

# 数値計算シミュレーションによる ガスタングステンアーク溶接の金属蒸気挙動解析\*

山本 健太郎\*\*, 田中 学\*\*\*, 田代 真一\*\*\*, 中田 一博\*\*\*,  
山崎 圭\*\*\*\*, 山本 恵理\*\*\*\*, 鈴木 啓一\*\*\*\*

## Numerical Simulation of Metal Vapor Behavior in Gas Tungsten Arc Welding\*

by YAMAMOTO Kentaro\*\*, TANAKA Manabu\*\*\*, TASHIRO Shinichi\*\*\*, NAKATA Kazuhiro\*\*\*,  
YAMAZAKI Kei\*\*\*\*, YAMAMOTO Eri\*\*\*\* and SUZUKI Keiichi\*\*\*\*

The present modeling of a gas tungsten arc in helium or argon accounts for metal vapor contamination from the weld pool as an anode. The whole region of gas tungsten arc welding, namely, tungsten cathode, arc plasma and weld pool is treated in a unified numerical model. A viscosity approximation is used to express the diffusion coefficient in terms of the viscosities of shielding gas and iron vapor. The time dependent two-dimensional distributions of temperature, velocity and iron vapor concentration are predicted, together with the weld penetration as function of time for a 150 A arc at atmospheric pressure. It is shown that thermal plasma in gas tungsten arc is markedly influenced by iron vapor from the weld pool surface and concentration of the iron vapor into the plasma is dependent on temperature of weld pool surface.

**Key Words:** Arc, Argon, Helium, Welding, Steel, Metal vapor, Weld pool, Temperature, Numerical simulation

### 1. 緒 言

アーク溶接プロセスは、高々 1 cm<sup>3</sup> の空間に固体、液体、気体、プラズマの四つの状態が混相し、相互に干渉している。温度としては 2 万度近い高温のアークプラズマから 3 千度近いタングステン電極、2 千度近い溶鋼、そして室温と極めて広範な温度範囲を呈している<sup>1)</sup>。近年の目覚ましいコンピュータシミュレーション技術や観察・計測技術の進歩により、アーク溶接プロセスで生じる現象が定量的に把握できるようになってきた<sup>2) 3)</sup>。例えば、著者らは「タングステン電極-アークプラズマ-溶融池」を同時に解く数値計算シミュレーションに取り組み、これにより各相のエネルギー及び運動量のバランスと溶融池形成の関係が見えるようになった<sup>4)</sup>。しかしながら、アーク電圧や溶融池形状など実験で得られる情報と正確に一致するまでには至っておらず、未だアーク溶接プロセスの十分な理解とは言い難い。アーク溶接プロセスの十分な理解と正確な予測を導き出すためには、金属蒸気挙動の把握が不可欠である。Fig. 1 は「固体のタングステン電極と十分に水冷された固体の銅板電

極の間に発生するヘリウムアーク」の外観と「固体のタングステン電極と溶融池が形成されたステンレス鋼板電極の間に発生するヘリウムアーク」の外観である<sup>5) 6)</sup>。前者が純粋なヘリウムのアーク放電とすれば後者はヘリウム雰囲気中のアーク溶接プロセスと行うことができる。同じアーク電流でありながらアークプラズマの状態が明らかに異なることが容易に推察される。この大きな違いは、主として、溶融したステンレス鋼電極から発生する金属蒸気に起因する。また、ガスタングステンアーク (GTA) 溶接においては、シールドガスがアルゴンの場合とヘリウムの場合とでは溶接ビード周辺に付着するスマットの量が大幅に違うことが経験的に知られている。さらには、水冷銅板上の GTA と溶接中の GTA とではアーク電圧が大きく異なることも経験的に知られている。これらもまた溶融池から発生する金属蒸気に起因するものと考えられる。

金属原子は一般的にアルゴン、ヘリウムなど溶接で使用

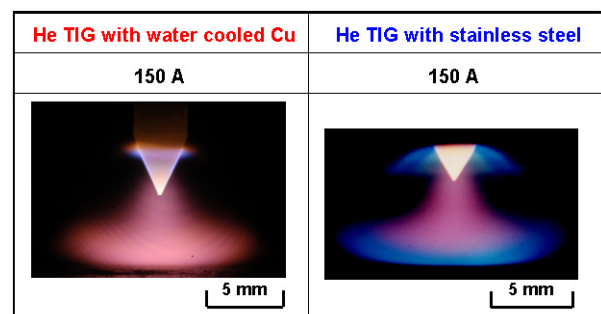


Fig. 1 Effect of metal vapor from molten electrodes on helium arc plasma

\*受付日 平成19年6月4日 受理日 平成19年8月15日 平成19年5月 アーク物理委員会で発表

\*\*学生員 大阪大学接合科学研究所 Student Member, Joining and Welding Research Institute, Osaka University

