



Title	GMA溶接における溶滴移行現象のモデル解析
Author(s)	門田, 圭二
Citation	大阪大学, 2012, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/26859
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

GMA 溶接における溶滴移行現象のモデル解析

2011年

門田 圭二

GMA 溶接における溶滴移行現象のモデル解析

2011年

門田 圭二

目次

1 章 緒論	1
1-1 ガスメタルアーク溶接の現状と課題	1
1-2 溶滴移行現象	2
1-3 移行形態の制御	4
1-3-1 溶接電源	4
1-3-2 溶接ワイヤ	5
1-3-3 シールドガス	6
1-4 溶滴移行現象のモデル化における現状と課題	7
1-5 研究方針	9
1-6 構成	10
2 章 液滴移行現象の解析モデル	13
2-1 緒言	13
2-2 現象のモデル化と仮定	13
2-3 支配方程式	15
2-4 計算手法	16
2-4-1 PLIC-VOF 法	16
2-4-2 CSF 法	18
2-5 計算条件	21
2-6 数値解析モデルの実験的検証	23
2-6-1 液滴移行現象のモデル実験	23
2-6-2 実験結果と計算結果との比較	26
2-7 結言	29
3 章 導電性液体の移行現象のモデル解析	31
3-1 緒言	31
3-2 液体の物性値と液滴移行現象	31

3-2-1 表面張力が移行形態に及ぼす影響	31
(a) 計算結果	31
(b) 一次元静的釣り合いモデルによる考察	32
(c) 無次元数を用いた一般的評価	34
3-2-2 表面張力と粘性が分離現象に及ぼす影響	36
3-3 電磁力と液滴移行現象	37
3-3-1 仮想アークモデル	37
(a) 計算結果	37
(b) 一次元静的釣り合いモデルによる考察	38
3-3-2 電流経路が液滴移行現象に及ぼす影響	39
(a) 仮想アーク形状の影響	39
(b) 溶滴表面の電流密度が及ぼす影響	40
3-3-3 電流波形が液滴移行現象に及ぼす影響	46
3-4 結言	48
4 章 アークと溶滴を統合した数値解析モデル	51
4-1 緒言	51
4-2 仮定およびプラズマの温度依存性	51
4-3 支配方程式	54
4-4 計算条件	56
4-5 溶滴-アークプラズマ境界の現象とその取扱い	57
4-6 鉄蒸気を含む高温プラズマ物性とその取扱い	60
4-7 計算手順	63
4-8 結言	63
5 章 統合モデルを用いた溶滴移行現象のモデル解析	65
5-1 緒言	65
5-2 純アルゴンシールドガスにおける溶滴移行現象	65
5-3 電極の電気伝導率が溶滴移行に及ぼす影響	68

5-4 鉄蒸気が溶滴移行に及ぼす影響	69
5-5 結言	71
6 章 結論	73
謝辞	79
参考文献	81
本論文に関する発表論文	87

1 章 緒論

1-1 ガスマタルアーク溶接の現状と課題

溶接は、金属などの材料や部材をつなぐ方法の一つであるが、その特徴は二体の固体材料の界面を無くし接合する技術である。溶接法のうち、アーク溶接では、気体放電の一種であるアーク放電により高温プラズマを生成し、それを熱源として利用している。アーク溶接法は比較的簡単な装置で高温の熱源を得ることができることから、広く用いられている溶接技術である。シールドガスによって高温の溶接部を大気から保護するアーク溶接法をガスシールドアーク溶接というが、電極が溶融しない非溶極式のガスタングステンアーク溶接(以下 GTA 溶接)と、電極ワイヤが溶融する溶極式のガスマタルアーク溶接(以下 GMA 溶接)に分類される^{1,2)}。アーク放電においては、電極の形状や大きさがアークプラズマの温度分布や圧力分布に影響するため、電極形状が基本的に変化しない非溶極式は、アークの安定性、つまりは熱源の安定性が良く、溶接欠陥のない健全な溶接部が得られるが、溶加材を入れてもその溶融量が限定されるため、溶接能率を高めることが難しい。一方で GMA 溶接は電極ワイヤが溶融し、そのワイヤ端の形状が時々刻々と変化するので、アークが時間的に変動し、その安定性では GTA に劣るものの、溶着金属量も多く、溶接能率を高めやすい。また、電極が常にフレッシュな状態であり、電極劣化による作業中断もないため能率がよい溶接法といえる。さらには、溶着金属である溶接ワイヤを連続的に送給する機構は自動化・ロボット化に適していることから、今後も溶接技術の中で大きな役割を担うことが期待されている。Fig.1.1 は GMA 溶接の模式図を示している。

現象としての GMA 溶接は、アーク放電により生成した高温プラズマにより母材が加熱され溶融池を形成するだけでなく、同時にアークプラズマとジュール発熱により熱せられたワイヤ電極が溶滴となってアーク中を溶融池へと移行し、溶接部を埋めていく現象である。GMA 溶接におけるワイヤ電極が溶融池へと移行していく現象は溶滴移行現象と呼ばれる。前述したように、GMA 溶接の電極現象である溶滴移行現象を伴うことによるアークの不安定性は、溶接部への入熱や溶込み、溶接部の欠陥発生、溶接ビード外観などにも影響する。また、アークが不安定になると、スパッタやヒュームが多量に発生する。すなわち、スパッタは

電極ワイヤ端に形成された溶滴や溶融池から飛び出した小さな金属粒であり、これがトーチや溶接部周辺に付着し、作業性を低下させる。一方、ヒュームは、溶接時に煙が発生しているように見えるものであるが、その実体は高温の溶滴や溶融池表面から発生した金属蒸気が、大気と化学反応して形成される微細粒子であり、人体への健康被害につながるといった作業環境の問題も引き起こしている。すなわち、アークの安定性を支配する溶滴移行の制御が、GMA 溶接の溶接品質向上に必要不可欠である。そのため、安定した溶滴移行を実現する新たな溶接手法の開発が求められている。

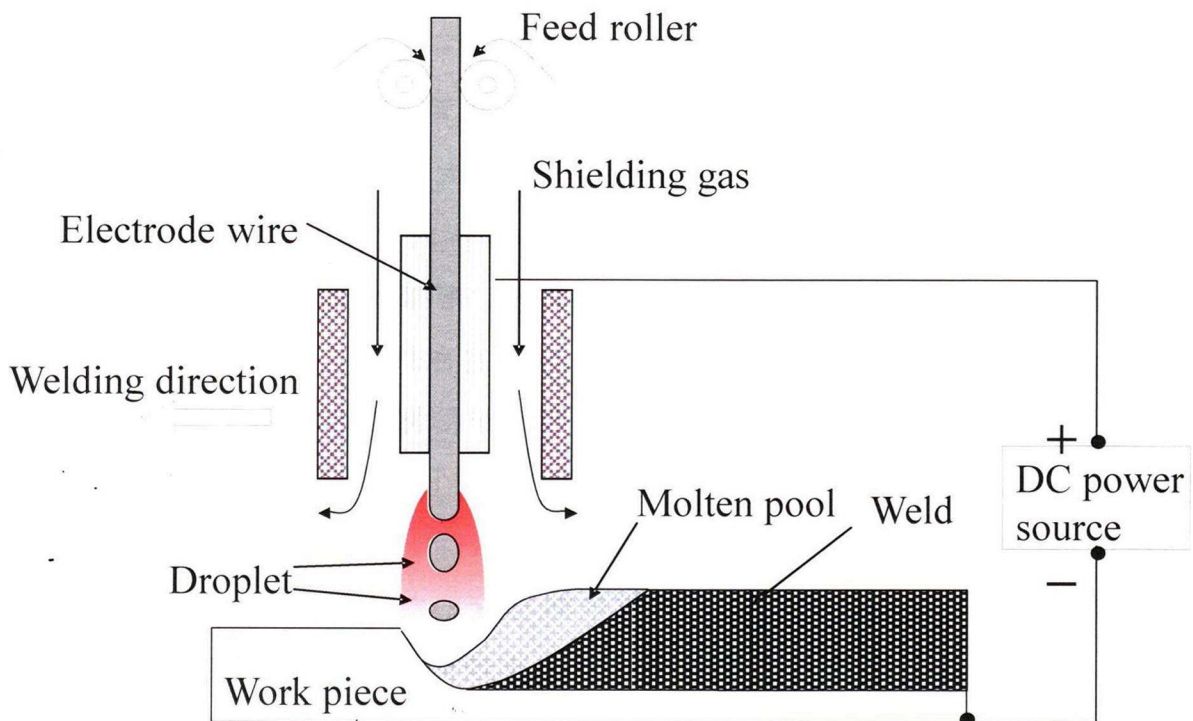


Fig.1.1 Diagram of gas metal arc (GMA) welding.

1-2 溶滴移行現象

溶滴移行にはいくつかの形態が存在し、大きくは短絡移行と自由移行に分けられる³⁾。GMA 溶接において電流と電圧を変化させるとき、移行形態は条件に応じて Fig.1.2 に示すようになる⁴⁾。短絡移行は低電圧条件で見られる移行形態で、電極間距離が短くなるため、溶滴はワイヤにぶら下がったまま溶融池と接触し、橋絡部を形成して溶滴が移行するプロセスであり、橋絡部が破断することで、再点弧する⁵⁻⁷⁾。短絡とアーク放電とを繰り返すため電流波形が特徴的で、移行頻

度も 100Hz 程度であることから、移行の状態が比較的観測しやすい。そこで、CBT⁸⁾や CMT⁹⁾といった移行の状態をモニタリングしながら制御する手法が開発され、安定した短絡移行による低スパッタで高品質な溶接が実現されている。

一方の自由移行は、電圧の比較的高い領域で起こる移行形態であり、電極間距離が長く、溶滴は電極から完全に分離して移行するため、アークは途切れることがなく、短絡移行と比較するとアークの影響を強く受ける移行形態であると言える。自由移行の中でも移行形態はさらにグローブular移行とスプレー移行に分けられる。グローブular移行とスプレー移行は、電極から分離する溶滴の大きさで区別され、ワイヤ径以上の大きな溶滴を移行する場合はグローブular移行、ワイヤ径より小さい溶滴を移行する場合はスプレー移行と呼ばれる。グローブular移行では電極形状の変化が大きく移行頻度が低いため、溶滴移行に伴うアーク形状の変化も大きくなりやすい移行形態である。シールドガスに Ar ガスを用いるとき、低電流域で見られる移行形態であるが、シールドガス中の CO₂ ガスの割合が大きくなるほど広い電流域で見られるようになり、シールドガスが 100%CO₂ のときには、ほぼグローブular移行となる。スプレー移行はグローブular移行よりも高電流域で見られる移行形態であり、移行頻度が高く電極形状の変化も小さいため、アーク形状が比較的安定である。さらに、高電流での移行形態であるため溶接速度を大きくすることができ、高能率化に適した移行形態と言える。さらに、電流を大きくすると、ワイヤ溶融量が多くなり、ワイヤ端の溶滴が細長く伸びるストリーミング移行が生じる。アーク長が短いと、先鋭化した溶滴と母材とが接触し、瞬間的な電流集中によって短絡解放に伴うスパッタが発生する。また、電流が増加すると電磁力の影響が強くなるため、細長く伸びた溶滴がアーク中を螺旋状に回転するローテーティング移行へと移行形態が変化する現象も見られる。ローテーティング移行はスプレー移行における形態の一つではあるが、電極形状がワイヤ軸に対して非対称の移行形態であるため、溶滴の移行やアーク形状が変動する。この場合、時間的に変化する熱源であり、スパッタも多く発生する。

移行形態によって GMA 溶接におけるアークの安定性は異なり、ローテーティング移行を除けば、グローブular移行よりスプレー移行の方が望ましい。そこで、より高品質かつ高能率な GMA 溶接実現には溶滴移行現象を制御する必要があるが、そのためには移行形態が変化するメカニズムやそれに影響する因子の本質的

な理解が重要となってくる.

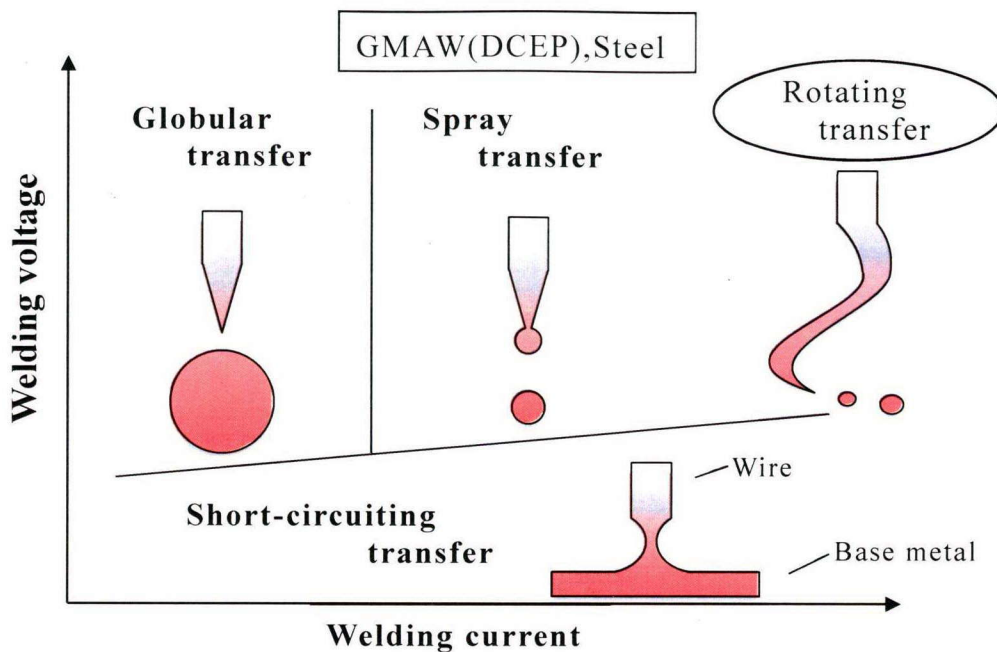


Fig.1.2 Metal transfer mode in GMA welding.

1-3 移行形態の制御

GMA 溶接はハード的には溶接電源，溶接ワイヤおよびシールドガスから構成されており，この3つの構成要素によって溶滴の移行形態が変化することが知られている．

1-3-1 溶接電源

溶接電流および溶接電圧が溶滴移行現象に及ぼす影響は，前述したとおりである．その他，溶接電流の時間的変化も溶滴移行現象に影響する．Fig.1.3 はパルス溶接における電流波形とそれに対応した溶滴移行の時間的変化を示している．パルス溶接法では，電流のパルス周期に合わせて溶滴を移行させることによって，溶滴移行を安定化させ，スパッタの発生を抑えている^{10,11)}．近年の溶接電源は高速インバータ制御によって自在に電流波形を制御できるようになっており，2011年現在では電流波形制御のデジタル化も進み，専用のLSIチップを搭載してマイクロ秒オーダーで高精細に波形制御が行える電源装置も開発されている

12). このような電源の進化によって、用途に応じた電流波形を自由自在に作成することができるようになり、パルス溶接法をはじめとする電流波形制御アーク溶接法への関心は強くなっており、安定な溶滴移行を実現する電流波形の研究が盛んに行われている¹³⁻¹⁶⁾.

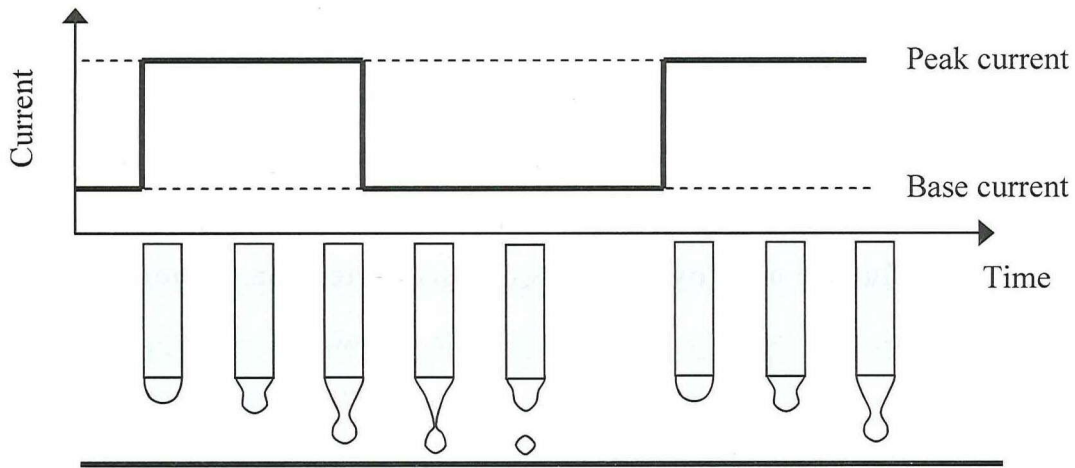


Fig. 1.3 Schematic explanation of one pulse – one drop transfer process.

1-3-2 溶接ワイヤ

溶滴移行現象は溶融した溶接ワイヤの流体现象であるので、溶融したワイヤの表面張力や粘性によって移行形態は変化する. Fig.1.4 は様々な合金元素の溶融鉄への含有量と表面張力の関係を示したグラフである. このように合金元素の種類や含有量によって溶融鉄の表面張力は変わり、ワイヤの化学組成によって移行形態を変化させることができる. このため、様々な合金元素を溶接ワイヤに添加し、溶滴移行現象に及ぼす影響が研究されている¹⁷⁻¹⁹⁾.

GMA 溶接において溶接ワイヤは電極も兼ねているため、電子放出などの電極としての性質が溶接アークの発生・維持に影響する. 片岡らによると、溶接ワイヤに仕事関数の低い La や Ce などの希土類元素 (Rare Earth Metal: REM) を添加し、極性はワイヤ電極をマイナスにすると、アークが電極先端に集中して移行形態が安定するという報告がなされている²⁰⁻²²⁾. また、複層ワイヤのように構造的に特性を変化させる溶接ワイヤの開発も取り組まれている²³⁾.

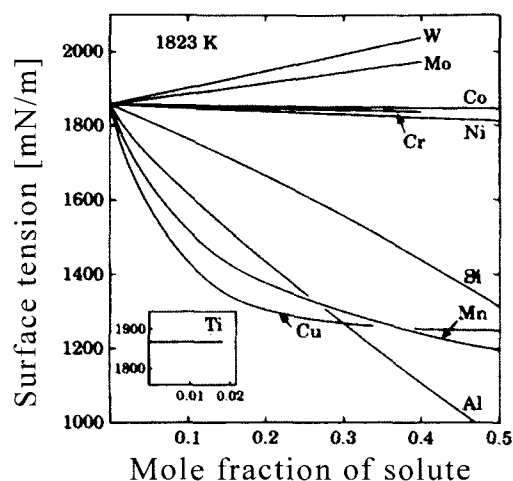


Fig. 1.4 Influence of alloy elements on surface tension of molten steel.

1-3-3 シールドガス

シールドガスは、溶融金属を大気から保護することを目的としているが、ガスシールドアークにおいては、放電プラズマのガスを供給する重要な役割も担っている。シールドガスの成分によってアークを構成するプラズマの熱伝導率や電気伝導率などの性質が異なり、アークの形状や温度分布などに差異が生じる。その結果、溶滴・母材への入熱や電流経路も異なり、溶滴移行現象にも影響を及ぼす。例えば、Ar ガスに比べて CO_2 ガスは比熱が大きいため、アークに熱的ピンチ効果が働き、 CO_2 ガスアークは Ar ガスアークよりも収縮した形状となる²⁴⁾。この CO_2 アークにおけるアークの収縮は、電流密度を高くすることになり、アーク中心部の電磁力が増大し、それにより生じる圧力によって溶滴を押し上げてしまう。そのために 1-2 節で述べたように、Ar ガスでは 210A 付近でスプレー移行となるのに対し、 CO_2 ガスでは一般的にスプレー移行が起こらないと考えられている。シールドガスには主として CO_2 、Ar そしてそれらの混合ガスが用いられるが、そのほか He や H_2 、 O_2 などが添加されたガスが用いられることもあり、それぞれ特性が異なる²⁵⁾。また、GMA 溶接では高温の溶滴や溶融池表面から発生する金属蒸気がアークプラズマに混入する。鉄の場合、沸点は 3000K 程度であることから蒸発現象が起こり、その鉄蒸気がアークプラズマに混入することで、電気

伝導率が上昇し、放射損失が増大する．そのため、アークプラズマの温度が低下し、アークは緊縮するという報告がされている²⁶⁻²⁹⁾．

上述したように、移行形態に影響している要因は様々存在し、それぞれに対して溶滴移行の制御が取り組まれている．そして、これら溶滴移行に関する各要因の本質的理解は、それを利用した溶接手法の開発や、将来的に複数の制御手法を複合的に利用する場合に重要となってくる．溶滴移行の制御に関して理論的検討がなされ³⁰⁻³³⁾、移行形態の変化について経験的には様々なことが知られてはきたが、現象のメカニズムを明らかにできているとは言い難い．なぜなら GMA 溶接では溶接部が非常に高温であり、また高輝度の発光を伴うため、精度のよい計測、観測は容易ではないからである．さらに気相・液相・固相の三態が混在することや、溶滴には重力、電磁力、表面張力、そして周囲プラズマ流によるせん断力など複数の力が複雑に働いていることも、本質的な理解の上で障壁となっている．

そこで、複雑な溶接現象を解析するため、近年では数値モデルを構築し、シミュレーションが進められている．

1-4 溶滴移行現象のモデル化における現状と課題

溶滴の移行現象は、ノズルから流出する液体の不安定現象とよく似ており、その機構を定量的に理解することは容易ではない．そこで、モデル解析によるアプローチが取り組まれてきた．

溶滴移行現象のモデル解析としては、まず 1960 年頃から用いられてきた理論モデルである SFBT(Static Force Balance Theory:静的な力の釣り合い理論)モデル^{30,34)}と PIT(Pinch Instability Theory:ピンチ不安定性理論)モデル^{6,35)}が挙げられる．SFBT は溶滴に働いている力が静的に釣り合っていると考え、その時の移行形態を予測する解析理論である．一方の PIT は、本来ジェット水流に適応させた理論³⁶⁻³⁸⁾であるが、液柱表面に微小振動を想定したとき、電磁力や表面張力のピンチ力が溶滴の分離に対して、どのような作用をするのかを評価する解析理論である．SFBT は溶滴のサイズが大きく、移行周期の低い領域で実験に近い傾向を示す．一方、PIT ではジェット水流に近いスプレー移行になる高電流域において、実験

結果を説明できるようにみえる．そこで，SFBT と PIT を複合した解析モデルも開発された³⁹⁾．

近年では，コンピュータ性能の飛躍的進歩に伴い，数値シミュレーション技術の流体现象や分子原子挙動といった複雑な現象への利用が盛んに行われている．数値シミュレーションとは，プログラミングによって計算機上で現象を近似的に表現する技術である．数値シミュレーションの利用は GMA 溶接現象の解析においても取り組まれ，溶滴移行の数値モデルとしては，1985 年に Cram によって棒端の液滴が重力で変形する過程を流動解析する一次元モデルが提案され⁴⁰⁾，1995 年には Simpson により電磁力を考慮して溶滴の成長，変形を表現できる一次元モデルが発表された⁴¹⁾．二次元モデルとしては 1989 年に平田らによって，橋絡液中が電磁ピンチ力によって変形し，そして破断するまでの過程を解析する軸対称二次元モデルが発表された^{42,43)}．さらに 2004 年には，同じく平田らによって，短絡移行における三次元的な溶融池形状を考慮したモデルも構築されている^{44,45)}．また，溶滴移行現象だけでなく，アーク現象や溶融池現象に関してもモデル解析が取り組まれており，溶滴移行現象のモデル解析として次元の拡張だけでなく，アークモデルや溶融池モデルとの統合も進められている．Haidar と Lowke によるモデルでは，自由移行現象を対象に，二次元軸対称の溶滴移行モデルとアークモデルが統合され^{46,47)}，2004 年には Fan らによって溶滴移行-アーク-溶融池統合モデルが開発された⁴⁸⁾．そして，最近では三次元で三つの現象を全て統合して表現できるモデルの報告もなされている⁴⁹⁾．これら数値モデルによって，対流現象や温度分布などの実験から得ることが困難な情報を知ることができ，現象の理解に貢献している．しかしながら現状では，溶滴移行のシミュレーションに関する論文は発表されているものの，溶融池やアークのものに比べるとかなり少なく，統合モデルに関しても報告はあるが，比較する計算パラメータも電流値が主であり，シールドガスや電極の物性にまで踏み込んだものはない．もとより，現象を忠実に再現するモデルでは，考慮すべきパラメータが増えるため現象同様にモデルも複雑化してしまい，個々のパラメータ評価が難しくなるといった問題がある．

1-5 研究方針

本研究では GMA 溶接における溶滴移行現象の本質的理解を目指し、数値シミュレーションを利用して、溶滴移行に作用する様々なパラメータの影響を解析することを目的としている。

そのためには、現象のパラメータを限定された範囲ではなく、一般的に評価できるよう任意に幅広く設定でき、かつパラメータの変化に対する溶滴移行への影響が読み取りやすいモデル作成が必要となる。そこで、本研究では溶滴移行現象を一般的な現象であるノズルから流出する液滴移行現象へと置き換えてモデル化し、このモデルを基本として検証するパラメータに合わせてモデルの拡張をしていく方針をとった。

液滴移行モデルに関しては水を用いた実験との比較を行い、その適用性を検証することにした。実際のパラメータ解析では、まずは電磁力の働きを無視し、流体の流出速度と表面張力・粘性の移行形態への影響を考慮した解析を行った。さらに移行形態の変化に注目して、そのメカニズムについて考察した。

次に、電磁力が溶滴移行に及ぼす影響を調べることにした。溶接電流はワイヤ端の熔融金属を通して、アーク空間に流出しており、溶滴移行だけでなくアークと連動しているため、厳密に考慮すると複雑になる。そこで、はじめから厳密なアークモデルを導入するのではなく、アーク現象の電流経路としての影響と溶滴に働く電磁力の役割とを分けて考察し、最終的に厳密なアークモデルを導入する手順を踏むこととした。まず、アークを時間変化のない一様な導電性の物体と仮定して溶滴下部に設定し、そのときの電磁力を液滴移行に反映させるようにモデルを拡張する。このモデルを用いて、電磁力の働きを電流値の大きさ、アーク形状、電流波形の過渡現象のそれぞれの観点から考察し、溶滴移行に及ぼす影響を解析した。

最終的には、溶滴移行モデルとアークモデルを統合したモデルを構築し、両者の相互作用を考慮して溶滴移行現象を解析した。ワイヤ端の溶滴形状が時間とともに変化しながら、アーク形状が変化し、それに伴う電流経路の移り変わりに注目した。また、溶滴表面からアークへの鉄蒸気混入の影響についても解析した。

