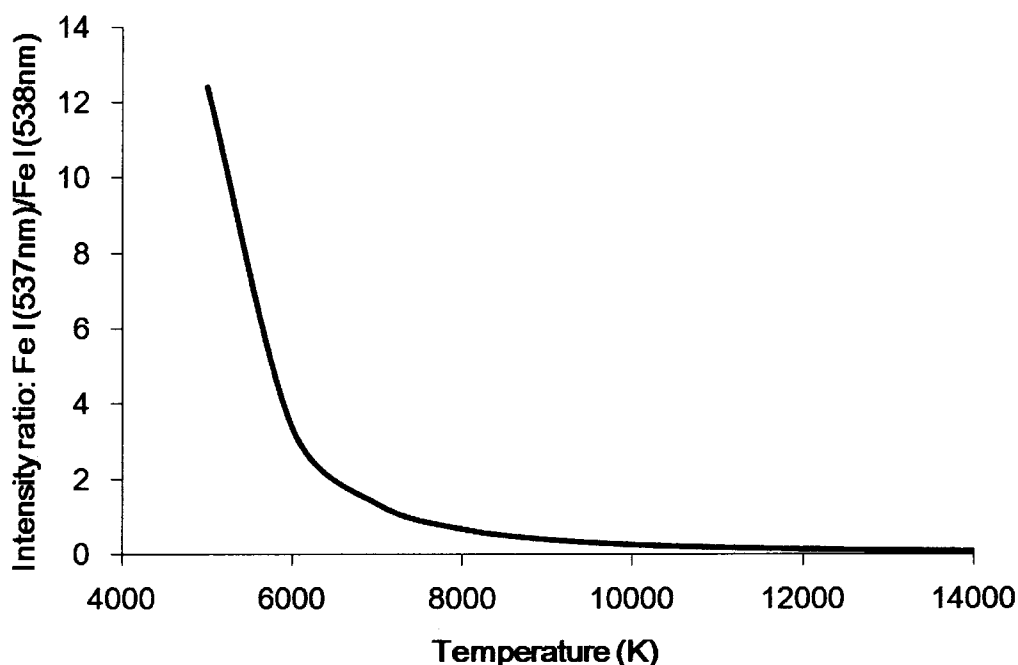
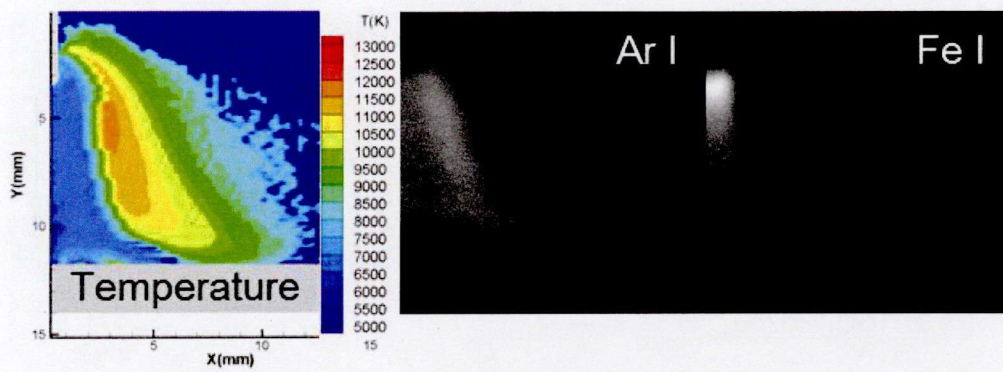


Fig. 4.10 Dependence of intensity ratio of Fe I (537 nm)/Fe I (538 nm) on temperature.

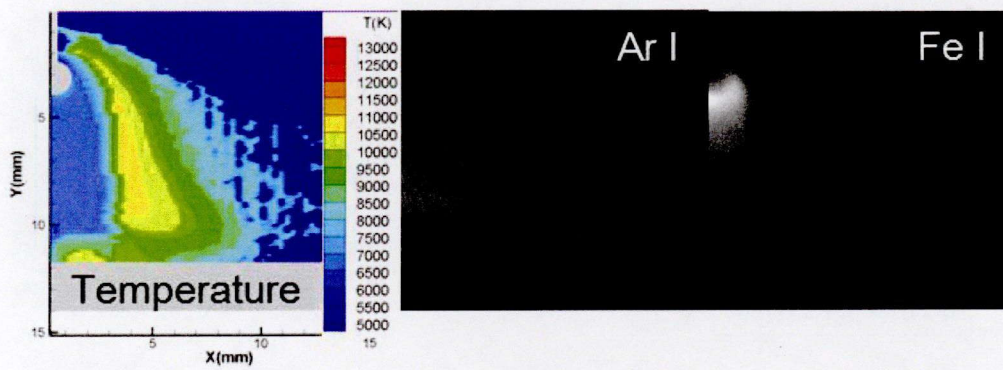
4.3.6 ガスメタルアークプラズマの温度測定結果

Fig. 4.11からFig. 4.13にそれぞれグロービュール移行，スプレー移行および直流パルス溶接の場合の温度分布測定結果，Ar I(696 nm)の分光画像，Fe I(538 nm)の分光画像を示す．前述したように，アルゴンおよび二種類の鉄のスペクトル強度分布にアーベル変換処理を施し，その後Fowler-Milne法ならびに二線強度比法によって温度分布を求めている．

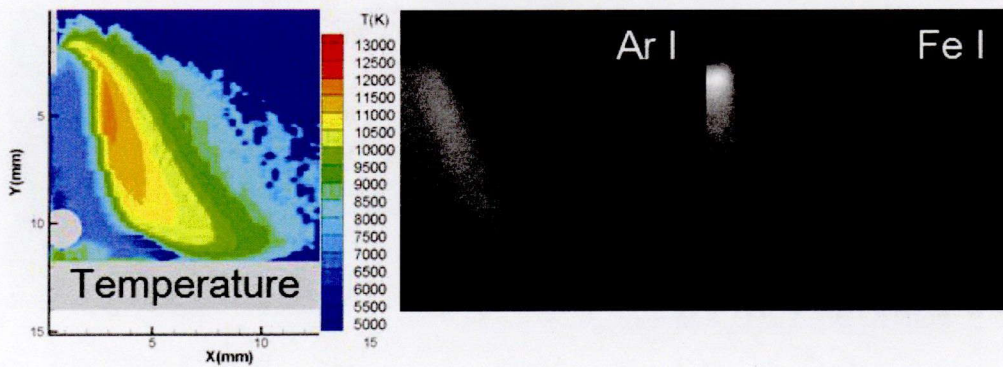
グロービュール移行，スプレー移行，直流パルス溶接のすべての場合において，アークプラズマの中心近傍における温度は約7,000 Kであるが，その外縁部では12,000 Kを超えている．このように，アークプラズマの中心近傍では低温領域が，その外縁部では高温領域が観察された．それぞれの溶滴移行形態における温度分布を比較すると，直流パルス溶接時のピーク期間において温度が最も高くなり，スプレー移行，グロービュール移行の順に温度が低くなっている．この温度の違いは溶接電流の違いに起因するものであり，溶接電流が大きいほどジュール発熱が増大し，アークプラズマの温度が高くなることが推測される．



(i) 0 ms

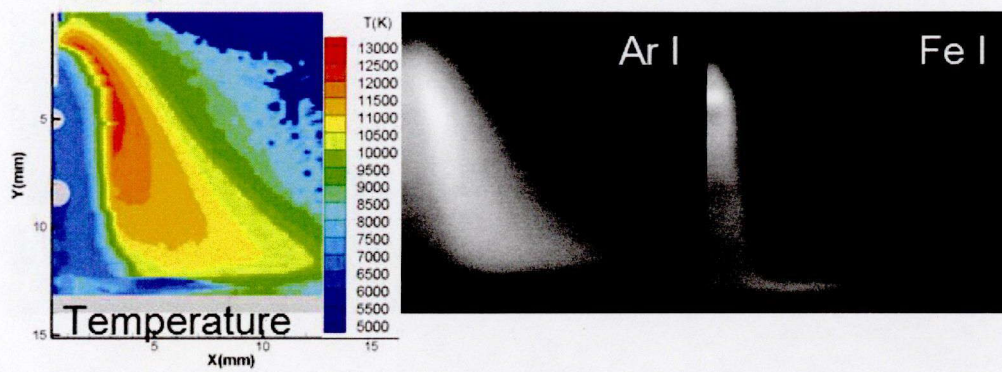


(ii) 20.0 ms

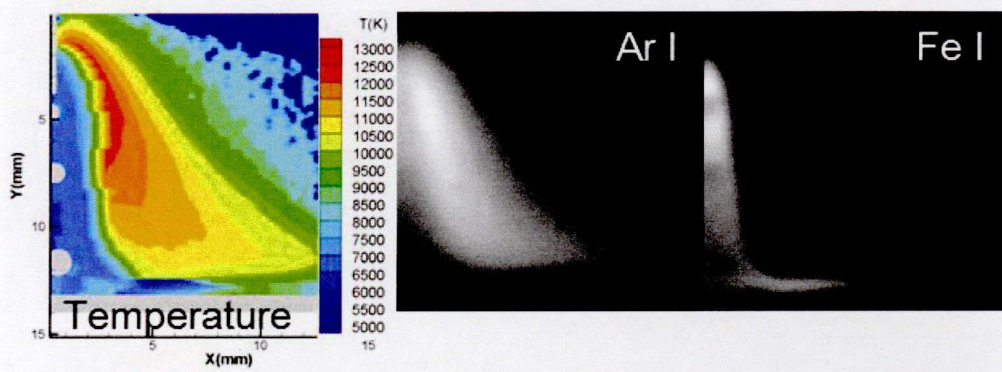


(iii) 40.0 ms

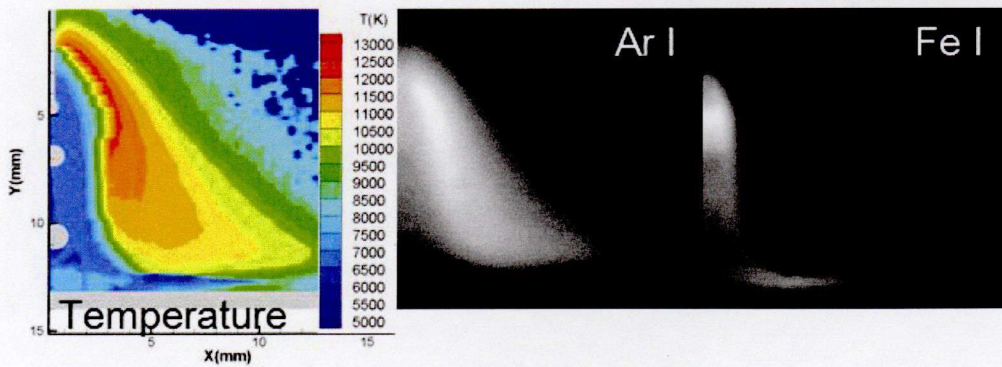
Fig. 4.11 Temperature distributions and intensity distributions of Ar I (696 nm) and that of Fe I (538 nm) in GMA welding with globular transfer.



(i) 0 ms

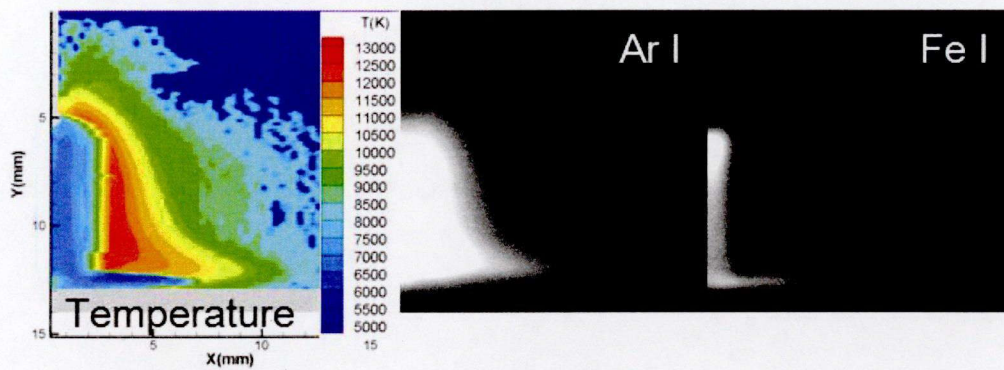


(ii) 2.0 ms

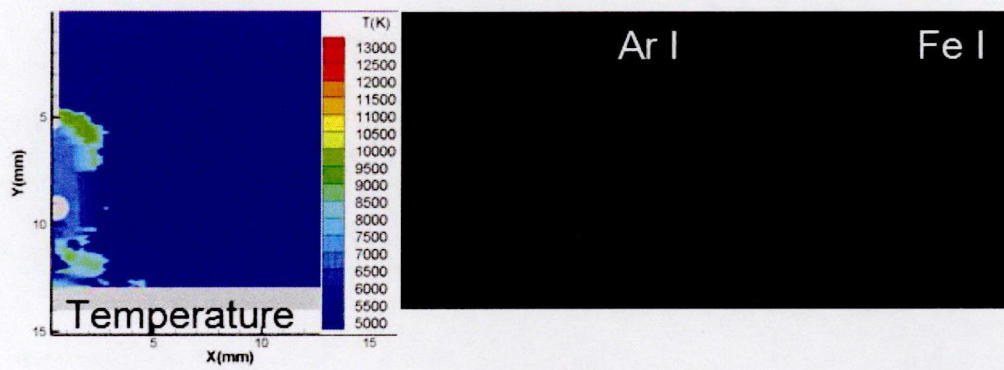


(iii) 4.0 ms

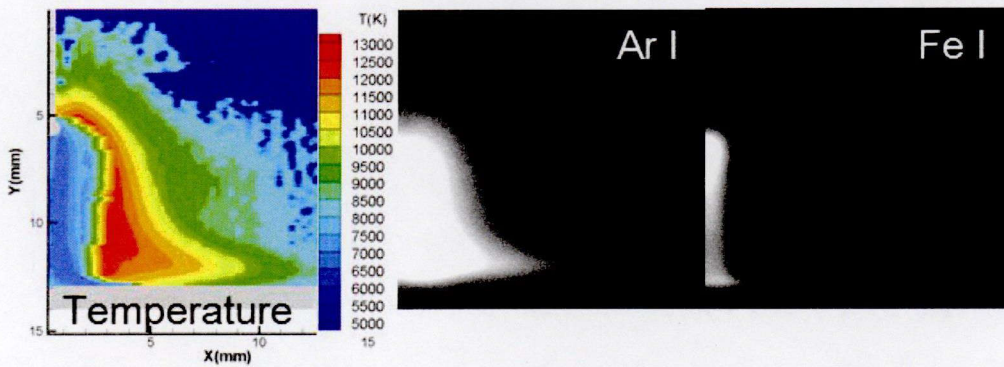
Fig. 4.12 Temperature distributions and intensity distributions of Ar I (696 nm) and that of Fe I (538 nm) in GMA welding with spray transfer.



(i) 0 ms



(ii) 3.0 ms



(iii) 6.0 ms

Fig. 4.13 Temperature distributions and intensity distributions of Ar I (696 nm) and that of Fe I (538 nm) in pulsed GMA welding.

4.4 ガスメタルアークプラズマの鉄蒸気濃度測定

4.4.1 分光分析による鉄蒸気濃度測定

本実験では純鉄ワイヤを用いているため、アークプラズマ中に混入する金属蒸気は鉄蒸気のみとなる。そこで、鉄蒸気濃度分布の測定を行った。鉄蒸気濃度 N は(4.11)式を変換することで、次式のように表される。

$$N = \frac{I_1 Z(T)}{A_1 g_1 h \nu_1 \exp(-E_1/kT)} \quad (4.15)$$

この式によって示されるように、鉄蒸気濃度 N はスペクトル強度 I および温度 T に依存している。つまり、高速度ビデオカメラで測定されるスペクトル強度分布および前節で求めた温度分布を用いることで、鉄蒸気濃度分布を得ることが可能である。しかしながら、高速度ビデオカメラで測定したスペクトル強度は、エネルギー密度として表される真値ではなく、測定装置に依存する測定値でしかない。つまり、スペクトル強度の真値 I とカメラで撮影されたスペクトル強度 I' の間には $I = F \times I'$ という関係があり、測定装置に依存する関数 F が含まれることになる。つまり、この装置関数 F を求めることで、スペクトル強度の真値が得られる。そして、(4.15)式によって、アークプラズマ中の鉄蒸気濃度が定量的に求められる。

4.4.2 ガスタングステンアークプラズマの電子密度および鉄蒸気濃度測定

プラズマ中では個々の粒子の熱運動により、各点の密度揺動が起こっているが、その密度揺動により誘起される電界がシュタルク効果⁶⁴⁾を引き起こす。シュタルク効果によるエネルギー準位の広がり、原子・イオンスペクトルではスペクトル線の広がりとして観察される。この広がりをシュタルク広がり(Stark broadening)と呼ぶ。シュタルク広がりは一般的に小さいので無視されるが、プラズマ中では水素原子やヘリウム原子のスペクトル線で顕著に観察されることがあり、その半値幅は電子密度と深い関係がある。特に水素原子のバルマー線 H_β (486 nm) の広がり、プラズマの電子密度を求める際によく利用される。これは、 H_β の広がり、シュタルク幅が支配的であるために、他の要因による広がりを無視できるからである。また、H.R. Griem⁶⁴⁾によると、 H_β 線のシュタルク広がり、半値幅は、電子温度にほとんど依存せず、電子密度に対して線形に比例する。そこで、本実験ではアルゴンガスに少量の水素を添加してもアークプラズマに与える影響は少ないものと仮定し

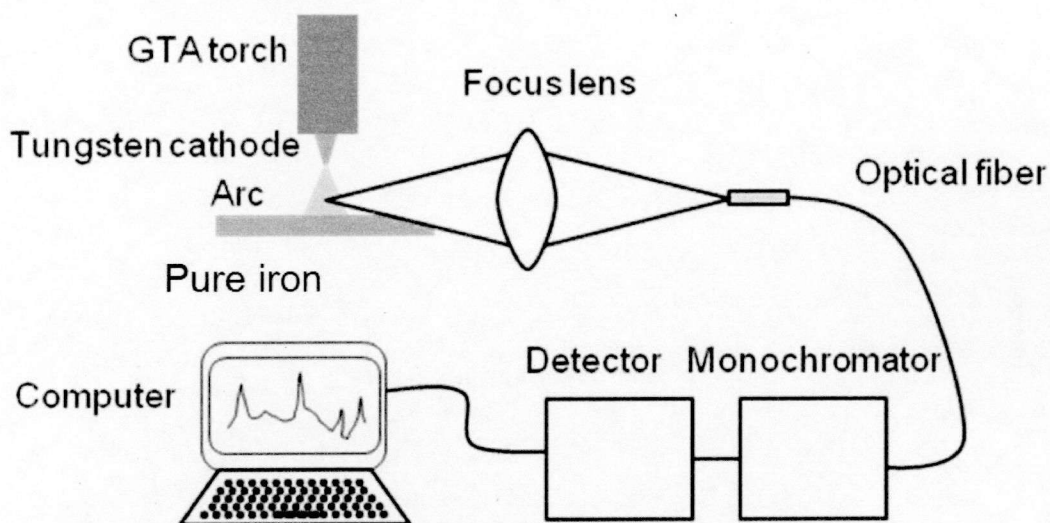


Fig. 4.14 Schematic diagram of experimental setup of GTA.

て、アルゴンに7%の水素を添加したガスを用いたガスを用いてアークを発生させ、そのときの水素スペクトルを観察し、その半値幅を測定して、その値から電子密度を決定する。

Fig. 4.14に示すような実験装置を用いて、簡単のために静止GTA溶接を行った。母材に純鉄を用い、溶接電流を150 A、アーク長を3 mm、陰極先端角60°とした。シールドガスはアルゴンに7%の水素を添加したものを用い、流量は20 l/minとした。GTAプラズマからの水素スペクトルを観察することで、電子密度を求める。この測定と同時に、4.2節で説明した画像分光システムを用いて二種類の鉄原子スペクトル(537 nmおよび538 nm)を撮影し、4.3.5項で説明した二線強度比法を用いて温度分布を求めた。これによって、GTAプラズマ中の特定の一点における温度 - 電子密度 - カメラで撮影されたスペクトル強度の関係を明らかにする。測定に当たってはアークプラズマの像をレンズにより7倍に拡大し、その拡大像を直径2.5 mmの光ファイバーを通して、鉄蒸気が多く発生している母材から1 mm上において中心から半径方向に向かって0.5 mmごとに10点について分光測定した。この実験におけるGTAプラズマで測定された H_{β} の線形状の結果をFig. 4.15に示す。このときの H_{β} の半値幅は約1.9 nmとなり、H.R. Griem⁶⁴⁾を参考として電子密度を求めると $2.54 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ となる。また、この位置での温度は、同時に行った二線強度比法により6,933 Kであることがわかった。

Fig. 4.16に各温度ごとの鉄蒸気濃度と電子密度の関係を示す¹⁴⁾。温度と電子密度を求めることで、Fig. 4.16から鉄蒸気濃度が導かれる。GTAプラズマの電子密度は $2.54 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 、

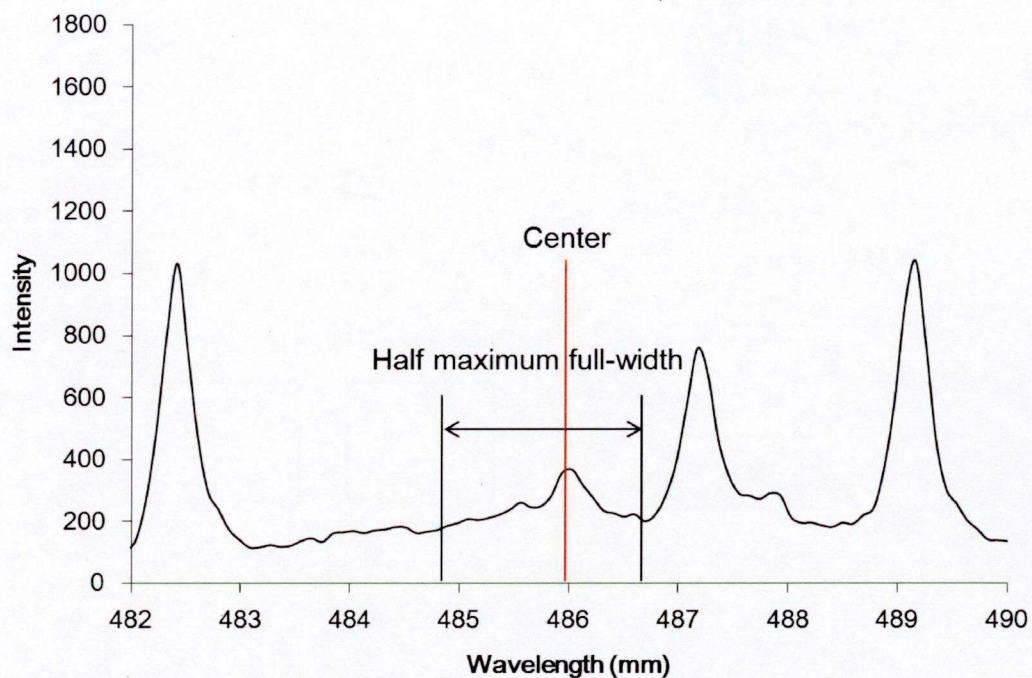


Fig. 4.15 Example of H_{β} line profile of GTA after Abel inversion.

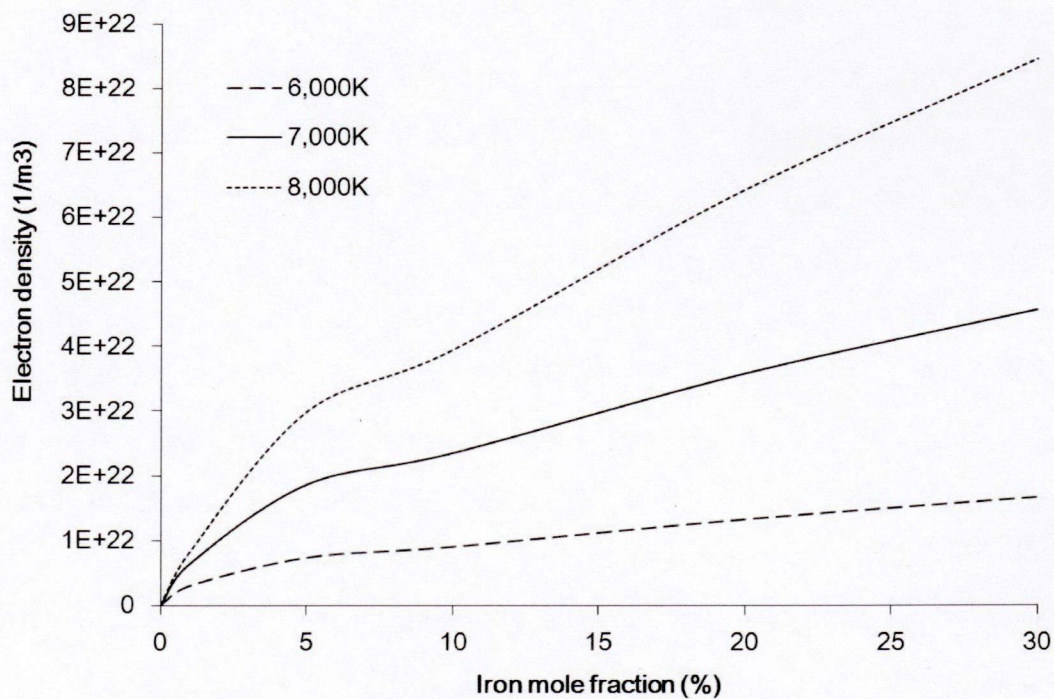


Fig. 4.16 Relationship between iron concentration and electron density.