\*\*\*正員 大阪大学接合科学研究所 Member, Joining and Welding Research Institute Osaka University

\*\*\*\*正員 神戸製鋼所 Member, KOBE STEEL, LTD

されるガス分子に比べて原子内にたくさんの電子を有していることから多くの励起状態が存在するため、無数のスペクトルを放射するとともに最外殻電子群が容易に電離する。これらの特徴はプラズマの放射エネルギー損失と電気伝導率の上昇に大きく貢献する。前者はアークの熱的ピンチ効果とエネルギー効率に影響を与え、後者はアークの通電経路に影響を与えるものと推察される。田代ら<sup>5)</sup>は、純ヘリウムアークとヘリウムに30%の鉄原子が均一に混入すると仮定した場合のアークの数値計算シミュレーションによる仮想実験を実施し、鉄蒸気が混入することによりアークが明らかに緊縮することを示した。また、この時のエネルギー効率は約80%から約35%に大幅に低下したことが報告されている。これらの成果は、金属蒸気の存在がアーク溶接プロセスにおける熱源の特性を変化させ、ひいては溶融池の大きさ・形状を変化させることを十分に示唆している。

前述したように、近年、アーク溶接プロセスのシミュレーション技術は大きく進歩してきた。例えば、鋼ワイヤ電極が溶融するガスマタルアーク溶接法の数値計算シミュレーションの計算例が報告され、非常に複雑で高度な計算に成功している<sup>7)</sup>。しかしながら、雰囲気ガスが純アルゴンのままであり、金属蒸気の影響を考慮していない。一方、大気圧プラズマ中の金属蒸気の挙動に関する計算例も報告されているが<sup>8)</sup>、材料側を一定温度の固体電極として仮定したものであり、溶接とはほど遠い。「電極-アークプラズマ-溶融池」が複雑に相互干渉する中で金属蒸気混入を考慮することがアーク溶接プロセスの正確な理解にとって重要である。

そこで本論文では溶融池表面から生じる金属蒸気の挙動を考慮した静止GTA溶接プロセスの非定常数値解析モデルを構築し、数値計算シミュレーションを通して静止GTA溶接プロセスにおけるプラズマ中の金属蒸気濃度の動的な空間分布変化、アークプラズマ温度分布の動的変化、材料への入熱密度分布の動的変化、溶融池形成の時間変化を定量的に明らかにすることを目的とする。

## 2. シミュレーションモデル

本モデルは、タングステン電極（直径3.2 mm、先端角60°）を用いた静止GTA溶接を対象としている。想定する計算領域はFig. 2に示すように軸方向45 mm（陰極：30 mm、アーク長：5 mm、陽極：10 mm）、半径方向25 mm（陰極：1.6 mm、陽極：25 mm）の軸対称二次元円筒座標系である。陽極は水冷銅もしくはステンレス鋼とし、シールドガスの流量はヘリウムガスの場合30 L/min、アルゴンガスの場合10 L/minとする。

以下に本モデルで使用した支配方程式を示す。

質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (1)$$

半径方向運動量保存式

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

軸方向運動量保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = \\ - \frac{\partial p}{\partial z} - j_r B_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \left( 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \rho g \quad (3) \end{aligned}$$

エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r \kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + j_r E_r + j_z E_z - U \quad (4) \end{aligned}$$

電流保存式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial}{\partial z} (j_z) = 0 \quad (5)$$

$$j_r = -\sigma E_r, j_z = -\sigma E_z \quad (6)$$

ここで、 $t$ は時間、 $h$ はエンタルピー、 $p$ は圧力、 $v_r$ 、 $v_z$ はそれぞれ半径方向と軸方向の速度、 $j_r$ 、 $j_z$ はそれぞれ半径方向と軸方向の電流密度、 $g$ は重力加速度、 $c_p$ は比熱、 $\kappa$ は熱伝導率、 $\rho$ は密度、 $\eta$ は粘性係数、 $U$ は放射係数（放射損失）、 $\sigma$ は電気伝導率である。 $E_r$ 、 $E_z$ はそれぞれ半径方向と軸方向の電界強度で、電位 $V$ を用いて以下の式で定義される。

