



# 1. アーク溶接におけるプラズマの特性

田代真一, 田中 学

大阪大学接合科学研究所

(原稿受付: 2012年4月12日)

アーク溶接は高融点金属であるタングステンまたは溶接ワイヤを電極として用い、これと材料との間に発生するアーク放電を介してアークプラズマを生成し、これを熱源として母材を溶融接合するプロセスである。本講座ではアークプラズマによる接合プロセスと題して、アーク溶接におけるプラズマの熱源特性の制御のための基本となる、プラズマ特性や電極現象、ならびに材料に生じる溶融池の現象について解説するとともに、プラズマと電極及び溶融池間での熱的・力学的相互作用等についても述べる。

## Keywords:

Joining, Welding, Arc plasma, Thermal plasma, Heat source, Transport property

### 1.1 はじめに

金属の接合法は、その機構によってリベットやボルト締めなどを使って部材をつなぐ「機械的締結」、のりや樹脂などによる「接着」、および材質的結合である「溶接」に大別される。溶接は金属同士を連続的に一体化する接合法であり、継手構造が簡単、材料の節減が可能で経済的、優れた機密性・水密性等の利点から、現在、接合技術の主流になっている。

アーク溶接はコストや汎用性の高さから最も広く用いられている溶接プロセスであり、非消耗電極を用いる Gas Tungsten Arc (GTA) 溶接と消耗電極を用いる Gas Metal Arc (GMA) 溶接に大別される。GTA 溶接は高融点金属であるタングステンを陰極として用い、陽極となる母材との間に発生するアーク放電を介してプラズマを生成し、これを熱源として母材を溶融接合するプロセスである。一方、GMA 溶接では、溶接ワイヤを陽極とし母材を陰極とする。アークプラズマにより溶接ワイヤは溶融し、ワイヤ端には溶滴が形成される。この溶滴が外力を受けてワイヤ端を離脱し、母材へと移行することにより溶接が行われるので、熱源となるプラズマの状態は、時間的・空間的に激しく変化することになる。この溶滴移行現象はアークプラズマの安定性を支配し、溶接品質にも強く影響を及ぼす。このため、アーク溶接プロセスの更なる高能率化および高品質化をめざし、アークプラズマの熱源特性の制御を目的とした研究が盛んに行われている。

本講座ではアークプラズマによる接合プロセスと題して、アーク溶接におけるプラズマの熱源特性の制御のための基本となる、プラズマ特性や電極現象、ならびに材料に生じる溶融池の現象について解説するとともに、プラズマと電極および溶融池間での熱的・力学的相互作用等につい

ても述べる。以下に本講座の構成を述べる。

1 回目ではアーク溶接におけるプラズマの特性について述べる。溶接施工時に溶接金属に窒素が混入した場合、ブローホールと呼ばれる気泡の発生や溶接金属の靱性低下といった問題が生じることから、アーク溶接では多くの場合、シールドガスと呼ばれるガスにより、大気からアークプラズマ及び溶融金属を遮へいしており、溶接金属の品質を確保する上で重要な役割を果たしている。これはプラズマの雰囲気ガスとなるため、アークプラズマの特性はこのシールドガスの物理的性質に強く依存することとなる。ここでは、アークプラズマの熱源特性を把握する上で不可欠な情報となるプラズマの温度分布の測定法について説明する。またこれに加えて、アークプラズマの熱源としての集中性等に強い影響を及ぼす熱的ピンチ効果[1]について触れるとともに、シールドガスの熱力学・輸送特性が熱源特性に及ぼす影響等についても述べる。

2 回目ではこのアークプラズマへの金属蒸気混入がプラズマ特性に及ぼす影響に焦点を絞り解説をする。アーク溶接では溶融池や溶接ワイヤ端に形成される溶滴から多量の金属蒸気が発生し、これがアークプラズマ中に混入することによりプラズマの電気伝導率や放射強度等が大きく変化し、プラズマ温度の低下をもたらすこととなる。その結果、材料への入熱特性にも強い影響を及ぼすことが明らかとなり[2]、近年特に注目を集めている。まず、金属蒸気濃度の計測法について説明し、続いてアークプラズマ中での金属蒸気の輸送現象ならびに金属蒸気の混入により生じるプラズマの温度低下等について述べる。また、金属蒸気がアークプラズマから周囲空間へと輸送される際に、冷却に伴い形成されるヒューム(ナノ・マイクロメートルサイズの微粒子)についても併せて紹介する。

Joining Process with Arc Plasma

1. Plasma Properties in Arc Welding

TASHIRO Shimichi and TANAKA Manabu

corresponding author's e-mail: tashiro@jwri.osaka-u.ac.jp

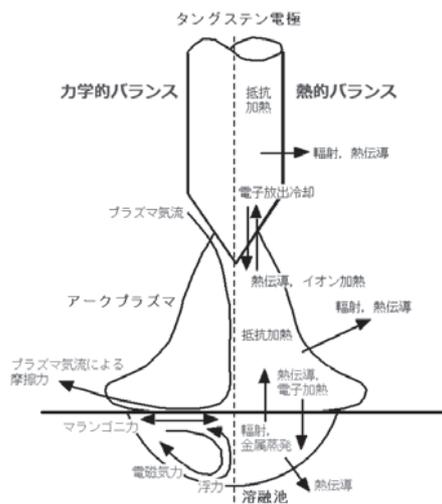


図1 GTA 溶接における力学的・熱的バランス。

3 回目では電極および溶融池の現象ならびにこれらとアークプラズマとの相互作用について述べる。図1はGTA 溶接における力学的・熱的バランスの概要を示したものである。非消耗電極を用いるGTA 溶接では、アークプラズマとの熱的バランスにより、電極の表面温度や実効仕事関数等が決まる[3]。これらは陰極点の熱電子放出特性に影響し、プラズマ中の電流密度の変化を通じて、プラズマの温度ならびに陰極先端近傍での電磁ピンチ力を駆動力としたプラズマ気流の速度に影響する。一方、消耗電極では特にワイヤ端の溶滴が離脱し材料へと移行する溶滴移行現象の安定性が重要となる。この溶滴の離脱は、プラズマ気流によるせん断力やアーク圧力等を介したアークプラズマとの力学的なバランスに影響を受け、シールドガスの物性や電流値等にも強く依存する。材料の溶け込み形状は、プラズマからの入熱に加え、溶融池対流による熱輸送現象に依存する。この溶融池対流の主な駆動力は、電磁力やマランゴニ力、プラズマ気流によるせん断力や浮力等であり[4]、中でも電磁力やせん断力(摩擦力)はプラズマの電流密度やプラズマ気流速により決まるため、要求される溶け込み形状を得るためにはプラズマ特性のコントロールが不可欠となる。近年では、以上のようなアークプラズマと電極および溶融池との相互作用についての数値シミュレーションによる研究が盛んに行われているため、これらも交えて紹介する。

## 1.2 アーク溶接におけるプラズマ温度分布測定

アーク溶接プロセスにおいては、アークプラズマからの入熱が母材の溶け込み形状等を直接的に支配するため、アークプラズマの温度分布の把握がプロセスの最適化を図る上で重要な鍵となる。

アーク溶接プロセスでは、アークプラズマと電極や材料表面間の遷移領域等を除いたアーク柱の大部分において、プラズマは局所熱平衡近似が成立するものと考えられており、プラズマの温度分布等の測定や電磁流体モデルを用いた解析には、負荷軽減のため、多くの場合この近似が用いられている。局所熱平衡近似とは、プラズマ中のすべての

反応速度が無限大と仮定でき、局所的に熱平衡が成立すると仮定するものである。この場合、電子温度、ガス温度などの温度がすべて等しいとすることができるほか、プラズマの輸送特性や熱力学特性、放射強度等は、温度と圧力のみ関数として扱うことができる。

アーク溶接でのプラズマ温度分布の測定には Fowler-Milne 法や二線相対強度比法、Boltzmann plot 法等が一般的に用いられている。ここではこれらの中から、局所熱平衡を仮定し、単一のスペクトルにより高温から低温領域まで比較的安定に温度測定が可能な測定法である Fowler-Milne 法について、アルゴンアークを例にとって説明する。

まず、図2に示す様に Saha の熱電離平衡式からプラズマの粒子組成を温度の関数として求める[5]。そして、アルゴン原子密度から線スペクトル放射強度 (ArI を利用する場合には波長 696.5 nm 等) を温度の関数として算出する。図3は正規化した単位体積あたりの放射強度を温度の関数として示したものであるが、約 15,000 K に放射強度のピークが生じることがわかる。これは、約 15,000 K 以下では温度の上昇に伴い一原子あたりの線スペクトル放射強度が増加するが、これ以上の温度では電離が進行し原子の数密度が低下するため放射強度が減少し、結果として約 15,000 K で放射強度がピークとなる。そして、測定した放射強度分布を正規化し、最大値である 1 となるポイントを見つけ、そのポイントでの温度が 15,000 K であるという仮定のもと、図3の関係から温度を決定していくことができる。

例として、我々の研究グループで実施したアークプラズマの温度分布の測定結果を紹介する[6]。前述のように、

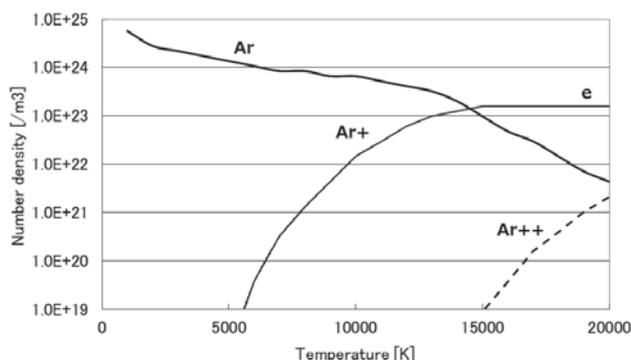


図2 アルゴンアークプラズマの粒子組成。

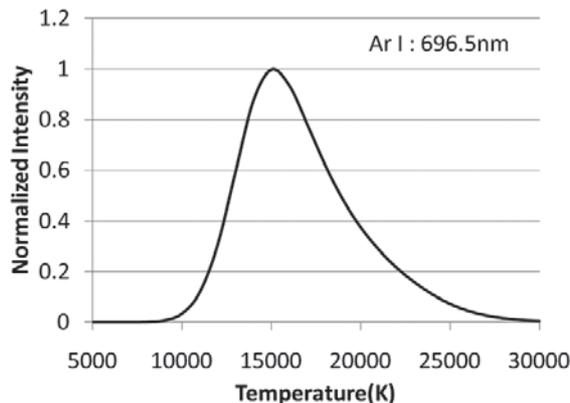


図3 アルゴン原子による放射強度の温度依存性。

高温となった溶接ワイヤの溶滴や溶融池の表面から発生する多量の金属蒸気のプラズマへの混入によって、電気伝導度等の物性値が著しく変化する。これがアークの温度低下等を引き起こし、さらには母材への入熱を低下させると考えられている。したがって、アーク溶接プロセスにおける熱輸送現象を正しく理解するためには、金属蒸気が溶接プロセスに及ぼす影響の解明が不可欠となる。この影響の検討のため、アークの温度分布および金属蒸気の濃度分布の測定を行った。金属蒸気の濃度分布を測定するために、アークから発せられる放射光の二つの波長の線スペクトル強度について、2次元分布を同時に撮影可能な実験装置を構築している。具体的には、アークからの放射光をスプリッターにより二つに分離して、それぞれを回折格子を用いて分光し、高速度ビデオカメラで撮影した。これらのうちのひとつで原子の線スペクトルを測定し、Fowler-Milne法によりアークの温度分布を求め、もうひとつで金属原子の線スペクトルを測定し、温度分布のデータに基づき金属蒸気の濃度分布を算出した。図4にシールドガスとして純アルゴンを用いたGMA溶接における、プラズマ温度分布および金属蒸気濃度分布の一例を示す。ここでは簡便さから軸対称分布を仮定し、アーベル変換処理を通じて観測視線方向の積分光量から単位体積あたりの放射強度に変換し、温度分布および濃度分布を算出している。測定の結果、数十Hzに及ぶ溶滴移行に伴うプラズマ温度分布および金属蒸気濃度分布の複雑な時間変化をとらえることに成功している。溶滴が溶接ワイヤ先端から離脱し母材へと移行していく過程において、特に溶接ワイヤの下部において金属蒸気濃度の増加が見られ、同領域ではプラズマ温度が大きく低下し、温度分布は低温の金属プラズマと、その周囲の高温のシールドガスプラズマのリング状二重構造となること

