

# TIG溶接におけるトーチ移動速度が及ぼす 熱的非平衡アークの熱輸送に関する研究

東京都市大学大学院 総合理工学研究科  
電気・化学専攻 電気電子工学領域

2091202 根本 雄介

2023年3月



# 目次

<b>第1章 緒論</b>	<b>3</b>
1.1 TIG アーク溶接の現状と課題	3
1.2 TIG アーク溶接の研究動向	12
1.2.1 パルスアークによるアーク姿態の制御と課題	12
1.2.2 横磁界によるアーク姿態の制御	17
1.2.3 回転横磁界と縦磁界によるアーク姿態の制御	20
1.3 非平衡を考慮したプラズマの数値解析の研究動向と課題	36
1.3.1 動的なプラズマの実験計測の研究動向と課題	36
1.3.2 非平衡を考慮したプラズマの数値解析	38
1.4 横風流速とトーチ移動による熱的非平衡アークの形成要因のモデル	42
1.4.1 横風吹付時における熱的非平衡アークの熱輸送のモデル	42
1.4.2 トーチ移動速度が及ぼす熱的非平衡アークの熱輸送	50
1.5 本研究の目的	54
1.6 本論文の構成	56
<b>第2章 実験方法・計算方法</b>	<b>59</b>
2.1 超高速分光計測手法	59
2.1.1 実験装置	59
2.1.2 超高速分光計測	59
2.1.3 温度算出	60
2.2 3次元電磁熱流体解析の計算条件	64
2.2.1 TIG アーク溶接を模擬した電磁熱流体シミュレーション	64
2.2.2 計算領域	65
2.2.3 3次元直交座標系のTIGアークの計算条件	66
2.3 支配方程式	71
2.4 計算手法	76
2.4.1 解析手順	76
2.4.2 物性値	80
2.4.3 境界条件	82
<b>第3章 超高速分光計測を用いたアーク温度計測</b>	<b>87</b>
3.1 超高速分光による温度算出の確立	87
3.2 アーク電流立ち下げ時の温度計測	98
3.3 アーク電流立ち下げが及ぼす非平衡性	104

第 4 章	横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布の解析	111
4.1	横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度	111
4.2	横風吹き付け時の電流密度	115
4.3	横風吹き付け時の陰極角度が及ぼす非平衡性	117
第 5 章	熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析	119
5.1	2 温度 2 流体を考慮した電子温度と重粒子温度	119
5.2	2 温度 2 流体を考慮した電子と重粒子の流速分布	124
5.3	2 温度 2 流体を考慮した横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度	130
第 6 章	溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析	137
6.1	溶接トーチの移動を考慮した 3 次元電磁熱流体解析手法の確立	137
6.2	溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布と流速分布の解析	141
6.3	溶接速度が及ぼす母材への入熱量	148
第 7 章	高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案	159
第 8 章	結論	169
	謝辞	175
	参考文献	179
	付録 1 ガスの物性	195
	付録 2 電極の物性	217
	付録 3 速度場と圧力場の連成解析手法	221
	発表論文一覧	224

# 記号

$A$ [ $\text{A}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^2$ ]	: リチャードソン・ダッシュユマン定数
$A_{arc}$ [m]	: アークの回転の振幅
$\vec{A}$ [T·m]	: ベクトルポテンシャル
$\vec{B}$ [T]	: 磁束密度ベクトル
$B_{amf}$ [T]	: 縦磁束密度
$B_{ex}$ [T]	: 横磁束密度
$C\%$	: 鉄蒸気濃度
$C_p$ [J/kg·K]	: 定圧比熱
$dt$ [s]	: 電流遷移時間
$D$ [m]	: 溶融深さ
$D_{vap}$ [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]	: 拡散係数
$e$ [C]	: 電気素量 ( $1.6 \times 10^{-19}$ C)
$\vec{E}$ [V/m]	: 電界ベクトル
$E_{i+1}$ [eV]	: $i$ 種粒子の電離エネルギー
$f$ [Hz]	: 周波数
$\vec{F}_{em}$ [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]	: ローレンツ力
$F_L$ [L/min]	: シールドガス流量
$h$ [J/kg]	: 比エンタルピー
$g$ [ $\text{m}/\text{s}^2$ ]	: 重力加速度
$G$ [S]	: アークコンダクタンス
$I$ [A]	: 入力電流
$\vec{j}$ [ $\text{A}/\text{m}^2$ ]	: 電流密度ベクトル
$j_e$ [ $\text{A}/\text{m}^2$ ]	: 電子電流密度
$j_i$ [ $\text{A}/\text{m}^2$ ]	: イオン電流密度
$k$ [J/K]	: ボルツマン定数 ( $1.38 \times 10^{-23}$ J/K)
$l_{noz}$ [m]	: 電極突き出し長さ
$l_a$ [m]	: 陰極先端から 1 mm までの距離
$L$ [m]	: 陰極からアーク軸中心部までの線分
$M_{Ar}, M_{Fe}$ [kg/mol]	: アルゴンの原子量, 鉄の原子量
$n_c$	: 陰極表面に対する鉛直方向
$n_e$ [ $\text{m}^{-3}$ ]	: 電子数密度
$p$ [Pa]	: 圧力
$p_{atm}$ [Pa]	: 大気圧 ( $1.0 \times 10^5$ Pa)
$p_r$ [Pa]	: 1 気圧に対する相対圧力
$p_{rad}$ [ $\text{W}/\text{m}^3$ ]	: 放射パワー密度
$p_v$ [Pa]	: 鉄の蒸気圧
$P_{in}$ [W]	: 入力電力
$P_{ano}$ [W]	: 陽極への入熱量
$q_{ano}$ [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]	: 熱流束 (陽極表面)
$q_{cat}$ [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]	: 熱流束 (陰極表面)
$r_{arc}$ [m]	: アークの回転半径

$r_{noz}$ [m]	: 軸中心からノズルまでの距離
$t$ [s]	: 時間
$t_{peak}$ [s]	: ピーク電流時間
$t_{base}$ [s]	: ベース電流時間
$T$ [K]	: 温度
$T_a$ [K]	: 陽極表面の温度
$T_c$ [K]	: 陰極表面の温度
$T_{arcC}$ [K]	: アーク領域の中心部の温度
$T_{cen}$ [K]	: 計算領域の軸中心部の温度
$U$ [W/m <sup>3</sup> ]	: 放射パワー密度
$\vec{v}$ [m/s]	: 速度ベクトル
$v_L$ [m/s]	: 横風流速
$v_t$ [m/s]	: 溶接トーチの移動速度
$W$ [m]	: 溶融幅
$r, x, y, z$ [m]	: 各方向の位置 (添え字は各方向の変数)
$y_d$ [m]	: アーク偏向距離
$\alpha$ [W/m <sup>2</sup> ·K <sup>4</sup> ]	: ステファン・ボルツマン定数 (5.67×10 <sup>-8</sup> W/m <sup>2</sup> ·K <sup>4</sup> )
$\beta_{Ar}, \beta_{Fe}$	: 粘性近似式の無次元定数
$\beta_V$	: 体積膨張率
$\delta_{ij}$	: クロネッカーのデルタ
$\gamma$	: 表面張力 (N/m)
$\epsilon_c, \epsilon_a$	: 陰極の表面放射率, 陽極の表面放射率 (無次元量)
$\eta$ [Pa·s]	: 粘性率
$\eta_{Ar}, \eta_{Fe}$ [Pa·s]	: アルゴンの粘性率, 鉄の粘性率
$\kappa$ [W/m·K]	: 熱伝導率
$\mu$ [N/A <sup>2</sup> ]	: 透磁率 (真空透磁率 $\mu_0$ : 4 $\pi$ ×10 <sup>-7</sup> N/A <sup>2</sup> )
$\sigma$ [S/m]	: 導電率
$\sigma_t$ [Pa]	: 粘性応力テンソル
$\tau_{ij}$ [Pa]	: 粘性応力
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	: 質量密度
$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	: 300 K のアルゴンの質量密度
$\rho_{Ar}, \rho_{Fe}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	: アルゴンの質量密度, 鉄の質量密度
$\rho_{iron}$ [kg]	: 鉄蒸気量
$\rho_{vh}$ [W/m <sup>2</sup> ]	: エンタルピーフロー
$\phi_d$ [mm]	: 直径
$\phi$ [V]	: 電位
$\phi_a$ [eV]	: SUS304 の仕事関数 (4.65 eV)
$\phi_c$ [eV]	: タングステンの仕事関数 (4.5 eV)
$\phi_{ce}$ [eV]	: 2% 酸化トリウム混入タングステンの実効仕事関数 (2.7 eV)

# 第1章 緒論

## 1.1 TIG アーク溶接の現状と課題

金属同士をつなぎ合わせる接合技術の中で、広く使用されているものがアーク放電を用いたアーク溶接である。アーク放電は、放電の最終形態であり、高温、高エネルギー密度の特徴があり、容易に高温が得られ、電流を用いた制御が可能である<sup>(1)</sup>。これを利用したアーク溶接は、簡便性、生産性が高いといった利点がある<sup>(2)</sup>。この中のガスシールドアーク溶接は、シールドガスを用いて溶融池を大気から保護して溶接する。このため、アークの安定や、大気の巻き込みを防止できるなどの特長を有し、高品質な溶接が可能であり、橋梁や造船、鉄骨の溶接に用いられる<sup>(3)</sup>。ガスシールドアーク溶接の中には、MAG (Metal Active Gas) 溶接、MIG (Metal Inert Gas)、TIG (Tungsten Inert Gas) 溶接がある。これらガスシールドアーク溶接は、生産性や品質の向上が求められており、更なる高速な溶接や自動溶接の開発が必要となっている<sup>(4, 5, 6)</sup>。図1に、アーク溶接ロボット出荷台数を示す<sup>(6)</sup>。2010年に比べて、近年ではアーク溶接ロボットの出荷台数は多くなっており、市場が増加していくことが報告されている。このように、今後はロボットを導入することによる脱技能化が更に進んでいくことが予想される。図2に、MAG・MIG溶接における自動化率、ロボット化率を示す<sup>(7)</sup>。同じ作業で溶接を行うことが多いことや、母材を動かすことが可能なパイプラインや鉄鋼の溶接では、自動化率が100%に近いことが報告されている。しかし、形状が複雑となる橋梁や建築の溶接では、自動化率が小さいことが課題となっている。

橋梁や建築物の溶接は現地で行われることがあり、この際、外気による風が原因となって、溶接部の継手強度の低下を引き起こす溶接欠陥が問題となる。図3に、溶接欠陥の実態調査結果を示す<sup>(8)</sup>。ブローホールは、アーク溶接の溶接欠陥の中で最も発生する割合が高く、また、溶け込み不良と融合不良の発生割合が多いことが報告されている。図4, 5に、アーク溶接部の欠陥、マクロ試験による溶接欠陥調査を示す<sup>(9, 10)</sup>。溶け込み不良と融合不良は、入熱不足により母材金属が溶融されないことで発生する。溶接時間を短縮するために高速溶接を行った場合には、アークの滞在時間が短くなることで母材の深い溶け込みが得られず、溶け込み不良や融合不良といった溶接欠陥を引き起こす問題がある。これに対して、高速溶接を行う際に、大電流を使用しても、溶接箇所の端部で入熱が足りず、溶接ができていないアンダカットや、凹凸状

の溶け込み形状となるハンピングビードを引き起こす。この要因として、電流の増加に伴う局所的な入熱の増加や圧力の増加が生じることで引き起こされることが報告されている<sup>(11)</sup>。図6に、溶接速度 12,000 mm/min におけるアークと溶融池の姿態を示す<sup>(12)</sup>。ここで、 $V$  は、トーチの移動速度、 $\beta$  は、トーチ角度を示し、正の値はトーチの移動方向と逆向きに傾けた場合、負の値は同じ向きに傾けた場合を示す。高速に動かすことにより、アーク姿態が移動方向とは逆に傾くことが報告されている。このように、アーク姿態が陰極の移動に追従できず傾いた状態で維持されることにより、アークと陽極との接触点の一部に留まってしまう膠着現象が生じることで、この局所的な入熱や圧力の増加が起りやすくなる。このため、溶接欠陥を防止するために、アークが膠着しないように、アーク姿態の偏向を防止し、均一な溶融池形状を形成することが求められている。

また、ブローホールは、溶けた金属内に大気からガスが混入し、金属が凝固する際に大気中に放出されずに溶接金属内に留まることにより生じる。このブローホールの原因として、本来の役割であるアークと溶融池を保護していたシールドガスが、風によって流されてしまうことで、シールド性が低下するためだと報告されている<sup>(13, 14)</sup>。図7, 8に、横風下の TIG アークの観測結果<sup>(15)</sup>、シールドガスの流れの模式図<sup>(16)</sup>を示す。このように、横から風を受けたアークは偏向してふらつくことにより、アークからの入熱が母材に集中せず、入熱不足を引き起こす。更に、大気からアークを遮断するシールドガス流が風下側に流されることにより、大気中の窒素が溶融金属内に混入することが報告されている。このような溶接欠陥を防ぐために、シールドガス流量を増加させることで、横風によって生じるアーク偏向を防止している。しかし、シールドガス流量を過剰に増加させると、シールドガスのコストの増加だけではなく、乱流が生じて更に溶融池内に大気を巻き込む可能性がある<sup>(17, 18, 19)</sup>。このため、風速に応じて、適切なシールドガス流量を設定する必要があるため、現状では、熟練した作業員の経験則から横風によって生じる溶接欠陥を防いでいる<sup>(20)</sup>。しかし、高所などの現場で溶接を行う場合では、防風設備の設置が困難なことや、多くのガスポンペを移動させることに労力がかかる課題がある。また、現在では、横風流速が 2 m/s 以下の条件で作業が行われてきたが、この条件になるまで日数を掛けたり、対策を行うと工期が延長してしまう課題がある。このため、高所などの現場で溶接を行う場合、少ないガス流量でも溶接欠陥無く溶接できることが求められる。

今後の現場における自動溶接の更なる適用の拡大に向けて、従来行われてきた対策ではなく、理論的に横風下のアーク偏向現象を防ぐことが求められる。これまでに、横風吹付け時のアーク姿態の実験的な検討が行われてきた<sup>(21, 22)</sup>。図9に、ガス種と横風流量変化時のアーク姿態を示す<sup>(22)</sup>。ここで、図中のアーク姿態の下の添え字は、横風流量を示している。横風流量が増加すると共に、アークが偏向していることが観測される。この時、電流が大きい程、アーク

は偏向しにくいことが示されている。この要因として、陰極近傍で、アークの自己磁界と電流密度から生じた電磁力でアークが収縮されることにより、陰極から陽極に向かう軸方向のアークジェットが大きくなるためであると示唆されている。この陰極近傍の電磁力でアーク径が狭まる現象は、電磁ピンチ効果と呼ばれる<sup>(23)</sup>。これは、陰極先端近傍で顕著となり、電流密度の増加が引き起こすジュール発熱による温度の増加に伴い、大きい直下方向の圧力勾配が生じて、大きな軸方向流速を発生させる。このような外乱によってアークが偏向せず、陰極先端の直下方向にアークの陽光柱が真っ直ぐに延びる性質は硬直性と呼ばれている<sup>(24)</sup>。したがって、アークジェットの軸方向流速や圧力が硬直性の指標として考えられている<sup>(25)</sup>。アーク溶接のような大気圧下のフリーアークでは、陰極近傍の大きな圧力勾配によって中性粒子やイオンが直下方向に流されるため、これを補うようにシールドガスや雰囲気下の中性粒子が供給される。しかし、横風によりアーク姿態が偏向した時には、この圧力勾配が風下方向に傾くことによって、横風内の窒素のような中性粒子を巻き込みやすくなる。以上より、アーク偏向現象を防止するためには、アークジェットが重要であるため、電流や磁界によるアーク姿態の制御に着目する。

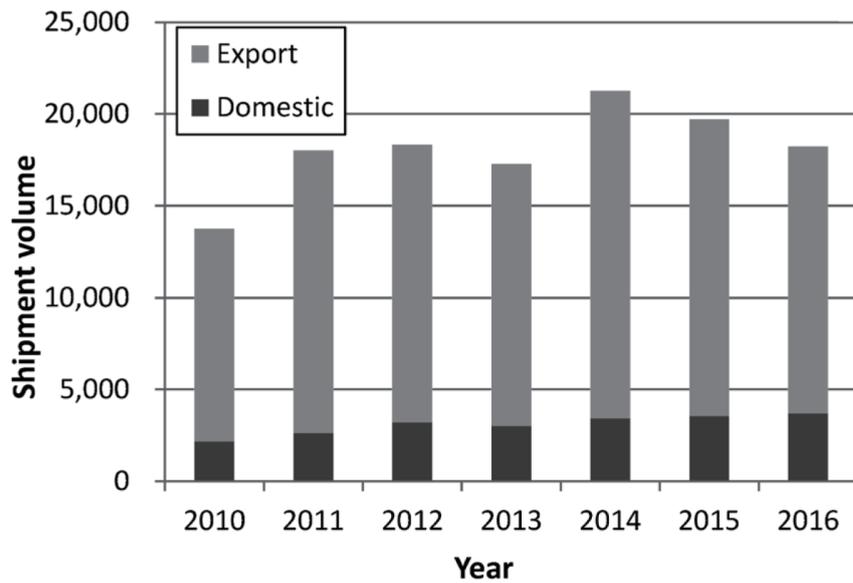


図1 アーク溶接ロボット出荷台数<sup>(6)</sup>  
 Fig.1 Shipment volume of arc-welding robots<sup>(6)</sup>.

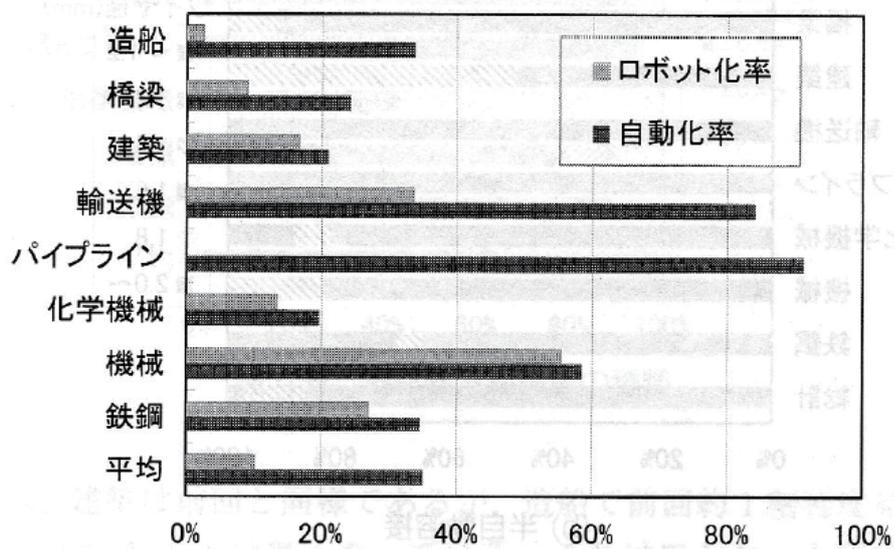


図2 MAG・MIG溶接における自動化率，ロボット化率<sup>(7)</sup>  
 Fig.2 Ratio of automation and robotization at MAG and MIG welding<sup>(7)</sup>.

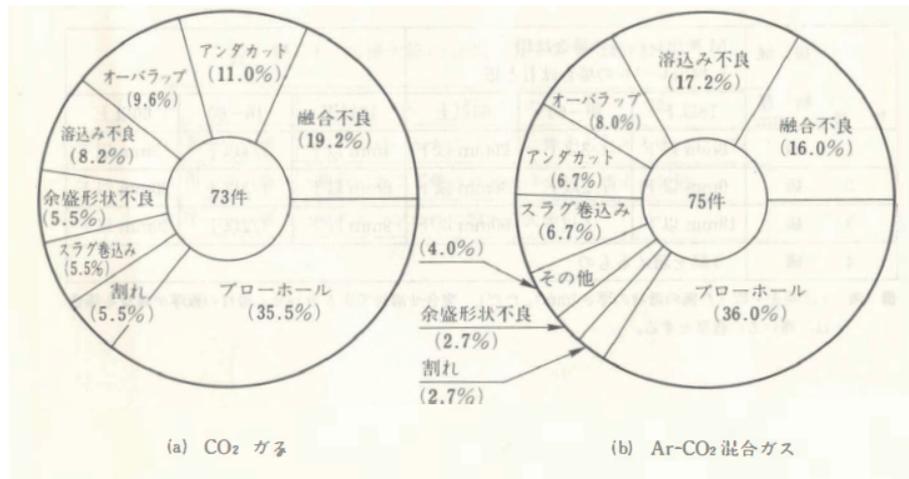


図 3 溶接欠陥の実態調査結果<sup>(8)</sup>  
 Fig.3 Survey on weld defects<sup>(8)</sup>.

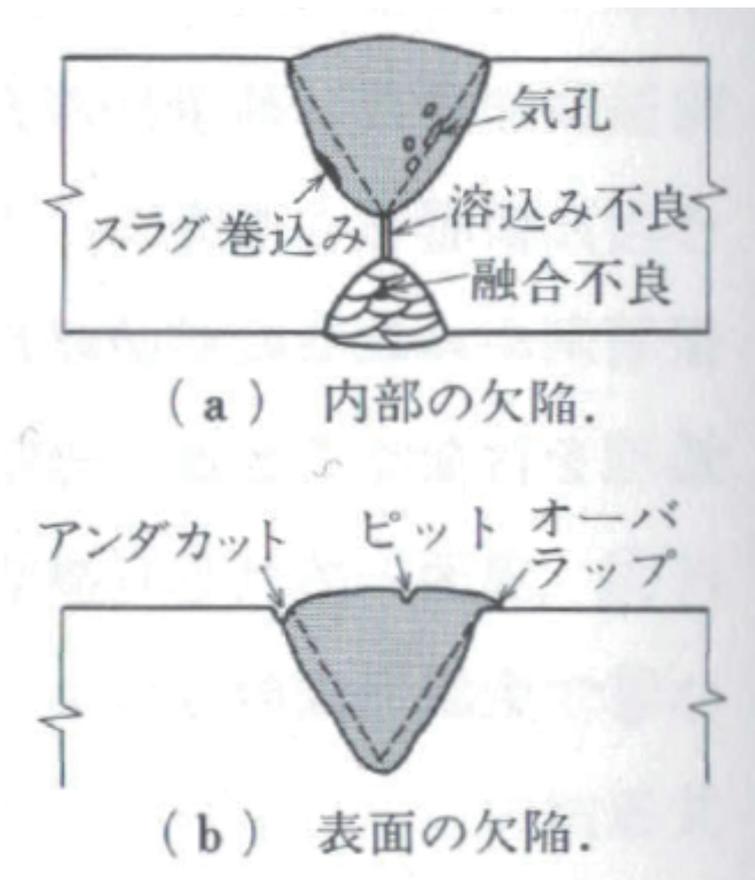


図 4 アーク溶接部の欠陥<sup>(9)</sup>  
 Fig.4 Weld defects at arc welding<sup>(9)</sup>.

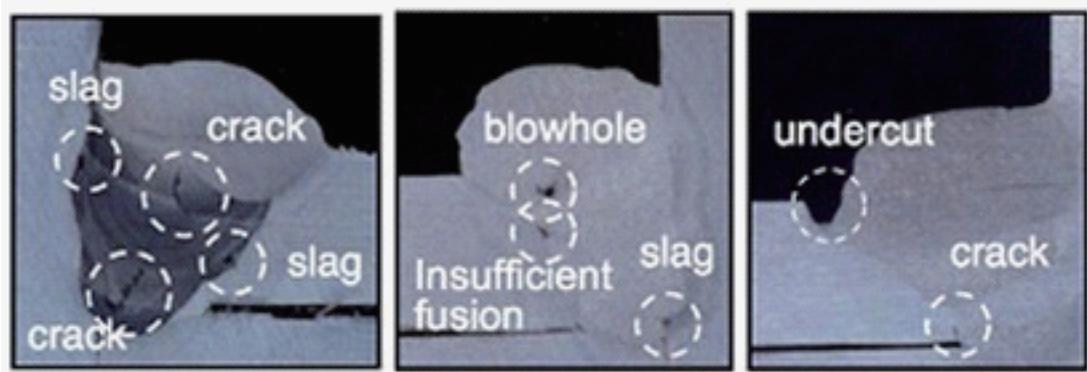


図 5 マクロ試験による溶接欠陥調査<sup>(10)</sup>  
Fig.5 Weld defects investigation using macro test<sup>(10)</sup>.

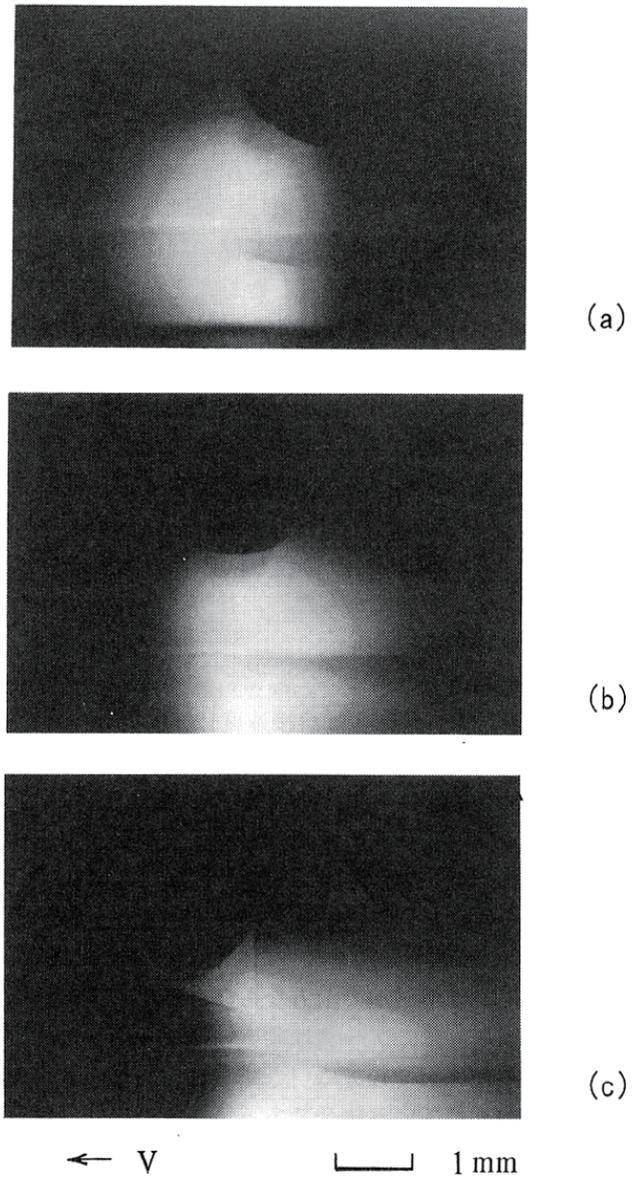


図 6 溶接速度 12,000 mm/min におけるアークと溶融池の姿態 (a) $\beta = +30^\circ$ , (b) $\beta = 0^\circ$ , (c) $\beta = -30^\circ$ <sup>(12)</sup>

Fig.6 Photographs of the arc and the molten pool at  $V = 12,000$  mm/min (a) $\beta = +30^\circ$ , (b) $\beta = 0^\circ$ , (c) $\beta = -30^\circ$ <sup>(12)</sup>.



図 7 横風下の TIG アークの観測結果<sup>(15)</sup>  
Fig.7 Observation results showing turbulent TIG arc welding on copper plate<sup>(15)</sup>.

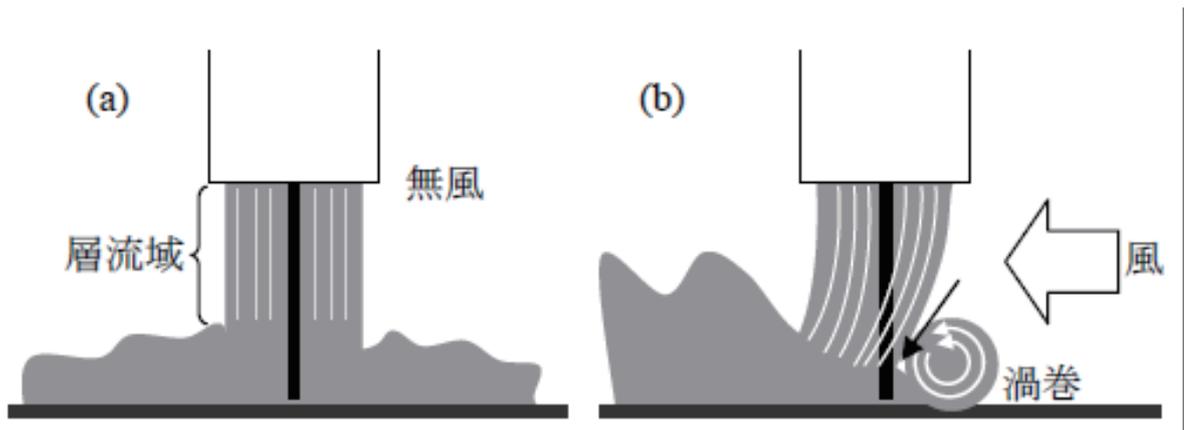


図 8 シールドガスの流れの模式図<sup>(16)</sup>  
Fig.8 Image of shielding gas flow<sup>(16)</sup>.

Mode	0	1	2	3	4	5
Ar, 100A, WG=5slm						
	(0)	(16)		(18)	(19)	(25)
Ar, 75A, WG=5slm						
	(0)	(10)		(15)	(22)	(25)
N2, 100A, WG=5slm						
	(0)	(3)	(9)	(15)	(18)	
He, 100A, WG=5slm						
	(0)	(5)				

Anode Spot  
Cold Boundary layer

図 9 ガス種と横風流量変化時のアーク姿態<sup>(22)</sup>

Fig.9 High-speed photos of arc appearance modes for different lateral gas flows and different gases<sup>(22)</sup>.

## 1.2 TIG アーク溶接の研究動向

### 1.2.1 パルスアークによるアーク姿態の制御と課題

電流を周期的に増減させるパルス電流を用いると、陰極直下方向にアーク姿態が直立して安定し、いわゆる指向性が高まることが報告されている<sup>(26)</sup>。特に、周波数が増加するに伴い、ピーク電流時の電磁ピンチ効果で発生したアークジェットで指向性が増加することが報告されている<sup>(27)</sup>。この効果を利用して、母材の深い溶け込みを確保する取り組みが行われている<sup>(28, 29, 30)</sup>。図 10 に、高周波数のパルスアークにおけるアーク姿態を示す<sup>(31)</sup>。実験において、溶接後の溶融池形状の検討がされており、形成された溶融池は、パルス電流が高周波数であるほど幅が狭く、深い溶け込みが形成されることが報告されてきた。次に、シミュレーションを用いた解析では、実験では計測することができないアークの物理現象や溶融池内に働く駆動力に関する研究が行われてきた<sup>(32, 33)</sup>。特に、解明が求められている溶融池内の中心部で働く深さ方向の力は、浮力や、電流密度と磁束密度の外積によって算出される電磁力である。前任者のシミュレーションによる先行研究では、パルス TIG 溶接は、ベース電流からピーク電流に移る電流遷移時間の間に、急峻に電流が変化するため、アーク温度が電流の増加に追従できないことが報告されている<sup>(34)</sup>。これにより、アークの径が広がっていない状態で、ピーク電流を流そうとするため、同じ電流値の定常電流時に比べて、電流密度が中心部で増加する。このため、溶融池内で深さの増加方向に働く唯一の駆動力である電流密度と磁束密度の外積によって算出される電磁力が増大すると報告されている<sup>(35)</sup>。しかし、現象を単純化するため、実際に生じる母材からの金属蒸気の混入が考慮されていない課題がある。

田中氏らは、ハイスピードカメラを用いた分光計測により、アーク温度や溶融池から発生する金属蒸気の可視化を行ってきた<sup>(36, 37)</sup>。図 11 に、ヘリウム TIG 溶接におけるヘリウムアークと鉄蒸気のスペクトル観測を示す<sup>(38)</sup>。アークからの入熱によって、発生した鉄蒸気が母材表面にて観測されている。金属原子は、アルゴンなどのガスに比べて電離電圧が低く、励起状態を多く持つため、アークに混入した場合、低温においても導電率や放射係数が顕著に増加する。このアークの熱力学・輸送・放射特性が変化することにより、アークのエネルギーバランスが変化する<sup>(39)</sup>。このため、アーク溶接の溶融池形成までの物理的なプロセスの解析を行う際には、金属蒸気の発生を考慮した解析が必要である。本研究室の先行研究では、アーク内に混入する金属蒸気を考慮したパルスアークの数値解析が行われてきた。図 12 に、温度と鉄蒸気濃度の時間推移を示す<sup>(40)</sup>。電流の低下直後では、アークの流速が小さくなることで、陽極から発生した金属蒸気が陰極近傍まで拡散することが報告されている。これに対して、電流の増加直後では、軸中心部で陰極から陽極に向かうアークの対流が増加することにより、金属蒸気

濃度が陰極側まで広がることができず、中心部で凹み、外側に広がる事が報告されている。しかし、この電流の増減により生じる陽極外周部の金属蒸気濃度分布の応答のみの検討でとどまっている。このため、実溶接におけるパルス電流のベースとピーク時間による溶け込み深さの増大に至る物理プロセスが理論的に解明されていないといった問題がある。溶融池の形成には、陽極の入熱を作用する陽極近傍のアークの電流密度分布が重要となる。このアークの電流路は、電界と導電率の分布で決定され、金属蒸気は、低温領域のアークの導電率の増加を引き起こす。このため、陽極近傍の金属蒸気量と溶融池内の電流密度との相関の解明が必要となる。

以上より、パルス電流の瞬間的な電流の増減にアーク温度が追従できないことが要因となり、アーク径が狭まり、中心部に集中することが数値解析的に示されてきた。しかし、このアーク温度の過渡応答により、陰極近傍の温度勾配によって生じる圧力勾配が小さくなり、アークジェットの流れが小さくなってしまふことで、横風下ではアークが偏向しやすくなってしまふ可能性がある。このパルスアークによるアーク偏向現象を解明するため、田代氏は、横風下のパルス電流によるアーク姿態の偏向現象に関して観測を行ってきた<sup>(41)</sup>。図13に、横風流量30 L/minにおけるパルス電流の周波数変化時のアーク姿態を示す。ここで、パルス電流は150 A、ベース電流は50 A、デューティ比は、0.5であり、左図は、ベース電流時、右図は、ピーク電流時を示す。ベース電流になった際に、アークジェットが小さくなることで、アークの偏向距離が増加していることが確認できる。これは、周波数が小さい場合には、より顕著となっている。このため、実験的事実から、パルス電流を用いた場合には、ベース電流で、陰極近傍のアークジェットが弱まることで、アーク姿態の偏向を増大させてしまふことが示唆された。

以上より、パルスアークは、溶け込み深さを増加することができる長所を持つが、横風によってアーク姿態が偏向しやすい課題がある。このため、アーク内の荷電粒子に逆方向の電磁力が働くように磁界を印加することで、横風下のアーク偏向現象を防ぐ方法に着目する。

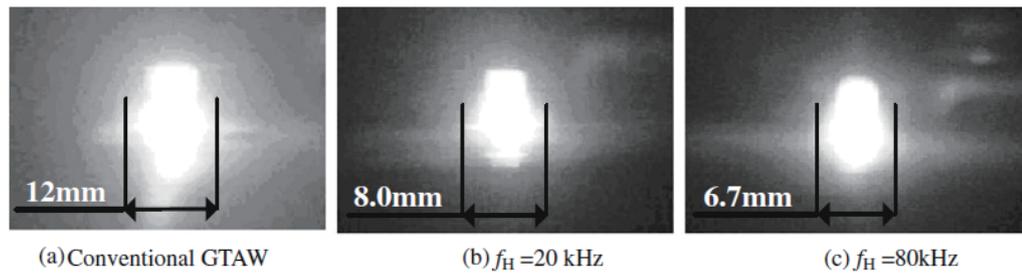


図 10 高周波数のパルスアークにおけるアーク姿態<sup>(31)</sup>

Fig.10 Arc profile by conventional UFP-GTAW (Ultrasonic frequency pulse gas tungsten arc welding) process<sup>(31)</sup>.

Weldtime Element	0.5s	5s	10s	15s
He I (587.6nm)				
Fe I (538.3nm)				

図 11 ヘリウム TIG 溶接におけるヘリウムアークと鉄蒸気のスpekトル観測<sup>(38)</sup>

Fig.11 Spectral images of He I and Fe I in helium TIG welding with pure iron (99.99%) at 0.5, 5, 10 and 15 s after ignition of arc<sup>(38)</sup>.

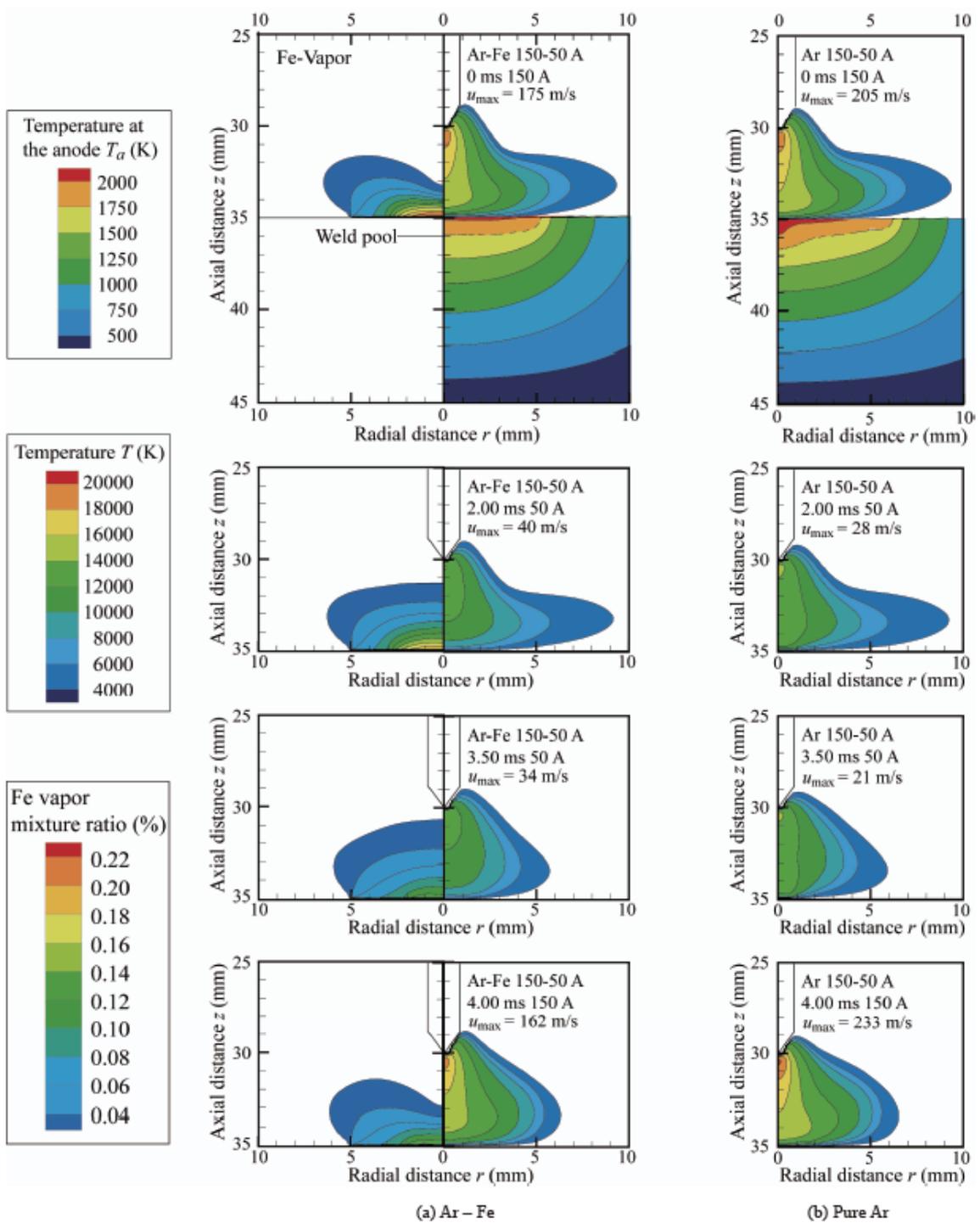
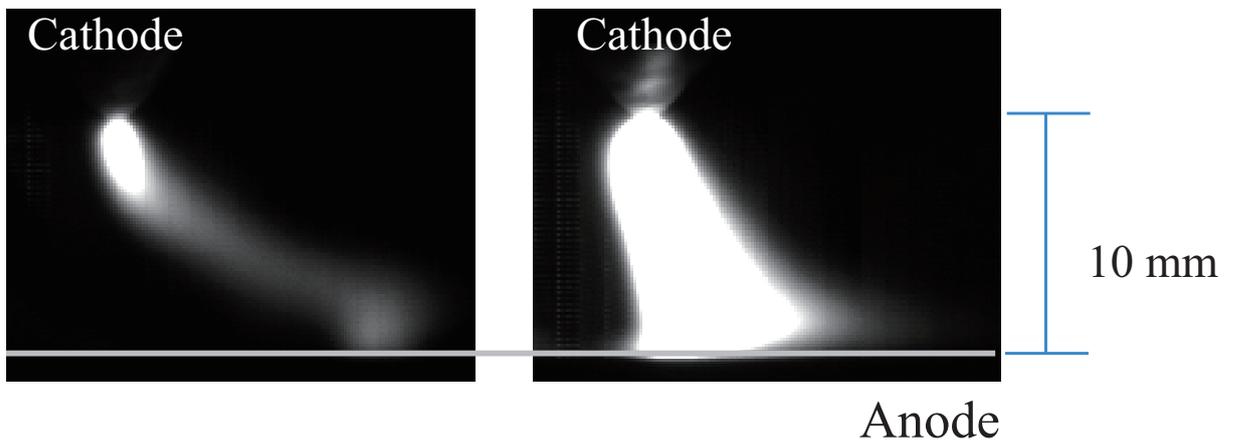
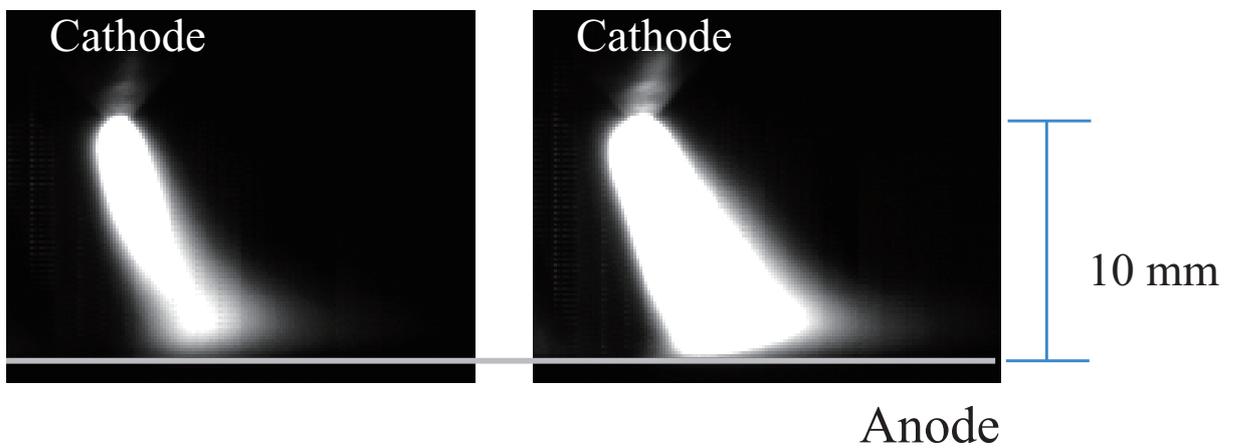


図 12 温度と鉄蒸気濃度の時間推移<sup>(40)</sup>  
 Fig.12 Temperature and Fe vapor distribution at each time<sup>(40)</sup>.



(a) 100 Hz



(b) 500 Hz

図 13 横風流量 30 L/min におけるパルス電流の周波数変化時のアーク姿態  
 Fig.13 Arc behavior with changing frequency of pulsed current at 30 L/min of lateral gas flow rate.

## 1.2.2 横磁界によるアーク姿態の制御

アークは、荷電粒子で構成されることから、外部磁場を用いて、アーク姿態の制御が行われてきた。移動溶接の高速化や鋼材の熱処理に向けて、外部磁場によってアークを制御する研究が行われている<sup>(42, 43, 44)</sup>。図 14 に、外部磁場を用いた溶接の実験装置を示す<sup>(43)</sup>。溶接トーチの移動方向に電磁力が働くように外部磁場を印加することで、後方に偏向したアークを前方に戻す制御を行い、溶接欠陥を防止している。図 15 に、カスプ型磁場によるアーク楕円形状化の原理を示す<sup>(44)</sup>。カスプ型磁場を用いて、アークを楕円形状にすることで、深い溶け込み深さを得ることが可能であると報告されている。また、3次元の数値解析を用いて、アーク内の温度や流速、圧力の解析結果より、溶融池の形成要因を解析的に示している。しかし、永久磁石を用いているため、アーク溶接や鋼材の熱処理のように数秒から数分間、アーク放電を発生させると、アークからの放射や熱伝導による入熱によって、熱減磁を起こしやすい問題がある。更に、電流で制御できないため、必要に応じて磁石を変える必要がある。このため、電流による制御が容易なコイルを用いた磁界制御が必要である。

図 16 に、交流磁界印加によるアーク熱処理の概略図とアーク形状を示す<sup>(45)</sup>。設置されたコイルによって陰極と陽極の間に発生するアークに直交する外部磁界を印加することで、アーク電流と外部磁界の間で発生するローレンツ力によってアークを変形させる。このコイルに、正弦波に近い励磁電流を与えることで外部から交流磁界を発生させ、左右にアークを振動させることができる。陽極表面の熱流束分布の測定より、交流磁界を印加したアークを用いて広幅な熱源を得ることが可能であると報告されている<sup>(46, 47, 48)</sup>。

また、アーク偏向によって生じる問題の解決に向け、外部磁界を駆使してアークの偏向距離を定量的に把握する試みが行われている<sup>(49, 50, 51, 52)</sup>。本研究室の先行研究では、実験において、横風吹付け時に、1対のヘルムホルツコイルにより横磁界を印加することでアークの偏向距離が低下したとの報告がある<sup>(53)</sup>。しかし、過剰な横磁界の印加は、電磁力の増加によりアークの偏向を誘起してしまうため、適切な横磁界の印加が求められる。

以上より、横風とは逆方向の力が働くよう横磁界を加えることにより、アーク姿態を直立させることで、母材への入熱を改善できることが示された。しかし、単純な一方向の横磁界の印加であるため、現場溶接を想定した際の多方向からの横風を防ぐことができない課題がある。したがって、あらゆる方向から横風が吹付けられても、アーク偏向を抑制できる磁界の印加方法が必要となる。

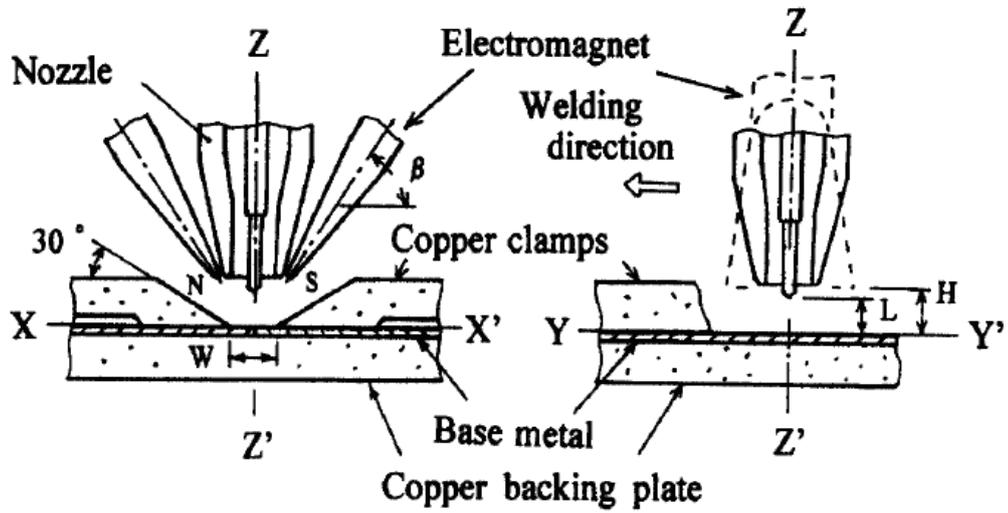


図 14 外部磁場を用いた溶接の実験装置<sup>(43)</sup>

Fig.14 Apparatus for high speed butt welding with magnet device<sup>(43)</sup>.

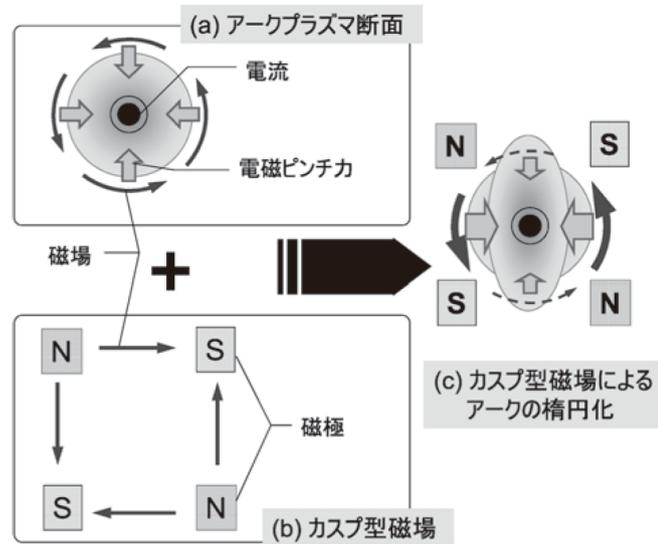


図 15 カスパ型磁場によるアーク楕円形状化の原理<sup>(44)</sup>

Fig.15 Principle of arc elliptical shape affected by cusp type magnetic field<sup>(44)</sup>.

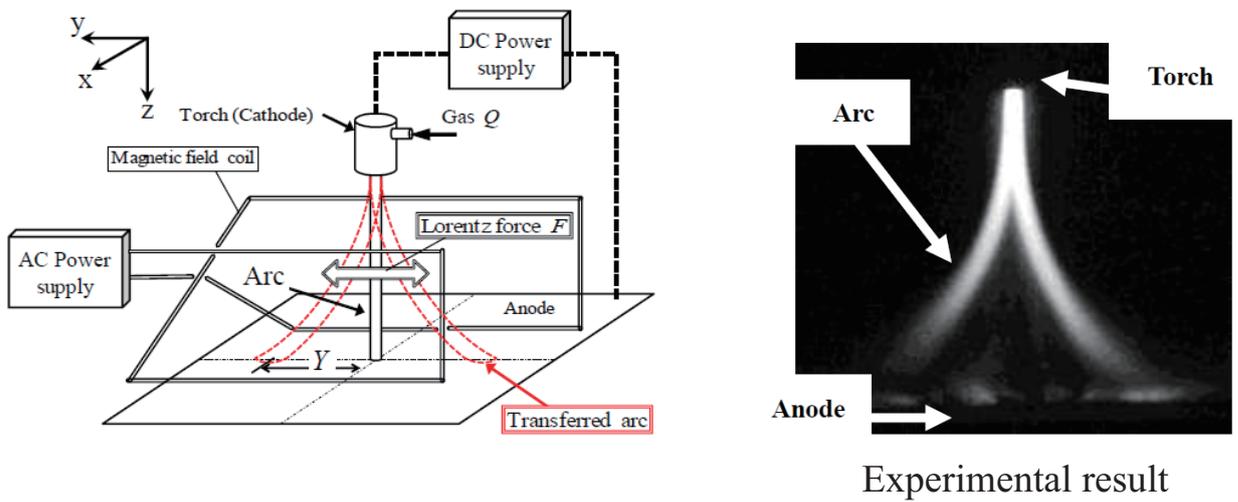


図 16 交流磁界印加によるアーク熱処理の概略図とアーク形状<sup>(45)</sup>

Fig.16 Schematic illustration of a magnetically driven arc and arc shape using AC magnetic field with rectangular wave form<sup>(45)</sup>.

### 1.2.3 回転横磁界と縦磁界によるアーク姿態の制御

どんな場合においてもアークを中心に留めるために、全方向から磁界を印加してしまうと、中心部に存在するアーク内では磁界が打ち消されてしまう課題がある。このため、本研究室では、磁界の方向を時間に伴い回転させる回転横磁界によってアーク姿態の偏向を抑制する研究を行ってきた。図 17 に、回転横磁界の印加方法を示す。回転横磁界は、2 対のヘルムホルツコイルに位相差が  $90^\circ$  異なる正弦波の電流をそれぞれ流すことにより、印加する磁束密度の方向を回転させるものである。椎野氏と松本氏は、回転横磁界を用いてアークに働く電磁力の向きを回転させることでアークジェットを回転させ、硬直性を高めたアークを形成することに取り組んできた<sup>(54, 55, 56)</sup>。図 18, 19 に、回転横磁界発生装置を用いた実験装置、直流電流 100 A 時における横風下の回転横磁界の周波数増加時のアーク姿態を示す。同期させた 2 つのファンクションジェネレータとインバータを用いて、それぞれのヘルムホルツコイルに正弦波と余弦波の界磁電流を流すことで、アーク内に回転横磁界を印加した。また、幅 30 mm、高さ 10 mm の横風吹付け装置に、アルゴンガスを流すことで、電極間に発生したアークに紙面の奥から手前方向に横風を吹付けている。ここで、HSVC (High Speed Video Camera) で撮影したアーク姿態は、各周波数で風下方向に最も偏向したときで比較を行っており、オレンジの点線は、横風のみの場合のアーク偏向距離を示している。150 Hz の場合には、横風のみの場合に比べて、アークの偏向距離が増加している。これに対して、1,200 Hz の場合には、アークの偏向距離が低下することが示されている。図 20, 21 に、回転横磁界が及ぼすアークの回転半径 (横風無し)、回転横磁界が及ぼすアークの回転半径 (横風有り) を示す<sup>(57)</sup>。ここで、図中の各算出点を示す High, Mid, Low は、それぞれ陰極から 1.67 mm, 5.00 mm, 8.33 mm 離れた位置を示す。アークの回転半径は、回転横磁界の周波数の増加に伴って減少した。更に、1,200 Hz においては、横風を吹付けていない場合と同程度の回転半径となり、横風によるアーク姿態の偏向現象を抑制できることが示された。このため、回転したアークジェットの形成によってアーク姿態の偏向を抑制可能であることが明らかとなっている。次に、回転横磁界を印加し、溶接実験を行った結果を示す。図 22 に、直流電流 100 A における回転横磁界印加時の溶融池形状を示す。回転横磁界の印加によって、位置が変わっても溶融池幅がほぼ一定となり、均一な溶融池形状を形成可能なことが確認できる。このため、溶接欠陥を引き起こす不均一な溶融池を改善する効果が期待できる。

この他、それぞれのコイルの位相を自由に制御することで、アーク姿態を意図した方向に駆動できる利点もある。しかし、コイルの数が 4 つ以上必要であることや、溶接トーチを移動させる場合には、溶接トーチの移動距離を囲うようにコイルを配置する必要があるため、コイル

の大型化が必要になる。

これに対して、溶接トーチの周りにコイルを配置し、円周上に電流を流すことにより、アーク電流に平行な縦磁界を印加することができ、回転アークを発生することが可能である。これは、荷電粒子が縦磁束密度の周りを旋回するサイクロトロン運動が起因となって、マクロ的な回転流が引き起こされるためである。本研究室の先行研究では、針電極である陰極と陽極を囲むようにヘルムホルツコイルを配置することでアーク電流に縦磁界を印加し、スパイラルアークを発生させる研究が行われてきた<sup>(58)</sup>。図 23 に、直流電流 100 A における 5 mT の縦磁束密度印加時のアーク姿態を示す。陽極近傍でアーク姿態が回転し、スパイラル状のアークが形成された。このように、縦磁界を印加することで、回転したアークジェットを形成可能であることが示され、アーク姿態の偏向抑制が可能であることが示唆された。

また、縦磁界の印加によって、入熱に寄与する陽極の電流密度分布が広がり、ピーク値の低下が実験的に報告されている<sup>(59)</sup>。このため、中心部の入熱が低下してしまう課題がある。これは、縦磁界によりアークが回転することで、荷電粒子が外側に輸送されることによりアーク径が広がるためだと示唆されている。このように、アークを回転させて常に駆動させることにより、大電流においてもアークを膠着させないことで、局所的な入熱を防ぐことができるのではないかと考えられる。このことから、本研究室では、大電流と縦磁界の印加で均一な溶融池形状を得ることができ、高速な溶接を行った際に生じるアンダカットやハンピングビードのような溶接欠陥を防止できるとの仮説を立て、実験的な解明を行っている。

図 24 に、直流電流 100 A における縦磁束密度増加時のアーク姿態を示す。縦磁界の印加により、陽極近傍のアーク姿態が、左右にふらつきアークの回転が観測できる。図 25 に、縦磁束密度増加時のアークの回転の振幅を示す。縦磁束密度が増加することで、アークの回転の振幅が 3 倍ほど増加したことが報告されている。これは、縦磁界とアークの径方向の電流密度から生じる回転方向のローレンツ力が増加するためである。図 26 に、直流電流 200 A における縦磁界印加時の溶融池形状を示す。ここで、 $v_t$  は、溶接トーチの移動速度を表す。縦磁界を印加することで、電流を増加させてもアンダカットやハンピングビードが発生せず、場所ごとに均一な溶融池形状を得られることが明らかとなった。これらの実験的な事実から、電流密度と縦磁束密度を調整することで、更なる移動溶接の高速化が見込まれることが明らかとなってきた。しかし、アーク姿態や溶接痕の観測画像からの推測で留まっており、アーク姿態を形成する要因となるアークジェットの解明が不十分である。

以上より、回転横磁界は、溶融池形状を改善でき、アーク姿態の偏向抑制が可能である長所があることが示された。しかし、現場溶接の実機に適用する場合には、数 m 程の溶接する長さに合わせて、2 対のヘルムホルツコイルを配置する必要があるため、コイル数も多くなり、装

置が大型化する課題がある。これに対して、縦磁界は、コイル数が少なく小型化できるため、実機への適用が容易であり、均一な溶融池形状を得られる長所がある。しかし、中心部の入熱が低下する課題がある。このため、横磁界と縦磁界を印加したアーク姿態の偏向抑制手法に関して、両方検証することが求められる。これには、3次元的に変化し、実験の測定だけの検討では難しいアーク姿態の偏向現象に関わる物理量の定量化が必要となる。

図 27 に、横風のみ吹付けた場合と外部磁界のみ印加した場合のアーク偏向の原理を示す。アーク内部の粒子の動きに着目するために、10,000 K を超える高温なアーク領域が黒い丸で表現するような境界を持っていると仮定する。粒子の動きに着目すると、磁界によるアーク偏向の場合、アーク内部の荷電粒子が電磁力を受けることで駆動し、エネルギーを持った粒子が移動するため偏向する。これに対して、横風によるアーク偏向の場合は、アーク内の粒子だけではなく、横風の粒子の流れが存在する。横風とアークの風上側の接触面にて、横風内の粒子からアーク内のイオンや中性粒子が風下方向の力を受ける。このアーク内部の粒子が受ける駆動力は、横風がアークに及ぼす抗力と知られており、これは横風流速の 2 乗に比例する。力を受けて駆動した粒子がアークの中心部に到達するまでに、風上側のイオンや中性粒子が衝突を繰り返すことで、アーク中心部のイオンや中性粒子も風下方向に駆動される。

これらは、要因が異なるが、アーク内の粒子が力を受けて駆動するという類似点があるため、これらの外乱が加わった場合、径方向側にアーク内の対流によって熱が輸送されることが考えられる。対流による熱輸送の解明に向けて、流速とエンタルピーの積であるエンタルピーフローを対流によってエネルギーが輸送される現象と定義し、定量化が行われてきた<sup>(60, 61, 62, 63)</sup>。しかし、軸対称形なアークの検討で留まっており、非対称なアーク偏向現象の研究報告例は少ない。また、対流に関連する流速や質量密度といった物理量は、分布を持ち、場所ごとに異なるため、実験だけでは、定量的に解明することは難しい。このため、アーク偏向現象を解明するためには、アークの偏向に伴う風下方向への熱の輸送現象の解明が求められる。この解明を行うためには、非対称な現象を解析できる 3 次元の電磁熱流体シミュレーションが必要となる。

非対称なアーク現象の解明のために、3次元電磁熱流体シミュレーションによる解析は行われてきた<sup>(64, 65, 66, 67)</sup>。G. Xu 氏らは、外部磁界が印加されている状況下でのガスシールドアーク溶接を模擬した解析を行った。図 28 に、外部磁束密度 0.7 mT を印加した時のアーク温度と流速分布を示す<sup>(67)</sup>。ここで、外部磁束密度は、紙面奥から手前方向に印加されている。外部磁束密度とアークの電流密度によって生じる電磁力が働く方向に、アークの最大温度と流速がシフトしていることが示されている。また、外部磁束密度が増加するに伴い、電磁力が働く方向に陽極近傍の温度のピークがシフトすると共に、値が減少することが報告されている。

また、Gonzalez 氏らは、外部磁界や横風などの外乱をアークに与えた場合の数値解析を行っ

てきた<sup>(68, 69)</sup>。図 29 に、外部磁界印加と横風吹き付け時のアーク偏向距離を示す<sup>(68)</sup>。黒いプロットは、外部磁界によって生じるアーク偏向距離、白いプロットは、横風によって生じるアーク偏向距離を示す。外部磁界によって生じるアーク偏向距離を定量化し、実験との比較から数値解析の妥当性の検証が行われた。しかし、これらの解析は、3次元の数値解析の妥当性の確認が主となっており、アーク偏向に及ぼす具体的な要因が未解明であることが問題となる。横風や外部電磁力によって変化したアーク内部の流速の定量化が行われていないため、横風の吹付けと外部磁界の印加を模擬したアーク内部の流速とアーク内の熱輸送を解明する必要がある。また、溶融池形状を改善するために、縦磁界を印加したアークの数値解析が報告されている<sup>(70, 71, 72)</sup>。図 30, 31 に、縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度分布、縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度と流線分布を示す<sup>(72)</sup>。Lei 氏らは、縦磁界の電磁力がアークに働くことによりアークの流速が回転することで、陽極側の温度分布の拡大を明らかにした。更に、陰極近傍ではアーク温度が収縮し、電流密度が増加することを報告した。

以上より、外部磁界を印加した複数の研究例はあるが、横磁界印加による陽極近傍のアーク温度のシフトや、縦磁界による温度分布の広がりへの検討にとどまっている。このように、横風下で、外部磁界を印加した際のアークジェットの大小に関して議論がされていないことが現状である。

このため、横風下における横磁界と縦磁界のそれぞれをアーク姿態に印加したときの検証を行う。ここで、外部磁界によりアーク偏向を抑制した際のアーク偏向距離の目標値は、0.6 mm の半分以下の値にすることとした。これは、横風下におけるアーク偏向距離が 0.6 mm の場合で、入熱量が 14 % 低下し、風下方向へ熱の損失が生じてしまうことが報告されているためである<sup>(73)</sup>。更に、この半分の 0.3 mm 以下にアーク偏向を抑えれば、この範囲内の熱流束は、ピーク値とほぼ変わらないことが示されていることから<sup>(74)</sup>、熱流束分布の風上と風下で偏りが生じず、溶接端部の溶接欠陥が生じないためである。

このような横風下のアーク偏向現象の解析のために、今までに 3次元電磁熱流体シミュレーションの開発を行ってきた<sup>(77, 78)</sup>。横風下のアーク偏向現象で生じる溶接欠陥を防止するため、外部磁界によるアーク偏向抑制のメカニズムに関して、仮説を立て、モデルを考案し、3次元電磁熱流体シミュレーションを用いて検証を行う。

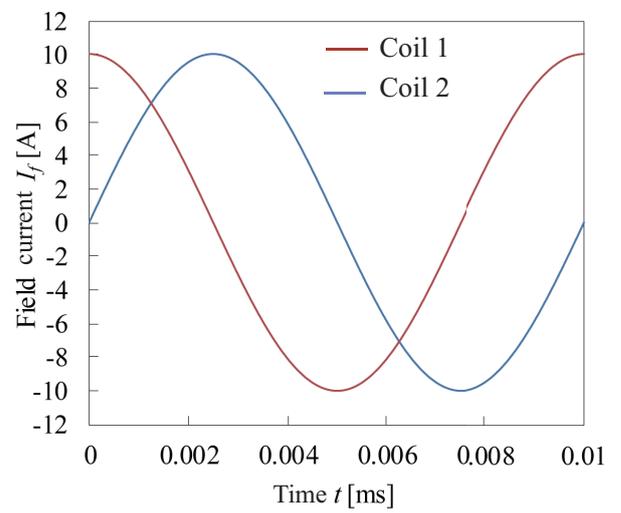
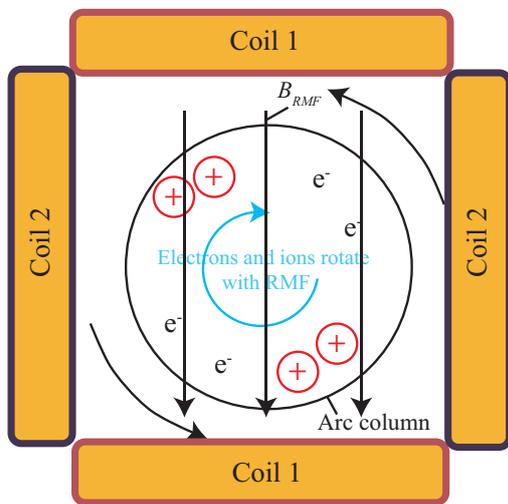


図 17 回転横磁界の印加方法

Fig.17 Application of rotating transverse magnetic field.

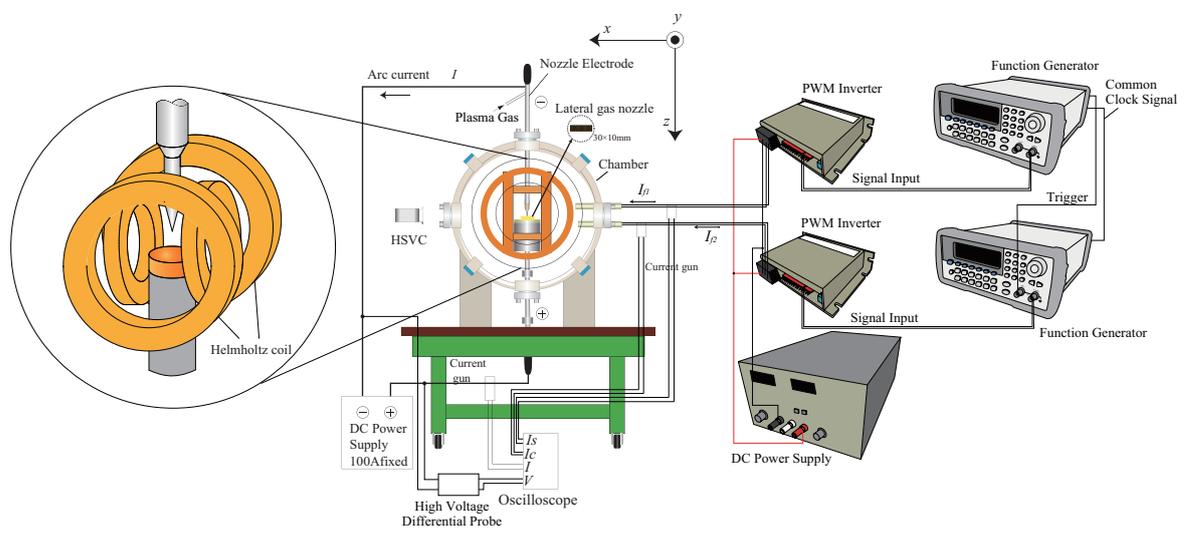
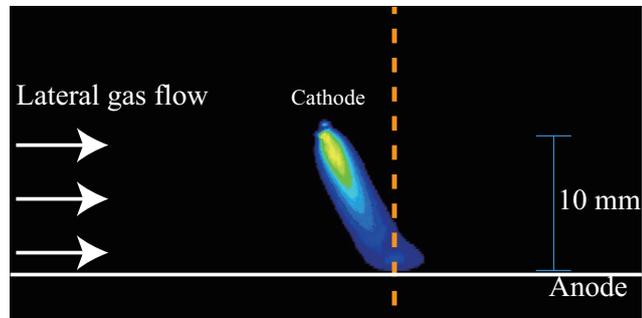
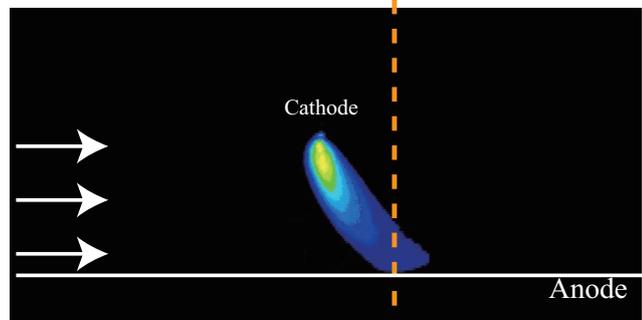


図 18 回転横磁界発生装置を用いた実験装置

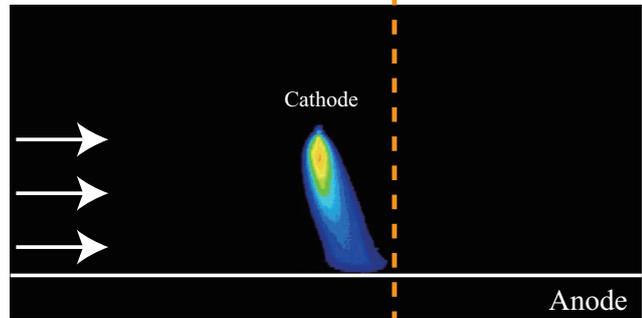
Fig.18 Experimental arrangement using equipment of generating rotating transverse magnetic field.



(a) Only lateral gas flow



(b) 150 Hz of frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas flow



(c) 1200 Hz of frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas flow

図 19 直流電流 100 A 時における横風下の回転横磁界の周波数増加時のアーク姿態  
 Fig.19 Arc behavior with increase in frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas at  $I = 100$  A.

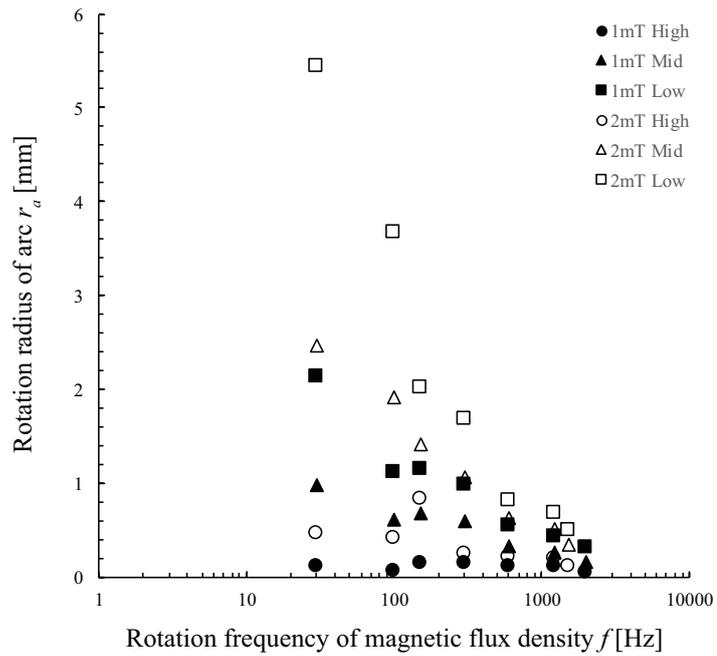


図 20 回転横磁界が及ぼすアークの回転半径（横風無し）<sup>(57)</sup>

Fig.20 Rotation radius of arc affected by frequency of rotating transverse magnetic field without lateral gas<sup>(57)</sup>.

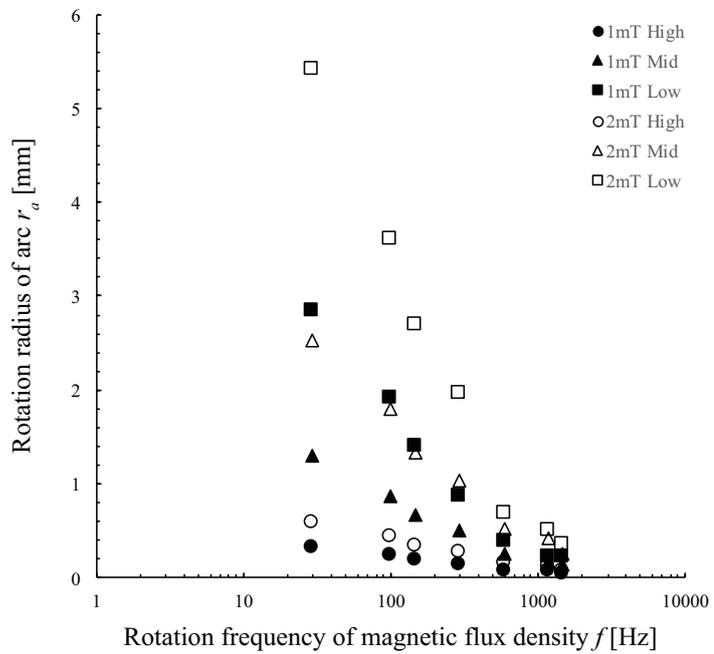


図 21 回転横磁界が及ぼすアークの回転半径（横風有り）<sup>(57)</sup>

Fig.21 Rotation radius of arc affected by frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas<sup>(57)</sup>.

