OUKA
Osaka University Knowledge Archive

Title	ガスタングステンアークプラズマの陽極熱輸送に関する研究
Author(s)	田中, 学
Citation	大阪大学, 2000, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3169565
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

ガスタングステンアークプラズマの陽極熱輸送に関する研究

平成１１年１１月

田　中　　学

ガスタングステンアークプラズマの
陽極熱輸送に関する研究

平成１１年１１月

田　中　　学

目　次

第１章　緒論　1

1.1　本研究の背景と目的　1

1.2　本研究に関する研究の現状と問題点　3

1.2.1　陽極領域に関する研究　3

1.2.2　アーク柱領域に関する研究　6

1.3　本研究の方針と本論文の構成　8

1.3.1　方針　8

1.3.2　構成　9

第２章　プローブ法および発光分光法による陽極領域の観察　12

2.1　緒言　12

2.2　ガスタングステンアークの実験装置とアーク放電条件の選定　12

2.2.1　実験装置　12

2.2.2　アーク放電条件の選定　12

2.3　プローブ法　14

2.3.1　実験装置　14

2.3.2　プローブ法の原理　15

2.3.3　実験方法　21

2.4　発光分光法　22

2.4.1　実験装置　22

2.4.2　シュタルク拡がりを利用した電子密度およびLTE温度の測定　23

2.4.3　実験方法　25

2.5　陽極領域へのプローブ法適用の検討　28

2.5.1　プローブ挿入によるアークへの影響　28

2.5.2　電子温度および空間電位の測定に関する検討　29

2.6　電子温度および空間電位分布　31

2.7　LTE温度分布との比較　32

2.8　結言　33

第3章　レーザ散乱法による陽極領域の観察　35
3.1　緒言　35
3.2　レーザ散乱法　35
3.2.1　レーザ散乱法の原理　35
3.2.2　レーザ散乱光のスペクトル強度に基づく温度算出法　38
3.2.3　実験装置の構成および実験方法　39
3.3　重粒子温度分布　41
3.4　陽極領域のプラズマ状態　43
3.5　結言　44

第4章　レーザ散乱法によるアーク柱プラズマの状態解析　45
4.1　緒言　45
4.2　レーザ散乱光のスペクトル形状に基づく温度算出法　45
4.3　測定の阻害因子　49
4.3.1　散乱光スペクトルの半値幅と強度　49
4.3.2　レーザ光によるプラズマの加熱　49
4.4　実験装置　53
4.4.1　ファブリー・ペロー干渉計の原理　53
4.4.2　実験装置の構成　56
4.5　実験方法　58
4.5.1　計測方法　58
4.5.2　測定電子温度からの真温度の導出　60
4.6　電子温度および電子密度分布　61
4.6.1　低電流アーク　61
4.6.2　高電流アーク　62
4.7　重粒子温度分布　64
4.7.1　低電流アーク　64
4.7.2　高電流アーク　66

4.8　温度に基づいたアーク柱プラズマの状態解析　67
4.8.1　電子温度，重粒子温度およびLTE温度の比較　67
4.8.2　簡単なモデルによる温度緩和時間の推定　69
4.8.3　アーク柱のプラズマ状態　72
4.9　結言　74

第5章　アーク陽極領域の数値解析モデル　76
5.1　緒言　76
5.2　系の設定とモデル化　76
5.3　基礎方程式　77
5.4　境界条件　81
5.5　モデルの解法　83
5.6　計算結果および実験結果との比較　83
5.7　陽極降下の支配要因　84
5.8　結言　86

第6章　ガスタングステンアークのプラズマ状態とその陽極熱輸送に与える影響　88
6.1　緒言　88
6.2　陽極降下に与えるアーク柱のプラズマ状態の影響　88
6.3　陽極熱輸送に与える正と負の陽極降下の影響に関する検討　94
6.4　結言　95