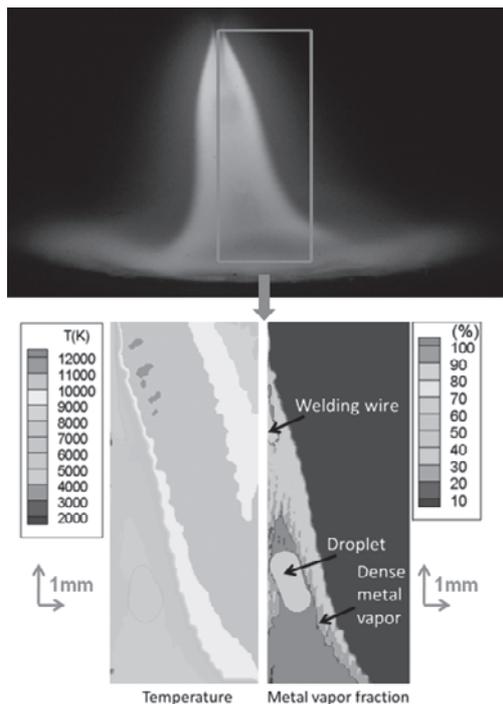


図4 GMA溶接における温度分布および金属蒸気濃度分布測定。

が明らかとなった。これは溶滴からの金属蒸気の混入がプラズマ温度の低下を介して母材への入熱に強い影響を及ぼしていることを示唆している。

上記のように、多くの研究では簡便さから軸対称分布を仮定している。しかしながら、実際の生産現場における溶接は、様々な複雑な継手形状に対して行われるほか、高効率化をめざして複数の電極により溶接が適用される等、アークの形状が非軸対称分布となるものが数多く存在する。

そこで小西らは、医療用CT(Computed Tomography)スキャンの原理を応用し、GTAの三次元温度分布を測定している[7]。これは、アーク軸に対して垂直な面上を検出器が走査し、多方向からの積分放射光量を計測し、逆問題として求めたい放射強度分布を再構成する手法である。図5に、カスプ型磁場を用いることでアークを楕円形状化し、非軸対称となったアークの三次元温度分布の測定結果の一例を示す。楕円形状化によりアーク溶接の高効率化を実現している。ArIスペクトル(波長696.5nm)を測定し、Fowler-Milne法を用いて温度を算出している。測定結果より、150Aのアークでは磁気制御により最高温度が約2,000K程度低下することが明らかとなった。

これらの例に見られるように、近年の測定技術の進歩により、複雑な空間構造を持ち激しく時間変化するようなアークプラズマに対しても温度分布の評価が可能となりつつある。

### 1.3 シールドガスの熱力学・輸送特性がアークの熱源特性に及ぼす影響

溶接施工時に溶接金属に窒素が混入した場合、ブローホールと呼ばれる気泡の発生や溶接金属の靱性低下といった問題が生じることから、アーク溶接では多くの場合、シールドガスにより、大気からアークプラズマおよび溶融金属を遮へいしている。これはプラズマの雰囲気ガスとなるため、アークプラズマの熱源特性は使用するシールドガスの熱力学・輸送特性に強く依存することとなる。

アーク溶接において、施工能率の向上を実現するためには、シールドガス組成の最適化を通じて熱的ピンチ効果(アークが緊縮する効果)を発現させ、熱の集中性の高いアークを生成することが求められる。シールドガス種としては、主にアルゴン、ヘリウム、水素、二酸化炭素等が用い

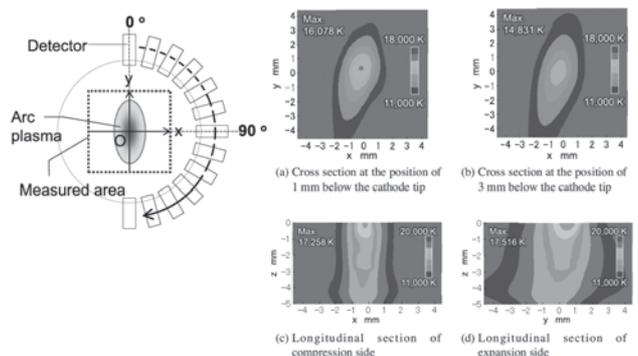


図5 カスプ型磁場による非軸対称GTAの3次元温度分布測定[7]。

られている。ここでは、シールドガス組成の最適化のための指針を得るために、数値シミュレーションによる仮想実験を通じて、シールドガスの熱力学・輸送特性がアークの熱源特性に及ぼす影響について検討した結果を紹介する。

ここでは、熱力学・輸送特性の中で比熱、熱伝導率および電気伝導率が熱源特性に及ぼす影響を個別に検討するため、我々の研究グループによるガスタングステンアークの軸対称2次元定常数値解析モデルを利用して、比熱のみが高い空想のアルゴンガスと熱伝導率のみが高い、または電気伝導率のみ低い空想のアルゴンガスをシールドガスに使用した場合のアーク形態を仮想実験により観察してみた。用いた支配方程式、仮定、境界条件、繰り返し計算手法等の数値解析方法については、文献に詳しく説明されているため[4]、本講座では省略する。

図6は大気圧における各種ガスの(a)比熱と(b)熱伝導率、(c)電気伝導率の温度依存性を示したものであり、ともに文献値をもとに整理してまとめたものである[5]。ガスの熱力学・輸送特性にはガス分子の電離電圧が大きな影響を与えるが、それ以外にもガス分子の質量、ガス分子が多原子分子であるならば解離電圧、原子数や分子構造なども重要な因子になる。

アーク溶接の最も一般的なシールドガスであるアルゴンと比較すると、熱伝導率では、水素とヘリウムが大きいですが、主として分子の質量および半径が小さいため熱速度と平均自由行程が大きくなることに起因している。

一方、比熱においては、ヘリウムは質量が小さいために見掛けの比熱が大きくなっているが、炭酸ガスに代表されるように、単原子分子に比べて多原子分子は解離反応の他に分子の振動や回転のエネルギーも加わるため比熱が大きくなる。比熱と熱伝導率を10,000 K程度までの温度範囲で見ると、アルゴンに比べて、比熱では炭酸ガスの場合に最大で約10倍、熱伝導率では水素の場合に最大で約100倍になることがわかる。

ヘリウムの電気伝導率はアルゴンばかりでなく、他の多原子分子ガスの電気伝導率に比べても圧倒的に小さいこと

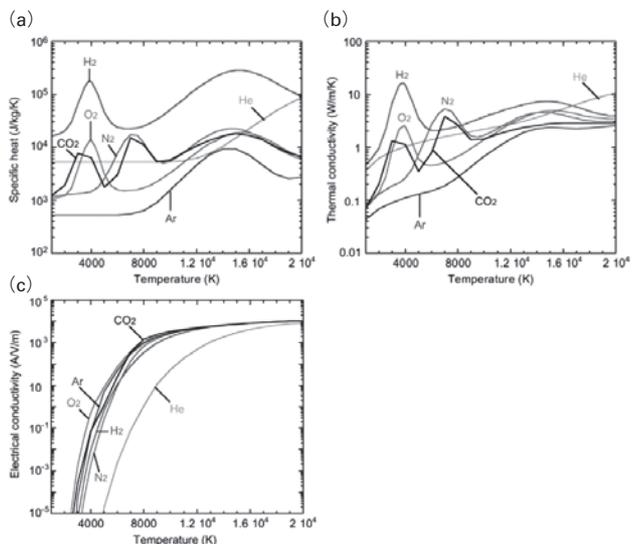


図6 各種プラズマの熱力学・輸送特性。

がわかる。この理由は、ヘリウムの電離電圧が24.48 eVであり、他の分子の電離電圧（例えばアルゴンでは15.76 eV）に比べて非常に大きく、ヘリウムが電離しにくいことに起因したものである。

図7は空想した(a)比熱と(b)熱伝導率を示したものである。比熱は9,000 K以下をヘリウムの比熱、9,000 K以上を炭酸ガスの比熱に等しくさせた。熱伝導率はヘリウムのそれに等しくさせた。なお、密度、電気伝導率、粘性などの他の物性値はアルゴンのままである。

図8はそれぞれ(a)通常アルゴンおよび(b)比熱のみが高い場合、(c)熱伝導率のみが高い場合、(d)電気伝導率のみが低い場合の温度場と流れ場を示している。アーク電流150 Aおよびアーク長5 mmはともに一定とし、母材に水冷銅板を想定した。

仮想実験により、比熱が高い場合にアーク柱が著しく緊縮していることがわかる。通常アルゴンアークでは、プラズマの最高温度が17,000 K、タングステン電極からアーク中心部を通って銅陽極表面に向かって流れるプラズマ気流の流速が最大で217 m/sになっている。また、陰極先端より2 mmの位置におけるアーク柱径(3,000 Kの等温線に相当)は約10 mmである。同じ位置での比熱が高い場合の

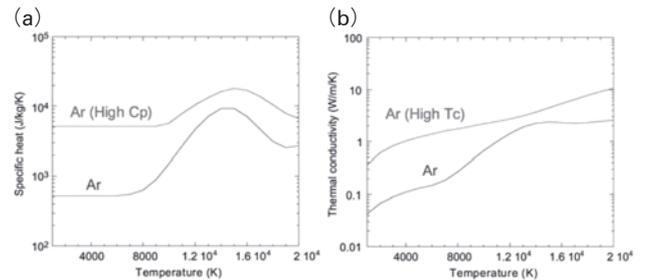


図7 仮想プラズマの熱力学・輸送特性。

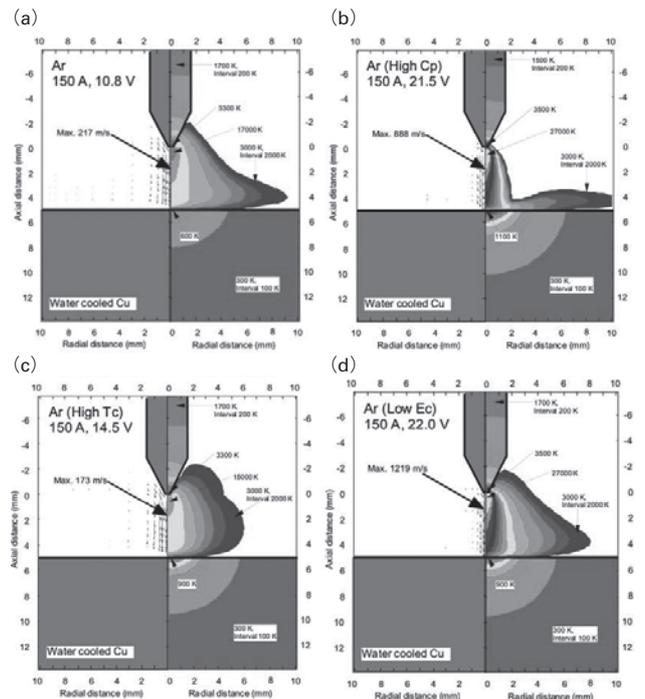


図8 仮想プラズマの温度・速度分布[1]。

アーク柱径は約 3.5 mm とアークが緊縮し、プラズマ気流速度と中心部のプラズマ温度が上昇し、流速は最大で 888 m/s に達するとともに温度は 27,000 K に達している。

一方、熱伝導率が高い場合、アーク柱は逆に膨張していることがわかる。同様に陰極先端より 2 mm の位置におけるアーク柱径は約 12 mm になっている。アークが広がった分、プラズマ気流速度と中心部のプラズマ温度が低下し、速度は 173 m/s に低下するとともに温度も 15,000 K に低下している。

以上のように、数値計算シミュレーションによる仮想実験を通じた簡単な考察によると、アークにおける熱的ピンチ効果は、主としてシールドガスが有する物性の中で熱伝導率よりも比熱の大きさに関わるということがわかる。比熱が大きい場合、アーク周辺への熱拡散が小さくなるためにアーク電流の通電経路が高温となるアークプラズマの中心付近に制限される。このため、電磁ピンチ効果が大きくなり誘起されるプラズマ気流が増大し、対流に伴う熱損失によるアークプラズマの冷却が促進される。この結果として、アーク柱の緊縮が生じるが、それが熱的ピンチ効果の本質である、と整理することができる。一方、シールドガスの熱伝導率の高さは、外方向へのアークの拡がりの他に、タングステン電極先端部における高温部の拡がりをもたらす。このため、電極先端部の熱電子放出が可能な面積が増加することによりアークのルート部が拡大し、電極近傍での電流密度が低下することから電磁ピンチ効果が弱くなる。結果的にプラズマ気流の運動量が小さくなり、アーク圧力すなわちアークから母材への圧力が小さいソフトな熱源を生む働きをすると考えられる。

続いて、電気伝導率のみが低い空想のアルゴンガスをシールドガスに使用した場合のアーク形態を仮想実験した。なお、電気伝導率は図 6 に示したヘリウムのそれに等しくさせた。図に見るように、アーク柱の中心部全域にわたって高温域が陽極近傍まで到達し、その最高温度が 27,000 K に達していることがわかる。電気伝導率が低い場合も、比熱が高い場合と同様に、プラズマ中央部の高温領域にのみ十分な電子が存在可能となり、結果的にアーク電流が中央部に集中して熱の集中度が高くなる。

図 9 はそれぞれ、現実の (a)ヘリウムおよび (b)炭酸ガスをシールドガスとして使用した場合のガスタングステンアークの数値計算結果である。

ヘリウムアークについては、電離しにくいという広義な意味での熱的ピンチ効果によって、アークの通電経路が緊縮し、高い熱伝導率によってアークプラズマのフレームが広がっている、ということが出来る。なお、ヘリウムアークの場合、アーク圧力が小さくなることが実験的によく知られている。

比熱の大きい炭酸ガスをシールドガスとして使用した場合、炭酸ガスは  $\text{CO}_2$  から  $\text{CO}$  と  $\text{O}$  への解離、さらに  $\text{CO}$  から  $\text{C}$  と  $\text{O}$  への解離があるので、それぞれ 3,000 K 付近と 7,000 K 付近に熱解離頻度のピークが存在する。このため、図 6 に見るように、それぞれの温度域に比熱のピークが現れる。この比熱の大きさが、通常のアルゴンアークに

