

溶射用熱プラズマに及ぼす電気条件および
粒子投入条件の影響

2019年 3月

齋藤 宏輝

溶射用熱プラズマに及ぼす電気条件および
粒子投入条件の影響

齋藤 宏輝

システム情報工学研究科
筑波大学

2019年 3月

概要

本論文では、アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンを対象として二次元軸対称電磁流体解析とサスペンション挙動解析を行い、プラズマジェットとサスペンションの基本的な熱的・力学的特性を調べ、プラズマジェットの高温部をサスペンションが通過することの影響を議論した。また、外部磁場印加型プラズマ溶射ガンを対象として三次元電磁流体解析と溶射粒子挙動解析を行い、外部磁場印加により生じる旋回プラズマ流の熱流動特性と、旋回流内を飛行する溶射粒子の挙動を調べ、プラズマ溶射プロセスに外部磁場を適用することの有効性を検討した。加えて、1 kW 級直流プラズマトーチを対象として、プラズマトーチの電圧特性とアーク挙動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響を実験によって調べ、電圧制御性に優れたプラズマトーチ開発の可能性について議論した。

アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンを対象とした数値解析から、電流値を増加させると電流経路の湾曲部はより上流に位置し、アーク長が短くなることによって電極間電圧は下がることがわかった。また、電流値を増加することとトーチ出口-基材間距離を近づけることは、基材近傍の溶射粒子温度と位置の分布を狭める効果があることがわかった。さらに、プラズマ-サスペンション間の双方向の運動量輸送およびエネルギー輸送を考慮するとプラズマの温度と速度は、サスペンションをアキシアルフィードすることにより大きく下がることを示した。この影響はサスペンションの供給量と共に大きくなる。以上より、アキシアルフィード方式プラズマ溶射のプラズマ特性とサスペンション挙動を調べる上で、プラズマ-サスペンション間の双方向の相互作用を考慮することの重要性を示唆した。

外部磁場印加型プラズマ溶射ガンを対象とした数値解析から、外部磁場の印加によって電極間電圧は増加し、入力電力が増加するために、外部磁場を印加しない場合と比較して高エンタルピーなプラズマジェットを生成できることを示した。磁場駆動回転アークにより生じる電圧変動は周期的な波形を示し、プラズマジェットのエンタルピーを一定の範囲に制御できることから、溶射粒子の溶融・加速状態の制御に効果的な可能性があることがわかった。一方、外部磁場印加により生じる旋回プラズマ流は、ラディアルフィードされた溶射粒子がプラズマジェットの高温部に到達することを妨げ、溶射粒子の加熱性を低下させる。この問題に対して、旋回プラズマ流の回転方向と対向する向きに溶射粒子を投入することにより、旋回流の影響を低減し、溶射粒子の加熱性を改善できる可能性を示した。

1 kW 級直流プラズマトーチを対象とした実験から、カスケード電極を利用することは電極間の時間平均電圧の制御に有効であり、外部磁場の印加は時間平均電圧を増加させる傾向があることを示した。また、カスケード電極と外部磁場を併用することにより、周期的な電圧変動を示す運転条件があることを示した。この電圧モードは電極幅の狭いアノードを用い、低流量でプラズマトーチを運転した場合に生じることがわかった。このとき、プラズマジェットの温度場および速度場の変動も周期的であることが予測され、溶射粒子の溶融・加速状態を一定の範囲内で制御できる可能性がある。

目次

第1章	序論	5
1.1	はじめに	5
1.2	大気圧プラズマ溶射	5
1.3	本研究の背景	7
1.4	本論文の目的	14
1.5	本論文の構成	15
第2章	アキシャルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンの数値シミュレーション	17
2.1	はじめに	17
2.2	数値計算モデル	17
2.2.1	分配関数	20
2.2.2	平衡粒子組成	22
2.2.3	熱力学的諸量	23
2.2.4	衝突積分	24
	中性粒子間, イオン-中性粒子間の衝突 (Ar-Ar , Ar-Ar^+ , Ar-Ar^{++})	24
	中性粒子-電子間の衝突 (Ar-e^-)	25
	荷電粒子間の衝突 (Ar^+-Ar^+ , $\text{Ar}^+-\text{Ar}^{++}$, $\text{Ar}^{++}-\text{Ar}^{++}$, Ar^+-e^- , $\text{Ar}^{++}-\text{e}^-$, e^--e^-)	25
2.2.5	輸送係数	26
	電気伝導率	26
	粘性係数	27
	熱伝導率	27
2.2.6	熱力学的諸量および輸送係数計算プログラムの妥当性	29
2.2.7	放射係数	29
2.2.8	電磁流体場の支配方程式	31
2.2.9	投入材料に関する支配方程式	33
	サスペンションに関する支配方程式	33
	分散媒蒸発後に放出される溶射粒子挙動の支配方程式	35
2.2.10	プラズマ-サスペンション間の相互作用項の算出方法	40
2.2.11	電磁流体場の解析領域内に存在するサスペンションの位置の特定手法	42
2.2.12	サスペンションの位置における電磁流体場の諸量の算出方法	42
2.3	電磁流体場とサスペンション挙動の計算の流れ	43

2.4	計算領域および計算条件	44
2.4.1	解析対象	44
2.4.2	計算領域, 境界条件	45
2.5	計算プログラムの妥当性	47
2.6	プラズマジェットとサスペンションの熱的・力学的特性に及ぼす電流値と基材位置の影響	47
2.7	プラズマジェットの熱流動特性とサスペンション挙動に及ぼすプラズマ-サスペンション間の運動量輸送およびエネルギー輸送の影響	52
2.8	まとめ	57
第3章	外部磁場印加型プラズマ溶射ガンの数値シミュレーション	59
3.1	はじめに	59
3.2	数値計算モデル	59
3.2.1	熱力学的諸量と輸送係数	60
3.2.2	電磁流体場の支配方程式	60
3.2.3	溶射粒子挙動の支配方程式	61
3.2.4	熱伝導ポテンシャルと溶射粒子の蒸発に伴う補正項の計算法	65
3.2.5	溶射粒子挙動に及ぼす重力の影響	65
3.3	電磁流体場と溶射粒子挙動の計算の流れ	66
3.4	計算領域と計算条件	66
3.4.1	解析対象	66
3.4.2	計算領域と境界条件	67
	プラズマトーチ部の境界条件	67
	プラズマジェット部の境界条件	69
3.4.3	外部磁場分布	70
3.5	解析条件	70
3.6	プラズマジェットの熱流動特性と粒子挙動に及ぼす外部磁場の影響	71
3.7	磁場駆動旋回プラズマ流中を飛行する溶射粒子挙動に及ぼす粒子投入角度の影響	77
3.8	まとめ	79
第4章	プラズマトーチの電圧特性とアーク挙動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響	81
4.1	はじめに	81
4.2	実験装置および実験条件	81
4.2.1	実験装置の構成	81
4.2.2	プラズマトーチ	82
4.2.3	実験条件	84
4.3	実験結果および考察	86
4.3.1	プラズマトーチの電圧特性に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響	86

4.3.2	電圧変動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響	92
4.4	まとめ	99
第 5 章	結論	101
	謝辞	103
	参考文献	105

目次

1.1	大気圧プラズマ溶射 (APS) 法の概略図	6
1.2	(a) ラディアルフィード型プラズマ溶射ガン, (b) アキシアルフィード型プラズマ溶射ガン	8
1.3	プラズマジェット中のサスペンションの変化の様子	9
1.4	アキシアルフィード型ツインカソードプラズマ溶射ガン	9
1.5	プラズマトーチ内のアーク	10
1.6	(a) カスケードプラズマトーチ, (b) 外部磁場印加型プラズマトーチ	12
1.7	外部磁場印加型カスケードプラズマトーチ	14
1.8	本論文の内容と構成	16
2.1	サスペンションの概略図	19
2.2	One-way coupling model と Two-way coupling model	19
2.3	アルゴンガスの (a) エンタルピー, (b) 熱伝導率, (c) 電気伝導率の Murphy ら [54] の数値解析結果との比較	30
2.4	溶射粒子の固液の分布および r_m , r_p , T_m , $T_{p,surface}$ の関係	37
2.5	計算領域の離散化およびコントロールボリュームの取り方	39
2.6	溶射粒子内部の温度勾配を考慮した場合のサスペンション中心部およびサスペンション表面の温度履歴	41
2.7	サスペンションの存在位置のセル領域内外の判定法の概略図	42
2.8	サスペンションと隣接セルの位置関係	43
2.9	Two-way coupling を考慮する際の計算の流れ	44
2.10	アキシアルフィード型プラズマトーチの概略図および寸法	45
2.11	計算領域および壁面部分の電気伝導率	46
2.12	解析結果と実験値の比較 (a) 電流値に対する電圧の推移, (b) 電流値に対する入力電力の推移)	47
2.13	ガス温度と電流密度ベクトル流線の分布	49
2.14	ガス速度と質量流束ベクトル流線の分布	49
2.15	r - z 平面におけるサスペンション軌道	50
2.16	サスペンション軌道に沿ったガスの温度履歴	50
2.17	サスペンション軌道に沿った z 方向ガス流速	50
2.18	サスペンションの温度履歴	51
2.19	サスペンションの z 方向速度履歴	51

2.20	異なる電流値に対する基材衝突直前の溶射粒子の位置と温度の分布	52
2.21	異なるトーチ出口-基材位置に対する基材衝突直前の溶射粒子の位置と温度の分布 (電流値 200 A)	52
2.22	(a)One-way coupling model と (b)Two-way coupling model におけるサスペンション位置の分布 (サスペンションペン供給量 35 g/min)	53
2.23	(a)One-way coupling model と (b)Two-way coupling model におけるガスの温度分布 (サスペンション供給量 35 g/min)	53
2.24	(a)One-way coupling model と (b)Two-way coupling model におけるガス速度と流線の分布 (サスペンション供給量 35 g/min)	54
2.25	(a)One-way coupling model と (b)Two-way coupling model における電気伝導率と電流密度ベクトル流線の分布 (サスペンション供給量 35 g/min)	54
2.26	中心軸付近を飛行するサスペンションの熱履歴とサスペンション軌道に沿ったガスの温度履歴の比較	56
2.27	中心軸付近を飛行するサスペンションの速度履歴とサスペンションの軌道に沿ったガスの速度履歴の比較	56
2.28	異なるサスペンション供給率を与えた場合の中心軸上のガス温度の分布とガス速度の分布	56
2.29	異なるサスペンション供給率を与えた場合の $z = 15$ mm の場所における r 方向の電気伝導率と電流密度の分布	56
2.30	異なるサスペンション供給率を与えた場合の中心軸付近を飛行するサスペンションの (a) 温度履歴と (b) 速度履歴	57
3.1	Chen ら [90] による熱伝導ポテンシャルの計算結果との比較	65
3.2	プラズマジェット中を飛行する溶射粒子の軌道に及ぼす重力の影響	66
3.3	電磁流体場と溶射粒子挙動の計算手順	67
3.4	(a) 計算領域と (b) プラズマトーチ部の拡大図	68
3.5	外部磁場分布 ($ B_{ex} = 0.8$ T)	70
3.6	外部磁場印加によるプラズマジェットの伸張	71
3.7	異なる外部磁場の強さに対する電圧波形 (電流値 400 A)	72
3.8	異なる電流値に対する電圧波形 ($ B_{ex} = 0.8$ T)	73
3.9	トーチ出口部から噴出するプラズマジェットの中心軸上の (a) 温度分布と (b) 速度分布に及ぼす外部磁場の影響	73
3.10	溶射粒子の (a) y 方向および (b) z 方向軌道に及ぼす外部磁場の影響	74
3.11	(a) 溶射粒子温度と (b) x 方向の溶射粒子速度の履歴に及ぼす外部磁場の影響	75
3.12	飛行時間に対する溶射粒子温度の推移に及ぼす外部磁場の影響	75
3.13	プラズマジェット下流における y - z 平面溶射粒子位置の分布と温度の分布 ((a) 外部磁場なし, (b) 外部磁場あり)	76
3.14	プラズマジェット下流における y - z 平面溶射粒子位置の分布と溶融度の分布 ((a) 外部磁場なし, (b) 外部磁場あり)	77

3.15 プラズマトーチ出口部 ($x = 139 \text{ mm}$) とジェット下流 ($x = 188 \text{ mm}$) における y - z 平面温度分布 ((a) 電流値 300 A, (b) 電流値 500 A)	78
3.16 投入角を与えた場合の y - z 平面溶射粒子位置の分布と溶融度の分布 ((a) $\theta = 0^\circ$, (b) $\theta = 10^\circ$, (c) $\theta = 30^\circ$)	79
3.17 異なる投入角度を与えた場合の電流値 (a)300 A と (b)500A における溶射粒子の溶融度の分布	80
4.1 実験装置の構成	82
4.2 外部磁場印加型プラズマトーチ	83
4.3 カスケードプラズマトーチの断面図	83
4.4 カスケード電極	84
4.5 永久磁石	84
4.6 アノード電極	86
4.7 通常の電極とカスケード電極を用いた場合の時間平均電圧の比較 (外部磁場なし)	87
4.8 通常の電極を用いた場合における電流値 40 A および電流値 100 A の電圧波形 (外部磁場なし)	88
4.9 通常の電極を用いた場合とカスケード電極 ($d = 5 \text{ mm}$) を用いた場合の電圧波形の比較 (電流値 40 A, 外部磁場なし)	88
4.10 異なる電流値に対する電圧のパワースペクトル ((a) 通常の電極, (b) カスケード電極 ($d = 5 \text{ mm}$) (外部磁場なし))	88
4.11 外部磁場印加時におけるカスケード電極を用いた場合の時間平均電圧 ((a) アノード-カソード距離 0 mm, (b) アノード-カソード距離 5 mm)	89
4.12 外部磁場の有無によるカスケードプラズマトーチ ($d = 0 \text{ mm}$) の電圧波形の比較	91
4.13 外部磁場の有無によるカスケードプラズマトーチ ($d = 5 \text{ mm}$) の電圧波形の比較	91
4.14 外部磁場印加時のカスケードプラズマトーチの電圧のパワースペクトル ((a) $d = 0 \text{ mm}$, (b) $d = 5 \text{ mm}$)	91
4.15 (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形 (外部磁場あり, 電流値 40 A, ガス流量 30 L/min, アノード電極幅 1 mm)	92
4.16 (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形 (外部磁場あり, 電流値 40 A, ガス流量 30 L/min, アノード電極幅 3 mm)	93
4.17 (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形 (外部磁場あり, 電流値 40 A, ガス流量 10 L/min, アノード電極幅 1 mm)	94
4.18 (a) 電圧波形の拡大図と (b) 発光強度の推移 (外部磁場あり, 電流値 40 A, ガス流量 10 L/min, アノード電極幅 1 mm)	95
4.19 (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形 (外部磁場あり, 電流値 40 A, ガス流量 40 L/min, アノード電極幅 1 mm)	96
4.20 異なるガス流量に対する (a) 電圧波形と (b) 電圧のパワースペクトル (外部磁場あり)	97

4.21 異なる電流値に対する (a) 電圧波形と (b) 電圧のパワースペクトル（外部磁場あり）	97
4.22 電流値 160 A で放電後に損耗したアノード電極	98
4.23 回転アークに作用する電磁力と流体抗力のつり合いの様子	99
4.24 電流値に対するアークの回転周波数の推移	99

記号表

英字

\mathbf{A}	: ベクトルポテンシャル [T·m]
A_{mn}	: 準位 m から準位 n への遷移確率 [1/s]
A_0, B_0, B_e, C_0	: 回転定数 [1/m]
a	: 熱適応係数 [-]
\mathbf{B}	: 磁束密度ベクトル [T]
\mathbf{B}_{ind}	: 誘導磁束密度ベクトル [T]
\mathbf{B}_{ex}	: 外部磁束密度ベクトル [T]
B	: 質量輸送数 [-]
C_D	: 抗力係数 [-]
$C_{p,eq}$: 平衡定圧比熱 [J/(kg · K)]
C_{pl}	: 液相の溶射粒子の比熱 [J/(kg · K)]
C_{ps}	: 固相の溶射粒子の比熱 [J/(kg · K)]
D_{ij}	: 2 成分拡散係数 [m ² /s]
d	: デバイ長 [m]
\mathbf{E}	: 電場ベクトル [V/m]
E_{flu}	: 単位質量あたりの全エネルギー [J/kg]
e	: 単位質量あたりの内部エネルギー [J/kg]
\hat{e}	: 単位モルあたりのエネルギー [J/mol]
\mathbf{F}_d	: 粒子に作用する流体抗力 [kg·m/s ²]
\mathbf{F}_t	: 粒子に作用する熱泳動力 [kg·m/s ²]
f_l	: 粒子の溶融度 [-]
\hat{G}	: 単位モルあたりのギブスの自由エネルギー [J/mol]
g_i	: 準位 i の縮重度 [-]
g_{ij}	: 粒子 i の粒子 j に対する相対速度 [m/s]
\mathbf{H}	: 磁場ベクトル [A/m]
H_{flu}	: 単位質量あたりの全エンタルピー [J/kg]
$\Delta \hat{H}_l$: 化学反応 l における反応熱 [J/mol]
h	: 単位質量あたりのエンタルピー [J/kg]
h_s	: プラズマとサスペンション間の対流熱伝達係数 [W/(m ² · K)]
\hat{h}	: 単位モル当りのエンタルピー [J/mol]
$\Delta \hat{h}_F^0$: 0 K における標準生成エンタルピー [J/mol]
\mathbf{I}	: 単位ベクトル [-]
\mathbf{J}	: 電流密度ベクトル [A/m ²]
k_p	: 粒子の熱伝導率 [W/(m · K)]
Kn	: Knudsen 数 [-]
L_m	: 粒子の溶融潜熱 [J/kg]

L_v	: 粒子の蒸発潜熱 [J/kg]
M	: モル質量 [kg/mol]
m	: 粒子の質量 [kg]
\dot{m}	: 粒子の質量減少率 [kg/s]
N	: 粒子数 [-]
Nu	: Nusselt 数 [-]
\mathbf{n}	: 単位法線ベクトル [-]
n	: 数密度 [1/m ³]
n_{sp}	: 混合気体において考慮する化学種数 [-]
n_{vib}	: 振動モード数 [-]
p	: 圧力 [N/m ² (=Pa)]
Pr	: Prandtl 数 [-]
Q	: 分配関数 [-]
Q_j	: 化学種 j の分配関数 [-]
$Q_{ij}^{(l)}$: 化学種 i と化学種 j の衝突断面積 [m ²]
q	: プラズマから粒子への熱流束 [W/m ³]
q_c	: 蒸発と Knudsen 効果を考慮しないときのプラズマから粒子への熱流束 [W/m ³]
q_r	: 粒子表面からの輻射による熱損失 [W/m ³]
q_{rad}	: 放射熱損失 [W/m ³]
R	: 気体定数 [J/(kg · K)]
R_a	: アノードの径 [m]
R_c	: カソードの径 [m]
Re	: Reynolds 数 [-]
r	: 半径 [m]
S_M	: プラズマ-サスペンション間の運動量輸送項 [N/m ³]
S	: セル界面の面積 [m ²]
S_E	: プラズマ-サスペンション間のエネルギー輸送項 [W/m ³]
S_{hc}	: 熱伝導ポテンシャル [W/m]
Sc	: Schmidt 数 [-]
Sh	: Sherwood 数 [-]
T	: 温度 [K]
T_j	: ジャンプ温度 [K]
T_n	: 準位 n における電子励起エネルギー [1/m]
t	: 時間 [s]
\mathbf{u}	: 速度ベクトル [m/s]
V	: セルの体積 [m ³]
v	: 体積 [m ³]
v_w	: 平均分子速度 [m/s]

X : モル数 [mol]
 x : モル分率 [-]
 x_{pi} : 粒子の位置 [m] ($i = 1, 2, 3$)
 Y^* : 粒子表面近傍の蒸気の質量分率 [-]
 y : 質量分率 [-]
 Z_j : 化学種 j の電荷数 [-]
 z^* : ジャンプ距離 [m]

ギリシャ文字

β_{il} : 化学反応 l における化学種 i の化学量論係数 [-]
 γ : 比熱比 [-]
 ϵ : 粒子の熱放射率 [-]
 ϵ_i : 準位 i におけるエネルギー [J]
 ϵ_{cont} : 連続スペクトルの放射エネルギー [W/(m³·sr)]
 ϵ_{line} : 線スペクトルの放射エネルギー [W/(m³·sr)]
 ϵ_{total} : 全放射エネルギー [W/(m³·sr)]
 $\theta_{E,n}$: 電子特性温度 [K]
 θ_R : 直線分子の回転特性温度 [K]
 $\theta_{R,A}, \theta_{R,B}, \theta_{R,C}$: 非直線分子の回転特性温度 [K]
 θ_V : 二原子分子の振動特性温度 [K]
 $\theta_{V,l}$: 多原子分子の振動特性温度 [K]
 κ : 熱伝導率 [W/(m·K)]
 μ : 粘性係数 [kg/(m·s)]
 μ_{ij} : 換算質量 [kg]
 $\hat{\mu}$: 化学ポテンシャル [J/mol]
 $\hat{\mu}^0$: 標準化学ポテンシャル [J/mol]
 ν_{mn} : 準位 m から準位 n への遷移における放射光の波長 [m]
 ρ : 質量密度 [kg/m³]
 σ : 対称数 [-]
 σ_e : 電気伝導率 [s³A²/(m²·kg)(=S/m)]
 $\bar{\tau}$: 粘性応力テンソル [Pa]
 ϕ : スカラーポテンシャル [V]
 ω_e, ν_e : 準位 e における波数 [1/m]
 $\bar{\Omega}^{(l,s)}$: 衝突積分 [m²]

定数

c : 光速, 2.99792458×10^8 [m/s]
 e : 電荷素量, $1.602176487 \times 10^{-19}$ [C]

h_P : Planck 定数, $6.62606896 \times 10^{-34}$ [J·s]
 k_B : Boltzmann 定数, $1.3806504 \times 10^{-23}$ [J/K]
 N_A : Avogadro 数, $6.02214179 \times 10^{23}$ [1/mol]
 p_0 : 標準圧力, 101325.0 [Pa]
 R_{univ} : 一般気体定数, 8.314472 [J/(mol·K)]
 ϵ_0 : 真空誘電率, $8.854187817 \times 10^{-12}$ [F/m]
 μ_0 : 真空の透磁率, $1.25663706 \times 10^{-6}$ [H/m]
 π : 円周率, 3.141592654 [-]
 σ_{SB} : Stefan-Boltzmann 定数, $5.67037321 \times 10^{-8}$ [W/(m²·K⁴)]

添え字

$conv$: 対流による成分
 el : 電子励起モード
 e : 電子
 h : 重粒子
 int : 内部状態和
 mol : 分子
 p : 溶射粒子
 re : 化学反応による成分
 rot : 回転モード
 s : サスペンション
 tr : 並進モード
 tur : 乱流による成分
 vib : 振動モード
 v : 蒸発
 w : 粒子表面
 $wall$: 壁面
 r, θ : ベクトルの r, θ 方向成分

第1章 序論

1.1 はじめに

2011年3月11日に発生した東日本大震災による福島第一原子力発電所事故以降、我が国の電力供給の大半は火力発電に依存している [1]。しかし、発電に必要な化石燃料には限りがあり、火力発電は多量の温室効果ガスを排出するため、エネルギーセキュリティの強化および地球環境保全の観点から、火力発電システムの高効率化は極めて重要である。火力発電の効率向上には燃焼ガスの温度を高めることが第一であり、次世代 1700°C 級ガスタービンの実用化を目指して、国家プロジェクトのもと核となる要素技術の開発が推進されている [2]。

ガスタービンの高温化を実現する上で重要な技術の一つに、タービン翼の遮熱コーティングがある。タービン翼の材料として用いられる Ni 基超合金の耐熱温度は 1000-1100°C 程度であり、そのままでは目標とする高温環境下で使用できない。そこで、イットリア安定化ジルコニア (YSZ) などの耐熱性の高いセラミクス材料をタービン翼表面にコーティングし、高温の燃焼ガスからタービン翼を保護する。高温部品への遮熱コーティングには大気圧プラズマ溶射 (APS: Atmospheric Plasma Spraying) 法または電子ビーム物理蒸着 (EB-PVD: Electron Beam-Physical Vapor Deposition) 法を適用することが主流であるが、経済的かつ大型部品への適用が可能であることから、タービン翼の遮熱コーティングには通常 APS 法が用いられる [3-5]。1700°C 級ガスタービンを実現するためには、高耐熱性をもつ材料の開発や冷却技術の改善に加えて、APS 法による遮熱コーティング技術の革新が不可欠である。

1.2 大気圧プラズマ溶射

溶射法は表面改質技術の一つであり、高温・高速のガス流によって溶融・加速した微粒子を基材表面に衝突させ、コーティング皮膜を形成することを基本原理とする。1909年にスイスの M. U. Schoop によって開発された金属溶射に始まって以来、100年以上の歴史を有する技術である [6]。現在では、機械部品に耐熱性、耐摩耗性、耐腐食性などを付与し、部品の耐久性を向上する目的で、航空宇宙分野、エネルギー分野、自動車産業の分野などで広く用いられている [7]。ガス流の生成法や成膜原理によって様々な溶射法が存在するが、工業分野で一般的に用いられる溶射法は、可燃性ガスの燃焼炎を利用するガス式溶射法と、誘導加熱や直流アーク放電によりプラズマ流を生成する電気式溶射に大別される [8]。

第二次世界大戦後に登場した APS 法では、高温・高速のガス流を生成するために、大気圧環境下で直流アーク放電を利用する。APS 法の概略図を図 1.1 に示す。プラズマ溶射で用いられるプラズマトーチは通常、棒状のカソードとそれを覆う円筒形のアノードからなり、こ

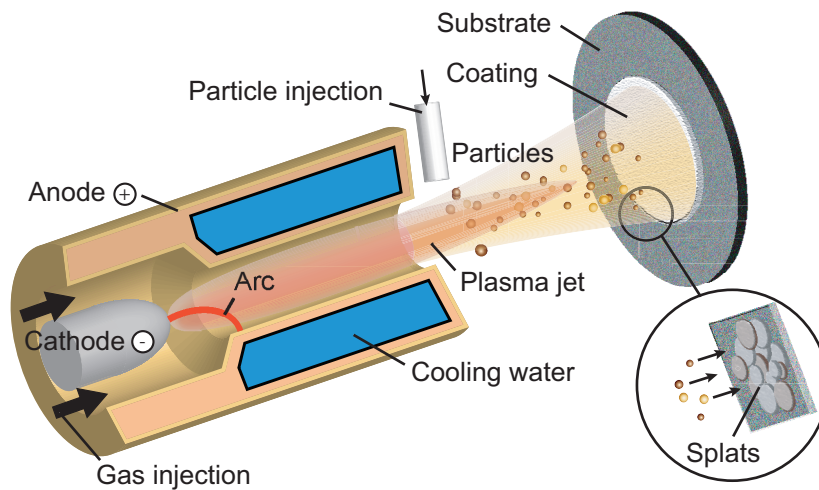


図 1.1: 大気圧プラズマ溶射（APS）法の概略図

これらの電極間にアーク放電を発生することでプラズマジェットを生成する．成膜に至るまでのプロセスは以下の三つのプロセスから構成される．

1. 溶射装置上流から流入した作動ガスをアノード-カソード間の直流アーク放電によって加熱・加速し，プラズマジェットを生成する．
2. 数十 μm 程度の大きさをもつ金属やセラミックスの溶射粒子を装置出口部から投入し，プラズマジェットによって溶融・加速する．
3. 溶融・加速した粒子が基材に衝突し，積層・凝固することでコーティング皮膜を形成する．

作動ガスには通常，アルゴン（Ar），ヘリウム（He）等の電離しやすい希ガスを主ガスとして用い，プラズマジェットによる溶射粒子の加熱性を高めるために水素（ H_2 ）や窒素（ N_2 ）等の分子性ガスを副ガスとして添加する．生成されるプラズマは電子温度と重粒子温度がほぼ等しい熱プラズマである．燃焼炎では生成できない 10000 K を超える高温のプラズマ流をつくれるため，高融点をもつ金属やセラミックスを溶射できることが最大の特徴である．この特徴から，ガスタービン翼の遮熱コーティングに用いられ，燃焼ガスの高温化に欠くことのできない重要な技術となっている．また，自動車産業や電子産業，医療分野でも広く応用されている [7]．

産業界に欠かせない技術の APS 法であるが，生成される皮膜の制御性および再現性に乏しいという技術的課題を抱えている．その要因の一つとして，プラズマ溶射上流プロセスにおける溶射粒子の溶融・加速状態の分布制御が困難であることが挙げられる．プラズマ溶射プ

プロセスの理想は、投入した一つ一つの溶射粒子が一様に加熱され、融点以上を保った状態で基材に衝突することである [9]。加えてこのとき、溶射粒子は成膜に至るよう十分に高速であることが要求される。しかし、溶射粒子の速度の増加はプラズマ内の溶射粒子の滞在時間および加熱時間を短くする。すなわち、衝突速度と加熱時間はトレードオフの関係にあり、適切なプラズマトーチの運転条件の設定は容易ではない。また、個々の溶射粒子の溶融・加速状態は、電極間で発生するアークの変動や溶射粒子の投入条件、プラズマ-溶射粒子間の相互作用の影響を強く受けるため、理想的な溶射プロセスの実現は現状困難である [9]。皮膜の制御性および再現性を向上し、革新的な技術を開発するためには、いかに溶射粒子の溶融・加速状態を制御するかが重要となる。

1.3 本研究の背景

プラズマ溶射粒子の溶融・加速状態の分布制御を困難にする根本的な問題には、溶射粒子の投入方法に起因する問題と電極間アークの変動に起因する問題が挙げられる。以下では、これら二つの問題について詳細を述べる。

まず、溶射粒子の投入方法に起因する問題について述べる。一般的なプラズマ溶射ガンは図 1.2(a) に示すように、プラズマトーチ出口部においてプラズマジェットの流れ方向に垂直に溶射粒子を投入するラディアルフィード方式である。構造がシンプルで扱いやすいことから、現在世界中で運転されている溶射ガンのほとんどがこの方式である。しかし、投入した溶射粒子を一様に加熱することが難しいことに課題がある。一般に投入時の溶射粒子径は分布をもち、個々の溶射粒子がもつ運動量には個体差がある。そのため、溶射粒子の全てがプラズマジェットの高温部を通過して、適切に溶融・加速されとは限らない。たとえば、プラズマジェット投入時に溶射粒子のもつ慣性が小さすぎると、溶射粒子はプラズマジェットの周縁部ではじかれ十分に加熱されない。逆に、プラズマジェット投入時に溶射粒子のもつ慣性が大きすぎると、溶射粒子はプラズマジェットの高温部を通過したのち、ジェットの反対側へ突き抜け、これも十分に加熱されない。先行研究では Vardelle ら [10] によって、実験と数値解析からプラズマジェット中の溶射粒子挙動が詳細に調べられており、投入時に小さな径をもつ溶射粒子は十分な運動量をもたないために、プラズマジェットの高温部を通過しない可能性が指摘されている。また、Williamson ら [11] は数値解析から、プラズマジェット中の溶射粒子挙動に及ぼす溶射粒子径や溶射粒子密度の影響を調べ、ジェット下流における溶射粒子の温度・速度は投入時の粒子径に強く依存することを示している。十分に溶融・加速されない溶射粒子の存在は、皮膜の制御性と再現性を悪化させるとともに成膜効率を下げるため、極力排除することが望ましい。

そこでラディアルフィード方式の溶射ガンに対して、溶射粒子をプラズマジェットの流れ方向に平行に投入するアキシアルフィード方式の溶射ガンが提案されている。図 1.2(b) にアキシアルフィード型プラズマ溶射ガンの概略図を示す。通常、電極の内部から溶射粒子をアキシアルフィードしようとした場合、溶融した溶射粒子が電極内に付着しやすく、これが溶射粒子の連続供給を阻害する原因となる。この問題を回避するため、カソード電極と溶射粒子

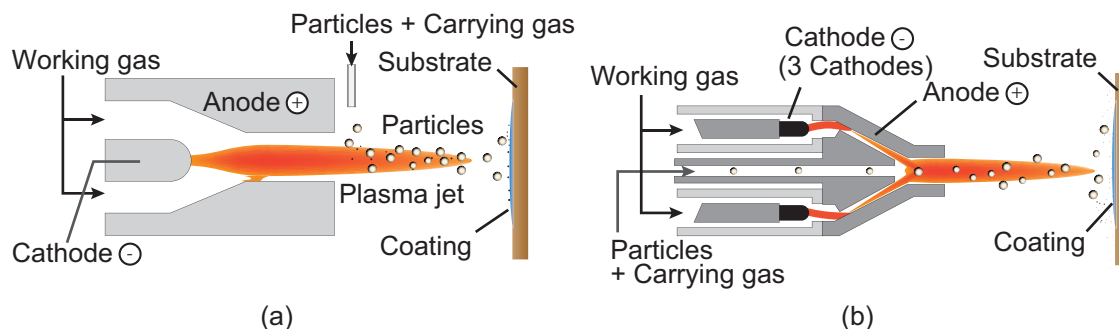


図 1.2: (a) ラディアルフィード型プラズマ溶射ガン, (b) アキシアルフィード型プラズマ溶射ガン

供給ポートを別軸としたマルチカソード型プラズマトーチが Minnesota 大学 [12, 13] や British Columbia 大学 [14, 15] のグループによって開発され, 研究が行われてきた. 商用のアキシアルフィード型プラズマ溶射ガンの代表的なものには, Northwest Mettech 社製の Axial III [16] がある. アキシアルフィード型プラズマ溶射ガンでは, 電極の内部から溶射粒子を供給し, プラズマジェット内に投入する. 溶射粒子は必然的にプラズマジェットの高温部を通過するため, ラディアルフィード型溶射ガンに比較して溶射粒子の加熱・加速性に優れることが期待される. また, プラズマジェットの流れ方向と溶射粒子の投入方向が同じであることで, 個々の溶射粒子の軌跡および熱履歴の分布を狭める効果も期待できる.

アキシアルフィード型プラズマ溶射ガンは, 溶射粒子の連続供給の問題やスピittingと呼ばれる現象が生じやすいことから, ラディアルフィード型プラズマ溶射ガンに比較すると稼働している絶対数は圧倒的に少ない. ここでスピittingとは, 溶射ガン内で溶融・堆積した溶射材料の一部が塊となって排出され, 溶射皮膜に混入する現象である. しかし近年では, アキシアルフィード型溶射ガンを用いたサスペンションプラズマ溶射 (ASPS: Axial Suspension Plasma Spraying) について, 様々な研究報告がなされている. サスペンションプラズマ溶射は, 固体の溶射粒子を直接投入する従来の方法とは異なり, 水やエタノールといった分散媒に溶射粒子を混合したサスペンションをプラズマジェットに投入する [17, 18]. 分散媒を用いることで, 従来の APS 法より小さな $5\text{ }\mu\text{m}$ 以下の径をもつ溶射粒子を利用することができる. 図 1.3 にプラズマジェット中におけるサスペンションの変化の様子を示す. 同図より, サスペンションの分散媒はプラズマジェットからの加熱により蒸発する. 分散媒の蒸発とともに, 分散媒中の溶射粒子は凝集し, 固体粒子が放出される. この粒子が溶融・加速した状態で基材に衝突することで成膜に至る. これまで Axial III を用いた ASPS 法の研究が多く報告されており, Tang ら [19] は, ASPS 法を用いることで, EB-PVD 法で生成した遮熱コーティングにみられるような柱状構造をもつ皮膜を生成できることを報告している. EB-PVD 法による柱状構造をもつ皮膜は熱サイクル負荷に強いことから, 過酷な熱耐久性が求められるジェットエンジン等に用いられている [3, 4]. しかし, EB-PVD 法はコストが高いため, ASPS 法で

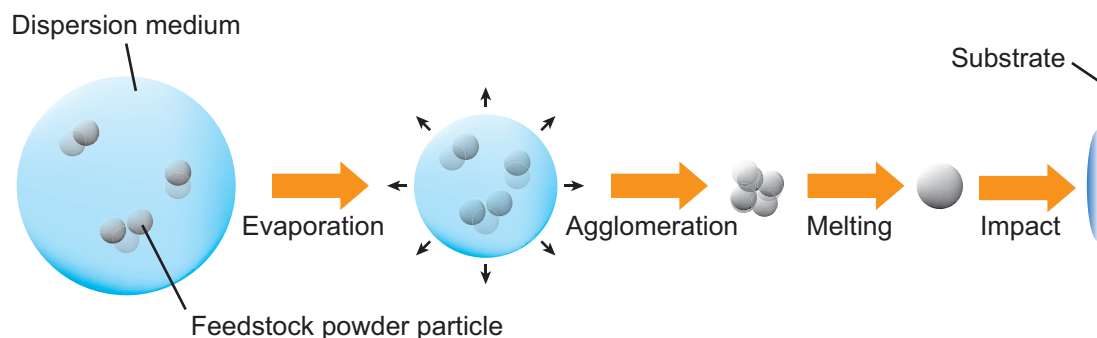


図 1.3: プラズマジェット中のサスペンションの変化の様子

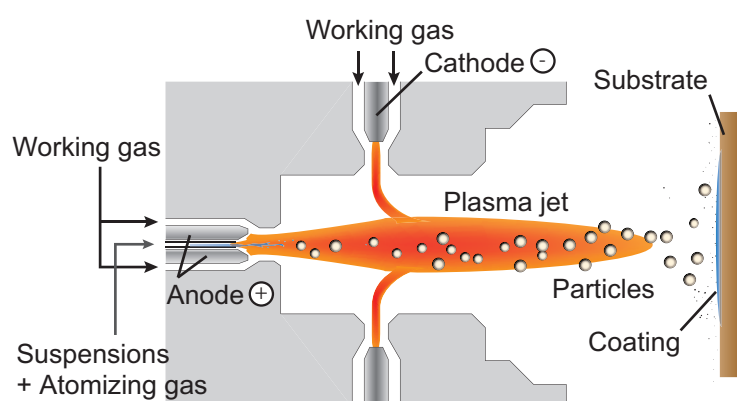


図 1.4: アキシアルフィード型ツインカソードプラズマ溶射ガン

代替できることの意義は大きい。また，Ganvir ら [20] は，基材の距離や投入電力，サスペンションの供給率を変化させることにより，多孔質構造をもつ皮膜から柱状構造をもつ皮膜まで，様々な構造をもつ皮膜を生成できることを示した．Zhou ら [21] は，アキシアルフィード方式の方がラディアルフィード方式に比較して高い成膜効率が得られることを報告している．また近年では，中空構造をもつ電極内部から二重管ノズルを用いてサスペンションをアキシアルフィードし，通常のパラズマトーチとは電極の極性を逆にしたツインカソードプラズマ溶射ガンの研究も進められている [22,23]．この溶射ガンを参考としたアキシアルフィード型プラズマ溶射ガンの概略図を図 1.4 に示す．この溶射ガンはアノードから離れた下流に二つのカソードが配置されており，通常溶射ガンと比較して高電圧かつ低電流で運転される．そのため，分子性のガスを使用せず，アルゴンガスのみを用いて溶射することができる．基材距離とサスペンションの濃度を変更することにより，多孔質な構造をもつ皮膜から緻密な構造をもつ皮膜まで生成できることが報告されている [22,23]．

上記のように魅力的な成膜特性をもつ ASPS 法であるが，プラズマ流の熱流動特性に及ぼすサスペンションをアキシアルフィードすることの影響や，プラズマの高温部を通過したのち基材に至るまでのサスペンション挙動は明らかにされておらず，溶射プロセスの制御に関

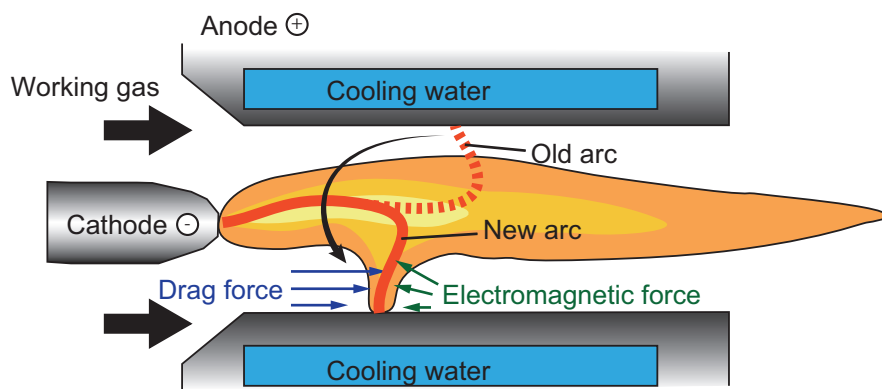


図 1.5: プラズマトーチ内のアーク

して経験的な知見に頼らざるを得ないのが現状である。ASPS 法のプロセスの理解を深めるための一つの手段としては、プラズマジェット中を飛行するサスペンション挙動を実験的に観察することが挙げられる。しかし、サスペンションプラズマで用いる溶射粒子の粒径は通常の APS 法に比べて小さいため、粒子の挙動計測は難しいのが現状である [24]。そこで数値解析により、アキシアルフィードされたサスペンションの挙動がこれまでに調べられてきた。Ozturk ら [25] は液滴挙動に及ぼす液滴投入方式の影響を調べ、アキシアルフィードされた液滴はラディアルフィードされた場合に比較して、高温に達するまでの時間が相対的に短いことを示した。Xiong ら [26] は、サスペンション挙動に及ぼす溶射粒子径の影響を調べ、溶射粒子径は溶射粒子温度に強く影響する一方で、溶射粒子速度にはあまり影響しないことを示した。これらの研究はプラズマ流中にアキシアルフィードされたサスペンション挙動の基本的な特性を明らかにした。しかし、いずれの研究もプラズマ溶射ガンの出口以降を解析対象としており、溶射ガン内部のプラズマ流およびサスペンション挙動の特性やプラズマ-サスペンション間の相互作用の影響は考慮されていない。プラズマ流の高温部をサスペンションが通過するアキシアルフィード方式の溶射ガンでは、プラズマとサスペンションは強く相互作用することが予想されるため、この影響を考慮してサスペンション挙動を調べることは重要である。10000 K を超える過酷な温度環境下とプラズマの強い発光のために、溶射ガン内部の直接観察は容易ではない。そこで、数値解析から溶射ガン内部のプラズマとサスペンションの挙動を調べるのが有効であると考えられる。

次に、溶射粒子の溶融・加速状態の分布制御を妨げる二つ目の問題として、電極間で発生するアークの変動 [27] について述べる。電極間のアークは流入するガスから受ける流体抗力とアーク電流と自己誘起磁場の相互作用により発生する電磁力を受け（図 1.5）、電極間で流れ方向および周方向に運動する。加えて多くの場合には絶縁破壊を伴い、アノード側アーク端部の位置が電極上で瞬時にジャンプする現象も生じる。こうしたアークの変動は、電極上の局所的な電流集中を緩和するため、電極損耗を防ぐために不可欠な現象である。しかし、APS

法では定電流源を用いてプラズマトーチを運転するため、電極間でアークが変動するとそれに伴ってアーク抵抗が変わり、電極間電圧も変動する。電極間電圧の変動は入力電力の変動につながるため、プラズマトーチから噴出するプラズマジェットの数値場と温度場も変動する [28–31]。また、プラズマトーチ内でアークが変動すること自体によっても、プラズマジェットの数は生じる。その結果、プラズマジェット中を飛行する溶射粒子の溶融・加速状態に個体差が生じるため、アークの変動は皮膜の制御性と再現性を悪化させる要因となる。Bisson ら [32,33] は溶射粒子の温度と速度に及ぼすアーク電圧変動の影響を調べ [32]、生成される皮膜構造は電圧変動モードの差に強く影響されることを報告している [33]。

