



Title	ガスタングステンアーク溶接の窒素吸収現象に及ぼす プラズマ熱源特性の影響に関する研究
Author(s)	児玉, 真二
Citation	大阪大学, 2013, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/26185
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

博士学位論文

ガスタングステンアーク溶接の窒素吸収現象に及ぼす
プラズマ熱源特性の影響に関する研究

児玉 真二

2013年6月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第1章 緒論	
1.1 溶接金属の窒素吸収に関する研究の現状と課題	1
1.2 GTA 溶接の数値計算シミュレーションと分光計測	4
1.3 本研究の目的と方針	6
1.4 構成	7
第2章 GTA 溶接の数値解析モデルと分光観察方法	
2.1 緒言	11
2.2 GTA 溶接の数値解析モデル	
2.2.1 GTA 溶接プロセスの基礎現象	11
2.2.2 支配方程式	13
2.2.3 陰極および陽極での物理現象	14
2.2.4 境界条件	15
2.2.5 数値計算手法	16
2.2.6 プラズマの物性データ	16
2.3 アークプラズマの分光計測	
2.3.1 プラズマにおける電磁波現象	18
2.3.2 分光装置	19
2.3.3 プラズマ内部に侵入した窒素の発光強度の測定	20
2.3.4 プラズマ温度の測定	21
2.3.5 アークプラズマの鉄蒸気濃度測定	25
2.4 熔融池の表面温度の分光計測	
2.4.1 分光観察システム	28
2.4.2 二色放射温度測定法の原理	28
2.5 結言	30

第3章 シールドガスへの窒素の混入現象に及ぼすプラズマ特性の影響	
3.1 諸言	31
3.2 溶接金属の窒素量測定	
3.2.1 実験条件	31
3.2.2 溶接金属の窒素量	33
3.3 シールドガスへ窒素の混入現象を考慮した数値解析モデル	
3.3.1 計算領域の設定	36
3.3.2 シールドガスと窒素の混合モデル	37
3.3.3 窒素混合シールドガスの物性値	38
3.4 数値シミュレーションによるシールドガスへの窒素混入現象の解析	
3.4.1 アークの発生に伴うシールドガス濃度の変化	39
3.4.2 シールドガスと窒素の混入現象におけるガス成分の影響	42
3.4.3 窒素混入現象におけるシールドガスの物性値の影響	44
3.4.4 シールドガス流量及び溶接電流の影響	46
3.4.5 アーク長, 電極突出し長の影響	48
3.5 数値解析と分光観察によるプラズマ内部の窒素の放射強度	50
3.6 溶接金属の窒素量測定とシールドガス濃度の数値解析結果の比較	53
3.7 結言	54
第4章 熔融池近傍での窒素解離状態に及ぼすプラズマ熱源特性の影響	
4.1 諸言	55
4.2 窒素混合シールドガスを用いた GTA 溶接における溶接金属の窒素量	
4.2.1 供試鋼材及び実験条件	55
4.2.2 窒素混合シールドガスを用いた溶接金属の窒素量	56
4.2.3 Ar+He 及び Ar+H ₂ 混合ガスアークにおける溶接金属の窒素量	59
4.2.4 熔融池の窒素吸収におけるプラズマ組成の再配置	61
4.2.5 熔融池の窒素吸収と熔融池からの窒素脱離	64
4.3 分光によるプラズマ温度及び熔融池温度の測定	
4.3.1 分光観察条件	66
4.3.2 分光観察によるプラズマ温度の測定	67

4.3.3	分光観察による鉄蒸気濃度の測定	69
4.3.4	熔融池表面の温度	71
4.3.5	アークプラズマ内での窒素の解離状態について	72
4.4	数値解析によるプラズマ中での窒素の解離状態の推定	
4.4.1	金属蒸気の生成を考慮した数値解析モデル	73
4.4.2	鉄蒸気が混入した He プラズマの物性値	75
4.4.3	プラズマ温度及び熔融池温度の数値解析結果	75
4.4.4	熔融池近傍における窒素の解離状態	78
4.6	結言	79
第5章 プラズマと熔融池間の熱輸送現象		
5.1	緒言	81
5.2	数値解析によるプラズマと母材間の熱輸送現象の考察	
5.2.1	数値解析モデル	82
5.2.2	金属蒸気の混入に伴う電気伝導率及び熱伝導率の変化	82
5.3	数値解析結果	
5.3.1	電気伝導率及び熱伝導率を変化させた仮想アークの数値解析	83
5.3.2	母材への熱輸送における熱伝導率の温度依存性に関する考察	86
5.3.3	熱伝導率の増加に伴う母材への入熱密度の変化	88
5.4	結言	89
第6章 熔融池での窒素吸収を考慮した GTA 溶接の統合数値解析		
6.1	緒言	91
6.2	数値解析モデル	
6.2.1	数値計算領域の設定	91
6.2.2	熔融池の窒素吸収モデル	92
6.2.3	熔融池内部での窒素の混合モデル	94
6.3	GTA 溶接における熔融池の窒素吸収現象の数値シミュレーション	
6.3.1	窒素吸収現象の基本特性	94
6.3.2	He シールド GTA 溶接における熔融池の窒素吸収現象	96
6.3.3	シールドガス流量の影響	100

6.4 溶融池の窒素吸収現象に及ぼすシールドガスの物性値の影響	101
6.5 結言	103
第7章 総括	109
謝辞	110
参考文献	110
本論文に関する著者の発表論文	117

第1章 緒論

1.1 溶接金属の窒素吸収に関する研究の現状と課題

アーク溶接は、アーク放電による発熱を利用して金属を溶融・接合するものである。1801年に Daby によりアーク熱源が発見されて以来、金属材料の接合方法として発展を遂げてきた¹⁾。1907年に被覆アーク溶接方法、1930年にサブマージアーク溶接方法及びガスタングステンアーク (GTA : Gas Tungsten Arc) 溶接方法、1950年及び1953年には各々ミグアーク溶接方法、炭酸ガスアーク溶接方法等のガスメタルアーク (GMA : Gas Metal Arc) 溶接方法が発明され、現在のアーク溶接プロセスの基礎となっている¹⁾。ところで、アークによって溶融される高温の金属は大気中に存在する不純物ガスと反応しやすく、金属材料としての性能が低下する場合がある²⁻⁴⁾。そのため、アーク溶接プロセスの開発では、アークプラズマ及び溶融池を大気から遮へいすることに重点が置かれてきた。被覆アーク溶接は、鉄芯の周囲に塗装したフラックスがアークの熱で分解してガスになると同時に、溶融スラグが溶融池を覆うことによって溶接金属を大気から遮断するものである。また、サブマージアーク溶接は溶接部を覆うように散布されたフラックスの中でアーク放電させるものであり、フラックスによってアーク及び溶融池が大気から遮断されている。一方、GTA 溶接や GMA 溶接等のガスシールドアーク溶接は、シールドガスの流れによって溶接部周辺の雰囲気ガスをシールドガス成分で置換し、溶接部を大気から遮断するものである。ガスシールドアーク溶接はフラックスや溶融スラグの取り扱いが不要となるため、生産性ならびに作業環境に優れた汎用的な溶接法として産業界に広く普及している。

ガスシールドアーク溶接は、造船、橋梁、建築鉄骨等の厚鋼板の分野から自動車、プレファブ住宅等の薄鋼板分野へと幅広い分野で使用されているが、いずれの分野においても鋼板使用量の削減による生産性の向上、コスト低減、軽量化の観点から、鋼材の高強度化が進められている。例えば、コンテナ船では降伏強度 470MPa 級の極厚鋼板が普及しつつあり⁵⁾、自動車の足回り部材では引張強さ 590MPa ないし 780MPa 級鋼板の適用ニーズが高まっている⁶⁾。このような鋼材の高強度化に併せて、溶接金属においても更なる高強度化、高靱性化、耐遅れ割れ特性が求められるようになってきた。例えば、溶接材料や溶接プロセスの分野では、革新的 HT980 鋼用の溶接材料⁷⁾や酸化介在物の低減を狙った純アルゴン雰囲気におけるプラズマミグ溶接プロセス⁸⁾、同軸複合ワイヤによるクリーン MIG 溶

接プロセス⁹⁾が開発されている。しかしながら、これらの高性能な鋼材や溶接材料ならびに新溶接プロセスを用いても、溶接継手として求められる性能を発揮するためには、溶接部を良好なシールド状態に保つことが極めて重要な前提条件となる。

溶接時に大気から混入する不純物ガスとして窒素、酸素および水素が挙げられる。酸素の低減に対しては溶接材料への脱酸素添加、水素の低減に対しては溶接施工時の予熱処理等が行われているが、窒素に対しては溶接材料の成分や予熱による無害化が困難とされる。ガスシールドアーク溶接における窒素の混入に関する検討として、2005年～2007年に日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第6分科会において精力的な調査がなされており、「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第1回～第6回」としてまとめられている。そこでは、GMA 溶接を対象に、溶接金属の窒素量と靱性の関係¹⁰⁾、シールドガスの窒素混合比率と溶接金属の窒素量の関係¹⁰⁾、開先内での積層溶接に伴う溶接金属窒素量の増加¹¹⁾、溶接金属の窒素量に及ぼす風速の影響¹²⁾、などの有益な調査結果が報告されている。例えば、シールドガスに1%の窒素が混合するだけで溶接金属にブローホールが発生し、また1%未満の窒素混合率でも溶接金属の窒素量が100ppm程度になると溶接金属の靱性が低下する場合があるとされる。更に、1.0m/s程度の微量な風速でもブローホールの発生や靱性の低下の原因になるとされる。このように、シールドガスへの僅かな窒素の混入が溶接金属の性能を低下させることが示されており、シールドガスへの窒素の混入現象を理解して溶接金属の窒素量低減のための指針を得ることが重要な課題となる。

一方、溶鋼における窒素吸収・脱離現象に関しては、製鋼分野を主体に古くから研究¹³⁻¹⁵⁾されており、日本学術振興会から窒素雰囲気における溶鋼の平衡窒素溶解度の推奨式¹⁶⁾が提示されている。(1.1)式に示されるように、平衡窒素溶解度 $[N]$ (wt.%)は鋼材の合金元素影響を強く受け、特にCr、Mnは窒素の溶解度を増加させる元素とされる。

$$\begin{aligned} \log[N] = & -518/T - 1.063 + 0.046Cr - 0.00028Cr^2 + 0.02Mn - 0.007Ni \\ & - 0.048Si + 0.12O - 0.13C + 0.011Mo - 0.059P - 0.007S \end{aligned} \quad (1.1)$$

また、アーク溶接における溶接金属の窒素吸収現象に関しても、数多くの研究¹⁷⁻²²⁾が報告されている。一例として、Fig. 1.1 にアルゴンに窒素を混合したシールドガスを用いたGTA 溶接における溶接金属窒素量の例を示す。僅か1%の窒素をシールドガスに混合するだけで、100%の窒素雰囲気における平衡窒素溶解度と同等の溶接金属窒素量になる。こ

のように、アーク溶接における溶接金属はレーザ加熱や高周波加熱などのプラズマを用いずに溶融された金属に比べて窒素の吸収量が増加し、平衡窒素溶解度よりも高い窒素量になることが知られている。アーク内部に侵入した窒素は高温のプラズマによって解離され原子状の窒素となるため、溶融金属への侵入が容易になるとされる¹⁸⁾。

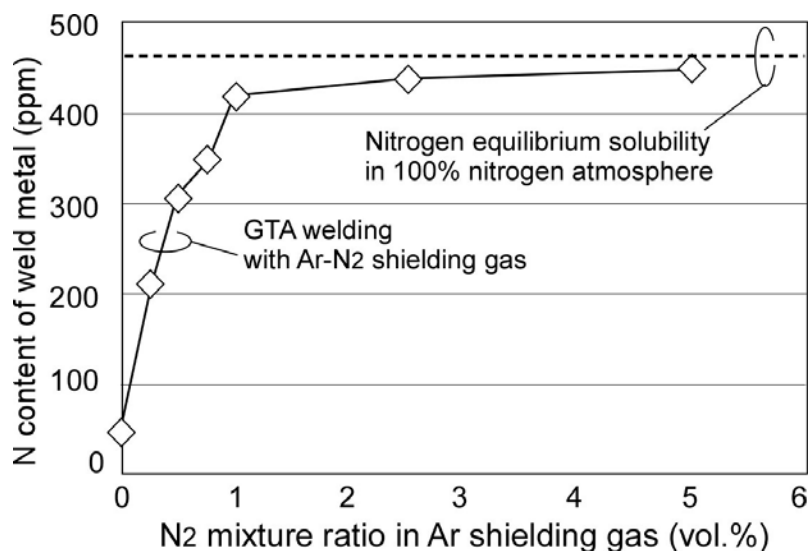


Fig. 1.1 Nitrogen content of GTA weld metal with nitrogen mixture shielding gas

Base metal: Low carbon steel, Welding current: 150A, Welding speed: 30cm/min

さらに、アーク溶接金属の窒素量に及ぼす溶接金属成分の影響、シールドガス成分の影響についても報告されている^{21,22)}。桑名らはチャンバー内でのGTA溶接における雰囲気ガス成分と溶接金属窒素量との関係²¹⁾を報告しており、アルゴン+窒素混合ガスやヘリウム+窒素混合ガスに比べて、水素+窒素混合ガスを雰囲気とした場合の溶接金属窒素量が低下することを示している。さらにGMA溶接においても、アルゴン+窒素混合ガスに比べて水素+窒素混合ガスや炭酸ガス+窒素混合ガス雰囲気における溶接金属の窒素量が、窒素分圧の低い領域で低下する²²⁾とされる。

このように、溶接金属の窒素量はシールドガスの成分によって変化するが、そのメカニズムは十分に解明されていない。前述の「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告」では、アルゴン+炭酸ガスを用いたGMA溶接において、アルゴンの混合率の増加により大気中の窒素の混入に伴う溶接金属の窒素量が増加する¹⁰⁾ことが示されているが、溶接金属窒素量増加の要因が大気窒素のシールドガスへの巻き込みによるのか、溶融池表面での窒素の吸収量の増加によるものかといった検討がなされていない。

シールドガスはアークプラズマ及び溶融池を大気から遮断する効果に加えて、アークプラズマの作動ガスとして働き、溶接金属の窒素吸収現象の支配要因となる。すなわち、アークプラズマによる高速のプラズマ気流は大気の巻き込み現象に影響を与え、さらにプラズマ内部での窒素の解離現象や溶融池表面での窒素吸収現象に対してはプラズマの温度特性が大きな影響を及ぼすと考えられる。このため、シールドガスへの窒素の混入現象、ならびに溶融池表面での窒素吸収現象に及ぼすシールドガス成分の影響をプラズマの熱源特性の観点から考察することによって、溶接金属の窒素吸収に対する理解が深まり、ひいては高品質な溶接金属の実現につながると考えられる。

1.2 GTA 溶接の数値計算シミュレーションと分光計測

GTA 溶接では、高々 1 cm^3 の空間に1万度を超える高温のプラズマ、2千程度の溶鋼、そして室温のシールドガス雰囲気と共存する²³⁾極めて複雑なプロセスである。また、大気中存在する窒素は不純物ガスとしてシールドガス及びプラズマ中に混入した後、溶融池表面から吸収され、対流及び拡散を通して溶融池内に拡がる。窒素分子に比べて原子状の窒素は、溶鋼に対する溶解度が高いとされており¹⁹⁾、溶融池表面における窒素の解離状態が溶融池の窒素吸収現象に影響を及ぼす。加えて、プラズマによって加熱される溶融池からは金属蒸気が発生することが知られており²⁴⁾、金属蒸気の混入によるプラズマの変化、それに伴う窒素の解離状態の変化も溶融池の窒素吸収現象を変化させる要因と考えられる。このような複雑なGTA溶接プロセス、ならびにそこでの窒素の挙動を理解するためには、数値計算シミュレーション²⁵⁻³⁴⁾や分光によるプラズマの診断³⁵⁻⁴⁵⁾が有効な手段となる。

近年のコンピュータシミュレーション技術は目覚ましく進歩しており、アーク溶接プロセスにおいても数値計算シミュレーションによる解析が活発に行われている。一般に、中性粒子(原子、分子)、電子及びイオンが存在するプラズマの数値解析では、それぞれを個別の連続体として考えて流体力学保存式を解かなければならない。しかし、構成粒子の衝突が十分に頻繁で各粒子間のエネルギー交換も十分に行われ、それぞれの粒子に同じ温度を仮定できる場合、すなわち、プラズマに局所熱平衡(LET: Local Thermionic Equilibrium)を仮定できる場合は、プラズマ全体を一つの流体として扱うことが可能となる⁴⁵⁾。これは、流体に導電性があることを考慮する取扱い方で、電磁流体力学(MHD: Magneto Hydro Dynamics)近似と呼ばれている⁴⁷⁾。一般的なアーク放電で形成される大気圧プラズマは、

5,000~50,000 K, $10^{22}\sim 10^{24} \text{ m}^{-3}$ にわたる高温高密度であるため, LTE が満足されると考えられており, 多くの場合 MHD 近似が適用されている.

このような仮定の下, P. Zhu らは陰極, アークプラズマ, 水冷銅陽極を一体化した GTA 溶接の数値解析モデルを報告している²⁵⁾. このモデルでは, アークプラズマモデルと電極近傍のシース領域を扱う一次元のエネルギー保存則や電子連続の式等を連成して解くため, 計算負荷が非常に高いという問題があった. その後, J.J. Lowke らにより, シース領域内における電子連続の式の衝突電離項の無視やエネルギー保存則の省略といった計算モデルの簡略化を行っても計算精度を維持できることが示され, 計算負荷はおよそ 1/100 に低下し, その問題点も解消された²⁶⁾. さらに, 田中らはこの一体化モデルを基に, シース領域内の計算を省略して簡略化を進める一方, 溶融池内の対流を考慮したモデルに発展させ, ステンレス鋼を対象とした GTA 溶接の数値計算シミュレーションに適用している²⁷⁾. これにより各領域のエネルギーおよび運動量のバランスと溶融池形成の関係が解析できるようになった. 最近では, J.J. Lowke らによって LTE - diffusion approximation モデルを用いた GTA に関する数値解析が報告されている²⁸⁾. このモデルでは LTE を仮定し, 電極に隣接したメッシュのサイズを, 電子拡散係数と電子ドリフト速度の比により決まる電極近傍の電子拡散距離と一致するように選択することで, 同領域においてアークプラズマの温度低下により電気伝導率がほぼゼロになる問題点を克服している.

加えて, 金属蒸気が混入したアークプラズマの数値解析も試みられている. 田代ら²⁹⁾は純ヘリウムアークとヘリウムに 30 % の鉄原子が均一に混入すると仮定した場合のアークの数値計算シミュレーションによる仮想実験を実施し, 鉄蒸気が混入することにより放射損失が大幅に増加し, アークが著しく緊縮する可能性を示した. また, この時の熱効率は約 80 % から約 35 % に大幅に低下したことが報告されている. また, 山本ら³²⁾は「タングステン電極-アークプラズマ-溶融池」を一体で取り扱う統合数値解析モデルにおいて, ヘリウムアークに及ぼす金蔵蒸気の影響を検討している. その結果, 純鉄板上のヘリウムアークでは溶融池から約 7% の鉄蒸気が発生し, 溶融池表面のプラズマ温度が水冷銅板上でのプラズマ温度に比べて約 5,000K 低下することが示された. また, プラズマ温度低下の要因はプラズマへの鉄蒸気の混入によるジュール発熱の低下と共に, 鉄蒸気の混入に伴う溶融近傍の電流密度の低下であると述べている.

一方, 実験による観察手法としては, アークプラズマを攪乱せずに測定することが可能

な分光分析法が用いられる。平岡らは、Fowler-Milne 法、二線強度比法及びボルツマンプロット法によって求めたアルゴンプラズマの温度を比較し、いずれの分光観察方法においても同様のプラズマ温度が得られることを示している³⁸⁾。また、金属蒸気の混入に伴うアークプラズマの変化に関しても、分光計測が精力的に行われている。例えば、銅蒸気混入時のアルゴン GTA^{43,44)}及び窒素 GTA⁴⁵⁾における分光観察では、銅蒸気の混入に伴い電気伝導度が増加し、純アルゴン及び純窒素の場合に比べて、陽極近傍のプラズマ温度が 2,000K 程度低下する結果が示されている。また、SUS304 ステンレス鋼を陽極とした場合のヘリウム GTA における分光観察実験⁴⁰⁾では、熔融池近傍の金属蒸気混入率は 5%を上回り、アーク外縁部のプラズマ温度が最大で 6,000K 程度低下することが示されている。

このように、数値計算シミュレーション及び分光技術の発展によりアークプラズマの基礎的な特性の解明が進められる一方で、熔融金属の窒素吸収現象を扱う数値解析モデルも報告されている。Shcnick らはアルゴンシールドにおける GTA 溶接や GMA 溶接を対象に、シールドガスへの窒素混入現象の数値解析を行い、シールドノズル形状の最適化^{48,49)}を図っている。更に、DebRoy らはプラズマと熔融池間の窒素の反応に平衡状態が成り立つと仮定して、熔融池の窒素吸収に関する数値解析モデルを構築し⁵⁰⁻⁵²⁾、アークプラズマにおける窒素の解離と熔融池の窒素濃度の関係を考察している。しかしながら、これらのモデルではプラズマ特性に大きな影響を及ぼす金属蒸気が考慮されていない。また、シールドガスへの窒素混入現象の観察手法として、従来から、シュリーレン法^{48,53)}や PIV(Particle Image Velocimetry)法⁴⁸⁾、等による観察が行われているが、プラズマ発生領域における窒素の観察手法は、未だに確立していないと考えられる。アークプラズマには数百 m/s に及ぶ高速のプラズマ気流が存在する⁴⁶⁾とされており、シールドガスへの窒素の混入現象を定量的に議論するためには、アークプラズマの影響を無視することができないと考えられる。

1.3 本研究の目的と方針

溶接金属の品質を確保するためには、溶接金属の窒素吸収量を低減させることが重要となる。しかしながら、これまでの対策では、シールドガス流量やノズル径の適正化といった施工管理項目を厳守することに重点が置かれてきた。言い換えると、ガスシールドアーク溶接における窒素の吸収現象は複雑な溶接プロセスに支配されているにもかかわらず、アーク溶接プロセスの物理現象を踏まえた上で、窒素量低減に関する検討を行った研究は

ほとんどない。今後とも、溶接継手には更なる高品質化・高機能化が要求され、より清浄度の高い溶接金属が求められると予想される。このような高品質の溶接金属を得るためには、従来の施工管理に留まらず、溶接プロセスの物理現象に立ち返り、溶接金属の窒素吸収現象を科学的に捉え、定量的に理解することが第一歩になると考えられる。

そこで、本研究では、溶接金属の窒素吸収現象に及ぼすシールドガス成分の影響に関する検討を通して、プラズマの熱源特性がシールドガスへの窒素の混入、アークプラズマ内部での窒素の解離及び熔融池表面での窒素の吸収といった窒素吸収現象の素過程にどのように作用するのかを解明することにした。

本目的を遂行するために、GTA 溶接を対象とした分光観察や数値シミュレーションを行い、溶接時の窒素の挙動に及ぼすプラズマ熱源特性の影響について考察する。工業的には、生産性の観点から GMA 溶接が採用される場合が多いが、GMA 溶接に比べて GTA 溶接はプロセスが比較的シンプルであり、また上述のようなプラズマの分光測定や数値解析の多数の研究事例があるため、精度の高い検討が可能になると考えた。

本研究では GTA 溶接における窒素の混入挙動を数値シミュレーションにより検討することとしたが、GTA 溶接では熔融池から発生する鉄蒸気がプラズマに混入し、プラズマの特性を変化させる場合がある。そこで、数値解析モデルでは、プラズマへの窒素の混入と共に鉄蒸気の混入も考慮しつつ、タングステン電極、シールドノズル、アークプラズマ及び母材を一つの系として扱う統合数値解析モデルを構築することにした。また、分光観察においては、鉄蒸気が混入した状態でのプラズマの温度分布を得ることを主眼に、三式の分光器及び高速度カメラを備えた分光観察システムを新たに構築することにした。

次に、数値解析モデルを用いて、シールドガスへの窒素の混入現象、及びアークプラズマ内での窒素の解離現象について検討する。シールドガスへの窒素の混入に対しては、熱流体としてのプラズマ特性とシールドガスへの窒素の混入現象の関係について述べ、どのようなプラズマ物性値がシールド性の支配要因になるかを示す。さらに、各種の溶接条件における数値解析及び溶接実験を通して、シールド性確保のための溶接条件の物理的な意味合いの明確化を図ることにした。一方、プラズマ内での窒素の解離現象に対しては、鉄蒸気に焦点を当て鉄蒸気の生成によるプラズマ温度の変化、それ伴う窒素の解離状態の変化について考察する。さらに、プラズマ母材間に熱輸送現象にも言及し、母材表面の窒素の解離状態を支配するプラズマ物性値の明確化を図ることにした。

最後に、上述のシールドガスへの窒素の混入、プラズマ内での窒素の解離に加え、熔融池表面での窒素の吸収、熔融池内での窒素の混合を統合した数値解析モデルにより、ヘリウムシールド GTA 溶接における窒素の挙動について検討することにした。

1.4 構成

Fig. 1.2 に本研究の流れを図示する。

第 1 章は緒論であり、本研究の背景と目的、そして研究の方針を述べる。

第 2 章では、本研究の基本となる GTA 溶接の数値解析モデル、並びにプラズマの分光観察方法について述べる。数値解析モデルに関しては、既存の 2 次元軸対称 GTA モデルを基礎に数値解析のための支配方程式、境界条件、計算手法について説明する。分光観察方法においては、特に、鉄蒸気が混入したプラズマの分光を行うための実験装置、測定方法について説明する。

第 3 章では、シールドガスへの窒素混入現象について述べる。ヘリウムシールド及びアルゴンシールドにおいて、シールドガス流量や溶接電流等の溶接条件を変化させた場合の溶接金属の窒素量測定、それらの数値解析シミュレーションを通してシールドガスへの窒素混入現象に及ぼすプラズマ特性の影響を考察する。

第 4 章では、熔融池近傍での窒素の解離状態について述べる。まず、予め窒素を混合したアルゴン、ヘリウム及びアルゴン+水素混合ガスシールド GTA 溶接における溶接金属窒素量を測定し、シールドガス成分と溶接金属窒素量の相関について述べる。続いて、分光によるアークプラズマの温度測定結果、および数値解析によるプラズマ内での窒素の解離状態の推定を通して、熔融池の窒素吸収現象に及ぼすプラズマ特性の影響を考察する。

第 5 章では、熔融池近傍の温度分布を決定する上での支配要因となるプラズマと母材間の熱輸送現象について述べる。プラズマの熱伝導度及び電気伝導度を変化させた仮想的なアークプラズマの数値解析を通じて、各々のプラズマにおける鉄蒸気の生成量及び熔融池近傍のプラズマ温度を比較し、プラズマと母材間の熱輸送現象を考察する。

第 6 章では、シールドガスへの窒素の混入、プラズマ内部での窒素の解離、及び熔融池表面での窒素の吸収を連成した統合数値解析モデルにより、He シールド GTA 溶接における熔融池の窒素吸収現象について検討する。

第 7 章は総括であり、本研究で得られた結果について総括する。

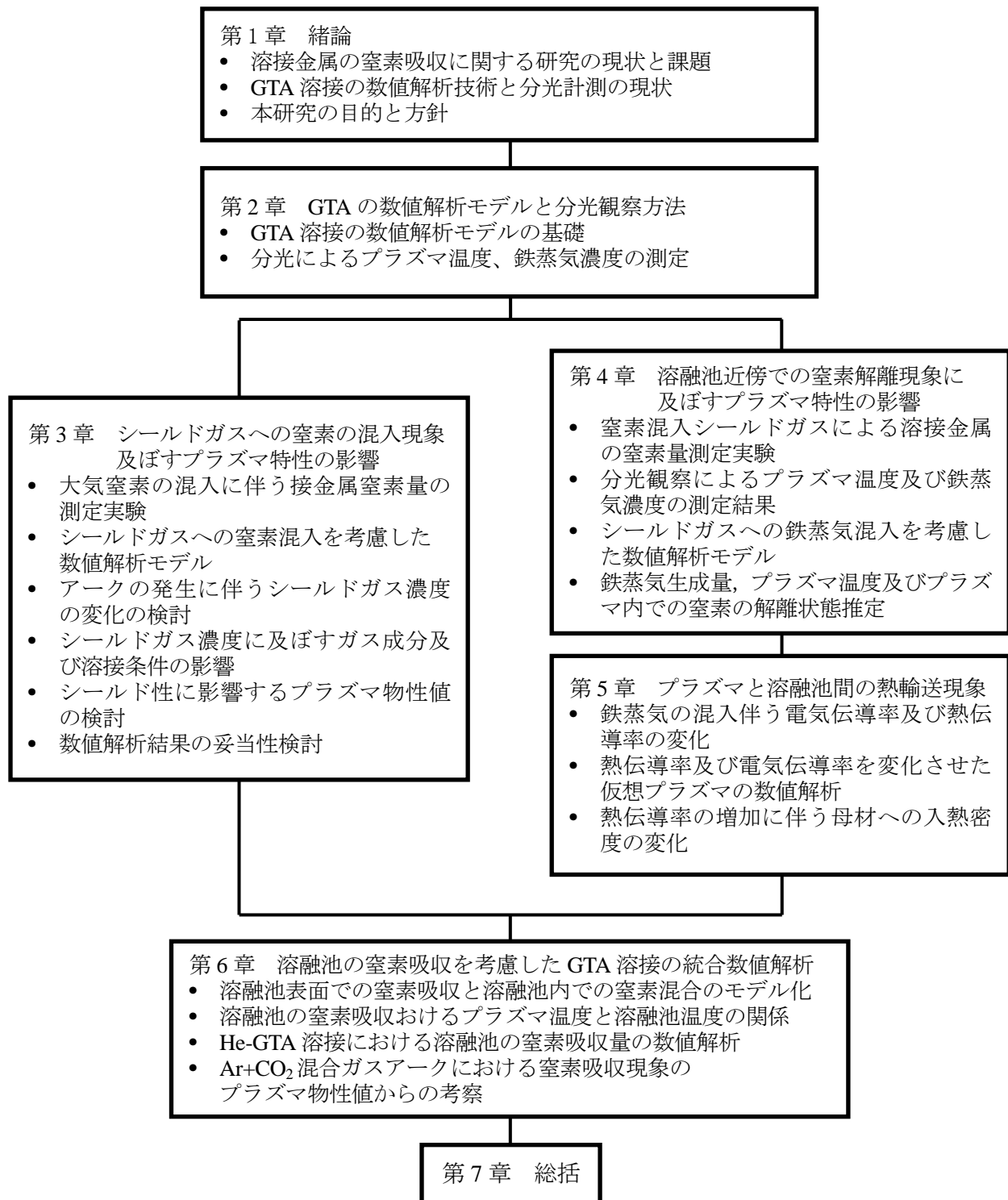


Fig. 1.2 Flowchart of this study.

第2章 GTA 溶接の数値解析モデルと分光観察方法

2.1 緒言

本研究では、GTA 溶接の窒素吸収現象におけるプラズマ熱源特性の影響を明確化することを目的とした。第1章で述べたように、溶接金属の窒素量に関しては多数の報告¹⁷⁻²²⁾がなされているが、アークプラズマの熱源特性の観点から溶接金属の窒素吸収現象を検討した例はほとんどない。アークプラズマは、数万 K の高い温度と数百 m/s の高速の気流を伴う熱源であるため、アークプラズマと窒素の相互作用を定量的に理解するには、数値解析が欠かせない。また、実際の溶接プロセスにおける定量的なデータを取得し、数値解析結果の妥当性を検討するためには分光観察による溶接プロセスの可視化が不可欠であると考えられる。

本章では、本研究を遂行する上で基礎となる GTA 溶接の数値解析モデル、ならびに分光観察システムについて述べる。数値解析モデルの説明では、アークプラズマを電磁流体として扱うための支配方程式、タングステン電極表面や母材表面における境界条件及び計算値の収束のための繰返し計算の手法について述べる。また、分光観察システムの説明では、シールドガス成分を主体とするアークプラズマ及び溶融池表面から発生する鉄蒸気を同時に観察するための分光観察システム、プラズマの温度やプラズマ中の鉄蒸気濃度を定量化するための解析手法について述べる。

2.2 GTA 溶接の数値解析モデル

2.2.1 GTA 溶接プロセスの基礎現象

Fig. 2.1 に GTA 溶接のエネルギーバランス及び力学バランスの模式図を示す。タングステン電極から電子が放出され、その電子がプラズマ内部での電流の担い手となる。プラズマ内部では、ジュール発熱により高温のプラズマが生成され、その熱は熱伝導、熱放射によって母材及び大気に輸送される。また、母材表面（陽極）では電子流入に伴う仕事関数分の熱量が発生する。一方、プラズマ内部及び溶融池内部では電磁ピンチ力や表面張力などの各種の駆動力によって対流が生じており、この対流もプラズマ及び溶融池における熱輸送に影響を及ぼす。さらに、溶融池の表面からは鉄蒸気が発生し、鉄蒸気の混入によってプラズマの特性が大きく変化する。このように、GTA 溶接では「タングステン電極—大

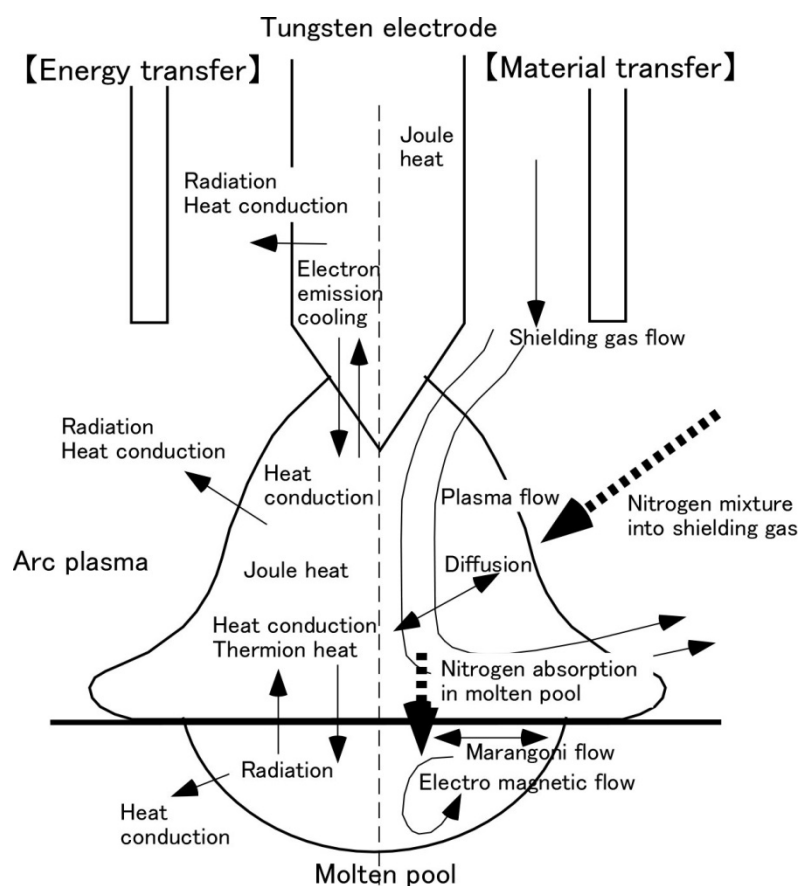


Fig. 2.1 Schematic illustration of heat transfer and material transfer phenomenon in GTA welding.

「気-アークプラズマ-溶融池」がお互いに干渉し合う系で成り立っており、このような複雑な GTA 溶接におけるアークプラズマの特性, それに基づく窒素の混入現象を科学的に理解するためには, 大気, アークプラズマ, 溶融池等の各要素を個別に扱うのではなく, 一つの系として扱うことが望ましいと考えられる。

近年の数値解析技術の進歩により, GTA 溶接の 2 次元軸対称モデル³¹⁾や 3 次元モデル³⁴⁾といった各種の数値解析モデルが開発されている。なかでも, 田中らによって開発された 2 次元 GTA 溶接モデル³¹⁾は, 静止 GTA 溶接を対象とする基礎的なモデルであるが, プラズマ温度やプラズマ気流などの熱源特性に加え, プラズマと母材間熱バランスや溶融池内での対流現象を一体として取り扱うモデルとして, アーク溶接現象の定量的な解析に役立ってきた。本研究では, 田中らの 2 次元 GTA 溶接モデル³¹⁾を基礎モデルとしてシールドガスへの窒素の混入や溶融池での窒素吸収を検討することにした。

2.2.2 支配方程式

以下に、本研究の数値解析モデルで用いた定常状態における GTA 溶接の支配方程式を示す。アークプラズマに局所熱平衡を仮定し連続体近似を適用すれば、プラズマの熱輸送及び物質輸送は流体力学保存式とマックスウエルの式で記述することができる⁴⁶⁾。すなわち、(2.1)式の質量保存式、(2.2)式及び(2.3)式の運動量保存式(ナビエ・ストークスの方程式)、(2.4)式のエネルギー保存式で、アークプラズマが表現される。

【質量保存式】

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = S \quad (2.1)$$

ここで、 r はプラズマの半径方向、 z は軸方向を示し、 ρ は密度、 v_r 、 v_z はそれぞれ半径方向と軸方向の速度を表す。なお、 S は生成項であり、シールドノズルから流出するシールドガスや溶融池表面から蒸発する鉄蒸気、溶融池に吸収される窒素を表す。これらの具体的な設定方法については、第3章以降で述べる各々の数値解析モデルの項で説明する。

【半径方向運動方程式】

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z v_r) = \\ - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - 2\eta \frac{v_r}{r^2} \end{aligned} \quad (2.2)$$

【軸方向運動方程式】

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = \\ - \frac{\partial p}{\partial z} - j_r B_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \rho g \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで、 p は圧力、 B_θ は角度方向の磁場の強さ、 η は粘性係数、 g は重力加速度を示す。

【エネルギー保存式】

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + j_r E_r + j_z E_z - U \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで、 h はエンタルピー、 κ は熱伝導率、 c_p は比熱、 U は放射損失、 E_r 、 E_z はそれぞれ半径方向と軸方向の電界を示す。なお、エネルギー保存式は、左辺の対流項と右辺の熱伝導項、ジュール発熱項、熱放射項のバランスによって決定される。

また、タングステン電極、アークプラズマ、母材において電流を一定に保つ必要があるため、(2.5)式の電流保存式が用いられる。電流保存式は(2.1)式の質量保存式と同様に表される。(2.6)式はオームの法則、(2.7)式及び(2.8)式は各々、電場、磁場の式である。

【電流保存式】

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rj_r) + \frac{\partial}{\partial z} (j_z) = 0 \quad (2.5)$$

$$j_r = -\sigma E_r, j_z = -\sigma E_z \quad (2.6)$$

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r}, E_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta) = \mu_0 j_z \quad (2.8)$$

ここで、 j_r 、 j_z はそれぞれ半径方向と軸方向の電流密度、 σ は電気伝導率、 V は電位、 μ_0 は真空の透磁率を示す。

なお、プラズマの物性値であるエンタルピー、比熱、電気伝導率、熱伝導率、密度、粘性係数、放射損失には、大気圧における値を用いた。また本研究では、窒素や鉄蒸気の混入を考慮した数値解析シミュレーションを行うため、これらの値にはシールドガスと窒素の混合ガス、またはシールドガスと鉄蒸気の混合ガスの値を用いた。

2.2.3 陰極および陽極での物理現象

タングステン電極（陰極）アークプラズマ、または母材（陽極）アークプラズマにおけるエネルギーの授受を扱うには、それぞれの界面で生じる物理現象を考慮する必要がある。そこで、各々の界面におけるエネルギーバランスの項を付け加えた。

$$\text{陰極: } F_K = -\varepsilon\alpha T^4 - |j_e|\phi_K + |j_i|V_{ia} \quad (2.9)$$

$$\text{陽極: } F_A = -\varepsilon\alpha T^4 + |j|\phi_A \quad (2.10)$$

ここで、 F_K 、 F_A はそれぞれ陰極表面および陽極表面におけるエネルギーバランス、 ε は

放射率, α はステファン・ボルツマン定数, ϕ_K , ϕ_A はそれぞれ陰極および陽極の仕事関数, V_i はプラズマガスの電離電圧で, イオン電流 j_i は $j_i = j - j_e$ とし, また, $|j| = |j_e| + |j_i|$ とした. なお, プラズマガスの電離電圧 V_i は, 母材直上の鉄蒸気濃度に応じて, シールドガスの電離電圧(アルゴンの場合は 15.7 V, ヘリウムの場合は 24.6V)と鉄蒸気の電離電圧(7.9 V)とを線形近似することで決定した. 陰極表面では(2.4)式のエネルギー保存の各項に加えて, (2.9)式に示す陰極表面からの放射損失, 電子放出による冷却, 到達したイオンの再結合加熱による入熱を考慮した. 一方, 陽極表面では(2.4)式のエネルギー保存の各項に加えて, (2.10)式に示す陽極表面からの放射損失と陽極材料の仕事関数に相当する電子のポテンシャルエネルギーを考慮した. なお, 陰極においては電子電流とイオン電流が別々に考慮されるが, これは次式のリチャードソン・ダッシュマンの熱電子放出電流密度式に基づいて定義した^{54,55)}.

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_K}{k_B T}\right) \quad (2.11)$$

ここで, k_B はボルツマン定数, A は陰極材料に依存するリチャードソン定数である.