第7章　総括　97

謝辞　102

参考文献　103

本論文に関する著者の発表論文　108

第１章　緒　論

１．１　本研究の背景と目的

アーク放電（arc discharge）は溶接プロセスを中心に切断，溶射，溶解，精錬など種々の材料プロセスに応用されてきた．また，最近では，CVDによる材料表面改質や廃棄物焼却・無害化処理など，アーク放電を利用した新しい技術展開が見られる[1]．アーク放電は，誘導結合型の高周波放電のような無電極放電ではなく，陽極―陰極両電極間で発生させる有極放電である[2]．したがって，アーク放電を上述の材料プロセスに応用した場合，そのプロセス下における材料はそれ自身がアーク放電の電極として機能することになる場合がほとんどである．電極やその近傍の現象がアーク放電という「放電」の形成現象やその安定性に基本的な役割を演じることから[3]，アーク放電を利用した材料プロセスにおける電極現象の理解は，そのプロセスを良く制御する上で極めて重要であると考えられる．

アーク放電の中で，ガスタングステンアーク（Gas Tungsten Arc = GTA）は，陰極としてタングステンを使用したアーク放電であり，フリー・バーニング・アークの典型である[4]．高沸点金属であるタングステンはアーク放電電流を賄うに十分な熱電子を放出する熱陰極となるため，極間距離が高々 10 mm 程度のGTAはアーク放電電圧が数十ボルトと低い，安定したアークとなる[5]．Fig. 1.1はそのようなGTAの構造を示したものである[6]．アーク空間は陰極降下領域，アーク柱領域，陽極降下領域の３つの領域で構成されており，それぞれの領域には陰極降下電圧，アーク柱電圧，陽極降下電圧と呼ばれる電圧が存在し，それらの総和がアーク電圧として定義される．また，それぞれの空間的厚みの総和はアーク長として定義される．アーク柱領域では，その厚みがアーク長のオーダで 10^{-2} ～ 10^{-3} m 程度であるため，平均の電位勾配（電界強度）は 10^{3} V/m 程度となる．また，中心部の温度はFig. 1.1に示すように10000 K 以上になっている．アーク放電により両電極間に発生したプラズマはアークプラズマ（arc plasma）とも呼ばれるが，このアーク柱領域でのアークプラズマが熱プラズマ（thermal plasma）である，あるいは熱力学的に局所熱平衡（Local Thermodynamic Equilibrium = LTE）状態である，と考えられている所以はこの 10000 K を越える高温の状態にある[7]．すなわち，熱プラズマは，熱力学的にLTE状態にあるか，あるいはそれに非常に近い状態にあるプラズマとして定義される[6,7,8]．完全熱平衡状態でない場合でも，プラズマ中の粒子間のエネルギー交換が頻繁な衝突によって支配されており，電子と重粒子（イオン，原子，分子）の各々の運動論的温度が等しく（$T_e = T_i = T_a$），結果として局所的な温度が定義される場合をLTEという[2,3,9]．LTEが満たされるための条件は，大気圧のアルゴンプラズマの場合，電子密度が $n_e \geqq 10^{23}\ m^{-3}$ を満足することであると考えられている[10]．解離・電離過程におけるプラズマの熱平衡粒子組成を表わす式としてよく知られるサハ

(Saha) の式によれば，この条件を満足する場合のLTE温度は約13000 K である[7,11]．したがって，Fig. 1.1のアーク柱領域はこのLTEの必要条件をほぼ満たすことを意味している．

一方，陽極降下領域での平均電位勾配は10^5～10^7 V/m で，その厚みは10^{-4}～10^{-6} m 程度であると言われている[3]．また，陰極降下領域では，平均電位勾配は10^7 V/m で，その厚みは10^{-7} m 程度であることが報告されている[12]．このように，GTA の電極降下領域を特徴づけるのは，大きい電位勾配と領域の非常に狭いことである．さらに，電極の表面温度は，高くとも電極金属の沸点程度であると考えられるので，表面から数平均自由行程の狭い電極降下領域を隔てて，それと接するアークプラズマの温度は数千度かそれ以上の高温になっており，非常に大きな温度勾配が電極近傍には存在するものと考えられる．

