

博士学位論文

蒸気混入真空アーク陰極点の
挙動に関する研究

平成 30 年 3 月

東京都市大学大学院 工学研究科
電気電子工学専攻

山本 真司

目次

第1章	序論	3
1.1	溶射前処理の現状と課題	3
1.2	真空アークによる溶射前処理	5
1.2.1	真空アークによる溶射前処理の特徴	5
1.2.2	研究動向と課題	7
1.3	研究目的	14
1.4	本論文の構成	16
第2章	計算方法	18
2.1	解析モデル	18
2.1.1	真空アークの解析的取り扱い	18
2.1.2	計算領域	19
2.2	支配方程式	21
2.3	解析方法	24
2.3.1	解析手順	24
2.3.2	物性値	29
2.3.3	境界条件	29
2.3.4	計算条件	32
第3章	蒸気混入が及ぼす真空アーク陰極点の移動形態	33
3.1	真空アーク陰極点の電流密度	33
3.2	真空アークのエネルギーバランス	39
第4章	陰極点の移動速度が及ぼす陰極の溶融及び蒸気量	45
4.1	計算条件	45
4.2	陰極点の移動による酸化膜と陰極母材への熱伝導過程の時間変化	47
4.3	陰極点のエネルギー密度と入熱量が及ぼす陰極の溶融	50
4.3.1	陰極点の熱流束と移動速度が及ぼす母材金属の溶融量	50
4.3.2	陰極点のエネルギー密度と入熱量が及ぼす母材金属の溶融への寄与	53
4.4	陰極点の移動速度による入熱面積と熱流束が及ぼす蒸発速度	56
4.4.1	陰極点の熱流束と移動速度が及ぼす酸化膜と母材金属の蒸発速度	56
4.4.2	陰極点の移動速度による入熱面積と熱流束が及ぼす蒸発速度への寄与	59
4.5	陰極点近傍の領域に混入する金属蒸気量	61

第 5 章 横磁界による陰極点の移動	66
5.1 逆方向イオン電流を考慮した横磁界印加時の陰極点の逆行運動の解析	66
5.2 横磁界印加時の陰極点の逆行運動の過程	70
第 6 章 結論	84
謝辞	88
参考文献	90
付録 1 ガスの物性	98
付録 2 電極の物性	122
発表論文一覧	125

記号

A [A/(m ² ·K ²)]	: リチャードソン・ダッシュユマン定数 (1.2×10 ⁶ A/(m ² ·K ²))
\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
C_p [J/(kg·K)]	: 定圧比熱
D [m ² /s]	: 拡散係数
d_{sh} [m]	: シース長
d_{ps} [m]	: プレシース長
e [C]	: 電気素量 (1.6×10 ⁻¹⁹ C)
\vec{E} [V/m]	: 電界ベクトル
E_{sh} [V/m]	: シース電界
E_{ps} [V/m]	: プレシース電界
E_{i+1} [eV]	: i 種粒子の電離エネルギー
\vec{F}_{re} [N/m ³]	: 逆方向電磁力ベクトル
h [J/kg]	: エンタルピー
h_v [J/kg]	: 蒸発潜熱 (単位質量当たり)
I [A]	: 入力電流
I_e [A]	: 電子電流 (陰極表面)
I_i [A]	: イオン電流 (陰極表面)
\vec{j} [A/m ²]	: 電流密度ベクトル
j_e [A/m ²]	: 電子電流密度 (陰極表面)
j_i [A/m ²]	: イオン電流密度 (陰極表面)
j_v [kg/(m ² ·s)]	: 蒸発流束
\vec{j}_{re} [A/m ²]	: 逆電流密度ベクトル
k [J/K]	: ボルツマン定数 (1.38×10 ⁻²³ J/K)
M [kg/mol]	: 原子量
M_{Ar}, M_{Fe} [kg/mol]	: アルゴンの原子量, 鉄の原子量
m_e [kg]	: 電子の質量 (9.11×10 ⁻³¹ kg)
N_A [mol ⁻¹]	: アボガドロ数
N_{Ar}, N_{Fe} [m ⁻³]	: アルゴンの総数密度, 鉄の総数密度
n_e [m ⁻³]	: 電子数密度
p [Pa]	: 圧力
p_v [Pa]	: 蒸気圧
q_a [W/m ²]	: 熱流束 (陽極表面)
q_c [W/m ²]	: 熱流束 (陰極表面)
R [J/(K·mol)]	: 気体定数 (8.31 J/(K·mol))
Re	: レイノルズ数 (無次元量)
R_i	: i 種粒子の組成比
S_h [W/m ³]	: エネルギー保存式の生成項
$S_{h,a}$ [W/m ³]	: エネルギー保存式の生成項 (陽極表面)
$S_{h,c}$ [W/m ³]	: エネルギー保存式の生成項 (陰極表面)
S_ρ [kg/(m ³ ·s)]	: 質量保存式の生成項

S_ϕ [A/m ³]	: 電流連続の式の生成項
t [s]	: 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
U [W/m ³]	: 放射パワー密度
\vec{v} [m/s]	: 速度ベクトル
V_c [V]	: 陰極降下電圧
V_{sh} [m]	: シース電圧
V_{ps} [m]	: プレシース電圧
x, y, z [m]	: 各方向の位置 (添え字は各方向の変数)
Z_i [C]	: i 種粒子の電荷量
α [W/(m ² ·K ⁴)]	: ステファン・ボルツマン定数 (5.67×10^{-8} W/(m ² ·K ⁴))
β_{Ar}, β_{Fe}	: 粘性近似式の無次元定数
$\Delta x, \Delta z, \Delta z$ [m]	: 各方向のグリッド長さ
ϵ_0 [F/m]	: 真空誘電率 (8.85×10^{-12} F/m)
ϵ_c, ϵ_a	: 陰極の表面輻射率, 陽極の表面輻射率 (無次元量)
η [Pa·s]	: 粘性率
η_{Ar}, η_{Fe} [Pa·s]	: アルゴンの粘性率, 鉄の粘性率
κ [W/(m·K)]	: 熱伝導率
λ_D [m]	: デバイ長
μ [N/A ²]	: 透磁率 (真空透磁率: $4\pi \times 10^{-7}$ N/A ²)
π	: 円周率
σ [S/m]	: 導電率
σ_i [S/m]	: イオン導電率
ρ [kg/m ³]	: 質量密度
ρ_{Ar}, ρ_{Fe} [kg/m ³]	: アルゴンの質量密度, 鉄の質量密度
ϕ [V]	: 電位
ϕ_a [eV]	: 陽極 (銅) の仕事関数
ϕ_c [eV]	: 陰極の仕事関数 (ショットキー効果を考慮した値)
ϕ_{Fe} [eV]	: 鉄の仕事関数
$\vec{\Phi}_{nAr}$ [1/(m ² ·s)]	: Ar の粒子束ベクトル
$\vec{\Phi}_{nFe}$ [1/(m ² ·s)]	: Fe の粒子束ベクトル
$\vec{\Phi}_{\rho,Ar,C}$ [kg/(m ² ·s)]	: Ar の対流質量流束ベクトル
$\vec{\Phi}_{\rho,Ar,D}$ [kg/(m ² ·s)]	: Ar の拡散質量流束ベクトル
$\vec{\Phi}_{\rho,Fe,C}$ [kg/(m ² ·s)]	: Fe の対流質量流束ベクトル
$\vec{\Phi}_{\rho,Fe,D}$ [kg/(m ² ·s)]	: Fe の拡散質量流束ベクトル

第1章 序論

1.1 溶射前処理の現状と課題

近年の産業技術の発展を支えている要因の一つは、材料の性能の向上、及び、材料の加工技術の進歩である。一方、機械や装置類は高圧化、高速化され、あるいは、高温下での運転が求められるなど使用環境がますます厳しくなっている。特に、材料表面の性質は、それらの性能と寿命を支配する最も重要な因子の一つとなっており、その高性能化と長寿命化が強く求められている。このため、素材が本来保有する特性を活かしつつ、かつ、表面に他の材料を被覆することにより、素材に欠けた機能を付与する表面処理が行われる。

材料表面に皮膜を形成する表面処理技術の一つに溶射がある。溶射とは、粉末状あるいは線状材料を高温熱源により熔融粒滴とし、高速で基材に吹き付け、表面を被覆する技術である。溶射法は、他の成膜法と比べて成膜速度が速く、厚い皮膜を形成することができるため能率的である。さらに、ほとんどあらゆる材料に用いることができ、様々な性質を付与した皮膜を作る特徴を持っている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。以上のように、溶射法は多くの利点を有することから幅広い分野で用いられている。

溶射は、一般的に、皮膜の密着性を確保するための前処理、素材表面に皮膜を形成させる溶射施工、溶射後の皮膜特性を向上させるための後処理の3工程がある⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾。溶射皮膜の特性の良否は、前処理が適正に行われているかどうかによって左右される⁽³⁾。特に重要な処理は、脱脂と粗面化であり、基材が金属の場合には、さびなどの表面酸化物の除去を行う必要がある⁽³⁾。溶射皮膜の基材への密着性は、その皮膜が目的とする実用に耐えるかどうかの判定において、まず検討される最も重要な因子である⁽²⁾。溶射皮膜の基材への密着機構は、主として基材粗面に対する機械的な噛み込み（アンカー効果）であり、基材面を粗面化することが要求される⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁶⁾。

基材面を粗面化するには種々の方法がある。それらは、機械的に種々の材質のグリッドを表面に吹き付けるブラスト法、表面を機械加工する機械加工法、表面に溶接スパッタを作るアーク法、密着性の高い材料を溶射して粗い溶射皮膜を下地とする下地溶射法などがある⁽²⁾⁽³⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾。表面酸化物の除去と粗面化処理は、主にブラスト法により行われる。一般に、良好な密着性を得られる基材表面粗さは、平均粗さ2.5~13 μm であり⁽²⁾、ブラスト作業完了の後、全面が均一な粗さ状態になっているかどうかは、必ず確認することが必要である。また、ブラスト材は繰

り返し使用すると、ブラスト粒子の粉碎、摩耗が生じるため、粒度分布と表面粗さの管理を厳格に行うことが規定されている⁽²⁾。さらに、ブラスト後の表面にはグリッドが多く突き刺さって残る。この残留グリッドは、溶射皮膜の特性に影響を与え、密着強度の低下や部分的な剥離の原因となることがある⁽³⁾。

したがって、ブラスト処理を行っても、基材や溶射材によっては、溶射皮膜の密着強度の不足や欠陥が生じることがある⁽⁶⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。溶射皮膜における欠陥とは、母材との密着性の不良による剥離、ふくれなど、割れ、所定以上の気孔率、硬さ不足、皮膜組織内の不均質などである⁽¹⁾。このような欠陥が生じた場合は、再溶射しなければならない。以上のように、現在、主に用いられているブラスト法でもグリッド材の処理、残留グリッド、騒音、皮膜の欠陥などの問題があり、これの改善や新たな前処理法の開発が期待されている⁽⁷⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。

1.2 真空アークによる溶射前処理

1.2.1 真空アークによる溶射前処理の特徴

近年、二次廃棄物をほとんど発生させることなく表面を処理できる技術として、真空アークを用いた処理方法が注目されている。図1に、酸化膜除去過程の概略図を示す。チャンバー内の気圧を100 Pa前後に減圧した状態で電極間に放電を発生させると、陰極表面に陰極点と呼ばれる高温かつ高輝度の点が複数発生し⁽¹³⁾、陰極表面を不規則に動き回りながら、陰極表面の酸化膜を除去するといった特徴を持つ⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。

真空アーク陰極点は、高温であるため、酸化膜を蒸発によって除去する。したがって、真空ポンプにフィルタを設置することにより、蒸発した酸化膜を回収できる⁽¹⁷⁾。回収した酸化膜は溶融することで、二次廃棄物をほとんど発生させることなく処理ができるという利点がある。また、チャンバー内という密閉された空間で処理が行われるため、騒音、粉塵の飛散などの心配がない⁽¹⁸⁾。これらのことから、真空アーク陰極点による表面処理は、環境への負荷の観点から非常に有用な処理方法である。

しかし、真空アーク陰極点の研究は、微小な点である陰極点が高速に移動し、陰極点の維持機構やプラズマ状態が変化していることなどによる計測や解析の困難性から、その物理現象は未解明な点が多い。また、真空アーク陰極点を表面処理技術に応用するための課題として、陰極点が母材表面を不規則に移動することから、酸化膜を除去しない場合があり、残留酸化膜の発生や除去効率の低下がある。さらに、既に処理した陰極母材表面に陰極点が再度移動することや⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾、条件によっては、陰極点により陰極表面が溶融過多になるという報告もあるため⁽²¹⁾⁽²²⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾、酸化膜の除去過程や陰極表面の粗さの形成要因を解明する必要がある。

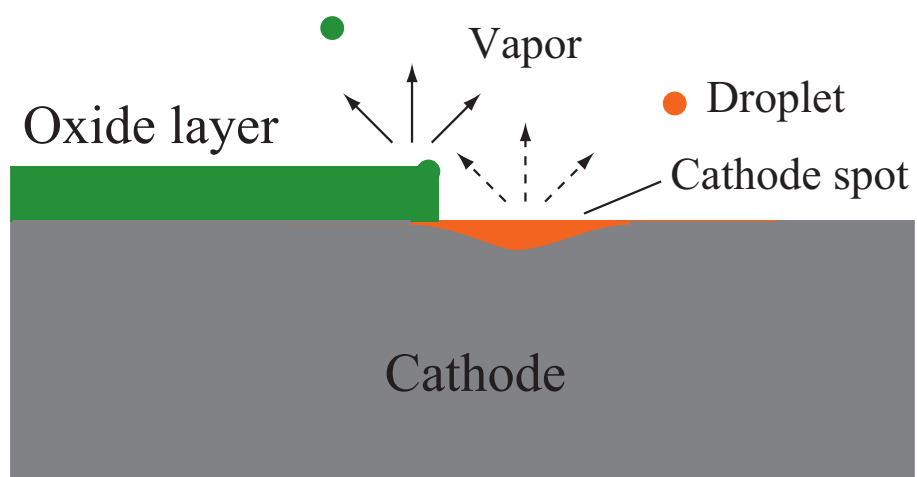


図 1 酸化膜除去過程の概略図

Fig.1 Schematic diagram of removal process of oxide layer.

1.2.2 研究動向と課題

真空アークによる溶射前処理の高度化を確立するためには処理中の真空アーク現象をより深く理解し、複雑な現象を予測し、制御することが必要不可欠である。真空アークの研究は、真空遮断器を対象として研究される場合が多く、陰極点の点弧と消滅、プラズマ構造、陰極点の運動に関して多くの研究がある⁽²⁵⁾。しかしながら、真空アーク現象は現象の複雑さのため、十分に理解されていないのが現状である。

近年、真空アーク現象に対する理解を深めるために、実験観察および数値解析モデルによるシミュレーションにより検討が行われている。

(1) 実験による研究動向

まず、実験観察による真空アーク現象の可視化の取り組みについて述べる。陰極点現象に関する研究としては、プラズマを構成する各粒子の密度や温度、空間電位に関する測定が多く報告されている。近年では、計測機器の発達も著しく、より複雑で高度な計測例が報告されるようになっており、陰極近傍のプラズマ構造の計測およびアークの維持機構に関するモデルの提案がなされている⁽²⁸⁾。また、陰極点の電流密度や運動については、高速度ビデオカメラによる撮影や陰極表面のクレーター痕から解析されている。陰極点の電流密度は、材料により大きく異なり、熱電子放出と電界放出、陰極からのプラズマジェットとの割合が異なる。陰極点では、ジュール加熱、イオンが衝突することで運動エネルギーと再結合エネルギーによる加熱が生じ、エネルギー密度は、 $10^{10} \sim 10^{14} \text{ W/m}^2$ と見積もられている⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾。陰極点の運動は、陰極材料、電流、圧力や磁界に依存し、磁界が無い場合は不規則に動き回るが、磁界がある場合は移動速度は磁束密度に依存し、また、小電流の場合は、陰極点はローレンツ力とは逆方向に運動する (Retrograde motion) ことが報告されている⁽²⁹⁾。したがって、陰極点を表面処理に応用する際も、磁界により陰極点の移動を制御し、より短時間で全面の処理を行うことや、全面が均一に処理できる可能性がある⁽³⁰⁾⁽³¹⁾。

また、真空アーク陰極点による酸化膜除去に関しては、その応用の観点から解析や計測が行われている。これらの研究においては、酸化膜を除去する理由として、酸化膜が陰極母材金属より仕事関数が低いという点から酸化膜上に陰極点が発生するモデルが提案されてきた⁽³²⁾。しかし、上島氏は、10000 frame/s の高速度ビデオカメラによる陰極点の撮影と画像処理により、陰極点は酸化膜と陰極母材との境界、もしくは、陰極母材上を連続して移動しながら酸化膜除去を行うことを報告している⁽¹⁹⁾。

さらに、陰極点の状態について、移動速度が遅い陰極点 (SCS) と移動速度が速い陰極点

(FCS) の2つの種類が報告されている⁽³³⁾⁽³⁴⁾。これらは、同じ条件であるが、陰極点の面積や移動速度が異なるため、熱流束や入熱したエネルギーが変化していると考えられる。さらに、酸化膜除去過程における陰極点の移動形態を、酸化膜除去、分裂、停滞、高速移動の4つに分類した報告がある⁽²⁰⁾。図2に、陰極点の移動形態を示す⁽²⁰⁾。図の曲線は、酸化膜と陰極母材金属(SS400)との境界である。また、輪郭の内側の黒い領域が陰極点であり、酸化膜を除去すると陰極点が輪郭を広げながら、酸化膜側へ移動する。この時、処理中に移動形態が変化し、酸化膜の除去速度、陰極点の個数や移動速度が変化する。

陰極点の移動形態の分類は、以下の通りである。

- (a) 酸化膜除去時は、陰極点が酸化膜と陰極母材金属との境界に存在し、酸化膜を除去しながら酸化膜側へ移動する。輝度が最も高く、除去体積速度が最も速い。
- (b) 分裂時は、陰極点が分裂し、陰極点の個数が2個以上存在する。分裂した陰極点は独立して酸化膜を除去しているが、必ずしも両方の陰極点が酸化膜との境界に存在しているとは限らない。酸化膜除去時と比較すると、1つの陰極点の面積が小さくなる。これは、分裂後の陰極点の電流密度を維持するためである⁽²⁴⁾。
- (c) 停滞時は、陰極点が酸化膜と母材金属との境界に存在しているが、酸化膜をほとんど除去せず、同じ場所に長く滞在する。酸化膜と母材金属との境界に沿って広がるため、陰極点の面積は増加する。
- (d) 高速移動時は、陰極点が酸化膜と母材金属との境界に存在せずに、母材金属上で陰極点が高速かつ不規則に動き回る。形状は不規則な形に広がるか細かく散らばり、輝度は非常に低く全体として一様になる。

また、高速度ビデオカメラとバンドパスフィルタを用いて、陰極点の移動速度や各蒸発粒子のスペクトルの観測も行われている。図3に、O I スペクトルの輝度に対する陰極点の移動速度を、図4に、Fe II スペクトルの輝度に対する陰極点の移動速度を示す⁽²⁰⁾。なお、図3、図4の凡例の色の違いは、陰極点の各移動形態を示している。酸化膜除去時と分裂時では、酸化膜からの蒸気が豊富なため、O I スペクトル、Fe II スペクトルの輝度がともに上昇した。停滞時では、陰極点が同じ場所に長く滞在するため母材金属からの蒸気が増加し、Fe II スペクトルの輝度が高くなった。高速移動時では、鉄蒸気のみが陰極点近傍に混入していると考えられるが、蒸気量が減少した。したがって、高速移動時のFe II スペクトルの輝度の減少と移動速度の増加は、蒸気の減少による陰極点の維持の不安定さを示していると考えられる。また、移動速度は、O I、Fe II スペクトルの輝度が高い時、すなわち、酸化膜と陰極母材の境界に存在し、酸

化膜や陰極母材を蒸発させている時には減少した。これは、酸化膜や陰極母材を蒸発させるために時間がかかることや、蒸気密度の高い領域に電流が流れるためである。

以上のように、各移動形態で鉄と酸素のスペクトルの放射強度が異なり、陰極近傍に混入する鉄と酸素の蒸気の割合が変化しているが、それぞれの蒸気の挙動や陰極点のエネルギーバランスやアークの維持への寄与は明らかになっていないのが現状である⁽²⁰⁾。

さらに、移動形態が変化した場合は、処理後の陰極表面の状態も大きく変化する。図5に、処理後の陰極表面の画像の一例を示す⁽³⁵⁾。同じ処理条件で処理したにもかかわらず、陰極母材の溶融量が多く粗い場所やほとんど溶融せずに粗くない場所が存在する。

また、処理後の表面粗さに対する溶射被膜の密着強度を測定した報告では、算術平均粗さ R_a が増加すると密着強度が増加し、粗さ曲線要素の平均長さ R_{sm} が増加すると密着強度が減少する結果となった⁽¹²⁾⁽³⁶⁾。これは、 R_a が増加し R_{sm} が減少すると溶射皮膜と接する表面積が大きくなり、密着強度が増加するためである。したがって、処理後の表面状態を制御することが求められているが、陰極点の移動形態が変化する要因や制御するパラメータは明らかになっていないのが現状である。

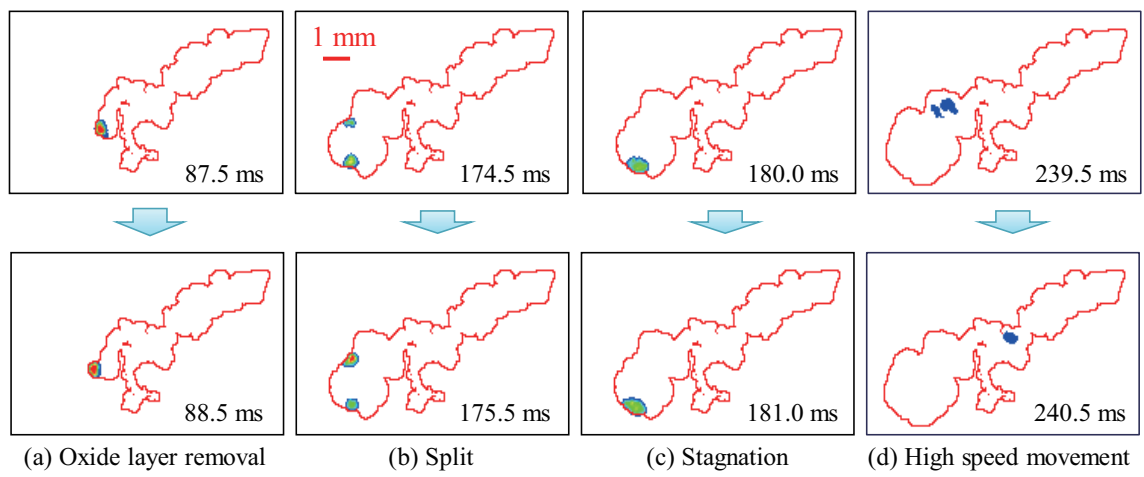


図 2 陰極点の移動形態⁽²⁰⁾
 Fig.2 Moving modes of cathode spot⁽²⁰⁾.

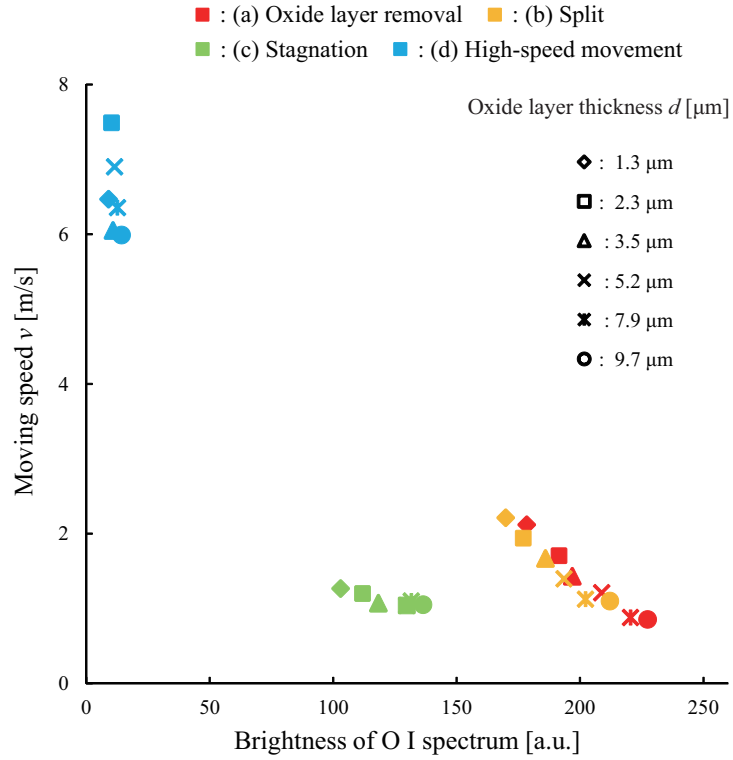


図 3 O I スペクトルの輝度に対する移動速度⁽²⁰⁾
 Fig.3 Moving speed as a function of O I spectrum brightness⁽²⁰⁾.

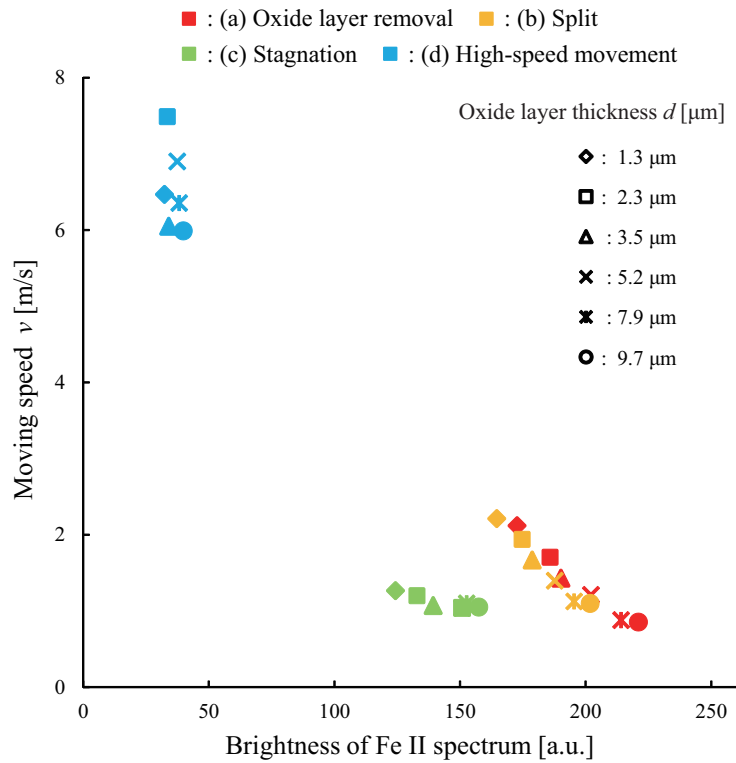


図 4 スペクトルの輝度に対する移動速度⁽²⁰⁾
 Fig.4 Moving speed as a function of Fe II spectrum brightness⁽²⁰⁾.

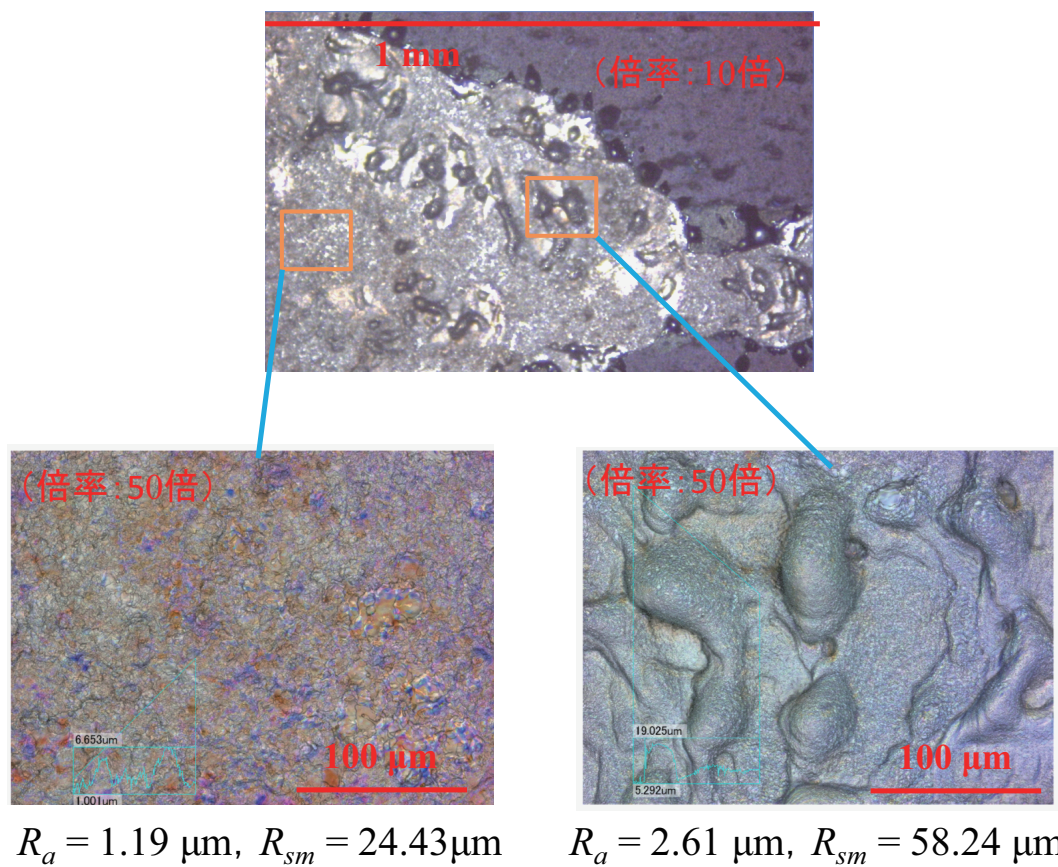


図 5 処理後の陰極表面⁽³⁵⁾
 Fig.5 Cathode surface after processing⁽³⁵⁾.

(2) 数値解析による研究動向

次に、数値解析による真空アーク現象の可視化の取り組みについて述べる。近年、計算機の著しい発展に伴って、真空アークに関する数値シミュレーション技術も大きく進歩している。しかし、陰極点の計算はアークの大部分の計算から分離され、陰極近傍のプラズマ層の解析から得られている境界条件と陰極内部の適切な支配方程式により計算されることが多い。これは、真空アークの計算が独立変数である電流を与えれば、他の変数が理論的に求まるといった理論的に閉じた形にはなっていないためである⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾。特に、シースとプラズマ領域では、仮定に基づいた簡単な近似式を用いているため、この領域での各流束は理論的に求めることは容易ではない。したがって、この分野での目標は、陰極内での熱と電流の輸送、溶融金属の対流と蒸発を考慮し、シース、及び、プラズマ領域と統合したモデルを開発することである。

これまでの解析モデルで用いる熱源モデルは、アークプラズマからの入熱やその他のプラズマパラメータをガウス分布などで近似し、解析結果が実験結果によく一致するように陰極点の半径などの形状を調整するものである。また、酸化膜付き陰極において熱流束の違いに着目して、熱伝導解析により粗さの要因である溶融深さなどを計算している例もある⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾。これらの計算では、固定熱流束の熱源を与えた際の熱伝導解析であるが、本来は、理論式に基づく熱流束を与え、その他の保存則を連立して解かなければ、エネルギーバランスは成り立たない。さらに、実現象は3次元であるため陰極点の移動を考慮した3次元解析でなければ、蒸発量や溶融量、溶融深さや幅などの定量的な議論ができないという課題がある。

これらのモデルは実験結果をよく表現することは可能であるが、モデル内において任意に調整するパラメータが多く真空アーク現象そのものを表現しているとは言い難く、現象の理解を深めるモデルを構築するためには陰極点の特性をより詳細に把握することが重要である。

一方で、近年ではアークと陰極近傍のプラズマ層、及び、陰極内部を同時に解析する統合化モデルが報告されつつある。しかし、これらの統合モデルの多くは2次元軸対称モデルであり、静止状態など軸対称な現象にしか適用できない。さらに詳細なアークプラズマの特性を表現するためには、3次元モデル化が必要不可欠であるが、適用例は未だ少ないのが現状である。

以上のように、真空アークの陰極点現象に関する研究は、観測技術の進歩や計算機の著しい発展などで進展は見られたものの、その特性を理論的に予測できる段階には至っていない⁽²⁸⁾。

本研究では、これらの可視化手法のうち、特に数値解析シミュレーションによるものに注目する。解析モデルにおいては数多く存在するパラメータを分離して取り扱うことができることや、外乱を排除して現象を捉えることができるため、より理論的な議論が可能である点において有用である。

1.3 研究目的

本研究は現時点において不完全な真空アーク溶射前処理技術に着目し、最終的には、酸化膜の除去特性や処理後の表面状態の品質が保証される前処理プロセスを構築することを目標として着手したものである。このためには、真空アーク現象を定量的に表現する手法を確立する必要がある、これまでの実験による陰極点挙動の観測に加えて、現象の予測とその制御につながる数値解析モデルを開発することが不可欠である。これにより、陰極点挙動の解析を行い、移動制御手法の確立に向けた知見を得ることができる。

図6に、本研究における真空アーク陰極点の挙動の相関図を示す。特に、真空アークにおいては、多量の蒸気がアークプラズマ中へ混入するため、蒸気が陰極点の熱源特性や移動特性、エネルギーバランスに与える影響は無視できない。したがって、本研究では、真空アークへの蒸気混入が及ぼす移動形態、並びに、エネルギーバランスを解明するとともに、陰極点の移動特性の制御手法についても検討する。

本研究で構築するモデルは、多種多様な現象に対応できる3次元モデルである。本モデルにおいて考慮する現象は、陰極、並びに、酸化膜より発生する金属蒸気、並びに、シース現象である。これらの現象は、真空アークのエネルギーバランスを変化させると考えられ、詳細な現象の理解のためには必要不可欠である。

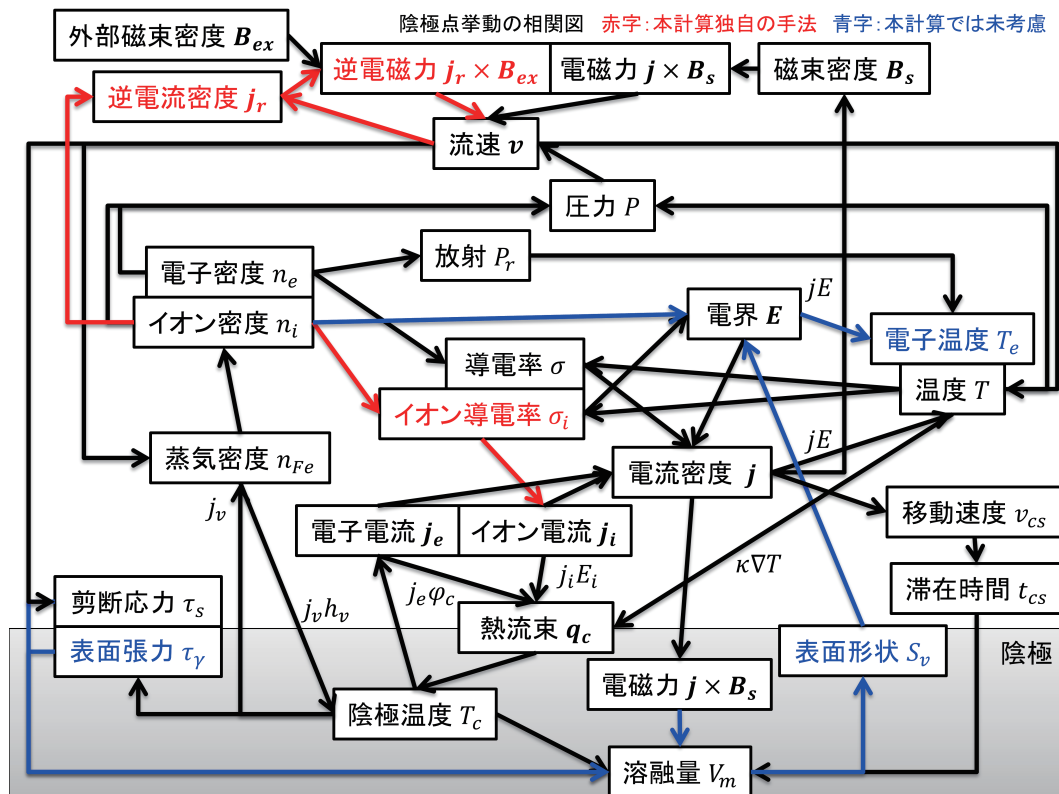


図 6 本研究の相関図
Fig.6 Correlation diagram in this study.