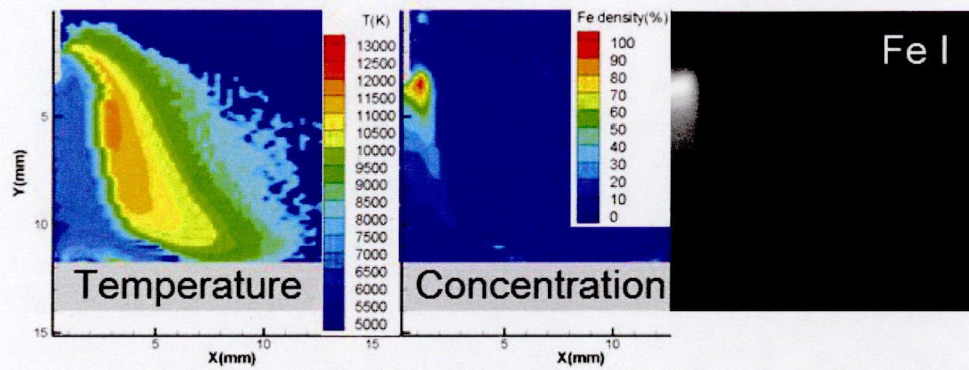
温度は6,933 Kであるため、鉄蒸気濃度は11.7%，密度は $6.37 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ であることが判明した。この結果と(4.15)式により、この時の鉄原子スペクトル(538 nm)強度は $4.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$

と導かれる。さらに、カメラで撮影されたスペクトル強度はアーベル変化処理を施すことで、4.09という二次元平面におけるスペクトル強度が得られる。つまり、このスペクトル強度および理論上のスペクトル強度から、装置関数 F は 9.77×10^7 であることが導かれた。

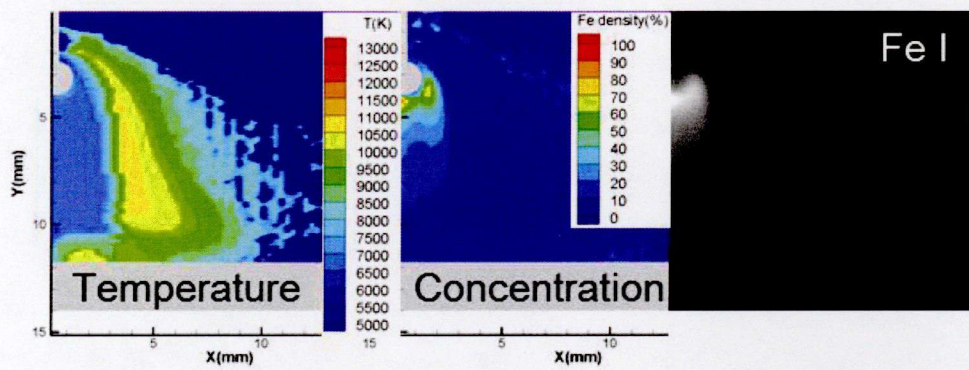
4.4.3 ガスメタルアークプラズマの鉄蒸気濃度測定結果

Fig. 4.17からFig. 4.19にそれぞれグロービュール移行、スプレー移行および直流パルス溶接の場合の温度測定結果、鉄蒸気濃度測定結果、Fe I(538 nm)の分光画像を示す。前述したように温度分布およびアーベル変換処理を施した鉄のスペクトル強度分布によって鉄蒸気濃度分布が求められる。

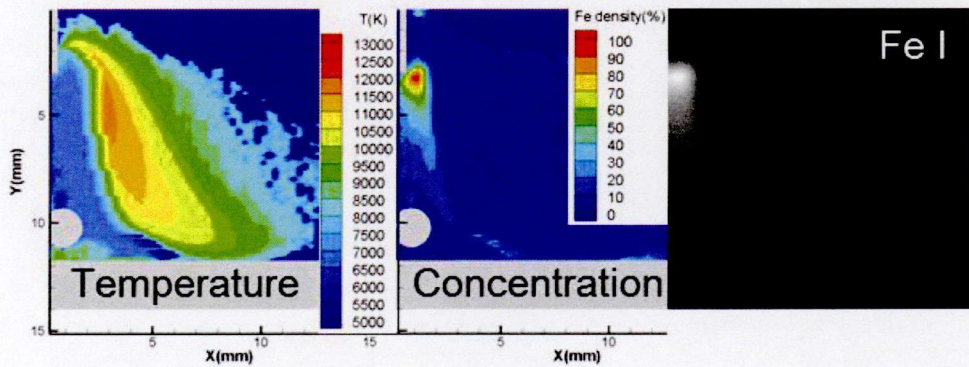
グロービュール移行、スプレー移行、直流パルス溶接のすべての場合において、ワイヤ先端近傍で濃度が高く、溶融池に近づくにつれて濃度が低下していく。この結果は、ワイヤ先端から発生した鉄蒸気が溶融池側へ輸送されていることを示している。鉄蒸気の濃度は直流パルス溶接時のピーク期間において最も高く、スプレー移行、グロービュール移行の順に濃度が低くなっていく。この濃度の違いは溶接電流の違いに起因するものであり、溶接電流が大きいほど溶融金属表面温度が高くなるため、鉄蒸気発生量が増加し、濃度が高くなっていると推測される。また、直流パルス溶接時のピーク期間では、高濃度域が溶融池に達するほど広がっている。



(i) 0 ms

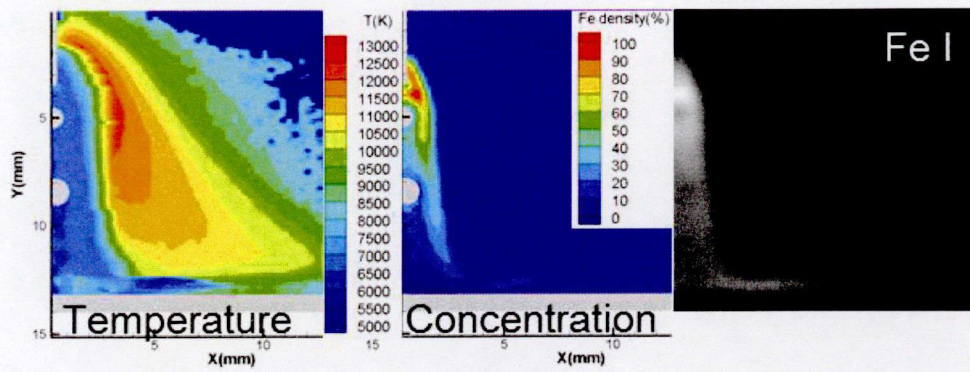


(ii) 20.0 ms

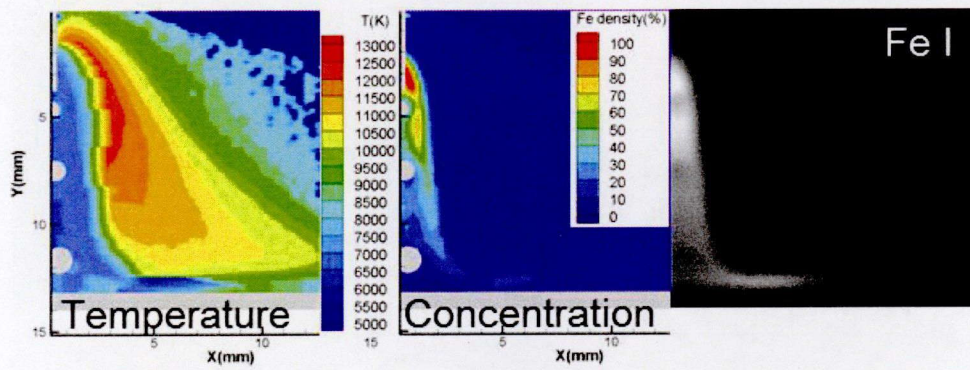


(iii) 40.0 ms

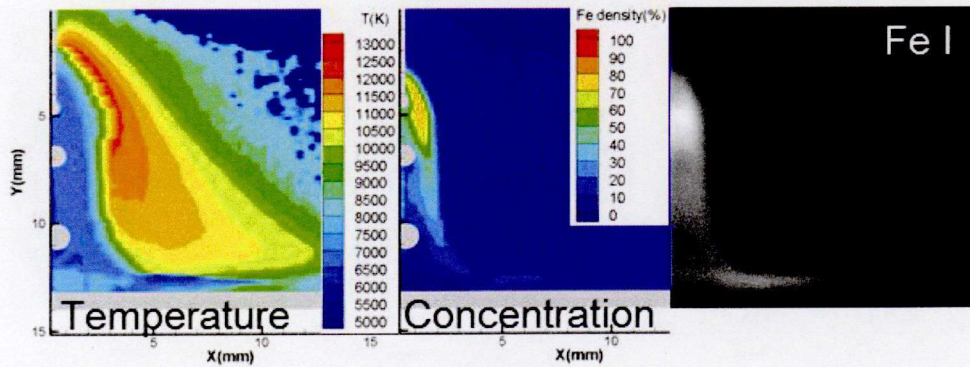
Fig. 4.17 Temperature distributions, distributions of iron vapor concentration and intensity distributions of Fe I (538 nm) in GMA welding with globular transfer.



(i) 0 ms

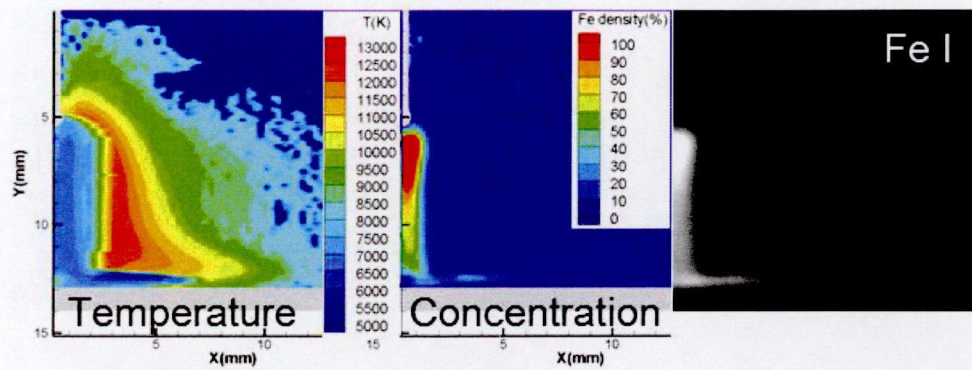


(ii) 2.0 ms

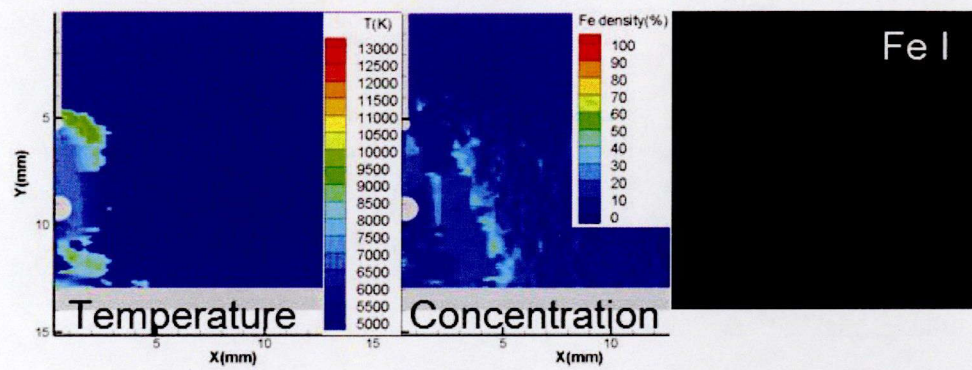


(iii) 4.0 ms

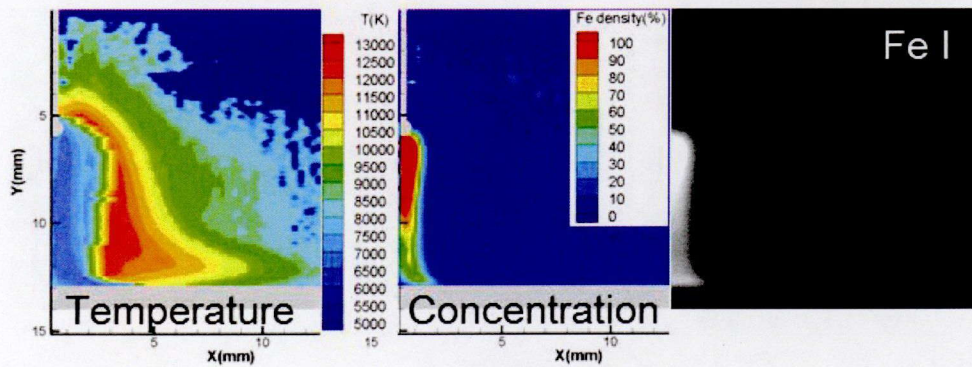
Fig. 4.18 Temperature distributions, distributions of iron vapor concentration and intensity distributions of Fe I (538 nm) in GMA welding with spray transfer.



(i) 0 ms



(ii) 3.0 ms



(iii) 6.0 ms

Fig. 4.19 Temperature distributions, distributions of iron vapor concentration and intensity distributions of Fe I (538 nm) in pulsed GMA welding.

4.5 温度測定法および鉄蒸気濃度測定法の妥当性の検討

本実験で行った鉄蒸気濃度および温度測定法の妥当性を検討するため、アークプラズマの中心軸上の特定の高さにおける測定を行ったM.E. Rouffet²¹⁾らの実験結果と比較した。溶接条件はRouffetの実験と同様(前述した直流パルス溶接のピーク期間)とし、母材から4 mm上方の位置について半径方向の分布を測定した。

Rouffetの結果と本実験による鉄蒸気濃度測定結果の半径方向分布の比較をFig. 4.20に示す。この結果を見ると、鉄蒸気濃度がどちらの場合も最高約70%になり、中心軸から約1.0 mm以内の範囲で濃度が高く、1.0 mmより外側では濃度が急激に低くなっている。このように、どちらの場合も同様の傾向を示している。

温度の半径方向分布の比較をFig. 4.21に示す。中心軸上の温度は約8,000 K、最高温度は約13,000 Kになる等、温度測定結果は一致しており、本研究における温度分布測定の妥当性を示している。ただし、Rouffetはアルゴンのシュタルク拡がりによって求められた電子密度と鉄蒸気濃度から温度を測定している。アルゴンは電場の影響を受けにくくシュタルク拡がりの測定は困難である。そのため、シュタルク拡がりの変化が小さくなる。その結果、アークプラズマの外縁部では電子密度が高く見積もられ、温度も高く見積もられるこ

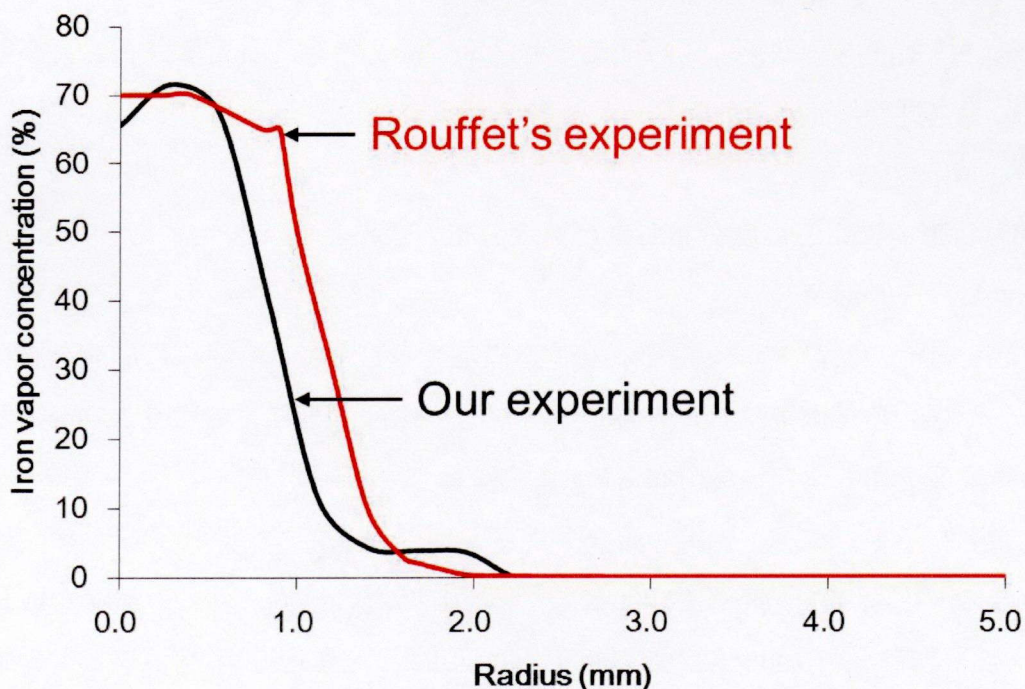


Fig. 4.20 Radial distribution of iron vapor concentration at peak current phase in pulsed GMA welding.

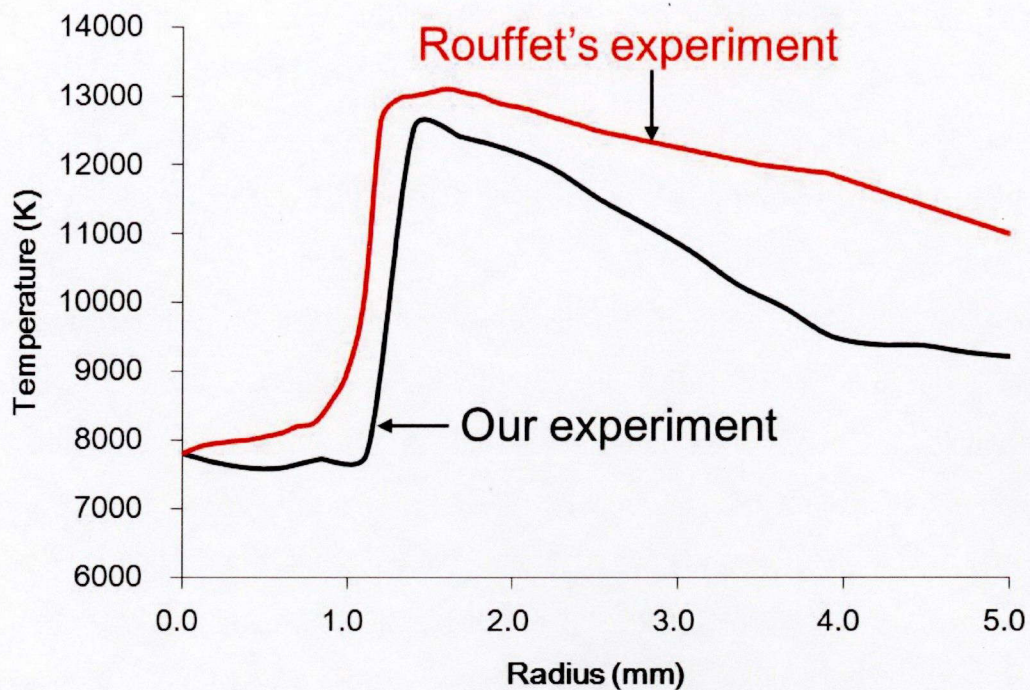


Fig. 4.21 Radial distribution of temperature of arc plasma at peak current phase in pulsed GMA welding.

となる。これらの理由によって、アークプラズマの外縁部における温度は本実験で求められる温度よりも高くなっているものと推測される。

このように、Rouffetの結果と比較によって、本実験で得られる温度分布および鉄蒸気の濃度分布の妥当性が検証された。

4.6 溶滴移行形態による温度分布および濃度分布の差異

4.6.1 グロビュール移行

溶接電流を直流220 A、アーク電圧を30 Vと設定することで、溶滴移行形態をグロビュール移行とした場合の溶滴がワイヤ先端から熔融池へ移行する42.5 ms間を2.5 msごとに測定した鉄蒸気濃度分布および温度分布をFig. 4.22に示す。

温度分布を見ると、ワイヤ先端の溶滴が小さい17.5 msまでは、アークプラズマの中心近傍で約7,000 K、外縁部で最高約12,000 Kとなった。時間の経過に伴い、溶滴が成長していくと、外縁部で最高約10,000 Kにまで温度が低下した。その後、溶滴がワイヤ先端から離脱すると、再び外縁部で最高約12,000 Kにまで上昇した。また、中心の熔融池近傍において10,000 Kを超える温度を示しているが、これは熔融池によってアークプラズマの光が反

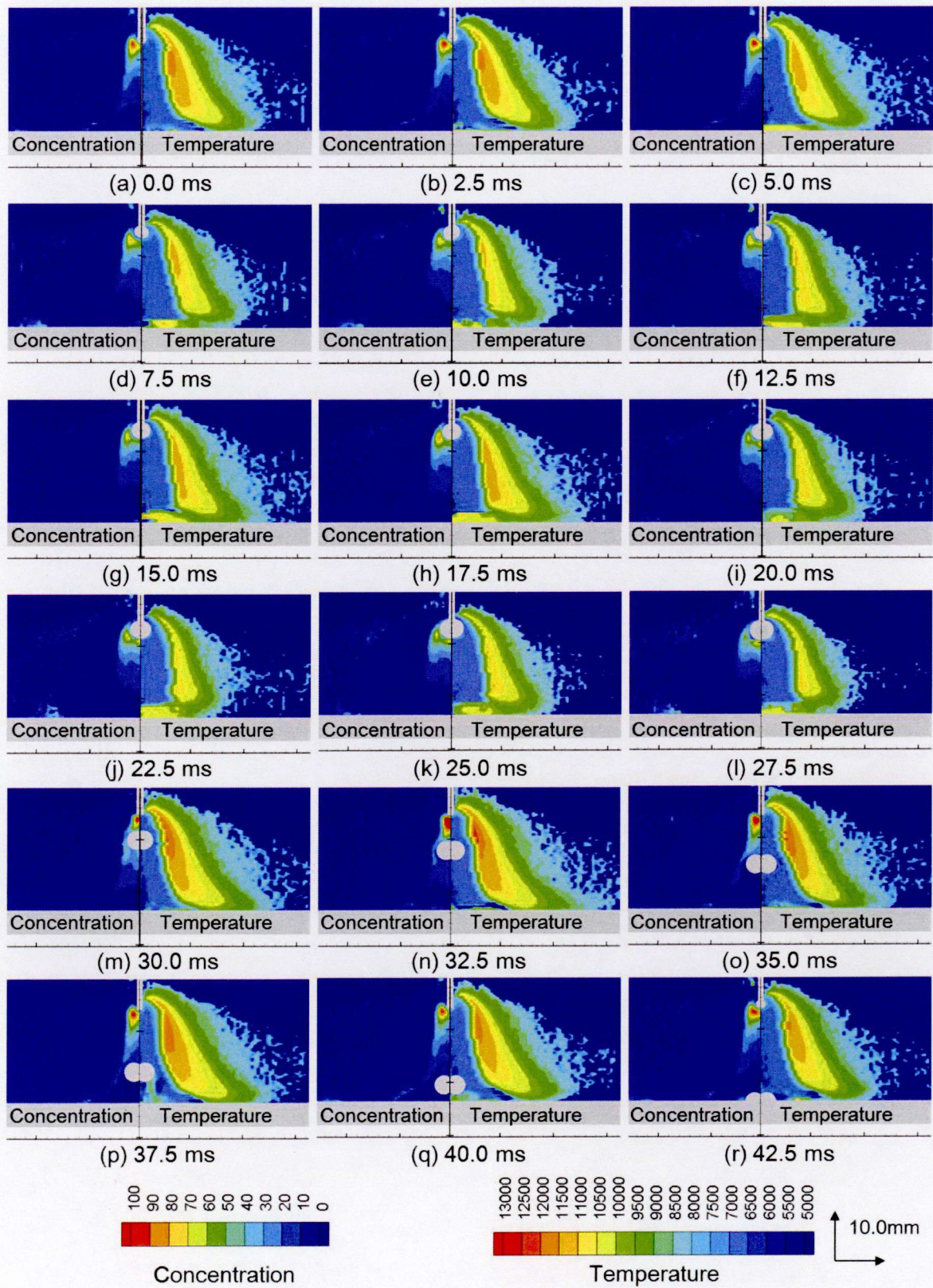


Fig. 4.22 Time variation of distributions of iron vapor concentration and temperature in GMA welding with globular transfer.

射されているためである。

一方、鉄蒸気濃度分布を見ると、ワイヤ先端において溶滴が成長するにつれ、最高100%にまで達していた濃度が約60%にまで低下している。溶滴がワイヤ先端から離脱すると、ワイヤ先端近傍において濃度が再び100%に達した。アークプラズマ中を移行している溶滴近傍の濃度を見ると、プラズマ気流の下流側である溶滴下部の濃度が、溶滴上部に比べ低くなっていることがわかる。つまり、ワイヤ先端から発生した鉄蒸気はプラズマ気流によって溶融池側へと輸送されるが、溶滴の存在によって流れが妨げられ、溶滴下部での濃度が低くなる。また、移行中の溶滴および溶融池の近傍における鉄蒸気濃度が低いことから、溶滴および溶融池から発生する鉄蒸気は少なく、移行中の溶滴および溶融池の表面温度がワイヤ先端に比べ低いことを示している。

4.6.2 スプレー移行

溶接電流を直流270 A、アーク電圧を37 Vと設定することで、溶滴移行形態をスプレー移行とした場合の溶滴がワイヤ先端から溶融池へ移行する4.0 ms間を0.5 msごとに測定した鉄蒸気濃度分布および温度分布をFig. 4.23に示す。

温度分布を見ると、アークプラズマの中心近傍で約7,000 K、外縁部で最高12,000 Kを超える温度となった。溶滴移行形態がグロービュール移行の場合と比べると、溶接電流が大きいため、外縁部の温度が高くなっている。また、グロービュール移行の場合とは異なり、ワイヤ先端において溶滴があまり成長しないため、溶滴の成長に伴う、アークプラズマ外縁部の温度低下は見られなかった。

一方、鉄蒸気濃度分布を見ると、グロービュール移行の場合と同様、ワイヤ先端近傍で濃度が高く、溶融池に近づくにつれて濃度が低下している。ただし、ワイヤ先端より上部のワイヤからも鉄蒸気が発生している。この結果は、ワイヤ上部においても表面温度が十分に高く、鉄蒸気を多く発生していることを示している。また、グロービュール移行の場合と比べ、全体的に濃度が高く、特にワイヤ先端近傍では70%から100%となっており、高濃度域はワイヤから離脱した溶滴を覆うように存在している。アークプラズマ中の溶滴の下部において濃度が低くなる傾向は、グロービュール移行の場合と同様である。

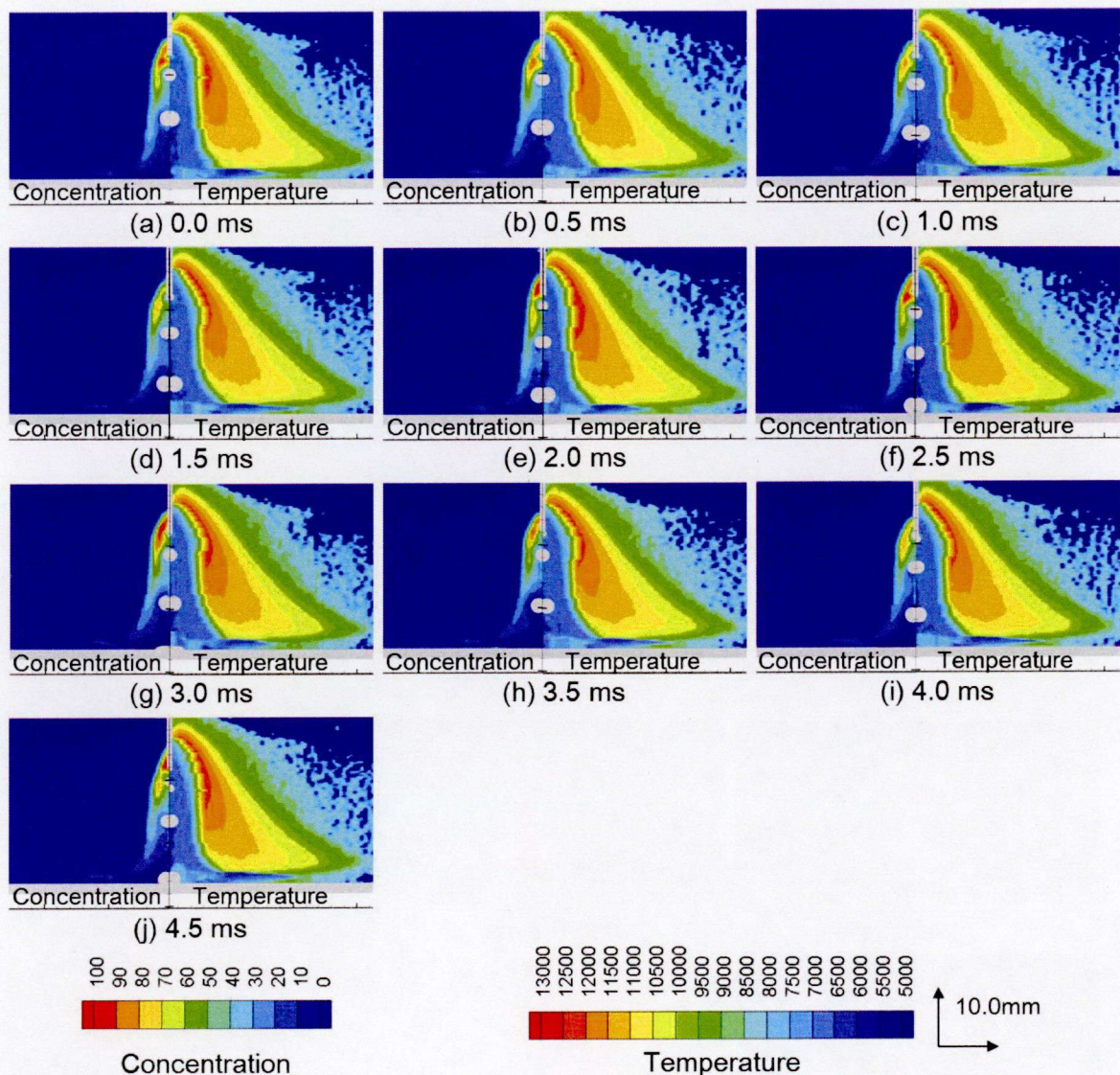


Fig. 4.23 Time variation of distributions of iron vapor concentration and temperature in GMA welding with spray transfer.

