



Title	ガスメタルアーク溶接におけるワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態遷移のメカニズム解明
Author(s)	佐藤, 祐理子
Citation	大阪大学, 2025, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/101660
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

ガスマタルアーク溶接における
ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態遷移の
メカニズム解明

佐藤 祐理子

2024 年 12 月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第 1 章 緒論	1
1.1 アーク溶接の技術的背景	1
1.1.1 応用展開の現状と課題	1
1.1.2 アーク溶接の分類	2
1.2 ガスメタルアーク溶接における材料堆積機構：溶滴移行現象	3
1.2.1 溶滴移行形態の分類	4
1.2.2 溶滴移行現象の制御アプローチ	6
(i) 溶接電流制御	7
(ii) ワイヤ送給制御	8
(iii) シールドガス混合制御	8
(iv) 外部磁場制御	9
(v) ワイヤの組成制御および構造制御	9
1.3 溶滴移行現象と溶融池現象に関する可視化研究の比較	9
1.3.1 実験アプローチ	10
(i) 流体現象を対象とする実験計測	10
(ii) 電磁場現象を対象とする実験計測	11
(iii) 伝熱現象を対象とする実験計測	11
1.3.2 理論アプローチ	12
(i) 流体現象を対象とする理論モデル	12
(ii) 電磁場現象を対象とする理論モデル	12
(iii) 伝熱現象を対象とする理論モデル	13
1.3.3 数値アプローチ	13
(i) 溶滴移行現象を解析対象とする数値モデル	13
(ii) 溶融池現象を解析対象とする数値モデル	15
1.3.4 溶融池現象との比較に基づく溶滴移行現象の可視化研究の課題	15
1.4 研究目的・方針	16
1.5 本論文の構成	17
参考文献	19
第 2 章 ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態の遷移現象	27
2.1 緒言	27

2.2	非移行式アーク放電装置の構築	27
2.3	操作パラメータおよび解析パラメータの定義・分類	30
2.4	プロセスパラメータが溶滴移行特性に及ぼす影響	34
2.4.1	実験条件	34
2.4.2	グループ A：アーク長の影響	36
2.4.3	グループ B：陰極間距離の影響	38
2.4.4	グループ C：ワイヤ突出し長さの影響	39
2.4.5	アークプラズマ空間分布特性が溶滴伸長特性に及ぼす影響	41
2.4.6	溶融金属の体積流量が溶滴伸長特性に及ぼす影響	43
2.5	材料パラメータが溶滴移行特性に及ぼす影響	43
2.5.1	実験条件	43
2.5.2	実験結果	44
2.5.3	ワイヤの溶融物性が溶滴伸長特性に及ぼす影響の考察および仮説生成	48
(i)	高電流域：電気伝導率の影響	49
(ii)	低電流域：表面張力の影響	50
2.5.4	ワイヤ電気伝導率の溶滴伸長特性に対する影響を検証する追加実験	50
2.6	非移行式アーク放電装置で得られた知見の従来ケースに対する適用可能性	52
2.7	結言	53
	参考文献	54

第 3 章	溶滴内部流動のワイヤ軸方向加速現象	55
3.1	緒言	55
3.2	溶滴移行現象に対する X 線粒子追跡流速測定法 (PTV) の適用	55
3.2.1	溶滴移行現象を対象とした内部流動計測の技術的課題	55
3.2.2	X 線 PTV の計測原理	55
3.2.3	供試ワイヤの仕様	57
3.2.4	X 線 PTV システムの構築	60
3.2.5	X 線 PTV 実験で採用された操作パラメータおよび解析パラメータ	62
3.2.6	X 線透過画像の解析手法	64
3.3	X 線透過観察の結果	66
3.3.1	トレーサ非含有条件と含有条件における溶滴移行特性	66
3.3.2	溶接電流に関連する操作パラメータの影響	70
(i)	断面変形特性	70
(ii)	内部流動特性	77

3.4 考察	86
3.4.1 トレーサ粒子の導入が溶滴形成に及ぼす影響	86
3.4.2 内部流動特性が断面変形特性に及ぼす影響	87
(i) ワイヤ径方向流動の影響	87
(ii) ワイヤ軸方向流動の影響	88
3.4.3 流速測定精度の評価	91
3.5 結言	93
参考文献	94

第4章 自己電磁加速を原理とする溶滴伸長メカニズム 96

4.1 緒言	96
4.2 アークプラズマ非共存系における溶融金属流動現象の解析	96
4.2.1 溶滴移行現象と液体ジェット分裂現象の比較	96
(i) 重力駆動系	98
(ii) 表面張力駆動系	99
(iii) 表面張力-慣性力連成駆動系	102
(iv) 表面張力-慣性力-電磁力連成駆動モデルの構築可能性	105
4.2.2 絶対・対流不安定性の適用によるピンチ不安定性の拡張	105
4.2.3 修正ピンチ不安定性の溶滴移行現象に対する適用可能性の検証	107
4.3 アークプラズマ共存系における溶融金属流動現象の解析	109
4.3.1 電流の漏洩構造を伴う電磁流体における自己電磁加速メカニズム	109
4.3.2 溶滴伸長能の定量評価を目指した自己電磁加速モデルの構築	112
(i) 溶滴伸長係数の定義	112
(ii) 電流分流率の計算	115
4.3.3 構築モデルの妥当性検証ならびに伸長遷移クライテリアの検討	115
(i) アークプラズマ領域半径の設定	116
(ii) アークプラズマの電気伝導率の設定	117
(iii) 溶滴伸長係数の評価分析	117
4.3.4 構築モデルの適用限界	118
(i) アークプラズマ領域半径が予測結果に及ぼす影響	118
(ii) 電気伝導率の温度依存性が予測結果に及ぼす影響	120
(iii) 表面張力の温度依存性が予測結果に及ぼす影響	121
(iv) モデル前提条件の再評価および適用限界の検証	122
(v) 自己電磁加速メカニズムに基づく溶滴伸長の駆動要因	125
4.4 結言	127
参考文献	128

第 5 章 結論	131
謝辞	135
本論文に関する著者の研究業績	137

本論文で用いる記号

記号	物理量	単位	記号	物理量	単位
第 2 章			η	流体の粘性	Pa·s
I	溶接電流	A	t	時刻	s
v_{feed}	ワイヤ送給速度	m/s	N_0	物質透過前の入射 X 線光子数	
D_{tc}	チップ陰極間距離	m	N_1	物質透過後の減衰 X 線光子数	
D_{ic}	陰極間距離	m	ρ	密度	kg/m ³
L_{ex}	ワイヤ突出し長さ	m	d	X 線が透過する物質の厚さ	m
L_{arc}	アーク長	m	μ	線減衰係数	1/m
R_{wire}	ワイヤ半径	m	$\vec{x}_{\text{p}}$	粒子座標ベクトル	m
D_{wire}	ワイヤ直径	m	Δt	フレーム間隔	s
v_{melt}	ワイヤ溶融速度	m/s	St	ストークス数	1
C_1	ワイヤ溶融速度の実験定数	m/(A·s)	τ_{p}	粒子の流れ場への応答時間	s
C_2	ワイヤ溶融速度の実験定数	1/(A ² ·s)	τ_{f}	流れ場の特性時間	s
R_{eq}	等価溶滴半径	m	L	流れ場の代表時間	m
f	溶滴移行周波数	1/s	V	流れ場の代表速度	m/s
T	溶滴移行周期	s	I_{proc}	画像処理後の輝度	
L_{break}	溶滴破断長さ	m	I_{raw}	画像処理前の輝度	
t_{ex}	露光時間	s	I_{back}	背景画像の輝度	
θ	アーク広がり角	rad	I_{dark}	ダーク画像の輝度	
第 3 章			f	体積分率	1
v_{p}	粒子速さ	m/s	σ	電気伝導率	S/m
v_{f}	流体速さ	m/s	α	有効媒質近似理論の変換変数	S/m
D_{p}	粒子直径	m	v_{capi}	Taylor–Culick 速度	m/s
ρ_{p}	粒子密度	kg/m ³	γ	表面張力係数	N/m
ρ_{f}	流体密度	kg/m ³	R	液糸半径	m

記号	物理量	単位	記号	物理量	単位
第 4 章			λ	表面擾乱波長	m
m	液滴の質量	kg	k	表面擾乱波数	1/m
g	重力加速度	m/s ²	ω	表面擾乱周波数	1/s
R	ノズル内径・流体円柱半径	m	x, x^*	無次元波数	1
ρ	密度	kg/m ³	$I_m(x)$	第 1 種変形ベッセル関数	1
γ	表面張力係数	N/m	λ_c	不安定化の臨界波長	m
F_S	表面張力	N	τ_{PR}, τ_{PIT}	擾乱成長の特性時間	s
F_e	アーク圧力	N	i	虚数単位	
F_G	重力	N	V	流れの代表速度	m/s
F_D	プラズマ気流による空力抗力	N	$\bar{\omega}, \omega^*$	無次元周波数	1
F_m	電磁力	N	β, β^*	無次元速度	1
μ_0	真空の透磁率	N/A ²	We	ウェーバー数	1
I	電流・溶接電流	A	$V^{A/C}$	絶対・対流不安定性の臨界速度	m/s
a	溶滴半径	m	Bo _m	磁気ボンド数	1
b	ワイヤ半径	m	C_1	ワイヤ溶融速度の実験定数	m/(A·s)
ϕ	陽極領域の広がり角	rad	C_2	ワイヤ溶融速度の実験定数	1/(A ² ·s)
r	半径方向座標	m	$\vec{v}$	流体速度	m/s
z	軸方向座標	m	p	圧力	Pa
θ	周方向座標	rad	$\vec{j}$	電流密度	A/m ²
t	時刻	s	$\vec{B}$	磁束密度	T
p_{capi}	毛管圧力	Pa	Q	体積流量	m ³ /s
κ	曲率	1/m	Bo _m [*]	溶滴伸長係数	1
R_1, R_2	主曲率半径	m	η	電流分流率	1
p_{em}	電磁圧力	Pa	I_{total}	総溶接電流	A
h	流体円柱の表面高さ関数	m	I_{arc}	分配電流	A
ε	表面擾乱振幅	m	I_{metal}	集中電流	A

記号	物理量	単位	記号	物理量	単位
R_{wire}	ワイヤ半径	m	σ_{metal}	溶滴領域電気伝導率	S/m
D_{wire}	ワイヤ直径	m	σ_{arc}	アークプラズマ領域電気伝導率	S/m
R_{arc}	アークプラズマ領域半径	m	T_{melt}	融点	°C
D_{arc}	アークプラズマ領域直径	m	D_{ic}	陰極間距離	m
S_{metal}	溶滴領域面積	m ²	L_{arc}	アーク長	m
S_{arc}	アークプラズマ領域面積	m ²	C_3	形状フィッティング定数	1
Ω_{metal}	溶滴領域抵抗	Ω	N_{EG}	重力加速と電磁加速の相対比率	1
Ω_{arc}	アークプラズマ領域抵抗	Ω			

※本論文の単位系は、国際単位系（SI）に従う。

第1章 緒論

1.1 アーク溶接の技術的背景

1.1.1 応用展開の現状と課題

現代の製造業では、金属素形材に成形加工・除去加工・付加加工を施すことで、多様な要求に応える工業製品が製造される。一連の加工技術の中でも、溶接は付加加工技術の一種として、複雑構造を実現する技術的基盤を提供する。溶接技術は、輸送機器、建設、エネルギーをはじめとする幅広い産業分野で活用され、現代の製造業のみならず、我々の日常生活の根幹を支える技術として認識されている。

溶接技術が多岐にわたる産業分野で応用される理由は、適切な熱源と材料供給源を選択することで、多様な金属材料や板厚に対応できる点にある。日本産業規格（JIS Z 3001-1）では、溶接を「2個以上の母材を、接合される母材間に連続性があるように、熱、圧力又はその両方によって一体にする操作」と定義している[1]。特に、熔融溶接の場合、接合面を熔融状態とするためのパワー密度（ $10^6 \sim 10^{13} \text{ W/m}^2$ 程度[2]）を持つ熱源や、必要に応じて材料間の間隙を充填するための連続的な質量供給源である溶加材が求められる。一般に、熱源として、電気アーク・ガス炎・レーザ・電子ビームが、材料供給源として、ワイヤ・粉末が採用される。これらの技術的要素を適切に選択することで、多様な溶接条件に応じて、高品質かつ信頼性の高い溶接が達成される。

数ある溶接技術の中でも、アーク溶接は、長年にわたって工業的な地位を確立してきただけでなく、現在も技術革新が進んでおり、将来に向けた展開に期待が寄せられている。アーク溶接は、電気アークを熱源に母材を熔融し、材料供給源としてワイヤを送給して溶接を達成する。電気アークは、レーザや電子ビームと比較して、装置コストを抑えつつ簡便に発生できるため、アーク溶接は汎用性と経済性を兼ね備えた溶接法として広く利用される。さらに近年では、アーク溶接の材料堆積機構が金属積層造形技術に応用され、WAAM（Wire Arc Additive Manufacturing）技術として産業的な展開が進められている[3–5]。WAAM技術は、優れた造形自由度を活かし、従来工法では製造不可能な複雑形状の高速造形を可能にしている。アーク溶接の技術革新は、製造業における新たな可能性を切り拓く要素として、今後ますますその重要性を増すであろう。

アーク溶接に内在する応用の可能性を最大限に引き出すためには、工学的および社会的な課題に対処することが必要不可欠である。工学的な課題として挙げられるのは、溶接品質保証の問題である。熔融溶接では、局所的な急熱急冷によって、母材とは異なる組織形態を示す溶接金属を形成するとともに、溶接変形や残留応力が生じる。さらに、ポロシティ・溶接割れ・アンダカットなど、有害な形状欠陥は、溶接構造物の潜在的な破壊起点となる。不適切な溶接施工により、溶接構造物の品質や信頼性を著しく損なう恐れがある。一方で、社会的な課題として、熟練溶接技能者の深刻な不足が顕在化しており[6]、経験的技能に基づく暗黙知から脱却し、科学的な理解や定量的なデータに基づく形式知へ変換することが急務となっている。アーク溶接の潜在力を最大限に発揮し、持続可能な技術発展を実現するためには、これらの課題を解決する研究開発がなければ困難である。

1.1.2 アーク溶接の分類

アーク溶接は、溶融金属を大気から保護する手法に基づいて分類される。シールドガスを吹き付けて溶融金属を大気から保護する手法をガスシールドアーク溶接と呼ぶ。細径の電極棒と母材の間でアークプラズマを発生させ、細径電極と同軸に配置されたガスノズルからシールドガスが供給される。ガスシールドアーク溶接は、溶接装置における電極構成に応じて、ガスタングステンアーク (Gas Tungsten Arc: GTA) 溶接とガスメタルアーク (Gas Metal Arc: GMA) 溶接に大別される。それぞれの手法の装置構成をまとめた模式図を Fig. 1.1 に示す。

GTA 溶接は、一般にティグ (Tungsten Inert Gas: TIG) 溶接と呼ばれ、高融点金属であるタングステンまたはタングステン合金を非溶極式電極として使用する。非溶極式とは、電極棒がほとんど消耗しない放電方式を指す用語である。タングステンは融点が 3400°C と金属の中で最も高い融点を持つが[7]、酸化すると千数百 $^{\circ}\text{C}$ 程度にまで融点が急激に低下する[8]。したがって、タングステン電極の消耗を抑制するためには、シールドガスとして酸化性ガスを使用できない。アルゴンやヘリウムから構成される不活性ガスや、不活性ガスに水素を添加した還元性ガスのみが GTA 溶接に適用できる。Fig. 1.1(a)に示す通り、アーク放電系自体には材料供給の機構が備わっておらず、溶加棒を適宜添加して溶着量を制御する必要がある。また、アーク長の変動に対する溶接電流の予期しない変動を抑制するため、定電流特性電源が使用される。

GMA 溶接では、母材と同一成分あるいはそれと同等の化学組成を有する金属ワイヤを溶極式電極として使用する。溶極式とは、電極が積極的に消耗する放電形式である。アークプラズマとの接触領域において金属ワイヤは溶融し、溶滴が形成・離脱し、やがて溶融池に移行する。GMA 溶接は、不活性ガスに加え、活性ガスもシールドガスとして使用することができる。Fig. 1.1(b)に示す通り、アーク放電系にワイヤ送給系が組み込まれており、自動で材料供給が行われる。電極の溶融消耗を抑制する必要がないため、シールドガスとして不活性ガス・活性ガスともに適用可能である。不活性ガスを使用する場合をミグ (Metal Inert Gas: MIG) 溶接、活性ガスを使用する場合をマグ (Metal Active Gas: MAG) 溶接と区別する。また、電極の溶融消耗によるアーク長の変動を抑制するため、アーク長の自己制御作用を持つ定電圧特性電源を使用する。

GTA 溶接と GMA 溶接の最大の違いは、細径電極の消耗性の有無にあり、アーク溶接プロセスの品質と効率の両方に大きな影響を与える。まず、溶接品質の観点では、電極の消耗性は母材に対するアークプラズマの影響特性と密接に関連している。GTA 溶接は固体電極と液体電極間の放電現象、GMA 溶接は液体電極どうしの放電現象に分類される。電極形状はアークプラズマの温度や圧力特性に影響を与え、電極の形状変化が小さいほど、アークプラズマの溶融池への影響特性が一貫して安定する。したがって、GTA 溶接は、GMA 溶接と比べて高品質な溶接が可能である。一方、溶接効率の観点では、電極の消耗は、材料を連続的に供給し、一定の溶着量を確保する役割を果たす。GMA 溶接では、ワイヤ送給速度を増加させることで溶着量を増加でき、GTA 溶接と比較して溶接効率に優れる。このように、アーク溶接プロセスの品質と効率はトレードオフの関係にあり、両者を同時に達成し得るプロセス開発が常に要求される。

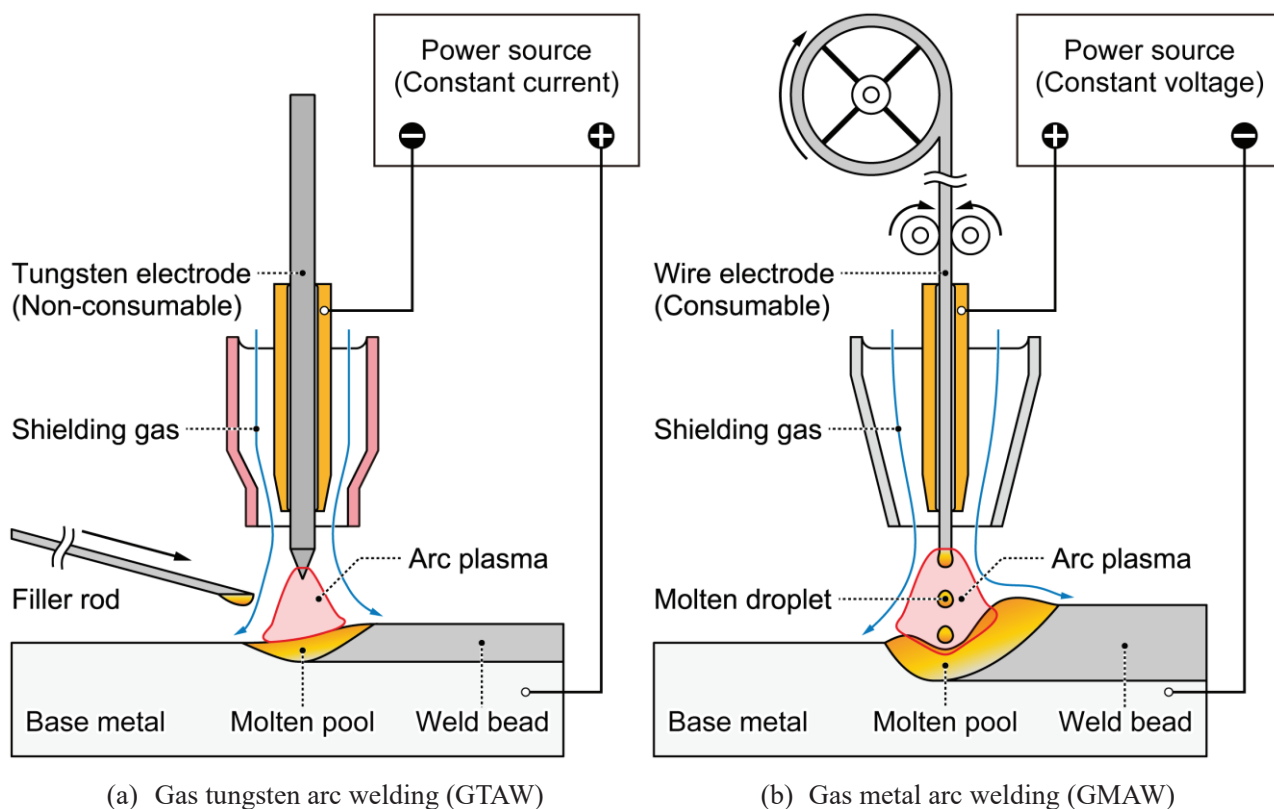


Fig. 1.1 Schematic of gas-shielded arc welding.

1.2 ガスメタルアーク溶接における材料堆積機構：溶滴移行現象

溶滴移行現象は、電極ワイヤの先端から溶融金属が滴下し、溶融池へと輸送される過程を指し、GMA溶接に特有の材料堆積機構である。この現象は、電磁熱流体現象に位置付けられ、電磁気学・流体力学・熱力学の各現象が複雑に絡み合う。まず、電磁場現象として、溶滴に流れる溶接電流が、その電流自身が誘起する自己誘起磁場と相互作用して、溶滴に電磁力が作用する。次に、流体現象として、電磁力に加え、表面張力や重力を含む駆動力が重畳作用し、溶滴流れを駆動する。最後に、熱現象として、電極ワイヤは高々数 mm^3 の空間で溶融と蒸発という急激な相変化を経験し、溶滴下部からアークプラズマに金属蒸気を導入する。発生した金属蒸気はシールドガスプラズマと混合し、アークプラズマの電気的特性を著しく変化させる[9]。このように、溶滴移行現象の物理的本質を理解するには、熱-流体-電磁場連成解析を必要とする。

本節では、まず溶滴移行形態の分類を行い、続いて溶滴移行現象の制御手法に関する先行研究を整理する。分類の詳細な説明に進む前に、本論文で使用する用語の厳密な定義と、用法について留意すべき点を取り上げる。通常、「溶滴」という用語は、電極ワイヤの先端に懸垂する液柱と、そこから離脱する滴の両方を指す。しかし、両者は、物理的には全く異なる役割を果たしており、厳密に区別しなければならない。懸垂する液柱は、アーク放電において陽極の役割を果たし、液柱表面で陽極降下領域を形成しつつ、アーク放電の維持に寄与している。一方、離脱滴は、アーク電流を一部流すものの、放電電極の役割を持たない。例えば、離脱滴がスパッタとしてアークプラズマ外に飛散してもアーク放電は持続する。「溶滴」は、溶滴移行現象では懸垂液柱を指し、溶融池現象では離脱滴を指す場合が多い。本論文は、溶滴移行現象を研究対象としており、特に断りがない限り、「溶滴」という用語は電極ワイヤ先端に懸垂する液柱を指すものとして扱う。

1.2.1 溶滴移行形態の分類

溶滴移行形態は、GMA 溶接において観察される電極ワイヤから溶融池への溶融金属の輸送パターンを体系化した分類であり、一般には国際溶接学会（International Institute of Welding: IIW）が定めた名称に基づく[10, 11]。この形態は、溶滴の形状的特徴や移行時の外観的特徴を含む四つの観点から分類される。サブマージアーク溶接や被覆アーク溶接に特有の移行形態を除き、GMA 溶接では、まず①溶滴と溶融池の接触有無を基準に分類される。Fig. 1.2 に示す溶滴移行形態の分類フローに従って、短絡移行と自由移行に大別される。

- ① 溶滴移行サイクル中における溶滴と溶融池の接触有無
- ② 溶滴の径方向の形状特徴
- ③ 溶滴の軸方向の形状特徴
- ④ 溶滴移行サイクル中の非軸対称挙動

短絡移行とは、溶滴が断続的に溶融池と接触し、接触によって形成される橋絡部を経由して溶融金属を溶滴から溶融池へ輸送する形態である。接触期間中、電気回路は短絡状態となり、アークプラズマが一時的に消弧する。短絡移行の発生には、比較的大きな溶滴の形成と短いアーク長の維持が必要条件となり、主に低電流・低電圧の条件下で観察される。

自由移行とは、アークプラズマが溶滴移行サイクルを通じて連続的に点弧を維持し、溶滴が溶融池に接触しない形態の全般を指す。電極ワイヤ先端に懸垂した溶滴がワイヤから離脱し、溶融池に向かって飛行することで、溶融金属が輸送される。高電圧条件下でアーク長が適切に確保される場合、広範囲の電流域で自由移行が成立する。自由移行形態は、②溶滴の径方向の形状特徴量に基づき、グロービュール移行とスプレー移行にさらに細分化される。

グロービュール移行は、ワイヤ直径より大きな溶滴が移行する形態で、④溶滴の非軸対称挙動に基づきドロップ移行と反発移行に区別される。ドロップ移行では、溶滴がワイヤ軸方向へ比較的安定して離脱する一方、反発移行では、溶滴が不規則に押し上げられつつ離脱する。グロービュール移行における非軸対称挙動の有無は、溶滴に対するアークプラズマの付着状態に起因しており、シールドガス組成が影響する。ドロップ移行は、溶滴の側面にアークプラズマが這い上がる場合に観察され、アルゴンリッチなシールド雰囲気で典型的に発生する。ただし、溶接電流が増加するにつれて溶滴の径は減少し、やがてスプレー移行へと遷移する。したがって、臨界電流（グロービュール移行からスプレー移行へと遷移する電流）以下の低電流域に限り、ドロップ移行は観察される。一方、反発移行は、アークプラズマが溶滴下部に緊縮かつ集中する場合に観察され、炭酸ガスリッチのシールド雰囲気では、スプレー移行に遷移せず、中～高電流の広範な範囲で発生する。

スプレー移行とは、ワイヤ直径と同等かそれより小さな溶滴が臨界電流以上で移行する形態である。この形態には、プロジェクト移行、ストリーミング移行、ローテーティング移行が含まれ、それぞれ③溶滴の軸方向の形状的特徴と④溶滴の非軸対称挙動に基づいて区別される。プロジェクト移行では、溶滴が先鋭化し、小滴が周期的に移行する。ストリーミング移行では、ワイヤ軸方向に溶滴が伸長し、多数の小滴が不規則に離脱する。ローテーティング移行では、伸長した溶滴が非軸対称に揺動し、溶接条件によっては螺旋状に回転しながら不安定に溶滴を撒き散らす。各移行形態が観察される電流域は、プロジェクト移行、ストリーミング移行、ローテーティング移行の順に高くなる。

Classification of Metal Transfer Modes in GMAW

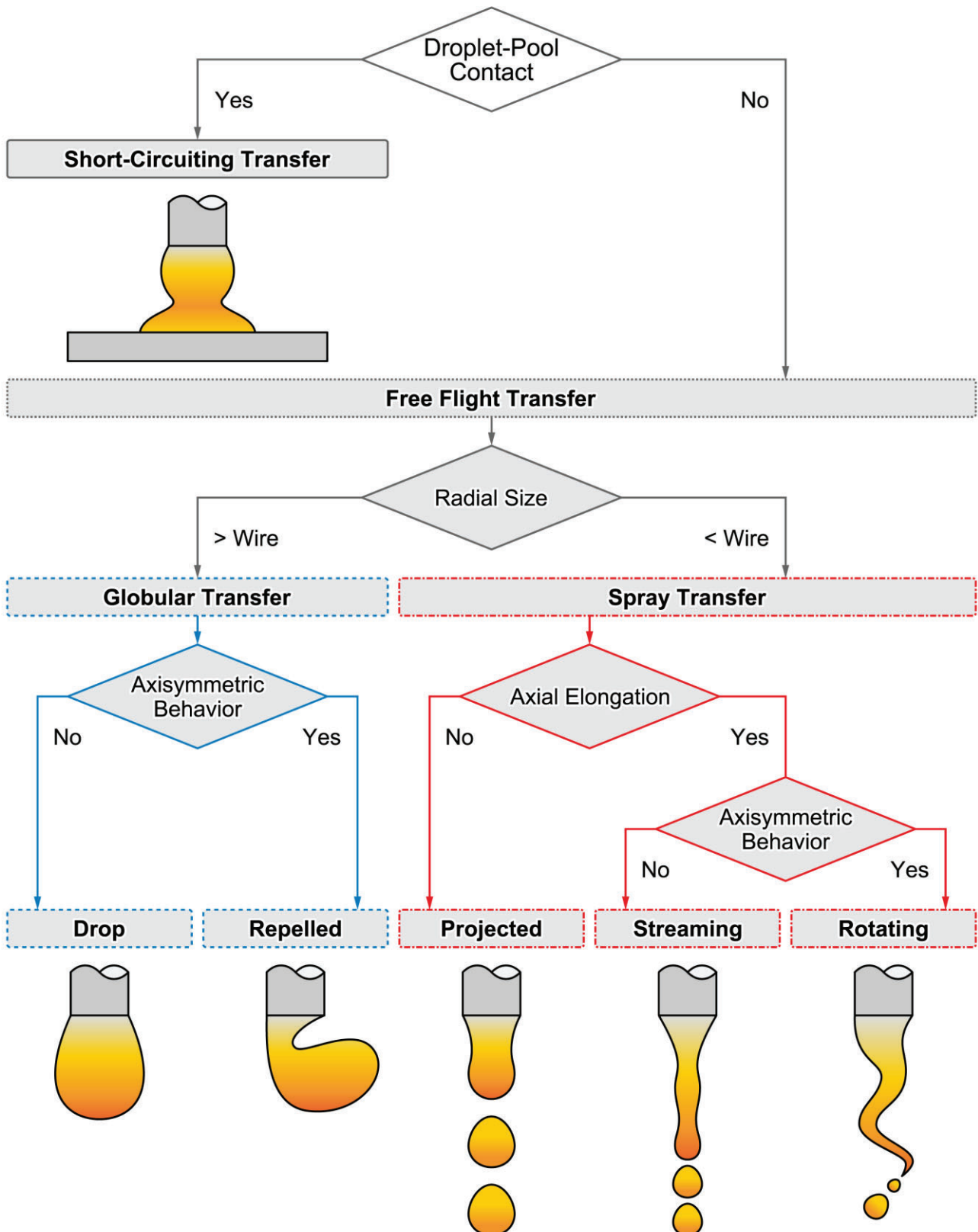


Fig. 1.2 Flowchart of metal transfer mode classification.

溶滴移行形態の特性が GMA 溶接プロセスに及ぼす影響は、溶接品質と溶接効率の両側面にわたる。例えば、短絡移行における橋絡部の不安定な破断や、反発移行・ローテーティング移行における溶滴の非軸対称な挙動は、多量のスパッタ発生を招く。さらに、たとえ溶着速度が同一であっても、溶滴径や移行周期が異なる場合、溶融池に対する溶滴の衝突形態が変化することで、溶融池内部の対流ひいては凝固過程に影響を及ぼす。これを裏付ける報告として、溶滴移行形態の違いが最終的な溶接部の機械的特性に影響することが確認されている[12,13]。一方で、電流条件やシールドガスの選定は、溶接効率や材料コストを含む経済性を決定し得る重要な要素である。要求される溶接品質と経済性を両立するには、溶滴が輸送する質量だけでなく、運動量や熱量も考慮した包括的な溶滴移行特性を理解し、溶接条件を最適化することが必要である。

1.2.2 溶滴移行現象の制御アプローチ

GMA 溶接において、最終的な品質や効率の向上は、プロセス全体を構成する各要素を上流から順に最適化制御することで初めて達成される。全ての構成要素の中で最上流に位置するのが、溶滴移行現象であり、溶滴移行の適切な制御がなければ、GMA 溶接の信頼性と経済性を確保することは極めて困難となる。この制御の目的は、溶滴移行の安定化に帰着し、物理現象として溶滴移行現象を分解した要素的な制御因子に働きかけることで達成される。

溶滴移行現象の制御因子は、プロセス実行中の変更可否ならびに溶滴移行駆動力に対する直接作用の有無という二つの観点を持つ。まず、プロセス実行中の変更可能性の観点で、制御因子はプロセス因子・材料因子に分類される。プロセス因子は、プロセス実行中に変更可能であり、溶接電流、アーク電圧、ワイヤ送給速度、シールドガス流量などが該当する。反対に、材料因子は、プロセス中に変更できず、シールドガス組成やワイヤ材料のように事前に選定される必要がある。次に、溶滴移行駆動力に対する作用の直接性の観点から、制御因子は直接制御因子と間接制御因子に分類される。直接制御因子とは、制御因子自身が駆動力として重畳されるか、あるいは即時に駆動力の大きさを決定する役割を果たす。溶接電流、自由移行溶接におけるワイヤの慣性やワイヤ・溶滴の共振、外部磁場が該当する。一方で、間接制御因子は、駆動力や直接制御因子を補助することによって、間接的に溶滴移行の安定化を促す。ガスやワイヤ組成、短絡移行溶接におけるワイヤ正逆送給が該当する。

溶滴移行の安定化とは、スパッタ発生量を低減し、溶滴移行の時空間特徴を均一化する変化を指す。時空間特徴のうち、空間特徴には溶滴サイズや溶滴の非軸対称挙動の有無が含まれ、時間特徴には溶滴移行周期や周波数が含まれる。溶滴が軸対称かつ均一な周期で移行する状態が、最も安定した溶滴移行状態とされる。特に、自由移行条件では、スプレー移行の中でもプロジェクト移行が安定化状態の実現可能性が高いことから、制御目標が溶滴移行のスプレー化に限定されるケースが多い。

現行の溶滴移行制御では、個別の制御因子ならびに特定の施工要求に焦点を当て、試行錯誤的な最適化が行われてきた。この最適制御条件の探索は、局所的な最適化に過ぎず、多様な施工要求への拡張性に課題が残る。例えば、GMA 溶接と WAAM 技術は、共に溶滴移行現象を材料堆積機構として利用する。しかし、両技術に課される熱的・構造的制約の差異から、GMA 溶接での最適制御条件を WAAM 技術に転用すると、入熱量や溶着量の過不足を招く。今後さらなる施工要件の多様化が予想される中で、溶滴移行制御の大域的な最適化を達成するには、基礎学理の構築による溶滴移行現象の本質的な理解が必要不可欠である。

溶滴移行現象の制御最適化手法の限界を踏まえた上で、本項では現行の制御手法を制御因子別に詳述する。制御コンセプトならびに制御効果を体系的に整理し（Table 1.1）、溶滴移行現象の制御指針を明確にする。

Table 1.1 Control strategies for metal transfer phenomenon.

Control target	Parameters	Resulting changes	Benefits
Adjustable during process			
Welding current	DC: peak/base current	Lorentz force	Transition to spray transfer
	AC: EP/EN current		Uniform metal transfer period Spatter reduction
Wire feeding	Wire feed/retraction rate	Distance to pool	Uniform metal transfer period
		Wire attachment	Spatter reduction
Shielding gas	Mixing ratio	Arc attachment	Transition to spray transfer
External magnetic field	Application direction	Lorentz force	Change in transfer orientation
Non-adjustable during process (material specific)			
Wire electrode	Chemical composition	Arc attachment	Transition to spray transfer
		Element gasification	Prevention of explosive transfer
	Composite structure	Physical property	Increased melting rate
	Diameter	Spatial scaling	Decreased droplet size

(i) 溶接電流制御

溶接電流制御のコンセプトは、溶滴に作用する電磁力の直接制御である。溶接電流はプロセス実行中に高い応答性をもって調整できるため、フィードバック制御が通常適用される。適用例として、高電流レベルの自由移行条件ではパルス溶接、低電流レベルの短絡移行条件では短絡移行溶接が挙げられる。溶接電流制御の主要な効果として、溶滴移行周期の均一化やスパッタ発生量の低減が期待できる。

パルス溶接の制御原理は、臨界電流を基準として溶接電流を周期的に変調し、電磁力による離脱促進効果を溶滴移行周期に同期させることである[14–16]。ベース期間では、臨界電流以下の電流を流すことで、電磁力による離脱促進効果を抑制しつつ、適切なサイズの溶滴を形成させる。続くピーク期間では、臨界電流以上の電流を流し、離脱促進効果によって溶滴を破断させる。特に、ベース期間とピーク期間のサイクル1回に対して1個の離脱滴が得られる電流制御条件を「1パルス1ドロップ」と呼ぶ。この条件下では、溶滴移行周期がパルス周期に完全に同期し、溶滴移行周期ならびに溶滴サイズの均一化が達成される。なお、「パルス溶接」は直流パルス溶接を指すのが通例であるものの、同様の電流制御原理は交流パルス溶接にも適用される。交流パルス溶接では、正極性期間において効率的な溶滴形成効果が得られることが確認されている[17, 18]。

短絡移行溶接においては、スパッタ発生量の低減を見込んで、溶接電流制御が適用される。この制御原理は、短絡期間とアーク期間の過渡遷移において、溶接電流を急減し、溶滴と熔融池の接触部に作用する電磁力の破断効果を抑制することで、過渡応答時間を確保することに基づく。従来の短絡移行溶接

では、短絡期間とアーク期間の相互遷移時に多量のスパッタが発生することが主要な課題であった[19]。具体的には、短絡期間からアーク期間への過渡遷移では、橋絡部に過剰な電流が流れると、ヒューズのように橋絡部が破断し、多量のスパッタが発生する。また、アーク期間から短絡期間への過渡遷移でも同様に、過剰な電流は溶滴と熔融池の接触状態を不安定にし、一過的な接触を繰り返すためにスパッタが発生する。本電流制御により、橋絡部の破断あるいは溶滴と熔融池の接触を事前に検知して、電流を急減することで、電磁力の破断効果を抑制し、橋絡部の安定形成や破断に必要な時間を確保する[20–23]。

(ii) ワイヤ送給制御

ワイヤ送給制御とは、ワイヤ送給速度の周期変動を活用する手法であり、送給モータの応答性向上を背景に実用化が進んでいる。この制御技術の本質は、電極ワイヤが溶滴上端を拘束している点にあり、送給制御と連動して溶滴と熔融池の相対位置を任意に調整できる。ワイヤ送給制御には、ワイヤの正逆送給が溶滴移行サイクルの安定化を補助するケースと、ワイヤの周期運動が直接溶滴の離脱を駆動するケースが含まれる。

ワイヤ正逆送給による溶滴移行サイクルの安定化補助は、主軸となる溶接電流制御に重畳される形で、短絡移行溶接に適用される[24, 25]。主要な制御効果として、短絡期間とアーク期間の過渡遷移において、橋絡部の形成・破断を補助し、溶滴移行周期のさらなる均一化が期待できる。短絡期間からアーク期間への過渡遷移では、ワイヤを逆送することで橋絡部を強制的に破断させる。また、アーク期間から短絡期間への過渡遷移では、溶滴が熔融池に強制的に接触するまでワイヤの正送を継続することで、一過的な接触を防ぐ。

ワイヤの周期運動が直接溶滴の離脱を駆動する例として、ワイヤの慣性およびワイヤと溶滴の共振が挙げられる。ワイヤ送給制御における慣性とは、正反対の溶滴移動方向が共存する状態を指し、溶滴の下部では正送方向に直進性を維持する一方、上部ではワイヤの拘束によって逆送方向に移動する。この共存状態を解消するために、溶滴はくびれを形成し、最終的に破断する。自由移行条件において、適切な正逆送給振幅と周期を選択することで、ワイヤの周期運動と同期して溶滴が移行することが実験的に確かめられている[26–28]。特に、1回の正逆送サイクル中に1個の離脱滴が得られる「1 ストローク 1 ドロップ」の制御条件で、溶滴移行周期の均一化が達成される。次に、共振とは、溶滴の固有振動数がワイヤの正逆送給周波数に一致する状態を指す。溶滴の固有振動数は質量増加に従って減少する[29]。溶滴移行周期より短い周期でワイヤを正逆振動させるとき、固有周波数が正逆振動周期に一致するまで溶滴が成長し、共振状態を経て離脱することが実験観察で示されている[30]。ただし、共振の発生には大径の溶滴を形成する必要があるため、先述の結果は 50 A 未満の極めて低い電流域で観察された。

(iii) シールドガス混合制御

シールドガス混合制御は、異なるガス種の混合比を周期的に変動させる手法である。アークプラズマの緊縮度に応じて溶滴に対するアークプラズマの付着状態が変化することを利用しており、炭酸ガスとアルゴンガスの混合制御が提案されている[31–33]。一般に、同一の電流条件下においてアルゴンガスの混合比率を増加させると、アークプラズマが拡大し、グロービュール移行からスプレー移行へと遷移する傾向を示す[34, 35]。シールドガス混合制御では、アークプラズマ緊縮期間で適切なサイズの溶滴を形成し、後続の拡大期間で溶滴破断を促す。アルゴンガスの添加周期に溶滴移行周期が完全に同期する条件で、溶滴移行の時間特徴の均一化が達成される。

(iv) 外部磁場制御[36]

外部磁場制御の原理は、電磁流体に作用する電磁力の直接制御である。電流の流れる電磁流体に外部磁場を印加すると、自己誘起磁場と重畳して電磁力の空間分布が変化する。GMA 溶接の外部磁場制御は、溶滴に限らず、アークプラズマや溶融池にも適用され、これら全体に作用する電磁力の分布に異方性を生じさせる。具体的には、溶融池の電磁攪拌やアークプラズマの偏向による熱源特性の時空間変動に付随して、溶滴移行方向の指向性に対して制御効果が見込める。

(v) ワイヤの組成制御および構造制御

電極ワイヤ材料は、母材成分との希釈を考慮して事前に選定され、プロセス実行中は変更できない。しかし、アークプラズマの安定性の向上や離脱滴のスケーリング効果を目的に、組成制御や構造制御が適用される場合がある。

電極ワイヤの化学組成は、溶滴移行形態が遷移するための溶接電流レベルに加え[34, 37, 38]、溶滴に対するアークプラズマの付着状態にも影響し得る。特に、希土類元素の微量添加は、アークプラズマの付着状態を変化させる[39]。ワイヤ組成制御例として、炭酸ガスシールドかつ正極性（ワイヤマイナス）条件で溶滴移行のスプレー化が報告されている[40, 41]。さらに、一部の添加元素は、溶滴内部でガスを生成する。膨張したガス成分を放出する過程で溶滴が破裂する挙動を爆発移行と呼び、多量のスパッタ発生を伴う。ワイヤ組成制御の一例として、窒化物の形成に関与しない窒素量を最適化することで爆発移行の発生を抑制できることが報告されている[42]。

電極ワイヤの構造制御アプローチとして、複合化[43–46]と細径化[47–49]が挙げられる。まず、複合化とは、複数の素材を物理的かつ化学的に一体化する技術手法である。組成制御効果に加えて、ソリッドワイヤでは得られない物理的特性を実現する。例えば、コアードワイヤは、代表的な複合ワイヤであり、チューブ状の外皮金属と粉末が充填された内部コアを持つ同軸構造が特徴である。組成制御効果を得るために、粉末コアにはアーク安定剤、脱酸剤、スラグ形成剤が添加される[8]。これに対して、構造制御効果により、コアードワイヤはソリッドワイヤより電気伝導率が低く、溶融速度が向上するとともに、溶滴移行形態間の遷移電流が変化する[43, 44]。次に、ワイヤ細径化の本質は、溶滴移行現象の空間的な相似性にある。溶滴移行現象の空間スケールはワイヤ直径に支配され、細径化によって離脱滴サイズの縮小が期待される。溶接ビードの微細化のような造形の空間精度の向上が期待できる。例えば、ワイヤ直径を 1.14 mm から 0.41 mm に細径化すると、溶滴サイズの最小形成限界が縮小することが報告されている[47]。

1.3 溶滴移行現象と溶融池現象に関する可視化研究の比較

溶滴移行現象と溶融池現象は密接に関連しており、相互に補完し合いながら両現象の研究が発展してきた。この関連性は、GMA 溶接における工学的な役割と物理現象上の役割から説明できる。工学的な視点では、溶滴移行現象と溶融池現象は材料堆積機構の主要な工程として機能する。溶滴移行現象は、溶融金属を供給する上流工程に位置し、溶融池現象は供給金属を捕集し堆積する下流工程に位置する。一方で、物理現象の観点では、溶滴と溶融池はアーク放電において液体電極として機能し、電流経路の始点・終点を担う。

溶滴移行現象および溶融池現象の研究には、実験・理論・数値の3種類の解析アプローチが採用され、それぞれが独自の強みを発揮する。実験アプローチとは、帰納的手法であり、非線形な自然法則を厳密に反映したデータを基に、共通する傾向を抽出し一般的な知見を形成する。理論アプローチとは、演繹的手法であり、物理現象のうち特定の要素を抽出・反映した数理モデルを構築することで普遍的な洞察を得る。数値アプローチは、帰納と演繹の要素を併せ持ち、非線形な支配方程式を数値的に解くことで得られた演繹的推論と実験データに基づく帰納的検証の両方を活用する。

本節では、溶滴移行現象と溶融池現象に焦点を当て、両現象における既存の知見を研究アプローチ別に項立ててレビューする。Table 1.2で整理する通り、各アプローチは異なる情報を取得でき、それぞれが現象理解に対して多角的な視点を提供する。溶融池現象との比較を通じて、溶滴移行現象の可視化における現状の技術的限界を掘り下げるとともに、現行の研究における未解明領域を明確にする。

Table 1.2 Data classification by experimental, theoretical and numerical approaches.

Approach	Classification		
	Fluid	Electromagnetic	Thermal
Experimental	High-speed imaging	Oscillography	Calorimetry
	Acoustic signal analysis	Electrical resistance*	Spectroscopy
	Surface velocimetry*	Arc pressure**	Wire melting rate
	Volumetric velocimetry*	Current density**	
	*Applicable for pool	*Applicable for droplet	
Theoretical		**Applicable for pool	
	Oscillation model	Pinch instability theory	Halmøy's wire melting model
		Static force balance theory	Rosenthal equation
Numerical		Maecker's plasma jet model	
	Mass continuity	Current continuity	Energy conservation
	Momentum conservation	Ampere–Maxwell law	
	Interface transport	Ohm's law	

1.3.1 実験アプローチ

実験アプローチの研究では、流体・電磁場・熱の連成関係に対して、各要素を個別に計測することが主流である。ただし、計測にはアークプラズマの強烈な発光と高温を制約に伴い、それらの制約を克服するための技術的工夫が要求される。

(i) 流体现象を対象とする実験計測

音響信号解析[50]やレーザセンシング[51, 52]などを用いた溶接モニタリング技術の開発を目指す応用研究を除き、溶滴や溶融池の流動メカニズムの解明を主眼とする基礎的な研究では、主に高速度観察が採用される。アーク光の影響を低減した溶融金属の可視化事例として、シャドウグラフ法による断面の投影[11]、光学フィルタの装着[53]や母材裏面からの撮影[54]による溶融金属の輻射光の取得が実施されてきた。

溶滴の衝突による攪拌効果や溶接速度に応じた溶融池の滞留効果は、溶融境界と温度勾配を決定し、溶接金属の凝固条件に影響する。例えば、溶滴移行形態は溶込み形状と密接に関連する。溶込み形状は、溶接電流の増加とともに、丸みを帯びた鍋底形状から、中央部が局所的に深いフィンガー形状へと変化する[2]。一方、溶融池形状は、溶接速度の増加とともに楕円形や涙滴形へ変化し、溶接金属の成長挙動に影響を及ぼす[55]。さらに、溶滴移行時に飛散したスパッタ、溶融池で形成されたハンピングやブローホールなどは、形状欠陥として溶接部に残存する恐れがある。したがって、溶滴や溶融池の動的な変形特性を評価するために、高速度観察によって表面（断面）の幾何的特徴を経時的に取得する。溶滴移行現象の場合、溶滴径[37]や溶滴移行周波数[34]が、グロービュール移行からスプレー移行への遷移を定量化する指標として広く用いられる。一方、溶融池現象の場合、溶融池形状の測定に加え[53]、ハンピング[56]やブローホール[57]過渡形成の観察事例が報告されている。

溶融池を対象とした表面流動の可視化は、表面観察から派生した技術的展開の一例である。溶融池の表面を偶発的に滞留するスラグ[58]や、意図的に配置したトレーサ粒子[59, 60]を追跡することによって表面流動パターンを可視化する。さらに、表面流動の可視化技術は、内部性状の可視化へ展開される。X線イメージング技術を活用して溶融池内のトレーサ粒子や気泡を追跡し、内部流動を可視化した事例[61–64]や、母材の一部を耐熱ガラスに置換し、観察窓越しに溶融池の溶込み断面を観察した事例[65–67]が報告されている。なお、溶滴が対象の場合、溶滴の断面や内部の気泡を可視化した事例が報告されているものの[68, 69]、内部流動を可視化した報告は確認し得る限り存在しない。

(ii) 電磁場現象を対象とする実験計測

現行の実験計測は、溶接電流・アーク電圧波形を取得し、溶接システム全体の電流・電圧特性を評価するのが一般的である。例外的に、電流密度の空間分布を測定可能な装置として、水冷分割銅板が利用される[70, 71]。この計測原理は、分割銅板のアークプラズマに対する相対移動に基づくため、母材電極への適用に限定され、アークプラズマが固定された細径の電極ワイヤには適用できない。溶滴における電流密度分布の計測は現状の技術では極めて困難であり、電極ワイヤの電気抵抗特性の測定に留まる[43, 72]。

(iii) 伝熱現象を対象とする実験計測

GMA 溶接における入熱特性の実験計測指針は、大きく 2 種類に分類される。第一の指針は、アーク熱源と溶滴熱源の単純な重ね合わせにより全体の入熱特性を推定できるという仮定に基づき、それぞれの熱源特性を個別に計測する手法である。第二の方針では、両熱源を区別せず、平均化された全体的な入熱特性として計測する。しかしながら、溶滴がアークプラズマ内部を通過する GMA 溶接プロセスの原理上、アークプラズマと溶滴の熱源特性を同時かつ個別に実験計測することは、現状の技術では困難である。

アークプラズマと溶滴の熱源特性を個別に評価する手法には、特殊な計測装置を使用する定量計測と実際の GMA 溶接プロセスにおけるその場計測が含まれる。アーク熱源特性の定量計測に特化した装置例として、水冷分割銅板が挙げられる[70, 71]。この手法は、溶滴を形成しないティグ溶接に適用が限定されるものの、アーク熱源の空間分布を取得できる。一方、溶滴熱源特性を定量計測した事例として、カロリメトリ法に基づく溶滴保有熱量の測定が挙げられる。この手法の特徴は、非消耗性の中空電極[73]や棒電極[74]を使用する点にあり、溶滴をアークプラズマ内部から抽出し、カロリメータを兼ねた捕集

容器に堆積させることを達成する。これらの特殊な装置を用いた計測は、両熱源の定量評価を実現する。一方で、実際の溶接プロセスから乖離した環境で計測が実施されるため、実プロセスとの違いを踏まえてデータを解釈する必要がある。これに対して、実際の GMA 溶接プロセスにおけるその場温度測定は、個別計測では考慮できないアークプラズマや溶滴の動的挙動に関する情報を補完する。その場温度測定の具体例として、発光分光法によるアークプラズマの温度測定[75]、二色放射測温法による溶滴の温度測定[76, 77]が報告されている。ただし、アークプラズマの温度測定は、母材への投入熱量を直接与えず、熱伝達効率を検討する必要がある。また、二色放射測温法は熔融金属の表面温度のみが測定対象であり、内部温度場の測定には対応しておらず、アーク光の影響を低減するためにパルス溶接や短絡移行溶接に適用が限られる。

GMA 溶接における平均入熱特性の計測は、プロセス効率の比較やモニタリングの観点で有効である。主要な計測手法として、熱電対やカロリメータを用いた母材の昇温測定[78]、サーマルカメラ[79]や二色放射測温法[80]を活用した溶融池の表面温度測定が挙げられる。

1.3.2 理論アプローチ

理論アプローチでは、実験アプローチと同様に、流体・電磁場・熱を個別に取り扱い、各要素を抽出した数理モデルが構築される。本項では、既存の研究で提案され、広く認知されている代表的なモデルを取り上げ、それぞれの理論的背景ならびに適用範囲について概説する。

(i) 流体現象を対象とする理論モデル

溶滴や溶融池の振動形態は、リップルの形成や短絡の発生に関与する。この振動特性を解析するため、非粘性かつ非圧縮の流体を対象に確立された表面振動理論[81]が適用された[29, 82, 83]。一般に、物体の質量が大きいほど固有振動数は低下する傾向を示す。さらに、同一の物理特性を持つ物体の場合、質量は空間スケールによって決定されるため、振動特性は空間スケールとも間接的に関連する。比較的空間スケールの大きな溶融池では、複数の振動モードが発生することが報告されている[82]。一方、現象のスケールが小さい溶滴では、低次の振動モードが支配的であることが示唆されている。この振動特性を踏まえ、懸垂溶滴をばね・質点系に置き換えた 1 次元の単振動モデルを用いて、溶滴の振動傾向を簡便に予測できる可能性が指摘された[29]。

(ii) 電磁場現象を対象とする理論モデル

電磁力は、溶滴移行現象と溶融池現象の両方で主要な役割を果たす。溶滴移行現象の場合、電磁力は溶滴の離脱を促す駆動力として機能する。溶融池現象の場合、電磁力がアーク圧力を形成し、溶融池の表面を押し下げ、凹状の変形を生じさせる。これらの現象に対する電磁力の寄与を定量評価するため、電磁力に関連する理論モデル構築の検討が重ねられてきた。

電磁力の寄与を評価可能な溶滴移行現象の古典モデルとして、静的つり合い理論 (Static Force Balance Theory: SFBT) [84, 85]とピンチ不安定性理論 (Pinch Instability Theory: PIT) [2, 86]が挙げられる。SFBT はグローブ移行、PIT はスプレー移行の予測に特化している[87]。しかし、現状の溶滴移行モデルは溶滴移行形態の遷移条件を包括的に予測するための理論的枠組みが不足している。

溶融池現象における電磁力の寄与を理論的に検討したモデルとして、プラズマ気流速の推定モデルが挙げられる[2, 88]。アーク圧力とは、よどみ点圧力の一種であり、プラズマ気流が溶融池に衝突する

ことで形成される。この形成メカニズムに基づきベルヌーイの定理を適用し、電磁圧力をプラズマ気流速度に変換するモデルが提案された。

(iii) 伝熱現象を対象とする理論モデル

溶滴移行現象と溶融池現象の熱伝導モデルにおいて、熱源の局所性と熱伝導の指向性がモデルの構築指針である。溶滴移行現象では、電極ワイヤの先端部が断面全体にわたってアークプラズマからの入熱を受け、さらにワイヤ突出し部全体でジュール発熱が生じる。細径ゆえに径方向よりも軸方向の熱伝導が支配的であり、1次元熱伝導モデルを適用することで電極ワイヤの溶融速度や温度分布を再現できる[2, 89]。一方、溶融池現象の場合、アークプラズマから母材の表面へ局所的に熱が投入され、面内方向および板厚方向へ3次的に伝熱する。Rosenthalの移動熱源理論では、移動する点熱源や線熱源としてアーク熱源の局所性を表現し、母材における等方的な伝熱形態を再現した[90]。

1.3.3 数値アプローチ

数値アプローチの優位性は、実験アプローチや理論アプローチと異なり、熱-流体-電磁場連成解析が可能な点にある。数値解析では、内部流動や界面変形を含む流体现象、電流と自己誘起磁場の相互作用に基づく電磁場現象、相変化を伴う伝熱現象を包括的に解析する。このアプローチによって、実験計測が困難な内部現象を可視化し、理論モデルでは表現の難しい時空間的な過渡現象を再現できる。

GMA溶接現象の数値解析対象は、溶滴・溶融池・アークプラズマの3要素である。統合モデルでは、全ての要素に対して支配方程式を連成的に解く。これに対し、簡易モデルでは、特定の要素に限定して支配方程式を解き、その他の要素は境界条件や外部パラメータとして簡易的に取り扱う、もしくは考慮しない。統合モデルと簡易モデルは、異なる解析視点からGMA溶接現象の理解を深める上で相補的に機能する。統合モデルでは、溶滴・溶融池・アークプラズマの要素間の動的連成を解析し、実際の溶接現象に近い挙動を再現する。ただし、解析結果に対する流体・電磁場・伝熱の各物理現象の寄与を特定し、現象の本質的な物理要因を抽出することが困難となる。対照的に、簡易モデルでは解析対象を絞ることによって、実際の現象から乖離するものの、各物理現象の寄与を比較し、支配的な物理要因を特定する。

本項では、溶滴移行現象と溶融池現象に対する既存の簡易モデルを概説するとともに、モデルの比較を通じて現象理解を深める。

(i) 溶滴移行現象を解析対象とする数値モデル

Table 1.3では、溶滴移行の代表的なモデルを、支配方程式（界面輸送方程式・電磁場の基礎方程式・エネルギー輸送方程式）と特徴の観点から整理する。この表は、最初期の溶滴移行モデル[91]や溶滴の機械的振動を検討した非導電性モデル[29]を除き、界面輸送を解析する全ての溶滴移行モデルが電磁力を考慮することを示す。特に、簡易モデルにおいて、流体-電磁場連成解析が標準的に検討される一方で、熱-流体連成解析を検討したモデルは確認されていない。これは、電極ワイヤの伝熱現象を再現するには、ワイヤ突出し部でのジュール発熱を考慮する必要がある、電磁場現象を切り離すことが不可能なためである。これらのモデル化コンセプトを踏まえると、溶滴移行現象では電磁場現象が主要な役割を果たし、その影響が流体および伝熱現象に波及していると理解できる。

Table 1.3 Classification and features of numerical models for metal transfer.

Numerical model	Features	Interface	Current	Energy	Refs.
Interfacial tension theory	Static equilibrium geometry	✗	✗	✗	[92]
Fixed interface model	Fixed droplet geometry	✗	✓	✗	[93]
Non-conductive liquid model	Liquid phase only	✓	✗	✗	[29, 91]
	Lorentz forces neglected				
Conductive liquid model	Liquid phase only	✓	✓	✗	[94, 95]
	No mass supply				
Fixed arc interaction model	Constant mass supply	✓	✓	✗	[96–100]
	Static arc attachment				
Unified arc-droplet model	Mass supply by wire fusion	✓	✓	✓	[101–105]
	Dynamic arc attachment				

Table 1.4 Classification and features of numerical models for molten pool convection.