1-6 構成

1 章では、本研究の背景と目的および方針について述べている。

2 章では、本研究で扱う液滴移行現象の基本モデルについて述べている。支配方程式とともに計算手法の詳細を述べ、水を用いたモデル実験との比較を通して、適用性を検証している。

3 章では、2 章で記述したモデルを用いて、液滴の流出速度、表面張力の影響を解析した結果を示す。また、仮想アークモデルを用いた電磁力の大きさ、空間分布、時間変化が溶滴移行形態に及ぼす影響を示している。

4 章では、溶滴移行-アーク統合モデルについて述べている。アークモデルを構築する上で、適用する基礎式や境界条件、プラズマの温度依存性などを記述している。そして、溶滴移行モデルと統合させるため、溶滴表面とアークプラズマとの境界の扱い方と計算処理について述べている。さらに、アークプラズマ内に鉄蒸気を混入させる場合の計算手法に関しても言及している。

5 章では、4 章で述べた統合モデルを用いて、アークを考慮した溶滴移行の解析結果を示している。電流値や電極材料の電気伝導率、鉄蒸気の混入が溶滴移行現象や電流経路に及ぼす影響を述べている。

6 章は、本研究の総括であり、結論をまとめている。

Fig.1.5 に本研究のフローチャートを示す。

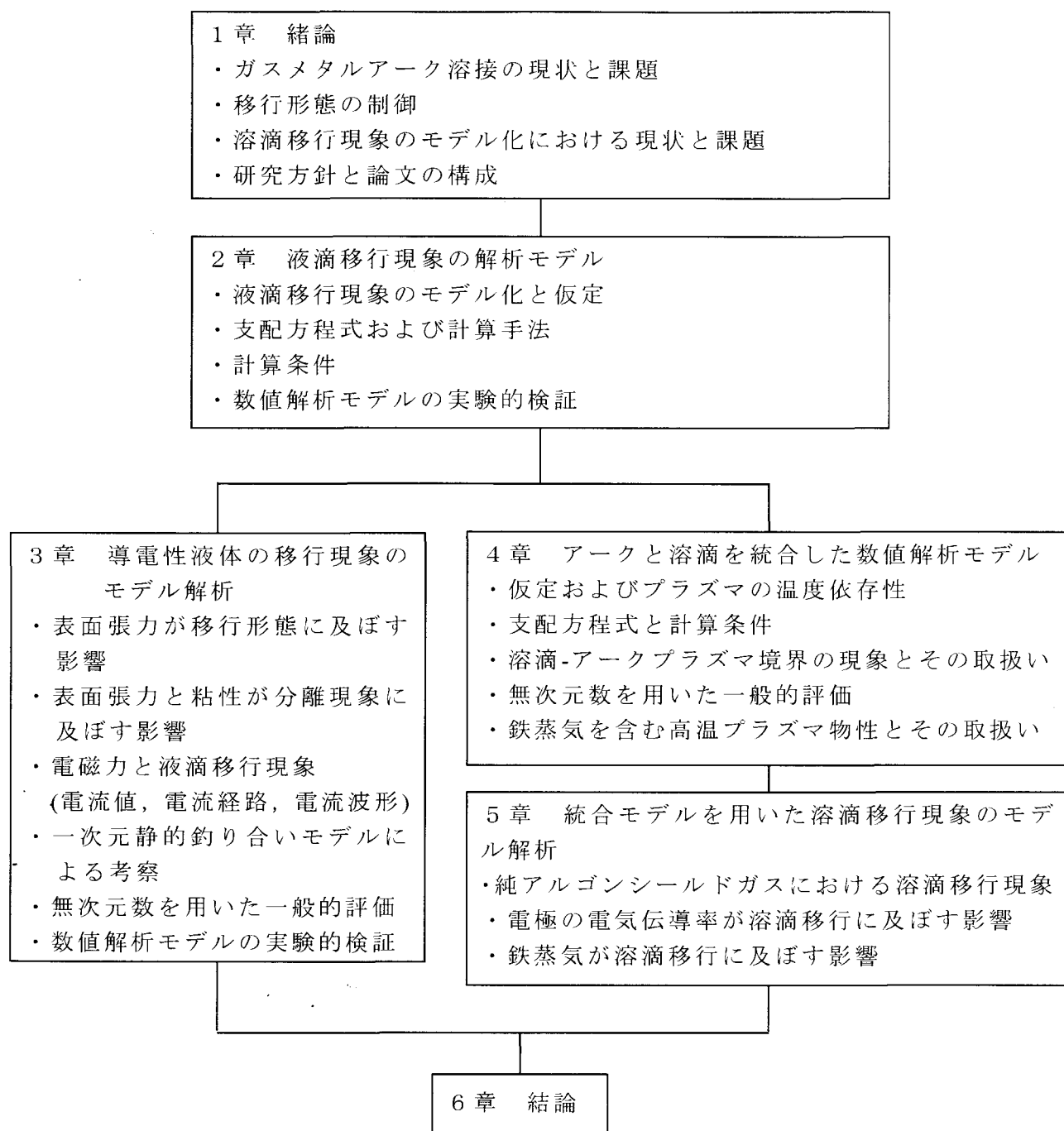


Fig.1.5 Flow chart of this study.

2 章 液滴移行現象の解析モデル

2-1 緒言

溶滴移行現象を本質的に理解するため、現象を一般的に評価できるように任意に幅広く設定でき、パラメータの数を限定したモデル構築を目標とした。まず、溶滴移行現象を一般的な流体现象であるノズルから流出する液滴移行現象に置き換えてモデル構築を行った。本章では、本研究を進める上で基本軸となる液滴移行現象のモデル化について記述する。計算手順に加えて、VOF 法⁵⁰⁾や CSF モデル⁵⁴⁾といった計算手法に関しても述べる。また、本モデルを用いたシミュレーション結果と実験結果を比較し、モデルの適用性を検証している。

2-2 現象のモデル化と仮定

溶接ワイヤは、ワイヤ送給装置によって、溶接トーチのコンタクトチップを通してアーク中へ送り込まれる。アーク熱によって、ワイヤが溶融し、溶滴となって溶融池へ移行していく。ここで、もしワイヤの送給速度と溶融・移行する速度が釣り合っているならば、溶接ワイヤは一定の位置で溶融していることになる。つまり、溶滴移行現象は、蛇口から出てくる水のように、ある境界からワイヤ溶融速度で流出する流体现象と同じような現象であると考えることができる。そこで、この一般的な流体现象である円筒ノズルから出てくる流体の挙動をモデル化することにした。液滴移行現象モデルの模式図を Fig.2.1 に示す。

る．そして，得られた流速分布から VOF 法を用いて液滴の表面形状変化を求めている．本モデルでは各計算は有限差分法を用いて解いている．計算領域は仮定 [7] よりワイヤ中心を軸方向とした二次元円筒座標で構築し，計算格子は高さ dz ，幅 dr の矩形メッシュとした．また，圧力などのスカラーを格子中心で定義し，流速などのベクトルを格子境界で定義するスタガード格子を用いている．

2-3 支配方程式

非圧縮性流体の流れ場は次の質量保存式と運動量保存式を連立することにより求めることができる．

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho} \mathbf{F} \quad (2.2)$$

ここで t は時間[s]， $\mathbf{v}$ は速度ベクトル[m/s]， ρ は密度[kg/m³]， P は圧力[Pa]， $\boldsymbol{\tau}$ は粘性による応力テンソル[Pa]， $\mathbf{g}$ は重力加速度[m/s²]， $\mathbf{F}$ は外力[N/m³]を示す．式(2.2)の外力項 $\mathbf{F}$ は本モデルでは表面張力 $\mathbf{F}_{st}$ [N/m³] と電磁力 $\mathbf{F}_{em}$ [N/m³] が相当する．二式の連立を数値的に解く方法として SMAC 法を用いた．表面張力は前述した VOF 法と相性の良い CSF モデルを用いた．VOF 法と CSF モデルは次節で詳しく説明する．電磁力は一般的に次式で求めることができる．

$$\mathbf{F}_{em} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.3)$$

ここで， $\mathbf{J}$ は電流密度[A/m²]， $\mathbf{B}$ は磁束密度[T]を表している．電流密度 $\mathbf{J}$ は次の 3 式の連立で求まる．

$$\text{(電流連続の式)} \quad \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (2.4)$$

$$\text{(オームの法則)} \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\text{(電位と電界の関係式)} \quad \mathbf{E} = -\nabla V \quad (2.6)$$

$\mathbf{E}$: 電界強度ベクトル[V/m]， V : 電位[V]， σ : 電気伝導率[S/m]である．磁束密

度 B に関しては，アンペールの法則を解くことにより求めた．

$$(\text{アンペールの法則}) \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J} \quad (2.7)$$

本モデルでは，アンペールの法則を解くに当り，磁場のベクトルポテンシャルを利用した解析法を用いた．

2-4 計算手法

2-4-1 PLIC-VOF 法

液滴の移行現象は自由表面を有する流体现象である．そのためモデル化に際し，時々刻々と変化する界面の位置を捕捉できなければならない．本モデルでは，界面捕捉法として Kothe による VOF 法 (Volume-of-Fluid method) を採用している⁵⁰⁾．VOF とは流体の計算格子に対する体積占有率を意味し，本モデルの場合は液体の体積占有率を F 関数としている．Fig.2.2 は VOF 法での流体の取り扱いを模式的に表した図である．式(2.8)に示すように $F=1$ のときは全て液体， $F=0$ のときは全て気体で構成された計算格子を意味し，その間の値をとる場合は気体と液体が共存し，格子内部に気液の境界が存在する界面セルであることを意味している．

$$\begin{cases} F = 1 & \text{in the liquid phase} \\ 0 < F < 1 & \text{in the boundary region} \\ F = 0 & \text{in the gaseous phase} \end{cases} \quad (2.8)$$

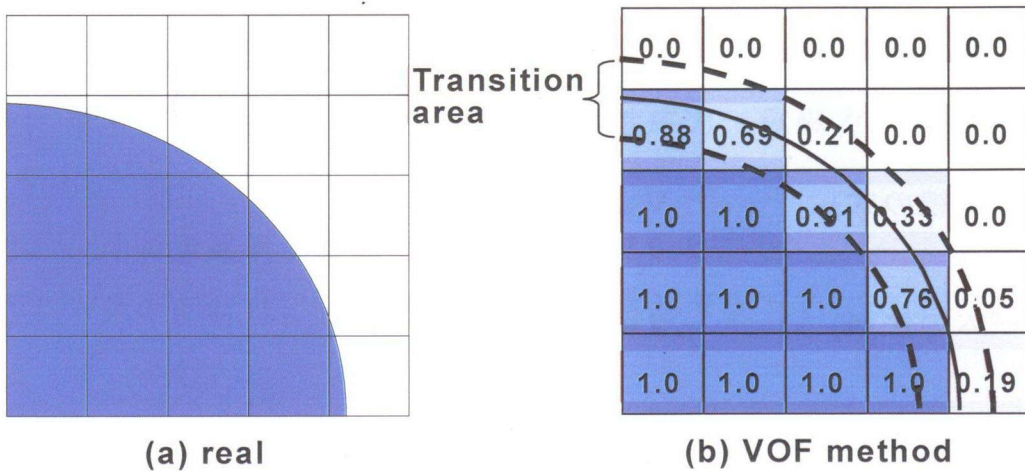


Fig.2.2 VOF function.

VOF 法では、この F 関数を流れ場で輸送し、移動する界面セルの位置から表面の位置を捕捉している。また、その流れ場を計算する時、VOF 法では各計算格子の物性値を式(2.9)に示すように各流体の体積比率に応じた値とすることで、液相から気相の間に中間的性質をもつ境界層を設定し、流体としての性質がある相からもう一方の相へ、この境界層を経て緩やかに変化していくものとして取り扱っている。

$$\phi_b = \phi_l F + \phi_g (1 - F) \quad (2.9)$$

ここで、 ϕ_b , ϕ_l , ϕ_g はそれぞれ境界セル全体と境界セル中の液相、気相の物性値を表している。この操作により、界面での複雑な境界条件の設定が不要となり、アルゴリズムも単純なものとなるため、自由界面をもつ多相流解析において非常に使い勝手の良い長所を持った手法である。

前述した F 関数の輸送計算は、次の保存系の輸送方程式を用いて行う。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}F) - (F \cdot \nabla) \mathbf{v} = 0 \quad (2.10)$$

このとき、格子境界における F 関数の輸送量 $(\mathbf{v}F)$ は PLIC^{51,52)}により求める。界面セルにおける F 関数の輸送量は界面の位置により変化するため、各格子内で界面を適切に再構成する必要がある。界面の再構築法には格子内の界面を、格子境界に平行に構築する SLIC(Simple line interface calculation)と、傾きを持たせて構築する PLIC(Piecewise linear interface calculation)がある。Fig.2.3はSLICとPLICでの格子内の界面再構築の違いにより輸送量にどのように差が出るかを模式的に表した図である。Fig. 2.3 左図のような界面があり、さらに格子の右側の境界において外向きに v という流速が発生しているとする。このとき格子内界面をSLIC, PLICの両手法で構築すると、それぞれ右図のようになる。右境界での流速により1ステップあたりに移動する距離は $v\Delta t$ となるので、境界を通過して流出する領域は図の赤く示す部分となる。つまり、境界から流出する F 関数の移動量 $\mathbf{v}F$ は斜線部となり、PLICのほうがより実際の界面に近い輸送量になることがわかる。従来のVOF法では、この $\mathbf{v}F$ の決定に Donor-Acceptor 法が用いられている⁵³⁾。Donor-Acceptor 法は体積の保存性が高く、VOF法で問題となる F 関数の拡散による体積の保存性問題に関して強い力を発揮するが、格子内界面の再構築が

SLIC 型であるため輸送量の精度が十分とはいえない．特に本研究が対象とする液滴界面のように曲率の大きい表面における輸送には適切とは言えない．そこで，本モデルでは PLIC を導入した．

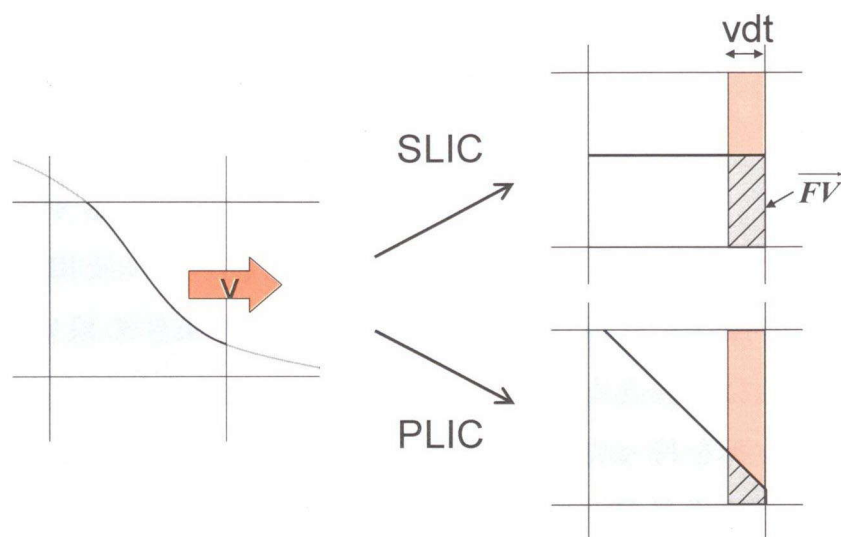


Fig.2.3 Fix transported F-function.

2-4-2 CSF モデル

自由表面を含んだ流体解析では，表面に直角に働く力と平行に働くせん断力を求める必要がある．具体的には，表面張力による毛管圧力や表面に沿って流れる流体との摩擦力などがある．本モデルでは VOF 法と相性の良い，J.U.Brackbill らにより開発された CSF モデルを用いて表面張力による毛管圧力を表現している^{54,55)}．CSF モデルでは VOF 法における境界層という概念を利用し，本来界面上で定義しなければならない表面張力を，境界層中の各計算格子における体積力へと離散化することができる．そのため幾何学的な界面認識を必要とせず，差分式に容易に適用できるのが特徴である．以下に CSF モデルの理論を説明する．

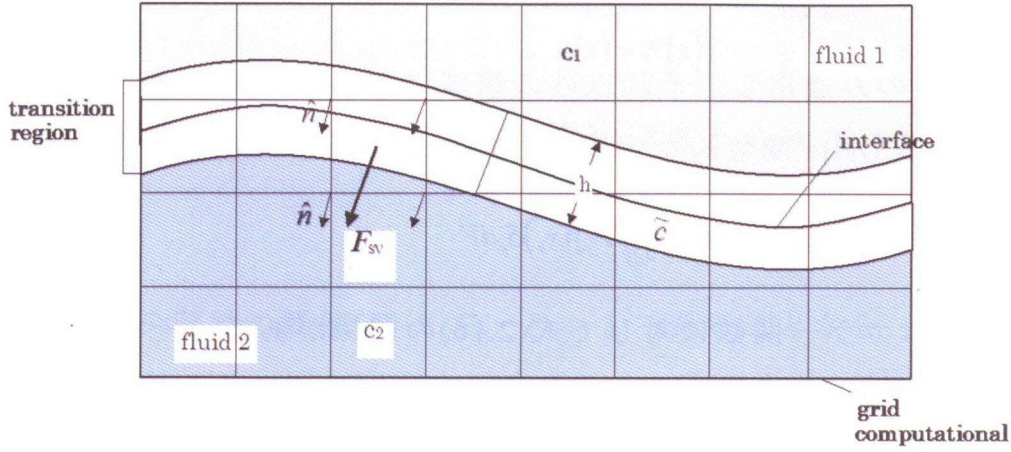


Fig.2.4 Schematic explanation of CSF model

Fig.2.4 は CSF モデルの概念図である．まず，接触する 2 つの流体をそれぞれカラー関数 $c(\mathbf{x})$ で次のように定義する．

$$c(\mathbf{x}) = \begin{cases} c_1 & \text{fluid 1} \\ c_2 & \text{fluid 2} \\ \tilde{c} & \text{at the interface} \end{cases} \quad (2.11)$$

VOF 法と同様に，このように流体を定義することにより二相間の界面を幅の有る境界層として取り扱う．さて，界面上のある位置 x_s における微小面積 A_s に働く単位面積当たりの表面張力 $\mathbf{F}_{sa}(x_s)$ は，液体の表面張力係数 γ と，この位置の曲率 $\kappa(x_s)$ ，単位法線ベクトル $\hat{\mathbf{n}}(x_s)$ を用いて次の式で与えられる．

$$\mathbf{F}_{sa}(x_s) = \gamma \kappa(x_s) \hat{\mathbf{n}}(x_s) \quad (2.12)$$

また，同様に任意の点 x_v における単位体積当たりの表面張力 $\mathbf{F}_{sv}(x)$ を，その位置の $\kappa(x_v)$ ，単位法線ベクトル $\hat{\mathbf{n}}(x_v)$ を用いて次式で定義する．

$$\mathbf{F}_{sv}(x_v) = \gamma \kappa(x_v) \hat{\mathbf{n}}(x_v) \quad (2.13)$$

このとき境界層の幅を h とし， x_s を中心とする微小体積 $A_x h$ に働く表面張力を考えると， $\mathbf{F}_{sv}(x)$ の総和は，幅が 0 の時に微小面積 A_s に働く $\mathbf{F}_{sa}(x_s)$ の総和に等しくなることから，次式で示す関係が得られる．

$$\lim_{h \rightarrow 0} \int_{\Delta V} \mathbf{F}_{sv}(\mathbf{x}) dV = \int_{\Delta A} \mathbf{F}_{sa}(\mathbf{x}_s) dA \quad (2.14)$$

一方で、 $\mathbf{F}_{sv}(\mathbf{x})$ を界面にのみ適用し、それ以外の領域において $\mathbf{F}_{sv}(\mathbf{x})=0$ とするように、界面で非0となるDelta関数 δ_s を定義すれば次式が得られる。

$$\int_{\Delta A} \mathbf{F}_{sa}(\mathbf{x}_s) dA = \int_{\Delta V} \mathbf{F}_{sa}(\mathbf{x}_s) \delta_s dV \quad (2.15)$$

ここで、Delta関数 δ_s はカラー関数に対して式(2.16)の関係がある。そこで、式(2.12)も考慮して式(2.15)は式(2.17)のように書き換えられる。

$$\lim_{h \rightarrow 0} \nabla \tilde{c}(\mathbf{x}_v) = \hat{\mathbf{n}}(\mathbf{x}_s) [c] \delta_s \quad (2.16)$$

$$\int_{\Delta A} \mathbf{F}_{sa}(\mathbf{x}_s) dA = \lim_{h \rightarrow 0} \int_{\Delta V} \kappa(\mathbf{x}_s) \frac{\nabla \tilde{c}}{[c]} dV \quad (2.17)$$

この時、 $[c]$ は接触する2流体のカラー関数の跳値を意味し、今回の場合では $[c]=c_2-c_1$ である。よって、式(2.14)と式(2.17)より境界層に離散化した体積力 $\mathbf{F}_{sv}(\mathbf{x})$ は次式でモデル化することができる。

$$\mathbf{F}_{sv} = \kappa(\mathbf{x}) \frac{\nabla \tilde{c}(\mathbf{x})}{[c]} \quad (2.18)$$

また、(2.18)式中の表面曲率 $\kappa(\mathbf{x})$ は、表面に対する単位法線ベクトル $\hat{\mathbf{n}}$ の勾配によって求められる。今、単位法線ベクトルは次式で算出される。

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \quad (2.19)$$

ここで、 $\mathbf{n}$ は法線ベクトルである。したがって、表面曲率 $\kappa(\mathbf{x})$ は次式で求められる。

$$\kappa = -(\nabla \cdot \hat{\mathbf{n}}) = \frac{1}{|\mathbf{n}|} \left[\left(\frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|} \cdot \nabla \right) |\mathbf{n}| - (\nabla \cdot \mathbf{n}) \right] \quad (2.20)$$

ここで、法線ベクトル $\mathbf{n}$ はその位置における流体の性質を示す関数 $c(\mathbf{x})$ の勾配として与えられるため、次式に従う。

$$\mathbf{n} = \nabla c(\mathbf{x}) \quad (2.21)$$

さて、VOF法を用いて自由表面をもつ流体の解析を行う場合、関数 $c(\mathbf{x})$ をVOF

関数 $F(\mathbf{x})$ に置き換えることができる。

$$c(\mathbf{x}) = F(\mathbf{x}) \quad (2.22)$$

したがって、法線ベクトル $\mathbf{n}$ は $F(\mathbf{x})$ の勾配から次式によって求められる。

$$\mathbf{n} = \nabla F(\mathbf{x}) \quad (2.23)$$

また、 F 関数の跳値 $[F]$ は $F_2 - F_1 = 1$ であることから、最終的に体積力としての表面張力による圧力は次式で表されることになる。

$$\mathbf{F}_{sv}(\mathbf{x}) = \gamma \nabla F(\mathbf{x}) \quad (2.24)$$

2-5 計算条件

本計算モデルでは液滴の移行現象を解析するにあたって、適当な初期形状を与えておく必要がある。そこで、この初期形状に関しては、静的な釣り合いをもとにして導かれる形状を溶滴の初期形状として採用した⁵⁶⁾。液滴が小さく、作用している力が重力と表面張力であると仮定する。ワイヤ端に形成される溶滴の内圧は、Fig.2.5 に示すように座標系と変数をとると、式(2.25)で表すことができる。

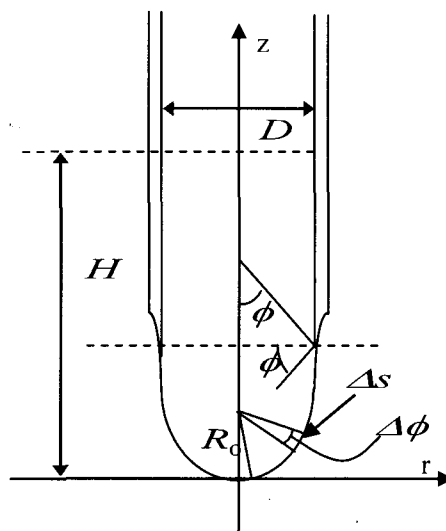


Fig.2.5 Coordinate for calculation of pendent drop profiles.

$$\gamma \left(\frac{d\varphi}{ds} + \frac{\sin \varphi}{r} \right) = \rho g (H - z) \quad (2.25)$$

ここで H は、円柱が中空であると考えた時、液滴先端の表面張力に釣り合う水圧に対応した液中の高さである．すなわち液滴先端の曲率半径を R_0 とすると

$$\rho g H = \frac{2\gamma}{R_0} \quad (2.26)$$

の関係がある．式(2.25)と式(2.26)によって R_0 に対応した静止液滴の形状を計算することができる．このモデルによって液滴の形状として先端から軸方向の座標 z に対する径 r が計算され，その r がワイヤ半径に到達したときの形状を液滴移行モデルの初期形状として用いた．

本モデルの境界条件を Table 2.1 に示す．表中左に示す境界表記は Fig. 2.1 に対応している．

Table 2.1 Boundary conditions for calculation of metal transfer.

Boundary	Liquid flow	Electric current path
ab	$u = 0, v = v_f, \partial P / \partial z = 0, F = 1$	$\sigma \partial V / \partial z = J_{anode}$
bc	$\partial u / \partial z = 0, v = 0, \partial P / \partial z = 0, F = 0$	$V = 0$
cd	$\partial u / \partial r = 0, \partial v / \partial r = 0, \partial P / \partial r = 0, F = 0$	$V = 0$
de	$\partial u / \partial z = 0, \partial v / \partial z = 0, \partial P / \partial z = 0, F = 0$	$V = 0$
ea	$u = 0, \partial v / \partial r = 0, \partial P / \partial r = 0, \partial F / \partial r = 0$	$\partial V / \partial r = 0$

境界において電流は一様に流れるとし，境界の電流密度は平均的に与えている．

3章の液滴移行の解析において，液体の物性は Table 2.2 に示す溶融軟鋼のものを基準としている⁵⁷⁾．

Table 2.2 Physical properties of molten mild steel.