プラズマトーチ内のアーク変動を引き起こす要因とその影響について理解を深め、APS 法の皮膜制御性を向上するため、これまで多くの研究が行われてきた。プラズマトーチ内のアークの変動とそれに伴う電圧変動について明確に指摘したのは、Wutzke ら [34,35] である。Wutzke らは観察窓のついたアーク風洞を用いた実験を行い、観察されるアークの変動と計測される電圧から、アークの変動モードを三つに分類した [34]。これら三つのモードは Steady mode, Takeover mode, Restrike mode と定義される。Steady mode では、アノード側アーク端が電極上の一箇所に集中し、このとき計測される電圧値は時間的にほぼ一定となる。Takeover mode では、アノード側アーク端がガスの流れ方向に周期的な挙動をみせ、これに伴って電圧波形も周期的な挙動を見せる。Restrike mode では、絶縁破壊によるアノード側アーク端の瞬間的なジャンプが観察されることが特徴であり、このときには不規則かつ変動の大きい電圧波形が観察される。こうしたアークの変動を引き起こす要因の一つとして、アークに作用する流体抗力と電磁力が指摘されている [35]。

Coudert ら [36] はアノード電極表面とアーク挙動の関係について指摘し、新しい電極でアークが滑らかに動く場合を Sliding mode、電極の損耗が進行し、アークの局所的な集中が生じる場合を Stagnation mode と分類した。Duan ら [37] は電圧計測とプラズマトーチ正面方向からの高速度カメラの撮影により、アーク挙動と電圧変動の関係を調べ、アノード壁上の低温ガスの境界層厚さと電圧モードの関係について指摘した。また、境界層が薄いときに Steady mode になりやすく、厚くなるにつれて Restrike mode に遷移しやすいことを示し、境界層の厚さは電流値の増加とガス流量の減少により薄くなると結論付けた。Noguès ら [38] の実験では、ガス流量よりも電流値の方が、境界層厚さに強く影響すると述べている。電流値とガス流量に対するアーク変動の傾向や電極の損耗によるアークの集中については、Dorier ら [39] による実験でも同様の傾向が報告されている。また、Zhao ら [40] は高速度カメラと分光計測によるアーク挙動の観察と電圧計測とを行い、アーク変動に含まれる周波数成分を調べることで、アーク変動に及ぼすプラズマトーチの電源の影響を指摘した。こうした研究から、アークの変動が生じる要因は徐々に明らかになってきている。しかし、電極の損耗を防ぎつつ、アークの変動を極力排除するような具体的な方策は、未だ確立されているとは言い難い。安定したプラズマジェットを生成し、溶射粒子の溶融・加速状態の分布制御性に優れたプラズマトーチの開発が望まれている。

アークの変動を抑制する目的で開発されたプラズマトーチにカスケードプラズマトーチがある [41–43]。カスケードプラズマトーチの概略図を図 1.6(a) に示す。カスケードプラズマトー

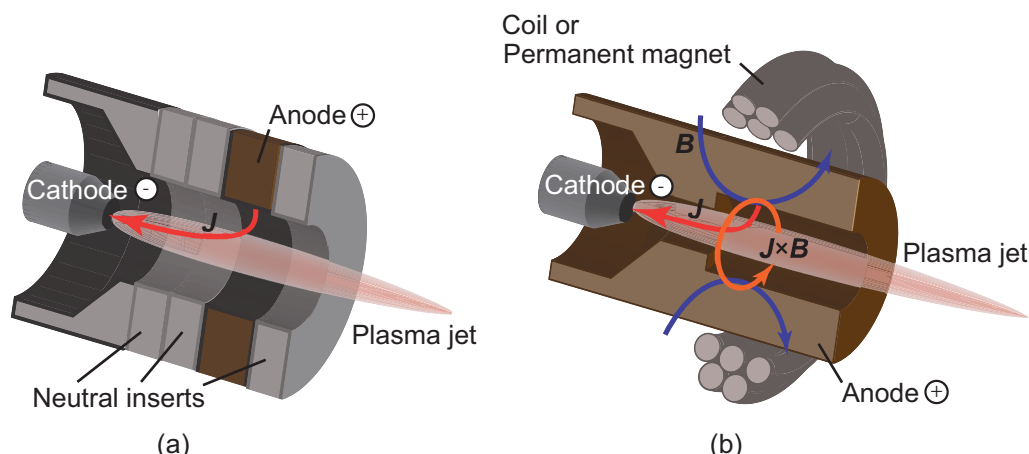


図 1.6: (a) カスケードプラズマトーチ, (b) 外部磁場印加型プラズマトーチ

チとは、通常の間筒形のアノード電極の代わりに、絶縁体のリングと導体のリングを重ねた構造からなるカスケード電極を使用したプラズマトーチである。カスケード電極は 1968 年に登場したとされる Advanced Plasma Gun [44] をはじめとして、aelikon metco 社製の三電極型プラズマ溶射ガン TRIPLEX [45] など採用されている。絶縁リングの数を変更することで、アノード-カソード間のアーク長を制御することができ、時間平均電圧を制御することができる。たとえば、絶縁リングの数を増やし、電極間のアーク長を伸ばすことで、分子性のガスを用いなくても高エネルギーのプラズマジェットを生成することが可能である。また、カスケード電極を用いることにより、アノード側アーク端の可動域が導体リング上に制限されるため、電圧変動の振幅の抑制が期待できる。TRIPLEX を用いた実験では、通常のプラズマトーチと比較して電圧変動が大幅に抑制されることが報告されている [7]。しかし、周方向のアークの移動やアークの変動に伴う電圧変動の問題は依然として存在する。

アークの変動を抑制する目的で、プラズマトーチに外部磁場を印加する方法も提案されている。外部磁場印加型プラズマトーチの概略図を図 1.6(b) に示す。プラズマトーチに外部磁場を印加すると、アーク電流と外部磁場の相互作用により、プラズマトーチ周方向に電磁力が発生する。この電磁力はアノード電極の周方向にアークを回転させる。その結果、局所的な電流集中が緩和され、アノード電極寿命の向上が期待される。電極寿命の向上は、産業機器にとってコストや安定した連続運転の観点から非常に重要であるため、プラズマトーチに外部磁場を印加する方法は従来から利用されてきた [41,46]。しかし近年では、電極寿命向上効果だけでなく、電圧変動を抑制することを目的に、プラズマトーチに外部磁場を印加する効果を調べる研究が進められている。Li ら [47] は、ICCD カメラによるアークの可視化を行い、外部磁場によりアノード側アーク端が周方向に回転かつ電極周方向全体に拡散して存在しているように見える場合を Fully diffuse mode と定義した。このモードのとき、一本のアノード側アーク端が周方向に回転する場合に比較して、電圧の変動幅が大きく低減することを報告している。Hu ら [48] は異なる大きさの外部磁場を印加した場合の電圧波形とそのパワースペ

クトルを調べた。その結果から、適切な強さの外部磁場を加えた場合には、電圧変動の振幅が小さくなり、電圧変動を抑制できる可能性を示した。一方で、外部磁場を印加することで必ずしも電圧変動が抑制されるわけではなく、Goyal ら [49] による外部磁場駆動回転アークを対象とした電圧計測では、外部磁場による電圧変動抑制効果は確認できない。また、電子温度が重粒子温度に比べて高い状態にある非平衡プラズマにおいても、外部磁場駆動の回転アークは研究がなされている。Wang ら [50] は外部磁場の強さを大きくするにつれて、アークが Restrike する回数が増え、電圧変動が抑制されることを報告している。この実験における電流値や電圧値はプラズマ溶射に用いられる設定値とは大きく異なるが、外部磁場によってアーク電圧の変動を抑制できる可能性について言及している点で共通している。

外部磁場の印加はアークの変動抑制に効果的な可能性があり、速度場と温度場の変動が少ないプラズマジェットを生成できる可能性がある。しかし、プラズマ溶射プロセスに外部磁場を適用し、その有効性を検討する上では、プラズマ流の熱流動特性と溶射粒子の溶融・加速状態に及ぼす外部磁場の影響も考慮しなければならない。電極内部のアーク挙動とプラズマ特性に及ぼす外部磁場の影響は、これまで数値解析によって調べられてきている。Park ら [51] は電極内部のアーク挙動とプラズマ特性に及ぼす外部磁場の影響を調べるため、三次元電磁流体解析を行った。数値解析の結果から、外部磁場印加により電極内のアークは螺旋構造をとって回転し、プラズマジェットは強い旋回流成分をもつことを示した。また、Baeva ら [52] は熱非平衡性を考慮した三次元電磁流体解析を行い、アークの構造やプラズマの熱非平衡性に及ぼす外部磁場の影響について報告している。これらの数値解析による結果は、実験では観察の難しい電極内部のアークの構造を明らかにし、アークの回転に起因して強い旋回流が生じることを示した。しかし、プラズマ溶射で重要である電極間電圧に及ぼす外部磁場の影響は言及されていない。また、解析はプラズマトーチ内部に限定されており、プラズマトーチから噴出する回転プラズマ流の熱流動特性に及ぼす磁場駆動回転アークの影響は示されていない。加えて、磁場印加によって生じるアークの回転周波数は数百 Hz から数 kHz 程度であり、プラズマ旋回流に投入される溶射粒子の挙動に強く影響すると予想される。プラズマジェットの熱流動特性と溶射粒子挙動に及ぼす磁場駆動回転アークの影響を明らかにすることは、プラズマ溶射プロセスに外部磁場を適用する上で重要と考えられる。

上記で述べたカスケード電極と外部磁場の利用は、アークの運動を制御することで電圧変動の抑制を目指す点で共通している。しかし、制御の方針は異なっており、カスケード電極は流れ方向のアークの可動域を制限する。一方で、外部磁場の印加はアークの回転運動を促す。アークの可動域を制限することとアークの運動を促すことは矛盾しているようにも考えられるが、上記の先行研究の結果を受けると流れ方向にはアークの運動を制限し、周方向にはアークの運動を促すことが電圧変動の抑制に効果的であることを示唆しているとも解釈できる。そこで考えられることは、カスケード電極と外部磁場を両用することにより、相乗的なアーク電圧変動の抑制効果を得られる可能性である（図 1.7）。上記で述べたカスケード電極と外部磁場の利点をそれぞれ生かすことで、時間平均電圧を調節可能かつ電圧変動の少ない電圧制御性に優れたプラズマトーチを開発できる可能性がある。

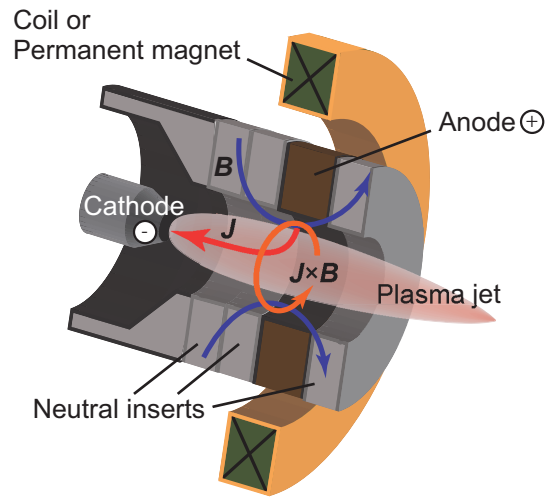


図 1.7: 外部磁場印加型カスケードプラズマトーチ

1.4 本論文の目的

以上の背景から本論文では，プラズマ溶射皮膜の制御性および再現性の向上に資するべく，溶射用熱プラズマと溶射粒子の挙動に及ぼす溶射粒子をアキシアルフィードすることの影響および外部磁場とカスケード電極を利用することの影響を明らかにし，プラズマ溶射上流プロセスの制御性向上に貢献することを目指す．具体的な研究項目を以下に示す．

1. アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンを対象として，電極内部から基材までを解析領域に含めた二次元軸対称電磁流体解析とサスペンション挙動解析を行う．運転パラメータである電流値と基材位置を変化させた場合に対して，プラズマジェットとサスペンションの基本的な熱的・力学的特性を理解する．プラズマ-サスペンション間の双方向の運動量輸送とエネルギー輸送を考慮した場合としない場合の解析結果を比較し，プラズマジェットの熱流動特性とサスペンション挙動に及ぼすサスペンションをアキシアルフィードすることの影響を調べる．
2. 外部磁場印加型プラズマ溶射ガンを対象として，三次元電磁流体析と溶射粒子挙動解析を行う．プラズマジェットの熱流動特性と旋回流内を飛行する溶射粒子の挙動に及ぼす磁場駆動回転アークの影響を調べる．また，溶射粒子を効率的に加熱する観点から，磁場駆動旋回プラズマ流に溶射粒子を投入する方法について調べる．これらの内容からプラズマ溶射プロセスに外部磁場を適用することの有効性を検討する．

3. 直流プラズマトーチを対象として、電流・電圧計測および高速度カメラによるアーク挙動の可視化を行う。プラズマトーチの電圧特性とアーク挙動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響を調べ、電圧制御性に優れたプラズマトーチ開発の可能性について議論する。

1.5 本論文の構成

図 1.8 に本論文の内容と構成を示す。本論文は全 5 章から構成される。

第 1 章では、本研究の背景と目的を述べた。

第 2 章では、アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンを対象として、プラズマジェットとサスペンションの基本的な熱的・力学的特性を調べ、プラズマジェットの熱流動特性とサスペンション挙動に及ぼすサスペンションをアキシアルフィードすることの影響を数値解析から議論する。

第 3 章では、外部磁場印加型プラズマ溶射ガンを対象として、外部磁場印加によって生じる旋回プラズマ流の熱流動特性と旋回流内を飛行する溶射粒子の挙動を数値解析から明らかにすることを目的とする。また、その結果を受けて、旋回流に溶射粒子を投入する方法について新たな提案を行うとともに、プラズマ溶射に外部磁場を利用することの有効性について検討する。

第 4 章では、直流プラズマトーチを対象として、プラズマトーチの電圧特性とアーク挙動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響を実験によって調べ、電圧制御性に優れたプラズマトーチ開発の可能性について議論する。

第 5 章では、本研究の結果をまとめ、本論文の結論とする。

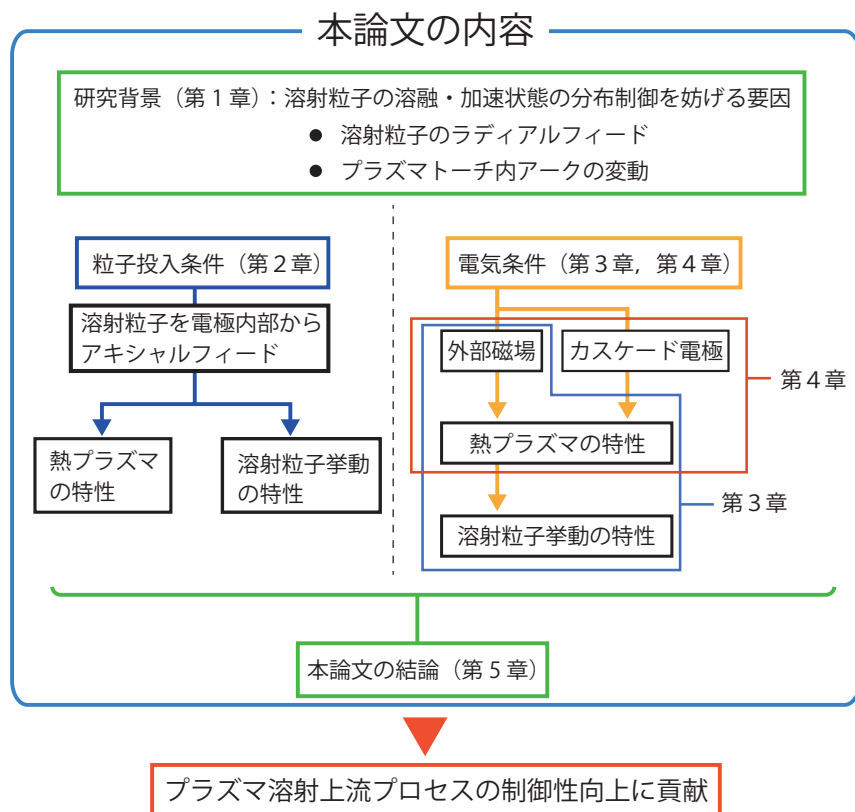


図 1.8: 本論文の内容と構成

第2章 アキシャルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンの数値シミュレーション

2.1 はじめに

アキシャルフィード型サスペンションプラズマ溶射 (ASPS: Axial Suspension Plasma Spraying) 法を用いることで、電子ビーム物理蒸着 (EB-PVD: Electron Beam-Physical Vapor Deposition) 法で生成した遮熱コーティングにみられるような柱状構造をもつ皮膜を生成できることが報告されている [19,20]. EB-PVD 法は成膜コストが ASPS 法に比較して高いため、ASPS 法で代替できるようになることの意義は大きい. 魅力的な成膜特性をもつ ASPS 法であるが、プラズマ流の熱流動特性に及ぼすサスペンションをアキシャルフィードすることの影響や、プラズマの高温部を通過したのち基材に至るまでのサスペンション挙動は明らかにされておらず、溶射プロセスの制御に関して経験的な知見に頼らざるを得ないのが現状である.

これまで、Ozturk ら [25] や Xiong ら [26] の数値解析によって、プラズマ流中にアキシャルフィードされたサスペンション挙動の基本的な特性が調べられてきた. しかし、いずれの研究もプラズマ溶射ガンの出口以降を解析対象としており、溶射ガン内部におけるプラズマ流およびサスペンション挙動の特性やプラズマ-サスペンション間の相互作用の影響は考慮されていない. プラズマ流の高温部をサスペンションが通過するアキシャルフィード型溶射ガンでは、プラズマとサスペンションは強く相互作用することが予想されるため、この影響を考慮してプラズマジェットとサスペンション挙動を調べることは重要である. そこで本章では、電極内部から基材までを解析領域に含めた二次元軸対称電磁流体解析とサスペンション挙動解析を行い、アキシャルフィード型プラズマトーチで生成されたプラズマジェットとサスペンションの基本的な熱的・力学的特性を調べる. さらに、プラズマ-サスペンション間の双方向の運動量輸送とエネルギー輸送の影響を調べ、プラズマジェットの熱流動特性とサスペンション挙動に及ぼすサスペンションをアキシャルフィードすることの影響を明らかにする.

2.2 数値計算モデル

本章の解析では文献 [22,23] の実験で用いられたアキシャルフィード型ツインカソードプラズマ溶射ガンを解析対象とした. この溶射ガンは電極の配置等三次元的な構造をもつが、二つの対向するカソードが左右対称に配置されており、構造の対称性が高い. また、サスペンションは溶射ガンの中心軸付近から供給するため、溶射材供給に関しては三次元性を無視で

きる．そこで本章では計算コスト削減の観点から，溶射ガンは軸対称形状をもつと仮定して，軸対称二次元解析を行った．

熱プラズマの平均自由行程は通常数 μm 程度であり，プラズマトーチの形状の代表長は mm オーダーである．そのため，Knudsen 数は十分小さいと判断し，電磁流体場は連続流体として取り扱った．電磁流体場の解析にあたって，以下のことを仮定した．

- 作動ガスおよび周囲のガスはアルゴン（Ar）ガスである．
- Ar ガスの構成化学種は Ar, Ar^+ , Ar^{++} , e^- とする．
- プラズマおよび周囲のガスは局所熱化学平衡（Locally Thermal and Chemical Equilibrium: LTCE）状態である．
- プラズマは光学的に薄い．
- プラズマは理想気体であり，相変化は生じない．
- 重力の影響を無視する．
- 電極の溶発を無視する．
- 構成粒子同士の衝突は二体衝突のみを仮定し，三体以上の衝突は無視する．

一方で，数～数十 μm のオーダーをもつ溶射粒子の径を代表長とした場合には，Knudsen 数が十分に小さいとは言えない．そこで，プラズマ-サスペンション間の運動量輸送とエネルギー輸送に関して，Knudsen 効果を考慮したモデルを用いた．図 2.1 にサスペンションの概略図を示す．本論文では，溶射粒子・分散媒・サスペンションという用語をそれぞれ，以下のように定義する．

- 溶射粒子

皮膜を形成する材料の粒子のことを指す．本研究では酸化ジルコニア（ ZrO_2 ）を仮定する．

- 分散媒

溶射粒子と混合した状態でプラズマトーチ内に投入される液体のことを指す．本研究ではエタノール（ $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ）を仮定する．

- サスペンション

図 2.1 に示すように，分散媒と溶射粒子が混合したものを指す．また，分散媒蒸発後の溶射粒子のことも指す．

サスペンションの軌道解析，温度解析に際しては，以下のことを仮定した．

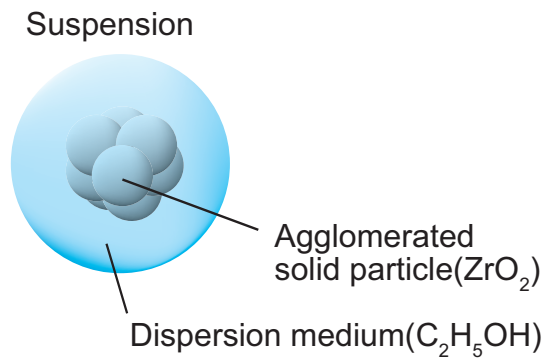


図 2.1: サスペンションの概略図

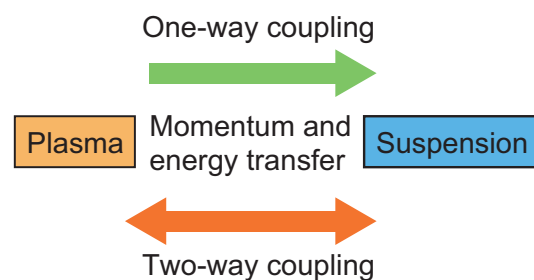


図 2.2: One-way coupling model と Two-way coupling model

- サスペンションには図 2.1 に示すように複数の溶射粒子が集まった凝集粒子が一滴あたり一つ含まれる。
- サスペンションは球形を仮定する。
- サスペンションに作用する力は抗力のみである。
- サスペンションの衝突および分裂は起こらないとする。
- サスペンション内部および溶射粒子内部に温度勾配は存在しない。
- サスペンションの半径は分散媒の蒸発に必要な潜熱を受け取るまで一定の値をもつ。
- 凝集している固体粒子は分散媒の蒸発時に分裂するが、このとき個別の粒子の径、温度、軌道は同一である。

本研究では、プラズマ-サスペンション間の相互作用を考慮する場合に、One-way coupling model と Two-way coupling model を用いる。図 2.2 に示すように、One-way coupling model ではプラズマからサスペンションへの運動量輸送およびエネルギー輸送の影響のみを考慮する。Two-way coupling model ではプラズマからサスペンションへの運動量輸送およびエネルギー輸送に加えて、サスペンションからプラズマへの運動量輸送およびエネルギー輸送の影響も考慮する。

2.2.1 分配関数

以下では、電磁流体解析で必要となるプラズマの熱力学的諸量および輸送係数の導出法について述べる。本研究では、用いるガスとしてアルゴンを仮定しているが、以下では分子性のガスも考慮した一般的な場合について記述する。熱統計力学的な手法により平衡粒子組成および熱力学的諸量を計算する上で、分配関数 Q を計算する必要がある。ボルツマン分布を仮定すると、各準位 i におけるエネルギー ϵ_i とその縮重度 g_i を用いて分配関数は次式で定義される。

$$Q = \sum_i^{\infty} g_i e^{-\epsilon_i/k_B T} \quad (2.1)$$

剛体回転子および調和振動子を仮定すると、分配関数は各エネルギーモードの積として表すことができ、各化学種 j ごとに並進モード Q_j^{tr} と内部状態和 Q_j^{int} の積として以下のように書ける。

$$Q_j = Q_j^{tr} Q_j^{int} \quad (2.2)$$

ここで、内部状態和 Q_j^{int} は単原子分子と多原子分子で異なる。単原子分子の場合は、電子励起モード Q_j^{el} によってのみ決定される。多原子分子の場合は、電子励起モードの他に回転モード Q_j^{rot} と振動モード Q_j^{vib} の影響も考慮する必要がある。これらをまとめると、内部状態和は次式のように表される。

$$Q_j^{int} = \begin{cases} Q_j^{el} & (\text{atoms}) \\ Q_j^{rot} Q_j^{vib} Q_j^{el} & (\text{molecules}) \end{cases} \quad (2.3)$$

次に、各エネルギーモードの計算方法について述べる。その際分配関数 Q_j は各化学種ごとであることを前提に下付き j は省略する。

並進分配関数

$$\begin{aligned} Q^{tr} &= \sum_{n=1}^{\infty} g_n \exp\left(-\frac{\epsilon_n}{k_B T}\right) \\ &= \left(\frac{2\pi m k_B T}{h_P^2}\right)^{\frac{3}{2}} v \end{aligned} \quad (2.4)$$

状態方程式 $p = nk_B T$ より、式 (2.4) は次式のように書き換えられる。

$$Q^{tr} = \left(\frac{2\pi m k_B T}{h_P^2}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{k_B T}{p} \quad (2.5)$$

なお、後述する式 (2.17) の化学ポテンシャルの導出の際に用いられる分配関数は、標準圧力 p_0 基準であるため、上式における圧力 p は p_0 となる。

電子励起分配関数

本解析は大気圧環境を仮定したため、電子励起準位の上限を補正する Lowering potential [53] の効果は無視した。この効果は高圧環境になるほど大きくなり、Murphy ら [54] によれば、10 気圧環境下で粘性係数に及ぼす Lowering potential の有無による差は 5% 程度と報告されている。Ionization limit 下に無限個のエネルギー準位が存在するとして、 Q^{el} は次式で与えられる。

$$Q^{el} = \sum_{n=0}^{\infty} g_n \exp\left(-\frac{\theta_{E,n}}{T}\right) \quad (2.6)$$

上式において、エネルギー準位 n における電子特性温度 $\theta_{E,n}$ は、電子励起エネルギー T_n を用いて以下で表される。ここで T_n の単位はカイザー [1/cm] が多く用いられ、SI 単位系に換算するためには 100 倍する必要がある。

$$\theta_{E,n} = 100 \frac{h_{PC} T_n}{k_B} \quad (2.7)$$

数値計算では n を有限の値として、[55] [56] のデータベースを参照して決定した。 g_n , T_n は文献 [56–58] のデータを使用した。

回転分配関数

回転分配関数は直線分子と非直線分子で分けられる。

<直線分子の回転分配関数>

Mulholland の近似より次式で与えられる。

$$Q^{rot} = \frac{T}{\sigma \theta_R} \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\theta_R}{T} \right) + \frac{1}{15} \left(\frac{\theta_R}{T} \right)^2 + \frac{4}{315} \left(\frac{\theta_R}{T} \right)^3 \right] \quad (2.8)$$

式 (2.8) において、 σ は対称数であり、非対称分子は 1、対称分子は 2 とおく。また、回転の特性温度 θ_R は、回転定数 (spectral band constant) B_e より次式で与えられる。

$$\theta_R = 100 \frac{h_{PC} B_e}{k_B} \quad (2.9)$$

<非直線分子の回転分配関数>

非直線分子の場合、分子は三つの慣性モーメントの主軸をもっており、回転分配関数は次式で与えられる。

$$Q^{rot} = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\pi \left(\frac{T^3}{\theta_{R,A} \theta_{R,B} \theta_{R,C}} \right)} \quad (2.10)$$

ここで特性温度 $\theta_{R,A}$, $\theta_{R,B}$, $\theta_{R,C}$ はそれぞれ式 (2.9) と同じように、

$$\theta_{R,A} = 100 \frac{h_{PC} A_0}{k_B}, \quad \theta_{R,B} = 100 \frac{h_{PC} B_0}{k_B}, \quad \theta_{R,C} = 100 \frac{h_{PC} C_0}{k_B} \quad (2.11)$$

となる。

振動分配関数

振動分配関数は二原子分子と多原子分子で計算式が異なる．

<二原子分子の振動分配関数>

$$Q^{vib} = \frac{1}{1 - \exp(-\theta_V/T)} \quad (2.12)$$

ここで振動の特性温度 θ_V は，波数 ω_e から次式で与えられる．

$$\theta_V = 100 \frac{h_P c \omega_e}{k_B} \quad (2.13)$$

<多原子分子の振動分配関数>

多原子分子は分子構造が直線か非直線かにより振動モードの数が異なる．分子内の原子の数を N とすると，振動モード数 n_{vib} は，直線分子で $3N - 5$ 個，非直線分子で $3N - 6$ 個となる．ここで，振動の分配関数は，

$$Q^{vib} = \prod_l^{n_{vib}} \frac{1}{1 - \exp(-\theta_{V,l}/T)} \quad (2.14)$$

と表される．ここで振動の特性温度は，各振動モードごとに式 (2.13) と同様に次式で与えられる．

$$\theta_{V,l} = 100 \frac{h_P c \nu_l}{k_B} \quad (2.15)$$

2.2.2 平衡粒子組成

ガスの平衡粒子組成は，系の Gibbs 自由エネルギーを最小化させる方法を用いて計算した．系の Gibbs 自由エネルギー \hat{G} および粒子 j の化学ポテンシャル $\hat{\mu}_j^0(T)$ はそれぞれ以下のように与えられる．

$$\begin{aligned} \hat{G} &= \sum_{j=1}^{n_{sp}} x_j \hat{\mu}_j(T) \\ &= \sum_{j=1}^{n_{sp}} x_j \left[\hat{\mu}_j^0(T) + R_{univ} T \ln \left(\frac{x_j}{\sum_{i=1}^{n_{sp}} x_i} \frac{p}{p_0} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\hat{\mu}_j^0(T) = -R_{univ} T \ln [Q_j(T)] + \Delta \hat{h}_{F,j}^0 \quad (2.17)$$

ここで、圧力基準は標準圧力 (101,325 Pa), 温度基準は 0 K とした. また, $\Delta\hat{h}_F^0$ の値は文献 [57] [59] を参照した. 式 (2.16) の Gibbs の自由エネルギーの最小化には最適化手法の一つである RAND 法 [60] を用いた.

2.2.3 熱力学的諸量

RAND 法から各化学種のモル分率 x_j が導出される. 質量分率 y_j はモル分率 x_j から以下の式で計算する.

$$y_j = \frac{x_j M_j}{\sum_{j=1}^{n_{sp}} x_j M_j} \quad (2.18)$$

混合ガスの質量密度 ρ , 気体定数 R はそれぞれ以下のように表される.

$$\rho = \frac{p}{R_{univ} T} \frac{1}{\sum_{j=1}^{n_{sp}} y_j / M_j} \quad (2.19)$$

$$R = R_{univ} \sum_{j=1}^{n_{sp}} \frac{y_j}{M_j} \quad (2.20)$$

各化学種の数密度 n_j は以下で表される.

$$n_j = \frac{x_j p}{k_B T} \quad (2.21)$$

混合ガスの内部エネルギーおよびエンタルピーは次式で与えられる.

$$e = \sum_{j=1}^{n_{sp}} y_j (e_j + \Delta\hat{h}_{F,j}^0) = \sum_{j=1}^{n_{sp}} y_j \left[\frac{3}{2} \frac{R_{univ}}{M_j} T + \frac{R_{univ}}{M_j} T^2 \frac{\partial}{\partial T} (\ln Q_j^{int}) + \frac{\Delta\hat{h}_{F,j}^0}{M_j} \right] \quad (2.22)$$

$$h = \sum_{j=1}^{n_{sp}} y_j (h_j + \Delta\hat{h}_{F,j}^0) = \sum_{j=1}^{n_{sp}} y_j \left[\frac{5}{2} \frac{R_{univ}}{M_j} T + \frac{R_{univ}}{M_j} T^2 \frac{\partial}{\partial T} (\ln Q_j^{int}) + \frac{\Delta\hat{h}_{F,j}^0}{M_j} \right] \quad (2.23)$$

また, 平衡定圧比熱 $C_{p,eq}$ は次式で表される.

$$C_{p,eq} = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (2.24)$$

比熱比 γ は次式より計算した

$$\gamma = \frac{C_{p,eq}}{C_{p,eq} - R} \quad (2.25)$$

2.2.4 衝突積分

ボルツマン方程式の近似解法である Chapman-Enskog 法 [61] では，電気伝導率，粘性係数，熱伝導率といった輸送係数を，衝突積分 $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ という変数を用いて表現している．衝突積分 $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ は温度 T の関数であり，衝突する二つの粒子 i と粒子 j の相互作用ポテンシャルに依存する． l と s は求める輸送係数の近似の次数に関係し，高次近似の輸送係数を要求するほど多くの $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ が必要になる．輸送係数を実際に計算する場合には計算の便宜上， $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ を剛体球を仮定して求めた衝突積分 $[\Omega_{ij}^{(l,s)}]_{rigsph}$ で除した値が一般的に利用される．この衝突積分を $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ で表すことにすると， $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ は次式で与えられる [62]．

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{4(l+1)}{(s+1)![2l+1-(-1)^l]} \int_0^\infty \exp(-\gamma_{ij}^2) \gamma_{ij}^{2s+3} Q_{ij}^{(l)} d\gamma_{ij} \quad (2.26)$$

ここで， γ_{ij} ， $Q_{ij}^{(l)}$ はそれぞれ次式で与えられる．

$$\gamma_{ij} = \sqrt{\frac{\mu_{ij} g_{ij}^2}{2k_B T}} \quad (2.27)$$

$$Q_{ij}^{(l)} = 2\pi \int_0^\infty (1 - \cos^l \chi) b db \quad (2.28)$$

ここで，衝突断面積 $Q_{ij}^{(l)}$ の計算で必要となる散乱角 χ は次式で与えられる．

$$\chi = \pi - 2b \int_{r_m}^\infty \frac{dr/r^2}{(1 - V/E - b^2/r^2)^{1/2}} \quad (2.29)$$

衝突積分 $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ を求めるためには，各種粒子間衝突の相互作用ポテンシャルに基づいて，式 (2.26)，式 (2.28)，式 (2.29) の半無限積分を計算する必要がある．これまで，様々な相互作用ポテンシャルに対する衝突積分について，計算値や計算値から近似した Fitting 関数が求められている．本論文で用いた各種衝突積分のモデルについて以下に示す．

中性粒子間，イオン-中性粒子間の衝突 (Ar-Ar, Ar-Ar⁺, Ar-Ar⁺⁺)

中性粒子間，イオン-中性粒子間の衝突積分には，Gupta ら [63] による Fitting 関数と Bruno ら [64] による Fitting 関数を用いた．Gupta らの Fitting 関数は $\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ と $\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ についてそれぞれ，以下の式で与えられる．

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} = \left[\exp(D_{\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}}) \right] T \left[A_{\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} (\ln T)^2 + B_{\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \ln T + C_{\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}} \right] \quad (2.30)$$

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} = \left[\exp(D_{\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}}) \right] T \left[A_{\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}} (\ln T)^2 + B_{\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}} \ln T + C_{\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}} \right] \quad (2.31)$$

本研究では Ar-Ar, Ar-Ar⁺ の衝突積分に対して式 (2.30) と式 (2.31) を利用した。Fitting 関数の係数を求めるための衝突積分のデータは, Ar-Ar については文献 [65], Ar-Ar⁺ については [66] から引用した。

また, Ar-Ar⁺⁺ の衝突積分に関しては, 次式に示す Bruno ら [64] の Fitting 関数を用いた。

$$\begin{aligned} \ln\Omega^{(l,s)*} = & \{\alpha_1(\beta) + \alpha_2(\beta)x\} \frac{e^{(x-\alpha_3(\beta))/\alpha_4(\beta)}}{e^{(x-\alpha_3(\beta))/\alpha_4(\beta)} + e^{(\alpha_3(\beta)-x)/\alpha_4(\beta)}} \\ & + \alpha_5(\beta) \frac{e^{(x-\alpha_6(\beta))/\alpha_7(\beta)}}{e^{(x-\alpha_6(\beta))/\alpha_7(\beta)} + e^{(\alpha_6(\beta)-x)/\alpha_7(\beta)}} \end{aligned} \quad (2.32)$$

ここで式 (2.32) の換算衝突積分 $\ln\Omega^{(l,s)*}$ と衝突積分 $\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ は次式の関係にある。

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \pi\sigma^2\Omega^{(l,s)*} = \pi(x_0r_e)^2\Omega^{(l,s)*} \quad (2.33)$$

式 (2.32) と式 (2.33) 中に含まれる各種の係数は Bruno ら [64] によってテーブル化されており, 本研究でもその値を用いた。

中性粒子-電子間の衝突 (Ar-e⁻)

単原子の電離反応が活発となる高温領域では, 中性粒子-電子間の衝突が活発となる。Ar-e⁻ の衝突については, 次式に示す Bruno ら [64] の Fitting 関数を用いた。

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{g_3 T_{\ln}^{g_6} \exp[(T_{\ln} - g_1)/g_2]}{\exp[(T_{\ln} - g_1)/g_2] + \exp[-(T_{\ln} - g_1)/g_2]} + g_7 \exp\left[-\left(\frac{T_{\ln} - g_8}{g_9}\right)^2\right] + g_4 + g_{10} T_{\ln}^{g_5} \quad (2.34)$$

ここで $T_{\ln} \equiv \ln T$ である。式 (2.34) 中の Ar-e⁻ 衝突に対する係数 $g_1 - g_{10}$ は文献 [64] を参照した。

荷電粒子間の衝突 (Ar⁺-Ar⁺, Ar⁺-Ar⁺⁺, Ar⁺⁺-Ar⁺⁺, Ar⁺-e⁻, Ar⁺⁺-e⁻, e⁻-e⁻)

荷電粒子間の衝突では, 相互作用ポテンシャルとして, Shielded Coulmb potential を仮定した。この場合の $l = 1, 2$ に対する衝突断面積 $Q_{ij}^{(l)}$ は Liboff [67] によって示されており, $l = 3, 4$ の場合は Devoto [68] によって与えられている。これら衝突断面積を用いて計算される衝突積分も, Devoto [68] によって次のような関数として与えられている。

$$\begin{aligned} \bar{\Omega}_{ij}^{(1,s)} &= \frac{4\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln\Lambda - \frac{1}{2} - 2\bar{\gamma} + \psi(s) \right] \\ \bar{\Omega}_{ij}^{(2,s)} &= \frac{12\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln\Lambda - 1 - 2\bar{\gamma} + \psi(s) \right] \\ \bar{\Omega}_{ij}^{(3,s)} &= \frac{12\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln\Lambda - \frac{7}{6} - 2\bar{\gamma} + \psi(s) \right] \end{aligned}$$

$$\bar{\Omega}_{ij}^{(4,s)} = \frac{16\pi}{s(s+1)} b_0^2 \left[\ln \Lambda - \frac{4}{3} - 2\bar{\gamma} + \psi(s) \right] \quad (2.35)$$

ここで、 $\bar{\gamma}$ はオイラー定数 ($\bar{\gamma} \simeq 0.5772$) である。また、 Λ , $\psi(s)$ および平均衝突パラメータ b_0 は次式で与えられる。

$$\Lambda = \frac{2d}{b_0} \quad (2.36)$$

$$\psi(s) = \sum_{n=1}^{s-1} \frac{1}{n} \quad (\text{ただし}, \psi(1) = 0) \quad (2.37)$$

$$b_0 = \frac{Z_i Z_j e^2}{2kT} \quad (2.38)$$

なお、 Z は各粒子の電荷数であり、デバイ長 d は次式で与えられる。

$$d = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_e e^2}} \quad (2.39)$$

ただし、式 (2.35), 式 (2.36), 式 (2.38), 式 (2.39) は CGS 単位系で記述されていることに注意する必要がある。

なお、 $\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ と $\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ の値については、文献 [65, 69] に記載されている関数を用いた。

2.2.5 輸送係数

電気伝導率

電気伝導率の計算には、Devoto [70] の式を用いた。電気伝導率は自由電子の拡散係数 D_{ee} を用いて以下で与えられる。

$$\sigma_e = \frac{e^2 n_e n m_e}{\rho k_B T} D_{ee} \quad (2.40)$$

上式では、電気伝導率に及ぼすイオンの影響は無視している。ここで D_{ee} は近似精度によって以下のように与えられる。

$$[D_{ee}]_1 = \frac{3n_e \rho}{2nm_e} \left(\frac{2\pi k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \frac{1}{q_{00}} \quad (2.41)$$

$$[D_{ee}]_2 = \frac{3n_e \rho}{2nm_e} \left(\frac{2\pi k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \frac{q_{11}}{q_{00} q_{11} - q_{01}^2} \quad (2.42)$$

拡散係数の近似精度の差による電気伝導率の差は、多価イオンが優位になる高温域ほど大きくなる。0.1 MPa の圧力環境下において、一次近似の拡散係数を用いた場合の電気伝導率は、二次近似の拡散係数を用いた場合の電気伝導率と比較して、10000 K で約 20%, 20000 K で約

37%小さく計算される．本解析では，10000 K を超える温度域を扱うため，二次近似の拡散係数 $[D_{ee}]_2$ を用いて電気伝導率を計算した．ここで， q^{00} ， q^{01} ， q^{11} は以下の式で与えられる．

$$q_{00} = 8 \sum_{j \neq e} n_e n_j \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} \quad (2.43)$$

$$q_{01} = 8 \sum_{j \neq e} n_e n_j \left\{ \frac{5}{2} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - 3 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} \right\} \quad (2.44)$$

$$q_{11} = 8 \sqrt{2} n_e^2 \bar{\Omega}_{ee}^{(2,2)} + 8 \sum_{j \neq e} n_e n_j \left\{ \frac{25}{4} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - 15 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + 12 \bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} \right\} \quad (2.45)$$

粘性係数

粘性係数 μ の導出には，Chapman-Enskog 法の一次近似に基づく Gupta-Yos による近似式 [63] を用いた．粘性係数は，重粒子による寄与 μ_h と自由電子による寄与 μ_e の和になるが，自由電子の質量は重粒子に比べ非常に小さいため， μ_e については無視した．粘性係数は次式で与えられる．

$$\mu = \left(\sum_{i=1}^{n_{sp}} \frac{x_i}{A_i + a_{av}} \right) \left(1 - a_{av} \sum_{i=1}^{n_{sp}} \frac{x_i}{A_i + a_{av}} \right)^{-1} \quad (2.46)$$

上式において a_{av} ， A_i はそれぞれ以下のように与えられる．

$$a_{av} = \left[\sum_{i=1}^{n_{sp}} \sum_{j=1}^{n_{sp}} x_i x_j \left(\frac{1}{A_i} - \frac{1}{A_j} \right)^2 a_{ij} \right] \cdot \left[\sum_{i=1}^{n_{sp}} \sum_{j=1}^{n_{sp}} x_i x_j \left(\frac{1}{A_i} - \frac{1}{A_j} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.47)$$

$$a_{ij} = \frac{N_A}{M_i + M_j} (2\Delta_{ij}^{(1)} - \Delta_{ij}^{(2)}) \quad (2.48)$$

$$A_i = \sum_{j=1}^{n_{sp}} x_j \frac{N_A}{M_i} \Delta_{ij}^{(2)} \quad (2.49)$$

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{8}{3} \left(\frac{2M_i M_j}{\pi R_{univ} T (M_i + M_j)} \right)^{1/2} \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (2.50)$$

$$\Delta_{ij}^{(2)} = \frac{16}{5} \left(\frac{2M_i M_j}{\pi R_{univ} T (M_i + M_j)} \right)^{1/2} \bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} \quad (2.51)$$

熱伝導率

熱伝導率は，並進熱伝導率 κ_{tr} ，内部熱伝導率 κ_{int} ，反応熱伝導率 κ_{re} の和として次式のよう表される．

$$\kappa = \kappa_{tr} + \kappa_{int} + \kappa_{re} \quad (2.52)$$

ここで並進熱伝導率は、重粒子および自由電子の並進運動に起因する熱伝導率である。また、内部熱伝導率は、分子の回転、振動、電子励起の各モードに起因する熱伝導率である。反応熱伝導率は、解離・電離等の化学反応に付随したエンタルピーの拡散を実質的に考慮したものである。並進熱伝導率 κ_{tr} は、重粒子による寄与 κ_{tr}^h と自由電子による寄与 κ_{tr}^e の和として与えられる。

$$\kappa_{tr} = \kappa_{tr}^h + \kappa_{tr}^e \quad (2.53)$$

重粒子の並進熱伝導率には、Chapman-Enskog 法の第一次近似に基づく Gupta-Yos による近似式を用いた [63].

$$\kappa_{trans}^h = \left(\sum_{i=1}^{n_{sp}-1} \frac{x_i}{A_i + a_{av}} \right) \left(1 - a_{av} \sum_{i=1}^{n_{sp}-1} \frac{x_i}{A_i + a_{av}} \right)^{-1} \quad (2.54)$$

上式において a_{av} , A_i はそれぞれ以下のように与えられる。

$$a_{av} = \left[\sum_{i=1}^{n_{sp}-1} \sum_{j=1}^{n_{sp}-1} x_i x_j \left(\frac{1}{A_i} - \frac{1}{A_j} \right)^2 a_{ij} \right] \cdot \left[\sum_{i=1}^{n_{sp}-1} \sum_{j=1}^{n_{sp}-1} x_i x_j \left(\frac{1}{A_i} - \frac{1}{A_j} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.55)$$

$$a_{ij} = \frac{2M_i M_j}{15k_B(M_i + M_j)^2} \cdot \left[\left(\frac{33}{2} - \frac{18}{5} B_{ij}^* \right) \Delta_{ij}^{(1)} - 4\Delta_{ij}^{(2)} \right] \quad (2.56)$$

$$A_i = \sum_{j=1}^{n_{sp}-1} x_j \frac{2}{15k_B(M_i + M_j)^2} \left[8M_i M_j \Delta_{ij}^{(2)} + (M_i - M_j) \left(9M_i - \frac{15}{2} M_j + \frac{18}{5} B_{ij}^* M_j \right) \Delta_{ij}^{(1)} \right] \quad (2.57)$$

$$B_{ij}^* = (5\bar{\Omega}_{ij}^{(1,2)} - 4\bar{\Omega}_{ij}^{(1,3)}) / \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (2.58)$$

ここで各 Δ_{ij} の計算には、式 (2.50) と式 (2.51) を用いる。

Devoto [70] は、電子による並進熱伝導に対しては、重粒子による並進熱伝導より高い次数の近似が必要であることを主張している。そこで本研究では、電子並進熱伝導率に関しては Chapman-Enskog 法の三次近似を用いた。

$$[\kappa_{tr}^e]_3 = \frac{75n_e^2 k_B}{8} \left(\frac{2\pi k_B T}{m_e} \right)^{1/2} \left(q_{11} - \frac{(q^{12})^2}{q^{22}} \right)^{-1} \quad (2.59)$$

q^{11} , q^{12} , q^{22} は、それぞれ以下のように表される。

$$q^{11} = 8\sqrt{2}n_e^2 \bar{\Omega}_{ee}^{(2,2)} + 8 \sum_{j \neq e} n_e n_j \left(\frac{25}{4} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - 15\bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + \bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} \right) \quad (2.60)$$

$$q^{12} = 8\sqrt{2}n_e^2 \left[\frac{7}{4} \bar{\Omega}_{ee}^{(2,2)} - 2\bar{\Omega}_{ee}^{(2,3)} \right] + 8 \sum_j n_e n_j \left[\frac{175}{16} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - \frac{315}{8} \bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + 57\bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} - 30\bar{\Omega}_{ej}^{(1,4)} \right] \quad (2.61)$$

$$q^{22} = 8\sqrt{2}n_e^2 \left[\frac{77}{16}\bar{\Omega}_{ee}^{(2,2)} - 7\bar{\Omega}_{ee}^{(2,3)} + 5\bar{\Omega}_{ee}^{(2,4)} \right] \quad (2.62)$$

$$+ 8 \sum_j n_e n_j \left[\frac{1225}{64}\bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)} - \frac{735}{8}\bar{\Omega}_{ej}^{(1,2)} + \frac{399}{2}\bar{\Omega}_{ej}^{(1,3)} - 210\bar{\Omega}_{ej}^{(1,4)} + 90\bar{\Omega}_{ej}^{(1,5)} \right] \quad (2.63)$$

内部熱伝導率は κ_{int} は次のように表される [71].

$$\kappa_{int} = k_B \sum_{i=1}^{n_{sp}} \frac{x_i \left(\frac{(\hat{C}_{p,i})_{int}}{R_{univ}} \right)}{\sum_{j=1}^{n_{sp}} (x_j \Delta_{ij}^{(1)})} \quad (2.64)$$

ここで $(\hat{C}_{p,i})_{int}$ は化学種 i の定圧比熱の内部状態モードである.