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r}, E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (7)$$

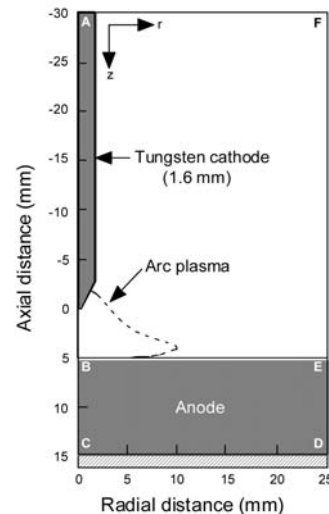


Fig. 2 Schematic illustration of simulation domain

一方、自己電流によって誘起される磁場はマクスウェルの方程式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta) = \mu_0 j_z \quad (8)$$

によって定義される。ここで、 $B_\theta$ は角度方向の磁束密度であり、 $\mu_0$ は真空の透磁率である。

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

$$\text{陰極: } F_K = -\varepsilon \alpha T^4 - |j_e| \phi_K + |j_i| V_i \quad (9)$$

$$\text{陽極: } F_A = -\varepsilon \alpha T^4 - |j| \phi_A \quad (10)$$

のエネルギーバランスをそれぞれ付け加える。ここで、 $\varepsilon$ は放射率、 $a$ はステファン・ボルツマン定数、 $\phi_K$ は陰極材料の仕事関数、 $V_i$ はプラズマガスの電離電圧、 $\phi_A$ は陽極の仕事関数である。陰極表面の場合、(4)式のエネルギー保存式の各項以外に陰極表面からの輻射損失、電子放出による冷却、到達したイオンの再結合エネルギーの3つがバランスしていることが仮定される。一方、陽極表面の場合も、(4)式のエネルギー保存式の各項以外に陽極表面からの放射損失と陽極金属の仕事関数に相当する電子のポテンシャルエネルギーの2つがバランスしていることが仮定される。なお、陰極においてのみ電子電流とイオン電流が別々に考慮されるが、これは次式のリチャードソン・ダッシュマンの熱電子放出電流密度式に基づいて定義される。

$$j_R = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_K}{k_B T}\right) \quad (11)$$

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

次に、溶融池内の対流であるが、溶融池内にはプラズマ気流によるせん断力、表面張力勾配によるマランゴニ力、重力による浮力、アーク電流による電磁ピンチ力の影響が現れる。ここでは、溶融池表面とプラズマとの境界において出現する溶融池対流の駆動力にのみ着目すると、プラズマ気流によるせん断力は(2)式の $\eta$ によってすでに反映されていることが分かる。そこで、マランゴニ力のみ次式を追加することにより考慮に加えることにする。すなわち、表面張力による流れは、実際には溶融池表面の表面張力差に起因する表面移動によって発生するもので、マランゴニ効果とも呼ばれている。表面張力は溶融池の表面温度に依存するため次式の項  $M_A$  を考慮に加えればよい<sup>9)</sup>。

$$M_A = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (12)$$

ここで  $\gamma$  は溶融池の表面張力である。本論文では陽極に用

いるステンレス鋼として低硫黄量 (10 ppm 程度) のステンレス鋼を想定しており、溶融池に働く表面張力の温度変化として、温度上昇と共に表面張力が直線的に減少する ( $\partial \gamma / \partial T = -0.46 \text{ mN/mK}$ ) ように仮定した<sup>4)</sup>。

以上に加えて、金属蒸気の挙動に関しては以下の保存式<sup>8)</sup>を用いる。なお、対象とする材料はステンレス鋼であるため、金属蒸気の種類としては鉄、クロム、ニッケル、マンガン等が考えられるが<sup>9)</sup>、モデルの簡略化と計算の容易さを優先して、本モデルでは鉄蒸気のみを考慮することに仮定する。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho C_1) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r C_1) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z C_1) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho D \frac{\partial C_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho D \frac{\partial C_1}{\partial z} \right) \quad (13)$$

ここで、 $C_1$ は鉄蒸気の質量分率である。また、 $D$ は拡散係数であり、次式で表される粘性近似式<sup>9)</sup>を使用した。

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_1 + 1/M_2)^{0.5}}{\left[ (\rho_1^2 / \beta_1^2 \eta_1^2 M_1)^{0.25} + (\rho_2^2 / \beta_2^2 \eta_2^2 M_2)^{0.25} \right]^2} \quad (14)$$