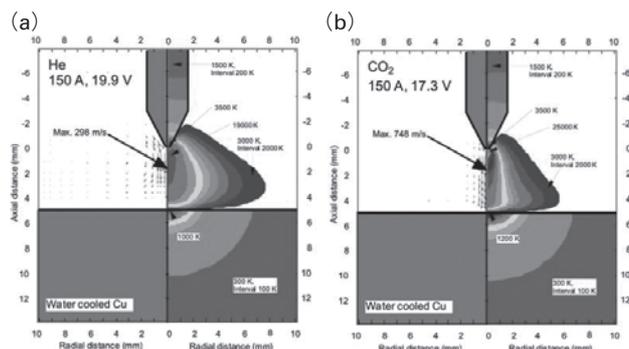


図 9 ヘリウムおよび炭酸ガスプラズマの温度・速度分布。

比べてアークを明らかに緊縮させる。プラズマ気流速度は最大で 748 m/s に達するとともにプラズマ最高温度も 25,000 K に達している。しかしながら、この炭酸ガスアークは比熱のみが高い空想のシールドガスを使用したガスタングステンアークに比べて熱的ピンチ効果が小さい。この主たる理由は、図 6 に示す現実のガスにおいて、比熱の大きいものは熱伝導率も大きくなるためである。ガスの熱伝導率の高さは外方向へのアークの拡がりを助長するため、比熱の大きさによるアークのピンチ効果との相互バランスによって炭酸ガスアークのフレームが形成されている。

さて、いわゆる熱伝導型の熱的ピンチ効果は、プラズマアークやプラズマジェットで観察されるように、ガスではなく固体の水冷ノズルによって器壁安定化された場合である。また、アークプラズマ中への金属蒸気の混入によって放射損失が増加するが、混入率によっては放射によるアークプラズマの熱損失が非常に大きくなり、アークが緊縮する場合のあることが同様の仮想実験により指摘されている [2]。これは放射型の熱的ピンチ効果として捉えることができる。

以上のように、数値シミュレーションによる仮想実験を通じて、シールドガスの熱力学・輸送特性のうち、特に比熱が大きい場合および電気伝導率が小さい場合、アークが熱的ピンチ効果により緊縮し、その熱の集中度が上昇することが確認された。2011年の本誌小特集 [8] では、本知見に基づいて、混合ガス組成の設計を行った例について紹介しているので、そちらについても参考にさせていただきたい。

## 参考文献

- [1] 田中 学, 田代真一: 溶接学会論文集 25, 336 (2007).
- [2] S. Tashiro *et al.*, Science and Technology of Welding and Joining. 12, 208 (2007).
- [3] M. Tanaka *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. 38, 29 (2005).
- [4] M. Tanaka *et al.*, Plasma Chemistry and Plasma Processing 23, 585 (2003)
- [5] M.I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender, *Thermal Plasmas*, Vol. 1 (Plenum Press, New York, 1994).
- [6] M. Tanaka *et al.*, 64th Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), (2011), IIW Doc. 212-1194-11.
- [7] 小西貴也 他: 溶接学会論文集 29, 274 (2011).
- [8] 田中 学, 田代真一: プラズマ・核融合学会誌 87, 522 (2011).



## 2. アークプラズマへの金属蒸気混入の影響

田代真一, 田中 学

大阪大学接合科学研究所

(原稿受付日: 2012年5月24日)

アーク溶接では溶融池や溶接ワイヤ端に形成される溶滴から多量の金属蒸気が発生し、これがアークプラズマ中に混入することにより、プラズマ物性の変化を通じてプラズマ温度分布等が大きく変化する。その結果、材料への入熱特性にも強い影響を及ぼすことが明らかとなり、近年特に注目を集めている。講座2回目ではこのアークプラズマへの金属蒸気混入の影響に焦点を絞り解説をする。まず、金属蒸気濃度分布の計測法について説明し、続いてアークプラズマ中での金属蒸気の輸送現象ならびに金属蒸気の混入により生じるプラズマの温度低下等について述べる。また、金属蒸気がアークプラズマから周囲空間へと輸送される際に、冷却に伴い形成されるヒューム（ナノ・マイクロメートルサイズの微粒子）についても併せて紹介する。

### Keywords:

Joining, Welding, Arc plasma, Thermal plasma, Heat source, Metal vapor, Fume

### 2.1 アークプラズマへの金属蒸気混入の影響

近年の数値解析の進歩は、溶接アーク現象の定量的な理解に大きく貢献している。特に、GTA溶接では、完成度の高い数値解析モデルが登場し、熱・物質輸送やそれに伴う溶込み形状など、生じる現象を精度よく予測できるまでに至ってきた[1]。しかしながら、GMA溶接では、いまだに十分な数値解析モデルがなく、実際の現象に対して矛盾のない解析結果は得られていない。これは、消耗電極である溶接ワイヤ端での溶融、溶滴形成、溶滴離脱、といった一連の溶滴移行現象が複雑であることと、ワイヤ端で発生する金属蒸気がプラズマ気流によってアークプラズマ中心部に輸送されることにより、アークプラズマの状態が大きく変貌することにある。後者の金属蒸気の発生については、当然、GTA溶接においても見られる現象であるが、非消耗電極式のGTA溶接では、基本的に、金属蒸気の発生が溶融池表面からのみに限定される上、発生する金属蒸気が上流側からのプラズマ気流によって溶融池表面に沿って吐き出されるため、アークプラズマへ侵入する金属蒸気量が少なく、その影響は小さい。このため、数値解析モデルの中に金属蒸気を考慮に入れずとも、数値解析結果は実際の現象を十分に捉えることができた。一方、GMA溶接では、アークプラズマ中心部への金属蒸気の侵入がプラズマの放射損失、温度分布、電子密度分布、電流密度分布、入熱密度分布などを大きく変貌させ、最終的には、溶接熱源として重要な熱効率を大きく変化させていることが容易に推察される。

H. Ton[2]は実験観察を通してGMAにおけるアーク軸近傍の温度が金属蒸気存在によって周囲に比べて低下している可能性を提案したが、溶滴移行が観察の障害となるこ

とから最近までこの現象は確認されてこなかった。近年、S. Zielinska[3]らは包括的な実験的研究によりGMAのプラズマ温度を測定し、Tonの提案した低温領域の存在を確認した。S. Zielinskaらは、アークのプラズマ温度はアーク軸から離れた位置にてピークとなり、最大約13,000 Kとなることを見出した。また、アーク中心領域では7,000 K程度にまで温度低下することを明らかにした。同時にアーク中心領域において金属蒸気存在を確認するものの、定量的な濃度の同定には至っていない。ごく最近、M.E. Rouffet[4]らは、Boltzmann plot法により実験的にアーク軸近傍の温度を約8,000 Kとなることを示し、これまでの推測をより確実なものとした。さらに、同時に金属蒸気の定量的な濃度の同定に成功し、アーク中心領域において金属蒸気濃度(モル)が約70%に達することを示した。しかしながら、これまでの実験におけるアークの温度分布測定結果は、測定装置の制約上、アーク柱のある高さの半径方向分布のみであり、未だにGMAの全体像が捉えられていない。

そこで本講座では、高速度画像分光法を用いたアークプラズマの動的な温度分布と金属蒸気濃度の動的な濃度分布の測定を行うとともに、数値シミュレーションも併せて実施し、溶滴移行現象を伴うGMA溶接における金属蒸気挙動の解明を試みた最新の研究成果[5, 6]を紹介する。

#### 2.1.1 金属蒸気プラズマの実験観察方法

本研究で使用した実験装置の概略図を図1に示す。装置はGMAトーチ、インバータ電源、ワイヤ送給装置、分光器2台、高速度ビデオカメラ2台、PCから構成されている。

本研究で用いた分光器は、チェルニ・ターナー式であり、2400本/mmの回折格子によって波長分解能0.6 nmを達成している。求めた光の強度の分布を、アーベル変換処

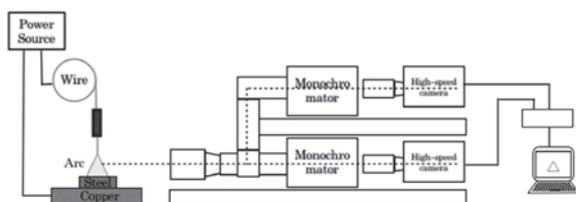


図1 実験装置構成.

理した後、Fowler-Milne 法や二線強度比法からセル（高速デジタルビデオカメラの画素に相当）ごとの温度データとして導出した[7]。一方、金属蒸気濃度は次のように導出された。プラズマ温度分布が既知となっているので、一旦、FeI (538 nm) の線スペクトル強度分布から相対濃度分布を導出した。その後、別途、95%アルゴン+5%水素の混合シールドガスを用いてGMA溶接を行い、水素原子のH $\beta$ 線(486.1 nm)によるStark 拡がりから、アーク中心軸上のある点における電子密度の時間平均値を求めた。この電子密度と同じ空間位置における時間平均されたプラズマ温度の関係から局所熱平衡を仮定することによって、その位置における鉄蒸気の時間平均濃度が算出される。その数値を基に、GMA全体にわたる鉄蒸気の相対濃度分布から絶対濃度分布へ変換した。なお、高速度ビデオカメラによる撮影条件としては、2000コマ/秒の撮影速度で撮影し、シャッター速度も撮影速度と同じく2000コマ/秒とした。

本実験では、ワイヤチップから母材までの距離を25 mmとした。陽極には純鉄ワイヤ(1.2 mm径)、陰極にはSS400銅板を用いた。溶接電流はパルス溶接電流とし、ピーク電流を450 A、ベース電流を50 A、平均溶接電流を250 Aとした。また、アーク電圧を35 Vとした。これにより1パルス1溶滴移行となるようにした。シールドガスは純アルゴンとし、そのガス流量は20 l/minとした。

### 2.1.2 プラズマ温度分布

図2に分光器を用いずに高速度ビデオカメラによって撮影されたGMA外観の動画の一例を示す。溶接ワイヤと溶融池間に発生したアークプラズマは、アーク軸付近では輝度の高い青色の発光となるが、その周囲では輝度の低いやや赤色の発光となることがわかる。これはアーク軸付近のプラズマには強い紫外光を発する金属蒸気が高い濃度で混入し、その周囲を覆うようにアルゴンプラズマが存在していることを示唆している。また、溶接ワイヤ直下に球状の溶滴が形成され、これが溶融池へと移行していく様子が確認できる。

図3に図2において測定領域と記された領域のArI (696 nm)の線スペクトル強度分布とFeI (538 nm)の線スペクトル強度分布、ならびにFowler-Milne法によって同定された温度分布の動的変化を示す。0 msから1.5 msにかけてはベース電流の様子を示しており、2.0 msから4.5 msにかけてはピーク電流の様子を示しており、5.0 msにおいて再びベース電流のときの様子を示している。ベース電流での温度は中心軸近傍で3,000 Kから5,000 K程度に分布しており、周辺部では6,000 Kから8,000 K程度に分布していることがわかる。ピーク電流においては、アーク中心軸近傍で

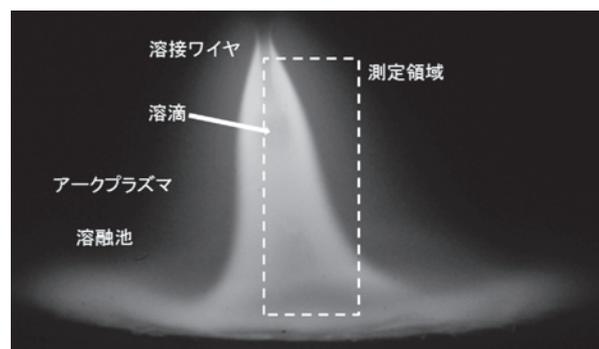


図2 GMA外観.

