



Title	アークプラズマの非平衡性を考慮したガスメタルアーク溶接プロセスの数値シミュレーションモデルの開発
Author(s)	江田, 賢司
Citation	大阪大学, 2022, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/88044
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

アークプラズマの非平衡性を考慮した
ガスメタルアーク溶接プロセスの
数値シミュレーションモデルの開発

江田賢司

2022年1月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第1章 緒言	1	
1.1	アーク溶接	1
1.2	ガスメタルアーク溶接における溶滴移行現象制御の課題	2
1.3	アーク溶接プロセスにおける人手不足と生産性の課題	4
1.4	アーク溶接プロセスにおける諸現象	4
1.5	アーク溶接プロセスの可視化手法と数値シミュレーション	5
1.6	研究目的・方針	8
1.7	論文の構成	9
第2章 ガスメタルアーク溶接プロセスの局所熱平衡を仮定したモデル	14	
2.1	局所熱平衡モデルの概要	14
2.2	支配方程式	14
2.3	境界条件	18
2.4	物性値	19
2.5	流動場計算のベンチマーク	21
2.5.1	円管流れ	21
2.5.2	液滴の内圧	24
第3章 ガスメタルアーク溶接プロセスの局所熱平衡モデルの妥当性検証と課題の抽出	28	
3.1	定電圧特性・ワイヤー定送給のガスメタルアーク溶接プロセスにおける電流値とガス種の変化に伴う溶滴移行形態の変化の再現	28
3.1.1	実験方法	28
3.1.2	実験結果	29
3.1.3	シミュレーション結果	33
3.2	溶接電流・ワイヤ送給制御を伴う短絡移行プロセスのアーク期間における溶滴の離脱に影響を及ぼす因子の解明	38
3.2.1	シミュレーション結果	39
3.2.2	実験結果	50
3.3	まとめ	52
第4章 ガスメタルアーク溶接プロセスにおけるアークプラズマの非平衡モデル	54	
4.1	アークプラズマの非平衡モデルの模式図とモデリング上の仮定	54
4.2	支配方程式	55
4.2.1	ガス相の速度・圧力場と電磁場	55
4.2.2	化学種の質量分率, 数密度, ガス相の質量密度	55
4.2.3	温度場	56
4.2.4	拡散質量流束	57
4.2.5	化学反応と反応レート	57

4.2.6	鉄の蒸発・凝縮に伴う質量とエネルギーの生成レート	60
4.2.7	熱物性値	61
4.2.8	輸送係数	61
4.2.9	衝突積分	64
4.2.10	エンタルピーと輸送係数の計算結果	66
4.2.11	電子-重粒子間の弾性衝突によるエネルギー交換量	68
4.2.12	単位体積当たりの放射強度	68
4.3	境界条件	71
4.4	フローチャート	71
4.5	計算結果と考察	72
4.5.1	非平衡計算における Fe 種の影響の確認	73
4.5.2	各イオンの数密度	74
4.5.3	ガスマタルアーク溶接におけるアークプラズマの熱非平衡性を左右する 要因の考察	75
4.5.4	化学種の電離レートと放射強度のバランスが熱非平衡性に及ぼす影響の考察	76
4.6	まとめ	79
第 5 章	電極の溶融・変形を考慮したガスマタルアーク溶接プロセスの非平衡モデル	82
5.1	フローチャート	82
5.2	計算結果	82
5.2.1	溶滴形成過程	82
5.2.2	溶滴移行過程	86
5.2.3	電気伝導率を算出する温度が計算結果に及ぼす影響の考察	90
5.2.4	局所熱平衡の仮定が計算結果に及ぼす影響の考察	92
5.3	まとめ	99
第 6 章	結論	101
	謝辞	103
	本論文に関する著者の発表論文	105

第1章 緒論

1.1 アーク溶接

ものづくりにおいて、材料を一体化させる工程は欠かすことができない。従って、この工程で用いられる溶接・接合技術は、ものづくりの基盤技術に位置づけられている。その中でも、金属同士の接合に適したアーク溶接は、ビル、橋梁、プラント、船舶、自動車、建機など、我々の生活を支える様々なものの製造工程に用いられる溶接法である。

アーク溶接は、アーク放電現象を利用した溶接法である。アーク溶接プロセスの模式図を Fig. 1.1 に示す。ここで示したのは、代表的なアーク溶接法である Gas tungsten arc (GTA) 溶接と Gas metal arc (GMA) 溶接の場合であるが、いずれも溶接対象である母材を一つの電極として、溶接トーチから突き出たもう一つの電極との間に印加した電圧によって生成した高温のアークプラズマを熱源として金属を溶融する。母材に溜まった溶融金属を溶融池と呼び、溶融池が冷えて凝固することで溶接継手が完成する。このとき、健全な継手を形成するためには、アーク溶接中に溶融金属を大気から保護する必要がある。それにはいくつかの方法があるが、シールドガスと呼ばれるガスを溶接トーチから流して溶接部周辺から大気を排除するものをガスシールドアーク溶接と呼ぶ。シールドガスの主な成分は、不活性 (Inert) な希ガスの Ar や He, 活性 (Active) な CO₂, あるいはこれらの混合である。

ガスシールドアーク溶接は、溶接トーチ側の電極の種類によって、さらに二つに分類される。一つは、先ほど Fig. 1.1 (a) に示した、タングステンと~2%程度の添加元素でできた電極棒を用いる GTA 溶接である。GTA 溶接では、シールドガスに不活性ガスを用いるため、一般的にティグ (TIG = Tungsten Inert Gas) 溶接とも呼称される。もう一つは、同じく Fig. 1.1 (b) に示した、鉄やアルミなど母材と同等な金属でできた溶接ワイヤを電極とする GMA 溶接である。

ティグ溶接と GMA 溶接の原理上の最も大きな違いは、トーチ側電極の消耗の有無である。アーク放電現象では、アークとの相互作用によって双方の電極が加熱されるため、アーク溶接プロセスでは母材だけでなくトーチ側電極も高温になる。タングステン電極は融点が非常に高く (参考: 純タングステンの融点は 3695 K), 溶接中にほとんど溶融しないため、ティグ溶接の電極棒はほとんど消耗しない。一方で、GMA 溶接で用いる溶接ワイヤはタングステン電極に比べると融点が高い材料でできているため (参考: 純鉄、純アルミの融点はそれぞれ 1811 K, 933 K), ワイヤは溶接中に溶融して消耗していく。ただし、ワイヤ送給装置によって消耗分は常に供給されているため、電極が消失してしまうことはない。ワイヤの溶融によって、その先端には溶滴が形成され、その後、溶滴は溶融池へと移行する。この一連の現象は溶滴移行現象と呼ばれ、ティグ溶接プロセスとの比較において GMA 溶接プロセスを特徴付けるものである。

トーチ側電極の溶融・消耗の有無は、溶接の能率や制御性に影響する。GMA 溶接では、溶融したワイヤは溶滴移行の結果、溶着金属として継手の一部となる。このとき、電極である溶接ワイヤはジュール発熱とアーク入熱によって溶かされる。特に、アーク入熱は非常に大きいので、ワイヤの溶融速度と溶着速度は大きくなる。溶着速度は継手の形成速度を意味するので、電極が溶融・消耗する GMA 溶接の能率は非常に高い。一方、ティグ溶接で溶着金属が必要な場合は、添加材を別途用意する必要がある。添加材は溶融池内に断続的に送給し、主に溶融池からの熱伝導で溶融する。ただし、その溶融速度は比較的小さいため、ティグ溶接における溶着能率は低い。しかし、ティグ溶接では溶接電流と添加材の添加量を独立に制御できるため、入熱量と溶着量を独立に制御しやすい。さらに、ティグ溶

接では電極形状の変化が小さく、アークが安定であるため、精密な溶接が可能である。一方、GMA 溶接ではワイヤの溶融速度が電流値に依存しているため、ティグ溶接のように入熱量と溶着量を独立に制御することは難しい。また、溶滴移行現象によって電極形状が常に大きく変動しているため、ティグ溶接に比べると入熱や溶込み制御の観点でプロセスは不安定である。さらに、GMA 溶接ではスパッタと呼ばれる溶融金属の飛散物が発生することも問題である。主に溶滴移行に起因して発生するスパッタは、作業性の悪化だけでなく、製品に付着したスパッタ除去工程の増加による作業効率低下の原因にもなる。

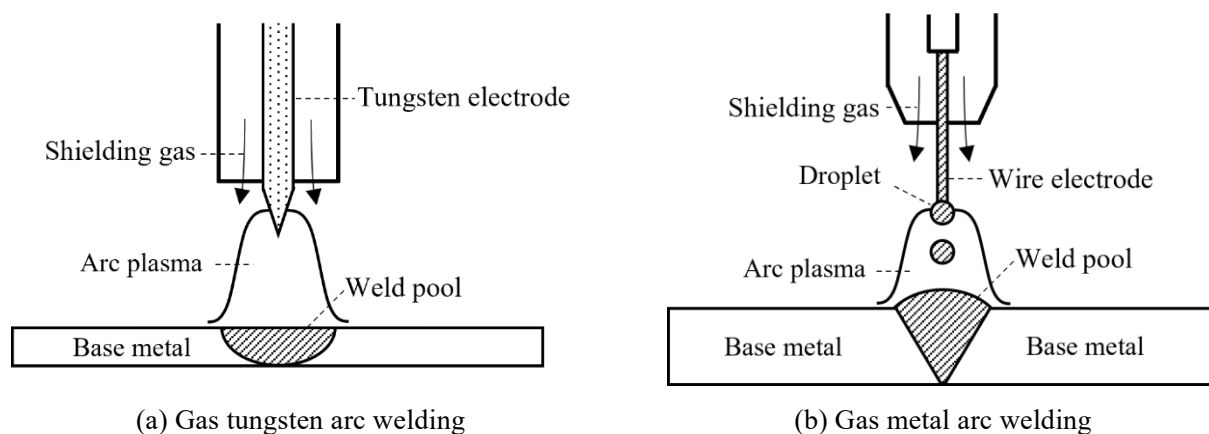


Fig. 1.1 Schematic image of arc welding processes.

1.2 ガスメタルアーク溶接における溶滴移行現象制御の課題

高能率ゆえに需要は大きい不安定な GMA 溶接を制御する上で一つ大きな課題となっているのが、溶滴が移行する様相、すなわち溶滴移行形態の制御である。溶滴移行形態によってスパッタの発生しやすさが異なるため[1]、スパッタ低減の観点で溶滴移行形態の制御は重要である。また、アーク溶接の主たる熱源はアークプラズマであるが、溶滴はアーク入熱によって高いエネルギーを保持した状態で母材側へと輸送されるため、溶滴も熱源とみなすことができる。そのため、溶込みの制御の観点でも溶滴移行形態の制御は重要である。

溶滴移行形態は、電流や電圧などの溶接条件によって変化する[2]。International Institute of Welding によって形態は細かく分類されているが、例えば、横軸に電流値、縦軸に電圧をとり、溶滴移行形態との関係を大まかにまとめると、Fig. 1.2 のようになる[3]。電流値が小さい場合はワイヤ径よりも大きい溶滴が形成され保持されるが、それが重力に耐え切れなくなった時ワイヤ端を離脱し、アーク中を飛行して溶融池へたどり着く。電流値を上昇させると、ある臨界電流をもって移行形態がグロービュール移行からスプレー移行へと変化する[4]。このとき、溶滴径はワイヤ径よりも小さくなり、移行頻度は高くなる。スプレー移行はさらに3種類に分類され、電流値の上昇とともにプロジェクト移行、ストリーミング移行、ローテーティング移行と変化していく。このよう、アーク点弧中に溶滴がワイヤ端を離脱する場合は自由移行と分類される。一方、電流・電圧ともに低い場合は溶滴がワイヤ端に懸垂したまま溶融池と接触(=短絡)して移行する。これを短絡移行と呼ぶ。短絡によってワイヤと母材の間には橋絡液柱が形成され、アークはいったん消弧するが、短絡電流による電磁力のピンチ効果で橋絡液柱が破断すると、アークは再点弧する。シールドガスの成分も溶滴移行形態に影響する[2]。例えば、グロービュール移行からスプレー移行へ遷移する臨界電流がシールドガスの成分によっても変

化することが知られている。GMA 溶接で使用するガスが 100%Ar の場合は Metal inert gas (MIG) 溶接, Ar と CO₂ の混合ガスの場合は Metal active gas (MAG) 溶接, 100%CO₂ の場合は炭酸ガス溶接と呼ばれる。例えばワイヤ径 1.2 mm の軟鋼ソリッドワイヤを用いた時, MIG 溶接では 230 A 程度が臨界電流であるが[3], Ar に対して CO₂ の混合率が增加すると, 臨界電流は大きくなる[4]。また, 炭酸ガス溶接ではスプレー化しないことも知られている[1]。

プロジェクト移行やストリーミング移行はスパッタの発生が少ない溶滴移行形態である[1]。これに対し, 臨界電流以上のパルスピーク電流を通电して溶滴の離脱を促し, その後のベース期間に溶滴を移行させ, これを周期的に制御してスパッタの発生を低減するのがパルス GMA 溶接である[5]。また, GMA 溶接中に発生する人体に有害なヒュームの発生量も, 従来法に比する低下することが Pires ら[6] の調査によって明らかになった。ただし, 1 パルス 1 溶滴に制御しなければスパッタが発生することや, CO₂ の混合率によっては溶滴移行が不安定となることが課題である[1]。

一方, 従来的にはスパッタの発生が多く入熱の低い短絡移行を制御して, スパッタの低減と同時に GMA 溶接の課題であった薄板に適する低入熱化をも達成したのが, 近年開発された“溶接電流・ワイヤ送給制御を伴う短絡移行プロセス” [7, 8]である。本プロセスでは, 従来は一定送給するのみだったワイヤ動作に逆送が追加され, ワイヤ速度は電流とともに細かく制御されている。従来の短絡移行でスパッタが多量に発生していた短絡とアーク再点弧の直前に電流値を減少させることで, スパッタを大幅に低減した。アーク期間には溶滴が自由移行しない程度のパルス電流でワイヤを熔融し, アークが消弧する短絡期間に溶滴を母材側へと輸送する。これを周期的に繰り返すことで溶込み形成も安定化している。さらに, ヒュームの発生量もパルス GMA 溶接と同程度に減少することが示されている[6]。しかし, これらの利点を生かしつつ, 例えば高電流化によって厚板等へ適用範囲を拡大するためには, アーク期間に溶滴を自由移行させない方法を考える必要がある。ただし, そのためには比較的新しい本プロセスにおける溶滴移行現象を可視化し, その制御因子を明らかにする必要がある。

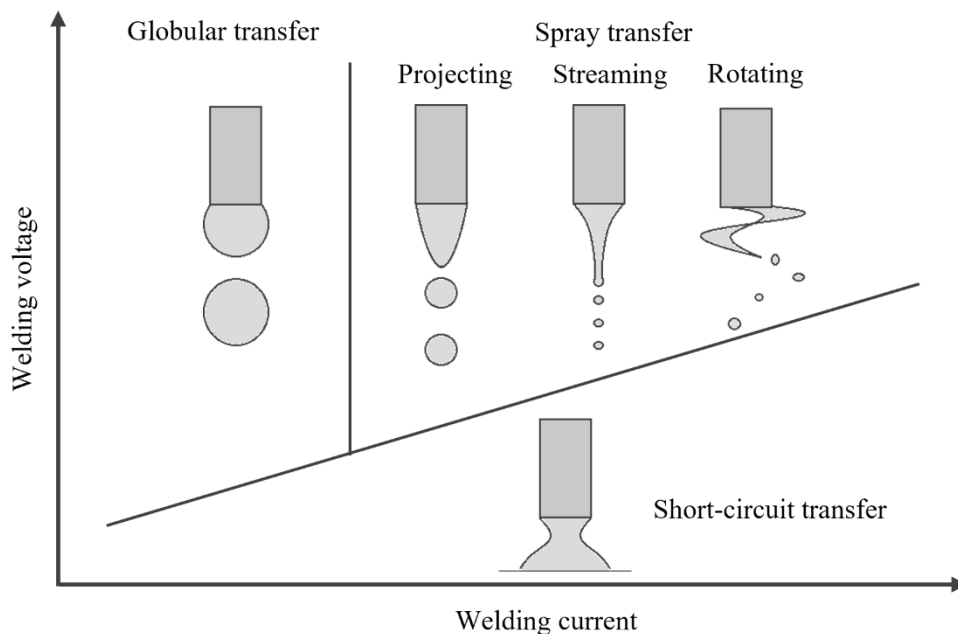


Fig. 1.2 Schematic image of droplet transfer modes in relation with welding current and voltage.

1.3 アーク溶接プロセスにおける人手不足と生産性の課題

近年では人手不足が日本の社会全体で大きな問題となっているが、アーク溶接を施工する上でもそれは深刻な問題となっている。自動車やビルなどの製造に用いられるアーク溶接の品質は、ときには人命をも左右する。そのため、アーク溶接は高度な技能を要求するプロセスとなっているが、高度な技能を持った熟練溶接士の数は減少している。その上、後継者の確保が難しいことは少子化の傾向を見ても明らかである。さらに、日本は労働者一人当たりの生産性が、欧米の先進諸国に比べて低くなっていることも大きな社会問題となっている。それらを解決する手段の一つが、ロボットによるアーク溶接の自動化である。自動化によって、脱技能化と人的・金銭的・時間的コストの削減による生産性の向上が見込まれる。ただし、人間のように外乱に対して臨機応変に対応することが難しいロボット溶接で常に健全な溶接継手を得るためには、コストのかかる入念な予備実験が必要である。そこで、アーク溶接を仮想空間で完全に再現できれば、予備実験が仮想空間で完結するため、予備実験コストを排除することができると考えられる。ただし、そのためにはアーク溶接プロセスを数値化する必要があるが、それにはアーク溶接現象を解明が不可欠である。

1.4 アーク溶接プロセスにおける諸現象

GMA 溶接現象は、アークプラズマ現象、溶滴移行現象、熔融池現象が入り乱れた複雑な相互作用で成り立っている。GMA 溶接現象は、溶接部のわずか 1 cm^3 程度の空間にプラズマ・気体・液体・固体の物質の 4 態が混在する極めて複雑な物理現象であると言われるが、それはまさにこの複雑な相互作用の結果である。

アークプラズマは、シールドガス成分やそれが解離して生成した中性粒子と、さらにそれらが電離して生成した電子やイオンといった荷電粒子によって構成されている。アーク溶接プロセスでは、アークプラズマの温度は 1 万度以上と非常に高く、プラズマ内では電離と励起の化学反応やその逆反応による再結合と脱励起が常に生じている。再結合や脱励起の際に光子が放出されることで、アークプラズマは激しく発光している。例えば、発光分光法によるアーク温度の計測結果[9-11]を見ても、アーク全体で見れば空間的に大きな温度差が生じているのは明らかである。ただし、局所空間においては上記の化学反応が平衡し、電子と、それ以外のイオンや中性粒子といった重粒子の温度が等しい状態、すなわち局所熱平衡状態 (Local thermodynamic equilibrium=LTE) が成立するとみなされることが多い[1]。アークプラズマ中では、イオンよりも軽くて動きやすい電子が電場によって加速されて先に温度が上昇する。しかし、溶接アークのように大気圧下で生成する高密度なプラズマでは粒子同士の衝突が起こりやすいため、衝突によるエネルギー交換が十分になされ、重粒子も電子と同等の高温になる。このようなプラズマを熱プラズマと呼ぶ。アークは熱源として電極を加熱するほか、溶滴や熔融池の駆動力源としても重要な役割を果たす。アーク内では主に電磁力の作用によってプラズマジェットと呼ばれる高速の気流が生じており、アーク圧力やプラズマせん断力といった形で溶滴移行現象や熔融池現象に大きな影響を及ぼす。実際にティグ溶接の定常状態における母材上のアーク圧力を測定した結果によれば、アーク圧力は電流値やシールドガスの成分のほか、電極先端の形状によっても大きく変動する[12, 13]。これは、電極形状が変化する GMA 溶接においてはアーク圧力が非定常に変化することを示唆しており、溶滴移行現象によって変化したアーク圧力が再び溶滴移行現象に影響を及ぼすという、GMA 溶接における諸現象の複雑な関係性をも示唆している。

溶滴移行現象は、先述のように電流値やシールドガスの成分によって溶滴移行形態が変化すること

が明らかとなっているが、元をたどれば、それは電磁力も含めた溶滴に作用する対流駆動力のバランスの変化によるものである。溶滴には、重力、表面張力、アーク圧力、プラズマ気流によるせん断力のほか、電磁力が大きく作用している。Needham ら[14]は実験計測によってグロービュール移行からスプレー移行に遷移する臨界電流が存在することを明らかにし、Rhee ら[3]は変化する溶滴の形状を影絵法で撮影した。ただし、溶滴移行形態を左右する上記の力の可視化は難しいため、理論モデルによる検討が古くからなされている。主に、力の静的な釣り合いをもとに溶滴移行形態を説明する *Static force balance theory* と、円柱流体のピンチ不安定に基づく *Pinch instability theory* の2つの理論による説明がなされた[2]。例えば、Amson[15]は電磁力を考慮した上で、溶滴の表面積と電流値から算出される電磁力等との釣り合いによって溶滴形状を記述し、溶滴の成長と離脱の過程を再現した。一方、ピンチ不安定は流体に微小変動が生じたとき、その変化をキャンセルするために働く力によって変動が増幅されることを意味する[2]。Lancaster[2]は、静的釣り合いを基にしたモデル化では、電磁力が引き起こす流れと、それによる二次的効果が無視されていることを指摘した。すなわち、溶滴移行形態を正確に再現する上では理論モデルによって非定常現象を記述する必要があることを示唆している。

溶融池は、アーク圧力やプラズマせん断力、電磁力、浮力、マランゴニ効果によって内部で対流が生じている。その対流によって、アークや溶滴からのエネルギーが溶融池下部に輸送され、溶込みを拡大していく。溶融池は最終的に継手となるため、溶融池の表面温度[16]や母材への入熱[17-19]を計測する手法が開発されている。例えば、山崎ら[16]は二色放射测温法によって溶融池の表面温度を計測したが、アーク光の影響を避けるために計測時に電流値を低下させており、本手法によって計測できる条件は限定されることが想像できる。また、Egerland ら[17]や相部ら[18]は分割水冷銅板上にティグアークを生成し、水温の温度上昇から母材への入熱分布を測定した。この手法を溶滴が移行する GMA 溶接に適用するのは困難だと思われるが、Haelsig ら[19]は水につかった母材に GMA 溶接を行い、水温の上昇から母材への入熱量および熱効率を計測した。ただし、分割水冷銅板の手法と比べると、入熱の分布という情報は失われている。

1.5 アーク溶接プロセスの可視化手法と数値シミュレーション

上記のように、例えばアークプラズマの温度や溶融池への入熱量など、個々のパラメータに対する実験計測とそれによる現象の理解は進歩してきた。しかしながら、それらが複雑に相互作用し合う様子を包括的に可視化・数値化することは難しい。それは、例えば溶滴温度を放射测温法で計測する際にはアークを消弧していることや、母材表面の電流密度を計測するために溶融しない水冷銅板を用いていることなどからも推察できる。特に、GMA 溶接プロセスのように極めて非定常な現象をとらえることは困難である。そもそも、激しい発光と温度が1万℃以上にもなるといった極限状態における実験計測には課題が多い。そこで取り組まれているのが、数値シミュレーションである。現代において、数値シミュレーションは溶接に限らず、あらゆる技術分野で活用されている研究手法である。近年のスーパーコンピュータや量子コンピュータの開発状況からも、ますますその重要性は増していくであろうことが予想できる。とりわけ GMA 溶接のような極めて複雑な物理現象に対しては大きな貢献が期待される。

アークプラズマ現象、溶融池現象、溶滴移行現象のモデリングはこれまでも数多く取り組まれている。ティグアークのモデリングにおいては、例えば1983年にHsu ら[20]がティグ溶接のジオメトリを対象にした二次元軸対称のモデルを構築している。ただし、この時点では陰極や陽極との適切な境

界条件の設定にまでは至っていない。境界条件とはすなわち、アークプラズマから陰極や陽極への粒子束や熱流束、あるいはその逆のことを意味する。ただし、アーク放電現象において、陽極と陰極にごく近い領域（電極近傍領域）にはシースやプリシースと呼ばれる発光の弱いさやのような領域が形成されることが知られており[21]、そこでの物理はアークの大部分とは大きく異なる。そこで、Morrowら[22]は1993年に、ティグ溶接における陰極近傍領域の一次元モデルを構築した。さらに、同じ研究チームのZhuら[23,24]が、この一次元陰極シースモデルと二次元のアークモデルをカップリングすることで、アーク-陰極の境界条件を陰極シースの物理に基づいてモデル化した。Lowkeら[25]は、陽極とのカップリングも行い、アーク入熱による陽極の温度上昇を再現した。さらに、Sansonnensら[26]は陽極の溶融と対流による熱輸送を考慮することにより、溶込み形成を予測・解明するモデルへと発展させた。このモデルが一つのブレイクスルーとなり、例えば溶込み形成における各駆動力の重要度の可視化や、母材の硫黄含有量の違い、ワイヤのフラックス、シールドガスの種類によって溶込みが変化するメカニズムを明らかにした[27-30]。この一連の流れは、アーク溶接における諸現象の相互作用を的確にモデル化することで、パラメトリックスタディを展開し、アーク溶接現象を支配する因子を解明できるということを示す好例である。

一方で、GMA溶接は溶滴移行に起因する非定常で複雑なプロセスであるがゆえに、モデル化に際しては個別の現象に着目したものが多く、溶融池に着目したものは、比較的初期のもので言えば例えばTsaoら[31]は1988年に母材の溶込みを計算するモデルを報告したが、このモデルでは溶融池の自由表面の動的な変形は考慮されていない。GMA溶接では、一般的にティグ溶接よりも溶融池振動が激しいことや、溶滴移行による余盛形成を伴うために、母材側の自由表面の変形を考慮することが重要だと考えられる。ティグ溶接モデルでも、例えばItoら[32]やTrautmannら[33]のように表面形状の変化も考慮したモデルも一部では報告されているものの、先述のSansonnensら[26]をはじめ、ほとんどのモデルでは考慮されていなかった。それでも、2004年にはFanら[34]が、アークプラズマ、溶滴移行、溶融池の計算を統合したモデル（unified model）を報告し、2021年11月15日時点で被引用数が125で分野平均の約23倍である[35]など、非常に大きなインパクトを与えた。また、本論文では計算した余盛形状が実験とよく一致するなどモデルの定量的な評価も行われた。ただし、本モデルでは考慮されていない物理現象もあり、その代表的なものの一つが金属蒸気の影響である。2007年のZielinskaら[36]の実験計測結果の報告より、GMA溶接中のアークプラズマの中心部は鉄蒸気濃度が高く、アークの温度が局所的に低くなっていることが明らかになった。これまでのアーク溶接のモデルにおいてこのような現象は考慮されていなかったが、2010年にSchnickら[37,38]やHaider[39]が立て続けに鉄蒸気を考慮したモデルを報告した。特にSchnickら[37,38]は、鉄蒸気の強い発光によるエネルギー損失のために、高温のワイヤ表面から発生した鉄蒸気濃度の高いアーク中心部の温度が低下することを示した。これ以降、GMA溶接アークのモデルにおいて金属蒸気の考慮は不可欠なものとの認識になった。例えばMurphy[40]は、金属蒸気の考慮の有無によって計算される溶込み形状が大きく変化するのと、金属蒸気を考慮することで実験とよく一致することを示した。Hertelら[41,42]はアークと溶滴移行を同時に計算するモデルを構築し、パルスミグ溶接での溶滴移行形態を再現し、アーク温度や鉄蒸気濃度の計測との比較も行った。荻野ら[43]も同様のモデルを構築し、入力した一定電流の値を変化させると実際と同様に溶滴形状が変化する様子を再現した。このように、アークのモデリングにおける金属蒸気の考慮という進歩は、溶融池や溶滴の計算においても大きな進歩となった。一方で興味深いのが、ティグアークモデルにおける金属蒸気の考慮は、少なくとも1993年にはGonzalez

ら[44]によって報告されていたことである。本モデルでは、鉄陽極から発生する鉄蒸気の保存式を考慮し、陽極近傍でアーク温度場が若干変化することを示している。1999年にはMenartら[45]が水冷銅板を陽極とした静止ティグ溶接をモデリングしているが、この水冷銅陽極から発生する銅蒸気の保存式を考慮し、同様の結果を得た。2010年にはTanakaら[46]は陽極からの鉄蒸気を考慮することで、改めて母材の溶込みを精度よく再現できることを示した。このように、ティグ溶接をモデル化する研究チームの一部は比較的早い段階で金属蒸気をモデルに考慮する重要性に着目していたが、ティグ溶接中の陽極からの蒸発量は小さいため、現在でもほとんどのティグ溶接モデルでは金属蒸気を考慮していない。

一方で、ドイツのLeibniz Institute for Plasma Science and Technology (INP)のチームを中心として、アークプラズマの局所熱平衡を仮定しないモデル化、すなわち非平衡モデリングが注目されている。Baevaら[47]は、ティグ溶接におけるアークプラズマの非平衡性を考慮したモデルを開発した。本モデルでは、電子の温度場と、イオンや中性粒子など重粒子の温度場を分けて計算する手法をとった。また、各化学種の質量保存式も個別に計算している。ティグアークの非平衡性にはこれまでの数多くの議論がなされてきた。1963年にOlsen[48]は、ティグ溶接のジオメトリではないものの、Fowler-Milne法[49]を用いた放射係数分布の計測結果を示し、1 atmのアルゴンアークはLTE状態にあると主張した。一方、1970年にはBoberら[50]がLTEを仮定した分光計測によってArアークの遷移確率を測定し、結果が0.1, 0.5, 1.0 atmという圧力ごとに異なることから熱非平衡が示唆されたと主張した。また、3 atm (電子数密度で言えば $\sim 10^{24} \text{ m}^{-3}$)以下で部分的な熱非平衡となることを主張し、それまで(= $5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$)とはことなる閾値を示した。1984年にはFarmerとHaddedのチーム[51, 52]が1 atmで電極近傍での非平衡を示唆する結果を報告した。Snyderら[53]は1993年に、大気圧Arアークに対し、レーザトムソン散乱法を用いてLTEを仮定せずにガス温度・電子温度・電子数密度を計測し、電子数密度 $1.62 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ で電子温度と重粒子温度が乖離することを明らかにした。のちにBentley[54]はSnyder[53]と同様の計測を行い、Snyderの結果を支持したうえで、1 atmのArアークで少なくとも電子温度と重粒子温度に4000 Kのずれが生じ得ることを示すとともに、熱プラズマの理解は不十分であることを指摘した。また、Haidar[55]は大気圧ティグアークの放射係数を広範なパラメータ範囲で計測し、その結果は陰極先端での非平衡性を示唆した。また、HaidarはLTEを仮定したティグアークの計算も行い、計算された放射係数は2 atmでの計測結果とは一致するものの、1 atmでは一致しないことから、大気圧ティグアークのLTEからの乖離を示唆した[56]。このように、ティグアークにおける電極近傍やアーク中心部、アーク外縁部での熱非平衡は実験的に明らかとなった。一方、Murphyもレーザトムソン散乱法を用い、アークの中心部では電子温度と重粒子温度が一致していることを示した[57]。従って、依然としてアークの大部分は局所熱平衡状態とみなせることを背景に、モデルにおける非平衡現象の考慮は、Hsuら[58]など一部を除いては長年無視されてきた。Baevaらのモデルが特にこれまでの非平衡モデル[58-60]と異なるのは、単に電子温度と重粒子温度の2温度を計算するだけでなく、非平衡性が顕著な陰極近傍の物理を考慮してモデル化している点である。実験で明らかのように、陰極の近傍は非平衡性が顕著であるが、その領域の物理に従ってアーク-陰極間の荷電粒子束や熱流束が決定されていることがわかっている。そのため、例えばShirvanら[61]やPekkerら[62, 63]は、陰極近傍領域のモデル化を行い、荷電粒子束や熱流束を定式化した。Baevaらはこういったモデルを非平衡モデルに取り入れ、完全な非平衡モデル(Fully non-equilibrium model)と称したものを構築することで、これまではアーク温度と電圧の計算結果を実験と同時に一致させるのは課題とされていたと

ころを[66], これを達成することに成功した[64, 65].

このように, ティグ溶接をモデル化する上で非平衡性の考慮が重要な意味を持つことは十分に示されており, それは同じアーク放電現象を用いる GMA 溶接でも同様であると想像できる. それにも関わらず, アークプラズマの非平衡性を考慮した GMA 溶接モデルは報告されていない. それは, これまでも課題であった GMA 溶接におけるアークプラズマと電極形状の変化を同時に計算する難しさに加えて, プラズマプロセスで着目されることの少ない鉄の化学種を非平衡モデルで考慮することに課題があるためだと考えられる.

さらに, GMA 溶接における陰極, すなわち母材への入熱の決定手法にも課題がある. 例えば, 辻村ら[67]は, LTE 温度の関数である電気伝導率分布を用いて電流密度の保存式を解いて得られた電流密度をもとに, そのうちの電子電流とイオン電流の割合を, 熱陰極からの熱電子放出を表す Richardson-Dushman の式から求めた. しかし, GMA 溶接における陰極は, タングステンのような熱陰極と比較して融点の低い冷陰極であり, Richardson-Dushman の式で電子電流密度を記述するのは適切ではない. Murphy[68]は, 実験値を基にした仮想的な陰極降下電圧の値を入力することで陰極への熱流束を決定したが, 陰極降下電圧の時空間的な変化は考慮できていない. 筆者ら[69]も, 陰極の溶融に関しては議論しないことを前提に, 溶融池の過熱を避けるため, 電子電流密度とイオン電流密度の割合を任意の割合で分けるという簡易的な手法を用いた. このような背景や, あるいはアークの計算自体の難易度や計算負荷の問題から, そもそもアークを計算せず, 入熱は仮想的な分布で与えるモデルも多い. 例えば, Ushio ら[70]や荻野ら[71]は母材への入熱とアーク圧力をガウス分布で与える入熱モデルを採用した. Goldak[72]は移動熱源にフィットする形の, 二重楕円の分布を開発した. ただし, これらの熱源モデルは, アークプラズマや溶滴, 溶融池の状態に依らず, 時間的に一定の入熱分布をもつという実際との乖離を含んでいる. 一方で Mokrov ら[73]は, 溶融池の蒸発と陰極シースの物理をもとに, 溶融池の表面温度に基づいて入熱分布が変化するモデル (EDACC モデル) を構築した. しかしながら, モデル内でアークの温度場や荷電粒子の数密度分布を一定と仮定し, 入力パラメータとして与えている. さらに, 重み関数によって溶融池表面の最高到達温度を任意に調整している. このように, GMA モデルでもシースの物理に基づいて入熱を表現しようという試みはあるものの, アーク温度や荷電粒子をはじめとした化学種の数密度分布を参照できないために, いわゆる自己矛盾のないモデルの構築には至っていない. これらの課題を解決するためには, アークプラズマ中の鉄の化学種も考慮した GMA 溶接プロセスの非平衡モデリングが必要である.

1.6 研究目的・方針

以上を踏まえ, 本研究の目的は, GMA 溶接におけるアークプラズマの非平衡性を考慮した数値シミュレーションモデル (非平衡モデル) の開発と, GMA 溶接におけるアークプラズマの非平衡性を左右する因子を明らかにすることとする. そのために, まずはアークプラズマの局所熱平衡を仮定したモデル (LTE モデル) の計算結果の妥当性を評価し, 課題を抽出する. 次に, アークプラズマの非平衡性を考慮したモデルを構築し, 初めは簡単のために電極の形状と温度は固定した状態でアークプラズマの計算を行う. これによって, 非平衡計算においても Fe 種の影響十分に再現されていることを確認するほか, 金属蒸気の化学反応レートと放射強度のバランスが GMA 溶接における非平衡性に及ぼす影響を明らかにする. 最後に, 電極の溶融・変形を考慮した計算を行い, 非平衡性の動的な変化を明らかにするとともに, 局所熱平衡を仮定した計算結果との比較を通して, 非平衡性の考慮の有無に

よって電流密度や電気伝導率，電子数密度の分布の計算結果に違いが生じる理由を明らかにする。

1.7 論文の構成

本論文の構成を記す。第1章（本章）では，研究の背景や目的，方針について述べた。第2章では，GMA 溶接におけるアークプラズマの局所熱平衡を仮定したモデルの説明を行う。第3章では，LTE モデルを用いた計算を行い，LTE モデルの妥当性評価と課題の抽出を行う。第4章では，非平衡モデルの説明と，電極の形状と温度を固定した計算を行い，金属蒸気の化学反応レートと放射強度のバランスが GMA 溶接における非平衡性に及ぼす影響を明らかにする。第5章では，電極の溶融・変形を考慮した計算を行い，非平衡性の考慮の有無によって電流密度や電気伝導率，電子数密度の分布の計算結果に違いが生じる理由を明らかにする。第6章では，本論文全体の結論を述べる。

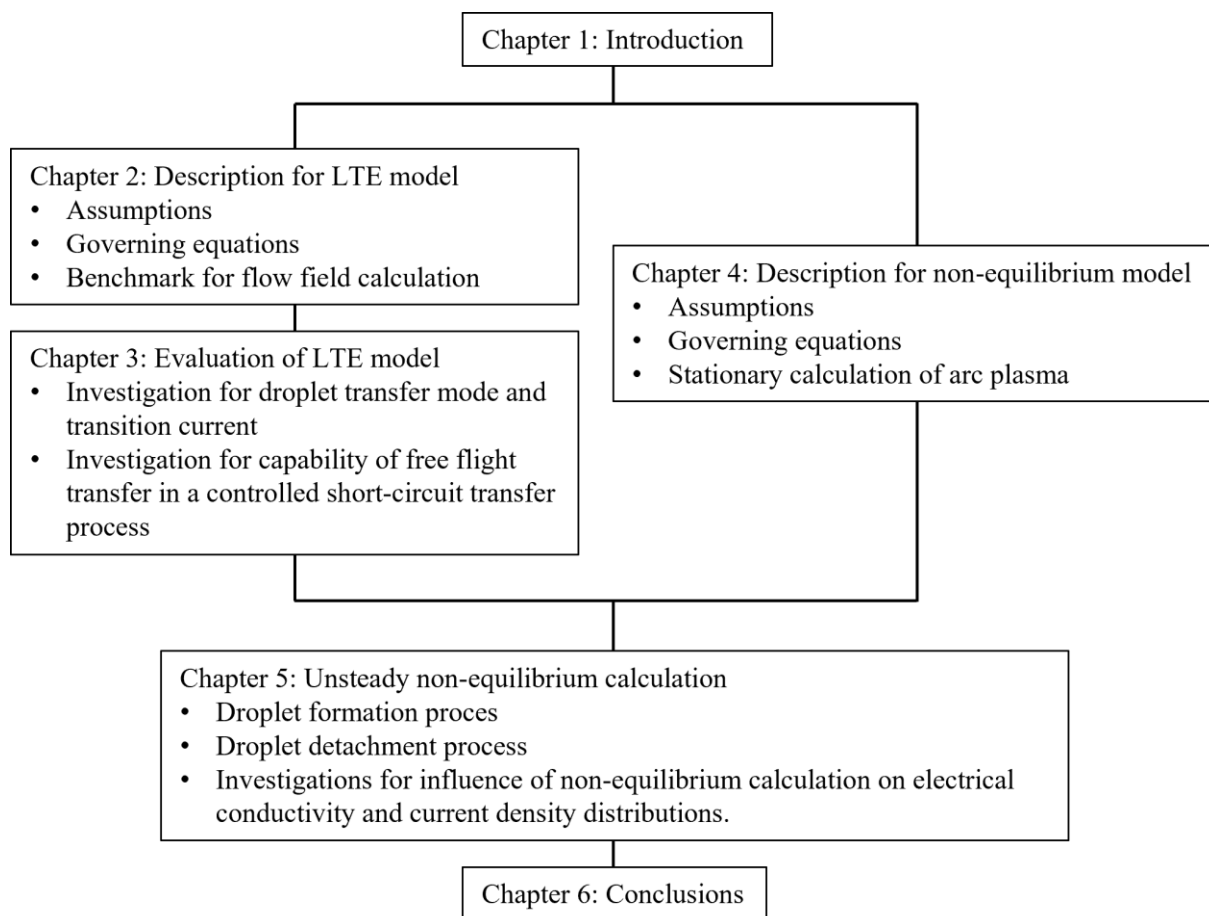


Fig. 1.3 Flowchart of the study.

参考文献

- [1] 溶接学会溶接法研究委員会: 新溶接アーク現象. 東京: 産報出版 (2021).
- [2] J. F. Lancaster: The Physics of Welding 2nd edition. Oxford: Pergamon Press (1985).
- [3] 平田好則: 溶接接合教室—基礎を学ぶ—第1章 溶接法および機器 1-2 ミグ/マグ溶接. 溶接学会誌 77 (2008) pp. 296-303.
- [4] S. Rhee and E. Kannatey-Asibu: Jr., Observation of metal transfer during gas metal arc welding. *Welding Journal* 71 (1992) pp. 381s-386s.

- [5] 三田常夫: パルスマグ溶接. 溶接学会誌 **67** (1998) pp. 50-54.
- [6] I. Pires, L. Quintino, V. Amaral and T. Rosado: Reduction of fume and gas emissions using innovative gas metal arc welding variants. *Int J Adv Manuf Technol* **50** (2010) pp. 557-567.
- [7] C. G. Pickin and K. Young: Evaluation of cold metal transfer (CMT) process for welding aluminium alloy. *Sci Technol Weld Join* **11** (2006) pp. 583-585.
- [8] 恵良哲生: ワイヤプッシュプル送給と電流波形の同期制御による溶滴移行制御. 溶接学会誌 **84** (2015) pp. 234-238.
- [9] B. Bachmann, R. Kozakov, G. Gott, K. Ekkert, J-P Bachmann, J-L. Marques, H. Schopp, D. Uhrlandt and J. Schein: High-speed three-dimensional plasma temperature determination of axially symmetric free-burning arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** (2013) 125203.
- [10] 茂田正哉, 中西省太, 田中学, A. B. Murphy: 画像分光法によるガスメタルアーク溶接における動的プラズマ挙動の解析. 溶接学会論文集 **33** (2015) pp. 118-125.
- [11] 戸田要, 吉井嘉一郎, 三村晃平, 野村和史, 平田好則, 浅井知: 三次元発光分光法を用いたミグアークプラズマの温度・金属蒸気濃度計測. 溶接学会論文集 **36** (2018) pp. 39-48.
- [12] M. L. Lin and T. W. Eagar: Pressures produced by gas tungsten arcs. *Metallurgical Transactions B* **17** (1986) pp. 601-607.
- [13] G.de Simas Asquel, A. P. S. Bittencourt and T. V. da Cunha: Effect of welding variables on GTAW arc stagnation pressure. *Weld World* **64** (2020) pp. 1149-1160.
- [14] J. Needham, C. Cooksey and D. Milner: The transfer of metal in inert-gas-shielded arc welding. *British Welding Journal* **7** (1966) pp. 101-114.
- [15] J. C. Amson: Lorentz force in the molten tip of an arc electrode. *J. Appl. Phys.* **16** (1965) pp. 1169-1179.
- [16] 山崎圭, 山本恵理, 鈴木啓一, 輿石房樹, 宮廻滋, 田代真一, 田中学, 中田一博: 赤外線二色放射測温法による溶融池表面温度測定. 溶接学会論文集 **27** (2009) pp. 34-40.
- [17] S. Egerland, P. Colegrove and S. Williams: Arc instabilities during split anode calorimetry with the TIG welding process. *Weld World* **62** (2018) pp. 831-845.
- [18] 相部篤志, 野村和史, 浅井知: 傾斜 TIG アークプラズマに対する電流・入熱密度分布のトモグラフィ計測. 溶接学会論文集 **38** (2020) pp. 25-33.
- [19] A. Haelsig, P. Mayr and M. Kusch: Determination of energy flows for welding processes. *Weld World* **60** (2016) pp. 259-266.
- [20] K. C. Hsu, K. Etemadi and E. Pfender: Study of the free-burning high-intensity argon arc. *J. Appl. Phys.* **54** (1983) pp. 1293-1301.
- [21] 高村秀一: プラズマ理工学入門. 東京: 森北出版 (1997).
- [22] R. Morrow and J. J. Lowke: A one-dimensional theory for the electrode sheaths of electric arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** (1993) pp. 634-642.
- [23] P. Zhu, J. J. Lowke and R. Morrow: A unified theory of free burning arcs, cathode sheaths and cathodes. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) pp. 1221-1230.
- [24] P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow and J. Haider: Prediction of anode temperatures of free burning arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** (1995) pp. 1369-1376.
- [25] J. J. Lowke, R. Morrow and J. Haider: A simplified unified theory of arcs and their electrodes. *J. Phys. D:*

- Appl. Phys.* **30** (1997) pp. 2033-2042.
- [26] L. Sansonnens, J. Haider and J. J. Lowke: Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** (2000) pp. 148-157.
- [27] M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio and J. J. Lowke: A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process. *Metallurgical Transactions A* **33** (2002) pp. 2043-2052.
- [28] M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio and J. J. Lowke: Numerical study of a free-burning argon arc with anode melting *Plasma Chem Plasma Process* **23** (2003) pp. 585-606.
- [29] J. J. Lowke, M. Tanaka and M. Ushio: Mechanisms giving increased weld depth due to a flux. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** (2005) pp. 3438-3345
- [30] M. Tanaka, S. Tashiro and J. J. Lowke: Predictions of weld formation using gas tungsten arcs for various arc lengths from unified arc-electrode model. *Sci Technol Weld Join* **12** (2007) pp. 2-9.
- [31] K. C. Tsao and C. S. Wu: Fluid flow and heat transfer in GMA weld pools. *Welding Journal* **67** (1988) 70s-75s.
- [32] M. Ito, Y. Nishio, S. Izawa, Y. Fukunishi and M. Shigeta: Numerical Simulation of Joining Process in a TIG Welding System Using Incompressible SPH Method. 溶接学会論文集 **33** (2015) 34s-38s.
- [33] M. Trautmann, M. Hertel and U. Füssel: Numerical simulation of weld pool dynamics using a SPH approach *Weld World* **62** (2018) pp. 1013–1020.
- [34] H. G. Fan and R. Kovacevic: A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** (2004) pp. 2531-2544.
- [35] <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/37/18/009>. 最終アクセス：2021年11月15日.
- [36] S Zielinska, K Musioł, K Dzierzega, S Pellerin, F Valensi, Ch de Izarra and F Briand: Investigations of GMAW plasma by optical emission spectroscopy. *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** (2007) pp. 832-838.
- [37] M. Schnick, U. Fussel, M. Hertel, A. Spille-Kohoff and A. B. Murphy: Metal vapour causes a central minimum in arc temperature in gas–metal arc welding through increased radiative emission. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 022001.
- [38] 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. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 434008.
- [39] J. Haider: The dynamic effects of metal vapour in gas metal arc welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 165204.
- [40] A. B. Murphy: Influence of metal vapour on arc temperatures in gas–metal arc welding: convection versus radiation. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** (2013) 224004.
- [41] M. Hertel, A. Spille-Kohoff, U. Fussel and M. Schnick: Numerical simulation of droplet detachment in pulsed gas–metal arc welding including the influence of metal vapour. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** (2013) 224003.
- [42] M. Hertel, S. Rose and U. Füssel: Numerical simulation of arc and droplet transfer in pulsed GMAW of mild steel in argon. *Weld World* **60** (2016) pp. 1055–1061.
- [43] 荻野陽輔, 平田好則: ミグ溶接プロセスの統合数値シミュレーション. 溶接学会論文集 **34** (2016) pp. 35-41.
- [44] J. J. Gonzalez and A. Gleizes: Mathematical modeling of a free-burning arc in the presence of metal vapor.

- J. Appl. Phys.* **74** (1993) pp. 3065-3070.
- [45] J. Menart and L. Lin: Numerical Study of a free-burning argon arc with copper contamination from the anode. *Plasma Chem Plasma Process* **19** (1999) pp. 153-170.
- [46] M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, K. Nakata, E. Yamamoto, K. Yamazaki, K. Suzuki, A. B. Murphy and J. J. Lowke: Time-dependent calculations of molten pool formation and thermal plasma with metal vapour in gas tungsten arc welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 434009.
- [47] M. Baeva and D. Uhlandt: Plasma chemistry in the free-burning Ar arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** (2013) 325202.
- [48] H. N. Olsen: The electric arc as a light source for quantitative spectroscopy temperature and composition of multielement thermal plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **3** (1963) pp. 305-333.
- [49] R. H. Fowler and E. A. Milne: The intensities of absorption lines in stellar spectra, and the temperatures and pressures in the reversing layers of stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **83** (1923) pp. 403-424.
- [50] L. Bober and R. S. Tankin: Investigation of equilibrium in an argon plasma. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **10** (1970) pp. 991-1000.
- [51] A. J. D. Farmer and G. N. Haddad: Local thermodynamic equilibrium in free-burning arcs in argon. *Appl. Phys. Lett.* **45** (1984) pp. 24-25.
- [52] G. N. Haddad and A. J. D. Farmer: Temperature determinations in a free-burning arc. I. Experimental techniques and results in argon. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **17** (1984) pp. 1189-1196.
- [53] S. C. Snyder, G. D. Lassahn, and L. D. Reynolds: Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma. *Physical Review E* **48** (1993) pp. 4124-4127.
- [54] R. E. Bentley: A departure from local thermodynamic equilibrium within a freely burning arc and asymmetrical Thomson electron features. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** (1997) pp. 2880–2886.
- [55] J. Haidar: Local thermodynamic equilibrium in the cathode region of a free burning arc in argon. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** (1995) pp. 2494-2504.
- [56] J. Haidar: Departures from local thermodynamic equilibrium in high-current free burning arcs in argon. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** (1997) pp. 2737–2743.
- [57] A. B. Murphy: Thomson scattering diagnostics of thermal plasmas: Laser heating of electrons and the existence of local thermodynamic equilibrium. *Physical Review E* **69** (2004) 016408.
- [58] K. C. Hsu and E. Pfender: Two-temperature modeling of the free-burning, high-intensity arc. *J. Appl. Phys.* **54** (1983) pp. 4359-4366.
- [59] 田代真一, 岩尾徹, 稲葉次紀, A. B. Murphy, 田中学: アルゴン GTA における非平衡プラズマ特性の電流値依存性. 溶接学会論文集 **26** (2008) pp. 111-116.
- [60] P. Freton, J. J. Gonzalez, Z. Ranarijaona and J. Mougenot: Energy equation formulations for two-temperature modelling of ‘thermal’ plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** (2012) 465206.
- [61] A. J. Shirvan, I. Choquet, H. Nilsson and H. Jasak: Coupling boundary condition for high-intensity electric arc attached on a non-homogeneous refractory cathode. *Computer Physics Communications* **222** (2018) pp. 31-45.
- [62] L. Pekker and A. B. Murphy: Boundary conditions at the ablative walls in two-temperature modelling of

- thermal plasmas with reactive working gas. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** (2016) 375202.
- [63] L. Pekker: A sheath collision model with thermionic electron emission and the Schottky correction factor for work function of wall material. *Plasma Chem Plasma Process* **37** (2017) pp. 825–840.
- [64] M. Baeva: Non-equilibrium modeling of tungsten-inert gas arcs. *Plasma Chem Plasma Process* **37** (2017) pp. 341–370.
- [65] M. Baeva and D. Uhrlandt: Nonequilibrium simulation analysis of the power dissipation and the pressure produced by TIG welding arcs. *Weld World* **63** (2019) pp. 377–387.
- [66] I. Choquet: Gas tungsten arc models including the physics of the cathode layer: remaining issues. *Weld World* **62** (2018) pp. 177–196.
- [67] 辻村吉寛, 田中学: 数値計算シミュレーションによる金属蒸気挙動を考慮した GMA 溶接の熱源特性解析. 溶接学会論文集 **30** (2012) pp. 68-76.
- [68] A. B. Murphy: A self-consistent three-dimensional model of the arc, electrode and weld pool in gas–metal arc welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** (2011) 194009.
- [69] S Eda, Y Ogino and S Asai: Numerical simulation of dynamic behavior in controlled short-circuit transfer process. *Weld World* **64** (2020) pp. 353–364.
- [70] M. Ushio and C.S. Wu: Mathematical modeling of three-dimensional heat and fluid flow in a moving gas metal arc weld pool. *Metallurgical Transactions B* **28** (1997) pp. 509-517.
- [71] 荻野陽輔, 高部義浩, 平田好則, 浅井知: 継手形状・溶接姿勢を考慮した 3 次元熔融池モデル. 溶接学会論文集 **35** (2017) pp. 13-20.
- [72] J. Goldak, A. Chakravarti and M. Bibby: A new finite element model for welding heat sources. *Metallurgical Transactions B* **15** (1984) pp. 299-305.
- [73] O. Mokrov, M. S. Simon, R. Sharma and U. Reisgen: Simplified surface heat source distribution for GMAW process simulation based on the EDACC principle. *Weld World* **65** (2021) pp. 745–752.