2.2.4 境界条件

数値計算シミュレーションにおいて, 境界条件は非常に重要な役割を持つ. Fig. 2.2 に, 本研究で標準的に用いた計算領域を示す. 計算領域は, タングステン及び母材の中央を中心軸とする軸対称の系で表した. 境界条件として, 計算領域の外側(AG, GE, ED)は室温(300 K)とし, またタングステン電極, 母材を除く計算領域外側(AG, GE, ED)の圧力は大気圧とした. また, 母材の下端部に相当する計算領域下端(ED)では電位はゼロとした. 電極, プラズマ及び母材の中心軸(AD)では, 軸対称を仮定したため $\partial T/\partial r = 0$, $\partial V/\partial r = 0$, $v_r = 0$, $\partial v_z/\partial r = 0$ とした. なお, 母材にお

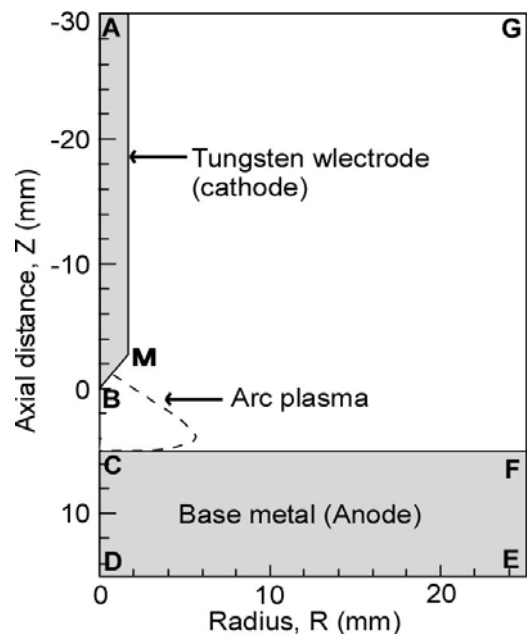


Fig. 2.2 Schematic illustration of calculation domain

いては融点(1750 K)以上の領域で流れが生じるものとした。

2.2.5 数値計算手法

本研究の数値計算シミュレーションで用いた計算手法はコントロールボリューム法 (SIMPLE 法)⁵⁶⁾であり、これによって繰り返し計算を行う。初期の入力として、タングステン電極、シールドノズル及び母材の形状、アーク長、溶接電流、ガス流量、各種の物性値を与える。このように、本モデルでは、実際の溶接を行う際と同様のパラメータで数値計算シミュレーションが行える。

まず、(2.7)式より電位を求めた後、(2.5)～(2.6)式及び(2.8)式により電流密度および磁場を計算する。その後(2.2)および(2.3)式より流速、(2.1)式より対流項を決定した後、(2.4)式によりエンタルピー(温度)を求める。そして、得られた温度分布を用いて各格子点に新たな物性値を与える。この一連の計算を繰り返し行い、すべての格子点における電位、エンタルピー、流速、圧力、鉄蒸気濃度と前回のそれぞれの計算結果との変化が1%以下になったところで収束と判断した。計算モデルからの出力として、プラズマ及び溶融池における温度、速度、電位、圧力の二次元分布が得られる。

なお、プラズマ内部の窒素、プラズマ内部の鉄蒸気、溶融池内部の窒素の挙動を計算するためのモデルは、それぞれ、第3章、第4章、第6章で述べる。

2.2.6 プラズマの物性データ

本研究の数値解析で用いた物性値の例として、Fig. 2.3 に、アルゴン及びヘリウムにおけるプラズマ物性値の温度依存性を示す⁵⁷⁻⁵⁹⁾。電気伝導率および放射強度は温度によって値が大きく変化するため、縦軸を対数表示で示した。アルゴンに比べてヘリウムは密度、電気伝導率、放射強度が小さく、比熱及び熱伝導率の大きなプラズマであることがわかる。

なお、本研究ではアルゴンやヘリウムのような純粋なシールドガスによるプラズマのみを扱うのではなく、シールドガスに窒素が混入した場合のプラズマやシールドガスに鉄蒸気が混入した場合のプラズマを扱う。当然ながら、シールドガスに窒素や鉄蒸気が混入するとプラズマの物性値は大きく変化する。これらのプラズマにおける物性値の特徴については、第3章(シールドガスと窒素の混合ガス)及び第4章(シールドガスと鉄蒸気の混合ガス)における数値解析モデルの説明において詳しく述べる。

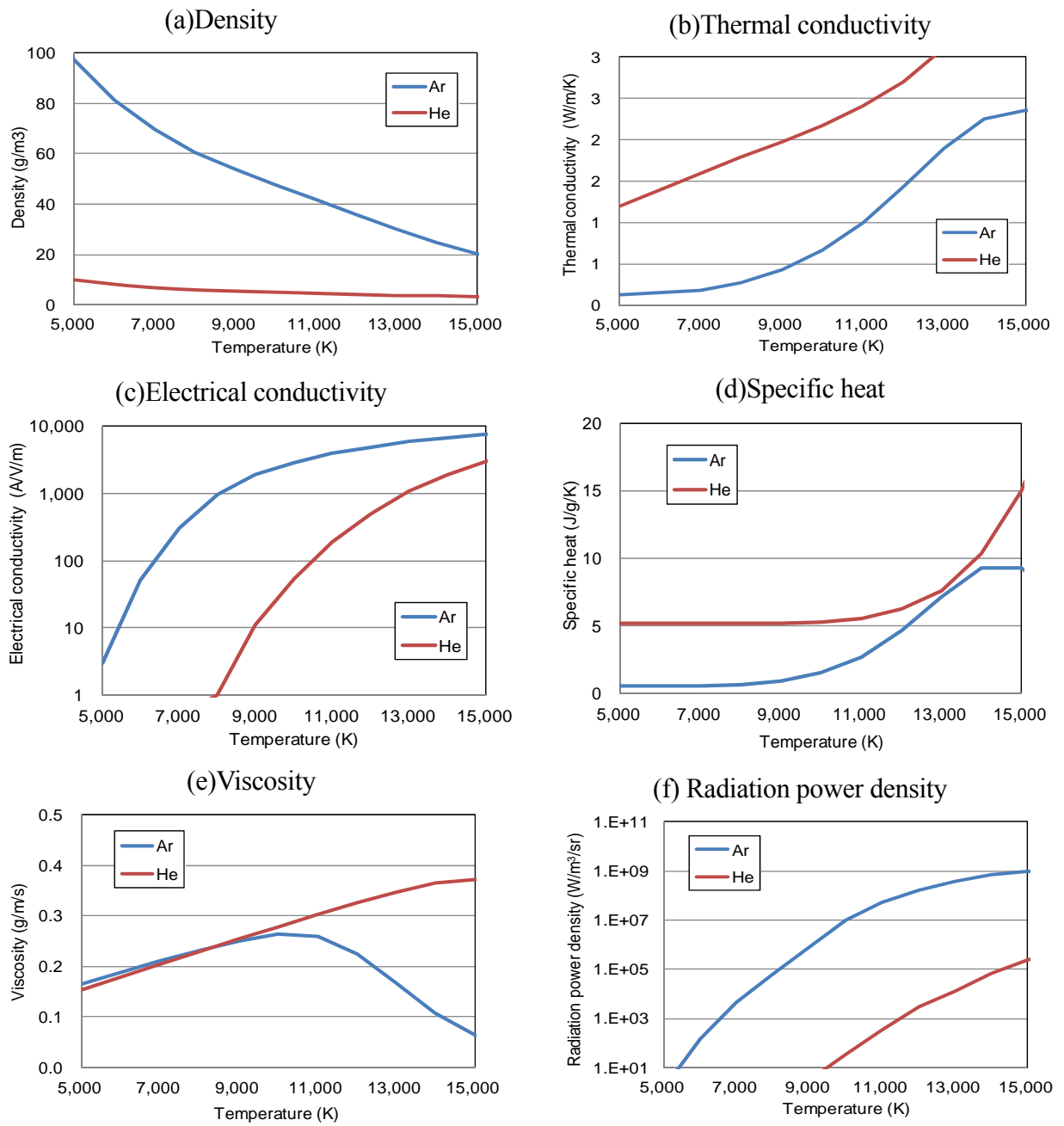


Fig. 2.3 Temperature dependency of plasma properties for Ar arc and He arc

2.3 アークプラズマの分光計測

2.3.1 プラズマにおける電磁波現象

プラズマからの放射は、Fig. 2.4に示されるように種々の電磁波の発生過程によって分類される。それらは束縛 - 束縛遷移(bound-bound transition, b-b遷移), 自由 - 束縛遷移(free-bound transition, f-f遷移), 自由 - 自由遷移(free-free transition f-f遷移)に分類することができ、プラズマの診断においてはb-b遷移が利用される場合が多い。

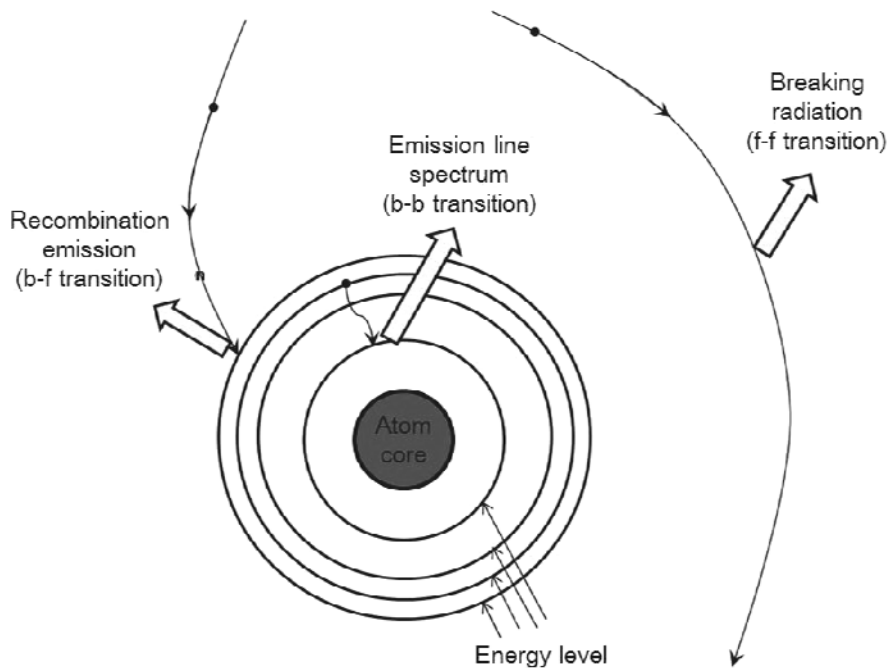


Fig. 2.4 Schematic illustration of mechanism of emission occurrence.

b-b遷移では、核外電子が二つの異なるエネルギー準位間を下位の準位に遷移するときに、各原子またはイオンの持つ固有の輝線スペクトルを放射する。励起された x 個イオン粒子(ただし、0個のイオン粒子とは原子粒子を表す)の核外電子が、 n 番目のエネルギー準位から m 番目の下位準位に遷移するときに放射する輝線スペクトルの絶対強度は、(2.12)式で定義される⁶⁰⁾。

$$\varepsilon_{nm} = \frac{h\nu_{nm} A_{nm} n_n}{4\pi} = \frac{hc A_{nm} n_n}{4\pi\lambda_{nm}} \quad (2.12)$$

ε_{nm} : x 個イオンの n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する輝線スペクトルの絶対強度

A_{nm} : n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する確率^{67, 69)}

- ν_{nm} : n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する際のスペクトルの振動数
 λ_{nm} : n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する際のスペクトルの波長
 h : プランク定数
 n_n : x 価イオン粒子の中の n 番目のエネルギー準位にある粒子密度
 c : 光速

また、所定の励起エネルギー準位における原子あるいはイオンの密度分布が、ボルツマン分布則に従うとすれば、(2.12)式は(2.13)式に書き換えられる。

$$\varepsilon_{nm} = A_{nm} h \nu N(T) \frac{g_n}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \quad (2.13)$$

- N_0 : x 価イオン粒子の粒子密度
 g_n : 統計的重価
 $Z(T)$: 対象としている状態粒子の内部分配関数
 E_n : n 番目の準位エネルギー
 k : ボルツマン定数

このように、輝線スペクトルの強度 ε_{nm} は、粒子密度 N_0 及びプラズマ温度 T の関数で表されるため、プラズマの分光によりスペクトル強度 ε_{nm} を測定することによって、温度や粒子密度といったプラズマの特性を同定することが可能となる。

2.3.2 分光装置

本研究で使用した画像分光システムについて説明する。Fig. 2.5に高速度カメラを用いた画像分光システムの概略図、Fig. 2.6にその外観写真を示す。本システムは、対物レンズ(AK Nikkor 80-200 mm)、ツェルニ・ターナー式の回折格子分光器(回折格子2,400 本/mm, 焦点距離300 mm, SP-2357, Acton)、結像レンズ(AF Nikkor 70-300 mm)、高速度デジタルビデオカメラ(GX-1, Nac)ならびに画像処理用のパソコンによって構成される。波長分解能0.4 nmの分光器、及び12ビット(4096階調)の高速度ビデオカメラを用いることで、精度の良い分光データが得られるようになった⁶¹⁾。この装置では、レンズ取り込まれた画像をビームスプリッタにより分割した後、三式の分光器および高速度ビデオカメラを用いて撮影することができる。このため、窒素や鉄蒸気等の観察対象に適した三種類の波長での分光画像を同時に取得することができる。

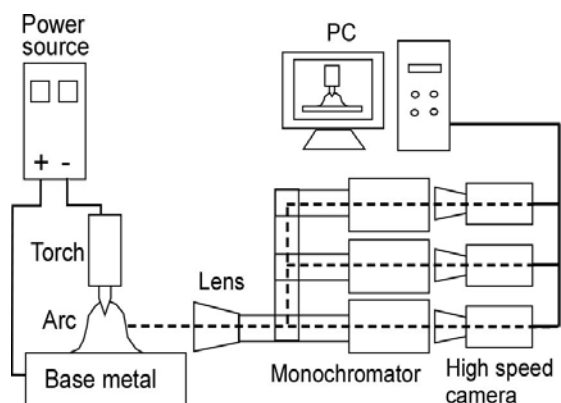


Fig. 2.5 Schematic diagram of experimental setup

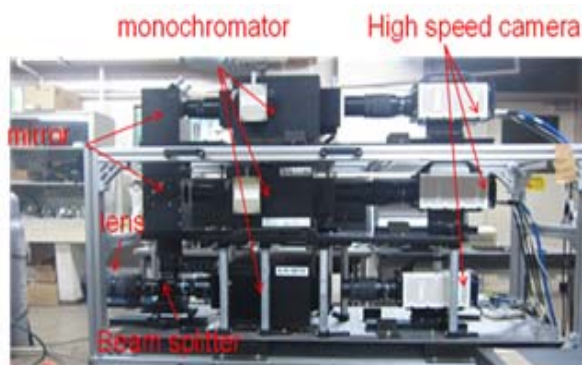


Fig. 2.6 Photograph of spectroscopic measurement system

2.3.3 プラズマ内部に侵入した窒素の発光強度の測定

本論文の第3章において、ヘリウムシールドを対象に大気からプラズマ内部に混入する窒素の分光観察を行う。ヘリウムプラズマは輝線スペクトルが少なく、放射強度が小さいため、窒素スペクトルの観察に適する対称と考えられる。しかしながら、プラズマ中の窒素濃度が低い場合は、タングステン電極の熱放射が、窒素スペクトルの放射強度の測定に影響を及ぼす可能性がある。そこで、Fig. 2.7に示すように、二式の分光器を用いて、N(I)スペクトルである波長746.8nmと、バックグラウンドの放射強度として波長744.8nmの分光画像

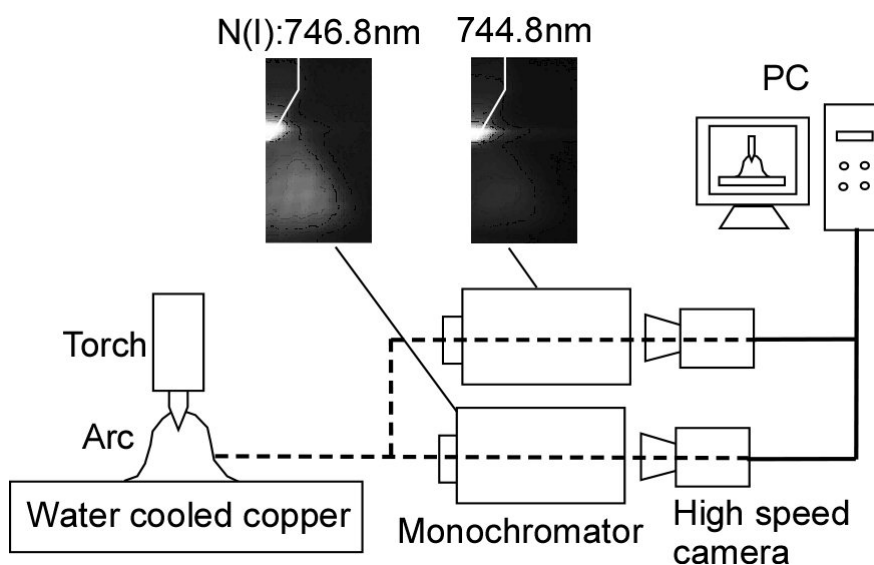


Fig. 2.7 Schematic diagram of the spectroscopic measurement system for observing nitrogen radiation in plasma

を同時に撮影し、その差分画像を窒素の放射強度と見なした。参考として、シールドガス流量を5L/minとした150Aのヘリウムアークにおける746.8nm及び744.8nmの分光画像を示す。746.8nmの分光画像では窒素プラズマの発光に加え、タングステン電極先端部で熱放射による発光が観察されるが、744.8nmの分光画像ではタングステン電極先端部のみの発光となる。これらの差分を求めた後、得られた差分画像にアーベル変換を施すことによって、N(I)スペクトルの2次元強度分布を得た⁶²⁾。

2.3.4 プラズマ温度の測定

鋼板上にアークプラズマを発生させると、熔融池の近傍に鉄蒸気が発生することが知られており、特に、ヘリウムアークやAr+H₂アークのようなエネルギー密度の高いアークプラズマでは鉄蒸気の発生が顕著となる^{24,32)}。

Fig. 2.8 に、純鉄上に発生させたヘリウムアークの例を示す。タングステン電極直下の領域ではヘリウムプラズマの赤い発光が見られるが、母材近傍のアーク下部の領域では鉄蒸気の青白色の発光が確認できる。このためプラズマ温度の測定に対しては、鉄蒸気が少ないプラズマ上部と鉄蒸気が存在する母材近傍を分けて温度測定する必要がある。

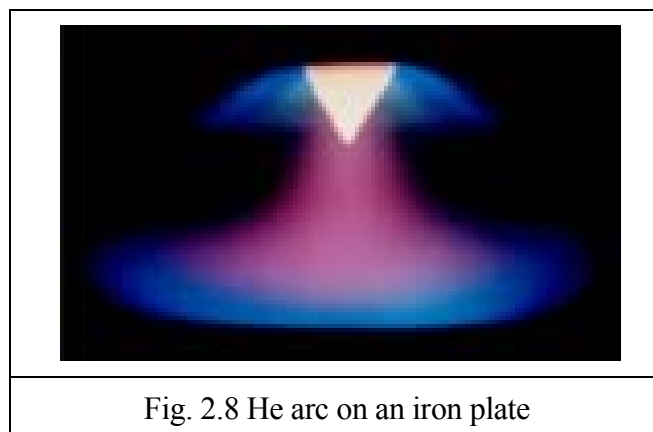


Fig. 2.8 He arc on an iron plate

そこで、三種類の分光器を活用し、シールドガスが主体となるプラズマ上部の領域にはFowler-Milne法を採用し、母材近傍の鉄蒸気が存在する領域には二線強度比法を採用することによってプラズマの温度測定を行った。

Fig. 2.9 に本測定で用いた分光システムの概略図を示す。また、参考としてFowler-Milne法を適用したHe (I): 587.6nmの輝線スペクトル、ならびに二線強度比法を適用した537.1nm及び538.3nmの鉄スペクトルの分光画像を示す。撮影速度は300コマ/sとし、鉄蒸気の発生に伴うプラズマの変化をアーク発生直後から約10s間記録した。

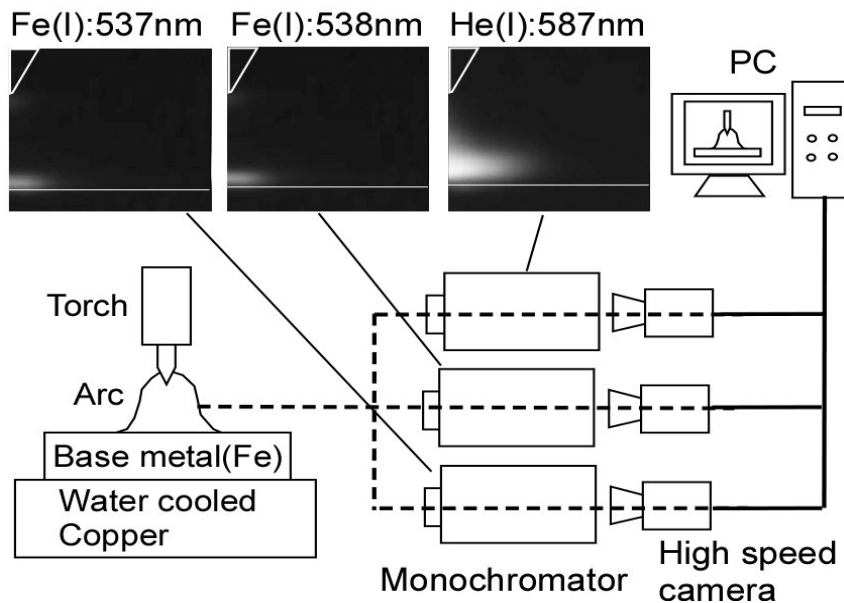


Fig. 2.9 Schematic diagram of the spectroscopic measurement system for observing arc plasma with iron vapor

Fowler-Milne 法及び二線強度比法によって求めたプラズマ温度を， Fig. 2.10 に示すように重ね合わせ， 鉄蒸気の発生を伴うヘリウムアークの温度分布を得た． なお， 各々のプラズマ温度の重ね合わせに際しては， 鉄のスペクトル(FeI:538nm)における測定強度が， アーク領域外のバックグラウンドにおける測定強度の3倍以上となる領域のみを鉄蒸気の温度として採用した．

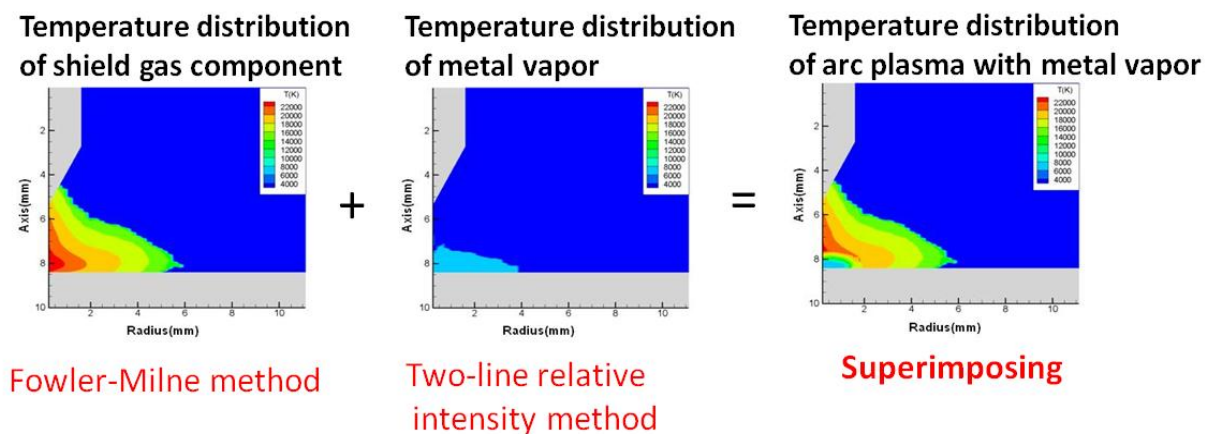


Fig. 2.10 Superposition of iron vapor temperature on shielding gas temperature

ここで，アルゴンプラズマを例に，Fowler-Milne 法による温度測定方法について述べる．2.3.1 項で述べたように，エネルギー準位を遷移する物質は，固有の輝線スペクトルを放出する．励起された x 価イオン粒子の核外電子が， n 番目のエネルギー準位から m 番目の下

位準位に遷移するとき放射する輝線スペクトルの絶対強度 I_{nm} は(2.14)式で定義される⁴⁶⁾.

$$I_{nm} = A_{nm} h \nu_{nm} N_0 \frac{g_n \exp(-E_n/kT)}{\sum_j g_j \exp(-E_j/kT)} \quad (2.14)$$

- A_{nm} : x 価イオンの n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に落ちる遷移確率
- ν_{nm} : n 番目のエネルギー準位から m 番目の準位に遷移する際のスペクトルの振動数
- N_0 : x 価イオン粒子の全粒子密度
- g_n : 統計的重み
- E_n : n 番目の準位エネルギー
- T : x 価イオン粒子の温度(励起温度)
- k : ボルツマン定数
- h : プランク定数

なお、これらの物性値はNIST⁶³⁾のデータから引用し、粒子密度 N_0 はA.B. Murphy⁶⁴⁾の研究データを引用した。まず、Sahaの熱電離平衡式⁶⁵⁾から、アルゴン雰囲気でのアルゴン原子密度と温度の関係を求める。その原子密度を(2.14)式に代入することにより、アルゴン原子からの線スペクトル強度(Ar(I)スペクトル: 696 nm)と温度の関係が求められる。その後、Ar(I)の各温度における放射強度 I_x を放射強度 I_x^* の最大値で正規化することによって、正規化された放射強度 I_x/I_x^* と温度の関係をj得る。正規化とすることによって、分光定数の遷移確率 A_{nm} が不要となる。

Fig. 2.11に、アルゴンプラズマ及びヘリウムプラズマにおける正規化された放射強度の温度依存性を示す。この図から、アルゴンプラズマでは15,000K、ヘリウムプラズマでは23,000Kにおいて最大放射強度となることがわかる。アルゴンアークの温度測定に対しては、アーベル変換後の分光画像における強度が最大となる領域を15,000Kとし、Fig. 2.11に示された放射強度と温度の関係を基に、分光画像の強度を温度に変換することによってプラズマの温度分布が得る。なお、ヘリウムプラズマは最大の放射強度となる温度は23,000Kと高いため、実際のプラズマ温度がその温度よりも低い場合はFowler-Milne法が適用できなくなる。そこで、予備実験にて、水冷銅板上で250AのHeアークを測定することによって測定された放射強度と温度の関係を求め、同一の光学系で測定した純鉄上のヘリウムアークの放射強度分布を先の関係に対応させることによって、ヘリウムアークにおけるプラズマの温度分布を得ることにした。

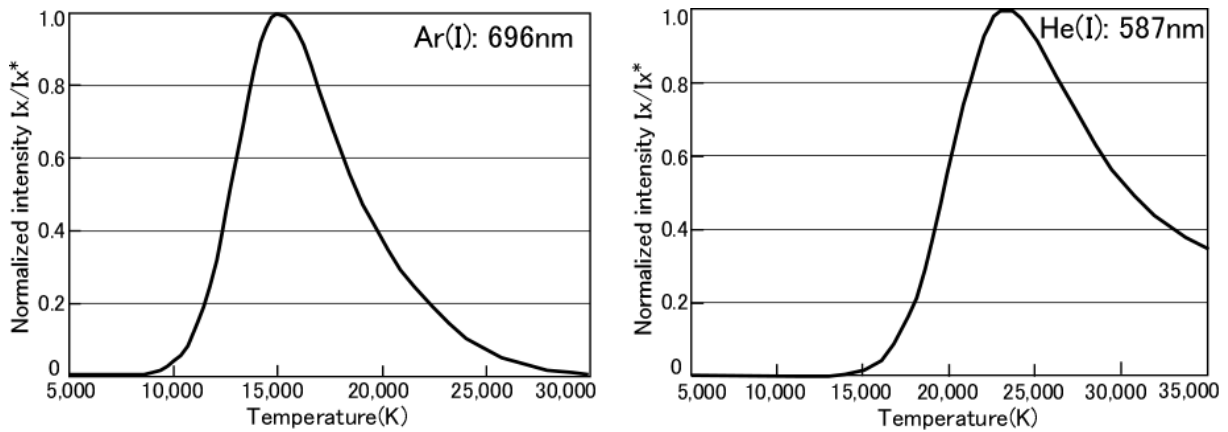


Fig. 2.11 Temperature dependence of normalized intensities of Ar(I) and He(I)
 Each intensity I_x is divided by a maximum intensity I_x^*

次に、二線強度比法による鉄蒸気の温度測定方法について述べる。二線強度比法は、一種類の元素から放射される二つの異なる波長を用いて温度を測定する方法である。同一の温度状態にある粒子から放出された波長 λ_1 , λ_2 の二つのスペクトル強度 I_1 , I_2 を測定すると、(2.14)式は以下のように示される。

$$\ln\left(\frac{I_1\lambda_1}{A_1g_1}\right) = -\frac{E_1}{kT} + \ln\left(\frac{Nhc}{Z(T)}\right) \quad (2.15)$$

$$\ln\left(\frac{I_2\lambda_2}{A_2g_2}\right) = -\frac{E_2}{kT} + \ln\left(\frac{Nhc}{Z(T)}\right) \quad (2.16)$$

ここで、 $Z(T)$ は対象としている状態粒子の分配関数である。(4.15)式と(4.16)式を比較して温度 T に関する式に変形すると次式のように表される。

$$T = -\frac{E_1 - E_2}{k} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{A_2g_2I_1\lambda_1}{A_1g_1I_2\lambda_2}\right)} \quad (2.17)$$

この式は粒子密度 N と分配関数 $Z(T)$ の項を含まない式であり、Sahaの熱電離平衡式を必要としないため、鉄蒸気の粒子密度に関係なくスペクトル強度比から温度を求めることができる。NISTのデータベース⁶³⁾に示される各種物性値を代入して求めた、スペクトル強度比 $\text{Fe I}(537\text{nm}) / \text{Fe I}(538\text{nm})$ と温度の関係をFig. 2.12に示す。なお、この二種類の波長はその近傍にアルゴンまたはヘリウムの原子・イオン等の波長が存在しない独立した波長である。さらに、 $\text{Fe I}(537\text{ nm})$ および $\text{Fe I}(538\text{ nm})$ の遷移エネルギーはそれぞれ $3.15 \times 10^5\text{ J/mol}$ および

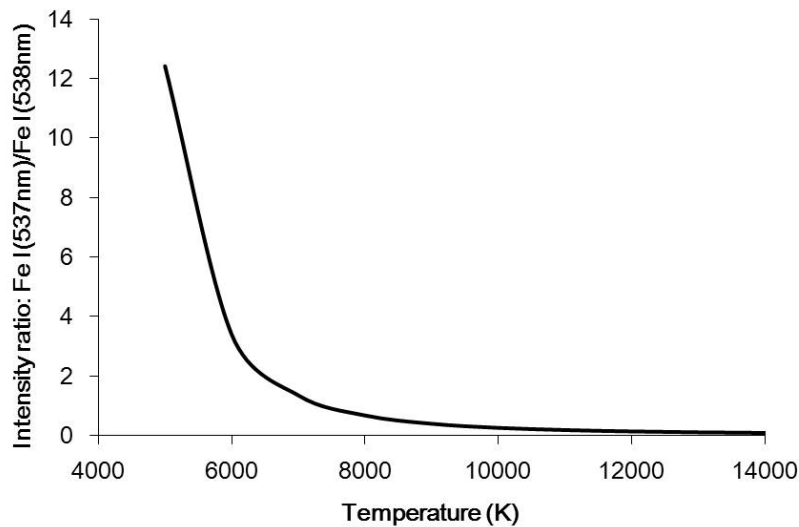


Fig. 2.12 Temperature dependency of intensity ratio of Fe I (537 nm)/Fe I (538 nm) on temperature.

6.39×10^5 J/molである。このように、これらの波長は遷移エネルギーの差が大きく、本実験で予測される温度域において輝度比が大きくなるため、安定した温度測定を行うことが可能と考えられた。そこで、鉄原子スペクトルとして537 nmおよび538 nmの2種類の波長を選定した。

2.3.5 アークプラズマの鉄蒸気濃度測定

アークプラズマ中に混入する鉄蒸気の濃度分布の測定方法について述べる。鉄蒸気濃度 N は(2.14)式を変換することで、次式のように表される。

$$N = \frac{I_1 Z(T)}{A_1 g_1 h \nu_1 \exp(-E_1/kT)} \quad (2.18)$$

この式によって示されるように、鉄蒸気濃度 N はスペクトル強度 I および温度 T に依存する。つまり、原理的には、スペクトル強度分布および温度分布を用いることで、鉄蒸気濃度分布を得ることができる。しかし、高速度ビデオカメラで測定したスペクトル強度は、エネルギー密度として表される真値ではなく、装置に依存する測定値である。そこで、スペクトル強度の真値 I とカメラで撮影されたスペクトル強度 I' の間には $I = F \times I'$ という関係が成り立つとして、測定装置に依存する関数 F を求めることで、アークプラズマ中の鉄蒸気濃度を求めることとした。

ところで、プラズマ中では個々の粒子の熱運動により、各点の密度揺動が起こっているが、その密度揺動により誘起される電界がシュタルク効果⁶⁵⁾を引き起こす。シュタルク効果によるエネルギー準位の広がり、原子・イオンスペクトルではスペクトル線の広がりとして観察され、特に水素原子のバルマー線 H_{β} (486 nm)の広がり、プラズマの電子密度を求める際によく利用される。これは、 H_{β} の広がり、シュタルク幅が支配的であるために、他の要因による広がりを無視できるからである。また、H.R. Griem⁶⁵⁾によると、 H_{β} 線のシュタルク幅の半値幅は、電子温度にほとんど依存せず、電子密度に対して線形に比例する。そこで、予備試験としてアルゴンガスに少量の水素を添加してもアークプラズマに与える影響は少ないものと仮定して、アルゴンに7 %の水素を添加したガスを用いたガスを用いてアークを発生させ、そのときの水素スペクトルを観察し、その半値幅を測定して、その値から電子密度を決定した。

Fig. 2.13に実験装置を示す。母材に純鉄を用い、溶接電流を150 A、アーク長3 mm、シールドガスはAr+7 % H_2 、流量は20 l/minとした。静止GTA溶接におけるプラズマからの水素スペクトルを観察することで、電子密度を求めた。さらに、この測定と同時に2種類の鉄蒸気スペクトル (537 nmおよび538 nm) を撮影し、二線強度比法を用いて温度分布を求めた。これによって、GTAプラズマ中の特定の箇所における温度 - 電子密度 - カメラで撮影されたスペクトル強度の関係が求められる。測定に当たってはアークプラズマの像をレンズにより7倍に拡大し、その拡大像を直径2.5 mmの光ファイバーを通して、鉄蒸気が多く発生している母材から1 mm上において中心から半径方向に向かって0.5 mmごとに10点について分光測定した。

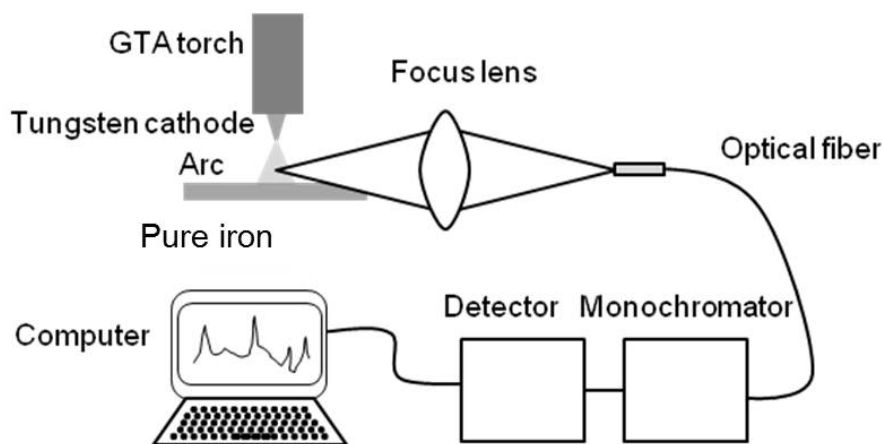


Fig. 2.13 Schematic diagram of experimental setup for Stark broadening measurement

本実験におけるGTAプラズマの H_{β} の強度分布をFig. 2.14に示す. このときの H_{β} の半値幅は約1.9 nmとなり, H.R. Griem⁶⁴を参考として電子密度を求めると $2.54 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ となる. また, この位置での温度は, 同時に行った二線強度比法により6,933 Kであった.

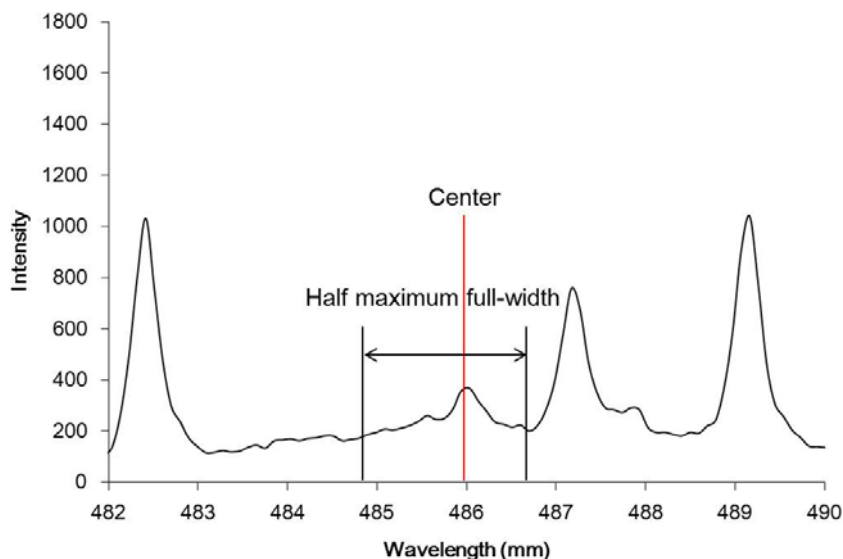


Fig. 2.14 Example of H_{β} line profile of Ar+7% H_2 GTA after Abel inversion.

Fig. 2.15に各温度ごとの鉄蒸気濃度と電子密度の関係を示す⁶⁴). 温度と電子密度の関係を求めることで鉄蒸気濃度が導かれる. GTAプラズマの電子密度は $2.54 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, 温度は6,933 Kであるため, 鉄蒸気濃度は11.7%, その密度は $6.37 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ であることがわかる.

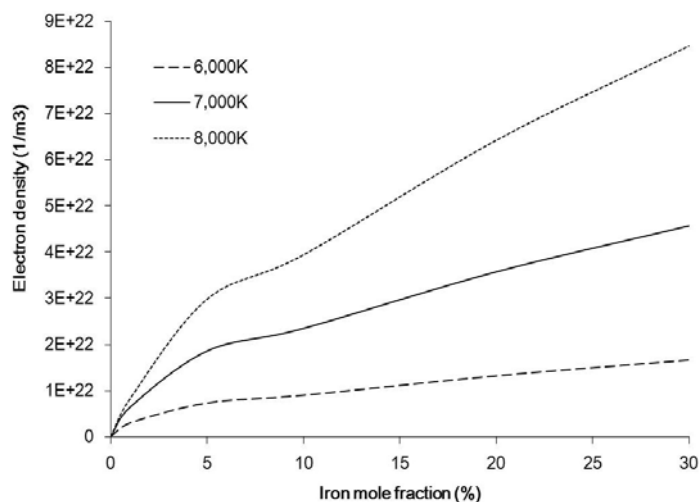


Fig. 2.15 Relationship between iron concentration and electron density.

この結果を(2.14)式に代入し、この時の鉄原子スペクトル(538 nm)強度は $4.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ と導かれる。さらに、カメラで撮影されたスペクトル強度はアーベル変化処理を施すことで、4.09という二次元平面におけるスペクトル強度が得られる。つまり、このスペクトル強度および理論上のスペクトル強度から、装置関数 F は 9.77×10^7 であることが導かれた。

2.4 溶融池の表面温度の分光計測

2.4.1 分光観察システム

GTA 溶接における鉄蒸気は溶融池の表面から発生する。このため、溶融池の表面温度を定量的に把握することが、鉄の蒸気現象を理解する上で重要となる。溶融池表面の温度測定に対しては、二色放射温度測定法⁶⁷⁾を採用した。Fig.2.16 に分光観察システム、Fig.2.17 に光学系の概略図⁶⁷⁾を示す。対物レンズから入射した溶融池の画像(熱放射光)を画像分光器(Photron,Multi-Spectral-Imager)によって二つに分割する。それぞれの画像を異なる二つの波長の干渉フィルタ(中心波長 950nm と 980nm)を通過してから、高速度カメラ(Photron,FASTCAM-512PCI)の素子表面で結合し、撮影画像としてコンピュータに取り込む。撮影画像は、画像から輝度を測定するソフト(Image J, National Institutes of Health)を用い放射強度として数値に変換され、それらの輝度の比を求めることによって溶融池表面の温度が導かれる。

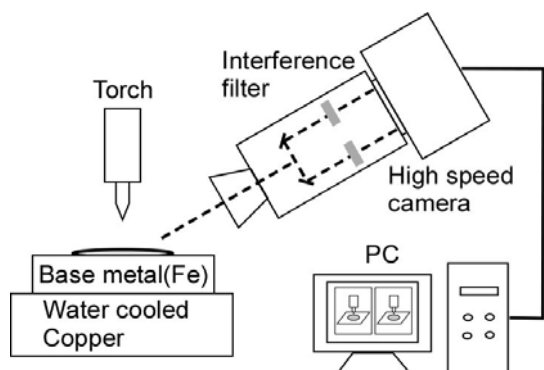


Fig. 2.16 Schematic diagram of Measurement of molten pool surface temperature

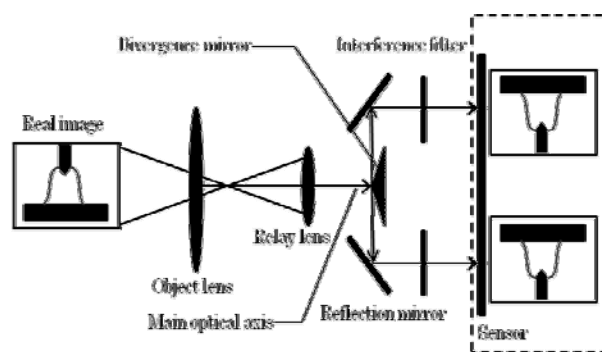


Fig. 2.17 Schematic diagram of principle of two-color pyrometry

2.4.2 二色放射温度測定法の原理

物体の温度はプランクの放射則により次式で表すことができる⁶⁸⁾。

$$I = \varepsilon C_a \lambda^{-5} \left\{ \exp\left(\frac{C_b}{\lambda T}\right) - 1 \right\}^{-1} \quad (2.19)$$

ここで、 I は放射強度、 ε は放射率、 λ は波長、 T は温度を示す。なお、 C_a は $3.7415 \times 10^{-19} (\text{Wm}^2)$ 、 C_b は $0.014388 (\text{mK})$ の定数である。

しかし、(2.19)式に示される放射率 ε は、材料の温度や表面の状態により変化することが知られている。そこで放射率の変動による測定誤差を軽減できる測定法として一般に広く用いられているのが二色放射温度測定である。二色放射温度測定は放射率が未知の物体でも狭い波長帯域で分光放射率が一定とみなせる場合(灰色体近似： $\varepsilon(\lambda_1, T) = \varepsilon(\lambda_2, T)$)に、異なる2つの波長の光を選択し、各々の分光放射発散速度の比から温度を求める方法である。近接する2つの波長における放射強度の比を求めると(2.20)式で表される。

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \frac{1 - \exp(c_b / \lambda_2 T)}{1 - \exp(c_b / \lambda_1 T)} \quad (2.20)$$

ここでお互いの放射率は等しいと近似すると、 $\varepsilon_1/\varepsilon_2=1$ となり、温度 T について変換すると(2.21)式が得られ、異なる二波長の光の強度比から温度が算出できる⁶⁷⁾。

$$T = \frac{C_b(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \frac{1}{\ln(I_1 \lambda_1^5 / I_2 \lambda_2^5)} \quad (2.21)$$

しかし、実際の計測系では干渉フィルタ、レンズ、分光装置など通して放射強度が測定される。すなわち、高温物体から放出された熱放射光はこれらを通して減衰し、光検出部

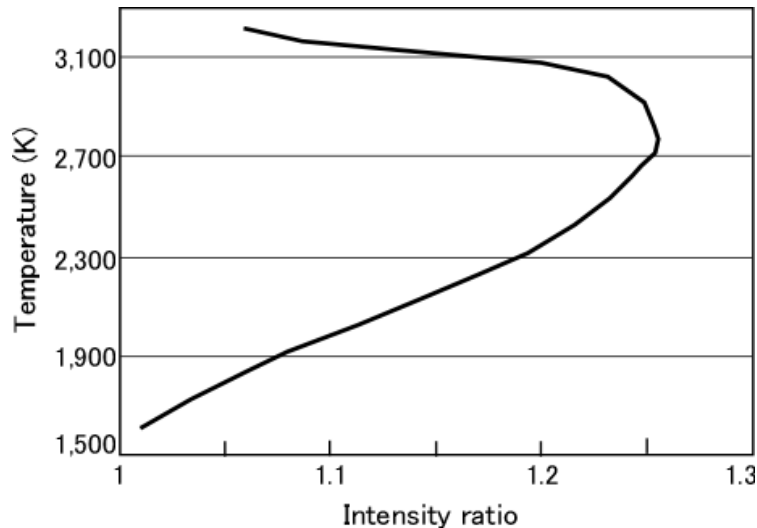


Fig.2.18 Relationship between molten pool temperature and intensity ratio(950nm/980nm)

に照射されることになる。そのため、あらかじめ温度がわかっている高温物体を対象に用いて計測系の温度校正を行う必要がある。そこで予備試験として、タンゲステン製の標準光源ランプを用いて、二色放射測温装置システムの温度を較正した。Fig.2.18 に、放射強度の輝度比（950nm/980nm）と温度との関係を示す。これにより輝度比から熔融池の温度を求めることができる。

2.5 結言

本章では、GTA 溶接の数値解析において基礎となるモデルの仮定、支配方程式、境界条件、陰極および陽極表面におけるエネルギーバランス、物性データ、計算手法について説明した。また、プラズマの分光観察のための測定システムについて述べると共に、Fowler-Milne 法や二線強度比法、さらに鉄蒸気濃度の同定の手法について説明した。加えて、熔融池表面の温度測定に用いた二色放射温度測定方法についても説明した。

第3章 シールドガスへの窒素の混入現象に及ぼすプラズマ特性の影響

3.1 諸言

溶接金属における窒素の吸収は、大気中の窒素がシールドガスに混入することが原因となる場合が多い。このため、シールドガスと窒素の混合メカニズムを明確にすることが、溶接金属の窒素吸収現象を理解する上での第一歩となる。ところで、一般的なGTA溶接ではシールドガスとしてアルゴン(Ar)やヘリウム(He)が用いられる。しかし、Arシールドに比べて、Heシールドではシールドガスに窒素が混入しやすくなることが知られており、Heシールドではガス流量を増やして使用される場合が多い⁷⁰⁾。加えて、シールドガスへの窒素の混入現象に対しては、シールドガス流量のみならず各種の溶接条件が影響を及ぼす。例えば、アーク長やタングステン電極の突出し長さが増加すると、シールドガスへの窒素の混入量が増加する原因となる。また、溶接電流の増加も溶接金属の窒素量を増加させる要因とされ、溶接電流の増加に併せてノズル径を拡大し、またシールドガス流量を増加させる必要があるとされている⁷⁰⁾。しかしながら、このようなシールドガスへの窒素の混入現象に及ぼすシールドガス成分や溶接条件の影響を、対流や拡散といったプラズマの熱流体としての特性から考察した報告はほとんどない。