1.4 本論文の構成

図7に、本論文のフローチャートを示す。

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、溶融池表面における相互作用として金属蒸気の発生を考慮した真空アークの3次元シミュレーションの構築を行う。モデル構築における仮定と、モデル内で用いる支配方程式や物性値、シース領域、境界条件などについて説明する。

第3章では、蒸気混入が及ぼす真空アーク陰極点のエネルギーバランスを解析するため、電磁熱流体シミュレーションによる解析を行う。第2章で構築したモデルを蒸気の混入を考慮した真空アークに適用し、陰極点の電流密度やアーク電圧、エネルギーバランスについて解析する。

第4章では、陰極点の移動速度が及ぼす陰極の溶融及び蒸気量の寄与を解析する。

第5章では、横磁界による陰極点の駆動速度とエネルギーバランスの解析を行う。

結論では、本研究によって得られた結果について総括する。

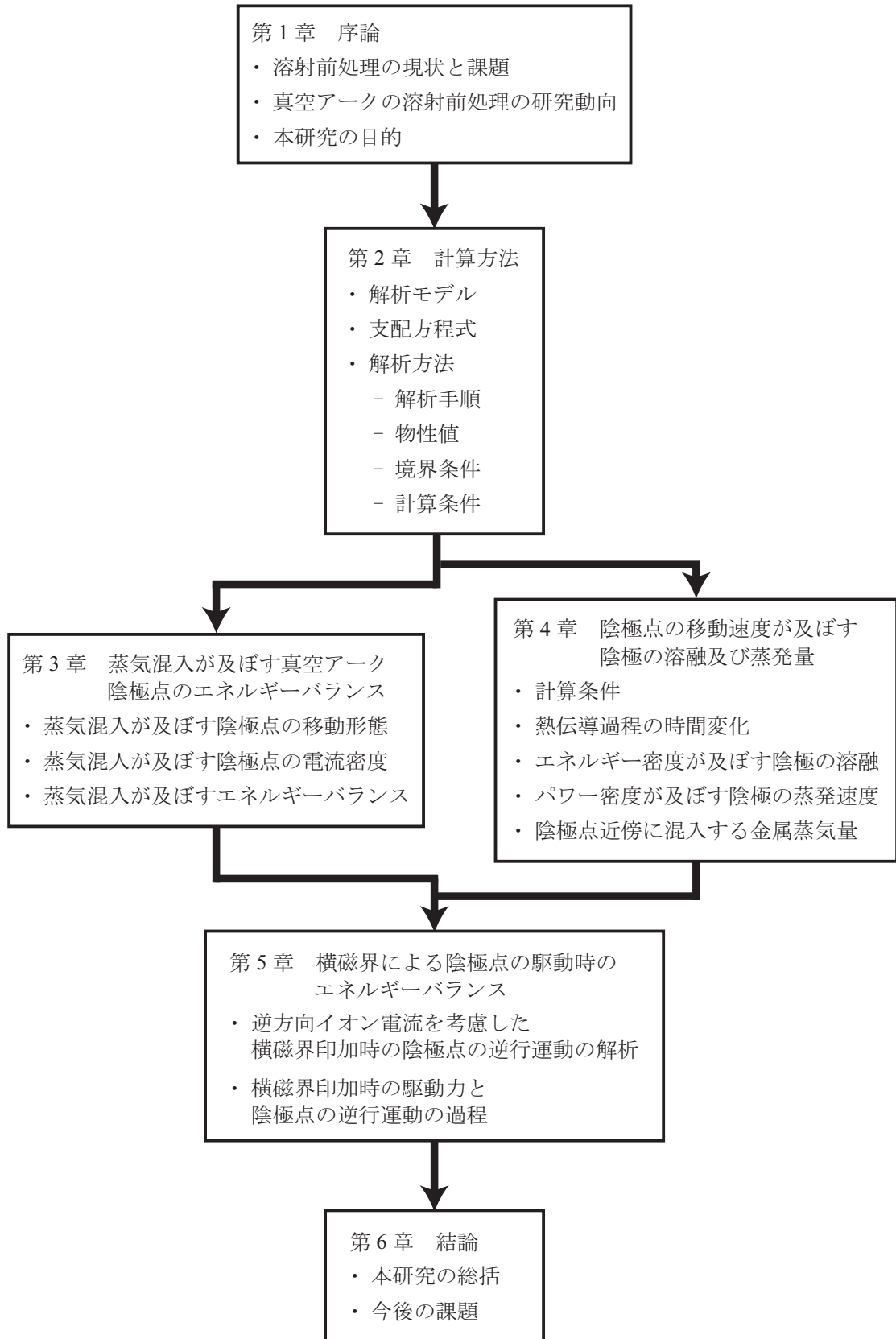


図7 本論文のフローチャート
Fig.7 Flowchart in this study.

第2章 計算方法

2.1 解析モデル

2.1.1 真空アークの解析的取り扱い

本研究では、数値シミュレーションによる真空アーク現象の可視化を通じて、現象の定量的理解を進めていく。真空アークでは、アークプラズマと電極が複雑に干渉しあっているため、電極とアーク間の相互作用や電極からの蒸気が陰極点やアークプラズマのエネルギーバランスに及ぼす寄与を理解するためには、電極とアークを1つの系として取り扱う必要がある。特に、電極から生じる金属蒸気は真空アークの維持において重要な役割を担っているため、本計算では蒸発過程や蒸気の挙動、物性値の変化を考慮した。さらに、アークにより温度が上昇するとともに、金属蒸気の混入により空間に急峻な密度差が生じるため、真空アークプラズマは圧縮性流体として扱う必要がある。

また、陰極点の特性を解析する際には、陰極近傍における電流経路を正しく表現することが重要である。このため、本計算ではシース現象を組み込んだ解析モデルを構築する。これにより、陰極近傍の電子とイオンの各電流密度、電極界面のエネルギー授受、陰極降下電圧を精度良く計算することが可能となる。

さらに、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方程式を解く必要がある。しかし、プラズマが光学的に薄く、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 Thermionic 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。本計算の対象となる真空アークプラズマは、初期圧力が 100 Pa (300 K において 10^{22} m^{-3}) であり、かつ、陰極の蒸発が顕著な冷陰極アークであるため、高密度なプラズマである。アークにより温度が 5,000 K ~ 20,000 K 程度と高温になるため、LTE を満足するものと考えることができる。したがって、本研究における解析モデルではすべて、アークプラズマに対して LTE を適用し、アークプラズマを電磁熱流体として取り扱った。

また、層流や乱流のように異なる流れ領域を特徴づける指標としてレイノルズ数 $Re = \rho u L / \eta$

がある。ここで、 ρ [kg/m³] は質量密度、 v [m/s] は流速、 L [m] は特徴長さ、 η [Pa·s] は粘性率である。本解析で扱う流体では、質量密度は $\rho = 1.6 \times 10^{22}$ kg/m³、速度は $v = 2000$ m/s、特徴長さは陰極点の直径程度として $L = 0.4 \sim 0.8$ mm、粘性率は $\eta = 1 \sim 3 \times 10^{-4}$ Pa·s であり、レイノルズ数は $Re = 5 \sim 30$ 程度である。一般的に、レイノルズ数が 2000 以上では乱流、レイノルズ数が 2000 以下では層流と判断されており、本解析で扱う流体は、レイノルズ数が低いため層流として解析を行った。

本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) 圧縮性流体として扱う。
- (3) 流れはすべて層流であるとする。
- (4) 電極は平坦であるとし、溶融による変形はないものとする。
- (5) 電極からの蒸気の発生を考慮する。
- (6) 陰極とプラズマの境界におけるシース現象を考慮する。

2.1.2 計算領域

図 8 に、計算領域を示す。本計算では、真空アーク陰極点による酸化膜の除去過程を模擬するため、3次元直交座標系で母材金属 (Fe)、酸化膜 (FeO)、ガス (Ar) 領域を統合した計算モデルを構築し、電磁熱流体解析を行った。陰極表面の $x = 0 \sim 4$ mm の範囲は厚さ 10 μ m の酸化膜に覆われており、酸化膜が無い表面上で、酸化膜との境界に初期条件として陰極点を発生させた。陰極は鉄と酸化膜、陽極は銅を用い、雰囲気ガスは Ar を 100 Pa、電極間距離は 5 mm とした。

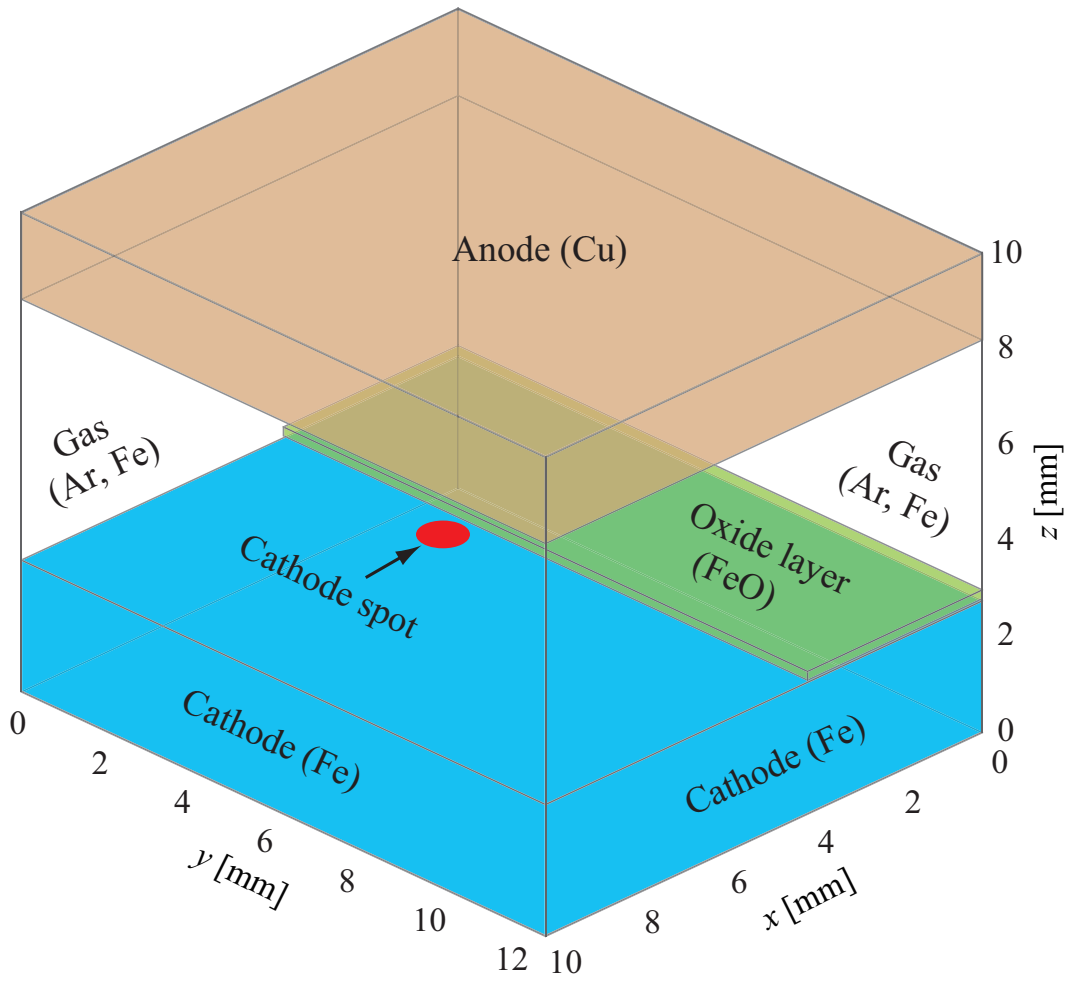


図 8 計算領域
Fig.8 Calculation area.

2.2 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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = \nabla \cdot (-D \nabla \rho) + S_\rho \quad (1)$$

・運動量保存式

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (-\eta \nabla \vec{v}) + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2)$$

・エネルギー保存式

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} h) = -p \nabla \cdot \vec{v} + \nabla \cdot \left(-\frac{\kappa}{C_p} \nabla h \right) + \frac{\vec{j}^2}{\sigma} - U + S_h \quad (3)$$

・電流連続の式

$$\nabla \cdot (-\sigma \nabla \phi) = S_\phi \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{j} = S_\phi \quad (5)$$

・オームの法則

$$\begin{aligned} \vec{j} &= -\sigma \nabla \phi \\ &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (6)$$

・マクスウェル・アンペールの式

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu \vec{j} \quad (7)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (8)$$

・状態方程式

$$p = nkT \quad (9)$$

・質量保存式の生成項（ヘルツ・クヌッセンの式）

$$S_\rho = \frac{j_v}{\Delta z}$$

$$j_v = \sqrt{\frac{M_{Fe}}{2\pi RT_c}} (p_v - p) \quad (10)$$

・質量保存式の拡散係数

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{Ar} + 1/M_{Fe})^{0.5}}{\{(\rho_{Ar}^2/\beta_{Ar}^2\eta_{Ar}^2 M_{Ar})^{0.25} + (\rho_{Fe}^2/\beta_{Fe}^2\eta_{Fe}^2 M_{Fe})^{0.25}\}^2} \quad (11)$$

・エネルギー保存式の生成項（電極間のエネルギー収支）

$$S_{h,c} = \frac{q_c}{\Delta z}$$

$$S_{h,a} = \frac{q_a}{\Delta z}$$

$$q_c = |j_i|E_{i+1} + |j_i|V_c - |j_e|\phi_c + \kappa\nabla T - j_v h_v - \varepsilon_c \alpha T_c^4 \quad (12)$$

$$q_a = j\phi_a - \kappa\nabla T - \varepsilon_a \alpha T_a^4 \quad (13)$$

・電流連続の式の生成項

$$S_\phi = \frac{j_e + j_i}{\Delta z}$$

・熱電子放出の式（リチャードソン・ダッシュユマンの式）

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_c}{kT}\right) \quad (14)$$

$$\phi_c = \phi_{Fe} - \sqrt{\frac{eE_{sh}}{4\pi\varepsilon_0}} \quad (15)$$

・イオン電流密度

$$j_i = \sigma_i E_{ps} \quad (16)$$

ここで、 x, y, z [m] は、各方向の位置（添え字は各方向の変数）であり、 t [s] は、時間である。 ρ [kg/m³] は、質量密度、 \vec{v} [m/s] は、速度ベクトル、 D [m²/s] は、拡散係数、 S_ρ [kg/(m³·s)] は、質量保存式の生成項である。なお、質量保存式の生成項は、陰極からの蒸気の発生量である。 p [Pa] は、圧力、 η [Pa·s] は、粘性率、 \vec{j} [A/m²] は、電流密度ベクトル、 \vec{B} [T] は、磁束密度ベクトルである。 h [J/kg] は、エンタルピー、 C_p [J/(kg·K)] は、定圧比熱、 κ [W/(m·K)] は、熱伝

導率, σ [S/m] は, 導電率, U [W/m³] は, 放射パワー密度, S_h [W/m³] は, エネルギー保存式の生成項である。 ϕ [V] は, 電位, S_ϕ [A/m³] は, 電流連続の式の生成項である。なお, エネルギー保存式と電流連続の式の生成項は, 陰極界面に適用される。 \vec{E} [V/m²] は, 電界ベクトル, \vec{A} [T·m] は, ベクトルポテンシャル, μ [N/A²] は, 透磁率である。 k [J/K] は, ボルツマン定数 (1.38×10^{-23} J/K), T [K] は, 温度である。

また, $\Delta x, \Delta z, \Delta z$ [m] は, 各方向のグリッド長さであり, 界面の質量流束, 熱流束, 電流束は, コントロールボリュームの長さで割り単位をそろえてから, 各保存式の生成項として与えられる。 j_v [kg/(m²·s)] は, 蒸発流束, M_{Ar}, M_{Fe} [kg] は, アルゴンの原子量, 鉄の原子量, π は, 円周率, R [J/(K·mol)] は, 気体定数 (8.31 J/(K·mol)), T_c [K] は, 陰極表面の温度, p_v [Pa] は, 蒸気圧である。 β_{Ar}, β_{Fe} は, 粘性近似式の無次元定数, ρ_{Ar}, ρ_{Fe} [kg/m³] は, アルゴンの質量密度, 鉄の質量密度, η_{Ar}, η_{Fe} [Pa·s] は, アルゴンの粘性率, 鉄の粘性率である。 $S_{h,c}$ [W/m³] は, エネルギー保存式の生成項 (陰極表面), $S_{h,a}$ [W/m³] は, エネルギー保存式の生成項 (陽極表面), q_c [W/m²] は, 熱流束 (陰極表面), q_a [W/m²] は, 熱流束 (陽極表面) である。 j_i [A/m²] は, イオン電流密度 (陰極表面), E_{i+1} [eV] は, i 種粒子の電離エネルギー, V_c [V] は, 陰極降下電圧, j_e [A/m²] は, 電子電流密度 (陰極表面), ϕ_c [eV] は, ショットキー効果を考慮した陰極の仕事関数, ϕ_a [eV] は, 陽極 (銅) の仕事関数, T [K] は, 温度, h_v [J/kg] は, 単位質量当たりの蒸発潜熱, $\varepsilon_c, \varepsilon_a$ は, 陰極の表面輻射率, 陽極の表面輻射率, α [W/(m²·K⁴)] は, ステファン・ボルツマン定数 (5.67×10^{-8} W/(m²·K⁴)), T_a [K] は, 陽極表面の温度である。 A [A/(m²·K²)] は, リチャードソン・ダッシュマン定数 (1.2×10^6 A/(m²·K²)), e [C] は, 電気素量 (1.6×10^{-19} C), ϕ_{Fe} [eV] は, 鉄の仕事関数である。 σ_i [S/m] は, イオン導電率, E_{ps} [V/m] は, プレシース領域の電界である。

2.3 解析方法

2.3.1 解析手順

図9に、本計算のフローチャートを示す。本計算では、まず、速度場と金属蒸気の挙動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、及び、圧力などを解析する。また、ガスの数密度や Ar に対する Fe 蒸気の混入比、温度、及び、圧力が変化するため、計算の度に、構成粒子の組成比と物性値を算出する。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、本計算では、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、TDMA法を用いて解析した⁽⁴¹⁾。各グリッドの大きさは、1辺の長さが100 μm を標準とし、陰極近傍では10 μm とした。

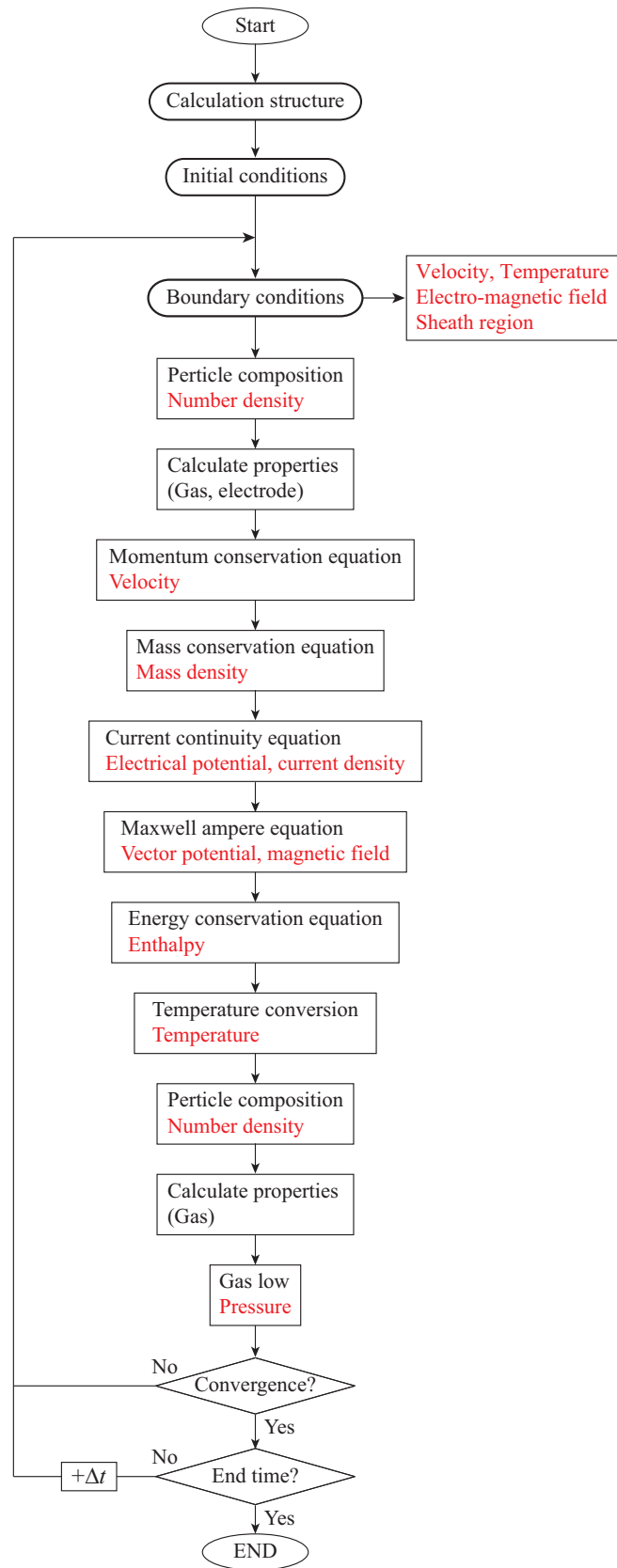


図 9 本計算のフローチャート
Fig.9 Flowchart of the calculation.

(1) 速度場

速度場は式(2)の運動方程式を各方向に展開した以下の式(17)~(19)をそれぞれ解くことにより求める。運動方程式には、未知数である圧力が含まれているため、質量保存式から算出した数密度と、エネルギー保存則から算出した温度を用いて圧力を計算する必要がある。また、外力である電磁力は垂直方向の電流密度と磁束密度の外積から算出した。

・運動量保存式 (x 方向)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + \rho v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + j_y \times B_z - j_z \times B_y \end{aligned} \quad (17)$$

・運動量保存式 (y 方向)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + \rho v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + j_z \times B_x - j_x \times B_z \end{aligned} \quad (18)$$

・運動量保存式 (z 方向)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + j_x \times B_y - j_y \times B_x \end{aligned} \quad (19)$$

(2) 金属蒸気挙動の記述

真空アークにおいて、陰極、並びに、陽極より発生した金属蒸気がアークプラズマ内に混入することで、アークプラズマの特性が変化し、放電が維持される。本モデルでは、小電流であるため蒸気は陰極（母材金属、及び、酸化膜）からのみ発生すると仮定し、また、主成分である鉄のみを考慮した。本計算では、雰囲気ガスである Ar に対して Fe 蒸気が混入することで、圧力、及び、混入比が変化するため、Ar と Fe に対して、式(20)、(21)のそれぞれの質量保存式を解く必要がある。

鉄蒸気の拡散係数に関しては、式(11)の粘性近似式を使用した。また、 β_{Ar} 、 β_{Fe} はともに $\beta_i = (D_{ti} \rho_i) / \eta_i$ で定義される無次元化された定数で、添え字 i は Ar または鉄蒸気であり、添え字 t は他方の元素を示している。 β は、理論上では様々な種類のガスに対して 1.2~1.543 の範囲の数値となるが⁽⁴²⁾、多くの実験データに基づく平均値として $\beta_1 = \beta_2 = 1.385$ を仮定した。この近似式は、室温から 30,000 K の高温に至るまで比較的精度が高く⁽⁴³⁾、本モデルに適していると考えられる。

鉄蒸気の発生量は式 (10) の Hertz-Knudsen の式により表される⁽⁴⁴⁾。式 (10) では、陰極または酸化膜上の圧力と蒸気圧の差で蒸発量が決定される。なお、式 (10) の蒸発流束 j_v [kg/(m²·s)] を陰極または酸化膜上のグリッドの長さで割り、鉄蒸気の質量保存式の生成項 S_ρ [kg/(m³·s)] とした。

また、最後に圧力を算出するために、以下の式 (22), (23) により、質量密度を数密度に変換する必要がある。ここで、 N_{Ar} , N_{Fe} [m⁻³] はそれぞれ Ar 全種の数密度、Fe 全種の数密度である。その後、それぞれの温度に対する構成粒子の組成比から各粒子の数密度を再度計算している。

・ Ar の質量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_{Ar}}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_{Ar}v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{Ar}v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_{Ar}v_z)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial \rho_{Ar}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \frac{\partial \rho_{Ar}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \rho_{Ar}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

・ Fe の質量保存式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho_{Fe}}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_{Fe}v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{Fe}v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_{Fe}v_z)}{\partial z} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial \rho_{Fe}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D \frac{\partial \rho_{Fe}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial \rho_{Fe}}{\partial z} \right) + S_\rho \end{aligned} \quad (21)$$

・ Ar の数密度

$$N_{Ar} = \frac{\rho_{Ar}}{m_{Ar}} = \frac{\rho_{Ar}}{M_{Ar}/N_A} \quad (22)$$

・ Fe の数密度

$$N_{Fe} = \frac{\rho_{Fe}}{m_{Fe}} = \frac{\rho_{Fe}}{M_{Fe}/N_A} \quad (23)$$

(3) 電磁場

次に、電磁場の解析方法について述べる。電位は以下の式 (24) のポアソン方程式より算出する。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\sigma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = S_\phi \quad (24)$$

ここで、生成項の S_ϕ [A/m³] または [C/m³·s] は、陰極点での電荷の生成量を表しており、これは、陰極点の電流密度から式 (14) を用いて算出する。なお、陰極点の電流密度を求めるためには、シース現象を解析し、電子電流密度とイオン電流密度を算出する必要がある。シース現象の取り扱いについては、2.3.3 項の境界条件で説明する。

また、本計算では、陰極、ガス空間、陽極の電位を求めるために、陰極内部、さらに、空間と陽極に対してそれぞれポアソン方程式を計算している。式(24)で求められた電位に対して、式(6)のオームの法則より各方向の電流密度を算出することができる。式(6)を展開すると以下の式(25a)~(25c)となる。

$$j_x = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} = \sigma E_x \quad (25a)$$

$$j_y = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial y} = \sigma E_y \quad (25b)$$

$$j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} = \sigma E_z \quad (25c)$$

さらに、式(7)、(8)よりアークプラズマによる磁束密度分布を求めることができる。まず、式(7)よりベクトルポテンシャルを求める。式(7)を展開すると以下の式(26a)~(26c)となる。

$$\frac{\partial A_x^2}{\partial x^2} + \frac{\partial A_x^2}{\partial y^2} + \frac{\partial A_x^2}{\partial z^2} = -\mu j_x \quad (26a)$$

$$\frac{\partial A_y^2}{\partial x^2} + \frac{\partial A_y^2}{\partial y^2} + \frac{\partial A_y^2}{\partial z^2} = -\mu j_y \quad (26b)$$

$$\frac{\partial A_z^2}{\partial x^2} + \frac{\partial A_z^2}{\partial y^2} + \frac{\partial A_z^2}{\partial z^2} = -\mu j_z \quad (26c)$$

次に、式(8)により磁束密度を求める。式(8)を展開すると以下の式(27a)~(27c)となる。

$$B_x = \frac{A_z}{\partial y} - \frac{A_y}{\partial z} \quad (27a)$$

$$B_y = \frac{A_x}{\partial z} - \frac{A_z}{\partial x} \quad (27b)$$

$$B_z = \frac{A_y}{\partial x} - \frac{A_x}{\partial y} \quad (27c)$$

以上のように求められた電流密度や磁束密度を用いて、運動量保存式の外力として電磁力を、エネルギー保存式の生成項としてジュール熱を代入することによりアークプラズマの電磁界の影響を考慮した速度場、並びに、温度場を求めることができる。

(4) 温度場

式(3)を展開すると式(28)となる。式(3)において、 $p\nabla \cdot \vec{v}$ は流体の膨張による仕事であり、 U [W/m³]は放射パワー密度である。生成項 S_h は電極界面におけるエネルギー授受であり、詳細は2.3.3項で説明する。

また、式(28)を解いた後に、エンタルピーを温度に変換している。その後、式(9)の状態方程式により、圧力を算出する。

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial h}{\partial y} + \rho v_z \frac{\partial h}{\partial z} \\
 = & -p \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) \\
 + & \frac{j_x^2}{\sigma} + \frac{j_y^2}{\sigma} + \frac{j_z^2}{\sigma} - U + S_h
 \end{aligned} \tag{28}$$

2.3.2 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。さらに、溶融した金属より発生した金属蒸気がアークプラズマ内に混入することによりアークプラズマの特性は大きく変化する。鉄原子等の金属原子は、一般的にアルゴン等のガスに比べ原子内に多くの電子を有していることから多くの励起状態が存在するため、無数のスペクトルを放射するとともに最外殻電子群が容易に電離する。これらの特徴はプラズマの放射強度と電気伝導率の上昇に大きく貢献する。

本計算では、Arと鉄Feの圧力、温度ごとの粒子組成を基に、Chapman-Enskog近似を適用することで⁽⁴⁵⁾、任意の混入率におけるプラズマの熱力学・輸送特性を算出した。また、本計算は圧縮性流体を扱うため、粒子組成も粒子数を保存し、温度変化や電離により圧力が変化するよう計算を行った。しかし、それぞれの温度、圧力、混入比ごとに物性値を用意するためには、膨大なデータ量が必要であり、計算の度に粒子組成を算出する方法も非常に長い計算時間を必要とする。このため、温度については300 K~30,000 Kまで100 Kごと、圧力は 10^2 Pa~ 10^5 Paまで10倍ごとに組成比を算出し、これを線形補完することで粒子数を算出した。なお、Arの初期圧力は100 Paであり、この粒子数は一定とし、Feの粒子数を変化させて各圧力の組成比を計算した。また、粒子生成、及び、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。

2.3.3 境界条件

(1) シース現象

真空アークにおける、陰極点の電流密度や電極界面のエネルギー授受、陰極降下電圧を精度良く計算するため、本モデルではシース現象を考慮している。なお、本モデルでは、陰極降下電圧をイオンや電子の数密度差によって生じる空間電荷から求めるのではなく、エネルギーバランスの観点から求めている。図10に、シース領域の概略図を示す。図10のようにプラズマ

の陰極降下領域を「シース」および「プレシース」に分ける。

シースの厚さは式 (29) で表されるデバイ長を用いて式 (30) から算出し、いわゆる電気シースを形成しているものと仮定した。なお、式 (30) の M [kg/mol] は原子量であり、Ar と Fe の混入比から算出した。

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T}{n_e e^2}} \quad (29)$$

$$d_{sh} = \frac{\sqrt{2}}{3} \exp\left(\frac{1}{4}\right) \left(\ln \frac{eM}{2\pi m_e}\right)^{\frac{3}{4}} \lambda_D \quad (30)$$

シース領域では、陰極表面から放出された電子が衝突せずにシース電圧によって加速されるものとした。このシース領域で生じる電圧 V_{sh} [V] はプレシース領域との境界の電子が有する温度と同じ温度になるためのエネルギーに等価な電圧として仮定した。なお、プレシース領域は、電子、イオン、中性粒子などの衝突が生じており、本計算では熱平衡を仮定し、電子温度を算出した。

プレシース領域は、数十 μm 程度の厚さであるが、本計算では熱平衡と同様の扱いをするため、プレシースの厚さ d_{ps} [m] は陰極表面のグリッドの長さ Δz [m] からシース長 d_{sh} [m] を引いた値とした。この境界層領域で生じる電圧 V_{ps} [V] は、電子電流の不足分を補うイオン電流を維持するために必要な電圧として仮定し、電界 E_{ps} [V/m] は式 (31) より算出した。また、電子電流も陰極表面の電界に依存するため、これらを収束するまで繰り返し計算する必要がある。この際、入力電流 I [A] に対する、陰極表面の電子電流（陰極表面） I_e [A] とイオン電流 I_i [A] の比を算出し、次の計算に使用した。

$$E_{ps} = \frac{I_i}{\iint \sigma_i dx dy} \quad (31)$$

以上のシース及びプレシース領域の電圧の和を陰極降下電圧 V_c [V] として計算し、アーク電圧に加えた。

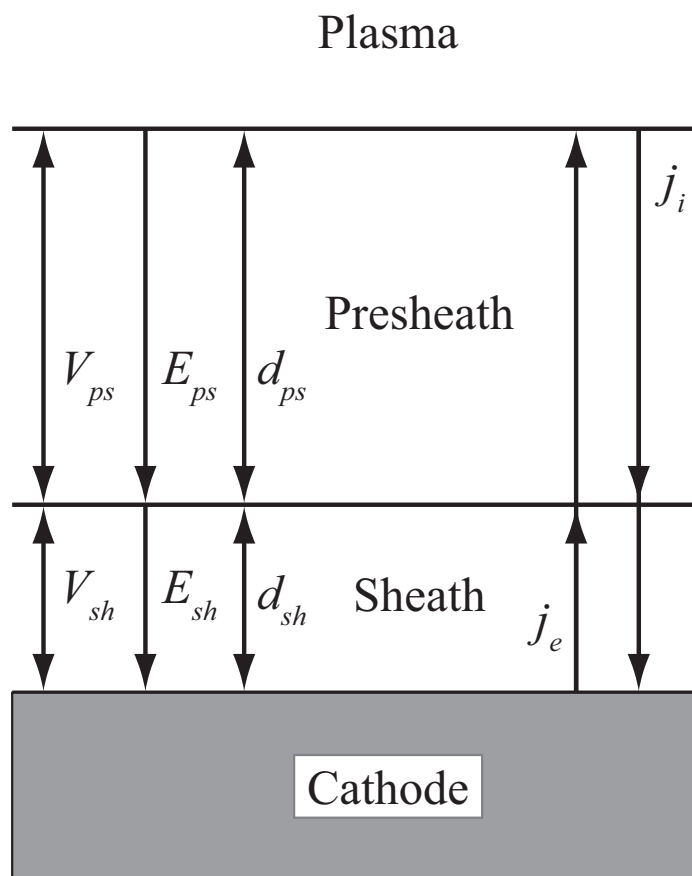


図 10 シース領域の概略図
 Fig.10 Schematic illustration of sheath region.

(2) 電極界面の境界条件

エネルギー保存式において、式(12)で表される熱流束を電極界面のエネルギー授受として考慮した。陰極表面では、式(3)のエネルギー保存式の各項以外に、イオンの運動エネルギー、及び、再結合エネルギー、アークからの熱伝導、熱電子放出による冷却、蒸発潜熱、陰極表面からの放射損失を考慮する。一方、陽極表面では、式(3)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を考慮する。なお、式(12)における κ の値は、陰極、または、陽極の熱伝導率とアークの熱伝導率を調和平均した値を電極境界で採用している。

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、界面に垂直な速度が0となるようにした。

(3) 計算領域の周囲の境界条件

本計算では、狭い計算領域に急激な温度や密度の勾配が生じるため、境界条件は非常に重要な役割を持つものである。図8の計算領域外側は、常温(300 K)、圧力は100 Paとした。したがって、計算領域外側はArのみが存在しており、 $\rho_{Fe} = 0$ である。また、

なお、本計算で定常計算を行う場合には、電極の両端部の温度を300 Kとするが、定常計算を初期値として非定常計算を行う場合には、電極の両端部で自然境界($\nabla h = 0$)とした。また、陰極内部、並びに、空間と陽極の電流連続の式(ポアソン方程式)を解く際には、それぞれ陰極の表面に電荷生成項を与え、電極の端部の電位を0とした。さらに、計算領域の側部では電流が拡散しないように、導電率を0とした。

2.3.4 計算条件

3章では真空アークの計算モデルの構築として、陰極点の電流密度やエネルギーバランスを解析するため、電流をパラメータとする。電流は、鉄の陰極において、陰極点が1つだけで安定して存在できる範囲である5~30 Aで解析を行う。

4章では、陰極点の速度をパラメータとして、陰極の溶融や蒸発量の解析を行う。このため、陰極点の移動速度は、酸化膜付き鉄陰極での実測の範囲内である0.1~10 m/sで解析を行う。

5章では、横磁界の磁束密度をパラメータとして、陰極点の移動とエネルギーバランスの解析を行う。磁束密度は、実験との比較のため1~10 mTで解析を行う。また、横磁界と電流による順方向電磁力のみの計算と、逆方向イオン束による逆方向電磁力を考慮した計算を行う。

第3章 蒸気混入が及ぼす真空アーク陰極点の移動形態

3.1 真空アーク陰極点の電流密度

本章では、蒸気混入が及ぼす真空アーク陰極点の移動形態について、電磁熱流体シミュレーションを用いた解析を行う。具体的には、蒸気の発生を考慮しない解析結果と考慮した解析結果を比較し、蒸気混入による電流密度とエネルギーバランスの変化について検討する。なお、電流密度やエネルギーバランスは電流によって大きく変化するため、本節では電流を変化させて、計算と実験の比較を行う。また、蒸気を考慮しない場合は、定常計算の結果を用い、蒸気を考慮する場合は、非定常計算において陰極点の平均滞在時間が経過した時の結果を用いて比較を行う。陰極点の平均滞在時間は、酸化膜除去時の平均移動速度 1 m/s で、陰極点の直径 0.4 mm を通過する時間である 0.4 ms と定義した。

図 11 に、蒸気の発生を考慮しない場合における電流ごとの電流密度分布を、図 12 に、蒸気の発生を考慮した場合における電流ごとの電流密度分布を示す。電流が小さい時は、陰極点の中心部で電流が集中するが、電流が大きいた時は、陰極点の中心部でほぼ一様な電流密度となった。この理由は、温度が増加するとイオン導電率が飽和することや、外周部への熱輸送により中心部の電流が減少するためである⁽⁴⁷⁾。また、蒸気を考慮した場合は、電流密度が減少し、外周部の低温領域に電流が流れた。これは、鉄蒸気が混入すると 5000K 程度でイオン導電率が増加するためである。

図 13 に、蒸気の発生を考慮しない場合における電流ごとの熱流束分布を、図 14 に、蒸気の発生を考慮した場合における電流ごとの熱流束分布を示す。陰極への熱流束は、式 (12) より、電流密度と温度に依存するため、熱流束分布と電流密度分布の形状はほぼ一致した。1つの陰極点の電流が少ない方が、熱流束が高くなるため、狭くて深い熔融池の形成が可能になると考えられる。

図 15 に、電流ごとの蒸気数密度を示す。鉄蒸気は、陰極点に接している酸化膜と母材金属から蒸発し、拡散と対流により空間に輸送される。特に、空間の流速は 2000 m/s と高速であるため、広範囲に蒸気が輸送された。また、酸化膜が陰極母材金属よりも蒸発しやすいため、酸化

膜近傍の蒸気密度が高くなった。この理由は、酸化膜の比熱と熱伝導率が、鉄と比べて低い
ため、温度を上昇させるためのエネルギーが小さく、かつ、熱が逃げにくい
ため、局所的に急激に温度が上昇し蒸発しやすくなることによる⁽²⁰⁾⁽⁴⁸⁾。

図 16 に、移動形態ごとの放射パワー密度分布を示す。(a) 酸化膜除去時は、10 A、蒸気混入あり、0.4 ms 後の放射パワー密度分布、(b) 分裂時は、5 A、蒸気混入あり、0.4 ms 後の放射パワー密度分布、(c) 停滞時は、10 A、母材のみ蒸気混入あり、0.4 ms 後の放射パワー密度分布、(d) 高速移動時は、10 A、蒸気混入なし、定常時の放射パワー密度分布である。また、比較のため、実験の輝度分布も示している。(a) 酸化膜除去時と (b) 分裂時、(c) 停滞時では、鉄蒸気が混入することで、放射パワー密度が増加し、実験の陰極点の輝度分布と同様の傾向となった。(d) 高速移動時は、蒸気が混入していないため、電流密度が高いにもかかわらず、放射パワー密度は低く、広がる分布となり、実験の陰極点の輝度分布と同様の傾向となった。これらより、陰極点に混入する蒸気の種類と量により、電流密度、温度、放射パワー密度が変化し、陰極点の移動形態を変化させることが予測される。

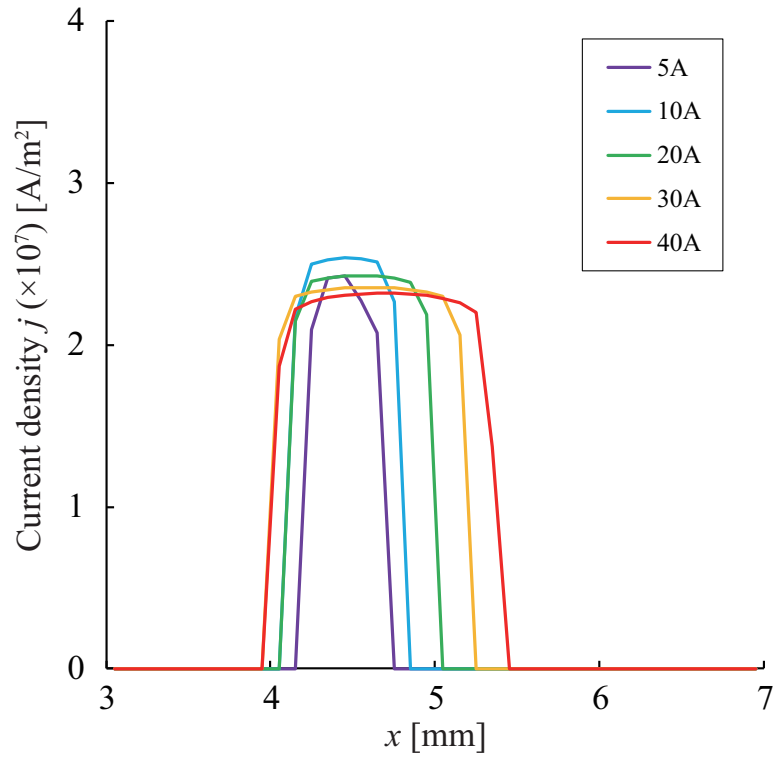


図 11 電流ごとの電流密度分布（蒸気なし）
 Fig.11 Distribution of current density (w/o vapor).