第2章 ガスメタルアーク溶接プロセスの局所熱平衡を仮定したモデル

本章では、GMA 溶接におけるアークプラズマの局所熱平衡を仮定した数値シミュレーションモデル (LTE モデル) の説明を行う。本モデルを用いた計算結果は第3章に記載するほか、本モデルの金属相の支配方程式と電磁場の支配方程式は第4章以降の非平衡モデルでも用いられる。

2.1 局所熱平衡モデルの概要

本研究で用いた LTE モデルの概要を本節に記す。LTE モデルの模式図を Fig. 2.1 に示す。本モデルは2次元軸対称を仮定して構築した。計算領域には初期状態で溶接ワイヤ、母材、ノズルを配置し、その他の部分はシールドガスで満たされているとした。固体と液体状態の金属相と、アークプラズマを含むガス相の流れ場と温度場をそれぞれ計算し、計算領域全体の電磁場も計算した。このとき、計算領域は直行格子で分割し、微分方程式として記述される支配方程式は差分法で解いた。空間の最小刻み幅は 0.1 mm、金属相を計算する時間刻み幅は 0.5×10^{-5} s、ガス相を計算する時間刻み幅は 0.5×10^{-7} s とした。流体の流れは層流および非圧縮を仮定し、アークは常に局所熱平衡状態にあると仮定した。また、ノズルは電氣的・熱的に絶縁体として扱った。電極とアーク間の相互作用として、金属の蒸発と凝縮、電子・イオン流束に伴う熱流束、熱伝達、電極形状の変化、電極に作用するアーク由来の駆動力を考慮した。

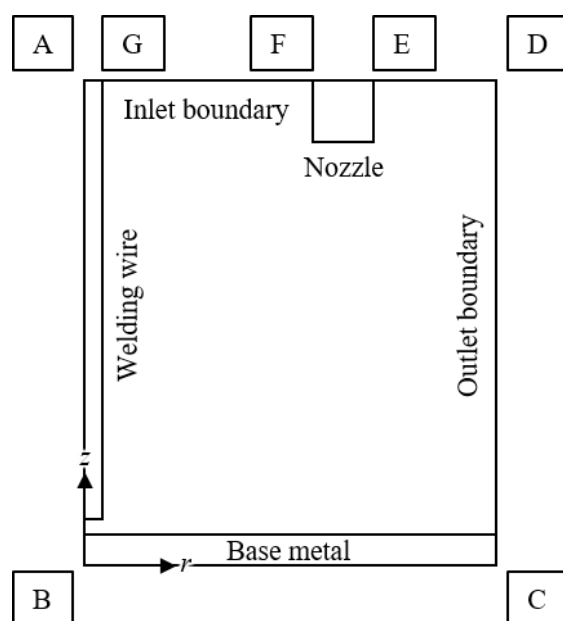


Fig. 2.1 Schematic image of the calculation domain. The letters A to G are used in Tables 2.1-2.3 to describe boundary conditions.

2.2 支配方程式

本モデルの支配方程式を以下に示す。ここで、添え字の G , M , C はその変数がそれぞれガス相、金属相、計算セルに定義されることを示す。

(a) ガス相

質量保存式：

$$\frac{\partial \rho_G}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G) = S_{vap} \quad (2.1)$$

ここで、 t は時間[s]、 ρ は質量密度[kg/m³]、 \vec{u} は速度[m/s]、 S_{vap} は金属蒸気の生成レート[kg/(m³・s)]を表す。

運動量保存式：

$$\frac{\partial(\rho_G \vec{u}_G)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G \vec{u}_G) = -\nabla P_G + \nabla \cdot [\eta_G \{\nabla \vec{u}_G + (\nabla \vec{u}_G)^T\}] + \rho_G \vec{g} + \vec{j} \times \vec{B} + \vec{F}_{PSF}^R \quad (2.2)$$

ここで、 P は圧力[Pa]、 η は粘性係数[Pa・s]、 \vec{g} は重力加速度[m/s²]、 \vec{j} は電流密度[A/m²]、 \vec{B} は磁場[T]、 \vec{F}_{PSF}^R は金属表面に作用するプラズマせん断力の反作用[N/m³]を表す。

エネルギー保存式：

$$\frac{\partial(\rho_G H_G)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G H_G) = \nabla \cdot (\lambda_G \nabla T_G) + \nabla \cdot [\rho_G (H_{vap} - H_{SG}) D \nabla Y_{vap}] + \frac{|\vec{j}|^2}{\sigma_G} - Q_{rad} + Q_{vap} \quad (2.3)$$

ここで、 H はエンタルピー[J/kg]、 λ は熱伝導率[W/(m・K)]、 T は温度[K]、 D は金属蒸気の拡散係数[m²/s]、 Y_{vap} は金属蒸気の質量分率 ($0 \leq Y_{vap} \leq 1$) [-]、 σ は電気伝導率[S/m]、 Q_{rad} は放射損失[W/m³]、 Q_{vap} は金属の蒸発に伴うエネルギーの生成レート[W/m³]を表す。 H_{vap} と H_{SG} はそれぞれガス相における金属蒸気とシールドガスのエンタルピーである。

金属蒸気の保存式：

$$\frac{\partial(\rho_G Y_{vap})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_G \vec{u}_G Y_{vap}) = \nabla \cdot (\rho_G D \nabla Y_{vap}) + S_{vap} \quad (2.4)$$

拡散係数 D は以下の式で与えた[1]。

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{vap} + 1/M_{SG})^{0.5}}{[(\rho_{vap}/\beta_{vap}\eta_{vap}M_{vap})^{0.25} + (\rho_{SG}/\beta_{SG}\eta_{SG}M_{SG})^{0.25}]^2} \quad (2.5)$$

ここで M_{vap} と M_{SG} はそれぞれ金属蒸気とシールドガスのモル質量[kg/mol]、 ρ_{vap} と ρ_{SG} はそれぞれ金属蒸気とシールドガスの質量密度[kg/m³]、 η_{vap} と η_{SG} はそれぞれ金属蒸気とシールドガスの粘性係数[Pa・s]を表す。 β_{vap} と β_{SG} は係数で、辻村ら[2]の実績も参考に、本モデルではどちらも1.385とした[1]。

S_{vap} と Q_{vap} は蒸発に伴う質量流束 J_{vap} [kg/m²s]とエネルギー流束 q_{vap} [J/m²s]から定義される。 J_{vap} は以下の Hertz-Knudsen-Langmuir の式[3]から求められる。

$$J_{vap} = \left(\frac{m_{vap}}{2\pi k_B}\right)^{1/2} \left(\sigma_{evap} \frac{P_{vap}^S}{T_w^{1/2}} - \sigma_{cond} \frac{P_{vap}^\infty}{T_\infty^{1/2}}\right) \quad (2.6)$$

ここで、 m_{vap} は金属蒸気を構成する原子の質量[kg]、 k_B はボルツマン定数[J/K]、 P_{vap}^S は表面温度に応じた飽和蒸気圧[Pa]、 T_w は表面温度[K]、 P_{vap}^∞ は表面から遠方での金属蒸気分圧[Pa]、 T_∞ は表面から遠方での温度である。ただし、本モデルでは $T_w = T_\infty = T_M$ とした。また、 σ_{evap} と σ_{cond} はそれぞれ蒸発係数と凝縮係数であるが、本モデルでは簡単のために $\sigma_{evap} = \sigma_{cond} = 1$ とした。 P_{vap}^S は以下の Clausius-Clapeyron の式[4]を用いて与えた。

$$P_{Fe}^S = P_{atm} \left[-\frac{H_{boil}}{R} \left(\frac{1}{T_M} - \frac{1}{T_{boil}} \right) \right] \quad (2.7)$$

ここで、 P_{atm} は大気圧[Pa]、 H_{boil} は蒸発潜熱[J/kg]、 R はガス定数[J/(kg・mol)]、 T_{boil} は沸点[K]である。また、 P_{vap}^∞ はガス相の金属蒸気分圧に等しいとして、金属蒸気の混合率 X_{vap} [-]を用いて

$$P_{vap}^{\infty} = X_{vap} P_{atm} \quad (2.8)$$

とした。なお、

$$X_{vap} = \frac{Y_{vap} \rho_G / m_{vap}}{Y_{vap} \rho_G / m_{vap} + (1 - Y_{vap}) \rho_G / m_{SG}} = \frac{Y_{vap} m_{SG}}{Y_{vap} m_{SG} + (1 - Y_{vap}) m_{vap}} \quad (2.9)$$

である。最後に、 q_{vap} は J_{vap} を用いて

$$q_{vap} = (H_M + H_{boil}) J_{vap} \quad (2.10)$$

とした。

(b) 金属相

質量保存式：

$$\nabla \cdot \vec{u}_M = -\frac{S_{vap}}{\rho_M} \quad (2.11)$$

運動量保存式：

$$\rho_C \frac{\partial \vec{u}_M}{\partial t} + \rho_C \nabla \cdot (\vec{u}_M \vec{u}_M) = -\nabla P_M + \nabla \cdot [\eta_C \{\nabla \vec{u}_M + (\nabla \vec{u}_M)^T\}] + \rho_C \vec{g} + \vec{j} \times \vec{B} + \vec{F}_{ST} + \vec{F}_{AP} + \vec{F}_{PSF}, \quad (2.12)$$

ここで、 \vec{F}_{ST} は表面張力[N/m³], \vec{F}_{AP} はアーク圧力[N/m³], \vec{F}_{PSF} はプラズマせん断力[N/m³]を表す。

エネルギー保存式：

$$\rho_M \frac{\partial H_M}{\partial t} + \rho_M \nabla \cdot (\vec{u}_M H_M) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + Q_{j,M} + Q_{anode} + Q_{cathode} - Q_{evap} \quad (2.13)$$

ここで、 Q_{anode} は陽極への電子流束に伴う入熱[W/m³], $Q_{cathode}$ は陰極への電子・イオン流束に伴う入熱[W/m³]を表す。 Q_{anode} と $Q_{cathode}$ はそれぞれ熱流束 \vec{q}_{anode} [W/m²]と $\vec{q}_{cathode}$ [W/m²]によって求められ、これらはさらに以下の式によって計算される[5]。

$$|\vec{q}_{anode}| = |\vec{j}| \phi_{anode} \quad (2.14)$$

$$|\vec{q}_{cathode}| = -|\vec{j}_e| \phi_{cathode} + |\vec{j}_i| V_i \quad (2.15)$$

ここで、 ϕ_{anode} は陽極の仕事関数[V], $\phi_{cathode}$ は陰極の仕事関数[V], \vec{j}_e は電子電流密度[A/m²], \vec{j}_i はイオン電流密度[A/m²], V_i はイオン化ポテンシャル[V]を表す。本モデルでは、 \vec{j}_e と \vec{j}_i を以下のように決定した。

$$\vec{j}_e = \alpha \vec{j} \quad (2.16)$$

$$\vec{j}_i = (1 - \alpha) \vec{j} \quad (2.17)$$

ここで、 α は電流密度に対する電子電流密度の割合を表す($0 \leq \alpha \leq 1$)。 \vec{j}_e は本来、例えば Richardson-Dushman の式など方程式に基づいて求められるべきである。実際に辻村ら[2]の GMA 溶接プロセスのモデルでは、Richardson-Dushman の式が採用され、 $|\vec{j}_e| = A_R T^2 \exp(-e\phi_{cathode}/k_B T)$ としている (A_R は Richardson 定数[A/(m²K²)]). この式は、熱電子放出による電子電流密度を表すものであり、イオン電流密度は $|\vec{j}_i| = |\vec{j}| - |\vec{j}_e|$ と計算される。しかし、一般に GMA 溶接の対象となる母材は、タングステンのような熱陰極ではない。従って、この式の適用は \vec{j}_e の過少評価 (\vec{j}_i の過剰評価に等しい)、ひいては陰極への過剰な入熱につながりかねない。一方、Lowke ら[6]は陰極近傍領域の一次元モデルを構築し、陰極の仕事関数を超えるポテンシャルエネルギーを保持した準安定原子が陰極表面に衝突することによる二次電子放出の考慮によって、陰極表面での電流密度に対する電子電流密度の割合が、イオン電流密度と同等かそれ以上になることを示した。そこで、本研究では陰極の熔融に関して議論しないこ

とから上記の簡易的な式を導入し， $\alpha = 0.5$ を採用した．

(c) 電磁場

電流の保存式：

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (2.18)$$

オームの法則：

$$\vec{j} = -\sigma_c \nabla V \quad (2.19)$$

ベクトルポテンシャル：

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad (2.20)$$

磁場：

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (2.21)$$

ここで， V は電位[V]， \vec{A} はベクトルポテンシャル[N/A]， μ_0 は真空の透磁率[H/m]を表す．

ガス相と金属相の流れ場は simplified marker and cell (SMAC)法[7]を用いて個別に計算する．特に，ガス相の流れ場の計算時にガス-金属界面は固定されたものとして扱うことを記述しておく．

ガス-金属界面を追跡する手法として volume-of-fluid (VOF)法[8]を用いた．各セルにおける金属の体積占有率を VOF ($0 \leq \text{VOF} \leq 1$)で表現した．VOF の輸送は以下の式で計算される．

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}_M F) = -\frac{S_{vap}}{\rho_M} \quad (2.22)$$

ここで， F は VOF [-]を表す．右辺は蒸発による金属体積の消失を表す．セルに定義する物性値は VOF を用いて，例えば質量密度 ρ_c の場合，以下のように与える．

$$\rho_c = F \rho_M + (1 - F) \rho_G \quad (2.23)$$

ガス-金属界面に作用する駆動力はシミュレーションでの取り扱い上 continuum surface force (CSF) モデル[9]のコンセプトに従い体積力として計算される．駆動力はそれぞれ以下のように計算される．

表面張力：

$$\vec{F}_{ST} = \gamma \kappa \vec{n} \quad (2.24)$$

ここで， γ は表面張力係数[N/m]， κ は曲率[m⁻¹]， \vec{n} は界面の法線ベクトル[m⁻¹]を表す． κ と \vec{n} は，

$$\kappa = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (2.25)$$

$$\vec{n} = \nabla F \quad (2.26)$$

と表される．ここで， ϕ はセル中心から界面までの最近接距離[m]で，S-CLSVOF 法[10]を用いて計算される．

アーク圧力：

$$\vec{F}_{AP} = \frac{\partial P_g}{\partial n} \Big|_b \quad (2.27)$$

ここで， n は界面の単位法線ベクトル[m]，添え字の b は界面であることを示す．

プラズマせんだん力とその反作用：

$$\vec{F}_{PSF} = \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial}{\partial n} \vec{u}^T \right) \Big|_{b-M} \quad (2.28)$$

$$\vec{F}_{PSF}^R = \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial}{\partial n} \vec{u}^T \right) \Big|_{b-G} \quad (2.29)$$

ここで、 \vec{u} 速度の界面に平行な成分[m/s]，添え字***b - M***と***b - G***はそれぞれ界面の金属側とガス側であることを示す．

2.3 境界条件

ガス相，金属相，電磁場の境界条件を Table 2.1 から 2.3 に記載する．各表の上段の AB 等の表記は Fig. 2.1 中の線分に対応している．ここで， w_{in} はシールドガスの流入速度[m/s]を表し，シールドガス流量とノズル内の流入面積から計算される． w_{wire} はワイヤ速度[m/s]， j_{in} はワイヤ上端の電流密度[A/m²]を表し，電極の断面積と電流値から計算される．

Table 2.1 Boundary conditions for gaseous phase.

	AB	BC	CD	DE	FG	GA
u	$u = 0$	$u = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$u = 0$	$u = 0$
w	$\frac{\partial w}{\partial n} = 0$	$w = 0$	$\frac{\partial w}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial n} = 0$	$w = w_{in}$	$w = 0$
P	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$P = 0$	$P = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$
T	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial^2 T}{\partial n^2} = 0$	$\frac{\partial^2 T}{\partial n^2} = 0$	$T = 300$	$T = 300$
C	$\frac{\partial C}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial C}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial^2 C}{\partial n^2} = 0$	$\frac{\partial^2 C}{\partial n^2} = 0$	$C = 0$	$C = 0$

Table 2.2 Boundary conditions for metal phase.

	AB	BC	CD	DE	FG	GA
u	$u = 0$	$u = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	$u = 0$
w	$\frac{\partial w}{\partial n} = 0$	$w = 0$	$\frac{\partial w}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial n} = 0$	$w = w_{wire}$
P	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$P = 0$	$P = 0$	$P = 0$	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$
T	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$T = 300$	$\frac{\partial^2 T}{\partial n^2} = 0$	$\frac{\partial^2 T}{\partial n^2} = 0$	$\frac{\partial^2 T}{\partial n^2} = 0$	$\frac{\partial^2 T}{\partial n^2} = 0$

Table 2.3 Boundary conditions for electromagnetic field.

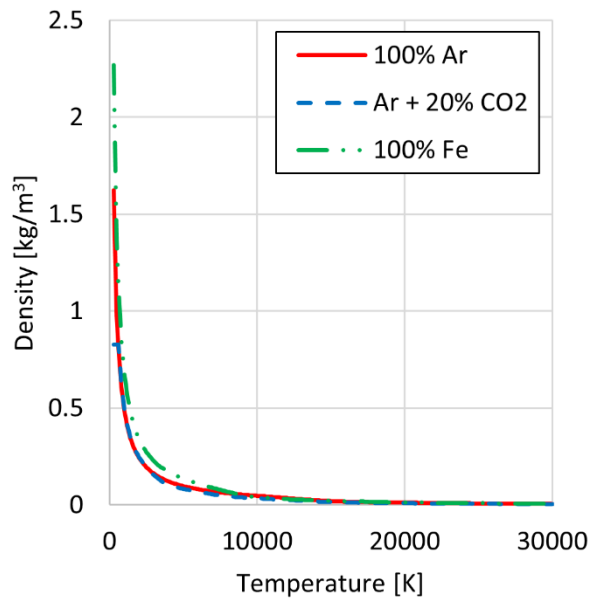
	AB	BC	CD	DE	FG	GA
V	$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$	$V = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = -j_{in}$
A_r	$A_r = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$	$A_r = 0$	$A_r = 0$	$A_r = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$
A_z	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$A_z = 0$	$A_z = 0$	$A_z = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$

2.4 物性値

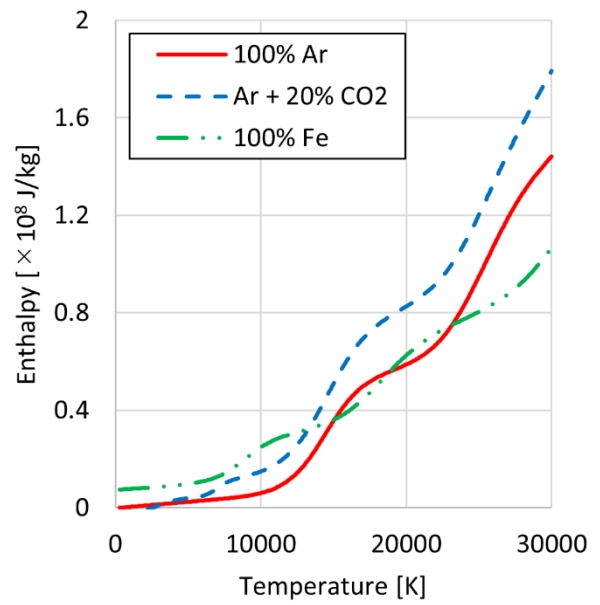
本研究で適用した、軟鋼を想定した金属の物性値を Table 2.4 に示す。熱伝導率と比熱は Pehlke ら [11] の報告した物性値の測定値を参考に、それを簡略したものである。密度、粘性係数、電気伝導率、表面張力は Hu らのモデル [12] を参考にした。一方、ガス相の物性値を Fig. 2.2 に示す [4, 13–16]。密度、エンタルピー、粘性係数、熱伝導率、電気伝導率は Murphy ら [4, 13, 14] によって計算されたものである。また、Ar と CO₂ の放射損失は Cram の手法 [15]、Fe の放射損失は Menart らの手法 [16] で計算されたものである。

Table 2.4 Physical properties of mild steel.

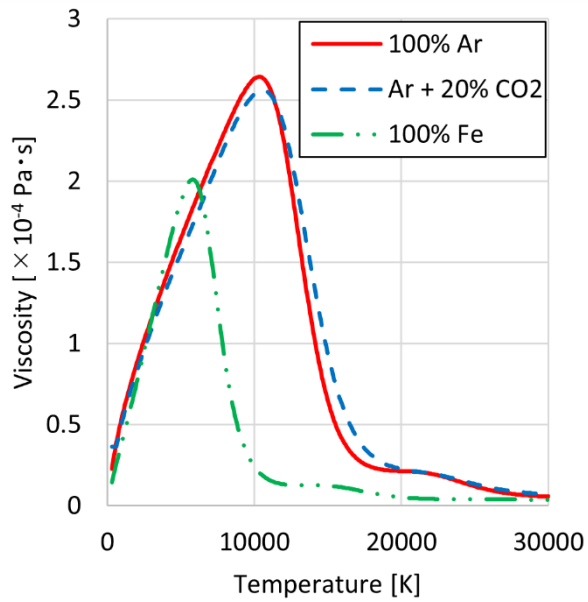
Melting point [K]	1750
Latent heat of melting [J/kg]	2.47×10^5
Boiling point [K]	3080
Latent heat of boiling [J/kg]	7.34×10^6
Density [kg/m ³]	7.20×10^3
Viscosity [Pa·s]	6.00×10^{-3}
Thermal conductivity [W/(m·K)]	$\begin{cases} -3.30 \times 10^{-2} T + 61.6, & T \leq 1080 \\ 26.0, & T > 1080 \end{cases}$
Specific heat [J/(kg·K)]	$\begin{cases} 695, & T \leq 1750 \\ 800, & T > 1750 \end{cases}$
Electrical conductivity [S/m]	7.70×10^5
Surface tension [N/m]	1.2
Work function [V]	4.3



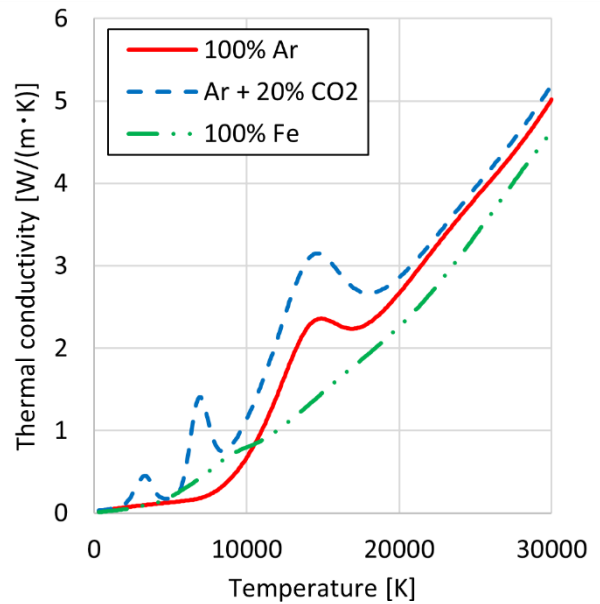
(a) Density



(b) Enthalpy

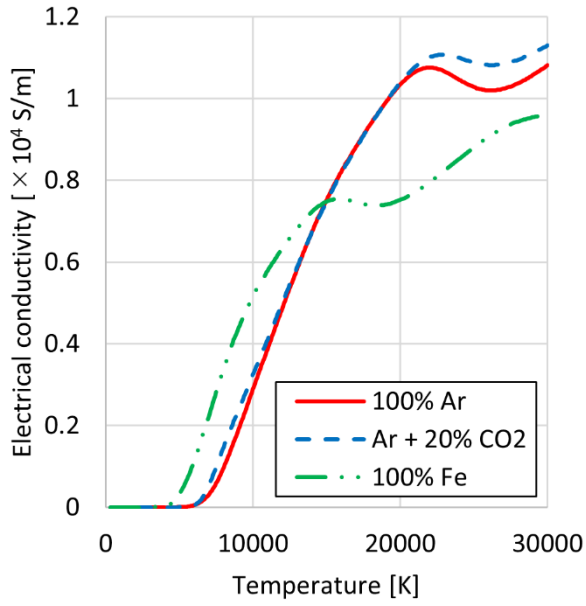


(c) Viscosity

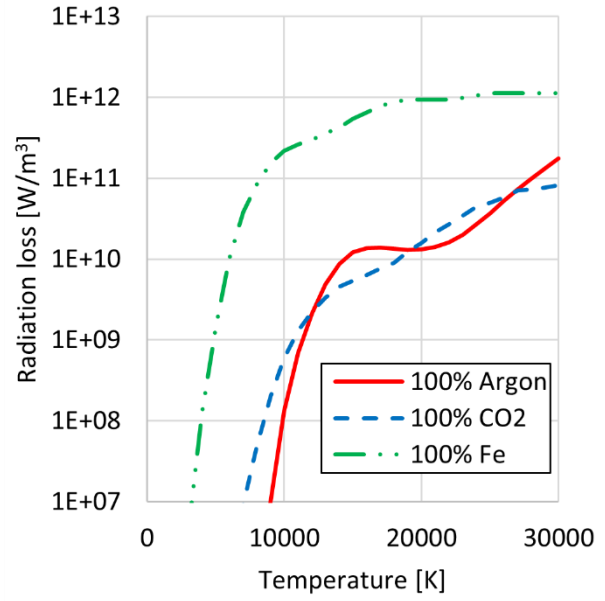


(d) Thermal conductivity

Fig. 2.2 Physical properties of shielding gas (100% Ar, Ar + 20% CO₂) and Fe vapor [4, 13–16].



(e) Electrical conductivity



(f) Radiation loss

Fig. 2.2 Continued

2.5 流動場計算の妥当性評価

最後に、本モデルにおける流動場計算の妥当性を評価した。その方法は、円管流れと液滴の内圧の理論値との比較である。なお、すべての計算で空間刻み幅を本研究で用いた最小の刻み幅と同じ 0.1 mm、時間刻み幅を金属相の計算時間刻み幅と同じ 0.5×10^{-5} s、必要な物性値は Table 2.4 に示した軟鋼のものとした。

2.5.1 円管流れ

Fig. 2.3 に示すような半径 R_{pipe} [m] の円管内を z 方向に流体が流れ、なおかつその流れが層流であるとき、流速の r 分布と z 方向の圧力勾配は、平均速度 u_m を用いて以下のように理論解が与えられる。

$$u(r) = 2u_m \left(1 - \frac{r^2}{R_{pipe}^2} \right) \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{8u_m \mu}{R_{pipe}^2} \quad (2.31)$$

これは、ポアズイユ流れと呼ばれるものである。そこで、ここではある u_m を与えた時、 $u(r)$ と $\partial P / \partial z$ の計算結果が理論解とどの程度一致するか、流入境界と流出境界での 2 通りの境界条件の与え方で検討した。なお、壁面での速度は 0 とした。共通の計算条件として、 $u_m = 0.5025$ m/s、 $R_{pipe} = 1$ mm、計算領域の z 方向の長さは 15 mm とした。すなわち、計算領域は r 方向に 10 セル、 z 方向に 150 セルの解像度を持つ。レイノルズ数は $Re = 2\rho u_m R_{pipe} / \mu = 1206$ となる。レイノルズ数がおおよそ 2000 以下であれば層流とされるため、上記の理論値との比較に問題はないと思われる。

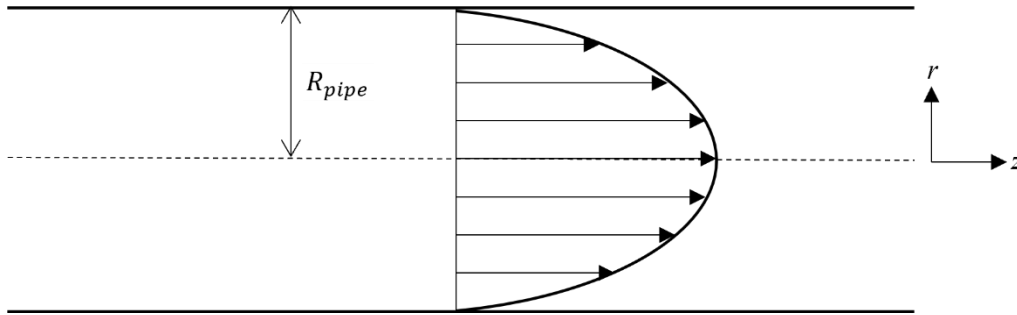
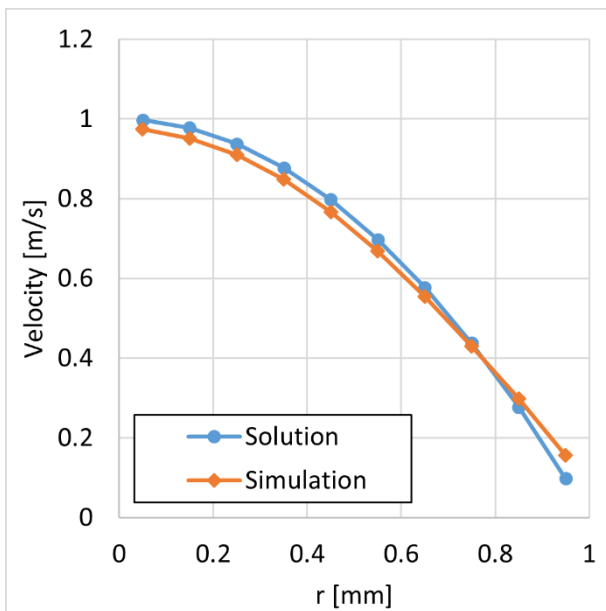


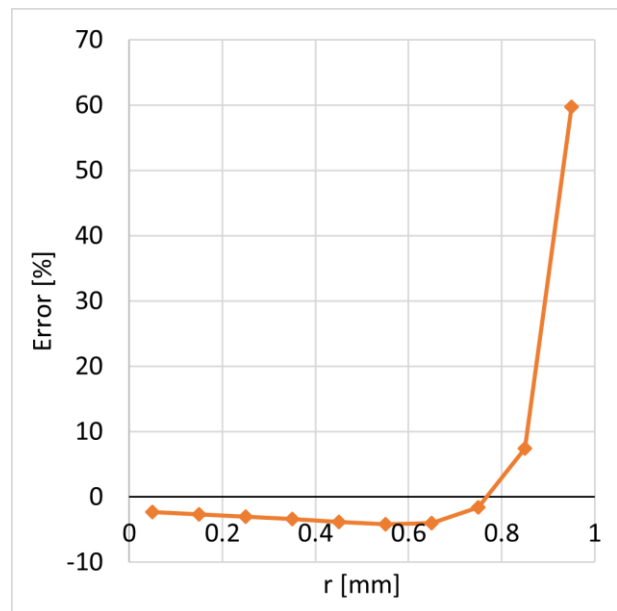
Fig. 2.3 Schematic image of Poiseuille flow in a pipe.

(a) 境界条件として流入速度と流出境界の圧力を与えた時

ここでは流入境界に式(2.29)で表される速度を与え、流出境界の圧力を r 方向に一様に 0 Pa として計算し、計算が収束した時点での流出境界での速度と圧力勾配の r 分布を理論値と比較した。なお、計算の収束は、全計算領域で速度の前時間ステップの値との相対誤差 $|(u(t - \Delta t) - u(t))/u(t)| < 1 \times 10^{-6}$ を満たし、なおかつ圧力の前時間ステップの値との相対誤差 $|(P(t - \Delta t) - P(t))/P(t)| < 1 \times 10^{-3}$ を満たすこととした。収束時の流出境界の速度の r 分布と理論値との誤差の割合を Fig. 2.4 に、圧力勾配の r 分布と理論値との誤差の割合を Fig. 2.5 に示す。 $r = 0 \text{ mm}$ は円管の中心、 $r = 1 \text{ mm}$ は壁の位置である。速度分布に関して、誤差の絶対値は壁に最も近いセルで最大の約 0.058 m/s となった。壁に最も近いセルでは誤差の割合が約 $+60\%$ と非常に大きくなったが、それ以外の場所では誤差 -5% 以内に抑えられた。圧力勾配に関して、壁近傍の 2 セルでは誤差の割合が大きいものの、中心の 8 セルでは誤差 -10% 以内となった。

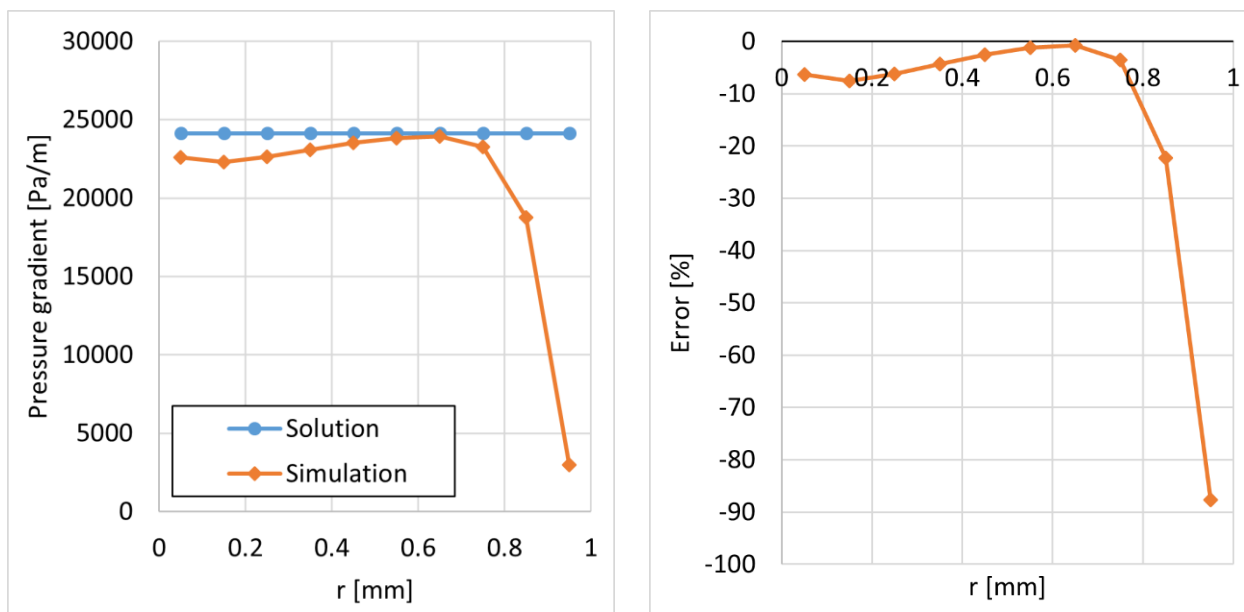


(a) Simulation result of outlet velocity.



(b) Percent error of outlet velocity from solution

Fig. 2.4 Comparison of outlet velocity between solution and simulation. Velocity distribution was given to inlet boundary, and pressure at outlet boundary was fixed to 0 Pa .



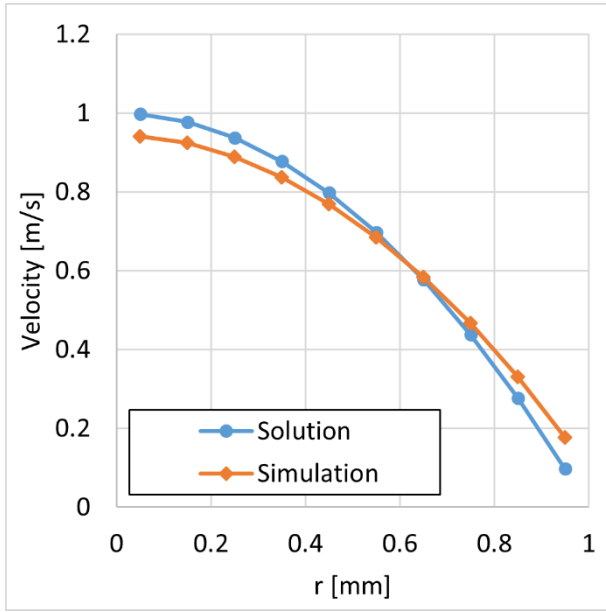
(a) Simulation result of pressure gradient.

(b) Percent error of pressure gradient from solution

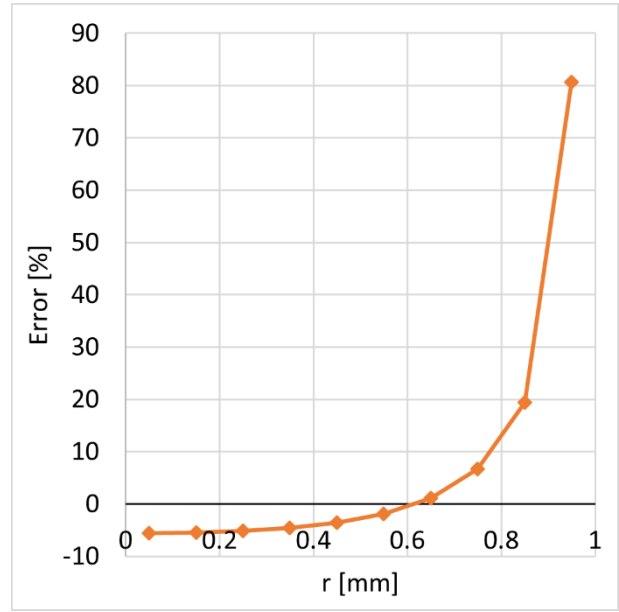
Fig. 2.5 Comparison of pressure gradient in z direction at the outlet boundary between solution and simulation. Pressure at both inlet and outlet boundaries was fixed.

(b) 境界条件として圧力勾配を与えた時

続いて、流出境界の圧力を 0 Pa 、流入境界の圧力を圧力勾配の理論解に z 方向長さの 15 mm をかけた値に固定して計算した結果を、先ほどと同様に Fig. 2.6 と 2.7 に示す。速度の誤差の絶対値は先ほどと比べて全体的に大きくなったが、壁に最も近いセルで最大で約 $+0.079 \text{ m/s}$ であった。誤差の割合は先ほどと同様で、壁付近では大きくなったが、中心の 8 セルでは誤差 $\pm 7\%$ 以内に抑えられた。圧力勾配の計算結果は、理論値よりも全体的に大きな値が計算された。また、中心 8 セルでの理論値との誤差の割合の絶対値が流入速度を与えた場合よりも大きくなっており、最大で約 $+23.2\%$ である。流入速度を与えた場合よりも理論値との誤差の割合が大きくなったのは、流入速度を明確に定めていない本計算における流入境界での流量が、流入速度を与える場合の $1.58 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ から $1.64 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ に増加していたことが原因だと考えられる。

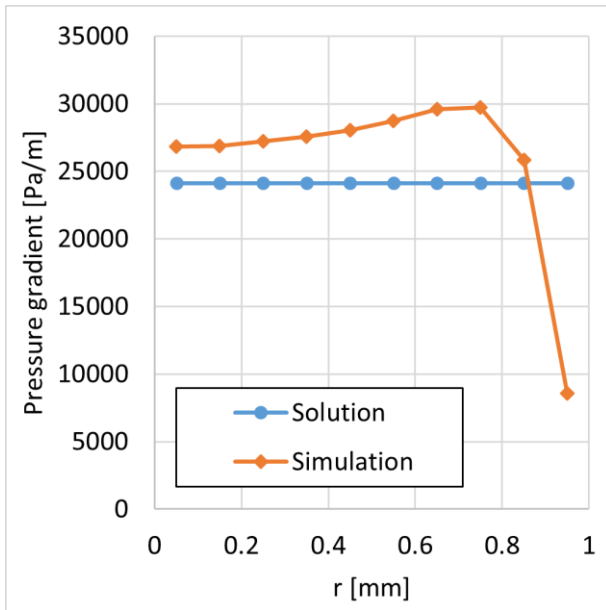


(a) Simulation result of outlet velocity.

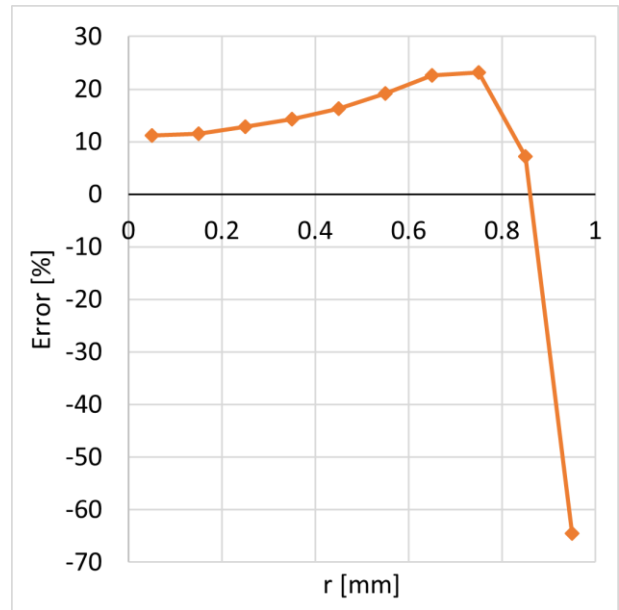


(b) Percent error of outlet velocity from solution

Fig. 2.6 Comparison of outlet velocity between solution and simulation. Pressure at both inlet and outlet boundaries was fixed.



(a) Simulation result of pressure gradient.



(b) Percent error of pressure gradient from solution.

Fig. 2.7 Comparison of pressure gradient in z direction at the outlet boundary between solution and simulation. Pressure at both inlet and outlet boundaries was fixed.

2.5.2 液滴の内圧

次に、表面張力に基づく液滴の内圧の計算精度を確認した。球形の液滴内圧の理論値 $P_{solution}[\text{Pa}]$ は液滴半径 $R_{droplet}[\text{m}]$ を用いて

$$P_{solution} = \frac{2\gamma}{R_{droplet}} \quad (2.32)$$

と表される．そこで，本研究で用いるワイヤの半径が 0.6 mm であることを念頭に置き，本検討では液滴半径が 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.8 mm に相当する液滴を初期状態として与え，駆動力を表面張力のみとして流動場の計算を行った．そして，圧力場が収束した時点での内圧の平均値を理論値と比較する．収束の判断は計算領域全体で圧力の前時間ステップとの相対誤差 $|(P_m(t - \Delta t) - P_m(t))/P_m(t)| < 1 \times 10^{-3}$ を満たすこととした．数値計算上，初期状態で与えた液滴の体積は上記に列挙した液滴半径と厳密には等価でなく，さらに計算が進行するにつれて，数値誤差により体積は微量に変動する．従って，圧力の理論値は収束時点での液滴体積に等価な半径に対する値とする．計算結果の一例として，半径 0.6 mm 相当の液滴の収束時点での圧力場を Fig. 2.8 に示す．表面付近での圧力が中心部の圧力よりも低い，これは CSF モデルによる計算の影響と思われる．CSF モデルでは表面を有限の厚さを有する境界層と定義するため，表面セルでは雰囲気圧と内圧とのなだらかな遷移が生じる．従って，平均値算出時に表面付近のセルを含めるのは，内圧の計算結果としては不適切と考え，表面からの距離を表すレベルセット関数 $\phi < 1.5 \times \Delta r$ のセルのみを平均値および最大・最小値算出時に参照した．Fig. 2.9 に計算した内圧の理論値との比較を示す．また，Fig. 2.10 に平均値の理論値との誤差を示す．エラーバーは最大値と最小値を表す．液滴径が大きいほど理論値との誤差が小さく，本モデルでは最小で誤差 5% 程度に収束していくことが分かった．一方，半径が 0.4 mm 程度では誤差が約 22% と比較的大きくなった．さらに，半径が 0.2 mm 程度の時には計算が収束しなかった．液滴半径が大きいほど計算の空間解像度が相対的に大きくなり，誤差の縮小につながったと考えられる．半径が 0.2 mm 程度の時は，一つの方向には最大でも 2 セル分しか解像度がないことになり，CSF モデルによってすべてのセルが界面セルとして計算されたことが，計算結果の不安定さにつながったと予想される．GMA 溶接においてワイヤ半径より小さいスプレー移行を計算するときには，表面張力の計算誤差が大きくなる可能性がある．

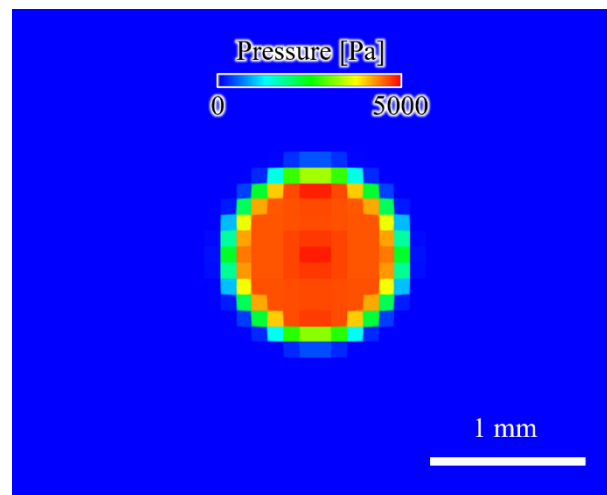


Fig. 2.8 Pressure distribution of the cross section of droplet. Calculated $R_{droplet} = 0.59$ mm.

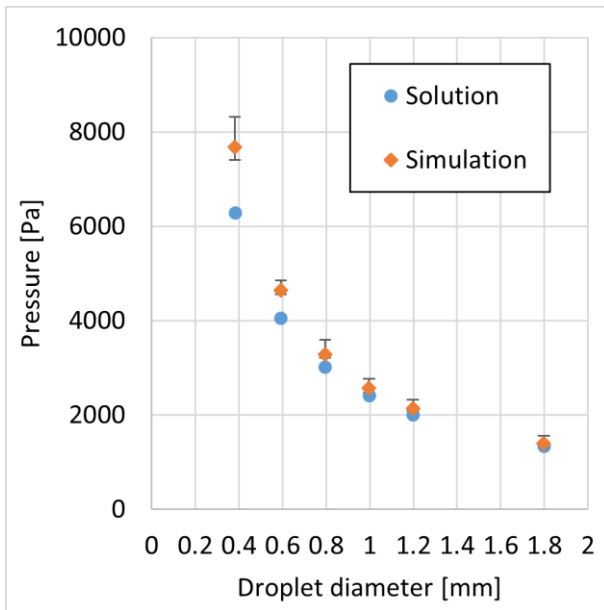


Fig. 2.9 Comparison of droplet internal pressure between solution and simulation. Error bars denote maximum and minimum value.

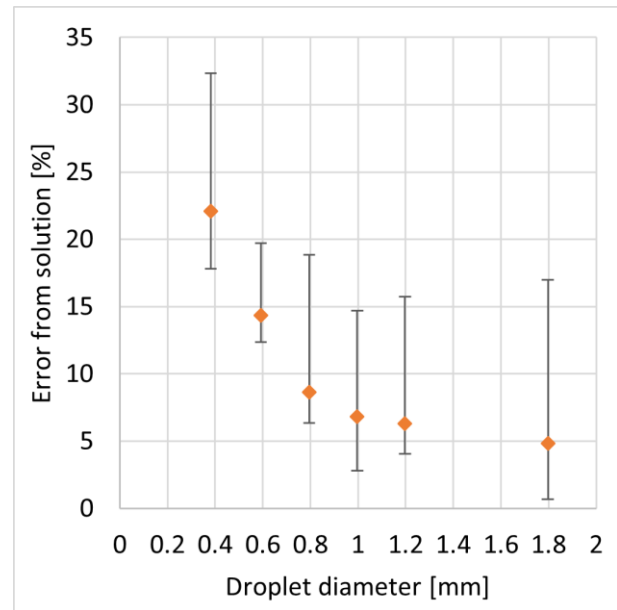


Fig. 2.10 Percent error of droplet internal pressure obtained by simulation from solution. Error bars denote maximum and minimum value.

参考文献

- [1] C. R. Wilke: A viscosity equation for gas mixtures. *J. Chem. Phys.* **18** (1950) pp. 517-519.
- [2] 辻村吉寛, 田中学: 数値計算シミュレーションによる金属蒸気挙動を考慮した GMA 溶接の熱源特性解析. 溶接学会論文集 **30** (2012) pp. 68-76.
- [3] J. Barrett and C. Clement: Kinetic evaporation and condensation rates and their coefficients. *Journal of Colloid and Interface Science* **150** (1992) pp. 352-364.
- [4] A. B. Murphy: The effects of metal vapour in arc welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 434001.
- [5] L. Sansonnens, J. Haidar and J. J. Lowke : Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** (2000) pp. 148-157.
- [6] J. J. Lowke, A. B. Murphy and M. Tanaka: Cathode spot formation possibly explained by cathode electron emission from impact of excited state atoms. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** (2019) 444004.
- [7] A. A. Amsden and F. H. Harlow: The SMAC method: a numerical technique for calculating incompressible fluid flows. Los Alamos Scientific Laboratory LA-4370, New Mexico (1970).
- [8] C. W. Hirt and B. D. Nichols: Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J Comput Phys* **39** (1981) pp. 201-225.
- [9] J. U. Brackbill, D. B. Kothe and C. Zemach: A continuum method for modeling surface tension. *J Comput Phys* **100** (1991) pp. 335-354.
- [10] A. Albadawi, D. B. Donoghue, A. J. Robinson, D. B. Murray and Y. M. C. Delauré: Influence of surface tension implementation in volume of fluid and coupled volume of fluid with level set methods for bubble growth and detachment. *Int J Multiphase Flow* **53** (2013) pp. 11-28.
- [11] R. D. Pehlke, A. Jeyarajan and H. Wada: Summary of thermal properties for casting alloys and mold materials. University of Michigan NTIS Report No. NSF/MEA82028 (1982).

- [12] J. Hu and H. L. Tsai: Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **50** (2007) pp. 833–846.
- [13] A. B. Murphy and C. J. Arundell: Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas. *Plasma Chem Plasma Process* **14** (1994) pp. 451-490.
- [14] A. B. Murphy: Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas. *Plasma Chem Plasma Process* **15** (1995) pp. 279-307.
- [15] L. E. Cram: Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **18** (1985) pp. 401-411.
- [16] J. Menart and S. Malik: Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** (2002) pp. 867–874.

第 3 章 ガスマタルアーク溶接プロセスの局所熱平衡モデルの妥当性検証と課題の抽出

本研究では、第 2 章で説明した GMA 溶接プロセスの局所熱平衡モデル (LTE モデル) の妥当性の検証と課題の抽出を行うため、実験結果と LTE モデルによるシミュレーション結果の比較を行った。本章には、その実験およびシミュレーションの方法、それぞれの結果の紹介、比較による妥当性検証結果に対する考察を記載する。本研究では大きく分けて二つの方法で妥当性の検証を行った。一つは、定電圧特性・ワイヤー一定送給の GMA 溶接プロセスにおける電流値とガス種の変化に伴う溶滴移行形態の変化の再現である。もう一つは、“溶接電流・ワイヤ送給制御を伴う短絡移行プロセス” [1]における溶滴の自由移行の有無に影響を及ぼす因子の解明を通じた検証である。それぞれの検証方法に対して、実験とそれに対応したシミュレーションを行った。それぞれの方法と結果を以下に順を追って記載する。

3.1 定電圧特性・ワイヤー一定送給のガスマタルアーク溶接プロセスにおける電流値とガス種の変化に伴う溶滴移行形態の変化の再現

従来の知見として、定電流特性・ワイヤー一定送給の GMA 溶接プロセスでは、電流値の増加によって溶滴移行形態がグロービュール移行からスプレー移行へと遷移することがわかっている[2]。遷移が起こる電流値を臨界電流値と呼ぶが、臨界電流値がシールドガスの種類によって変化することもわかっている。具体的に、1.2 mm 径の軟鋼ワイヤを使用したとき、臨界電流値はシールドガスが純 Ar の場合で 230 A 程度であるが[3]、CO₂の混合比が増加すると臨界電流値は上昇する[4]。そこで、まずは本研究で構築した LTE モデルにおいても電流値を増加させることで溶滴移行形態がグロービュール移行からスプレー移行へと遷移すること、シールドガスを Ar から Ar+20%CO₂に変更すると臨界電流値が上昇することを再現できるかどうかによってモデルの妥当性を評価することとした。

3.1.1 実験方法

実験装置の外観を Fig. 3.1 に示す。ここでは、移動ステージの上に設置した母材に対して溶接トーチを垂直に立てて固定し、ステージを移動させることでビードオンプレート溶接実験を行った。その間、溶滴移行の様子を高速度カメラで撮影すると同時に電流と電圧を計測した。溶接電源とワイヤ送給装置はそれぞれダイヘンの Welbee P350 と CM-7403、高速度カメラはナックイメージテクノロジーの MEMRECAM Q1v を使用した。

Fig. 3.2 に使用した高速度カメラの構成外観を示す。撮影に際して、高速度カメラには中心波長が 980 nm のバンドパスフィルターを取り付けることでアーク光を軽減しつつ、溶滴に対しては波長が 980 nm のレーザー光を照射してその反射光を受光することで、溶滴形状を鮮明に捕捉することとした。その他、明るさ調整のために ND フィルタも取り付けた。撮影のフレームレートは 5000 fps とした。

ワイヤは日鉄溶接工業の YM28 (JIS : YGW12) のワイヤ径 1.2 mm のものを、母材には軟鋼 (SS400) を使用した。使用したシールドガスは純 Ar と Ar+20%CO₂ の 2 種類である。

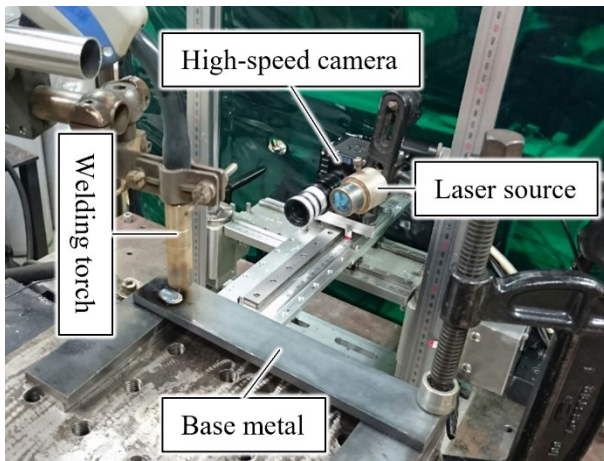


Fig. 3.1 Appearance of experimental equipment for bead-on-plate experiment by conventional gas metal arc welding process.