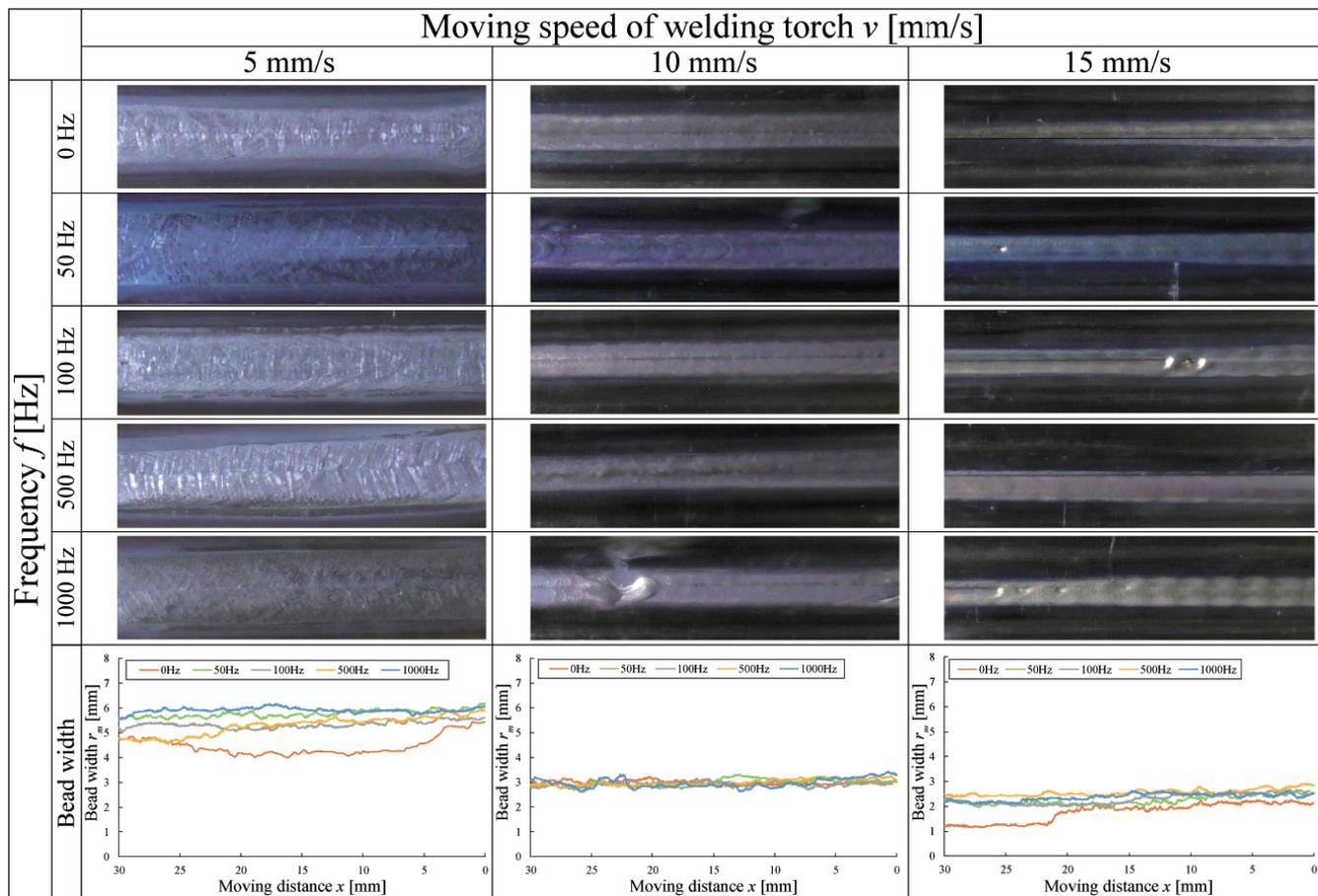


図 22 直流電流 100 A 時における回転横磁界印加時の溶融池形状  
 Fig.22 Weld pool with rotating transverse magnetic field at  $I = 100$  A.

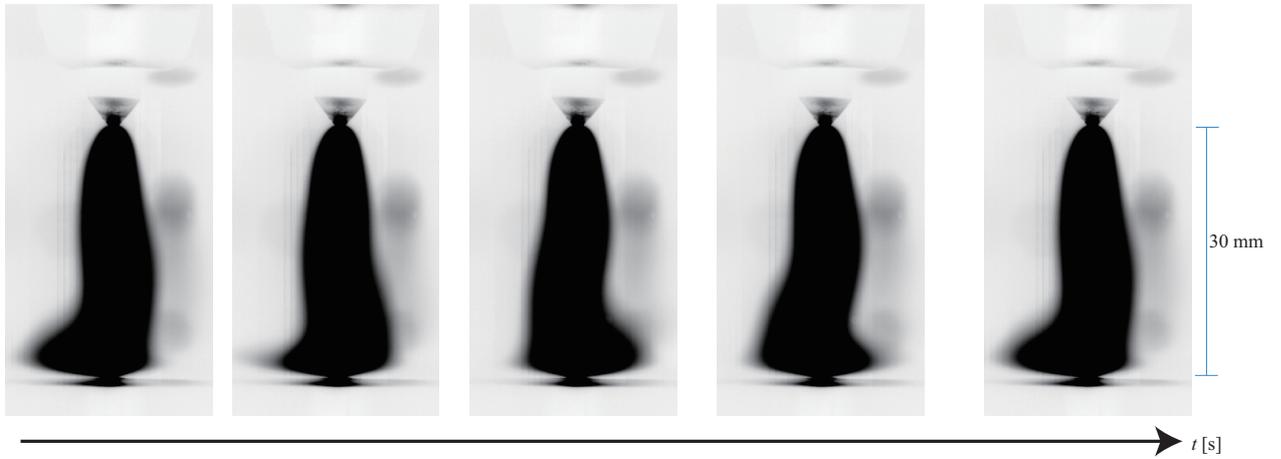


図 23 直流電流 100 A における 5 mT の縦磁束密度印加時のアーク姿態  
 Fig.23 Arc behavior using 5 mT of axial magnetic flux density at  $I = 100$  A.

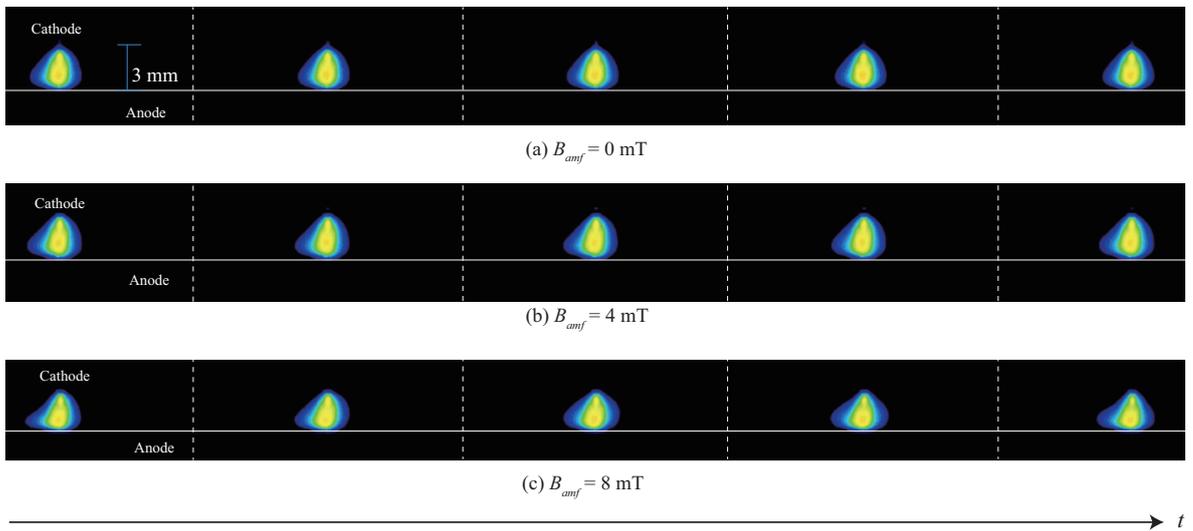


図 24 直流電流 100 A における縦磁束密度増加時のアーク姿態  
 Fig.24 Arc behavior with increase in axial magnetic flux density at  $I = 100$  A.

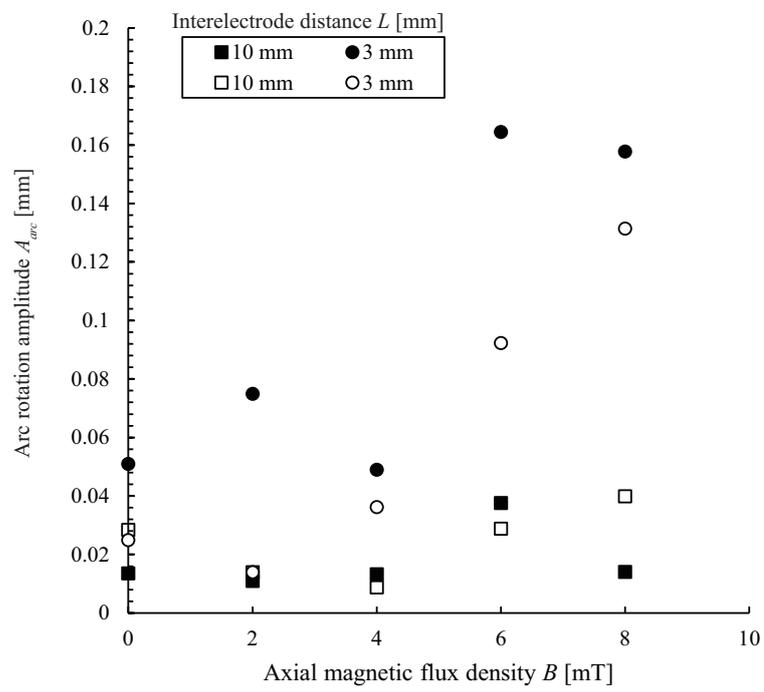


図 25 縦磁束密度増加時のアークの回転の振幅

Fig.25 Arc rotation amplitude with increase in axial magnetic flux density.

(a)  $v_t = 10 \text{ mm/s}$ ,  $B_{amf} = 0 \text{ mT}$

(b)  $v_t = 10 \text{ mm/s}$ ,  $B_{amf} = 8 \text{ mT}$

(c)  $v_t = 15 \text{ mm/s}$ ,  $B_{amf} = 0 \text{ mT}$

(d)  $v_t = 15 \text{ mm/s}$ ,  $B_{amf} = 8 \text{ mT}$

(e)  $v_t = 20 \text{ mm/s}$ ,  $B_{amf} = 0 \text{ mT}$

(f)  $v_t = 20 \text{ mm/s}$ ,  $B_{amf} = 8 \text{ mT}$

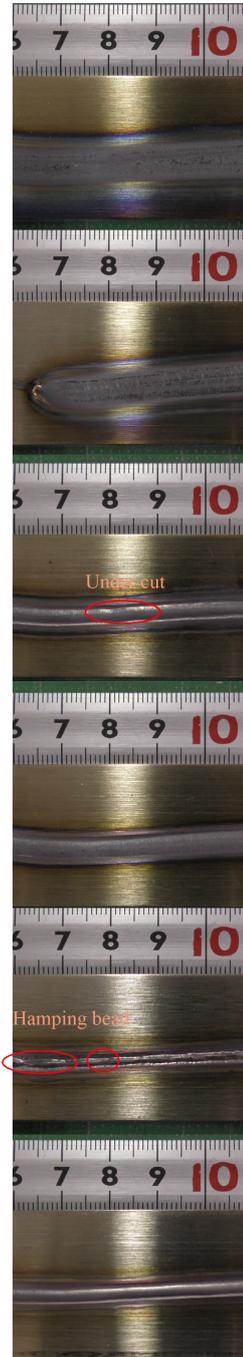
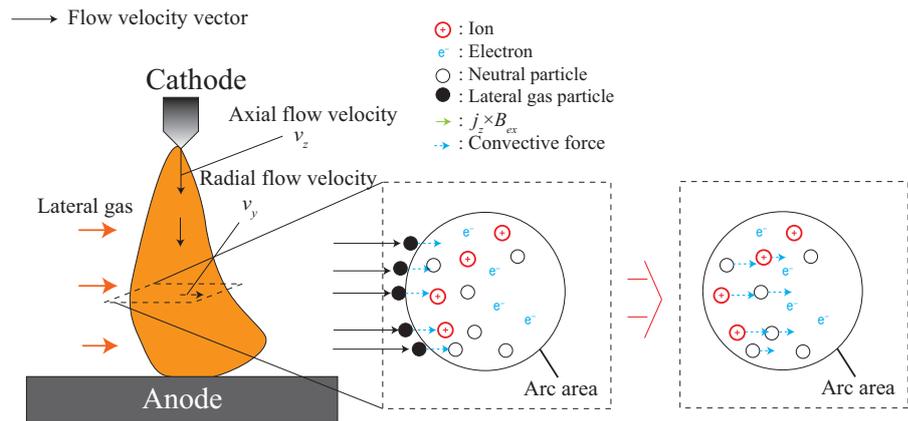
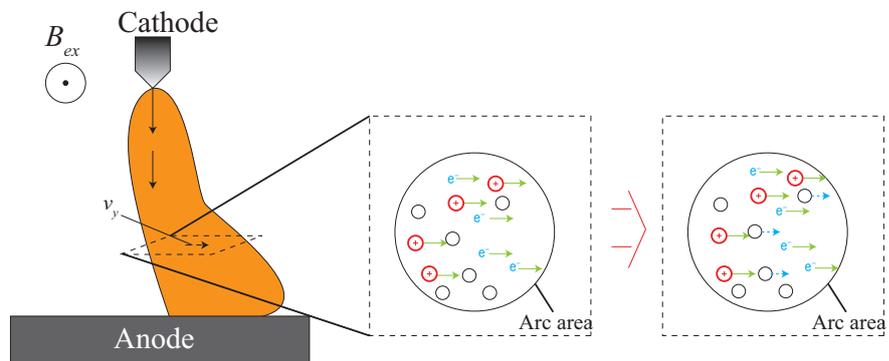


図 26 直流電流 200 A における縦磁界印加時の溶接痕形状  
Fig.26 Weld bead with axial magnetic field at  $I = 200 \text{ A}$ .



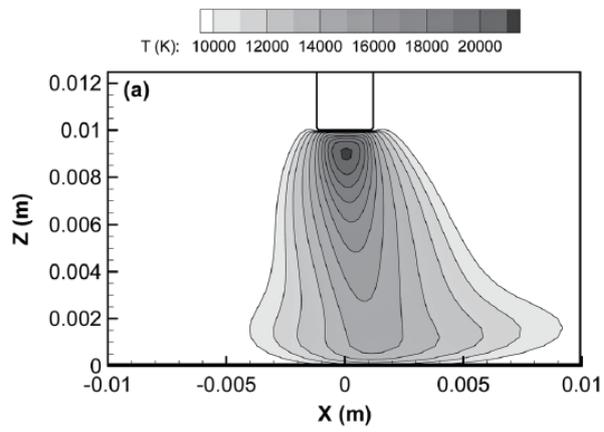
(a) Arc deflection with lateral gas



(b) Arc deflection with external magnetic flux density

図 27 横風のみ吹き付けた場合と外部磁界のみ印加した場合のアーク偏向の原理  
 Fig.27 Principle of arc deflection with lateral gas or external magnetic field.

(a)Temperature



(b)Flow velocity

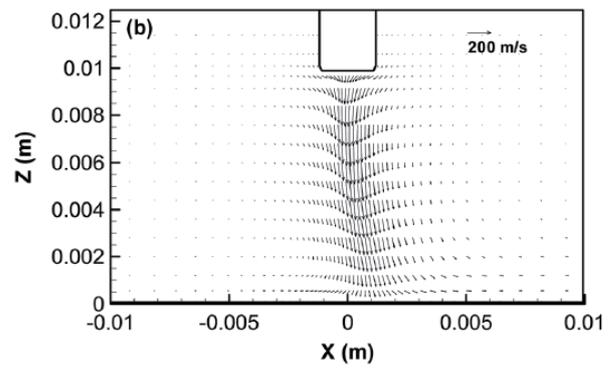


図 28 外部磁束密度 0.7 mT を印加した時のアーク温度と流速分布<sup>(67)</sup>

Fig.28 Arc temperature and flow velocity distribution at 0.7 mT of external magnetic flux density<sup>(67)</sup>.

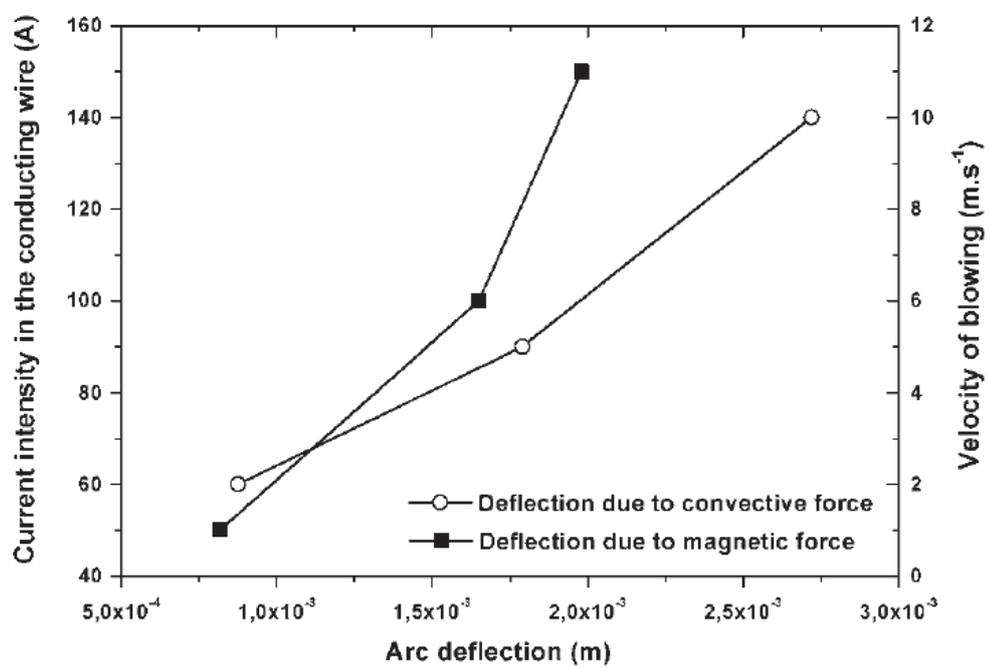


図 29 外部磁界印加と横風吹き付け時のアーク偏向距離<sup>(68)</sup>

Fig.29 Arc deflection length with external magnetic field and lateral gas<sup>(68)</sup>.

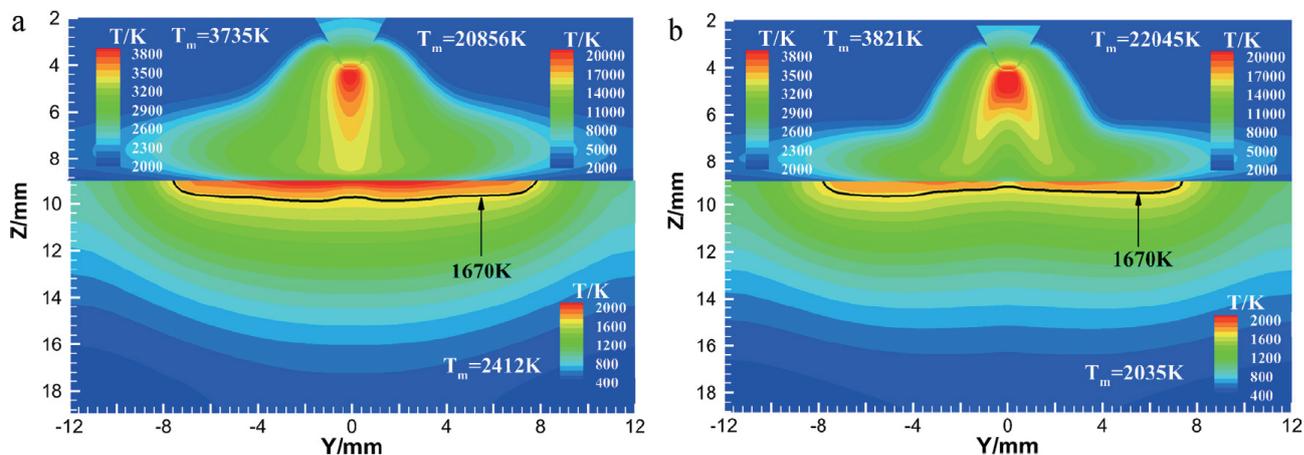


図 30 縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度分布<sup>(72)</sup>

Fig.30 Temperature field in the arc and eletrodes of GTAW and with EAMF(Extra axial magnetic field):(a) GTAW, (b) EAMF<sup>(72)</sup>.

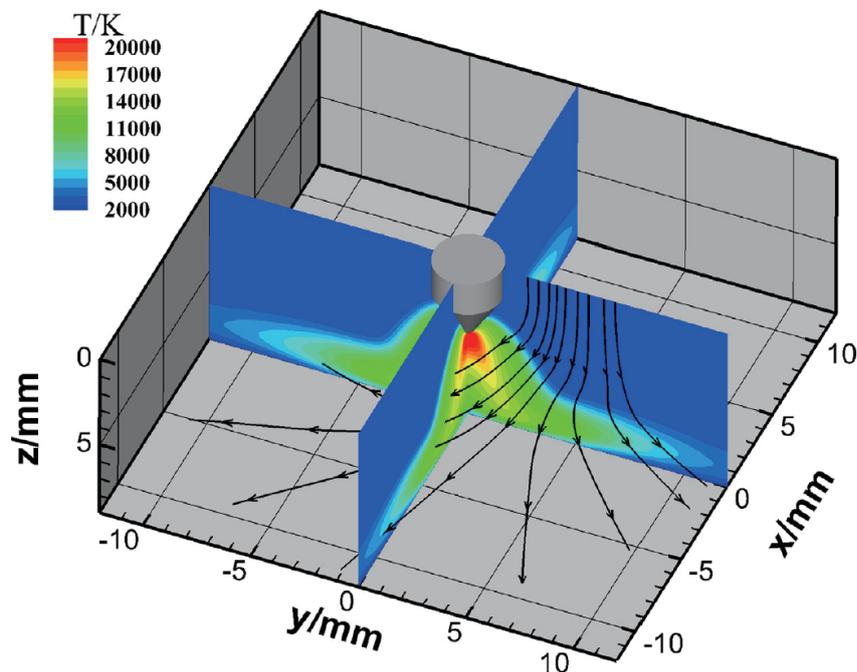


図 31 縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度と流線分布<sup>(72)</sup>

Fig.31 Arc plasma stream lines with EAMF ( $B = 0.02$  T)<sup>(72)</sup>.

## 1.3 非平衡を考慮したプラズマの数値解析の研究動向と課題

### 1.3.1 動的なプラズマの実験計測の研究動向と課題

溶接時において、トーチ移動や電極の溶融、磁界印加により動的なプラズマが発生する。このため、動的なプラズマの実験計測が行われてきた<sup>(79)(80)</sup>。

茂田氏らは、画像分光法によるガスメタルアーク溶接における動的プラズマ挙動の解析を行った<sup>(79)</sup>。図 32 に、Fowler-Mile 法<sup>(81)</sup>によって得られたアルゴンプラズマ域の温度変化を示す。図 33 に、二線強度比法<sup>(82)</sup>によって得られたアーク中心近傍のメタルプラズマ域の温度変化を示す。しかし、Fowler-Milne 法は、LTE（局所熱平衡）を仮定した Saha の熱電離平衡式から算出する粒子数密度が必要であり、二線強度法は、2 点のプロットから直線の傾きを算出するため、傾きの精度が低い。今回の対象とするアーク放電の現象は、マイクロ秒オーダーであり、計測の時間分解能がマイクロ秒オーダーでの計測が求められる。また、急峻な温度の低下に伴い、アークの非平衡性が顕著になるため、平衡非平衡の判断が可能な計測手法が望ましい。

田中氏らは、高速可視化による多相交流アークの温度特性検討を行った<sup>(80)</sup>。多相交流アークの温度特性検討のため、ArI の 675 nm と 794 nm により二線強度法によって温度算出が行われた。二線強度法は、2 点のプロットから直線の傾きを算出するため、傾きの精度が低い。

これらの他者研究においては、動的なプラズマの温度特性を計測算出するために、カメラの 2 次元情報で動的なアークの線スペクトルの計測を行っている。しかし、これらの手法では、複数の線スペクトルや連続スペクトルを計測することは不可能である。したがって、本研究で着目している平衡非平衡の判断が可能な計測手法を実現することが望ましい。このため、ハイスピードカメラの 2 次元情報のうち 1 次元情報をスペクトル情報（波長）に対応させた計測が必要である。この計測手法を確立し、アークの平衡非平衡を検討することで、定性的に報告されきたアークの平衡非平衡性の実験的観測を行う。

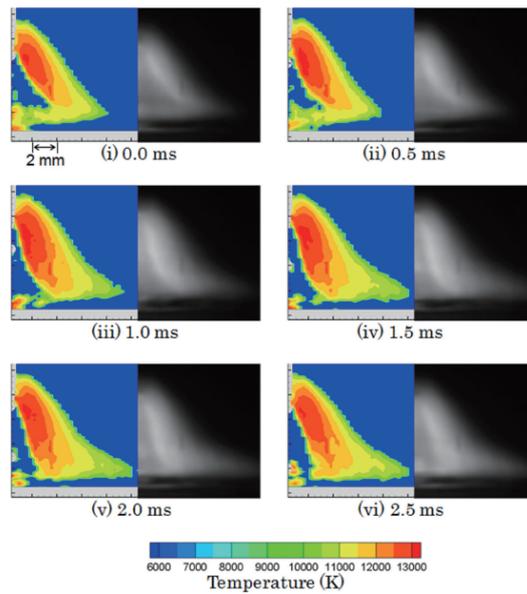


図 32 Fowler-Mile 法によって得られたアルゴンプラズマ域の温度変化<sup>(79)</sup>  
 Fig.32 Time variation of (left) temperature and (right) emission intensity of ArI for 100%Ar shielding gas.<sup>(79)</sup>

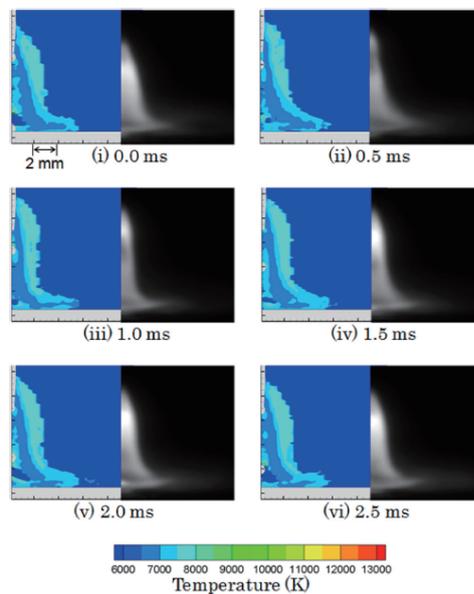


図 33 二線強度比法によって得られたアーク中心近傍のメタルプラズマ域の温度変化<sup>(79)</sup>  
 Fig.33 Time variation of (left) temperature and (right) emission intensity of FeI for 100%Ar shielding gas.<sup>(79)</sup>

### 1.3.2 非平衡を考慮したプラズマの数値解析

動的なプラズマにおいて、急峻な電流変化や横風吹き付けガスは生じた場合、アークの非平衡性が顕著になることが報告されている<sup>(83)</sup>。このため、非平衡を考慮したプラズマの数値解析手法の確立が行われてきた<sup>(84)(85)(86)(87)(88)(89)</sup>。田中氏らは、大気圧の乾燥空気中のパルスアーク放電の流体力学的化学非平衡モデルの開発を行った<sup>(84)</sup>。乾燥空気におけるパルスアーク放電の過渡的挙動を解析するために、時間依存の流体力学的化学非平衡モデルを開発が行われている。このモデルは、オームの法則とアンペアの法則、および状態方程式を組み合わせて、種の運動量およびエネルギー保存方程式と質量保存方程式を連成解析がされている。本研究では乾燥空気プラズマ中の76個の反応を検討されている。これらの計算は化学反応の影響を導入されている。乾燥空気プラズマの熱力学的性質と輸送特性に関する非平衡組成の放電における数密度、温度および圧力の動径分布における時間変化が導出されている。計算結果は、数密度分布、衝撃波面の拡大速度および圧力発生に関して、実験結果とよく一致したことが報告されている。図34に、大気圧での乾燥空気パルスアーク放電における粒子組成の時間変化を示す<sup>(84)</sup>。初期状態では、 $N_2$  はどの半径位置でも他の粒子よりも高い密度である。アーク形成後  $t = 0.4 \mu s$  でアーク軸周りの  $N_2$  密度は  $10^4$  倍に低下するが、 $N$  原子密度は増加する。このとき、 $N$  原子はアーク中心で最も支配的である。これは、周囲の温度上昇による  $N_2$  解離のためである。アーク外周部の電子密度も、 $N$  および  $O$  原子の電離反応により著しく増加する。一方、 $N_2$  と  $O_2$  の数密度分布では、 $r = 0.54 \text{ mm}$  付近に衝撃波の発生により増加する。同時に、 $O$  と  $NO$  は半径方向に輸送される。 $t = 0.4$  から  $0.8 \mu s$  まで、すべての粒子は強い対流によって半径方向に輸送される。 $t = 0.8$  から  $2.0 \mu s$  では、 $N$  原子の再結合により  $N_2$  が増加する。この間、電子は軸の周りの他の種よりも著しく高い密度が形成される。 $O$  と  $NO$  の両方が衝撃波面に形成されるが、電子とイオンは半径方向に輸送されない。これは、衝撃波面付近の低温で電子とイオンが消失する反応速度がはるかに高いためである。これらの結果から、急峻な条件において平衡モデルの粒子組成とは異なる粒子組成が形成されることが示唆される。

また、田代氏らは、アルゴンGTAにおける非平衡プラズマ特性の電流値依存性の報告を行った<sup>(90)</sup>。図35に、 $I = 10 \text{ A}$ ,  $50 \text{ A}$  及び  $150 \text{ A}$  の各条件におけるプラズマ（左図は電子，右図は重粒子）温度及び電極温度の2次元分布を示す。 $I = 10 \text{ A}$  において、電子温度と重粒子温度に差が生じ、非平衡性が増加する。 $I = 50 \text{ A}$  において、アーク中心部の電子温度は低下し、アーク中心部の重粒子温度は増加する。このことから、 $I = 50 \text{ A}$  のアークは、 $I = 10 \text{ A}$  のアークと比べて、非平衡性が減少する。更に、 $I = 150 \text{ A}$  において、中心部の電子温度と重粒子温度は近い温度となり、熱平衡が成り立つ。全条件において、外周部の電子温度は、重粒子温度と

比べて、高い温度となる。これらの結果から、外周部において、熱的非平衡性アークが形成されることが示唆させる。

これらの他者研究においては、2次元軸対称円筒座標で解析が行われている。これは、3次元空間における微分方程式の離散化が困難であることや3次元解析では計算負荷が3乗で増加するためである。しかし、2次元軸対称円筒座標では、溶接時のトーチの移動や横風による外乱などの考慮はできない。したがって、本研究で着目しているアークの非平衡性や外乱による非対称性、溶接トーチの移動に伴う物理現象を解析可能な数値解析手法を実現することが望ましい。このため、熱的非平衡性を考慮した3次元電磁熱流体解析手法の確立が必要がある。この解析手法を確立し、アークの平衡非平衡を検討することで、高速な溶接速度でも溶接欠陥が生じない、高硬直性熱平衡プラズマの実現を目指す。

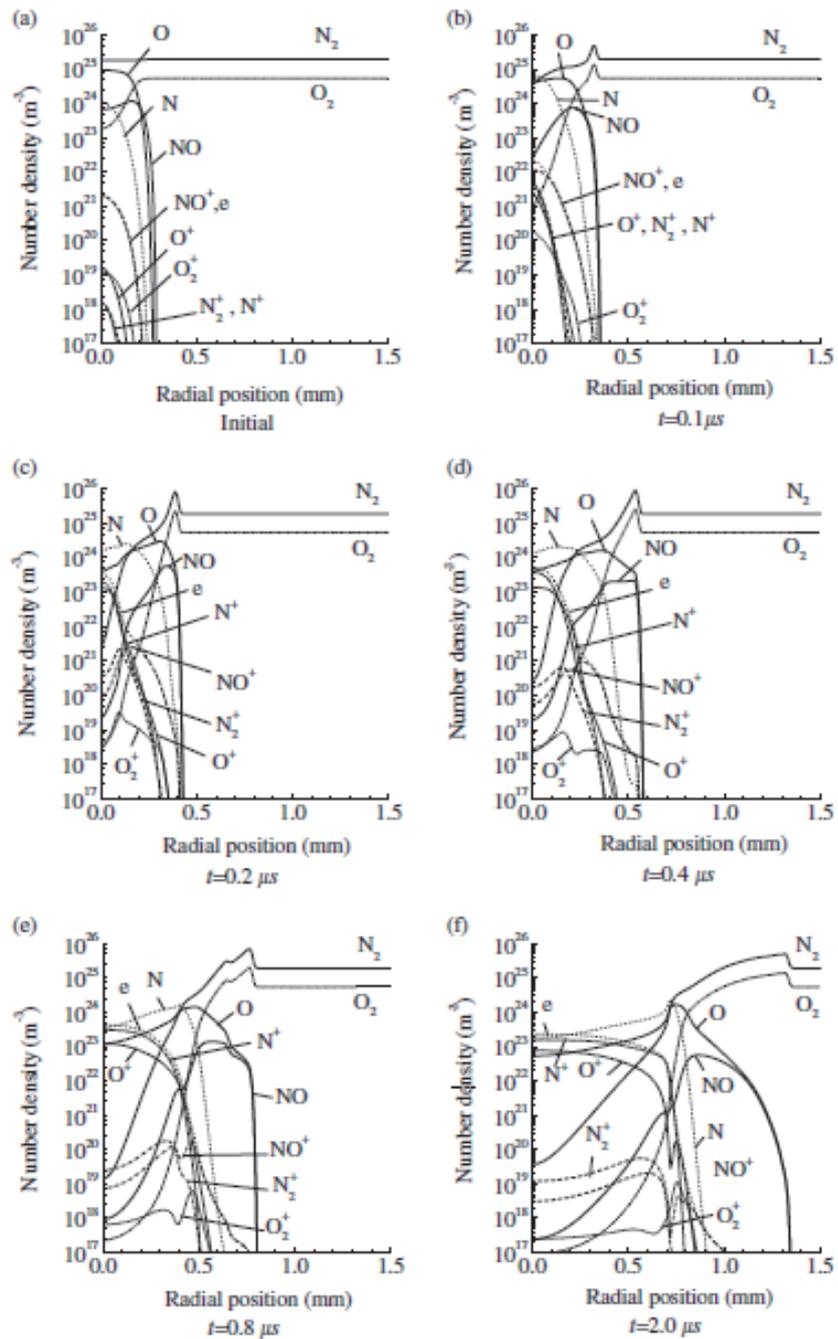


図 34 大気圧での乾燥空気パルスアーク放電における粒子組成の時間変化<sup>(84)</sup>

Fig.34 Time variation of particle composition in a dry-air pulsed arc discharge at atmospheric pressure.<sup>(84)</sup>

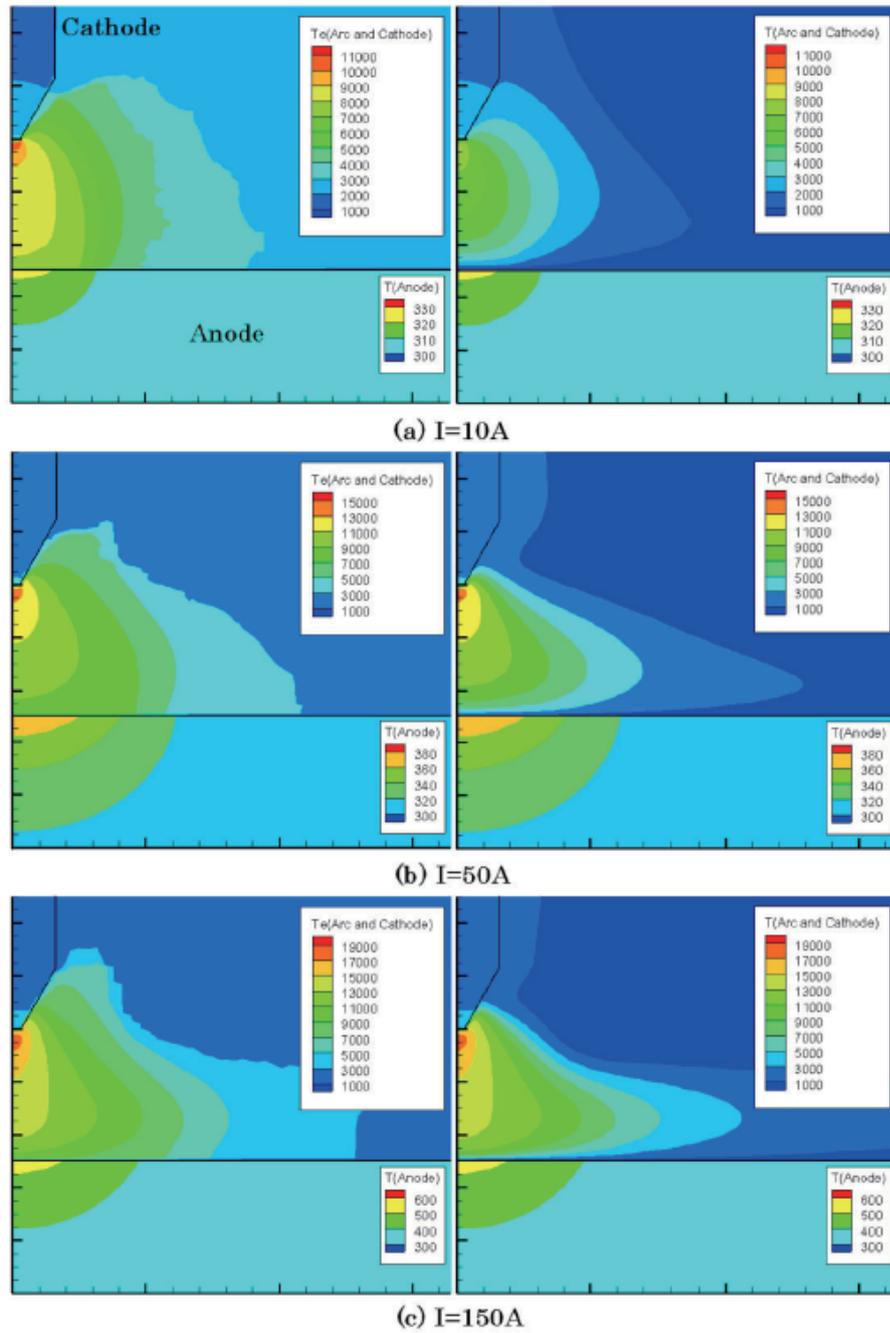


図 35  $I = 10 A$ ,  $50 A$  及び  $150 A$  の各条件におけるプラズマ（左図は電子，右図は重粒子）温度及び電極温度の 2 次元分布<sup>(90)</sup>

Fig.35 Time variation of particle composition in a dry-air pulsed arc discharge at atmospheric pressure.<sup>(90)</sup>

## 1.4 横風流速とトーチ移動による熱的非平衡アークの形成要因のモデル

### 1.4.1 横風吹付時における熱的非平衡アークの熱輸送のモデル

#### 2 温度 1 流体を考慮した熱的非平衡アークの熱輸送のモデル

アーク溶接において高品質な溶接を行うために、電流変化や磁界印加、トーチ移動が行われている。急峻な電流変化や磁界印加、トーチ移動、または、横風による外乱が生じた場合において、アークの非平衡性が顕著になることが示唆されている。このため、本研究の予備計算として、外周部における熱的非平衡アークの形成要因の解明を行った。図 36 に、横風吹き付け時における電子温度と重粒子温度の差（非平衡度）を示す。非平衡度が 0 のとき、電子温度と重粒子温度が等しくなり、熱的非平衡を考慮した数値解析においても、局所熱平衡が成り立つことを示す。非平衡度 50% の時は電子温度が重粒子温度に対して 2 倍大きいことを示し、-50% の時は重粒子温度が電子温度に対して 2 倍大きいことを示す。

・非平衡度

$$\theta = (T_e - T_h)/T_e \quad (1)$$

ここで、凡例は電子温度と重粒子温度の差から電子温度の比を算出した値であり、青色の領域が電子温度が高い領域、赤色の領域が重粒子温度が高い領域である。この予備計算では、 $y = 0$  mm の位置から横風吹き付けを行った。横風流速 0 m/s において、アーク中心部において緑色の領域が形成された。これは、アーク中心部において電子温度と重粒子温度が等しい状態である。これに対して、アーク外周部において青色の領域が形成された。これは、アーク外周部の電子温度が、重粒子温度と比べて、高いためである。この解析結果は、2次元軸対称円筒座標の文献<sup>(90)</sup>と同様な傾向である。横風流速 1 m/s において、横風吹き付けに伴い、非対称な電子温度と重粒子温度の差が形成された。更に、横風流速の増加に伴い、風上の位置において青色の領域が形成され、風下の位置において赤色の領域が形成された。したがって、電子温度の流速による対流熱輸送は、重粒子温度の流速による対流熱輸送と比べて、小さいこと示唆された。

これらの結果から、2 温度 1 流体を考慮した熱的非平衡アークの熱輸送のモデルを立てた。図 37 に横風吹き付け時のアーク姿態とリストライク現象のモデルを示す<sup>(91)</sup>。アークは、横風流速に伴い偏向する。アーク偏向時において、陽光柱と陽極の間に暗領域が生じる。ある条件が整うと暗領域でリストライク現象が生じる。これらの実験的事実に基づき、暗領域のリストライク現象は非局所熱平衡状態で生じるという仮説とこれを実証する熱的絶縁破壊モデルと熱的絶縁破壊モデルを立てた。このモデルの実証のため、局所熱平衡を仮定した解析モデル（以下、

LTE (Local Thermal Equilibrium) モデル) と熱的非平衡を仮定した解析モデル (以下, 2T-1F (Two temperature and one fluid (二温度一流体)) モデル) を構築した。局所熱平衡状態では, 場所的な非平衡 (空間における中性粒子やイオン, 電子の温度差) や反応論的非平衡は生じず, 横風によって原子やイオンは風下方向に流され偏向すると考えられる。これに対して, 非局所熱平衡状態では, 場所的な非平衡 (空間における中性粒子やイオン, 電子の温度差) や反応論的非平衡が生じる可能性がある。LTE モデルは, 1つのエネルギー保存式から温度の解析を行う。このため, 場所的な非平衡 (空間における中性粒子やイオン, 電子の温度差) を考慮することができない。これに対して, 2T-1F モデルは, 2つのエネルギー保存式から電子と重粒子の温度の解析を行う。このため, 電子と重粒子の温度は異なる分布や電子温度は電界や電流の流れに沿った分布, 重粒子温度はイオンと原子の温度分布になる。

以上より, LTE モデルと 2T-1F モデルの 3次元電磁熱流体シミュレーションを構築し, アーク偏向後に 2T-1F モデルで電子と重粒子温度の分布の解析を行った。これにより, 暗領域におけるリストライク現象の要因の知見を得る。

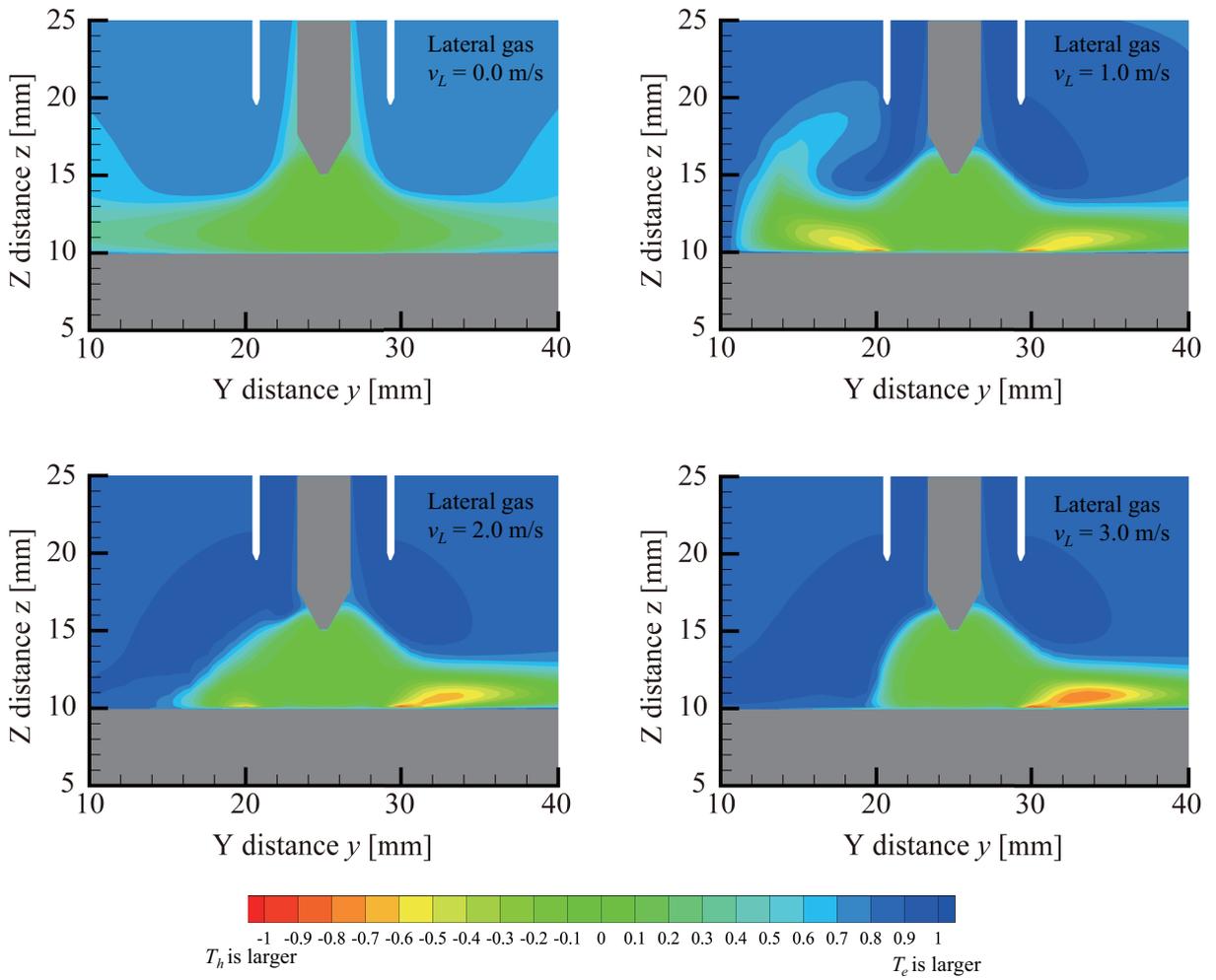


図 36 横風吹き付け時における電子温度と重粒子温度の差

Fig.36 Time variation of particle composition in a dry-air pulsed arc discharge at atmospheric pressure.

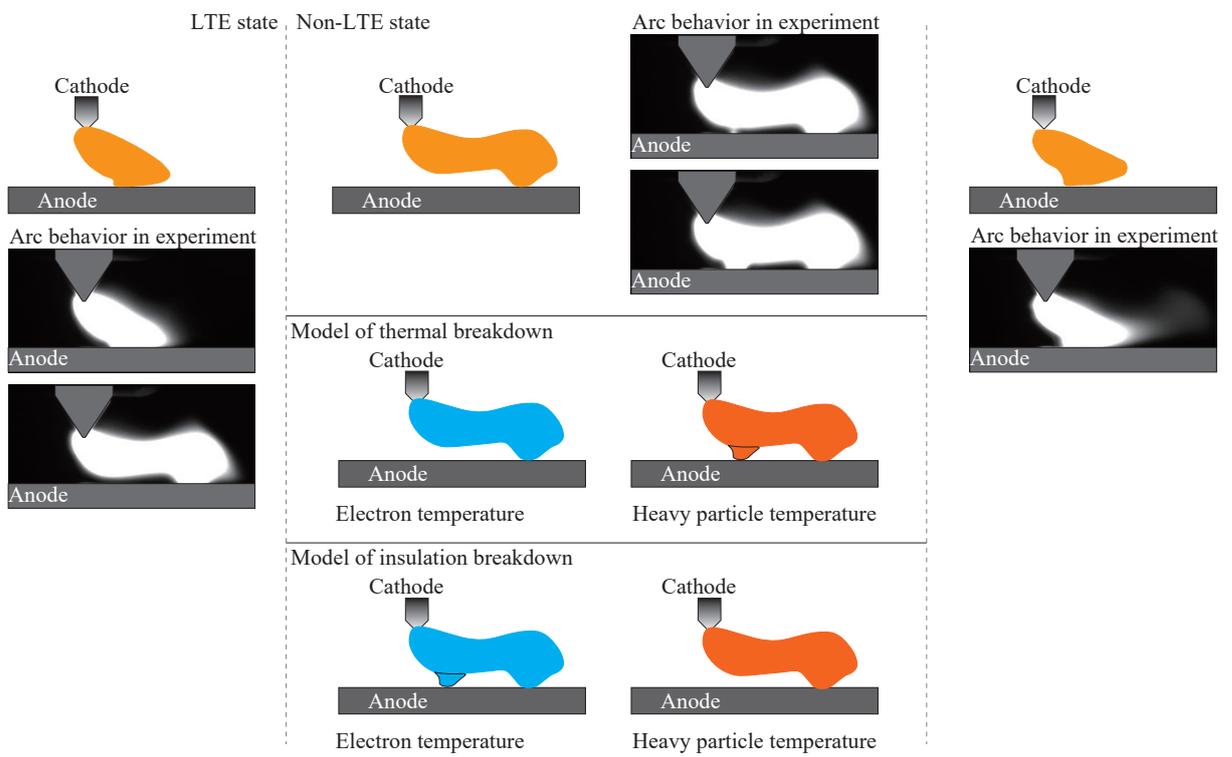


図 37 横風吹き付け時のアーク姿態とリストライク現象のモデル<sup>(91)</sup>

Fig.37 Arc behavior and model of re-strike phenomenon with lateral flow velocity.<sup>(91)</sup>

## 2 温度 2 流体を考慮した熱的非平衡アークの熱輸送のモデル

アーク溶接において高品質な溶接を行うために、電流変化や磁界印加、トーチ移動が行われている。急峻な電流変化や磁界印加、トーチ移動、または、横風による外乱が生じた場合において、アークの非平衡性が顕著になることが示唆されている。更に、アーク姿態を定量的に解析するために、電子と重粒子の流速が異なることが考えられる。このため、2 温度 2 流体を考慮した熱的非平衡アークの熱輸送のモデルを立てた。図 38 に、電子流速を考慮したアーク放電のモデルを示す<sup>(92)(93)</sup>。電磁熱流体シミュレーションにおいて局所熱平衡を仮定したモデル（以下、LTE モデル）の解析は、電子や重粒子のエネルギーや流速が、一様に計算される。このため、陽光柱と陽極の間に生じる高電界の位置における電子のエネルギーや流速の増加を過小に算出してしまう。これに対して、電磁熱流体シミュレーションにおいて熱的非平衡と電子流速を考慮したモデル（以下、2 温度 2 流体モデル（NTE-TF model））の解析は、電子や重粒子のエネルギーや流速がそれぞれ計算される。このため、急峻な電流変化や磁界印加、トーチ移動、または、横風による外乱が生じた場合の電子のエネルギーや流速の増加を精度よく解析することが可能となる。

更に、横風吹き付け時における 2 温度 2 流体を考慮した熱的非平衡アークの熱輸送のモデルを立てた。図 39 に、横風吹き付け時における 2 温度 2 流体を考慮した熱的非平衡アークの熱輸送のモデルを示す。図 39 (a) は、LTE モデルの温度分布と電位分布である。LTE モデルにおいて、アーク偏向後のアーク電圧は 10 V 程度になる。0.0229 s 以降では 12,000 K の等温度線が途切れ、実験で観測されるリストライク現象は LTE モデルにおいて解析ができなかった。このため、0.0229 s 以降では非平衡性が生じている可能性があるリストライク直前のアークであると考えた。リストライク直前のアークは、荷電粒子と中性粒子の流れが一様な LTE 状態の安定なアークではなく、荷電粒子と中性粒子の流れが異なる非平衡状態の不安定なアークである可能性がある。

NTE-TF モデルでは、電子と重粒子の流速と温度を分けて解析を行う。NTE-TF モデルにすることで、空間における電子と重粒子の温度や流速に違いが生じる可能性がある。このため、局所熱平衡になっている荷電粒子や中性粒子の流れと電界に依存しない中性粒子の流れ、電界に依存する電子の流れに切り分けることができると考えた。重粒子の温度と流速は、イオンと中性粒子を合算した分布となる。電子の温度と流速は、電界と電流の流れに沿った分布になる。横風によりアークが偏向した後における電子と重粒子の温度と流速は、主に 2 つの分布が考えられる。1 つ目は、陰極ジェットにより電界に依存しない中性粒子の流れが暗領域に輸送され、電界に依存する荷電粒子は偏向を維持する分布である。この場合、電子温度は偏向を維持し、

重粒子温度は偏向を維持しつつ暗領域の温度は上昇する分布となる。2つ目は、電界と電流の流れに沿った電子が暗領域に輸送される分布である。これは、陽光柱と陽極の間の1,000~7,000 V/mの電界によって生じる。この場合、電子温度は偏向を維持しつつ暗領域の温度は上昇し、重粒子温度は偏向を維持する。

以上より、リストライク現象の知見を得るため、横風吹き付け時の2温度2流体を考慮したアークの電子と重粒子流速の解析を行った。本計算は、 $t = 0 \sim 0.0229$  sまでは局所熱平衡が成り立つとしLTEモデルで解析し、 $t = 0.0229$  s以降は非平衡性が顕著になるリストライク直前のアークとしNTE-TFモデルで解析を行った。

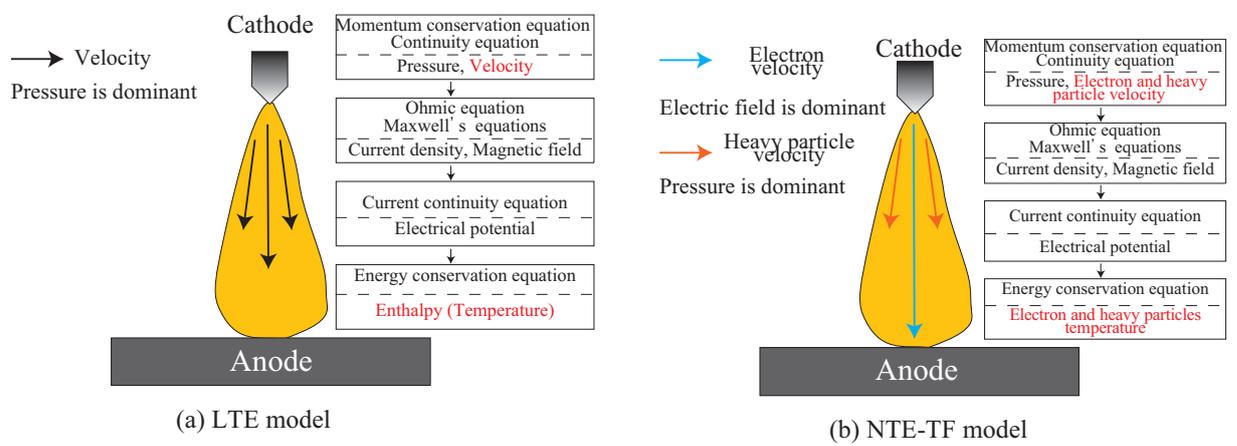


図 38 電子流速を考慮したアーク放電のモデル<sup>(92)(93)</sup>

Fig.38 Model of local thermal equilibrium and Model of thermal non-equilibrium and electron velocity.<sup>(92)(93)</sup>

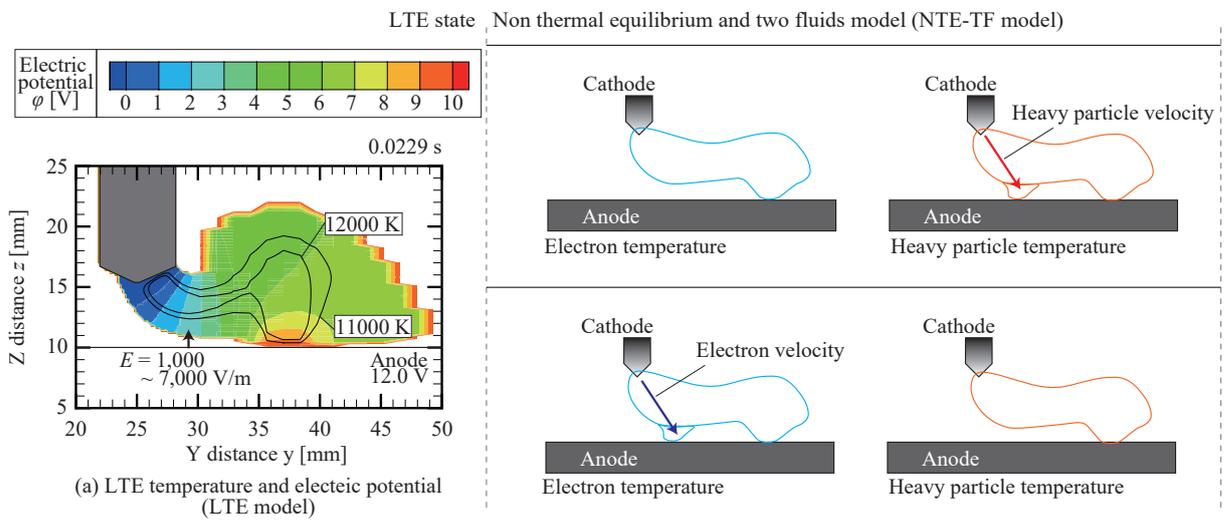


図 39 横風吹き付け時における 2 温度 2 流体を考慮した熱的非平衡アークの熱輸送のモデル  
 Fig.39 Model of local thermal equilibrium and Model of thermal non-equilibrium and electron velocity with lateral flow velocity.

## 1.4.2 トーチ移動速度が及ぼす熱的非平衡アークの熱輸送

高速かつ大電流の条件においてハンピング（コブ）を防止するためには、アーク偏向に伴う陽極点の膠着を防止する必要がある。このため、高速の条件において生じる相対的な横風による力に対して硬直性を維持した高硬直性熱平衡プラズマを形成することができれば、陽極点の膠着を防止し高速かつ入熱量の高い TIG 溶接が実現できるという仮説を立てた。具体的には、パルス溶接電流やパルス状の不均一な外部磁界を組み合わせアークの電磁力を制御することにより、高硬直性熱平衡プラズマを形成する。パルス溶接電流は、効率良く溶融深さを増加することができる利点がある。しかし、ベース電流の領域において電流密度と自己磁界が低下するため、アークの硬直性が低下する。これに対して、ベース電流の領域において、パルス状の不均一な外部磁界を異極対向で印加する。これにより、アークの進行方向に対して硬直性を増加させることができる磁場を形成する。これらのパルス溶接電流やパルス状の不均一な外部磁界の組み合わせにより高硬直性熱平衡プラズマが実現と考えられる。更に、より高効率な TIG 溶接の実現のためには、小電力の条件で溶接できることが望ましい。しかし、高速かつ小電流の条件においては、母材を溶融させることができない熱的非平衡プラズマが形成される可能性が高い。このため、計算と実験の多方面から熱平衡プラズマが形成されていることを実証する。

まず、図 40 に、高速な TIG 溶接に適した高硬直性熱平衡プラズマの形成要因を示す。溶接の入熱箇所となる陽極点やアーク姿態は、Diffuse mode と Constrict mode が存在する。Diffuse mode は、アーク径が増加した状態である。アーク径が増加した場合は、電流密度が低下する。このため、陽光柱の放射損失は減少することが考えられる。また、温度勾配は小さくなるため、外周部への熱拡散が減少することが考えられる。径方向の流速と軸方向の流速はトレードオフの関係であるため、陰極近傍の高温の陽極方向への熱輸送が減少することが考えられる。放射損失や径方向の熱拡散、陽極方向への熱輸送のバランスより、アークから陽極への入熱量は、アーク径の増加（Diffuse mode の顕著化）に伴い、減少することが考えられる。更に、溶接（陽極の溶融）には、陽極内部でのエネルギーバランスも重要である。アーク径の増加に伴い、陽極点の直径は増加する。このため、陽極内部の温度勾配は小さくなり、外周部の低温領域への熱拡散は小さくなる。陽極内部の熱拡散の低下は、任意の一か所の入熱量を増加させることができる。これに対して、Constrict mode は、アーク径が減少した状態である。アーク径が減少した場合は、電流密度が増加する。このため、陽光柱の放射損失は増加することが考えられる。また、温度勾配は大きくなるため、外周部への熱拡散が増加することが考えられる。径方向の流速と軸方向の流速はトレードオフの関係であるため、陰極近傍の高温の陽極方向への熱輸送が増加することが考えられる。放射損失や径方向の熱拡散、陽極方向への熱輸送のバランス

より、アークから陽極への入熱量は、アーク径の減少（Constrict modeの顕著化）に伴い、増加することが考えられる。更に、溶接（陽極の溶融）には、陽極内部でのエネルギーバランスも重要である。アーク径の増加に伴い、陽極点の直径は減少する。このため、陽極内部の温度勾配は大きくなり、外周部の低温領域への熱拡散は大きくなる。陽極内部の熱拡散の増加は、任意の一か所の入熱量を低下させる要因となる。これらの mode から、高速な TIG 溶接に適した高硬直性熱平衡プラズマを実現させるためには、Constrict mode のアークから陽極への入熱量が大きい状態、かつ、Diffuse mode の任意の一か所の入熱量が大きい状態となるアークを形成する必要がある。本研究では、溶接トーチの移動速度と外部磁界をパラメータとして、高速な TIG 溶接に適した高硬直性熱平衡プラズマを実現を目指す。

更に、溶接トーチの移動における熱的非平衡アークの熱輸送を解明することにより、高速な TIG 溶接アークの実現が可能を目指す。図 41 に、溶接トーチの移動における熱的非平衡アークのモデルを示す。溶接トーチの移動に伴い、陰極近傍が移動する。これに対して、ある条件が整うと陽極点の金属蒸気量が増加し、陽極点が膠着する。先行する陰極点と膠着する陽極点によりアークが偏向する。アークの偏向が増加すると、横風吹き付け時と同様な暗領域が形成される。この領域では、電子温度と重粒子温度に差が生じ、熱的非平衡性が顕著になること予想される。溶接において、陽極への入熱量となる熱伝達による熱流束や電子凝縮熱が変化するため、陽極近傍の暗領域における電子温度と重粒子温度の解析が必要となる。本研究では、溶接トーチの移動時における熱的非平衡を考慮した 3 次元電磁熱流体解析を行い、トーチ移動速度が及ぼす熱的非平衡アークの熱輸送を解明する。

また、溶接トーチの移動速度と外部磁界をパラメータとして、高硬直性熱平衡プラズマを形成し、高効率な溶接の実現を目指す。図 42 に、外部磁界印加により高硬直性熱平衡プラズマのモデルを示す。具体的には、パルス溶接電流やパルス状の不均一な外部磁界を組み合わせアークの電磁力を制御することにより、高硬直性熱平衡プラズマを形成する。パルス溶接電流は、効率良く溶融深さを増加することができる利点がある。しかし、ベース電流の領域において電流密度と自己磁界が低下するため、アークの硬直性が低下する。これに対して、ベース電流の領域において、パルス状の不均一な外部磁界を異極対向で印加する。これにより、アークの進行方向に対して硬直性を増加させることができる磁場を形成する。これらのパルス溶接電流やパルス状の不均一な外部磁界の組み合わせにより高硬直性熱平衡プラズマが実現と考えられる。

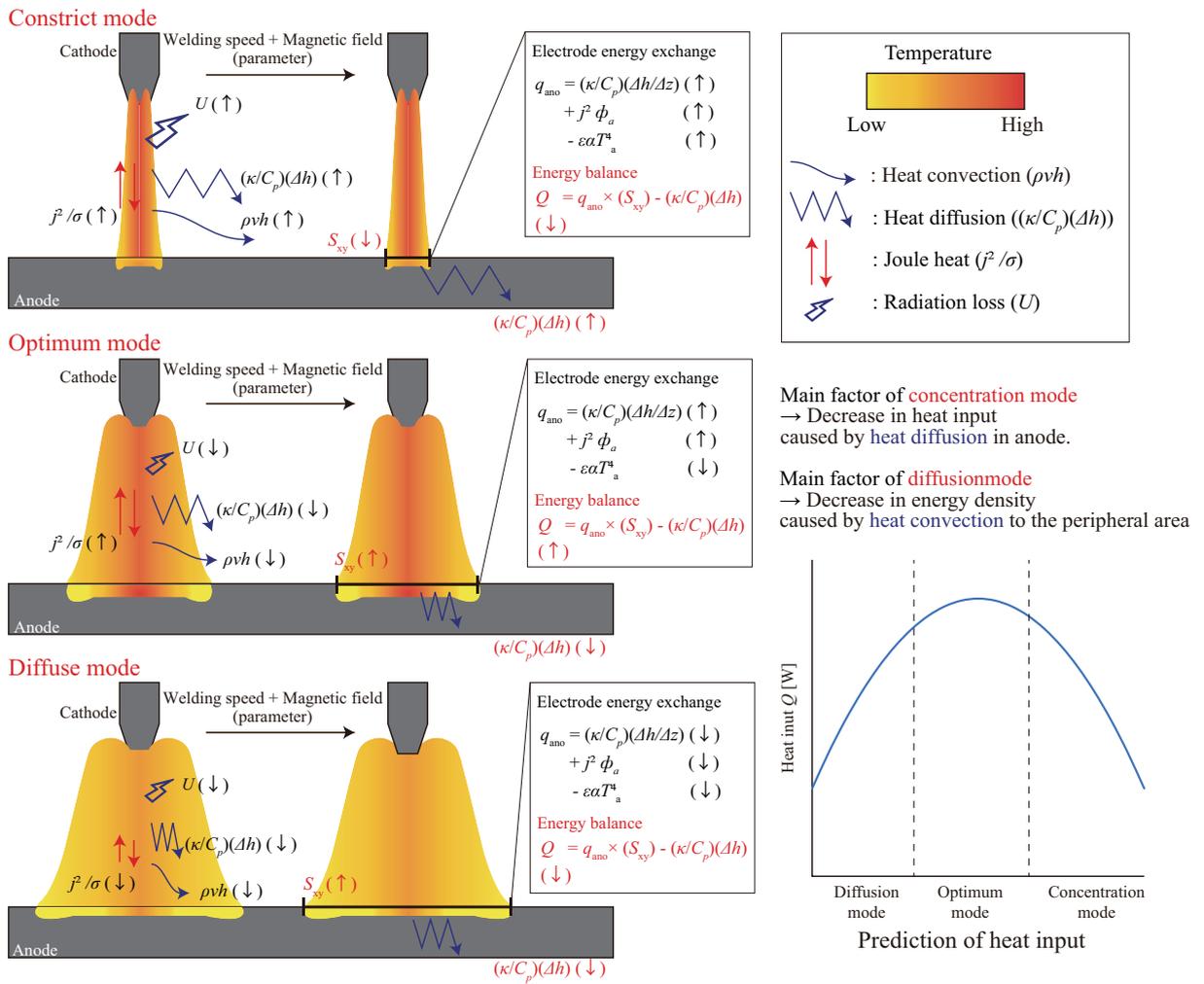


図 40 高速な TIG 溶接に適した高硬直性熱平衡プラズマの形成要因

Fig.40 Formation factor of highly rigid thermal equilibrium plasma suitable for high-speed TIG welding.

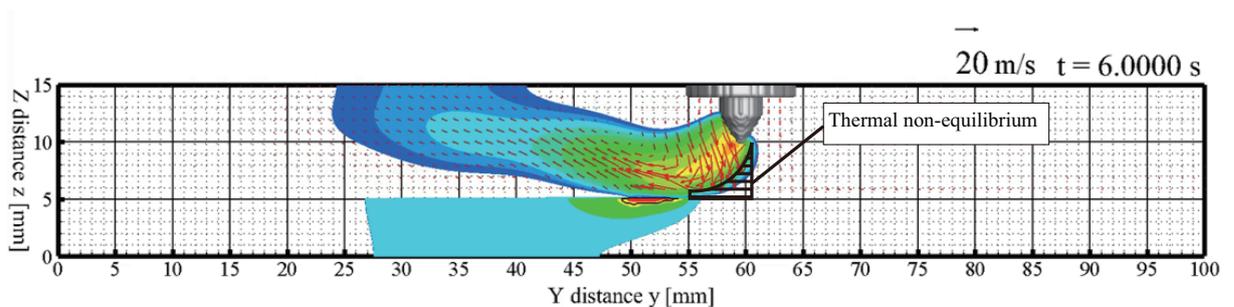


図 41 溶接トーチの移動における熱的非平衡アークのモデル

Fig.41 Model of thermal non-equilibrium arc with welding torch movement.

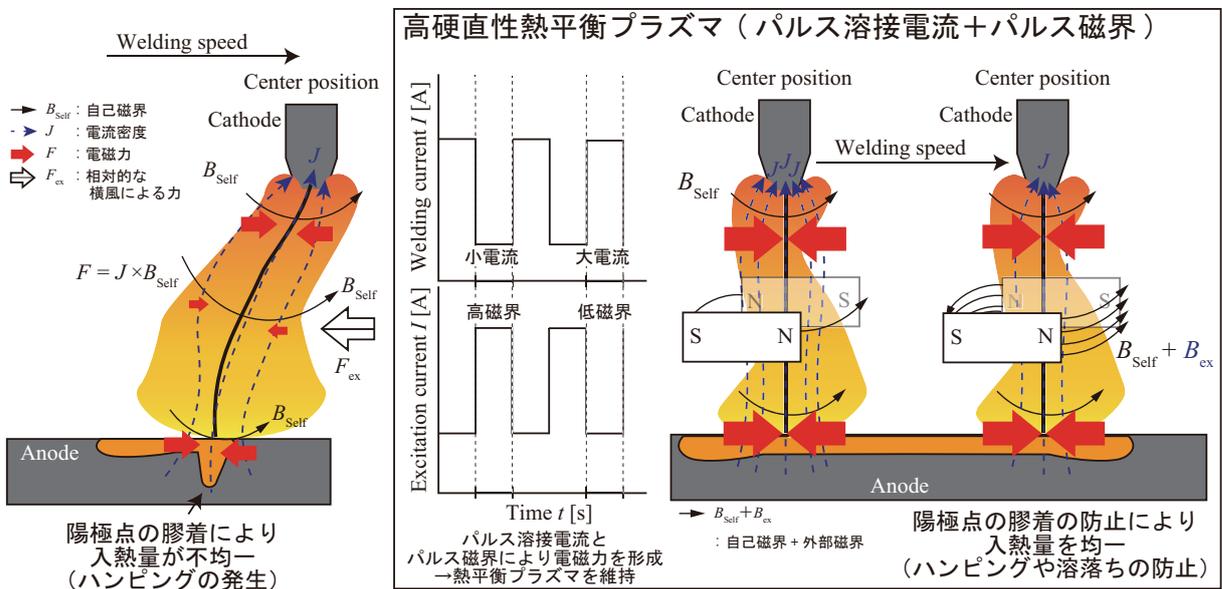


図 42 外部磁界印加により高硬直性熱平衡プラズマのモデル

Fig.42 Model of highly rigid thermal equilibrium plasma with applying external magnetic field.

## 1.5 本研究の目的

図 43 に、本論文の各章の内容を示す。社会問題として、エネルギー問題や日本における熟練技能者の減少問題がある。この対策として、TIG 溶接の研究として電流変化や外部磁界によるアークや溶融池の制御が行われた。しかし、溶接トーチ移動や入熱量に影響を及ぼす電子温度と重粒子温度の研究例は多くない。これに対して、アークの実験観測において、動的なプラズマの観測のためハイスピードカメラの 2 次元情報にてアーク姿態の線スペクトルを観測している。このため、温度算出の精度が低くアークの非平衡性の検討が行えない。また、アークの数値解析において、局所熱平衡を仮定した 3 次元電磁熱流体解析や反応論的非平衡や熱的非平衡を考慮した 2 次元軸対称円筒座標の電磁熱流体解析が行われた。しかし、アークの非平衡性、かつ、非対称、かつ、溶接トーチの移動を全て考慮した解析例は多くない。このため、本研究の課題は、平衡非平衡が判断可能な計測手法と熱的非平衡を考慮した解析手法の確立である。本研究の新規性は熱的非平衡アークの熱輸送現象に基づく高硬直性熱平衡プラズマの提案であり、創意性は溶接トーチの移動における各粒子の熱輸送に着目した検討考察を行うことであり、有用性は高硬直性熱平衡プラズマを活用した高速な TIG アーク溶接の実現である。

したがって、本研究の目的は、TIG 溶接におけるトーチ移動速度が及ぼす熱的非平衡アークの熱輸送の解明を行う。目標としては、従来の TIG 溶接と比べて、2 倍以上の溶接効率と自動溶接の実現を目指す。

エネルギー問題や日本における熟練技能者の減少問題

従来の TIG 溶接と比べて、2 倍以上の溶接効率かつ自動溶接の実現

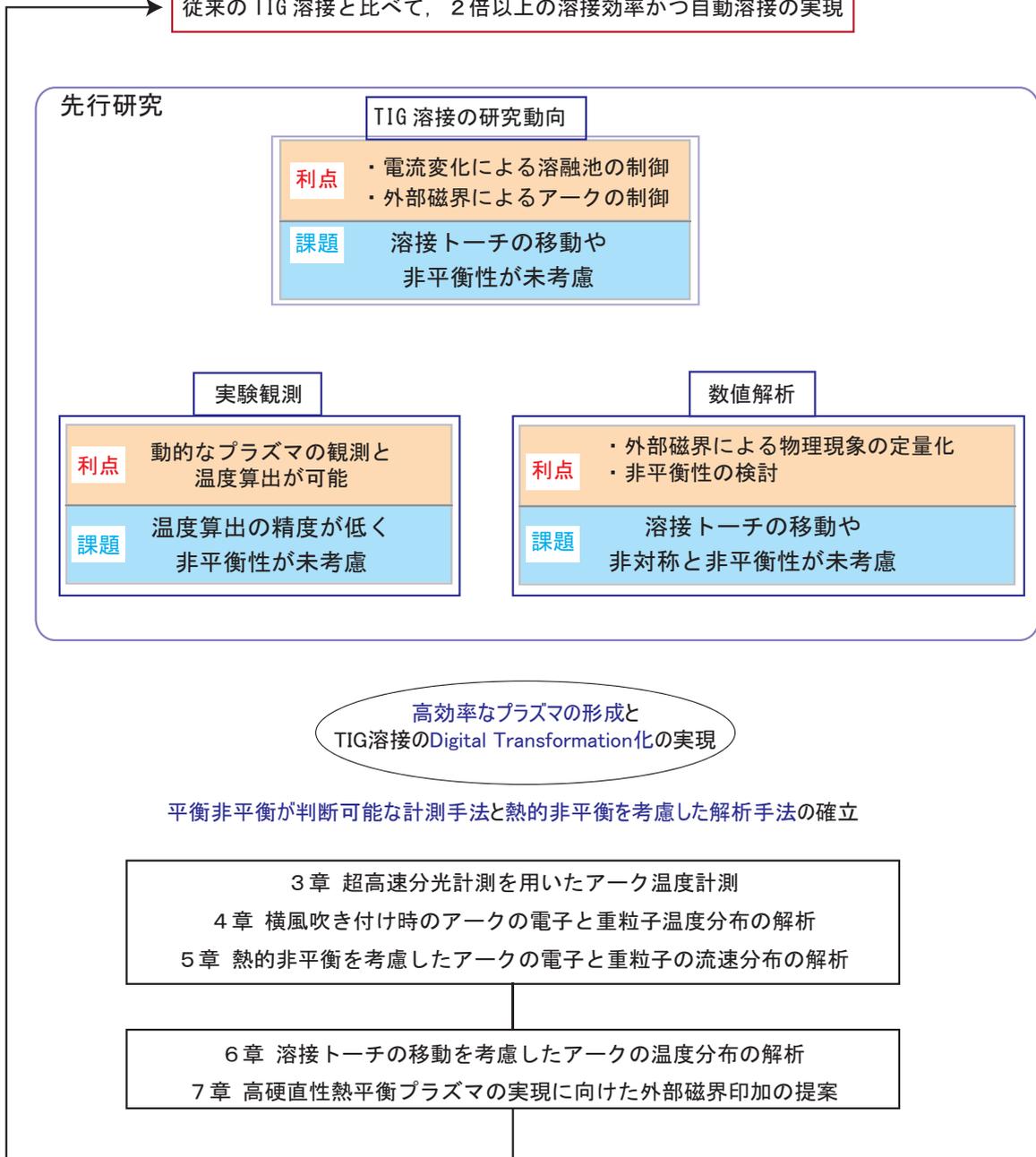


図 43 本論文の各章の内容

Fig.43 Contents of each chapter in this study.