本章では、シールドガスへの窒素混入現象に及ぼすシールドガス成分や溶接条件の影響を検討することによって、シールドガスへの窒素の混入現象におけるプラズマ熱源特性の影響を明確化することを目的とする。まず、実験によって溶接金属の窒素量を測定し、各種の溶接条件と溶接金属窒素量の関係について述べる。次に、GTA溶接の数値計算シミュレーションにより、各種の溶接条件におけるプラズマの対流及び拡散の観点からシールドガスへの窒素混入現象について考察する。さらに、数値解析結果の妥当性を検討するためシールドガスに窒素が混入したアークプラズマの分光観察を行い、分光観察及び数値解析における窒素スペクトルの発光強度を比較することとした。

3.2 実験による溶接金属の窒素量測定

3.2.1 溶接条件

シールドガスの種類、並びに溶接電流やアーク長等の溶接条件を変化させたGTA溶接実験を行い、溶接金属の窒素量を測定した。これらの溶接条件がシールドガスへの窒素

混入現象に影響を及ぼすことは、従来から経験的に知られているが、溶接条件と溶接金属窒素量の関係として系統的に整理された報告例はほとんどないため、ここで、溶接金属の窒素量を測定した。

供試材には Table 3.1 示す板厚 3.2mm 及び 6.0mm の軟鋼板を用いた。溶融金属の窒素量には鋼中の合金成分が影響¹⁹⁾するため、合金成分の比較的少ない鋼材を使用した。(1.1)式から求めた 1,800K における平衡窒素溶解度は、両方の鋼板共に 450ppm である。

Table 3.1 Chemical compositions of base metals for GTA welding experiments

	Thickness (mm)	C wt.%	Si wt.%	Mn wt.%	P wt.%	S wt.%	N ppm	N equilibrium solubility at 1800K ppm
Mild steel	3.2	0.046	0.007	0.24	0.012	0.009	19	450
Mild steel	6.0	0.002	0.006	0.20	0.007	0.007	32	450

検討した溶接条件を Table 3.2 にまとめる。A シリーズは、溶接金属の窒素量に及ぼすシールドガス成分の影響を調べることを目的に、Ar シールド及び He シールドの比較を行った。なお、Ar シールドと He シールドで溶接ビード幅が同等となるように、溶接速度を各々 300mm/min, 500mm/min に設定した。B シリーズでは、溶接電流の影響を評価するために溶接電流を 250A に増加した He シールドによる溶接を行った。溶接電流の増加に伴う鋼板の溶け落ちを防止するために板厚 6mm の鋼板を用いた。また、内径 8mm 及び 12mm のシールドノズルの比較も行った。C シリーズでは、アーク長及び電極突出し長さの影響を評価することを目的に、He シールドにおいてアーク長(母材からタングステン電極先端までの距離)を 3mm~10mm, 電極突出し長さ(電極先端からノズル先端までの距離)を 5mm~12mm に変化させて溶接した。

Table 3.2 Summary of welding conditions for GTA welding experiments

	Shield gas	Welding current (A)	Welding velocity (mm/min)	Gas flow rate (litter/min)	Arc length (mm)	Electrode extension (mm)	Nozzle diameter (mm)	Base metal thickness (mm)
A: Gas flow rate	Ar	150	300	5-30	5	5	8	3.2
	He		500					
B: Welding current	He	250	500	10-30	5	5	8,12	6.0
C: Arc length	He	150	500	10	3-10	5-12	8	3.2

溶接試験片は、Fig. 3.1 に示すように、幅 50mm、長さ 100mm のサイズで切断した鋼板に、各々の溶接条件で長さ 90mm のビードオンプレート溶接を行うことによって作製した。溶接電源はインバータ式の直流電源とし、直径 3.2mm、先端角度 60° のトリア入りタングステン電極を用いて正極性での溶接を行った。溶接終了後に、溶接線と垂直方向の断面をナイタールで腐食することによって溶融範囲を確認し、そこから切り粉を採取して窒素量分析用の試料とした。窒素量の分析は不活性ガス溶融法による熱伝導度測定にて行った。

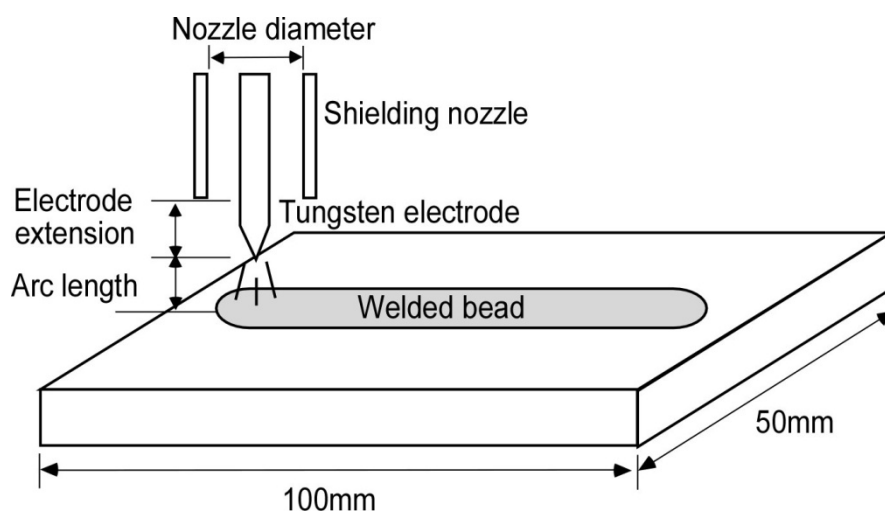


Fig. 3.1 Schematic illustration of GTA welding experiment

3.2.2 溶接金属の窒素量

溶接金属の窒素量に及ぼすシールドガス成分の影響 (Table 3.2 A シリーズ) について検討した。Fig. 3.2(a)に、ガス流量を 10L/min とした場合の Ar シールド及び He シールドにおける溶接ビード外観及び溶接金属窒素量を示す。He シールドでは溶接ビードに凹凸が生じ、溶接金属窒素量も 144ppm と高い値を示すが、Ar シールドでは溶接金属窒素量が 40ppm に低下し溶接ビードも均一な形状となった。Fig. 3.2(b)はシールドガス流量を変化させた場合の Ar シールド及び He シールドにおける溶接金属の窒素量を示す。ガス流量の増加により Ar, He 共に溶接金属の窒素量が低下する傾向を示すが、ガス流量が 15L/min 以下の条件では Ar に比べて He における溶接金属の窒素量が高くなるのがわかる。本実験で設定した溶接条件は、ノズルの内径が 8mm と小さく、またアーク長が 5mm と長いためシールドガスに窒素が混入しやすい条件と考えられるが、この条件

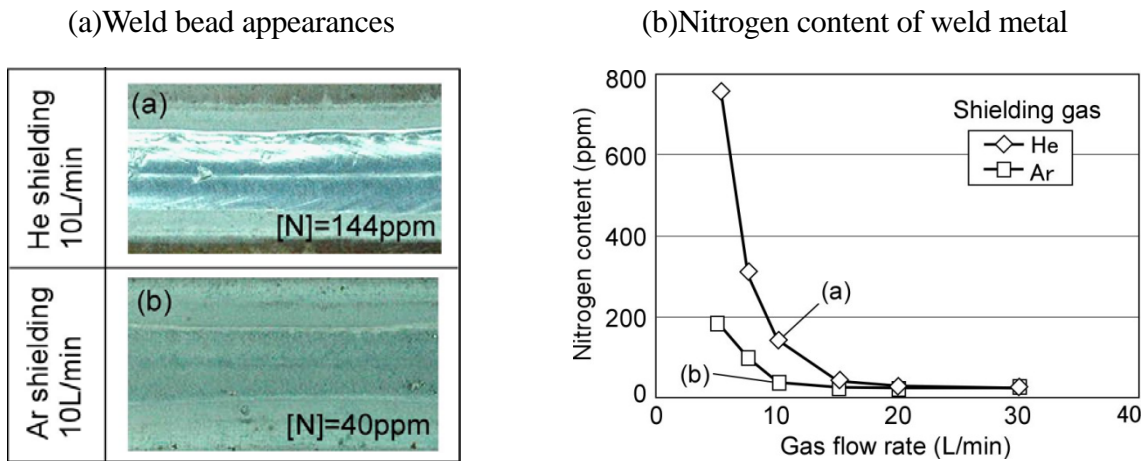


Fig. 3.2 Influence of shielding gas components on nitrogen content of weld metal
Shielding gas: Ar and He (10L/min)

で溶接金属の窒素量を母材と同程度の 50ppm 以下にするためには Ar で 10L/min 以上, He では 15L/min 以上のガス流量が必要であった。

次に、溶接金属の窒素量に及ぼす溶接電流の影響 (Table 3.2 B シリーズ) について検討した。Fig. 3.3(a)に、溶接電流 150A 及び 250A における溶接ビード外観を示す。ノズルの内径は 8mm φ とし、10L/min の He を供給した。溶接電流が 250A に増加するとビードの表面に多量のピットが発生し、溶接金属窒素量も 540ppm と大幅に増加することがわかる。Fig. 3.3(b)は、He シールドにおいて溶接電流を 250A とした場合の溶接金属窒素量を示す。ノズル内径を 8mm φ または 12mm φ に変化させた場合の溶接金属窒素量を示

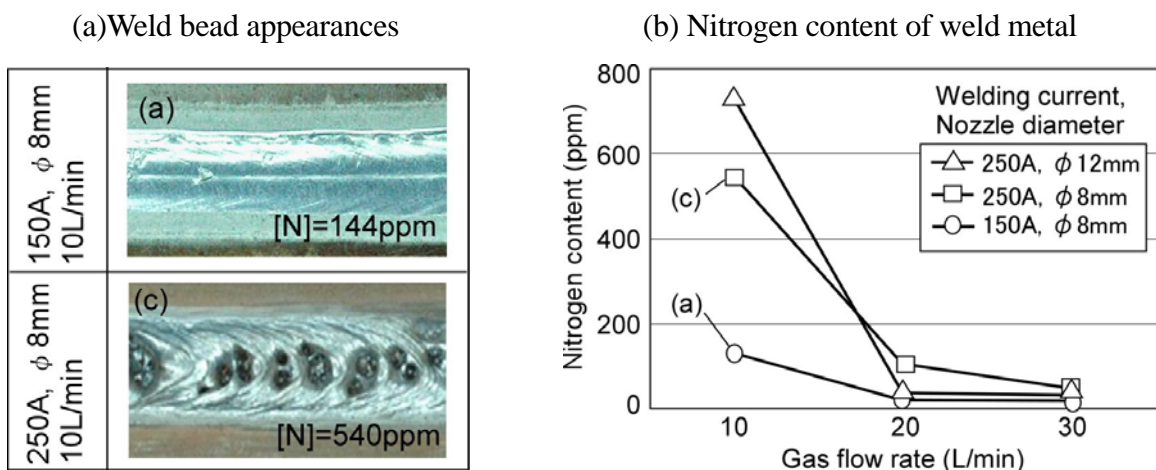


Fig. 3.3 Influences of welding current and shielding nozzle diameter on nitrogen content of weld
Welding Current: 150- 250A, Nozzle diameter: 8-12mm, Shielding gas: He (10L/min)

すと共に、比較として、Fig. 3.2(b) に示す溶接電流 150A（ノズル内径 8mm φ）の結果を併記した。シールドガス流量が 10L/min と少ない条件で溶接電流を 150A から 250A に増加させると、ノズル径に係わらず溶接金属の窒素量の増加が顕著となる。一方、溶接電流 250A においてシールドガス流量を 20L/min に増加させると、ノズル径 8mm φ では 100ppm 程度の高い溶接金属窒素量となるが、ノズル径を 12mm φ に拡大することによって母材と同程度の 50ppm 以下窒素量となった。このように、高電流条件において溶接金属の窒素吸収を防ぐためには、シールドガス流量を増やすと共に、ノズル径を拡大する必要があることがわかる。

シールドガスを 10L/min の He とし、溶接金属の窒素量に及ぼすアーク長及び電極突出し長さの影響 (Tab13.2 C シリーズ) を検討した。Fig. 3.4(a)に、母材とノズル先端間の距離（アーク長と電極突出し長さの和）を 15mm に固定し、アーク長を 3mm 及び 10mm（電極突出し長さは各々 12mm と 5mm）に変化させた場合の溶接ビード外観を示す。アーク長 3mm ではビードの周辺に多量のスマットが付着するものの均一なビード形状が得られた。ところが、アーク長が 10mm に増加すると溶接ビード形状の凹凸が顕著となり、溶接金属窒素量が 761ppm と大幅に増加した。Fig. 3.4(b) は、He 流量を 10L/min に固定してアーク長及び電極突出し長さを変化させた場合の溶接金属窒素量を示す。母材とノズル先端間の距離を 7.5mm, 10mm, 15mm に固定した状態でアーク長を変化させた。いずれの母材とノズル間距離においても、アーク長の短縮により溶接金属の窒素量が低下する。特にアーク長 3mm の条件では電極突出し長さに係わらず窒素量が 100ppm 以下の

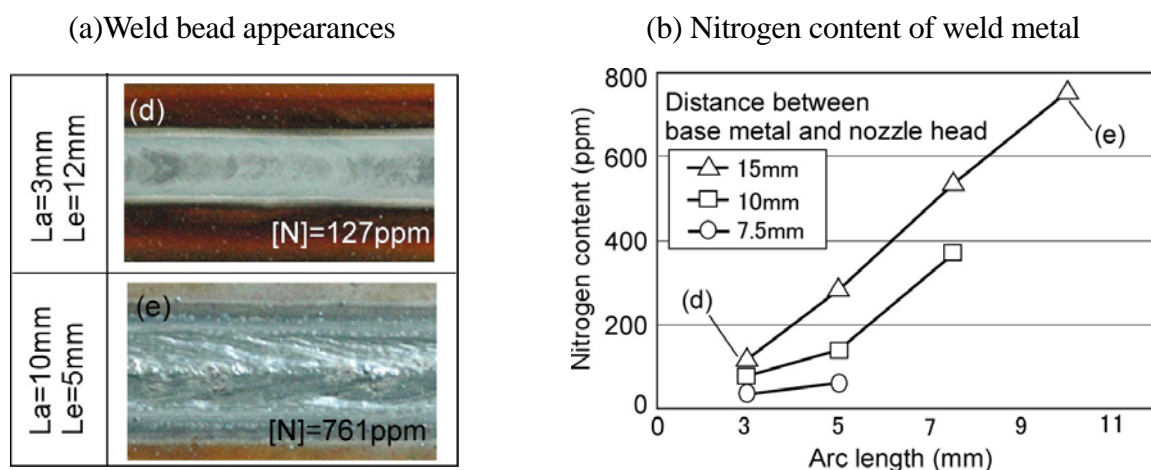


Fig. 3.4 Influences of arc length and electrode extension length on nitrogen content of weld metal
Arc length: 3-10mm, Electrode extension length: 5-12, Shielding gas: He (10L/min)

比較的低い値を示した。同一のアーケ長で比較すると、母材ノズル間距離の増加、すなわち電極突き出し長さの増加によって溶接金属窒素量は増加する傾向を示すが、電極突き出し部で窒素混入は比較的少ないと考えられ、溶接金属への窒素侵入に対してはアーケ発生領域での窒素混入現象が支配要因になると推察された。

以上で述べたように、同一のシールドガス流量では Ar シールドに対して He シールドにおける溶接金属の窒素量が増加すること、また、溶接電流の増加及びアーケ長の増加は溶接金属の窒素量の増加に大きな影響を及ぼすことが確認された。以下では、このようなシールドガスへの窒素の混入現象に及ぼすアーケプラズマ特性の影響を明確化することを目的に、シールドガス成分ならびに溶接条件を変化させた GTA 溶接の数値シミュレーションを行った。

3.3 シールドガスへ窒素の混入現象を考慮した数値解析モデル

3.3.1 計算領域の設定

第2章で述べた GTA 溶接の数値解析モデルを用いて、ノズルから流出するシールドガスと雰囲気中存在する窒素との混合現象を扱う数値解析モデルを構築した。Fig. 3.5 に計算領域の例を示す。軸方向(Z 方向)45mm、半径方向(R 方向)25mm の領域に、タングステン電極（直径 3.2mm、長さ 30mm、先端角度 60° ）、シールドノズル（内径 8mm、長さ 25mm）及び水冷銅板（直径 50mm、厚さ 10mm）を配置した。ここでは、ノズル径 8mm ϕ 、アーケ長 5mm、電極突出し長さ 5mm の例を示すが、溶接条件に応じてアーケ長、電

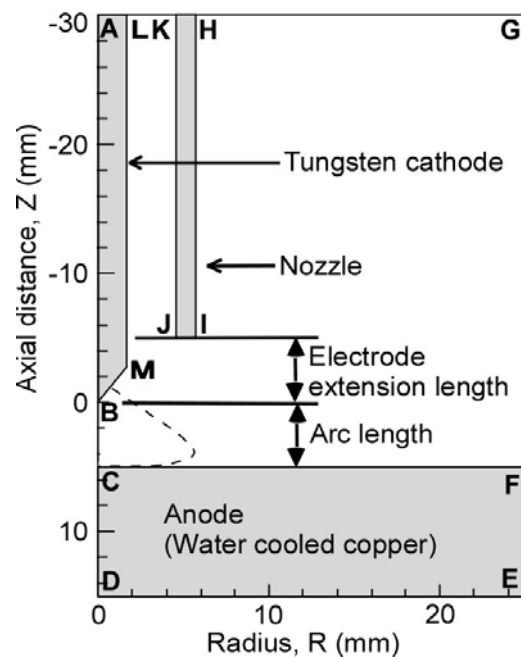


Fig. 3.5 Schematic illustration of calculation domain

極突出し長さ等を変化させて解析した。シールドガスは Ar 及び He を基本とするが、シールド性に及ぼすプラズマ物性値の影響を考察するため、Ar シールドにおいて密度や拡散係数を変化させた仮想的なシールドガスを用いた数値解析も行った。なお、母材は水冷

銅板とし、金属蒸気の影響を考慮せずに解析した。

3.3.2 シールドガスと窒素の混合モデル

シールドガスと窒素の混合に関する取り扱いについて述べる。シールドガスはノズル上端部から供給されることとし、境界条件として、(3.1)式に示す質量保存式（第2章の(2.1)式にも記載）の生成項 S をFig. 3.5に示すLKの領域に設定した。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = S \quad (3.1)$$

S は単位面積、単位時間あたりに供給されるシールドガスの質量を示し、単位時間あたりに流出するシールドガスの質量をノズルの断面積で除した値とした。なお、実際の溶接における雰囲気は空気であり、窒素と共に約20%の酸素が含まれる。しかし、窒素と酸素は共に分子量の近い2原子分子であり、密度や粘性といった拡散現象において重要となる物性値が近い値を示す⁶⁴⁾。そこで、本モデルでは簡略化のため雰囲気には窒素のみが存在すると仮定して計算を行った。

シールドガスと窒素の混合現象は、(3.2)式に示す移流拡散方程式⁷¹⁾で表した。左辺の対流項と右辺の拡散項によってシールドガス及び窒素の濃度が決定される。なお、 C はシールドガスの質量分率であり、窒素の質量分率は $1-C$ で表わされる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r C) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z C) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (3.2)$$

また、 D は窒素の拡散係数であり、(3.3)式で表される粘性近似式⁷²⁾を使用した。

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_S + 1/M_N)^{0.5}}{\left\{ (\rho_S^2 / \beta_S^2 \eta_S^2 M_S)^{0.25} + (\rho_N^2 / \beta_N^2 \eta_N^2 M_N)^{0.25} \right\}^2} \quad (3.3)$$

ここで、 M_S 、 ρ_S 、 η_S はそれぞれシールドガスの分子量、密度、粘性を示し、同様に M_N 、 ρ_N 、 η_N はそれぞれの窒素の値を示す。また β_S 、 β_N はともに定数であり、理論上はアルゴン、ヘリウム、水素、窒素、酸素、炭酸ガスなど様々なガスに対して1.2~1.543の範囲の値を示すが⁷²⁾、本研究ではモデルの簡略化のため、多くの実験データに基づく平均値として $\beta_1 = \beta_2 = 1.385$ を仮定した⁷³⁾。

3.3.3 窒素混合シールドガスの物性値

シールドガスと窒素の混合現象において重要な物性値として密度と拡散係数が挙げられる。そこで、これらの物性値の温度依存性について述べる。

Fig. 3.6 に Ar, He 及び窒素の密度を示す。いずれのガスにおいても温度の上昇と共に密度は低下するが、特に、窒素の密度は 8,000K 付近で顕著に低下する。窒素は 2 原子分子であり、4,000K 付近から解離が生じ、10000K 付近ではほぼ 100% の単原子になるとするため、この温度範囲での密度の低下が大きくなる。

Fig. 3.7 は Ar 雰囲気及び He 雰囲気における窒素の拡散係数を示す。He の場合、室温 (300K) での拡散係数が $7.9 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$ であるのに対し、12,000K では $5.6 \times 10^{-2} \text{m}^2/\text{s}$ となり約 700 倍に増加する。一方、更に温度が上昇すると拡散係数は緩やかに低下し、アークプラズマの最高到達温度とされる 20,000K 付近での He における拡散係数は $1.8 \times 10^{-2} \text{m}^2/\text{s}$ となる。また、Ar における拡散係数は、いずれの温度領域においても He での拡散係数より小さくなるが、He における温度依存性と同様に 11,000K~12,000K 付近で最大の拡散係数を示す。このように、Ar 及び He における窒素の拡散係数はアークプラズマのような高温域で著しく大きくなるのが特徴である。

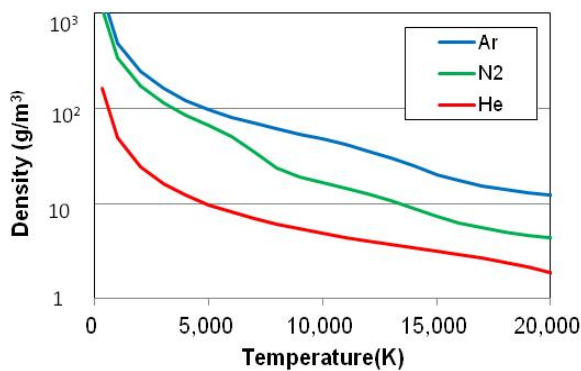


Fig. 3.6 Temperature dependency of gas density for Ar, He and N₂

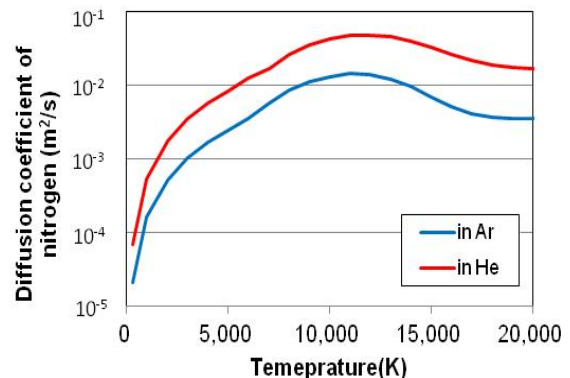


Fig. 3.7 Temperature dependency of nitrogen diffusion coefficient in Ar and He

なお、GTA 溶接の数値解析を行うには、密度や拡散係数の他に電気伝導率や熱伝導率、比熱といったプラズマの物性値が必要となるが、これらの値にはシールドガスと窒素の混合ガスの値を用いた。すなわち、窒素の混合率 0mol%、1mol%、10mol%、20mol%、30mol%、100mol% におけるプラズマの物性値をもとに、線形近似によって任意の混合率におけるプラズマの物性値を算出した⁵⁹⁾。これら物性値の算出にはアークプラズマの局

所熱平衡を仮定し，Chapman-Enskog 近似⁵⁹⁾を適用した。

3.4 数値シミュレーションによるシールドガスへの窒素混入現象の解析

3.4.1 アークの発生に伴うシールドガス濃度の変化

アークの発生に伴うシールドガスと窒素の混合現象の変化，すなわちシールドガス濃度の変化について検討した．シールドノズル径は 8mm φ，シールドガスは 10L/min の He，電極突出し長さ及びアーク長は共に 5mm とし，アーク有りの場合の溶接電流は 150A とした．Fig. 3.8 にアーク無し及びアーク有りの場合のシールドガス濃度分布を示す．また，代表的な位置として，タングステン電極近傍，タングステン電極とノズル内径の中間位置，及びノズル内径近傍を選定し，そこから流出するシールドガスの流線を示した．

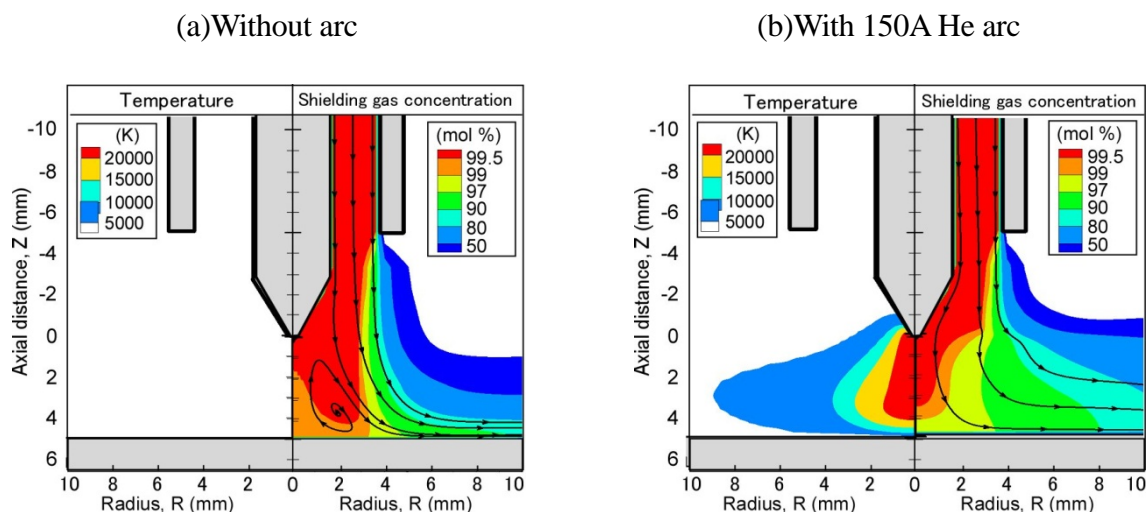


Fig. 3.8 Distributions of plasma temperature and shielding gas concentration in 10L/min He gas flow rate

アーク無しの場合，全ての流線が母材に向かってほぼ直進し，母材に近づくときノズル径方向に拡がる．また，母材表面 ($Z=5\text{mm}$) におけるシールドガス濃度が 99% となる位置は，ノズル径とほぼ同等の $R=3.6\text{mm}$ であった．しかしながら，タングステン電極の下部では母材表面を内向きに流れる渦流が発生しており，この流れによりタングステン電極下部のシールドガス濃度が低下する．例えば，タングステン電極と母材の中間位置 ($Z=2.5\text{mm}$) におけるシールドガス濃度は $R=2\text{mm}$ で 99.8% となるのに対し， $R=0\text{mm}$ では 99.4% に低下した．Schnic らによる Ar シールドの GMA 溶接の数値解析⁴⁸⁾においても，アーク無し状態で同様の渦流が発生することが示されており，He シールドにおい

でも同様の傾向が確認された。

一方、アークが発生するとシールドガスの濃度及び流線は大きく変化する。すなわち、タングステン電極近傍の流線は電磁ピンチ力によってプラズマ中央部に引き込まれる流れとなり、アーク無しの場合で見られた渦流が発生しなくなる。その結果、 $Z=2.5\text{mm}$ における $R=0$ でのシールドガス濃度は99.7%となり、アーク無しの場合に比べて高いシールドガス濃度となる。しかしながら、母材表面のシールドガス濃度をアークの有無で比較すると、アーク無しの場合は $R=0\text{mm}$ で99.4%、 $R=4\text{mm}$ で98.4%となるのに対し、アーク有りでは各々98.6%、96.6%に低下した。

シールドガスと窒素の混合は、(3.2)式で表されるように対流現象及び拡散現象の影響を受ける。対流に対してはプラズマの流速、拡散に対しては文字通り拡散係数が重要となる。Fig. 3.9は、アークを発生させた場合のプラズマの温度分布、流速分布、及び拡散係数の分布を示す。代表的な位置として、A:タングステン電極突出し部($Z=-3\text{mm}, R=2.8\text{mm}$)、B:アーク内部($Z=2\text{mm}$, $R=2.8\text{mm}$)及びC:アーク中央部($Z=2\text{mm}, R=0\text{mm}$)を選定し、各位置における温度、流速、拡散係数を比較した。

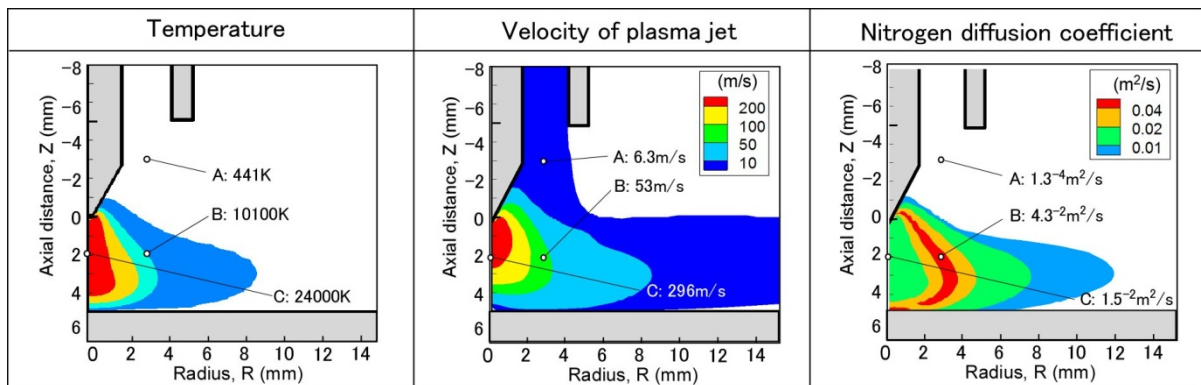


Fig. 3.9 Distributions of plasma temperature, plasma flow velocity and nitrogen diffusion coefficient for 150A He arc

A点は、各々441K、6.3m/s、 $1.3 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$ の低温、低速、低拡散係数のガス流であるが、アーク内部のB点では、各々10,100K、53m/s、 $4.3 \times 10^{-2} \text{m}^2/\text{s}$ に増加する。特に、B点では拡散係数の増加が顕著であり、A点に比べて約300倍の値となる。一方、C点では温度と流速が、各々24,000K、296m/sに増加するが、拡散係数は $1.5 \times 10^{-2} \text{m}^2/\text{s}$ とB点に比べて若干低下する。

ここで、得られた流速分布、及び拡散係数の分布をもとに、(3.3)式で表されるペクレ

数(Pe)の分布求め、シールドガスへの窒素の混入現象に及ぼす対流及び拡散の影響を比較した。

$$Pe = \frac{vL}{D} \quad (3.3)$$

なお、 v は流速の絶対値、 D は拡散係数を示す。また、 L は代表長さを示し、ここではアーク長を参考に 5mm とした。ペクレ数が大きいほど混合に必要な流路が長くなり対流現象が支配的になる一方、ペクレ数が小さい場合は拡散現象が支配的になるとされる。

Fig. 3.10 に He ガス流量を 10L/min 、溶接電流を 150A とした場合のシールドガス濃度分布とペクレ数の分布を示す。タングステン電極突出し部、すなわち A 点を含む領域ではシールドガスの温度が低く、拡散係数が小さいため、ペクレ数が 200 以上の大きな値を示す。この領域ではシールドガスの流束によって雰囲気中の窒素が排除されるため、シールドガス濃度の低下は少ない。一方、B 点で示される、 $10,000\text{K}$ 付近の領域では流速の増加に比べて拡散係数の増加が顕著となるためペクレ数が 6.3 と小さくなり、プラズマ内での窒素の拡散が促進される。さらに、C 点のプラズマ中央部は、極めて高速のプラズマ気流が存在するためペクレ数が高い値となる。この領域では、タングステン電極近傍の高速の流束によってシールドガスがプラズマ中央部に運ばれるため、プラズマ周辺部に比べて高いシールドガス濃度を示す。

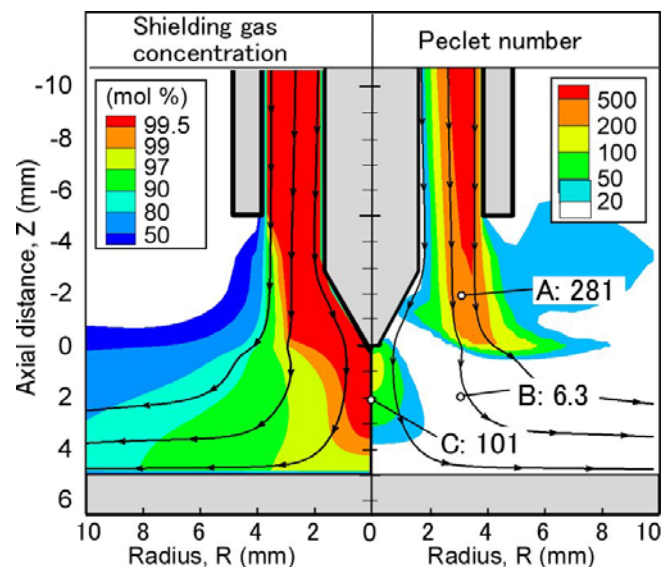


Fig. 3.10 Comparison between shielding gas concentration and Peclet number for 150A He arc with 10L/min gas flow rate

このように、温度や流速といったプラズマの特性はペクレ数で表され、また、これを用いることによって、シールドガスと窒素の混合現象に対する理解が容易となる。以下では、ペクレ数を指標にシールドガス濃度の変化に及ぼす各種の溶接条件の影響について検討した。

3.4.2 シールドガスと窒素の混入現象におけるガス成分の影響

Ar シールド及び He シールドにおいて、窒素混入に伴うシールドガス濃度の変化を数値解析により検討した。ガス流量は 10L/min，溶接電流は 150A，アーク長は 5mm とした。Fig. 3.11 にアークプラズマの温度分布及びシールドガスの濃度分布を示す。シールドガス濃度はモル分率で表示している。Ar アークにおける最高温度は従来知見³⁸⁾と同等に 19,600K，プラズマ気流の流速は 264m/s であった。一方，He アークの最高温度は 25,200K，プラズマ気流の流速は 397m/s となり，温度及び流速ともに Ar に比べて高い値を示した。

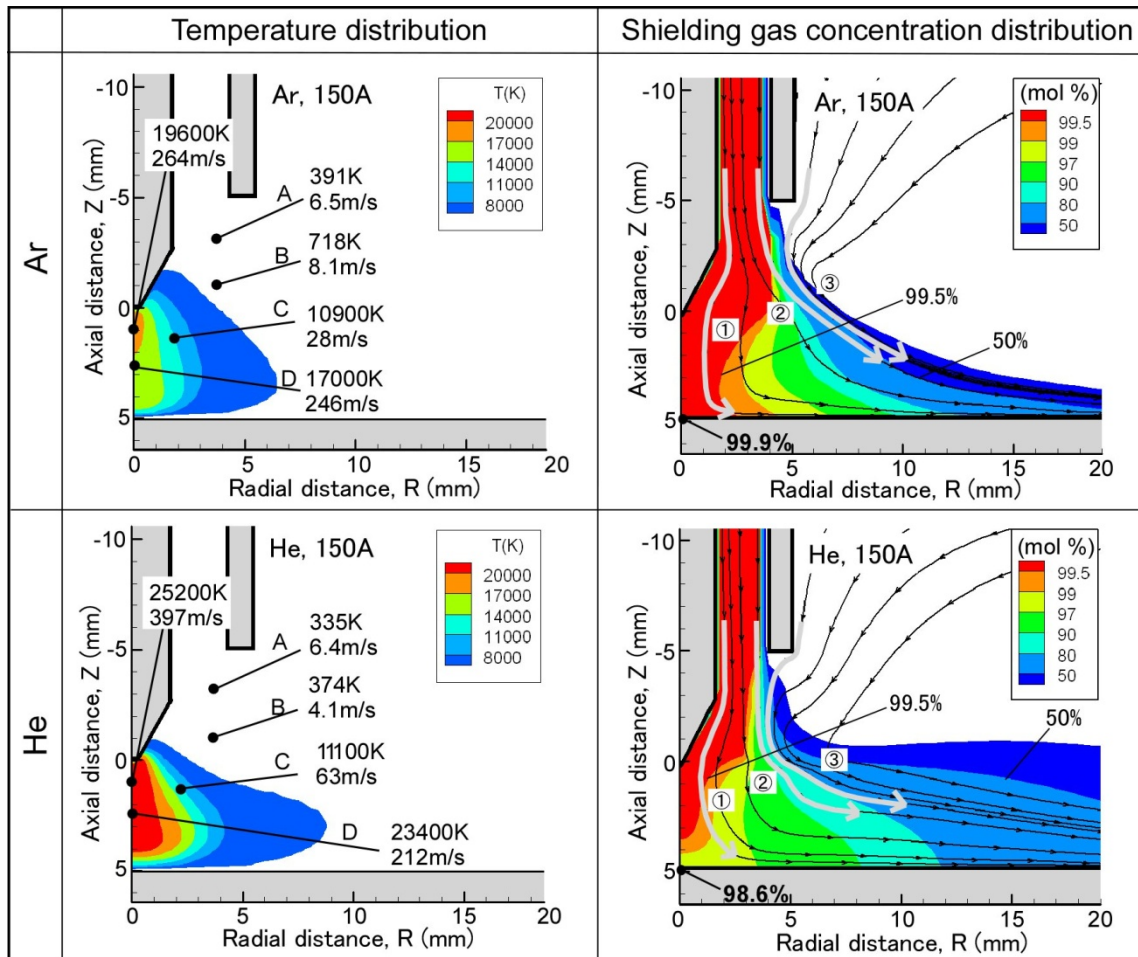


Fig. 3.11 Distributions of plasma temperature and shield gas concentration for Ar arc and He arc
Welding current: 150A, Arc length: 5mm, Shield gas flow rate: 10L/min

シールドガスの濃度分布をみると， Fig. 3.2(a)の実験結果から推察されるように Ar に

比べて He におけるシールドガス濃度が低下することがわかる。母材表面・中央部のシールドガス濃度は, Ar の場合が 99.9%であるのに対し, He では 98.6%まで低下した。一方, シールドガスの流線を見ると, ①に示すタングステン電極近傍の流線は Ar, He ともにアーク中央部に引き込まれる流れを示すが, ②のノズル内径付近から流出する気流で Ar, He における差がみられる。すなわち, Ar の場合はシールドガスがノズルから流れ出した直後にノズルの外側に広がるのに対し, He ではノズルから流れ出た後も電極先端 (Z=0mm) 付近の高さまで, 母材に向かって直進する。さらに, He では③の窒素の流線がノズル内径付近まで引込まれることが確認できる。He は密度の小さいガスであるため, 大気を排除するためのシールドガス流としての運動量が小さくなり, 電磁ピンチ力による内向きの流れの影響を受けやすくなったと考えられる。

Fig. 3.12 に溶接電流 150A, シールドガス流量 10L/min における Ar シールドと He シールドにおけるペクレ数の比較を示す。Ar シールドではペクレ数が 200 以上の高い領域がプラズマ領域を覆うように広がり, シールドガスの流束によってアークプラズマへの窒素の侵入が遮断されることがわかる。一方, He シールドではペクレ数の 200 以上の領域がタングステン電極先端付近に留まり, 電極下部にペクレ数が 10 以下の領域が広がる。このため, He シールドではシールドガスの流束による窒素の遮断効果が低いことに加え, アーク発生部でのシールドガスの拡散により窒素の混合が促進されたと考えられる。

ここで改めて, Fig. 3.11 におけるシールドガスの流線とシールドガスの濃度分布を比較すると, Ar シールドでは, ②の流線とシールドガス濃度が 50% となる等高線が概ね一致すると共に, ①の流線もシールドガス濃度が 99.5%以上の領域に対応しており, ペクレ数の高い領域で対流現象が支配的になることが確認できる。一方, ①の流線と②の流

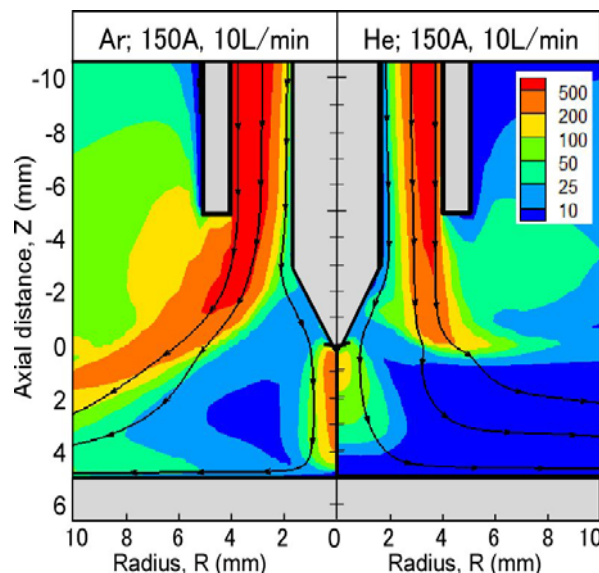


Fig. 3.12 Comparison between shielding gas concentration and Peclet number for 150A Ar arc and He arc with 10L/min gas flow rate

線の間のパレ数が低い領域では、シールドガスの流線とシールドガス濃度の等高線に乖離が生じており、拡散現象が支配的であると考えることができる。さらに、He シールドでは、全体的にシールドガスの流線とシールドガス濃度の等高線との乖離が大きく、シールドガスと窒素の混合に対して拡散がより大きく影響すると推察される。

3.4.3 窒素混入現象におけるシールドガスの物性値の影響

Ar シールドと He シールドの数値解析結果から、シールドガスへの窒素の混入現象に対して流速や温度といったプラズマの熱源特性が影響を及ぼすことが示された。一方で、プラズマの物性値の観点では、プラズマの流速は密度に影響され、またプラズマの温度は拡散係数を変化させる。そこで、窒素の混合現象におけるプラズマの密度や拡散係数の影響を評価するため、仮想的に、Ar シールドにおいて密度のみを Fig. 3.6 に示す He の物性値とした場合、Ar シールドにおいて拡散係数のみを Fig. 3.7 に示す He の物性値とした場合の数値解析を行った。なお、電気伝導率や比熱といった他の物性値には Ar の値を用いた。また、ガス流量は 10L/min、溶接電流は 150A、アーク長は 5mm で、Fig. 3.11 に示す解析と同一の条件とした。

Fig. 3.13 に密度のみを He の小さい値とした Ar アークの数値解析結果を示す。密度が小さくなると、Fig. 3.11 に示す通常の Ar シールドの解析結果に比べて、50%以上のシールドガス濃度となる領域が狭くなることがわかる。Ar シールドの場合、電極先端と母材の中間位置 ($Z=2.5\text{mm}$)におけるシールドガス濃度が 50%となる半径方向の位置は 9.3mm であるのに対し、密度を He の小さな値にすると、その位置が 4.6mm に半減した。また、密度を小さくすると、②のノズル内径付近の流線はほとんど拡がらずに母材に向かって流れており、シールドガス流の運動量の低下により、電磁ピンチ力の影響を受けやすくなる現象が示されたと考えられる。このことから、密度の増加に伴うシールドガス流の運動量の増加は、ノズル周辺部の窒素の排除に有効であることがわかる。

一方で、母材中央付近の領域のシールドガス濃度に注目すると、密度の変化によるシールドガス濃度の差は少ないことがわかる。 $Z=2.5\text{mm}$ におけるシールドガス濃度が 99.5%となる半径方向の位置は、アルゴンシールドの場合及び密度を低下させた場合で共に 2.1mm であった。母材表層・中央部のシールドガス濃度に関しても、アルゴンシールドにおけるシールドガス濃度が 99.9%であるのに対し、密度を低下させた場合のそれも