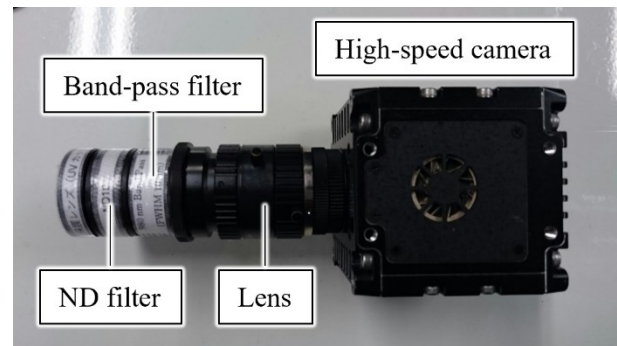


Fig. 3.2 High-speed camera components used in present work.

3.1.2 実験結果

溶接条件と計測した電流・電圧の平均値、撮影された溶滴移行形態をまとめたものを Table 3.1 に示す。また、それぞれの条件で撮影した溶滴移行形態の様相を Fig. 3.3–3.6 に示す。

Fig. 3.3 と 3.4 に示す結果は Table 3.1 の実験条件 No. 1 と 2 に対応し、どちらもシールドガスが純 Ar で、Fig. 3.3 は平均電流値が 229.0 A の条件、Fig. 3.4 は 235.3 A の条件である。Fig. 3.3 に示すように、平均電流値が 229.0 A のときは離脱した溶滴が大きく、溶滴移行形態がグロービュール移行であった。平均電流値が 235.3 A のとき、Fig. 3.4 に示すようにワイヤ径より小さい溶滴が頻繁に離脱しており、溶滴移行形態はスプレー移行であった。

Fig. 3.5 と 3.6 に示す結果は Table 3.1 の実験条件 No. 3 と 4 に対応し、シールドガスが Ar+20%CO₂ で、Fig. 3.5 は平均電流値が 282.5 A の条件、Fig. 3.6 は 292.9 A の条件である。Fig. 3.5 に示すように、平均電流値が 282.5 A のときは離脱した溶滴がワイヤ径より大きく、溶滴移行形態がグロービュール移行であった。平均電流値が 292.9 A のとき、Fig. 3.6 に示すようにワイヤ径より小さい溶滴が頻繁に離脱しており、溶滴移行形態はスプレー移行であった。

これらの結果から、①溶接電流が増加すると溶滴移行形態がグロービュール移行からスプレー移行に変化すること、②ガス種が Ar から Ar+20%CO₂ に変化すると、グロービュール移行からスプレー移行に変化する臨界電流値が高くなることが確認できた。

Table 3.1 Summary of experimental results of a constant voltage and wire feed process.

No.	Shielding gas	Wire feed rate [m/min]	Average current [A]	Average voltage [V]	Droplet transfer mode
1	Ar	5.8	229.0	28.7	Globular
2	Ar	6.0	235.3	28.0	Spray
3	Ar+20%CO ₂	8.4	282.5	33.9	Globular
4	Ar+20%CO ₂	8.8	292.9	34.1	Spray

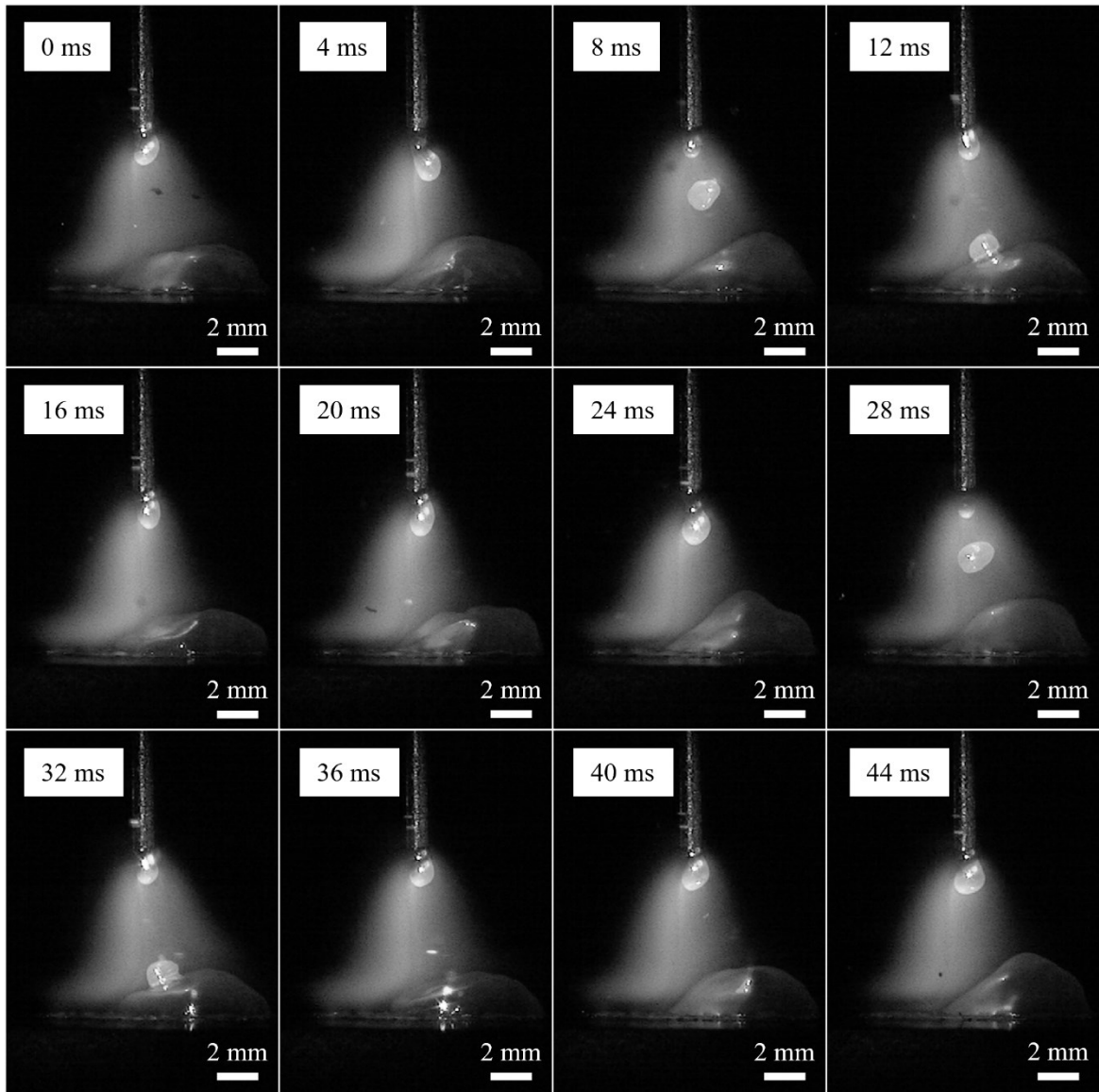


Fig. 3.3 Shooting images of globular transfer mode in MIG welding process. Wire feed rate is 5.8 m/min. Average current is 229.0 A. Average voltage is 28.7 V.

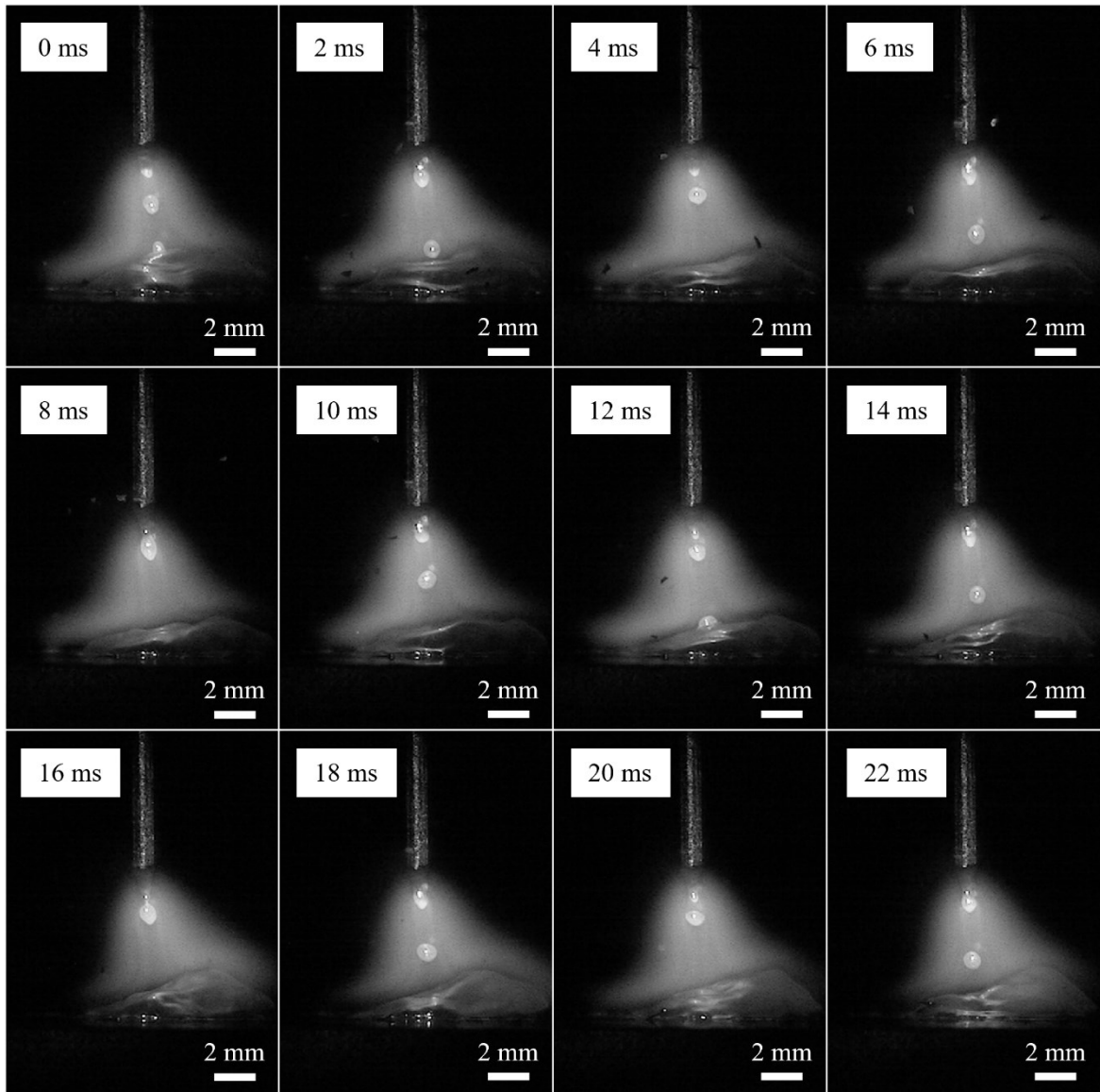


Fig. 3.4 Shooting images of spray transfer mode in MIG welding process. Wire feed rate is 6.0 m/min. Average current is 235.3 A. Average voltage is 28.0 V.

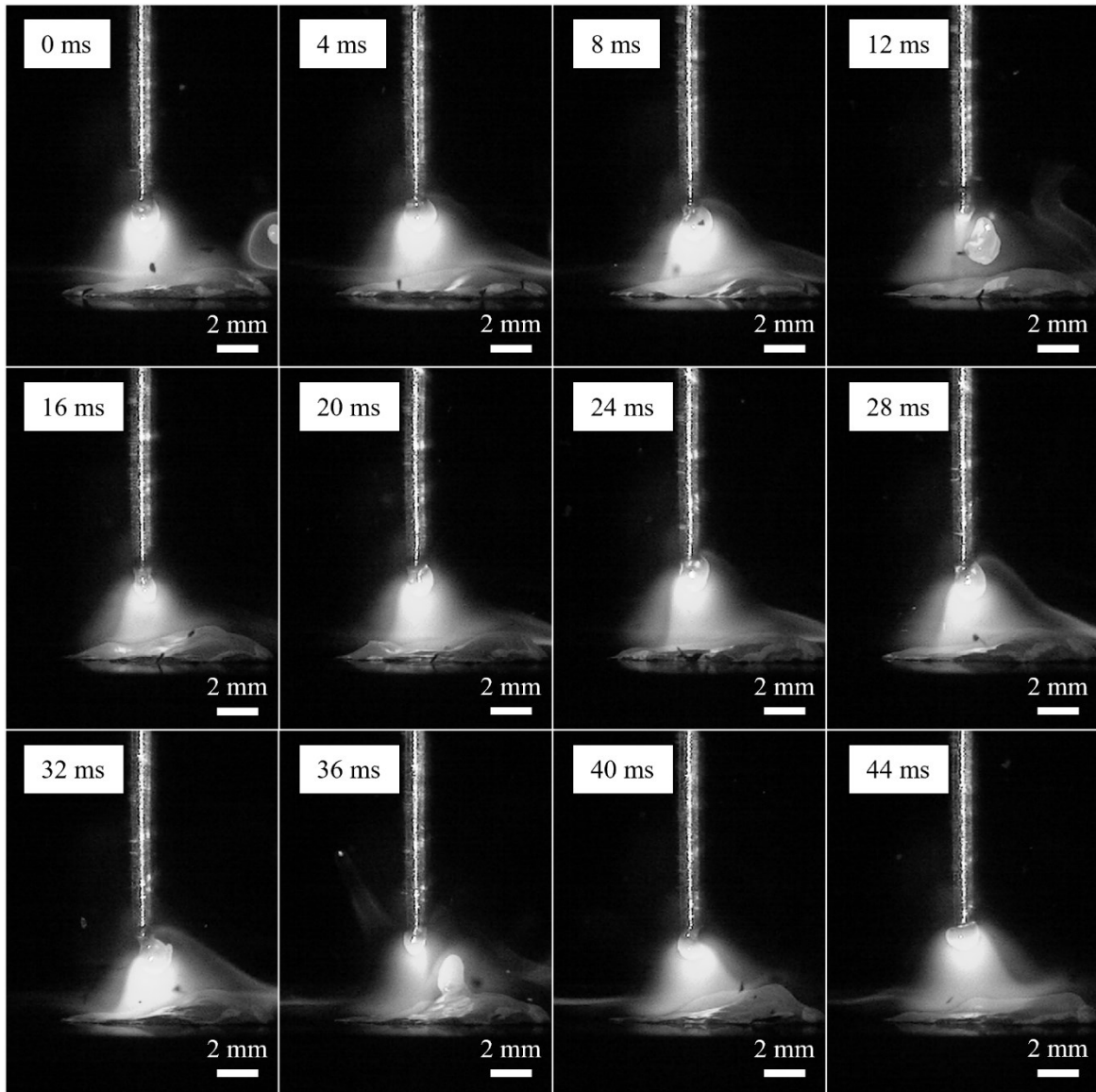


Fig. 3.5 Shooting images of globular transfer mode in MAG welding process. Wire feed rate is 8.4 m/min. Average current is 282.5 A. Average voltage is 33.9 V.

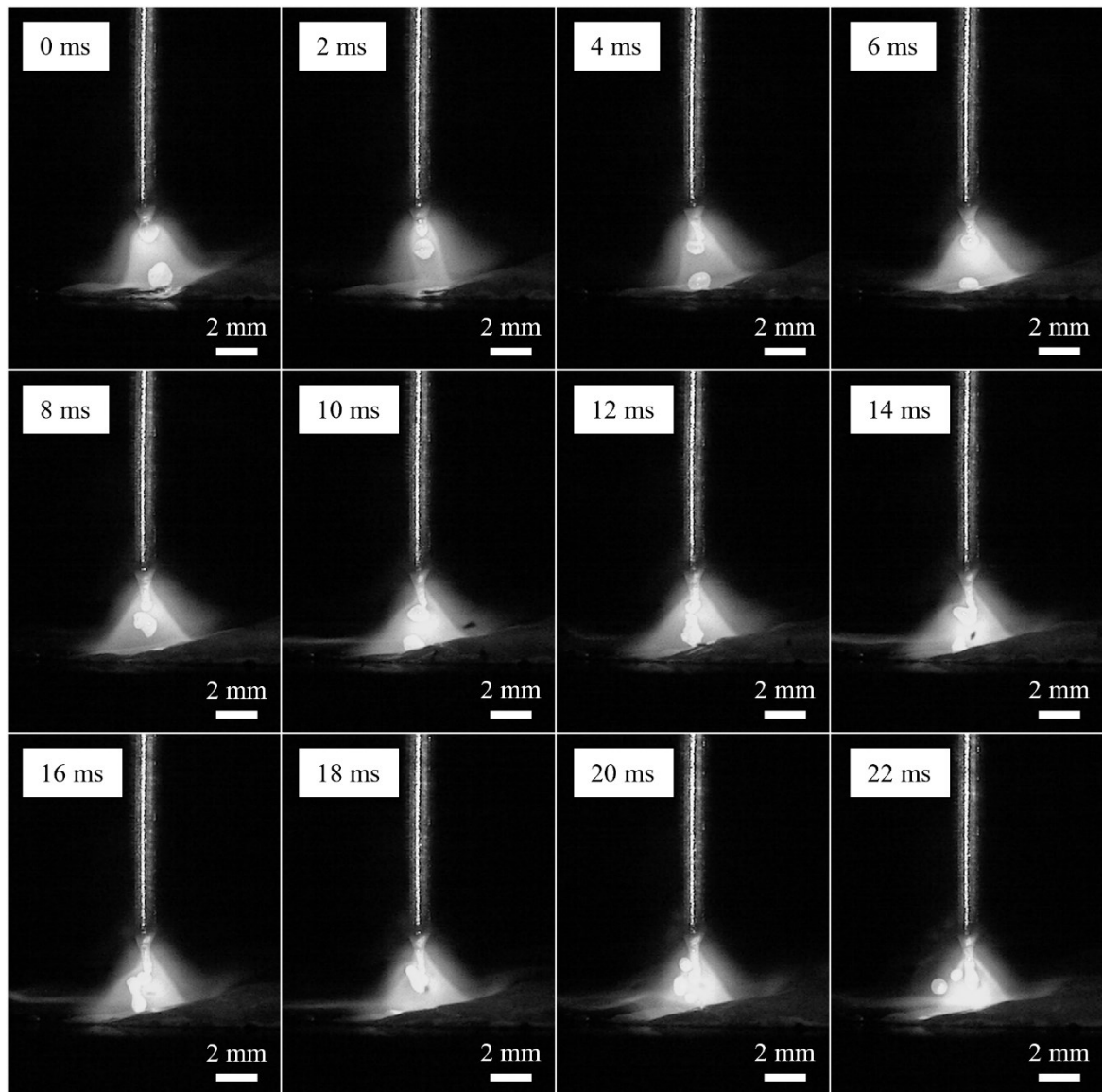


Fig. 3.6 Shooting images of spray transfer mode in MAG welding process. Wire feed rate is 8.8 m/min. Average current is 292.9A. Average voltage is 34.1 V.

3.1.3 シミュレーション結果

続いて、シミュレーションの結果を示す。入力パラメータはガス種、電流値、ワイヤ送給速度の 3 つである。まず、計算の初期温度場と、入力パラメータの与え方を模式的に説明したものを Fig. 3.7 に示す。これに対し、ガス相のみの予備計算を 1 ms 行った時点のものを、以降に示す結果の $t=0$ ms のものとし、すべての計算は 100 ms まで行った。次に、入力パラメータの組み合わせであるシミュレーション条件と、結果として得られたワイヤ溶融速度、溶滴移行形態を Table 3.2 にまとめた。なお、本モデルでは電流値とワイヤ送給速度を独立したパラメータとして設定するが、定電圧特性の電源を用いた実際のプロセスでワイヤ溶融速度はワイヤ送給速度と釣り合うことを根拠に、シミュレーションではガス種と電流値の各組み合わせに対して 0.1 m/min ごとに様々なワイヤ送給速度を入力した結果、計算されたワイヤ溶融速度との差が最も小さいかったときのものを、その組み合わせにおけるワイヤ送給速度とした。この時、ワイヤの溶融速度は 100 ms までのワイヤ溶融体積の時間変化をグラフにプロットし、その傾きを最小二乗法によって求めたものとした。一例として、条件 No. 1 の純 Ar ガス、

電流値 210 A, ワイヤ送給速度 3.1 m/min の時のワイヤ溶融体積の時間変化を Fig. 3.8 に示す. ここで,
 (現在のワイヤ溶融体積) = (初期の固体ワイヤ体積) + (ワイヤ送給速度) × (現在の時間) - (現在の固体ワイヤ体積) として計算した. Fig. 3.7 のグラフに対して最小二乗法で求めた傾きは 0.0591
 (単位は mm³/ms) であり, ワイヤ断面積を用いて速度に換算すると, 約 3.14 m/min となる.

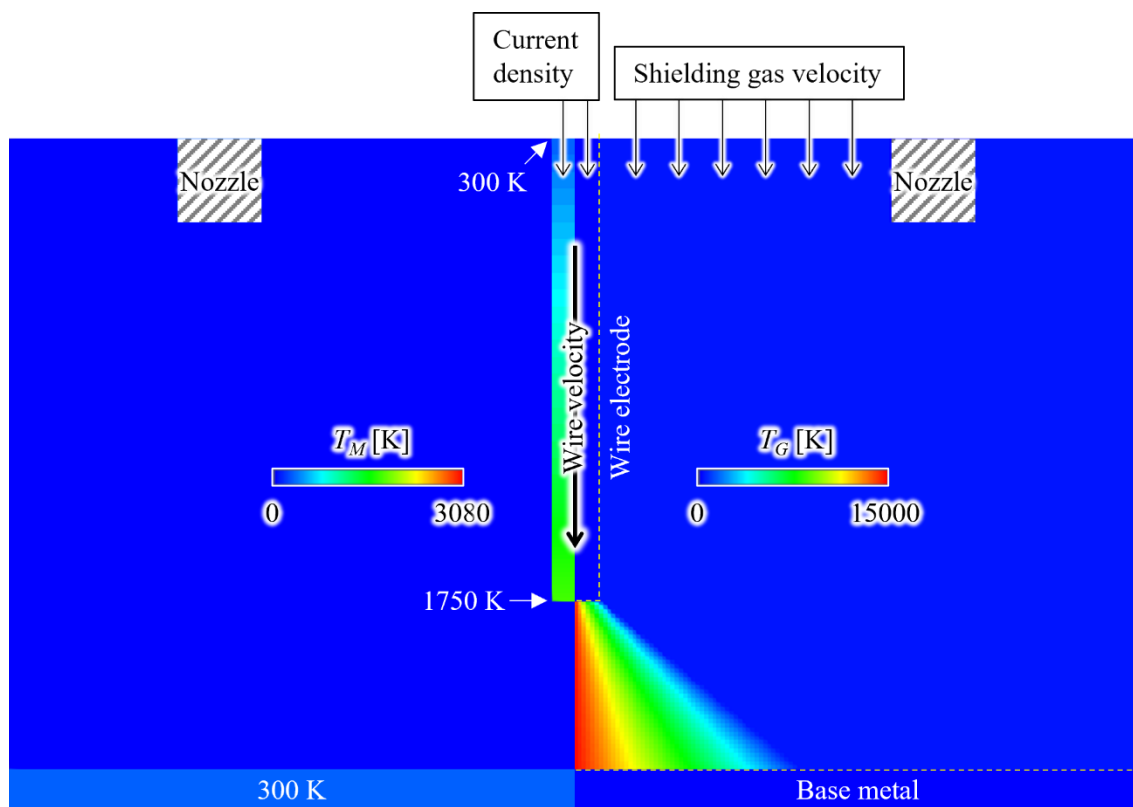


Fig. 3.7 Initial conditions.

Table 3.2 Summary of simulation results a constant voltage and wire feed process.

No.	Input parameters			Results	
	Shielding gas	Current [A]	Wire feed rate [m/min]	Wire melting rate [m/min]	Droplet transfer mode
1	Ar	210	3.1	3.14	Globular
2	Ar	230	3.9	3.95	Spray
3	Ar+20%CO ₂	230	4.4	4.42	Globular
4	Ar+20%CO ₂	250	4.8	4.85	Globular / Spray
5	Ar+20%CO ₂	280	6.2	6.24	Spray

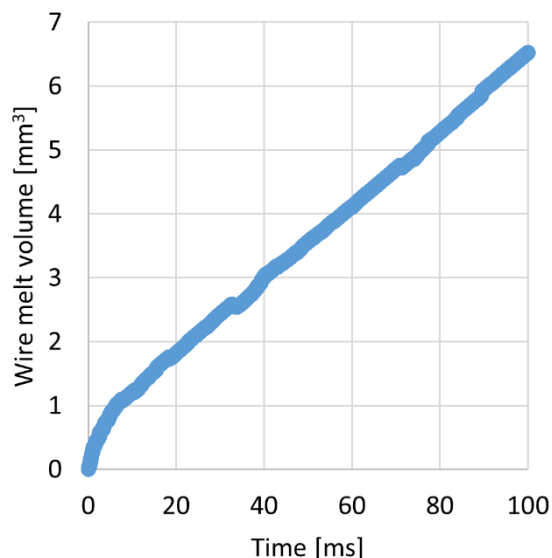


Fig. 3.8 Change in wire melt volume with time. Shielding gas is pure Ar. Current is 210 A.

シミュレーションによる金属とガスの温度場の時間変化を Fig. 3.9–3.13 に示す。なお、ここで示す温度とは、界面付近で滑らかに表示するために、金属温度の場合は金属温度に VOF をかけたもの、ガス温度の場合はガス温度に $(1-VOF)$ をかけたものである。そのため、温度場と同時に溶滴の形状もわかる表示となっている。

Fig. 3.9–3.10 に示す結果は Table 3.2 のシミュレーション No. 1–2 に対応し、いずれもシールドガスが純 Ar で、Fig. 3.9 は電流値 210 A、Fig. 3.10 は 230 A とした条件である。Fig. 3.9 に示すように、電流値 210 A の条件では 38.2 ms に最初の溶滴が離脱し、100 ms 間の溶滴移行は 2 回であった。2 回の溶滴の平均体積は 1.90 mm^3 で、球形を仮定した溶滴の平均換算半径は 0.768 mm とワイヤ半径よりも大きかった。このことから、電流値 210 A ではグロービュール移行と判断した。Fig. 3.10 に示すように、230 A の条件では 210 A の時より小さな溶滴がより高い頻度で移行した。100 ms 間の溶滴移行は 11 回で、溶滴の平均換算半径は 0.523 mm とワイヤ径よりも小さかったため、スプレー移行と判断した。

Fig. 3.11–3.13 に示す結果は Table 3.2 のシミュレーション No. 3–5 に対応し、いずれもシールドガスが $\text{Ar}+20\%\text{CO}_2$ で、Fig. 3.11 は電流値 230 A、Fig. 3.12 は 250 A、Fig. 3.13 は 280 A を与えた条件である。電流値 230 A の条件では、Fig. 3.11 に示すように 56.7 ms に最初の溶滴が離脱し、100 ms 間の溶滴移行はその 1 回のみであった。また、溶滴の換算半径は 0.950 mm であった。従って、電流値 230 A ではグロービュール移行と判断した。電流値が 250 A に増加すると 100 ms 間の溶滴移行は 13 回と増加したが、Fig. 3.12 の 56.9 ms の画像に見られるワイヤ半径よりも大きな溶滴が 23.7ms から 56.7ms にかけて移行した。しかし、これを除いた 12 回の溶滴の平均換算半径は 0.434 mm であった。従って、電流値 250 A ではグロービュール移行とスプレー移行が混在したと判断した。280 A の条件では常に Fig. 3.13 に見られるようなワイヤ径より小さな溶滴が高い頻度で移行し、100 ms 間に 26 回の溶滴移行、平均換算半径は 0.463 mm であったので、スプレー移行と判断した。

以上のことから、シミュレーションにおいて、電流値の上昇に伴い溶滴移行の頻度が高くなり、溶滴径が小さくなること、シールドガスが純 Ar から $\text{Ar}+20\%\text{CO}_2$ になると、それが生じる電流域が上昇することが再現された。

一方で、設定したワイヤ送給速度には実験とシミュレーションで大きな開きが生じた。例えば、シールドガスが純 Ar の時、実験では平均電流 230 A 程度でワイヤ送給速度は 5.8~6.0 m/min だったのに対し、シミュレーションでは 3.9 m/min であった。シールドガスが Ar+20%CO₂ でも同様に、実験では平均電流 280 A 程度でワイヤ送給速度は 8.4~8.8 m/min だったのに対し、シミュレーションでは 6.2 m/min であった。仮に実験とシミュレーションで溶滴への入熱量がそれほど変わらないとすると、ワイヤ送給速度の低下はワイヤの単位溶融長さ当たりの入熱量の増加、すなわち溶滴の過熱を意味する。いずれのシミュレーション結果の溶滴温度を確認しても (Fig. 3.9~3.13)、溶滴の温度が内部まで一様に沸点である 3080 K に達している。溶滴の温度に関して、Siewert ら[5]が二色放射測温法で溶滴の表面温度を計測したところ、離脱前には溶滴の平均表面温度が 3000 K を超える場合もあることが示された。また、Haelsig ら[6]がカロリメータを用いて計測した溶滴の平均温度は 2623~2973 K と報告しており、沸点程度の平均温度が一概に非現実的とは言えない。一方、Soderstrom ら[7]はカロリメータを用いて、ワイヤ径は 1.1 mm と本研究とはやや異なるものの、軟鋼ワイヤのミグ溶接プロセスにおいて臨界電流近傍の電流域では溶滴の平均温度が 2476~2612 K となることを示した。McIntosh ら[8]も同じくカロリメータを用いて、臨界電流付近での溶滴の平均温度は 2392~2527 K と報告した。また、山崎ら[9]によると、二色放射測温法を用いた計測によって、Ar+20%CO₂ ガスでの溶滴の平均表面温度の計測結果は平均電流 220~350 A で約 2300 K と報告されている。従って、シミュレーションで計算された溶滴は過熱状態である可能性がある。溶滴が過熱状態であった場合、その原因には、実際に比べて入熱が溶滴先端に過度に集中していることが予想できるが、それは溶滴表面の電流密度分布に左右されるものである。ここで明らかになった実験結果との乖離は、溶滴表面の電流密度分布、さらに元をたどれば強い熱非平衡が観測されている溶滴近傍の電気伝導率分布が実際の物理に基づいて表現されていないことが原因の一つと予想される。

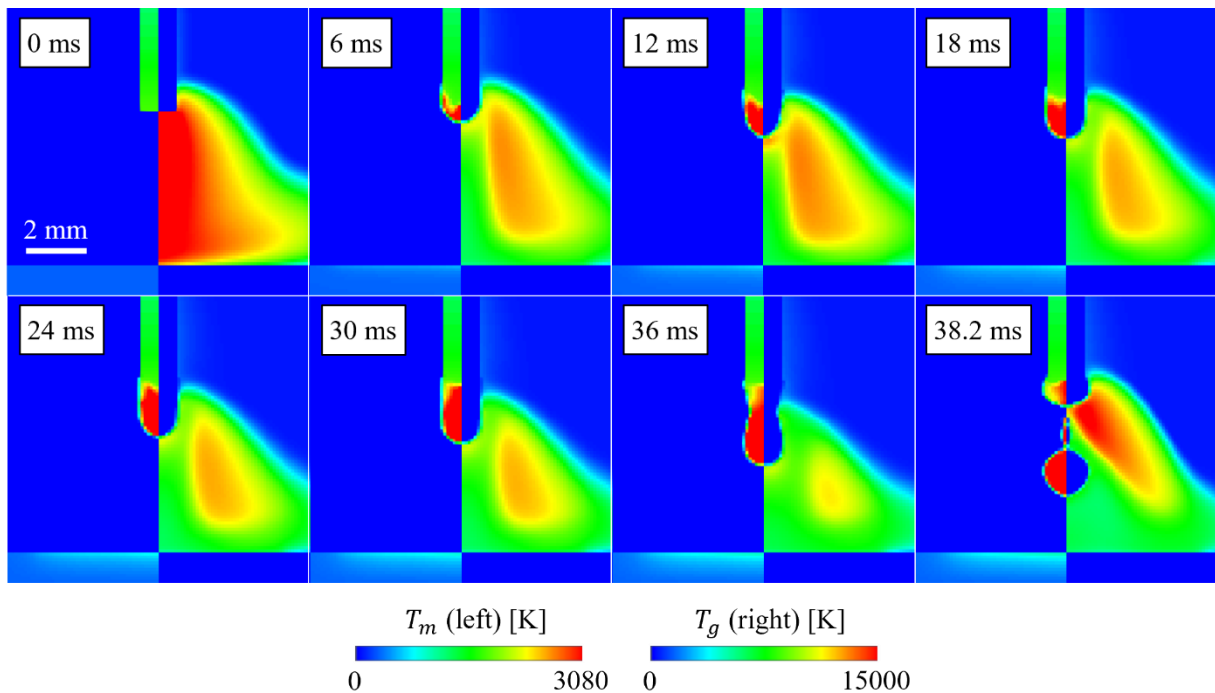


Fig. 3.9 Simulation result of MIG welding process. Current is 210 A. Wire feed rate is 3.1 m/min.

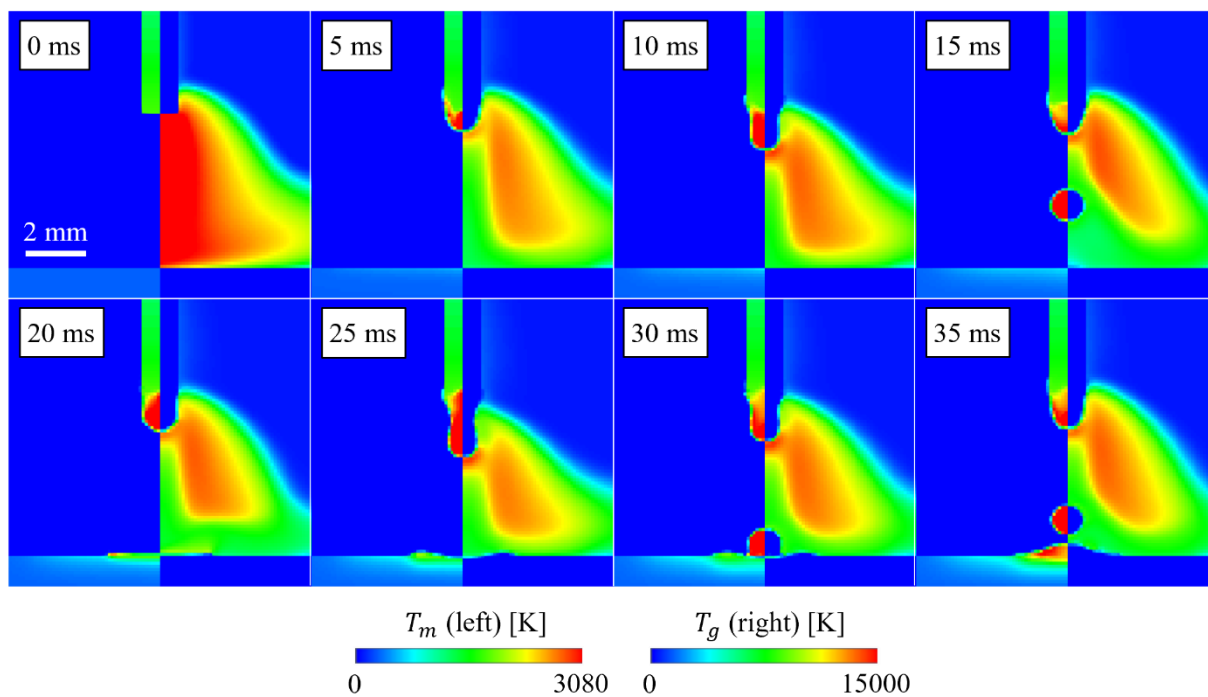


Fig. 3.10 Simulation result of MIG welding process. Current is 230 A. Wire feed rate is 3.9 m/min.

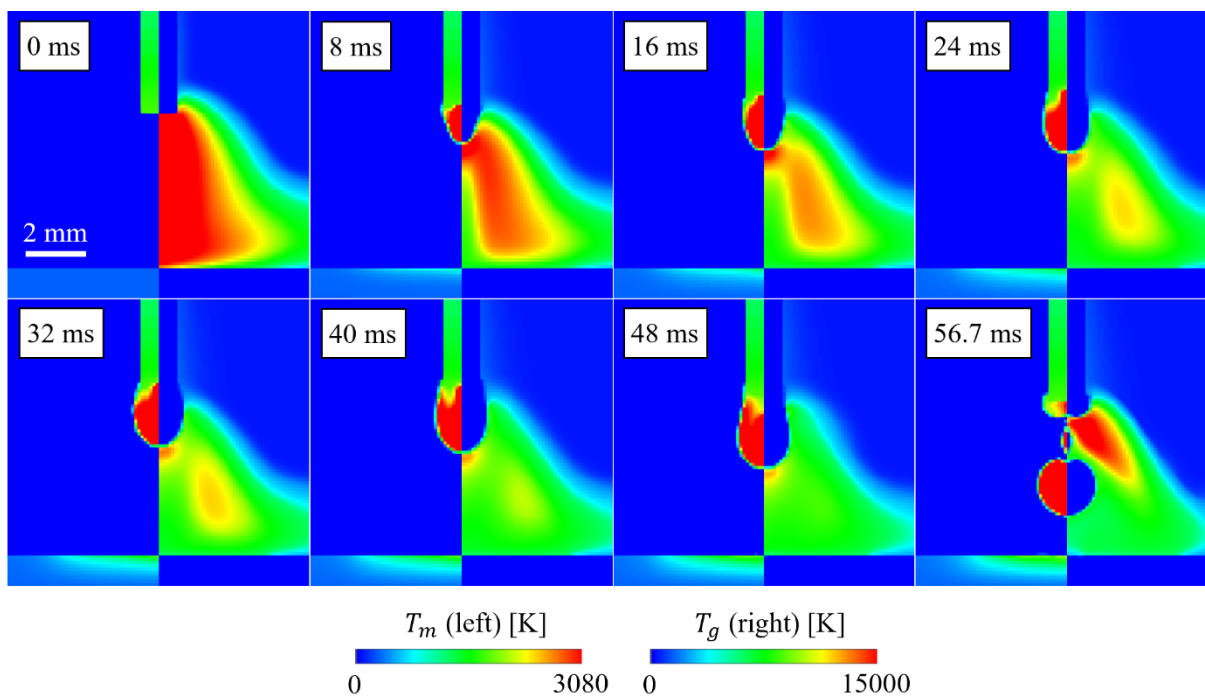


Fig. 3.11 Simulation result of MAG welding process. Current is 230 A. Wire feed rate is 4.4 m/min.

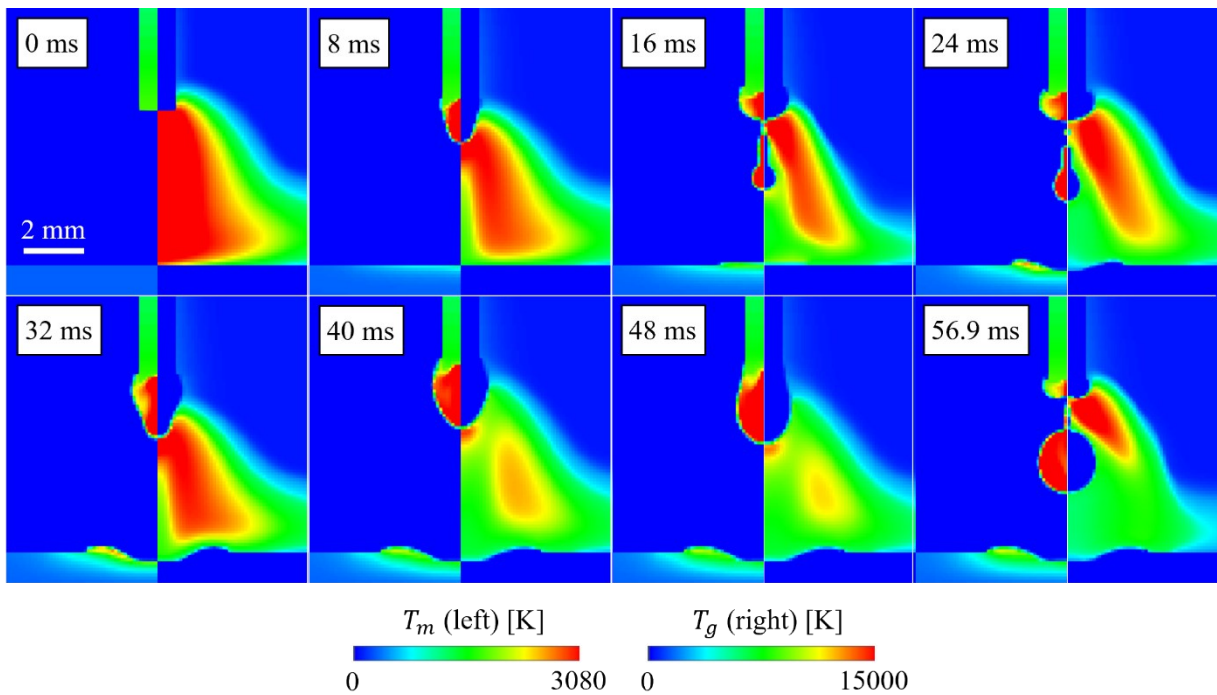


Fig. 3.12 Simulation result of MAG welding process. Current is 250 A. Wire feed rate is 4.8 m/min.

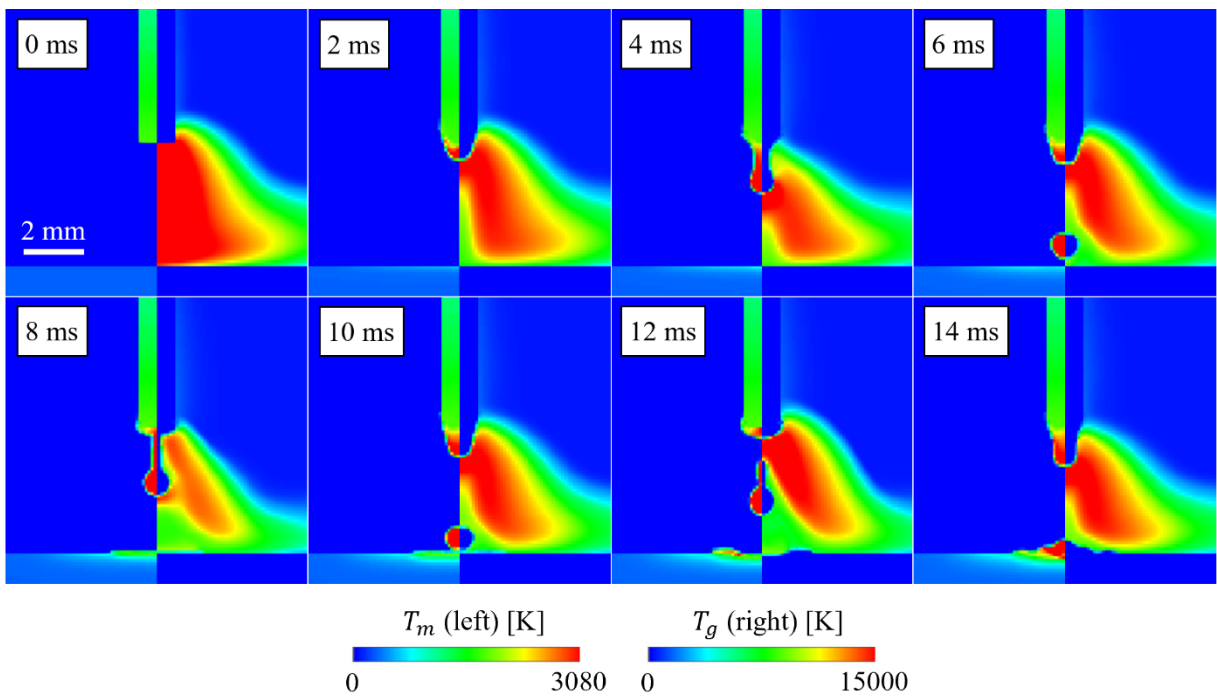


Fig. 3.13 Simulation result of MAG welding process. Current is 280 A. Wire feed rate is 6.2 m/min.

3.2 溶接電流・ワイヤ送給制御を伴う短絡移行プロセスのアーク期間における溶滴の離脱に影響を及ぼす因子の解明

前節では、LTE モデルが電流値とガス種の変化に対応する溶滴移行形態の変化を定性的に表現可能であることを確かめた。その上で、本節では LTE モデルを用いて、“溶接電流・ワイヤ送給制御を伴う短絡移行プロセス”（以下、制御型短絡移行プロセス）のアーク期間における溶滴の自由移行の有無

に影響を与える因子の解明を試みた。

制御型短絡移行プロセスには、極低スパッタと、薄板にも適応可能な低入熱という特長がある。一方で、制御型短絡移行プロセスを高電流化、すなわち高入熱・高溶着化できれば、厚板等へ極低スパッタの高品質溶接プロセスの適用範囲を拡大できる。ただし、一般に電流値を増加させると、溶滴は自由移行するようになる。スパッタが発生しやすい状況には、溶滴が離脱する瞬間も含まれるため[10]、本プロセスのアーク期間に溶滴が離脱すると、低スパッタ化を実現しづらくなる。制御型短絡移行プロセスの高電流化を実現するためには、このジレンマを解消する必要がある。

検討手順として、まずは LTE モデルを用いた計算において、アーク期間のピーク電流、ワイヤの最大正送速度、正送加速時間を変化させ、電流とワイヤ送給制御が溶滴の離脱に及ぼす効果を明らかにする。次に、シミュレーションに対応する実験を行い、シミュレーションで得られた知見の裏付けを行うとともに、モデルの妥当性を確認する。

3.2.1 シミュレーション結果

(a) 標準条件

まずは、本検討で基準とした電流とワイヤ送給速度波形を Fig. 3.14 に示す。以降、これを“標準条件 (standard condition)”と呼ぶ。電流波形に関して、アークが点弧している“アーク期間”と短絡している“短絡期間”にそれぞれパルス波形を与えている。アーク期間のピーク電流にはワイヤを熔融し、短絡期間のピーク電流には橋絡液柱の破断を促進するという主な狙いがある。続いてワイヤ送給速度波形に関して、正の値はワイヤを母材側へ送給する正送の速度、負の値はワイヤを巻き戻す逆送の速度を意味する。この波形を入力としたプロセスの模式図を Fig. 3.15 に示す。電流波形とワイヤ送給速度波形は同期しており、そのメカニズムは以下の通りである。まず、アークが点弧するとアーク期間のパルスピーク電流 (=アークピーク電流) が流れ始め、逆送中のワイヤはその間に正送に切り替わる。アークピーク電流を流し終わるとベース電流が流れ始め、ワイヤの正送によって短絡するまではこの状態が維持される。短絡すると短絡期間のパルスピーク電流が流れ始め、その間にワイヤは正送から逆送に切り替わる。ピーク電流を流し終わるとベース電流が流れ始め、ワイヤの逆送と短絡電流によって橋絡液柱が破断するまではこの状態が維持される。

この標準条件を入力して計算したプロセスの 1 周期を Fig. 3.16 に示す。なお、ワイヤ-母材間距離は 1 mm の状態から、電流・ワイヤ送給制御はアーク期間の初めからの計算開始とする。1 周期は 12 ms に満たない程度であり、 $t=0\sim6$ ms までの間はアーク期間で、 $t=6\sim8$ ms の間に短絡して短絡期間に切り替わり、 $t=10\sim12$ ms の間にアークが再点弧したことがわかる。ワイヤ動作に関しては、 $t=0\sim2$ ms の間は逆送、 $t=2.3$ ms で正送に切り替わり、それから $t=8$ ms までは正送され続け、 $t=8\sim10$ ms の間に再び逆送に切り替わっている。この標準条件ではアーク期間に溶滴は離脱しなかった。

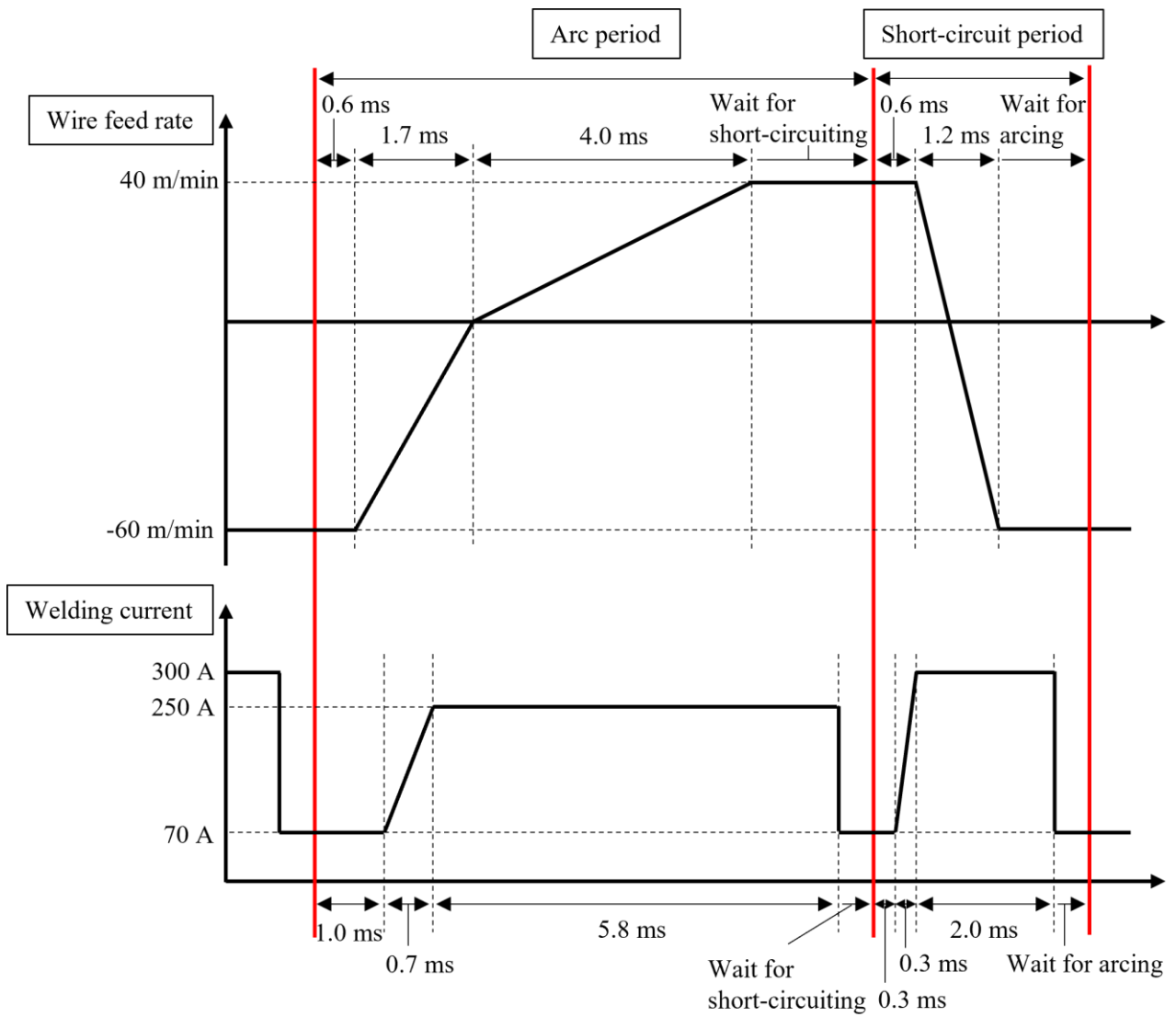


Fig. 3.14 Welding current and wire velocity for the standard condition. Positive and negative values of wire velocity mean feed and retraction, respectively.