ここで、 $M_1$ 、 $M_2$ はそれぞれ鉄蒸気及びシールドガスの分子量である。また  $\rho_1$ 、 $\rho_2$ 及び、 $\eta_1$ 、 $\eta_2$ も同様に鉄蒸気とシールドガスの密度及び粘性をそれぞれ表している。なお、 $\beta_1$ 、 $\beta_2$ はともに  $\beta_i = (D_i \rho_i) / \eta_i$  で定義される無次元化された定数で、理論上ではアルゴン、ヘリウム、水素、窒素、酸素、炭酸ガスなど様々なガスに対して1.2~1.543の範囲の数値となるが<sup>9)</sup>、多くの実験データに基づく平均値として  $\beta_1 = \beta_2 = 1.385$  を仮定した<sup>9)</sup>。この近似式は室温から3万度の高温に至るまで比較的精度が高く<sup>10)</sup>、溶接アークのモデルには適していると考えられる。

タングステン陰極や陽極内では金属蒸気の濃度はゼロ ( $C_1 = 0$ ) とするが、陽極表面において温度が融点以上の領域に関しては次式に示す境界条件を与える<sup>8)</sup>。

$$C_1 = \frac{p_{v,1} M_1}{p_{v,1} M_1 + (p_{atm} - p_{v,1}) M_2} \quad (15)$$

ここで、 $p_{atm}$ は大気圧 (1 atm) である。 $p_{v,1}$ は鉄の蒸気圧であり、その位置における溶融池の表面温度に依存する関数<sup>11)</sup>で与えられる。これによって、 $C_1$ には0~1の間の値が溶融池表面の境界条件として与えられることになる。Fig. 2の計算領域外側 (AF, FE) については  $C_1 = 0$ 、中心軸上 (AB) では  $(\partial C_1 / \partial r) = 0$  とする。

本モデルでは、アークプラズマの物性値は温度だけでなく鉄蒸気の濃度にも依存するようしており、鉄蒸気の混入率が0 mol%, 1 mol%, 10 mol%, 20 mol%, 30 mol% の場合の物性値を基に、線形近似によって任意の混入率におけるプラズマの物性値を算出している<sup>12)</sup>。算出には、アークプラズマに局所熱平衡 (LTE) 状態を仮定し、Chapman-Enskog 近似を適用した<sup>12)</sup>。例として、鉄蒸気の混入による影響が大きい電気伝導率及び放射係数を Fig. 3 と 4 にそれ

ぞれ示す。Fig. 3 に示すヘリウムの電気伝導率の変化を見ると、15000 K 以下の範囲において鉄蒸気が混入した場合、電気伝導率の値が大きく上昇している。また、混入率が1%、10%、20%、30%における値を比較してみると、混入率によらずほとんど同じ値であることが分かる。一方、Fig. 4 はヘリウムの放射係数の変化であるが、鉄蒸気の混入率が増えるにつれて大きくなっている。また、純ヘリウムの場合には極めて小さい値であることが分かる。

以上の支配方程式及び補助方程式を SIMPLEC 法を用いて解いた。なお、その他の仮定、境界条件等については最近の我々の研究論文<sup>5, 13)</sup>に詳しく説明しているので本論文では省略する。

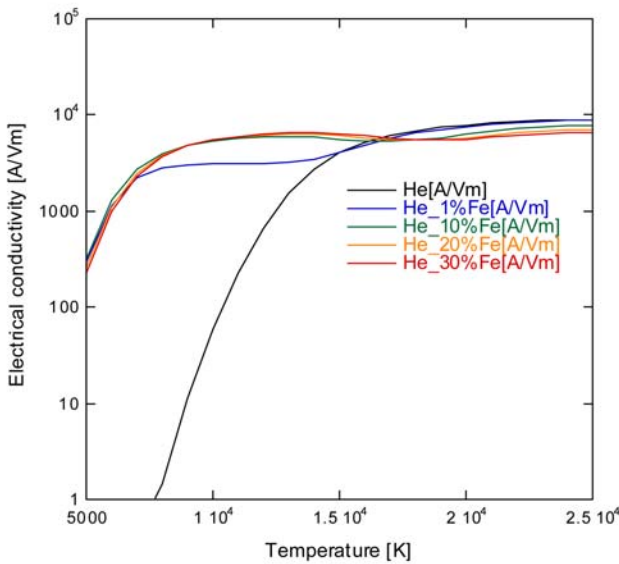


Fig. 3 Dependence of electrical conductivities of helium gas on temperature for each mixing ratio