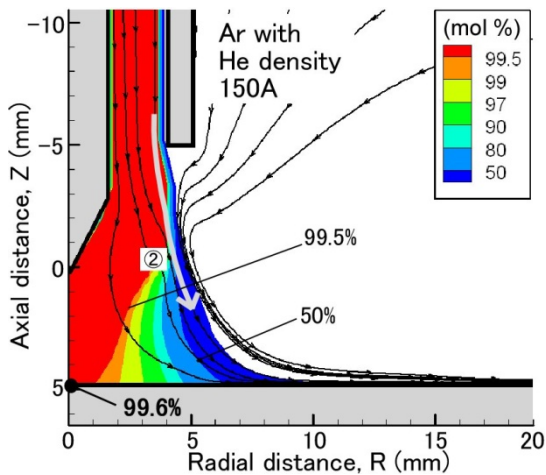


Fig. 3.13 Shielding gas concentration distributions in Ar arc with He gas density

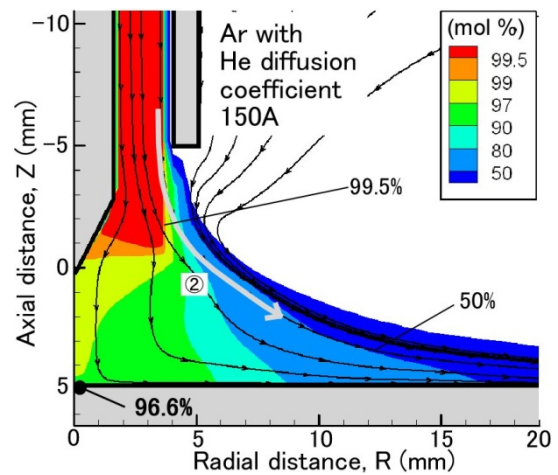


Fig. 3.14 Shielding gas concentration distributions in Ar arc with nitrogen diffusion coefficient in He

99.6%と比較的高い値を示した。

Fig. 3.14 に拡散係数のみを He の大きな値とした Ar アークの数値解析結果を示す。Z=2.5mm におけるシールドガス濃度が 50%となる半径方向の位置は、理想的な Ar シールドの場合と同様に 9.3mm であり、②の流線に関しても Ar シールドと同様にノズル径の外側に広がる流れとなる。しかしながら、母材中央付近のシールドガス濃度に着目すると、拡散の影響が顕著であることがわかる。拡散係数が増加すると、母材表層・中央部のシールドガス濃度は 96.6%まで低下した。Fig. 3.12 に示すペクレ数の比較で述べたように、アーク内部の 11,000K 程度の領域では、シールドガスと窒素の混合に対する拡散の影響が大きくなる。このためアーク周辺の低温領域でシールドガス濃度に差のない状態であっても、拡散係数が増加するとアーク内部でのシールドガスと窒素の混合が促進され、アーク内部のシールドガス濃度が低下する。

以上で述べたようにシールドガスへの窒素の混入現象に対しては、シールドガスの密度と拡散係数が影響し、密度が低下するとノズル径付近のシールドガス濃度が低下し、拡散係数が増加するとアーク発生領域でのシールドガス濃度が低下する。特に、He シールドにおけるアーク発生領域でのシールドガス濃度低下に対しては、拡散係数増加の影響が大きいと考えられた。

3.4.4 シールドガス流量及び溶接電流の影響

シールドガスと窒素の混合現象に及ぼすガス流量及び溶接電流の影響を検討した。

Fig.3.15 にシールドガスの濃度分布を示す。(a), (b), (c)は、ノズル内径 8mm φにおいて溶接電流を 150A とし、ガス流量を各々 5L/min, 10L/min, 20L/min に変化させた場合、(d), (e), (f)は溶接電流を 250A とし、ガス流量を各々 10L/min, 20L/min, 30L/min に変化させた場合のシールドガス濃度分布を示す。アーク長及び電極突出し長さは共に 5mm とした。

シールドガス流量の増加と共に母材表面のシールドガス濃度は増加する。溶接電流 150A のにおける母材中央 (R=0mm) のシールドガス濃度は、ガス流量が 5L/min, 10L/min, 20L/min の場合、各々 87.8%, 98.6%, 99.6% となった。溶接電流が 250A の場合も同様の傾向であり、R=0mm のシールドガス濃度は、各々 98.3%, 100%, 100% となった。シールドガス濃度の低下が顕著な(a)と(d)におけるシールドガスの流線は、ノズル内径付近の流線を含めて、すべての流線が電磁ピンチ力の影響を受け、内向きの流れになる。この

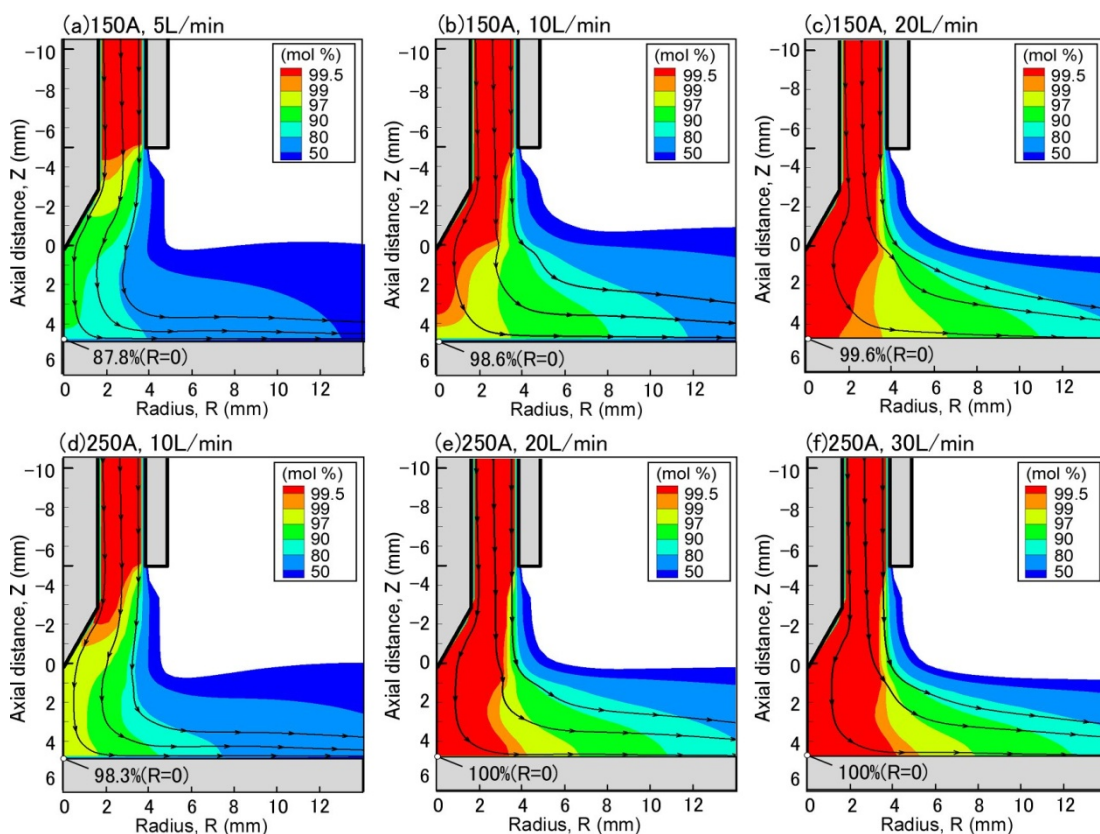


Fig. 3.15 Influences of shielding gas flow rate and welding current on shielding gas concentration distributions for He arcs with 5mm Arc length and 5mm electrode extension length

流れが、ノズル径よりも内側の領域に窒素を運ぶ要因になると考えられる。一方、シールドガス流量が 20L/min と比較的多い条件では、溶接電流の増加により母材表面のシールドガス濃度が増加する。例えば、シールドガス濃度が 99.5%以上となる領域は溶接電流 150A で R=1.7mm であるのに対し、溶接電流 250A では R=3.2mm に広がる。

Fig. 3.16 は溶接電流 150A において、シールドガス流量を(a)5L/min 及び(c)20L/min とした場合のペクレ数を示す。ガス流量 20L/min の場合はペクレ数が 500 以上の高い領域がタングステン電極先端付近の高さまで広がっており、またペクレ数が 100 以上の領域がプラズマ発生部を覆うように半径方向に広がるのがわかる。このため、ノズルから流出するシールドガスの対流効果によって、プラズマ領域への窒素の混入が抑制されることがわかる。一方、ガス流量 5L/min ではノズル先端のペクレ数が 100 程度、タングステン電極先端のペクレ数は 50 程度に低下する。このため、電極突出し部においても拡散の影響を受け、ノズル径の内側の領域のシールドガス濃度が低下しやすくなる。

Fig. 3.17 はシールドガス流量 20L/min において、溶接電流を(c)150A と(e)250A に変化させた場合のペクレ数を示す。電極突出し部におけるペクレ数は溶接電流値に係わらず同等であり、ペクレ数が 500 以上の領域がタングステン電極先端付近の高さまで広がる。ところが、タングステン電極直下に着目すると、溶接電流 250A ではペクレ数の大きい領域が拡大することがわかる。その結果、タングステン電極近傍の流束によって高純度のシールドガスがプラズマ中央部に運ばれ易くなる。加えて、ペクレ数が 20 未満となる

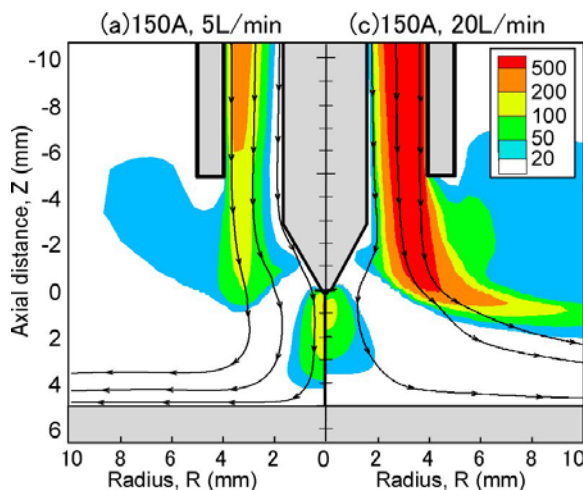


Fig. 3.16 Comparison of Pecllet numbers between (a)5L/min and (b)20L/min for 150A He arcs

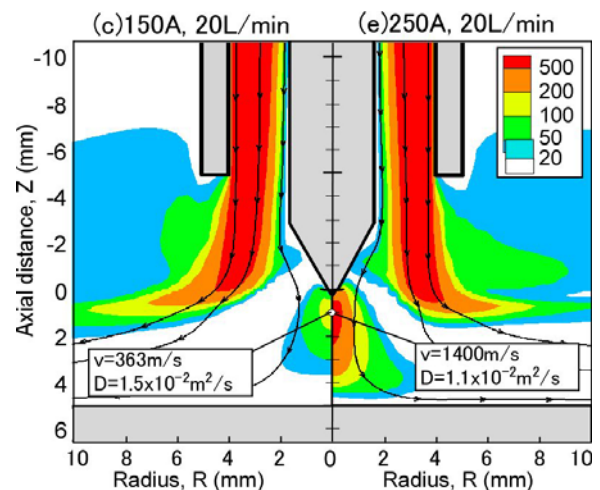


Fig. 3.17 Comparison of Pecllet numbers between (c)150A He arc and (d)250A He arc

プラズマ内部の領域が狭く、シールドガスの拡散が抑制される結果、プラズマ中央部付近のシールドガス濃度が高くなる傾向を示す。

ところで、実際の溶接では、Fig. 3.3(a)に示すように、溶接電流が増加するとシールド性が低下するとされるが、これに対しては溶接電流の増加によるプラズマ発生領域の拡大が影響すると考えられる。Fig. 3.18 に(c)及び(e)の条件における母材表面のシールドガス濃度分布及びプラズマ発生領域を示す。なお、プラズマ発生領域は窒素の解離が顕著となる 5000K 以上の温度領域とした。R=5mm 未満の領域では溶接電流 250A のシールドガス濃度が高い値を示すが、それ以上の領域では 150A 及び 250A 共にシールドガス濃度が急激に低下する。一方で、プラズマ領域は溶接電流 150A が 5.1mm であるのに対し、250A では 6.8mm に拡大した。この位置におけるシールドガス濃度は各々98.3%、96.9% となり、プラズマ発生領域を基準にすると 250A においてシールドガス濃度が低下することがわかる。このため、実際の溶接では、溶接電流の増加に併せたノズル径の拡大やガス流量の増加が必要となる。

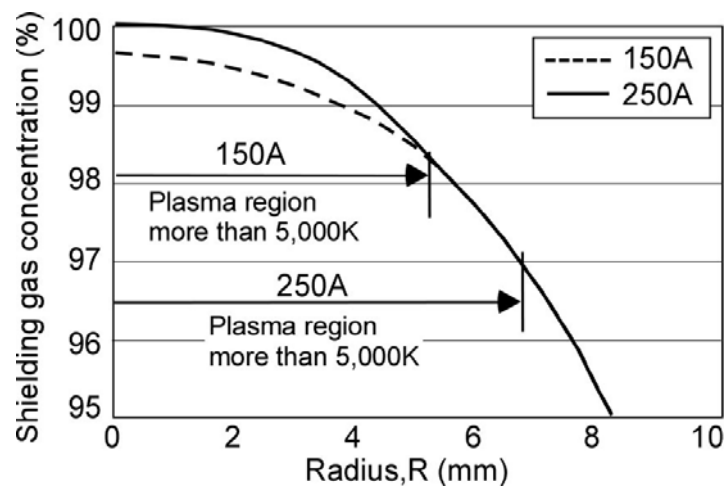


Fig. 3.18 Relation between shielding gas concentration and plasma distribution for 150A arc and 250A arc with 20L/min He gas flow rate

3.4.5 アーク長、電極突出し長の影響

シールドガスと窒素の混合現象に及ぼすアーク長 (L_a) 及び電極突出し長さ (L_e) の影響を検討した。Fig. 3.19 にシールドガスの濃度分布を示す。(g), (h)はアーク長を 5mm

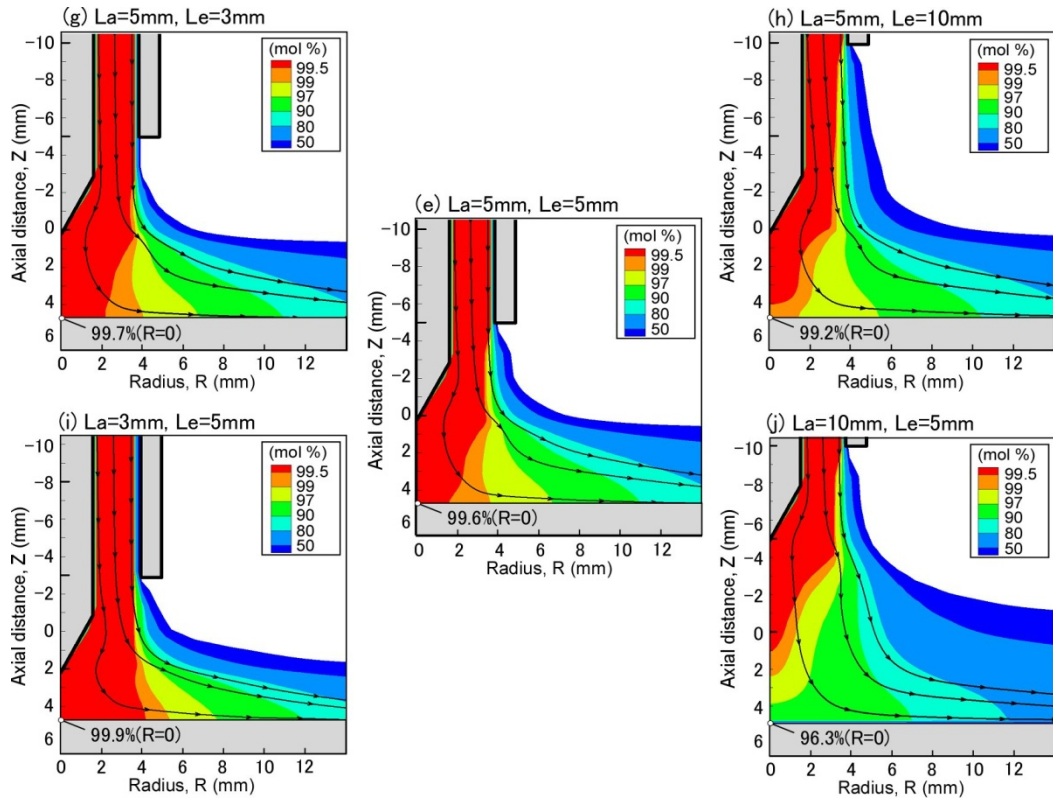


Fig.3.19 Influence of electrode extension length and arc length on shielding gas concentration distributions for 150A He arcs with 20L/min gas flow rate

とし、電極突出し長さを各々3mm、10mmに変化させた場合、(i)、(j)は電極突出し長さ5mmとし、アーク長を3mm、10mmに変化させた場合を示す。なお(e)はFig. 3.15の(e)と同じ、アーク長5mm、突出し長さ5mmの条件である。溶接電流は150A、シールドガス流量20L/minとした。

電極突出し長さの増加、及びアーク長の増加は共に母材表面のシールドガス濃度を低下させる。しかし、アーク長の増加に比べて、電極突出し長さの増加は母材表面のシールドガス濃度の低下に及ぼす影響が比較的小さいことがわかる。電極突出し長さが3mm、5mm、10mmの場合の母材表面中央部のシールドガス濃度は99.7%、99.6%、99.2%を示すのに対し、アーク長を3mm、5mm、10mmに増加すると、各々99.9%、99.6%、96.3%と大幅に低下した。

Fig. 3.20にアーク長を5mmとし、電極突出し長さを(g)3mm及び(h)10mmに変化させた場合のペクレ数を示す。電極突出し長さに係わらず、ペクレ数の大きい領域がタングステン電極先端付近の高さまで広がることがわかる。しかし、ペクレ数500以上の領域に着目すると、電極突出し長さ3mmではその領域がタングステン電極先端 ($Z=0\text{mm}$)

まで広がるが、10mmの突出し長さでは $Z=-1.2\text{mm}$ に短縮する。このため電極突出し長さが10mmに増加すると、電極先端付近でのシールドガスの拡散が顕著となりシールドガス濃度が低下すると考えられる。

一方で、アーク長が変化するとシールドガス濃度も大きく変化する。特にアーク長3mmの条件では、母材表面におけるシールドガス濃度が99.5%以上となるR方向の位置が4.4mmに広がり、良好なシールド性を示す。Fig. 3.21に電極突出し長さを5mmとし、アーク長を(i)3mm及び(j)10mmに変化させた場合のペクレ数を示す。アーク長3mmではペクレ数が200以上となる領域がプラズマ発生部を覆うように広がっており、シールドガスの流束によってプラズマ周辺の窒素が排除されることがわかる。加えて、アーク長3mmの条件では、ペクレ数が20未満の領域が狭くなりプラズマ内部でのシールドガスの拡散が抑制されることがわかる。

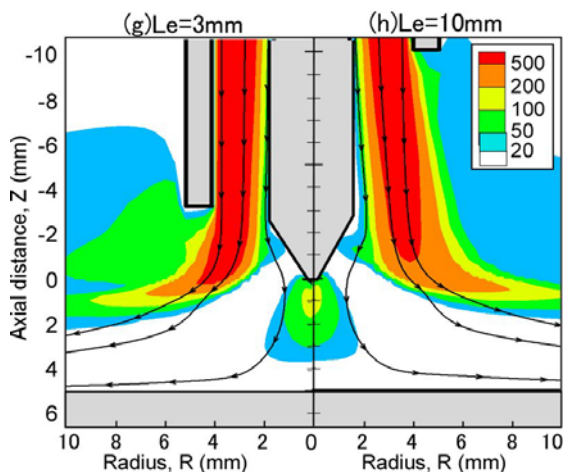


Fig. 3.20 Comparison of Peclet numbers between (g) $Le=3\text{mm}$ and (d) $Le=10\text{mm}$

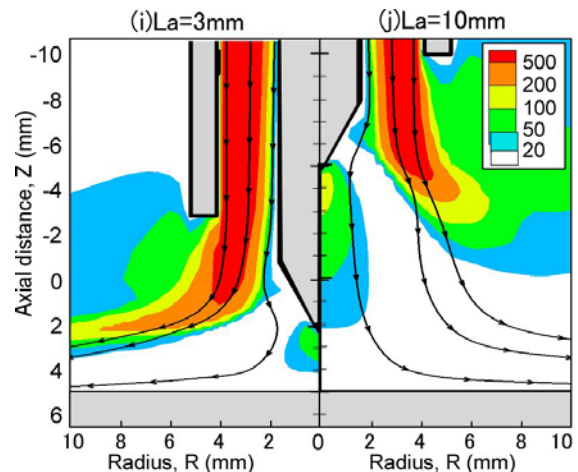


Fig. 3.21 Comparison of Peclet numbers between (i) $La=3\text{mm}$ and (j) $La=10\text{mm}$

3.5 数値解析と分光観察によるプラズマ内部の窒素の放射強度

数値解析結果の妥当性を検討するため、Heプラズマの内部に混入した窒素の放射強度を数値解析と分光法で比較した。窒素の放射強度は窒素濃度と共にプラズマ温度の影響を受けるため、数値解析と分光実験の比較に適した対象であると考えた。

まず、窒素の放射強度の数値計算方法について述べる。窒素の放射強度 I_N は、(3.4)式に示されるように、窒素のスペクトル強度 ε とプラズマ中の窒素のモル濃度 C_{Nmol} の積

で表される.

$$I_N = \varepsilon C_{Nmol} \quad (3.4)$$

また, 窒素のスペクトル強度 ε は(2.13)式で表わされるように, 温度の関数となる. Fig 3.22 に, 本数値解析で用いたN(I): 746.8nmスペクトルの強度 ε の温度依存性を示す. 最大の放射強度が 1 となるように正規化して示しているが³⁶⁾, N(I)スペクトルは15,000K付近で最大の強度となることがわかる.

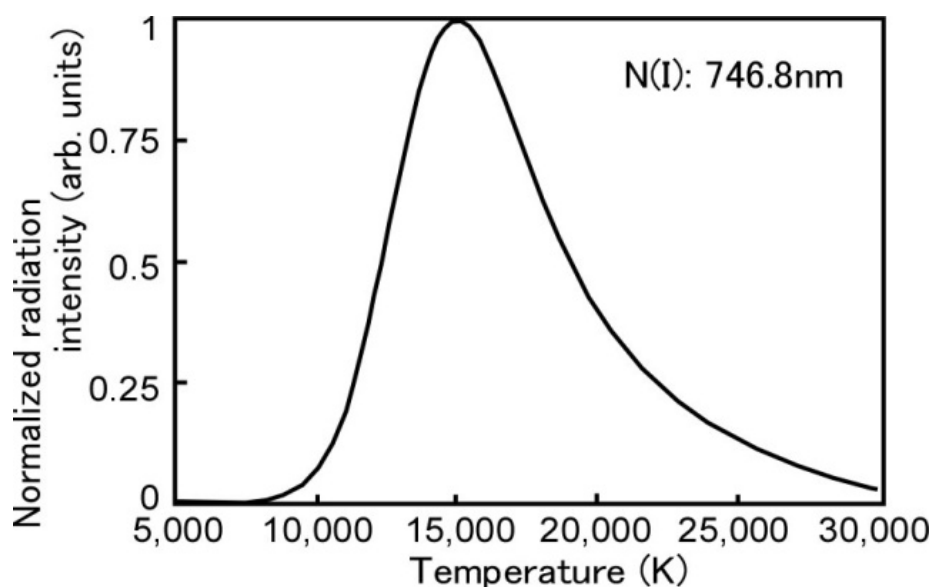


Fig. 3.22 Temperature dependency of N(I) spectral intensity

一方, 窒素プラズマの分光観察には 2.3.3 節で述べた分光観察システムを用いた. 水冷銅板上に静止 GTA プラズマを発生させ, 毎秒 100 コマ, シャッター速度 1/100s でプラズマの分光画像を撮影した. なお, タングステン電極による熱放射の影響を排除するため, 波長 746.8nm の N(I)スペクトル分光画像と同時に, バックグラウンドの放射強度として波長 744.8nm の分光画像を撮影し, その差分を窒素のスペクトル強度とした. これらの差分画像にアーベル変換を施し, N(I)スペクトルの 2 次元強度分布を得た.

Fig. 3.23 に, アーク点火 3s 後の分光観察結果及び定常状態における数値解析及結果を示す. (a)は溶接電流 150A, シールドガス流量 5L/min, (b)は各々150A, 10L/min, (d)は各々250A, 10L/min であり, これらは, Fig.3.15 に示す(a), (b), (d)と同じ条件である. また, 放射強度の値は数値解析, 分光観察共に相対強度で示した.

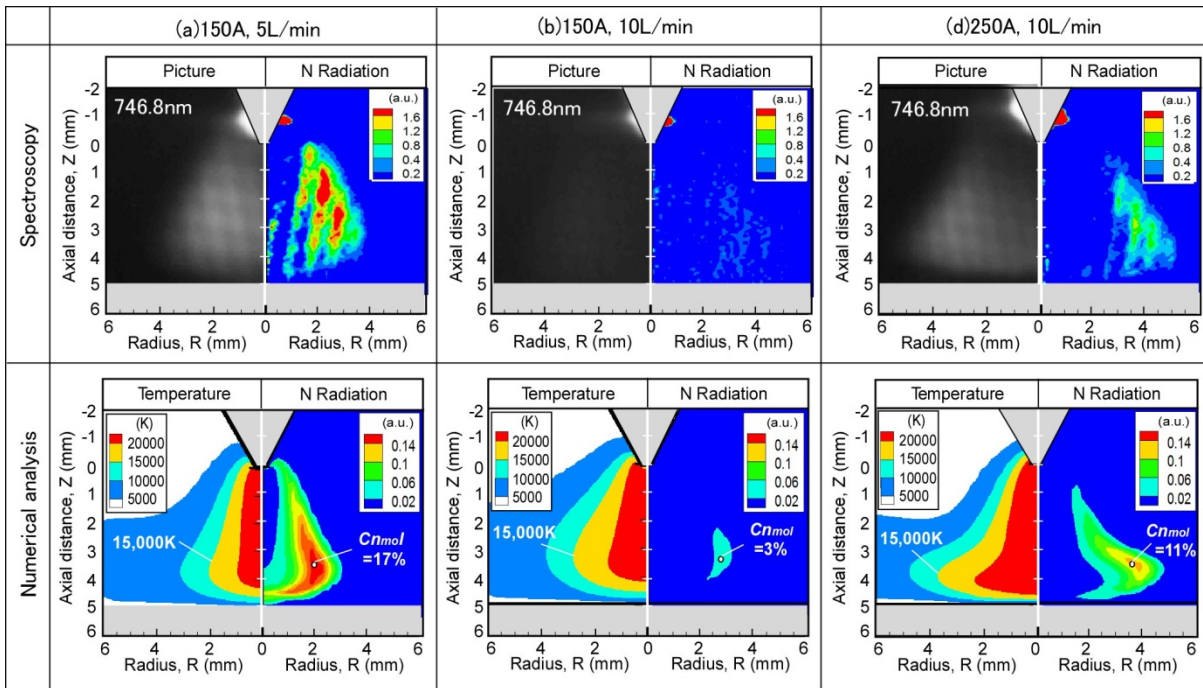


Fig. 3.23 Comparison of N(I) radiation distributions between spectroscopic measurements and calculation. (a)150A, 5L/min, (b)150A, 10L/min, (d)250A, 10L/min

分光観察においては 746.8nm の波長で分光したプラズマの画像と共に、アーベル変換処理を施した窒素の放射強度分布を示す。なお、撮影画像及び放射強度分布には斜めの縞模様が現れているが、これは窒素の放射強度が小さいため分光器の回折縞がノイズとして生じたものである。(b)の条件では、窒素の放射がほとんど観察されないが、シールドガス流量を 5L/min に減らした(a)の条件では、放射強度の高い領域が広がる。また、溶接電流を 250A とした(d)の条件は、(a)に比べて放射強度が低下すると共に、放射強度が最大となる位置が R 方向に遠ざかることがわかる。一方、数値解析結果においても(b), (d), (a)の順で放射強度の最大値が増加することがわかる。また、高い放射強度を示す R 方向の位置は(a)が 2mm 付近であるのに対し、(d)では 3~4mm 付近に遠ざかっており、定性的には分光観察と同様の傾向が得られたと考えられる。

数値解析におけるプラズマの温度分布と窒素の放射強度分布を比較すると、プラズマ温度が 15,000K 付近となる領域で窒素の放射強度が高くなることがわかる。また、放射強度が最大となる位置での窒素濃度 $C_{n_{mol}}$ は、(b), (d), (a) の各々に対して 3%, 11%, 17% となり、窒素濃度の増加に応じて放射強度の最大値が増加する傾向が確認される。

以上のように、窒素の N(I) スペクトル強度が最大となる位置はプラズマ温度が 15,000K

程度となる領域で、N(I)スペクトル強度の最大値はプラズマ中の窒素濃度に依存することが、分光観察及び数値解析の両方から示され、概ね妥当な数値解析が行われたと考えられる。

3.6 溶接金属の窒素量測定とシールドガス濃度の数値解析結果の比較

実験および数値解析を通じて各種溶接条件におけるシールドガスへの窒素の混入現象を理解することが出来た。そこで、溶接実験によって求めた溶接金属の窒素量と数値解析によって求めたシールドガスにおける窒素濃度を比較した。Fig. 3.24 は、同一のシールドガス流量となる条件において、横軸を数値解析によって求めた母材表層・中央部の窒素濃度、縦軸を実験によって求めた溶接金属の窒素量として表示した結果を示す。なお、図中の数値は Ar 及び He における各々のシールドガス流量を示す。

Ar, He 共にガス流量の増加に応じてシールドガスの窒素量及び溶接金属の窒素量が低下しており、定性的にはシールドガス流量の増加によりシールドガスへの窒素混入が抑制される効果が数値解析により再現できたと考えられる。

しかしながら、He ではシールドガスに同一の窒素量がシールドガスに混入した場合の溶接金属の窒素量が Ar に比べて低下する傾向が読み取れる。すなわち、シールドガスへの窒素混入現象のみで溶接金属の窒素吸収現象を議論できないことがわかる。溶鋼に

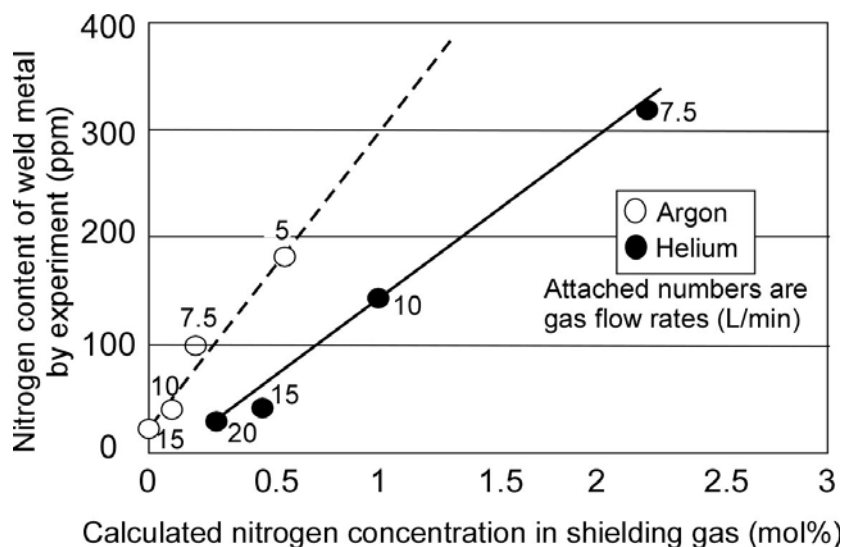


Fig. 3.24 Relation between calculated nitrogen concentration and nitrogen content of weld metal by experiment

侵入する窒素はプラズマ領域で解離した窒素原子が主体であるとされており，窒素プラズマと溶鋼の界面現象を理解する必要がある．また，実際の溶接では溶鋼の表面から金属蒸気が多量に発生しており，金属蒸気が及ぼすプラズマ熱源への影響，それに伴う窒素の解離状態の変化も重要な要因になると考えられる．そこで，次章ではプラズマ内での窒素の解離状態におけるプラズマ特性の影響について検討する．

3.7 結言

本章では，プラズマへの窒素雰囲気への混入現象に及ぼすプラズマ熱源特性の影響を明確にするため，窒素の混入現象におけるシールドガス種の影響，溶接電流やアーク長といった各種の溶接条件の影響について，実験及び数値計算シミュレーションによる検討を行った．

アーク発生時のシールドガス流には，シールドガスをアーク中央部に引き込むタングステン電極近傍の流れと，ノズル内径付近から流出しノズル周辺方向に広がる流れが存在する．タングステン電極近傍の流れは電磁ピンチ力によって生じる流れで，タングステン電極直下のシールドガス濃度を高め，ノズル周辺方向に広がる流れはシールドガスの熱膨張によって生じる流れで，ノズル周辺の窒素を排除する効果がある．

また，Ar シールドに比べて He シールドにおけるシールド性の差異を，数値計算シミュレーションにより検討し，He シールドにおける窒素混入量の増加の要因はガス密度の低下と拡散係数の増加であることを明らかにした．シールドガスの密度はノズル内径付近から流出するシールドガス流に影響をおよぼす．密度が低下するとシールドガス流は電磁ピンチ力の影響を受けやすくなり，シールドガス流の半径方向への拡がり小さくなる．その結果，シールドガス濃度が 50%以上となる領域が縮小する．また，拡散係数はアーク発生領域でのシールドガスと窒素の混合に影響をおよぼす．拡散係数が増加するとアーク内部のシールドガスと窒素の混合が促進され，シールドガス濃度の低下が顕著となる傾向を示した．

第4章 溶融池近傍での窒素解離現象に及ぼすプラズマ特性の影響

4.1 諸言

シールドガスはアークプラズマ及び溶融池を大気から遮蔽する効果に加えて、アークプラズマの作動ガスとなる。一般に、溶融池に吸収されるほとんどの窒素はプラズマ内部で解離された原子状の窒素であるとされるため、シールドガス成分はプラズマの温度特性を介して溶融池の窒素吸収現象に影響を及ぼすと考えられる。第1章で述べたように、溶接金属の窒素量及ぼすシールドガス成分の影響については数多くの研究報告が出されており、GMA溶接に関してはArシールドに比べてAr+CO₂シールドやAr+H₂シールドにおける溶接金属窒素量が低下することが知られている^{10,22}。また、第3章6節で述べたように、数値解析で求めたシールドガス中の窒素量と実験から求めた溶接金属窒素量の比較において、Arシールドに比べてHeシールドではシールドガスへの窒素の混入量が増加するものの、同一の窒素量ではArに比べてHeにおける溶接金属窒素量が低下する可能性が示された。しかしながら、このような溶接金属の窒素吸収現象に及ぼすシールドガス成分の影響をプラズマの熱源特性の観点から検討した例はほとんどない。

そこで本章では、各種のシールドガスを用いたアークプラズマにおける窒素の解離状態を検討し、溶融池の窒素吸収現象に及ぼすプラズマ特性の影響を明確化することを目的とした。まず、予め窒素を混合した各種のシールドガスでのGTA溶接を行い、溶接金属の窒素量を測定した。次に、各々のシールドガスにおけるアークプラズマの分光観察を行い、鉄蒸気を含むアークプラズマの温度測定を行った。更に、溶融池の窒素吸収現象の支配因子となるプラズマ内での窒素の解離状態を数値解析によって考察した。

4.2 窒素混合シールドガスを用いたGTA溶接における溶接金属の窒素量

4.2.1 供試鋼材及び実験条件

供試材には軟鋼板とステンレス鋼板を使用した。Table 4.1に、各々の化学成分、及び(1.1)式から求めた平衡窒素溶解度を示す。軟鋼は合金元素をほとんど含まず、ステンレス鋼はCrを16.9%含有するフェライト系ステンレス鋼である。平衡窒素溶解度を比較すると、軟鋼の平衡窒素溶解度は450ppmであるのに対し、ステンレス鋼のそれは2260ppmと高い値となる。なお、供試材の板厚は軟鋼、ステンレス鋼共に6mmである。

	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	Mo	N	N equilibrium solubility at 1800K ppm
	wt.%	wt.%	wt.%	wt.%	wt.%	wt.%	wt.%	wt.%	ppm	ppm
Mild steel	0.002	0.006	0.20	0.007	0.007	---	---	---	38	450
Stainless steel	0.008	0.073	0.11	0.025	0.0006	16.9	0.11	1.0	120	2260

Table 4.1 Chemical composition of base metals

溶接金属の窒素量分析用の試験片は、第3章2.1節で述べた試験片作製方法と同様に、幅50mm、長さ100mmの鋼板に、90mm長さのビードオンプレート溶接を行うことによって作製した。溶接電源はインバータ式の直流電源とし、直径3.2mm、先端角度60°のトリウム入りタングステン電極を用いて正極性での溶接を行った。溶接電流は100~300A、アーク長は5mm、溶接速度は30mm/minとした。シールドガスは0%~5%の範囲でN₂を混合したAr及びHe、及び1%N₂のAr+He混合ガス、Ar+H₂混合ガスとした。いずれのシールドガスも、内径12mmのシールドノズルから30L/minと多めのガス流量で供給することによって、大気中の窒素が混入しないように配慮した。

4.2.2 窒素混合シールドガスを用いた溶接金属の窒素量

N₂混合シールドガスを用いて溶接を行った例として、Fig 4.1に、Ar+1%N₂、He+1%N₂及びAr+7%H₂+1%N₂における溶接ビード外観を示す。溶接電流は250A、アーク長は5mm、溶接速度は30cm/minとした。Ar+1%N₂では溶接ビードに多量のピットが発生したが、He+1%N₂及びAr+7%H₂+1%N₂では、同一の窒素混合率であるにもかかわらずピットが発生しなかった。

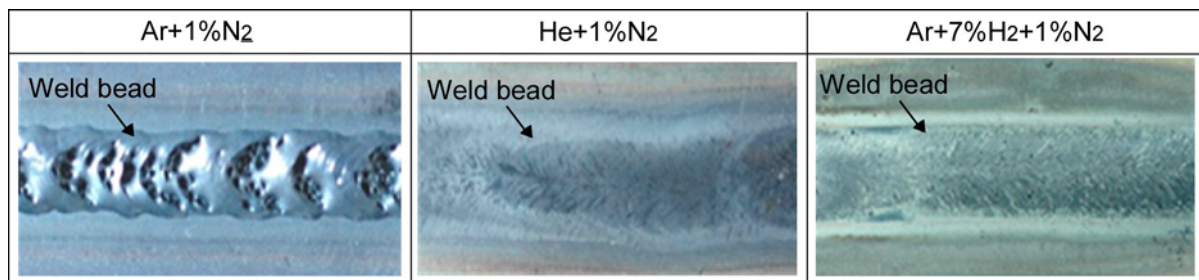


Fig. 4.1 Weld bead appearances with 1%N₂ mixed Ar, He and Ar+7%H₂ shielding gases

Fig. 4.2(a)は、母材を軟鋼とし、シールドガスの N_2 混合率を 0%~5% に変化させた場合の溶接金属窒素量を示す。アーク長は 5mm、溶接電流は 250A、溶接速度は 30cm/min とした。Ar- N_2 混合ガスでは僅かな N_2 混合率でも溶接金属の窒素量は急激に上昇し、溶接金属の窒素量が 300ppm を超える範囲で溶接ビードにピットが発生した。また、 N_2 混合率が 1%以上になると軟鋼の平衡窒素溶解度である 450ppm 付近となり飽和した。一方、He- N_2 混合ガスの場合、Ar- N_2 に比べて同一の N_2 混合率における溶接金属の窒素量が低下する傾向を示し、ピットの発生する N_2 混合率は 2.5%以上であった。

桑名らも Ar- N_2 及び He- N_2 雰囲気での GTA 溶接において、 N_2 混合率の増加により溶接金属の窒素量が急激に増加すること、また概ね 5%以上の N_2 混合率で一定値に飽和することを示しており²¹⁾、本実験結果の傾向と一致する。しかし、Ar- N_2 混合ガスに比べて He- N_2 混合ガスでの溶接金属の窒素量が低下することは示されておらず、本実験により N_2 混合率が 1%以下の領域では、Ar- N_2 混合ガスに比べて He- N_2 混合ガスにおける溶接金属窒素量が概ね半減することが確認された。

ステンレス鋼についても同一の溶接条件で溶接金属窒素量を測定した。Fig. 4.2(b) にシールドガスの N_2 混合率と溶接金属窒素量の関係を示す。軟鋼の結果と同様に、同一の N_2 混合率では Ar- N_2 に比べて He- N_2 混合ガスにおける溶接金属窒素量が少ない。一方で、ステンレス鋼の場合は、本実験の範囲である 5%以下の N_2 混合率では Ar- N_2 、He- N_2 混合ガス共に、溶接ビードにピットが発生せず、 N_2 混合率の増加に応じて溶接金属の窒素量

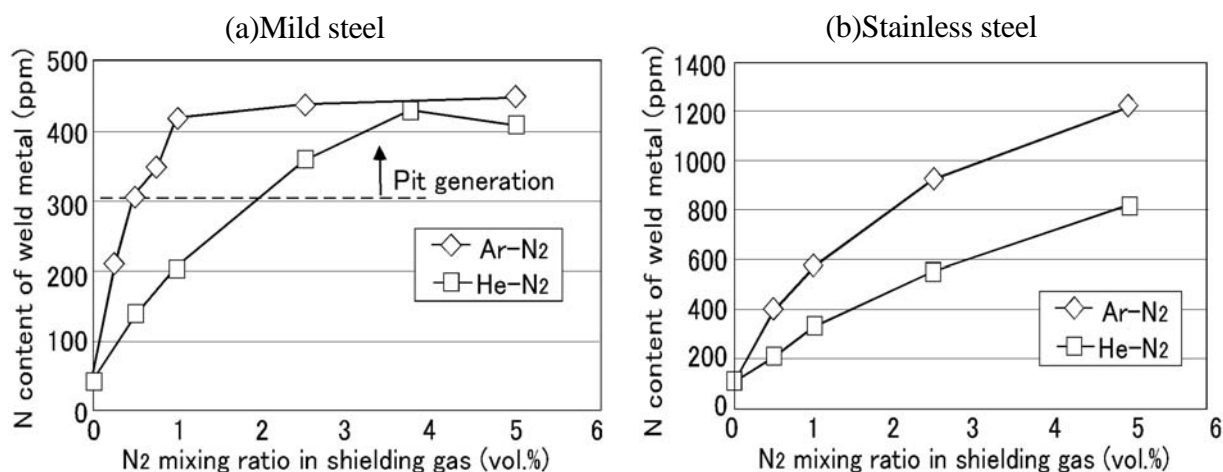


Fig. 4.2 Nitrogen content of weld metals for mild steel and stainless steel with nitrogen mixed shielding gases. Welding current: 250A, Arc length: 5mm, Welding speed: 300m/min

が増加する傾向を示した。Table 4.1 に示すように、供試材のフェライト系ステンレス鋼の平衡窒素溶解度は 2260ppm と軟鋼の約 5 倍の値となる。このため、5%以下の N₂ 混合率では、溶融池に吸収される窒素量が平衡窒素溶解度に到達しなかったと解釈できる。

ここで、軟鋼とステンレス鋼における溶接金属の窒素量を比較した。N₂ 混合率 0%のシールドガスにおける軟鋼及びステンレス鋼の溶接金属窒素量を比較すると、軟鋼では 40ppm 程度であるのに対し、ステンレス鋼では 120ppm 程度の高い値を示し、これには母材に含まれる初期の窒素量が影響していると考えられた。そこで、Fig. 4.2 に示す各々の溶接金属窒素量から N₂ 混合率 0%のシールドガスにおける溶接金属窒素量を差引いた値($[N]-[N]_{N_2=0}$)を指標として、シールドガスの N₂ 混合率の増加に伴う溶接金属窒素の増加量を比較した。

Fig. 4.3 に示すように、N₂ 混合率が 1%以下の低い領域では、軟鋼とステンレス鋼における溶接金属の窒素量の差が少なく、Ar-N₂ 混合ガスに比べて He-N₂ 混合ガスにおける $[N]-[N]_{N_2=0}$ が低い値を示す。一方、N₂ 混合率が 1%を超える領域では軟鋼とステンレス鋼における $[N]-[N]_{N_2=0}$ の差が顕著となる。すなわち、軟鋼では N₂ 混合率が増加しても $[N]-[N]_{N_2=0}$ は 400ppm 付近で一定値となるが、ステンレス鋼では N₂ 混合率の増加により $[N]-[N]_{N_2=0}$ も上昇する。