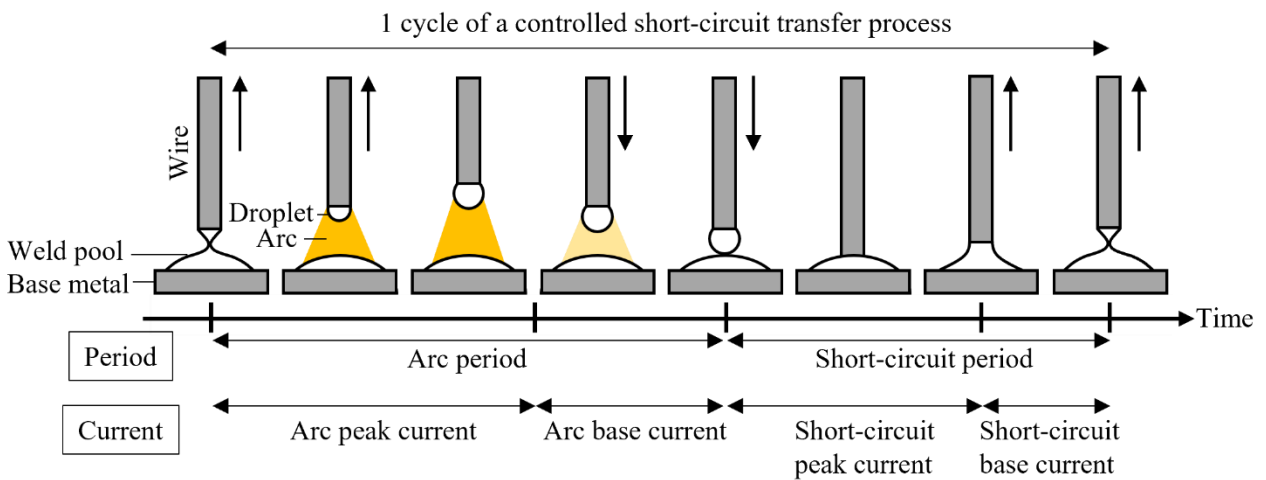


Fig. 3.15 Schematic image of a controlled short-circuit transfer process.

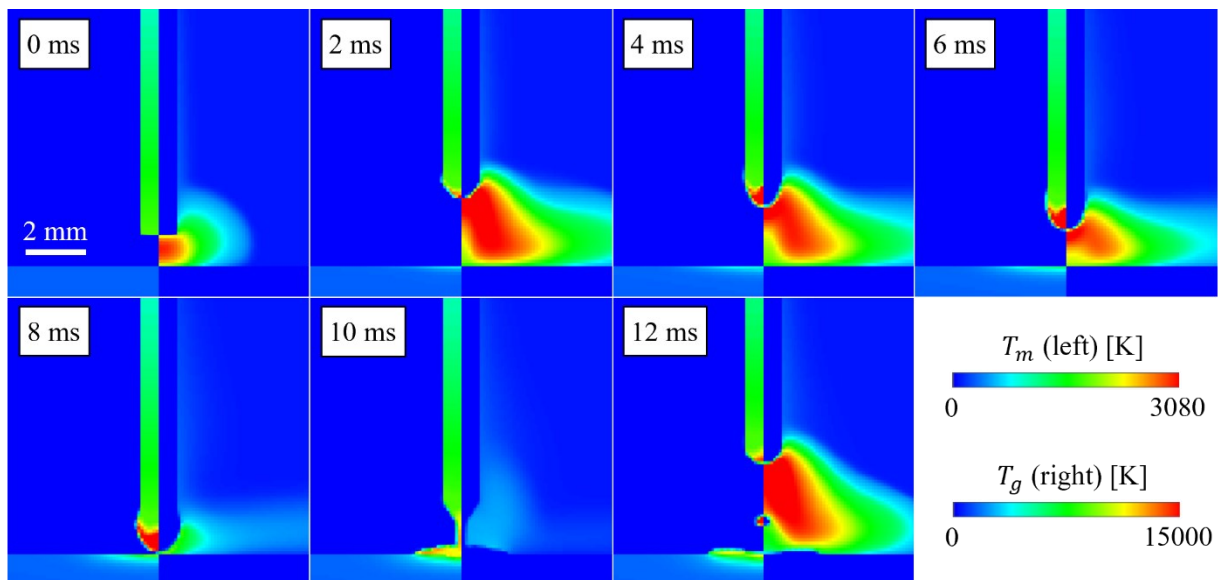


Fig. 3.16 Simulation result with the standard condition.

(b) アークピーク電流値の影響

従来の知見からも、アーク期間の電流値が増加するとアーク期間に溶滴が離脱するようになると予想される。そこで、標準条件の電流波形の内、アークピーク電流値を 250 A から 300 A に増加させ、アークピーク電流値の溶滴移行への影響を確認した。変更後の電流波形を Fig. 3.17 に、シミュレーション結果を Fig. 3.18 に示す。アーク期間のワイヤ正送期間である $t = 4.9$ ms に溶滴が離脱した。このように、アークピーク電流値の増加は、アーク期間の溶滴の離脱を促進することが明らかとなった上で、以降は、アークピーク電流を 300 A、すなわち現状のワイヤ速度波形ではアーク期間に溶滴が離脱するような電流値にした状態で、ワイヤ送給制御が溶滴の離脱を妨げる効果を検討する。

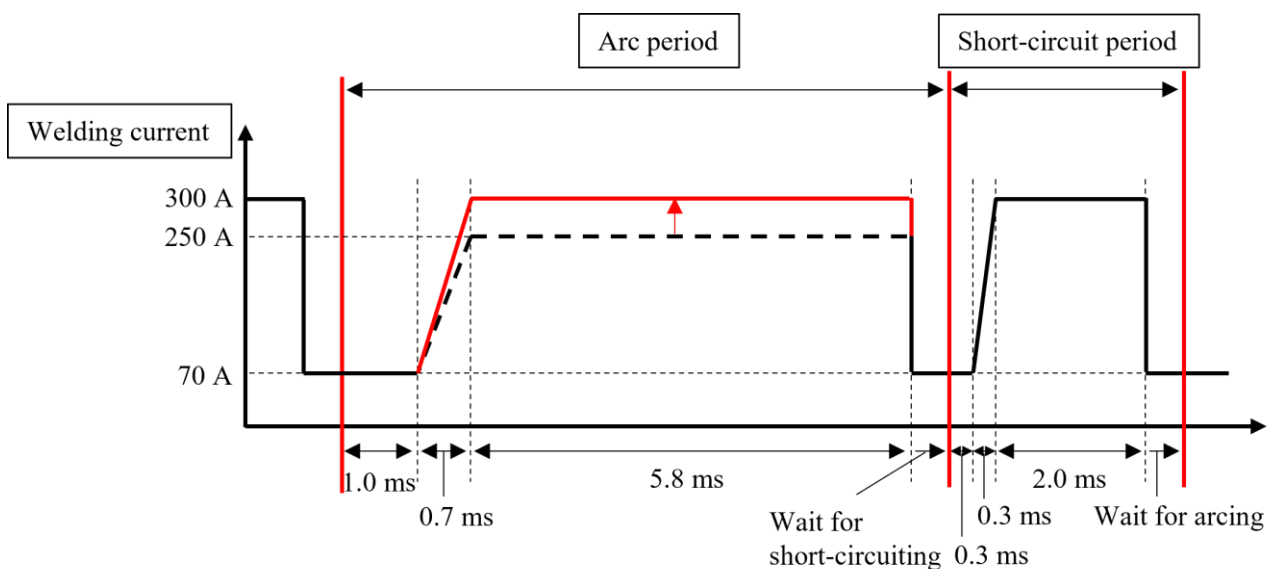


Fig. 3.17 Current waveform with increased arc peak current 300 A from the standard condition.

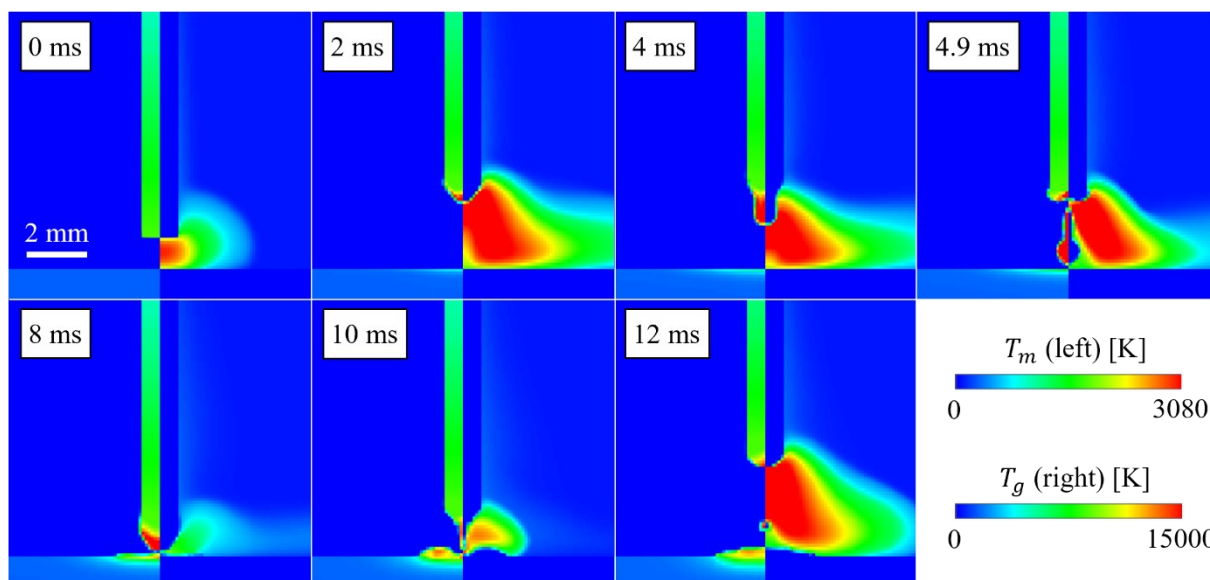


Fig. 3.18 Simulation result with increased arc peak current 300 A from the standard condition.

(c) ワイヤの最大正送速度の影響

次に、アークピーク電流値を 300 A に増加させたまま、ワイヤの最大正送速度を 40 m/min から 80 m/min に増加させた。変更後のワイヤ速度波形を Fig. 3.19 に、シミュレーション結果を Fig. 3.20 に示す。最大正送速度を増加させる前は、アーク期間のワイヤ正送期間 $t = 4.9$ ms に溶滴が離脱していたものが、最大正送速度を増加させることで自由移行しなくなり、そのまま短絡する結果となった。一方で、短絡後のワイヤ正送中である $t =$ 約 6.9 ms にワイヤと母材の衝突が生じた。これは、正送速度が増加したことで、短絡してからの正送距離が増加したことが原因である。このような衝突は、実際のプロセスでも起こりうることで、最大正送速度を上昇させると離脱を妨げる効果が得られる一方、ワイヤと母材の衝突が生じる可能性も示された。なお、本モデルではワイヤと母材という固体状態の金属同士が衝突すると、それらをモデル内で分離することができなくなり、計算が破綻するため、Fig. 3.20 に掲載した結果は衝突直前の $t = 6.9$ ms までとした。

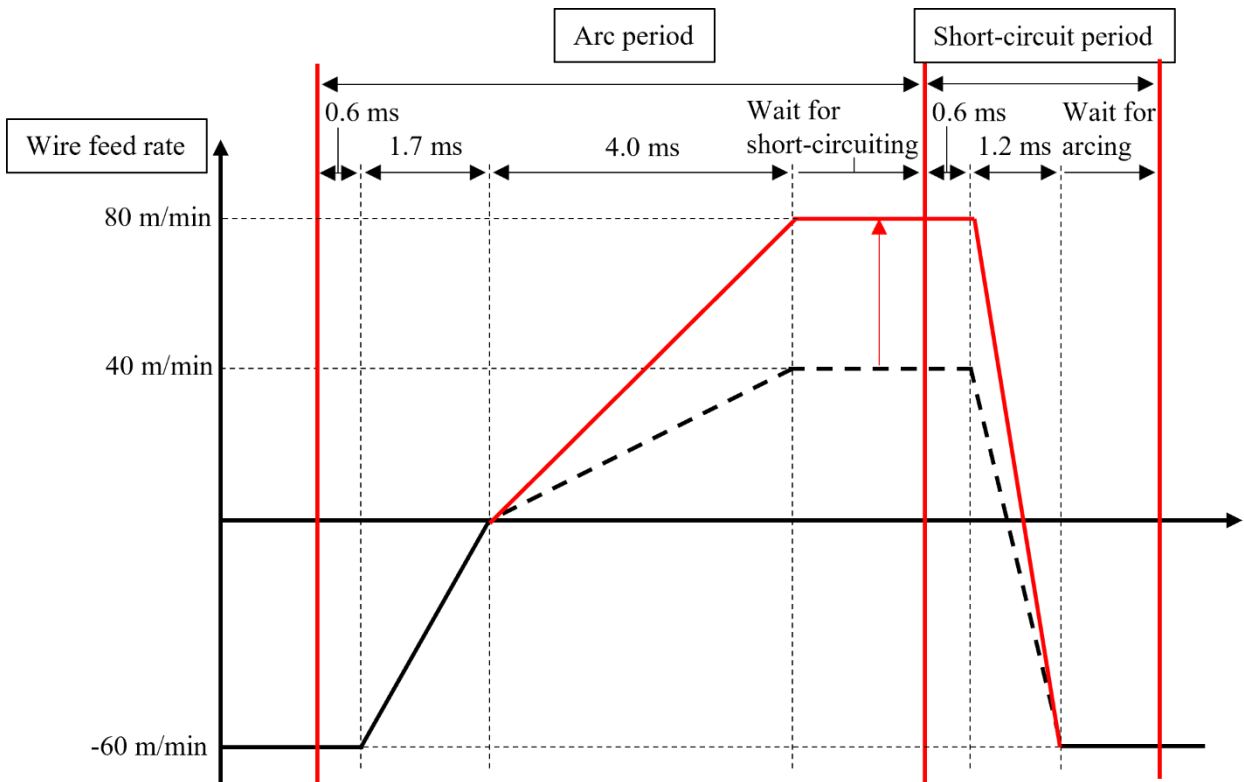


Fig. 3.19 Wire velocity waveform with increased maximum wire feed rate 80 m/min from the standard condition.

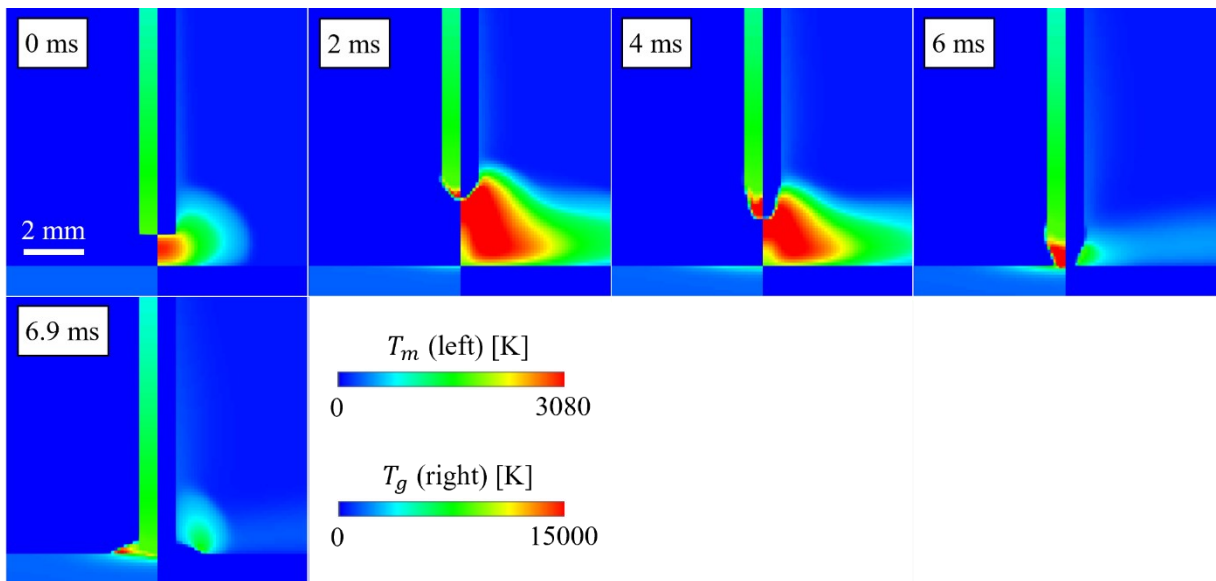


Fig. 3.20 Simulation result with increased arc peak current 300 A and increased maximum wire feed rate 80 m/min from the standard condition.

(d) ワイヤ正送加速度の影響

先ほどの最大正送速度を増加させることで変化したものに、速度そのものと、正送加速度の二つが挙げられるが、そのどちらが溶滴の離脱を妨げる効果に対して支配的であったかは定かでない。しかし、ワイヤを母材方向に加速することによって、ワイヤから見た溶滴は加速度に等価な見かけ上の力を母材と逆方向に受けるため、加速度の効果が支配的であることは予想できる。そこで次に、アーク

期間のワイヤの正送加速時間を 4 ms から 1 ms に減少させることで、最大正送速度を変えることなく、加速期間の正送加速度だけを增加させ、その効果を明らかにすることとした。具体的に、加速期間の正送加速度は約 166.7 m/s から約 666.7 m/s に増加する。変更後のワイヤ送給速度波形を Fig. 3.21 に、シミュレーション結果を Fig. 3.22 に示す。アーク期間に溶滴は離脱せずに短絡した。最大正送速度を増加したとき同様、 $t = \text{約 } 8.1 \text{ ms}$ で母材とワイヤの衝突が起こったが、正送加速度の増加は溶滴の離脱を妨げる効果があることが明らかとなった。

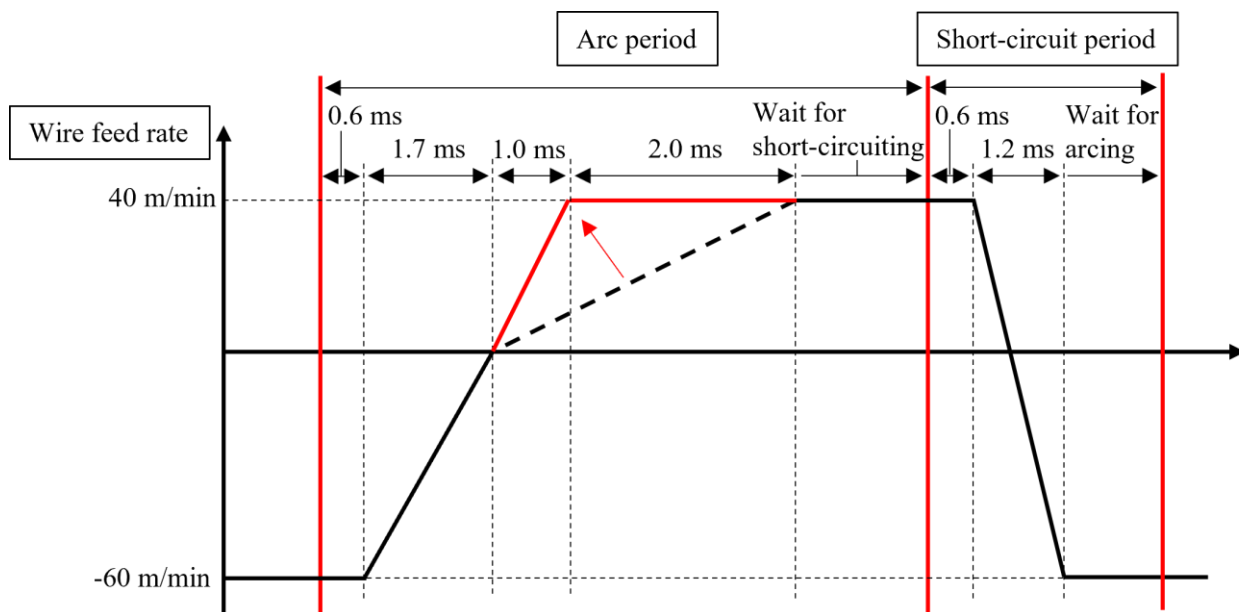


Fig. 3.21 Wire velocity waveform with reduced wire feed acceleration time 2 ms from the standard condition.

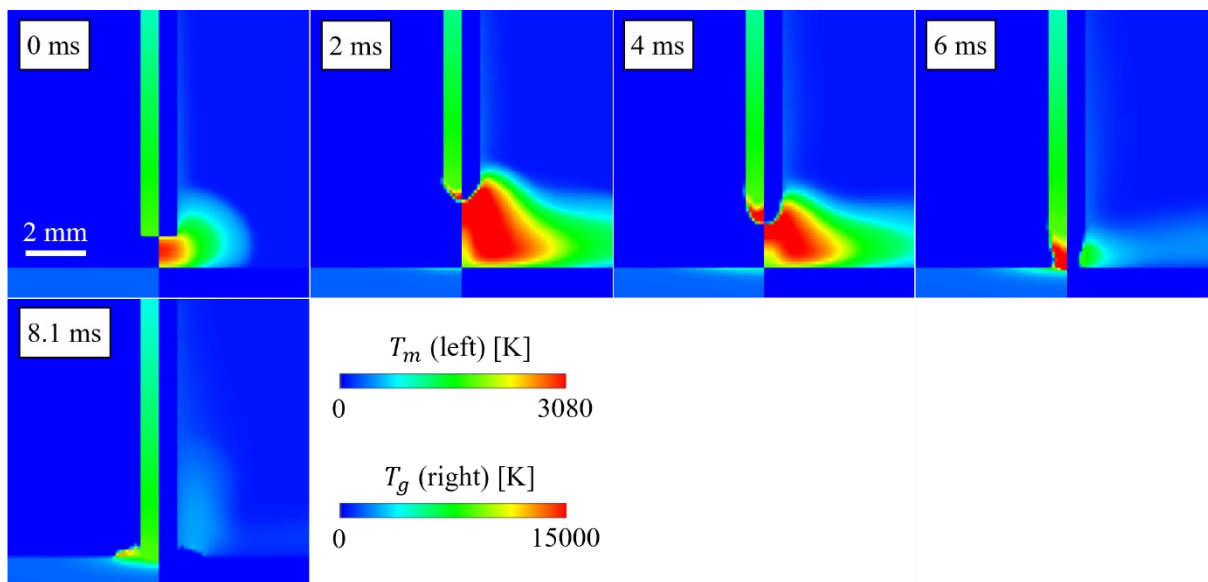


Fig. 3.22 Simulation result with increased arc peak current 300 A and reduced wire feed acceleration time 1 ms from the standard condition.

(e) ワイヤの正送加速度が溶滴に及ぼす効果の可視化

ワイヤに正送加速度を与えた時、溶滴内でどのようなことが起こって離脱を妨げる効果が得られているのかを可視化するため、以下の手順でシミュレーションを行った。

1. 静止したワイヤの先端に、アーク期間に形成される程度のワイヤ径よりも大きな溶滴（例えば、Fig. 3.16 の $t = 6$ ms 時点のもの）を懸垂させ、流動場が安定するまでの期間 10 ms 保持する。
2. 第 2 章の式(2.9)の金属の運動量保存式から、簡単のためアーク圧力、プラズマせん断力、電磁力の項を排除し、ワイヤから見た溶滴に作用する正送加速度に等価な見かけの力の項を加えた以下の式を用いて、ワイヤの位置を固定したまま溶滴の流動場を計算する。

$$\rho_c \frac{\partial \vec{u}_M}{\partial t} + \rho_c \nabla \cdot (\vec{u}_M \vec{u}_M) = -\nabla P_M + \nabla \cdot [\eta_c \{\nabla \vec{u}_M + (\nabla \vec{u}_M)^T\}] + \rho_c \vec{g} + \vec{F}_{ST} + \rho_c \alpha_{wire}, \quad (3.1)$$

ここで、 α_{wire} はワイヤの正送加速度 [m/s^2] である。

標準条件の正送加速期間において、4 ms の間に 40 m/min の加速度が与えられている。これは $\alpha_{wire} \cong 166.7 \text{ m/s}^2$ に値する加速条件であり、この加速度と加速時間を一例に検討を行った。加速期間 4 ms 間の溶滴形状の変化を Fig. 3.23 に示す。 $t = 0$ ms は加速度が与えられる直前の状態である。 $t = 1$ ms において溶滴がやや持ち上げられているように見えるが、その後は加速前の形状と大差ないように見える。次に、 α_{wire} を半分の 83.3 m/s^2 、2 倍の 333.3 m/s^2 とした条件の $t = 4$ ms での形状を比較したものを Fig. 3.24 に示す。 $\alpha_{wire} = 83.3 \text{ m/s}^2$ 、 $\alpha_{wire} = 333.3 \text{ m/s}^2$ の条件はそれぞれ最大正送速度を 20 m/min、80 m/min に変更したものと考えることができる。 Fig. 3.24 (a) は $\alpha_{wire} = 166.7 \text{ m/s}^2$ 、(b) は $\alpha_{wire} = 83.3 \text{ m/s}^2$ 、(c) は $\alpha_{wire} = 333.3 \text{ m/s}^2$ の結果であるが、 $\alpha_{wire} = 166.7 \text{ m/s}^2$ と $\alpha_{wire} = 83.3 \text{ m/s}^2$ では大きな違いが見られないが、 $\alpha_{wire} = 333.3 \text{ m/s}^2$ の時は他と比べて明らかに溶滴が上方方向に移動している。従って、正送加速度が大きいほど、溶滴の離脱を妨げる効果が大きいことが示唆された。

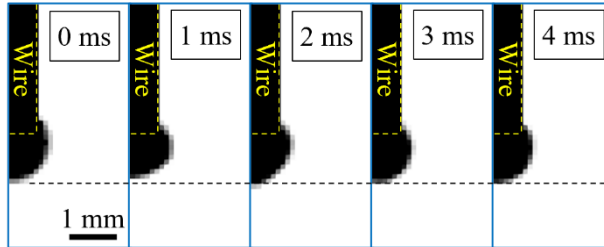


Fig. 3.23 Time change in droplet shape with $\alpha_{wire} = 166.7 \text{ m/s}^2$.

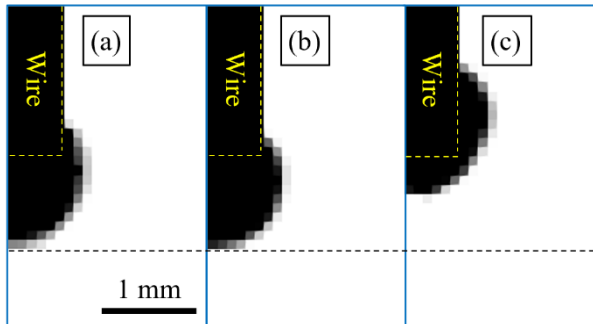


Fig. 3.24 Comparison of droplet shapes at $t = 4$ ms obtained by different acceleration. (a) $\alpha_{wire} = 83.3 \text{ m/s}^2$, (b) $\alpha_{wire} = 166.7 \text{ m/s}^2$, (c) $\alpha_{wire} = 333.3 \text{ m/s}^2$.

続いて、溶滴の離脱を妨げる力、すなわち z 方向正の向きの力が実際に溶滴内でどのように作用しているのか確かめた。Fig. 3.25 に示すのは、 $\alpha_{wire} = 166.7 \text{ m/s}^2$ を与えた時、溶滴内で z 方向に働く力の総量の時間変化である。その計算方法は、まず、溶滴内のある場所で働く力の総量 \vec{F}_{total} [N/m^3] を、式 (3.1) をもとにして

$$\vec{F}_{total} = -\rho_c \nabla \cdot (\vec{u}_M \vec{u}_M) - \nabla P_M + \nabla \cdot [\eta_c \{\nabla \vec{u}_M + (\nabla \vec{u}_M)^T\}] + \rho_c \vec{g} + \vec{F}_{ST} + \rho_c \alpha_{wire}$$

と定義する。そして、これにセルのコントロールボリュームをかけ、さらにそれを溶滴全体で足し合わせることで力の総量を計算した。Fig. 3.25 からは、加速度を与えた直後である $t = 0.1 \text{ ms}$ に瞬間的に大きな力が加わった後、力の大きさは振動しながらも概ね正の方向に作用しているが、 $t = 0.5 \text{ ms}$ には負の値の極小値をとるなど、力の向きは反転して溶滴を離脱させる方向に働く時間帯もあることがわかる。そこで、力が極大値をとった $t = 0.1 \text{ ms}$ と、負の値の極小値をとった $t = 0.5 \text{ ms}$ の溶滴内の \vec{F}_{total} の分布を Fig. 3.26 に示す。溶滴内部の力の向きに着目すると、 $t = 0.1 \text{ ms}$ ではほとんどが正の方向に向いているものが、 $t = 0.5 \text{ ms}$ では上半分で負の方向に向いている。そこで、各時間の溶滴内の圧力場と圧力勾配によって生じる力 \vec{F}_{pres} の分布を Fig. 3.27 に示す。なお、 \vec{F}_{pres} は以下のように定義する。

$$\vec{F}_{pres} = -\nabla P_M$$

また、ここで示す圧力の値は雰囲気圧力を 0 とした相対値である。 $t = 0.1 \text{ ms}$ に比べて、 $t = 0.5 \text{ ms}$ には圧力の最大値が上昇しており、圧力勾配も大きくなった結果、負の向きに作用している \vec{F}_{pres} の絶対値が全体的に大きくなっている。これは、加速度に等価な力が作用する時間が長くなることで内圧が徐々に高まり、圧力勾配によって生じる力が加速度に等価な力に対する反発力としてのピークに達したのだと考えられる。このように、正送加速度によって、おおむね溶滴を保持するような効果が得られるものの、瞬間的には離脱を促すような効果が表れる可能性があることもわかった。

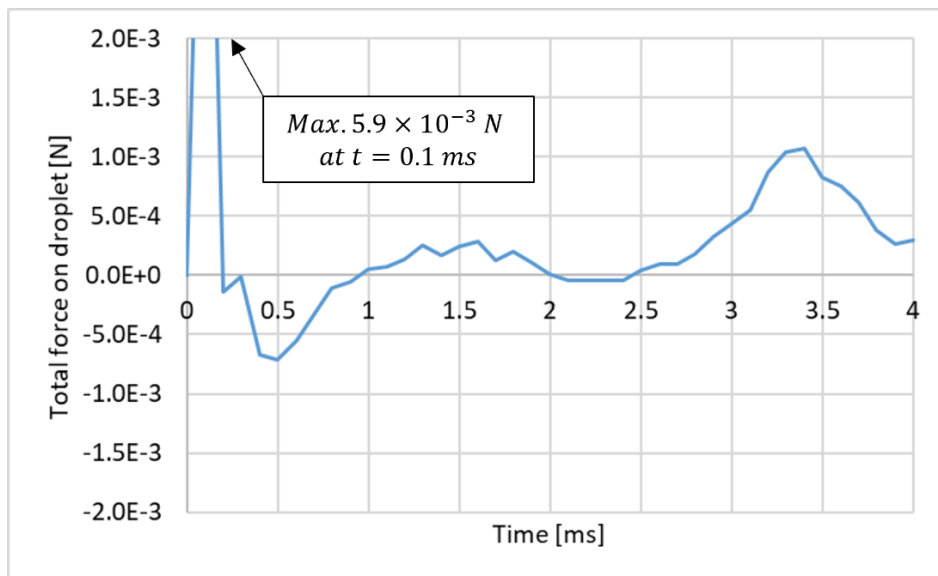


Fig. 3.25 Time change in z component of total force acting on droplet \vec{F}_{total} with $\alpha_{wire} = 166.7 \text{ m/s}^2$.

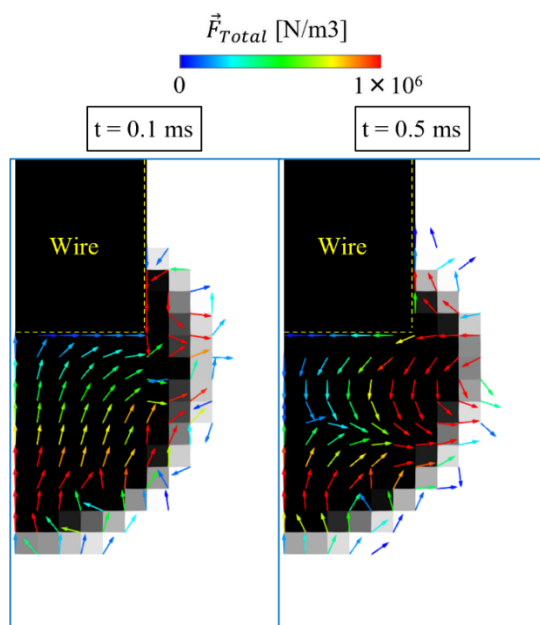


Fig. 3.26 Comparison of distribution of total force acting on droplet \vec{F}_{total} at $t = 0.1$ and 0.5 ms with $\alpha_{wire} = 166.7$ m/s².

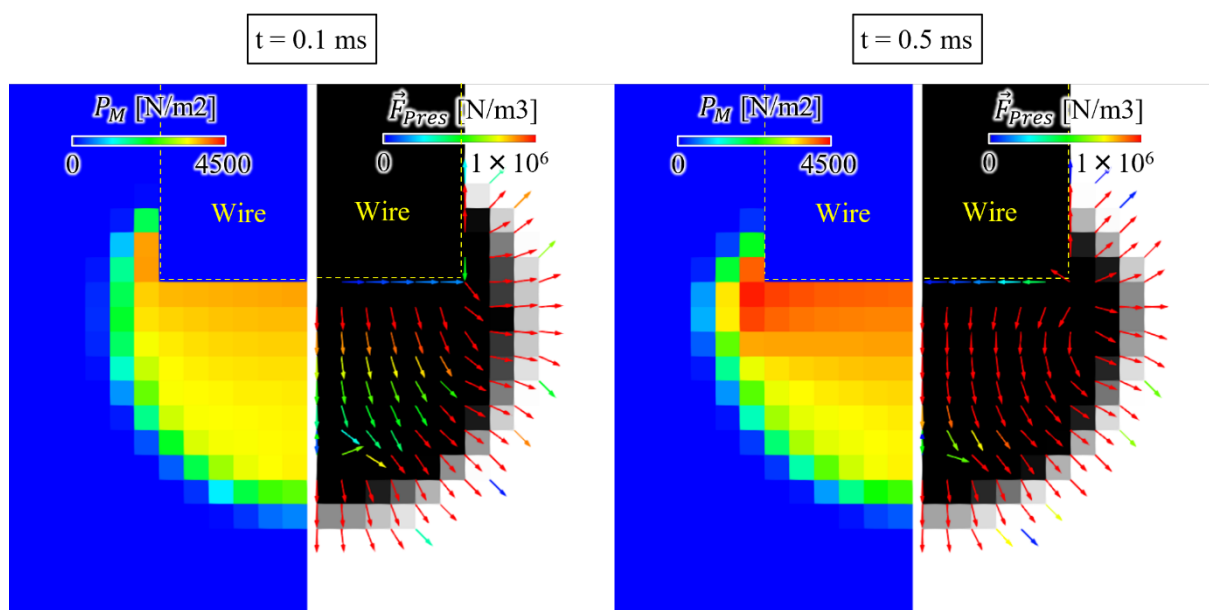


Fig. 3.27 Comparison of distributions of pressure P_M and driving force due to pressure gradient \vec{F}_{pres} at $t = 0.1$ and 0.5 ms with $\alpha_{wire} = 166.7$ m/s².

一方、正送加速度の効果としては、瞬間的に溶滴作用する力だけでなく、ある時間までにトータルで作用した力の大きさ、すなわち力積で評価することも有効と考えられる。Fig. 3.28 に、先ほどの3つの加速度を与えた時の溶滴に作用した \vec{F}_{total} の z 成分の力積の $t = 4$ msまでの時間変化を示す。力積が正の場合、加速前の $t = 0$ msを基準として、その時間までは溶滴を保持する効果があったことを意味し、負の場合は離脱を促す効果があったことを意味する。 $\alpha_{wire} = 83.3$ m/s²の時には、一時的に力積が負となる時間帯があるものの、それより大きな加速度では力積は常に正となり、どの時間までみても正送加速度が溶滴の離脱を妨げる効果を得られたこと、その効果は加速度が大きいほど大きいこ

とがわかる。

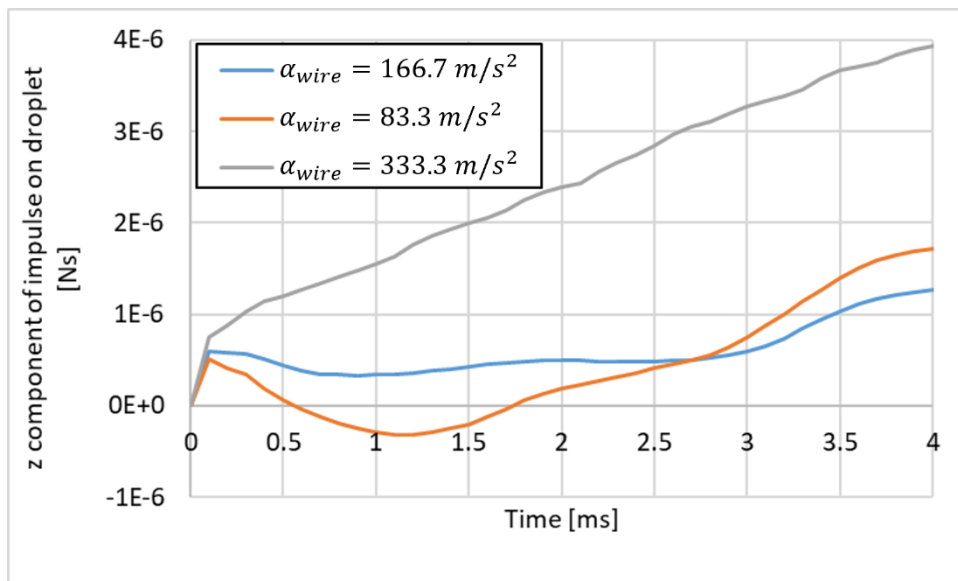


Fig. 3.28 z component of impulse on droplet with different acceleration.

最後に、3.2.1 (d)の加速期間の加速度を短縮することで正送加速度を増加する検討に対応するような加速度変化を与えて力積の変化を確認した。想定したワイヤ速度波形と、それに対応する正送加速度の時間変化を Fig. 3.29 に示す。一つ目は、4 ms の間に 40 m/min の加速を行う条件。これを基準に、二つ目は、加速時間を 2 ms に短縮し、それ以降は加速度 0 とする条件。三つ目は、加速期間を 1 ms に短縮し、それ以降は加速度を 0 にする条件である。加速期間の加速度はそれぞれ、約 166.7 m/s²、約 333.3 m/s²、約 666.7 m/s² に値する。シミュレーションで計算された z 方向の力の総量と力積の時間変化をそれぞれ Fig. 3.30 と 3.31 に示す。Fig. 3.30 から、加速状態から加速度を 0 にした瞬間に、z 方向の力が正から負に転じていることがわかる。また、加速度が大きいほど加速期間に受ける正方向の力が大きいものの、加速をやめた後の負の力も大きいことがわかる。これは、加速度が大きいほど溶滴の内圧も高くなり、内圧による反発力が多く気なるためと考えられる。従って、加速を途中でやめる場合は、単純に加速期間の加速度が大きいほど離脱を妨げる効果が大いとは言えず、加速をやめるタイミングによっては逆効果である可能性もあることがわかる。また、Fig. 3.31 の力積を確認しても、それが正しいとわかる。加速度が大きいほど加速期間の力積は大きく上昇するが、加速をやめると加速度が大きかったほど大きく減少していき、 $t = 3.0 \sim 3.5$ ms の間に負に転じて、それ以降は離脱を妨げるには逆効果として作用していることがわかる。一方で、本検討の三つ目の条件に相当する、3.2.1 (d) で加速時間を 4 ms から 1 ms に減少して加速度を増加させた条件で溶滴が離脱しなかったのは、加速度が上昇することで標準条件よりも早く最大速度の 40 m/min に達し、その分短絡までの時間が短くなったことも要因と考えられる。実際に、標準条件では加速開始から短絡まで約 7.9 ms かかっていたものが、上記の条件では約 5.6 ms に短縮されていた。

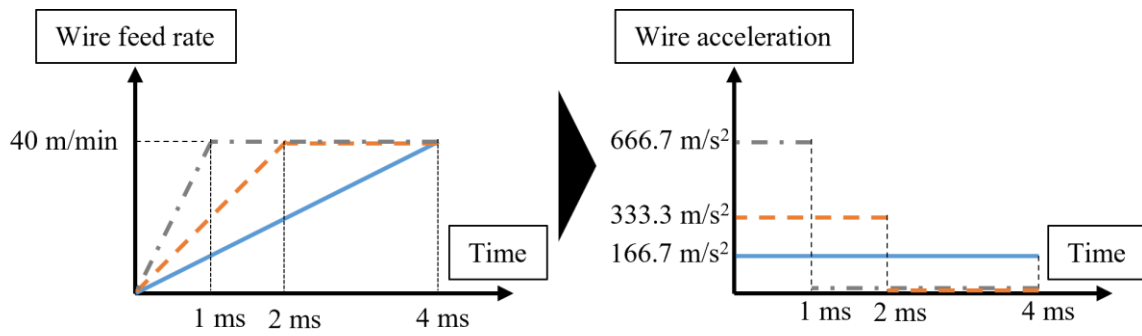


Fig. 3.29 Considered wire velocity and corresponding wire acceleration for the investigation.

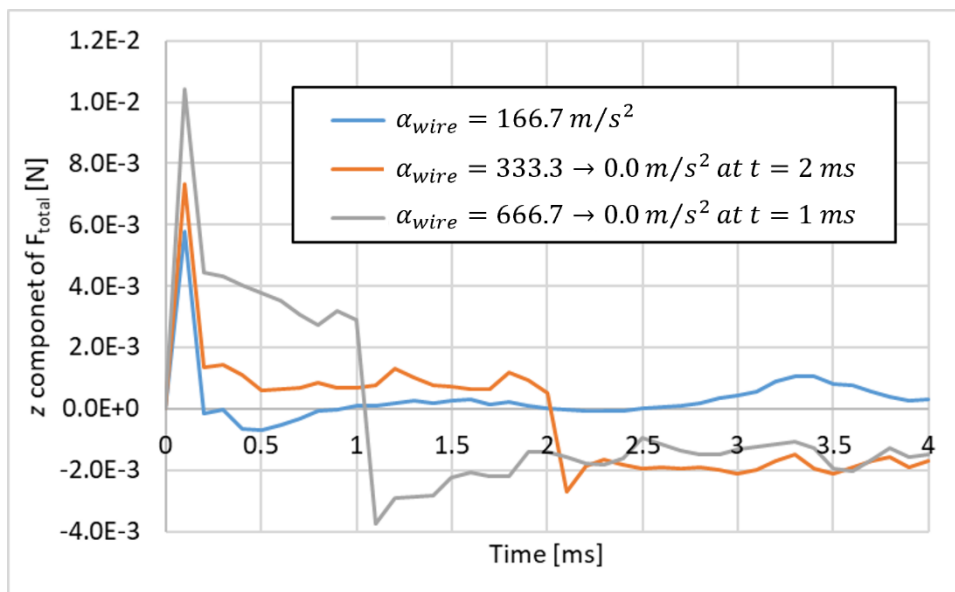


Fig. 3.30 Comparison of time change in z component of total force acting on droplet \vec{F}_{total} with different acceleration.

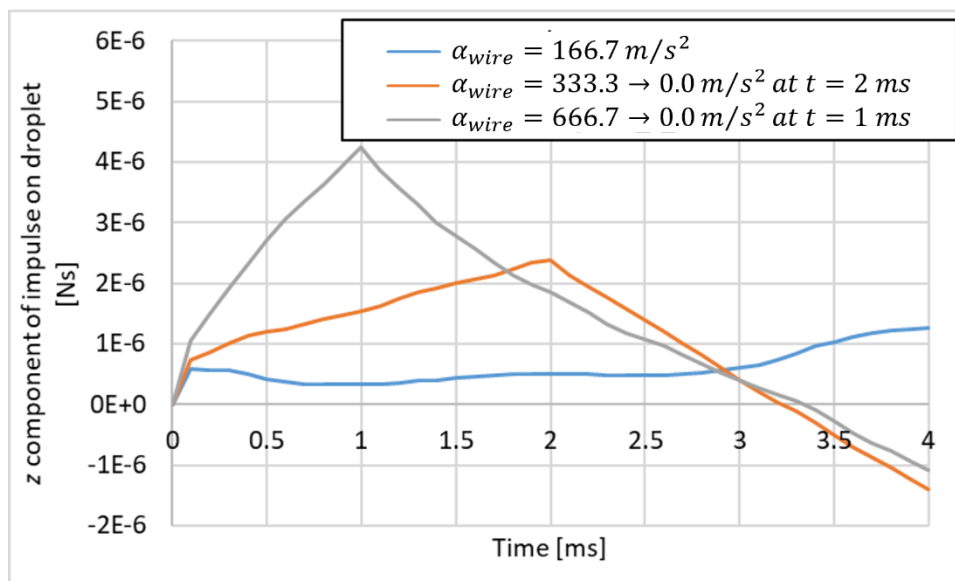


Fig. 3.31 Comparison of z component of impulse on droplet with different acceleration.

(f) シミュレーション結果のまとめ

以上の検討から、本プロセスにおいて、アークピーク電流値を増加すると溶滴が離脱しやすくなること、ワイヤの最大正送速度の増加や正送加速時間の短縮によるワイヤの正送加速度の増加によって溶滴が離脱しづらくなることが明らかとなった。また、加速を続けている限りは、正送加速度が大きいほど離脱を妨げる効果は大きいですが、加速をやめると、場合によっては離脱を促進する効果として作用することも、溶滴に作用する力の分布や力積の時間変化から明らかになった。

3.2.2 実験結果

シミュレーションで得られた結果の妥当性を検証するため、シミュレーションと同様の条件で実験した結果を記載する。

(a) 標準条件

まずは、標準条件で行った実験結果を Fig. 3.32 に示す。固体ワイヤの輪郭を実線で、溶滴の輪郭を点線で補足した。図中に示す時間の $t=0$ ms はアークが再点弧した時間である。アーク期間の $t=0\sim 7$ ms に溶滴は離脱せず、プロセスの周期も安定していた。

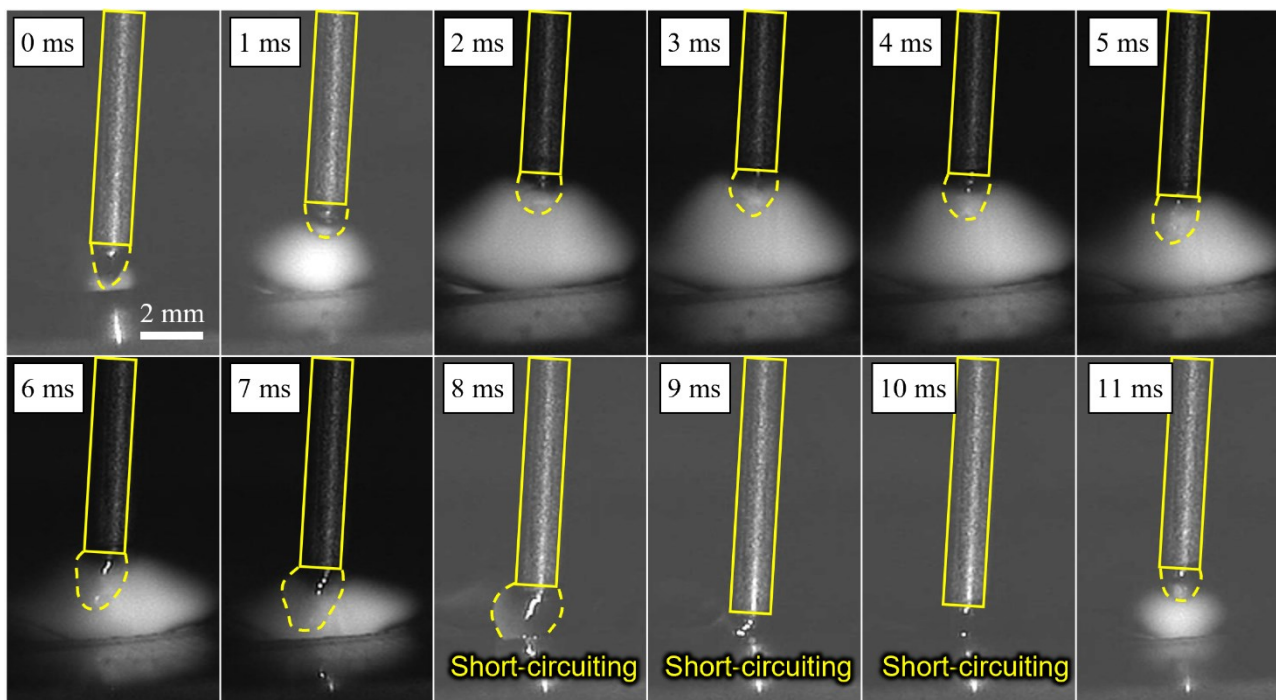


Fig. 3.32 Experimental result with the standard condition.

(b) アークピーク電流値の影響

次に、アークピーク電流値を標準条件の 250 A から 25 A ずつ増加させていき、アーク期間に溶滴が離脱する電流値を特定した。その結果、アークピーク電流値 400 A で溶滴が離脱したため、その様子を Fig. 3.33 に示す。 $t=5$ ms には懸垂溶滴にくびれができ、 $t=7$ ms には溶滴が離脱している。溶滴が離脱する電流値はシミュレーションでの 300 A と差があるものの、アークピーク電流値が増加すると溶滴が離脱するという傾向は一致した。以降はシミュレーションと同様に、アークピーク電流値を溶滴が離脱する 400 A に固定して、ワイヤ送給の効果を確認する。

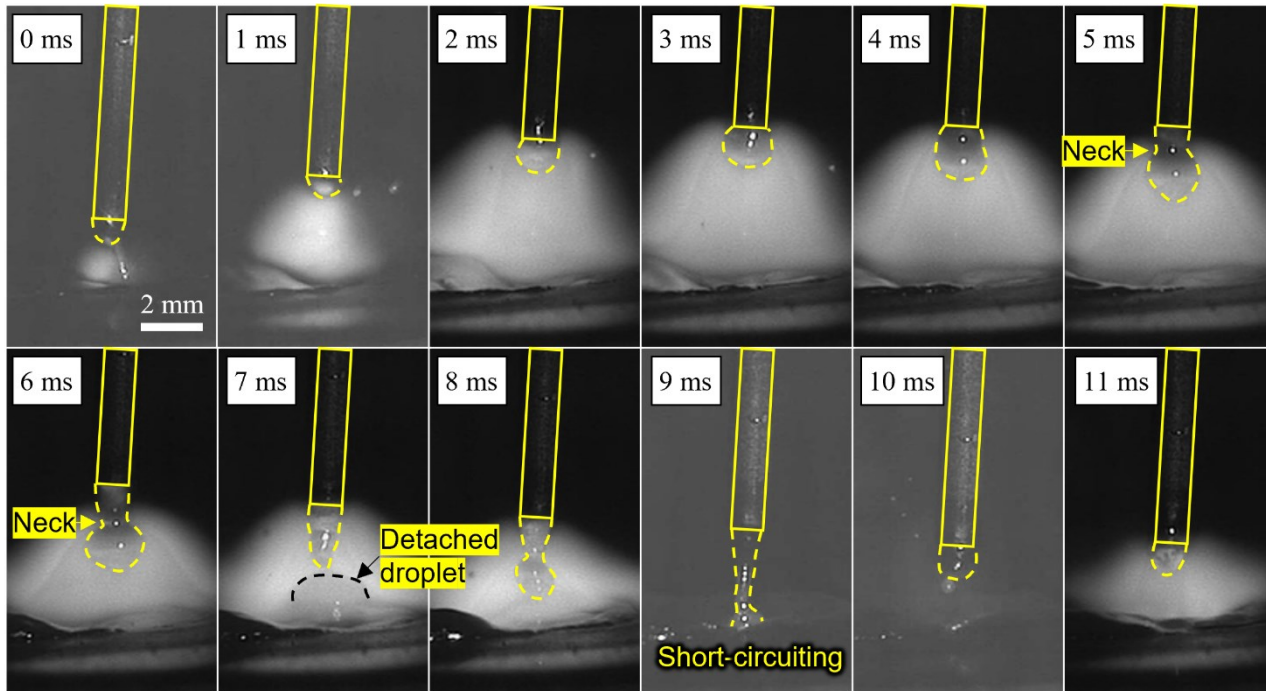


Fig. 3.33 Experimental result with increased arc peak current 400 A from the standard condition.