Density	7500 kg/m ³
Kinematic viscosity	1.0×10^{-6} m ² /s
Surface tension	1.2 N/m
Electrical conductivity	4.0×10^5 S/m
Magnetic permeability	$4\pi \times 10^{-7}$ H/m

2-6 モデル実験と数値解析

本章で構築した数値解析モデルの適用性を調べるため、水を用いてモデル実験を行った。管から出てくる水滴は、流水の勢いによって移行の仕方が変化する^{58,59)}。ここで、水滴の移行形態を GMA 溶接における溶滴の移行形態に対応させ、ガラス管出口付近で大きな水滴が分離・移行する形態をグロービュラー移行と呼び、ガラス管出口から水柱が伸び、その先端から小さい水滴が移行する移行形態をスプレー移行と呼ぶこととする。このガラス管から流出する水滴の移行現象を実験とシミュレーションの両面で解析を行い、その結果を比較した。ガラス管の内径は一般的な溶接ワイヤの径と同じ直径 1.2mm とし、鉛直下方への移行現象を対象とした。

2-6-1 水滴移行現象の実験

まず、実験装置と方法について述べる。Fig.2.6 に示すように中空のガラス管を鉛直方向に固定し、その上部からポンプにより純水を送給する。なお、モーター式ポンプでは送流に脈動が生じて流速が周期的に変動するため、ポンプとガラス管の間で密閉フラスコを経由させることによりバッファ効果を生じさせ、脈動を抑えている。

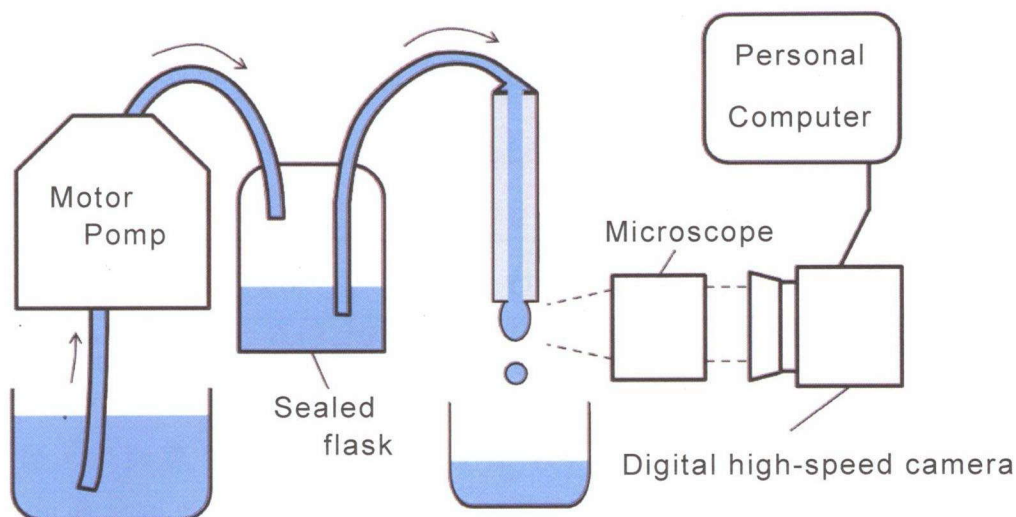
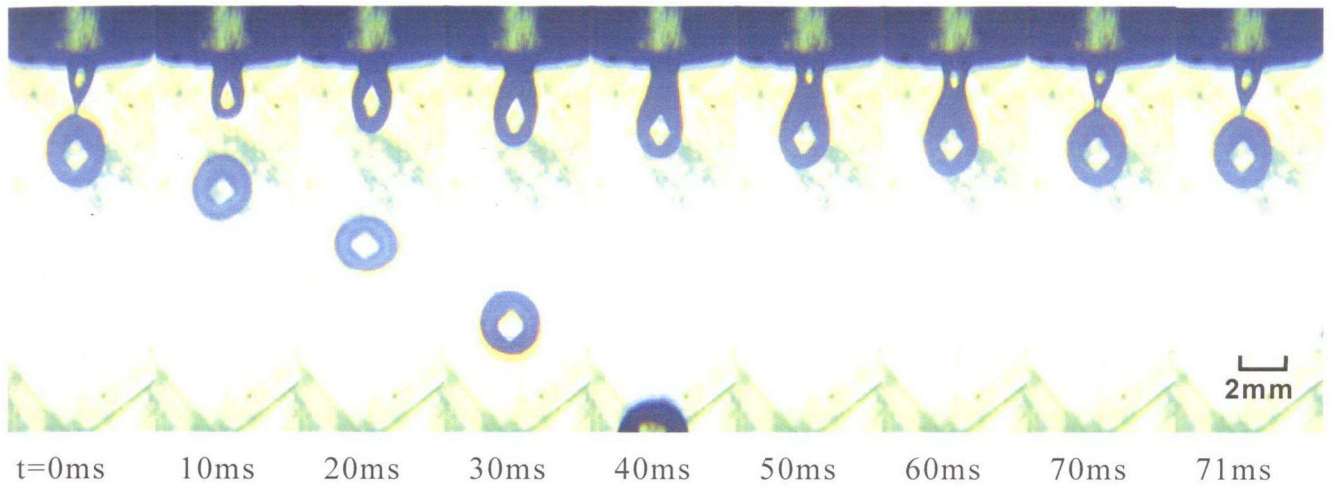
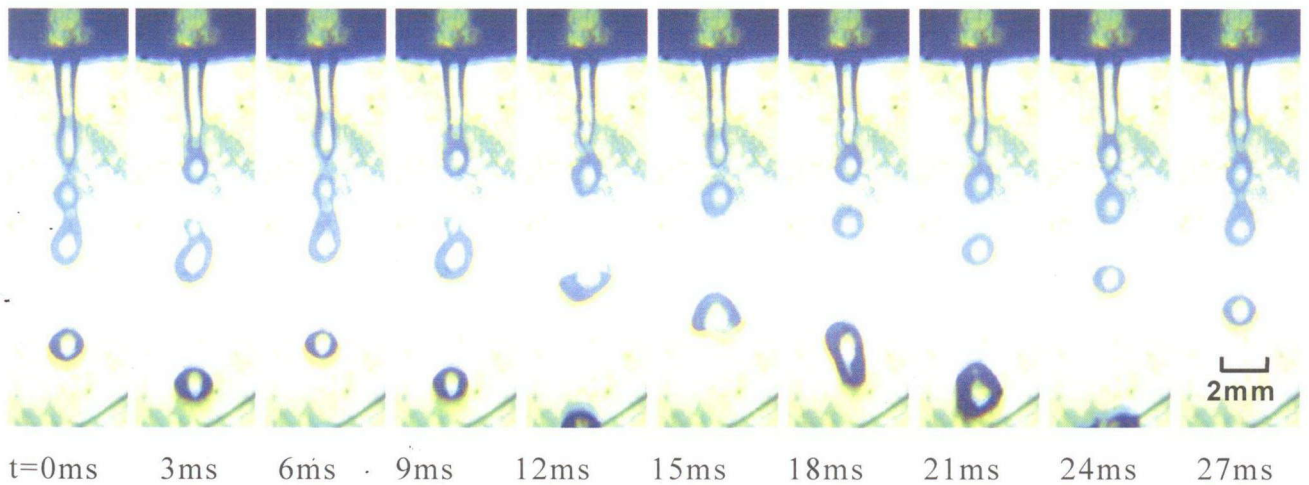


Fig.2.6 Schematic diagram of experimental apparatus of water drop transfer.

Fig.2.7 の連続写真は高速度カメラで水滴の移行過程を撮影したものである．
 図中(a)は流出速度が 0.21m/s のときの結果である．このとき，直径 3mm 程度の大きな水滴がガラス管出口から 2mm ほどの位置で分離しており，移行形態はグローブラー移行を示している．グローブラー移行では水滴の大きさは移行サイクルによってほとんど変化せず，安定した水滴の移行を繰り返した．次に，流出速度を約 1.5 倍の 0.35m/s と高くすると，Fig.2.7(b)に示すようにガラス管出口から水柱が伸び，その先端からは小さい水滴が分離・移行したことから，移行形態はスプレー移行となることが分かった．なお， 2 個分の液滴が同時に水柱から分離して，空中で大きな液滴にまとまる様子も観測され，水滴の大きさや分離位置は一定にはならず回によって変化することが分かる．



(a) Average flow velocity = 0.21m/s



(b) Average flow velocity = 0.35m/s

Fig.2.7 High speed pictures showing water drop detachment and transfer from glass nozzle of 1.2 mm in diameter.

2-6-2 実験結果と計算結果との比較

次に、この現象の数値シミュレーションを行った。Table 2.3 は数値計算に用いた常温での水の物性値である⁶⁰⁾。また、数値計算の境界条件はモデル実験との整合性を考慮して Table 2.1 とは多少異なる設定としている。具体的には、水はガラス管の中を流れてノズル出口から流出し、水滴が形成されるので、流出面 ab では速度は一樣ではなく、ガラス管内壁との摩擦を考え、ハーゲン-ポアズイユ流として扱い、中心で最大値(平均流速の 2 倍)を持つ放物線則で与えている。また、流出面 ab における r 方向の速度も 0 とするのではなく、勾配が無いものと定義した。このときの境界条件を Table 2.4 に示す。

Fig.2.8(a),(b)はそれぞれ、流出速度が低い条件(0.21m/s)と流出速度が大きい条件(0.35m/s)におけるシミュレーション結果を示している。流出速度が低い場合、移行周期を見ると実験では 79ms であったのに対しシミュレーションでは 71ms と若干長く、それに伴い水滴もやや大きくなったが、シミュレーションと同様に移行形態はグローブular移行であった。流出速度が大きい条件(0.35m/s)でも、移行形態は実験結果と同様にスプレー移行であったが、実験結果と比較して水柱の長さが 3 倍ほどになった。また、2 滴分同時に移行する現象がシミュレーションでも確認できた。

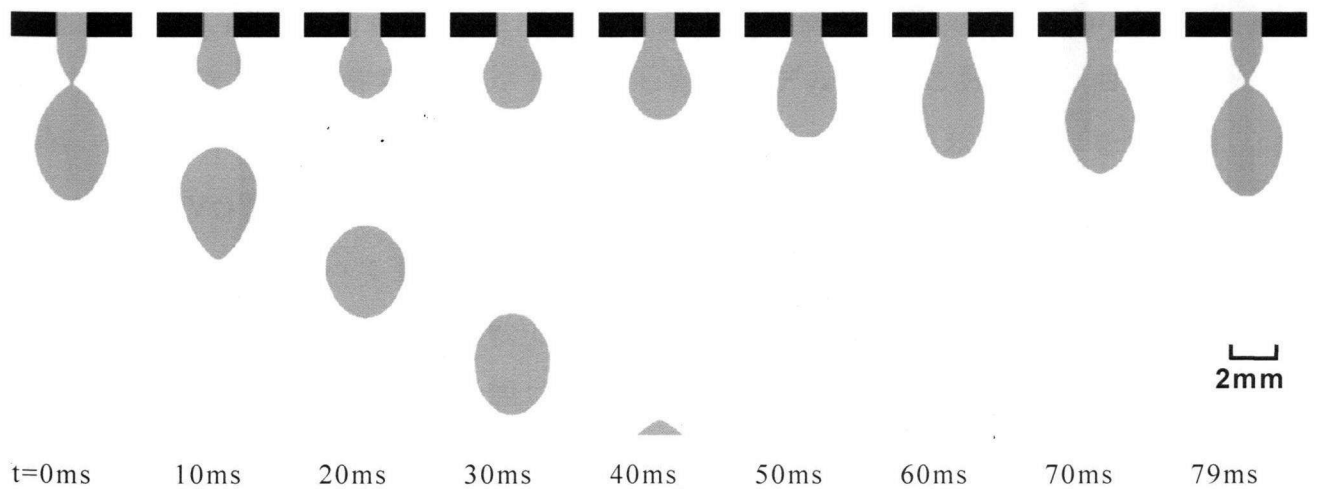
水柱の長さがシミュレーションでは実験結果より明らかに長くなったのは、数値粘性による計算誤差と推測される。粘性があるということは、すなわち速度が拡散するということである。数値計算では計算の過程で誤差が拡散していくため、これが計算上粘性として働くことによって、正味の粘性が入力した数値より大きくなったと考えている。

Table 2.3 Physical properties of water.

Density	995 kg/m ³
Kinematic viscosity	0.915×10^{-6} m ² /s
Surface tension	7.17×10^{-2} N/m

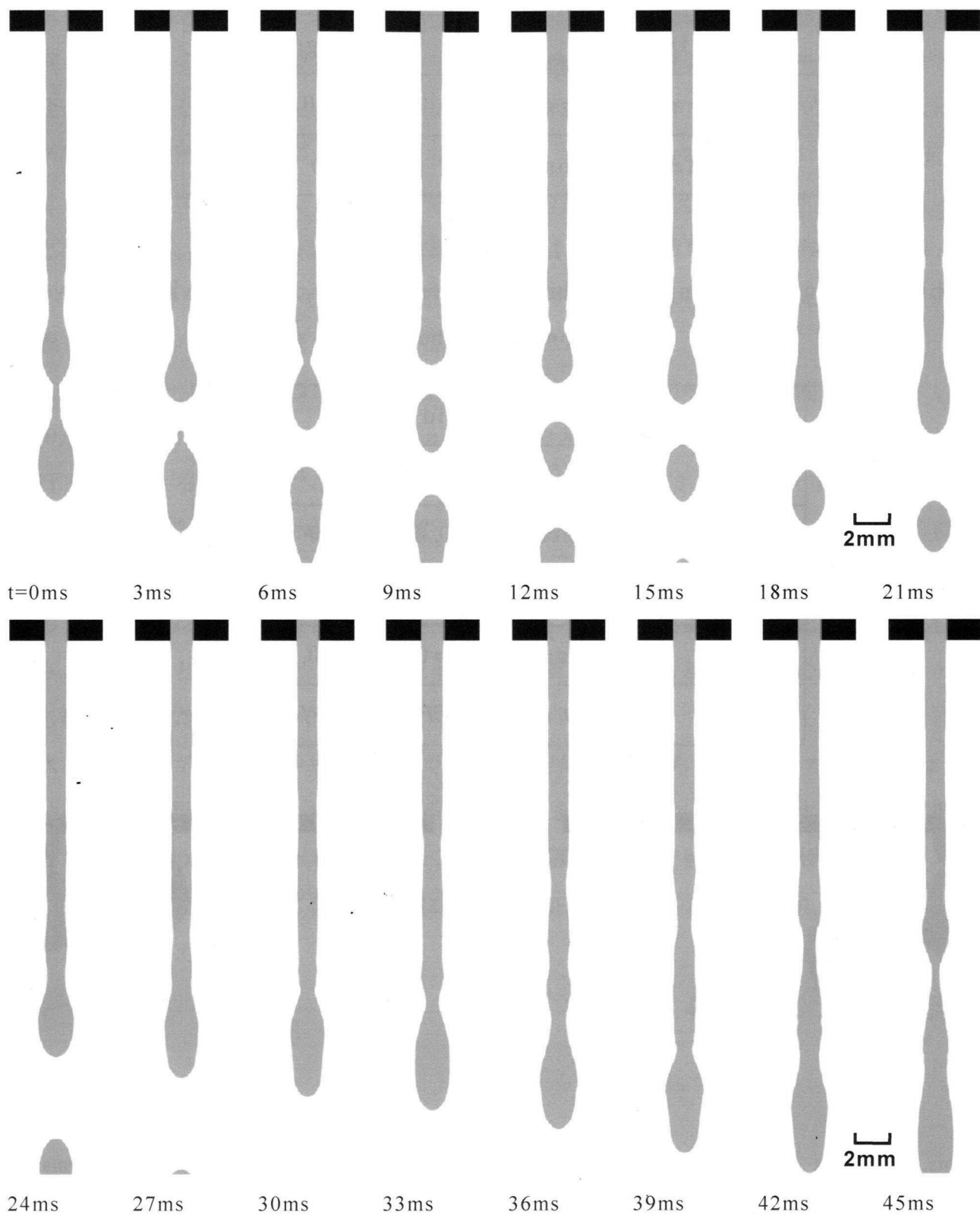
Table 2.4 Boundary conditions for calculation of water drop behavior outflowed from glass tube.

Boundary	Liquid flow
ab	$\partial u / \partial z = 0, v = v_f, \partial P / \partial z = 0, F = 1$
bc	$\partial u / \partial z = 0, v = 0, \partial P / \partial z = 0, F = 0$
cd	$\partial u / \partial r = 0, \partial v / \partial r = 0, \partial P / \partial r = 0, F = 0$
de	$\partial u / \partial z = 0, \partial v / \partial z = 0, \partial P / \partial z = 0, F = 0$
ea	$u = 0, \partial v / \partial r = 0, \partial P / \partial r = 0, \partial F / \partial r = 0$



(a) Average flow velocity = 0.21m/s

Fig.2.8 Numerical simulation of water drop transfer from glass nozzle of 1.2 mm in diameter.



(b) Average flow velocity = 0.35m/s

Fig.2.8 Continued.

Fig.2.9 は流出速度に対して分離する水滴サイズがどのように変化するかを実験・シミュレーションの両方で示したものである。液滴サイズは全体的に実験よりシミュレーション結果の方が大きな値となったが、流出速度を大きくすると溶滴サイズが小さくなる傾向は同様であった。

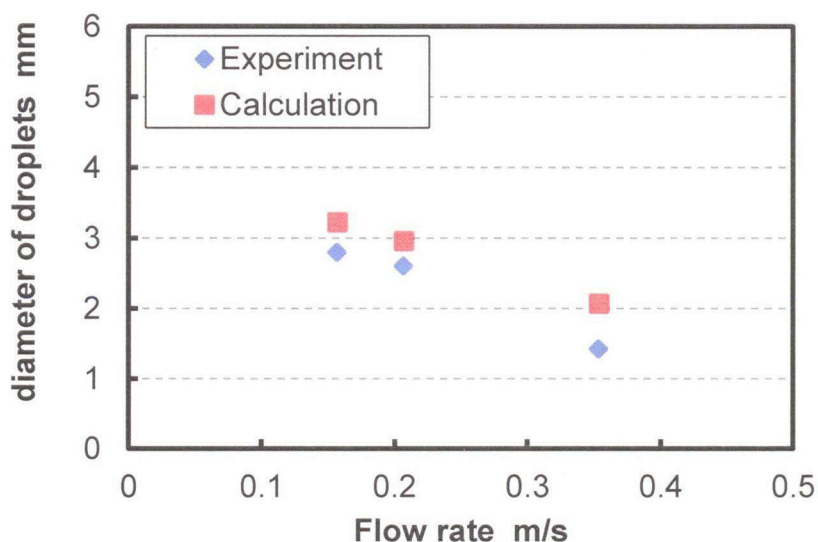


Fig.2.9 Relationship between flow rate and droplet diameter in experiment and calculation.

2-7 結言

本章では、溶滴移行の本質的理解を目指し、溶滴移行現象を一般的な液滴移行現象へと置き換えて解析モデルを作成した。モデル構築にあたり、曲率の大きい自由表面を有する液滴移行現象において、精度よく表面形状の変化を解析するために PLIC-VOF 法を適用した。

このモデルを用いてガラス管から鉛直下方に流出する水滴の挙動をシミュレーションし、実験結果と比較した。シミュレーション結果と実験結果ともに、流出速度が低い場合に移行形態はグローブular移行となり、流出速度が大きくなるとスプレー移行となった。また、シミュレーション結果は水滴の大きさや移行周期など、細かい数値の面では実験結果とやや差異が見られるが、流出速度に対する変化の傾向は同じであった。以上の結果からこのシミュレーションモデルは移行形態を再現できており、液滴移行におけるグローブular移行/スプレー移行の遷移条件を予測することも可能であると考えられる。

3 章 導電性液体の移行現象のモデル解析

3-1 緒言

水滴などの曲率の大きな流体现象において表面張力が及ぼす影響は大きい。溶滴移行現象も同様で、ワイヤの化学組成の違いは溶滴の形状や分離現象に影響する。また、2章のモデル実験で水の流出速度の値によって移行形態が変化したことから、流出速度に対応しているワイヤ熔融速度も溶滴の移行現象に影響しているはずである。さらに、GMA 溶接においては 1.2mm 程度の細い溶接ワイヤに電流が流れており、そのワイヤに働く電磁力は非常に大きい。そこで、本章では2章で述べた液滴移行解析モデルを用いて、溶滴の表面張力と粘性、ワイヤ熔融速度、そして電磁力がそれぞれどのように溶滴移行現象に影響しているかを解析していく。特に移行形態の変化に注目して考察を行う。また、電磁力が及ぼす影響に関しては、アーク現象が複雑であるため、仮想アークの設定からスタートし、段階的に考慮していくことにした。まずは、溶滴移行現象における電磁力が果たす役割を検討し、最終的に厳密なアークモデルの導入を図ることにした。本章ではアーク形状が変化しない仮想アークモデルを導入して、電流値の大きさ、アーク形状、電流波形の過渡現象の観点から考察している。

3-2 液体の物性値と液滴移行現象

3-2-1 表面張力が移行形態に及ぼす影響

(a) 計算結果

まず、液滴の表面張力と粘性、そして液体の流出速度が移行現象に及ぼす影響を解析した。本節では、電磁力は働かないものとし、パラメータとして液体の流出速度と表面張力を変化させて計算を行い、移行形態を調べた。計算結果が Fig.2.8(a)のように大きな液滴をノズル付近で分離させる移行形態をグローブular移行、Fig.2.8(b)のように細長く伸びた液柱から液滴を分離させる移行形態をスプレー移行として分類した。Fig.3.1 は横軸に流出速度、縦軸に表面張力を取り、移行形態の分布を示したものである。どの表面張力においても流出速度を大きくすると、移行形態はグローブular移行からスプレー移行へと変化している。これに対して表面張力を大きくした場合は、スプレー移行の領域からグローブ

ラー移行の領域へ遷移することが分かる．また，流出速度に対してスプレー移行を維持できる表面張力の最大値，すなわち移行境界における表面張力は，流出速度が大きくなるとともに増大している．

このように移行形態が変化する理由は，流速による動圧と表面張力による圧力とのバランスで説明できると考えられる．ノズルより流出した液体は主に慣性によって液滴先端へと運ばれていくが，液滴先端では表面張力によって流れが妨げられている．このとき，流れのもつ力が表面張力より大きければ，液滴の先端位置は下方に移行することとなり，すなわちスプレー移行になると考えられる．逆に，表面張力の方が流れのもつ力より大きいなら，それ以上液体は下に流れていくことができず，流れが横に拡散する対流が発生してグロービュラー移行のように液滴が肥大化すると考えられる．

以上の考察から，液滴先端に働く流速による動圧と表面張力による圧力を取りあげ，ベルヌーイの定理を利用してそのバランスを検討することとした．

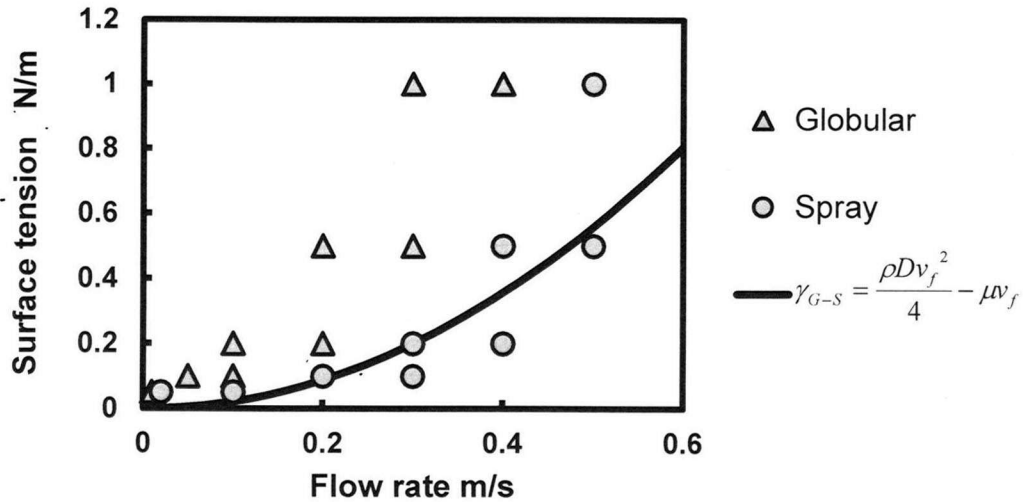


Fig.3.1 Influence of surface tension and flow speed on metal transfer mode without electric current.

(b) 一次元静的釣り合いモデルによる考察

液滴の大きさがノズル径に対して大きい小さいかが，移行形態がグロービュラー移行かスプレー移行かの判断基準である．すなわち，移行形態が遷移する臨界点では，分離する液滴の大きさはおよそノズル径程度であり，そのときに液滴

先端に働く表面張力が臨界条件における表面張力と考えることができる．そこで，Fig.3.2 に示すように直径をノズル径(ワイヤ径)とした半球形状の液滴をモデルとし，ノズル出口と液滴先端部に対して， z 方向の速度のみを用いてベルヌーイの定理を適用すると次式が得られる．

$$\frac{1}{2}\rho v_f^2 + \gamma \frac{2}{D} = \frac{1}{2}\rho v'^2 + \gamma \frac{4}{D} + \mu \frac{v_f - v'}{D/2} \quad (3.1)$$

ここで， v_f ：ノズル出口での流出速度 [m/s]， ρ ：液体の密度[kg/m³]， γ ：表面張力[N/m]， D ：ノズル内径[m]， μ ：粘性率[Pa・s]， v' ：滴滴先端での流速[m/s]である．このときノズル出口から液滴先端までの流路変化は無視しており，流体がノズル出口で有するエネルギーは，液滴先端に移動するまで粘性によるエネルギーの拡散以外は考慮していない．

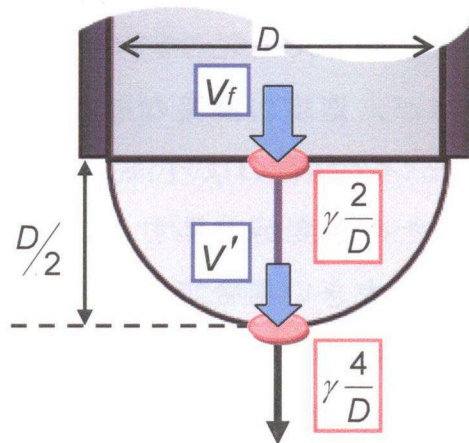


Fig.3.2 Schematic of simplified model for prediction of the critical condition of globular to spray transition.