## 1.6 本論文の構成

図 44 に、本論文のフローチャートを示す。以下に、本論文の構成の詳細を示す。

第 1 章では、従来の研究の手法と課題についてまとめ、本研究の目的、並びに、構成について述べた。

第 2 章では、実験方法計算方法について述べる。具体的には、超高速分光計測手法における実験装置や超高速分光計測、温度算出について述べる。また、3次元電磁熱流体解析手法における解析手順や物性値、支配方程式、境界条件について述べる。

第 3 章では、超高速分光計測を用いたアーク温度計測の結果を示す。具体的には、超高速分光による温度算出の確立やアーク電流立ち下げ時の温度計測、アーク電流立ち下げが及ぼす非平衡性について述べる。

第 4 章では、横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布の解析の結果を示す。具体的には、横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度や横風吹き付け時の電流密度、横風吹き付け時の陰極角度が及ぼす非平衡性について述べる。

第 5 章では、熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析の結果を示す。具体的には、2 温度 2 流体を考慮した電子温度と重粒子温度や 2 温度 2 流体を考慮した電子と重粒子の流速分布、2 温度 2 流体を考慮した横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度、2 温度 2 流体を考慮した横風吹き付け流速が及ぼす非平衡性を示す。

第 6 章では、溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析の結果を示す。具体的には、溶接トーチの移動を考慮した 3 次元電磁熱流体解析手法の確立や溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析、溶接速度が及ぼす母材への入熱量を示す。

第 7 章では、高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案を行う。

第 8 章では、本研究によって得られた結果について総括する。

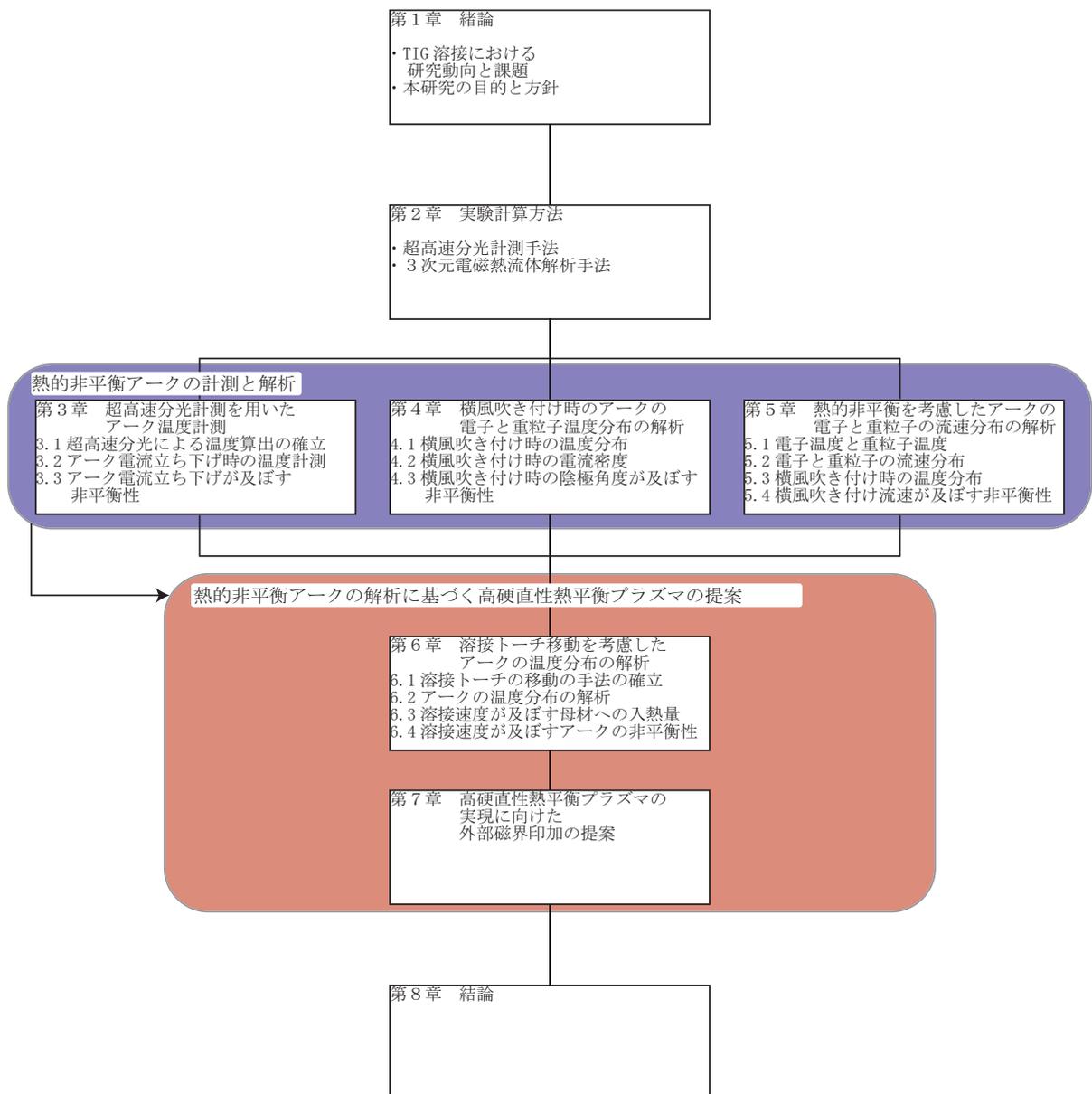


図 44 本論文のフローチャート  
Fig.44 Flowchart of this study.



## 第2章 実験方法・計算方法

### 2.1 超高速分光計測手法

#### 2.1.1 実験装置

図 45 に、実験装置の簡略図を示す。本研究では、プラズマアーク発生装置を用いて実験を行った。アークの発生方法は、電極を短絡した後に開放しアークを発生させるタッチスタート方式を用いた。電流は、定常アーク時は 100 A、電流立ち下げ時は約 2 ms で 100 A から 50 A に低下させた。急峻な電流立ち下げ時は 100 A から 10 A に低下させた。ただし、急峻な電流立ち下げ時は、電流の遷移時間を 0 ms と設定しているが、電源素子の電荷や回路のインダクタンスにより、電流波形は、傾きが生じる。電極間距離は 10 mm、ガス流量は 3 L/min、気圧は 0.1 MPa、分光器の入射スリット幅は 0.08 mm とし、回析格子は、溝数 1200 grooves/mm、逆線分散は、1.34 nm を用いた。温度の計測点はアークの最高輝度点にて行った。実験装置は、画像撮影、及び、分光計測用として、パイレックスガラスからの計測が可能となっている。陰極は直径 6 mm の間接冷却型のタングステンを、陽極は直径 60 mm の直接冷却型の円筒水冷銅を用いた。なお、本実験では、雰囲気ガスを Ar とした。これは、Ar は温度が残留しやすく計測が容易である点、また、先行研究において、Ar に対する知見が多くある点から、まず Ar ガスでの温度の低下経過の時間推移の測定を行うことを目的としたためである。

#### 2.1.2 超高速分光計測

図 46 に、分光器とハイスピードビデオカメラを組み合わせた装置の概要を示す。マイクロ秒分光計測は、陰極から陽極へ発弧したアークの光をチャンバー窓からレンズで集光し、光ファイバーを通して分光器へ入射する。入射された光が回析格子により分光され、これをハイスピードビデオカメラで撮影する。撮影した画像は、画像処理することにより、画像ごとにスペクトルを算出し、スペクトルの時間推移を得ることができる。なお、本論文では、マイクロ秒分光計測（CMOS を利用）とミリ秒分光計測（CCD を利用）の 2 つのセンサによる計測を行っており、波長領域は、センササイズの大きさで変化し、また、グレーティングとセンサの距離によっても変化する。

図 47 に、ハイスピードビデオカメラにおけるスペクトル分布を示す。本計測は、ハイスピードビデオカメラの受光センサの 1 次元情報を波長に当て、線強度法を用いて温度を算出した。また、本計測は露光時間が 0.2 ms の場合は撮影速度を 5000 fps、露光時間が 0.02 ms の場合は撮影速度を 50000 fps としており、それぞれを対応させている。このため、露光時間の減少に伴い、計測の時間分解能も減少する。

以上より、分光器とハイスピードビデオカメラを組み合わせ、 $\mu\text{s}$  オーダーのスペクトル撮影と撮影された大量のスペクトル画像を画像処理することにより、マイクロ秒分光計測が可能となる。また、電流立ち下げに伴う、アーク温度の低下過程の時間推移のマイクロ秒での計測の妥当性の確認のためミリ秒分光計測とマイクロ秒分光計測での温度算出のばらつき、露光時間によるばらつきから精度を検証し、精度の良い温度計測を行った。

### 2.1.3 温度算出

本研究では、温度を算出するために、二線強度法と比べて、傾きの精度が良い線強度法を用いた。線強度法とは、複数のスペクトル線の放射係数の相対比から温度を求める方法である。各プロットの近似曲線を引くと直線が得られ、この直線の傾きは  $-1/kT$  となる。したがって、直線の傾きから温度が算出できる。なお、近似曲線が直線とならない場合は、ボルツマン分布に従っておらず、本現象の前提である LTE（局所熱平衡）ではないことを示す。これは、マイクロ秒分光計測により、十分な光を精度良く計測できていないことから生じると考え、温度算出結果より除外した。このため、ボルツマンプロットの直線性には、十分注意した。また、線強度法では、連続光を差し引き、広がりをもった線強度（面積強度）を基に算出することが可能であることから算出精度が高いため採用した。温度の算出に使用する波長は、算定不確かさを小さくするため、励起エネルギーの差が大きくなるように、ミリ秒分光計測では ArII のスペクトルである 448.2, 457.9, 459.0, 465.8, 476.5 nm、マイクロ秒分光計測では、ArII のスペクトルである 457.9, 459.0, 465.8 nm を用いた<sup>(94)</sup>。

本論文では、マイクロ秒分光計測を用いたアーク温度計測の検討を行うために、次のフローを考えて検討を行った。まず、マイクロ秒分光計測による温度算出の確立を行った。これは、従来から用いられているミリ秒分光計測と今回用いたマイクロ秒分光計測を同じ条件の定常アークで比較し、両計測において、不合理のない結果を得ることを確認するものである。ボルツマンプロットのプロット数が異なるものの、同一の傾きが得られ、同一時刻でばらつきの範囲であれば、マイクロ秒分光計測の精度が高いと判断できる。

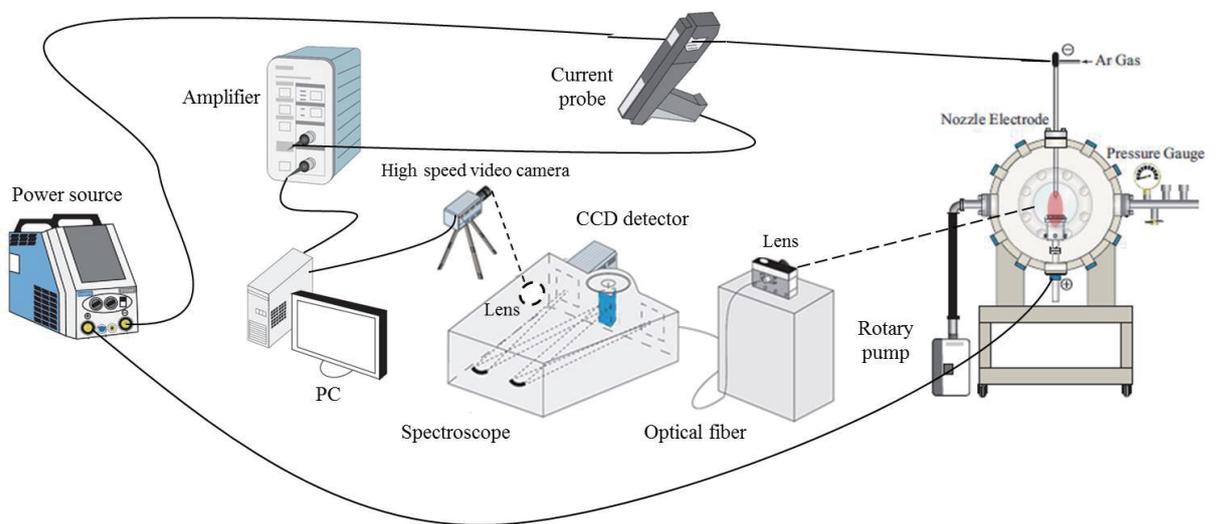


図 45 実験装置の簡略図

Fig.45 Simplified diagram of the experimental device.

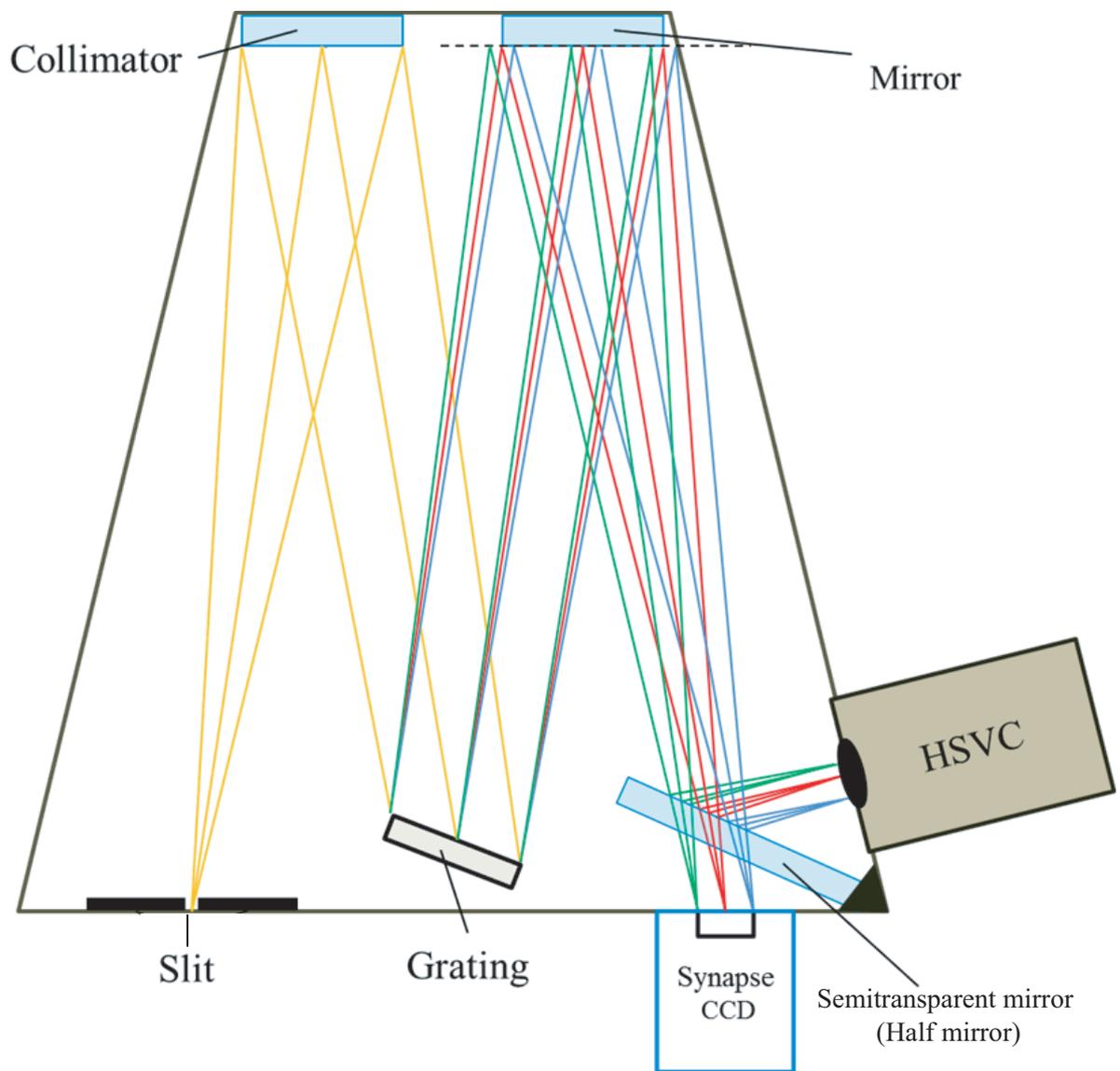


図 46 分光器とハイスピードビデオカメラを組み合わせた装置<sup>(95)(96)</sup>

Fig.46 Experimental device<sup>(95)(96)</sup>.

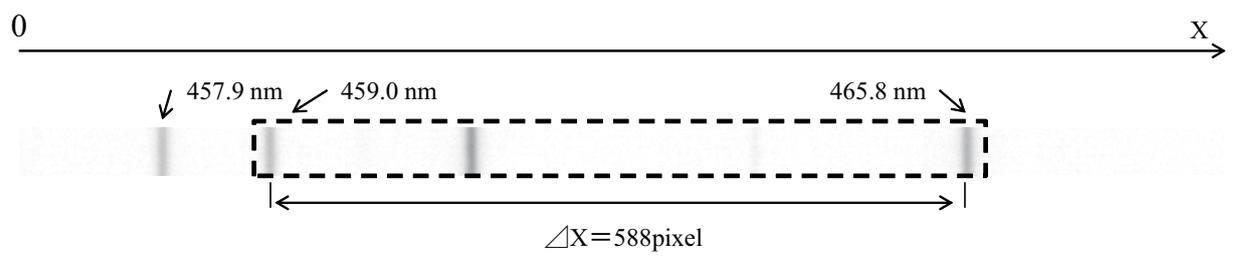


図 47 ハイスピードビデオカメラにおけるスペクトル分布<sup>(95)(96)</sup>  
 Fig.47 Spectral distribution with high speed video camera<sup>(95)(96)</sup>.

## 2.2 3次元電磁熱流体解析の計算条件

### 2.2.1 TIG アーク溶接を模擬した電磁熱流体シミュレーション

本研究では、「陰極（タングステン）ーアークー陽極（SUS304）」を1つの系とし、それぞれの相互作用を同時に考慮した電磁熱流体シミュレーションを行う。

プラズマの挙動を記述するためには、本来、各構成粒子に対して別々の流体と考えて各種保存式を解く必要がある。しかし、原子やイオンの励起が電子の衝突によって支配的である際には、局所熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium: LTE) に近い単純な近似を採用することができる。この場合にはプラズマ内の各構成粒子のエネルギー交換が十分になされ、各粒子が同じ温度と考えることができるため、プラズマ全体を一つの流体として取り扱うことができる。

局所熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium: LTE) モデルにおける仮定を以下にまとめる。

- (1) アークプラズマは局所熱平衡であるとする。
- (2) 流れはすべて層流であるとする。
- (3) 陽極と陰極は平坦であるとし、溶融による変形はないものとする。
- (4) 陽極や、陰極とプラズマの境界におけるシース現象は考慮しないものとする。

また、本研究では、電子と重粒子のエネルギーが異なる熱的非平衡を考慮した3次元電磁熱流体解析を行う。このためには、局所熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium: LTE) モデルにおいて1つのエネルギー保存式で算出されるエネルギーを各粒子に解析を行う。具体的には、電子のエネルギー保存式は、電子数密度の依存が大きい対流項や電子の熱伝達率の依存が大きい拡散項、ジュール加熱と放射損失、電子と重粒子の衝突によるエネルギー交換が生成項で解析される。また、重粒子のエネルギー保存式は、流速の依存が大きい対流項や熱伝導率と比熱による拡散項、電子と重粒子の衝突によるエネルギー交換が生成項で解析される。

熱的非平衡 (Non Thermal Equilibrium: NTF, 2 Temperatures and 1 Fluid : 2T-1F) モデルにおける仮定を以下にまとめる。

- (1) アークプラズマの電子と重粒子のエネルギーは異なる。
- (2) 流れはすべて層流であるとする。
- (3) 陽極と陰極は平坦であるとし、溶融による変形はないものとする。

- (4) 陽極や、陰極とプラズマの境界におけるシース現象は考慮しないものとする。
- (5) 粒子組成は Saha の電離平衡に基づき電子温度に依存するものとする。

更に、本研究では、電子と重粒子のエネルギーが異なる熱的非平衡と電子と重粒子の運動量が異なる 2 流体を考慮した 3 次元電磁熱流体解析を行う。このためには、局所熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium: LTE) モデルにおいて、1つのエネルギー保存式で算出されるエネルギー保存式と1つの運動量で算出される運動量保存式を各粒子で解析を行う。具体的には、電子のエネルギー保存式は、電子数密度の依存が大きい対流項や電子の熱伝達率の依存が大きい拡散項、ジュール加熱と放射損失、電子と重粒子の衝突によるエネルギー交換が生成項で解析される。重粒子のエネルギー保存式は、流速の依存が大きい対流項や熱伝導率と比熱による拡散項、電子と重粒子の衝突によるエネルギー交換が生成項で解析される。また、各エネルギー保存式の対流項は、各粒子の流速により算出される。

熱的非平衡 2 流体 (Non Thermal Equilibrium and Two Fluid: NTF-TF, 2T-2F) モデルにおける仮定を以下にまとめる。

- (1) アークプラズマの電子と重粒子のエネルギーは異なる。
- (2) アークプラズマの電子と重粒子の流速は異なる。
- (3) 計算の簡易化のため電子と重粒子間の粘性応力は考慮しないものとする。
- (4) 流れはすべて層流であるとする。
- (5) 陽極と陰極は平坦であるとし、溶融による変形はないものとする。
- (6) 陽極や、陰極とプラズマの境界におけるシース現象は考慮しないものとする。
- (7) 粒子組成は Saha の電離平衡に基づき電子温度に依存するものとする。

本論文では、4章において電子と重粒子のエネルギーが異なる熱的非平衡を考慮した 3 次元電磁熱流体解析を行い、5章において電子と重粒子のエネルギーが異なる熱的非平衡と電子と重粒子の運動量が異なる 2 流体を考慮した 3 次元電磁熱流体解析を行い、6章と7章において局所熱平衡を仮定した 3 次元電磁熱流体解析を行う。

## 2.2.2 計算領域

本研究では、数値解析の確立のため計算領域と実験系を模擬した計算領域、溶接トーチの移動のための計算領域を構築した。

図 48 に、4 章「横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布の解析」の計算領域を示す。図 49 に、5 章「熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解」の計算領域を示す。X 方向と Y 方向は 50 mm，Z 方向は 30 mm の 3 次元直交座標系を構築した。電極間距離は 5 mm，電流は 100 A とした。また，雰囲気ガスはアルゴン，陰極はタングステン，陽極は SUS304 とした。横風流速の設定は，ZX 面において高さは 10 mm，幅は 7.2 mm を設定し横風流速は 4.5 m/s とした。これは，数値解析のモデル化を行うための実験系に合わせた設定である。

図 50 に、6 章「溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析」と 7 章「高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案」の計算領域を示す。本計算では，溶接トーチの移動を模擬するため，X 方向は 30 mm（グリッド数 152），Y 方向は 100 mm（グリッド数 502），Z 方向は 15 mm（グリッド数 77）の 3 次元直交座標系を構築した。実溶接を参考に，電極間は 5 mm，電流は 100 A とした。また，雰囲気ガスはアルゴン，陰極はタングステン，陽極は SUS304 とした。更に，母材への融点である 1750 K 以上において金属蒸気の発生を考慮した。なお，本計算は  $e^-$ ，Ar， $Ar^+$ ， $Ar^{2+}$ ， $Ar^{3+}$ ，Fe， $Fe^+$ ， $Fe^{2+}$ ， $Fe^{3+}$  の粒子を考慮している。また，溶接速度は 0.001，0.005，0.010 m/s，外部磁界は最大 2 mT で周波数 5 Hz の sin 波を模擬した。これは，磁界印加によりアークを左右に揺らすことにより，陽極直上におけるアークの高温領域を増加させることができると考えたためである。また，熟練技能者が 1 秒間に 1～5 回程度アークを左右に移動させるため周波数 5 Hz とした。本計算の境界条件は，溶接トーチとノズルの移動に対応させた。溶接トーチとノズルは，一定速度での移動を模擬している。このため，溶接トーチとノズルの移動に伴い領域を逐次設定をし，境界条件も逐次設定を行った。また，境界条件の移動に伴う物理量の引継ぎは，固体と気体に変化した格子点と周囲 26 点を体積による重み付け調和平均により引継ぎを行った。これにより，周辺の相状態を考慮した物理量の引継ぎができると考えた。更に，溶接トーチとノズルの移動の連続性を保つために，タイムスリップは  $3.75 \times 10^{-2}$  s，グリッド幅は  $2.0 \times 10^{-4}$  m とした。

### 2.2.3 3次元直交座標系の TIG アークの計算条件

4 章と 5 章の計算条件は，実験で用いたプラズマアーク発生装置に近い条件とした。このため，陰極先端角度は 120 度とし，シールドガス流量は 3 L/min とした。電流は，定常アーク時は 100 A とした。また，横風流速は 4.5 m/s とした。これは，プラズマアーク発生装置において設定が可能となる流量に対応した流速である。

これに対して，6 章と 7 章での計算条件は，実溶接で用いられる条件を参考にした。母材厚

さが2～5 mm 程度において，電流は，100 A であり，シールドガス流量は 10 L/min とした。  
また，溶接トーチの移動速度は実溶接で用いられる 1～5 mm/s とこの 2 倍の 10 mm/s とした。

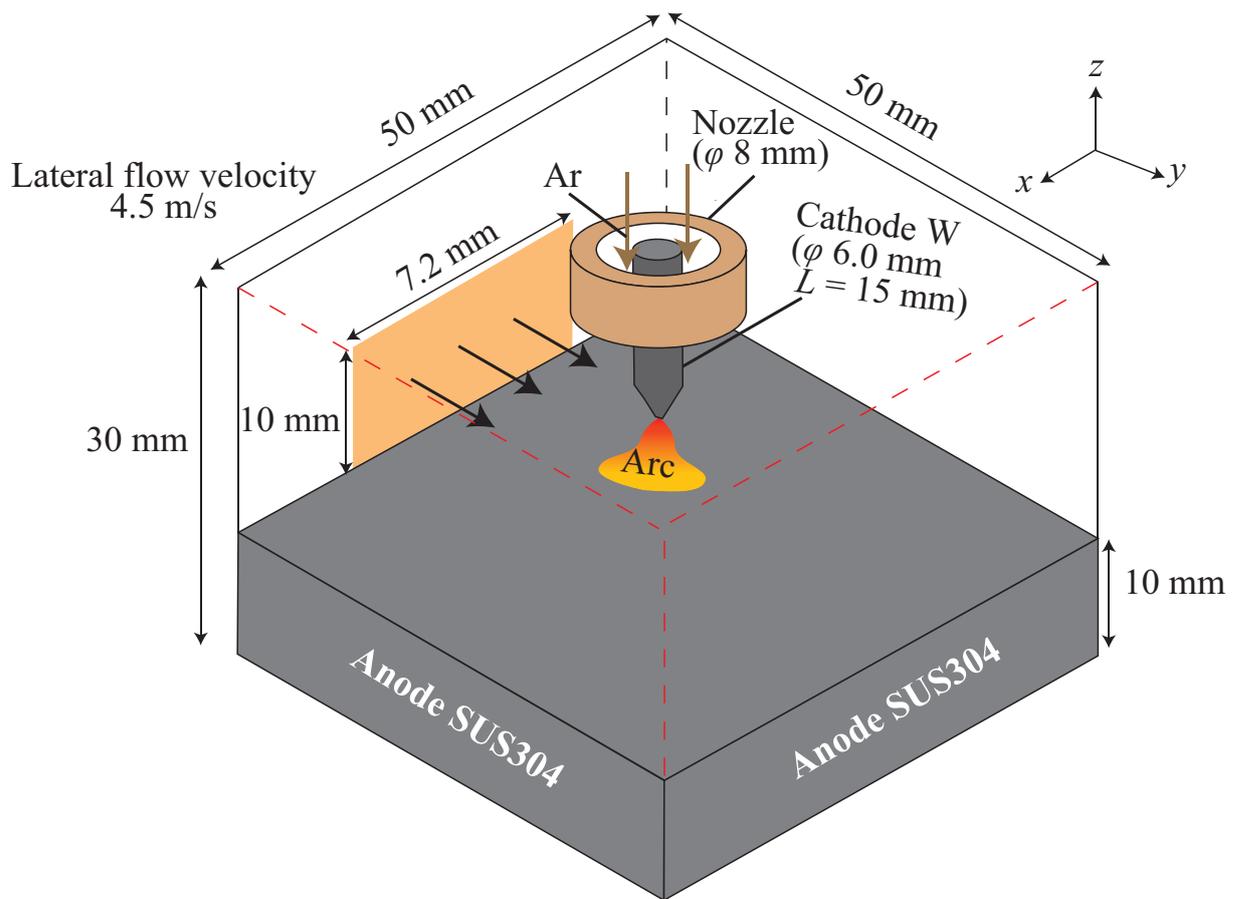


図 48 4 章「横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布の解析」の計算領域<sup>(97)</sup>

Fig.48 Calculation area of Chapter 4<sup>(97)</sup>.

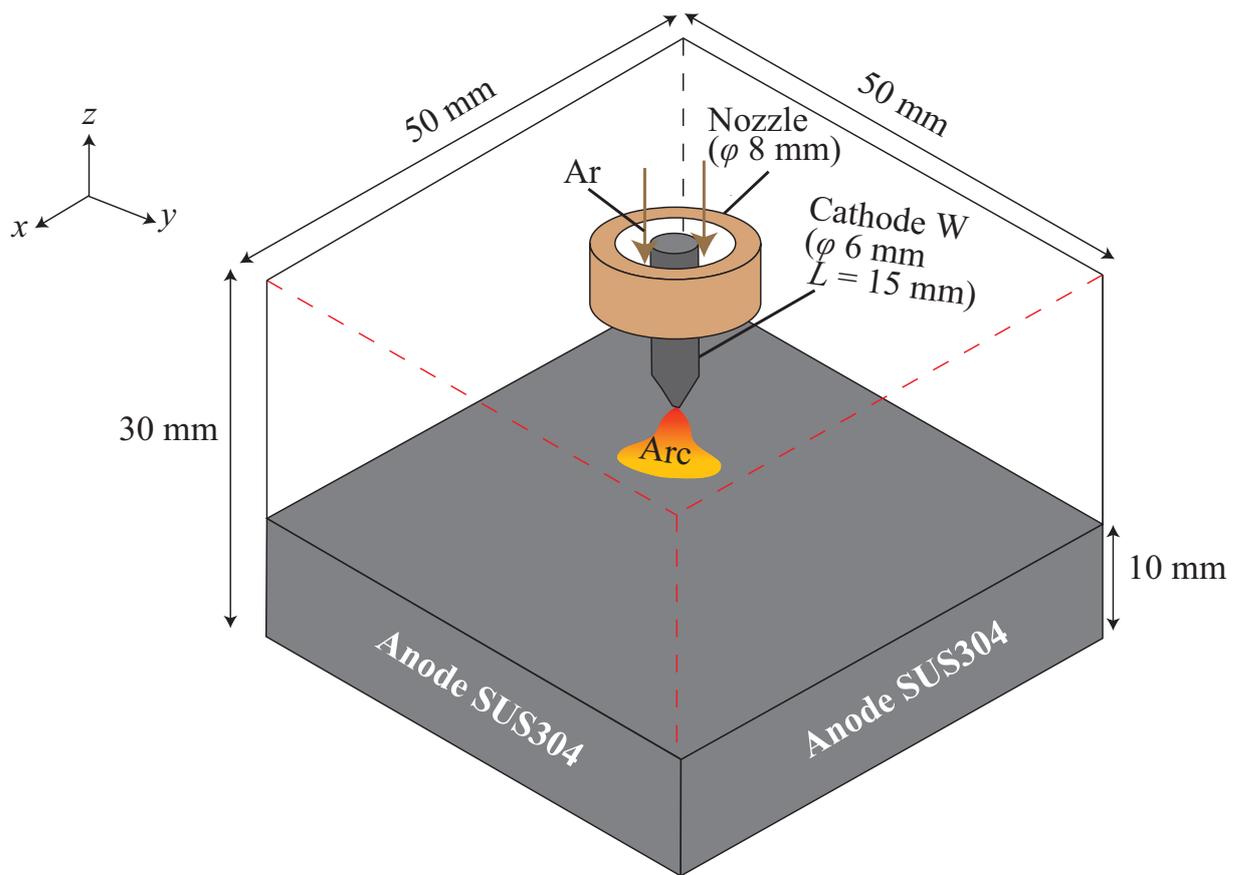


図 49 5 章「熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解」の計算領域<sup>(98)(99)</sup>

Fig.49 Calculation area of Chapter 5<sup>(98)(99)</sup>.

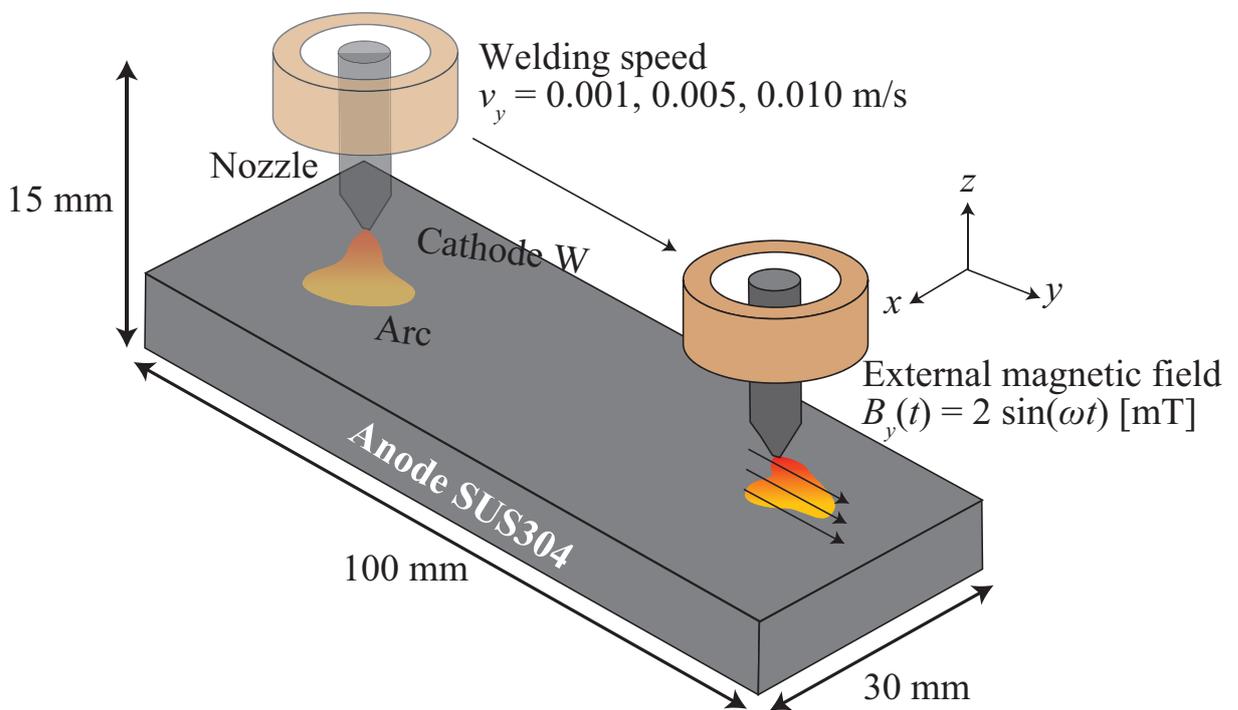


図 50 6章「溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析」と7章「高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案」の計算領域

Fig.50 Calculation area of Chapter 6 and 7.

## 2.3 支配方程式

局所熱平衡を仮定することにより、アークプラズマを電磁熱流体として取り扱うことができる。本計算で用いる支配方程式をベクトル形式で以下に示す。

・質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad (2)$$

・運動量保存式

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla \sigma_t + \vec{j} \times \vec{B} \quad (3)$$

・粘性応力テンソル

$$\sigma_t = \begin{bmatrix} \sigma_{t11} & \sigma_{t12} & \sigma_{t13} \\ \sigma_{t21} & \sigma_{t22} & \sigma_{t23} \\ \sigma_{t31} & \sigma_{t32} & \sigma_{t33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_r & 0 & 0 \\ 0 & p_r & 0 \\ 0 & 0 & p_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\eta \cdot \text{div} \vec{v} \cdot \delta_{ij} + 2\eta \cdot \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 (i = j) \\ 0 (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (6)$$

・エネルギー保存式

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} h) = \nabla \cdot \left( -\frac{\kappa}{C_p} \nabla h \right) + \frac{\vec{j}^2}{\sigma} - U \quad (7)$$

・電流連続の式

$$\nabla \cdot (-\sigma \nabla \phi) = 0 \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (9)$$

・オームの法則

$$\begin{aligned} \vec{j} &= -\sigma \nabla \phi \\ &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (10)$$

・マクスウェル・アンペールの式

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu \vec{j} \quad (11)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (12)$$

・鉄蒸気の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \rho C}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} C = \nabla \cdot (\rho D_{vap} \nabla C) \quad (13)$$

・移流拡散方程式の拡散係数

$$D_{vap} = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{Ar} + 1/M_{Fe})^{0.5}}{\{(\rho_{Ar}^2/\beta_{Ar}^2\eta_{Ar}^2 M_{Ar})^{0.25} + (\rho_{Fe}^2/\beta_{Fe}^2\eta_{Fe}^2 M_{Fe})^{0.25}\}^2} \quad (14)$$

・陽極表面上の鉄蒸気濃度

$$C = \frac{p_v M_{Fe}}{p_v M_{Fe} + (p_{atm} - p_v) M_{Ar}} \quad (15)$$

ここで、 $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] は、質量密度、 $\vec{v}$  [m/s] は、速度ベクトル、 $D_{vap}$  [m<sup>2</sup>/s] は、拡散係数、 $p_r$  [Pa] は、1気圧に対する相対圧力、 $\vec{j}$  [A/m<sup>2</sup>] は、電流密度ベクトル、 $\vec{B}$  [T] は、磁束密度ベクトル、 $h$  [J/kg] は、比エンタルピー、 $C_p$  [J/kg·K] は、定圧比熱、 $\kappa$  [W/m·K] は、熱伝導率、 $\sigma$  [S/m] は、導電率、 $\eta$  [Pa·s] は、粘性率、 $U$  [W/m<sup>3</sup>] は、放射パワー密度、 $\phi$  [V] は、電位、 $\vec{E}$  [V/m] は、電界ベクトル、 $\vec{A}$  [T·m] は、ベクトルポテンシャル、 $\mu$  [N/A<sup>2</sup>] は、透磁率、 $T$  [K] は、温度である。

$x_i$ ,  $x_j$  の添え字  $i$  と  $j$  は、1から3までの数字に対応しており、 $(x_1, x_2, x_3)$  は、デカルト座標  $(x, y, z)$  に対応している。 $\sigma_t$  [Pa] は、粘性応力テンソル、 $\delta_{ij}$  は、クロネッカーのデルタであり、 $\tau_{ij}$  [Pa] は、粘性応力、 $C\%$  は鉄蒸気濃度であり、質量分率である。 $M_{Ar}$ ,  $M_{Fe}$  [kg/mol] は、アルゴンの原子量、鉄の原子量、 $p_v$  [Pa] は、鉄の蒸気圧、 $p_{atm}$  [Pa] は大気圧、 $\beta_{Ar}$ ,  $\beta_{Fe}$  は鉄蒸気固有の値である。

本論文では、熱的非平衡を考慮した数値解析モデルを構築した。本計算で用いる支配方程式をベクトル形式で以下に示す。

・質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad (16)$$

・運動量保存式

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla \sigma_t + \vec{j} \times \vec{B} \quad (17)$$

・粘性応力テンソル

$$\sigma_t = \begin{bmatrix} \sigma_{t11} & \sigma_{t12} & \sigma_{t13} \\ \sigma_{t21} & \sigma_{t22} & \sigma_{t23} \\ \sigma_{t31} & \sigma_{t32} & \sigma_{t33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_r & 0 & 0 \\ 0 & p_r & 0 \\ 0 & 0 & p_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix} \quad (18)$$

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\eta \cdot \text{div} \vec{v} \cdot \delta_{ij} + 2\eta \cdot \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (19)$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 (i = j) \\ 0 (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (20)$$

・電子のエネルギー保存式

$$\frac{\partial(n_e \frac{5}{2} k T_e)}{\partial t} + \nabla \cdot \left( n_e \mathbf{v} \frac{5}{2} k T_e \right) = -\nabla \cdot (-\kappa \nabla T_e) - E_{eh} - U + \sigma \mathbf{E}^2 \quad (21)$$

・重粒子のエネルギー保存式

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \cdot h) = -\nabla \cdot \left( -\frac{\kappa}{C_p} \nabla h \right) + E_{eh} \quad (22)$$

・電子から重粒子へのエネルギー交換の式

$$E_{eh} = \sum_{j \neq e} \frac{3}{2} k (T_e - T_h) \frac{2m_j m_e}{(m_j + m_e)^2} \times n_j n_e \pi \bar{\Omega}_{ej} \sqrt{\frac{8kT_e (m_e + m_j)}{\pi m_e m_j}}$$

・オームの法則

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= -\sigma \nabla \phi \\ &= \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (23)$$

・マクスウェル・アンペールの式

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{j} \quad (24)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (25)$$

・サハの電離式

$$\frac{n_{i+1} n_e}{n_i} = \frac{Q_e Q_{i+1}}{Q_i} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h_p^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{E_{i+1}}{k T_e} \right) \quad (26)$$

更に、本論文では、2温度2流体を考慮した数値解析モデルを構築した。本計算で用いる支配方程式をベクトル形式で以下に示す。

・質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \quad (27)$$

・電子の運動量保存式

$$\frac{\partial(\rho_e \mathbf{v}_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_e \mathbf{v}_e \mathbf{v}_e) = -\nabla \sigma_t + en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \mathbf{B}) \quad (28)$$

・重粒子の運動量保存式

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v}_h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}_h \mathbf{v}_h) = -\nabla \sigma_t + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (29)$$

・粘性応力テンソル

$$\boldsymbol{\sigma}_t = \begin{bmatrix} \sigma_{t11} & \sigma_{t12} & \sigma_{t13} \\ \sigma_{t21} & \sigma_{t22} & \sigma_{t23} \\ \sigma_{t31} & \sigma_{t32} & \sigma_{t33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_r & 0 & 0 \\ 0 & p_r & 0 \\ 0 & 0 & p_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix}$$

$$\tau_{hkl} = -\frac{2}{3}\eta \cdot \text{div} \mathbf{v}_h \cdot \delta_{kl} + 2\eta \cdot \left( \frac{\partial v_{hk}}{\partial d_l} + \frac{\partial v_{hl}}{\partial d_k} \right)$$

$$\tau_{ekl} = -\frac{2}{3}\eta \cdot \text{div} \mathbf{v}_e \cdot \delta_{kl} + 2\eta \cdot \left( \frac{\partial v_{ek}}{\partial d_l} + \frac{\partial v_{el}}{\partial d_k} \right)$$

$$\delta_{kl} = \begin{cases} 1 (k=l) \\ 0 (\text{otherwise}) \end{cases}$$

・電子のエネルギー保存式

$$\frac{\partial(n_e \frac{5}{2} k T_e)}{\partial t} + \nabla \cdot \left( n_e \mathbf{v}_e \frac{5}{2} k T_e \right) = -\nabla \cdot (-\kappa \nabla T_e) - E_{eh} - U + \sigma \mathbf{E}^2 \quad (30)$$

・重粒子のエネルギー保存式

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}_h \cdot h) = -\nabla \cdot \left( -\frac{\kappa}{C_p} \nabla h \right) + E_{eh} \quad (31)$$

・電子から重粒子へのエネルギー交換の式

$$E_{eh} = \sum_{j \neq e} \frac{3}{2} k (T_e - T_h) \frac{2m_j m_e}{(m_j + m_e)^2} \times n_j n_e \pi \bar{\Omega}_{ej} \sqrt{\frac{8kT_e (m_e + m_j)}{\pi m_e m_j}}$$

・オームの法則

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= -\sigma \nabla \phi \\ &= \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (32)$$

・マクスウェル・アンペールの式

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{j} \quad (33)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (34)$$

・サハの電離式

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{Q_e Q_{i+1}}{Q_i} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h_P^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_{i+1}}{k T_e}\right) \quad (35)$$

ここで、 $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] は質量密度、 $p_r$  [Pa] は相対圧力、 $t$  [s] は時間、 $h$  [J/kg] は比エンタルピー、 $C_p$  [J/kg·K] は定圧比熱、 $\kappa$  [W/m·K] は熱伝導率、 $\sigma$  [S/m] は導電率、 $d$  [m] は各方向の位置、 $\eta$  [Pa·s] は粘性係数、 $\sigma_t$  [Pa] は粘性応力テンソル、 $\delta_{kl}$  はクロネッカーのデルタ、 $\tau_{kl}$  [Pa] は粘性応力、 $E$  [V/m] は電界、 $j$  [A/m<sup>2</sup>] は電流密度、 $\mathbf{B}$  [T] は磁束密度ベクトル  $U$  [W/m<sup>3</sup>] は放射パワー密度、 $E_{eh}$  [W/m<sup>3</sup>] は電子から重粒子へのエネルギー交換、 $k$  [J/K] はボルツマン定数、 $T_e$  [K] は電子温度、 $T_h$  [K] は重粒子温度、 $m_j$  [kg] は  $j$  粒子の質量、 $\mathbf{A}$  [T·m] はベクトルポテンシャル、 $n_i$  [m<sup>-3</sup>] は  $i$  種粒子の数密度、 $Q_i$  は分配関数、 $h_P$  はプランク定数、 $E_{i+1}$  [J] は電離エネルギー、 $\pi\bar{\Omega}$  [m<sup>2</sup>] は衝突断面積である。添え字  $k, l$  は各座標方向を、添え字  $e$  は電子を、添え字  $h$  は重粒子を、添え字  $i, j$  は粒子の種類に対する量であることをそれぞれ示している。

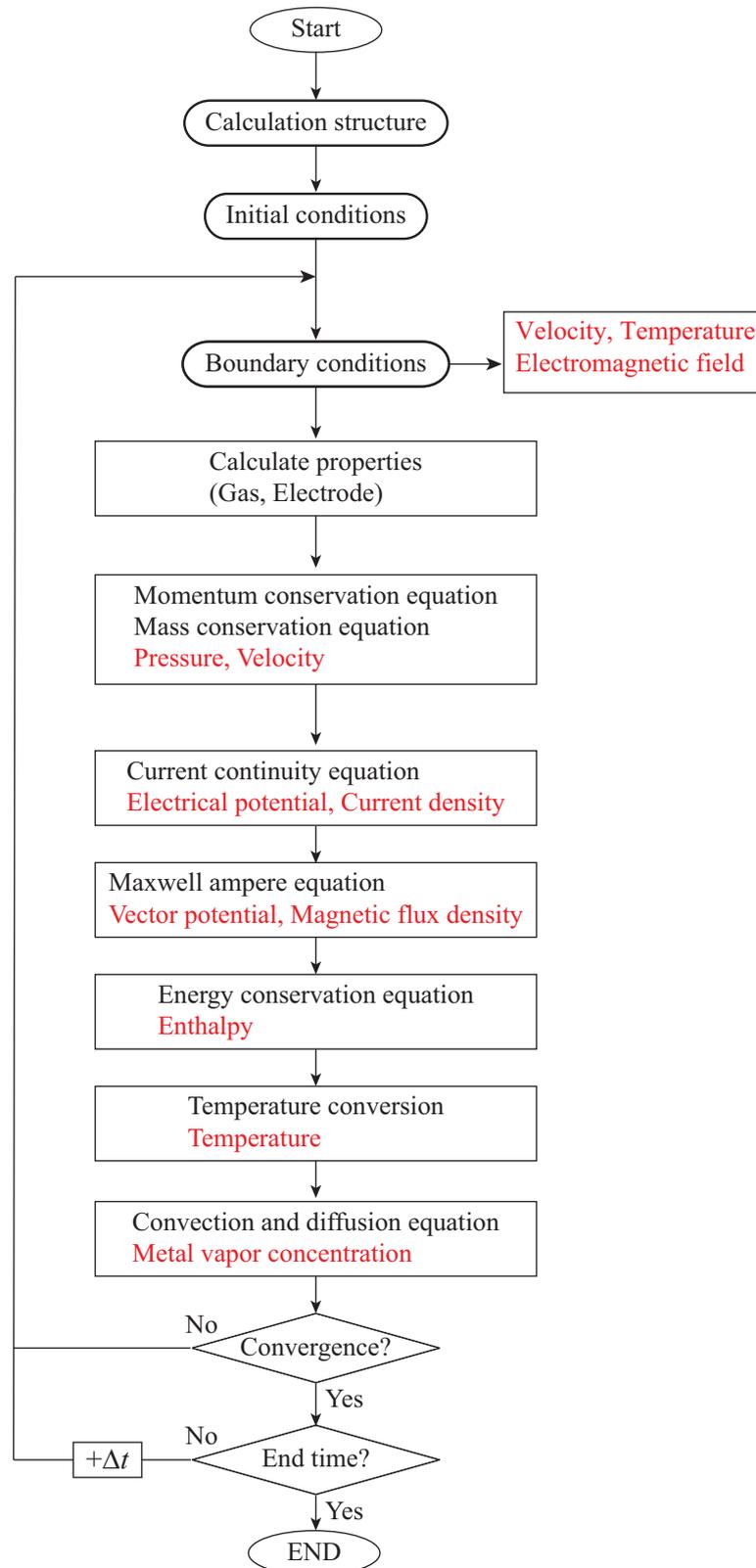
## 2.4 計算手法

### 2.4.1 解析手順

図 51 に、局所熱平衡を解析モデルのフローチャートを示す。まず、速度場について計算を行った後に、全体の電磁場を求める。これらを用いて、アークプラズマと電極の温度などを解析する。これらの計算を収束するまで繰り返し計算し、目的とする時間まで行う。

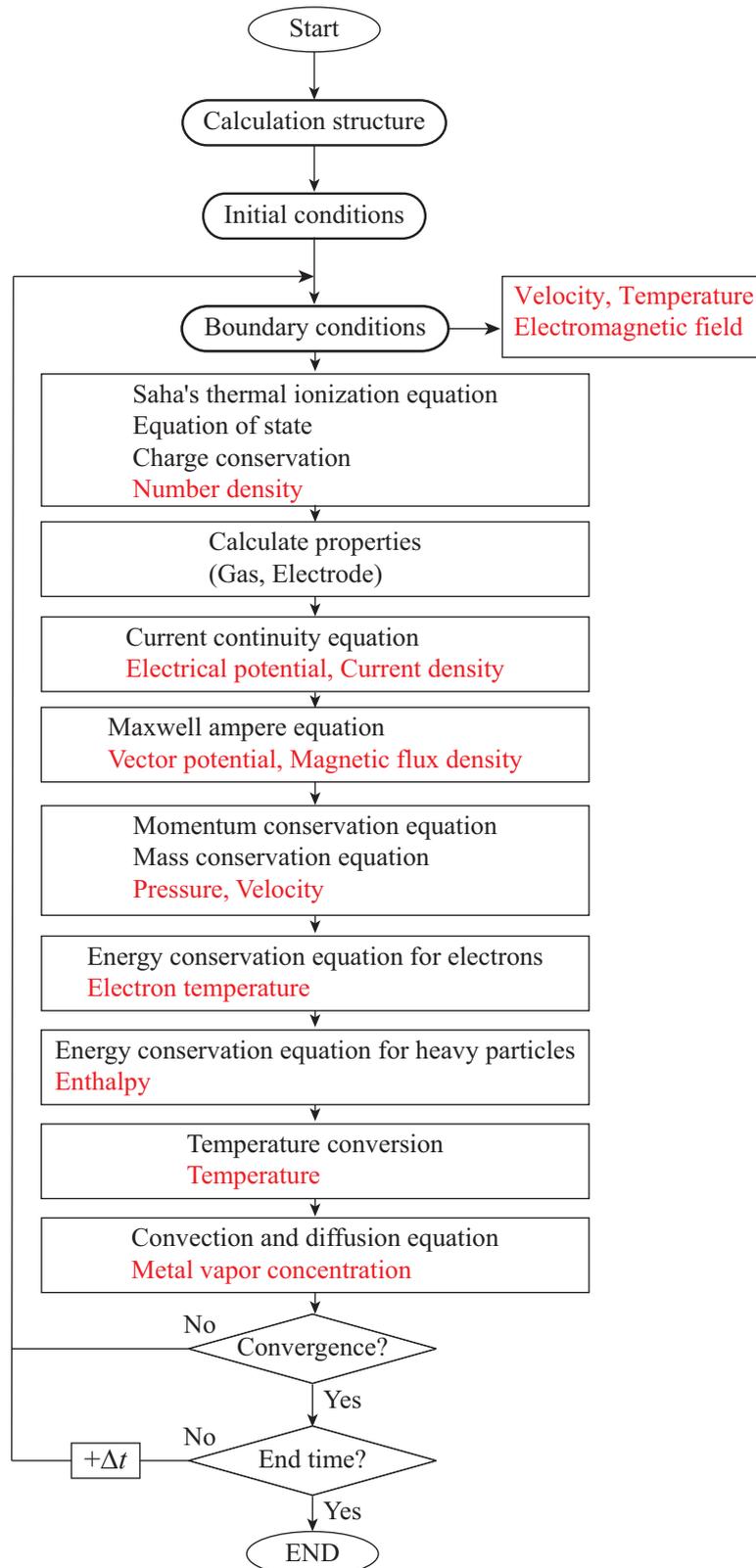
また、微分方程式を有限体積法を用いて各グリッドに対して離散化を行い、得られた代数方程式を TDMA (TriDiagonal-Matrix Algorithm) 法により算出する<sup>(100)</sup>。アーク空間を解析する最小のグリッド長さは、それぞれ  $0.1 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$  とした。

更に、本論文では、熱的非平衡を考慮した解析モデルと 2 温度 2 流体を考慮した解析モデルを構築した。図 52 に、熱的非平衡を考慮した解析モデルのフローチャートを示す。図 53 に、2 温度 2 流体を考慮した解析モデルのフローチャートを示す。熱的非平衡を考慮した解析モデルと 2 温度 2 流体を考慮した解析モデルにおいて電子と重粒子のエネルギー交換項の算出に粒子組成が必要である。また、各エネルギー保存式や各運動量保存式の離散化の係数は、各粒子の状態に対応した熱力学・輸送・放射特性が必要である。このため、解析負荷を小さくするために、従来の熱力学・輸送・放射特性を線形補間する手法と 3 次元電磁熱流体解析の内部で粒子組成と熱力学・輸送・放射特性を算出する手法の 2 つを用いた。



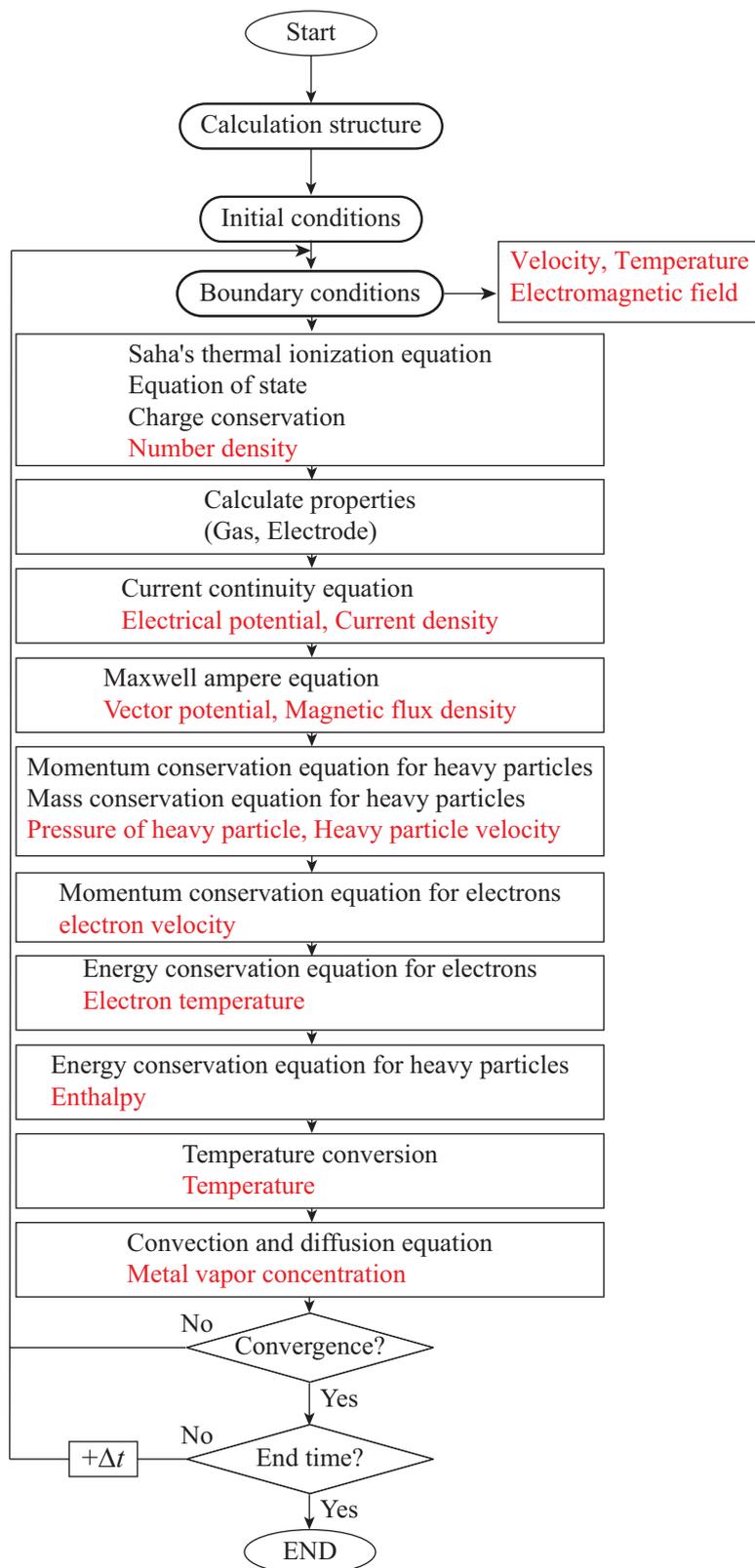
Local Thermodynamic Equilibrium (LTE) model

図 51 本計算のフローチャート (局所熱平衡モデル)  
Fig.51 Flowchart of the calculation (LTE model) .



Non Thermal Equilibrium and Two Fluid: NTF-OF, 2T-1F model

図 52 本計算のフローチャート（熱的非平衡を考慮したモデル）  
Fig.52 Flowchart of the calculation (NTF-OF model) .



Non Thermal Equilibrium and Two Fluid: NTF-OF, 2T-2F model

図 53 本計算のフローチャート (2 温度 2 流体を考慮したモデル)  
Fig.53 Flowchart of the calculation (NTF-TF model) .

## 2.4.2 物性値

アークプラズマは非常に広範囲な温度を有しているため、その温度依存性を無視することができない。このため、Arの温度ごとの粒子組成、並びに、ArとFeの温度と濃度毎の粒子組成を基に、Chapman-Enskog近似を適用することで、プラズマの熱力学・輸送・放射特性を算出した<sup>(74)</sup>。なお、熱力学・輸送・放射特性の具体的な計算方法や式は、付録に載せた。

ただし、熱的非平衡を考慮した解析モデルと2温度2流体を考慮した解析モデルにおいて電子と重粒子のエネルギー交換項の算出に粒子組成が必要である。また、各エネルギー保存式や各運動量保存式の離散化の係数は、各粒子の状態に対応した熱力学・輸送・放射特性が必要である。このため、解析負荷を小さくするために、従来の熱力学・輸送・放射特性を線形補間する手法と3次元電磁熱流体解析の内部で粒子組成と熱力学・輸送・放射特性を算出する手法の2つを用いた。熱伝導率の算出には粒子組成や運動量変換断面積と粘性断面積の双方を用いるため、熱伝導率の比較を行った。図54に、熱伝導率の比較を示す。ここでの熱伝導率は、3次元電磁熱流体解析の内部で0次元解析した値である。電子の熱伝導率( $\kappa_e$ )は電子の接触熱伝導率( $\kappa_{tr}^e$ )と反応熱伝導率( $\kappa_{re}^e$ )、重粒子の熱伝導率( $\kappa_h$ )は重粒子の接触熱伝導率( $\kappa_{tr}^h$ )と内部熱伝導率( $\kappa_{int}^h$ )と反応熱伝導率( $\kappa_{re}^h$ )から算出をした。これらの値は、他者文献の算出結果とオーダが一致しているため妥当性があると判断した。

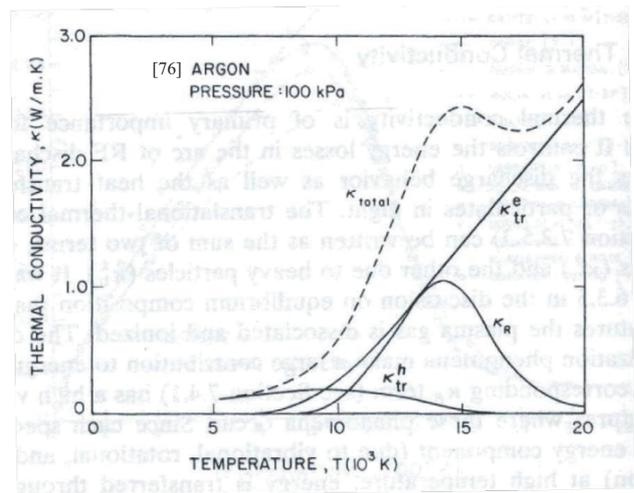
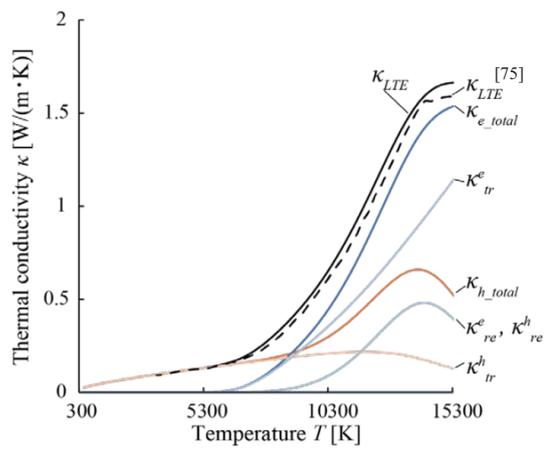


図 54 熱伝導率の比較  
Fig.54 Comparison of thermal conductivity.

### 2.4.3 境界条件

#### (1) 電極界面の境界条件

アークと陰極間，アークと陽極間のエネルギー授受  $[W/m^2]$  を以下の式 (37) から求める。更に，陰極表面とガスとのグリッド間の長さや，陽極表面とガスとのグリッド間の長さで割ることで，エネルギー保存式と同じ単位にそろえ  $[W/m^2 \rightarrow W/m^3]$ ，エネルギー保存式の電極境界における生成項として新たに追加した。

・アークと陰極間，アークと陽極間のエネルギー授受（電極間のエネルギー収支）

$$\begin{aligned} q_{cat} &= \left( -\kappa \frac{\partial T}{\partial n_c} \right) - |j_e| \phi_c + j_i (E_{i+1} - \phi_{ce}) - \varepsilon_c \alpha T_c^4 \\ q_{ano} &= \left( -\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + j_z \phi_a - \varepsilon_a \alpha T_a^4 \end{aligned} \quad (36)$$

ここで， $n_c$  は陰極表面に対する鉛直方向， $q_{cat} [W/m^2]$  は，陰極表面の熱流束， $q_{ano} [W/m^2]$  は，陽極表面の熱流束， $T_c [K]$  は，陰極表面の温度， $T_a [K]$  は，陽極表面の温度， $j_i [A/m^2]$  は，陰極表面のイオン電流密度， $E_{i+1} [eV]$  は， $i$  種粒子の電離エネルギー， $j_e [A/m^2]$  は，陰極表面の電子電流密度， $\varepsilon_c, \varepsilon_a$  は，陰極の表面輻射率，陽極の表面輻射率， $\alpha = 5.67 \times 10^{-8} W/m^2 \cdot K^4$  は，ステファン・ボルツマン定数である。また， $\phi_c = 4.5 eV$  は，陰極（タングステン）の仕事関数， $\phi_a = 4.65 eV$  は，陽極（SUS304）の仕事関数， $\phi_{ce} = 2.7 eV$  は，2% 酸化トリウム混入タングステンの実効仕事関数であり，値は文献から参照した<sup>(32, 108, 111, 112)</sup>。

陰極表面では，式 (7) のエネルギー保存式の各項以外にアークからの熱伝導，熱電子放出による冷却，陰極表面に到達したイオンの再結合エネルギー，陰極表面からの放射損失の4つを考慮する。一方，陽極表面では，式 (7) のエネルギー保存式の各項以外にアークからの熱伝導，陽極材料の仕事関数に相当する電子のポテンシャルエネルギー（電子凝縮熱），陽極表面からの放射損失の3つを考慮する<sup>(113)</sup>。この陽極表面における電子凝縮熱が，陽極への電流密度成分の入熱を表す。

ただし，6章と7章の数値解析においては，陽極の熱伝達に比熱を考慮した。これは，比熱を考慮することより陽極の相変化に伴う熱拡散の変化を再現できると考えたためである。図55に，熱伝達の比較を示す。ここで，青色プロットが比熱を考慮した熱伝達であり，橙色プロットが比熱を未考慮とした熱伝達である。本解析ではSUS304を仮定しており，融点の1750 Kで溶融潜熱が生じる。このため，比熱の増加に伴い，熱拡散（熱伝達）が減少する。

・6章と7章のアークと陰極間，アークと陽極間のエネルギー授受（電極間のエネルギー収支）

$$q_{ano} = \left( -\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + j_z \phi_a - \varepsilon_a \alpha T_a^4 \quad (37)$$

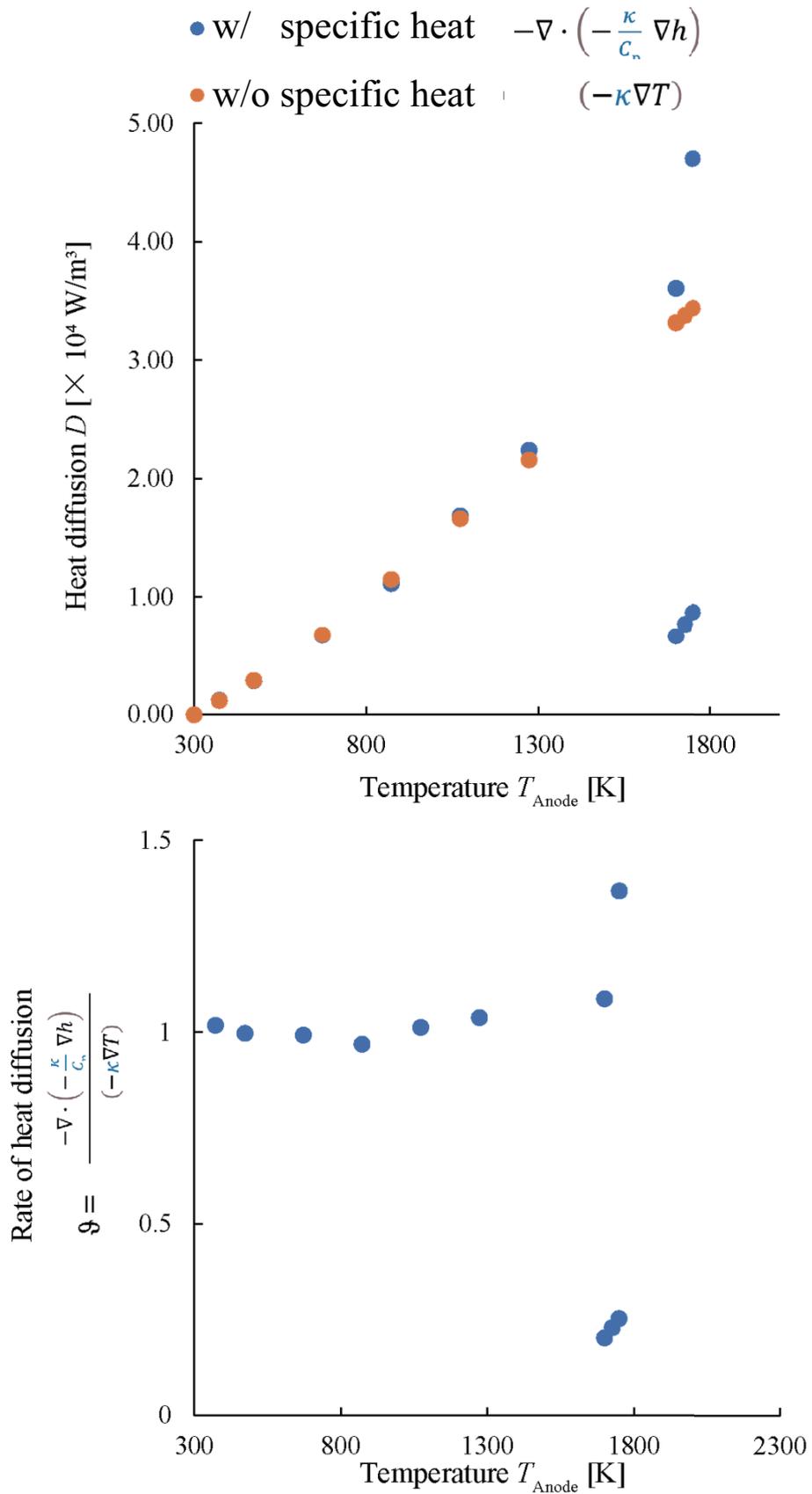


図 55 熱伝達の比較  
 Fig.55 Comparison of heat transfer.

また、式 (38) により、熱電子放出による電子電流  $j_e$  を計算する。

・熱電子放出の式

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{ce}}{kT}\right) \quad (38)$$

ここで、 $e = 1.6 \times 10^{-19}$  C は、電気素量、 $A [\text{A}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^2]$  はリチャードソン・ダッシュマン定数 (2% 酸化トリウム混入タングステン:  $5.0 \times 10^4 \text{ A}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^2$ )、 $k = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K は、ボルツマン定数を示す。

イオン電流密度  $j_i$  は、式 (39) のように全電流密度から電子電流密度を引くことにより算出を行った。

・イオン電流密度の算出式

$$j_i = j - j_e \quad (39)$$

また、運動量保存式においては、電極界面の粘性応力を考慮するとともに、界面に垂直な速度は 0 となるように境界条件を与えた。

## (2) 計算領域の周囲の境界条件

表 1 に、3次元直交座標系の TIG アークの境界条件を示す。境界条件内の Inflow 部はノズル内を示し、シールドガス流量とノズル内の面積から算出した軸方向流速をこの領域内に設定した。

3次元の計算領域の Y-Z 平面、並びに、横風ノズル面以外の手前側の X-Z 平面 ( $y = 0$  mm)、奥側の X-Z 平面 ( $y = 50$  mm) は、ガスの流出口とし、面に対して垂直な質量流束  $\rho v$  が連続となるように境界条件を与えた。また、ガスの流出口に流れるよう 3次元の計算領域上端のノズル外では平行な流速  $v_x$ ,  $v_y$  は、0とした。これに対して、6.2 節以降の縦磁界の計算では、上部の XY 平面に平行な流速の境界条件は自由境界で計算を行った。計算領域上端のノズル外の流速は、シールドガス流速よりも小さいため、この境界条件の違いによる計算領域中心部の物理量への影響は小さいと考えられる。なお、定常解析を行う場合には、周囲の境界条件で設定する温度は、室温である 300 K とした。

表 1 3次元直交座標系の TIG アークの境界条件

Table 1 Boundary conditions in three-dimensional electromagnetic thermal fluid simulation.

Plane	$T$	$\phi$	$v_x$	$v_y$	$v_z$	$p_r$	$A_x$	$A_y$	$A_z$
X-Yplane( $z = 30$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\frac{\partial \phi}{\partial z}=0$	0	0	$\frac{\partial \rho v_z}{\partial z}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z}=0$
Inflow( $z = 30$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\frac{\partial \phi}{\partial z}=0$	0	0	Inflow	$\frac{\partial p_r}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z}=0$
X-Yplane( $z = 0$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\phi=0$	0	0	0	0	$\frac{\partial A_x}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z}=0$
X-Zplane( $y = 0$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\partial \phi}{\partial y}=0$	$\frac{\partial v_x}{\partial y}=0$	Inflow( $v_L$ )	$\frac{\partial v_z}{\partial y}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial y}=0$
X-Zplane( $y = 50$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\partial \phi}{\partial y}=0$	$\frac{\partial v_x}{\partial y}=0$	$\frac{\partial \rho v_y}{\partial y}=0$	$\frac{\partial v_z}{\partial y}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial y}=0$
Y-Zplane( $x = 0$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial x}=0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x}=0$	$\frac{\partial \rho v_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_z}{\partial x}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial x}=0$
Y-Zplane( $x = 50$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial x}=0$	$\frac{\partial \phi}{\partial x}=0$	$\frac{\partial \rho v_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_z}{\partial x}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial x}=0$



# 第3章 超高速分光計測を用いたアーク温度計測

## 3.1 超高速分光による温度算出の確立

図 56 に、超高速分光でのスペクトル計測結果を示す。図 57 に、分光器でのスペクトル計測結果を示す。図 58 に、超高速分光での温度算出結果を示す。図 59 に、分光器での温度算出結果を示す。

分光器での算出したアーク温度は 16500 K、超高速分光計測は 15800 K となり、約 800 K の差が生じた。1200 grooves/mm のグレーティングの時、分光器では約 35 nm の波長域を計測することができるのに対し、超高速分光計測では約 11.9 nm、となった。撮影画像は 1024 ピクセルのため、分解能は約 0.012 nm となった。これより、超高速分光計測は分光器よりはボルツマンプロット法のプロット数が減少してしまうため、温度算出の信頼性が少し低下してしまうが、露光時間を早くすることが可能なため、分光器よりも高速な計測を行うことが可能であることが示唆された。

図 60 に、量子化による温度ばらつきを示す。超高速分光ではハイスピードビデオカメラの計測結果 10bit (1024 階調) が画像処理によって 8bit になるため放射強度が 256 階調で表される。このため、分光器の計測結果 16bit (65536 階調) と比べ、超高速分光の計測結果は丸まってしまう。16bit が 8bit になると 1 階調 256 の値を持つ。このため、1 階調ずれることによって生じる最大のばらつきは 256 となり、65536 階調に対して 0.4% のばらつきとなる。これを考慮し、ボルツマンプロットで傾きが最小、最大になる時の温度のばらつきは約 100 K となった。しかし、温度を算出するに使うスペクトルは画像処理した結果からを積算して求める。このため、1 階調によるばらつきの影響は少なくなり、分光器と超高速分光での階調の違いによる放射強度の変化が及ぼす温度のばらつきはほとんどないと判断した。

次に、定常アークを計測した時の時間変化ごとの温度のばらつきと計測速度による温度のばらつきの検証を行った。本研究では、分光計測を用いてアークの温度を計測する。この際、アークは流体であることから、ガス流量や金属蒸気混入、リップルなどが原因となり、アーク形状の時間変動、いわゆるアークのゆらぎが生じる場合がある。ゆらぎが顕著に生じた場合、計測

箇所が変化し、実験条件と異なる値が算出されることが危惧される。そのため、まず、本実験系において、定常状態のアーカのゆらぎがアーク温度にどの程度の変動をもたらすかを計測した。図 61 に、露光時間 0.2 ms での定常アーカのボルツマンプロットを示す。図 62 に、露光時間 0.2 ms での定常アーカの揺らぎによる温度のばらつきを示す。露光時間 0.2 ms での 100 A, 50 A の定常時のアーク温度の時間によるばらつきは 100 A では約 100 K, 50 A では 300 K のばらつきとなった。300 K 程度のばらつきは、8000~13000K のアーク温度において、2.3~3.8% と微小であることから、本実験系において、アーカのゆらぎによるアーク温度への寄与は 3% 程度であり、定常アーカの揺らぎによる温度のばらつきに関して問題ないと判断した。

次に、図 63 に、計測速度ごとのボルツマンプロットを示す。図 64 に、計測速度による温度のばらつきを示す。超高速分光計測での計測速度による温度算出のばらつきは約 800 K となった。分光器のみでの温度算出のばらつきは過去の研究より 300 K 程度のばらつきであるため、超高速分光計測での温度算出は分光器での温度算出より少し精度は落ちる。しかし、ハイスピードビデオカメラの仕様によって、分光器よりも数百倍~数千倍の早さで温度計測が可能であることが示唆された。

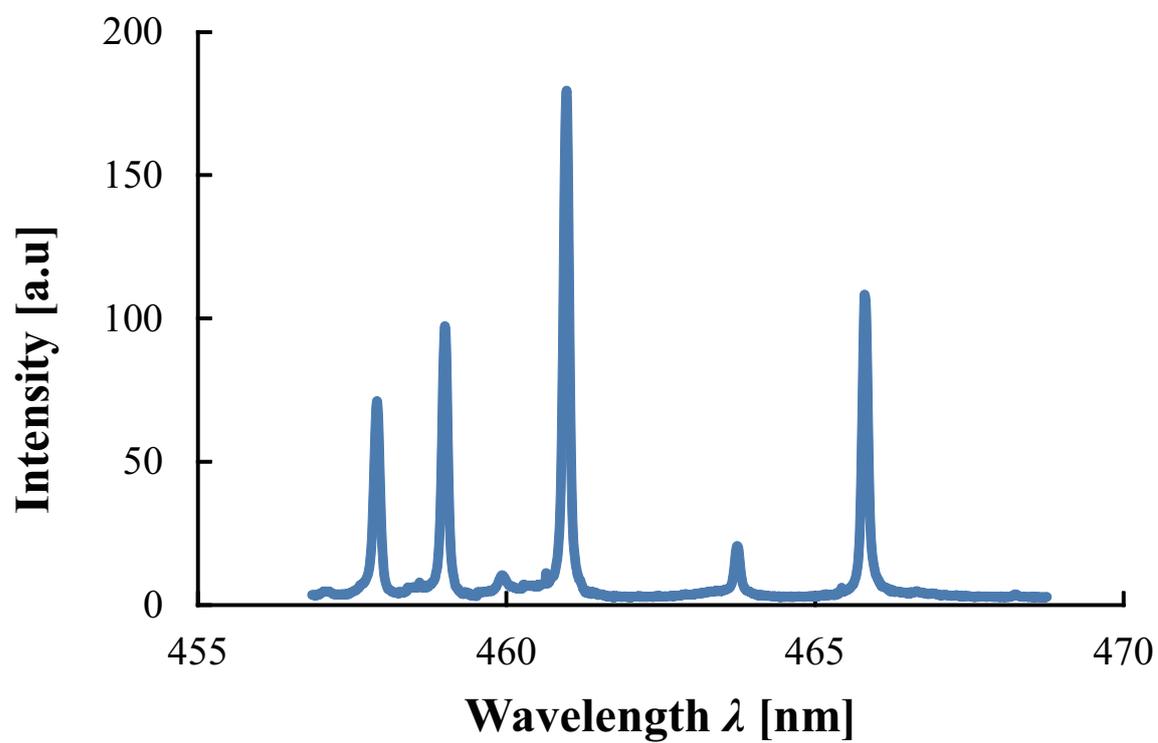


図 56 超高速分光でのスペクトル計測結果  
Fig.56 Spectrum measurement result by high speed spectroscope.