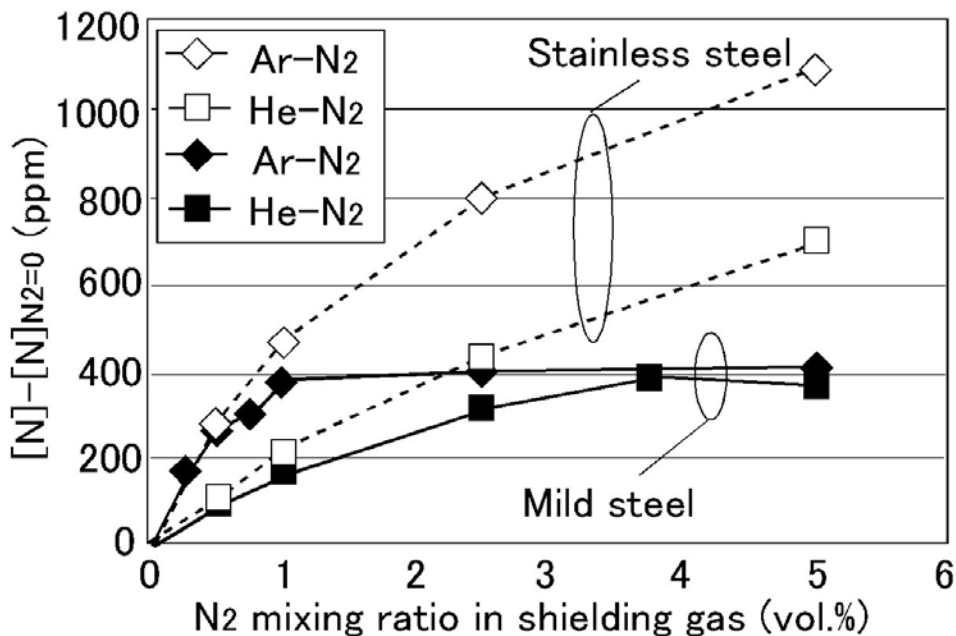


Fig. 4.3 Comparison of nitrogen content of weld metal between mild steel and stainless steel

実際の溶接施工においても、シールドガスに0.5%~1%程度の僅かなN₂が混入すると、ブローホールの発生や溶接金属の靱性低下が問題になる¹⁰⁾とされるが、このようなN₂混合率の低い領域では、溶接金属の窒素吸収現象において、鋼材成分に依存する平衡窒素溶解度よりもシールドガス成分に依存するアークプラズマの特性の方が顕著な影響を及ぼすことが示唆された。

4.2.3 Ar+He 及び Ar+H₂ 混合ガスアークにおける溶接金属の窒素量

上述の検討において、同一の窒素混合率のシールドガスで比較すると、Ar シールドに比べてHe シールドにおける溶接金属の窒素量が低下することが示された。ところで、Ar アークに比べてHe アークはプラズマのエネルギー密度が高く⁷⁴⁾、それに伴い溶接入熱も増加する。同様に、Ar+H₂ 混合ガスアークもH₂ 混合率の増加によりプラズマのエネルギー密度が増加することが知られている。そこで、エネルギー密度の観点から溶接金属の窒素量に及ぼすプラズマ熱源特性の影響を把握することを目的に、Ar+He 及び Ar+H₂ 混合ガスアークにおける溶接金属の窒素量を測定した。

Fig. 4.4 に、Ar+He+1%N₂ 混合ガス及び Ar+H₂+1%N₂ 混合ガスにおける He または H₂ 混合率を変化させて溶接を行った場合の溶接ビード外観を示す。Ar+1%N₂ では溶接ビードの表面に多量のピットが発生するが、He または H₂ を混合するとビード表面のピットは低下する傾向となる。ところが、H₂ を混合した場合は3.5%以上の微量のH₂ 混合率でピットが消滅したが、He の混合においてピットを消滅させるためには100%近くのHe を混合する必要がある。

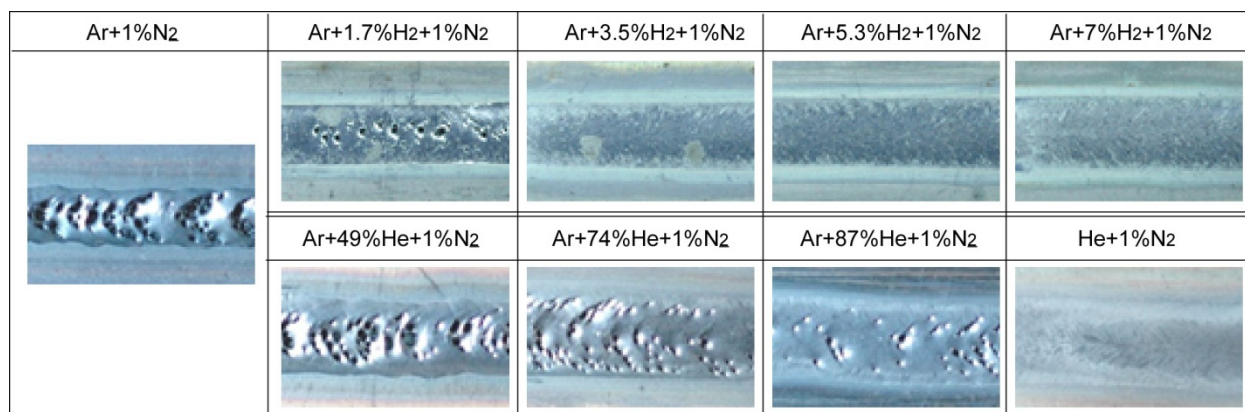


Fig. 4.4 Weld bead appearances of Ar+H₂+1%N₂ shielding GTA and Ar+He+1%N₂ shielded GTA

Fig. 4.5 に、Ar+He+1%N₂ 混合ガス及び Ar+H₂+1%N₂ 混合ガスにおける He または H₂ の混合率を変化させて溶接を行った場合の溶接金属窒素量を示す。Fig. 4.4 に示す溶接ビード外観から推測されるように、He または H₂ の混合により溶接金属の窒素量が低下する結果となった。特に、H₂ を混合した場合の溶接金属窒素量は、H₂ 混合率の増加に比例して大幅に低下し、約 7% の H₂ 混合率で Ar+1%N₂ における溶接金属窒素量の半分の値となった。一方、He を混合した場合の溶接金属窒素量は、He 混合率が増加してもほとんど変化せず、400ppm 程度の値を維持するが、He 混合率が 80% を超えると急激に低下する結果となった。

この傾向は、Ar+He 混合ガスおよび Ar+H₂ 混合ガスにおけるアーク電圧変化の傾向に類似する。Fig. 4.6 に、Ar+He+1%N₂ 混合ガス及び Ar+H₂+1%N₂ 混合ガスにおける He または H₂ の混合率を変化させて溶接を行った場合のアーク電圧を示す。Ar+He アークではプラズマ特性が電気伝導率の低い Ar の物性に支配されるため、約 80% 以下の He 混合率では Ar と同等のアーク電圧となる^{74,75}。一方、Ar+H₂ アークではわずかな水素混合率でもアークの緊縮が生じ、高いアーク電圧となることが知られている⁷⁴。

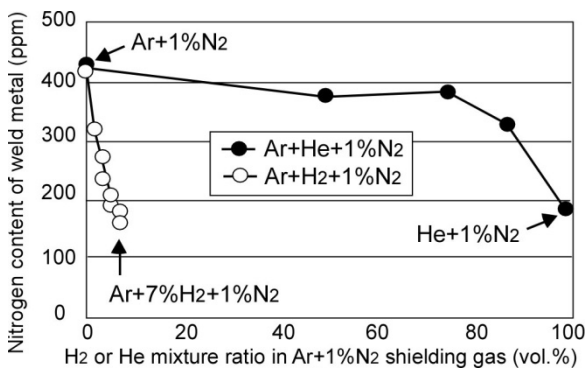


Fig. 4.5 Nitrogen content of weld metal for 1%N₂ mixture Ar-H₂ and Ar-He shielded GTA

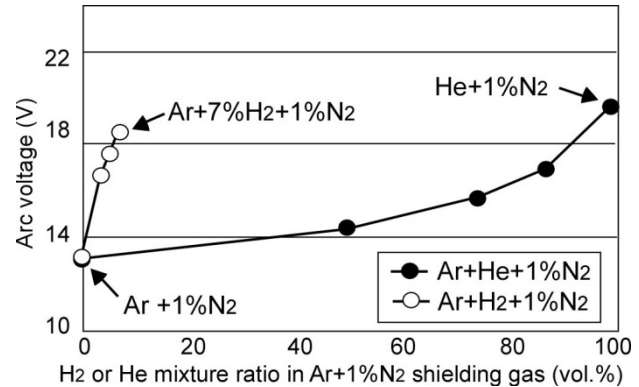


Fig. 4.6 Arc voltages for 1%N₂ mixture Ar-H₂ and Ar-He shielded GTA

これらの関係を基に、各々のシールドガスにおける溶接金属窒素量とアーク電圧の関係を比較した。Fig. 4.7 に示すように、ガスの種類に係らず、アーク電圧の増加によって溶接金属窒素量が低下することがわかる。また、この結果から、プラズマの熱源特性と

溶接金属窒素量の相関が極めて高いことが推察される。

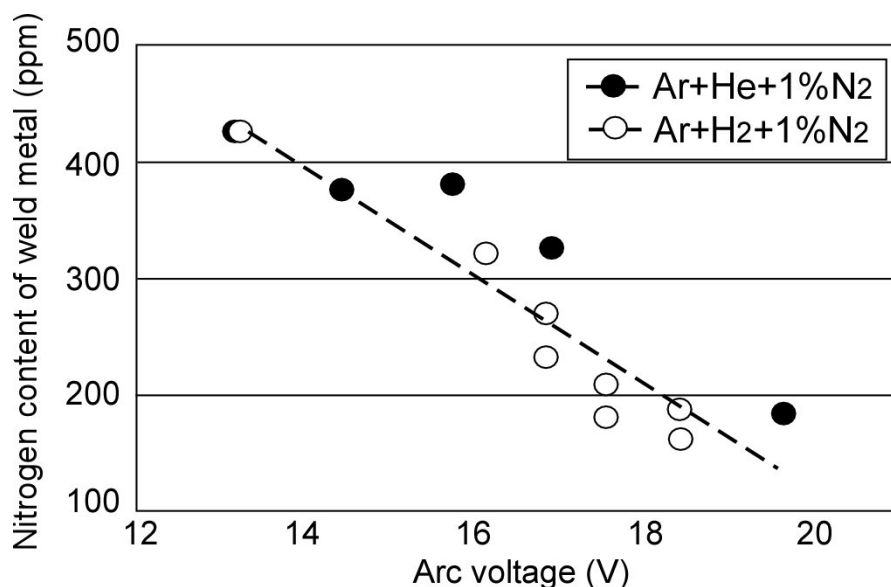


Fig. 4.7 Relation between nitrogen content of weld metal and arc voltage

4.2.4 溶融池の窒素吸収におけるプラズマ組成の再配置

溶融池の窒素吸収現象におけるシールドガス組成の影響として、平岡らが興味深い報告⁷⁶⁾を出している。すなわち、He-N₂窒素混合雰囲気におけるアークプラズマでは、移動度の高いHeがアーク中央部に濃化しN₂またはNの分圧を低下させると説明している。この現象はプラズマ組成の再配置として知られ、Murphyらはこの現象を考慮した各種の混合ガスにおける拡散係数の導出^{76, 77)}、それを基にした再配置現象の数値解析を行っている⁷⁸⁾。Fig. 4.8は、ArにHe、H₂またはN₂を混合したシールドガスにおいて、その混合率[X in shield](vol.%)を変化させた場合のプラズマ中央部における各々のガス濃度[X in plasma] (mol%)を示す。Murphyらによる数値解析結果⁷⁸⁾を引用しており、溶接電流150A、アーク長5mmの水冷銅板上での静止アーク条件における母材直上、アーク中央部のガス濃度を示した。

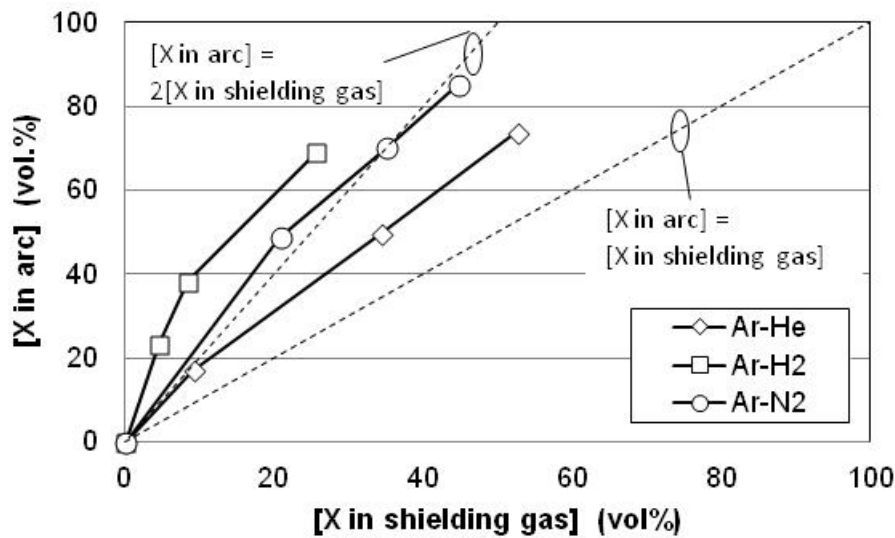


Fig. 4.8 Demixing of shielding gas components in Ar+He, Ar+H₂ and Ar+N₂ arc plasma
He, H, and N concentrations at center position on base metal surface are expressed by reference to Murphy's previous report⁷⁸⁾

Ar+He ガスの再配置現象をみると、例えば、Ar+50%He シールドにおけるアーク中央での He 濃度は 75%となることがわかる。一方、プラズマ中のガス濃度に対しては、再配置現象に加えて、ガスの解離現象が影響する。このため、H₂ は解離現象と再配置現象の複合効果によりプラズマ中央部で顕著な濃化を示す。例えば、Ar+9%H₂ シールドガスにおけるアーク中央での H 濃度は 40%まで増加する。なお、窒素は顕著な再配置現象を示さない。このため、アーク中央部での N 濃度は解離現象のみが影響し、シールドガス中の N₂ 濃度の約 2 倍の値となる。

これらのデータを参考に、Ar+He+1%N₂ シールドガス及び Ar+H₂+1%N₂ シールドガスにおける、アーク中央部での窒素分圧の変化を見積もった。なお、ここでは三元系ガスにおける再配置現象を扱うことになるが、N₂ の混合率は 1%と微量であるため、プラズマ特性の変化及びそれに伴う再配置には影響を及ぼさないと仮定した。まず、Ar と N の濃度に対して(4.1)式を仮定した。すなわち、プラズマ中では N₂ は解離するものの、再配置現象を示さないため、プラズマ中での N₂ 濃度は Ar 濃度に比例し、また解離現象を考慮して N 濃度は N₂ 濃度の 2 倍に比例すると仮定した。

$$[\text{Ar in shield}]:[\text{Ar in plasma}]=2[\text{N}_2 \text{ in shield}]:[\text{N in plasma}] \quad (4.1)$$

ここで、 $[\text{N}_2 \text{ in shield}]$ はシールドガス中の N₂ 濃度、 $[\text{N in plasma}]$ はプラズマ中央部の N

濃度を示す。また, $[Ar \text{ in shield}]$, $[Ar \text{ in plasma}]$ は各々シールドガス及びプラズマ中央部における Ar 濃度とし, (4.2)式, (4.3)式で表わした。

$$[Ar \text{ in shield}] = 1 - [X \text{ in shield}] \quad (4.2)$$

$$[Ar \text{ in plasma}] = 1 - [X \text{ in plasma}] \quad (4.3)$$

Fig. 4.9 は, Fig. 4.8 のデータを基に(4.1)式~(4.3)式から求めた Ar+He+1%N₂ シールドガス及び Ar+H₂+1%N₂ シールドガスにおける $[N \text{ in plasma}]$ を示す。併せて, Fig. 4.4 の実験結果に示す各々のシールドガスにおける溶接金属の窒素量 $[N \text{ in metal}]$ の値を併記した。He の混合率を変化させた場合, $[N \text{ in metal}]$ は混合率が増加してもほとんど変化しないが, $[N \text{ in plasma}]$ は混合率の増加に比例して低下する。一方, 水素を混合した場合, 少量の混合率でも $[N \text{ in metal}]$, $[N \text{ in plasma}]$ 共に大幅に低下する傾向を示すが, 各々の変化率は異なる。このことから, プラズマ組成の再配置のみが溶鋼の窒素侵入現象の支配要因になるとは言い難いと思われる。

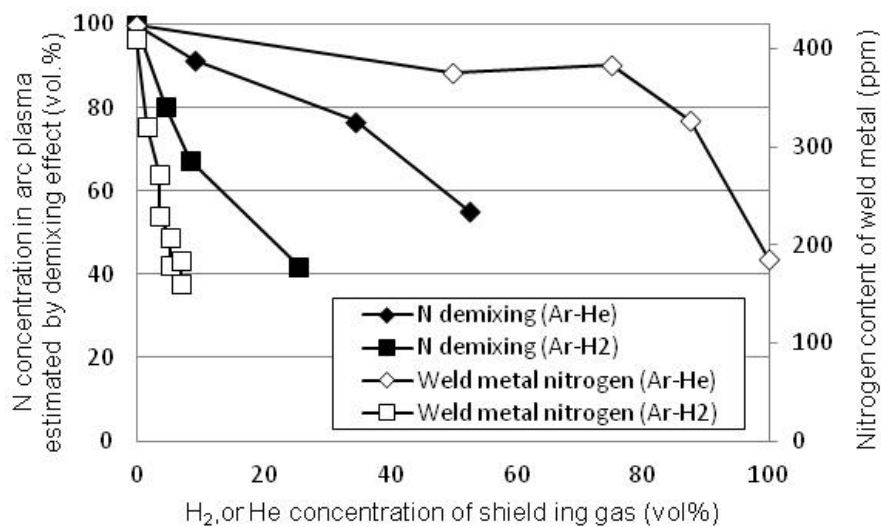


Fig. 4.9 Relation between nitrogen concentration taking demixing phenomenon into consideration and nitrogen content of weld metal for Ar+He, Ar+H₂ and Ar+N₂ shielded GTA

一方で, Fig. 4.7 において, Ar+He+1%N₂ シールドガス及び Ar+H₂+1%N₂ シールドガスにおける溶接金属窒素量はアーク電圧の増加に伴い減少することが示された。そこで, アーク電圧の逆数を指標として, 溶接金属窒素量とアーク電圧の関係を比較した。Fig. 4.10 に示すように, 良好な相関が得られるており, プラズマの熱源特性が溶接金属の窒

素量に影響を及ぼすことが示唆された。このことから、プラズマの熱源特性と溶接金属窒素量の相関が極めて高いことが推察される。

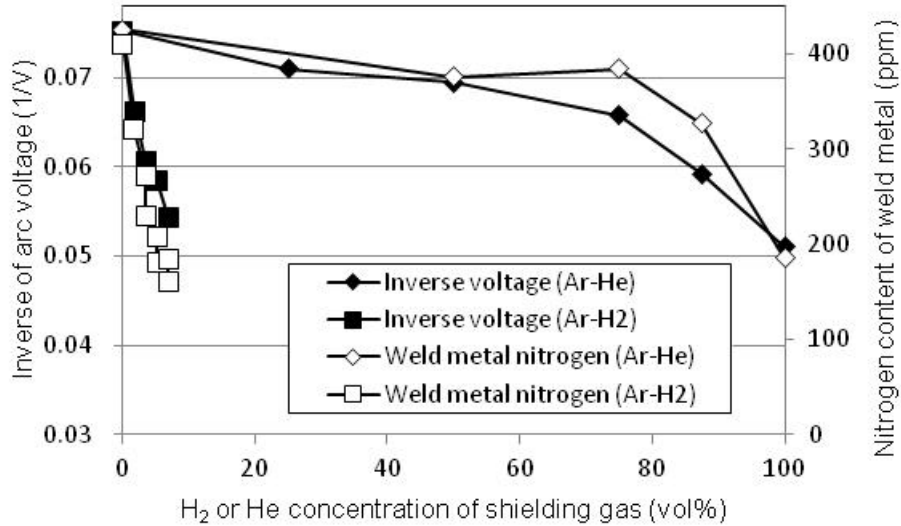


Fig. 4.10 Relation between inverse of arc voltage and nitrogen content of weld metal for Ar+He, Ar+H₂ and Ar+N₂ shielded GTA

4.2.5 溶融池の窒素吸収と溶融池からの窒素脱離

ここで、改めて溶接金属の窒素吸収・放出現象について考えると、Fig. 4.11 に示すように、シールドガス中の N₂ は高温のアーク発生領域で原子状の N に解離されて溶融池に吸収されるが、母材の平衡窒素濃度を超えて過剰に吸収された窒素はアークプラズマの領域外で再び大気に放出されると考えられる¹⁷⁾。このため、溶接入熱が増加すると、溶融池が凝固するまでの時間が長くなり、溶融池から放出される窒素量が増加する可能性があると考えられる。

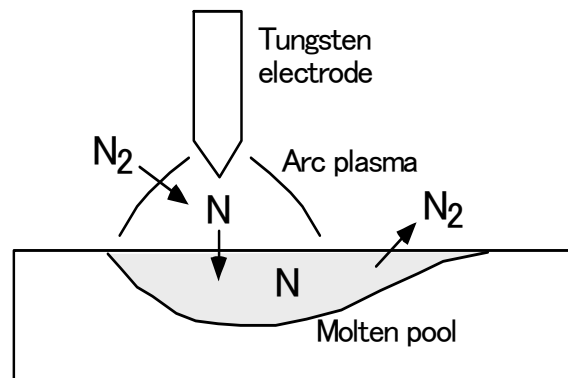


Fig. 4.11 Schematic illustration of the nitrogen absorption and desorption phenomenon at weld pool surface

そこで、Ar+1%N₂ 及び He+1%N₂ をシールドガスとして、溶接入熱と溶接金属窒素量の関係を調べた。溶融池がアークに曝される時間を一定とするために溶接速度を 30cm/min に固定する一方で、溶接電流を 100A~300A の範囲で変化させることによって溶接入熱を変化させた。Fig. 4.12 に母材を軟鋼とした場合の溶接入熱と溶接金属窒素量の関係を示す。ここでの溶接入熱は熱効率を無視して、溶接電流とアーク電圧の積を溶接速度で除した値とした。なお、Ar-1%N₂ における溶接金属窒素量は、溶接電流 150A の低い溶接入熱条件で 660ppm となり、Table 1 に示す軟鋼の平衡窒素溶解度 450ppm を超える。これは、溶接入熱が低いため溶融池の凝固時間が短くなり、過飽和の状態ですべて溶接金属に窒素が残留した結果と考えられる。溶接電流を 250A または 300A に増加させると、溶融池からの窒素の放出量が増加するため溶接金属窒素量は 400ppm 程度の値に低下したと考えられる。一方 He-1%N₂ の場合は、溶接電流 100A の低入熱条件でも溶接金属窒素量は 300ppm と比較的少ない窒素量であり、いずれの溶接入熱条件においても Ar-1%N₂ に比べて溶接金属窒素量が低い値となった。すなわち、溶接入熱の増加により溶融池の窒素放出量は増加するものの、溶融池の窒素吸収量は Ar アークに比べて He アークの方が低下する傾向が示された。

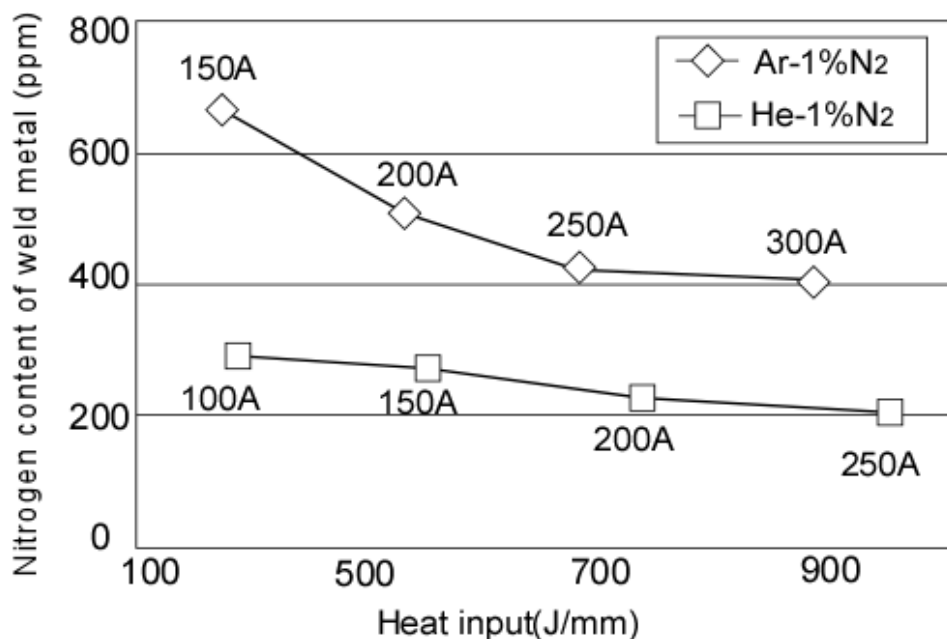


Fig. 4.12 Relation between nitrogen content of weld metals and heat input in Ar+1%N₂ and He+1%N₂ shielded GTA for mild steel. Arc length: 5mm, Welding speed: 30m/min

以上の実験結果から、N₂混合率が1%程度の低い領域ではAr-N₂に比べてHe-N₂及びAr+H₂-N₂混合ガスにおける溶接金属の素量が低下すること、さらに、この溶接金属素量の差はアーク発生領域での溶融池の窒素吸収現象に起因することが示唆された。すなわち、Arアークに対するHeアーク及びAr-H₂アークの熱源特性の差が溶融池の窒素吸収現象に影響を及ぼすと考えられた。Arアーク及びHeアークの熱源特性に関しては、多くの研究がなされており、例えば、エネルギー密度の高いHeアークでは、溶接時に溶融池から金属蒸気が発生することが知られている⁴⁰⁾。また、山本らはアークプラズマの数値解析において、金属蒸気が発生する鋼板上のHeアークは、金属蒸気が発生しない水冷銅板上でのHeアークよりもプラズマ温度が低下することを報告している³²⁾。すなわち、金属蒸気の生成に伴うプラズマ温度の変化が、プラズマ内の窒素の解離状態に影響を及ぼし溶融池近傍の窒素現象の支配因子になる可能性があると考えられる。そこで以下では、溶融池近傍のプラズマ温度の定量化を目的に金属蒸気の生成を考慮したアークプラズマの分光観察を行った。

4.3 分光によるプラズマ温度及び溶融池温度の測定

4.3.1 分光観察条件

純鉄板の上にArアーク、Heアーク、Ar+7%H₂アークを発生させ、第2章3.4節及び第2章4.1節で述べた分光観察システムを用いて、プラズマ及び溶融池の分光観察を行った。溶接電源はインバータ式の直流電源とし、直径3.2mm、先端角度60°のトリウム入りタングステン電極を用いて、静止GTAアークを発生させ分光観察を行った。溶接電流は150A、アーク長は3mm、シールドガス流量は20L/minとした。

Table 4.2 にプラズマの分光測定に用いた波長を示す。ArアークおよびAr+7%H₂アークに対しては696.5nmのAr(I)輝線スペクトルで、Heアークに対しては587.6nmのHe(I)輝線スペクトルでFowler-Milne法による温度変換を行った。また、金属蒸気発生領域に対してはシールド

Table 4.2 Wave lengths used for measurements

Shield gas	Fowler-Milne method	Tow-line relative intensity method
Ar	Ar(I): 696.5nm	Fe(I): 538.3nm 537.1nm
Ar+7%H ₂		
He	He(I): 587.6nm	

ガスの種類に係らず 537.1nm, 538.3nm の鉄スペクトルから二線強度比法による温度変換を行った。これら二種類の温度データを重ね合わせることによって、各々のシールドガスにおけるプラズマの温度分布を得た。

4.3.2 分光観察によるプラズマ温度の測定

Fig. 4.13 に、Ar アークにおけるアーク点火 0.1s 後、及び 4s 後の、Ar (I) :696nm の強度分布、及び温度分布を示す。Ar アークの場合は熔融池から鉄蒸気が発生しておらず、Ar (I) のスペクトル強度から Fowler-Milne 法によってプラズマの温度を求めた。タングステン電極直下のプラズマ温度は 18,000K~20,000K であり、平岡らによって分光計測された温度分布³⁸⁾と概ね一致する。また、アーク点火からの時間経過が変化してもプラズマ温度の分布はほとんど変化せず、4s 経過後もタングステン電極直下の最高到達温度は 20,000K 程度、熔融池近傍の温度は 12,000K~14,000K 程度であった。

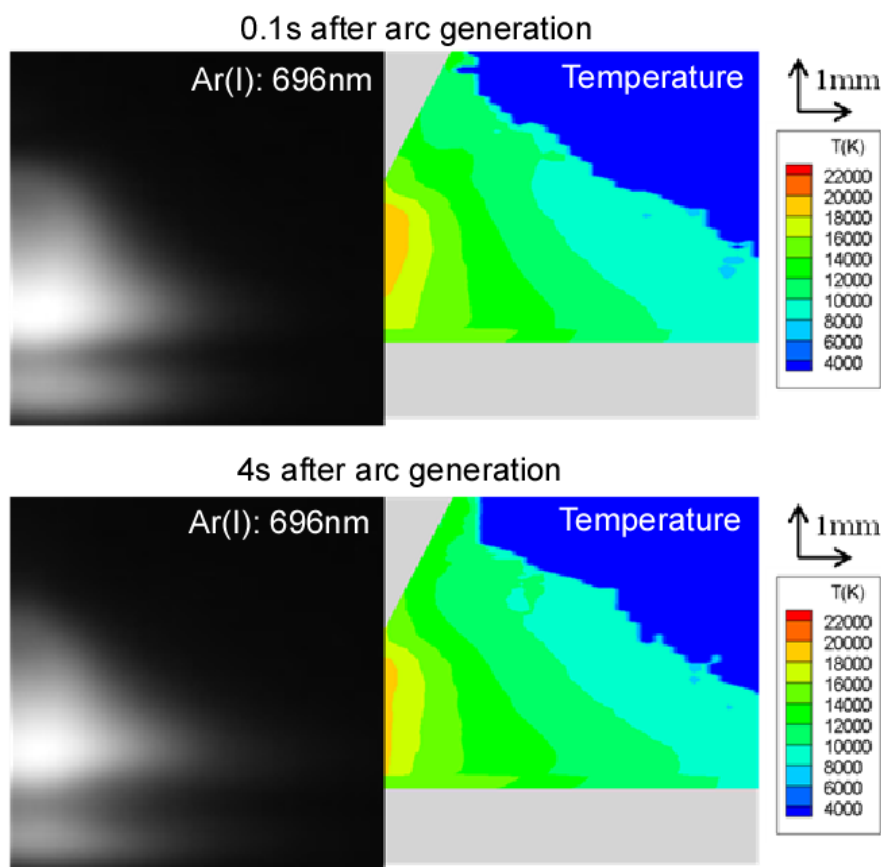


Fig. 4.13 Spectroscopic images and temperature distributions for Ar arc at 0.1s and 4s after arc generation

Fig. 4. 14 に、He アークにおける Fe (I):538nm の強度分布、He (I):587.6nm の強度分布及び Fowler-Milne 法と二線強度比法の重ね合わせによるプラズマの温度分布を示す。Fig. 4.13 の Ar アークと同様に、アーク点火 0.1s 経過後と 4s 経過後に測定した結果を示した。アーク点火直後の He プラズマでは鉄蒸気のスペクトルはほとんど観察されない。また、アーク点火直後のプラズマの温度はプラズマ中央部で 22,000K の最高温度となり、母材付近においても 20,000K 程度の高温になることがわかる。一方 4s 経過後は、鉄のスペクトル強度が増加するのに対し、ヘリウムのスペクトルの強度が小さくなる。タングステン電極直下のプラズマ温度は 19,000K 程度まで下がり、またアーク点火直後に比べて 10,000K 以上となるプラズマ領域が縮小する。更に、母材近傍のプラズマ温度は 6,500K 程度となり、アーク点火直後に比べ 10,000K 以上温度が低下した。このように、He アークでは鉄蒸気の発生によりプラズマの温度が低下し、特に鉄蒸気の濃度が高いと考えられる母材近傍での温度低下が顕著となった。

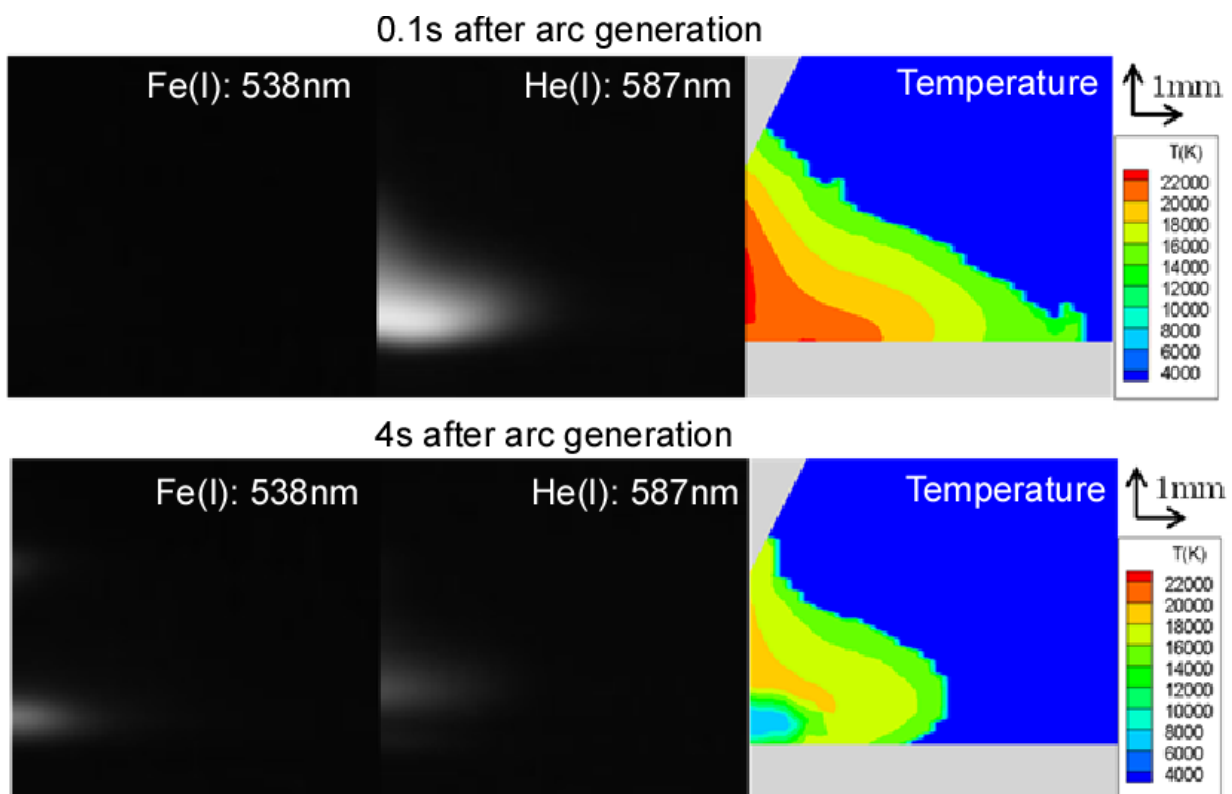


Fig. 4.14 Spectroscopic images and temperature distributions for He arc at 0.1s and 4s after arc generation

Fig. 4.15 に、Ar+7% H_2 アークにおける、アーク点火 4s 後の Fe (I):538nm の強度分布、Ar (I):696nm の強度分布、及び重ね合わせによって求めた温度分布を示す。タングステン電極直下のプラズマ温度は約 18,000K であり、Ar アークの場合と同等の温度となる。一方、母材近傍には鉄蒸気が発生しており、そこでのプラズマ温度は He アークにおける結果と同様に 6,500K 程度と低い値を示す。前節で述べた溶接金属窒素量の測定結果では、Ar アークに比べて He アーク及び Ar+7% H_2 アークでは溶接金属の窒素量が低下する傾向が得られたが、分光観察により溶接金属窒素量の少ない He アーク及び Ar+7% H_2 アークでは溶融池から発生する鉄蒸気の影響で溶融池近傍のプラズマ温度が低下することが示された。このように、鉄蒸気の生成による溶融池近傍のプラズマ温度の変化が、溶融池の窒素吸収現象に大きな影響を及ぼす可能性が示唆された。

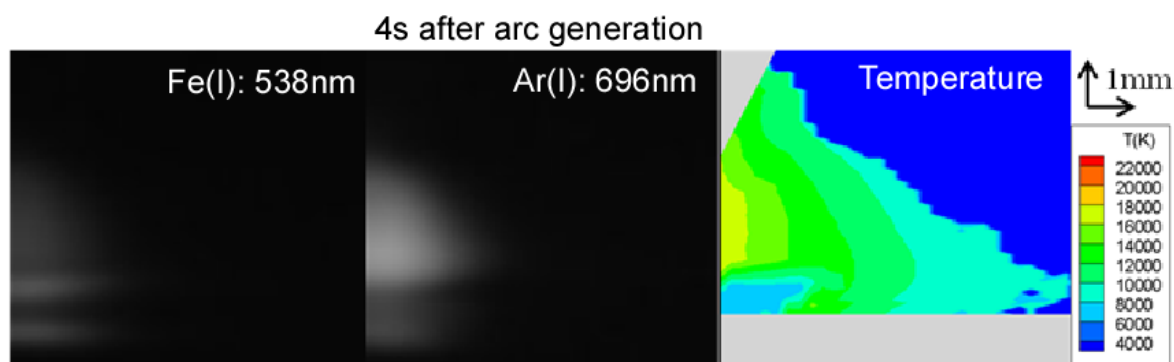


Fig. 4.15 Spectroscopic images and temperature distributions for Ar7% H_2 arc at 4s after arc generation

4.3.3 分光観察による鉄蒸気濃度の測定

鉄蒸気の発生現象をさらに詳しく評価するため、He アークを対象に鉄蒸気濃度の定量化を試みた。第2章3.5節で述べたように、鉄蒸気濃度 N と鉄スペクトル強度 I の関係は(2.18)式で与えられる。(2.18)式にスペクトル強度分布と温度分布を代入し、さらに、装置関数 9.77×10^7 をかけることで、鉄蒸気濃度の絶対値が得られる。

Fig. 4.16 に He アークにおけるアーク点火 0.1s 後及び 4s 後のプラズマ温度及び鉄蒸気濃度を示す。アーク点火 0.1s 後は鉄蒸気濃度は 2% 未満と僅かな濃度であるが、4s 経過後は最大で 20% 程度の鉄蒸気濃度に増加することがわかる。加えて、4s 経過後の鉄蒸気は半径方向に広く拡がっており、その影響で He プラズマの高温領域が縮小する様子が見られる。

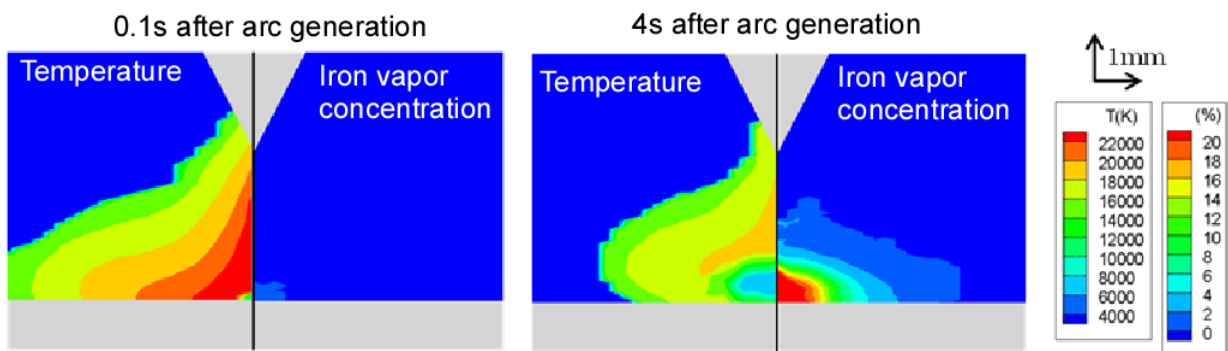


Fig. 4.16 Temperature distributions and iron vapor concentration for He arc at 0.1s and 4s after arc generation

Fig. 4.17 に、プラズマ温度と鉄蒸気濃度の時間変化を示す。プラズマ温度と鉄蒸気濃度は共にプラズマ中心軸の母材表面から 0.3mm 上方における値を示す。鉄蒸気濃度に関しては、アーク点火直後はほぼ零を示すが、時間の経過とともに鉄蒸気濃度は徐々に増加し、約 1s 後には 20% に到達する。一方、プラズマ温度に関しては、アーク点火直後は 25,000K 弱の高い温度を示すが、鉄蒸気濃度の増加に伴い徐々に低下し、鉄蒸気濃度が 20% で飽和する 1s 以降は約 6,500K の低いプラズマ温度となる。このように、鉄蒸気濃度とプラズマ温度は密接に関連しており、鉄蒸気の発生によりプラズマ温度が低下することが定量定期に示された。なお、Ar+7% H_2 アークにおける鉄蒸気濃度も同様に測定した

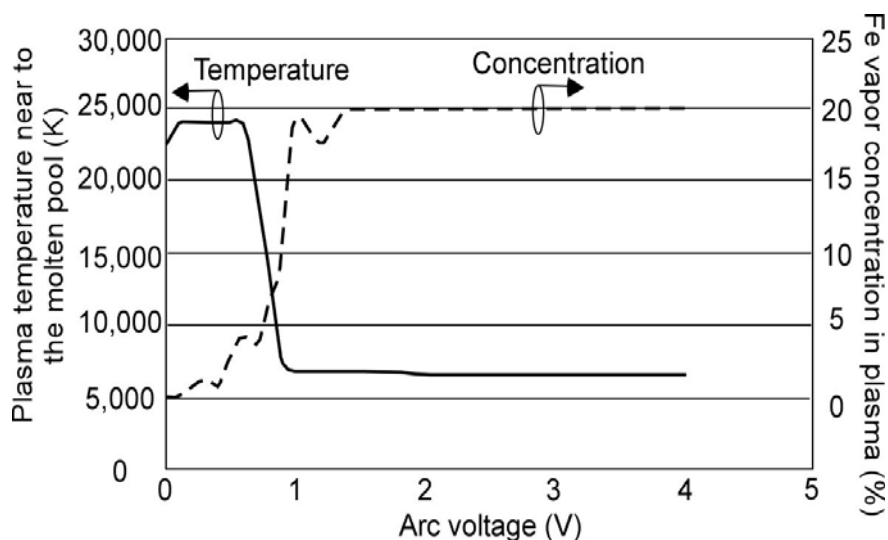


Fig. 4.17 Time dependency of plasma temperature and iron vapor concentration in the vicinity to molten pool surface for He arc

ところ、アーク発生からの時間経過と共に鉄蒸気濃度の最大値は 20%程度となることを確認している。

4.3.4 溶融池表面の温度

溶融池から鉄が蒸発するためには溶融池が高温になる必要がある。そこで、Ar アーク、He アーク、Ar+7% H_2 アークにおける溶融池の表面温度を比較した。溶融池表面の温度計測に対しては、第 2 章 4 節で述べた二色放射温度法を採用した。2 つに分割した溶融池画像を干渉フィルター(950nm, 980nm)に通して分光し、その分光画像を高速度カメラで記録した。なお、アークが発生した状態で溶融池表面の温度を図ることは困難であるため、7s 間アークを発生させた後定常状態とした後にアークを消弧し、アークが消えた直後の 2ms 後の溶融池表面の温度を測定した。

Fig. 4.18 にプラズマ温度と溶融池の表面温度を示す。溶融池の温度は、Ar アークに対して He アークおよび Ar+7% H_2 アークで高くなることが確認できる。特に、アークで加熱される溶融池中央部の温度上昇が顕著であり、Ar アークの溶融池温度が約 2,300K であるのに対し、He アークおよび Ar+7% H_2 アークでは 28,00K 程度まで増加した。溶鉄の

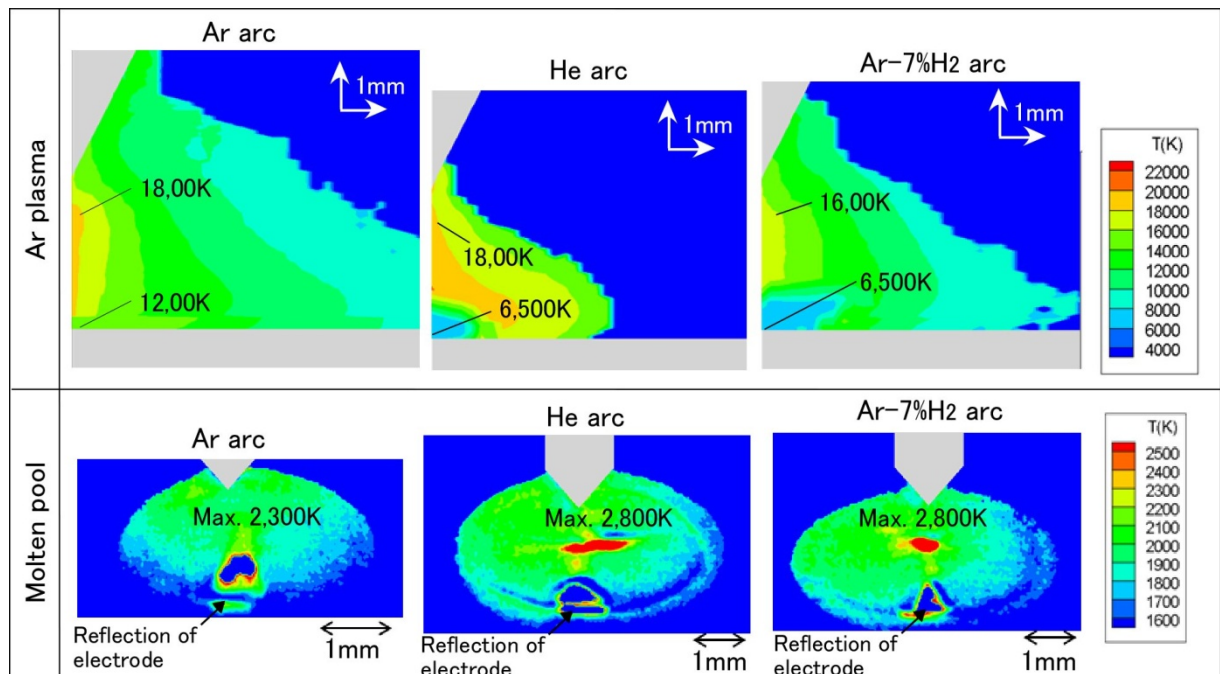


Fig. 4.18 Temperature distribution of arc plasma and molten pool for Ar arc, He arc and Ar+7% H_2 arc

飽和蒸気圧は約 2,400K を超えると急激に増加することが知られている．このことから He アークおよび Ar+7% H_2 アークでは溶融池から発生する金属蒸気が増加することが理解できる．

4.3.5 アークプラズマ内での窒素の解離状態について

溶接金属の窒素量測定結果から，シールドガスに 1%程度の微量の窒素を混合した場合，Ar アークに比べて He アーク及び Ar+7% H_2 アークにおける溶接金属窒素量が低下すること，また分光観察結果から，溶融池から発生する鉄蒸気の影響で Ar アークに比べて He アーク及び Ar+7% H_2 アークにおける溶融池近傍のプラズマ温度が低下することが示された．このため，溶融池近傍のプラズマ温度の低下によりプラズマ内の窒素の解離が抑制され，その結果溶融池に侵入する窒素量が低下する可能性があると考えられる．

Fig. 4.19, Fig. 4.20 に，窒素の解離状態とプラズマ温度の関係を示す．窒素プラズマの状態図から，各温度における窒素分子(N_2)，窒素原子(N)及び窒素イオン (N^+ ， N^{++}) の粒子個数を求め，全粒子個数に対する窒素原子と窒素イオンの和の比率を窒素の解離比率として表した．プラズマ温度が 4000K 付近で窒素の解離が顕著となり，10000K 付近でほぼ全量が解離窒素になる．

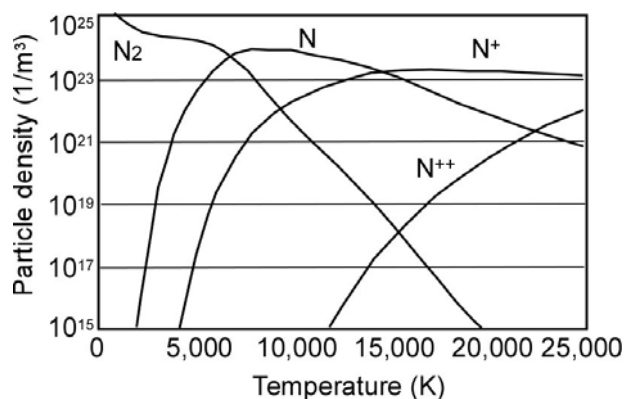


Fig. 4.19 State diagram of nitrogen plasma

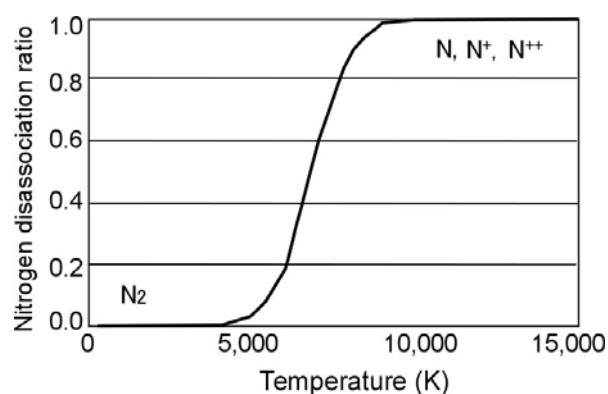


Fig. 4.20 Temperature dependency of nitrogen disassociation ratio

前述の分光観察結果において，溶融池近傍のプラズマ温度は Ar アークが 12,000K 程度となるに対し，He アークや Ar+ H_2 アークでは 6,500K に低下することが示された．Fig. 4.20 を参考にして窒素の解離状態を見積もると，12,000K 及び 6,500K のプラズマにおける窒素の解離比率は，各々 100%，40%程度となる．このことから，溶融池近傍のプラズ

マ温度が低下する He アーク, Ar+7%H₂ アークでは溶融池の窒素吸収現象が抑制されると推察される. 次節では, 鉄蒸気の発生によるプラズマ温度の低下, 及びそれに伴う窒素解離現象の変化をより定量的に考察するため数値解析を行った.