反応熱伝導率 κ_{re} は Butler [72] の手法を用いて計算した. ここで考慮した電離反応は, $\text{Ar} \leftrightarrow \text{Ar}^+ + e^-$ と $\text{Ar}^+ \leftrightarrow \text{Ar}^{++} + e^-$ を考慮した.

2.2.6 熱力学的諸量および輸送係数計算プログラムの妥当性

図 2.3 に開発した物性計算プログラムによって求めたアルゴンガスのエンタルピー, 熱伝導率, 電気伝導率を Murphy ら [54] による計算結果と比較した図を示す. いずれも 30000 K までの温度範囲でよく一致しており, 開発したプログラムによる計算結果は十分な妥当性をもっていると考えられる. 本解析では求めた熱力学的諸量と輸送係数を温度 T および圧力 P の Fitting 関数として表し, この関数を電磁流体解析プログラムに導入した.

2.2.7 放射係数

電磁流体解析では, プラズマの温度は数万 K に達するため, 放射による熱損失を考慮する必要がある. 等方的な放射を仮定した場合の放射熱損失は次式で表される.

$$q_{rad} = 4\pi\epsilon_{total} \quad (2.65)$$

ここで, 全スペクトルの放射係数 ϵ_{total} は, 線スペクトル ϵ_{line} と連続スペクトル ϵ_{cont} の和で与えられ,

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{line} + \epsilon_{cont} \quad (2.66)$$

となる. 線スペクトルとして束縛-束縛放射, 連続スペクトルとして自由-自由放射の制動放射, 自由-束縛放射の再結合放射を考慮している. 次に, 化学種 j について上準位 m から下準位 n への遷移に伴う線スペクトル i の放射係数 $I_{mn,i,j}$ は次式で与えられる.

$$I_{mn,i,j} = \frac{1}{4\pi} n_{m,j} A_{mn,j,i} h_P \nu_{mn,j,i} \quad (2.67)$$

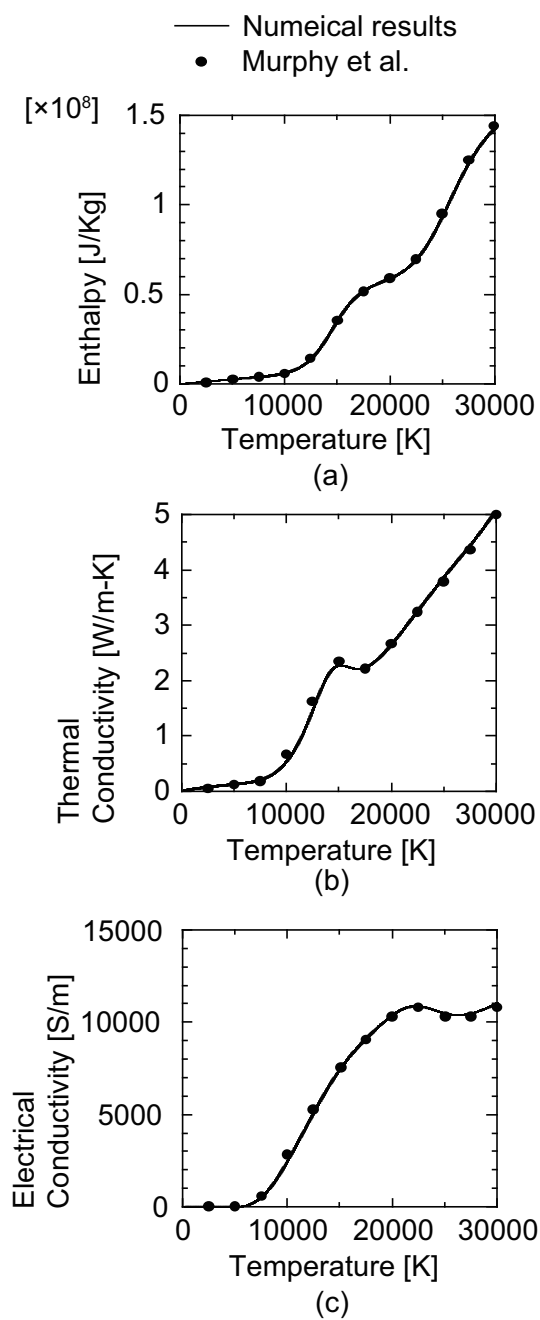


図 2.3: アルゴンガスの (a) エンタルピー, (b) 熱伝導率, (c) 電気伝導率の Murphy ら [54] の数値解析結果との比較

ここで、化学種 j の全数密度 n_j とその中で準位 m に励起されている粒子の数密度 $n_{m,j}$ の間にはボルツマンの関係式より次式が成り立つ。

$$\frac{n_{m,j}}{n_j} = \frac{g_{m,j}}{Q_j^{int}} \exp\left(-\frac{\epsilon_{m,j}}{k_B T}\right) \quad (2.68)$$

したがって、全化学種の線スペクトルの放射係数は、次式のように考慮するすべての線スペクトルおよびすべての化学種について和をとることで与えられる。

$$\epsilon_{line} = \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^{N_{spc}} \sum_{i=1}^{N_{line,j}} \frac{n_j}{Q_j^{int}} A_{mn,i,j} h_P \nu_{mn,i,j} g_{m,i,j} \exp\left(-\frac{\epsilon_{m,i,j}}{k_B T}\right) \quad (2.69)$$

遷移確率 $A_{mn,i,j}$ 、波長 $\nu_{mn,i,j}$ 、縮重度 $g_{m,i,j}$ 、励起エネルギー $\epsilon_{m,i,j}$ と考慮したスペクトル数は NIST のデータベース [73] から取得した。また、連続スペクトルの放射係数については以下の式で表される。

$$\epsilon_{cont} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{16\pi e^6}{3c^3 (6\pi m_e^3 k_B T)^{0.5}} \sum_{j=1}^{n_{sp}} Z_{eff,j}^2 n_e n_j \frac{4k_B T}{h_P} \quad (2.70)$$

放射係数に関しても温度 T および圧力 P の Fitting 関数として表し、この関数を電磁流体解析プログラムに導入した。

2.2.8 電磁流体場の支配方程式

流体場の支配方程式には、MHD 相互作用項、放射熱損失項、プラズマ-サスペンション間の相互作用項を考慮した圧縮性流れに対する質量保存式、運動量保存式、全エネルギー保存式を用いた。

質量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \oint_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (2.71)$$

運動量保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{u} dV + \oint_S \rho \mathbf{u} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS &= \oint_S \bar{\boldsymbol{\tau}} \cdot \mathbf{n} dS - \oint_S p \mathbf{n} dS \\ &+ \int_V (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) dV + \int_V \mathbf{S}_M dV \end{aligned} \quad (2.72)$$

式 (2.72) 粘性応力テンソル $\bar{\boldsymbol{\tau}}$ は以下のように表される。

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = \mu_{eff} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - \frac{2}{3} \mu_{eff} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I} \quad (2.73)$$

全エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho E_{flu} dV + \oint_S \rho H_{flu} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \\ &= \oint_S (\kappa_{eff} \nabla T) \cdot \mathbf{n} dS + \oint_S (\bar{\tau} \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS + \int_V (\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} - q_{rad} - S_E) dV \end{aligned} \quad (2.74)$$

ここで、全エネルギー E_{flu} と全エンタルピー H_{flu} は次式で与えられる．

$$E_{flu} = e_{flu} + \frac{|\mathbf{u}|^2}{2} \quad (2.75)$$

$$H_{flu} = E_{flu} + \frac{p}{\rho} \quad (2.76)$$

式 (2.71)，式 (2.72)，式 (2.74) を有限体積法を用いて離散化し，対流項の評価には AUSM-DV 法 [74]，粘性項の評価には中心差分法を用いた．時間積分には4段の Multi-Stage 陽解法 [75] [76] を用いた．また，乱流モデルとして代数モデルである Baldwin-Lomax モデル [77] を用いた．このモデルにより乱流粘性係数 μ_{tur} が求められる．流体場への乱流の寄与は実効粘性係数に含まれる乱流粘性係数および，実効熱伝導率に含まれる乱流熱伝導率 κ_{tur} によってなされる． μ ， κ は次式で表される．

$$\mu = \mu_{tur} + \mu_{mol} \quad (2.77)$$

$$\kappa = \kappa_{tur} + \kappa_{mol} \quad (2.78)$$

$$\kappa_{tur} = \frac{\mu_{tur} C_p}{Pr_{tur}} \quad (2.79)$$

本研究では乱流 Prandtl 数 $Pr_{tur} = 0.9$ とした．

電磁場の支配方程式には，定常 Maxwell 方程式と一般化された Ohm の法則を用いた．

定常 Maxwell 方程式：

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (2.80)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2.81)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.82)$$

一般化された Ohm の法則：

$$\mathbf{J} = \sigma_e (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2.83)$$

式 (2.80) から電場 \mathbf{E} は電位 ϕ を用いて以下のように表される．

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (2.84)$$

任意のベクトル \mathbf{A} に対し，恒等的に $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$ が成り立つ．このことから，式 (2.81) の発散を取ると以下の電流連続式が導出される．

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (2.85)$$

表 2.1: エタノールの物性

Density [kg/m ³]	800
Specific heat [J/(kg·K)]	2400
Latent heat of vaporization [J/kg]	9.25×10^5
Boiling point [K]	351

表 2.2: ZrO₂ の物性

Density [kg/m ³]	5890 (both solid and liquid)
Specific heat [J/(kg·K)]	580 (solid), 713 (liquid)
Thermal conductivity [W/(m·K)]	2.0 (solid), 3.0 (liquid)
Latent heat of melting [J/kg]	8.1×10^5
Latent heat of vaporization [J/kg]	6.0×10^6
Melting point [K]	2950
Boiling point [K]	5050

式 (2.83)–式 (2.85) から，電位 ϕ に関する二階の偏微分方程式が得られる．

$$\nabla \cdot (-\sigma_e(\nabla \phi + \mathbf{u} \times \mathbf{B})) = 0 \quad (2.86)$$

また，式 (2.81) の回転をとり，式 (2.82) と $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ の関係を用いると以下の式で表される．

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -\mu_0(\nabla \times \mathbf{J}) \quad (2.87)$$

ここで，軸対称二次元解析においては，周方向の磁場 B_θ しか存在しない．したがって，式 (2.87) から周方向の磁場 B_θ に関する二階の偏微分方程式が得られる．

$$\nabla^2 B_\theta - \frac{B_\theta}{r^2} = -\mu_0(\nabla \times \mathbf{J})_\theta \quad (2.88)$$

式 (2.86) と式 (2.88) の離散化には，一次三角形要素を用いた Galerkin 有限要素法 [78] を用いた．得られた連立方程式の解法には Gauss の消去法を用いた．

2.2.9 投入材料に関する支配方程式

サスペンションに関する支配方程式

本研究では，サスペンションの分散媒としてエタノール (C₂H₅OH)，溶射材料として ZrO₂ を仮定した．表 2.1 にエタノールの物性を，表 2.2 に ZrO₂ の物性を示す．エタノールの物性は文献 [26] を参考にした．また，ZrO₂ の物性は文献 [79] を参考にした．

サスペンションおよび溶射粒子の軌道解析には以下に示す式を用いる．

- 運動方程式

$$\frac{d\mathbf{u}_s}{dt} = \frac{3\rho C_{D_s}}{8\rho_s r_s} |\mathbf{u} - \mathbf{u}_s| (\mathbf{u} - \mathbf{u}_s) \quad (2.89)$$

サスペンションの抗力係数 C_{D_s} は以下の式で計算される.

$$C_{D_s} = \left(\frac{24}{\text{Re}_s} + \frac{6}{1 + \sqrt{\text{Re}_s}} + 0.4 \right) f_{prop_s}^{-0.45} f_{\text{Kn}_s}^{0.45} \quad (2.90)$$

式 (2.90) の Re_s , f_{prop_s} , f_{Kn_s} はそれぞれ以下の式で求められる.

$$\text{Re}_s = \frac{2r_s \rho_f |\mathbf{u} - \mathbf{u}_s|}{\mu_f} \quad (2.91)$$

$$f_{prop} = \frac{\rho \mu_{mol}}{\rho_w \mu_w} \quad (2.92)$$

$$f_{\text{Kn}_s} = \left\{ 1 + \left(\frac{2-a}{a} \right) \left(\frac{\gamma_w}{1 + \gamma_w} \right) \frac{4\text{Kn}_s^*}{\text{Pr}_w} \right\}^{-1} \quad (2.93)$$

ここで境膜温度 T_f はガス温度 T とサスペンション温度 T_s の平均で定義する.

$$T_f \equiv \frac{(T + T_s)}{2} \quad (2.94)$$

式 (2.93) 中の a の値は, 本研究では Chen ら [80] を参考に $a = 0.8$ とした. また, Pr_w と Kn_s^* はそれぞれ次式で求められる.

$$\text{Pr}_w = \frac{\mu_f C_{p,w}}{\kappa_w} \quad (2.95)$$

$$\text{Kn}_s^* = \frac{\text{Pr}_w}{\rho_w v_w r_s} \frac{\kappa_{mol_f}}{C_{p,f}} \quad (2.96)$$

式 (2.96) 中の平均分子速度 v_w は以下の式で与えられる.

$$v_w = \left(\frac{8R_{univ} T_w}{\pi M} \right)^{1/2} \quad (2.97)$$

サスペンションの温度解析には以下に示す式を用いる.

- エネルギー方程式

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{\dot{Q}_{conv_s}}{m_s C_{p,s}} \quad \text{if } T_s < T_{v,l} \quad (2.98)$$

$$T_s = T_{v,l} \quad \text{if } \int_0^t (\dot{Q}_{conv_s} - \dot{Q}_r) dt \leq m_s C_{p,s} (T_{v,l} - T_{0,s}) + m_s \alpha L_{v,l} \quad (2.99)$$

式 (2.99) の α , $C_{p,s}$ はそれぞれ、以下の式で算出される.

$$\alpha = \frac{m_s - m_p}{m_s} \quad (2.100)$$

$$C_{p,s} = C_{p,p}(1 - \alpha) + C_{p,l}\alpha \quad (2.101)$$

式 (2.98) と式 (2.99) に含まれる対流による熱輸送率 \dot{Q}_{conv_s} は以下の式で計算される.

$$\dot{Q}_{conv_s} = 4\pi r_s^2 h_s (T - T_s) \quad (2.102)$$

ここで、プラズマ-サスペンション間の対流熱伝達係数 h_s は以下の式で求められる.

$$h_s = \frac{\kappa_{mol_f} \text{Nu}_s}{2r_s} \quad (2.103)$$

ここで、Nusselt 数 Nu_s は、以下の式で計算される.

$$\text{Nu}_s = (2.0 + 0.6 \text{Re}_s^{1/2} \text{Pr}_f^{1/3}) \left(\frac{C_p}{C_{p,w}} \right)^{0.38} (f_{prop_s})^{0.6} f_{Kns} f_{vs} \quad (2.104)$$

ここで f_{vs} は蒸発による質量輸送の効果に関わる補正項であるが、本研究では分散媒が全て蒸発するまでサスペンションの質量は変化しないと仮定したため、 $f_{vs} = 1$ とした. 式 (2.89), 式 (2.98) を 4 段の Runge-Kutta 法によって時間積分し、新しい時刻の \mathbf{u}_s , T_s を算出した. 分散媒の蒸発が終了し溶射粒子が放出されるのは、サスペンションの温度が分散媒の沸点に達し、サスペンションが分散媒の蒸発潜熱を全て受け取ったと判断した時間ステップの 1 ステップ後である. このとき、サスペンションの径を内部の溶射粒子の径にプログラム上で切り替えることで溶射粒子の放出を模擬した. 溶射粒子の速度および温度はサスペンションの持っていた値を引き継ぐように設定した.

分散媒蒸発後に放出される溶射粒子挙動の支配方程式

本研究では、サスペンション内部および溶射粒子内部に温度勾配は存在しないと仮定しているが、事前検討として溶射粒子内部の温度分布を考慮した解析も行っている. 後に溶射粒子内部の温度勾配は無視できることを示すが、ここでは溶射粒子内の温度勾配を考慮したモデルについて述べる. 内部の温度分布を考慮する場合の運動方程式は式 (2.89) と同一である. 抗力係数の算出に必要な粒子の Reynolds 数は、式 (2.91) 中のサスペンション半径 r_s を粒子半径 r_p に置き換えたもので計算される. エネルギー方程式は、式 (2.98) に溶射粒子の蒸発の効果と粒子表面からの放射の効果 considering して次式で表される.

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{\dot{Q}_{conv_p} - \dot{Q}_{r_p} - \dot{Q}_{vap_p}}{m_p C_{p,p}} \quad (2.105)$$

ここで、 \dot{Q}_{conv_p} , \dot{Q}_{r_p} はそれぞれ

$$\dot{Q}_{conv_p} = 4\pi r_p^2 h_p (T - T_p) \quad (2.106)$$

$$\dot{Q}_{r_p} = 4\pi r_p^2 \epsilon \sigma_{SB} (T_p^4 - T_\infty^4) \quad (2.107)$$

で表される．ここで，プラズマ-溶射粒子間の熱伝達係数 h_p は式 (2.103) と式 (2.104) において，サスペンション意味する添え字 s を粒子を意味する添え字 p に変えるだけで良い．また，溶射粒子に対する Nu_p の補正項 f_{v_p} は次式で表される．

$$f_{v_p} = \frac{\dot{m}_v C_{p,f} / 2\pi r_p \kappa_{mol_f}}{\exp(\dot{m}_v C_{p,f} / 2\pi r_p \kappa_{mol_f}) - 1} \quad (2.108)$$

また，式 (2.105) の溶射粒子の蒸発による熱輸送率 \dot{Q}_{vap_p} は次式で与えられる．

$$\dot{Q}_{vap_p} = \dot{m}_v L_{v,p} \quad (2.109)$$

ここで，粒子の質量減少率 \dot{m}_v は，次式で評価される．

$$\dot{m}_v = 2(\rho_f D_f) \pi r_p \ln(1 + B) \text{Sh} \quad (2.110)$$

質量輸送数 B と Sherwood 数 Sh は，それぞれ以下のように表される．

$$B \equiv \frac{Y^* - Y_\infty}{1 - Y^*} \quad (2.111)$$

$$\text{Sh} = 2.0 + 0.6 \text{Re}_p^{1/2} \text{Sc}^{1/3} \quad (2.112)$$

式 (2.111) において，粒子表面近傍の蒸気の質量分率 Y^* は以下の式で与えられる [81]．

$$Y^* = \frac{M_p}{M_p + M_0(p/p_v - 1)} \quad (2.113)$$

p_v は溶射粒子の蒸気圧である．溶射粒子の蒸気圧は文献 [82] を参考にし，蒸気圧に関する実験式である Antoine 式を用いた．ここで， Y_∞ は境界層外側の蒸気の質量分率である．本研究では簡単化のため， $Y_\infty = 0$ とした．式 (2.110) 中の $\rho_f D_f$ は以下の Schmidt 数 Sc の定義から求められる．

$$\text{Sc} \equiv \frac{\mu_f}{(\rho D)_f} \quad (2.114)$$

本研究では文献 [81] を参考に $\text{Sc} = 0.7$ とした． Re_p は以下で計算される．

$$\text{Re}_p = \frac{2r_p \rho_f |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p|}{\mu_f} \quad (2.115)$$

溶射粒子の半径は以下の式で計算される．

$$\frac{dr_p}{dt} = -\frac{\dot{m}_v}{4\pi \rho_p r_p^2} \quad (2.116)$$

式 (2.105)，式 (2.116) は 4 段の Runge-Kutta 法で時間積分を行った．

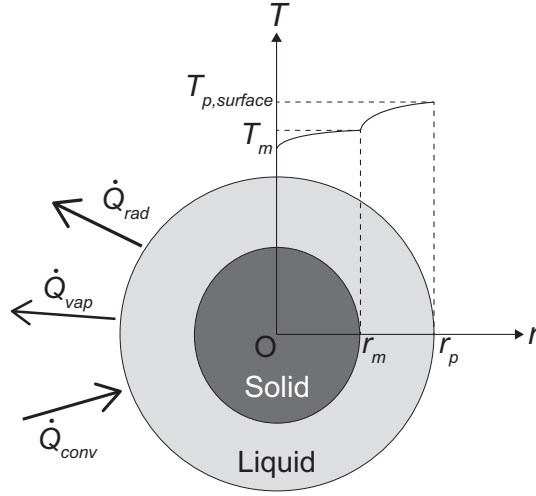


図 2.4: 溶射粒子の固液の分布および r_m , r_p , T_m , $T_{p,surface}$ の関係

以下では球対称温度分布をもつとして溶射粒子内部の温度勾配を考慮する．このとき，溶射粒子内部の熱伝導方程式は次式で表される．以下では変数 T は溶射粒子の温度を意味する．

$$\rho_p C_{p,p} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_p r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.117)$$

溶射粒子はプラズマジェットによって加熱され，溶融・蒸発が生じる．溶射粒子が蒸発する場合には，式 (2.116) にしたがって粒径が減少する．本研究では Wan ら [81] を参考に，固相，液相を分けて計算を行う．式 (2.117) の境界条件は以下のように与えられる．

- 球の中心

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (2.118)$$

- 固相 (粒子内側)–液相 (外側) 境界

$$\left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_m^-} - \left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_m^+} = L_m \rho_p \frac{dr_m}{dt} \quad (2.119)$$

- 溶射粒子–ガス境界

$$4\pi r_p^2 \left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_p} = \dot{Q}_{conv} - \dot{Q}_r - \dot{Q}_{vap} \quad (2.120)$$

図 2.4 に溶射粒子の固液の分布および r_m , r_p , T_m , $T_{p,surface}$ の対応関係を示す． r_m は，固液の境界面であるため， $r = r_m$ における温度は溶射粒子の融点の T_m である．また，ガスと接触する溶射粒子表面の温度を $T_{p,surface}$ とする．

固相–液相，溶射粒子–ガスの境界は溶射粒子の溶融，蒸発によって移動するため，径方向座標 r を次式によって無次元化する．

$$\xi_i = \frac{r - r_i^{\min}}{r_i^{\max} - r_i^{\min}} \quad (2.121)$$

ここで， r_i^{\min} ， r_i^{\max} はそれぞれ固相もしくは液相領域の端部の最小の位置と最大の位置である．図 2.4 を例にとると，固相においては $r_i^{\min} = 0$ ， $r_i^{\max} = r_m$ であり，液相においては $r_i^{\min} = r_m$ ， $r_i^{\max} = r_p$ である．式 (2.121) に基づいて無次元化を行うと，偏微分はそれぞれ

$$\frac{\partial T(r, t)}{\partial r} = \frac{1}{r_i^{\max} - r_i^{\min}} \frac{\partial T(\xi_i, t)}{\partial \xi_i} \quad (2.122)$$

$$\frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r_i^{\max} - r_i^{\min}} \left\{ (\xi_i - 1) \frac{dr_i^{\min}}{dt} - \xi_i \frac{dr_i^{\max}}{dt} \right\} \frac{\partial T(\xi_i, t)}{\partial \xi_i} + \frac{\partial T(\xi_i, t)}{\partial t} \quad (2.123)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{r_i^{\max} - r_i^{\min}} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \quad (2.124)$$

となる．

以上より，式 (2.117) は座標変換後に次式のように置き換えられる．

$$\begin{aligned} \rho_p C_{p,p} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{1}{(r_i^{\max} - r_i^{\min})^2 \{ (r_i^{\max} - r_i^{\min}) \xi_i + r_i^{\min} \}^2} \\ &\times \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left[k_p \{ (r_i^{\max} - r_i^{\min}) \xi_i + r_i^{\min} \}^2 \frac{\partial T}{\partial \xi_i} \right] \\ &+ \rho_p C_{p,p} \left(\frac{\xi_i}{r_i^{\max} - r_i^{\min}} \frac{dr_i^{\max}}{dt} + \frac{1 - \xi_i}{r_i^{\max} - r_i^{\min}} \frac{dr_i^{\min}}{dt} \right) \frac{\partial T}{\partial \xi_i} \end{aligned} \quad (2.125)$$

上式において，図 2.4 に示されるような，溶射粒子が固相–液相の二相状態のときの境界条件は以下の通りである．

- 球の中心

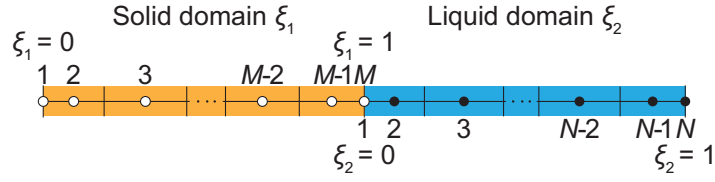
$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi_1} \right|_{\xi_1=0} = 0 \quad (2.126)$$

- 固相 (溶射粒子内側)–液相 (外側) 境界

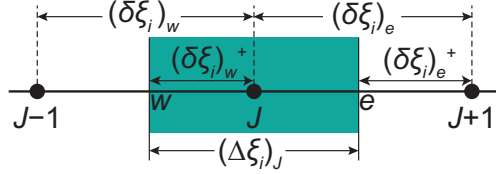
$$\frac{1}{r_m} \left(k_p \frac{\partial T}{\partial \xi_1} \right) \Big|_{\xi_1=1} - \frac{1}{r_p - r_m} \left(k_p \frac{\partial T}{\partial \xi_2} \right) \Big|_{\xi_2=0} = L_m \rho_p \frac{dr_m}{dt} \quad (2.127)$$

- 溶射粒子–ガス境界

$$4\pi r_p^2 \frac{1}{r_p - r_m} \left(k_p \frac{\partial T}{\partial \xi_2} \right) \Big|_{\xi_2=1} = \dot{Q}_{conv} - \dot{Q}_{vap} - \dot{Q}_{rad} \quad (2.128)$$



(a) 固相と液相が存在する場合における計算領域の離散化の概略図



(b) 各相のコントロールボリュームの取り方

図 2.5: 計算領域の離散化およびコントロールボリュームの取り方

式 (2.125) に対して，界面の移動速度を以下で近似する．

$$\frac{dr_i^{max}}{dt} = \frac{\Delta r_i^{max}}{\Delta t}, \quad \frac{dr_i^{min}}{dt} = \frac{\Delta r_i^{min}}{\Delta t} \quad (2.129)$$

また，以下に示す変数変換を考える．

$$\chi = \xi_i + \frac{r_i^{min}}{r_i^{max} - r_i^{min}} \quad (2.130)$$

$$\Omega = \xi_i \Delta r_i^{max} + (1 - \xi_i) \Delta r_i^{min} \quad (2.131)$$

界面の移動速度を近似し，上式に示す変数変換を施すと，式 (2.125) は次のように表される．

$$\chi^2 \rho_p C_{p,p} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{(r_i^{max} - r_i^{min})^2} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(k_p \chi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi_i} \right) + \frac{\rho_p C_{p,p}}{(r_i^{max} - r_i^{min}) \Delta t} \Omega \chi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi_i} \quad (2.132)$$

式 (2.132) を有限体積的に離散化する．離散化は文献 [83] を参考にした．

図 2.5 に計算領域の離散化およびコントロールボリュームの取り方を示す．同図 (a) では例として固相と液相が存在する場合の計算領域の離散化を示している．同図において白丸 (○) は固相を表し，黒丸 (●) は液相を表す．領域の両端は境界条件を満足させるためのダミーセルとする．図 2.5(b) において丸 (●) はセル中心を示し，縦の区切りの線はセルの界面を表す．式 (2.132) をセルの左側境界 w から右側境界 e まで無次元距離 ξ_i で積分すると次式が得られる．このときセル内の物理量は一定であると仮定する．

$$\begin{aligned} \int_w^e \left\{ \chi^2 \rho_p C_{p,p} \frac{\partial T}{\partial t} \right\} d\xi_i &= \int_w^e \left\{ \frac{1}{(r_i^{max} - r_i^{min})^2} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(k_p \chi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi_i} \right) \right\} d\xi_i \\ &+ \int_w^e \left\{ \frac{\rho_p C_{p,p}}{(r_i^{max} - r_i^{min}) \Delta t} \Omega \chi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi_i} \right\} d\xi_i \end{aligned} \quad (2.133)$$

式 (2.133) の右辺第 2 項の積分はセル左側境界からセル中心までと、セル中心からセル右側境界までの 2 領域に分けて考える．左側の積分値は左側境界の値を代表値とし、右側の積分値は右側境界の値を代表値として積分を行う．このとき式 (2.133) の積分は次式のようにになる．

$$\begin{aligned} \rho_p C_{p,p} \frac{\partial T}{\partial t} \left[\frac{\chi^3}{3} \right]_w^e &= \frac{1}{(r_i^{max} - r_i^{min})^2} \left[k_p \chi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi_i} \right]_w^e \\ &\quad + \frac{\rho_p C_{p,p}}{(r_i^{max} - r_i^{min}) \Delta t} \left[\Omega \chi^2 \frac{\partial T}{\partial \xi_i} (\delta \xi_i) \right]_w^e \end{aligned} \quad (2.134)$$

離散化した式を以下に示す．

$$a_P T_J^{n+1} = a_E T_{J+1}^{n+1} + a_W T_{J-1}^{n+1} + b \quad (2.135)$$

$$a_E = \frac{\Delta t}{(r_i^{max} - r_i^{min})^2} \frac{(k_p)_e \chi_e^2}{(\delta \xi_i)_e} + \frac{\rho_p C_p}{(r_i^{max} - r_i^{min})} \Omega_e \chi_e^2 \left(1 - \frac{(\delta \xi_i)_e^+}{(\delta \xi_i)_e} \right) \quad (2.136)$$

$$a_W = \frac{\Delta t}{(r_i^{max} - r_i^{min})^2} \frac{(k_p)_w \chi_w^2}{(\delta \xi_i)_w} - \frac{\rho_p C_p}{(r_i^{max} - r_i^{min})} \Omega_w \chi_w^2 \frac{(\delta \xi_i)_w^+}{(\delta \xi_i)_w} \quad (2.137)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_P^0 \quad (2.138)$$

$$b = a_P^0 T_J^n \quad (2.139)$$

$$a_P^0 = \rho_p C_p \Delta V_J \quad (2.140)$$

$$\Delta V_J = \frac{1}{3} (\Delta \xi_i)_J (\chi_e^2 + \chi_w^2 + \chi_e \chi_w) \quad (2.141)$$

式 (2.135) は陰的に離散化されており、完全陰解法で解く．ここで行列解法にはガウスの消去法を用いた．また、式 (2.116) も同時に解くが、これはオイラー陽解法で時間積分を行う．

表 2.3 に溶射粒子内部の温度分布を調べる際に用いたプラズマトーチの運転条件およびサスペンションの条件を示す．このとき、プラズマからサスペンションへの影響を考慮し、サスペンションからプラズマへの影響を考慮しない One-way coupling モデルを用いて計算を行った．

図 2.6 に溶射粒子内部の温度勾配を考慮した場合のサスペンション中心部とサスペンション表面の温度履歴を示す．同図より、溶射粒子の融点である 2950 K 付近において、粒子表面の温度が中心部の温度を上回り、中心と表面での温度差は最大約 280 K となる．しかし、温度が 2950 K 以上となり溶融した状態の粒子の中心部と表面での温度差は見られない．また基材近傍で粒子温度が下がる際も粒子中心部と表面での温度に差は見られない．以上より、本研究では計算コスト削減のために溶射粒子の内部の温度分布は無視した．

2.2.10 プラズマ-サスペンション間の相互作用項の算出方法

本研究では、プラズマ-サスペンション間の相互作用として、運動量とエネルギーの輸送を考慮する．式 (2.72)、式 (2.74) 中に含まれるサスペンションからプラズマジェットへの運動量

表 2.3: 溶射粒子内部の温度勾配の計算に用いたプラズマトーチの運転条件およびサスペンションの条件

Operating current [A]	200
Flow rate of atomizing gas [L/min]	1.3
Flow rate of working gas from anode side [L/min]	17
Flow rate of working gas from cathode side [L/min]	29.5
Substrate distance from torch outlet [mm]	20
Substrate radius [mm]	20
Concentration of feedstock powder particle in suspension [wt.%]	10
Feedstock powder particle diameter [μm]	5.0
Suspension droplet diameter [μm]	80
Initial injection position [mm]	$(z, r) = (0.5, 0.25)$
Initial velocity [m/s]	$(u_{s,z}, u_{s,r}) = (10, 0)$
Initial temperature [K]	300

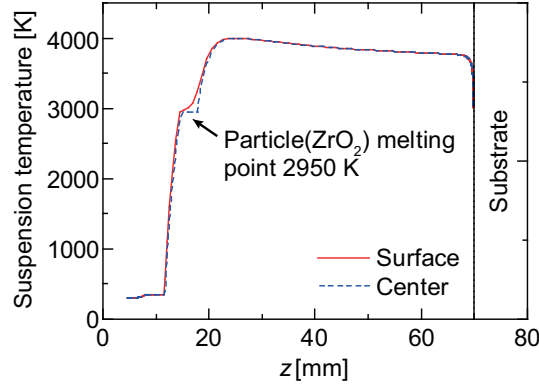


図 2.6: 溶射粒子内部の温度勾配を考慮した場合のサスペンション中心部およびサスペンション表面の温度履歴

輸送 S_M , エネルギー輸送 S_E の項は, 次式で計算される.

$$S_M = \frac{1}{V_c} \sum_i \left(m_l \frac{d\mathbf{u}_s}{dt} \right)_i + \frac{1}{V_c} \sum_j \left(m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \right)_j \quad (2.142)$$

$$S_E = \frac{1}{V_c} \sum_i \left(\frac{1}{2} m_l \frac{d|\mathbf{u}_s|^2}{dt} + m_s C_{p,l} \frac{dT_s}{dt} \right)_i + \frac{1}{V_c} \sum_j \left(\frac{1}{2} m_p \frac{d|\mathbf{u}_p|^2}{dt} + m_p C_{p,p} \frac{dT_p}{dt} \right)_j \quad (2.143)$$

総和は各セルに存在する全てのサスペンションに対して行う.