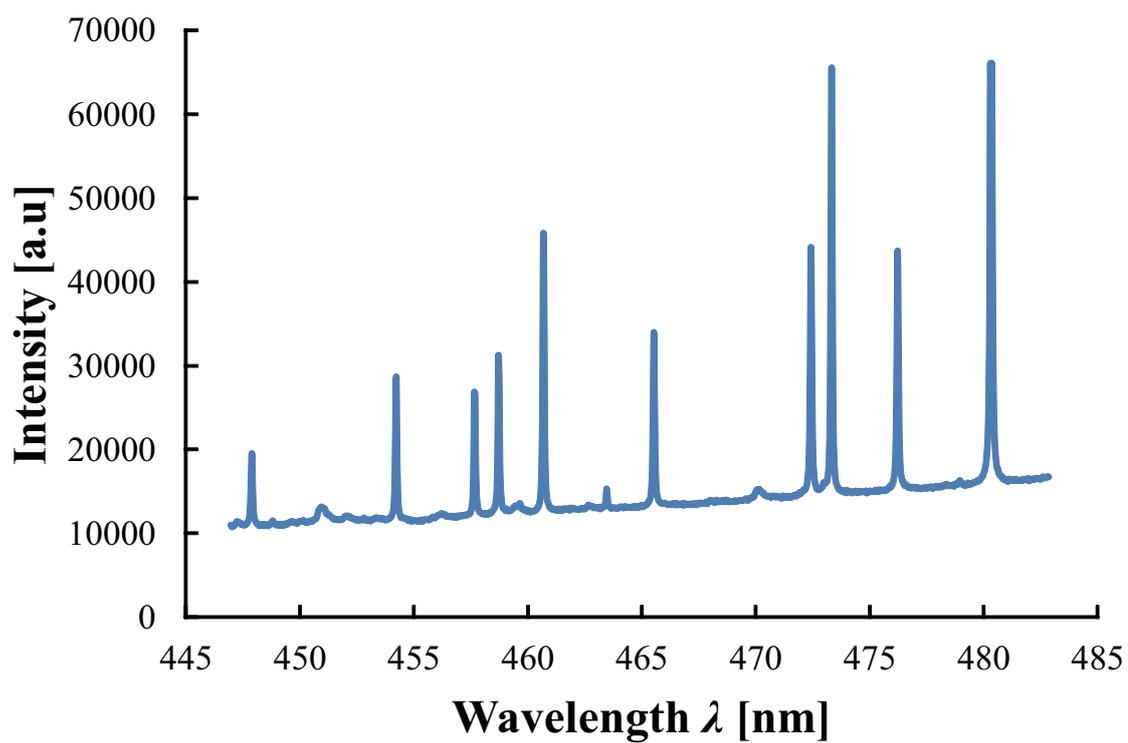


図 57 分光器でのスペクトル計測結果  
Fig.57 Spectrum measurement result by spectroscope

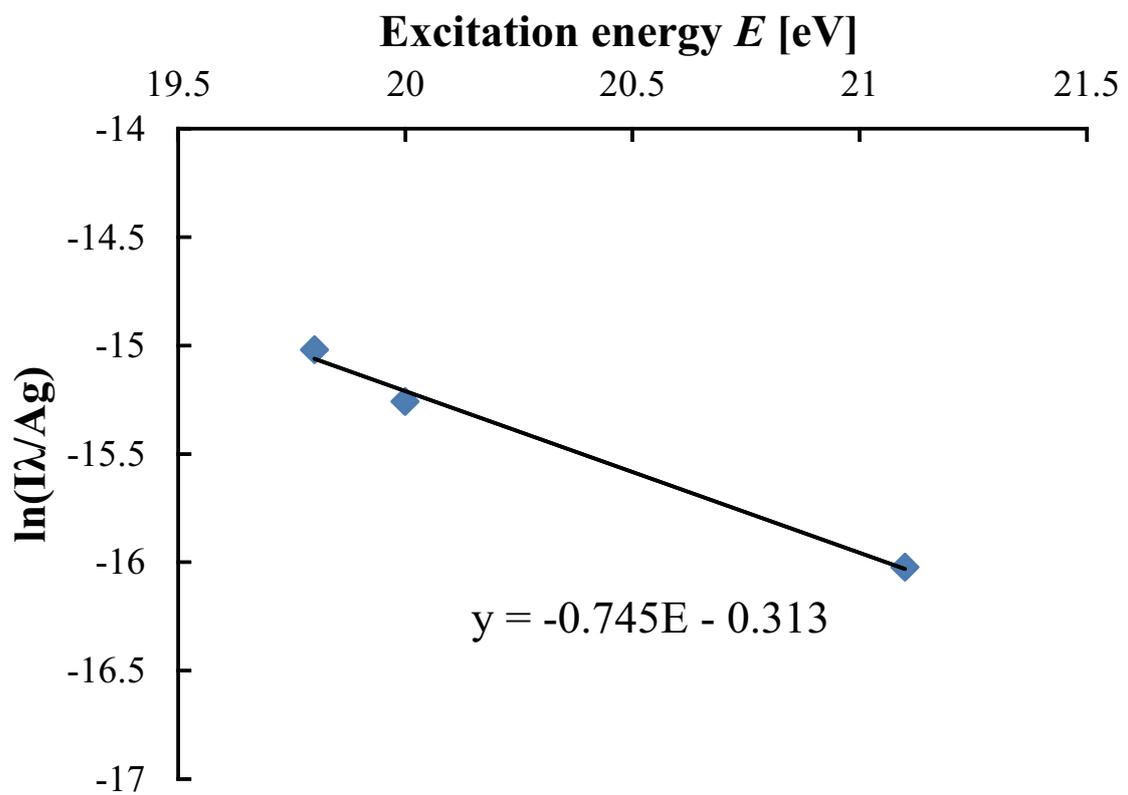


図 58 超高速分光での温度算出

Fig.58 Temperature calculation result by high speed spectroscopy.

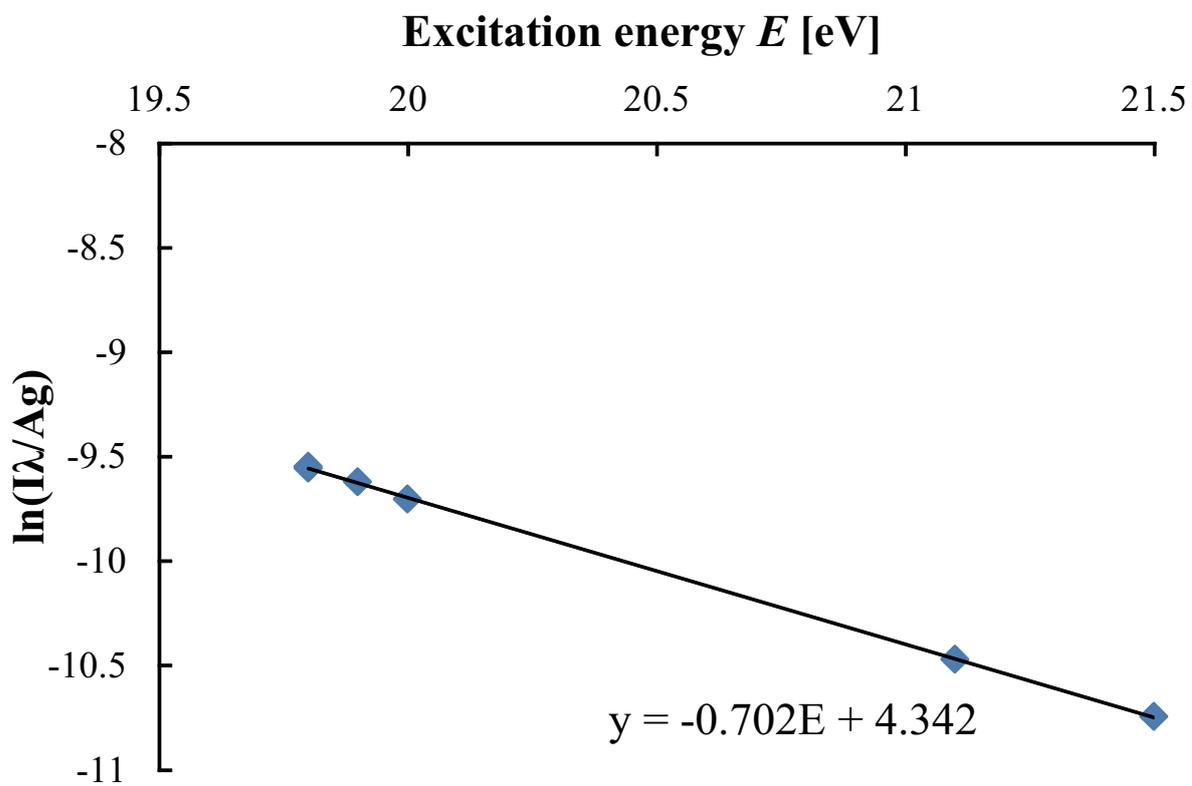


図 59 分光器での温度算出結果

Fig.59 Temperature calculation result by spectroscope.

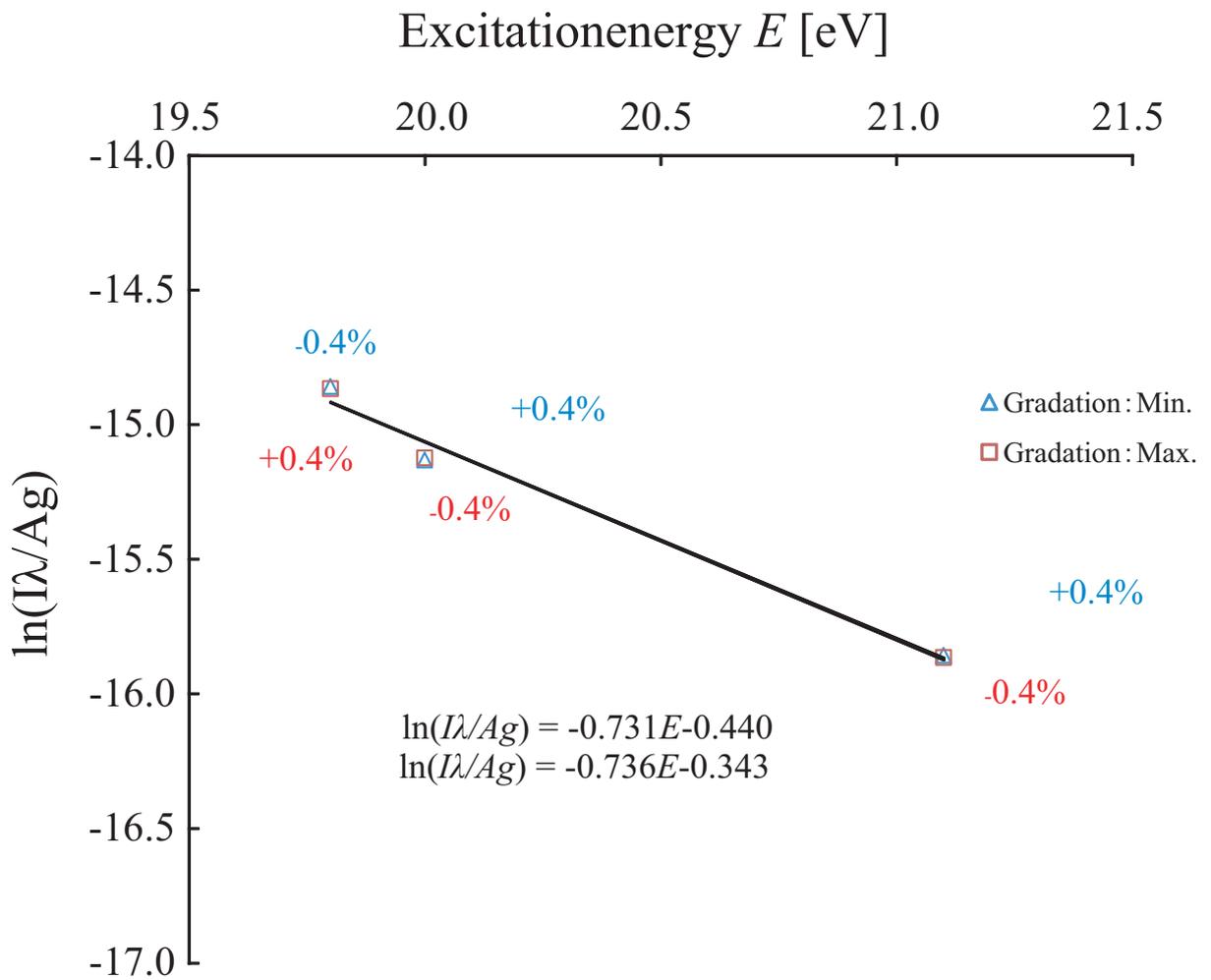


図 60 量子化による温度ばらつき

Fig.60 Temperature variation because of gradation change.

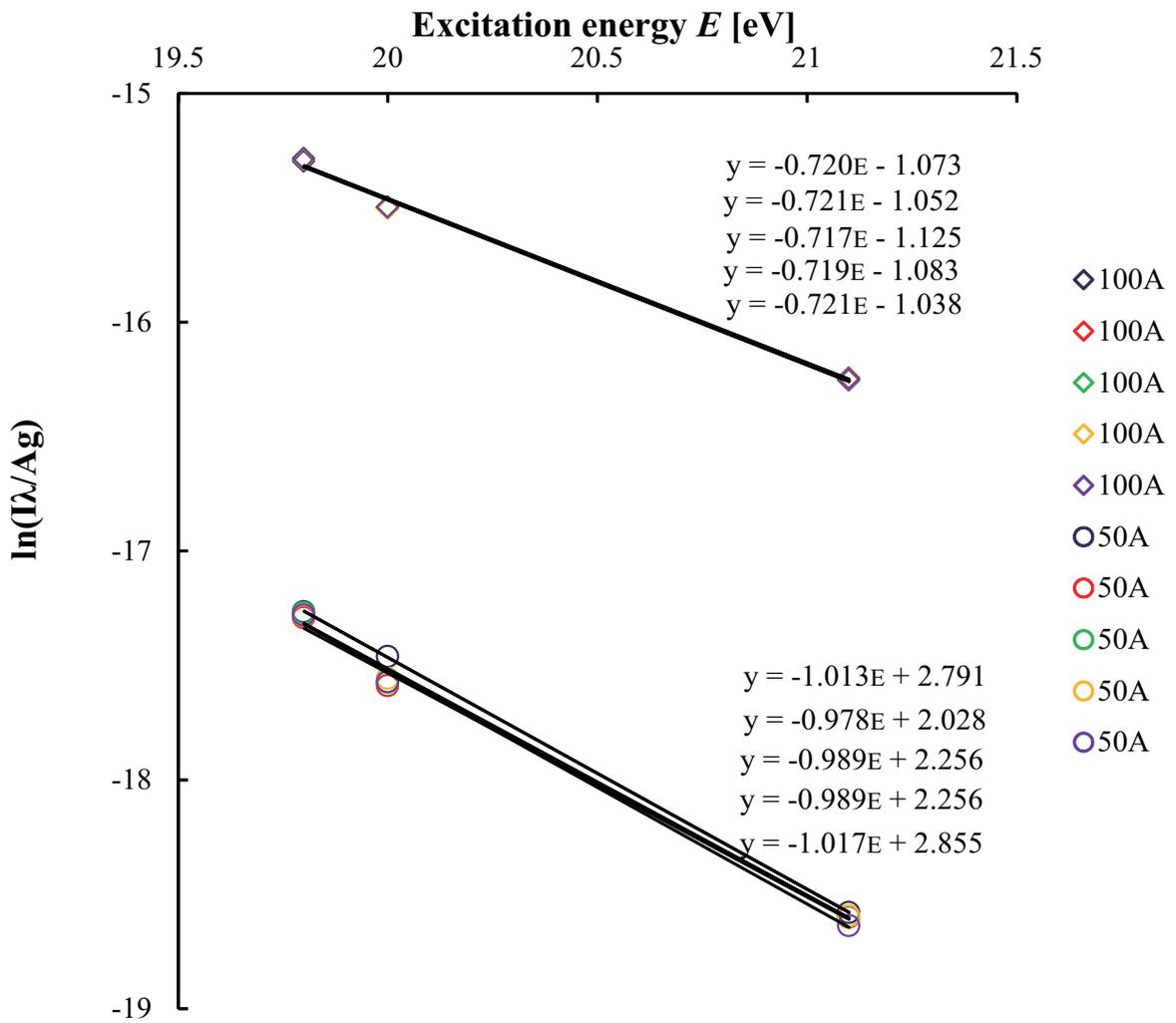


図 61 露光時間 0.2 ms での定常アークのボルツマンプロット  
 Fig.61 Boltzmann plot of stationary arc at exposure time 0.2 ms.

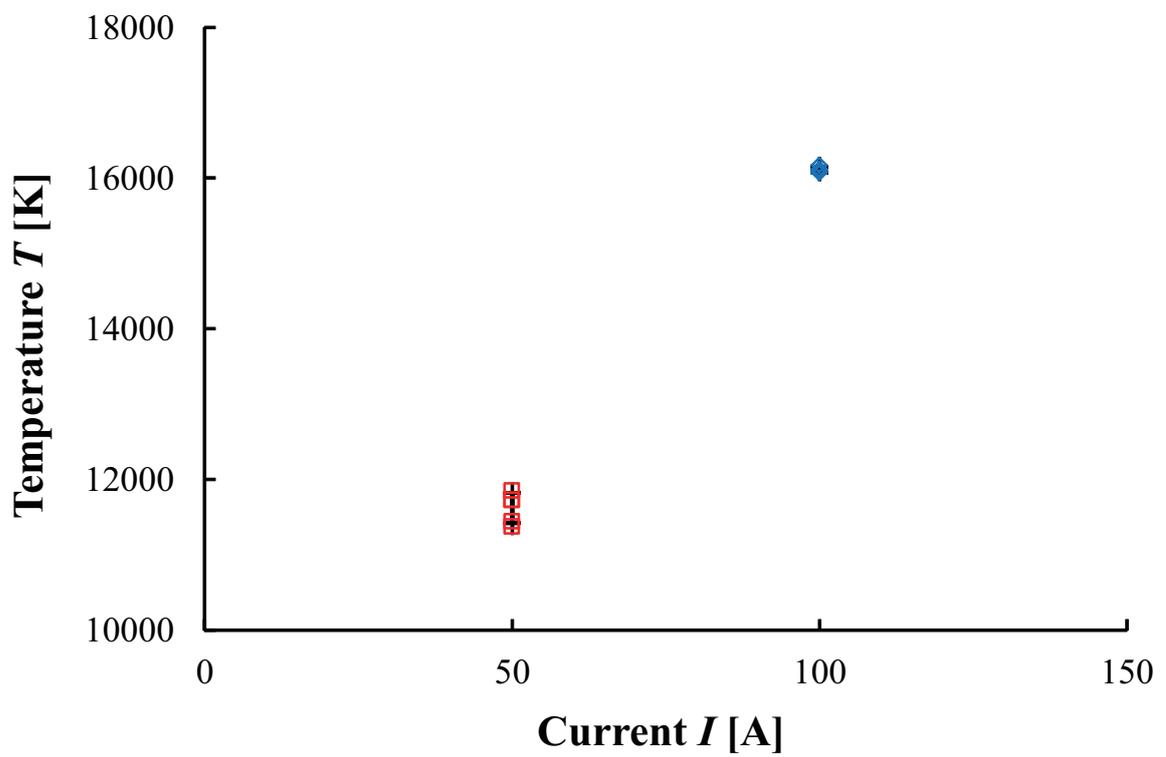


図 62 露光時間 0.2 ms での定常アークの揺らぎによる温度のばらつき  
Fig.62 Temperature variation because of arc fluctuation at exposure time 0.2 ms.

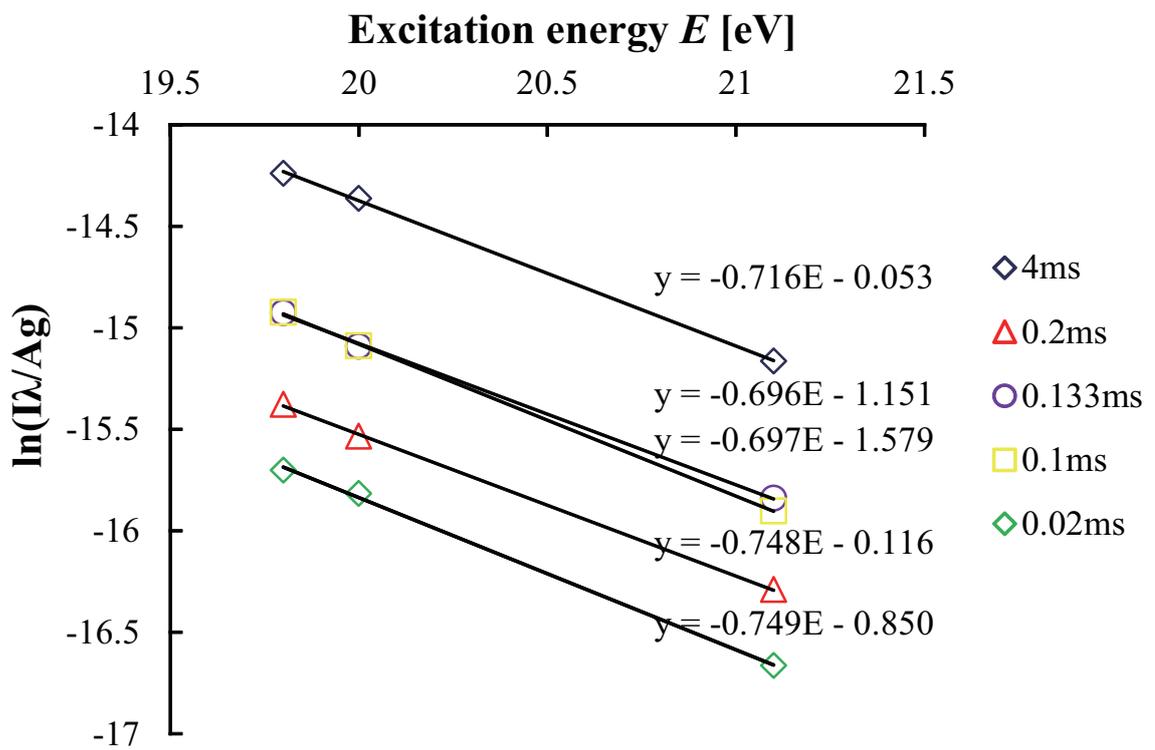


図 63 計測速度ごとのボルツマンプロット  
 Fig.63 Boltzmann plot by measurement speed.

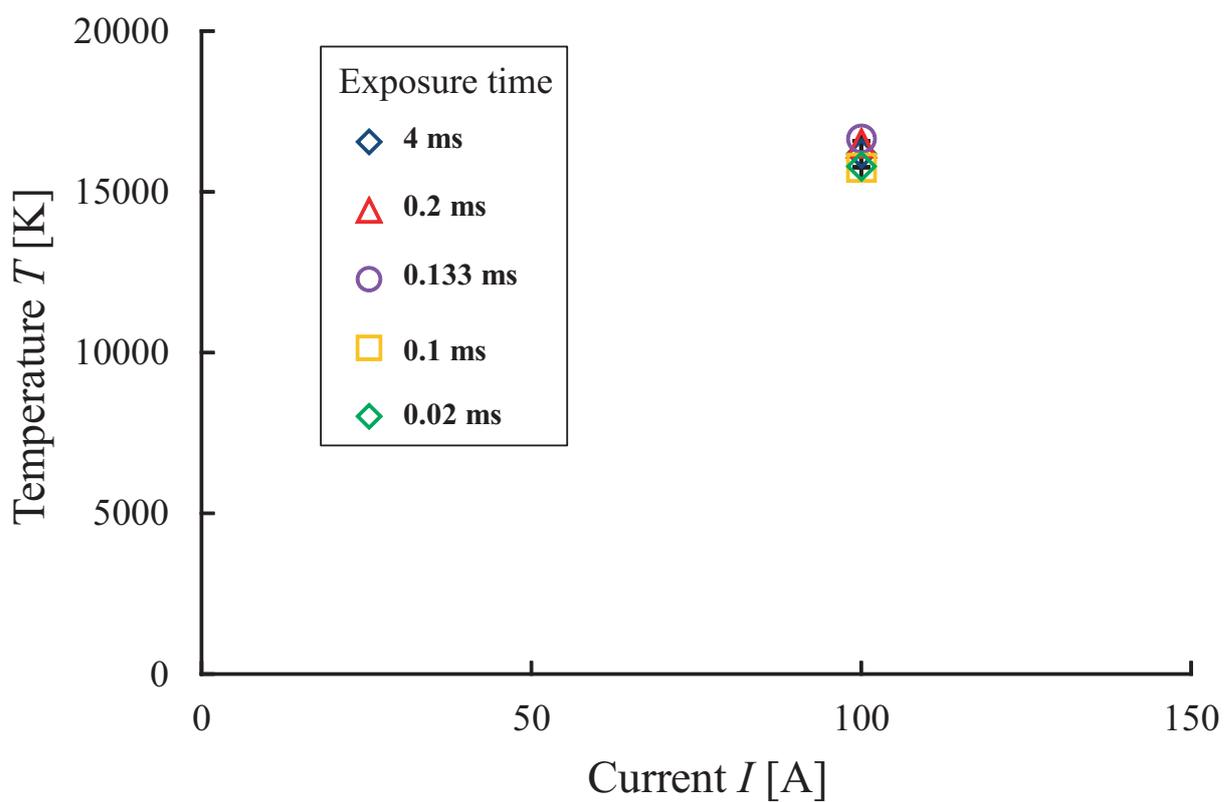


図 64 計測速度による温度のばらつき  
 Fig.64 Temperature variation because of measurement speed.

## 3.2 アーク電流立ち下げ時の温度計測

図 65 に、マイクロ秒分光計測におけるスペクトル分布、図 66 に、ミリ秒分光計測におけるスペクトル分布を示す。溝数 1200 grooves/mm のグレーティングの時、ミリ秒分光計測では、約 35.0 nm の波長域を測定できるのに対し、マイクロ秒分光計測では約 11.9 nm となる。このため、ボルツマンプロットの傾きを出す場合に、ミリ秒分光計測では、5 点の強度で算出しているが、マイクロ秒分光計測では、3 点となる。しかし、同一条件のアーク現象を計測していることから、両計測では、時間分解能は異なるが同じ時刻の時にばらつきの小さい計測ができれば、マイクロ秒分光計測であっても、精度の良い計測ができると考え、検討を進めた。

図 67 に、ミリ秒分光計測とマイクロ秒分光計測のボルツマンプロットを示す。マイクロ秒分光計測とミリ秒分光計測の算出結果はほぼ一致した。

本計測は、露光時間が 0.2 ms の場合は撮影速度を 5000 fps、露光時間が 0.02 ms の場合は撮影速度を 50000 fps としており、それぞれを対応させている。このため、露光時間の減少に伴い、計測の時間分解能が減少する。このことから、次に露光時間を減少させたときの温度のばらつきの検討をした。

図 68 に、定常アークにおける計測速度による温度のばらつきを示す。温度算出のばらつきは約 800 K となった。このことから、マイクロ秒分光計測では、計測温度 15800 K に対しての時間変化によるばらつきは $\pm 2.5\%$ であった。これに対して、ミリ秒分光計測における、計測温度 16500 K に対しての時間変化によるばらつきは $\pm 1\%$ であった。このため、マイクロ秒分光計測は、ミリ秒分光計測と比べて、露光時間による温度のばらつきは十分小さく無視できる。このため、マイクロ秒分光計測は、妥当性があると判断した。

次に、電流立ち下げ時におけるアークを計測した時の露光時間による温度のばらつきの検討を行った。アークは流体であることから、ガス流量、リップルなどが原因となり、アーク形状の時間変動、いわゆるアークのゆらぎが生じる場合がある。ゆらぎが顕著に生じた場合、計測箇所が変化し、実験条件と異なる値が算出されることが危惧される。このため、本実験系において、アークのゆらぎがアーク温度にどの程度の変動をもたらすかを計測した。

図 69 に、実線のような電流立ち下げ時における露光時間 0.2 ms と 0.02 ms でのアークの温度変化を示す。結果として、温度の差はほとんどなく、ばらつきの範囲内であった。したがって、同一現象でもばらつきの小さい算出結果となったことから、本実験条件における、電流減少のゆらぎは無視できると考えることができる。このことから、本計測は妥当性があると判断した。

以上より、分光器とハイスピードビデオカメラを組み合わせたマイクロ秒分光計測の妥当性を確認することができた。

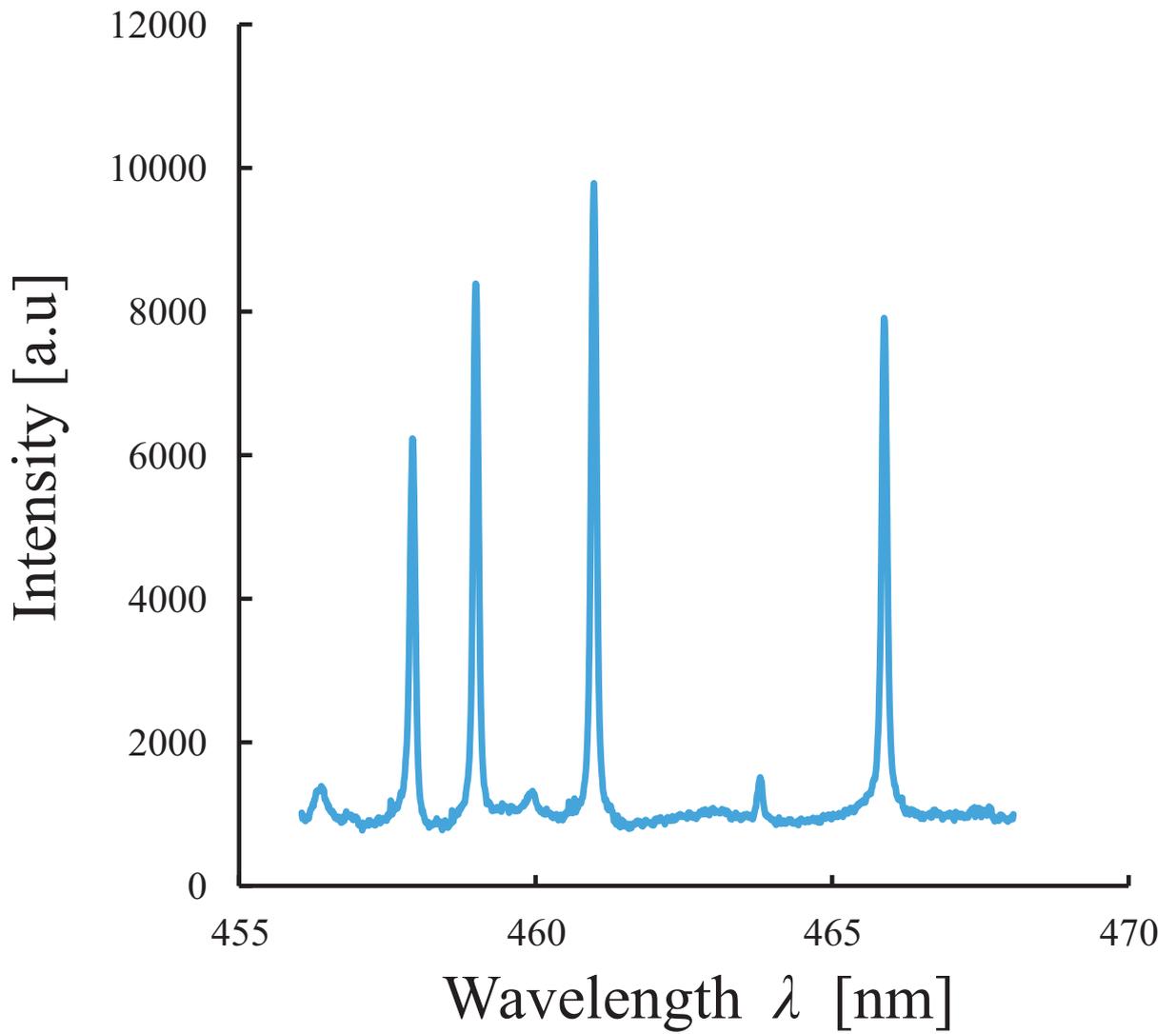


図 65 マイクロ秒分光計測におけるスペクトル分布<sup>(95)(96)</sup>

Fig.65 Spectral distribution measured by microsecond spectroscopic measurement<sup>(95)(96)</sup>.

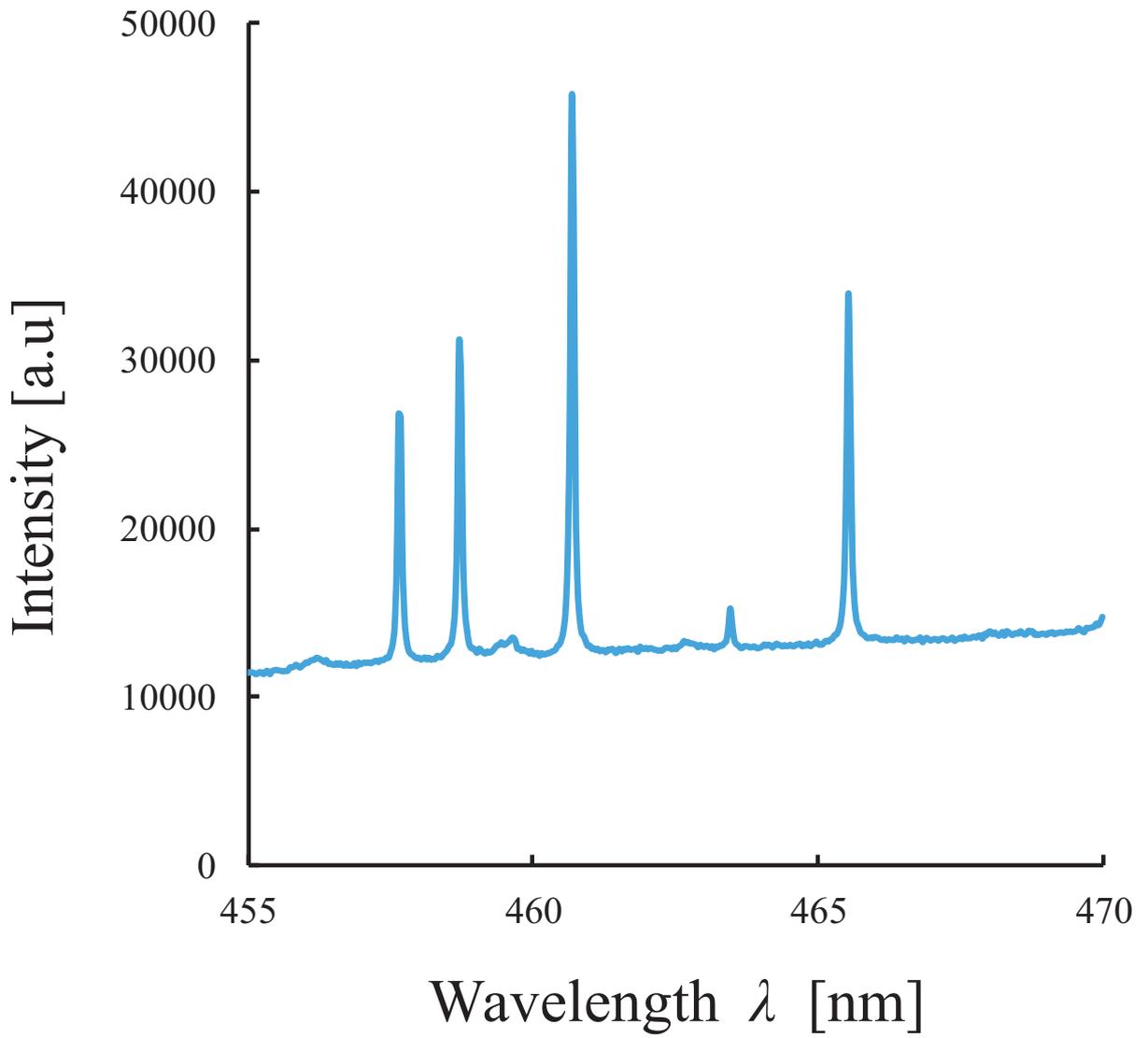


図 66 ミリ秒分光計測におけるスペクトル分布<sup>(95)(96)</sup>

Fig.66 Spectral distribution measured by conventional spectroscopic measurement<sup>(95)(96)</sup>.

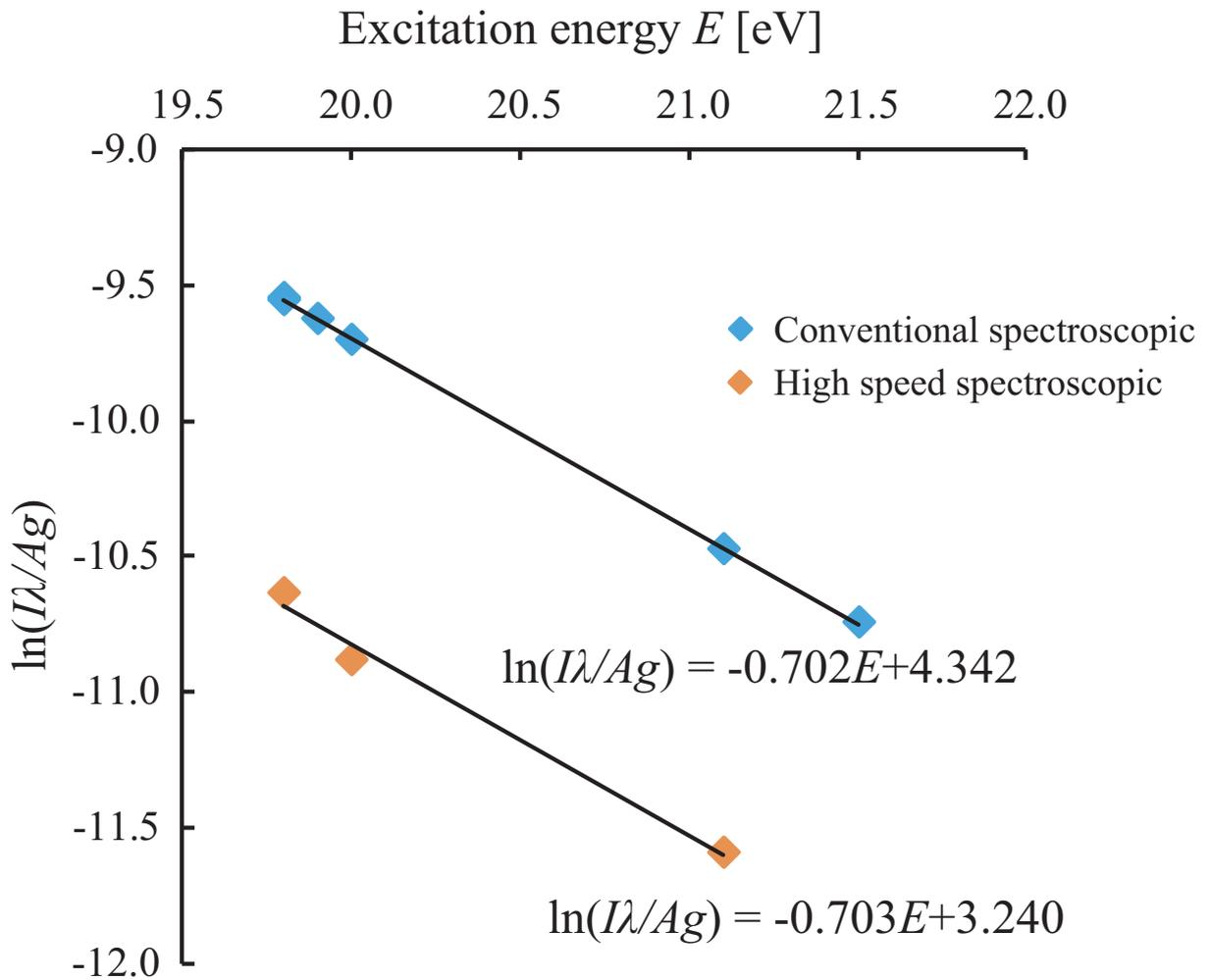


図 67 ミリ秒分光計測とマイクロ秒分光計測のボルツマンプロット<sup>(95)(96)</sup>

Fig.67 Boltzmann plot using microsecond spectroscopic measurement and conventional spectroscopic measurement<sup>(95)(96)</sup>.

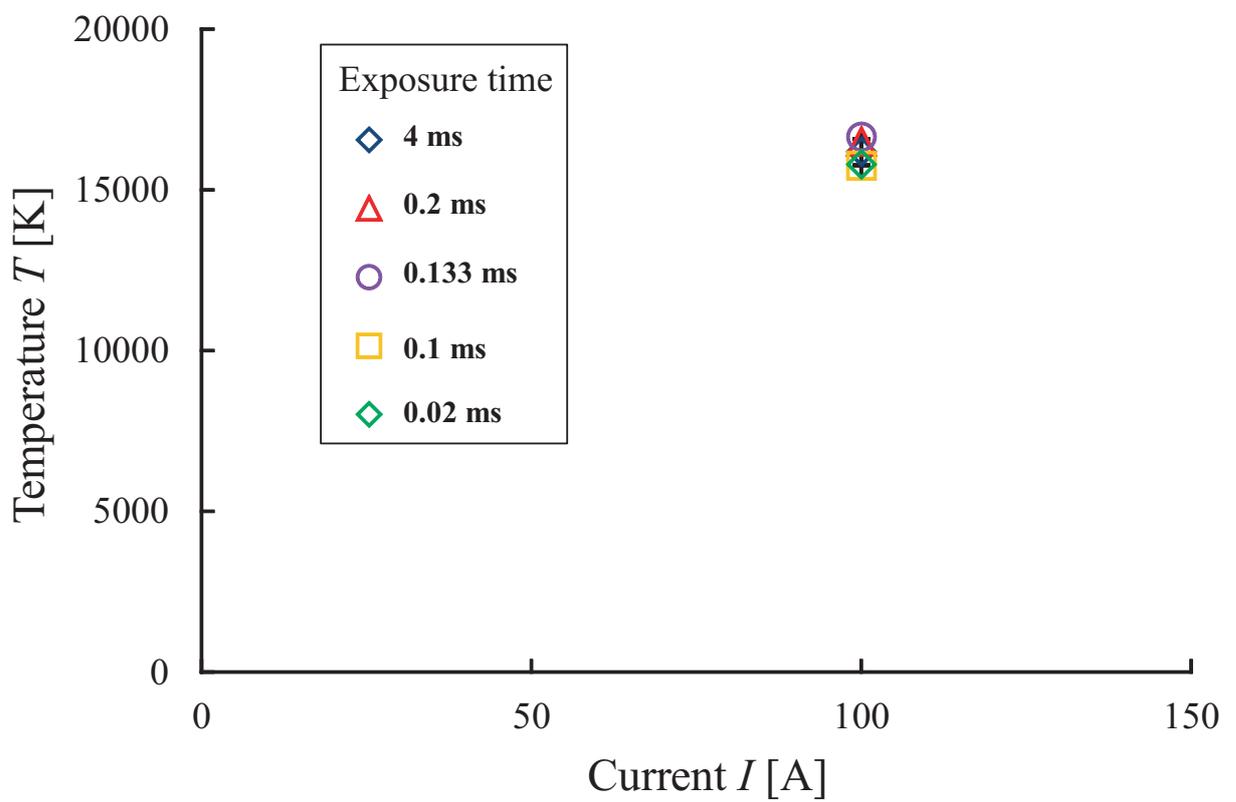


図 68 定常アークの計測速度による温度のばらつき<sup>(95)(96)</sup>  
 Fig.68 Arc temperature variation with measurement speed<sup>(95)(96)</sup>.

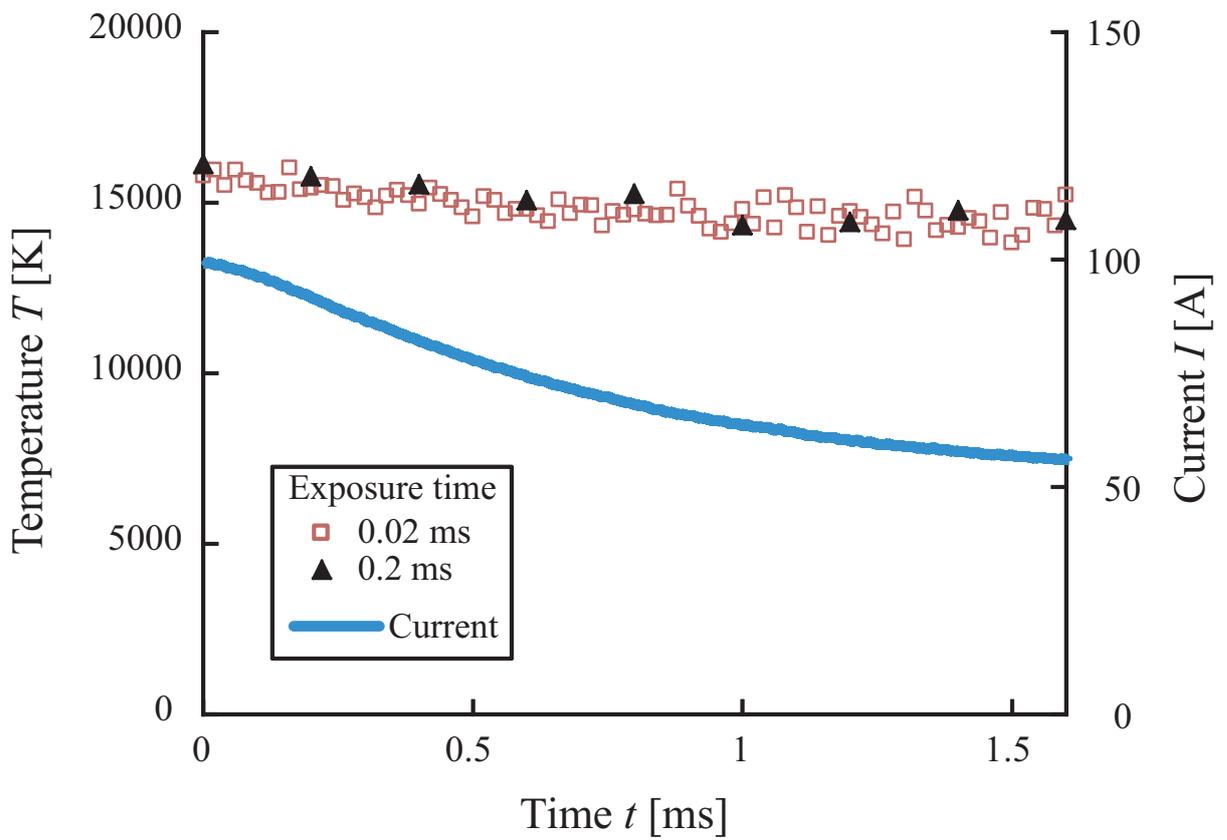


図 69 電流立ち下げ時における露光時間 0.2 ms と 0.02 ms でのアークの温度変化<sup>(95)(96)</sup>  
 Fig.69 Arc temperature variation with exposure time (Exposure time : 0.2, 0.02 ms)<sup>(95)(96)</sup>.

### 3.3 アーク電流立ち下げが及ぼす非平衡性

図 70 に、露光時間 0.2 ms における電流立ち下げ時のボルツマンプロットを示す。露光時間が 0.2 ms の場合は、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.7 ms まではボルツマンプロットが直線の傾向を示すため、妥当性のある温度算出が可能であった。図 71 に、露光時間ごとのアーク電流立ち下げ時の温度変化を示す。なお、白抜きのプロットは、ボルツマンプロットが直線の傾向を示す場合と黒塗りのプロットは、ボルツマンプロットが直線の傾向を示さない場合を示す。電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.6~0.7 ms までは、ボルツマンプロットが直線の傾向を示すため、アーク温度の時間変化を算出することができた。しかし、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.8 ms 以降は、ボルツマンプロットが直線の傾向を示さなかった。これらの結果から、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.0 ~ 0.7 ms の間の場合において、どの露光時間においても温度算出可能な S/N 比であり、電子と重粒子が非弾性衝突により十分なエネルギー交換が行われている<sup>(116)(117)</sup> 平衡状態となっていることが確認できた。

次に、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.7 ~ 0.8 ms の間の場合において、露光時間 0.1, 0.133 ms は、光量の低下により S/N 比が悪化する。このため、温度算出が不可能となり、ボルツマンプロットの信頼性は低い。また、本計測に用いた線強度法は、熱平衡を仮定しているボルツマン分布則の式から導出しており、熱平衡であればボルツマンプロットは直線となる<sup>(118)</sup> が、非平衡である場合はボルツマン分布則から外れるため、直線にはならない。なお、露光時間 0.133 ms は、温度が 10000 K 以下となり、この温度領域では、一般的にアークが非平衡となることが知られている。また、露光時間 0.2 ms は、温度算出可能な S/N 比であり、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.6 ~ 0.8 ms の間の平衡状態のアークを観測しているため、ボルツマンプロットが直線の傾向を示した。

更に、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 8.0 ~ 1.2 ms の間の場合では、どの露光時間においても光量の低下により S/N 比が悪化する。このため、温度算出が不可能となり、ボルツマンプロットは直線の傾向を示さない。以上のことから、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.7 ms 以降では、S/N 比の悪化による信頼性の低下とアークの非平衡性が顕著となり、温度算出が難しいことが明らかになった。

したがって、電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.0~0.7 ms までは、アーク温度を時間分解能を細かく計測することが可能である。

次に、撮影速度と露光時間を短く、より高速な計測を行った。図 72 に、露光時間 0.02 ms での電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.0, 0.4 ms 時のスペクトル、図 73 に、露光時間 0.02 ms における電流立ち下げ時のボルツマンプロットを示す。電流立ち下げ開始時（ピーク時）か

ら 0 ms におけるスペクトルは，線スペクトルと連続スペクトルの測定ができた。これに対して，電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.4 ms におけるスペクトルは，線スペクトルと連続スペクトルがともに減衰した。連続スペクトルの放射強度は，バックグラウンドの値に近づく。このため，線スペクトルと連続スペクトルの差を算出することが困難となる。したがって，線スペクトルを精度良く計測できないため，時間経過に伴いボルツマンプロットが直線の傾向を示さなかった。また，図 74 に，露光時間 0.02 ms での電流立ち下げ時の温度変化を示す。電流立ち下げに伴う，温度の低下の測定が可能となった。本計測では，露光時間が 0.02 ms であり計測の時間分解能が小さいため，アークの急峻な温度変化を時間推移に追従した温度低下の測定ができた。

以上より，分光器とハイスピードビデオカメラを組み合わせたマイクロ秒分光計測を用いることにより，電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.52 ms までのアーク温度の低下過程の時間推移のマイクロ秒での計測が可能となった。また，マイクロ秒分光計測は，露光時間 0.02 ms での計測であり，ミリ秒分光計測の露光時間の 4.0 ms より時間分解能の細かさが 200 倍での計測が可能となった。

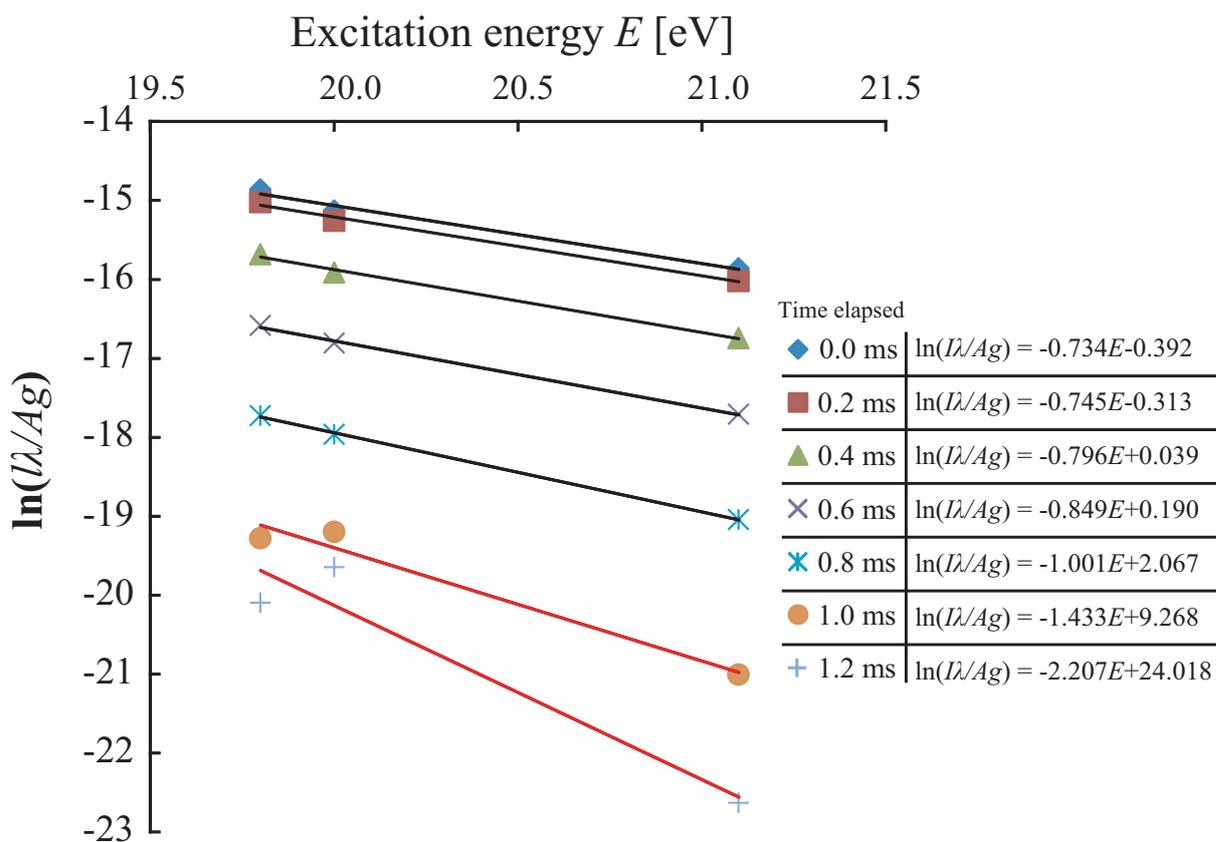


図 70 露光時間 0.2 ms における電流立ち下げ時のボルツマンプロット <sup>(95)(96)</sup>

Fig.70 Boltzmann plot in current decrement (Exposure time : 0.2 ms)<sup>(95)(96)</sup>.

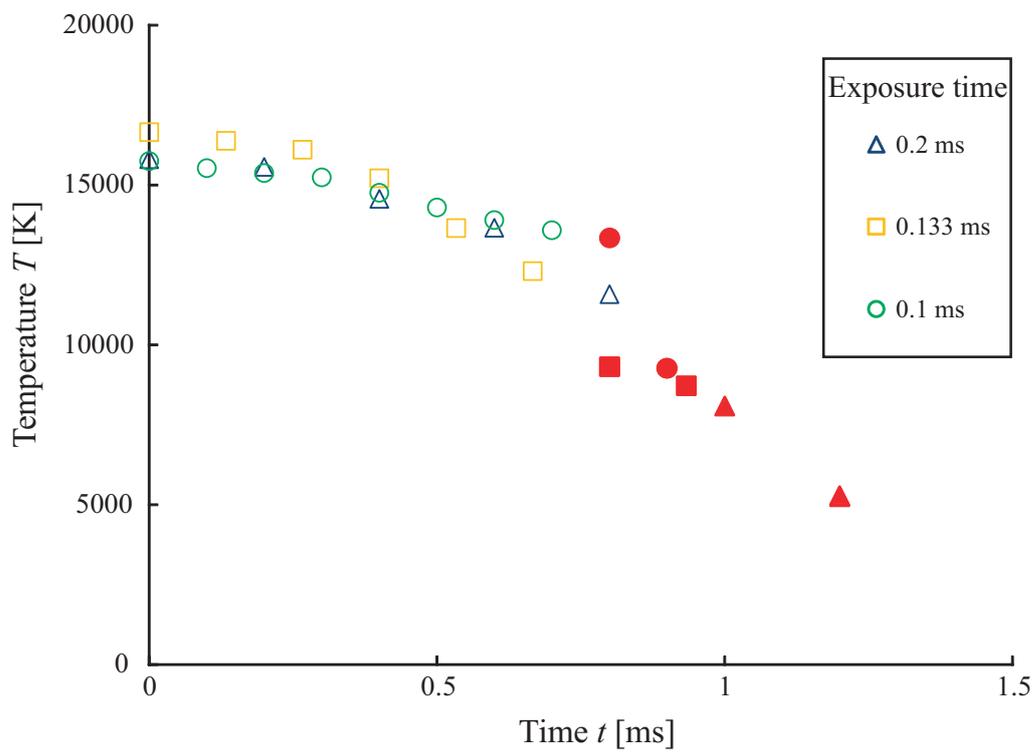


図 71 露光時間ごとのアーク電流立ち下げ時の温度変化<sup>(95)(96)</sup>

Fig.71 Arc temperature change at current decrement for each exposure time<sup>(95)(96)</sup>.

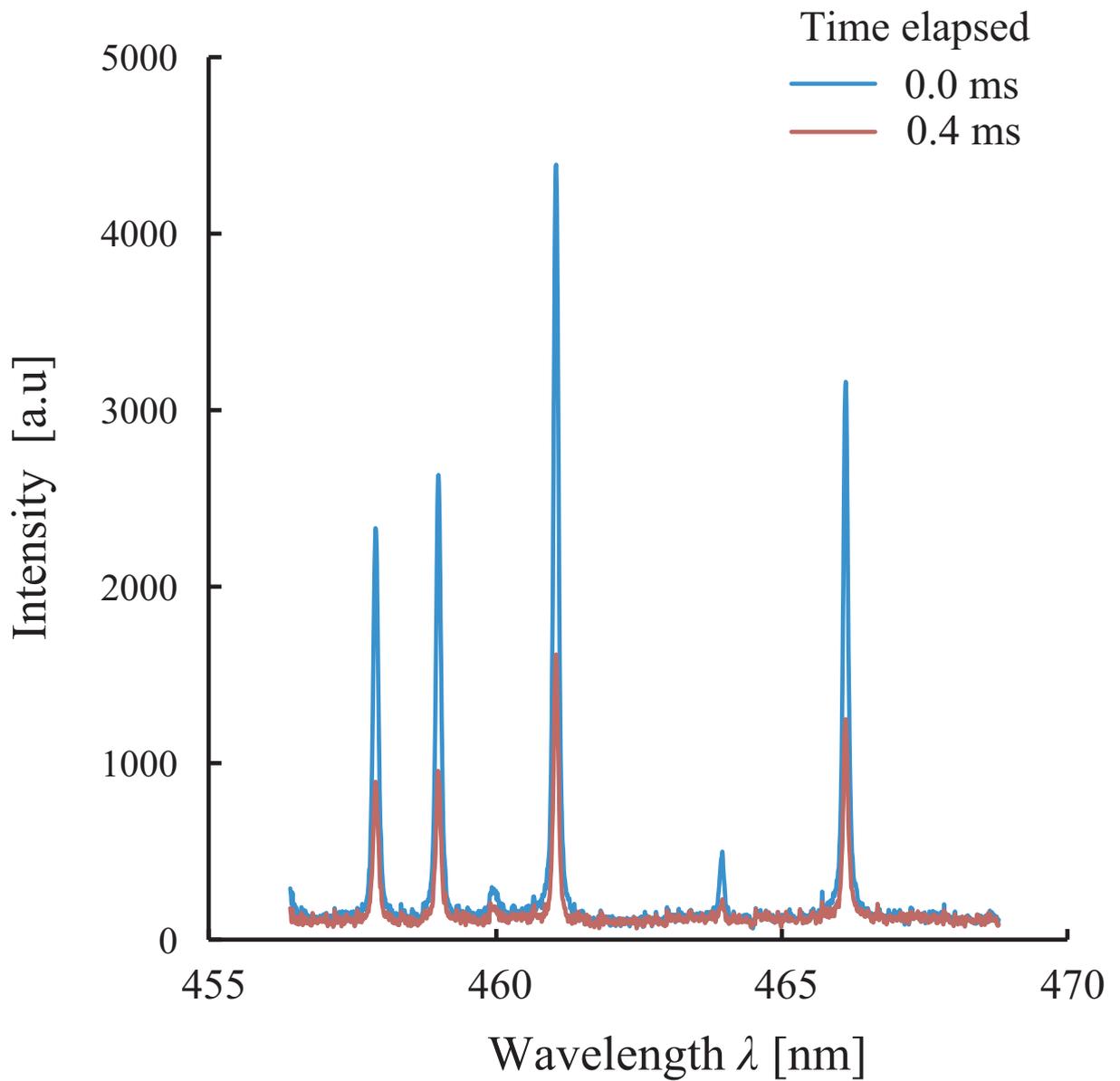


図 72 露光時間 0.02 ms における電流立ち下げ開始時（ピーク時）から 0.0 ,0.4 ms 時のスペクトル<sup>(95)(96)</sup>

Fig.72 Spectrum at 0.0 ,0.4 ms after cutting off current at exposure time of 0.02 ms<sup>(95)(96)</sup>.

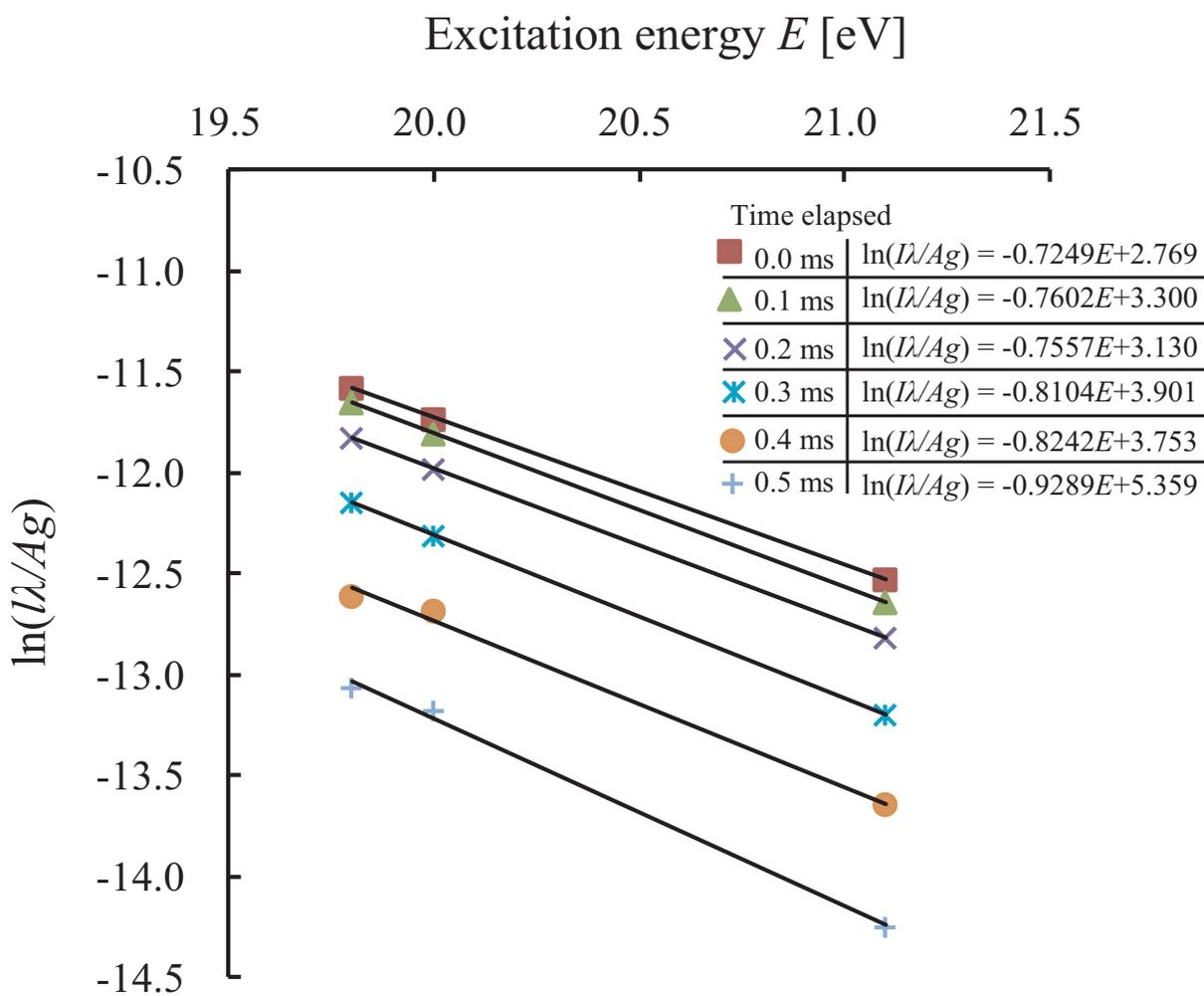


図 73 露光時間 0.02 ms における電流立ち下げ時のボルツマンプロット <sup>(95)(96)</sup>  
 Fig.73 Boltzmann plot in current decrement (Exposure time : 0.02 ms) <sup>(95)(96)</sup>.

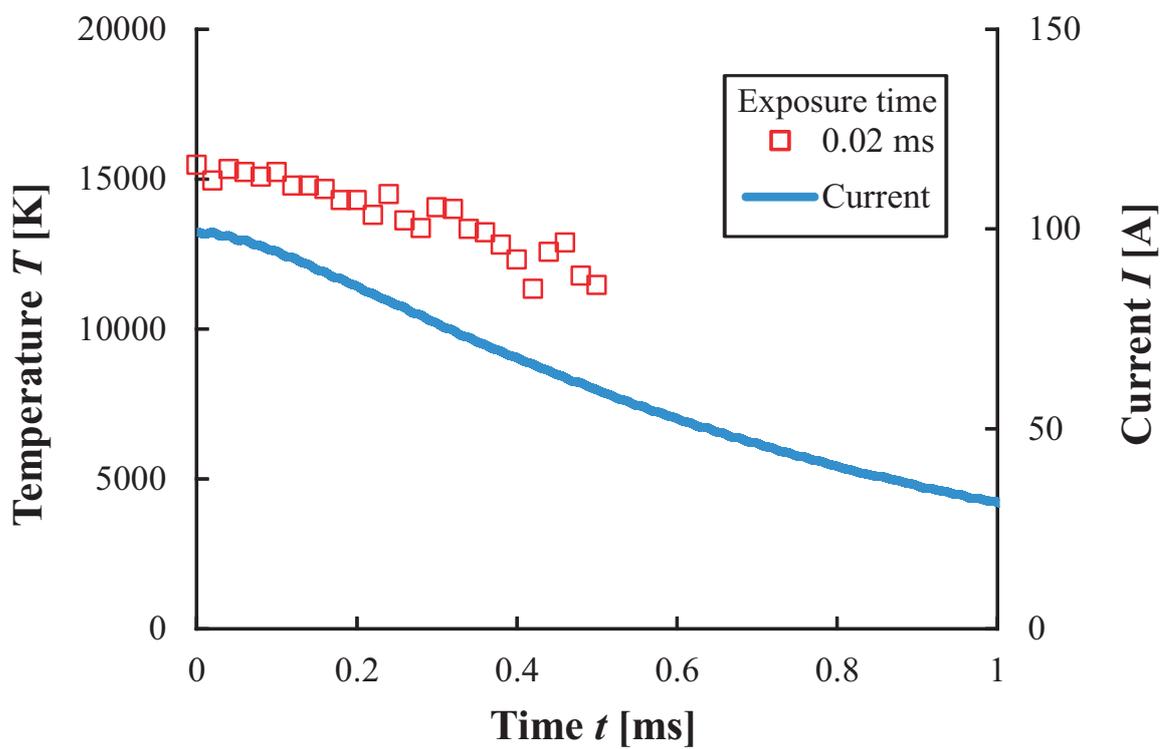


図 74 露光時間 0.02 ms で電流立ち下げ時の温度変化<sup>(95)(96)</sup>

Fig.74 Temperature change during current interruption at exposure time 0.02 ms<sup>(95)(96)</sup>.