Numerical model	Features	Interface	Current	Energy	Refs.
Interfacial tension theory	Static equilibrium geometry	✗	✗	✗	[106]
Fixed interface model	Fixed pool geometry	✗	✓	✗	[107]
		✗	✗	✓	[108]
Non-conductive liquid model	Lorentz forces neglected	✓	✗	✗	[109]
Conductive liquid model	Liquid phase only	✓	✓	✗	[94, 95]
	No mass supply				
Simplified pool model	Simplified arc interaction	✓	✗	✓	[110, 111]
	(Constant droplet source)	✓	✓	✓	[112–114]
Pool-arc coupled model	Fixed flat free surface	(✓)	✓	✓	[115, 116]
	No mass supply				
	Dynamic free surface	✓	✓	✓	[117]
Pool-droplet coupled model	No mass supply				
	Mass supply by wire fusion	✓	✓	✓	[118]
Unified arc-electrode model	Static arc attachment				
	Mass supply by wire fusion	✓	✓	✓	[104, 105, 119]
	Dynamic arc attachment				

(ii) 溶融池現象を解析対象とする数値モデル

Table 1.3 と同様の観点で溶融池モデルを分類した結果を Table 1.4 に示す。この表は、溶滴との一体化を対象とする非導電性[109]あるいは導電性モデル[94, 95]を除いて、界面輸送を解析する全ての溶融池モデルが伝熱現象を考慮することを示す。特に、簡易モデルにおいて、熱-流体-電磁場を連成した標準的な取り扱いに加え、電磁場現象を考慮せず熱-流体連成解析を実施したモデルも提案された[110, 111]。電磁場現象が主導する溶滴移行現象と異なり、溶融池現象に対して伝熱現象が不可分であることが示唆される。

溶融池現象における界面輸送の取り扱い、溶滴移行の有無に依存する。溶滴移行による溶融金属の供給がないティグ溶接の場合、溶融池表面の変形は無視できる程度であり、溶融境界のみを対象とする簡易的な界面追跡手法を適用できる[115, 116]。しかし、溶滴移行を伴う場合は、離脱滴と溶融池の衝突一体化により溶融池表面が大きく変形し、この追跡手法を適用できない。例えば、短絡移行溶接では、橋絡部における表面変形挙動が、内部流動性状と相互作用することで、最終的な安定破断の成否を決定する[95]。GMA 溶接における溶融池現象をモデル化するには、離脱滴の供給条件を適切に設定する必要がある。溶滴が破断するまでの表面変形と内部流動の動的発展を考慮しなければ、離脱滴の供給条件を正確に取得できず、溶融池モデルのさらなる再現精度の向上は困難である。

1.3.4 溶融池現象との比較に基づく溶滴移行現象の可視化研究の課題

溶滴移行現象と溶融池現象に関する既存知見を研究アプローチ別に整理した結果、両現象の相違点は以下の4点に集約される。

- ① 現象の時空間スケール
- ② 流体としてのエネルギー的な安定性
- ③ 電磁場現象の影響度
- ④ アーク熱源の局所性と伝熱の指向性

①現象の時間スケールを比較すると、溶滴移行現象は、 10^{-3} m 程度の小滴が 10^{-2} s オーダーの短時間で破断する局所かつ高速な現象である。一方、溶融池現象では、 10^{-2} m オーダーの溶融池が 10^{-1} s 程度の時間スケールで母材を移動する。このスケールの差異から、溶滴移行現象の実験計測には高い時空間分解能が要求され、溶融池現象と同様の計測技術（例えば、流動計測）を溶滴移行現象に適用するには限界がある。

②流体としてのエネルギー的な安定性を比較すると、溶滴移行現象では、高密度の液相（溶滴）が低密度の気相（アークプラズマ）の上に位置し、エネルギー的に不安定な構造を取る。この不安定状態を解消するために、溶滴は駆動力や外乱を受けて容易に破断する。対照的に、溶融池現象では、高密度の液相（溶融池）が同様に高密度の固相（母材）上で支えられ、エネルギー的に安定した状態を維持する。

③電磁場現象の影響度の違いは、溶滴移行現象と溶融池現象の空間スケールの差異に起因している。溶滴移行現象では、細径ワイヤを電流が流れることで電流密度が高まり、強い電磁力が流体現象を駆動し、ジュール発熱が溶融現象を支配する。一方、溶融池現象では、電流密度が相対的に低下し、電磁場現象の影響が弱まるため、アークプラズマからの熱伝導や溶滴衝突による攪拌が溶融池形成を主導する。

④アーク熱源の局所性と伝熱の指向性に関しても同様に、現象の空間スケールの差異が両現象の伝熱特性を決定付ける。溶滴移行現象では、細径ワイヤ先端部で断面全体にアーク熱源が分布し、伝熱形態は軸方向の強い指向性を示す。これに対して、溶融池現象の場合、アーク熱源が母材表面に対して局所的に分布し、熱が等方的に伝わる。

溶滴移行現象と溶融池現象の比較を通じて、溶滴移行現象に潜む未解明の課題が顕在化した。特に、溶滴移行現象を解明するには、溶接電流に依存する電磁場現象の役割を明らかにする必要がある。既存の知見によると、電流増加に伴って溶滴移行形態は遷移し、小径化に続いて軸方向の伸長が発生する。この知見に照らし合わせると、溶滴移行形態の遷移メカニズムを詳細に検討することが、溶滴移行現象の包括的な理解に寄与する可能性が高い。しかし、現状の研究知見は低電流域で観察される溶滴の小径化を伴う遷移（グロービュール移行・スプレー移行）に偏っている。高電流域で観察される軸方向の伸長を伴う遷移（プロジェクト移行・ストリーミング移行）メカニズムは、電磁場現象がより強く作用すると予想されるにもかかわらず、十分に検討されていない。

1.4 研究目的・方針

本研究の目的は、GMA 溶接における材料堆積機構である溶滴移行現象の制御原理を、加工物理学に立脚して確立することである。溶滴移行現象には常に電磁場現象が内在しており、その影響が高電流域で顕在化する結果、軸方向の伸長を伴って溶滴移行形態が遷移する。本研究では、溶滴伸長を対象に、伸長発生メカニズムに果たす電磁場現象の役割を解明し、溶滴移行現象の体系的な理解を目指す。

研究目的を達成するため、電磁場現象と流体現象の連成に着目した段階的なアプローチを採用する。まず、電磁場現象に焦点を当て、プロセスパラメータおよび材料パラメータを逐次変化させつつ溶滴の伸長特性を計測する。伸長特性のパラメータ依存性を比較することで、溶滴伸長を誘引する共通の影響因子を抽出する。次に、流体現象に焦点を移し、溶滴内部の流動計測を実施する。流動計測結果を溶滴の伸長可否と照らし合わせ、溶滴が伸長状態へと遷移する内部流動速度の条件を明らかにする。最後に、両者の知見を統合し、電磁場現象が内部流動現象へと波及するメカニズムを解明する。内部流動の駆動因子を定量評価することを検討し、溶滴伸長の発生を予測するための指針を確立する。

本研究の工学的意義は、GMA 溶接および WAAM 技術において、材料堆積の速度や精度を向上できる点にある。さらに、施工データに基づいて厳密な材料堆積履歴を記録でき、再現性を実現可能な次世代 GMA 溶接技術の基盤を築く。一方、学術的意義としては、アークプラズマと溶融金属が共存する系における溶融金属の微粒化現象として、溶滴移行現象を電磁流体力学に基づき解明できる点が挙げられる。

1.5 本論文の構成

Fig. 1.3 に本論文の構成を図示する。本論文は全 5 章で構成される。

第 1 章「緒論」では、アーク溶接技術における産業的な応用展開を概説し、溶接現象の科学的理解が将来の技術革新に果たす役割を示す。次に、GMA 溶接に特有の材料堆積機構に焦点を移し、溶滴移行現象の特徴を溶融池現象との比較を通じて整理する。未解明の研究課題として溶滴移行形態の遷移現象を提示し、課題の重要性と研究上の制約を明示する。最後に、本研究の目的と方針を述べる。

第 2 章「ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態の遷移現象」では、溶滴移行現象を溶融池現象から独立して観察するための実験基盤を構築する。高速度カメラを使用して表面観察を実施し、溶滴表面の時空間的な特徴を取得する。プロセスパラメータおよび材料パラメータが溶滴伸長特性に及ぼす影響を調査し、ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態遷移の支配要因を検討する。

第 3 章「溶滴内部流動のワイヤ軸方向加速現象」では、溶滴移行現象を対象に X 線粒子追跡流速測定を実施し、溶滴の断面変形特性および内部流動特性をその場かつ同時に取得する。両特性の比較を基に、溶滴が伸長状態に遷移するための内部流動条件を検討する。

第 4 章「自己電磁加速を原理とする溶滴伸長メカニズム」では、アークプラズマとの共存状態が溶滴移行に及ぼす電磁流体的な相互作用メカニズムを体系的に解明する。第 3 章で取得した内部流動条件を裏付けとして、溶滴移行の駆動因子を定量評価する指標を提案し、提案指標に基づく溶滴伸長能評価の妥当性を第 2 章のデータを用いて検証する。

第 5 章「結論」では、本研究で得られた結果を総括する。

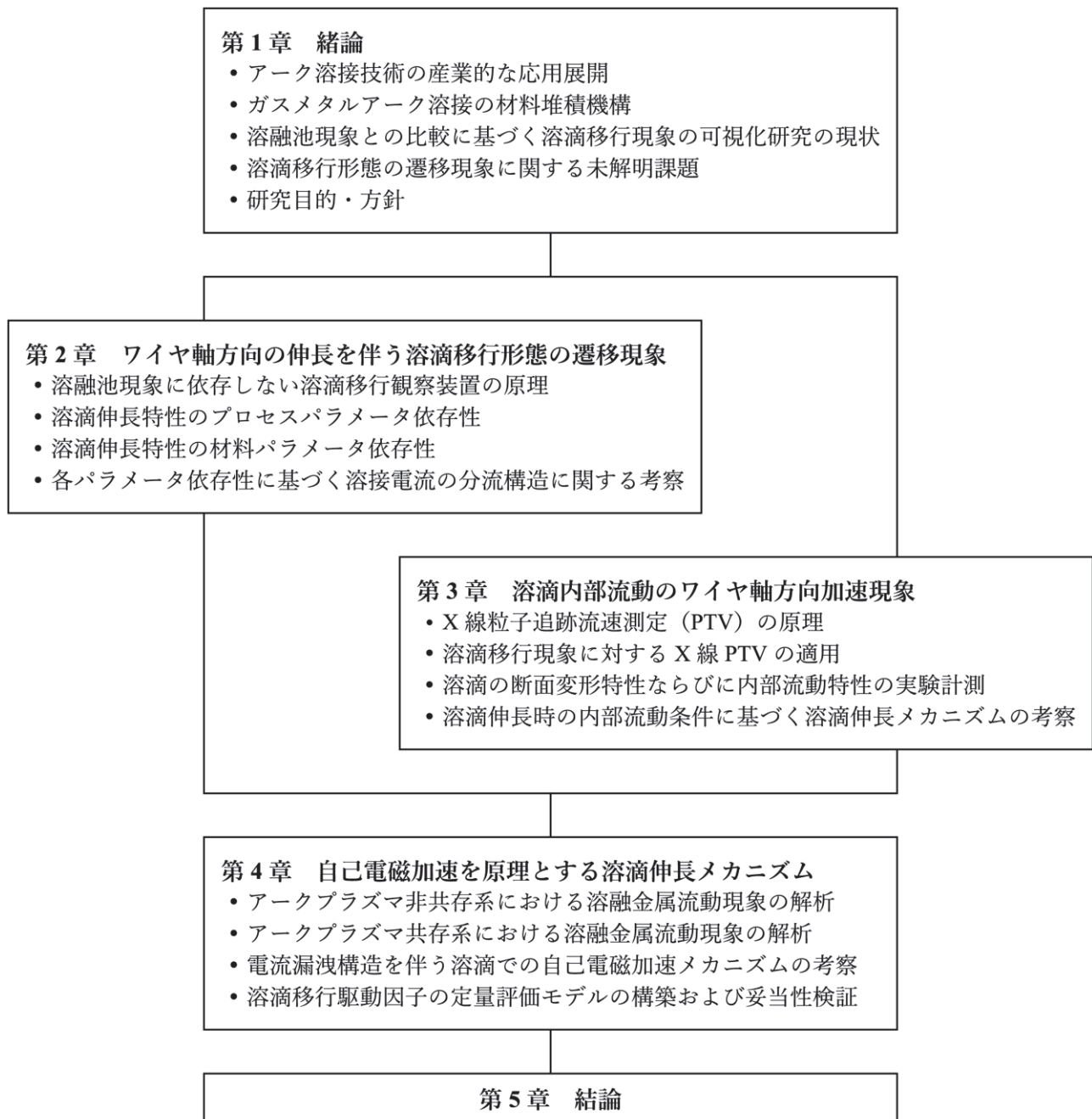


Fig. 1.3 Flow chart of this study.

参考文献

- [1] 一般財団法人日本規格協会, “JIS Z 3001-1 (溶接用語—第 1 部: 一般),” (2018).
- [2] J. F. Lancaster, *The Physics of Welding*. Pergamon Press, Oxford (1986).
- [3] S. W. Williams, F. Martina, A. C. Addison, J. Ding, G. Pardal, and P. Colegrove, “Wire + arc additive manufacturing,” *Materials Science and Technology*. Vol. 32, No. 7 (2016), pp. 641–647.
- [4] C. Xia, Z. Pan, J. Polden, *et al.*, “A review on wire arc additive manufacturing: monitoring, control and a framework of automated system,” *Journal of Manufacturing Systems*. Vol. 57 (2020), pp. 31–45.
- [5] S. Pattanayak and S. K. Sahoo, “Gas metal arc welding based additive manufacturing—a review,” *CIRP Journal of Manufacturing Science and Technology*. Vol. 33 (2021), pp. 398–442.
- [6] S. Asai, “Digitization of Skill for Welder’s Education and Training,” *Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 92, No. 1 (2023), pp. 13–21.
- [7] C. J. Smithells, *Smithells Metals Reference Book*. Butterworth-Heinemann (1976).
- [8] 一般社団法人溶接学会, 一般社団法人日本溶接協会, 溶接・接合技術総論. 産報出版 (2015).
- [9] M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel, M. Haessler, A. Spille-Kohoff, and A. B. Murphy, “Modelling of gas–metal arc welding taking into account metal vapour,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 43 (2010), 434008.
- [10] W. E. W. Ruckdeschel, “Classification of metal transfer,” In: *International Institute of Welding Documents*. pp. IIW Doc. XII-636-76 (1976).
- [11] A. Scotti, P. Vladimir, and W. Lucas, “A scientific application oriented classification for metal transfer modes in GMA welding,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 212, No. 6 (2012), pp. 1406–1413.
- [12] M. Mukherjee and T. K. Pal, “Influence of mode of metal transfer on microstructure and mechanical properties of gas metal arc-welded modified ferritic stainless steel,” *Metallurgical and Materials Transactions A*. Vol. 43 (2012), pp. 1791–1808.
- [13] E. Aldalur, A. Suárez, and F. Veiga, “Metal transfer modes for wire arc additive manufacturing Al-Mg alloys: influence of heat input in microstructure and porosity,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 297 (2021), 117271.
- [14] P. Praveen, P. K. D. V. Yarlagadda, and M. J. Kang, “Advancements in pulse gas metal arc welding,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 164–165 (2005), pp. 1113–1119.
- [15] P. K. Palani and N. Murugan, “Selection of parameters of pulsed current gas metal arc welding,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 172, No. 1 (2006), pp. 1–10.
- [16] K. Pal and S. K. Pal, “Effect of pulse parameters on weld quality in pulsed gas metal arc welding: a review,” *Journal of Materials Engineering and Performance*. Vol. 20 (2011), pp. 918–931.
- [17] T. Ueyama, T. Era, T. Uezono, and H. Tong, “Application of digital inverter-controlled AC pulsed MIG welding system to light metal joining,” *Welding International*. Vol. 25, No. 9 (2011), pp. 676–682.
- [18] N. Arif and H. Chung, “Alternating current-gas metal arc welding for application to thin sheets,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 214, No. 9 (2014), pp. 1828–1837.
- [19] T. Ito, F. Koshiishi, M. Sato, T. Suga, and M. Ushio, “A study on spatter reduction in pulsed CO₂ gas shielded arc welding,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 15, No. 3 (1997), pp. 432–437.
- [20] B. D. DeRuntz, “Assessing the benefits of Surface Tension Transfer® welding to industry,” *Journal of*

Industrial Technology. Vol. 19, No. 4 (2003).

- [21] T. Era, A. Ide, T. Uezono, T. Ueyama, and Y. Hirata, "Controlled bridge transfer (CBT) gas metal arc process for steel sheets joining," *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 14, No. 6 (2009), pp. 493–499.
- [22] T. Era, T. Ueyama, and Y. Hirata, "Spatter reduction in gas metal arc welding of stainless steel sheets using controlled bridge transfer process," *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 14, No. 8 (2009), pp. 708–716.
- [23] Dinbandhu, V. Prajapati, Jay. J. Vora, S. Das, and K. Abhishek, "Experimental studies of Regulated Metal Deposition (RMDTM) on ASTM A387 (11) steel: study of parametric influence and welding performance optimization," *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*. Vol. 42, No. 78 (2020).
- [24] C. G. Pickin and K. Young, "Evaluation of cold metal transfer (CMT) process for welding aluminium alloy," *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 11, No. 5 (2006), pp. 583–585.
- [25] A. A. Sorour, R. R. Chromik, R. Gauvin, I.-H. Jung, and M. Brochu, "Understanding the solidification and microstructure evolution during CSC-MIG welding of Fe–Cr–B-based alloy," *Materials Characterization*. Vol. 86 (2013), pp. 127–138.
- [26] Y. Wu and R. Kovacevic, "Mechanically assisted droplet transfer process in gas metal arc welding," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture*. Vol. 216, No. 4 (2002), pp. 555–564.
- [27] Y. Kitamura, K. Yamazaki, S. Nakatsukasa, A. Ogawa, and Y. Inoue, "Development of non-short-circuit-type wire feed control GMAW process 'AXELARC'," *Kobelco Technology Review*. Vol. 41 (2024), pp. 1–8.
- [28] T. Maruyama, Y. Ogino, and T. Sano, "Visualization and control of the free-flight transfer phenomenon in the wire feed control process," *Welding in the World*. Vol. 68 (2024), pp. 2271–2279.
- [29] Y. Hirata, K. Tsujimura, T. Ohji, T. Kataoka, and R. Ikeda, "Modeling of molten drop oscillation in gas shielded metal arc welding," *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 25, No. 3 (2007), pp. 421–425.
- [30] X. Zhang, H. Gao, and G. Zhang, "Current-independent metal transfer by utilizing droplet resonance in gas metal arc welding," *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 279 (2020), 116571.
- [31] T. Nakamura, K. Hiraoka, M. Takahashi, and T. Sasaki, "Gas metal arc welding process with periodic control of shielding gas composition," *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 10, No. 2 (2005), pp. 131–138.
- [32] K. Fujiwara, T. Tsuyama, M. Ohara, T. Mizuguchi, N. Mukai, and Y. Inoue, "Experimental study on the metal transfer control by using pulsed Ar addition in CO₂ arc welding process – Studies on pulsed gas MAG welding –, " *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 38, No. 4 (2020), pp. 379–391.
- [33] M. Ohara, T. Mizuguchi, K. Miyata, T. Tsuyama, and K. Fujiwara, "A new approach to controlling metal transfer by dynamic modification in gas composition of arc atmosphere: studies on pulsed gas MAG welding," *Welding International*. Vol. 34, No. 10–12 (2020), pp. 430–454.
- [34] S. Rhee and E. Kannatey-Asibu, "Observation of metal transfer during gas metal arc welding," *Welding*

Journal. Vol. 71 (1992), pp. 381–386.

- [35] Y. Ogino, Y. Hirata, and A. B. Murphy, “Numerical simulation of GMAW process using Ar and an Ar–CO₂ gas mixture,” *Welding in the World*. Vol. 60 (2016), pp. 345–353.
- [36] H. Wu, Y. Chang, L. Lu, and J. Bai, “Review on magnetically controlled arc welding process,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. Vol. 91 (2017), pp. 4263–4273.
- [37] C. J. Cooksey and D. R. Milner, “Metal transfer in gas-shielded arc welding,” In: *Physics of the welding arc: A symposium organized by the Institute of Welding*. pp. 123–132, London (1962).
- [38] Y.-S. Kim and T. W. Eagar, “Metal transfer in pulsed current gas metal arc welding,” *Welding Journal*. Vol. 72, No. 7 (1993), pp. 279–287.
- [39] M. S. P. Murthy and C. R. Loper, Jr, “GMA weldability characteristics of lanthanide-containing high-strength steels, part 1: arc and metal transfer,” *Welding Journal* (1989), pp. 59–67.
- [40] T. Methong, T. Yamaguchi, M. Shigeta, *et al.*, “Effect of rare earth metal on plasma properties in GMAW using CO₂ shielding gas,” *Welding in the World*. Vol. 61 (2017), pp. 1039–1047.
- [41] M. Tanaka, T. Methong, H. Komen, *et al.*, “Effect of shielding gas composition on gas metal arc welding phenomena using rare earth metal added wire,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 38, No. 4 (2021), pp. 438–447.
- [42] A. Uenaka and R. Yamada, “Effects of chemical compositions of stainless steel welding wire for automotive exhaust system components on droplet transfer phenomenon,” *Denki-Seiko*. Vol. 78, No. 2 (2007), pp. 107–113.
- [43] F. Matsuda, M. Ushio, T. Tsuji, and T. Mizuta, “Arc characteristics and metal transfer with flux-cored electrode in CO₂ shielding (report I) : effect of geometrical shape in wire cross-section on metal transfer in stainless steel wire,” *Transactions of JWRI*. Vol. 8, No. 2 (1979), pp. 187–192.
- [44] E. Yamamoto, K. Yamazaki, K. Suzuki, and F. Koshiishi, “Effect of flux ratio in flux-cored wire on wire melting behaviour and fume emission rate,” *Welding in the World*. Vol. 54 (2010), pp. R154–R159.
- [45] T. Nakamura and K. Hiraoka, “GMA welding of 9% Ni steel in the pure Argon shielding gas using coaxial multi-layer solid wire,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 30, No. 3 (2012), pp. 254–261.
- [46] T. Nakamura and K. Hiraoka, “GMA welding of 9% Ni steel in pure argon shielding gas using coaxial multilayer solid wire,” *Welding in the World*. Vol. 57 (2013), pp. 743–752.
- [47] E. Soderstrom and P. F. Mendez, “Metal transfer during GMAW with thin electrodes and Ar–CO₂ shielding gas mixtures,” *Welding Journal*. Vol. 87, No. 5 (2008), pp. 124–133.
- [48] P. J. Modenesi and R. C. de Avelar, “The influence of small variations of wire characteristics on gas metal arc welding process stability,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 86, No. 1–3 (1999), pp. 226–232.
- [49] A. Lesnewich, “Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding: part II—control of electrode metal transfer,” *Welding Journal*. Vol. 37 (1958), pp. 418–425.
- [50] L. Grad, J. Grum, I. Polajnar, and J. M. Slabe, “Feasibility study of acoustic signals for on-line monitoring in short circuit gas metal arc welding,” *International Journal of Machine Tools and Manufacture*. Vol. 44, No. 5 (2004), pp. 555–561.
- [51] C. Li, Y. Shi, Y. Gu, and P. Yuan, “Monitoring weld pool oscillation using reflected laser pattern in gas

- tungsten arc welding,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 255 (2018), pp. 876–885.
- [52] K. Nomura, S. Deno, T. Matsuida, S. Otaki, and S. Asai, “In situ measurement of ultrasonic behavior during lap spot welding with laser ultrasonic method,” *NDT & E International*. Vol. 130 (2022), 102662.
- [53] Y. Cheng, R. Yu, Q. Zhou, H. Chen, W. Yuan, and Y. Zhang, “Real-time sensing of gas metal arc welding process – A literature review and analysis,” *Journal of Manufacturing Processes*. Vol. 70 (2021), pp. 452–469.
- [54] G. Peng, B. Chang, G. Wang, *et al.*, “Vision sensing and feedback control of weld penetration in helium arc welding process,” *Journal of Manufacturing Processes*. Vol. 72 (2021), pp. 168–178.
- [55] S. Kou and Y. Le, “Welding parameters and the grain structure of weld metal — A thermodynamic consideration,” *Metallurgical Transactions A*. Vol. 19 (1988), pp. 1075–1082.
- [56] T. C. Nguyen, D. C. Weckman, D. A. Johnson, and H. W. Kerr, “The humping phenomenon during high speed gas metal arc welding,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 10, No. 4 (2005), pp. 389–510.
- [57] K. Kasano, Y. Ogino, S. Fukumoto, S. Asai, and T. Sano, “Observation of welding phenomena with blowholes for detection of welding defects,” *Quarterly Journal of The Japan Welding Society*. Vol. 38, No. 3 (2020), pp. 173–182.
- [58] Md. R. . U. Ahsan, M. Cheepu, R. Ashiri, T.-H. Kim, C. Jeong, and Y.-D. Park, “Mechanisms of weld pool flow and slag formation location in cold metal transfer (CMT) gas metal arc welding (GMAW),” *Welding in the World*. Vol. 61 (2017), pp. 1275–1285.
- [59] J. Chen, Y. Zhang, C. Wu, and G. K. Padhy, “Suppression of undercut defects in high-speed GMAW through a compound magnetic field,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 274 (2019), 116288.
- [60] C. X. Zhao, V. van Steijn, I. M. Richardson, C. R. Kleijn, S. Kenjeres, and Z. Saldi, “Unsteady interfacial phenomena during inward weld pool flow with an active surface oxide,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 14, No. 2 (2009), pp. 97–192.
- [61] L. Aucott, H. Dong, W. Mirihanage, *et al.*, “Revealing internal flow behaviour in arc welding and additive manufacturing of metals,” *nature communications*. Vol. 9 (2018), 5414.
- [62] X. Zhang, Z. Tang, Y. Wu, O. Devoino, H. Wang, and H. Wang, “Progress in in situ x-ray imaging of welding process,” *Review of Scientific Instruments*. Vol. 93, No. 7 (2022), 071501.
- [63] X. Zhang, N. Guo, Z. Xue, *et al.*, “Key mechanism of metal transfer and characteristic of cavity evolution during SAW using in-situ X-ray imaging method,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 319 (2023), 118057.
- [64] F. Wu, K. V. Falch, D. Guo, P. English, M. Drakopoulos, and W. Mirihanage, “Time evolved force domination in arc weld pools,” *Materials & Design*. Vol. 190 (2020), 108534.
- [65] M. J. Zhang, G. Y. Chen, Y. Zhou, S. C. Li, and H. Deng, “Observation of spatter formation mechanisms in high-power fiber laser welding of thick plate,” *Applied Surface Science*. Vol. 280 (2013), pp. 868–875.
- [66] S. Li, G. Chen, M. Zhang, Y. Zhou, and Y. Zhang, “Dynamic keyhole profile during high-power deep-penetration laser welding,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 214, No. 3 (2014), pp. 565–570.
- [67] L. Wang, Y. Liu, Y. Li, M. Zhu, and J. Qiao, “Study on mechanism of the effect of Al element on the arc

- shape and molten pool fluctuation pattern in flux bands constricting arc welding (FBCA),” *Journal of Manufacturing Processes*. Vol. 101 (2023), pp. 882–891.
- [68] Y. Abe, T. Fujimoto, M. Nakatani, H. Komen, M. Shigeta, and M. Tanaka, “High speed X-ray observation of digital controlled submerged arc welding phenomena,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 26, No. 4 (2021), pp. 273–347.
- [69] M. Takawa, E. Hamada, R. Kuriyama, *et al.*, “Research on the effects of coating flux composition on shielded metal arc welding droplet transfer phenomenon,” In: *Preprints of the National Meeting of JWS*. pp. 402–403. *Japan Welding Society*, Fukuoka (2017).
- [70] O. H. Nestor, “Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs,” *Journal of Applied Physics*. Vol. 33, No. 5 (1962), pp. 1638–1648.
- [71] S. Egerland, P. Colegrove, and S. Williams, “Investigation of low current gas tungsten arc welding using split anode calorimetry,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 22, No. 1 (2017), pp. 71–78.
- [72] G. Zhang, G. Goett, R. Kozakov, *et al.*, “Study of the wire resistance in gas metal arc welding,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 52, No. 8 (2019), 085201.
- [73] E. J. Soderstrom, K. M. Scott, and P. F. Mendez, “Calorimetric measurement of droplet temperature in GMAW,” *Welding Journal*. Vol. 90, No. 4 (2011), pp. 77–84.
- [74] K. Ando, K. Nishiguchi, and K. Fukuda, “Temperature characteristics of the droplet detaching from the wire tip in MIG welding—effect of the Joule’s preheating,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 36, No. 10 (1967), pp. 1117–1124.
- [75] Y. Tsujimura and M. Tanaka, “Analysis of behavior of arc plasma conditions in MIG welding with metal transfer - visualization of phenomena of welding arc by imagining spectroscopy -,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 30, No. 4 (2012), pp. 288–297.
- [76] K. Yamazaki, E. Yamamoto, K. Suzuki, *et al.*, “The measurement of metal droplet temperature in GMA welding by infrared two-colour pyrometry,” *Welding International*. Vol. 24, No. 2 (2010), pp. 81–87.
- [77] Y. Hirata, M. Onda, H. Nagaki, and T. Ohji, “In-situ measurement of metal drop temperature in GMA short-circuiting welding,” *Journal of High Temperature Society*. Vol. 30, No. 3 (2004), pp. 140–147.
- [78] N. Pépe, S. Egerland, P. A. Colegrove, D. Yapp, A. Leonhartsberger, and A. Scotti, “Measuring the process efficiency of controlled gas metal arc welding processes,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 16, No. 5 (2011), pp. 377–470.
- [79] P. K. Chaurasia, S.-F. Goecke, and A. De, “Real-time monitoring of temperature field, metal transfer and cooling rate during gas metal arc-directed energy deposition,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 27, No. 7 (2022), pp. 491–593.
- [80] E. Siewert, J. Schein, and G. Forster, “Determination of enthalpy, temperature, surface tension and geometry of the material transfer in PGMAW for the system argon–iron,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 46, No. 22 (2013), 224008.
- [81] H. Lamb, *Hydrodynamics*. Cambridge Univ. Press (1895).
- [82] Y. H. Xiao and G. den Ouden, “Weld pool oscillation during GTA welding of mild steel,” *Welding Journal*. Vol. 72, No. 8 (1993), pp. 428–434.
- [83] H. Maruo and Y. Hirata, “Natural frequency and oscillation mode of weld pool: weld pool oscillation in fully

- penetrated welding of thin plate (report 1),” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 11, No. 1 (1993), pp. 50–54.
- [84] W. J. Greene, “An analysis of transfer in gas-shielded welding arcs,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part II: Applications and Industry*. Vol. 79, No. 3 (1960), pp. 194–203.
- [85] J. C. Amson, “Lorentz force in the molten tip of an arc electrode,” *British Journal of Applied Physics*. Vol. 16, No. 8 (1965), pp. 1169–1179.
- [86] G. S. Murty, “Instability of a conducting fluid cylinder in the presence of an axial current, a longitudinal magnetic field and a coaxial conducting cylinder,” *Arkiv för Fysik*. Vol. 19, No. 35 (1961), pp. 483–497.
- [87] J. J. Lowke, “Physical basis for the transition from globular to spray modes in gas metal arc welding,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 42, No. 13 (2009), 135204.
- [88] H. Maecker, “Plasmaströmungen in lichtbögen infolge eigenmagnetischer kompression,” *Zeitschrift für Physik*. Vol. 141 (1955), pp. 198–216.
- [89] Y. Hirata, “Physics of welding (III)—Melting rate and temperature distribution of electrode wire,” *Welding International*. Vol. 9, No. 5 (1995), pp. 348–351.
- [90] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*. Oxford University Press, Oxford (1986).
- [91] L. Cram, “A numerical model of droplet formation,” *Computing Technology and Applications (CTAC-83): Elsevier Science Publishers* (1984), pp. 182–188.
- [92] E. A. Boucher and M. J. B. Evans, “Pendent drop profiles and related capillary phenomena,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. Vol. 346, No. 1646 (1975), pp. 349–374.
- [93] Y. Ogino and Y. Hirata, “Numerical simulation of metal transfer in argon gas-shielded GMAW,” *Welding in the World*. Vol. 59 (2015), pp. 465–473.
- [94] Y. Hirata, T. Osamura, M. Onda, N. Ando, and T. Ohji, “Modeling of short-circuiting transfer process in gma welding —numerical model of metal transfer phenomena in gma welding (report 1)—,” *Quarterly Journal of The Japan Welding Society*. Vol. 22, No. 2 (2004), pp. 224–232.
- [95] Y. Sato, S. Eda, Y. Ogino, and S. Asai, “Numerical simulation of liquid bridge breakup in short-circuit transfer process,” *Welding in the World*. Vol. 66 (2022), pp. 117–133.
- [96] S. W. Simpson and Peiyuan Zhu, “Formation of molten droplets at a consumable anode in an electric welding arc,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 28 (1995), pp. 1594–1600.
- [97] S. K. Choi, C. D. Yoo, and Y.-S. Kim, “Dynamic simulation of metal transfer in GMAW, part 1: globular and spray transfer modes,” *Welding Journal*. Vol. 77 (1998), pp. 38–44.
- [98] S. K. Choi, C. D. Yoo, and Y.-S. Kim, “The dynamic analysis of metal transfer in pulsed current gas metal arc welding,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 31 (1998), pp. 207–215.
- [99] Y. Zhao and H. Chung, “Numerical simulation of the transition of metal transfer from globular to spray mode in gas metal arc welding using phase field method,” *Journal of Materials Processing Technology*. Vol. 251 (2018), pp. 251–261.
- [100] K. Hashimoto, Y. Hirata, K. Kadota, and Y. Ogino, “Three-dimensional numerical model of short-circuiting transfer in GMAW,” *Welding in the World*. Vol. 64 (2020), pp. 2011–2017.
- [101] Y. Zhao and H. Chung, “Numerical simulation of droplet transfer behavior in variable polarity gas metal arc

- welding,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 111 (2017), pp. 1129–1141.
- [102] M. Hertel, M. Trautmann, S. Jäckel, and U. Füssel, “The role of metal vapour in gas metal arc welding and methods of combined experimental and numerical process analysis,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. Vol. 37 (2017), pp. 531–547.
- [103] A. Ikram and H. Chung, “Numerical simulation of arc, metal transfer and its impingement on weld pool in variable polarity gas metal arc welding,” *Journal of Manufacturing Processes*. Vol. 64 (2021), pp. 1529–1543.
- [104] Y. Ogino, Y. Hirata, and S. Asai, “Discussion of the effect of shielding gas and conductivity of vapor core on metal transfer phenomena in gas metal arc welding by numerical simulation,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. Vol. 40, No. 5 (2020), pp. 1109–1126.
- [105] S. Eda, Y. Ogino, and S. Asai, “Numerical simulation of dynamic behavior in controlled short-circuit transfer process,” *Welding in the World*. Vol. 64 (2020), pp. 353–364.
- [106] K. Nishiguihi, T. Ohji, and H. Koga, “Study on behaviour of molten pool in arc welding (2nd report),” *Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 50, No. 5 (1981), pp. 525–530.
- [107] J. G. Andrews and R. E. Craine, “Fluid flow in a hemisphere induced by a distributed source of current,” *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 84, No. 2 (1978), pp. 281–290.
- [108] A. Matsunawa, “Role of surface tension in fusion welding (part 3): hydrodynamic effect,” *Transactions of JWRI*. Vol. 13, No. 1 (1984), pp. 147–156.
- [109] M. H. Davies, M. Wahab, and M. J. Painter, “An Investigation of the Interaction of a Molten Droplet with a Liquid Weld Pool Surface: A Computational and Experimental Approach,” *Welding Journal*. Vol. 79, No. 1 (2000), pp. 18–23.
- [110] Y. Ogino, Y. Takabe, Y. Hirata, and S. Asai, “Numerical model of weld pool phenomena with various joint geometries and welding positions,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 35, No. 1 (2017), pp. 13–20.
- [111] Y. Ogino, S. Asai, and Y. Hirata, “Numerical simulation of WAAM process by a GMAW weld pool model,” *Welding in the World*. Vol. 62 (2018), pp. 393–401.
- [112] M. Ito, S. Izawa, Y. Fukunishi, and M. Shigeta, “Numerical simulation of a weld pool formation in a TIG welding using an incompressible SPH method,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 32, No. 4 (2014), pp. 213–222.
- [113] Y. Wang and H. L. Tsai, “Impingement of filler droplets and weld pool dynamics during gas metal arc welding process,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 44, No. 11 (2001), pp. 2067–2080.
- [114] H. Komen, M. Shigeta, and M. Tanaka, “Numerical simulation of molten metal droplet transfer and weld pool convection during gas metal arc welding using incompressible smoothed particle hydrodynamics method,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 121 (2018).
- [115] M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio, and J. Lowke, “Numerical study of a free-burning argon arc with anode melting,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. Vol. 23 (2003), pp. 585–606.
- [116] M. Tanaka, M. Ushio, and J. Lowke, “Numerical analysis for weld formation using a free-burning helium arc at atmospheric pressure,” *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*. Vol. 48, No. 3 (2005), pp. 397–404.

- [117] D. Wang and H. Lu, “Numerical analysis of internal flow of molten pool in pulsed gas tungsten arc welding using a fully coupled model with free surface,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 165, Part A (2021), 120572.
- [118] S. Eda, Y. Ogino, S. Asai, and Y. Hirata, “Numerical study of the influence of gap between plates on weld pool formation in arc spot welding process,” *Welding in the World*. Vol. 62 (2018), pp. 1021–1030.
- [119] H. G. Fan and R. Kovacevic, “A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 37, No. 18 (2004), pp. 2531–2544.

第2章 ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態の遷移現象

2.1 緒言

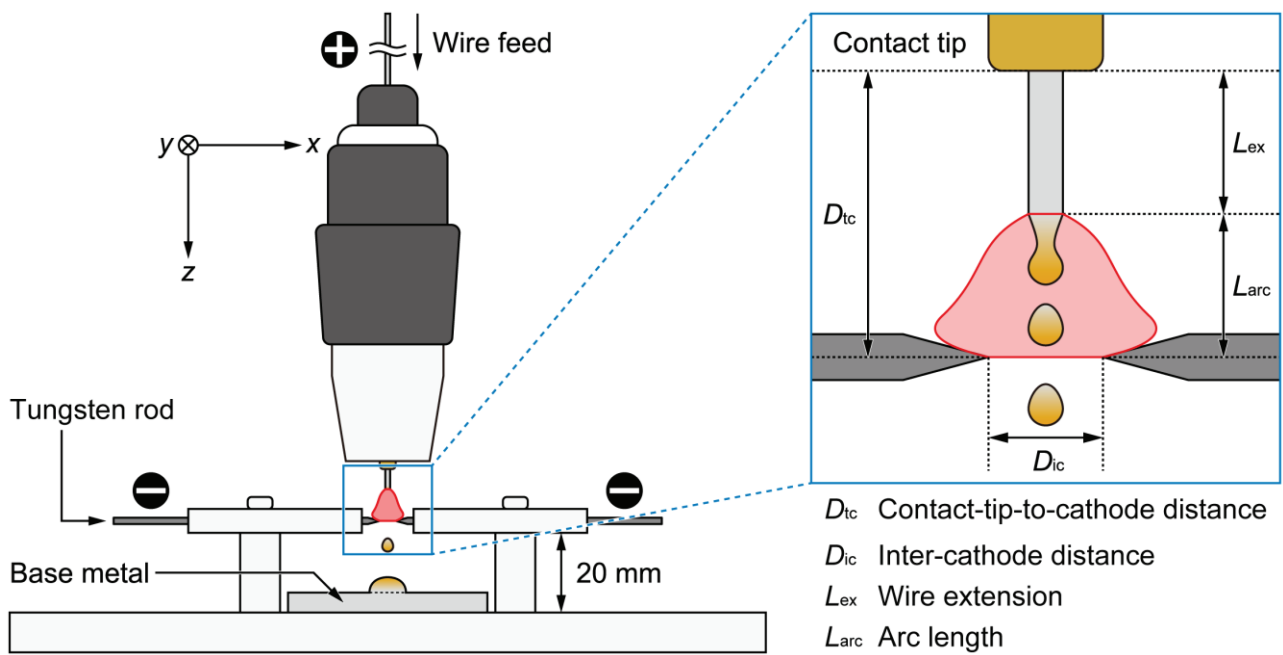
臨界電流を超える電流域において、溶接電流の増加はプロジェクト移行からストリーミング移行への遷移を誘引し、溶滴はワイヤ軸方向へ伸長する。一方、電極ワイヤやシールドガスの組成条件次第では、電流を増加させても溶滴伸長が発生しないケースが報告されている[1,2]。これらの既存知見より、溶滴伸長の発生には、溶接電流や材料特性を含む複数のパラメータが関与した特有のアーク放電構造が必要である可能性が高い。しかし、その放電構造の形成過程や形成条件については、未だ解明されていない。本章の目的は、溶滴伸長の発生条件を体系的に解析し、アーク放電構造に関連する支配要因を特定することである。この目的に対応するため、アーク放電特性を時空間的に一定に保ちつつ、プロセスまたは材料パラメータを変動させ、溶滴の伸長特性を比較する方針を採用する。

アーク放電特性を時空間にわたって任意に制御することは、現状の技術では困難である。特に、GMA溶接における従来の装置構成では、アークプラズマの空間分布が予期せずに変動する恐れがある。この低いロバスト性の一因は、溶融池が液体かつ面状の陰極として機能する点にある。溶融池表面の動的な変形に伴って、アークプラズマがより安定な放電位置を自律的に探し、広い母材面内をランダムに移動する結果、溶滴に対するアークプラズマの付着状態は不規則に揺動し得る。溶滴の変形に起因しないアークプラズマの揺動は、溶滴形成過程において外乱として機能し、溶滴移行の観察精度を低下させる要因となる。

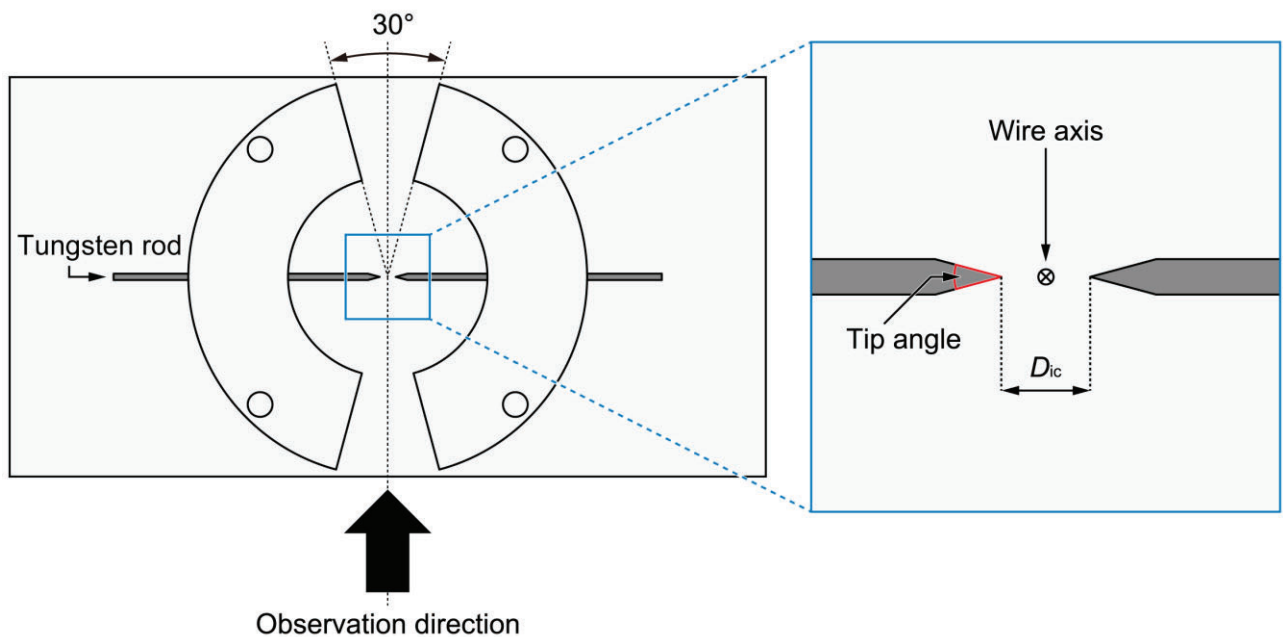
次項では、溶融池現象を GMA 溶接現象から切り離し、アーク放電特性を時空間的に制御した状態で溶滴移行現象を観察する実験手法を検討する。具体的には、母材電極板を非消耗性の電極棒に置換することで、従来法における溶滴移行観察の課題を解決する。電極棒の導入により、陰極の形状変動を抑制し、放電面積を制限することで、アークプラズマの不規則な揺動を防止する効果が期待できる。

2.2 非移行式アーク放電装置の構築

本研究では、GMA 溶接現象における複数要素の複雑な連成を解消し、溶滴移行現象を独立して解析するため、非移行式アーク放電装置を構築した。「非移行式」とは、母材がアークプラズマと電気的接続を持たない回路設計を指す。この装置の特筆すべき特徴は、タングステン電極棒を陰極として採用している点にある。タングステンは非酸化性雰囲気下で高い融点を示し、アーク放電による消耗がほとんど発生しない[3]。従来の GMA 溶接では、陰極である母材上に溶融池が形成される。溶融池の表面揺動はアークプラズマ特性を変動させることで、溶滴移行現象に影響を与える可能性がある。非移行式アーク放電装置は、GMA 溶接現象から、液体陰極としての溶融池現象を切り離すとともに、液体陽極としての溶滴移行現象のみを抽出することができる。この装置は、タングステン電極ユニット、トーチ・電源ユニット、およびワイヤ送給ユニットの三つの主要ユニットから構成される。Fig. 2.1(a)はタングステン電極ユニットとトーチユニットの配置図を示し、Fig. 2.1(b)はタングステン電極ユニットの上面図を示している。図中の座標系について、非移行式アーク放電装置を使用した実験では一貫して、左手座標系を採用し、タングステン電極軸に沿う遠心方向に x 軸（水平方向）、撮影方向に y 軸、ワイヤ送給方向に z 軸（鉛直下向き）をとった。



(a) Front view illustrating preset parameters



(b) Top view

Fig. 2.1 Configuration of non-transferred arc discharge system with multiple non-consumable cathodes.

タングステン電極ユニットは、複数電極からの同時アーク放電によって、アークプラズマの空間分布特性を制御するための中核的役割を担っている。このユニットは、複数のタングステン電極棒とそれらを固定する治具一式で構成され、最大で6本のタングステン電極棒を60°間隔で環状に配置できるように設計される。環状配置を実現するために、タングステン電極棒は2組の扇形重ね板にそれぞれ最大3本ずつ対称に固定された。3 mm 厚の扇形板のそれぞれには電極棒をガイドするためのV溝が3箇所だけ彫られており、2枚の扇形板で電極棒を挟み込む構造になっている。扇形重ね板と底板の間に高さ20 mm

のスペーサを挿入し、ねじで固定することでタングステン電極棒を環状かつ水平に保持できる。本実験におけるタングステン電極棒の本数について、Fig. 2.1(b)に示す通り、2本の電極棒が同一直線上で互いに向かい合うよう配置され、電極間には一定のギャップが設けられた。この本数選定理由は、各電極に分配される電流を増やし、アークプラズマの安定維持に必要なアークプラズマの硬直性を確保するためである。また、対称配置を採用した理由は、従来の GMA 溶接に近い釣鐘状のアークプラズマ空間分布特性を再現するためである。続いて、母材の配置について、離脱した溶滴を捕集するために母材を固定治具の底板上に配置した。スペーサを挿入し電極棒と母材の間に十分な距離を確保することで、アークプラズマがタングステン電極に維持される期間、母材とアークプラズマの接触を回避し、電氣的・熱的な干渉を防いだ。

トーチ・電源ユニットは、アークプラズマの起動と溶接電流の一定供給を担う。ティグ溶接トーチを使用し、電極ワイヤを内部のコンタクトチップへガイドするため、トーチキャップに貫通穴を設けた。トーチキャップとコンタクトチップの間にあらかじめ O リングを挟み込んでおくことで、貫通穴からのシールドガスの漏洩を防ぎ、溶接トーチの気密性を確保した。溶接トーチの傾斜角について、トーチは下向き姿勢で 0°に保持された。続いて、溶接電源について、従来の GMA 溶接で一般的に使用される定電圧特性ではなく、定電流特性電源を使用した（ダイヘン製、Welbee T500P）。この選定理由は、アーク長の自己制御作用よりも、溶接電流の時間変動を最小限に抑えることを優先したためである。電流変動の抑制によって、電流が誘起する電磁力の影響をより忠実に溶滴移行へ反映させることができる。

ワイヤ送給ユニットは、電極ワイヤの一定供給を担う。一軸電動スライダを使用し、ワイヤの上端をスライダステージに固定することで、ステージの下降に伴って電極ワイヤを設定速度で一定に送給した。ステージのストロークがワイヤ消費量に対応し、試行 1 回あたり 500 mm だけ切り出したワイヤのうち約 200 mm が消費された。

各主要ユニット間の接続構成を説明する。はじめに、電気系統の接続について述べる。トーチ・電源ユニットにおける溶接トーチが陽極として、タングステン電極ユニットにおける固定治具の底板が陰極として溶接電源へ接続された。この接続構成により、各タングステン電極棒が陰極として機能する電流回路が形成される。本実験においては、パルス電流ではなく、連続して一定の電流がトーチに印加され、タングステン電極ユニット全体に流れる合計電流として溶接電流を設定・管理した。一方、ワイヤ送給ユニットは、電気回路上は他ユニットに接続されておらず、独立した電気系統で制御された。続いて、主要ユニット間の構造的な接続について説明する。三つのユニットは、電極ワイヤによって接続された。電極ワイヤは、下端が母材に接地しつつ溶接トーチを経由した状態で、上端をスライダステージに固定された。トーチユニットとタングステン電極ユニットは、Fig. 2.1(b)に示した通り、コンタクトチップにガイドされた電極ワイヤがタングステン電極棒間のギャップ中心を狙うように配置された。なお、狙い位置ずれを防ぐため、あらかじめワイヤを直線状に矯正し、スプールによる曲げ癖を除去した。非移行式アーク放電装置に係るその他の仕様を Table 2.1 に整理する。非酸化性雰囲気を維持し、タングステン電極棒と溶滴を酸化から保護するために、シールドガスとして純アルゴンガスが選択された。

最後に、主要ユニットを統合した溶滴移行システム全体の動作フローを説明する。動作フローは、次の三つのフェーズからで構成される。

- ① アーク起動フェーズ：電極ワイヤと母材の間でアークプラズマを点弧
- ② 過渡フェーズ：起動したアークプラズマを母材からタングステン電極棒に移行
- ③ 準定常フェーズ：タングステン電極棒からアークプラズマを安定維持した状態で溶滴移行を進行

アーク起動フェーズでは、電極ワイヤと母材の間でアークプラズマが起動された。アーク起動方式は、電極接触方式であり、あらかじめ母材に接地した電極ワイヤをスライダステージとともにステップ的に引き上げることで達成した。なお、高周波高電圧方式ではなく電極接触方式を採用した理由は、高周波高電圧方式に特有の強い電磁ノイズが撮影計測機器の動作に支障をきたすことを避けるためであった。アークプラズマのタングステン電極棒に対する移行フェーズでは、所定のスタート電流を流すことで、電極ワイヤ下端がタングステン電極棒の高さを超えるまで電極ワイヤを溶融させた。この過渡フェーズで、アークプラズマは母材から2本のタングステン電極棒へと移行し、一旦移行が完了すると、以降はタングステン電極棒を陰極としてアークプラズマが安定維持された。溶滴移行を伴う安定動作フェーズでは、設定速度でワイヤを一定に送給し、設定した溶接電流を一定に流しながら、準定常に溶滴移行が進行した。この準定常フェーズにおいて、母材はアークプラズマから電氣的・熱的な干渉を受けることなく、単に溶滴を捕集・堆積させるための役割のみを果たした。約 200 mm だけワイヤが送給されると、ワイヤ送給と通電が停止され、溶滴移行システムの全動作が終了した。

Table 2.1 Technical specifications for non-transferred arc discharge system.

Element	Specifications	
Cathode	Electrode type	W-2wt.% La ₂ O ₃
	Diameter	1.6 mm
	Tip angle	30 deg.
Shielding gas	Composition	Ar
	Flow rate	25 L/min
Base metal	Material	Mild steel
	Dimension	35 mm (width) × 4.5 mm (height) × 75 mm (depth)

2.3 操作パラメータおよび解析パラメータの定義・分類

非移行式アーク放電装置を構築したことで、従来の GMA 溶接で使用されていた既存のパラメータに加え、本装置に特有の新規パラメータが導入された。本節では、既存パラメータの定義や役割を再評価し、操作パラメータおよび解析パラメータを再定義・分類する。併せて、解析パラメータの取得に使用された撮影計測機器についても詳述する。

非移行式アーク放電装置の運用には、7 種類の操作パラメータが関わる。それぞれの操作パラメータの定義およびカテゴリを Table 2.2 に示す。新たに定義された本装置に特有の操作パラメータとして、チップ陰極間距離 (Contact-tip-to-cathode distance) と陰極間距離 (Inter-cathode distance) が挙げられる。

チップ陰極間距離とは、コンタクトチップ下端からタングステン電極軸までの鉛直距離を指し、陰極間距離とは、2本のタングステン電極先端どうしの水平距離を指す。なお、チップ陰極間距離は、Fig. 1.1(b)に示した従来 GMA 溶接において、チップ母材間距離（Contact-Tip-to-Work Distance: CTWD）、すなわちコンタクトチップ下端から母材上面までの鉛直距離に相当する。既存の操作パラメータのうち、アーク長は、新規に導入されたタングステン電極ユニットと対応して測定基準位置が再定義された。従来の GMA 溶接では、母材上面を基準に定義されていたが、本論文における再定義では、タングステン電極軸が基準として採用された。非移行式アーク放電装置の構成上発生し得る例外的なケースとして、電極ワイヤの固液境界がタングステン電極先端に最も接近する場合、 $L_{\text{arc}} \approx 0$ と設定される。 $L_{\text{arc}} \approx 0$ という設定は、従来の定義に照らすと、直感的理解に反すると誤解を招く恐れがある。しかし、これは放電ギャップが完全に消滅したことを示すのではなく、鉛直方向の放電ギャップが最小化されたことを意味する。陰極間距離で定義される水平方向の放電ギャップは依然として存在し、ゼロとはならないことに留意されたい。アーク長と陰極間距離を総合的に考慮することで、アークプラズマの空間的な広がりを経験学的寸法に基づいて包括的に管理できる。

操作パラメータは、溶滴移行プロセス中の変更可能性やパラメータ間の依存関係に応じて整理できる。まず、操作パラメータは、プロセス実行中の変更可否に基づき、プロセスパラメータと材料パラメータに分類される。プロセスパラメータは、溶滴移行プロセスの実行中に変更可能である。Table 2.2 によると、溶接電流・ワイヤ送給速度・非移行式アーク放電装置に関連する幾何学的寸法の全てが該当する。ただし、本論文は、各プロセスパラメータが溶滴移行プロセスに与える基礎的な影響を相互に比較することに焦点を当て、溶滴移行プロセスで一貫して一定値を維持するようにパラメータを設定した。一方、材料パラメータは、プロセスの実行前に選択され、実行中は一切変更することができない。ワイヤ材料のみが材料パラメータに該当する。

Table 2.2 Definitions of experimental parameters specific to non-transferred arc discharge system.

Parameter name	Symbol	Category	Definition	
Independent	Welding current	I	Process	Electric current applied to maintain arc discharge.
	Wire feed rate	v_{feed}	Process	Length of welding wire fed per unit time.
	Wire material	N/A	Material	Primary element or alloy composition of wire.
	Contact-tip-to-cathode distance	D_{tc}	Process	Vertical distance from contact tip end to tungsten rod axis.
	Inter-cathode distance	D_{ic}	Process	Horizontal distance between tungsten rod tips.
Dependent	Wire extension	L_{ex}	Process	Vertical distance from contact tip end to solid-liquid interface of welding wire; a dependent parameter determined by I , v_{feed} and D_{tc} .
	Arc length	L_{arc}	Process	Vertical distance from solid-liquid interface of welding wire to tungsten rod axis; a dependent parameter determined by I , v_{feed} and D_{tc} .

また、操作パラメータは、他のパラメータとの依存関係に基づき、独立パラメータと従属パラメータに分類される。独立パラメータとは、他のパラメータに依存せず、自身で設定される。これに対して、従属パラメータは、少なくとも一つ以上の独立パラメータに基づいて値が決定される。本論文における分類によると、ワイヤ突出し長さとアーク長が従属パラメータに該当し、ともに溶接電流・ワイヤ送給速度・チップ陰極間距離に依存する。この依存関係は、Eq. 2.1 で与えられるワイヤ溶融速度の溶接電流に対する放物線則で説明できる[4]。この経験式は、1次元熱伝導論に基づいて導出され、電極ワイヤはアークプラズマからの入熱の寄与を表す第1項とワイヤ突出し部におけるジュール発熱の寄与を表す第2項から構成される。

$$\text{ワイヤ溶融速度} \quad v_{\text{melt}} = C_1 I + C_2 L_{\text{ex}} I^2 \quad (2.1)$$

式中の文字について、 v_{melt} はワイヤ溶融速度、 C_1 および C_2 はワイヤの材質や直径、シールドガス組成、極性に依存する実験定数である。また、実験定数 C_1 はアーク長にほとんど依存しないと報告されており[5,6]、この実験知見が操作パラメータとしてワイヤ突出し長さとアーク長を設定するための基本原理となる。準定常状態でワイヤの固液境界の位置が一定の高さに維持される場合、ワイヤ送給速度はワイヤ溶融速度に一致する。ワイヤ突出し長さを設定する場合、溶接電流とチップ陰極間距離を一定に維持しつつワイヤ送給速度を調整すると、ワイヤ送給速度に応じてワイヤ突出し長さを制御できる。これは、ワイヤ溶融速度の変動に伴って、ワイヤ突出し部におけるジュール発熱量が調整されるためである。アーク長を設定する場合、溶接電流とワイヤ送給速度を一定に維持したまま、チップ陰極間距離を調整することにより、チップ陰極間距離と連動してアーク長を制御できる。これは、アーク長が変動しても、ワイヤ溶融速度に占めるアーク入熱の寄与に大きな変化をもたらさないためである。

溶滴移行の動的特性を評価するための解析指標として、全ての実験条件に共通して、溶滴移行形態、溶滴移行周波数、等価溶滴半径、溶滴破断長さが取得された。溶滴移行周波数とは、単位時間あたりに離脱した溶滴数の平均を指し、溶滴移行周期とともに溶滴移行特性の評価に広く使用されてきた標準的な指標である。アークプラズマの点弧と消弧に伴う過渡期間を除いた準定常期間において、溶滴が破断したフレームの総数を集計することで算出された。ただし、プロジェクト移行やストリーミング移行に代表される高頻度の溶滴破断を伴う移行形態の場合、溶滴移行周波数および後述の溶滴破断長さは、約100個の離脱滴を対象に測定を実施した。等価溶滴半径とは、離脱滴の推定半径を指し、Eq. 2.2 を基に見積もることができる。この式は、懸垂溶滴の体積を無視し、ワイヤ送給に伴う単位時間あたりの体積流量が、単位時間あたりに離脱する溶滴の合計体積に等しいことを意味する。

$$\text{等価溶滴半径} \quad \frac{4}{3} \pi R_{\text{eq}}^3 \cdot f = \pi R_{\text{wire}}^2 \cdot v_{\text{feed}} \quad \left(f = \frac{1}{T} \right) \quad (2.2)$$

式中の記号について、 R_{eq} は等価溶滴半径、 f は溶滴移行周波数、 R_{wire} はワイヤ半径、 v_{feed} はワイヤ送給速度、 T は溶滴移行周期を表す。溶滴移行周波数および等価溶滴半径は、グロービュール移行からスプレー移行への遷移域における離脱滴の小径化や溶滴移行の高速化を適切に反映する。

溶滴破断長さとは、溶滴の伸長性を評価する指標として、本研究で新たに導入された。スプレー移行域では、溶滴移行周波数の増加が鈍化し、やがて上限に達する。溶滴移行周波数や等価溶滴半径の指標は、プロジェクト移行からストリーミング移行への遷移域における溶滴の急激な伸長を評価できない。このデメリットを補うために、溶滴破断長さは、Fig. 2.2 に示す通り、電極ワイヤの固液境界から溶滴の

破断位置までの鉛直距離と定義された。 $L_{arc} \approx 0$ の場合は、例外的にタングステン電極軸を基準に測定された。

溶滴移行形態の特定は、高速度カメラ画像・溶滴破断長さ・等価溶滴半径を基に総合的に実施された。本論文における溶滴移行形態の分類フローを Fig. 2.3 に示す。まず、溶滴破断長さから溶滴の伸長状態を評価し、ストリーミング移行または他の移行形態に分類する。本論文では、溶滴の伸長状態を、溶滴破断長さがワイヤ直径の2倍を超える状態と定義した。次に、グロービュール移行とスプレー移行の分類フローでは、高速度カメラ画像と等価溶滴半径のデータを使用し、溶滴径をワイヤ径と比較した。等価溶滴半径がワイヤ半径より大きい場合をグロービュール移行、ワイヤ半径と同等あるいはそれより小さい場合をプロジェクト移行と分類した。Fig. 2.3 に示す分類フローは、溶滴の径方向の形状特徴量より先に軸方向の形状特徴量を評価する点で、Fig. 1.2 に示した従来の分類フローと異なることに注意する必要がある。この分類法を採用した理由は、本論文が溶滴の伸長メカニズムの解明に焦点を当てているためである。

最後に、解析パラメータの取得に使用された撮影計測ユニットを説明する。高速度カメラ（NAC Image Technology Inc.製、Memrecam HX-7）を使用して溶滴移行プロセスを 8000 fps で撮影し、溶滴表面形状の画像データを取得した。カメラはタングステン電極間ギャップの中心を狙って、コンタクトチップの下端からタングステン電極棒までの領域を撮影できるよう配置された。さらに、溶滴を強調し、相対的にアーク光の影響を抑えるため、波長 976 nm・最大出力 45 W の半導体レーザー光源を設置した。

次節以降、プロセスパラメータおよび材料パラメータのそれぞれが溶滴移行の動的特性、特に溶滴の伸長性に及ぼす影響を調査する。

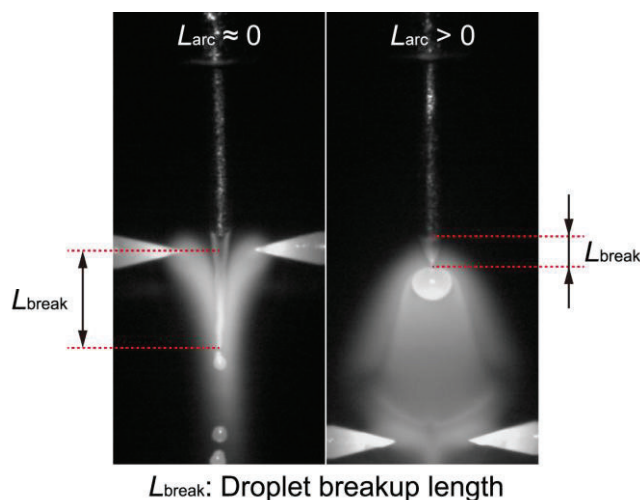


Fig. 2.2 Definition of droplet breakup length along with its measurement reference position: $L_{arc} \approx 0$ mm (left) and $L_{arc} > 0$ mm (right).

Classification of Metal Transfer Modes in This Study

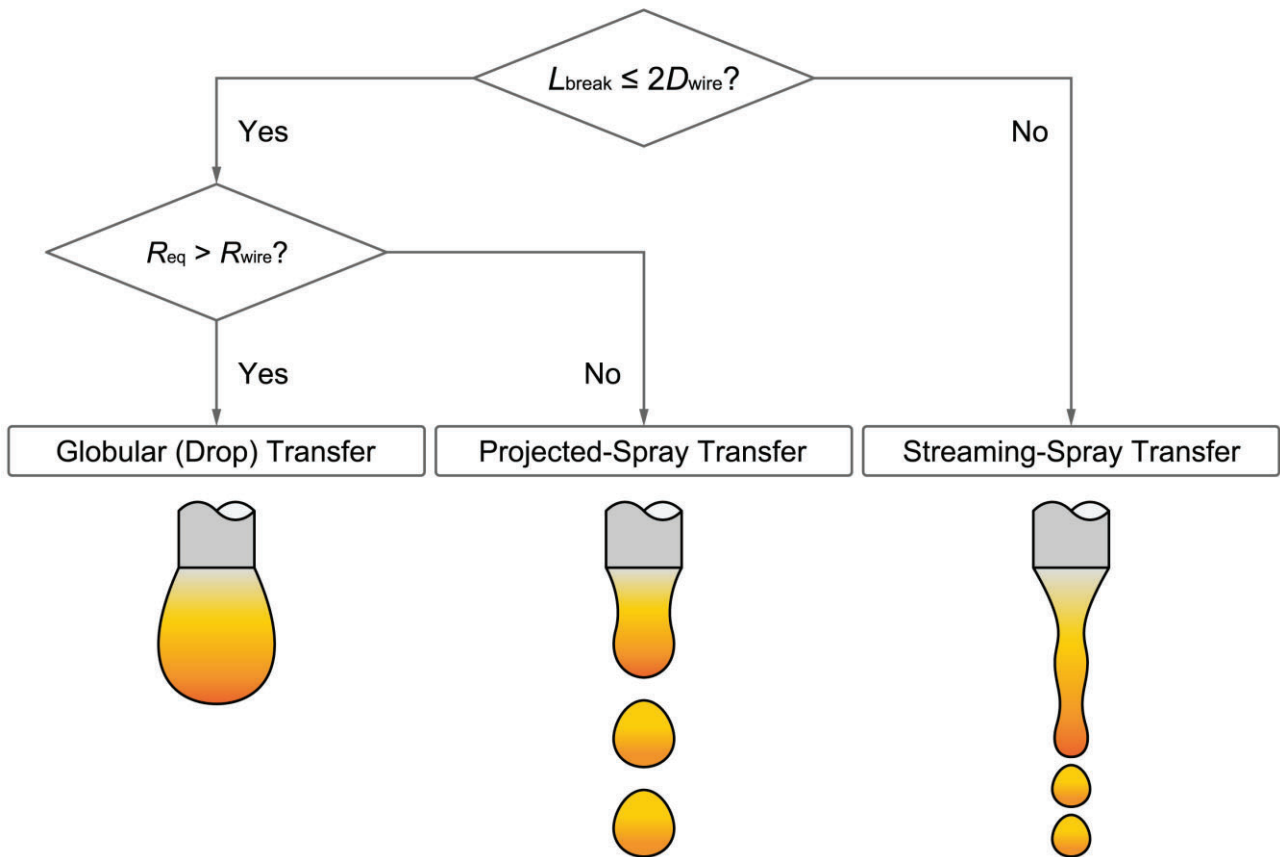


Fig. 2.3 Flowchart of metal transfer mode classification in this study.

2.4 プロセスパラメータが溶滴移行特性に及ぼす影響

2.4.1 実験条件

非移行式アーク放電装置に関連する操作パラメータのうち、プロセスパラメータが溶滴の伸長現象に及ぼす影響を明らかにすることを目的に、アーク長・陰極間距離・ワイヤ突出し長さに注目して、対照実験を実施した。本項では、実験デザインと条件を説明する。Table 2.3 に示す通り、ターゲットとするプロセスパラメータに基づき、8 種類の実験条件を三つの異なるグループに整理した。各条件に対して 3 回ずつ試行を行い、得られた結果の再現性を確認した。

グループ A とグループ B は、アーク放電ギャップの空間的な広がりを含括的に調査し、グループ A は放電ギャップの鉛直寸法に、グループ B は水平寸法に焦点を当てている。具体的には、グループ A のターゲットパラメータはアーク長であり、アーク長は 0 mm、5 mm、10 mm に設定され、陰極間距離は 4 mm に固定された。なお、アーク長は溶接電流・ワイヤ送給速度・チップ陰極間距離に依存するため、溶滴移行プロセスを通じて最大 1 mm のアーク長変動を伴った。グループ B のターゲットパラメータは陰極間距離であり、陰極間距離は 4 mm、8 mm、10 mm に設定され、アーク長は 0 mm に固定された。両グループに共通して、ワイヤ突出し長さが 10 mm、溶接電流が 270 A、ワイヤ送給速度が 110 mm/s に設定された。一方で、グループ C では、アーク放電ギャップの空間的な広がりを維持し、ワイヤ突出し長さの影響を調査した。ワイヤ送給速度を 90 mm/s、105 mm/s、120 mm/s と増加させたことに連動して、ワイヤ突出し長さは 10 mm、20 mm、30 mm と設定された。陰極間距離は 4 mm に固定された。なお、

ワイヤ突出し長さが増加しても十分なシールドを確保するため、Fig. 2.4 に示す延長ガスノズルを使用してノズルスタンドオフ（ガスノズル下端からタングステン電極軸までの鉛直距離）を 10 mm と一定に保った。延長ガスノズルは、溶接トーチに固定するための金属パーツと適切な長さに切り出された延長用のアクリルパイプで構成された。金属パーツは、壁厚を薄くするために内壁が削られ、外径 24 mm、壁厚 2 mm のアクリルパイプが挿入できる構造となっている。

Table 2.3 Three experimental groups based on process-specific parameters.