4.6.3 直流パルス溶接

Fig. 4.4に示すように、ピーク電流450 A、ピーク期間1.6 ms、ベース電流50 Aとすることで平均の溶接電流を210 Aとし、アーク電圧を28 Vとした。この溶接条件で直流パルス溶接を行った場合の溶滴がワイヤ先端から熔融池へ移行する6.0 ms間を0.5 msごとに測定した温度分布および鉄蒸気濃度分布をFig. 4.24に示す。ここで、1.0 msにおいてピーク電流からベース電流に移行していき、5.5 msにおいて再びピーク電流となる。

温度分布を見ると、ピーク期間ではアークプラズマの中心近傍で約7,000 K、外縁部で最

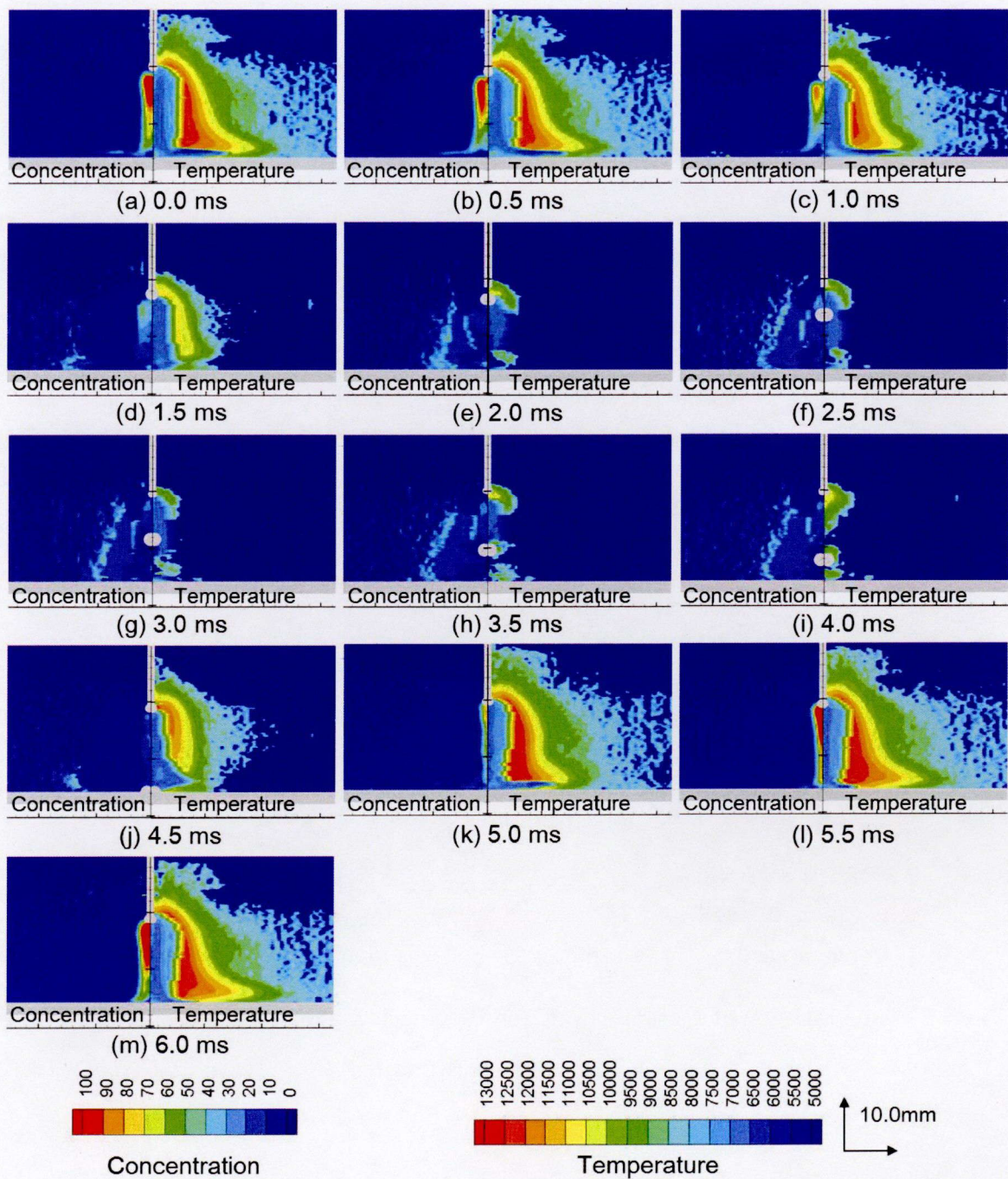


Fig. 4.24 Time variation of distributions of iron vapor concentration and temperature in pulsed GMA welding.

高12,500 K. ベース期間ではワイヤ先端近傍で約10,000 K, その他の領域で約6,000 Kとなった。ピーク期間では, スプレー移行の場合と比べ溶接電流が大きいので, 外縁部の温度が高くなった。

一方、鉄蒸気濃度分布を見ると、ピーク期間では、50%を超える高濃度域が溶融池近傍にまで達している。ピーク期間中にはアークプラズマ中に溶滴が存在せず、プラズマ気流は妨げられることなくアークプラズマ中心を通る。ワイヤ先端から発生した鉄蒸気はプラズマ気流によって輸送されるため、アークプラズマ中心を通り溶融池へと輸送される。ベース期間においては、溶接電流が非常に小さいため鉄蒸気があまり発生せず、全体的に濃度が低く、ほぼ0%となった。

4.6.4 ワイヤ先端における溶滴の直径とアークプラズマの温度および鉄蒸気濃度の関係

溶滴移行形態がグロービュール移行の場合、ワイヤ先端における溶滴が成長するに従い、アークプラズマ中の鉄蒸気濃度およびアークプラズマの温度が低下した。そこで、鉄蒸気の最高濃度およびアークプラズマの最高温度をワイヤ先端における溶滴の直径で整理したものをそれぞれFig. 4.25およびFig. 4.26に示す。Fig. 4.25を見ると、溶滴の直径が1.2 mmから4.9 mmと大きくなるにつれ、鉄蒸気濃度が100%から73%に低下することがわかる。ワイヤ先端において溶滴が成長することで、ワイヤ先端における電流密度が減少する⁷⁴⁾。そして、ワイヤ先端の表面温度が低下し、鉄蒸気の発生量が減少する。このように、ワイ

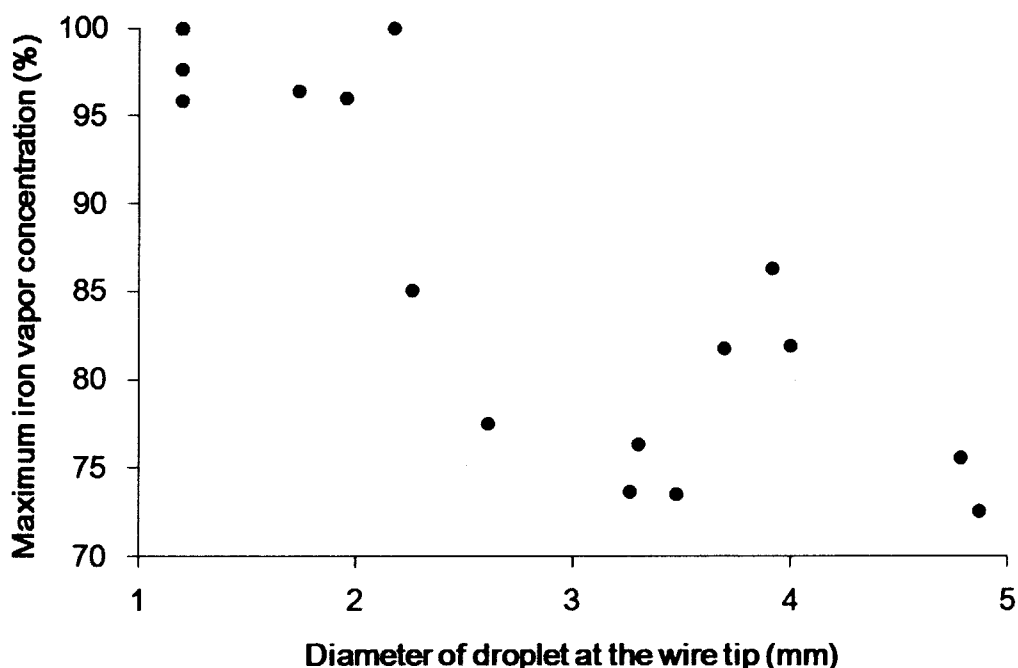


Fig. 4.25 Dependence of iron vapor concentration on diameter of droplet at the wire tip in MIG welding with globular transfer.

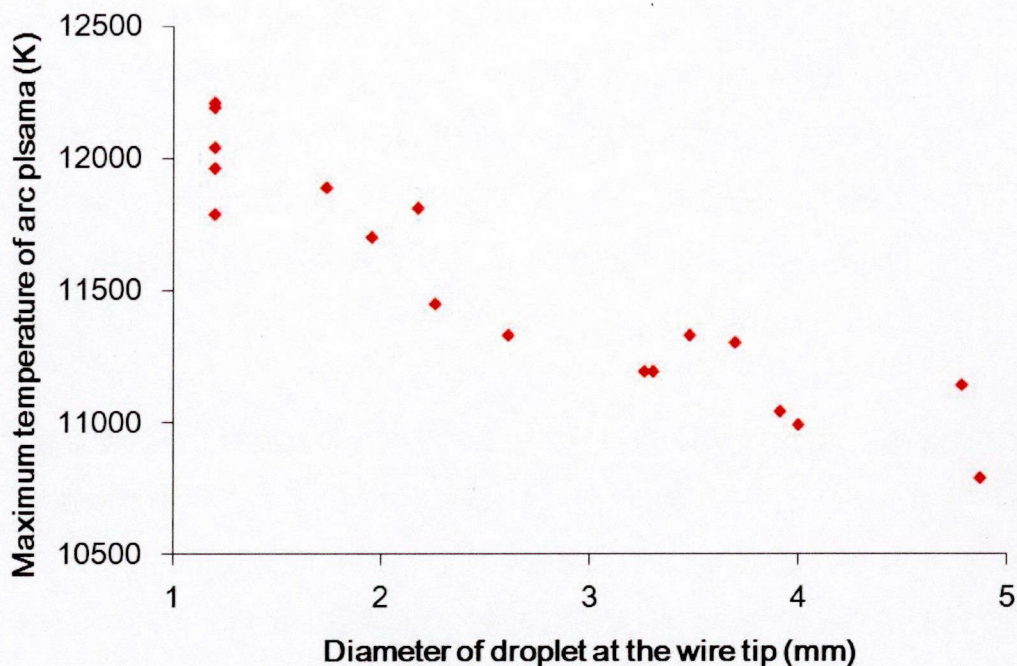


Fig. 4.26 Dependence of temperature of arc plasma on diameter of droplet at the wire tip in MIG welding with globular transfer.

ワイヤ先端において溶滴が成長することで、鉄蒸気濃度が低下する。また、Fig. 4.26を見ると、ワイヤ先端における溶滴の直径が大きくなるにつれて、アークプラズマの最高温度が12,210 Kから10,790 Kに低下することがわかる。前述したように、ワイヤ先端における溶滴の成長に伴い、電流密度が減少する。すると、ワイヤ先端近傍のアークプラズマで生じるジュール発熱が減少するので、アークプラズマの温度が低下したものと考えられる。

一方、スプレー移行の場合、溶滴の直径は1.2 mmから1.6 mmとほとんど成長しない。そのため、アークプラズマの最高温度は12,260 Kから12,540 Kとほとんど変化しない。鉄蒸気の最高濃度はアークのゆらぎに伴いワイヤ先端の表面温度が微少ながら変化するため80%程度になることもあるが、ほぼすべての時間において90%以上の濃度を保っている。

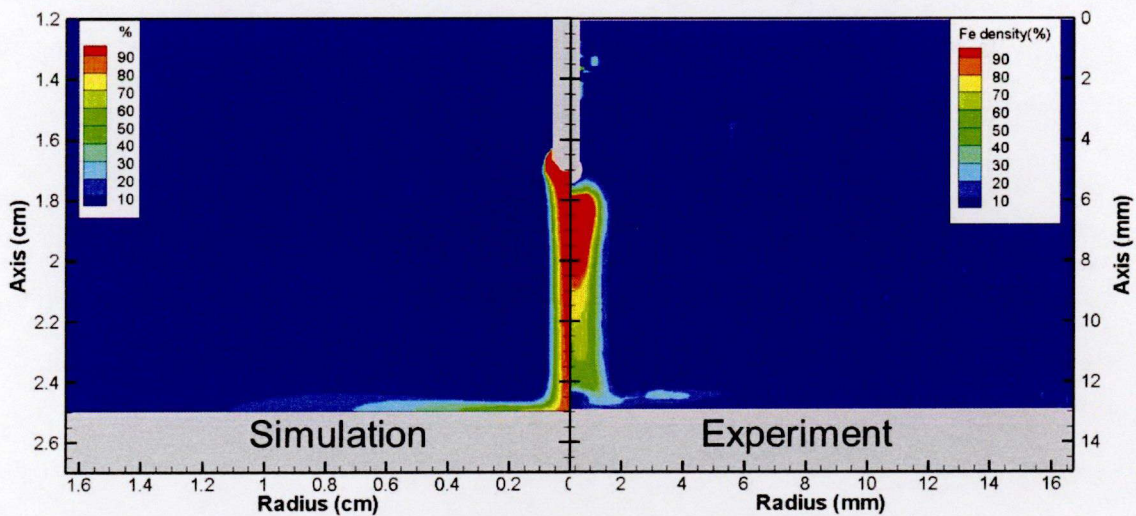
以上のことから、ワイヤ先端における溶滴の大きさに応じて、鉄蒸気濃度や温度といったアークプラズマの状態が変化していることがわかる。

4.7 数値計算シミュレーションとの比較

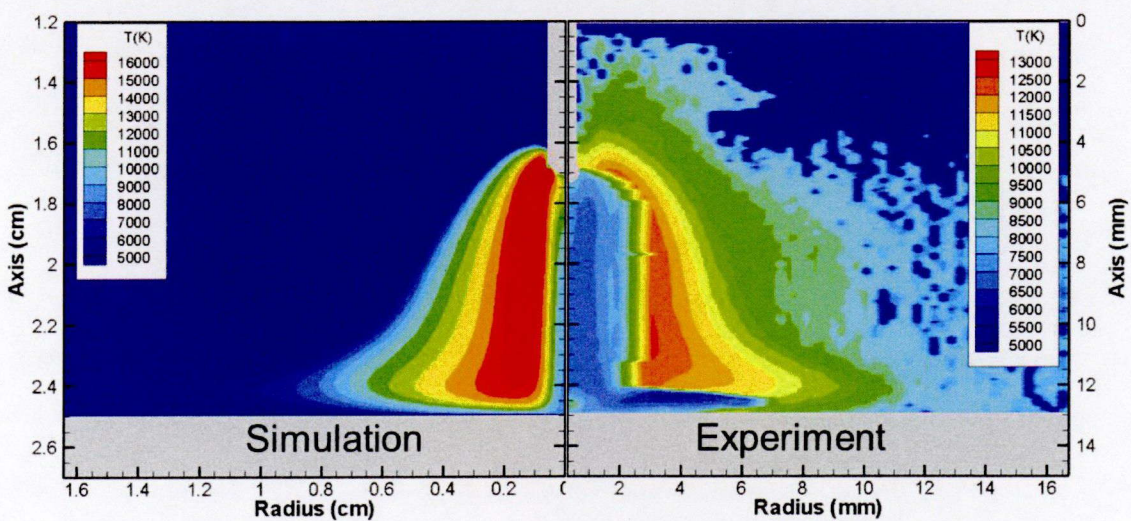
本実験における直流パルス溶接のピーク期間における鉄蒸気濃度分布および温度分布と、

第2章で提示したモデルを用いて溶接電流450 Aにおける数値計算シミュレーション結果との比較をFig. 4.26に示す. この数値計算シミュレーションでは, 実験結果から得られた見かけのアーカ長を用いて, アーク長を8 mmとした. この結果, アーク電圧は39.6 Vとなり, ワイヤ溶融速度は13.9 m/minとなった.

鉄蒸気濃度分布を見ると, どちらの場合もアークプラズマの中心近傍にのみ分布している. 濃度はワイヤ先端近傍で100 %に達しており, さらに, 50 %を超える高濃度域が溶融池にまで至っている. このように, 鉄蒸気濃度分布の結果がよく一致している. また, 実験では, ワイヤ先端における溶滴が成長するため, 鉄蒸気の発生源としての面積が増加す



(i) Iron vapor concentration distribution



(ii) Temperature distribution

Fig. 4.26 Comparison of simulation and experimental result with welding current of 450 A.

ることで、鉄蒸気の存在領域が半径方向に広がっている。一方、温度分布を見ると、数値計算シミュレーションで、中心近傍で約10,000 K、外縁部で15,000 Kとなり、実験では中心近傍で約7,000 K、外縁部で最高12,500 Kと、数値計算シミュレーションの方が高くなっている。また、中心近傍の低温領域の範囲が数値計算シミュレーションの方が狭くなっている。これらの差異は、実験では鉄蒸気濃度分布が半径方向に広いことが原因の一つになっている。このように、差異はあるものの、どちらの場合も中心近傍における温度が低下しており、温度分布がよく一致している。

このように、第2章で提示したモデルを用いた数値計算シミュレーションの結果は、実験結果と比較してもよく一致している。そのため、本研究で行った数値計算シミュレーションで、GMA溶接に与える鉄蒸気の影響の議論が行うことが可能である。そこで、次章では、数値計算シミュレーションによって、GMA溶接の熱源特性を明らかにしていく。

4.8 結言

本章では、GMAプラズマの温度分布および鉄蒸気濃度分布を分光分析によって明らかにした。アークプラズマの中心近傍では、その外縁部より温度が低くなっている。一方、温度が低いアークプラズマの中心近傍では、鉄蒸気濃度が高くなっている。このように、アークプラズマの中心近傍における鉄蒸気濃度の高い低温領域とその外縁部における鉄蒸気がほとんど存在しない高温領域の二層構造となっていることを明らかにした。また、アークプラズマの中心近傍における低温領域では鉄蒸気濃度が高い。このため、鉄蒸気の影響によってアークプラズマの温度が低下したものと考えられる。

また、溶接電流が大きいほどアークプラズマの温度が高くなり、アークプラズマ中の鉄蒸気濃度が高くなる。一方、溶滴がアークプラズマ中に存在している場合、プラズマ気流が妨げられるため、溶滴の下流側には鉄蒸気が輸送されず、濃度が低くなる。そのため、アークプラズマ中に溶滴が存在しない場合の方が、高濃度域が広がる。このように、GMA溶接中の温度や鉄蒸気濃度といったアークプラズマの状態は、溶接電流やパルスの有無によって異なってくる。

最後に、第2章で提示したモデルを用いた数値計算シミュレーション結果を実験結果と比較したところ、鉄蒸気濃度分布および温度分布がよく一致しており、数値計算シミュレーションの整合性が確認できた。

第5章 ガスメタルアーク溶接の熱源特性

5.1 緒言

前章までに示したように、GMA溶接中はワイヤおよび溶融池の二つが鉄蒸気の発生源となり、多量の鉄蒸気がアークプラズマ中に混入するため、GMAプラズマが受ける影響は大きく、中心近傍における温度低下が生じる。また、2.8.2項で示したように、鉄蒸気がアークプラズマ中に混入すると、アークプラズマの物性値が変化する。鉄蒸気がアークプラズマ中に混入すると、アークプラズマの温度が低下し、さらにアークプラズマの物性値が変化するため、GMA溶接の熱源特性も変化する。

本章では、第2章で提示した「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」一体化モデルを用いて、GMA溶接中の母材への入熱や電極 - アークプラズマ間のエネルギーバランスを明らかにする。これらを明らかにすることで、鉄蒸気の影響を受けたGMA溶接の熱源特性を明らかにする。

また、前章で示したように、溶接電流が変化すると、溶滴移行形態が変化する。一方、第2章で提示したモデルでは溶滴移行に伴う物質の輸送を考慮していない。そこで、数値計算シミュレーションにおける、スプレー移行を想定した大電流域および短絡移行を想定した小電流域の場合の熱源特性を、実験結果と比較することで、数値計算シミュレーションによって精度が良い予測が行えるかについて検討していく。

5.2 ガスメタルアーク溶接の熱源特性

5.2.1 ガスメタルアーク溶接における母材への入熱およびエネルギーバランス

第3章および前章では、鉄蒸気がGMAプラズマに与える影響を明らかにした。本節では、鉄蒸気の影響を受けたGMAプラズマが、母材への入熱や電極 - アークプラズマ間のエネルギーバランスに与える影響について検討する。Fig. 5.1に鉄蒸気を考慮しない場合(3.3.1項(ii)参照)および考慮した場合(3.2節参照)それぞれにおける母材表面における入熱密度分布を示す。この入熱密度はアークプラズマからの熱伝導および陰極発熱(主にイオン流による加熱)の和である。鉄蒸気を考慮しない場合、中心から0.6 mm離れた位置において最大202 W/mm²となっている。一方、鉄蒸気を考慮した場合、中心で84 W/mm²、中心から1.5 mm離れた位置において98 W/mm²となり、鉄蒸気を考慮しない場合と比べ、入熱密度が大きく

減少していることがわかる。また、入熱密度が最大を示す位置が外側に移動している。これらの変化は、鉄蒸気の影響によりアークプラズマの中心近傍における温度が低下したためである。Fig. 5.2に鉄蒸気を考慮しない場合および考慮した場合それぞれにおける母材

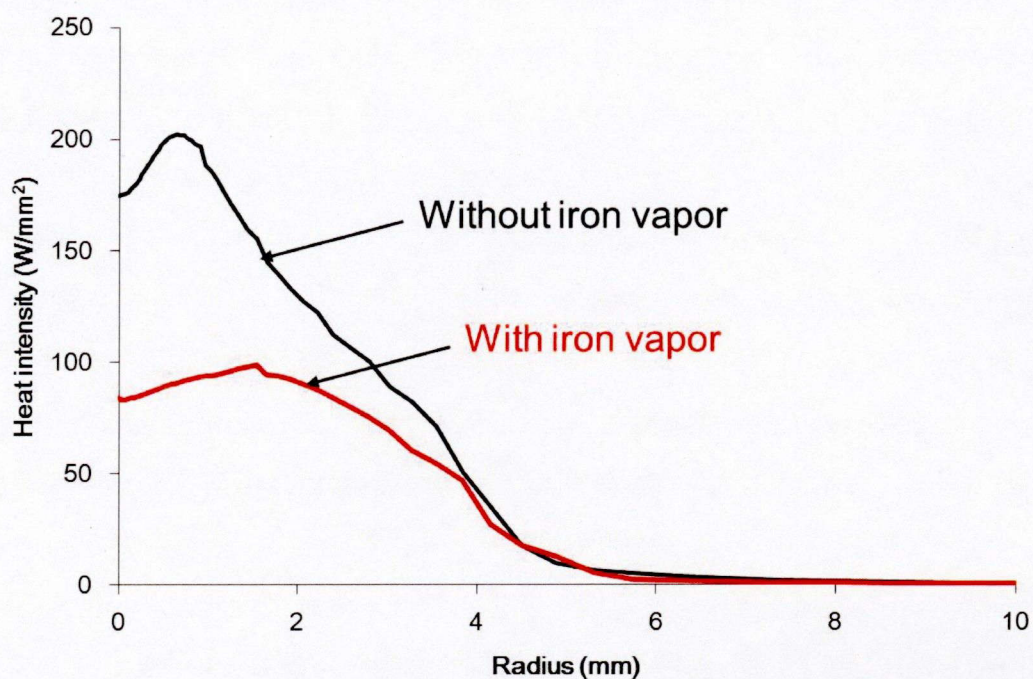


Fig. 5.1 Simulation results of radial distribution of heat input into the base metal.

