静止アーク溶接における溶融池内の対流と溶け込み形状*

松縄 朗**, 横谷真一郎***, 浅古 豊****

Convection in Weld Pool and Its Effect on Penetration Shape
in Stationary Arc Welds*

by Akira Matunawa** Shinichiro Yokoya*** and Yutaka Asako****

The importance of convective heat transfer in the weld pool has been widely recognized in relation to the penetration shapes of base metal.

The main causes that associate streaming in molten pool are the electro magnetic force, buoyancy force, surface tension and aero dynamic drag force. But, the mechanism of heat transfer has not yet been clarified well. Therefore, in this work, they have paid special attention on the importance of convectional heat transfer in the weld pool and the anode size or heat source size under the same heat input, or same current value. A finite difference method was employed to solve above-mentioned mechanism. The results obtained are as follows.

- 1) When arc length is short, the velocity field induced by outward surface shear stress consists of two flow loops of opposite directions in the molten pool, which lead to comparatively deep weld shape.
- 2) In case of short arc length and positive temperature coefficient of surface tension, surface tension is predominant. Accordingly, penetration shape is deep.
- 3) In case of long arc length aero dynamic drag force is predominant, which leads to the 'shallow' center and 'deep' peripheral penetration.

Key Words: Electro magnetic force, Convection, Penetration shape, Arc Welding, Free boundary problem, Driven force, Surface tension, Plasma stream

1. 緒 言

アーク溶融溶接の理解には、溶融池内の熱輸送特性を把握する必要がある。つまり、溶融池内の流動が熱輸送特性に大きく作用して溶け込み形状のみならず溶融池内の化学反応、金属組織、ビードの形成等、溶接部の変形、残留応力あるいは機械的性質に深く関わり合っている。しかし、溶融現象の複雑さもあるため未だその機構も十分には、明らかにされておらず、そのことがアーク溶接現象の理解を困難にしている。本研究は以上の視点から静止 TIG アーク溶融溶接における溶融池内の流動に注目して、アークよりの入熱から溶け込み形成に至る間の熱・物質輸送現象の解明を目的としたものである。現在溶融池内の対流駆動要因として次のように4つ考えられている。すなわち、(1)電磁力 (E) すなわち電流拡散によるピンチ効果に起因する軸方向の対流、(2)溶融池内の温度分布の密度変化による浮力 (B) すなわち自然対流、(3)自由表面上の温度分布による表面張力勾配により駆動される表面流がある。この場合表面張力の温度係数負の場合 (S(-)) と、正の場合 (S(+)) が存在する。また、(4)アークのプラズマ気流による自由表面上の剪断応力 (A) による表面流もあり、これらの要因により生じた対

流方向によって各方向への熱輸送量が異なり溶け込み形状も異なってくる。一定容器中における各種駆動力に基づく対流の報告はかなりの数にのぼる。松縄等 [1, 2, 3, 4], Oreper 等 [5], 西口と黄地 [6] は対流による熱輸送特性の問題に触れている。また、最近 Oreper 等 [7] は移動境界法を用いて表面張力、電磁力、浮力を考慮した過渡状態での数値解析を行っている。そこでは、広く分布した熱源、及び電流密度では電磁力、浮力は温度場に大きな影響を与えないこと、熱流束及び電流密度は溶融池の形状決定に大いに影響を与えること、表面張力駆動流では表面張力勾配が大きな表面速度を生じ溶融池形状に大きな効果を持つことを明らかにした。同様に Kou と Sun [8] は浮力、電磁力、表面張力を駆動力とする溶融池の自由境界問題を数値解析を用いて解いた。そこでは対流駆動力の大きさは表面張力、電磁力、浮力の順番である。電磁対流のような軸流は熱源から軸下方に熱輸送のために深い溶け込みとなる。溶融池内には二対の循環流があり、自由表面近傍は表面張力勾配によるものであり、内部の循環流は電磁力によるものであるとした。上述の様に部分的には良く検討されているが、1)軟鋼の静止 TIG アーク溶接においてアーク長の長い場合に見られる“周辺溶け込み” [9] およびアーク長の短い場合に見られる“中心溶け込み” [6] の実験事実が計算の上で十分には反映されていない、2)入熱開始から定常状態までの溶け込み形状の変化の検討がされていない、3)アークよりの入熱面積又は熱流束分布、流入電流面積による溶け込み形状の影響、4)プラズマ気流の剪断応力による対流の検討等がなされていないか、または十分とは言えない。