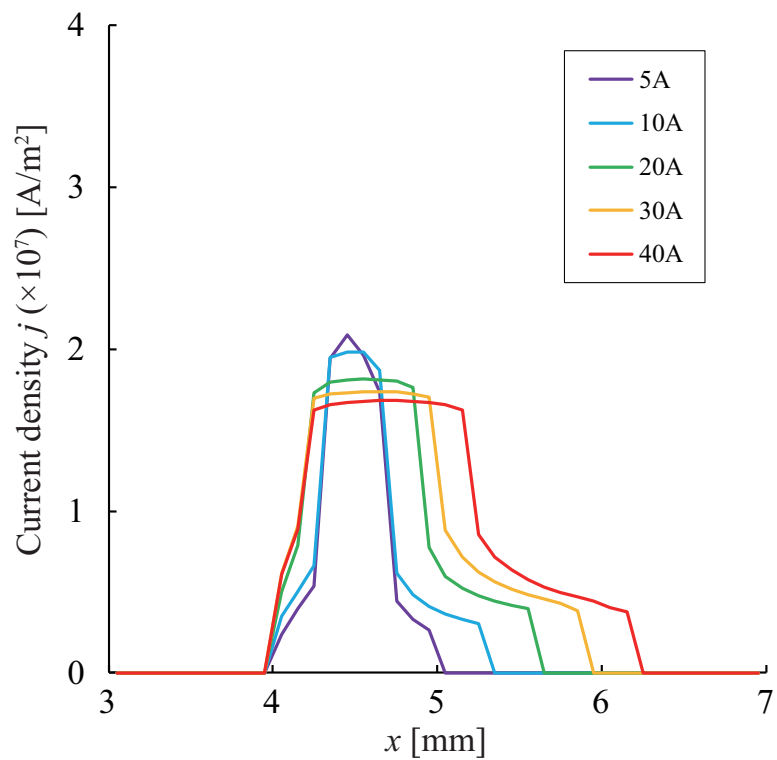


図 12 電流ごとの電流密度分布（蒸気あり）
 Fig.12 Distribution of current density (w/ vapor).

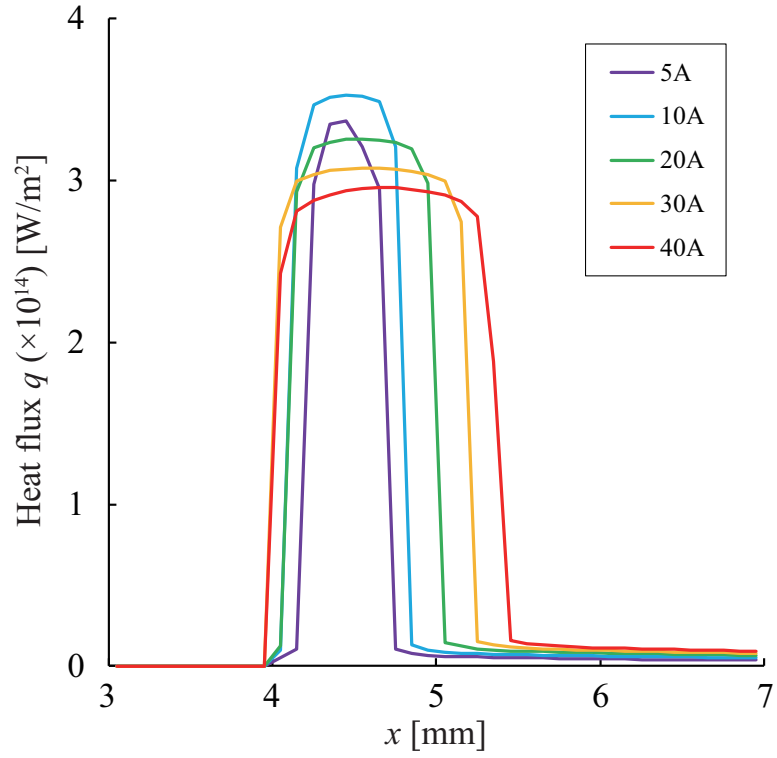


図 13 電流ごとの熱流束分布（蒸気なし）
 Fig.13 Distribution of heat flux to cathode (w/o vapor).

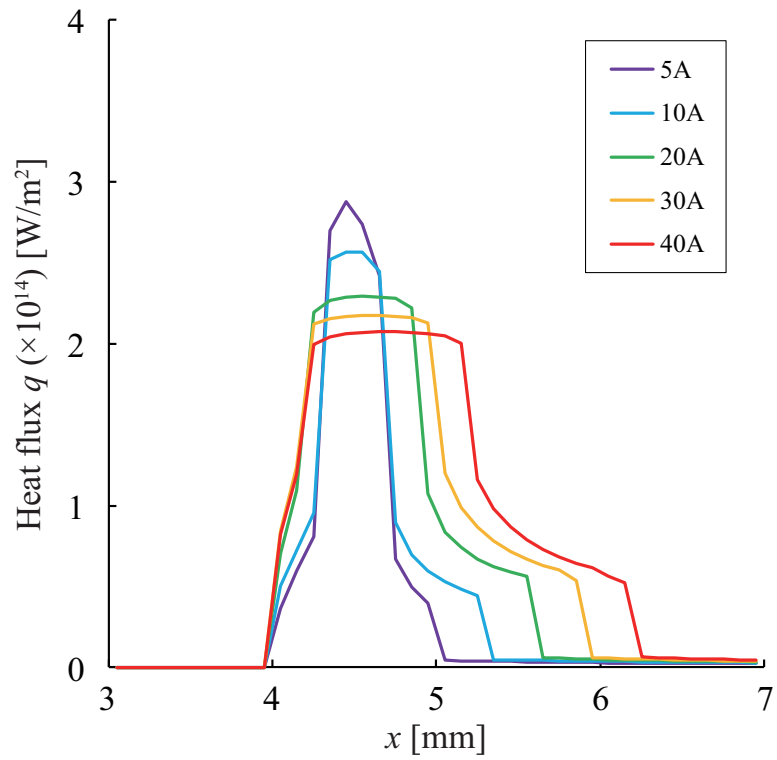


図 14 電流ごとの熱流束分布（蒸気あり）
 Fig.14 Distribution of heat flux to cathode (w/ vapor).

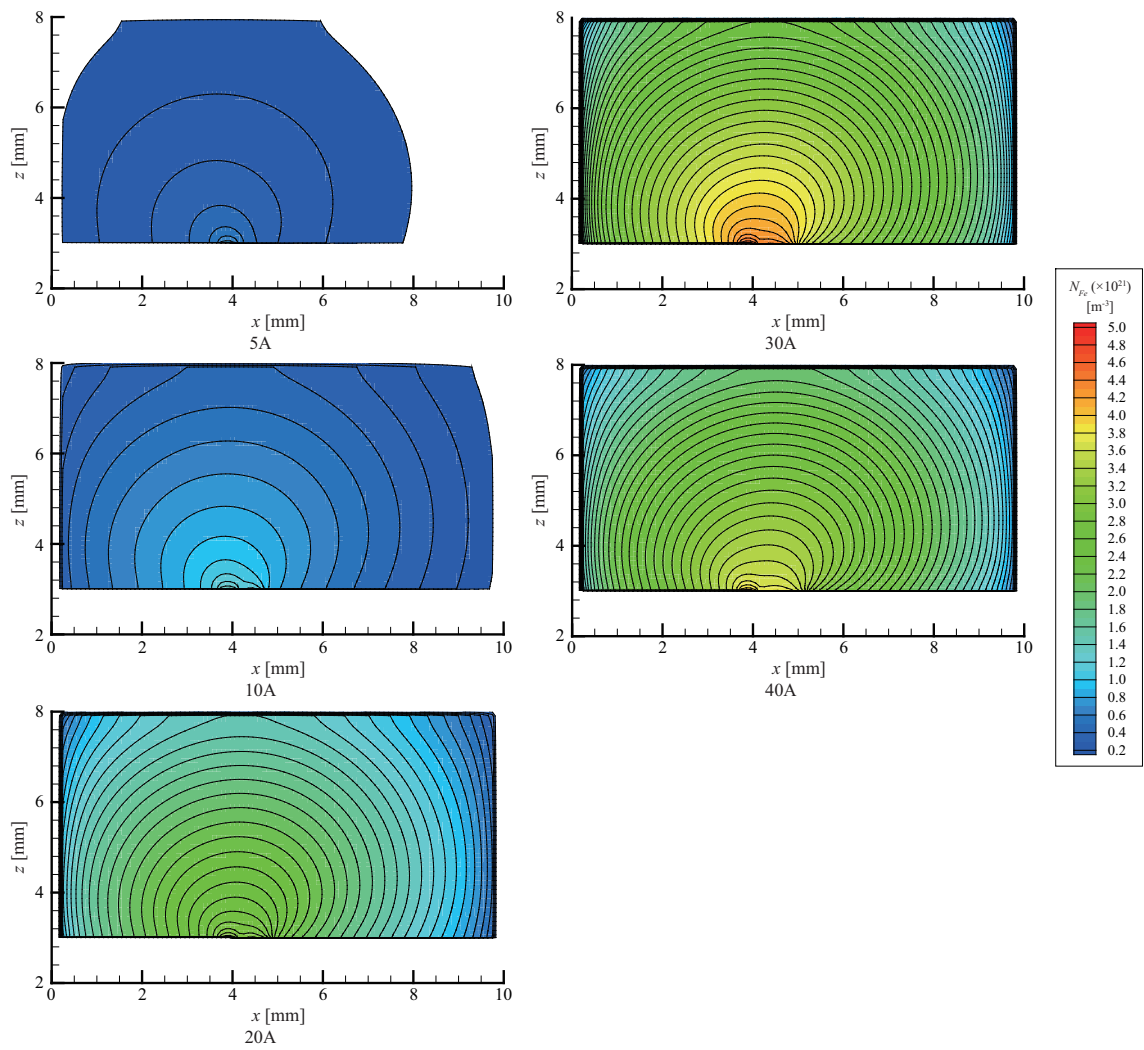


図 15 電流ごとの蒸気分布

Fig.15 Distribution of number density of vapor for each current.

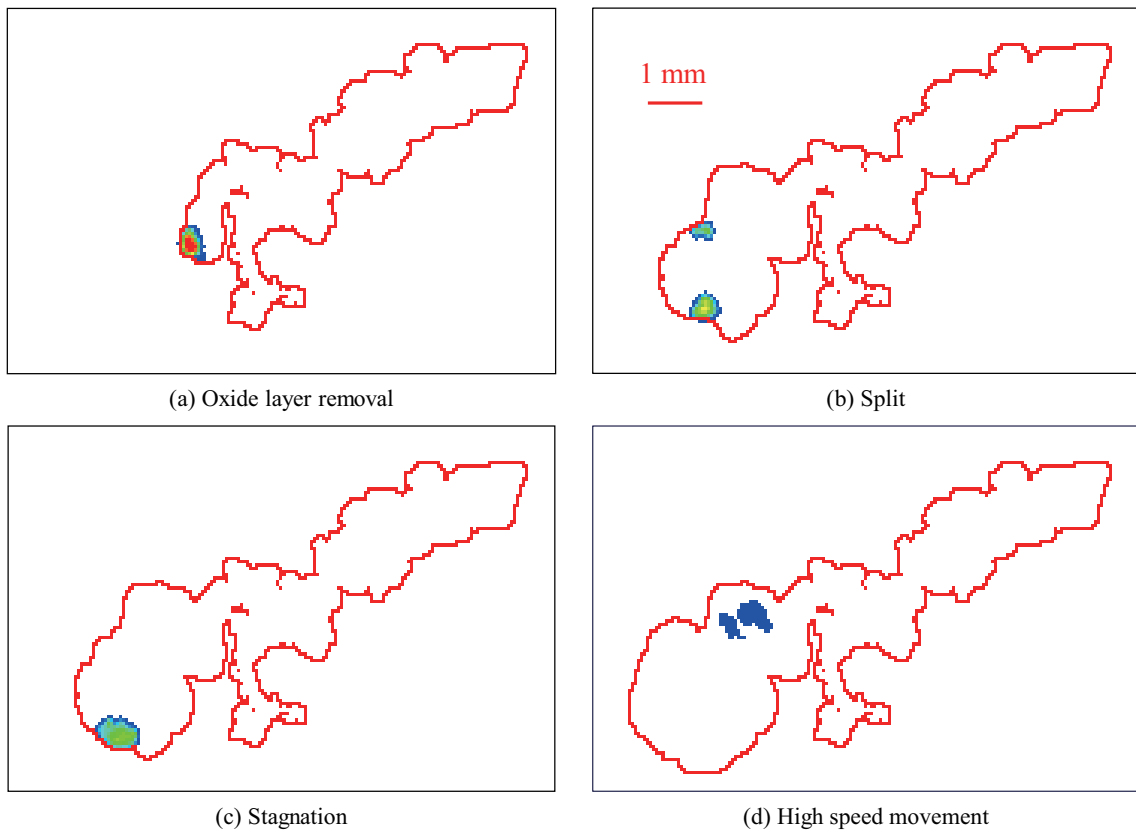
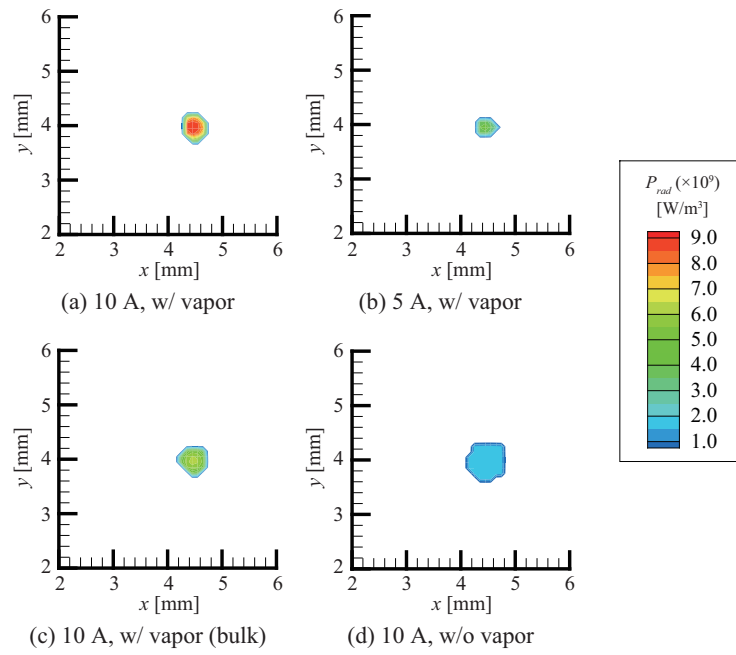


図 16 移動形態ごとの放射パワー密度分布
 Fig.16 Distribution of radiation power density for each moving mode.

3.2 真空アークのエネルギーバランス

図 17 に、電流ごとの温度分布を示す。蒸気を考慮しない場合では、電流が増加すると陰極点近傍の温度が増加した。蒸気を考慮した場合では、蒸気を考慮しない場合に比べて温度が低下し、電流が増加しても温度はほとんど変化しなかった。この理由は、蒸気が混入すると導電率の増加によりジュール加熱が低下し、さらに、放射損失が増加するため、温度が低下したためである⁽⁴⁷⁾。

図 18 に、蒸気の発生を考慮しない場合における電流に対するアーク電圧を、図 19 に、蒸気の発生を考慮した場合における電流に対するアーク電圧を示す。図 20 に、電流に対するアーク電圧の実験結果を示す。蒸気を考慮しない場合、蒸気を考慮した場合のいずれも、電流が増加するとシース電圧 (V_{sh}) は減少し、陽光柱電圧 (V_{col}) は増加した。シース電圧 (V_{sh}) が減少する理由は、外周部のイオン導電率が増加し、電流の増加とともに陰極近傍のイオンコンダクタンスが増加するためである⁽⁴⁷⁾。陽光柱電圧 (V_{col}) が増加する理由は、電流を維持するために陽光柱の電界が上昇するためである。また、蒸気を考慮しない場合では、電流が増加してもアーク電圧 (V_{arc}) はほぼ一定であったが、蒸気を考慮した場合では、電流が増加するとアーク電圧 (V_{arc}) が減少した後、再び増加した。蒸気を考慮した場合では、電圧が最小になる時の電流は異なるが、実験結果と同様の傾向が得られた。

図 21 に、電流ごとのエネルギーバランス（エネルギー収支の割合）を示す。 P_{cat} は、アークから陰極及び酸化膜への入熱量であり、イオンの衝突および再結合エネルギーと熱伝導が支配的である。 P_{ano} は、アークから陽極への入熱量であり、電子凝縮熱と熱伝導が支配的である。 P_{rad} は、アークからの放射パワーである。 P_{out} は、アークから外部への熱輸送である。蒸気を考慮しない場合と考慮する場合のいずれも、電流が増加すると、陰極と陽極、外部への熱輸送や放射のパワーは増加したが、入力電力に対する割合は変化した。蒸気を考慮しない場合では、電流が増加すると陰極への入熱量の割合が増加したが、蒸気を考慮した場合では、陰極への入熱量の割合は減少した。これは、蒸気が混入するとシース電圧が減少しイオンによる入熱が減少することや、アーク温度が低下し熱伝導による入熱が減少するためである⁽⁴⁷⁾。また、陽極への入熱については、電子凝縮熱は電流にのみ依存するため、蒸気の有無で変化しないが、熱伝導は蒸気が混入すると温度が低下するため減少した。一方で、放射パワーは、蒸気を考慮した場合では増加した。これは、鉄蒸気の混入により低温領域でも放射が増加したためである。

以上より、酸化膜の除去と陰極の粗面化を行うためには、酸化膜の除去速度は陰極点の電流密度に依存するという報告があるため⁽⁴⁶⁾、蒸気を考慮した場合では、陰極への入熱効率も高い、1つの陰極点あたりの電流が5~10 A 程度になる条件が良いと考えられる。しかし、陰極

点が分裂する条件や1つの陰極点あたりの電流の決定要因が未解明であるため、今後の課題として、これらの条件を実験も含めて検討する必要がある。さらに、陰極点の電流密度や入熱効率が最適であっても、陰極点の滞在時間が長いと陰極の溶融過多が生じるため、横磁界の印加などで陰極点の移動速度を制御する必要がある。

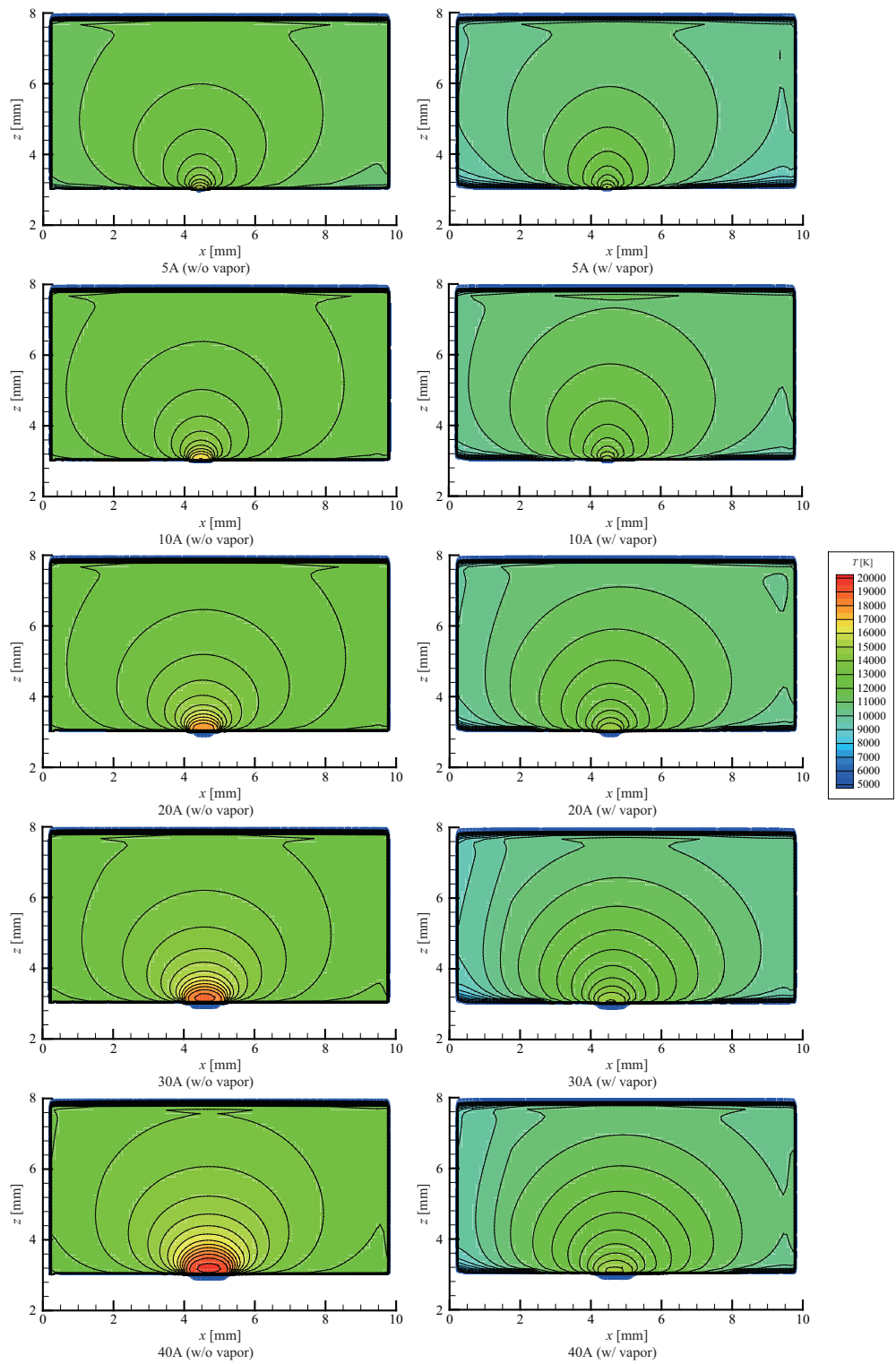


図 17 電流ごとの温度分布
 Fig.17 Distribution of temperature for each current.

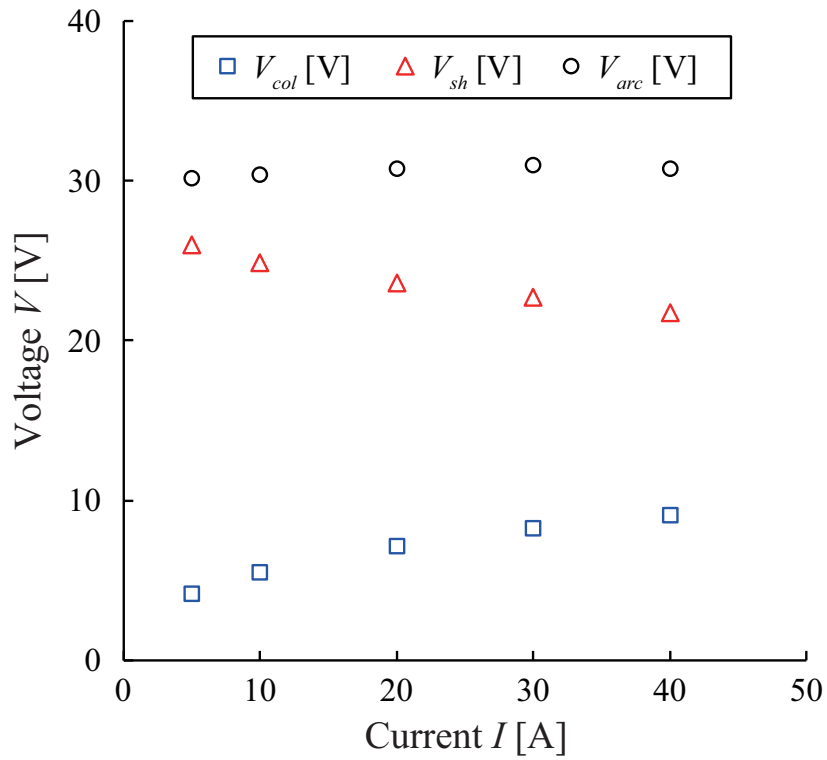


図 18 電流に対するアーク電圧 (蒸気なし)
 Fig.18 Arc voltage as function of current (w/o vapor).

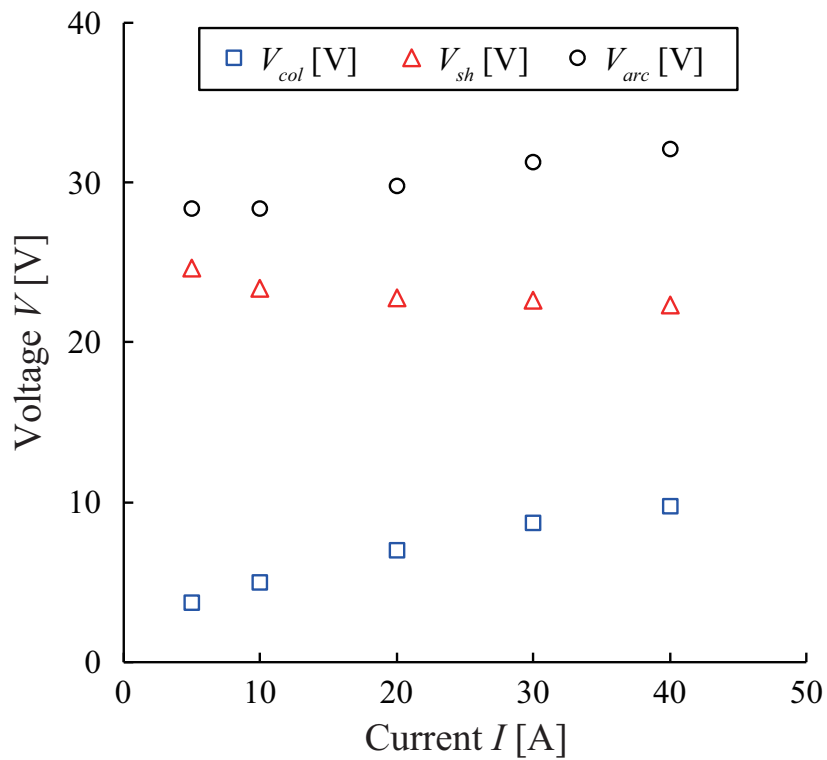


図 19 電流に対するアーク電圧 (蒸気あり)
 Fig.19 Arc voltage as function of current (w/ vapor).

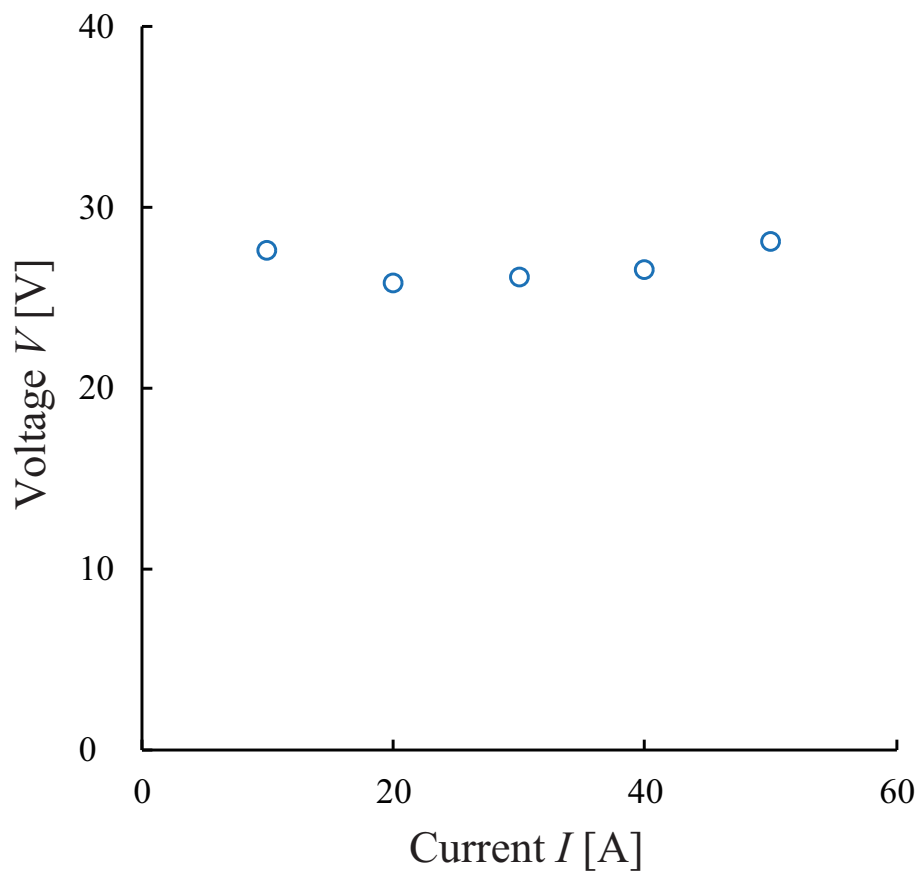


図 20 電流に対するアーク電圧 (実験)
Fig.20 Arc voltage as function of current (experimental).

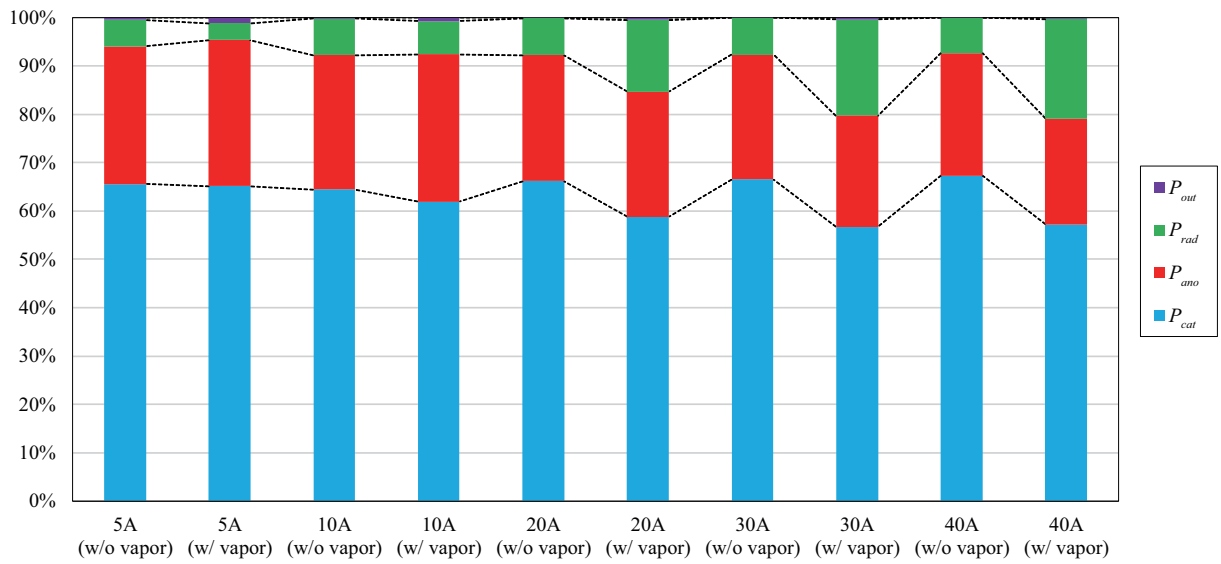


図 21 電流ごとのエネルギーバランス
 Fig.21 Energy balance for each current.

第4章 陰極点の移動速度が及ぼす陰極の溶融及び蒸気量

4.1 計算条件

本章では、陰極点の移動速度と面積が変化した時の溶融量や蒸発速度を解析する。この理由は、陰極点の移動形態により電流密度と移動速度が変化することで、酸化膜や陰極母材の蒸発速度や陰極母材の溶融量が変化するためである。陰極点の移動速度は、陰極点から陰極母材や酸化膜へ入熱する面積と単位面積あたりに入熱する時間を変化させ、陰極点の面積は、電子電流とイオン電流の割合と電流密度を変化させることで熱流束を決定する因子となる。また、陰極点と酸化膜との接触面積に酸化膜の蒸発速度が依存することが予想されるため⁽⁴⁸⁾、接触面積と熱流束を規格化するために陰極点の面積を正方形として解析を行った。表1に、陰極点の面積の計算条件を示す⁽⁴⁸⁾。なお、陰極点の移動速度と面積は、4つの移動形態において取りうる範囲とした⁽⁴⁸⁾。この時、陰極点の熱流束は陰極点の面積によりほぼ決定される。この理由は、陰極母材である鉄の沸点が低く仕事関数が高いためイオン電流が支配的となり、陰極点の面積によりイオン電流密度が決定されるためである⁽⁴⁸⁾。なお、陰極点は酸化膜と陰極母材の境界に沿って、 y 軸の正方向へ移動する。陰極点の移動速度は、 $10^{-3} \sim 10^1$ m/sと4桁異なるため、移動速度毎に時間ステップを設定した⁽⁴⁸⁾。これにより、移動速度が異なる計算結果でも、時間ステップの更新回数が同じであれば同じ位置で比較することができる。

表 1 陰極点の面積の計算条件

Table.1 Calculation conditions of area of cathode spot.