Group		A	B	C
Wire extension	[mm]	Fixed	Fixed	Varies
Arc length	[mm]	Varies	Fixed	Fixed
Inter-cathode distance	[mm]	4	4, 8, 10	4
Contact-tip-to-cathode distance	[mm]	10, 15, 20	15	10, 20, 30
Welding current	[A]	270	270	210
Wire feed rate	[mm/s]	110	110	90, 105, 120

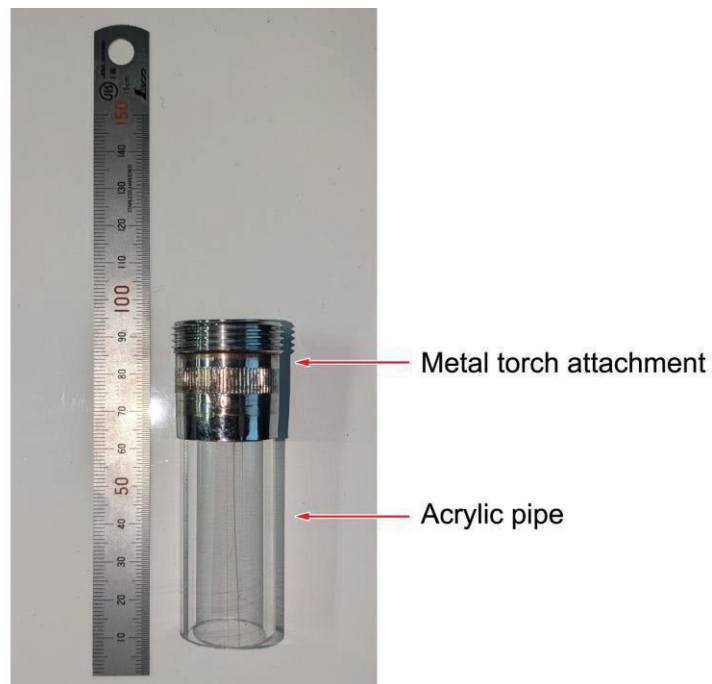


Fig. 2.4 Gas nozzle extended with an acrylic pipe component.

2.4.2 グループ A：アーク長の影響

グループ A では、主要なプロセスパラメータとしてアーク長に焦点を当て、約 0 mm、5 mm、10 mm に設定して溶滴移行の動的特性を計測した。Fig. 2.5 に示す高速度カメラ画像によると、アーク長の増加に伴い、アークプラズマの軸方向の空間分布および溶滴移行形態に明確な外観的差異が認められた。アーク長が約 0 mm の場合、アークプラズマの局所的な分離と溶滴の顕著な伸長が観察された。2 本のタングステン電極から形成されたアークプラズマは、ワイヤの固液境界近傍で分離しており、伸長した溶滴の表面に沿ってそれぞれ円弧を描くように分布した。続いて、これらのアークプラズマは、やがて下流側でカップリングした。一方、5 mm および 10 mm では、釣鐘状のアークプラズマと異なるサイズの球状溶滴を形成した。アークプラズマは、固液境界位置で既にカップリングしており、従来の GMA 溶接に典型的な釣鐘形状を示した。

Fig. 2.6(a)は、アーク長に対する溶滴破断長さ¹⁾と溶滴移行周波数の測定変化を示すとともに、アーク長の最小条件で観察された溶滴の伸長と高速破断を明確に反映している。アーク長が 0 mm の場合、溶滴破断長さおよび溶滴移行周波数は高い数値を示し、それぞれ 4.42 mm と 812 Hz に達した。一方で、5 mm または 10 mm のアーク長条件下では、これらの値は大幅に低下し、溶滴破断長さは 0 mm の場合の半分以下、溶滴移行周波数は 5 分の 1 にまで減少した。なお、図中のエラーバーは 3 回の試行における最大値・最小値に対応する。このばらつきは、ワイヤ固液境界位置の時間変動や溶滴破断挙動の不確定性を含む溶滴移行プロセスの動的な性質に起因していた。特に、アーク長がゼロより大きな条件では、固液境界の時間変動に応じて、アーク長は最大 1 mm の範囲で変動した。しかし、この変動幅はアーク長の設定値に対して無視できる程度に小さな値であった。

Fig. 2.6(b)に、溶滴移行周波数の測定結果に基づいて推定された等価溶滴半径を示す。最小のアーク長条件において溶滴移行周波数がステップ的に減少したことに対応して、アーク長に対して等価溶滴半径は増加傾向を示した。アーク長が 0 mm の場合、等価溶滴半径は 0.33 mm で、ワイヤ径以下の値に相当した。5 mm または 10 mm のアーク長条件では、ワイヤ径と同等の等価溶滴半径が見積もられた。

最後に、高速度カメラ画像・溶滴破断長さ・等価溶滴半径を総合して、各アーク長条件で観察された主要な溶滴移行形態を特定した。0 mm のアーク長条件は、ワイヤ径を数倍上回る溶滴破断長さと細粒な溶滴に特徴付けられ、ストリーミング移行のみが観察された。5 mm および 10 mm のアーク長条件は、短い溶滴破断長さに特徴付けられ、ドロップ移行とプロジェクト移行が混在して観察された。ただし、5 mm の場合はドロップ移行が断続的に発生したのに対して、10 mm の場合は連続的かつ周期的に発生した。この観察に基づき、5 mm 条件ではプロジェクト移行、10 mm 条件ではドロップ移行が支配的な溶滴移行形態と判断された。

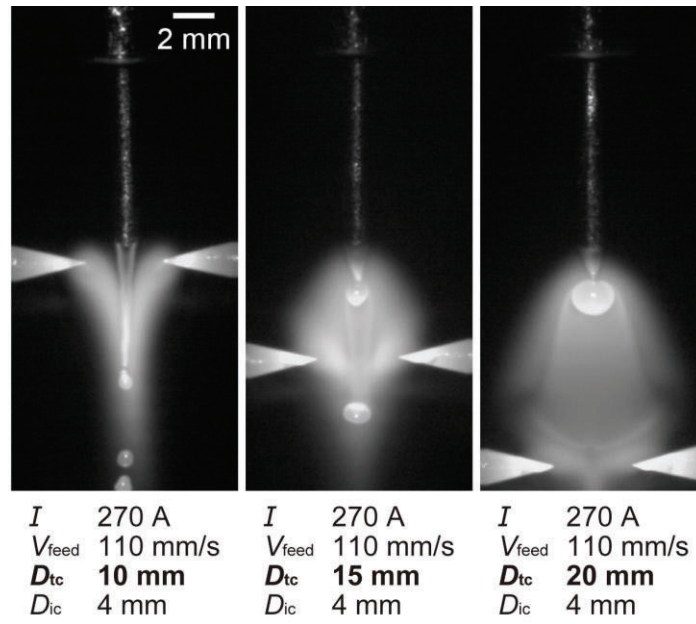
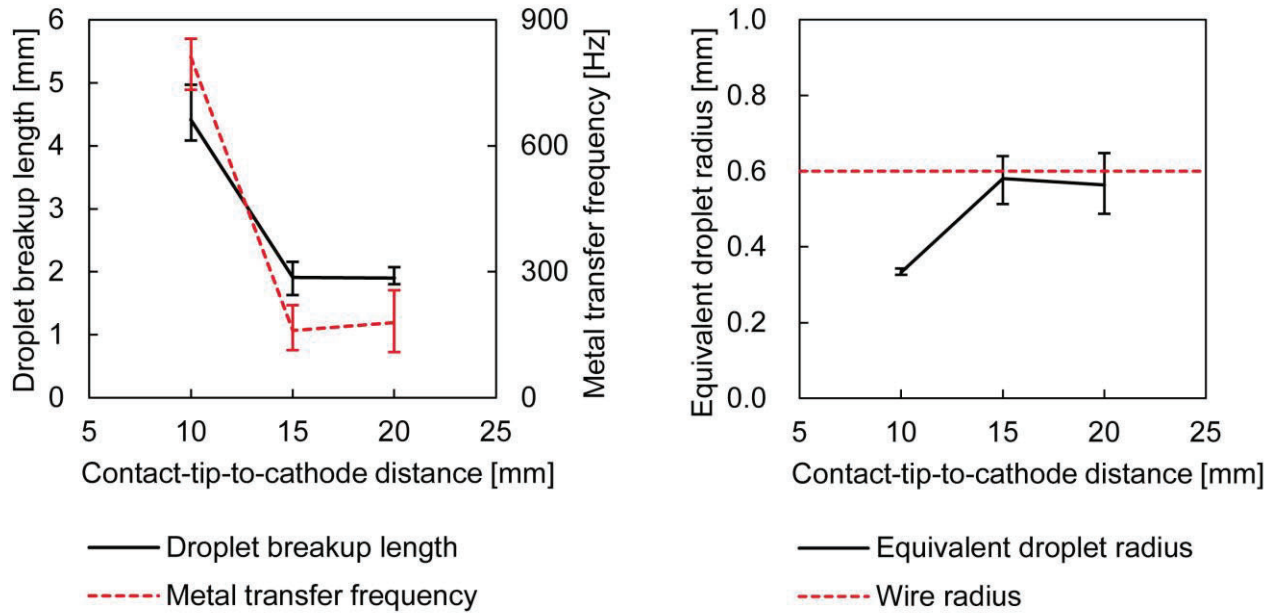


Fig. 2.5 Metal transfer modes for Group A with arc length L_{arc} of 0, 5, and 10 mm.



(a) Droplet breakup length and metal transfer frequency

(b) Equivalent droplet radius

Fig. 2.6 Impact of arc length on metal transfer characteristics in Group A, highlighting transition from streaming- first to projected-spray transfer at $L_{\text{arc}} = 5$ mm, and subsequently to drop transfer at $L_{\text{arc}} = 10$ mm.

2.4.3 グループ B：陰極間距離の影響

グループ B では、陰極間距離を操作パラメータとして採用し、4 mm、8 mm、10 mm に設定された。この条件設定において、陰極間距離が 4 mm の条件は、グループ A のアーク長 5 mm の条件と重複している点に注意が必要である。Fig. 2.7 に示す高速度カメラ画像では、アークプラズマの径方向の空間分布と溶滴の伸長挙動に外観的特徴が確認された。全ての条件に共通して、釣鐘状のカップリングアークが観察され、タングステン電極先端が離れるにつれて、釣鐘形状の下部がさらに拡大した。溶滴移行挙動については、いずれの条件でも細粒な溶滴が形成された。特に、10 mm 条件では、溶滴の破断位置が他の条件と比較してわずかに下方へ移動した。

Fig. 2.8(a)によると、陰極間距離の増加に対して、溶滴破断長さと溶滴移行周波数が単調に増加した。溶滴破断長さは、4 mm 条件で 1.91 mm、8 mm 条件で 2.16 mm、10 mm 条件で 2.99 mm と測定された。特に、陰極間距離が 10 mm の場合、溶滴破断長さはワイヤ直径の 2 倍を上回り、溶滴が伸長状態に到達したことが確かめられた。一方、溶滴移行周波数は、4 mm 条件で 160 Hz、8 mm 条件で 212 Hz、10 mm 条件で 377 Hz であった。図中に示すエラーバーは、3 回の試行で得られた最大値・最小値を表し、特に 10 mm 条件で、溶滴が軸方向の形状特徴が維持しつつ周期的に破断したことを表す。

Fig. 2.8(b)では、等価溶滴半径の予測結果が整理された。共通したワイヤ送給設定と溶滴移行周波数の単調な減少に伴い、等価溶滴半径も同様の減少傾向を示した。具体的には、陰極間距離が 4 mm の場合に 0.58 mm、8 mm の場合に 0.53 mm、10 mm の場合に 0.43 mm と見積もられた。

最後に、溶滴破断長さと等価溶滴半径の計測結果を基に、それぞれの陰極間距離条件における支配的な溶滴移行形態を同定した。4 mm および 8 mm の条件は、短い溶滴破断長さとワイヤ径より小さい細粒な溶滴の破断が特徴であり、プロジェクト移行と分類された。これに対して、陰極間距離 10 mm の条件では、溶滴破断長さがワイヤ直径の 2 倍を超え、溶滴が明確な伸長状態を示したため、ストリーミング移行と分類された。

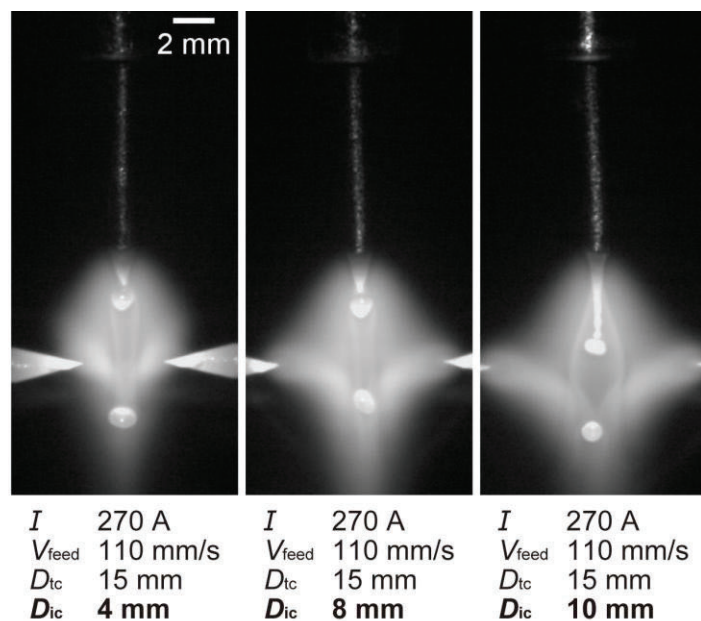
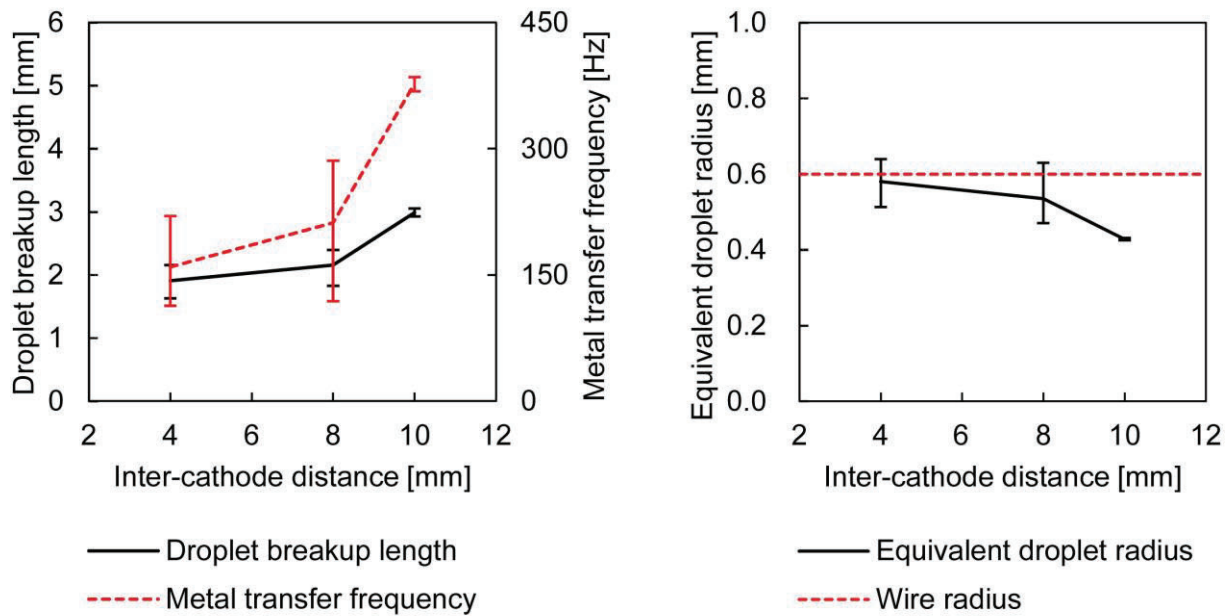


Fig. 2.7 Metal transfer modes for Group B with inter-cathode distance D_{ic} of 4, 8, and 10 mm.



(a) Droplet breakup length and metal transfer frequency

(b) Equivalent droplet radius

Fig. 2.8 Impact of inter-cathode distance on metal transfer characteristics in Group B, highlighting transition from projected- to streaming-spray transfer at $D_{ic} = 10$ mm.

2.4.4 グループ C : ワイヤ突出し長さの影響

グループ C では、ワイヤ突出し長さをターゲットパラメータとして設定し、10 mm、20 mm、30 mm の条件で溶滴移行の動的特性を評価した。Fig. 2.9 に示す高速度カメラ画像から、全ての条件においてアークプラズマの空間分布と溶滴破断挙動に共通の特徴が観察された。この実験グループでは、アーク長は約 0 mm に固定された。グループ A のアーク長 0 mm 条件と同様に、アークプラズマがワイヤ固液境界近傍で局所的に分離した後に、下流においてカップリングした。また、球状の溶滴が周期的に破断する様子が観察された。

Fig. 2.10(a)では、ワイヤ突出し長さに対する溶滴破断長さと溶滴移行周波数の測定結果が整理された。溶滴破断長さに関しては明確な傾向が認められなかった一方で、溶滴移行周波数はワイヤ突出し長さの延長に従って単調に増加した。溶滴破断長さは、10 mm 条件で 2.08 mm、20 mm 条件で 2.42 mm、30 mm 条件で 2.14 mm と計測された。特に、20 mm 条件では溶滴破断長さがワイヤ直径の約 2 倍に達し、完全な伸長状態へは遷移しなかったものの、若干の伸長傾向を示した。これに対して、溶滴移行周波数は、ワイヤ突出し長さの増加とともに、比較的低い周波数範囲で 31 Hz、36 Hz、51 Hz と増加した。

次に、Fig. 2.10(b)に示す通り、ワイヤ突出し長さの延長に応じて、等価溶滴半径は減少した。具体的には、ワイヤ突出し長さが 10 mm の場合に 0.93 mm、20 mm の場合に 0.92 mm、30 mm の場合に 0.86 mm と算出され、いずれの条件でも等価溶滴半径はワイヤ半径を上回った。

最後に、溶滴破断長さと等価溶滴半径の取得データを基に、溶滴移行形態を分類した。全てのワイヤ突出し条件において、溶滴は明確な伸長状態に達することなく、ワイヤ径を超える球状溶滴が周期的に破断した。これらの結果から、ドロップ移行が支配的であり、溶滴移行形態の遷移は発生しなかった。

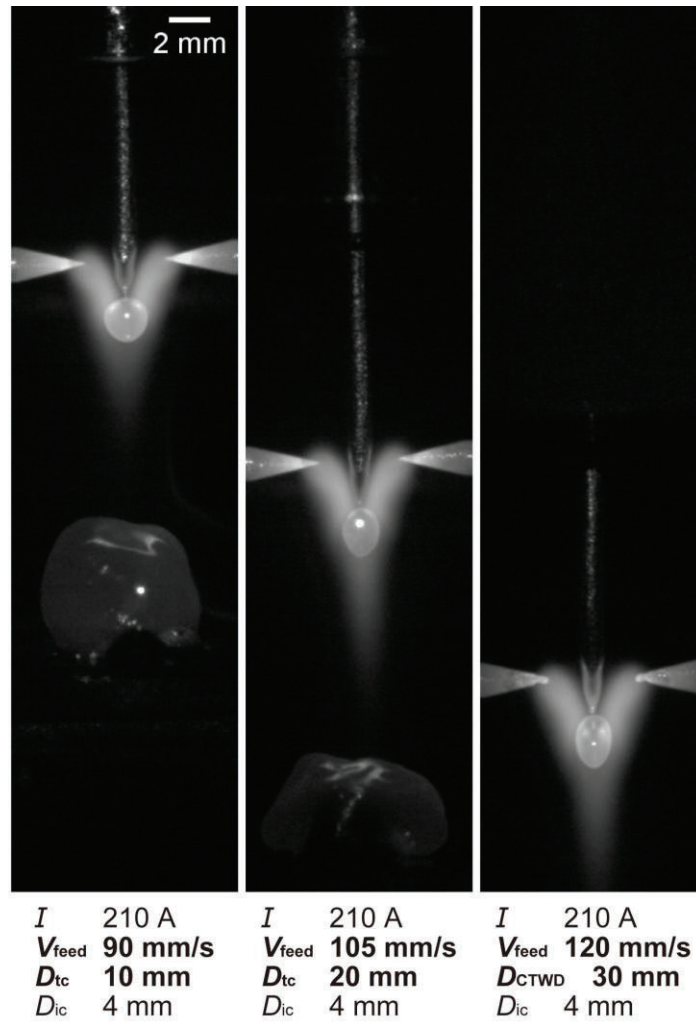
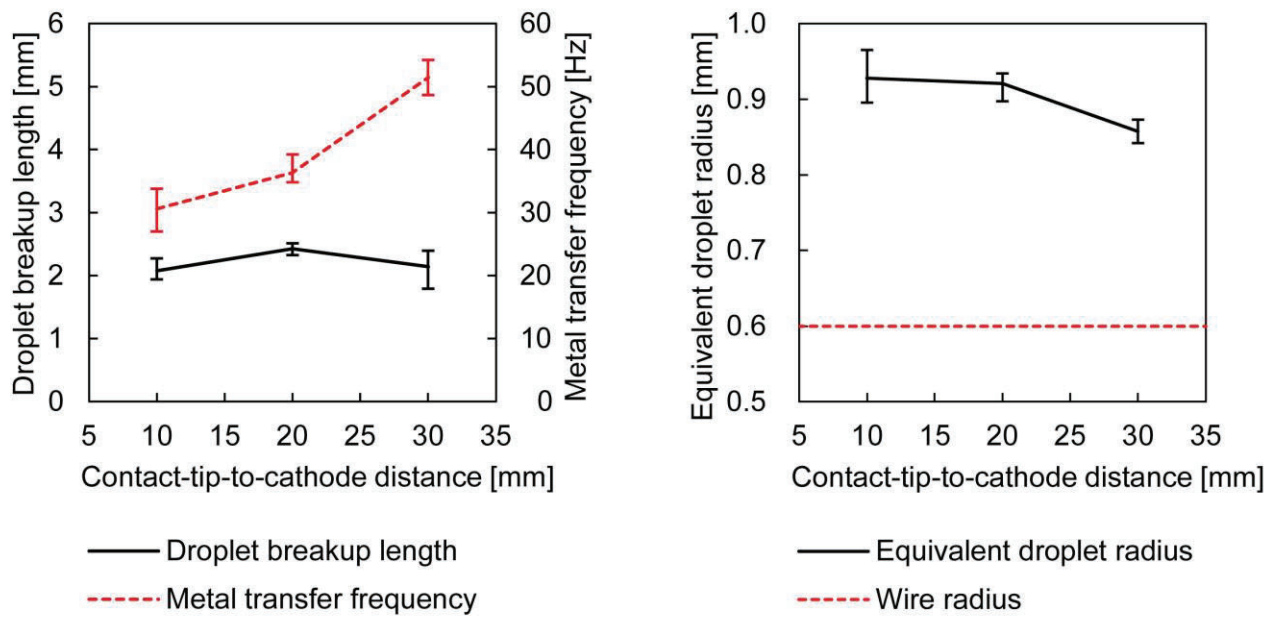


Fig. 2.9 Metal transfer modes for Group C with wire extension L_{ex} of 10, 20, and 30 mm.



(a) Droplet breakup length and metal transfer frequency

(b) Equivalent droplet radius

Fig. 2.10 Impact of wire extension L_{ex} on metal transfer characteristics in Group C, highlighting consistent drop transfer within the tested L_{ex} range from 10 to 30 mm.

2.4.5 アークプラズマ空間分布特性が溶滴伸長特性に及ぼす影響

グループ A および B では、アークプラズマの空間分布特性が溶滴の伸長特性に与える影響を系統的に調査した。アーク長はワイヤ軸方向、陰極間距離はワイヤ径方向におけるアークプラズマ分布を特徴付ける。実験解析から、グループ A におけるアーク長の短縮とグループ B における陰極間距離の伸長がワイヤ軸方向の溶滴伸長を引き起こすことが確認された。この傾向は、個別の制御方向よりもむしろ両方向を統合したアークプラズマ空間分布全体が、溶滴伸長に本質的な影響を及ぼす可能性を示唆する。本項では、各グループに共通するアークプラズマ分布の特徴を解明するため、アーク長と陰極間距離の相対的な空間配置に焦点を当て、溶滴伸長特性の再評価を実施する。

釣鐘形状を呈するアークプラズマ分布の形状特徴には、形状全体のアスペクト比や電極間の径拡大度が含まれる。これらの形状特徴を統合的に評価するためには、アーク長・陰極間距離・電極ワイヤ直径の相対的な関係を考慮する必要がある。本項では、Eq. 2.3 で定義されるアーク広がり角を導入することにより、3 種類の形状パラメータがアークプラズマ分布に与える制御効果を包括的に評価した。

$$\text{アーク広がり角} \quad \theta = \tan^{-1} \frac{D_{ic} - D_{wire}}{2L_{arc}} \quad (L_{arc} > 0) \quad (2.3)$$

グループ A およびグループ B の結果を基に、アーク長あるいは陰極間距離を変化させた各実験条件をアーク広がり角に変換した。Fig. 2.11 に示す通り、溶滴破断長さを再評価した結果、アーク広がり角の増加に伴い、溶滴破断長さが増加することが確認された。なお、ワイヤ固液境界がタングステン電極先端に最も接近する場合 ($L_{arc} \approx 0$)、Eq. 2.3 のアーク広がり角の定義式を適用できないため、溶滴破断長さを赤の点線として図中に示した。他の条件と比較して、 $L_{arc} \approx 0$ における溶滴破断長さは最大値を記録した。

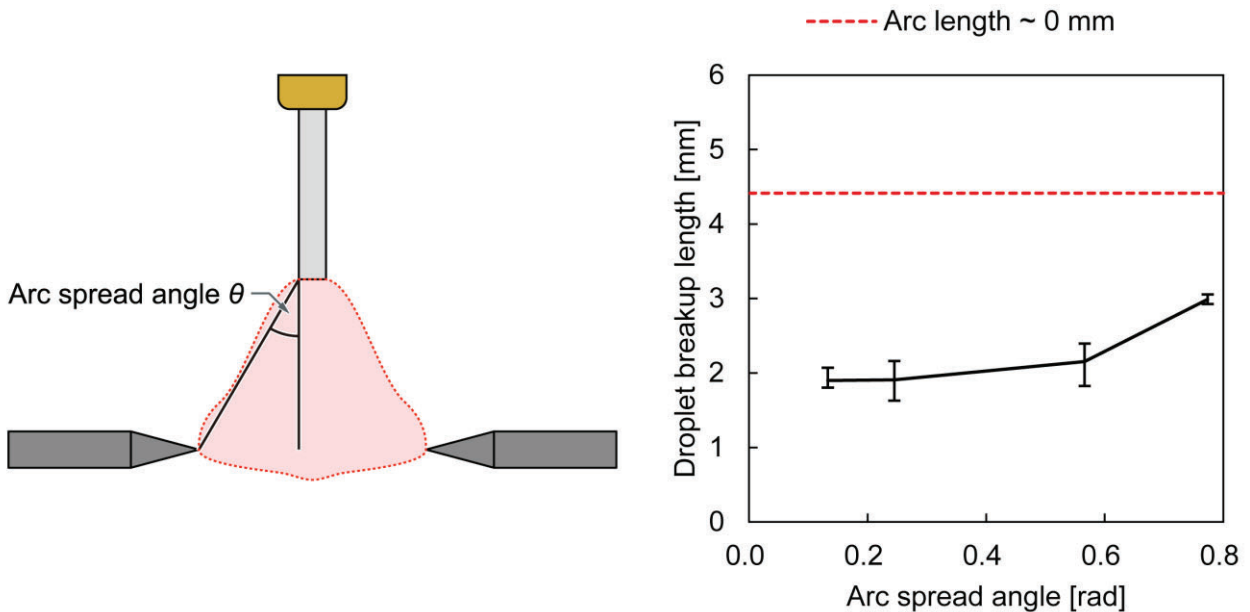


Fig. 2.11 Definition of arc spread angle (left) and droplet breakup length against arc spread angle (right).

アークプラズマの空間分布特性は、アークプラズマを流れる電流ベクトルの大きさおよび向きの双方に影響を及ぼす。まず、アーク広がり角は、溶滴近傍におけるアークプラズマへの電流分流量を決定し得る。Fig. 2.12 に示す通り、アーク長の減少によりアークプラズマはワイヤ軸方向に圧縮され、陰極間距離の増加によりワイヤ径方向に拡大される。溶滴近傍に焦点を絞ると、アーク広がり角の増加により、アークプラズマ層は径方向に拡大し、溶滴はより厚いアークプラズマ層で覆われる。一般に、溶滴近傍においてアークプラズマが維持されるのは、溶接電流の一部が溶滴から漏洩し、アークプラズマに流入するためである。したがって、溶滴近傍におけるアークプラズマ体積の増加は、アークプラズマに流入する溶接電流の分流量の増加を引き起こすと推論される。

次に、アーク広がり角の増加は、溶接電流の向きを偏向させる要因となり得る。非移行式アーク放電装置では、溶接電流は電極ワイヤを軸方向に流れる一方、タングステン電極をワイヤ径方向に流れる。したがって、アークプラズマ領域内で溶接電流は軸方向から径方向に偏向され、アーク広がり角の増加により電流の径方向成分が増加する可能性が高い。

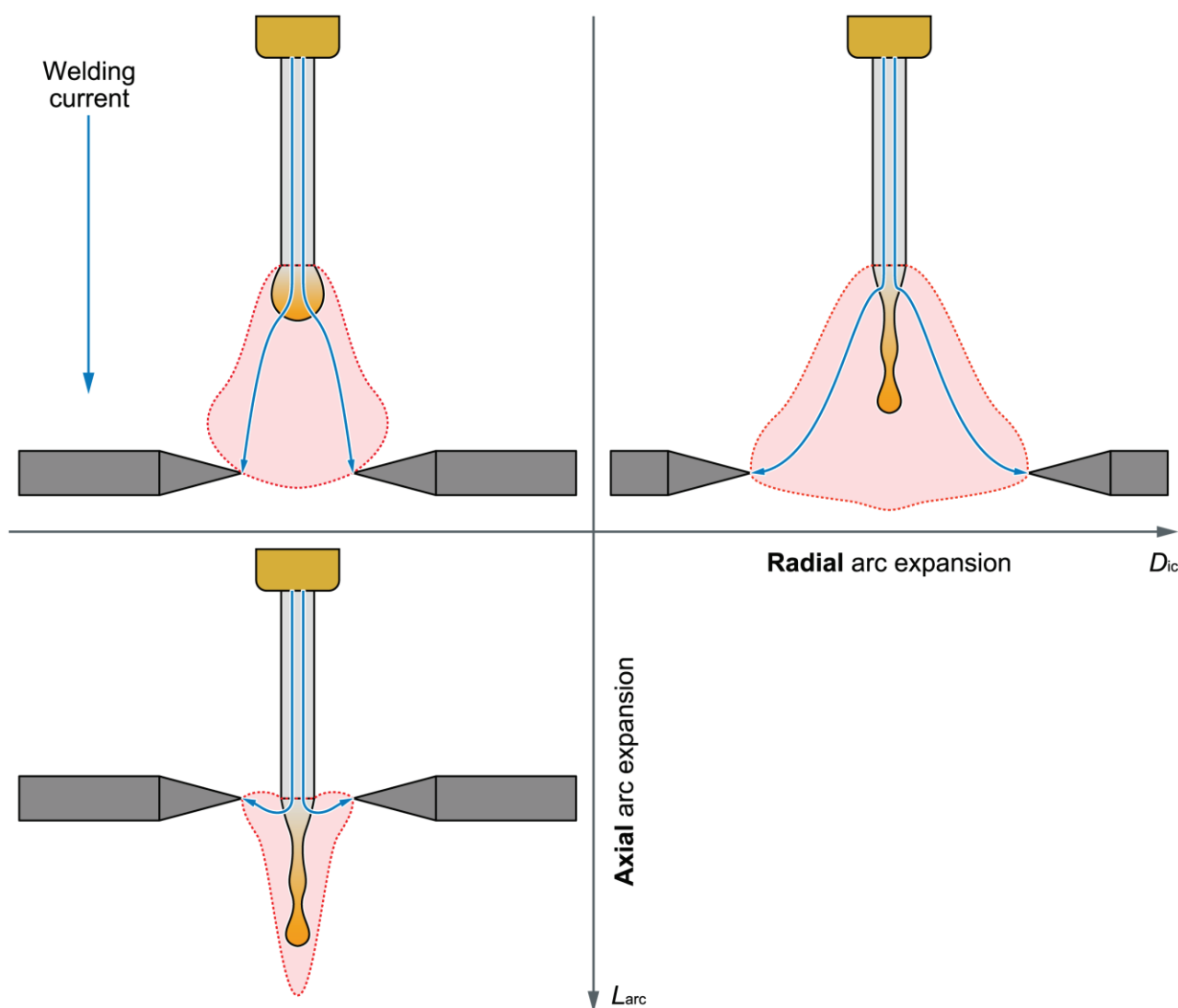


Fig. 2.12 Arc plasma expansion and current flow shift from axial to radial.

アーク広がり角は、溶接電流のアークプラズマへの分流状態および径方向への偏向状態を同時に変化させる役割を持つ。電流の偏向状態と分流状態は相互に関連し、径方向への偏向がアークプラズマへの分流を介して間接的に溶滴伸長特性へ影響する。ただし、グループ A と B の結果に限らず、グループ C の結果も追加で比較すると、径方向の偏向のみでは溶滴伸長が発生し得ないことが確認されている。 $L_{arc} \approx 0$ の条件下で、グループ A（溶接電流 270 A）とグループ C（溶接電流 210 A）における溶滴破断長さを比較すると、大電流条件のグループ A でのみ溶滴は伸長状態に遷移した。この結果より、電流の実質的な分流状態が溶滴伸長特性を決定し、伸長効果は溶滴近傍でのアークプラズマの拡大状態および溶接電流値に依存すると結論付けられる。

2.4.6 溶融金属の体積流量が溶滴伸長特性に及ぼす影響

グループ C では、ワイヤ送給速度が単独で溶滴の伸長特性に与える影響を調査した。この単独評価は、非移行式アーク放電装置に特有の溶接電流とワイヤ送給速度の独立制御性により実現した。具体的には、アーク長と陰極間距離を一定に保ち、さらに溶接電流を 210 A に固定したことで、溶滴近傍におけるアークプラズマの径方向拡大状態を維持した。溶滴に対するアークプラズマのマクロな付着状態を固定した状態で、ワイヤ送給速度のみを増加させた。

Fig. 2.10 で示した通り、ワイヤ送給速度の増加に伴って等価溶滴半径は減少した。この溶滴サイズの減少は、移行周波数の急激な増加を反映しており、溶滴破断の高速化による影響が溶融金属の体積流量の増加による影響を上回ったことを意味する。一方、ワイヤ送給速度を増加させても、溶滴は伸長状態へ遷移しなかった。この結果は、ワイヤ送給速度が溶滴伸長特性を決定する主要因ではないことを示唆する。

最後に、グループ C の実験知見を既存の知見と比較することで、得られた知見の適用限界を検討する。まず、等価溶滴半径に関しては、設定範囲を超える速度域までワイヤ送給速度を増加させることにより、さらなる減少が見込まれる。この可能性を裏付ける既存知見として、Lesnewich は、ワイヤ突出し長さの延長に伴い、ドロップ移行からスプレー移行へ遷移する臨界電流が低下することを実験的に示した[7]。得られた実験データによれば、等価溶滴半径は依然としてワイヤ直径より大きく、さらなる減少の余地が残ることから、ワイヤ送給速度の増加によって同様のスプレー移行への遷移が発生する可能性がある。一方、溶滴破断長さに関しては、設定範囲を超えるワイヤ送給速度域で溶滴伸長が観察される可能性がある。この可能性は、溶滴移行現象と非導電性流体の滴下現象における類似性から導かれ、流体の導入速度がある閾値を超えると流体が急激に伸長するという既知の知見に基づく[8]。しかし、ワイヤ突出し長さが 15 mm 以下の実用的な設定範囲に限り、ワイヤ送給速度の増加が溶滴の伸長を誘発する可能性は極めて低いと結論付けられる。

2.5 材料パラメータが溶滴移行特性に及ぼす影響

2.5.1 実験条件

溶滴の伸長性を決定する主要な要因を明らかにするため、前節では操作パラメータの中でもプロセスパラメータに焦点を当てて検討した。それに対照して、本節では材料パラメータを重点的に取り上げる。アルミニウム・銅・鉄・ニッケル・チタンの異なる 5 種類の純金属ワイヤを用いて溶滴移行特性を比較・分類することで、溶滴の伸長性を支配する物性を絞り込むための基礎データ取得を目指す。

ワイヤ材料は、溶滴移行特性が電流に依存することを前提に選択された。高電流域においては、電流キャリアの易動度に直接関連する電気伝導率の差異が溶滴移行特性の変化として顕在化する可能性が高い。一方、低電流域においては、電流に依存しない物性の差異がワイヤ材料間における溶滴移行特性の変化として反映されると期待される。特に、既知の知見から、低電流域では表面張力や重力が溶滴の形成に関与すると示されており、表面張力や密度が溶滴移行特性の変化を引き起こす主要な物性要因となり得る。これらの可能性を踏まえ、電気伝導率・表面張力・密度が広範な範囲に分布するワイヤ材料を選択した。

各ワイヤ条件に対するプロセスパラメータの設定範囲を Table 2.4 に整理した。本実験では、直径が 1.0 mm または 1.2 mm のワイヤを使用し、直径 1.0 mm の場合は溶接電流を 210–270 A、直径 1.2 mm の場合は 250–390 A の範囲で、20 A ずつ増加させた。また、チップ陰極間距離を 15 mm に固定した状態で、8 mm のアーク長が概ね維持されるように、ワイヤ送給速度を設定電流に応じて調整された。なお、全ての条件で溶滴移行サイクルが周期的で安定しており、試行 1 回で再現性の確保に十分なデータ数を取得できたため、各条件に対して 1 回ずつ試行を実施した。

Table 2.4 Five experimental groups based on material-specific parameters.

Material	Diameter	Welding current	Wire feed rate
Al	1.0 mm	210–270 A (20 A increments)	190.0–280.0 mm/s
Cu	1.0 mm	210–270 A (20 A increments)	135.0–180.0 mm/s
Fe	1.2 mm	250–390 A (20 A increments)	95.0–155.0 mm/s
Ni	1.2 mm	250–390 A (20 A increments)	80.0–125.0 mm/s
Ti	1.0 mm	210–270 A (20 A increments)	210.0–310.0 mm/s

2.5.2 実験結果

本項では、溶接電流の設定範囲における溶滴移行特性を詳述する。Figs. 2.13–17 に示す高速度カメラ画像と、Fig. 2.18 に示す溶滴破断長さ・溶滴移行周波数・等価溶滴半径のデータに基づいて、各ワイヤ材料条件で観察された溶滴移行形態を分類し、これらの移行形態の遷移傾向を比較分析する。なお、高速度カメラ画像の撮影設定について、溶接電流の設定やワイヤ材料条件に応じてアークプラズマの発光強度が変化したため、条件ごとに最適な露光時間が選択された。また、各グラフ中のエラーバーは全て標準誤差を表す。

アルミニウムワイヤ条件で取得された高速度カメラ画像を Fig. 2.13 に示す。この条件では、溶滴破断長さが短く、細粒な溶滴が形成される点が主要な特徴であった。溶接電流の設定範囲にわたって、溶滴破断長さはワイヤ直径相当の 1.0 mm 前後で、等価溶滴半径は 0.51 mm 以下で推移した。これらの形状特徴より、アルミニウムワイヤ条件では一貫してプロジェクト移行が観察され、溶滴移行形態の遷移は確認されなかった。また、次点の特徴として、溶滴の高速破断が挙げられる。210 A 条件で既に 266 Hz の高い溶滴移行周波数を記録し、溶接電流の増加とともに移行周波数も増加し、最終的に 270 A 条件で 586 Hz に達した。

Fig. 2.14 に示す高速度カメラ画像より、銅ワイヤ条件下では、溶滴破断長さの短い溶滴が形成され、溶接電流の増加に従い小径化する様子が確認された。アルミニウムワイヤ条件と同様に、設定電流範囲

で溶滴破断長さは若干の増加傾向を示しつつ、概ね 1.0 mm 前後を推移した。一方、等価溶滴半径は 210 A 条件で 0.99 mm を記録した後、溶接電流の増加とともに緩やかに減少し、270 A 条件で初めて 0.53 mm とワイヤ半径と同等の値に達した。すなわち、210 A から 250 A にかけてドロップ移行が観察された後、270 A でプロジェクト移行へ遷移した。

鉄ワイヤ条件で取得された高速度カメラ画像を Fig. 2.15 に示す。この条件で特筆すべき特徴は、溶滴の伸長と小径化が急激かつ同時に進行した点である。まず、溶滴破断長さは、溶接電流の増加とともに大幅に伸びた。290 A 条件で 3.22 mm とワイヤ直径の 2 倍を超える長さに到達して、完全な伸長状態に移行した後、最終的には 390 A 条件で最大値の 5.72 mm まで溶滴は伸長した。一方、等価溶滴半径は、階段状の減少傾向を示した。250 A 条件で記録された 0.99 mm を基準として、270 A 条件でワイヤ半径相当の 0.59 mm に急激に減少した後、最終的に 390 A 条件へかけて 0.38 mm にまで緩やかに減少した。これらの形状特徴量に従って溶滴移行形態を分類した結果、250 A 条件でドロップ移行が観察された後、270 A 条件でプロジェクト移行へ遷移し、続く 290 A 条件でさらにストリーミング移行へと遷移した。次点の特徴として、溶滴移行周波数の増加幅が大きい点が挙げられる。250 A 条件では 27 Hz と非常に低い移行周波数で溶滴が破断したが、溶接電流の増加とともに移行周波数は急激に上昇し、390 A 条件で最大値の 778 Hz にまで達した。

ニッケルワイヤ条件で得られた高速度カメラ画像を Fig. 2.16 に示す。この条件の主要な特徴は、溶滴の伸長と小径化が同時進行し、最終的に一定の状態に飽和した点である。鉄ワイヤ条件と同様に、溶滴破断長さは溶接電流とともに増加した。250 A 条件で記録された 1.25 mm を基準として、350 A 条件で 2.87 mm とワイヤ直径の 2 倍を超える長さに到達し、完全な伸長状態へ移行した後、溶滴破断長さは約 3 mm で推移した。等価溶滴半径は、330 A 条件で 0.55 mm を記録し、ワイヤ半径を初めて下回った後、390 A 条件まで約 0.4 mm 前後を推移した。これらの計測結果から、250 A から 310 A にかけてドロップ移行が観察され、330 A 条件でプロジェクト移行、続く 350 A 条件でストリーミング移行に遷移した。

Fig. 2.17 に示す高速度カメラ画像より、チタンワイヤ条件下では、溶接電流の増加に伴って、溶滴が伸長しつつ小径化する様子が観察された。溶滴破断長さは 230 A 条件で 2.29 mm を記録し、完全な伸長状態に到達した。等価溶滴半径は、230 A 条件で 0.54 mm を記録し、ワイヤ半径相当の値まで減少した。Fig. 2.3 に示した溶滴移行形態の分類フローに従い、観察された移行形態は、210 A 条件でドロップ移行、230 A から 270 A にかけてはストリーミング移行と分類された。次点の特徴として、アークプラズマの強烈な発光を伴ったため、溶滴移行観察中は短い露光時間設定で撮影する必要がある。

各ワイヤ材料条件の比較分析を実施する。まず、Fig. 2.18(a)と(c)にそれぞれ示される溶滴破断長さと等価溶滴半径の測定結果に基づいて溶滴移行形態の遷移傾向を総括する。5 種類のワイヤ材料条件は、プロジェクト移行からストリーミング移行へと遷移しなかった非伸長グループ（アルミニウム・銅）とストリーミング移行へ遷移した伸長グループ（鉄・ニッケル・チタン）に大別された。さらに、非伸長グループ内では、アルミニウムワイヤ条件でプロジェクト移行のみが観察されたのに対して、銅ワイヤ条件では 270 A でドロップ移行からプロジェクト移行へ遷移した。すなわち、銅ワイヤ条件の臨界電流がアルミニウムワイヤ条件より高いと示唆された。一方、伸長グループ内では、プロジェクト移行からストリーミング移行への遷移電流が、チタンワイヤ条件で 230 A、鉄ワイヤ条件 290 A、ニッケルワイヤ条件で 350 A と段階的に増加した。Fig. 2.18(b)に示す溶滴移行周波数のデータによると、全てのワイヤ材料条件において、溶接電流とともに溶滴移行周波数は一貫して増加した。特に、非伸長グループではアルミニウムワイヤ条件が、伸長グループでは鉄ワイヤ条件が最も高い溶滴移行周波数を示した。

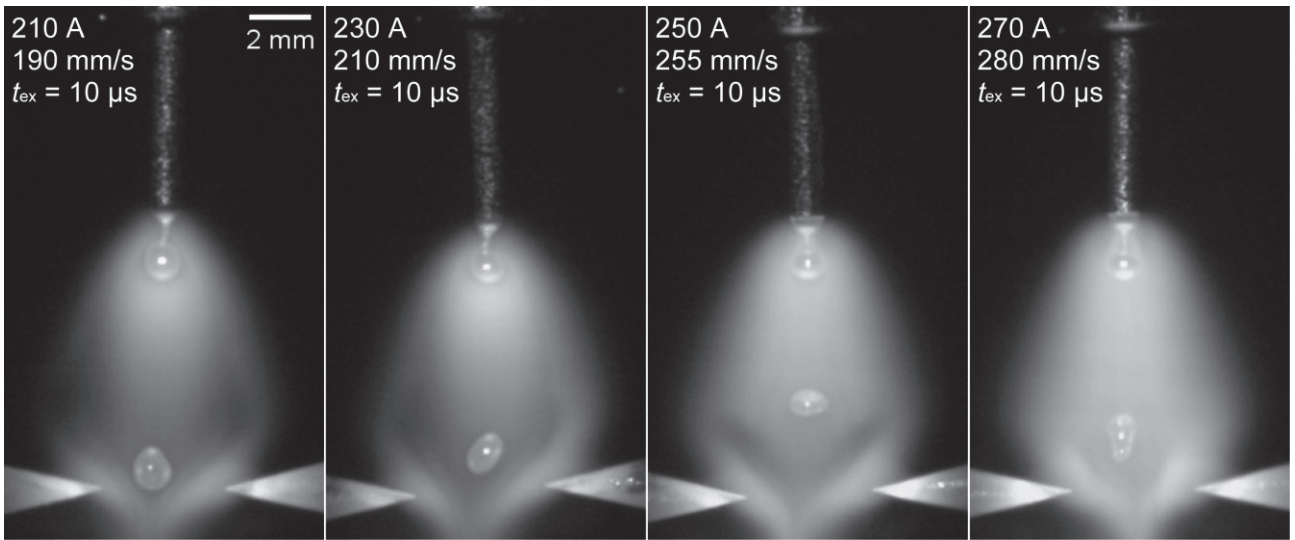


Fig. 2.13 Consistent projected-spray transfer for Al wire within the tested current range from 210 to 270 A.

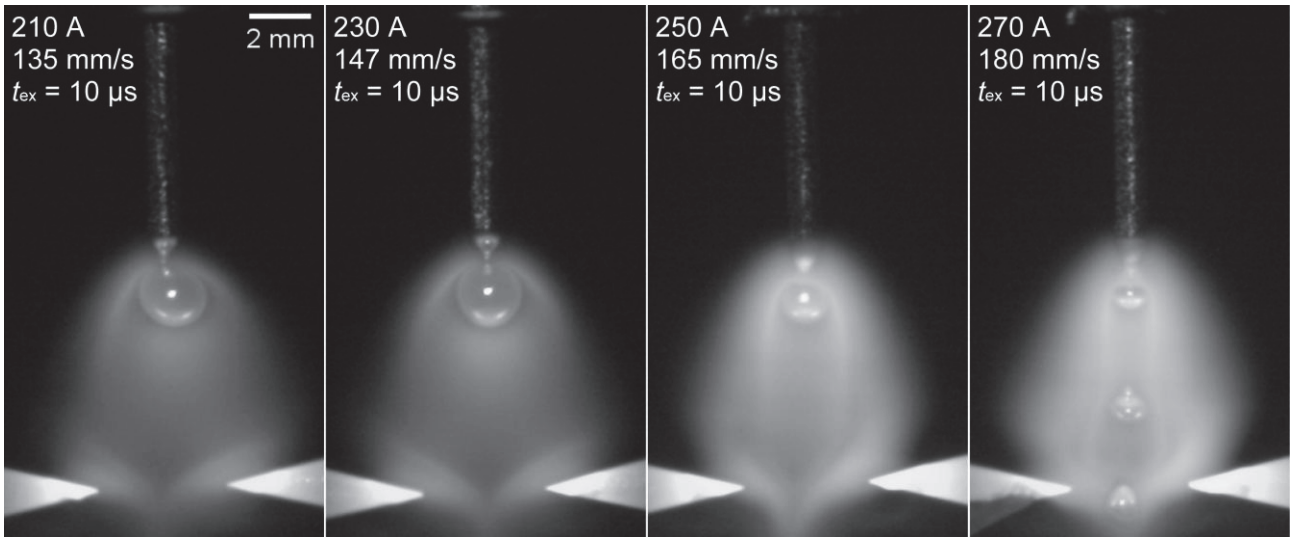


Fig. 2.14 Transition from drop to projected-spray transfer at 250 A for Cu wire.

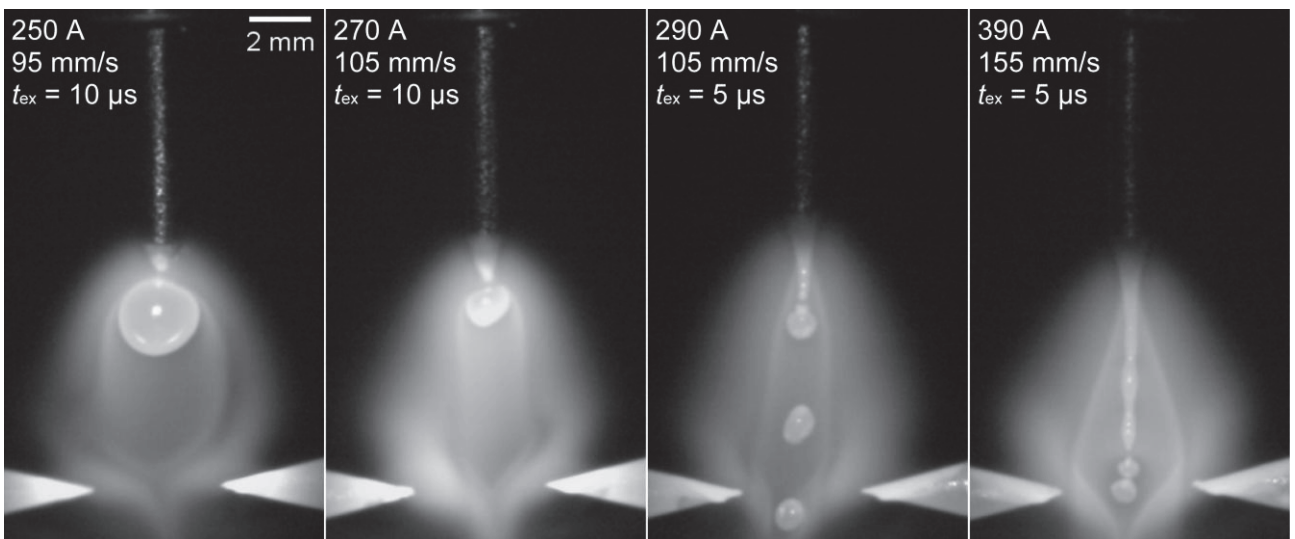


Fig. 2.15 Transition from drop first to projected-spray transfer at 270 A, and subsequently to streaming-spray transfer at 290 A for Fe wire.

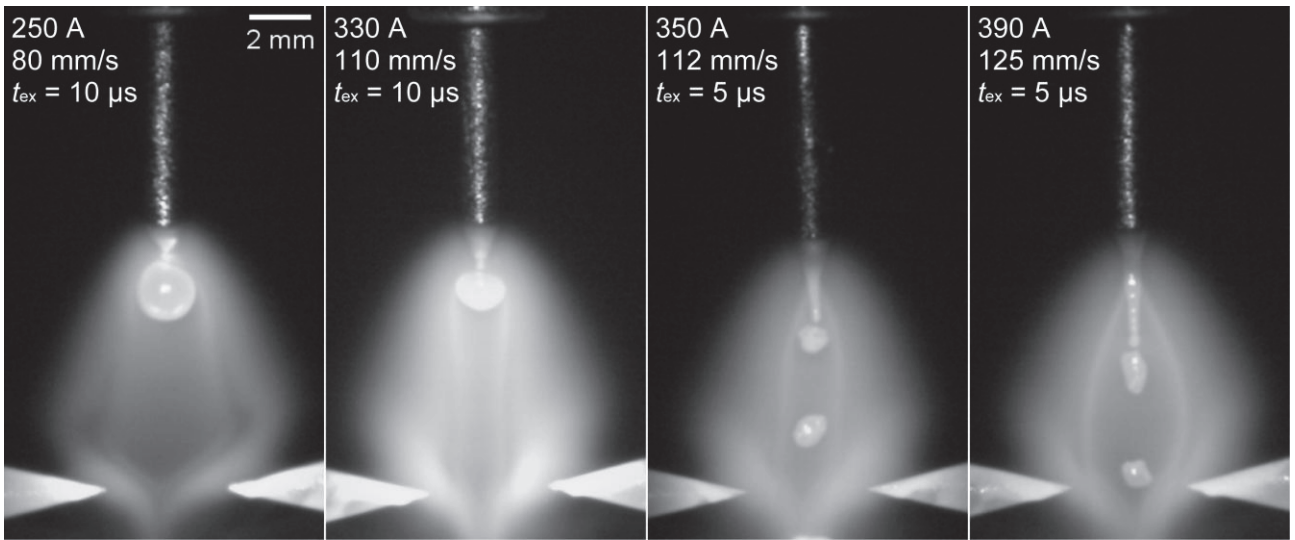


Fig. 2.16 Transition from drop first to projected-spray transfer at 330 A, and subsequently to streaming-spray transfer at 350 A for Ni wire.

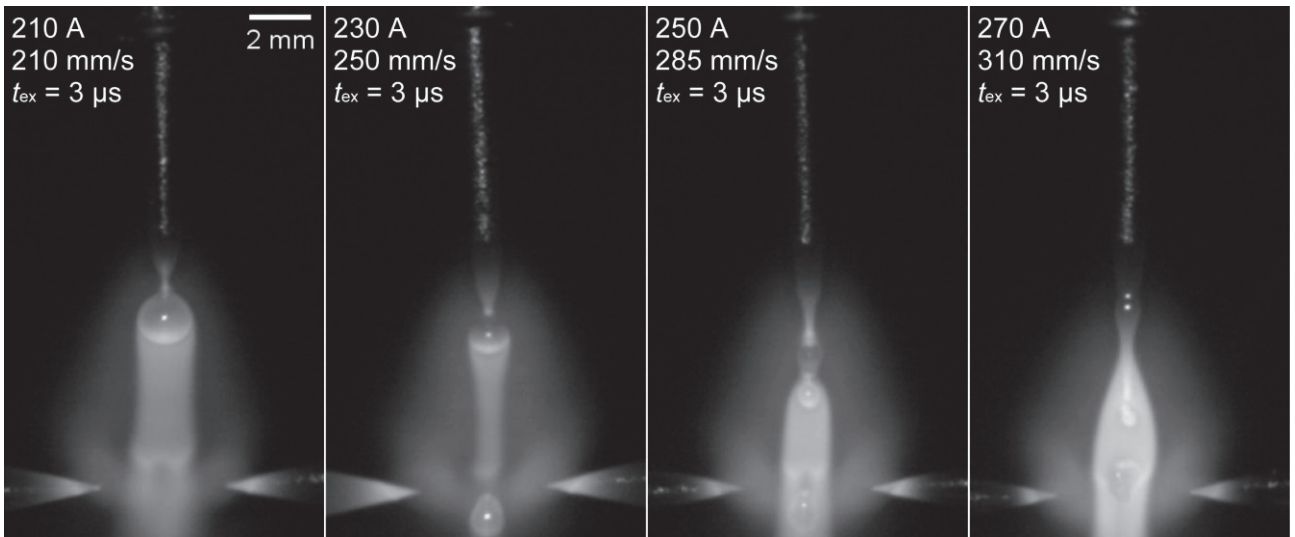


Fig. 2.17 Transition from drop to streaming-spray transfer at 230 A for Ti wire.

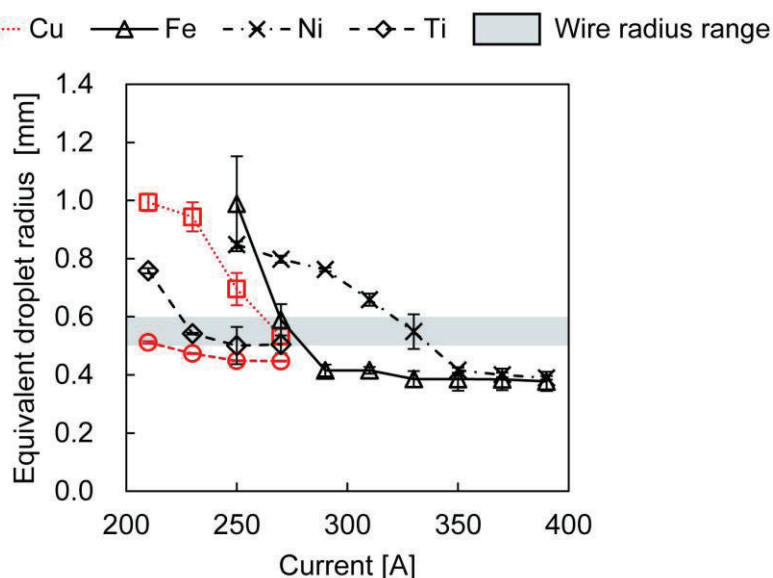
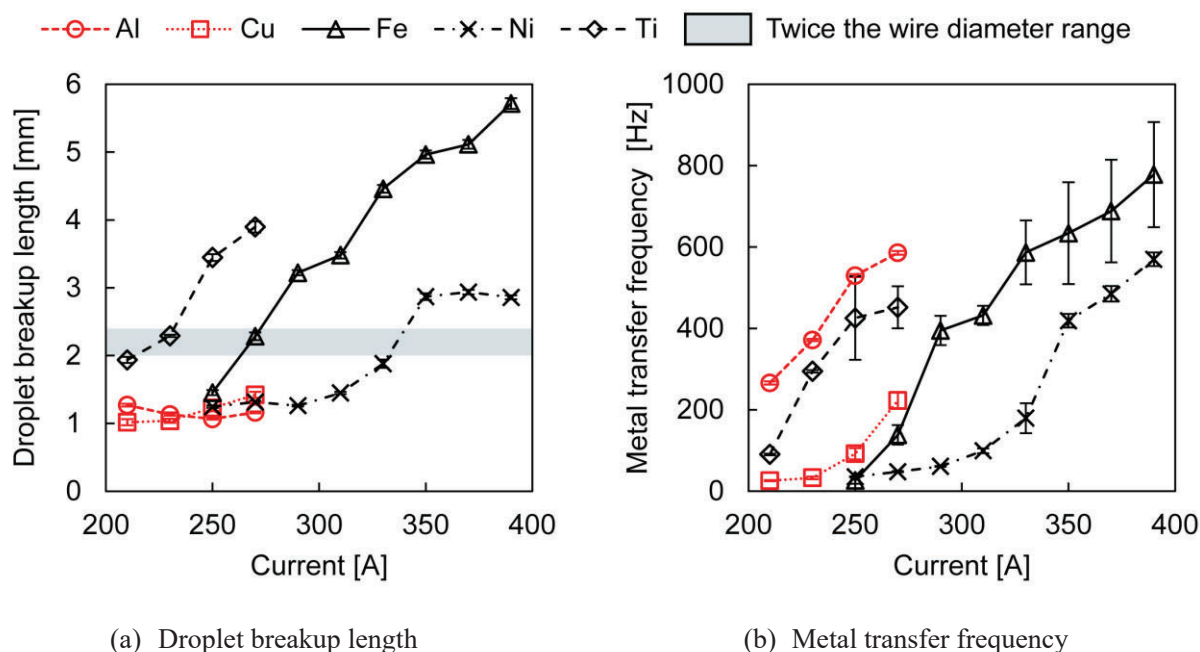


Fig. 2.18 Material-dependent characteristics of metal transfer. Error bars represent the standard error of the mean.

2.5.3 ワイヤの溶融物性が溶滴伸長特性に及ぼす影響の考察および仮説生成

前項では、アルミニウム・銅・鉄・ニッケル・チタンのワイヤ条件下で、溶滴移行特性の電流依存性に差異が観測された。本項では、電気伝導率・表面張力・密度を含む材料パラメータを基に、これらの差異を生んだ要因を検討する。議論の基礎データとして、各ワイヤ材料の融点における溶融物性の一覧を Table 2.5 に示す。なお、融点での物性値を採用した理由は、いずれの材料パラメータも負の温度勾配を有し、融点で最大値を示すためである。溶滴の形成を開始するワイヤ固液境界近傍においては、融点程度の温度が見込まれ、材料パラメータが溶滴形成に最も顕著に影響を及ぼし得る。

Table 2.5 Material properties of Al, Cu, Fe, Ni, and Ti in molten state around their melting points [9].

Material	Melting point	Density	Surface tension	Electrical conductivity
Al	660.1°C	2385 kg/m ³	0.914 N/m	4.12×10 ⁶ S/m
Cu	1083.4°C	8000 kg/m ³	1.285 N/m	5.00×10 ⁶ S/m
Fe	1536 °C	7015 kg/m ³	1.872 N/m	7.22×10 ⁵ S/m
Ni	1455 °C	7905 kg/m ³	1.778 N/m	1.18×10 ⁶ S/m
Ti	1667 °C	4110 kg/m ³	1.650 N/m	5.81×10 ⁵ S/m

(i) 高電流域：電気伝導率の影響

Fig. 2.18(a)に示した溶滴破断長さの電流依存性において、高電流域で二つの主要な特徴が確認された。第一の特徴は、溶滴伸長状態への遷移の有無である。アルミニウム・銅ワイヤ条件では溶滴が伸長状態へ遷移しなかったのに対して、鉄・ニッケル・チタンワイヤ条件では伸長状態へ遷移した。第二の特徴は、伸長グループにおける伸長状態へ遷移した電流の差異である。チタン、鉄、ニッケルワイヤの順で遷移電流は段階的に増加した。

Fig. 2.19 は、各ワイヤ材料条件の電気伝導率を溶滴伸長傾向に対応付けた模式図である。電気伝導率は、チタン・鉄・ニッケル・アルミニウム・銅の順に増加し、特にニッケル・アルミニウム・銅は他の材料と比較して一桁高い値を示す。溶滴の伸長傾向と対応付けると、非伸長グループ（アルミニウム・銅）は電気伝導率が最も高く、伸長グループでは遷移電流の増加順と導電率の増加順が一致した。

溶滴の電気伝導率と伸長特性の比較によって、電気伝導率が高いワイヤ材料条件ほど溶滴伸長が抑制される傾向が示された。溶滴移行現象においては、外縁にアークプラズマ、中央に溶滴が位置する2層構造を溶接電流が流れる。溶滴の電気伝導率が低い場合は電流がアークプラズマに分配される一方で、高い場合は電流が溶滴に集中する可能性が高い。この可能性を基に、ワイヤの電気伝導率が溶接電流の分流状態を支配しているという仮説が導かれる。

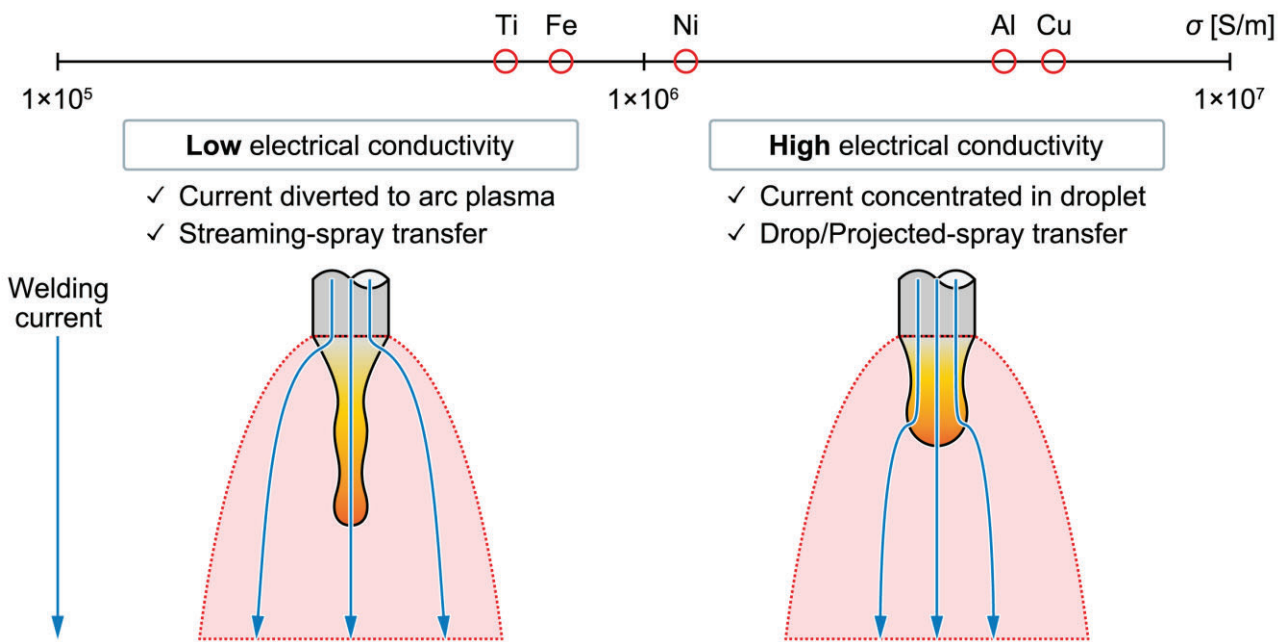


Fig. 2.19 Role of electrical conductivity in molten droplet elongation based on current distribution patterns.