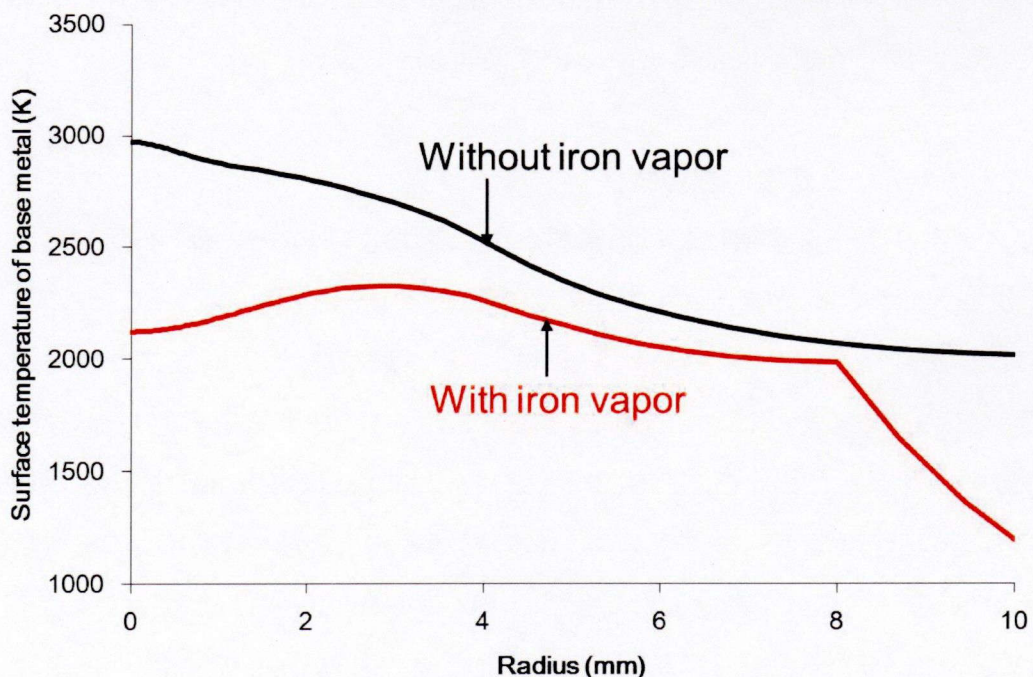


Fig. 5.2 Simulation results of radial distribution of surface temperature of the base metal.

表面温度を示す。鉄蒸気を考慮しない場合、中心において最大2970 Kとなっている。鉄蒸気を考慮した場合、入熱密度が減少しているため、中心で2130 K、中心から2.8 mm離れた位置において最大2326 Kと母材表面温度も低下している。

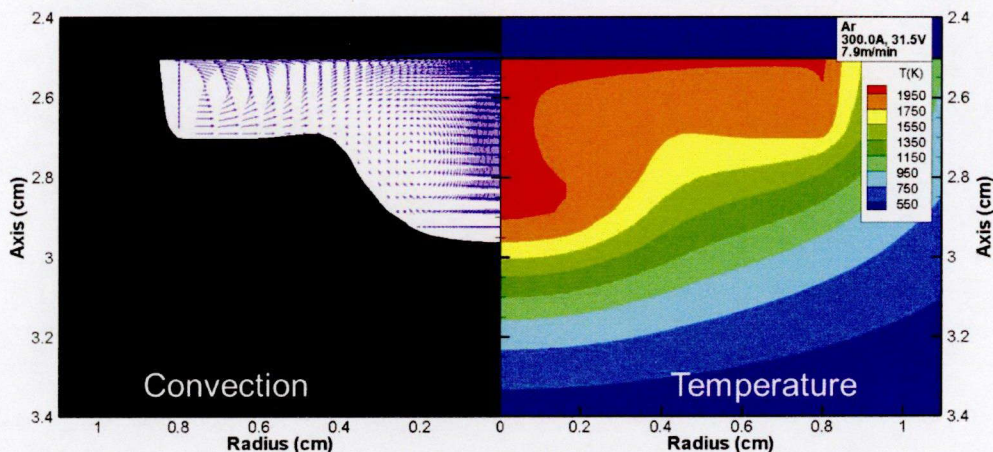


Fig. 5.3 Simulation results of temperature distribution and convection at the weld pool.

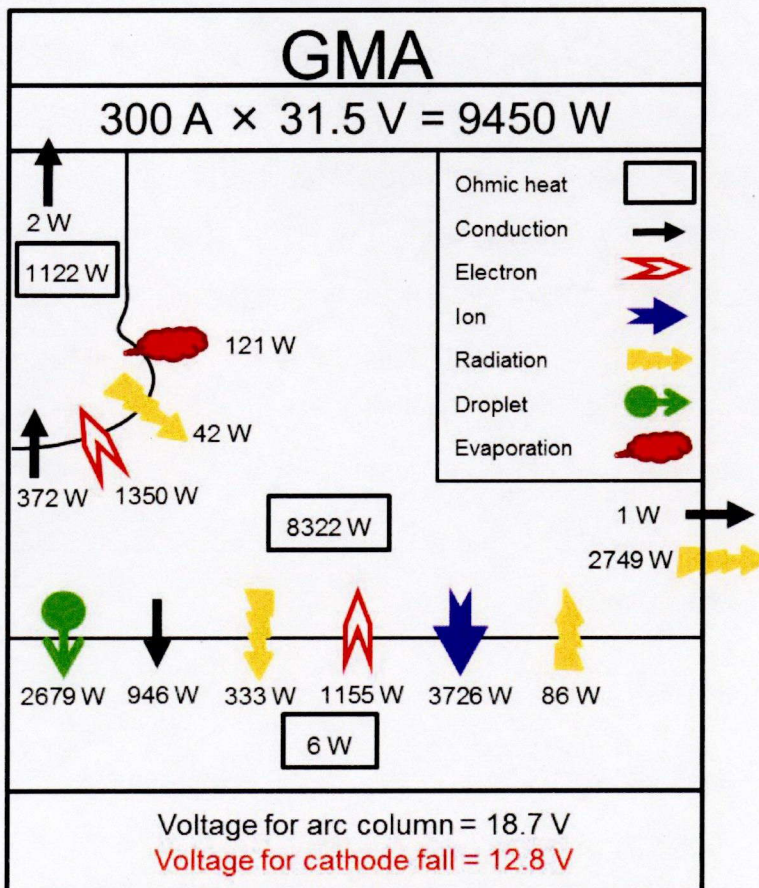


Fig. 5.4 Simulation results of energy balance in GMA welding.

このように、鉄蒸気を考慮した場合、中心から離れた位置において入熱密度が最も高くなり、母材表面温度も高くなっている。しかしながら、Fig. 5.3で示す母材内の温度分布を見ると、中心での溶込みが最も深くなっている。この原因は、母材への入熱がアークプラズマからの熱伝導や陰極発熱のみではなく、溶滴としての入熱も加わることである。2.5節で説明したように、溶滴としての入熱は母材の中心から4.0 mmの範囲に加えらる。これに加え、Fig. 5.3で溶融池内の対流を示すように、中心で電磁力による深さ方向の流動が生じることで、深さ方向への溶込みが助長される。このようにして、中心における溶込みが最も深くなるものと考えられる。

GMA溶接中の電極 - アークプラズマ間の相互作用を明らかにするため、Fig. 5.4にGMA溶接中のエネルギーバランスを示す。アーク電圧は31.5 Vであり、陰極降下電圧は12.8 Vとなった。この陰極降下電圧の内訳は2.7節で説明したシース領域で0.4 V、境界層領域で12.4 Vとなっている。投入電力は9450 Wとなっている。GMA溶接中に発生する熱の大部分はアークプラズマ中のジュール発熱によるものであり、8322 W発生している。アークプラズマ中で発生した熱はワイヤおよび母材へと輸送される。ワイヤでのエネルギーバランスとしては、アークプラズマからの熱伝導(372 W)や電子流入による入熱(1350 W)およびワイヤ内で発生するジュール発熱(1122 W)等がある。これらのワイヤで生じたエネルギーは2679 Wとなり、溶滴として母材へ輸送される。母材表面では、この溶滴としてのエネルギー輸送の他に、アークプラズマからの熱伝導(946 W)、アークプラズマからの放射による入熱(333 W)およびイオンの再結合加熱(3726 W)によって加熱され、その一方で、電子放出(1155 W)等によって冷却されている。これら母材表面におけるエネルギー授受の合計は6443 Wとなり、熱効率は68.2 %となった。また、投入電力の29.1 %にあたる2749 Wがアークプラズマの放射によって損失され、GMA溶接中に損失するエネルギーの大部分を占める。3.3.2項で説明したように、この放射による大きなエネルギー損失がアークプラズマの中心近傍における温度低下を導いている。

5.2.2 考察

本モデルを用いた数値計算シミュレーションでは、溶接電流300 Aの場合において熱効率は68.2 %となった。しかしながら、GMA溶接の熱効率は約80 %であると言われている⁷⁵⁾。本モデルでは、母材への入熱とならずに損失するエネルギーの大部分は放射損失によるも

のである。そこで、熱効率が低い理由として、放射損失が大きすぎるということが考えられる。しかしながら、放射損失が小さくなると、アークプラズマの中心近傍における温度の低下が起こらない可能性がある。3.3.2項で説明したように放射によるエネルギー損失によってアークプラズマの温度が低下する。つまり、現状のモデルのようにアークプラズマの中心近傍では強い放射強度が得られ、かつ、現状のモデルよりも母材への入熱が増加する必要がある。アークプラズマの中心近傍において放射により失われたエネルギーの一部は母材への入熱となる。本モデルでは、アークプラズマから発生する全放射エネルギーのうち12%をアークプラズマからの放射による入熱として母材へ加えているが、この入熱を低く見積もっている可能性が示唆された。

ここで、アークプラズマで発生した放射エネルギーがどのように母材への入熱となるかについて検討していく。アークプラズマから発生した放射の一部は直接母材へと向かうが、その大半はアークプラズマ外側へと向かう。この外側へと向かう放射の一部は自己吸収される⁷⁶⁾。自己吸収によってアークプラズマのエンタルピーが増加するため、アークプラズマの温度が高くなる。アークプラズマの温度が高くなると、アークプラズマからの熱伝導等が増加するため母材への入熱が増加する。本モデルでは自己吸収を考慮しておらず、自己吸収を考慮することで、アークプラズマの中心近傍における温度低下を維持しながら、母材への入熱量が増加し、熱効率が上昇する可能性がある。このように、自己吸収を考慮したモデルを構築することが、熱源特性をより詳細に理解する上で重要となってくる。

5.3 ガスメタルアーク溶接に与える溶接電流の影響

本節では、溶滴移行に伴う物質の輸送を考慮していない本モデルを用いて、溶滴移行形態が大きく異なるスプレー移行および短絡移行の場合を想定し数値計算シミュレーションを行う。その結果から、数値計算シミュレーションによる母材への入熱の予測が精度良く行えるかについて検討する。

スプレー移行を想定した大電流域における、数値計算シミュレーションにおける母材の温度分布と実験における母材の断面図をFig. 5.6に示す。数値計算シミュレーションでは溶接電流300 A、アーク長5.0 mm、溶接速度30 cm/minとした結果、アーク電圧31.5 V、ワイヤ溶融速度7.9 m/minとなった(3.2節および5.2.1項参照)。実験では、板厚10.0 mmの軟鋼に対し、ワイヤ送給速度7.9 m/min、アーク電圧31.1 V、溶接速度30 cm/minとすることで、溶接

電流288 Aとなった。結果を比較すると、溶融金属の断面積は数値計算シミュレーション結果および実験結果でそれぞれ約77.7 mm²および約66.0 mm²となり、数値計算シミュレーションの方が、溶接電流が大きいため断面積が大きくなっているが、比較的良好に一致している。ここで、図に示した数値計算シミュレーションにおける溶着金属は、ワイヤ溶融速度7.9 m/minおよび溶接速度30 cm/minから求めたもので、溶着金属の断面積は29.7 mm²となる。さらに余盛形状が楕円形となると仮定すると、溶融池幅が17.0 mmであるため、余盛り高さは2.2 mmとなる。

同様に、短絡移行を想定した小電流域における数値計算シミュレーションを行い、その結果として鉄蒸気濃度分布およびアークプラズマの温度分布をFig. 5.6に示す。溶接電流242 A、アーク長0.52 mm、溶接速度45 cm/minとした結果、アーク電圧20.8 V、ワイヤ溶融速度6.5 m/minとなった。Fig. 5.6に示すように、アーク長が非常に短く、ワイヤ-母材間は90%を超える非常に高濃度の鉄蒸気が分布している。温度分布を見ると、アークプラズマの中心近傍において約9,000 K、その外縁部で約13,000 Kとなり、中心近傍における温度低下が確認された。この数値計算シミュレーションにおける母材の温度分布と実験における母材の断面図をFig. 5.7に示す。図に示した数値計算シミュレーションにおける溶着金属をワイヤ溶融速度6.5 m/minおよび溶接速度45 cm/minから求め、溶着金属の断面積は16.3 mm²となり、さらに余盛形状が楕円形となると仮定することで、溶融池幅が9.2 mmとなるため、

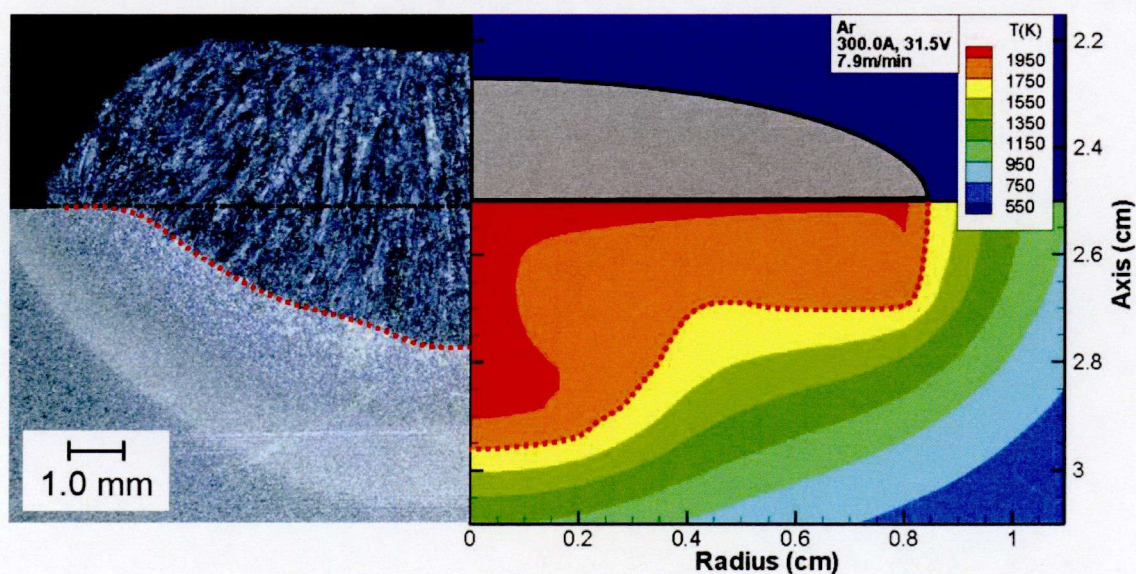


Fig. 5.5 Comparison of experimental and simulation result of cross-section of penetration in high-current GMA welding.

余盛り高さは2.3 mmとなる。実験では、板厚3.0 mmの軟鋼に対してワイヤ送給速度6.0 m/min、アーク電圧 20.3 V、溶接速度45 cm/minとすることで、溶接電流209 Aとなった。結果を比較すると、溶融金属の断面積が数値計算シミュレーション結果および実験結果でそれぞれ約39.8 mm²および約24.1 mm²と大きく異なっており、結果が一致しているとは言い難い。この原因は短絡移行にあると考えられる。短絡時には、アークプラズマの電圧がゼロとなるため投入電力がゼロとなり、アークプラズマから母材への入熱がなくなる。つまり、母材への総入熱量が減少することを示している。本モデルを用いて計算した結果は、定常状態を仮定しているため短絡を再現することが不可能であり、実際の溶接時よりも入熱量を高く見積もっている可能性がある。この問題を解決するためには、非定常状態の数値計算シミュレーションを行い、短絡を考慮する必要がある。

また、本研究で、数値計算シミュレーションと実験との比較を行う際、数値計算シミュレーションで得られたワイヤ送給速度を用いて実験を行った。このときの溶接電流を比較すると、数値計算シミュレーションの方が高くなった。この原因として、数値計算シミュレーションで得られたワイヤ溶融速度が遅いことが考えられる。ここで、ワイヤ先端における溶滴の温度に注目すると、数値計算シミュレーション結果では3,174 K(3.2節参照)、実験観察結果⁷⁾では約2,300 Kとなり、数値計算シミュレーションの方が高い。溶滴の温度が高い場合、(2.15)式で求められるワイヤ溶融速度が遅くなる。つまり、溶滴の温度を正確に求めることで、母材への入熱を精度良く予測することが可能となる。

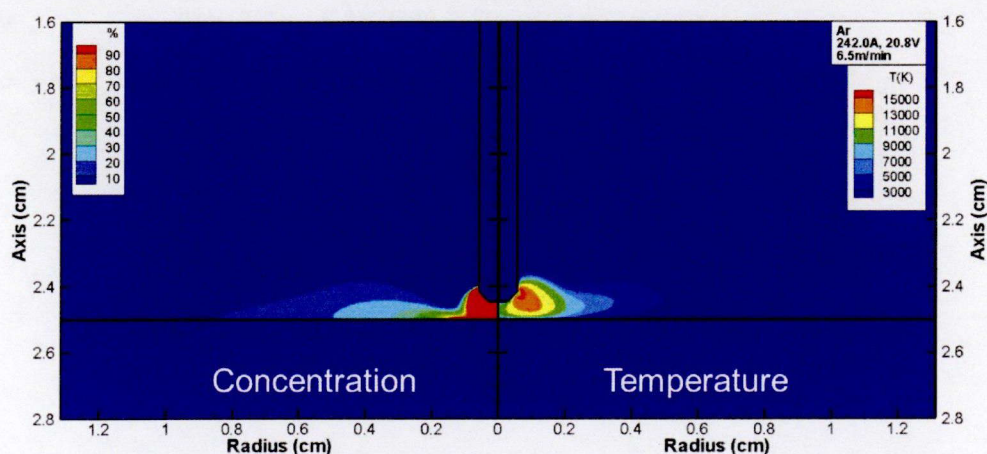


Fig. 5.6 Simulation result of distribution of iron vapor concentration and temperature in low-current GMA welding.

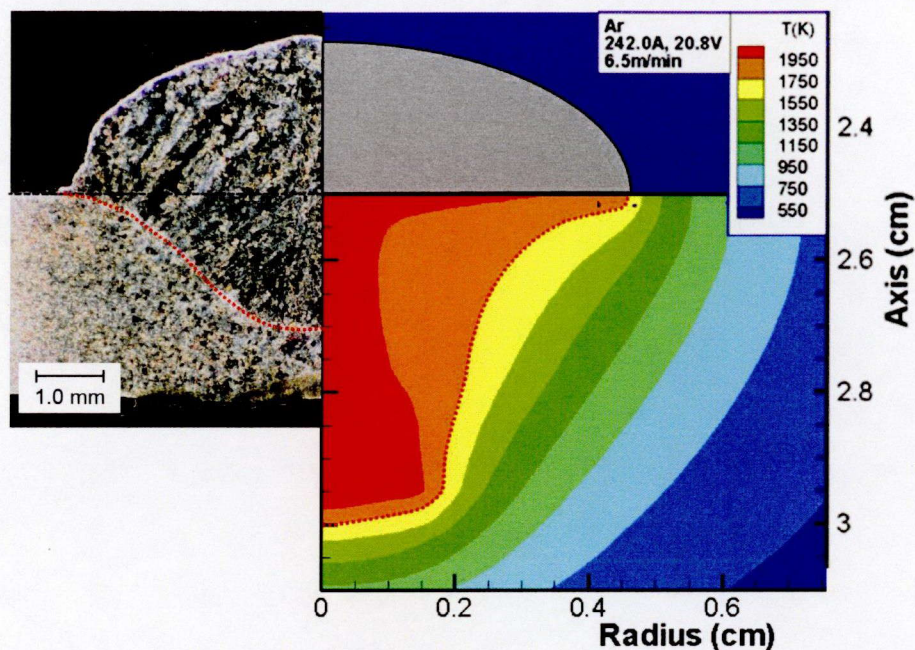


Fig. 5.7 Comparison of experimental and simulation result of cross-section of penetration in low-current GMA welding.

5.4 結言

本章では、「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」を同時に解くGMA溶接の一体化モデルを用いて、GMA溶接の熱源特性について明らかにした。

第3章で示したように、鉄蒸気がアークプラズマ中へ混入することで放射によるエネルギー損失が増加するためアークプラズマの温度が低下する。この影響を受け、GMA溶接中の母材への入熱は減少する。母材への入熱としてはアークプラズマからの熱伝導や陰極発熱があるが、これらはアークプラズマ中心近傍における温度低下によって、中心から離れた位置で最大となる。一方で、中心には溶滴として入熱が加わり、さらに溶融池内で生じる電磁力による深さ方向への流動によって、中心における溶込み深さが最も深くなる。

また、本モデルを用いた数値計算シミュレーションでは、大電流域では溶融金属の断面積がよく一致しているが、小電流域ではあまり一致していない。これは、小電流域でGMA溶接を施工する場合、短絡移行を伴うためであると考えられる。

第6章 ガスメタルアーク溶接の動特性

6.1 諸言

第3章および前章では、「ワイヤ - アークプラズマ - 溶融池」を同時に解く一体化モデルを用いて、鉄蒸気がGMAプラズマおよび熱源特性に与える影響を明らかにした。しかしながら、これらの数値計算シミュレーションは定常状態を仮定したものである。GMA溶接ではワイヤが高速送給されるため、ワイヤ突出し長およびアーク長が時間変化に伴い動的に変動していく。さらに、小電流域では、短絡を考慮することが不可能であるため、精度の良い予測が行えない。そのため、より詳細にGMA溶接プロセスを理解するためには、非定常な現象を理解しなければならない。そこで、第3章で説明した定常モデルを非定常に変更し、ワイヤ突出し長およびアーク長が変動するモデルを構築する。また、第2章で説明したモデルでは定電流特性の電源を想定したが、1.2.2項で述べたように、GMA溶接を行う際、一般的に定電圧特性の電源が用いられる。そこで、定電圧特性の電源を想定したモデルを構築する。この定電圧特性のモデルを用いて、ワイヤ突出し長やアーク長の変動に伴い溶接電流や母材への入熱がどのように変化していくかを検討していく。

本章では、非定常モデルを構築する際、定常モデルから変更した支配方程式および数値計算手法について説明する。このモデルを用いて、スプレー移行を想定した大電流域および短絡移行を想定した小電流域におけるGMA溶接の動特性を明らかにする。さらに、設定電圧およびワイヤ送給速度といった溶接条件を溶接中に変化させた場合の数値計算シミュレーションを行い、GMA溶接の動特性を明らかにしていく。

6.2 対象とする系の設定とモデル化

6.2.1 計算条件

本章では、非定常状態における数値計算シミュレーションが行えるように、第2章で説明した定常モデルを変更し、GMA溶接の動特性を明らかにしていく。この非定常モデルの計算領域はFig. 2.1で示したものと同様、ワイヤ、アークプラズマ、母材のそれぞれの領域があり、円筒座標系二次元軸対称を仮定している。

本章で行う数値計算シミュレーションでは、ワイヤを定速送給するワイヤ送給装置および定電圧特性の電源を用いたGMA溶接を対象としている。本モデルで取扱う定電圧特性の

電源は、電流に対する出力勾配を持たない、完全定電圧を仮定した。

ワイヤの直径は1.2 mmで先端角を90°とし、コンタクトチップ - 母材間距離を25.0 mmとした。母材については板厚10.0 mm，直径50.0 mmの軟鋼とした。シールドガスはアルゴンとし、ガス流量は20.0 l/minで供給している。また、溶接電流はワイヤから母材へ流れる逆極性とし、母材の最下面全体を接地(アース)とした。

6.2.2 支配方程式

以下に、第2章で説明した定常モデルから変更した支配方程式を示す。

質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = S \quad (6.1)$$

半径方向運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_r) = \\ - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - 2\eta \frac{v_r}{r^2} \end{aligned} \quad (6.2)$$

軸方向運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = \\ - \frac{\partial p}{\partial z} - j_r B_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \rho g \end{aligned} \quad (6.3)$$

エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + j_r E_r + j_z E_z - U \end{aligned} \quad (6.4)$$

鉄蒸気挙動に関する保存式

$$\frac{\partial \rho C}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r C_1) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z C_1) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial C_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial C_1}{\partial z} \right) + S \quad (6.5)$$

これらのように第2章で示した方程式の第一項にそれぞれ非定常項が加わっている。その他の仮定や支配方程式、境界条件等は、第2章で説明したものと同様である。

6.2.3 数値計算手法

本章で行う数値計算シミュレーションでは、時間変化に伴いワイヤ突出し長およびアーク長が変動する。この変動の量は、設定したワイヤ送給速度 V_F および2.5節で説明したワイヤ溶融速度 V_M の関係から、タイムステップごとに $V_F - V_M$ だけワイヤ突出し長が長くなり、アーク長が短くなる。本モデルでは、メッシュの数を変えずにメッシュのサイズを変えることでワイヤ突出し長およびアーク長を変化させる。

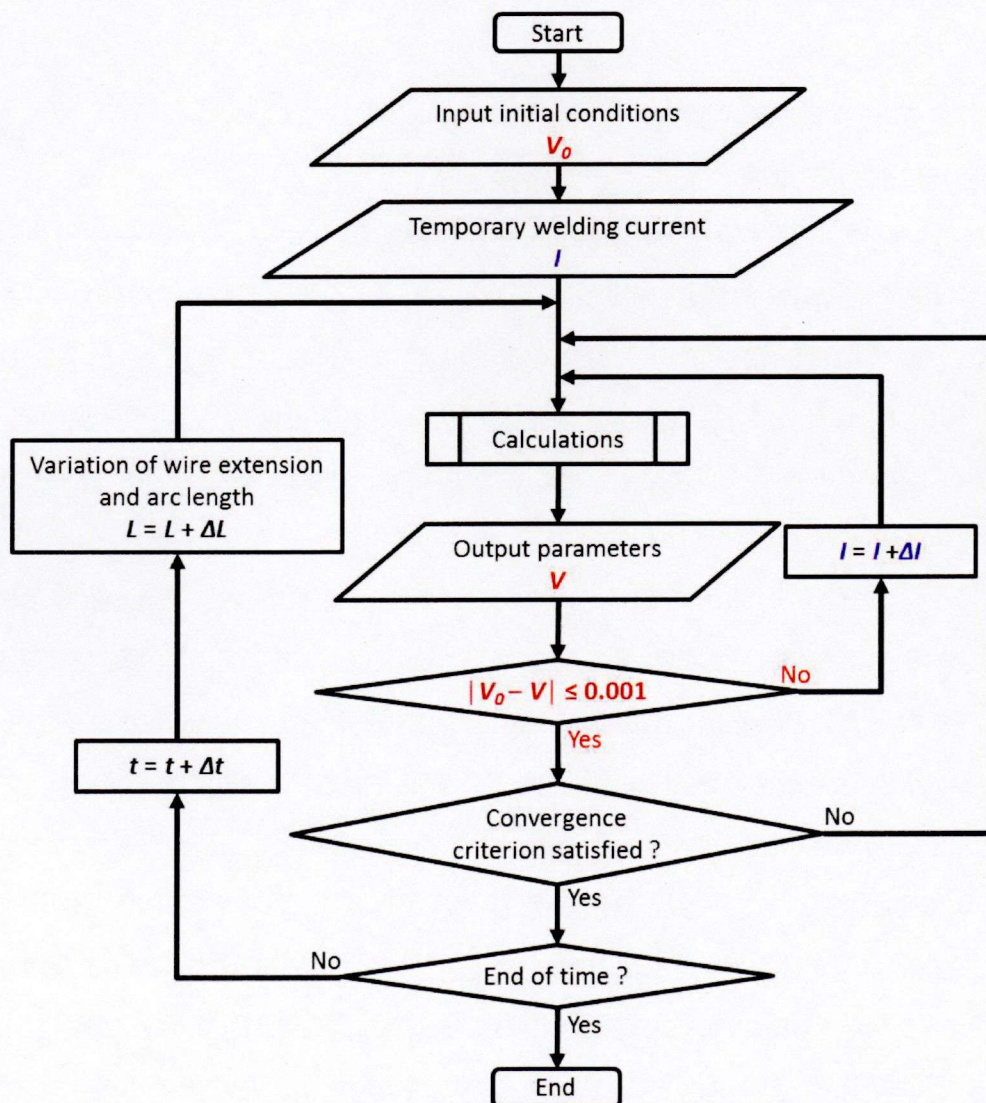


Fig. 6.1 Flowchart of calculation for the model with constant voltage power source.