式(3.1)において左辺はノズル出口における流体エネルギーの総和を表し，第1項はノズル出口における動圧，第2項は表面張力による圧力である．一方，右辺は液滴先端の流体エネルギーの総和を表しており，第1項は液滴先端における動圧，右辺第2項は液滴先端における表面張力による圧力，そして第3項はノズル出口から液滴先端に至るまでに粘性により拡散するエネルギーを意味している．スプレー移行では $v' > 0$ であることから， $v' \rightarrow 0$ でスプレー移行とグロービュラー移行の臨界条件となるはずである．したがって，臨界条件を与える表面張力を γ_{G-S} とおくと，式(3.1)は $v' \rightarrow 0$ より次式へと変換できる．

$$\gamma_{G-S} = \frac{\rho v_f^2 D}{4} - \mu v_f \quad (3.2)$$

式(3.2)は液体の流出速度に対するグローブュラー/スプレー移行の臨界表面張力を示している。Fig.3.1 の曲線は式(3.2)より求めたグローブュラー/スプレー移行境界であり、曲線より上の領域がスプレー移行、下の領域がグローブュラー移行を示している。こちらの結果でも、流出速度に対する移行境界における表面張力は、流出速度が大きくなるにともなって増大する傾向となっており、数値シミュレーションの結果と同様であった。しかし、数値解析結果は同じ表面張力の場合、より小さい流出速度でスプレー移行へと変化している。このモデルでは液滴の形状を半球と仮定しているが、実際は液滴の成長に伴って先端に働く表面張力による圧力は時々刻々変化しており、グローブュラー移行のように液滴がノズル径よりも大きくなる場合は曲率が小さくなるため、表面張力による圧力は小さくなっている。また、液滴先端に働く動圧に関しても粘性による減速のみ考慮しているが、実際は出口よりも先端付近の方が、速度が高くなっている可能性もある。ミグ・マグ溶接に見られるストリーミング移行のようにワイヤ端の熔融金属が細く伸びる場合には、流路が狭くなるため速度が上昇することもありうる。一方、グローブュラー移行のように溶滴の径が大きい場合であっても、溶滴内部に上向きの対流が存在する可能性もあり、下向きの対流の占める経路が広いとは限らないこともある。このことから、精度よく移行形態の遷移を解析するには二次元以上のモデルが必要であると言える。

(c) 無次元数を用いた評価

本研究では、移行現象を本質的に理解することを目的としている。そこで、スケールや液体の種類を問わない一般性のある結果を得るために、計算結果を無次元数で整理し直して評価した。無次元数には慣性力と粘性力の比を表すレイノルズ数 Re ((3.3)式)と慣性力と表面張力の比を表すウェーバー数 We ((3.4)式)を用いた。

$$Re = \frac{\rho D v}{\mu} \quad (3.3)$$

$$We = \frac{\rho D v^2}{\gamma} \quad (3.4)$$

Fig.3.1 の結果を Re 数と We 数で整理しなおしたものを Fig.3.3 に示す。また図中の曲線は，式(3.2)を無次元数で整理した式(3.5)に対応している。

$$\frac{1}{Re} + \frac{1}{We} = \frac{1}{4} \quad (3.5)$$

ここで，結果の一般性を評価するため，水の物性値を用いた計算結果も同時に載せている。水を対象とする計算結果は，前章の数値モデルの適用性を評価する際に計算した結果である。レイノルズ数が低い領域では，ウェーバー数によらずスプレー移行となるが，レイノルズ数が大きくなると，スプレー移行からグローブュラー移行へと変化した。しかし，ウェーバー数が 3～4 以上の領域ではグローブュラー移行は見られなかった。一次元の理論解を見ると，こちらもほとんどの領域でウェーバー数 4 が遷移境界となっており，計算結果と同様の傾向を示している。この結果から，移行形態の変化にはウェーバー数の影響が大きく，液体の物性としては粘性よりも表面張力のほうが大きな影響を及ぼすと考えられる。しかし，レイノルズ数を小さくしていくと，スプレー移行に必要なウェーバー数が，数値計算の結果では小さくなるのに対し，一次元理論解では小さくならずレイノルズ数 0 付近で無限大に発散している。これは，理論解が単純な一次元の理論から導かれたものであり，表面張力と粘性の効果を十分に考慮したものではないため，表面張力や粘性係数が大きい領域で数値計算と理論解の結果に差が生じたものと思われる。また，水の物性値による数値計算結果と熔融軟鋼の物性値による結果が同じ傾向を示すことから，計算結果は一般性をもっていると考えられる。

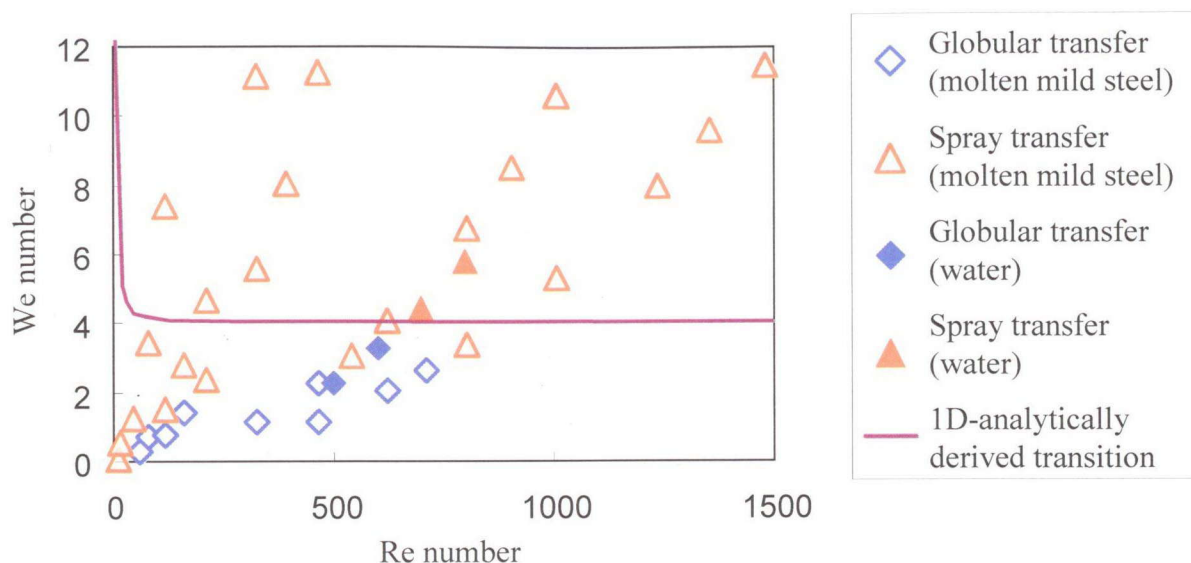


Fig3.3 Transfer mode rearranged by dimensionless number.

3-2-2 表面張力と粘性が分離現象に及ぼす影響

次に、溶融ワイヤの表面張力と粘性を別々に変化させ、溶滴サイズと分離位置におよぼす影響を数値モデルによって解析した。ここでは、パラメータの影響を定量的に整理するため、数値解析における分離時の液滴形状から体積を算出し、これを球体に置き換えたときの等価直径を液滴サイズの指標とした。また、スプレー状の移行形態のように液滴の大きさや分離位置の値がばらつく場合は、液滴分離の5回分をサンプルし、その平均値を計算結果とした。Fig.3.4(a)は表面張力を変化させた時の結果を、(b)には動粘性係数を変化させた時の結果を示す。表面張力を大きくすると、液滴の大きさは単調に増加している。動粘性係数を大きくした場合も、等価液滴径は同じく増加していくが、表面張力に比べてその変化率は小さい。表面張力の影響としては、単純に表面張力が大きくなると維持できる液滴の体積が増加するためと思われる。粘性に関しては、液滴サイズに対して直接的な影響は少ないが、粘性が増加することにより液滴が長く伸びるため、分離する液滴も若干体積が増加したものと考えられる。

一方、分離点に関しては、表面張力が大きくなると境界(ノズル出口)に近づくのに対し、動粘性係数が大きくなると境界から遠ざかる結果となった。表面張力を大きくすると分離位置がノズルに近づいたのは、表面張力の液滴を押し上げる効果によるものと考えられる。以上の結果から、表面張力は液滴の大きさに対し

て、粘性は分離位置に対して影響することが分かる。

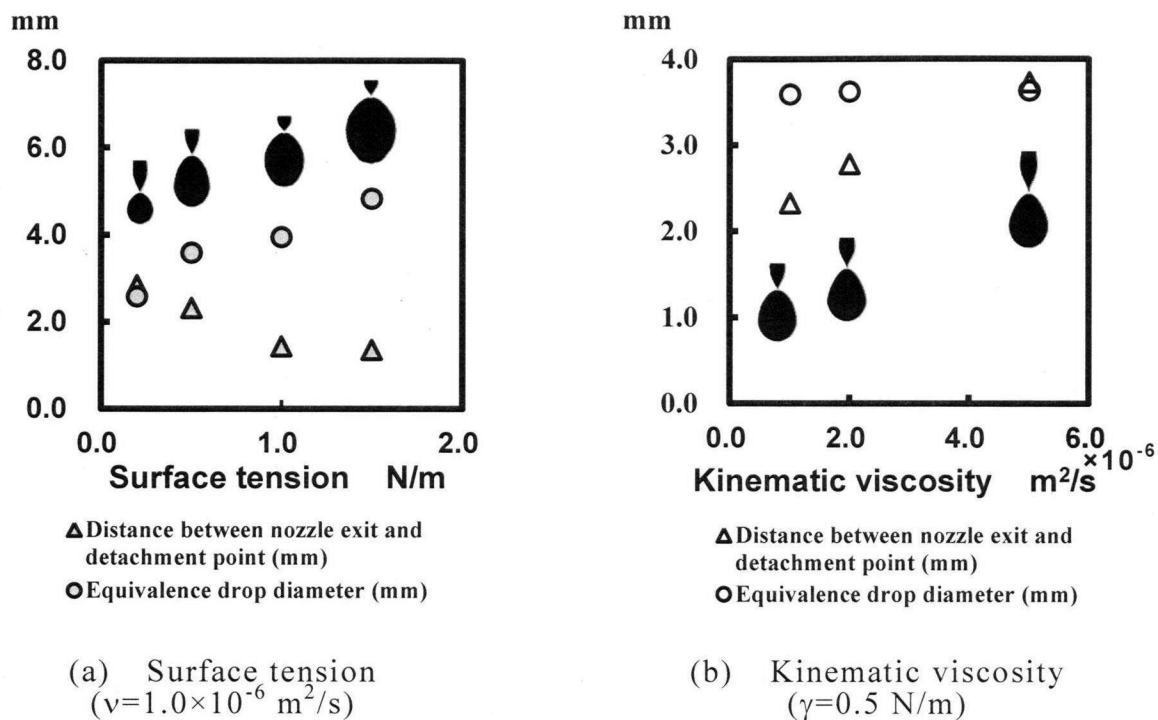


Fig.3.4 Influence of surface tension and viscosity on the drop size.

(Flow rate=0.177m/s)

3-3 電磁力と液滴移行現象

3-3-1 仮想アークモデル

(a) 計算結果

電磁力が液滴移行に及ぼす影響について、液滴移行モデルを用いて数値解析を行った。電磁力を考慮するため液滴下部に仮想アーク領域を設定する。このとき、電磁力の大きさに注目するため、アーク形状をノズルと同径の円柱形状としている。Fig.3.5 は横軸に流出速度、縦軸に電流値をとって、各条件における計算結果を移行形態で示したものである。このとき、電磁力が強く働く領域では液滴が分離することなく円柱状に伸び続ける結果が見られたが、本節ではこの移行形態はスプレー移行に区分することとした。流出速度を大きくするとグローブular移行からスプレー移行へと移行形態が遷移する傾向は、電磁力を考慮しない場合と同様であった。電流値に関しては、電流を大きくすると移行形態はスプレー移行化するという結果になった。これは電流値が高くなることによって液滴に働く電磁ピンチ力が大きくなり、液滴が細く伸びたものと考えられる。また、電流値が

200A～250A の間で移行形態への影響が大きく変化していることが分かる．電流値が 200A までは，スプレー移行を得るには 0.6m/s を超える流出速度が必要であるにもかかわらず，250A ではわずか 0.01m/s の流出速度でもスプレー移行となっている．

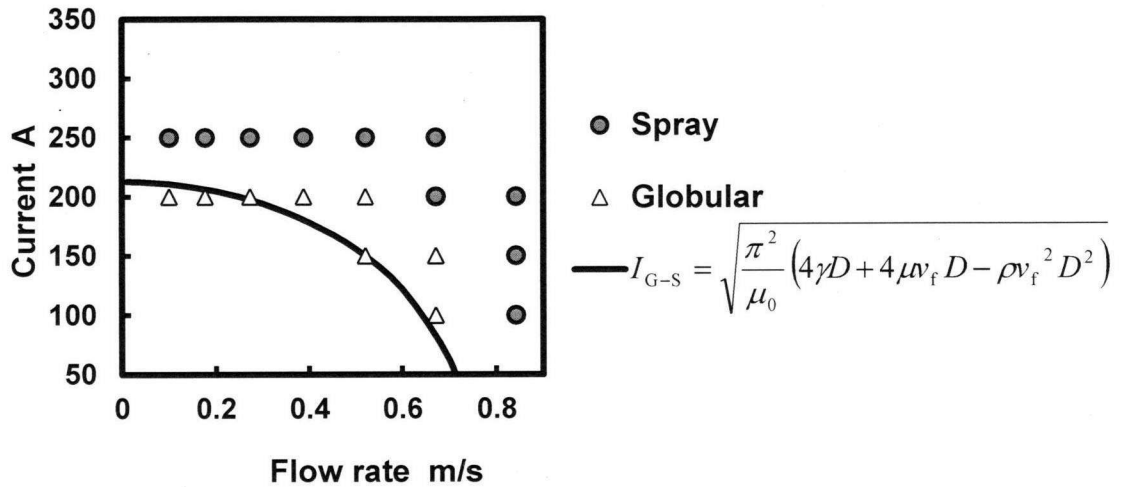


Fig.3.5 Dependence of current and flow speed on transfer mode with cylindrical current path.

(b) 一次元静的釣り合いモデルによる考察

このような現象をもたらす電磁力の移行形態への影響について，液滴先端における力の釣り合いを考察する．前節と同様に液滴の形状をノズル径(ワイヤ径)と同じ直径の半球とし，Fig.3.5に示すように円柱内を電流が流れるものとする，次式が得られる．

$$\frac{1}{2} \rho v_f^2 + \gamma \frac{2}{D} + \frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 D^2} = \frac{1}{2} \rho v'^2 + \gamma \frac{4}{D} + \mu \frac{v_f - v'}{D/2} \quad (3.6)$$

ここで， I :電流[A]である．式(3.1)に対して左辺のノズル出口での流体エネルギーとして第3項の電磁力が加わる形になる．円柱状の導電性流体に流れる電流によって働く電磁圧力は半径方向に分布があり，中心部が最も高い放物型となるが⁹⁾，式(3.6)では平均圧力で与えている．右辺の液滴先端では，液滴内を流れる電流はゼロになるので，液滴自身に直接働く電磁力はゼロである．したがって， $v' \rightarrow 0$ とすると，グローブular移行とスプレー移行の臨界電流条件として，次式が得られる．

$$I_{G-S} = \sqrt{\frac{\pi^2}{\mu_0} (4\gamma D + 4\mu v_f D - \rho v_f^2 D^2)} \quad (3.7)$$

Fig.3.5 の曲線は式(3.7)より求めたグローブular/スプレー移行境界を示している。図から、式(3.7)は数値計算結果とよく対応しており、ノズルからの流出速度が 0.6m/s よりも低い範囲では、220A を超えると、スプレー移行に遷移することが分かる。すなわち、電磁ピンチ力は液滴先端に働く動圧を大きくする効果があり、グローブular移行をスプレー移行へ変化させることができる。実際の純アルゴンシールドのミグ溶接においても、1.2mm 径の軟鋼ワイヤではおよそ 230A でグローブular移行からスプレー移行へと変化することが知られている⁶⁾。したがって、純アルゴンシールドのガスメタルアークは、200~250A の領域ではワイヤ端部での電流経路がほぼ円柱状になっているものと推察される。

3-3-2 電流経路が液滴移行現象に及ぼす影響

(a) 仮想アーク形状の影響

さて、前節で述べたように電磁力が強く働く領域では、スプレー移行を示した結果は全て液滴が分離することなく計算領域下端まで到達する形態の移行であった。この理由として、アーク形状を円柱形状としているので、電流が一様に流れることで電磁力の空間分布が軸方向に一定となっていることが挙げられる。また、電磁力が半径方向にしかかからないため、スプレー移行になると液体の側面にかかる力がほぼ一定となり、均衡を保ったまま流れていくからであると考えられる。そこで、アーク形状を円錐形として、電磁力の働く方向を変化させ、大きさに分布を持たせた時の電磁力の効果を解析した。Fig.3.6 に示すように、アークが円柱形状である場合と、ノズル端からの広がり角を 15 度とした円錐形状の場合とで比較した。アークが円柱形状の場合は液滴の分離が見られないのに対し、円錐形状にすると液滴が分離している。電磁力が電流密度に依存することを考えると、アーク形状が円錐形状である場合、ノズル出口が最も電磁力が高く下方に行くにつれて電磁力が弱くなっている。この電磁力の差によって、円柱形状のアークでは見られなかった液滴のくびれが発生し、液滴が分離に至ったと思われる。このように、液滴の分離に関してアークの形状が影響していることが分かる。

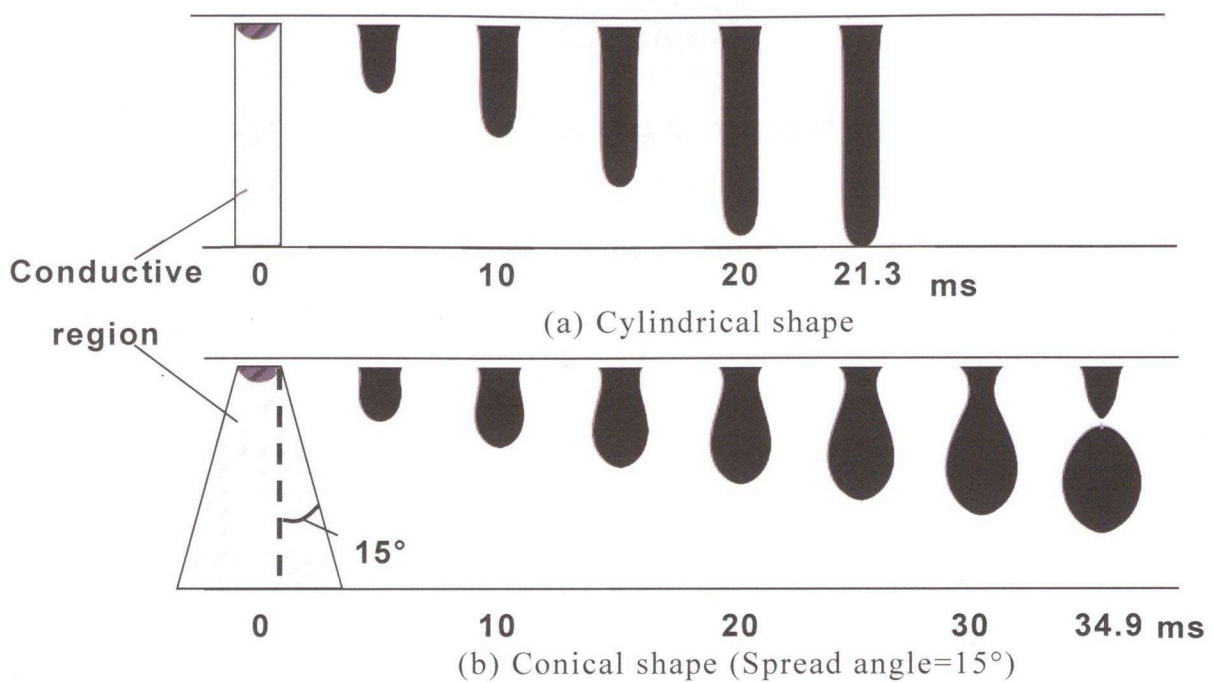


Fig.3.6 Influence of conductive region shape on liquid transfer mode.
(Current=300A, Flow speed=0.177m/s)

(b) 溶滴表面の電流密度が及ぼす影響

次に時間変化する電流経路について解析した．これまでの計算では，アーク形状が変化しないものとしているため，電流経路は一定であり溶滴に働く電磁力の分布も変化しない．しかし，実際には電極形状の変化に伴って，電流の偏りが生じ電磁力の分布も一様ではない．そこで，電極の形状変化に応じて，電子が流れる込む領域が変化するモデルを構築した．

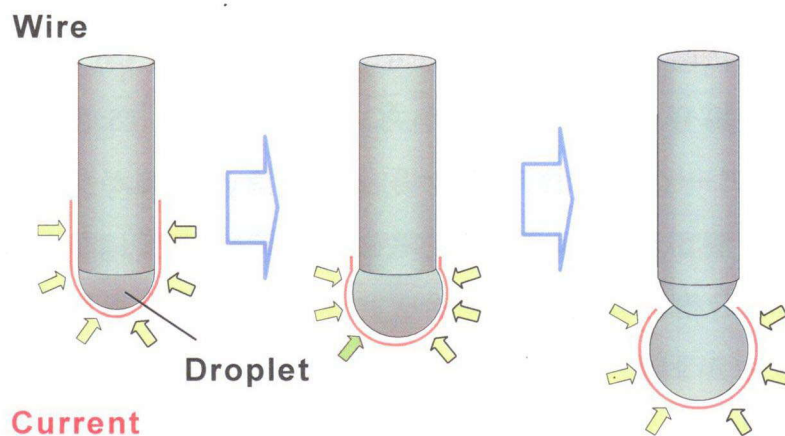


Fig.3.7 Current path at the drop surface assumed for calculation.

具体的には, Fig.3.7に示すように溶滴表面での電流密度が一定となるように, 境界条件を設定した. すなわち, 電流の通る面積が一定となるよう逐次境界条件を更新している. こうすることにより, 溶滴は成長によって表面積が増加するのに対し, 電流の通る面積は終始一定であるので, 結果として先端に電流が集中する電流経路となる. このとき, 電流は流れている溶滴表面に対して垂直に一様に流入すると考え, アーク形状は計算しない. Fig.3.8 は電流密度と溶滴径との関係を調べた結果である. 250A と 300A ではほぼ同じ傾向を示しており, 溶滴表面の電流密度が高くなるにつれ溶滴径が小さくなっていることがわかる. しかし, 200A においては, 電流密度を高くするほど溶滴径は大きくなっており, 溶滴下部の狭い範囲に電流が集中すると, 電流密度が高くとも溶滴は小さくならないことがわかる. これは溶滴下部での電磁力が非常に強い場合は, 溶滴先端における圧力が高くなるため, 上向きに働く力が強くなり溶滴が肥大化する結果となったと考えられる.

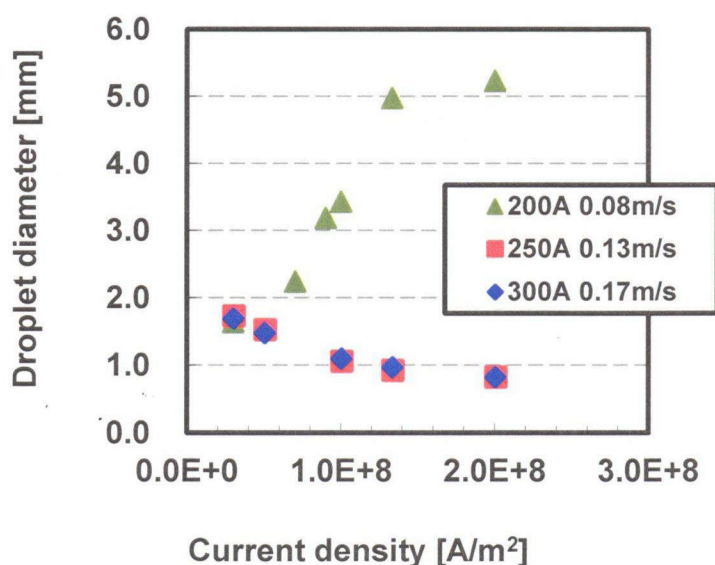


Fig.3.8 Relationship between metal drop diameter and current density at the drop surface, which is obtained by calculation.

次に, 実際に溶滴移行現象を観測し, その移行形態と溶滴表面の電流密度の関係を解析した. 実験装置の模式図を Fig.3.9 に示す. 撮影条件は毎秒 2000 フレーム, 露光時間 1ms とし, アークからの強い光を減光フィルターで 1/64 の光量に

抑えた．後述する溶滴表面における電流の通過面積を全て同じ方法で決定するために，撮影条件も全ての実験で統一している．電流は 200～350A，溶接ワイヤは軟鋼ワイヤと REM 添加ワイヤ，シールドガスは He，Ar，CO₂，Ar+20%CO₂ 混合ガスとし，DCEP と DCEN の二つの極性で実験を行った．詳細な実験条件は Table3.1 に示す．

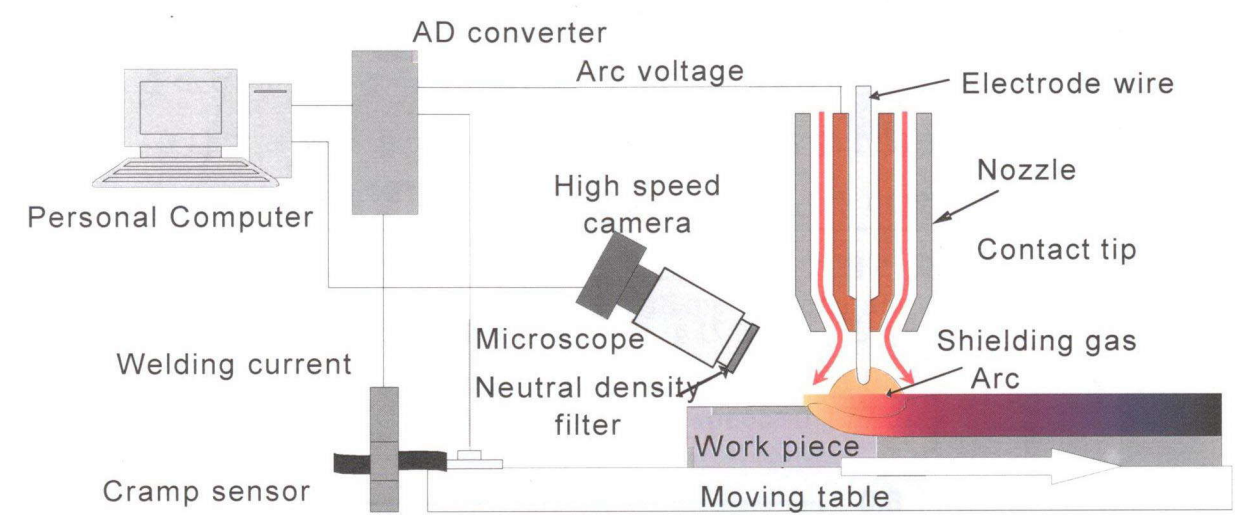


Fig.3.9 Schematic diagram of experimental apparatus for metal transfer observation in GMAW.