2.2.11 電磁流体場の解析領域内に存在するサスペンションの位置の特定手法

プラズマ-サスペンション間の相互作用を計算する際には、サスペンションの運動方程式、熱エネルギー式を解いた結果から電磁流体場への寄与を表す項を計算する。このとき、計算セル内のサスペンションの位置と、一つのセル中に存在するサスペンションの個数を知る必要がある。本研究では、サスペンションの位置座標および計算セルの四つの頂点の座標を用いて、ある計算セル中にサスペンションが存在しているかどうかの判定を行った。図 2.7 に本研究で用いた判定法の概略図を示す。同図中の四辺で囲まれた領域が対象とする計算セルであり、それらの頂点を A, B, C, D とする。また、サスペンションの座標を P とする。図 2.7(a) ではセルの内部に、図 2.7(b) ではセルの外部にサスペンションが存在している。各頂点およびサスペンションの位置の座標で作るベクトル \vec{AB} , \vec{BC} , \vec{CD} , \vec{DA} , \vec{AP} , \vec{BP} , \vec{CP} , \vec{DP} を考え、始点と同じベクトル同士の外積 $\vec{AB} \times \vec{AP}$, $\vec{BC} \times \vec{BP}$, $\vec{CD} \times \vec{CP}$, $\vec{DA} \times \vec{DP}$ を計算する。図 2.7(a) の場合は四つ全ての計算結果が正であり、図 2.7(b) の場合は四つのうち一つ ($\vec{CD} \times \vec{CP}$) の計算結果が負となる。セルの外部にサスペンションが存在するとき、四つの外積の計算結果のうち最大で三つの結果が負となる。一方でセルの内部にサスペンションが存在するとき、四つ全ての計算結果が必ず正となる。

この性質を利用し、 i から $i+1$ ステップに変わるときに、サスペンションの存在するセルを更新する。 i ステップのときにサスペンションを含むセルと、それに隣接する八つのセルに対して上記の調査を行う。

2.2.12 サスペンションの位置における電磁流体場の諸量の算出方法

本研究では、サスペンションの飛行する位置における電磁流体場の諸量 (温度, 速度, 圧力) を隣接するセル 4 点からの線形補間によって内挿した。図 2.8 にサスペンションと隣接セルの位置関係の概略図を示す。同図において黒丸はセル中心の各物理量の定義点であり、その周囲の直交している直線はセルの界面を表す。同図ではサスペンションは (i, j) 番目のセルの中に存在し、その座標は $(z, r) = (z_d, r_d)$ である。また、サスペンションは (i, j) 番目のセル中の右

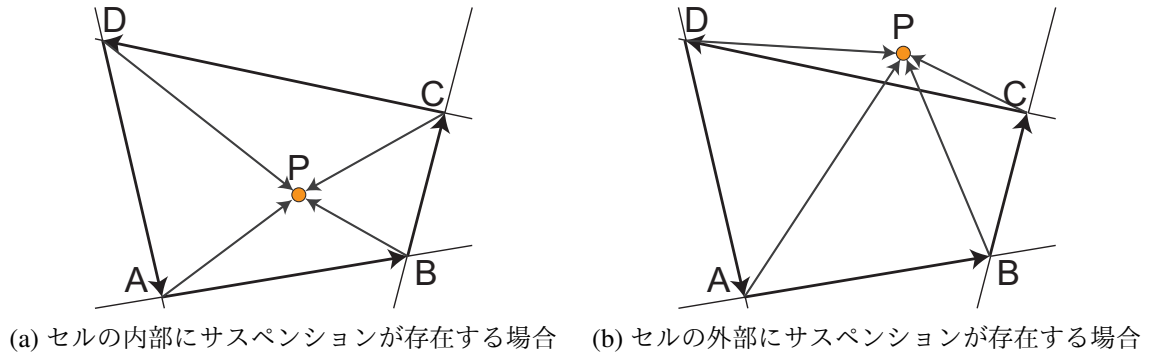


図 2.7: サスペンションの存在位置のセル領域内外の判定法の概略図

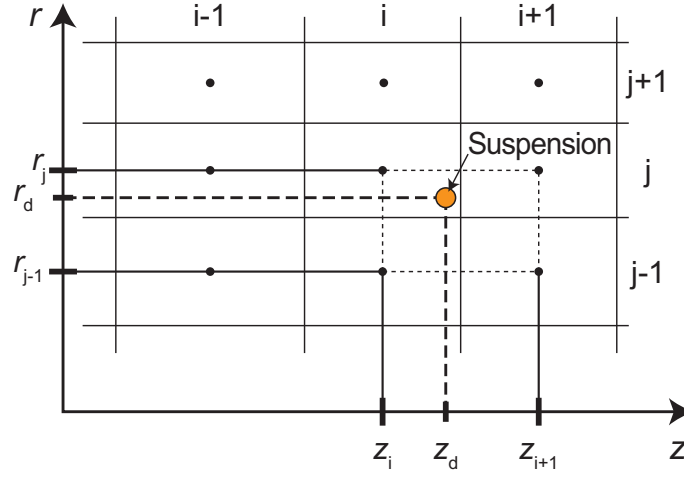


図 2.8: サスペンションと隣接セルの位置関係

下部分に存在しているため、 (z_d, r_d) における電磁流体場の諸量の値を $(i, j), (i+1, j), (i, j-1), (i+1, j-1)$ 番目のセルにおける値によって線形補間する．本研究ではメッシュは全て直交しているため $(i, j), (i+1, j), (i, j-1), (i+1, j-1)$ 番目のセルの中心の座標はそれぞれ $(z, r) = (z_i, r_j), (z_{i+1}, r_j), (z_i, r_{j-1}), (z_{i+1}, r_{j-1})$ である．このとき補間する物理量を $\Phi(z, r)$ とし，電磁流体場の計算から，セル中心の座標で定義されている量であるとする．このとき，サスペンションの存在している $(z, r) = (z_s, r_s)$ における物理量 $\Phi(z_s, r_s)$ は次式で表される．

$$\Phi(z_s, r_s) = (1 - q)\{(1 - p)\Phi(z_i, r_{j-1}) + p\Phi(z_{i+1}, r_{j-1})\} + q\{(1 - p)\Phi(z_i, r_j) + p\Phi(z_{i+1}, r_j)\} \quad (2.144)$$

$$p = \frac{z_s - z_i}{z_{i+1} - z_i} \quad (2.145)$$

$$q = \frac{r_s - r_{j-1}}{r_j - r_{j-1}} \quad (2.146)$$

(i, j) 番目のセルの右上部分にサスペンションが存在する場合は， $\Phi(z_i, r_j), \Phi(z_{i+1}, r_j), \Phi(z_i, r_{j+1}), \Phi(z_{i+1}, r_{j+1})$ を用いる．同様にセルの左上部分にサスペンションが存在する場合は， $\Phi(z_{i-1}, r_j), \Phi(z_i, r_j), \Phi(z_{i-1}, r_{j+1}), \Phi(z_i, r_{j+1})$ を用いる．セルの左下部分にサスペンションが存在する場合は， $\Phi(z_{i-1}, r_{j-1}), \Phi(z_{i+1}, r_{j-1}), \Phi(z_{i-1}, r_j), \Phi(z_i, r_j)$ を用いて線形補間を行う．

2.3 電磁流体場とサスペンション挙動の計算の流れ

プラズマ-サスペンション間の相互作用の考慮の方法 (One-way coupling, Two-way coupling) に関わらず，最初から計算を始める場合はまず流体場のみの計算を行う．流体に関して定常解が得られた後，アーク着火のために電極間に仮想的な電流のパスを設定し，その領域にエネルギーを人工的に与えることで温度を上昇させる．温度の上昇は電気伝導率の上昇につな

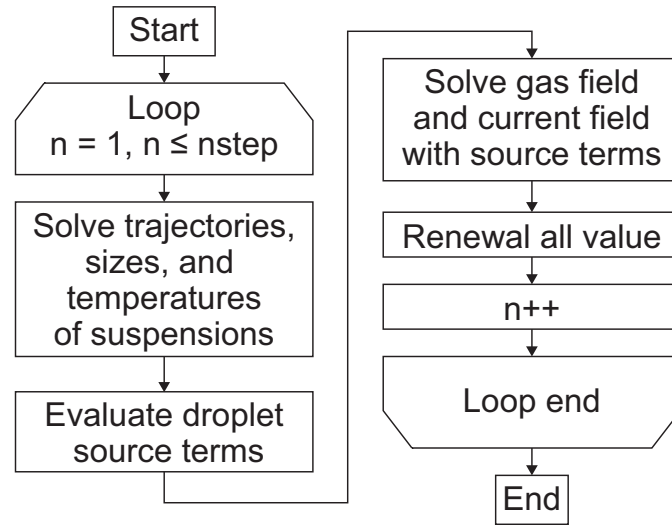


図 2.9: Two-way coupling を考慮する際の計算の流れ

がる．電流のパスとして設定した領域の電気伝導率が十分高くなった後，エネルギーを与えるのをやめ，電流場の計算を流体の計算と同時に行う．定常解が得られるまで流体場と電流場の計算を行う．

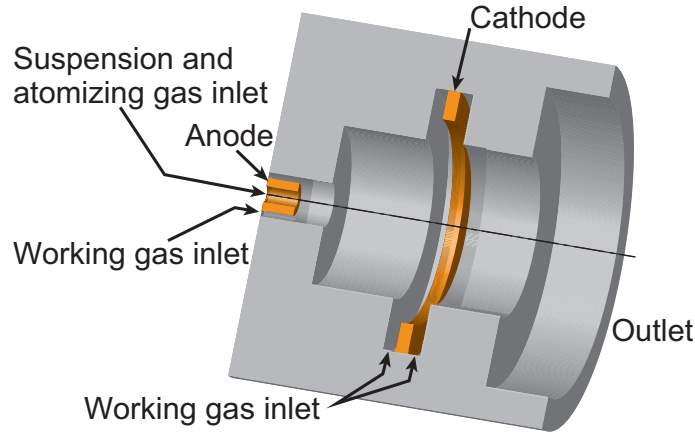
プラズマ-サスペンション間の相互作用を One-way coupling で計算する場合は，電磁流体場の計算コードとは別のサスペンション挙動計算コードを用いる．このとき，上述の作業で得られた定常解を入力値とする．これは，One-way coupling の場合，プラズマからサスペンションへ及ぼす影響は考慮するもののサスペンションからプラズマへ及ぼす影響は考慮しないためである．

一方で，Two-way coupling で計算する場合，プラズマとサスペンション挙動の両方を取り扱う計算コードを用いる．このときの計算の流れを図 2.9 に示す．新しい時刻のサスペンション挙動を計算し，電磁流体場へ及ぼすサスペンションの影響の項を算出した後，電磁流体場の計算をサスペンションの影響の項を考慮した上で行う．

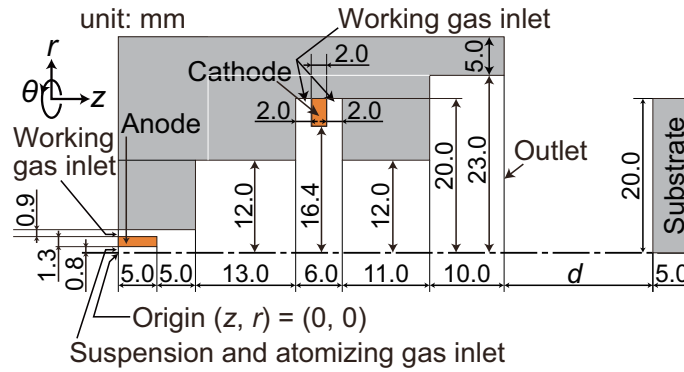
2.4 計算領域および計算条件

2.4.1 解析対象

図 2.10 に本解析で対象としたアキシアルフィード型プラズマトーチの概略図および寸法を示す．このプラズマトーチはサスペンション供給口の中心軸とトーチの中心軸が一致しており，回転対称形状である．プラズマトーチの寸法は，崎山ら [84] および Shahien ら [22, 23] が用いたツインカソードプラズマトーチの寸法を参考にして決定した．



(a) 解析対象のアキシャルフィード型プラズマトーチ



(b) プラズマトーチの寸法

図 2.10: アキシャルフィード型プラズマトーチの概略図および寸法

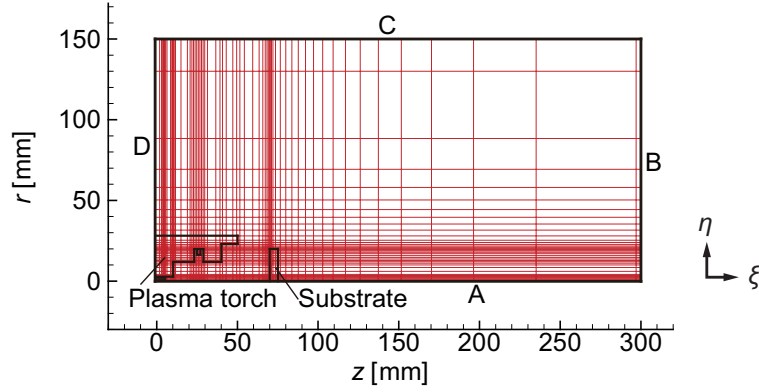
2.4.2 計算領域, 境界条件

図 2.11 に計算領域および壁部分の電気伝導率を示す．ここでは，トーチ出口-基材間距離 $d = 20 \text{ mm}$ の場合を示す．セルの点数は $257(\xi \text{ 方向}) \times 170(\eta \text{ 方向}) = 43690$ 点である． ξ 方向の最小格子幅はアノードの端部で $70 \mu\text{m}$ であり， η 方向の最小格子幅は中心軸付近で $75 \mu\text{m}$ である．プラズマトーチの壁および基材 (substrate) の壁における境界条件の式を以下に示す．

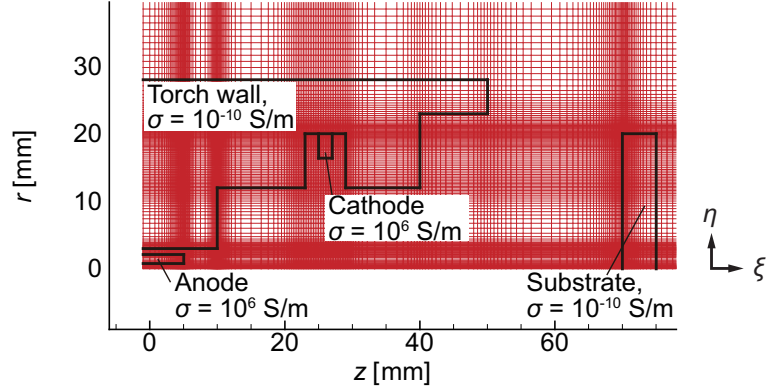
$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, \quad \mathbf{u} = \mathbf{0}, \quad T = T_{\text{wall}}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$$

ここで n , T_{wall} はそれぞれ壁の法線方向，壁温である．本研究では $T_{\text{wall}} = 300 \text{ K}$ とした．中心軸 (図 2.11(a) 中の線分 A) 上での境界条件の式を以下に示す．

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial u_z}{\partial r} = 0, \quad u_r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$$



(a) 計算領域およびプラズマトーチ，基材の位置



(b) プラズマトーチおよび基材近傍の拡大図および壁面部分の電気伝導率

図 2.11: 計算領域および壁面部分の電気伝導率

図 2.11(a) の線分 B, C, D での境界条件を以下に示す.

$$p = P_0, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} = \mathbf{0}, \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$$

ここで, P_0 は境界の圧力であり, 大気圧 (101,325 Pa) とした. ガスの供給口 (アノード下部, アノード上部, カソード左部, カソード右部) における境界条件を以下に示す.

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, u_{normal} = \frac{\dot{m}}{\rho A}, u_{parallel} = 0, T = T_{initial}, \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$$

ここで, u_{normal} , \dot{m} , A , $u_{parallel}$, $T_{initial}$ はそれぞれガスの供給口に垂直な方向の流速, 質量流量, ガスの供給口の断面積, ガスの供給口に平行な方向の流速, ガスの初期温度である. 本研究では $T_{initial} = 300 \text{ K}$ とした. 図 2.11(b) 中に示されるカソード上端の電位は 0 V に固定した. プラズマトーチは定電流源を用いて運転されるため, 同図の左下に示されるアノード左端の電位には電極間に運転条件通りの電流が流れるような値を与えた.

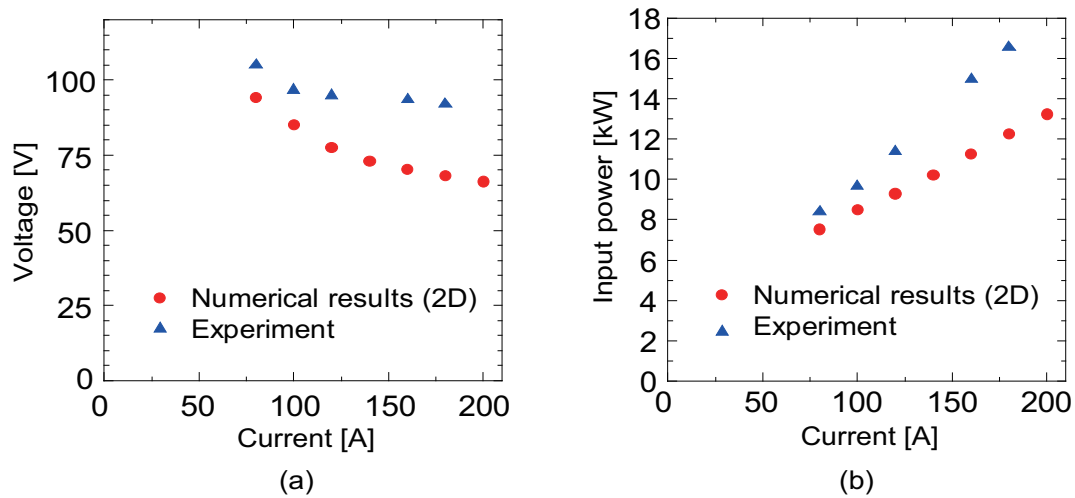


図 2.12: 解析結果と実験値の比較 ((a) 電流値に対する電圧の推移, (b) 電流値に対する入力電力の推移)

2.5 計算プログラムの妥当性

数値計算プログラムの妥当性を確認するため、崎山ら [84] のツインカソード型プラズマトーチを用いた実験による電圧計測値と二次元軸対称を仮定した数値解析結果を比較した。図 2.12(a) より、実験結果、数値解析結果ともに電流値に対して電極間電圧が減少する傾向は一致している。しかし、全電流値条件に対して計算結果は実験値よりも小さく、電流値の増加とともにその差は拡大する傾向があることがわかる。図中の電流値の範囲では最大 30% 程度の差が存在する。図 2.12(b) には、電流と電圧の積から計算される入力電力の比較を示す。実験結果、数値解析結果ともに電流値の増加にしたがって、入力電力が増加する傾向は一致している。しかし、入力電力に関しても、電流値の増加とともに差が拡大し、実験と数値解析の電圧値の違いに起因して最大 30% 程度の差が生じる。これらの原因として数値解析による軸対称二次元の仮定が挙げられる。実験で用いたトーチは三次元構造をもつため、電極間に生じるアークも三次元構造をもつ。一方で、二次元軸対称計算においては、電極間のアークは円周方向に一様に分布し、ラッパのように広がった構造をもつことに相当する。このため、実際の三次元的なアークに比較して、アークが広がりをもって電極間に分布するため、アーク抵抗が実際よりも低く見積もられている可能性がある。

2.6 プラズマジェットとサスペンションの熱的・力学的特性に及ぼす電流値と基材位置の影響

本節では、アキシアルフィード型プラズマ溶射ガンの基本的特性を把握するため、溶射パラメータとして重要である電流値と基材位置を変化させた場合のプラズマジェットおよびサス

表 2.4: プラズマトーチの運転条件とサスペンションの投入条件

Operating current [A]	100, 200, 300
Flow rate of atomizing gas [L/min]	1.3
Flow rate of working gas from anode side [L/min]	17
Flow rate of working gas from cathode side [L/min]	29.5
Substrate distance from torch outlet [mm]	10, 20, 30
Substrate radius [mm]	20
Feedstock powder particle diameter [μm]	5.0
Suspension droplet diameter [μm]	80
Initial injection position [mm]	$(z, r) = (0.5, 0.1)$
Initial velocity [m/s]	$(u_{s,z}, u_{s,r}) = (10, 0)$
Initial temperature [K]	300

ペンションの熱的・力学的特性に及ぼす影響を調べる．表 2.4 にプラズマトーチの運転条件とサスペンションの投入条件を示す．電流値，ガス流量に関しては崎山ら [84] の実験条件を参考にし，それぞれ設定した．本節では誘導磁場と乱流の影響は無視した．これらの効果は次節 [2.7] の数値解析では考慮している．その結果から，本節で述べる解析結果の定性的な結果には，本質的な差をもたらさないことを確認している．また，計算負荷削減のため，One-way coupling model を用いた．

流体場とサスペンション挙動に及ぼす運転電流値の影響を考察するため， $d = 20 \text{ mm}$ に設定した場合の結果を議論する．図 2.13 にガス温度の分布と電流密度ベクトル流線を示す．アノード電極下流でガス温度は急上昇し，最高温度は 100 A, 200 A, 300 A でそれぞれ約 12200 K, 13500 K, 14800 K となる．これは電流値に比例したジュール熱によりガスが加熱されるためである．アノード電極付近で加熱・加速された電気伝導率の大きいガスが下流方向に分布するため，電流経路はアノード-カソード間の最短経路をとらず，基材方向へ湾曲した経路をとる．電流値が大きいほど上流においてアノード-カソード間のガスは急激に加熱され，温度の上昇に伴って電気伝導率は上昇するため，電流経路は短くなる．その結果，電流経路の湾曲部はより上流に位置する．後に示すようにアークの湾曲部ではジュール熱が盛んであり，ガスの温度分布に顕著な差を示す．電流値の増加に伴うアーク長の減少により，電極間電圧は 100 A で約 104 V, 200 A で約 89 V, 300 A で約 82 V となった．

ガス流速の分布および質量流束ベクトルから描いた流線を図 2.14 に示す．アノード電極付近でのジュール加熱による体積膨張により，ガス流速は急激に増加する．最高速度は，100 A, 200 A, 300 A の場合でそれぞれ約 160 m/s, 255 m/s, 360 m/s である．流線に注目すると，ジュール熱によって加速されたガスは，基材を迂回するような経路をとる．サスペンションプラズマ溶射法では従来のプラズマ溶射より小さい粒子を用いるため，粒子の運動は基材付近のガスの減速の影響を強く受ける．粒子を基材に衝突させるためには，衝突前に十分な z 方向運動量をもつことが重要となる．

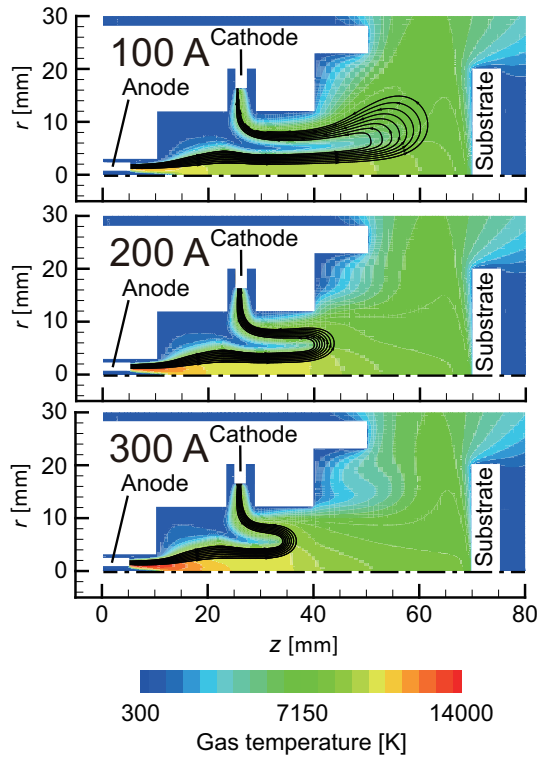


図 2.13: ガス温度と電流密度ベクトル流線の分布

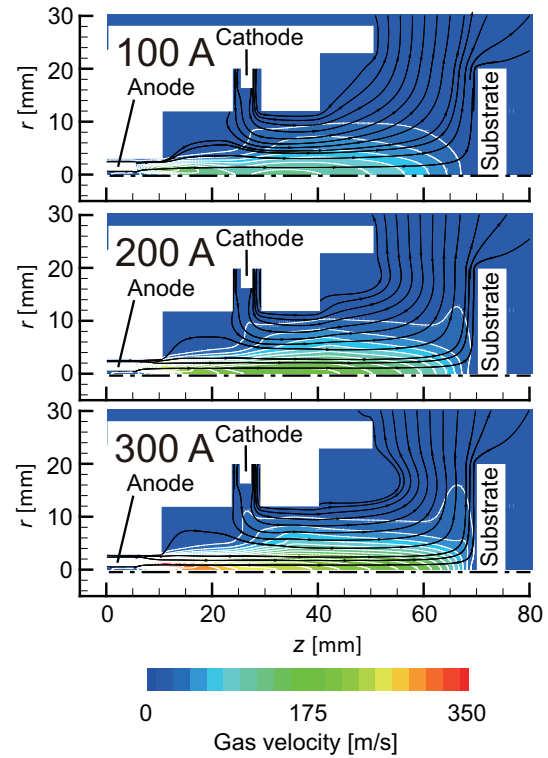


図 2.14: ガス速度と質量流束ベクトル流線の分布

各電流値に対するサスペンションの軌道を図 2.15 に示す。流路の拡大に伴い、ガスに運搬されるサスペンションも $z = 10$ mm 付近で r 方向に広がりをもつようになる。電流値が 100 A のとき、基材付近で粒子軌道が大きく逸れるが、これは流体とともに粒子が大きく減速し、 z 方向運動量を失うためである。200 A と 300 A の場合には、十分な z 方向の慣性をもつため、基材の中心軸付近に到達する。この結果は、粒子を基材に衝突させるためには、電流値は大きい方が良いことを示している。

図 2.15 のサスペンション軌道に沿ったガス温度の履歴を図 2.16 に示す。アノード電極下流のジュール加熱により、ガス温度は急上昇し、電流値にかかわらず $z = 20$ mm 手前でピークをとる。その後、 $z = 20$ mm から $z = 25$ mm にかけてガス温度が減少する要因は、カソード側から流入する作動ガスがアークを冷却するためである。 $z = 25$ mm 以降のガス温度履歴にはアーク湾曲部の位置が関係しており、電流値が小さいほど湾曲部が下流に位置し、下流部でのジュール熱が大きくなる。その結果、 $z = 45$ mm 付近で 100 A の場合にガス温度が最も高くなる。基材に近づくにつれて、ガス温度は急激に減少する。

図 2.15 のサスペンション軌道に沿った z 方向ガス速度の履歴を図 2.17 に示す。 z 方向ガス速度は、電流値に比例して大きくなり、基材付近で徐々に 0 に近づく。次にサスペンションの挙動について考察する。本解析では、粒子の内部温度の分布を熱伝導方程式から評価した

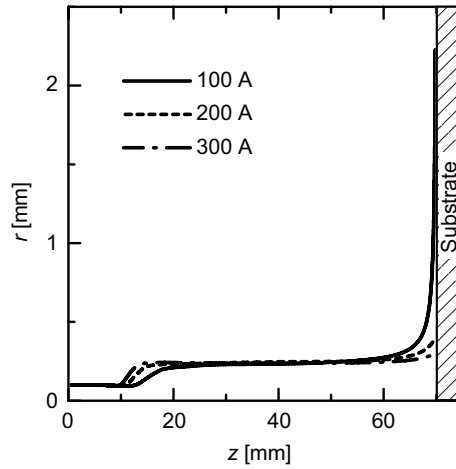


図 2.15: r - z 平面におけるサスペンション軌道

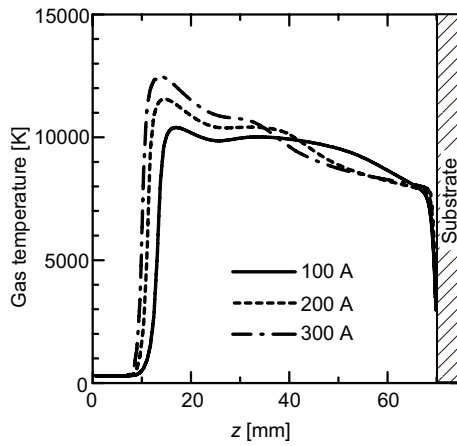


図 2.16: サスペンション軌道に沿ったガスの温度履歴

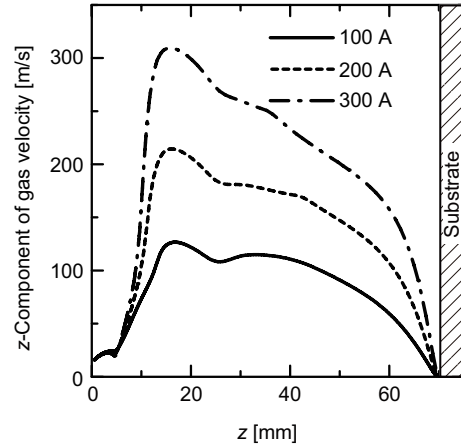


図 2.17: サスペンション軌道に沿った z 方向ガス流速

が、溶射粒子の径が小さく、比熱が小さいことから粒子の表面温度と中心温度にほとんど差は見られなかった。そこで以下ではサスペンション温度として表面温度を用いて議論する。

各電流値に対するサスペンション温度の履歴を図 2.18 に示す。 $z = 10$ mm から $z = 20$ mm の箇所で温度が一定になった後、サスペンション温度は急激に増加する。これは分散媒が蒸発している間はエタノールの沸点で温度が一定であり、全て蒸発した後に溶射粒子温度が上昇するためである。電流値に比例してジュール加熱は大きく、分散媒が早く蒸発する。また $z = 15$ mm から $z = 25$ mm 付近にも溶射粒子の溶融に伴って温度が一定となる領域が存在する。溶融した粒子は高温のプラズマジェットによって温度が上昇した後、なだらかに温度を下げながら基材に向かう。電流値が 100 A の場合に、他の電流値に比較して顕著に温度が減少する理由は、基材に沿う流れに運搬される粒子が、温度の低い壁面境界層内をより長く飛行

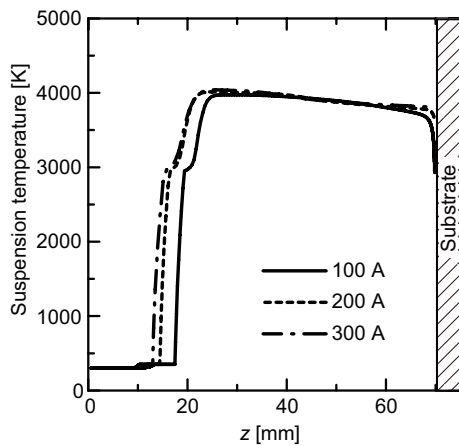


図 2.18: サスペンションの温度履歴

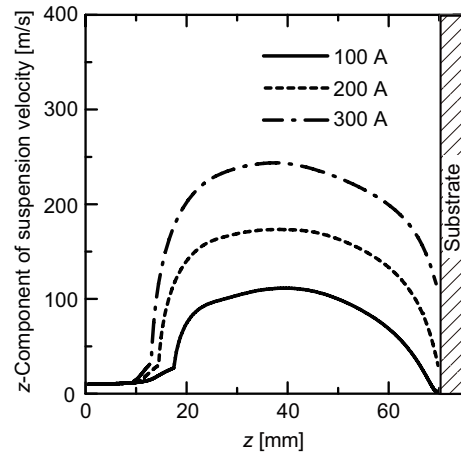


図 2.19: サスペンションの z 方向速度履歴

するためである。

z 方向サスペンション速度の履歴を図 2.19 に示す。分散媒の蒸発後、ガス速度の上昇に伴って溶射粒子の速度も上昇する。いずれの電流値の場合も $z = 40$ mm 付近でガスと溶射粒子の速度が平衡に達し、溶射粒子の速度はピークをとる。その後、ガスの減速に伴って粒子も減速する。電流値が 100 A の場合、溶射粒子の z 方向速度はほぼ 0 に近づくため、溶射粒子を基材に衝突させるためには電流値を大きくする必要がある。

次に基材近傍の溶射粒子の挙動について考察する。1000 個のサスペンションを投入し、投入位置の r 座標には平均 0.3 mm、標準偏差 0.3 mm の正規分布を与えた。すなわち、 $r = 0.3$ mm の場所から最も多くサスペンションを投入し、この位置から離れるほど投入量が少なくなるような分布を与えた。基材近傍とは、 $z = 69.85$ mm の位置（基材から 0.15 mm 離れた位置）とした。図 2.20 に各電流値における基材近傍での r 方向粒子位置と粒子温度の分布を示す。電流値に比例してジュール加熱が大きくなり、基材近傍の粒子温度は高くなる。中心軸から離れた位置に到達する粒子ほど、基材に沿う流れに運搬される過程で温度が下がる。また図 2.19 で示したように電流値が大きいほど、基材近傍での粒子速度が大きいため、基材に沿った流れの影響を受けにくく、中心軸に近い位置に到達する。100 A の場合には粒子の慣性が小さく、基材に沿った流れの影響を強く受ける。しかし、従来の溶射ガンの運転電流値より小さい 100 A の場合においても、中心軸付近に到達する粒子はジルコニアの融点 (2950 K) を示し、熔融状態で到達している。粒子をアキシアルフィードすることにより、従来のプラズマ溶射よりも小さい電流値で粒子を熔融でき、これはエネルギー効率や電極寿命の観点から重要な点である。

次に粒子温度と位置分布に及ぼす基材 z 位置の影響を考察する。ここでは電流値 200 A の場合の結果を示すが、他の場合も傾向は変わらない。図 2.21 にトーチ出口-基材間距離 d を変更した場合に対する基材近傍 (z 方向に基材から 0.15 mm 離れた位置) での r 方向粒子位置と粒子温度の分布を示す。基材位置の変更による電極間電圧への影響は無く、いずれも約 89 V であった。基材位置に近いほど、高温・高速のプラズマジェットが溶射粒子を運搬するため、

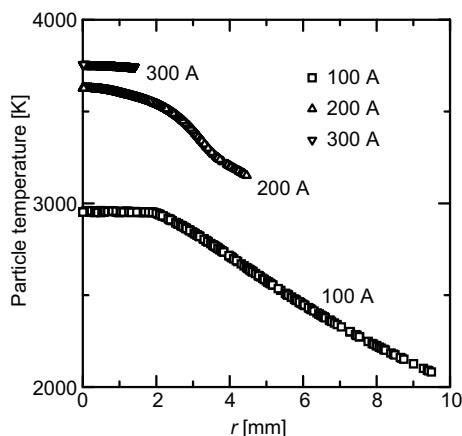


図 2.20: 異なる電流値に対する基材衝突直前の溶射粒子の位置と温度の分布

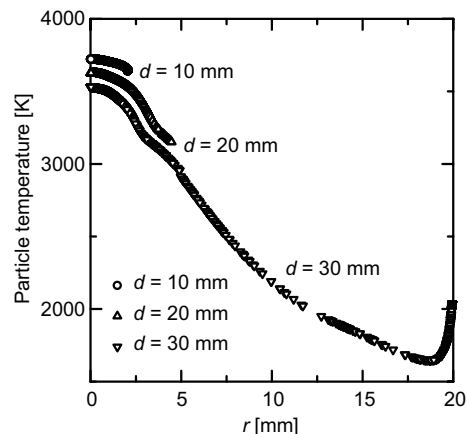


図 2.21: 異なるトーチ出口-基材位置に対する基材衝突直前の溶射粒子の位置と温度の分布（電流値 200 A）

基材到達時の粒子温度は高く、中心軸付近に到達する。 $d = 30$ mm の場合には、基材に沿う流れの影響を強く受け、基材端部 ($r = 20$ mm) に達するものが存在する。粒子温度が基材端部で上昇する理由は、基材端部のガス温度の分布が関係している。図 2.13 で示したガス温度分布において、基材端部では等温線が下流方向に扇状に広がっており、基材に沿う流れに運搬される粒子は等温線を横切るように飛行する。ガス温度の低い場所から高い場所へ飛行した結果、温度が上昇する。

2.7 プラズマジェットの高流動特性とサスペンション挙動に及ぼすプラズマ-サスペンション間の運動量輸送およびエネルギー輸送の影響

本節では、プラズマジェットの高流動特性とサスペンション挙動に及ぼすサスペンションをアキシアルフィードすることの影響を議論する。One-way coupling model を用いた場合と Two-way coupling model を用いた場合の結果を比較し、プラズマ-サスペンション間の相互作用の影響について述べる。プラズマトーチの運転条件は、電流値 200 A、トーチ出口-基材間距離 20 mm とし、ガス流量は前節の条件と同一とした。サスペンションの供給量を 15 g/min, 25 g/min, 35 g/min と変えた場合の結果について以下では議論する。まず、はじめにサスペンション供給量が最も多い 35 g/min の場合の結果を示す。

図 2.22 に One-way coupling model と Two-way coupling model を用いて計算したプラズマジェット中を飛行するサスペンション位置の分布を示す。どちらのモデルを用いた場合もアキシアルフィードされたサスペンションはプラズマジェットにのって基材に向かうことがわかる。しかし、どちらも同じ単位時間あたりに供給されるサスペンションの量が同じであるにもかかわらず、サスペンション投入口から基材に至るまでの空間に存在するサスペンションの数は、Two-way coupling model を用いた場合の方が多い。加えて、Two-way coupling model

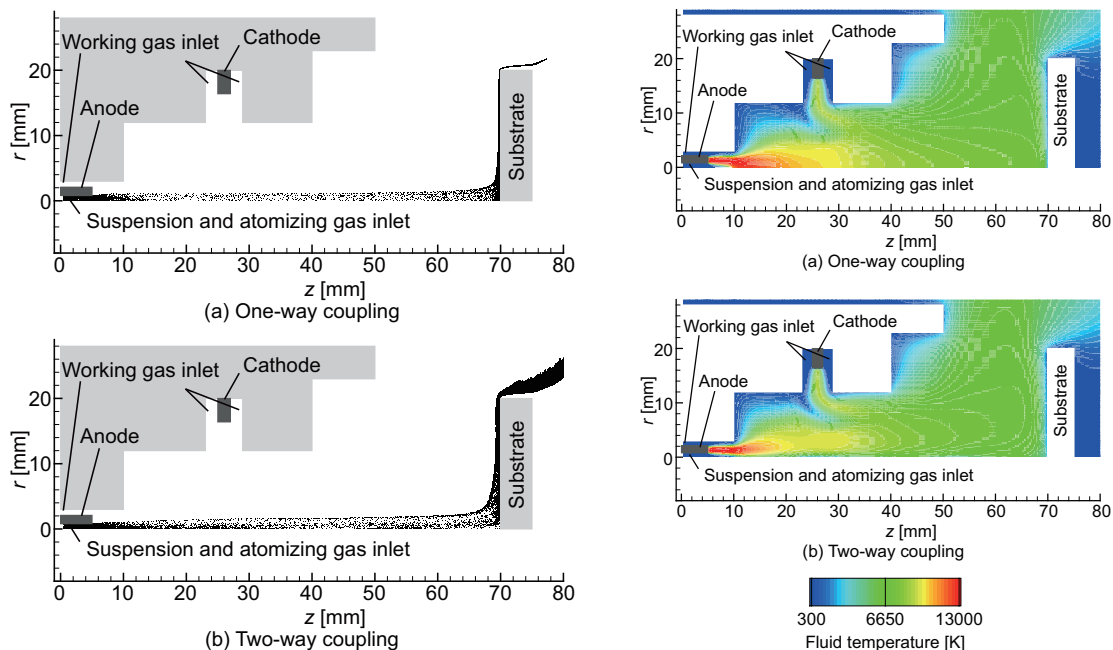


図 2.22: (a)One-way coupling model と (b)Two-way coupling model におけるサスペンション位置の分布 (サスペンション供給量 35 g/min) (サスペンション供給量 35 g/min)

を用いた方が、サスペンションは全体として r 方向に広がった分布をとることがわかる。ここで $z = 35$ mm の位置において投入されたサスペンションの 99.7% (標準正規分布における 3σ) が通過する r 方向の径範囲を調べる。One-way coupling model を用いた場合には 1.11 mm である一方で Two-way coupling model を用いた場合には 1.66 mm であった。したがって、この径範囲を参考にすれば、サスペンションの r 方向の広がり、1.5 倍程度である。また、図 2.22 から、どちらのモデルを用いた場合にも一部のサスペンションは基材に衝突することなく、基材後方に流れていく。しかし、基材に到達するサスペンションの割合には大きな差があり、One-way coupling model の場合には 89.2% が基材に到達する一方で、Two-way coupling model の場合には、59.7% しか基材に到達しない。

図 2.23 に One-way coupling model と Two-way coupling model におけるガスの温度分布を示す。また、図 2.24 にはガスの速度分布と流線の分布を示す。図 2.23 と図 2.24 より、アキシャルフィードされたガスはアノード電極付近で急激に加熱・加速され、プラズマジェットとなって基材に向かうことがわかる。このプラズマジェットは後に図 2.25 に示されるアノード電極近傍での電流集中により発生する。ガスの温度分布と速度分布を One-way coupling model と Two-way coupling model で比較すると、プラズマ-サスペンション間の相互作用により、プラズマトーチ軸付近におけるガスの温度と速度は大きく下がることわかる。ここで、One-way coupling model を用いた場合のプラズマの最高温度と最高速度は 12800 K と 310 m/s であるのに対して Two-way coupling model ではそれぞれ 8500 K と 120 m/s である。図 2.24 の流線が

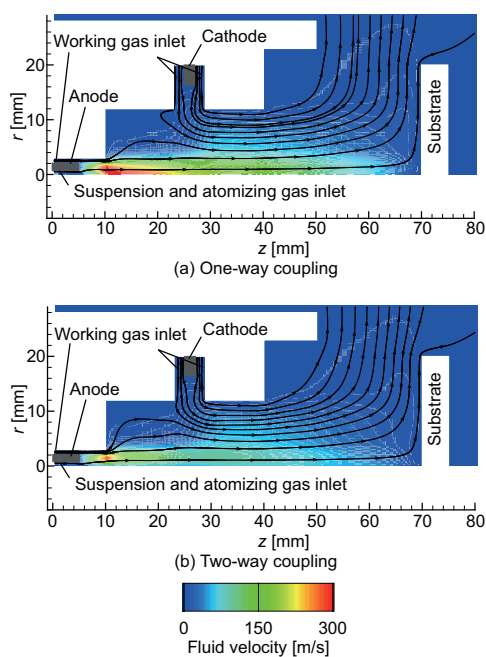


図 2.24: (a)One-way coupling model と (b)Two-way coupling model におけるガス速度と流線の分布（サスペンション供給量 35 g/min）

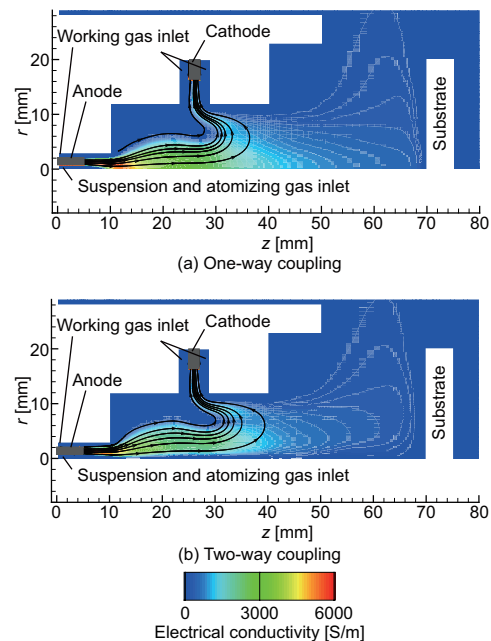


図 2.25: (a)One-way coupling model と (b)Two-way coupling model における電気伝導率と電流密度ベクトル流線の分布（サスペンション供給量 35 g/min）

示すように、ガスは基材にあたって急激に進路を径方向に変える。サスペンションは慣性が小さくこの流れに容易に追従するため、一部のサスペンションペンは基材に到達せず、基材後方に流れていくことになる。

図 2.25 は One-way coupling model と Two-way coupling model それぞれの電気伝導率の分布と電流密度ベクトル流線分布を示す。電流密度ベクトルはアノード電極から出て、アノード電極付近の電気伝導率の高い領域を通過した後、下流で基材方向に湾曲した後にカソード電極へ向かう。Two-way coupling model の場合には One-way coupling model の場合に比較して、プラズマ Torch 中心軸付近の電気伝導率が低いために、電流密度ベクトルはカソード側によった分布をとる。しかし、これらのモデル間において電極間の電流構造は大きな差はなく、したがって計算された電極間の電圧値も One-way coupling model で 66.8 V, Two-way coupling model で 67.1 V であった。

図 2.26 に中心軸付近を飛行するサスペンションの熱履歴とサスペンション軌道に沿ったガスの温度履歴を示す。どちらのモデルを用いた場合も、サスペンションははじめ 351 K まで温度が上昇する。これは分散媒であるエタノールの沸点である。分散媒が蒸発するまではサスペンションはこの温度を維持する。分散媒蒸発後に溶射粒子のジルコニアが放出され、プラズマジェットの加熱によって粒子温度が急激に上昇する。2950 K 付近における溶射粒子温度の停滞は、ジルコニアの融点に相当し、溶射粒子がすべて液相にかわるまでこの温度を維持

する。溶射粒子がすべて液相に変わった後は、3900 K 程度まで温度は上昇し続ける。その後およそ 3800-3900 K を維持した状態で溶射粒子は基材に到達する。基材付近では、溶射粒子の温度が急激に下がるが、これは基材表面の温度境界層で急激に冷却されるためである。熔融状態の溶射粒子の温度は、主にプラズマから溶射粒子への入熱と粒子の蒸発による熱損失から定まる。ここで、図 2.26 より、Two-way coupling model の方が One-way coupling model よりも分散媒の蒸発および溶射粒子の温度上昇に要する飛行距離が長いことがわかる。これはプラズマとサスペンション間の相互作用を考慮したことにより、Two-way coupling model によって評価されるプラズマから溶射粒子への入熱量が One-way coupling model に比べて小さいことに起因する。

図 2.27 に中心軸付近を飛行するサスペンションの速度履歴とサスペンションの軌道に沿ったガス速度の履歴をそれぞれのモデルについて示す。図 2.26 と図 2.27 の比較から、One-way coupling model, Two-way coupling model とともに分散媒蒸発後に放出された溶射粒子はプラズマジェットによって急激に加速されることがわかる。しかし、Two-way coupling model の場合にはプラズマとサスペンション間の相互作用により、溶射粒子にエネルギーを輸送した結果、プラズマジェットの温度および速度が下がるため、溶射粒子の速度も下がることになる。One-way coupling model の場合の溶射粒子の最高速度は約 205 m/s である。一方で、Two-way coupling model の場合の最高速度は約 75 m/s にとどまる。このモデル間の速度差に起因して、Two-way coupling model の場合には、溶射粒子がプラズマ中に滞在する時間は長くなる。その結果、単位時間当たりの供給量は等しいにもかかわらず、サスペンション供給口から基材に至るまでの空間に存在するサスペンションの数は Two-way coupling model の場合の方が多くなる。また、滞在時間が長くなることで、溶射粒子はよりガスの流れに追従するような挙動を示す。そのため、Two-way coupling model によって示されるサスペンションの軌道はより r 方向に広がった分布をもち、基材上でのガス流によく追従するため、基材に到達する溶射粒子の数は減少する。

次にプラズマとサスペンション挙動の特性に及ぼすサスペンション供給量の影響を議論する。ここではサスペンション供給量を 15 g/min, 25 g/min, 35 g/min の 3 パターン設定した。図 2.28 にプラズマトーチの軸上のガス温度とガス速度の分布を示す。サスペンションの供給量を増やすにつれ、基材に至るまでのガスの温度と速度は減少する。特に分散媒の蒸発が活発に生じる溶射ガンの内部において温度と速度の減少量が大きくなる。

図 2.29 は $z = 15$ mm の場所における r 方向の電気伝導率と電流密度の分布を示す。図 2.29(a) よりサスペンションの供給量を増加するにつれ、中心軸 ($r = 0$ mm) の電気伝導率が下がることがわかる。これは供給量の増加によってプラズマからサスペンションへの単位時間あたりの熱輸送が増加した結果、プラズマの温度が下がったことによる。サスペンションの供給量の増加につれて中心軸付近の電気伝導率が減少するとともに、電流密度も減少する (図 2.29(b))。中心軸付近で電流密度が減少した結果、電流連続式を満足するように、中心軸から離れた場所の電流密度は増加し、アークの径は r 方向に拡大する。その結果、サスペンションの供給量を増やすにつれて中心軸から離れた位置でのジュール熱が増加し、その領域の温度および電気伝導率が増加する。