また、本モデルでは定電圧特性を仮定しているため、通常アーク溶接の数値計算シミュレーションで用いられる溶接電流を一定供給する定電流特性のモデルは不適となる。そこで、定電圧特性を出力させるために、溶接電流を変化させながら、アーク電圧を一定に保つ定電圧特性出力アルゴリズムを考案した⁷⁸⁾。定電圧特性を仮定したモデルの計算のフローチャートをFig. 6.1に示す。まず始めに仮の溶接電流 I を与え計算を行い、その結果として、母材下端とワイヤ上端との電位差が電圧 V として出力される。その後の計算では、溶接電流を微少変化させながら計算を行い、設定電圧 V_0 と出力された電圧 V との誤差 $|V_0 - V|$ が0.001 V以下となるまで、溶接電流を変化させて計算を行う。このように、溶接電流を微少変化させながら計算することで、アーク電圧を一定に保ち、定電圧特性を出力するモデルとした。計算のタイムステップは1.0 msとした。

6.3 ガスメタルアーク溶接の動特性

6.3.1 大電流域におけるガスメタルアーク溶接

設定電圧31.0 V、ワイヤ送給速度8.0 m/minという溶接条件で、スプレー移行を想定した大電流域におけるGMA溶接の数値計算シミュレーションを行った。その際のアーク長の変動をFig. 6.2に、溶接電流およびアーク電圧の時間変化をFig. 6.3に示す。これらの図を見ると、時間が変化してもアーク長、溶接電流およびアーク電圧はほとんど変化していないことがわかる。平均のアーク長は4.2 mm、平均の溶接電流は297 Aとなった。また、母材への入熱の時間変化をFig. 6.4に示す。母材への入熱も時間による変化はほとんどなく、平均6437 Wとなった。この平均の溶接電流およびアーク電圧は4.2節および4.4節で示した結果とほぼ同様である。アーク長は非定常モデルの方が短くなっているが、母材への入熱もほぼ同様のものとなった。Fig. 6.5に非定常モデルで数値計算シミュレーションを行った場合の250 msにおける鉄蒸気濃度分布および温度分布を示す。この時間におけるアーク長は4.2 mm、溶接電流は297 Aとなっている。鉄蒸気濃度分布を見ると、アークプラズマの中心近傍において70%を超えている。温度分布を見ると、アークプラズマの中心近傍において約9,000 K、その外縁部で約15,000 Kとなり、アークプラズマの中心近傍における温度の低下が確認された。これらのように、大電流域では、3.2節および5.3節で示した定常モデルと、非定常モデルとの結果の違いはほとんどなかった。すなわち、定常モデルを用いた数値計算シミュレーションで精度良くGMA溶接の予測が行える。

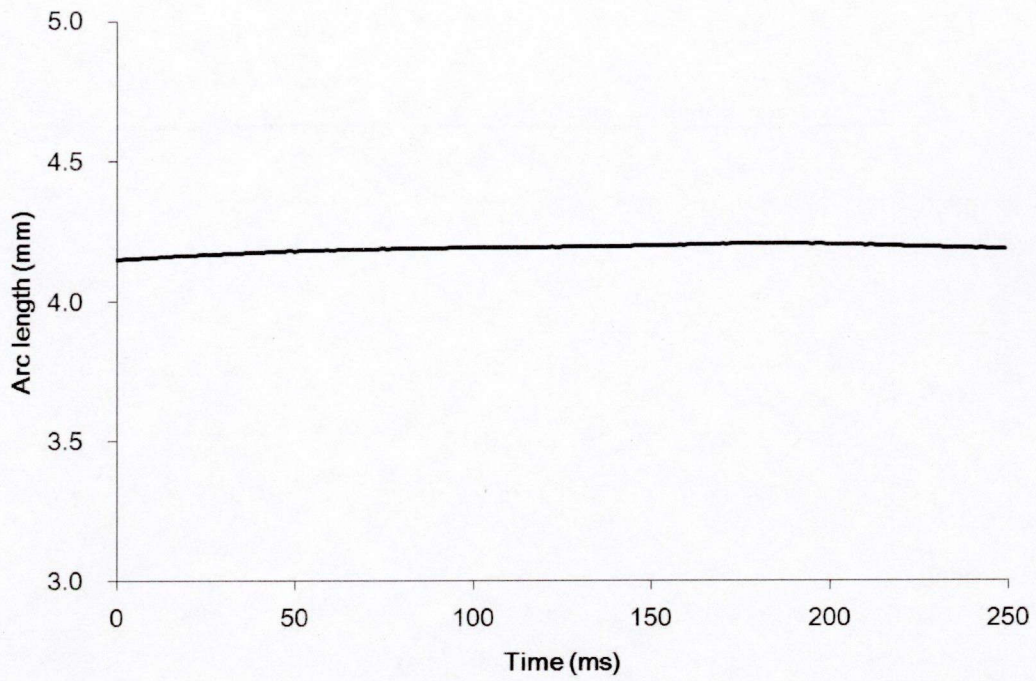


Fig. 6.2 Simulation result of time variation of arc length in high-current GMA welding.

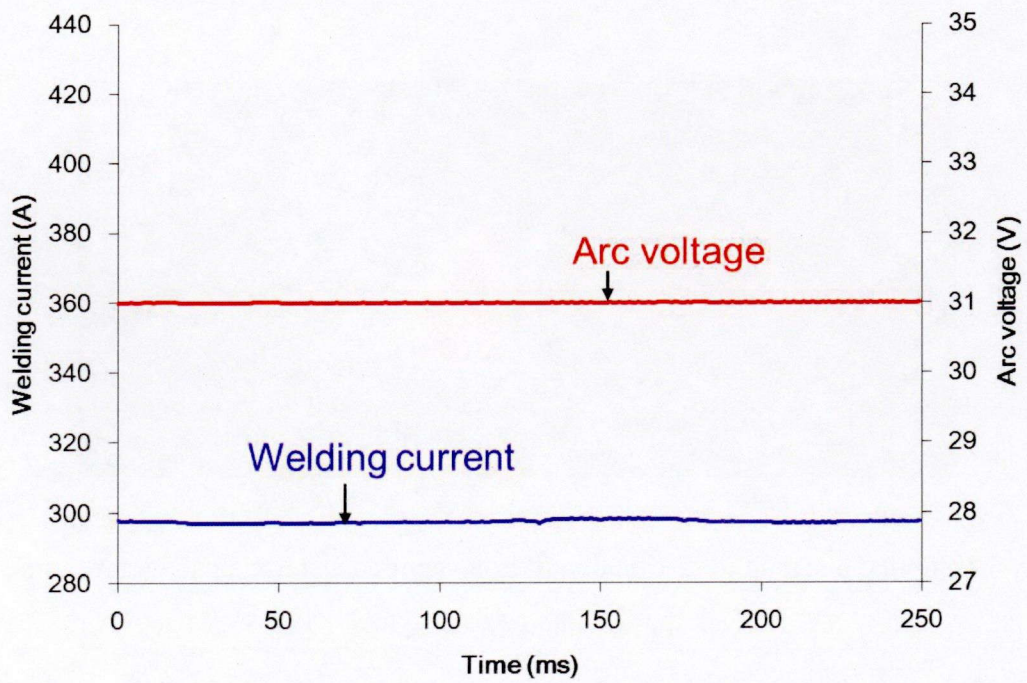


Fig. 6.3 Simulation result of time variation of welding current and arc voltage in high-current GMA welding.

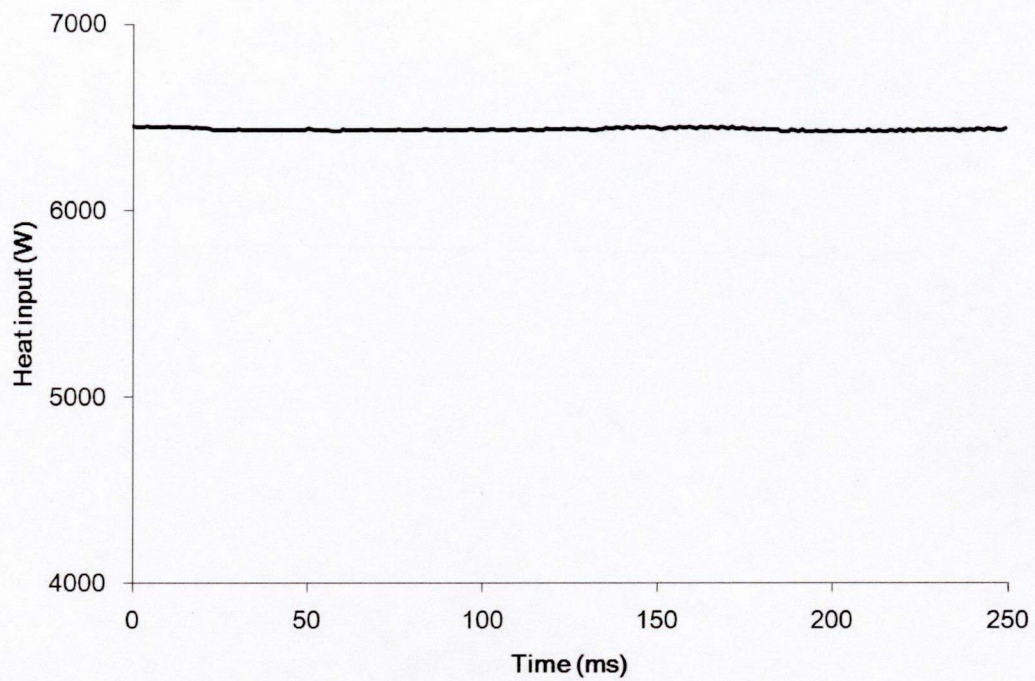


Fig. 6.4 Simulation result of time variation of heat input into the base metal in high-current GMA welding.

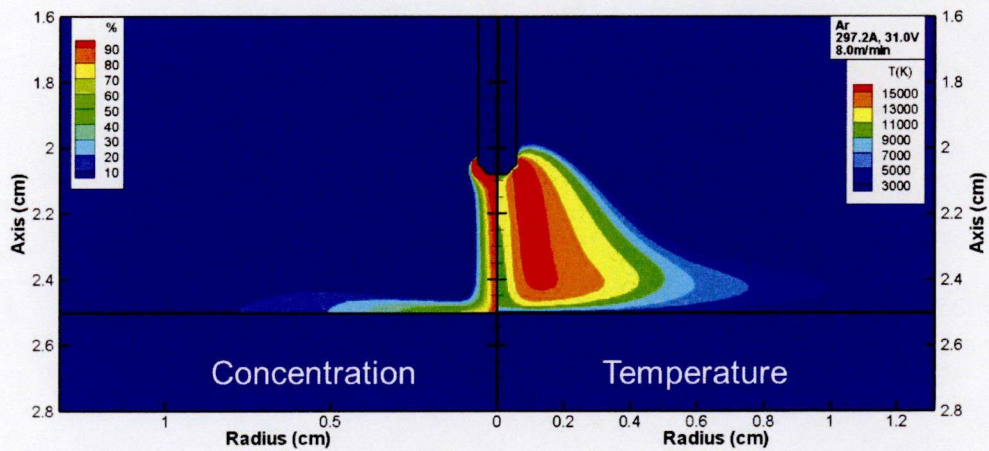


Fig. 6.5 Simulation result of distribution of iron vapor concentration and temperature in high-current GMA welding.

6.3.2 小電流域におけるガスメタルアーク溶接

5.3節で述べたように、本研究で用いた定常状態におけるGMA溶接モデルの数値計算シミュレーションでは、大電流域ではよく一致するが、小電流域ではあまり一致しない。これは、短絡移行を伴うためであると考えられ、非定常状態におけるシミュレーションが必要となる。本モデルでは、メッシュサイズの関係上、アーク長が0.5 mm以下では数値計算シミュレーションを行えない。そこで、アーク長が0.5 mm以下となった場合、短絡したと見なすことにした。短絡時にはアーク電圧がゼロ、溶接電流が500 Aとなると仮定し、投入電力がゼロとなるため母材への入熱をゼロとした。設定電圧20.0 V、ワイヤ送給速度6.0 m/min、溶接速度45 cm/minとした場合の数値計算シミュレーション結果として、アーク長の変動をFig. 6.6に、溶接電流およびアーク電圧の時間変化をFig. 6.7に示す。アーク長の変動を見ると、10~20 msごとに0.5 mm以下となり、短絡していることがわかる。溶接電流およびアーク電圧の時間変化を見ると、短絡するたびにアーク電圧がゼロ、溶接電流が500 Aとなっている。平均のアーク長は0.52 mmとなり、平均の溶接電流は242 Aとなった。また、母材への入熱の時間変化をFig. 6.8に示す。短絡するたびに母材への入熱がゼロとなっている様子が確認できる。短絡直後では溶接電流が一時的に500 Aとなるのでワイヤ溶融速度が急激に速くなり、溶滴としての入熱が増加するため母材への入熱が大きくなる。平均の母材への入熱は3235 Wとなった。Fig. 6.9に非定常モデルで数値計算シミュレーションを行った場合の250 msにおける鉄蒸気濃度分布および温度分布を示す。この時間におけるアーク長は0.51 mm、溶接電流は224.9 Aとなっている。このようにアーク長が非常に短くなっており、ワイヤ-母材間には90%を超える非常に高濃度な鉄蒸気が分布している。温度分布を見ると、アークプラズマの中心近傍において約9,000 K、その外縁部で約13,000 Kとなり、中心近傍における温度低下が確認された。

非定常モデルで得られた平均のアーク長0.52 mmおよび溶接電流242 Aを用いて、第2章で説明した定常モデルの数値計算シミュレーションを行った結果、ワイヤ溶融速度は6.5 m/min、アーク電圧は20.8 Vとなり、母材への入熱は3746 Wとなった。このように、短絡の影響を考慮した非定常モデルでの入熱は、その平均の溶接条件を用いた定常モデルでの入熱よりも大幅に減少している。ここで、Fig. 6.10に非定常モデルおよび定常モデルによって求められた母材内の温度分布を示す。この図を見ると、非定常モデルでは溶込み深さが約3.3 mmであるが、定常モデルでは約5.0 mmとなり、母材への入熱の小さい非定常モデル

の方が溶込み深さが小さい。

実際に、ワイヤ送給速度6.0 m/min, アーク電圧20.3 V, 溶接速度45 cm/minとすることで、数値計算シミュレーションとほぼ同様の溶接条件を用いて、板厚3.0 mmの軟鋼板に対する小電流域におけるGMA溶接を行った。このGMA溶接時の溶接電流波形およびアーク電圧波形をFig. 6.11に、GMA溶接の実験結果と非定常モデルを用いた数値計算シミュレーション結果の比較をFig. 6.12に示す。Fig. 6.11で示すように、溶接電流が急激に増加し、アーク電圧が急激に減少しており、短絡が生じていることを確認できた。この場合の平均の溶接電流は209 Aとなった。短絡の頻度は実験よりも数値計算シミュレーションの方が多い。これは、数値計算シミュレーションではアーク長が0.5 mm以下となった場合に短絡としているので、実際にGMA溶接を行うよりも短絡が起りやすいためである。Fig. 6.12に示すGMA溶接の実験結果である溶込み形状を見ると、溶込み深さが2.0 mm, 溶融池幅3.6 mm, 余盛り高さ2.4 mmとなっている。前述したように、定常モデルよりも非定常モデルの数値計算シミュレーションの方が溶込み深さが浅く、実験結果に近い。ただし、同じワイヤ送給速度の場合においても、非定常モデルでの数値計算シミュレーションでは242 Aとなり、GMA溶接を行った際の溶接電流209 Aよりも高くなっている。溶接電流が高いため、母材への入熱が大きく、溶込み深さが深くなったものと考えられる。一方、非定常モデルを用いた数値計算シミュレーションにおいて、平均のワイヤ溶融速度6.0 m/min, 溶接速度45 cm/minであるため、溶着金属の断面積は15.1 mm²となり、溶融金属の断面積は33.1 mm²となった。この溶融金属の断面積は5.3節で示した定常モデルにおける断面積よりも小さく、実験結果に近くなる傾向を示している。また、溶融池幅が8.0 mmとなるため、余盛り形状が楕円形となると仮定すると、余盛り高さは2.4 mmとなる。この余盛り高さはFig. 6.12で示したように、実験結果と非常に良い一致が得られた。このように、非定常モデルを用いた数値計算シミュレーションではより精度の良い予測結果が得られている。

このように、小電流域では短絡移行を伴い、母材への入熱が減少するため、短絡を再現することが不可能である定常モデルでは入熱を大きく見積もってしまう。そこで、本章で行った非定常モデルを用いた数値計算シミュレーションのように短絡移行を考慮することで、母材への入熱をより精度良く予測することが可能となる。

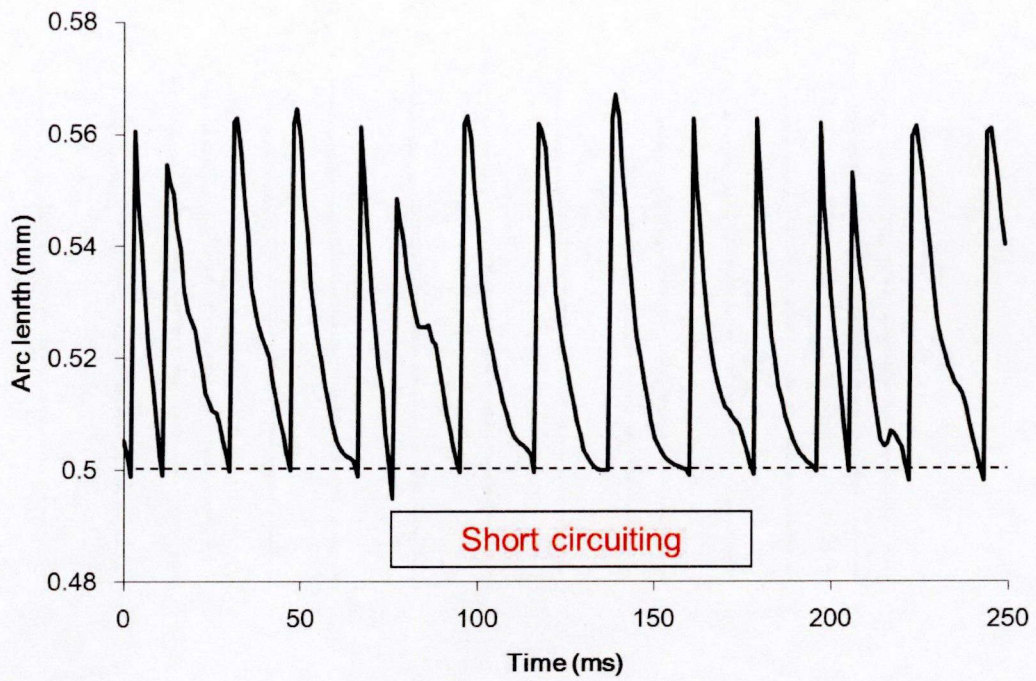


Fig. 6.6 Simulation result of time variation of arc length in low-current GMA welding.

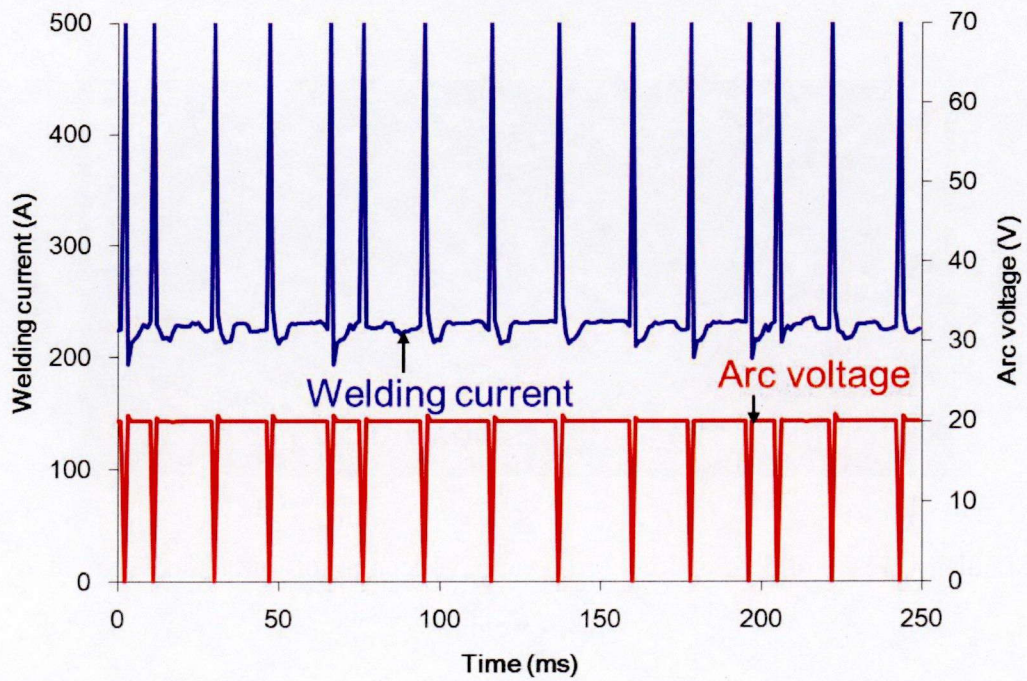


Fig. 6.7 Simulation result of time variation of welding current and arc voltage in low-current GMA welding.

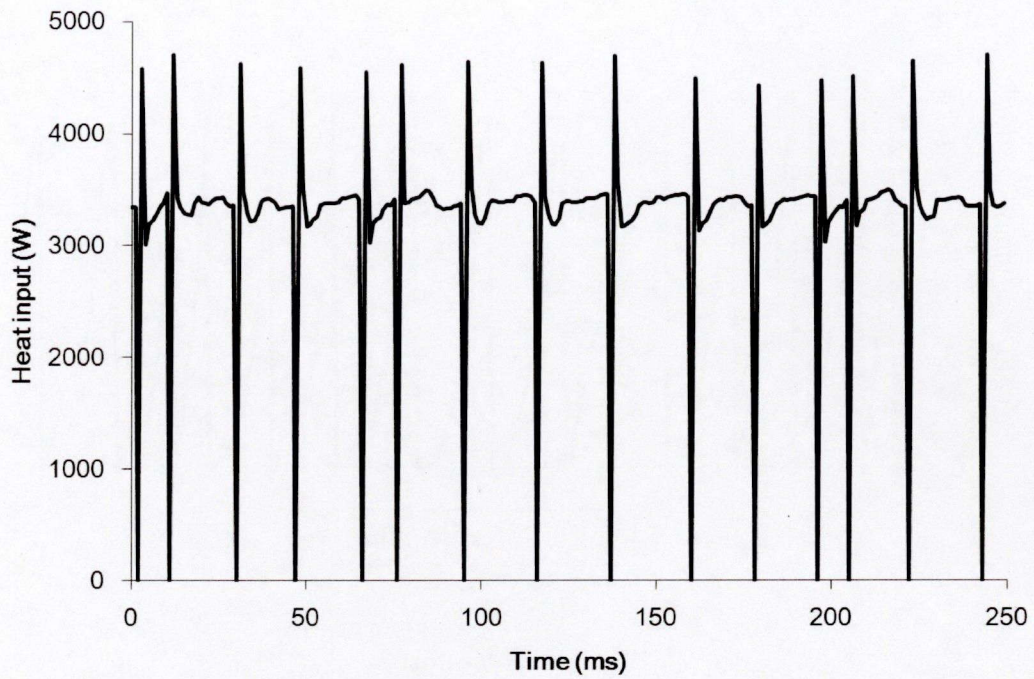


Fig. 6.8 Simulation result of time variation of heat input into the base metal in low-current GMA welding.