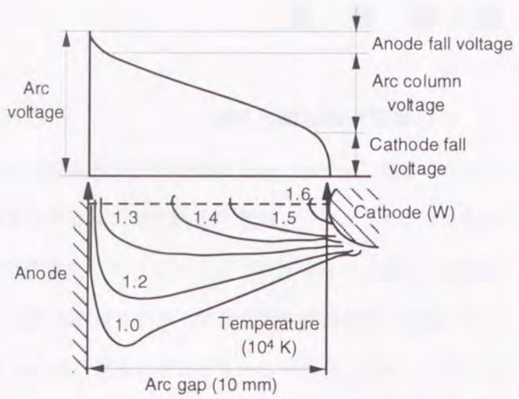


Fig. 1.1 Distributions of arc temperature and arc voltage[6].

GTAは，上述のように，溶接プロセスを中心に古くから工業技術へ応用されてきた．したがって，GTAプラズマに関する研究は数多く見られ，またそれらは，1962年に安藤，長谷川[13]，1978年にHirsh，Oskam[2]，1984年にLancaster[14]，1994年にBoulos，Fauchais，Pfender[7]によって纏められている．これらの書は，アーク柱領域におけるアークプラズマに関しては，多くの実験データとLTEを仮定した取り扱いやすい理論の双方に基づいて，アークプラズマの状態，あるいはアークプラズマの物理的構造を示している．これらの内容は，すべての点において実際のアークプラズマ現象と矛盾がないとは言えないが，アークプラズマの基本的な物理を理解するための有用な手助けとなった．しかしながら，陰極および陽極といったような電極降下領域に関しては，物理的特徴の基本的な理解すら十分であるとは言えない．その理由は，上述のように非常に狭い領域において大きな温度勾配と大きな電位勾配が存在しており，そこでの確かな実験計測が極めて困難なため，有効な実験データが不足していることにある．また，そこでのプラズマは，アーク柱領域におけるプラズマとは全く異なった著しい熱力学的非平衡状態にあることが予想され，物理的取り扱いが非常に難しいことも理由の一つである．GTAを材料プロセスに応用した場合，そのプロセス下における材料は，ほとんどの場合，それ自身がアーク放電の「陽極」として機能することになる．これは，プラズマが材料と接触することにより何らかの効果を生むプロセスでありながら，その接触部である陽極領域の物理が十分に理解されていないため，プロセスの詳細なパラメータ制御ができないことを意味してい

る．実際の実験観察でも，アルゴン—窒素混合雰囲気のGTAプラズマにおいて，陽極となる溶融金属（ニッケル）に平衡溶解度の約100倍の窒素が溶け込むこと[15]，また，同様な実験で水素の異常吸収が見られることが観察されている[16,17]．これらの実験結果は陽極領域におけるプラズマの熱力学的非平衡状態に起因していることを示唆しているものと解釈できるが，その現象の物理的説明は未だ明確になされていない．以上のように，GTAにおける陽極近傍の物理の解明は，現在のアークプラズマを利用した材料プロセスの基本的課題であると考えられる．

本研究は，大気圧GTAにおけるアークプラズマと陽極との境界領域の物理を明らかにすることを目的としている．すなわち，アークプラズマ・陽極境界領域における温度分布，電子密度分布，陽極降下電圧のもととなる空間電位分布などのプラズマ状態を明らかにし，また，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを明らかにし，さらに，陽極境界領域のプラズマ状態とアークプラズマから陽極への熱輸送現象との関わりを明らかにするものである．本研究を遂行するためには，陽極境界領域のみではなく，アーク柱領域も視野に入れた広範囲に亘る実験計測が必要となる．本研究は，安定したGTAが既に形成されているという前提に立脚しており，陰極領域，および陰極については触れない．長時間において安定なGTAを形成するための陰極に関する基礎研究は，松田[5,18]，Ushio[19]，田中[4,20,21]などによって行われており，本研究ではそれらの成果に基づいた陰極，およびその形状を選択すればよい．