Table 3.1 Welding condition

Welding current	150～400 A
Welding voltage	25～41 V
Welding speed	60 cm/min
Polarity	DCEP, DCEN
Wire diameter	1.2 mm
Electrode wire	Mild steel wire (JIS Z 3312 YGW11) REM added mild steel wire (JIS Z 3312 YGW11)
Shielding gas	Ar, Ar+ 20%CO ₂ , CO ₂ , He
Gas flow rate	He : 50 l/min Ar, Ar+ 20%CO ₂ , CO ₂ : 25 l/min
Base metal	Mild steel SS400 (300mm×50mm×9mm)

ここで、溶滴表面の電流密度は、溶接電流を溶滴表面のうちアークと接している面積で割った値と定義する。しかし、アーク内の電流密度分布を知ることはできないため、溶滴表面において電流が流れる領域を決定するのは難しい。さらに、溶滴には様々な力が働いており複雑な形状をしているため、厳密に表面積を算出することも困難である。そこで本研究では、次の手順で外観写真より近似的に電流通過表面積を求めた。

まず、アーク外観の発光の弱い部分は流れる電流も小さいものとして無視し、発光の強い範囲のみを電流が流れているものとする。具体的には、画像データから明度が 30 以上の領域に主な電流が流れているとした。明度とは色の明るさを示す値で、デジタル画像において RGB 三つの数値のうち最大値を意味している。Fig.3.10(a)は軟鋼ワイヤを用いた DCEP-Ar ガス溶接において、溶接電流 235A でスプレー移行を示した時の外観写真である。画像処理によって、明度が閾値以下の領域を除去したものが右の図である。明度の閾値を 15 とすると円錐部分以外も含まれてしまうが、閾値を 30 に上げると円錐部分のみ残った。閾値を 45 とすると 30 の時より小さくはなるが、30 から 45 の間でその変化は小さかった。電流値が低い時やアークの集中が弱いときはアークの発光が弱く画像の明度が全体的に低くなるため、閾値はできる限り小さいほうが望ましい。そこで、本研究では明度の閾値として 30 を採用した。次に、その領域中に存在する溶滴の表面積を算出する。Fig.3.11 に示すように、移行形態がグロービュラー移行およびプロジェクト移行の時は、溶滴形状を球体であると仮定し、ストリーミング移行の時は円柱形状であると仮定して、表面積を算出している。また、実際の GMA 溶接において溶滴のサイズは一樣ではなく、一回の移行においても溶滴表面の電流密度は溶滴形状に合わせて時々刻々と変化していると考えられる。そこで、1 サイクルのうち等間隔に 4 点の時間で電流密度を算出し、それらの平均値を実験結果としている。グロービュラー移行とスプレー移行の遷移領域における移行形態はグロービュラー移行に区分しているので、観測時間 1s 間において最も溶滴移行に多くの時間を要した 1 サイクルを抽出することとした。

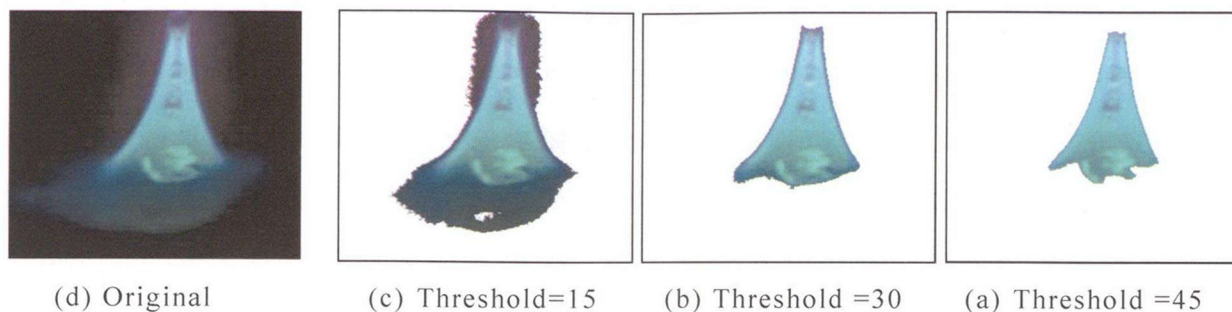


Fig.3.10 Definition of arc region.

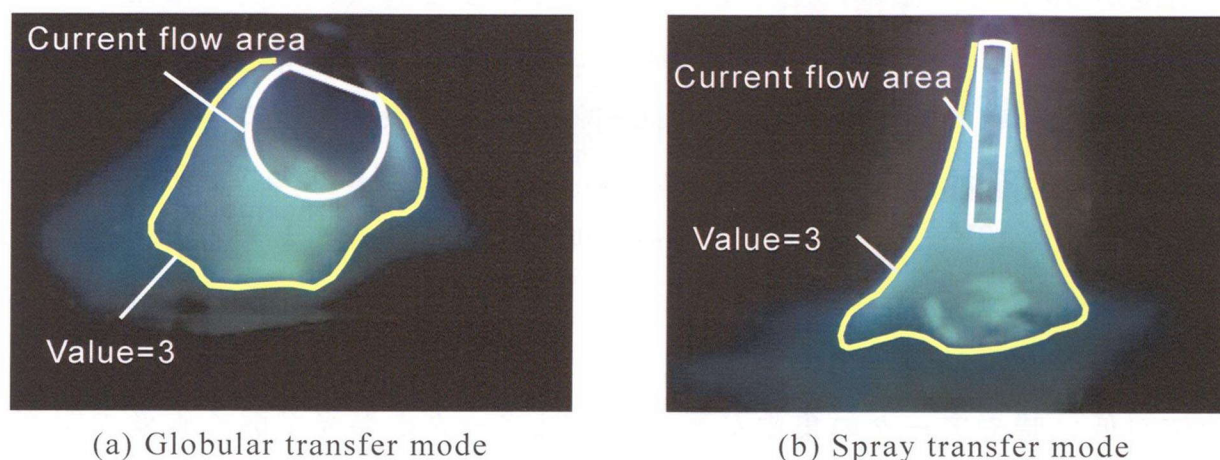


Fig.3.11 Definition of metal drop shape for calculation of surface area.

表面電流密度について、シールドガスごとにまとめた結果を Fig.3.12 に示す。なお、図において塗りつぶしている点がグロービュラー移行、白抜きの点がスプレー移行を表している。

シールドガスに He, Ar を用いた場合、極性が DCEP, DCEN のどちらであっても、軟鋼ワイヤと REM 添加ワイヤで溶滴表面の電流密度に大きな違いは見られなかった。しかし、シールドガスに Ar+20%CO₂ 混合ガスを用いた場合は、DCEP では軟鋼ワイヤ使用時のほうが REM 添加ワイヤ使用時より電流密度が高く、逆に DCEN では REM 添加ワイヤ使用時のほうが高い結果となった。CO₂ ガスを用いた場合は、DCEP では軟鋼ワイヤと REM 添加ワイヤで大きな差は見られないが、DCEN では REM 添加ワイヤを使用すると、軟鋼ワイヤのときより著しく増加している。また、すべての条件でグロービュラー移行では溶滴表面の電流密度が

$1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 以下であったのに対し、スプレー移行では $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 以上の値を示している。これは、Fig.3.8 の数値解析の結果において $1.0 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ で溶滴径がワイヤ径である 1.2 mm になったことから、 1.2 mm 径ワイヤの GMA 溶接において、溶滴表面の電流密度が $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 以上になるほどアークが集中すれば、グローブラー移行からスプレー移行へと遷移する可能性があると考えられる。

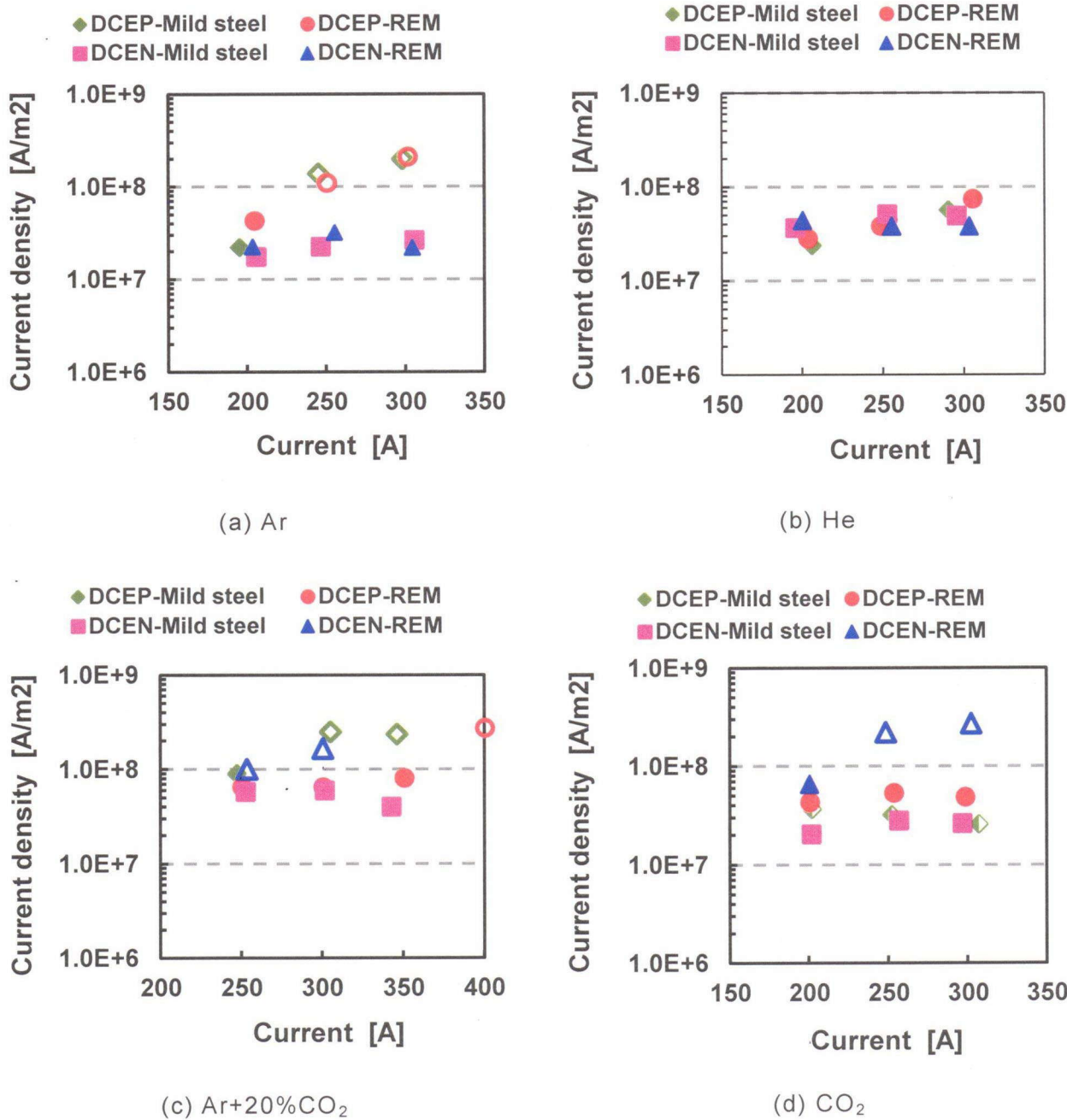


Fig.3.12 Relationship between welding current and current density at the drop surface in GMAW with various shielding gases.

(open symbol : Spray mode, filled symbol : Globular mode)

3-3-3 電流波形が液滴移行現象に及ぼす影響

電磁力の時間的变化が溶滴移行現象に及ぼす影響を調べた。パルスアーク溶接法は、幅広い条件で安定した溶接アークを維持でき、スパッターの少ない溶接法として、製造各分野で利用されている。パルスアーク溶接では、ピーク電流期間でアークによりワイヤが溶融して溶滴を成長させ、強い電磁力により液滴の分離を誘起させる。そして、ベース電流期間では、次のピーク電流までアーク放電を維持している。これは液滴の分離という観点から見れば、パルスアーク溶接の溶滴移行は、前述の円錐状アークのように、電磁力の空間分布により液滴が分離するのではなく、時間的变化が液滴分離を引き起こしているものと考えることができる。Fig.3.13 はパルス幅を 1ms とした時の、ピーク電流 400A, 600A, 800A における液滴の挙動を示している。ここでアーク形状は、電磁力の空間的な分布が影響しないようにするため円柱形状としている。ピーク電流 400A では、液滴が電磁力により時間とともに軸方向に引き伸ばされている様子が見られるが、1ms の通電時間のあと、液滴は分離せず、表面張力により押し戻され、ノズル出口(ワイヤ端)で振動している。しかし、ピーク電流を 600A まで上げると、通電開始から 2.5ms で液滴が分離した。さらにピーク電流を 800A まで高めた場合は、2ms で液滴が分離し、その後 2.5ms の時に分離した液滴が、さらに二つに分かれる現象が見られた。このように円柱状の電流経路にしても、電流波形をパルス波形にすることで、液滴を分離することができる。また、ピーク電流値が高いほど液滴は分離しやすいことが分かる。そこで、ピーク電流値とともにパルス幅も変えて数値計算を行い、液滴が分離するか否かを調べた。Fig.3.14 に示すようにピーク電流値を増加すると、液滴分離に必要なパルス幅が短くなることが分かる。

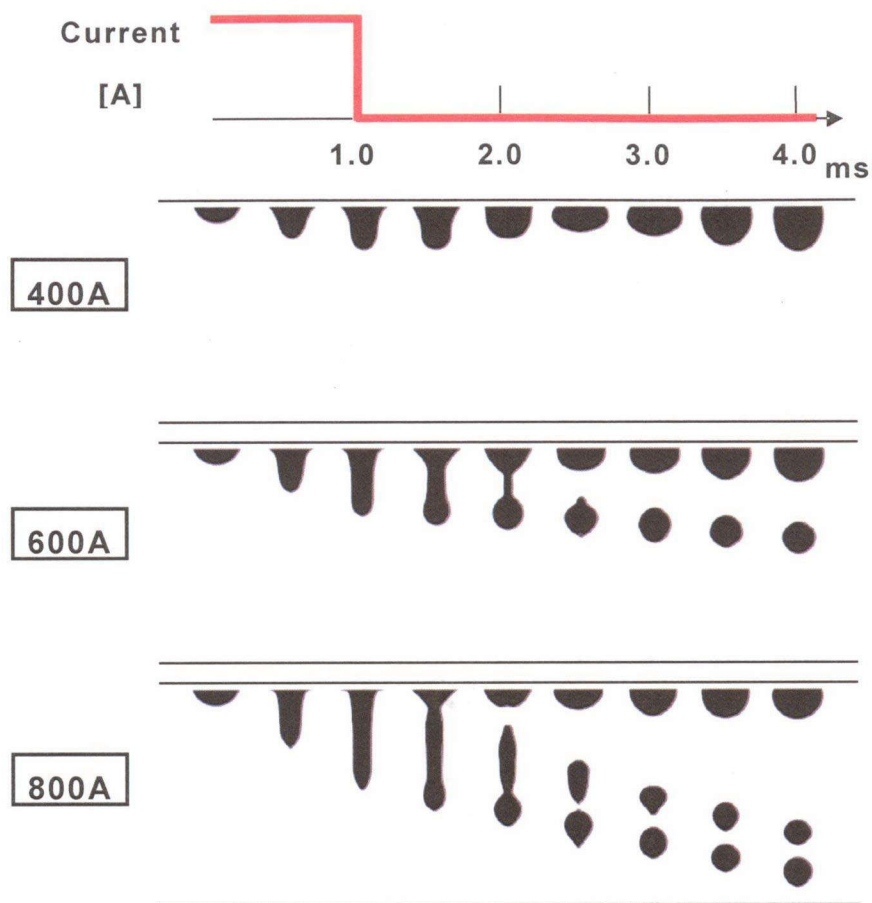


Fig.3.13 Time-change of liquid transfer with pulsed current.
(Current path with cylindrical shape)

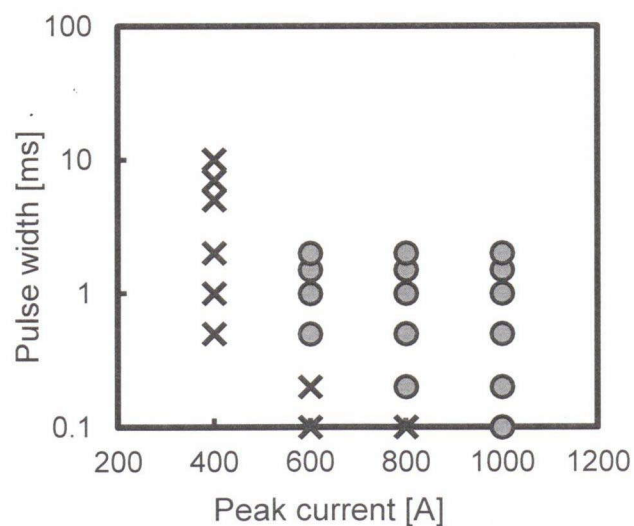


Fig.3.14 Peak current and pulse width required for detachment of liquid drop.
(Current path with cylindrical shape)

3-4 結言

2章で述べた液滴移行モデルを用いて、液体の表面張力と粘性、流出速度、そして電磁力の影響を解析した。電磁力に関しては、実際の GMA 溶接ではアークという不定形な電流経路を持ち直接的な解析が難しいことから、本章では電磁力の大きさ、電流の流れる経路とその時間変化、そして電流波形の三つに分けて解析を行った。以下に本章で得られた結果を述べる。

[A] 液体の物性値と液滴移行現象

(1) 移行形態は、液体の表面張力と流出速度によって変化する。表面張力を大きくすると、スプレー移行からグロービュラー移行へと変化する、流出速度を大きくするとスプレー移行からグロービュラー移行へと変化する。

(2) 移行形態の変化は液滴先端の圧力のバランスで決定され则认为られる。軸方向一次元で液滴先端における圧力の釣り合い式を用いて、移行形態の臨界条件を予測した。予測した臨界条件は、数値シミュレーションにより得られた移行形態の分布に良く対応している。

(3) 分離時の液滴のサイズと分離位置に注目すると、表面張力は液滴のサイズに影響し、粘性は分離位置に強く影響していることが分かった。表面張力を大きくすると液滴は大きくなり、粘性を大きくすると分離位置はノズルから離れていく結果となった。

(4) シミュレーション結果を無次元数で評価した。ウェーバ数が大きくなると移行形態はスプレー移行からグロービュラー移行へと変化する。また、ウェーバ数が4以上の領域ではスプレー移行は見られず、粘性よりも表面張力の方が移行形態に及ぼす影響が大きいと认为られる。

(5) 無次元数での評価において、軟鋼基準の物性値を用いた計算結果と、水物性による計算結果が同じ傾向であったことから、本モデルおよび結果が一般性を有するものと言える。

[B] 電磁力と液滴移行現象

(6) 液滴を絞るように働く電磁ピンチ力によって、液滴は強く押し流される。そのため電流値が大きくなると、移行形態はグローブULAR移行からスプレー移行へと変化する。250A 相当の電磁力を加えると、流出速度が低くても容易にスプレー移行となった。

(7) 電磁力を考慮した液滴移行においても、移行形態は液滴先端の圧力のバランスで決定されると考えられる。一次元の液滴先端における釣り合い式より得られた移行形態の臨界電流は、シミュレーション結果によく対応していた。

(8) 仮想アークの形状を変化させると電磁力の偏りが生じ、くびれを形成せずに計算領域下端まで移行する形態を示した電流条件であってもくびれを形成して液滴は分離した。

(9) 電流経路が固定された計算では、電流を大きくすると電磁力が大きくなり、スプレー化が促されるが、液滴表面の電流密度を一定とするモデルでは、電流が非常に大きい場合はグローブULAR移行になる可能性がある。これは液滴先端の電磁圧力が増大することによって、液滴が押し上げられたからと考えられる。

(10) ワイヤ端の溶滴表面を高速度ビデオによる外観映像から算出した。その結果、シールドガス、ワイヤの種類によらず、いずれの条件でも溶滴表面の電流密度がスプレー移行では $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 以上となり、グローブULAR移行ではそれよりも低くなった。

(11) 実験と数値解析の結果から、1.2mm 径ワイヤの GMA 溶接において、溶滴表面の電流密度が $1 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 以上になるほどアークが集中すれば、グローブULAR移行からスプレー移行へと遷移する可能性が示された。

(12) パルス電流波形ではパルス幅が長いほど、パルスピーク電流値が大きいほど液滴は分離しやすく、1 パルスでの液滴の数も増えていく。

4 章 アークと溶滴を統合した数値解析モデル

4-1 緒言

3 章で、仮想アークを用いて電磁力が液滴移行現象に及ぼす影響を解析した。その結果、電流の流れる経路や時間変化が導電性液滴の移行現象に大きく影響することが示された。さて、1 章で述べたように GMA 溶接現象におけるアークは、電極ワイヤ先端の形状に応じて、その温度分布や電流経路が時々刻々と変化している。またアークの最高温度は 10,000K を超えており、アーク内での温度勾配が大きく、高温プラズマの電気伝導率を含めた各物性も高温域と低温域で大きく異なる。そのためアーク内では電流分布の偏りが生じていると予想され、溶滴の表面でも一様にはならないはずである。そこで溶滴移行モデルに、より現実的なアークモデルを統合させ、アークの温度分布や電流分布を考慮した溶滴移行現象の解析を行うこととした。アークのモデル化は GTA 溶接のモデル解析でよく取り組まれている。ただし、GTA 溶接は非溶極式の電極を用いているため、アークと電極との境界は固定であるのに対し、GMA 溶接では電極が溶融・移行しており、境界が時々刻々と移動している。そのため、溶滴移行-アーク統合モデル構築には、移動境界を考慮できるアークモデルが必要となる。本章では、アーク現象の数値モデルにおける仮定や支配方程式、プラズマ物性などに触れるとともに、溶滴移行-アーク統合モデル特有の境界条件の取り扱いに関して述べる。また、GMA 溶接中は電極からアークに鉄蒸気が混入するため、電流経路はより複雑であると考えられる。そこで、溶滴からの鉄蒸気混入の計算手法に関しても言及する。

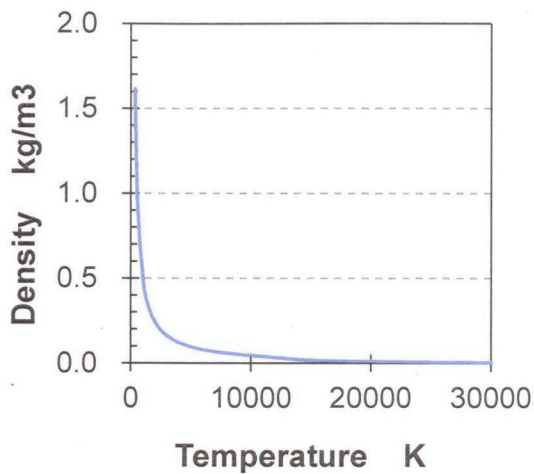
4-2 仮定およびプラズマの温度依存性

アーク放電では、アークプラズマ中に存在する電子やイオンなどの荷電粒子が移動することによって電流が流れている。この荷電粒子は電磁場を形成して他の荷電粒子と互いに作用しあって運動しており、本来プラズマの熱・物質輸送を扱うには、こういった個々の粒子の相互作用を考慮する必要がある。すなわち、アークプラズマ中の現象を正確に把握するためには、アークプラズマ中の荷電粒子の衝突や、粒子の運動によって発生・変化する電磁場から受ける電磁力を、全粒子

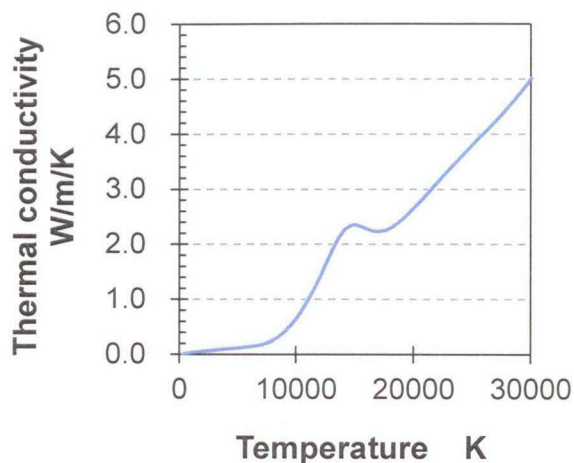
について求めなければならない．しかし，大気圧下のアークプラズマの粒子密度は 10^{23} 個/ m^3 程度という高密度であるため，完全に現象を表現できるようなモデルを構築しても，現実的な時間で解くことは困難である．

しかし，大気圧下のアークプラズマの温度はおよそ $5,000 \sim 20,000\text{K}$ であり，高密度に加えて高温であるため，局所熱平衡近似 (Local Thermodynamic Equilibrium ; LTE 近似) が適用できると考えられる．熱平衡状態とは，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，それぞれの粒子について同じ温度を仮定できる状態を意味する．各計算格子において，局所的に熱平衡近似が適用されれば，格子中の粒子の温度や密度，粘性などの物性値を，格子の代表値として扱うことができるようになる．すなわち，アークプラズマは性質が連続的に変化する流体として取り扱い，その流れ場や温度場などの解析を一般的な手法で行うことができる．

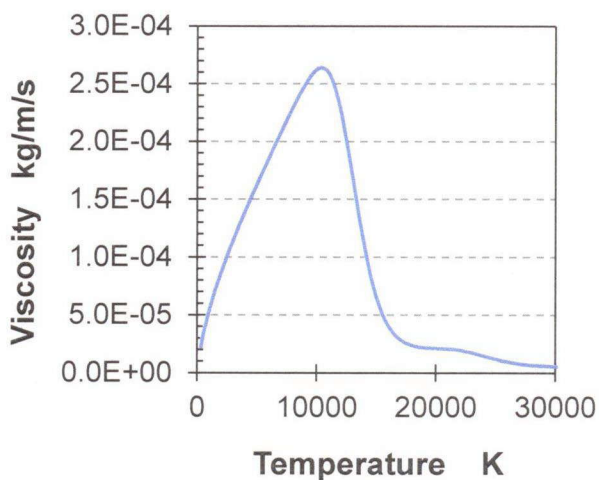
アークプラズマでは，電極直下の領域とアーク周辺部ではプラズマの温度差が $10,000\text{K}$ 以上にも達するため，温度に依存する各プラズマ物性値の差を無視することはできない．前述した LTE 近似を適用させると，温度と物理的性質は 1 対 1 で対応させることができる．Fig.4.1 に大気圧下における Ar ガスの密度，粘性，熱伝導率，電気伝導率，比熱および放射係数の温度依存性を示す⁶¹⁾．本モデルでは変動するプラズマの物性に対して温度依存性だけを考慮し，計算に際しては計算ステップ毎に Fig.4.1 のデータをもとに温度から各物性値を更新して計算を進めていく．このとき物性の更新に関しては全て大気圧下としている．密度勾配があるため本質的には圧縮性流体であるが，密度に関しても温度依存性のみを考慮して，流れ場の計算手法は非圧縮性流体のものをを用いる．



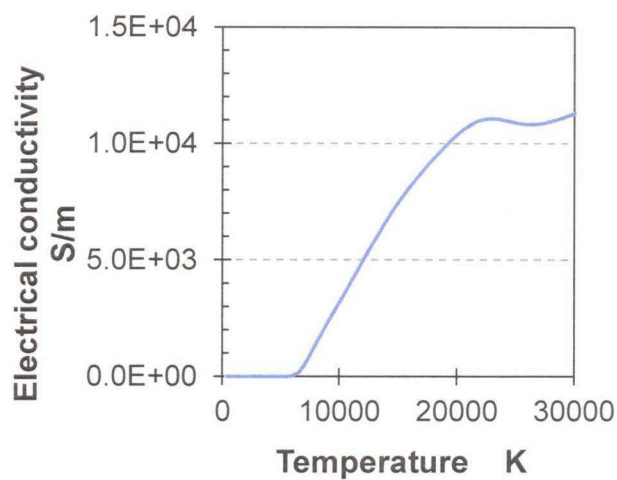
(a) Density



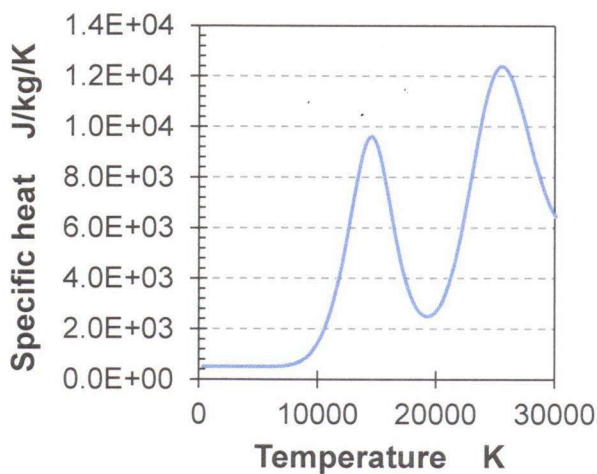
(b) Thermal conductivity



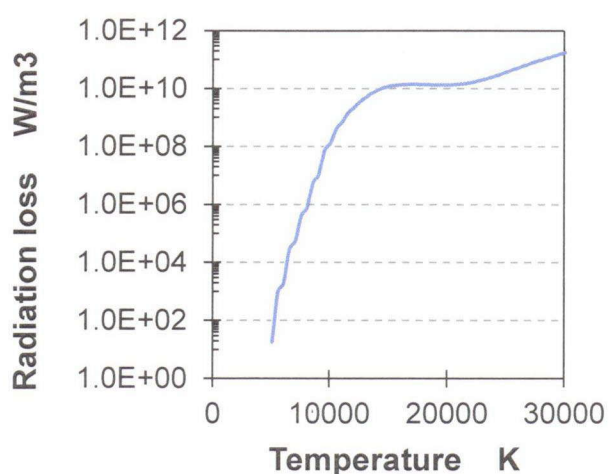
(c) Viscosity



(d) Electrical conductivity



(e) Specific heat



(f) Radiation loss

Fig.4.1 Physical properties of Ar gas as a function of temperature at atmospheric pressure.