# 第4章 横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布の解析

## 4.1 横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度

本計算では、LTEモデルと2T-1Fモデルを構築し、アーク偏向後にLTEモデルから2T-1Fモデルに切り替え、横風吹き付け時の電磁熱流体解析を行った。図75に、横風吹き付け時のLTEモデルの温度分布を示す。LTEモデルの温度分布は、横風流速に伴い偏向した。このLTE温度分布の偏向により、陽光柱と陽極間で暗領域が生じた。温度に対する放射パワー密度の傾きが減少する12,000 Kをアーク姿態とすると、LTEモデルの解析におけるアーク偏向時のLTE温度分布は、モデル図の実験よりモデル化を行ったアーク形状と同様な形状となった。しかし、LTE温度分布は0.0229 s以降では12,000 Kの等温度線が途切れ、実験で観測されるリストライク現象は生じなかった。これは、LTE温度は、中性粒子やイオン、電子の温度であるため、場所的な非平衡（空間における中性粒子やイオン、電子の温度差）が生じないためである。暗領域のリストライク現象の要因は、重粒子の高いエネルギーによる電離反応による導電率の上昇が要因となり熱的絶縁破壊を起こすか、電子の高いエネルギーによる電子なだれが要因となり絶縁的絶縁破壊を起こすことである。LTEモデルでは、暗領域における重粒子の温度上昇や電子の温度上昇は生じないため、リストライク現象を解析することができない。この結果から、リストライク現象は、局所熱平衡状態では生じないことが明らかとなり、非局所熱平衡状態で生じることが示唆された。このため、LTEモデルにおける12,000 Kの等温度線が途切れた0.0229 s以降から2T-1Fモデルに切り替えて解析を行った。したがって、図75, 76, 77の0.0229 sにおける分布は同一の結果である。

図76, 77に、横風吹き付け時のアークの電子温度分布と重粒子温度分布を示す。図76より、電子の温度分布は外周部で300 K程度の変化しか生じず、時間が経過しても偏向が維持された。この結果は、モデル図の熱的絶縁破壊モデルの電子温度と同様な形状となった。

これに対して、重粒子の温度分布は偏向を維持し、時間経過に伴い暗領域で上昇した。この結果は、モデル図の熱的絶縁破壊モデルの重粒子温度と同様な形状となった。これは、重粒子の温度はイオンと原子の温度であり、電界に依存するイオンと電界に依存しない原子の温度の

ためである。Y 方向 37 mm 付近の風下においては、電子からエネルギーを得て、高温が維持された。このことから、風下において、主に電界に依存するイオンが存在している。これに対して、暗領域においては、主に電界に依存しない高温の原子が存在している。陰極近傍において、電界に依存するイオンが存在し、陰極ジェットの流れにより輸送される。0.0229 s における暗領域は低温であるため、イオンは再結合する。これにより、暗領域において電界に依存しない高温の原子が生じる。この結果は、LTE モデルでは生じず、2T-1F モデルでのみ生じた。これは、電界に依存する電子やイオンと電界に依存しない原子からなる流れを切り分けることが可能であるためである。

図 78 に、横風吹き付け時の重粒子温度と電位分布を示す。アーク偏向時の陽極の電位は 10 V 程度であった。暗領域の幅は 2 mm 程度であり、暗領域の電界は、5,000 V/m 程度であった。2T-1F モデルにおいては、LTE モデルでは生じない暗領域で高温の中性粒子が生じる。これは、5,000K 程度の高温の中性粒子が対流により輸送されるためである。このため、対流による輸送が小さい電子と陽極との間の電界と輸送された原子からなる 5,000K 程度の高温の重粒子温度より熱的絶縁破壊が生じる。

したがって、リストライク現象は、非局所熱平衡状態で生じることが明らかになった。

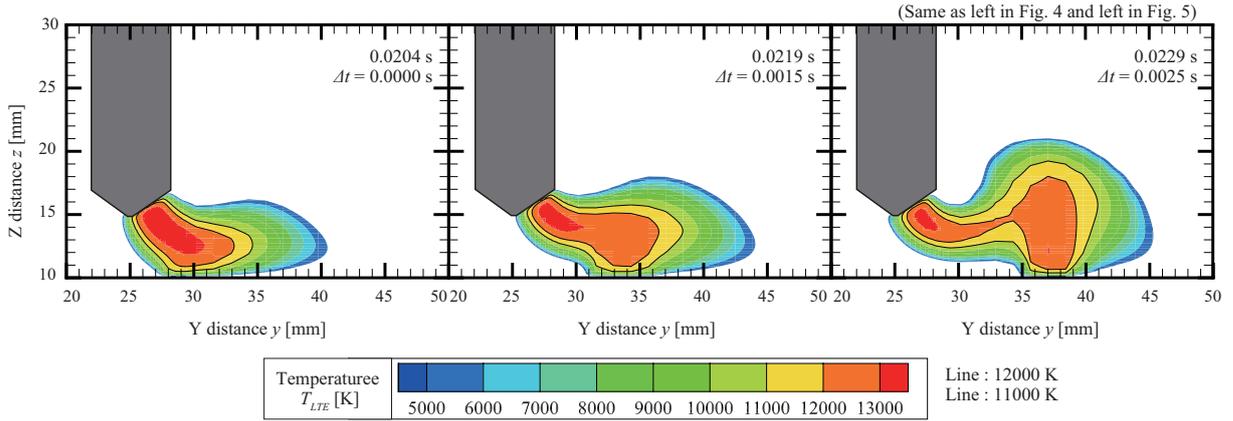


図 75 横風吹き付け時の LTE モデルの温度分布 (LTE モデル)<sup>(97)</sup>

Fig.75 Temperature distribution of LTE model with lateral flow velocity (LTE model)<sup>(97)</sup>,

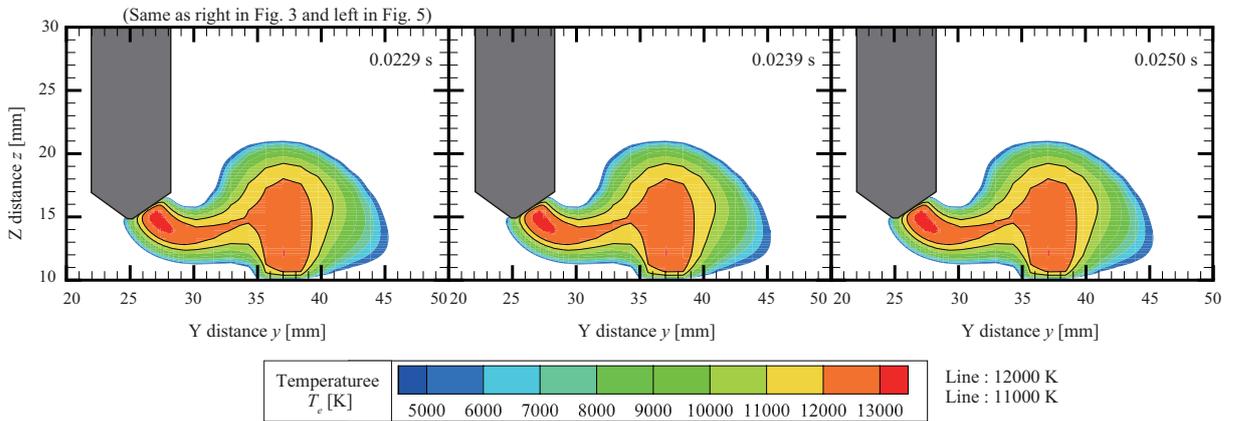


図 76 横風吹き付け時の電子温度分布 (2T-1F モデル) <sup>(97)</sup>

Fig.76 Electron temperature distribution with lateral flow velocity (2T-1F model)<sup>(97)</sup>,

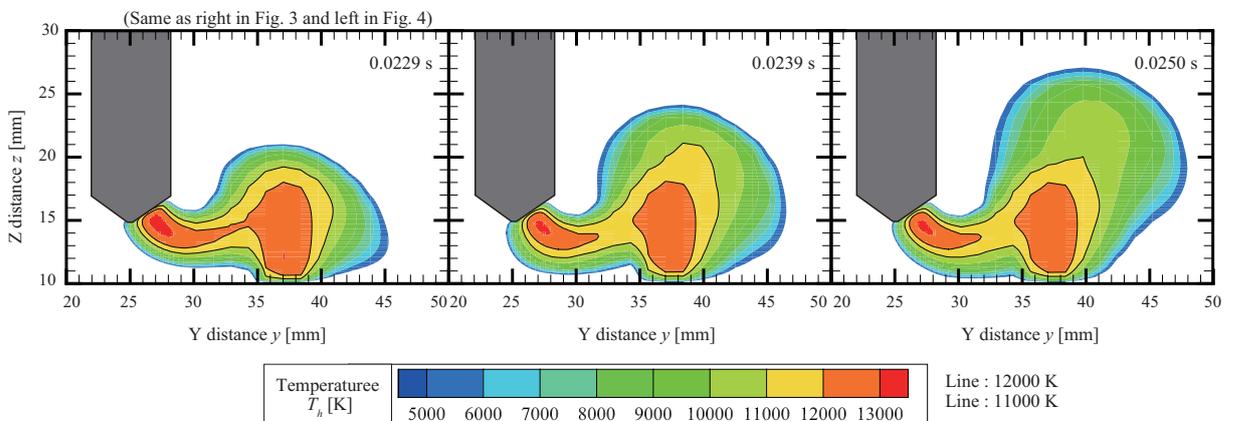


図 77 横風吹き付け時の重粒子温度分布 (2T-1F モデル) <sup>(97)</sup>

Fig.77 Heavy particle temperature distribution with lateral flow velocity (2T-1F model)<sup>(97)</sup>,

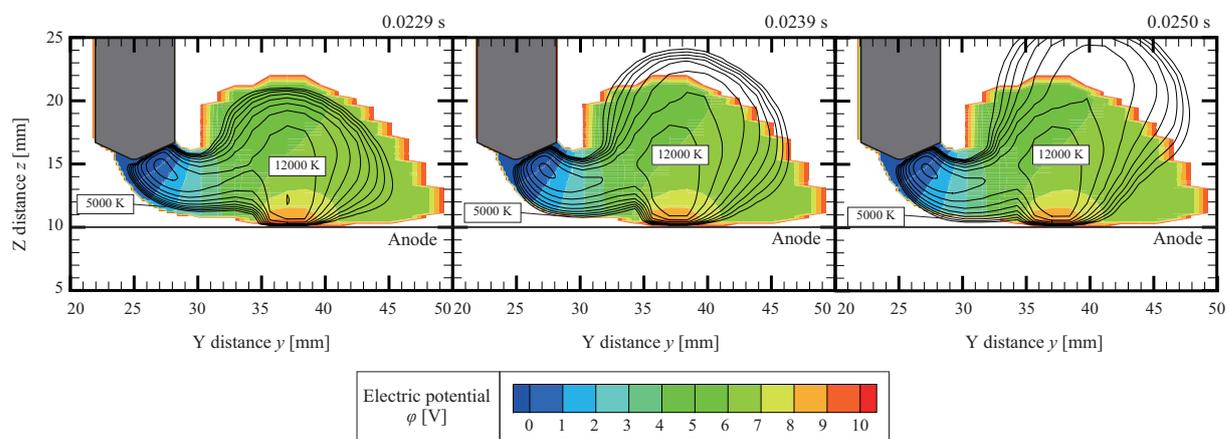


図 78 横風吹き付け時の重粒子温度と電位分布 (2T-1F モデル) <sup>(97)</sup>

Fig.78 Heavy particle temperature and electric potential distribution with lateral flow velocity (2T-1F model)<sup>(97)</sup>,

## 4.2 横風吹き付け時の電流密度

更に、本節では、モデルの補完のため、重粒子温度から導電率を算出し、解析を行った。これは、暗領域において高温の Ar 中性粒子が存在し、Ar 中性粒子同士の衝突により電離が生じるという考えに基づいている。また、文献<sup>(119)</sup>よりガス温度が上昇した場合において絶縁破壊電界が低下することが報告されており、本解析における暗領域の電界は 5,000 V/m であり重粒子温度は 5,000 K 程度あるため、重粒子温度から導電率を算出し、解析を行った。図 79 に、YZ 面の重粒子温度分布 ( $x=25$  mm) と XY 面の電流密度分布 ( $z=10$  mm) を示す。陽極表面 ( $z=10$  mm) における電流密度は、時間経過に伴い、増加した。また、暗領域における空間と電極境界で Z 方向に対して正の電流密度が生じた。このとき、陽極表面 ( $z=10$  mm) における電流密度が  $3.0 \times 10^6$  A/m<sup>2</sup> 以上の領域の直径は 2.50 mm 程度であり、2 つの箇所では Z 方向に対して正の電流密度が生じた。この結果から、陽極点の電流が分流し、リストライクが起きる。したがって、高温の重粒子温度が暗領域に存在することによる熱的絶縁破壊モデルであることが示唆された。

なお、熱的絶縁破壊モデルであることを明らかにするためには、反応論的非平衡を考慮する必要がある。これは、重粒子温度が陰極ジェットの流れにより輸送される過程で、再結合の反応速度から中性粒子や荷電粒子の数密度を算出することが可能となるためである。再結合の反応速度が陰極ジェットの流れによる輸送より速い場合は、暗領域に高温の中性粒子が生じる。更に、高温の中性粒子が電離反応を起こした場合、リストライク現象は熱的絶縁破壊モデルであることが明らかになると考えられる。

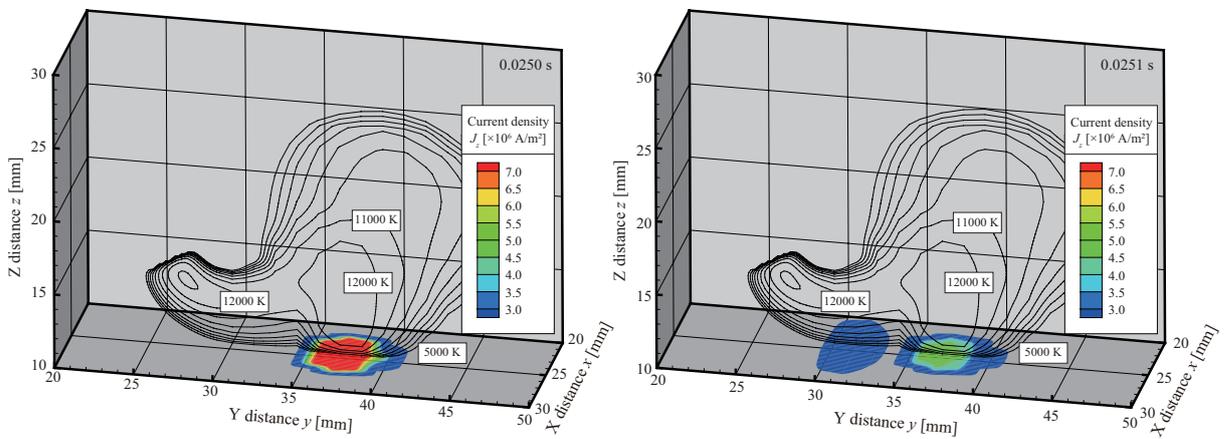


図 79 YZ 面の重粒子温度分布 ( $x=25$  mm) と XY 面の電流密度分布 ( $z=10$  mm) (2T-1F モデル) (97)

Fig.79 Heavy particle temperature distribution on YZ plane ( $x=25$  mm) and current density distribution on XY plane ( $z=10$  mm) (2T-1F model)<sup>(97)</sup>,

### 4.3 横風吹き付け時の陰極角度が及ぼす非平衡性

本解析において電極径を変更した解析も行った。図 80 に、電極径 3 mm の電子温度と重粒子温度分布を示す。電極径の減少に伴い、陰極近傍の電流密度が増加する。このため、陰極ジェットの流れが増加する。陰極ジェットの流速の増加に伴い、暗領域における電極径 3 mm の重粒子温度の増加は、電極径 6 mm の重粒子温度と比べて大きくなった。これらの結果から、陰極電極の形状はアークの生成に影響を及ぼし、流速が大きい箇所では非平衡性がより顕著になることが示唆された。

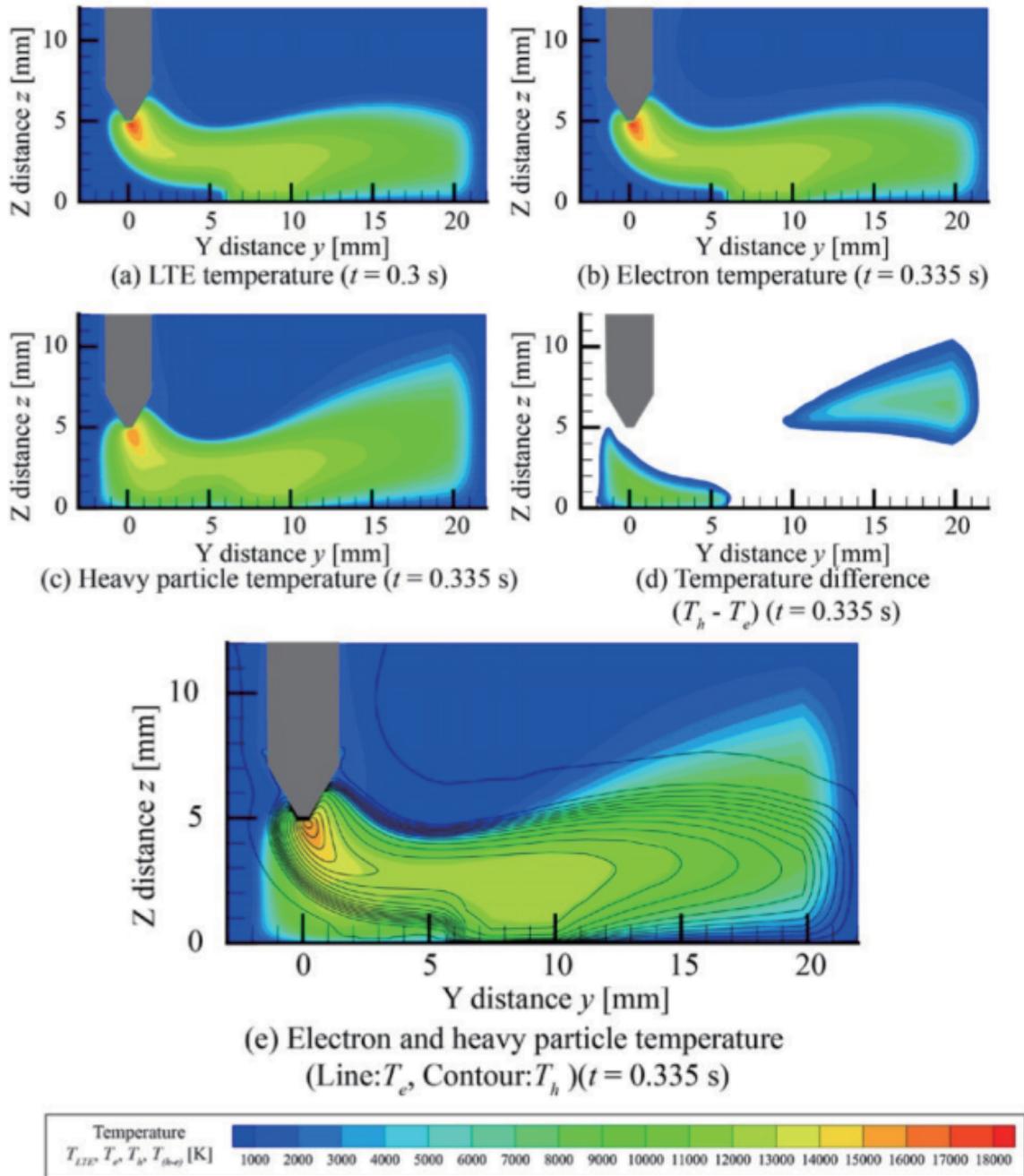


図 80 電極径 3 mm の電子温度と重粒子温度分布  
 Fig.80 Electron temperature and heavy particle temperature distribution at 3 mm electrode diameter.

# 第5章 熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析

## 5.1 2 温度 2 流体を考慮した電子温度と重粒子温度

LTE モデルの温度分布と NTE-TF モデルの温度分布の比較を行った。図 81, 82, 83 に, LTE モデルの温度分布, NTE-TF モデルの重粒子温度分布, 電子温度分布を示す。LTE モデルの温度と NTE-TF モデルの電子温度と重粒子温度は, アークの中心部において 13000 K 程度となり, NTE-TF モデルにおいても, 電子と重粒子のエネルギーが等しく熱平衡状態となった。しかし, 陰極近傍やアーク外周部では, 電子温度と重粒子温度に差が生じ, 熱的非平衡状態となった。この結果は, 文献<sup>(90)</sup>, <sup>(120)</sup>の解析結果とよく一致した。図 84 に, アーク中心部における  $z$  軸方向の各温度分布を示す。ここで,  $z = 0.010$  m は陽極,  $z = 0.015$  m は陰極である。陰極近傍の  $z = 15$  mm では, 電子温度が重粒子温度と比べて高くなった。これに対して, アークの中心部の  $z = 12$  mm では, 陰極近傍と比べて, 電子温度と重粒子温度は近い値となった。これは, アークの中心部では電子数密度が大きく, 電子から重粒子に十分にエネルギーが伝わり, 電極近傍では電子数密度が小さく, 電子から重粒子へのエネルギー交換が小さくなるためである。以上より, 電子温度分布と重粒子温度分布の差を定量化することができた。

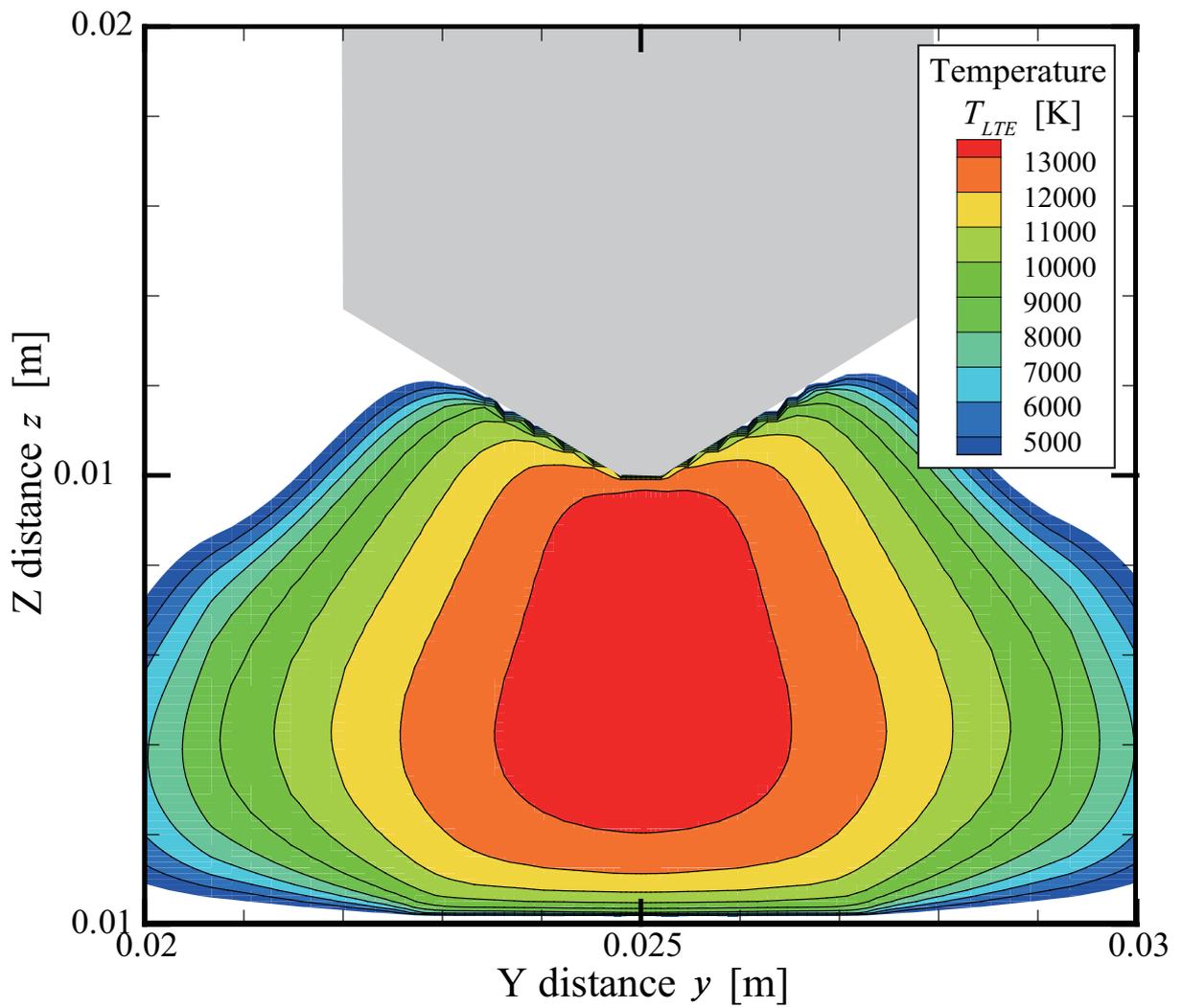


図 81 LTE モデルの温度分布<sup>(98)(99)</sup>  
 Fig.81 Temperature distribution in LTE<sup>(98)(99)</sup>.

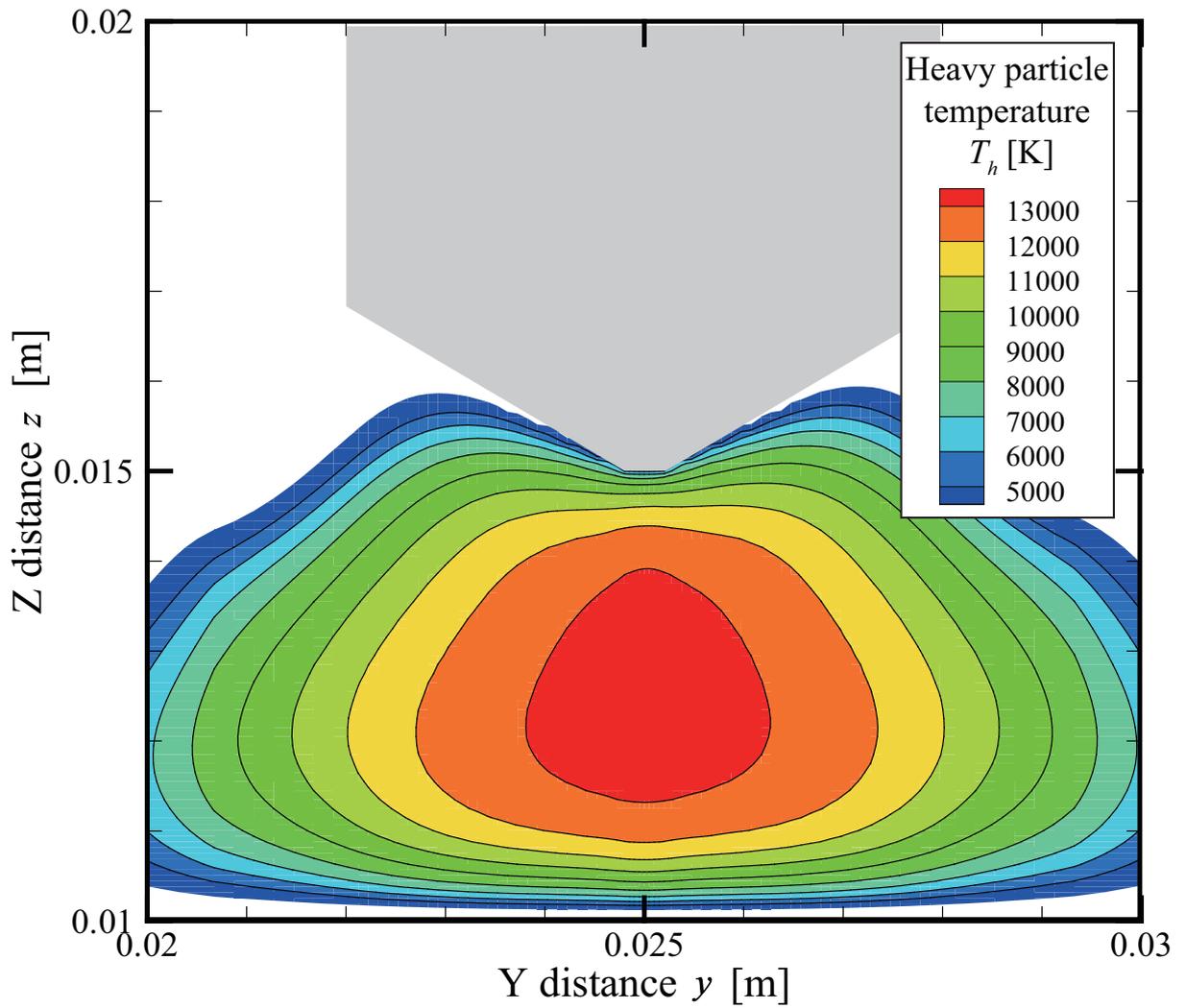


図 82 重粒子の温度分布<sup>(98)(99)</sup>

Fig.82 Heavy particle temperature distribution in NTE-TF<sup>(98)(99)</sup>.

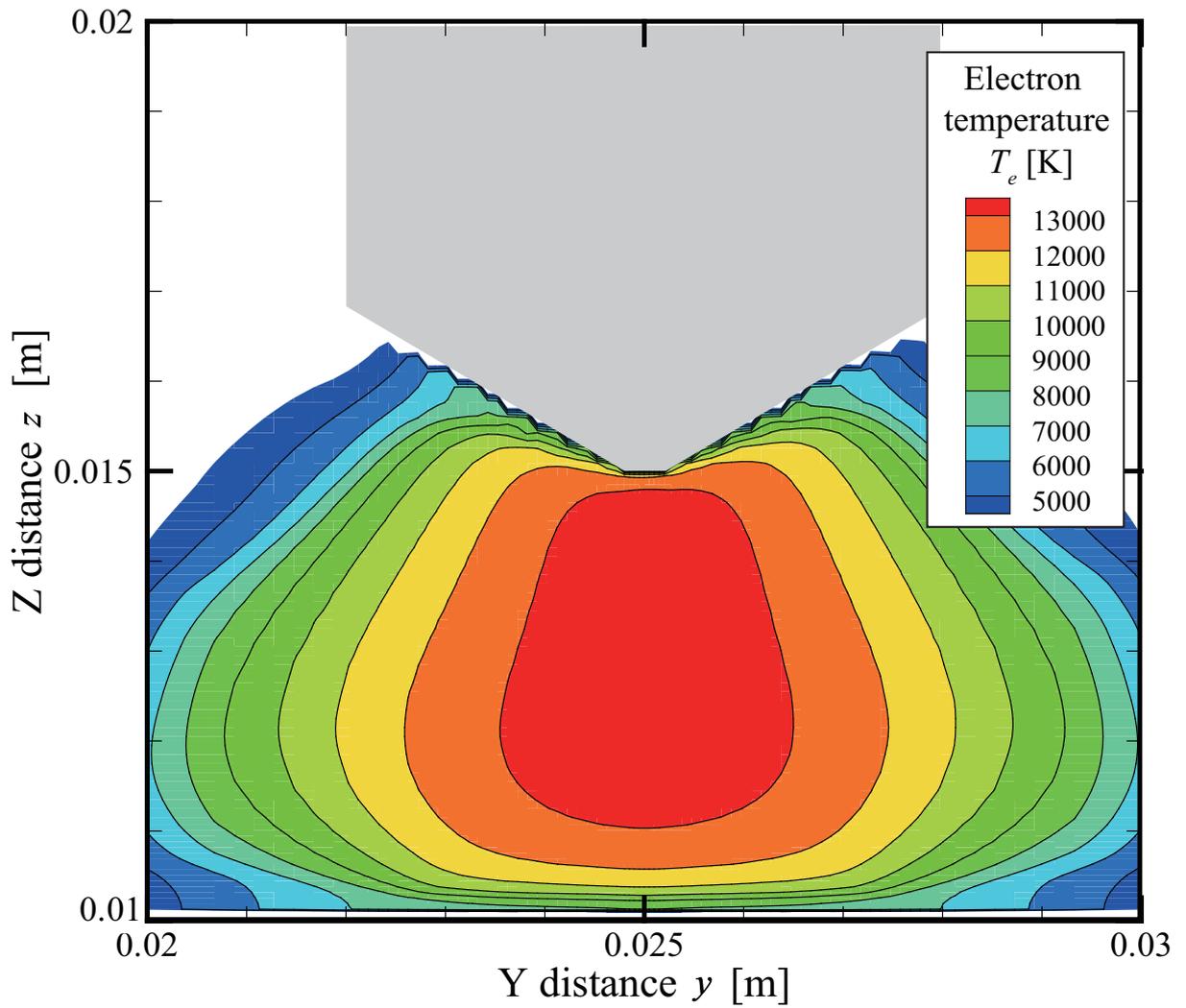


図 83 電子の温度分布<sup>(98)(99)</sup>

Fig.83 Electron temperature distribution in NTE-TF<sup>(98)(99)</sup>.

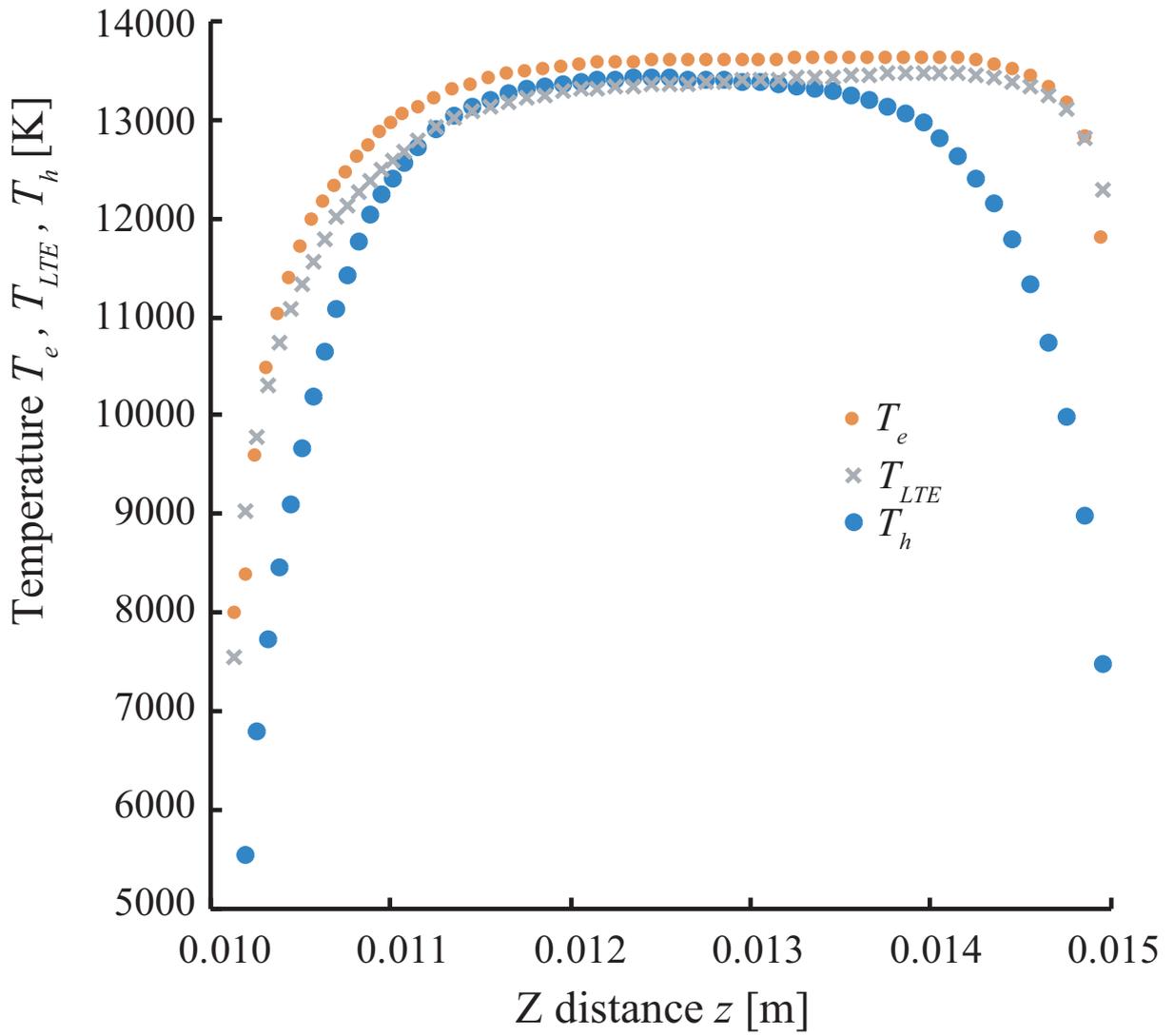


図 84 軸方向の温度分布 ( $y = 25 \text{ mm}$ ) <sup>(98)(99)</sup>  
 Fig.84 Temperature distribution of axial distance<sup>(98)(99)</sup>.

## 5.2 2 温度 2 流体を考慮した電子と重粒子の流速分布

LTE モデルの流速分布と NTE-TF モデルの流速分布の比較を行った。

図 85, 86, 87 に, LTE モデルの流速分布, NTE-TF モデルの重粒子流速分布と電子流速分布を示す。電磁力により陰極近傍のアーキが径方向に収縮し, この収縮した陰極近傍から陽光柱方向へ径が増加することに伴い, 軸方向の電流密度が減少することで温度低下が生じた。この温度低下は, 圧力勾配を生じさせるため, LTE モデルの流速と NTE-TF モデルの重粒子流速の場合は陰極から陽光柱への陰極ジェットが形成された。一方で, NTE-TF モデルの電子流速の場合は, 陰極中心から外周方向に丸みを帯びた形で生じ, 陽極に向かいほぼ垂直方向に流れた。これは, 電子流速は電界による加速が支配的であるためである。また, 圧力勾配は, 電子流速の形成にほとんど寄与しない。

図 88 に,  $z$  軸方向の LTE モデルの流速と NTE-TF モデルの重粒子流速を示す。ここで,  $z = 0.010$  m は陽極,  $z = 0.015$  m は陰極であり, 陰極から陽極方向を正の向きとした。LTE モデルの流速と NTE-TF モデルの重粒子流速は良好な一致を示した。これは, 両方のモデルにおいて電磁力によるアーキの径方向に収縮する解析ができていたためである。なお, 定量的なわずかなずれは, LTE モデルの温度と NTE-TF モデルの重粒子温度に差があるため, 圧力勾配が異なるためである。また, 電子の運動量保存式を解くことにより, 電極間における放電中の電子流速の定量化を行うことができた。図 89 に,  $z$  軸方向の NTE-TF モデルの重粒子流速と NTE-TF モデルの電子流速を示す。ここで,  $z = 0.010$  m は陽極,  $z = 0.015$  m は陰極であり, 陰極から陽極方向を正の向きとした。NTE-TF モデルの電子流速は, NTE-TF モデルの重粒子より 1000 倍程度速くなった。これは, 電子流速は, 重粒子と比べて電子の質量が小さいため, 電界によって加速されるためである。これに対して, 重粒子流速は, 圧力勾配による対流が支配的であるためである。

以上より, 放電中における電子流速と重粒子流速の差を明らかにした。

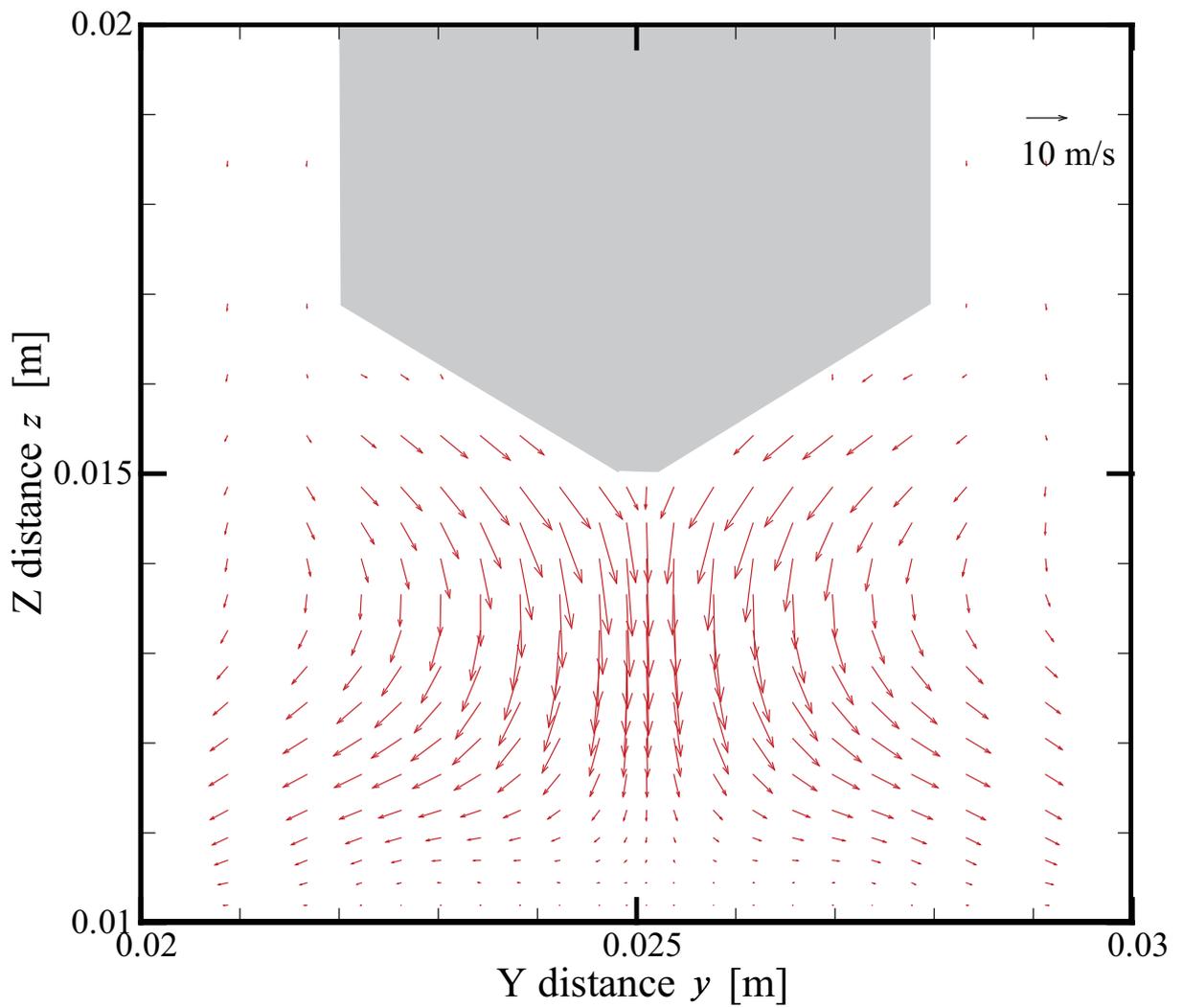


図 85 LTE モデルの流速分布<sup>(98)(99)</sup>  
 Fig.85 Velocity distribution in LTE<sup>(98)(99)</sup>.

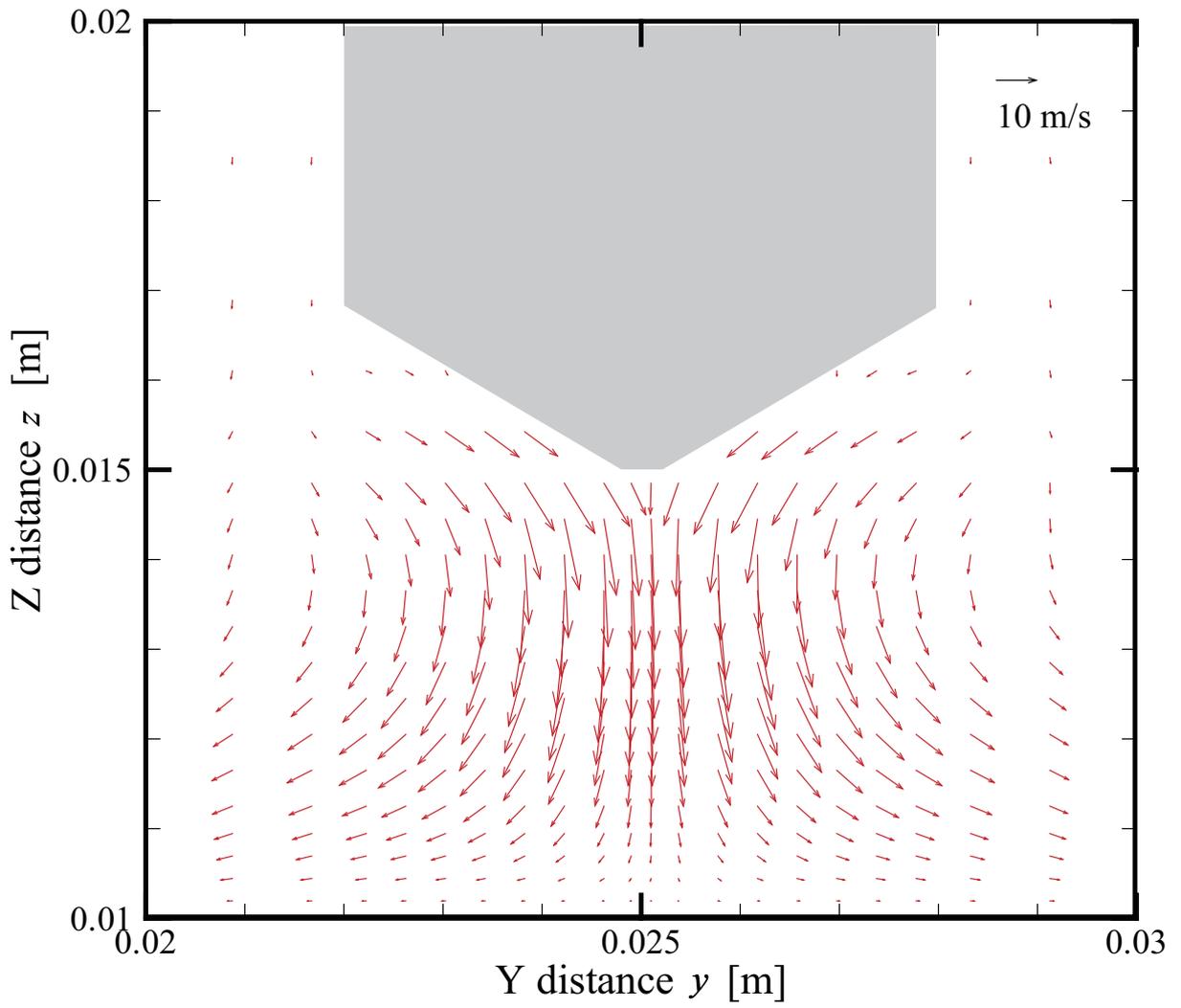


図 86 重粒子の流速分布<sup>(98)(99)</sup>

Fig.86 Heavy particle velocity distribution in NTE-TF<sup>(98)(99)</sup>.

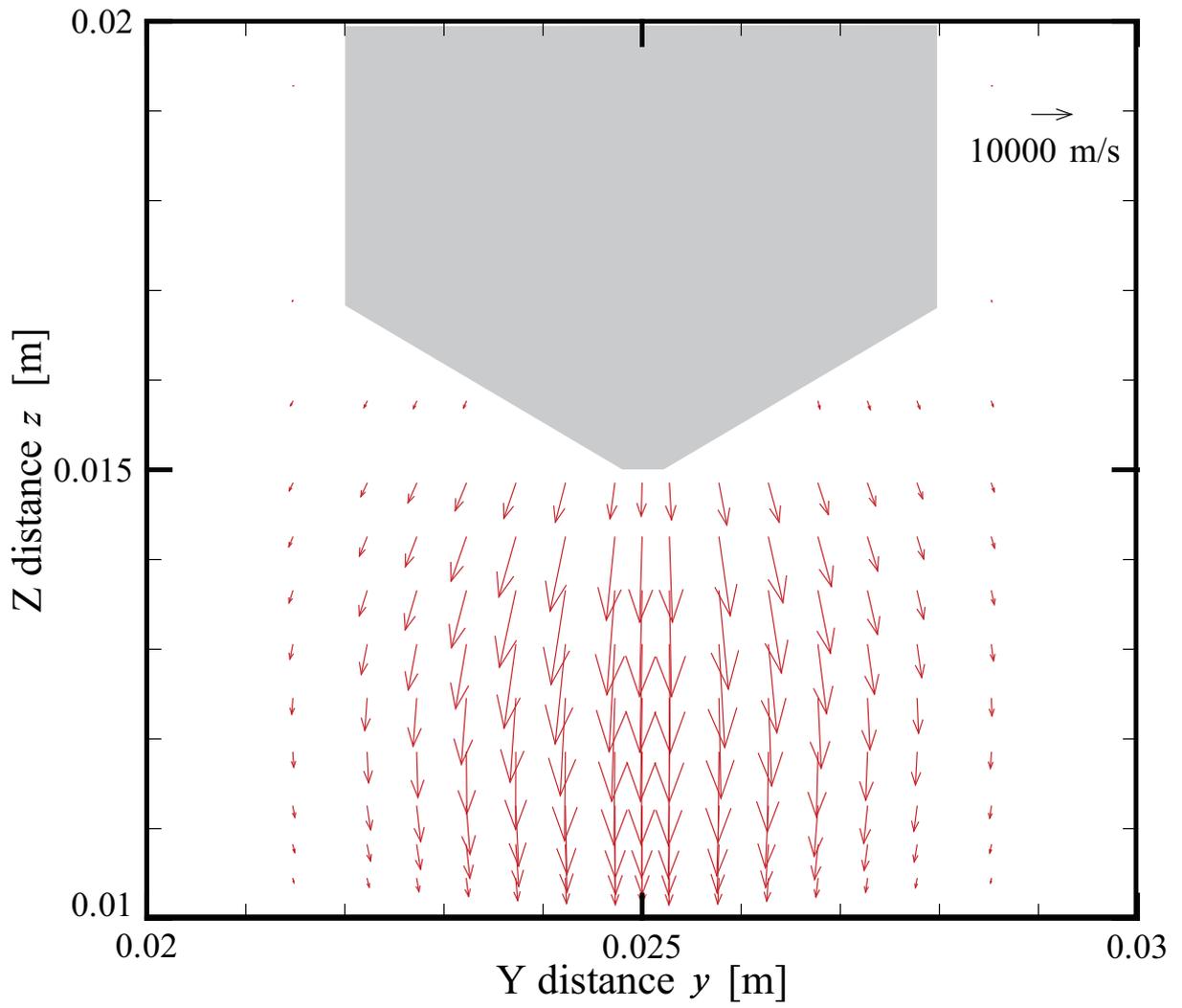


図 87 電子の流速分布<sup>(98)(99)</sup>  
 Fig.87 Electron velocity distribution in NTE-TF<sup>(98)(99)</sup>.

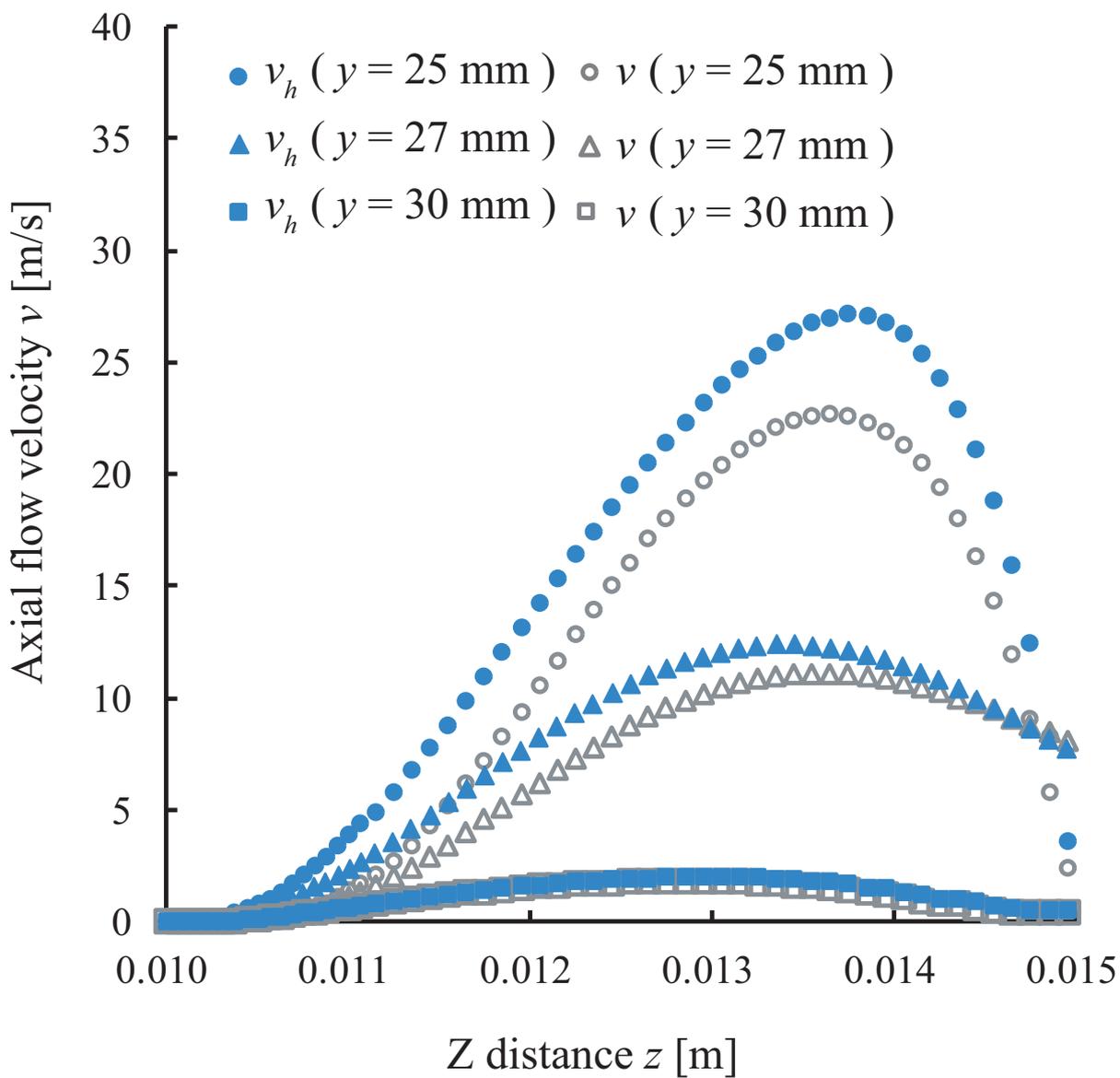


図 88  $z$  軸方向の LTE モデルの流速と NTE-TF モデルの重粒子流速<sup>(98)(99)</sup>  
 Fig.88 Velocity distribution in LTE and heavy particle velocity in NTE-TF<sup>(98)(99)</sup>.

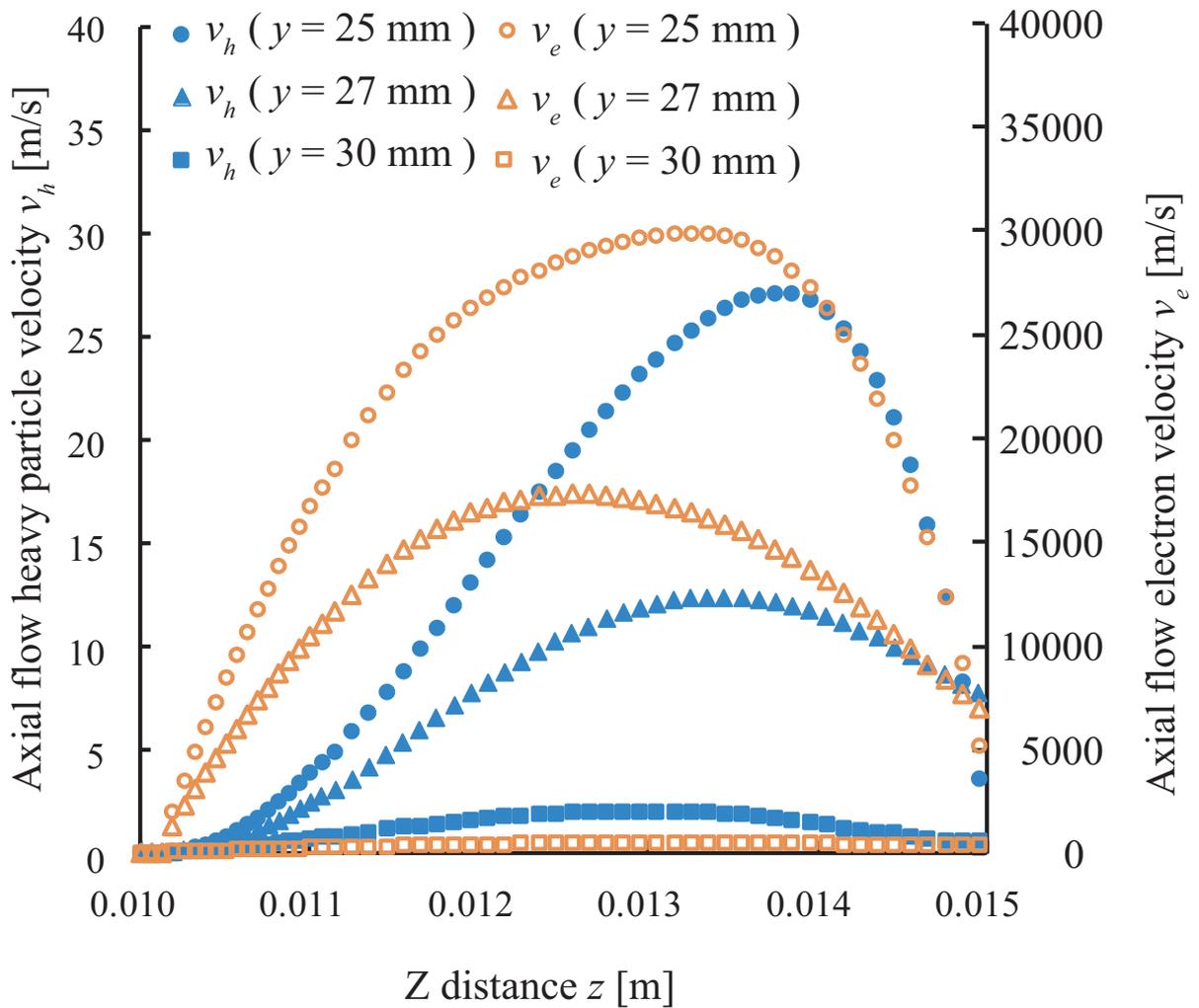


図 89  $z$  軸方向の NTE-TF モデルの重粒子流速と電子流速<sup>(98)(99)</sup>  
 Fig.89 Heavy particle velocity and electron velocity in NTE-TF<sup>(98)(99)</sup>.

### 5.3 2 温度 2 流体を考慮した横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度

本計算では、LTE モデルと NTE-TF モデルを構築し、アーク偏向後をリストライク直前のアークとし NTE-TF モデルに切り替え、横風吹き付け時の電磁熱流体解析を行った。

図 90, 91 に、横風流速吹き付け時の重粒子と電子の温度分布と流速分布を示す。重粒子流速は、陰極近傍において陰極ジェットが形成された。また、陽極点の上部において密度差により浮力が生じ、Z 方向の正（上向き）方向の流速が形成された。重粒子温度は、偏向を維持しつつ暗領域における温度は上昇した。暗領域の  $z = 11 \sim 12$  mm において、5,000 K 程度の重粒子温度が生じた。これは、陰極ジェットにより電界に依存しない中性粒子が輸送されたためである。これに対して、電子流速は、陰極近傍においてアークの外周部に広がる分布が形成された。また、陽極点近傍において Z 方向の負（下向き）方向の流速が形成された。これは、電子流速が電位勾配によって形成されるためである。電子温度は偏向を維持し、暗領域の  $z = 11 \sim 12$  mm において温度上昇はほとんどなかった。

図 92, 93 に、横風吹き付け時の Z 軸方向の重粒子と電子の流速を示す。ここで、Z 軸方向の正（上向き）方向ではプラス、負（下向き）方向ではマイナスの流速である。重粒子流速のオーダーは、10 m/s であった。陰極位置に対応する  $y = 25 \sim 30$  mm において、負（下向き）方向の流速が形成された。陰極近傍の  $z = 14$  mm の流速が最も大きい。これは、陰極ジェットが生じるためである。また、陽極点に対応する  $y = 25 \sim 30$  mm において、正（上向き）方向の流速が形成された。これは、運動量保存式（Z 方向）において浮力の項を考慮しているためである。これに対して、電子流速のオーダーは 10,000 m/s であった。電子流速も陰極位置に対応する  $y = 25 \sim 30$  mm において、負（下向き）方向の流速が形成された。暗領域に対応する  $z = 11$  mm の流速は、 $z = 14$  mm の流速と比べて小さかった。電子の温度と流速は、前述の陽光柱と陽極点の間の電界によって流れが生じるという仮説とは異なる分布であった。また、陽極点に対応する  $y = 25 \sim 30$  mm において、負（下向き）方向の流速が形成された。 $y = 25 \sim 30$  mm の電子流速は、重粒子流速と異なる方向であり、電界に依存するためである。

本解析より、リストライク直前のアークは高輝度の要因である電子やイオンが元の陽極点に存在し、高温の中性粒子（低輝度）がリストライク点に輸送されることが示唆された。これらの結果は、同様な横風流速の実験においてアーク姿態が途切れることがなく元の陽極点が存在し続け、リストライク点に新たな陽極点が発生する現象と同様な傾向である。以上より、横風吹き付け時の 2 温度 2 流体を考慮したアークの電子と重粒子流速の解析をすることができた。

図 94, 95 に、横風吹き付け時の電位分布と電子数密度分布を示す。本計算の電位は、電子温

度から計算した導電率から算出される。アーク電圧は、アークの偏向の維持に伴い、10 V 程度を維持した。また、アーク中心部における電子数密度は、 $10 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$  オーダである。電子数密度の増加に伴い電子の運動量保存式の  $en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e\mathbf{B})$  の項が大きくなり、電位勾配に伴う電子流速分布が形成された。これに対して、暗領域における電子数密度は、アーク中心部と比べて、1/10 倍以下である。電子数密度の減少に伴い電子の運動量保存式の  $en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e\mathbf{B})$  の項が小さくなる。電子数密度の減少に伴い電界による加速も減少するため、電子が暗領域に輸送される流速分布は形成されなかった。

また、電子のエネルギー保存式の対流項 ( $\nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e \frac{5}{2} k T_e)$ ) は、電子数密度に正の相関がある。このため、電子数密度の減少に伴いエネルギーの輸送は減少する。従って、リストライク直前のアークは、12,000 K 程度の電子やイオンが偏向を維持し 5,000 K 程度の中性粒子が暗領域に輸送される荷電粒子と中性粒子の流れが異なる非平衡の状態であることが示唆された。

これらの結果から、横風流速により偏向中のアークは荷電粒子と中性粒子の流れが一様な LTE の状態であるが、リストライク直前のアークは荷電粒子と中性粒子の流れが異なる非平衡の状態であることが示唆された。また、非平衡状態の不安定なアークはリストライクを生じ、LTE の状態である安定なアークに戻ることを予想される。

以上より、アーク偏向後に NTE-TF モデルで電子と重粒子の温度と流速の分布の解析をすることができ、リストライク直前のアークは温度と流体の非平衡性が生じている可能性がある。

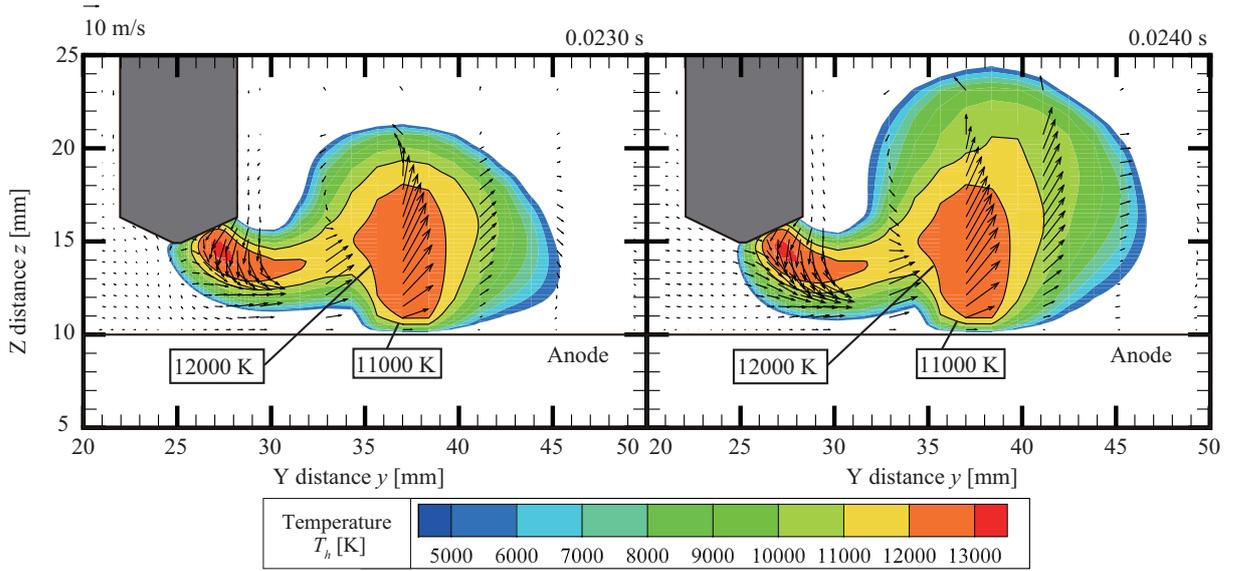


図 90 重粒子の温度分布と流速分布 (NTE-TF モデル)

Fig.89 Heavy particle temperature distribution and heavy particle velocity distribution (NTE-TF model).

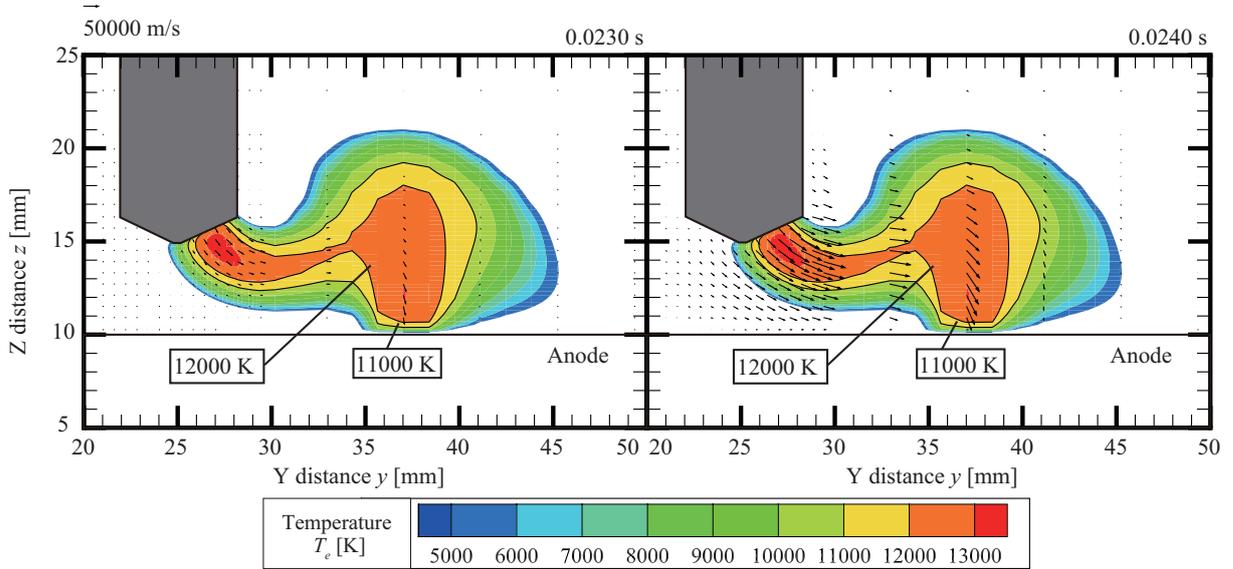


図 91 電子の温度分布と流速分布 (NTE-TF モデル)

Fig.91 Electron temperature distribution and electron velocity distribution (NTE-TF model).

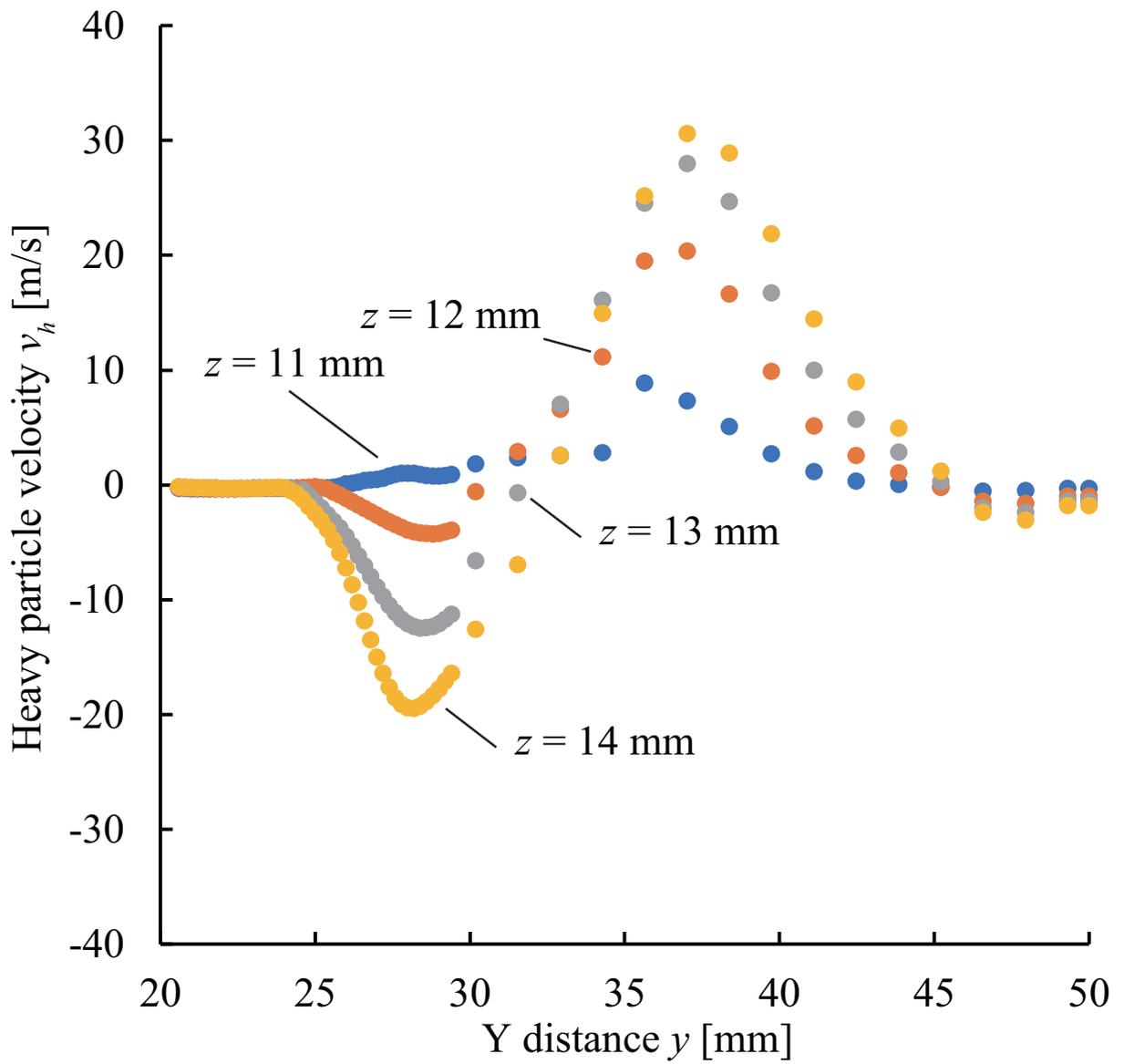


図 92 Y 軸における Z 軸方向の重粒子流速 (NTE-TF モデル)

Fig.92 Heavy particle velocity in the Z-axis direction on the Y-axis (NTE-TF model).

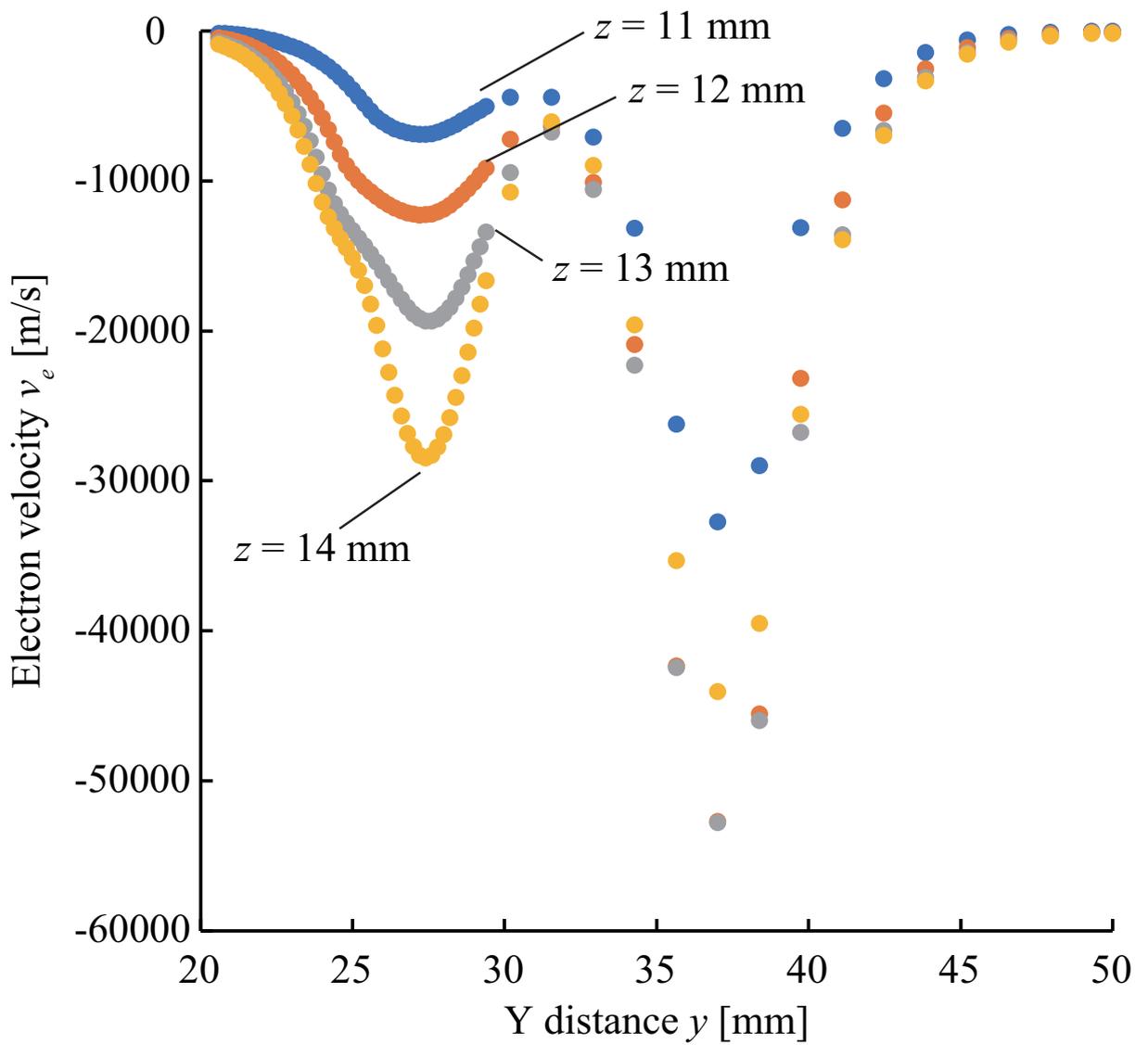


図 93 Y 軸における Z 軸方向の電子流速 (NTE-TF モデル)  
 Fig.93 Electron velocity in the Z-axis direction on the Y-axis (NTE-TF model).

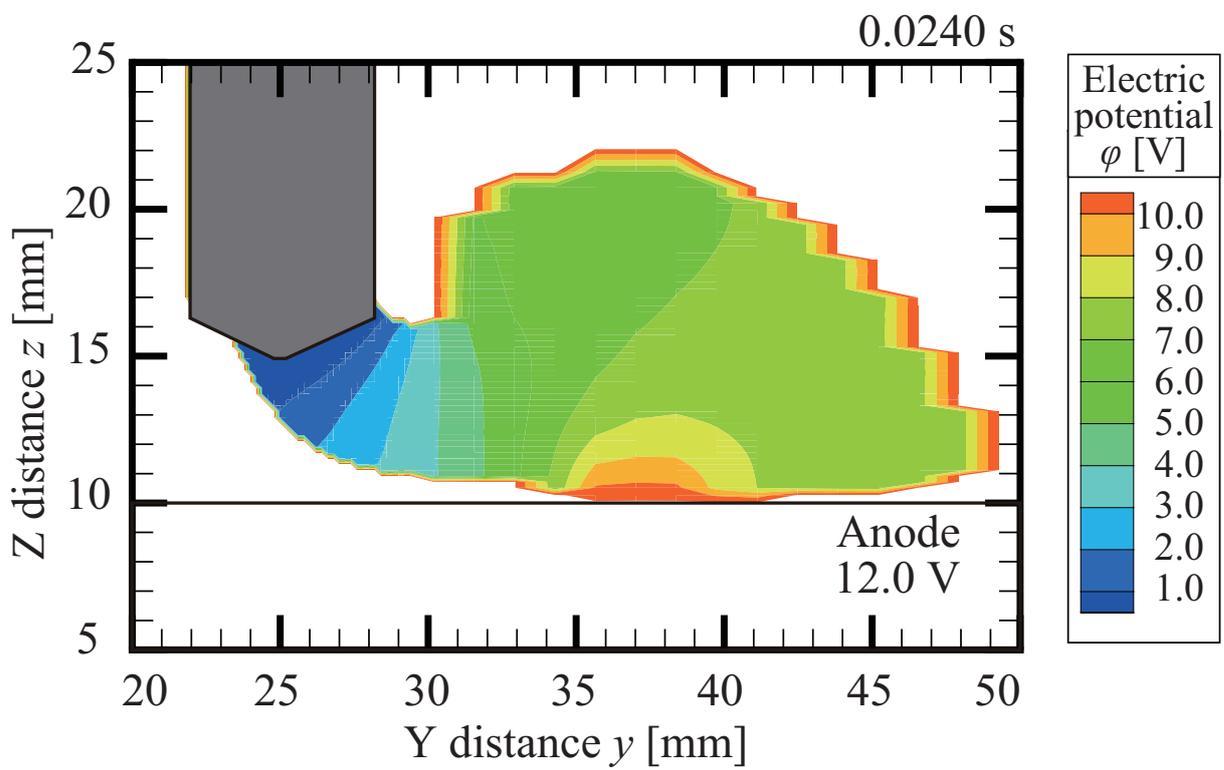


図 94 電位分布 (NTE-TF モデル)  
 Fig.94 Electric potential distribution (NTE-TF model).