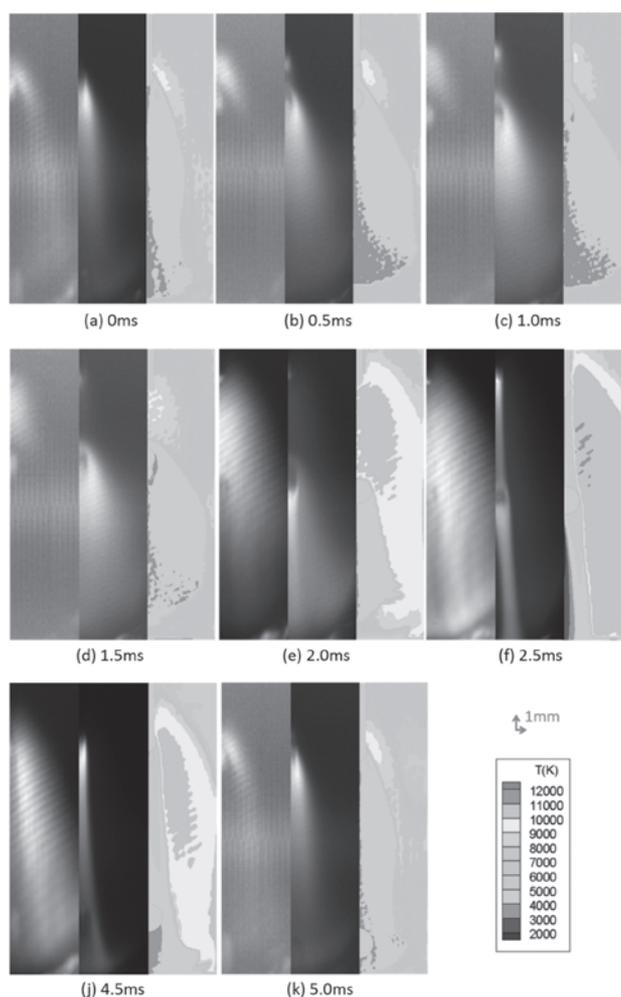


図3 (左)ArI (696 nm)線スペクトル強度分布、(中央)FeI (538 nm)線スペクトル強度分布および(右)アークプラズマ温度分布。

の温度分布は4,000 Kから7,000 K程度に分布しており、周辺部においては温度分布は10,000 Kから12,000 Kとなっている。これにより、M.E. Rouffet[4]らによって示されたアーク中心部の温度低下が確認されるとともに、溶滴移行現象を伴うGMA溶接の動的な温度分布の全体像が示された。溶滴移行や溶接電流値の変動に併せてプラズマ温度も変動するものの、GMAは中心部の低温域と周辺部の高温域の二つの領域に明確に分離されることが明らかになった。

### 2.1.3 プラズマ中の金属蒸気挙動

図4に図3と同じ時間帯における ArI (696 nm) の線スペクトル強度分布と FeI (538 nm) の線スペクトル強度分布、ならびに鉄蒸気濃度分布の動的变化を示す。0 ms から 1.5 ms のベース電流期間には、電磁的ピンチ効果によって誘起されるプラズマ気流の速度が遅く、プラズマ気流による希釈効果が弱められるため、鉄蒸気濃度が100%近くに達しており、アーク中心部は鉄蒸気プラズマ化している。一方、2.0 ms からピーク電流に切り替わると、ワイヤ端の溶融金属表面から発生する鉄蒸気量が增大するものの、プラズマ気流の速度が上昇するため、プラズマ気流による希釈効果が強まり、結果的にアーク中心部の鉄蒸気濃度が

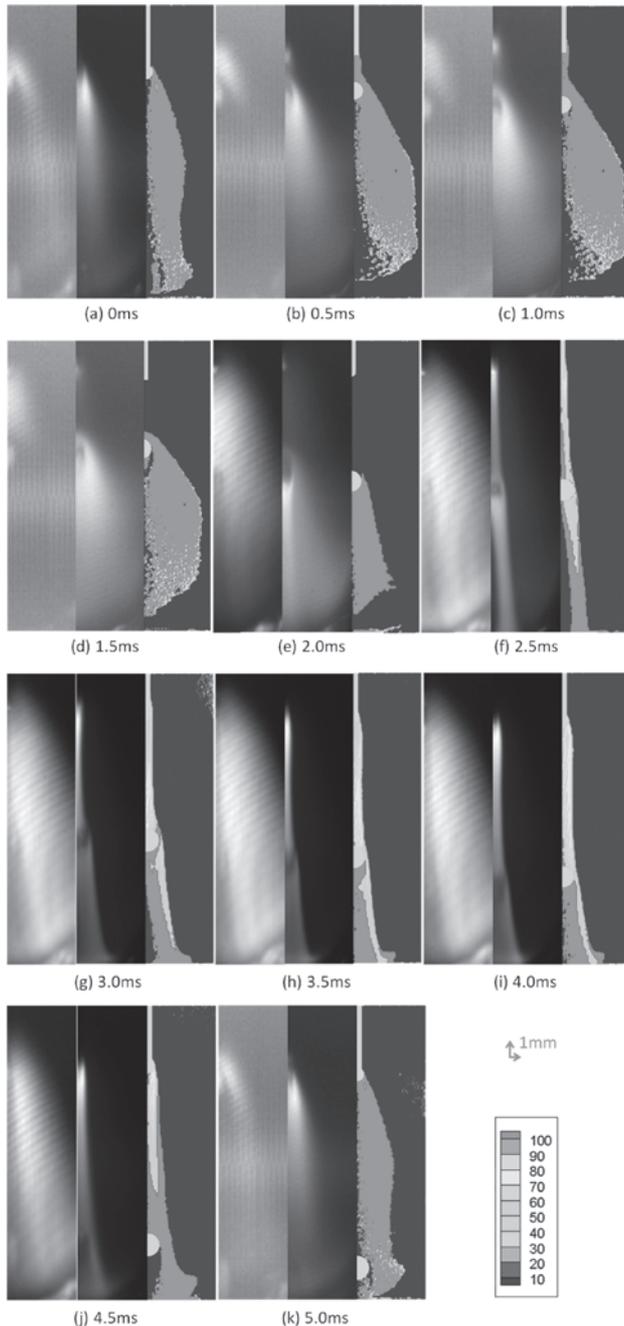


図4 (左)ArI (696 nm) 線スペクトル強度分布, (中央) FeI (538 nm) 線スペクトル強度分布および (右) 鉄蒸気濃度分布.

50%程度まで低下する。しかしながら、アーク柱内を移行中の溶滴が存在するため、飛行中の溶滴より下流側、つまり、溶滴と母材溶融池の間では、鉄蒸気濃度は100%近くに達する高濃度のまま保存される。これは、高速のプラズマ気流の流れが溶滴によって阻害されるため、溶滴より下流側ではプラズマ気流の速度が低下し、結果的にプラズマ気流による希釈効果が及ばず、溶滴からの持続的な鉄蒸気の発生と相まって、鉄蒸気が高濃度のまま維持されるものと考えられる。さらに、5.0 ms において再びベース電流に切り替わるが、プラズマ気流の速度の低下によって急激にプラズマ気流による希釈効果が弱まるため、アーク柱の中心部全体が再び100%近くに達する高濃度の鉄蒸気プラズマとなる。

以上をまとめると、溶接ワイヤ端近傍で誘起されるプラズマ気流は、アーク中心軸を通して、溶融池表面で方向を変えた後、溶融池表面に沿ってアーク外側に吐き出される。この高速のプラズマ気流の流れに沿って、ワイヤ端溶融部から蒸発した鉄蒸気が流束となってアーク中心部に輸送される。その濃度は、プラズマ気流の速度に依存し、パルス溶接電流の場合、ベース電流期間ではプラズマ気流の希釈効果が弱まるため100%近くに達し、一方、ピーク電流期間では希釈効果が強まるため50%程度になる。また、プラズマ中に溶滴が存在する場合、溶滴の下流側ではプラズマ気流の流れが阻害されるため、希釈効果が弱まり、鉄蒸気濃度が高濃度化する。

プラズマ温度としては、鉄蒸気濃度の増加とともにプラズマ温度が低下する。すなわち、アークプラズマ中を輸送する鉄蒸气流束の存在領域においてプラズマ温度が低下し、ベース電流期間ではアーク中心軸近傍で 3,000 K から 5,000 K 程度まで低下するのに対し、その周辺部では 6,000 K から 8,000 K 程度になっている。ピーク電流期間では、アーク中心軸近傍で 4,000 K から 7,000 K 程度であるものが、その周辺部において 10,000 K から 12,000 K に達している。

したがって、GMA 溶接では、図5に示すように、アーク

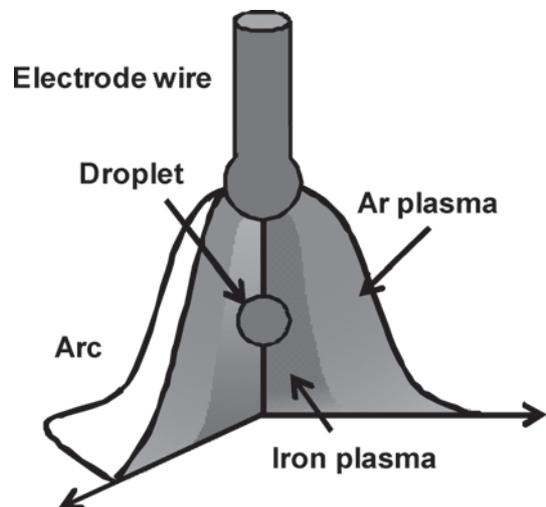


図5 GMA 構造の模式図.

プラズマ中の金属蒸気の影響により、プラズマ中は低温中心部の金属蒸気プラズマ領域と高温周辺部のシールドガスプラズマ領域の二重構造になっていることが実験的に明らかになった。

#### 2.1.4 数値シミュレーションによるプラズマ温度低下メカニズムの検討

続いて、実験観察より明らかとなったアーク軸付近でのプラズマ温度低下のメカニズムを検討するため、数値シミュレーションによる仮想実験を実施した。図6は、軸対称2次元で定常状態を仮定した、純アルゴン雰囲気におけるGMAの金属蒸気濃度分布の計算結果である。具体的な計算手法については、参考文献[6]にて詳しく述べられている。金属蒸気濃度分布に及ぼす各蒸発源の影響を個別に検討するために、(a)溶接ワイヤおよび溶融池からの蒸発を仮定した場合、(b)金属蒸気の蒸発がない場合、(c)溶接ワイヤからのみ蒸発がある場合、(d)溶融池からのみ蒸発がある場合の4条件について計算を行った。

金属蒸気源が「ない」場合には、当然ながら、アークプラズマ中での金属蒸気は皆無である。また、金属蒸気源が「溶融池のみ」である場合には、金属蒸気がアークプラズマ中へ混入するもの、その発生が高速のプラズマ気流の下流域にあたるため、金属蒸気が溶融池表面に沿ってアーク外周域へ排出されるため、アーク中心部まで混入しないことを示している。一方、金属蒸気源が「電極先端のみ」にある場合、金属蒸気の発生がプラズマ気流の上流側に位置するため、プラズマ気流の流れに沿って金属蒸気がアーク中心部へ流入することが明かに理解できる。当然ながら、通常のGMAを想定した、金属蒸気源が「電極先端および溶融池」の場合、主として電極先端からプラズマ気流に乗って輸送される金属蒸気がアーク中心部へ混入していることがわかる。

図7は、図6と同じ計算によって得られたプラズマ温度分布である。図から明らかなように、金属蒸気がアーク中心部に混入した場合にのみ、実験結果で明らかになったように、低温の中心部と高温の周辺部からなる二重構造のGMAになることがわかる。これは、金属蒸気が混入することによりプラズマからの輻射損失が増大し、金属蒸気が存在するアーク中心部において、「放射冷却」が生じるためである[8,9]。この効果については、既にSchnick[10]によって予測されていたものであり、あらためて実験と数値計算を通じて本研究によって確認された。

## 2.2 金属蒸気からのヒュームの生成

前述のようにアーク溶接においては、溶接ワイヤ先端部の溶滴や母材の溶融池表面より、高温の金属蒸気が発生する[11]。これが周囲空間へと放出される過程において、場合によっては酸化を伴いながら、急激に冷却固化され、粒径数nm~100nm程度の極めて微細な一次粒子(ナノ粒子)が形成される。更にその一部は凝集し、粒径が最大で数 $\mu\text{m}$ 程度となる二次粒子(クラスター)が形成され、アーク溶接部から煙状となって放出される[12]。このような微細な鉍物性粉塵はJIS規格では溶接ヒューム、または単にヒュー

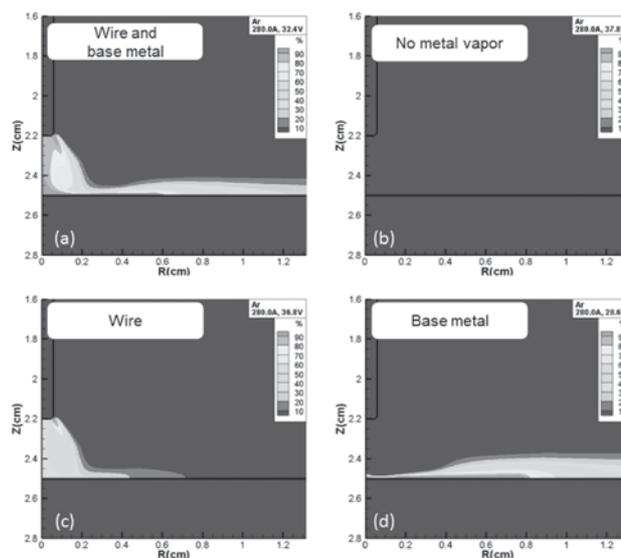


図6 金属蒸気濃度分布。

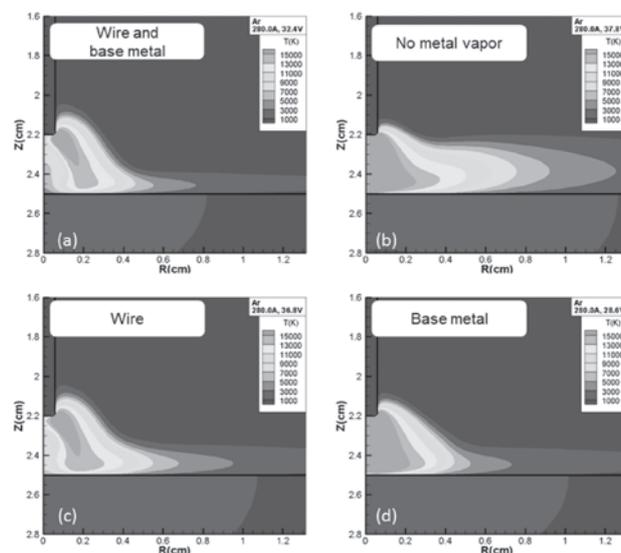


図7 プラズマ温度分布。

ムとして定義されている。

ここではまず第一にヒュームの発生量の低減が最も大事な課題となるが、これに加えて、ヒュームの組成は吸引した際の人体に対する危険性に強く影響するほか、ヒュームの形態や大きさの制御についても防じんマスク等による捕集効率を向上させる上で重要である。これまでのヒュームの研究報告は、実施工での利用率の高さからGMA溶接を主な対象としその溶接条件とヒュームの発生量や組成との関係を明らかにしたものが大部分を占めている。

例えば、菅らはアーク溶接中のヒュームの発生状況を高速カメラにより観察し、溶滴等から蒸発した金属蒸気がプラズマ気流によりアーク柱下部から大気中に放出され、酸化を伴い冷却凝縮してヒュームを生じることを定性的に説明し、さらに溶融池からの金属蒸気の発生量よりも溶滴からのものが多いことを示した[12]。Jenkinsらは、GMA溶接や被覆アーク溶接におけるヒュームの組成を、エネルギー

ギー分散型 X 線分光分析 (EDS) を用いて測定した結果について報告している [13]. また, Bosworth らは GMA 溶接における溶滴サイズがヒュームの生成レートに及ぼす影響を明らかにしている [14]. しかしながら, これらの多くは実験観察によるものであり, ヒュームの生成機構の理論的な解明にまで踏み込んだ研究はほとんどみられない. なぜなら, ヒュームの生成機構を明らかにするためには, 電極やアークと溶融池の相互作用の理解に基づいた定量的な検討が不可欠であるが, GMA 溶接は溶滴移行を含む極めて複雑なプロセスであり, 未だ十分な理解が得られていないためである.