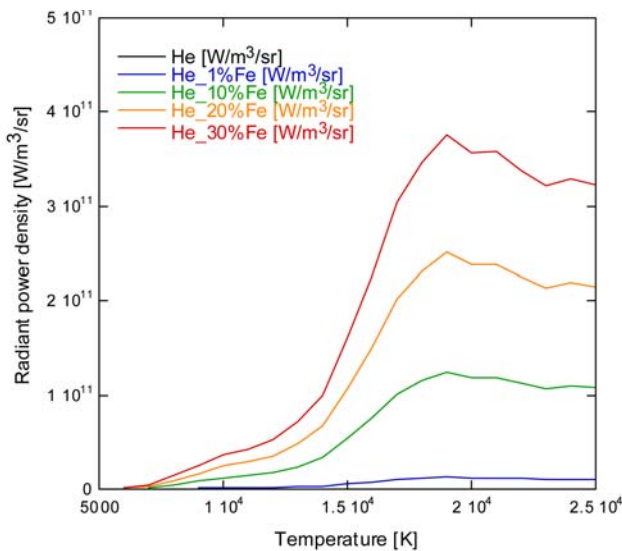


Fig. 4 Dependence of radiant power density of helium gas on temperature for each mixing ratio

### 3. 計算結果

ヘリウムシールドガスによるステンレス鋼の静止 GTA 溶接について本モデルを用いて計算を行った。温度分布、溶融池形状、プラズマ流体速度分布及び鉄蒸気の実率を Fig. 5 に示す。Fig. 5 はアークスタート20秒後の状態であるが、鉄蒸気の分布は (13) 式で表されるように拡散項と対流項からなっており、300 m/s に達する高速のプラズマ気流が存在する溶接アークにおいては、対流項の影響が強くなり、鉄蒸気の分布が半径方向に大きく広がりつつアーク下部の溶融池付近に集中していることが分かる。鉄蒸気のアークプラズマ中への混入は最大で7 mol% 程度であり、寺崎が実験で示した値とよく一致している<sup>14)</sup>。

次に、アーク電流の値を 50 A、100 A、150 A、200 A と変

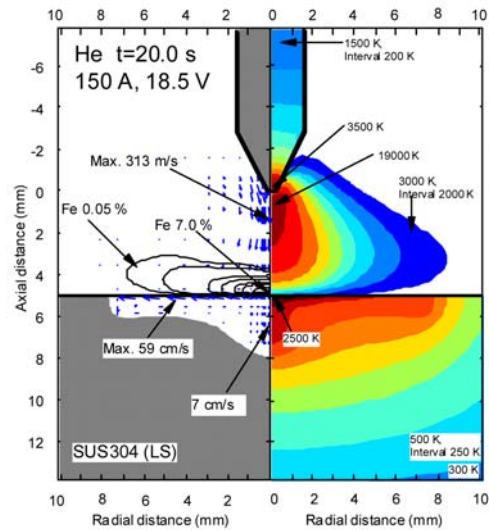


Fig. 5 Calculated result of helium GTA welding for a 150A at 20 seconds after arc ignition