State		Diameter [m]	Area [m ²]	Number	Total area [m ²]	Power density [W/m ³]	Contact length to oxide layer [m]
Non-split	S1	0.7×10^{-4}	4.9×10^{-9}	1	4.9×10^{-9}	1.6×10^{15}	0.7×10^{-4}
	S2	1.0×10^{-4}	1.0×10^{-8}		1.0×10^{-8}	0.8×10^{15}	1.0×10^{-4}
	S3	1.4×10^{-4}	2.0×10^{-8}		2.0×10^{-8}	0.4×10^{15}	1.4×10^{-4}
	S4	2.0×10^{-4}	4.0×10^{-8}		4.0×10^{-8}	0.2×10^{15}	2.0×10^{-4}
Split	S1	0.5×10^{-4}	2.5×10^{-9}	2	4.9×10^{-9}	1.6×10^{15}	1.0×10^{-4}
	S2	0.7×10^{-4}	4.9×10^{-9}		1.0×10^{-8}	0.8×10^{15}	1.4×10^{-4}
	S3	1.0×10^{-4}	1.0×10^{-8}		2.0×10^{-8}	0.4×10^{15}	2.0×10^{-4}
	S4	1.4×10^{-4}	2.0×10^{-8}		4.0×10^{-8}	0.2×10^{15}	2.8×10^{-4}

4.2 陰極点の移動による酸化膜と陰極母材への熱伝導過程の時間変化

本計算は非定常計算であるため、溶融量や蒸発速度は時間的に変化する。このため、それぞれの計算条件ごとに、溶融量や蒸発速度を比較する方法を検討する。例として、移動速度が $v = 10^{-1} \text{ m/s}$ 、面積が 10^{-8} m^2 の場合の時間変化を示す。図 22 に、母材金属の溶融体積の時間変化を示す。図 23 に、母材金属の溶融深さの時間変化を示す。図 24 に、母材金属の蒸発速度の時間変化を示す。図 25 に、酸化膜の蒸発速度の時間変化を示す。

溶融体積と溶融深さは、時間とともに増加するが、溶融深さは 2~3 ms 程度で飽和した。溶融体積は 5 ms 程度まで直線的に増加し、その後は増加量が減少した。以上の結果は、いずれの計算条件においても同じ傾向であった。溶融深さが飽和する理由は、陰極点がある面積を加熱する時間が一定であるためである。陰極点がある場所を加熱している間に溶融深さが増加し、その場所を移動した後もわずかにその場所の溶融深さは増加するが、しだいに冷却効果が大きくなり温度が下がるため溶融深さは一定の値を超えることはない。溶融体積については、溶融幅と溶融深さが飽和するため、陰極点が移動して新たに加熱し溶融した領域分だけ増加する。また、各条件で比較する場合、いずれの条件においても計算領域外を溶融しない時間の範囲内で溶融量を算出する必要がある。したがって、溶融量については、 $v = 10^{-1} \text{ m/s}$ の時では、5 ms 経過時点、すなわち、全ての計算条件において 0.5 mm 移動した時点での結果を比較する⁽⁵²⁾。

酸化膜と母材金属の蒸発速度は、最初と最後で増加するが、その他では一定の範囲内で変動した。これは、いずれの計算条件においても同じ傾向であった。蒸発速度が変動する理由は、熱伝導と陰極点の移動により温度分布が変化するためである。このため、蒸発速度の変動を考慮し、ある範囲内の平均値を蒸発速度とする。この時間範囲は、最初と最後を除いた蒸発量が一定の範囲で変動している領域とし、溶融体積の計算時点と統一した。したがって、蒸発速度については、 $v = 10^{-1} \text{ m/s}$ の時では、4~5 ms の範囲内、すなわち、全ての計算条件において 0.4~0.5 mm 移動した間での結果を比較する⁽⁴⁸⁾。

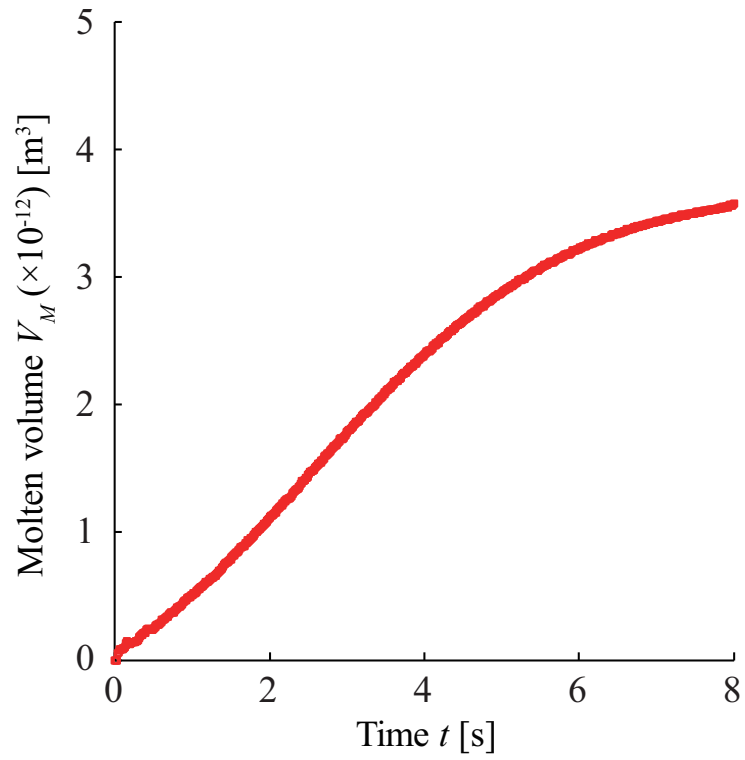


図 22 母材金属の溶融体積の時間変化
 Fig.22 Molten volume of base metal with time.

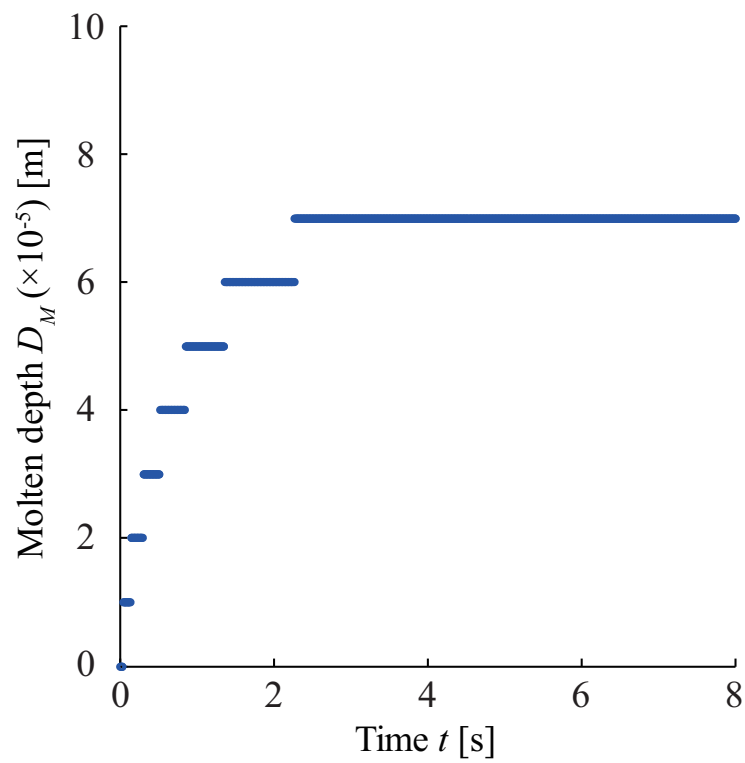


図 23 母材金属の溶融深さの時間変化
 Fig.23 Molten depth of base metal with time.

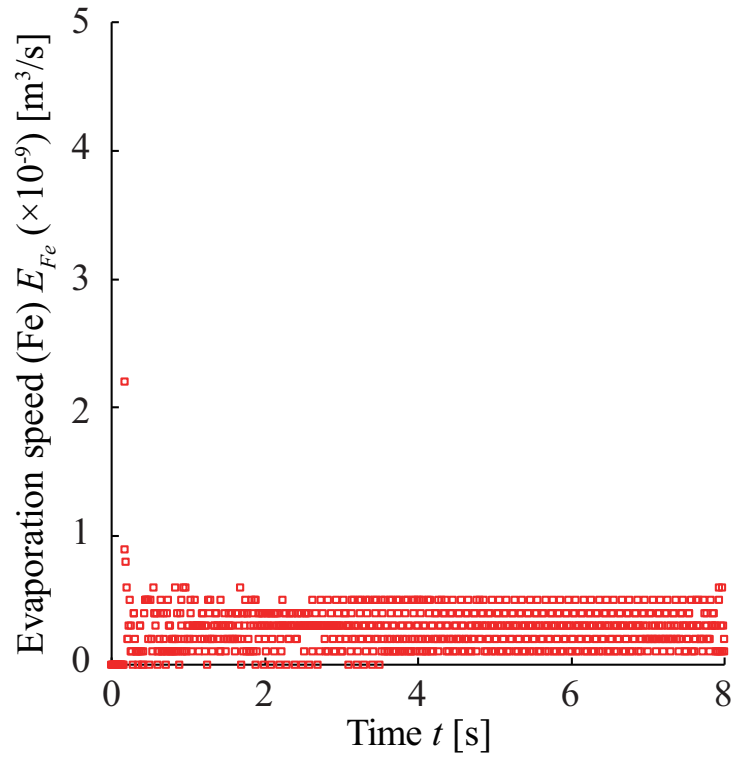


図 24 母材金属の蒸発速度の時間変化

Fig.24 Evaporation speed of base metal with time.

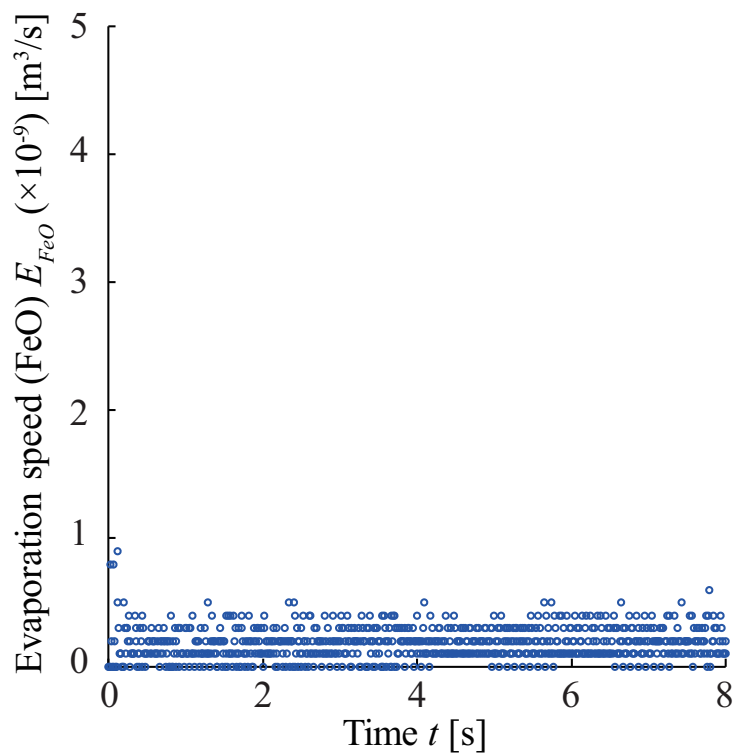


図 25 酸化膜の蒸発速度の時間変化

Fig.25 Evaporation speed of oxide layer with time.

4.3 陰極点のエネルギー密度と入熱量が及ぼす陰極の溶融

4.3.1 陰極点の熱流束と移動速度が及ぼす母材金属の溶融量

図 26 に、移動速度に対する母材金属の溶融深さを熱流束ごとに示す⁽⁵²⁾。図 27 に、移動速度に対する母材金属の溶融幅を熱流束ごとに示す⁽⁵²⁾。図 28 に、移動速度に対する母材金属の溶融体積を熱流束ごとに示す。図 29 に、移動速度に対する母材金属の D/W 比 (Depth/Width) を熱流束ごとに示す⁽⁵²⁾。なお、これらの値は陰極点と同じ距離 (0.5 mm) 移動したときの値である。また、 D/W 比は溶融深さと溶融幅の比である。一般的に、 D/W 比が大きい値の方が単位面積当たりの表面積が大きいため、溶射被膜の密着強度が高い⁽⁶⁾。陰極点の移動速度が増加すると、溶融深さ、溶融幅、溶融体積、 D/W 比が減少した。

溶融深さ、溶融幅、溶融体積は、移動速度が増加すると同じ場所を加熱する時間が短くなるため減少する。溶融深さは、一定時間加熱すると表面の熱流束に依存せずに、材料内部の熱伝導率と温度勾配により与えられる内部の熱流束に依存する。内部の熱流束は、表面の熱流束に比べて非常に小さく、かつ、表面の熱流束にほとんど依存しない。このため、移動速度が遅い場合は、熱流束に依存せずに、加熱時間のみに依存する。すなわち、移動速度が速い場合は、表面のみが溶融するため、表面の熱流束が高い方が溶融深さが増加する。

溶融幅は、移動速度が速い場合には、陰極点に接している表面のみが溶融し溶融領域が広がらないため、溶融幅は陰極点の面積に依存する。また、加熱時間が短い場合には、熱流束が高い方がより移動速度が速くても母材金属を溶融することができる。したがって、移動速度が遅い場合では、溶融幅は加熱時間のみに依存するのに対して、移動速度が速い場合では、溶融幅は熱流束と加熱時間に依存する。

溶融体積と D/W 比は、移動速度に対する溶融深さと溶融幅の変化量に依存する。このため、移動速度が遅い場合は移動速度のみに依存し、移動速度が速い場合には移動速度と熱流束の両方に依存する。

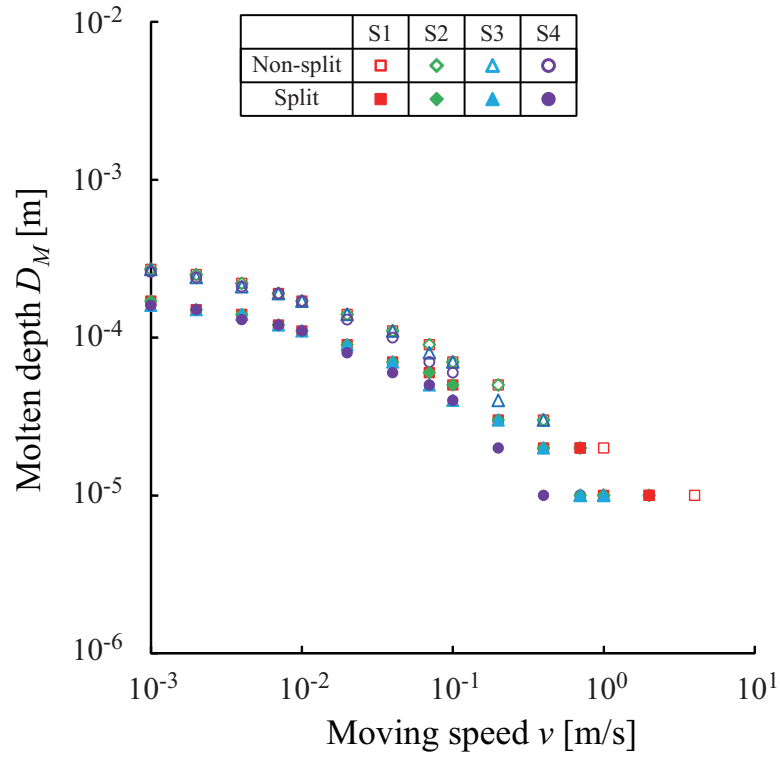


図 26 移動速度に対する母材金属の溶融深さ⁽⁵²⁾

Fig.26 Molten depth of base metal as a function of moving speed⁽⁵²⁾.

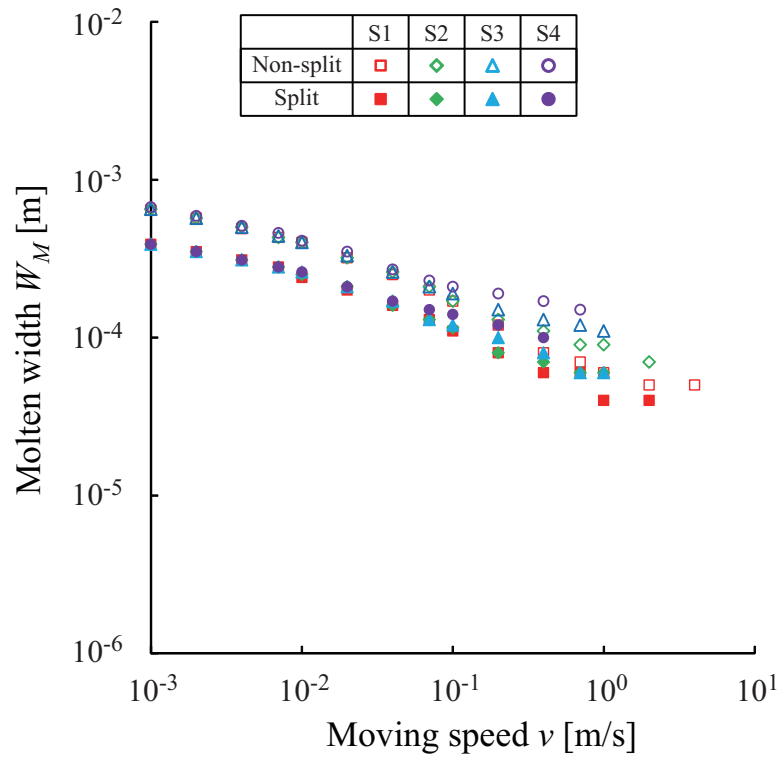


図 27 移動速度に対する母材金属の溶融幅⁽⁵²⁾

Fig.27 Molten width of base metal as a function of moving speed⁽⁵²⁾.

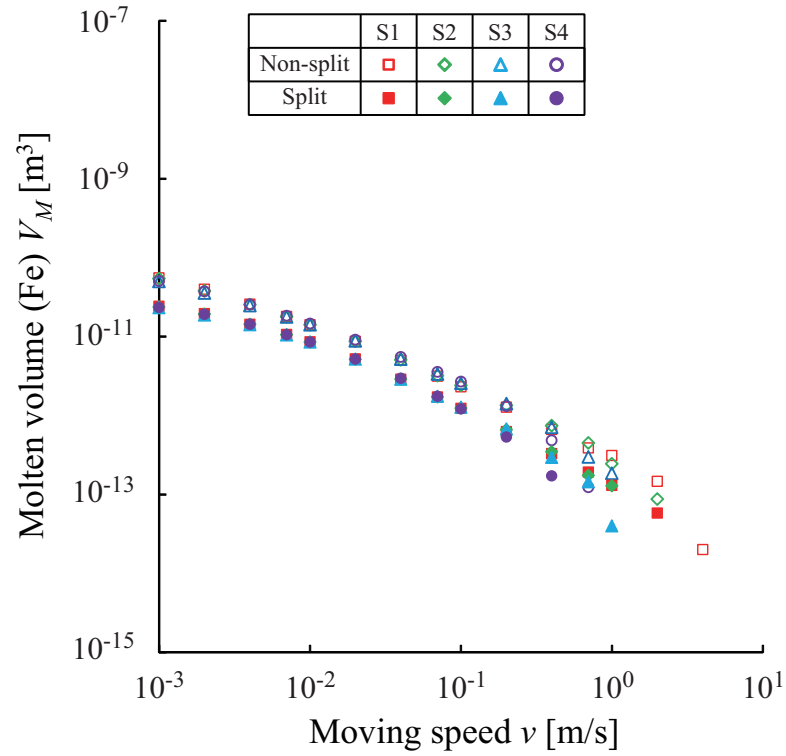


図 28 移動速度に対する母材金属の溶融体積
 Fig.28 Molten volume of base metal as a function of moving speed.

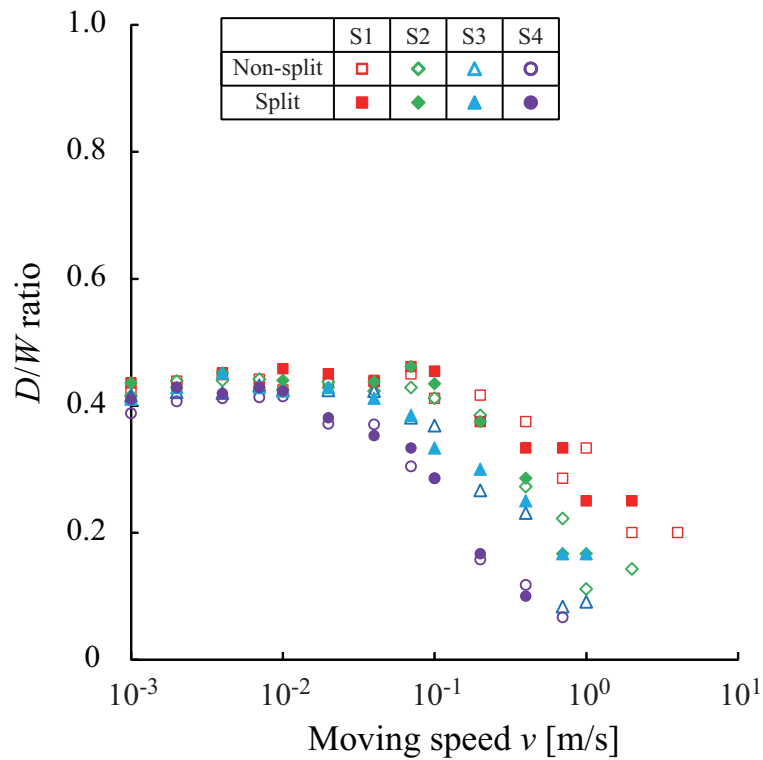


図 29 移動速度に対する母材金属の D/W 比⁽⁵²⁾
 Fig.29 D/W ratio of base metal as a function of moving speed⁽⁵²⁾.

4.3.2 陰極点のエネルギー密度と入熱量が及ぼす母材金属の溶融への寄与

前節の結果から、母材金属の溶融は加熱時間に依存する。加熱時間は、母材金属表面のある領域に、陰極点が入熱した時間である。本計算において、溶融深さ、溶融幅、溶融体積、 D/W 比は、陰極点が0.5 mm 移動した時の値であるため、加熱時間は陰極点が0.5 mm 通過するのに要する時間とした。これは、移動速度の逆数に移動距離 (5×10^{-4} m) をかけた値である。また、単位時間当たりの入熱量 (Heat input power P [W]) に加熱時間 (Heating time t_h [s]) をかけることで、入熱量 (Heat input Energy E_h [J]) を算出した。

図 30 に、エネルギーに対する母材金属の溶融深さを示す。図 31 に、エネルギーに対する母材金属の溶融幅を示す。図 32 に、エネルギーに対する母材金属の溶融体積を示す。図 33 に、エネルギー密度に対する母材金属の D/W 比を示す。

加熱時間が短い時の表面層は温度勾配が大きく内部の熱流束が比較的高いため、加熱時間に対して溶融深さの増加量が大きい。しかし、加熱時間が一定時間以上の場合、内部の温度勾配が小さくなるため、加熱時間に対して溶融深さの増加量が小さい。溶融幅は、外周に広がるほど熱が拡散されて熱流束が減少するため、加熱時間に対しての増加量は小さい。

溶融体積は、内部の熱流束が大きい位置が加熱時間とともに広がり伝熱するため、加熱時間に依存する。しかし、徐々に内部の温度勾配が緩やかになり内部熱流束が全体的に減少するため、加熱時間に対する増加量は減少する。 D/W 比は、エネルギー密度に依存するが、加熱時間が一定以上になると飽和する。エネルギー密度が高い方が、陰極点の面積が小さいため加熱時間が短い時では溶融幅が小さく、表面層のみが溶融するため熱流束が高い時の溶融深さが増加する。加熱時間が一定以上になると、横方向と深さ方向のいずれも温度勾配が減少するため、 D/W 比は一定の値となる。

また、実験において、酸化膜が厚くなると陰極点の移動速度が遅くなり、表面粗さが増加する報告があり⁽²⁰⁾⁽³⁵⁾、本解析のように、移動形態が変化し移動速度が減少した場合も同様に、表面の溶融深さと溶融量は増加した。

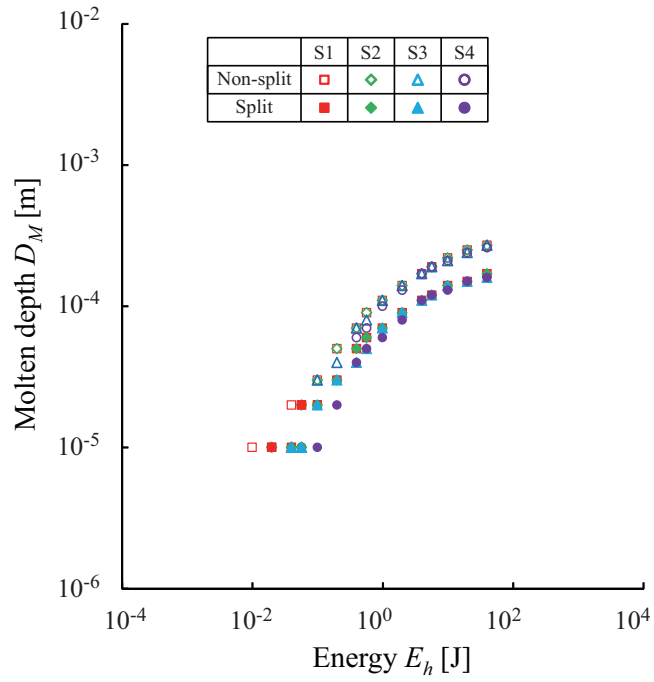


図 30 エネルギーに対する母材金属の溶融深さ
 Fig.30 Molten depth of base metal as a function of energy.

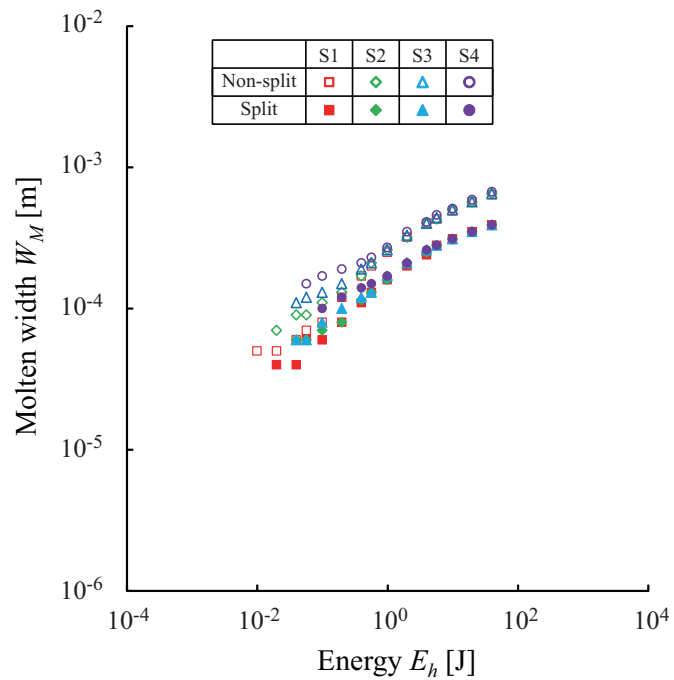


図 31 エネルギーに対する母材金属の溶融幅
 Fig.31 Molten width of base metal as a function of energy.

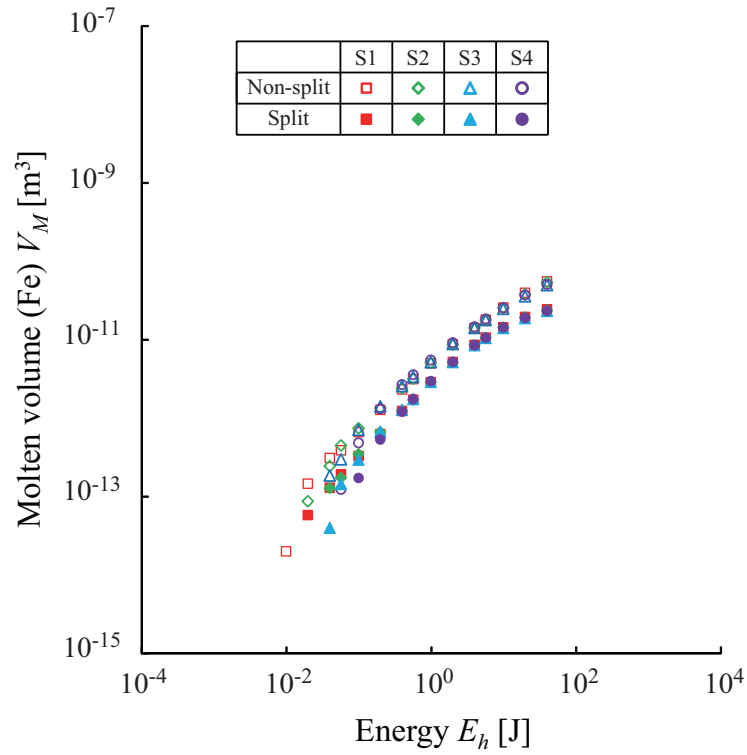


図 32 エネルギーに対する母材金属の溶融体積
 Fig.32 Molten volume of base metal as a function of energy.

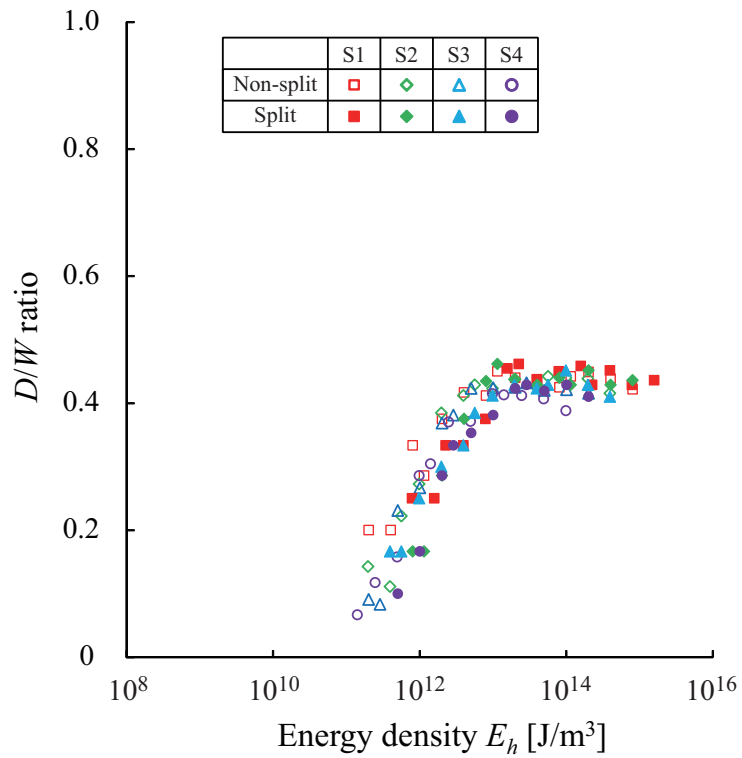


図 33 エネルギーに対する母材金属の D/W 比
 Fig.33 D/W ratio of base metal as a function of energy density.

4.4 陰極点の移動速度による入熱面積と熱流束が及ぼす蒸発速度

4.4.1 陰極点の熱流束と移動速度が及ぼす酸化膜と母材金属の蒸発速度

図 34 に、移動速度に対する母材金属の蒸発速度を熱流束ごとに示す⁽⁴⁸⁾。図 35 に、移動速度に対する酸化膜の蒸発速度を熱流束ごとに示す⁽⁴⁸⁾。なお、陰極点が酸化膜に接していない条件でも計算を行ったが、母材金属の蒸発速度は図 34 と同じであったため省略した。

酸化膜の蒸発速度と母材金属の蒸発速度は、移動速度が速くなると最大値まで増加し、その後、減少した。これは、移動速度が増加すると、単位時間当たりに陰極点により入熱する面積が増加するためである。しかし、移動速度が温度が上昇する時間に対して速すぎると、蒸発させることができないため蒸発速度が急激に減少する。この時、熱流束が高い方が、より移動速度が速くても蒸発させることができる。さらに、酸化膜は母材金属よりも表面の温度が上昇しやすいため、酸化膜の方がより移動速度が速くても蒸発させることができる⁽⁴⁸⁾。

分裂時は非分裂時に比べて、酸化膜の蒸発速度が大きいが母材金属の蒸発速度は小さい。分裂時は、陰極点と酸化膜の合計接触面積が増加するため、酸化膜の蒸発速度が増加した。この時、陰極点と母材金属の接触面積は変化しないが、接触面の周長が増加する。このため、1つの陰極点の入力エネルギー（電流）が減少し、かつ、入力エネルギーに対する冷却効果が増加する。したがって、分裂時の母材金属の蒸発速度は、非分裂時に比べて小さい⁽⁴⁸⁾。

また、各移動形態の移動速度と面積の範囲内で、支配的な蒸気の蒸発速度が最大になるプロットをその移動形態とした。なお、支配的な蒸気は、(a) 酸化膜除去時と (b) 分裂時では酸化膜を除去するため酸化膜 (FeO) とし、(c) 停滞時と (d) 高速移動時では酸化膜をほとんど除去しないため母材金属 (Fe) とした。

図 36 に、温度分布を示す⁽⁴⁸⁾。上から熱流束が高い時の非分裂時、熱流束が高い時の分裂時、熱流束が低い時の非分裂時、熱流束が低い時の分裂時の温度分布である。熱流束が高い時では、陰極点と酸化膜の温度が高く、熱流束が低い時では母材金属の温度が高くなった。分裂時では、1つの陰極点の入力エネルギーと高温領域が減少するが、合計した高温領域は増加した。

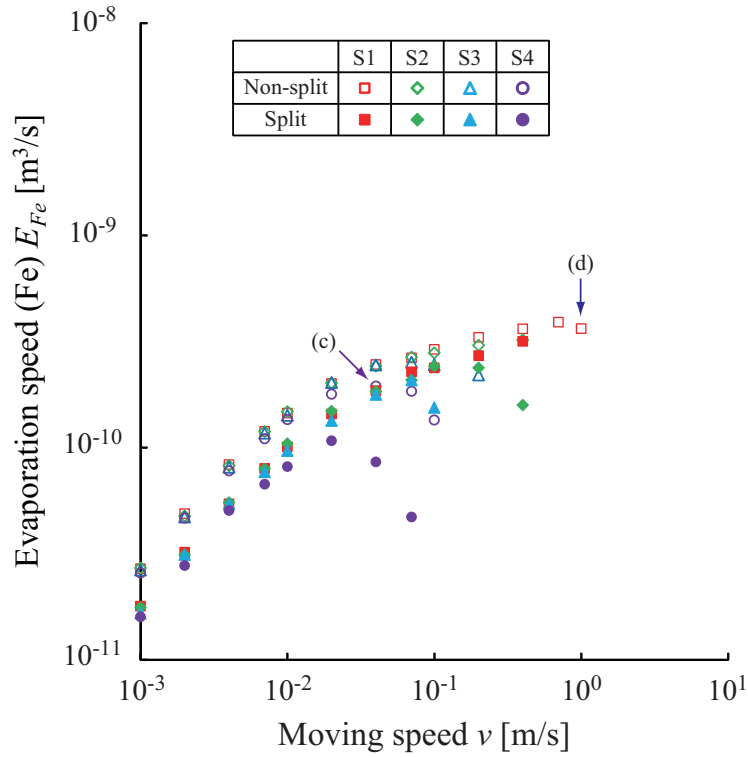


図 34 移動速度に対する母材金属の蒸発速度⁽⁴⁸⁾

Fig.34 Evaporation speed of base metal as a function of moving speed⁽⁴⁸⁾.

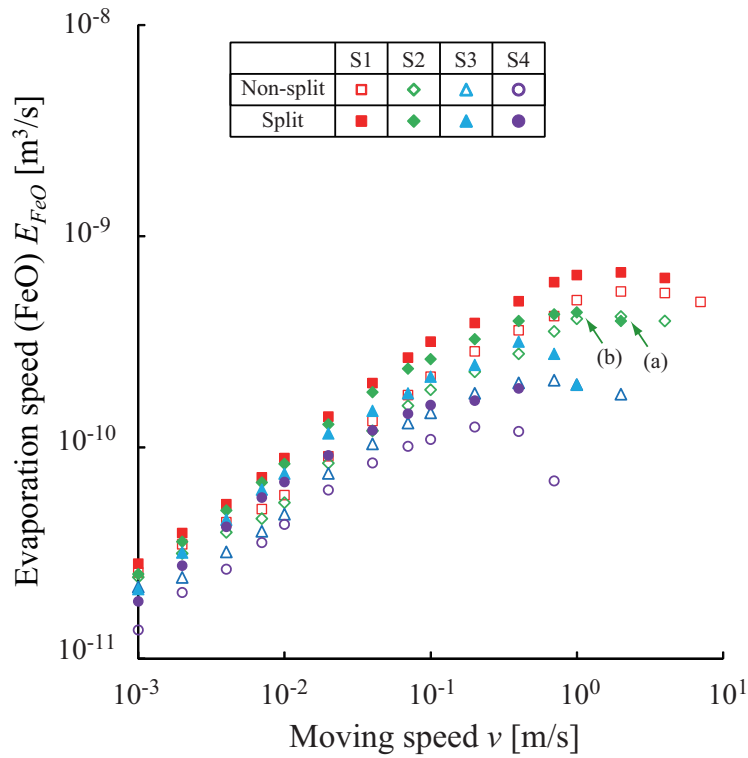


図 35 移動速度に対する酸化膜の蒸発速度⁽⁴⁸⁾

Fig.35 Evaporation speed of oxide layer as a function of moving speed⁽⁴⁸⁾.