以上の視点から本研究では溶融現象に大きな影響を及

*原稿受付 昭和62年11月16日 第35回溶接アーク物理研究委員会
で発表

**正 員 大阪大学 溶接工学研究所 Member, Welding
Research Institute of Osaka University

*** 日本工業大学 Member, Nippon Institute of Tech-
nology

**** 東京都立大学 Tokyo Metropolitan University

ぼすと考えられる3つの要因：アークよりの入熱形態、電流分布、対流駆動要因に注目して溶融池内の熱・物質輸送現象の解明を目的としたものである。

2. 対流熱輸送のモデル化

2-1 駆動力としてのプラズマ気流の剪断応力項のモデル化

プラズマ気流によって溶融池自由表面上に剪断応力が作用して熱源中心より溶け込み周辺に向かう駆動力の働くことは既に指摘されている [10]。しかし、その駆動力についての定量的な評価は極めて少ない。増田 [11] はアーク空間の周辺を閉じた容器内と仮定してエネルギー方程式には触れずに、運動方程式のみに注目して、アーク長やアーク広がり角度と応力分布の関係等を詳しく研究している。この様な仮定のもとで、アーク長を極端に短くした場合やアーク形状を円柱状に近づけた場合、気流の流速が低下して、プラズマ気流の及ぶ範囲もアーク直下の溶融池表面近傍に限られることを見出した。本研究では、現実の条件に近づくためにアークの周辺部に通常のアルゴンの流入及び流出を考慮している。また、溶融池の自由表面上における剪断応力は表面張力によるものとプラズマ気流によるものとは応力分布に本質的に差異のあることに注目して、アーク長と応力分布に相関性が有ることを重視してその機構を明らかにするとともに、プラズマ気流を駆動力とする熱・物質輸送現象の解明を目的としている。

2-1-1 対流モデルと構成方程式

アークのプラズマ気流と溶融池自由表面との相対速度によって生ずる粘性摩擦応力すなわち剪断応力分布は、Fig. 1 の境界条件と、以下の仮定のもとに、下記に示す構成方程式(1)~(5)をコントロール・ボリューム法に基づき差分法 [15] により、代数方程式へ変換し、それを解いて求めた。

1. アークにおけるプラズマ気流は層流、定常状態であり、軸対称流れである。2. アーク空間の駆動力は電磁力のみと仮定した。3. アークの電流密度は α を頂角とする円錐の頂点を原点として同一半径の球面上で均一である。4. 物性定数（密度、粘性係数）は温度によらず一定でそれらの値には 10000 K における値を用いた。5. 溶融池の自由表面における溶融金属の速度はプラズマ気流の速度に比べ、十分に遅いので、自由表面を水平な固体壁面すなわち $v_{x=L_c+L}=0$ と仮定した。

Fig. 1 Schematic diagram of stationary TIG arc model.

関連する物理量と記号を Table 1 に示す。

$$J = \frac{I}{2\pi((X-L_c+r_c/\tan\theta)^2+r^2)(1-\cos\alpha)} \quad \dots\dots(1)$$

$$B_\phi = \frac{\chi I(1-\cos\theta)}{2\pi((X-L_c+r_c/\tan\theta)^2+r^2)^{0.5}(1-\cos\alpha)\sin\theta} \quad \dots\dots(2)$$

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0 \quad \dots\dots(3)$$

運動方程式

[x 方向成分]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v u) \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_g \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \mu_g \frac{\partial u}{\partial r}\right) \\ + J_r \cdot B_\phi \end{aligned} \quad \dots\dots(4)$$

[r 方向成分]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v v) + \frac{\mu_g v}{r^2} \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_g \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \mu_g \frac{\partial v}{\partial r}\right) \\ - J_x \cdot B_\phi \end{aligned} \quad \dots\dots(5)$$

溶融池の自由表面におけるプラズマ気流の剪断応力 τ_p は

$$\tau_p = -\mu_g(\partial v / \partial x)_{x=L_c+L} \quad \dots\dots(6)$$

2-1-2 結果の検討

本節では、溶融池内の対流現象の駆動力としてプラズマ気流による溶融池自由表面上の剪断応力分布に注目してアーク長と等流線、およびアーク長と剪断応力分布との相関性を Fig. 2 に表示しているが、得られた結論は次の通りである。