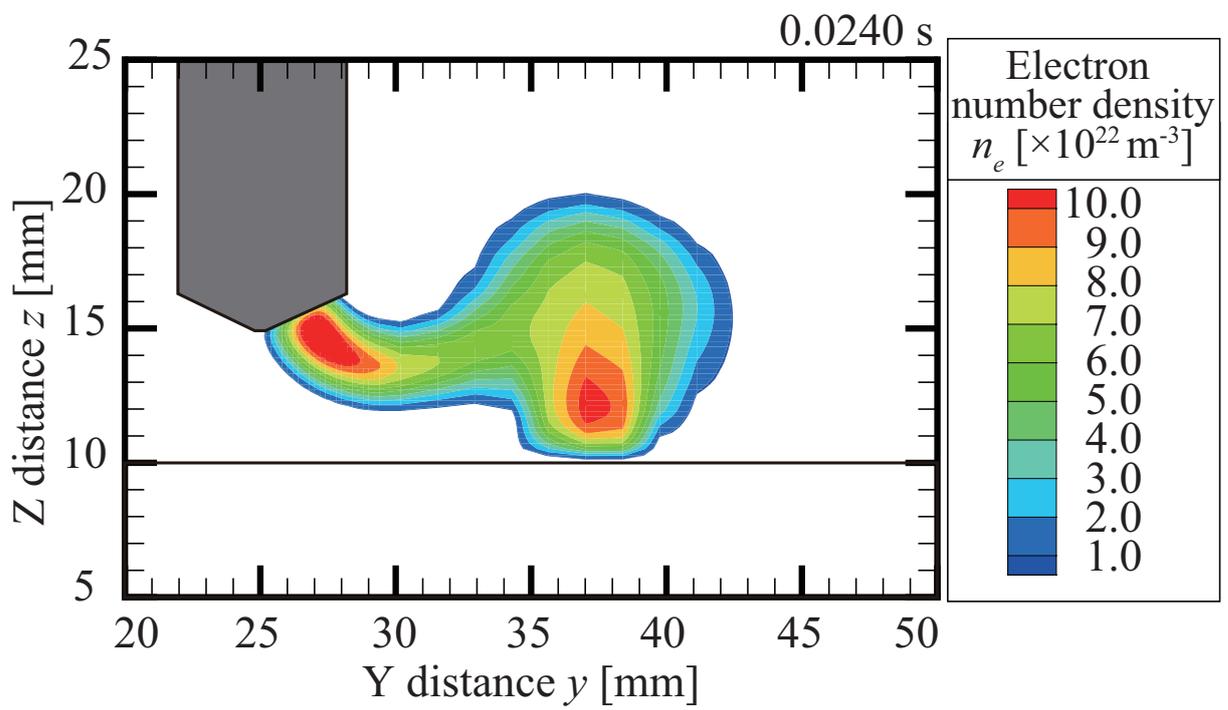


図 95 電子数密度分布 (NTE-TF モデル)

Fig.95 Electron number density distribution (NTE-TF model).

# 第6章 溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析

## 6.1 溶接トーチの移動を考慮した3次元電磁熱流体解析手法の確立

本計算では、3次元電磁熱流体シミュレーションを構築し、溶接トーチの移動を考慮したアークの解析を行った。Fig. 96 に、計算領域を示す。本計算では、溶接トーチの移動を模擬するため、X方向は30 mm（グリッド数152）、Y方向は100 mm（グリッド数502）、Z方向は15 mm（グリッド数77）の3次元直交座標系を構築した。本計算の境界条件は、溶接トーチとノズルの移動に対応させた。溶接トーチとノズルは、一定速度での移動を模擬している。このため、溶接トーチとノズルの移動に伴い領域を逐次設定をし、境界条件も逐次設定を行った。また、境界条件の移動に伴う物理量の引継ぎは、固体と気体に変化した格子点と周囲26点を体積による重み付け調和平均により引継ぎを行った。この引継ぎ手法により、周辺の相状態を考慮した物理量の引継ぎができると考えた。ただし、この引継ぎ手法は、1ループ目のみ有限体積法における空間分解能が1/27倍の精度となる。更に、溶接トーチとノズルの移動の連続性を保つために、タイムスリップは $3.75 \times 10^{-2}$  s、グリッド幅は $2.0 \times 10^{-4}$  mとした。なお、初期値は溶接トーチを固定し、かつ、陽極を300 Kとした、1.0 s経過した非定常計算とした。

図97に、境界条件の移動に伴う物理量の引継ぎ（圧力と流速）を示す。ここで、図中の上図は任意の時間における圧力分布と流速分布であり、図中の下図は任意の時間より1タイムスリップ（ $3.75 \times 10^{-2}$  s）経過した直後の圧力分布と流速分布（1タイムスリップ（ $3.75 \times 10^{-2}$  s）経過した時間の初期値に相当）である。また、圧力分布と流速分布は収束前の値であるため、物理的な意味はない。陰極（灰色の領域）は、時間経過に伴い、Y方向の正の方向に移動した。陰極とガスの左部境界における圧力分布と流速分布は、周囲の物理量と連続的な値が形成された。これは、固体と気体に変化した格子点と周囲26点を体積による重み付け調和平均を行ったためである。なお、陰極とガスの右部境界における流速分布は、陰極（灰色の領域）に表示された。これは、本計算手法においてベクトル成分はスタックカート格子に割当を行っているためである。本計算手法において、ベクトル成分とスカラー成分の離散化の係数は、各物理量で算

出を行っている。このため、数値解析は妥当であり、表示の問題ある。

これらの結果から、3次元電磁熱流体シミュレーションを構築し、溶接トーチの移動を考慮したアークの解析が行うことができると判断した。

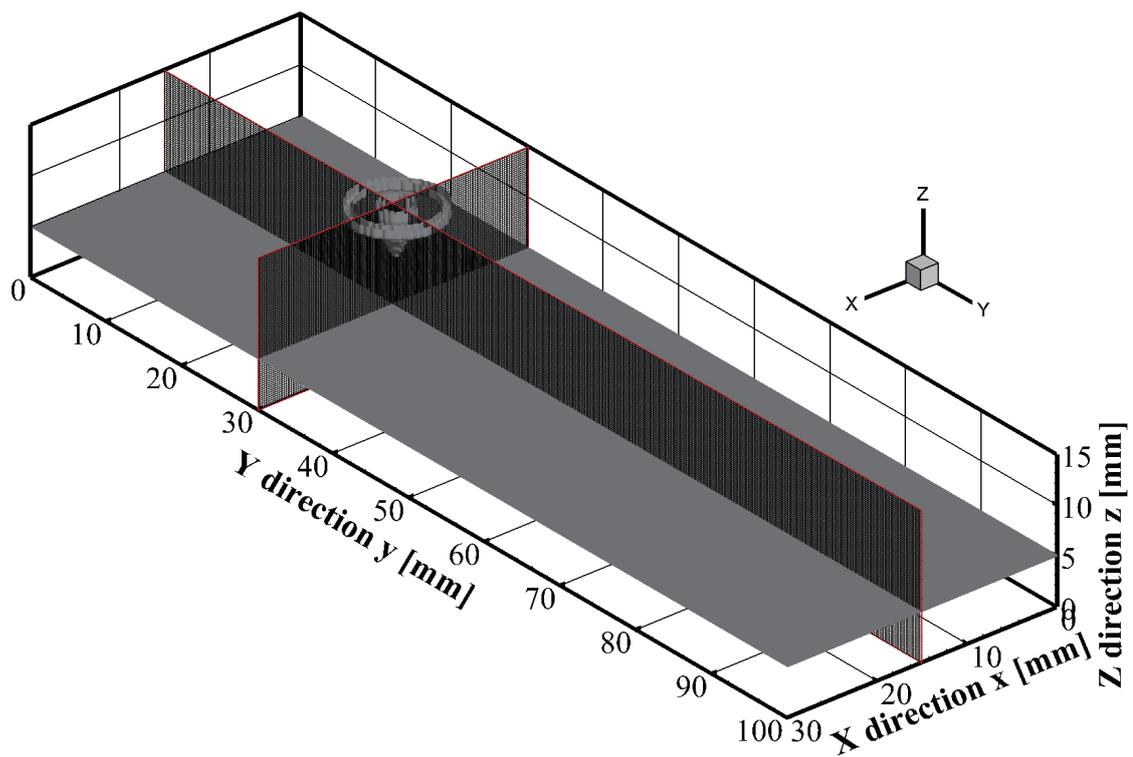


図 96 溶接トーチの移動を考慮した 3次元電磁熱流体解析の計算領域  
 Fig.96 Calculation area of 3D electromagnetic thermal fluid simulation with welding torch movement.

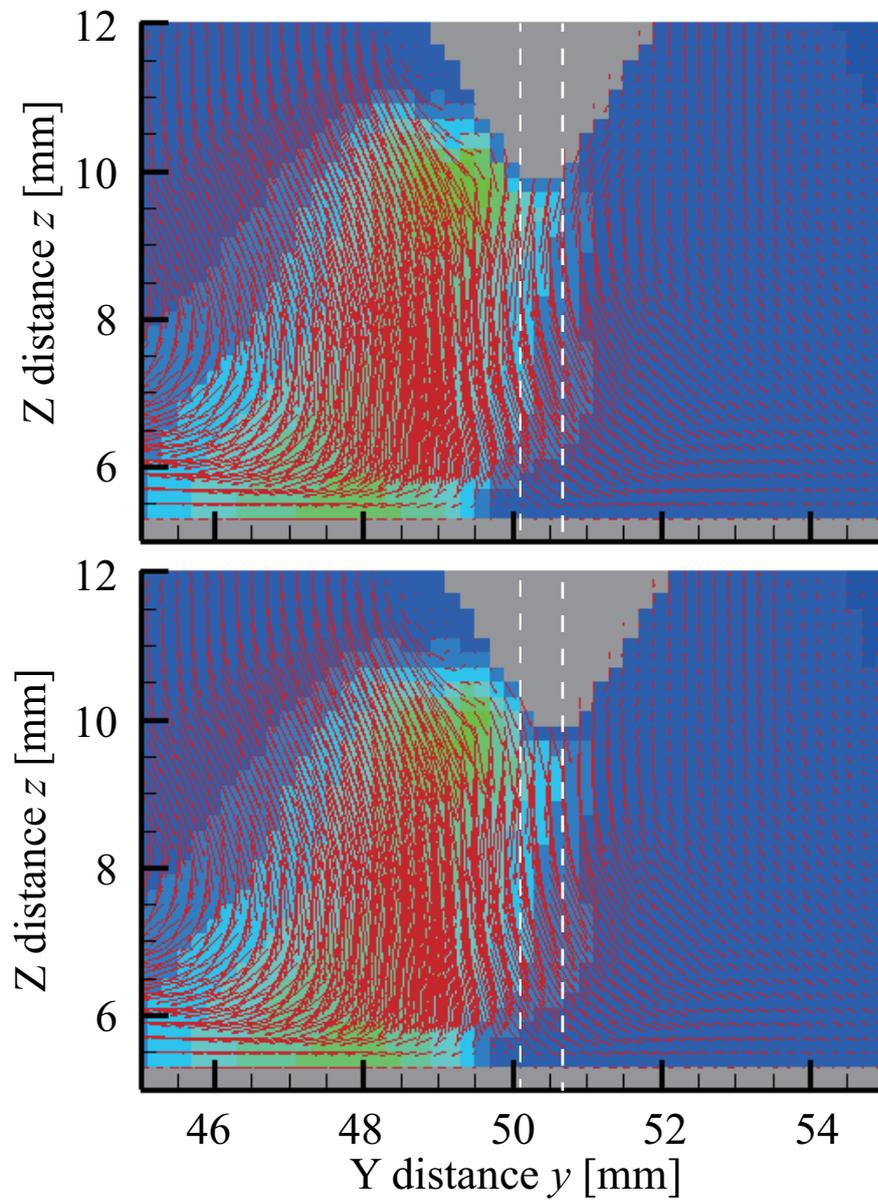


図 97 境界条件の移動に伴う物理量の引継ぎ（圧力と流速）  
 Fig.97 Inheritance of physical quantities  
 with movement of boundary conditions. (pressure and velocity)

## 6.2 溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布と流速分布の解析

本計算では、溶接速度 1, 5, 10 mm/s におけるトーチの移動を考慮したアークの解析を行った。図 98 に、溶接速度 1 mm/s におけるアークの温度分布と流速分布を示す。図 99 に、溶接速度 5 mm/s におけるアークの温度分布と流速分布を示す。図 100 に、溶接速度 10 mm/s におけるアークの温度分布と流速分布を示す。ここで、アーク温度の凡例は上部であり、0~5 mm の領域の陽極温度の凡例は下部である。また、陽極内部の黒線は、母材である SUS304 の融点 1750 K である。時間経過に伴い、溶接トーチの移動が再現することができた。溶接速度 5 mm/s の流速分布は、溶接速度 1, 10 mm/s の流速分布と比べて、進行方向に対して逆方向に生じる頻度が多かった。この進行方向に対して逆方向の流速により、温度分布は偏向した。このため、溶接速度 1~10 mm/s の範囲における流速は、溶接トーチの移動に伴う相対的な横風流速による影響は小さいことが示唆された。

これらの結果から、溶接トーチの移動に伴うアークの偏向の要因を明らかにするため、アークにかかる力の定量化を行った。図 101 に、溶接速度 1 mm/s におけるアークにかかる力を示す。図 102 に、溶接速度 5 mm/s におけるアークにかかる力を示す。ここで、単位が異なる電磁力と圧力の比較を行うため、1 C.V. (0.0008 mm<sup>3</sup>) 生じる力に換算した。また、アークの力に関する運動量保存式において「慣性力に対応する対流項や時間項」と「摩擦力に対応する拡散項」と「電磁力や圧力勾配による力、浮力に対応する生成項」がある。溶接形状においてアークの流速は陰極ジェットの様子が支配的であり、陰極近傍は電磁力と圧力勾配による力が大きいことため、2つの力を比較を行った。溶接速度 1, 5 mm/s におけるアークにかかる力は、共に電磁力の方が大きかった。このため、溶接トーチの移動に伴う、自己磁界とアークの電流密度による電磁力が流速分布の形成要因であることが示唆された。溶接速度 1 mm/s におけるアークにかかる電磁力は、陰極直下で進行方向と同方向の力が生じた。これは、陰極の 10<sup>8</sup> オーダの高い電流密度が進行方向に進み、アークの温度が追従できず、非対称な自己磁界と電流密度が形成されるためである。溶接速度 1 mm/s の場合においては、陰極の高電流密度から生じる磁界とアークの電流密度により進行方向と同方向の電磁力になった。

これに対して、溶接速度 5 mm/s におけるアークにかかる電磁力は、陰極近傍や陽極近傍で進行方向と逆方向の力が生じた。更に、溶接速度 5 mm/s におけるアークにかかる Z 方向の電磁力は、陰極近傍で下方向の力が生じた。これは、陽極近傍において金属蒸気が発生した箇所では陽極点の電流密度が増加するためである。陽極点の電流密度の増加に対して、アークの電流密度は溶接トーチの移動に伴い、進行する。このため、金属蒸気が発生した箇所の陽極点から

生じる自己磁界とアークの電流密度により進行方向と逆方向の力が生じた。更に、陽極近傍の電磁力によりアークが偏向する。アークの偏向に伴いアークの電流密度は水平方向に傾き、陰極の電流密度から生じる自己磁界とアークの水平方向の電流密度より陰極近傍で下方向の力が生じた。これらの条件が整った場合は、溶接トーチの移動速度に寄らず、アークが偏向する可能性がある。

これらの結果から、溶接トーチの移動に伴うアークの温度分布と流速分布を定量化が行え、溶接トーチの移動速度が及ぼすアークの熱輸送の知見が得られた。

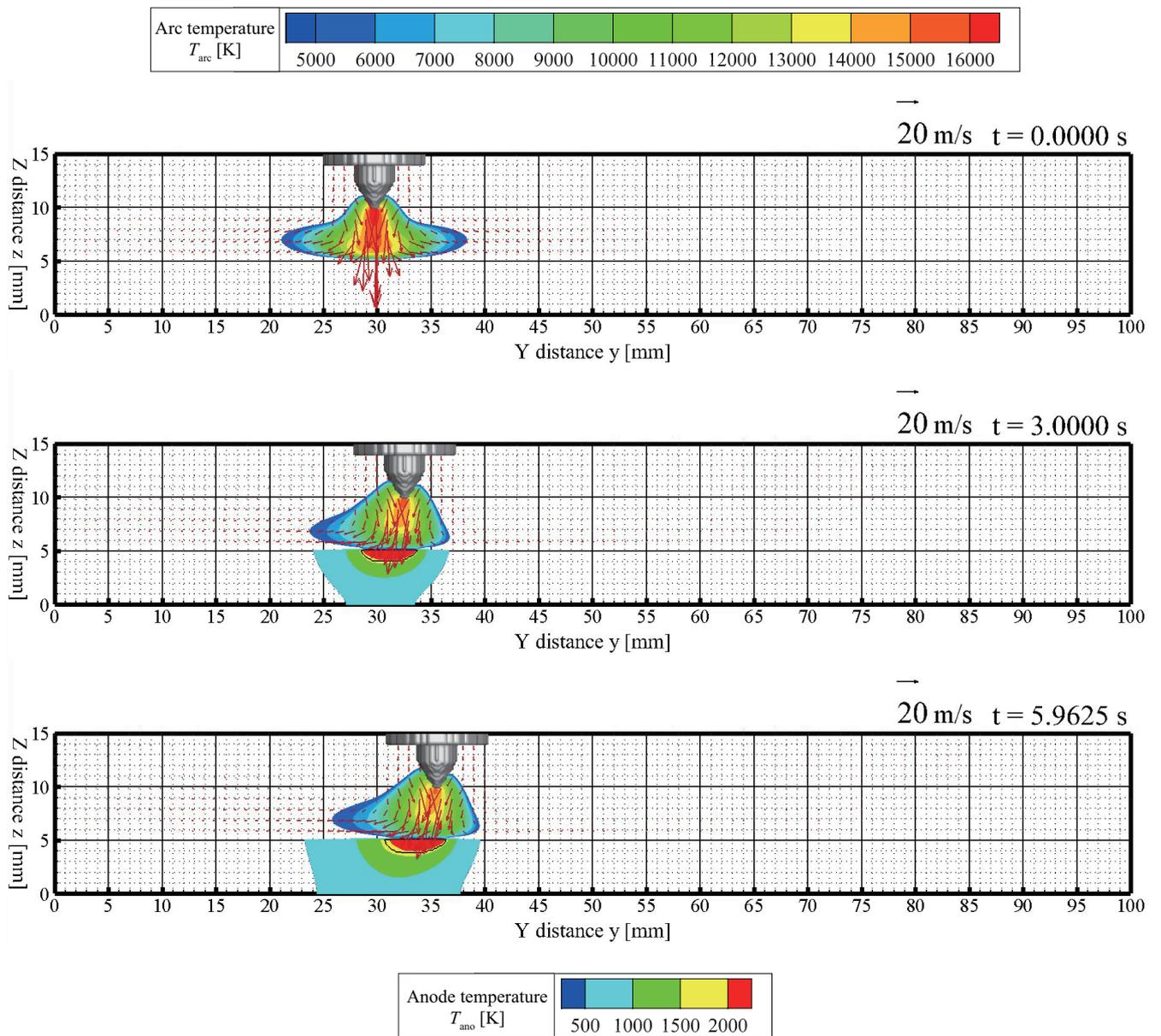


図 98 溶接速度 1 mm/s におけるアークの温度分布と流速分布  
 Fig.98 Temperature and velocity distribution at 1 mm/s welding speed.

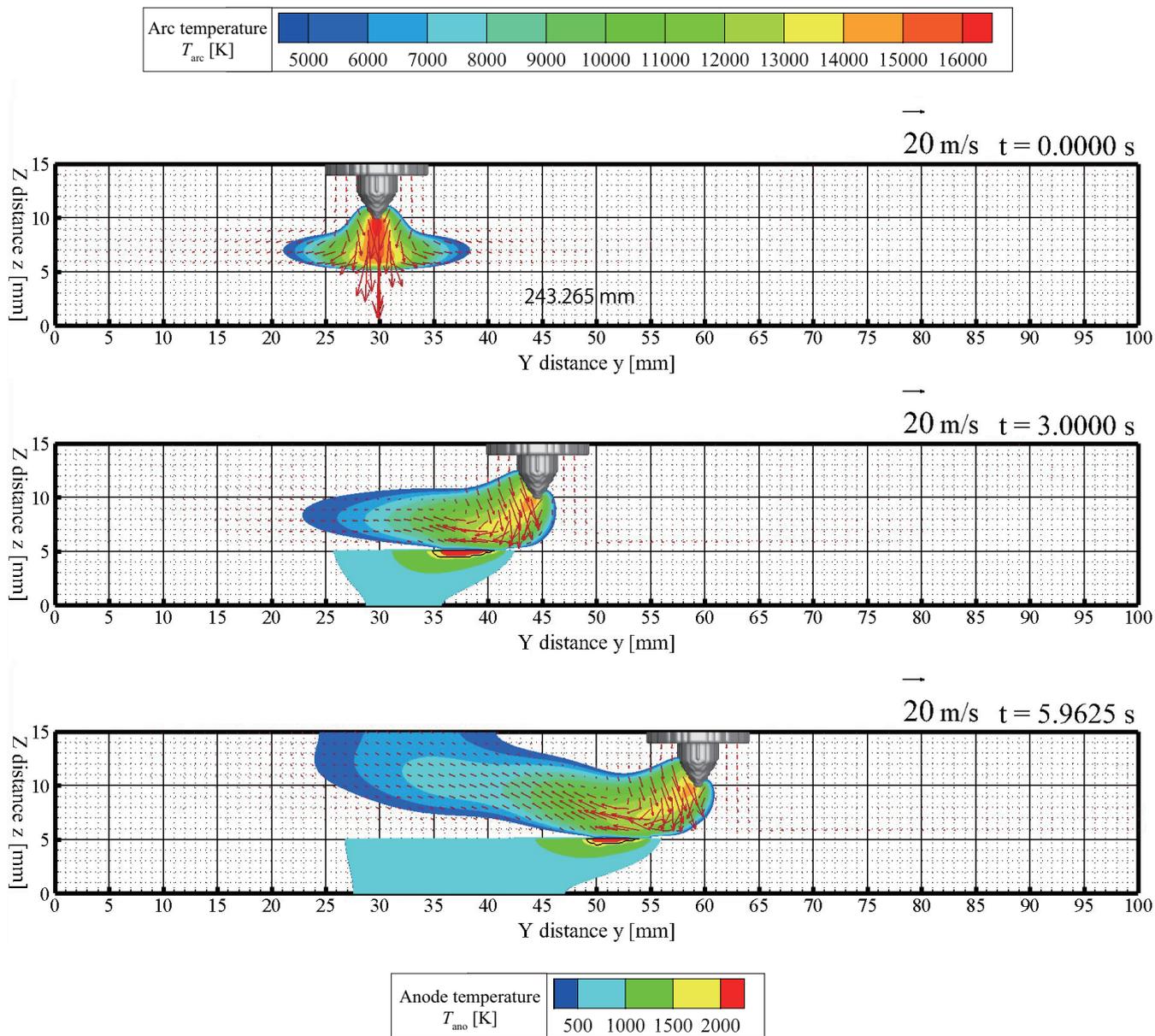


図 99 溶接速度 5 mm/s におけるアークの温度分布と流速分布  
 Fig.99 Temperature and velocity distribution at 5 mm/s welding speed.

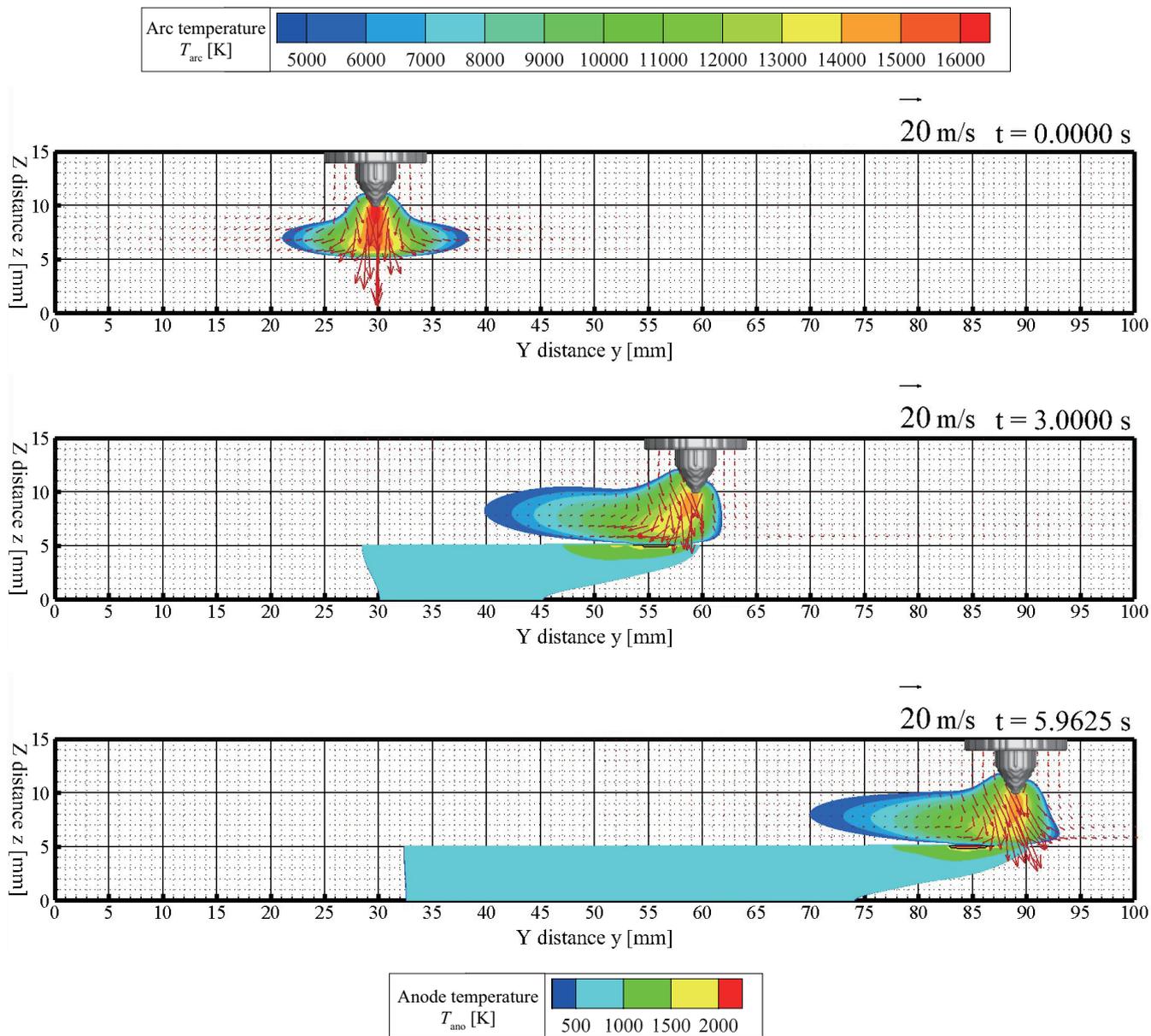
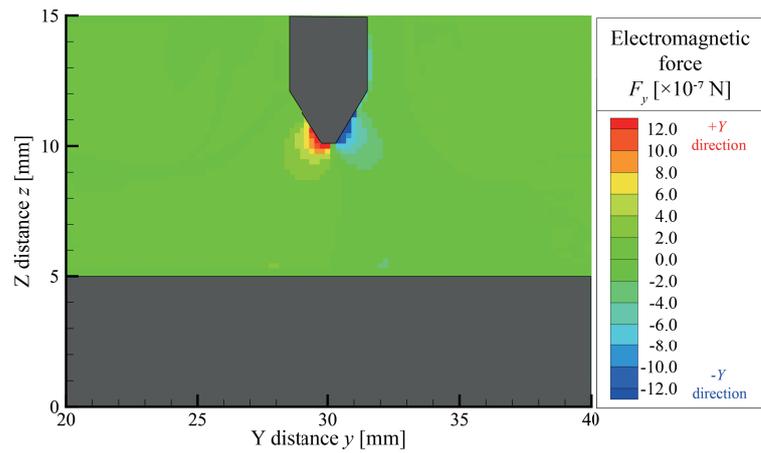
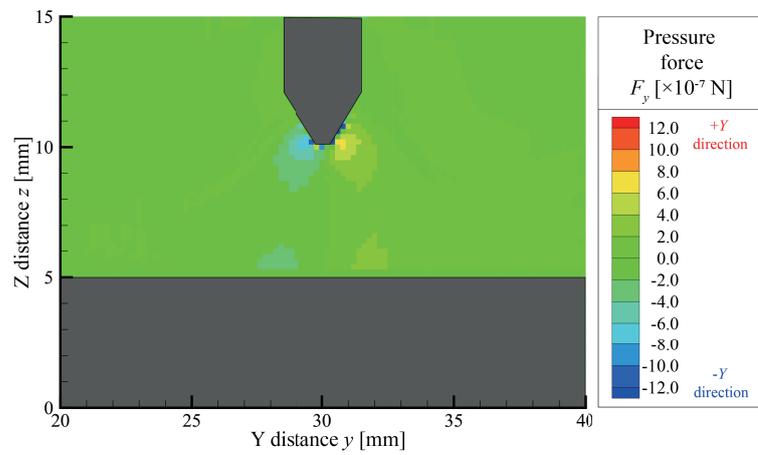


図 100 溶接速度 10 mm/s におけるアークの温度分布と流速分布  
 Fig.100 Temperature and velocity distribution at 10 mm/s welding speed.

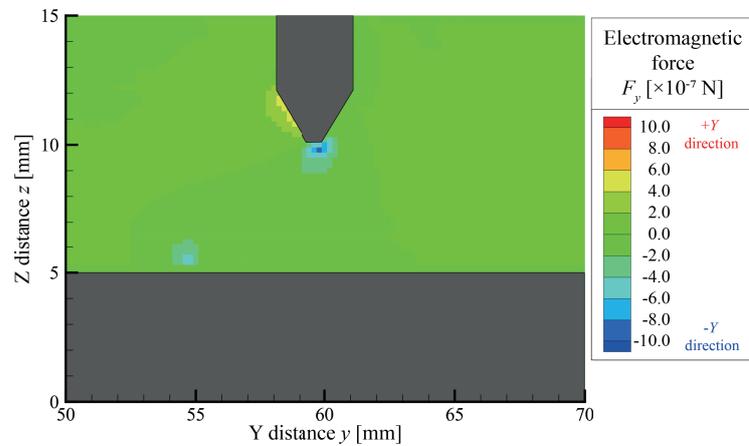


(a) Electromagnetic force in Y direction

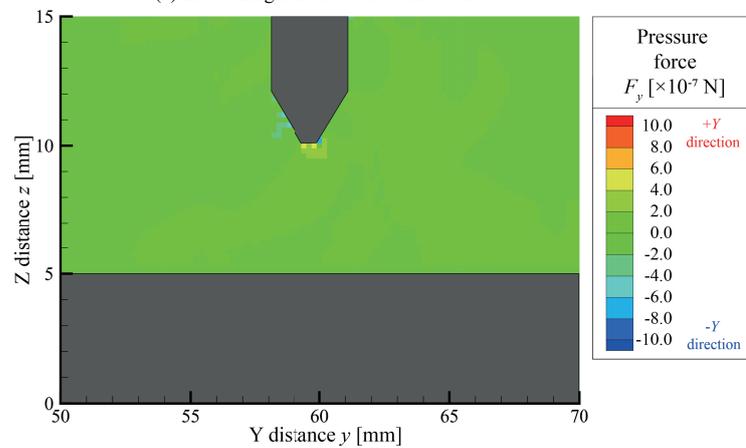


(b) Force caused by pressure in Y direction

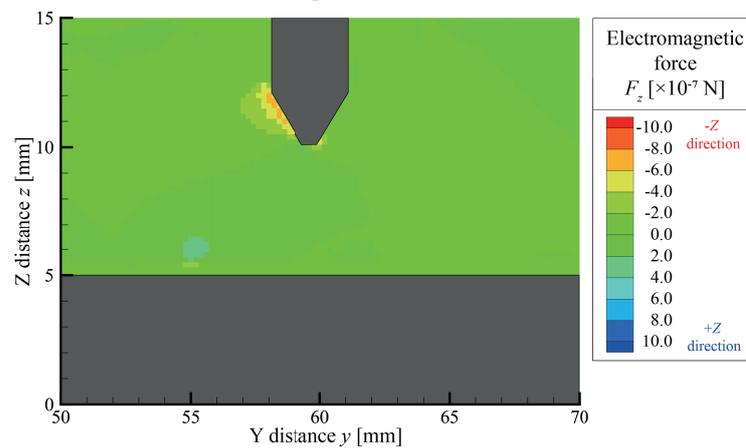
図 101 溶接速度 1 mm/s におけるアークにかかる力 ((a) : Y 方向の電磁力, (b) : 圧力)  
 Fig.101 Force on arc at 1 mm/s welding speed.



(a) Electromagnetic force in Y direction



(b) Force caused by pressure in Y direction



(c) Electromagnetic force in Z direction

図 102 溶接速度 5 mm/s におけるアークにかかる力 ((a) : Y 方向の電磁力, (b) : 圧力, (c) : Z 方向の電磁力)

Fig.102 Force on arc at 5 mm/s welding speed.

### 6.3 溶接速度が及ぼす母材への入熱量

図 103 に、溶接速度 1 mm/s における母材の温度分布を示す。図 104 に、溶接速度 5 mm/s における母材の温度分布を示す。図 105 に、溶接速度 10 mm/s における母材の温度分布を示す。母材の 500 K 以上の領域は、溶接トーチの移動速度の増加に伴い、増加した。また、母材の溶融温度である 1750 K 以上の領域は、溶接トーチの移動速度の増加に伴い、増加した。更に、溶接速度 5 mm/s における母材の温度分布は、不均一な温度分布が形状された。また、溶接速度 10 mm/s における母材の温度分布は、より不均一な温度分布が形状され、不連続な溶融池（ハンピング）が生じた。

これらの解析結果と自動溶接装置を用いた同様な溶接条件におけるビード幅の比較を行った。図 106 に、溶融池の実験と計算の比較を示す。ここで、横軸は溶接速度であり、縦軸はビード幅である。また、橙色プロットが実験によるビード幅であり、青色プロットが計算によるビード幅である。ビード幅は、溶接速度の増加に伴い、減少した。溶接速度 1 mm/s の条件において、実験と計算のオーダは一致しなかった。これは、本章の解析において溶融池の対流の解析を行っていないためである。溶融池の対流を考慮した解析において溶融池の時間スケールはアークの時間スケールより 1/10 s 程度であることが示唆されている。また、溶融池の対流より生じる熱輸送も大きく、溶接速度 1 mm/s の条件においては溶融体積が大きいことから溶融池の対流を考慮することにより、精度が上がることを予測できる。これに対して、溶接速度 5, 10 mm/s の条件において、実験と計算のオーダはほぼ一致した。これは、本解析においてアークと陽極の熱伝達の算出する際に母材の溶融潜熱の考慮をしたためである。これにより、母材の相変化に伴う熱拡散の減少を考慮することができ、より精度の高い解析が行えた。これらの結果から、精度の高い溶接速度が及ぼす母材への入熱量の解析が可能となり、TIG 溶接のデジタルツインの実現に大きく貢献した。

更に、不均一なビードが形成される要因を明らかにするためにアークから母材への熱流束の算出を行った。図 107 に、溶接速度 1 mm/s におけるアークから母材への熱流束を示す。図 108 に、溶接速度 5 mm/s におけるアークから母材への熱流束を示す。本解析においてアークと陽極間のエネルギー授受は、熱伝達と電子凝縮熱、放射損失によるものである。ここで、熱流束は陽極の加熱の要因である熱伝達と電子凝縮熱を示し、図中黒線は母材の溶融温度 1750 K の位置である。均一なビードが形成される溶接速度 1 mm/s における熱伝達と電子凝縮熱は、共に、母材の溶融箇所でも最も大きかった。このため、連続的なビードが形成された。これに対して、不均一なビードが形成される溶接速度 5 mm/s における熱伝達と電子凝縮熱は、母材の溶融箇所の外周部でも最も大きかった。これは、溶接トーチの移動速度に伴いアークの高温部が移

動するためである。更に、不均一なビードが形成される要因を明らかにするために母材内部の熱拡散を算出した。図 109 に、溶接速度 5 mm/s における母材内部の熱拡散を示す。溶接速度 5 mm/s における母材内部の熱拡散は、不均一な分布になった。これは、母材の溶融潜熱に伴い熱拡散が減少するためである。また、アークが溶融箇所より先行しているため、溶融箇所より先行した位置に高い熱拡散が生じる。したがって、熱流束が溶融箇所より先行することと母材内部の熱拡散が不均一になることにより、不均一なビード（ハンピング）は生じることが示唆された。

図 110 に、溶接トーチの移動速度が及ぼす入熱のエネルギーバランスを示す。ここで、横軸は溶接速度であり、縦軸は入力エネルギーである。入力エネルギー [W] は、溶接速度の増加に伴い、増加した。これは、溶接速度の増加に伴いアークが先行し、低温の母材と接する箇所が増加するためである。アークの温度と母材の温度の差が増加する場合は、熱伝達が増加するためです。しかし、ビード幅は、溶接速度の増加に伴い、減少する。このため、入力エネルギー [W] は溶接速度の増加に伴い増加するものの、溶接効率の指標となる溶融体積は減少する。これは、溶融体積を得るためには、高温が同じ位置で停滞し、母材材料を溶融される熱量 [J] が必要であるためである。

これらの結果から、溶接速度が及ぼす母材への入熱量や不均一なビード（ハンピング）の要因が示唆され、溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析ができた。

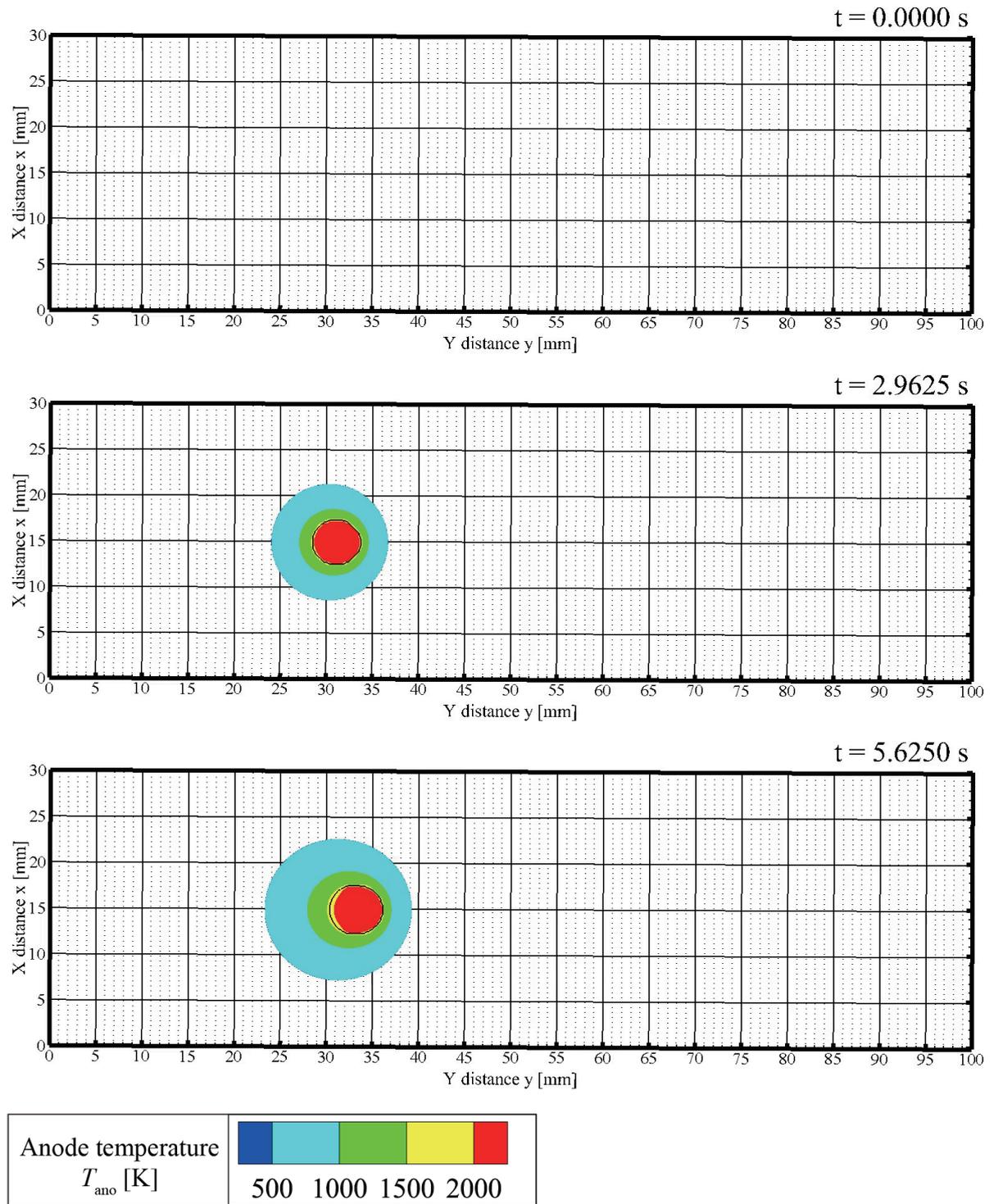


図 103 溶接速度 1 mm/s における母材の温度分布  
 Fig.103 Temperature distribution of base material at 1 mm/s welding speed.

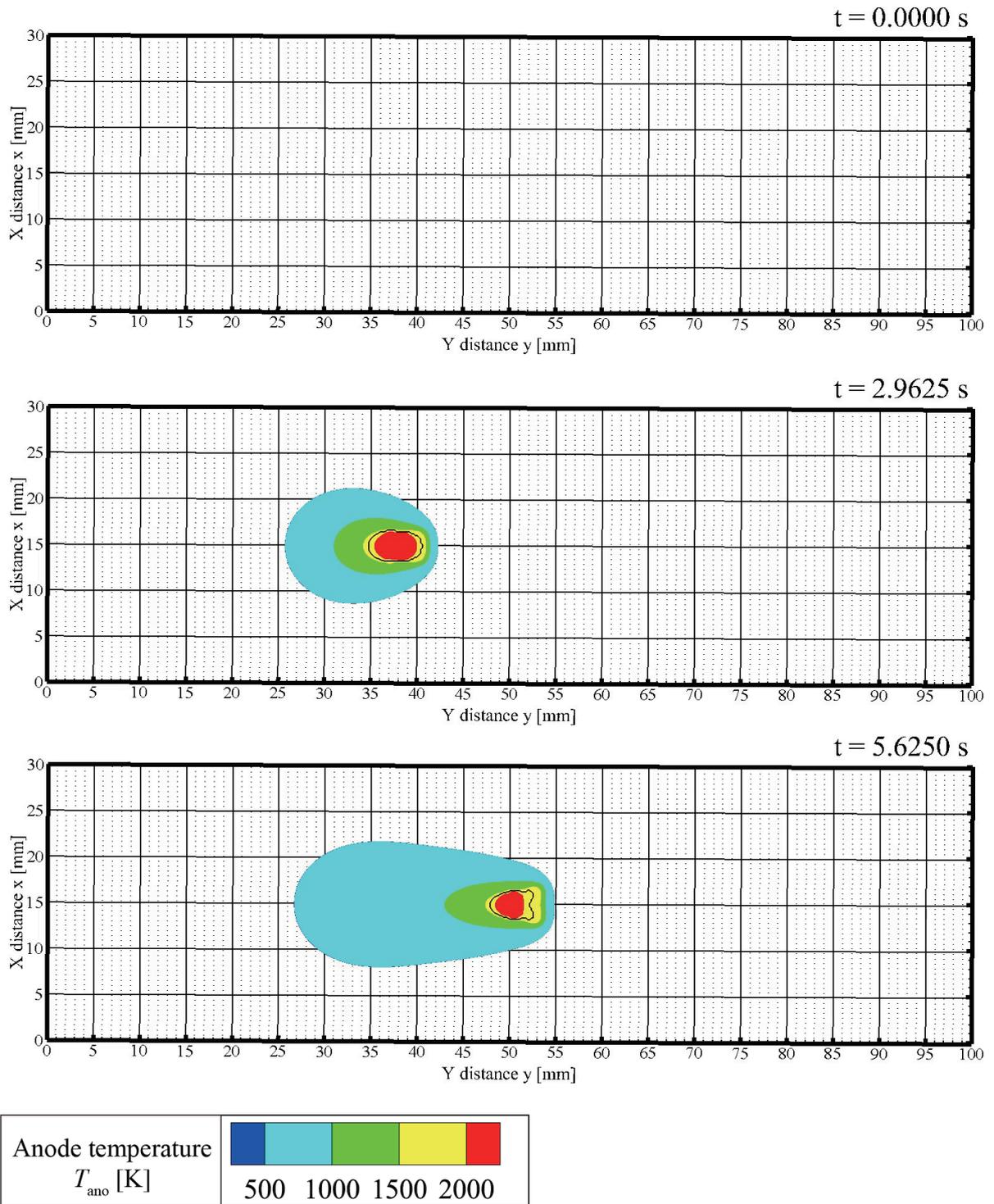


図 104 溶接速度 5 mm/s における母材の温度分布  
 Fig.104 Temperature distribution of base material at 5 mm/s welding speed.

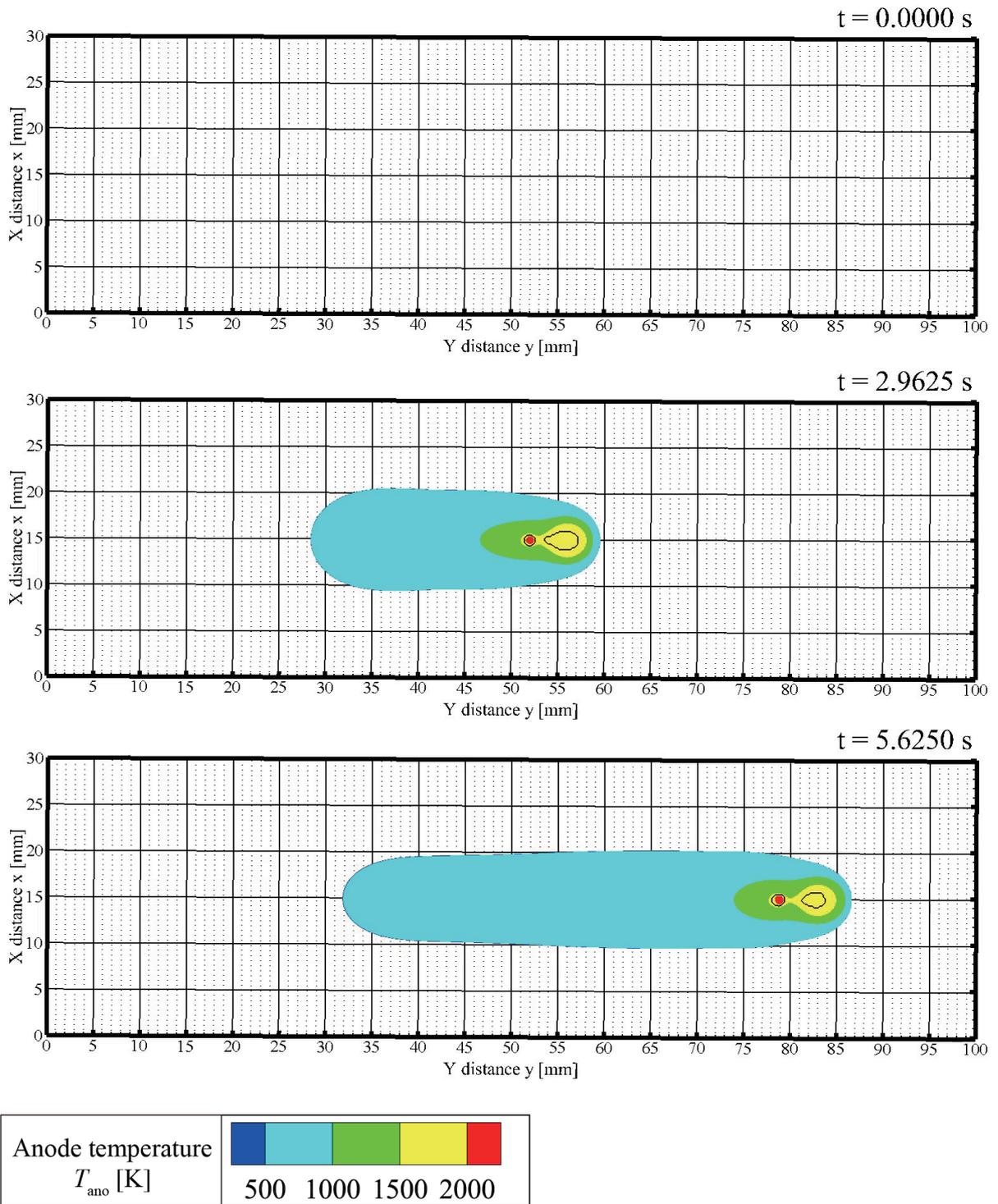


図 105 溶接速度 10 mm/s における母材の温度分布  
 Fig.105 Temperature distribution of base material at 10 mm/s welding speed.

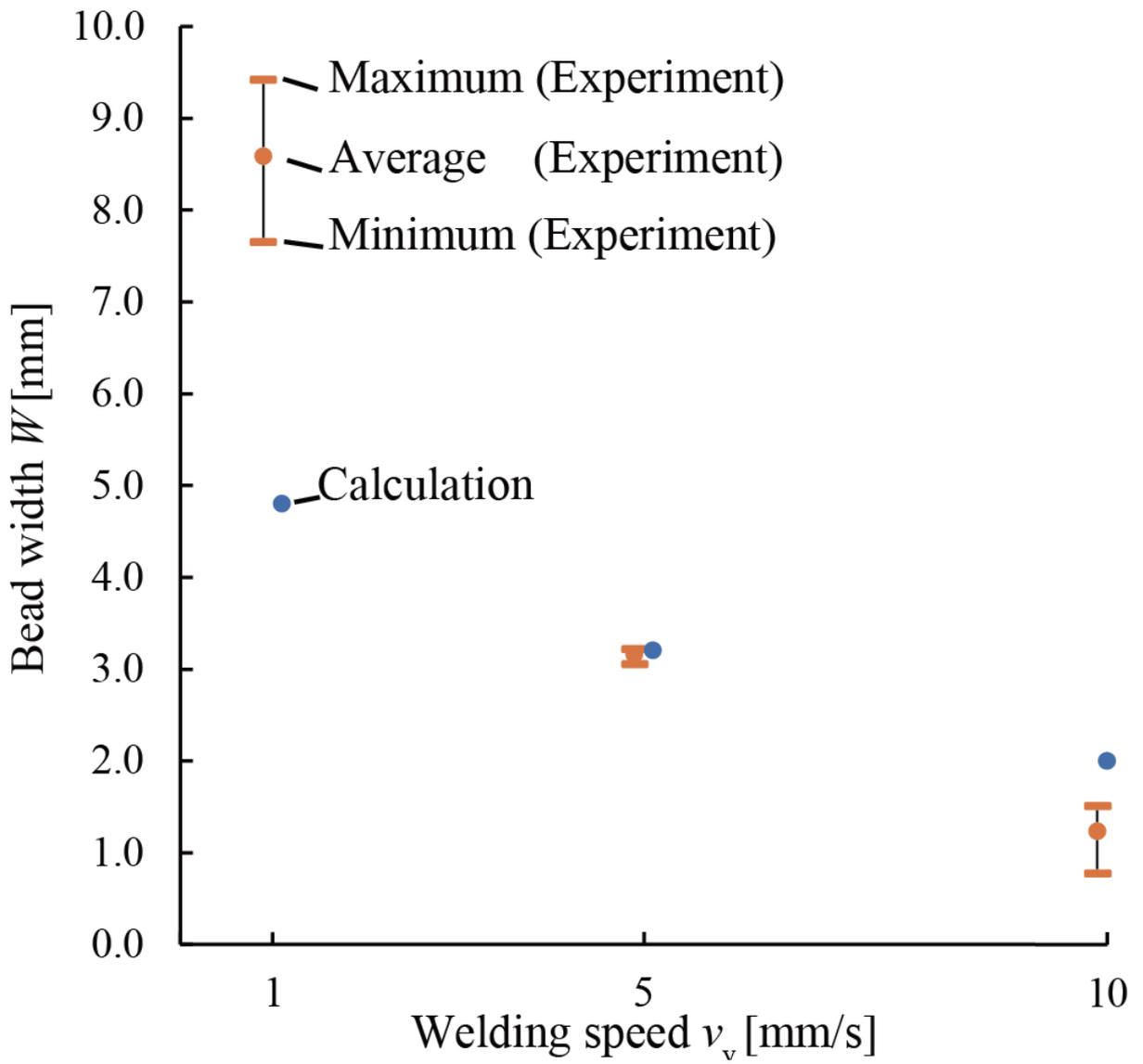
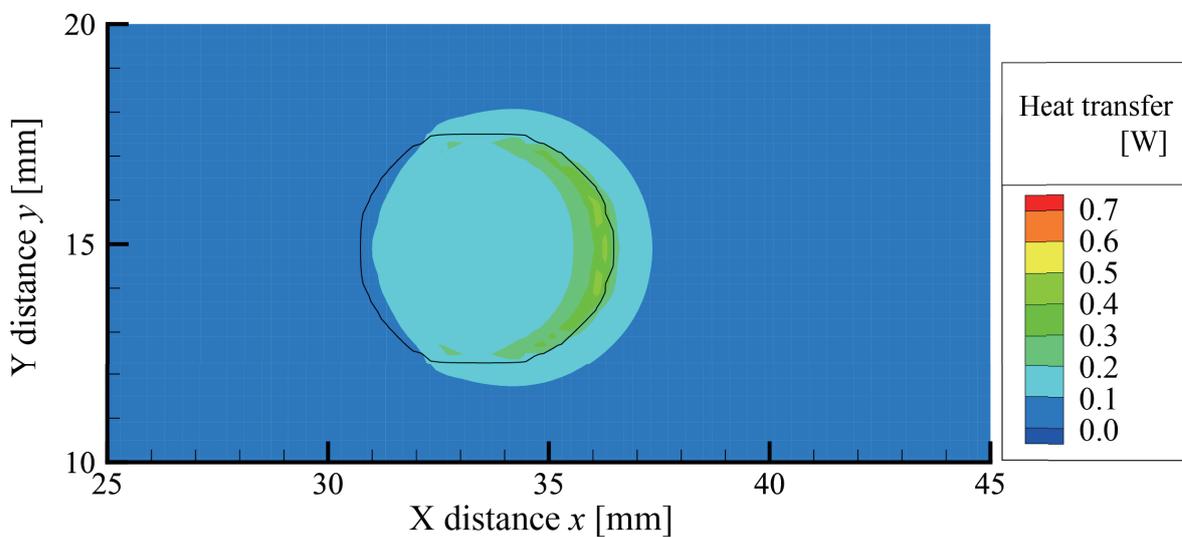
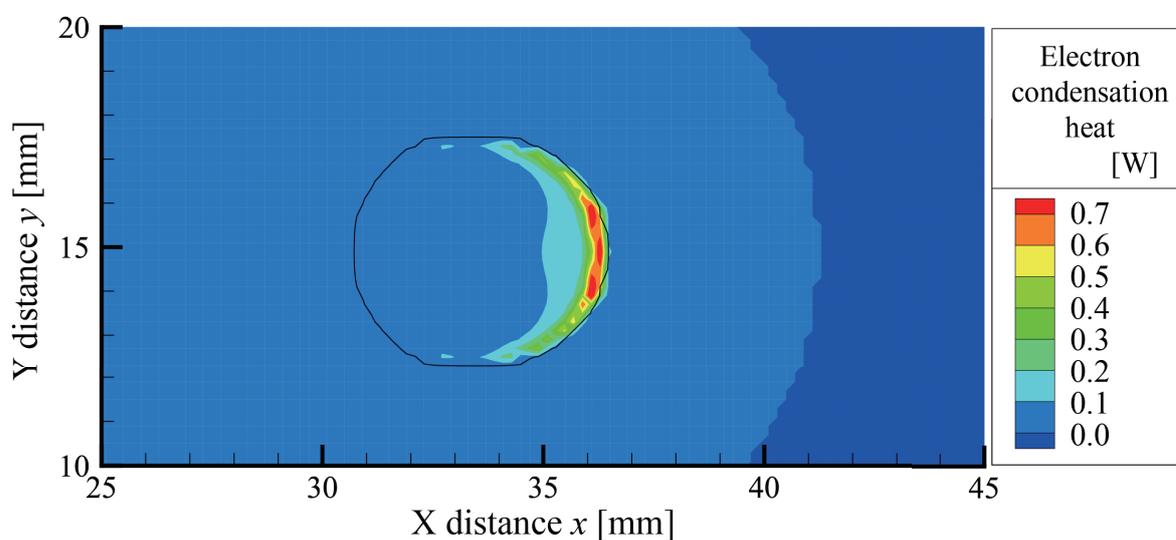


図 106 溶融池比較

Fig.106 Comparison of experimental and numerical analysis of melt width.

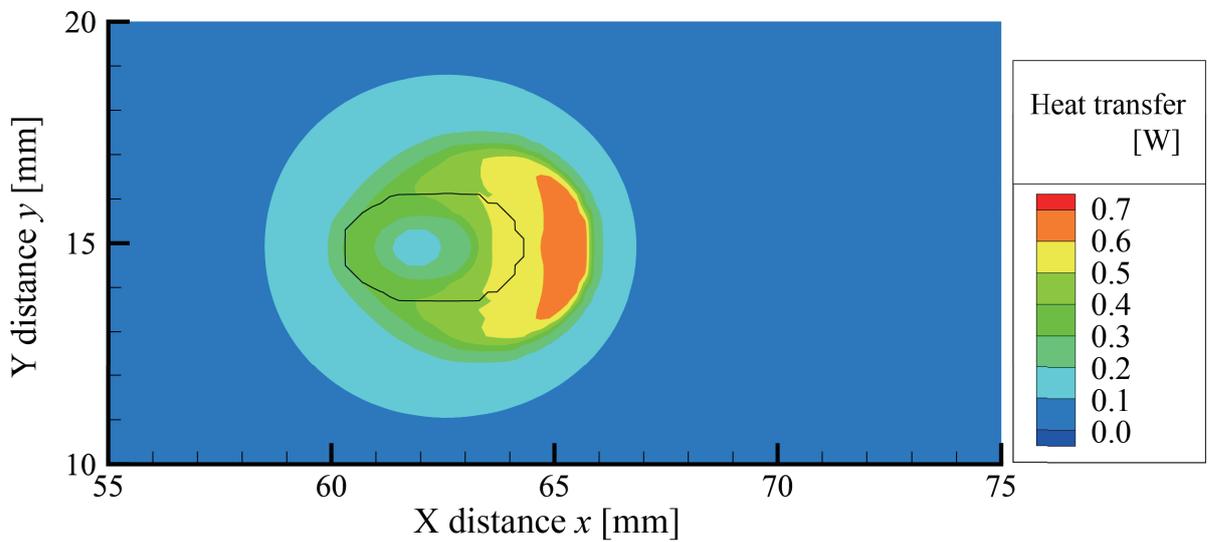


(a) Heat flux of heat transfer

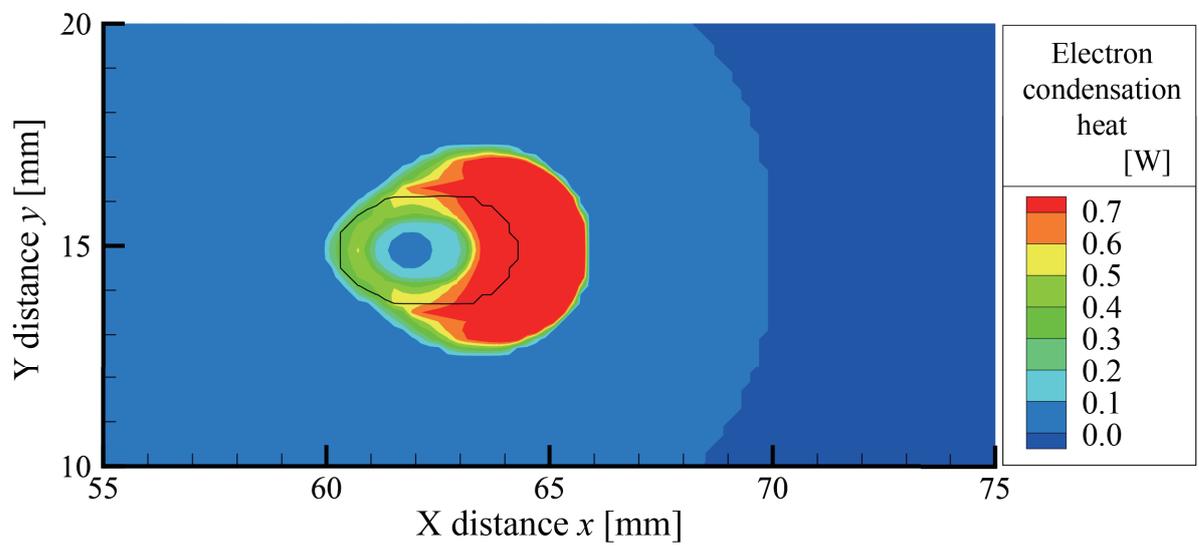


(b) Heat flux of electron condensation heat

図 107 溶接速度 1 mm/s におけるアークから母材への熱流束  
 Fig.107 Heat flux from arc to base metal at 1 mm/s welding speed.



(a) Heat flux of heat transfer



(b) Heat flux of electron condensation heat

図 108 溶接速度 5 mm/s におけるアークから母材への熱流束  
 Fig.108 Heat flux from arc to base metal at 1 mm/s welding speed.

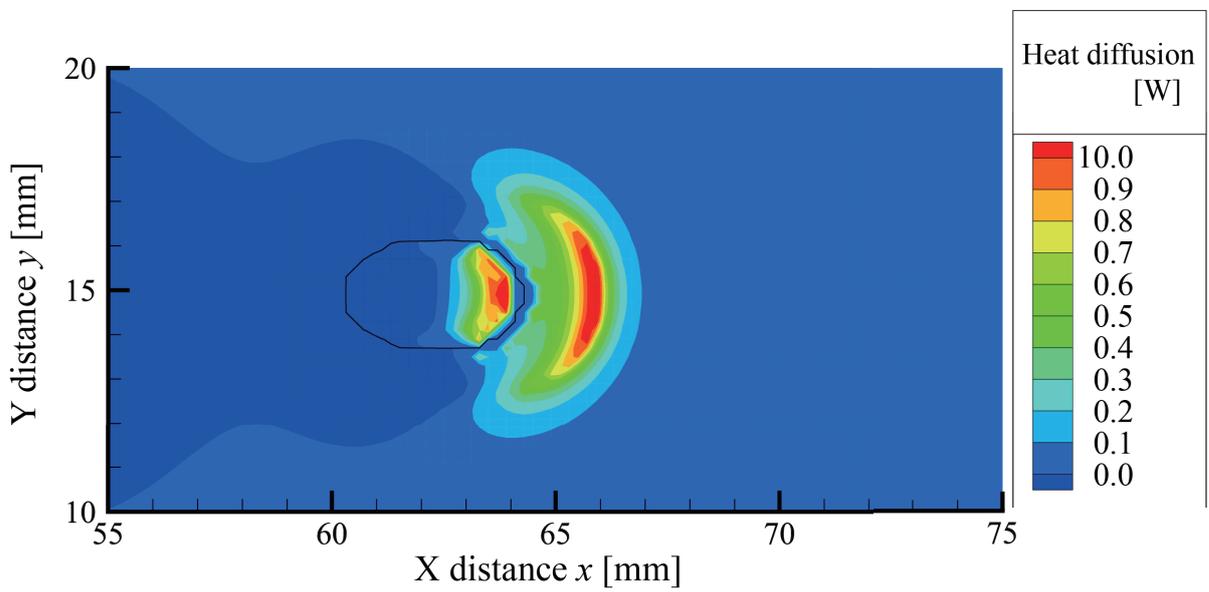


図 109 溶接速度 5 mm/s における母材内部の熱拡散  
 Fig.109 Thermal diffusion inside base metal at 1 mm/s welding speed.

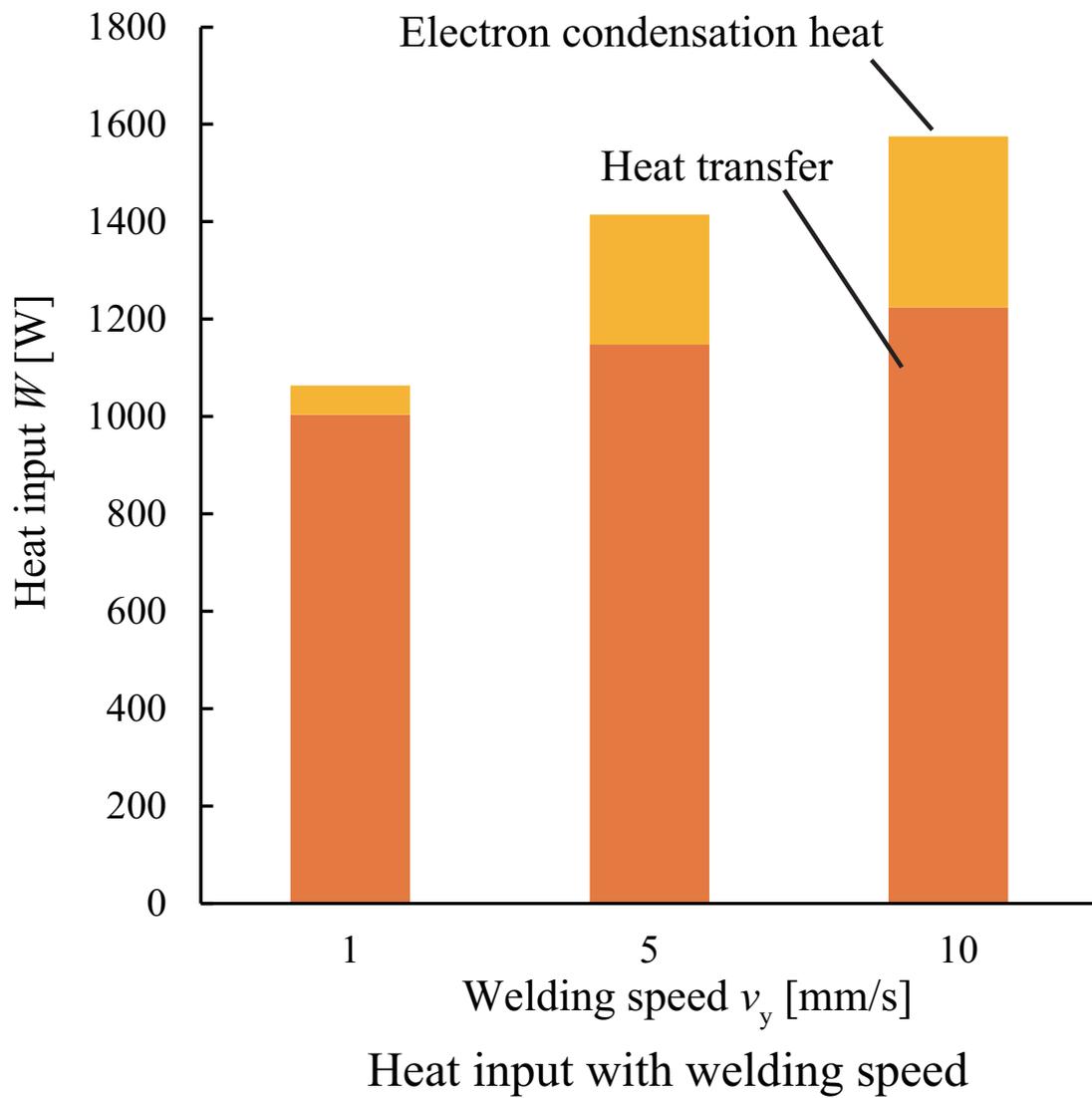


図 110 溶接トーチの移動速度が及ぼす入熱のエネルギーバランス  
 Fig.110 Heat flux from arc to base metal at 1 mm/s welding speed.