(c) ワイヤの最大正送速度の影響

続いて、ワイヤの最大正送速度を標準条件の 40 m/min から 80 m/min に増加して実験した結果を Fig. 3.34 に示す。アーク期間の $t = 0 \sim 7$ ms に溶滴が離脱しなくなったことから、シミュレーションと同様に、ワイヤの最大正送速度の増加によって溶滴が離脱しづらくなる効果が確認できた。また、シミュレーションと同様に、時折ワイヤが母材に衝突する挙動も見られた。

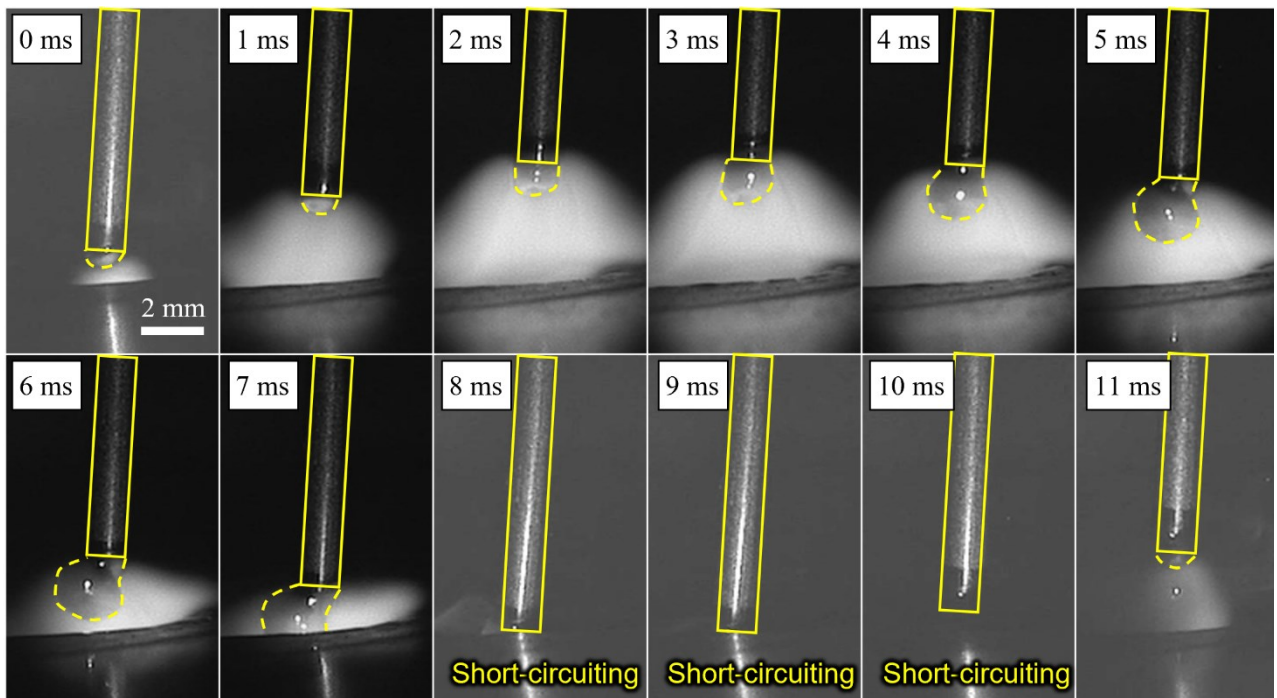


Fig. 3.34 Experimental result with increased arc peak current 400 A and increased maximum wire feed rate 80 m/min from the standard condition.

(d) ワイヤ正送加速度の影響

続いて、ワイヤの正送加速時間を 4 ms から 1 ms に短縮して、正送加速度を増加させた。その結果を Fig. 3.35 に示す。アーク期間の $t=8$ ms に見られるように、ときおり溶滴が離脱したものの、シミュレーションと同様に、正送加速度を増加させない条件に比べると溶滴は離脱しづらくなることを確認した。

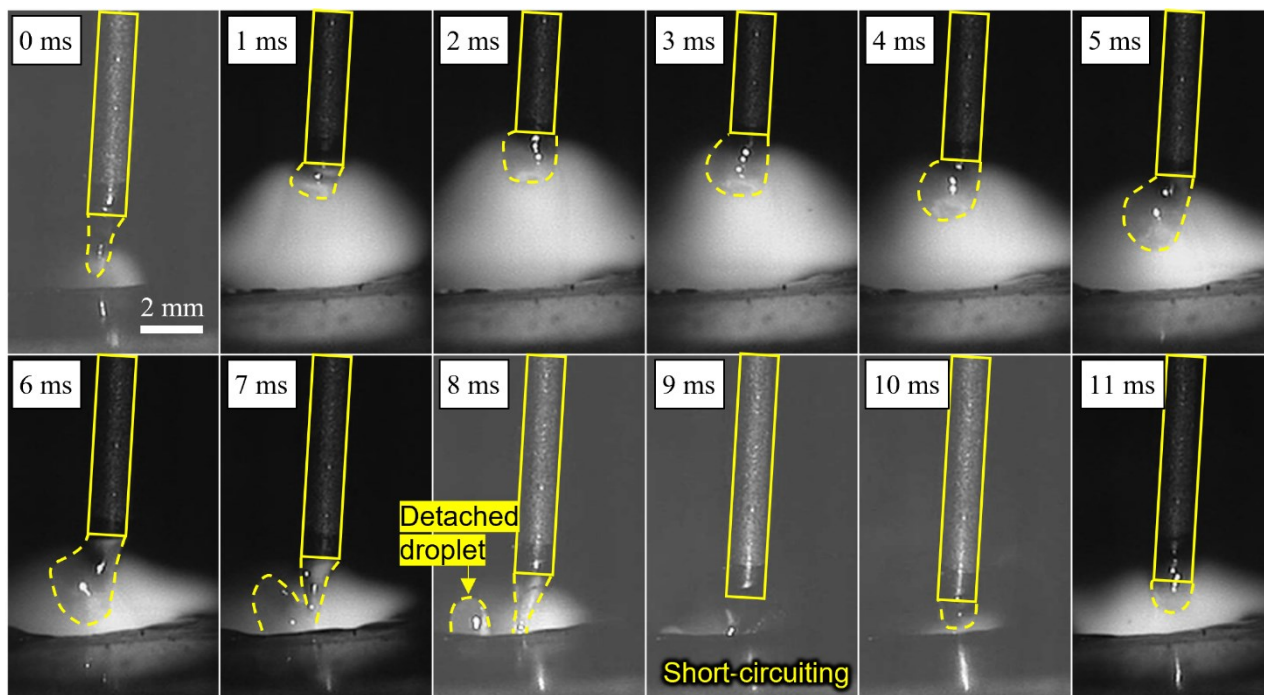


Fig. 3.35 Experimental result with increased arc peak current 400 A and reduced acceleration time for wire feed 1 ms from the standard condition.

(e) 実験結果のまとめ

以上の実験結果からも、アークピーク電流値を増加すると溶滴が離脱するようになることが確認された。ただし、離脱が生じ始める電流値は 400 A と、シミュレーションでの 300 A とは 100 A の差があった。また、ワイヤの正送加速度を増加させると溶滴が離脱しづらくなることも確認した。

3.3 まとめ

本章では、実験結果との比較によって LTE モデルの妥当性を検証した。まずは、LTE モデルが定電圧特性・ワイヤ一定送給の GMA 溶接プロセスにおける電流値とガス種の変化に伴う溶滴移行形態の変化を定性的に再現可能であることが明らかになった。次に、溶接電流・ワイヤ送給制御を伴う短絡移行プロセスのアーク期間における溶滴の離脱に影響を及ぼす因子の解明を通じて、本プロセスを再現する上でも十分に妥当な結果を得られることが明らかになった。

一方で、ワイヤ熔融速度と釣り合うワイヤ送給速度が実際のプロセスに比べて小さいことも明らかになった。離脱した溶滴の温度場を確認すると、一様に沸点に達しており、過去の計測結果と比較しても過熱状態である可能性が考えられた。仮に溶滴が過熱状態であるとすると、溶滴表面の電流密度分布が実際と異なること、ひいては溶滴近傍の電気伝導率分布が実際と異なることが原因の一つと予

想される。本 LTE モデルではアークプラズマの局所熱平衡が常に仮定されているが、実際のアーク溶接の電極近傍では熱非平衡が観測されている。従って、シミュレーションモデルでもアークプラズマの非平衡性を考慮することが、ここで抽出された課題の解決につながるのではないかと考えられる。

参考文献

- [1] 恵良哲生: ワイヤプッシュプル送給と電流波形の同期制御による溶滴移行制御. 溶接学会誌 **84** (2015) pp. 234-238.
- [2] J. Needham, C. Cooksey and D. Milner: The transfer of metal in inert-gas-shielded arc welding. *British Welding Journal* **7** (1966) pp. 101-114.
- [3] 平田好則: パルスアーク溶接. 溶接学会誌 **71** (2002) pp. 389-404.
- [4] S. Rhee and E. Kannatey-Asibu Jr.: Observation of metal transfer during gas metal arc welding. *Welding Journal* **71** (1992) 381s-386s.
- [5] 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. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** (2013) 224008.
- [6] A. Haelsig, M. Kusch and P. Mayr, Calorimetric analyses of the comprehensive heat flow for gas metal arc welding. *Weld World* **59** (2015) pp. 191-199.
- [7] J. Soderstrom, K. M. Scott and P. F. Mendez, Calorimetric measurement of droplet temperature in GMAW. *Welding Journal* **90** (2011) pp. 77s-84s.
- [8] C. McIntosh, J. Chapuis and P. Mendez, Effect of Ar-CO₂ gas blends on droplet temperature in GMAW. *Welding Journal* **95** (2016) pp. 273s-279s.
- [9] 山崎圭, 山本恵理, 鈴木啓一, 興石房樹, 和木謙治, 田代真一, 田中学, 中田一博: 赤外線二色放射測温法による GMA 溶接の溶滴温度測定. 溶接学会論文集 **26** (2008) pp. 214-219.
- [10] 溶接学会溶接法研究委員会: 新溶接アーク現象. 東京: 産報出版 (2021).

第 4 章 ガスメタルアーク溶接プロセスにおけるアークプラズマの非平衡モデル

第 3 章では、アークプラズマの局所熱平衡を仮定したモデル (LTE モデル) のシミュレーション結果を実験結果と比較し、その妥当性を検証するとともに、課題の抽出を行った。その結果、ワイヤ溶融速度と釣り合うワイヤ送給速度が実際よりも小さい値となり、それは溶滴の過熱が原因である可能性があると考えた。溶滴への入熱密度分布は電流密度分布と密接な関係があることから、溶滴近傍の電気伝導率分布に実際との乖離があるのではないかと推察した。ティグ溶接においては陽極や陰極の近傍でアークプラズマの非平衡が観測されており、GMA 溶接も例外ではないと思われる。従って、シミュレーションモデルにおける局所熱平衡の仮定が根本的な問題であると考えた。

そこで本研究では、GMA 溶接におけるアークプラズマの非平衡モデルを構築し、非平衡性を決定する因子を明らかにすることとした。本章では、構築した非平衡モデルの支配方程式、非平衡性を考慮した熱物性値、輸送係数、放射係数などの計算手法の説明を行った後、まずは簡単のために電極の形状と温度を一定として行った計算結果と、それに対する考察を記載する。

4.1 アークプラズマの非平衡モデルの模式図とモデリング上の仮定

Fig. 4.1 に非平衡モデルの模式図を示す。計算領域にはワイヤ、溶滴、母材、ノズルが含まれており、それ以外の部分はシールドガスで満たされているとした。本章では簡単のために電極の形状と温度を固定した計算を行うため、鉄蒸気の発生源として、高温状態にある仮想溶滴をワイヤの先端に用意した。ワイヤ径は 1.2 mm、母材厚さは 1.0 mm、チップ母材間距離は 15 mm、溶滴先端と母材との距離は 3 mm とした。一定とする電極の温度分布や計算条件などは、結果を記載する 4.5 節で改めて説明する。

非平衡モデルはいくつかの仮定の下に構築しており、それらを以下に列挙する。

- i. ワイヤ、溶滴、母材、ノズルおよびアークプラズマは軸対称の構造をもつ。
- ii. ガスの流れは層流かつ非圧縮とする。
- iii. アークプラズマは光学的に薄いとする。
- iv. アークプラズマ中には、 e^- , Ar, Ar^+ , Ar^{2+} , Fe, Fe^+ , Fe^{2+} の計 7 種の化学種が存在し得る。
- v. 局所空間において電子と重粒子は異なる温度をとり得る。
- vi. 局所空間において全ての重粒子は同じ温度をとる。
- vii. 局所空間においてプラズマ中の電離・再結合の化学反応は平衡状態とは限らない。
- viii. 局所空間において電気的中性が常に成立する。
- ix. 電離プロセスは電子衝突電離、再結合プロセスは電子を三体目とした三体再結合が支配的であるとする。
- x. 蒸発直後の鉄は原子の状態であり、凝縮するときには原子・イオンどちらの状態もとり得る。

仮定 iv) に関して、本モデルではシールドガスに純 Ar を想定し、陽極・陰極とアークプラズマの間では鉄の蒸発・凝縮が生じるとしたため、重粒子としては Ar とそのイオン、Fe とそのイオンを考慮することとした。

仮定 v) と vi) に関して、本モデルでは電子と重粒子の 2 つのエネルギー保存式を解くことで、電子と重粒子の 2 つの温度を計算する、いわゆる 2 温度モデルを採用した。

仮定 vii) と viii) に関して、本モデルではプラズマ中の各化学種の質量分率は、電離・再結合の化学反応

が電子温度と重粒子温度に対して平衡状態にあると仮定して決定するのではなく、化学反応も考慮した質量保存式に基づいてその時間発展を計算した。ただし、電子の質量保存式は直接計算せず、各重粒子の質量保存式を解いた後、得られたイオンの電荷の総和と電子の電荷が等しくなるように電子の質量分率を決定した。

仮定ixに関して、電離と再結合の反応レートは、いずれも電子衝突電離断面積に基づいて計算する。

仮定xに関して、蒸発流束は Fe 原子のみで構成されるとする。凝縮流束は Fe イオンも含むプラズマ中の Fe 種の分圧に基づいて計算し、凝縮流束を構成する Fe 種の割合は、プラズマ中の Fe 種の割合と等しいとする。

以上の仮定をもとに立てた支配方程式を計算することで、本モデルでは熱・化学非平衡を考慮したアークプラズマの計算を行う。

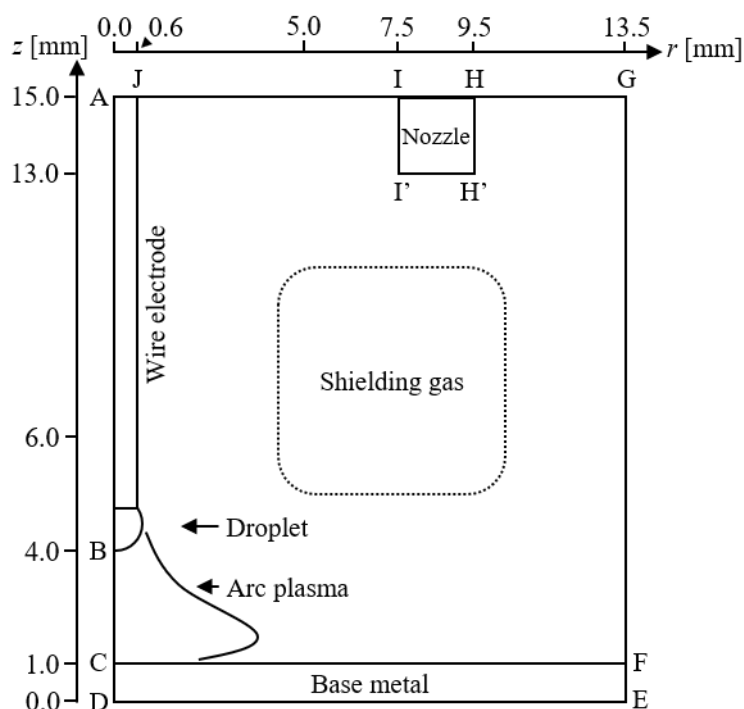


Fig. 4.1 Schematic image of the non-equilibrium model of arc plasma.

4.2 支配方程式

4.2.1 ガス相の速度・圧力場と電磁場

速度・圧力場と電磁場の計算に際しては、ガス相は電子・重粒子の区別のない一つの電磁流体として取り扱った。すなわち、速度・圧力場と電磁場はそれぞれ一元化された質量密度 ρ と電気伝導率 σ で記述する。これはLTEモデルと完全に同じ取り扱いであるため、速度・圧力場を記述する質量保存式と運動保存式、電磁場の支配方程式は第2章に記載したものと同一とした。

4.2.2 化学種の質量分率、数密度、ガス相の質量密度

アークプラズマ中の各化学種の質量分率、数密度およびガス相の質量密度を求めるための支配方程式を以下に示す。

各重粒子の質量保存式：

$$\frac{\partial(\rho Y_j)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} Y_j) = -\nabla \cdot \vec{J}_{dif,j} + S_{ioni,j} + S_{vap,j} \quad (4.1)$$

電気的中性：

$$\frac{Y_e}{m_e} = \sum_{j \neq e} \frac{z_j Y_j}{m_j} \quad (4.2)$$

質量バランス：

$$\sum_j Y_j = 1 \quad (4.3)$$

気体の状態方程式：

$$P_{atm} = \rho \sum_j \frac{Y_j}{m_j} k_B T_j \quad (4.4)$$

粒子数密度：

$$n_j = \frac{\rho Y_j}{m_j} \quad (4.5)$$

ここで、 Y , \vec{J}_{dif} , S_{ioni} , m , z はそれぞれ質量分率[-], 拡散質量流束[kg/m²s], 化学反応による質量生成速度[kg/m³s], 粒子1個当たりの質量[kg], 粒子の価数[-]である。添え字の j は化学種の種類を表す。式(4.1)の質量保存式の右辺の第1~3項はそれぞれ、拡散、化学反応、鉄の蒸発・凝縮による質量の変化を表す項である。式(4.2)の電気的中性の式の左辺は注目セルにおける電子の負の電荷、右辺はイオンの正の電荷の総和にそれぞれ比例する値である。

計算手順として、まずは式(4.1)を各重粒子に対して解き、各重粒子の質量分率の仮の値を得る。次に、式(4.2)を用いて、イオンの正の電荷の総和と等しくなるような電子の質量分率を求める。質量保存式を解くことで得られた仮の質量分率の総和は常に1となるのが理想ではあるが、数値計算上、現時点での総和は必ずしも1ではない。そこで次に、式(4.3)を用いて質量分率の総和が1となるように仮の質量分率を調整し、質量分率の計算結果を確定する。その後、確定した質量分率と、電子、重粒子の温度を式(4.4)の気体の状態方程式に代入して、速度・圧力場の計算に用いるガス相の質量密度を求める。ただし、想定する圧力は常に大気圧とする。さらに、輸送係数等の計算に用いる各化学種の数密度も、これまでに求めた質量分率と質量密度を式(4.5)に代入することで得られる。式(4.1)の右辺の各項の計算方法は後ほど説明する。

4.2.3 温度場

電子、重粒子の2温度を計算するために用いる各エネルギー保存式を以下に示す。

電子のエネルギー保存式：

$$\frac{\partial(\rho H_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_e \vec{u} H_e) = \nabla \cdot (\lambda_e^{tr} \nabla T_e) - \nabla \cdot (H_e \vec{J}_{dif,e}) - Q_{rad,e} - Q_{e-h}^{el} - Q_{ioni} + \frac{|j|^2}{\sigma} \quad (4.6)$$

重粒子のエネルギー保存式：

$$\frac{\partial(\rho_h H_h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_h \vec{u} H_h) = \nabla \cdot (\lambda_h^{tr} \nabla T_h) - \sum_{j \neq e} \nabla \cdot (H_j \vec{J}_{dif,j}) - Q_{rad,h} + Q_{e-h}^{el} + Q_{ioni} + Q_{vap} \quad (4.7)$$

ここで、 λ^{tr} , Q_{rad} , Q_{e-h}^{el} , Q_{ioni} はそれぞれ並進運動熱伝導率[W/(m·K)], 体積当たりの発光強度[W/m³],

電子と重粒子の弾性衝突によるエネルギー交換量[W/m³], 化学反応熱[W/m³]である. 添え字の e と h はそれぞれ電子と重粒子を意味する. 各式の右辺第2項は化学種の拡散に伴うエネルギー変化, 第3項は粒子間衝突による励起からの脱励起に伴う放射損失, 第4項は電子と重粒子の弾性衝突によるエネルギー交換, 第5項は化学反応による電子の熱運動エネルギーと重粒子の内部エネルギーの変化を表す. 式(4.6)の右辺第6項はジュール発熱を表す. 本モデルでは電流密度に対するイオン流束の割合は電子流束に比べて十分に小さいとしたため, ジュール発熱は重粒子のエネルギー保存式には考慮せず, 電子のエネルギー保存式にのみ考慮した. 式(4.7)の右辺第6項は鉄の蒸発に伴うエネルギー変化を表す. 本モデルでは, 電離エネルギーは電子からのみ供給されるとし, なおかつ Q_{ioni} は電離が生じるとき正となるように定義した. そのため, Q_{ioni} は絶対値が同じものを式(4.6)には負の符号, 式(4.7)には正の符号とともに与えた. 同様に, 電子-重粒子間のエネルギー交換を表す Q_{e-h}^{el} はエネルギーが電子から重粒子に移動するとき正となるように定義したため, 絶対値が同じものを式(4.6)には負の符号, 式(4.7)には正の符号とともに与えた.

4.2.4 拡散質量流束

式(4.1)の質量保存式, 式(4.6), (4.7)のエネルギー保存式では, 拡散による質量・エネルギーの変化を記述するために拡散質量流束 \vec{J}_{dif} を用いている. 本モデルでは, 各重粒子の拡散質量流束を以下のように記述した.

$$\vec{J}_{dif,j} = -c_{mole}M_jD_j\nabla x_j + (\rho_j c_{mole}/\rho) \sum_{k \neq e} M_k D_k \nabla x_k + (c_{mole}/P_{atm}) \left[M_j q_j \rho_j D_j - (\rho_j/\rho) \sum_{k \neq e} M_k q_k \rho_k D_k \right] \vec{E}_{amb} - D_j^T \nabla \ln T_j \quad (4.8)$$

$$\vec{E}_{amb} = (P_{atm}/q_e \rho_e) \nabla x_e \quad (4.9)$$

ここで, c_{mole} , M , D , x , q , \vec{E}_{amb} , D_j^T はそれぞれモル密度[mol/m³], モル質量[kg/mol], 有効拡散係数 (effective diffusion coefficient[1]) [m²/s], モル分率[-], 粒子の単位質量当たりの電荷[C/kg], 拡散に際して電子とイオンの運動度の違いによって生じる電荷の偏りが生み出す電場[V/m], 熱拡散係数[kg/(m·s)]である. なお, c_{mole} は $\sum_j \rho Y_j/M_j$ と表される. 式(4.8)の右辺第1項と第2項は濃度勾配に起因する拡散, 第3項は両極性拡散を表し, Ramshaw[2]による中性・無磁場プラズマにおける両極性拡散を伴う拡散流束をモデル化した論文を参考に記述した. 右辺第4項は熱拡散を表し, Hirschfelderら[3]の著書を参考に記述した. なお, 式(4.8)は, 電子の質量は重粒子の質量に比べて十分に小さいことから, 電子の拡散質量流束も重粒子に比べて十分に小さいとの仮定の下に, 各重粒子の拡散質量流束を記述したものである. 電子の拡散質量流束は, 両極性拡散の効果で電子とイオンの拡散速度は等しくなるという仮定のもと, 式(4.8)で求めた各イオンの拡散質量流束を用いて,

$$\vec{J}_{dif,e} = m_e \sum_{j \neq e} \frac{Z_j}{m_j} \vec{J}_{dif,j} \quad (4.10)$$

と求めた[2].

4.2.5 化学反応と反応レート

本モデルでは, Table 4.1 に示す4つの正反応と, それらに対応する逆反応を考慮した. 例えば, 化学反応 No. 1 の正反応は Ar の電子衝突電離, 逆反応は Ar⁺の三体再結合を意味する. 化学反応に伴う重粒子の質量生成レートは, 正反応レート α_f^+ [m³/s], 逆反応レート α_f^- [m⁶/s]と, それに関与する粒子の

数密度によって決定する．なお，添え字の l は Table 4.1 の化学反応 No. を表す．例えば Ar の場合は以下の式(4.11)，Ar⁺の場合は式(4.12)，Ar²⁺の場合は式(4.13)のように記述する．

$$S_{ioni,Ar} = m_{Ar}(-\alpha_1^f n_e n_{Ar} + \alpha_1^r n_e^2 n_{Ar^+}) \quad (4.11)$$

$$S_{ioni,Ar^+} = m_{Ar}(\alpha_1^f n_e n_{Ar} - \alpha_1^r n_e^2 n_{Ar^+} - \alpha_2^f n_e n_{Ar^+} + \alpha_2^r n_e^2 n_{Ar^{2+}}) \quad (4.12)$$

$$S_{ioni,Ar^{2+}} = m_{Ar}(\alpha_2^f n_e n_{Ar^+} - \alpha_2^r n_e^2 n_{Ar^{2+}}) \quad (4.13)$$

式(4.11)の場合，右辺のカッコ内の第 1 項は Ar の電離による Ar の減少を意味し，カッコ内の第 2 項は Ar⁺の再結合による Ar の増加を意味する．Fe 種の場合も同様に記述する．エネルギーの生成レートは，

$$Q_{ioni} = \sum_l \psi_{react,l}(\alpha_l^f n_e n_j - \alpha_l^r n_e^2 n_{j^+}), \quad (4.14)$$

と表される．ここで， $\psi_{react,l}$ は反応熱[J]である．本モデルでは，反応熱は基底状態からのイオン化エネルギーと等価であり，NIST のデータベース[4]から取得したイオン化ポテンシャルから求めた．右辺のカッコ内の第 1 項は，電離を引き起こす電子と重粒子の衝突による電子の熱運動エネルギーの減少と重粒子の内部エネルギーの増加を意味し，第 2 項は再結合に伴うフォトンの放出による重粒子の内部エネルギーの減少とそれを受け取る電子のエネルギーの増加を意味する．

続いて，化学反応レートの計算方法を説明する．本研究では，化学反応 No. に応じて 2 つの異なる計算手法を採用した．反応 No. 1 の Ar の電離と Ar⁺の再結合の場合，Hoffert ら[5]によって提案され，より精度の高い電離断面積の計測値を用いて Owano ら[6]によって改良された式を用いて三体再結合レートを計算した．ただし，この式を用いると，再結合レートは低温域では急激な変化を示し，計算の不安定性の原因となり得るため，本モデルでは 3500 K 以下の低温域では Mitchner ら[7]の著書に記載されている近似式を適用した．最終的な α_1^r の計算式を以下に示す．

$$\alpha_1^r = \begin{cases} 3.30 \times 10^{-44} \left(\frac{135300}{T_e} + 2 \right) \exp\left(\frac{47800}{T_e}\right) & , T_e \geq 3500 \\ 1.09 \times 10^{-20} T_e^{-9/2} & , T_e < 3500 \end{cases} \quad (4.15)$$

化学反応 No. 2-4 の場合，正反応レートとして電子衝突電離レートを，電子の熱運動速度の Maxwell 分布を仮定した以下の式によって求める[8]．

$$\alpha_l^f = \sqrt{\frac{8}{\pi m_e}} \left(\frac{1}{k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{E_T}^{\infty} E \sigma_{ioni,l}(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) dE, \quad (4.16)$$

ここで， E_T ， E ， σ_{ioni} はそれぞれ電離が起こる衝突エネルギー閾値[J]，衝突エネルギー[J]，電子衝突電離断面積[m²]を表す．衝突エネルギーに依存する σ_{ioni} は Younger の手法[9]より以下の式で計算した．

$$E_{bind,l}^n E \sigma_{ioni,l}^n(E) = A_l^n \left(1 - \frac{E_{bind,l}^n}{E} \right) + B_l^n \left(1 - \frac{E_{bind,l}^n}{E} \right)^2 + C_l^n \ln \frac{E}{E_{bind,l}^n} + \frac{E_{bind,l}^n}{E} D_l^n \ln \frac{E}{E_{bind,l}^n} \quad (4.17)$$

この手法[9]では電離に際して，最外殻と 1 つ内側の殻，さらに 1 つ内側の殻の計 3 つの殻から電子を放出することを考慮している．従って， $\sigma_{ioni,l}^n(E)$ は外から n 番目の殻からの電離断面積， $E_{bind,l}^n$ は n 番目の殻の電子の結合エネルギーを意味する．また，これによって式(4.16)は以下のように書き換えられる．

$$\alpha_l^f = \sqrt{\frac{8}{\pi m_e}} \left(\frac{1}{k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \sum_n^3 \int_{E_{bind,l}^n}^{\infty} E \sigma_{ioni,l}^n(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right) dE, \quad (4.18)$$

計算に必要なパラメータ A_l^n , B_l^n , C_l^n , D_l^n , および $E_{bind,l}^n$ は Arnaud [10] によって提供されており, Ar^+ と Fe^+ の電離断面積に対してはそれを直接引用した. ただし, 1985 年に文献[10]が公開された時点では, その中でもふれられているように, Fe の電子衝突電離断面積の計測値は報告されていなかった. 粒子固有の値である結合エネルギーと Bethe 係数[11]と呼ばれる C_l^n 以外のフィッティングパラメータ A_l^n , B_l^n , D_l^n は, 式(4.17)で計算する電離断面積が計測値にフィットするように決定されるという性質上, それらは Fe に対しては予測値とせざるを得なかった[10]. しかし, その後の 1990 年に, Fe の電子衝突電離断面積の計測値は Freund ら[12]によって報告された. そのため, 本研究では文献[12]の計測値へのフィッティングによって Fe の電離断面積を計算するためのパラメータ A_l^n , B_l^n , D_l^n を新たに決定した. Fe の最外殻に対して得られたパラメータを Table 4.2 に示す. なお, 電離断面積への寄与が小さい内殻のパラメータは依然として文献[10]からの引用とした.

ここまで, 反応 No. 1 に関しては逆反応レート, 反応 No. 2-4 に関しては正反応レートを求めたが, それぞれの対になる反応レートは, 以下の式を用いて求めた[13].

$$\alpha_l^f = K_l \alpha_l^r, \quad (4.19)$$

ここで, K は電離平衡定数 [m^3] であり, 以下の式で表される[14].

$$K = \frac{2 \cdot Z_+}{Z} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\psi_{reac}}{k_B T_e}\right) \quad (4.20)$$

式(4.19)と式(4.20)の組み合わせは, 本モデルの化学反応レートが電子温度に対して反応が平衡に向かうような値に決定されることを意味する. なお, Z および Z_+ はそれぞれ電離前と後の重粒子の分配関数である. 分配関数は以下のように定義され[14], NIST のデータベース[4]から取得した統計重価 g と励起ポテンシャル φ を代入することで得られる.

$$Z_j = g_{j,0} + g_{j,1} \exp\left(\frac{-e\varphi_{j,1}}{k_B T_e}\right) + \dots + g_{j,m} \exp\left(\frac{-e\varphi_{j,m}}{k_B T_e}\right) \quad (4.21)$$

ここで, 添え字の m は励起準位を意味する.

確認のために, 熱平衡を仮定して計算した正反応レートを Fig. 4.2 に示す. Fe 種は同じ価数の Ar 種よりレートが大きく計算されており, Fe 種の方が Ar 種よりも電離しやすいことを示している. これは, Fe 種のイオン化エネルギーの方が低いことを考えれば妥当なものである.

Table 4.1 Chemical reactions considered in the model.

No.	Reaction
1	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + e + e$
2	$\text{Ar}^+ + e \rightarrow \text{Ar}^{2+} + e + e$
3	$\text{Fe} + e \rightarrow \text{Fe}^+ + e + e$
4	$\text{Fe}^+ + e \rightarrow \text{Fe}^{2+} + e + e$

Table 4.2 Parameters used in the model to calculate the electron-impact ionization rate for Fe atom via Younger's method [9].

Shell	A [$10^{-18} \text{ m}^2 \text{ eV}^2$]	B [$10^{-18} \text{ m}^2 \text{ eV}^2$]	D [$10^{-18} \text{ m}^2 \text{ eV}^2$]
4s ²	106.9	-67.8	-95.1

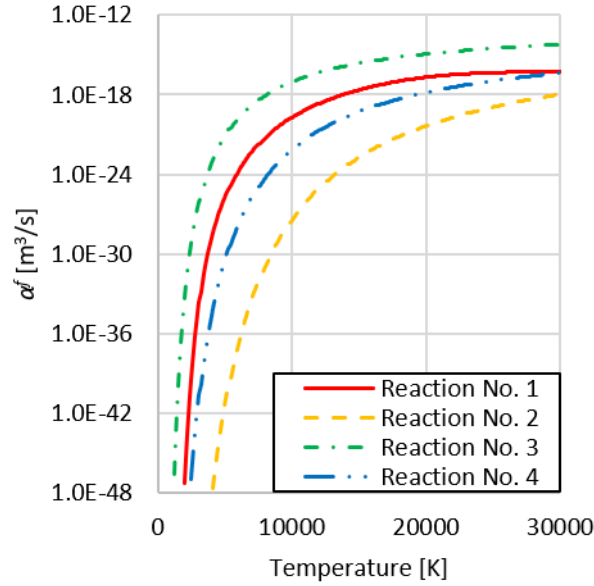


Fig. 4.2 Forward reaction rates calculated by the authors assuming local thermal equilibrium. Reaction numbers correspond to those presented in Table 4.1.

4.2.6 鉄の蒸発・凝縮に伴う質量とエネルギーの生成レート

鉄蒸気の発生に伴う質量生成レート S_{vap} とエネルギー生成レート Q_{vap} を求めるにあたり、まずは LTE モデル同様に蒸気流束を Hertz–Knudsen–Langmuir の式から以下のように定義した。

$$\vec{J}_{vap} = - \frac{m_{Fe}}{2\pi k_B} \left(\frac{P_{Fe}^S - P_{Fe}^P}{\sqrt{T_M}} \right) \cdot \vec{n}, \quad (4.22)$$

蒸気圧 P_{Fe}^S は LTE モデル同様に以下の Clausius–Clapeyron equation の式で与えた。

$$P_{Fe}^S = P_{atm} \exp \left[- \frac{m_{Fe} H_b}{k_B} \left(\frac{1}{T_M} - \frac{1}{T_b} \right) \right], \quad (4.23)$$

次に、本モデルではガス相の鉄蒸気分圧 P_{Fe}^P を以下のように 2 温度と各化学種の数密度を考慮して定義した。

$$P_{Fe}^P = P_{atm} \frac{(n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{2+}}) k_B T_h}{n_e k_B T_e + \sum_{j \neq e} n_j k_B T_h}. \quad (4.24)$$

これをもとに各 Fe 種の質量生成レートを求めるが、このとき $P_{Fe}^S - P_{Fe}^P$ が正で蒸発が起こるとき、

$$\begin{cases} \vec{J}_{vap, Fe} = \vec{J}_{vap} \\ \vec{J}_{vap, Fe^+} = 0 \\ \vec{J}_{vap, Fe^{2+}} = 0 \end{cases} \quad (4.25)$$

$P_{Fe}^S - P_{Fe}^P$ が負で凝縮が起こるとき、

$$\begin{cases} \vec{J}_{vap,Fe} = \frac{n_{Fe}}{n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{2+}}} \vec{J}_{vap} \\ \vec{J}_{vap,Fe^+} = \frac{n_{Fe^+}}{n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{2+}}} \vec{J}_{vap} \\ \vec{J}_{vap,Fe^{2+}} = \frac{n_{Fe^{2+}}}{n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{2+}}} \vec{J}_{vap} \end{cases} \quad (4.26)$$

とする。これらを用いて、 $S_{vap,j}$ と Q_{vap} は、

$$S_{vap,j} = -\nabla \cdot \vec{J}_{vap,j}, \quad (4.27)$$

$$Q_{vap} = -\nabla \cdot (H_{Fe}(T_M) \vec{J}_{vap,Fe}) - \nabla \cdot (H_{Fe^+}(T_M) \vec{J}_{vap,Fe^+}) - \nabla \cdot (H_{Fe^{2+}}(T_M) \vec{J}_{vap,Fe^{2+}}), \quad (4.28)$$

と表される。ここで、 $H(T_M)$ は温度 T_M のときの Fe 種のエンタルピーである。

4.2.7 熱物性値

ここでは、エネルギー保存式の計算に用いる電子および重粒子の密度とエンタルピーの計算方法を説明する。ガス相を一流体として扱うための密度 ρ は式(4.4)で求めたが、電子と重粒子それぞれの密度は以下のように計算する。

$$\rho_e = \rho Y_e \quad (4.29)$$

$$\rho_h = \sum_{j \neq e} \rho Y_j \quad (4.30)$$

また、電子および重粒子のエンタルピーは以下のように表される[13,15].

$$H_e = \frac{5 k_B T_e}{2 m_e}, \quad (4.31)$$

$$H_h = \sum_{j \neq e} Y_j \left(\frac{5 k_B T_h}{2 m_j} + k_B T_h^2 \frac{\partial \ln Z_j}{\partial T} + \Delta_f H_j \right), \quad (4.32)$$

ここで、 $\Delta_f H$ は標準生成エンタルピーを表す。本モデルでは、 $\Delta_f H$ は総イオン化エネルギー（すなわち、2 価のイオンの場合は第 1 イオン化エネルギーと第 2 イオン化エネルギーの和）を粒子の質量で割ったもの、さらに鉄の場合には溶融潜熱 H_m と蒸発潜熱 H_b から成るとした。なお、 H_m と H_b の値は第 2 章の Table 2.4 に記載してある。

4.2.8 輸送係数

電気伝導率、粘性係数、並進運動熱伝導率、拡散係数、熱拡散係数といった輸送係数は Chapman-Enskog 法[16]によって計算した。各輸送係数の計算方法を以下に示す。なお、計算に必要な衝突積分 $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ [m²]に関しては 4.2.9 項で説明する

(a) 電気伝導率 σ

電気伝導率の計算には Devoto[17]によって示されている Chapman-Enskog 法の 2 次精度の近似式(4.33)を適用した。

$$\sigma = \frac{e^2 n_e n m_e}{\rho k_B T_e} [D_{ee}]_2 \quad (4.33)$$

$$[D_{ee}]_2 = \frac{3 n_e \rho}{2 n m_e} \left(\frac{2 \pi k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{1}{q^{00} - (q^{01})^2 / q^{11}} \quad (4.34)$$

$$q^{00} = 8 \sum_j n_e n_j \Omega_{ej}^{(1,1)} \quad (4.35)$$

$$q^{01} = 8 \sum_j n_e n_j \left(\frac{5}{2} \Omega_{ej}^{(1,1)} - 3 \Omega_{ej}^{(1,2)} \right) \quad (4.36)$$

$$q^{11} = 8\sqrt{2} n_e^2 \Omega_{ee}^{(2,2)} + 8 \sum_j n_e n_j \left(\frac{25}{4} \Omega_{ej}^{(1,1)} - 15 \Omega_{ej}^{(1,2)} + 12 \Omega_{ej}^{(1,3)} \right) \quad (4.37)$$

ここで、 e は電荷素量[C], $[\mathcal{D}_{ee}]_2$ は2次精度の電子の拡散係数[m²/s]である。

(b) 粘性係数 η

粘性係数は Hirschfelder らの1次精度の方法で求めた[3].

$$\eta = \sum_i \frac{x_i^2}{H_{ii}} - \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{x_i x_j H_{ij}}{H_{ii} H_{jj}} \quad (4.38)$$

$$H_{ij} = \begin{cases} \frac{x_i^2}{[\eta_{ij}]_1} + \sum_{k \neq i} \frac{2x_i x_k}{[\eta_{ik}]_1} \frac{M_i M_k}{(M_i + M_k)^2} \left(\frac{5}{3A_{ik}^*} + \frac{M_k}{M_i} \right), & i = j \\ -\frac{2x_i x_j}{[\eta_{ij}]_1} \frac{M_i M_j}{(M_i + M_j)^2} \left(\frac{5}{3A_{ij}^*} - 1 \right), & i \neq j \end{cases} \quad (4.39)$$

$$[\eta_{ij}]_1 = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{2\pi m_i m_j k_B T / (m_i + m_j)}}{\Omega_{ij}^{(2,2)}} \quad (4.40)$$

$$A_{ij}^* = \Omega_{ij}^{(2,2)} / \Omega_{ij}^{1,1} \quad (4.41)$$

$$B_{ij}^* = \left(5\Omega_{ij}^{(1,2)} - 4\Omega_{ij}^{(1,3)} \right) / \Omega_{ij}^{1,1} \quad (4.42)$$

$$C_{ij}^* = \Omega_{ij}^{(1,2)} / \Omega_{ij}^{1,1} \quad (4.43)$$

$[\eta_{ij}]_1$ は2元系プラズマの1次精度の粘性係数であるが、粒子 i か j のどちらか一方でも電子であった場合、 $[\eta_{ij}]_1$ の式(4.40)に代入する温度は電子温度とし、そうでなければ重粒子温度とする。これは、粒子間の衝突に対して、運動度が大きい電子の影響が重粒子よりも十分に大きいとする仮定に基づく。

(c) 並進運動熱伝導率 λ^{tr}

並進運動熱伝導率は Hirschfelder らの1次精度の方法で求めた[3]. まず、多元系プラズマの並進運動熱伝導率は、電子と重粒子の要素の足し合わせとして $\lambda^{tr} = \lambda_e^{tr} + \lambda_h^{tr}$ と書くことができる[18]. これを前提に、まずは λ^{tr} を以下に列挙する式に基づいて求め、続いて同様の手法で λ_h^{tr} を求めた後、 $\lambda_e^{tr} = \lambda^{tr} - \lambda_h^{tr}$ として電子、重粒子それぞれの並進運動熱伝導率を計算する。なお、 λ_h^{tr} を求める際は、式(4.43)の行列式を構築にあたって電子の存在を排除し、要素 L を計算する際も電子との相互作用は無視して計算する。

$$\lambda^{tr} = 4 \frac{\begin{vmatrix} L_{11}^{00} & \dots & L_{1n}^{00} & L_{11}^{01} & \dots & L_{1n}^{01} & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ L_{n1}^{00} & \dots & L_{nn}^{00} & L_{n1}^{01} & \dots & L_{nn}^{01} & 0 \\ L_{11}^{10} & \dots & L_{1n}^{10} & L_{11}^{11} & \dots & L_{1n}^{11} & x_1 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ L_{n1}^{10} & \dots & L_{nn}^{10} & L_{n1}^{11} & \dots & L_{nn}^{11} & x_n \\ 0 & \dots & 0 & x_1 & \dots & x_n & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{11}^{00} & \dots & L_{1n}^{00} & L_{11}^{01} & \dots & L_{1n}^{01} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ L_{n1}^{00} & \dots & L_{nn}^{00} & L_{n1}^{01} & \dots & L_{nn}^{01} \\ L_{11}^{10} & \dots & L_{1n}^{10} & L_{11}^{11} & \dots & L_{1n}^{11} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ L_{n1}^{10} & \dots & L_{nn}^{10} & L_{n1}^{11} & \dots & L_{nn}^{11} \end{vmatrix}} \quad (4.44)$$

$$L_{ij}^{00} = \begin{cases} 0, & i = j \\ \frac{2x_i x_j}{A_{ij}^* [\lambda_{ij}]_1} + \sum_{k \neq i} \frac{2x_j x_k M_j}{M_i A_{ik}^* [\lambda_{ik}]_1}, & i \neq j \end{cases} \quad (4.45)$$

$$L_{ij}^{01} = \begin{cases} 5 \sum_{k \neq i} \frac{2x_i x_k M_k (\frac{6}{5} C_{ik}^* - 1)}{(M_i + M_k) A_{ik}^* [\lambda_{ik}]_1}, & i = j \\ -5x_i x_j \frac{M_i (\frac{6}{5} C_{ik}^* - 1)}{(M_i + M_j) A_{ij}^* [\lambda_{ij}]_1}, & i \neq j \end{cases} \quad (4.46)$$

$$L_{ij}^{10} = \frac{M_j}{M_i} L_{ij}^{01} \quad (4.47)$$

$$L_{ij}^{11} = \begin{cases} -\frac{4x_i^2}{[\lambda_{ii}]_1} - \sum_{k \neq i} \frac{2x_i x_k \left[\frac{15}{2} M_i^2 + \frac{25}{4} M_k^2 - 3M_k^2 B_{ik}^* + 4M_i M_k A_{ik}^* \right]}{(M_i + M_k)^2 A_{ik}^* [\lambda_{ik}]_1}, & i = j \\ \frac{2x_i x_j M_i M_j}{(M_i + M_j)^2 A_{ij}^* [\lambda_{ij}]_1} \left[\frac{55}{4} - 3B_{ik}^* - 4A_{ik}^* \right], & i \neq j \end{cases} \quad (4.48)$$

$$[\lambda_{ij}]_1 = \frac{25}{32} \frac{\sqrt{(m_i + m_j) \pi k_B T / 2m_i m_j}}{\Omega_{ij}^{(2,2)}} \left(\frac{3}{2} k_B \right) \quad (4.49)$$

$[\lambda_{ij}]_1$ は 2 元系プラズマの 1 次精度の熱伝導率であるが、粒子 i か j のどちらか一方でも電子であった場合、 $[\lambda_{ij}]_1$ の式(4.49)に代入する温度は電子温度とし、そうでなければ重粒子温度とする。

式(4.44)の分子、分母の行列のサイズは、存在する化学種の数 n とすると、それぞれ $(2n+1) \times (2n+1)$ 、 $(2n) \times (2n)$ となる。このとき、 n は本モデルで考慮する化学種の数 $= 7$ ではなく、注目する時空間に存在する化学種の数、すなわち $x_j \neq 0$ の種の数としなければ行列式が常に 0 となってしまうことに注意したい。分母・分子の各行列式は、各行列を上三角行列化してから、その対角成分を掛け合わせることで求めた。

(d) 熱拡散係数 D^T

熱拡散係数は Hirschfelder らの 1 次精度の方法で求めた[3].

$$D_k^T = -\frac{8m_k}{5k_B} \frac{\begin{vmatrix} L_{11}^{00} & \dots & L_{1n}^{00} & L_{11}^{01} & \dots & L_{1n}^{01} & 0 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ L_{n1}^{00} & \dots & L_{nn}^{00} & L_{n1}^{01} & \dots & L_{nn}^{01} & 0 \\ L_{11}^{10} & \dots & L_{1n}^{10} & L_{11}^{11} & \dots & L_{1n}^{11} & x_1 \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ L_{n1}^{10} & \dots & L_{nn}^{10} & L_{n1}^{11} & \dots & L_{nn}^{11} & x_n \\ x_1 \delta_{1k} & \dots & x_n \delta_{nk} & 0 & \dots & 0 & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{11}^{00} & \dots & L_{1n}^{00} & L_{11}^{01} & \dots & L_{1n}^{01} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ L_{n1}^{00} & \dots & L_{nn}^{00} & L_{n1}^{01} & \dots & L_{nn}^{01} \\ L_{11}^{10} & \dots & L_{1n}^{10} & L_{11}^{11} & \dots & L_{1n}^{11} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ L_{n1}^{10} & \dots & L_{nn}^{10} & L_{n1}^{11} & \dots & L_{nn}^{11} \end{vmatrix}} \quad (4.50)$$

ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。分子・分母の各行列の構築方法と行列式の計算方法は熱伝導率の場合と同様である。

(e) 拡散係数

拡散質量流束の計算に必要な有効拡散係数と、それを求めるのに必要な2成分間の拡散係数の計算式を以下に列挙する。

まず、2成分間の拡散係数は Hirschfelder らの1次精度の方法で求めた[3].

$$D_{ij} = \frac{3}{16} \frac{\sqrt{\frac{2\pi k_B^3 T^3 (m_i + m_j)}{m_i m_j}}}{P_{atm} \Omega_{ij}^{(1,1)}} \quad (4.51)$$

有効拡散係数は Ramshaw の論文[1]に基づいて定義した。

$$D_j = \frac{1 - Y_j}{\sum_{k \neq j} x_k / D_{jk}} \quad (4.52)$$

4.2.9 衝突積分

輸送係数の計算には、粒子同士のすべての相互作用に応じた衝突積分 $\Omega_{ij}^{(l,s)}$ が必要になる。本モデルでは、Table 4.3 に示すように合計28の粒子間インタラクション（15 charged-charged, 2 electron-neutral, 8 ion-neutral, 3 neutral-neutral interactions）を考慮した。いくつかの相互作用に対する衝突積分の値は、すでにいくつかの文献[19,20]にまとめられており、直接利用できる。また、いくつかの場合には比較的単純な式とパラメータを用いて計算できる。そうでなければ、以下の一連の式を用いて計算することになる[3].

$$\Omega_{ij}^{(l,s)}(T) = \frac{4(l+1)}{(s+1)! [2l+1 - (-1)^l]} \int_0^\infty \gamma^{2s+3} Q_{ij}^{(l)} e^{-\gamma^2} d\gamma, \quad (4.53)$$

$$Q_{ij}^{(l)}(E) = 2\pi \int_0^\infty b(1 - \cos^l \chi) db, \quad (4.54)$$

$$\chi(b, E) = \pi - \int_{r_c}^\infty \frac{1}{r^2} \left[1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{\varphi(r)}{E} \right]^{-\frac{1}{2}} dr, \quad (4.55)$$

$$E = \sqrt{\frac{2k_B T}{\mu_{ij}}}, \quad (4.56)$$

$$\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}, \quad (4.57)$$

ここで、 $Q_{ij}^{(l)}$, b , χ , r_c , φ and μ_{ij} はそれぞれ粒子 i と粒子 j の間の衝突断面積[m²], 衝突パラメータ[m], 偏向角[rad], 粒子間最近接距離[m], 粒子間ポテンシャル[m/s], 換算質量[kg]を表す. 相互作用の種類に応じた衝突積分の計算方法を以下に記述する.

Table 4.3 List of all interactions between the particles involved in the model.

No.	Interaction	No.	Interaction	No.	Interaction	No.	Interaction
1	e-e	8	Ar-Ar	15	Ar ⁺ -Ar ⁺	22	Ar ²⁺ -Fe ²⁺
2	e-Ar	9	Ar-Ar ⁺	16	Ar ⁺ -Fe	23	Fe-Fe
3	e-Ar ⁺	10	Ar-Ar ²⁺	17	Ar ⁺ -Fe ⁺	24	Fe-Fe ⁺
4	e-Ar ²⁺	11	Ar-Fe	18	Ar ⁺ -Fe ²⁺	25	Fe-Fe ²⁺
5	e-Fe	12	Ar-Fe ⁺	19	Ar ²⁺ -Ar ²⁺	26	Fe ⁺ -Fe ⁺
6	e-Fe ⁺	13	Ar-Fe ²⁺	20	Ar ²⁺ -Fe	27	Fe ⁺ -Fe ²⁺
7	e-Fe ²⁺	14	Ar ⁺ -Ar ⁺	21	Ar ²⁺ -Fe ⁺	28	Fe ²⁺ -Fe ²⁺

(a) 荷電粒子同士の場合

衝突積分は、粒子間ポテンシャルに遮蔽クーロンポテンシャルを用いて計算した Mason ら[21]のテーブルデータと線形補間によって求めた.

(b) 電子-中性粒子の場合

e-Ar に対しては Wright ら[20]のデータを直接使用した. e-Fe の場合、 $\Omega_{e-Fe}^{(1,1)}$, $\Omega_{e-Fe}^{(1,2)}$ および $\Omega_{e-Fe}^{(1,3)}$ は Wang ら [22]によって計測された弾性衝突断面積のデータを運動量交換断面積 $Q_{e-Fe}^{(1)}$ として式(4.53)に代入することで計算した. また、粘性断面積 $Q_{e-Fe}^{(2)}$ のデータは入手できなかったため、 $\Omega_{e-Fe}^{(2,2)} = \Omega_{e-Fe}^{(1,1)}$ と仮定した.

(c) イオン-中性粒子の場合

Ar-Ar⁺に対しては Wright ら[19] のデータを直接使用した. その他に対しては、以下の式(4.58)の分極ポテンシャル[18]と Kihara [23]の近似式 (式(4.59)から(4.61)) を用いて計算した.

$$\varphi(r) = -\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)\frac{\alpha(z e)^2}{2r^4} \quad (4.58)$$

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \left(\frac{\pi k_B T}{2\mu_{ij}}\right)^{1/2} \left(\frac{n_K C_K}{k_B T}\right)^{2/n_K} \Gamma(s+2-(2/n_K)) A^{(l)}(n_K) \quad (4.59)$$

$$A^{(l)} = \begin{cases} 0.5527, & l = 1 \\ 0.3852, & l = 2 \end{cases} \quad (4.60)$$

なお,

$$\varphi(r) = -c_K/r^{n_K} \rightarrow \begin{cases} c_K = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{\alpha(Ze)^2}{2} \\ n_K = 4 \end{cases} \quad (4.61)$$

ここで, α は原子の分極率[m³]である. 本モデルでは文献[24]を参考に, $\alpha_{Ar} = 11.083a_B^3$, $\alpha_{Fe} = 62.000a_B^3$ とした. a_B はボーア半径[m]で, 約 0.529×10^{-10} m の値をとる. 式(4.59)中の Γ はガンマ関数である.