(1) アーク長の短い場合はプラズマ気流の対流は陰極近傍に限られる。アーク長が長くなるに従ってアルゴンガス流入口から流出口にアーク対称軸から母材表面に沿って流出しているのが見られる、従ってアーク長の短い場合は溶融池表面に作用する剪断応力の範囲はアーク中心軸近傍に限られるが、アーク長が長くなるに従ってその作用する範囲は広がっている。

(2) 剪断応力の最高値はアーク長の極端に短い場合と比較的長い場合との間にあるが、ややアーク長の短い側よりにある。

2-2 駆動力としての電磁力項のモデル化

Sozou と Pickering [12] の系で表された電流密度の式*を円柱座標系 $(x-r)$ に変換して用いた。Fig. 3 の境界条件を用いると

$$R^2 = r^2 + x^2 \quad \dots\dots(7)$$

媒介変数 ζ , η を次式の様に表すと

$$\zeta = \sqrt{\frac{R^2 - R_1^2}{2R_1^2}} + \sqrt{\frac{x^2}{R_1^2} + \frac{(R_1^2 - R^2)^2}{4R_1^4}} \quad \dots\dots(8)$$

$$\eta = x/(R_1 \zeta) \quad \dots\dots(9)$$

電磁力による駆動力の x 方向成分

$$E_x = \frac{\chi I^2(1-\eta)\zeta}{4\pi^2 R_1^3(\zeta^2 + \eta^2)(\zeta^2 + 1)} \quad \dots\dots(10)$$

*アノード面上におけるアーク中心部および外端の電流密度は本節で用いている平均値の電流密度に比較してそれぞれ +30%, -8% 以内の差異がある。

Fig. 2 Influence of arc length on stream line and shear stress field on anode surface

Table 1 List of symbols and material constants

u : x -component velocity (m/s)
v : r -component velocity (m/s)
r : Radius from Symmetric axis (m)
J : Current density (A/m ²)
θ : Angle at arbitrary position of arc as shown in Fig. 1
α : Maximum divergent angle of arc (32°)
ρ : Density (0.05 kg/m ³)
χ : Permiability ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m)
μ_g : Viscosity of plasma (2.9×10^{-4} kg/ms)
I : Current (200A)
B_ϕ : Magnetic flux density (W_b/m^2)
R_A : Radius of heat source ($R_A = 2$ & 5 mm)
R_1 : Anode radius ($R_1 = 1.1$ mm, 2 mm & 5 mm)
Q : Total heat input ($Q = q\pi R_A^2 = 1570$ J/s)
q : Heat flux intensity ($q = 2 \times 10^4$ & 1.25×10^5 kJ/(m ² s))
T : Temperature of liquid phase (K)
H : Enthalpy (kJ/kg)
ρ : Density (7.13×10^{-3} kg/cm ³)
T_M : Melting point ($T_M = 1809$ K)
μ_l : Viscosity of weld iron (4×10^{-3} kg/(m.s))
β : Coefficient of heat expansion (1.4×10^{-4} /K)
$\partial\sigma/\partial T$: Thermal coefficient of surface tension ; -0.3 & 0.36 mN/(m.K) ; by Mills [10]
λ : Heat conductivity (0.041868 kJ/(m.s.K))
C_p : Specific heat (0.8792 kJ/(kg.K))

電磁力による駆動力の r 方向成分

$$E_r = \frac{\gamma I^2 (\eta - 1) \eta}{4\pi^2 R_1^3 (\zeta^2 + \eta^2)(\zeta^2 + 1)} \sqrt{\frac{1 + \zeta^2}{1 - \eta^2}} \quad \text{.....(11)}$$

3. 4 個の対流駆動要因を考慮した対流熱輸送構成方程式のモデル化

関連する物理量と記号を Table 1 に表示する。また、構成方程式は以下のように示される。ここで、連続の式は、式(3)と同様なので省略する。

運動方程式

$$\text{対流駆動要因として作用する浮力の項は} \\ F_B = \rho g \beta (T - T_M) \quad \text{.....(12)}$$

x 方向成分

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v u) \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_l \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu_l \frac{\partial u}{\partial r}) \\ + E_x + F_B \quad \text{.....(13)} \end{aligned}$$

r 方向成分

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v v) + \frac{\mu_l v}{r^2} \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_l \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu_l \frac{\partial v}{\partial r}) + E_r \quad (14) \end{aligned}$$