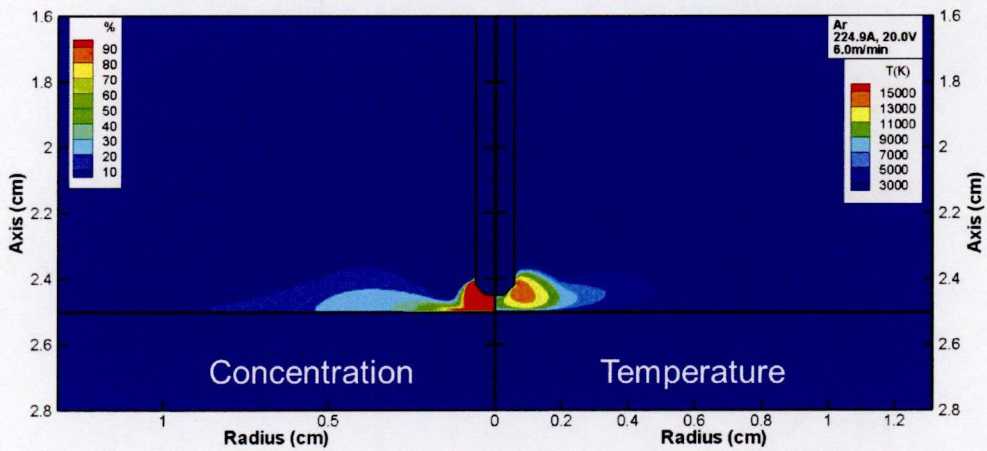
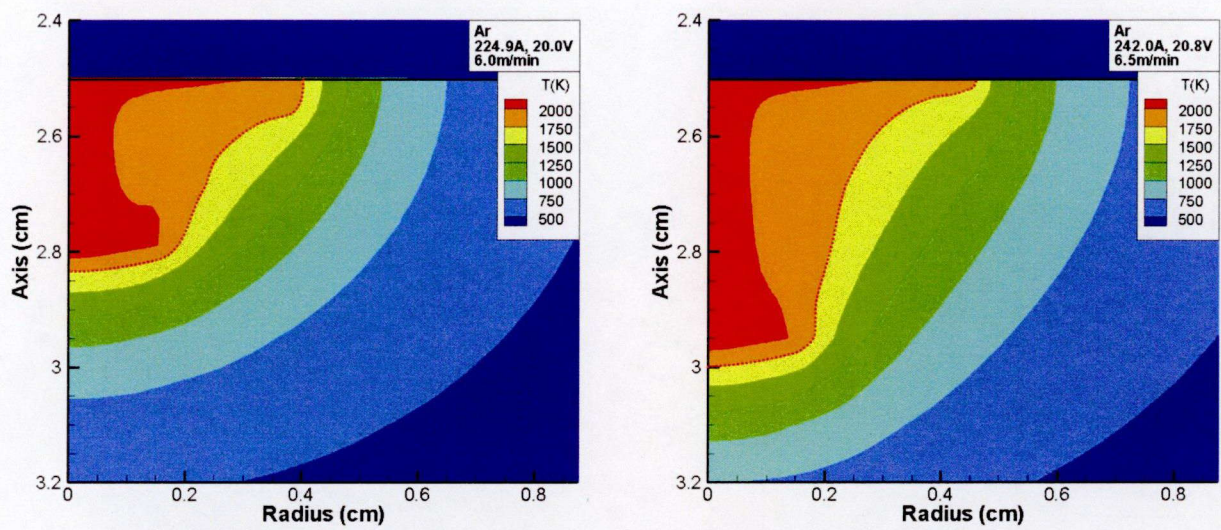


Fig. 6.9 Simulation result of distribution of iron vapor concentration and temperature in low-current GMA welding.



(i) Non steady state

(ii) Steady state

Fig. 6.10 Simulation results of temperature distribution of the weld pool in low-current GMA welding.

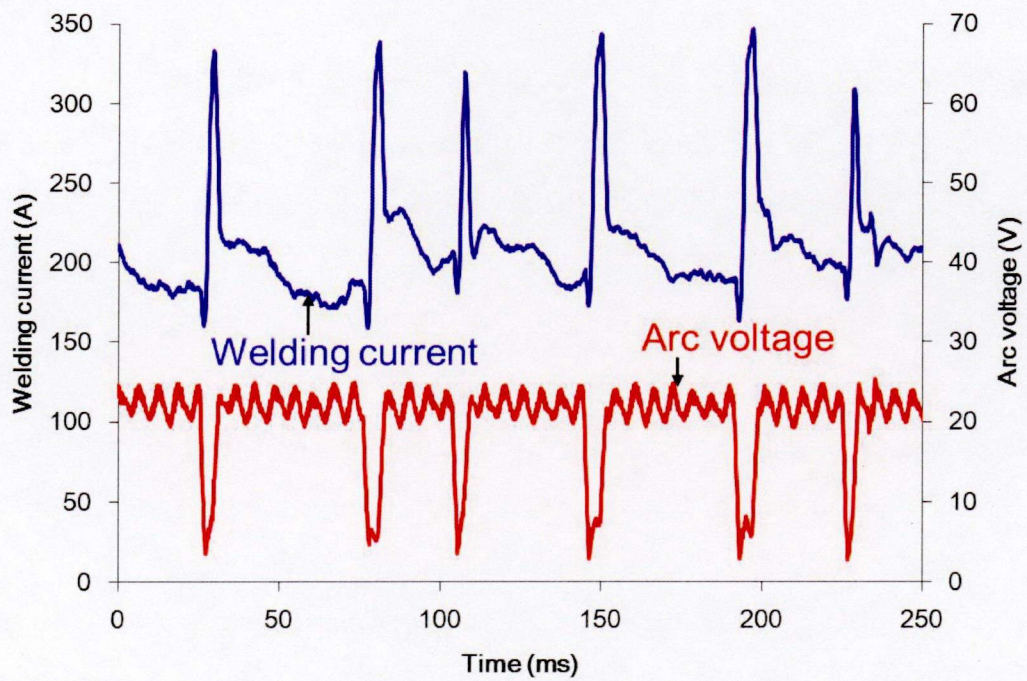


Fig. 6.11 Experimental result of time variation of welding current and arc voltage in low-current GMA welding.

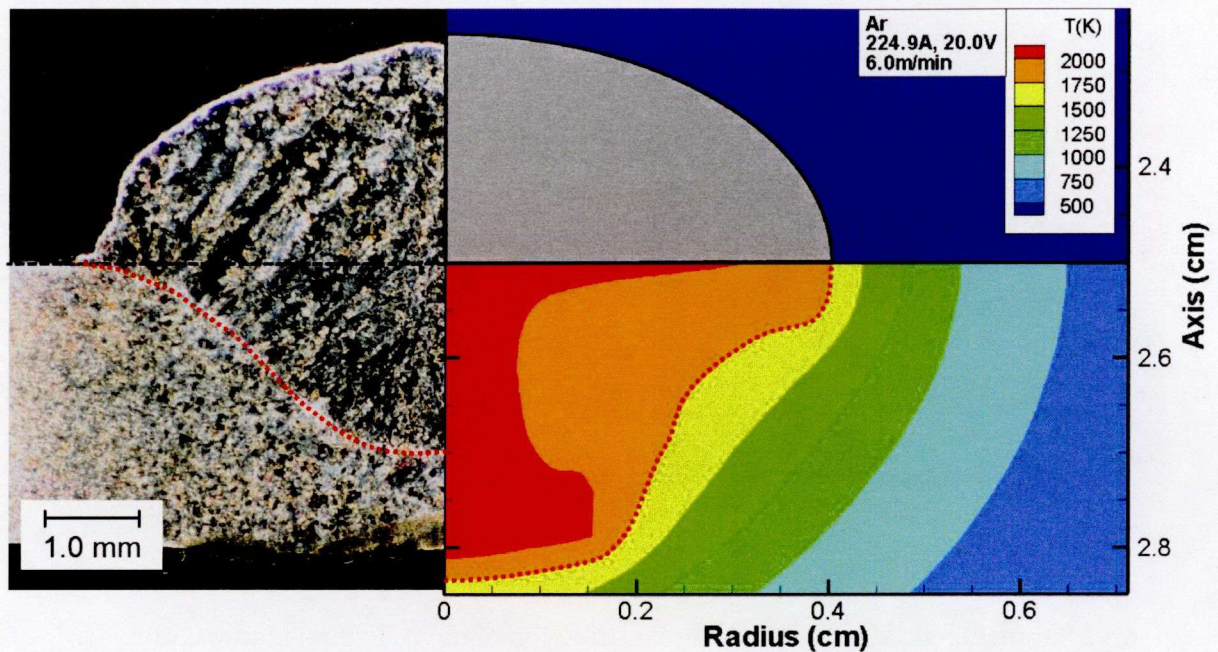


Fig. 6.12 Comparison of experimental and simulation result of cross-section of penetration in low-current GMA welding.

6.4 溶接条件を変更した場合におけるガスメタルアーク溶接の動特性

本研究では溶接中に溶接条件を変更した場合におけるGMA溶接の動特性を明らかにするために、(i)設定電圧を高くした場合、(ii)ワイヤ送給速度を速くした場合の二種類の数値計算シミュレーションを行った。

(i)設定電圧を高くした場合には、まず、設定電圧31.0 V、ワイヤ送給速度10.0 m/minで数値計算シミュレーションを行い、溶接電流およびアーク長の変動がなくなり、アークプラズマの状態が安定した時間を0 msとする。この0 msにおいて設定電圧を31.0 Vから33.0 Vへと高くする。その後250 msに至るまでタイムステップ1 msで数値計算シミュレーションを行った。

(ii)ワイヤ送給速度を速くした場合には、(i)設定電圧を上げた場合の計算後、設定電圧33.0V、ワイヤ送給速度10.0 m/minで計算を行い、溶接電流およびアーク長の変動がなくなり、アークプラズマの状態が安定した時間を0 msとする。この0 msにおいてワイヤ送給速度を10.0 m/minから12.0 m/minへと速くする。その後250 msに至るまでタイムステップ1 msで数値計算シミュレーションを行った。

6.4.1 設定電圧を変更した場合

GMA溶接中に設定電圧を高くした場合における、Fig. 6.13にアーク長の変動を、Fig. 6.14に溶接電流およびアーク電圧の時間変化を、Fig. 6.15にワイヤ送給速度およびワイヤ溶融速度の時間変化を示す。設定電圧31.0 V、ワイヤ送給速度10.0 m/min、溶接電流332 A、アーク長3.6 mmで安定しているGMA溶接中、0 msにおいて設定電圧を高くした場合、溶接電流が389 Aまで急激に上昇する。溶接電流が増加したため、ワイヤ溶融速度がワイヤ送給速度より速くなる。このため、アーク長は長くなっていく。0 ms以降では、アーク長が長くなっていくため、溶接電流が減少していき、ワイヤ溶融速度が遅くなっていく。150 msには、ワイヤ溶融速度がワイヤ送給速度とほぼ同様の値を示すようになる。つまり、ワイヤ突出し長およびアーク長の変動がなくなり、溶接電流の変化もなくなり、安定していると言える。250 msにおいては、溶接電流343 A、アーク長4.7 mmとなった。この溶接電流は設定電圧を高くする以前とほぼ同じ値である。つまり、設定電圧を上げることで一時的に溶接電流は増加するが、最終的な溶接電流は初期の電流値と大差はない。アーク長は設定電圧を高くする以前よりも長くなっている。

この数値計算シミュレーションにおける母材への入熱の時間変化をFig. 6.16に示す。母材への入熱は、溶滴としての入熱、アークプラズマからの熱伝導、アークプラズマからの放射による入熱、イオンの再結合加熱、電子放出による冷却の総和となる。0 msまで入熱は7210 Wで安定していたが、0 msにおいて溶接電流が増加するため入熱が急激に9011 Wまで上昇し、その後、溶接電流が減少するにつれ母材への入熱が減少していき、250 ms経過すると7742 Wとなった。設定電圧が高くなる以前と比べると、入熱が大きくなっている。アーク長が長くなったため、母材近傍での電流経路が広がり、アークプラズマからの熱伝達によって輸送される面積が広くなる。このため、母材への入熱は増加した。熱効率は、溶接電流の変化に関わらず約70%となった。

Fig. 6.17に(i)-10 ms, (ii)0 ms, (iii) 250 msにおける鉄蒸気濃度分布および温度分布を示す。設定電圧を高くした(ii)0 msにおいて、溶接電流が急激に増加したため、安定していた(i)-10 msの場合と比べ、アークプラズマの温度が高くなっていることがわかる。また、(ii)0 msにおいて鉄蒸気濃度も高くなっている。再度安定した(iii)250 msの場合、(ii)0 msの場合と比べ溶接電流が小さいため、アークプラズマの温度が低くなり、鉄蒸気濃度も低くなっている。

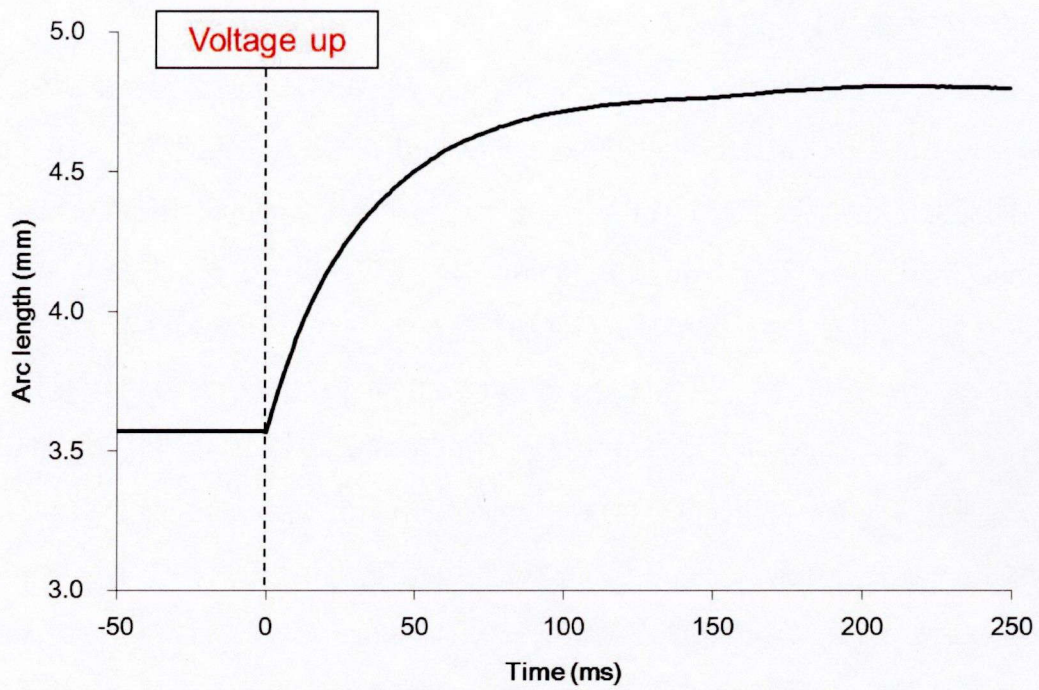


Fig. 6.13 Simulation result of time dependence of arc length in GMA welding increasing setting voltage.

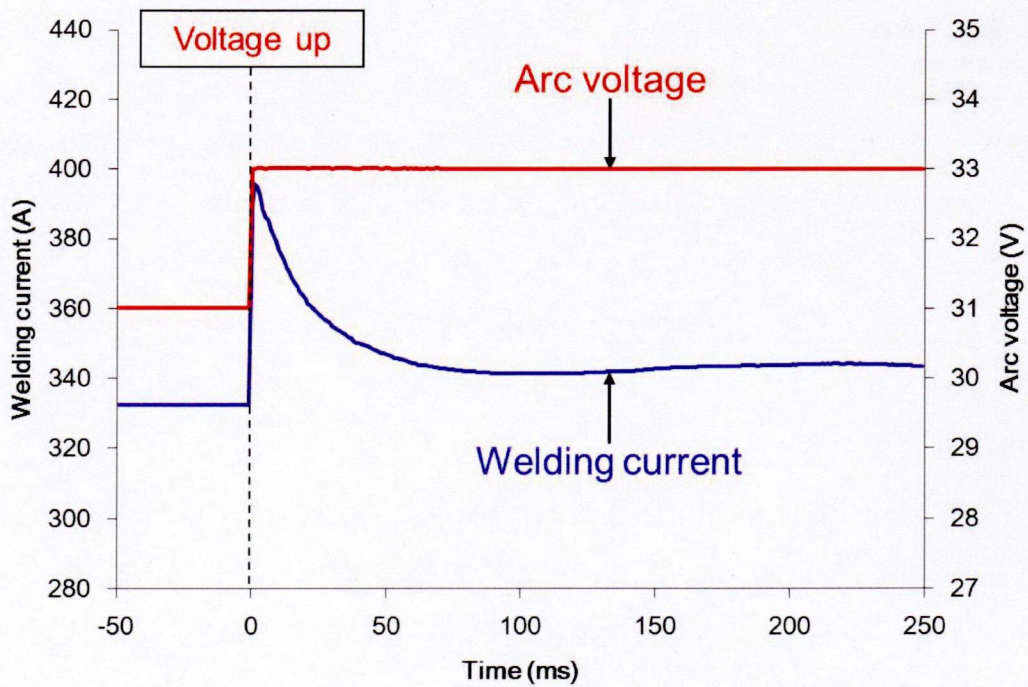


Fig. 6.14 Simulation result of time dependence of welding current and arc voltage in GMA welding increasing setting voltage.

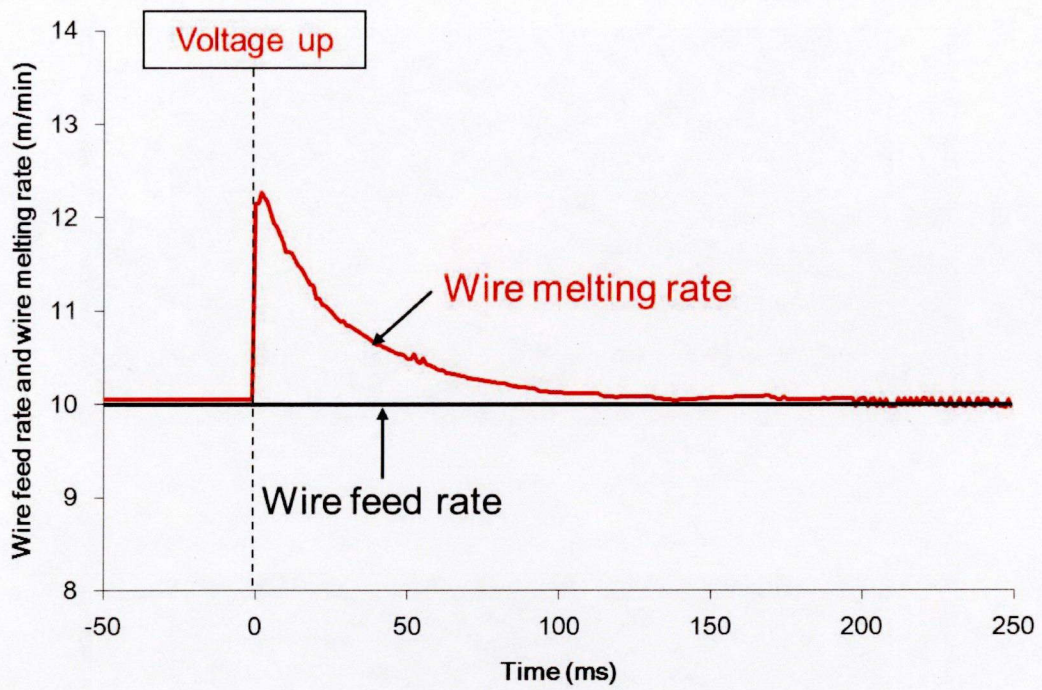


Fig. 6.15 Simulation result of time dependence of wire feed rate and wire melting rate in GMA welding increasing setting voltage.

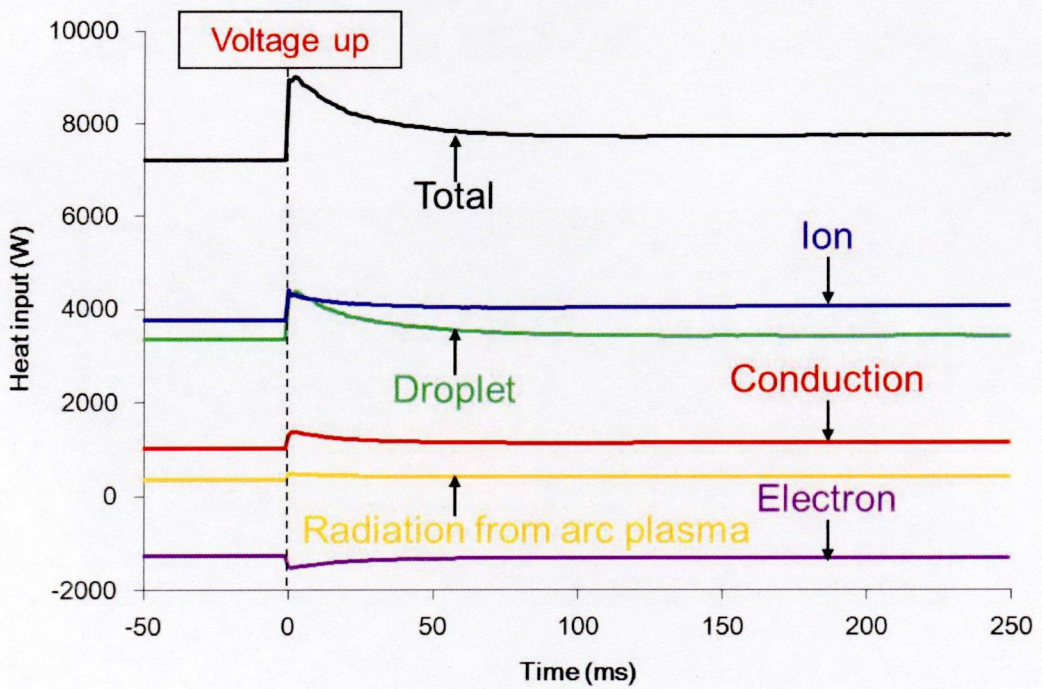
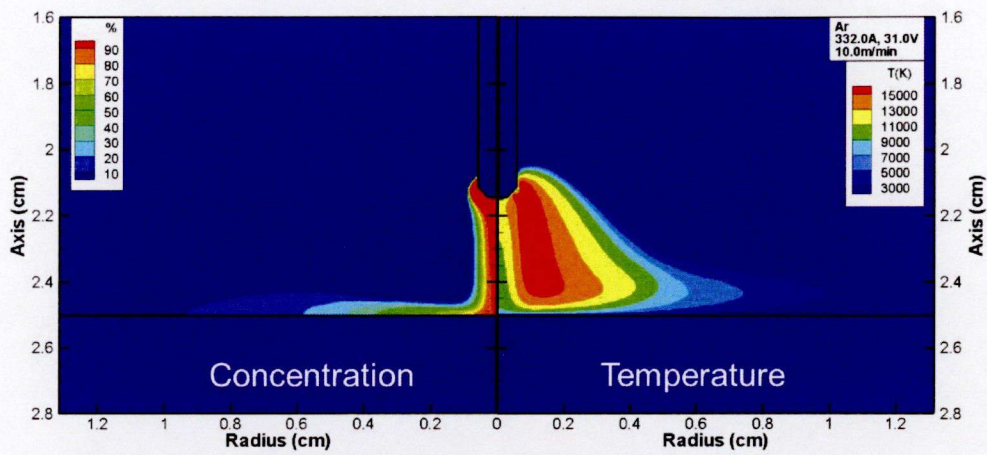
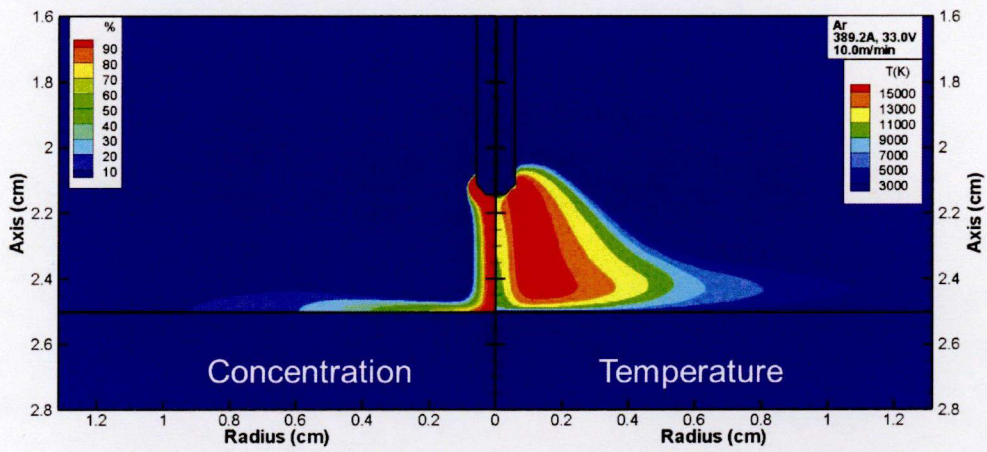


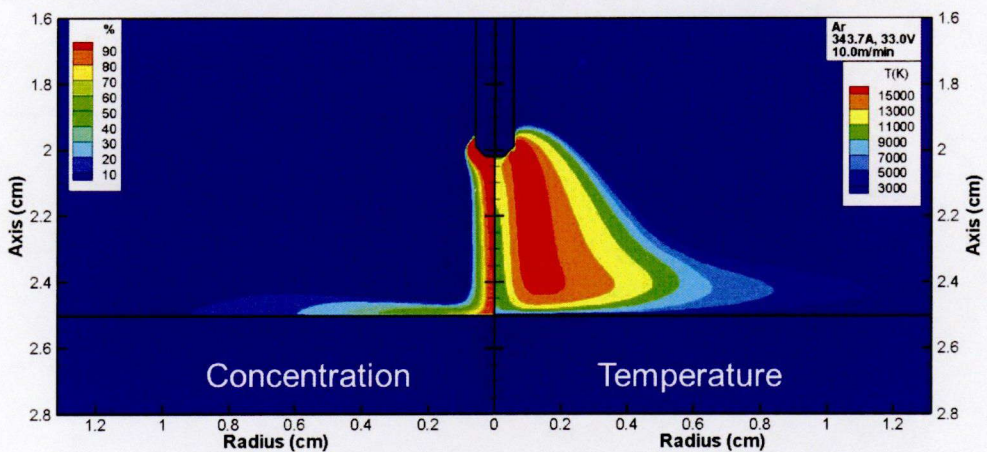
Fig. 6.16 Simulation result of time dependence of heat input into the base metal in GMA welding increasing setting voltage.



(i) -10 ms



(ii) 0 ms



(iii) 250 ms

Fig. 6.17 Simulation results of distribution of iron vapor concentration and temperature in GMA welding increasing setting voltage.