以上の仮定も含めて、アークモデルにおける仮定をまとめる。

- [1]アークプラズマは十分に高温高密度であり，局所熱平衡と仮定する．
- [2]アークプラズマは，本質的に圧縮性粘性流体として考えるものとする．
- [3]密度，熱伝導率，粘度，電気伝導度，比熱などの物性値及びアークの放射損失は温度のみの関数とする．
- [4]粘性逸散項や膨張圧縮，電子電流による熱発生・熱輸送は無視できるものとする．
- [5]母材表面は平坦で，変形や振動は生じないものとする．
- [6]アークプラズマの熱輸送現象を軸対称問題とみなし，計算には円筒座標を用いる．したがって， θ 方向の熱伝導，対流及び流動は生じないものとする．
- [7]計算領域上面・下面の任意の領域に電流密度の境界条件を与える．
- [8]ワイヤの熔融速度と送給速度は釣り合っているとし，ワイヤ内部の固液境界の位置は変化しないものとする．
- [9]母材（計算領域下面）はノンスリップであり，隣接するセルが 2,000K 以上である場合，母材は 2,000K に保持されるものとする．その他の場合は，母材は隣接するセルと等しい温度を有するものとする．
- [10]電極周囲には本来プラズマシースが形成され^{62,63)}，シースの影響を考慮したモデル⁶⁴⁻⁶⁶⁾が必要となるが，本モデルではアークモデルは簡易に扱うため，その効果は基本的には考慮せず，一般的な電気伝導のみで電流経路を計算している．ただし，電極から分離した液滴は，表面にシースを形成して電流が流れないものとする．

4-3 支配方程式

前述したように，本モデルでは局所熱平衡近似を適用しているため，一般的な電磁流体の解析手法を用いて計算を行うことができるが，物性値が温度に依存しているため空間的に勾配が存在することを考慮しなければならない．そのため，アーク中の流速，圧力を求めるとき，質量保存式と運動量保存式は次式となる．

$$\nabla \cdot \rho_g \mathbf{v}_g = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \rho_g \mathbf{v}_g}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g = -\nabla P_g + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + \rho_g \mathbf{g} + \mathbf{F}_{em} \quad (4.2)$$

ここで、式中の添え字 g が付いたものは全てアーク内部のものを示しており、 $\mathbf{v}_g$ は速度ベクトル[m/s]、 ρ_g は密度[kg/m³]、 P_g は圧力[Pa]、 $\boldsymbol{\tau}_g$ は粘性による応力テンソル[Pa]、 $\mathbf{g}$ は重力加速度[m/s²]、 $\mathbf{F}_{em}$ は電磁力[N/m³]を示す。電流密度、磁束密度の分布は2章で説明した式(2.3)~(2.7)を用いて液滴移行と同様に計算する。この他、熱輸送現象を考慮するために次のエネルギー方程式を支配方程式に加える。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \nabla \cdot \rho H \mathbf{v} = -\nabla \cdot (-\lambda \nabla T) + W - Ra \quad (4.3)$$

このとき、 T ：温度[K]、 H ：エンタルピー[J/kg]、 λ ：熱伝導率[J/msK]、 Ra ：放射損失[J/m³]、 W ：内部発熱[J/m³]である。ここで、LTE 近似したプラズマのエンタルピーは定圧比熱 C_p を用いて次式で決定される。

$$\rho H = \int \rho c_p dT \quad (4.4)$$

また、アークにおける内部発熱はジュール発熱のみを考慮し、2章で説明した電磁力の解析手法より求めた電流密度 $\mathbf{J}$ を用いて次式で計算する。

$$W = \frac{\mathbf{J}^2}{\sigma} \quad (4.5)$$

4-4 計算条件

Fig.4.2 に本モデルの模式図を示す．母材からワイヤの固液境界までの距離は 5mm とし，シールドガスのノズル径は半径 8mm と設定している．

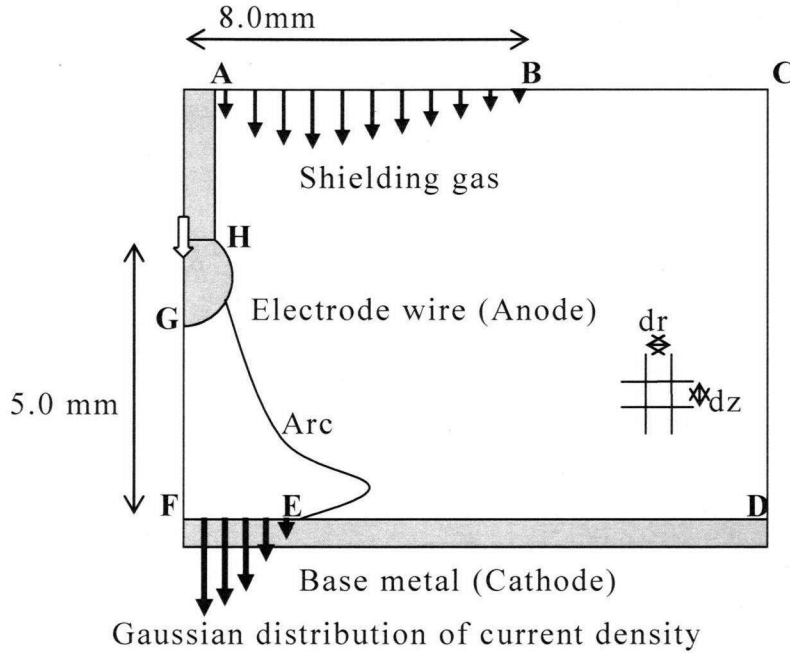


Fig.4.2 Schematic of unified model of GMAW.

Table4.1 に統合モデルのうちアーク領域に関する境界条件を示す．ここで境界表記は Fig.4.2 に記すアルファベットに対応している．また，溶滴領域の境界条件に関しては，後で説明する電極・アーク間の境界 GH, HA を除き，基本的に 2 章で説明した Table2.1 と同じである．

ここで， v_{SG} はシールドガスの流入速度を意味し，シールドガスノズルと電極の抵抗を考慮した放物線則で速度分布を与えている．電場の境界は母材表面の電流密度 $J_{cathode}$ で定義しており，今回の計算ではガウス分布で与えた．また，母材の温度 $T_{cathode}$ は仮定[9]に準じている．そのほか溶滴移行の境界条件として，Table2.1 境界 ab における液体の流出速度はワイヤ溶融速度 v_m と等しいとし，実験的に知られている次式で与えている．

$$v_m = \alpha I + \beta E_x I^2 \quad (4.6)$$

ここで、 v_m : ワイヤ溶融速度[m/s]、 I : 電流[A]、 E_x : 突出し長[m]、 α, β : ワイヤ径・材質によって決まる定数である。今回の計算では溶接ワイヤを軟鋼ワイヤ、突き出し長を 20cm として溶融速度を算出している。

Table 4.1 Boundary conditions for calculation of Arc plasma

Boundary	Flow velocities and pressure	Current path	Thermal conduction
AB	$u_g = 0, v_g = v_{SG}, \partial P_g / \partial z = 0$	$\partial V / \partial z = 0$	$T = 300$
BC	$\partial u_g / \partial z = 0, \partial v_g / \partial z = 0, P_g = 0$	$\partial V / \partial z = 0$	$\partial T / \partial z = 0$
CD	$\partial u_g / \partial z = 0, \partial v_g / \partial z = 0, P_g = 0$	$\partial V / \partial r = 0$	$\partial T / \partial r = 0$
DE	$u_g = 0, v_g = 0, \partial P_g / \partial z = 0$	$\partial V / \partial z = 0$	$T = T_{cathode}$
EF	$u_g = 0, v_g = 0, \partial P_g / \partial z = 0$	$\sigma \partial V / \partial z = J_{cathode}$	$T = T_{cathode}$
FG	$u_g = 0, \partial v_g / \partial r = 0, \partial P_g / \partial r = 0$	$\partial V / \partial r = 0$	$\partial T / \partial r = 0$
GH	※	※	※
HA	※	※	※

※The boundary conditions are explained in section 4-5

4-5 溶滴・アークプラズマ境界の現象とその取扱い

本研究では、溶滴移行現象とアーク放電現象を単一の系で同時に解いていく。そのためには、溶滴とアークプラズマとの間で、連続的に熱や電流の移動を表現できなければならないが、溶融した金属と高温のプラズマの間では物性に大きな隔たりがある。VOF 法では、2 章で示した(2.9)式によって二相間の性質が連続的に変化すると表現し、数値の不連続性による計算破綻を回避しているが、軟鋼と Ar とでは物性の隔たりがあまりに大きいため、従来の計算の仕方では境界において十分な連続性を保つのが困難である。そこで本モデルでは、 F 関数の輸送量決定に用いた格子内界面の再構築法を利用し、気液の共存する界面セルを気相と液相に分割し、熱と電流の移動を計算することとした。

例えば、境界セルにおいて、Fig.4.3 のように界面を傾きのある直線で再構築するとき、界面より上部を液相セル、界面より下部を気相セルへと分割して熱伝導と電気伝導を計算する。このとき、液相セルと気相セルのスカラー定義位置を

各相のセル重心とし，その重心間の距離を D ，重心間を結ぶ線と界面とのなす角を ϕ とすると界面における電流密度 J_b は次式で表される．

$$J_b = -\sigma_{g-l} \frac{V_l - V_g}{\Delta} \cos \phi \quad (4.7)$$

ここで， V_g ， V_l はそれぞれ気相と液相の電位を示している．また σ_{g-l} は界面における正味の電気伝導率であり，本モデルでは各相の体積占有率 F_g と F_l を用いて次式で定義した．

$$\sigma_{g-l} = \frac{1}{F_g/\sigma_g + F_l/\sigma_l} \quad (4.8)$$

σ_g ， σ_l はそれぞれ気相セル，液相セルの電気伝導率を示している．熱伝導に関しても同様に，界面における熱流束 q_b ，界面における正味の熱伝導率 λ_{g-l} はそれぞれ次式で表される．

$$q_b = -\lambda_{g-l} \frac{T_l - T_g}{\Delta} \cos \phi \quad (4.9)$$

$$\lambda_{g-l} = \frac{1}{F_g/\lambda_g + F_l/\lambda_l} \quad (4.10)$$

ここで， T_g ， T_l と λ_g ， λ_l はそれぞれ，気相セルと液相セルの温度と熱伝導率である．

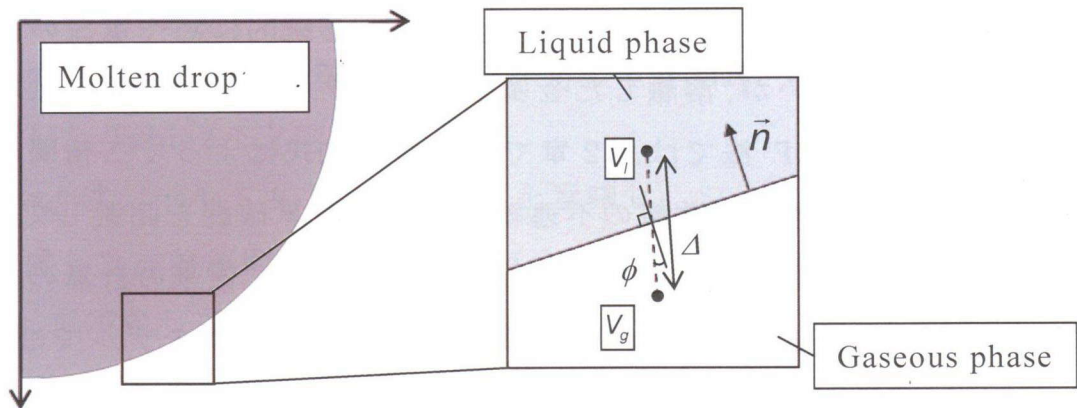


Fig.4.3 Boundary condition of electrical conduction between liquid phase and gaseous phase inside boundary cell.

さらに，Fig.4.4 に示すようにセルを液相領域と気相領域に分割したことに伴

い、セル境界における電流，熱に関しても液相と固相とで分けて考えなければならない．このとき a_g と a_l はそれぞれセル境界における気相と液相の開口率を意味し，同一境界において $a_g + a_l = 1$ である．また界面セルにおいて，気相セルの体積がセル全体の体積の F_g 倍であることを考慮すると，アーク中のエネルギー方程式は二次元円筒座標系 $r-z$ では次のように書き換えられる．

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{1}{F_g} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r a_{gr} \rho H v_{gr}) + \frac{\partial}{\partial z} (a_{gz} \rho H v_{gz}) \right] \\ = \frac{1}{F_g} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r a_{gr} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(a_{gz} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + W - Ra \end{aligned} \quad (4.11)$$

ここで a_{gr} , a_{gz} はそれぞれ気相の開口率のうち r 軸に垂直な境界と z 軸に垂直な境界のものを示している．同様に電位分布を求める場合も開口率を用いて次のように書きかえる．

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \cdot \left(r a_{gr} \sigma \frac{\partial V_g}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \left(a_{gz} \sigma \frac{\partial V_g}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.12)$$

温度場，電場では，溶滴に関しても同様に液体の開口率 a_l を用いて計算を行う．

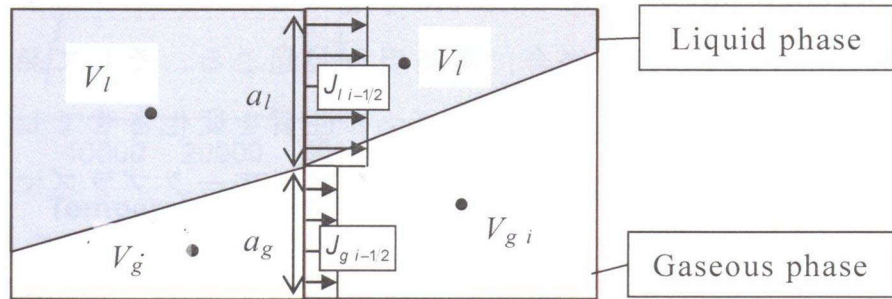


Fig.4.4 Boundary condition of electrical conduction between liquid phase and gaseous phase inside boundary cell.

次に流れ場に関して考える．溶融軟鋼の密度は Ar プラズマの密度に対して非常に大きい，溶滴内部の対流速度はプラズマ気流に比べるとかなり小さい．そこで流速分布を計算する際は，互いの流れ場の影響は無視し，溶滴内の流速分布を計算するときはアークプラズマを何もないセルとして扱い，アークプラズマ内の流速分布を計算するときには，溶滴を障害物として取り扱うこととした．すな

わち、溶滴中の流れ場に関しては 2 章で説明したモデルと同じように計算し、アーク中の流れ場に関しては溶滴との界面で速度 0 となるように境界条件を設定して計算する。アーク中の流れ場は、温度場や電場と同様に開口率を用いて次式で計算する。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r a_{gr} \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (a_{gz} \rho v_z) = 0 \quad (4.13)$$

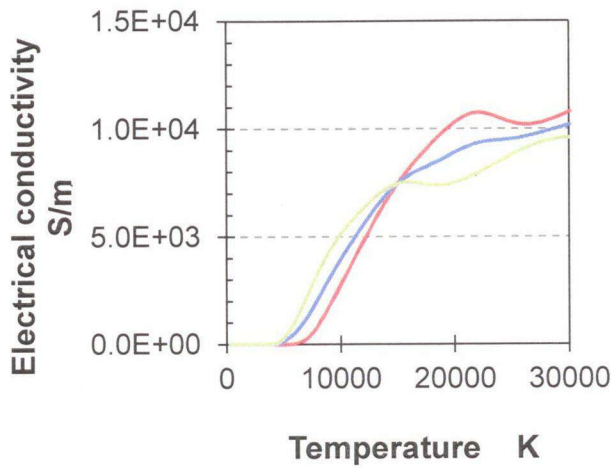
$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_r}{\partial t} + \frac{1}{F_g} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r a_{gr} \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (a_{gz} \rho v_r v_z) \right] \\ = - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{F_g} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r a_{gr} \tau_{rr}) + \frac{\partial}{\partial z} (a_{gz} \tau_{rz}) \right] + F \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_z}{\partial t} + \frac{1}{F_g} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r a_{gr} \rho v_z^2) + \frac{\partial}{\partial z} (a_{gz} \rho v_z v_r) \right] \\ = - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{F_g} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r a_{gr} \tau_{rz}) + \frac{\partial}{\partial z} (a_{gz} \tau_{zz}) \right] + \rho g + F \end{aligned} \quad (4.15)$$

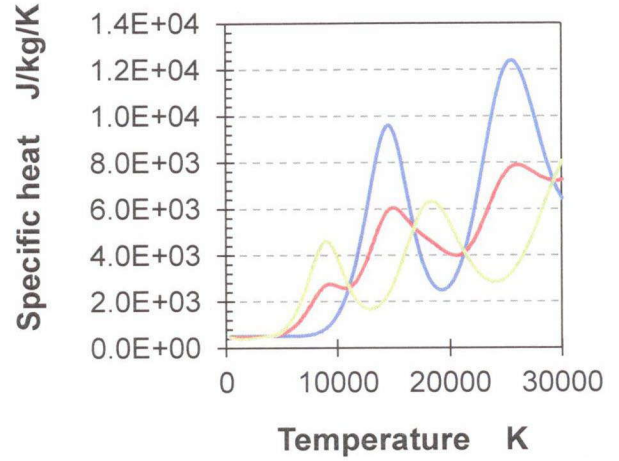
4-6 鉄蒸気を含む高温プラズマ物性とその取扱い

アーク溶接では、熱源として 10,000K を超えるアークプラズマを用いているため、沸点が 3,000K 強の鉄の場合、蒸発現象が起こる。そして発生した金属蒸気はシールドガスと混ざり、アークプラズマの性質を変化させてしまう。そのため、近年では観測・計算の両面で金属蒸気に注目したアークプラズマの解析が行われている^{27-29,67)}。Fig.4.5 は Ar ガス 100% と鉄蒸気 100%，そして Ar ガスに対して 50%mol の割合で鉄蒸気が混入した時の各物性値を温度の関数として表示したものである^{61,68)}。混合ガスに関しては単純に濃度比で足し合わせている。鉄蒸気は Ar ガスに比べ、15,000K 以下の領域で電気伝導率が高く、10,000K では 2 倍近く導電性が良い。また 10,000K 以下では、比熱に関しても鉄蒸気の方が大きいほか、放射係数も 3 桁以上大きい。ため、Ar ガスに比べて非常に温度が上がりにくい。このように鉄蒸気が混入することによって、プラズマの性質は大きく変化する事となる。また GMA 溶接では電極として細線のワイヤを用いているため、鉄蒸気が発生しやすく、鉄蒸気混入による影響は GTA 溶接と比べて顕著である。そこで、本モデルにおいても鉄蒸気を考慮したモデルを構築した。このとき、ワ

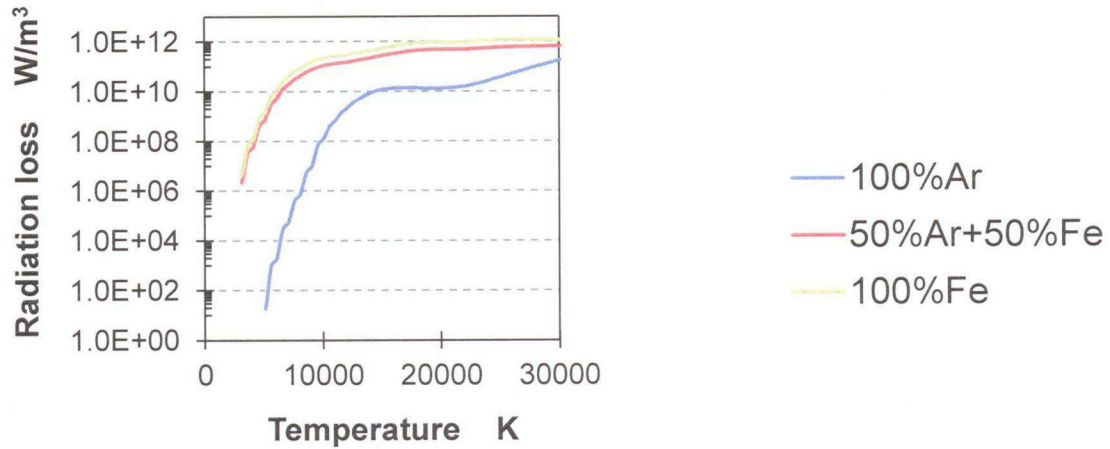
イヤの蒸発に関して、鉄以外の蒸発は無視する。



(a) Electrical conductivity



(b) Specific heat



(c) Radiation loss

Fig.4.5 Physical properties of Ar gas containing iron vapour.