(ii) 低電流域：表面張力の影響

Fig. 2.18(c)に示した等価溶滴半径の電流依存性において、アルミニウムワイヤ条件のみがワイヤ半径を超えないことが確認された。Table 2.5 によると、アルミニウムは他の材料と比較して最も低い密度と表面張力を持ち、これらの物性が等価溶滴半径に影響した可能性が示唆される。

溶滴サイズを支配する物性要因を特定するため、各物性に対応する駆動力の寸法効果に焦点を当てた。Eq. 2.4 および Eq. 2.5 に示す通り、重力は体積に比例し、表面張力は長さに比例する。

$$\text{重力} \quad F_G = \rho V \approx \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R_{\text{wire}}^3 \quad (2.4)$$

$$\text{表面張力} \quad F_S \approx 2\pi R_{\text{wire}} \gamma \quad (2.5)$$

式中の記号として、 F_G は重力、 F_S は表面張力、 ρ は密度、 V は体積、 γ は表面張力係数を指す。1 mm 程度の空間スケールでは、重力は 10^{-5} N のオーダーであるのに対し、表面張力は 10^{-4} N のオーダーである。したがって、アルミニウムワイヤ条件に限り小滴を形成した主要因は低い表面張力と特定され、低電流域における溶滴サイズは表面張力に支配されると結論付けられる。

2.5.4 ワイヤ電気伝導率の溶滴伸長特性に対する影響を検証する追加実験

プロセスパラメータの影響に関する前節の実験より、溶滴近傍でのアークプラズマの拡大状態が溶接電流の分流を介して溶滴伸長特性に間接的な影響を与えることが確認された。つまり、アークプラズマの径方向拡大は電流分流状態を支配する主要な要素として機能する。一方で、材料パラメータの影響に関する本節の実験より、溶滴の有する電気伝導率が伸長特性に影響を与える可能性が示された。しかし、アークプラズマの径方向拡大と同様に、溶滴の電気伝導率も電流分流状態を支配する要素であることを特定するには、追加検証を要する。

本項では、電流分流状態の決定プロセスにおける溶滴の電気伝導率の役割を検証することを目的に、追加実験を実施した。本実験のコンセプトは、溶滴の電気伝導率に応じて電流が溶滴に集中する効果を、アークプラズマの拡大状態に応じて電流がアークプラズマへ分配される効果を利用して相殺することである。電気伝導率が高いワイヤ材料にアークプラズマの拡大制御技術を適用した条件下で溶滴伸長が確認される場合、溶滴の電気伝導率が電流分流状態の支配要素であることの実証に繋がる。

具体的な実験条件を Table 2.6 に示す。非伸長グループのワイヤ材料を使用し、高電流条件下で最大のアークプラズマ拡大効果を得るため、ワイヤ送給速度が調整された。Table 2.4 のワイヤ送給条件と比較して、アルミニウムワイヤの場合は 280.0 mm/s から 300.0 mm/s、銅ワイヤの場合は 180.0 mm/s から 185.0 mm/s へワイヤ送給速度を増加させることで、 $L_{\text{arc}} \approx 0$ を達成した。Fig. 2.20 に示す観察結果から、いずれのワイヤ条件下においても溶滴伸長が確認され、溶滴の電気伝導率が溶接電流の分流状態を支配する主要な要素であることが実証された。

Table 2.6 Conditions for arc expansion on high-electrical-conductivity wires.

Material	Diameter	Welding current	Wire feed rate
Al	1.0 mm	270 A	300.0 mm/s
Cu	1.0 mm	270 A	185.0 mm/s

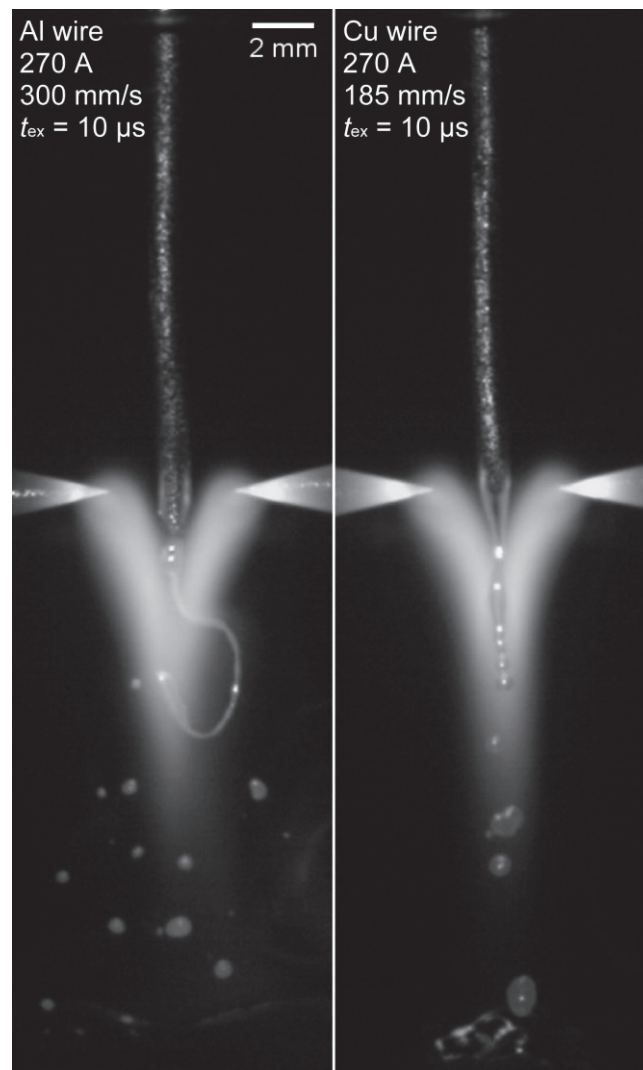


Fig. 2.20 Impact of arc length minimization on droplet elongation in high-electrical-conductivity wire materials: rotating-spray transfer for Al wire (left) and streaming-spray transfer for Cu wire (right).

Fig. 2.20 で確認された次点の特徴として、溶滴伸長挙動における軸対称性の有無が挙げられる。まず、アルミニウムワイヤ条件ではローテーティング移行が生じ、溶滴はワイヤ径方向へ不規則に揺動した。一方、銅ワイヤ条件ではストリーミング移行が発生し、溶滴はワイヤ軸方向へ直線状に伸長した。前者の非軸対称挙動は、熔融アルミニウム滴の低い表面張力に起因する可能性が高い。一般に、液体噴流で観察される非軸対称挙動の成長要因として、電磁氣的相互作用や空力的相互作用が知られる。Murty が提案したピンチ不安定性理論[10]は電磁氣的相互作用、Yang の理論[11]は空力的相互作用に基づいて、非軸対称挙動の成長メカニズムを検討した。いずれの理論も、低い表面張力が非軸対称の不安定モード成長を助長することを支持する。したがって、高電流域において表面張力が径方向の不安定挙動を抑制する役割を果たすと示唆される。

2.6 非移行式アーク放電装置で得られた知見の従来ケースに対する適用可能性

非移行式アーク放電装置の導入は、従来の GMA 溶接装置では不可能なアークプラズマ空間分布特性の制御を実現した。しかし、非移行式アーク放電装置に特有の放電構造が、従来装置では発生し得ない溶滴移行挙動を引き起こす恐れがある。本項では、装置構造の違いがアークプラズマ特性に与える影響を検討し、非移行式アーク放電装置で得られた知見の従来ケースに対する適用可能性を議論する。

非移行式アーク放電装置で形成されるアークプラズマは、観察方向に依らず一貫した空間分布を示すことが確認されている。本章で示した観察結果は、タングステン電極ユニットに遮られることなく溶滴全体を観察するために、電極の棒軸に直交する方向 (y 方向) から撮影されたデータに基づく。同様に、電極の棒軸方向 (x 方向) からの観察においても、アークプラズマは電極直径を大きく超えて分布する様子が確認された。特に、アーク長が十分に確保された場合、等方的なアークプラズマを形成した。

非移行式アーク放電装置と従来装置に共通して、シールドガスはガスノズルから軸対称に供給され、アークプラズマは陰極に到達するまでワイヤ軸方向の流れを維持する。対照的に、陰極に到達後は気流の方向に差異が生じる。従来装置では、プラズマ気流が母材にせき止められ、ワイヤ径方向へ転換するのに対し、非移行式アーク放電装置では、ワイヤ軸方向の流れが引き続き維持される。

既知の知見として、キーホール溶接において特徴的なアークプラズマの母材貫通は、アークプラズマの圧力分布や速度分布を変化させる[12]。非移行式アーク放電装置の適用下においても、タングステン電極の導入によりアークプラズマ特性に同様の変化が予想される。特に、アーク長がゼロの場合、従来装置では観察されないアークプラズマの局所的な分離が生じ、顕著な特性変化が見込まれる。しかし、アーク長が十分に確保される場合、等方的なカップリングアークと軸対称な気流の形成から、溶滴近傍におけるアークプラズマ特性の変化は限定的であると考えられる。

本項の議論を通じて、従来装置に基づく GMA 溶接現象に対して非移行式アーク放電装置で得られた知見を適用できる範囲が明確化された。非移行式アーク放電装置に特有な最小アーク長条件では、従来装置で該当するケースは存在しない。一方、アーク長が十分に長い条件に限り、溶滴近傍における現象の一致が示唆された。

2.7 結言

本章では、ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態の遷移現象を対象に、溶滴伸長の発生条件を体系的に解析し、アーク放電構造に関連する支配要因を特定した。非移行式アーク放電装置を新規に導入し、プロセスおよび材料パラメータが溶滴伸長に与える影響を評価した結果、以下の知見を得た。

- 1) 非移行式アーク放電装置の導入により、アーク放電特性を時空間的に一定に維持し、溶滴移行現象を溶融池現象から独立して観察するための実験基盤が構築された。溶滴に対するタングステン電極棒の相対的な空間配置を最適化することで、従来の GMA 溶接装置構成では達成不可能であったアークプラズマ空間分布特性の 2 次元制御を実現した。さらに、溶接電流およびワイヤ送給速度の独立制御機能を活用し、GMA 溶接において最も基礎的なこれらのプロセスパラメータが溶滴伸長特性に与える影響を個別に評価することを可能にした。
- 2) プロセスパラメータのうち、アーク長と陰極間距離は、アークプラズマの空間分布を制御する役割を果たした。アーク長の減少によりアークプラズマはワイヤ軸方向に圧縮され、陰極間距離の増加によりワイヤ径方向に拡大された。アークプラズマ全体の空間分布ではなく、溶滴に対する局所的なアークプラズマの付着状態が溶滴伸長特性を支配することを示した。溶滴近傍でアークプラズマが径方向に拡大される制御条件下で、溶滴破断長さが増加した。
- 3) プロセスパラメータのうち、ワイヤ突出し長さあるいはワイヤ送給速度は、溶融金属の体積流量を制御する役割を果たした。溶滴に対するアークプラズマのマクロな付着状態を固定した場合、30 mm 以下のワイヤ突出し長さ範囲において、ワイヤ送給速度の増加が溶滴伸長を引き起こさないことを示した。
- 4) 材料パラメータのうち、溶滴の電気伝導率が高電流域において溶滴伸長を抑制することを示した。電気伝導率が最も高いワイヤ材料グループでは、設定電流範囲で溶滴伸長は発生しなかった。また、電気伝導率が比較的低いワイヤ材料グループでも、電気伝導率の増加に従い、溶滴が伸長状態へと遷移する下限電流が増加した。
- 5) 材料パラメータのうち、溶滴の表面張力は電流域に応じて異なる役割を果たした。低電流域では、高い表面張力がワイヤ直径を超える大径の溶滴形成を促し、高電流域では、伸長した溶滴のワイヤ径方向における非軸対称挙動を抑制した。
- 6) アークプラズマと溶滴における溶接電流の分流構造が、溶滴伸長を引き起こす支配要因であることが明らかになった。実質的な電流分流状態は、溶滴近傍におけるアークプラズマの径方向拡大状態と溶滴の電気伝導率に依存し、溶滴を通過する電流量が減少し、アークプラズマに対する分流量が増加する条件下で溶滴伸長が観察された。溶滴近傍におけるアークプラズマの径方向拡大状態は、空間的な構造要因として機能し、拡大の進行に従い溶滴外部に対する溶接電流の分流量が増加すると考えられる。対照的に、溶滴の電気伝導率は、電気的特性要因として機能し、電気伝導率の低下に伴い溶滴内部における電流通過量が減少すると考えられる。

参考文献

- [1] S. Rhee and E. Kannatey-Asibu, “Observation of metal transfer during gas metal arc welding,” *Welding Journal*. Vol. 71 (1992), pp. 381–386.
- [2] C. J. Cooksey and D. R. Milner, “Metal transfer in gas-shielded arc welding,” In: *Physics of the welding arc: A symposium organized by the Institute of Welding*. pp. 123–132, London (1962).
- [3] 一般社団法人溶接学会, 一般社団法人日本溶接協会, 溶接・接合技術総論. 産報出版 (2015).
- [4] Y. Hirata, “Physics of welding (III)–Melting rate and temperature distribution of electrode wire,” *Welding International*. Vol. 9, No. 5 (1995), pp. 348–351.
- [5] A. Lesnewich, “Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding: part I—control of electrode melting rate,” *Welding Journal*. Vol. 37, No. 8 (1958), pp. 343–353.
- [6] P. J. Modenesi, C. M. D. Starling, and R. I. Reis, “Wire melting phenomena in gas metal arc welding,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 10, No. 5 (2005), pp. 610–616.
- [7] A. Lesnewich, “Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding: part II—control of electrode metal transfer,” *Welding Journal*. Vol. 37 (1958), pp. 418–425.
- [8] C. Clanet and J. C. Lasheras, “Transition from dripping to jetting,” *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 383 (1999), pp. 307–326.
- [9] C. J. Smithells, *Smithells Metals Reference Book*. Butterworth-Heinemann (1976).
- [10] G. S. Murty, “Instability of a conducting fluid cylinder in the presence of an axial current, a longitudinal magnetic field and a coaxial conducting cylinder,” *Arkiv för Fysik*. Vol. 19, No. 35 (1961), pp. 483–497.
- [11] H. Q. Yang, “Asymmetric instability of a liquid jet,” *Physics of Fluids*. Vol. 4, No. 4 (1992), pp. 681–689.
- [12] B. Song, B. Dong, X. Cai, and S. Lin, “Numerical simulation of arc characteristics in K-TIG welding,” *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. Vol. 132 (2024), pp. 3821–3837.

第3章 溶滴内部流動のワイヤ軸方向加速現象

3.1 緒言

本章の目的は、溶滴移行現象における流体現象としての側面に焦点を絞り、溶滴が伸長状態へと遷移するための内部流動条件を解明することである。この目的達成に向けて、溶滴の断面および内部の流動をその場かつ同時に計測する方針を採用する。

溶滴移行現象に対して内部流動を計測するには、高精度な時空間分解能に加え、非接触かつ非干渉の計測技術が要求される。既存の研究では、比較的大径の 4.0 mm 径ワイヤを使用する場合に限り、溶滴の断面観察に成功している[1, 2]。しかし、GMA 溶接において標準的な 1.2 mm 径ワイヤを用いる場合、断面観察および内部流動計測の報告事例は確認し得る限り存在しない。

本章では、溶滴移行現象の高精度な断面観察および内部流動観察を実現するため、高輝度放射光 X 線を利用した流速測定法の適用を検討する。この手法により、外部干渉を最小限に抑えた状態で非接触に溶滴内部性状を可視化することが見込まれる。

3.2 溶滴移行現象に対する X 線粒子追跡流速測定法 (PTV) の適用

3.2.1 溶滴移行現象を対象とした内部流動計測の技術的課題

溶滴移行現象の内部流動計測における主要な技術的課題として、極めて小さな時空間スケール、電磁流体に特有の物理的特性、エネルギー的な不安定状態が挙げられる。まず、熔融池現象と比較して溶滴移行現象は局所かつ高速な現象であり、0.1 mm 程度の空間分解能と 0.1 ms 程度の時間分解能が計測の最低条件となる。次に、不透明流体として光学的な可視化手法を適用できず、電磁流体として外部からの電磁的な干渉に対して特に脆弱である。さらに、低密度の気相の上に位置する溶滴は、エネルギー的に不安定な状態を内包しており、外部からの物理的な干渉に対しても脆弱である。

内部流動計測の実験原理は、流れと他の物理量の相互作用であり、主要な計測手法には、粒子の流れ追従性[3, 4]・ドップラー効果[5]・電磁誘導[6-8]を応用する手法が含まれる。これらの既存手法のうち、溶滴移行現象に適用可能な可視化手法は、X 線透過性と粒子の流れ追従性を応用する X 線粒子追跡流速測定法 (Particle Tracking Velocimetry: PTV) に限られる。この選定理由は、X 線 PTV が、不透明流体に対応し、かつ電磁的・物理的な干渉を排除できるためである。

3.2.2 X 線 PTV の計測原理

溶滴内部の流動特性を計測するために、X 線粒子追跡流速測定法 (Particle Tracking Velocimetry: PTV) を採用した。X 線 PTV とは、画像解析をベースとした非接触型の流速測定技術であり、透過力に優れた X 線を活用することで、浮遊流体や不透明流体など、従来の PTV 技術では対応しきれなかった状況にも適用可能な点が特長である。X 線 PTV の原理図を Fig. 3.1 に示す。本項では、X 線 PTV の計測原理を、PTV と X 線イメージングによる内部位置検出の 2 要素に分解して説明する。

PTV は、流体中に分散されたトレーサ粒子の移動を追跡することで流体速度を計測する手法である。適切な光源を使用してトレーサ粒子の分散パターンを光学画像として取得し、得られた連続画像を解析

し粒子移動を追跡することで、2次元投影面における粒子速度を測定する。PTVの計測原理は、粒子の運動が局所の流体運動と一致することを前提としており、計測精度は粒子の密度やサイズ、流体の粘性に依存する。ただし、単一方向からの撮影の場合、取得できる速度情報が2次元に限られ、投影方向の速度成分は計測できない。しかし、複数方向から撮影される場合、投影画像を基に3次元粒子軌跡を再構築することで、3次元流れ場の計測が実現できる。

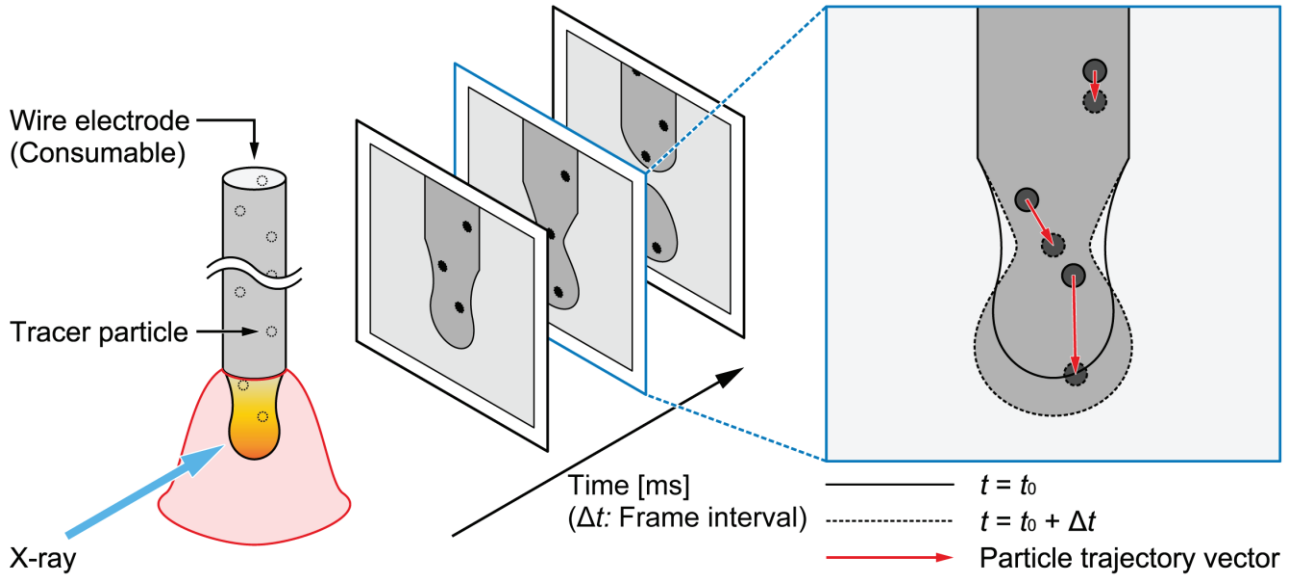


Fig. 3.1 Principle of X-ray particle tracking velocimetry (PTV) in metal transfer.

PTVの計測精度は、トレーサ粒子の流れに対する追従性に依存する。微粒子が粘性流体と共存する系において、粒子は周囲の流体に対して異なる速度で運動する。周囲の流体に対する粒子の相対速度は、滑り速度と呼ばれ、この差が小さいほど粒子は流れに正確に追従する。滑り速度は、Eq. 3.1に基づいて見積もられる[9]。

$$\text{滑り速度} \quad v_p - v_f = \frac{1}{18} \frac{D_p^2 (\rho_p - \rho_f)}{\eta} \frac{dv_p}{dt} \quad (3.1)$$

式中の記号について、 v_p は粒子速度、 v_f は流体速度、 D_p は粒子直径、 ρ_p は粒子密度、 ρ_f は流体密度、 η は流体粘性、 t は時刻を表す。この式は、トレーサ粒子と周囲流体の密度差と粒子径の減少に従って、粒子の追従性が向上することを示す。

次に、X線イメージングの原理を説明する。X線が物質を通過するとき、X線は物質と相互作用し、減衰する。入射X線の一部は散乱し、一部は物質に吸収され、一部は透過する。入射光子数 N_0 のX線が厚さ d の物質を透過する場合 (Fig. 3.2)、減衰後の透過X線光子数 N_1 は、ランベルト・ベールの法則に従って、Eq. 3.2と表される[10, 11]。

$$\text{線減衰係数の定義} \quad N_1 = N_0 \exp(-\mu d) \quad (3.2)$$

式中の文字について、 μ は線減衰係数を表し、X線の透過性の指標となる。線減衰係数は原子番号・密度

とともに増加する。なお、線減衰係数を密度で割った減衰係数 μ/ρ を質量減衰係数と定義することで、線減衰係数を質量減衰係数で書き直した Eq. 3.3 もしばしば用いられる。質量減衰係数は密度に依存しない[11]。

質量減衰係数の定義

$$N_1 = N_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \rho d\right) \quad (3.3)$$

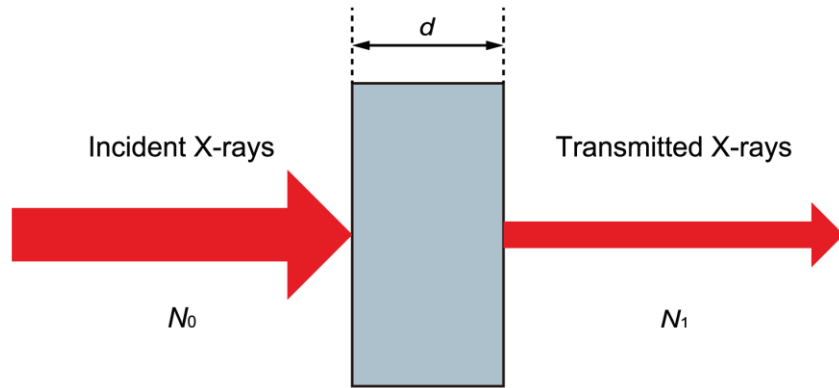


Fig. 3.2 Attenuation of X-ray by matter.

最後に、X 線 PTV の計測原理を総括する。トレーサ粒子が分散した不透明流体に X 線を照射すると、流体と粒子の X 線減衰特性に応じた明暗差が生じる。この明暗のコントラストを利用して、不透明流体中のトレーサ粒子の分散パターンを連続画像として取得し、粒子位置を計測する。連続するフレーム間の粒子座標データは、Eq. 3.4 を用いて流体速度データに変換される。例えば、 xz 平面に投影する場合、 x 方向と z 方向の流体速度成分を取得できる。

粒子速度

$$\vec{v}_f^{t+\Delta t} \approx \vec{v}_p^{t+\Delta t} = \frac{\vec{x}_p^{t+\Delta t} - \vec{x}_p^t}{\Delta t} \quad (3.4)$$

式中の記号について、 $\vec{v}$ は速度ベクトル、 $\vec{x}$ は座標ベクトル、 Δt はフレーム間隔を指す。また、添え字の f は流体、 p は粒子、 $t + \Delta t$ は対象フレームの撮影時刻、 t はその直前のフレームの撮影時刻を表す。

3.2.3 供試ワイヤの仕様

X 線 PTV を用いて溶接現象を高精度に可視化する上で、供試ワイヤの選定は計測精度を決定し得る重要な工程である。本研究では、供試ワイヤとして、アルミニウム製の外皮金属とタングステン粒子を含む粉末コアで構成されるシームレスメタルコアドワイヤを採用した。本項では、これら材料の選定背景と供試ワイヤの設計方針を説明する。

供試ワイヤの外皮金属は、工業用純アルミニウム合金 (A1070) で作成されており、Table 3.1 に示す化学組成を有した。軽金属であるアルミニウムは、汎用ワイヤ材料である軟鋼と比較して X 線透過性に優れる。高透過性のアルミニウムに、後述する低透過性のタングステンを組み合わせることによって、X 線透過像において流体と粒子の明瞭なコントラストが期待できる。

トレーサ粒子の選定には、融点・X線透過性・粒子径の三つの要素が考慮された。高融点のトレーサ粒子を使用することは、溶滴内部を流動する期間に粒子が固体状態を維持するための必要条件である。溶滴は、ワイヤ材料の融点から沸点にかけて広範囲にわたる温度分布を示す[12–16]。溶滴の全温度範囲でトレーサ粒子が固体状態を保つためには、粒子の融点がワイヤ材料の沸点を上回ることが求められる。したがって、最も融点が高い単体金属であるタングステンが選択された。また、X線透過性の観点からも、タングstenは高密度でX線透過性が低いため、主要ワイヤ材料であるアルミニウムとの間に明瞭なコントラストを形成する。最後に、粒子径の要求条件として、画像上で粒子位置を検出するために、X線透過像の解像度を上回る必要がある。本実験では、53 μm メッシュパス、すなわち最大粒子径が53 μm の切り粉を採用した。

選定したワイヤ材料とトレーサ粒子の組み合わせに対して PTV の計測精度を評価する指標として、トレーサ粒子の流れに対する追従性を検証する。粒子の追従性は、粒子の慣性力と流体の粘性抵抗力の相対的な強さにより決まり、Eq. 3.5 に示すストークス数 St を基に評価する。ストークス数とは、粒子の流れ場に対する応答時間と流れ場の特性時間の比として定義される[9]。

$$\text{ストークス数} \quad St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (3.5)$$

$$\text{粒子の流れ場への応答時間} \quad \tau_p = \frac{1}{18} \frac{D_p^2 (\rho_p - \rho_f)}{\eta}$$

$$\text{流れ場の特性時間} \quad \tau_f = \frac{L}{V}$$

式中の記号について、 τ_p はトレーサ粒子の流れ場に対する応答時間、 τ_f は流れ場の特性時間、 L は流れ場の代表長さ、 V は代表速度を表す。本項では、Eq. 3.1 に基づき特性時間を見積もり、Table 3.2 の条件に従いストークス数を評価した。 $St = 1.7$ と計算されたことから、完全な追従ではなく、多少の計測誤差を考慮する必要があるものの、トレーサ粒子は溶融アルミニウム流れから完全に逸脱することなく適切に追従することが確認された。

Table 3.1 Chemical composition of A1070 aluminum alloy wire sheath.

Element (wt.%)	Si	Fe	Cu	Mn	Zn	V	Al
A1070	0.029	0.039	0.001	0.025	0.040	0.018	Balance

Table 3.2 Calculation parameters for evaluating particle fidelity.

Element	Specification	
W	Density	$1.93 \times 10^4 \text{ kg/m}^3$
	Diameter	53 μm
Al	Viscosity	$1.30 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Characteristic scale	Velocity	1 m/s
	Length	1.2 mm

供試ワイヤ構造設計について説明する。シームレスメタルコアードワイヤの外皮金属は直径 1.2 mm であり、標準的なソリッドワイヤ直径に対応している。外皮金属の中心には、直径 0.1 mm の貫通穴が同軸上に配置され、タングステン粒子と純アルミニウム粉末の混合粉末が充填された。供試ワイヤ作製に使用された金属粉末の仕様ならびに混合条件を Table 3.3 に示す。また、供試ワイヤ構造の模式図と、X 線 PTV 実験で使用されたのと同ロットのワイヤを撮影して得られた X 線透過画像を Fig. 3.3 に示す。図の透過画像から、タングステン粒子が粉末コア内部で均一に分布していることが確認された。一般に、粉末コアにおけるトレーサ粒子の数密度が過度に高い場合や不均一に分布する場合、投影画像において連続流体相に占める分散粒子相の割合が過剰に増加し、同一粒子の同定が困難となる。粒子の均一充填は、トレーサ粒子の誤判別を防ぐとともに、追跡精度を向上させる。

本項で説明した供試ワイヤ設計によって、トレーサ粒子を周期的に溶滴に導入し、溶滴中央部の流動特性を的確に反映する計測デザインが構築された。本計測の対象は、電磁的な作用が駆動する溶滴内部の流動特性である。電磁力は溶滴の外縁部から中央部にかけて流れを駆動することが荻野らの数値解析により報告されており[17]、ワイヤ軸上の均一なトレーサ粒子配置は、電磁力によって誘起される流動特性を効果的に捉えることに寄与した。

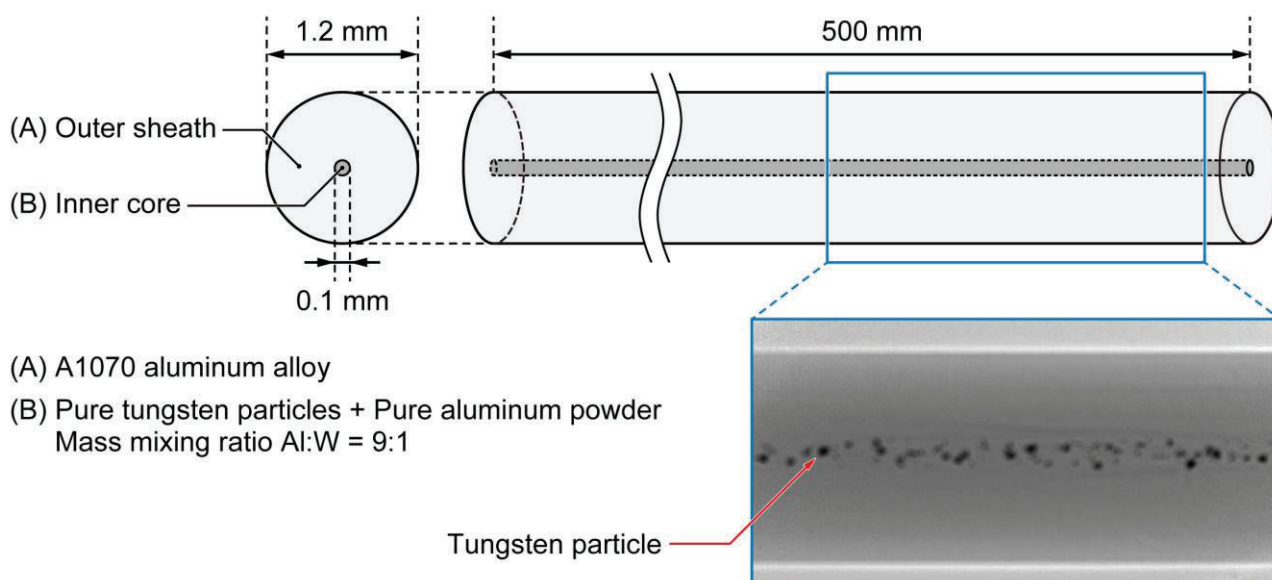


Fig. 3.3 Specification of seamless metal-cored wire with aluminum sheath and tungsten powder core.

Table 3.3 Mixing condition for metallic powder.

Element	Al	W
Powder type	Atomized	Mechanically milled
Purity	99.9%	99.8%
Size	Around 3 μm	53 μm mesh pass
Mixing mass ratio	9	1

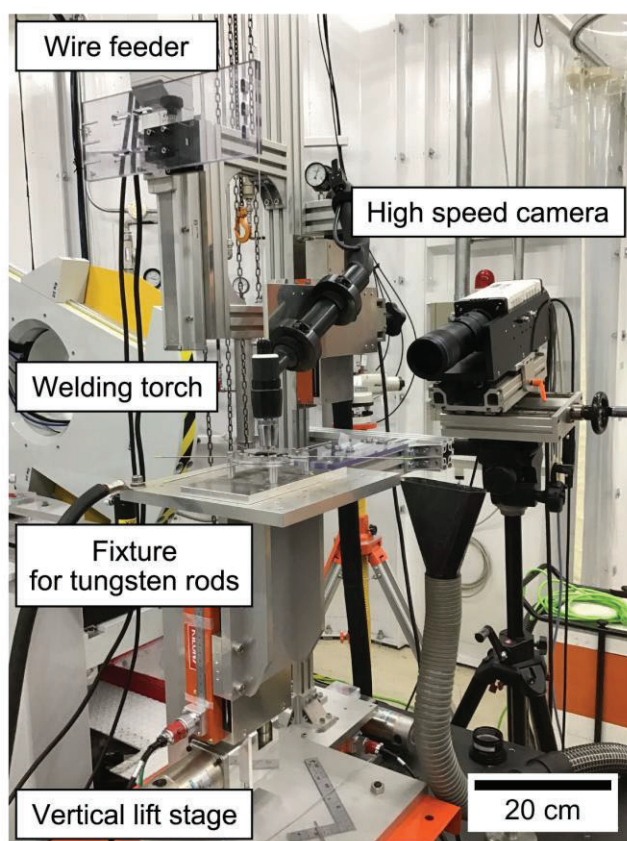
3.2.4 X線 PTV システムの構築

本項では、X線 PTV システムの構成について説明する。X線 PTV システムは、非移行式アーク放電装置、X線イメージング装置、表面観察用の高速度カメラの三つの主要コンポーネントから構成された。非移行式アーク放電装置は、前章で詳述した通り、アークプラズマの空間分布特性を制御しつつ溶滴を安定生成した。X線イメージング装置は、溶滴内部におけるトレーサ粒子の分散パターンを取得した。高速度カメラは、溶滴の動的な表面変形を記録した。

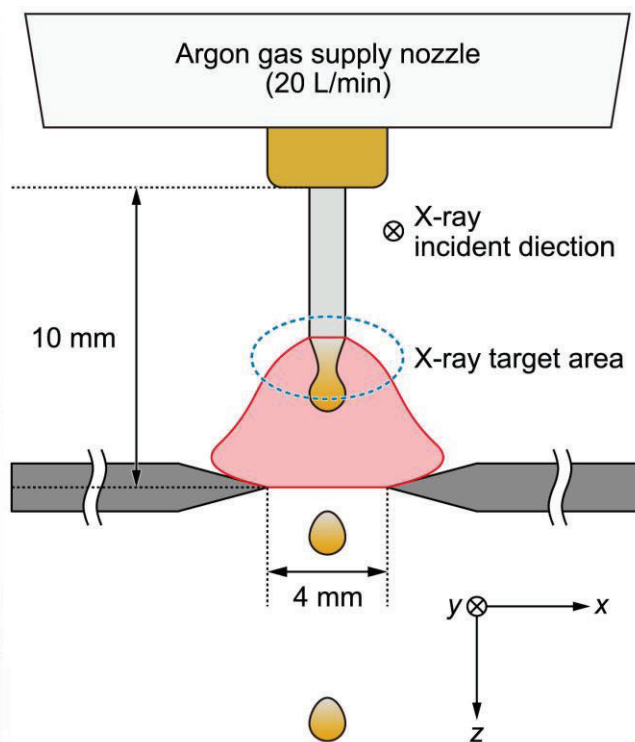
高輝度放射光 X 線を用いた PTV 実験は、大型放射光施設 SPring-8 の日本原子力研究開発機構専用ビームライン BL22XU で実施された[18]。30 keV のエネルギーを持つ入射 X 線は、平面アンジュレータから発生された後、Si(111)二結晶モノクロメータにより単色化された。レンズ結像型 X 線検出システムが試料下流に設置され、CsI シンチレータによって X 線透過像から変換された可視像が高速度カメラ（NAC Image Technology Inc.製）を用いて 3000 fps で撮影された。

表面観察用の高速度カメラは、X線イメージングの撮影フレーム間に発生し得る高速かつ動的な表面変形を補完するために設置された。バンドパスフィルタをマウントした高速度カメラ（NAC Image Technology Inc.製、Memrecam HX-7）を使用し、5000 fps で撮影した。

最後に、各主要コンポーネントの配置について述べる。Fig. 3.4(a)に示す X 線 PTV システム外観写真において、画像右側が X 線の上流であり、X 線は y 方向（画像の右から左へ向かう方向）へ照射された。高速度カメラは、X 線の光路を遮らないように、俯角を持たせて設置され、コンタクトチップ下端からタングステン電極までの領域を x 方向から撮影した。また、非移行式アーク放電装置は、z 軸ステージ天板上に載せられ、X 線が電極ワイヤの固液境界を狙うように（Fig. 3.4(b)）、実験条件に応じて装置高さが適切に調整された。X 線 PTV 実験に係る他の装置仕様は Table 3.4 に示されている。非移行式アーク放電装置の動作フローは 2.2 節と同様であり、外部トリガ信号と同期して、放電装置は動作を開始し、X 線イメージング装置および表面観察用の高速度カメラは撮影・記録を開始した。



(a)



(b)

Fig. 3.4 X-ray imaging setup: (a) Annotated general view of X-ray PTV system and (b) Enlarged schematic of the welding torch vicinity with specific measurements, highlighting the X-ray target area.

Table 3.4 Technical specifications for X-ray PTV using non-transferred arc discharge system.

Element	Specifications	
Cathode	Electrode type	W-2wt.% La_2O_3
	Diameter	1.6 mm
	Tip angle	30 deg.
	Inter-cathode distance	4 mm
	Contact-tip-to-cathode distance	10 mm
Shielding gas	Composition	Ar
	Flow rate	20 L/min
Base metal	Material	A5052 alloy
	Dimension	40 mm (width) $\times$ 5 mm (height) $\times$ 62.5 mm (depth)
X-ray	Energy	30 keV

3.2.5 X線 PTV 実験で採用された操作パラメータおよび解析パラメータ

X 線 PTV 実験の目的は、アークプラズマと溶滴における溶接電流の分流状態が溶滴内部の流動特性に与える影響を調べることである。このゴールを達成するために、本実験デザインには二つの基本的なコンセプトが取り入れられた。一つ目は、X 線 PTV 実験の信頼性を検証すること、二つ目は、溶接電流の分流状態を制御可能な適切な操作パラメータを選定することである。一つ目のコンセプトについて、トレーサ粒子を用いる PTV の計測原理上、供試ワイヤとしてシームレスメタルコアードワイヤの導入が必要であった。しかし、粉末コアの存在に伴うワイヤ材質の不均一性が、溶滴移行の動的特性や内部流動特性に対して予期しない影響を与える可能性がある。ソリッドワイヤを使用した標準的なケースに対する X 線 PTV 結果の適用可能性を検証し、本計測の信頼性を確認する。二つ目のコンセプトは、第 2 章で実施された表面観察実験に基づく。前章で明らかになった通り、溶滴やアークプラズマ間の溶接電流の分流状態は、溶滴近傍におけるアークプラズマの拡大状態および溶接電流値で決定される。電流分流状態が内部流動特性に及ぼす影響を調査するには、これら両方の要素を考慮する必要がある。

二つの実験コンセプトに従い、本実験では、主要な操作パラメータとして、ワイヤ材料・溶接電流・アーク長が選択された。トレーサ粒子を導入した影響を調査するため、電極ワイヤ材料として、標準的な直径 1.2 mm の A1070 材ソリッドワイヤと 3.2.3 項で説明したメタルコアードワイヤを使用した。次に、溶接電流は、電流ベクトルの大きさを決定する操作パラメータであり、200 A または 270 A に設定された。また、アーク長は、電流ベクトルの向きに関連し、アークプラズマの空間分布特性のうち電流経路の拡大状態を制御するパラメータである。設定溶接電流に応じてワイヤ送給速度を適切に調整することで、約 0 mm または約 5 mm に設定された。実験条件には個別にラベル名が付けられており、本章の説明はこれらのラベル名を使用する。実験条件の詳細ならびに条件ラベル名は、Table 3.5 にて一覧化されている。

Table 3.5 Welding conditions for X-ray PTV.

Condition Name	Wire type	Welding current	Wire feed rate	Arc length
Tracer-free	Tracer-free	150 A	110.0 mm/s	Short (~0 mm)
Tracer-containing	Tracer-containing	150 A	110.0 mm/s	Short (~0 mm)
200 A/5 mm	Tracer-containing	200 A	126.0 mm/s	Long (~5 mm)
200 A/0 mm	Tracer-containing	200 A	150.0 mm/s	Short (~0 mm)
270 A/5 mm	Tracer-containing	270 A	189.3 mm/s	Long (~5 mm)
270 A/0 mm	Tracer-containing	270 A	205.0 mm/s	Short (~0 mm)

溶滴移行の動的特性を評価するための指標として、全ての実験条件に共通して、溶滴移行形態、溶滴移行周期、等価溶滴半径が取得された。溶滴移行形態は、X線透過画像に加えて、表面観察用の高速度カメラで撮影された画像に基づき、総合的に判断された。溶滴移行周期は、溶滴が破断するのに要した平均時間と定義され、アークプラズマの点弧と消弧に伴う過渡期間を除いた準定常期間において、表面観察用の高速度カメラ画像のうち溶滴破断フレームの総数を集計することで算出した。さらに、電流に関連するパラメータを検討する実験条件では、トレーサ粒子追跡解析を追加で実施し、内部流動速度を計測した。

最後に、X線PTV実験の再現性について説明する。各実験条件に対する繰り返し回数をTable 3.6に整理する。トレーサ含有条件に対しては、トレーサ粒子の充填にばらつきが生じた可能性を考慮して、3回計測を繰り返した。一方、トレーサ非含有条件に対しては、1回の試行のみが実施された。トレーサ非含有条件では、溶滴移行サイクルが周期的で安定しており、この試行で95個の溶滴移行周期データを取得できたことから、1回の試行でも十分な再現性が確保されていた。粒子追跡解析を実施した条件では、複数の要因により、追跡できた粒子軌跡の数が条件に応じて異なった。これらの要因には、導入されたトレーサ粒子のサイズが不十分でコントラストが不明瞭なために位置検出が不可能であることや、アーク長の時間変動に伴い溶滴移行の発生高さが透過観察範囲を逸脱することが含まれた。しかし、いずれの条件でも、少なくとも9個以上の粒子軌跡データが取得され、粒子追跡解析の信頼性は十分に確保されていた。

Table 3.6 Summary of repetition counts and tracked particle trajectories.

Condition	Repetition counts	Number of tracked trajectories
Tracer-free	1	N/A
Tracer-containing	3	N/A
200 A/5 mm	7	12
200 A/0 mm	3	9
270 A/5 mm	8	48
270 A/0 mm	3	28

3.2.6 X線透過画像の解析手法

画像解析をベースとしたトレーサ粒子移動の追跡は PTV の計測原理を支える要素であり、その精度は流速測定に直結する。本論文では、一貫して、Fiji ソフトウェア[19]を使用して画像解析が実施された。本項では、X線透過画像データの前処理方法を説明し、位置座標計測の空間分解能を確認することで、トレーサ粒子追跡解析の前提情報を提供する。

粒子追跡解析に用いる画像に対して、前処理として背景情報を除去するためのバックグラウンド除去が一律に施された。背景画像とは、試料が存在しない状態で撮影された基準となる画像であり、装置の特性や撮影環境を反映した輝度成分を含む。この画像を基準に X線透過画像から背景情報を適切に除去することで、撮影対象に由来しない輝度のむらを取り除き、溶滴の断面形状および内部のトレーサ粒子分散パターンを強調できる。本章では、Eq. 3.6 に基づいて、バックグラウンド処理を実施した。

$$\text{バックグラウンド処理} \quad I_{\text{proc}} = \frac{I_{\text{raw}} - I_{\text{dark}}}{I_{\text{back}} - I_{\text{dark}}} \quad (3.6)$$

式中の記号は、 I_{proc} はバックグラウンド除去処理後の輝度、 I_{raw} は未処理画像の輝度、 I_{back} は背景画像の輝度、 I_{dark} はダーク画像の輝度を表す。ダーク画像とは、カメラのセンサに光が一切当たらない状態で撮影された画像であり、センサ固有のノイズ情報を含む。

バックグラウンド除去処理に用いた画像データの具体的な仕様について説明する。未処理画像は、12 bit データとして取得され、バックグラウンド除去処理を経て 32 bit データへ変換された。背景画像として、電極ワイヤとタングステン電極棒が取り除かれた状態で撮影された画像の 100 枚加算平均を使用した。ダーク画像は、背景画像（幅 448 ピクセル×高さ 296 ピクセル）四隅の 60 ピクセル四方の領域の平均輝度値に基づいた。Fig. 3.5 に、背景画像、未処理画像、バックグラウンド除去処理後の画像を示す。除去処理の前後で溶融アルミニウム滴・タングステン粒子間のコントラストが向上しており、除去処理の有効性が確認された。前処理後の画像の特徴として、低輝度領域は固体タングステン相、中輝度領域は固体または溶融アルミニウム相、高輝度領域はアルゴンアークプラズマ・アルゴンガス・大気的气体相に対応している。また、赤実線で囲まれた X線照射領域の外で、ごま塩状のまばらな白黒パターンが観察された。このランダムなパターンは、試料とは無関係で物理的な意味を持たないノイズ情報である。次節以降は、バックグラウンド除去処理後の X線透過画像のみを掲載する。さらに、X線照射領域外の不規則なノイズパターンが視覚的な明瞭性を損なうのを避けるため、X線照射領域内をトリミングし、領域外を一律に黒く塗りつぶした画像を表示する。

次に、ピクセル空間情報を実空間における座標情報に変換するためのスケール設定を説明する。画素分解能を取得するため、前処理後の静止ワイヤ X線透過画像を二値化し、ワイヤ直径を測定した結果、画素分解能を 11.59 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ と取得した。この画素分解能を基に、前処理後の背景画像を同様に二値化し、X線ビームサイズが幅 4.02 mm、高さ 2.19 mm と測定された。

最後に、粒子追跡解析の手法を説明する。本実験では、Fiji ソフトウェアに標準機能として搭載されている Manual Tracking プラグイン[20]を使用してタングステン粒子の位置座標が取得された。得られた座標情報を Eq. 3.4 に代入し、溶融アルミニウムの流体速度へ変換された。

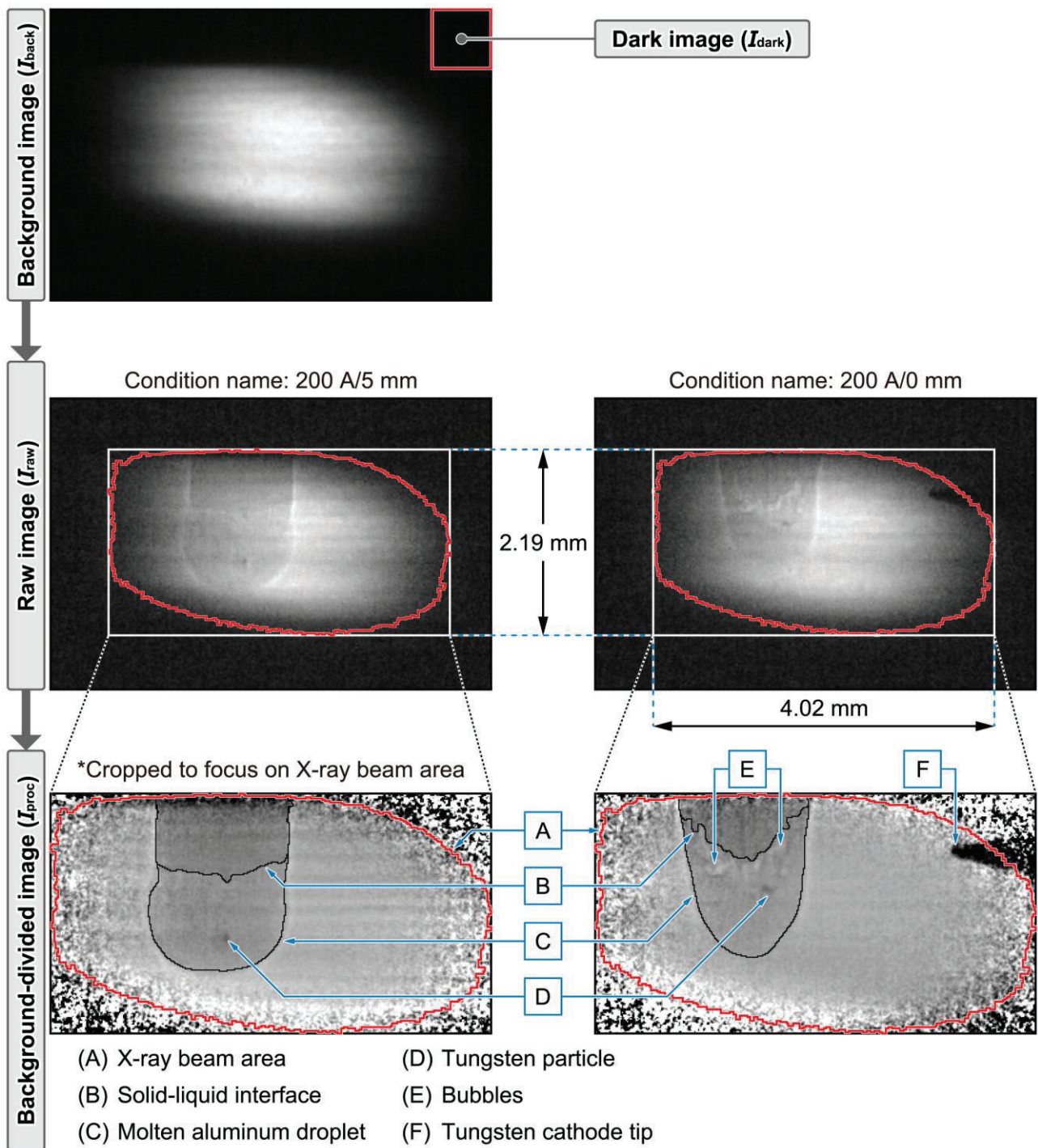


Fig. 3.5 Background removal to improve contrast between molten aluminum droplet and tungsten tracer particles.

3.3 X線透過観察の結果

3.3.1 トレーサ非含有条件と含有条件における溶滴移行特性

トレーサ非含有条件とトレーサ含有条件における視覚的な違いを比較・整理する。Fig. 3.6 に、1 回の溶滴移行サイクルに対応する X 線透過画像を示す。溶滴断面観察の結果より、三つの主要な特徴が確認された。第一の特徴はタングステン粒子の存在である。トレーサ非含有条件では、固体ワイヤ相と溶滴相において輝度むらのない均一な輝度分布が得られた。一方で、トレーサ含有条件では、タングステン粒子が低輝度の領域として黒く観察され、固体ワイヤ相ではワイヤ軸に沿って線状に集中して、溶滴相では点状に分散して分布していた。次点の特徴として、微小気泡の発生有無が観察された。トレーサ非含有条件では溶滴内部に微小気泡が発生しなかったが、トレーサ含有条件では微小気泡が固液境界面に沿って凝集していた。最後の特徴として、溶滴輪郭の明瞭性が挙げられる。トレーサ非含有条件では、アルミニウム相と周囲のガス相の境界に白く明瞭なコントラストが観察されたのに対し、トレーサ含有条件では、溶滴の輪郭が相対的に不鮮明であった。

Fig. 3.7 に、表面観察画像を示す。この図には、アーク点弧期間のうちアーク長が減少する過渡過程における溶滴移行の 1 サイクルが掲載されている。過渡期間の画像が選択された理由は、準定常期間では、アーク長が約 0 mm に維持されたことで、タングステン電極棒に遮られ、溶滴全体の表面観察が困難であったためである。トレーサ非含有条件では、表面の滑らかな溶滴が形成された一方で、トレーサ含有条件では、溶滴表面に微小な凹凸が観察され、フレーム間隔程度の溶滴移行周期よりも短い周期で凹凸は微小に揺動していた。

溶滴移行の動的特性の定量評価指標として、Fig. 3.8(a)に平均溶滴移行周期、Fig. 3.8(b)に等価溶滴半径を整理する。図中のエラーバーは標準偏差を表す。トレーサ粒子の導入有無に関係なく、溶滴移行周期は 11 ms 程度で一貫していた。共通のワイヤ送給速度の設定と一貫した溶滴移行周期のため、両条件において等価溶滴半径は約 0.7 mm と推定された。非軸対称挙動を伴うことなく、ワイヤ径を上回る離脱滴が安定生成されたため、観察された溶滴移行形態は、ドロップ移行と同定された。

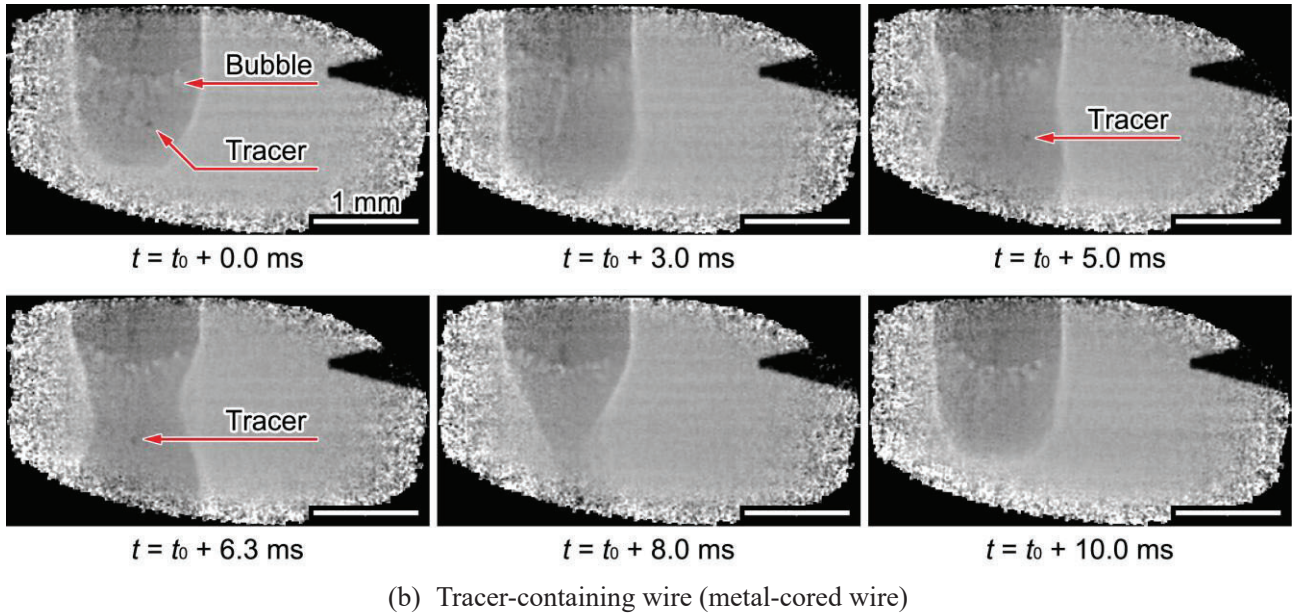
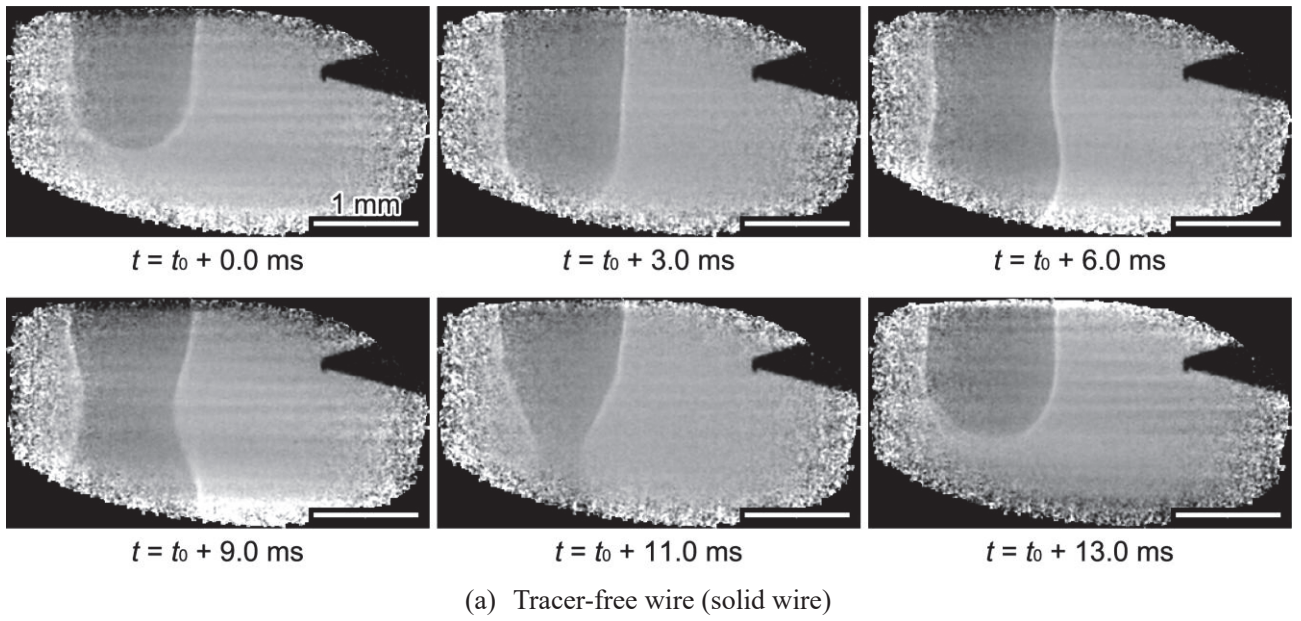
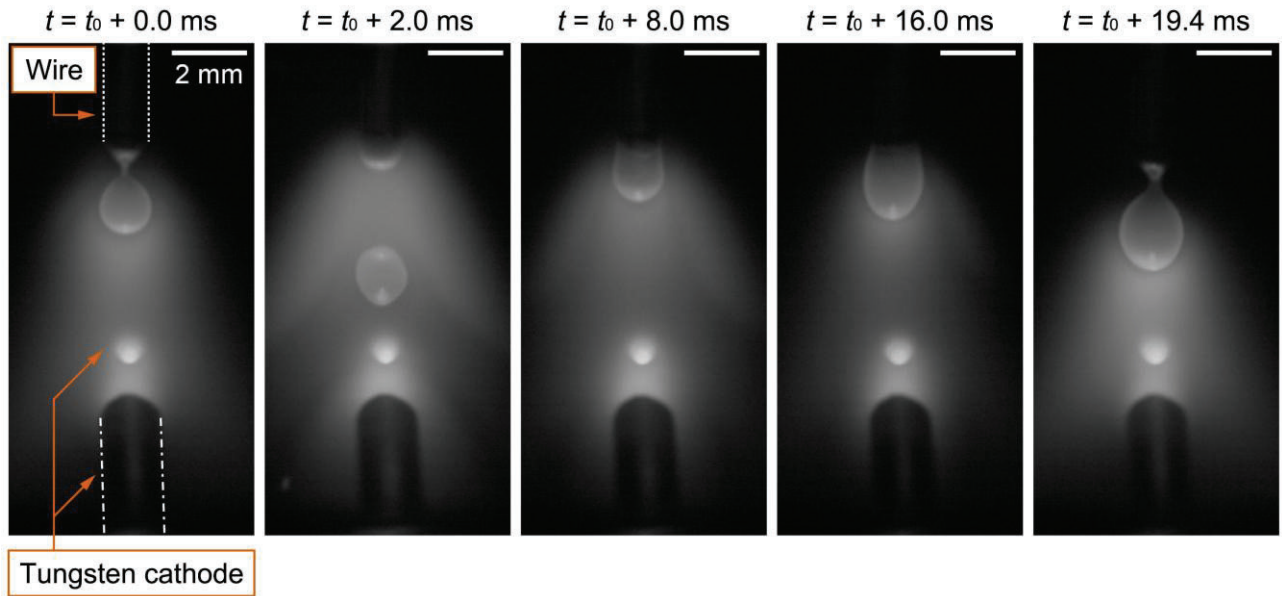
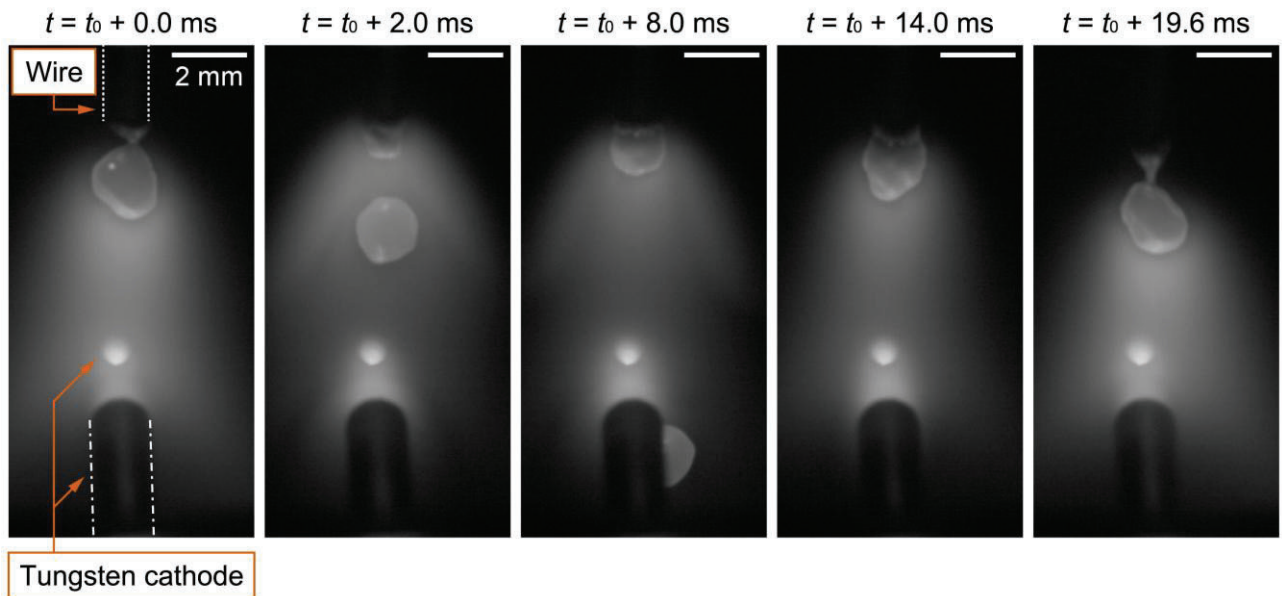


Fig. 3.6 Time evolution of molten aluminum droplet cross-section in a single metal transfer cycle using (a) tracer-free and (b) tracer-containing wires. t_0 represents the time elapsed from the start of recording to the initiation of surface tracking.