エネルギー方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u H) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v H) \\ = \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial H}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\frac{\lambda}{c_p} r \frac{\partial H}{\partial r}) \quad \text{.....(15)} \end{aligned}$$

4. 境界条件と数値計算法

☆ 溶融池自由表面上に駆動力として表面張力およびプラズマ気流による剪断応力が作用する場合、

表面張力の剪断応力は

$$\tau_s = (\partial \sigma / \partial T) \cdot (\partial H / \partial r) \cdot (1/c_p) \quad \cdots \cdots (16)$$

従って、溶融池自由表面において次式が成り立つ、

$$-\mu_l (\partial v / \partial x)_{x=0} = \tau_s + \tau_p \quad \cdots \cdots (17)$$

☆ 溶融池自由表面上における熱流束は次式で示される、

$$q = -(\lambda/c_p) (\partial H / \partial x)_{x=0} \quad (0 \leq r \leq R_A) \quad \cdots \cdots (18)$$

Fig. 3 は溶け込み形状、速度場、温度場を求めるための境界条件を示している。入熱量は 1570 J/s 一定として入熱半径 $R_A = 2$ mm, 5 mm 総入電流量 200 A, 入電半径 $R_T = 1.1$ mm, 2 mm, 5 mm の 3 種類としてそれぞれ等分布状に入るものとした。計算領域は $r = 0 \sim 50$ mm, $x = 0 \sim 50$ mm で、それぞれ外端で温度が 293 K であるとした。鈍鉄では H : エンタルピーと T : 温度の関係は Fig. 4 で示されている。計算における連続性を保持するために固液共存域を図示のような破線で仮定した、

Fig. 3 Boundary condition for the calculation of temperature and velocity

Fig. 4 Relationship of temperature and enthalpy [14]

H が 1297 kJ/kg 以上を液相以下を固相と定義した。計算領域内には液相と固相が共存するが、実際の計算では、固相領域の粘性係数に非常に大きな値、すなわち、液相の粘性係数の 2.5×10^{13} 倍の値を与えた。

各時間ステップごと、総てのコントロール・ボリュームの固液の判定を行った。なお、上述の境界条件のおき方は Kou [8] の手法と同様である。メッシュの切り方は、原点（熱源中心）より軸方向外端までおよび原点より半径方向外端までそれぞれ 30 等分に分割して、原点より溶融池の固液界面近傍 ($0 \sim 6$ mm) までを 20 分割して原点近傍のメッシュの間隔を細かくした。上述の点を考慮して構成方程式 (13) ~ (15) を差分法 [15] により解いた。なお、繰り返し計算の収束判定は u, v, H の相対的変化がすべて 10^{-7} 以下とした。

5. 計算結果の検討

Fig. 5 は熱源半径 $R_A = 2$ mm, 陽極半径 $R_T = 2$ mm と仮定しての時間経過に対する溶け込み形状の変化、温度場、速度場における駆動要因の単独効果を示している。一方 Fig. 6 は熱源半径 $R_A = 2$ mm, 陽極半径 $R_T = 1.1$ mm つまりアーク長 $L = 1$ mm の場合を想定しているけれども表面張力温度勾配が負の場合、正の場合における溶け込み形状、温度場、速度場における複合効果を表している。つまり、Fig. 5, Fig. 6 はアーク長の比較的短い場合に注目して検討をしている。

浮力を駆動力とする対流では、本来有する体積力の為、溶融池全体に渡る対流を示すが非常に弱い。従ってそれに起因する温度分布、溶け込み形状の変化は純熱伝導の場合に類似している。表面張力を駆動力とする対流では、溶け込み形状は表面張力温度勾配の正・負では相当大きな差異を示している。つまり、それが負の場合には、溶融池内の自由表面近傍の表面張力作用によって半径外向き方向の比較的強い対流とそれに随伴して生ずる溶融池の大部分を占める反対方向のやや弱い対流との 2 つの循環流の存在を示している。この随伴対流は電磁対流で見られる熱源直下に向かう軸流を示し、そのことが一般に考えているよりも比較的深い溶け込み形状を形成しているものと推察される。一方、正の表面張力温度勾配の場合には、溶融池表面の流れは熱源に向けての内向き放射流となって、溶融池対称軸近傍の流れは熱源直下に向かう軸流を示し、溶融池幅の狭い、かなり深い溶け込みを形成している。