ここで, 同種の原子と1価のイオンの衝突の場合には, 影響の大きい共鳴電荷交換断面積も考慮する必要がある. Wright ら[19] の Ar-Ar⁺のデータにはすでにこれが考慮されているが, Fe-Fe⁺の場合には改めてこれを考慮に入れる必要がある. 本モデルでは共鳴電荷交換断面積を Rapp ら[25]の手法で求めた. さらに, 分極ポテンシャルから求めた弾性衝突積分 $\Omega_{el}^{(l,s)}$ と共鳴電荷交換の非弾性衝突積分 $\Omega_{in}^{(l,s)}$ から, 最終的な衝突積分は以下のように求められる[18].

$$\Omega_{ij}^{(l,s)} = \sqrt{\left(\Omega_{el}^{(l,s)}\right)^2 + \left(\Omega_{in}^{(l,s)}\right)^2} \quad (4.62)$$

(d) 中性粒子同士の場合

Ar-Ar に対しては Wright ら[20]のデータを直接使用した. Fe-Fe と Ar-Fe の場合, 式(4.53)–(4.57)から衝突積分を計算した. この時, 粒子間ポテンシャルモデルには Lennard-Jones-like phenomenological model potential [26]を採用した. その式を以下に示す.

$$\varphi(r) = \epsilon \left[\frac{m}{n(r) - m} \left(\frac{1}{r}\right)^{n(r)} - \frac{n(r)}{n(r) - m} \left(\frac{1}{r}\right)^m \right] \quad (4.63)$$

$$n(r) = \beta + 4r^2 \quad (4.64)$$

文献[26]に従い, 中性粒子同士のインタラクションである今回は $m = 6$ とした. また, Capitelli ら[27]に従い, ϵ と β は注目する2粒子の分極率を用いて,

$$\epsilon = 0.72 \frac{C_d}{r_e^6} \quad (4.65)$$

$$r_e = 1.767 \frac{(\alpha_i/a_B^3)^{1/3} + (\alpha_j/a_B^3)^{1/3}}{[(\alpha_i/a_B^3)(\alpha_j/a_B^3)]^{0.095}} \quad (4.66)$$

$$C_d = 15.7 \frac{\alpha_i \alpha_j}{\left[\sqrt{(\alpha_i/a_B^3)/N_i} + \sqrt{(\alpha_j/a_B^3)/N_j} \right]} \quad (4.67)$$

$$\beta = 6 + \frac{5}{(\alpha_i/a_B^3)^{1/3} + (\alpha_j/a_B^3)^{1/3}} \quad (4.68)$$

とした. N_{Ar} および N_{Fe} は Cambi ら[28]を参考にそれぞれ 8.5 と 7.5 と決定した.

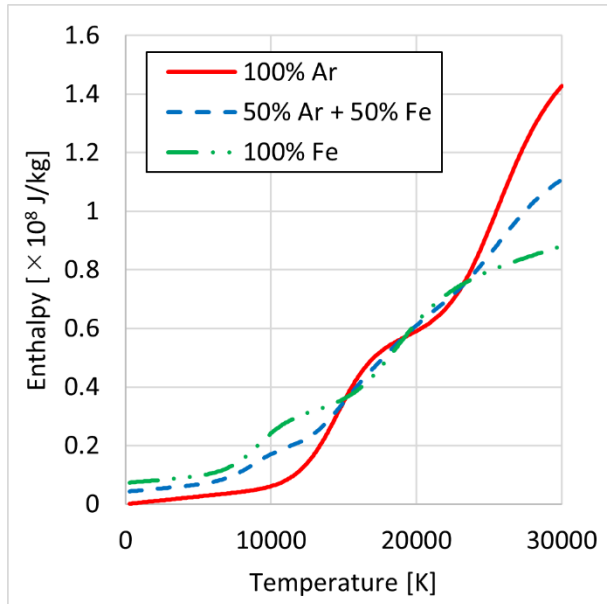
4.2.10 エンタルピーと輸送係数の計算結果

確認のため, 熱平衡を仮定して実際に計算したアークプラズマのエンタルピーと輸送係数を Fig. 4.4 に示す. 表示したエンタルピーは電子と重粒子のものの和である. 計算した電気伝導率は, 第2章に記載した Murphy らによって報告された Ar プラズマのもの[18]や Murphy によって報告された Fe プラ

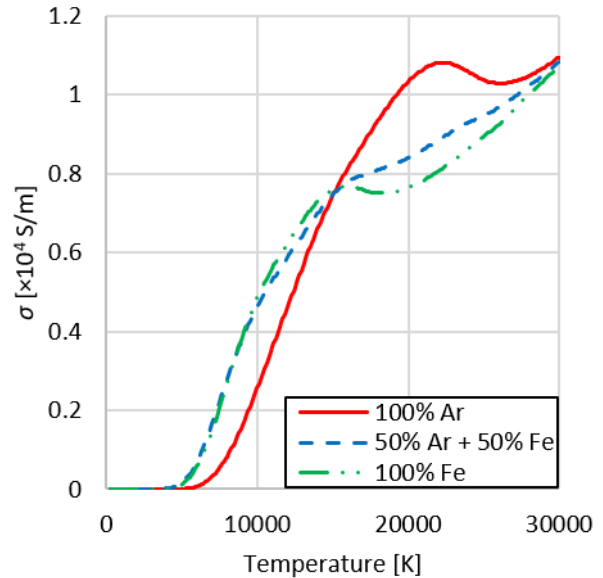
ズマのもの[29]と近い値を示している．一方，並進運動熱伝導率はやや低い値を示した．この差は Chapman-Enskog 法の近似精度の違いによるものと思われる．並進運動熱伝導率の計算に際して，Murphy らは電子に 4 次精度，重粒子に 3 次精度の手法を適用しているが，本モデルでは Murphy の定義するところの 2 次精度の式（Hirschfelder ら[3]によると 1 次精度）で計算している[18]．可能な限り高い精度で計算することが望ましいが，そのためにはより多くの衝突積分のデータを要するため，より高精度での計算は今後の課題である．

なお，計算式に代入する熱平衡を仮定した各化学種の数密度は，4 つのサハの式と，電気的中性の式，気体の状態方程式，鉄蒸気濃度の式からなる以下の非線形連立方程式を解くことで得られる．未知数である 7 種の化学種の数密度に対して式が 7 つあるため，各数密度は一意に決定する．本研究では非線形連立方程式の解法としてニュートンラフソン法を使用した．

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{n_e n_{Ar^+}}{n_{Ar^+}} = \frac{2Z_{Ar^+} (2\pi m_e k_B T_g)^{3/2}}{Z_{Ar^+} h^3} \exp\left(-\frac{\psi_1}{k_B T_g}\right) \\ \frac{n_e n_{Ar^{2+}}}{n_{Ar^{2+}}} = \frac{2Z_{Ar^{2+}} (2\pi m_e k_B T_g)^{3/2}}{Z_{Ar^{2+}} h^3} \exp\left(-\frac{\psi_2}{k_B T_g}\right) \\ \frac{n_e n_{Fe^+}}{n_{Fe^+}} = \frac{2Z_{Fe^+} (2\pi m_e k_B T_g)^{3/2}}{Z_{Fe^+} h^3} \exp\left(-\frac{\psi_3}{k_B T_g}\right) \\ \frac{n_e n_{Fe^{2+}}}{n_{Fe^{2+}}} = \frac{2Z_{Fe^{2+}} (2\pi m_e k_B T_g)^{3/2}}{Z_{Fe^{2+}} h^3} \exp\left(-\frac{\psi_4}{k_B T_g}\right) \\ n_e = n_{Ar^+} + 2n_{Ar^{2+}} + n_{Fe^+} + 2n_{Fe^{2+}} \\ n_e + n_{Ar} + n_{Ar^+} + n_{Ar^{2+}} + n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{2+}} = \frac{P_{atm}}{k_B T_g} \\ X_{Fe}(n_{Ar} + n_{Ar^+} + n_{Ar^{2+}}) = (1 - X_{Fe})(n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{2+}}) \end{array} \right. \quad (4.69)$$

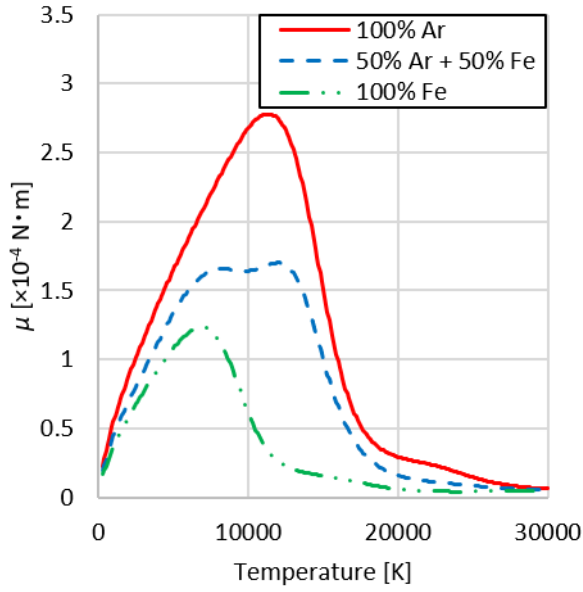


(a) Enthalpy

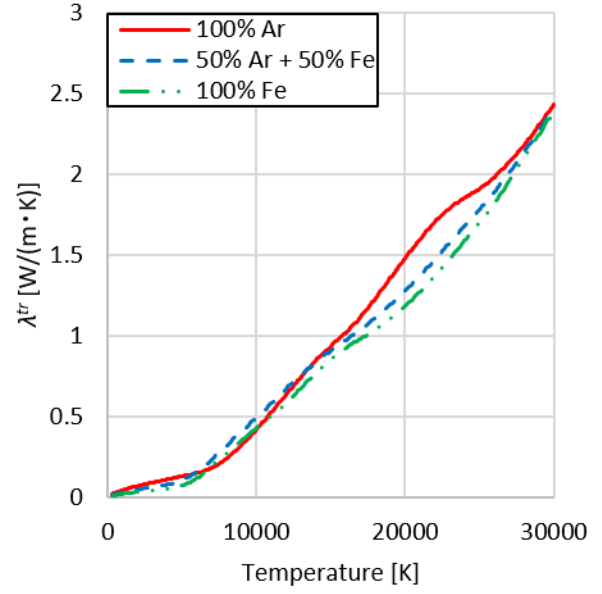


(b) Electrical conductivity

Fig. 4.4 Transport coefficients calculated by the author assuming local thermal equilibrium.



(c) Viscosity



(d) Translational thermal conductivity

Fig. 4.4 Continued

4.2.11 電子－重粒子間の弾性衝突によるエネルギー交換量

弾性衝突による電子－重粒子間のエネルギー交換量 Q_{e-h}^{el} は以下のように表される[13]:

$$Q_{e-h}^{el} = \sum_{j \neq e} \frac{3}{2} k_B (T_e - T_h) \frac{2m_e m_j}{(m_e + m_j)^2} n_e v_{ej}, \quad (4.70)$$

$$v_{ej} = n_j \Omega_{ej}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_e (m_e + m_j)}{\pi m_e m_j}}, \quad (4.71)$$

ここで、 v_{ej} は電子と重粒子 j 間の衝突頻度 [s^{-1}], $\Omega_{ej}^{(1,1)}$ は電子と重粒子 j 間の運動量移行衝突積分 [m^2] である。式(4.70)と(4.71)によると、電子の数密度が高いほど電子と重粒子間の熱交換が活発になり、より熱平衡状態に近づきやすいと言える。

4.2.12 単位体積当たりの放射強度

放射によるエネルギー損失はアークのエネルギーバランスに多大な影響を及ぼしている。溶接アークの体積当たりの放射エネルギーを計算する際、自己吸収も加味した正味の放射係数 (net emission coefficient) [30] が実用的に用いられる。いくつかのグループが、Ar プラズマ[31] や Fe プラズマ、あるいはそれらの混合プラズマ[32] の放射エネルギーを計算して報告しているが、いずれも LTE を仮定したものであり、本モデルを使用することはできない。従って、非平衡現象に対応するために、正味の放射係数も計算した。各重粒子の放射強度は、連続スペクトルによるものと、線スペクトルによるものの和として以下のように表される。

$$Q_{rad} = Q_{continuum} + Q_{lines}. \quad (4.72)$$

本モデルでは、連続スペクトルは以下のように表す[13]:

$$Q_{continuum} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{16\pi e^6 n_e^2}{3c^3 (6\pi m_e^3 k_B T_e)^{1/2}} \frac{4k_B T_e}{h_p}, \quad (4.73)$$

ここで, ε_0 , c , h_p はそれぞれ真空の透磁率[F/m], 光速[m/s], プランク定数[J・s]である. 本研究では簡単のため, 自己吸収の効果は連続スペクトルに対しては考慮しない.

線スペクトルは以下のように表される [14, 31].

$$Q_{lines} = \sum_{j \neq e} Q_{lines,j} = \sum_{j \neq e} \sum_{lines} \varepsilon_{NEC}(\lambda), \quad (4.74)$$

$$\varepsilon_{NEC}(\lambda) = \int_0^\infty I_{b,\lambda} \kappa'(\lambda) \exp[-\kappa'(\lambda)L] d\lambda, \quad (4.75)$$

$$I_{b,\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc/(k_B T \lambda)] - 1} \quad (4.76)$$

$$\kappa'(\lambda) = \varepsilon_{L,i} \phi(\lambda) / I_{b,\lambda}, \quad (4.77)$$

$$\varepsilon_{L,i} = \frac{n_j h_p c}{4\pi Z_j} \frac{g_i A_i}{\lambda_i} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right), \quad (4.78)$$

ここで ε_{NEC} , $I_{b,\lambda}$, κ' , λ , L , ε_L , ϕ , A_i はそれぞれ, 正味の放射係数[W/m³], 黒体放射強度[W/m³], 単位長さ当たりの吸収係数[m⁻¹], 波長[m], 吸収長さ[m], 吸収を考慮しない線スペクトルの放射係数[W/m³], 線スペクトルの形状関数[m⁻¹], 遷移確率[s⁻¹]を表す. 遷移確率は NIST のデータベース[10]から取得した. 現実には線スペクトルは有限の広がりを持っており, それが自己吸収に大きく影響する. 本モデルでは, 線スペクトルの形状関数を計算する上で, ドップラー広がりを考慮した[14]. ドップラー広がりによる線スペクトルの形状関数を以下に示す.

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda_p \pi^{1/2}} \exp\left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_p}\right)^2\right] \quad (4.79)$$

$$\Delta\lambda_p = \lambda_0 \left(\frac{2k_B T}{mc^2}\right)^{1/2} \quad (4.80)$$

λ_0 は注目する線スペクトルの中心波長[m], $\Delta\lambda_p$ はドップラー広がりによる線スペクトルの広がり幅[m]を意味する. また, 吸収長さ L は任意の値であるが, $L = 0$ は自己吸収が生じないことを意味し, L が大きいほど自己吸収の程度は大きくなり正味の放射係数は小さくなる. 本モデルではセルの刻み幅である 0.1 mm を吸収長さとして採用した.

本モデルでの放射損失の考え方は, 粒子の衝突によって重粒子が励起されるが, 即座に脱励起してフォトンを放出すると仮定することで, 放射プロセスでは間接的に衝突した粒子からエネルギーが奪われるとするものである. そのため, 例えば Tanaka[14]や Baeva[33]のモデルでは, 電子衝突による励起プロセスが支配的な熱プラズマにおける放射損失を, 電子のエネルギー保存式にのみ考慮している. しかし, 実際には重粒子の衝突によっても励起は起こり得る. そこで, 本モデルでは Cliteur ら[34]の励起温度の考え方をもとに, 放射損失を電子と重粒子で分け合い, 重粒子のエネルギー保存式にも放射損失を考慮することとした. まず, 各重粒子の励起温度は以下のように表される[34].

$$T_{exc,j} = \frac{K_{ej}^{coll} \left(n_e \Omega_{ej}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \right) T_e + \left(\sum_{k \neq e} K_{kj}^{coll} n_k \Omega_{kj}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_h}{\pi m_k}} \right) T_h}{K_{ej}^{coll} \left(n_e \Omega_{ej}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} + \sum_{k \neq e} n_k \Omega_{kj}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_h}{\pi m_k}} \right)} \quad (4.81)$$

K^{coll} は collision loss factor と呼ばれるパラメータであるが, 本モデルでは簡単のため $K^{coll} = K_{ej}^{coll} = K_{kj}^{coll}$ とする. 式(4.81)はすなわち, 粒子間の衝突周波数を重みとした電子温度と重粒子温度の加重平均

である．式(4.81)をもとに，放射損失の比を以下のように定義した．

$$\alpha_{e,j}^{rad} = \frac{n_e \Omega_{ej}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}}{n_e \Omega_{ej}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} + \sum_{k \neq e} n_k \Omega_{kj}^{(1,1)} \sqrt{\frac{8k_B T_h}{\pi m_k}}} \quad (4.82)$$

$$\alpha_{h,j}^{rad} = 1 - \alpha_{e,j}^{rad} \quad (4.83)$$

$\alpha_{e,j}^{rad}$ は重粒子 j の放射における電子のエネルギー損失の比， $\alpha_{h,j}^{rad}$ は重粒子 j の放射における重粒子のエネルギー損失の比である．これを用いて，電子の放射損失 $Q_{rad,e}$ と重粒子の放射損失 $Q_{rad,h}$ は，

$$Q_{rad,e} = Q_{continuum} + \sum_{j \neq e} \alpha_{e,j}^{rad} Q_{lines,j}(T_e) \quad (4.84)$$

$$Q_{rad,h} = \sum_{j \neq e} \alpha_{h,j}^{rad} Q_{lines,j}(T_h) \quad (4.85)$$

と計算した．このように放射損失を分け合うのには，計算結果の物理的な矛盾を避ける意味もある．電子数密度が本モデルの温度計算閾値である $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 程度に低い場所でも電子温度は比較的高いことがあり，電子温度のみを用いて計算された放射エネルギーが電子からのみ奪われるとすると，電子のエネルギーがマイナスになるような計算結果となることがあった．これは，式(4.74) – (4.78)に衝突する側の粒子数密度が考慮されていないことに起因するため，式(4.82)のように衝突する粒子数密度も考慮したモデル化が必要だと考えた．ただし，ここで述べたケースはまれで，電子が十分に存在する場所では放射損失の大半は電子によって賄われる．その理由は，式(4.82)の電子のエネルギー損失の比を計算する際に電子側の重みとなる電子の熱速度が，重粒子の熱速度に比べて十分に大きいからである（例えば，電子温度と重粒子温度が同じ場合，電子の熱速度は Ar の約 270 倍）．

LTE を仮定して計算した体積当たりの放射強度を Fig. 4.5 に示す．第 2 章に記載した Cram による Ar プラズマの計算結果[31]や Menart による Fe プラズマの計算結果[32]と比較しても，大きな乖離は見られないため，本モデルでの放射強度の計算は，鉄蒸気が混入する Ar アークプラズマの計算に適用しても問題ないと考えられる．

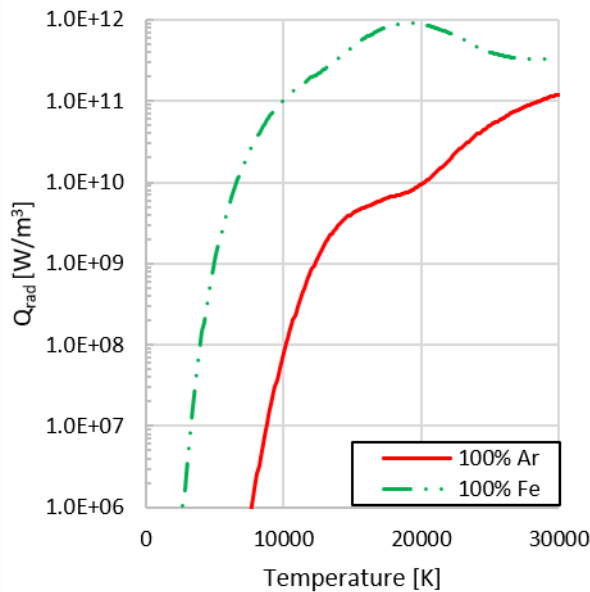


Fig. 4.5 Volumetric radiation intensity vs. temperature calculated by the author, assuming local thermal equilibrium.

4.3 境界条件

境界条件を Table 4.4 に示す. ここで, ∂_n は境界に垂直な方向に作用する微分作用素である. 一列目の文字は Fig. 4.1 中の線分に対応する. シールドガスの流入速度 \vec{u}_{in} と流入電流密度 \vec{j}_{in} の計算方法は第 2 章に記述してある.

Table 4.4 Boundary conditions. ∂_n is the differential operator that acts in the direction normal to the boundary.

Segment	\vec{u}	P	T	Y	V	\vec{A}
CF	0	$\partial_n P = 0$	T_M	Eq. (4.25) – (4.26)	-	-
DE	-	-	-	-	$\partial_n V = 0$	$\partial_n \vec{A} = 0$
EF	-	-	-	-	0	0
FGH	$\partial_n \vec{u} = 0$	0	$\partial_n T = 0$	$\partial_n Y = 0$	$\partial_n V = 0$	0
HH'I'I	0	$\partial_n P = 0$	$\partial_n T = 0$	$\partial_n Y = 0$	$\partial_n V = 0$	0
IJ	\vec{u}_{in}	0	300	$Y_{Ar} = 1$	$\partial_n V = 0$	0
JA	-	-	-	-	$\partial_n V = -\vec{j}_{in}$	$\partial_n \vec{A} = 0$
JB	0	$\partial_n P = 0$	T_M	Eq. (4.25) – (4.26)	-	-

4.4 フローチャート

本モデルのフローチャートを Fig. 4.6 に示す. 本モデルでは現象の時間スケールと計算負荷を考慮して, 2 つの時間刻み幅を用いて計算した. 2 つ目は電磁場とガス相の流動場を計算するための時間刻み幅で, $\Delta t_{g,1} = 0.25 \times 10^{-7}$ s とした. 3 つ目は化学種の質量分率, 電子・重粒子の温度場, 熱物性や輸送係数, 放射強度などガス相の温度依存の物性値を計算するための時間刻み幅で, $\Delta t_{g,2} = 0.25 \times 10^{-9}$ s とした. 本モデルでは, 設定した金属の温度場と形状を境界条件としてガス相の計算を行う. まずは電磁場を計算し. その後の化学種の質量分率とガス相の温度場の計算は, 電磁場とガス流動場の計算の 100 分の 1 の時間刻みで行う. これは主に, 化学反応と電子の温度場の時間応答性の高さ起因する. その後, 流動場の計算を行う. 計算の終了は, 収束判定によって決定する. ガス速度, 電子温度, 重粒子温度, 電子数密度, 鉄蒸気濃度の $\Delta t_{g,1}$ 秒前との相対誤差 (例えば, $[T_e(t) - T_e(t - \Delta t_{g,1})]/T_e(t)$) の絶対値が, $0 \leq r \leq 5$ かつ $1 \leq z \leq 6$ の範囲の全ての場所で 1×10^{-3} を下回ったとき, 計算が収束したと判定する.

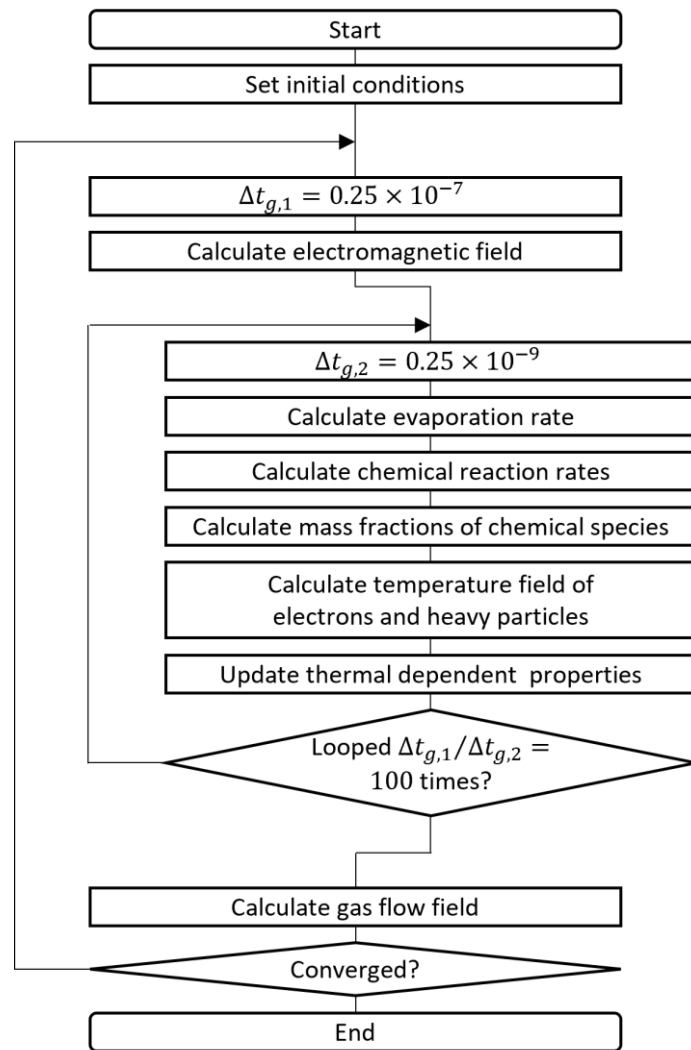


Fig. 4.6 Flowchart of the non-equilibrium model of arc plasma in GMAW process.

4.5 計算結果と考察

本節には計算結果とそれに対する考察を記述する。いずれの計算においても、溶接条件として電流値 250 A を与えた。計算にあたって設定した陽極・陰極の形状と温度、およびガス相の初期温度を Fig. 4.7 に示す。溶滴の温度は先端が沸点、ワイヤとの界面で融点となるように z 方向に線形な温度分布を与えた。ワイヤ部分には、上端で 300 K となるように z 方向に線形な温度分布を与えた。また、母材は一様に 300 K とした。

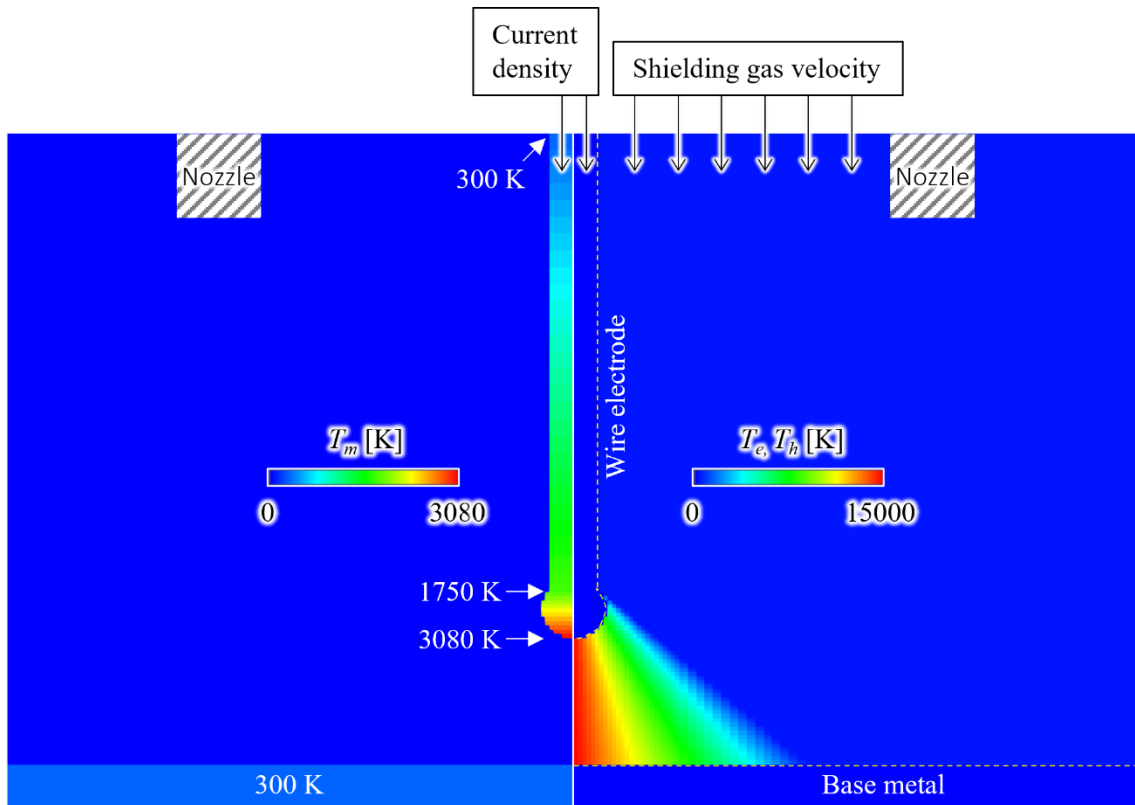


Fig. 4.7 Initial temperature distributions for non-equilibrium model of arc plasma in GMAW process.

4.5.1 非平衡計算における Fe 種の影響の確認

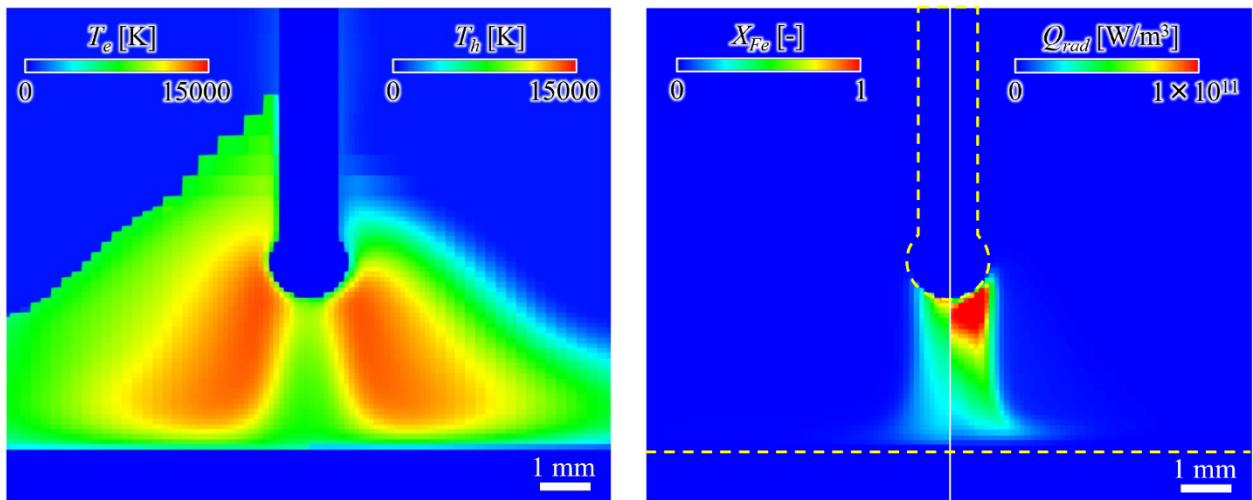
本モデルを用いて計算した温度場の結果を Fig. 4.8 (a), 鉄蒸気濃度場と放射強度分布の結果を Fig. 4.8 (b)に示す. Fig. 4.8 (a)の左側には電子温度, 右側には重粒子温度を表示した. 電子温度, 重粒子温度ともに中心部で温度が低下しており, 従来の知見である鉄蒸気の混合によるアーク中心温度の低下を十分に再現できているように見える. なお, アークの外縁部で電子温度の急激な温度勾配が生じているように見えるが, これは電子数密度が $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 未満のセルでは電子のエネルギー保存式を計算せず, 仮想的に電子温度 = 重粒子温度としたためである. これは, 電子数密度が小さく, 電子の質量密度が小さいセルにおいて, 少しのエネルギー変化で電子温度が大きく上下し, 化学反応が急激に進行するなど計算が不安定になることを回避するためである. なお, この閾値は, アークが高温な部分の電子数密度 ($\sim 10^{23} \text{ m}^{-3}$) の 100 万分の 1 程度に値する. Fig. 4.8 (b)左側には鉄蒸気の混合率 X_{Fe} , 右側には放射強度分布を示している. なお, X_{Fe} は以下のように定義した.

$$X_{Fe} = \frac{n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{2+}}}{\sum_{j \neq e} n_j} \quad (4.86)$$

これを確認すると, 鉄蒸気濃度はアーク中心の温度が低下している部分で高くなっており, さらにその部分では放射強度が高くなっていることから, 鉄蒸気の混入によってアークの放射損失が増加し, 中心部で温度が低下したことがわかる.

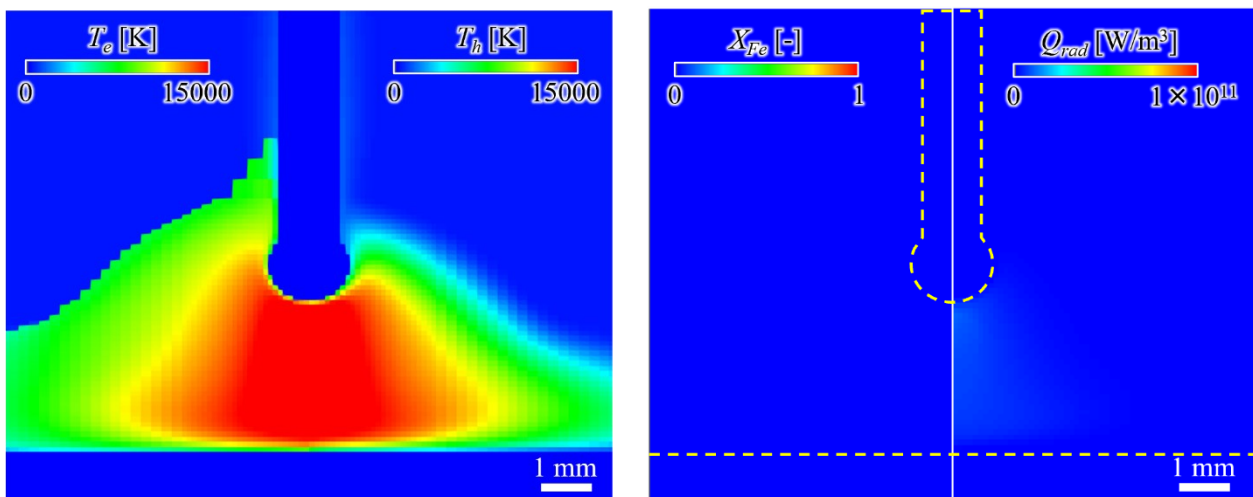
比較のために, 電極から鉄蒸気が発生しないとした場合の計算結果を Fig. 4.9 に示す. Fig. 4.9 (a)に示すアーク温度には中心部での温度低下は見られず, Fig. 4.9 (b)右側の放射強度も鉄蒸気を考慮した場合に比べて大きく低下している. 従って, 本非平衡モデルにおいても, シールドガス成分に比べて放射強度の大きい鉄蒸気の混合によってアーク中心部の温度低下するメカニズムが再現され, 本モデ

ルを用いた Fe 種の考慮しての非平衡計算が十分可能であることが示された。



(a) Temperature of electrons (left) and heavy particles (right). (b) Mixing ratio of Fe species (left) and radiation intensity (right).

Fig. 4.8 Simulation results of non-equilibrium model.



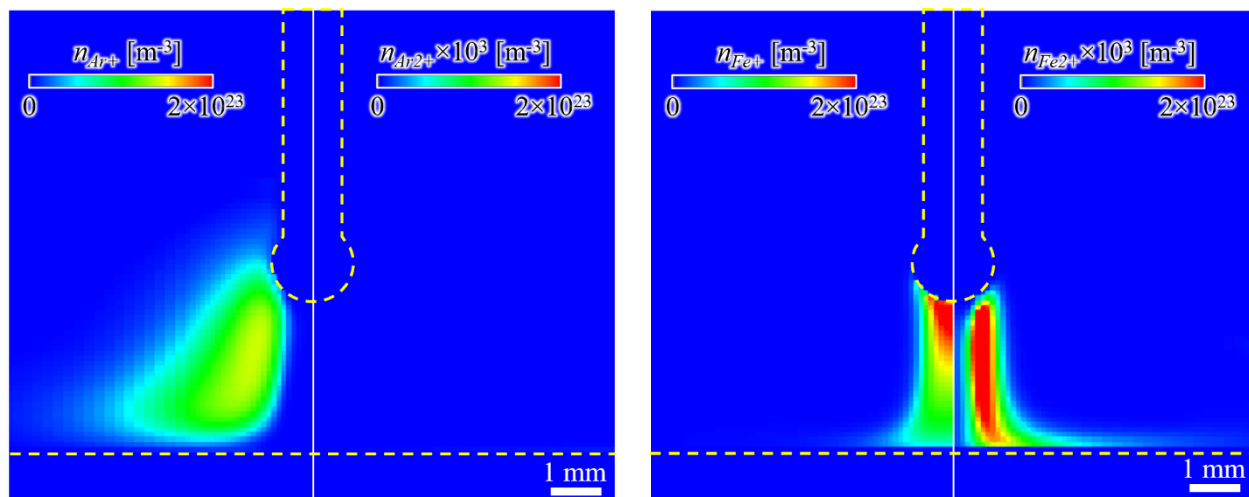
(a) Temperature of electrons (left) and heavy particles (right). (b) Mixing ratio of Fe species (left) and radiation intensity (right).

Fig. 4.9 Simulation results without evaporation.

4.5.2 各イオンの数密度

次に、鉄蒸気を考慮して計算された各イオンの数密度を Fig. 4.10 に示す。Fig. 4.10 (a)の左側には Ar^+ の数密度を等倍で、右側には Ar^{2+} の数密度を 1000 倍にしたものを表示している。 Ar^+ はアーク温度の高い部分に多く存在し、温度の低い外縁部や、鉄蒸気濃度の高く温度が低下している中心部には存在していない。また、 Ar^{2+} はどの場所においてもほとんど存在していない。これは、 Ar^+ の基底状態から Ar^{2+} への電離には約 27.6 eV という大きなエネルギーを必要とし、Fig. 4.2 にも示したように、電離レートが他に比べて大幅に低いことが原因である。電流値が上昇するなどアーク温度がより高温になる条

件であれば、 Ar^{2+} 数密度の増加も予想できるが、今回の計算条件では、 Ar^{2+} の存在は無視できることがわかった。Fig. 4.10 (b)の左側には Fe^+ の数密度を等倍で、右側には Fe^{2+} の数密度を1000倍で表示している。 Fe^+ は鉄蒸気濃度の高い中心部に存在し、その数密度はより中心に近く、より陽極に近いほど高いことがわかる。これは、鉄蒸気の混合率の傾向と一致しているため、 Fe^+ の分布はその元となる鉄蒸気の分布に大きく左右されると考えられる。 Fe^{2+} の数密度のオーダーは Fe^+ よりも3桁ほど小さいものの、 Ar^{2+} に比べれば十分に存在していることがわかる。これは、 Ar^{2+} よりも Fe^{2+} の電離エネルギーが小さく電離しやすいことに加え、もともとなる Fe^+ の数密度も Ar^+ に比べて高いことが原因だと考えられる。このことから、 Ar^{2+} に比べれば Fe^{2+} の考慮の有無がモデルの精度に及ぼす影響は大きいと言える。



(a) Number density of Ar^+ (left) and Ar^{2+} ($\times 10^3$) (right)

(b) Number density of Fe^+ (left) and Fe^{2+} ($\times 10^3$) (right)

Fig. 4.10 Simulation results of number densities of ions by non-equilibrium model.

4.5.3 ガスメタルアーク溶接におけるアークプラズマの熱非平衡性を左右する要因の考察

続いて、アークの熱非平衡性、すなわち電子温度と重粒子温度の乖離度合いを確認する。Fig. 4.11 に電子と重粒子の温度差、電子数密度を示す。Fig. 4.11 (a)の左側には電子と重粒子の温度差を示す。その差が0に近ければ緑色で表示され、アークは熱平衡状態であることを意味する。赤く表示されていれば電子温度の方が高い熱非平衡状態であることを意味する。青く表示されていれば電子温度の方が低い熱非平衡状態を意味するが、ここでは見られない。また、電子数密度が $1 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 未満のアーク外縁部のセルでは電子温度を計算せず、電子温度=重粒子温度としたため、本モデルを用いた結果の上では熱平衡状態のように表示されている。電極の近傍やアークの外縁部では赤く表示されており、電子数密度の方が高い熱非平衡性が確認された。Fig. 4.11 (a)の右側には電子数密度を示している。アークの外縁部では電子数密度が低下していることから、アーク外縁部での熱非平衡性はアーク温度が低下して電離度が下がったことで電子数密度が低下し、電子と重粒子の衝突頻度が低下して電子と重粒子間の熱交換が十分でなくなったことが原因だと判断できる。一方、Fig. 4.12の左側には電子と重粒子の温度差、右側には電子温度を示す。Fig. 4.12では、中心部と外縁部の温度が同程度の箇所を黒のドット線で示している。温度だけでみれば、アーク中心部も熱非平衡性がみられたアーク外縁部と同等の温度になっているが、アーク中心部では熱非平衡性は見られない。Fig. 4.11から分かるように、

アーク中心部では温度が低いにもかかわらず電子数密度が高い状態にある。これは、Fe 原子のイオン化エネルギー約 7.9 eV が Ar 原子のイオン化エネルギー約 15.8 eV に比べて低いため、鉄蒸気濃度が高いアーク中心部では低い温度でも Fe 原子が十分に電離したからだと考えられる。アーク中心部で Fe⁺ 数密度が高いことを示す Fig. 4.10 (b)の結果を見ても、このことは明らかである。従って、アークプラズマの熱非平衡性を左右するのは電子数密度であり、これに対してアーク中に鉄蒸気が混入する GMA 溶接プロセスにおいては、アーク温度だけでなく、鉄蒸気濃度が重要な要素であるとわかった。

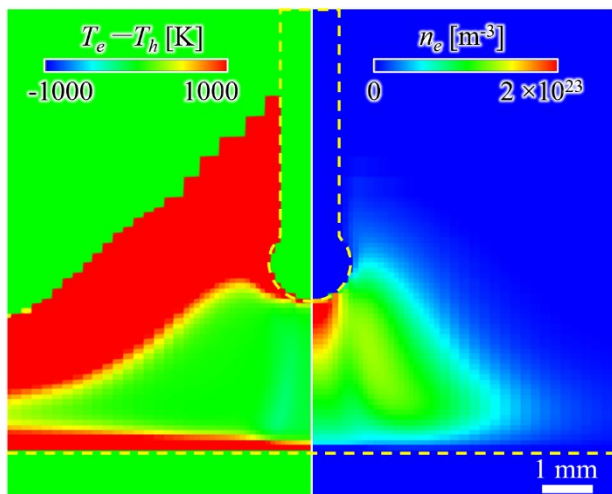


Fig. 4.11 Simulation results of thermal equilibrium degree (left) and electron number density (right).

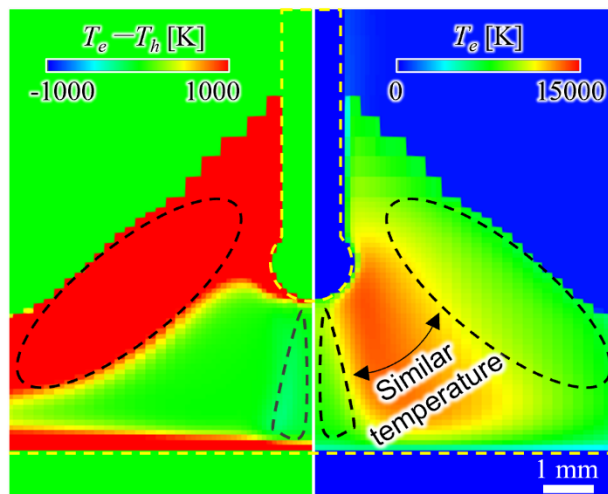


Fig. 4.12 Relationship between thermal equilibrium degree and electron temperature.

4.5.4 化学種の電離レートと放射強度のバランスが熱非平衡性に及ぼす影響の考察

前項では、Fe 種は放射強度が高いためにアーク温度が低下しても、Fe 種は電離レートも大きいためにアーク中心部で十分な電子数密度が保たれ、熱平衡状態になると分かった。この結果から、化学種の放射強度と電離しやすさのバランスがアークの熱非平衡性に大きく影響すると予想される。そこで、本節では Fe 種の化学反応レートや放射強度を仮想的に Ar 種のものに変更して計算を行うことで、電離レートと放射強度のバランスが熱非平衡性に及ぼす影響について考察する。

まずは、Fe 種の化学反応レートのみを Ar 種のものに変更して計算を行った。この場合、Fe 種の化学反応レートは低下することになるが、放射強度は高いままであるため、アーク温度が低下する中心部において高い電子数密度を維持できず、熱非平衡性が表れると予想される。計算結果を Fig. 4.13 に示す。Fig. 4.13 (a)は左側に電子温度、右側に重粒子温度を表示したものだが、化学反応レート変更前の Fig. 4.8 (a)と同様に、アーク中心部での温度低下が生じている。Fig. 4.13 (b)の左側には鉄蒸気濃度、右側には放射強度分布を示すが、これにも Fig. 4.8 (b)と大きな差はなく、依然としてアーク中心部の鉄蒸気濃度は高い状態にある。しかし、Fig. 4.13 (c)の左側に示す電子温度と重粒子温度の差を確認すると、アーク中心部では電子温度が重粒子温度より低い熱非平衡状態であることが分かった。これは、Fig. 4.11 に示す化学反応レート変更前の結果と大きく異なる。Fig. 4.13 (c)の右側に示す電子数密度を確認すると、レート変更前に比べてアーク中心部で電子数密度が大幅に低下していることが分かる。Fig. 4.13 (d)の左側に Ar⁺数密度、左側に Fe⁺数密度を示すが、Fe⁺がアーク中にほとんど存在していないことが分かる。従って、Fe 種の化学反応レートが Ar 種と同等まで低下したため、温度が低い

アーク中心部での電離度が低下し、電子を十分に供給することができなくなったことで、熱非平衡性が観測されたことが分かる。ところで、これまでに計測されているアークプラズマの熱非平衡性は、電子の温度が重粒子に比べて高い状態である（例えば、[35, 36]）。電離気体中の電流は、イオンよりも質量が小さく運動度の高い電子によってほとんどが運ばれるため[37]、まずは電場によって電子温度が上昇するであろうことを考えれば、それは自然なことである。しかし、本計算においては電子温度の方が低い熱非平衡が確認された。その原因は、放射強度が依然高いままであることだと考えられる。放射エネルギーは主に電子から奪われる。鉄蒸気の混入による放射損失の増加で、中心部ではまず電子温度の温度が低下するが、電離レートが低下したために電子数密度も低下し、電子と重粒子との熱交換が行われず、電子温度は低いままになったと考えられる。従って、放射強度が大きい化学種の電離レートが小さい場合、電子温度が重粒子温度より低い熱非平衡性が表れることがわかった。

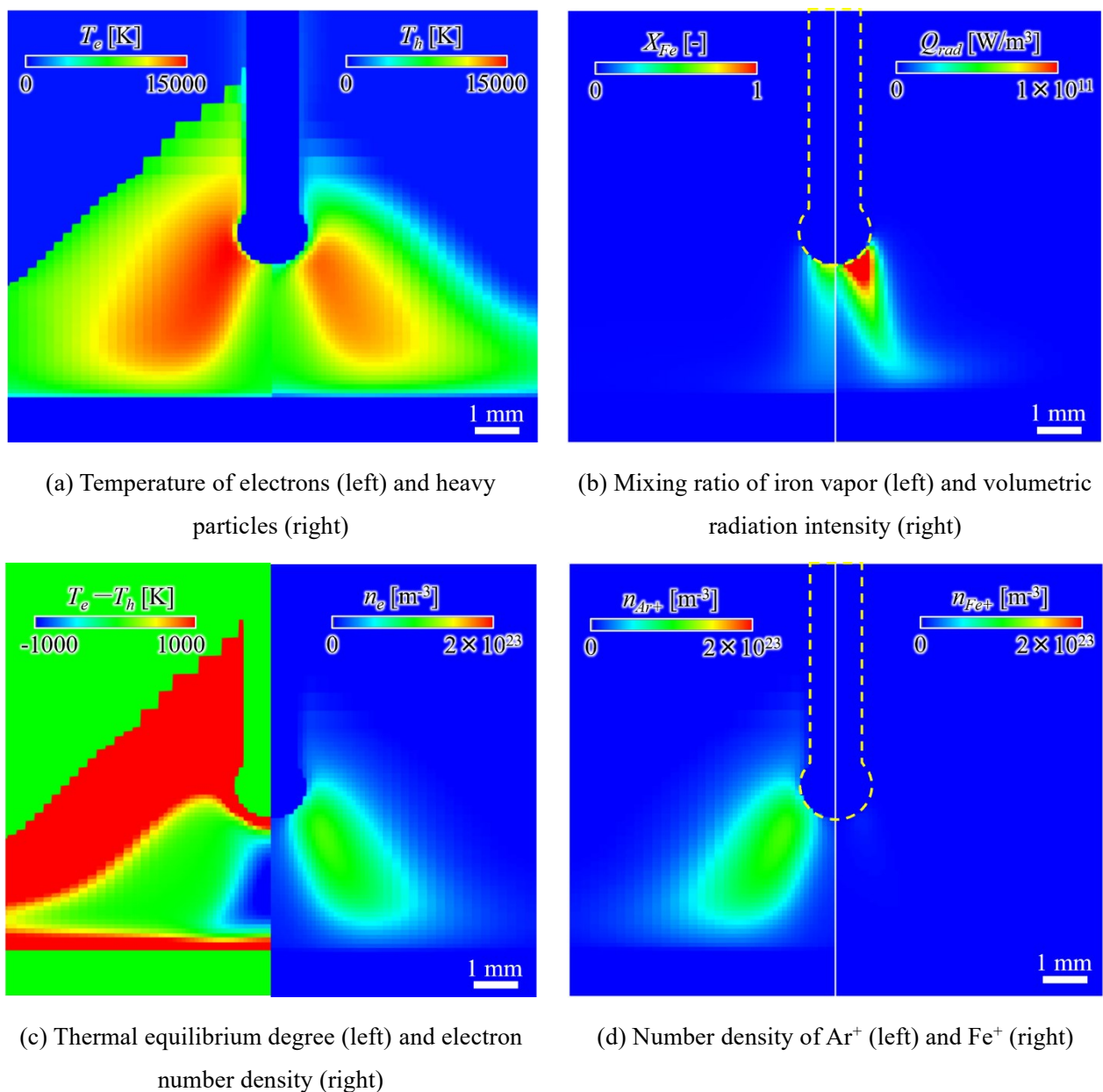


Fig. 4.13 Simulation results of the calculation with replaced chemical reaction rates of Fe species by those of Ar species.

次に、化学反応レートだけでなく、Fe種の放射強度もAr種のものに変更して計算した。このとき、Fe種の化学反応レートと放射強度は低下する。計算結果をFig. 4.14に示す。Fig. 4.14 (a)から、中心部での温度低下は生じないが、Fig. 4.14 (b)左側の鉄蒸気濃度分布から、鉄蒸気はアーク中に十分存在していたことがわかる。ただし、放射強度は大きく低下したことがFig. 4.14 (b)右側の放射強度分布から分かる。Fig. 4.14 (c)の左側には電子温度と重粒子温度の差、右側には電子数密度を示すが、アーク中心部で電子数密度は高い状態となり、熱非平衡性は確認されなかった。Fig. 4.14 (d)の左側にはAr⁺数密度、右側にはFe⁺数密度を示すが、アーク中心部ではFe原子が十分に電離しており、さらにアーク中心部が高温なためAr原子も電離して電子数密度が高くなっている。従って、電離レートが小さい化学種であっても、放射強度も小さければ熱平衡状態になると分かった。また、一連の計算結果から、化学種の電離レートと放射強度のバランスが熱非平衡性を左右することが明らかとなった。

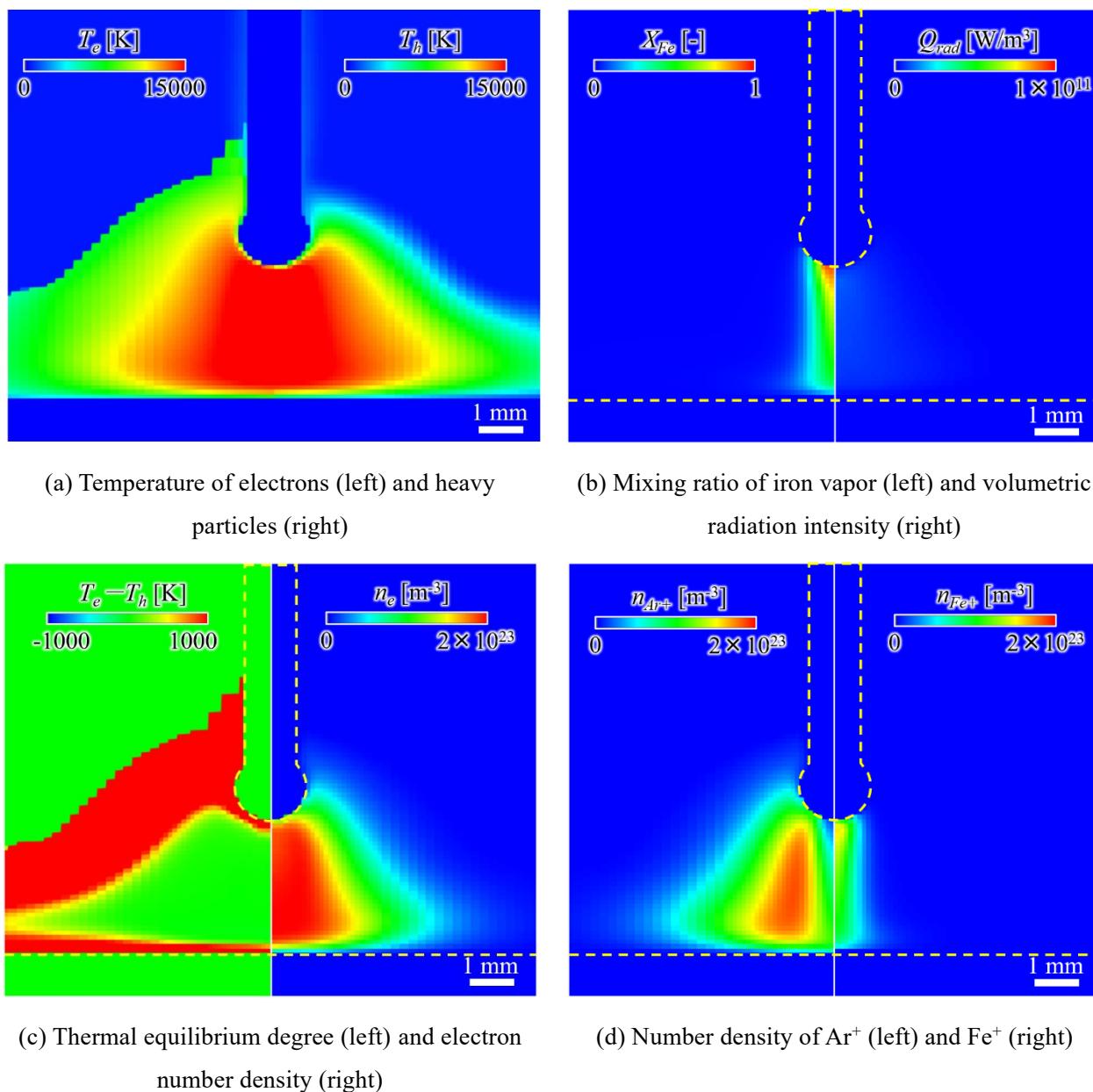


Fig. 4.14 Simulation results of the calculation with replaced chemical reaction rates and emission coefficient of Fe species by those of Ar species.