1．2　本研究に関する研究の現状と問題点

1．2．1　陽極領域に関する研究

陽極が陰極と決定的に異なる点は，陰極は電子を放出するのに対して，陽極は特別な場合を除いてイオンを放出せず[14]，電子の受け手としてアーク放電の維持に寄与している点である[2]．このため，陽極のごく近傍ではイオンが不足して電子による負の空間電荷が生じ，陽極降下が形成される．プラズマ中の電子はこの陽極降下電圧で加速されて陽極に突入するが，その途中で中性粒子と衝突してこれを電離し，不足のイオンを補う[13]．すなわち，陽極降下の役割は，電子加速によるイオンの生成とアーク電流の連続性の保存であると考えられている[2]．この陽極降下は，電子を陽極へ導く向きであるので，正の陽極降下と呼ばれる．正の陽極降下は，低圧下の直流気体放電，すなわち放電管内で発生する直流グロー放電において通常観察される陽極降下であり，上述の陽極降下の役割はグロー放電におけるその役割と共通したものであるという推察にもとづいている[2]．したがって，正の陽極降下はグロー放電における陽極降下の延長上に位置づけられ，広く受け入れられてきた．正の陽極降下電圧は古くからプローブ法などを用いて測定されているが，その値は，電極材料，ガスの種類，圧力，電極間距離，電流などによって変化し，数V～20 V 前

後であると報告されている[22]．一方，安藤[13]は，陽極前面の気体の温度が高温である場合は熱電離によってイオンが十分に生成されることから，陽極降下電圧がゼロ（0 V）であると推察している．これは，陽極降下電圧が陽極前面の気体温度（重粒子温度）に依存することを意味している．安藤は，陽極としてTi, Fe, Zn, Al, Cuなどの熱伝導度の異なる種々の金属を使用し，アーク電圧の違いを測定した．この実験には，一定電流（30 A），一定アーク長（13 mm）の場合，アーク電圧の変化は陽極降下電圧の変化であることが仮定されている．その結果，熱伝導度の低い陽極ほどアーク電圧（すなわち，陽極降下電圧）が低いことが示され，熱伝導の低い陽極ほど陽極前面の気体温度が高く保持されると考えられることから，上述の推察を支持している．

一方，Nemchinskii[23]は，陽極近傍のアークプラズマの状態をアーク柱から陽極にかけて「陽極シース」と「ラングミュア・シース」の2領域に分類し，前者の領域には2流体の一次元モデルを適用し，後者の領域には無衝突のプローブ理論を適用することにより，陽極近傍の物理状態を定量的に計算した．アーク柱から陽極への電子密度勾配が増加すれば，陽極方向への拡散による電子電流が増加するため，結果として，陽極近傍における電子を陽極方向へ加速させる電界（正の陽極降下に相当）が減少することを示した．また，アーク放電の電流密度に関係なく陽極降下の向きは常に正であることを示した．しかしながら，ラングミュア・シース領域における理論を解く際に，正の陽極降下が境界条件の中に既に仮定されており，陽極降下の向きが電流密度に無関係であるという結果は自明のものとなっている．DinulescuとPfender[24]は，Nemchinskiiと同様の考え方で陽極近傍をモデル化した．Nemchinskiiのモデルと異なる点は，エネルギー保存式において，プラズマからの放射損失のエネルギーを無視する代りに電離に伴う自由電子を生成するためのエネルギーを考慮した点と，ラングミュア・シースにおいて，正の陽極降下が暗に仮定されていた境界条件を自由な境界条件に改良した点である．彼らは，6×10^6～3×10^7 A/m^{2}のアーク放電の電流密度に対して計算し，全ての条件において-2.7～-1.5 Vの負の陽極降下電圧を示した．負の陽極降下は正の陽極降下に対して新しい説である．Pfenderは，前述の安藤[13]と同じ観点から，過剰な熱電離によって生成された電子が陽極へ過剰に流入する場合は原理的に負の陽極降下も起こり得ることを著書において示唆していた[2]．このモデルは，彼の仮説を数値計算により示したものである．Morrow[25]は，陽極表面でのエネルギーバランスを考慮に入れた1流体の一次元モデルを計算している．陽極表面でのエネルギーバランスは，多くの研究者によって種々のエネルギー平衡条件式が導かれており[13, 14, 22, 26, 27]，一般に次式で示される．