ヒュームの生成機構の理論的な解明には, まずは最初の取り組みとして, 比較的機構がシンプルな GTA 溶接を対象とすることが望ましいものと考えられる. 近年, GTA 溶接における電極やアーク及び溶融池を相互干渉する総合的なシステムとして捉え, 数値シミュレーションにより溶融池の形成機構を解明しようとする試みが盛んになされている. 田中らは, アークと溶融池の熱的・力学的な相互作用を考慮し, その形成機構を詳細に明らかにしている [15]. 山本らや森らは, このモデルを発展させて, 溶融池からの金属蒸気の蒸発や, アーク中での拡散機構についても検討を加えている [16, 17]. しかしながら, さらに踏み込んでアーク中の金属蒸気からのヒュームの生成機構について明らかにした研究報告は未だ少ないのが現状である. 近年はじめて金属蒸気の蒸発からヒューム生成に到る一連のプロセスを統一的に数値解析し, その理論的な解明を試みた成果が報告された [18, 19]. このヒュームの生成機構を理論的に明らかにすることができれば, その生成過程の可視化を通じて, ヒュームの形態や大きさの制御まで踏み込むことが可能となるものと期待できる.

本講座ではアーク溶接における金属蒸気の蒸発から, これを原料とした核生成の発生 [20], 凝縮 [21], 凝集等を介してヒュームが生成されるまでの一連のプロセスを扱うことが可能な統合数値解析モデルを開発し, これを用いてヒューム生成メカニズムの解明を試みた最新の研究成果 [18, 19] を紹介する.

### 2.2.1 数値シミュレーションによるヒューム生成メカニズムの検討

ここでは, 産業用ナノ粒子の分野で用いられるナノ粒子生成モデルをベースとし, これに新たに開発したヒュームの形態を扱うことが可能な凝集モデルを組み込むことによりヒューム生成モデルを構築している. これと従来の GTA 溶接モデル [16] およびこれをベースに開発された簡易 GMA 溶接モデルとの連成を図ることにより, アークの運転条件の設定から金属蒸気の発生, ならびにヒュームの発生・成長に至る一連のプロセスの総合的な数値解析を行ったものである. そして, 数値解析によりヒュームの形態を可視化し, 実験結果との比較検討を通じて, ヒューム生成機構の理論的な解明を試みている.

GTA 溶接および GMA 溶接モデルに溶接条件を与えて, 溶融池や溶滴から蒸発しアークプラズマ中を拡散する金属蒸気の濃度分布と, 核生成が生じる領域での冷却速度

を求め, これをヒューム生成モデルの計算条件として与えることにより, ヒュームの生成機構を検討する.

はじめに, GTA 溶接モデルを用いた場合の解析結果を紹介する [18]. シールドガス組成は純ヘリウム, 電流値は 200 A を仮定している. 図 8 に温度分布および金属蒸気濃度分布を示す. 図中に白線で示した, 核生成域近傍における平均冷却速度および平均金属蒸気分圧は, それぞれ  $3.43 \times 10^5$  K/s および 169 Pa となった. 冷却に伴い, 約 1,500 K にて均一核生成により多くの一次粒子に生成され, その直後から不均一凝縮により粒子径が成長した. さらに粒子間の衝突により凝集が生じ, 二次粒子が生成された.

図 9 は, 二次粒子が温度低下に伴い凝集していく過程の代表的な例である. この二次粒子は大きく成長した二つの二次粒子が 600 K で衝突して形成されたものである. 両粒子を Particle 1, Particle 2 と定義し, それぞれの成長過程を示す. Particle 1, Particle 2 とも, 凝集により数珠状に長細く成長していく様子が確認できる. これは, 二次粒子と他の粒子との凝集が, すべての位置で均等な確率で生じ

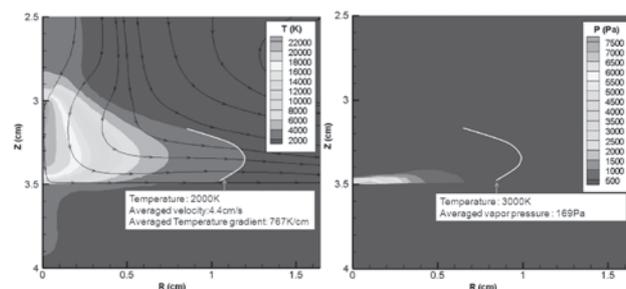


図 8 (左)温度分布, (右)金属蒸気分圧分布および代表的な点における冷却速度と金属蒸気分圧.

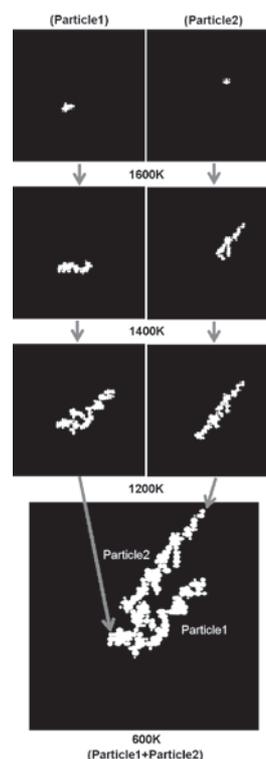


図 9 ヒューム凝集過程.

るのではなく、その端部で生じる確率が高いことを示している。これは、二次粒子の中心付近と比較して、端部の方が衝突可能な立体角が大きくなるのが原因と推測される。結果として、これらは600 Kで衝突して最終的な二次粒子形状となった。形状は数珠状で大きさは300 nm程度となり、これを構成する一次粒子の大きさは最大で20 nm程度となった。これは図10に示した実験により得られたヒューム形態のTEM観察結果と良く一致し、シミュレーションモデルの妥当性を確認できた。

続いて、GMA溶接モデルによる解析結果を紹介する[3-9]。シールドガス組成は純アルゴン、電流値は200 Aを仮定している。溶滴移行に伴い、時間的に温度や金属蒸気濃度は著しく変化する。図11に金属蒸気分圧度が最も高くなった溶滴離脱直前の瞬間の温度分布および金属蒸気濃度分布を示す。金属蒸気は主に、溶滴やワイヤ先端の近傍から発生しており、その金属蒸気分圧は溶滴近傍で最大20,000 Pa以上に及んだ。これに対して、溶融池表面近傍における金属蒸気分圧は低く、溶融池からの金属蒸気の蒸発量は少ないことがわかる。これは、溶融池表面温度と比較して溶滴温度が高いことに起因する。プラズマ気流の影響により金属蒸気は母材表面近くで外向きに掃き出されていることがわかる。この結果より、ヒューム生成モデルの入力条件とする金属蒸気分圧と冷却速度を決定する。

ここでは、図11に示すように、特徴的に分類される3ヶ所のヒューム特性について検討する。位置2は金属蒸気が外向きに掃き出され、プラズマ気流の流速が最も早い領域である。位置3は溶融池表面近傍の金属蒸気分圧が高い領域である。また、本モデルでは軸対称を仮定しているため、溶滴は常に中心軸上を移行するが、実際には溶滴下面に加わるアーク圧力をはじめとした様々な要因により溶滴移行

が不安定となる。このため、溶滴近傍の金属蒸気がプラズマ気流に乗らずに、溶滴近傍から直接周囲の空気中へと散逸していく可能性が考えられる。そこで、このような状況を模擬して、位置1では溶滴近傍の金属蒸気圧とその近傍のアーク外縁部の冷却速度を求めることとする。

図12に各位置でのヒュームの形態の例を示す。位置1は、1  $\mu\text{m}$ 程度の大きな球状粒子が連なっている様子が見られる。これは、溶滴近傍での著しく高い金属蒸気分圧と凝集時の融合の影響により、粒子が大きく成長したことを示唆している。一方、位置2では、数nm程度の大きさの一次粒子が多数連なり、数十nm程度の大きさの二次粒子を形成していることがわかる。これは、同領域では金属蒸気圧が最も低いことと、融点以下となる低温で凝集したために融合が生じなかったことに起因する。位置3では、数nm~10 nm程度の大きさの一次粒子が数珠状に多数連なり、50 nm程度の大きさの二次粒子を形成していることがわかる。これは、溶融池表面近傍では、溶融池から蒸発した金属蒸気と、ワイヤや溶滴から蒸発した金属蒸気が、プラズマ気流により溶融池表面近傍に輸送され、金属蒸気分圧が高くなったことが原因と考えられる。

このように、GMA溶接モデルを用いることにより、溶滴移行を含むアーク溶接においては、主に溶滴から蒸発する金属蒸気を起源として、アーク下流域においてナノメータオーダーの微細なヒュームが生成されることを示した。一方、溶滴移行が不安定となり、溶滴近傍の金属蒸気がプラズマ気流に乗らずに、直接周囲の空間へと散逸したものと仮定した場合、粒子の大きさは数百nmに達することを明らかにした。図13はシールドガスをアルゴン+2%酸素および炭酸ガスとした場合のヒューム形態のSEM観察結果であり、後者の場合マイクロメータオーダーの球状粒子が点在することが確認できる。シミュレーションにて得られ