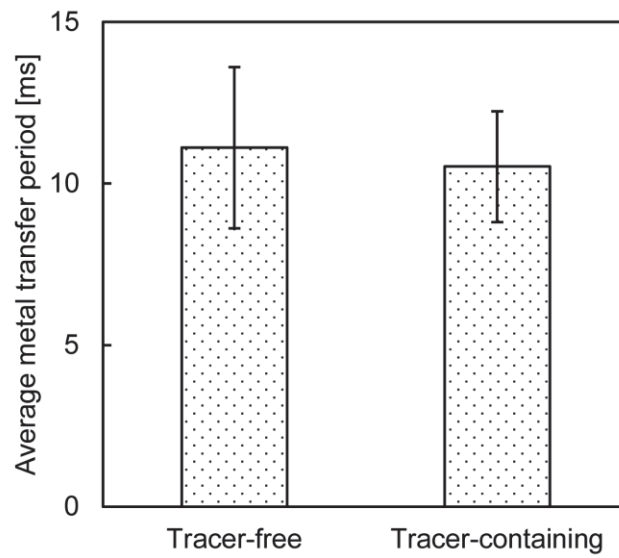


(a) Tracer-free wire (solid wire)

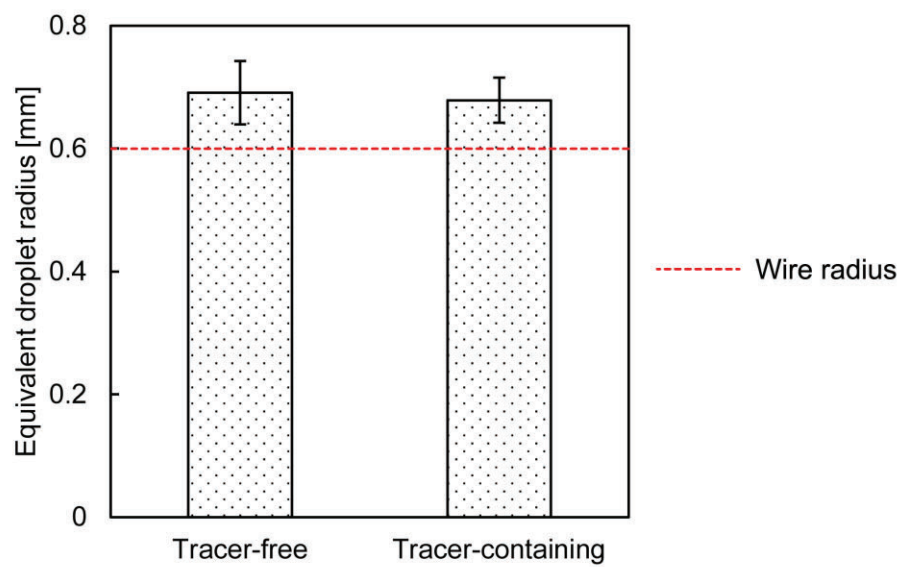


(b) Tracer-containing wire (metal-cored wire)

Fig. 3.7 Surface texture differences of the molten aluminum droplet in a single metal transfer cycle using (a) tracer-free and (b) tracer-containing wires. t_0 represents the time elapsed from the start of recording to the beginning of the metal transfer cycle, just before the molten droplet detached.



(a) Metal transfer period



(b) Equivalent droplet radius

Fig. 3.8 Bar graph quantifying (a) metal transfer periods and (b) equivalent droplet radii for tracer-free and tracer-containing wire conditions.

3.3.2 溶接電流に関連する操作パラメータの影響

(i) 断面変形特性

溶接電流とアーク長が対照的に設定された四つの実験条件において、断面形状に基づき X 線透過観察結果を整理する。溶滴断面観察の結果より、二つの主要な特徴が確認された。第一の特徴は、透過観察範囲におけるくびれ形成の有無、第二の特徴はワイヤ固液境界の形状である。

Fig. 3.9 に、200 A/5 mm 条件における X 線透過画像を示す。12.0 ms 間の断面観察中に、溶滴が周期的に形成・離脱するサイクルが 2 回確認された。透過観察範囲内において、くびれが、溶滴の側方で形成された後、時間の進行とともに収縮し、5.7 ms、11.3 ms の時刻に破断した。また、ワイヤ固液境界は、おおむね平坦な形状を示した。

Fig. 3.10 に、200 A/0 mm 条件における X 線透過画像を示す。11.3 ms 間の断面観察中、周期的な溶滴移行サイクルが 3 回観察された。透過観察範囲内において、くびれが、溶滴側方で形成され、時間進行とともに収縮し、2.3 ms、6.0 ms、10.3 ms の時刻に破断した。画像右端に常に位置した黒色の三角領域は、タングステン電極の先端に対応する。電極ワイヤは、中央部よりも、タングステン電極近傍の側方で溶融が促進されており、凹状のワイヤ固液境界形状を示した。

Fig. 3.11 に、270 A/5 mm 条件における X 線透過画像を示す。6.7 ms 間の断面観察中に、周期的な溶滴移行サイクルが 3 回観察された。透過観察範囲内において、くびれが、溶滴側方で形成され、時間進行とともに収縮し、1.3 ms、3.7 ms、6.0 ms の時刻に破断した。ワイヤ固液境界は、比較的平坦な形状を示した。

Fig. 3.12 に、270 A/0 mm 条件における X 線透過画像を示す。11.0 ms 間の断面観察期間にわたって、溶滴の下端は透過観察範囲を常に逸脱し、観察範囲内ではくびれの形成・収縮過程が観察されなかった。また、溶滴の断面幅は z 方向へ単調に減少し、先鋭な溶滴形状が確認された。画像右端に常に位置した黒色の三角領域は、タングステン電極の先端である。電極ワイヤは、中央部よりも、タングステン電極近傍の側方で溶融が促進されており、凹状のワイヤ固液境界形状を示した。

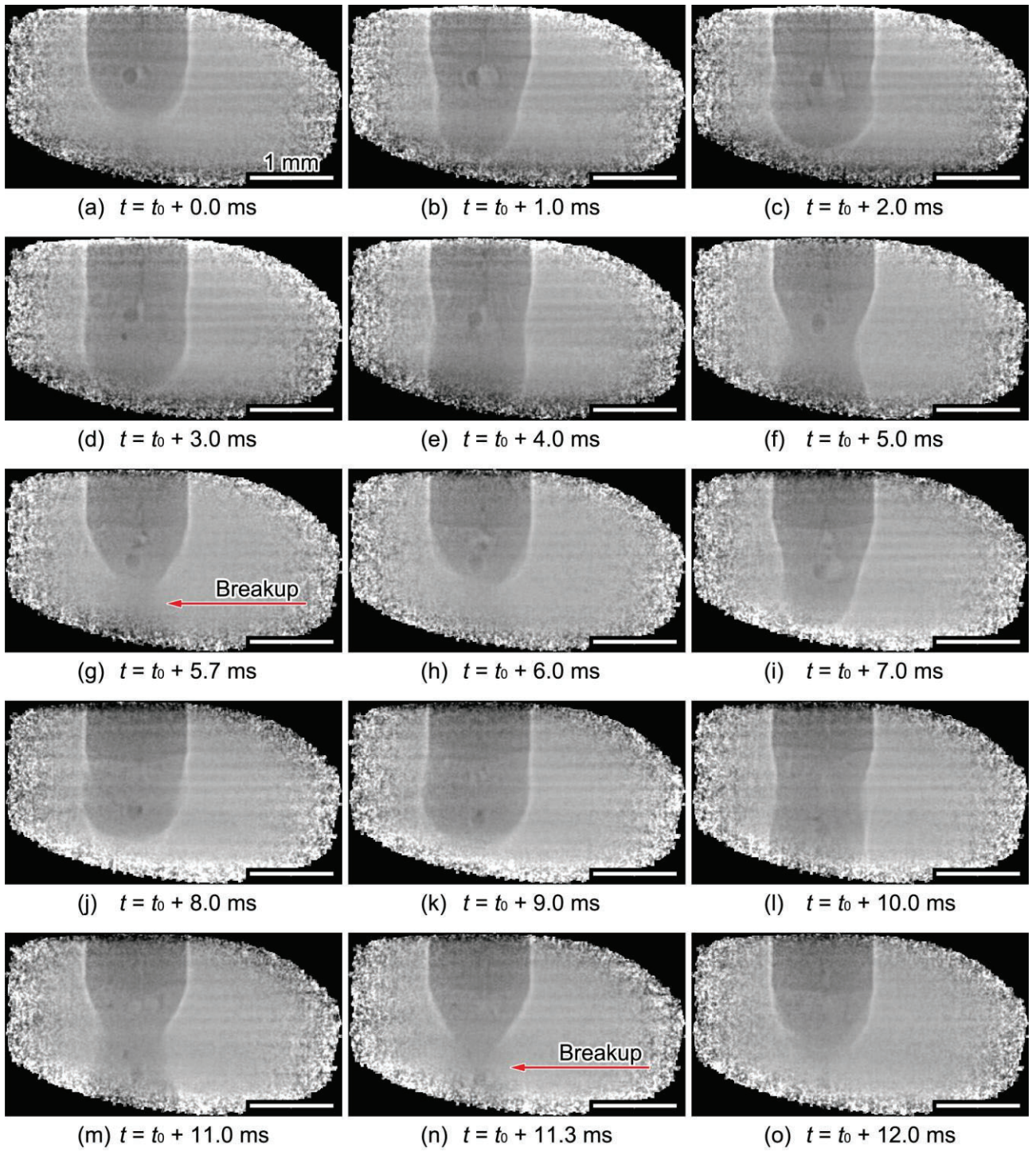


Fig. 3.9 Time evolution of molten aluminum droplet cross-section under 200 A/5 mm condition during two metal transfer cycles: (a) Start metal transfer cycle, (b) start particle tracking, and (r) end particle tracking. t_0 represents the time elapsed from the start of recording to the beginning of the metal transfer cycle.

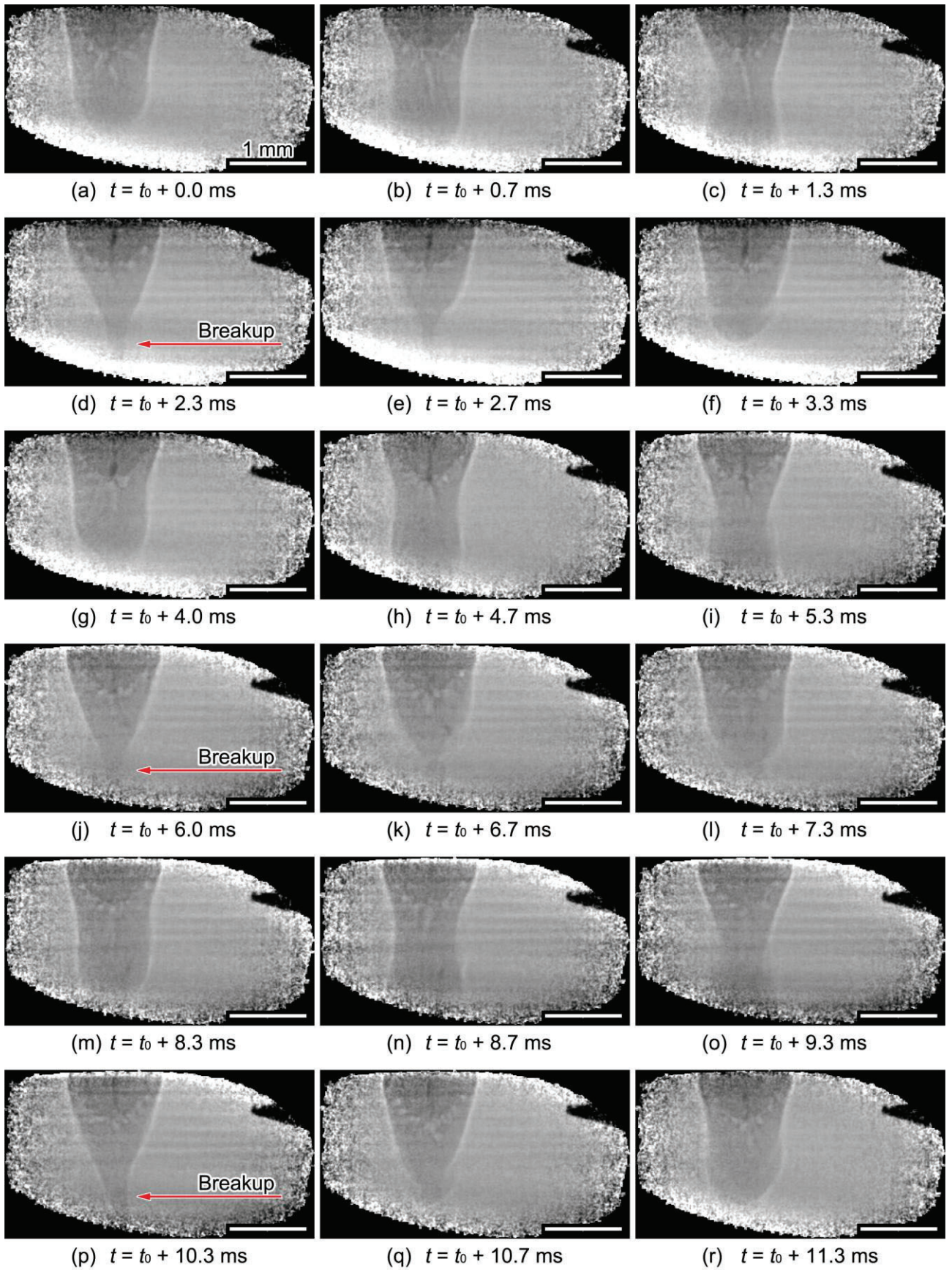


Fig. 3.10 Time evolution of molten aluminum droplet cross-section under 200 A/0 mm condition during three metal transfer cycles: (a) Start of metal transfer cycle, (b) start of particle tracking, and (r) end of particle tracking. t_0 represents the time elapsed from the start of recording to the beginning of the metal transfer cycle.

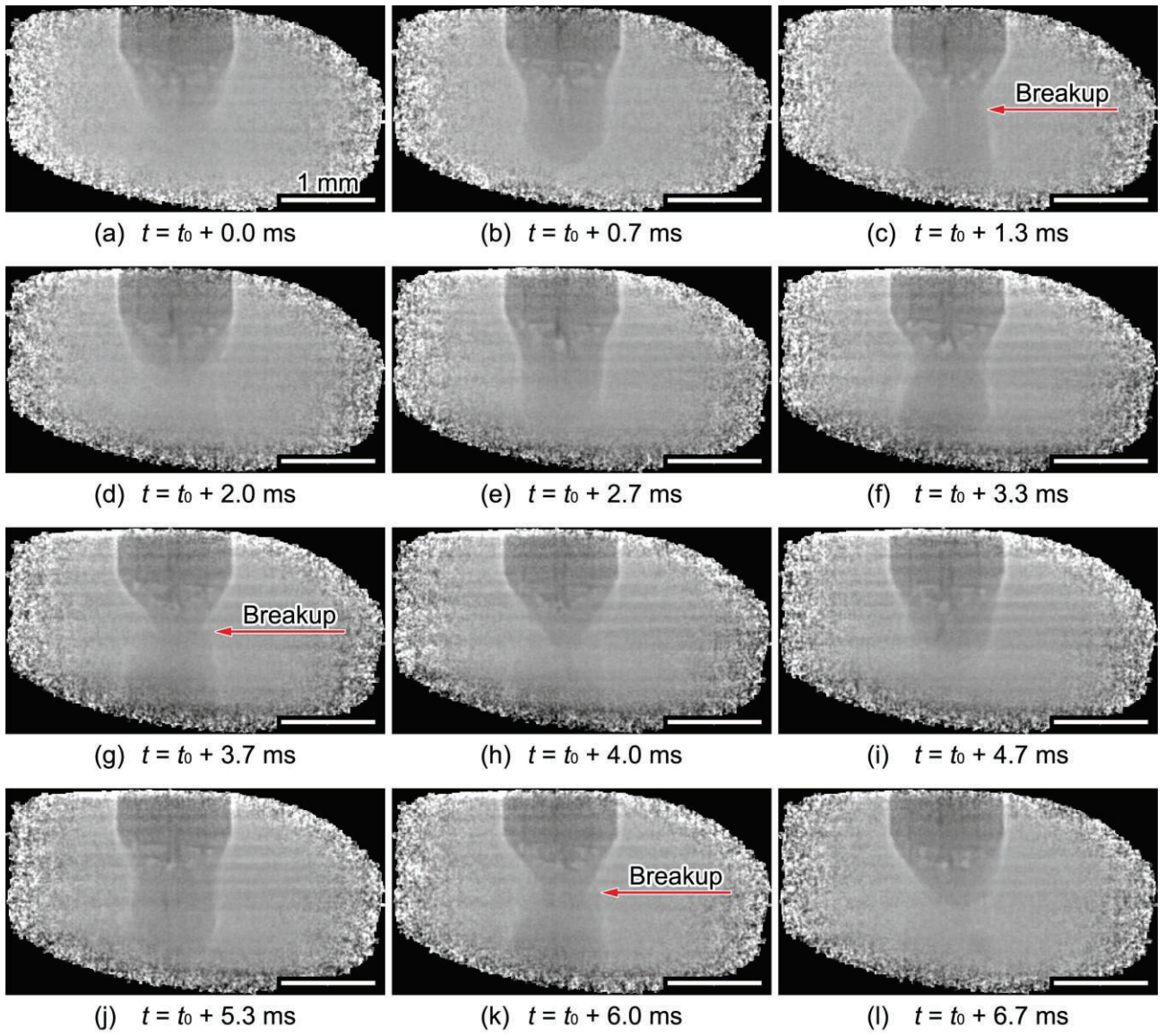


Fig. 3.11 Time evolution of molten aluminum droplet cross-section under 270 A/5 mm condition during three metal transfer cycles: (a) Start of metal transfer cycle, (b) start of particle tracking, and (r) end of particle tracking. t_0 represents the time elapsed from the start of recording to the beginning of the metal transfer cycle.

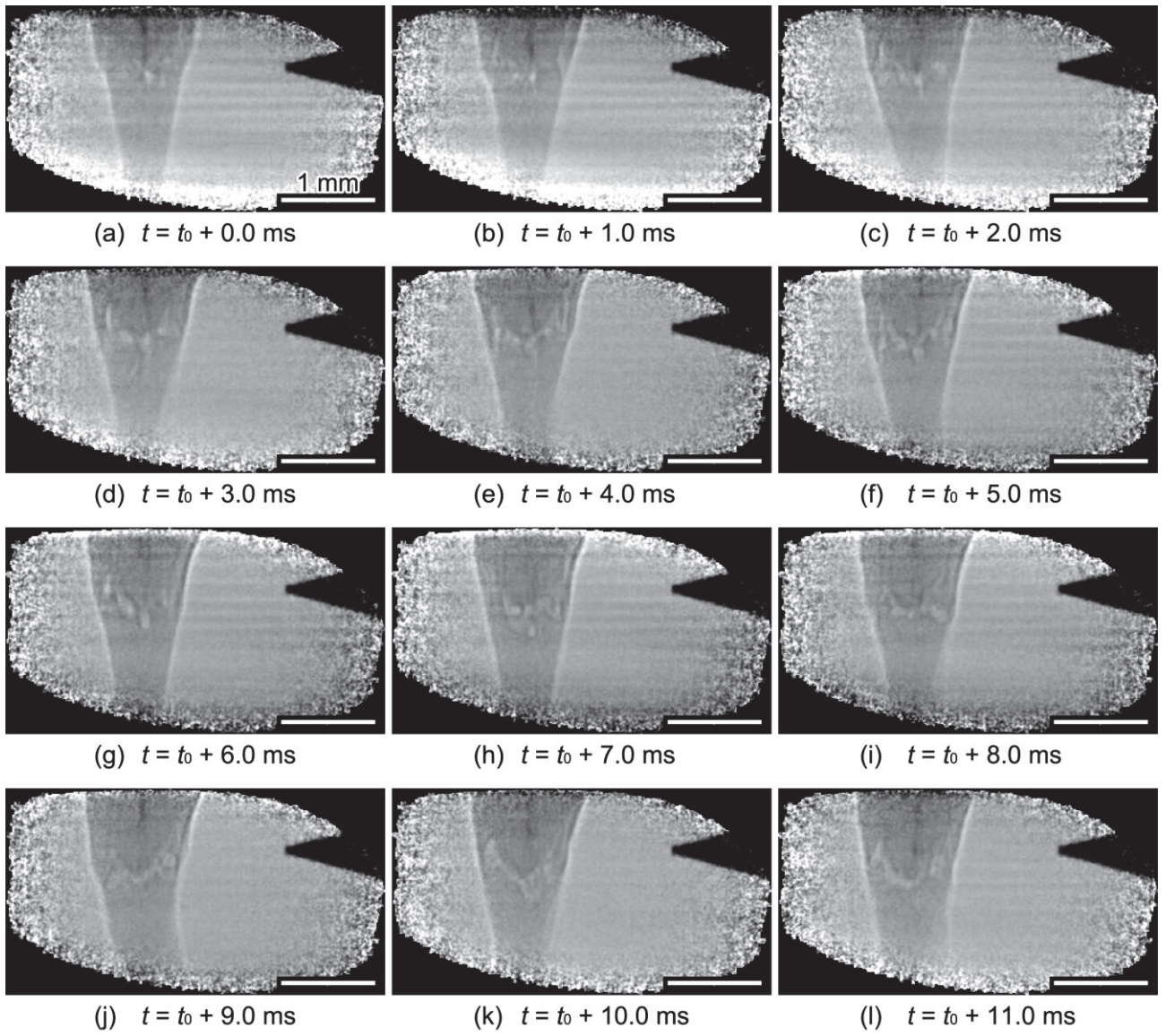


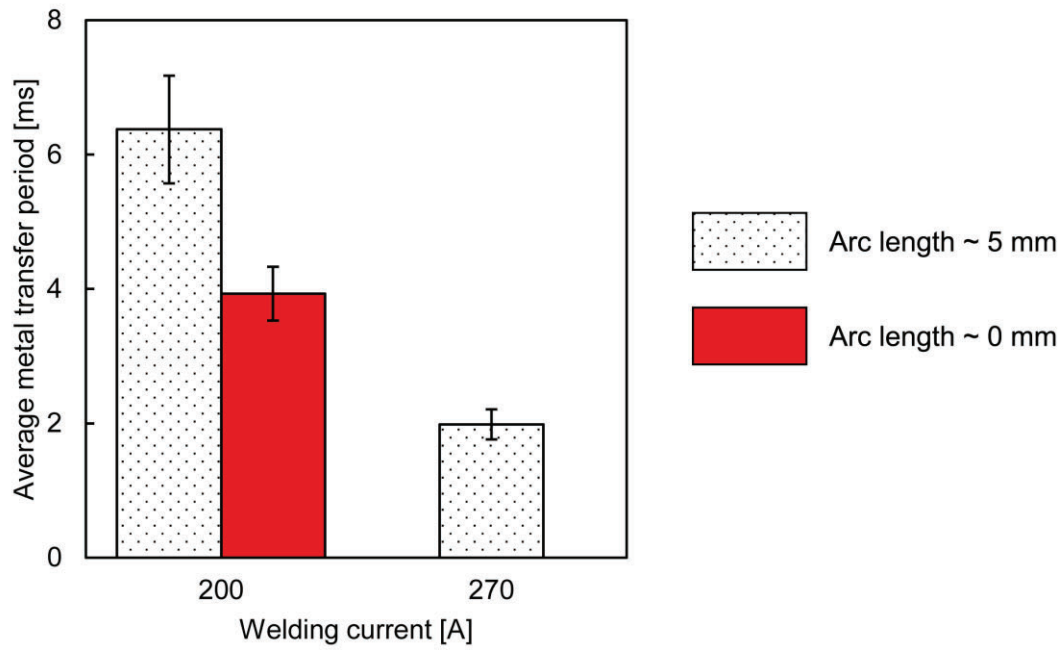
Fig. 3.12 Time evolution of molten aluminum droplet cross-section under 270 A/0 mm condition: (a) Start of metal transfer cycle and (l) end of particle tracking. t_0 represents the time elapsed from the start of recording to the beginning of the metal transfer cycle.

Fig. 3.13(a)に、200 A/5 mm、200 A/0 mm、270 A/5 mm 条件に対して平均溶滴移行周期を測定した結果を示す。図中のエラーバーは、標準偏差を表す。270 A/0 mm 条件に対しては、溶滴が常にタングステン電極棒に遮られ、伸長した溶滴全体の表面観察が困難であったため、溶滴破断フレームの集計を実施しなかった。200 A/5 mm 条件で、溶滴移行周期は 6.4 ms と最大値を示した。200 A/5 mm 条件を基準に、アーク長が減少した 200 A/0 mm 条件、溶接電流が増加した 270 A/5 mm 条件の順に、溶滴移行周期は 3.9 ms、2.0 ms と短縮された。

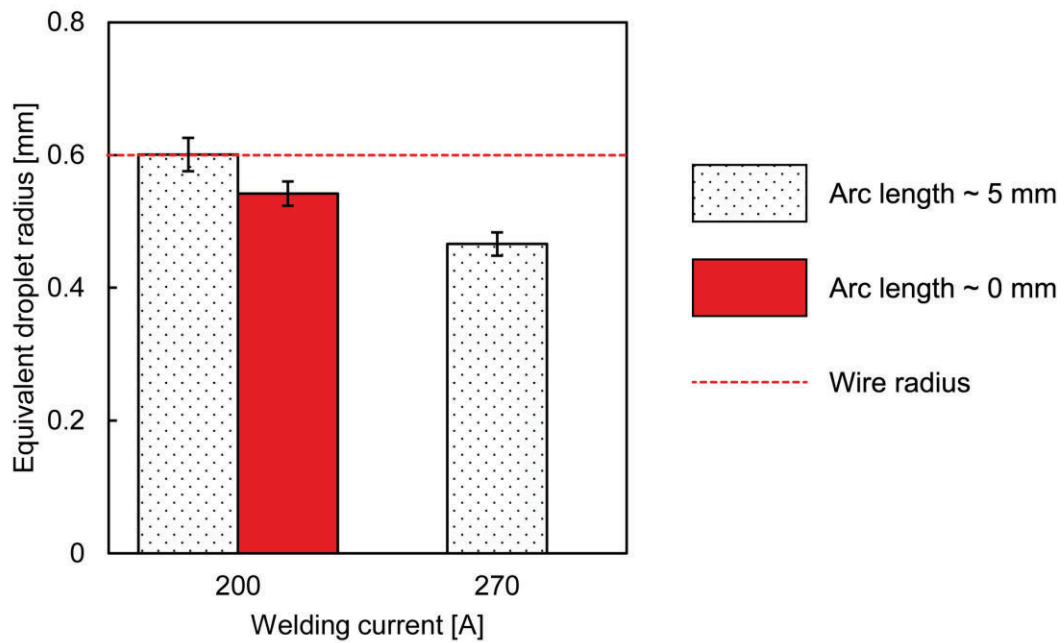
Fig. 3.13(b)において、200 A/5 mm、200 A/0 mm、270 A/5 mm 条件に対する等価溶滴半径を整理した。図中のエラーバーは、標準偏差を表す。200 A/5 mm 条件では、等価溶滴半径は、ワイヤ径と同等の 0.60 mm であった。この条件を基準として、アーク長が減少した 200 A/0 mm 条件、溶接電流が増加した 270 A/5 mm 条件では、等価溶滴半径はそれぞれ 0.54 mm、0.47 mm と小径化した。

くびれの形成有無と等価溶滴半径に基づいて、溶滴移行形態の同定を行う。200 A/5 mm、200 A/0 mm、270 A/5 mm 条件において、溶滴は透過観察範囲内でくびれを形成し、等価溶滴半径はワイヤ径と同程度かそれより小さかった。これらの条件で観察された溶滴移行形態は、プロジェクト移行と同定された。一方、270 A/0 mm 条件において、くびれ形成が観察されなかったことは、溶滴の伸長を間接的に表し、ストリーミング移行が発生したと同定された。

また、くびれの形成高さ、ワイヤ固液境界の形状特徴の観点から、四つの実験条件における断面観察結果を比較・整理する。200 A/5 mm 条件の結果を基準にくびれの形成高さについて検討する。200 A/0 mm 条件では、ワイヤ固液境界から比較的離れた位置にくびれが形成され、細長く垂れ下がったくびれ部を残して溶滴が破断した。270 A/5 mm 条件では、固液境界に比較的近い位置にくびれが形成され、溶滴は垂れ下がることなく固液境界に近い位置を維持したまま破断した。ワイヤ固液境界の形状特徴として、アーク長を約 5 mm に設定した 200 A/5 mm と 270 A/5 mm 条件では、平坦な形状を示したのに対して、アーク長を約 0 mm に設定した 200 A/0 mm と 270 A/0 mm 条件では、凹状で、ワイヤ中央部と比較して外縁部でワイヤ溶融が促進されていた。



(a) Metal transfer period



(b) Equivalent droplet radius

Fig. 3.13 Bar graph quantifying (a) metal transfer periods and (b) equivalent droplet radii across three welding conditions. Bars with a white background and black dot pattern indicate an anode-cathode distance of 5 mm, while bars filled with red indicate an anode-cathode distance of 0 mm. Error bars represent the standard deviation.

(ii) 内部流動特性

トレーサ粒子追跡解析の結果を整理する。この追跡解析は、前目で示した断面画像を基に実施された。溶滴移行を特徴付けるフェーズとして、溶滴の成長・くびれ形成・破断に焦点を当て、トレーサ粒子の移動軌跡を説明する。X線透過画像において、トレーサ粒子軌跡は青い実線で示され、丸い端点は粒子追跡の終点を表す。

200 A/5 mm 条件において、トレーサ粒子軌跡の追跡結果を Fig. 3.14 に、追跡座標データに基づき取得された x 方向および z 方向の粒子速度成分の時間発展を Fig. 3.15 に示す。溶滴のくびれ形成に伴う動的な断面変形と連動して、トレーサ粒子の移動方向が反転する挙動が観察された。トレーサ粒子は、時刻 0.3 ms から 2.7 ms の溶滴成長期間中は下降を続けたが、くびれ形成期間へ移行すると移動方向を反転し、時刻 5.7 ms まで x 方向に移動しながら上昇した。成長期間に戻ると、粒子は移動方向を再度反転し、下降を再開した。この下降は、くびれ形成期間に移行した時刻 8.3 ms から 11.3 ms まで続き、トレーサ粒子は最終的にくびれ部を通過して透過観察範囲外へ排出された。 z 方向速度成分は、時刻 2.3 ms と 7.3 ms に極大値 0.28 m/s、0.31 m/s をそれぞれ示し、時刻 4.3 ms に極小値 -0.21 m/s を示した。

200 A/0 mm 条件において、粒子の移動軌跡を Fig. 3.16 に、各粒子速度成分の時間発展を Fig. 3.17 に示す。トレーサ粒子は、断面変形と関係なく、追跡期間全体で一貫して下降し続けた。また、溶滴成長期間とくびれ形成期間のそれぞれにおいて、粒子は加速と減速を繰り返した。 z 方向速度成分に焦点を当て、具体的な粒子の移動軌跡を説明する。まず、粒子は、ワイヤ送給に従ってほぼ垂直に下降し、時刻 4.3 ms に 0.14 m/s で溶滴内部へ導入された。くびれ形成期間に移行すると、0.38 m/s まで加速し、溶滴が破断する時刻 6.0 ms に 0.10 m/s まで減速した。続く成長期間においても、時刻 8.0 ms に 0.31 m/s まで加速した直後、くびれ形成期間に再び移行する時刻 8.3 ms で 0.07 m/s まで減速した。この時刻で、粒子は既にくびれ位置よりも下流に位置し、0.31 m/s まで加速しながら透過観察範囲外へ移動した。

270 A/5 mm 条件において、粒子の移動軌跡を Fig. 3.18 に、各粒子速度成分の時間発展を Fig. 3.19 に示す。トレーサ粒子は、200 A/0 mm 条件と同様に、追跡期間を通じて下降を続けた。この条件では、 x 方向への顕著な移動を伴わず、 x 方向の速度成分はゼロ近傍で微小に変動するだけに留まった。一方、 z 方向への下降に対しては、全体として加速傾向が観察された。時刻 3.3 ms にワイヤ送給期間が終了し、0.17 m/s で溶滴の内部へ導入された後、成長期間が終了する時刻 5.0 ms に 0.31 m/s まで加速し、くびれ形成期間中の時刻 6.0 ms で最大値 0.56 m/s を示した。

270 A/0 mm 条件において、粒子の移動軌跡を Fig. 3.20 に、各粒子速度成分の時間発展を Fig. 3.21 に示す。270 A/5 mm 条件と同様に、 x 方向への大幅な変位は確認されず、 z 方向への一貫した下降が観察された。時刻 2.3 ms にワイヤ送給期間が終了し、0.17 m/s で溶滴の内部へ導入された後、時刻 3.7 ms に最大値 1.15 m/s まで急加速し、続く時刻 4.0 ms で透過観察範囲外へ直ちに排出された。

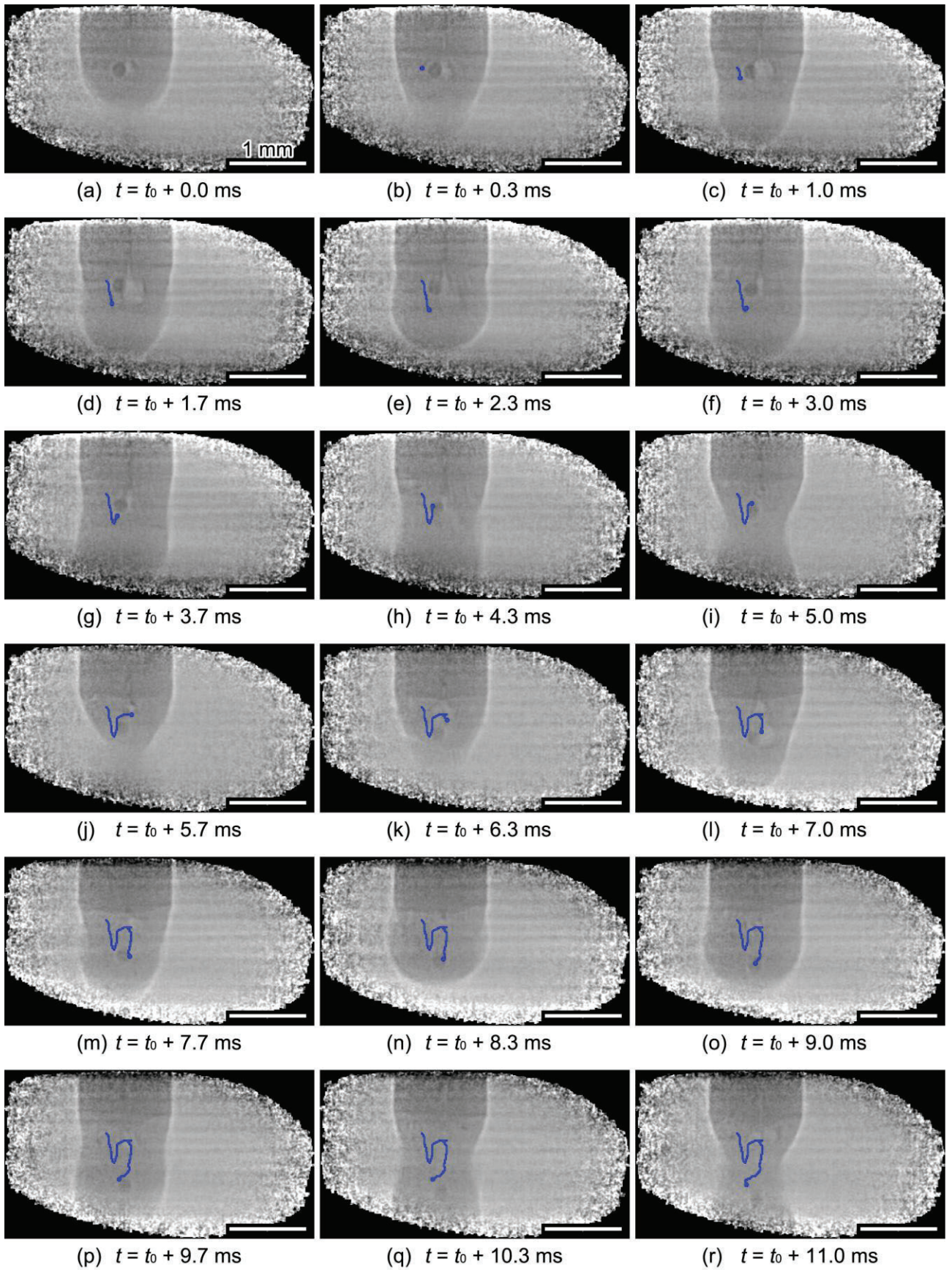


Fig. 3.14 Tracer particle trajectory under 200 A/5 mm condition: (a) Start metal transfer cycle (b) start particle tracking, and (r) end particle tracking. t_0 follows the same definition as in Fig. 3.9.

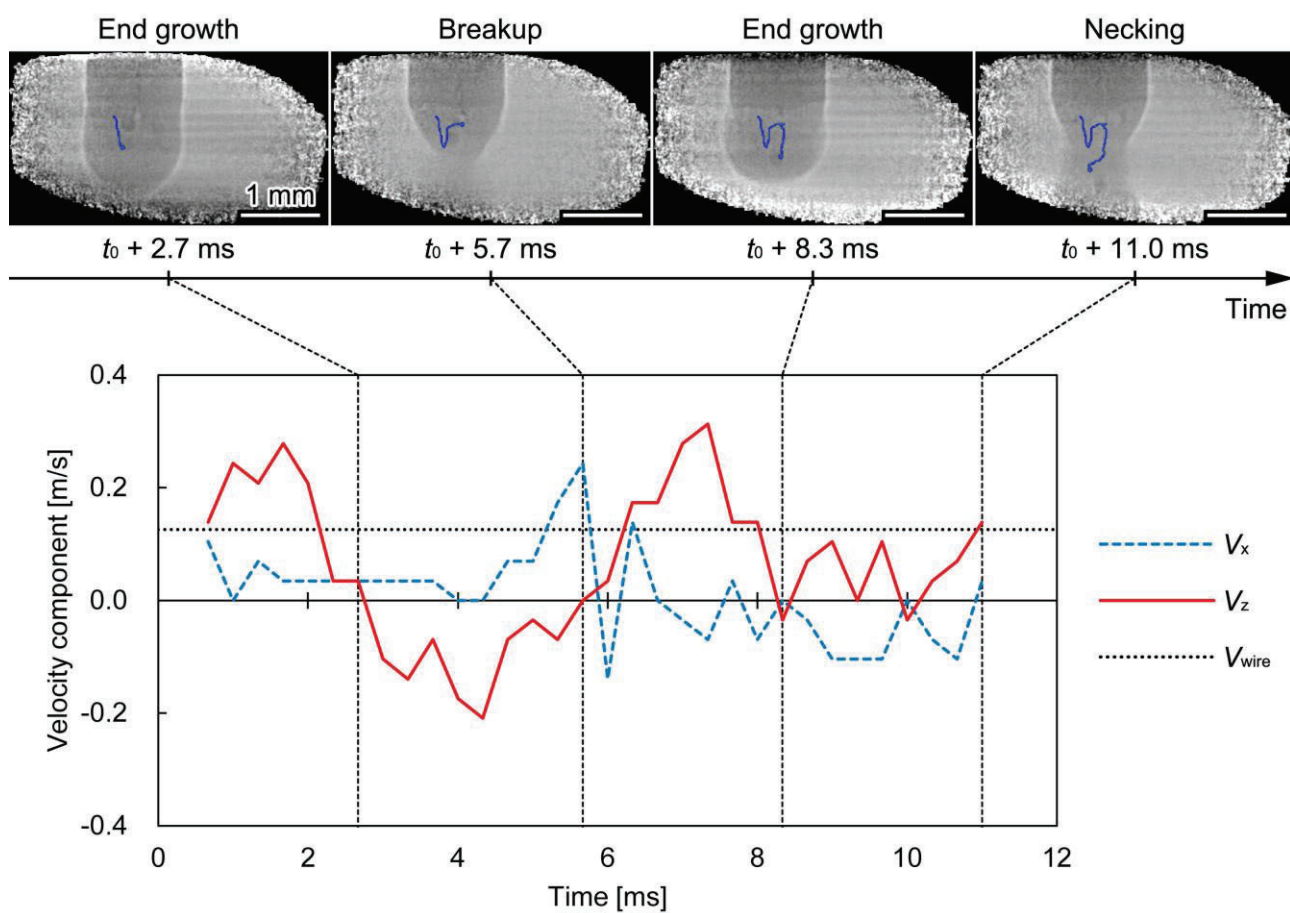


Fig. 3.15 Time-course graph depicting particle velocity components under 200 A/5 mm condition.

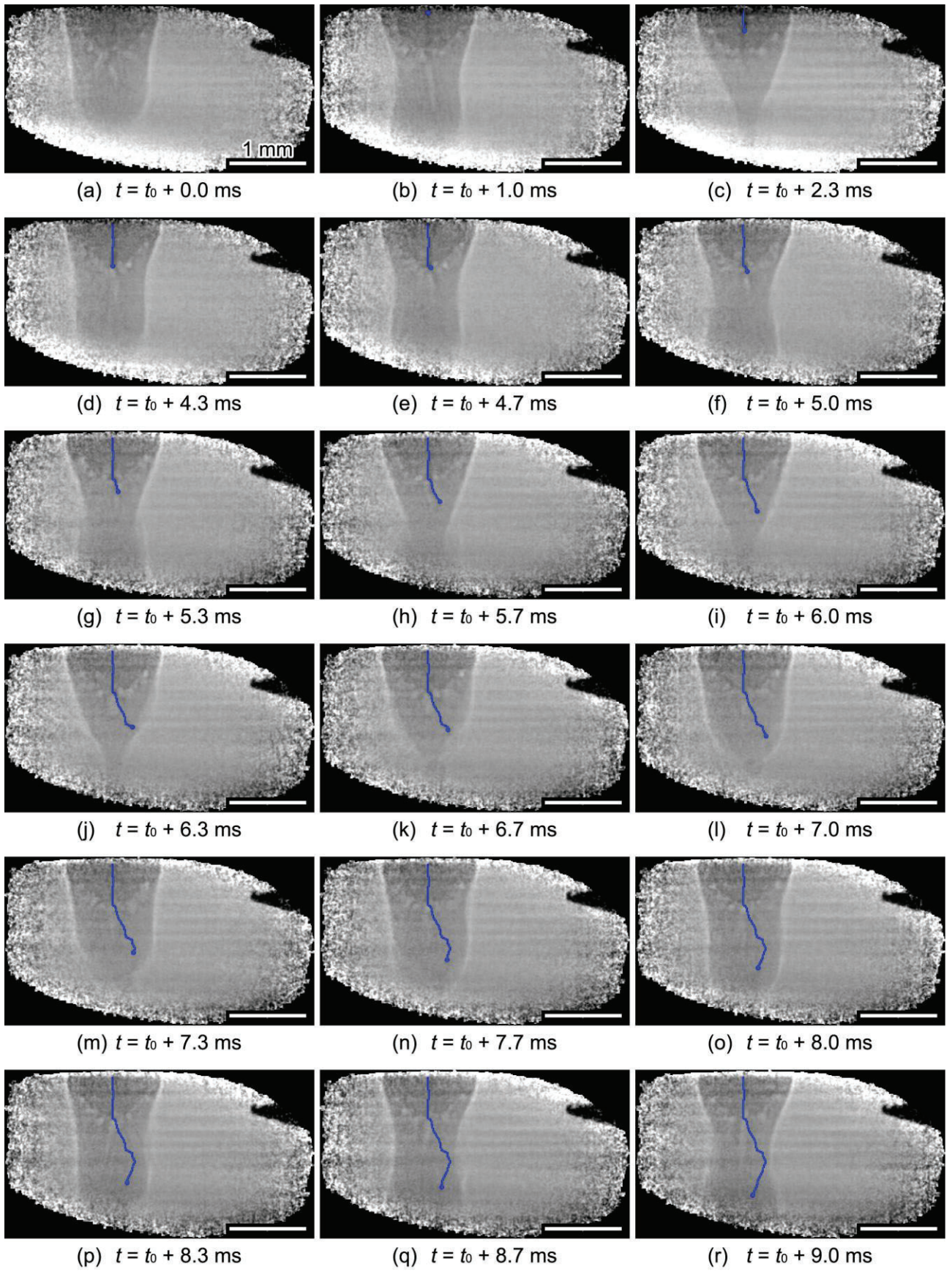


Fig. 3.16 Tracer particle trajectory under 200 A/0 mm condition: (a) Start metal transfer cycle (b) start particle tracking, and (r) end particle tracking. t_0 follows the same definition as in Fig. 3.10.

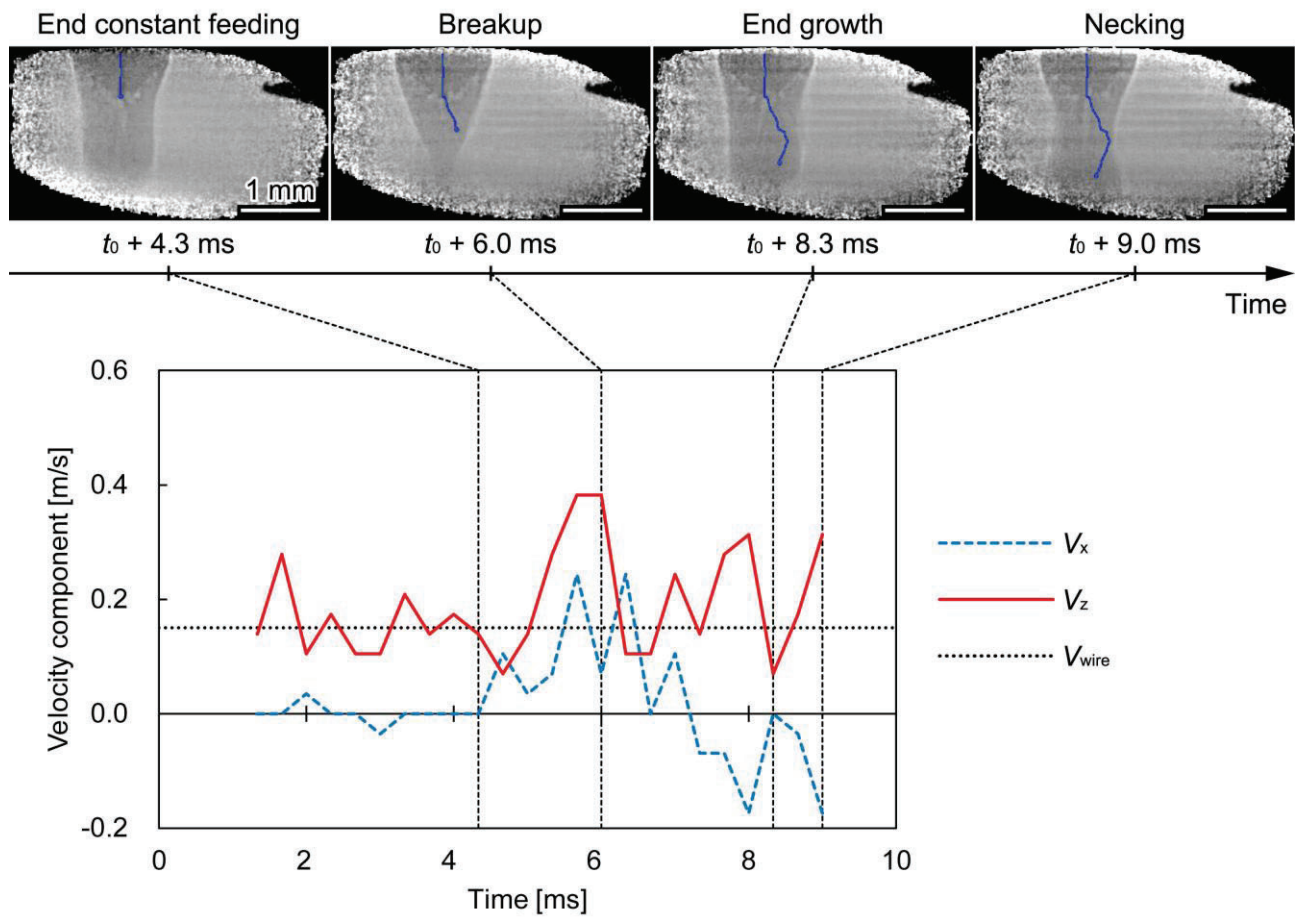


Fig. 3.17 Time-course graph depicting particle velocity components under 200 A/0 mm condition.

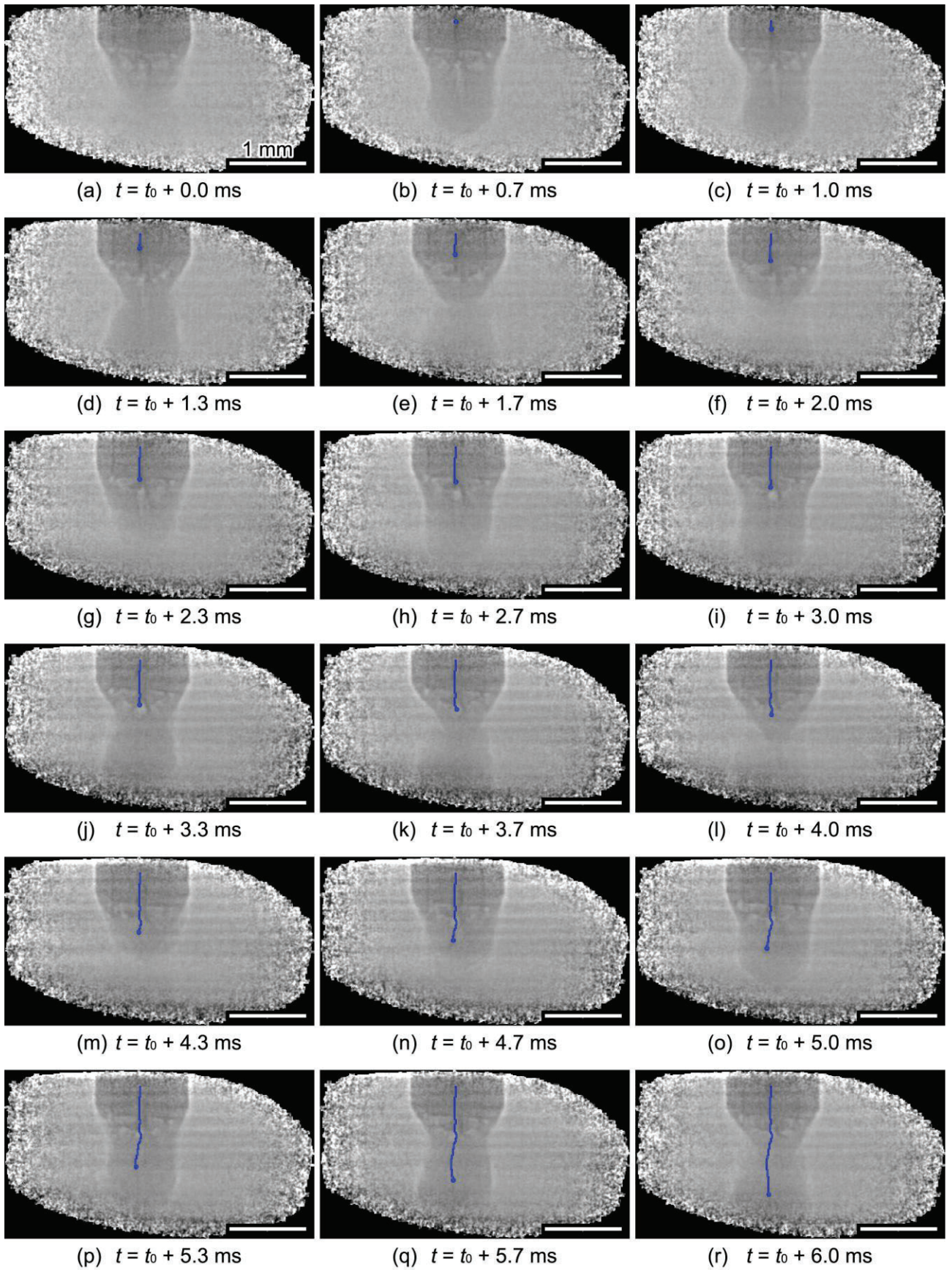


Fig. 3.18 Tracer particle trajectory under 270 A/5 mm condition: (a) Start metal transfer cycle (b) start particle tracking, and (r) end particle tracking. t_0 follows the same definition as in Fig. 3.11.

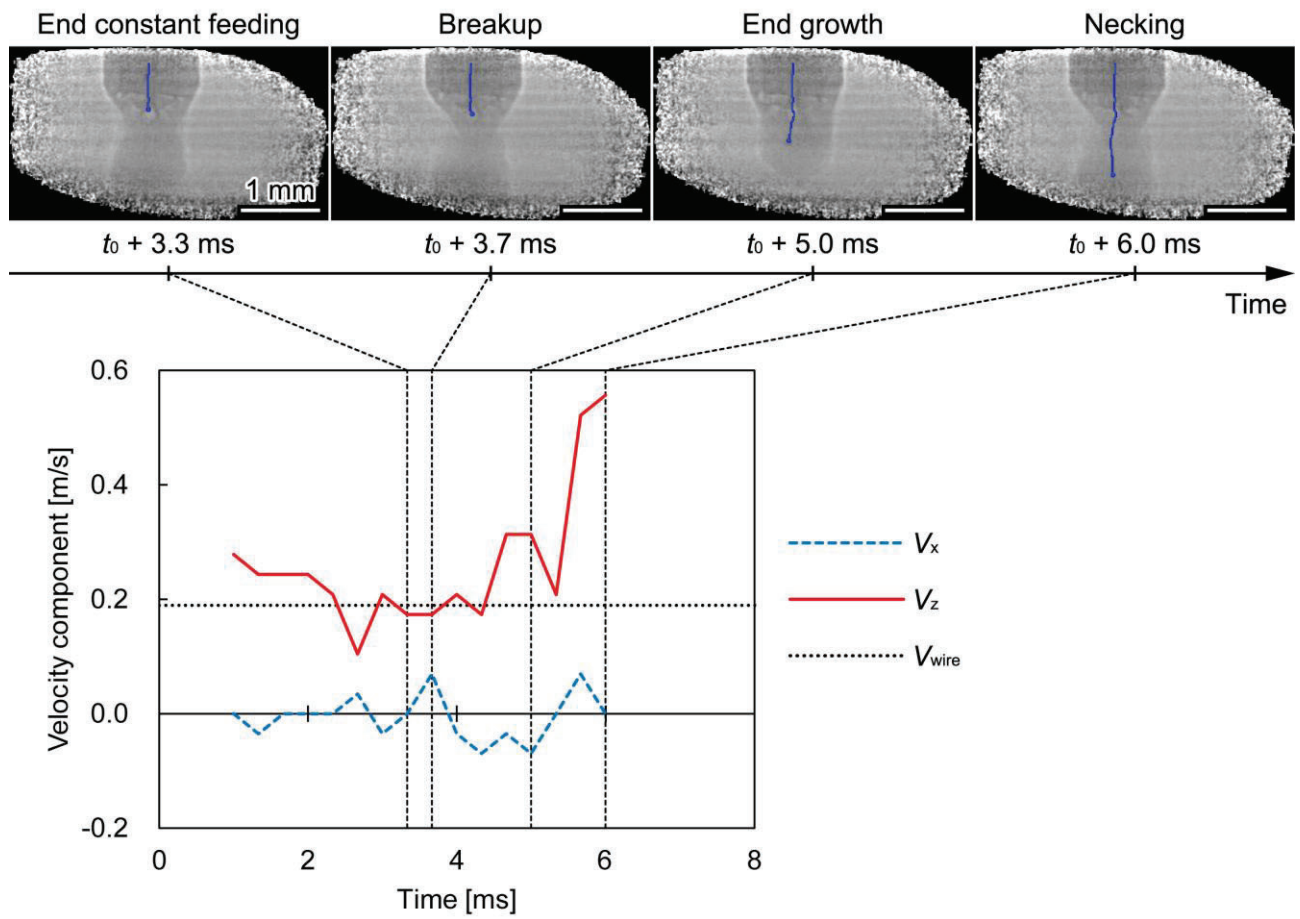


Fig. 3.19 Time-course graph depicting particle velocity components under 270 A/5 mm condition.

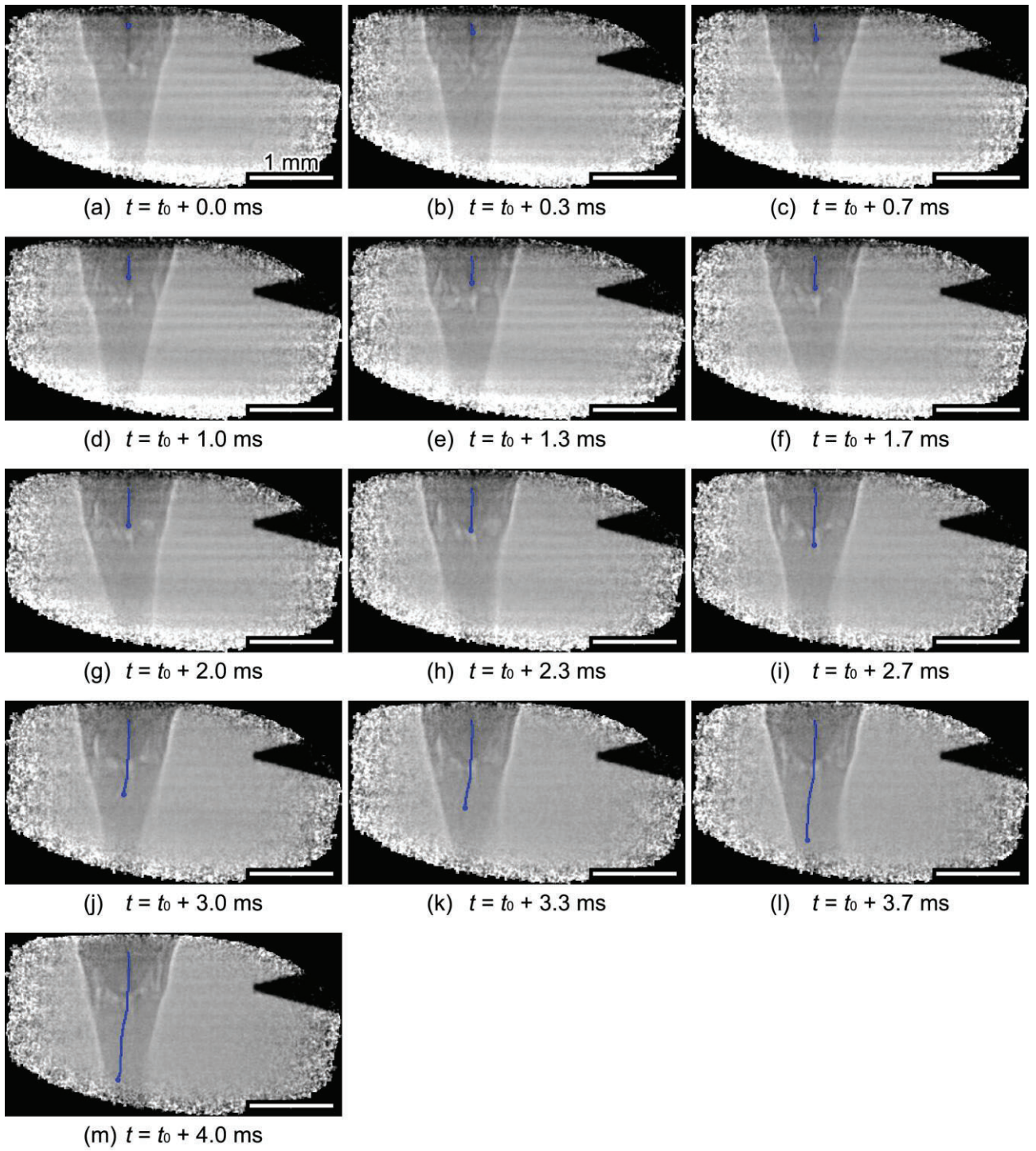


Fig. 3.20 Tracer particle trajectory under 270 A/0 mm condition: (a) Start metal transfer cycle (b) start particle tracking, and (m) end particle tracking. t_0 follows the same definition as in Fig. 3.12.

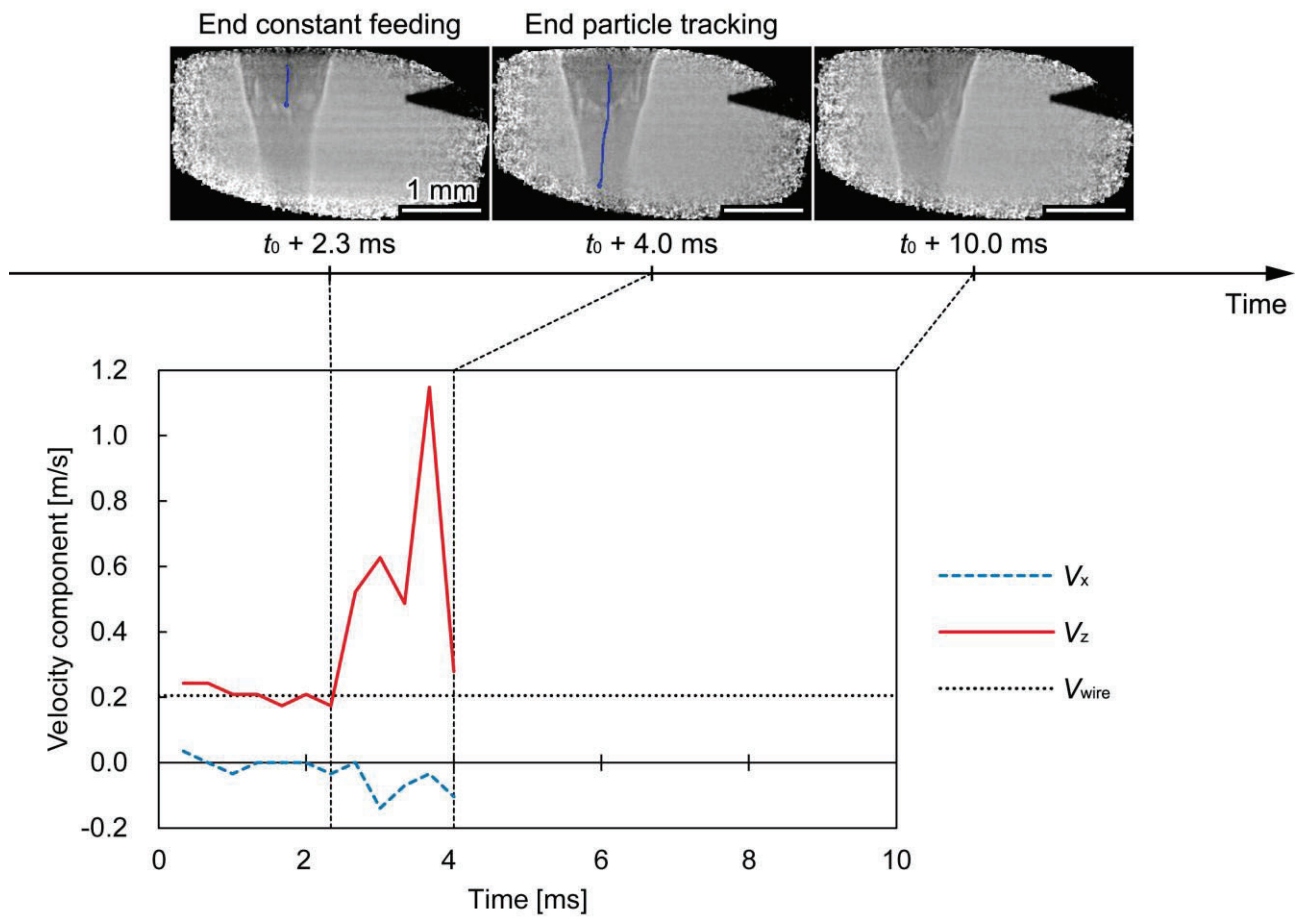


Fig. 3.21 Time-course graph depicting particle velocity components under 270 A/0 mm condition.