$$Q_{in}=\frac{J}{e}\left(\frac{5}{2}k_BT_e+e\phi+eV_a\right)+q_{rad}-k_e\nabla T_e-k_h\nabla T_h-Q_{rad}-Q_{evap} \tag{1.1}$$

ただし，Q_{in}：陽極に入るエネルギー，Q_{rad}：Stefan-Boltzmannの式による熱放射損失のエネルギー，Q_{evap}：陽極の蒸発による損失エネルギー，q_{rad}：アーク柱から熱放射によって与えられるエネルギー，J：電流密度，e：単位電荷，ϕ：陽極の仕事関数，V_a：陽極降下電圧，k_B：Boltzmann定数，k_e：電子の熱伝導率，k_h：重粒子（原子，イオン）の熱伝導率，T_e：電子温度，T_h：重粒子温度である．(1.1)式は，陽極へ入るエネルギーとして，

1）陽極へ入る電子のエンタルピー：$\frac{5}{2}k_BT_e$

2）陽極金属の仕事関数に相当する電子のポテンシャルエネルギー：$e\phi$

3）陽極降下で加速される電子の有する方向性の運動エネルギー：eV_a

4）高温のアークプラズマからの放射エネルギー：q_{rad}

5）高温のアークプラズマからの熱伝導：$-k_e\nabla T_e-k_h\nabla T_h$

などが主なものであることを意味している．Morrow[25]のモデルでは，(1.1)式の中でアークプラズマからの熱伝導とQ_{rad}，q_{rad}，および$e\phi$を考慮している．彼のモデルでは，陽極表面でのエネルギーバランスの他に，連続の式においてイオン化率を導入したり，エネルギー保存式においてプラズマからの放射損失のエネルギーを考慮するなどの工夫が施されており，電流密度3.7×10^7 A/m^{2}の場合では負の陽極降下を示し，逆に電流密度1.76×10^7 A/m^{2}の場合では正の陽極降下を示したと説明されている．これは，陽極降下の向きは電流密度に依存することを示唆したものである．しかし残念ながら，重要な部分で説明が簡略化されており，また正の陽極降下については図示されていない．さらに，彼のモデルは1温度，すなわちLTE仮定のモデルであり，電子温度と重粒子温度が異なる非平衡状態の陽極領域を表現するには根本的な問題がある．

SandersとPfender[28]は電流100～250 Aのアルゴンアーク放電に対してラングミュア・プローブ計測を行い，陽極降下電圧が-2.1～-1.4 Vとなる負の陽極降下を実験的に示した．このプローブ計測は，陽極中央に開けられた穴からアーク中心軸に沿ってプラズマ内にプローブを挿入する手法が用いられており，従来からの手法[29]に比べて計測の空間分解能の飛躍的な向上がはかられている．彼らの実験結果は，DinulescuとPfender[24]の計算結果と非常に良い一致を示し，DinulescuとPfenderの数値解析モデルを支持するとともに負の陽極降下の存在を初めて実験により証明した．しかしながら，彼らは負の陽極降下の存在を示したものの，その物理的背景については一切触れていない．