4.4 数値解析によるプラズマ中の窒素の解離状態の推定

4.4.1 金属蒸気の生成を考慮した数値解析モデル

Fig. 4.21 に計算領域の概略図を示す. 軸方向 (Z 方向)45mm, 半径方向 (R 方向)25mm の領域にタングステン電極(直径 3.2mm, 長さ 30mm, 先端角度 60°), 及び純鉄の母材(直径 50mm, 厚さ 25mm)を配置した. なお, 本モデルでは大気窒素の混合を考慮しないので計算領域にシールドノズルを配置せず, 雰囲気はシールドガスの成分で満たされると仮定した.

支配方程式は, 第 2 章 2.2 節で述べたように, 質量保存式, 運動量保存式, エネルギー保存式, 電流保存式, 及びシールドガスと鉄蒸気と混合を表す移流拡散方程式とし, SIMPLE 法による定常状態での数値解析を行った.

鉄蒸気は母材表面から発生することとし, 境界条件として, (4.4)式に示す質量保存式(第2章の(2.1)式にも記載)の生成項 S をFig.4.21に示すCFの領域に設定した.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = S \quad (4.4)$$

なお, S は単位面積, 単位時間あたりに発生する鉄蒸気の質量を示し, その値には, (4.5)式で示されるラングミュアの蒸発速度式⁷⁹⁾を用いた.

$$S = \alpha p_{Fe} \sqrt{\frac{M_{Fe}}{2\pi RT}} \quad (4.5)$$

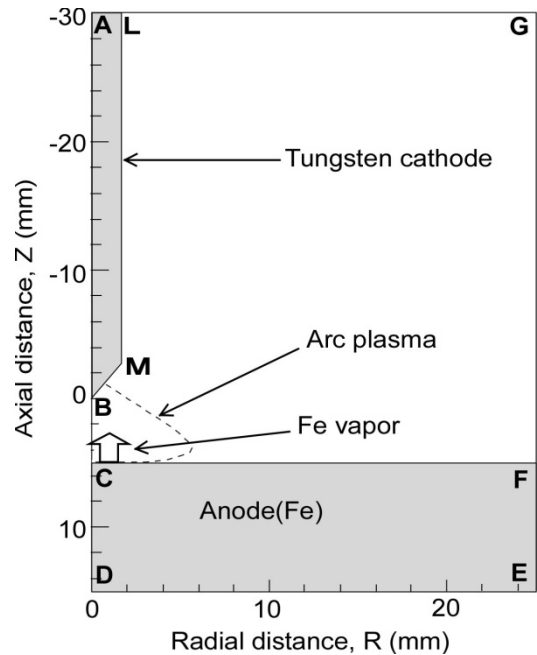


Fig. 4.21 Schematic illustration of calculation domain

ここで、 S は単位時間、単位面積あたりに発生する鉄蒸気の質量、 P_{Fe} は熔融池の表面温度 T における鉄の飽和蒸気圧、 M は鉄の分子量、 R は気体常数を示す。

なお、真空中での蒸発速度は α が 1 となるが、アークプラズマのような大気圧での蒸発に対しては α を補正する必要がある。ところで、佐久間らの報告によると⁸⁰⁾純鉄上でのHeアークにおける鉄の蒸発速度は200Aで0.1mg/cm²s程度とされている。そこで、予備検討により、本モデルにおける200Aのヘリウムアークの鉄の蒸発速度が0.1mg/s程度となるように α の値を0.025とした。Fig. 4.22に、(4.5)式の α を0.025とした場合の鉄の蒸発速度と熔融池表面の温度の関係を示す。熔融池表面の温度が2,400Kを超えると、急激に鉄の蒸発量が増加することが確認できる。

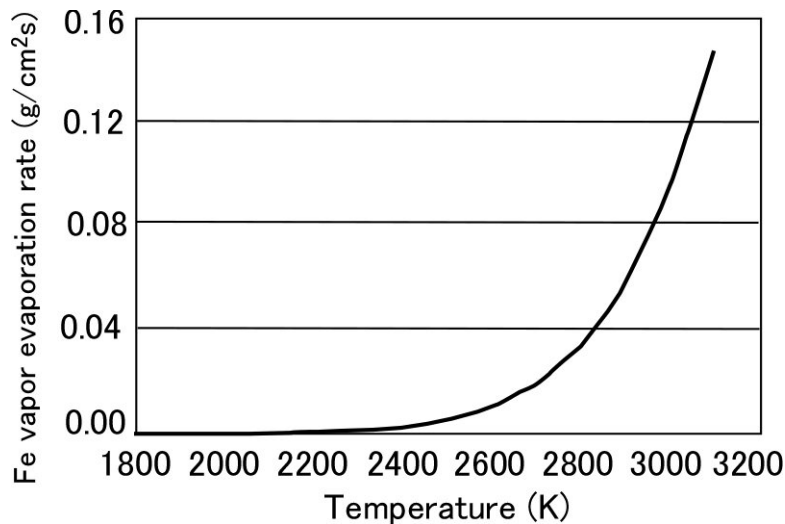


Fig. 4.22 Iron vapor evaporation rate calculated from Langmuir equation

鉄蒸気とシールドガスとの混合現象は、第3章で述べた窒素とシールドガスとの混合現象と同様に、(4.6)式に示す移流拡散方程式、及び(4.7)式から求められる拡散係数を用いて解析した。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_r C) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_z C) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial C}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (4.6)$$

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_s + 1/M_N)^{0.5}}{\left\{ (\rho_s^2 / \beta_s^2 \eta_s^2 M_s)^{0.25} + (\rho_N^2 / \beta_N^2 \eta_N^2 M_N)^{0.25} \right\}^2} \quad (4.7)$$

ここで、 C は鉄蒸気の質量分率、 D は拡散係数を示す。また、 M_s 、 ρ_s 、 η_s はそれぞれシールドガスの分子量、密度、粘性を示し、同様に M_N 、 ρ_N 、 η_N はそれぞれの鉄の値を示す。

なお、数値解析に際しては、電気伝導率や熱伝導率、比熱といったプラズマの物性値には鉄蒸気とシールドガスの混合ガスの物性値を用いた。これらの物性値の導出に際しても、第3章における物性値の導出と同様に、鉄蒸気の混合率 0mol%, 1mol%, 10mol%, 20mol%, 30mol%, 100mol%におけるプラズマの物性値をもとに、線形近似によって任意の混合率におけるプラズマの物性値を算出した。

4.4.2 鉄蒸気が混入した He プラズマの物性値

プラズマの物性値に及ぼす鉄蒸気の影響が大きいとされる電気伝導率と放射係数をそれぞれ Fig. 4.23 及び Fig. 4.24 に示す。Fig.4.23 に示す He プラズマの電気伝導率の変化をみると、15,000K 以下の範囲において鉄蒸気が混入した場合、電気伝導率の値が大きく上昇することがわかる。また混合率が 1%, 10%, 20%, 30%における値を比較すると、鉄蒸気の混合率に寄らずほとんどが同じ値で高い電気伝導率を示す。一方、Fig.4.24 に示す He プラズマの放射係数をみると、鉄蒸気の混合率の増加に従って放射係数が大きくなることがわかる。また、純 He の場合は放射係数が極めて小さい値であることが特徴である。

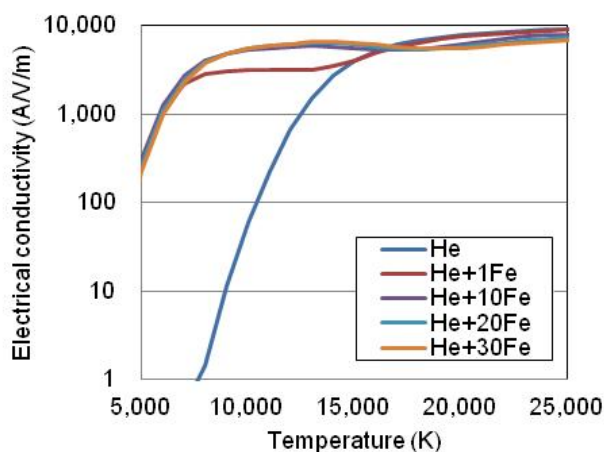


Fig. 4.23 Temperature dependency of gas density

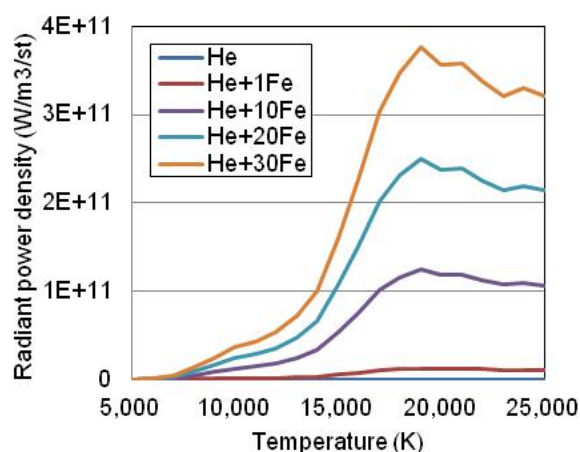


Fig. 4.24 Temperature dependency of radiant power

4.4.3 プラズマ温度及び熔融池温度の数値解析結果

Fig. 4.25 に鉄蒸気の濃度分布及びプラズマの温度分布を示す。鉄蒸気の生成を考慮した Ar アークと He アークに加え、比較として、(4.4)式で示す鉄蒸気の生成項を零とした

He アークの温度分布を示す。本章 2.2 節の実験条件と同様に、溶接電流は 250A、アーク長は 5mm とした。鉄蒸気濃度は、Ar アークで 0.71% の最大濃度を示すのに対し、He アークでは最大濃度が 19.5% に増加し、鉄蒸気の分布も広範囲に広がることからわかる。山本らは、溶接電流 150A、アーク長 5mm の条件において Ar アーク及び He アークの数値解析を行っており³²⁾、Ar アークで最大鉄蒸気濃度が 0.2%、He アークでの最大鉄蒸気濃度が 7% となることを示しているが、溶接電流を 250A と高くした溶接条件においても Ar アークの鉄蒸気濃度は 1% 未満の低い値となることが確認できた。一方、プラズマ温度に関しては、タングステン電極直下で、Ar アーク、He アーク、鉄蒸気無しの He アークのいずれもが 22,000K~23,000K の高温のプラズマ温度を示すが、溶融池近傍 (R=0mm, Z=4.9mm) では He アークのみ 6,750K と比較的低い温度を示すことがわかる。

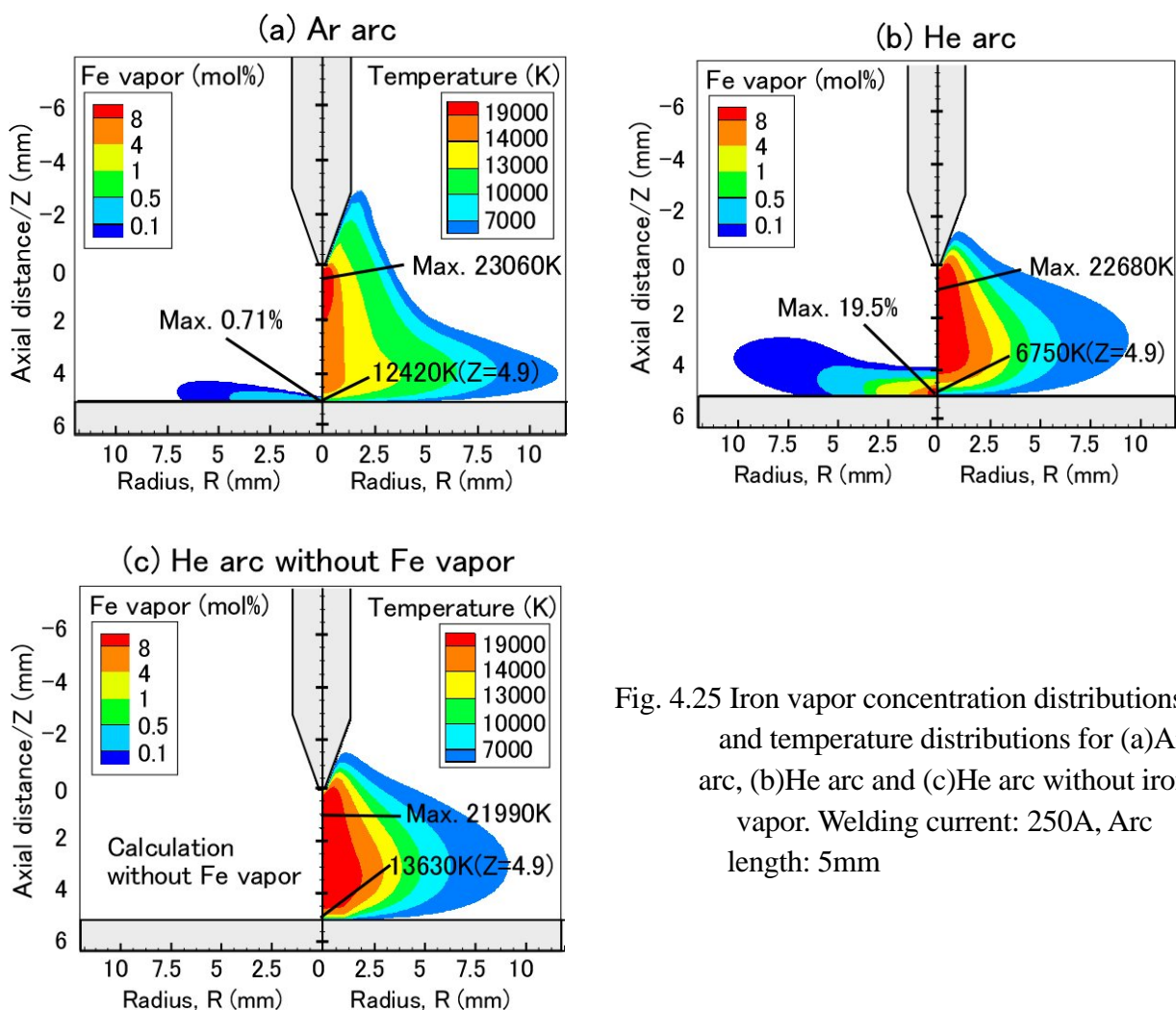


Fig. 4.25 Iron vapor concentration distributions and temperature distributions for (a)Ar arc, (b)He arc and (c)He arc without iron vapor. Welding current: 250A, Arc length: 5mm

Fig. 4.26 にプラズマ中央軸 ($R=0\text{mm}$) における Z 方向の温度分布を示す. $Z=0\text{mm}$ がタングステン電極先端, $Z=5\text{mm}$ が熔融池表面に相当する. Ar アークのプラズマ温度は $Z=0.3\text{mm}$ で $23,060\text{K}$ の最大温度となるが, $Z=1.5\text{mm}$ 以上で $20,000\text{K}$ 以下となり, 熔融池近傍の $Z=4.7\text{mm}$ 付近から急激に低下する. He アークでは $Z=0.9\text{mm}$ で 22680K の最大温度となり電極先端から離れても高い温度を維持するが, $Z=4\text{mm}$ 付近から徐々にプラズマ温度が低下し, $Z=4.4\text{mm}$ 以上の熔融池近傍では Ar アークよりも低いプラズマ温度となる. 一方, 鉄蒸気無しの He アークでは, $Z=3\text{mm}$ 未満のプラズマ上方部では He アークと同等の温度分布となるが, 熔融池近傍での温度の低下は He アークに比べて小さく, 高温のプラズマ領域が熔融池近傍まで拡がること分かる. すなわち, 熔融池近傍の温度に着目すると, 鉄蒸気濃度の低い Ar アーク及び鉄蒸気無しの He アークに比べて, 鉄蒸気濃度の高い He アークの温度が低下することがわかる.

Fig. 4.27 は, Ar アーク及び He アークにおけるプラズマ中央軸での温度分布と鉄蒸気濃度の関係を示す. He アークでは $Z=4\text{mm}$ 以上の領域で温度の低下が顕著となるが, $Z=4\text{mm}$ 以上の領域で鉄蒸気の濃度が増加しており, プラズマ温度の低下と鉄蒸気濃度の増加に相関あることがわかる. 一方, Ar アークでは $Z=5\text{mm}$ の熔融池表面で 0.71% の最

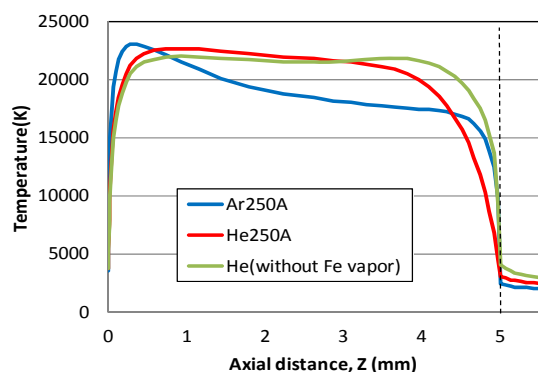


Fig. 4.26 Plasma temperature distributions of Ar arc, He arc and He arc without iron vapor for an axial direction

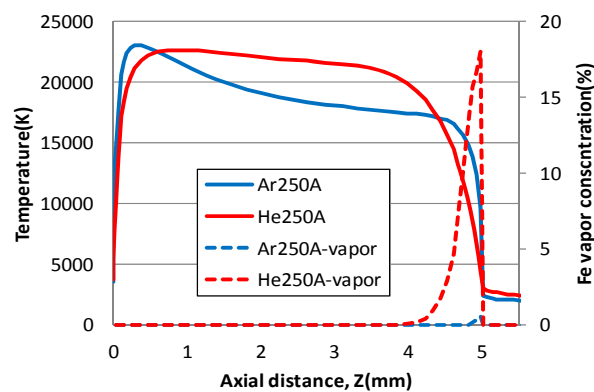


Fig. 4.27 Relation between plasma temperature and iron vapor concentration

大濃度となるが, He アークに比べると鉄蒸気濃度は著しく小さく, 熔融池の直上まで高いプラズマ温度を維持していることが分かる. なお, 熔融池表面の温度は Ar アークで $2,360\text{K}$, He アークで $2,980\text{K}$ であった. この温度差により鉄蒸気濃度に差が生じたと理解できる.

4.4.4 溶融池近傍における窒素の解離状態

前述の分光観察及び数値解析から、He アークでは溶融池近傍の鉄蒸気濃度が増加すると共に、窒素の解離が抑制される傾向が確認できた。ここで、溶融金属の窒素吸収現象に焦点を当てると、鉄蒸気濃度の増加による窒素分圧の低減及び窒素の解離抑制による原子状窒素比率の低減の両方が溶融金属の窒素吸収を低下させる要因として考えられる。しかしながら、He アークの鉄蒸気濃度は Ar アークに比べて大幅に増加するものの、最大値で 20% 程度である。このため、窒素濃度の低減効果は 80% に留まる。このため、鉄蒸気による窒素分圧低減の効果は少ないと考えられる。一方で、溶融池近傍のプラズマ温度は鉄蒸気の生成により大幅に低下する。Fig.4.28 に溶融池から 0.1mm 上方 (Z=4.9mm) のプラズマの温度分布を示す。Ar アークではプラズマ中央 (R=0mm) で 12,400K となり、R=3mm においても 80,00K を超える高温のプラズマとなる。一方、He アークでは R=0mm で 6,700K、R=3mm で 4,500K 程度となり、いずれの半径方向位置においても He アークのプラズマ温度が低下することが確認できる。

Fig.4.29 溶融池近傍の窒素解離比率の分布を示す。Fig.4.21 に示すプラズマ温度と窒素解離比率の関係に基づき、Fig.13 の温度分布を変換することによって、Z=4.9mm における窒素解離比率を求めた。Ar アークでは R=0mm~2mm の範囲で 100%、R=3mm の位置でも 90% 以上の高い解離比率となるが、He アークでは R=0mm で約 50%、R=3mm ではほとんどの窒素は解離しなくなる。この結果から、He アークにおける溶接金属窒素量の減

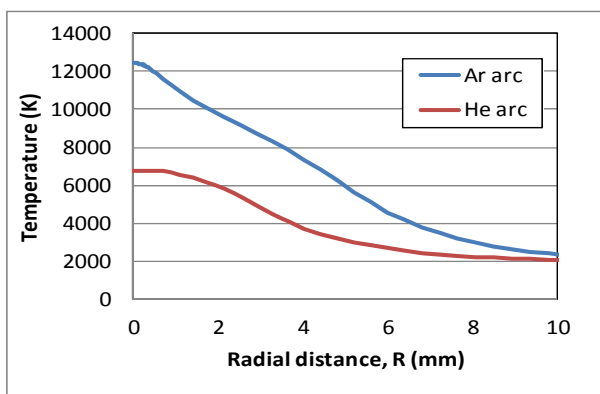


Fig. 4.28 Plasma temperature distributions at 0.1mm above the molten pool surface

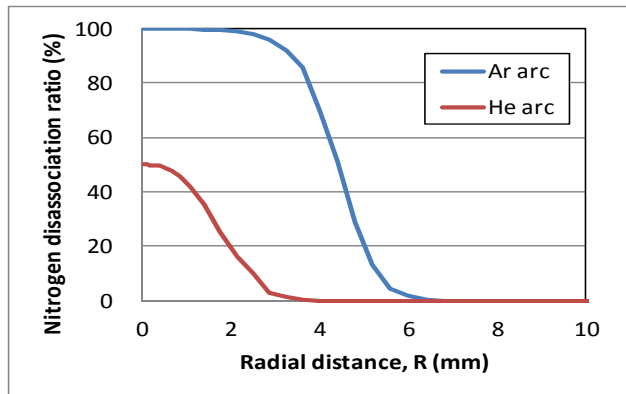


Fig. 4.29 Distributions of nitrogen disassociation ratio at 0.1mm above the molten pool surface

少メカニズムとして、溶融池からの鉄蒸気の発生による溶融池近傍のプラズマ温度の低下、それに伴う窒素の解離比率の低下が重要な役割を果たすと考えられた。

4.6 結言

本章では GTA 溶接のプラズマ内における窒素の解離状態の明確化を試みた。

まず、 N_2 混合率を変化させた各種のシールドガスにおける溶接金属の窒素量を測定し、シールドガス成分と溶接金属窒素量の関係を検討した。その結果、 $Ar+N_2$ シールドに対して $Ar+He+N_2$ シールドまたは $Ar+H_2+N_2$ シールドでは、同一の窒素混合率における溶接金属の窒素量が低下することが明らかとなった。さらに、各種のシールドガスにおける溶接金属の窒素量はアーク電圧と良い相関関係を持ち、エネルギー密度の高いアークプラズマにおいて溶接金属の窒素量が低下することが示された。すなわち、プラズマ熱源特性の変化によって溶接金属窒素量も変化することが示唆された。

次に、各種のシールドガスにおけるプラズマの熱源特性の定量化を図るため、純鉄板上に発生させたプラズマの分光観察を行った。その結果、 Ar アークに比べて He アークまたは $Ar+7\%H_2$ アークでは溶融池表面から鉄蒸気が発生し、溶融池近傍のプラズマ温度が低下することが示された。鉄蒸気がほとんど発生しない Ar アークにおける溶融池近傍のプラズマ温度が 12,000K 程度であるのに対し、最大で 20%程度の鉄蒸気が発生する He アーク及び $Ar+7\%H_2$ アークの溶融池近傍のプラズマ温度は 6,500K 程度に低下した。なお、アーク点火直後の He アークでは鉄蒸気の生成、及びプラズマ温度の低下現象が観察されないが、アーク点火 1s 後には定常状態となり鉄蒸気によるプラズマ温度の低下現象が確認された。

さらに、数値解析においても、 He アークにおける溶融池近傍のプラズマ温度が低下する結果が得られた。溶融池近傍のプラズマ温度から窒素の解離状態を推定すると、 Ar アークではほぼ 100%の窒素が溶融池近傍で解離するが、 He アークにおける窒素の解離比率は 50%程度となり、 Ar アークの約半分の解離に留まることが示された。

以上の検討結果から、 He アークおよび $Ar+H_2$ アークにおける溶接金属窒素量の低減メカニズムとして、金属蒸気の発生による溶融池近傍のプラズマ温度が低下、及びそれに伴う原子状窒素量の低減が強く影響すると考えられた。

第5章 プラズマと溶融池間の熱輸送現象

5.1 緒言

第4章において、Ar シールドに比べて He シールド及び Ar+H₂ シールドでは、シールドガスに同一の窒素量が混入した場合の溶接金属の窒素量が少ないこと、さらにその要因として溶融池から発生する鉄蒸気が影響することが示唆された。すなわち、He アーク及び Ar+H₂ アークでは、1)アークプラズマのエネルギー密度の増加により溶融池の温度が上昇する、2)溶融池温度の上昇により溶融池の表面から鉄蒸気が生成する、3)プラズマ内部に混入した鉄蒸気がプラズマの電気伝導率を増加させプラズマ温度が低下する、4)プラズマ温度の低下によりプラズマ内部の窒素の解離比率が低下する、5)溶融池表面における原子状窒素の減少により溶融池の窒素吸収が抑制されることが、溶接金属の窒素量低下の原因と考えられた。一方で、アークプラズマと母材間の熱バランスの観点では、プラズマ温度が低下する現象と溶融池温度が上昇する現象に対して矛盾が生じるように思われる。すなわち、なぜ、低温のプラズマによって高温の溶融池が形成されるのかという疑問が生じる。

Fig. 5.1 に、GTA 溶接における熱輸送現象の模式図を示す。ジュール加熱によって生成したプラズマの熱量は、熱伝導、熱放射、熱電子によって母材や大気に輸送される。また、アークプラズマや溶融池の内部では対流が発生しており、これらの対流も温度分布に影響を及ぼす。このように、GTA 溶接では複雑な熱バランス保ちながら、プラズマから母材に熱が輸送されている。このような複雑な熱バランスを定量的に理解するには、数値シミュレーションが有効な手段となる。

そこで、本章では、鋼板上のアークプラズマにおける鉄蒸気の生成メカニズムを明確化することを目的に、鉄蒸気を考慮した GTA 溶接の数値解析を行い、プラズマと母材間の熱輸送現象について考察した。

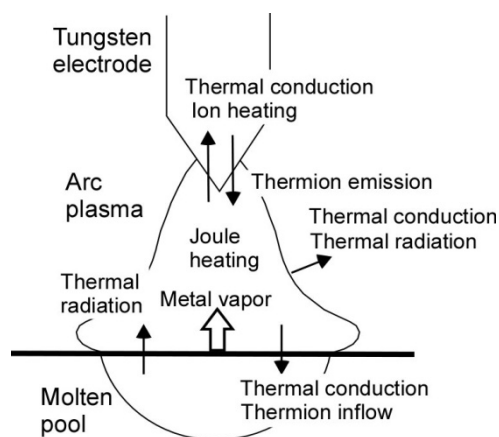


Fig. 5.1 Schematic illustration of heat transfer in GTA welding

5.2 数値解析によるプラズマと母材間の熱輸送現象の考察

5.2.1 数値解析モデル

数値解析モデルは、第4章4節と同じ、アークプラズマへの鉄蒸気混入を考慮した2次元軸対称GTA溶接モデルとした。Fig. 5.2に計算領域を示す。軸方向45mm、半径方向25mmの領域に、タングステン電極（直径3.2mm、長さ30mm、先端角度60°）及び純鉄の母材（直径50mm、厚さ10mm）を配置した。雰囲気はシールドガス成分で満たされており、鉄蒸気はアークによって加熱された母材表面から発生する。なお、プラズマと母材間の熱輸送に対しては、(5.1)式に示すように、第1項の熱伝導による加熱、第2項の熱電子の流入による加熱、第3項の放射損失による冷却を考慮している。

$$Q = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + |j| \phi_a - \varepsilon \alpha T^4 \quad (5.1)$$

ここで、 Q は母材の流入する熱量、 κ は熱伝導率、 c_p は比熱、 j は電流密度、 ϕ_a は母材の仕事関数、 ε は母材表面の放射係数、 α はステファンボルツマン係数を示す。

5.2.2 金属蒸気の混入に伴う電気伝導率及び熱伝導率の変化

Fig. 5.1 に示すように、ジュール加熱によって生成されるプラズマの熱量は、熱伝導、熱電子加熱及び熱放射によって母材や大気に輸送される。このため、プラズマの熱源特性、並びにプラズマと母材間の熱輸送現象に対して、プラズマの電気伝導率と熱伝導率が重要な物性値となる。電気伝導率の増加はプラズマのジュール加熱の低下を招き、プラズマ温度を低下させる⁸¹⁾。熱伝導率の増加もプラズマ周辺部への熱拡散の増加を通じてプラズマ温度を低下させるとされる⁸¹⁾。

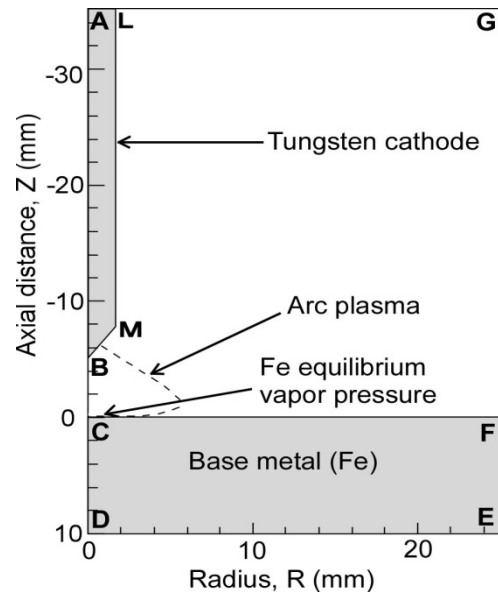


Fig. 5.2 Schematic illustration of calculation domain

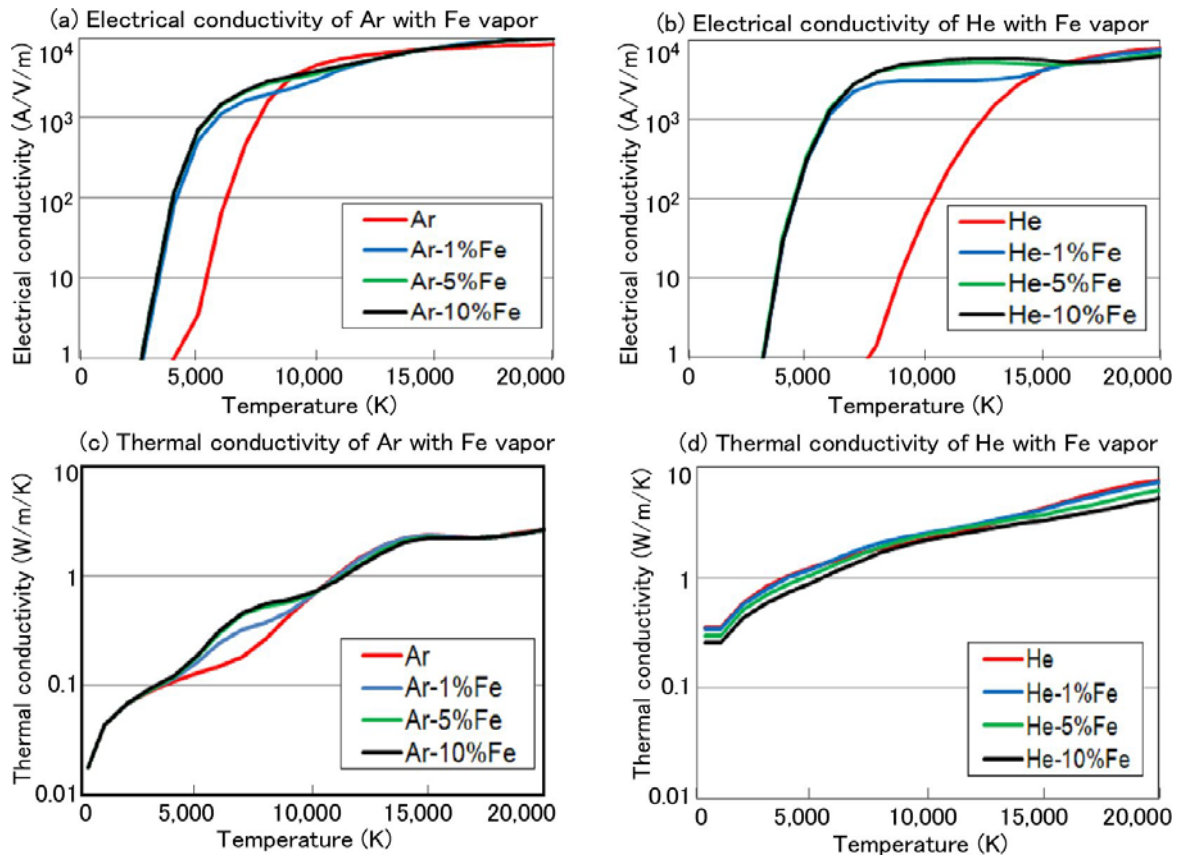


Fig. 5.3 Temperature dependency of electrical conductivity and thermal conductivity for Ar plasma or He plasma with iron vapor

Fig.5.3 に鉄蒸気が混入した Ar プラズマ及び He プラズマにおける、電気伝導率及び熱伝導率の温度依存性を示す。電気伝導率に関しては、鉄蒸気のない状態ではヘリウムプラズマに比べてアルゴンプラズマの方が高い値を示すが、鉄蒸気の混入により両者の差はほとんど無くなり、共に電気伝導率は増加する。一方、熱伝導率に関しては鉄蒸気混入の影響をほとんど受けず、アルゴンプラズマに対してヘリウムプラズマの方が高い値を示す。例えば、プラズマ温度が 5,000K の場合、アルゴンに比べてヘリウムの熱伝導率が約 10 倍に増加する。

5.3 数値解析結果

5.3.1 電気伝導率及び熱伝導率を変化させた仮想アークの数値解析

Table 5.1 に数値解析における設定条件を示す。(A)Ar アーク及び(D)He アークの数値解析に加え、(B)Ar アークにおいて熱伝導率のみをヘリウムの物性値、(C)He アークにおい

て熱伝導率のみをアルゴンの物性値とした仮想的なアークの数値解析を行った。(A)は高電気伝導&低熱伝導，(B)は高電気伝導&高熱伝導，(C)は低電気伝導&低熱伝導，(D)は低電気伝導&高熱伝導のアークプラズマとなる。なお，アーク長は 5mm，溶接電流は 150A，シールドガス流量は 20L/min とした。

	Lower thermal conductivity	Higher thermal conductivity
Higher electrical conductivity	(A) Ar arc	(B) Ar arc with He thermal conductivity
Lower electrical conductivity	(C) He arc with Ar thermal conductivity	(D) He arc

Table 5.1 Numerical analysis conditions

Fig. 5.4 に鉄蒸気濃度，プラズマ温度及び溶融池温度の 2 次元分布を示す。なお，鉄蒸気の濃度は mol% で表記している。(A)の Ar アークと(D)の He アークを比較すると，Ar アークに対して He アークの溶融池温度が増加し，これに伴い，鉄蒸気の濃度も Ar アークに対して He アークの値が増加することが分かる。Ar アークにおける溶融池の最大温度は 2,280K，鉄蒸気の最大濃度は 0.4% であるのに対し，He アークでは各々 2,760K，11.7% に増加した。さらに，溶融池近傍(Z=0.1mm)のプラズマ温度は，Ar アークが 11,500K であるのに対し，He アークでは 66,00K に低下した。なお，第 4 章で行った溶接電流 250A での数値シミュレーションに比べて He アークにおける鉄蒸気濃度が低下しているが，ここでは溶接電流を 150A として計算したためと考えられる。

一方，(B)高熱伝導率の Ar アークでは，プラズマの最大温度が低下する。プラズマ温度はタングステン電極の直下で最大となり，Ar アークや He アークの最大温度が約 19,000K 程度となるのに対し，高熱伝導率の Ar アークでは約 14,000K に低下した。熱伝導率が増加するとプラズマ周辺部への熱拡散が増加するため，プラズマ温度が低下したと理解できる。しかしながら，溶融池の最大温度は 2,680K，鉄蒸気の最大濃度は 5.7% となり，熱伝導率の増加により両者とも増加する。また，(C)He アークの熱伝導率を低

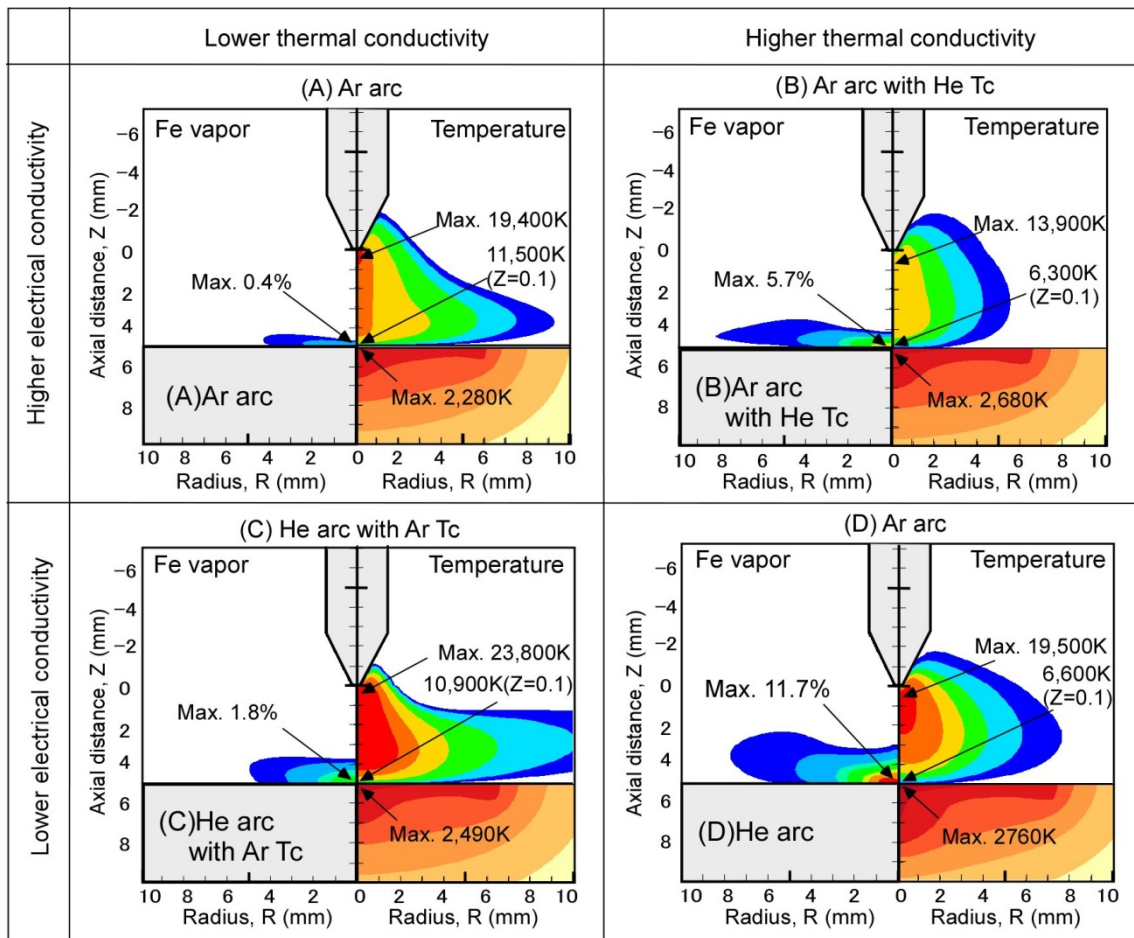


Fig. 5.4 Distributions of iron vapor concentration, plasma temperature and molten pool temperature