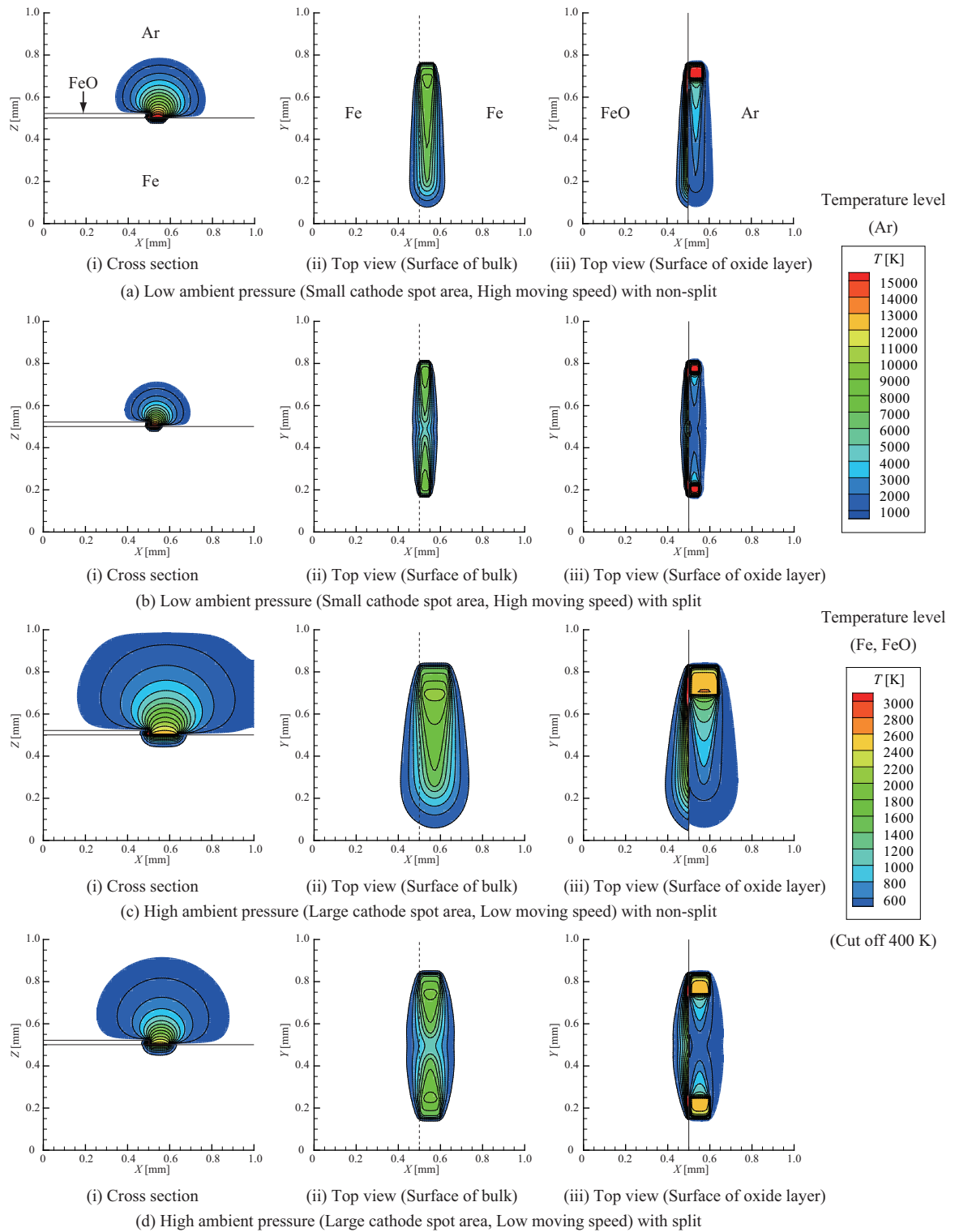


图 36 温度分布⁽⁴⁸⁾.
 Fig.36 Distribution of temperature⁽⁴⁸⁾.

4.4.2 陰極点の移動速度による入熱面積と熱流束が及ぼす蒸発速度への寄与

前節の結果から、蒸発速度は熱流束と入熱面積に依存すると考えられる。入熱面積を規格化するため、陰極点が単位時間あたりに入熱した面積を算出した。入熱面積は、陰極点の幅の時間積分であるため、陰極点の直径と移動速度の積とした。

図 37 に、熱流束と入熱面積の積に対する母材金属と酸化膜の蒸発速度を示す⁽⁵¹⁾。熱流束と入熱面積の積が小さい時は、母材金属の蒸発速度の増加量の方が大きい。熱流束と入熱面積の積が大きい時は、酸化膜の蒸発速度の増加量の方が大きい。なお、各プロットでは、熱流束と入熱面積の積は移動速度に依存する。移動速度が遅い場合、母材金属は熱伝導により蒸発面積が広がるが、酸化膜の蒸発面積はほとんど変化しない。このため、酸化膜は陰極点が移動することにより蒸発面積が増加する。したがって、熱流束と入熱面積の積に対する蒸発速度は、移動速度が遅い時では母材金属の方が増加量が大きく、移動速度が速い時では酸化膜の方が増加量が多い。また、表面の温度上昇が速い酸化膜の方が、より移動速度が速くても蒸発させることができる。

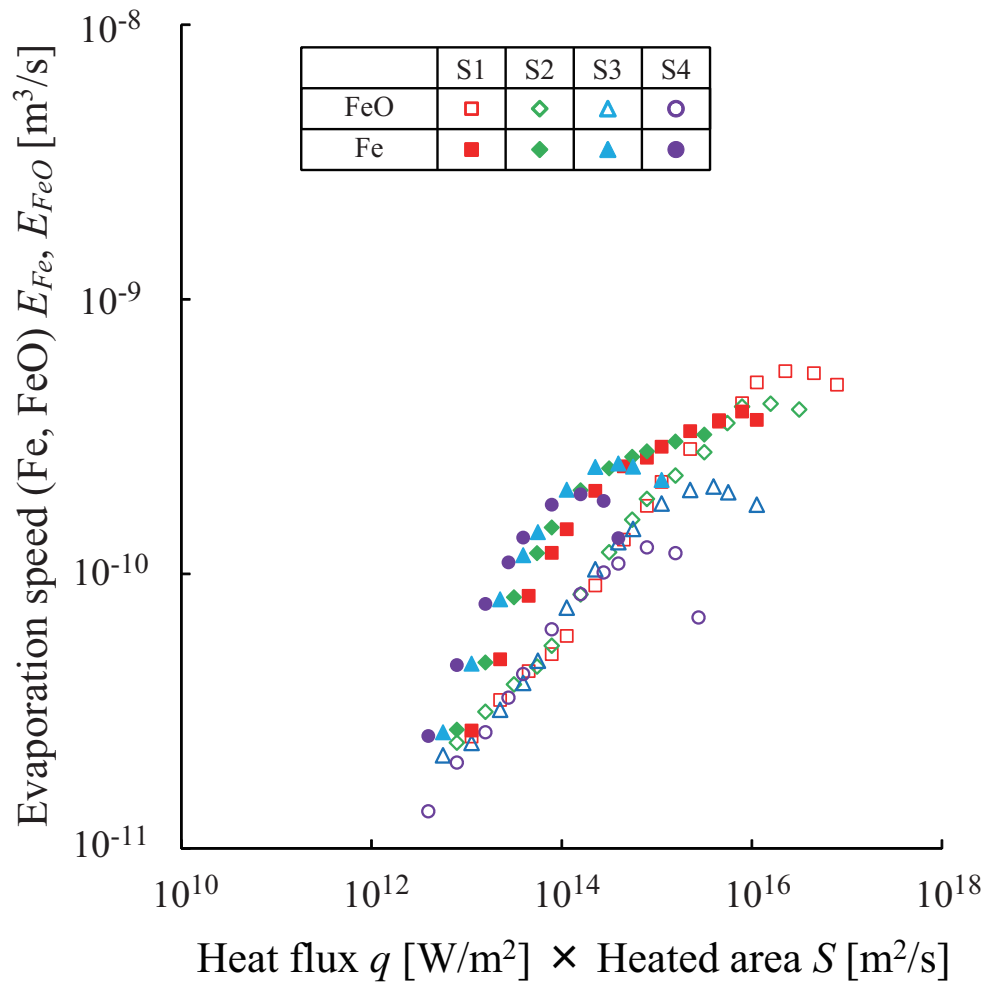


図 37 熱流束と入熱面積の積に対する母材金属と酸化膜の蒸発速度⁽⁵¹⁾
 Fig.37 Evaporated speed of base metal and oxide layer as a function of product of heat flux and heated area⁽⁵¹⁾.

4.5 陰極点近傍の領域に混入する金属蒸気量

陰極点を安定して維持するためには、陰極点近傍の領域に蒸気が豊富に存在する必要がある。本節では、この領域の蒸気量と蒸気密度を算出し、各移動形態において陰極点が安定して維持するか検討する。

蒸気が混入する陰極点近傍の領域を規格化するため、陰極点が存在していた位置から移動するまでの時間（滞在時間）を定義する。滞在時間は、陰極点が陰極点の直径の長さを移動するまでの時間である。したがって、滞在時間は陰極点の面積と移動速度に依存する。この時に、陰極点が移動した面積と蒸気が存在する厚さの積を陰極点近傍の領域（体積）とした。蒸気が豊富に存在する厚さは、シースの仮定より陰極表面から 0.1 mm とした。陰極点近傍の領域に混入する蒸気量は、蒸発速度と滞在時間の積から粒子数を算出した。蒸気密度は、混入蒸気量（粒子数）を陰極点近傍の領域（体積）で除した値である。また、単位時間当たりの入熱量（Heat input power P [W]）に滞在時間（Sojourn time t_s [s]）をかけることで、入熱量（Heat input Energy E_s [J]）を算出した。

図 38 に、滞在時間における陰極点近傍への蒸気混入のモデルを示す。図 39 に、エネルギーに対する陰極点近傍の蒸気混入量を示す。図 41 に、エネルギー密度に対する陰極点近傍の蒸気密度を示す。なお、図中に対応する移動形態を示している。

入力エネルギーが増加すると蒸気量が増加した。入力エネルギーを変化させる滞在時間は、陰極点の面積の増加と移動速度の減少により増加する。したがって、滞在時間の増加により入熱面積と加熱時間が増加するため、陰極点近傍の領域に混入する蒸気量が増加する。しかし、入力エネルギーが小さい場合は、加熱時間が短いため表面の熱流束の寄与が支配的となるため、蒸気量は入力エネルギー密度に依存する。

入力エネルギー密度が増加すると、蒸気密度が増加した。蒸発速度は、熱流束と入熱面積に依存するが、陰極点の面積を大きくして接触面積を確保し蒸発速度を増加させた場合は、蒸気密度が陰極点の近傍の領域で除されるため、蒸気密度の増加には寄与しない。したがって、蒸気密度は熱流束と滞在時間の積に依存する。しかし、実際には滞在時間が長いと蒸気が拡散するため、エネルギー密度に対する蒸気密度の増加量は減少する。

蒸気密度は、各移動形態において、 $10^{24} \sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 程度となった。1 気圧、3000 K における粒子密度は $2.4 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ であり、さらに高温であれば粒子密度は減少する。このため、陰極近傍の領域においては粒子密度が大気圧程度になることが考えられる。したがって、高い温度と電界が存在する空間で、電離電圧の低い鉄と酸素の蒸気が混入することから導電率が増加し、電流連続の維持に寄与している。

各移動形態における蒸気密度を比較すると、(a) 酸化膜除去時と (b) 分裂時では、酸化膜の蒸発速度が高い分裂時の方が蒸気密度が増加する。(c) 停滞時と (d) 高速移動時では、母材金属の蒸発速度が高い高速移動時の方が蒸気密度が増加する。(c) 停滞時では酸化膜も蒸発させるが、熱流束が低く移動速度が遅いため、酸化膜の蒸発速度が低い。また、酸化膜と母材金属の蒸気密度への寄与は、材料の質量密度と原子量により異なる。蒸発速度の合計値では、(d) 高速移動時よりも (a) 酸化膜除去時と (b) 分裂時の方が高いが、酸化膜よりも母材金属の方が粒子密度への寄与が大きいため、ほぼ同程度の蒸気密度となる。(d) 高速移動時でも、蒸気密度が他の移動形態と同程度であり、かつ、鉄蒸気の割合が多いため導電率への寄与も大きいことから、電流連続を維持することが可能となる。

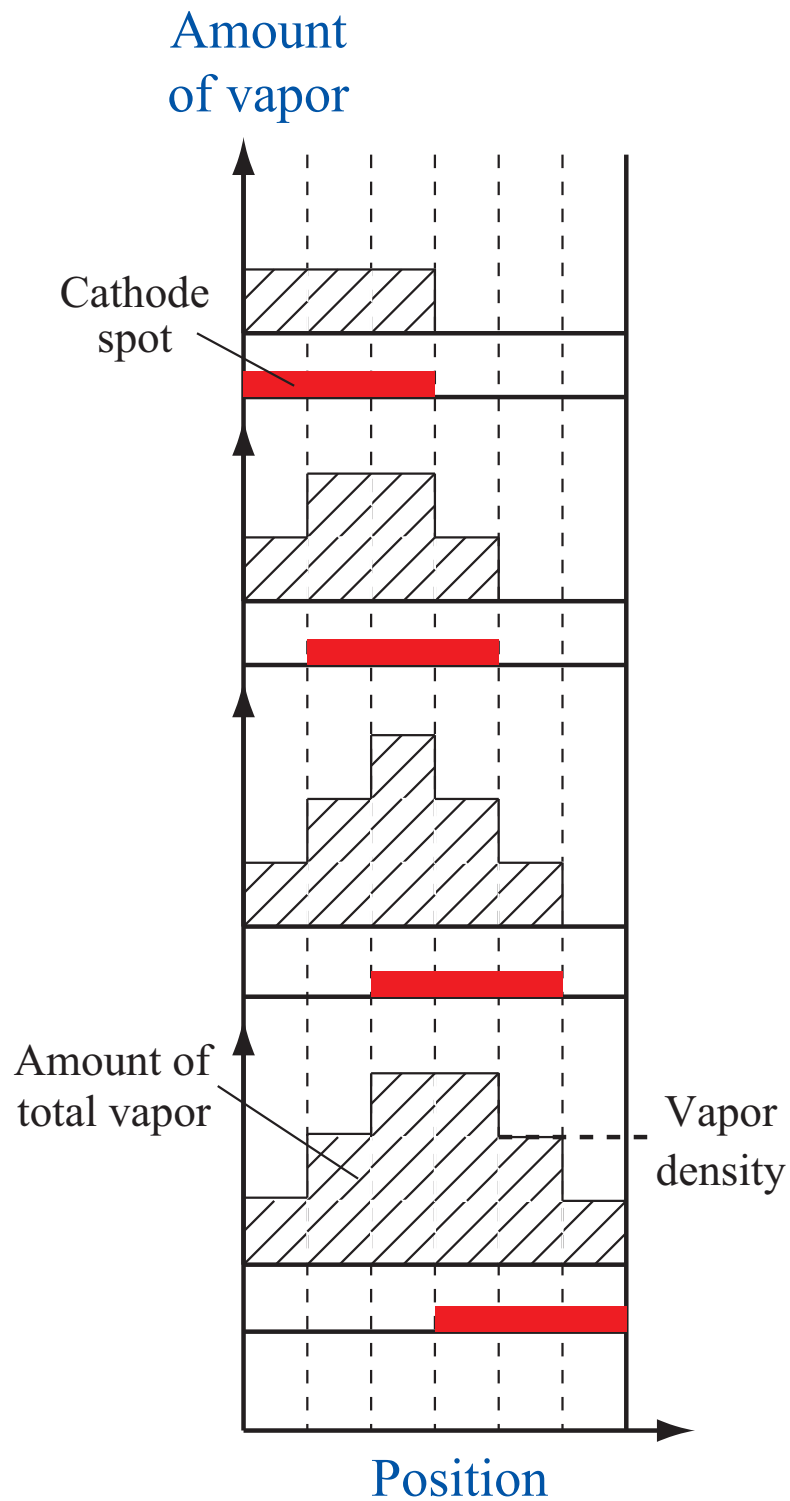


図 38 滞在時間における陰極点近傍への蒸気混入のモデル
 Fig.38 Model of vapor mix in near the cathode spot in the sojourn time.

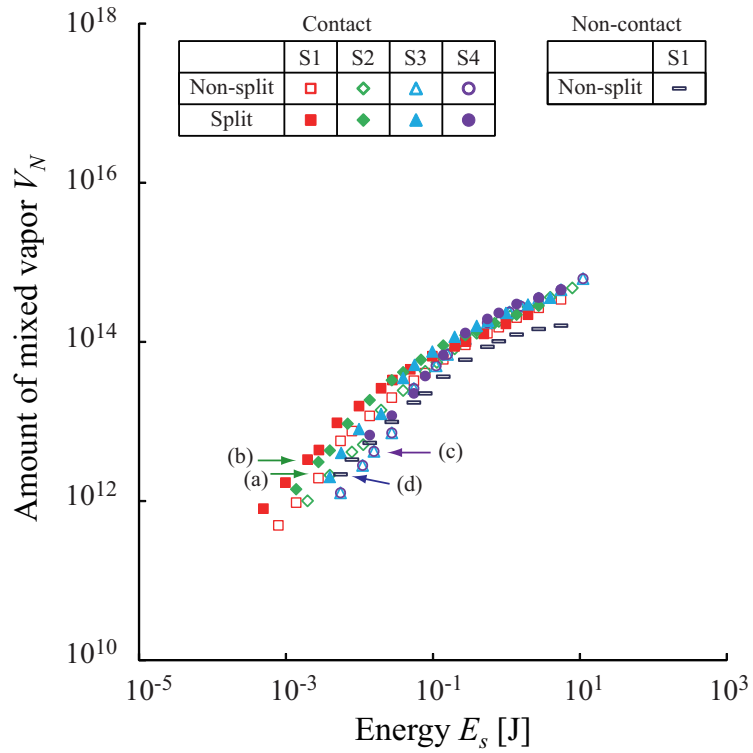


図 39 エネルギーに対する陰極点近傍の蒸気混入量
 Fig.39 Amount of mixed vapor in the near cathode spot as a function of energy.

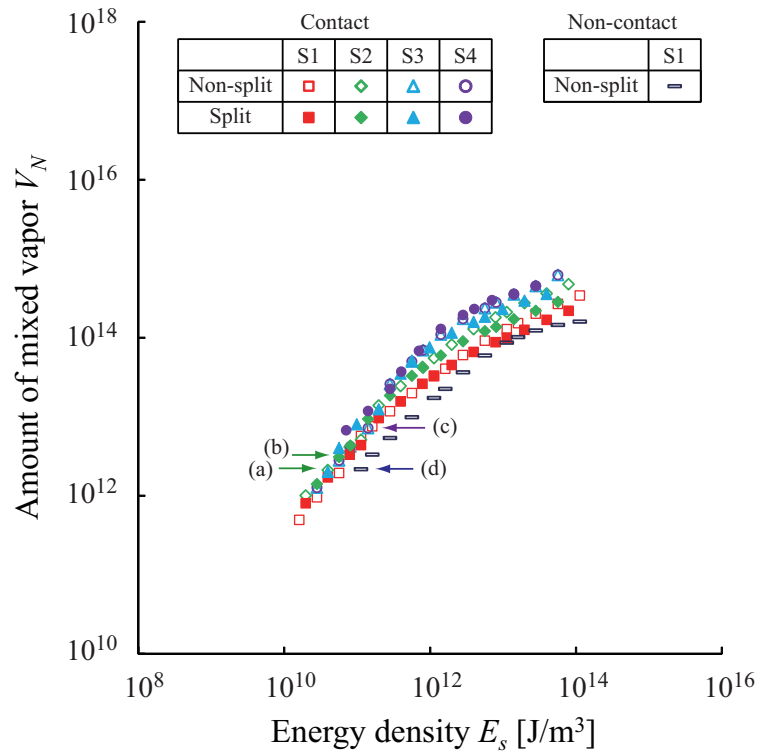


図 40 エネルギー密度に対する陰極点近傍の蒸気混入量
 Fig.40 Amount of mixed vapor in the near cathode spot as a function of energy density.

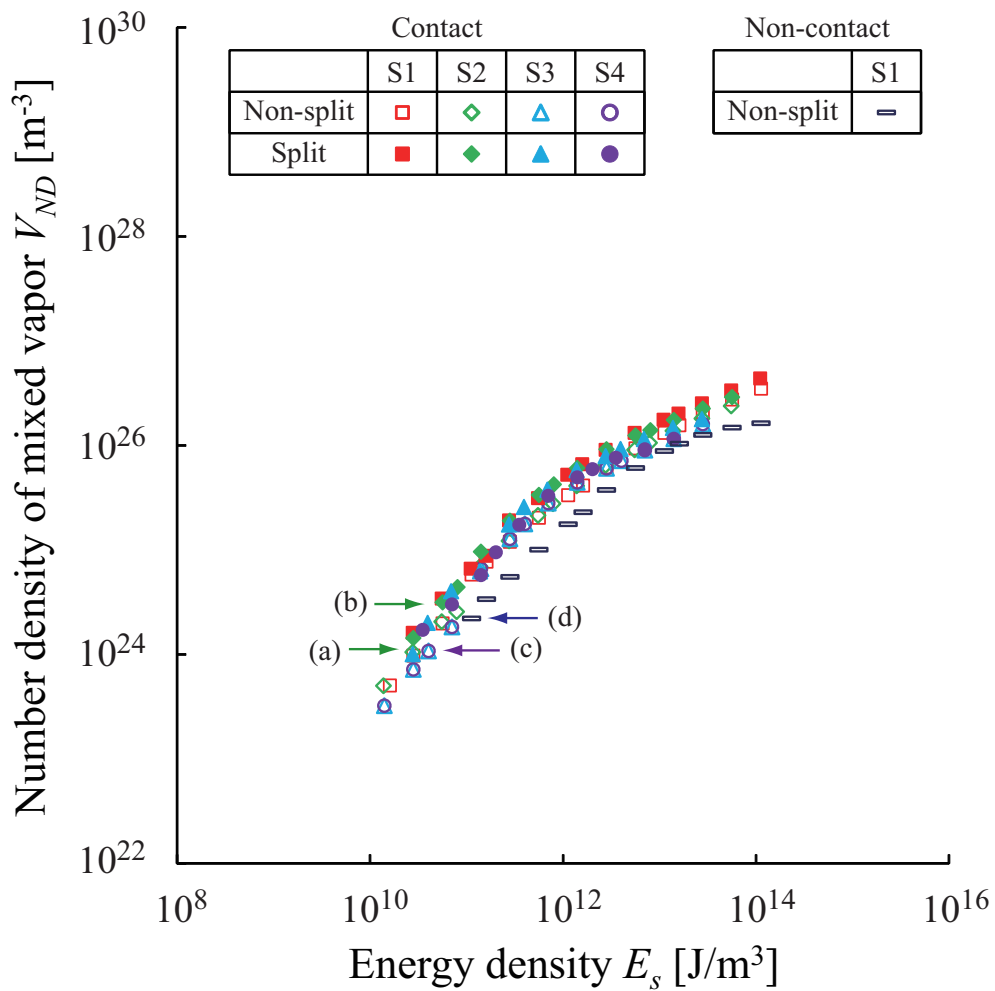


図 41 エネルギー密度に対する陰極点近傍の蒸気密度
 Fig.41 Vapor density in the near cathode spot as a function of energy density.

第5章 横磁界による陰極点の移動

5.1 逆方向イオン電流を考慮した横磁界印加時の陰極点の逆行運動の解析

これまでに、3章では蒸気混入時の陰極点の電流密度の変化の解析、4章では陰極点の電流密度と移動速度に対する酸化膜の蒸発速度と母材金属の溶融量について解析を行った。しかし、実際に本処理技術を利用するためには、陰極点の電流密度と移動速度をそれぞれ制御することが要求される。陰極点を制御する手法については、1章で述べたように、磁界の印加が検討されている。真空アークに横磁界を印加すると陰極点の移動速度が変化するが、陰極点の電流密度や温度、電極の蒸発速度、電流経路や電圧も同時に変化するため、この複雑な物理現象を理解し、全体のエネルギーバランスの変化を解析する必要がある。このため、本章では、磁界中の陰極点の移動過程について解析を行う。

横磁界を印加すると陰極点は電流と磁界に対するローレンツ力の方向とは逆方向に移動することが知られている⁽⁵³⁾。陰極点が逆行運動する理由としては、陰極から陽極に拡散する正イオンに対してローレンツ力が働くためだと考えられている⁽²⁹⁾⁽⁵³⁾。図42に横磁界中の陰極点の逆行移動モデルを示す。陰極近傍の領域では、クーロン力により陰極に向かう正イオンと圧力勾配により陽極側へ拡散する正イオンが存在している。このため、空間中では陽極側へ移動するイオンにより逆電流が流れている。横磁界を印加した場合、順方向の電流に働くローレンツ力は図42の左向きであるのに対して、陽極へ向かうイオンに働くローレンツ力は図42の右向きとなり逆方向となる。しかし、順方向の電流を担う電子は高速に移動するため、大きく曲がらずに陽極側へ移動すると考えられる。さらに、順方向の電磁力とは逆向きに移動するイオンにより、高温のガスも図42の左向きに輸送されるとともに、陰極表面との間に高電界が生じる。これによって、図42の左側に新たな陰極点が生じると考えられている⁽²⁹⁾。また、磁束密度が小さい場合は、陰極点はイオンに引きずられるように連続的に逆行運動すると推測される⁽²⁵⁾⁽²⁸⁾。

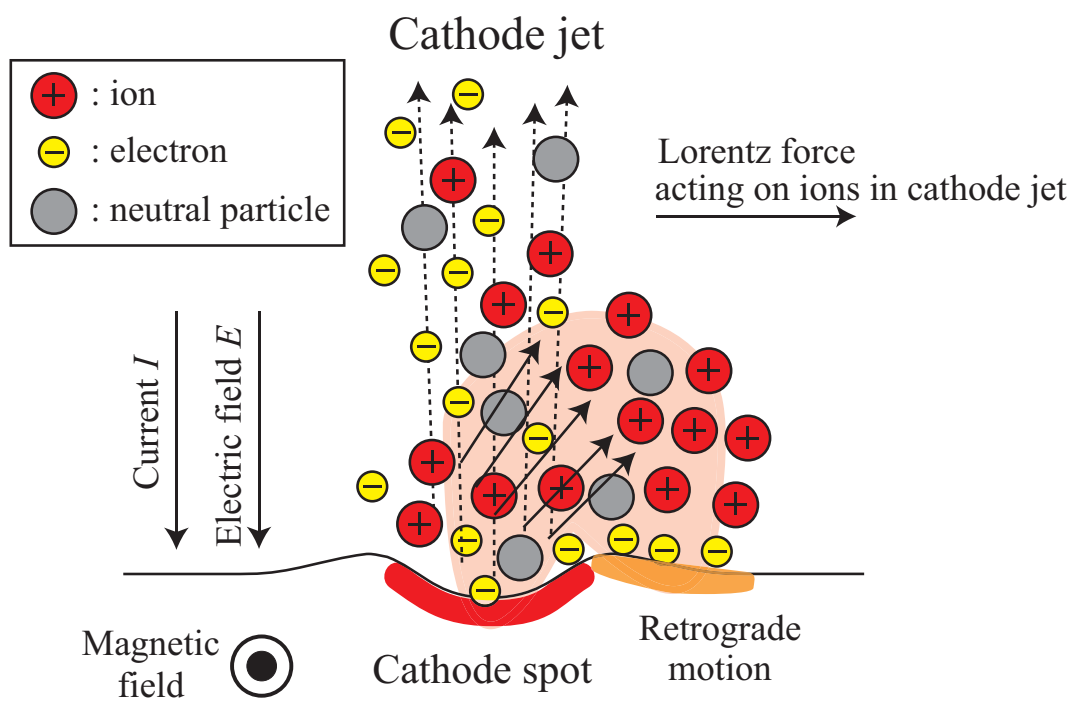


図 42 磁界中の陰極点の逆行移動モデル
 Fig.42 Model of retrograde motion of cathode spot in magnetic field.

本節以降では、順方向のローレンツ力に加えて、陰極から陽極に拡散するイオンに対しするローレンツ力を考慮し、陰極点の逆行移動の解析を行う。以下に、逆電流、及び、逆方向電磁力の算出方法を述べる。Ar と Fe の拡散と対流による全流束に対して、各粒子種の組成比と価数に応じた電荷量を掛け合わせて総和を取ることで逆電流密度を算出した。

$$\vec{\Phi}_{\rho Ar,C} = \rho_{Ar} \vec{v} \quad (32)$$

$$\vec{\Phi}_{\rho Ar,D} = 0 \quad (33)$$

$$\vec{\Phi}_{\rho Fe,C} = \rho_{Fe} \vec{v} \quad (34)$$

$$\vec{\Phi}_{\rho Fe,D} = -D \nabla \rho_{Fe} \quad (35)$$

$$\vec{\Phi}_{nAr}^{\rightarrow} = \frac{N_A}{M_{Ar}} (\vec{\Phi}_{\rho Ar,C} + \vec{\Phi}_{\rho Ar,D}) \quad (36)$$

$$\vec{\Phi}_{nFe}^{\rightarrow} = \frac{N_A}{M_{Fe}} (\vec{\Phi}_{\rho Fe,C} + \vec{\Phi}_{\rho Fe,D}) \quad (37)$$

$$\vec{j}_{re} = \sum_{i=1}^n R_i Z_i (\vec{\Phi}_{nAr} + \vec{\Phi}_{nFe}) \quad (38)$$

また、この逆電流密度 \vec{j}_{re} と磁界による逆方向電磁力 \vec{F}_{re} は以下の式から算出した。

$$\vec{F}_{re} = \vec{j}_{re} \times \vec{B} \quad (39)$$

なお、 $\vec{\Phi}_{\rho,Ar,C}$ [kg/(m²·s)] は、Ar の対流質量流束、 $\vec{\Phi}_{\rho,Ar,D}$ [kg/(m²·s)] は、Ar の拡散質量流束、 $\vec{\Phi}_{\rho,Fe,C}$ [kg/(m²·s)] は、Fe の対流質量流束、 $\vec{\Phi}_{\rho,Fe,D}$ [kg/(m²·s)] は、Fe の拡散質量流束であり、 $\vec{\Phi}_{nAr}^{\rightarrow}$ [1/(m²·s)] は、Ar の粒子束、 $\vec{\Phi}_{nFe}^{\rightarrow}$ [1/(m²·s)] は、Fe の粒子束である。また、 \vec{j}_{re} [A/m²] は、逆電流密度、 R_i は、 i 種粒子の組成比、 Z_i [C] は、 i 種粒子の電荷量、 \vec{F}_{re} [N/m³] は、逆方向電磁力である。本計算では、順方向の電流密度による電磁力と逆方向の電流密度による逆方向電磁力を合成した正味の電磁力を考慮して解析を行った。

しかし、実際には各々の荷電粒子に対して力が働くことで粒子が移動するが、本計算においては、流体を巨視的に連続体として扱うため、個々の粒子の運動を表現することは困難である。図 43 に、磁界中の荷電粒子の移動軌跡と数値解析における連続体の流速ベクトルの比較を示す。荷電粒子の移動軌跡（実現象）では、陰極ジェット中の個々の正イオンがローレンツ力により、弧を描きながら陰極に衝突するが、数値解析では、計算グリッド上の流速ベクトルが回転し続けることになる。このため、本計算では流速ベクトルが回転しないように、逆方向電流と流速ベクトルの角度に制限を追加した。

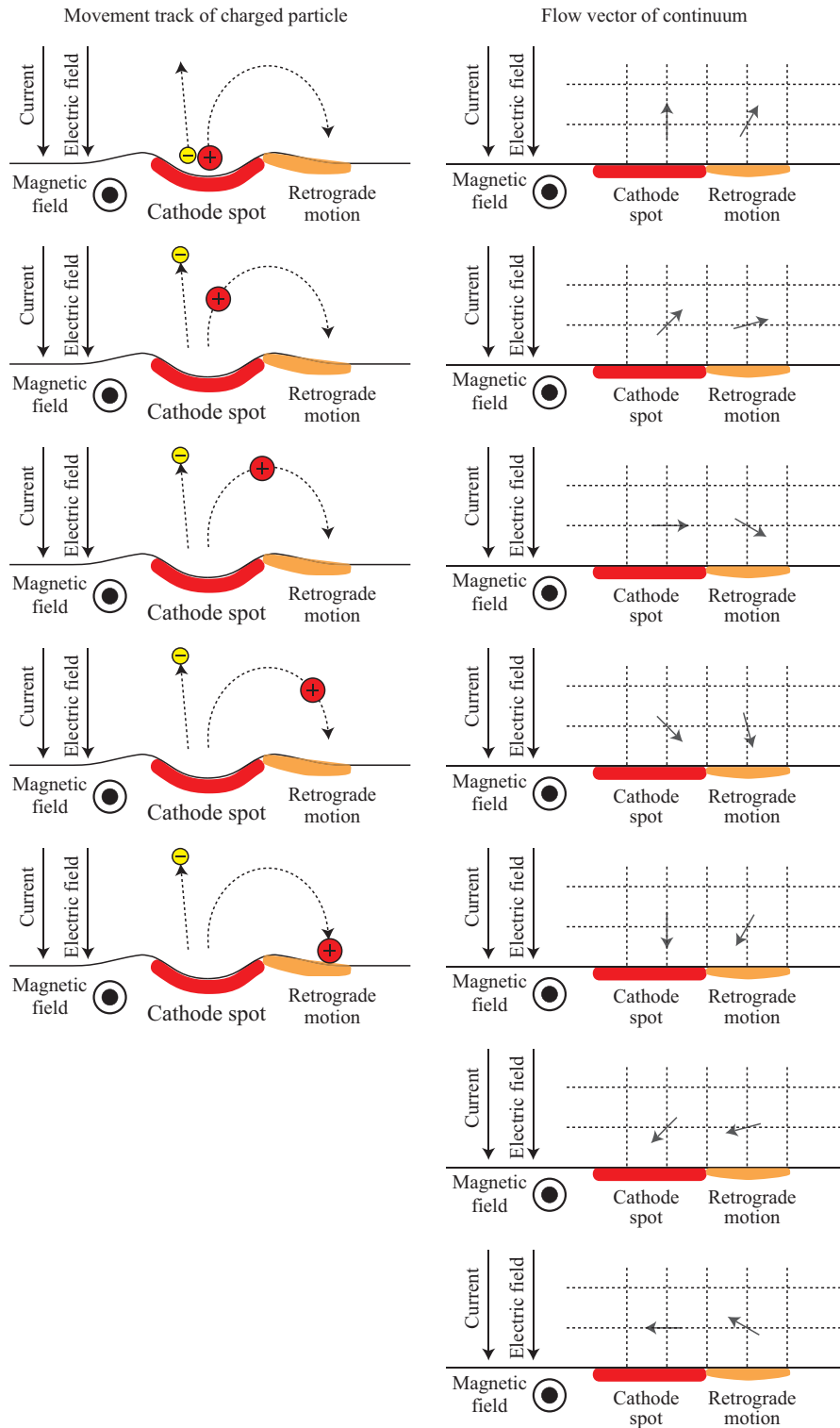


図 43 荷電粒子の移動軌跡と数値解析における連続体の流速ベクトル
 Fig.43 Movement track of charged particle and flow vector of continuum in numerical analysis.

5.2 横磁界印加時の陰極点の逆行運動の過程

本節では、横磁界印加時に、アークに働く駆動力、流速、電流密度の分布から陰極点の逆行運動過程について検討する。図 44 に、横磁界 1 mT 印加時の圧力と流速分布を 0.01 ms～0.03 ms まで時間ごとに示す。図 45 に、横磁界 1 mT 印加時のアークに働く駆動力を 0.01 ms～0.03 ms まで時間ごとに示す。図 46 に、横磁界 1 mT 印加時の電流密度分布と逆電流密度分布を 0.01 ms～0.03 ms まで時間ごとに示す。図 47 に、横磁界 1 mT 印加時の陰極表面の電流密度分布を 0.01 ms～0.03 ms まで時間ごとに示す。

図 48 に、横磁界 1 mT 印加時の圧力と流速分布を 0.1 ms～0.3 ms まで時間ごとに示す。図 49 に、横磁界 1 mT 印加時のアークに働く駆動力 (0.1 ms) を示す。図 50 に、横磁界 1 mT 印加時の電流密度分布と逆電流密度分布 (0.1 ms) を示す。図 51 に、横磁界 1 mT 印加時の陰極表面の電流密度分布を 0.1 ms～0.3 ms まで時間ごとに示す。

図 52 に、横磁界 10 mT 印加時の圧力と流速分布を 0.01 ms～0.03 ms まで時間ごとに示す。図 53 に、横磁界 10 mT 印加時のアークに働く駆動力を 0.01 ms～0.03 ms まで時間ごとに示す。図 54 に、横磁界 10 mT 印加時の電流密度分布と逆電流密度分布 0.01 ms～0.03 ms まで時間ごとに示す。図 55 に、横磁界 10 mT 印加時の陰極表面の電流密度分布を 0.1 ms～0.3 ms まで時間ごとに示す。

横磁界が印加されると、逆電磁力が弧を描くため、イオンと高温ガスが対流により輸送され、逆行方向に陰極点が移動するか、新たな陰極点が発弧することで分裂した。陰極近傍では、逆電流密度が電流密度よりも大きいため、正味の駆動力は逆電磁力の方が大きいため、横磁界による電磁力に対して陰極点は逆行運動することが明らかとなった。また、新たに発弧した陰極点との間でイオンと高温ガスが輸送され、時間とともに電流の分配比が変化し、陰極点が移動する。この時、外部磁界が弱い、または、圧力などが高く逆電流密度が小さい場合は、短い距離を連続的に移動するか、逆行運動しないと推測される。

さらに、10 mT を印加した場合は、電磁力と逆電磁力がともに強くなるため、陰極近傍の境界層で渦流が発生した。周囲のガスを広範囲に巻き込み、陰極点は 1 mT の時よりも遠くに広がった。この陰極点は、時間とともに分離しており、1 mT の場合と同様に、電流の分配比が変化し陰極点が移動すると考えられる。また、陰極点が分裂した際に、陰極点の電流密度が減少し圧力勾配が減少するため、逆電流密度、および、逆電磁力が低下した。この時、逆行運動後に陰極点が電磁力方向に戻る現象が確認された。この現象は、実験的に知られている現象であり⁽²⁹⁾、陰極から離れた領域では、逆電磁力よりも電磁力の方が大きいため、正方向に陰極点が発弧すると考えられる。

また、磁束密度が増加すると陰極点の移動速度は増加した。このため、陰極表面の溶融幅が減少し、酸化膜の蒸発速度が増加した。したがって、横磁界の印加により、酸化膜の除去速度が高い状態で、密着強度が高い表面粗さに制御することが可能になると予測される。

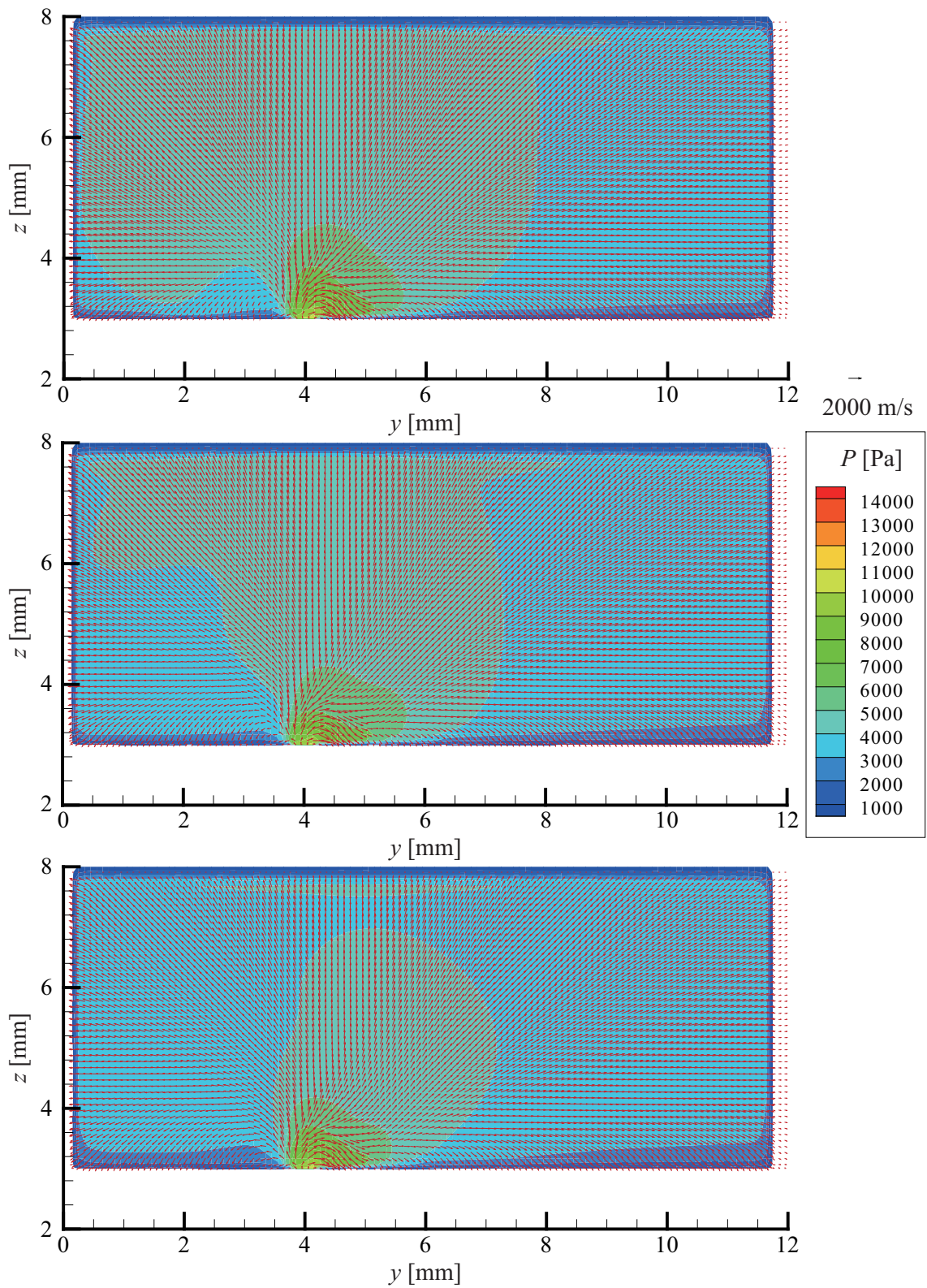


図 44 横磁界 1 mT 印加時の圧力と流速分布 (0.01-0.03 ms)
 Fig.44 Distribution of pressure and velocity for each time (1 mT, 0.01-0.03 ms).