4.6 まとめ

本章では、初めに GMA 溶接におけるアークプラズマの非平衡モデルの説明を行った。次に、非平衡モデルを用いた計算を行い、結果に対する考察を行った。まずは、本モデルによる非平衡計算においても、Fe 種の考慮によってアークプラズマの放射強度が増加し、中心部の温度が局所的に低下する効果を再現できた。次に、アークプラズマの熱非平衡性を左右するのは電子数密度であり、これに対して鉄蒸気が混入する GMA 溶接においては、アーク温度だけでなく、鉄蒸気濃度も重要な要素であることが分かった。また、放射強度の大きい化学種の化学反応レートが小さい場合には、電子温度の方が低い熱非平衡性が観測されることが分かった。これは、放射損失によって重粒子より先に電子の温度が低下するが、化学反応レートが小さく電子数密度が低いために重粒子との熱交換が十分でなく、電子温度が低いままとなったためだと考えられる。化学反応レートともに放射強度も低下した場合は中心部での熱非平衡は観測されなかった。結果として、化学種の化学反応レートと放射強度のバランスはアークの熱非平衡性を左右することが明らかとなった。

本章では簡単のために電極の形状と温度を固定して計算を行ったが、実際の GMA 溶接プロセスではそれらが激しく変化しており、非平衡性を考慮した計算の上でも、電極の形状と温度の変化を考慮することが重要であると考えられる。次章では、電極の非定常計算と、本章のアークプラズマの非平衡モデルの計算を組み合わせたモデルを構築し、計算を行った結果を示す。

参考文献

- [1] J. D. Ramshaw: Self-consistent effective binary diffusion in multicomponent gas mixtures. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics* **15** (1990) pp. 295-300.
- [2] J. D. Ramshaw and C. H. Chang: Ambipolar diffusion in multicomponent plasmas. *Plasma Chem Plasma Process* **11** (1991) pp. 395-402.
- [3] J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss and R. B. Bird: *Molecular Theory of Gases and Liquids*. New York: Wiley (1964).
- [4] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader and NIST ASD Team, NIST atomic spectra database levels form. (Available at: https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html)
- [5] M. I. Hoffert and H. Lien: Quasi-one-dimensional, nonequilibrium gas dynamics of partially ionized two-temperature argon. *The Physics of Fluids* **10** (1967) pp. 1769-1777.
- [6] T. G. Owano and C. H. Kruger: Electron-ion three-body recombination coefficient of argon. *AIAA Journal* **31** (1993) pp. 75-82.
- [7] M. Mitchner and C. H. Kruger: *Partially Ionized Gases*. New York: Wiley (1973).
- [8] A. Hleli, R. Riahi, P. Teulet, Y. Cressault and H. Ghalila: *J. Phys.: Conf. Ser.* **1243** (2019) 012014.
- [9] S. M. Younger: Electron impact ionization cross sections and rates for highly ionized atoms. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **26** (1981) pp. 329-337.
- [10] M. Arnaud and R. Rothenflug: An updated evaluation of recombination and ionization rates. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **60** (1985) pp. 425-457.
- [11] S. M. Younger: Cross sections and rates for direct electron-impact ionization of sodiumlike ions. *Phys. Rev. A* **24** (1981) pp. 1272-1277.
- [12] R. S. Freund, R. C. Wetzell, R. J. Shul and T. R. Hayes: Cross-section measurements for electron-impact

- ionization of atoms. *Phys. Rev. A* **41** (1990) pp. 3575-3595.
- [13] Y. Tanaka: Two-temperature chemically non-equilibrium modelling of high-power Ar-N₂ inductively coupled plasmas at atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** (2004) pp. 1190-1205.
- [14] M. I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender: *Thermal Plasmas Fundamentals and Applications Volume 1*. New York: Plenum Press (1994).
- [15] Y. Tanaka, T. Michishita and Y. Uesugi: Hydrodynamic chemical non-equilibrium model of a pulsed arc discharge in dry air at atmospheric pressure. *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** (2005) pp. 134-151.
- [16] S. Chapman and T. G. Cowling: *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases* 3rd edn. Cambridge: Cambridge University Press (1970).
- [17] R. S. Devoto: Simplified expressions for the transport properties of ionized monatomic gases. *The Physics of Fluids* **10** (1967) pp. 2105-2112.
- [18] A. B. Murphy and C. J. Arundell: Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas. *Plasma Chem Plasma Process* **14** (1994) pp. 451-490.
- [19] M. J. Wright and E. Levin: Collision integrals for ion-neutral interactions of air and argon. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **19** (2004) pp. 127-128.
- [20] M. J. Wright, D. Bose, G. E. Palmer and E. Levin: Recommended collision integrals for transport property computations, part 1: air species. *AIAA Journal* **43** (2005) pp. 2558-2564.
- [21] E. A. Mason, R. J. Munn and F. J. Smith: Transport coefficients of ionized gases. *The Physics of Fluids* **10** (1967) pp. 1827-1832.
- [22] K. Wang, K. Bartschat and O. Zatsarinny: Electron scattering from neutral Fe and low-energy photodetachment of Fe⁻. *Astrophys. J.* **867** (2018) 63.
- [23] T. Kihara, M. H. Taylor and J. O. Hirschfelder: Transport properties for gases assuming inverse power intermolecular potentials. *The Physics of Fluids* **3** (1960) pp. 715-720.
- [24] P. Schwerdtfeger and J. K. Nagle: 2018 Table of static dipole polarizabilities of the neutral elements in the periodic table. *Molecular Physics* **117** (2019) pp. 1200-1225.
- [25] D. Rapp and W. E. Francis: Charge exchange between gaseous ions. *J. Chem. Phys.* **37** (1962) pp. 2631-2645.
- [26] F. Pirani, M. Alberti, A. Castro, M. M. Teixidor and D. Cappelletti: Atom-bond pairwise additive representation for intermolecular potential energy surfaces. *Chem. Phys. Lett.* **394** (2004) pp. 37-44.
- [27] M. Capitelli, D. Cappelletti, G. Colonna, C. Gorse, A. Laricchiuta, G. Liuti, S. Longo and F. Pirani: On the possibility of using model potentials for collision integral calculations of interest for planetary atmospheres. *Chemical Physics* **338** (2007) pp. 62-68.
- [28] R. Cambi, D. Cappelletti, G. Liuti and F. Pirani: Generalized correlations in terms of polarizability for van der Waals interaction potential parameter calculations. *J. Chem. Phys.* **95** (1991) pp. 1852-1861.
- [29] A. B. Murphy, The effects of metal vapour in arc welding. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** (2010) 434001.
- [30] J. J. Lowke: Predictions of arc temperature profiles using approximate emission coefficients for radiation losses. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14** (1974) pp. 111-122.
- [31] L. E. Cram: Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **18** (1985) pp. 401-411.

- [32] J. Menart and S. Malik: Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** (2002) pp. 867-874.
- [33] M. Baeva: Non-equilibrium Modeling of Tungsten-Inert Gas Arcs. *Plasma Chem Plasma Process* **37** (2017) pp. 341–370.
- [34] G. J. Cliteur, K. Suzuki, Y. Tanaka, T. Sakuta, T. Matsubara, Y. Yokomizu and T. Matsumura: On the determination of the multi-temperature SF₆ plasma composition. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** (1999) pp. 1851-1856.
- [35] S. C. Snyder, G. D. Lassahn, and L. D. Reynolds: Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma. *Physical Review E* **48** (1993) pp. 4124-4127.
- [36] 牛尾誠夫, 田中学: アルゴン GTA (ガス・タングステン・アーク) プラズマにおける局所熱平衡. 日本金属学会誌 **63** (1994) pp. 9-14.
- [37] J. F. Lancaster: *The Physics of Welding* 2nd edition. Oxford: Pergamon Press (1985).

第 5 章 電極の溶融・変形を考慮したガスメタルアーク溶接プロセスの非平衡モデル

前章では、GMA 溶接におけるアークプラズマの非平衡モデルを構築し、簡単のために陽極・陰極の形状と温度を固定した状態で、ガス相のみの計算を行った。本章では、電極の非定常計算と組み合わせることにより、電極の溶融・変形も考慮した計算を行う。これによって、LTE モデルでも計算していた金属温度場や鉄蒸気濃度場だけでなく、GMA 溶接における電子温度場や重粒子温度場、電子数密度場、そして熱非平衡性の動的な変化を明らかにする。さらには、電気伝導率を計算する温度や非平衡性の考慮の有無によって、電流密度分布や金属温度場等の計算結果にどのような違いが生じるか、そして、非平衡性の考慮の有無によって計算結果に違いが生じる理由を明らかにする。

5.1 フローチャート

本モデルのフローチャートを Fig. 5.1 に示す。溶接条件は、電流値 250 A、ワイヤ送給速度 6.0 m/min で一定とする。計算の初期状態として、金属の形状と温度場、電子・重粒子の同一の温度場を与える。各化学種の数密度の初期値は、ガス相の初期温度に対して熱平衡状態にある数密度とした。初期状態から、金属の形状・温度場を固定した状態でガス相の準備計算を 1 ms 行い、これを後に示す結果の $t = 0$ ms のものと定義した。

本モデルでは現象の時間スケールと計算負荷を考慮して、3つの時間刻み幅を用いて計算した。1つ目は金属の温度場と流動場を計算するための時間刻み幅で、 $\Delta t_m = 1 \times 10^{-5}$ s とした。2つ目は電磁場とガス相の流動場を計算するための時間刻み幅で、 $\Delta t_{g,1} = 0.25 \times 10^{-7}$ s とした。3つ目は化学種の質量分率、電子・重粒子の温度場、熱物性や輸送係数、放射強度などガス相の温度依存の物性値を計算するための時間刻み幅で、 $\Delta t_{g,2} = 0.25 \times 10^{-9}$ s とした。本モデルでは、まずは金属の温度場と流動場を計算する。更新された金属の温度場と形状は、ガス相の計算においては境界条件となる。続いて電磁場の計算を行う。その後の化学種の質量分率とガス相の温度場の計算は、電磁場とガス流動場の計算の 100 分の 1 の時間刻みで行う。これは主に、化学反応と電子の温度場の時間応答性の高さに起因する。その後、ガス相の速度場の計算を行う。

5.2 計算結果

5.2.1 溶滴形成過程

まずは、溶滴の形成過程を計算した。計算の初期状態として、Fig. 5.2 に示す金属の形状と温度場、電子・重粒子の温度場を与えた。ワイヤの初期温度は、ワイヤ先端で融点の 1750 K、ワイヤ上端で室温の 300 K と設定し、その間は z 方向に線形補間した。母材の初期温度は一様に 300 K とした。

Fig. 5.3 に電子と重粒子の温度場の計算結果を、Fig. 5.4 に金属の温度場と鉄蒸気濃度場の計算結果を示す。Fig. 5.3 の各時間の画像の左側には電子温度、右側には重粒子温度を表示している。同様に、Fig. 5.4 の左側には金属温度、右側には鉄蒸気濃度を表示している。 $t = 0$ ms の時点ではワイヤ温度が低く、鉄蒸気がアーク中に存在しないため、電子温度、重粒子温度ともに比較的高い。時間経過に連れて溶滴が形成され、溶滴温度が上昇することで鉄蒸気濃度がアーク中心部で上昇していった。それに伴い、電子、重粒子ともにアーク中心部で温度が低下していった。このような変化はこれまでのモデルで再現されたものと同様であるため、電極形状・温度の変化を伴う計算においても、アークプラズマの非平衡計算は十分可能であるとわかった。

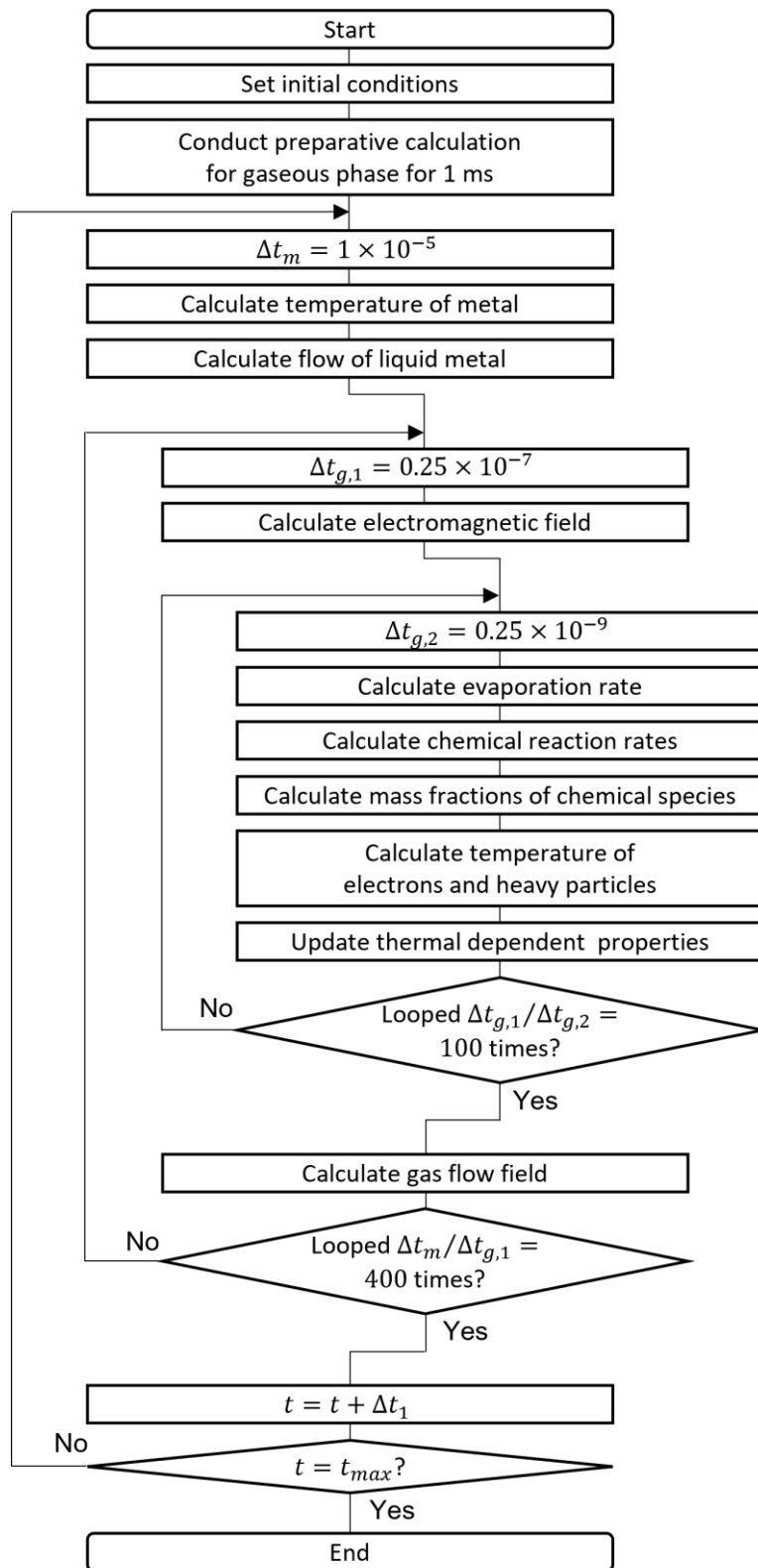


Fig. 5.1 Flowchart of the unsteady non-equilibrium model.

$t = 10 \text{ ms}$ 時点では溶滴径がワイヤ径以上になっており，溶滴先端の表層部では温度が沸点の 3080 K に達している．溶滴側面の表層部も比較的高温になっているが，LTE モデルの計算結果のように，溶滴内部まで沸点に達するような状態にはなっていない．電子と重粒子の温度場には一見して顕著な違いは見られないが，電子温度の方が陽極のより高い位置まで高温部が広がっているように見える．そこで，Fig. 5.5 の各画像の左側に電子温度と重粒子温度の差，右側に電子数密度の計算結果を示す．陰極や陽極の近傍，アーク外縁部で電子温度が重粒子よりも高い熱非平衡が観測された．そのような場所ではアーク温度が低下しており，電子数密度が低い状態となっている．一方，鉄蒸気の混入により同じくアーク温度が低下している中心部においては電子数密度が高く保持されており，アークは熱平衡状態にある．これは前章で明らかにしたように，Fe 原子は Ar 原子よりも電離しやすいため，鉄蒸気が多く存在する中心部では低い温度でも十分な電子数密度が得られたからであることは，Fig. 5.6 に示す Ar^+ と Fe^+ の数密度の計算結果を見ても明らかである． $t = 0 \text{ ms}$ 時点では鉄蒸気が混入していないため Fe^+ 数密度も 0 の状態であるが，中心温度が高いため Ar 原子が十分に電離しており，中心部の電子数密度は高い．結果的に，溶滴形成過程には，溶滴の温度上昇と，それに伴う鉄蒸気濃度および Fe^+ 数密度の増加，アーク中心温度の低下といった変化が確認された一方，熱非平衡性が観測される領域には大きな変化が見られないことが明らかとなった．

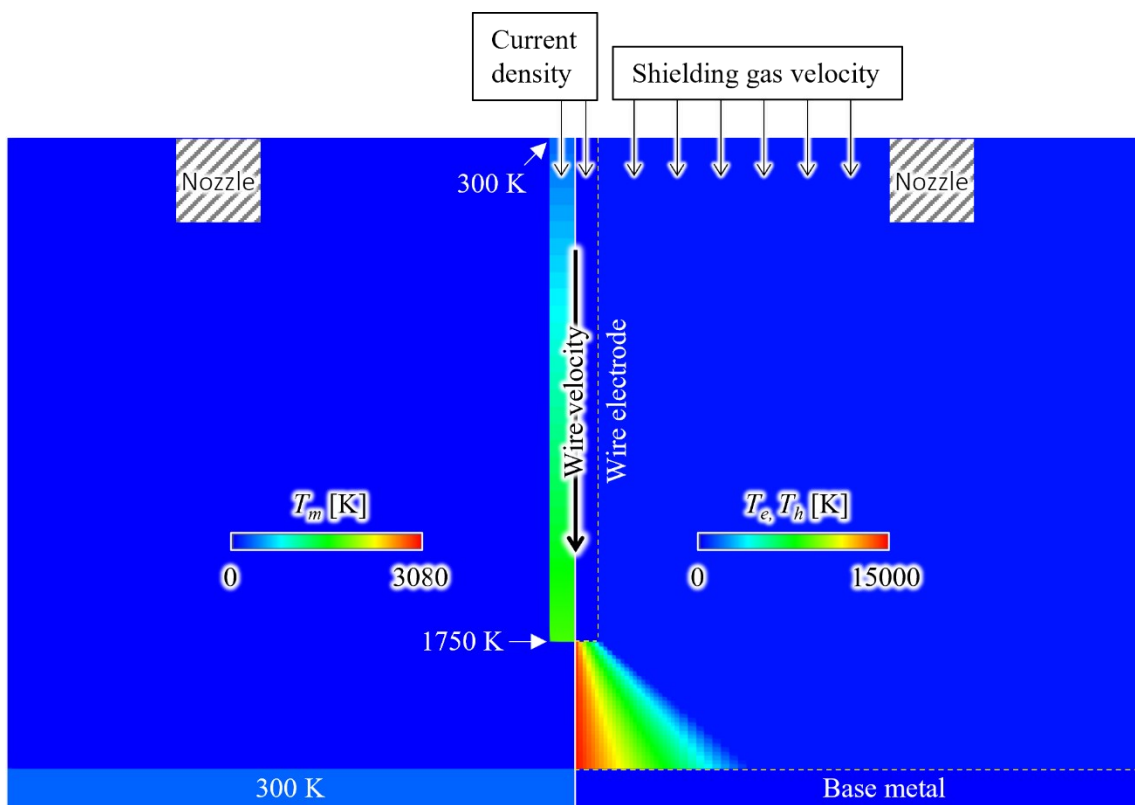


Fig. 5.2 Initial temperature distribution of metal phase (left) and gaseous phase (right) to calculate droplet formation process.

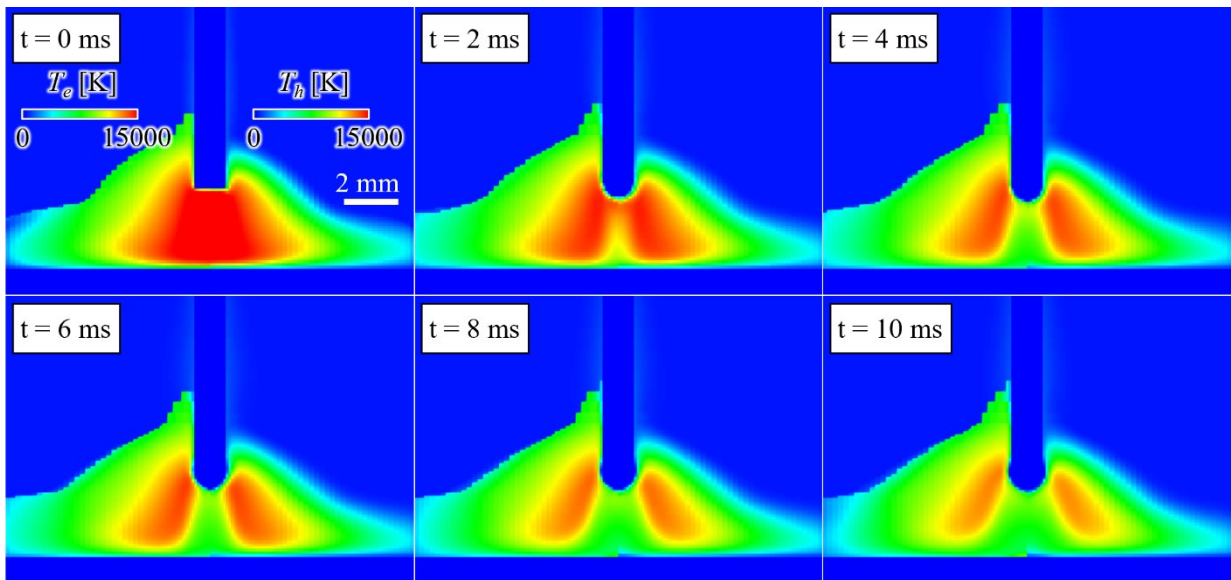


Fig. 5.3 Simulation results of temperature of electrons (left) and heavy particles (right) in droplet formation process.

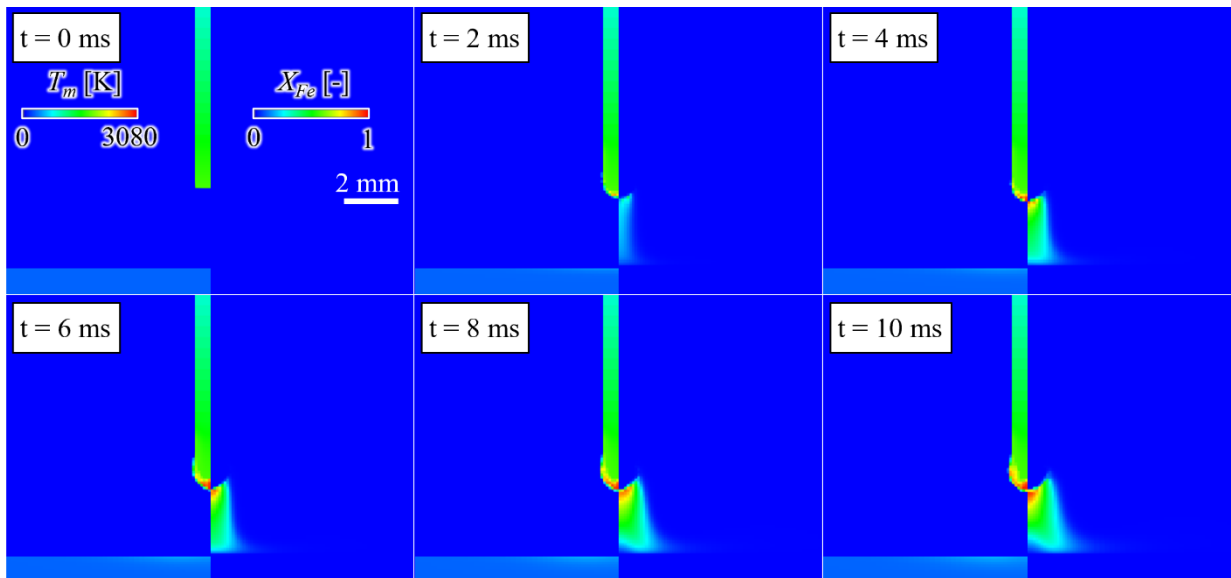


Fig. 5.4 Simulation results of metal temperature (left) and iron vapor mixing ratio (right) in droplet formation process.

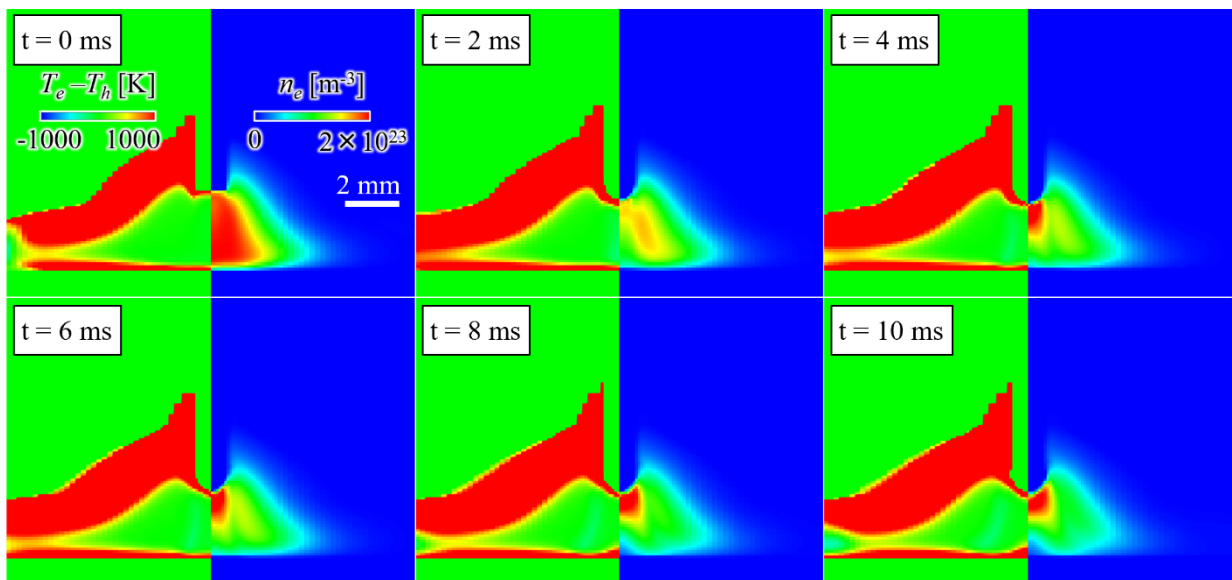


Fig. 5.5 Simulation results of temperature difference between electrons and heavy particles (left) and electron number density (right) in droplet formation process.

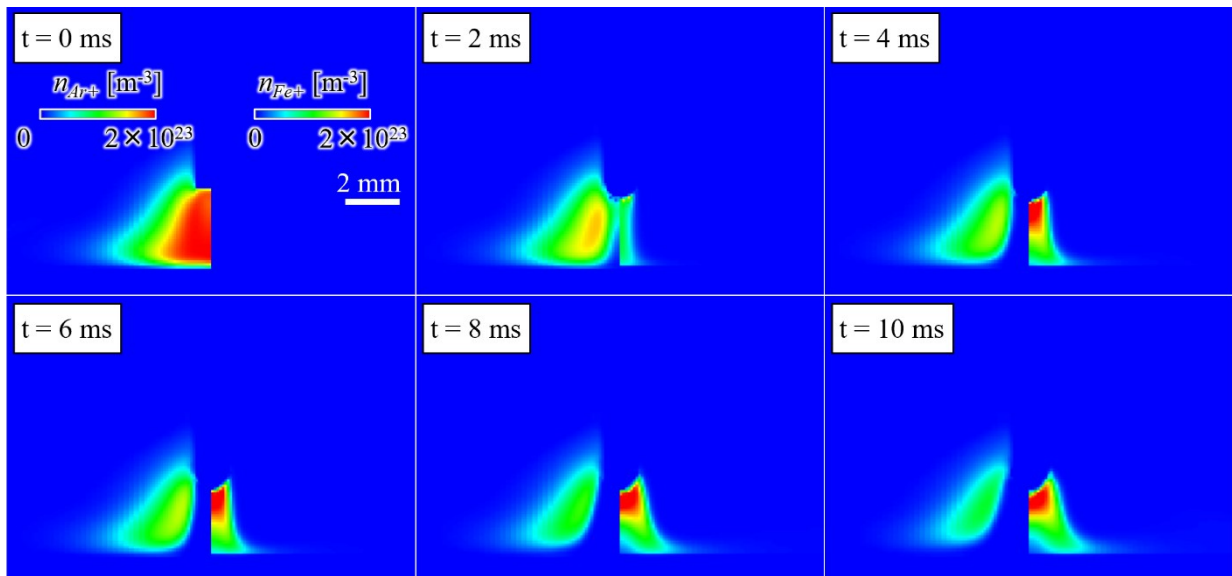


Fig. 5.6 Simulation results of number densities Ar^+ (left) and Fe^+ (right) in droplet formation process.

5.2.2 溶滴移行過程

続いて、溶滴の移行過程の計算を行った。計算の初期状態として、Fig. 5.7に示す金属の形状と温度場、電子・重粒子の温度場を与えた。ここでは、ワイヤの先端に離脱途中の状態を想定した溶滴形状を与えた。ワイヤの初期温度は、溶滴との境界で融点の 1750 K、ワイヤ上端で室温の 300 K と設定し、その間は z 方向に線形補間した。また、溶滴の初期温度は、先端で沸点の 3080 K、ワイヤとの境界で 1750 K とし、その間は z 方向に線形補間した。母材の初期温度は一様に 300 K とした。

先ほどと同様に、電子と重粒子の温度場の計算結果を Fig. 5.8 に、金属の温度場と鉄蒸気濃度場の計算結果を Fig. 5.9 に示す。初期状態として融点以上の溶滴温度を与えたため、 $t=0$ ms 時点でアーク中に鉄蒸気が混入しており、電子温度、重粒子温度ともに中心部での低下がみられる。また、 $t=0$ ms 時点ではアークの高温部が溶滴のくびれより下の部分を包み込むように存在しているが、 $t=2$ ms の

溶滴が離脱後には、アーク高温部はワイヤ端に残った懸垂溶滴部分を包み込むように存在している。このとき、懸垂溶滴の温度は比較的低い状態のため、アーク中の鉄蒸気濃度が低下しており、アーク温度は全体的に上昇している。時間経過とともに懸垂溶滴が加熱されると、再び中心部では鉄蒸気濃度が高い状態になり、アーク温度が低下する様子が $t = 5 \text{ ms}$ 以降で確認できる。このようなプロセスの中、熱非平衡性がどのように変化したのかを確かめるため、Fig. 5.10 の左側に電子温度と重粒子温度の差を、右側に電子数密度を示す。 $t = 0 \sim 1 \text{ ms}$ には、溶滴形成過程と同様に電子温度の方が高い熱非平衡性が、陽極と陰極の近傍、アーク外縁部に見られる。 $t = 2 \text{ ms}$ の溶滴離脱後には、離脱した溶滴と、新たな懸垂溶滴の近傍に熱非平衡性が観測されている。すなわち、熱非平衡状態にある領域は、溶滴移行に伴う電極形状の変化に伴って大きく変動することが明らかとなった。最後に、Fig. 5.10 の左側に Ar^+ 数密度、右側に Fe^+ 数密度の計算結果を示す。溶滴の離脱に伴い、各イオン数密度を個別にみれば時空間的に変動がみられる。例えば、 $t = 2 \text{ ms}$ には Ar^+ 数密度の高い領域が他の時間に比べて縮小している。しかし、その分 Fe^+ 数密度の高い領域が拡大しており、アーク中に電子を供給する役割として、 Ar^+ と Fe^+ はお互いの過不足を補うように変化している。その結果、溶滴移行によって電極形状が大きく変化しても、電極や溶滴の近傍とアークの外縁部以外は常に熱平衡状態が保たれたと言える。

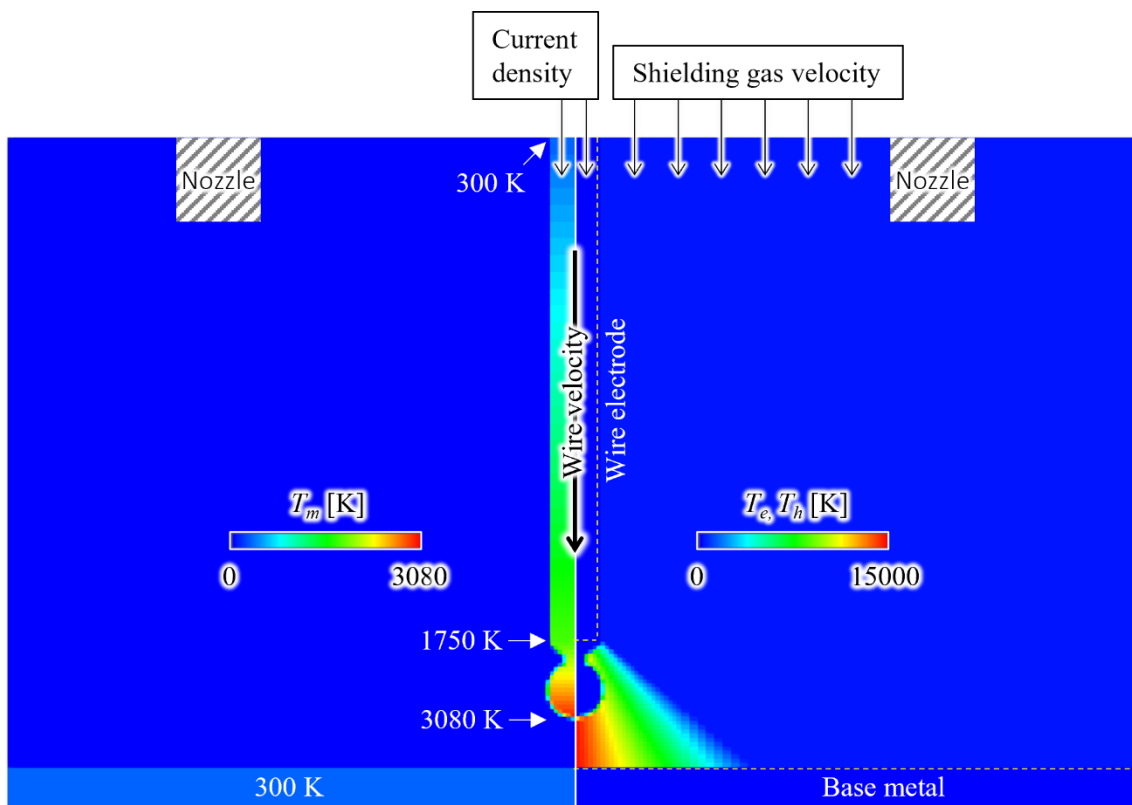


Fig. 5.7 Initial temperature distribution of metal phase (left) and gaseous phase (right) to calculate droplet detachment process.

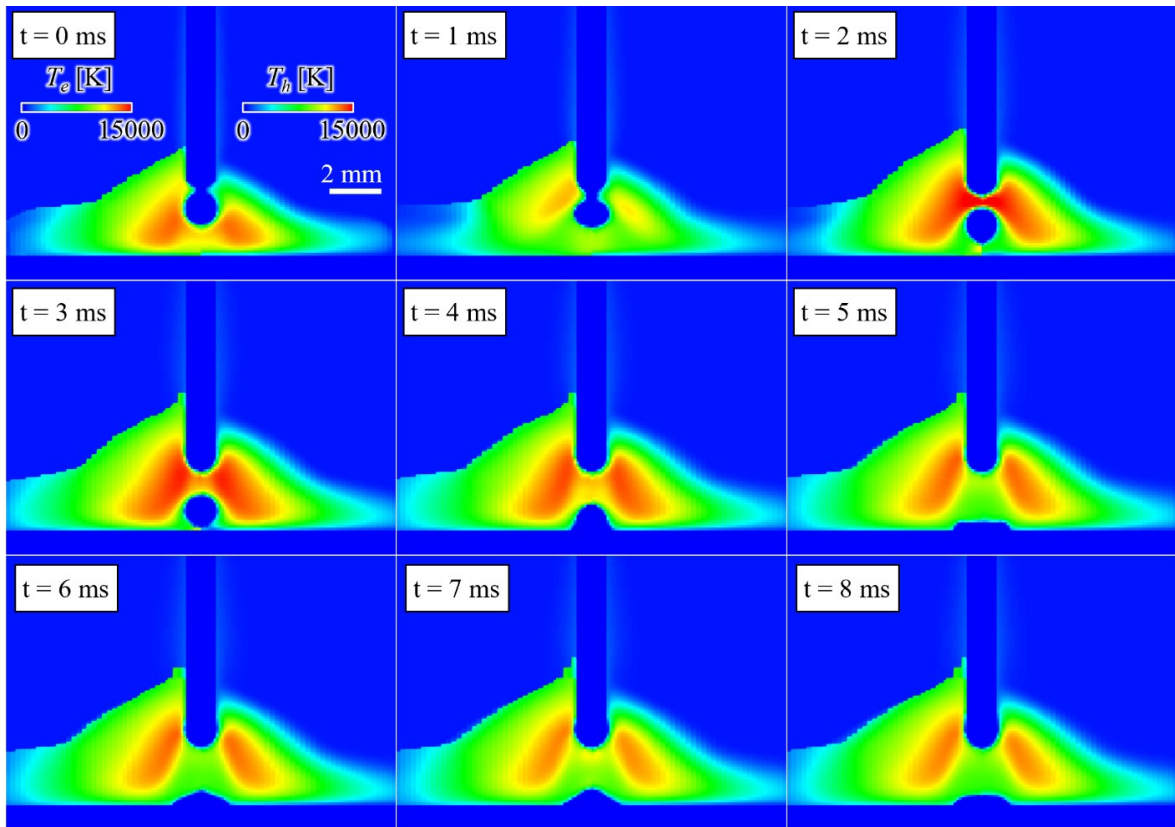


Fig. 5.8 Simulation results of temperature of electrons (left) and heavy particles (right) in droplet detachment process.

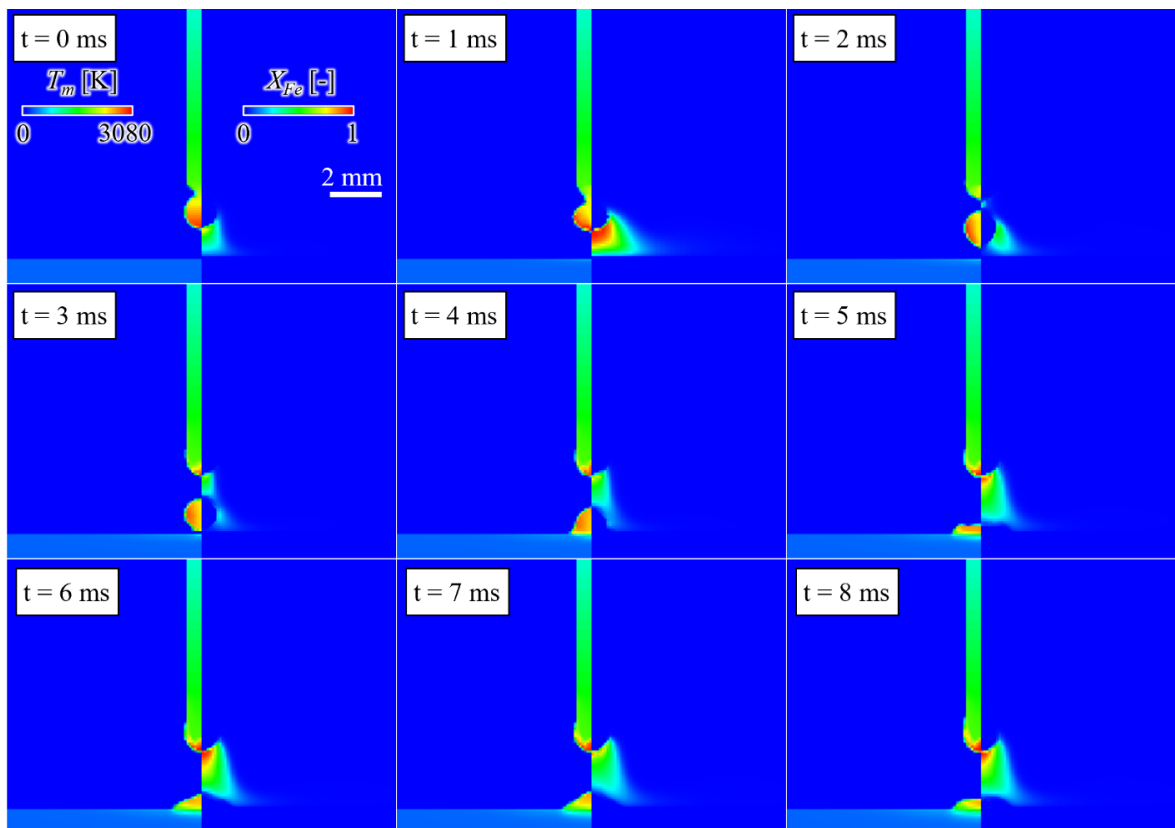


Fig. 5.9 Simulation results of metal temperature (left) and iron vapor mixing ratio (right) in droplet detachment process.

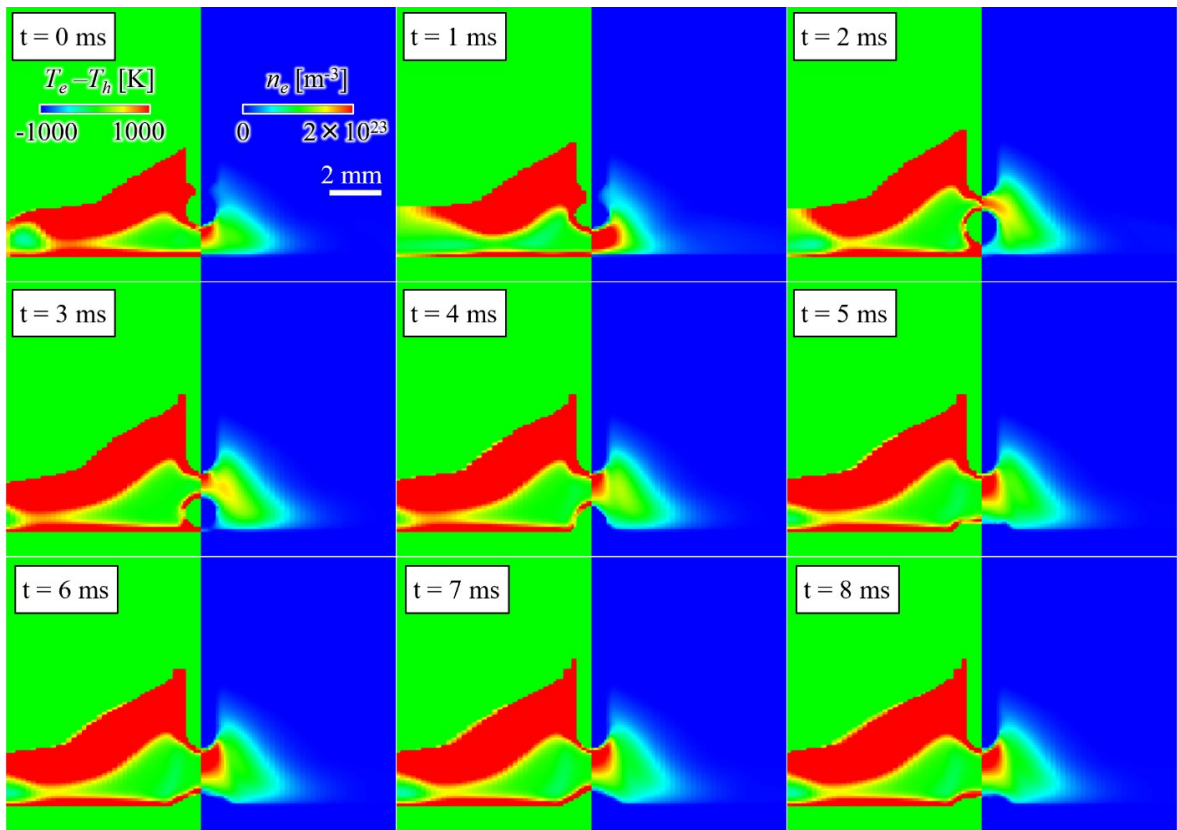


Fig. 5.10 Simulation results of temperature difference between electrons and heavy particles (left) and electron number density (right) in droplet detachment process.

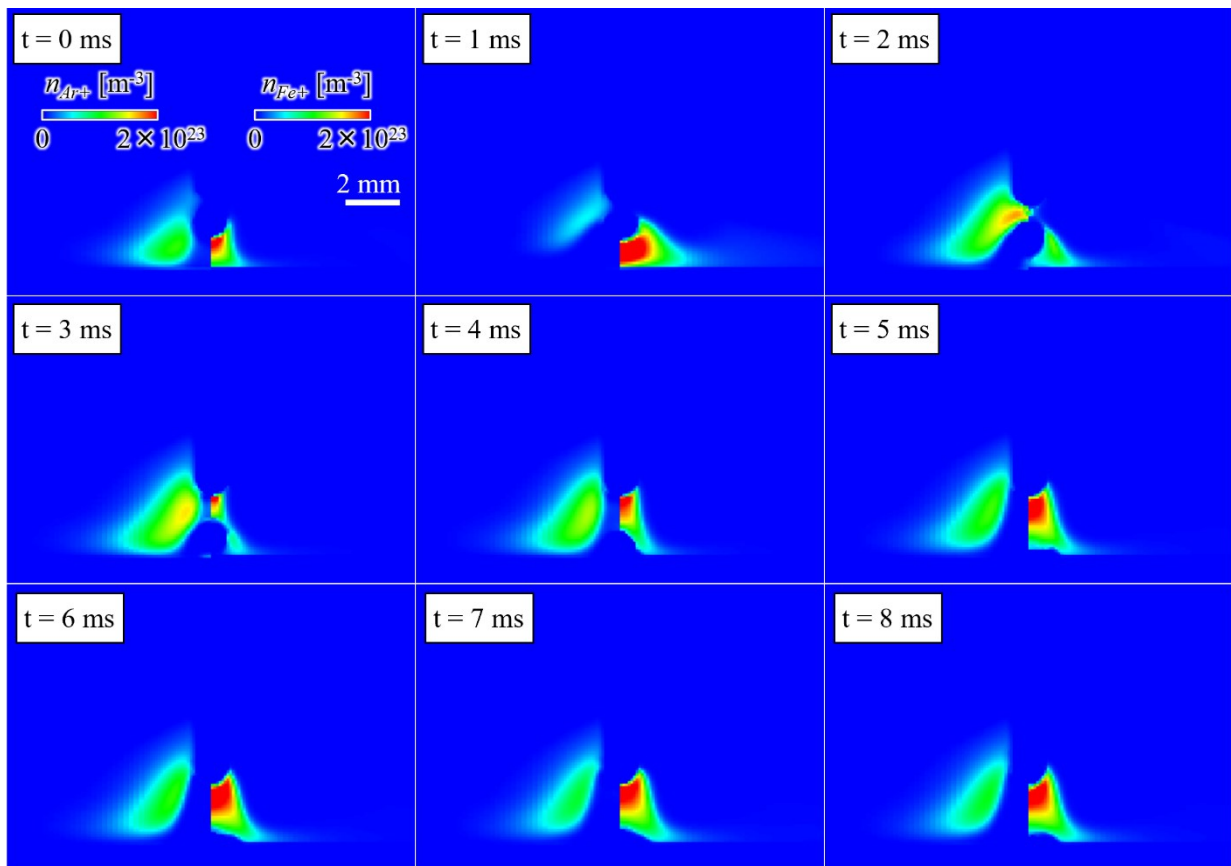


Fig. 5.11 Simulation results of number densities of Ar⁺ (left) and Fe⁺ (right) in droplet detachment process.

5.2.3 電気伝導率を算出する温度が計算結果に及ぼす影響の考察

次に、第3章で取り上げた LTE モデルの陽極近傍の電気伝導率の問題に関して、本モデルを用いて検討する。牛尾ら[1]は、レーザトムソン散乱法によってティグアークの温度を計測し、電流値 150 A の場合に LTE を仮定せずに計測した重粒子温度は常に電子温度を下回り、LTE を仮定して計測した温度は重粒子温度に一致することを示した。Baeva ら[2]が非平衡モデルを用いて計算した結果、LTE を仮定して計算した温度の計算結果は、電子温度が重粒子温度よりも高い熱非平衡が観測される位置の重粒子温度に近いことを示している。そこで、電極近傍の電気伝導率を算出する際に、LTE モデルでは電子温度よりも低いアーク温度で計算していることで、電気伝導率および電流密度分布の計算結果に現実との乖離が生じているのではないかと考えた。そこでまずは、電気伝導率の計算時に第4章の式(4.33) – (4.34)に代入する温度と衝突積分を計算する温度を、電子温度から重粒子温度に変更して溶滴形成過程の計算を行った。Fig. 5.12 の左側に計算された金属温度、右側に重粒子温度を示す。溶滴形状は Fig. 5.4 と同程度に成長し、温度も同程度であることがわかる。また、重粒子温度は溶滴の成長と温度上昇に伴い中心部での温度低下が顕著になっている。従って、電気伝導率の計算方法の変更によって、これまでの知見と矛盾するような計算結果にはなっていないと判断できる。その上で、電気伝導率分布の計算結果を計算方法変更前のものと比較する。Fig. 5.13 の左側に電子温度で計算した電気伝導率、右側に重粒子温度で計算した電気伝導率を示す。電気伝導率の計算方法の変更によって、金属の温度場や形状の計算結果も変わるため、一概には比較できないが、おおむね同様の電気伝導率分布となっている。その理由は、電気伝導率の計算式(4.33) – (4.37)を見てもわかるように、電気伝導率は温度だけでなく、むしろ電子数密度に大きく依存するからだと考えられる。化学反応のレートはこれまで通り電子温度で計算しているため、電離度および電子数密度は電気伝導率の計算方法変更前と同程度となる。そのため、電気伝導率には結果的に大きな差が見られなかったと考えられる。次に、計算された電流密度の絶対値の分布を Fig. 5.14 に示す。左側には電気伝導率の計算方法の変更前、右側には変更後の結果を示す。なお、値はログスケールで表示している。陽極・陰極の表面形状は黒のドット線で示している。電気伝導率の分布同様、大きな差は見られない。ただし、重粒子温度で電気伝導率を計算した場合に、よりワイヤの上の位置まで 10^6 A/m^2 程度までの電流密度分布域が広がっている。この領域は比較的溫度が低いため、Ar 原子の数密度が高くなっていると考えられる。一例として $t = 8 \text{ ms}$ 時点の Ar 原子の数密度と電流密度の絶対値の分布をそれぞれ左側と右側に表示した Fig. 4.15 を見てもわかる。すると、電気伝導率を計算する上で、電子と Ar 原子の衝突積分が大きな影響を持つようになる。衝突積分が小さいほど電気伝導率は大きくなり、一般的には温度が高いほど衝突積分は小さくなる傾向がある。しかし、電子と Ar 原子の衝突積分は温度とともに増加する[3]。そのため、Ar 原子が多く存在する領域では、電子温度より低い重粒子温度で衝突積分および電気伝導率を計算した方が電気伝導率が高くなり、その領域に流れる電流密度も増加したと考えられる。

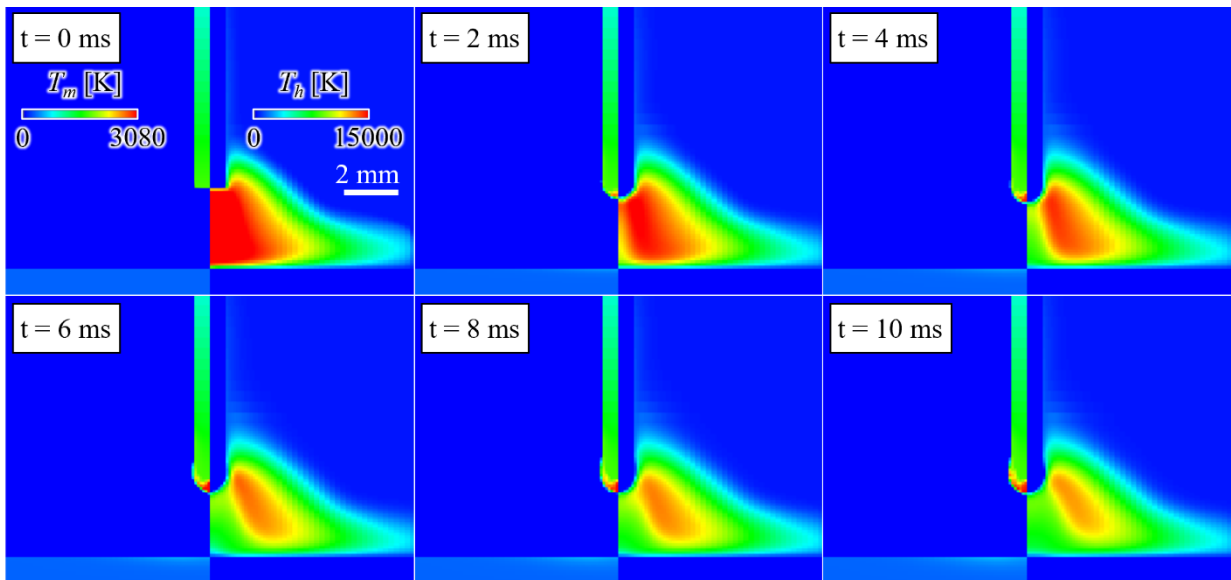


Fig. 5.12 Simulation results of temperature of metal (left) and heavy particles (right) by the calculation with $\sigma(T_h)$.