下させると、逆の傾向を示し、タングステン電極直下のプラズマ温度が増加する一方で、溶融池の最大温度及び鉄蒸気の最大濃度が低下する結果となった。このように、溶融池の温度や金属蒸気の発生量、溶融池近傍のプラズマ温度等の、プラズマと母材の界面で生じる現象に対しては、プラズマの熱伝導率の影響が大きいことが示唆される。

Fig. 5.5 に、プラズマ中央($R=0\text{mm}$)における軸方向(Z 方向)のプラズマ温度を示す。タングステン電極先端と母材の中間位置が $Z=-2.5\text{mm}$ 、母材表面が $Z=0\text{mm}$ に相当する。 $Z=-2.5\text{mm}$ 付近では、熱伝導率の増加によりプラズマ温度が若干低下する傾向を示すものの、電気伝導率の低い He 系のプラズマにおいて高いプラズマ温度となる。しかし、 $Z=0\text{mm}$ の母材表面に近づくと、電気伝導率に係わらず熱伝導率の高い条件でプラズマ温度が低下することがわかる。(A)Ar アークと(D)He アークを比較すると、 $Z=-1\text{mm}$ 付近で、プラズマ温度が逆転し、He アークの温度が低下することがわかる。

Fig. 5.6 に、 $R=0\text{mm}$ における Z 軸方向の溶融池温度を示す。溶融池近傍のプラズマ温度と異なり、高熱伝導率のプラズマにおける溶融池温度が増加することがわかる。熱伝導率が増加すると、金属蒸気の発生により溶融池近傍のプラズマ温度は低下するが、プラズマから母材に輸送される熱量が増加するため、高い溶融池温度が維持できると考えられる。

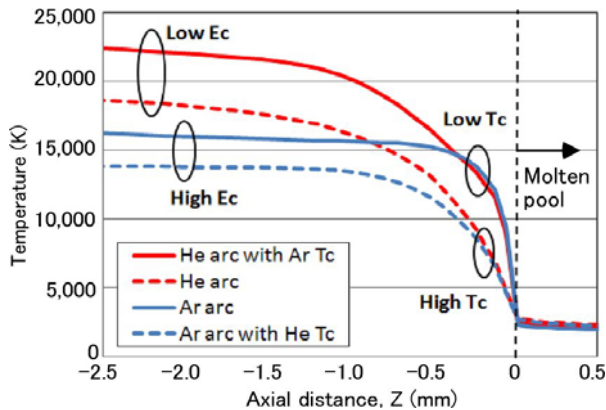


Fig. 5.5 Plasma temperature distributions for Z axis

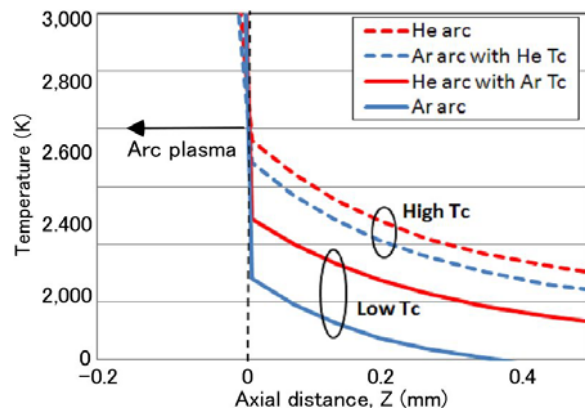


Fig. 5.6 Molten pool temperature distributions for Z axis

5.3.2 母材への熱輸送における熱伝導率の温度依存性に関する考察

プラズマの熱伝導率の増加により高温の溶融池が形成されることが示されたが、Ar プラズマの熱伝導率に比べて He プラズマの熱伝導率はすべての温度域で高い値を示しており、どの温度域の熱伝導率が母材への熱輸送に有効であるかが不明確のままである。そこで、母材への熱輸送に及ぼす熱伝導率の影響に関する理解を深めるため、熱伝導率の温度依存性について考察した。

Fig. 5.7(E) に Ar の熱伝導率において $9,000\text{K} \sim 15,000\text{K}$ の高温域のみを He の熱伝導率とした場合、Fig. 5.7(F) に Ar の熱伝導率において $2,000\text{K} \sim 6,000\text{K}$ の比較的低温域のみを He の熱伝導率とした仮想的な熱伝導率を示す。これらの熱伝導率を用いて GTA 溶接の数値解析を行った。なお、Fig. 5.3 に示すようにプラズマの熱伝導率は僅かではあるが鉄蒸気の影響を受ける。そこで、各々の鉄蒸気の混合率に対して Fig.5.7 に示す熱伝導率と同じ比率で高温域のみを He の熱伝導率とした場合、及び低温域を He の熱伝導率とした熱伝導率に設定して数値計算を行った。

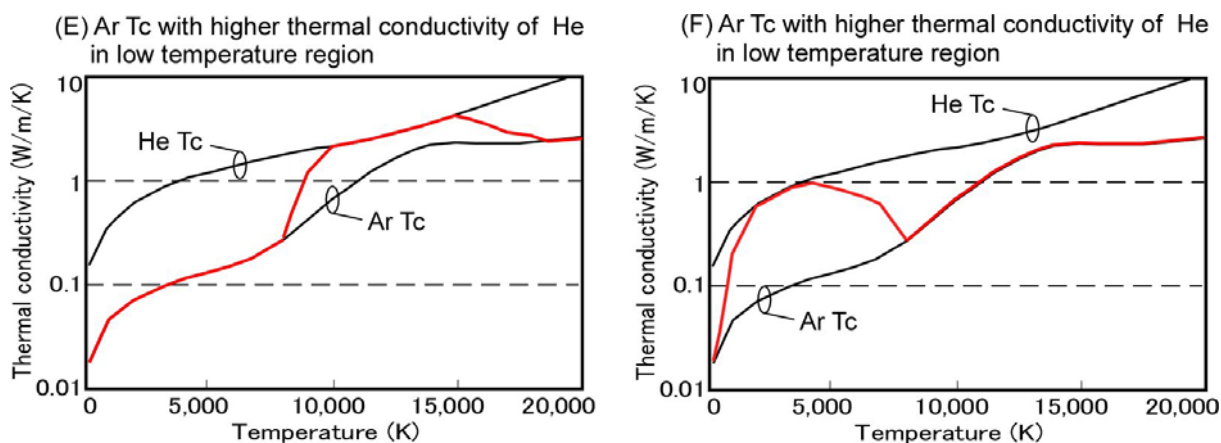


Fig. 5.7 Temperature dependency of thermal conductivity of Ar plasma with higher thermal conductivity of He in high temperature region(E) and low temperature region(F)

Fig. 5.8 に数値解析結果を示す. (E)高温域のみを He の高い熱伝導率とした条件では, Fig.5.4 に示す(A)通常の Ar アークの比べて, タングステン電極直下の最高温度が低下すると共に溶融池近傍のプラズマ温度も低下する. その結果, 溶融池表面の最高温度は 2,040K と低い値を示し, 鉄蒸気濃度は 0.3% と通常の Ar アークの結果と同等の値となった. 一方, (F)低温域のみを He の高い熱伝導率とした条件では, タングステン電極直下の最高温度は 19,800K と高い値を示す一方で, 溶融池近傍のプラズマ温度は 7,800K に低下することがわかる. また, 溶融池の最高温度は 2,660K に上昇し, 鉄蒸気の濃度も 4.5% と比較的高い値を示した. 以上の結果から, 高温域での熱伝導率はプラズマから雰囲気

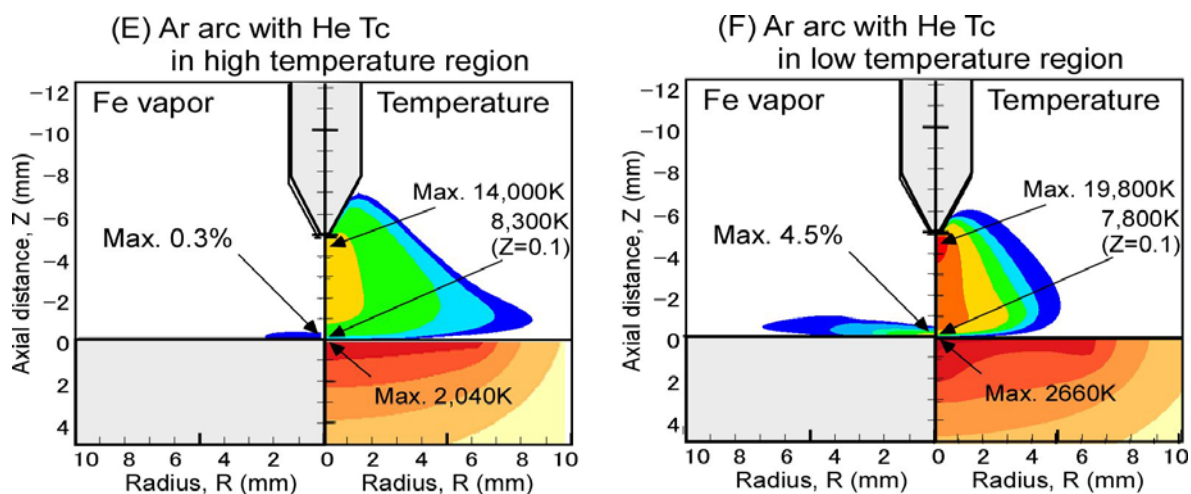


Fig. 5.8 Distributions of iron vapor concentration, plasma temperature and molten pool temperature

への抜熱を増加させるのみで母材への熱輸送にはほとんど寄与しないものと考えられる。一方、熔融池温度に近い低温域での熱伝導率は母材への熱輸送量を増加させ、高温の熔融池を形成する役割を担うと考えられる。すなわち、熔融池の温度上昇及びそれに伴う鉄蒸気の生成、熔融池近傍のプラズマ温度を低下現象に対しては、熔融池温度付近の熱伝導率が大きな影響を及ぼすと推察される。

5.3.3 熱伝導率の増加に伴う母材への入熱密度の変化

プラズマから母材への熱輸送に対しては、(5.1)式で示されるように、熱伝導と共に、熱電子の流入による電子加熱が重要となる。そこで、以下では、(A)Arアーク及び(B)高熱伝導率のArアークを対象に、熱伝導による入熱量と熱電子流入による入熱量を比較した。

Fig. 5.9 に、熱伝導による入熱密度分布、熱電子による入熱密度分布、及び両者の合計値を示す。熱伝導率の増加により、当然ながら、入熱密度が増加する。R=2mm以下の領域の入熱量（入熱密度の積分値）は、Arアークで190W、高熱伝導率のArアークで390Wとなり、熱伝導率の増加により入熱量が約2倍に増加した。一方、熱電子による

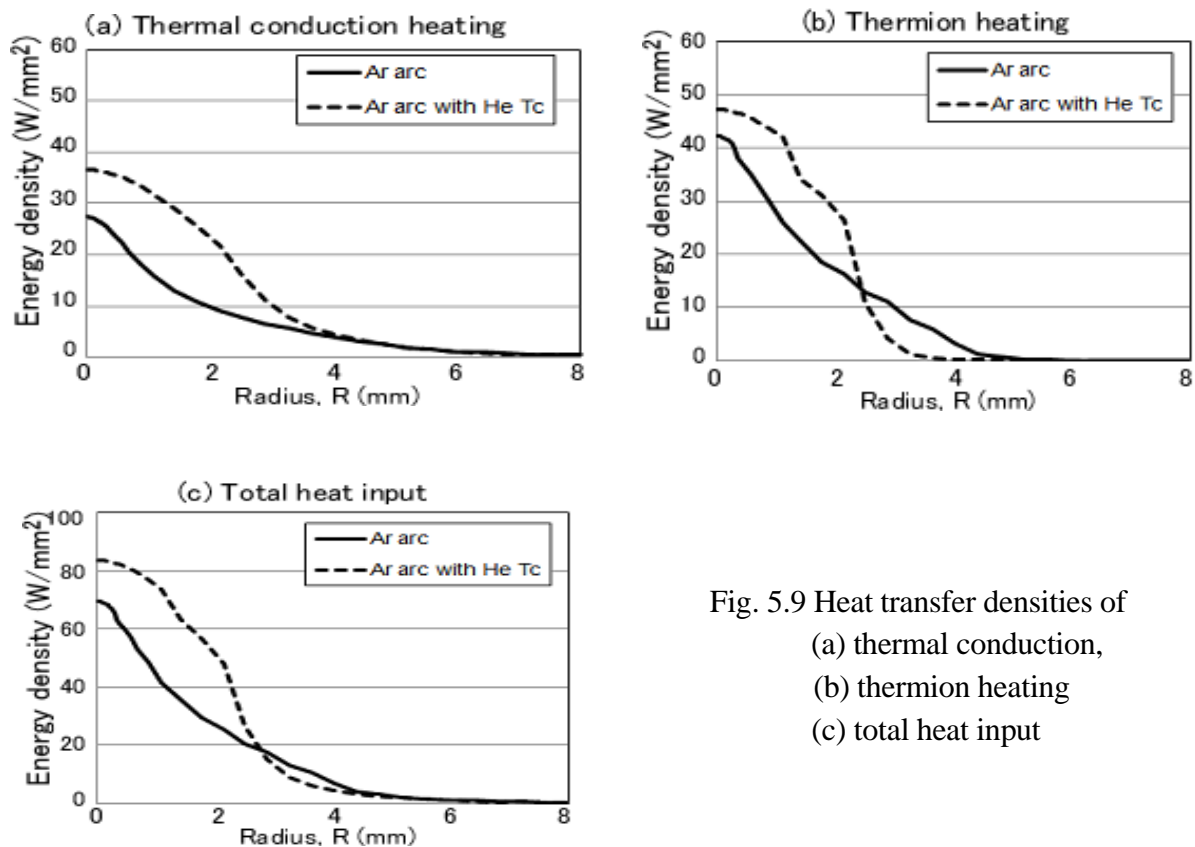


Fig. 5.9 Heat transfer densities of
 (a) thermal conduction,
 (b) thermion heating
 (c) total heat input

入熱は、プラズマの熱伝導率の増加により母材中央部に集中する傾向となる。Ar アークにおける電子流入範囲は $R=4.5\text{mm}$ 付近まで広がるが、高熱伝導率の Ar アークではその範囲が $R=3\text{mm}$ 付近に収縮する。熱伝導率が増加すると、金属蒸気の発生によるプラズマ温度の低下に加え、母材によってプラズマが冷却されやすくなり、母材近傍のプラズマ発生領域が収縮する。その結果、いわゆる熱ピンチ効果により、母材への電子の流入経路が母材中央部に集中するようになる。

このように、プラズマの熱伝導率が増加すると、熱伝導そのものによる母材への熱輸送の増加のみならず、熱ピンチ効果によるプラズマ発生領域の収縮により熱電子加熱の入熱密度が増加するため、母材中央においてより高温の溶融池が生成させるようになる。 $R=2\text{mm}$ 以下の領域で、熱伝導及び電子流入による入熱量の合計を求めると、Ar アークで 500W 、高熱伝導率の Ar アークで 880W となり、約 1.8 倍に増加した。

5.4 結言

本章では、鉄蒸気の生成メカニズム及びプラズマと母材間の熱バランスについての理解を深めるため、プラズマの電気伝導率及び熱伝導率を変化させた仮想的なアークプラズマによる GTA 溶接の数値解析を行った。

その結果、プラズマから母材への熱輸送に対しては熱伝導率の影響が大きく、高い熱伝導率をもつプラズマにおいて、溶融池表面の温度上昇と鉄蒸気の発生量に伴う溶融池近傍のプラズマ温度の低下減少が再現することが示された。また、熱輸送に及ぼす熱伝導率の温度依存性の影響として、高温域での熱伝導率増加は雰囲気への抜熱が増加するのみで母材の加熱に寄与しないが、溶融池温度付近の比較的低温域での熱伝導率の増加は母材への熱輸送を増加させることが示された。さらに、プラズマの熱伝導率が増加すると、プラズマから母材への熱伝導量が増加すると共に、熱ピンチ効果により電流経路が集中し、熱電子流入による溶融池中央部の入熱が増加することが明らかとなった。

以上の検討から、He アークにおける鉄蒸気の発生現象並びに溶融池近傍のプラズマ温度低下現象には、He の高い熱伝導率が大きく影響することが示唆された。

第6章 溶融池での窒素吸収を考慮した GTA 溶接の統合数値解析

6.1 緒言

第3章では、大気中の窒素がシールドガスに混入する現象の数値解析を行い、シールドガス及びそのプラズマにおける密度と拡散係数が窒素の混入現象に大きな影響を及ぼすことが示された。また、第4章ではシールドガスに混入した窒素の解離状態についての検討を行い、溶融池から生成する金属蒸気がプラズマ中の窒素の解離を抑制することが示された。すなわち、金属蒸気の生成によってプラズマの電気伝導度が低下し、プラズマのジュール発熱量が低下するため、溶融池近傍のプラズマ温度が低下し、窒素の解離が抑制される可能性が示された。これらの検討により、Ar シールドに比べて He シールドではシールドガスへの窒素の混入量が増加する現象と、Ar アークに比べて He アークではシールドガスに同一の混合率の窒素が混入した場合の溶接金属の窒素量が少ないという実験結果を両立して説明することができたと考えられる。

ところで、溶接金属の窒素量についてより詳しく考察するためには、プラズマと溶融池の界面における窒素の吸収現象、並びに溶融池内部での溶鋼と窒素の混合現象に対する理解を深める必要がある。そこで、本章では第3章で述べたシールドガスへの窒素の混入を考慮した GTA 溶接モデル、及び第4章で述べた金属蒸気の影響を考慮した GTA 溶接モデルに加え、溶融池表面での窒素の吸収並びに溶融池内部での窒素の混合現象を取り扱う GTA 溶接の統合数値解析モデルを構築し、大気中の窒素がどのように溶融池内部に吸収されるのかを数値シミュレーションにより検討した。

6.2 数値解析モデル

6.2.1 数値計算領域の設定

計算領域をFig.6.1に示す。前章と同様に、軸方向45mm、半径方向25mmの領域に、タングステン電極、シールドノズル及び純鉄の母材を配置した。雰囲気は窒素で満たされており、シールドノズルから流出するシールドガスと雰囲気窒素の混合を扱う。また、溶融池表面からは鉄蒸気が生成し、鉄蒸気の混入に伴うプラズマ特性の変化を考慮した。さらに本モデルでは、溶融池表面におけるプラズマ中の窒素の吸収、溶融池内部での窒素の混合を扱うこととした。シールドガスへの窒素の混入現象は第3章3節で述べた数値解析モデルを、

アークプラズマへの鉄蒸気の混入現象は第4章3節で述べた数値解析モデルを用いており、以下では溶融池表面における窒素の吸収現象、並びに溶融池内部での窒素の混合現象に関する取り扱いについて述べる。

6.2.2 溶融池の窒素吸収モデル

シールドガスに混入した窒素は、窒素分子(N_2)及びプラズマの熱で解離した窒素原子(N)の状態ではプラズマ中に存在する。 N_2 は溶融池の表面における反応でNに解離した後に溶融池に吸収される¹⁷⁾。一方、プラズマ中のNはそのまま溶融池に吸収されるため、アーク溶接のようにNが多量に存在する環境では、溶融池のN吸収量が増加するとされる。溶融池表面における N_2 及びNの吸収現象を正確に見積もることは困難であるが、DebRoyらは溶鉄における N_2 及びNの平衡溶解度を用いて溶接金属の窒素量を予測するモデルを提案している⁵⁰⁻⁵²⁾。本研究では、このモデルを参考に溶融池表面の窒素濃度 $[N]$ が、 N_2 及びNの各々の分圧における平衡窒素溶解度になると仮定した。なお、前節までは N_2 及びNの濃度をモルパーセントとして表したが、本節ではDebRoyらのモデルに従い、大気圧における分圧(atm)で表すこととした。

N_2 における平衡窒素溶解度 $[N]$ は(6.1)式で表される^{82,83)}。

$$[N] = \sqrt{P_{N_2}} \exp\left(-\frac{\Delta G_{N_2(g)}^0}{RT_m}\right) \quad (6.1)$$

ここで、 P_{N_2} は溶融池表面における N_2 の分圧、 $\Delta G_{N_2(g)}^0$ は式(6.2)に示す窒素の吸収の自由エネルギーを示す。 R は気体定数、 T_m は母材の表面温度である。 N_2 のような2原子分子における平衡溶解度はジューベルトの法則に従い、 P_{N_2} の平方根に比例して平衡窒素溶解度が増加する。

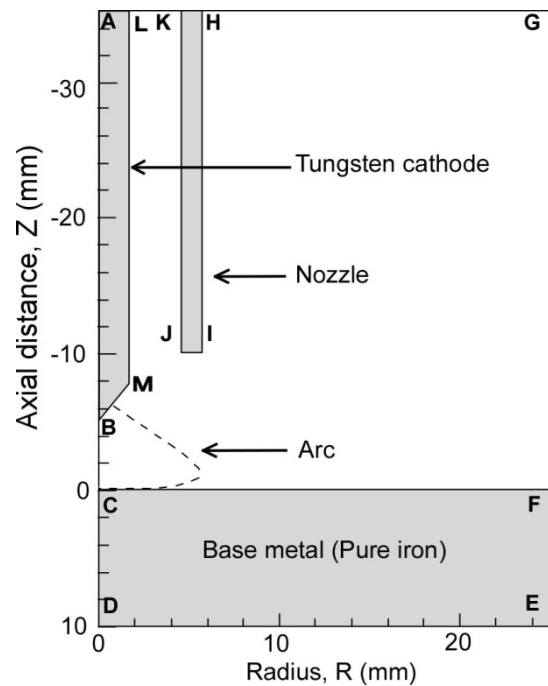


Fig.6.1 Schematic illustration of calculation Domain

$$\Delta G_{N_{2(g)}}^0 = 3598 + 23.9T_m \quad (6.2)$$

また、Nにおける平衡窒素溶解度[N]は(6.3)式及び(6.4)式で表される^{82,83)}.

$$[N] = P_N \exp\left(-\frac{\Delta G_{N(g)}^0}{RT_m}\right) \quad (6.3)$$

$$\Delta G_{N(g)}^0 = -358,719 + 89.56T_m \quad (6.4)$$

単原子であるNの平衡溶解度は、 P_N に比例して平衡窒素溶解度が増加する。

Fig. 6.2 に、(6.1)式から求めた N_2 の吸収に伴う溶融池表面の窒素溶解度を示す。 P_{N_2} を 10^{-4} atm, 10^{-2} atm, 1atm とした場合の窒素溶解度は、溶融池温度を 2,400K において、各々 4.7ppm, 47ppm, 470ppm となる。 N_2 による窒素溶解度は溶融池温度の上昇と共に増加

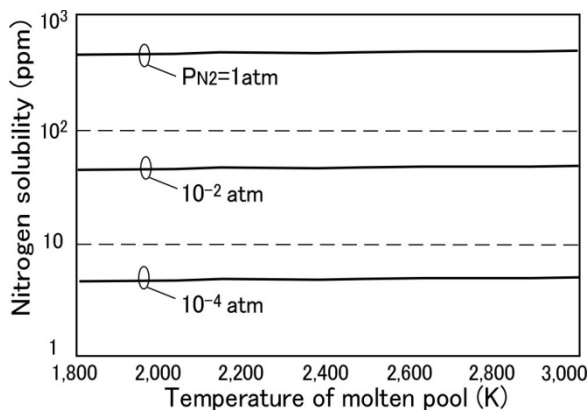


Fig. 6.2 Temperature dependency of N_2 solubility calculated from Eq. (6.1)

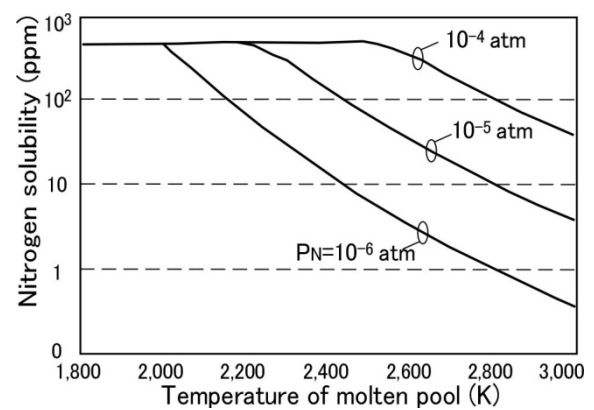


Fig. 6.3 Temperature dependency of N solubility calculated from Eq. (6.2)

する傾向を示すが、その増加量は少ない。Fig. 6.3 は、(6.3)式から求めた N の吸収に伴う溶融池表面の窒素溶解度を示す。なお、窒素溶解度の上限は $P_{N_2}=1$ atm における平衡窒素溶解度(470ppm)になると仮定した。 P_N を 10^{-6} atm, 10^{-5} atm, 10^{-4} atm とした場合の溶融池温度 2,400K における窒素溶解度は、各々 13ppm, 134ppm, 470ppm となり、同一の分圧では N_2 に比べて N の窒素溶解度が大幅に増加することがわかる。加えて、N における窒素溶解度は溶融池の温度上昇により低下することが特徴となる。

6.2.3 溶融池内部での窒素の混合モデル

溶融池内部での窒素混合に対しては、アークプラズマ内部での窒素及び金属蒸気の混合モデルと同様に、(6.5)式に示す移流拡散方程式を用いた。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r [N]) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z [N]) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial [N]}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial [N]}{\partial z} \right) \quad (6.5)$$

なお、 ρ は溶鋼の密度、 v_r 、 v_z はそれぞれ半径方向、軸方向の溶鉄の流速を示す。また、 D は溶鉄内での窒素の拡散係数であり、Fig. 6.4 に示す値⁸⁴⁾を用いた。プラズマ内部での窒素の拡散係数に比べて、溶融池内部での窒素の拡散係数は極めて小さい。代表的温度として、プラズマ温度を 10,000K、溶融池温度を 2,000K とした場合の窒素の拡散係数は各々 $5.6 \times 10^{-2} \text{m}^2/\text{s}$ 、 $2.1 \times 10^{-8} \text{m}^2/\text{s}$ であり、大きな差を示す。

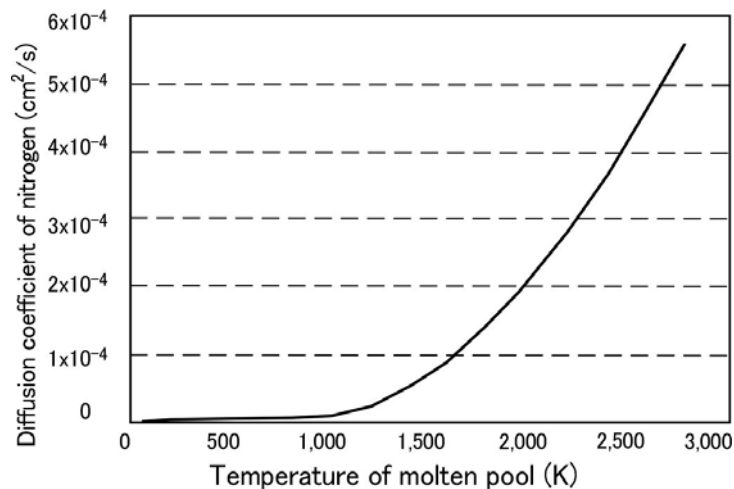


Fig. 6.4 Temperature dependency of nitrogen diffusion coefficient in molten steel

溶融池における窒素混合の数値解析では、溶融池表面の窒素濃度を(6.1)式及び(6.3)式で与えられる窒素溶解度の和に設定し、母材温度が融点以上となる領域に対して(6.5)式の移流拡散を解くことによって溶融池内部での $[N]$ の混合状態を解析した。

6.3 GTA 溶接における溶融池の窒素吸収現象の数値シミュレーション

6.3.1 窒素吸収現象の基本特性

数値シミュレーションに先立ち、(6.1)式～(6.4)式を基に溶融池表面における窒素吸収現象の基本特性を検討した。ここで、まず、 P_N を数式で表すこととした。 P_N はシールド

ガス中の N_2 の分圧 $P_{N_2 \text{ in Shield}}$ とプラズマ中での N_2 の解離比率の積で表される。 N_2 の解離比率はプラズマの状態図から求められ、Fig. 4.20 のように示されるが、近似すると P_N は (6.6)式で表される。

$$P_N = 2P_{N_2 \text{ in shield}} \exp(-57150/T_P + 7.697) \quad (6.6)$$

ここで、 T_P はプラズマの温度である。Fig.6.5 に、プラズマの状態図から求めた N_2 の解離比率と近似式から求めた N_2 の解離比率の比較を示す。プラズマの温度が 8,000K 未満の温度域では両者が良く一致を示すことが確認できる。また、一般に N_2 は 4,000K 以上の温度域で解離が生じるとされるが、4,000K 未満の比較的低温のプラズマにおいても、窒素が解離していることがわかる。

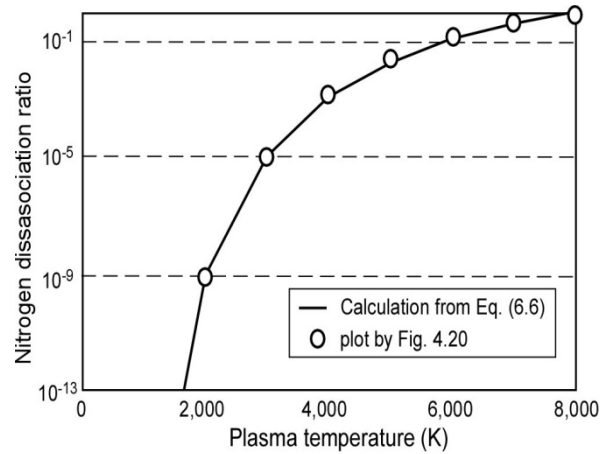


Fig. 6.5 Approximation of nitrogen dissociation ratio

この近似式を用いて、 P_{N_2} を 0.01atm としたシールドガスにおける、 N_2 による窒素溶解度と N による窒素溶解度を比較した。Fig. 6.6 に、プラズマ温度を変化させた場合の各々の窒素溶解度を示す。なお、熔融池表面の温度は 2,400K に固定した。 N_2 による窒素溶解度はプラズマ温度が上昇してもほとんど変化しないが、N による窒素溶解度は、比較的低温のプラズマ温度域においてもプラズマ温度の上昇により急激に増加する。プ

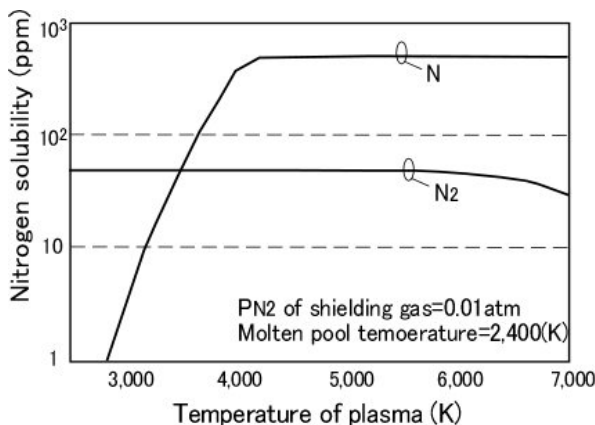


Fig. 6.6 Comparison N_2 solubility with N solubility for 2,400K molten pool

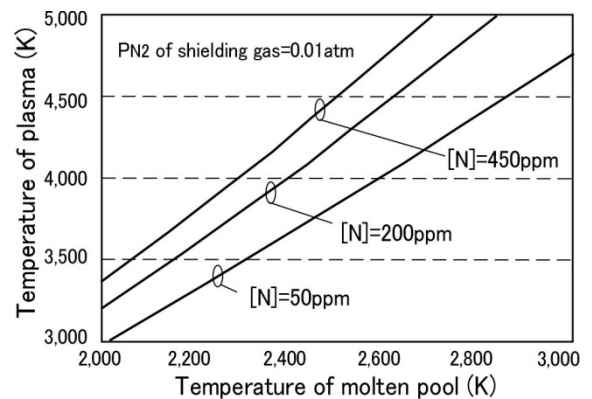


Fig. 6.7 Relation between molten pool temperature and plasma temperature for same nitrogen solubility

プラズマ温度が約 3,500K になると N_2 による窒素溶解度と N による窒素溶解度が同等になる。Fig. 6.7 は N の窒素溶解度に及ぼすプラズマ温度及び溶融池温度の影響を示す。なお、シールドガス中の P_{N_2} は 0.01atm とした。プラズマ温度の増加のみならず、溶融池温度の低下に伴い窒素溶解度が増加することがわかる。プラズマ温度が上昇すると溶融池表面での N 分圧が増加すること、溶融池温度が低下すると溶融池表面に吸着できる N 量が増加⁵¹⁾することが原因と考えられる。溶融池温度を 2,400K とした場合、 $[N]$ が 50ppm, 200ppm, 450ppm となるためのプラズマ温度は、各々 3,600K, 4,000K, 4,200K である。また、プラズマ温度を 4,000K とした場合に $[N]$ が 50ppm, 200ppm, 450ppm となるための溶融池温度は、各々 2,600K, 2,400K, 2,300K であった。

6.3.2 He シールド GTA 溶接における溶融池の窒素吸収現象

シールドガスへの窒素混入、プラズマ内部での窒素の解離及び溶融池の窒素吸収に関するモデルを統合し、He シールド GTA 溶接の数値計算シミュレーションを行った。溶接電流は 150A、アーク長及び電極突出し長さは 5mm、ガス流量は 10L/min とし、また母材の初期窒素濃度は 30ppm とした。なお、溶融池表面の窒素溶解度を決定するための

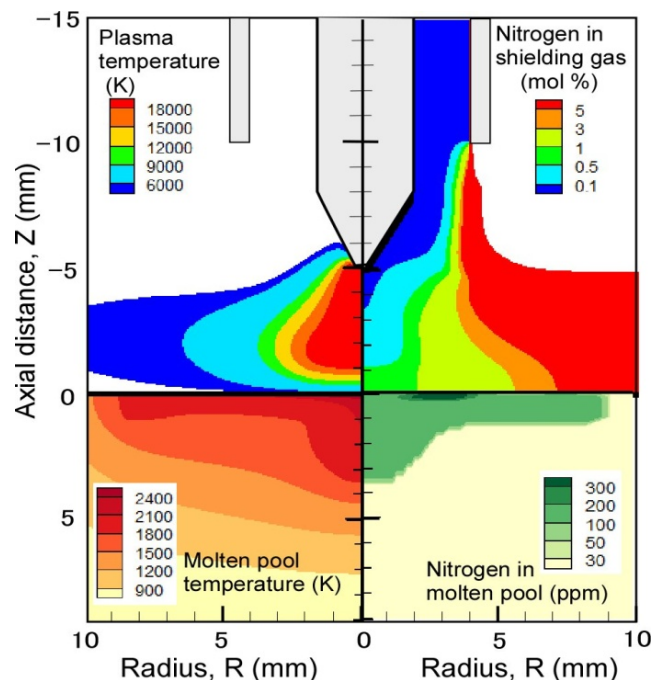


Fig6.8 Calculated temperature distributions and nitrogen concentration distribution for He GTA welding. Welding current: 150A, Shielding gas flow rate: 10L/min

プラズマ温度には溶融池の表面温度と溶融池から 0.1mm 上方のプラズマ温度の平均値を用いた。

Fig. 6.8 にプラズマ及び溶融池の温度分布，プラズマ及び溶融池の窒素濃度分布を示す。なお，プラズマ中の窒素濃度は，第3章で示した窒素濃度と同様に，シールドガス中の窒素の質量分率を N_2 のモル分率に換算した値で示している。プラズマの温度はタングステン電極直下 ($Z=-1\text{mm}$) において約 26,000K の最高温度を示すが，融池近傍 ($Z=-0.1\text{mm}$) におけるプラズマ温度は約 6,500K 程度に低下した。また，溶融池表面の温度は溶融池中央 ($R=0\text{mm}$) において 2,630K の最高温度を示し，溶融池近傍には最大で 6.2% の鉄蒸気が生成した。一方，溶融池表面における窒素濃度は $R=0\text{mm}$ で 100ppm， $R=3.4\text{mm}$ で 400ppm 程度の高い値を示すが，溶融池内部では 130ppm 程度の均一な窒素濃度の分布となった。

Fig. 6.9 に，溶融池近傍 ($Z=-0.1\text{mm}$) における鉄蒸気濃度の半径方向の分布を示す。 $R=2\text{mm}$ 以下の領域で鉄蒸気の生成が顕著になることがわかる。一方，鉄蒸気濃度の最大値は 5% 程度に留まり，窒素分圧の変化に及ぼす鉄蒸気濃度の影響は小さい。Fig. 6.10 に，溶融池近傍 ($Z=-0.1\text{mm}$) のプラズマ温度，溶融池表面 ($Z=0\text{mm}$) の温度及びこれらの平均温度を示す。なお，この平均温度が溶融池表面の窒素溶解度の算出のための温度である。鉄蒸気濃度の分布に対応して， $R=2\text{mm}$ 以下の領域ではプラズマ温度が約 6,500K に制限されることがわかる。すなわち，ここでの数値計算シミュレーションにおいても第4章で述べた結果と同様に，鉄蒸気の生成により溶融池近傍のプラズマ温度が低下する現象が再現された。

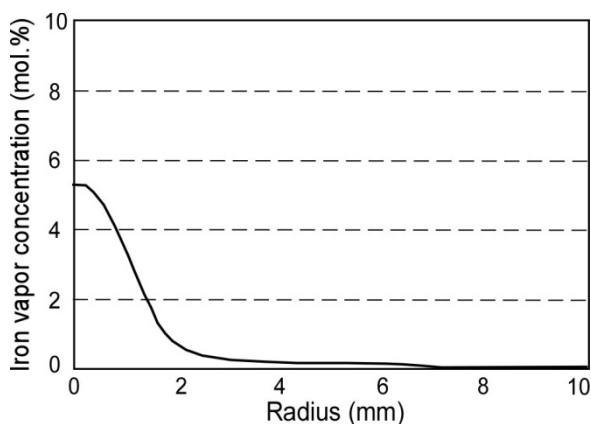


Fig. 6.9 Iron vapor concentration at 0.1mm above molten pool surface

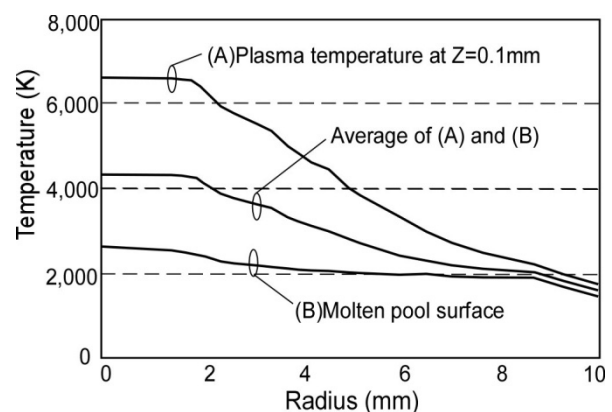


Fig. 6.10 Temperature of plasma and molten pool surface

Fig.6.11 は溶融池近傍のプラズマ領域における窒素濃度を示す。窒素濃度は $R=0\text{mm}$ で 0.73%, $R=4\text{mm}$ で 1.9%, 溶融池の端部となる $R=8.5\text{mm}$ では 8.3%であった。Fig.6.12 は溶融池表面における溶融池の窒素濃度 $[N]_{total}$ を示す。なお $[N]_{total}$ は, (6.1)式から求めた N_2 による平衡窒素溶解度と(6.3)式から求めた N による平衡窒素溶解度の和を表している。溶融池中央部では 100ppm 程度の低い窒素濃度を示すが, 半径方向に広がるに従い窒素濃度は増加し, $R=3\text{mm}$ 付近で約 400ppm の最大値を示す。さらに半径方向に広がる窒素濃度は低下するが, $R=6\text{mm}\sim 8\text{mm}$ 付近にかけて窒素濃度は僅かに増加する。

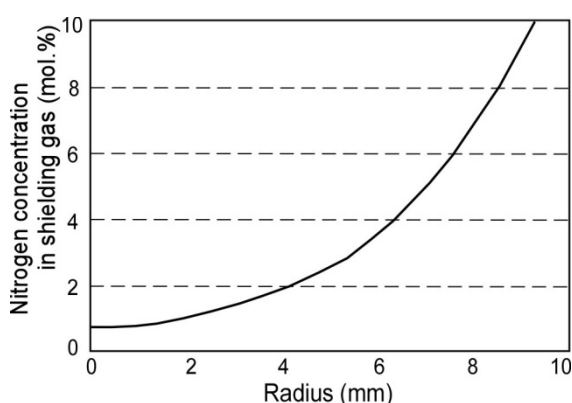


Fig. 6.11 Nitrogen concentration of shielding gas at the molten pool surface

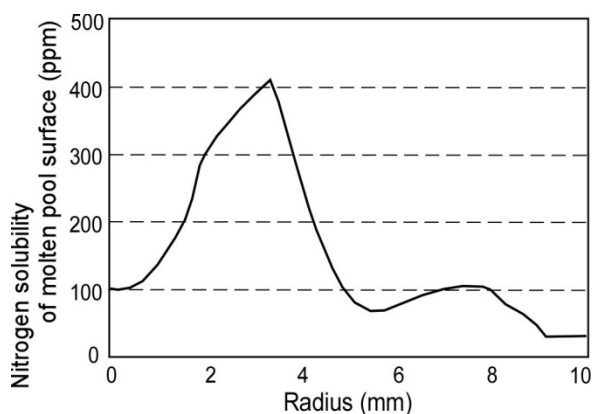


Fig. 6.12 Nitrogen solubility of molten pool surface

溶融池中央部付近での窒素濃度の低下現象に対しては, そもそもプラズマ中の窒素濃度が低いこと, 鉄蒸気の生成によりプラズマ温度の上昇が抑制され窒素の解離比率が低く保たれること, さらに溶融池表面温度の上昇により窒素の吸収量が低下することが, 複合的に作用したものと考えられる。一方, $R=3\text{mm}$ 付近での窒素濃度の増加に対しては, プラズマ中の窒素濃度の増加に加え, 溶融池表面温度の低下に伴う窒素吸収量の増加が影響した結果と考えられる。なお, $R=6\text{mm}\sim 8\text{mm}$ 付近における窒素濃度には, N_2 の吸収が作用したと考えられる。すなわち, $R=6\text{mm}$ を超える領域では溶融池表層のプラズマ温度が 3000K 未満となり N はほとんど存在しなくなるが, この領域では溶融池表面の N_2 濃度が 4%~6%に高くなっており, この N_2 が溶融池に吸収されると推察される。

ところで, 溶融池表面の窒素濃度に関しては, プラズマと溶融池界面における相互作用により特徴的な分布が見られたが, 溶融池内部では Fig. 6.8 に示すように, 概ね均一

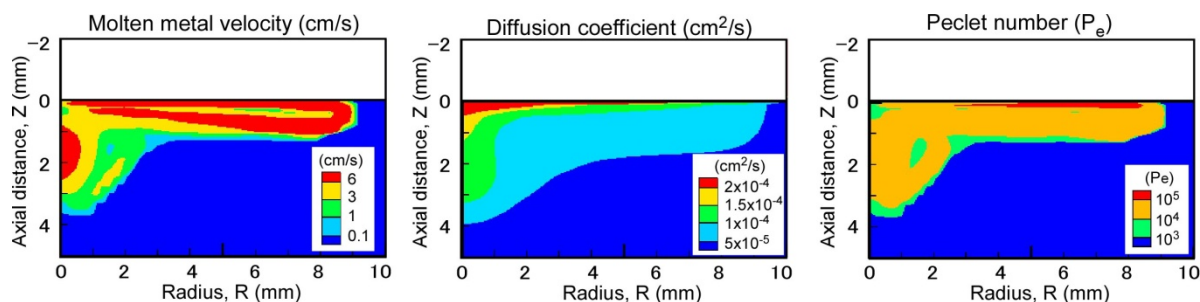


Fig 6.13 Molten metal flow velocity, nitrogen diffusion coefficient and Peclet number of molten pool for 150A,He GTA welding