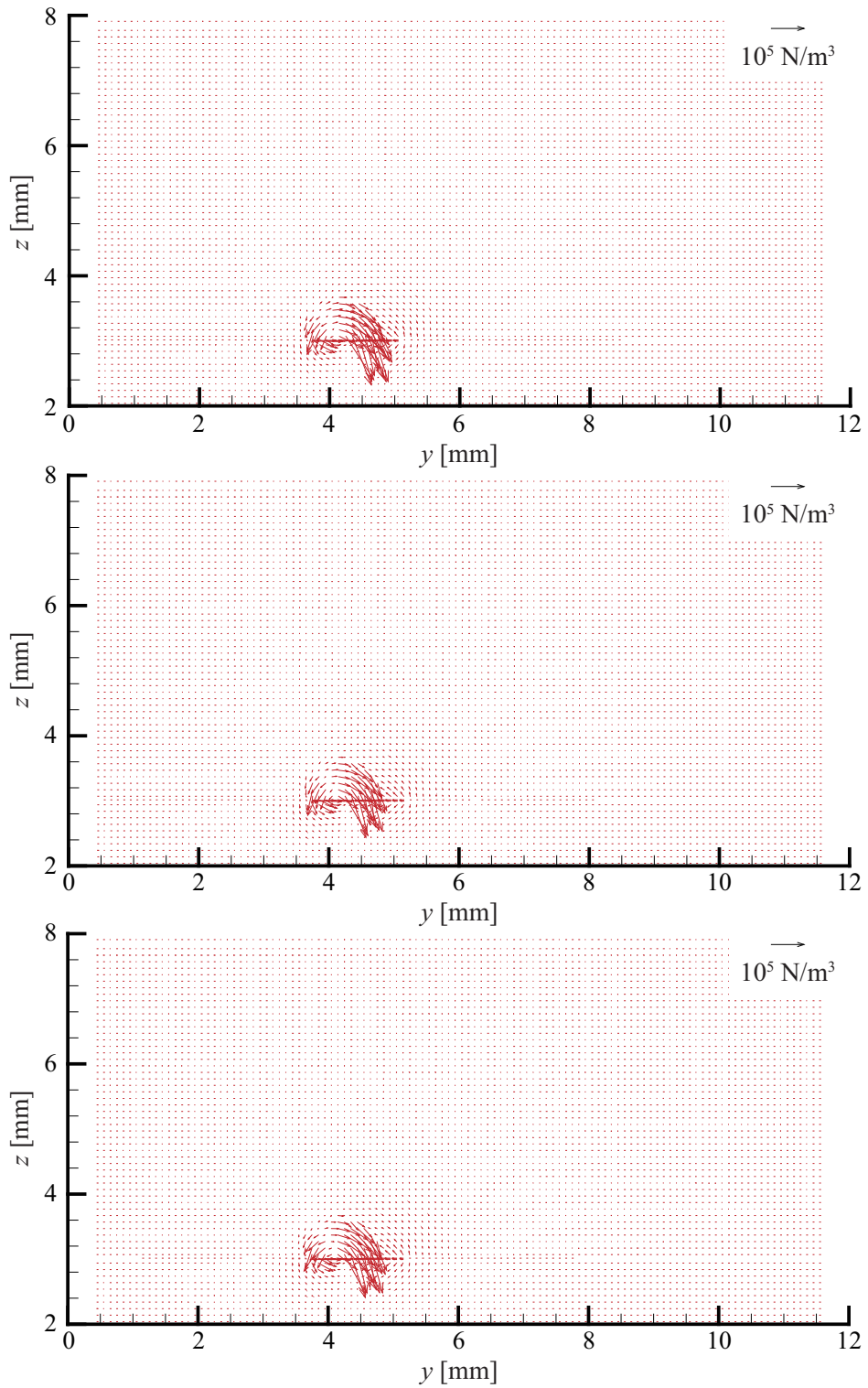


図 45 横磁界 1 mT 印加時のアークに働く駆動力 (0.01-0.03 ms)
 Fig.45 Driving force acting in arc (1 mT, 0.01-0.03 ms).

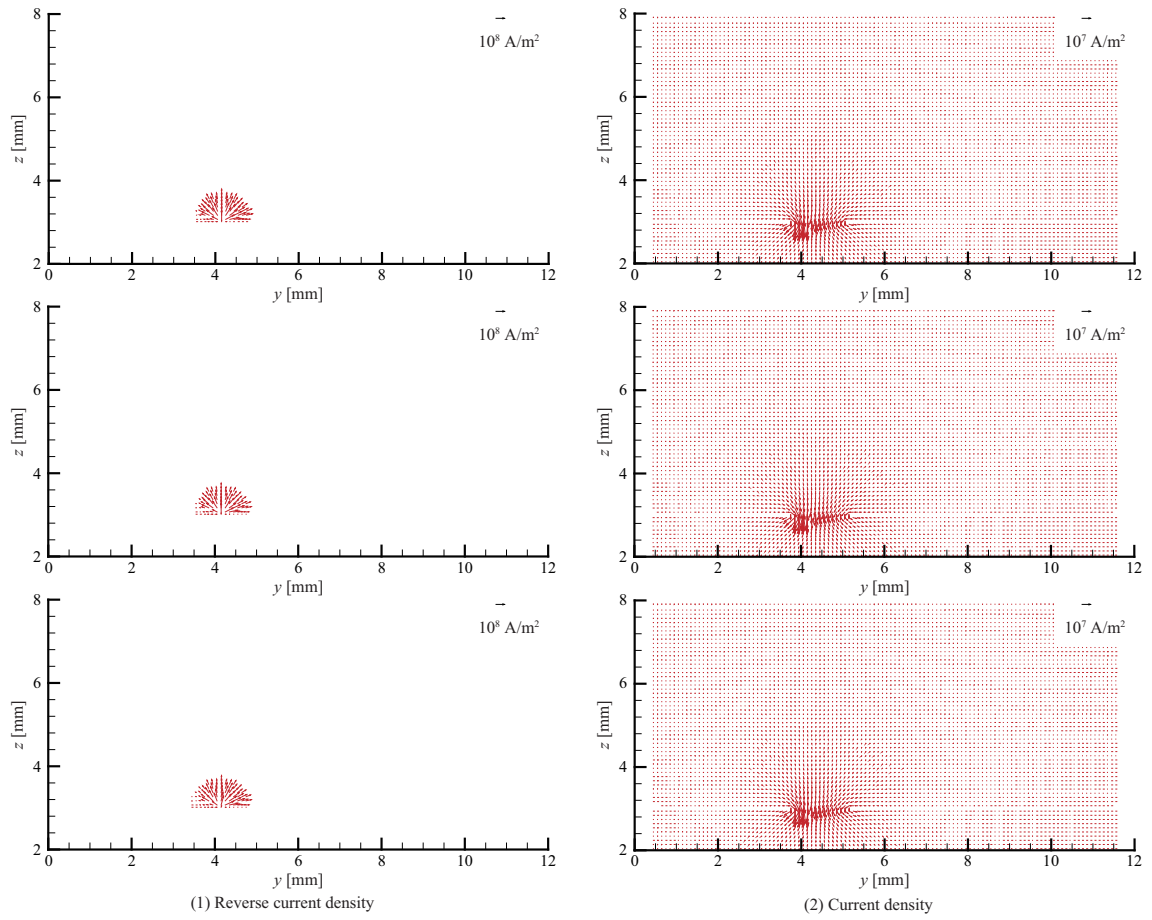


図 46 横磁界 1 mT 印加時の電流密度分布と逆電流密度分布 (0.01-0.03 ms)
 Fig.46 Distribution of current density and reverse current density (1 mT, 0.01-0.03 ms).

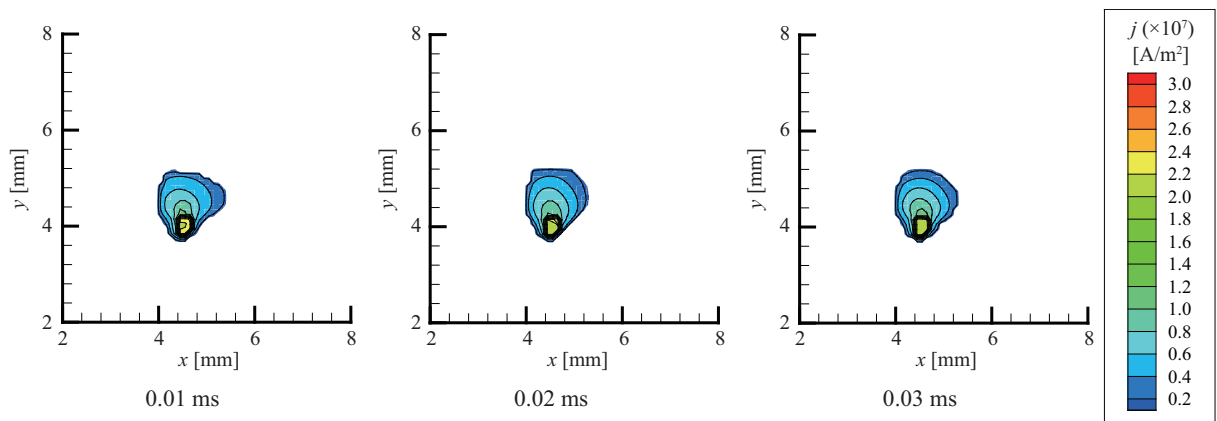


図 47 横磁界 1 mT 印加時の陰極表面の電流密度分布 (0.01-0.03 ms)
 Fig.47 Distribution of current density on cathode surface for each time (1 mT, 0.01-0.03 ms).

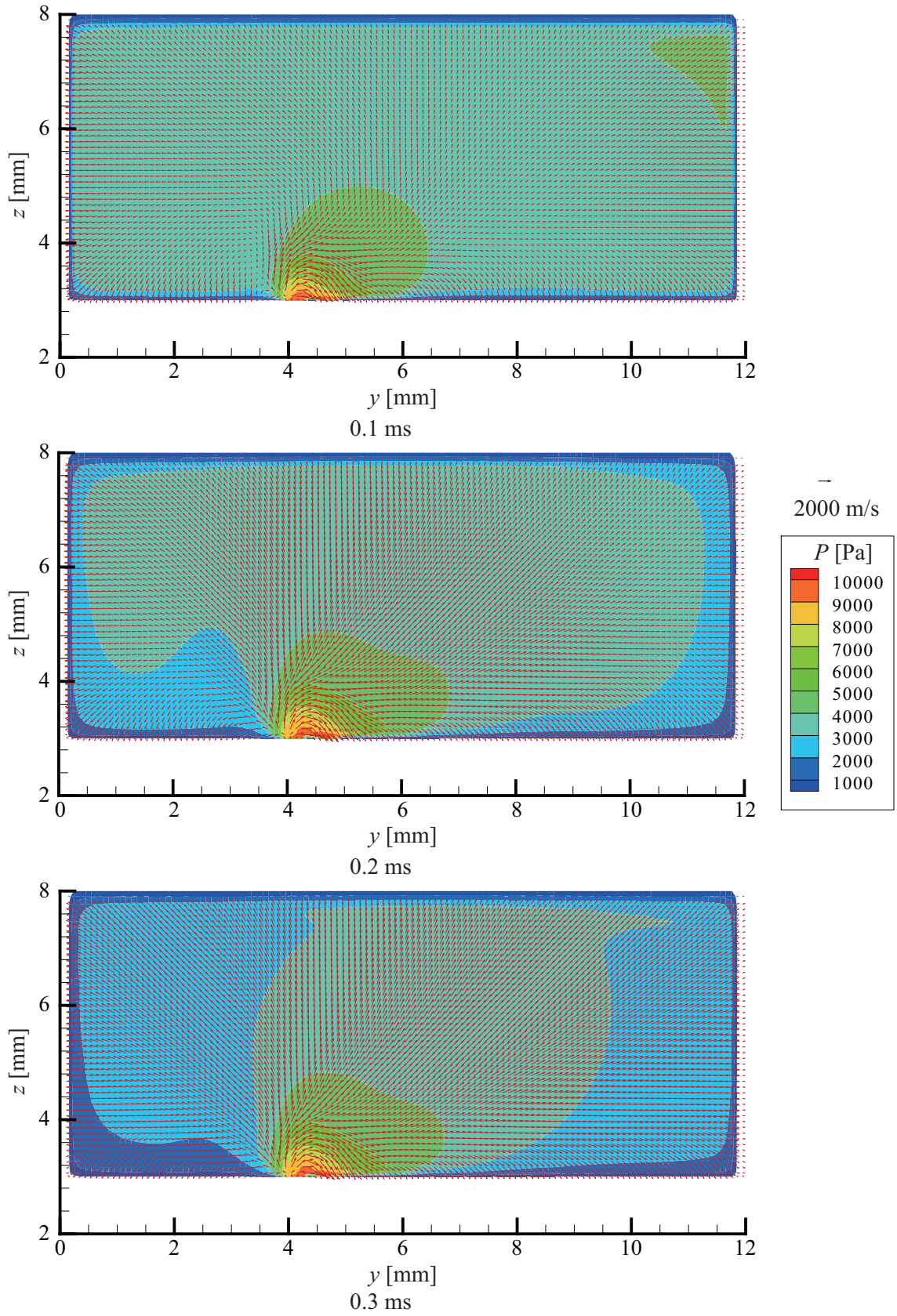


図 48 横磁界 1 mT 印加時の圧力と流速分布 (0.1-0.3 ms)
 Fig.48 Distribution of pressure and velocity for each time (1 mT, 0.1-0.3 ms).

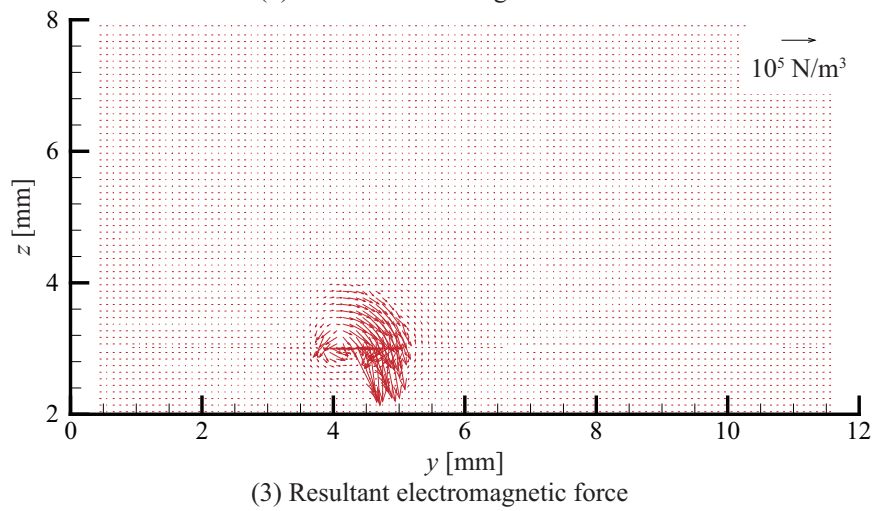
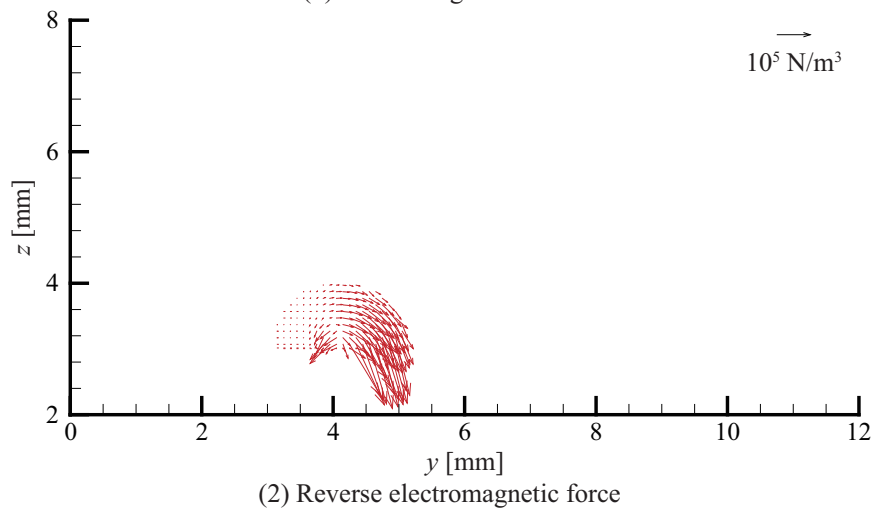
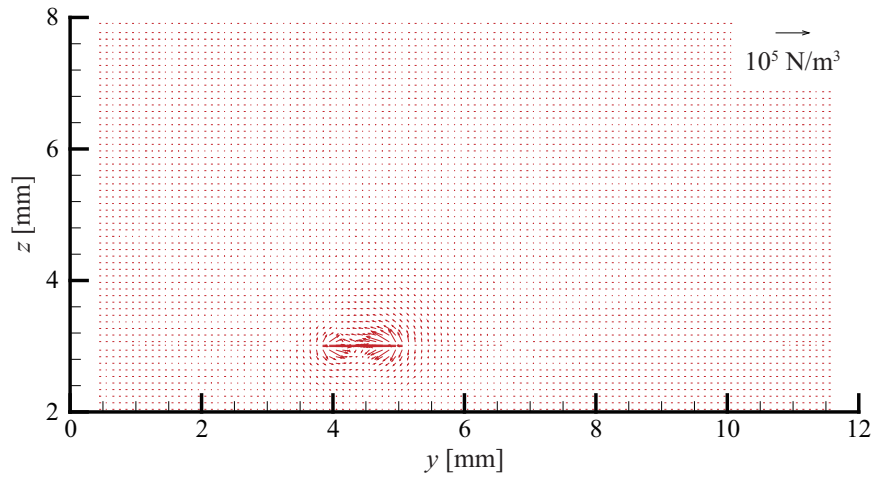
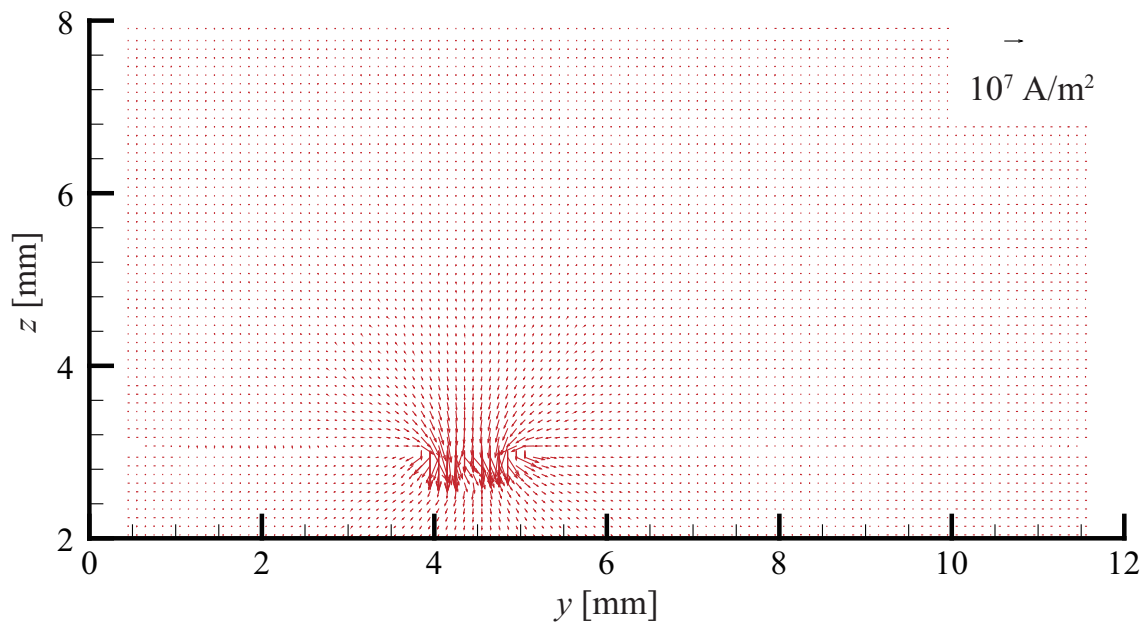
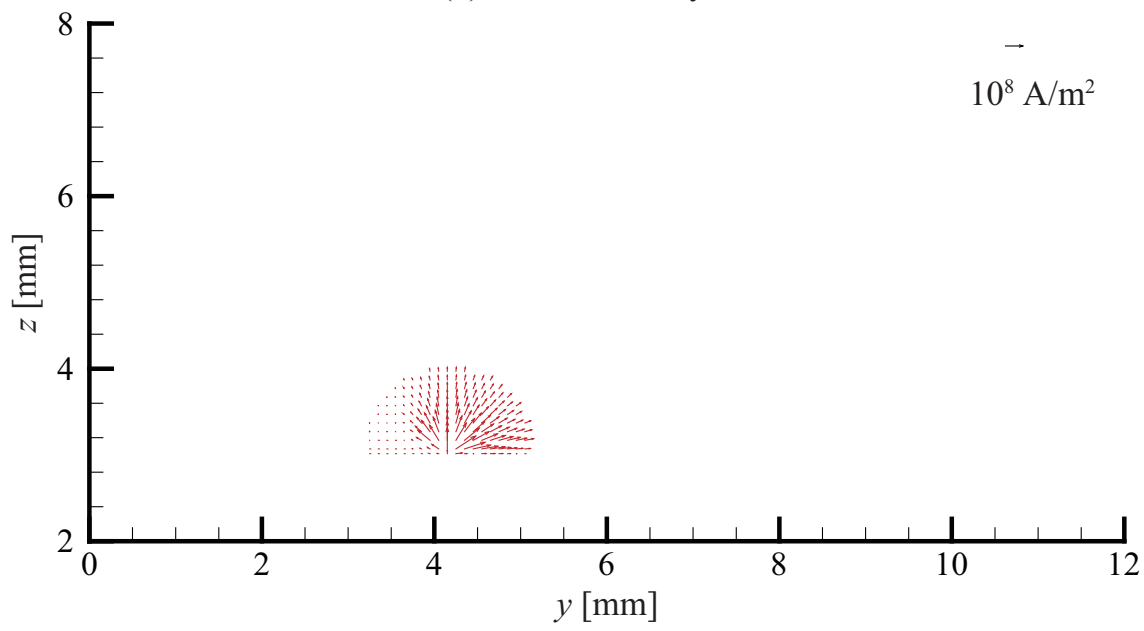


図 49 横磁界 1 mT 印加時のアークに働く駆動力 (0.1 ms)
 Fig.49 Driving force acting in arc (1 mT, 0.1 ms).



(1) Current density



(2) Reverse current density

図 50 横磁界 1 mT 印加時の電流密度分布と逆電流密度分布 (0.1 ms)
 Fig.50 Distribution of current density and reverse current density (1 mT, 0.1 ms).

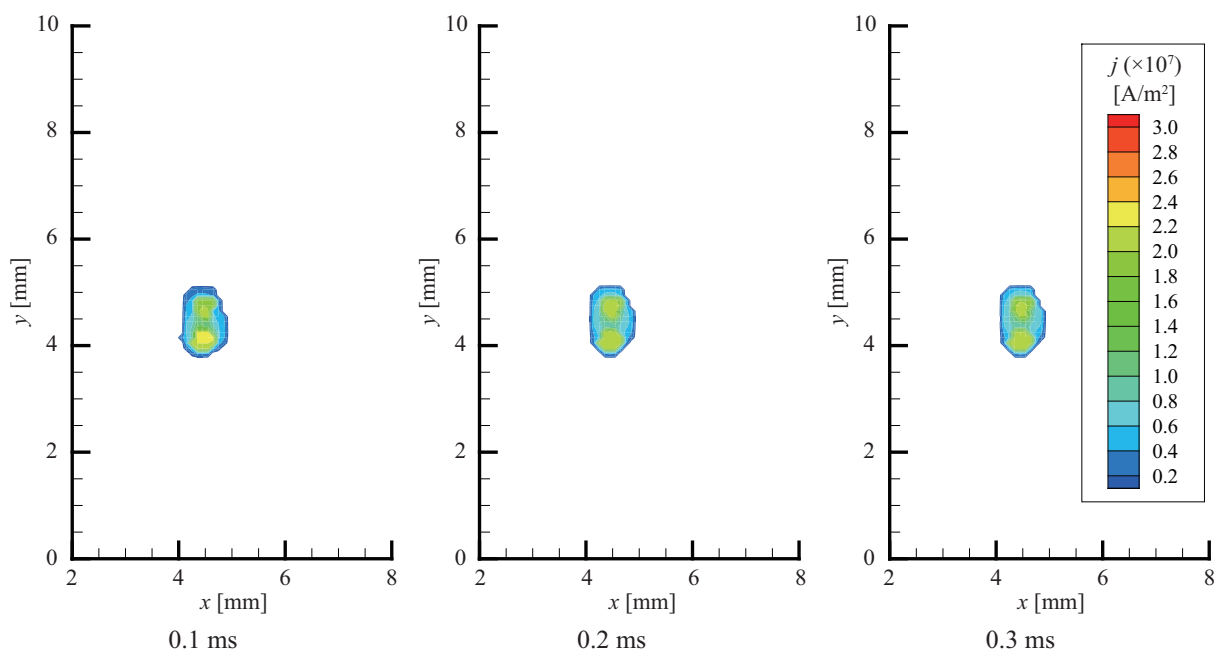


図 51 横磁界 1 mT 印加時の陰極表面の電流密度分布 (0.1-0.3 ms)
 Fig.51 Distribution of current density on cathode surface for each time (1 mT, 0.1-0.3 ms).

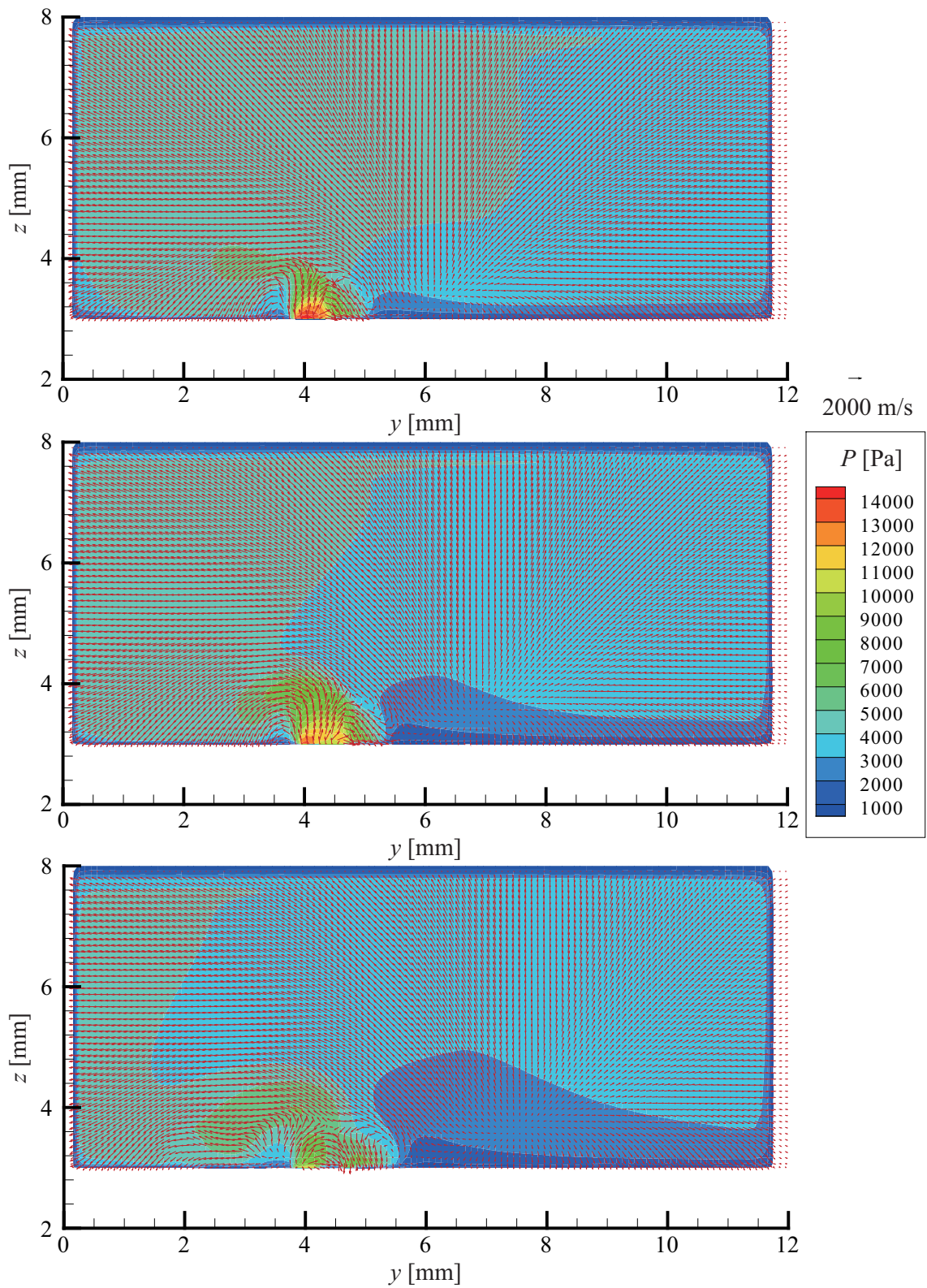


図 52 横磁界 10 mT 印加時の圧力と流速分布 (0.01-0.03 ms)
 Fig.52 Distribution of pressure and velocity for each time (10 mT, 0.01-0.03 ms).

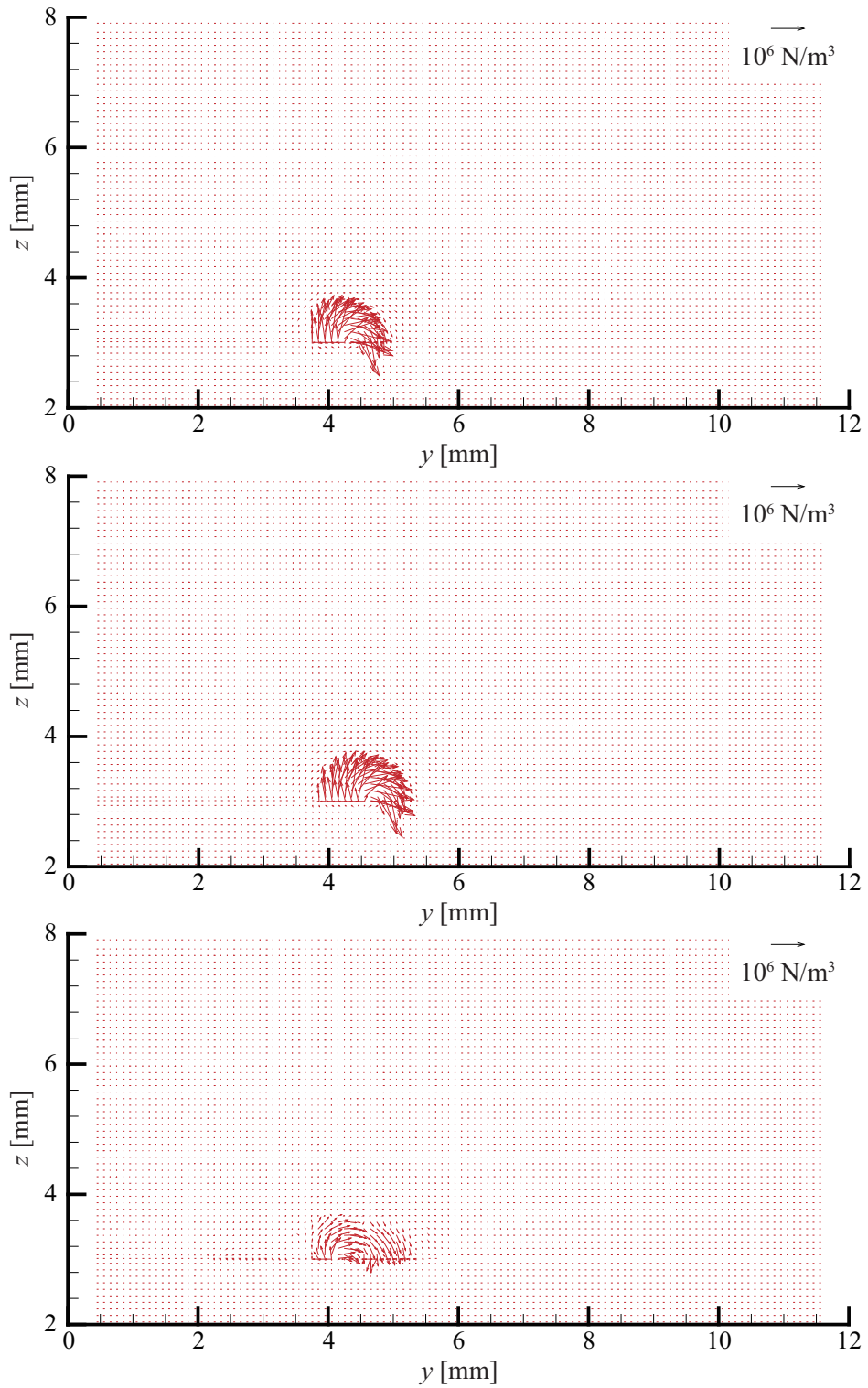


図 53 横磁界 10 mT 印加時のアークに働く駆動力 (0.01-0.03 ms)
 Fig.53 Driving force acting in arc (10 mT, 0.01-0.03 ms).