鉄蒸気の輸送現象としては、流れにより運ばれるものと拡散現象によって運ばれるものがあると考えられるため、輸送方程式は次式で表すことができる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_{\text{Fe}}) + \nabla(\rho v C_{\text{Fe}}) = \nabla \cdot (\rho D \nabla C_{\text{Fe}}) \quad (4.16)$$

ここで、 C_{Fe} は鉄蒸気の質量分率[w%]、 D は拡散係数[m²/s]である。拡散係数 D に関しては次の近似式から算出している。

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{\text{Fe}} + 1/M_{\text{Ar}})^{0.5}}{\left[(\rho_{\text{Fe}}^2 / \beta_{\text{Fe}}^2 \eta_{\text{Fe}}^2 M_{\text{Fe}})^{0.25} + (\rho_{\text{Ar}}^2 / \beta_{\text{Ar}}^2 \eta_{\text{Ar}}^2 M_{\text{Ar}})^{0.25} \right]^2} \quad (4.17)$$

ここで、 M_{Fe} , M_{Ar} はそれぞれ鉄蒸気と Ar ガスの分子量を示しており、同様に ρ_{Fe} , ρ_{Ar} , η_{Fe} , η_{Ar} もそれぞれ鉄蒸気, Ar ガスの密度と粘性を示している。また β は無次元の定数で、鉄蒸気と Ar ガスで異なる値を持つが、本モデルでは簡略化して $\beta_{\text{Fe}} = \beta_{\text{Ar}} = 1.385$ として計算することとした^{69,70)}。

本モデルでは、鉄蒸気は溶滴表面から拡散現象によりアーク中に混入するものとし、蒸発現象による圧力場への影響は無視できるものと考えている。このとき、溶滴表面の鉄蒸気濃度は、溶滴の表面温度から蒸気圧で決定している。

Clausius-Clapeyron の式より一般的に蒸気圧と温度は次式の関係が得られる。

$$\ln P_{\text{vap}} = -\frac{\Delta H_{\text{vap}}}{R} \frac{1}{T_b} + \text{const.} \quad (4.18)$$

ここで、 P_{vap} は蒸気圧、 T_b は溶滴表面の温度、 R は気体定数、 ΔH_{vap} は蒸発潜熱を示している。今回の解析では、蒸発潜熱を 360 kJ/kg、鉄の沸点を 3137 K、さらに大気圧 P_{atm} を 101,325 Pa としており、大気圧を用いて式(4.18)を変形した次式で温度から蒸気圧を算出している。

$$P_{\text{vap}} = P_{\text{atm}} \exp\left(13.8 - \frac{43300}{T_b}\right) \quad (4.19)$$

混合気体では、ある成分の分圧は全圧に対してモル分率を係数として表せることから、溶滴表面の鉄蒸気濃度 $C_b[\text{mol}\%]$ は全圧を大気圧とすると次式で表すことができる。

$$C_b = \frac{P_{\text{vap}} M_{\text{Fe}}}{P_{\text{vap}} M_{\text{Fe}} + (P_{\text{atm}} - P_{\text{vap}}) M_{\text{Ar}}} \quad (4.20)$$

こうして得られた $C_b[\text{mol}\%]$ を質量濃度へと変換して鉄蒸気分布計算の境界条件として用いた。

4-7 計算手順

まず、電極とアークの電場を同時に計算し、その時刻における電磁力の分布を計算する。その電磁力と CSF モデルから算出した表面張力を駆動力に溶滴内部の流れ場を計算し、VOF 法を利用して Δt 秒後の界面位置および開口率を求める。次にその開口率も用いて、アーク内部の流れ場を計算し、流れ場から Δt 秒後の温度分布および鉄蒸気分布を求める。最後に温度と鉄蒸気の分布より各計算格子のプラズマ物性値を計算し、次のステップへと移っていく。このサイクルを計算終了時刻まで繰り返すことによって溶滴移行現象とアーク現象の非定常問題を解いている。

4-8 結言

本章では、溶滴移行・アーク現象統合モデルの組立て・計算手順について記した。まず、アークモデルの仮定と支配方程式、プラズマ物性の温度依存性について述べ、次に溶滴移行モデルとの統合において重要となる電極・アーク間の境界の取り扱いについて述べた。

溶滴移行現象とアーク放電現象を単一の系で同時に解くためには、溶滴とアークプラズマとの間で、連続的に熱や電流の移動を表現する必要がある。しかし、溶融した金属と高温のプラズマの間では物性に大きな隔たりがあり、本モデルでは F 関数の輸送量決定に用いた格子内界面の再構築法を利用し、気液の共存する界面セルを気相と液相に分割し、熱と電流の移動を計算することにした。さらには、陽極からアークへの鉄蒸気混入を考慮するために、鉄蒸気の輸送現象についても言及した。

5 章 統合モデルを用いた溶滴移行現象のモデル解析

5-1 緒言

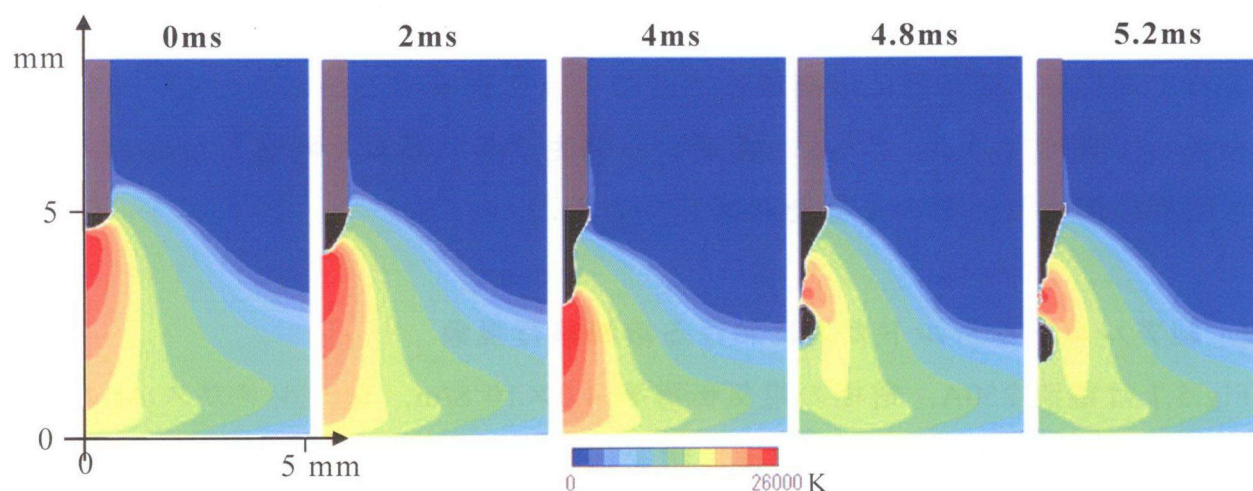
本章では 3 章の結果を踏まえ、4 章で述べた溶滴移行-アーク統合モデルを用いて、溶滴移行に連動して変化するアーク形状が溶滴移行に及ぼす影響を解析する。シールドガスは Ar ガスとし、アーク形状が電流や電極の電気伝導率の違いによって変化し、最終的に溶滴移行にどのように影響するかについて、モデル解析を通して調べている。さらに、溶滴から発生する鉄蒸気を考慮した場合についても同様に解析し、その影響を考察している。

5-2 純アルゴンシールドガスにおける溶滴移行現象

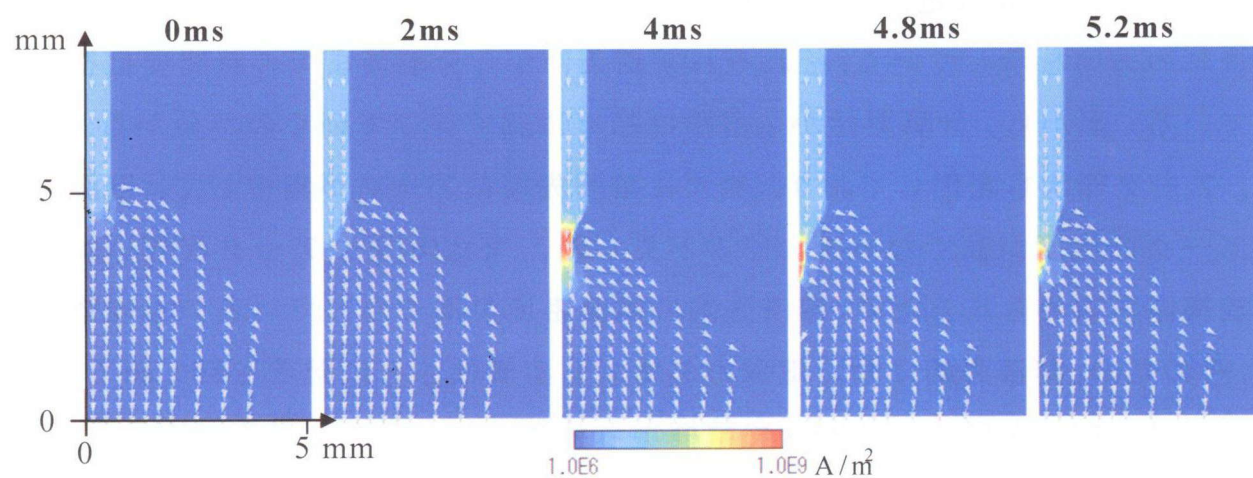
Fig.5.1 は電流 250A、電極の電気伝導率 $4.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ 、シールドガス Ar の条件で計算した結果である。(a)は電極形状変化に伴うアーク中の温度分布の時間変化を示しており、電極部のうち黒い部分は溶滴、灰色の部分は固体部分を意味している。また、(b)は電流密度分布としてカラー分布に電流密度の大きさ、矢印で流れの方向を示している。それぞれ初期条件から分離後までの時間変化を表示している。図から、計算開始から溶滴は徐々に細く伸びていくのが分かる。この間、アーク形状も変化しており、徐々に溶滴先端にアークが集中して、溶滴直下のアークの温度が高くなっていくのが見られ、また(b)よりアーク収縮によって電流経路が狭められるため、溶滴先端の電流密度が高くなっているのも確認できる。そのため、溶滴先端に働く電磁力が増大し溶滴はさらに緊縮されて細くなり、4ms ではくびれを形成し 4.8ms で電極から分離した。アーク形状に注目すると、計算開始から 4ms までは収縮傾向にあったが、溶滴が分離する 4.8ms までの間では膨張しており、電極直下の温度も 27,000K から 23,000K へと 4,000K ほど低くなっている。アークが膨張した理由は、溶滴が細くなることで溶滴部分の電気抵抗が上がるので、周囲のアークプラズマの電気抵抗が相対的に低くなり電流が通りやすくなったためであると考えられる。溶滴のくびれは細くなっていくにもかかわらず溶滴先端の電流密度は $1 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ 程度で頭打ちとなっており、その分の電流が溶滴先端から離れた場所でアークへ流れ出ていると考えられる。溶滴分離後は、再び溶滴先端への電流集中が強まっており、電極先端付近のアークの

温度は上昇し始めている。

前章までに電流経路が溶滴移行に影響することは示した。さらに本章の計算結果では溶滴移行による電極形状の変化にともなってアーク形状が変化することも表現されており，本モデルが溶滴移行現象とアーク放電現象が相互に影響しあうモデルとして機能していると考えられる。



(a) Temperature

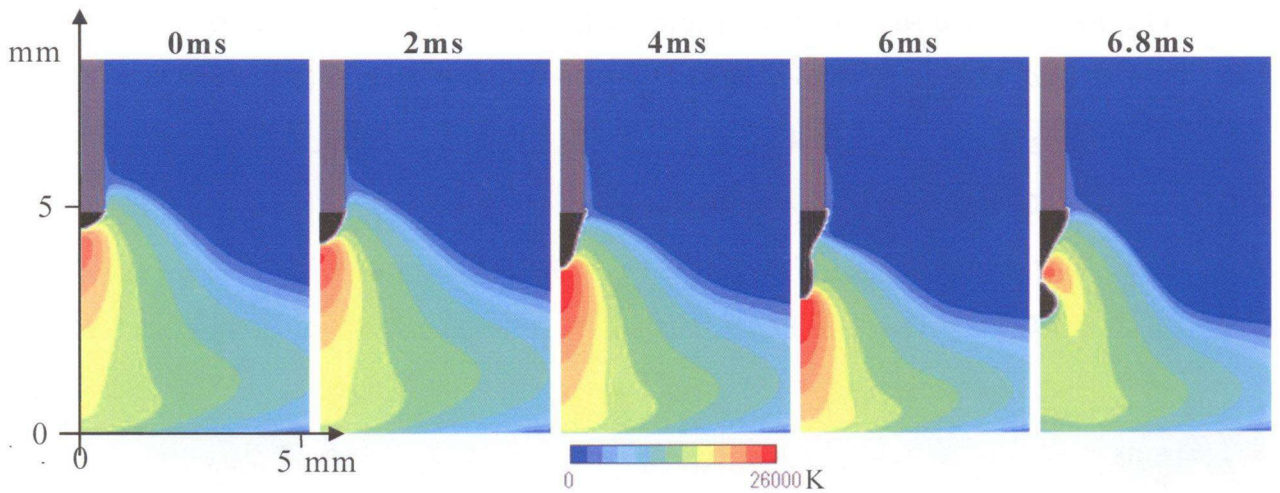


(b) Current density

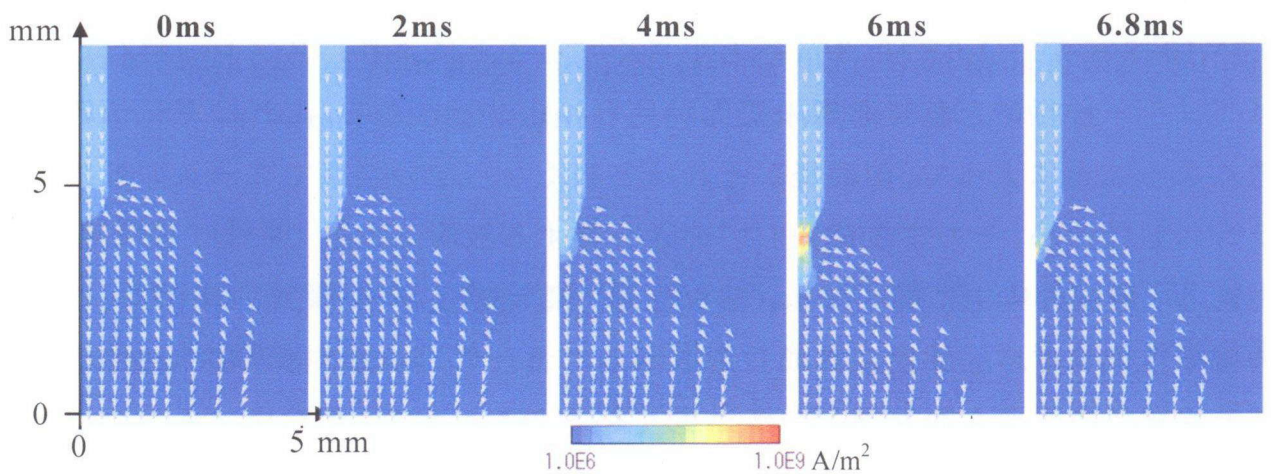
Fig.5.1 Time-change of drop shape, arc temperature and current density distribution.
(Current=250A,Electrical conductivity= 4.0×10^5 S/m)

次に電流値を変えて計算を行った。Fig.5.2 は電流 200A の溶滴形状，温度分布および電流密度分布の時間変化を示している。200A でも 250A の場合と同様，溶滴は細く伸びていき，アークはそれに伴って溶滴先端に集中していくが，溶滴がくびれを形成する 6ms ごろを境に膨張し始めている。その後 6.8ms で溶滴は

電極から分離しており，250A のときに比べて溶滴分離までに 2ms 程度長く時間がかかっている．なお，分離した溶滴の大きさは 250A での 0.77mm に対し 0.79mm とやや大きい程度であった．また溶滴の大きさにさほど変化が見られなかったのと同様に，アークの最高温度も 27,000K 程度，溶滴先端付近の電流密度はやや低くなっているが $0.8 \times 10^9 \sim 1.0 \times 10^9$ 程度と大きな変化は見られなかった．このことから 200A と 250A で電流の集中度合いにあまり差が見られないことが分かる．これは本モデルでは陽極周辺のシースの効果を考慮しておらず，陽極とアークの間の電流は互いの電気伝導率によって決めていることがその理由であると考えられる．アークの膨張・収縮は電極とアークプラズマの電気抵抗の関係から



(a) Temperature



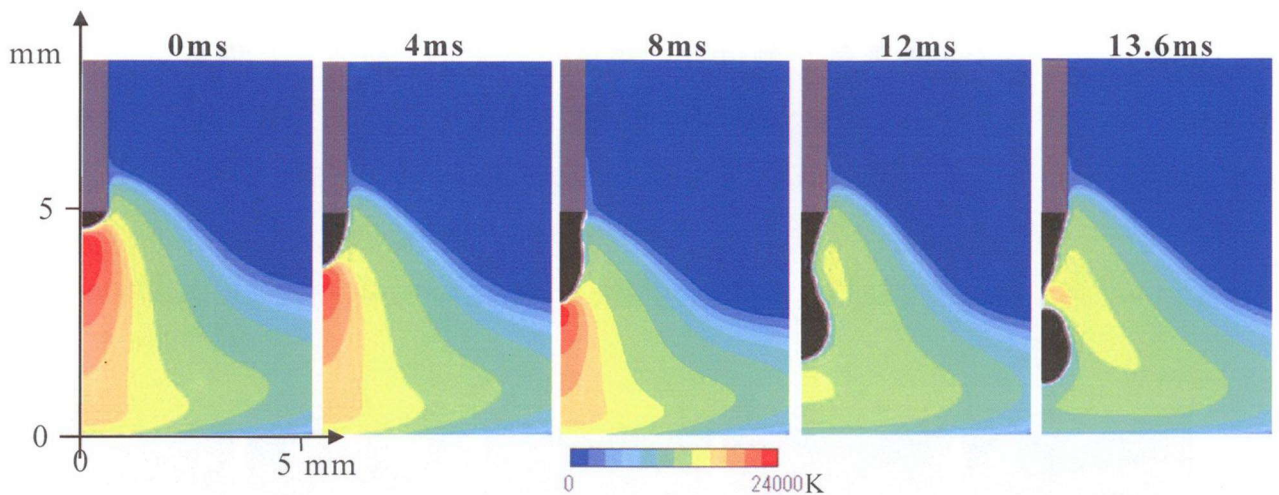
(b) Current density

Fig.5.2 Time-change of drop shape, arc temperature and current density distribution. (Current=200A,Electrical conductivity= 4.0×10^5 S/m)

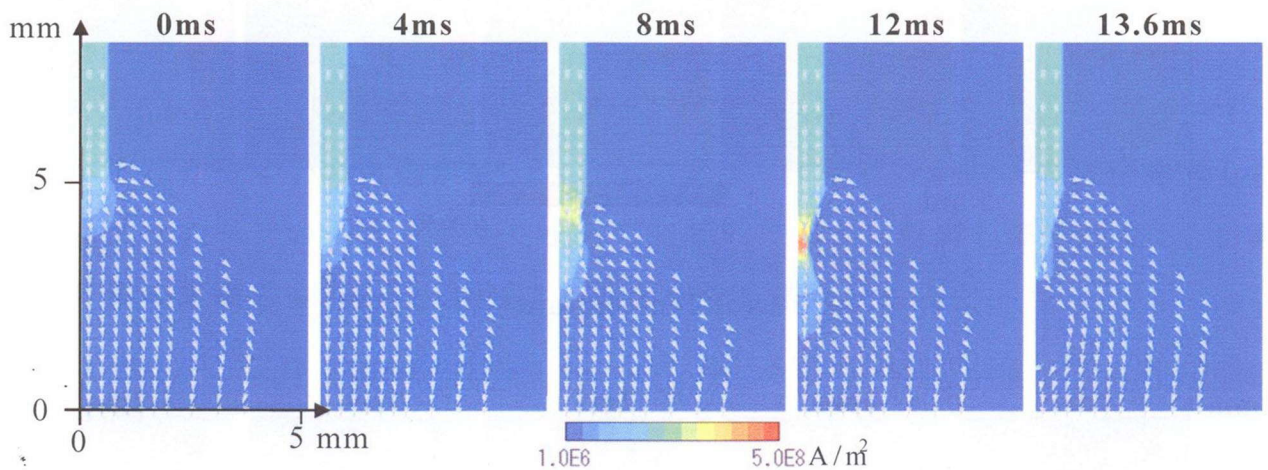
起こると考察したが、溶滴先端の電気抵抗は電気伝導率と溶滴径から決まることを考慮すると、電気伝導率が同じであればアークの膨張・収縮が切り替わる溶滴径はほぼ同じであると考えられる。そのため、溶滴内部の電流密度の最大値もあまり差がなく、溶滴に働く電磁力にもほとんど同じ大きさとなり、溶滴の大きさも同程度になったのである。また、溶滴分離までに要する時間が長くなったのは単純にワイヤ溶融速度が低く、溶滴の成長が遅いためと思われる。

5-3 電極の電気伝導率の影響

溶滴の電気伝導率が同じであれば、溶滴の径は同程度になると考察した。言い換えれば、溶滴径は電極の電気伝導率の影響を強く受けていると考えられる。そこで、次に電極の電気伝導率が溶滴移行とアークにどのように影響するかを調べるため、溶融金属の電気伝導率を変えて計算を行った。Fig.5.1 と比較するために、電流 250A で電気伝導率を小さくし、 1.0×10^5 S/m の場合について計算を行った。その結果を Fig.5.3 に示す。アークの形状変化はほぼ同様で、初めはアークが集中するが溶滴にくびれなどの細い部分が生じると、電流がよりアークに流れだすためアーク形状は膨張傾向を示している。溶滴に関しては、分離した溶滴径は 1.31mm となり、電気伝導率が 4.0×10^5 S/m のときの溶滴径 0.77mm と比べて 1.7 倍も大きくなる結果となった。また、それに伴って分離に要する時間も 13.8ms と長くなっている。移行形態で言えばグローブular移行であり、電気伝導率を 4.0×10^5 S/m から 1.0×10^5 S/m へと小さくすることにより、スプレー移行からグローブular移行へと移行形態の変化が見られたことになる。これは電気伝導率が低くなることによって、溶滴径がそれほど細くならない状態でアークの抵抗とバランスしたため、そのまま成長していき分離する液滴も大きくなったものと考えられる。電流の集中に関しても、溶滴先端の電流密度が高まるくびれ形成時においても 5.0×10^8 A/mm² 程度までしか上がっておらず、溶滴内部の電流経路が広い状態でアークと電気抵抗がバランスしているのがわかる。さらにアークの温度が全体的に低い理由も、電気伝導率を下げることによって電流が分散して流れるためであると説明できる。



(a) Temperature



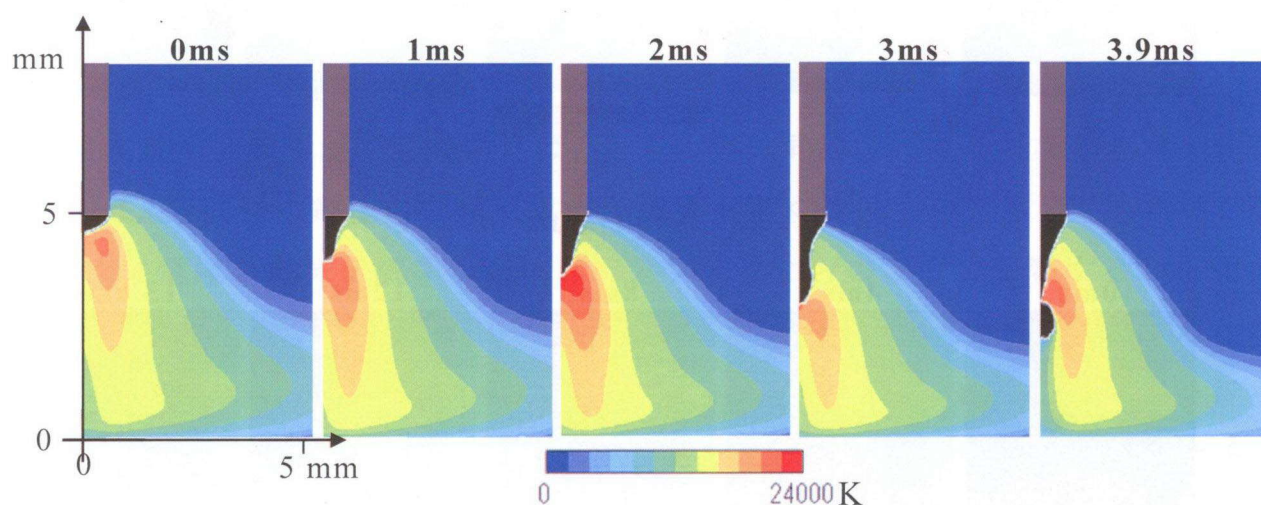
(b) Current density

Fig.5.3 Time-change of drop shape, arc temperature and current density distribution.
(Current=250A,Electrical conductivity= 1.0×10^5 S/m)

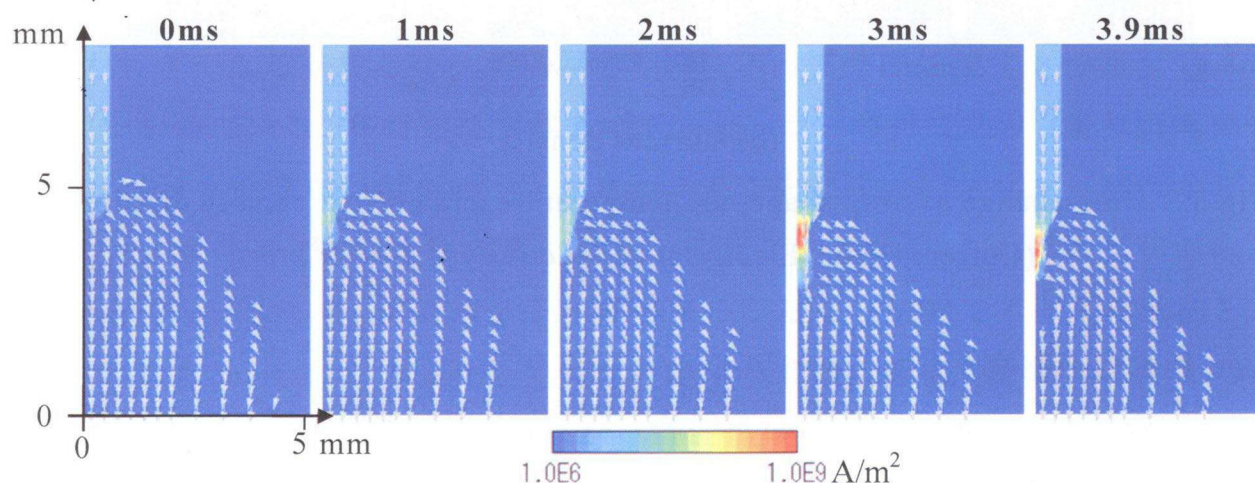
5-4 鉄蒸気の影響

次に、鉄蒸気の影響について解析を行った。Fig.5.4 は電流 250A、電気伝導率 4.0×10^5 S/m で溶滴表面からアークへの鉄蒸気の混入を考慮したときの計算結果を示している。溶滴形状、アークの温度、電流密度に加えて、今回の計算結果では(c)にアーク中の鉄蒸気分布の時間変化も表示してある。溶滴表面から発生した鉄蒸気はプラズマ気流によってまず中心軸へと運ばれ、そこから軸方向を母材へと進み、母材上で周囲へと流れている。そのため鉄蒸気はアークの中心軸付近に多く集中し、母材付近で周方向に進むほど薄く分布する傾向がみられている。

鉄蒸気を考慮することによって，Fig.5.1 の結果と比較してアークの温度分布に強い影響がみられた．鉄蒸気が軸付近に集中するため，前述した鉄蒸気混入による比熱と放射係数の増大がもたらす冷却効果によって，アークの中心部分の温度が低くなっている．これによって鉄蒸気を考慮しない場合は溶滴直下の中心軸上でみられた最高温度の位置が変化してやや側面方向に移動しており，最高温度も



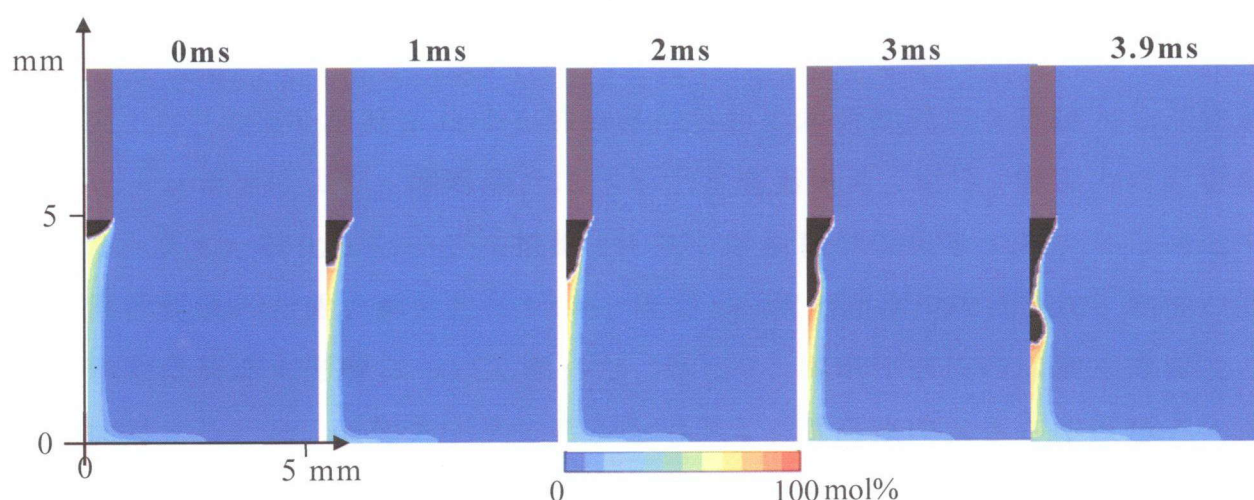
(a) Temperature



(b) Current density

Fig.5.4 Time-change of drop shape, arc temperature and current density distribution taking into account iron vapor.