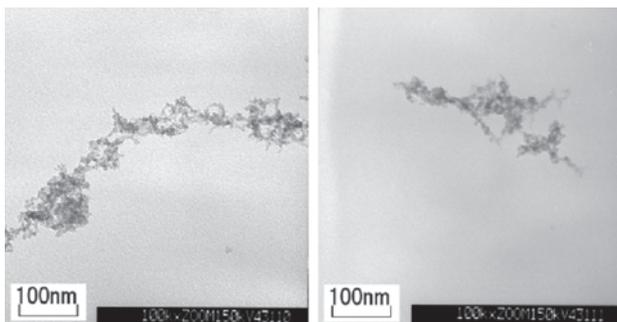


図10 ヒューム形態のTEM観察結果。

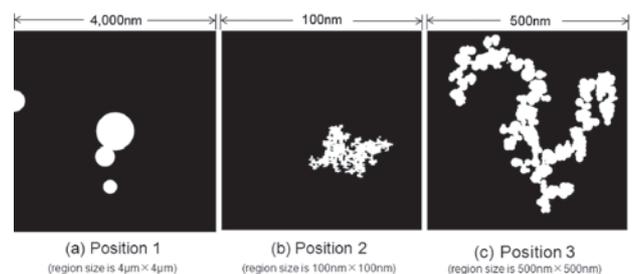


図12 代表的な3点におけるヒューム形態。

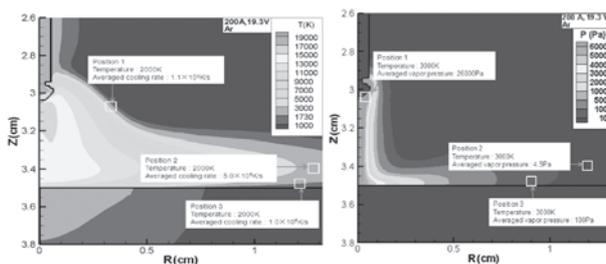


図11 (左)温度分布、(右)金属蒸気分圧分布および代表的な3点における冷却速度と金属蒸気分圧。

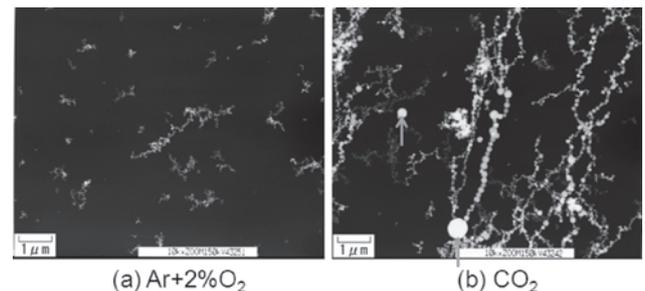


図13 ヒューム形態のSEM観察結果。

た傾向は、溶滴移行が不安定となる CO<sub>2</sub>溶接において観察されるヒューム形態の特徴と良く一致することがわかる。

以上のように、統合数値解析モデルを用いた数値解析によるヒューム形態の可視化を通じて、溶滴移行を含むアーク溶接におけるヒューム生成機構の一部が解明されている。

#### 参考文献

- [ 1 ] M. Tanaka *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 434009 (2010).
- [ 2 ] H. Ton, J. Phys. D: Appl. Phys. **8**, 922 (1975).
- [ 3 ] S. Zielinska *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **16**, 832 (2007).
- [ 4 ] M.E. Rouffet *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 434003 (2010).
- [ 5 ] M. Tanaka *et al.*, *Proc. IIW Int. Conf. Global Trends in Joining, Cutting and Surfacing Technology* 492 (2011).
- [ 6 ] 辻村吉寛, 田中 学: 溶接学会論文集 **30**, 68 (2012).
- [ 7 ] 平岡和雄 他: 溶接学会論文集 **14**, 641 (1996).
- [ 8 ] M. Tanaka and J.J. Lowke, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R1 (2007).
- [ 9 ] S. Tashiro *et al.*, Sci. Tech. Weld. Joing **12**, 202 (2007).
- [ 10 ] M. Schnick *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 022001 (2010).
- [ 11 ] H. Terasaki *et al.*, Metall. Mater. Trans. A **33A**, 1183 (2002).
- [ 12 ] 菅哲男: 溶接材料のヒューム発生現象に関する研究, 大阪大学博士学位請求論文(2001).
- [ 13 ] N.T. Jenkins and T.W. Eagar, Welding J. **84**, 87 (2005).
- [ 14 ] M.R. Bosworth and R.T. Deam, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 2605 (2000).
- [ 15 ] M. Tanaka and J.J. Lowke, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R1 (2007).
- [ 16 ] K. Yamamoto *et al.*, Quarterly J. Japan Welding Soc. **27**, 4s ((2009) in Japanese).
- [ 17 ] Y. Mori *et al.*, Quarterly J. Japan Welding Soc. **27**, 8s (2009) (in Japanese).
- [ 18 ] S. Tashiro *et al.*, J. Japan Welding Soc. **4**, 369 (2010) (in Japanese).
- [ 19 ] S. Tashiro *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **43**, 434012 (2010).
- [ 20 ] S.L. Girshick *et al.*, Aerosol Sci. Tech **13**, 465 (1990).
- [ 21 ] S.V. Joshi *et al.*, Plasma Chem. Plasma Process **10**, 339 (1990).



### 3. アーク溶接の電極および溶融池現象

田代真一, 田中 学  
 大阪大学接合科学研究所  
 (原稿受付: 2012年 6月28日)

電極および溶融池の現象ならびにこれらとアークプラズマとの相互作用について述べる。GTA 溶接では、アークプラズマとの熱的バランスにより、電極の表面温度や実効仕事関数等が決まる。これらは陰極点の熱電子放出特性に影響し、プラズマ中の電流密度の変化を通じて、プラズマの温度ならびに陰極先端近傍での電磁ピンチ力を駆動力としたプラズマ気流の速度に影響する。材料の溶け込み形状は、プラズマからの入熱に加え、溶融池対流による熱輸送現象に依存する。この溶融池対流の主な駆動力は、電磁力やマランゴニ力、プラズマ気流によるせん断力や浮力等であり、中でも電磁力やせん断力（摩擦力）はプラズマの電流密度やプラズマ気流速により決まるため、要求される溶け込み形状を得るためにはプラズマ特性のコントロールが不可欠となる。近年では、以上のようなアークプラズマと電極および溶融池との相互作用についての数値シミュレーションによる研究が盛んに行われているため、これらも交えて紹介する。

**Keywords:**

joining, welding, arc plasma, thermal plasma, heat source, tungsten cathode, weld pool

#### 3. 電極および溶融池の現象ならびにこれらとアークプラズマとの相互作用

本章では電極および溶融池の現象ならびにこれらとアークプラズマとの相互作用について述べる。図1はGTA 溶接における力学的・熱的バランスの概要を示したものである。高融点物質であるタングステンを非消耗電極として用いるGTA 溶接では、アークプラズマとの熱的バランスにより、電極の表面温度や実効仕事関数等が決まる。これら

は陰極点の熱電子放出特性に影響し、プラズマ中の電流密度の変化を通じて、プラズマの温度ならびに陰極先端近傍での電磁ピンチ力を駆動力としたプラズマ気流の速度に影響する。材料の溶け込み形状は、プラズマからの入熱に加え、溶融池対流による熱輸送現象に依存する。この溶融池対流の主な駆動力は、電磁力やマランゴニ力、プラズマ気流によるせん断力や浮力等であり、中でも電磁力やせん断力（摩擦力）はプラズマの電流密度やプラズマ気流速により決まるため、要求される溶け込み形状を得るためにはプラズマ特性のコントロールが不可欠となる。近年では、以上の様なアークプラズマと電極および溶融池との相互作用についての数値シミュレーションによる研究が盛んに行われているため、これらも交えて紹介する。

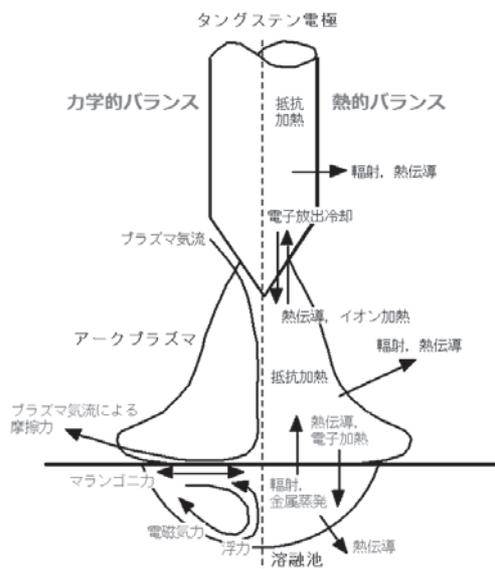


図1 GTA 溶接における力学的・熱的バランス。

#### 3.1 電極現象

陰極からの電子放出特性は陰極材質と温度に強く依存する。金属内部から電子を放出させるのに必要な最小エネルギーを仕事関数と呼ぶが、この仕事関数の違いが電子放出現象にとっての陰極材質の違いを演出する重要なファクターになる。温度  $T$  の陰極表面から単位面積あたり熱的に放出される電子による電流密度は、次のリチャードソン・ダッシュマンの式で与えられる。

$$J_e = A \cdot T^2 \exp\left(-\frac{\phi_K}{k_B T}\right) \quad (1)$$

ここで、 $A$  はリチャードソン定数と呼ばれる陰極材料に依存する定数であり、主に実験により与えられる。また、 $\phi_K$

は陰極材料の仕事関数,  $k_B$  はボルツマン定数である。(1)式が意味するところは, 温度が高く仕事関数が低いほど熱電子放出電流密度が急激に大きくなるということである。

アーク放電の陰極は, 電子放出の機構からみれば, 熱陰極型と冷陰極 (あるいは非熱陰極) 型に分類される。リチャードソン・ダッシュマンの式は前者に相当し, 代表的な金属としては3000℃程度の高温においても固体 (あるいは液体) として電極の役割を果たすことが可能なタングステンやモリブデンといった高融点金属が上げられる。したがって, 非消耗電極のタングステン電極を用いる GTA 溶接の場合, 電極の電子放出機構はリチャードソン・ダッシュマンの式で表される熱陰極型になる。したがって, 安定なアーク放電の電極としては, (1)式にみるように融点が高く仕事関数の低い材料が適しているといえる。GTA 溶接用電極のタングステンには, 一般的に, 電子エミッターとして2%程度の酸化トリウム ( $\text{ThO}_2$ ) や酸化ランタン ( $\text{La}_2\text{O}_3$ ) 等が添加されており, 純タングステン金属に比べて低い実効仕事関数で作動するように工夫されている。

著者らは, 波長可変のレーザー照射による光電効果を利用し, GTA アークにおける陰極作動中タングステン電極の実効仕事関数の in-situ 測定を行った[1]。その結果, アーク電流 200 A の条件において得られた W 電極, 2%  $\text{ThO}_2$ -W 電極および 2%  $\text{La}_2\text{O}_3$ -W 電極の各実効仕事関数はそれぞれ 4.6 eV, 2.8 eV, 3.0 eV であった。これらの実験値は, W,  $\text{ThO}_2$  および  $\text{La}_2\text{O}_3$  の各物質の仕事関数の文献値 (W : 4.5 eV,  $\text{ThO}_2$  : 2.7 eV,  $\text{La}_2\text{O}_3$  : 3.1 eV) [2] と比較して極めてよく一致した。これより, 200 A という十分にエネルギー入力が大きく, タングステン電極もアークプラズマも十分に温められている条件では, タングステン電極の実効仕事関数というものは, 各々の物質の仕事関数に一致することが明らかとなり, 特に,  $\text{ThO}_2$  や  $\text{La}_2\text{O}_3$  というような電子エミッターがわずかに2%程度しか添加されていないにも関わらず, それらが添加されたタングステン電極の実効仕事関数は電子エミッターそれぞれの仕事関数にほぼ収束することが明らかになった。

以上の in-situ 測定の結果は, GTA アークにおける陰極作動中タングステン電極の表面が電子エミッターによって極めて薄く覆われている, ことを示唆している。さらに, 覆うということは, 電極現象が電子エミッターの融点にも強く影響される, ことを示唆している。そこで, 著者らは GTA アークのタングステン電極でみられる現象を図2に示すようなコンセプトに基づきモデル化した。すなわち, (a) 仕事関数の低い電子エミッターが電極からの熱電子放出機構の主体となる。(b) 仕事関数の高いタングステンは熱電子放出への寄与が非常に小さい。(c) 電極表面温度が電子エミッターの融点以下の領域では, 電子エミッターが固体のまま島状 (約 5  $\mu\text{m}$ ) に分散し[3], タングステン電極表面の約5%を占める。この根拠は, 一般的に  $\text{ThO}_2$  や  $\text{La}_2\text{O}_3$  が 2 wt% 添加されており, この数値を体積%に変換すると4から6 vol%になるためである。(d) 電極表面温度が電子エミッターの融点以上の領域では, 電子エミッターが溶融し, 極めて薄くタングステン電極の表面を完全に覆う。

モデルの簡略化のため, 電極表面近傍に形成される電気シースを考慮せず, 図3に示すように, 電子エミッターによる熱電子放出の役割を電極表面に接するアークプラズマの電気伝導率に置き換えた。すなわち, タングステン電極の表面温度が電子エミッターの融点以上の場合, 電極表面に接するアークプラズマの電気伝導率はそのままの数値となるが, 逆に電子エミッターの融点以下の場合, 電極表面に接するアークプラズマの電気伝導率を通常の5%の値とした。これは, 電子エミッターの融点以下では, 電子エミッターが固体のまま島状にタングステン電極の表面に分散しているためである。電流は  $I = S\sigma E$  で表されるので, 5% (表面積) を5% (電気伝導率) に置き換えても数学的には問題ない。

モデルの対象として, 2%  $\text{ThO}_2$ -W, 2%  $\text{La}_2\text{O}_3$ -W, および 2%  $\text{CeO}_2$ -W の3種類の電極を選定した。表1にモデルに用いた物性値を示す[3,4]。なお, タングステン電極の製造時に水素雰囲気での焼結プロセスを伴うが,  $\text{CeO}_2$  は水素によって還元され  $\text{Ce}_2\text{O}_3$  に変化することが報告されている[6,7]。本モデルでは, 添加したすべての  $\text{CeO}_2$  が  $\text{Ce}_2\text{O}_3$  に還元されたものとして取り扱った。

図4は, 3種類のタングステン電極を使用した場合の数値計算シミュレーションの結果であり, それぞれ左側が流れ場, 右側が温度場を示している。また, 流れ場側のタングステン電極の部分には, 電子エミッターの溶融領域も合わせて示してある。GTA アークの条件はアーク電流 200 A およびアーク長 5 mm であり, 陽極は水冷銅板を仮定した。

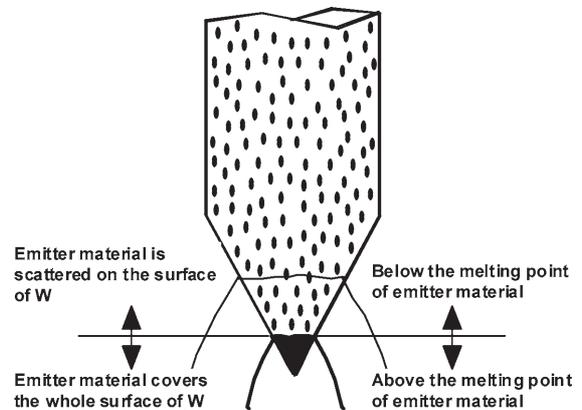


図2 タングステン電極で見られる現象のモデル化コンセプト。

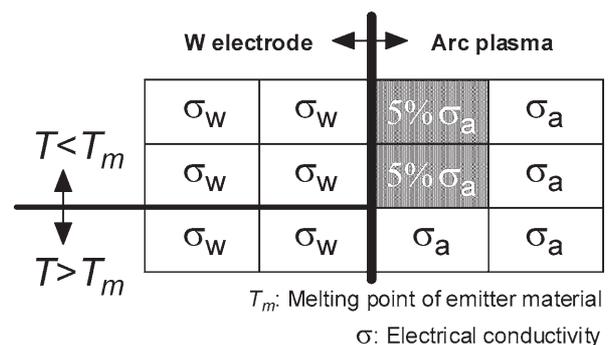


図3 タングステン電極表面のモデル化。

表1 モデルに与えた各種物性値.