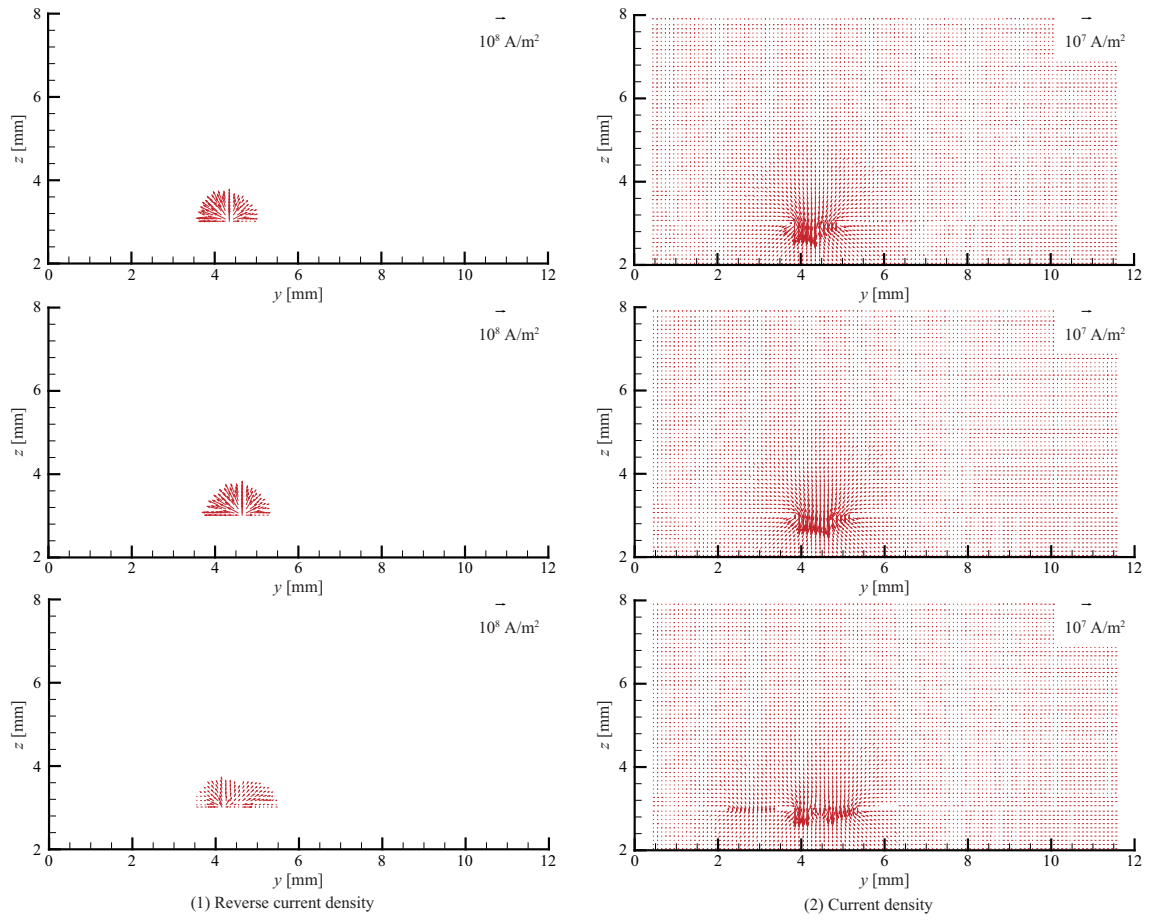


図 54 横磁界 10 mT 印加時の電流密度分布と逆電流密度分布 (0.01-0.03 ms)
 Fig.54 Distribution of current density and reverse current density (10 mT, 0.01-0.03 ms).

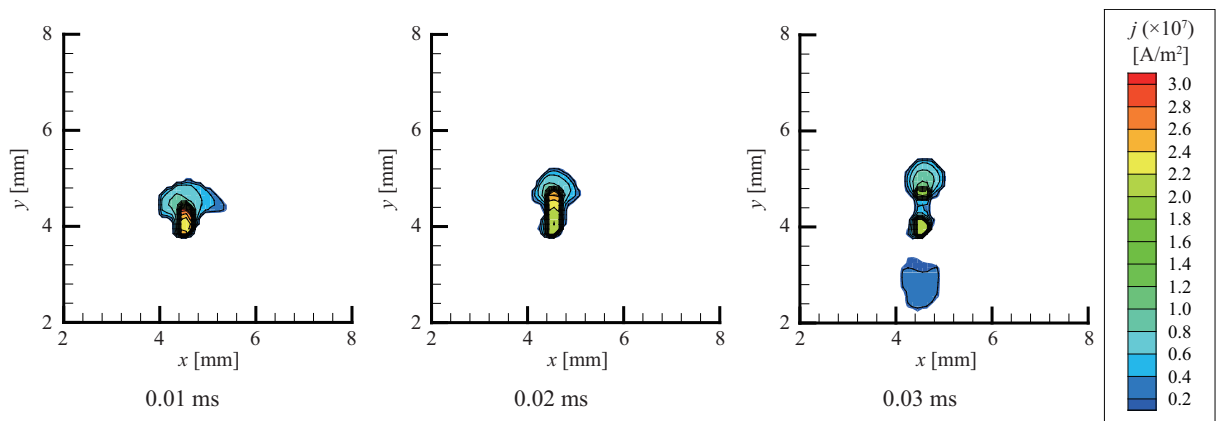


図 55 横磁界 10 mT 印加時の陰極表面の電流密度分布 (0.01-0.03 ms)
 Fig.55 Distribution of current density on cathode surface for each time (10 mT, 0.01-0.03 ms).

第6章 結論

本研究では、真空アークの溶射前処理技術において、酸化膜の除去過程や処理後の表面状態の形成過程の解明とその制御を最終的な目標と設定した。これに対して本研究では、真空アーク現象、並びに、陰極点挙動そのものをより深く理解することを目的として、真空アーク現象を定量的に表現する手法を確立するために、現象の予測とその制御につながる数値解析モデルを開発した。本研究で構築したモデルは、様々な現象に対応できる3次元モデルであり、電極表面における相互作用としてシース領域、並びに、金属蒸気の発生を考慮した。これにより、真空アークへの蒸気混入が及ぼすエネルギーバランスを解明するとともに、陰極点の移動特性の制御手法について検討した。本章では、本研究によって得られた結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、陰極表面における相互作用として金属蒸気の発生を考慮した真空アークの3次元シミュレーションの構築を行った。モデル構築における仮定と、モデル内で用いる支配方程式や物性値、シース領域、境界条件などについて説明した。

第3章では、第2章で構築したモデルを蒸気の混入を考慮した真空アークに適用し、陰極点の電流密度やアーク電圧を算出し、溶射前処理における真空アークのエネルギーバランスについて検討した。その結果を以下にまとめる。

- (1) 電流が増加すると電流密度は減少した。この理由は、温度が増加するとイオン導電率が飽和することや、外周部への熱輸送により中心部の電流が減少するためである。
- (2) 蒸気が混入すると電流密度が減少し、熱流束も減少した。これは、低温部でイオン導電率が増加し、電流経路が拡大したためである。
- (3) 酸化膜は蒸発しやすいため、酸化膜近傍の蒸気密度が高くなり、流速が速いため蒸気は電極間に広く輸送される。また、電流が大きい方が熱流束は低下するが、入熱量は増加する

ため蒸発量が増加した。

- (4) 陰極点に混入する蒸気の種類と量により、放射パワー密度が変化し、実験による輝度分布と計算による放射分布の傾向が一致した。
- (5) 電流が増加するとシース電圧 (V_{sh}) が減少し、陽光柱電圧 (V_{col}) が増加した。これは、電流の増加とともに外周部のイオン導電率が増加し、陰極近傍のイオンコンダクタンスが増加するためである。また、蒸気を考慮した場合には、電流が増加するとアーク電圧 (V_{arc}) は減少した後に増加し、実験値と傾向が一致した。
- (6) 蒸気を考慮しない場合では、電流が増加すると陰極への入熱量の割合が増加したが、蒸気を考慮した場合には、陰極への入熱量の割合は減少した。これは、蒸気が混入すると電流密度とアーク温度が低下するためである。
- (7) 蒸気を考慮した場合には、放射パワーの割合が増加した。これは、鉄蒸気の混入により低温領域でも放射が増加したためである。

第4章では、陰極点の移動速度が及ぼす陰極の溶融及び蒸気量の寄与を解析した。その結果を以下にまとめる。

- (1) 陰極点の移動速度が増加すると、溶融深さ、溶融幅、溶融体積、 D/W 比が減少した。溶融深さと溶融幅は、移動速度が速い場合は移動速度と熱流束に依存し、移動速度が遅い場合は移動速度のみに依存する。
- (2) 酸化膜と陰極母材の蒸発速度は、移動速度が速くなると入熱面積が大きくなるため増加するが、温度が上昇する時間に対して加熱時間が短くなると減少した。この時、熱流束が高い方が加熱速度が大きいため、蒸発速度の最大値が大きくなり、その時の移動速度が増加した。熱流束が高い場合は加熱速度が大きいため、蒸発速度の最大値とその時の移動速度が増加した。したがって、蒸発速度は熱流束と入熱面積に依存する。
- (3) 酸化膜の方が表面の温度上昇が速いため、母材金属よりも蒸発速度の最大値が大きくなり、その時の移動速度が増加した。また、分裂時は非分裂時に比べて、酸化膜の蒸発速度が増加するが母材金属の蒸発速度は減少した。
- (4) 熱流束と入熱面積の積が小さい時は、母材金属の蒸発速度の増加量の方が大きい。熱流束と入熱面積の積が大きい時は、酸化膜の蒸発速度の増加量の方が大きい。

- (5) 陰極点近傍の領域に混入する蒸気量は入力エネルギーに依存し、蒸気密度は熱流束と滞在時間の積であるエネルギー密度に依存する。
- (6) 陰極点の電流密度と移動速度が異なる移動形態ごとに、陰極点の維持に寄与する蒸気の種類と量が変わることが理論的に示唆された。

第5章では、横磁界による陰極点の移動過程を解析した。その結果を以下にまとめる。

- (1) 陰極から陽極側に拡散する正イオンによる逆電流を考慮することで、陰極点の逆行運動の解析が可能となった。
- (2) 横磁界が印加されると、逆電磁力が弧を描くため、イオンと高温ガスが対流により輸送され、逆行方向に陰極点が移動するか、新たな陰極点が発弧することで分裂した。陰極点近傍では、逆電流密度が電流密度よりも大きいため、横磁界による電磁力に対して陰極点は逆行運動する。新たに発弧した陰極点との間でイオンと高温ガスが輸送され、時間とともに電流の分配比が変化し、陰極点が移動することが明らかとなった。この時、高温ガスが吹き流され、冷却されるためアーク電圧が増加した。
- (3) 陰極から離れた領域では、逆電磁力よりも電磁力の方が大きいため、逆行運動後に陰極点が電磁力方向に戻る現象が確認された。
- (4) 磁束密度が増加すると、陰極点の移動速度が速くなり、酸化膜の蒸発速度と D/W 比が増加した。

これまで、真空アーク陰極点による表面処理の研究は、実験的事実の積み重ねによって行われてきた点も多い。この理由として、真空アークにおける陰極点の現象が複雑であり、かつ、数値解析モデルの構築が容易ではないため、現象解明が困難であったことが挙げられる。真空アークでは、アークプラズマと電極が複雑に干渉しあっているため、電極とアーク間の相互作用や電極からの蒸気が陰極点の熱源特性や移動特性、エネルギーバランスに与える影響は無視できない。これらの現象を理論的に解明するため、本研究ではシミュレーションによるアプローチを試みた。この取り組みにより、実験による測定では困難である物理量の可視化が可能になった。具体的には以下の通りである。第3章では、蒸気混入時の真空アークの移動形態とエネルギー

ギーバランスを定量的に明らかにし、第4章では、陰極点の移動形態が及ぼす電極と酸化膜の溶融と蒸発過程を明らかにした。さらに、第5章では、横磁界印加時の陰極点挙動の予測とその制御につながる数値解析モデルを開発し、逆行運動の解析を行った。以上のように、本研究の目的である蒸気混入真空アーク陰極点の挙動を定量的に明らかにした。

しかし、さらに複雑な陰極点の挙動を解析的に推定するためには、いくつかの課題が残されている。これらを明らかにすることにより、真空アークの陰極点の制御が実現できると考える。

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) 本計算では、熱平衡の仮定に基づいて計算を行ったが、計算条件や領域によっては熱的、または、反応論的な非平衡を考慮した場合との差が生じると考えられる。温度や粒子密度を精度良く算出するためには、これらの計算を組み込む必要がある。
- (2) 本計算では、計算領域全体に渡って流体を連続体として扱い解析を行ったが、陰極近傍など一部の領域では、粒子種ごとに異なる振る舞いを呈し、電磁界の分布に大きな偏りを生じさせると予測される。したがって、特に陰極点の移動など時間に対する動的な特性を解析する際には、粒子種ごとに分けて計算を行う必要がある。
- (3) 陰極点からの入熱により陰極が溶融すると母材に溶融池が形成されるが、アークにより溶融池内には駆動力が働き対流が生じる。この溶融金属の対流や表面形状の変形を考慮することで、処理後の表面粗さを評価することが可能となる。さらに、この表面形状に対して、形状関数を用いることで陰極表面の電界を算出することができ、陰極点のランダムな運動を模擬した解析により陰極点の移動要因を解明することが可能になると考えられる。

謝辞

本研究の実施にあたり、ご多忙な日程の中、度々のミーティングにおいて有意義な御指導、御助言を頂いた江原 由泰教授に深く感謝いたします。また、研究留学や就職活動についても多大な支援をしていただきました。改めて御礼申し上げます。

本研究を進めるにあたり、ミーティングや日常の議論において熱心な御指導を頂いた岩尾 徹教授に深く感謝いたします。研究活動を通して、研究の奥深さ、おもしろさ、難しさを学び、様々な知見から物事を考える姿勢を身に付けることができました。また、国内外の学会に参加することを通して前向きにチャレンジすることの大切さを学ぶことができました。

本研究に対して、幅広い見地から有意義な御助言を頂いた中島 達人教授、白旗 弘実教授に御礼申し上げます。

本研究を進めるにあたり、流体の物理現象や数値解析手法について御指導頂いた大阪大学 接合科学研究所の田中学 教授、茂田 正哉 准教授、田代 真一 助教に深く感謝いたします。

また、これまでの研究活動において、ご多忙の中、適切かつ有益な御助言を頂きました湯本 雅恵 副学長、中川 聡子 教授、澤野 憲太郎 教授に深く感謝いたします。

本研究を遂行するにあたり、多大な御協力を頂いた大電流エネルギー研究室 真空班の金田 至功 氏、高橋 有沙 氏、岩田 総司 氏、竹田 悠莉子 氏に深く感謝いたします。本計算プログラムの構築にあたり、御協力と有益な御助言を頂きました真栄田 義史 氏、根本 雄介 氏に深く感謝いたします。また、修士まで共に研究活動をしてきた同期である、2014 年度修了の後藤 康德 氏、三堀 広紀 氏、山田 貴弘 氏に深く感謝いたします。さらに、2015 年度修了の小倉 佳太 氏、鈴木 大智 氏、曾根 和貴 氏、野崎 康平 氏、宮本 凜 氏、柳 健太郎 氏、2016 年度修了の青野 大樹 氏、鹿野 竜大 氏、佐藤 健 氏、田中 達朗 氏、長澤 地洋 氏、中村 駿哉 氏、カドカ キラン 氏、工藤 昂平 氏、2017 年度修了の犬塚 祐太郎 氏、椎野 透 氏、清水 雄太 氏、高橋 広樹 氏、福岡 玲央 氏、2016 年度卒論生の浅野 雄飛 氏、石井 葉子 氏、石川 裕也 氏、岩本 壮史 氏、源通 翔太 氏、坐間 義幸 氏、内藤 友人 氏、大和 嵩 氏、2017 年度卒論生の岩崎 智成 氏、川崎 一輝 氏、小久 保翔太 氏、駒井 優治 氏、徳永 梢吾 氏、西澤 翔也 氏、根本 雄介 氏、学士課程 3 年生の方々に深く感謝いたします。そして、同研究室の皆様には、ミーティングでの議論や研究室活動、様々な面でサポートして頂き、素晴らしい仲間のお陰で充実した研究室生活を送ることができました。心より御礼申し

上げます。

また，生活面や経済面等で多くの御支援を頂いた両親に感謝致します。

最後に，本研究を実施するにあたり御協力を頂いた全ての方々に深く感謝いたします。

参考文献

- (1) 蓮井 淳, 森垣 脩:「現代溶接技術大系《第 15 卷》肉盛溶接・溶射」, 産報出版, pp.127-221 (1980)
- (2) 蓮井 淳:「新版 溶射工学」, 産報出版, pp.23-212 (1996)
- (3) 日本材料科学会:「先端材料シリーズ 表面処理と材料」, 裳華房, pp.154-205 (1996)
- (4) 馬込正勝:「溶射のおはなし」, 日本規格協会, pp.17-172 (1997)
- (5) 仁平宣弘, 三尾 淳:「はじめての表面処理技術」, 工業調査会, pp.166-184 (2001)
- (6) 北原 繁, 蓮井 淳:“溶射被膜と素材の密着機構および境界部の構造について”, 溶接学会誌, Vol.42, No.2, pp.91-99 (1973)
- (7) 伊藤義康, 齊藤正弘, 本多啓三, 宮崎松生:“減圧プラズマ溶射における移行アークを用いた基材の前処理効果”, *J. Soc. Mat. Sci., Japan*, Vol.42, No.478, pp.874-880 (1993)
- (8) 伊藤義康, 齊藤正弘, 本多啓三, 宮崎松生:“移行アークによる金属材料の表面処理効果”, *J. Soc. Mat. Sci., Japan*, Vol.44, No.498, pp.303-308 (1995)
- (9) 本多啓三, 千田格, 布施俊明, 村上俊明, 小林紘二郎:“減圧プラズマ溶射皮膜の密着力に及ぼす逆極性移行アーク処理の影響”, 溶接学会論文集, Vol.14, No.3, pp.510-515 (1996)
- (10) 朝日直達, 児島慶享:“減圧雰囲気中プラズマ溶射の基礎”, 金属表面技術, Vol.37, No.1, pp.2-8 (1986)
- (11) 原田良夫, 溝川仁郎:“溶射皮膜の密着性について”, 金属表面技術, Vol.10, No.4, pp.22-26 (1959)
- (12) 原正行, 小倉浩司, 前菌悟, 久保祐也, 岩尾徹, 戸部省吾, 稲葉次紀:“溶射皮膜密着強度に対する減圧アーク陰極点表面処理の効果”, 電気学会論文誌 B, Vol.126, No.2, pp.179-185 (2006)

- (13) 電気学会放電ハンドブック出版委員会: 「放電ハンドブック 上巻」, オーム社, pp.391-421 (2003)
- (14) A. E. Guile, B. Juttner: “ Basic erosion processes of oxidized and clean metal cathodes by electric arcs ”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.8, No.3, pp.259-269 (1980)
- (15) V. I. Rakhovsky: “ State of the Art of Physical Models of Vacuum Arc Cathode Spots ”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.15, No.5, pp.481-487 (1987)
- (16) K. Takeda, S. Takeuchi: “ Removal of oxide layer on metal surface by vacuum arc ”, *Materials Transactions: JIM.*, Vol.38, No.7, pp.636-642 (1997)
- (17) 古川静枝, 天川正士, 藤原和俊, 足立和郎: “ プラズマを用いた放射性廃棄物の表面除染技術の開発 (その 5) -陽極からのガスの吸引によるダストの回収- ”, 電力中央研究所調査報告, H04019 (2005)
- (18) 古川静枝, 天川正士, 足立和郎, 神戸弘己: “ プラズマを用いた放射性廃棄物の表面除染技術の開発 (その 7) 減圧アーク乾式表面除染技術における除染能力の総合評価- ”, 電力中央研究所調査報告, H08001 (2008)
- (19) S. Kamishima, T. Iwao, M. Yumoto: “ Split Process of Low-Pressure Arc Cathode Spots on SS400(Fe + C) Surface with Oxide Layer ”, *IEEJ Trans. Electrical and Electronic Engineering.*, Vol.5, No.6, pp.670-676 (2010)
- (20) 山本真司, 岩尾徹, 湯本雅恵: “ 酸化膜の厚さが及ぼす真空アーク陰極点の移動形態への寄与 ”, 電気学会論文誌 B, Vol.135, No.5, pp.338-344 (2015)
- (21) T. Iwao, Y. Inagaki, M. Yumoto: “ Smooth surface treated by low-pressure arc discharge ”, *Vacuum.*, Vol.80, pp.1284-1287 (2006)
- (22) T. Iwao, Y. Inagaki, A. Sato, M. Yumoto: “ Oxide-Layer Thickness Effect for Surface Roughness Using Low-Pressure ”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.34, No.4, pp.1223-1228 (2006)
- (23) A. Sato, T. Iwao, M. Yumoto: “ Cathode spot movement of a low-pressure arc for removing oxide layer ”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.35, No.4, pp.1004-1009 (2007)

- (24) A. Sato, T. Iwao, M. Yumoto: “Relation between surface roughness and number of cathode spots of low-pressure arc”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.17, No.4, pp.045007,1-5 (2008)
- (25) I. I. Beilis: “State of the theory of vacuum arcs”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.29, No.5, pp.657-670 (2001)
- (26) 真空中での荷電粒子の発生と放電制御技術調査専門委員会:「真空中での荷電粒子の発生と放電の制御」, 電気学会技術報告, 第 757 号, pp.5-6 (1999)
- (27) 高エネルギー密度化に関わる真空中の放電制御技術調査専門委員会:「高エネルギー密度化に関わる真空中の放電制御技術」, 電気学会技術報告, 第 1001 号 (2005)
- (28) 真空中における放電制御のための高度計測・シミュレーション技術調査専門委員会:「真空中における放電制御のための高度計測・シミュレーション技術」, 電気学会技術報告, 第 1142 号, pp.30-31 (2008)
- (29) B. Juttner, I. Kleberg: “The retrograde motion of arc cathode spots in vacuum”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.33, No.16, pp.2025-2036 (2000)
- (30) Z. Shi, W. Li, N. Yan, Y. Zhang, X. Song, S. Jia, L. Wang: “Removing Oxide Layers from Carbon-Steel Tubular Surfaces Using Vacuum Arcs Driven by Transverse Magnetic Field”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.41, No.8, pp.2068-2073 (2013)
- (31) K. K. Zabello, Y. A. Barinov, A. M. Chaly, A. A. Logatchev, S. M. Shkol'nik: “Experimental Study of Cathode Spot Motion and Burning Voltage of Low-Current Vacuum Arc in Magnetic Field”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.33, No.5, pp.1553-1559 (2005)
- (32) 武田 紘一, 竹内 順: 特集「熱プラズマ材料プロセッシングの最近の展開」“真空アークによる金属表面酸化膜の除去”, 日本金属学会誌, Vol.63, No.1, pp.41-47 (1999)
- (33) T. Nakamura, H. Takahashi, K. Takeda, M. Sugimoto: “Change in cathode spot behavior in vacuum arc cleaning with application of polyethylene glycol”, *Thin Solid Films.*, Vol.457, pp.224-229 (2004)
- (34) Y. Arai, Y. Shimizu, M. Sugimoto, K. Takeda: “Cathode Spot Behavior Variation in Oxide Layer Removal Caused by Potassium Hydroxide Pre-treatment”, *ISIJ International.*, Vol.51, No.11, pp.1890-1894 (2011)

- (35) Arisa Takahashi, Shinji Yamamoto, Toru Iwao: “ Surface Roughness Affected by Mode of Vacuum Arc Cathode Spot ”, International Symposium on Applied Plasma, Vol.10, pp.31-32 (2015)
- (36) M. Hara, S. Yamakawa, M. Saito, S. Tobe, T. Inaba: “ Bonding adhesive strength for plasma spray with cathode spots of low-pressure arc after grit blasting and removal of oxide layer on metal surface ”, *Progress in Organic Coatings.*, Vol.61, pp.205-210 (2008)
- (37) 森宮 脩, 鈴木節雄, 渡辺憲治: “ 小電流真空アークの不安定現象の解析 ”, 電気学会論文誌 A, Vol.119, No.2, pp.190-196 (1999)
- (38) N. Mungkung, 新井一由, 森宮 脩, 上川路 徹: “ 銀小電流真空アークの不安定現象の解析-電子温度のプローブ測定との比較 ”, 電気学会論文誌 A, Vol.123, No.5, pp.436-442 (2003)
- (39) K. Takeda, S. Takeuchi: “ Effects of pressure on the cleaning action of cathode spot in low vacuum ”, *Thin Solid Films.*, Vol.407, pp.163-168 (2002)
- (40) Y. Arai, M. Sugimoto, M. Kimura, S. Sugiyama, K. Takeda: “ Medium Carbon Steel Surface Hardening by Vacuum Arc Cleaning of Oxide Layers ”, *ISIJ International.*, Vol.48, No.10, pp.1438-1442 (2008)
- (41) 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)
- (42) C. R. Wilke: “ A viscosity equation for gas mixtures ”, *J. Chem. Phys.*, Vol.18, No.4 (1950)
- (43) 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)
- (44) 日本鉄鋼協会 熱プラズマプロセッシング研究部会: 「熱プラズマ材料プロセッシングの基礎と応用」, 信山社出版, pp.249-258 (1996)
- (45) A. B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, T. Sato, J. J. Lowke: “ Modelling of thermal plasma for arc welding: the role of the shielding gas properties and metal vapour ”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.42, 194006 (2009)
- (46) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰: “ 真空アーク陰極点の個数と電流密度が及ぼす酸化膜の蒸発速度 ”, 電気学会論文誌 B, Vol.136, No.9, pp.755-760 (2016)

- (47) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰: “電流変化時の蒸気混入真空アークのエネルギーバランス”, 電気学会研究会資料 放電/静止器/開閉保護合同研究会, ED-17-081, SA-17-048, SP-17-014, pp.73-77 (2017)
- (48) S. Yamamoto, T. Iwao: “Evaporation Rate of Vacuum Arc Cathode Spot Affected by Ambient Pressure”, *IEEJ Trans. PE.*, Vol.136, No.3, pp.311-317 (2016)
- (49) B. Juttner: “The dynamics of arc cathode spots in vacuum: new measurements”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.30, No.2, pp.221-229 (1997)
- (50) Shinji Yamamoto, Toru Iwao, Motoshige Yumoto: “Split Frequency of Vacuum Arc Cathode Spot with Changing Current”, The Papers of Joint Technical Meeting on Electrical Discharges, Static Apparatus and Switching and Protecting Engineering, IEE Japan, ED-13-84, SA-13-57, SP-13-29, pp.97-100 (2013)
- (51) 山本真司, 小倉佳太, 岩尾徹, 湯本雅恵: 「真空アーク陰極点の熱流束と移動速度が及ぼす酸化膜とバルクの蒸発速度」, 電気学会 全国大会 講演論文集, (2015)
- (52) Shinji Yamamoto, Toru Iwao: “Molten metal shape affected by energy density of vacuum arc cathode spot”, 22nd International Symposium on Plasma Chemistry, P-II-12-19 (2015)
- (53) B. Juttner, V. F. Puchkarev, E. Hantzsch, I. Beilis: “Cathode spots”, *Handbook of vacuum arc science and technology.*, ed.Boxman and et al. Noyes publications, Cap.3 (1995)
- (54) 神沢 淳: 「プラズマ伝熱」, 信山社サイテック (1992)
- (55) 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)
- (56) 小島和夫, 越智健二: 「化学系のための統計熱力学」, 培風館 (2003)
- (57) NIST Atomic Spectra Database Version 5.0
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
- (58) Kurucz Atomic Linelist
<http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html>
- (59) E. クライツィグ: 「数値解析」, 培風館 (2003)

- (60) 日本化学会 : 「化学便覧 基礎編 改訂 5 版」, 丸善出版 (2004)
- (61) S. Chapman and T. G. Cowling: “ The Mathematical Theory of Non Uniform Gases ”, J. Chem. Educ. (1941)
- (62) 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)
- (63) L. Monchick: “ Collision Integrals for the Exponential Repulsive Potential ”, *The Physics of Fluids*, Vol.2, No.6, pp.695-700 (1959)
- (64) 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
- (65) D. Rapp, W. E. Francis: “ Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms ”, *J.Chem.Phys.*, Vol.37, No.11, pp.2613-2645 (1962)
- (66) 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)
- (67) 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)
- (68) M. I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender: “ Thermal Plasmas Fundamentals and Applications ”, Vol.1, Plenum Press, Appendix (1994)
- (69) 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 SF₆ Gas ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, VOL. 25, NO. 4, pp.786-798 (1997)
- (70) 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 SF₆ Gas ”, *IEEE TRANSACTIONS ON POWER DELIVERY*, VOL. 20, NO. 4, pp.2466-2472 (2005)
- (71) 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 CO₂ の熱力学・輸送特性と O₂ および H₂ 混入の影響」, 電気学会論文誌 B, Vol.126, No.1, pp.80-90 (2006)
- (72) 斎藤孝基: 「応用熱力学」, 東京大学出版会, pp.127-130 (1987)
- (73) M. W. Chase: “NIST-JANAF Thermochemical Tables Fourth Edition”, Monograph No.9, American Chemical Society, Washington (1998)
- (74) 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)
- (75) K. Ikeda, T. Amakawa, and M. Shibuya: “Analysis of Argon Arc Radiance under High-Pressure and High Temperature”, *IEE Japan*, Vol.120-A, No.4, pp.414-419(2000) (in Japanese)
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)
- (76) 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)
- (77) R. S. Devoto: “Transport coefficients of ionized argon”, *The Physics of Fluids*, Vol.16, No.5, pp.616-623 (1973)
- (78) 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)
- (79) 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)
- (80) 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)
- (81) 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)

- (82) 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)
- (83) 電気学会：「電離気体論」，オーム社 (1969)
- (84) 菅井秀郎：「プラズマエレクトロニクス」，オーム社 (2000)
- (85) EINER HINNOV, JOSEPH G.HIRSCHBERG: “ Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas ” , *PHYSICAL REVIEW*, Vol.125, No.3, pp.795-801 (1962)
- (86) S. M. V. Aldrovandi, D. Pequignot: “ Radiative and Dielectronic Recombination Coefficients for Complex Ions ” , *Astron.& Astrophys.*, Vol.25, pp.137-140 (1973)
- (87) 高柳和夫：「スペース・シャトルからの粒子放出実験（SEPAC 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)
- (88) 牧島一夫：「宇宙におけるプラズマ現象と長距離相互作用」，日本物理學會誌, Vol.63, No.8, pp.595-603 (2008)
- (89) Mundiayath Venugopalan: “Reactions under plasma condition -Vol.1-” , New York : Wiley-Interscience (1971)

付録1 ガスの物性

粒子組成と熱力学・輸送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 3000～30000 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⁽⁵⁴⁾。熱平衡状態の定義を次に示す⁽⁵⁴⁾。

- 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。計算温度範囲は 300～30000K 間を 100 K 刻みで計算を行うものとした。

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 ε_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 ε_{rot} 、振動エネルギー ε_{vib} と表され、さらに電子の軌道のエネルギー ε_{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 ε_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 ε_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_{trans} 、回転分配関数 q_{rot} 、振動分配関数 q_{vib} 、電子分配関数 q_{ele} の積で表すことができる^(55, 56)。

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

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(43)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_{trans} 、回転分配関数 q_{rot} 、振動分配関数 q_{vib} 、電子分配関数 q_{ele} の算出について述べる。計算には分光データベース⁽⁵⁷⁾⁽⁵⁸⁾が必要である。

(1) 並進分配関数

並進分配関数 q_{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 (54) の右辺中項に相当する。

(2) 回転分配関数

回転は、二原子分子以上の分子に見られる分子の内部運動形態である。二原子分子を剛体回転子としたときの回転エネルギー準位は次式で表せる。

$$\varepsilon_{\text{rot}} = \frac{h_P^2}{8\pi^2 I_M} J(J+1) \quad J = 0, 1, 2, \dots \quad (45)$$

ここで J は回転量子数であり、基底状態 ($J=0$) の回転エネルギーは 0 である。 I_M は慣性モーメント ($[\text{原子の質量}] \times [\text{重心から原子の中心までの距離}]^2$ の総和) である。回転エネルギー準位は縮退しており、量子数 J のときの統計的重み (=縮退度) g_J は $2J+1$ である。したがって、統計的重みを考慮した二原子分子の回転分配関数 q_{rot} は次式で与えられる。

$$q_{\text{rot}} = \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) \exp\left(\frac{-J(J+1)\theta_\gamma}{T}\right) \quad (46)$$

$$\theta_\gamma = \frac{h_P^2}{8\pi^2 I_M k} \quad (47)$$

ここで θ_γ は温度の次元をもち、回転特性温度という。回転特性温度の値は、軽い分子ほど大きく重い分子ほど小さい。二原子分子の回転分配関数 q_{rot} は高温 $T \gg \theta_\gamma$ ($T/\theta_\gamma \gg 1$) のときは次のような簡単な式で求めることができる。

$$q_{\text{rot}} = \frac{T}{\sigma_{\text{rot}} \theta_\gamma} \quad (48)$$

σ_{rot} は対称数 (異核二原子分子では $\sigma_{\text{rot}}=1$ 、等核二原子分子では $\sigma_{\text{rot}}=2$) である。この式 (46) と式 (48) の比較検討より高温 $T \gg \theta_\gamma$ の領域は $T/\theta_\gamma \gg 100$ 程度とされている。

(3) 振動分配関数

二原子分子の調和振動子としての振動エネルギー準位は、次式で与えられる。

$$\varepsilon_{\text{vib}} = \left(v_{\text{vib}} + \frac{1}{2} \right) h\nu \quad (49)$$

ただし、 v_{vib} は振動量子数であり、 $0, 1, 2, 3, \dots$ である。 $v_{\text{vib}}=0$ は基底状態のエネルギーで $h\nu/2$ である。振動エネルギー準位に基づいて振動分配関数 q_{vib} が与えられる。

$$q_{\text{vib}} = \frac{1}{1 - e^{-\theta_\nu/T}} \quad (50)$$

$$\theta_\nu = \frac{h\nu}{k} \quad (51)$$

ここで、 θ_ν は温度の次元を持つ振動特性温度である。分子の振動特性温度は $\theta_\nu=300 \sim 6000$ K 程度で軽い分子では高く、重い分子では低い。本研究では振動特性温度を 30000 K まで拡張して用いている。

(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^(55, 56)、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。

$$\begin{aligned} q_{\text{ele}} &= g_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{kT}\right) + g_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{kT}\right) + \dots \\ &= \sum g_{ei} \exp\left(-\frac{E_{ei}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (52)$$

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。

$$q_e = 2 \quad (53)$$

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 [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⁽⁵⁹⁾ とした。

・ Saha の式 (電離平衡式)

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{Q_e Q_{i+1}}{Q_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h_P^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_{i+1} - \Delta E_{i+1}}{kT} \right) \quad (54)$$

・ 気体の状態方程式

$$P = \left(n_e + \sum n_i \right) kT \quad (55)$$

・ 電荷中性保存式

$$n_e = \sum (Z - 1) n_i \quad (56)$$

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

$$\Delta E_{i+1} = \frac{(i+1)e^2}{\varepsilon_0 \lambda_D} \quad (57)$$

$$\lambda_D = \left\{ \frac{\varepsilon_0 kT}{4\pi e^2 \left(n_e + \sum_i (i+1)n_{i+1}^2 \right)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (58)$$

ここで, 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, $E_{D_{ij}}$ は解離エネルギーを示す。なお, i は元素の種類を示す。また, ΔE_{i+1} は電離エネルギーの補正項 (J), e は電気素量, λ_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⁽⁶⁰⁾ を以下に示す。

表 2 使用した気体の電離エネルギー⁽⁶⁰⁾

Table 2 Ionization energy of Ar, Fe⁽⁶⁰⁾.