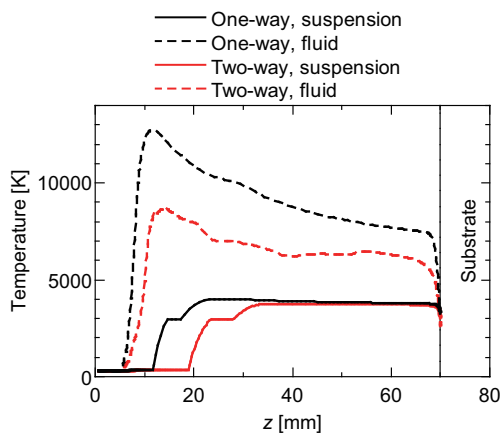


図 2.26: 中心軸付近を飛行するサスペンションの熱履歴とサスペンション軌道に沿ったガスの温度履歴の比較

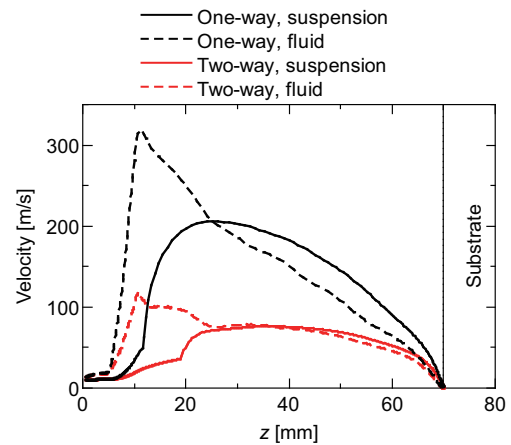
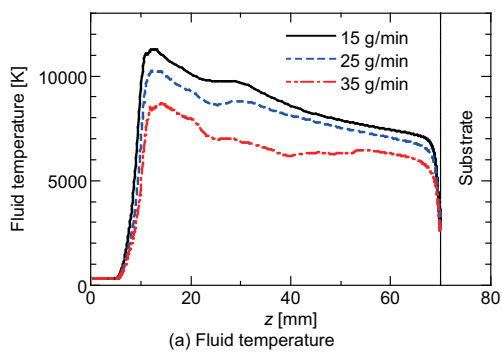
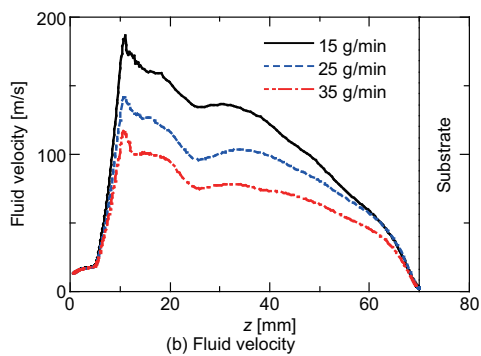


図 2.27: 中心軸付近を飛行するサスペンションの速度履歴とサスペンションの軌道に沿ったガスの速度履歴の比較

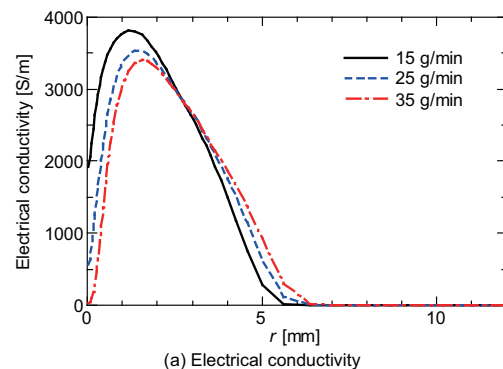


(a) Fluid temperature

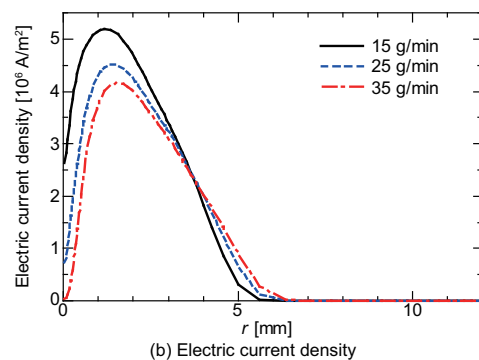


(b) Fluid velocity

図 2.28: 異なるサスペンション供給率を与えた場合の中心軸上のガス温度の分布とガス速度の分布



(a) Electrical conductivity



(b) Electric current density

図 2.29: 異なるサスペンション供給率を与えた場合の $z = 15$ mm の場所における r 方向の電気伝導率と電流密度の分布

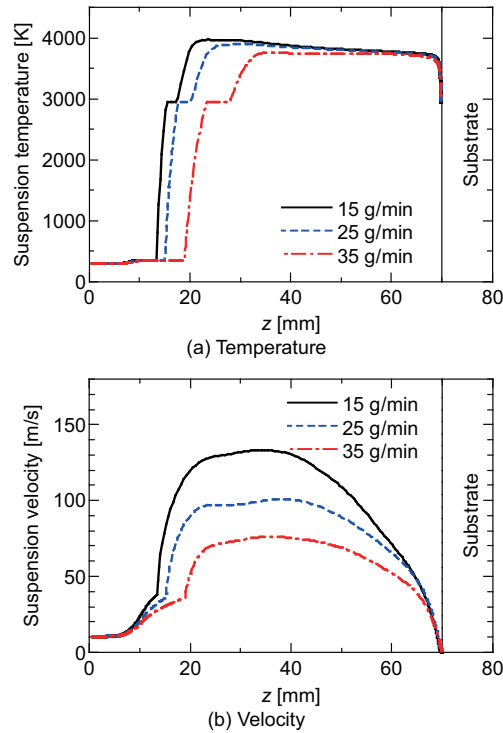


図 2.30: 異なるサスペンション供給率を与えた場合の中心軸付近を飛行するサスペンションの (a) 温度履歴と (b) 速度履歴

図 2.30 に異なるサスペンション供給率に対する中心軸付近を飛行するサスペンションの温度履歴と速度履歴を示す。図 2.30(a) から、サスペンションの供給量を増加するにつれ、分散媒の蒸発に必要な飛行距離が増加することがわかる。また、図 2.30(b) より、サスペンション供給量の増加により、サスペンションの飛行速度も減少することがわかる。

こうしたプラズマとサスペンションの特性に及ぼすサスペンション供給量の影響は、**One-way coupling model** では考慮することができない。アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンではサスペンションはプラズマの高温部を通過するため、プラズマとサスペンションは強く相互作用し、その特性を明らかにする上では **Two-way coupling model** の考慮は重要と考えられる。

2.8 まとめ

本章では、アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンを対象として、二次元軸対称電磁流体解析とサスペンション挙動解析を行った。電流値を増加させると電流経路の湾曲部はより上流に位置し、アーク長が短くなることによって電極間電圧は下がることがわかった。また、電流値を増加することとトーチ出口-基材間距離を近づけることは、基材近傍の溶射粒子温度と位置の分布を狭める効果があることがわかった。さらに、プラズマ-サス

ンション間の双方向の運動量輸送およびエネルギー輸送を考慮するとプラズマの温度と速度は、サスペンションをアキシャルフィードすることにより大きく下がることを示した。この影響はサスペンションの供給量の増加と共に大きくなり、アキシャルフィード方式プラズマ溶射のプラズマ特性とサスペンション挙動を調べる上で、プラズマ-サスペンション間の双方向の相互作用を考慮することの重要性を示唆した。

第3章 外部磁場印加型プラズマ溶射ガンの数値シミュレーション

3.1 はじめに

アークの変動を抑制する目的でプラズマトーチに外部磁場を印加する方法が提案されている。Li ら [47] や Hu ら [48] による先行研究では、特定の運転条件のもとで、アーク変動の抑制に外部磁場の印加が有効である可能性を指摘している。しかし、プラズマ溶射に外部磁場を適用し、その有効性を検討する上では、プラズマの熱流動特性と溶射粒子の溶融・加速状態に及ぼす外部磁場の影響も考慮しなければならない。

プラズマトーチに外部磁場を印加すると、外部磁場とアーク電流の相互作用により発生する電磁力によって、アークは電極上を周方向に回転する。電極内部の回転アーク挙動を調べるために Park ら [51] は三次元電磁流体解析を行い、外部磁場印加により、電極内のアークは螺旋構造をとって回転し、プラズマジェットは強い旋回流成分をもつことを示した。また、Baeva ら [52] は熱非平衡性を考慮した三次元電磁流体解析を行い、アークの構造や熱非平衡性に及ぼす外部磁場の影響について報告している。これらの解析はプラズマトーチ内の回転アークの基本的な特性を明らかにした。しかし、プラズマ溶射時の電力を議論する上で重要である電極間電圧や、プラズマトーチから噴出する旋回プラズマ流の熱流動特性に及ぼす外部磁場の影響は明らかにされていない。また、外部磁場印加によって生じるアークの回転周波数は数百 Hz から数 kHz 程度であり、プラズマ旋回流に投入される溶射粒子挙動に強く影響すると予想される。プラズマジェットの熱流動特性と溶射粒子挙動に及ぼす磁場駆動回転アークの影響を明らかにすることは、プラズマ溶射に外部磁場を適用する上で重要と考えられる。

3.2 数値計算モデル

本章では、外部磁場印加により生じる回転アークの三次元的な挙動と溶射粒子挙動を調べるため、三次元電磁流体解析を行った。電磁流体場の解析にあたって仮定した内容は第2章と同様である。ただし、三次元計算による計算負荷を削減するため、乱流の影響および溶射粒子からプラズマに及ぼす影響を無視した。また、第2章と異なる点として、解析対象はラディアルフィード方式の外部磁場印加型プラズマ溶射ガンであり、溶射材にはサスペンションではなく固体の溶射粒子を仮定する。溶射粒子の軌道解析および温度解析には、以下のことを仮定した。

- 溶射粒子は球形を仮定する。

- 溶射粒子に作用する力は流体による抗力と熱泳動力のみである。
- 溶射粒子間の衝突等の相互作用は無視する。
- 溶射粒子内部の温度勾配は無視する。

溶射粒子に作用する種々の力の考慮の有無は、文献 [85] を参考とした。本研究では溶射粒子に作用する重力の影響も無視したが、後に述べるように溶射粒子挙動に及ぼす重力の影響は無視できる。溶射粒子内部の温度勾配については、事前検討として Biot 数の評価を行った。本解析条件において計算される Biot 数は、最大でも 0.25 程度で基準値 1 より小さかったため、溶射粒子内部の温度勾配は無視した。

3.2.1 熱力学的諸量と輸送係数

本章の電磁流体解析では、作動ガスとしてアルゴンガスを仮定した。熱力学的諸量および輸送係数は第 2 章と同様の方法で求めた。

3.2.2 電磁流体場の支配方程式

流体場の支配方程式には、MHD 相互作用項、放射熱損失項を考慮した圧縮性流れに対する質量保存式、運動量保存式、全エネルギー保存式を用いた。

質量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \oint_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (3.1)$$

運動量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{u} dV + \oint_S \rho \mathbf{u} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \oint_S \bar{\tau} \cdot \mathbf{n} dS - \oint_S p \mathbf{n} dS + \int_V (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) dV \quad (3.2)$$

式 (3.2) の粘性応力テンソル $\bar{\tau}$ は以下のように表される。

$$\bar{\tau} = \mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{I} \quad (3.3)$$

全エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho E_{flu} dV + \oint_S \rho H_{flu} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \\ & = \oint_S (\kappa_{eff} \nabla T) \cdot \mathbf{n} dS + \oint_S (\bar{\tau} \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS + \int_V (\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} - q_{rad}) dV \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで、全エネルギー E_{flu} と全エンタルピー H_{flu} は次式で与えられる。

$$E_{flu} = e_{flu} + \frac{|\mathbf{u}|^2}{2} \quad (3.5)$$

$$H_{flu} = E_{flu} + \frac{p}{\rho} \quad (3.6)$$

式 (3.1), 式 (3.2), 式 (3.4) を有限体積法を用いて離散化し, 対流項の評価には AUSM-DV 法 [74], 粘性項の評価には中心差分法を用いた. 時間積分には LUSGS 陰解法 [86] を用いた.

電磁場の支配方程式には, 定常 Maxwell 方程式と一般化された Ohm の法則を用い, 第 2 章と同様に導出した電位 ϕ に関する二階の偏微分方程式を解いた. ただし, 誘導磁場の計算に際しては, 軸対称二次元解析を仮定した第 2 章と異なり, 周方向以外の成分も考慮する必要がある. そこで誘導磁場 \mathbf{B}_{ind} に関しては, ベクトルポテンシャル \mathbf{A} に関する二階の偏微分方程式を導き, その回転をとることで求めた. \mathbf{A} に関する二階の偏微分方程式は以下のように導出される. 定常マクスウェル方程式の磁場に関するガウスの法則

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_{ind} = 0 \quad (3.7)$$

において, $\mathbf{B}_{ind} = \text{rot } \mathbf{A}$ で定められる \mathbf{A} ベクトルを導入すると, 式 (3.7) は自動的に満足される. この \mathbf{A} を用いると $\mathbf{B}_{ind} = \mu_0 \mathbf{H}$ の関係から $\text{rot } \mathbf{A} = \mu_0 \mathbf{H}$ となるので, これを定常マクスウェル方程式のアンペールの法則

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (3.8)$$

の \mathbf{H} と置き換えることで \mathbf{A} に関する以下の二階の偏微分方程式が得られる.

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J} \quad (3.9)$$

ただし, 本解析では外部磁場由来の磁場 \mathbf{B}_{ex} も存在するため, 最終的な磁場 \mathbf{B} は誘導磁場 \mathbf{B}_{ind} と外部磁場 \mathbf{B}_{ex} の和をとることにより与えられる.

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{ind} + \mathbf{B}_{ex} \quad (3.10)$$

電位 ϕ とベクトルポテンシャル \mathbf{A} に関する二階の偏微分方程式の離散化には, 一次四面体要素を用いた Galerkin 有限要素法 [78] を用いた. 得られた連立一次方程式の解法には BiCGSTAB2 法 [87] を用いた.

3.2.3 溶射粒子挙動の支配方程式

溶射粒子挙動の支配方程式は文献 [88] を参照した. プラズマ中を飛行する溶射粒子には, 流体抗力と熱泳動力が作用すると仮定する. このとき溶射粒子の運動方程式は

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_d + \mathbf{F}_t \quad (3.11)$$

$$\frac{dx_{pi}}{dt} = u_{pi} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (3.12)$$

ここで x_{pi} は粒子の位置, m_p は粒子の質量, t は時間である. また \mathbf{u}_p は粒子の速度, \mathbf{F}_d と \mathbf{F}_t は粒子に作用する流体抗力と熱泳動力をそれぞれ表す. 半径 r_p の球を仮定すると, 上式は以下ようになる.

$$\frac{du_{pi}}{dt} = \left(\frac{3\rho C_D}{8r_p\rho_p} \right) \cdot |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p|(u_i - u_{pi}) - 9 \left(\frac{\mu^2}{\rho\rho_p r_p^2} \right) \cdot B \cdot \left(\frac{1}{T_\infty} \frac{\partial T_\infty}{\partial x_i} \right) \quad (3.13)$$

右辺第一項が流体から受ける抗力, 第二項が熱泳動力である. C_D は抗力係数, \mathbf{u} はガス速度ベクトル, T_∞ はガス温度を表す. $\partial T_\infty / \partial x_i$ は粒子位置における x_i 方向の温度勾配を表す. また式中の B は次式で与えられる.

$$B = C_s \frac{(\kappa/k_p) + C_t(\lambda^*/r_p)}{[1 + 3C_m(\lambda/r_p)] \times [1 + 2(\kappa/k_p) + 2C_t(\lambda^*/r_p)]} \quad (3.14)$$

ρ_p は粒子密度, k_p は粒子の熱伝導率を表す. また C_s , C_t , C_m は定数であり, それぞれ 1.17, 2.18, 1.14 で与えられる. ここで, λ^* は実効的な平均自由行程を表し, 後に定義する. 抗力係数 C_D は以下の式で計算される.

$$C_D = \alpha_1 \alpha_2 f(\text{Re}_\infty) (\text{Re}_\infty / \text{Re}_w)^{0.1} = \alpha_1 \alpha_2 f(\text{Re}_\infty) (\nu_w / \nu_\infty)^{0.1} \quad (3.15)$$

Re は Reynolds 数を表す. $f(\text{Re}_\infty)$ はガスの Reynolds 数から算出される, 球体に対する抗力係数を表し, 以下の式で計算される.

$$f(\text{Re}_\infty) = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_\infty}, & \text{Re}_\infty < 0.2 \\ \left(\frac{24}{\text{Re}_\infty} \right) \left(1 + 3 \frac{\text{Re}_\infty}{16} \right), & 0.2 \leq \text{Re}_\infty < 2.0 \\ \left(\frac{24}{\text{Re}_\infty} \right) \left(1 + 0.11 \text{Re}_\infty^{0.810} \right), & 2.0 \leq \text{Re}_\infty < 21 \\ \left(\frac{24}{\text{Re}_\infty} \right) \left(1 + 0.189 \text{Re}_\infty^{0.632} \right), & 21 \leq \text{Re}_\infty < 200 \end{cases} \quad (3.16)$$

また $(\nu_w / \nu_\infty)^{0.1}$ は高温に対する補正項である. ここで α_1 , α_2 は, Knudsen 効果の影響による補正項 [89] 及び粒子の蒸発の影響に対する補正項である [90]. 添え字 w と ∞ はそれぞれ, 粒子の表面温度及びガスの温度から計算された項であることを示す. 式 (3.15) 中の係数 α_1 , α_2 はそれぞれ以下の式で与えられる.

$$\alpha_1 = \left[\frac{1}{1 + (z^*/r_p)} \right]^{0.45} \quad (3.17)$$

$$\alpha_2 = \frac{L_v}{S_{hc\infty} - S_{hcw}} \int_{T_w}^{T_\infty} \frac{\kappa dT}{h - h_w + L_v} \quad (3.18)$$

ここで S は熱伝導ポテンシャルと呼ばれ, 以下の式で定義される.

$$S_{hc} = \int_{T_0}^T \kappa dT \quad (3.19)$$

L_v は粒子の蒸発潜熱を表す． z^* はジャンプ距離を表し，以下の式で計算される．

$$z^* = \left(\frac{2-a}{a} \right) \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \frac{2}{\text{Pr}_w} \lambda^* \quad (3.20)$$

ここで a はガスの熱適応係数， γ はガスの比熱比である．ここでは文献 [89] を参考に $a = 0.8$ とした．また Pr_w は粒子の表面温度から計算される Prandtl 数であり，次式で定義される．

$$\text{Pr}_w = \frac{\mu_w C_{pw}}{k_w} \quad (3.21)$$

ガスから粒子への熱流束は次式で表される．

$$q = \beta_1 \beta_2 q_c \quad (3.22)$$

ここで q_c は Knudsen 効果及び粒子の蒸発による影響がない場合における熱流束を表し，Nusselt 数に対する以下の 2 式から計算される．

$$\text{Nu}_s = \frac{2q_c r_p}{S_{hc\infty} - S_{hcw}} \quad (3.23)$$

$$\text{Nu}_s = 2 \left[1 + 0.63 \text{Re}_\infty \text{Pr}_\infty^{0.8} \left(\frac{\text{Pr}_w}{\text{Pr}_\infty} \right)^{0.42} \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.52} C^2 \right]^{0.5} \quad (3.24)$$

C の値は

$$C = \frac{\left[1 - \left(\frac{h_w}{h_\infty} \right)^{1.14} \right]}{\left[1 - \left(\frac{h_w}{h_\infty} \right)^2 \right]} \quad (3.25)$$

で表される．ここで式 (3.22) 中の β_1 は Knudsen 効果の影響による補正項， β_2 は粒子の蒸発の影響による補正項であり，以下のように記述できる．

$$\beta_1 = \frac{1}{1 + (z^*/r_p)} \quad (3.26)$$

$$\beta_2 = \frac{L_v}{S_{hc\infty} - S_{hcw}} \int_{T_w}^{T_\infty} \frac{\kappa dT}{h - h_w + L_v} \quad (3.27)$$

λ^* は粒子の実効的な平均自由行程を表し，熱プラズマの環境下においては以下の式で計算される．

$$\lambda^* = \frac{\bar{\kappa}}{2\psi_w \bar{C}_p} \text{Pr}_w \quad (3.28)$$

ψ_w は粒子の表面におけるガス粒子束である.

$$\psi_w = \frac{1}{4} \rho_w \bar{v}_w \left[\frac{2}{1 + \sqrt{T_j/T_w}} \right] \quad (3.29)$$

ここで粒子周りの Knudsen 層におけるガスの平均熱伝導率 $\bar{\kappa}$ 及びガスの平均比熱 $\overline{C_p}$ はそれぞれ,

$$\bar{\kappa} = \frac{1}{T_j - T_w} \int_{T_w}^{T_j} \kappa dT = \frac{S_{hcj} - S_{hcw}}{T_j - T_w} \quad (3.30)$$

$$\overline{C_{p,eq}} = \frac{1}{T_j - T_w} \int_{T_w}^{T_j} C_{p,eq} dT = \frac{h_j - h_w}{T_j - T_w} \quad (3.31)$$

で与えられる. ρ_w と \bar{v}_w はそれぞれ, 粒子の温度から計算されるガスの密度及び熱運動速度である. ジャンプ温度 T_j は以下の3式より求める. 求め方の詳細は文献 [91] を参照されたい.

$$q_0 = \frac{S_{hc\infty} - S_{hcw}}{r_p} \quad (3.32)$$

$$\left(\frac{dS}{dr} \right)_r = q_0 \quad (3.33)$$

$$S_{hcj} - S_{hcw} = z^* \left(\frac{dS_{hc}}{dr} \right)_w \quad (3.34)$$

粒子が固相状態のとき, 粒子の温度上昇率は以下の式で表される.

$$\frac{dT}{dt} = \frac{3(q - q_r)}{\rho_p C_{ps} r_p} \quad (3.35)$$

ここで q_r は粒子表面からの輻射による熱損失である.

$$q_r = \epsilon \sigma_{SB} T_w^4 \quad (3.36)$$

ϵ は粒子の熱放射率, σ_{SB} は Stefan-Boltzmann 定数である. また, C_{ps} は粒子が固相の時の比熱である. 融解時は粒子の温度は変化しないと仮定すると, 数値解析における i step 時の液相の増加量は

$$\Delta f_l = \frac{3(q - q_r)}{L_m \rho_p r_p} \Delta t_i \quad (3.37)$$

で表される. L_m は粒子の融解潜熱である. また粒子が液相状態のときは,

$$\frac{dT}{dt} = \frac{3(q - q_r)}{\rho_p C_{pl} r_p} \quad (3.38)$$

として温度上昇率を計算する. C_{pl} は粒子が液相時における比熱である. 粒子の温度が沸点に達した場合, 粒径は以下の式にしたがって減少する.

$$-\frac{dr_p}{dt} = \frac{q - q_r}{\rho_p L_v} \quad (3.39)$$

粒子軌道と熱履歴の計算手法には4段の Runge-Kutta 法を用いた.

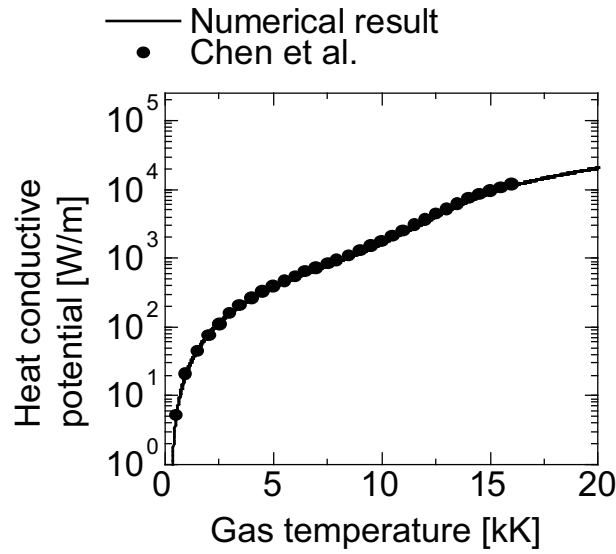


図 3.1: Chen ら [90] による熱伝導ポテンシャルの計算結果との比較

3.2.4 熱伝導ポテンシャルと溶射粒子の蒸発に伴う補正項の計算法

熱伝導ポテンシャル S_{hc} は式 (3.19) で定義されるように、ガスの熱伝導率をガス温度で積分することにより求められる。しかし、この積分計算を溶射粒子の存在する各点で毎ステップ計算することは計算負荷が非常に大きい。そこで、本解析では以下の手順で熱伝導ポテンシャルを計算した。第 2 章で述べた方法を用いてアルゴンガスの各種輸送係数を求めた後、電磁流体解析プログラム内で利用しやすいように温度 T と圧力 P の多項式で近似した。この多項式を解析的に積分することで熱伝導ポテンシャルを計算した。図 3.1 にアルゴンガスを対象とした熱伝導ポテンシャルに関して、Chen ら [90] による計算結果と本数値解析結果の比較を示す。図より、Chen らによって示されている 16000 K までの結果と本数値解析結果はよく一致しており、以下の電磁流体解析では多項式で近似して求めた熱伝導ポテンシャルを用いることとする。

また、式 (3.18) と式 (3.27) によって表される溶射粒子の蒸発が生じる際の補正項にもガス温度に対する積分計算が含まれる。この補正項に関しても、熱伝導ポテンシャルと同様に多項式に近似して計算を行った。

3.2.5 溶射粒子挙動に及ぼす重力の影響

本解析では溶射粒子に作用する力として、流体抗力と熱泳動力を考慮したが、事前検討として重力による影響を評価した。図 3.2 に重力を考慮した場合と考慮しない場合に対する x - z 平面上の溶射粒子軌道を示す。図より、二つの計算結果の差は無視できるほど小さく、溶射粒子挙動に対する重力の影響は無視できる。これは、流体の速度は数百 m/s のオーダーであ

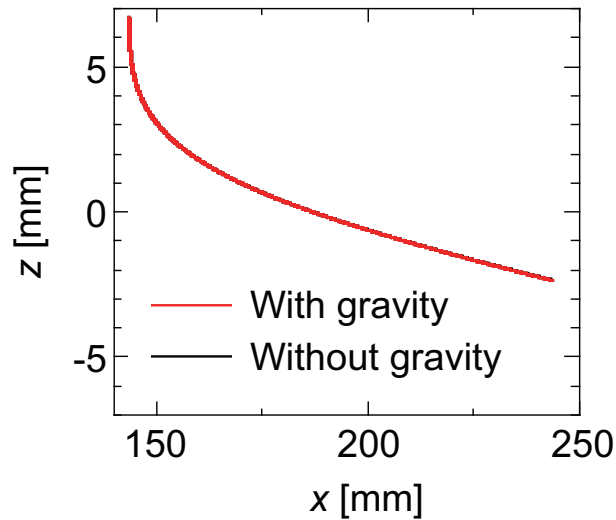


図 3.2: プラズマジェット中を飛行する溶射粒子の軌道に及ぼす重力の影響

り，重力に比較して流体抗力の方が支配的なためである．そこで以下の解析では重力による影響を無視した．

3.3 電磁流体場と溶射粒子挙動の計算の流れ

図 3.3 に電磁流体場と溶射粒子挙動の計算手順を示す．まず，外部磁場を印加しない状態において，定常の電磁流体場を計算する．その後外部磁場を印加し，アークがアノード電極上を回転し，周期的な電圧波形が得られるまで計算を継続する．その後，溶射粒子挙動の解析に必要なプラズマ諸量を，溶射粒子が飛行するプラズマジェット領域の全点に対して $dt = 1.0 \times 10^{-6}$ ごとにデータとして記録する．たとえば，3 ms 分のデータを利用したい場合には，プラズマ諸量の三次元データを 3000 個出力することになる．このプラズマ諸量の三次元データを利用して，各種投入条件に対する溶射粒子の挙動を調べる．

3.4 計算領域と計算条件

3.4.1 解析対象

解析対象は文献 [92] にある外部磁場印加型プラズマ溶射ガンとした．この溶射ガンでは，プラズマトーチ周りに設置したソレノイドコイルによって，プラズマトーチに外部磁場を印加する．

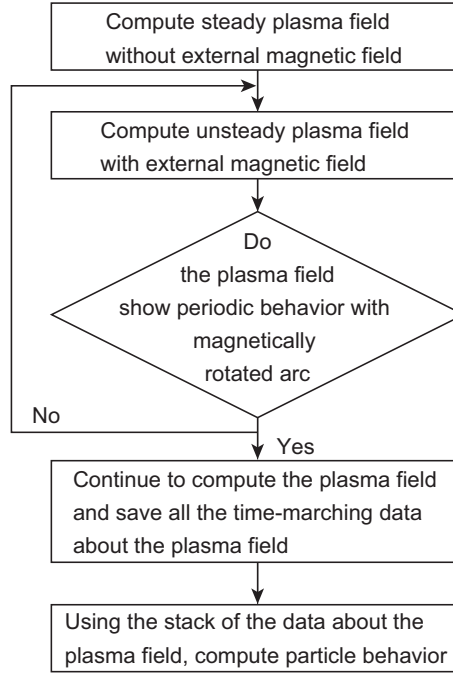


図 3.3: 電磁流体場と溶射粒子挙動の計算手順

3.4.2 計算領域と境界条件

図 3.4 に計算領域を示す．プラズマトーチ部のセルの数は $191(x \text{ 方向}) \times 59(r \text{ 方向}) \times 63(\theta \text{ 方向})$ からなり，総点数約 71 万点である．また，プラズマジェット部のセルの数は $28(x \text{ 方向}) \times 84(r \text{ 方向}) \times 63(\theta \text{ 方向})$ からなり，総点数は約 15 万点である．電磁場の解析はプラズマトーチ部においてのみ行った．以下に流体場と電磁場の境界条件を示す．

プラズマトーチ部の境界条件

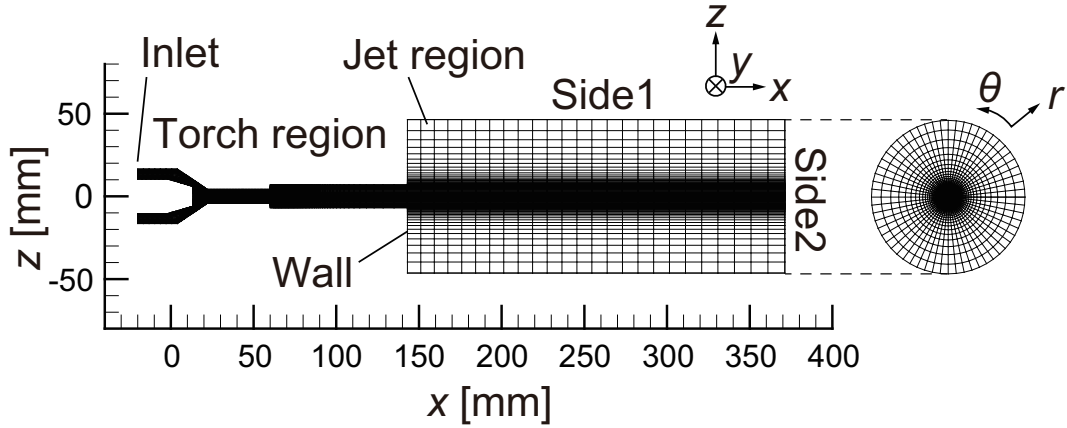
- カソード (Cathode)

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, T = T_{cathode}, \mathbf{u} = \mathbf{0}, \phi = \phi_{cathode} \quad (3.40)$$

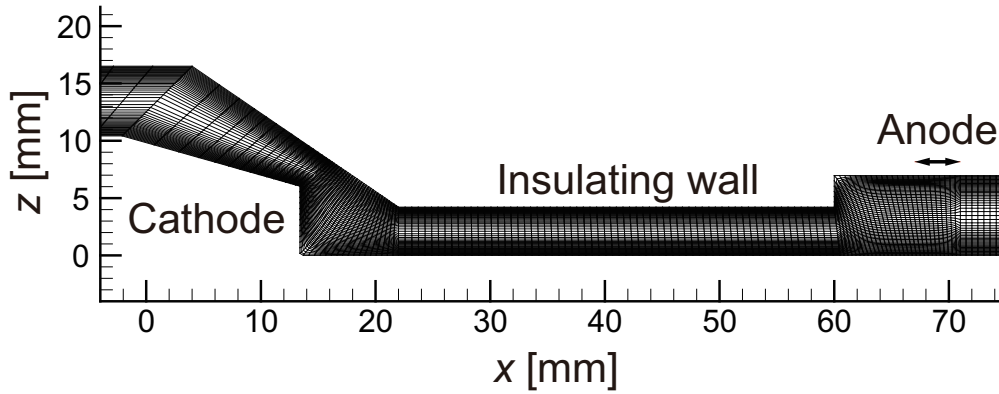
ここで $T_{cathode}$ には以下のガウス分布を与えた [93].

$$T_{cathode} = T_{cath_{side}} + (T_{cath_{tip}} - T_{cath_{side}}) e^{-\left(\frac{r}{R_c}\right)^2} \quad (3.41)$$

ここでカソードの半径 R_c は 6 mm とした．また， $T_{cath_{side}} = 500 \text{ K}$ ， $T_{cath_{tip}} = 3653 \text{ K}$ とした． $T_{cath_{tip}}$ の値はタングステンの融点である．カソード電極上における電位 $\phi_{cathode}$ は設定した電流値を満足するように求める．



(a) Computational domain



(b) Enlarged view of the torch region

図 3.4: (a) 計算領域と (b) プラズマトーチ部の拡大図

- アノード（Anode）図中の両矢印は本解析で仮定したアノードの位置を示す．文献 [92] の実際のプラズマトーチではカソードを覆うノズル全体がアノードであるが，本解析では 4 mm 幅のリング状のアノードを仮定して解析する．

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, T = T_{anode}, \mathbf{u} = \mathbf{0}, \phi = 0 \quad (3.42)$$

ここで T_{anode} は

$$h_{aw}(T_{anode} - T_{water}) = \frac{\kappa}{\partial \Delta n} (T - T_{anode}) \quad (3.43)$$

から求めた．ここで h_{aw} は水冷されたアノードにおける熱伝達率であり，文献 [93] を参考に $10^5 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ で与えた．また， $T_{water} = 500 \text{ K}$ とした．

- 絶縁壁（Insulating wall）

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, T = T_{ins}, \mathbf{u} = \mathbf{0}, \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (3.44)$$

ここで T_{ins} は

$$h_{aw}(T_{ins} - T_{water}) = \frac{\kappa}{\partial \Delta n} (T - T_{ins}) \quad (3.45)$$

- 中心軸 (Center axis)

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial r} = \mathbf{0}, \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \quad (3.46)$$

- プラズマトーチ入口部 (Inlet)

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, T = T_{in}, \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (3.47)$$

として与え, $T_{in} = 300 \text{ K}$ とした. 入り口のガス速度は文献 [93] を参考にして以下のよう
に与えた.

$$\begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2U_{in} \left(1 - \left(\frac{r}{R_a} \right)^2 + (1 - k^2) \frac{\ln(r/R_a)}{\ln(1/k)} \right) / \left(1 + k^2 - \frac{1-k^2}{\ln(1/k)} \right) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.48)$$

ここで U_{in} は体積流量が約 115 slm になるように与えた. 体積流量の値は解析対象とした溶射ガンを用いた実験値を参考とした [92]. ここで k はカソードの半径とアノードの半径の比である.

$$k = \frac{R_c}{R_a} \quad (3.49)$$

- 周期境界

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \theta} = \mathbf{0}, \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0 \quad (3.50)$$

上記に加えて, プラズマトーチ内部の全ての境界に対してベクトルポテンシャルの境界条件を以下の式で与えた.

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV \quad (3.51)$$

プラズマジェット部の境界条件

- 壁面 (Wall)

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0, T = T_{wall}, \mathbf{u} = \mathbf{0} \quad (3.52)$$

ここで $T_{wall} = 300 \text{ K}$ で与えた.

- 遠方境界 (Side1, Side2)

$$p = P_0, \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} = \mathbf{0} \quad (3.53)$$

ここで P_0 は大気圧 (101,325 Pa) で与えた.

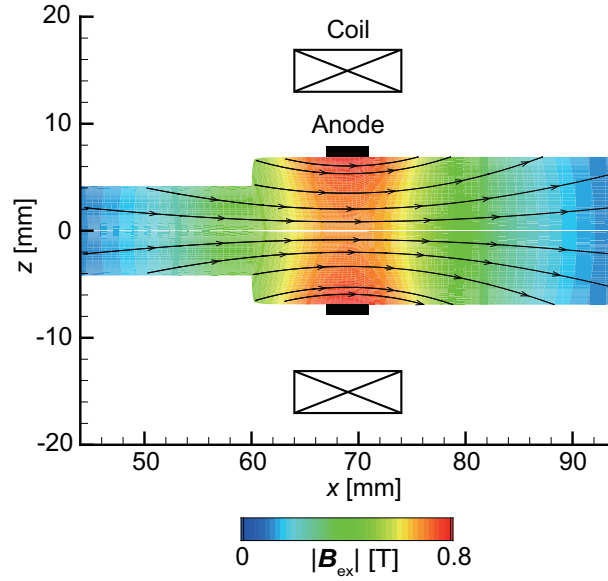


図 3.5: 外部磁場分布 ($|\mathbf{B}_{ex}| = 0.8 \text{ T}$)

- 中心軸 (Center axis)

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial r} = \mathbf{0} \quad (3.54)$$

- 周期境界

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0, \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \theta} = \mathbf{0} \quad (3.55)$$

3.4.3 外部磁場分布

図 3.5 に解析で仮定した外部磁場の分布を示す．本解析ではリング状の電磁石が生成する磁場を仮定した．以下の解析でたとえば $|\mathbf{B}_{ex}| = 0.8 \text{ T}$ と記載した場合には，プラズマトーチ内の最大磁場が 0.8 T であることを示すこととする．本解析では $|\mathbf{B}_{ex}| = 0.2 \text{ T}, 0.4 \text{ T}, 0.8 \text{ T}$ の 3 条件について調べた．

3.5 解析条件

表 3.1 に外部磁場印加型プラズマトーチの運転条件と溶射粒子の条件を示す．溶射粒子には第 2 章と同様にジルコニアを仮定した．本解析では表 3.1 に示す条件で溶射粒子を投入するが，複数の溶射粒子挙動を議論する場合には， y および z 方向初期投入速度 v_{py} , v_{pz} と溶射粒子径にそれぞれ標準正規分布を仮定した．このとき溶射粒子径は，おおよそ $22\text{-}38 \mu\text{m}$ の径をもつ．

表 3.1: 外部磁場印加型プラズマトーチの運転条件と溶射粒子の条件

Operating current [A]	300, 400, 500
Flow rate of working gas [L/min]	115
External magnetic field [T]	0.2, 0.4, 0.8
Initial particle diameter [μm]	30
Initial injection position [mm]	$(x, y, z) = (143.5, 0, 6.7)$
Initial injection velocity [m/s]	$(v_{px}, v_{py}, v_{pz}) = (0, 0, -10)$
Initial particle temperature [K]	300

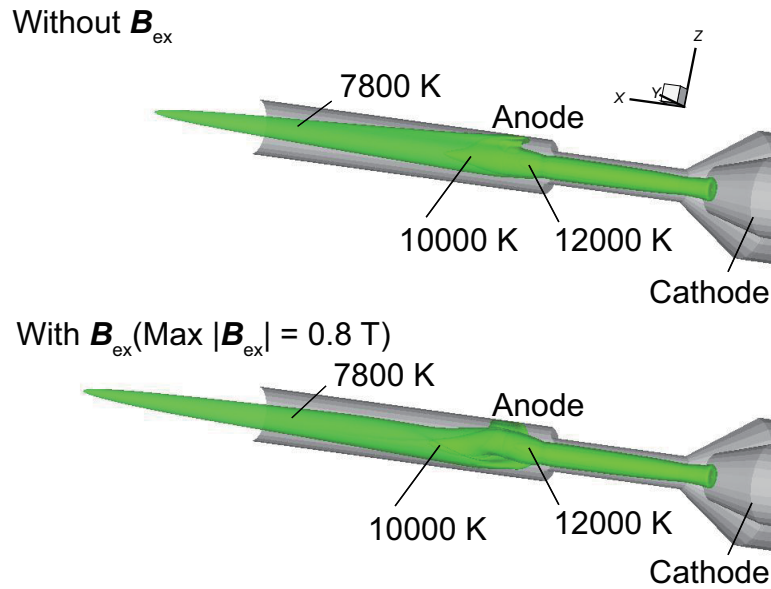


図 3.6: 外部磁場印加によるプラズマジェットの伸張

3.6 プラズマジェットの熱流動特性と粒子挙動に及ぼす外部磁場の影響

図 3.6 に運転電流値 300 A，ガス流量 115 L/min の場合の，外部磁場を印加しない場合と印加した場合のプラズマジェット等温面の比較を示す．印加した外部磁場の最大磁束密度は 0.8 T である．図より，外部磁場を印加することによって，7800 K に相当する等温面の先端がより下流に位置することがわかる．これは外部磁場を印加したことにより電極間電圧および入力電力が増加したことに起因する．外部磁場を印加することで，磁場と電流の相互作用により生じたノズル周方向の電磁力により，アークはアノード上を回転する．アークの回転に伴っ

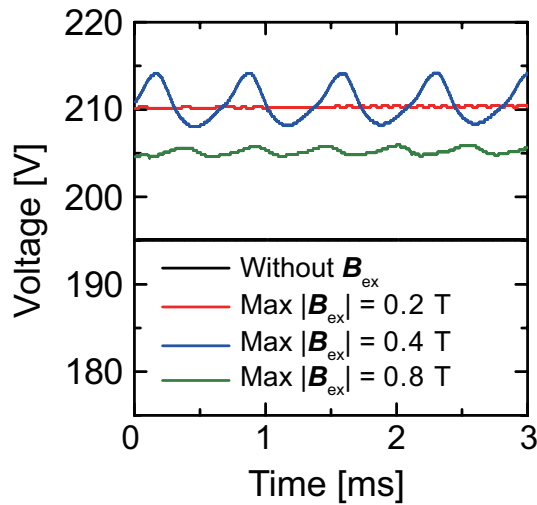


図 3.7: 異なる外部磁場の強さに対する電圧波形（電流値 400 A）

て、周方向にアーク長が増加することでアーク抵抗は増加する。また、回転に伴ってアークから周囲のガスへの熱輸送が活発になるため、アーク全体としての電気伝導率が下がることもアーク抵抗の増加に寄与する。アーク抵抗の増加は電極間電圧および入力電力の増加につながるため、高エンタルピーのプラズマジェットが生成され、ジェット長が伸びる。ここで外部磁場を印加しない場合と印加した場合の電圧値はそれぞれ約 180 V および 203 V であり、投入電力に換算すると約 54 kW および 61 kW である。7800 K の等温面からジェットの伸張距離を評価すると 2 cm 程度の増加となる。

図 3.7 に電流値 400 A において異なる強さの外部磁場を印加した場合の電圧波形を示す。いずれの磁場条件に対しても、外部磁場の印加によって電極間電圧は増加することがわかる。磁場を印加しない場合には、電極間のアークが動かないため、電圧は一定値を示す。また、 $|B_{ex}| = 0.2 \text{ T}$ の場合には、本解析の時間スケールではアークの変動が生じず、したがって電圧波形もほぼ一定値を示している。一方で、 $|B_{ex}| = 0.4 \text{ T}$ と $|B_{ex}| = 0.8 \text{ T}$ の場合には、アークは電極上を周期的に回転し、それに伴う周期的な電圧変動を生じていることがわかる。この電圧変動の周波数はアノード側アーク端の回転周波数と対応している。外部磁場を大きくすることでアークに作用する電磁力も大きくなるため、回転周波数および電圧変動の周波数が増加し、 $|B_{ex}| = 0.4 \text{ T}$ と $|B_{ex}| = 0.8 \text{ T}$ の場合でそれぞれ、約 1420 Hz および約 1870 Hz である。このとき、電圧変動の振動幅に関しては、 $|B_{ex}| = 0.4 \text{ T}$ の方が変動が大きく、外部磁場の強さには比例しないことがわかる。

図 3.8 に $|B_{ex}| = 0.8 \text{ T}$ において、異なる電流値に対する電流波形を示す。このとき、いずれの電流値条件においてもアノード側アーク根の周方向の回転が生じ、それに伴って周期的な電圧変動が生じる。また、外部磁場を印加することにより、外部磁場を印加しない場合に比較して時間平均電圧が増加していることも共通している。電流値の増加により、アークに作用する電磁力も大きくなるため、アノード側アーク端の回転に伴う電圧変動の周波数も大