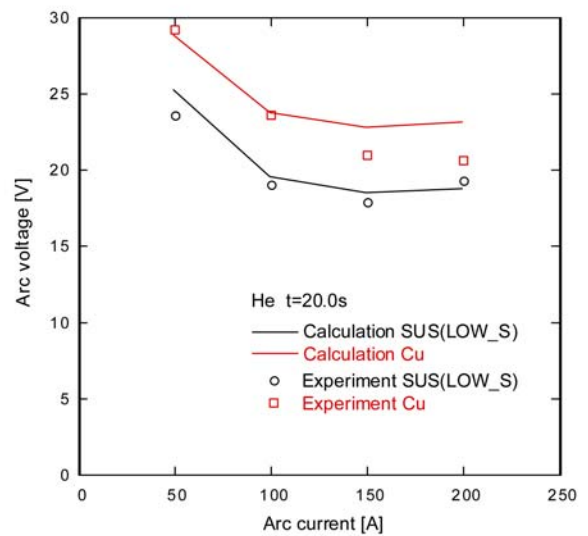


Fig. 6 Comparison of calculated arc voltage with experimental results

化させた場合のアーキ電圧の計算結果を Fig. 6 に示す。合わせて実験結果も示した。陽極に水冷銅を想定した場合とステンレス鋼を想定した場合の双方を示しているが、ステンレス鋼の場合はアーキスタート20秒後の溶融池が十分に形成された状態でのアーキ電圧を示している。なお、実線で表示しているのが計算結果、プロットで表示しているのが実験結果である。実験は、本計算モデルにできるだけ整合させ、幅 50 mm、長さ 150 mm、厚さ 10 mm の SUS304 ステンレス鋼板を試験片とし、試片を水冷銅板上に十分固定して板中央上に静止 GTA 溶接を行うことにより実施した。なお、試片のステンレス鋼 SUS304 の硫黄含有量は 10 ppm であった。また、アーキ長、電極径、シールドガス流量等の諸条件は計算の条件に一致させた。いずれのアーキ電流条件に対しても、水冷銅の場合に比べてステンレス鋼の場合のアーキ電圧が明らかに低下している。これは溶融池から蒸発した鉄蒸気の影響によるものであり、Fig. 3 に示した

ように、わずかな鉄蒸気の混入によってプラズマの電気伝導率が上昇し、アーキ下部溶融池近傍を中心とした電位傾度の低下が巨視的に約 5 V のアーキ電圧低下として現れたものである。ヘリウム GTA であるため小電流域では負荷抵抗特性を示すが、計算結果と実験結果はよく一致している。なお、水冷銅陽極の場合、アーキ電流 150 A 及び 200 A の条件において、実験値と計算値の間に 2~3 V 程度のずれが生じている。これは入熱密度が上昇する高電流域において、実験の場合に陽極表面から銅蒸気がわずかながら発生し、アーキ電圧を低下させていることが主たる原因であると考えている。

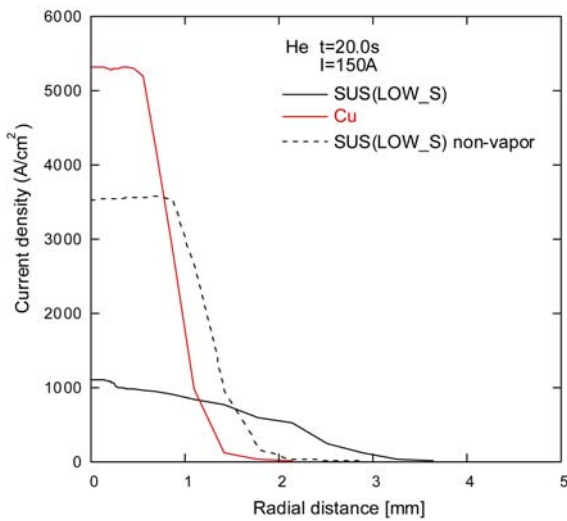


Fig. 7 Comparison of calculated current densities on anode surface

Fig. 7 に水冷銅及びステンレス鋼を陽極にした際の陽極表面における半径方向電流密度分布を示す。ステンレス鋼については、鉄蒸気の混入による影響を明らかにするために、鉄蒸気の混入を無視した場合の計算結果も同時に示している。この結果を見ると、水冷銅陽極の場合が最も電流密度が高く 5000 A/cm<sup>2</sup> を超えている。また、溶融池からの鉄蒸気を考慮した場合と無視した場合の間にも顕著な差が見られる。鉄蒸気を無視した場合、電流密度は最高で 3500 A/cm<sup>2</sup> を超えている。一方、鉄蒸気が混入した場合には電流密度は最高でも 1100 A/cm<sup>2</sup> 程度まで低下し、その代わりに半径方向に離れたプラズマの低温域においても鉄蒸気によって電気伝導率が上昇しているため、明らかに電流経路が広がっていることが分かる。

次に、シールドガスとしてアルゴンを用いた場合の温度分布、溶融池形状、プラズマ気流速度分布及び鉄蒸気のマール分率を Fig. 8 に示す。Fig. 5 に示すヘリウムの場合の計算結果と比べて鉄蒸気の濃度が非常に小さくなっている。しかしながら、その分布はヘリウムの場合と同様にプラズマ気流の強い影響を受けていることが分かる。