電磁力を駆動力とする対流では、ピンチ効果によって、体積力特有の熱源直下に向かうような対流を示し、溶け込み幅の狭い、比較的深い溶け込み形状を示している。

プラズマ気流による剪断応力を駆動力とする対流では、気流の粘性摩擦応力により半径外向き方向の比較的強い対流とそれに随伴して生ずる溶融池の大部分を占める反対方向の弱い対流との 2 つの循環流の存在を示している。

この随伴対流は電磁対流で見られる熱源直下に向かう軸流を示し、そのことが通常考えられているよりもやや深い溶け込み形状を形成しているものと考えられる。つまり、表面張力駆動の際でも、プラズマ気流による場合でも自由表面においては剪断応力によって外向き放射流の存在する場合には、半径外向き方向の比較的強い対流とそれに随伴して生ずる溶融池の大部分を占める反対方向

Fig. 5 Penetration shapes with times, temperature and velocity fields due to (a) pure conduction, (b) buoyancy force, (c) electromagnetic force and surface tension (including both (d) negative and (e) positive temperature coefficients of surface tension), and aerodynamic drag force for the case: $Q=1570 \text{ J/s}$, $I=200 \text{ A}$, respectively

の比較的弱い対流との2つの循環流が存在することを示すことが特徴である。

Fig. 6 は熱源半径 $R_A=2 \text{ mm}$, 陽極半径 $R_I=1.1 \text{ mm}$ つまりアーク長 $L=1 \text{ mm}$ の場合を想定して、4つの対流駆動力要因(プラズマ気流の剪断応力 A , 表面張力 S , 電磁力 E , 浮力 B)を考慮した場合の時間経過に対する

溶け込み形状, 温度場, 速度場に及ぼす複合効果を表している。ただし, その際駆動要因の1つである表面張力の表面張力温度勾配が負の場合 $S(-)$ を含むのは (a) 図, それの正の場合 $S(+)$ を含むのは (b) 図である。比較的, 熱源半径, 陽極半径の小さい場合では, 表面張力温度勾配が負の場合を含む複合効果では, 自由表面上

Fig. 6 Penetration shapes with times, temperature and velocity fields due to combined buoyancy force, electromagnetic force and surface tension (including both (a) negative and (b) positive temperature coefficients of surface tension) and aerodynamic drag force for the case: $Q=1570 \text{ J/s}$, $I=200 \text{ A}$

半径外向き方向の比較的強い対流とそれに随伴して生ずる溶融池の大部分を占める反対方向の対流との2つの循環流が存在することを示している。その結果、比較的深い溶け込み形状を示している。一方、表面張力温度勾配が正の場合を含むときは熱源直下に向かう軸流を示し、溶け込み幅の狭い、深い溶け込み形状を示している。

Fig. 7 は熱源半径 $R_A=5 \text{ mm}$ 、陽極半径 $R_I=5 \text{ mm}$ と仮定しての時間経過に対する溶け込み形状の変化、温度場、速度場における駆動要因の単独または複合効果を示している。

浮力及び電磁力による対流は非常に弱いことが知られる。従って、得られた溶け込み形状の変化、および温度分布等は、純熱伝導を想定して得られた結果と全く同様である。

表面張力駆動力で表面張力温度勾配を負 $S(-)$ とした時の対流は複雑でその時間に対する溶け込み形状は純熱伝導の場合に似ている。一方、表面張力駆動力で表面張力温度勾配を正 $S(+)$ とした時は、溶融池表面の流れは熱源に向けての内向き放射流となって、溶融池対称軸近傍の流れは熱源直下に向かう軸流を示し、比較的深い溶け込みを形成している。

Fig. 7(f) はアーク長 $L=8 \text{ mm}$ の場合を想定して、プラズマ気流を駆動力として単独で作用する場合、および4つの対流駆動要因（プラズマ気流の剪断応力 A 、表面張力 S 、電磁力 E 、浮力 B ）を考慮した場合の時間経過に対する溶け込み形状、温度場、速度場に及ぼす複合効果を表している。その際駆動要因の1つである表面張力の表面張力温度勾配が負の場合 $S(-)$ を含むのとそれの正の場合 $S(+)$ を含むのとに分類している。ただし、プラズマ気流単独の場合と、複合した場合についての計算結果より、それらの差異が極めて小さいので一例にまとめた。つまり、アーク長が長い場合、プラズマ気流による駆動力が他の3つの駆動力よりも支配的で、プ