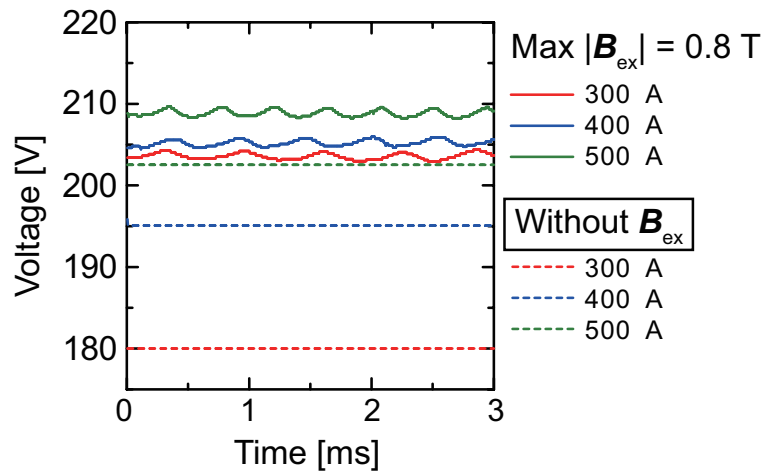


図 3.8: 異なる電流値に対する電圧波形 ($|B_{ex}| = 0.8$ T)

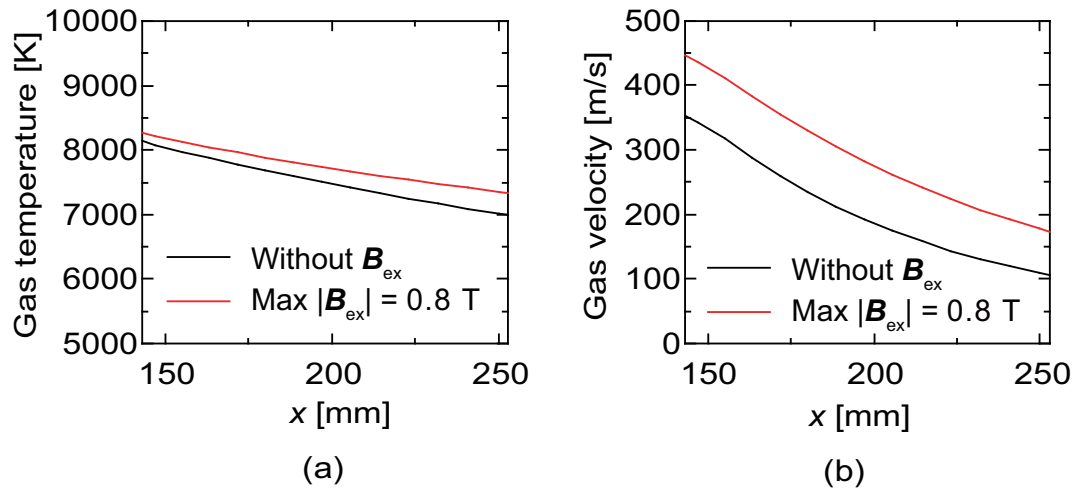


図 3.9: トーチ出口部から噴出するプラズマジェットの中心軸上の (a) 温度分布と (b) 速度分布に及ぼす外部磁場の影響

きくなる。電圧変動の周波数は電流値 300 A, 400 A, 500 A に対してそれぞれ, 約 1540 Hz, 1870 Hz, 2330 Hz である。電流値の増加につれて, 外部磁場印加による時間平均電圧の上昇幅は小さくなることがわかる。

図 3.9 に図 3.6 に示したプラズマジェットについて, トーチ出口部から噴出するプラズマジェットの中心軸上の温度分布と速度分布を示す。図 3.9(a) に示される温度分布から, x 座標が等しい位置において外部磁場を印加した方がプラズマの温度が高く, その差は下流に向かうにつれて大きくなることがわかる。プラズマトーチ出口部から 100 mm 下流 ($x = 243.5$ mm) におけるプラズマジェットの温度差は 350 K 程度である。図 3.9(b) より, プラズマジェットの

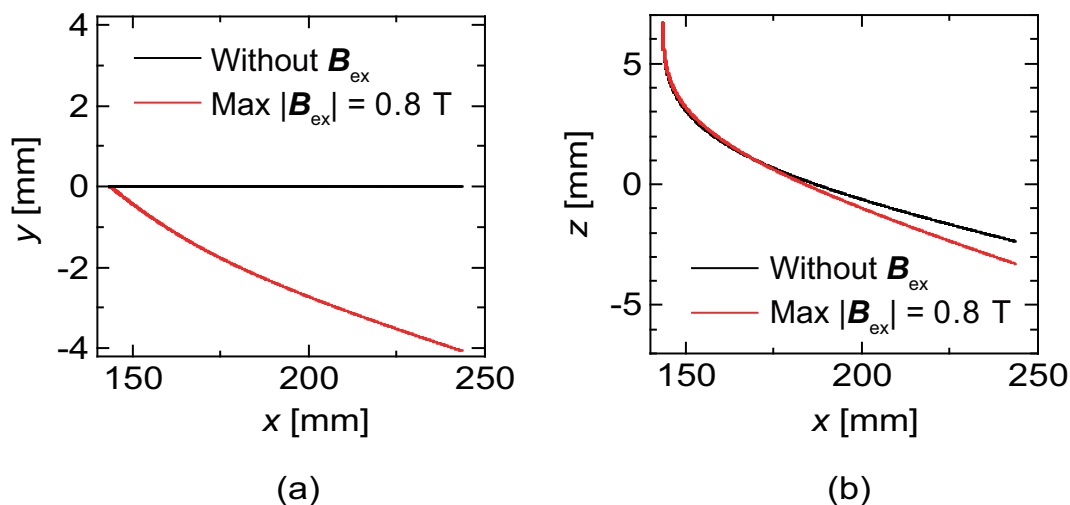


図 3.10: 溶射粒子の (a) y 方向および (b) z 方向軌道に及ぼす外部磁場の影響

速度も、外部磁場の印加によって増加していることがわかる。両者の差はトーチ出口部において 100 m/s 程度であり、トーチ出口部から 100 mm 下流において 70 m/s 程度である。これらの結果から、外部磁場印加によって電極間電圧および入力電力が増加し、増加したプラズマジェットのエントルピーは温度・速度両方の増加を生じることがわかった。プラズマジエットの温度の上昇は、プラズマジエット中を飛行する溶射粒子の加熱能力を増加させる。一方で、プラズマジエットの速度の増加は、プラズマ中での溶射粒子の滞在時間および加熱時間を短くする。そこで次に、代表的な溶射粒子挙動について議論する。

図 3.10 に外部磁場の有無に対する溶射粒子の (a) y 方向および (b) z 方向軌道の比較を示す。図 3.10(a) より、外部磁場を印加しない場合には、プラズマジエットは $y = 0 \text{ mm}$ の面に対してほぼ対称であるため、投入された溶射粒子も $y = 0 \text{ mm}$ の軸に沿って下流に向かう。一方、外部磁場を印加した場合には、アークの回転によって生じる旋回プラズマ流によって、旋回流の回転方向に逸れた軌道をとって下流に向かうことがわかる。このとき、 y 方向の軌道の逸れは mm オーダーの大きさを持ち、プラズマジエット周縁部での mm オーダーの位置の変化は大きな温度変化につながる。したがって、旋回プラズマ流によって溶射粒子はプラズマジエットの高温部を通過しないまま下流に到達する可能性がある。図 3.10(b) から、 z 方向に初期速度をもってトーチ上端から投入された溶射粒子は、プラズマジエットにのって下流に向かうことがわかる。縦軸と横軸のスケールの違いを考慮すると、溶射粒子が z 方向に下降する速度に比較して、 x 方向に進む速度の方が非常に大きいことを示している。

図 3.11 に外部磁場の有無に対する溶射粒子温度と溶射粒子速度の履歴を示す。図 3.11(a) より、外部磁場の印加によってプラズマジエットの中心軸上の温度は上昇するにもかかわらず、溶射粒子がジルコニアの融点である 2950 K に到達するのに必要な飛行距離は外部磁場を印加した方が長くなっている。これは、旋回流の影響によって溶射粒子の軌道が逸れ、中心軸付近に比べて温度の低いプラズマジエットの周縁部を通過したことに起因する。一方で速度に関

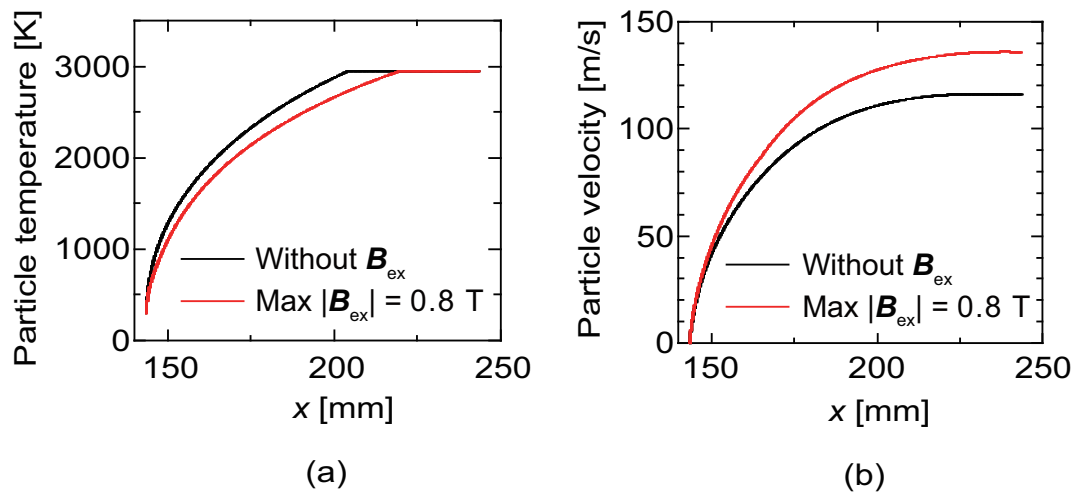


図 3.11: (a) 溶射粒子温度と (b) x 方向の溶射粒子速度の履歴に及ぼす外部磁場の影響

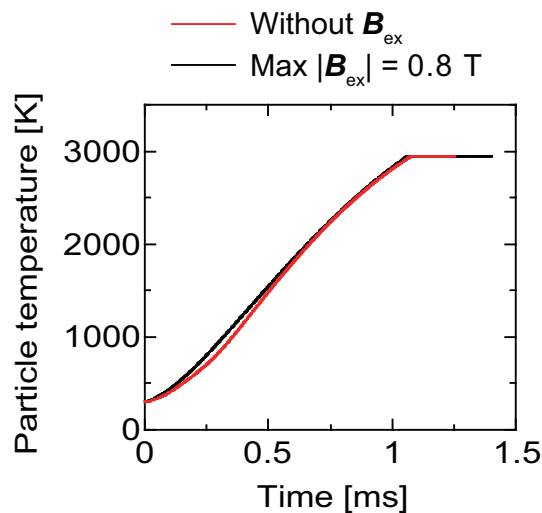


図 3.12: 飛行時間に対する溶射粒子温度の推移に及ぼす外部磁場の影響

しては、外部磁場を印加した方が溶射粒子の x 方向速度は大きい。このことから、溶射粒子の熱履歴および速度履歴から判断すると、外部磁場印加によるプラズマジェットのエントルピーの増加は、溶射粒子の加熱性を低下する方向につながる可能性がある。これは外部磁場によって生じる旋回プラズマ流によって溶射粒子が高温部を通過できないことと、速度の増加したプラズマジェット中を飛行するために溶射粒子のプラズマ中の滞在時間が短くなることに起因する。

図 3.12 に飛行時間に対する溶射粒子温度の推移を示す。各実線の終点は、時刻 $t = 0$ ms でプラズマジェット中に投入された溶射粒子がプラズマトーチ出口部から 100 mm 下流に到達し

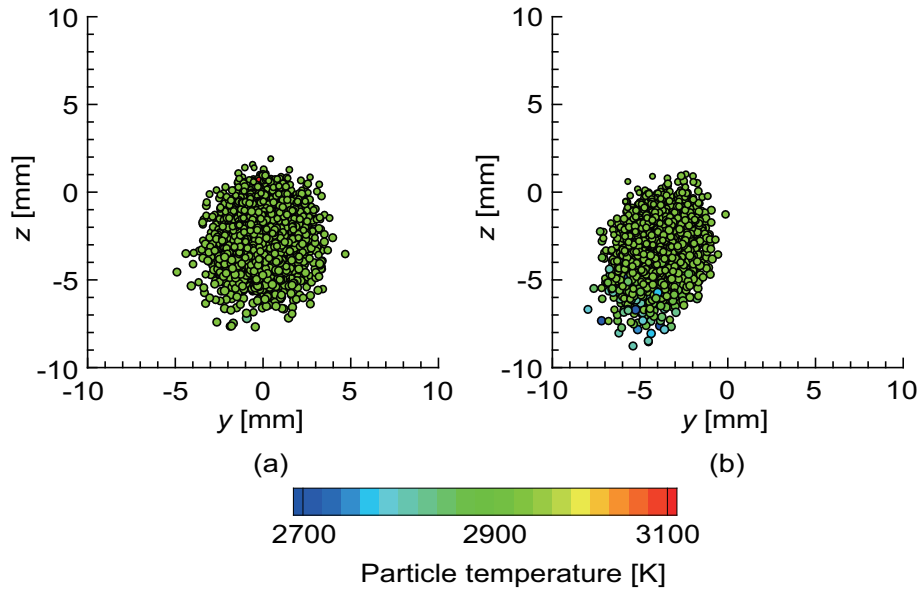


図 3.13: プラズマジェット下流における y - z 平面溶射粒子位置の分布と温度の分布 ((a) 外部磁場なし, (b) 外部磁場あり)

た時間を表している．先に示したように外部磁場を印加した方が溶射粒子の速度が上昇するため，より早く下流に到達する．外部磁場を印加しない方がより長い時間プラズマジェット中に滞在するため，プラズマから溶射粒子へ輸送される熱量も大きくなる．どちらの場合も 100 mm 飛行するのに 1-1.5 ms 程度かかっており，これはアークの回転の周期と比較すると電極内でアノード側アーク端が 2 回程度回転する時間に相当する．

以下では溶射粒子を複数投入した場合のプラズマジェット下流での分布を議論する．ここでは 1.0×10^{-6} s に 3 個ずつ溶射粒子を供給し続け，3 ms 経過した時点でプラズマトーチ出口部から 100 mm 下流の y - z 平面を通過した全ての溶射粒子の位置分布と温度分布を示す．ただし，供給する溶射粒子には，投入初期速度の y 成分と z 成分および溶射粒子径に標準正規に分布を与えた．図 3.13 に外部磁場の有無における y - z 平面溶射粒子位置の分布と溶融度の分布を示す．図において $z = 6.7$ mm が溶射粒子の投入高さである．また，図中の各粒子は，径の大きさを反映して図示した．外部磁場を印加しない場合には，下流到達時の位置分布に関して y 軸に対して大きく偏ることなく分布していることがわかる．一方，外部磁場を印加した場合には，生じた旋回プラズマ流によって，旋回流方向に軌道が逸れた状態で下流に到達していることがわかる．このときの温度分布については，どちらの場合も多く溶射粒子がジルコニアの融点である 2950 K を示しており，各粒子において固相と液相が入り交じった状態であることがわかる．そこで次に温度の代わりに溶射粒子の溶融度に着目する．

図 3.14 に溶射粒子の溶融度を示す．溶融度 0 は溶射粒子全体が固相であることを意味し，溶融度 1 は溶射粒子全体が溶融し，液相状態であることを意味する．これらの図の比較より，外部磁場を印加しない場合に比べて外部磁場を印加した場合には，全体として固相状態に偏っ

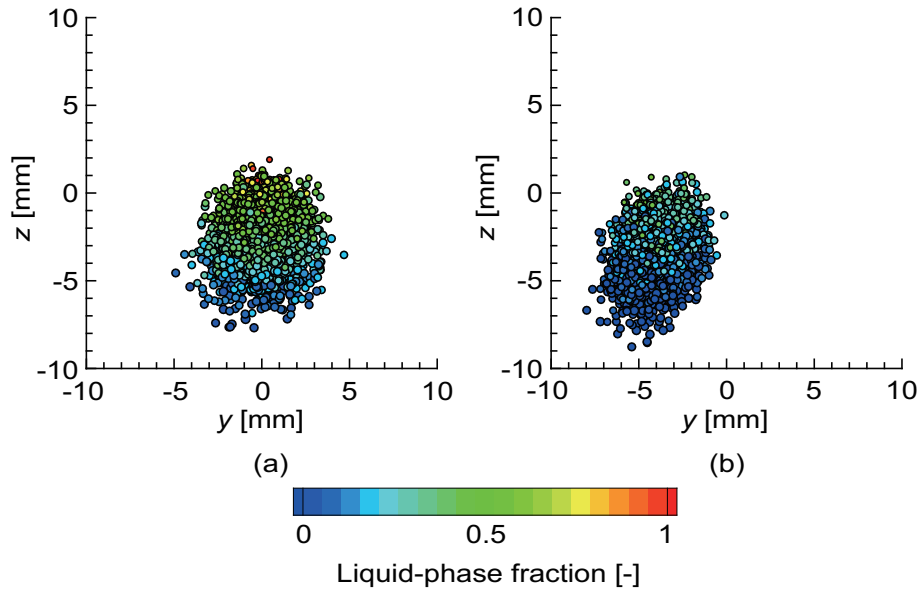


図 3.14: プラズマジェット下流における y - z 平面溶射粒子位置の分布と溶融度の分布 ((a) 外部磁場なし, (b) 外部磁場あり)

た溶射粒子が多く存在していることがわかる．特に z 位置の小さい溶射粒子はこの傾向が強い．これらの溶射粒子は投入時の粒子径が大きく，質量が大きな粒子であり，プラズマジェットの高温部をつきぬけて下流に到達した粒子であると考えられる．磁場を印加しない場合には，完全に溶融して液相に変化した溶射粒子も存在しているが，これは粒子投入時の粒子径および質量が小さく，プラズマジェットの高温部を通過した溶射粒子である．

3.7 磁場駆動旋回プラズマ流中を飛行する溶射粒子挙動に及ぼす粒子投入角度の影響

前節の結果から，外部磁場の印加はプラズマジェットのエンタルピーを増加させるものの，溶射粒子の加熱性を低下させる可能性があることがわかった．その要因の一つは，回転アークによって生じる旋回流であり，この旋回流によって溶射粒子はプラズマジェットの高温部を通過することを妨げられる．図 3.15 にプラズマトーチ出口部 ($x = 139$ mm) とジェット下流 ($x = 188$ mm) における y - z 平面温度分布を電流値 300 A の場合と電流値 500 A の場合について示す．同図において，ベクトルは旋回流の速度成分を表す．プラズマトーチ出口部 ($x = 139$ mm) における温度分布を 300 A と 500 A の場合で比較すると，500 A の方がプラズマトーチ内部でのジュール加熱が大きいために高温領域が拡大している．どちらの電流値に対しても，速度ベクトルは周方向におおよそ一様に分布していることがわかる．次にプラズマトーチから約 50 mm 下流に相当する $x = 188$ mm での温度分布に注目すると，どちらの電流値でも旋回流成分はプラズマトーチ出口部に比較して大きく減少していることがわかる．

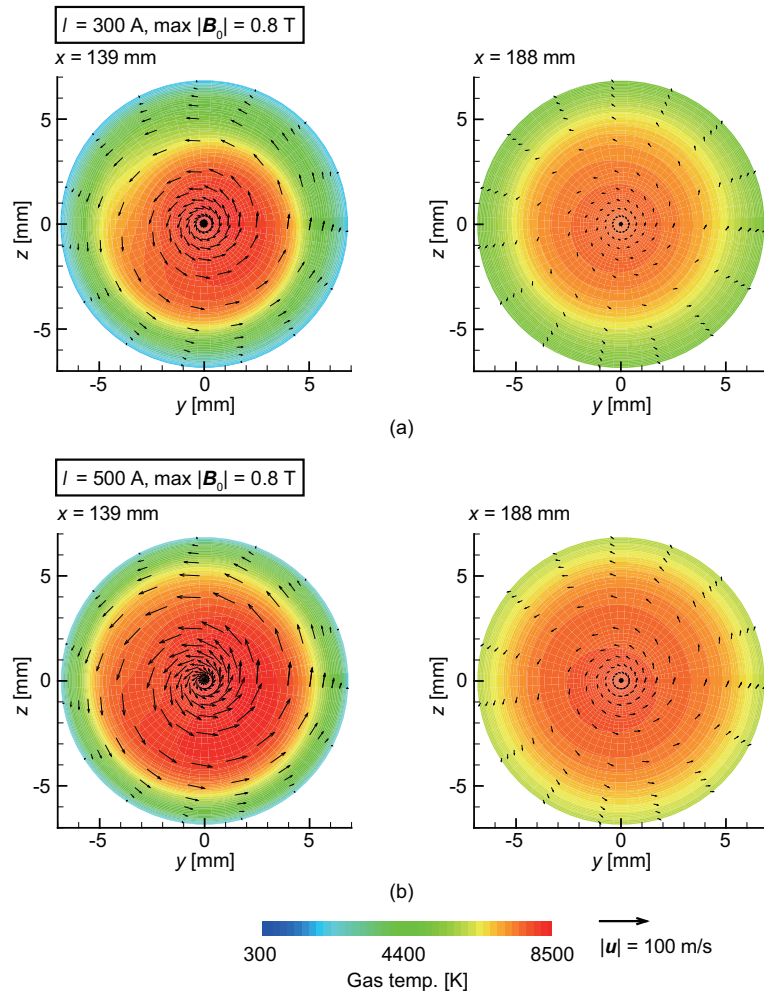


図 3.15: プラズマトーチ出口部 ($x = 139$ mm) とジェット下流 ($x = 188$ mm) における y - z 平面温度分布 ((a) 電流値 300 A, (b) 電流値 500 A)

この結果から、溶射粒子挙動に強く影響すると予想されるのは、プラズマトーチ出口部における旋回流成分である。そのため、この領域で旋回流の影響を打ち消すことができれば、溶射粒子はプラズマジェットの高温部を通過できると考えられる。そこで、旋回流の回転方向に対向する向きに溶射粒子を投入する手法について以下では検討する。

この解析では z 方向の初期投入速度はすべての条件で -10 m/s であり、初期投入角度に合わせて y 方向速度を与えた。図 3.16 に異なる初期投入角度を与えたときの y - z 平面上の溶射粒子の位置分布と溶融度分布を示す。前節と同様 x の位置はトーチ出口部から 100 mm 下流である。このときの電流値は 500 A、印加した外部磁場の最大値は 0.8 T である。ここで、図中の円はプラズマトーチ出口部の内径を示しており、原点 O はプラズマトーチの軸に相当する。同図より、投入角度を与えずに z 方向に平行に投入した場合は、旋回プラズマ流の回転方向

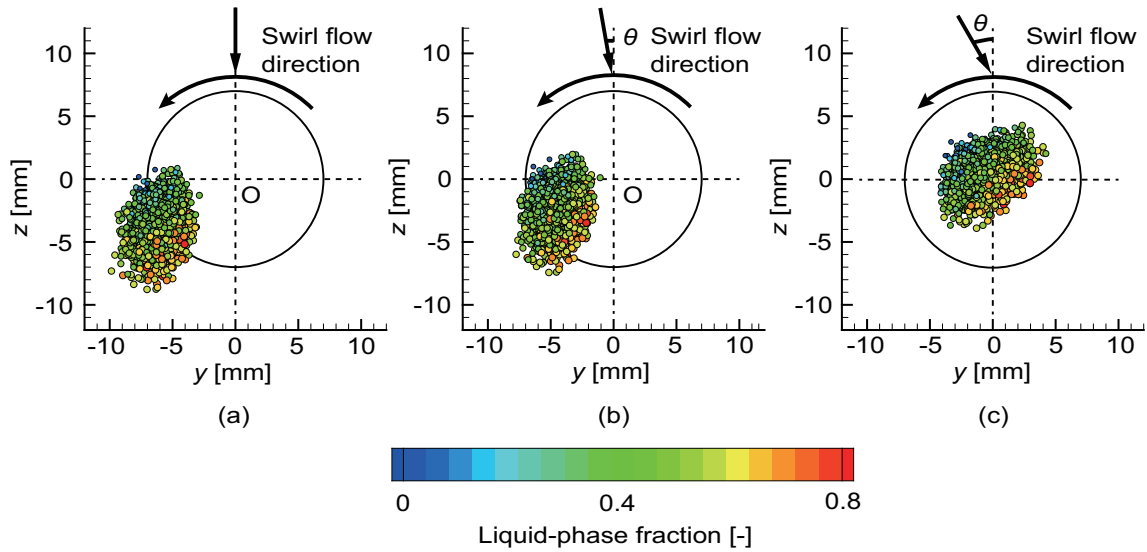


図 3.16: 投入角を与えた場合の y - z 平面溶射粒子位置の分布と溶融度の分布 ((a) $\theta = 0^\circ$, (b) $\theta = 10^\circ$, (c) $\theta = 30^\circ$)

に流されつつ下流に到達していることがわかる。一方、旋回流に対向する向きに初期投入角度を傾けていくと、下流到達時の旋回流により軌道の逸れの大きさは小さくなることがわかる。したがって、初期投入角度を調節することにより、溶射粒子をプラズマジェットの高温度部に投入できる可能性を示唆している。

図 3.17 に電流値 300 A と 500 A の場合に対して、トーチ出口から 100 mm 離れた y - z 平面を通過した際の溶射粒子の溶融度の度数分布を示す。黒の実線は磁場を印加していない場合を示しており、赤の実線は外部磁場印加した場合に初期投入角を与えずに溶射粒子を投入した場合を示している。電流値 300 A の場合には、初期投入角度 20° までは度数分布が液相側へ推移し、投入角度を与えることによる溶射粒子の加熱性が改善していると考えられる。一方でそれ以上に傾けた場合には、プラズマジェットの周縁低温部に溶射粒子を投入することにつながり、 40° の場合には未溶融の溶射粒子が多く含まれることがわかる。500 A の場合には、300 A の場合に比較して旋回流が強くなるため、初期投入角度 30° までは粒子加熱性に改善がみられる。したがって、外部磁場により生じる旋回流によって溶射粒子がプラズマジェットの高温部を通過しない問題に関して、旋回流に対向する向きに初期投入角度を与えることは有効であると考えられる。

3.8 まとめ

本章では、外部磁場印加型プラズマ溶射ガンを対象として、三次元電磁流体解析と溶射粒子挙動解析を行った。外部磁場の印加によって電極間電圧は増加し、入力電力が増加するために、外部磁場を印加しない場合と比較して高エンタルピーなプラズマジェットを生成できる

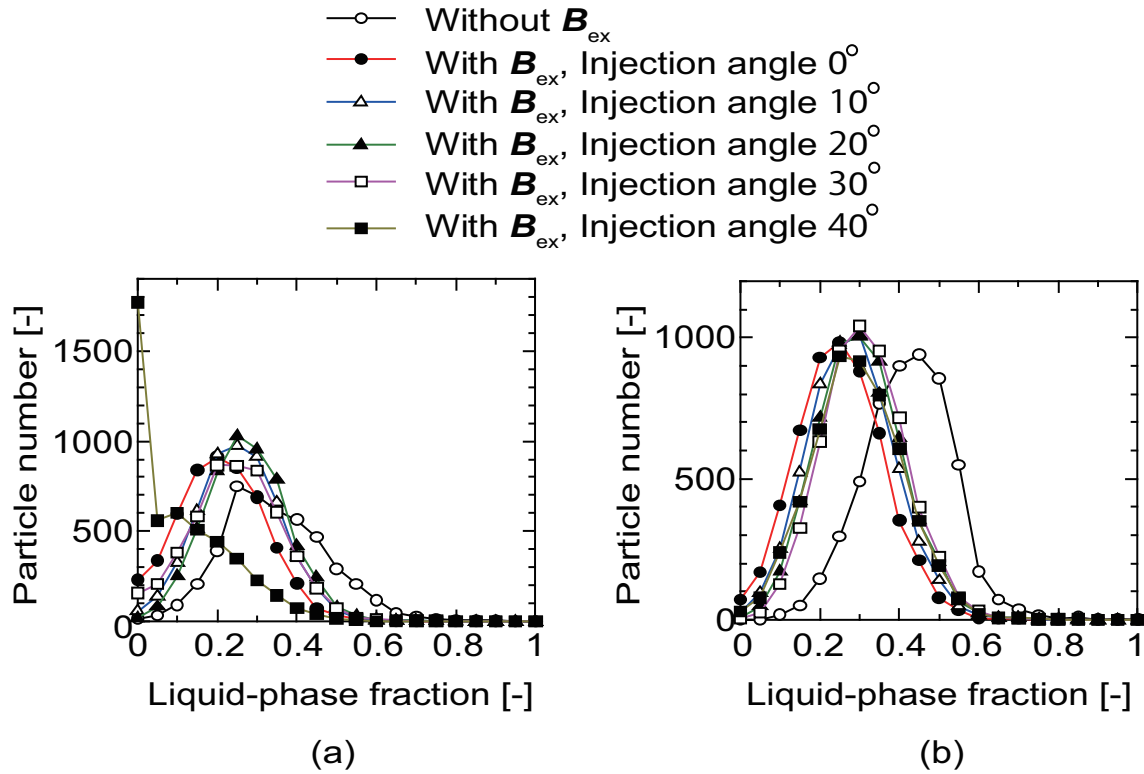


図 3.17: 異なる投入角度を与えた場合の電流値 (a)300 A と (b)500A における溶射粒子の溶融度の分布

ことを示した。磁場駆動回転アークにより生じる電圧変動は周期的な波形を示し、プラズマジェットのエントルピーを一定の範囲に制御できることから、溶射粒子の溶融・加速状態の制御に効果的な可能性がある。一方、外部磁場印加により生じる旋回プラズマ流は、ラディアルフィードされた溶射粒子がプラズマジェットの高温部に到達することを妨げ、溶射粒子の加熱性を低下させる。この問題に対して、旋回プラズマ流の回転方向と対向する向きに溶射粒子を投入することにより、旋回流の影響を低減し、溶射粒子の加熱性を改善できる可能性を示した。

第4章 プラズマトーチの電圧特性とアーク挙動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響

4.1 はじめに

溶射粒子の溶融・加速状態の制御を妨げる要因として、プラズマトーチ内のアークの変動がある。アークの変動とそれに伴う電圧変動を抑制するための方法として、カスケード電極 [41–43] や外部磁場 [41, 47, 48] を用いる方法が提案されている。カスケード電極はアークの可動域を制限し、外部磁場はアークの周方向の運動を促すことから、アークの制御の方針はそれぞれ異なっている。アークの可動域を制限することとアークの運動を促すことは矛盾しているようにも考えられるが、上記の先行研究の結果を受けると流れ方向にはアークの運動を制限し、周方向にはアークの運動を促進することが電圧変動の抑制に効果的であることを示唆しているとも解釈できる。

そこで考えられることは、カスケード電極と外部磁場を両用することにより、相乗的なアーク電圧変動の抑制効果を得られる可能性である。第3章の数値解析の結果から、外部磁場印加によりアークが周方向に周期的な回転挙動をとる場合には、周期的な電圧変動が生じることが示されている。そうした電圧モードでプラズマトーチを運転することができれば、溶射粒子の加熱・加速を一定の範囲内で制御できる可能性がある。そこで本章では、プラズマトーチの電圧特性とアーク挙動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響を実験的に調べ、電圧制御性に優れたプラズマトーチ開発の可能性について議論する。

4.2 実験装置および実験条件

4.2.1 実験装置の構成

図 4.1 に実験装置の構成を示す。実験装置は直流電源、冷却水循環装置、ガス供給装置、プラズマトーチ、永久磁石、高速度カメラ、電流・電圧計測器およびデータ記録装置から構成される。直流電源には TIG (Tungsten Inert Gas) 溶接機用電源 (Panasonic YC-200BR1) を用いた。本装置の定格出力電流は 4–200 A、定格負荷電圧は 18 V、最大無負荷電圧は 76 V である。運転時にプラズマトーチのアノードを水冷するため、冷却水循環装置 (アズワン LTC-450A) を用いた。ガスの質量流量の調節はマスフローコントローラ (KOFLOC MODEL3665) を用いて行った。アーク挙動の可視化には高速度カメラ (nac MEMRECAM HX-3) を用いた。本

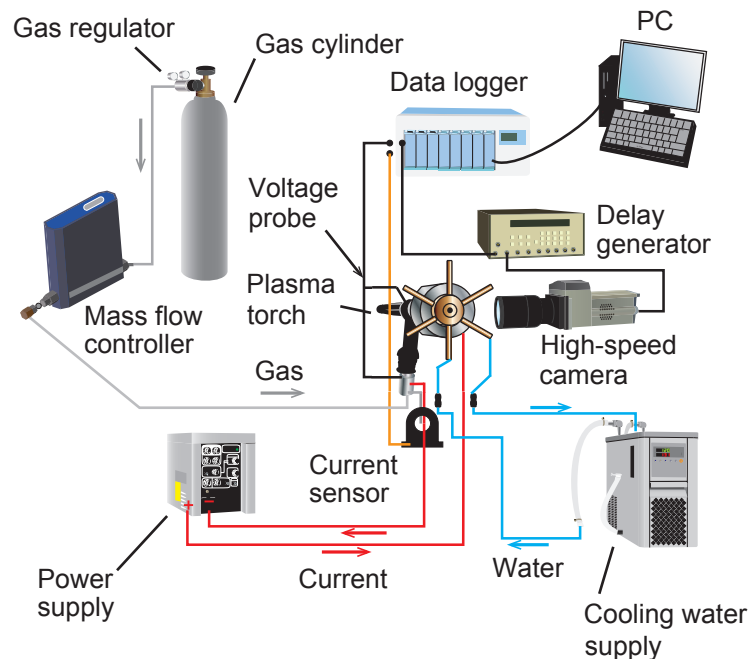
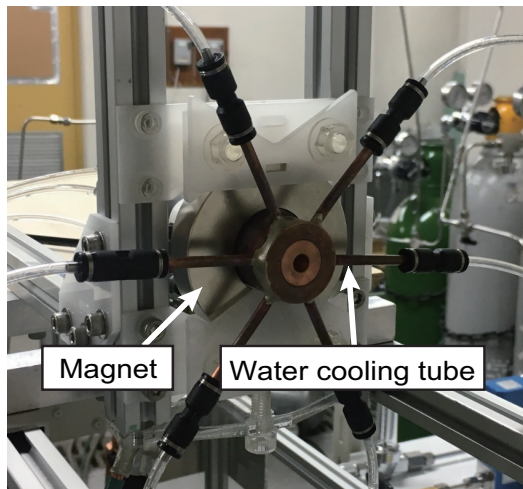


図 4.1: 実験装置の構成

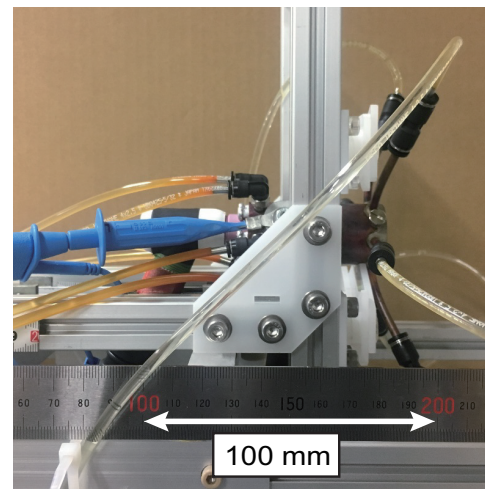
実験ではアーク挙動の可視化に際して、十分に距離を離れた上でプラズマトーチ出口に対向して高速度カメラを配置した。アークからの強い発光のためにカメラの素子が壊れることのないよう、Neutral density (ND) フィルタを用いて発光強度を抑えて撮影を行った。電流計測にはホール式電流センサ (UR-D HCS-20-100-AS, 周波数帯域: DC–20 kHz, 立ち上がり時間: 3 μ s) を用いた。電圧計測には高電圧プローブ (YOKOGAWA Model 700929, 周波数帯域: DC–100 MHz, 立ち上がり時間: 1.4 ns) を使用した。電流・電圧計測器からの信号は高速データアキュイジションユニット (Yokogawa SL1000) のモジュール (701250, 最高サンプルレート: 10 MS/s, 周波数帯域: DC–10 MHz) を用いて取得した。電圧・電流計測とアーク挙動の可視化の同期にはデジタルディレイ/パルスジェネレータ (Stanford Research Systems MODEL DG535) を用いた。プラズマトーチおよび永久磁石については次節で述べる。

4.2.2 プラズマトーチ

図 4.2 に製作したプラズマトーチの写真を示す。プラズマトーチは TIG 溶接トーチの先端に、円筒形の銅製ホルダーを装着して製作した。この銅製ホルダーに円筒形の銅電極を挿入することで、TIG 溶接トーチの棒電極がカソード、円筒形の銅電極がアノードの役割をする。運転時にアノード電極の溶融を防ぐため、銅製ホルダーはホルダー周りに設置した六脚の水冷管で冷却する。ガスの流入部からトーチ出口までの全長は約 100 mm である。外部磁場を印加するために、リング状の永久磁石をプラズマトーチ周りに設置している。この永久磁石は容易に脱着可能である。



(a) プラズマトーチ前面



(b) プラズマトーチ側面

図 4.2: 外部磁場印加型プラズマトーチ

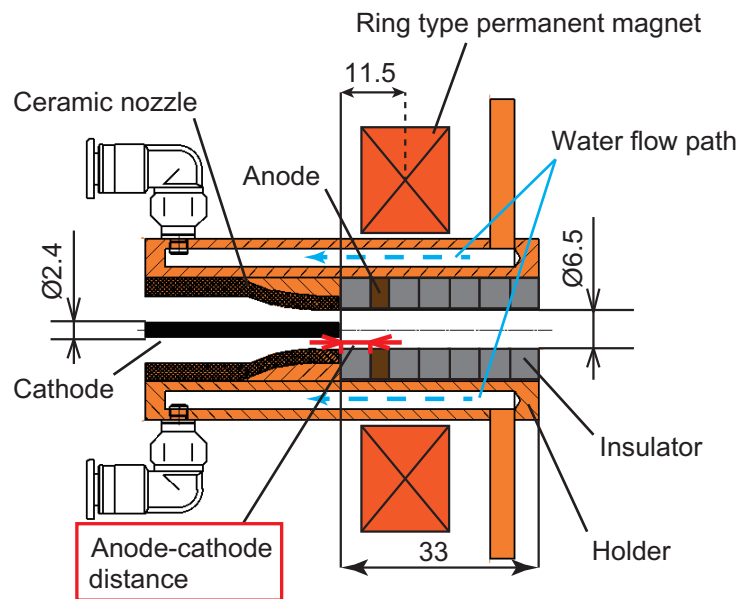


図 4.3: カスケードプラズマトーチの断面図

図 4.3 にプラズマトーチの断面図を示す。ここでは、銅製ホルダーの中に絶縁リングと導体リングの積み重ねからなるカスケード電極を挿入した場合を示す。通常の電極を用いる場合には、銅製ホルダーに円筒形の銅電極を挿入する。カスケード電極の内径は 6.5 mm であり、カソード電極の直径は 2.4 mm である。カソード先端からプラズマトーチの出口までの距離は、33 mm である。これらの寸法は通常の円筒形の銅電極を挿入した場合も同様である。また本

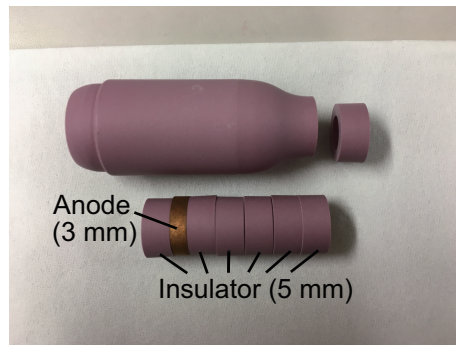


図 4.4: カスケード電極

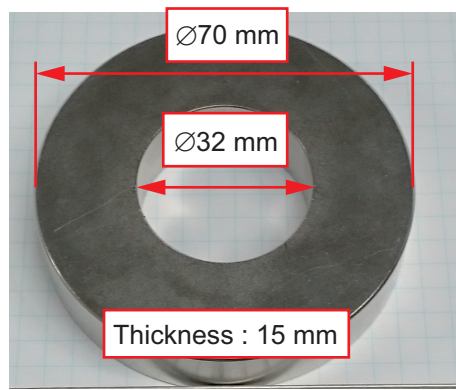


図 4.5: 永久磁石

研究では、カソード先端からアノード上流端までの水平距離をアノード-カソード距離 d と定義する。アノードとカソードの材質はそれぞれ、無酸素銅とセリタン（2%セリウム入りタングステン）である。カソードの周りはセラミクス製のノズルで絶縁されている。リング状の永久磁石は、永久磁石の中心がカソード先端から 11.5 mm 下流に位置するように設置した。

使用したカスケード電極と永久磁石を図 4.4 と図 4.5 にそれぞれ示す。カスケード電極を構成する絶縁リングは、TIG 溶接トーチのカソードを覆うセラミクスノズルの先端を切り落としたものを用いた。永久磁石は、ネオジム製のリング状磁石（NeoMag, N40, $\Phi 70 \times \Phi 32 \times 15$ ）を使用した。この永久磁石がつくる磁束密度の強さは、リングの中心において約 0.27 T、磁石表面の最大磁束密度は約 0.39 T である。

4.2.3 実験条件

電圧計測と高速度カメラによる撮影の一回の計測時間は、100 ms とした。表 4.1 に高速度カメラ（nac MEMRECAM HX-3）の撮影条件を示す。本実験では 1/16 の ND フィルターに加えて、テレコンバージョンレンズ（Kenko デジタルテレプラス PRO300 2X DGX）を使用し

表 4.1: 高速度カメラの撮影条件

Parameters	Settings
Recording duration [ms]	100
Frame rate [Mfps]	0.1
Exposure time [μ s]	0.2
ND filter	1/16

表 4.2: 実験条件

Parameters	Settings
Working gas	Ar
Gas flow rate [L/min]	10–40
Operating current [A]	40–160
Anode-cathode distance [mm]	0, 5, 10
Anode width [mm]	1, 3

て撮影を行った。また、実験条件を表 4.2 に示す。本実験では作動ガスとしてアルゴンガスを
用い、ガス流量、電流値、アノード-カソード距離、アノード電極幅を変化させて実験を行っ
た。アノード電極幅は 1 mm のものと 3 mm のものを使用した（図 4.6）。電圧計測および高
速度カメラによる撮影は各条件につき三回行った。

計測された電圧や電力等の時間平均値および標準偏差は以下の式で求める。一回の計測に
おいて、計測値 x がデータ数 N 得られたときの時間平均値 x_{ave} を以下の式で計算した。

$$x_{ave} = \frac{\sum_{i=1}^N x(i)}{N} \quad (4.1)$$

また、このときの標準偏差 x_{SD} は以下の式で与えられる。

$$x_{SD} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \{x(i) - x_{ave}\}^2}{N - 1}} \quad (4.2)$$

各条件に対して計測は三回行うため、上記で計算される x_{ave} と x_{SD} の平均値を求め、以下で
はこの値を時間平均値および標準偏差と呼ぶことにする。