以上のように，陽極領域の研究は，推察・推論または数学モデルを中心に展開されており，それらを確証する実験データが極めて少ないのが特徴である．この理由は前節でも述べたように，非常に狭い領域において大きな温度勾配や電位勾配が存在しており，そこでの確かな実験計測が極めて困難なためである．

GTAにおいて常識のように取り扱われてきた正の陽極降下に対して，最近になって，負の陽極降下の存

在が示された．しかしながら，その物理的背景は明確でなく，「陽極前面の気体温度」，「電子密度勾配」，「電流密度」といったようなキーワードが示されているだけである．今後，アークプラズマ・陽極境界領域における温度分布，電子密度分布，および空間電位分布などのプラズマ状態を実験計測によって示し，そして，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを系統的に明確にすることが必要である．

1．2．2　アーク柱領域に関する研究

GTAプラズマのアーク柱領域では，前節で述べたように，LTEが成り立つものと考えられてきた．このため，GTAプラズマの実験的そして理論的取り扱いは，多くの場合，LTEの仮定にもとづいている[30-39]．プラズマにLTEを仮定した場合，プラズマ中の粒子の個々の挙動を無視して，巨視的な粒子集合体としてプラズマの密度，速度，温度などの基本的な物理量を熱・統計的に取り扱うことが可能になる[40,41]．これはプラズマの連続体近似と呼ばれる．牛尾[36]は，大気圧のGTAプラズマに連続体近似を適用し，プラズマの流体方程式を解くことにより，アーク柱の温度場と流れ場を求めた．Fig. 1.2に彼の数値計算結果を示す．図にはOlsenの実験値[30]も合わせて示してある．アーク柱の中心部では温度が～ 10^4 K に達しており，また，中心部から温度の低い境界部へ向かって温度勾配の存在することが明確に示されている．さらに，数

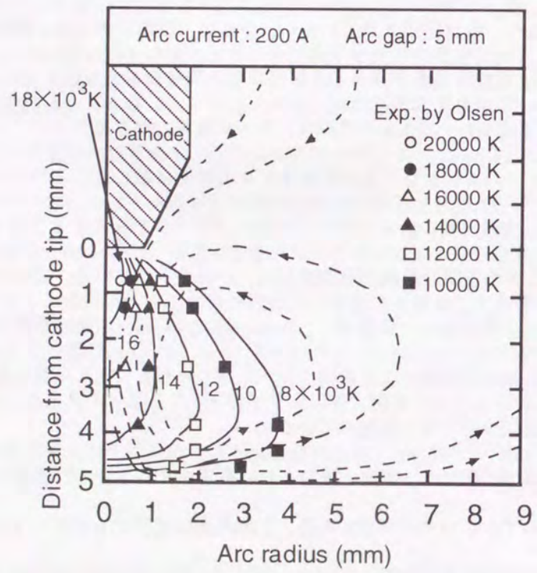


Fig. 1.2 Temperature field of GTA with moderate current in Argon[33].

値計算による温度が実験値とよく一致していることがわかる．一方，流れ場をみると，陰極から陽極に向かって流れる気流が存在している．陰極領域では，電流密度はアーク柱に比べて高く電流路が収縮している．この陰極近傍での電流路の収縮が電磁力によるポンプ作用を生じ，周囲のガスや電極蒸気の陽極方向へ向かう気流を発生させている[3]．この気流は，一般に，プラズマ気流と呼ばれる．Zhu[38]は，牛尾のモデルを発展させ，(1.1)式のような電極でのエネルギーバランスを考慮に入れた場合のGTAプラズマを計算した．彼の数値計算による温度結果も，Haddadの実験値[46]と非常によい一致を示した．