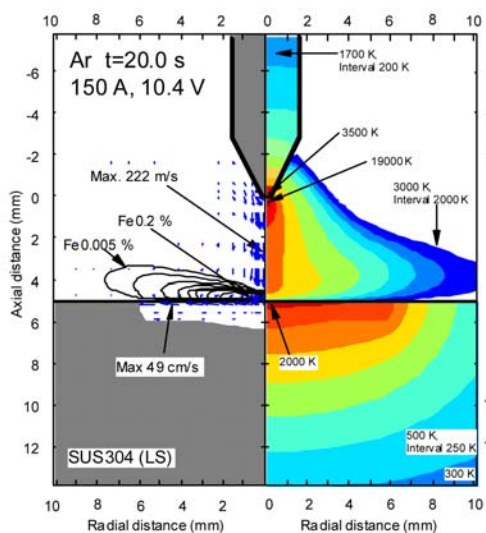


Fig. 8 Calculated result of argon GTA welding for a 150A at 20 seconds after arc ignition

Fig. 9, Fig. 10 はそれぞれシールドガスをヘリウム及びアルゴンとした場合の計算結果であり、プラズマ中の鉄蒸気

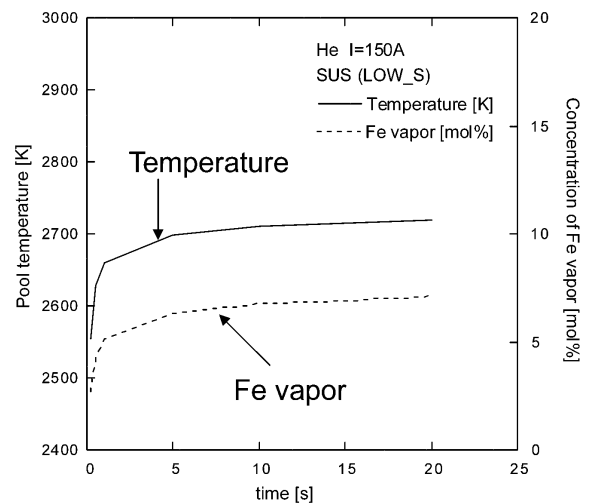


Fig. 9 Relation between maximum pool temperature and maximum concentration of Fe vapor in calculation of helium GTA welding

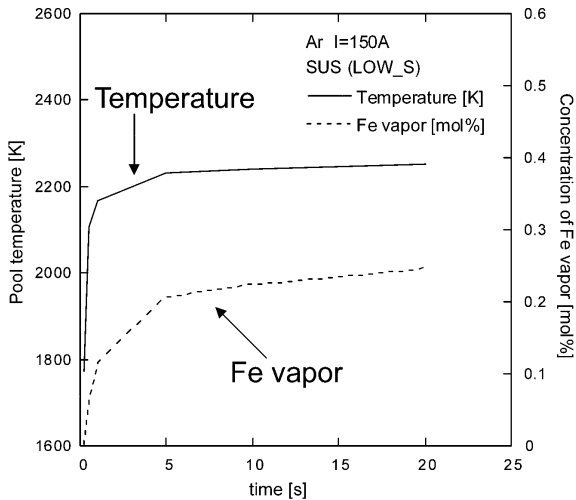


Fig. 10 Relation between maximum pool temperature and maximum concentration of Fe vapor in calculation of argon GTA welding

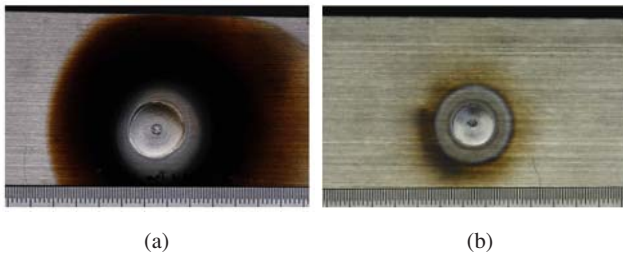


Fig. 11 Surface appearances of SUS304 after stationary GTA welding for 20 seconds in (a) Helium and in (b) Argon

最高濃度の時間変化を示したものである。合わせて、溶融池の最高温度の時間変化も示した。これらの図を見ると、ヘリウム、アルゴンどちらの場合も溶融池の温度上昇に合わせて鉄蒸気が増加している。しかしながら、アルゴンを使用した場合はヘリウムの場合と比べて溶融池の温度が 500 K 程度低くなっており、この理由により鉄蒸気の最高濃度が約 0.25 mol% であり、ヘリウムのそれに比べて 1/30 になっている。ヘリウム GTA の総入熱量及び入熱密度は共にアルゴン GTA の場合と比べて大きく、これが溶融池表面温度を上昇させ、結果としてアークプラズマ中に混入する鉄蒸気量を増加させていることが明らかとなった。