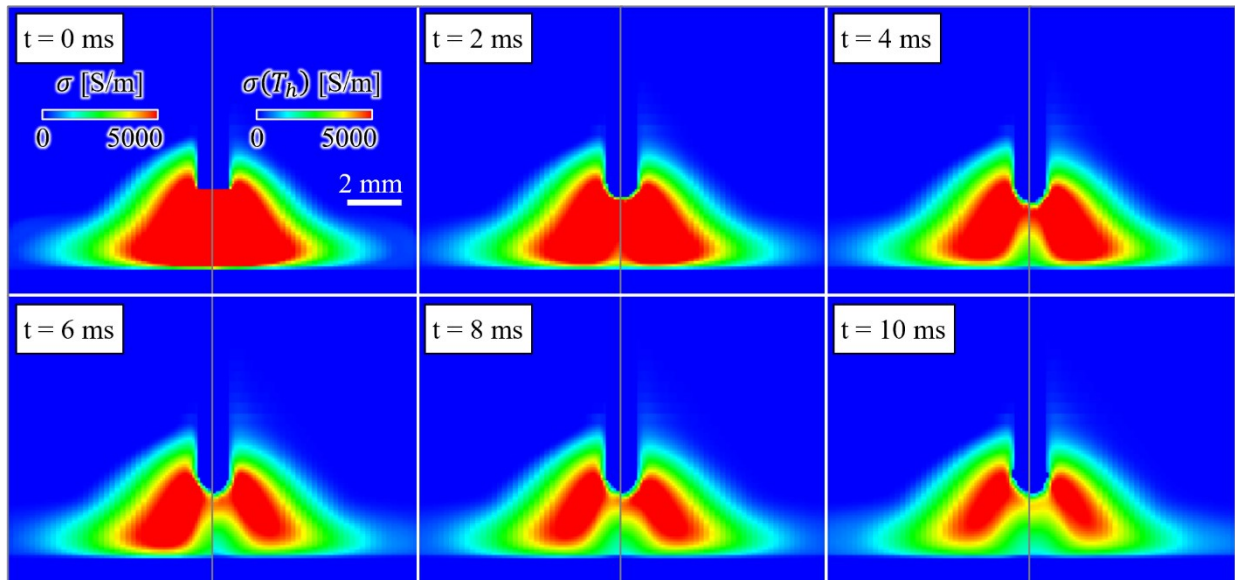


Fig. 5.13 Comparison of the electrical conductivity distribution between non-equilibrium calculation (left) and calculation with $\sigma(T_h)$ (right).

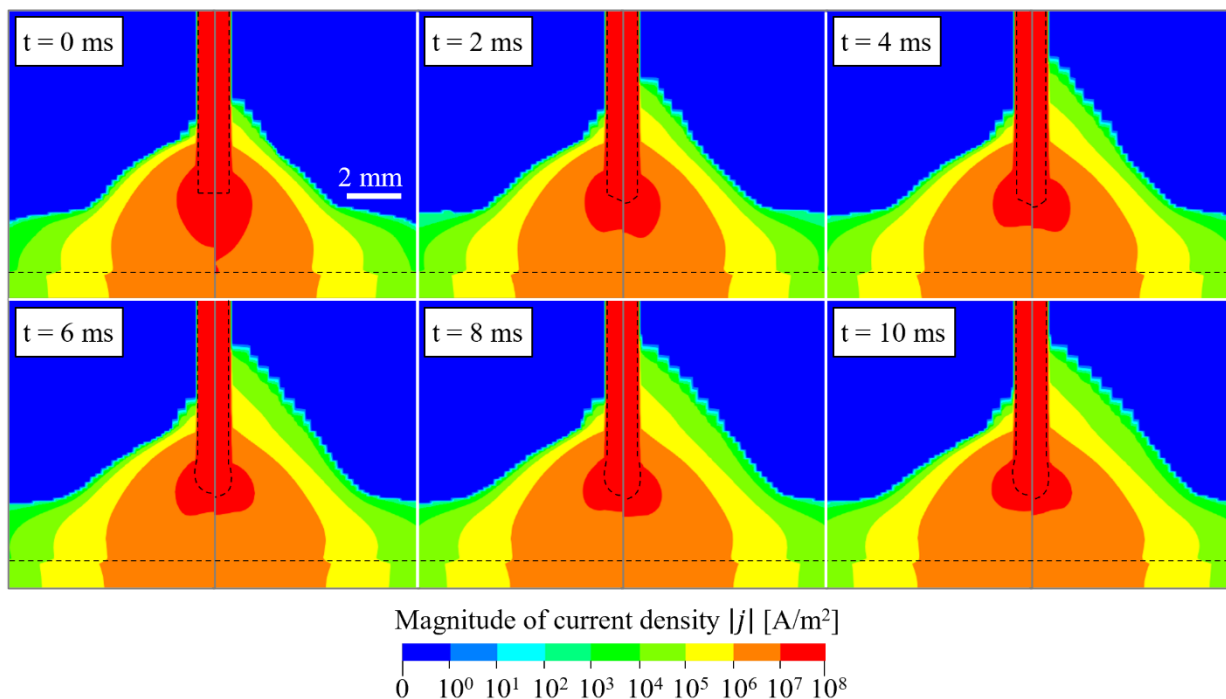


Fig. 5.14 Comparison of the magnitude of current density between non-equilibrium calculation (left) and calculation with $\sigma(T_h)$ (right). Magnitude is displayed in log scale. Electrode surfaces are illustrated by black dotted lines.

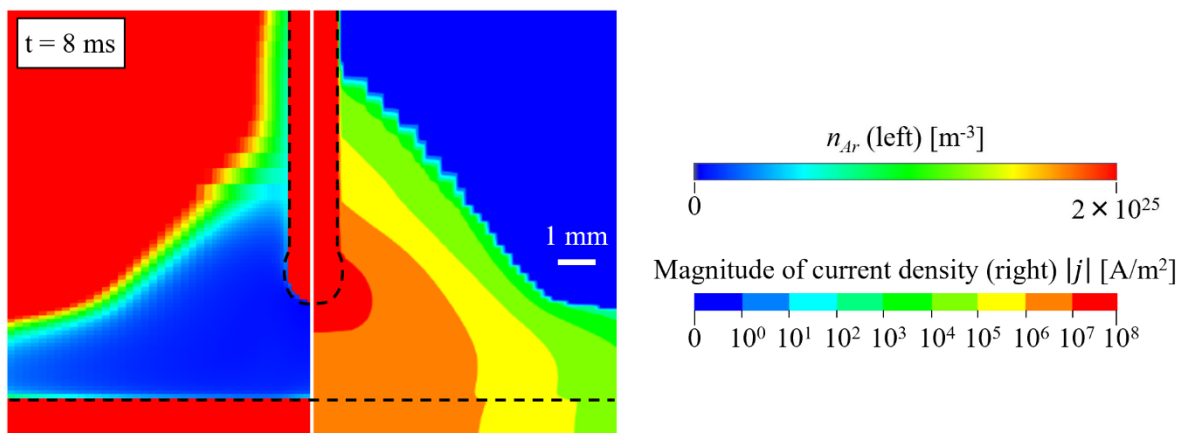


Fig. 5.15 Number density of Ar atom (left) and magnitude of current density (right) calculated by $\sigma(T_h)$ at $t = 8$ ms. Magnitude is displayed in log scale. Electrode surfaces are illustrated by black dotted lines.

5.2.4 局所熱平衡の仮定が計算結果に及ぼす影響の考察

2温度を用いて化学種の質量分率を計算している限りは、電気伝導率の計算時に代入する温度がLTEモデルで計算される温度に近い重粒子温度を用いても、電気伝導率や電流密度分布の計算結果は大きく変化しないことが分かった。そこで次に、アークプラズマのLTEを仮定した計算(LTE計算)の結果と比較する。ただし、第2章で説明したLTEモデルで計算するのではなく、非平衡モデルの計算を、LTEを仮定したものに变更して計算を行った。すなわち、電子と重粒子のエネルギー保存式の計算を、第2章に記載したガス相のエネルギー保存式の計算へ、各化学種の質量分率の計算を、第2章に記載した鉄蒸気の保存式の計算へと変更した。変更後のフローチャート Fig. 5.16 に示す。なお、輸送係数

などの物性値は、物性値の計算手法による計算結果の差異を排除するために、第 2 章に記載した Murphy らの計算したものではなく、第 4 章に説明した方法で計算したものをを用いた。計算時に代入する化学種の数密度はガス温度に対して反応が平衡状態にあるとした。

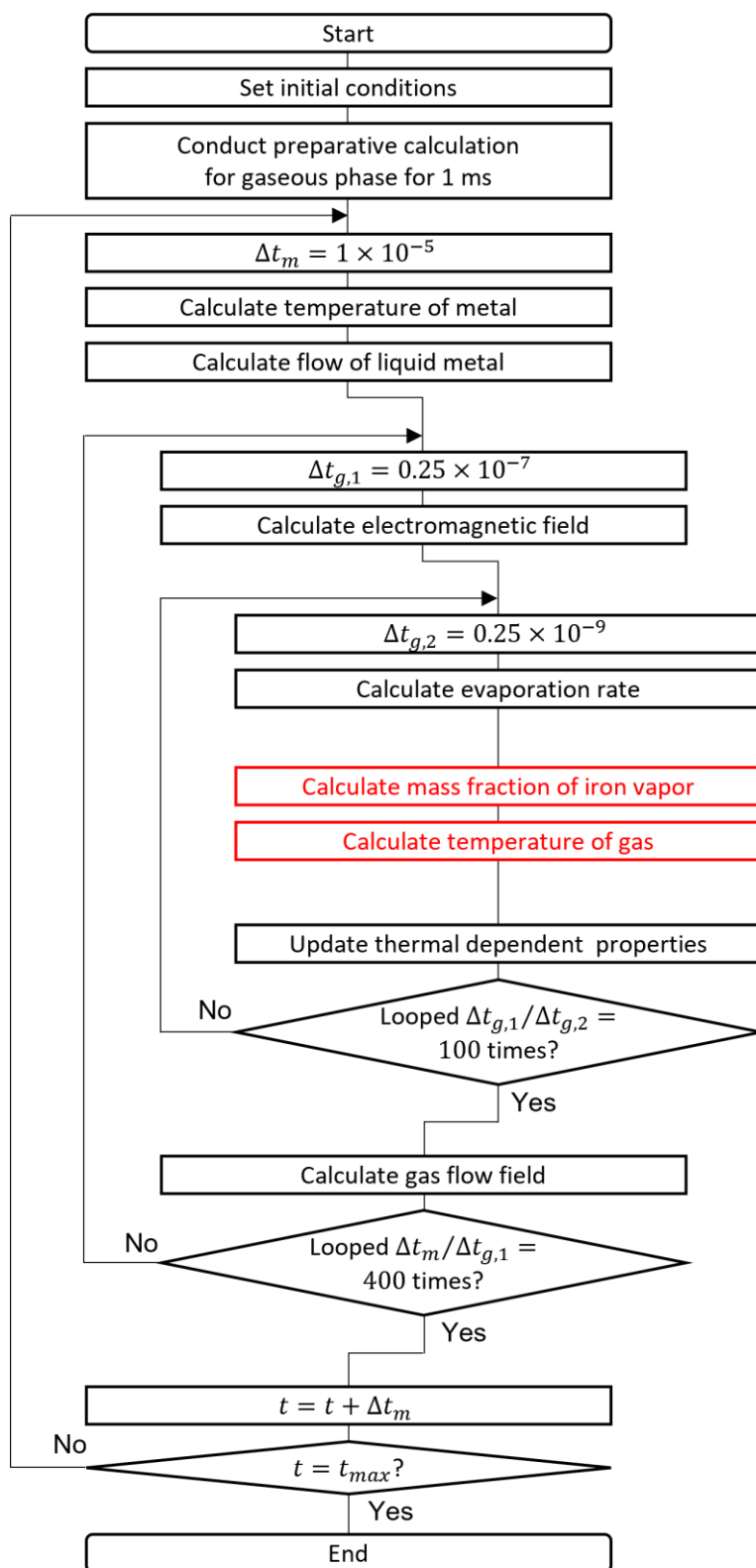


Fig. 5.16 Flowchart of LTE calculation by modifying non-equilibrium model described in Fig. 5.1.

まずは、確認のために Fig. 5.17 の左側に金属温度、右側にガス温度の計算結果を示す。これまでと同様に、時間経過とともに溶滴が加熱され、アーク中心温度が低下していく様子が確認された。ただし、溶滴温度は非平衡計算のときよりも高くなっており、第3章で示した LTE モデルの計算結果と近いように見える。 $t = 10$ ms 時点で溶滴の内部までが沸点に達しており、それより上の部分とは急激な温度勾配が生じている。溶滴形状も非平衡モデルで計算されたワイヤ径以上の溶滴径ではなく、ワイヤ径よりも細い溶滴径となっている。実際に電気伝導率の計算方法3パターンでの溶滴温度を Fig. 5.18 で比較すると、その差は顕著にわかる。 Fig. 5.18 (a)は電気伝導率を電子温度で計算した非平衡モデルの結果、(b)は電気伝導率を重粒子温度で計算した非平衡モデルでの結果、(c)は LTE 計算の結果である。(a)と(b)には大きな差は見られないが、(a)、(b)と(c)の差は顕著で、(c)では他に比べて明らかに溶滴温度が高い状態にある。また、母材の温度上昇も(c)の方が顕著である。従って、LTE 計算では非平衡計算時よりも電流経路が緊縮し、陽極・陰極ともに入熱がより狭い範囲に集中していると考えられる。

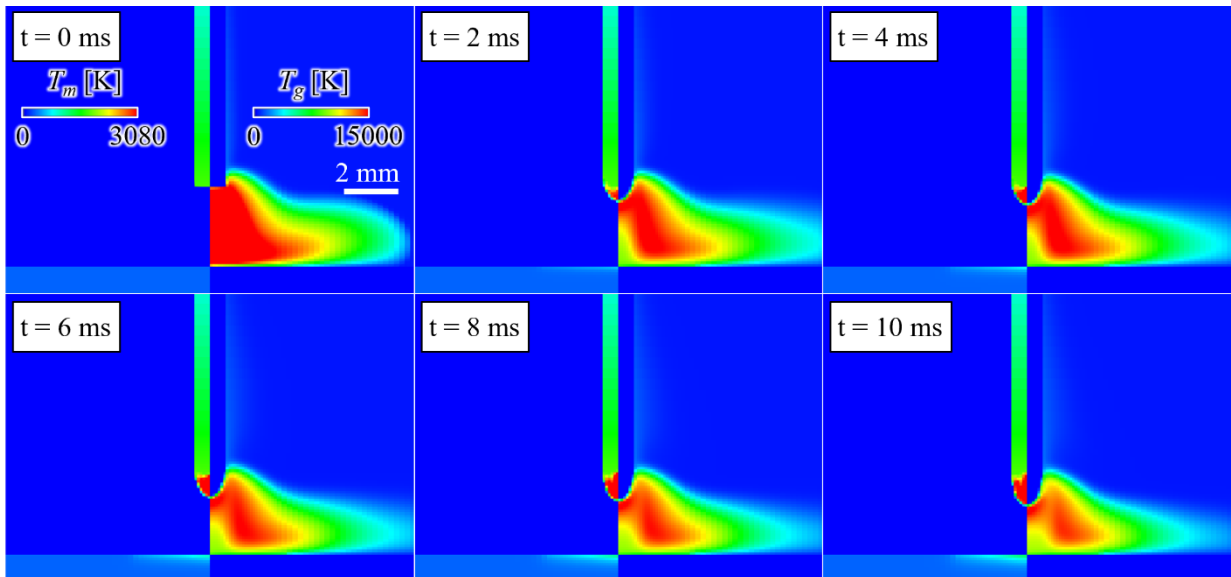
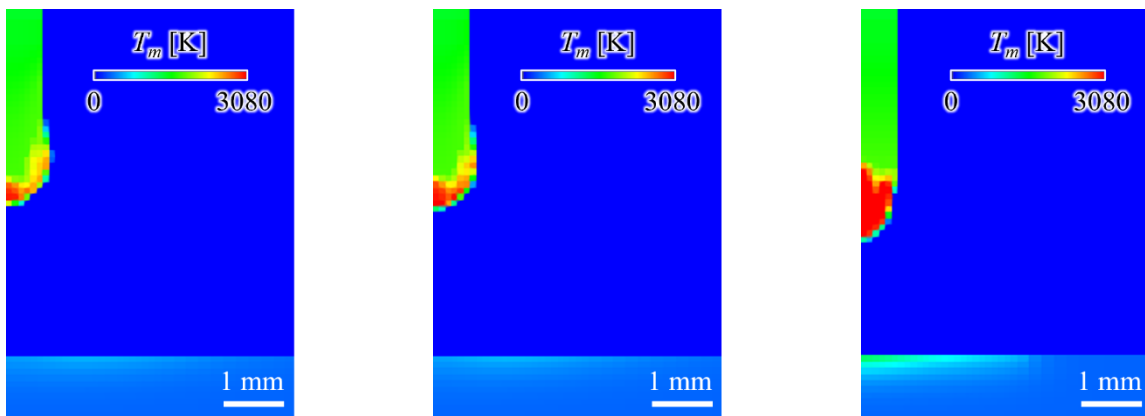


Fig. 5.17 Simulation results of temperature of metal (left) and heavy particles (right) by LTE calculation.



(a) Result of non-equilibrium calculation.

(b) Result of non-equilibrium calculation with $\sigma(T_h)$.

(c) Result of LTE calculation.

Fig. 5.18 Comparison of metal temperature at $t = 10$ ms.

そこで, Fig. 5.19 に電流密度分布を比較する. Fig. 5.19 の各画像の左側は非平衡モデルの計算結果, 右側は LTE 計算の結果である. 非平衡計算の結果では電流経路が陽極近傍でより高い位置まで拡大しているのに対して, LTE 計算では溶滴の近傍に限定されている. また, LTE 計算の方がアーク中心部の電流密度は高くなっている. さらに, 非平衡計算では陽極近傍の電流密度のオーダーとして, $10^4 \sim 10^7$ A/m² 以上まで幅広く観測されるのに対して, LTE 計算では中間的なオーダーの電流密度は確認されず, 陽極表面の電流密度は 0 か 10^7 以上かという極めて極端な分布になっている. 陽極への入熱密度は電流密度に比例するため, 入熱密度の同様に局所的に集中する分布となる. これらの結果からも, LTE モデルでは溶滴の過熱が生じている可能性が高いと言える.

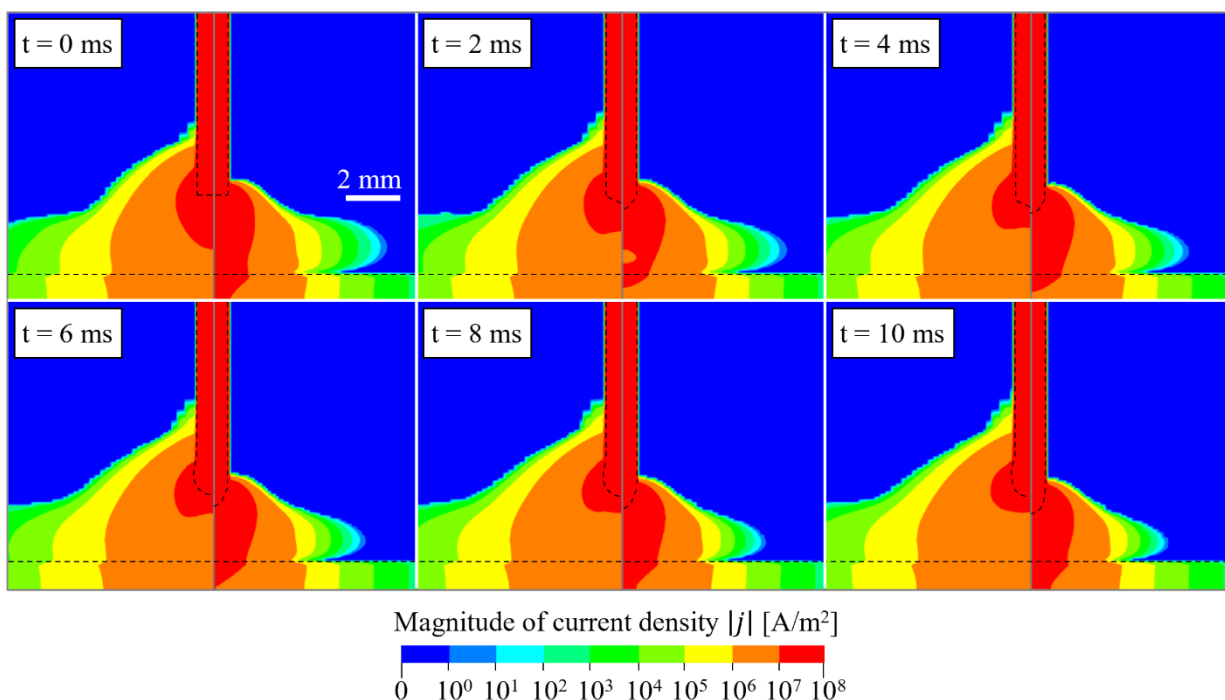


Fig. 5.19 Comparison of the magnitude of current density between non-equilibrium calculation (left) and LTE calculation (right). Magnitude is displayed in log scale. Electrode surfaces are illustrated by black dotted lines.

次に, 電気伝導率分布を Fig. 5.20 に比較する. Fig. 5.20 の各画像の左側は非平衡モデルの計算結果, 右側は LTE 計算の結果である. 非平衡計算の方が, 陽極近傍で電気伝導率がより高い位置にまで分布している. その原因は, 電子数密度の差にあると考えられるため, Fig. 5.21 に電子数密度分布を比較する. 各時間の画像の左側には非平衡計算の結果, 右側には LTE 計算の結果を示す. LTE 計算の方がアーク中心部での電気伝導率が高いが, それは電流経路が限定されたことで体積当たりのジュール発熱が大きく, 非平衡計算時よりもアーク中心温度が上昇し, 電離度が高くなったためと考えられる. LTE 計算では $t = 2$ ms から, 電離しやすい鉄蒸気濃度の高い中心部で電子数密度が非常に高くなっている. また, 鉄蒸気の混入していない部分との境界で電子数密度の急峻な勾配が観測された.

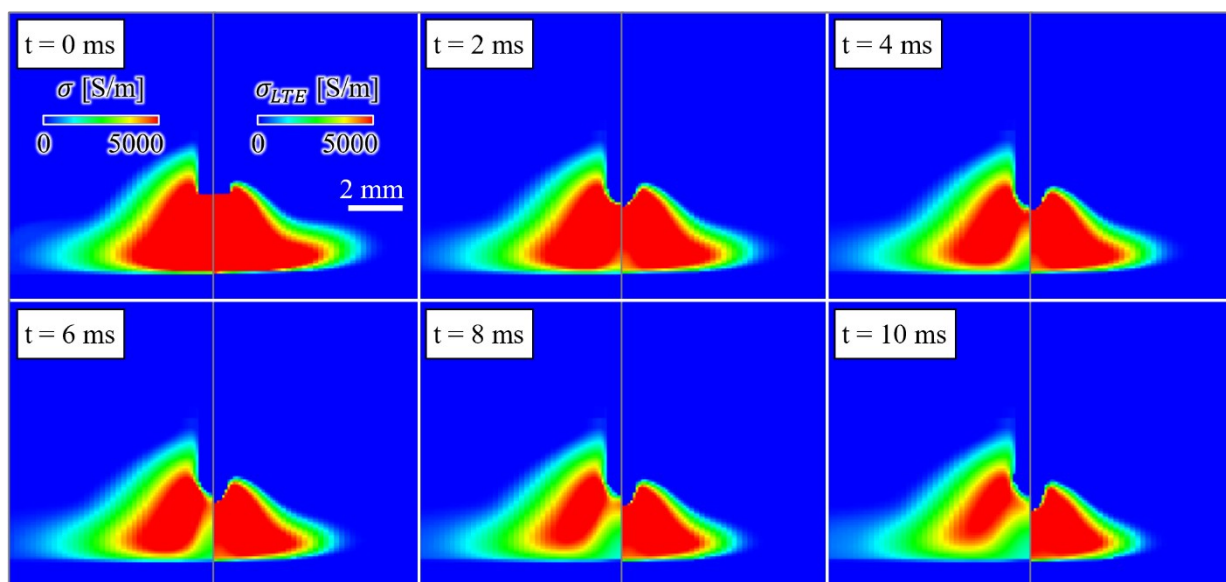


Fig. 5.20 Comparison of the electrical conductivity distribution between non-equilibrium calculation (left) and LTE calculation (right).

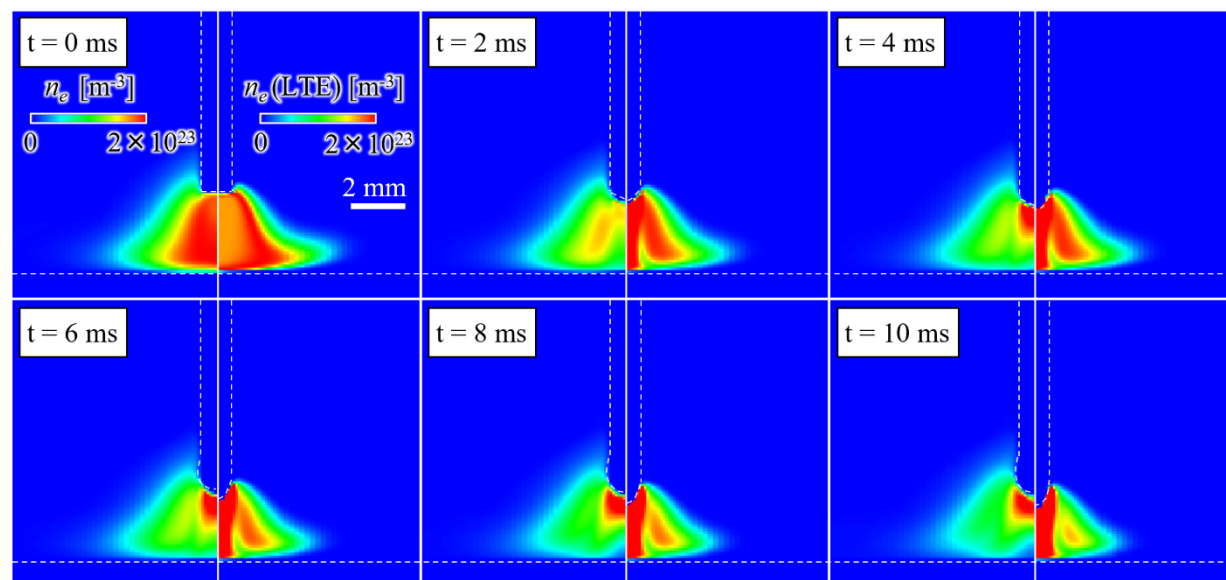


Fig. 5.21 Comparison of electron number density distribution between non-equilibrium calculation (left) and LTE calculation (right).

続いて、電子数密度分布の比較を、今度はログスケールで Fig. 5.22 に示す。 $t = 0$ ms から 10 ms にかけて、非平衡計算によって陽極近傍のより高い位置にまで電子が分布するようになることが明らかになった。

このように、非平衡計算によって陽極近傍のより高い位置にまで電子が分布した理由を考察する。本モデルにおいては電気的中性を仮定しているため、電子の増加はイオンの増加を意味する。さらには、溶滴よりも高い位置には鉄蒸気が損傷しないので、当該位置での電子の増加は Ar^+ の増加に等しいと考えられる。本モデルにおいて Ar^+ の数密度が変動する要因には、第 4 章に記載した各重粒子の質量保存式から、①電離・再結合、②対流、③拡散の 3 つが挙げられる。電子温度の上昇による電離度と電子の増加は考えられるが、電流が流れジュール発熱が発生したり、熱伝導による熱輸送が増加

して電子温度が上昇するためにも、まずはある程度の電子数密度が必要となる。Fig. 5.23 の模式図に示すように、プラズマ気流は上から下の流れであるため、対流項は電子とイオンを上部に輸送する要因ではなく、濃度勾配による Ar^+ と電子の上部への拡散が、陽極近傍でより上部へ電子が分布する原因であると予想できる。実際に計算された $t = 10 \text{ ms}$ における陽極近傍の Ar^+ 流束も、Fig. 5.24 に示すように、対流によるものは下向き、拡散によるものは溶滴より上部で上向きのベクトルとなった。しかし、実際に Ar^+ が上部へ輸送されるかは、対流と拡散による流束のバランスによる。そこで、電子数密度分布が陽極近傍で拡大する過程における、対流による Ar^+ 流束と拡散による Ar^+ 流束のバランスを確認する。ただし、Fig. 5.22 の通り、初期状態 (Fig. 5.2) から 1 ms の準備計算が終わった直後の $t = 0 \text{ ms}$ 時点ですでに電子は陽極の高い位置にまで十分に分布しているため、Fig. 5.25 には準備計算中で電子数密度分布が広がる前の $t = -0.8 \text{ ms}$ の電子数密度分布および拡散と対流による Ar^+ 流束を示し、 $t = 0 \text{ ms}$ の結果と比較した。なお、初期状態を $t = -1 \text{ ms}$ とした。各時間の画像の左側には電子数密度、右側には Ar^+ の拡散による流束と対流による流束を足し合わせたものを表示している。 $t = -0.8 \text{ ms}$ には、電子数密度分布の外縁部で上向きの Ar^+ 流束が見られることから、下向きの対流に打ち勝つ上方向への Ar^+ および電子の拡散によって、電子数密度の分布が陽極のより高い位置に拡大したことが明らかになった。一方、電子の分布が十分に拡大している $t = 0 \text{ ms}$ には電子数密度分布の外縁部における流束の上向き成分は減少している。また、電子数密度分布の外縁部以外では、ほぼ真下に大きな Ar^+ 流束となっているが、このような場所では電子温度が上昇したことによる電離度の増加が電子数密度の維持に寄与していると考えられる。非平衡計算によってこれらの結果が得られた一方、LTE 計算ではシールドガス成分や金属蒸気成分中の電子・イオンだけの拡散を個別には考慮しないため、陽極近傍の高い位置での電子数密度分布を表現することは難しいと考えられる。

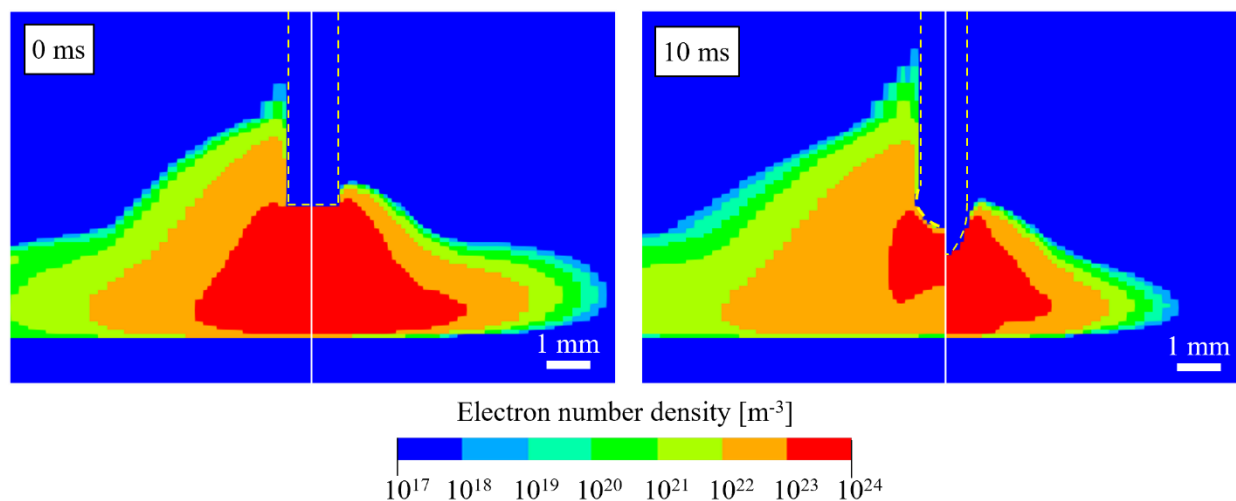


Fig. 5. 22 Comparison of electron number density distribution between non-equilibrium calculation (left) and LTE calculation (right) in log scale.

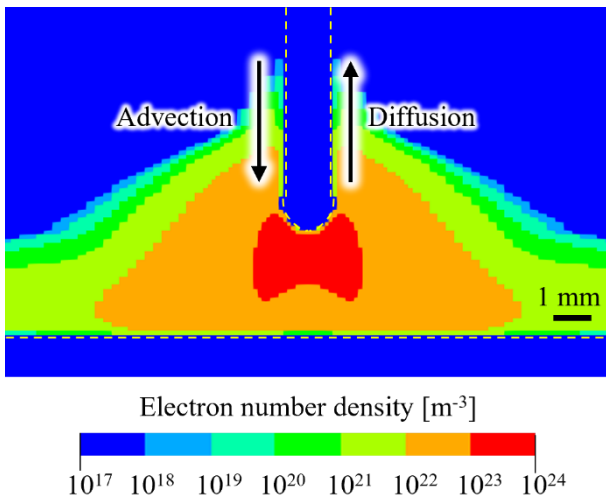


Fig. 5. 23 Schematic image of convective and diffusive transport of electrons and Ar⁺.

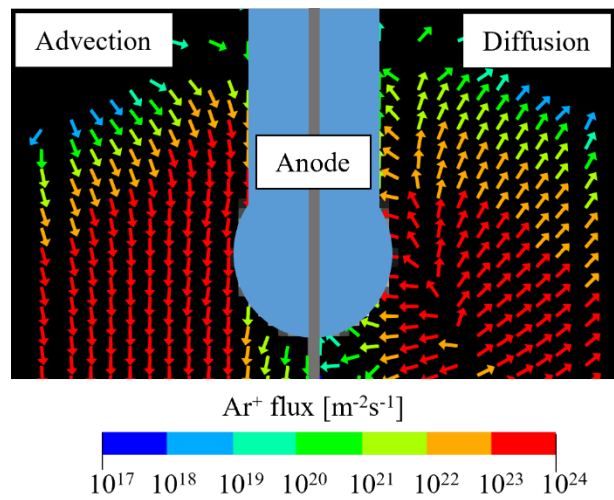


Fig. 5. 24 Calculated Ar⁺ flux by advection (left) and diffusion (right) at t = 10 ms.

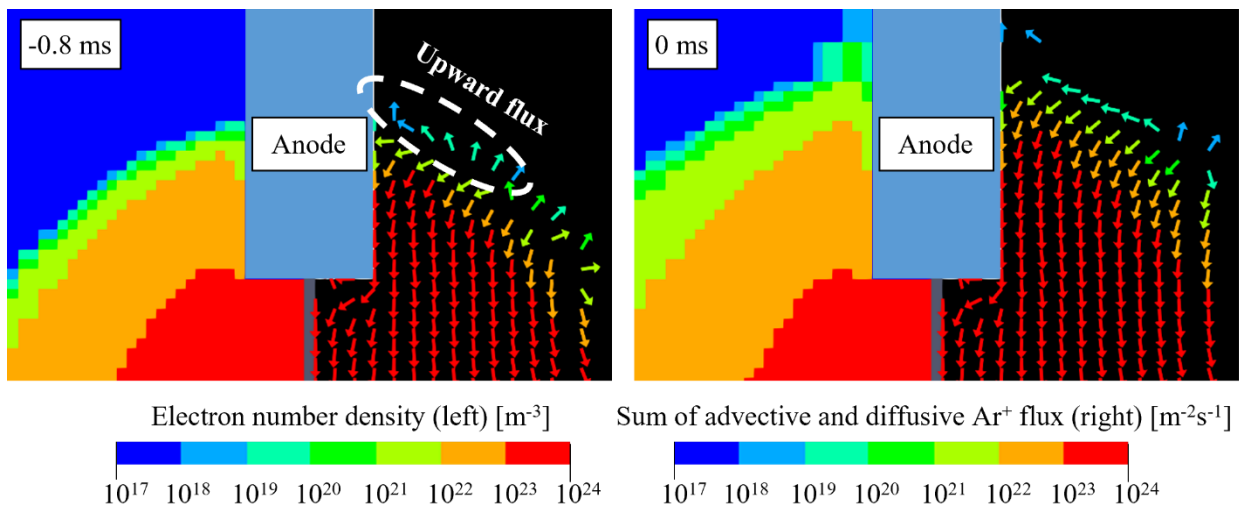


Fig. 5.25 Change in balance of advective and diffusive Ar⁺ flux with time.

一方、本章の計算では電流値を一律に 250 A としたが、これは実際のプロセスでは溶滴はスプレー移行する電流値である。しかし、非平衡計算で形成された溶滴径はワイヤ径よりも大きく、逆に溶滴の過熱が生じている可能性のある LTE 計算においては溶滴径がワイヤ径よりも小さくなった。溶滴移行形態は溶滴にかかる様々な力のバランスで決まるため一概には言えないが、非平衡計算では電流経路の拡大により電流が分散し、溶滴を絞る効果のある電磁力が弱まった可能性もある。Fig. 5.26 に非平衡計算と LTE 計算のワイヤと溶滴にかかる電磁力分布を比較するが、非平衡計算では電磁力が小さくなっている。以上より、非平衡計算では実際よりも陽極近傍で電流経路が拡大しすぎている可能性も考えられるが、電子とイオンの拡散によって LTE モデルでは表現が難しい場所にも電子が存在することが明らかになった。

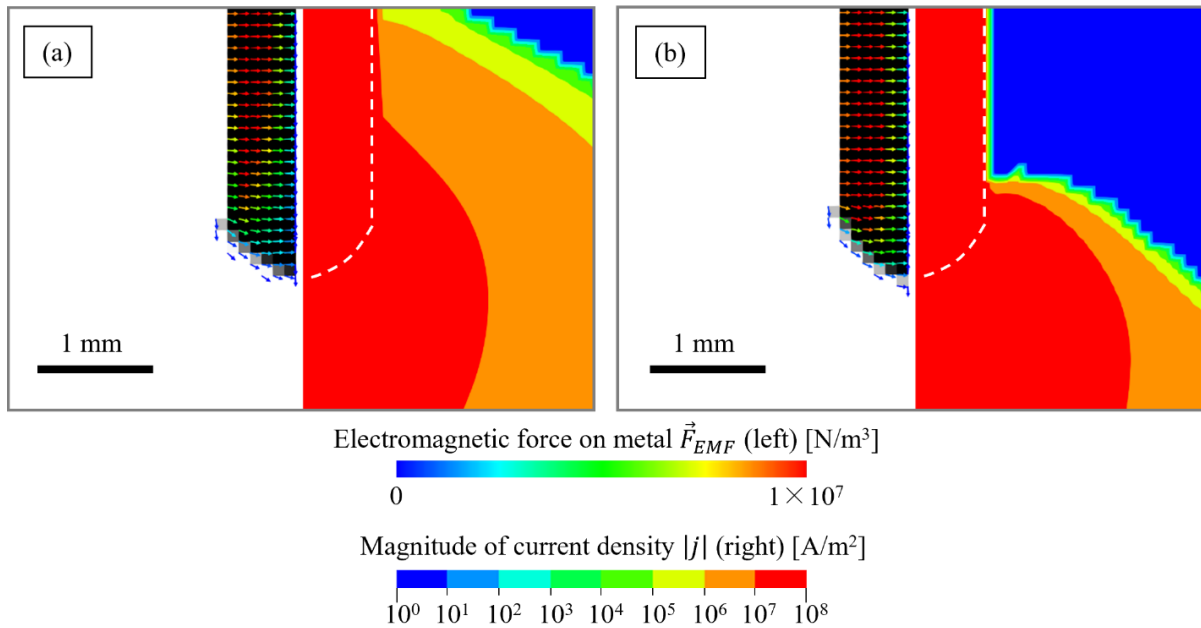


Fig. 5.26 Comparison of distributions of electromagnetic force on metal (left) and magnitude of current density (right) between (a) non-equilibrium calculation and (b) LTE calculation.

5.3 まとめ

本章では、第4章で説明したGMA溶接におけるアークプラズマの非平衡モデルと、電極の非定常計算を組み合わせることにより、GMA溶接の動的な挙動を、アークの非平衡性を考慮した上で計算した。まずは、溶滴の形成過程と離脱過程に分けて非平衡計算を行い、各過程における電子・重粒子温度場や金属温度場、電子数密度場の時間変化を再現した。特に、非平衡計算の場合、LTEモデルで計算でみられたような溶滴の過熱が生じないことが分かった。また、熱非平衡性の確認も行い、GMA溶接においては、溶滴の離脱に伴う電極形状の変化によって、熱非平衡性が観測される領域が大きく変動することが明らかとなった。続いて、電気伝導率の計算方法に用いる温度が計算結果に与える影響を考察した。電気伝導率と、その計算に用いる衝突積分を計算するときに代入する温度を電子温度から重粒子温度に変更した場合、計算された電気伝導率および電流密度分布に大きな違いは見られなかった。電気伝導率は温度だけでなく、むしろ電子数密度に大きく依存するため、化学反応レートを電子温度で計算している以上、両者の計算で電子数密度に大きな差はなく、電気伝導率にも差が生じなかったと考えられる。続いて、非平衡モデルの計算をLTEの仮定のもとに行う“LTE計算”との比較を行った。まず、LTE計算によって溶滴の温度が大きく上昇することが分かった。電気伝導率分布を比較すると、LTE計算の場合に、電極の近傍での分布の縮小が顕著であり、非平衡計算では特に陽極のより高い位置まで電気伝導率が高く計算されていることが分かった。電流密度分布を比較しても違いは顕著で、LTE計算では陽極表面の電流密度は陽極の先端に限定されていた。その限定された領域に高い入熱密度が集中することで、LTE計算およびLTEモデルを用いた計算では溶滴の温度が大きく上昇したことが明らかとなった。これらの違いは、非平衡計算では陽極近傍のより高い位置にまで電子が分布することによるものであった。これは、拡散によって電子とイオンが情報に輸送されるためと明らかになった。以上から、電子とイオンの拡散によってLTEモデルでは表現が難しい場所にも実際には電子が存在することを示した。

参考文献

- [1] 牛尾誠夫, 田中学: アルゴン GTA (ガス・タンダステン・アーク) プラズマにおける局所熱平衡. 日本金属学会誌 **63** (1994) pp. 9-14.
- [2] M. Baeva, R. Kozakov, S. Gorchakov and D. Uhlandt: Two-temperature chemically non-equilibrium modeling of transferred arcs. *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** (2012) 055027.
- [3] M. J. Wright, D. Bose, G. E. Palmer and E. Levin: Recommended collision integrals for transport property computations, part 1: air species. *AIAA Journal* **43** (2005) pp. 2558-2564.

第6章 結論

最後に、本論文の結論を述べる。

第2章では、GMA溶接のアークプラズマの局所熱平衡を仮定したモデル(LTEモデル)の説明を行った。また、流動場の計算精度を評価した。

第3章では、LTEモデルの妥当性の評価と課題の抽出を行った。その過程で、定電流特性・ワイヤ一定送給のGMAプロセスにおける電流値とシールドガス成分の変化に伴う溶滴移行形態の変化を再現した。実験結果と比較し、LTEモデルが上記を定性的に再現できることが明らかとなった。次に、溶接電流・ワイヤ送給制御を伴う短絡移行プロセスにおける溶滴の離脱に影響を及ぼす因子を解明した。アーク期間のパルスピーク電流値を増加させると溶滴が離脱しやすくなるが、ワイヤの正送加速度を増加させることで離脱しづらくなることが明らかとなった。また、実験結果との比較によって、その知見の妥当性を確かめた。さらに、正送加速度が溶滴に及ぼす効果を数値シミュレーションによって可視化し、ワイヤの加速によって溶滴が受ける上方向への見かけ上の力には溶滴を相対的に持ち上げる効果があるが、溶滴の内圧の勾配による下向きの反発力も作用するため、離脱を妨げる効果を得るためには適切な正送加速度と制御タイミングを考慮する必要があることが分かった。一方で、ワイヤ送給速度の実験結果との乖離も明らかとなった。その原因はシミュレーションでの溶滴の過熱状態にある可能性が示唆された。溶滴の過熱は、熱非平衡性が観測される陽極近傍の電気伝導率と電流密度分布の計算結果が原因であると推測し、根本的には局所熱平衡の仮定という現実との乖離が問題であると考えた。

第4章では、アークプラズマの非平衡モデルの説明を行った。また、簡単のために電極の形状と温度を固定して計算を行った。まず、鉄蒸気を考慮しての非平衡計算が十分可能であることがわかった。次に、GMA溶接での熱非平衡性は電極の近傍とアーク外縁部に見られることがわかった。アーク外縁部の非平衡性はアーク温度の低下による電子数密度の減少が原因だが、同じく温度が低下しているアーク中心部で熱非平衡性が観測されないのは、放射強度の高いFe種が混入してアーク温度が低下しても、Arよりも電離しやすいFe原子の電離によって十分な電子数密度が確保されているからであることが分かった。そこで、Fe種の化学反応レートのみをAr種のものに仮想的に変更し、化学反応レートを減少させると、アーク中心部で電子温度の方が低い熱非平衡性が表れた。また、Fe種の化学反応レートだけでなく放射強度もAr種のものに変更してどちらも減少させると、アーク中心部は再び熱平衡状態となった。以上から、金属蒸気の化学反応レートと放射強度のバランスがGMA溶接における熱非平衡性を左右することが明らかとなった。

第5章では、電極の溶融・変形を考慮した非平衡計算を行い、溶滴の形成過程と移行過程における熱非平衡性の動的な挙動を明らかにした。熱非平衡が観測される領域は溶滴移行に伴う電極形状の変化に大きく影響を受けることが明らかとなった。続いて、電気伝導率を計算する温度を電子温度から、よりLTEモデルで計算される温度に近い重粒子温度に変更して、電気伝導率分布と電流密度の分布を変更前と比較した。顕著な違いは見られず、電子温度と重粒子温度の2温度を用いて化学種の質量変化を計算している限りは、計算結果に大きな違いは見られないことが分かった。続いて、LTEを仮定した計算(LTE計算)との比較を行った結果、電気伝導率分布、電流密度分布ともに大きな変化が見られた。また、LTE計算では溶滴の過熱も観測された。非平衡計算では陽極のより高い位置にまで高い電気伝導率が分布しているが、LTE計算では電気伝導率分布が限定され、電流密度分布も溶滴の先端に集中しており、これが溶滴の過熱を引き起こした可能性があることが判明した。このとき、非平衡計

算によって陽極近傍のより高い位置にまで電子が分布しており，その原因は拡散による電子とイオンの上方への輸送であることが明らかになった．以上から，LTE モデルでは表現が難しい場所にも，電子とイオンの拡散によって電子が存在すること，そしてそれがアークや溶滴の計算結果に影響を及ぼすことを非平衡計算によって明らかにした．

謝辞

本研究を進めるにあたり，終始適切なご指導，ご助言を賜りました

大阪大学大学院工学研究科 佐野智一 教授 に深く感謝の意を表します。

本研究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

大阪大学大学院工学研究科附属アトミックデザイン研究センター 浜口智志 教授ならびに
大阪大学接合科学研究所 所長 田中学 教授 に深く感謝の意を表します。

学部時代からの計6年間ご指導頂き，常に的確な指摘を頂きました

大阪大学大学院工学研究科 荻野陽輔 准教授 に深く感謝の意を表します。

学部時代からご指導いただき，博士研究の道に導いてくださいました

大阪大学接合科学研究所 浅井知 特任教授 に深く感謝の意を表します。

様々なご助言だけでなく，研究室運営においても多大なご尽力を頂きました

大阪大学大学院工学研究科 野村和史 講師 に深く感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり，共同研究頂きました

株式会社ダイヘン 恵良哲生 博士（兼ダイヘン・溶接・接合協働研究所招へい教授）

同社 門田圭二 博士（兼ダイヘン・溶接・接合協働研究所招へい准教授）

同社 馬場勇人 博士 に深く感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり，有益なご討論を賜りました金沢大学 田中康規 教授 に深く感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり，有益なご討論を賜りましたアーヘン工科大学（RWTH Aachen University）
Oleg Mokrov 博士，同大学 Marek Simon 博士 に深く感謝の意を表します。

研究室への配属や学部の卒業にあたり，様々なご助言を頂きました

大阪大学大学院工学研究科 藤本公三 名誉教授，福本信次 教授 に深く感謝の意を表します。

研究室で苦楽を共にした，井上洋輝さん，河野秀規さん，三村晃平さん，峰優さん，Tangissarawutthikul Narongsak さん，飯田将裕さん，井村文哉さん，田村光亮さん，戸田要さん，山下隼さん，喜多亮右さん，高見康平さん，竹内大貴さん，竹中啓輔さん，相部篤志さん，嵐亮介さん，大滝悟嗣さん，福本智さん，原口靖司さん，福島康記さん，笠野和輝 博士，奥田博之さん，新田誠也さん，藤原敏裕さん，松井田丈斗さん，松村匠さん，西端さん，浅田雄也さん，今井航太さん，佐藤祐理子さん，出野壮士さん，中山知哉さん，竹隈亮太さん，棚原渉さん，中島颯汰さん，三島真太郎さん，森祐大さん，江頭尚弥さん，大串隼士さん，奥山矩充さん，小松原佳貴さん に深く感謝の意を表します。

最後に、長きにわたる大学生活を支えてくれた家族，親戚の皆さまに深く感謝の意を表します。

本研究は，2021年10月から2022年3月までの期間，“学際融合を推進し社会実装を担う次世代挑戦的研究者育成プロジェクト”の支援の下に実施しました。

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

- [1] 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. *Weld World* **62** (2018) pp. 1021-1030.
- [2] S. Eda, Y. Ogino and S. Asai: Numerical simulation of dynamic behavior in controlled short-circuit transfer process. *Weld World* **64** (2020) pp. 353-364.
- [3] 江田賢司, 荻野陽輔, 浅井知: 溶接電流・ワイヤ送給制御された短絡移行型溶接プロセスにおいて短絡時の電流が及ぼす効果の数値的検討. 溶接学会論文集 **38** (2020) pp. 392-402.
- [4] S. Eda, Y. Ogino and S. Asai and T. Sano: Non-equilibrium modeling of arc plasma in the gas metal arc welding process. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** (2021) 325204.

国際会議発表論文

(Oral presentation)

- [1] S. Eda, Y. Ogino, S. Asai and Y. Hirata: Numerical simulation of weld pool formation in arc spot welding process. 70th IIW, Shanghai, China, June 2017.
- [2] S. Eda, Y. Ogino and S. Asai: Numerical simulation of heat source property in arc spot welding process. JAAA 2018, Kitakyushu, Japan, November 2018.
- [3] S. Eda, Y. Ogino and S. Asai: Numerical simulation of dynamic behavior in controlled short-circuit transfer process. 72nd IIW, Bratislava, Slovakia, July 2019.
- [4] S. Eda, Y. Ogino and S. Asai and T. Sano: Non-equilibrium modeling of arc plasma in gas metal arc welding. 73rd IIW, On-line, July 2020.
- [5] S. Eda, Y. Ogino and S. Asai and T. Sano: Non-equilibrium modeling of gas metal arc welding process with molten metal behavior. 74th IIW, On-line, July 2021.

(Poster presentation)

- [6] S. Eda, Y. Ogino, S. ASAI: Numerical investigation of the variability of the droplet transfer cycles in a controlled short-circuit transfer process. Visual-JW 2019 & WSE 2019, Suita, Japan, November 2019.