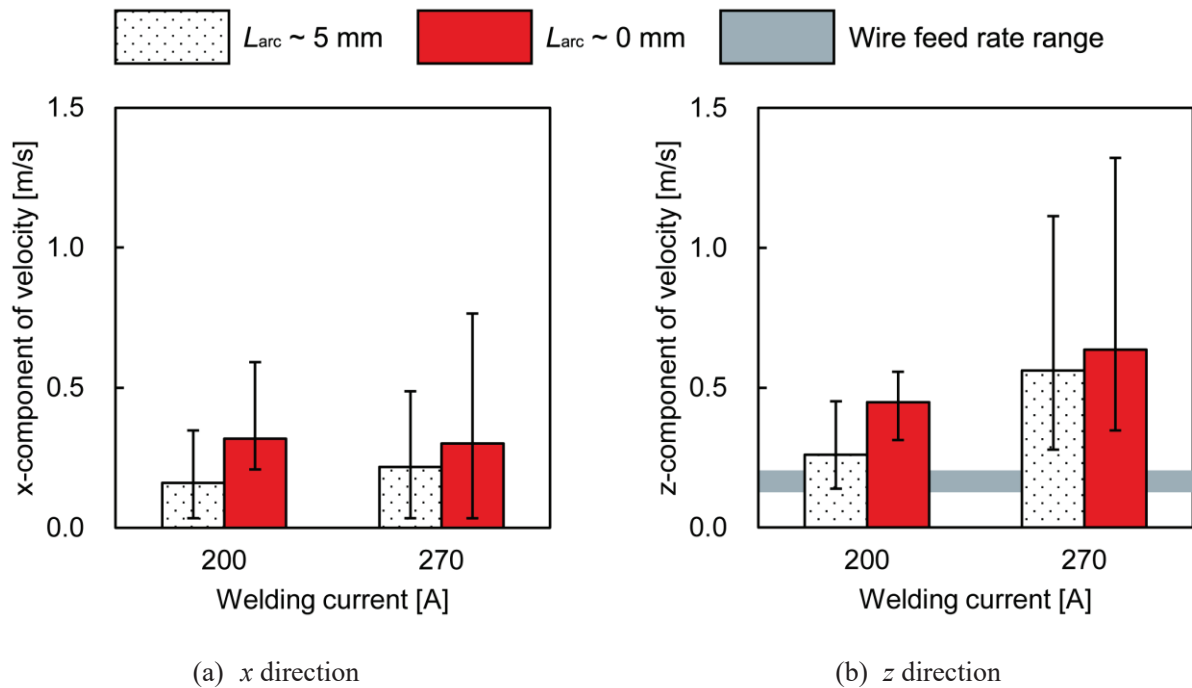


Fig. 3.22 Comparison of mean maximum velocity components obtained over droplet formation across current-specific variables.

各条件で得られた個別の結果を踏まえて Fig. 3.22 で内部流動速度の測定結果を整理し、電流に関する操作パラメータが内部流動速度に与える影響を比較する。図中のエラーバーは測定値の最大値・最小値に対応する。このグラフでは、溶滴成長期間に取得された各速度成分の最大値を代表値として使用した。溶滴成長期間に評価を制限した理由は、くびれ形成期間に特有の流路断面の局所的な縮小が、径方向のトレーサ粒子移動を制限するとともに、操作パラメータと無関係に軸方向の流れを変化させる可能性があったためである。ただし、 x 方向成分については、電極ワイヤ軸を基準とした相対的なトレーサ粒子移動を評価するために、絶対値の最大値を採用した。続いて、操作パラメータの影響度と測定値の絶対的な大きさを比較する。Fig. 3.22(a)に示す x 方向成分の測定結果によると、アーク長が約 5 mm から 0 mm へ縮小することに伴い x 方向成分が緩やかに増加したものの、溶接電流の 200 A から 270 A への増加に対しては明確な傾向が確認されなかった。一方、Fig. 3.22(b)に示す z 方向成分の測定結果では、アーク長の減少と溶接電流の増加が共通して z 方向成分の増加に寄与した。また、測定値の絶対的な大きさに焦点を当てると、 x 方向成分は、高々 0.3 m/s 程度であり、 z 方向成分と比較して小さな値を示した。対照的に、 z 方向成分は全条件でワイヤ送給速度の 2-3 倍に達し、特に 270 A/0 mm 条件では最大値の 0.64 m/s を記録した。

3.4 考察

3.4.1 トレーサ粒子の導入が溶滴形成に及ぼす影響

トレーサ非含有条件とトレーサ含有条件の主要な相違点は、溶滴内部での微小気泡の凝集と溶滴表面での微小揺動の発生である。共通する特徴としては、溶滴移行特性の定量評価指標に明確な変化が確認されなかったことが挙げられる。本項では、トレーサ粒子の導入が X 線 PTV 実験に及ぼす影響を評価するため、微小気泡の障害物効果と複合ワイヤの物性変化を検討する。

微小気泡がトレーサ含有条件でのみ観察されたことから、メタルコアードワイヤにおける粉末コアの存在が微小気泡の発生原因であると特定された。一般に粉末の充填密度には限界があるため、粉末コアに空気が残留するのは不可避である。ただし、固体ワイヤ相では、ワイヤ軸に沿うコントラストの低下は観察されず、空気の残留量は極めて少量であったと予測される。微量であっても、残留空気が高温の溶融金属相に導入されると膨張して気泡を形成した。次に、微小気泡が凝集して溶融金属相の質量厚さが局所的に低下し、X 線透過性が増したため、トレーサ含有条件でのみ固液境界が明瞭に観察された。さらに、フレーム間隔より短い時間スケールで残留空気が溶滴外へ放出された結果、表面観察画像では溶滴表面の微小揺動が、X 線透過画像では不明瞭な溶滴輪郭が観察されたと考えられる。

複合材料に特有の可能性として、アルミニウムワイヤにタングステン粒子を分散させることでワイヤ材料の物性が変化し得る。第 2 章の結果により、溶滴移行特性を支配する物性は表面張力と電気伝導率であることが明らかになった。高融点のタングステン粒子は溶融アルミニウム内で固体状態を維持したため、タングステン粒子の導入は表面張力に影響しない。一方で、ワイヤ電気伝導率については、導電特性の異なる材料が複合することで、物性変化を生じさせる可能性がある。例えば、既知の知見によると、ソリッドワイヤでは観察されないフラックスコアードワイヤに特有の現象として、電流経路の外縁集中が知られている[21]。この現象は、構造的要因として、ワイヤ断面の約 80%をコアが占めており[22]、物性要因として、外皮金属と比較してフラックスコアが導電性に劣ることに基づく。外皮金属における電流密度はソリッドワイヤと比べて増加し、フラックス柱の形成を含め溶滴移行挙動の変化を誘引する[23, 24]。しかし、本実験で使用したメタルコアードワイヤにおいて、粉末コアの断面積がワイヤ断面の

わずか 0.7%に過ぎず、共金系の金属粉末を選択したため、粉末コアと外皮金属の導電性に顕著な差異が生じる可能性は低い。本実験で使用したメタルコアドワイヤの電気伝導率を概算するために、Bruggeman が提案した有効媒質近似理論の適用を検討する。この理論は、連続相と分散相の体積分率を用いて、複合材料全体の電気伝導率を Eq. 3.7 と見積もることができる[25]。

$$\begin{aligned} \text{有効媒質近似理論} \quad & f_d \frac{\sigma_d - \sigma_{\text{eff}}}{\sigma_d + 2\sigma_{\text{eff}}} + f_c \frac{\sigma_c - \sigma_{\text{eff}}}{\sigma_c + 2\sigma_{\text{eff}}} = 0, \quad (f_d + f_c = 1) \\ \text{有効電気伝導率} \quad & \sigma_{\text{eff}} = \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 8\sigma_d\sigma_c}}{4}, \quad \alpha = (3f_d - 1)\sigma_d + (3f_c - 1)\sigma_c \end{aligned} \quad (3.7)$$

式中の記号について、 f は体積分率、 σ は電気伝導率を表す。また、添え字の d は分散相、 c は連続相、 eff は平均媒体を意味する。Table 3.3 の粉末混合条件に従うと、 $f_d \ll 1$ のため、ワイヤの有効電気伝導率は依然として連続相であるアルミニウムの電気伝導率に制約される。したがって、X 線 PTV 実験で使用したメタルコアドワイヤの溶融物性は、ソリッドワイヤと実質的に同等と評価され、溶滴移行の動的特性に影響しなかったと結論付けられる。

最後に、微小気泡の障害物効果と材料複合化による物性変化がトレーサ粒子移動に及ぼす影響を総合的に評価する。固液境界で微小気泡が凝集すると、分散空気相の体積分率が局所的に増加し、気泡程度の空間スケールでトレーサ粒子の移動流路を制限する恐れがある。しかしながら、ワイヤ径程度の空間スケールでは溶滴移行特性に明確な影響が認められず、固液境界近傍を通過した後の粒子移動に対して微小気泡の影響は比較的軽微であると考えられる。これらの検討より、本 X 線 PTV 実験から得られた知見は、ソリッドワイヤを使用する標準的なケースに対しても適用可能であることが示された。

3.4.2 内部流動特性が断面変形特性に及ぼす影響

(i) ワイヤ径方向流動の影響

溶滴移行における径方向の内部流動には、溶滴全体の非軸対称挙動および局所的なくびれ形成が影響する。特に、非軸対称挙動は、径方向のみならず軸方向の形状変化にも波及する恐れがある。本項では、径方向流動に起因する溶滴移行の非軸対称性に焦点を当て、次項で示す軸方向流動の解析に径方向流動の影響が波及する可能性を事前に確認する。この理由から、Fig. 3.22(a)に示した x 方向流速成分の測定は、溶滴成長期間に限定して実施され、くびれ形成による局所的かつ動的な表面変形の影響を排除した。

径方向の流速成分を、内部流動の時空間スケールに基づいて推定し、測定結果の妥当性を検証する。この推定では、内部流動が軸対称性を維持するための必要条件として、トレーサ粒子が溶滴移行周期の時間スケール内でワイヤ直径に相当する空間スケールを移動したとき、最大の径方向変位が生じることを仮定する。270 A/5 mm 条件の場合、最短の溶滴移行周期 2.0 ms を用いて、 x 方向の流速成分は最大で 0.6 m/s と推定された。Fig. 3.23 は、測定結果を推定値を比較した結果、軸対称性を維持可能な推定範囲に測定値がおおむね整合していることを示す。なお、同様の推定手法は、X 線 PTV の計測原理の制約で直接測定できない X 線入射方向 (y 方向) の流速成分にも適用可能である。

巨視的な表面観察では、溶滴移行挙動が軸対称であり、ワイヤ軸に沿って離脱滴が堆積していることが確認された。この観察結果は、径方向流動が溶滴移行の非軸対称挙動を引き起こし得ないという推定結果を実験的に裏付ける。溶滴内部の流動特性において弱い軸対称性が成立することが示され、次項で検討する軸方向挙動に径方向流動が与える影響は無視できる。

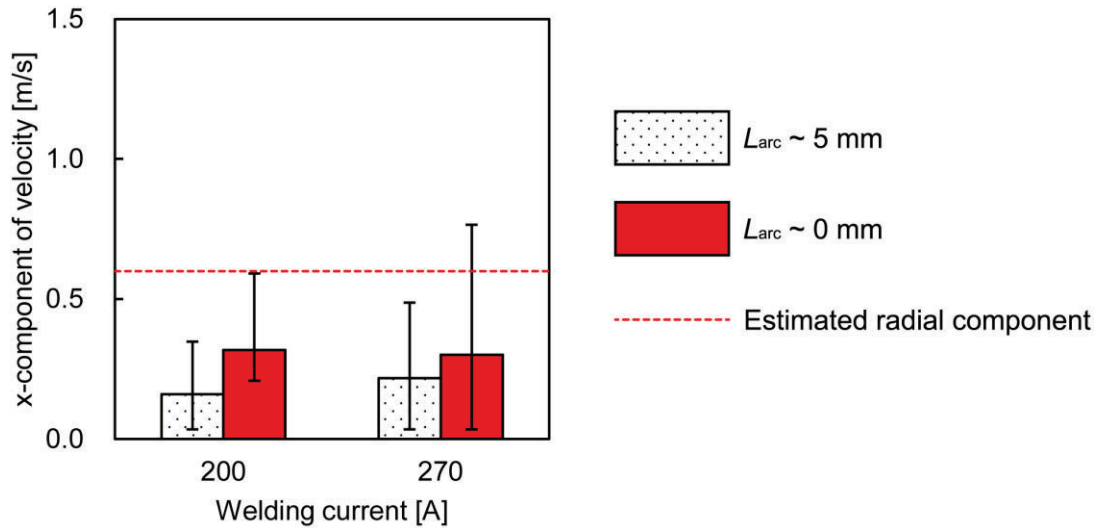


Fig. 3.23 Comparison of x -component velocity against estimated limit for triggering non-axisymmetric behavior.

(ii) ワイヤ軸方向流動の影響

軸方向の内部流動は溶滴全体の伸長挙動に影響を与え得る一方、局所的なくびれ形成によって軸方向流動が影響を受ける場合もある。Fig. 3.22(b)では、溶滴成長期間に限定して測定された z 方向流速成分が示されており、伸長性への影響を分析するための基礎データが提供された。本項では、この測定結果の物理的合理性を検証し、軸方向流動が溶滴の伸長性に及ぼす影響を議論する。

全条件で z 方向流速成分がワイヤ送給速度の 2-3 倍に増加したことから、内部流動に明確な加速機構が働いていると推測される。また、加速効果は電流に関する操作パラメータに応じて変動し、溶接電流の分流状態が加速機構の主要な役割を担っていると判断される。溶接電流値はアークプラズマと溶滴を貫く電流の総量を決定する。一方、アーク長が縮小すると、溶滴近傍でアークプラズマが径方向に拡大し、電流分流における空間的な構造を決定する。したがって、溶接電流の溶滴外部への分流量が正味の流動加速効果を決定する可能性が示された。

内部流動特性を表面変形特性に照らし合わせると、軸方向流速成分が増加した条件変化に対応して、溶滴の伸長が観察されたのは 270 A/0 mm 条件に限られた。この結果は、軸方向流動の増加が溶滴伸長の必要条件であることを示すとともに、伸長が発生するには他要因の関与も必要であることを示唆する。溶滴の伸長化・先鋭化に伴い先端部の曲率が大きくなることを踏まえると、考え得る可能性として表面張力が挙げられる。一般に、自由端を持つ伸長した液糸は、表面張力の作用により端部が収縮し、伸長が阻害される。その収縮速度のオーダーは、Eq. 3.8 に示す Taylor-Culick 速度で概算できる[26-28]。

$$\text{Taylor-Culick 速度} \quad v_{\text{capi}} = \sqrt{\gamma/\rho R} \quad (3.8)$$

式中の文字について、 γ は表面張力、 ρ は密度、 R は液糸の半径を表す。Table 3.7 の計算条件を用いて、純アルミニウムの物性から収縮速度を見積もると、0.9 N/m の表面張力に対して収縮速度は 0.79 m/s と算出された。破断直後の溶滴端部では、融点以上の温度上昇が見込まれ、温度上昇が収縮速度の低下を招く可能性がある。表面活性元素の吸着がない場合、熔融金属の表面張力は温度上昇につれて低下する。特に、アルミニウムの場合、1600 K から 2360 K の温度域で、表面張力は 0.7-0.8 N/m の範囲で低下する

と報告されている[29]。0.7 N/m の表面張力に対して収縮速度を再計算すると、0.70 m/s と算出される。Fig. 3.24 に、0.7–0.9 N/m の表面張力範囲で推定された収縮速度を、Fig. 3.22(b)に示した z 方向流速成分の測定結果に重畳して示す。270 A/0 mm 条件の内部流動速度は、推定収縮速度と誤差範囲内で一致する。この結果は、溶滴が伸長状態にある場合、内部流動速度が収縮速度と同等以上である可能性を示す。

溶滴伸長メカニズムは、内部流動による流下効果と表面張力による収縮効果の競合によって説明され得ることが明らかになった。Fig. 3.25 の模式図に示す通り、溶滴が破断した直後、溶滴先端は内部流動速度 v_{in} に対して相対的に Taylor–Culick 速度のオーダー v_{capi} で収縮する。すなわち、実験室系では相対速度 $v_{in} - v_{capi}$ で溶滴先端が移動する。ドロップ移行の場合、先端が流下する前に収縮が速やかに完了し、球形の溶滴を形成する (Fig. 3.25(a))。プロジェクト移行の場合、収縮効果に流下効果が迫り、やや先鋭な溶滴を形成する (Fig. 3.25(b))。ストリーミング移行の場合、流下効果が収縮効果に対して優勢となり、破断直後から溶滴は伸長を再開する (Fig. 3.25(c))。

Table 3.7 Calculation condition for capillary velocity.

Density	Surface tension	Wire radius
2385 kg/m ³	0.7–0.9 N/m	0.6 mm

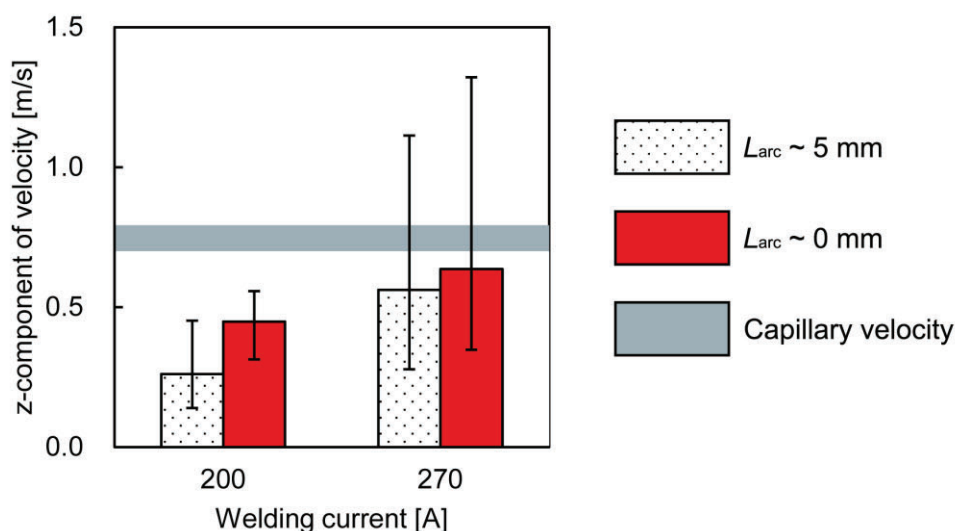
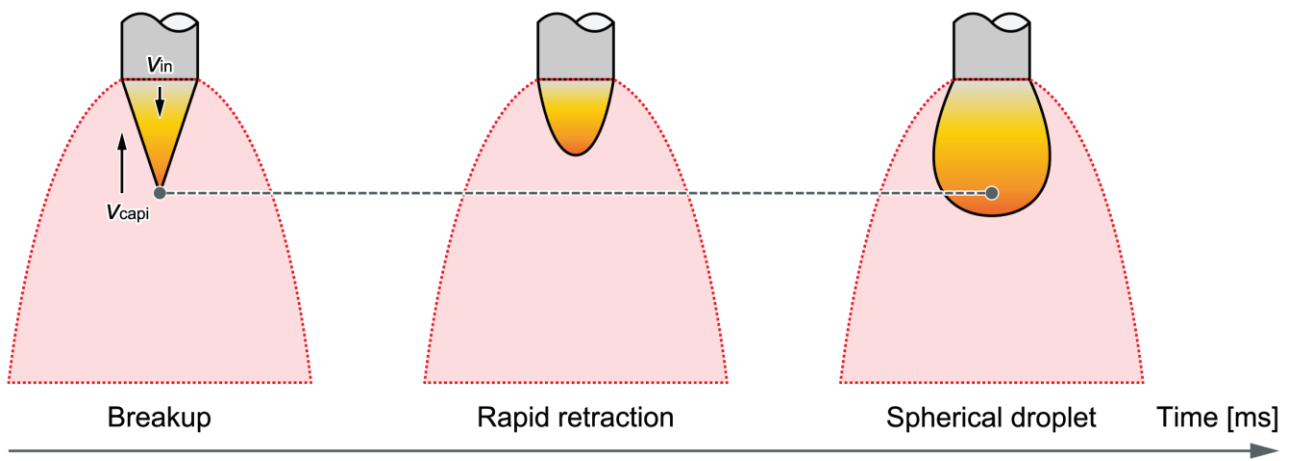
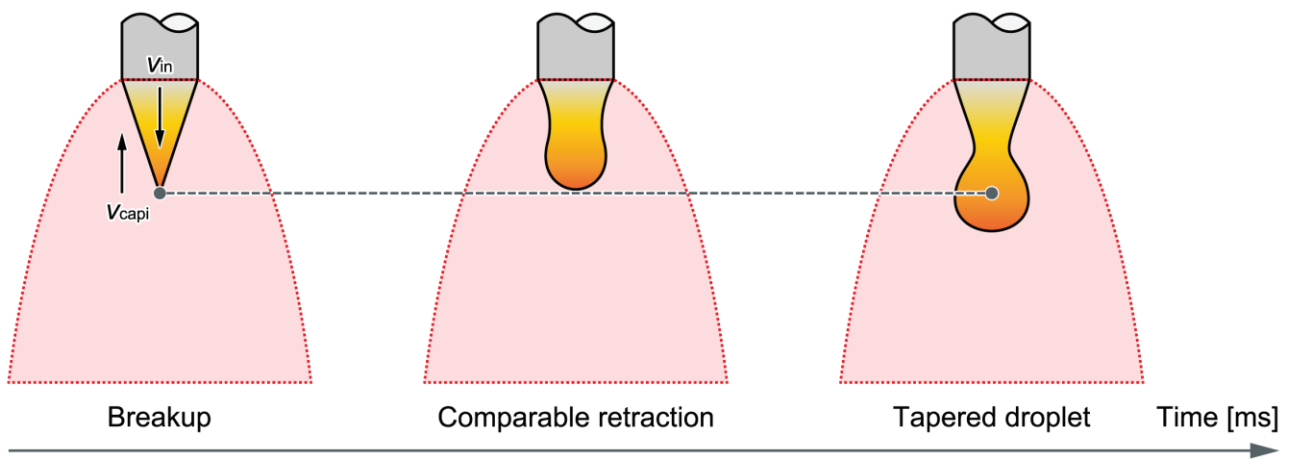


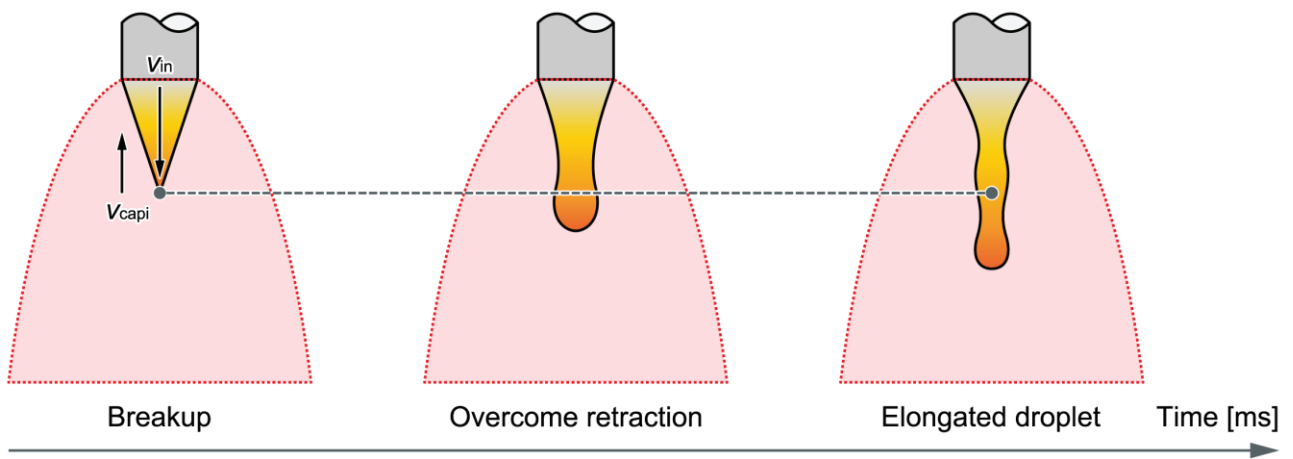
Fig. 3.24 Comparison of z -component velocity against capillary velocity.



(a) Drop transfer mode



(b) Projected-spray transfer mode



(c) Streaming-spray transfer

Fig. 3.25 Directional movement of molten droplet bottom based on relative velocity of internal velocity v_{in} and capillary velocity v_{capi} .

3.4.3 流速測定精度の評価

X線 PTV の計測精度は、画像解析技術とトレーサ粒子技術に影響を受ける。画像解析技術では、離散的画像の使用に起因して、離散化誤差と位置決定誤差が生じる。また、トレーサ粒子技術では、粒子に重力や粘性抵抗が働き、流体に対する追従性を低下させる結果、追従誤差が発生する。本項では、これらの誤差が速度計測に与える影響を評価し、技術的妥当性を検証する。

X線 PTV の計測原理は、デジタル画像中のトレーサ粒子像の追跡解析に基づく。連続的な速度情報を直接取得するアナログ計測手法とは異なり、本手法は連続する位置情報を離散的なピクセル情報に変換する過程で、離散化誤差とトレーサ粒子の位置決定誤差が潜在的に生じる。まず、離散化誤差は、連続的な座標を離散的なピクセルに丸め込むことで生じる誤差である。Eq. 3.9 に示す通り、画像分解能 S の半分と見積もられ、低解像度の場合に誤差は増大する。

$$\text{離散化誤差} \quad \delta x_d \sim \frac{S}{2} \quad (3.9)$$

次に、位置決定誤差は、トレーサ粒子像のピクセル空間分布から代表位置を選定する過程で生じる。Eq. 3.10 に示す通り、粒子径の半分程度に相当する。特に、本実験の場合、手で粒子を追跡しており、計測者の視覚的な検出精度が誤差の一因になる。

$$\text{位置決定誤差} \quad \delta x_p \sim \frac{D_p}{2} \quad (3.10)$$

離散化誤差と位置決定誤差を基に、最終的な誤差伝播は Eq. 3.11 を用いて評価される。Table 3.8 に示す計測情報より、位置測定誤差は最大でも $27 \mu\text{m}$ と推定される。

$$\text{位置測定誤差} \quad \delta x \sim \sqrt{(\delta x_d)^2 + (\delta x_p)^2} \quad (3.11)$$

Eq. 3.12 に従い、この位置誤差にフレーム間隔を反映することで速度誤差が取得できる。本実験の場合、画像解析に起因する速度誤差は約 0.08 m/s である。

$$\text{速度測定誤差} \quad \delta v = \frac{\delta x}{\Delta t} \quad (3.12)$$

Table 3.8 Error estimation parameters originating from image analysis.

Parameter	Symbol	Value
Pixel size	S	$11.59 \mu\text{m/mm}$
Particle diameter	D_p	$53 \mu\text{m}$
Frame interval	Δt	0.33 ms

追従誤差とは、トレーサ粒子と流体に働く駆動力の不均衡に起因して、粒子が流れから逸脱する場合に生じ、滑り速度に対応する。本実験では、高密度材料であるタングステンをトレーサ粒子として採用したため、特に重力が追従誤差を誘引する可能性がある。ストークスの法則に基づき、重力が追従誤差に及ぼす影響を評価する。ストークスの法則では、静止流体中で粒子が定常に自由落下する場合の落下速度（終端速度）を Eq. 3.13 と与える[30]。

$$\text{終端速度} \quad v_t = \frac{(\rho_p - \rho_f)gD_p^2}{18\eta} \quad (3.13)$$

式中の記号について、 ρ_p は粒子の密度、 ρ_f は流体の密度、 g は重力加速度、 D_p は粒子の直径、 η は流体の粘度を指す。本評価の前提として、電磁力の寄与がない系を想定する。初期条件として、タングステン粒子と溶融アルミニウムはワイヤ送給速度で鉛直下向きに射出される。その後、溶融アルミニウムは一定かつ一様にワイヤ送給速度で流下し、タングステン粒子は重力の作用を受けて溶融アルミニウム中を沈降する。この設定により、実験室系において、粒子がワイヤ送給速度で鉛直に投げ下げられる問題（Fig. 3.26 右）として扱われる。一方、ワイヤ送給速度で一定に流下する観測系において、この問題は初速ゼロの自由落下問題（Fig. 3.26 左）へと変換される。観測系における終端速度は、実験系におけるワイヤ送給速度からの速度増分と読み替えられ、重力による粒子の加速効果を示す簡易指標となる。Table 3.9 の粒子と流体条件に従うと、重力による追従誤差は 0.02 m/s 程度と推定される。

本項では、画像解析に起因する誤差とトレーサ粒子の追従誤差を評価し、 z 方向の流速成分と比べてこれらの誤差は一桁小さいことが確かめられた。したがって、 z 方向の溶滴伸長に重点を置く本研究において、X 線 PTV に由来する誤差によって、流速測定データから導かれた溶滴伸長メカニズムの妥当性を損なうことはない。

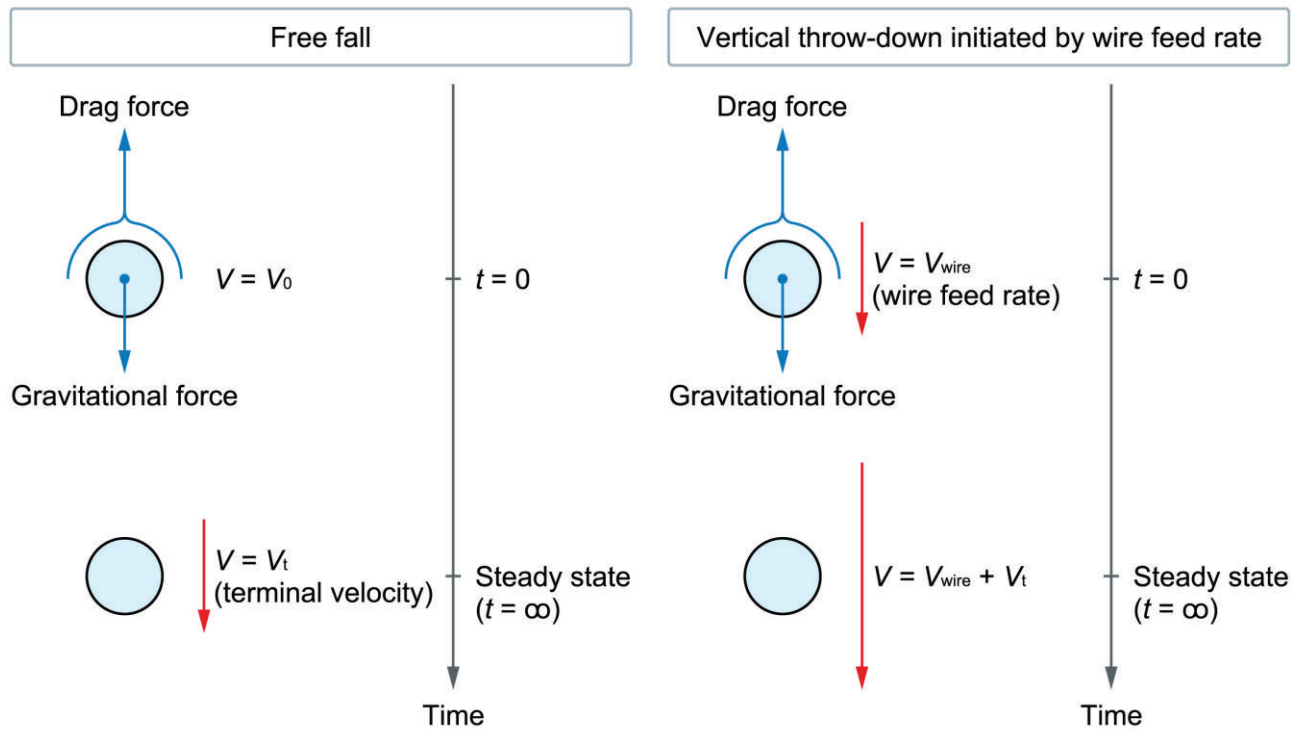


Fig. 3.26 Evaluation of gravitational effect: problem setting and key assumptions.

Table 3.9 Error estimation parameters originating from particle fidelity.

Parameter		Symbol	Value
Fluid (Al)	Density	ρ_f	$2.385 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
	Viscosity	η	$1.30 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$
Particle (W)	Density	ρ_p	$1.93 \times 10^4 \text{ kg/m}^3$
	Diameter	D_p	$53 \text{ }\mu\text{m}$

3.5 結言

本章では、溶滴内部流動のワイヤ軸方向加速現象を対象に、溶滴が伸長状態へと遷移するための内部流動条件を解明した。X線PTVの適用によって、溶滴の断面変形特性および内部流動特性をその場かつ同時に計測した結果、以下の知見を得た。

- 1) 溶滴移行現象にX線PTVを適用するため、タングステン粒子を粉末コアに含むシームレスメタルコアドワイヤを供試ワイヤとして使用した。連続する透過画像から明瞭なタングステン粒子像が取得され、トレーサ粒子追跡解析の必要条件を満たすことが示された。
- 2) ソリッドワイヤとシームレスメタルコアドワイヤを用いて断面および表面性状を比較し、ワイヤ材質の不均一性が溶滴移行の動的特性に与える影響が限定的であることが示された。トレーサ含有条件では、粉末コアに残留する空気が溶滴内部で微小気泡として凝集し、その排出過程で溶滴表面に微小揺動が発生した。しかし、トレーサ非含有および含有の両条件で、溶滴移行周期や等価溶滴半径に変化がなく、残留空気が溶滴移行の動的特性や内部流動特性に与える影響は軽微であることが示された。
- 3) 溶接電流とアーク長を電流に関連する操作パラメータとして選択し、断面変形特性を基に、これらのパラメータが溶滴伸長特性に及ぼす影響を示した。透過観察範囲におけるくびれ形成の有無から、溶滴の伸長状態が定性的に評価され、高電流かつ最小アーク長条件（270 A/0 mm）でのみ溶滴伸長の発生が確認された。
- 4) ワイヤ軸方向の内部流動特性に関して、操作パラメータの影響度および代表的な速度基準に基づき、加速効果が評価された。操作パラメータの影響度として、溶接電流の増加あるいはアーク長の減少に従い z 方向流速成分が増加した。代表的な速度基準との比較によると、ワイヤ送給速度に対しては、全条件で z 方向流速成分が2–3倍に増加した。表面張力による収縮速度に対しては、溶滴伸長条件に限り、 z 方向流速成分がTaylor–Culick速度と同等の水準に達した。
- 5) ワイヤ径方向の内部流動特性に関して、溶滴伸長特性に径方向流動が与える影響は無視できることが示された。 x 方向流速成分は溶滴移行の非軸対称挙動を引き起こす水準には達しておらず、明確なパラメータ依存性も認められなかった。さらに、溶滴移行の軸対称挙動を支持する巨視的な表面観察結果を考慮すると、内部流動特性において弱い軸対称性の成立が示唆された。
- 6) 溶接電流やアーク長に応じて、溶滴を流れる電流量が相対的に減少すると、溶滴内部流動のワイヤ軸方向加速が助長される可能性が示された。内部流動による流下効果が表面張力による収縮効果と同等以上に達する場合、溶滴が伸長状態へと遷移するメカニズムが提案された。

参考文献

- [1] Y. Abe, T. Fujimoto, M. Nakatani, H. Komen, M. Shigeta, and M. Tanaka, “High speed X-ray observation of digital controlled submerged arc welding phenomena,” *Science and Technology of Welding and Joining*. Vol. 26, No. 4 (2021), pp. 273–347.
- [2] M. Takawa, E. Hamada, R. Kuriyama, *et al.*, “Research on the effects of coating flux composition on shielded metal arc welding droplet transfer phenomenon,” In: *Preprints of the National Meeting of JWS*. pp. 402–403. *Japan Welding Society*, Fukuoka (2017).
- [3] M. Raffel, C. E. Willert, S. T. Wereley, and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Springer International Publishing, Cham (2018).
- [4] R. J. Adrian, “Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics,” *Annual Review of Fluid Mechanics*. Vol. 23 (1991), pp. 261–304.
- [5] J. W. Foreman, Jr, E. W. George, and R. D. Lewis, “Measurement of localized flow velocities in gases with a laser doppler flowmeter,” *Applied Physics Letters*. Vol. 7, No. 4 (1965), pp. 77–78.
- [6] A. Thess, E. V. Votyakov, and Y. Kolesnikov, “Lorentz force velocimetry,” *Physical Review Letters*. Vol. 96, No. 16 (2006), 164501.
- [7] A. Thess, E. Votyakov, B. Knaepen, and O. Zikanov, “Theory of the Lorentz force flowmeter,” *New Journal of Physics*. Vol. 9 (2007), 299.
- [8] A. Thess, Y. Kolesnikov, and C. Karcher, “Method and arrangement for the contactless inspection of moving electrically conductive substances,” Patent No. WO 2007/033982 (2007).
- [9] C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss, *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer Berlin, Heidelberg (2016).
- [10] J. T. Bushberg, *The essential physics of medical imaging*. Lippincott Williams & Wilkins (2011).
- [11] W. Huda, *Review of radiologic physics*. Lippincott Williams & Wilkins (2010).
- [12] K. Yamazaki, E. Yamamoto, K. Suzuki, *et al.*, “The measurement of metal droplet temperature in GMA welding by infrared two-colour pyrometry,” *Welding International*. Vol. 24, No. 2 (2010), pp. 81–87.
- [13] E. Siewert, J. Schein, and G. Forster, “Determination of enthalpy, temperature, surface tension and geometry of the material transfer in PGMAW for the system argon–iron,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 46, No. 22 (2013), 224008.
- [14] T. Methong, M. Shigeta, M. Tanaka, R. Ikeda, M. Matsushita, and T. Kataoka, “Diagnostic of heat source characteristics in gas metal arc welding using CO₂ shielding gas,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 35, No. 2 (2017), pp. 103–107.
- [15] S. B. Mamat, T. Methong, S. Tashiro, and M. Tanaka, “Droplet temperature measurement in metal inert gas welding process by using two color temperature measurement method,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 35, No. 2 (2017), pp. 160–164.
- [16] G. Zhang, G. Goett, R. Kozakov, *et al.*, “Study of the wire resistance in gas metal arc welding,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 52, No. 8 (2019), 085201.
- [17] Y. Ogino and Y. Hirata, “Numerical simulation of metal transfer in argon gas-shielded GMAW,” *Welding in the World*. Vol. 59 (2015), pp. 465–473.
- [18] T. Shobu, K. Tozawa, H. Shiwaku, *et al.*, “Wide band energy beamline using Si (111) crystal monochromators at BL22XU in SPring-8,” *AIP Conference Proceedings*. Vol. 879, No. 1 (2007), pp. 902–906.

- [19] J. Schindelin, I. Arganda-Carreras, E. Frise, *et al.*, “Fiji: an open-source platform for biological-image analysis,” *Nature Methods*. Vol. 9 (2012), pp. 676–682.
- [20] F. P. Cordelières, “Manual Tracking,” <https://imagej.net/ij/plugins/track/track.html>.
- [21] E. Yamamoto, K. Yamazaki, K. Suzuki, and F. Koshiishi, “Effect of flux ratio in flux-cored wire on wire melting behaviour and fume emission rate,” *Welding in the World*. Vol. 54 (2010), pp. R154–R159.
- [22] F. Matsuda, M. Ushio, T. Tsuji, and T. Mizuta, “Arc characteristics and metal transfer with flux-cored electrode in CO₂ shielding (report I) : effect of geometrical shape in wire cross-section on metal transfer in stainless steel wire,” *Transactions of JWRI*. Vol. 8, No. 2 (1979), pp. 187–192.
- [23] Y. Wang, Y. Q. Zhang, B. Wang, and Z. J. Wang, “Study on metal transfer and welding spatter characteristics of basic flux cored wire,” *Applied Mechanics and Materials*. Vol. 477–478 (2013), pp. 1369–1372.
- [24] 一般社団法人溶接学会溶接法研究委員会, 新溶接アーク現象. 産報出版 (2021).
- [25] R. Landauer, “The electrical resistance of binary metallic mixtures,” *Journal of Applied Physics*. Vol. 23, No. 7 (1952), pp. 779–784.
- [26] G. Taylor, “The dynamics of thin sheets of fluid. III. Disintegration of fluid sheets,” *Proceedings of the Royal Society of London*. Vol. 253, No. 1274 (1959), pp. 313–321.
- [27] F. E. C. Culick, “Comments on a Ruptured Soap Film,” *Journal of Applied Physics*. Vol. 31, No. 6 (1960), pp. 1128–1129.
- [28] A. Umemura, “Self-destabilizing mechanism of circular liquid jet,” *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*. Vol. 55, No. 643 (2007), pp. 359–366.
- [29] V. Sarou-Kanian, F. Millot, and J. C. Rifflet, “Surface tension and density of oxygen-free liquid aluminum at high temperature,” *International Journal of Thermophysics*. Vol. 24, No. 1 (2003), pp. 277–286.
- [30] H. Lamb, *Hydrodynamics*. Cambridge Univ. Press (1895).

第4章 自己電磁加速を原理とする溶滴伸長メカニズム

4.1 緒言

第2章では、溶滴移行現象を構成する電磁場現象の役割を特定し、溶滴外部への溶接電流の分流促進がワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態の遷移を引き起こすことを示した。第3章では、流体現象の役割に焦点を当て、電流分流が溶滴内部流動をワイヤ軸方向に加速する実験的なエビデンスを取得した。さらに、内部流動による流下効果と表面張力による収縮効果が溶滴の伸長可否を決定するメカニズムが提案された。溶接電流の分流と内部流動の加速が果たす役割を結び付けることにより、溶滴伸長が発生するための電磁場現象と流体現象の連成メカニズムを解明できる可能性が示される。本章の目的は、第3章までに得られた実験知見を基に、溶滴伸長メカニズムを体系的に明確にし、溶滴伸長の発生可否を予測する指針を構築することである。この目的を達成するために、溶滴移行の駆動因子間の相互作用を評価する方針を採用する。電磁場現象と流体現象に対応する主要な駆動力である電磁力と慣性力に加え、第3章で溶滴伸長の発生抑制効果が指摘された表面張力を本章の評価対象とする。

溶滴移行現象において、溶融金属とアークプラズマの共存状態は電磁熱流体的な相互作用の複雑性を助長する。本章では、電磁場現象と流体現象の連成に基づく溶滴伸長メカニズムを解明するため、溶滴とアークプラズマ間の相互作用を段階的に評価するアプローチを採用する。第1段階として、非導電性液体の滴下現象である液体ジェット分裂現象を基準モデルに選択し、アークプラズマが存在しない系を対象に溶融金属流れの駆動特性を解析する。第2段階では、アークプラズマが共存する系を対象を移し、溶融金属流れの駆動特性を解析する。これらのステップを通じて、溶滴伸長の駆動メカニズムを体系的に解明する。

4.2 アークプラズマ非共存系における溶融金属流動現象の解析

4.2.1 溶滴移行現象と液体ジェット分裂現象の比較

ジェット（噴流）とは、ノズルやオリフィスから流出する円柱状流体の流れを指す。特に、自由表面を有する液体ジェットの場合、何らかの要因で自由表面に不安定性が発生すると、表面擾乱が不可逆に成長し、やがて液体ジェットは分裂して液滴を形成する。この分裂現象は、レオナルド・ダ・ヴィンチが水ジェットのスケッチを残したように、歴史的にも長い研究の蓄積があるトピックである[1]。さらに、アトマイズ技術や燃料噴霧技術を含む液体微粒化技術の基本原則として、現在も重要な役割を果たす。

自由表面を伴う円柱状液体が分裂する外観的特徴から、溶滴移行現象が液体ジェット分裂現象に酷似していることは、溶滴移行現象の研究初期から指摘されてきた[2, 3]。この類似性をさらに強化する要素として、Fig. 4.1 に示す分裂形態の遷移が挙げられる。液体ジェットを導入する流出速度が増加すると、ジェットは急激な伸長を経験し、ドリッピングモードからレイリーモード（ジェッティングモード）へ分裂形態が遷移する[4–6]。この分裂形態の遷移は、溶滴移行現象においてドロップおよびプロジェクト移行からストリーミング移行への遷移時に観察される溶滴伸長の外観的特徴に一致している。

液体の分裂は、表面積の増加、ひいては表面エネルギーの増加を伴う。したがって、分裂が発生するためには、液体に作用する駆動力を介してエネルギーを系に投入し、表面エネルギーの増加を賄う必要がある。溶滴移行現象と液体ジェット分裂現象の類似性あるいは相違性を本質的に議論するには、現象

を支配する駆動力を比較することが極めて有効なアプローチとなり得る。本節では、理論モデルに焦点を当て、両現象を比較・検討する。理論モデルとは、解析的な数理モデルであり、複数の要素が複雑に連成した物理現象から支配要素を抽出することで導かれる。理論モデルの構築によって、数式をベースにした定量的かつ普遍的な議論が可能となる。

Table 4.1 に、溶滴移行現象と液体ジェット分裂現象に対して提案された理論モデルを、支配駆動力の観点から分類・整理した結果を示す。両現象に共通する駆動力として、重力・表面張力・慣性力（流れの直進性）が挙げられる。対照的に、電磁力の有無によって両現象は明確に区別される。水や油を含む非導電性流体を対象とする液体ジェット分裂現象では電磁力が考慮されない一方で、導電性流体である溶融金属を対象とする溶滴移行現象において電磁力は中核となる駆動力である。

本項では、共通する駆動力ごとに各モデルのコンセプトを説明し、溶滴移行現象と液体ジェット分裂現象の比較検討を進め、最終的には両現象における理論モデルの統合的な理解に繋げる。

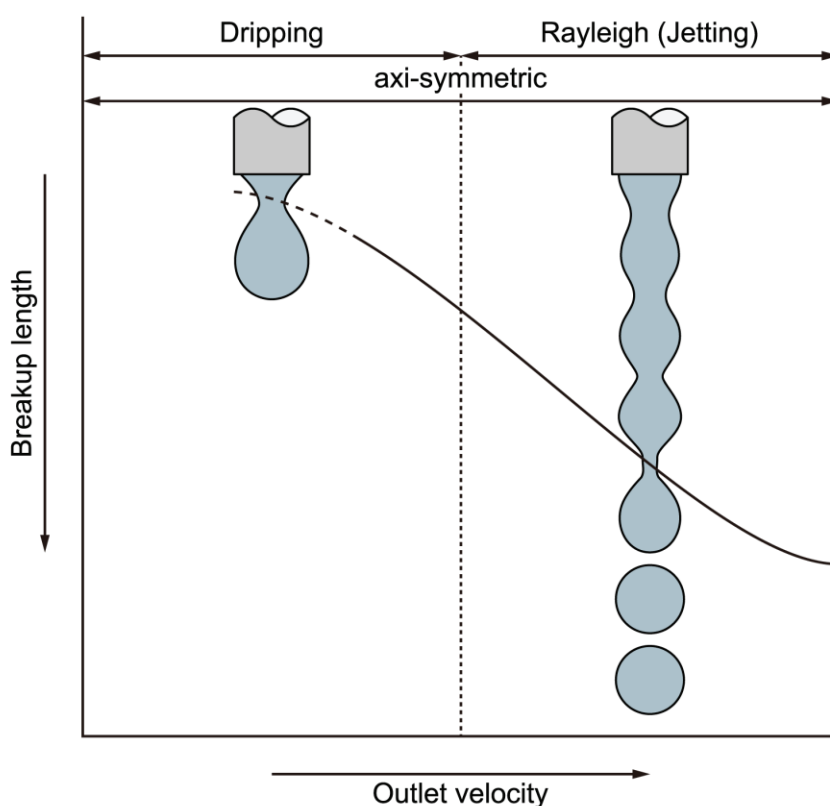


Fig. 4.1 Breakup regimes observed in liquid jet [4–6].

Table 4.1 Mathematical models for jet breakup phenomenon classified by driving factor and fluid conductivity.

Driving factor	Liquid jet breakup		Metal transfer
	Non-conductive fluid		Conductive fluid
Gravity-driven	Tate's law ^a		Static force balance theory ^b
Capillary-driven	Without inertial force	Plateau-Rayleigh instability ^c	Pinch instability ^d
	With inertial force	Absolute/convective instability ^e	Not applicable

^a Ref. [7]; ^b Refs. [8, 9]; ^c Refs. [10, 11]; ^d Refs. [2, 12]; ^e Ref. [13].

(i) 重力駆動系

重力駆動モデルの基本コンセプトは、静止液体における離脱力と保持力のつり合いである。液体ジェット分裂現象の場合、Fig. 4.2 に示す通り、ノズル先端で静かに形成された液体ジェットは、離脱力である重力が保持力である表面張力を上回ると分裂する。Eq. 4.1 で与えられる分裂条件は、Tate の法則と呼ばれ[7]、代表的な表面張力の測定手法である滴下法に応用される[14, 15]。

$$\text{Tate の法則} \quad mg = 2\pi R\gamma \quad (4.1)$$

式中の記号について、 m は懸垂液滴の重量、 g は重力加速度、 R はノズル半径、 γ は表面張力を指す。

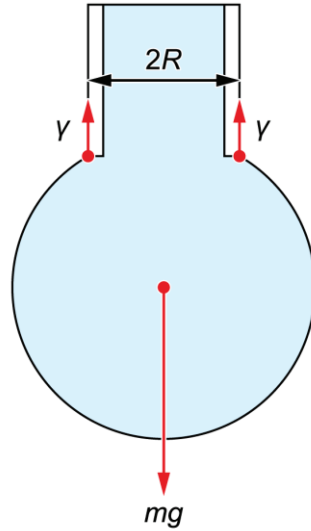


Fig. 4.2 Liquid droplet geometry assumed in Tate's law.

溶滴移行現象における重力駆動モデルとして、静的つり合い理論が提案された[8, 9]。このモデルは、GMA 溶接に特有の駆動力を反映しており、Eq. 4.2 の左辺に示す保持力の合力が同式右辺に示す離脱力の合力を上回る場合、溶滴が破断する。

$$\text{静的つり合い理論} \quad F_S + F_e = F_G + F_D + F_m \quad (4.2)$$

式中の文字について、 F_S は表面張力、 F_e は溶滴に付着するアークプラズマからの圧力（アーク圧力）を表し、保持力として作用する。一方、 F_G は重力、 F_D は溶滴周囲のプラズマ気流による空力抗力を指し、主要な離脱力として働く。 F_m は電磁力を表し、通常は離脱力として作用し、特定の条件下では保持力の役割を果たす場合もある。Fig. 4.3 に示す通り、真球状で内部流動のない溶滴に働く電磁力は、Greene によって Eq. 4.3 と導出されている。

$$F_m = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \left[\ln \frac{a \sin \phi}{b} - \frac{1}{4} - \frac{1}{1 - \cos \phi} + \frac{2}{(1 - \cos \phi)^2} \ln \frac{2}{1 + \cos \phi} \right] \quad (4.3)$$

式中の記号について、 μ_0 は真空の透磁率、 I は溶接電流、 a は溶滴半径、 b はワイヤ半径、 ϕ は溶滴中心を基点として陽極領域の広がりを表す角度である。アークルートがワイヤ径よりも広い場合 ($a \sin \phi > b$)、電磁力は正值を持ち、離脱力として働く。反対に、アークプラズマが溶滴下部で緊縮し、アークルートがワイヤ径より狭い場合 ($a \sin \phi < b$)、電磁力は負値を示し、保持力として作用する。さらに、これらの代表的な駆動力に加えて、溶滴の上部と下部の電流密度差から生じる慣性力を考慮し、静的つり合い理論の修正を試みた報告もある[16]。

最後に、各モデルの詳細を踏まえ、液体ジェット分裂現象と溶滴移行現象における重力駆動モデルを比較する。明らかに、静的つり合い理論は、Tate の法則に電磁力の寄与を追加した拡張モデルと捉えることができる。

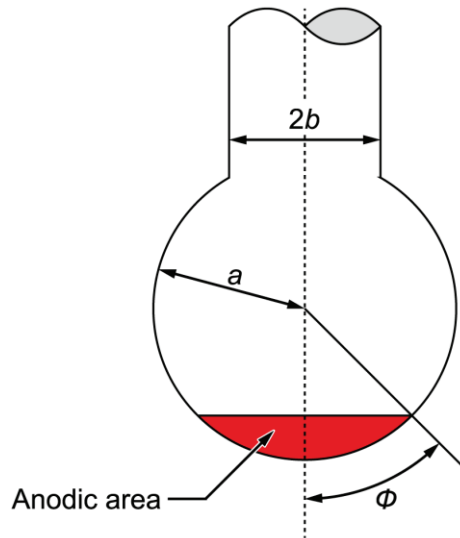


Fig. 4.3 Molten droplet geometry assumed in static force balance theory.

(ii) 表面張力駆動系

表面張力駆動モデルの基本コンセプトは、表面擾乱を伴う流体円柱において、膨らみ部とくびれ部の間に生じる軸方向の毛管圧力勾配によって説明される。Plateau-Rayleigh (P-R) 不安定性とピンチ不安定性は、表面張力駆動モデルに分類され、共通して非粘性かつ非圧縮で無限長の流体円柱を仮定し、重力を考慮しない。さらに、ピンチ不安定性では、流体が磁化されないという仮定が追加される。

毛管圧力が流体円柱の分裂に果たす役割を示すため、長波長近似が成立する最も単純なケースで Plateau-Rayleigh 不安定性を説明する。毛管圧力（ラプラス圧）とは、曲率を持つ自由界面において、2相間で生じる圧力差であり、Eq. 4.4 のヤング・ラプラスの式で与えられる。

$$\text{ヤング・ラプラスの式} \quad p_{\text{capi}} = \gamma \kappa = \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.4)$$

式中の記号について、 p_{capi} は毛管圧力、 γ は表面張力、 κ は曲率、 R_1 と R_2 は曲率半径を意味する。特に、Fig. 4.4 に示す軸対称な流体円柱の場合、円柱半径の関数を用いて主曲率は Eq. 4.5 で与えられる[17]。

$$\text{主曲率（径方向）} \quad \kappa_r = \frac{1}{R_1} = \frac{1}{h(1 + h'^2)^{1/2}} \quad (4.5)$$

$$\text{主曲率（軸方向）} \quad \kappa_z = \frac{1}{R_2} = -\frac{h''}{(1 + h'^2)^{3/2}}$$

式中の記号について、 κ_r は径方向の曲率、 κ_z は軸方向の曲率、 $h(z)$ は z 軸を基準に流体円柱の表面位置を与える関数である。最も基本的なケースでは、表面擾乱の波長が流体円柱の半径と比べて十分に長く、擾乱振幅が微小な場合、長波長近似（ $h' \ll 1$ ）が成立する。この近似を Eq. 4.5 に適用すると、Eq. 4.6 に示す毛管圧力は円柱半径に反比例する。この式は、谷部での毛管圧力が山部より高い（ $p_{\text{trough}} > p_{\text{crest}}$ ）ことを明示する。ベルヌーイの定理に従って、流体は谷部から山部へ移動し、最終的に流体円柱は分裂する。

$$\text{毛管圧力（長波長近似）} \quad p_{\text{capi}} \approx \frac{\gamma}{h(z)} \quad \left(\because \kappa_r \approx \frac{1}{h(z)}, \quad \kappa_z \approx 0 \right) \quad (4.6)$$

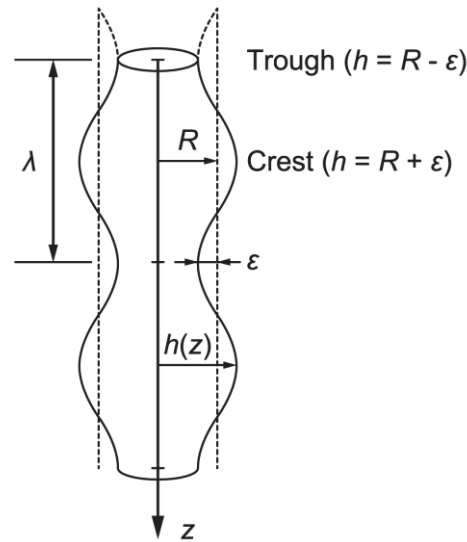


Fig. 4.4 Liquid jet geometry assumed in Plateau–Rayleigh instability.

ピンチ不安定性では、導電性の流体円柱に一定の電流を印加する状況を想定し（Fig. 4.5）、毛管圧力に加えて電磁圧力の寄与も考慮する必要がある。周方向の磁場中を電流が軸方向に流れる場合、流体円柱に半径方向の電磁力が作用し、電磁圧力を誘起する。電磁圧力は円柱軸上で最大値を示し、その最大値は Eq. 4.7 で与えられる[2]。

$$\text{電磁圧力（} z \text{ 軸上）} \quad p_{\text{em}} = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 R^2} \quad (4.7)$$

式中の記号について、 p_{em} は電磁圧力、 μ_0 は真空の透磁率、 I は電流を表す。Plateau–Rayleigh 不安定性と同様に、長波長近似が適用可能な場合、谷部における毛管圧力と電磁圧力の合計は山部を上回り、流体円柱は分裂に至る。

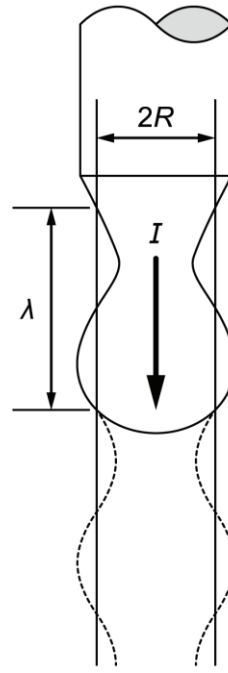


Fig. 4.5 Molten metal jet geometry assumed in pinch instability.

実現象において、流体円柱の表面には、正弦波擾乱に限らず任意の擾乱を伴う。この実践的なケースにおいて、任意の表面擾乱に対する流体円柱の不安定問題は、表面擾乱をフーリエモード展開することで、各フーリエモードに対する表面波の不安定問題に帰着する。例えば、軸対称モード ($m = 0$) での表面擾乱は Eq. 4.8 で与えられる。

$$\text{表面擾乱} \quad h(z) = R + \varepsilon(t) \quad (4.8)$$

$$\text{擾乱振幅 } (m = 0) \quad \varepsilon(t) = \varepsilon_0 \cos kz \exp(-i\omega t)$$

$$\text{波数} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

式中の記号について、 R は流体円柱の半径、 ε は表面擾乱の振幅、 k は波数、 ω は周波数、 λ は表面擾乱の波長を表す。表面擾乱の時間発展は、分散関係（波数と周波数の関係式）で記述される。Eq. 4.9 に示す Plateau-Rayleigh 不安定性の分散関係は Rayleigh 卿により [11, 18]、Eq. 4.10 に示すピンチ不安定性の分散関係は Murty により導出された [12]。

$$\text{Plateau-Rayleigh 不安定性} \quad \omega^2 = \frac{\gamma}{\rho R^3} \frac{x I_1(x)}{I_0(x)} (x^2 - 1) \quad (4.9)$$

$$\text{ピンチ不安定性} \quad \omega^2 = \frac{\gamma}{\rho R^3} \left\{ \frac{x I_1(x)}{I_0(x)} (x^2 - 1) - \frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 R \gamma} \left[2 + x \left(\frac{I_1(x)}{I_0(x)} - \frac{I_0(x)}{I_1(x)} \right) \right] \right\} \quad (4.10)$$

$$\text{無次元波数} \quad x = kR$$

式中の記号について、 γ は表面張力、 ρ は密度、 x は無次元波数、 $I_m(x)$ は第1種変形ベッセル関数(m 次)を表す。分散関係の左辺に示す ω^2 が負値を取る場合、擾乱は指数関数的に成長する。この不安定条件が成立する安定限界波長 λ_c は、Plateau-Rayleigh 不安定性およびピンチ不安定性に対して、それぞれ Eq. 4.11 と Eq. 4.12 で与えられる[2]。

$$\text{Plateau-Rayleigh 不安定性} \quad \lambda_{c,PR} > 2\pi R \quad (4.11)$$

$$\text{ピンチ不安定性 (長波長近似)} \quad \lambda_{c,PIT} > \frac{2\pi R}{\sqrt{1 + \mu_0 I^2 / 2\pi^2 R \gamma}} \quad (4.12)$$

さらに、擾乱が成長する時間オーダーは、Eq. 4.13 と Eq. 4.14 に示す特性時間 τ によって評価できる。

$$\text{Plateau-Rayleigh 不安定性} \quad \tau_{PR} \approx \sqrt{\rho R^3 / \gamma} \quad (4.13)$$

$$\text{ピンチ不安定性 (長波長近似)} \quad \tau_{PIT} \approx \frac{\sqrt{\rho R^3 / \gamma}}{1 + \mu_0 I^2 / 2\pi^2 R \gamma} = \frac{\tau_{PR}}{1 + \mu_0 I^2 / 2\pi^2 R \gamma} \quad (4.14)$$

最後に、各モデルの分散関係に基づき、液体ジェット分裂現象と溶滴移行現象の表面張力駆動モデルを比較する。特筆すべき点は、Eq. 4.10 において $I = 0$ を代入すると、Eq. 4.9 に一致する点である。この一致は、ピンチ不安定性が Plateau-Rayleigh 不安定性を包含した拡張モデルであることを示す。

(iii) 表面張力－慣性力連成駆動系

現状、表面張力－慣性力連成駆動モデルは、液体ジェット分裂現象に対してのみ提案されており、Table 4.1 に示す分類体系において溶滴移行現象に対応する理論モデルは存在しない。この連成モデルは、表面張力が単独で駆動する Plateau-Rayleigh 不安定性に、絶対・対流 (Absolute/Convective: AC) 不安定性を適用することで、慣性力の寄与を追加した拡張モデルである。

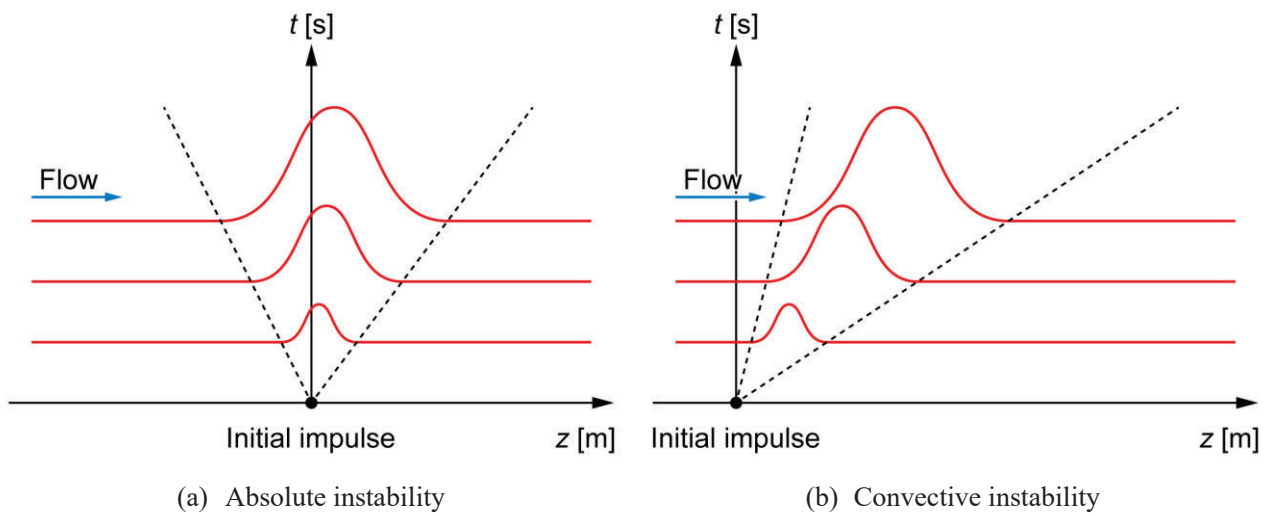


Fig. 4.6 Concept of absolute/convective instability: different types of wave-packet time evolution from a single initial impulse.