## 第7章 高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案

計算では、磁界印加と溶接トーチの移動を考慮したアークの解析を行った。溶接速度は 0.001, 0.005, 0.010 m/s, 外部磁界は最大 2 mT で周波数 5 Hz の sin 波を模擬した。これは、磁界印加によりアークを左右に揺らすことにより、陽極直上におけるアークの高温領域を増加させることができると考えたためである。また、熟練技能者が 1 秒間に 1~5 回程度アークを左右に移動させるため周波数 5 Hz とした。図 111 に、溶接速度 0,001 m/s かつ磁界印加時の温度分布を示す。ここで、アークの等温面は 12000 K である。0.0000 s における温度分布は、溶接トーチの中心位置が  $y = 30$  mm で固定し、かつ、陽極を 300 K とした、1.0 s 経過した非定常計算の結果である。このため、左右非対称な温度分布が形成された。また、陽極を 300 K としているため、母材の溶融や金属蒸気は発生しなかった。このため、0.0000 s における陰極近傍に生じる最高温度は、17000 K 程度であった。これに対して、3.0000 s と 6.0000 s における最高温度は、15000 K 程度であった。また、3.0000 s と 6.0000 s における 12000 K 以上の温度領域は、0.0000 s における温度分布と比べて、減少した。これは母材の溶融により金属蒸気の発生し、導電率が増加したためである。更に、アークの温度分布は、時間経過に伴い X 方向に揺れた。これは、外部磁界により X 方向の流速が形成されるためである。

次に、図 112 に、溶接速度 0.010 m/s の温度分布を示す。ここで、アークの等温面は 12000 K である。0.0000 s における温度分布は、溶接速度 0,001 m/s かつ磁界印加時の 0.0000 s における温度分布を同じ物理量を初期値としている。このため、左右非対称な温度分布が形成された。また、陽極を 300 K としているため、母材の溶融や金属蒸気は発生しなかった。これに対して、3.0000 s と 6.0000 s における最高温度は、15000 K 程度であった。また、溶接速度 0,010 m/s の条件は、進行方向に対して逆方向に偏向している。これは、アークの温度が、溶接トーチの移動に追従していないためである。また、ある地点におけるアークの滞在時間は、溶接トーチの速度の増加に伴い、減少する。このため、溶接トーチの速度の増加に伴い母材の溶融体積と金属蒸気量が減少する。

さらに、図 113 に、溶接速度 0,010 m/s かつ磁界印加時における温度分布を示す。ここで、アークの等温面は 12000 K である。0.0000 s における温度分布は、溶接速度 0,001 m/s かつ磁界

印加時の 0.0000 s における温度分布を同じ物理量を初期値としている。このため、左右非対称な温度分布が形成された。また、陽極を 300 K としているため、母材の溶融や金属蒸気は発生しなかった。溶接速度 0,010 m/s かつ磁界印加時においても 3.0000 s と 6.0000 s における最高温度は、15000 K 程度であった。全ての条件において、最高温度の差はほとんどなかった。これに対して、12000 K の等温面は、溶接速度 0,001 m/s かつ磁界印加時において、最も小さい。これは、溶接速度 0,001 m/s かつ磁界印加時において、アークの移動速度が遅く、入熱量が最も大きいためである。また、溶接速度 0,010 m/s かつ磁界印加時のにおいても、アークの温度分布は時間経過に伴い X 方向に揺れた。これは、外部磁界により X 方向の流速が形成されるためである。溶接速度 0,010 m/s かつ磁界印加時の温度分布は進行方向に対して逆方向の偏向は、溶接速度 0,001 m/s の温度分布の進行方向に対して逆方向の偏向よりも、小さい。これらの結果から、外部磁界印加により、アークの偏向が抑制できることが示唆された。また、図 114 に、外部磁界印加時の溶接速度 10 mm/s における母材の温度分布を示す。ここで、時間は 6 章の母材の温度分布の図と対応させた。外部磁界印加時の溶接速度 10 mm/s における母材の温度分布は、外部磁界印加をしていない条件と比べて、均一な溶融池が形成された。これにより、外部磁界印加により溶融体積を増加させることができ、時間に対する溶接効率を増加させることができる。

次に、図 115 に、溶接トーチの移動時の 12,000 K の温度体積を示す。ここで、横軸は溶接速度であり、縦軸は 12000 K 以上の温度体積である。外部磁界なしの条件において、0.005 m/s の 12000 K 以上の温度体積が最も大きかった。これは、0.005 m/s における高温の陰極近傍の移動範囲が、0.001 m/s における高温の陰極近傍の移動範囲より、大きいためである。また、0.005 m/s における母材への入熱量が、0.010 m/s における母材への入熱量より、大きい。これにより、金属蒸気の発生に伴う陽極点の膠着が生じる。高温の陰極点の移動と陽極点の膠着により、12000 K 以上の温度体積が増加した。これに対して、0.010 m/s における高温の陰極近傍の移動範囲は、0.005 m/s における高温の陰極近傍の移動範囲よりも、大きい。しかし、0.010 m/s における母材への入熱量は小さいため、金属蒸気の発生に伴う陽極点の膠着がほとんど生じなかった。これにより、0.010 m/s における 12000 K 以上の温度体積は、0.005 m/s の 12000 K 以上の温度体積よりも、小さかった。また、外部磁界ありの条件においても 12000 K 以上の温度体積は、外部磁界なしの条件と同様な傾向であった。外部磁界ありの条件における 12000 K 以上の温度体積は、外部磁界なしの条件における 12000 K 以上の温度体積より、小さかった。これは、磁界印加によりアークが揺れることより外周部の低温領域に晒されたことが示唆される。外周部の低温領域に晒されたことにより熱ピンチが発生し、外部磁界ありの条件における 12000 K 以上の温度体積は減少した。

さらに、図 116 に、溶接トーチの移動時の溶融池体積を示す。ここで、横軸は溶接速度であり、縦軸は SUS304 の融点 1750 K 以上の温度体積である。外部磁界なしの条件において、0.001 m/s の溶融体積が最も大きかった。また、外部磁界ありの条件における溶融体積は、外部磁界なしの条件における溶融体積より、大きかった。これは、磁界印加によりアークが揺れることにより外周部の低温領域に晒され、このため、温度体積が減少し、電流密度が増加した。電流密度の増加に伴い、アーク中心部の温度や電子凝縮熱による入熱量が増加した。このため、磁界印加により母材への入熱が増加する温度分布が形成され、溶融体積が増加したと考えられる。

以上より、溶接トーチの移動時の温度分布の解析が可能となり、磁界印加により溶融体積が増加するということが示唆された。

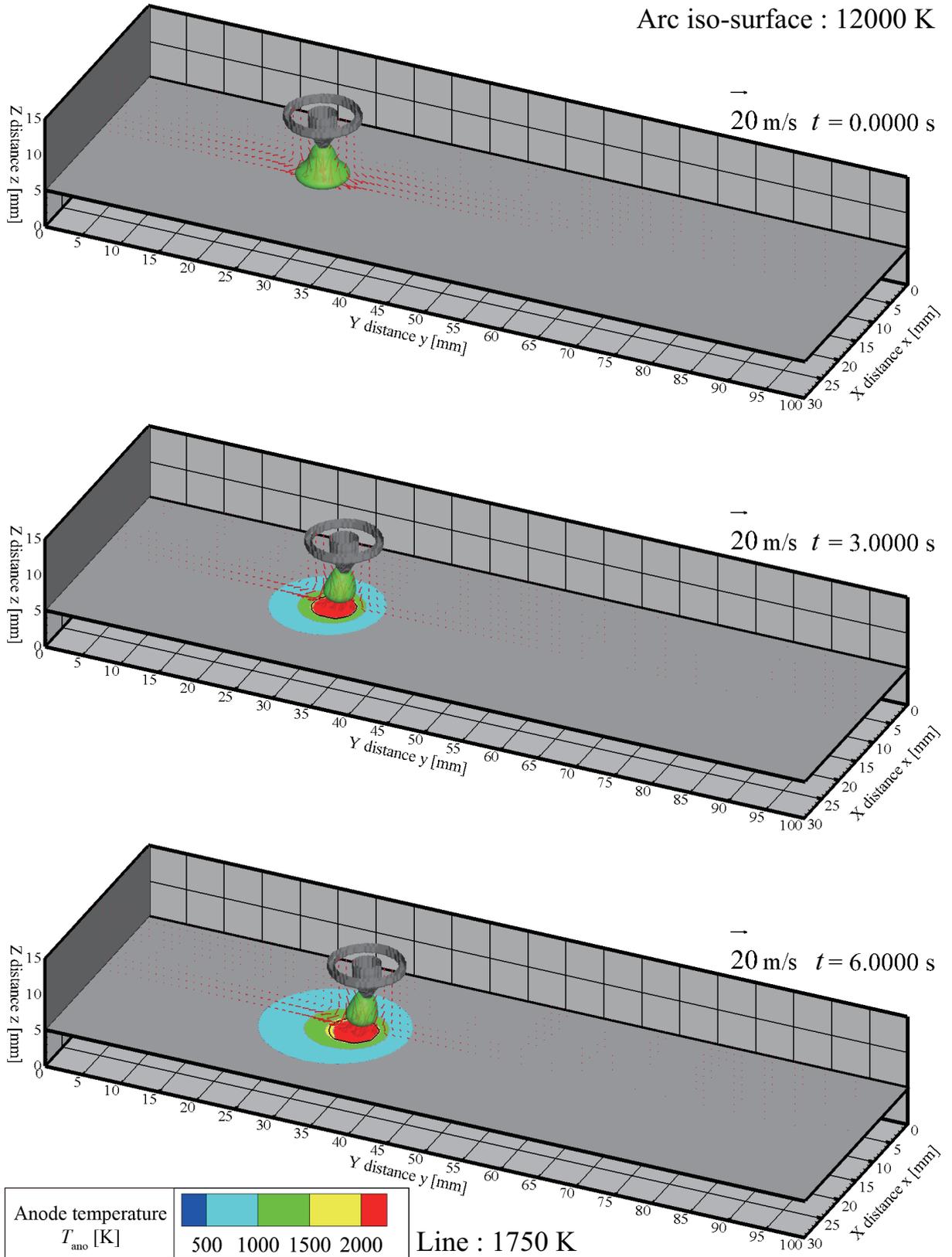


図 111 溶接速度 0,001 m/s かつ磁界印加時の温度分布 ( $v_y = 0.001$  m/s, w/ external magnetic field )

Fig.111 Temperature distribution with welding torch movement. ( $v_y = 0.001$  m/s, w/ external magnetic field )

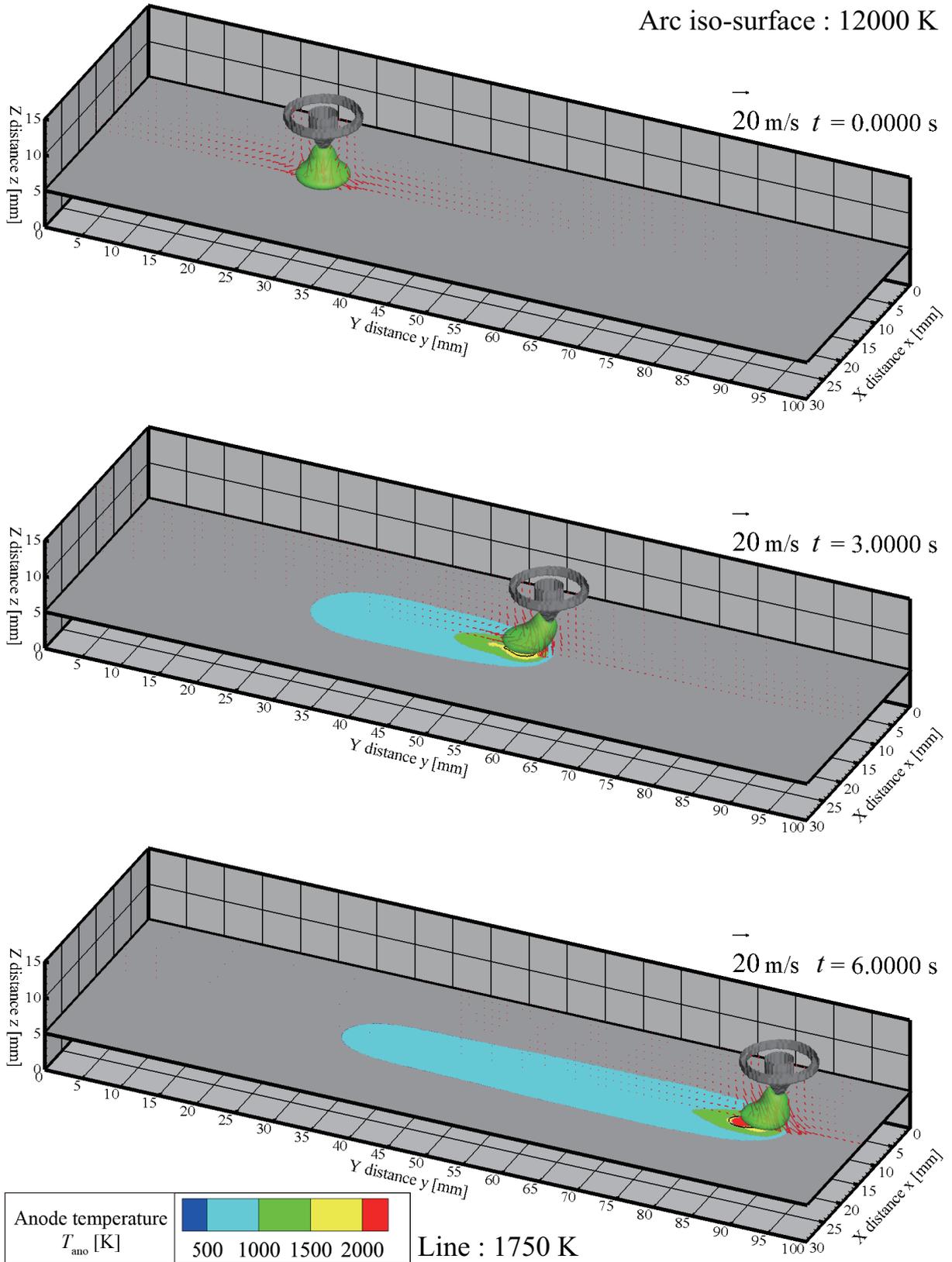


図 112 溶接速度 0.010 m/s の温度分布 ( $v_y = 0.010$  m/s, w/o external magnetic field )  
 Fig.112 Temperature distribution with welding torch movement. ( $v_y = 0.010$  m/s, w/o external magnetic field )

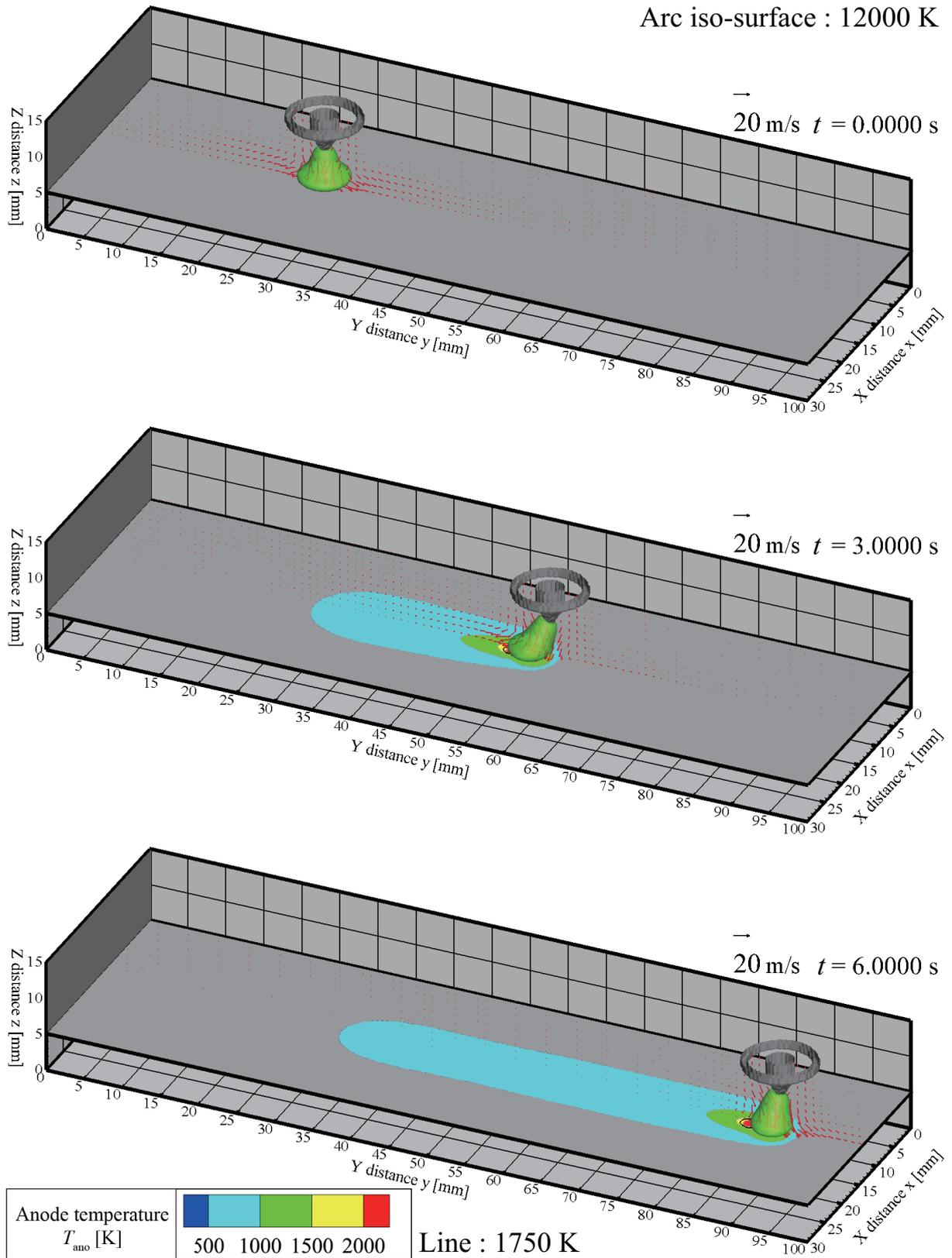


図 113 溶接速度 0,010 m/s かつ磁界印加時における温度分布 ( $v_y = 0.010$  m/s, w/ external magnetic field )

Fig.113 Temperature distribution with welding torch movement. ( $v_y = 0.010$  m/s, w/ external magnetic field )

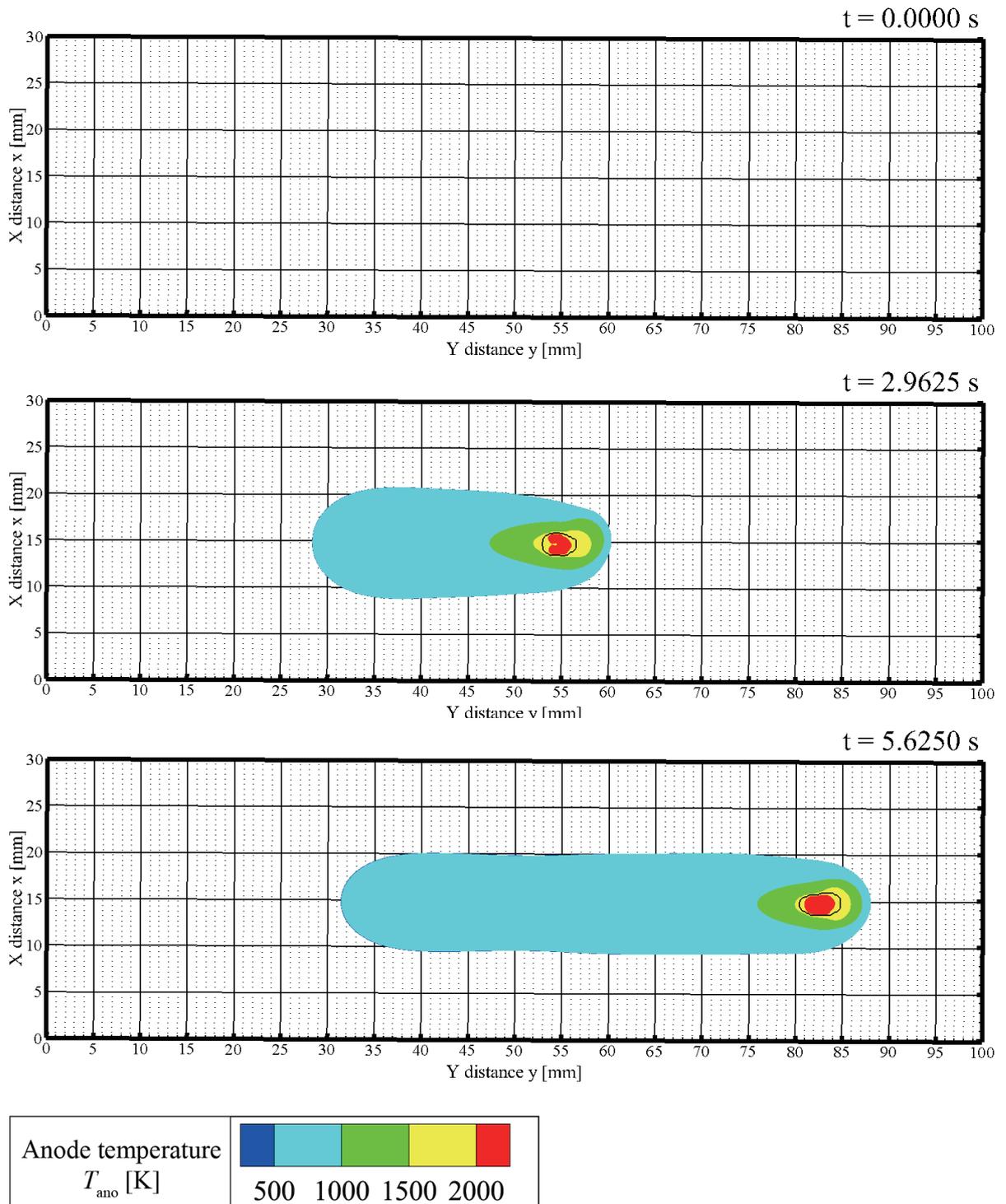


図 114 外部磁界印加時の溶接速度 10 mm/s における母材の温度分布  
 Fig.114 Temperature distribution of base material. ( $v_y = 0.010$  m/s, w/ external magnetic field )

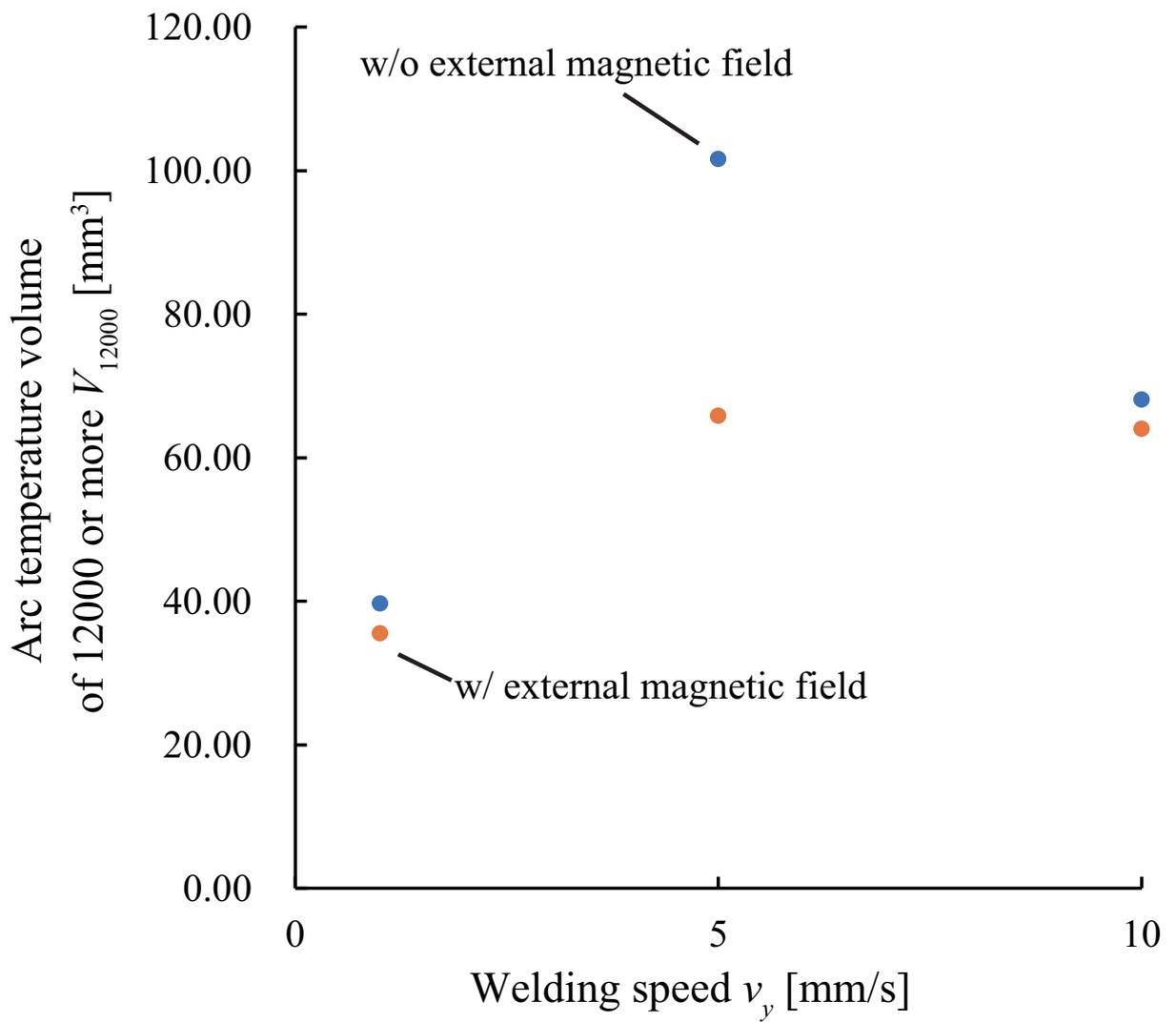


図 115 溶接トーチの移動時の 12,000 K の温度体積  
 Fig.115 Arc temperature volume with welding torch movement.

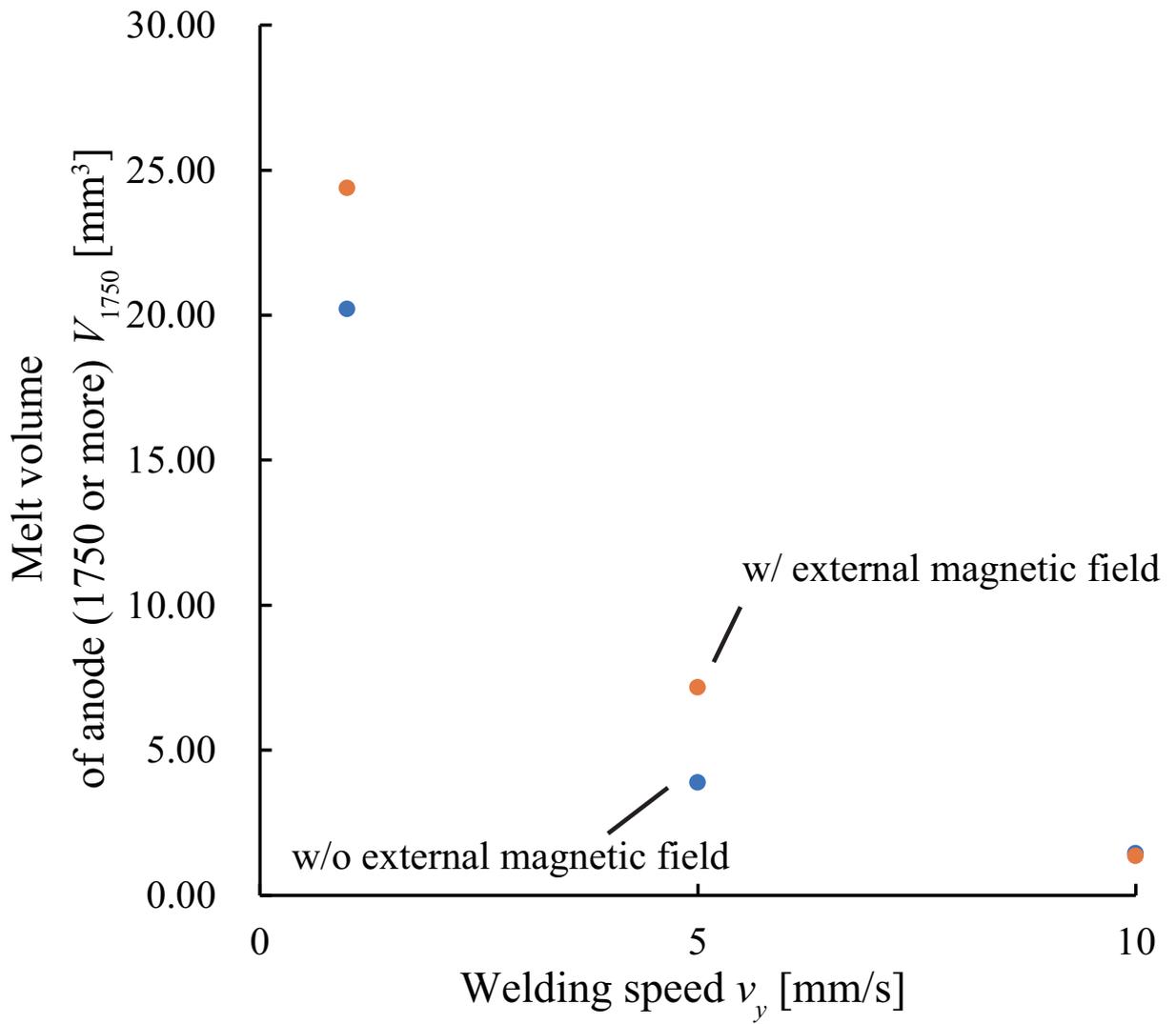


図 116 溶接トーチの移動時の溶融池体積  
 Fig.116 Melt volume with welding torch movement.



## 第8章 結論

第1章では、従来の研究の手法と課題についてまとめ、本研究の目的、並びに、構成について述べた。第2章では、実験方法計算方法について述べた。具体的には、超高速分光計測手法における実験装置や超高速分光計測、温度算出について述べた。また、3次元電磁熱流体解析手法における解析手順や物性値、支配方程式、境界条件について述べた。第3章では、超高速分光計測を用いたアーク温度計測の結果を示した。具体的には、超高速分光による温度算出の確立やアーク電流立ち下げ時の温度計測、アーク電流立ち下げが及ぼす非平衡性について述べた。第4章では、横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布の解析の結果を示した。具体的には、横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度や横風吹き付け時の電流密度、横風吹き付け時の陰極角度が及ぼす非平衡性について述べた。第5章では、熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析の結果を示した。具体的には、2温度2流体を考慮した電子温度と重粒子温度や2温度2流体を考慮した電子と重粒子の流速分布、2温度2流体を考慮した横風吹き付け時の電子温度と重粒子温度、2温度2流体を考慮した横風吹き付け流速が及ぼす非平衡性を示した。第6章では、溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析の結果を示した。具体的には、溶接トーチの移動を考慮した3次元電磁熱流体解析手法の確立や溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析、溶接速度が及ぼす母材への入熱量、溶接速度が及ぼすアークの非平衡性を示した。第7章では、高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案を行った。

図117に、本論文の総括を示す。以下に、本研究によって得られた成果について総括する。

第1章では、従来の研究の手法と課題についてまとめ、本研究の目的、並びに、構成について述べた。

第2章では、本研究の仮説とモデルを明らかにするTIGアーク溶接のシミュレーションの構築を行った。シミュレーションの構築における仮定と、シミュレーション内で用いる支配方程式や物性値、境界条件などについて説明した。

第3章では、超高速分光計測を用いたアーク温度について計測した。その結果を以下にまとめる。

- (1) ミリ秒分光計測と比較して、計測波長域が短くなるマイクロ秒分光計測とミリ秒分光計測の傾きはほぼ一致した。
- (2) マイクロ秒分光計測とミリ秒分光計測のばらつきはほとんどなかった。このため、マイクロ秒分光計測は妥当性があると判断した。
- (3) 急峻な電流立ち下げ時に伴う、温度の低下過程の時間推移をマイクロ秒で計測が可能となった。

以上の結果から、電流立ち下げに伴う、アーク温度の低下過程の時間推移のマイクロ秒での計測を行うことが達成された。また、ハイスピードカメラの2次元情報のうち1次元情報をスペクトル情報（波長）に対応させた計測が可能となった。この計測手法を確立し、アークの平衡非平衡を検討することで、定性的に報告されていたアークの平衡非平衡性の実験的観測を行うことができた。

第4章では、横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布について解析した。その結果を以下にまとめる。

- (1) LTEモデルにおいて、アーク姿態の基準となる12,000 Kの等温度線が途切れ、リストライク現象が生じなかった。
- (2) 2T-1Fモデルにおいて、暗領域で重粒子温度の上昇が生じ、非平衡性が顕著になることが明らかになった。リストライク現象の要因は暗領域で重粒子温度が上昇することであることが示唆された。
- (3) モデルの補完のため暗領域で上昇した重粒子温度を基に導電率を算出した場合、暗領域で電流密度が生じた。
- (4) LTEモデルと2T-1Fモデルの解析結果から暗領域のリストライク現象は非局所熱平衡状態で生じるという仮説の実証ができ、リストライク現象の要因は熱的絶縁破壊モデルにより生じることが示唆された。

以上の結果から、リストライク現象の解明に向けた横風吹き付け時のアークの電子と重粒子温度分布の解析結果から、リストライク現象は非局所熱平衡状態で生じることが明らかになり、

高温の重粒子温度が暗領域に存在することによる熱的絶縁破壊モデルにより生じることが示唆された。また、本研究で着目しているアークの非平衡性や外乱による非対称性、溶接トーチの移動に伴う物理現象を解析可能な数値解析手法を実現した。

第5章では、熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布について解析した。その結果を以下にまとめる。

- (1) アークの中心部では、電子温度と重粒子温度が近い値となり熱平衡が成り立っているが、電極近傍やアーク外周部では電子温度が重粒子温度よりも大きいため、熱的非平衡状態となる。
- (2) 電子流速は重粒子流速よりも1000倍程度大きく、電界が支配的である。
- (3) アーク偏向後、電子温度は偏向を維持し、重粒子温度は偏向を維持しつつ暗領域の温度は上昇する分布が形成された。
- (4) 電子流速のオーダーは10,000 m/sであり、電子数密度と電位勾配に依存する。
- (5) アーク偏向後において電子と重粒子の流速と温度は差が生じるため、リストライク直前のアークは非平衡性が生じている可能性がある。

以上の結果から、電子流速と重粒子流速の差が明らかとなり、流速分布の解析をすることができた。更に、アーク偏向後にNTE-TFモデルで電子と重粒子の温度と流速の分布の解析をすることができた。また、アーク偏向後にNTE-TFモデルで電子と重粒子の温度と流速の分布の解析をすることができ、リストライク直前のアークは温度と流体の非平衡性が生じていることが示唆された。

第6章では、溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布について解析した。その結果を以下にまとめる。

- (1) 溶接トーチの移動に伴うアークの数値解析が可能になった。
- (2) アークの流速分布は、電極内部の電流密度により生じる自己磁界とアークの電流密度による電磁力が支配的であることが示唆された。
- (3) 数値解析において不均一なビードの解析が可能となり数値解析と実験のオーダーが一致した。

(4) 溶融池の外部（進行方向）に高い熱流束が形成される場合に不均一なビードが形成されることが示唆された。

以上の結果から、溶接トーチの移動を考慮したアークの温度分布の解析をすることができた。更に、溶接トーチの移動に伴うアーク現象と電極への入熱現象の連成解析が可能となり、TIG溶接のデジタルトランスフォーメーションに貢献ができる。

第7章では、高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案を行った。その結果を以下にまとめる。

- (1) 外部磁界印加により X 方向の流速が形成され、アークの温度分布が左右に揺れた。
- (2) 外部磁界印加により、アークの偏向が抑制できることが示唆された。
- (3) 外部磁界ありの条件における 12000 K 以上の温度体積は減少した。
- (4) 外部磁界ありの条件における溶融体積は、外部磁界なしの条件における溶融体積より、大きかった。

以上の結果から、高硬直性熱平衡プラズマの実現に向けた外部磁界印加の提案をすることができた。更に、磁界や電流を変化させることにより、溶接効率のより高い高硬直性熱平衡プラズマを形成できることが示唆された。

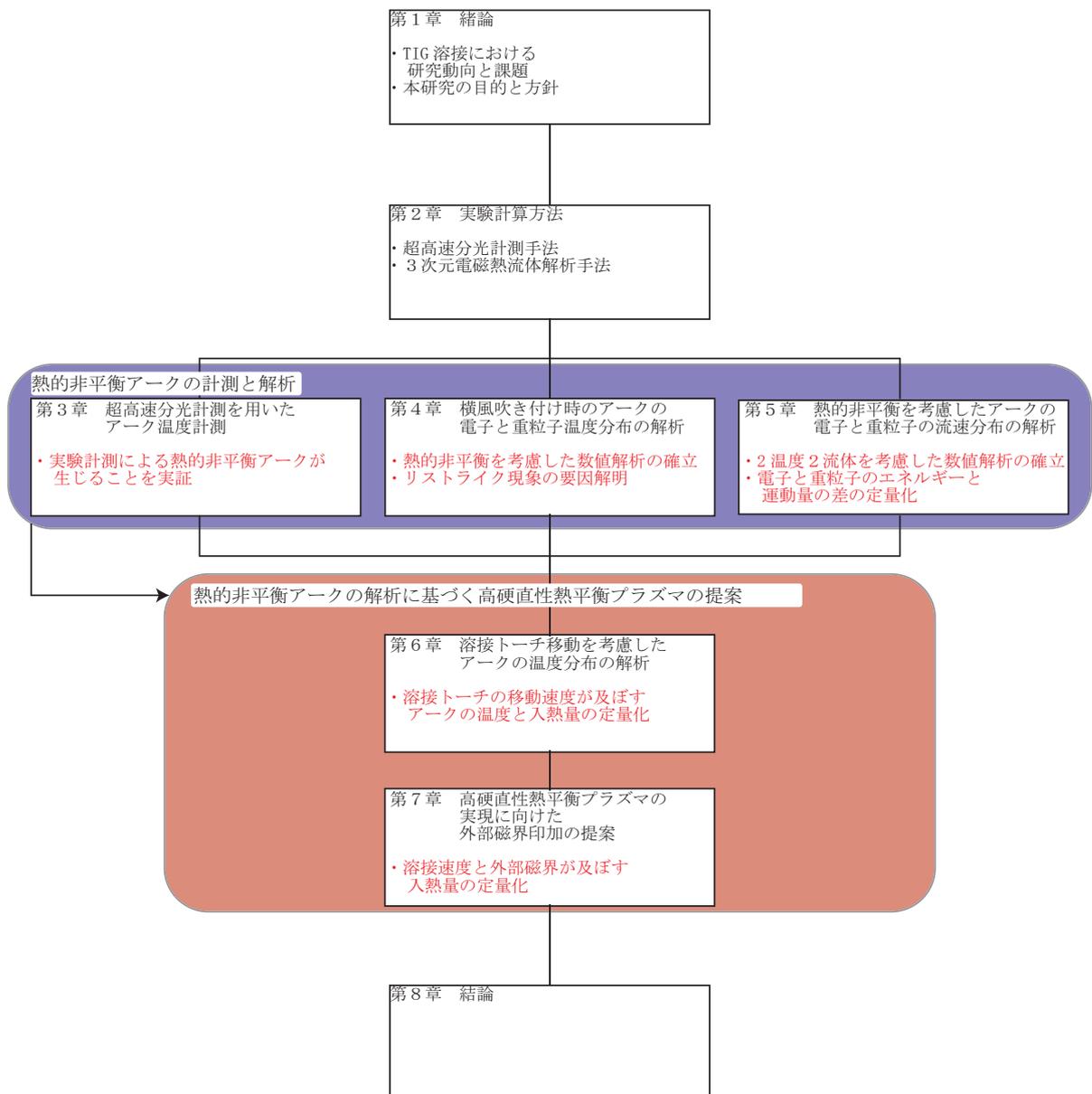


図 117 本論文のフローチャート  
Fig.117 Flowchart of this study.

今後の研究課題，並びに，展望について以下の点が挙げられる。

- (1) 本研究では，1箇所における超高速分光計測を行った。しかし，リストライク現象や入熱量をより精度よく計測するためには，多点，かつ，広波長での実験計測を行うことが重要である。また，電子のエネルギーの計測を行うためには，トムソン散乱法などにより計測も重要である。このため，超高速分光計測のレンズや波長の選定と計測手法の組み合わせた計測系を構築する必要がある。この手法確立のために，量子力学や分光技術を活用した複合的な実験計測手法が重要である。
- (2) 本研究では，化学反応速度は無限であるという仮定で3次元電磁熱流体解析を行った。しかし，非平衡性が顕著となるリストライク現象や電極現象をより精度よく解析するためには，反応論的非平衡を考慮した数値解析を行うことが重要である。このため，各場所 (C.V.) における反応速度や場所間 (C.V.s) における粒子の数密度変化を算出する必要がある。本研究の3次元電磁熱流体解析手法において，化学反論速度から粒子組成 (粒子数) を算出を行った場合，1タイムステップ (マイクロ秒オーダー) で粒子数が振動し，収束しなかった。これは，化学反論速度から粒子組成を算出する場合は，1タイムステップをナノからピコ秒オーダーにすることが必要である。しかし，タイムステップの減少や粒子種に伴う支配方程式の増加は，計算時間の増加に繋がる。この手法確立のために，物理化学の知識を有し，これらの物理現象を実現象と不合理なく数値解析モデルを構築することが重要である。
- (3) 本研究では，溶接トーチの移動に伴う解析を行った。しかし，実現象では溶融池の表面変形が生じる。このため，液体の移動に伴う解析手法を導入することが重要である。
- (4) 本研究では，3次元電磁熱流体解析を構築し，アークの解析を行った。しかし，今後，工学的に応用を行う場合は，フィジカル空間から計算領域や計算条件を構築し，解析を行うことが重要となる。このため，フィジカル空間を大規模，かつ，逐次に計測することや熟練技能者の動作のデジタルデータを基に解析する必要がある。この手法確立のために，計測技術も活用した数値解析の手法が重要である。

# 謝辞

本研究において、ご多忙な中、ミーティングや勉強会での議論、研究発表等で研究を進展させるために必要な基礎知識、研究の方向性、さらに、発表の際のプレゼンテーションのご指導を厚く受け賜りました岩尾徹教授に深く感謝いたします。アーク放電における非平衡の現象をシミュレーションし、物理現象を解明するにあたり、多くの知見や考え方、多角的な視点から物事を考えることを学ぶことができました。また、研究以外においても、様々なイベントの企画や運営に多く参加させていただき、研究者としての知識や技能だけではなく、未熟であった人間力を鍛えることができました。さらに、積極的に学会発表に参加することで、困難なことに挑戦する姿勢を身に付けることができました。岩尾教授の指導の基、研究活動を通して、本研究の目的を達成することで、自身の大きな成長につながったことを確信し、大きな自信をもって更なる成長のため社会へ飛び出していくことができます。これもひとえに、岩尾教授の熱心な御指導のおかげです。みんなを巻き込み協働する大切さ、楽しさ、難しさを研究活動も含めた様々な活動で経験でき、成長することができたことは、紛れもなく岩尾教授のご指導の賜物であり、改めて深く感謝いたします。岩尾徹教授の理念や熱意が学生を、世界を良い方向に導くと確信をしています。引き続き、研究者・教育者・経営者として共に協働できるように精進いたします。

本研究を進めるにあたり、研究発表での副査を引き受けてくださり、中間発表や最終発表の場において、有益な助言をいただきました中島 達人 教授、並びに、野平 博司 教授、鈴木 憲 吏 准教授、白旗 弘実 教授に深く感謝いたします。多岐にわたる分野からの適切な助言をいただき、また、自身の立場では気が付くことができなかつた新たな視点からの発見をすることができ、自身の研究対象やある専門分野だけの知識だけではなく、幅広い知識を身に付けることの重要性を学ぶことができました。

次世代研究者挑戦的研究プログラムや電気学会、放電学会、各交流会等の運営、及び、ご対応をしていただきました先生方やご関係者の皆様に感謝いたします。皆様のご助言により自分の価値観を広げることができ、数多くの分野に関する知識を学ぶことができました。将来は自分も電気に関する仕事に携わり社会を支える人材、かつ、皆様にお教えいただいた知識を基に技術革新を起こし、より良い社会を実現することができる人材になりたいと思います。

本研究を進めるにあたり、何度も親身に相談に乗って頂き、わかりやすく納得するまで熱心に有意義な助言をして頂いた2017年度に博士後期課程を修了した山本真司氏、2020年度に博士後期課程を修了した真栄田義史氏に深く感謝いたします。本研究を進めるにあたり、プログラムやアーク現象に関して、様々な助言を頂きました。これらの助言が無ければ、本研究の目的は、達成できなかつたと感じています。研究手法や研究室運営の姿勢を直接ご助言していただきまして、同門の研究者として最大限の敬意と感謝を表します。

共に博士後期課程として進学し、2022年度に博士後期課程を修了する任振威氏に深く感謝いたします。任氏の前に出る姿勢やプロジェクトを推し進める姿勢に同門の研究者として最大限の敬意を表します。今後もイノベーターとして協働できることを楽しみにしています。

博士後期課程4年の鈴木祐揮氏、博士後期課程3年の高木真宏氏、森下穂香氏に深く感謝いたします。皆様に研究室運営や講義対応など何度もご尽力をしていただきました。皆様の緻密なご尽力に何度も助けられました。同門の研究者として最大限の感謝を表します。

2016年度博士前期課程修了の青野大樹氏、カドカキラン氏、鹿野竜大氏、工藤昂平氏、佐藤健氏、田中達朗氏、長澤地洋氏、中村駿哉氏、2017年度博士前期課程修了の犬塚祐太郎氏、金田至功氏、椎野透氏、清水雄太氏、高橋有沙氏、高橋広樹氏、福岡玲央氏、2018年度修士課程修了浅野雄飛氏、石川裕也氏、坐間義幸氏、内藤友人氏、大和嵩氏、2016年度卒業生の石井葉子氏、岩本壮史氏、源通翔太氏に深く感謝いたします。研究室に同級生として配属され、2019年度修士課程修了の岩崎智成氏、川崎一輝氏、小久保翔太氏、駒井優治氏、竹田悠莉子氏、徳永梢吾氏、西澤翔也氏に深く感謝いたします。皆様には組織運営やプロジェクト運営など多岐に渡り、ご助言をしていただきました。皆様の暖かいお言葉のおかげで博士後期課程を修了することができました。深く感謝いたします。今後は、私自身が皆様へ恩返しできるような研究室や組織を作り上げていきます。

2020年度修士課程修了のカナシロ タング タケヒデ氏、島崎将至氏、杉山雄紀氏、田代拓也氏、松本昂樹氏、2018年度卒業生の須貝航一氏、堀場祐哉氏、2021年度修士課程修了の柏木伸一郎氏、河内皓暉氏、大矢純平氏、森本雅也氏、2022年度に修士課程修了する一瀬謹氏、関口史也氏、豊田真矢氏、布施航氏、堀川堯寛氏、南澤知正氏に深く感謝いたします。修士1年の漆坂健氏、草刈雄己氏、工藤大征氏、河野聖氏、西郷謙伸氏、白田伶太郎氏、鈴木裕斗氏、丸田樹氏、学部4年の飯田千哉氏、石川航大氏、石原のぞみ氏、生沼寛翔氏、川崎明日香氏、斎藤漱吾氏、高山大輝氏、学部3年の田中基紀氏、立石海渡氏、村山智詩氏、益戸直人氏、孫影氏、川原永習氏、細川颯太氏、九蘭和樹氏、磯見滉人氏、密山洋平氏に深く感謝いたします。皆様には、研究者として強い言葉で接しました。しかし、皆様一人ひとりが、本当の意味や理念を考え、仲間と共に一歩前に前進する姿に私自身も勇気をもらえました。皆様の仲間と共に前に

出る力があれば，大きな夢も実現できます。皆様のこれからの人生が大成功することをお祈りしています。

大学生活を送るにあたり，経済面で多大な支援をして頂き，また，精神的な支えであった家族に対して深く感謝いたします。社会に進出し，これからも自分を成長させ，世の中の役に立ち，恩返しができるよう精進いたします。

最後に，本研究活動を送るにあたり，お世話になった全ての方々に深く感謝いたします。



## 参考文献

- (1) 稲葉次紀・岩尾徹:「材料プロセッシングを支える熱プラズマの新展開」, *Journal of Plasma Fusion, Research*, Vol.82, No.8, pp.470-471 (2006)
- (2) 中央労働災害防止協会編:「アーク溶接等作業の安全」 (1994)
- (3) 鵜飼昌一:「極厚板を使用した大規模アーク橋の現場溶接 (全断面現場溶接)」, JCM マンスリーレポート, Vol.17, No.6, pp.10-14 (2008)
- (4) 野村博一・杉谷祐司:「アーク溶接における自動化の変遷と今後の課題」, 溶接学会誌, Vol.69, No.1, pp.21-28 (2000)
- (5) 芝池雅樹・永田学・本間正浩:「溶接ロボットシステムの現状と今後」, 神戸製鋼技報, Vol.63, No.1, pp.6-10 (2013)
- (6) 清水弘之・芝池雅樹:「溶接材料およびロボットシステムの展望」, 神戸製鋼技報, Vol.67, No.1, pp.2-4 (2018)
- (7) 溶接法研究会, アンケート調査委員会:「アンケート調査結果-ガイドブック7 溶接プロセスの可視化・シミュレーション技術より」, 溶接学会誌, Vol.81, No.6, pp.489-501 (2012)
- (8) 日本溶接協会 溶接棒部会 編:「マグ・ミグ溶接の欠陥と防止対策」, 産報出版 (1991)
- (9) 佐藤邦彦:「溶接・接合工学概論 (第2版)」, 理工学社 (2011)
- (10) 京都大学大学院 工学研究科 建築学専攻:「既存鋼構造建物の構造品質と性能の実態を明らかにし効果的な耐震対策を提示する研究」, <http://www.ar.t.kyoto-u.ac.jp/ja/information/laboratory/space> (最終閲覧日:2020/11/12)
- (11) 西泰彦:「ウィービング溶接」, 溶接学会誌, Vol.67, No.4, pp.321-325 (1998)
- (12) 浮田静雄・増子知樹・小久保邦雄:「DCEN 高速 TIG 溶接における電極形状ならびにトーチ傾斜角の影響」, 溶接学会論文集, Vol.20, No.1, pp.32-37 (2002)

- (13) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第6分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第3回 積層に伴う窒素上昇および管理条件の影響」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (14) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第6分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第4回 風速の影響 (前編)」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (15) 森川茂弘・神谷修：「環状噴流で形成する防風シールドチャンバーに関する基礎的検討」, 溶接学会論文集, 第23巻, 第2号, pp.230-235 (2005)
- (16) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第6分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第5回 風速の影響 (後編)」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (17) 鈴木励一・笹倉秀司・横田泰之・佐藤豊幸・重森康伸・上仲明郎・西村仁志・木曾博之：「多層溶接金属品質を考慮したマグ溶接の耐風性に関する研究」, 溶接学会論文集, Vol.32, No.4, pp.242-250 (2014)
- (18) 棟徹夫・二俣正美：「ガスシールドアーク溶接における耐風効果に関する研究 (第1報)」, 溶接学会誌, Vol.43, No.1, pp.50-56 (1974)
- (19) 棟徹夫・二俣正美：「ガスシールドアーク溶接における耐風効果に関する研究 (第2報)」, 溶接学会誌, Vol.43, No.2, pp.50-56 (1974)
- (20) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第6分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第1回 シールド性に関する従来知見の問題」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (21) 石川周平・別府卓弥・岩尾徹・稲葉次紀：「電流変化時における直交高速空気吹付アルゴントーチプラズマアークの陽極近傍姿態と受熱量」, 電気学会論文誌 B, Vol.126, No.2, pp.173-178 (2006)
- (22) T. Iwao, P. Cronin, D. Bendix, and J. V. R. Heberlein : “ Anode Attachment Stability and Anode Heat Transfer for High-Intensity Arcs With Lateral Gas Flow ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol.33, No.3, pp.1123-1128 (2005)
- (23) 田中学：「アークプラズマの基礎現象」, 溶接学会誌, Vol.73, No.2, pp.113-118 (2004)

- (24) 安藤弘平・長谷川光雄：「溶接アーク現象（増補版）」，産報出版（1967）
- (25) 三田常夫：「アーク溶接技術発展の系統化調査」，国立科学博物館技術の系統化調査報告，Vol.23, pp.391-527（2016）
- (26) 平田好則：「パルスアーク溶接」，溶接学会誌，Vol.71, No.5, pp.389-403（2002）
- (27) 松縄朗・山本英幸・平本誠剛：「パルスアーク溶接法」，溶接学会誌，Vol.53, No.6, pp.284-322（1984）
- (28) 溶接法研究委員会編：「溶接プロセスの可視化・シミュレーション技術」，溶接法ガイドブック7（2012）
- (29) J. Onuki, Y. Anazawa, M. Nihei, M. Katou, A. Onuma, and T. Funamoto： “Development of A New High-Frequency, High-Peak Current Power Source for High Constricted Arc Formation ”， *Japanese journal of applied physics*, Vol.41, No.9, pp.5821-5826（2002）
- (30) H R Saedi, and W Unkel： “ Arc and Weld Pool Behavior for Pulsed Current GTAW ”， *Welding research supplement*, pp.247-255（1988）
- (31) B. J. Qi, M. X. Yang, B. Q. Cong, and F. J. Liu： “ The effect of arc behavior on weld geometry by high-frequency pulse GTAW process with 0Cr18Ni9Ti stainless steel ”， *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, pp.1545-1553（2013）
- (32) M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio and J. J. Lowke： “ A Unified Numerical Modeling of Stationary Tungsten-Inert-Gas Welding Process ”， *Metallurgical and Materials Trans.A*, Vol.33A, pp.2043-2051（2002）
- (33) A. Traidia, F. Roger： “ A computational investigation of different helium supplying methods for the improvement of GTA welding ”， *Journal of Materials Processing Technology*, Vol.211, pp.1553-1562（2011）
- (34) 梶井平：「パルス TIG 溶接におけるアークにおける熱的慣性が及ぼす溶融池の溶け込み深さ増大への寄与」，東京都市大学大学院修士論文（2014）
- (35) 梶井平・岩尾徹・湯本雅恵：「パルスアークにおける陽極への熱流束に及ぼす電流立ち上がり遷移時間の寄与」，電気学会論文誌 B, Vol.133, No.5, pp.409-416（2012）

- (36) 辻村吉寛・田中学：「ティグ溶接におけるプラズマ温度場と金属蒸気濃度場の挙動解析-イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化-」，溶接学会論文集，Vol.30，No.4，pp.281-287 (2012)
- (37) 田中学：「溶接アーク物理」，溶接学会論文集，Vol.87，No.8，pp.555-574 (2018)
- (38) 田中学・辻村吉寛：「ティグ溶接における金属蒸気挙動の可視化-イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化-」，溶接学会論文集，Vol.30，No.2，pp.164-170 (2012)
- (39) 岩尾徹・山本真司・後藤康德・田中達朗：「溶接欠陥防止に向けたティグ溶接の電磁熱流体シミュレーション」，溶接技術，No.5，pp.121-131 (2015)
- (40) 下倉卓也・森佑介・岩尾徹・湯本雅恵：「鉄蒸気および放射分布に及ぼすパルスアークの電流周波数の寄与」，電気学会論文誌 B，Vol.132，No.8，pp.718-727 (2012)
- (41) 田代拓也・松本昂樹・真栄田義史・岩尾徹：「パルス TIG アーク溶接における周波数が及ぼす横風吹き付け時のアーク偏向距離」，平成 31 年放電学会 年次大会，2-1 (2019)
- (42) 野村和史・荻野陽輔・平田好則：「永久磁石を用いたカस्प型磁場による TIG アークプラズマの形状制御」，溶接学会論文集，Vol.27，No.3，pp.170-175 (2009)
- (43) 浮田静雄・増子知樹・入江俊幸・小久保邦雄：「磁気制御による DCEN 高速 TIG 溶接の研究」，溶接学会論文集，Vol.20，No.4，pp.484-492 (2002)
- (44) 平田好則・野村和史・荻野陽輔：「5. 外部磁場による溶接アークプラズマの制御」，*J. Plasma Fusion Res*，Vol.87，No.8，pp.535-538 (2011)
- (45) 秋保良太・杉本尚哉・武田紘一・野口洋介・三浦得太郎：「磁気駆動アークによる鋼材熱処理装置の開発」，日本機械学会論文集 C 編，Vol.79，No.806，pp.3979-3992 (2013)
- (46) N. Matsumoto, T. Usami, I. Kuno, T. Yamamoto, M. Sugimoto, S. Kumagai, and K. Takeda : “ Heat Flux of a Transferred Arc Driven by a Transverse Magnetic Field ” , *Advances in Materials Science and Engineering*, Volume 2009 (2009).
- (47) N. Matsumoto, I. Kuno, T. Yamamoto, M. Sugimoto, and K. Takeda : “ Arc Behavior in Non-uniform AC Magnetic Field ” , *ISIJ International*, Vol.52, No.3, pp.488-492 (2012).

- (48) N. Matsumoto, T. Yamamoto, M. Sugimoto, and K. Takeda : “ Experimental Study of Heat Flux Distribution of Arc Driven by AC Magnetic Field ”, *Advances in Materials Science and Engineering* Volume 2011 (2011).
- (49) M. Karasik, A.L. Rowemore, and S.J. Zweben : “ Experiment and modeling of an atmospheric pressure arc in an applied oscillating magnetic field ”, *Physics of plasmas*, Vol.7, No.6, pp.2715-2727 (2000).
- (50) M. Karasik, A.L. Rowemore, and S.J. Zweben : “ Experiment and modeling of an instability of an atmospheric pressure arc ”, *Physics of plasmas*, Vol.7, No.10, pp.4326-4340 (2000).
- (51) Y. Ishii, T. Shiino, S. Yamamoto, and T. Iwao : “ Arc Deflection Affected by Transverse AC Magnetic Field with Lateral Gas ”, *The Paper of Joint Technical Meeting on Electrical Discharges, Static Apparatus and Switching and Protecting Engineering*, ED-16-084 SA-16-047 SP-16-013, pp.65-70 (2016).
- (52) 生沼一浩 : 「プラズマアーク安定化に向けた横磁界の影響」, 武蔵工業大学大学院修士論文 (2007)
- (53) 石井葉子・椎野透・岩田総司・山本真司・岩尾徹 : 「アーク偏向距離に及ぼす駆動力の解明」, 電気学会 放電/静止器/開閉保護合同研究会資料, ED-17-082, SA-17-049, SP-17-015 (2017)
- (54) 椎野透 : 「アーク硬直化に向けたアークの小回転半径化に及ぼす回転横磁界による電磁力の寄与」, 東京都市大学大学院修士論文 (2018)
- (55) 松本昂樹・根本雄介・杉山雄紀・真栄田義史・岩尾徹 : 「回転横磁界における TIG アークのヤング率の算出」, 平成 31 年放電学会 年次大会, 2-2 (2019)
- (56) 椎野透・松本昂樹・真栄田義史・岩尾徹 : 「大気圧アークにおける回転横磁界の周波数が及ぼすアークの駆動力」, 平成 30 年電気学会電力・エネルギー部門大会, 69, 8-5-19-23 (2018)
- (57) 松本昂樹 : 「アークの偏向抑制に向けた回転横磁界印加時のアーク挙動の解析」, 東京都市大学卒業論文 (2019)
- (58) 内藤友人 : 「縦磁界印加時におけるスパイラルアークのアーク長が及ぼす遮断速度への寄与」, 東京都市大学大学院修士論文 (2019)

- (59) J. Luo, Q. Luo, Y. H. Lin, and J. Xue : “ A New Approach for Fluid Flow Model in Gas Tungsten Arc Weld Pool Using Longitudinal Electromagnetic Control ”, *Welding research* Vol.82 202s-6s (2003).
- (60) 渡辺隆行・本田卓也・神沢淳 : 「吹き出し流によるプラズマ流の絞り」, 化学工学論文集, Vol.14, No.1 (1988)
- (61) T. Watanabe, T. Honda, and A. Kanzawa : “ Concentration of a plasma energy flow by a blowing gas ”, *International Chemical Engineering*, Vol.29, No.4 (1989).
- (62) Y. Tanaka, T. Muroya, K. Hayashi, and Y. Uesugi : “ Control of Nitrogen Atomic Density and Enthalpy Flow Into Reaction Chamber in Ar/N<sub>2</sub> Pulse-Modulated Induction Thermal Plasmas ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol.35, No.2, pp.197-203 (2007).
- (63) P. Freton, J.J. Gonzalez, A. Gleizes, F. Camy Peyret, G. Caillibotte, and M. Delzenne : “ Numerical and experimental study of a plasma cutting torch ”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.35, pp.115-131 (2002)
- (64) H. P. Li, J. Heberlein, and E. Pfender : “ Three-Dimensional Modeling of Non-Equilibrium Effects in a Transferred DC Arc Plasma with Lateral Gas Blowing ”, *Proc. 17th Int. Symp. Plasma Chemistry*, Aug 7-12 (2005).
- (65) H. P. Li, J. Heberlein, and E. Pfender : “ Three-Dimensional Nonequilibrium Effects in a High-Intensity Blown Arc ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol. 33, No. 3, pp.402-403 (2005).
- (66) G. Xu, J. Hu, and H. L. Tsai : “ Three-Dimensional Modeling of Plasma Arc in Arc Welding ”, *Journal of Applied physics*, Vol.104, 103301-1-9 (2008).
- (67) G. Xu, J. Hu, and H. L. Tsai : “ Modeling Three-Dimensional Plasma Arc in Gas Tungsten Arc Welding ”, *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, Vol.134, 031001-1-13 (2012).
- (68) J. J. Gonzalez, F. Lago, P. Freton, M. Masquere, and X. Franceries : “ Numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode: part II. The three-dimensional model-

- influence of external forces on the arc column”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol.38, pp.306-318 (2005).
- (69) A. Blais, P. Proulx, and M. I. Boulos : “ Three-dimensional numerical modelling of a magnetically deflected dc transferred arc in argon ” , *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol.36, pp.488-496 (2003).
- (70) L. Jian, Y. Zongxian, and X. Keliang : “ Anti-gravity gradient unique arc behavior in the longitudinal electric magnetic field hybrid tungsten inert gas arc welding ” , *Int J Adv Manuf Technol*, Vol.84, pp.647-661 (2016)
- (71) Z. Liu, Y. Li, and Y. Su : “ Simulation and analysis of heat transfer and fluid flow characteristics of arc plasma in longitudinal magnetic field- tungsten inert gas hybrid welding ” , *The international Journal of Advanced Manufacturing Technology*, Vol.98, pp.2015-2030 (2018)
- (72) L. Xiao, D. Fan, and J. Huang : “ Tungsten cathode-arc plasma-weld pool interaction in the magnetically rotated or deflected gas tungsten arc welding configuration ” , *Journal of Manufacturing Processes*, Vol.32, pp.132-137 (2018)
- (73) 猪俣剛志 : 「陽極近傍におけるアーク形状に及ぼす低温ガスによるアーク外周部のエネルギー損失の影響」 , 東京都市大学大学院修士論文 (2010)
- (74) 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 vapor ” , *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.42, 194006-1-20 (2009)
- (75) 横水康伸・松村年郎・田中康規・岩尾徹 : 「熱プラズマの熱力学・輸送・放射特性」 , *J.Plasma Fusion Res.* Vol.82, No.8, pp.472-478 (2006)
- (76) M. I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender : “ Thermal Plasmas Fundamentals and Applications ” , Vol.1, Plenum Press, Appendix (1994)
- (77) 真栄田義史 : 「外部磁界印加時におけるアーク軸中心部の流速が及ぼす径方向の対流熱輸送の抑制」 , 東京都市大学大学院修士論文 (2018)
- (78) Y. Maeda, S. Yamamoto, T. Iwao, S. Tashiro, M. Shigeta, and M. Tanaka : “ Development of 3D Electromagnetic Thermal Fluid Simulation for Elucidation of Heat Transfer to

- Anode Affected by Lateral Gas”, *The Paper of Joint Technical Meeting on Electrical Discharges, Static Apparatus and Switching and Protecting Engineering*, ED-17-75 SA-17-42 SP-17-8, pp.41-44 (2017).
- (79) SHIGETA Masaya, NAKANISHI Shota, TANAKA Manabu, Anthony Murphy B: “Analysis of dynamic behaviors in gas metal arc welding by imaging spectroscopy”, *JWS, quarterly journal of the Japan Welding Society*, Vol.33, No.2, pp.118-125 (2015) (in Japanese)  
茂田正哉・中西省太・田中学・Anthony B. Murphy: 「画像分光法によるガスメタルアーク溶接における動的プラズマ挙動の解析」, 溶接学会, 溶接学会論文集, Vol.33, No.2, pp.118-125 (2015)
- (80) Manabu TANAKA, Tomoyuki IMATSUJI, Taro HASHIZUME, Takayuki WATANABE, Hisao NAGAI, Takeshi KOIWASAKI, Takafumi OKUMA: “Investigation of temperature characteristics of multiphase AC arc by high-speed visualization”, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol.12, No.3 (2017)
- (81) H.N.Olsen: “The electeic arc as a light source for quanitative spectriscopy”, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Vol.3-4, pp.305-333 (1969)
- (82) K.Hiraoka, T.Shiwaku, N.Ohji: “Temperature Distributions of Gas Tungsten Arc Plasma by Spectroscopic Methods”, *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*, Vol.14-4, pp.641-648 (1996)
- (83) T.Matsumura, Y.Tanaka, T.Ishigaki, T.Shinkai and K.Suzuki: “Fundamentals and Applications of Time-Dependent High-Pressure Thermal Plasmas”, *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol.85, No.10, pp.655-664 (2009) (in Japanese)  
松村年郎・田中康規・石垣隆正・新海健・鈴木克巳: 「時間変化する高気圧熱プラズマの基礎と応用」, プラズマ・核融合学会誌, Vol.85, No.10, pp.655-664 (2009)
- (84) Yasunori Tanaka<sup>1</sup>, T Michishita and Y Uesugi: “Hydrodynamic chemical non-equilibrium model of a pulsed arc discharge in dry air at atmospheric pressure” *Plasma Sources Sci. Technol.* 14 (2005) 134-151
- (85) Yi WU, Yufei CUI, Jiawei DUAN, Hao SUN, Chunlin WANG and Chungping NIU: “Influence of arc current and pressure on non-chemical equilibrium air arc behavior”, *Plasma Sci. Technol.* 20(2018)014021(8pp)

- (86) M A Popov, I V Kochetov, A Yu Starikovskiy and N L Aleksandrov: “Recombination of electrons with water cluster ions in the afterglow of a highvoltage nanosecond discharge”, J.Phys.D:Appl.Phys.51(2018)264003(11pp)
- (87) Weizong Wang,Linghan Kong,Jinyue Geng,Fuzhi Wei and Guangqing Xia: “Wall ablation of heated compound-materials into non-equilibrium discharge plasmas”, J.Phys.D:Appl.Phys.50(2017)074005(17pp)
- (88) Vivek Subramaniam,Premkumar Panneerchelvam and Laxminarayan L Raja: “Modeling of thermalization phenomena in coaxial plasma accelerators”, J.Phys.D:Appl.Phys.51(2018)215203(17pp)
- (89) M B Shavelkina,E A Filimonova,R Kh Amirov and E Kh Isakaev: “Methane/nitrogen plasma-assisted synthesis of graphene and carbon nanotubes”, J. Phys. D: Appl. Phys. 51 (2018) 294005 (13pp)
- (90) S.Tashiro, T.Iwao, T.Inaba, A.B.MURPHY, M.Tanaka : “Dependence of non-equilibrium plasma property of argon GTA on arc current”, JOURNAL OF THE JAPAN WELDING SOCIETY, Vol.26, No.1, pp.111-116 (2008) (in Japanese)  
田代真一・岩尾徹・稲葉次紀・Anthony B. MURPHY・田中学:「アルゴン GTA における非平衡プラズマ特性の電流値依存性」, 溶接学会, 溶接学会論文集, Vol.26, No.1, pp.111-116 (2008)
- (91) 根本雄介, 鈴木祐揮, 任振威, 真栄田義史, 岩尾徹:「リストライク現象の解明に向けた横風吹き付け時におけるアークの電子と重粒子温度分布の解析」, 電気学会論文誌 B, Vol. 142, No.4, pp. 228-234 (2022)
- (92) Y. Nemoto, S. Iwata, Y. Maeda, T. Iwao : “Analysis of Electron and Heavy Particle Velocity Distribution under Consideration of Nonthermal Equilibrium Arc”, IEEJ Transactions on Power and Energy, Vol.139, No.9, pp.562-567 (2019) (in Japanese)  
根本雄介・岩田総司・真栄田義史・岩尾徹:「熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析」, 電気学会論文誌 B, Vol.139, No.9, pp.562-567 (2019)

- (93) Y. Nemoto, S. Iwata, Y. Maeda, T. Iwao : “ Analysis of Electron and Heavy Particle Velocity Distribution under Consideration of Nonthermal Equilibrium Arc ”, Electronics and Communications in Japan, Vol.102, No.11, pp.9-15 (2019)
- (94) NIST Atomic Spectra Database Version 5.0  
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html> (最終閲覧日 : 2020/11/12)
- (95) R. Kano, Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, T. Iwao : “ Arc temperature measurement with microsecond spectroscopic measurement ”, IEEJ Transactions on Power and Energy, Vol.139, No.10, pp.629-635 (2019) (in Japanese)  
鹿野竜大・根本雄介・真栄田義史・山本真司・岩尾徹 : 「マイクロ秒分光計測を用いたアーク温度計測」, 電気学会論文誌 B, Vol.139, No.10, pp.629-635 (2019)
- (96) R. Kano, Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, T. Iwao : “ Arc temperature measurement with microsecond spectroscopic measurement ”, Electrical Engineering in Japan, Vol.210, No.1, pp.1-8 (2019)
- (97) 根本雄介, 鈴木祐揮, 任振威, 真栄田義史, 岩尾徹 : 「リストライク現象の解明に向けた横風吹き付け時におけるアークの電子と重粒子温度分布の解析」, 電気学会論文誌 B, Vol. 142, No.4, pp. 228-234 (2022)
- (98) 根本雄介, 岩田総司, 真栄田義史, 岩尾徹 : 「熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析」, 電気学会論文誌 B, Vol.139, No.9, pp. 562-567 (2019)
- (99) Y. Nemoto, S. Iwata, Y. Maeda, T. Iwao: “ Analysis of Electron and Heavy Particle Velocity Distribution under Consideration of Nonthermal Equilibrium Arc ”, Electronics and Communications in Japan, Vol.102, No.11, pp. 9-15 (2019)
- (100) スハス. V. パタンカ, 水谷幸夫・香月正司 共訳: 「コンピュータによる熱移動と流れの数値解析」, 森北出版 (1985)
- (101) J.H. ファーツィガー他 : 「コンピュータによる流体力学」, シュプリンガー・フェアラーク, pp.162-163 (2003)
- (102) 松下陽介他 : 「数値流体力学 (第2版)」, 森北出版株式会社 (2011)
- (103) 金丸周平・佐々木智章・佐藤豊幸・三島久・田代真一・田中学 : 「TIG-MIG 複合溶接法の三次元モデル数値解析」, 溶接学会論文集, Vol.30, No.4, pp.306-312 (2012)

- (104) M. Tanaka, M. Ushio, and J. J. Lowke : “ Numerical Analysis for Weld Formation Using a Free-Burning Helium Arc at Atmospheric Pressure ”, *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, Vol.48, No.3, pp.397-404 (2005).
- (105) J. Hu, and H. L. Tsai : “ Effects of current on droplet generation and arc plasma in gas metal arc welding ”, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, Vol.100, 053304-1-12 (2006).
- (106) C. R. Wilke : “ A viscosity equation for gas mixtures ”, *J. Chem. Phys.*, Vol.18, No.4 (1950)
- (107) A. B. Murphy : “ A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas ”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.29, No.7, pp.1922-1932 (1993)
- (108) 日本化学会 : 「化学便覧 基礎編 改訂 5 版」, 丸善出版 (2004)
- (109) Y. Mori, T. Iwao, M. Yumoto, S. Tashiro, and M. Tanaka : “ Effects of Metal Vapor for Temperature Distribution of Transient Arc in Pulsed TIG Welding ”, 溶接学会論文集, Vol.27, No.2, pp.8s-12s (2009)
- (110) M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, K. Nakata, E. Yamamoto, K. Yamazaki, K. Suzuki, A. B. Murphy, and J.J. Lowke : “ Time-dependent calculations of molten pool formation and thermal plasma with metal vapour in gas tungsten arc welding ”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.43, pp.1-11 (2010)
- (111) M. Tanaka, M. Ushio, M. Ikeuchi, and Y. Kagebayashi : “ In situ measurements of electrode work functions in free-burning arcs during operation at atmospheric pressure ”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.38, No.1, pp.29-35 (2005)
- (112) 田代真一・田中学 : 「アーク溶接の電極および溶融池現象」, *J. Plasma Fusion Res.*, Vol.88, No.7, pp.383-388 (2012)
- (113) 田中学・Murphy Anthony B.・田代真一 : 「ガス組成設計による熱プラズマの熱源特性制御」, *プラズマ・核融合学会誌*, Vol.87, No.8, pp.522-527 (2011)
- (114) 真栄田義史・岩尾徹 : 「アーク偏向現象の解明に向けた横風吹付け時における横磁界が及ぼすアークの流速分布の解析」, *電気学会論文誌 A*, Vol.40, No.5, pp.269-275 (2020)

- (115) G. Speckhofer, and H. P. Schmidt : “Experimental and Theoretical Investigation of High-Pressure Arcs - PartII: The Magnetically Deflected Arc (Three-Dimensional Modeling) ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol.24, No.4, pp.1239-1248 (1996)
- (116) 田中康規・渡辺隆行 : 「熱プラズマにおける非平衡性」, *J. Plasma Fusion Res.* , Vol.82, No.8, pp.479-483 (2006)
- (117) T.Momii, T.Iwao, M.Yumoto: “Approach to Decaying Process of Arc Conductance after Current Zero on the basis of Thermodynamic and Transport Properties of High Temperature Gases ”, *IEEJ Transactions on Power and Energy*, Vol.133, No.5 (2013)(in Japanese)  
 萩井平・岩尾徹・湯本雅恵: 「パルスアークにおける陽極への熱流束に及ぼす電流立ち上がり遷移時間の寄与」, *電気学会論文誌 B*, Vol.133, No.5 (2013)
- (118) 山本学・村山精一 : 「プラズマの分光計測」, 学会出版センター (1995)
- (119) Y. Tanaka, T. Sakuta, M. Shibuya : “Investigation on Effective Ionization Coefficient and Critical Electric Field in Air in Temperature Range of 300-3500K by Solving Boltzmann Equation ”, *IEEJ Transactions on Power and Energy*, Vol.123, No.11, pp.1380-1386 (2003) (in Japanese)  
 田中康規・作田忠裕・渋谷正豊 : 「ガス温度 300-3500K における空気の実効電離係数と臨界電界の数値解析的検討」, *電気学会論文誌 B*, Vol.123, No.11, pp.1380-1386 (2003) (in Japanese)
- (120) M. Baeva, M. S. Benilov, N. A. Almeida and D. Uhrlandt: “Novel non-equilibrium modelling of a DC electric arc in argon ”, *Journal of Physics*, Vol.49, No.24 (2016)
- (121) M. Ushio, D. Fan, and M Tanaka : “A method of estimating the space-charge voltage drop for thermionic arc cathodes ”, *J.Phys. D:Appl. Phys.*, Vol.27, pp.561-566 (1994)
- (122) 森佑介 : 「熱力学・輸送特性を考慮したアークの応答性が及ぼす溶融形状への寄与」, 東京都市大学大学院修士論文 (2010)
- (123) 日向輝彦・安田克彦, 春日幸生・恩澤忠男 : 「静止 TIG アークによる溶け込み形態の検討-低速 DC-TIG 溶接法の研究 (第一報)」, *溶接学会論文集*, Vol.10, No.3, pp.353-358 (1992)

- (124) 参考情報 - ニツコー熔材 参考資料 10-ステンレス鋼の溶接  
<https://www.nikko-yozai.co.jp/wp/wp-content/themes/nikko/pdf/reference/reference10.pdf>  
(最終閲覧日：2020/11/12)
- (125) オヤイデ電気 取り扱い品目一覧表 2017.08 電線と電材  
<http://www.oyaide.com/application/files/1115/0287/2184/2017.pdf> (最終閲覧日：2021/1/21)
- (126) 吉田康之・広本悦己・村本廣毅・上村修：「鉄骨柱の現地横向き溶接ロボットの開発」, 三菱重工技報, Vol.32, No.6, pp.387-390 (1995)
- (127) 神沢 淳：「プラズマ伝熱」, 信山社サイテック (1992)
- (128) 小島和夫：「入門化学統計熱力学 分子集団へのアプローチ」, 講談社サイエンティフィック, pp.61-93 (1990)
- (129) 小島和夫, 越智健二：「化学系のための統計熱力学」, 培風館 (2003)
- (130) Kurucz Atomic Linelist  
<http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html> (最終閲覧日：2020/11/12)
- (131) E. クライツィグ：「数値解析」, 培風館 (2003)
- (132) S. Chapman and T. G. Cowling： “The Mathematical Theory of Non Uniform Gases”, J. Chem. Educ. (1941)
- (133) A. A. Abrahamson： “Born-Mayer-Type Interatomic Potential Neutral Ground-State Atoms with  $Z=2$  to  $Z=105$ ”, *Physical Review*, Vol.178, No.1, pp.76-79 (1969)
- (134) L. Monchick： “Collision Integrals for the Exponential Repulsive Potential”, *The Physics of Fluids*, Vol.2, No.6, pp.695-700 (1959)
- (135) J. M. Yos： “Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen and Air to 30,000 K”, (1967) Research and Advanced Development Division AVCO Corporation, Amendments to AVCO RAD-TM-63-7, Massachusetts
- (136) D. Rapp, W. E. Francis： “Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms”, *J.Chem.Phys.*, Vol.37, No.11, pp.2613-2645 (1962)

- (137) R. N. Gupta, J. M. Yos, R. A. Thompson, K. P. Lee : “ A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30,000 K ” , *NASA Reference Publication*, Vol.1232 (1990)
- (138) Y. Itikawa : “ MOMENTUM-TRANSFER CROSS SECTIONS FOR ELECTRON COLLISIONS WITH ATOMS AND MOLECULES Revision and Supplement 1977 ” , *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol.21, No.1, pp.69-75 (1978)
- (139) Khokan C. Paul, Tadahiro Sakuta and Takeshi Takashima : “ Gas-Flow Simulation With Contact Moving in GCB Considering High-Pressure and High-Temperature Transport Properties of SF<sub>6</sub> Gas ” , *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol. 25, No. 4, pp.786-798 (1997)
- (140) T. Mori, H. Kawano, K. Iwamoto, Y. Tanaka, E. Kaneko : “ Gas-Flow Simulation With Contact Moving in GCB Considering High-Pressure and High-Temperature Transport Properties of SF<sub>6</sub> Gas ” , *IEEE TRANSACTIONS ON POWER DELIVERY*, Vol. 20, No. 4, pp.2466-2472 (2005)
- (141) 田中康規, 八町暢彦, 松本真治, 金子周平, 岡部成光, 渋谷正豊 : 「温度 300-30,000 K, 圧力 0.1-10 MPa における CO<sub>2</sub> の熱力学・輸送特性と O<sub>2</sub> および H<sub>2</sub> 混入の影響」 , 電気学会論文誌 B, Vol.126, No.1, pp.80-90 (2006)
- (142) 斎藤孝基 : 「応用熱力学」 , 東京大学出版会, pp.127-130 (1987)
- (143) M. W. Chase : “ NIST-JANAF Thermochemical Tables Fourth Edition ” , Monograph No.9, American Chemical Society, Washington (1998)
- (144) 山本学, 村山精一 : 「プラズマの分光計測」 , 学会出版センター (1995)
- (145) 池田弘一, 天川正士, 渋谷正豊 : 「高圧高温アルゴンアークの放射輝度の解析」 , 電学論 A, Vol.120, No.4, pp.414-419 (2000)
- (146) A. T. M. Wilbers, G. M. W. Kroesen, C. J. Timmermans and D. C. Schram : “ The continuum emission of an arc plasma ” , *J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer*, Vol. 45, No. 1, pp.1-10 (1991)

- (147) R. S. Devoto : “ Transport coefficients of ionized argon ” , *The Physics of Fluids*, Vol.16, No.5, pp.616-623 (1973)
- (148) T. Mos'cicki, J. Hoffman, Z. Szyman'ski : “ Emission coefficients of low temperature thermal iron plasma ” , *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol.54, Suppl.C, pp.677-682 (2004)
- (149) L. G. D'Yachkov, Y. K. Kurilenkov, Y. Vitel : “ RADIATIVE CONTINUA OF NOBLE GAS PLASMAS ” , *J.Quant. Spectrosc. Radiant.Transfer*, Vol.59, No.1/2, pp.53-64 (1998)
- (150) 藤本孝 : 「はじめに : プラズマ再結合」 , プラズマ・核融合学会誌, Vol.74, No.6, pp.535 (1998)
- (151) 浜口智志, 村上 泉, 加藤 太治, プラズマ・核融合学会 : 「プラズマ原子分子過程ハンドブック」 , 大阪大学出版社 (2011)
- (152) 金田輝男 : 「電離気体の原子・分子過程」 , 東京電機大学出版局 (1995)
- (153) 電気学会 : 「電離気体論」 , オーム社 (1969)
- (154) 菅井秀郎 : 「プラズマエレクトロニクス」 , オーム社 (2000)
- (155) EINER HINNOV, JOSEPH G.HIRSCHBERG : “ Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas ” , *PHYSICAL REVIEW*, Vol.125, No.3, pp.795-801 (1962)
- (156) S. M. V. Aldrovandi, D. Pequignot : “ Radiative and Dielectronic Recombination Coefficients for Complex Ions ” , *Astron.& Astrophys.*, Vol.25, pp.137-140 (1973)
- (157) 高柳和夫 : 「スペース・シャトルからの粒子放出実験 (SEPEC 計画) における原子分子過程」 , 東京大学宇宙航空研究所報告, Vol.12, No.3, pp.753-773 (1976)
- (158) 牧島一夫 : 「宇宙におけるプラズマ現象と長距離相互作用」 , 日本物理学会誌, Vol.63, No.8, pp.595-603 (2008)
- (159) Mundiyath Venugopalan : “ Reactions under plasma condition -Vol.1- ” , New York : Wiley-Interscience (1971)
- (160) 日本機械学会編 : 「伝熱工学資料改訂第 5 版」 , 丸善出版 (2009)
- (161) 日本金属学会編 : 「金属データブック改訂 3 版」 , 丸善出版 (1993)

(162) ステンレス協会編：「ステンレス鋼便覧」，日刊工業新聞社(1995)

# 付録1 ガスの物性

## 粒子組成と熱力学・輸送・放射特性の算出にあたる仮定

一般にアークにおける気体の温度は 3,000～30,000 K と高温である。この高温気体中における温度等の特性は、ガス圧力、ガス種、電流、入力電力等、多くの外的条件によって左右される。構成要素は次の通りである。

- 熱力学特性：質量密度，エンタルピー，定圧比熱
- 輸送特性：導電率，熱伝導率，粘性率
- 放射特性：線スペクトル，連続スペクトル(制動放射，再結合放射)

高温気体が熱平衡状態である場合には，これらの特性は温度と圧力の関数となり，これを平衡物性と呼ぶ<sup>(127)</sup>。熱平衡状態の定義を次に示す<sup>(127)</sup>。

- 粒子のエネルギーがマクスウェル・ボルツマン分布をしていること
- 各粒子の温度が等しくプラズマ温度であること(重粒子温度  $T_h$  = 電子温度  $T_e$ )
- 励起状態がボルツマン分布であること
- 粒子数密度が反応平衡組成になっていること

本計算では，高温気体を大気圧アーク同様，局所熱平衡状態と仮定した。算出した熱力学・輸送・放射特性の温度範囲は，300, 1,000 — 30,000 K であり，これらを温度毎にデータベース化したものを電磁熱流体シミュレーションで読み込むようにした。なお，電磁熱流体シミュレーションで用いる際には，計算の負荷を下げするため，1,000 から 24,000 K の間は，1,000 K 刻みで計算し，24,000 から 30,000 K の間は，6,000 K 刻みで読み込み，この間の温度の物性値は，線形補間で算出を行った。本研究で計算した電流値では，24,000 から 30,000 K まで温度が増加しないため，計算に支障はない。

## 分配関数と高温気体の粒子組成

熱平衡状態における粒子組成を計算するには、次の2つの統計熱力学的手法が用いられる。

1. 系のギブスの自由エネルギーを求め、これを最小化させるように粒子組成を求める
2. 状態方程式のもと、電離平衡についての Saha の式を連立させて各粒子密度を解く

これらをいずれも状態方程式が成り立つという制約条件の下で解くことにより粒子組成が得られる。上記2つの方法は等価な関係である。このような熱平衡状態における粒子組成の計算や、熱力学・輸送・放射特性を計算するためには、各粒子の分配関数を求めておくことが必要となる。

### 分配関数

分配関数とは、各粒子群の速度(エネルギー)分布関数がボルツマン分布を仮定できる場合に、分子のとることのできる全てのエネルギー値  $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2 \dots$  を含み、これをボルツマン因子  $\exp(-\varepsilon_i/(kT))$  で表して加えた総和である。したがって、分配関数は状態和とも呼ばれ、一般的には次式で表される。

$$Q = \sum \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) \quad (40)$$

この和は、可能なエネルギーの値に関するものではなく、全ての状態についての和であることに注意が必要である。連続的な状態が関係する場合は、上の離散的な和は連続的な変数に関する積分として表される。

さて、理想気体の挙動を示す分子のエネルギー  $\varepsilon_i$  について考える。分子の運動形態は並進運動、回転運動、振動運動がある。これらの運動によるエネルギーはそれぞれ、並進エネルギー  $\varepsilon_{\text{trans}}$ 、回転エネルギー  $\varepsilon_{\text{rot}}$ 、振動エネルギー  $\varepsilon_{\text{vib}}$  と表され、さらに電子の軌道のエネルギー  $\varepsilon_{\text{ele}}$  も考慮すると、これら4つの和が分子1個の所有するエネルギー  $\varepsilon_i$  となる。

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\text{trans}} + \varepsilon_{\text{rot}} + \varepsilon_{\text{vib}} + \varepsilon_{\text{ele}} \quad (41)$$

この分子1個が所有するエネルギー  $\varepsilon_i$  に基づいて、分配関数を求めることができる。ここで求める分配関数は、分子内部の状態の総和で表されるため内部分配関数(内部状態和)と呼ばれる。式(41)に対してまとめると、内部分配関数  $Q_i$  は並進分配関数  $q_{\text{trans}}$ 、回転分配関数  $q_{\text{rot}}$ 、振動分配関数  $q_{\text{vib}}$ 、電子分配関数  $q_{\text{ele}}$  の積で表すことができる<sup>(128, 129)</sup>。

$$Q_i = q_{\text{trans}} \cdot q_{\text{rot}} \cdot q_{\text{vib}} \cdot q_{\text{ele}} \quad (42)$$

$N_2$  や  $O_2$  等の二原子分子および  $CO_2$  や  $SF_6$  等の多原子分子の場合は、内部分配関数  $Q_i$  は式 (42) より求めることができる。Ar や W, Fe 等の単原子の場合は、振動、回転の運動は無いため、内部分配関数  $Q_i$  は並進と電子分配関数の積となる。

$$Q_i = q_{\text{trans}} \cdot q_{\text{ele}} \quad (43)$$

ここからは内部分配関数を構成する並進分配関数  $q_{\text{trans}}$ 、電子分配関数  $q_{\text{ele}}$  の算出について述べる。計算には分光データベース<sup>(94)(130)</sup>が必要である。

## (1) 並進分配関数

並進分配関数  $q_{\text{trans}}$  は次式で表せる。

$$q_{\text{trans}} = \left( \frac{2\pi mkT}{h_P^2} \right)^{\frac{3}{2}} V \quad (44)$$

ここで、 $m$  は質量、 $k$  はボルツマン定数、 $h_P$  はプランク定数、 $V$  は系の体積である。並進分配関数は分子一個の質量  $m$ 、系の温度  $T$  および系の体積  $V$  に依存する。本研究では、体積  $V = 1 \text{ m}^3$  としている。式 (44) に  $V = 1 \text{ m}^3$  を代入すると、後述する Saha の式 (47) の右辺中項に相当する。

## (4) 電子分配関数

電子分配関数とは、電子の軌道運動による状態和のことである。電子は縮退していることが知られており<sup>(128, 129)</sup>、電子分配関数は (40) 式に統計的重みを考慮した以下の式で表される。

$$\begin{aligned} q_{\text{ele}} &= g_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{kT}\right) + g_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{kT}\right) + \dots \\ &= \sum g_{ei} \exp\left(-\frac{E_{ei}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (45)$$

$g_{ei}$  は統計的重み、 $E_{ei}$  は電子の準位エネルギーである。また、電子自体の分配関数は基底状態のみであり、次のように決まっている。

$$q_e = 2 \quad (46)$$

## 熱平衡状態の粒子組成

### 粒子組成の算出方法

本研究では、粒子組成の計算には「状態方程式のもと、電離平衡についての Saha の式を連立させて各粒子密度を解く」方法を採用した。具体的には、以下に示す Saha の式 (電離平衡式)、気体の状態方程式、電荷中性保存式からなる非線形連立方程式を、数値的に解くことにより、温度ごとの電子密度  $n_e$  [ $\text{m}^{-3}$ ], 中性粒子やイオンの粒子密度を求めた。その際の解法は Newton-Raphson 法<sup>(131)</sup> とした。

・ Saha の式 (電離平衡式)

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{Q_e Q_{i+1}}{Q_i} \left( \frac{2\pi m_e kT}{h_P^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{E_{i+1} - \Delta E_{i+1}}{kT} \right) \quad (47)$$

・ 気体の状態方程式

$$P = \left( n_e + \sum n_i \right) kT \quad (48)$$

・ 電荷中性保存式

$$n_e = \sum (Z - 1) n_i \quad (49)$$

Saha の式に含まれる, Stark 効果による電離エネルギーの減少  $\Delta E_{i+1}$  およびデバイ長  $\lambda_D$  は以下の式より算出した。

$$\Delta E_{i+1} = \frac{(i+1)e^2}{\varepsilon_0 \lambda_D} \quad (50)$$

$$\lambda_D = \left\{ \frac{\varepsilon_0 kT}{4\pi e^2 \left( n_e + \sum_i (i+1) n_{i+1}^2 \right)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (51)$$

ここで,  $P$  [Pa] は圧力,  $Z_i$  [C] は  $i$  種粒子の電荷量,  $m_e$  は電子の質量,  $h_P$  はプランク定数,  $E_{i+1}$  は電離エネルギー, なお,  $i$  は元素の種類を示す。また,  $\Delta E_{i+1}$  は電離エネルギーの補正項 (J),  $e$  は電気素量,  $\lambda_D$  はデバイ長,  $(i+1)$  はイオンの価数を表し,  $(i+1)=1, 2$  は, それぞれ 1 価と 2 価のイオン,  $(i+1)=0$  は原子を表す。

また, 表 2 に, 本シミュレーションで用いた気体の電離電圧<sup>(108)</sup> を以下に示す。

表 2 使用した気体の電離エネルギー<sup>(108)</sup>

Table 2 Ionization energy of Ar, Fe<sup>(108)</sup>.