このように，アーク柱領域に関しては，アークプラズマの状態が定量的に，しかも正確に理解されているように考えられる．しかしながら，最大の問題点は，LTE仮定に基づく理論計算を吟味するために，LTEを仮定した手法で得られる実験結果を適用している点である．上記のOlsen[30]とHaddad[46]もLTEの仮定を必要とする発光分光法（発光スペクトル線の最大放射係数法，またはFowler-Milne法）から温度を求めたものである．発光分光法によるGTAプラズマの温度評価，問題点，および計測結果については，平岡によって詳細かつ緻密に示されている[42]．発光分光法の中で，LTEの仮定を必要としない手法としてボルツマンプロット法が考えられるが，スペクトル線の計測強度の誤差と自然放射の遷移確率の精度が温度決定に極めて大きく影響を与えるため，GTAプラズマの詳細な温度測定法としては適切でないことが明示されている．一方，Fowler-Milne法およびAr II/Ar I二線強度比法は，LTEの仮定を必要とするが，変動の少ない再現性のある温度が得られるため，GTAプラズマの状態解析に最も適切であることが示されている．LTEが仮定されているので，これらの手法によって得られる温度は，電子と重粒子の各々の運動論的温度が等しい一つの温度，すなわちプラズマ温度（またはLTE温度）として定義される[7,43]．もし，アークプラズマがLTEから離れた状態である場合，これらの計測手法によって得られる温度は，もはやプラズマ温度ではないが，励起・電離過程に直接関与した粒子の運動エネルギー分布を表わす温度（運動論的温度）に等しいと考えることはできる[41]．これは励起温度，または電離温度と呼ばれる．しかし，LTEから大きく離れたプラズマ状態では（特に電子密度の低い状態では），Fowler-Milne法およびAr II/Ar I二線強度比法から求められる温度は，物理的意味を失う[44]．以上から，LTEの仮定に基づく理論と実験の結果は，GTAプラズマがLTEから離れた状態である場合，GTAプラズマのある一つの側面のみを近似的に表わし，その全体的で正確な物理状態を表わしていないものと考えられる．

最近の研究では，Ar I (696.5 nm) スペクトル線の最大放射係数の変化を観察することにより，アルゴンGTAプラズマの陰極領域（陰極先端～2 mm程度）がLTEからずれていることが示唆されている[45-48]．また，Snyderはレーザ計測法によってGTAプラズマのトムソン散乱を観察し，トムソン散乱の電子項とイオン項の各々のスペクトル形状を理論値と比較することによって，LTEの仮定なしに電子温度とイオン温度

（重粒子温度）を測定している[49]．陰極と陽極のギャップ9 mm，電流100 Aの大気圧アルゴンGTAプラズマに対して，陰極直下2 mmの位置における半径方向の双方の温度分布を測定した結果，アーク中心軸上で電子温度が約21000 K，重粒子温度が約14000 Kであることが示された．彼は，双方の温度差が約7000 Kもあることから，アーク柱領域においても明らかにLTEからのずれが存在することを結論づけている．また，この場合の同じ位置での電子密度が1.62×10^{23} m^{-3}であることから，前節のLTEを満たす条件に対して疑問をなげかけている．Bentley[50]は，Snyderと同様の計測実験を行い，陰極直下2 mmの位置におけるアーク中心軸上で電子温度が約20400 Kであることを示した．さらに，Murphy[51]の実験結果である同じ条件での重粒子温度16000 Kと比較することにより，アーク柱領域におけるLTEからのずれを指摘するとともに，Snyder[49]の計測結果を支持した．しかしながら，Snyder[49]およびBentley[50]は，共に，温度測定をしてLTEからのずれを示したのみであり，その物理的背景についてはまったく触れていない．一方，何らは，アーク溶解炉におけるAr I，Fe I，およびMn Iのスペクトル線を観察し，ボルツマンプロット法を用いて解析することにより，アークプラズマ中の各々の粒子種についての個別の温度を示した[52, 53]．その結果，異なる粒子種では局所的にも温度平衡は成立しておらず，異なる温度を持っていることが示唆された．