ラズマ気流単独の場合の熱輸送特性と同様で溶融池の自由表面上半径外向き方向の流れを含む様な方向の強い対流である。従って熱源から溶融池外端迄熱輸送されるため、その溶け込み形状は石崎[9]の特徴的な周辺溶け込みに類似している。

6. 結 言

1. アーク場のプラズマ気流はアークの長短に大きく影響される。その結果、アーク長の短い場合、プラズマ気流が溶融池表面に作用する剪断応力分布の範囲は狭いが、アーク長が長くなるに従ってその作用する範囲は広がっている。

比較的集中的流入熱源、流入電流の場合 ($R_A=2 \text{ mm}$, $R_I=2 \text{ mm}$ 又は 1.1 mm)

2. 浮力を駆動力とする対流は、非常に弱く、それに起因する温度分布、溶け込み形状の変化は純熱伝導の場合に類似している。

3. 電磁力を駆動力とする対流では、ピンチ効果によって、体積力特有の熱源直下に向かう様な対流を示し、溶け込み幅の狭い、比較的深い溶け込み形状を示している。

4. 表面張力温度勾配が正の表面張力駆動では、溶融池表面の流れは熱源に向けての内向き放射流となって、溶融池対称軸近傍の流れは熱源直下に向かう軸流を示し、溶融池幅の狭い、かなり深い溶け込みを形成している。

5. 自由表面に外向き駆動力（プラズマ気流、負の温度勾配をもつ表面張力）の作用する場合、自由表面近傍の外向き放射流を含む強い対流とそれに随伴する反対方向の比較的弱い循環流の存在により、通常考えられているよりもやや深い溶け込み形状を形成している。

6. 駆動力として、プラズマ気流、表面張力、電磁

Fig. 7 Individual or combined effect of each motive force for the case: $Q=1570 \text{ J/s}$, $I=200 \text{ A}$, respectively

力、浮力を含む複合効果が負の表面張力温度勾配を含むときは、自由表面上半径外向き方向の比較的強い対流とそれに随伴して生ずる溶融池の大部分を占める反対方向の対流との2つの循環流が存在することを示している。その結果、比較的深い溶け込み形状を示している。一方、正の表面張力温度勾配を含むときは熱源直下に向かう軸流を示し、溶け込み幅の狭い、深い溶け込み形状を示している。つまり、表面張力対流が溶け込み形成において支配的である。

流入熱源及び、流入電流の比較的分散した場合 ($R_A=5 \text{ mm}$, $R_I=5 \text{ mm}$)

7. 浮力及び電磁力による対流は非常に弱く、溶け込み形状の変化等は、純熱伝導を想定して得られた結果と等しい。

8. 表面張力駆動力で表面張力温度勾配を負 $S(-)$

とした時の対流は複雑でその時間に対する溶け込み形状は純熱伝導の場合に似ている。一方、表面張力温度勾配を正 $S(+)$ とした時、その対流は溶融池表面の熱源に向けての求心流と熱源直下に向かう軸流を示し、比較的深い溶け込みと、その結果比較的大きな溶融容積を形成している。

9. プラズマ気流による駆動力が他の3つの駆動力よりも支配的である。ゆえに、駆動力が複合しても、プラズマ気流単独の熱輸送特性と類似で有る。対流は溶融池の自由表面上半径外向き方向の流れを含む比較的強い一様な方向である。従って熱源から溶融池外端迄熱輸送されるために、その溶け込み形状は石崎 [9] の特徴的な周辺溶け込みに類似している。