6.4.2 ワイヤ送給速度を変化させた場合

GMA溶接中にワイヤ送給速度を速くした場合における、Fig. 6.18にアーク長の変動を、Fig. 6.19に溶接電流およびアーク電圧の時間変化を、Fig. 6.20にワイヤ送給速度およびワイヤ溶融速度の時間変化を示す。設定電圧33.0 V、ワイヤ送給速度10.0 m/min、溶接電流343 A、アーク長4.8 mmで安定しているGMA溶接中にワイヤ送給速度を速くした場合、ワイヤ送給速度がワイヤ溶融速度より速くなる。このため、アーク長は短くなっていく。アーク長が短くなっていくため、溶接電流が増加していき、ワイヤ溶融速度も速くなっていく。150 msには、ワイヤ溶融速度がワイヤ送給速度とほぼ同様の値を示すようになる。つまり、ワイヤ突出し長およびアーク長の変動がなくなり、溶接電流の変化もなくなり、安定していると言える。250 msにおいては、溶接電流371 A、アーク長3.9 mmとなった。このように、ワイヤ送給速度を速くすることで、溶接電流が増加し、アーク長が短くなった。

この数値計算シミュレーションにおける母材への入熱の時間変化をFig. 6.21に示す。0 msまで入熱は7753 Wで安定していたが、ワイヤ送給速度を速くした0 ms以降では、溶接電流が増加していくため、母材への入熱が増加していく。250 ms経過すると8469 Wとなった。熱効率は、溶接電流の変化に関わらず約70%となった。

Fig. 6.22に(i)-10 ms, (ii)0 ms, (iii) 250 msにおける鉄蒸気濃度分布および温度分布を示す。(ii)0 msにおいてワイヤ送給速度が速くなるが、(i)-10 msの場合と比べ、溶接電流等の変化はほとんどないため、アークプラズマの温度および鉄蒸気濃度の差異はあまり見られない。再度安定した(iii)250 msの場合、(ii)0 msの場合と比べ溶接電流が大きいため、アークプラズマの温度が高くなり、鉄蒸気濃度も高くなっている。

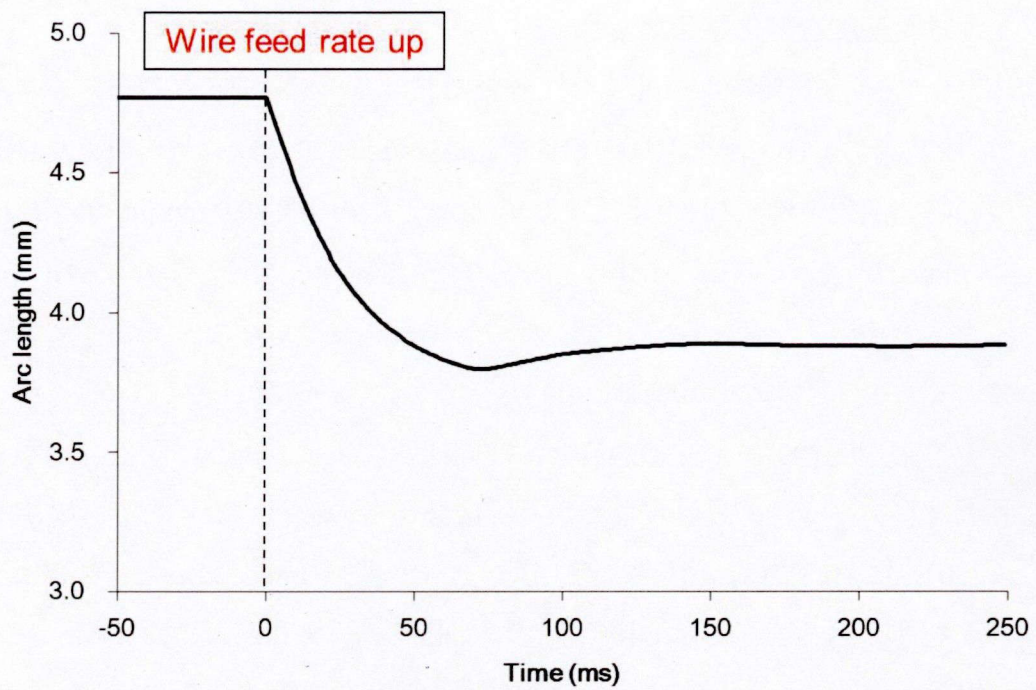


Fig. 6.18 Simulation result of time dependence of arc length in GMA welding increasing wire feed rate.

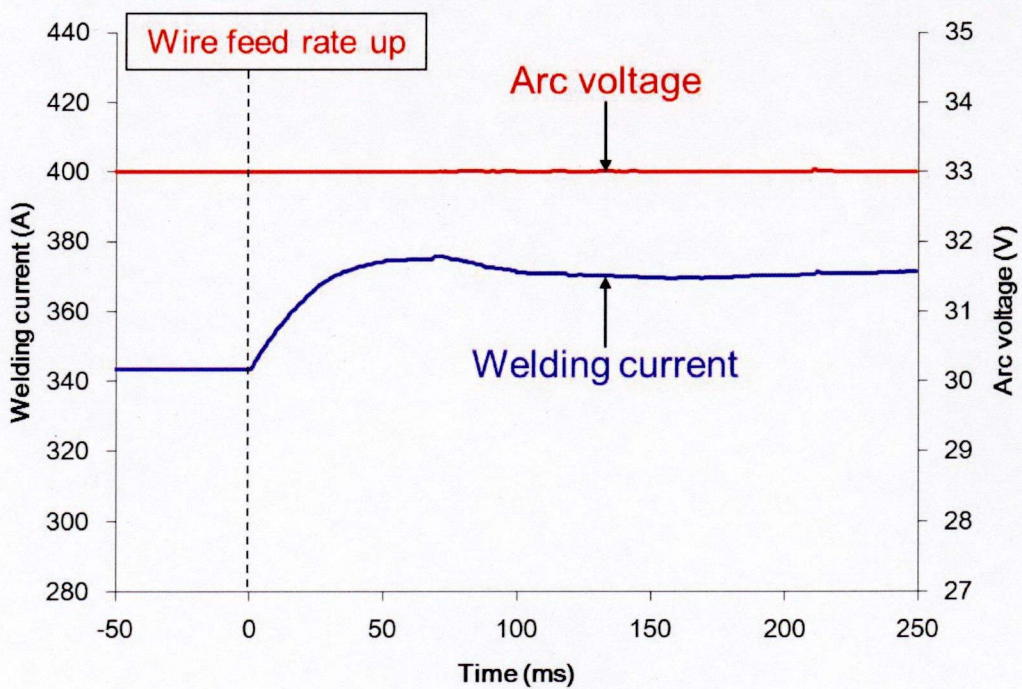


Fig. 6.19 Simulation result of time dependence of welding current and arc voltage in GMA welding increasing setting voltage.

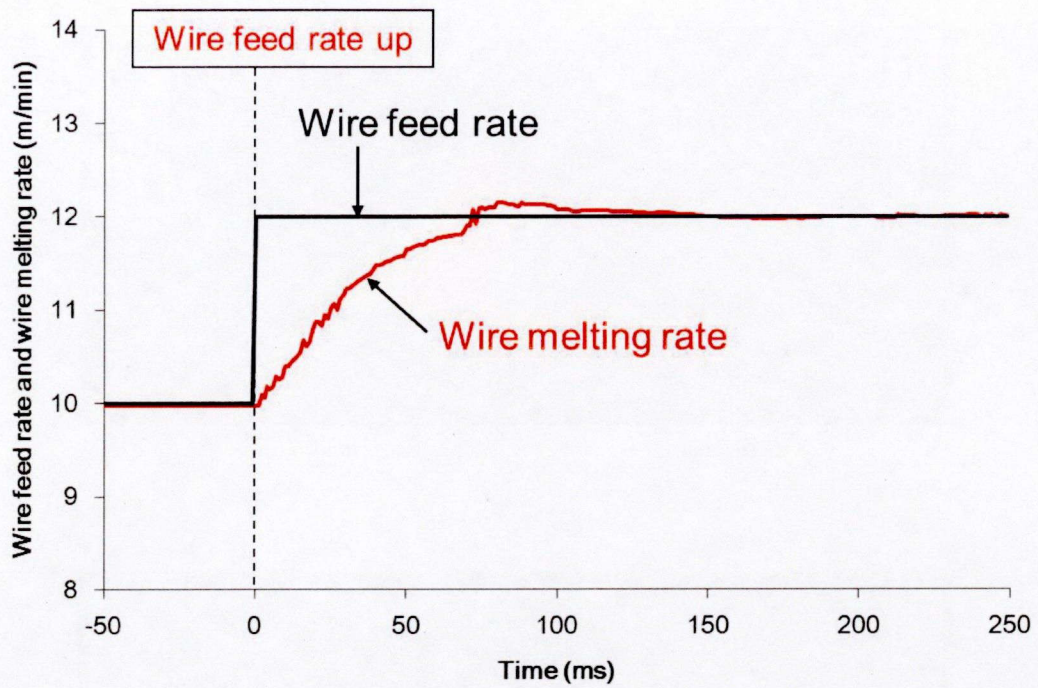


Fig. 6.20 Simulation result of time dependence of wire feed rate and wire melting rate in GMA welding increasing setting voltage.

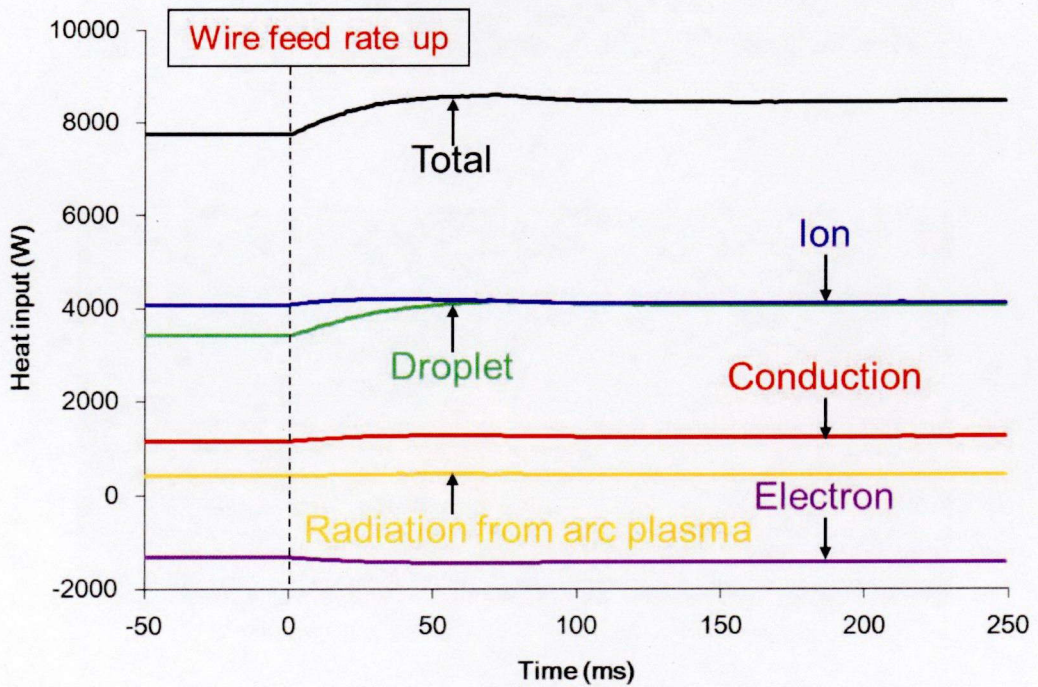
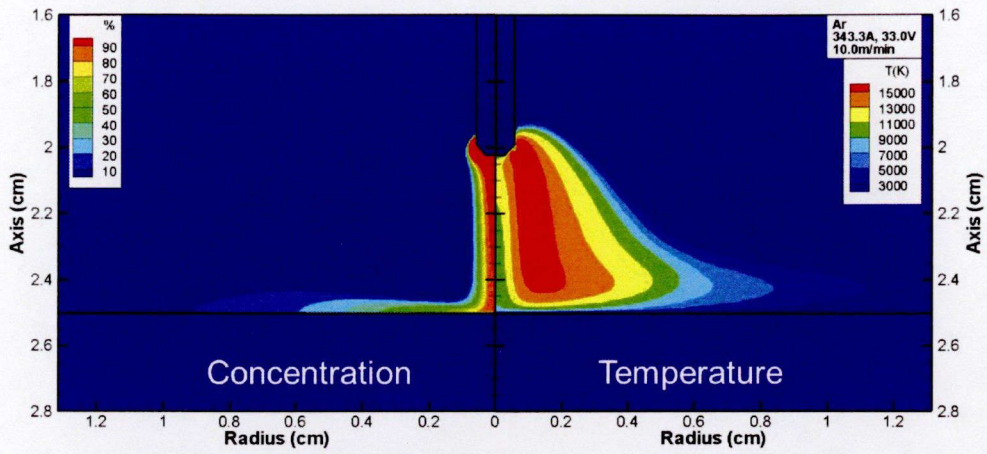
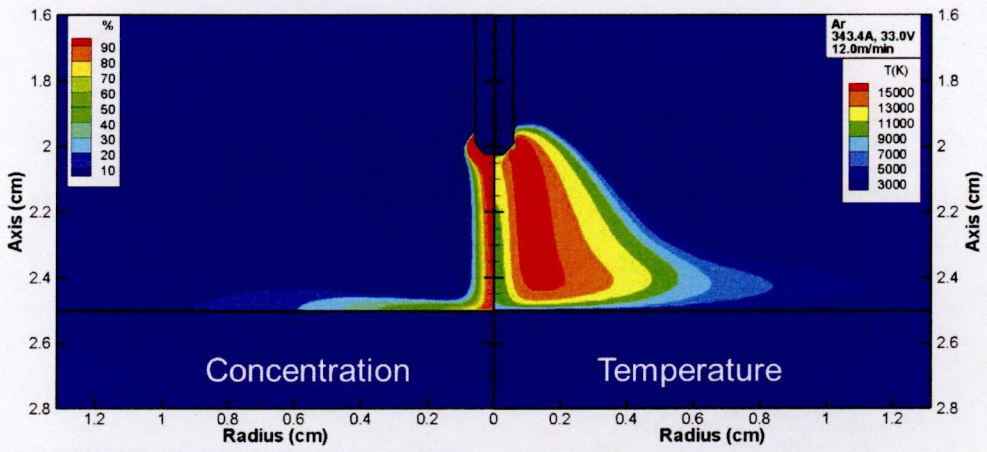


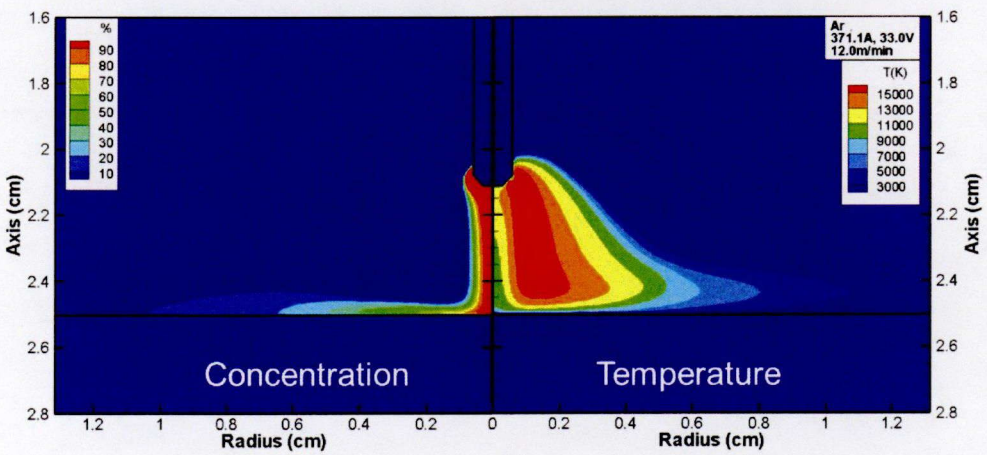
Fig. 6.21 Simulation result of time dependence of heat input into the base metal in GMA welding increasing setting voltage.



(i) -10 ms



(ii) 0 ms



(iii) 250 ms

Fig. 6.22 Simulation results of distribution of iron vapor concentration and temperature in GMA welding increasing wire feed rate.

6.4.3 妥当性の検証

溶接条件を変更した場合の数値計算シミュレーション結果に対する検証として、GMA溶接の実験結果との比較を行った。実験においてはワイヤおよび母材を炭素鋼、シールドガスをAr+20%CO₂とし、溶滴移行はスプレー移行となるように溶接条件を調整した。Fig. 6.23にワイヤ送給速度10.0 m/minでGMA溶接している途中で31.0 Vから33.0 Vへと設定電圧を高くした場合の溶接電流およびアーク電圧の時間変化を示す。0 msで設定電圧を高くしたところ、溶接電流が280 Aから360 Aまで急激に増加した。その後、溶接電流は徐々に減少していき、150 msでは溶接電流の変化がほとんどなくなり、290 Aで安定した。この溶接電流は設定電圧を高くする以前とほぼ同じ値である。つまり、設定電圧を上げることで一時的に溶接電流は増加するが、最終的な溶接電流は初期の電流値と大差はない。

設定電圧33.0 Vで安定したところでワイヤ送給速度を10.0 m/minから12.0 m/minへと速くした。この場合の溶接電流およびアーク電圧の時間変化をFig. 6.24に示す。ワイヤ送給速度を速くした場合、定電圧特性のため出力電圧の変化はほとんどないが、290 Aで安定していた溶接電流が徐々に増加していき、150 msでは溶接電流の変化がほとんどなくなり、320 Aで再び安定した。このように、ワイヤ送給速度を速くすることで、溶接電流が増加

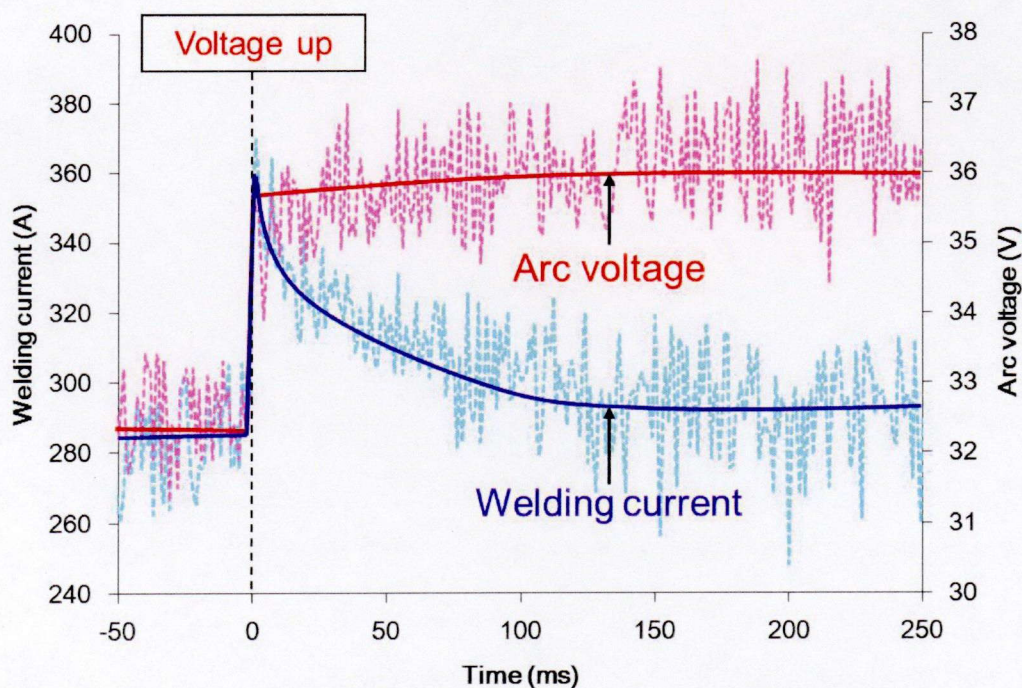


Fig. 6.23 Experimental result of time dependence of welding current and arc voltage in GMA welding increasing setting voltage.

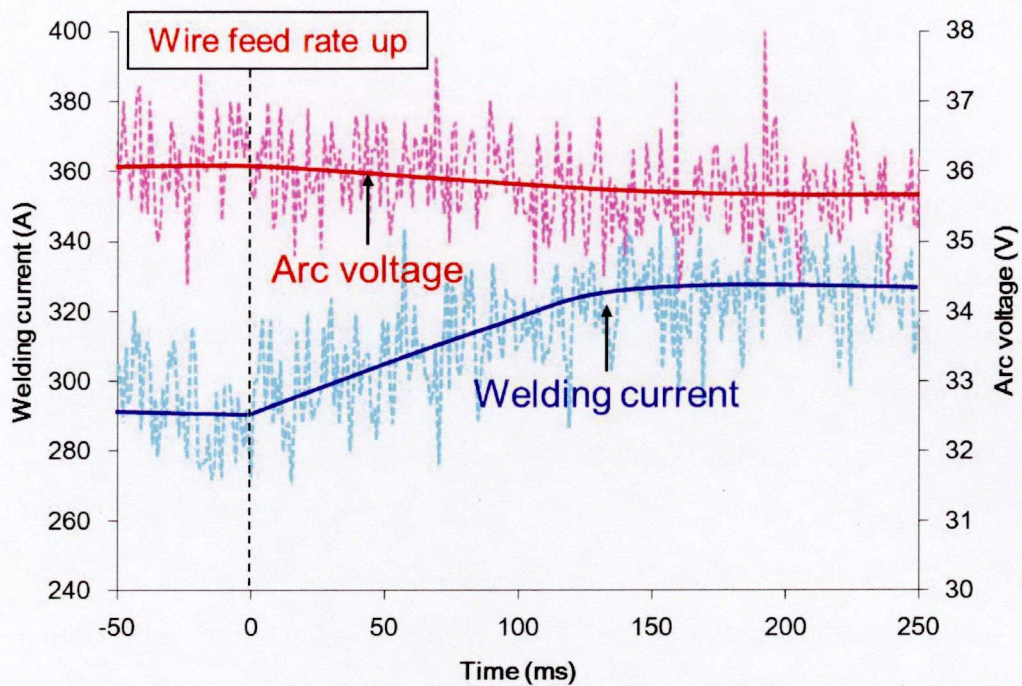


Fig. 6.24 Experimental result of time dependence of welding current and arc voltage in GMA welding increasing wire feed rate.

した。

これらの実験結果と本研究で行った非定常における数値計算シミュレーション結果を比較すると、過渡応答特性ならびにその時定数がよく一致しており、本モデルの妥当性を確認することができた。

6.4 考察

前章では定常モデルを用いた数値計算シミュレーションを行ったが、小電流域においては精度の良い予測結果が得られなかった。これは、小電流域におけるGMA溶接では短絡移行を伴うためであると推測された。本章では、非定常モデルを構築することで、短絡移行を伴う小電流域におけるGMA溶接をモデル化した。この数値計算シミュレーション結果、母材への入熱が減少するため、溶融池の溶込み深さが減少した。この傾向は、実際の小電流域におけるGMA溶接結果に近くなる方向への変化である。このように、小電流域におけるGMA溶接の予測を精度よく行うためには、短絡移行を考慮した非定常状態における数値計算シミュレーションを行う必要がある。

また、溶接条件を変更させた場合における数値計算シミュレーション結果を見ると、設定電圧を上げた場合、溶接電流は一時的に増加した後、約100 msまでは減少していく。その後、わずかに溶接電流が増加し、徐々に変化がなくなっていく。ワイヤ送給速度を速くした場合、約70 msまでは溶接電流が増加していくが、その後、溶接電流は減少し、徐々に変動がなくなっていく。これらのように数値計算シミュレーションではオーバーシュートが起こっていた。しかしながら、オーバーシュートは実験では起こらなかった。ここで、Fig. 6.25にアークの動作点と溶接電源の外部特性の関係を示す。数値計算シミュレーションでは完全定電圧特性を仮定しているが、実験で用いた溶接電源の外部特性は溶接電流に対するアーク電圧の出力勾配を持っている。また、アーク長が変動すると、アークの電流 - 電圧特性が変化する。この電流 - 電圧特性曲線と電源の外部特性との交点が動作点となる。アーク長が L_1 から L_2 へと短くなると、動作点 R_1 が完全定電圧を仮定した数値計算シミュレーションの場合は R_2 へ、実験の場合 R_3 へと移動する。このように、アーク長変動に対する溶接電流の変化量は実験の場合の方が小さくなり、オーバーシュートが抑えられる。つまり、数値計算シミュレーションと実験の溶接電流の時間変化の結果の違いは、溶接電源の外部特性の違いによるものである。実際、定電圧特性の溶接電源は、オーバーシュートを防ぐために電流に対する出力勾配を持っている。

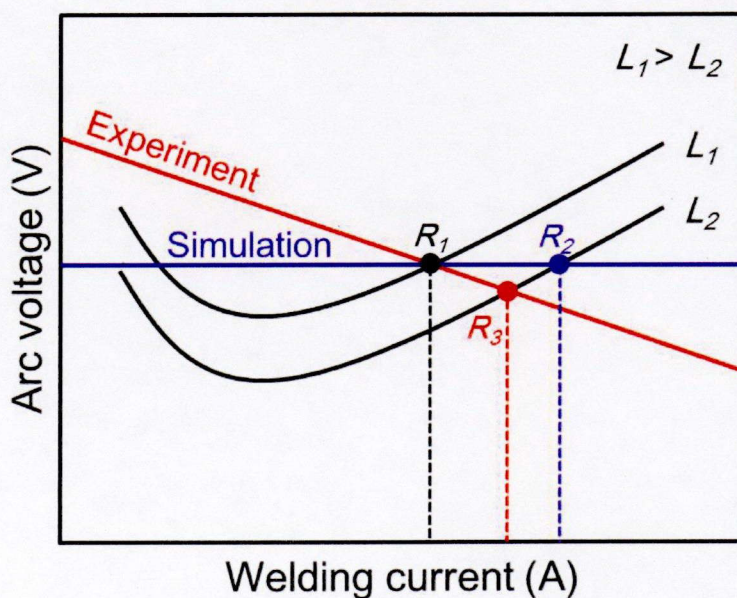


Fig. 6.25 Dependence of operating point on power source characteristic.