な窒素濃度の分布が得られた。そこで、ペクレ数を用いて溶融池内部での窒素の混合現象を考察した。(6.7)式に溶融池内部での窒素の混合におけるペクレ数(Pe)を示す。

$$Pe = \frac{vL}{D} \quad (6.7)$$

なお、 v は溶鉄の流速の絶対値、 D は溶融池内部での窒素の拡散係数を示す。また、 L はプラズマにおける解析と同様に 5mm とした。

Fig. 6.13 に溶融池の流速分布、溶融池内部の拡散係数、及びペクレ数の分布を示す。溶融池では、表面張力並びにアークプラズマのせん断力に伴う溶融池表面の流動と、溶融池中央部における電磁対流が存在する。

各々の流速は速いところで 6cm/s 超、溶融池外周付近の比較的流速の遅い場所でも 1cm/s 程度の値を示す。一方、拡散係数に関しては、溶融池温度の高い溶融池表面および溶融池中心部で比較てき高い値を示すが、全体的には $1 \times 10^{-4} \text{cm}^2/\text{s}$ 程度の小さな値となる。これらの値を用いて溶融池内部におけるペクレ数を求めると、いずれの箇所においても 10^3 以上の大きな値となり、溶融池内部での窒素の混合に対しては対流現象が支配要因になると示唆される。

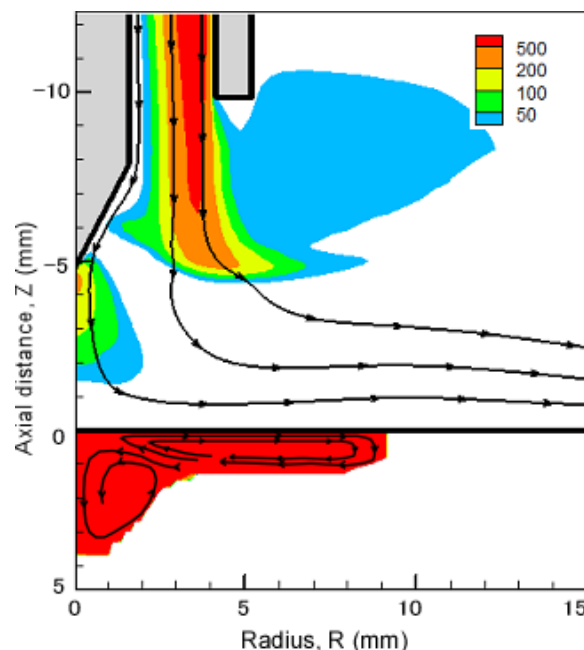


Fig6.14 Comparison of Peclet number between Plasma region and molten pool region

Fig.6.14 に、窒素の混合におけるプラズマ領域のペクレ数と溶融池内部のペクレ数の比較を示す。プラズマ領域のペクレ数は、第3章の Fig.3.10 の結果と同様の分布を示す。タングステン電極よりも下のプラズマ領域のペクレ数は概ね 200 未満、特にプラズマ外周付近のペクレ数は 50 未満と低くなり、シールドガスと窒素の混合において拡散の影響が強く表れることが示唆される。一方、溶融池内部のペクレ数はプラズマ領域に比べて 1桁~2桁高いペクレ数となっており、溶融池内部での窒素の混合に対して拡散はほとんど寄与しないと考えられる。すなわち、溶融池表面に吸収された窒素は、表面張力流、プラズマせん断流および電磁対流に代表される溶融池内部での流動によって溶融域内部に均一に混合されると考えられる。

6.3.3 シールドガス流量の影響

溶融池の窒素吸収に及ぼすシールドガス流量の影響を数値解析にて検討した。シールドガスは He とし、ガス流量を 5L/min, 10L/min, 20L/min に変化させた。また、溶接電流は 150A, アーク長及びタングステン電極突出し長さは 5mm とした。

Fig. 6.15 に各々のシールドガス流量における、プラズマ領域の窒素濃度及び溶融池内部の窒素濃度を示す。シールドガス流量の増加により、プラズマ領域の窒素濃度が低下すると共に溶融池の窒素濃度が低下することが確認できる。溶融池中央部におけるシールドガスの窒素濃度は、シールドガス流量 5L/min, 10L/min, 20L/min の各々に対して、

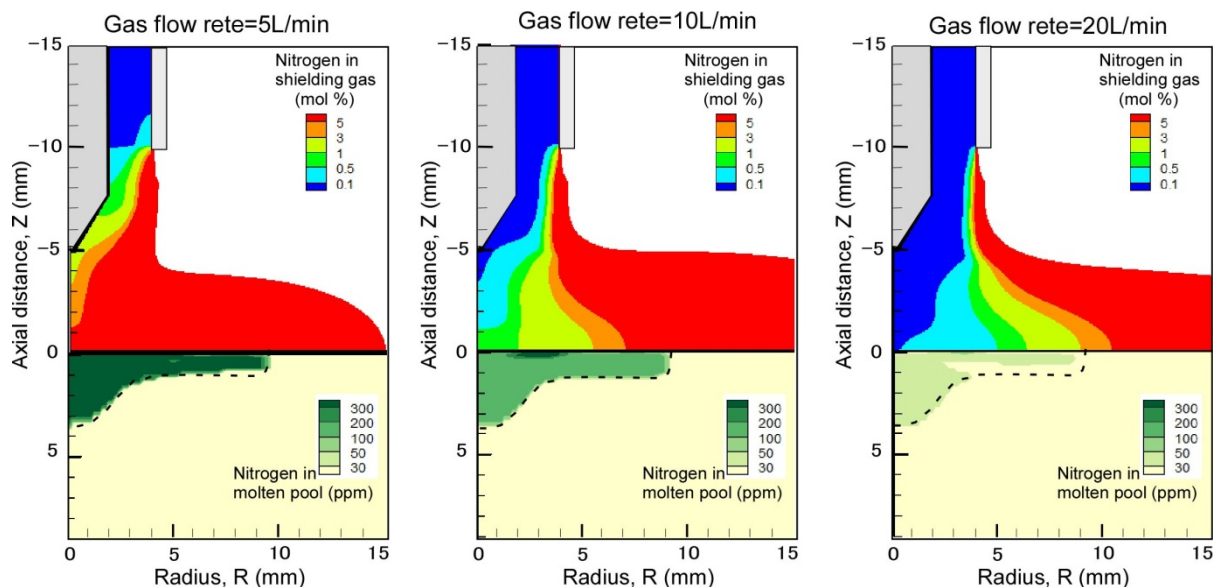


Fig. 6.15 Nitrogen concentration distributions for 150A He GTA welding with gas flow rate of 5L/min, 10L/min and 20L/min

3.4%, 0.74%, 0.07%であった。また、溶融池の平均的な窒素濃度は各々320pp, 130ppm, 30ppmであった。

ここで、数値解析結果の妥当性を検討するため、シールドガス流量を変化させた場合の溶接金属窒素量に関する実験結果(第3章2節)と上述の数値シミュレーションによる溶接金属窒素量を比較した。Fig.6 16に実験と数値解析の比較を示す。シールドガス流量5L/minにおいて、実験と数値解析

による差がみられるが、シールドガス流量10L/min及び20L/minの条件では各々130ppm, 30ppmの窒素濃度となり実験と数値解析が良好に対応している。なお、シールドガス流量が5L/minにおける実験とシミュレーションの差に関しては、窒素と共に大気から混入する酸素が影響したと考えられる。溶融池表面では、高温のプラズマ領域で窒素の吸収が促進される一方、プラズマ領域外では過剰に吸収された溶融池の窒素が放出される。しかし、溶融池の表面に酸化膜が存在すると、窒素の放出を抑制することが知られている¹⁵⁾。このため、実験では窒素と共に混入した酸素が溶融池の表面に酸化膜の層を作り、プラズマ領域外で窒素の放出を阻害した結果、溶接金属窒素量が増加したと考えられる。

実験はビードオンプレートによる移動溶接であるのに対し、数値計算シミュレーションは静止アークにおける定常状態での解析によって得られた結果であり、直接比較することはできないが、定性的には数値解析シミュレーションによって溶融池の窒素吸収現象を再現できたと考えられる。

6.4 溶融池の窒素吸収現象に及ぼすシールドガスの物性値の影響

これまで、GTA溶接の窒素吸収現象におけるプラズマ熱源特性の影響について述べてきた。その結果、1)シールドガスへの窒素の混入現象に対しては、シールドガスの対流とプラズマ内部で窒素の拡散が重要であり、密度が大きく拡散係数の小さなシールドガスを用いるとシールドガスへの窒素の混入を抑制できる、また、2)溶融池の窒素吸収に対しては、溶融池表面温度と溶融池近傍のプラズマ温度が重要であり、熱伝導率の高い

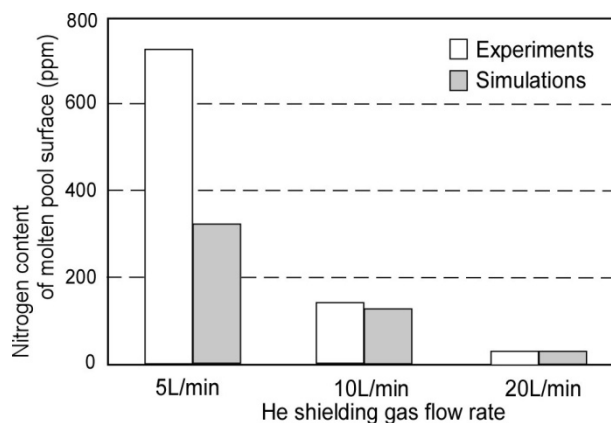
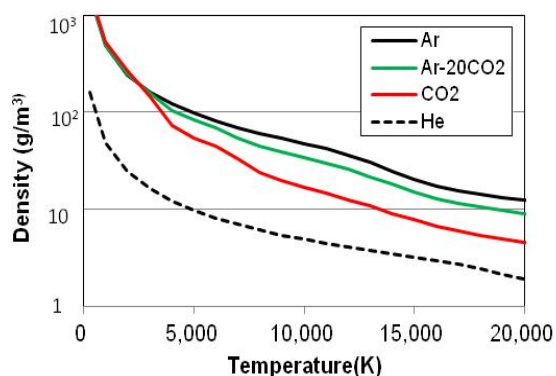


Fig.6.16 Comparison of calculated nitrogen content of weld metal with experiments

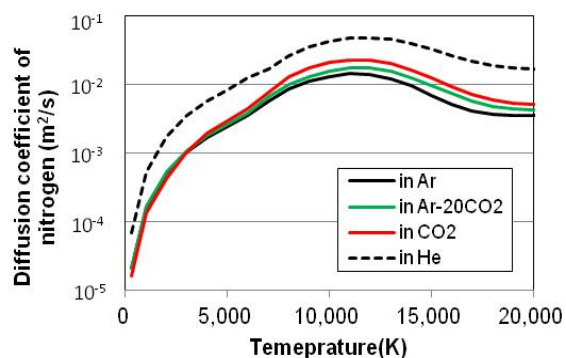
シールドガスを用いると溶融池の表面温度が増加すると共に、プラズマ温度の低下に伴う解離窒素の低減効果により溶融池の窒素吸収を抑制できる可能性が示された。

ところで、第1章で述べたように、ガスシールドアーク溶接として最も汎用的に用いられるGMA溶接では、Ar+CO₂混合ガスシールドにおいてCO₂の混合率が高くなると、大気の混入に伴う溶接金属の窒素量が減少することが知られている¹⁰⁾。そこで、これまでの検討結果を踏まえて、Ar+CO₂混合ガスシールドにおける窒素吸収現象をプラズマの物性値の観点から考察した。

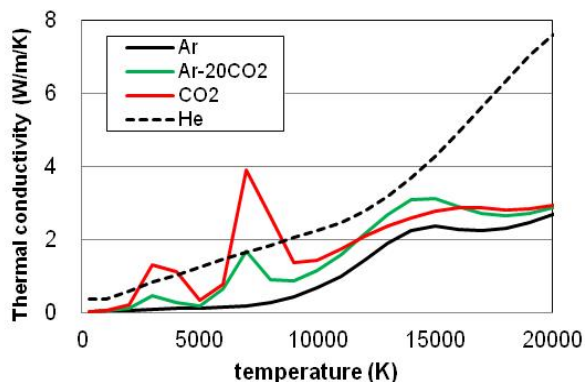
Fig. 6.17に、Ar, Ar+20%CO₂, CO₂, 及び参考としてHeにおける密度、窒素の拡散係数、電気伝導率、熱伝導率を示す。シールドガスの密度が低下するとシールドガス流はプラズマの電磁ピンチ力の影響を受けやすくなり、プラズマ周囲の窒素をプラズマ領域に巻き込みやすくなると考えられた。Ar+CO₂シールドにおいてCO₂の混合率が高まると、CO₂の解離により密度が低下する傾向となるが、窒素の巻き込みに影響するプラズマ周辺



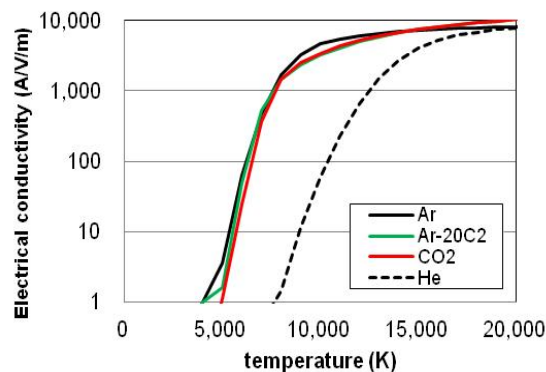
(a) Density



(b) Nitrogen diffusion coefficient



(c) Thermal conductivity



(d) Electrical conductivity

Fig. 6.17 Dependence of properties of argon gas on temperature for each mixing rate.

部の比較的低温の領域では、 CO_2 の混合率に寄らず Ar と同等の高い密度を示す。また、拡散係数の増加はプラズマ内部でのシールドガスと窒素の混合を促進し、シールドガス濃度を低下させる要因と考えられたが、 CO_2 の混合率に寄らず Ar+ CO_2 混合ガスの拡散係数は Ar と同等の低い拡散係数を示す。すなわち、シールドガスへの窒素の混入の観点では、Ar+ CO_2 シールドにおける CO_2 混合比率の影響は小さいと考えられる。

一方で、プラズマの熱伝導に着目すると、 CO_2 の混合率の増加によって Ar+ CO_2 混合ガスの熱伝導率が高くなることがわかる。第5章において、プラズマと母材間の熱輸送においては3,000K~5,000K付近の比較的低温の領域での熱伝導率が、熔融池の加熱及び鉄蒸気の生成に寄与することが示されたが、この温度域では CO_2 混合率の増加により Ar+ CO_2 混合ガスの熱伝導率が増加することが確認できる。なお、電気伝導率に関しては CO_2 の混合率の影響はほとんど見られない。

以上の考察から、Ar+ CO_2 ガス GMA 溶接において CO_2 混合率の増加により溶接金属の窒素量が低下する要因の一つとして、プラズマの熱伝導率の増加に伴う熔融池温度の増加及び鉄蒸気の増加が有効に作用したと考えられた。

6.5 結言

本章では、シールドガスへの窒素の混入、金属蒸気の生成に伴うプラズマ温度の変化、熔融池表面での窒素の吸収並びに熔融池内部での窒素の混合現象を取り扱う GTA 溶接の統合数値解析モデルにより、大気中の窒素がどのように熔融池内部に侵入し、混合するかを数値シミュレーションにより検討した。

熔融池表面の窒素濃度として分子状窒素の吸収に伴う平衡窒素溶解度、及び原子状窒素の吸収に伴う平衡窒素溶解度を設定し、熔融池内部での窒素混合現象の数値解析を行ったところ、熔融池内部での窒素の混合に対しては熔融池の対流現象が支配的となり、熔融池内部にほぼ均一に窒素が分配されることが明らかとなった。また、He シールドにおいてシールドガス流量を変化させた条件での数値解析を行ったところ、定性的には実験における溶接金属量を再現する数値解析結果が得られた。さらに、GMA 溶接を想定した Ar+ CO_2 シールドにおける溶接金属の窒素吸収現象に及ぼすシールドガスの物性値の影響について考察したところ、 CO_2 の混合比率の増加に伴うプラズマの熱伝導率の増加が、溶接金属の窒素量低減の要因の一つと考えられた。

第7章 総括

本研究では、GTA 溶接の窒素吸収現象に及ぼすプラズマ熱源特性の影響を明らかにすることを目的に、数値解析シミュレーション及び分光観察を活用して、シールドガスへの窒素の混入現象、プラズマ内部での窒素の解離状態、溶融池表面での窒素の吸収、溶融池内部での窒素の混合現象を検討した。数値計算シミュレーションを行うにあたり、「窒素雰囲気—シールドガス—アークプラズマ—溶融池」を同時に解く一体化モデルを構築し、さらに鉄蒸気の生成に伴うプラズマ特性の変化を考慮することで、鉄蒸気がプラズマ内部の窒素の解離状態に及ぼす影響を明らかにした。また、高速度カメラを用いた分光観察によって、アーク点火からの時間経過に伴うアークプラズマの温度変化及び鉄蒸気の濃度変化を明らかにした。さらに、GTA 溶接の窒素吸収現象におけるプラズマの物性値の影響について言及し、シールドガスへの窒素混入及びプラズマ内での窒素の解離状態の支配要因となる物性値を明らかにした。

第1章は緒論であり、本研究の背景、目的及び研究の方針を述べた。

第2章では、GTA 溶接の数値解析の基礎として、モデルの仮定、支配方程式、境界条件、計算手法について説明した。また、分光観察に関して、プラズマの発光現象の基礎を述べると共に、鉄蒸気の生成を考慮したプラズマ温度の測定方法、鉄蒸気濃度の測定方法について説明した。さらに、溶融池の表面温度測定方法についても説明した。

第3章では、シールドガスへの窒素の混入現象に及ぼすプラズマ熱源特性の影響を明確にするため、窒素の混入現象に及ぼすシールドガス成分や溶接電流、アーク長等の各種の溶接条件の影響について、実験及び数値計算シミュレーションによる検討を行った。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) アーク発生時のシールドガス流には、シールドガスをアーク中央部に引き込むタングステン電極近傍の流れと、ノズル内径付近から流出しノズル周辺方向に広がる流れが存在する。タングステン電極近傍の流れは電磁ピンチ力によって生じる流れで、タングステン電極直下のシールドガス濃度を高める。ノズル周辺方向に広がる流れはシー

ルドガスの熱膨張によって生じる流れで、ノズル周辺の窒素を排除する効果がある。

- (2) ペクレ数を指標として、アーク発生時のシールドガスと窒素の混合に及ぼす対流現象と拡散現象の影響を比較した。電極突出し部ではシールドガスの温度が低いため、また、アークプラズマ中央部ではプラズマの流速が速いため対流現象が支配的となる。一方、アーク内部の 10,000K 付近の領域では拡散現象が支配的となる。
- (3) 数値計算シミュレーションにより、Ar シールドに比べて He シールドにおけるプラズマへの窒素の混入量が増加することを示した。また、He シールドにおける窒素混入量の増加の要因はガス密度の低下と拡散係数の増加であることを明らかにした。
- (4) シールドガスの密度はノズル内径付近から流出するシールドガス流に影響をおよぼす。密度が低下するとシールドガス流は電磁ピンチ力の影響を受けやすくなり、シールドガス流の半径方向への拡がりが小さくなる。その結果、プラズマ周辺部のシールドガス濃度が低下する。
- (5) 拡散係数はアーク発生領域でのシールドガスと窒素の混合に影響をおよぼす。拡散係数が増加するとアーク内部のシールドガスと窒素の混合が促進され、シールドガス濃度の低下が顕著となる。

第 4 章では、プラズマ内部での窒素の解離状態におけるプラズマ熱源特性の影響を明確化するために、予め窒素を混合したシールドガスを用いた溶接金属の窒素量測定、各種のシールドガスにおけるプラズマ温度の測定及び鉄蒸気濃度の測定、数値計算シミュレーションによる窒素の解離状態の検討を行った。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) Ar+N₂ シールドに対して Ar+He+N₂ シールドまたは Ar+H₂+N₂ シールドは、同一の窒素混合率における溶接金属の窒素量が低下する。
- (2) 各種のシールドガスにおける溶接金属の窒素量はアーク電圧と良い相関関係を持つことから、エネルギー密度の高いアークプラズマにおいて溶接金属の窒素量が低下することが示唆された。すなわち、プラズマ熱源特性の変化によって溶接金属窒素量も変化することが示された。
- (3) プラズマの分光観察において、He アークまたは Ar+7%H₂ アークでは溶融池表面から鉄蒸気が発生し、溶融池近傍のプラズマ温度が低下することが示された。鉄蒸気がほ

とんど発生しない Ar アークにおける溶融池近傍のプラズマ温度が 12,000K 程度であるのに対し、最大で 20% 程度の鉄蒸気が発生する He アーク及び Ar+7% H_2 アークの溶融池近傍のプラズマ温度は 6,500K 程度に低下することが示された。

- (4) 数値解析においても、He アークによる溶融池近傍のプラズマ温度が低下する結果が得られた。溶融池近傍のプラズマ温度から窒素の解離状態を推定すると、Ar アークではほぼ 100% の窒素が溶融池近傍で解離するが、He アークにおける窒素の解離比率は 50% 程度となり、Ar アークの約半分の解離に留まることが示された。
- (5) He アークおよび Ar+ H_2 アークにおける溶接金属窒素量の低減メカニズムとして、鉄蒸気が発生による溶融池近傍のプラズマ温度が低下、及びそれに伴う原子状窒素量の低減が強く影響すると考えられた。

第 5 章では、鉄蒸気が発生要因を明確化するため、プラズマと母材間の熱輸送現象に関する数値計算シミュレーションを行った。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) プラズマから母材への熱輸送に対しては熱伝導率の影響が大きく、高い熱伝導率を持つプラズマにおいて、溶融池表面の温度が上昇すると共に、鉄蒸気が発生量に伴い溶融池近傍のプラズマ温度が低下することが示された。
- (2) 母材への熱輸送に及ぼす熱伝導率の温度依存性の影響として、高温域での熱伝導率はプラズマ周囲の雰囲気への熱輸送に寄与するのみで母材の加熱に寄与しないが、溶融池温度付近の比較的低温域での熱伝導率の増加は母材への熱輸送を増加させることが示された。
- (3) プラズマの熱伝導率が増加すると、プラズマから母材への熱伝導量が増加だけでなく、熱ピンチ効果によって電流経路が溶融池中央部に集中するため、プラズマ中央における熱電子流入の入熱密度が増加することが明らかとなった。

第 6 章では、シールドガスへの窒素の混入、鉄蒸気の生成に伴うプラズマ温度の変化、溶融池表面での窒素の吸収、溶融池内部での窒素の混合現象を考慮した GTA 溶接の統合数値解析モデルにより、大気中の窒素がどのように溶融池内に侵入し、溶融池内に吸収されるのかを検討した。

本章で得られた結果を以下に示す。

- (1) 熔融池表面の窒素濃度として、分子状窒素の平衡窒素溶解度及び原子状窒素の平衡窒素溶解度を設定し、熔融池内部での窒素混合現象を数値解析したところ、熔融池表面の窒素濃度はプラズマ中の窒素濃度及び窒素の解離状態に依存する濃度分布を示すが、熔融池内部では対流現象が支配的となりほぼ均一な窒素濃度となることが示された。
- (2) Heシールドにおいてシールドガス流量を変化させた条件での数値解析を行ったところ、シールドガス流量が10L/min以上で比較的シールド性の良好な条件において実験における溶接金属窒素量を再現する結果が得られた。
- (3) GMA溶接を想定したAr+CO₂シールドにおける溶接金属の窒素吸収現象に及ぼすシールドガスの物性値の影響について考察したところ、CO₂の混合比率の増加に伴うプラズマの熱伝導率の増加が、溶接金属の窒素量低減の要因の一つと考えられた。

以上、本研究における研究成果をもとに、GTA溶接の窒素吸収現象におけるプラズマ熱源特性の影響は、次のように結論付けられた。

アークプラズマへの窒素の混入現象に対しては、シールドガスの密度及び拡散係数が影響を及ぼし、アルゴンのような密度の大きなガス、拡散係数の小さなガスをシールドガスとすることによってプラズマへの窒素の混入量を低下させることができる。一方、熔融池表面における窒素の吸収現象に対しては、熔融池から生成する鉄蒸気が影響を及ぼす。すなわち、鉄蒸気の生成により熔融池近傍のプラズマ温度が低下し、熔融池近傍での窒素の解離を抑制することによって熔融池での窒素の吸収量が低下する。また、熔融池表面の加熱、それに伴う鉄蒸気の生成に対してはアークプラズマの熱伝導率の影響が大きく、ヘリウムのような熱伝導率の高いシールドガスにおいて熔融池の窒素吸収量が低下する。

本研究により得られたGTA溶接中における窒素吸収現象に関する知見は、ガスシールドアーク溶接の窒素吸収メカニズムの解明に必要不可欠なものであり、これらの知見を活用することによってガスシールドアーク溶接における清浄な溶接金属形成、それに伴う溶接金属の高品質化に大きく貢献できるものと期待できる。

謝辞

本研究は、大阪大学接合科学研究所教授 田中 学 博士の懇切なご指導とご鞭撻を賜って遂行し得たものであり、謹んで深甚なる謝意を表わします。

また、本論文をまとめるにあたり、有益なご教示とご討論を賜りました大阪大学接合科学研究所教授 中田一博 博士,大阪大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻教授 平田好則 博士,大阪大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻教授 掛下知行 博士に深く感謝いたします。

本論文に関する研究は、大阪大学 新日鐵住金（溶接・接合）共同研究講座において実施したものであります。同講座特任教授 糟谷 正 博士,新日鐵住金株式会社 接合研究部部長 野瀬哲郎 博士,同研究部 接合プロセスグループ総括 宮崎康信 氏には研究を遂行する機会を与えて頂くと共に、終始ご鞭撻頂きました。

本論文は、以上の方々のご期待に支えられて完成に至ったものであり、ご支援に深く感謝いたします。

本研究の遂行および本論文の執筆にあたり、懇切なご指導をいただきました大阪大学接合科学研究所助教 田代真一 博士,本研究を遂行するにあたり、必要なデータをご提供していただき、さらに、研究成果について有益なご助言をいただきましたオーストラリア CSIRO 主席研究員 Anthony B. Murphy 博士に心から感謝いたします。

また、実験及び数値解析を実行するにあたり、多大なご協力をいただきました大阪大学接合科学研究所エネルギー制御学研究室の辻村吉寛 博士(現 株式会社東芝), 梶浦一輝 氏 (現 株式会社東芝), 中西省太 氏, 坂井大介 氏をはじめ、同じ研究室でともに研究に勤しみ,様々な面でサポートしていただきました三島 久 氏(現 日本海事協会),松井 翔 氏, 池田貴裕 氏, 小西恭平 氏, 並びに同じ研究室でともに論文の執筆に取り組んだ大陽日酸株式会社 金丸周平 氏, さらに新日鐵住金株式会社接合研究部において本研究を支えていただきました数多くの方々に厚くお礼申し上げます。

参考文献

- 1) 溶接学会編：溶接・接合技術概論，第1章，(2002)，産報出版
- 2) 日本溶接協会 溶接棒部会：溶接の研究 No.4，(2002)
- 3) 鉄構技術 Vol.15(2002)No.16, p32 鋼構造出版
- 4) 日本溶接協会 溶接棒部会編：マグ・ミグ溶接の欠陥と防止対策，産報出版
- 5) 植森龍治，藤岡政昭，井上健裕，皆川昌紀，白幡浩幸，野瀬哲郎：海運や建設現場を支える鋼材(造船・建産機分野)，新日鉄技報, 391(2011), 37-47
- 6) 高橋学，末廣正芳，越智達郎，宮崎康信：くらしと移動を豊かにする鋼材(自動車分野)，新日鉄技報, 391(2011), 27-36
- 7) 井上裕滋，小川和博：HT980 鋼用溶接材料開発実用化 TF の成果概要，溶接学会全国大会講演概要, 90(2012), 20-21
- 8) 田代真一，田中学：純アルゴン雰囲気におけるパルスプラズマミグ溶接プロセスの開発，溶接学会全国大会講演概要,88(2011), 86-87
- 9) 中村照美，山岡弘人：クリーン MIG 溶接プロセスの開発，溶接学会全国大会講演概要, 90(2012), 22-23
- 10) 日本溶接協会溶接棒部会技術委員会：ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告(第2回)溶接金属の耐窒素性に関する基本的性質，溶接技術, 57-6(2009), 150-154
- 11) 日本溶接協会溶接棒部会技術委員会：ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告(第3回)積層に伴う窒素上昇および管理条件の影響，溶接技術, 57-7(2009), 135-141
- 12) 日本溶接協会溶接棒部会技術委員会：ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告(第4回)風速の影響，溶接技術, 57-8(2009), 129-134
- 13) Robert D. Pehlke and John F. Elliot: Solubility of Nitrogen in Liquid Iron Alloys, Transaction of Metallurgical Society of AIME, 218-6(1960), 1088-1101.
- 14) 長隆郎,井. 上道雄;溶. 鉄 の窒素 吸収速度 およびそれ におよぼ す炭. 素,珪. 素,マ. ンガ ンおよ びク ロムの影響 について,鉄と鋼, 53-. 12(1967),1393-1406.

- 15) 萬谷志郎, 篠原忠広, 戸崎秀雄, 不破 祐: 溶鉄の脱窒素速度について, 鉄と鋼, 60-10(1974), 21-31
- 16) 製鋼反応の推奨平衡値 (改定増補), 日本学術振興会, 製鋼第19委員会編, 東京,(1984)
- 17) 粉川博之: 溶接金属の窒素吸収・放出, 溶接学会誌, 72-5(2003), 112-121
- 18) 宇田雅広, 大野悟: アーク溶解およびレビテーション溶解における溶融鉄合金への窒素溶解量について, 溶接学会誌, 38-4(1969), 382-392
- 19) 小林卓郎, 桑名武, 木口立而: 溶接金属の窒素吸収におよぼす合金元素の影響, 溶接学会誌, 41-3(1972), 308-321
- 20) 桑名武, 粉川博之: アーク溶解における鉄及びステンレス鋼溶接金属の窒素吸収, 溶接学会論文集, 5-4(1987), 497-503.
- 21) 桑名武, 粉川博之: 非消耗式アーク溶接における溶接金属の窒素吸収について, 溶接学会論文集, 1-3(1983), 392-398
- 22) 小林卓郎, 桑名武, 菊池靖志: 溶接金属の窒素含量におよぼす溶接雰囲気ならびに溶接極性の影響, 40-3(1971), 221-231
- 23) 田中, 渡辺, 伊佐, 西脇: 溶接・溶射アークの新展開, プラズマ・核融合学会誌, 82-8 (2006), 492-496.
- 24) 宇田雅廣: 超微粒子, 溶接学会誌, 54-6(1985), 318-329
- 25) P. Zhu, J.J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: Prediction of anode temperature of free burning arcs, J. Phys. D: Appl. Phys., 28 (1995), 1369-1376.
- 26) J.J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: A simplified unified theory of arcs and their electrodes, J. Phys. D: Appl. Phys., 30 (1997), 1-10.
- 27) M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio and J.J. Lowke: A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process, Metall. Mater. Trans. A, 33A (2002), 2043-2051.
- 28) J.J. Lowke and M. Tanaka: 'LTE-diffusion approximation' for arc calculations, J. Phys. D: Appl. Phys., 39 (2006) 3634-3643.
- 29) 田代真一, 田中学, 中田一博, 岩尾徹, 興石房樹, 鈴木啓一, 山崎圭: 金属蒸気混入時のヘリウムガスタングステンアークのプラズマ特性, 溶接学会論文集, 24-2 (2006), 143-148.

- 30) A.B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, T. Sato and J.J. Lowke: Modelling of thermal plasma for arc welding: the role of the shielding gas properties and of metal vapor, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 42 (2009), 194006.
- 31) M. Tanaka and J.J. Lowke: Predictions of weld pool profiles using plasma physics, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 40 (2007), R1-R23.
- 32) 山本健太郎, 田中学, 田代真一, 中田一博, 山崎圭, 山本恵理, 鈴木啓一: 数値計算シミュレーションによるガスタングステンアーク溶接の金属蒸気挙動解析, 溶接学会論文集, 25-3 (2007), 443-449.
- 33) 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 vapor in gas tungsten arc welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43 (2010), 434009.
- 34) 荻野陽輔, 野村和史, 平田好則: 3次元アークモデルの開先部への適用, 溶接学会論文集, 28-1 (2010), 10-15.
- 35) A.J.D. Farmer, G.N. Haddad and L.E. Cram: Temperature determinations in a free-burning arc: III. Measurements with molten anodes, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 19 (1986), 1723-1730.
- 36) J. Haidar and A.J.D. Farmer: Temperature measurements for high-current free-burning arcs in nitrogen, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21 (1993), 1224-1229.
- 37) 平岡和雄: 混合ガスシールドアークプラズマの発光分光特性とその解析 - 混合ガス雰囲気下における TIG アーク特性に関する研究(第2報) -, 溶接学会論文集, 11-1 (1993), 68-74.
- 38) 平岡和雄, 塩飽孝至, 黄地尚義: 各種分光法によるアークプラズマの温度評価, 溶接学会論文集, 14-4 (1996), 641-648.
- 39) M. Tanaka, T. Shimizu, H. Terasaki, M. Ushio, F. Koshi-ishi and C.-L. Yang: Effects of activating flux on arc phenomena in gas tungsten arc welding, *Science and Technology of Welding and Joining*, 5-6 (2000), 397-402.
- 40) H. Terasaki, M. Tataka and M. Ushio: Effects of metal vapor on plasma state in helium gas tungsten arcs, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 20-2 (2002), 201-206.

- 41) Y. Tsujimura, H. Terasaki, K. Yamamoto, S. Tashiro and M. Tanaka: Number density distributions of metal vapor in helium gas tungsten arcs, Transactions of the Materials Research Society of Japan, 35-3 (2010), 593-596.
- 42) H. Sawato, S. Tahiro, K. Nakata, M. Tanaka, E. Yamamoto, K. Yamazaki and K. Suzuki: Measurement of dynamical variation in two-dimensional temperature distribution of TIG pulsed-arcs, Quarterly J. Japan Welding Soc., 29-3 (2011), 23s-26s.
- 43) K. Etemadi and E. Pfender: Impact of Anode Evaporation on the Anode Region of a High-Intensity Argon Arc, Plasma Chem. Plasma Process., 5-2 (1985), 175-182.
- 44) M. Razafinimanana, L.El. Hamidi, A. Gleizes and S. Vacquie: Experimental study of the influence of anode ablation on the characteristics of an argon transferred arc, Plasma Sources Sci. Technol., 4 (1995), 501-510.
- 45) A.M. Rahal, B. Rahhaoui and S. Vacquie: Copper vapour diffusion in a nitrogen arc chamber, J. Phys. D: Appl. Phys., 17 (1984), 1807-1822.
- 46) 溶接学会溶接アーク物理研究委員会: 溶接プロセスの物理, 黒木出版, (1996)
- 47) 赤崎, 村田, 渡辺, 蛭原: プラズマ工学の基礎, 産業図書, (1984).
- 48) M. Schnic, M. Dreher, J. Zschetzsche, U. Fussel and A. Spille-Kohoff: Visualization and Optimization of Shielding Gas Flows in Arc Welding, Welding in the World, 56-1-2(2012), 54-61
- 49) M. Schnic, G. Wilhelm, M. Lohse, U. Fussel and A. B. Murphy: Three-dimensional modeling of arc behavior and gas shield quality in tandem gas-metal arc welding using anti-phase pluse synchronization, IIW Doc. XII-2041-11, India
- 50) K. Mundra and T. Debroy: A General Model for Partitioning of Gases between a Metal and Its Plasma Environment, Metallurgical and Material Transactions B, 26B(1995), 149-157
- 51) T. A. Palmer and T. Debroy: Physical Modeling of Nitrogen Partition between the Weld Metal and Its Plasma Environment, Welding Journal, 75-7(1996), 197s-207s
- 52) T. A. Palmer and T. Debroy: Numerial Modeling of Enhanced Nitrogen Dissolution during Gas Tungsten Arc Welding, Metallurgical and Material Transactions B, 31B(2000), 1371-1385
- 53) 吉澤幹夫, 倉持貢, 加賀美安男, 津山巖, 石原莞爾, 佐藤功輝: 日本建築学界大会学術講演概要集, (2002), 443-444

- 54) 黄地尚義: 溶接・接合プロセスの基礎, 産報出版株式会社, (1996).
- 55) 塚田: 仕事関数 -物理学 One Point No.21-, 共立出版, (1987).
- 56) スハスV. パタンカー: コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 森北出版株式会社, (1985).
- 57) 日本金属学会編: 改訂3版 金属データブック, 丸善, (1993).
- 58) V.S. Fomenko: Emission properties of materials, Kiev, Naukova Dumka, (1970).
- 59) A.B. Murphy: Transport Coefficients of Air, Argon-Air, Nitrogen-Air, and Oxygen-Air Plasmas, Plasma Chem. Plasma Process., 15-2 (1995), 279-307.
- 60) M.N. Saha: Ionisation in the solar chromosphere, Phil. Mag., 40 (1920), 472-488.
- 61) 辻村吉寛, 田中学: ティグ溶接におけるプラズマ温度場と金属蒸気濃度場の挙動解析 - イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化 -, 溶接学会論文集, 掲載可
- 62) 山本学, 村山精一: プラズマの分光計測, 学会出版センター, (1995).
- 63) NIST: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- 64) A.B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, T. Sato and J.J. Lowke: Modelling of thermal plasma for arc welding: the role of the shielding gas properties and of metal vapour, J. Phys. D: Appl. Phys., 42 (2009), 194006.
- 65) M.N. Saha: Ionisation in the solar chromosphere, Phil. Mag., 40 (1920), 472-488.
- 66) H.R. Griem: Plasma spectroscopy, McGraw-Hill, (1964).
- 67) 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: 赤外線二色放射测温法による GMA 溶接の溶滴温度測定, 溶接学会論文集, 26-3 (2008), 214-219.
- 68) 黄地尚義, 吉岡信頼, 塩飽孝至, 大久保曙: 紫外線放射計測による温度場の測定, 溶接学会論文集, 12-3(1994), 368-373
- 69) 平田好則, 恩田雅彦, 永木勇人, 黄地尚義, “GMA 溶接における溶滴の温度測定”, 第138回溶接アーク物理研究委員会(2000)
- 70) 三田常夫: はじめてのティグ溶接, 産報出版, (2012)
- 71) J. Menart and L. Lin: Numerical study of a free-burning argon arc with copper contamination from anode, Plasma Chem. Plasma Process., 19-2 (1999), 153-170.

- 72) C.R. Wilke: A viscosity equation for gas mixtures, *J. Chem. Phys.*, 18-4 (1950), 517-519.
- 73) A.B. Murphy: A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29 (1996), 1922-1932.
- 74) 田中学, Murphy Anthony B., 田代真一: ガス組成設計による熱プラズマの熱源特性制御, *J. Plasma Fusion Rev.*, 87-8(2011), 522-527
- 75) 田代真一, 田中学, 中田一博: Ar-He 混合ガスタングステンアークにおける熱輸送特性の数値シミュレーション, *高温学会誌*, 32-1(2006), 69-73
- 76) 平岡和雄: 混合ガスシールド TIG アークにおける母材表面上のプラズマガスの組成割合, *溶接学会論文集*, 10-1(1992), 58-64
- 77) A. B. Murphy: Diffusion in equilibrium mixture of ionized gases, *Physical Review E*, 48-5(1993), 3594-3603
- 78) A. B. Murphy: Demixing in free-burning arcs, *Physical Review E*, 55-6(1997), 7473-7494
- 79) T. DebRoy and S.A. David: Physical processes in fusion welding, *Rev. Mod. Phys.*, 67-1 (1995), 85-112.
- 80) 佐久間信夫, 平岡和雄: 混合雰囲気における GTA の熱効率とそれに及ぼす蒸発速度の影響, *溶接学会全国大会講演概要*, 56(1995), 115
- 81) 田中学, 田代真一: 溶接アークの熱的ピンチ効果に関する一考察, *溶接学会論文集*, 25-2(2007), 336-342
- 82) F. Elliot and M. Gleiser: *Thermochemistry for Steelmaking I*, AddisonWesley Publishing Co., (1963), 75
- 83) *The Making, Shaping and Treating of Steel*, 9th ed, McGannon ed., Association of Iron and Steel Engineering, (1971), 330-331
- 84) 井上道夫, 小島靖, 長隆郎, 上川清太, 山田幸永: 溶鉄中窒素の拡散係数の測定について, *鉄と鋼*, 59-2(1973), 205-213
- 85) 藤井英俊, 野城 清: 溶融池中の対流に及ぼす 4 つの駆動力(プラズマ気流, 電磁気流, 表面張力, 浮力)の影響, *J. Plasma Fusion Rev.*, 83-2(2007), 157-160

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

- 1) 児玉真二 , 梶浦一輝, 辻村吉寛, 田中学, A.B.Murphy ; GTA 溶接におけるシールドガスへの窒素混入現象の数値解析, 溶接学会論文集, Vol30(2012), No.3, p238-234
- 2) 児玉真二 , 梶浦一輝, 中西省太, 辻村吉寛, 田中学, A.B.Murphy; 窒素混合シールドガスをを用いた GTA 溶接における溶接金属の窒素吸収現象, 溶接学会論文集, Vol.31(2013),No.1,p41-47
- 3) 児玉真二 , 梶浦一輝, 中西省太, 坂井大介, 辻村吉寛, 田中学, A.B.Murphy ; ヘリウムガスタングステンアーク溶接におけるシールドガスへの窒素混入現象に及ぼすプラズマ特性の影響, 溶接学会論文集, Vol.31(2013),No.1,p80-87
- 4) S.Kodama, K.Sugiura, S.Nakanishi, Y.Tsujimura, A.B.Murphy , M.Tanaka ; Numerical Analysis of Heat Transfer from Plasma to Base Metal Surface in Gas Tungsten Arc Welding with Metal Vapor, 溶接学会論文集(Visual-JW), 掲載予定
- 5) K.Sugiura, S.Kodama, Y.Tujimura, A.B.Murphy, M.Tanaka; Numerical Modeling of Nitrogen Absorption during Gas Tungsten Arc Welding, 溶接学会論文集(Visual-JW), 掲載予定
- 6) S.Nakanishi, Y.Tusjimura, S.Kodama, A.B.Murphy, M.Tanaka; Dynamic Behavior of Metal Vapor during Gas Tungsten Arc Welding, 溶接学会論文集(Visual-JW), 掲載予定
- 7) Y.Tsujimura, S.Nakanishi, S.Kodama, A.B.Murphy, M.Tanaka; Dynamically Plasma Diagnostics in MIG Welding of Aluminum, 溶接学会論文集(Visual-JW), 掲載予定
- 8) S. Kodama, K. Sugiura, S. Nakanishi, Y. Tsujimura, M. Tanaka and A.B. Murphy: Effect of Plasma Heat Source Characteristics on Nitrogen Absorption in Gas Tungsten Arc Weld Metal, Welding in the World, 掲載予定

国際会議発表論文

- 1) S.Kodama, K.Sugiura, Y.Tsujimura, M.Tanaka, T.Kasuya; Numerical Analysis of Gas Shielding Phenomenon in TIG Welding, IIW Doc.212-1196-11, Chennai, India, July (2011).

- 2) K.Sugiura, S.Kodama and M. Tanaka: Effect of metal vapor on gas metal arc for heat source in welding, Proceedings of Sino-Japanese Workshop on Welding Thermo-Physics, No.3, Jinan, China, November (2011)
- 3) S.Kodama, K.Sugiura, S.Nakanishi, Y.Tsujimura, M.Tanaka, T.Kasuya; Effect of Plasma Heat Source Characteristics on Nitrogen Absorption in Gas Tungsten Arc Weld Metal, IIW Doc.212-1243-12, Denver, US, July (2012).
- 4) S.Kodama, K.Sugiura, S.Nakanishi, Y.Tsujimura, A.B.Murphy,M.Tanaka: A Study of Heat Transfer between Arc Plasma and Base Metal in Helium Gas Tungsten Arc Welding by Numerical Analysis, Proceedings of 2nd Sino-Japanese Workshop on Welding Thermo-Physics, Osaka, Japan, (2012.11.26-2012.11.27),22-23