以上のように、本モデルによる数値計算シミュレーションでは、ヘリウムを使用した場合は、アルゴンをシールドガスに使用した場合と比べて GTA 溶接における金属蒸気の発生量が非常に大きくなることを示しており、いままですら経験的に知られた溶接ビード周辺に付着するスマットの発生量と定性的によく一致することが分かる。Fig. 11 は、Fig. 5 と Fig. 8 の同じ条件で 20 秒間ステンレス鋼 SUS304 試験片を静止 GTA 溶接した後の溶接部表面の実験写真である。溶接部周辺に付着した黒いすす状の物質がスマットであるが、アルゴン GTA 溶接の場合に比べてヘリウム GTA 溶接の場合にスマットが明らかに多く付着していることが分かる。

## 4. 結 論

溶融池表面から生じる鉄蒸気の挙動を考慮した静止 GTA 溶接の一体化モデルを用いて、静止 GTA 溶接における鉄蒸気の影響について数値計算シミュレーションを行った。以下に主な成果を示す。

- (1) ヘリウムシールドガスによるステンレス鋼の静止 GTA 溶接において、鉄蒸気は高速のプラズマ気流による影響を強く受け、その分布はアーク下部の溶融池近傍に集中し、半径方向に大きく広がっていることが分かった。
- (2) アーク電圧について計算結果と実験結果を比較すると、両者はよく一致した。また、水冷銅板上の GTA に対して実際の GTA 溶接におけるアーク電圧が低下する、という一般的に知られた現象を数値計算シミュレーションにより再現することに成功した。
- (3) 溶融池からの鉄蒸気の混入を考慮する場合と無視する場合とで陽極表面における電流密度分布を比較した結果、アークプラズマへの鉄蒸気混入によって、最高電流密度が低下すると共に半径方向へ拡がり、アーク電流経路が拡大することが明らかになった。
- (4) シールドガスにアルゴンを使用した場合、ヘリウムの場合と比べて溶融池の最高温度が 500 K 程度低くなるため、アークプラズマ中の鉄蒸気の最高濃度が約 1/30 に低下することが明らかになった。

## 謝 辞

本研究におけるアークプラズマ物性値の計算はオーストラリア CSIRO の A. B. Murphy 博士に協力いただいた。心より御礼申し上げます。また、本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金（基盤研究（B））の補助を受けて実施しました。

## 参 考 文 献

- 1) M. Tanaka, et al: New development of welding and thermal spraying, *J. Plasma & Fusion Res.*, 82-8 (2006), 492-496 (in Japanese).
- 2) H.G. Fan and R. Kovacevic: The front line of modeling heat and mass transfer in arc welding processes, *J. Japan Welding Soc.*, 76-2 (2007), 82-89.
- 3) H. Nishiyama, et al: Computational simulation of arc melting process with complex interactions, *ISIJ Int.*, 46-5 (2006), 705-711.
- 4) M. Tanaka and J. J. Lowke: Predictions of weld pool profiles using plasma physics, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 40 (2007), R1-R23.
- 5) S. Tashiro, et al: Plasma properties of helium gas tungsten arc with metal vapor, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 24-2 (2006), 143-148 (in Japanese).
- 6) H. Terasaki, et al: Effects of metal vapor on plasma state in helium gas tungsten arcs, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 20-2 (2002), 201-206.

- 7) H.G. Fan and R. Kovacevic: A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37 (2004), 2531-2544.
  - 8) J. Menart and L. Lin: Numerical study of a free-burning argon arc with copper contamination from the anode, *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 19-2 (1999), 153-170.
  - 9) C.R. Wilke: A viscosity equation for gas mixtures, *J. Chem. Phys.*, 18-4 (1950), 517-519.
  - 10) A. B. Murphy: A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29 (1996), 1922-1932.
  - 11) 日本金属学会編：改訂3版 金属データブック，丸善，(1993).
  - 12) A. B. Murphy: Transport Coefficients of Air, Argon-Air, Nitrogen-Air, and Oxygen-Air Plasmas, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 15-2 (1995), 279-307.
  - 13) S. Tashiro, et al: Properties of Mass and Heat Transfer for Tube Cathode Arcs, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 25-1 (2007), 3-9 (in Japanese).
  - 14) 寺崎秀紀：GTA 溶接におけるアークプラズマの物理構造の解明に関する研究，大阪大学大学院工学研究科生産科学専攻修士論文，(2000)，51-53
-