絶対・対流不安定性とは、移流を伴う波の安定性に関する用語である。Fig. 4.6 に、絶対・対流不安定性の基本的な概念図を示す。流れ場中で静止する座標系において、局所的な外部擾乱が成長する場合、流れは絶対不安定である (Fig. 4.6(a))。対照的に、静止座標系では擾乱が減衰する一方で、流れとともに移動する座標系で観測するときは擾乱が成長する場合、流れは対流不安定である (Fig. 4.6(b))。絶対・対流不安定性は、当初 Briggs がプラズマ物理分野で提唱した概念であるが[19]、液体ジェット分裂現象を含め広範な波動現象に適用することができる。液体ジェット分裂現象において、絶対不安定から対流不安定への遷移は、慣性力が表面張力と同程度の大きさに到達した場合に発生し、ドリッピングモードからジェッティングモードへの遷移として観察される[20–22]。

絶対・対流不安定の遷移条件は、Briggs–Bers criterion と呼ばれる[19, 23, 24]。この条件は、Eq. 4.15 で与えられ、分散関係の鞍点を求める手順に相当する。Table 4.2 が整理する通り、Plateau–Rayleigh 不安定性は、時間発展解析に分類され、波数を実数、周波数を複素数として扱う。一方、絶対・対流不安定性では、表面波の時空間発展を解析するため、波数と周波数の両方を複素数として扱い、Briggs–Bers criterion を検討するには、複雑な複素解析が必要となる。

$$\text{Briggs–Bers criterion} \quad \omega_i(k_0) > 0, \quad \frac{\partial \omega_i}{\partial k_i}(k_0) = \frac{\partial \omega_i}{\partial k_r}(k_0) = 0 \quad (4.15)$$

$$\text{複素波数} \quad k = k_r + ik_i$$

$$\text{複素周波数} \quad \omega = \omega_r + i\omega_i$$

Table 4.2 Three analysis types of dispersion relation [25].

	Type of analysis		
	Temporal	Spatial	Spatio-temporal
Wavenumber	$\mathbb{R}$	$\mathbb{C}$	$\mathbb{C}$
Frequency	$\mathbb{C}$	$\mathbb{R}$	$\mathbb{C}$
Instability condition	$\omega_i > 0$	$-k_i > 0, \frac{dk_r}{d\omega} > 0$	$\omega_i(k_0) > 0, \frac{\partial \omega_i}{\partial k_i}(k_0) = \frac{\partial \omega_i}{\partial k_r}(k_0) = 0$ (Briggs–Bers criterion)
Example	➤ P-R instability ➤ Pinch instability	N/A	➤ AC instability

Briggs–Bers criterion を Plateau–Rayleigh 不安定性に適用するためには、座標系を変換する必要がある。Fig. 4.7 に示す通り、流体円柱の内部に一定速度 V の流れが存在する場合、流れとともに移動する座標系から流体円柱を観察すると、その挙動は内部に流れが存在しない場合と同様に扱うことができる。この仮定は、Plateau–Rayleigh 不安定性の分散関係を静止座標系から移動座標系に変換することに相当する。

移動座標系における分散関係は、Eq. 4.9 左辺の周波数 ω を $\omega - Vk$ に置換することで、直ちに Eq. 4.16 と導出される[26]。

$$\text{分散関係 (移動座標系)} \quad (\omega - Vk)^2 = \frac{\gamma}{\rho R^3} \frac{x I_1(x)}{I_0(x)} (x^2 - 1) \quad (4.16)$$

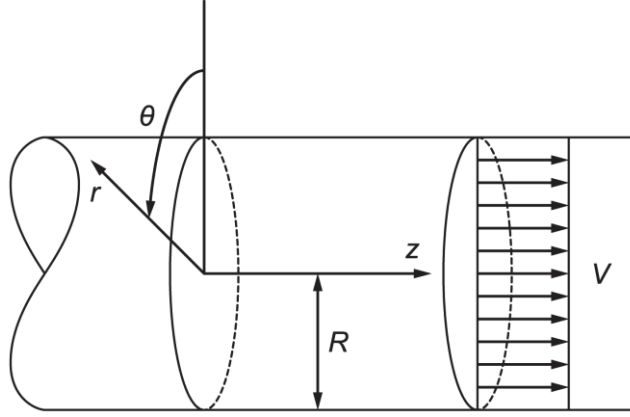


Fig. 4.7 Schematic of semi-infinite non-conductive fluid jet model. The steady flow V passes through the fluid cylinder with radius R .

次に、Eq. 4.16 に長波長近似を適用した上で、Briggs–Bers criterion に基づく遷移条件の導出を検討する。この手法は、Gallaire らによって提案され、比較的容易な複素解析を通じて遷移条件を導出できるため、粘性液体や繊維上を流れる液膜を含む広範なケースに採用できる[25]。Eq. 4.16 に長波長近似 ($x \ll 1$) を適用した分散関係を Eq. 4.17 に示す。なお、Eq. 4.17 は特性時間とウェーバー数を基に無次元化されており、簡潔かつ扱いやすい形に整理されている。ウェーバー数とは、表面張力に対する流れの慣性力の比率を表す無次元数であり、Eq. 4.18 で定義される。

$$\text{分散関係 (長波長近似)} \quad (\bar{\omega} - \beta x)^2 = \frac{1}{2} x^2 (x^2 - 1) \quad \left(\because \frac{I_1(x)}{I_0(x)} \approx \frac{x}{2} \right) \quad (4.17)$$

$$\text{無次元周波数} \quad \bar{\omega} = \omega \cdot \tau_{PR}$$

$$\text{ウェーバー数} \quad We = \beta^2 = \frac{\text{Inertial force}}{\text{Surface tension}} = \frac{\rho R V^2}{\gamma} \quad (4.18)$$

式中の記号について、 $\bar{\omega}$ は無次元周波数、 β は無次元速度、 We はウェーバー数を意味する。Gallaire らの解析によると、Eq. 4.15 に示した Briggs–Bers criterion を Eq. 4.17 に適用する結果、絶対・対流不安定の遷移条件として Eq. 4.19 が導かれる[25]。

$$\text{対流不安定発生条件} \quad We > 4, \quad \text{i.e.,} \quad V^{A/C} > 2 \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R}} \quad (4.19)$$

$V^{A/C}$ は、絶対不安定から対流不安定へ遷移するための最小速度を指す。

(iv) 表面張力－慣性力－電磁力連成駆動モデルの構築可能性

Table 4.1 に示す分類を総括すると、溶滴移行現象を記述する古典モデルが、液体ジェット分裂現象のモデルに電磁力の寄与を追加した拡張モデルという共通の枠組みに依拠することが確認された。具体的には、静的つり合い理論は、Tate の法則を基盤にした重力駆動モデルである。同様に、ピンチ不安定性は Plateau-Rayleigh 不安定性を拡張した表面張力駆動モデルとして扱うことができる。さらに、液体ジェット分裂現象においては、Plateau-Rayleigh 不安定性に絶対・対流不安定性を適用することで、表面張力と慣性力を連成したモデルへと展開された。これらのモデルの枠組みを踏まえると、ピンチ不安定性に対して絶対・対流不安定性を適用することで、表面張力・慣性力・電磁力を統合的に取り扱う理論モデルを構築できる可能性が示される。

4.2.2 絶対・対流不安定性の適用によるピンチ不安定性の拡張

本項では、ピンチ不安定性に絶対・対流不安定性を適用し、溶滴移行現象における電磁力と慣性力の役割を検討する。液体ジェット分裂現象において、絶対・対流不安定性は伸長を伴う分裂モードの遷移を説明する理論的基盤であることから、ピンチ不安定性の拡張により、溶滴移行現象で観察される溶滴伸長に対して新たな洞察を得られる可能性がある。

Fig. 4.8 に本項で検討するモデルの概略図を示す。本モデルの仮定や前提条件には、ピンチ不安定性と絶対・対流不安定性にそれぞれ基づく仮定が含まれる。

ピンチ不安定性に基づく仮定

- ① 流体は非粘性かつ非圧縮である。
- ② 流体は磁化されず、有限の電気伝導率を持つ。
- ③ 表面張力と電磁力が流体に作用し、重力は考慮しない。
- ④ 流体円柱は真空中に配置される。
- ⑤ 電流は均一な密度で流体円柱内部を流れ、円柱外部へ漏洩しない。

絶対・対流不安定性に基づく仮定

- ⑥ 流体円柱内部の流れは一定かつ一様である。
- ⑦ 流体円柱は半無限長である。

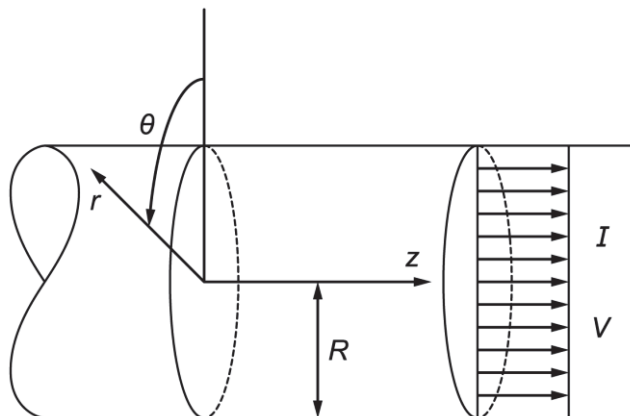


Fig. 4.8 Schematic of semi-infinite current-carrying jet model. The constant current I passes through the fluid cylinder with steady flow V of radius R .

Briggs–Bers criterion を適用する前段階として、静止座標系から移動座標系への変換を行う。Eq. 4.10 に示したピンチ不安定性の分散関係において、周波数 ω を $\omega - Vk$ に置換することで Eq. 4.20 を得る。

$$(\omega - Vk)^2 = \frac{\gamma}{\rho R^3} \left\{ \frac{x I_1(x)}{I_0(x)} (x^2 - 1) - \frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 R \gamma} \left[2 + x \left(\frac{I_1(x)}{I_0(x)} - \frac{I_0(x)}{I_1(x)} \right) \right] \right\} \quad (4.20)$$

4.2.1(iii)と同様に、この分散関係に長波長近似を適用した上で、Briggs–Bers criterion に基づく遷移条件の導出を検討する。この近似の導入は、電磁力と慣性力が溶滴移行現象に及ぼす全体的な傾向を把握することを目的としている。無次元化かつ長波長近似を適用した分散関係は、Eq. 4.21 で与えられる。

$$\text{分散関係 (移動座標系)} \quad (\bar{\omega} - \beta x)^2 = \frac{1}{2} x^2 (x^2 - 1 - \text{Bo}_m) \quad (4.21)$$

式中の記号 Bo_m は、表面張力に対する電磁力の比を表す無次元数であり、Eq. 4.22 と定義される。本論文では、 Bo_m を磁気ボンド数と呼称する。

$$\text{磁気ボンド数} \quad \text{Bo}_m = \frac{\text{Electromagnetic force}}{\text{Surface tension}} = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 R \gamma} \quad (4.22)$$

続いて、変数変換を行い、Eq. 4.21 をより簡潔かつ扱いやすい形に整理する。

$$\text{分散関係 (移動座標系)} \quad (\omega^* - \beta^* x^*)^2 = \frac{1}{2} x^{*2} (x^{*2} - 1) \quad (4.23)$$

$$\text{無次元周波数} \quad \omega^* = \frac{\bar{\omega}}{1 + \text{Bo}_m} = \omega \cdot \tau_{\text{PIIT}}$$

$$\text{無次元波数} \quad x^* = \frac{x}{\sqrt{1 + \text{Bo}_m}}$$

$$\text{無次元速度} \quad \beta^* = \frac{\beta}{\sqrt{1 + \text{Bo}_m}}$$

Eq. 4.23 は明らかに Eq. 4.17 と一致しており、Eq. 4.19 を基に、Briggs–Bers criterion の適用結果として Eq. 4.24 に示す遷移条件を直ちに得る。

$$\text{遷移条件} \quad \text{We} > 4(1 + \text{Bo}_m), \quad \text{i.e.,} \quad V^{A/C} > 2 \sqrt{(1 + \text{Bo}_m) \cdot \frac{\gamma}{\rho R}} \quad (4.24)$$

4.2.3 修正ピンチ不安定性の溶滴移行現象に対する適用可能性の検証

前項では、ピンチ不安定性に対して絶対・対流不安定性を適用し、表面張力・慣性力・電磁力を統合的に扱う理論モデルを構築した。本項では、導出された遷移条件に基づき、溶滴移行現象で観察される溶滴伸長と絶対・対流不安定性の関連性を検証する。なお、本論文内では、絶対・対流不安定性が適用されたピンチ不安定性を「修正ピンチ不安定性」と呼称し、従来型の表面張力駆動モデルであるピンチ不安定性と区別する。

修正ピンチ不安定性を溶滴移行現象に適用する前段階として、溶接電流と電磁力の取り扱いに関する理論と実現象の主要な違いを明確にする。まず、修正ピンチ不安定性で想定する電流経路は、溶滴移行現象と異なる。前項で示した仮定⑤によると、修正ピンチ不安定性では、電流が溶融金属柱の内部のみを流れ、外部への電流漏洩を想定しない。しかし、実際の溶滴移行現象では、溶接電流は溶滴から周囲のアークプラズマへ漏洩しつつ流れる。さらに、電磁力の取り扱いについても注意が必要である。前章で示した内部流動速度の測定結果が裏付ける通り、溶滴移行現象では、電磁力が軸方向の溶融金属流れを誘起する可能性が高い。しかしながら、修正ピンチ不安定性では、電磁力が半径方向に圧縮する効果（電磁ピンチ効果）のみに焦点を当て、電磁力が軸方向流れを誘起することで慣性力を増加させる可能性を除外している。代わりに、電磁力以外の要因で生じた慣性力、例えばワイヤ送給による溶滴射出の影響を評価可能である。これは、一定速度で送給されるワイヤが溶融する場合、溶融金属は送給速度に相当する慣性を維持したままアークプラズマ内へ射出されるという前提に基づく。修正ピンチ不安定性と溶滴移行現象の相違点を総括すると、修正ピンチ不安定性では、電流経路を溶滴内部に限定することで、電磁力でなくワイヤ送給によって誘起された慣性力の影響を評価することができる。

絶対・対流不安定の遷移条件の成立可能性を検証するための初期ステップとして、ワイヤ送給速度を Eq. 4.18 に代入してウェーバー数を計算し、ワイヤ送給が誘起する慣性力を評価した。準定常状態ではワイヤ送給速度がワイヤ溶融速度に一致するため、Eq. 2.1 に示したワイヤ溶融速度の放物線則を用いて設定溶接電流に対するワイヤ送給速度曲線を取得した。Table 4.3 に具体的な計算条件を示す。この条件は、軟鋼ワイヤとアルゴンガスを用いた場合の実験データであり、溶滴伸長に関する既知の知見を基に選択された。軟鋼ワイヤはストリーミング移行への遷移傾向が高い材料である[27]。この特性は、電気伝導率の比較的低いワイヤ条件で溶滴が伸長傾向を示すという第2章の結果からも予測される。同様に、アルゴンガスも、炭酸ガスやヘリウムガスと比べてスプレー移行が生じやすいシールドガスである[28]。これらの条件選択により、伸長状態にある溶滴を対象に、電磁力によるピンチ効果と慣性力による流下効果を比較することができる。

Fig. 4.9 を基に、ワイヤ送給による慣性力と絶対・対流不安定の遷移条件を比較検証する。図中の凡例として、Eq. 4.24 の右辺で与えられる絶対・対流不安定の遷移ウェーバー数は黒の実線で、ワイヤ送給速度から推定されたウェーバー数は赤の破線で描画されている。このグラフが示す主要な特徴は、実用的な溶接電流範囲で推定されたウェーバー数が、絶対・対流不安定の遷移ウェーバー数より少なくとも3桁小さい点である。この結果から、ワイヤ送給に伴う慣性力是对流不安定への遷移を誘引し得ないと結論付けられる。さらに、本結論を溶滴移行現象に当てはめると、ワイヤ送給速度の増加は溶滴伸長を支配する要因ではないことが示唆される。この示唆は、ワイヤ送給速度の増加に対して溶滴の非伸長を示した第2章の結果 (Fig. 2.9) や、ワイヤ送給速度を数倍上回る溶滴内部流動の加速を示した第3章の結果 (Fig. 3.22(b)) から支持される。

本節では、溶滴移行現象と液体ジェット分裂現象の類似性に着想を得て、表面張力・慣性力・電磁力の統合的な評価体系を構築した。具体的には、ピンチ不安定性に絶対・対流不安定性の概念を導入し、電磁ピンチ効果とワイヤ送給による流れの慣性を定量的に比較した。修正ピンチ不安定性に基づく解析の結果、ワイヤ送給による慣性力は溶滴伸長を促す支配的な駆動力になり得ないことが確かめられた。溶滴伸長メカニズムを解明するためには、電磁力が軸方向の流動に及ぼす役割や電流の漏洩構造を含む、修正ピンチ不安定性では捉えきれない溶滴移行現象に特有の要素を考慮する必要があると示された。

Table 4.3 Experimental constants in the empirical formula for wire melting rate [29].

Element	Specification	
Wire	Material	Mild steel
	Diameter	1.2 mm
	Extension	10 mm
	Density	7015 kg/m ³
	Surface tension	1.872 N/m
Polarity	Direct current electrode positive	
Shielding gas	Ar	
Experimental constant	C_1	$3.11 \times 10^{-4} \text{ m/(A} \cdot \text{s)}$
	C_2	$4.63 \times 10^{-5} \text{ 1/(A}^2 \cdot \text{s)}$

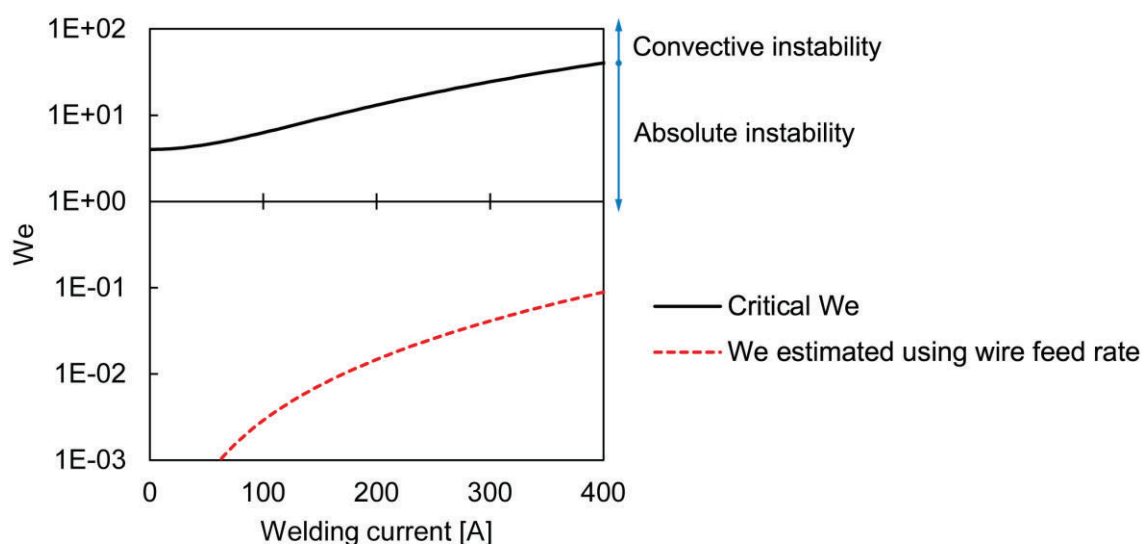


Fig. 4.9 Theoretically (black solid line) and experimentally (red dashed line) estimated Weber number as a function of welding current.

4.3 アークプラズマ共存系における熔融金属流動現象の解析

4.3.1 電流の漏洩構造を伴う電磁流体における自己電磁加速メカニズム

前節では、溶滴移行現象を構成する熔融金属界面の動的変形を対象に、アークプラズマとの相互作用を無視した条件下で議論を展開した。この検証では、現象を駆動する主要な力として表面張力・慣性力・電磁力を個別に取り上げ、それぞれの駆動力が相互変換することなく独立に溶滴に作用する系で評価を行った。しかし、この独立した取り扱い下では、実現象で観察される溶滴伸長を説明する理論的裏付けを得ることはできなかった。この結果は、熔融金属とアークプラズマが共存する系に特有の電流構造が駆動因子の相互変換を引き起こす可能性を浮き彫りにした。

本項では、溶滴移行現象に特有の電磁場構造を解明する手がかりとして、溶滴とアークプラズマの間の相互作用によって誘起される力学的効果を議論する。一般に、電磁流体が非粘性かつ非圧縮の場合、運動量保存則は Eq. 4.25 で与えられる。

$$\text{オイラー方程式} \quad \rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \quad (4.25)$$

式中の記号について、 $\vec{v}$ は速度、 p は静圧、 $\vec{j}$ は電流密度、 $\vec{B}$ は磁束密度を指す。電流密度と磁束密度の間には、Eq. 4.26 で表されるアンペールの法則が成立する。この法則を適用することで、Eq. 4.25 の右辺第2項に含まれる電磁力の項を、磁束密度のみに依存する形式に変換し、Eq. 4.27 として再定式化できる。

$$\text{アンペールの法則（微分形）} \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (4.26)$$

$$\text{電磁力} \quad \vec{j} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (4.27)$$

Eq. 4.25 の左辺第2項である移流項と右辺第2項である電磁力項に、それぞれ Eq. 4.28 および Eq. 4.29 で記述されるベクトル解析の公式を適用することで、Eq. 4.30 が導かれる。

$$\text{ベクトル解析の公式①} \quad (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = -\frac{1}{2} \nabla (\vec{B} \cdot \vec{B}) + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \quad (4.28)$$

$$\text{ベクトル解析の公式②} \quad (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \frac{1}{2} \nabla (\vec{v} \cdot \vec{v}) - \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}) \quad (4.29)$$

$$\text{オイラー方程式} \quad \rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{\rho v^2}{2} + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = \rho \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}) + \frac{1}{\mu_0} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \quad (4.30)$$

本項にて溶滴流れの運動量保存を検討する上で、アークプラズマ流のせん断や溶滴の蒸発による運動量変換を無視し、アークプラズマは電流漏洩の機能のみを果たすと仮定する。さらに、溶滴移行現象の本質を的確に捉えるため、主要な物理的要素に焦点を絞り、以下に示す仮定を追加で導入する。

- ① 溶滴移行システムは軸対称である ($\partial/\partial\theta = 0$, $v_\theta = 0$, $j_\theta = 0$)。
- ② 定常状態である ($\partial/\partial t = 0$)。
- ③ 軸方向の速度が支配的である ($v_r \approx 0$)。
- ④ 流れは渦なしである ($\nabla \times \vec{v} = 0$)。
- ⑤ 周方向の磁束密度が支配的である ($j_r \approx 0$, $B_r \approx 0$, $B_z \approx 0$)。

まず、軸対称性の仮定は、ドロップおよびスプレー移行条件で溶滴がワイヤ軸に対して非軸対称な挙動をほとんど示さない実験知見を反映している。次に、流れの定常性および1次元性の仮定は、伸長状態に特有の溶滴挙動に基づき導入された。伸長状態にある溶滴は、ワイヤ固液境界近傍において径方向の表面変動が時間的に安定している。また、径方向の表面変動の抑制は、流動が主に軸方向に限定されることを示唆する。さらに、軸方向流れが溶滴断面にわたり一様である場合、渦なしの流れを仮定できる。最後に、軸対称性の仮定と関連して、軸方向の電流密度が主要な成分であるため、周方向および径方向成分が無視できる。したがって、電流が誘起する磁束密度は周方向成分が支配的とみなせる。これらの仮定を Eq. 4.30 に適用することで、伸長した溶滴内部の流動を Eq. 4.31 に示す1次元モデルとして取り扱うことができる。

$$\text{オイラー方程式 (z 方向)} \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho v_z^2}{2} + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = \frac{1}{\mu_0} \left(B_r \frac{\partial B_z}{\partial r} + B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) \approx 0 \quad (4.31)$$

Eq. 4.31 の各辺を積分することで、Eq. 4.32 が得られる。

$$\text{ベルヌーイの定理} \quad \frac{\rho v_z^2}{2} + p + \frac{B_\theta^2}{2\mu_0} = \text{const.} \quad (4.32)$$

Eq. 4.32 は、電磁流体のベルヌーイの定理と呼ばれ[30]、流線上で成立するエネルギー保存則を意味する。ただし、粘性やジュール発熱などに起因する非可逆的な熱散逸は考慮されていない。左辺のベルヌーイ関数において、第1項は動圧、第2項は静圧、第3項は電磁圧力を指す。表面張力は厳密には境界条件として扱われる必要がある。しかし、Eq. 4.4 のヤング・ラプラスの式を基に、毛管圧力を修正項としてベルヌーイ関数内に直接組み込む手法が提案されている[31]。このアプローチを採用すると、Eq. 4.32 は Eq. 4.33 に変形される。修正ベルヌーイの定理では、流線上で動圧、毛管圧力、電磁圧力が相互作用し、それらの和が保存する。続く議論では、ベルヌーイ関数における各項の寄与を個別に検討し、第3章で示された溶滴内部流動の加速メカニズムに対する関与を考察する。

$$\text{修正ベルヌーイの定理} \quad \frac{\rho v_z^2}{2} + \gamma \kappa + \frac{B_\theta^2}{2\mu_0} = \text{const.} \quad (4.33)$$

溶滴内部流動において、動圧と毛管圧力は、溶滴の断面スケールと連動して同様の变化傾向を示す。蒸発が無視できる場合、質量保存則によりワイヤ軸横断面における溶滴の体積流量は一定に維持される (Eq. 4.34)。

$$\text{質量保存則} \quad Q = \pi R^2(z) \cdot v_z(z) = \text{const.} \quad (4.34)$$

式中の記号について、 Q は体積流量を表す。体積流量が保存する条件下では、流速は断面半径の2乗に反比例する。流速の増加に従い動圧は上昇し、溶滴内部流動は加速される。同様に、ヤング・ラプラスの式によれば、曲率は断面半径に反比例する。曲率の増加に従い毛管圧力は上昇し、溶滴は先鋭化する。すなわち、断面スケールの変化に応じて動圧と毛管圧力は一致した増減傾向を示し、内部流動の加速は溶滴の先鋭化を必然的に伴う。

電磁圧力は、電磁流体流れを駆動する主要な因子として機能する。溶滴移行現象では、溶滴とアークプラズマの2層構造に起因して、ワイヤ軸方向に沿って磁束密度が減少する可能性が高い。Eq. 4.35 に示すアンペールの法則に基づくと、磁束密度の大きさは溶滴断面を通過する電流に依存する。

$$\text{アンペールの法則（積分形）} \quad B_\theta = \frac{\mu_0 I(z)}{2\pi R(z)} \quad (I(z) \leq I(z_0) = I_{\text{total}}) \quad (4.35)$$

溶接電流は溶滴からアークプラズマへ分流するため、溶滴を通過する総電流は軸方向に沿って減少する。電流が誘起する磁束密度の低下に従い、溶滴内部には軸方向の電磁圧力勾配が形成される。ワイヤ固液境界近傍では電磁圧力が相対的に高く、溶滴下部に向かうにつれて電磁圧力が低下する。この電磁圧力勾配は、動圧または毛管圧力に相互作用し、流動加速や表面変形を駆動し得る。

溶滴内部流動の加速メカニズムは、電磁圧力勾配が動圧および毛管圧力に変換されるプロセスとして説明できる。この電磁加速メカニズムの概要を Fig. 4.10 に示す。溶接電流の漏洩構造を伴う溶滴の内部では、軸方向に沿って電磁圧力が低下し、電磁圧力の勾配が形成される。電磁流体のベルヌーイの定理に基づき、この勾配の大きさに応じて、溶滴下部で動圧および毛管圧力が互いに連動しながら増加する。Eq. 4.33 の第1項が慣性力、第2項が表面張力、第3項が電磁力に対応することから、電磁圧力勾配の変換過程は、電磁力が他の駆動力に作用するプロセスとしても解釈可能である。

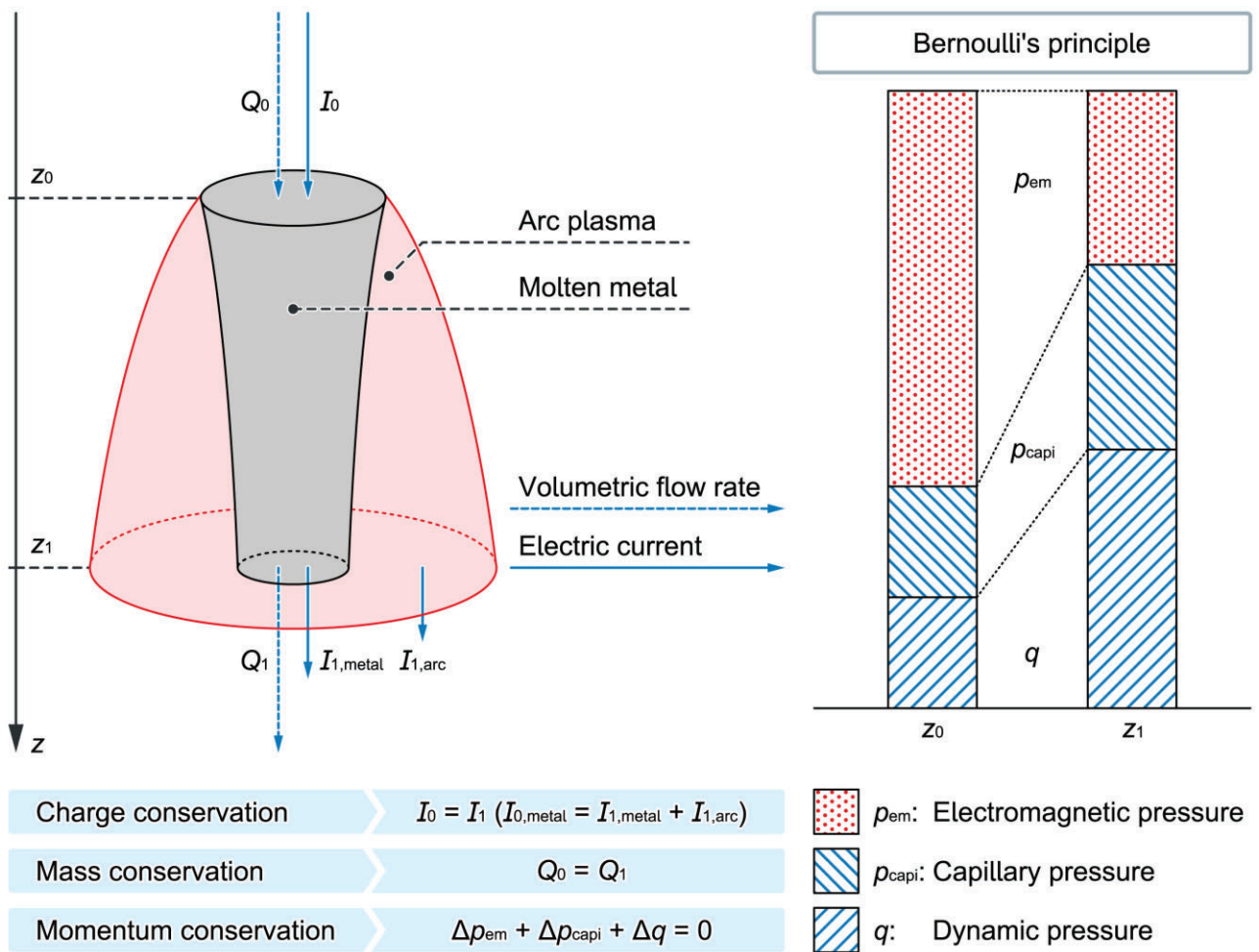


Fig. 4.10 Bernoulli's principle in metal transfer.

本項では、電磁圧力のワイヤ軸方向勾配が動圧を増加させる溶滴内部流動の加速メカニズムについて提案した。電磁圧力勾配は電流漏洩構造という溶滴移行現象に特有の内因により誘起され、自己駆動的な流動の加速を引き起こす。本研究では、電磁流体を通過する直流電流が、自己誘起磁場との相互作用を通じて、電磁流体流れを加速する現象を自己電磁加速と呼称する。溶滴伸長可否に関係なく内部流動の加速が確認された第3章の実験結果は、自己電磁加速メカニズムの存在を裏付ける実験的エビデンスであり、自己電磁加速効果の定量評価に基づき溶滴伸長可否を予測できる指針を提供した。次項では、本メカニズムを基盤とし、自己電磁加速効果の定量評価手法について検討する。

4.3.2 溶滴伸長能の定量評価を目指した自己電磁加速モデルの構築

第3章では、内部流動による流下効果と表面張力による収縮効果の比較することで、溶滴伸長の発生条件を予測できる可能性を示した。前項の議論に基づき、流下効果が動圧、収縮効果が毛管圧力に対応する。本項では、提案された可能性をより具体的に検証するため、流下効果としての動圧と収縮効果としての毛管圧力を適切に定量化する評価手法の構築を試みる。

動圧と毛管圧力の比較には、電磁圧力勾配の変換プロセスにおける両者の相互連動性を考慮する必要がある。動圧と毛管圧力の絶対的な総和は、電磁圧力勾配の大きさに制約される。一方、それらの相対的な分配比率は、溶滴の物性に決定されると見込まれる。具体的には、動圧は溶滴の密度、毛管圧力は表面張力係数に依存する。したがって、動圧と毛管圧力を比較するために、電磁圧力勾配を基準とした評価体系を採用することで、両者の分配を統合的に評価できる。

(i) 溶滴伸長係数の定義

電磁圧力勾配を基準に、動圧と毛管圧力の相対的な関係を評価する第1段階として、本目では、溶滴伸長係数を導入した。溶滴伸長係数とは、Eq. 4.36 で定義され、2 基準点間における電磁圧力の差を毛管圧力の差で規格化した無次元数である。

$$\text{溶滴伸長係数} \quad Bo_m^* = \left| \frac{\Delta p_{em}}{\Delta p_{capi}} \right| \quad (4.36)$$

式中の記号について、 Δp_{em} は溶滴上部から下部にかけて生じる電磁圧力差、 Δp_{capi} は毛管圧力差を指す。Fig. 4.10 で示す溶滴形状が先鋭化する条件下では、 $\Delta p_{em} < 0$ かつ $\Delta p_{capi} > 0$ である。続く議論では、溶滴伸長係数の適用可能性を検証するため、電磁圧力および毛管圧力の具体的な定式化を段階的に検討する。

溶滴の動的変形は、電磁圧力および毛管圧力の厳密な定式化において本来無視できない要素である。ただし、溶滴伸長係数に基づく本評価の焦点は、動的変形に伴う圧力変動の正確な解析ではなく、両者のバランスが引き起こす潜在的な変形能を、異なる溶接条件間で定量比較する点に置かれている。この方針に従い、時間的に不変な溶滴形状を仮定し、電磁圧力と毛管圧力を統一的に評価するアプローチを採用した。具体的な溶滴形状を Fig. 4.11 左に示す。ワイヤ固液境界高さを第1の基準点 ($z = z_0$)、そこからワイヤ直径相当の距離だけ下方を第2の基準点 ($z = z_1 = D_{wire}$) と設定した。基準点間の溶滴形状を円柱 ($z_0 \leq z \leq z_1$)、第2の基準点以下の形状を半球 ($z_1 \leq z \leq z_1 + R_{wire}$) として仮定した。なお、基準点間の代表距離の設定としてワイヤ直径を採用した理由は、溶滴破断長さが一貫してワイヤ直径と同等以上であることを示した第2章の知見に基づく。

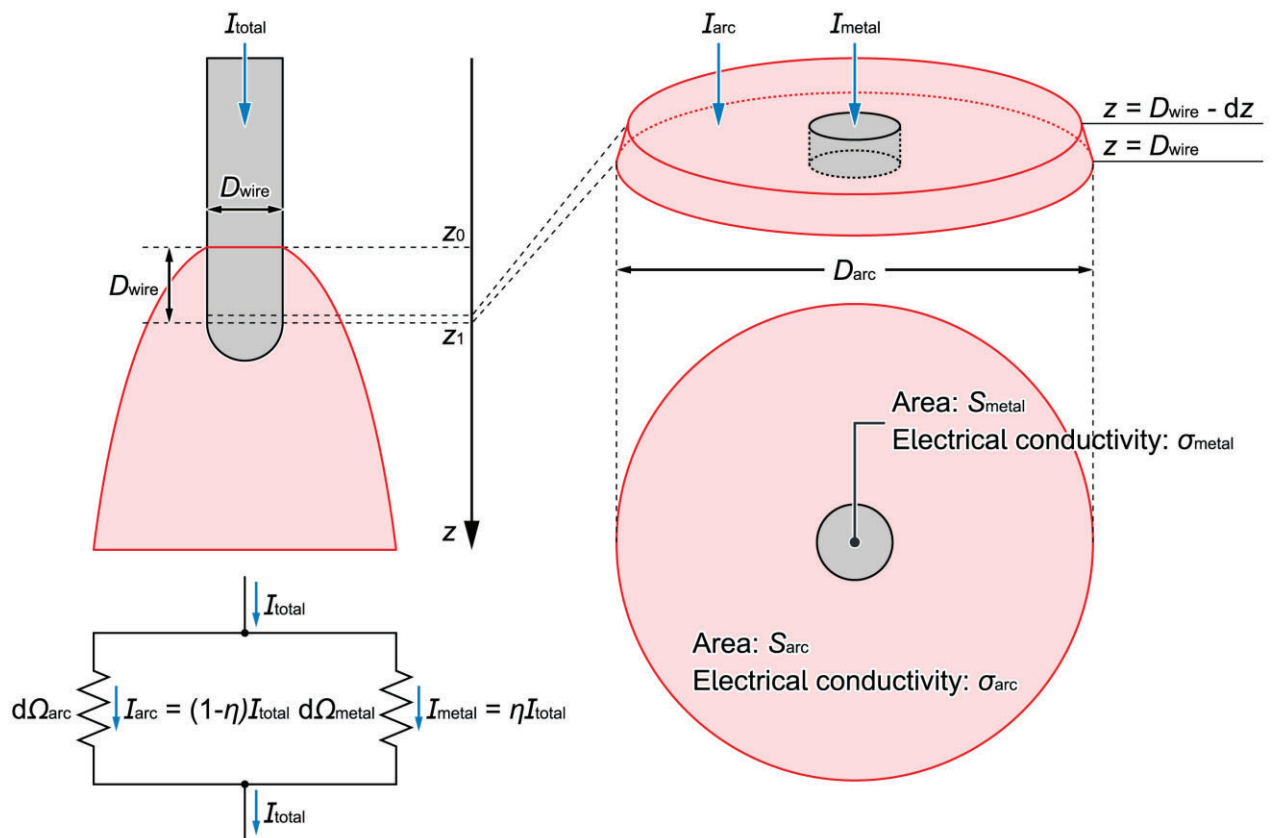


Fig. 4.11 Parallel circuit model in thin layered cross-section of arc plasma and molten droplet regions.

溶滴伸長係数を定式化する第2段階として、溶滴形状設定に基づき、電磁圧力および毛管圧力を個別に定式化した。まず、電磁圧力の定式化に焦点を当てる。電磁圧力は磁束密度の2乗に従い、磁束密度は溶滴を通過する電流に比例する (Eq. 4.35)。 $z = z_0$ において、全溶接電流 I_{total} が溶滴を通過するため、電磁圧力は Eq. 4.37 で表される。

$$\text{電磁圧力 } (z = z_0) \quad p_{\text{em},0} = \frac{B_{\theta,0}^2}{2\mu_0} = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{\mu_0 I_{\text{total}}}{2\pi R_{\text{wire}}} \right)^2 \quad (4.37)$$

$z = z_1$ における溶接電流の分流状態を定量評価する指標として電流分流率を導入し、ワイヤ軸横断面のうち溶滴領域を流れる分流量の全溶接電流に対する割合と定義した (Eq. 4.38)。電流分流率を用いると電磁圧力は Eq. 4.39 で与えられる。

$$\text{電流分流率} \quad \eta = \frac{I_{\text{metal}}}{I_{\text{total}}} = \frac{I_{\text{metal}}}{I_{\text{arc}} + I_{\text{metal}}} \quad (0 \leq \eta \leq 1) \quad (4.38)$$

$$\text{電磁圧力 } (z = z_1) \quad p_{\text{em},1} = \frac{B_{\theta,1}^2}{2\mu_0} = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{\mu_0 \cdot \eta I_{\text{total}}}{2\pi R_{\text{wire}}} \right)^2 \quad (4.39)$$

式中の記号について、 η は電流分流率、 I_{total} は溶接電流、 I_{arc} はアークプラズマ領域を流れる電流（分配電流）、 I_{metal} は溶滴領域を流れる電流（集中電流）である。

したがって、基準点間の電磁圧力差は、Eq. 4.40 として導出される。本式は、溶滴内部の電磁圧力変化が、溶接電流だけでなく、溶滴とアークプラズマにおける電流分流状態にも依存することを意味する。

$$\text{電磁圧力差} \quad \Delta p_{\text{em}} = p_{\text{em},1} - p_{\text{em},0} = -\frac{\mu_0}{8\pi^2} \frac{I_{\text{total}}^2}{R_{\text{wire}}^2} (1 - \eta^2) \quad (4.40)$$

次に、毛管圧力の定式化に焦点を当てる。 $z = z_0$ における毛管圧力は、円柱の曲率を用いて、Eq. 4.41 と表現される。

$$\text{毛管圧力 } (z = z_0) \quad p_{\text{capi},0} = \frac{\gamma}{R_{\text{wire}}} \quad (4.41)$$

$z = z_1$ における毛管圧力は、半球の曲率に基づき、Eq. 4.42 と見積もられる。

$$\text{毛管圧力 } (z = z_1) \quad p_{\text{capi},1} = \frac{2\gamma}{R_{\text{wire}}} \quad (4.42)$$

したがって、基準点間の毛管圧力差は、Eq. 4.43 として導かれる。本式は、溶滴内部の毛管圧力変化のスケールが、ワイヤの組成や寸法によって一義的に定まり、溶滴移行システムに固有であることを示す。

$$\text{毛管圧力差} \quad \Delta p_{\text{capi}} = p_{\text{capi},1} - p_{\text{capi},0} = \frac{\gamma}{R_{\text{wire}}} \quad (4.43)$$

溶滴伸長係数の定式化は、基準点間の電磁圧力差と毛管圧力差を定量比較することで完了する。Eq. 4.40 を Eq. 4.43 で規格化し、溶滴伸長係数は Eq. 4.44 と導かれる。

$$\text{溶滴伸長係数} \quad \text{Bo}_m^* = \frac{\mu_0 I_{\text{total}}^2}{8\pi^2 R_{\text{wire}} \gamma} (1 - \eta^2) \quad (4.44)$$

溶滴伸長係数は、基準定数と補正係数の積で表現される。基準定数は、溶滴移行システムが発揮し得る潜在的な溶滴伸長能を表し、溶接電流、ワイヤ半径、表面張力の基礎条件によって決定される。一方、電流分流率で規定される補正係数は、溶滴・アークプラズマ間相互作用に即した実効的な伸長能へ補正するための調整因子である。この無次元数は、ピンチ不安定性で導入された磁気ボンド数 (Eq. 4.22) と同様の組立単位の構造を踏襲するものの、補正係数を介して溶滴やアークプラズマの構造的および電気的特性を反映している点で異なる。例えば、 $\eta = 0$ の場合、溶接電流は固液境界近傍で完全に溶滴外部に漏洩し、自己電磁加速効果は最大を示す。一方で、 $\eta = 1$ の場合、溶接電流は溶滴内部に閉じ込められ、自己電磁加速効果に基づくワイヤ軸方向の流動加速は生じない。自己電磁加速効果の強さは、溶滴内部を通過する電流の減少量に依存し、溶滴伸長の発生を正確に予測するためには、実現象を反映した適切な数値を電流分流率として設定する必要がある。次目では、電流分流率の定式化ステップについて具体的に詳述する。

(ii) 電流分流率の計算

電流分流率を計算するため、Fig. 4.11 左下に示す並列回路モデルを適用した。この簡易モデルでは、 $z = z_1$ の軸横断面を占める溶滴領域とアークプラズマ領域が並列抵抗として機能することを仮定する。溶滴領域とアークプラズマ領域が持つ抵抗は、各領域の断面積と電気伝導率に反比例する。断面積は、軸横断面における各領域の半径を用いて、Eq. 4.45 および Eq. 4.46 と計算される。

$$\text{溶滴領域断面積 } (z = z_1) \quad S_{\text{metal}} = \pi R_{\text{wire}}^2 \quad (4.45)$$

$$\text{アーク領域断面積 } (z = z_1) \quad S_{\text{arc}} = \pi R_{\text{arc}}^2 - S_{\text{metal}} \quad (4.46)$$

式中の記号対応として、 S_{metal} は溶滴領域の断面積、 S_{arc} はアークプラズマ領域の断面積、 R_{arc} はアークプラズマ領域の断面半径を指す。Fig. 4.11 右図に示す微小高さ dz を持つ円錐台導体において、各領域が持つ抵抗は Eq. 4.47 および Eq. 4.48 で与えられる。

$$\text{溶滴抵抗 } (z_1 - dz \leq z \leq z_1) \quad d\Omega_{\text{metal}} = \frac{dz}{\sigma_{\text{metal}} S_{\text{metal}}} \quad (4.47)$$

$$\text{アーク抵抗 } (z_1 - dz \leq z \leq z_1) \quad d\Omega_{\text{arc}} = \frac{dz}{\sigma_{\text{arc}} S_{\text{arc}}} \quad (4.48)$$

式中の記号について、 $d\Omega_{\text{metal}}$ は溶滴領域の抵抗、 $d\Omega_{\text{arc}}$ はアークプラズマ領域の抵抗、 dz は抵抗長さを表す。最終的に、オームの法則に従って、電流分流率が抵抗の逆比として Eq. 4.49 と導かれる。

$$\text{電流分流率} \quad \eta = \frac{d\Omega_{\text{arc}}}{d\Omega_{\text{arc}} + d\Omega_{\text{metal}}} = \frac{\sigma_{\text{metal}} S_{\text{metal}}}{\sigma_{\text{arc}} S_{\text{arc}} + \sigma_{\text{metal}} S_{\text{metal}}} \quad (4.49)$$

電流分流率の算出には、電気伝導率の適切な設定に加え、アークプラズマ領域の幾何学的特徴を正確に定量化する必要がある。特に、アークプラズマ領域半径 R_{arc} はフィッティングパラメータとして機能し、実験データに基づく最適化を要する。

4.3.3 構築モデルの妥当性検証ならびに伸長遷移クライテリアの検討

溶滴伸長係数の主要な要素である補正係数は、複数のフィッティングパラメータを含み、それぞれが溶滴移行システムの構造的および電気的特性を忠実に再現する役割を担う。フィッティングパラメータは、モデルへの導入や具体的な数値の設定において、物理的な妥当性を満たす必要がある。本項では、各パラメータに対して物理的に妥当な数値を設定するためのプロセスについて、実験データおよび既知の知見に基づく選定基準を提供する。

フィッティングパラメータの設定条件は Table 4.4 で整理される。各ワイヤ条件に対応する溶融金属の物性は、Table 2.5 に従い、融点での値が採用された。次目以降で Table 4.4 における他パラメータの設定理由を個別に詳述する。最終的に、溶滴伸長係数を用いて第2章の計測結果を再評価し、構築モデルの妥当性を検証する。

Table 4.4 Conditions for fitting parameters used in droplet elongation coefficient Bo_m^* .

Region	Fitting parameters	Symbol	Specifications
Molten droplet	Electrical conductivity	σ_{metal}	Values at T_{melt} used
	Surface tension	γ	Values at T_{melt} used
Argon arc plasma	Radius	R_{arc}	Gaussian fitting with D_{ic} and L_{arc}
	Electrical conductivity	σ_{arc}	$6 \times 10^3 \text{ S/m}$

(i) アークプラズマ領域半径の設定

アークプラズマ領域半径 R_{arc} を取得するため、ガウシアンフィッティングを採用し、アークプラズマの境界輪郭を定式化した。Eq. 4.50 左辺に示すガウス関数を使用し、ピーク位置をアーク長、広がり of 尺度をワイヤ陰極間距離の定数係数倍として表現した。定数係数 C_3 は、固液境界高さからワイヤ直径の範囲内で ($0 \leq z \leq D_{\text{wire}}$) フィッティング関数がアークプラズマの発光領域に一致することを基準に、ワイヤ陰極間距離に応じた適切な係数が設定された。最終的に、 $z = z_1$ における Eq. 4.50 の解がアークプラズマ領域半径と設定した。異なる陰極間距離の条件に対してガウシアンフィッティングを適用した結果を Fig. 4.12 に示す。

$$\text{アーク半径} \quad z = L_{\text{arc}} - L_{\text{arc}} \exp \left\{ -\frac{(R_{\text{arc}} - R_{\text{wire}})^2}{[C_3(D_{\text{ic}} - D_{\text{wire}})]^2} \right\} \quad (4.50)$$

$$\text{定数係数} \quad \begin{cases} D_{\text{ic}} = 4 \text{ mm}: C_3 = 1 \\ D_{\text{ic}} = 8 \text{ mm}: C_3 = 2/5 \\ D_{\text{ic}} = 10 \text{ mm}: C_3 = 1/3 \end{cases}$$

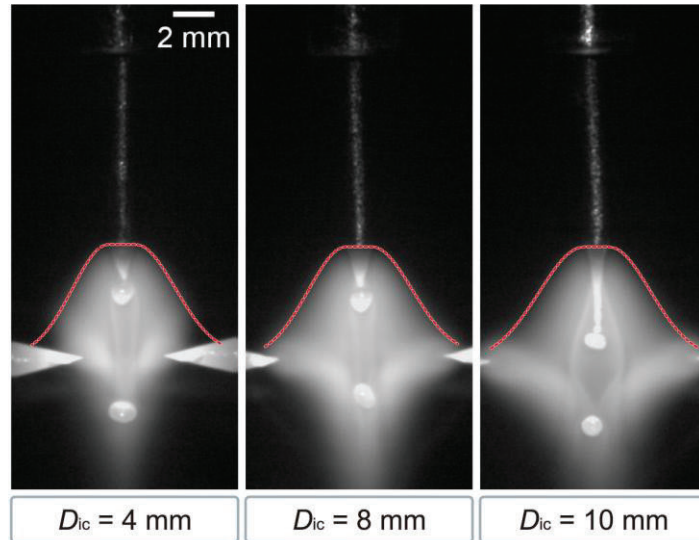


Fig. 4.12 Visual comparison of arc plasma geometry with gaussian fitting across three inter-cathode distances.

(ii) アークプラズマの電気伝導率の設定

アークプラズマの電気伝導率 σ_{arc} は、電流分流率の算出に不可欠な要素であり、特に Eq. 4.49 で適用される。電流分流率は溶滴近傍における分流状態を評価するため、アークプラズマの電気伝導率の設定には、溶滴近傍でのアークプラズマの温度分布を考慮する必要がある。

発光分光法から得られたアルゴンアークプラズマの温度測定結果は、金属蒸気の混入による冷却効果が軽微な溶滴の側方部において、アークプラズマが 12,000–13,000 K の最高温度を示すと報告している[32–34]。電気伝導率の温度依存性に関する Murphy らの報告[35]に基づいて、本項では、100%アルゴンアークプラズマを前提に、電気伝導率を 6×10^3 S/m と設定した。

(iii) 溶滴伸長係数の評価分析

溶滴伸長の発生予測モデルの妥当性を検証するには、プロセスパラメータ（アーク長・陰極間距離）および材料パラメータ（電気伝導率・表面張力）という主要なインプットに対応した実験データが必要となる。第2章において、Table 2.3 でプロセスパラメータの変化、Table 2.4 で材料パラメータの変化に対応する実験条件を既に示した。Table 2.3 の実験条件では、特定のワイヤ材料に対するアークプラズマ分布の変化が補正係数に反映される。一方、Table 2.4 の条件では、アークプラズマ分布を維持した状態で電極ワイヤ材料を変更し、電気伝導率や表面張力の変化が補正係数に反映される。これらの実験条件のうち $L_{arc} > 0$ の条件下で取得された平均溶滴破断長さを溶滴伸長係数に基づいて再評価した結果を Fig. 4.13 に示す。なお、平均溶滴破断長さはワイヤ直径を基準に無次元化され、無次元値が 2 を超える場合は溶滴が伸長状態にあることを表す。

Fig. 4.13 は、溶滴伸長特性を明確に分類する定量指標としての溶滴伸長係数の有用性を示している。Fig. 4.13(a)は補正係数を適用せず基準定数のみで評価した結果、Fig. 4.13(b)は補正係数を適用した結果に対応する。補正係数を含まない場合、溶滴伸長係数の分布は $0.85 < Bo_m^* < 2.54$ の範囲に集中し、伸長グループと非伸長グループの間に明確な差異は確かめられなかった。一方、補正係数を導入した場合、伸長グループは 0.06 以上、非伸長グループは 0.06 以下に溶滴伸長係数が分布し、 $Bo_m^* = 0.06$ を境界に両グループが明確に分離された。

実験パラメータのうち材料パラメータの補正効果に着目し、溶滴伸長係数の分布に及ぼす影響を議論する。既に述べた通り、溶接電流や表面張力に依存する基準定数に、電気伝導率に依存する補正係数を適用することで、溶滴伸長係数は 0.06 を基準に伸長可否を適切に区別した。さらに、低い電気伝導率を有する伸長グループ内では、伸長遷移条件における溶滴伸長係数が $0.12 \leq Bo_m^* \leq 0.19$ の範囲に収束した。溶滴伸長係数は、溶接電流条件のみを基準とした評価では散逸していた遷移電流値を統一された基準として整理可能であり、電気伝導率に基づく伸長能の補正の妥当性が本検討から示された。

次に、プロセスパラメータの補正効果に焦点を移し、溶滴伸長係数に基づく評価結果に与える影響を検討する。鉄ワイヤ条件において、溶接電流を一定に固定し、溶滴近傍でアークプラズマ分布を径方向に拡大した制御下で、溶滴伸長が観察された。Fig. 4.13(a)によると、補正係数を適用しない場合、全ての径方向拡大条件に共通して一定の溶滴伸長係数が算出され、この観察結果を適切に反映できなかった。しかし、補正係数を適用した場合（Fig. 4.13(b)）、溶滴伸長係数とともに溶滴破断長さは単調に増加し、アークプラズマの径方向拡大状態に応じた溶滴伸長能の評価に貢献した。また、アークプラズマの構造変化条件の遷移下限値は $Bo_m^* = 0.19$ であり、電流変化に基づく遷移閾値である $Bo_m^* = 0.12$ に近接した値を示した。この比較より、アークプラズマ拡大状態に基づく伸長能の補正の妥当性が支持された。

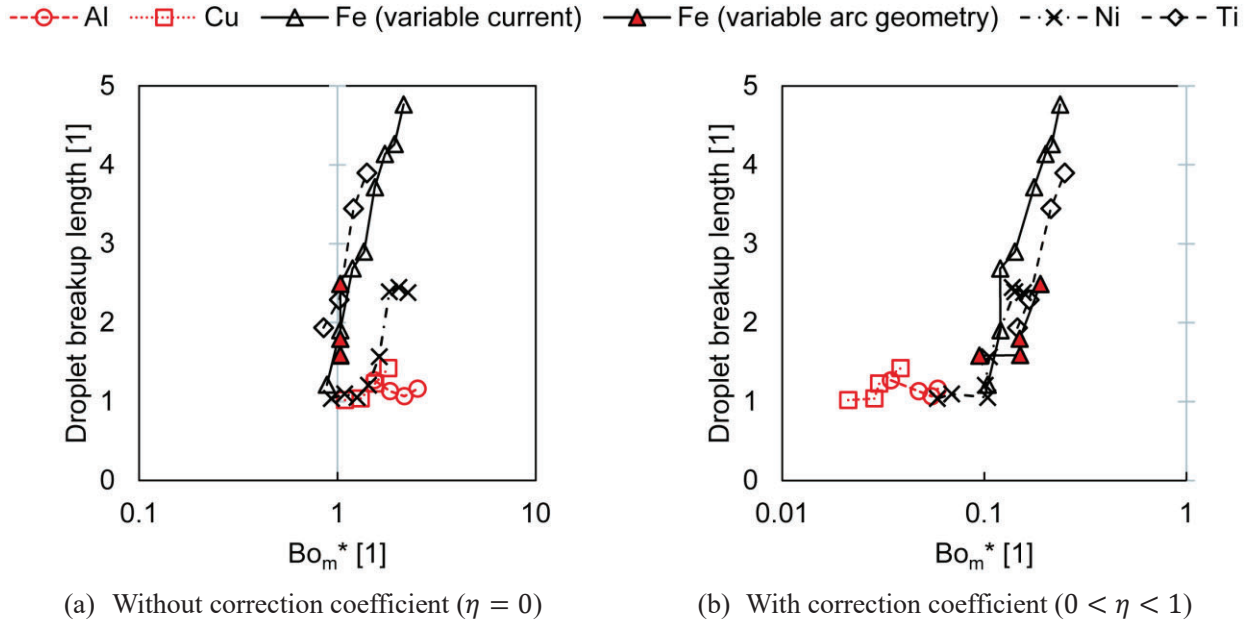


Fig. 4.13 Dimensionless evaluation of droplet breakup length against droplet elongation coefficient Bo_m^* .

溶滴伸長特性を再評価した結果は、溶滴伸長係数が溶滴伸長の発生を高い確度で予測できる可能性を示した。溶滴伸長係数は自己電磁加速効果と表面張力による収縮効果の相対的な寄与度を表し、係数のオーダーは溶滴の伸長が発生する潜在的な可能性に関連する。伸長グループと比べて、非伸長グループで小さな溶滴伸長係数が取得された結果は、提案指標に基づく溶滴伸長の発生予測を支持する。さらに、伸長グループでは、異なるプロセスや材料条件にもかかわらず、同等の遷移条件が取得された。本議論の結果、溶滴伸長係数が溶滴伸長能を適切に分類し、遷移条件を一貫して評価する定量指標となり得ることが示された。また、アークプラズマ分布や溶滴物性を含む複数の支配要素を適切に統合し、溶滴・アークプラズマ間の電氣的相互作用を適切に補正することが、予測精度の向上に貢献すると示唆された。

4.3.4 構築モデルの適用限界

前項では、種々のプロセスや材料条件における溶滴伸長の発生可否が溶滴伸長係数を基に予測できることが確認され、定量的な遷移条件が取得された。ただし、本予測結果は特定のフィッティング条件に依存する可能性がある。本項では、フィッティング入力条件が溶滴伸長係数の出力結果に与える影響を解析する。また、モデルの前提を再確認することで、構築モデルの適用可能範囲を明確にする。

(i) アークプラズマ領域半径が予測結果に及ぼす影響

本目では、アークプラズマの空間分布をフィッティングする手法の違いが溶滴伸長係数に与える影響を調査する。標準のガウシアンフィッティングの比較対象として、陰極間距離が 4 mm を基準に、楕円または線形フィッティングを採用した。ワイヤ固液境界とタングステン電極先端を基点に、陰極間距離が 4 mm の場合は、Eq. 4.51 で与えられる四分楕円として、アークプラズマ形状をフィッティングした。一方、陰極間距離が 4 mm を超える場合は、Eq. 4.52 で与えられる直線としてフィッティングした。最終的なフィッティング結果を、Fig. 4.14 に示す。

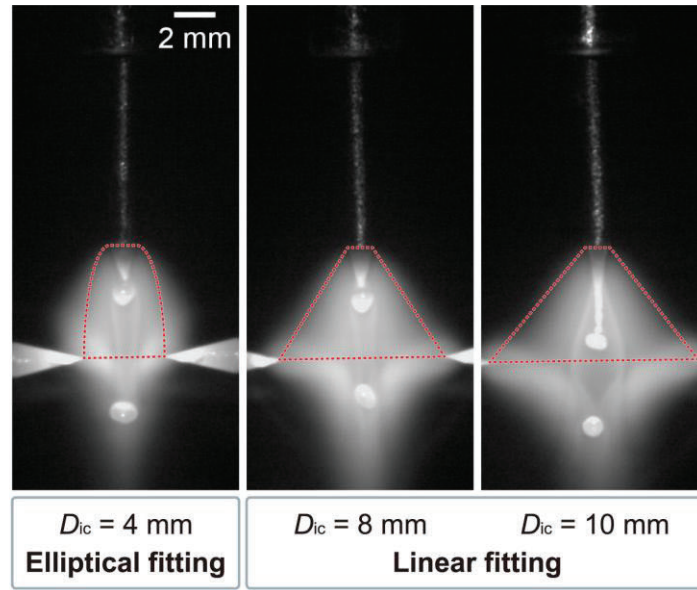


Fig. 4.14 Visual comparison of arc plasma geometry fitting: elliptical ($D_{ic} = 4 \text{ mm}$) and linear ($D_{ic} > 4 \text{ mm}$).

$$\text{アーク半径 } (D_{ic} = 4) \quad R_{\text{arc}} = \frac{D_{\text{wire}}}{2} + \frac{D_{ic} - D_{\text{wire}}}{2L_{\text{arc}}} \sqrt{D_{\text{wire}}(2L_{\text{arc}} - D_{\text{wire}})} \quad (4.51)$$

$$\text{アーク半径 } (D_{ic} > 4) \quad R_{\text{arc}} = \frac{D_{\text{wire}}}{2} + \frac{D_{ic} - D_{\text{wire}}}{2L_{\text{arc}}} D_{\text{wire}} \quad (4.52)$$

Fig. 4.15 に、楕円および線形フィッティングを用いて溶滴伸長係数を評価した結果を示す。溶滴伸長係数の絶対的なスケールは標準設定と同等であった一方、遷移範囲は $0.07 \leq \text{Bo}_m^* \leq 0.12$ へわずかに減少した。定量的な遷移条件が変動した理由は、これらのフィッティングでは、ガウシアンフィッティングと比較してアークプラズマ領域半径を約 0.4 mm 低く見積もったためである。アークプラズマ領域半径の過小評価は、プロセスパラメータの変化に対応する溶滴伸長係数の評価に顕著に影響を与えた。一方、アーク長や陰極間距離をおよそ一定に維持した状態で材料パラメータが変化した場合、フィッティング手法が統一されている限り、溶滴伸長係数の分布傾向に及ぼす影響は限定的であった。

プロセスパラメータの変化に着目し、フィッティング手法の影響を議論する。アーク長を約 5 mm に固定し、陰極間距離を 4 mm から 8 mm へ増加させた場合、標準のガウシアンフィッティングでは溶滴破断長さの増加に伴い溶滴伸長係数も増加した。しかし、楕円または線形フィッティングを適用すると、同一の条件変化に対して溶滴伸長係数が減少する傾向が確認された。この逆転は、溶滴近傍におけるアークプラズマの径方向拡大状態を適切に評価する上で、楕円・線形フィッティングの限界を指摘した。

アークプラズマ領域半径とは、溶接電流が通過する最大断面の半径であり、電流密度分布と本質的に不可分である。電流密度あるいは電子密度の空間分布データに基づくアークプラズマ領域半径の設定が理想的である。本研究では、発光領域の幾何学的な特徴に基づいてフィッティングすることで、アークプラズマ領域半径を推定し、最低限のモデル精度を確保した。しかし、電流密度分布データからアークプラズマ領域半径を直接取得することで、より正確な溶滴伸長係数の評価および遷移条件の精度向上が見込まれる。

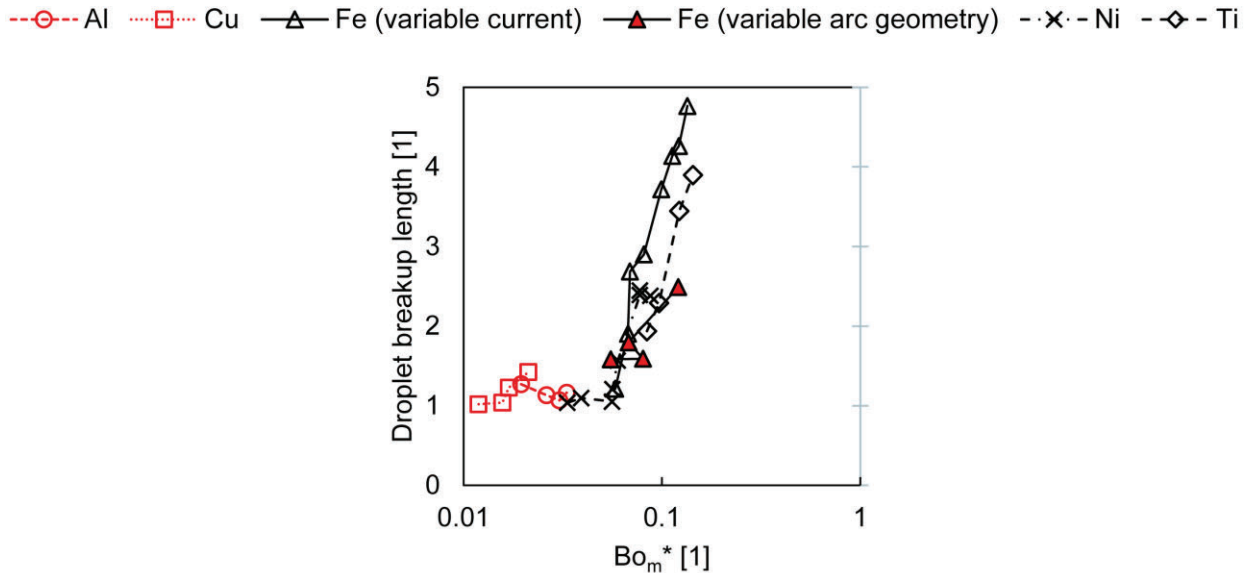


Fig. 4.15 Evaluation of droplet elongation coefficient Bo_m^* using elliptical and linear fitting.