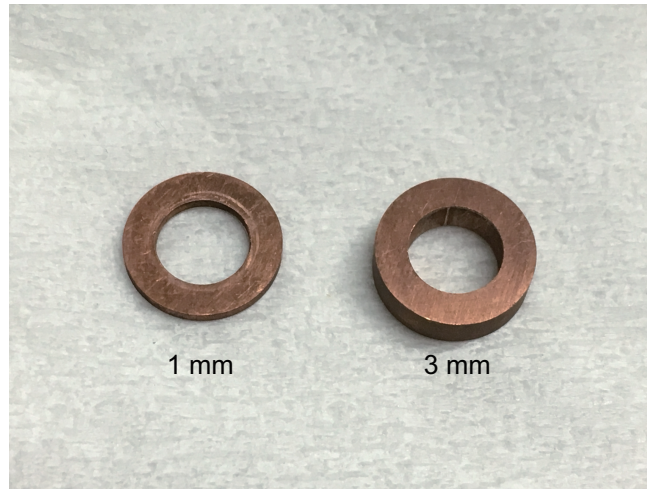


図 4.6: アノード電極

4.3 実験結果および考察

4.3.1 プラズマトーチの電圧特性に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響

まず，プラズマトーチの電圧特性に及ぼすカスケード電極の影響を議論するため，外部磁場を印加しない場合での電極間電圧の計測結果について述べる．本節の実験では，ガス流量およびアノード電極幅はそれぞれ，20 L/min，3 mm とした．図 4.7 に通常の電極とカスケード電極を用いた場合の時間平均電圧の比較を示す．本実験では，カスケード電極を用いた際に，アノード-カソード距離 $d = 10$ mm の場合にはプラズマが着火しなかったため，以下では $d = 0$ mm および $d = 5$ mm の結果を議論する．図中の各点上下のバーは先に定義した電圧の標準偏差を表す．いずれの電極を用いた場合も，電流値の増加にしたがって時間平均電圧は減少する傾向があることがわかる．この理由として，通常の電極を用いた場合には，電流値の増加によって電極間のアーク長が短くなったことやジュール加熱の増加によりアークの電気伝導率が増加し，アーク抵抗が下がったことが挙げられる．一方で，カスケード電極を用いた場合には，通常の電極を用いた場合に比較してアーク長の変化は小さいと考えられる．そのため，時間平均電圧の減少はアークの電気伝導率の増加に起因するところが大きいと考えられる．また，アノード-カソード距離 $d = 0$ mm の場合と $d = 5$ mm の場合を比較すると，各電流値条件に対して，アノード-カソード距離の離れた 5 mm の場合の方が時間平均電圧が大きくなる傾向がある．これは，電極間距離が離れたことでアーク長が伸び，アーク抵抗が増加したことに起因すると考えられる．この結果より，アノード-カソード距離を変えることで，電極間の時間平均電圧を調節できることがわかった．

表 4.3 に電圧の標準偏差を示す．いずれの電極を用いた場合でも，電流値の増加にしたがって電圧の標準偏差は小さくなっており，電圧変動の振幅が小さくなっていることがわかる．代表的な電圧波形として，通常の電極を用いた場合における電流値 40 A および電流値 100 A の

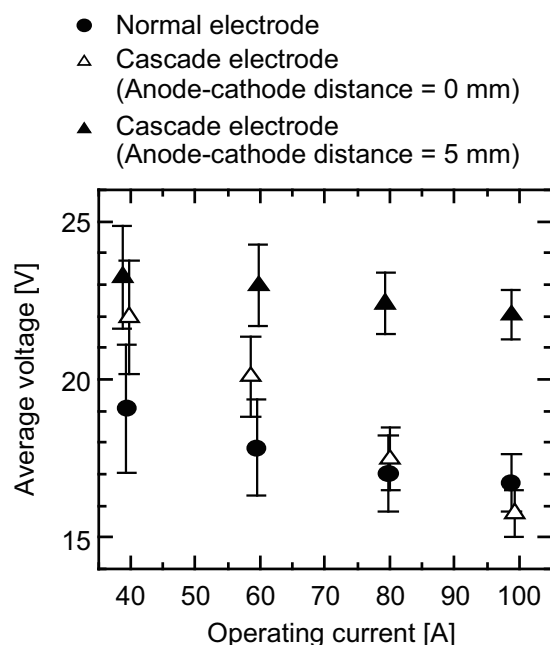


図 4.7: 通常の電極とカスケード電極を用いた場合の時間平均電圧の比較（外部磁場なし）

表 4.3: 通常の電極およびカスケード電極を用いた場合の電圧の標準偏差（単位 [V]）

Operating current [A]	40	60	80	100
Normal electrode	2.035	1.522	1.203	0.9259
Cascade electrode ($d = 0$ mm)	1.805	1.268	0.9828	0.7494
Cascade electrode ($d = 5$ mm)	1.624	1.286	0.9745	0.7804

波形を図 4.8 に示す．電圧波形から，100 A の場合の方が 40 A の場合に比べて，振幅が小さく，周期の短い電圧変動が生じていることがわかる．また，通常の電極とカスケード電極の結果を比較すると，カスケード電極を用いた場合の方が各電流値条件に対して電圧の標準偏差が小さい．これはカスケード電極を用いたことにより，アノード側アーク端の可動域が制限され，アークの流れ方向の変動が小さくなったためと考えられる．例として，通常の電極を用いた場合とカスケード電極（ $d = 5$ mm）を用いた場合の電圧波形の比較を図 4.9 に示す．電圧波形を比較すると，カスケード電極を用いた方が電圧の変動幅が小さい．一方で，カスケード電極の電圧波形は通常の電極の場合と比較して，周期の短い波が観察されている．また，どちらの電圧波形に対しても急峻な電圧変動が確認でき，これは電極上でのアノード側アーク端のジャンプに起因すると考えられる．

図 4.10 に通常の電極とカスケード電極（ $d = 5$ mm）を用いた場合の電圧のパワースペクトルを示す．通常の電極を用いた場合には，電流値にかかわらず 2 kHz 付近にパワースペクトルのピークが存在する．電流値を増加するにつれ，4 kHz 付近の高周波側の成分も大きくな

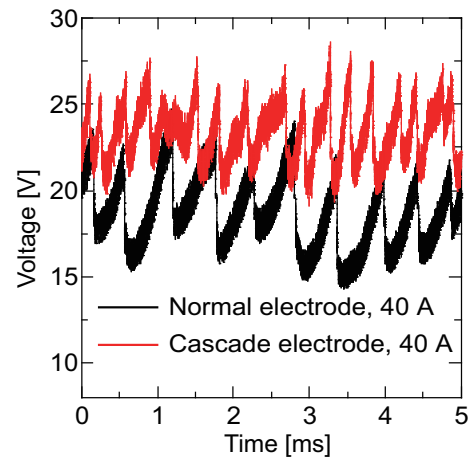
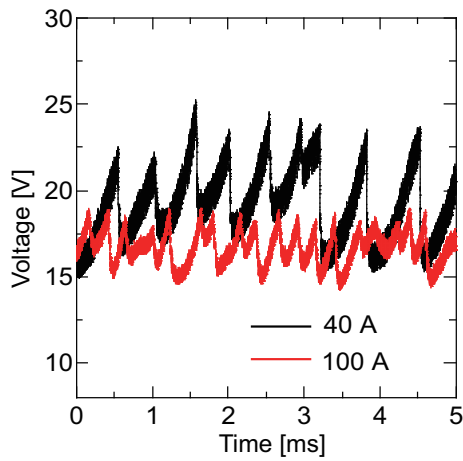


図 4.8: 通常の電極を用いた場合における電流値 40 A および電流値 100 A の電圧波形（外部電極（ $d = 5$ mm）を用いた場合の電圧波形の比較（電流値 40 A, 外部磁場なし）

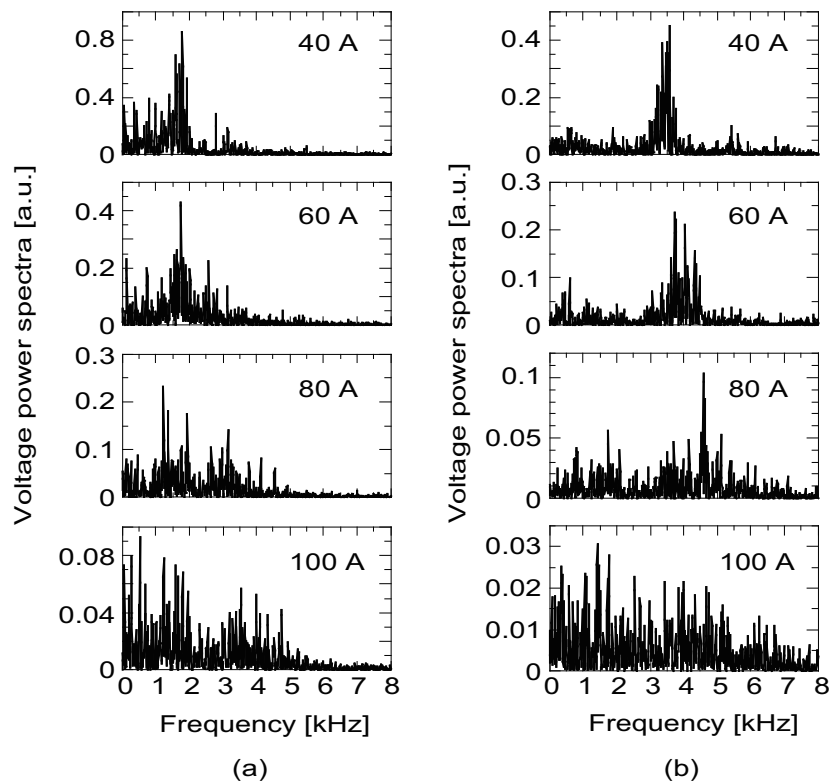


図 4.10: 異なる電流値に対する電圧のパワースペクトル ((a) 通常の電極, (b) カスケード電極 ($d = 5$ mm) (外部磁場なし))

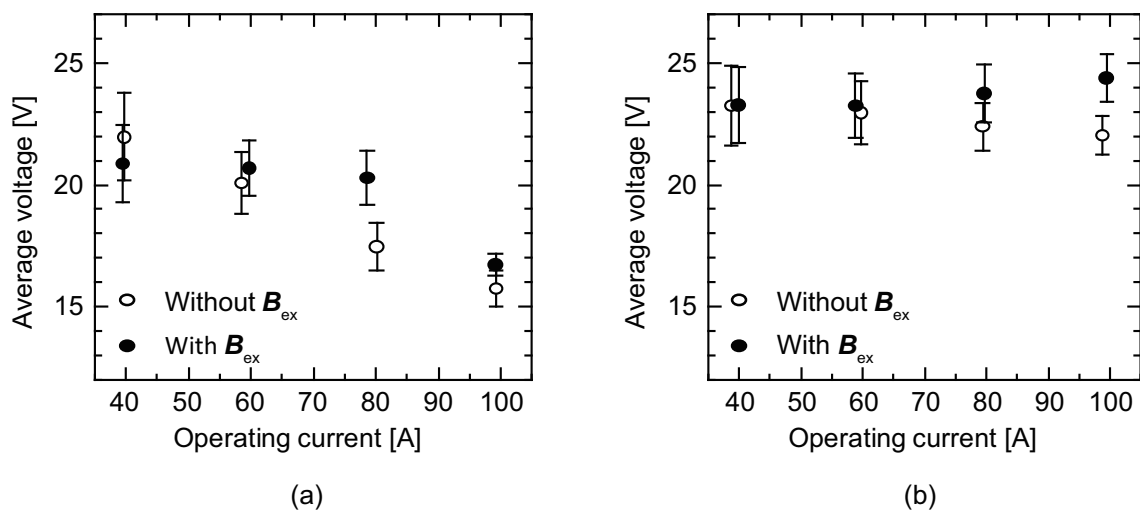


図 4.11: 外部磁場印加時におけるカスケード電極を用いた場合の時間平均電圧 ((a) アノード-カソード距離 0 mm, (b) アノード-カソード距離 5 mm)

る．一方で，カスケード電極を用いた場合には電流値にかかわらず，4 kHz 付近の高周波成分にパワースペクトルのピークが確認できる．こうした個別の周波数成分の要因は明らかではないが，電極間のアーク変動に加えて，電源やガス流量の変動も要因として考えられる．電圧波形や電圧のパワースペクトルの結果から，カスケード電極を用いた場合にも，アークは電極内で予測困難な挙動をとっていると推測される．したがって，アークの変動を抑制するためには，カスケード電極を用いてプラズマトーチ軸方向の変動を制限するだけでは不十分であると考えられる．

次にカスケードプラズマトーチの電圧特性に及ぼす外部磁場の影響を議論する．図 4.11 にアノード-カソード距離 $d = 0$ mm と $d = 5$ mm の場合の時間平均電圧を示す．図 4.11(a) より，アノード-カソード距離 $d = 0$ mm の場合には，電流値 40 A の場合を除き，外部磁場を印加した場合の方がしない場合に比べて時間平均電圧が大きいことがわかる．また，図 4.11(b) に示すアノード-カソード距離 $d = 5$ mm の場合には，すべての電流値条件に対して外部磁場印加時の方が時間平均電圧が大きい．これらの結果から一部の低電流条件を除いて，外部磁場の印加は時間平均電圧を増加させることがわかる．この理由としては，外部磁場印加によってアークから周囲のガスへの熱輸送が促進され，アークの温度の減少に伴って電気伝導率が下がった結果，アーク抵抗が増加したためと考えられる．

表 4.4 と表 4.5 にアノード-カソード距離 $d = 0$ mm と $d = 5$ mm の場合のそれぞれについて，電圧の標準偏差を示す．これらの結果では， $d = 0$ mm のときの電流値 40 A, 60 A, 100 A および $d = 5$ mm の電流値 40 A の場合に，磁場印加時の方が電圧の標準偏差が小さくなっている．しかし，それ以外の場合には，外部磁場の印加により電圧の変動幅が大きくなっていることから，外部磁場印加による電圧変動抑制効果は普遍的には認められない．一方， $d = 0$ mm の 100 A において外部磁場を印加した場合には，特に電圧の標準偏差が小さくなっているこ

表 4.4: カスケードプラズマトーチ ($d = 0$ mm) の電圧標準偏差に及ぼす外部磁場の影響 (単位 [V])

Operating current [A]	40	60	80	100
Without B_{ex}	1.805	1.268	0.9828	0.7494
With B_{ex}	1.582	1.150	1.116	0.1116

表 4.5: カスケードプラズマトーチ ($d = 5$ mm) の電圧標準偏差に及ぼす外部磁場の影響 (単位 [V])

Operating current [A]	40	60	80	100
Without B_{ex}	1.624	1.286	0.9745	0.7804
With B_{ex}	1.561	1.340	1.177	0.9750

とがわかる．この場合の電圧波形を図 4.12 に示す．ここでは比較のため，外部磁場を印加しない場合についても示している．同図に示されるように，この運転条件では外部磁場を印加することで電圧変動の幅が小さくなっている．また，このときの電圧波形は正弦波のような形状で周期的に変動している．一方で同運転条件で $d = 5$ mm の場合の電圧波形を図 4.13 に示す．このときは，外部磁場を印加することで電圧の変動幅が大きくなっており，外部磁場印加による電圧変動抑制への有効性は認められない．

図 4.14 に外部磁場印加時のカスケードプラズマトーチの電圧のパワースペクトルを示す．図 4.14(a) に示す $d = 0$ mm の結果では，電流値 40 A と 60 A の場合に 4 kHz 付近の周波数成分が大きいことがわかる．また，1-2 kHz の周波数成分が含まれる点は，電流値にかかわらず共通している．電流値 100 A の場合には，約 2 kHz の周波数成分に強いピークが見られ，これは表 4.4 において，電圧の標準偏差が最も小さい条件に相当する．この強いピークは次節で示す実験結果から，アークの周方向の回転に起因すると考えられるが，詳細については次節で述べる．図 4.14(b) に示す $d = 5$ mm の結果では，各電流値の条件で 1-2 kHz の低周波数成分と 4-6 kHz の高周波成分が含まれることがわかる．電圧のパワースペクトルに多くの周波数成分が含まれることから，アークは電極内で予測困難な不規則な挙動をとっていることが推測される．

本節の結果から，カスケード電極を用いてアノード-カソード距離 d を調節することにより，電極間の時間平均電圧を調節できることがわかった．また，カスケード電極は電圧変動の抑制に有効であることもわかった．カスケードプラズマトーチに外部磁場を印加することは，時間平均電圧を増加させる傾向があった．一方，カスケード電極および外部磁場の両方を利用することによる電圧変動の抑制効果は普遍的には確認できなかった．ただし， $d = 0$ mm の 100 A の場合のように電圧のパワースペクトルにおいて特定の周波数に強いピークが生じるときには，外部磁場を印加することで電圧の変動幅が小さくなった．このピークはアークの回転

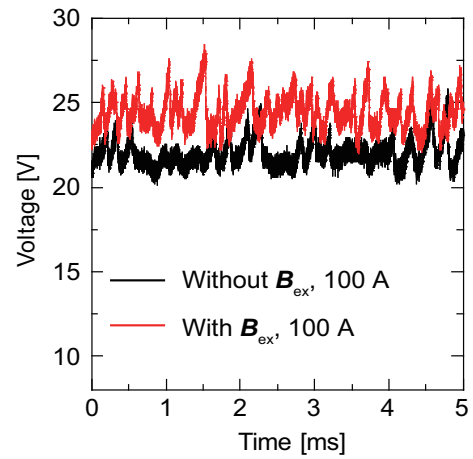
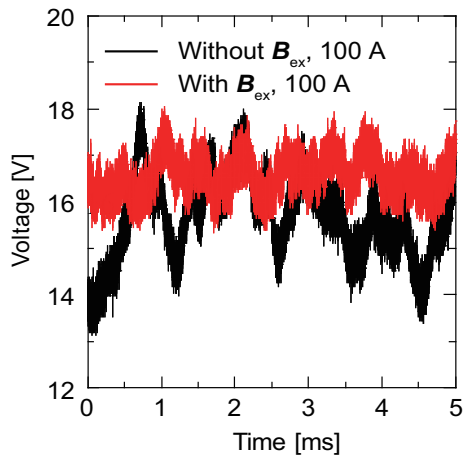


図 4.12: 外部磁場の有無によるカスケードプラズマトーチ ($d = 0$ mm) の電圧波形の比較

図 4.13: 外部磁場の有無によるカスケードプラズマトーチ ($d = 5$ mm) の電圧波形の比較

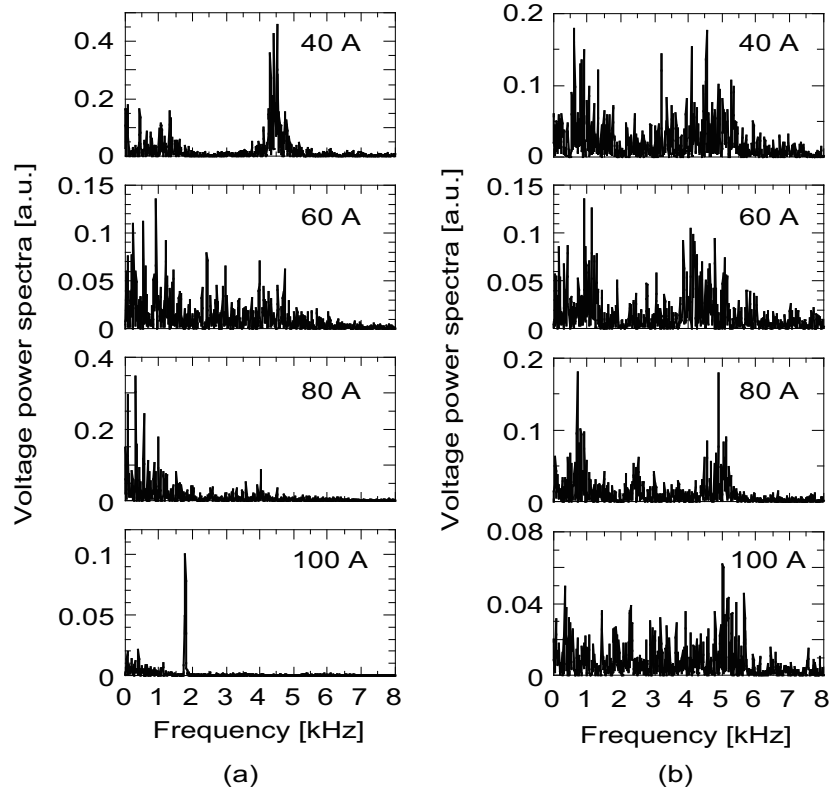


図 4.14: 外部磁場印加時のカスケードプラズマトーチの電圧のパワースペクトル ((a) $d = 0$ mm, (b) $d = 5$ mm)

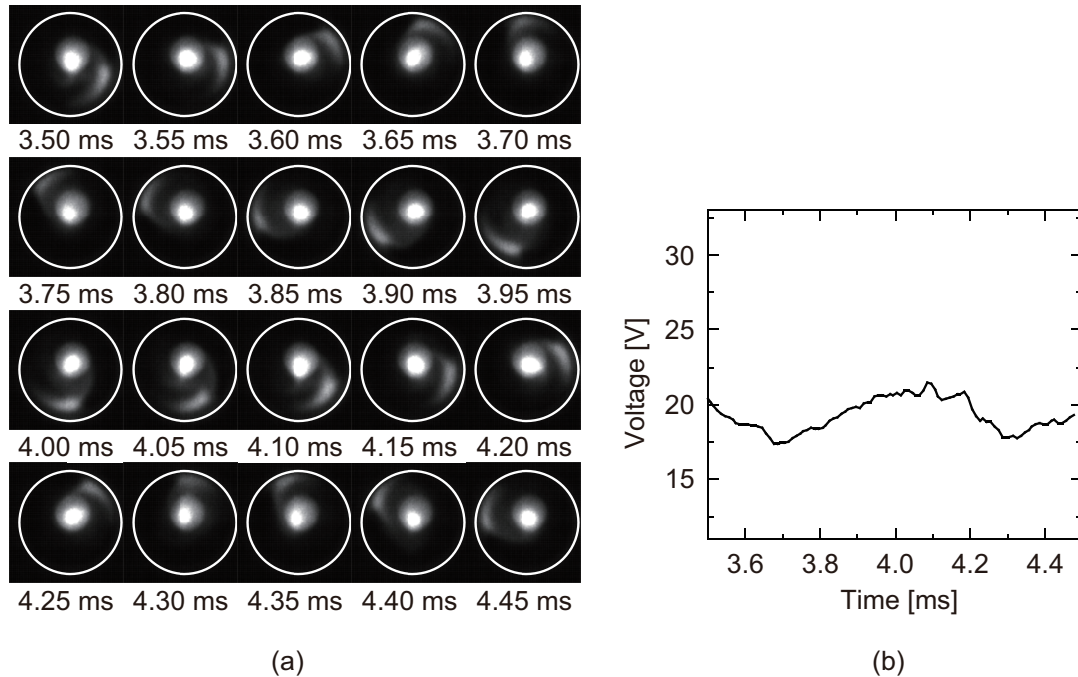


図 4.15: (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形（外部磁場あり，電流値 40 A，ガス流量 30 L/min，アノード電極幅 1 mm）

によるものと予想され，電圧変動の抑制とアークの回転挙動には強い相関があることが予想される．そこで次節では，アーク挙動と電圧変動の関係を調べ，電圧変動が抑制される運転条件について検討を行う．外部磁場印加型カスケードプラズマトーチを対象として，電圧変動に及ぼすアノード電極幅，ガス流量，電流値の影響を調べる．

4.3.2 電圧変動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響

本節では，外部磁場印加型カスケードプラズマトーチを対象として，アーク挙動と電極間の電圧変動に及ぼすアノード電極幅，ガス流量，電流値の影響を調べ，電圧変動の抑制に効果的な運転条件を検討する．以下に示すアーク挙動はすべて，プラズマトーチ正面方向から撮影した． $t = 0$ ms は計測開始時間に相当し，各運転条件において，代表的なアーク挙動と電圧波形が観察された区間の結果を以下では示す．前節の結果から，カスケード電極は電圧変動抑制に有効であり，アークの流れ方向の動きを制限する効果が示された．そこでまず，電圧変動に及ぼすアノード電極の幅の影響について調べる．

アノード電極幅の影響を調べるため，その他の運転パラメータは同一とする．ここでは，電流値 40 A，ガス流量 30 L/min，アノード-カソード距離 $d = 0$ mm に設定した．図 4.15 に電極幅 1 mm の場合のアーク挙動と計測された電圧波形を示す．ここで白線の円はアノード電極の内壁を表す．また，円中心の発光が強い箇所は，カソード電極先端からプラズマジェットが噴

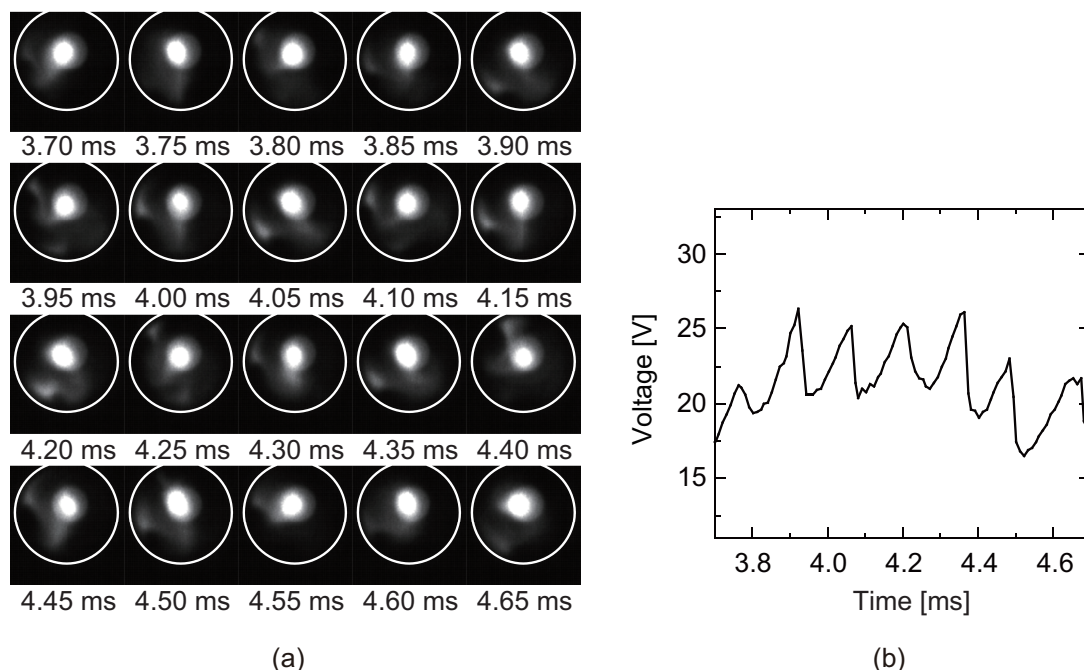


図 4.16: (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形（外部磁場あり，電流値 40 A，ガス流量 30 L/min，アノード電極幅 3 mm）

出している場所に相当する．アノード表面に付着しているように見える発光領域がアノード側アーク端に相当する．アーク挙動を可視化した連続画像より，アノード側アーク端は電極上を周方向に反時計回りに回転していることがわかる．この方向は，アーク電流と外部磁場の相互作用により生じる電磁力の方向と一致しており，磁石の向きを反対にした場合には逆回転が生じることを確認している．一本のアノード側アーク端が連続的に回転し，アーク端部のジャンプに相当するような挙動は確認できない．計測された電圧波形はこの回転挙動を反映しており，アーク端のジャンプが生じるときに現れる急峻な電圧変動は見られない．また，アーク端の回転に伴った周期的な電圧変動を生じている．

図 4.16 に先と同運転条件において，電極幅を 3 mm にした場合のアーク挙動と電圧波形を示す．アーク挙動に着目すると，アノード側アーク端の回転挙動が確認できる．一方で，アーク端の周方向のジャンプも混在した挙動を示していることがわかる．たとえば， $t = 4.10\text{--}4.20$ ms においてアーク端は反時計回りに回転している．このときの電圧波形は徐々に電圧が上昇するような挙動をみせる．一方で，たとえば 4.35 ms から 4.40 ms の間ではアーク端は時計方向に移動しており，これはアーク端が周方向にジャンプしたためと考えられる．このとき電圧波形には急峻な電圧降下が生じていることがわかる．

図 4.15 と図 4.16 の結果から，外部磁場印加型カスケードプラズマトーチにおいてアノード電極の幅を狭めることは，プラズマトーチ軸方向のアークの変動とアノード側アーク端のジャンプを制限し，結果として，周方向のアークの回転挙動を促進することがわかった．アーク

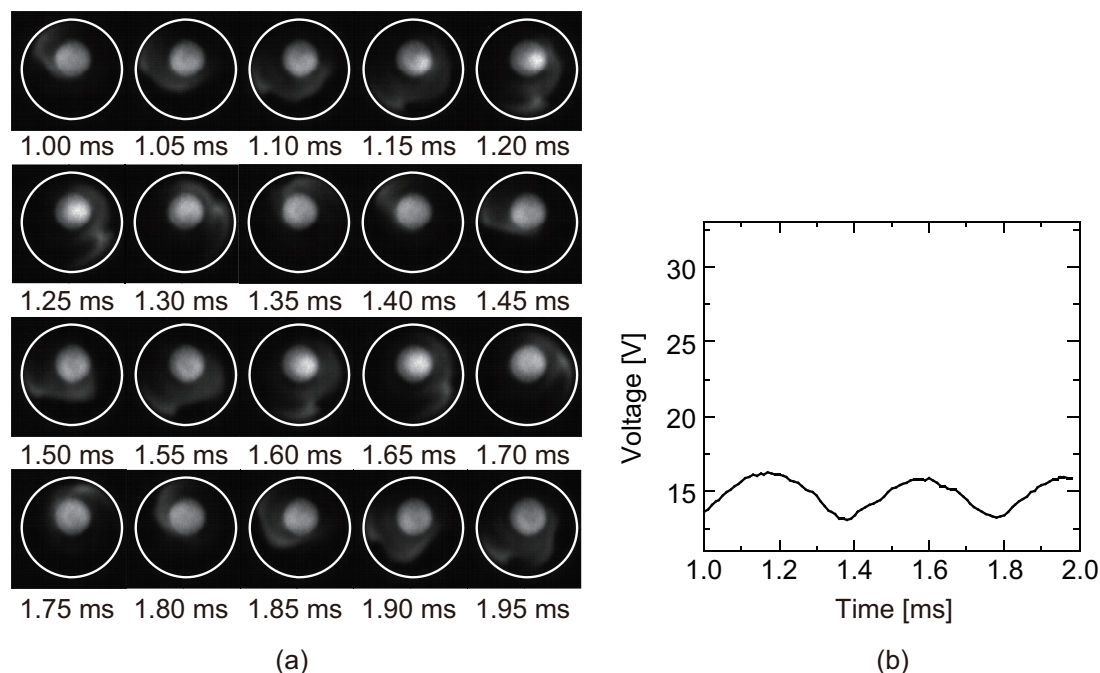


図 4.17: (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形（外部磁場あり，電流値 40 A，ガス流量 10 L/min，アノード電極幅 1 mm）

が回転挙動をとる場合には，アーク端部がジャンプするときに発生する大きな電圧降下は生じないため，電圧変動の振幅も小さくなることがわかった．

次に，外部磁場印加型カスケードプラズマトーチのアーク挙動と電圧変動に及ぼすガス流量の影響について述べる．ここではガス流量以外の運転条件について，電流値 40 A，アノード電極幅 1 mm，アノード-カソード距離 $d = 0$ mm の同一条件に設定した．図 4.17 にガス流量 10 L/min の場合のアーク挙動と電圧波形を示す．図より，一本のアノード側アーク端が周方向反時計周りに連続的に回転する様子がわかる．アノード側アーク端のジャンプ等は確認できない．このとき計測される電圧波形は正弦波状の周期的な波形を示すことがわかる．このような波形は電極間電圧が一定の範囲に存在することを意味しており，プラズマへの入力電力も一定の範囲で制御されることになる．上記のように，急峻な電圧降下が発生しない周期的な電圧変動は，溶射粒子の溶融・加速状態を制御する上で適した運転条件であると考えられる．

ここで，撮影されたアークジェットの挙動から，周期的な電圧変動が生じた要因について考察する．図 4.17(b) に示した電圧波形の拡大図を図 4.18(a) に示す．また，図 4.18(b) に図 4.18(a) 内の数字が示す時刻に対するアークジェットの画像を示す．ここでは，撮影された連続画像に画像処理を施し，アークジェットの発光強度を 0-255 の 256 段階に分けて可視化した結果を示している． $t = 1.15$ ms のとき，アノード側アーク端はアノード壁下部を反時計回りに回転している．このときの電圧値は極大値に近い値をとる．その後，アノード側アーク端の回転と共に電圧は減少した後， $t = 1.35$ ms のとき，アノード側アーク端がアノード壁上部

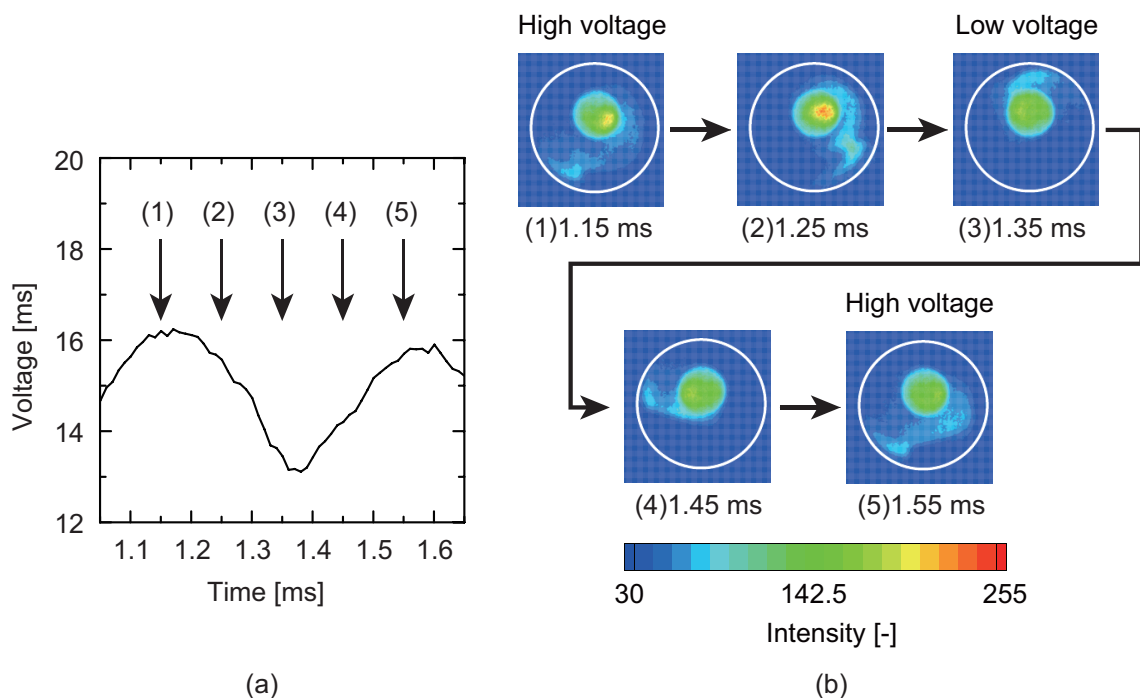


図 4.18: (a) 電圧波形の拡大図と (b) 発光強度の推移（外部磁場あり，電流値 40 A，ガス流量 10 L/min，アノード電極幅 1 mm）

を通過している間に極小値に近い値をとる． $t = 1.15$ ms の場合と $t = 1.35$ ms の場合におけるアークジェットの見視化画像を比較すると， $t = 1.15$ ms の方がアノード側アーク端部からアークジェットの中央に至る発光強度の大きい領域が引き延ばされるように分布していることがわかる．すなわち，アノード側アーク端部がアノード壁下部を通過している場合の方が，上部を通過するときに比較して，周方向にアークが引き延ばされた結果，アーク抵抗が増加してアーク電圧の増加につながったと考えられる．アノード側アーク端がアノード壁上部を通過するときに電圧は極小値をとり，アノード壁下部を通過するときに極大値をとる理由は，カソード棒電極の中心とアノードノズルの中心がずれていることに起因すると考えられる．撮影された連続画像の発光強度の分布から，カソード棒電極の中心はアノード壁の上側に偏っていると考えられる．その結果，回転に伴ってアノード-カソード間のアークの長さが周期的に変動し，周期的な電圧変動が生じたと考えられる．

図 4.19 にガス流量を 40 L/min に設定した場合のアーク挙動と電圧波形を示す．このとき，アノード側アーク端は反時計周りに回転しており，11.00 ms の位置におよそ 0.65 ms 後に戻ってくる．このときの電圧値もおおよそ同じ値であることから，電圧波形には回転に伴う周期的な成分が含まれていることが予想される．しかし，ガス流量 10 L/min の場合と異なり，電圧波形には周期の短い変動も含まれている．そこで次に電圧のパワースペクトルについて議論する．

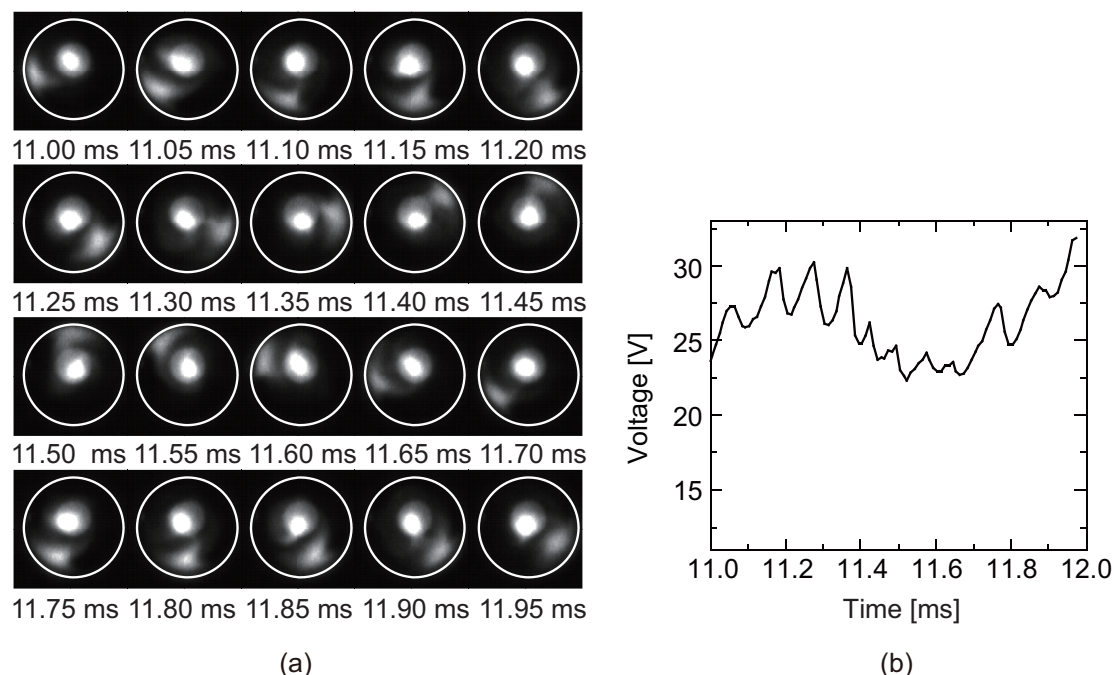


図 4.19: (a) プラズマトーチ正面方向から撮影したアーク挙動と (b) 電圧波形（外部磁場あり，電流値 40 A，ガス流量 40 L/min，アノード電極幅 1 mm）

異なるガス流量に対する電圧波形と電圧のパワースペクトルを図 4.20 に示す．電圧波形からガス流量が 10 および 20 L/min の場合には，アノード側アーク端の回転に対応した周期的な電圧波形が観察されることがわかる．ガス流量が増加するにつれ，周期的な電圧波形は崩れ，不規則な挙動が含まれる．この傾向は各パワースペクトルの結果にも表れており，ガス流量が 10 および 20 L/min のときには回転による電圧変動のピークが強く表れている．しかし，ガス流量の増加に伴って回転以外の変動による周波数成分が多く含まれるようになる．図 4.20(b) 中の周波数はアノード側アーク端部の回転による周波数を示しており，ガス流量の増加とともにピークの周波数は小さくなっていく．この原因としては，ガス流量の増加により，アーク周囲のガスの慣性が増加し，アークの回転が妨げられたことが挙げられる．

これらのアーク挙動の可視化と電圧計測の結果から，外部磁場印加型カスケードプラズマトーチにおいて電圧変動の小さい運転条件を実現するためには，アノード電極幅を狭めることと低流量側で運転することが有効であるとわかった．アーク挙動に及ぼすアノード電極幅を狭めることの効果は，流れ方向のアーク変動が抑制されることである．これに加えて低ガス流量条件で運転することにより，電極上でのアノード側アーク端の連続的な回転が実現される．

実際の溶射プロセスを考慮すると，プラズマのエンタルピーを増加するためには，アノード-カソード距離を離すことで電極間電圧を増加させることと電流値を増加することが有効である．そこで電圧変動に及ぼす電流値の影響について述べる．異なる電流値に対する電圧波

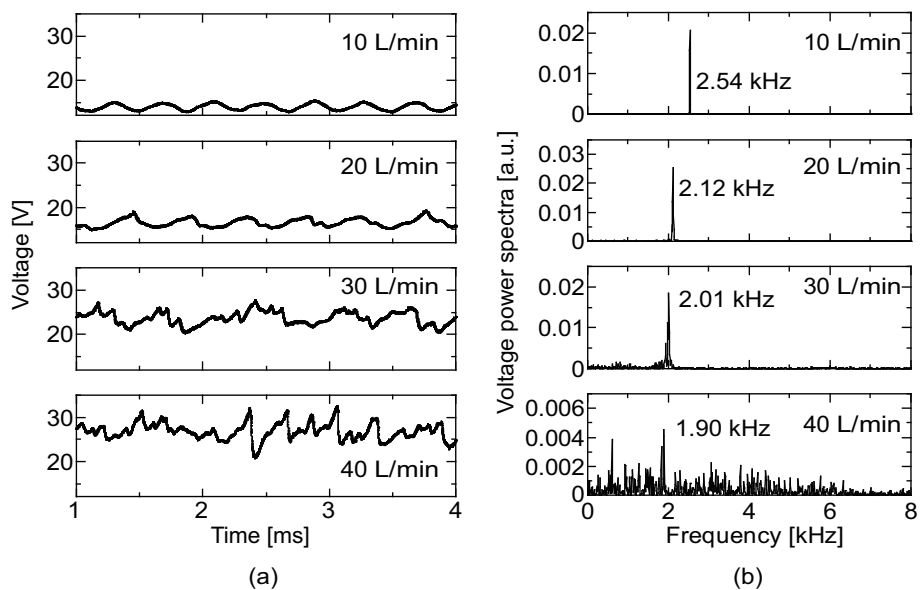


図 4.20: 異なるガス流量に対する (a) 電圧波形と (b) 電圧のパワースペクトル（外部磁場あり）

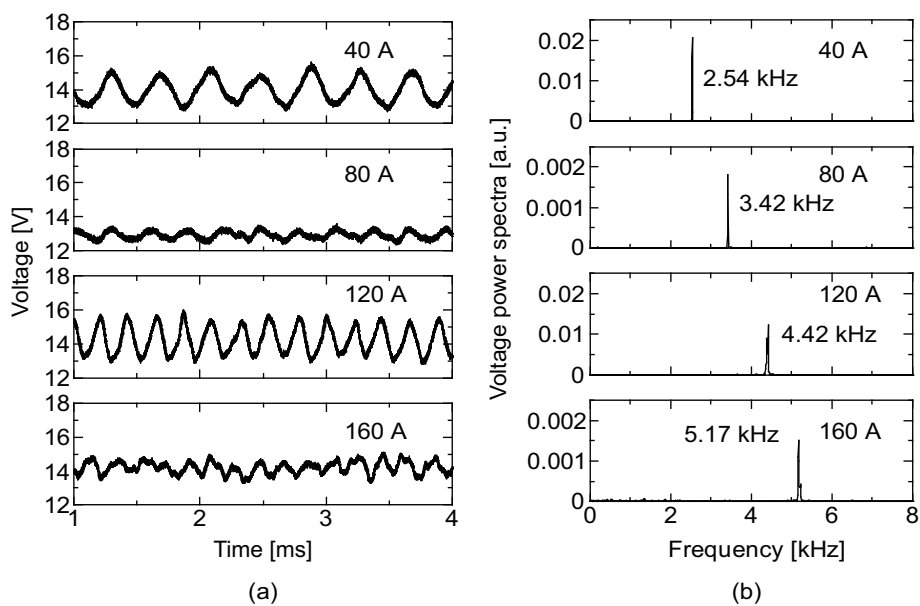


図 4.21: 異なる電流値に対する (a) 電圧波形と (b) 電圧のパワースペクトル（外部磁場あり）

形と電圧のパワースペクトルを図 4.21 に示す。電圧波形をみると、40 A から 120 A の場合には周期的な正弦波状の電圧波形が観察されている。160 A の場合でも電圧波形は周期的ではあるが、その形状は正弦波状とは言い難い。電圧のパワースペクトルでは、アノード側アー