謝 辞

御指導賜った日本工業大学石崎教授に深く感謝します。

参 考 文 献

- 1) Yokoya, S., Asako, and Matunawa, A., Trans. J. W. S. Vol. 14, No.2, 1983.
- 2) Yokoya, S. and Matunawa, A., IIW, Doc-212-568, 1983.
- 3) 溶接学会論文集., Vol.2, No.3(1984), p.404
- 4) 松縄, 横谷, 浅子., アーク物理委資料87-642
- 5) Oreper, G. M., Eager, T. W. and Szekely, J., W. J., 62, 307 s (1983).
- 6) 西口, 黄地., アーク物理委資料 86-623
- 7) Oreper, G. M. and Szekely, J., Fluid Mech(1984), Vol.147, pp53-79.
- 8) Kou, Sindo. and Sun, D. K., Metallurgical Transactions 16A., FEBRUARY 1985-203.
- 9) 石崎等：溶接学会誌 34-2(1965)146-153
- 10) 安藤弘平, 長谷川光雄：溶接アーク現象, p.445, 産報
- 11) 増田：大阪大学大学院修士学位論文 (昭和60年)
- 12) Sozou, C. and Pickering, W. M., Proc. Royal Soc. London A, 362, 509 (1978).
- 13) Mills, K. C., Keene, B.J., Brooks, R. F., and Olusanya, A., 1984., Report of the National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex, TW 11 OLW. 14.
- 14) “鋼の熱特性”, 日本鉄鋼便覧, 丸善., p 213, 表4.9
- 15) Patanker, S. V., Numerical Heat Transfer, 4, 409, 1981

高圧雰囲気中における重力式アーク溶接*

—5 MPa までの溶接現象—

菅 泰 雄**, 蓮 井 淳**

On Gravity Welding under High Pressure Atmosphere*

—Welding Phenomena under Pressure up to 5 MPa—

by Yasuo Suga** and Atsushi Hasui**

The feasibility of gravity welding and welding phenomena under pressurized argon atmosphere (up to 5 MPa gauge) were investigated. The ilminite type, high titanium oxide type and low hydrogen type electrodes of 4 mm in diameter were used. As base metals, SM41A steel plates of 6 and 9 mm in thickness were used.

Main results obtained are summarized as follows:

- 1) Sound weld can be obtained under pressurized argon atmosphere up to 5 MPa by low hydrogen type electrode. Porosity and pits are not observed in the weld, but occurred by the other type in the pressure range of 0.1 to 0.7 MPa, which disappeared when pressure is over 1.0 MPa.
- 2) The suitable welding current to obtain sound welds increases with increasing ambient pressure.
- 3) Butt welded joints obtained by low hydrogen type electrodes under pressure up to 5 MPa have sufficient tensile strength and impact value. However, the tensile strength and the impact value decrease with increasing pressure.
- 4) The maximum voltage $V_{\max}$ and the mean voltage V_{mean} increase with increasing pressure up to 2 MPa. However, they have a tendency to decrease over 2 MPa. The minimum voltage $V_{\min}$ decreases with increasing ambient pressure.
- 5) The melting rate of electrode decreases with increasing pressure up to 0.5 MPa, while it increases over 0.5 MPa.
- 6) The transfer period of droplet from electrode tip increases with increasing pressure up to 0.5 MPa, while it decreases over 0.5 MPa.
- 7) The diameter of droplet increases with increasing pressure up to 0.5 MPa, while it decreases over 0.5 MPa.

Key Words: Underwater dry welding, Hyperbaric welding, Gravity welding, Pressure, Arc phenomena, Transfer of droplets, Arc stability, Low hydrogen type electrode

1. 緒 論

海洋開発に関連して、海底パイプライン等の海洋構造物の溶接に、TIG 溶接, MIG 溶接をはじめ被覆アーク溶接棒を用いた手溶接による乾式水中溶接法が実用されている¹⁻³⁾。しかし、溶接士の潜水深度に限界があり、水深 200 m 相当以上の圧力下におけるアーク溶接の実施報告はあまり見られない。一方、将来の海洋開発における水深の増大を予測して、各方面で高圧雰囲気中にお

ける溶接に関する研究が進められおり⁴⁻¹⁰⁾、筆者らは、すでに 5 MPa までの圧力下における TIG 溶接法による溶接の可能性について報告した^{11,12)}。次いで、現在乾式水中溶接に多用されている被覆アーク溶接法のより高圧下における溶接への適用の可能性を確認するため、比較的簡単な装置により自動的に溶接が行える重力式溶接法を用いて、実験的研究を行った。本報では、5 MPa までの高圧アルゴン雰囲気中における重力式溶接法による溶接の可能性、3 種類の異なる被覆アーク溶接棒の高圧下での溶接への適用性及びアーク溶接現象に及ぼす圧力の影響等について検討を加えた結果について報告する。

*原稿受付 昭和62年10月30日 昭和62年度秋季全国大会で発表

**正 員 慶應義塾大学理工学部 Member, Faculty Science and Technology, Keio University