Ar	\rightleftharpoons	Ar ⁺	+	e ⁻	:	15.8 eV
Ar ⁺	\rightleftharpoons	Ar ²⁺	+	e ⁻	:	27.6 eV
Ar ²⁺	\rightleftharpoons	Ar ³⁺	+	e ⁻	:	40.7 eV
Fe	\rightleftharpoons	Fe ⁺	+	e ⁻	:	7.87 eV
Fe ⁺	\rightleftharpoons	Fe ²⁺	+	e ⁻	:	16.2 eV
Fe ²⁺	\rightleftharpoons	Fe ³⁺	+	e ⁻	:	54.7 eV

算出した粒子組成

図 56 に、本シミュレーションで用いた気体の粒子組成を以下に示す。300 K における Fe の圧力 P_{Fe} を 1 Pa~1000 Pa まで変化させて混入率を変化させた。なお、本計算では粒子が保存されるため、温度の上昇や電離により圧力が増加する。また、図 56 の (a) は、Ar と Fe の分圧（混入粒子数）ごとに単体の粒子組成を算出し、足し合わせたものである。図 56 の (b) は、Ar と Fe の全圧（全粒子数）ごとに単体の粒子組成を算出し、混入比をかけて足し合わせたものである。図 56 の (c) は、Ar と Fe を混合させた状態で粒子組成を算出したものである。

考慮する粒子数が多くなると電離反応が高温領域へシフトするため、全粒子数を考慮した粒子組成の計算が必要である。また、図 56 の (b) と (c) を比較すると、(c) は Fe の電離反応により Ar の電離反応が高温へシフトしている。このため、本計算では、Ar と Fe を混合させた状態での粒子組成を用いた。なお、本計算では、各圧力（Fe 粒子数）と温度に応じて、組成比（Ar 全粒子に対する Ar, Ar⁺, Ar²⁺, Ar³⁺）を読み込み線形補完した後に、各粒子の数密度を算出した。

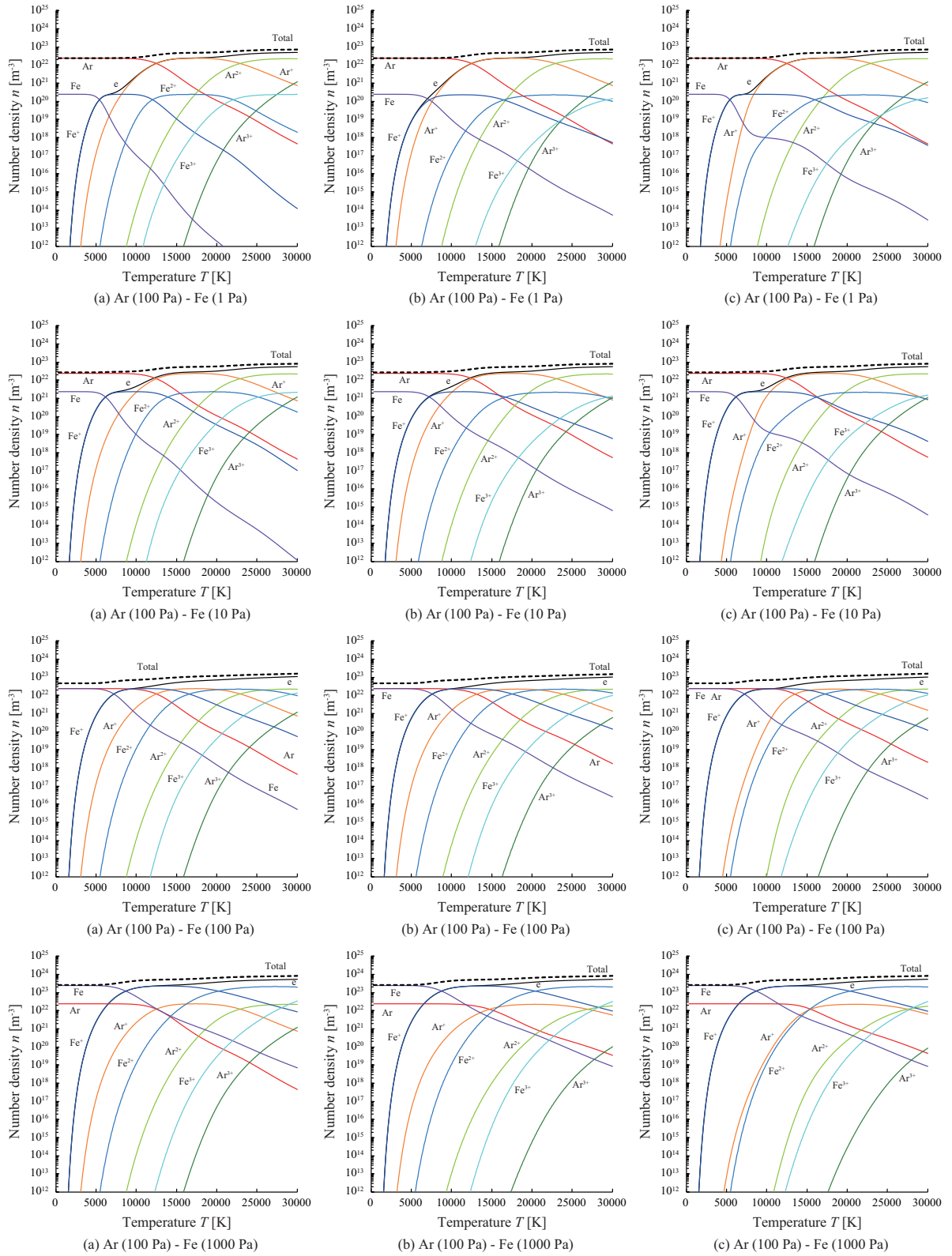


図 56 粒子組成

Fig.56 Particle composition.

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⁽⁶¹⁾ 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 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ [m²] と粘性断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ [m²] 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⁽⁶²⁾。

$$U(R) = A \exp(-bR_{\text{dis}}) \quad (59)$$

ここで、 A [J]、 b は $b \times 10^{-10}$ [m]、 R_{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 α および ρ を以下のように定義している⁽⁶³⁾。

$$\alpha = \ln \left(\frac{A}{kT} \right) \quad (60)$$

$$\rho = \frac{1}{b} \quad (61)$$

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 α 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⁽⁶³⁾。 $I_{(l,s)}$ 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⁽⁶³⁾。

$$\sigma_R^2 \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{8\pi\alpha^2 \rho^2 I_{(l,s)}}{(s+1)! \left(1 - \frac{11 + (-1)^l}{2(1+l)} \right)} \quad (62)$$

ここで、 σ_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⁽⁶⁴⁾ に基づき次のように算出した。

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} = \frac{1}{2} \left(\pi\bar{\Omega}_{ii}^{(1,1)} + \pi\bar{\Omega}_{jj}^{(1,1)} \right) \quad (63)$$

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} = \frac{1}{2} \left(\pi\bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)} + \pi\bar{\Omega}_{jj}^{(2,2)} \right) \quad (64)$$

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⁽⁶⁵⁾。

$$\sigma(v) = (K_2 - K_1 \ln v)^2 \quad (65)$$

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⁽⁶⁶⁾。

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{\int_0^\infty \int_0^\pi \exp(-v^2)v^{2s+3}(1 - \cos^l x)4\pi\sigma_{ij} \sin x dx dv}{\int_0^\infty \int_0^\pi \exp(-v^2)v^{2s+3}(1 - \cos^l x) \sin x dx dv} \quad (66)$$

$$v = \sqrt{\frac{m_i m_j}{2(m_i + m_j)kT}} \cdot g \quad (67)$$

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。(66) 式を (67) 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。

$$\pi\bar{\Omega}_{A-A^+}^{(1,1)} = (39.8K_1^2 - 17.8K_1K_2 + 2K_2^2) + (8.82K_1^2 - 2K_1K_2) \left[\ln\left(\frac{T}{M}\right) \right] + \frac{1}{2}K_1^2 \left[\ln\left(\frac{T}{M}\right) \right]^2 \quad (68)$$

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⁽⁶⁷⁾より外挿した。電子と酸素原子間の運動量変換断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ は文献⁽⁶⁶⁾より、いずれの温度においても $5.00 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ 一定の剛体球衝突として扱った。

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⁽⁶⁶⁾から求めた。

$$\pi\bar{\Omega}_{ej}^{(l,s)}(T) = aQ_c(T) \quad (69)$$

$$Q_c(T) = \left(\frac{e^2}{kT}\right)^2 \ln \Lambda \quad (\text{cm}^2) \quad (70)$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{9(kT)^3}{4\pi e^6 n_e} + \frac{16(kT)^2}{e^4 n_e^{\frac{2}{3}}}} \quad (71)$$

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 $e=4.80 \times 10^{-10} \text{ esu}$ であり、 $Q_c(T) \text{ cm}^2$ である⁽⁶⁶⁾。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 ⁺	e-M ²⁺	e-M ³⁺	M ⁺ -M ⁺	M ⁺ -M ²⁺	M ⁺ -M ³⁺	M ²⁺ -M ²⁺	M ²⁺ -M ³⁺	M ³⁺ -M ³⁺
$\pi\Omega_{ij}^{(1,1)}$	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^(68, 64, 69, 70, 71)。図 57 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 ρ [kg/m⁻³] は、各構成粒子の粒子密度 n_i [m⁻³] および質量 m_i [kg] の総和として計算される。

$$\rho = \sum_i m_i n_i \quad (72)$$

i は粒子の種類を表す。(例. Ar, Ar⁺ 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。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。

$$h = \frac{1}{\rho} \sum_i h_i m_i n_i \quad (73)$$

$$h_i = \frac{1}{m_i} \left(\frac{5}{2} kT + kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\ln Q_i) + U_i \right) \quad (74)$$

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^(60, 72) 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⁽⁷³⁾ 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。

$$C_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_{P=const} \quad (75)$$

(4) 導電率

● 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 σ [S/m] は、次式によって与えられる。

$$\sigma = \frac{e^2}{kT} \frac{n_e}{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq e}}^N n_j \Delta_{ej}^{(1)}} \quad (76)$$

ここで、

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{8}{3} \left(\frac{2m_i m_j}{\pi kT (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (77)$$

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。

● イオン導電率

イオン導電率は、イオン密度に比例して増加する。イオン導電率 σ_i [S/m] は、次式によって与えられる。

$$\sigma_i = \frac{1}{kT} \frac{\sum_{i=1}^N q_i^2 n_i}{\sum_{\substack{i=1 \\ i \neq e}}^N n_j \Delta_{i,j}^{(1)}} \quad (78)$$

ここで、 q_i [C] は各粒子の電荷量、 n_i [m^{-3}] はイオンの数密度、 n_j [m^{-3}] は衝突する粒子の数密度である。

(5) 熱伝導率

熱伝導率 κ [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 κ との関係は

$$q = -\kappa \frac{dT}{dr} \quad (79)$$

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 κ はこの3つの総和で計算される。

$$\kappa = \kappa_{\text{tr}} + \kappa_{\text{int}} + \kappa_{\text{re}} \quad (80)$$

ここで、 κ_{tr} は接触熱伝導率、 κ_{int} は内部熱伝導率、 κ_{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

$$\kappa_{\text{tr}} = \kappa_{\text{tr}}^{\text{h}} + \kappa_{\text{tr}}^{\text{e}} \quad (81)$$

$$\kappa_{\text{tr}}^{\text{h}} = \frac{15}{4} k \sum_{i \neq e}^N \frac{n_i}{\sum_j^N \alpha_{ij} n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (82)$$

$$\kappa_{\text{tr}}^{\text{e}} = \frac{15}{4} k \sum_{i=e}^N \frac{n_e}{\sum_j^N \alpha_{ej} n_j \Delta_{ej}^{(2)}} \quad (83)$$

$$\alpha_{ij} = 1 + \frac{\left(1 - \frac{m_i}{m_j}\right) \left(0.45 - 2.54 \frac{m_i}{m_j}\right)}{\left(1 + \frac{m_i}{m_j}\right)^2} \quad (84)$$

$$\Delta_{ij}^{(2)} = \frac{16}{5} \left(\frac{2m_i m_j}{\pi k T (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} \quad (85)$$

(5-2) 内部熱伝導率

$$\kappa_{\text{int}} = k \sum_{i=1}^N \frac{\left(\frac{C_{pi} M_i}{R} - \frac{5}{2} \right) n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(1)}} \quad (86)$$

(5-3) 反応熱伝導率

$$\kappa_{\text{re}} = k \sum_{l=1}^{N_{\text{re}}} \frac{\left(\frac{\Delta H_l}{RT}\right)^2}{\sum_{i=1}^N \frac{\beta_{li}}{n_i} \left(\sum_{j=1}^N (\beta_{lj}n_j - \beta_{lj}n_i)\Delta_{ij}^{(1)}\right)} \quad (87)$$

ここで、 κ_{tr}^e は電子の接触熱伝導率、 κ_{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、 β_{li} は l 番目の化学反応における i 粒子の係数、 ΔH_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 η [Pa·s] は、以下の式より求められる。

$$\eta = \sum_{i=1}^N \frac{m_i n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (88)$$

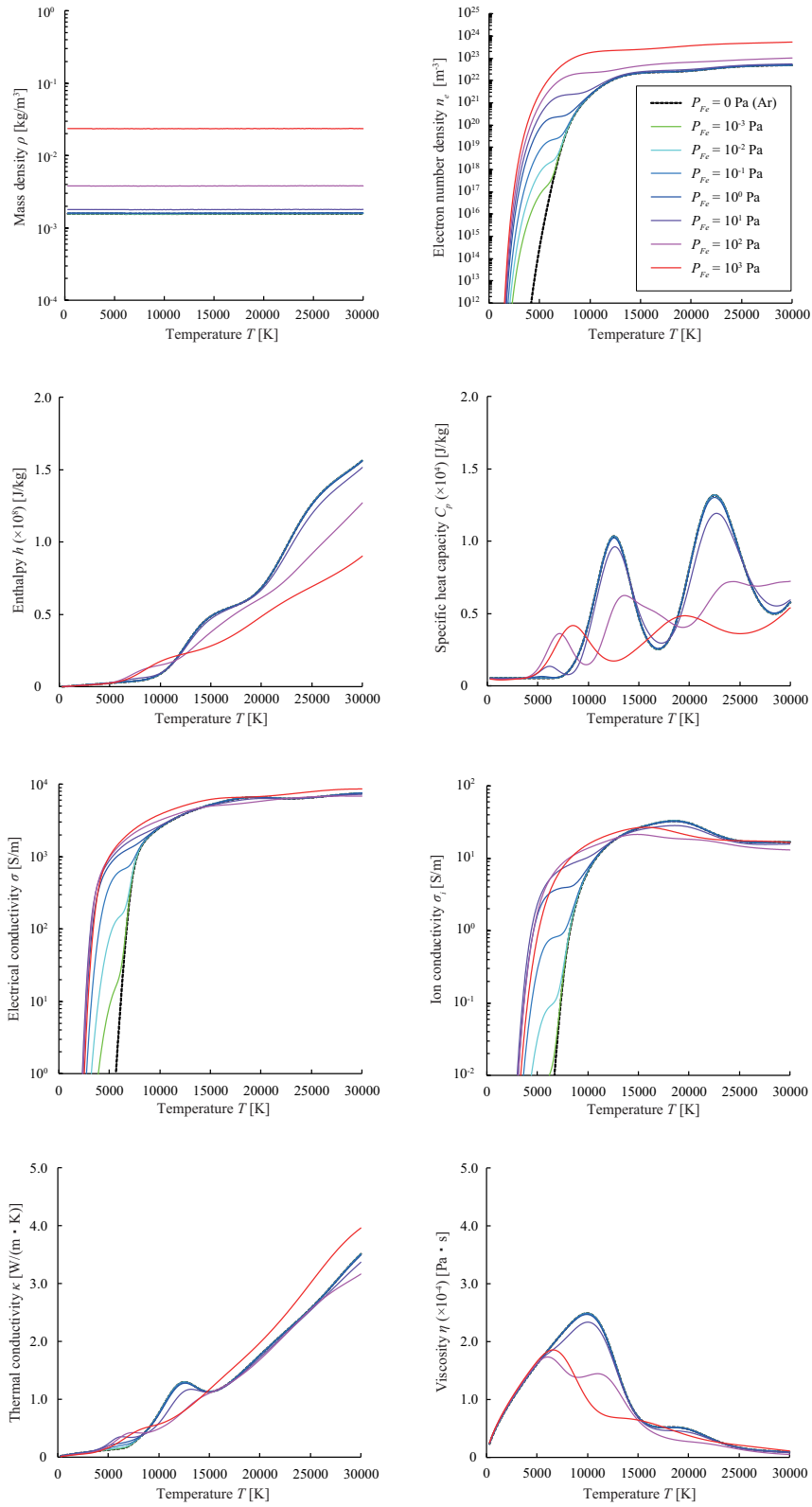


図 57 圧力ごとの熱力学・輸送特性
Fig.57 Gas property each pressure.

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。しかし、真空アークは、光学的に薄いと仮定できるため、ほとんどの場合、自己吸収は考慮せず計算される。

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^(57, 58)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 58 に、本シミュレーションで用いた気体の放射特性を示す。

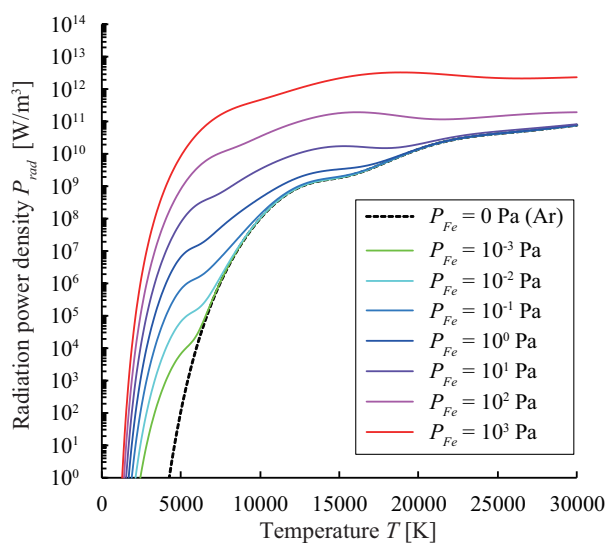


図 58 圧力ごとの放射パワー密度

Fig.58 Radiation power density each pressure.

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^(68, 75, 74)。

$$\varepsilon_{\text{rad}}^{\text{line}} = \frac{n_i}{4\pi Q_i} \frac{h_P c}{\lambda_{mi}} g_{mi} A_{mni} \exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right) \quad (89)$$

ここで、 i は粒子の種類を表し、 $\varepsilon_{\text{rad}}^{\text{line}}$ [W/(m³·sr)] は吸収を考慮しない線スペクトルの放射係数、 n_i [m⁻³] 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、 λ_{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⁻¹] 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)、 λ_{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⁽⁷⁶⁾。

$$\varepsilon_{\text{fb}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T}} Z_{\text{eff},i}^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{h_P c}{\lambda k T}\right) \right] \frac{g_{i,1}}{Q_i} \xi_{\text{fb}}(\lambda, T, i) \Delta \lambda \quad (90)$$

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ei}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} Z_{\text{eff},i}^2 \exp\left(-\frac{h_P c}{\lambda k T_e}\right) \xi_{\text{ff}}(\lambda, T_e, i) \Delta \lambda \quad (91)$$

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}} = C_2 \frac{n_e n_a}{\lambda^2} \sqrt{T^3} S(T_e) \left[\left(1 + \frac{h_P c}{\lambda k T_e} \right)^2 + 1 \right] \exp \left(-\frac{h_P c}{\lambda k T_e} \right) \Delta \lambda \quad (92)$$

$$C_1 = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^3} \frac{16\pi e^6}{3c^2 (6\pi m_e^3 k)^{\frac{1}{2}}} = 1.63 \times 10^{-43} \text{ Wm}^4 \text{K}^{\frac{1}{2}} / \text{sr} \quad (93)$$

$$C_2 = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)} \frac{32e^6}{3c^2} \left(\frac{k}{2\pi m_e} \right)^{\frac{3}{2}} = 1.026 \times 10^{-34} \text{ Wm}^4 \text{K}^{\frac{3}{2}} / \text{sr} \quad (94)$$

ここで、 ε_{fb} [W/(m³·sr)] は再結合放射の放射係数、 $\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ei}}$ [W/(m³·sr)] は電子-イオン間の制動放射の放射係数、 $\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}}$ [W/(m³·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、 ε_0 [F/m] は真空の誘電率、 m_e [kg] は電子の質量、 n_a [m⁻³] は原子密度、 n_e [m⁻³] は電子密度、 n_i [m⁻³] は i 種のイオン密度、 λ [m] は波長、 $Z_{\text{eff},i}$ は i 種粒子の有効電荷数、 $S(T_e)$ [m²] は電子-中性粒子間の衝突断面積⁽⁷⁷⁾、 $\Delta\lambda$ [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 (= $\xi_{\text{ff}}(\lambda, T_e, i)$)^(78, 79) 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^(78, 79)。

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場合に余ったエネルギーを放出することのものであり、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。

$$h_P \nu = E_k + eV_i \quad (95)$$

ここで、 ν [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^(80, 81)。

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。

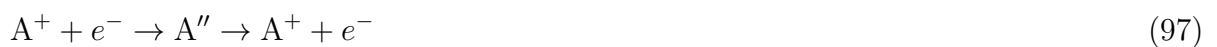
二電子再結合は、一度、外核電子が2個同時に励起状態なる二重励起状態を経由し、さらにその一部が光子を放出して通常の励起、もしくは基底状態になる過程であり、自動励起の逆過程である。これは、自由電子が高いエネルギーを保有しないと二重励起という特殊な場合にはならないため、電子温度が高いと生じる。

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⁽⁸²⁾。

(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⁽⁸³⁾。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。

$$\frac{dn}{n} = f_M(v)dv \quad (100)$$

$f_M(v)$ は、一般に次式で表される⁽⁸⁴⁾。

$$f_M(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (101)$$

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 ε 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、

$$f_M(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right) \quad (102)$$

となる。

電子のエネルギー分布を (101) 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、15000 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割合を表す再結合速度係数 α_{ei} [cm³/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。

$$\alpha_{3B} \approx 5.6 \times 10^{-27} k T^{-\frac{9}{2}} N_e \quad (103)$$

$$\alpha_{rad} = 4.3 \times 10^{-13} \left(\frac{T_e}{10^4} \right)^{-0.672} \quad (104)$$

$$\alpha_{di} = 1.9 \times 10^{-3} T_e^{-\frac{3}{2}} \exp(-T_0/T_e) \times (1 + B_{di} \exp(-T_1/T_e)) \quad (105)$$

ここで、 α_{3B} [cm³/s] は、三体再結合の再結合速度定数⁽⁸⁵⁾、 α_{rad} [cm³/s] は放射再結合の再結合速度係数⁽⁸⁶⁾、 α_{di} [cm³/s] は二電子再結合の再結合速度係数⁽⁸⁶⁾、 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⁽⁸⁷⁾。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⁽⁸⁸⁾。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59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⁽⁸⁹⁾。

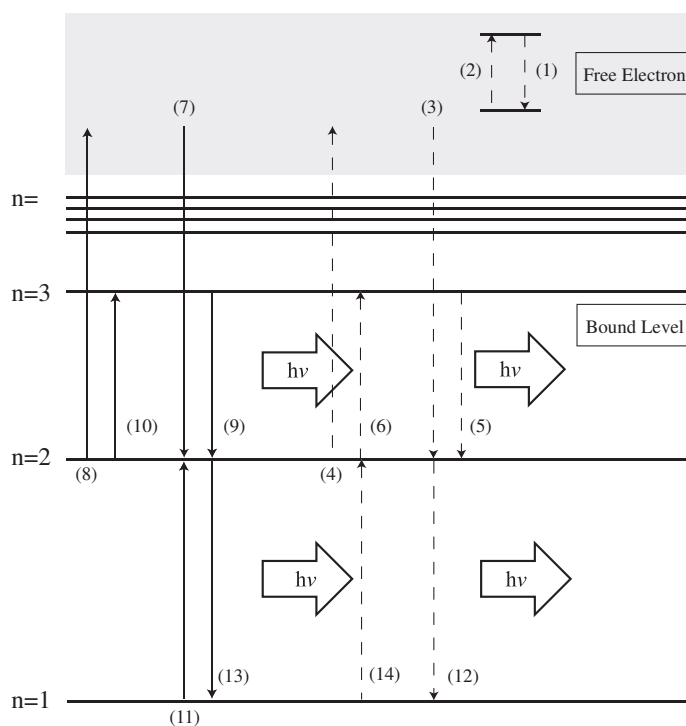


図 59 遷移過程

Fig.59 Transition process.

$$G_z(\nu, T_e) = \int_{x_0}^{\infty} \exp(-x) \cdot g_z(u_0) dx \quad (106)$$

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° 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, (90), (91), (92) 式が成立し, 式中では 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, ξ 因子とする) である。 ξ 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 ξ 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 ξ 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、 ξ 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⁽⁷⁸⁾。本論文では L.G.D'Yachkov 氏⁽⁷⁹⁾ 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 60 に陰極 (Fe, FeO) の物性値を示す。図 61 に陽極 (Cu) の物性値を示す。エンタルピーには、融点で溶融潜熱を考慮し、このエンタルピー以上の値になった領域を液体とした。また、導電率は、鉄と銅は高いが温度上昇により減少するが、酸化鉄は絶縁体であるため導電率は低い値で一定である。さらに、熱伝導率も酸化鉄は低いいため、熱抵抗が高く温度が上昇しやすい。蒸気圧については、大気圧を上限として設定した。

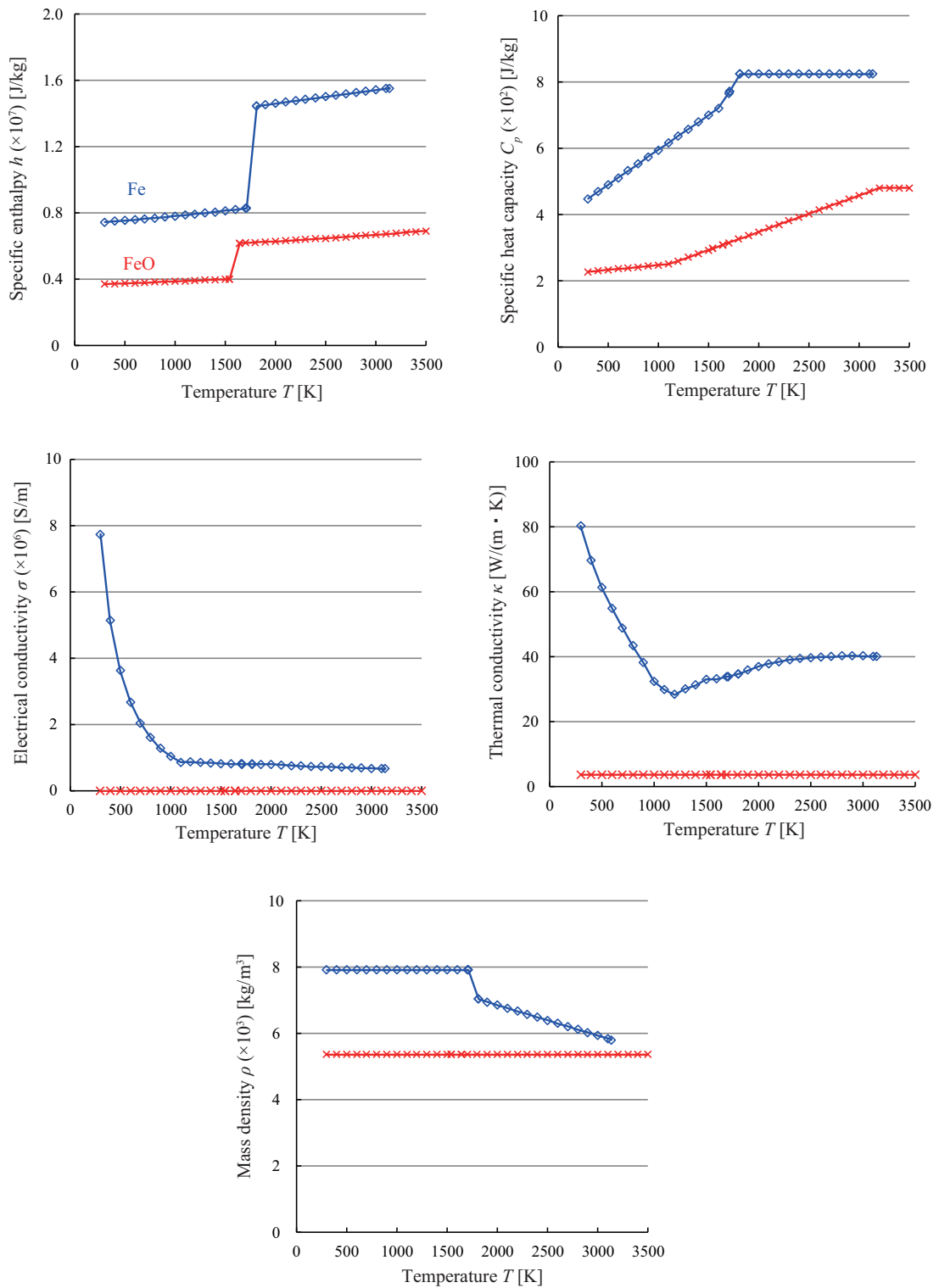


図 60 陰極の物性
Fig.60 Property of cathode.

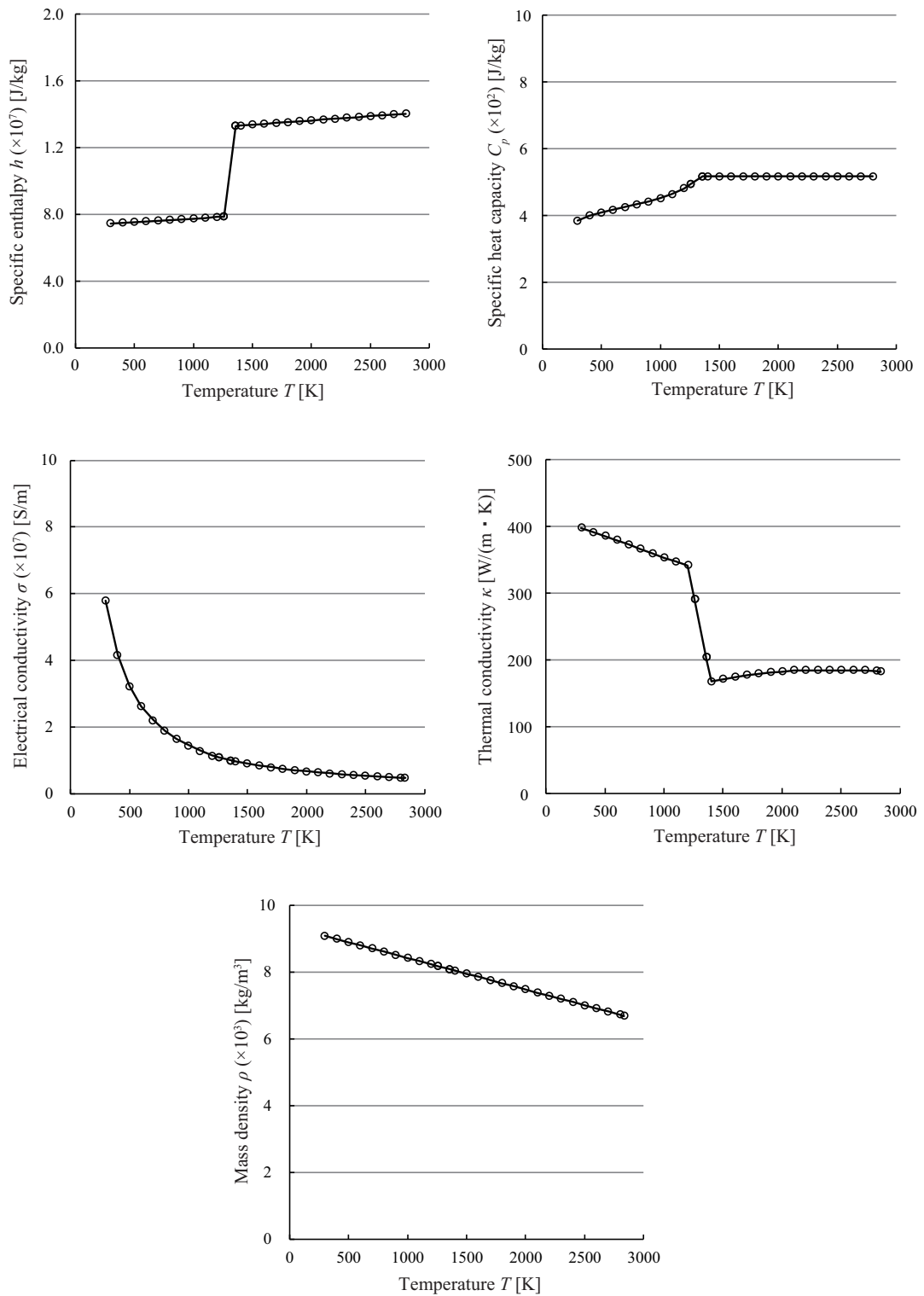


図 61 陽極の物性
Fig.61 Property of anode.

発表論文一覧

査読論文

- (1) 山本真司, 岩尾徹, 湯本雅恵: “酸化膜の厚さが及ぼす真空アーク陰極点の移動形態への寄与”, 電気学会論文誌 B, Vol.135, No.5, pp. 338-344 (2015)
- (2) Shinji Yamamoto, Toru Iwao: “Evaporation Rate of Vacuum Arc Cathode Spot Affected by Ambient Pressure”, *IEEJ Trans.P.E.*, Vol.136, No.3, pp.311-317 (2016)
- (3) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰: “真空アーク陰極点の個数と電流密度が及ぼす酸化膜の蒸発速度”, 電気学会論文誌 B, Vol.136, No.9, pp.755-760 (2016)

解説

- (1) 岩尾徹, 山本真司, 田中達朗, 真栄田義史: “金属蒸気混入アークの電磁熱流体シミュレーション”, 放電学会誌, Vol.58, No.2, pp.3-9 (2015年2月)
- (2) 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, Vol.63, No.5, pp.121-131 (2015年5月)

国際会議発表

- (1) Shinji Yamamoto, Toru Iwao, Motoshige Yumoto: “Removal Process of Cathode Spot of Vacuum Arc with Vapor from Oxide Layer”, The Papers of Joint Technical Meeting on , “Electrical Discharges”, “Switching and Protecting Engineering” and “High Voltage Engineering”, IEE Japan, ED-12-154, SP-12-80, HV-12-83, pp.135-138 (November, 2012)
- (2) S. Yamamoto, T. Iwao, M. Yumoto: “Moving Speed of Vacuum Arc Cathode Spot Mixed with Vapor from Oxide Layer and Metal Surface Affected by Oxide Layer Thickness”, 21th International Symposium on Plasma Chemistry, Web (August, 2013)

- (3) Shinji Yamamoto, Toru Iwao, Motoshige Yumoto: “ Split and Removal Process of Vacuum Arc Cathode Spot with Vapor from Oxide Layer with Changing Current ” , 13th International Symposium on Applied Plasma Science, Vol.9, pp.55-56 (September, 2013)
- (4) Shinji Yamamoto, Taira Momii, Toru Iwao, Motoshige Yumoto: “ Penetration Depth in Welding Pool Affected by Current Increment Ratio in Pulsed Arc ” , 41st International Conference on Plasma Sciences, 5C-6 (May, 2014)
- (5) Shinji Yamamoto, Toru Iwao, Motoshige Yumoto: “ Removal Speed of Vacuum Arc Cathode Spot Affected by Pressure ” , The Papers of Joint Technical Meeting on , “ Electrical Discharges ” , “ Switching and Protecting Engineering ” and “ High Voltage Engineering ” , IEE Japan, ED-14-99, SP-14-55, HV-14-111, pp.105-109 (November, 2014)
- (6) S. Yamamoto, T. Iwao: “ Molten metal shape affected by energy density of vacuum arc cathode spot ” , 22nd International Symposium on Plasma Chemistry, P-II-12-19 (July, 2015)
- (7) Shinji Yamamoto, Toru Iwao, Yoshiyasu Ehara: “ Evaporation Rate under Consideration of Pressure near Cathode Spot Affected by Moving Speed ” , 15th International Symposium on Applied Plasma Science, Vol.10, p.42 (September, 2015)
- (8) Shinji Yamamoto, Toru Iwao, Yoshiyasu Ehara: “ ELECTROMAGNETIC THERMAL FLUID SIMULATION OF VACUUM ARC CATHODE SPOT WITH VAPOR FROM OXIDE LAYER ” , 44th IEEE International Conference on Plasma Science (May, 2017)

国内学会発表

- (1) 山本真司, 岩尾徹, 湯本雅恵: 「蒸気混入が及ぼす真空アーク陰極点の移動軌跡の変化」, 2012年度 放電学会年次大会 講演論文集, p.35 (2012年12月)
- (2) Shinji Yamamoto, Toru Iwao, Motoshige Yumoto: “ Split Frequency of Vacuum Arc Cathode Spot with Changing Current ” , The Papers of Joint Technical Meeting on “ Electrical Discharges, “ Static Apparatus ” and “ Switching and Protecting Engineering ” , IEE Japan, ED-13-84, SA-13-57, SP-13-29, pp.97-100 (June, 2013)
- (3) 山本真司, 光安枝里子, 岩尾徹, 湯本雅恵: 「酸化膜厚さ変化時における真空アーク陰極点へ

- の酸化膜蒸気混入が及ぼす酸化膜除去過程の変化」, 平成 25 年 電気学会 電力・エネルギー部門大会 講演論文集, pp.27-32 (2013 年 8 月)
- (4) 岩尾徹, 山本真司, 湯本雅恵:「真空アークにおける酸化膜蒸気混入が及ぼす陰極点の移動軌跡の変化」, 平成 25 年 電気学会 電力・エネルギー部門大会 講演論文集, pp.45-46 (2013 年 8 月)
- (5) Shinji Yamamoto, Keita Ogura, Toru Iwao, Motoshige Yumoto: “Number of Vacuum Arc Cathode Spot Affected by Pressure”, The Papers of Joint Technical Meeting on “Electrical Discharges”, “Static Apparatus” and “Switching and Protecting Engineering”, IEE Japan, ED-14-70, SA-14-57, SP-14-26, pp.53-56 (June, 2014)
- (6) 山本真司, 岩尾徹, 湯本雅恵:「真空アーク陰極点の酸化膜除去過程に及ぼす圧力変化時の移動速度と電流密度」, 2014 年度 放電学会年次大会 講演論文集, p.22 (2014 年 12 月)
- (7) 山本真司, 小倉佳太, 岩尾徹, 湯本雅恵:「真空アーク陰極点の熱流束と移動速度が及ぼす酸化膜とバルクの蒸発速度」, 平成 27 年 電気学会 全国大会 講演論文集, (2015 年 3 月)
- (8) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰:「真空アークにおける陰極の蒸発速度が及ぼす移動速度」, 平成 27 年 電気学会 電力・エネルギー部門大会 講演論文集, No.293 (2015 年 8 月)
- (9) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰:「真空アーク陰極点の移動速度が及ぼす蒸気密度分布」, 平成 27 年 電気学会 基礎・材料・共通部門大会 講演論文集, (2015 年 9 月)
- (10) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰:「真空アーク陰極点の熱流束と移動速度が及ぼす蒸気質量密度」, 電気学会研究会資料, 放電/開閉保護/高電圧合同研究会, ED-15-128 SA-15-52, HV-15-94, pp.109-112 (2015 年 11 月)
- (11) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰:「真空アーク陰極点における電流変化時のエネルギーバランス」, 平成 29 年 電気学会 全国大会 講演論文集 (2017 年 3 月)
- (12) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰:「電流変化時の蒸気混入真空アークのエネルギーバランス」, 電気学会研究会資料, 放電/静止器/開閉保護合同研究会, ED-17-081, SA-17-048, SP-17-014, pp.73-77 (2017 年 7 月)
- (13) 山本真司, 岩尾徹, 江原由泰:「真空アークにおける鉄蒸気の混入が及ぼす陰極点の電流密度」, 平成 29 年 電気学会 電力・エネルギー部門大会 講演論文集, P41 (2017 年 9 月)