(ii) 電気伝導率の温度依存性が予測結果に及ぼす影響

標準設定では、アークプラズマと溶滴の物性はそれぞれミグ溶接の最高温度と融点を基に設定され、温度依存性は反映されていない。しかし、実現象では広範な温度分布が形成され、物性の温度依存性が溶滴移行特性に影響を与える可能性がある。本目では、主要な入力パラメータである電気伝導率に焦点を当て、温度依存性が溶滴伸長係数に基づく予測精度に与える影響を検討する。

実現象における温度分布を考慮すると、アークプラズマと溶滴の電気伝導率は低下すると示唆される。アークプラズマ温度は電気伝導率と密接に関連しており、温度が低下すると電気伝導率が減少する。アークプラズマは、溶滴の側方部で最高温度を示し、溶滴から遠ざかるに従い温度が低下する[32–34]。径方向におけるアークプラズマの温度低下が電気伝導率に及ぼす影響は、アーク長や陰極間距離が長く大きなプラズマ体積を要する条件で特に顕著になると予想される。一方、溶融金属の温度が増加すると電気伝導率は低下する。溶滴温度は、ワイヤ固液境界近傍で融点を示し、溶滴下部で沸点近傍まで上昇する[36–40]。したがって、電気伝導率の適切な設定には、実際の温度分布を考慮する必要がある。

電気伝導率の低下の影響を簡易的に評価する手法として、アークプラズマおよび溶滴の電気伝導率を Table 2.5 および Table 4.4 で示した基準値の 50% にそれぞれ設定した。溶滴伸長係数を再評価した結果を Fig. 4.16 に示す。いずれの場合においても、非伸長および伸長グループにおける分布範囲の分離状態を維持しつつ、溶滴伸長係数の絶対的なスケールが変動した。

アークプラズマの電気伝導率を半減させた場合 (Fig. 4.16(a))、標準設定と比べてアークプラズマへの電流分流効果が低く評価され、溶滴伸長係数は全体的に低下した。伸長グループにおける遷移範囲は $0.06 \leq Bo_m^* \leq 0.10$ へ縮小した。対照的に、溶滴の電気伝導率を半減させた場合 (Fig. 4.16(b))、標準設定と比較してアークプラズマへの電流分流効果が高く評価され、溶滴伸長係数は全体的に増加した。遷移範囲は $0.22 \leq Bo_m^* \leq 0.33$ へ拡大した。標準設定を基準に Fig. 4.16(a) と (b) を比較すると、アークプラズマよりも溶滴の電気伝導率を半減させた場合で溶滴伸長係数の変化は顕著であったため、溶滴の電気伝導率が溶滴伸長特性により大きな影響を与えることが示唆された。

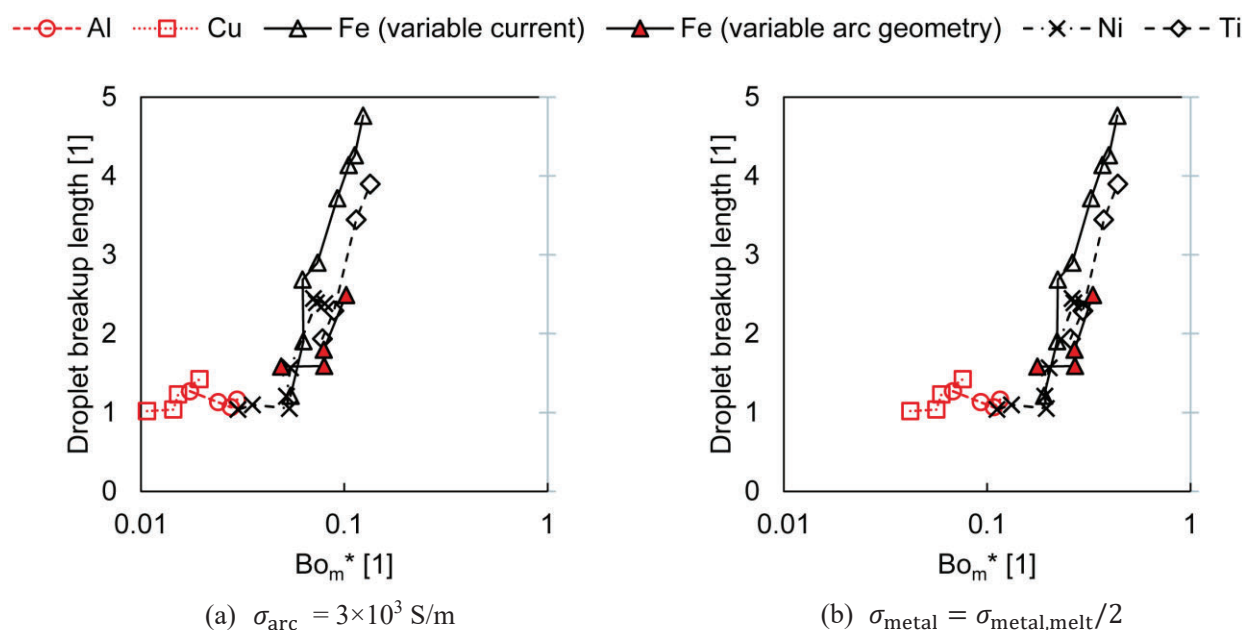


Fig. 4.16 Evaluation of droplet elongation coefficient Bo_m^* with decreased electrical conductivity.

本目では、シールドガスプラズマおよび溶滴それぞれの温度依存性を基礎に従来知見を適用して電気伝導率に関する議論を展開した。しかし、これらの個別の挙動のみに依拠して、実際の系における複雑性を再現するには限界がある。実現象では、シールドガスプラズマに対して金属蒸気が混入することで、アークプラズマの電気的特性が空間的かつ非線形的に変化する。例えば、多量の金属蒸気が混入すると、放射損失が著しく増加し、アークプラズマの温度および電気伝導率が急激に低下する[41]。溶滴下端部では、ほぼ金属蒸気成分でプラズマが構成される状態であり、温度低下の影響が顕著に現れる。一方、溶滴側方部では、スプレー移行域において、アークプラズマ温度が高く、金属蒸気の質量分率が小さいことが数値計算より指摘されている[42]。この知見に依拠して、溶滴側方部では金属蒸気の混入による温度低下の影響は限定的であると考えられる。構築モデルは固液境界近傍かつ溶滴側方部における電流分流状態の評価に焦点を当てる。したがって、金属蒸気混入の影響が比較的軽微であることを前提に、100%アルゴンアークプラズマの電気的物性を採用した。ただし、ドロップ移行域では、蒸気混入の影響を依然として無視できず、溶滴伸長係数が過大評価された可能性が残る。この過大評価は、溶滴の大径化がアークプラズマの温度場や金属蒸気の濃度場に影響することに起因する[34]。任意の溶滴形成条件で溶滴伸長能の評価精度を確保するためには、金属蒸気とシールドガスプラズマの動的な混合が及ぼす影響を電気的物性の設定に組み込む必要がある。分光分析や数値解析を駆使し、溶滴が破断した直後のアークプラズマの温度場や金属蒸気の濃度場を取得することが、この課題解決に貢献する。

(iii) 表面張力の温度依存性が予測結果に及ぼす影響

表面活性元素の吸着がない場合、熔融金属の表面張力は温度上昇につれて低下し、高温の溶滴下部において表面張力の低下が見込まれる。本目では、表面張力の温度依存性が溶滴伸長係数に与える影響を調査する。前目で実施した電気伝導率の評価と同様に、表面張力を融点における基準値から半減させるアプローチを採用した。

溶滴伸長係数の再評価結果を Fig. 4.17 に示す。標準設定と比べて表面張力による収縮効果が低く評価され、溶滴伸長係数の絶対的なスケールのみが増加した。伸長グループの遷移範囲は $0.24 \leq Bo_m^* \leq 0.38$ へ拡大した。標準設定を基準とした溶滴伸長係数の変化は、電気伝導率よりも大きいことが確認された。この理由は、電気伝導率の減少は電流分流率の算出過程で間接的に反映される一方、表面張力の減少は溶滴伸長係数に直接反映されるためである。

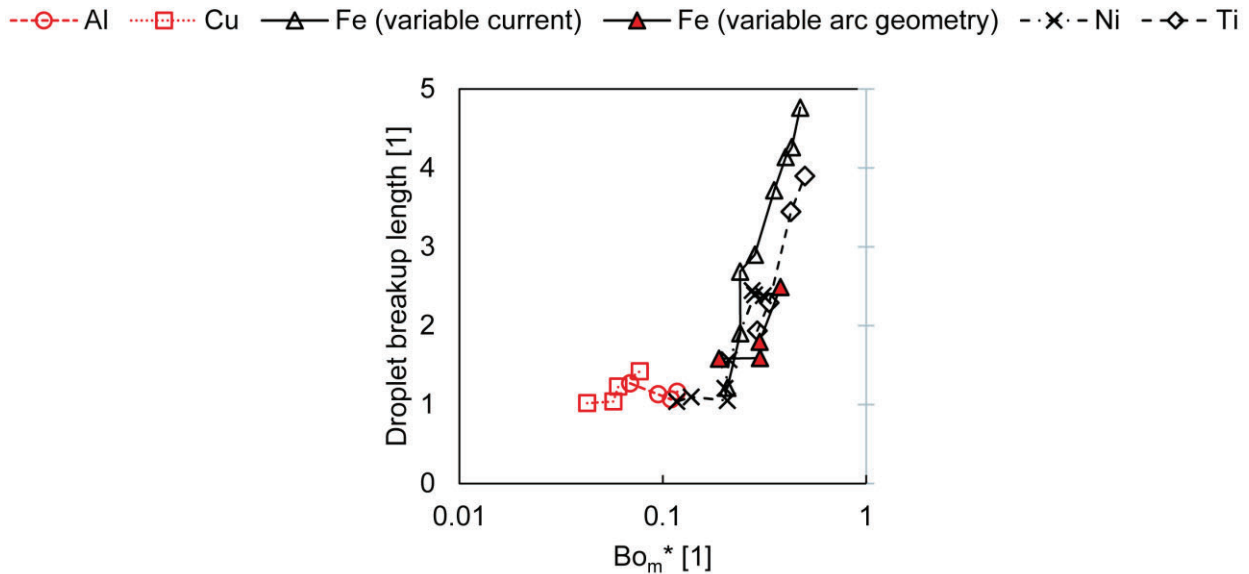


Fig. 4.17 Evaluation of droplet elongation coefficient Bo_m^* with decreased surface tension $\gamma = \gamma_{melt}/2$.

(iv) モデル前提条件の再評価および適用限界の検証

本予測モデルは、溶滴が釣鐘状のアークプラズマに含まれる軸対称な2層構造を前提とする。しかし、特殊なアークプラズマの空間分布が形成されるケースや未考慮の駆動要因が介在するケースにおいて、この前提条件が成立しない可能性がある。本目では、モデルの前提条件を再評価し、予測モデルの適用限界を検証する。

第一のケースとして、アークプラズマが局所的に分離するケースが挙げられる。非移行式アーク放電装置において、十分なアーク長が確保される条件下で釣鐘状のカップリングアークが形成された。対照的に、アーク長の最小条件では、アークプラズマがワイヤ固液境界近傍で局所的に分離した後に、下流においてカップリングした。この例外的な条件では、溶滴伸長がしばしば観察され、アークプラズマに対する溶接電流の分流が最も促進される可能性が示された。しかし、電流が極端にワイヤ径方向へ偏向するため、Fig. 4.11 に示したオームの法則に基づく並列回路モデルを適用できない。

アークプラズマが局所的に分離する特殊ケースを釣鐘状のアークプラズマを伴う標準ケースに変換することで、溶滴伸長係数の概算を試みた。具体的には、アークプラズマ領域直径として陰極間距離を設定し、並列回路モデルを適用した。この概算手法による遷移予測の可能性を検証するため、アーク長の最小化条件に限り溶滴伸長が観察されたワイヤ材料グループに焦点を当てる。Table 2.6 で示した条件に対して溶滴伸長係数の概算を実施した結果を Table 4.5 に示す。標準設定における $0.12 \leq Bo_m^* \leq 0.19$ の遷移範囲に及ばないものの、Fig. 4.13(b)の分布域と比較して約3倍に増加し、遷移範囲へ接近した。

Table 4.5 Droplet elongation coefficient for arc length minimization conditions.

Material	Diameter	Welding current	Bo_m^*
Al	1.0 mm	270 A	0.11
Cu	1.0 mm	270 A	0.06

第二のケースとして、予測モデルで考慮されていない溶滴移行駆動力の影響に焦点を移す。本モデルは主に電磁力と表面張力の対立に依拠するが、実現象ではこれら以外の駆動力も存在し、溶滴移行形態の遷移に関与する可能性がある。代表的な駆動力としては、重力、溶滴の周囲を流れるプラズマ気流による抗力、マランゴニ効果における熱毛管力が挙げられる。

従来、重力が溶滴移行の離脱力として機能することが知られてきた[2]。自己電磁加速効果の評価手法を応用し、重力の溶滴内部流動に対する影響を定量的に評価することを検討する。一様重力下における電磁流体流れの理論的枠組みとして、Eq. 4.33 の修正ベルヌーイの定理に位置エネルギー項を追加し、Eq. 4.53 が導出される。

$$\text{修正ベルヌーイの定理} \quad \frac{\rho u_z^2}{2} + \gamma\kappa + \frac{B_\theta^2}{2\mu_0} - \rho g z = \text{const.} \quad (4.53)$$

Eq. 4.53 に Fig. 4.11 で示した形状仮定を適用すると、電磁圧力と同様に、重力ポテンシャルが内部流動の加速因子であることが示される。自己電磁加速効果と重力加速効果を比較するため、無次元数 N_{EG} を導入し、 $z_0 \leq z \leq z_1$ の範囲で各寄与を相対評価した。具体的には、Eq. 4.40 を $\rho g D_{\text{wire}}$ で無次元化し、Eq. 4.54 として N_{EG} を定義した。

$$\text{重力と電磁力の評価指標} \quad N_{EG} = \left| \frac{\Delta p_{\text{em}}}{\rho g \Delta z} \right| = \frac{\mu_0}{16\pi^2} \frac{I_{\text{total}}^2}{\rho g R_{\text{wire}}^3} (1 - \eta^2) \quad (4.54)$$

---○--- Al □..... Cu —▲— Fe (variable current) —▲— Fe (variable arc geometry) -·X·- Ni -◇- Ti

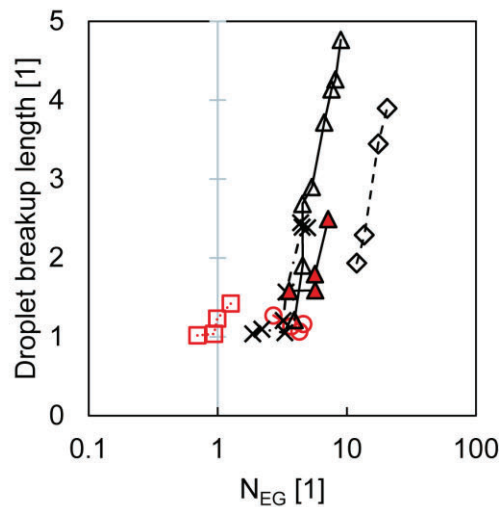


Fig. 4.18 Dimensionless comparison of electromagnetic and gravitational acceleration effects.

N_{EG} を用いて溶滴破断長さを再評価した結果を Fig. 4.18 に示す。 $N_{EG} > 1$ は、自己電磁加速効果が支配的であることを意味し、全ての溶滴伸長条件で $N_{EG} > 1$ が成立した。この解析結果から、重力は溶滴伸長を引き起こす支配駆動力にはなり得ず、副次的な加速因子として限定的な影響を与えるに過ぎないと結論付けられる。

プラズマ気流は溶滴表面に沿ってせん断力を与える[43]。プラズマ気流によって生じる抗力は、溶滴移行方向と一致する力であり、離脱力として機能する。重力と同様に、この抗力は、溶滴サイズの減少に従い低下する。Li らは、プロジェクト移行域において、軟鋼の離脱滴に働く重力が 1×10^{-4} N に満たず、プラズマ気流による抗力が 1×10^{-3} N 程度であることを実験的に示した[44]。この知見に踏まえ、細粒な溶滴を形成するストリーミング移行域では、プラズマ気流による抗力は 1×10^{-3} N を下回ると推論される。一般に、溶滴に働く電磁力は Eq. 4.55 によって概算される[2]。

$$\text{電磁力} \quad F_m \propto \frac{\mu_0 I^2}{8\pi} \quad (4.55)$$

ドロップ移行条件 (210–250 A) での電磁力は 1×10^{-3} N 程度であり、溶接電流の増加とともに増加する。したがって、プロジェクト移行からストリーミング移行への遷移域で、プラズマ気流による抗力の影響が自己電磁加速効果と比較して無視できると結論付けられる。

マランゴニ効果とは、表面張力勾配によって駆動されるせん断流であり、温度勾配を有する自由界面で観察される。特に、表面活性元素を含まないワイヤ材料の場合、マランゴニ効果に伴うせん断力は、溶滴移行方向に逆らい、保持力として機能する可能性がある。この効果は、温度差の拡大、熱拡散率の低下、広い流れの空間スケールという三つの要因で増大する[45]。例えば、溶接現象のうち溶融池現象では、熱毛管力がプラズマ気流によるせん断力とともに支配的な駆動力として作用する[46]。しかし、アークプラズマの緊縮によって電流密度が増加する場合、電磁力が熱毛管力と同等の影響を示し、支配的な対流駆動力として作用する[47]。溶滴移行現象では、電極ワイヤの溶融・蒸発に伴う広範な温度差を示す一方、溶融池現象と比較して空間スケールが 1 桁小さい。したがって、マランゴニ効果の影響は自己電磁加速効果より限定的である可能性が高い。

(v) 自己電磁加速メカニズムに基づく溶滴伸長の駆動要因

溶滴伸長の発生メカニズムは、自己電磁加速効果と表面張力による収縮効果の対立関係に基づくことが明らかになった。自己電磁加速効果とは、電流と自己誘起磁場の相互作用が電磁流体を軸方向に推進する作用である。溶滴移行現象の場合、溶接電流が溶滴から漏洩しアークプラズマへ径方向に拡大する分流通過で流動加速が発生する。自己電磁加速効果の強さは、溶滴を通過する電流の減少量すなわちアークプラズマに対する電流の分流量に依存し、その分流量は以下の3要因に支配される。

- ① 溶接電流の増加
- ② 溶滴近傍におけるアークプラズマの径方向拡大
- ③ 低い溶滴の電気伝導率

Fig. 4.19 に示す模式図では、溶滴伸長メカニズムにおける各要因の役割を整理している。①溶接電流は、溶滴を含むワイヤ軸横断面を通過する電流の総量を決定する。他の要因は、アークプラズマと溶滴における溶接電流の分流比率を決定し、②アークプラズマの拡大状態は構造要因、③電気伝導率は電気的特性要因として機能する。溶滴伸長特性の電流依存性は広く認識されてきたが、溶滴伸長の発生可否を正確に予測するためには、構造および電気的特性要因に基づく電流分流状態も併せて評価する必要がある。

構造要因として、溶滴に対するアークプラズマの付着状態が溶滴伸長の発生に与える影響は、既存の実験知見と数値計算から支持される。具体的には、アークプラズマが緊縮するシールド条件（炭酸ガスやヘリウムガス）ではストリーミング移行が観察されない一方で、アークプラズマが径方向に拡大するアルゴンリッチのシールド条件では明瞭に観察される。また、荻野らは、溶滴移行の簡易モデルを構築し、アークプラズマを模した円錐状の通電領域における溶滴の破断挙動を解析した。通電領域の頂角を増加させ、アークプラズマを径方向に拡大させた条件において、ドロップ移行からストリーミング移行へ溶滴移行形態が遷移することが確認された[48]。

電気的特性要因として、電気伝導率が溶滴伸長の発生に与える影響は、本研究と先行研究の両方から明らかにされている。本論文の第2章から、溶滴の電気伝導率が低下すると、溶滴が伸長状態へと遷移する電流が減少することが実証された。一方、アークプラズマの電気伝導率が果たす役割は、荻野らの数値解析によって明らかにされた。溶滴下部から生じるメタルプラズマの電気伝導率が低下する場合、溶滴側方におけるガスプラズマに対して溶接電流の分流が促進され、ストリーミング移行の発生を誘引した[49]。

本研究では、自己電磁加速を原理とする溶滴伸長の発生メカニズムを解明した。また、溶滴移行係数を導入し、3要因が自己電磁加速効果に与える影響を定量評価することで、伸長発生を妥当に予測した。予測精度のさらなる向上のためには、主要因以外の補助的な要素を考慮することが有効である可能性が高い。例えば、熔融物性の温度依存性や、任意のアークプラズマ空間分布に対して取得された電流密度分布のデータ、重力加速効果をモデルに反映することで、ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態遷移の発生予測精度が一層向上すると見込まれる。

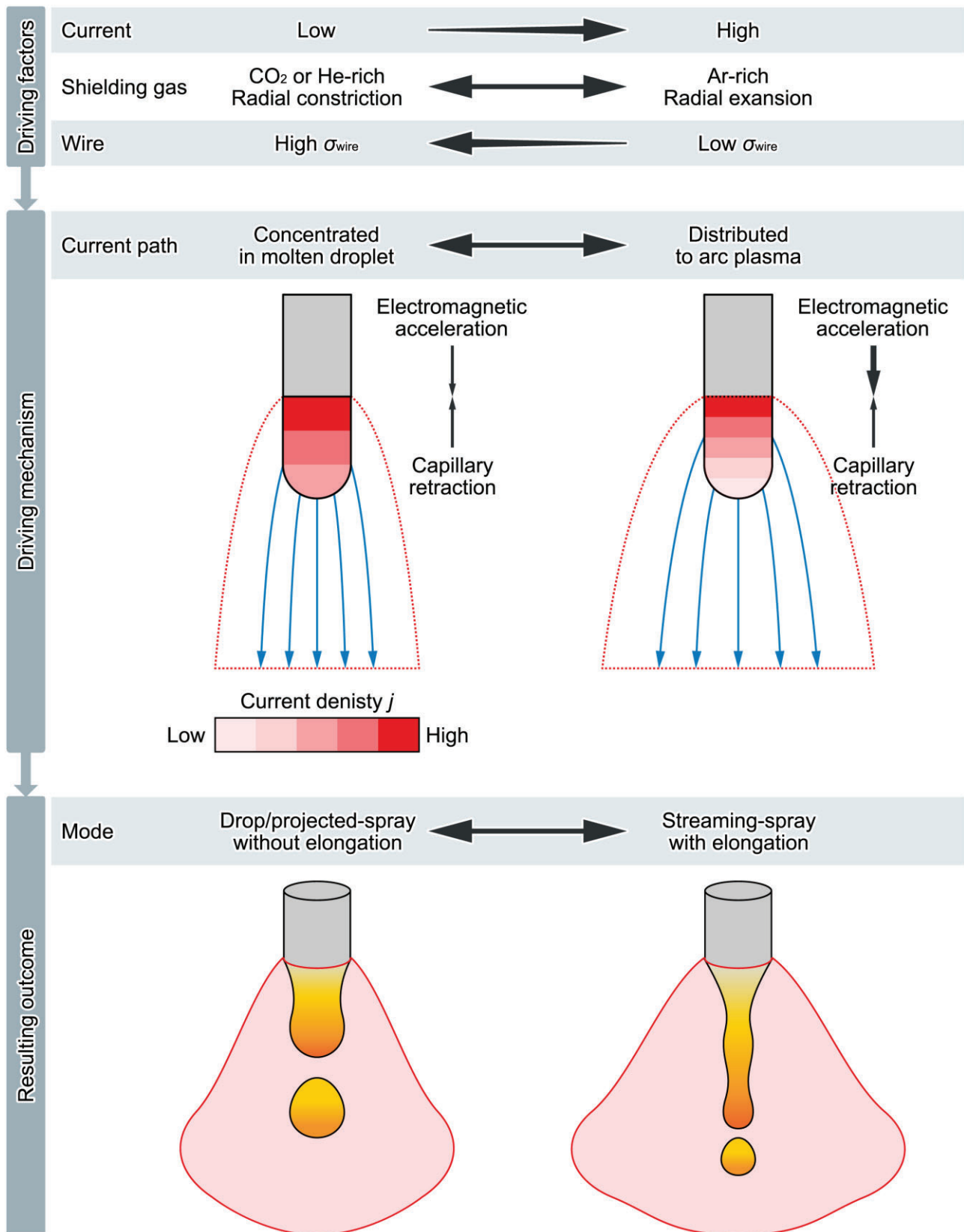


Fig. 4.19 Droplet elongation mechanism driven by electromagnetic acceleration.

4.4 結言

本章では、前章までに得られた実験知見を理論的枠組みへと統合し、溶滴伸長の発生可否を定量的に予測する指針を確立した。溶滴移行現象を駆動する電磁流体的な相互作用を評価可能なモデルを構築し、以下に示す知見を得た。

- 1) 絶対・対流不安定性の概念を導入してピンチ不安定性を拡張し、表面張力・慣性力・電磁力を統合的に評価可能な修正ピンチ不安定性を構築した。電流が導電性の流体円柱から漏洩しない系を想定し、溶滴伸長に相当する対流不安定性の発生条件が $We > 4(1 + Bo_m)$ であることを導いた。実用的な溶接条件範囲で、この遷移条件が成立せず、径方向の電磁ピンチ効果はワイヤ送給による軸方向流動の直進効果を常に上回った。ワイヤ送給に伴う慣性力は溶滴伸長を引き起こす主要な駆動力になり得ないことが理論的に確認された。
- 2) 電磁流体のベルヌーイの定理を基盤に、溶滴内部流動を駆動する自己電磁加速原理の理論的枠組みを構築し、溶滴伸長メカニズムを体系的に解明した。電流が溶滴外部へ漏洩し、軸方向の電流減少勾配が形成される場合、電流と自己誘起磁場間の電磁的な相互作用が内部流動を軸方向に駆動し、内部流動による流下効果が増大する。流下効果が表面張力による収縮効果と同等以上に達する場合、溶滴伸長が発生する。すなわち、溶滴伸長の発生可否は、自己電磁加速効果と収縮効果の顕潜を基に決定される。
- 3) 時間的に不変な溶滴形状を前提に、電磁流体のベルヌーイの定理を適用することで、自己電磁加速効果と表面張力による収縮効果の相対的な寄与度を定量比較する指標として、溶滴伸長係数を導出した。この係数は、溶滴移行システム特性ならびに溶滴・アークプラズマ間の電気的な相互作用が潜在的な溶滴伸長能に及ぼす影響を統合的に評価可能な無次元指標である。溶滴伸長係数を基に、第2章で取得された溶滴破断長さのデータを再評価した結果、溶滴伸長係数はプロセスおよび材料パラメータの変化に対応する溶滴伸長の発生を妥当に予測した。また、定量的な遷移条件である $0.12 \leq Bo_m^* \leq 0.19$ を取得した。
- 4) 自己電磁加速効果の強さは、溶滴を通過する電流の減少量、すなわちアークプラズマに対する溶接電流の分流量に依存することが示された。溶接電流は、溶滴を含むワイヤ軸横断面を流れる電流の総量を決定する。アークプラズマの径方向拡大は構造要因、アークプラズマおよび溶滴の電気伝導率は電気的特性要因として機能し、両領域間における溶接電流の分流率を決定する。実現現象を反映した電流分流率に基づいて自己電磁加速効果を適切に評価することが、溶滴伸長の発生予測精度の保証に必要である。より精度の高い予測を実現するためには、電気伝導率や表面張力の温度依存性、任意のアークプラズマ空間分布に対応する電流密度分布データ、重力加速効果をモデルに反映する必要がある。

参考文献

- [1] J. Eggers and E. Villermaux, “Physics of liquid jets,” *Reports on Progress in Physics*. Vol. 71, No. 3 (2008).
- [2] J. F. Lancaster, *The Physics of Welding*. Pergamon Press, Oxford (1986).
- [3] J. H. Waszink and G. J. Van den Heuvel, “Heat generation and heat flow in the filler metal in GMA welding,” *Welding Journal*. Vol. 61 (1982), pp. 269–282.
- [4] S. P. Lin and R. D. Reitz, “Drop and spray formation from a liquid jet,” *Annual Review of Fluid Mechanics*. Vol. 30 (1998), pp. 85–105.
- [5] C. Clanet and J. C. Lasheras, “Transition from dripping to jetting,” *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 383 (1999), pp. 307–326.
- [6] B. Bonhoeffer, A. Kwade, and M. Juhnke, “Impact of formulation properties and process parameters on the dispensing and deposition of drug nanosuspensions using micro-valve technology,” *Journal of Pharmaceutical Sciences*. Vol. 106, No. 4 (2017), pp. 1102–1110.
- [7] T. Tate, “XXX. On the magnitude of a drop of liquid formed under different circumstances,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. Vol. 27, No. 181 (1864), pp. 176–180.
- [8] W. J. Greene, “An analysis of transfer in gas-shielded welding arcs,” *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part II: Applications and Industry*. Vol. 79, No. 3 (1960), pp. 194–203.
- [9] J. C. Amson, “Lorentz force in the molten tip of an arc electrode,” *British Journal of Applied Physics*. Vol. 16, No. 8 (1965), pp. 1169–1179.
- [10] J. F. A. Plateau, “Recherches expérimentales et théorique sur les figures d’équilibre d’une masse liquide sans pesanteur,” *Mémoires de l’Académie royale des sciences, des lettres et des beaux-arts de Belgique*. Vol. 23 (1849), pp. 5–150.
- [11] Lord Rayleigh, “On the instability of jets,” *Proceedings of the London Mathematical Society*. Vol. s1-10, No. 1 (1878), pp. 4–13.
- [12] G. S. Murty, “Instability of a conducting fluid cylinder in the presence of an axial current, a longitudinal magnetic field and a coaxial conducting cylinder,” *Arkiv för Fysik*. Vol. 19, No. 35 (1961), pp. 483–497.
- [13] S. J. Leib and M. E. Goldstein, “The generation of capillary instabilities on a liquid jet,” *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 168 (1986), pp. 479–500.
- [14] J. P. Garandet, B. Vinet, and P. Gros, “Considerations on the pendant drop method: a new look at Tate’s law and Harkins’ correction factor,” *Journal of Colloid and Interface Science*. Vol. 165, No. 2 (1994), pp. 351–354.
- [15] O. E. Yildirim, Q. Xu, and O. A. Basaran, “Analysis of the drop weight method,” *Physics of Fluids*. Vol. 17 (2005), 062107.
- [16] N. Arif, J. H. Lee, and C. D. Yoo, “Modelling of globular transfer considering momentum flux in GMAW,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 41, No. 19 (2008), 195503.
- [17] J. Eggers and T. F. Dupont, “Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier–Stokes equation,” *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 262 (1994), pp. 205–221.
- [18] Lord Rayleigh, *The Theory of Sound*. Dover Publications, New York (1945).
- [19] R. J. Briggs, *Electron-Stream Interaction with Plasmas*. The MIT Press (1964).

- [20] S. P. Lin and Z. W. Lian, "Absolute instability of a liquid jet in a gas," *Physics of Fluids*. Vol. 1, No. 3 (1989), pp. 490–493.
- [21] P. A. Monkewitz, "The role of absolute and convective instability in predicting the behavior of fluid systems," *European Journal of Mechanics, B/Fluids*. Vol. 9, No. 5 (1990), pp. 395–413.
- [22] A. S. Utada, A. Fernandez-Nieves, J. M. Gordillo, and D. A. Weitz, "Absolute instability of a liquid jet in a coflowing stream," *Physical Review Letters*. Vol. 100, No. 1 (2008), 014502.
- [23] A. Bers, "Space-time evolution of plasma instabilities - absolute and convective," In: *Handbook of Plasma Physics*. pp. 451–517. North-Holland, Netherlands (1983).
- [24] P. Huerre and P. A. Monkewitz, "Local and global instabilities in spatially developing flows," *Annual Review of Fluid Mechanics*. Vol. 22 (1990), pp. 473–537.
- [25] F. Gallaire and P.-T. Brun, "Fluid dynamic instabilities: theory and application to pattern forming in complex media," *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. Vol. 375, No. 2093 (2017).
- [26] J. Eggers, "Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows," *Reviews of Modern Physics*. Vol. 69, No. 3 (1997), pp. 865–929.
- [27] C. J. Cooksey and D. R. Milner, "Metal transfer in gas-shielded arc welding," In: *Physics of the welding arc: A symposium organized by the Institute of Welding*. pp. 123–132, London (1962).
- [28] S. Rhee and E. Kannatey-Asibu, "Observation of metal transfer during gas metal arc welding," *Welding Journal*. Vol. 71 (1992), pp. 381–386.
- [29] Y. Hirata, "Physics of welding (III)–Melting rate and temperature distribution of electrode wire," *Welding International*. Vol. 9, No. 5 (1995), pp. 348–351.
- [30] R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics*. Dover Publications (2013).
- [31] Y. Zimmels, "Use of interfacial energy density in a modified bernoulli equation for characterization of spraying systems," *Langmuir*. Vol. 11, No. 8 (1995), pp. 2985–2990.
- [32] S. Zielińska, K. Musioł, K. Dzierżęga, *et al.*, "Investigations of GMAW plasma by optical emission spectroscopy," *Plasma Sources Science and Technology*. Vol. 16, No. 4 (2007), pp. 832–838.
- [33] R. Kozakov, G. Gött, H. Schöpp, *et al.*, "Spatial structure of the arc in a pulsed GMAW process," *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 46, No. 22 (2013), 224001.
- [34] Y. Tsujimura and M. Tanaka, "Analysis of behavior of arc plasma conditions in MIG welding with metal transfer - visualization of phenomena of welding arc by imagining spectroscopy -," *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 30, No. 4 (2012), pp. 288–297.
- [35] A. B. Murphy and C. J. Arundell, "Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas," *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. Vol. 14 (1994), pp. 451–490.
- [36] K. Yamazaki, E. Yamamoto, K. Suzuki, *et al.*, "The measurement of metal droplet temperature in GMA welding by infrared two-colour pyrometry," *Welding International*. Vol. 24, No. 2 (2010), pp. 81–87.
- [37] E. Siewert, J. Schein, and G. Forster, "Determination of enthalpy, temperature, surface tension and geometry of the material transfer in PGMAW for the system argon–iron," *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 46, No. 22 (2013), 224008.
- [38] T. Methong, M. Shigeta, M. Tanaka, R. Ikeda, M. Matsushita, and T. Kataoka, "Diagnostic of heat source characteristics in gas metal arc welding using CO₂ shielding gas," *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 35, No. 2 (2017), pp. 103–107.

- [39] S. B. Mamat, T. Methong, S. Tashiro, and M. Tanaka, “Droplet temperature measurement in metal inert gas welding process by using two color temperature measurement method,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 35, No. 2 (2017), pp. 160–164.
- [40] G. Zhang, G. Goett, R. Kozakov, *et al.*, “Study of the wire resistance in gas metal arc welding,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 52, No. 8 (2019), 085201.
- [41] M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel, M. Haessler, A. Spille-Kohoff, and A. B. Murphy, “Modelling of gas–metal arc welding taking into account metal vapour,” *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 43 (2010), 434008.
- [42] M. Hertel, M. Trautmann, S. Jäckel, and U. Füssel, “The role of metal vapour in gas metal arc welding and methods of combined experimental and numerical process analysis,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. Vol. 37 (2017), pp. 531–547.
- [43] Y. Ogino and Y. Hirata, “Numerical simulation of metal transfer in argon gas-shielded GMAW,” *Welding in the World*. Vol. 59 (2015), pp. 465–473.
- [44] K. Li, Z. Wu, and C. Liu, “Measurement and calculation of plasma drag force in arc welding based on high-speed photography technology and particle dynamics,” *Materials & Design*. Vol. 85 (2015), pp. 97–101.
- [45] C. Limmaneevichitr and S. Kou, “Experiments to simulate effect of Marangoni convection on weld pool shape,” *Welding Journal*. Vol. 79, No. 8 (2000), pp. 231–237.
- [46] M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio, and J. Lowke, “Numerical study of a free-burning argon arc with anode melting,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. Vol. 23 (2003), pp. 585–606.
- [47] M. Tanaka, M. Ushio, and J. Lowke, “Numerical analysis for weld formation using a free-burning helium arc at atmospheric pressure,” *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*. Vol. 48, No. 3 (2005), pp. 397–404.
- [48] Y. Ogino, Y. Hirata, S. Kihana, and N. Nitta, “Numerical simulation of free-flight transfer by a 3D metal transfer model,” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*. Vol. 36, No. 1 (2018), pp. 94–103.
- [49] Y. Ogino, Y. Hirata, and S. Asai, “Discussion of the effect of shielding gas and conductivity of vapor core on metal transfer phenomena in gas metal arc welding by numerical simulation,” *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. Vol. 40, No. 5 (2020), pp. 1109–1126.

第 5 章 結論

本研究は、GMA 溶接に特有の材料堆積機構である溶滴移行現象の制御原理を加工物理学に立脚して確立することを目指し、ワイヤ軸方向の伸長を伴って溶滴移行形態が遷移するメカニズムの解明を目的とした。この目的を達成するために、まず、溶滴の表面変形を観察し、溶滴伸長特性のプロセスおよび材料パラメータ依存性を取得した。続いて、溶滴移行過程のその場 X 線透過観察を実施し、溶滴の断面変形特性および内部流動特性を取得した。最後に、溶滴移行の駆動因子間の定量比較を基に、潜在的な溶滴伸長能を評価するモデルを構築した。本章では、本研究で得られた結果を総括する。

第 1 章「緒論」では、アーク溶接技術における産業的な応用展開を概説し、溶接現象の科学的理解が将来の技術革新に果たす役割を示した。続いて、GMA 溶接に特有の材料堆積機構に焦点を移し、溶滴移行現象の特徴を溶融池現象との比較を通じて整理した。未解明の研究課題として溶滴移行形態の遷移現象を提示し、課題の重要性と研究上の制約を明示した。最後に、本研究の目的と方針を述べた。

第 2 章「ワイヤ軸方向の伸長を伴う溶滴移行形態の遷移現象」では、溶滴移行現象を溶融池現象から独立して観察するための実験基盤として、非移行式アーク放電装置を構築した。高速度カメラを用いて溶滴移行過程の表面変形挙動を観察し、ワイヤ軸方向の溶滴伸長特性を計測した。プロセスパラメータおよび材料パラメータを基に溶滴伸長の発生条件を体系的に調査し、伸長を伴った溶滴移行形態遷移の支配要因を特定した。第 2 章で得られた知見を以下に示す。

- 1) プロセスパラメータのうち、アーク長と陰極間距離は、アークプラズマの空間分布を制御する役割を果たした。アーク長の減少によりアークプラズマはワイヤ軸方向に圧縮され、陰極間距離の増加によりワイヤ径方向に拡大された。アークプラズマ全体の空間分布ではなく、溶滴に対する局所的なアークプラズマの付着状態が溶滴伸長特性を支配することを示した。溶滴近傍でアークプラズマが径方向に拡大される制御条件下で、溶滴破断長さが増加した。
- 2) プロセスパラメータのうち、ワイヤ突出し長さあるいはワイヤ送給速度は、溶融金属の体積流量を制御する役割を果たした。溶滴に対するアークプラズマのマクロな付着状態を固定した場合、30 mm 以下のワイヤ突出し長さ範囲において、ワイヤ送給速度の増加が溶滴伸長を引き起こさないことを示した。
- 3) 材料パラメータのうち、溶滴の電気伝導率が高電流域において溶滴伸長を抑制することを示した。電気伝導率が最も高いワイヤ材料グループでは、設定電流範囲で溶滴伸長は発生しなかった。また、電気伝導率が比較的低いワイヤ材料グループでも、電気伝導率の増加に従い、溶滴が伸長状態へと遷移する下限電流が増加した。
- 4) 材料パラメータのうち、溶滴の表面張力は電流域に応じて異なる役割を果たした。低電流域では、高い表面張力がワイヤ直径を超える大径の溶滴形成を促し、高電流域では、伸長した溶滴のワイヤ径方向における非軸対称挙動を抑制した。

- 5) アークプラズマと溶滴における溶接電流の分流構造が、溶滴伸長を引き起こす支配要因であることが明らかになった。実質的な電流分流状態は、溶滴近傍におけるアークプラズマの径方向拡大状態と溶滴の電気伝導率に依存し、溶滴を通過する電流量が減少し、アークプラズマに対する分流量が増加する条件下で溶滴伸長が観察された。溶滴近傍におけるアークプラズマの径方向拡大状態は、空間的な構造要因として機能し、拡大の進行に従い溶滴外部に対する溶接電流の分流量が増加すると考えられる。対照的に、溶滴の電気伝導率は、電気的特性要因として機能し、電気伝導率の低下に伴い溶滴内部における電流通過量が減少すると考えられる。

第3章「溶滴内部流動のワイヤ軸方向加速現象」では、溶滴移行現象を対象に X 線 PTV を実施し、溶滴の断面変形特性および内部流動特性をその場かつ同時に取得した。両特性の比較に基づいて、溶滴が伸長状態に遷移するための内部流動条件を解明した。第3章で得られた知見を以下に示す。

- 1) 溶接電流とアーク長を電流に関連する操作パラメータとして選択し、断面変形特性を基に、これらのパラメータが溶滴伸長特性に及ぼす影響を示した。透過観察範囲におけるくびれ形成の有無から、溶滴の伸長状態が定性的に評価され、高電流かつ最小アーク長条件 (270 A/0 mm) でのみ溶滴伸長の発生が確認された。
- 2) ワイヤ軸方向の内部流動特性に関して、操作パラメータの影響度および代表的な速度基準に基づき、加速効果が評価された。操作パラメータの影響度として、溶接電流の増加あるいはアーク長減少に従い z 方向流速成分が増加した。代表的な速度基準との比較によると、ワイヤ送給速度に対しては、全条件で z 方向流速成分が 2-3 倍に増加した。表面張力による収縮速度に対しては、溶滴伸長条件に限り、 z 方向流速成分が Taylor-Culick 速度と同等の水準に達した。
- 3) ワイヤ径方向の内部流動特性に関して、溶滴伸長特性に径方向流動が与える影響は無視できることが示された。 x 方向流速成分は溶滴移行の非軸対称挙動を引き起こす水準には達しておらず、明確なパラメータ依存性も認められなかった。さらに、溶滴移行の軸対称挙動を支持する巨視的な表面観察結果を考慮すると、内部流動特性において弱い軸対称性の成立が示唆された。
- 4) 溶接電流やアーク長に応じて、溶滴を流れる電流量が相対的に減少すると、溶滴内部流動のワイヤ軸方向加速が助長される可能性が示された。内部流動による流下効果が表面張力による収縮効果と同等以上に達する場合、溶滴が伸長状態へ遷移するメカニズムが提案された。

第4章「自己電磁加速を原理とする溶滴伸長メカニズム」では、アークプラズマとの共存状態が溶滴移行に及ぼす電磁流体的な相互作用メカニズムを体系的に解明した。第3章で取得した内部流動条件を裏付けとして、溶滴移行の駆動因子を定量評価する指標を提案し、提案指標に基づく溶滴伸長能評価の妥当性を第2章のデータを用いて検証した。第4章で得られた知見を以下に示す。

- 1) 絶対・対流不安定性の概念を導入してピンチ不安定性を拡張し、表面張力・慣性力・電磁力を統合的に評価可能な修正ピンチ不安定性を構築した。電流が導電性の流体円柱から漏洩しない系を想定し、溶滴伸長に相当する対流不安定性の発生条件が $We > 4(1 + Bo_m)$ であることを導いた。実用的な溶接条件範囲で、この遷移条件が成立せず、径方向の電磁ピンチ効果はワイヤ送給による軸方向

流動の直進効果を常に上回った。ワイヤ送給に伴う慣性力は溶滴伸長を引き起こす主要な駆動力になり得ないことが理論的に確認された。

- 2) 溶滴伸長メカニズムを、アークプラズマの自己電磁加速現象の駆動原理を発展的に適用することで解明した。電磁力が内部流動を軸方向に加速し、内部流動による流下効果が増大する。流下効果が表面張力による収縮効果と同等以上に到達する場合、溶滴伸長が発生する。すなわち、溶滴伸長の発生可否は、自己電磁加速効果と収縮効果の顕潜によって決定される。
- 3) 電磁流体のベルヌーイの定理を基盤に、溶滴内部流動を駆動する自己電磁加速原理の理論的枠組みを構築し、溶滴伸長メカニズムを体系的に解明した。電流が溶滴外部へ漏洩し、軸方向の電流減少勾配が形成される場合、電流と自己誘起磁場間の電磁的な相互作用が内部流動を軸方向に駆動し、内部流動による流下効果が増大する。流下効果が表面張力による収縮効果と同等以上に達する場合、溶滴伸長が発生する。すなわち、溶滴伸長の発生可否は、自己電磁加速効果と収縮効果の顕潜を基に決定される。
- 4) 時間的に不変な溶滴形状を前提に、電磁流体のベルヌーイの定理を適用することで、自己電磁加速効果と表面張力による収縮効果の相対的な寄与度を定量比較する指標として、溶滴伸長係数を導出した。この係数は、溶滴移行システム特性ならびに溶滴・アークプラズマ間の電気的な相互作用が潜在的な溶滴伸長能に及ぼす影響を統合的に評価可能な無次元指標である。溶滴伸長係数を基に、第2章で取得された溶滴破断長さのデータを再評価した結果、溶滴伸長係数はプロセスおよび材料パラメータの変化に対応する溶滴伸長の発生を妥当に予測した。また、定量的な遷移条件である $0.12 \leq Bo_m^* \leq 0.19$ を取得した。
- 5) 自己電磁加速効果の強さは、溶滴を通過する電流の減少量、すなわちアークプラズマに対する溶接電流の分流量に依存することが示された。溶接電流は、溶滴を含むワイヤ軸横断面を流れる電流の総量を決定する。アークプラズマの径方向拡大は構造要因、アークプラズマおよび溶滴の電気伝導率は電気的特性要因として機能し、両領域間における溶接電流の分流率を決定する。実現象を反映した電流分流率に基づいて自己電磁加速効果を適切に評価することが、溶滴伸長の発生予測精度の保証に必要である。より精度の高い予測を実現するためには、電気伝導率や表面張力の温度依存性、任意のアークプラズマ空間分布に対応する電流密度分布データ、重力加速効果をモデルに反映する必要がある。

以上より、ワイヤ軸方向の伸長を伴って溶滴移行形態が遷移するメカニズムを解明するという本研究の目的が達成された。本研究では、電磁流体力学に基づき溶滴移行現象を再定義し、電磁場現象と流体現象の両方から現象の駆動原理を明らかにした。溶滴移行現象は、電磁場現象の観点では、電流経路の拡大に伴う電磁流体の自己電磁加速現象の一種として位置付けられる。一方で、流体現象の観点では、液体噴流の分裂現象の一種に該当する。したがって、電磁流体現象として統合的に捉えると、溶滴移行現象では、自己電磁加速効果と表面張力による収縮効果に対立しながら共存し、溶滴の破断が進行する。本研究は、溶滴移行現象に特有の対立効果が、溶滴移行形態の遷移を引き起こすことを明らかにした。今後の展開として、溶滴表面のシース現象や熱毛管現象を解明することにより、電磁熱流体現象としての網羅的な理解に貢献できる。

最後に、電磁流体力学に基づいた本研究の知見を加工物理学に応用展開することで、溶滴移行現象の制御原理が確立された。例えば、アークプラズマの緊縮状態を動的に変更可能な溶接トーチ設計により、アークプラズマの構造制御が実現できる。また、シールドガスや電極ワイヤの組成を最適化することで、アークプラズマや溶滴の電気的特性制御が実現できる。これらの制御を駆使することで、GMA 溶接やWAAM 技術において、材料堆積の速度や精度を任意に制御可能な次世代プロセスの開発が期待される。本研究は、溶滴移行現象に関する学術的理解の深化と工学的応用の拡大に向けた基盤となる。

謝辞

本学位論文は、大阪大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻の在学中に得たご縁に支えられて書き上げることができました。拙筆ではございますが、以下に謝意を述べさせていただきます。

大阪大学大学院工学研究科教授 佐野 智一 博士は、本学位論文の主査であり、大学院生時代の指導教員をお引き受けいただきました。本研究を遂行するにあたり、格別なるご指導とご鞭撻を賜りましただけでなく、大型放射光施設 SPring-8 における実験のきっかけを与えてくださいました。深く感謝の意を表します。

大阪大学接合科学研究所教授 田中 学 博士、大阪大学大学院工学研究科教授 浜口 智志 博士、大阪大学大学院工学研究科教授 神原 淳 博士には、本論文をまとめるにあたり、有益なご教示とご討論を賜りました。深く感謝の意を表します。

大阪大学大学院工学研究科准教授 荻野 陽輔 博士には、学部時代から大学院生時代の長きにわたりご指導いただき、本研究に至るまでの道を拓いてくださいました。荻野先生とのディスカッションがあってこそ、研究の方向性を確立することができました。また、ドイツ Technische Hochschule Brandenburg の Goecke 教授をご紹介いただき、国際的な研究連携の機会を提供してくださいました。深く感謝の意を表します。

大阪大学接合科学研究所特任教授 浅井 知 博士には、学部時代の指導教員として、また International Institute of Welding の Commission XII 座長として、貴重なコメントおよびフィードバックを賜りました。駆け出しの私を温かく見守っていただきましたこと、深く感謝申し上げます。

日本原子力研究開発機構物質科学研究センター 菖蒲 敬久 博士および富永 亜希 博士には、X 線 PTV 実験の設計から実施に至るまで、継続的なサポートを賜りました。技術的かつ学術的なサポートがなければ、SPring-8 における挑戦的な実験において成功を収めることはできませんでした。深く感謝の意を表します。

Technische Hochschule Brandenburg Prof. Dr.-Ing. Sven-Frithjof Goecke には、研究留学に際して快く私を受け入れてくださり、素晴らしい研究環境とともに継続的なご指導を賜りました。また、Mr. Götz-Friedrich Gottschalk には、実験技術支援に加え、現地での生活全般にわたって多くのご支援をいただきました。私にとって Brandenburg an der Havel は第二の故郷になりました。深く感謝の意を表します。

大阪大学大学院工学研究科准教授 野村 和史 博士には、学部および修士課程の研究を応用的な観点から議論してくださいました。深く感謝の意を表します。

大阪大学大学院工学研究科技術補佐員 鈴木 久子 様には、日常の多岐にわたる事務作業にご助力いただきました。鈴木様のサポートがあってこそ、研究活動を円滑に進めることができました。感謝の意を表します。

大阪大学大学院工学研究科技術部技術専門職員 川原 隆 様には、非移行式アーク放電装置において中心的な役割を果たすタングステン電極ユニットを製作していただきました。また、大阪大学大学院工学研究科特任研究員 大満 和人 様には、試料分析にご協力いただきました。多大なる実験技術支援に感謝の意を表します。

浅井研究室の先輩、佐野研究室の同輩・後輩の方々のご助力があってこそ、充実した研究生生活を送ることができました。2019 年度修了生 福島 康記 氏、今井 航太 氏、2021 年度修了生 江田 賢司 博士、浅田 雄也 氏、出野 壮士 氏、中山 知哉 氏、2022 年度修了生 中島 颯汰 氏、2023 年度修了生 西端 樹 博士、大串 隼士 氏、2024 年度所属博士前期課程 2 年 浅岡 直樹 氏、廣田 稜己 氏、丸山 敏生 氏、博士前期課程 1 年 土井 央一 氏、三田村 英 氏、渡部 公規 氏、学部 4 年 古久保 隆星 氏、山口 雄也 氏をはじめ、全ての先輩・同輩・後輩の方々に感謝いたします。特に、先輩の江田博士には、研究に対する姿勢や論文執筆の手法を根気強く教えていただき、折に触れて気をかけてくださいました。また、同輩の浅田氏、今井氏、出野氏、中山氏は、コロナ禍という未曾有の状況下で、試行錯誤を重ね、彩ある研究室生活を共に築き上げてくれました。後輩の中島氏、大串氏、廣田氏、丸山氏には X 線 PTV 実験にご助力いただきました。重ねて感謝申し上げます。

両親、兄、親戚の方々、学生時代の親友たちには、私の意志を尊重するとともに、多大なるサポートと応援をしてくれました。格別の感謝を表します。さらに、ここでは列挙しきれないほど数多くの方々に支えられてきました。関わりお世話になった全ての方々に感謝いたします。

最後に、天国から見守ってくれている祖父母と親友へ、どうか私の感謝が届くように心を込めて。

本研究は、2022 年 4 月から 2025 年 3 月までの期間、日本学術振興会特別研究員奨励費（課題番号：2022 年度 JP22J20249、2023–2024 年度 JP22KJ2184）の助成を受けたものです。また、Technische Hochschule Brandenburg との国際共同研究は、2023 年 9 月から 2024 年 3 月までの期間、2023 年度日本学術振興会若手研究者海外挑戦プログラム（受付番号：202380144）およびドイツ Technische Hochschule Brandenburg の支援のもと実施されました。歴史的な円安による経済的制約の中、貴会・貴学のご支援により、国際的な学術活動を展開でき、本研究の発展に繋がる貴重なフィードバックを得ることができました。

SPring-8 における X 線 PTV 実験は、日本原子力研究開発機構の施設供用制度（課題番号：2022A-E08）、文部科学省マテリアル先端リサーチインフラ受託事業（助成番号：JPMXP1222AE0008）および日本学術振興会特別研究員奨励費（課題番号：JP22KJ2184）の助成を受けて実施されました。X 線イメージング実験は、高輝度光科学研究センター（JASRI）の承認（課題番号：2022A3739）を得て、SPring-8 の BL22XU にて実施されました。

佐藤祐理子

本論文に関する著者の研究業績

雑誌掲載論文

- 1) **Y. Sato**, S. Eda, Y. Ogino and S. Asai, “Numerical simulation of liquid bridge breakup in short-circuit transfer process,” *Welding in the World*, Vol. 66 (2022), pp. 117-133, <https://doi.org/10.1007/s40194-021-01202-3>
- 2) **Y. Sato**, Y. Ogino and T. Sano, “Process parameters and their effect on metal transfer in gas metal arc welding: a driving force perspective,” *Welding in the World*, Vol. 68 (2024), pp. 905–913, <https://doi.org/10.1007/s40194-023-01670-9>
- 3) **Y. Sato**, Y. Ogino and T. Sano, “Role of material properties on metal transfer dynamics in gas metal arc welding,” *Journal of Materials Processing Technology*, Vol. 326 (2024), 118347, <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2024.118347>
- 4) **Y. Sato**, T. Shobu, A. Tominaga, T. Sano, and Y. Ogino, “In-situ X-ray imaging of the breakup dynamics of current-carrying molten metal jets during arc discharge,” *Communications Materials*, Vol. 5 (2024), 147, <https://doi.org/10.1038/s43246-024-00586-1>

国際会議 口頭発表

- 1) **Y. Sato**, S. Eda, Y. Ogino and S. Asai, “Numerical simulation of breakup phenomenon of a liquid bridge in short-circuit transfer process,” IIW Doc. 212-1671-20, 73rd IIW Annual Assembly, Study Group 212, On-line, July 2020
- 2) **Y. Sato**, Y. Ogino and T. Sano, “A new evaluation method for electromagnetic force in metal transfer phenomenon,” IIW Doc. XII-2499-2022/IV-1489-2022/I-1484-2022, Joint Intermediate Meeting of IIW Comm. I, IV and XII, On-line, March 2022
- 3) **Y. Sato**, Y. Ogino and T. Sano, “Influence of radial and axial electromagnetic force in metal transfer phenomenon,” IIW Doc. XII-2510-2022, 75th IIW Annual Assembly, Commission XII, Tokyo, Japan, July 2022
- 4) **Y. Sato**, Y. Ogino and T. Sano, “Influence of wire feed rate on metal transfer in gas metal arc welding,” IIW Doc. XII-2570-2023/IV-1536-2023/I-1527-2023, Joint Intermediate Meeting of IIW Comm. I, IV and XII, Hachenburg, Germany, February 2023
- 5) **Y. Sato**, Y. Ogino and T. Sano, “Role of material properties on metal transfer dynamics in gas metal arc welding,” IIW Doc. XII- 2613-2023, 76th IIW Annual Assembly, Commission XII, Singapore, July 2023
- 6) **Y. Sato**, S.-F. Goecke, Y. Ogino and T. Sano, “Discussion on droplet heating via arc in gas metal arc welding,” IIW Doc. I-1573-2024/IV-1590-2024/XII-2644-2024, Joint Intermediate Meeting of IIW Comm. I, IV and XII, Cambridge, United Kingdom, March, 2024
- 7) **Y. Sato**, T. Shobu, A. Tominaga, T. Sano, and Y. Ogino, “In-situ X-ray imaging for metal transfer dynamics in gas metal arc welding,” IIW Doc. XII-2698-2024, 77th IIW Annual Assembly, Commission XII, Greece, July 2024

- 8) Y. Ogino, Y. Sato, S. Nakajima, T. Shobu, A. Tominaga, and T. Sano, “In-situ measurement and numerical simulation of molten wire flow and temperature distribution in GMA welding process,” IIW Doc. XII-2699-2024, 77th IIW Annual Assembly, Commission XII, Greece, July 2024

国際会議 ポスター発表

- 1) Y. Sato, Y. Ogino and T. Sano, “Influence of welding wire materials on driving force balance in metal transfer phenomenon,” Visual-JW 2022 & DEJ²MA-2, Osaka, Japan, October 2022

国内学会等における発表

- 1) 佐藤祐理子, 江田賢司, 荻野陽輔, 浅井知, “短絡移行プロセスにおける橋絡液柱破断現象の数値解析,” 溶接学会秋季全国大会, オンライン, 2020 年 9 月
- 2) 佐藤祐理子, 荻野陽輔, 佐野智一, “ガスメタルアーク溶接における自由移行形態の遷移挙動に関する研究,” 溶接学会春季全国大会, オンライン, 2022 年 4 月
- 3) 佐藤祐理子, 荻野陽輔, 佐野智一, “溶滴移行現象におけるアーク形状に基づく電磁力の評価,” 溶接学会秋季全国大会, 島根, 2022 年 9 月
- 4) 佐藤祐理子, 荻野陽輔, 佐野智一, “ガスメタルアーク溶接における溶滴移行挙動に及ぼすアーク形状の影響,” スマートプロセス学会学術講演会, 大阪, 2022 年 11 月
- 5) 佐藤祐理子, 荻野陽輔, 佐野智一, “ガスメタルアーク溶接における溶滴移行挙動に及ぼすワイヤ物性の影響,” 溶接学会春季全国大会, オンライン, 2023 年 4 月
- 6) 佐藤祐理子, 菖蒲敬久, 富永亜希, 佐野智一, 荻野陽輔, “透過 X 線観察によるガスメタルアーク溶接における溶滴内部流動の可視化,” 溶接学会秋季全国大会, 北海道, 2024 年 9 月

その他の発表

- 1) 佐藤祐理子, 江田賢司, 荻野陽輔, 浅井知, “短絡移行プロセスにおける橋絡液柱破断現象の数値解析,” No. SW-3880-21/JIW-XII-2865-21/JIW-212-2010-21, 溶接法研究委員会, 第 254 回, オンライン, 2021 年 8 月
- 2) 佐藤祐理子, 荻野陽輔, 佐野智一, “溶滴移行現象における径方向および軸方向電磁力の影響,” No. SW-3930-22/JIW-XII-2915-22, 溶接法研究委員会, 第 258 回, 大阪, 2022 年 8 月
- 3) 荻野陽輔, 佐藤祐理子, 大串隼士, 佐野智一, “ミグ溶接におけるワイヤ材質が溶滴移行現象に及ぼす影響に関する考察,” 溶接法研究委員会, 第 262 回, 大阪, 2023 年 8 月
- 4) 佐藤祐理子, 菖蒲敬久, 富永亜希, 佐野智一, 荻野陽輔, “透過 X 線観察によるガスメタルアーク溶接における溶滴内部流動の可視化,” 軽金属溶接協会 2024 年研究成果発表会, オンライン, 2024 年 12 月 (招待講演)

受賞

- 1) 2021 年度 溶接物理・技術奨励賞, (一社) 溶接学会溶接法研究委員会, 2021 年 8 月
- 2) 2021 年度 大阪大学女子大学院生優秀研究賞, 2022 年 4 月
- 3) 2022 年度 溶接学会奨学賞, (一社) 溶接学会, 2022 年 2 月
- 4) 2022 年度 溶接学会優秀研究発表賞, (一社) 溶接学会, 2022 年 4 月
- 5) 学術奨励賞, (一社) スマートプロセス学会, 2022 年 12 月
- 6) 令和 5 年度 上期 海外論文発表奨励賞, (一社) 生産技術振興協会, 2023 年 4 月
- 7) 2022 年度 溶接アーク物理研究賞, (一社) 溶接学会溶接法研究委員会, 2023 年 8 月
- 8) 2023 年度 溶接アーク物理研究賞, (一社) 溶接学会溶接法研究委員会, 2024 年 8 月
- 9) 2024 年度 第 19 回 ロレアル・ユネスコ女性科学者日本奨励賞, (株) 日本ロレアル, 2024 年 9 月
- 10) 2024 年度 軽金属溶接協会ポスター発表賞, (一社) 軽金属溶接協会, 2024 年 9 月
- 11) 2024 年度 第 15 回 日本学術振興会育志賞, (独) 日本学術振興会, 2025 年 1 月