Emitter	$\phi$ (eV)	M.P. (K)	A ( $A/cm^2K^2$ )
W	4.5	3653	70.0
ThO <sub>2</sub>	2.7	3323	5.0
La <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3.1	2490	96.0
Ce <sub>2</sub> O <sub>3</sub> *	3.2 (CeO <sub>2</sub> :3.2)	1963 (CeO <sub>2</sub> : 2873)	30.0 Arbitrary value

\*CeO<sub>2</sub> is reduced to Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> after sintering in H<sub>2</sub> atmosphere.

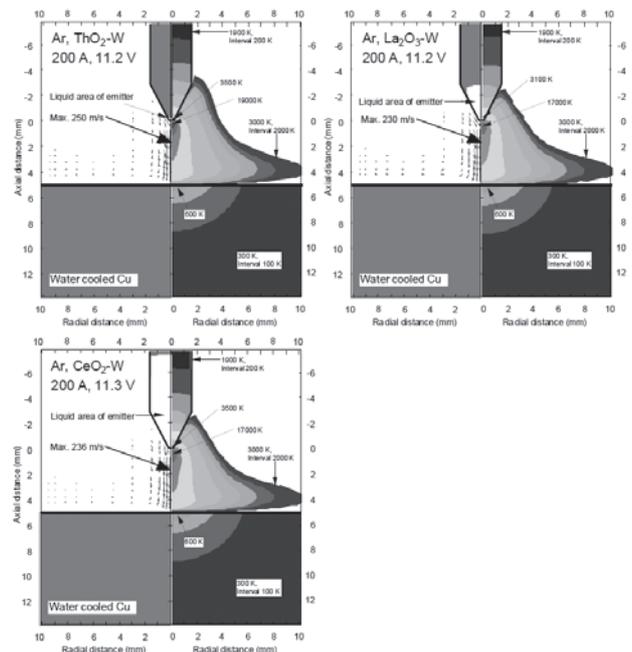


図4 各種タングステン電極を使用したGTAアークの数値計算シミュレーション結果.

まず、それぞれのアーク電圧は約 11.2 V であり、電極の違いによる差はほとんどない。この傾向は実験で示された結果と非常によく一致している [3, 4]。一方、アークプラズマの状態は電極の種類によって異なっている。特に、2% ThO<sub>2</sub>-W の場合、電極先端近傍においてアークプラズマの最高温度が 19000 K に達しており、その値は他の 2% La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-W および 2% CeO<sub>2</sub>-W の場合のプラズマ最高温度に比べて明らかに高い。この理由は、表 1 に示すように ThO<sub>2</sub> の融点が 3323 K と非常に高く W の融点 3653 K に比べてあまり差がないため、ThO<sub>2</sub> の溶融領域が電極先端のごく一部に限られることに起因している。したがって、熱電子放出機構の主体をなす ThO<sub>2</sub> の領域が電極先端部に集中しているため、電極先端におけるアークルート部、すなわちアーク電流経路が電極先端のごく一部に集中して電流密度が上昇した結果、電極先端近傍におけるジュール加熱が増加してアークプラズマの最高温度が上昇したものである。同時に、電流密度の上昇は局所的な電磁ピンチ力を増加させるため、プラズマ気流の最高速度も上昇し、250 m/s に達している。

一方、2% La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-W および 2% CeO<sub>2</sub>-W の場合、表 1 に示

すように La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の融点が 2490 K、また Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の融点が 1963 K と低く、La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> あるいは Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の溶融領域が電極先端部を広く覆う。したがって、熱電子放出機構の主体をなす La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> や Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の領域が電極先端部を広く覆うため、電極先端におけるアークルート部が拡がり、比較的均一で広範囲なアーク電流密度分布が形成される。この結果、電極先端近傍におけるアークプラズマの最高温度が 17000 K、プラズマ気流の最高速度が 230 m/s 程度になり、2% ThO<sub>2</sub>-W の場合に比べて明らかに低下する。

図 5 に電極表面温度分布を示す。電極先端でみられる最高温度は、2% ThO<sub>2</sub>-W の場合に 3776 K、2% CeO<sub>2</sub>-W の場合に 3620 K、2% La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-W の場合に 3210 K である。2% ThO<sub>2</sub>-W の場合と 2% CeO<sub>2</sub>-W の場合は W の融点 3653 K の前後となるが、2% La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-W の場合はそれらに比べて約 400 K も低い。これらの結果は Haidar らによって示された実験結果と極めてよく一致している [5]。さて、2% ThO<sub>2</sub>-W の場合に電極最高温度が高くなるのは、前述のようにアークルート部が集中し、アーク電流密度が増加するためである。一方、La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の仕事関数が 3.1 eV であり ThO<sub>2</sub> の 2.7 eV に比べて高くなるにも関わらず、2% La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-W の場合に電極最高温度が低くなるのは、La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の融点が低く電極先端部に広く覆ってアークルート部が拡大し、アーク電流密度が均一に低下するためである。それでは、2% CeO<sub>2</sub>-W の場合はどうして電極最高温度が高くなるのだろうか。表 1 に示すように、Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> の仕事関数は 3.2 eV であり、La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> のそれとほぼ等しい。また、La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> と同様に Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> が電極先端部に広く覆ってアークルート部が拡大している。2% CeO<sub>2</sub>-W の場合に電極最高温度が高くなる理由は、リチャードソン定数が低いことである。表 1 に見るように、La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> のリチャードソン定数は 96.0 A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> であるが、Ce<sub>2</sub>O<sub>3</sub> のそれは 30.0 A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> であり、明らかに低い。このリチャードソン定数の低さが同じアーク電流密度を確保するための作動温度を上昇させているのである。

このように、GTA 溶接に代表される非消耗電極でみられる現象は、リチャードソン・ダッシュマンの式で表される熱電子放出機構によって支配されており、それには電子

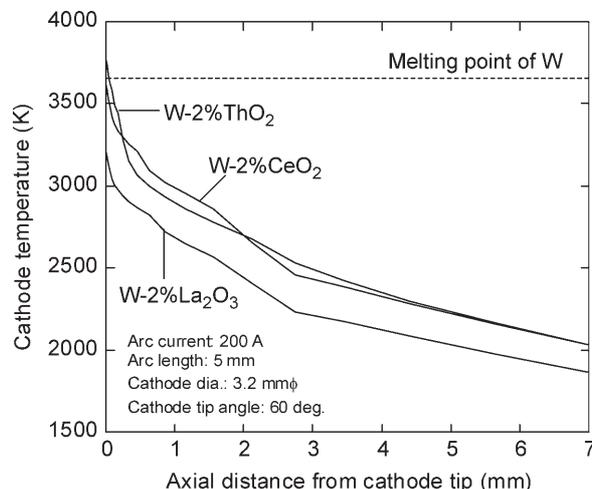


図5 作動中タングステン電極の表面温度分布.

エミッターの仕事関数, 融点, そしてリチャードソン定数の3つが極めて重要な要素になっている。これらの要素の違いが電極先端におけるアークルート部を支配し, 電極近傍のアーク電流密度を変化させ, 結果的にアークプラズマ温度やプラズマ気流速度に強く影響を与える。また, 電極の作動温度も変化することから, 電極寿命の違いに深く関わっていることはいうまでもない。

### 3.2 溶融池現象

前述のように, GTA 溶接プロセスは「電極-アークプラズマ-溶融池」の密接なエネルギーバランスにより成り立っている。一方, 溶融池の形成にはアークから運ばれるエネルギー輸送も重要であるが, その後の溶融池内でのエネルギー輸送も極めて重要である。熱伝導率の高いアルミニウム等の場合と異なり, 鋼のGTA溶接では, 熱伝導よりも対流によるエネルギー輸送が支配的になるため, 溶融池における対流現象の違いによって溶接部の溶込み形状が大きく違ってくる。GTA溶接における溶融池内での対流の駆動力として, 図1に示すように, 従来から4つが考えられている。すなわち, アークによって発生したプラズマ気流(陰極ジェット)によるせん断力, 溶融池内での密度差に起因する浮力, 溶融池内を流れる電流に起因する電磁気力, 溶融池の表面張力差に起因するマランゴニ力である。これらを駆動力として次のような向きの溶融池内対流が発生すると考えられる。すなわち, プラズマ気流によっては中心から外向き, 浮力によっても(下向き溶接の場合)外向き, 電磁気力によっては逆に中心へ内向き, 表面張力によっては場合によって外向きにも内向きにもなる。ここで, 表面張力において二通りの対流が発生する場合のある理由は, この対流が溶融池の表面張力差を駆動力としているため表面張力の温度変化が正か負で対流方向が逆転することにある。以上の4つの駆動力の微妙なバランスによって溶融池内のマクロな対流が決定され, その対流による熱輸送によってGTA溶接における溶融池形成が支配されているといえる[6]。

酸素(O)やイオウ(S)などの表面活性元素が不純物微量元素として母材に比較的高い濃度で存在する場合, 溶込みが深くなることは古くから知られており, これには表面活性元素による表面張力温度勾配の逆転とそれに起因する表面張力差を駆動力とした溶融池のマランゴニ対流の変化が関係しているものと考えられている。ここでは, GTA

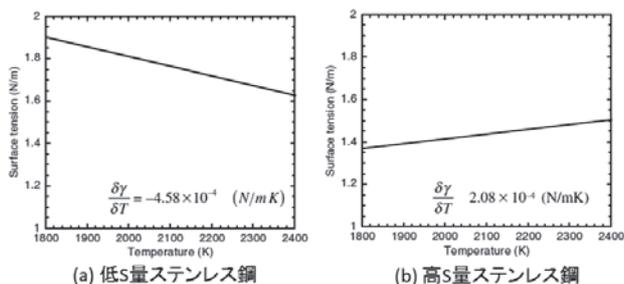


図6 数値計算シミュレーションで仮定されたステンレス鋼の表面張力の温度変化。

溶接を対象として, アークプラズマとの相互作用を通じて溶融池が形成されるプロセス, ならびに表面活性元素がこれに及ぼす影響について数値シミュレーションにより検討された結果を紹介する。図6は本章の数値計算モデルに与えた表面張力の温度変化の仮定であるが, (a)は低S量ステンレス鋼の場合, (b)は高S量ステンレス鋼の場合を想定したものである。低S量ステンレス鋼では温度とともに表面張力が低下し, 逆に高S量ステンレス鋼では温度とともに表面張力が上昇していることがわかる。

シールドガスをアルゴン, アーク電流を150 Aとしてステンレス鋼を20秒間静止GTA溶接した場合の計算結果を図7および図8に示す。図7は低S量ステンレス鋼(LS)の場合, 図8は高S量ステンレス鋼(HS)の場合である。ともに(a)は温度場, (b)は速度場である。なお, ステンレス鋼の融点を1750 Kと仮定した。温度場については, タングス

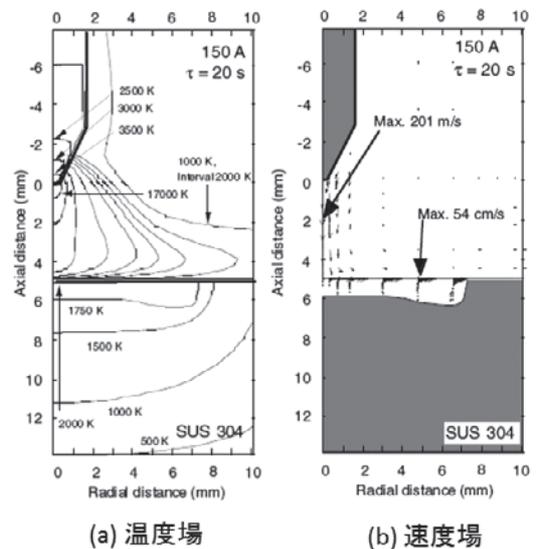


図7 20秒間のステンレス鋼(LS)の静止GTA溶接(アルゴン, 150 A)における(a)温度場と(b)速度場。

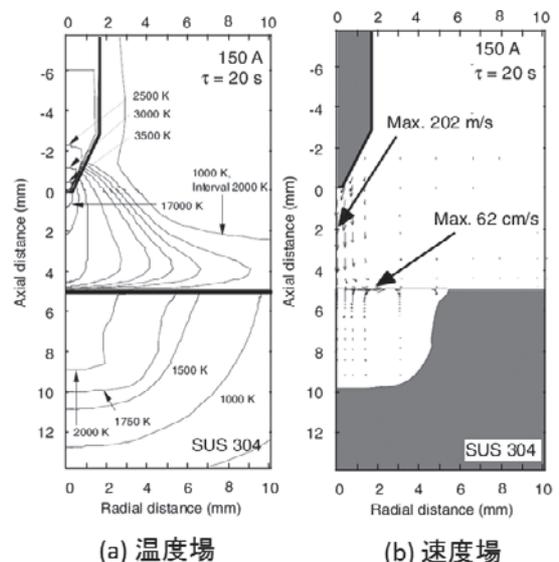


図8 20秒間のステンレス鋼(HS)の静止GTA溶接(アルゴン, 150 A)における(a)温度場と(b)速度場。

テン電極の最高温度は先端部で約 3500 K、アークプラズマのそれは約 17000 K であり、ステンレス鋼では溶融池が形成されており、中心部表面において約 2000 K の最高温度を示している。一方、速度場を見ると、アークプラズマ領域においてタングステン電極からアーク中心部を通して溶融池表面に向かって強く流れるプラズマ気流が示されており、その最高速度は約 200 m/s に達している。図 7 と図 8 を比較すると、タングステン電極やアークプラズマ領域においてほとんど変化がないに関わらず、ステンレス鋼の溶込み形状に大きな違いがみられることに気づく。この数値計算と同じ条件で静止 GTA 溶接した実験結果が図 9 であるが、双方ともよく一致し、低 S 量ステンレス鋼では幅が広く浅い周辺溶込み形状となり、一方、高 S 量ステンレス鋼では幅が狭く深い溶込み形状になっていることがわかる。