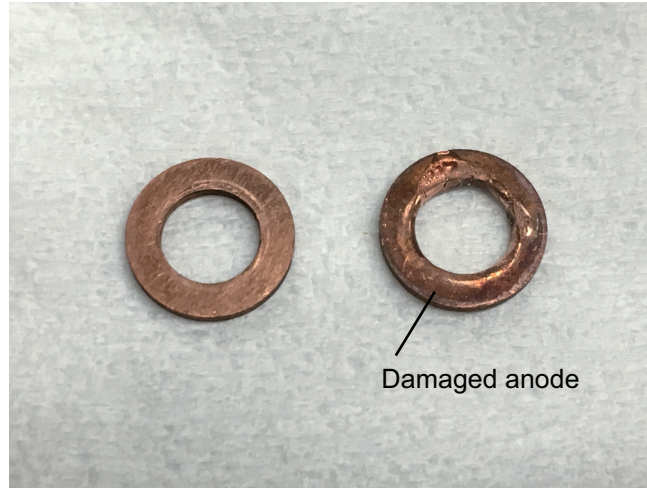


図 4.22: 電流値 160 A で放電後に損耗したアノード電極

ク端の回転に伴う電圧変動のピークが強く生じており，ピークの周波数は電流値の増加とともに大きくなっていく．この理由としては，電流値の増加にしたがってアークに作用する電磁力が増加したためと考えられる．ここで，電流値 160 A で外部磁場印加型カスケードプラズマトーチを運転した後は，アノード電極の激しい損耗が確認された（図 4.22）．このとき，アノード電極に隣接する絶縁リングにも損耗が確認された．

ここで電流値とアークの回転周波数の関係について考察する．上述の電流値をパラメータとした実験では，アノード-カソード距離 $d = 0 \text{ mm}$ であり，低ガス流量条件下であるため，アークの流れ方向への伸張はほとんどないと考えられる．そこでカソードの棒電極周りに円柱形のアークが回転している状況を考える．図 4.23 に回転アークに作用する電磁力と流体抗力の釣り合いの様子を示す．このとき，アークに作用する電磁力と流体抗力の釣り合いは以下の式で表される [46]．

$$IBd = \frac{1}{2}C_d D \rho V^2 d \quad (4.3)$$

ここで， B は円柱形アークに垂直に作用する磁場， I は電流値， d は電極間アークの高さ， C_d は抗力係数， D は回転方向に垂直な円柱形アークの面積， V はアークの回転速度である．上記の式が成立するとすれば，電流値 I とアークの回転速度 V には以下のような関係が導かれる．

$$V \propto I^{1/2} \quad (4.4)$$

実験で得られたピークの周波数と $I^{1/2}$ に比例する近似曲線を図 4.24 に示す．図より，アークの回転周波数 f_{peak} は，近似曲線によくのっている．この結果から式 (4.3) によって導かれる回転速度 V とアークの回転周波数 f_{peak} には，強い相関性があることがわかる．

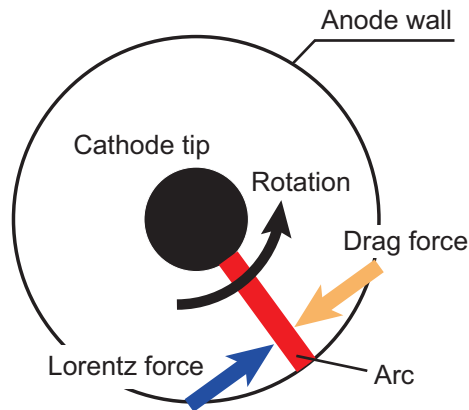


図 4.23: 回転アークに作用する電磁力と流体抗力のつり合いの様子

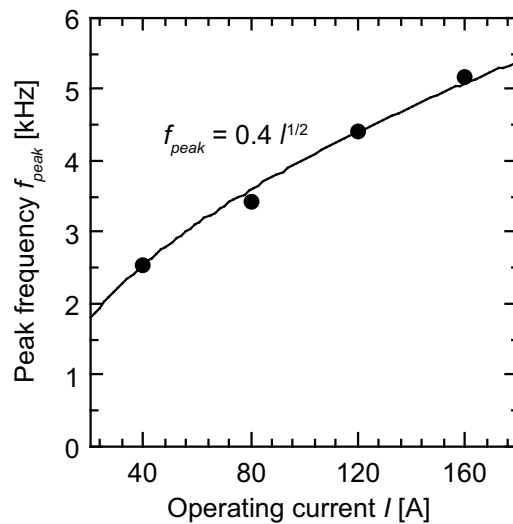


図 4.24: 電流値に対するアークの回転周波数の推移

4.4 まとめ

本章では、電圧計測と高速度カメラによるアーク挙動の可視化からプラズマトーチの時間平均電圧と電圧変動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響を調べた。その結果、カスケード電極を利用することは電極間の時間平均電圧の制御に有効であり、外部磁場の印加は時間平均電圧を増加させる傾向があることがわかった。また、カスケード電極と外部磁場を併用することにより、電圧変動が周期的な挙動を示す運転条件があることを示した。この電圧モードは電極幅の狭いアノードを用い、低流量でプラズマトーチを運転した場合に生じることがわかった。このとき、プラズマジェットの温度場および速度場の変動も周期的であることが予測され、溶射粒子の溶融・加速状態を一定の範囲内で制御できる可能性がある。アノード-カ

ソード距離 $d = 0 \text{ mm}$ の場合において，電流値をパラメータとした場合には，アークの回転周波数は電流値の平方根に比例する傾向があった．

第5章 結論

本論文では、アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンを対象として二次元軸対称電磁流体解析とサスペンション挙動解析を行い、プラズマジェットとサスペンションの基本的な熱的・力学的特性を調べ、プラズマジェットの高温部をサスペンションが通過することの影響を議論した。また、外部磁場印加型プラズマ溶射ガンを対象として三次元電磁流体解析と溶射粒子挙動解析を行い、外部磁場印加により生じる旋回プラズマ流の熱流動特性と、旋回流内を飛行する溶射粒子の挙動を調べ、プラズマ溶射プロセスに外部磁場を適用することの有効性を検討した。加えて、1 kW 級直流プラズマトーチを対象として、プラズマトーチの電圧特性とアーク挙動に及ぼすカスケード電極と外部磁場の影響を実験によって調べ、電圧制御性に優れたプラズマトーチ開発の可能性について議論した。得られた結果を以下にまとめる。

アキシアルフィード型サスペンションプラズマ溶射ガンを対象とした数値解析から、電流値を増加させると電流経路の湾曲部はより上流に位置し、アーク長が短くなることによって電極間電圧は下がることがわかった。また、電流値を増加することとトーチ出口-基材間距離を近づけることは、基材近傍の溶射粒子温度と位置の分布を狭める効果があることがわかった。さらに、プラズマ-サスペンション間の双方向の運動量輸送およびエネルギー輸送を考慮するとプラズマの温度と速度は、サスペンションをアキシアルフィードすることにより大きく下がることを示した。この影響はサスペンションの供給量の増加と共に大きくなる。以上より、アキシアルフィード方式プラズマ溶射のプラズマ特性とサスペンション挙動を調べる上で、プラズマ-サスペンション間の双方向の相互作用を考慮することの重要性を示唆した。

外部磁場印加型プラズマ溶射ガンを対象とした数値解析から、外部磁場の印加によって電極間電圧は増加し、入力電力が増加するために、外部磁場を印加しない場合と比較して高エンタルピーなプラズマジェットを生成できることを示した。磁場駆動回転アークにより生じる電圧変動は周期的な波形を示し、プラズマジェットのエンタルピーを一定の範囲に制御できることから、溶射粒子の溶融・加速状態の制御に効果的な可能性があることがわかった。一方、外部磁場印加により生じる旋回プラズマ流は、ラディアルフィードされた溶射粒子がプラズマジェットの高温部に到達することを妨げ、溶射粒子の加熱性を低下させる。この問題に対して、旋回プラズマ流の回転方向と対向する向きに溶射粒子を投入することにより、旋回流の影響を低減し、溶射粒子の加熱性を改善できる可能性を示した。

1 kW 級直流プラズマトーチを対象とした実験から、カスケード電極を利用することは電極間の時間平均電圧の制御に有効であり、外部磁場の印加は時間平均電圧を増加させる傾向があることを示した。また、カスケード電極と外部磁場を併用することにより、周期的な電圧変動を示す運転条件があることを示した。この電圧モードは電極幅の狭いアノードを用い、低

流量でプラズマトーチを運転した場合に生じることがわかった。このとき、プラズマジェット
の温度場および速度場の変動も周期的であることが予測され、溶射粒子の溶融・加速状態を
一定の範囲内で制御できる可能性がある。

謝辞

学部4年次の研究室配属から、博士前期課程2年、博士後期課程3年の計6年間にわたって、平日休日昼夜を問わず熱心なご指導を賜りました筑波大学大学院システム情報系の藤野貴康准教授に心より感謝の意を表します。御心配と御迷惑をお掛けしてばかりの6年間ではございましたが、藤野貴康准教授に引き上げて頂きましたおかげで、当初は能力的にも経済的にも困難と思われた博士後期課程まで進学させて頂き、本論文をまとめることができました。また、学業・研究・学外活動に自由に取り組める環境を頂いたこと、海外の研究室に短期留学する機会を頂いたこと、様々なご支援を頂いたこと、誠に感謝申し上げます。どうもありがとうございました。

副査を引き受けて頂きました同専攻の西岡牧人教授、文字秀明教授、金子暁子准教授、また東北大学流体科学研究所の高奈秀匡准教授には、本研究に対する数々のご指摘とご助言を頂きました。心より感謝の意を表します。

高奈秀匡准教授は常に暖かく研究の相談にのってくださり、研究内容や研究の進め方に関する数多くのご助言をくださいました。本研究を遂行するのに不可欠であった流体科学研究所の計算環境を使用させて頂けたことも高奈秀匡准教授のおかげであり、心から感謝申し上げます。

産業技術総合研究所先進コーティング技術研究センターの鈴木雅人氏と篠田健太郎氏は、常に快く研究の相談にのってくださいました。学部4年の冬に初めて溶射ガンを見せて頂いたときから現在に至るまで、溶射に関する数多くの最新の知見を教えて頂きました。厚くお礼申し上げます。

足利大学の安藤康高教授には、実験用プラズマトーチの設計・開発に関して多くのご助言を頂きました。本研究に実験結果を含めることができましたのは、安藤康高教授のおかげであり、心から感謝申し上げます。

トロント大学の Distinguished Professor である Javad Mostaghimi 教授には短期留学を受け入れて頂き、外部磁場印加型プラズマ溶射のシミュレーションに関して、多くの貴重なご指摘とご助言を頂きました。溶射の研究をしている多国籍の博士学生とのディスカッションは刺激的で、非常に楽しい時間でした。心より感謝致します。

これまでの研究室生活におきまして、あらゆる面から支えて頂いた藤野研究室の先輩方、後輩方に心より感謝申し上げます。藤野研究室出身の博士である吉野智之氏、筑波大学の高橋徹助教、滋賀県立大学の平山智士助教のご卒業後の多方面でのご活躍は、博士課程の研究生生活を送る上で大変な励みになりました。特に筑波大学に戻ってこられた高橋徹助教は、普段から学生室できさくに話しかけてくださり、常に暖かく研究相談にのってくださいました。二

つ上の先輩である伊東浩介氏，齋藤晴樹氏，玉田嘉彦氏，渡辺洋氏，一つ上の先輩である加藤隆寛氏，北田浩平氏，下澤雄太氏，竹松俊彦氏，山崎義弘氏には大変お世話になり，研究に必要な知識や研究の進め方など様々なことを教えて頂きました．研究室に毎日楽しく通えたことは諸先輩方の素敵な人柄によるものでありました．同期の岩崎雄磨君，鈴木大樹君，高橋知之君，中根悠介君，益田克己君には研究生活のみならず，普段の生活においても大変支えて頂きました．卒業論文に始まり本論文を提出することができたのは同期の献身的な協力と励ましのおかげであったことは疑いようがありません．大学卒業後もたびたび食事等に誘って頂いたことは，研究生活の大きな励みとなりました．私以外の同期が卒業し，皆社会人になられた後は多少の心細さもありましたが，後輩方に大変助けて頂きました．学生室での皆様とのたわいのない会話に幾度となく救われました．特につきあう時間の多かった市ノ木山大輝君と今村優佑君には，大変お世話になりました．また，後輩の皆様との珈琲や紅茶の時間は，研究活動の合間の私の癒しでした．研究室の皆様のおかげで本論文をまとめることができたこと，深く感謝致します．

加えて研究室溶射班のメンバーには最もお世話になりました．学部4年時には学生は私一人だった溶射の研究でしたが，皆様のおかげで実験と数値解析の両面から研究を進めることができる環境が整い，学外の企業や先生方との交流も盛んになりました．本論文をまとめることができたのはすべて，一緒にプラズマ溶射の研究に取り組んでくれた同期の中根悠介君と後輩の鈴木琢矢君，前島啓君，松本光君のおかげです．心から感謝申し上げます．

9年の間自宅から大学に通わせてくれ，常に暖かく見守ってくれた家族に深く感謝致します．筑波大学での幸せな学生生活を支えてくださった皆様に心から感謝申し上げます．

本研究の一部は，東北大学流体科学研究所における公募共同研究による助成を受けたものです．また，本研究の数値解析の一部は，東北大学流体科学研究所の並列計算システム SGI UV 1000 を利用して実施されました．加えて，外部磁場印加型プラズマトーチを対象とした実験は，日本科学協会の笹川科学研究助成による助成を受けて実施されました．実験におけるアークジェットの可視化は，株式会社ナックイメージテクノロジー社の高速度カメラを用いて実施されました．ここに記して感謝の意を表します．

参考文献

- [1] 経済産業省,「エネルギー白書 2018」, <http://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/2018pdf/>, 2018.
- [2] 石坂 浩一, 斉藤 圭司郎, 伊藤 栄作, 由里 雅則, 正田 淳一郎,「1700°C 級超高温ガスタービンの要素技術の開発」, 三菱重工技報, Vol. 54, No. 3, pp. 23–31, 2017.
- [3] N. Padture, M. Gell, and E. Jordan, “Thermal Barrier Coatings for Gas-Turbine Engine Applications,” *Science*, Vol. 296, No. 5566, pp. 280–284, 2002.
- [4] A. Feuerstein, J. Knapp, T. Taylor, A. Ashary, A. Bolcavage, and N. Hitchman, “Technical and Economical Aspects of Current Thermal Barrier Coating Systems for Gas Turbine Engines by Thermal Spray and EBPVD: A Review,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 17, No. 2, pp. 199–213, 2008.
- [5] 松本一秀, 川岸京子, 原田広史,「遮熱コーティング技術の開発」, まてりあ, 第 52 巻, 第 10 号, pp. 469–474, 2013.
- [6] S. Siegmann and C. Albert, “100 Years of Thermal Spray: about the Inventor Max Ulrich Schoop,” *Surf. Coat. Technol.*, Vol. 220, pp. 3–13, 2013.
- [7] P.L. Fauchais, J.V.R. Heberlein, and M.I. Boulos, “Thermal Spray Fundamentals: From Powder to Part,” Springer, New York, USA, 2014.
- [8] 沖幸男, 乾保之, 上野和夫, 杉江他曾宏, 袖岡賢, 高谷泰之, 富田友樹,「溶射技術入門 (改訂版)」, 一般財団法人日本溶射学会, 2012.
- [9] P. Fauchais, “Understanding Plasma Spraying,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 37, No. 9, R86–R108, 2004.
- [10] M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, K.-I. Li, B. Dussoubs, and N.J. Themelis, “Controlling Particle Injection in Plasma Spraying,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 10, No. 2, pp. 267–284, 2001.
- [11] R.L. Williamson, J.R. Fincke, and C.H. Chang, “Numerical Study of the Relative Importance of Turbulence, Particle Size and Density, and Injection Parameters on Particle Behavior during Thermal Plasma Spraying,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 11, No. 1, pp. 107–118, 2002.

- [12] R.M. Young, E. Pfender, "A Novel Approach for Introducing Particulate Matter into Thermal Plasmas: The Triple-Cathode Arc," *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 9, No. 4, pp. 465–481, 1989.
- [13] E. Pfender, "Multiple Arc Plasma Device with Continuous Gas Jet," US patent 4818837, 1989.
- [14] D.A. Ross, "Plasma Torch with Axial Reactant Feed," US Patent 5008511, 1991.
- [15] D.A. Ross, "Plasma Jet Converging System," US Patent 5556558, 1996.
- [16] <https://www.mettech.com/coating-technology/axial-III-core-technology.php>
- [17] L. Pawlowski, "Finely Grained Nanometric and Submicrometric Coatings by Thermal Spraying: A Review," *Surf. Coat. Technol.*, Vol. 202, No. 18, pp. 4318–4328, 2008.
- [18] P. Fauchais, A. Joulia, S. Goutier, C. Chazelas, M. Vardelle, A. Vardelle, and S. Rossignol, "Suspension and Solution Plasma Spraying," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 22, 224015, 2013.
- [19] Z. Tang, H. Kim, I. Yaroslavski, G. Masindo, Z. Celler, and D. Ellsworth, "Novel Thermal Barrier Coatings Produced by Axial Suspension Plasma Spray," *Proc. of International Thermal Spray Conference and Exposition*, Hamburg, Germany, 2011.
- [20] A. Ganvir, N. Curry, S. Bjorklund, N. Markocsan, and P. Nylén, "Characterization of Microstructure and Thermal Properties of YSZ Coatings Obtained by Axial Suspension Plasma Spraying (ASPS)," *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 24, No. 7, pp. 1195–1204, 2015.
- [21] D. Zhou, O. Guillon, R. Vaßen, "Development of YSZ Thermal Barrier Coatings Using Axial Suspension Plasma Spraying," *Coatings*, Vol. 7, No. 8, 120, 2017.
- [22] M. Shahien and M. Suzuki, "Low Power Consumption Suspension Plasma Spray System for Ceramic Coating Deposition," *Surf. Coat. Technol.*, Vol. 318, pp. 11–17, 2017.
- [23] M. Shahien, M. Suzuki, and Y. Tsutai, "Controlling the Coating Microstructure on Axial Suspension Plasma Spray Process," *Surf. Coat. Technol.*, Vol. 356, pp. 96–107, 2018.
- [24] B. Aziz, P. Gougeon, and C. Moreau, "Temperature Measurement Challenges and Limitations for In-Flight Particles in Suspension Plasma Spraying," *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 26, No. 4, pp. 695–707, 2017.
- [25] A. Ozturk and B.M. Cetegen, "Modeling of Axially and Transversely Injected Precursor Droplets into a Plasma Environment," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 48, No. 21–22, pp. 4367–4383, 2005.

- [26] H.B. Xiong and J.Z. Lin, “Nanoparticles Modeling in Axially Injection Suspension Plasma Spray of Zirconia and Alumina Ceramics,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 18, No. 5–6, pp. 887–895, 2009.
- [27] V. Rat, F. Mavier, and J.F. Coudert, “Electric Arc Fluctuations in DC Plasma Spray Torch,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 37, No. 3, pp. 549–580, 2017.
- [28] J.F. Coudert, M.P. Planche, and P. Fauchais, “Velocity Measurements of DC Plasma Jets Based on Arc Root Fluctuations,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 15, No. 1, pp. 47–70, 1995.
- [29] J.R. Fincke, D.M. Crawford, S.C. Snyder, W.D. Swank, D.C. Haggard, and R.L. Williamson, “Entrainment in High-velocity, High-temperature Plasma Jets. Part I: Experimental Results,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 46, No. 22, pp. 4201–4213, 2003.
- [30] R.L. Williamson, J.R. Fincke, D.M. Crawford, S.C. Snyder, W.D. Swank, and D.C. Haggard, “Entrainment in High-velocity, High-temperature Plasma Jets.: Part II: Computational Results and Comparison to Experiment,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 46, No. 22, pp. 4215–4228, 2003.
- [31] J. Hlína and J. Šonský, “Time-resolved Tomographic Measurements of Temperatures in a Thermal Plasma Jet,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 43, No. 5, 055202, 2010.
- [32] J.F. Bisson, B. Gauthier, and C. Moreau, “Effect of Plasma Fluctuations on In-flight Particle Parameters,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 12, No. 1, pp. 38–43, 2003.
- [33] J.F. Bisson and C. Moreau, “Effect of Direct-Current Plasma Fluctuations on In-flight Particle Parameters: Part II,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 12, No. 2, pp. 258–264, 2003.
- [34] S.A. Wutzke, E. Pfender, and E. Eckert, “Study of Electric Arc Behavior with Superimposed Flow,” *AIAA J.*, Vol. 5, No. 4, pp. 707–714, 1967.
- [35] S.A. Wutzke, E. Pfender, and E. Eckert, “Symptomatic Behavior of an Electric Arc with Superimposed Flow,” *AIAA J.*, Vol. 6, No. 8, pp. 1474–1481, 1968.
- [36] J.F. Coudert, M.P. Planche, and P. Fauchais, “Characterization of D.C. Plasma Torch Voltage Fluctuations,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 16, Suppl. 1 pp. 211s-227s, 1996.
- [37] Z. Duan and J. Heberlein, “Arc Instabilities in a Plasma Spray Torch,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 11, No. 1, pp. 44–51, 2002.
- [38] E. Noguès, P. Fauchais, M. Vardelle, and P. Granger, “Relation between the Arc-root Fluctuations, the Cold Boundary Layer Thickness and the Particle Thermal Treatment,” *J. Therm. Spray Technol.*, Vol. 16, No. 5–6, pp. 919–926, 2007.

- [39] J.-L. Dorier, M. Gindrat, C. Hollenstein, A. Salito, M. Loch, and G. Barbezat, “Time-resolved Imaging of Anodic Arc Root Behavior during Fluctuations of DC Plasma Spraying Torch,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 29, No. 3, pp. 494–501, 2001.
- [40] W. Zhao, K. Tian, H. Tang, D. Liu, and G. Zhang, “Experimental Studies on the Unsteadiness of Atmospheric Pressure Plasma Jet,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 35, No. 21, pp. 2815–2822, 2002.
- [41] M.F. Zhukov and I.M. Zasypkin, “Thermal Plasma Torches,” Cambridge International Science Publishing, 2007.
- [42] O.P. Solonenko and A.V. Smirnov, “Advanced oxide powders processing based on cascade plasma,” *J. Phys. Conf. Ser.*, Vol. 550, 012017, 2014.
- [43] 浜谷秀樹, 長谷川昇, 渡辺史徳, 水橋伸雄, 竹内順, 野瀬哲郎, 浅野拓也, 三浦孝雄, 「プラズマシールド電縫溶接技術の開発」, 新日鉄住金技報 第 409 号, pp. 47–54, 2017.
- [44] J.L. Marqués, G. Forster, and J. Schein, “Multi-Electrode Plasma Torches: Motivation for Development and Current State-of-the-Art,” *The Open Plasma Physics Journal*, Vol. 2, pp. 89–98, 2009.
- [45] <https://www.oerlikon.com/metco/en/products-services/coating-equipment/thermal-spray/spray-guns/coating-equipment-plasma/triplexpro-210/>
- [46] R.N. Szente, R.J. Munz, and M.G. Drouet, “Arc Velocity and Cathode Erosion Rate in a Magnetically Driven Arc Burning in Nitrogen,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 21, No. 6, pp. 909–913, 1988.
- [47] L.C. Li, W.D. Xia, H.L. Zhou, Z.P. Zhou, and B. Bai, “Experimental Observation and Numerical Analysis of Arc Plasmas Diffused by Magnetism,” *Eur. Phys. J. D*, Vol. 47, No. 1, pp. 75–81, 2008.
- [48] M. Hu, S. Wan, Y. Xia, Z. Ren, and H. Wang, “Effect of an External Magnetic Field on Plasma Torch Discharge Fluctuation,” *EPL*, Vol. 102, No. 5, 55002, 2013.
- [49] V. Goyal, G. Ravi, P. Bandyopadhyay, S. Banerjee, V. Yugesh, and S. Mukherjee, “Study of Dynamical Behaviour of the Plasma in a DC Non-transferred Plasma Torch Using Fast Imaging,” *Phys. Plasmas*, Vol. 24, No. 3, 033506, 2017.
- [50] C. Wang, Z. Lu, D. Li, W. Xia, and W. Xia, “Effect of the Magnetic Field on the Magnetically Stabilized Gliding Arc Discharge and Its Application in the Preparation of Carbon Black Nanoparticles,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 38, No. 6, pp. 1223–1238, 2018.

- [51] J.M. Park, K.S. Kim, T.H. Hwang, and S.H. Hong, "Three-dimensional Modeling of Arc Root Rotation by External Magnetic Field in Nontransferred Thermal Plasma Torches," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 32, No. 2, pp. 479–487, 2004.
- [52] M. Baeva and D. Uhrlandt, "Non-equilibrium Simulation of the Spatial and Temporal Behavior of a Magnetically Rotating Arc in Argon," *Plasma Sources Sci. Technol.*, Vol. 20, No. 3, 035008, 2011.
- [53] H.R. Griem, "High-Density Corrections in Plasma Spectroscopy," *Phys. Rev.*, Vol. 128, No. 3, pp. 997–1003, 1962.
- [54] A.B. Murphy and E. Tam, "Thermodynamic Properties and Transport Coefficients of Arc Lamp Plasmas: Argon, Krypton and Xenon," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 47, No. 29, 295202, 2014.
- [55] C.E. Moore, *Atomic Energy Levels*, NBS, 1949.
- [56] National Institute of Standards and Technology, <http://www.nist.gov/srd/>
- [57] M. Capitelli, G. Colonna, D. Giordano, L. Marraffa, A. Casavola, P. Minelli, D. Pagano, L. D. Pietanza, and F. Taccogna, "Tables of Internal Partition Functions and Thermodynamic Properties of High-Temperature Mars-Atmosphere Species from 50K to 50000K," ESA-STR-246, 2005.
- [58] K. P. Huber, and G. Herzberga, "Molecular Spectra and Molecular Structure, IV. Constants of Diatomic Molecules," Van Nostrand Reinold, 1979.
- [59] D.D. Wagman, W.H. Evans, V.B. Parker, R.H. Schumm, I. Halow, S.M. Bailey, K.L. Churney, and R.L. Nuttall, "The NBS Tables of Chemical Thermodynamic Properties," *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. 11, Suppl. 2, 1982.
- [60] W.B. White, S.M. Johnson, and G.B. Dantzig, "Chemical Equilibrium in Complex Mixtures," *J. Chem. Phys.*, Vol. 28, No. 5, pp. 751–755, 1958.
- [61] S. Chapman, and T.G. Cowling, "The Mathematical Theory of Non-uniform Gases," Cambridge University Press, 3rd ed, 1970.
- [62] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss, and R.B. Bird, "Molecular Theory of Gases and Liquid," John Wiley, 2nd ed, 1964.
- [63] R.N. Gupta, J.M. Yos, R.A. Thompson, and 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-RP-1232, L-16634, NAS 1.61:1232, 1990.

- [64] D. Bruno, M. Capitelli, C. Catalfamo, R. Celiberto, G. Colonna, P. Diomede, D. Giordano, C. Gorse, A. Laricchiuta, S. Longo, D. Pagano, and F. Pirani, "Transport Properties of High-Temperature Mars-Atmosphere Components," ESA-STR-256, 2008.
- [65] M.J. Wright, D. Bose, G.E. Palmer, and E. Levin, "Recommended Collision Integrals for Transport Property Computations Part 1: Air Species," *AIAA J.*, Vol. 43, No. 12, pp. 2558–2564, 2005.
- [66] M.J. Wright and E. Levin, "Collision Integrals for Ion-Neutral Interactions of Air and Argon," *J. Thermophys. Heat Transfer*, Vol. 19, No. 1, pp. 127–128, 2005.
- [67] R.L. Liboff, "Transport Coefficient Determined Using the Shielded Coulomb Potential," *Phys. Fluids*, Vol. 2, No. 1, pp. 40–46, 1959.
- [68] R.S. Devoto, "Transport Coefficients of Partially Ionized Argon," *The Physics of Fluids*, Vol. 10, No. 2, pp. 354–364, 1967.
- [69] J.R. Stallcop and H. Partridge, "Collision Integrals for the Interaction of the Ions of Nitrogen and Oxygen in a Plasma at High Temperatures and Pressures," *Phys. Fluids B*, Vol. 4, No. 2, pp. 386–391, 1992.
- [70] R.S. Devoto, "Simplified Expressions for the Transport Properties of Ionized Monatomic Gases," *Phys. Fluids*, Vol. 10, No. 10, pp. 2105–2112, 1967.
- [71] J.T. Vanderslice, D. Weissman, E.A. Mason, and R.J. Fallon, "High-Temperature Transport Properties of Dissociation Hydrogen," *Phys. Fluids*, Vol. 5, No. 1, pp. 155–164, 1962.
- [72] J.N. Butler and R.S. Brokaw, "Thermal Conductivity of Gas Mixtures in Chemical Equilibrium," *J. Chem. Phys.*, Vol. 26, No. 6, pp. 1636–1643, 1957.
- [73] NIST Standard Reference Database 78, NIST Atomic Spectra Database, National Institute of Standards and Technology, <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>
- [74] Y. Wada and M.S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-resolution and Robustness for Discontinuities," *AIAA Pap.*, 94–0083, 1994.
- [75] A. Jameson and T.J. Baker, "Multigrid Solution of the Euler Equations for Aircraft," *AIAA Pap.*, 84–0093, 1984.
- [76] C. Hirsch, "*Numerical Computation of Internal and External Flows*," Vol. 2, Chichester, NY, USA: Wiley, pp. 334–335, 1990.
- [77] B. Baldwin and H. Lomax, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," *AIAA Pap.*, 78–257, 1978.

- [78] R.H. Gallagher, “*Finite Element Analysis: Fundamentals*,” Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, USA: Prentice Hall, pp. 126–133, 1975.
- [79] H.B. Xiong and L.L. Zheng, S. Sampath, R.L. Williamson, and J.R. Fincke, “Three-Dimensional Simulation of Plasma Spray: Effects of Carrier Gas Flow and Particle Injection on Plasma Jet and Entrained Particle Behavior,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 47, No. 24, pp. 5189–5200, 2004.
- [80] X. Chen and E. Pfender, “Effect of the Knudsen Number on Heat Transfer to a Particle Immersed into a Thermal Plasma,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 3, No. 1, pp. 97–113, 1983.
- [81] Y.P. Wan, V. Prasad, G.-X. Wang, S. Sampath, and J.R. Fincke, “Model and Powder Particle Heating, Melting, Resolidification, and Evaporation in Plasma Spraying Processes,” *J. Heat Transfer*, Vol. 121, No. 3, pp. 691–699, 1999.
- [82] エル・ベ・カテリニコフ, エス・エヌ・バシルイコフ, ゼ・ゲ・ガリアクバロフ, ア・イ・カシタノフ, 「超高融点材料便覧」, 日ソ通信社, 1977.
- [83] Y.P. Wan, V. Prasad, G.-X. Wang, S. Sampath, and J.R. Fincke, “Modeling of Powder Particle Heating, Melting and vaporation in Plasma Spraying Progresses,” in *Proc. of ASME Heat Transfer Division 1998: presented at the 1998 ASME IMECE, Nov. 15–20, 1998, Anaheim, California*, Vol. 361-4, New York, NY, USA, pp. 67–77, 1998.
- [84] 崎山智司, 松原智浩, 北村智昭, 田中誠, 「アキシアルフィード型ツインカソードプラズマトーチの動作特性」, 日本溶射学会第 98 回 (2013 年度秋季) 全国講演大会講演論文集, 2013 年 11 月 18 日, 19 日, 2013 年 11 月 18 日, 大阪, 102, pp. 3–4, 2013.
- [85] E. Pfender and Y.C. Lee, “Particle Dynamics and Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. Part I. The Motion of a Single Particle without Thermal Effects,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 5, No. 3, pp. 211–237, 1985.
- [86] S. Yoon and A. Jameson, “Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations,” *AIAA J.*, Vol. 26, No. 6, pp. 1025–1026, 1988.
- [87] M.H. Gutknecht, “Variants of BICGSTAB for Matrices with Complex Spectrum,” *SIAM J. Sci. Comput.*, Vol.14, No.5, pp. 1020–1033, 1993.
- [88] H.-P. Li and X. Chen, “Three-dimensional Modeling of the Turbulent Plasma Jet Impinging upon a Flat Plate and with Transverse Particle and Carrier-gas Injection,” *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 22, No.1, pp. 27–58, 2002.

- [89] X. Chen and E. Pfender, "Effect of the Knudsen Number on Heat Transfer to a Particle Immersed into a Thermal Plasma," *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 3, No. 1, pp. 97–113, 1983.
- [90] X. Chen and E. Pfender, "Heat Transfer to a Single Particle Exposed to a Thermal Plasma," *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 2, No. 2, pp. 185–212, 1982.
- [91] X. Chen and E. Pfender, "Behavior of Small Particles in a Thermal Plasma Flow," *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 3, No. 3, pp. 351–366, 1983.
- [92] L. Pershin, A. Mitrasinovic, and J. Mostaghimi, "Treatment of Refractory Powders by a Novel, High Enthalpy DC Plasma," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 22, 224019, 2013.
- [93] J.P. Trelles, E. Pfender, and J. Heberlein, "Multiscale Finite Element Modeling of Arc Dynamics in a DC Plasma Torch," *Plasma Chem. Plasma Process.*, Vol. 26, No. 6, pp. 557–575, 2006.

論文リスト

参考論文

1. Hiroki Saito, Yusuke Nakane, Takayasu Fujino, and Hidemasa Takana, “ Numerical Analysis of In-flight Particles in Plasma Jet with an Externally Applied Magnetic Field, ” Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 11, No. 4, Paper No. 16-00184, pp. 1–12, November, 2016.
2. 齋藤宏輝, 鈴木琢矢, 藤野貴康, 鈴木雅人, 「アキシアルフィード型サスペンションプラズマスプレーの数値シミュレーション」, 日本溶射学会誌, Vol. 54, No. 2, pp. 48–54, 2017 年 4 月.
3. Hiroki Saito, Takuya Suzuki, Takayasu Fujino, and Masato Suzuki, “ Numerical Simulation of Suspension Plasma Spraying with Axial Injection, ” Materials Transactions, Vol. 59, No. 11, pp. 1791–1797, October, 2018.
4. Takuya Suzuki, Hiroki Saito, and Takayasu Fujino, “Effects of Plasma-Suspension Interaction on Axial Injection DC Suspension Plasma Spray,” IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 47, No. 1, pp. 688–700, January, 2019.

国際会議

1. Hiroki Saito, Yusuke Nakane, Takayasu Fujino, and Javad Mostaghimi, “ Three-dimensional Simulation of a Non-transferred DC Plasma Torch with a Mixture Gas of Carbon Dioxide and Methane, ” International Conference on Advanced Technology in Experimental Mechanics 2015, OS22-5, p. 269, October, Toyohashi, Japan, 2015.
2. Hiroki Saito, Yusuke Nakane, Takayasu Fujino, and Hidemasa Takana, “ Numerical Analysis of In-flight Sprayed Particles in Plasma Jet for a Thermal Plasma Spray with an Externally Applied Magnetic Field, ” 12th International Conference on Flow Dynamics, CRF-25, pp. 50–51, October, Sendai, Japan, 2015.
3. Hiroki Saito, Takayasu Fujino, Hidemasa Takana, Larry Pershin, and Javad Mostaghimi, “ Influence of Operating Currents on In-flight Particle Trajectories in Magnetically Driven Arc Plasma Jet, ” 13th International Conference on Flow Dynamics, CRF-11, pp. 22–23, October, Sendai, Japan, 2016.

4. Takuya Suzuki, Hiroki Saito, Takayasu Fujino, and Masato Suzuki, “ Influences of Plasma-Suspension Interaction on Axial Feeding SPS Process, ” 7th Tsukuba International Coating Symposium, P-13, p. 83, December, Tsukuba, Japan, 2016.
5. Hiroki Saito, Takayasu Fujino, Hidemasa Takana, and Javad Mostaghimi, “ Interaction between Rotary Arc and Injected Particles in a Non-transferred DC Plasma Spray with Externally Applied Magnetic Field, ” International Thermal Spray Conference 2017, DVS 336, pp. 285–290, June, Düsseldorf, Germany, 2017.
6. Takuya Suzuki, Hiroki Saito, Takayasu Fujino, and Masato Suzuki, “ Effects of Momentum and Heat Transfer between Plasma and Suspensions on an Axial Injection Plasma Spraying, ” International Thermal Spray Conference 2017, DVS 336, pp. 1106–1111, June, Düsseldorf, Germany, 2017.
7. Kei Maeshima, Hikaru Matsumoto, Hiroki Saito, and Takayasu Fujino, “ Relation between Dynamic Behaviors of Arc Jet and Input Power in a Non-Transferred DC Plasma Torch, ” 22nd International Conference on Gas Discharges and Their Applications, No. A20, pp. 123–126, September, Novi Sad, Serbia, 2018.
8. Takayasu Fujino, Hikaru Matsumoto, Kei Maeshima, and Hiroki Saito, “ Effect of Applying Magnetic Field on Dynamic Behavior of Arc Jet Produced by a Non-transferred Direct-Current Plasma Torch, ” 22nd International Conference on Gas Discharges and Their Applications, No. A49, pp. 239–242, September, Novi Sad, Serbia, 2018.
9. Takayasu Fujino, Hikaru Matsumoto, Kei Maeshima, and Hiroki Saito, “ Study on Arc Jets Generated by a Low-power Direct-current Plasma Torch with a Permanent Magnet, ” 15th International Conference on Flow Dynamics, OS5-12, pp. 506–507, November, Sendai, Japan, 2018.
10. Kei Maeshima, Hikaru Matsumoto, Hiroki Saito, and Takayasu Fujino, “ Dynamic Behavior of Arc Jet Using Ar-N₂ Mixture Gas in a Few kW DC Plasma Torch, ” 15th International Conference on Flow Dynamics, OS18-91, pp. 1036–1037, November, Sendai, Japan, 2018.
11. Hiroki Saito, Hikaru Matsumoto, Kei Maeshima, and Takayasu Fujino, “ Experimental and Numerical Investigations on Voltage-current Characteristics of a Few kW Cascade Plasma Torch with External Magnetic Field, ” 9th Asian Thermal Spray Conference, ATSC-1050, November, Singapore, 2018.
12. Hiroki Saito, Hikaru Matsumoto, Kei Maeshima, and Takayasu Fujino, “ Experimental Study of Arc Voltage Fluctuations in a kW Cascade Plasma Torch with External Magnetic Field, ” 8th Tsukuba International Coating Symposium, P-17, December, Tsukuba, Japan, 2018.

国内会議

1. 齋藤宏輝, 中根悠介, 藤野貴康, 「外部磁場印加型大気圧プラズマ溶射の電磁流体シミュレーション」, 第10回新エネルギー技術シンポジウム, P-06, 郡山, 2014年11月.
2. 中根悠介, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 高奈秀匡, 「CO₂ と CH₄ の混合ガスにおける熱プラズマの熱力学的特性および輸送特性」, 平成28年電気学会全国大会, 1-062, 仙台, 2016年3月.
3. 鈴木琢矢, 齋藤宏輝, 中根悠介, 藤野貴康, 「サスペンションプラズマ溶射での粒子軌道に及ぼす投入電流の影響」, 平成28年電気学会全国大会, 1-066, 仙台, 2016年3月.
4. 鈴木琢矢, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 鈴木雅人, 「アキシアルフィード型サスペンションプラズマスプレーの数値シミュレーション」, 日本溶射学会第103回(2016年度春季)全国講演大会, 202, pp. 27-28, 大阪, 2016年6月.
5. 齋藤宏輝, 藤野貴康, Javad Mostaghimi, “Influence of Voltage Fluctuation Frequency on Inflight Particles in Plasma Jet,” 日本溶射学会第104回(2016年度秋季)全国講演大会, 209, pp. 51-52, 北九州, 2016年11月.
6. 鈴木琢矢, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 鈴木雅人, 「アキシアルフィード型SPSにおけるプラズマ-サスペンション間の相互作用の影響」, 日本溶射学会第104回(2016年度秋季)全国講演大会, 201, pp. 35-36, 北九州, 2016年11月.
7. 鈴木琢矢, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 鈴木雅人, 「溶射用プラズマジェットに及ぼす軸方向投入サスペンションの与える影響」, 2016年度放電学会年次大会, 3-6, 横浜, 2016年11月.
8. 前島啓, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 「プラズマトーチノズル形状のアーカ電圧に及ぼす影響」, 2016年度放電学会年次大会, P-4, 横浜, 2016年11月.
9. 前島啓, 齋藤宏輝, 鈴木琢矢, 藤野貴康, 「非移行式直流プラズマトーチの電流・電圧特性」, 平成29年電気学会全国大会, 1-170, 富山, 2017年3月.
10. 齋藤宏輝, 前島啓, 藤野貴康, 「アルゴン/ヘリウムガスを用いた1kW級プラズマトーチの電流・電圧特性」, 日本溶射学会第105回(2017年度春季)全国講演大会, 104, pp. 7-8, 大阪, 2017年6月.
11. 松本光, 前島啓, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 「外部磁界印加型直流プラズマトーチのアーカ電圧計測とアーカ挙動の可視化」, 平成30年電気学会全国大会, 1-145, 福岡, 2018年3月.
12. 前島啓, 松本光, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 「数kW級非移行式直流プラズマトーチのアーカ電圧とアーカジェット長の関係」, 平成30年電気学会全国大会, 1-146, 福岡, 2018年3月.

13. 齋藤宏輝, 松本光, 前島啓, 藤野貴康, 「数 kW 級外部磁場印加型カスケードプラズマトーチの電流・電圧特性」, 日本溶射学会第 107 回 (2018 年度春季) 全国講演大会, 208, pp. 37-38, 大阪, 2018 年 6 月.
14. 松本光, 前島啓, 齋藤宏輝, 藤野貴康, 「外部磁界を印加した小電力直流プラズマトーチのアーク特性」, 電気学会新エネルギー・環境研究会, FTE-18-046, pp. 49-54, 東京, 2018 年 9 月.
15. 齋藤宏輝, 松本光, 前島啓, 藤野貴康, 「1kW 級外部磁場印加型カスケードプラズマトーチの動作特性」, 日本機械学会 2018 年度年次大会, J0440005, 大阪, 2018 年 9 月.
16. 齋藤宏輝, 松本光, 前島啓, 藤野貴康, 「外部磁場印加型カスケードプラズマトーチのアーク挙動に及ぼすガス流量の影響」, 日本溶射学会第 108 回 (2018 年度秋季) 全国講演大会, P-7, 名古屋, 2018 年 11 月.
17. 松本光, 齋藤宏輝, 前島啓, 鈴木雅人, 藤野貴康, 「外部磁場印加型低電力直流プラズマトーチで生成された回転プラズマジェットの動特性」, 日本溶射学会第 108 回 (2018 年度秋季) 全国講演大会, 101, pp. 1-2, 名古屋, 2018 年 11 月.