(Current=250A,Electrical conductivity= 4.0×10^5 S/m)



(c) Iron vapor

Fig.5.4 Continued.

4000K～5000K ほど低い結果となっている．アーク中で最も電流の集中しやすく温度が上がりやすい軸付近が冷やされるためか，計算初期から鉄蒸気を考慮しない場合よりアークの大きさもやや小さく収縮しており，溶滴も細く成長し，分離した溶滴の直径も 0.7mm と 10%ほど小さくなる結果となった．

5-5 結言

溶滴移行-アーク統合モデルを用いて，溶滴移行に連動するアーク形状の変化を考慮した溶滴移行の解析を行った．

アーク形状はワイヤ端の溶滴形状の変化に伴って，膨張や収縮を見せることが示された．これは，溶滴部分の電流経路が変化することによって，電極の正味の電気抵抗が変化し，電極先端付近を通してアークプラズマへ流れる電流と，側面からアークプラズマへ流れる電流との割合が変化したからであると思われる．すなわち，ワイヤ端の溶滴部分とアークとの電気抵抗のバランスでアーク形状は変化していると考えられる．そのため，電気伝導率が同じであれば電流値を変えても溶滴内部の電流密度はさほど変わらず，電磁力も差が小さいため分離する溶滴のサイズも同程度となった．また，電気伝導率を低く設定すると，溶滴の先端付近を通る電流が減って電磁力が弱くなり，溶滴サイズは大きくなった．

最後に，鉄蒸気の影響を解析した．鉄蒸気を考慮することによってアーク中心

の温度が下がり，全体的にアークも収縮するため溶滴のサイズも小さくなった．

6 章 結論

本研究では、GMA 溶接における溶滴移行現象の本質的理解を目標とし、数値シミュレーションにより、溶滴移行に作用する表面張力、粘性、電磁力の影響を解析した。まず一般化したモデル構築として、溶滴移行現象をノズルから流出する液滴移行現象へと置き換えたモデルを構築し、流出速度や表面張力、粘性が液滴移行形態に及ぼす影響について調べた。そして、導電性液体内に働く電磁力の影響を検討するため、仮想アークモデルを導入し、電流値の大きさや仮想アークの形状、電流波形を操作パラメータとしてシミュレーションを行い、これらが溶滴移行現象に及ぼす影響を検討した。最後に、より厳密なアークモデルを導入した溶滴移行・アーク統合モデルを構築して、溶滴移行に連動して変化するアークプラズマの温度分布と電流分布を解析した。本章ではその総括を記す。

1 章では、本研究の背景と目的、そして方針について述べた。

2 章では、本研究で構築した液滴移行モデルの基礎式、仮定、計算手法、境界条件などを記述した。モデル構築にあたり、曲率の大きい自由表面を有する液滴移行現象において、精度よく表面形状の変化を解析するために PLIC-VOF 法を適用した。

このモデルを用いてガラス管から鉛直下方に流出する液体の挙動をシミュレーションし、実験結果と比較した。シミュレーション結果と実験結果ともに、流出速度が低い場合に移行形態はグローブular 移行になり、流出速度が大きくなると移行形態はスプレー移行となった。また、シミュレーション結果は溶滴のサイズや移行周期など、定量的には実験結果との差異がやや見られるが、流出速度に対する変化の傾向は同じであった。以上の結果から、このシミュレーションモデルは移行形態を再現できており、液滴移行におけるグローブular 移行/スプレー移行の臨界条件を予測することも可能であると考えた。

3 章では、2 章で述べた液滴移行モデルを用いて、液体の表面張力と粘性、流出速度、そして電磁力の影響を調べた。電磁力に関しては、実際の GMA 溶接で

はアークという不定形な電流経路を持ち直接的な解析が難しいことから、本章では電磁力の大きさ、電流の流れる経路とその時間変化、そして電流波形の三つに分けて解析を行った。以下に本章で得られた結果を述べる。

[A] 液体の物性値と液滴移行現象

(1) 移行形態は、液体の表面張力と流出速度によって変化する。表面張力を大きくすると、スプレー移行からグローブular移行へと変化し、流出速度を大きくすると、スプレー移行からグローブular移行へと変化する。

(2) 移行形態の変化は液滴先端の圧力のバランスで決定され则认为られる。軸方向一次元で液滴先端における圧力の釣り合い式を用いて、移行形態の臨界条件を予測した。予測した臨界条件は、数値シミュレーションにより得られた移行形態の分布に良く対応している。

(3) 分離時の液滴のサイズと分離位置に注目すると、表面張力は液滴のサイズを変化させ、粘性は分離位置に強く影響していることが分かった。表面張力を大きくすると、液滴は大きくなる。一方、粘性を大きくすると、分離位置はノズル先端から離れたところで分離する結果となった。

(4) シミュレーション結果を無次元数で評価した。ウェーバー数が大きくなると、移行形態はスプレー移行からグローブular移行へと変化する。また、ウェーバー数が4以上の領域では、スプレー移行は見られず、粘性よりも表面張力の方が移行形態に及ぼす影響が大きいと认为られる。

(5) 熔融軟鋼と水の物性値に対して、それぞれ計算した結果を無次元数で評価すると、同じ傾向を示したことから、本モデルによる結果が一般性を持っていると言える。

[B] 電磁力と液滴移行現象

(6) 液滴を絞るように働く電磁ピンチ力によって、液滴は強く押し流される。

そのため電流値が大きくなると、移行形態はグローブULAR移行からスプレー移行へと変化する。250A 相当の電磁力を加えると、流出速度が低くても容易にスプレー移行となった。

(7) 電磁力を考慮した液滴移行においても、移行形態は液滴先端の圧力のバランスで決定されると考えられる。一次元の液滴先端における圧力の釣り合い式より得られた移行形態の臨界電流は、シミュレーション結果によく対応していた。

(8) 円柱状の仮想アークとして計算すると、液滴分離を起こさず、ストリーミング移行となる場合でも、円錐状の仮想アークにすると、くびれを形成して液滴は分離した。

(9) 電流経路が固定された計算では、電流を大きくすると電磁力が大きくなり、スプレー化が促されるが、液滴表面の電流密度を一定とするモデルでは、電流が非常に大きい場合はグローブULAR移行になる可能性がある。これは液滴先端の電磁圧力が増大することによって、液滴が押し上げられることによると考えられる。

(10) ワイヤ端の溶滴表面の電流密度を高速度ビデオ画像から推定した。その結果、シールドガスやワイヤの種類によらず、いずれの条件でも溶滴表面の電流密度がスプレー移行では $1 \times 10^8 \text{A/m}^2$ 以上となり、グローブULAR移行ではそれよりも低くなった。

(11) 実験と数値解析の結果から、1.2mm 径ワイヤの GMA 溶接において、アークが溶滴先端に集中し、溶滴表面の電流密度が $1 \times 10^8 \text{A/m}^2$ 以上になると、グローブULAR移行からスプレー移行へと遷移する可能性が示された。

(12) パルス電流波形ではパルス幅が長いほど、パルスピーク電流値が大きいほど液滴は分離しやすく、1 パルスでの液滴の数も増えていく。

4 章では、液滴移行モデルとアーク放電モデルの統合化について記した。とり

わけ、自由表面を有する溶滴とアークプラズマとの境界における電流および熱、運動量の授受に関して、物理モデルを反映させる数値計算の取り扱いを中心に述べた。また、溶滴からアークプラズマに混入する鉄蒸気を計算モデルに取り込む考え方を記した。

5章では、溶滴移行-アーク統合モデルを用いて、溶滴移行に連動するアークプラズマの形状変化を考慮した溶滴移行の解析を行った。アーク形状は溶滴の形状変化に伴って、膨張や収縮をすることが示された。これは溶滴部分の電流経路が変化することによって、ワイヤを含む電極部分の正味の電気抵抗が変化し、溶滴先端付近を通してアークへと流れる電流と、側面からアークへと流れる電流との割合が変化することが原因になっていると考えている。すなわち、溶滴部分とその周辺に存在するアークプラズマとの電気抵抗のバランスで、アーク形状は変化していると考えられる。そのため、電気伝導率が同じであれば電流値を変えても溶滴内部の電流密度がさほど変わらず、電磁力の差異もほとんどないため、分離する溶滴の大きさも同程度であった。また、電気伝導率を低く設定すると、溶滴の先端付近を通る電流が減って電磁力が弱くなり、溶滴サイズは大きくなった。最後に、鉄蒸気がアークプラズマに混入したときの溶滴移行現象を解析した。鉄蒸気を考慮することによって、アーク中心部の温度が下がり、全体的にアークも収縮するため、溶滴サイズも小さくなる結果となった。

3章の結果から、移行形態をスプレー移行にしたい場合、ワイヤの物性のうち表面張力を低くし、粘性を上げると良いことが分かった。また、ワイヤ熔融速度の影響も無視することはできない。たとえば、レーザなどの熱源を用いてワイヤを予熱することで、熔融速度を上げることができれば、スプレー移行化する可能性もあると考えられる。次に、溶滴に働く電磁力を大きくすることで、スプレー移行を促進できる結果となり、特に電流が集中しているほど、その効果は高いと思われる。しかしながら、過度の電流集中は先端の電磁圧力の増大を招き、溶滴を肥大化させるため、実用にあたっては適切なガスやワイヤの選択が必要である。

電磁力を考慮する場合も含めて、溶滴先端の圧力の釣り合いが移行形態を左右することが分かった。今後は実験も含めて液滴先端の力関係を考察していくべき

と思われる。その他、パルス電流波形の計算では、今回は単純な矩形の波形を適用したが、最近のデジタル溶接電源で設定できる電流波形の自由度を考えると、今後の展開としては、用途に応じた移行形態を制御するため、このようなシミュレーションを通したパルス波形の選定が課題になるものと考えられる。

溶滴移行-アーク統合モデルに関して、本研究のモデルでは溶滴表面とアークとの間の電流のやりとりは、単純な電気伝導に基づいており、陽極シースを考慮すると、計算結果が違ってくる可能性は十分にありうると考えている。特に、溶滴先端を通る電流と、ワイヤを含めた溶滴側面を通る電流との割合が、本モデルによる計算結果とは異なる結果になると考えており、電流値の変化とともに溶滴サイズがもっと変化してもよいと考えている。また、鉄蒸気に関しても、Haidarによって報告されている鉄蒸気の直接的冷却効果²⁹⁾を考慮すると、アーク中の鉄蒸気分布や温度分布も大きく変わると考えられる。そのため、今後もモデルの改良を加えながらアークと連動した溶滴移行の解析を行っていく必要がある。

謝辞

本研究を進めるにあたり、適切な御指導並びに御教示を賜りました大阪大学大学院工学研究科 平田好則教授に深く感謝の意を表し、心から御礼申し上げます。

また、本研究の遂行にあたり、適切な御助言を賜りました大阪大学大学院工学研究科 野村和史助教に対し、厚く御礼を申し上げます。

本研究の遂行にあたり、大阪大学大学院工学研究科博士後期課程 1 年 荻野陽輔君、朴玫坤君にはご協力いただき大変ありがとうございました。ならびに研究室のメンバーである大阪大学大学院工学研究科博士前期課程 2 年 佐川雄一君、西村眞澄君、森川達矢君、吉岡佑一朗君、同研究科前期課程 1 年 佐藤彰紘君、白井健太郎君、鈴木悠司君、芳賀拓弥君、宮寧君、そして応用理工学科 4 年 浦部竜真君、河田純一君、貴志崇君、小宮山雄太君、橋本浩平君には、実験や解析で手を貸していただきました。心より感謝しております。

最後に、長い学生生活の援助をしてくれた家族の皆にありがとう。

参考文献

- 1) J.F.ランカスター, “溶接アークの物理“, 黒木出版, 溶接学会溶接アーク物理委員会(1990)
- 2) 黄地尚義, “溶接・接合プロセスの基礎”, 産報出版 (1997)
- 3) “Classification of Metal Transfer”, IIW doc.XII-636-76 (1976)
- 4) 溶接アーク物理研究委員会, ‘アーク溶接の減少の理解とプロセスの進歩’, (社)溶接学会, 溶接アーク物理研究委員会第 150 回記念セミナー (2003.11.26)
- 5) 丸尾, 平田, 吉田, “橋絡液中の破断に要する電流値と通電時間”, 溶接学会論文集, Vol.4 (1989) No.4
- 6) 清原, 岡田, 山本, “短絡アーク溶接における溶滴移行の安定性と新しい制御法について”, アーク物理委員会, 73-205 (1973)
- 7) 丸尾, 平田, 後藤, “懸垂液滴の接触移行現象”, アーク物理委員会 89-716
- 8) T. Era, T. Ueyama and Y. Hirata, “Spatter reduction in gas metal arc welding of stainless steel sheets using controlled bridge transfer process” : Science and Technology of Welding & Joining, Volume 14, Number 8, November (2009) , pp. 708-716(9)
- 9) A. Schierl, “The CMT process—A revolution in welding technology”, WELDING IN THE WORLD-LONDON- (2005)
- 10) H. Maruo and Y. Hirata, “Study on pulsed MIG Welding”, IIW Doc.212-585-84. (1984)
- 11) 殖栗, 腹, 田畑, 小村, “MAG パルス溶接の溶滴移行現象”, アーク物理委員会 82-491 (1982)
- 12) 井出 章博, 西坂 大志, 恵良 哲生, 山口耕作, 上園敏郎, 上山智之, “溶接電源インバータシリーズの開発”, 溶接学会全国大会講演概要, 第88集 (2011)
- 13) 片岡, 池田, 安田, 平田 “高周波パルスを用いた低スパッタCO₂アーク溶接技術の開発”, 溶接学会論文集, 第25巻, 第4号 (2007) 480-485
- 14) 山崎 圭, 鈴木 励一, 清水 弘之, 輿石 房樹, “グロービュール移行制御に

- よる炭酸ガスアーク溶接技術の開発”, 溶接学会全国大会講演概要 88, 11, (2011)
- 15) P.K. Palani, N. Murugan, “Selection of parameters of pulsed current gas metal arc welding”, Journal of Materials Processing Technology, 172 (2006)
- 16) M.A. Chen, C.S. Wu, S. K. Li and Y.M. Zhang, “Analysis of active control of metal transfer in modified pulsed GMAW”, Science and Technology of Welding and Joining, Vol.12 No.1 (2007) pp10-14
- 17) 山内, 阿草, “ガスシールドアーク溶接現象に及ぼす微量元素の影響に関する日本の研究の現状”, 溶接学会誌, 第 50 巻, 第 11 号 (1981)
- 18) S. Zielinska, F. Valensi, N. Pellerin, S. Pellerin, K. Musiol, Ch. de Izarra and F. Briand, ”Microstructural analysis of the anode in gas metal arc welding(GMAW)”, Journal of materials processing technology, Vol.209 (2009) 3581-3591
- 19) F. Valensi, S. Pellerin, Ch. de Izarra, N. Pellerin, K. Dzierzega, K. Musiol and F. Briand, “Experimental Investigations on Anode in GMAW”, Trends in Welding Research, Proceedings of the 8th International Conference (2009) pp 417-423
- 20) T. Kataoka, R. Ikeda, K. Yasuda and M. Ono, Y. Hirata, “Effect of REM Addition of Wire on CO₂ Gas Shielded Arc Phenomenon”, Japan Welding Society, Vol.26, No.1 (2008) 37-41
- 21) T. Kataoka, R. Ikeda, K. Yasuda and K. Amano, ”Effect of micro alloying elements of wire on spatter generation in CO₂ arc welding”, Japan Welding Society, Vol.72, (2003) 80-81
- 22) 片岡, 池田, 小野, 安田 “正極性MAG溶接のアーク安定性におよぼすREM添加の影響”, 溶接学会全国大会講演概要(2005 秋)
- 23) T. Nakamura, K. Hiraoka and S. Zenitani, “Improvement of MIG welding stability in pure Ar shielding gas using small amount of oxygen and coaxial hybrid solid wire”, Science and Technology of Welding & Joining, Volume 13, Number 1, (2008-1) , pp. 25-32(8)
- 24) 田中, 田代, “溶接アークの熱的ピンチ効果に関する一考察”, 溶接学会論

文集，第 25 卷，第 2 号（2007） 336-342

- 25) M. Tanaka, S. Tashiro, T. Satoh, A. B. Murphy and J. J. Lowke, "Influence of shielding gas composition on arc properties in TIG welding", *Science and Technology of Welding and Joining*, Vol.13, No.3 (2008)
- 26) M. Ushio, K. Ikeuchi, M. Tanaka and T. Seto, "Effects of Shielding Gas Composition on Metal Transfer Phenomena in High Current GMA Welding", *Trans. JWRI*, Vol.22, No.1 (1993)
- 27) A.B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, T. Sato and J. J. Lowke, "Modelling of thermal plasmas for arc welding: the role of the shielding gas properties and of metal vapour", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009) 194006 (20pp)
- 28) M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel, M. Haessler, A. Spille-Kohoff and A. B. Murphy, "Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 434008 (11pp)
- 29) J. Haidar, "The dynamic effects of metal vapour in gas metal arc welding", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 165204 (11pp)
- 30) W.J. Greene, "An analysis of transfer in gas-shielded welding arcs", *Trans.AIEE*, Part2, 7(1960)
- 31) J.H. Waszink and L.H.J. Graat, "Experimental investigation of the forces acting on a drop of weld metal", *Welding Journal.*, Vol.62, No.4(1983)
- 32) S.W. Simpson, P. Zhu and M. Rados, "Study of the metal transfer process in gas metal arc welding", *IIW Doc.*212-870-94(1994)
- 33) W. Spraragen and B.A. Lengyel, "Physics of the Arc and the Transfer of Metal in Arc Welding", *Weld. J.*, Vol.22 (1943) pp.2s-42s
- 34) J.C. Amson, "Lorentz force in the molten tip of an arc electrode", *Brit. J. Appl. Phys.*, VOL. 16 (1965)
- 35) C.J. Allum, "Metal transfer in arc welding as a varicose instability : part1,part2", *J.Physics D : Applied Physics* 18 (1985)
- 36) J.W.S. Rayleigh, "The Theory of Sounds", Vol.2, Chap.XX, Dover
- 37) Chandrasekhar S., "Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability", Dover

- 38) G.S. Murty, "Instability of a conducting fluid cylinder in the presence of an axial current, a longitudinal magnetic field and a coaxial conducting cylinder", Band 19 nr 35
- 39) Y.S. Kim and T.W. Eager, "Analysis of Metal Transfer in Gas Metal Arc Welding", Weld. J. 76 (1993) 269s-78s
- 40) L.E. Cram, "A numerical model of droplet formation", Computational Tech. & Appl. (CTAC-83), Elsevier Science Publishers B.V. (1984) pp. 182-188.
- 41) S.W. Simpson and Peiyuan Zhu, "Formation of molten droplets at a consumable anode in an electric welding arc", J. Phys. D: Appl. Phys. 28 1594 (1995)
- 42) 丸尾 大, 平田 好則, 吉田 欣吾, "橋絡液柱の破断に要する電流値と通電時間 : 橋絡移行におけるピンチ力の効果(第 2 報)", 溶接学会論文集, 第 7 巻 4 号 (1989) pp.57-62.
- 43) H. Maruo and Y. Hirata, "Current and Time Required to Breakup a Conducting Liquid Bridge", IIW Doc.212-720-89. (1989)
- 44) 平田 好則, 安藤 直子, 長村 隆文, 恩田 雅彦, 黄地 尚義, "短絡移行現象の 3 次元解析モデルの開発", 溶接学会全国大会講演概要 73 (2003) pp. 182-183
- 45) Y. Hirata, N. Ando, T. Osamura, M. Onda and T. Ohji, "Development of 3D Numerical Model of Short-Circuiting Transfer Process in GMA Welding", IIW Doc.212-1034-03 (2003)
- 46) J. Haidar and J.J. Lowke, "Prediction of metal droplet formation in arc welding", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 29, no. 12 (1996) pp. 2951-2960.
- 47) J. Haidar, "An analysis of the formation of metal droplets in arc welding", J.Phys.D:Appl.Phys. 31 (1998) pp.1233-1244
- 48) H.G. Fan and R. Kovacevic, "A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode arc plasma and molten pool", Journal of Physics D: Applied Physics, 37 (2004) 2531-2544
- 49) G. Xu, J. Hu and H.L. Tsai, "Three-dimensional modeling of arc plasma and metal transfer in gas metal arc welding", International Journal of Heat and Mass

- Transfer, vol. 52, no. 7-8 (2009) pp. 1709–1724.
- 50) C.W. Hirt and B.D. Nichols, “Volume of Fluid (VOF) Method of the dynamics of free boundaries”, *Journal of Computational Physics*, vol. 39, no.1 (1981) pp. 201-225.
 - 51) D.B. Kothe, W.J. Rider, S.J. Mosso and J.S. Brock, “Volume tracking of interfaces having surface tension in two and three dimensions”, *AIAA 96-0859* (1996)
 - 52) 功刀資彰, “自由界面を含む多相流の直接数値解析法”, *日本機械学会論文集(B編)*, 63 巻 609 号 (1997) pp.1576-1584
 - 53) D.B. Kothe, R.C. Mjolsness, and M.D. Torrey, “RIPPLE : A Computer Program for Incompressible Flow with Free Surfaces”, *Los Alamos National Laboratory Report No.LA-12007-MS*, (1991)
 - 54) J.U. Brackbill, D.B. Kothe and C. Zemach, “A continuum method for modeling surface tension”, *Journal of Computational Physics*, vol. 100, no. 2 (1992) pp. 335-354.
 - 55) D.B. Kothe, W.J. Rider, S.J. Mosso, J.S. Brock, J.I. Hochstein, “Volume tracking of interfaces having surface tension in two and three dimensions”, *AIAA 34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV (1996)
 - 56) E.A. Boucher and M.J.B. Evans, “Pendent drop profiles and related capillary phenomena”, *Proc. R. Soc. Lond.*, A346 (1975)
 - 57) 日本金属学会編, “金属データブック“, 改訂 4 版, 丸善 (2004)
 - 58) X. Zhang , O.A. Basaran. : An experimental study of dynamics of drop formation, *Phys. Fluids*, Vol.7, No.6 (1995) pp.1184-1203
 - 59) B. Ambravaneswaran, E.D. Wilkes, and O.A. Basarana, “Drop formation from a capillary tube: Comparison of one-dimensional and two-dimensional analyses and occurrence of satellite drops”, *Phys. Fluids*, Vol.14, No.8 (2002) pp.2606-2621
 - 60) 国立天文台編, “理科年表”, 第 68 冊, 丸善 (1995)
 - 61) A.B. Murphy, ”Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air and oxygen-air plasmas”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol.15, No.2

(1995) 279-307

- 62) M. Tanaka and M. Ushio, "Observations of the anode boundary layer in free-burning argon arcs", J.Phys.D:Appl.Phys. 32 (1999) pp.906–912
- 63) He-Ping Li and M.S. Benilov, "Effect of a near-cathode sheath on heat transfer in high-pressure arc plasmas", J.Phys.D:Appl.Phys. 40 (2007) pp.2010–2017
- 64) J. Haidar, "Non-equilibrium modelling of transferred arcs", J.Phys.D:Appl.Phys. 32 (1999) pp.263–272
- 65) 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) pp.148–157
- 66) J.J. Lowke and M. Tanaka, "'LTE-diffusion approximation' for arc calculations", J.Phys.D:Appl.Phys. 39 (2006) pp.3634–3643
- 67) 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 GMAWprocess", J. Phys. D: Appl. Phys. 43 (2010) 434003 (9pp)
- 68) J. Menart and S. Malik, "Net emission coefficients for argon–iron thermal plasmas", J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 867–874
- 69) C.R. Wilke, "A Viscosity Equation for Gas Mixtures", The Journal of Chemical Physics, Vol.18, No.4 (1950)
- 70) K. Yamamoto, M. Tanaka, S. Tashiro, K. Nakata, K. Yamazaki, E. Yamamoto, K. Suzuki and A.B. Murphy, "Metal vapour behaviour in thermal plasma of gas tungsten arcs during welding", Science and Technology of Welding & Joining, Vol.13, No.6 (2008) pp.566-572

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

- 1) K. KADOTA and Y. HIRATA, “Numerical model of metal transfer using an electrically conductive liquid”, *Welding in the World*, 55 (2011)
- 2) 門田圭二, 平田好則, “溶滴移行現象の数値解析 ―グローバル移行/スプレー移行の臨界条件―”, 溶接学会論文集
- 3) 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

国際会議発表論文

- 1) K. Kadota and Y. Hirata, “Numerical Model of Conductive Liquid Transfer”, IIW Doc.212-1076-05, Comm.XII, SG212, Singapore, July (2009)

国際会議・シンポジウム等における発表

- 1) K. Kadota, Y. Hirata, “Study on Liquid Drop Transfer with Numerical Model”, International Welding Symposium organized by Japan Welding Society, Kyoto, Japan, November (2008)
- 2) K. Kadota and Y. Hirata, “Numerical Model of Conductive Liquid Transfer”, The 62nd International Institute of Welding (IIW) Annual Assembly, Joint Workshop of Comm.IV, Comm.XII, SG212, Singapore, July (2009)
- 3) K. Kadota and Y. Hirata, “Numerical Analysis the Influence of Arc shape on Metal Transfer process”, Visual-JW 2010, Osaka, Japan, November (2010)
- 4) K. Kadota and Y. Hirata, “Numerical Analysis of Metal Transfer in GMA Welding Taking into Consideration Metal Vapour with Using Unified Model”, ECO-MATE 2011, Osaka, Japan, November (2011)

国内学会等における発表

- 1) 門田圭二，平田好則，堀川直哉，” 溶滴移行現象のモデル解析”，平成 20 年度秋季溶接学会全国大会，9 月 (2008)
- 2) 門田圭二，平田好則，” パルス電流波形が溶滴移行に及ぼす影響／溶滴移行現象のモデル解析(2)”，平成 21 年度春季溶接学会全国大会，4 月 (2009)
- 3) 門田圭二，平田好則，” 簡易モデルの構築と評価－溶滴移行現象のモデル解析－”，平成 22 年度春季溶接学会全国大会，4 月 (2010)
- 4) 門田圭二，平田好則，” 溶滴・アーク統合モデルによる金属蒸気を考慮した GMA 溶接における溶滴移行のモデル解析”，平成 23 年度秋季溶接学会全国大会，9 月 (2011)

その他の発表

- 1) 門田圭二，平田好則，堀川直哉，” 溶滴移行現象に関する基礎的研究”，溶接アーク物理研究委員会，第 172 回，11 月 (2008)
- 2) 門田圭二，平田好則，” GMA 溶接における溶滴移行現象のモデル解析”，溶接法研究委員会，第 216 回，11 月 (2011)