溶融池内対流の駆動力の主な支配因子についての理解を助けるために、図 1 に示した 4 つの駆動力を別々に分離し、それぞれの力のみが働く場合を想定して計算した。その結果を図 10 に示す。プラズマ気流によるせん断力では溶融池内の流速が最大で 47 cm/s に達している。また、マランゴニ力でも最高速度が 18 cm/s に達している。一方、浮力では最高速度が 1.4 cm/s しかなく、また電磁気力でも最高速度が 4.9 cm/s しかない。このことは、アルゴンシールドの GTA 溶接の場合、ステンレス鋼における溶融池内対流の駆動力としてプラズマ気流による溶融池表面のせん断力と表面張力差によるマランゴニ力が他の 2 つの駆動力に比べて明らかに支配的であることを示している。このことより、図 7 の低 S 量ステンレス鋼では、マランゴニ力による外向き方向の駆動力にプラズマ気流の外向きのせん断力が加わるため、溶融池表面での最高速度が 54 cm/s にも達する非常に速い外方向への溶融池内対流が発生し、この強い外向きの対流がステンレス鋼中の熱輸送現象を支配して

幅広で浅い溶込み形状になっていると説明できる。

一方、図 8 の高 S 量ステンレス鋼の場合では、マランゴニ力が内向きに逆転するため、それとプラズマ気流による外向きのせん断力との複雑な干渉によってマクロな対流が決定されていると言える。溶接開始後 1, 5, 10 秒における途中の段階での速度場を図 11 に示す。溶接開始の初期段階では大きく分けて 3 つの流れが存在していることがわかる。図 12 は溶接開始 1 秒後の溶融池表面に加ええられるプラズマ気流のせん断力とマランゴニ力を示したものである。参考までに表面張力も合わせて示した。プラズマ気流は電極直下の溶融池中心部においては渦み点となるため気流速度が遅く、溶融池表面のせん断力も小さい。さらに、溶融池端部においてもプラズマ気流速度が低下し、それに伴い外向きのせん断力が小さくなる。このため、プラズマ気流によるせん断力の弱いこれらの領域ではマランゴニ力が優勢となり溶融池内の内向き流れを発生させる。一方、その中間領域では、最大値が 50 Pa 程度に達するプラズマ気流

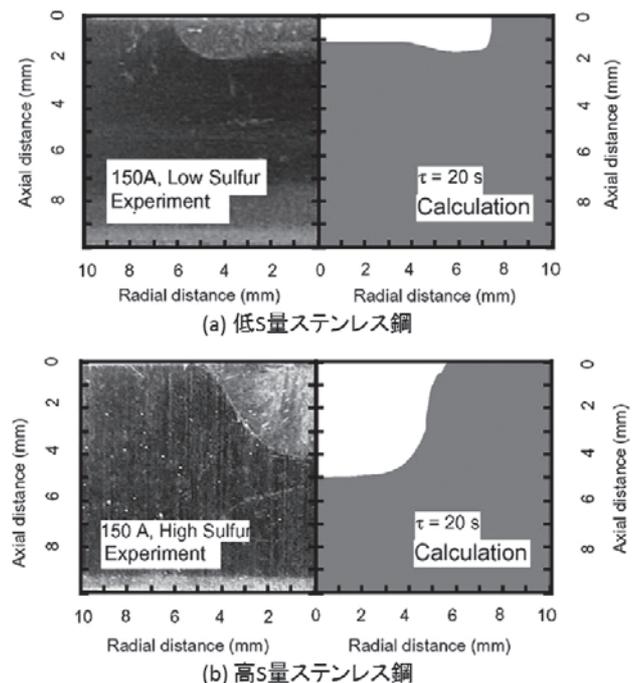


図 9 溶融池形状の比較.

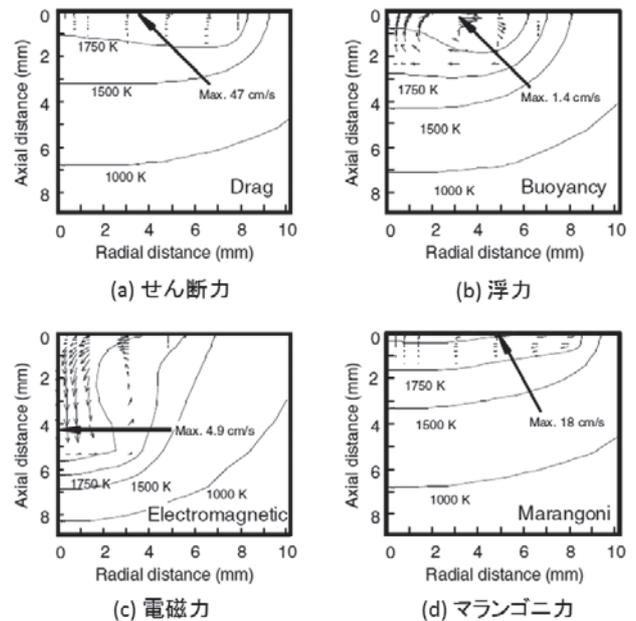


図 10 アルゴン GTA 溶接における溶融池内での対流駆動力.

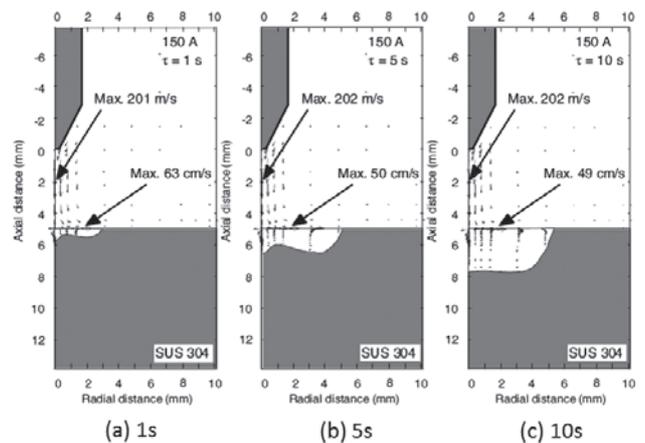


図 11 ステンレス鋼 (HS) の静止 GTA 溶接 (アルゴン, 150 A) における速度場の時間変化.

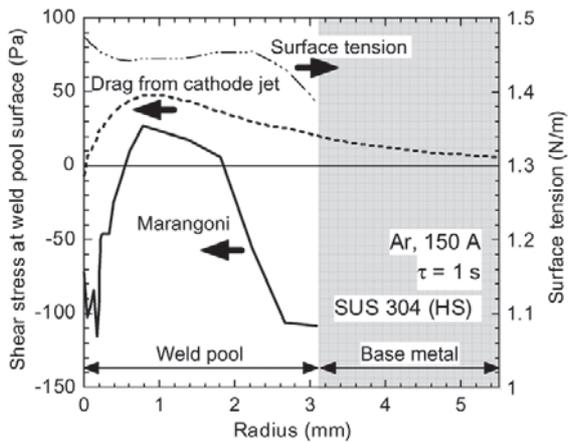


図12 溶融池表面に加えられるプラズマ気流のせん断力とマランゴニ力ならびに表面張力。

によるせん断力が優勢となり外向きの流れを発生させる。特に、溶融池表面の外向きの流れは溶融池半径方向への若干の温度上昇を導き、これがマランゴニ力の方向も逆転させて双方の合力によって強い外向きの流れを形成していることが理解できる。図8の溶融池における最大流速は外向きに62 cm/sに達しているが、それは以上の理由による。しかしながら、溶融池半径方向への若干の温度上昇は逆に溶融池端部での急激な温度低下を発生させ、溶融池端部において-100 Pa程度に達する非常に強い内向きのマランゴニ力となる。その結果、溶接開始20秒後の図8では、プラズマ気流のせん断力を主駆動力とした外向きの小さな循環流が溶融池中央部表面付近に残るだけで、マクロな対流は溶融池端部におけるマランゴニ力を駆動力とした内向きの大きな循環流として形成されている。これが高S量ステンレス鋼の場合に幅が狭く深い溶込み形状を形成するのである。

図7および図8における溶融池の表面温度分布を図13に示す。合わせて赤外線放射温度計により測定した実験値も示した。低S量ステンレス鋼では溶融池半径方向へ緩やかに低下するのに対して、高S量ステンレス鋼では溶融池半径方向への若干の温度上昇のあと半径2 mm付近より急激に温度が低下していることがわかる。この2 mm付近が外向きの対流と内向きの対流が出会う位置に相当している。なお、通常のGTA溶接とA-TIG溶接についても溶融池表面温度分布は同じ傾向を示すことが実験的に明らかになっている。

図14は、図7および図8に至る溶融池の深さ(D)と幅(W)の比の時間変化を示したものである。低S量ステンレス鋼の場合、溶融池形状は時間に対してあまり変動がなく、ほぼ0.1で一定のまま大きくなっている。一方、高S量ステンレス鋼の場合、溶接開始5秒後より溶融池幅がほぼ一定となるかわりに溶融池深さが増加し、結果的に溶融池形状は時間とともに変動して20秒後には0.45に達していることがわかる。これらの違いも先ほど説明した溶融池内部の対流現象に起因したものである。

以上のように、GTA溶接における材料の溶け込み形状は、プラズマからの入熱のみならず、溶融池対流による熱

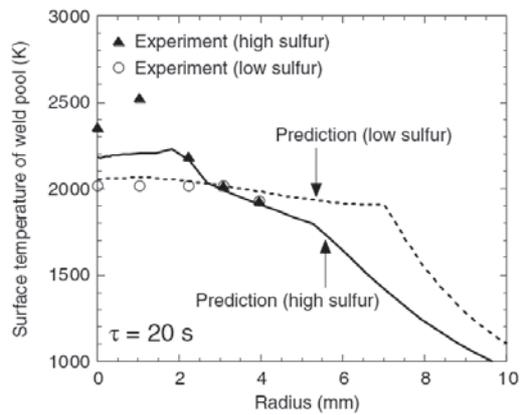


図13 20秒間のステンレス鋼のアルゴン静止GTA溶接における溶融池表面温度分布。

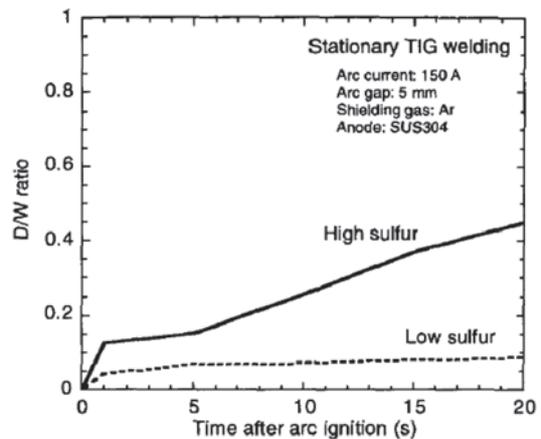


図14 アルゴン静止GTA溶接による溶融池の深さ(D)と幅(W)の比の時間変化。

輸送現象に強く依存し、その制御には「電極-アークプラズマ-溶融池」の相互作用の理解が重要となる。

#### 4. おわりに

本講座ではアークプラズマによる接合プロセスと題して、アーク溶接におけるプラズマの熱源特性の制御のための基本となるプラズマ特性や電極現象、ならびに材料に生じる溶融池の現象について触れるとともに、プラズマと電極および溶融池間での熱的・力学的相互作用等についても解説した。

#### 参考文献

- [1] M. Tanaka, M. Ushio, M. Ikeuchi and Y. Kagebayashi, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, 29 (2005).
- [2] V.S. Fomenko, *Emission Properties of Materials* (Kiev, Naukova Dumka, 1970).
- [3] A.A. Sadek, M. Ushio and F. Matsuda, Metall. Trans. A **21A**, 3221 (1990).
- [4] M. Ushio, A.A. Sadek, F. Matsuda, Plasma Chem. Plasma Process. **11**, 81 (1991).
- [5] J. Haidar and A.J.D. Farmer, J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 2089 (1995).
- [6] M. Tanaka *et al.*, Plasma Chem. Plasma Process. **23**, 585 (2003).