6.5 結言

本章では、定電圧特性の電源を想定した場合のGMA溶接の数値計算シミュレーションを行い、その動特性を検討した。

スプレー移行を想定した大電流域における数値計算シミュレーションでは定常モデルを用いた場合の結果とほとんど変わらないが、小電流域における数値計算シミュレーションでは定常モデルを用いた場合の結果と比べ母材への入熱が減少した。これは短絡移行によって母材への入熱が減少するためである。小電流域においても精度の良い予測を行うためには、短絡移行を考慮した非定常状態における数値計算シミュレーションを行う必要がある。

さらに、GMA溶接中に設定電圧およびワイヤ送給速度といった溶接条件を溶接中に変化させた場合の動特性について検討した。設定電圧を高くすると、溶接電流は急激に増加し、その後減少していく。最終的な溶接電流は初期の電流値と大差はない。一方、アーク長が長くなるため、母材近傍での電流経路が広がり、アークプラズマから熱伝達によって輸送される面積が広くなる。このため、母材への入熱が増加する。一方、ワイヤ送給速度を速くすると、アーク長が短くなっていき、溶接電流が増加していく。このため、母材への入熱が増加していく。これらのように、設定電圧やワイヤ送給速度といった溶接条件を変化させた場合、溶接電流やアーク長が変動するが、それらが再び安定するまでに約150 ms必要となる。

第7章 総括

本研究では、鉄蒸気が GMA プラズマや熱源特性に与える影響を明らかにするために、数値計算シミュレーションによって GMA 溶接現象を科学的に捉えた。数値計算シミュレーションをおこなうにあたり、「ワイヤ - アークプラズマ - 熔融池」を同時に解く一体化モデルを構築し、鉄蒸気挙動を考慮することで、熔融した金属から発生した鉄蒸気が GMA プラズマに与える影響を明らかにした。また、高速度ビデオカメラを用いた分光分析によって、アークプラズマの温度分布および鉄蒸気の濃度分布の動的変化を実際に測定することで、数値計算シミュレーションの整合性を確認した。さらに、数値計算シミュレーションによって電極 - アークプラズマ間のエネルギーバランスを求めることで、GMA 溶接の熱源特性を明らかにした。最後に、ワイヤ突出し長およびアーク長がタイムステップごとに変動するモデルを構築し、短絡移行を伴う場合や溶接中に溶接条件を変化させた場合の GMA 溶接の動特性を明らかにした。

第1章は緒論であり、本研究の背景と目的、研究の方針を述べた。

第2章では、鉄蒸気挙動を考慮した GMA 溶接の「ワイヤ - アークプラズマ - 熔融池」一体化モデルに関する仮定、支配方程式、境界条件、計算手法について説明した。また、溶接として最も重要となる母材への入熱を精度良く予測するために考慮した陰極降下電圧の取扱いについても説明した。

第3章では、第2章で提示した「ワイヤ - アークプラズマ - 熔融池」一体化モデルを用いて、定常状態における GMA プラズマに与える鉄蒸気の影響について検討した。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) 鉄蒸気の影響を考慮した数値計算シミュレーションを行うことで GMA 溶接中の温度分布および鉄蒸気濃度分布を明らかにした。
- (2) アークプラズマの中心近傍における温度が低下していた。
- (3) GMA 溶接では、ワイヤおよび熔融池の二つが鉄蒸気の発生源となる。それぞれの発生源から生じる鉄蒸気が GMA プラズマに与える影響を明らかにした。ワイヤから発生

した鉄蒸気はプラズマ気流によってアークプラズマ中心部を通り溶融池へと輸送されるため、アークプラズマに与える影響は大きい。一方、溶融池から発生した鉄蒸気はアークプラズマ中にほとんど混入せずアークプラズマの外側へと輸送されるため、アークプラズマに与える影響は小さい。つまり、アークプラズマの中心近傍における温度低下の主な原因はワイヤから発生する鉄蒸気である。

- (4) 鉄蒸気がアークプラズマ中へ混入すると、放射によるエネルギー損失が非常に大きくなる。このエネルギー損失が GMA 溶接中のアークプラズマの中心近傍における温度低下を導く。

第 4 章では、プラズマ診断によって GMA 溶接中の温度分布や鉄蒸気の濃度分布といったアークプラズマの状態を明らかにした。この実験で用いた実験装置および温度分布や鉄蒸気濃度分布の測定方法について説明した。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) 高速度ビデオカメラを用いた分光分析によって、溶滴移行現象を伴うアークプラズマの全体像を捕らえ、アークプラズマの温度分布および鉄蒸気の濃度分布の動的変化を明らかにした。
- (2) GMA 溶接中のアークプラズマの中心近傍における温度は、その外縁部に比べ低くなっていた。
- (3) ワイヤから発生した鉄蒸気はプラズマ気流によってアークプラズマ中へ輸送される。そのため、アークプラズマの中心近傍における鉄蒸気濃度が高くなる。
- (4) アークプラズマ中に溶滴が存在すると、プラズマ気流が妨げられるため、溶滴の下流側に鉄蒸気が輸送されず、鉄蒸気濃度が低くなる。
- (5) グロビュール移行の場合、ワイヤ先端における溶滴が成長していく。溶滴の成長に伴い電流密度が低下するため、アークプラズマの温度が低下していき、鉄蒸気濃度も低下していった。
- (6) スプレー移行の場合、溶接電流は大きいものの、常にアークプラズマ中に溶滴が存在するため、鉄蒸気濃度の高濃度域があまり広くならない。また、ワイヤ先端における溶滴がほとんど成長しないため、アークプラズマの状態は安定していた。
- (7) 1 パルス 1 ドロップとなる溶接条件における直流パルス溶接の場合、ピーク期間にお

いては溶接電流が大きく、かつ、アークプラズマ中に溶滴が存在しないため、溶融池に達するまで鉄蒸気の高濃度域が広がっていた。一方、ベース期間においては溶接電流が小さいため、アークプラズマの温度および鉄蒸気濃度が低くなっていた。

第5章では、第2章で提示した「ワイヤ-アークプラズマ-溶融池」一体化モデルを用いて、定常状態におけるGMA溶接の熱源特性について検討した。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) GMAプラズマの中心近傍における温度低下に伴い、母材への入熱が大きく減少した。入熱密度分布および母材表面温度分布を見ると、中心から離れた位置において最も高くなった。
- (2) 母材への入熱が中心から離れた位置で最も高くなるにもかかわらず、溶融池の溶込み深さが中心において最も深くなった。これは、溶滴としての入熱が母材表面における中心近傍に加わり、さらに溶融池内で生じる電磁力による深さ方向の流動が生じるためである。
- (3) 本モデルを用いて数値計算シミュレーションを行った結果、熱効率は68.2%となり、投入電力の29.1%が放射として損失していた。この放射によるエネルギー損失がアークプラズマの中心近傍における温度低下を導いている。
- (4) スプレー移行を想定した大電流域における数値計算シミュレーションによる母材への入熱は精度良く予測できたが、短絡移行を想定した小電流域では精度の良い予測は行えなかった。

第6章では、非定常における数値計算シミュレーションが行えるように第2章で提示した定常モデルを変更し、短絡移行を伴う小電流域の場合や溶接中に溶接条件を変更した場合におけるGMA溶接の動特性を明らかにした。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) 電源の外部特性を定電圧特性と仮定して、さらに、ワイヤ送給速度と溶融速度のバランスによってワイヤ突出し長およびアーク長が変動するモデルを構築した。
- (2) 定常モデルでは精度の良い予測が行えなかった小電流域において、短絡移行を考慮した非定常の数値計算シミュレーションを行うことで母材への入熱が減少し、より精度

の良い予測を行えるようになった。

- (3) 設定電圧を高くすると、溶接電流は急激に増加し、その後減少していく。最終的な溶接電流は初期の電流値と大差がなかった。一方、アーク長が長くなるため、母材近傍での電流経路が広がり、アークプラズマから熱伝達によって輸送される面積が広くなり、母材への入熱が増加する。
- (4) ワイヤ送給速度を速くすると、アーク長が短くなっていき、溶接電流が増加していった。このため、母材への入熱が増加する。
- (5) 溶接条件を変更した場合、再び溶接電流やアーク長が安定するまで約150 ms必要となった。

以上、本研究における研究成果をもとに、鉄蒸気が GMA プラズマや熱源特性に与える影響は次のように結論付けられた。

熔融池から発生する鉄蒸気は、アークプラズマ中にはほとんど混入せず、アークプラズマの外側へと吐き出されるため、アークプラズマに与える影響は少ない。一方、ワイヤから発生する鉄蒸気はプラズマ気流によってアークプラズマ中へと輸送されるため、その影響が大きく、アークプラズマの中心近傍における温度低下を導く。この温度低下の原因は放射によるエネルギー損失が鉄蒸気混入によって非常に強くなるためである。このようにアークプラズマの温度が低下するため、母材への入熱も大きく減少する。

また、数値計算シミュレーションによって小電流域における GMA 溶接中の母材への入熱を精度良く予測するためには、非定常問題として取扱う必要がある。これは、小電流域における GMA 溶接では短絡移行を伴うため母材への入熱が減少するためである。

GMA 溶接中に設定電圧やワイヤ送給速度といった溶接条件を変更した場合、アーク長および溶接電流が動的に変化するため、これらの変化に応じて、溶接にとって最も重要となる母材への入熱も変化する。

本研究により得られた GMA 溶接中における鉄蒸気がアークプラズマの状態や熱源特性に与える影響に関する知見は、GMA 溶接の溶込み形状等の溶接結果の予測に必要不可欠なものであり、GMA 溶接の高精度な制御や高度な溶接品質に大きく貢献できるものと期待できる。

謝辞

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

また、本論文をまとめるにあたり、有益なご教示とご討論を賜りました大阪大学接合科学研究所教授 中田一博 博士, 同大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻教授 平田好則 博士に深く感謝いたします。

本研究の遂行および本論文の執筆にあたり、懇切なご指導をいただきました大阪大学接合科学研究所助教 田代真一 博士に心から感謝いたします。また、本研究を遂行するにあたり、必要なデータをご提供していただき、さらに、研究成果について有益なご助言をいただきましたオーストラリア CSIRO 主席研究員 Anthony B. Murphy 博士に心から感謝いたします。

本研究を進めるにあたり、多大なご支援とご協力をいただきました大陽日酸株式会社 金丸周平 氏に心からお礼申し上げます。

本実験の遂行に多大なご協力をいただき、同期としてサポートしていただきました、永塚公明 氏に心から感謝の意を表します。

本実験を遂行するにあたり、多大なご協力をいただきました伊藤邦義 氏（現 関西電力株式会社）、坂井大介 氏、中西省太 氏をはじめ、同じ研究室でともに研究に勤しみ、様々な面でサポートしていただきました梶浦一輝 氏、三島 久 氏、松井 翔 氏、池田貴裕 氏、小西恭平 氏に厚くお礼申し上げます。そして、同じ大学、同じ研究所の仲間として本研究ならびに大学生活を支えていただきました数多くの方々に深く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 田中, 渡辺, 伊佐, 西脇: 溶接・溶射アークの新展開, プラズマ・核融合学会誌, 82-8 (2006), 492-496.
- 2) G.N. Haddad and J.D. Farmer: Temperature Measurements in Gas Tungsten Arcs, *Welding Journal*, 64 (1985), 339s-342s.
- 3) A.J.D. Farmer, G.N. Haddad and L.E. Cram: Temperature determinations in a free-burning arc: III. Measurements with molten anodes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 19 (1986), 1723-1730.
- 4) J. Haidar and A.J.D. Farmer: Temperature measurements for high-current free-burning arcs in nitrogen, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21 (1993), 1224-1229.
- 5) 平岡和雄: 混合ガスシールドアークプラズマの発光分光特性とその解析 - 混合ガス雰囲気下における TIG アーク特性に関する研究(第 2 報) -, 溶接学会論文集, 11-1 (1993), 68-74.
- 6) 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, 14-4 (1996), 641-648.
- 7) M. Tanaka, T. Shimizu, H. Terasaki, M. Ushio, F. Koshi-ishi and C.-L. Yang: Effects of activating flux on arc phenomena in gas tungsten arc welding, *Science and Technology of Welding and Joining*, 5-6 (2000), 397-402.
- 8) H. Terasaki, M. Tataka and M. Ushio: Effects of metal vapor on plasma state in helium gas tungsten arcs, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 20-2 (2002), 201-206.
- 9) H. Terasaki, M. Tanaka and M. Ushio: Effects of metal vapor on electron temperature in helium gas tungsten arcs, *Metallurgical and Materials Transactions*, 33 (2002), 1183-1188.
- 10) 寺崎秀紀: GTA 溶接におけるアークプラズマの物理構造の解明に関する研究, 大阪大学大学院生産科学専攻修士論文, (2000), 51-53.
- 11) Y. Tsujimura, H. Terasaki, K. Yamamoto, S. Tashiro and M. Tanaka: Number density distributions of metal vapor in helium gas tungsten arcs, *Transactions of the Materials Research Society of Japan*, 35-3 (2010), 593-596.
- 12) H. Sawato, S. Tahiro, K. Nakata, M. Tanaka, E. Yamamoto, K. Yamazaki and K. Suzuki: Measurement of dynamical variation in two-dimensional temperature distribution of TIG

- pulsed-arcs, Quarterly J. Japan Welding Soc., 29-3 (2011), 23s-26s.
- 13) 小西貴也, 平田好則, 野村和史, 白井健太郎: TIG アークプラズマの三次元温度計測, 溶接学会論文集, 29-4 (2011), 274-279.
 - 14) A.B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, T. Sato and J.J. Lowke: Modelling of thermal plasma for arc welding: the role of the shielding gas properties and of metal vapour, J. Phys. D: Appl. Phys., 42 (2009), 194006.
 - 15) M. Tanaka and J.J. Lowke: Predictions of weld pool profiles using plasma physics, J. Phys. D: Appl. Phys., 40 (2007), R1-R23.
 - 16) K. Yamamoto, M. Tanaka, S. Tashiro, K. Nakata, K. Yamazaki, E. Yamamoto, K. Suzuki and A.B. Murphy: Numerical analysis of metal vapor behavior with multi-diffusion system in TIG welding of stainless steel, Quarterly J. Japan Welding Soc., 27-2 (2009), 4s-7s.
 - 17) M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, K. Nakata, E. Yamamoto, K. Yamazaki, K. Suzuki, A.B. Murphy and J.J. Lowke: Time-dependent calculations of molten pool formation and thermal plasma with metal vapor in gas tungsten arc welding, J. Phys. D: Appl. Phys., 43 (2010), 434009.
 - 18) 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, 28-1 (2010), 10-15.
 - 19) 溶接アーク物理研究委員会: 溶接プロセスの物理, 黒木出版, (1996).
 - 20) S Zielinska, K Musiol, K Dzierzega, S Pellerin, F Valensi, Ch de Izarra and F Briand: Investigation of GMAW plasma by optical emission spectroscopy, Plasma Sources Science Technology, 16 (2007), pp.832-838.
 - 21) 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 a pulsed GMAW process, J. Phys. D: Appl. Phys., 43 (2010), 434003.
 - 22) 赤崎, 村田, 渡辺, 蛭原: プラズマ工学の基礎, 産業図書, (1984).
 - 23) K.C. Hsu, K. Etemadi and E. Pfender: Study of the free-burning high-intensity argon arc, J. Appl. Phys, 54 (1983), 1293-1301.
 - 24) M. Goodarzi, R. Choo and J.M. Toguri: The effect of the cathode tip angle on the GTAW arc and weld pool: I. Mathematical model of the arc, J. Phys. D: Appl. Phys., 30 (1997),

2744-2756.

- 25) T. Zacharia, S.A. David, J.M. Vitek and T. DebRoy: Modeling of interfacial phenomena in welding, *Metall. Trans. B*, 21B (1990), 600-603.
- 26) S.A. David, T. DebRoy and J.M. Vitek: Phenomenological modeling of fusion welding processes, *MRS Bulletin.*, 19 (1994), 29-35.
- 27) T. Zacharia, S.A. David, J.M. Vitek and H.G. Kraus: Surface temperature distribution of GTA weld pools on thin-plate 304 stainless steel, *Weld. J.*, 74 (1995), 353-362.
- 28) W.H. Kim, H.G. Fan and S.J. Na: Effect of various driving forces on heat and mass transfer in arc welding, *Numerical Heat Transfer A*, 32 (1997), 633-652.
- 29) H.G. Fan, H.L. Tsai and S.J. Na: Heat transfer and fluid flow in a partially or fully penetrated weld pool in gas tungsten arc welding, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44 (2001), 417-428.
- 30) C. Winkler, G. Amberg, H. Inoue, T. Koseki and M. Fujii: Effect of surfactant redistribution on weld pool shape during gas tungsten arc welding, *Sci. Technol. Weld. Join.*, 5 (2000), 8-20.
- 31) P. Zhu, J.J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: Prediction of anode temperature of free burning arcs, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 28 (1995), 1369-1376.
- 32) J.J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: A simplified unified theory of arcs and their electrodes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 30 (1997), 1-10.
- 33) M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio and J.J. Lowke: A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process, *Metall. Mater. Trans. A*, 33A (2002), 2043-2051.
- 34) J.J. Lowke and M. Tanaka: 'LTE-diffusion approximation' for arc calculations, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39 (2006) 3634-3643.
- 35) H. Nishiyama, T. Sawada, H. Takana, M. Tanaka and M. Ushio: Computational simulation of arc melting process with complex interactions, *ISIJ Int.*, 46-5 (2006), 705-711.
- 36) H.G. Fan and R. Kovacevic: The front line of modeling heat and mass transfer in arc welding processes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37 (2004), 2531-2544.
- 37) M. Schnick, U. Fussel, M. Hertel, A. Spille-Kohoff and A.B. Murphy: Metal vapour causes a central minimum in arc temperature in gas-metal arc welding through increased radiative emission, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43 (2010), 022001.
- 38) J Haidar: The dynamic effects of metal vapour in gas metal arc welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.*,

- 43 (2010), 165204.
- 39) K. Etemadi and E. Pfender: Impact of Anode Evaporation on the Anode Region of a High-Intensity Argon Arc, *Plasma Chem. Plasma Process.*, 5-2 (1985), 175-182.
 - 40) M. Razafinimanana, L.EI. Hamidi, A. Gleizes and S. Vacquie: Experimental study of the influence of anode ablation on the characteristics of an argon transferred arc, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 4 (1995), 501-510.
 - 41) A.M. Rahal, B. Rahhaoui and S. Vacquie: Copper vapour diffusion in a nitrogen arc chamber, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 17 (1984), 1807-1822.
 - 42) J. Menart and L. Lin: Numerical study of a free-burning argon arc with copper contamination from anode, *Plasma Chem. Plasma Process.*, 19-2 (1999), 153-170.
 - 43) J.J. Gonzalez, A. Gleizes, P. Proulx and M. Boulos: Mathematical modeling of a free-burning arc in the presence of metal vapor, *J. Appl. Phys.*, 74-5 (1993), 3065-3070.
 - 44) 田代真一, 田中学, 中田一博, 岩尾徹, 輿石房樹, 鈴木啓一, 山崎圭: 金属蒸気混入時のヘリウムガスタングステンアークのプラズマ特性, *溶接学会論文集*, 24-2 (2006), 143-148.
 - 45) 溶接学会編: 新版 溶接・接合技術特論, 産報出版株式会社, (2005).
 - 46) 黄地尚義: 溶接・接合プロセスの基礎, 産報出版株式会社, (1996).
 - 47) L. Sansonnens, J. Haidar and J.J. Lowke: Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33 (2000), 148-157.
 - 48) T. DebRoy and S.A. David: Physical processes in fusion welding, *Rev. Mod. Phys.*, 67-1 (1995), 85-112.
 - 49) C.R. Wilke: A viscosity equation for gas mixtures, *J. Chem. Phys.*, 18-4 (1950), 517-519.
 - 50) A.B. Murphy: A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29 (1996), 1922-1932.
 - 51) M. Ushio, D. Fan and M Tanaka: Contribution of Arc Plasma Radiation Energy to Electrodes, *Trans. JWRI Osaka University*, 22-2 (1993), 201-207.
 - 52) 塚田: 仕事関数 -物理学 One Point No.21-, 共立出版, (1987).
 - 53) 牛尾誠夫, 毛文傑: 直流オープンアーク MIG/MAG 溶接におけるアークセンサの数学モデル化 - GMA 溶接におけるアークセンサの感度向上と信頼性改善に関する研究(第

- 1 報) - , 溶接学会論文集, 14-1 (1996), 99-107.
- 54) 中村照美, 平岡和雄: GMA 溶接におけるワイヤ突出し部の非定常熱伝導解析 - 超狭開先 GMA 溶接プロセスの開発(第 2 報) - , 溶接学会論文集, 20-1 (2002), 53-62.
- 55) 福本昌宏, 扇谷一慶, 椎葉昌洋, 安井利明: 溶射粒子偏平形態遷移に及ぼす基材加熱の影響解明, 溶接学会論文集, 22-3 (2004), 398-402.
- 56) 田代真一, 田中学, 上山智之, 恵良哲生: プラズマアークによるアルミ厚板のキーホール溶接の数値シミュレーション, 軽金属溶接, 48-4 (2010), 119-124.
- 57) M. Ushio, D. Fan and M. Tanaka: A method of estimating the space-charge voltage drop for thermionic arc cathodes, J. Phys. D: Appl. Phys., 27 (1994), 561-566.
- 58) M. Tanaka, M. Ushio and C.S. Wu: One-dimensional analysis of the anode boundary layer in free-burning argon arcs, J. Phys. D: Appl. Phys., 32 (1999), 605-611.
- 59) ヴェエスフォメンコ: 電子放出特性便覧, 日ソ通信社, (1973).
- 60) 日本金属学会編: 改訂 3 版 金属データブック, 丸善, (1993).
- 61) V.S. Fomenko: Emission properties of materials, Kiev, Naukova Dumka, (1970).
- 62) スハス V. パタンカー: コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版株式会社, (1985).
- 63) K. Yamamoto, M. Tanaka, S. Tashiro, K. Nakata, K. Yamazaki, E. Yamamoto, K. Suzuki and A.B. Murphy: Numerical simulation of metal vapor behavior in arc plasma, Surface & Coating Technology, 202 (2008), 5302-5305.
- 64) H.R. Griem: Plasma spectroscopy, McGraw-Hill, (1964).
- 65) 辻村吉寛, 田中学: ティグ溶接におけるプラズマ温度場と金属蒸気濃度場の挙動解析 - イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化 - , 溶接学会論文集, 30-4 (2012) 281-287.
- 66) 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 - イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化 - , 溶接学会論文集, 30-4 (2012) 288-297.
- 67) W.L. Wiese, M.W. Smith and B.M. Miles: Atomic transition probabilities, NSRDS, (1969).
- 68) M.N. Saha: Ionisation in the solar chromosphere, Phil. Mag., 40 (1920), 472-488.
- 69) H.N. Olsen: The electric arc as a light source for quantitative spectroscopy, J. Quant. Spectrosc.

Radiat. Transfer, 3 (1969), 305-333.

- 70) W. Louchte-Holtgreven: Plasma diagnostics, North Holland, (1964).
- 71) O H. Nester and H N. Olsen: Numerical methods for reducing line and surface probe data, SIAM Review, 2-3 (1960), 200-207.
- 72) 山本学, 村山精一: プラズマの分光計測, 学会出版センター, (1995).
- 73) NIST: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- 74) 門田圭二, 鈴木悠司, 平田好則, 片岡時彦, 池田倫正, 安田功一: GMA 溶接の溶滴移行現象に及ぼすシールドガスとワイヤの影響, 溶接学会論文集, 30-1 (2012), 100-106.
- 75) N. Pepe, S. Egerland, P.A. Colegrove, D. Yapp, A. Leonhartsberger: Measuring the process efficiency of controlled gas metal arc welding process, Sci. Technol. Weld. Join., 16 (2011), 412-417.
- 76) T. Iwao, Y. Mori, M. Okubo, T. Sakai, S. Tashiro, M. Tanaka and M. Yumoto: Modelling of metal vapour in pulsed TIG including influence of self-absorption, J. Phys. D: Appl. Phys., 43 (2010), 434010.
- 77) 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, 26-3 (2008), 214-219.
- 78) Y. Tsujimura, K. Yamamoto, M. Tanaka, A.B. Murphy and J.J. Lowke: A numerical model with arc length variation of welding arc with constant voltage power source, Welding in the World, 55 (2011), 33-37.

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

- 1) Y. Tsujimura, H. Terasaki, K. Yamamoto, S. Tashiro and M. Tanaka: Number density distributions of metal vapor in helium gas tungsten arcs, Transactions of the Materials Research Society of Japan, 35-3 (2010), 593-596.
- 2) Y. Tsujimura, K. Yamamoto, M. Tanaka, A.B. Murphy and J.J. Lowke: A numerical model with arc length variation of welding arc with constant voltage power source, Welding in the World, 55 (2011), 33-37.
- 3) Y. Tsujimura, S. Tashiro and M. Tanaka: Numerical analysis on effects of power source characteristics on arc properties in gas tungsten arc, 溶接学会論文集, 29-3 (2011), 1-4.
- 4) M. Tanaka, Y. Tsujimura and K. Yamazaki: Dynamic behavior of metal vapour in arc plasma during TIG welding, Welding in the World, 56 (2012), 30-36.
- 5) 辻村吉寛, 金丸周平, 田中学: アークプラズマを考慮した GMA 溶接プロセスの動特性シミュレーション, 溶接学会論文集, 30-1 (2012), 60-67.
- 6) 辻村吉寛, 田中学: 数値計算シミュレーションによる金属蒸気を考慮した GMA 溶接の熱源特性解析, 溶接学会論文集, 30-1 (2012), 68-76.
- 7) 辻村吉寛, 中谷光良, 田中学: 画像分光法による消耗電極式ガスシールドアーク溶接の金属蒸気挙動解析, 鉄と鋼, 98-10 (2012), 534-540.
- 8) 田中学, 辻村吉寛: ティグ溶接における金属蒸気挙動の可視化 - イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化 -, 溶接学会論文集, 30-2 (2012), 164-170.
- 9) 児玉真二, 相浦一輝, 辻村吉寛, 田中学, A.B. Murphy: GTA 溶接におけるシールドガスへの窒素混入現象の数値解析 - GTA 溶接金属の窒素含有量におよぼすシールドガスの影響 -, 溶接学会論文集, 30-3 (2012), 238-243.
- 10) 辻村吉寛, 田中学: ティグ溶接におけるプラズマ温度場と金属蒸気濃度場の挙動解析 - イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化 -, 溶接学会論文集, 30-4 (2012), 281-287.
- 11) 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 - イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化 -, 溶接学会論文集, 30-4 (2012), 288-297.

国際会議発表論文

- 1) Y. Tsujimura, K. Yamamoto, M. Tanaka, A.B. Murphy and J.J. Lowke: A numerical model of welding arc with constant voltage power source, 62nd Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc. 212-1144-09, Singapore, July (2009).
- 2) Y. Tsujimura and M. Tanaka: A numerical model of GMA welding from engineering view, 63rd Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc. 212-1170-10, Istanbul, Turkey, July (2010).
- 3) Y. Tsujimura and M. Tanaka: Numerical analyses of gas metal arc with metal vapor for heat source of welding, 64th Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc. 212-1195-11, Chennai, India, July (2011).
- 4) Y. Tsujimura, S. Tashiro and M. Tanaka: Effect of metal vapor on gas metal arc for heat source in welding, Proceedings of Sino-Japanese Workshop on Welding Thermo-Physics, No.3, Jinan, China, November (2011).
- 5) Y. Tsujimura and M. Tanaka: Numerical analysis of arc plasma in high pressure discharge lamp, Commissions IV, XII and SG 212 Intermediate Meeting of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc. XII-2060-12, Berlin, Germany, April (2012).
- 6) Y. Tsujimura and M. Tanaka: Plasma diagnostics in gas metal arcs during welding, 65th Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc. 212-1237-12, Denver, US, July (2012).

Transactions of JWRI

- 1) Y. Tsujimura, S. Tashiro and M. Tanaka: Numerical analysis on power source characteristics on arc properties in gas tungsten arc, Trans. JWRI, 39-2 (2010).
- 2) Y. Tsujimura, S. Tashiro and M. Tanaka: Numerical model of gas metal arc with metal vapor for heat source in welding, Trans. JWRI, 40-1 (2011).