Ar	$\rightleftharpoons$	Ar <sup>+</sup>	+	e <sup>-</sup>	:	15.8 eV
Ar <sup>+</sup>	$\rightleftharpoons$	Ar <sup>2+</sup>	+	e <sup>-</sup>	:	27.6 eV
Ar <sup>2+</sup>	$\rightleftharpoons$	Ar <sup>3+</sup>	+	e <sup>-</sup>	:	40.7 eV
Ar <sup>3+</sup>	$\rightleftharpoons$	Ar <sup>4+</sup>	+	e <sup>-</sup>	:	59.8 eV
Fe	$\rightleftharpoons$	Fe <sup>+</sup>	+	e <sup>-</sup>	:	7.87 eV
Fe <sup>+</sup>	$\rightleftharpoons$	Fe <sup>2+</sup>	+	e <sup>-</sup>	:	16.2 eV
Fe <sup>2+</sup>	$\rightleftharpoons$	Fe <sup>3+</sup>	+	e <sup>-</sup>	:	54.7 eV

## 衝突断面積

高温気体の輸送特性を求めるには、粒子組成以外に衝突断面積が必要となる。高温気体中では、電子、イオンのほか、分子、原子等が数万 K の非常に広い温度範囲に存在している。したがって、輸送特性を求めるにあたっては、通常低圧プラズマの解析に用いられる電子衝突断面積のほか、これらすべての粒子間に対する衝突断面積が必要になる。

1. 同種中性粒子間の衝突断面積
2. 同種中性粒子-イオン間衝突断面積
3. 電子-中性粒子間衝突断面積
4. クーロン衝突断面積

熱平衡状態下における輸送特性の算出には Chapman-Enskog 法による近似計算<sup>(132)</sup> が用いられる。この近似計算において衝突断面積は、実効衝突断面積というべき衝突積分の形で取り扱われる。したがって、Chapman-Enskog 法の近似に基づいた各種衝突断面積を求める必要がある。

## Chapman-Enskog 法

Chapman-Enskog 法では、次の 4 つの仮定が重要である。

- 1) 2 分子衝突のみであること
- 2) 分子衝突は古典力学に従うこと
- 3) 衝突は弾性衝突であること
- 4) 分子間相互作用ポテンシャル関数が球対称であること

Chapman-Enskog 理論は、分子間の相互作用を詳細に考慮しており、その効果を表すパラメータを衝突断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$  で表している。この精度は Sonine 多項式近似の次数  $(l, s)$  により決定されるが、この次数により必要となる衝突断面積の種類も異なる。以下に次数別に必要となる衝突断面積をまとめた。

1 次近似:  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$

2 次近似:  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,2)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,3)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$

3 次近似:  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,2)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,3)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,4)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,5)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,3)}$ ,  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,4)}$

ここで、 $l=1, s=1 \sim 5$  の場合は運動量変換断面積を与え、 $l=2, s=2 \sim 4$  の場合は粘性断面積を与える。本研究では、衝突断面積の算出数が最も少ない Chapman-Enskog 法の 1 次近似を採用し

た。したがって、必要となる衝突断面積は運動量変換断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$  [m<sup>2</sup>] と粘性断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$  [m<sup>2</sup>] の二種類である。

## 同種中性粒子間の衝突断面積

同種中性原子間の衝突断面積については、以下のように計算を行った。まず、Abrahamson氏は原子番号2～105番までの中性原子間の相互作用ポテンシャルを次のようなBorn-Mayer型で求めている<sup>(133)</sup>。

$$U(R) = A \exp(-bR_{\text{dis}}) \quad (52)$$

ここで、 $A$  [J]、 $b$  は  $b \times 10^{-10}$  [m]、 $R_{\text{dis}}$  は核間距離であり  $R_{\text{dis}} \times 10^{-10}$  [m] である。これらの  $A$  および  $b$  の値を用いて、Monchick氏は衝突断面積を求めるためのパラメータ  $\alpha$  および  $\rho$  を以下のように定義している<sup>(134)</sup>。

$$\alpha = \ln \left( \frac{A}{kT} \right) \quad (53)$$

$$\rho = \frac{1}{b} \quad (54)$$

ここで、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は絶対温度を表している。Monchickは、この  $\alpha$  に対する衝突断面積の補正係数  $I_{(l,s)}$  の値を示している<sup>(134)</sup>。 $I_{(l,s)}$  から以下に示す式により、運動量変換断面積および粘性断面積を求める<sup>(134)</sup>。

$$\sigma_R^2 \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{8\pi\alpha^2 \rho^2 I_{(l,s)}}{(s+1)! \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{1 + (-1)^l}{1+l} \right)} \quad (55)$$

ここで、 $\sigma_R$  は  $U(R)$  によって定義される任意の距離パラメータである。本研究では、すべて  $\sigma_R=1$  としている。 $l=1, s=1$  の場合、運動量変換断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$  を与え、 $l=2, s=2$  の場合、粘性断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$  を与える。

## 異種中性粒子間の衝突断面積

異種中性粒子間の運動量変換断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$  および  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$  は、Empirical Combining Laws<sup>(135)</sup> に基づき次のように算出した。

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} = \frac{1}{2} \left( \pi\bar{\Omega}_{ii}^{(1,1)} + \pi\bar{\Omega}_{jj}^{(1,1)} \right) \quad (56)$$

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} = \frac{1}{2} \left( \pi\bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)} + \pi\bar{\Omega}_{jj}^{(2,2)} \right) \quad (57)$$

## 同種中性粒子–イオン間の衝突断面積

### (1) 同種中性粒子–1価イオンの場合

同種中性粒子–1価イオン間の運動量変換断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$  は、次式より計算を行った。まず、共鳴電荷交換断面積は次のような解析的な形で表される<sup>(136)</sup>。

$$\sigma(v) = (K_2 - K_1 \ln v)^2 \quad (58)$$

ここで、 $v$  は相対速度を表す。粒子  $i$  と粒子  $j$  間の実効衝突断面積は、Gupta 氏と Yos 氏が次の式を与えている<sup>(137)</sup>。

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{\int_0^\infty \int_0^\pi \exp(-v^2)v^{2s+3}(1 - \cos^l x)4\pi\sigma_{ij} \sin x dx dv}{\int_0^\infty \int_0^\pi \exp(-v^2)v^{2s+3}(1 - \cos^l x) \sin x dx dv} \quad (59)$$

$$v = \sqrt{\frac{m_i m_j}{2(m_i + m_j)kT}} \cdot g \quad (60)$$

ここで、 $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(x, g)$  は  $i$ – $j$  粒子間の微分散乱断面積、 $x$  は重心系における散乱角、 $g$  は衝突粒子の相対速度、 $v$  は換算速度である。 $l=1, s=1$  の場合は運動量変換断面積、 $l=2, s=2$  の場合は粘性断面積を与える。(59) 式を (60) 式に代入して解析的に積分すると、実効衝突断面積は次式となる。

$$\pi\bar{\Omega}_{A-A^+}^{(1,1)} = (39.8K_1^2 - 17.8K_1K_2 + 2K_2^2) + (8.82K_1^2 - 2K_1K_2) \left[ \ln\left(\frac{T}{M}\right) \right] + \frac{1}{2}K_1^2 \left[ \ln\left(\frac{T}{M}\right) \right]^2 \quad (61)$$

ここで、 $M$  は分子量、 $T$  は絶対温度である。定数  $K_1, K_2$  に関しては、Rapp 氏らが共鳴電荷交換断面積  $\sigma(v)$  と  $v$  の関係図を、電離エネルギーをパラメータとして与えていることから、その図に外挿して求めた。つまり、 $v$  をパラメータとして  $\sigma(v)$  とイオン化エネルギーの関係図を描き、目的の粒子のイオン化エネルギーにおける  $\sigma(v)$  の値を読みとって、再び  $\sigma(v)$  と  $v$  の関係図に変換することにより、定数  $K_1, K_2$  の値を求めた。粘性断面積については、電荷交換の影響は全くないため、中性粒子間の衝突断面積と等しいとした。

### (2) 同種中性粒子–2価イオンの場合

中性粒子–2価イオン間における運動量変換断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ 、粘性断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$  については、両者の共存する温度領域が少ないことから、それぞれ中性粒子間の場合と等しいとした。

## 異種中性粒子-イオン間の衝突断面積

異種中性粒子-イオン間の衝突断面積については、非共鳴電荷交換衝突である。したがって、これらの衝突断面積を中性粒子間の衝突断面積と等しいとした。

## 電子-中性粒子間の衝突断面積

電子と Ar 原子間の運動量変換断面積  $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$  には、電子エネルギーが 1 eV 近辺で衝突断面積がきわめて小さくなるラムザウアー効果を考慮する必要がある。この場合の衝突断面積は、文献<sup>(138)</sup>より外挿した。

## クーロン衝突断面積

電子-電子，電子-イオン間およびイオン-イオン間の衝突断面積については、粒子の種類に関係なく以下の式<sup>(137)</sup>から求めた。

$$\pi\bar{\Omega}_{ej}^{(l,s)}(T) = aQ_c(T) \quad (62)$$

$$Q_c(T) = \left(\frac{e^2}{kT}\right)^2 \ln \Lambda \quad (\text{cm}^2) \quad (63)$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{9(kT)^3}{4\pi e^6 n_e} + \frac{16(kT)^2}{e^4 n_e^{\frac{2}{3}}}} \quad (64)$$

$a$  は補正係数， $n_e [\text{m}^{-3}]$  は電子密度である。また，ここでは  $e=4.80 \times 10^{-10}$  esu であり， $Q_c(T) \text{ cm}^2$  である<sup>(137)</sup>。クーロン散乱による衝突断面積は，イオンが静止しているとした場合であり，いずれも粒子が運動している場合には，補正が必要となる。したがって，粒子の相対速度比に対する補正係数  $a$  を乗じる必要がある。表 3 に補正係数を示す。表中の M は粒子の種類を表す。

表 3 クーロン衝突の補正係数  
Table 3 Correction coefficient of Coulomb collision.

	e-e	e-M <sup>+</sup>	e-M <sup>2+</sup>	e-M <sup>3+</sup>	M <sup>+</sup> -M <sup>+</sup>	M <sup>+</sup> -M <sup>2+</sup>	M <sup>+</sup> -M <sup>3+</sup>	M <sup>2+</sup> -M <sup>2+</sup>	M <sup>2+</sup> -M <sup>3+</sup>	M <sup>3+</sup> -M <sup>3+</sup>
$\pi\Omega_{ij}^{(1,1)}$	0.800	0.800	2.700	0.708	0.800	2.700	0.708	12.80	28.04	62.65
$\pi\Omega_{ij}^{(2,2)}$	0.750	0.750	2.100	6.650	0.300	0.840	6.650	4.800	26.25	58.73

## 熱力学・輸送特性

高温気体の熱力学特性としては、質量密度、エンタルピー、定圧比熱、輸送特性としては、導電率、熱伝導率、粘性率が挙げられ、以下の式を用いて求められる<sup>(135, 76, 139, 140, 141)</sup>。図 118 に、本シミュレーションで用いた気体の熱力学・輸送特性を示す。

### (1) 質量密度

ある温度  $T$  [K] における質量密度  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] は、各構成粒子の粒子密度  $n_i$  [m<sup>-3</sup>] および質量  $m_i$  [kg] の総和として計算される。

$$\rho = \sum_i m_i n_i \quad (65)$$

$i$  は粒子の種類を表す。(例. Ar, Ar<sup>+</sup> 等)

### (2) エンタルピー

定圧下では、物質に加えた熱は仕事と内部エネルギーの上昇に使われるが、その両方を合わせたものがエンタルピーである。比エンタルピー  $h$  [J/kg] は、 $i$  種粒子の内部分配関数  $Q_i$  と標準生成エンタルピー  $U_i$  [kJ/mol] より次のように計算される。

$$h = \frac{1}{\rho} \sum_i h_i m_i n_i \quad (66)$$

$$h_i = \frac{1}{m_i} \left( \frac{5}{2} kT + kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\ln Q_i) + U_i \right) \quad (67)$$

標準生成エンタルピーとは、化合物が標準状態 (298 K, 0.1 MPa) にある構成粒子から反応によって生成したときの反応熱である。その基準として標準状態で安定な単体のエンタルピーを 0<sup>(108, 142)</sup> としている。例として、希ガスの Ar や He においては標準状態において単原子で存在することができるので、標準生成エンタルピー  $U_i=0$  である。また、イオンに関しては、基準状態から任意の励起状態までに必要な電離エネルギーが標準生成エンタルピー  $U_i$  にあたる。これらの値は NIST-JANAF<sup>(143)</sup> にまとめられている。

### (3) 比熱

比熱  $C_p$  [J/kg·K] とは、一定圧力下において単位質量あたりの気体の温度を 1 K 上昇させるために必要なエネルギーを表す。同一圧力下のエンタルピーを温度で微分したものであるため、

解離・電離反応が生じる温度領域では極大値を示す。本計算では圧力 0.1 MPa 一定とし、以下の式を用いた。

$$C_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_{P=\text{const}} \quad (68)$$

#### (4) 導電率

導電率は、電子密度に比例し、電離が生じると電子が電流を輸送し、急激に増加する。導電率  $\sigma$  [S/m] は、次式によって与えられる。

$$\sigma = \frac{e^2}{kT} \frac{n_e}{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq e}}^N n_j \Delta_{ej}^{(1)}} \quad (69)$$

ここで、

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{8}{3} \left( \frac{2m_i m_j}{\pi kT (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (70)$$

であり、 $e$  は電気素量、 $\pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$  は  $i$  種粒子- $j$  種粒子間の運動量変換断面積である。

#### (5) 熱伝導率

熱伝導率  $\kappa$  [W/m·K] の定義は、単位時間に単位面積を通過する熱エネルギー、つまり熱流束を温度勾配で除した物理量である。熱流束を  $q$ 、温度勾配を  $dT/dr$  とすれば、熱伝導率  $\kappa$  との関係は

$$q = -\kappa \frac{dT}{dr} \quad (71)$$

で表せる。高温気体の熱伝導機構には、接触(並進)運動エネルギーによるもの、内部エネルギーによるもの、解離や電離などの反応によるものがある。したがって、高温気体の熱伝導率  $\kappa$  はこの3つの総和で計算される。

$$\kappa = \kappa_{\text{tr}} + \kappa_{\text{int}} + \kappa_{\text{re}} \quad (72)$$

ここで、 $\kappa_{\text{tr}}$  は接触熱伝導率、 $\kappa_{\text{int}}$  は内部熱伝導率、 $\kappa_{\text{re}}$  は反応熱伝導率である。単原子の場合には、振動や回転に伴う内部エネルギーの変化はないため、接触熱伝導率と反応熱伝導率の和から求めることができる。

### (5-1) 接触熱伝導率

$$\kappa_{\text{tr}} = \kappa_{\text{tr}}^{\text{h}} + \kappa_{\text{tr}}^{\text{e}} \quad (73)$$

$$\kappa_{\text{tr}}^{\text{h}} = \frac{15}{4} k \sum_{i \neq e}^N \frac{n_i}{\sum_j^N \alpha_{ij} n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (74)$$

$$\kappa_{\text{tr}}^{\text{e}} = \frac{15}{4} k \sum_{i=e}^N \frac{n_e}{\sum_j^N \alpha_{ej} n_j \Delta_{ej}^{(2)}} \quad (75)$$

$$\alpha_{ij} = 1 + \frac{\left(1 - \frac{m_i}{m_j}\right) \left(0.45 - 2.54 \frac{m_i}{m_j}\right)}{\left(1 + \frac{m_i}{m_j}\right)^2} \quad (76)$$

$$\Delta_{ij}^{(2)} = \frac{16}{5} \left( \frac{2m_i m_j}{\pi k T (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} \quad (77)$$

### (5-2) 内部熱伝導率

$$\kappa_{\text{int}} = k \sum_{i=1}^N \frac{\left( \frac{C_{pi} M_i}{R} - \frac{5}{2} \right) n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(1)}} \quad (78)$$

### (5-3) 反応熱伝導率

$$\kappa_{\text{re}} = k \sum_{l=1}^{N_{\text{re}}} \frac{\left( \frac{\Delta H_l}{RT} \right)^2}{\sum_{i=1}^N \frac{\beta_{li}}{n_i} \left( \sum_{j=1}^N (\beta_{li} n_j - \beta_{lj} n_i) \Delta_{ij}^{(1)} \right)} \quad (79)$$

ここで、 $\kappa_{tr}^e$  は電子の接触熱伝導率、 $\kappa_{tr}^h$  は重粒子の接触熱伝導率、 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$  は  $i$  種粒子- $j$  種粒子間の粘性断面積、 $C_{pi}$  [J/kg·K] は  $i$  粒子の定圧比熱、 $M_i$  は  $i$  粒子の分子量、 $R$  [J/K·mol] は気体定数 (=8.31 J/K·mol)、 $N_{re}$  は化学反応の種類、 $\beta_{li}$  は  $l$  番目の化学反応における  $i$  粒子の係数、 $\Delta H_l$  [J/mol] は 1mol 当たりの反応エネルギーである。

## (6) 粘性率

高温気体の粘性率  $\eta$  [Pa·s] は、以下の式より求められる。

$$\eta = \sum_{i=1}^N \frac{m_i n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (80)$$

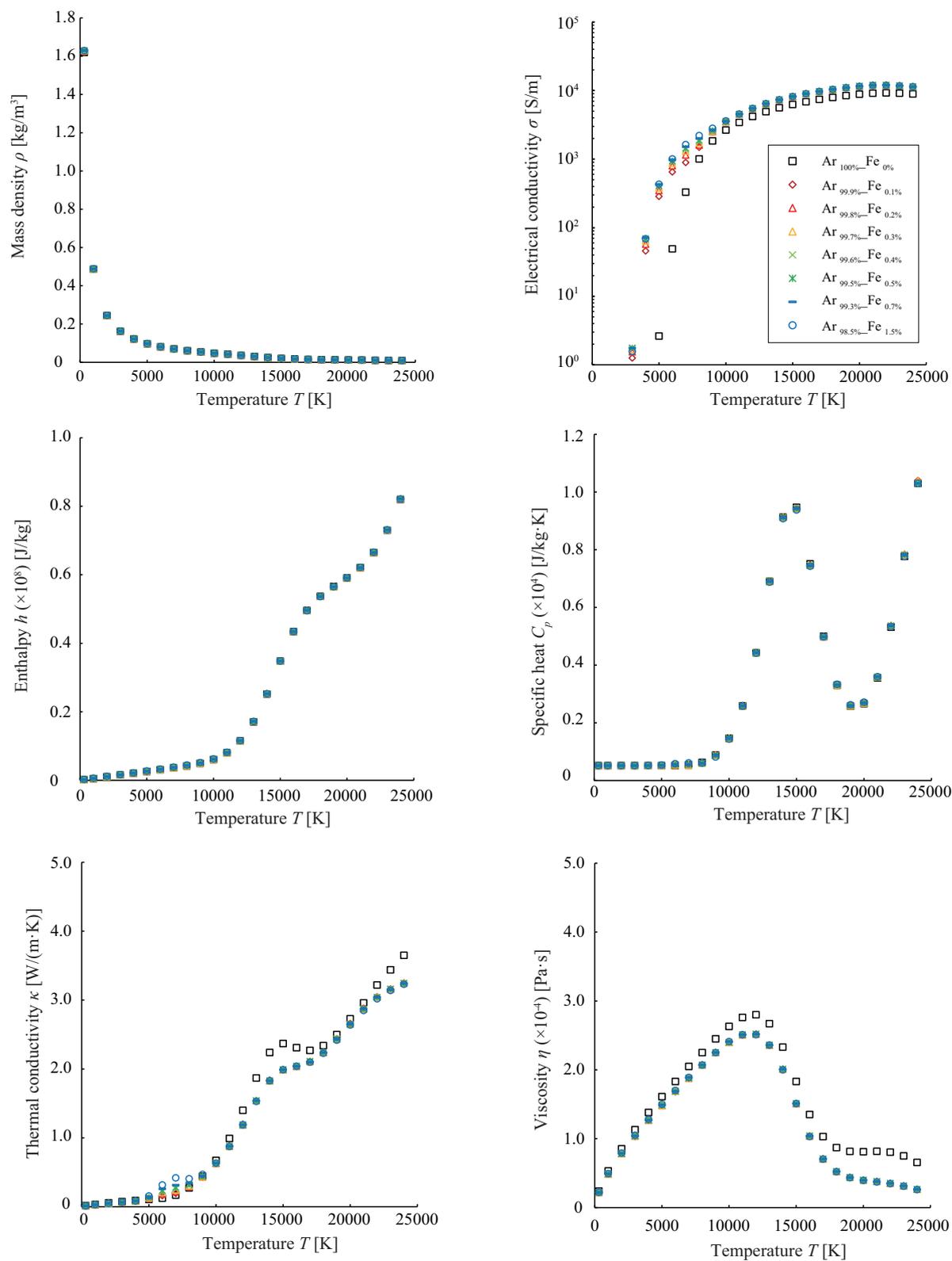


図 118 熱力学・輸送特性  
Fig.118 Gas property.

## 高温気体の放射係数

熱プラズマの放射特性は、高温気体の電子の振る舞いにより決定され、線スペクトルや連続スペクトルが放射される。これらの計算を行うことで、高温気体の温度と波長に対する放射が求まる。この際、熱プラズマの高温部から放射された光は、プラズマ中の低温部に再びエネルギーとして吸収される。この現象は自己吸収と呼ばれ、これを考慮するには、吸収係数の計算が不可欠である。

放射係数の計算には粒子組成および各分光データベース<sup>(94, 130)</sup>が必要である。以下の章で基本的なスペクトルの放射係数の計算方法を述べる。

また、図 119 に、本シミュレーションで用いた気体の放射特性を示す。

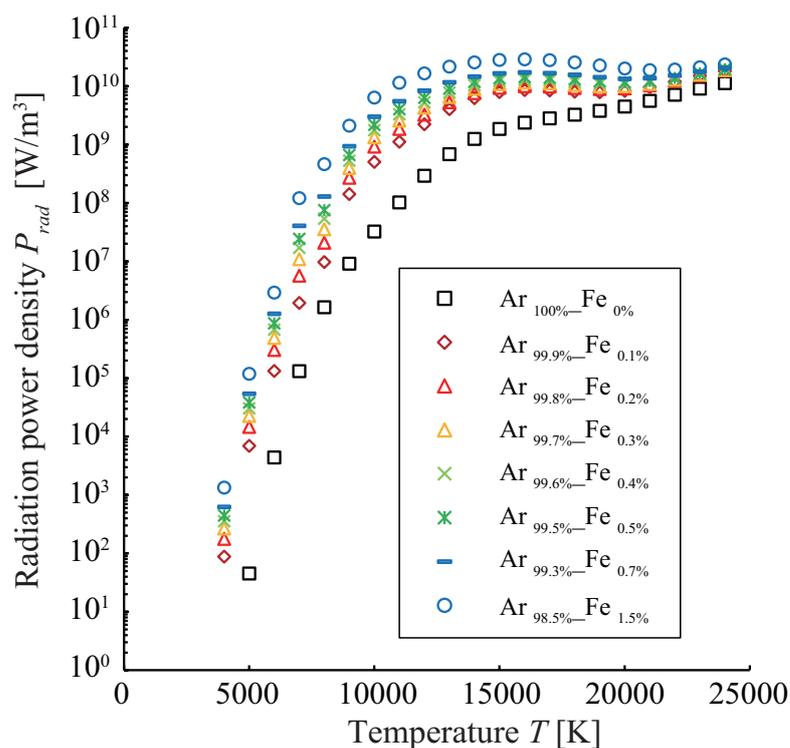


図 119 放射パワー密度

Fig.119 Radiation power density.

## 線スペクトル

熱プラズマの放射特性は、高温気体の電子の振る舞いにより決定され、線スペクトルや連続スペクトルが放射される。これは、熱プラズマ中の構成粒子である原子やイオン中の電子が、エネルギーを得て励起し、そのエネルギーが脱励起するために生じる線スペクトルと、気体中の自由電子がイオンとの間に生じるクーロン力により生じる連続スペクトルがある。以下の章で、線スペクトル、連続スペクトルについて説明する。

線スペクトルとは、ある特定の波長の近くで光の強度が連続スペクトルに比べて、強い部分や弱い部分を指す。原子あるいはイオンのエネルギー準位によって、各元素はその原子固有の電子配置と放射スペクトルを持つ。エネルギー状態は、種々の量子数によって決まるとびとびの値で与えられる。原子あるいはイオンからのスペクトル線は、電離または励起によって電子が変化（遷移）するのに伴って、各々の元素の種類に固有な波長に放出される。また、光を吸収することでより高い準位へと遷移する。線スペクトルの放射係数の理論式を示す<sup>(76, 144, 145)</sup>。

$$\varepsilon_{\text{rad}}^{\text{line}} = \frac{n_i}{4\pi Q_i} \frac{h_P c}{\lambda_{mi}} g_{mi} A_{mni} \exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right) \quad (81)$$

ここで、 $i$  は粒子の種類を表し、 $\varepsilon_{\text{rad}}^{\text{line}}$  [W/m<sup>3</sup>·sr] は吸収を考慮しない線スペクトルの放射係数、 $n_i$  [m<sup>-3</sup>] は  $i$  種粒子の粒子数密度、 $Q_i$  は  $i$  種粒子の分配関数、 $h_P$  [J·s] はプランク定数、 $c$  [m/s] は光速、 $\lambda_{mi}$  [m] は  $i$  種粒子の波長、 $g_{mi}$  は  $i$  種粒子の  $m$  準位 (上準位) の統計的重み、 $E_{mi}$  [J] は  $i$  種粒子の  $m$  準位のエネルギー、 $A_{mni}$  [s<sup>-1</sup>] は  $i$  種粒子の  $m$  準位から  $n$  準位への遷移確率 (アインシュタインの A 係数 : 自然放出係数)、 $\lambda_{mi}$  [m] は  $i$  種粒子の波長、 $k$  [J/K] はボルツマン定数、 $T$  [K] は温度である。

## 連続スペクトル

連続スペクトルは、線スペクトルと異なり広い波長範囲で連続的な強度分布を持ち、再結合放射と制動放射の2つの過程により生じる。以下に各々の放射係数の理論式を示す<sup>(146)</sup>。

$$\varepsilon_{\text{fb}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T}} Z_{\text{eff},i}^2 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h_P c}{\lambda k T}\right) \right] \frac{g_{i,1}}{Q_i} \xi_{\text{fb}}(\lambda, T, i) \Delta \lambda \quad (82)$$

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ei}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} Z_{\text{eff},i}^2 \exp\left(-\frac{h_P c}{\lambda k T_e}\right) \xi_{\text{ff}}(\lambda, T_e, i) \Delta \lambda \quad (83)$$

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}} = C_2 \frac{n_e n_a}{\lambda^2} \sqrt{T^3} S(T_e) \left[ \left( 1 + \frac{h_{PC}}{\lambda k T_e} \right)^2 + 1 \right] \exp \left( -\frac{h_{PC}}{\lambda k T_e} \right) \Delta\lambda \quad (84)$$

$$C_1 = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^3} \frac{16\pi e^6}{3c^2 (6\pi m_e^3 k)^{\frac{1}{2}}} = 1.63 \times 10^{-43} \text{ Wm}^4 \text{K}^{\frac{1}{2}}/\text{sr} \quad (85)$$

$$C_2 = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)} \frac{32e^6}{3c^2} \left( \frac{k}{2\pi m_e} \right)^{\frac{3}{2}} = 1.026 \times 10^{-34} \text{ Wm}^4 \text{K}^{\frac{3}{2}}/\text{sr} \quad (86)$$

ここで、 $\varepsilon_{\text{fb}}$  [W/m<sup>3</sup>·sr] は再結合放射の放射係数、 $\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ei}}$  [W/m<sup>3</sup>·sr] は電子-イオン間の制動放射の放射係数、 $\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}}$  [W/m<sup>3</sup>·sr] は電子-原子間の制動放射の放射係数、 $C_1$  は電子-イオン間の連続定数、 $C_2$  は電子-原子間の連続定数、 $\varepsilon_0$  [F/m] は真空の誘電率、 $m_e$  [kg] は電子の質量、 $n_a$  [m<sup>-3</sup>] は原子密度、 $n_e$  [m<sup>-3</sup>] は電子密度、 $n_i$  [m<sup>-3</sup>] は  $i$  種のイオン密度、 $\lambda$  [m] は波長、 $Z_{\text{eff},i}$  は  $i$  種粒子の有効電荷数、 $S(T_e)$  [m<sup>2</sup>] は電子-中性粒子間の衝突断面積<sup>(147)</sup>、 $\Delta\lambda$  [m] は波長刻み幅、 $g_{i,1}$  は  $i$  種粒子の基底状態の統計的重み、 $\xi_{\text{fb}}(\lambda, T_e, i)$  は Biberman factor (=  $\xi_{\text{ff}}(\lambda, T_e, i)$ )<sup>(148, 149)</sup> である。

本式より、連続スペクトルは、主に電子密度とイオン密度の積や統計的重みにより決定される。また、Biberman factor は、紫外線と赤外線領域で、値が小さくなるため、注意が必要である<sup>(148, 149)</sup>。

## 再結合放射

再結合放射は、荷電粒子が空間内で再結合することによって、もとの原子またはイオンに戻る現象である。自由電子がイオンとの間に生じるクーロン力により減速され、電子の速度がイオンとの再結合時に零となり、イオンのある準位に補足された場合に余ったエネルギーを放出することであり、この際の運動エネルギーと励起エネルギー（脱励起エネルギー）分を放射する。

$$h\nu = E_k + eV_i \quad (87)$$

ここで、 $\nu$  [Hz] は振動数、 $E_k$  [J] は自由電子の運動エネルギー、 $eV_i$  [eV] は  $i$  種粒子の励起エネルギーである。

なお、熱プラズマのような高温気体では、イオン-電子間の粒子の衝突は、再結合の機構によって、放射再結合、二電子再結合、三体再結合、解離再結合、荷電交換再結合がある<sup>(150, 151)</sup>。

放射再結合は、自由電子がイオン中のある準位へ捕獲され、捕獲前後のエネルギー差（電子の運動エネルギーと電離エネルギー）を光子として放出する過程で、光電離の逆過程である。捕獲される自由電子の運動エネルギーは連続的な値を持つので、発光線の波長も連続的となる。

二電子再結合は、一度、外核電子が2個同時に励起状態になる二重励起状態を経由し、さらにその一部が光子を放出して通常の励起、もしくは基底状態になる過程であり、自動励起の逆過程である。これは、自由電子が高いエネルギーを保有しないと二重励起という特殊な場合にはならないため、電子温度が高いと生じる。

三体再結合は、電子衝突電離の逆過程で、自由電子がイオンに捕獲されるという点では、放射再結合と同じであるが、余剰エネルギーを近くにいる別の電子もしくは粒子が受け取るため、光子を放出しない。反応式を以下に示す<sup>(152)</sup>。

### (1) 放射再結合



### (2) 二電子再結合



### (3) 三体再結合



本論文における再結合放射は放射再結合を想定している。しかし、これら3つの再結合を比較すると、一般的には放射再結合は生じにくいとされる<sup>(153)</sup>。したがって、これらの現象が生じる、気体分子の熱運動について考えてみる。

- マクスウェル分布

気体分子  $n$  個のうち、速度が大きさ  $v$  から  $v + dv$  までの粒子数を  $dn$  個とすると、この割合は速度の大きさ  $v$  の関数として、次の式で示される。

$$\frac{dn}{n} = f_M(v)dv \quad (92)$$

$f_M(v)$  は、一般に次式で表される<sup>(154)</sup>。

$$f_M(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp \left( -\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (93)$$

ここで、 $m$  [kg] は質量、 $k_B$  [J/K] はボルツマン定数、 $T$  [K] は温度である。この関数  $f_M$  がマクスウェル分布で、熱平衡状態にある粒子系の粒子の速度分布や粒子のエネルギー分布を表す関数として用いられる。マクスウェル分布は系の平均温度あるいは平均エネルギーを定めることにより、一意に速度分布やエネルギー分布を記述することができる。この  $f_M$  をエネルギー  $\varepsilon$  の関数として表す場合、 $\varepsilon = (1/2)mv^2$  および  $dv = (1/(mv))d\varepsilon$  から、 $f_M(v)dv$  を変形して、

$$f_M(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp \left( -\frac{\varepsilon}{k_B T} \right) \quad (94)$$

となる。

電子のエネルギー分布を (93) 式を用いて計算した。電離などの反応が起こるには、ある閾値以上のエネルギーを電子がもたなければならない。電子温度  $T_e$  [K] の増加とともに低いエネルギーの電子が存在する割合が低下し、高いエネルギーをもつ電子の割合が増える。また、15,000 K に着目すると、平均が 3 eV 程度で、Ar の電離エネルギー 15.76 eV、He の電離エネルギー 24.59 eV を持った電子はほとんど存在しない。したがって、電離を行っていない粒子が圧倒的に多く、0~3 eV 辺が再結合に大きく作用している。

- 再結合速度係数

この時、これらの再結合の生じやすさは、単位時間での単位体積における再結合の度合いを表す再結合速度係数  $\alpha_{ei}$  [cm<sup>3</sup>/s] の値で決まる。三体再結合、放射再結合、二電子再結合のそれぞれにおける再結合速度係数の算出式を以下に示す。

$$\alpha_{3B} \approx 5.6 \times 10^{-27} k T^{-\frac{9}{2}} N_e \quad (95)$$

$$\alpha_{rad} = 4.3 \times 10^{-13} \left( \frac{T_e}{10^4} \right)^{-0.672} \quad (96)$$

$$\alpha_{di} = 1.9 \times 10^{-3} T_e^{-\frac{3}{2}} \exp(-T_0/T_e) \times (1 + B_{di} \exp(-T_1/T_e)) \quad (97)$$

ここで、 $\alpha_{3B}$  [cm<sup>3</sup>/s] は、三体再結合の再結合速度定数<sup>(155)</sup>、 $\alpha_{rad}$  [cm<sup>3</sup>/s] は放射再結合の再結合速度係数<sup>(156)</sup>、 $\alpha_{di}$  [cm<sup>3</sup>/s] は二電子再結合の再結合速度係数<sup>(156)</sup>、 $T_e$  [K] は電子温度である。

三体再結合、放射再結合、二電子再結合を考慮すると、0.7 eV 未満の低温域では三体再結合が生じやすく、二電子再結合は 6 eV 以上の高温域では支配的であるが、0.7~6 eV のアーク領域では放射再結合が生じやすい。He も Ar もこれらのイオンが低いエネルギーに励起準位をもたないため、Ar の再結合速度係数も He と同様と考えることができる<sup>(157)</sup>。したがって、この温度領域では、放射再結合を考慮すべきであり、再結合放射は十分起こり得る。この際、高圧

ランプのような圧力を考慮していないが、物理的な解明を行うことを目的とする本研究では、圧力を 0.1 MPa と一定で考える。以上より、本温度領域では放射再結合が支配的であることから、再結合放射を考慮して、放射特性を算出する。

## 制動放射

制動放射は、自由電子がイオンの近傍を通過する際、クーロン力を受けて加速度運動して軌道が曲げられるとき、より低エネルギーの自由電子状態に遷移する過程である。自由電子のみでは、光子のエネルギーと運動量を同時に吸収（または供給）できないため、過不足分の運動量をイオンが受け持つ。エネルギーの値は零から電子のエネルギーに至るまで、確率的に広く分布し、連続スペクトルが形成される<sup>(158)</sup>。電子の初速度が小さい時あるいは電子がイオンの散乱中心のごく近くを通過するときには、電子はその初めの軌道から大きく曲げられる。このような場合には、エネルギーの大きな光子が放出される。電子の初速度が大きいかあるいは衝突径数が大きいと、電子はその直線軌道からあまりはずれることなく軌道は直線的となる。このような小角散乱で放出されるエネルギーのごく小さい光子が放出される。

図 120 に連続スペクトルに関する遷移過程を示す。図中の (1), (2) は制動放射と逆制動放射, (3), (4) は放射再結合と光電離, (5), (6) は自然放射と光励起, (7), (8) は三体再結合と電子衝突励起, (9), (10) は衝突脱励起と衝突励起, (7) と (11) の過程が同時に起こり, (12) で脱励起するのが, 二重電子再結合, (14) で励起し, (8) と (13) の過程が同時に起こるのが, 自動励起である。放射が関与する過程は破線, 衝突過程は実線で示す。すべての放射過程に誘導放射・吸収過程が存在する。

ここで、連続スペクトルの計算で考慮している現象の中でも特に注意しなければならない現象 (Gaunt factor, Biberman factor) を次に示す。

## 連続スペクトルの諸現象

- Gaunt factor

Gaunt factor は、電子の軌道量子数上の依存を補正する、量子論的補正項である。 $G_z(\nu, T_e)$  を Gaunt factor といい、古典理論により以下のように書き表される<sup>(159)</sup>。

$$G_z(\nu, T_e) = \int_{x_0}^{\infty} \exp(-x) \cdot g_z(u_0) dx \quad (98)$$

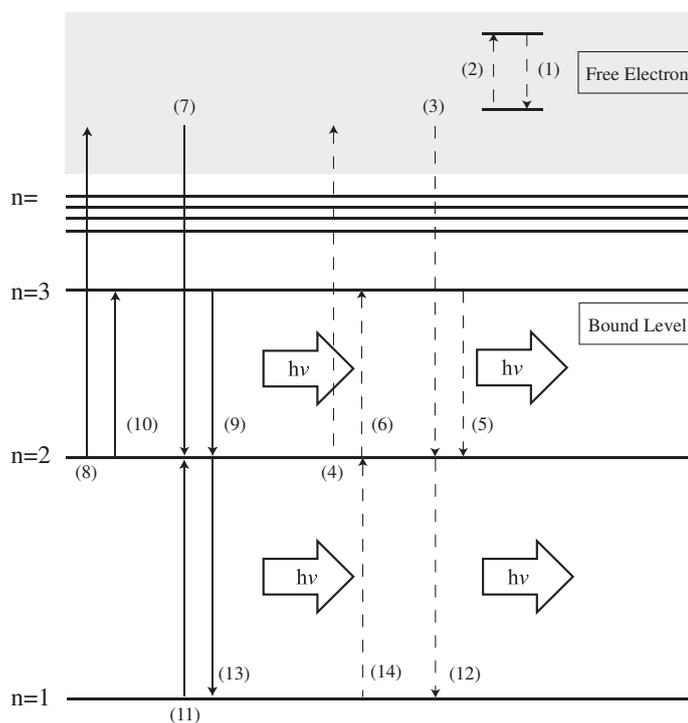


図 120 遷移過程

Fig.120 Transition process.

ここで,  $x = mv^2/2kT_e$ ,  $x_0 = h\nu/kT_e$ ,  $u_0 = 2\pi\nu p_0/v$  に相当する。なお, 衝突係数 ( $p_0 = ze^2/mv^2$ ) は  $90^\circ$  からの逸脱に相当する。  $g_z(u_0)$  は  $u_0$  の因子として表される。高周波 ( $h\nu/kT_e \gg 1$ ) の時,  $g_z(u_0) \cong 1$  かつ  $G_z(\nu, T_e) = \exp(-h\nu/kT_e)$  となり, (82), (83), (84) 式が成立し, 式の中では 1 となる。

● **Biberman factor**

アーク固有の連続スペクトルの形を決めるパラメータが Biberman factor (以下,  $\xi$  因子とする) である。 $\xi$  因子は定数のように扱われる場合もあるが, 厳密には波長と温度の関数である。この  $\xi$  因子は, 1960 年にロシアの Biberman と Norman により原子の光電離断面積を計算する過程で, 水素の光電離断面積に対する比として導入されたのが最初である。

Biberman-Norman は量子偏差が量子数の増加とともに急激に減少するという事実から, 複雑な原子のエネルギー準位の全体系を 2 つのグループに分けることを考えた。グループ A には大きな量子偏差を持つ準位が含まれ, 一方グループ B には量子偏差が事実上零である準位により構成される。グループ B の準位に対する光電離断面積は水素の対応する準位に対するそれに等しい。従って, 複雑な原子 1 個あたりの光電離断面積と水素原子の断面積との差に関する補正は, グループ A の準位に対して行えばよいことを導いた。この結果から, Biberman-Norman

は古典放射理論に対する補正を表す要素として $\xi$ 因子を定義した。その後 Schlüter によりやや異なった形で非水素様原子の連続スペクトルを簡単に表現する方法に応用された。現在までに主に希ガスについて多くの研究が行われている。しかし、 $\xi$ 因子は20~30%の誤差があり、各研究者により異なっている。また、同じ元素でも価数によっても値が異なる<sup>(148)</sup>。本論文では L.G.D'Yachkov 氏<sup>(149)</sup>による計算結果を外挿し、 $\xi_{fb}(\lambda, T_e, i) = \xi_{ff}(\lambda, T_e, i)$ とした。

## 付録2 電極の物性

図 121, 122 に陰極 (W) の物性値, 陽極 (SUS304) の物性値を示す。電極に用いる材料の物性値は, 文献から参照して使用し, 物性値の温度依存性を考慮している<sup>(32, 160, 161, 162)</sup>。どちらも質量密度は, 温度変化による低下が, ガスに比べて小さいと考え, 一定とした。陽極の物性値において, 溶融潜熱は, 溶融潜熱を 50 K の温度の幅で割った値を比熱に追加することで考慮した。この温度幅は, 固相線温度と液相線温度との差を基に決定し, 溶融潜熱は,  $2.47 \times 10^5$  [J/kg] を用いた<sup>(105)</sup>。比エンタルピーが融点である 1,750 K を超えた場合に, シミュレーションでは, 液体と判断するように設定した。

陽極では, 融点以降の物性値に関しては, 融点の物性値を使用し, 陰極では, 4,000 K 以降の物性値に関しては, 4,000 K の物性値を使用するようにした。

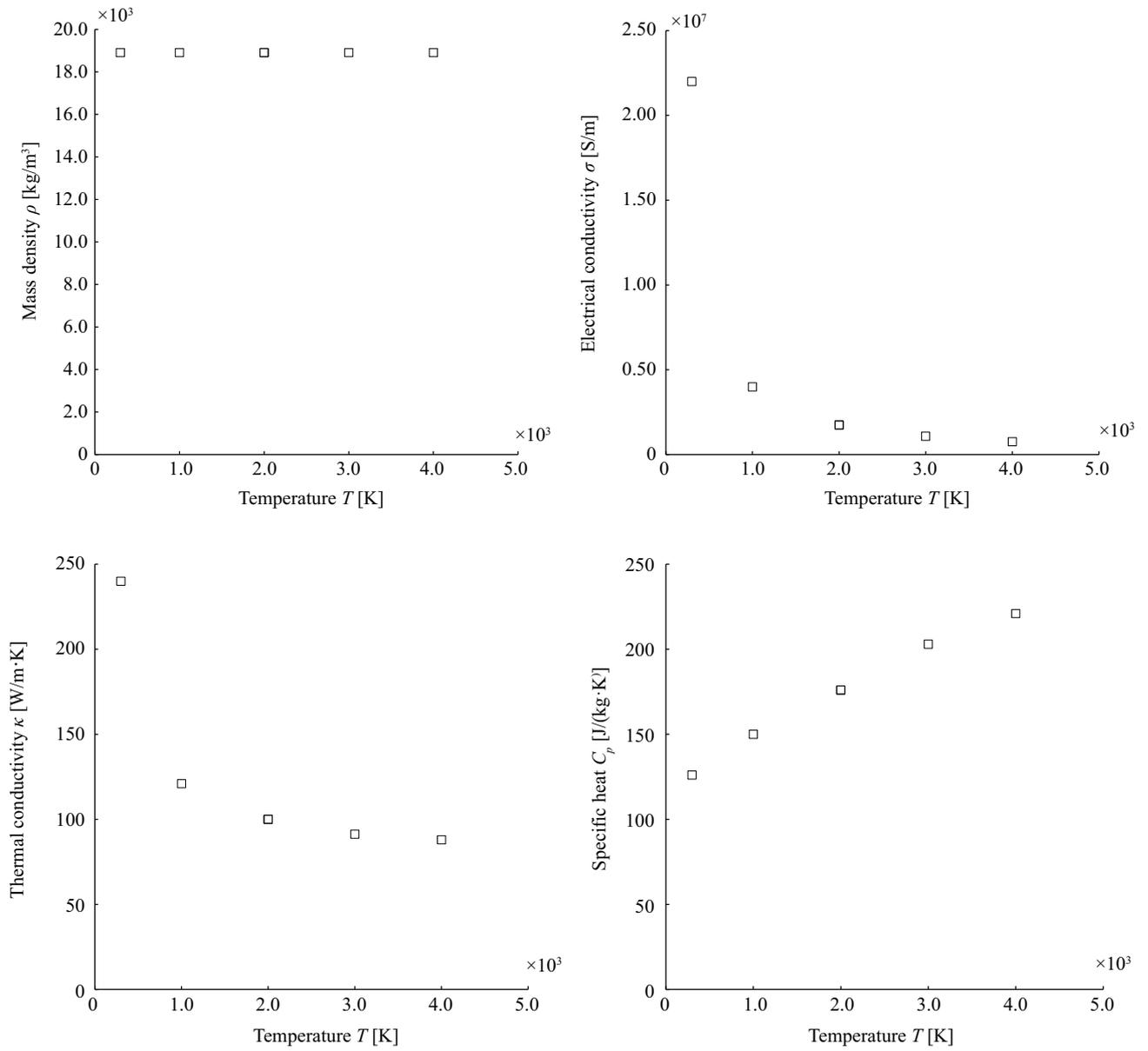


図 121 陰極の物性  
Fig.121 Property of cathode.

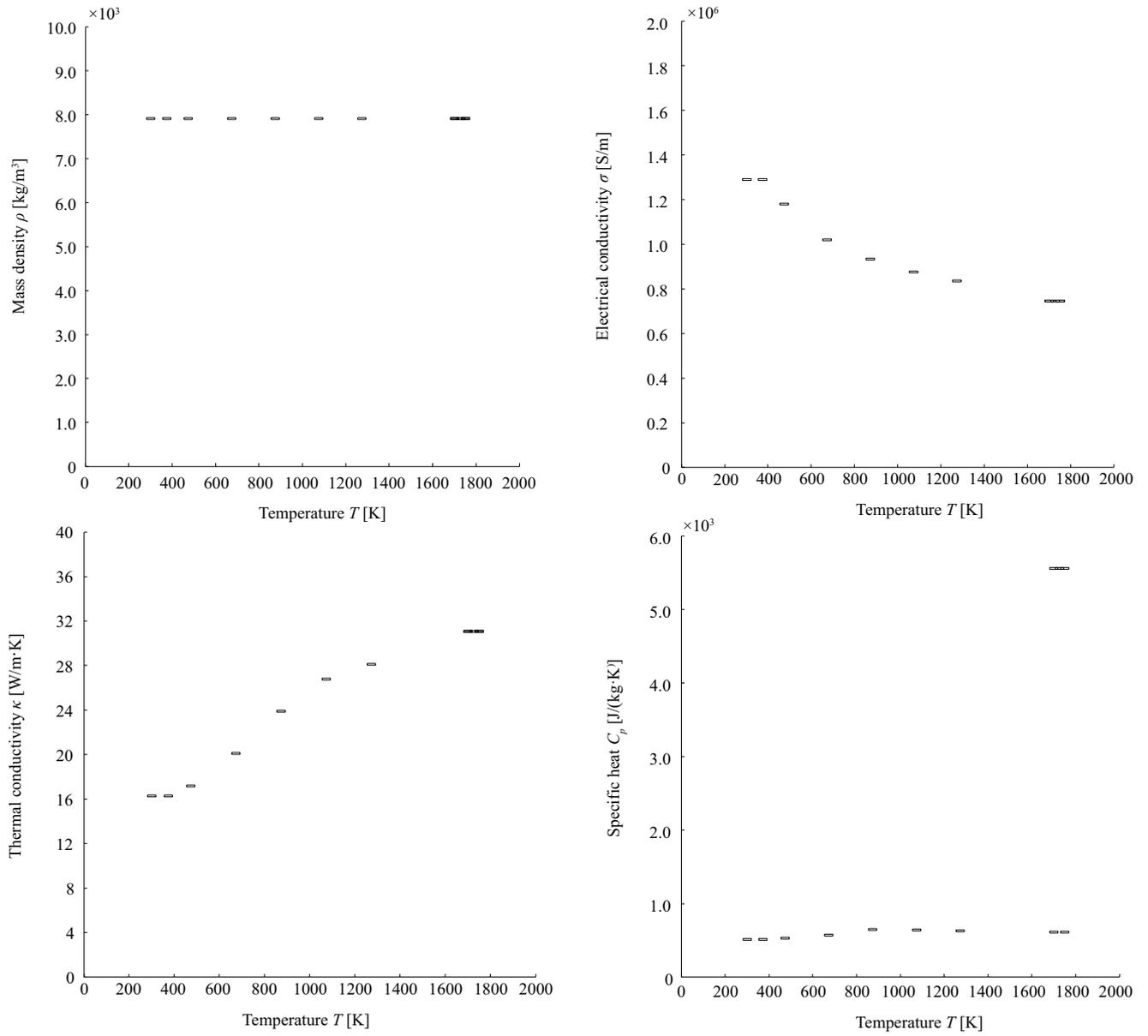


図 122 陽極の物性  
Fig.122 Property of anode.



## 付録3 速度場と圧力場の連成解析手法

大気圧フリーアークの計算では、数値解析法の中のSIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) 法が広く用いられている。本論文では、この方法を改良したSIMPLER (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Revised) 法を用いる<sup>(100, 102)</sup>。SIMPLER法の利点は、収束性が早く、計算負荷が軽く、安定性に優れていることである。流れ場が既知である場合、従属変数 $\phi$ に関する一般微分方程式を定式化することができる。しかし、一般的に流れ場を最初に規定することは不可能である。したがって、SIMPLER法では反復計算を行い、最終的に真の速度場を求める。速度場は運動量保存式に支配されており、それは $\phi$ に関する一般微分方程式のある一つの場合に相当する。従って、運動量保存式を解き、それによって速度場を得ることができる。具体的な計算方法は速度場の推定値を与え、反復計算によって運動量保存式を解き、速度成分を求めていくというものである。図123に、SIMPLER法のアルゴリズムを示す。過去の真空アークの3次元シミュレーションで使用したSIMPLER法の記述は、アルゴリズム内の1と3の運動量保存則を解く際に、離散化方程式の係数 $a$ を解き直していた。しかし、 $x$ ,  $y$ ,  $z$ 方向の順番で解く毎にそれぞれの方向の流速が、求まることによって値が変化する。このため、この値を用いて、次の方向の離散化方程式の係数を算出するため、係数の値が変化する。したがって、質量保存則を満たす速度場が算出されず、解が発散してしまう課題があった。また、過去の本研究室で主流であった2次元円筒座標系のプログラムは、アルゴリズム内の1で、求めた係数を用いて、3の運動量保存則を解いているが、物理量の配列を共有配列としていた。このため、ある変数の配列を計算すると2つの変数の値が変わることで、係数の変化を追うのが困難となり、他者にとって、明瞭でないプログラムとなる。本研究では、3次元直交座標系において、アルゴリズム内の1で用いた係数の値を用いて、3の計算を行う設定とした。更に、共有配列を廃止し、新たに、別の離散化方程式の係数を定義する設定とした。図124に、共有配列を使用しないSIMPLER法のプログラムの記述の改善案を示す。(2)のように、1で求めた係数 $a_{pu}$ を、別の係数 $a'_{pu}$ に代入する。そして、3の運動量保存則を解く時には、 $a'_{pu}$ を $a_{pu}$ に代入することによって、運動量保存則の離散化方程式を求める。これらの工夫によって、解が発散せず、質量保存則と運動量保存則速度分布が算出可能となった。

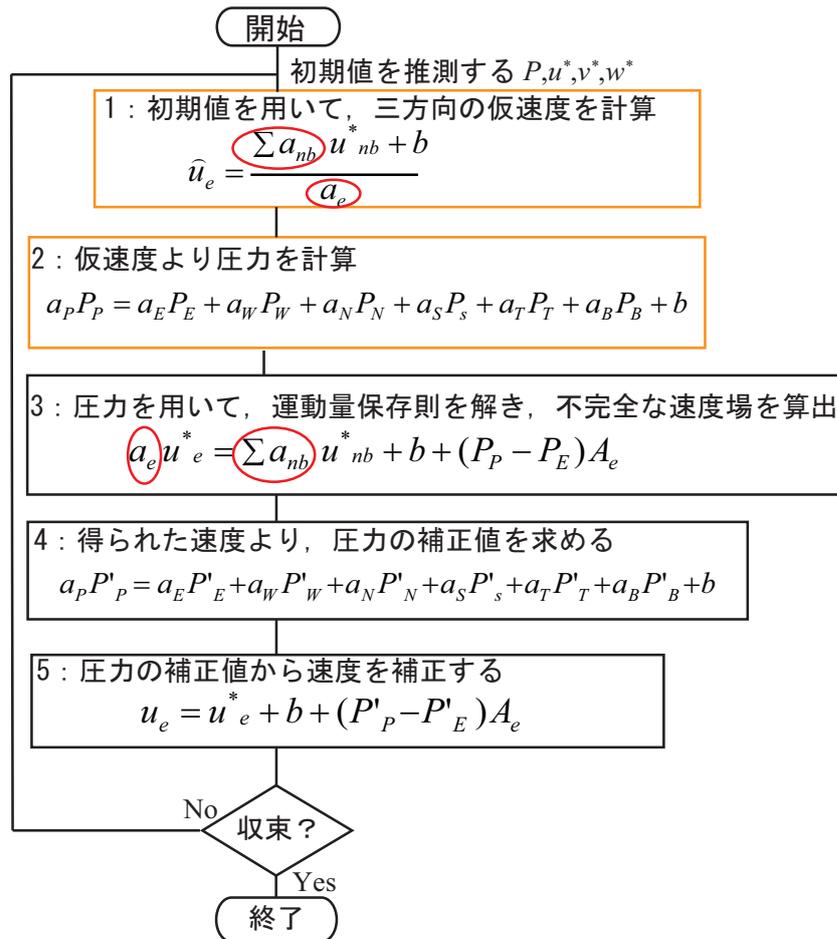
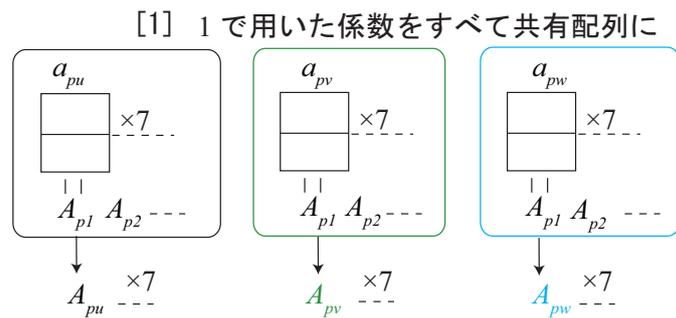
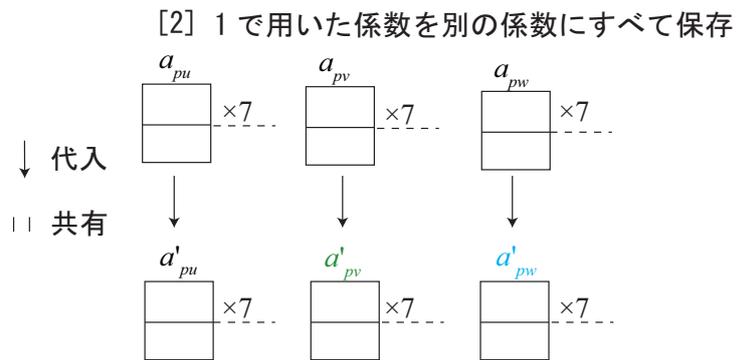


図 123 SIMPLER 法のアルゴリズム

Fig.123 Algorithm of semi-implicit method for pressure-linked equations revised.



3 で用いるときに、それぞれ  $A_{pu}$  などを  $A_{p1}$  などに代入



3 で用いるときに、それぞれ  $a'_{pu}$  などを  $a_{pu}$  などに代入

図 124 共有配列を使用しないSIMPLER法のプログラムの記述の改善案  
 Fig.124 Improvement plan of semi-implicit method for pressure-linked equations revised.



# 発表論文一覧

## 査読論文

- (1) Z. Ren, Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, G. Asanuma, T. Onchi, T. Iwao: “Analyzing Cathode and Anode Spot Movements of Atmospheric Arc Plasma in Parallel Electrodes Using Thermal Field Theory and Thermal Nonequilibrium Model”, IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, Online Version of Record before inclusion in an issue (2022), 査読有
- (2) Z. Ren, Y. Nemoto, Y. Suzuki, M. Takagi, H. Morishita, T. Iwao: “Numerical Simulation of External Magnetic Field Effect on Arc Plasma After Molten Metal Bridge Breaking under Different Electrode Opening Velocities”, AIP Advances, Vol. 12, p. 035239, (2022), 査読有
- (3) 森下穂香, 真栄田義史, 任振威, 根本雄介, 早坂高雅, 岩尾徹: 「溶融ブリッジの溶融蒸発とアークの発弧が及ぼすトロリ線の溶融量算出手法の開発」, 電気学会論文誌 D, Vol. 142, No. 5, pp. 410-417 (2022), 査読有
- (4) 根本雄介, 鈴木祐揮, 任振威, 真栄田義史, 岩尾徹: 「リストライク現象の解明に向けた横風吹き付け時におけるアークの電子と重粒子温度分布の解析」, 電気学会論文誌 B, Vol. 142, No. 4, pp. 228-234 (2022), 査読有
- (5) Z. Ren, Y. Nemoto, Y. Suzuki, T. Iwao: “Numerical Simulation for Analyzing Re-strike Phenomenon of Arc Plasma Considering Application of Recovery Voltage at Direct Current Circuit Breaker”, IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, Vol. 17, Issue 4, pp.611-613 (2021), 査読有
- (6) Z. Ren, Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, G. Asanuma, T. Onchi, T. Iwao: “Cathode Spot Velocity of Atmospheric Arc Plasma after Arc Ignition Affected by Self and External Electromagnetic Force between Parallel Electrodes Using 3D Numerical Simulation”, IEEJ

Transactions on Electrical and Electronic Engineering, Vol. 16, Issue 12, pp. 1656-1663 (2021), 査読有

- (7) Z. Ren, Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, G. Asanuma, T. Onchi, T. Iwao: “ Analysis of adverse influence of metal vapor to arc movement between electrodes with external magnetic field applied by numerical simulation ”, IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, Vol. 17, Issue 2, pp. 183-193 (2021), 査読有
- (8) Y. Nemoto, S. Iwata, Y. Maeda, T. Iwao: “ Analysis of Electron and Heavy Particle Velocity Distribution under Consideration of Nonthermal Equilibrium Arc ”, Electronics and Communications in Japan, Vol.102, No.11, pp. 9-15 (2019) (選抜翻訳・査読有)
- (9) 根本雄介, 岩田総司, 真栄田義史, 岩尾徹:「熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析」, 電気学会論文誌 B, Vol.139, No.9, pp. 562-567 (2019), 査読有
- (10) R. Kano, Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, T. Iwao: “ Arc temperature measurement with microsecond spectroscopic measurement ”, Electrical Engineering in Japan, Vol.210, Issue 1-4, pp. 29-36 (2019) (選抜翻訳・査読有)
- (11) 鹿野竜大, 根本雄介, 真栄田義史, 山本真司, 岩尾徹:「マイクロ秒分光計測を用いたアーク温度計測」, 電気学会論文誌 B, Vol.139, No.10, pp. 629-635 (2019), 査読有

## 学術雑誌

- (1) 岩尾徹, 川崎明日香, 一瀬謹, 布施航, 森下穂香, 根本雄介:「水と電気とくらしを考える—宮ヶ瀬ダム・水とエネルギー館—」, 電気学会誌, Vol.142, No.10, pp. 619-621 (2022), 査読無
- (2) 岩尾徹, 任振威, 根本雄介, 鈴木祐揮, 高木真宏, 森下穂香:「超高温プラズマに関する3次元電磁熱流体シミュレーション技術」, エレクトロヒート, No.239, pp. 26-33 (2021), 査読無
- (3) 岩尾徹, 根本雄介, 杉山雄紀, 高木真宏, 河野聖:「インフラの設備点検技術の進化」, 電気学会誌, Vol.141, No.4, pp. 196-198 (2021), 査読無
- (4) 根本雄介, 辰巳周一, 座間健輔, 木田順三:「電力社会を支える校正技術」, 電気学会誌, Vol.140, No.3, pp. 172-175 (2020), 査読無

- (5) 垣見宥太, 金井嘉毅, 松野俊文, 根本雄介, 星和祐:「建設現場の無人化・省力化」, 電気学会誌, Vol.139, No.9, pp. 621-624 (2019), 査読無
- (6) 根本雄介, 戸田雄士, 竹原有紗:「でんきの礎を訪ねて—2—大容量電力短絡試験設備と超高圧衝撃電圧発生装置—」, 電気学会誌, Vol.139, No.8, pp. 550-553 (2019), 査読無

## 国際会議発表

- (1) Y. Nemoto, M. Takagi, H. Morishita, Y. Suzuki, Z. Ren, T. Iwao ; Transient Analysis of Molten Pool with Applying Axial Magnetic Field in TIG Arc Welding, 49th IEEE International Conference on Plasma Science, 2022年5月, web
- (2) Y. Nemoto, Z. Ren, Y. Maeda, T. Iwao ; CALCULATION OF ELECTRON AND HEAVY PARTICLE TEMPERATURE WITH TRANSIENT RECOVERY VOLTAGE USING BY 3-D ELECTROMAGNETIC THERMAL FLUID SIMULATION, 47th IEEE International Conference on Plasma Science, 2020年12月, web
- (3) Y. Nemoto, M. Takagi, Y. Suzuki, Z. Ren, Y. Maeda, T. Iwao ; Conditions for Retrograde Motion of Vacuum Arc Cathode Spot Affected by Initial Pressure, The 73rd Annual Gaseous Electronics Conference, GEC20-2020-000321, 2020年10月, web
- (4) Y. Nemoto, Y. Suzuki, Y. Komai, Z. Ren, Y. Maeda, T. Iwao; Calculation of Convection and Conduction losses of Arc under Consideration of Thermal Non-Equilibrium, The 11th Asia-Pacific International Symposium on the Basics and Applications of Plasma Technology, C-3, 2019年12月, web
- (5) Y. Nemoto, Y. Komai, Z. Ren, Y. Maeda, T. Iwao ; Numerical Analysis of Pulsed TIG Arc Welding under Consideration of Thermal and Chemical Non-Equilibrium, The 72nd Annual Gaseous Electronics Conference, GEC19-2019-000126, 2019年10月, web
- (6) Y. Nemoto, Y. Komai, Z. Ren, Y. Suzuki, Y. Maeda, T. Iwao, Reggie Gustilo; Calculation of Arc Thermal Non-Equilibrium Rate Using 3-D Electromagnetic Thermal Fluid Simulation, ADVANCES IN APPLIED PLASMA SCIENCE, Vol.12, 2019年9月, p.44
- (7) Y. Nemoto, Y. Asano, Y. Maeda, T. Iwao ; Elucidation of Temperature and Radiation Distribution Affected by Electrical Conductivity and Radiation Power with Metal Vapor in

Wall Stabilized Arc, 11th International Workshop on High Voltage Engineering, ED-18-74, SP-18-26, HV-18-108, 2018 年 11 月, pp.25-30

- (8) Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, T. Iwao ; CALCULATION OF TEMPERATURE DISTRIBUTION CONSIDERING THERMAL NON-EQUILIBRIUM, 45th IEEE International Conference on Plasma Science, 2018 年 6 月, web

## 国内学会発表

- (1) 根本雄介, 高木真宏, 森下穂香, 鈴木祐揮, 任振威, 岩尾徹 ; TIG アーク溶接における縦磁束密度が及ぼす陽極の溶融深さ, 令和 4 年電気学会全国大会講演論文集, 2022 年 3 月
- (2) 根本雄介, 任振威, 鈴木祐揮, 高木真宏, 森下穂香, 岩尾徹 ; 大気圧アークにおける回転横磁束密度が及ぼす溶融池の対流の解析, 2021 年放電・プラズマ・パルスパワー/静止器/開閉保護合同研究会, EPP-21-081, SA-21-022, SP-21-069, 2021 年 11 月, pp.13-18
- (3) Y. Nemoto, Y. Suzuki, Z. Ren, T. Iwao ; Electron and Heavy Particle Velocity Distribution under Arc Deflection, 電気学会 放電・プラズマ・パルスパワー/静止器/閉保護合同研究会, EPP-21-73, SA-21-42, SP-21-14, 2021 年 7 月, pp.63-66
- (4) 根本雄介, 任振威, 真栄田義史, 岩尾徹 ; アーク偏向時における電子と重粒子温度分布, 令和 3 年電気学会全国大会講演論文集, 1-086, 2021 年 3 月, p.110
- (5) Y. Nemoto, Y. Suzuki, Z. Ren, Y. Maeda, Reggie C. Gustilo, T. Iwao ; Arc Voltage for Re-strike with Lateral Gas Flow under Consideration of LTE and non-LTE Using Three-dimensional Electromagnetic Thermal Fluid Simulation, 電気学会 放電・プラズマ・パルスパワー/静止器/閉保護合同研究会, EPP-20-80, SA-20-92, SP-20-22, 2020 年 9 月, pp.125-129
- (6) 根本雄介, 鈴木祐揮, 任振威, 真栄田義史, 岩尾徹 ; ダブルフロー型ガス遮断器におけるポストアーク領域の電子温度分布と重粒子温度分布, 令和 2 年電気学会電力・エネルギー部門大会, 319, 2020 年 9 月, 1WEB10-9-10
- (7) 根本雄介, 鈴木祐揮, 任振威, 真栄田義史, 岩尾徹 ; ダブルフロー型ガス遮断器における電流低下率が及ぼす電子温度分布と重粒子温度分布, 令和 2 年電気学会基礎・材料部門大会, 1-B-p1-5, 2020 年 9 月, p.57

- (8) 根本雄介, 松本昂樹, 駒井優治, 任振威, 真栄田義史, 岩尾徹; 電流立ち下げ時におけるリング陰極近傍の電子温度分布の算出, 令和元年放電学会年次大会, 1-1, 2019年11月, p.1
- (9) Y. Nemoto, Z. Ren, Y. Maeda, T. Iwao; Calculation of Electron and Heavy Particle Temperature of Arc with Lateral Gas, 電気学会放電・プラズマ・パルスパワー/静止器/閉保護合同研究会, EPP-19-84, SA-19-51, SP-19-20, 2019年7月, pp.53-57
- (10) 根本雄介, 岩田総司, 真栄田義史, 岩尾徹; 横風吹付け時におけるアークの重粒子と電子の流速の算出, 平成31年電気学会全国大会, 1-130, 2019年3月, p.159
- (11) 根本雄介, 岩田総司, 真栄田義史, 岩尾徹; 熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析, 平成30年電気学会電力・エネルギー部門大会, 68, 2018年9月, pp.13-17
- (12) 根本雄介, 岩田総司, 真栄田義史, 岩尾徹; 電流立ち下げ時における大気圧アークの電子温度分布とガス温度分布の算出, 平成30年電気学会基礎・材料部門大会, 4-A-a2-3, 2018年9月, p.52
- (13) 根本雄介・岩田総司・真栄田義史・岩尾徹:「横風吹付け時におけるアークの重粒子と電子の流速の算出」, 平成31年電気学会全国大会(2019年3月)

## 受賞

- (1) 根本雄介; 令和2年静止器研究会優秀奨励賞, 電気学会, 2020年11月
- (2) 根本雄介; 優秀ポスター賞, 放電学会, 2019年11月
- (3) 根本雄介; Y P C奨励賞, 電気学会, 2017年9月