以上のように，最近になってGTAプラズマのアーク柱領域においても，LTEからのずれ，すなわち非平衡状態の存在が具体的に明らかにされつつある．しかしながら，レーザ計測法などのような最新の計測技術によるところが大きく，非平衡状態の解明はその端緒に立ったところである．したがって，陽極領域と同様，その物理的背景は明確ではない．アークプラズマと陽極との境界領域はアーク柱領域と連続につながっている．その境界領域の物理を解き明かすには，アーク柱領域の物理も解明しなければならないことは自明の理である．

1．3　本研究の方針と本論文の構成

1．3．1　方針

前述の目的を遂行するために以下に示す方針で研究を進める．

前節でも述べたように，陽極領域においてもアーク柱領域においてもプラズマの状態が明確でない現状では，材料プロセス中のGTAプラズマのような複雑な系を取り扱う以前に，対象とする系をできるだけ簡単にし，まずはGTAプラズマの純然たる物理状態を明らかにすべきである．また，このような基礎的理解こそが，GTAプラズマを利用した種々の材料プロセスにおける共通の知見になるものと考えられる．そこで本研究では，以上の基本方針に立って，対象とするGTAプラズマを大気圧下におけるアルゴンGTAプラズマとし，その陽極を水冷銅板とする．したがって，陽極は溶融しない．これには，前節で取り挙げた

研究のほとんどが水冷銅板陽極およびアルゴンを使用，または想定してなされているので，過去の研究成果と比較・検討することが可能であるという重要な意味もある．さらに，アルゴンについては，プラズマ材料プロセス全般に用いられているガスであるため，その物性に関する基礎データが豊富であり，考察を加える際に非常に有利である．

次に，ラングミュア・プローブ計測法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域の空間電位分布を測定し，正と負の陽極降下とそれぞれの陽極降下が現れるGTAの放電条件を分類する．そして，発光分光法によって得られるLTE温度，レーザ計測法によって得られる重粒子温度，およびプローブ計測法によって得られる電子温度を比較・検討し，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を把握する．さらに，レーザ計測法を用いてアーク柱領域における電子温度，および重粒子温度を測定し，正と負の陽極降下それぞれの場合におけるアーク柱領域のプラズマ状態を把握する．一方，陽極領域の数値解析モデルを構築し，計算結果をもとに正と負の陽極降下を分ける支配因子を理論的に考察する．最終的に，アーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態を系統的に理解し，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを論ずる．そして，陽極領域のプラズマ状態とアークプラズマから陽極への熱輸送現象との関わりを明らかにする．

1．3．2　構成

以上の研究方針に従い，本論文は7つの章から構成されている．Fig. 1.3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，ならびに本研究に関する研究の現状と問題点および研究遂行の方針を述べている．

第2章では，ラングミュア・プローブ法，および発光分光法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断する．プローブ法によって測定される空間電位をもとに，正と負の陽極降下とそれぞれの陽極降下が現れるGTAの放電条件を分類し，そして，発光分光法によって得られるLTE温度，およびプローブ法によって得られる電子温度を比較・検討し，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を推察する．

第3章では，レーザ散乱法用いて第2章と同じ条件のアルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断し，陽極領域における重粒子温度分布を測定する．本章で得られた重粒子温度分布と第2章で得られた電子温度分布と比較・検討することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を明らかにする．

第4章では，視点を陽極領域からアーク柱領域に移し，レーザ散乱法を用いてアーク柱領域における電

子温度，および重粒子温度を測定することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合におけるアーク柱領域のプラズマ状態を明らかにする．

第５章では，第４章の実験結果から得られたアーク柱と陽極領域の境界条件を使って陽極領域の数値解析モデルを構築し，さらに，本モデルの計算結果をもとに第２章および第３章で得られた正と負の陽極降下を分ける支配因子を理論的に考察する．

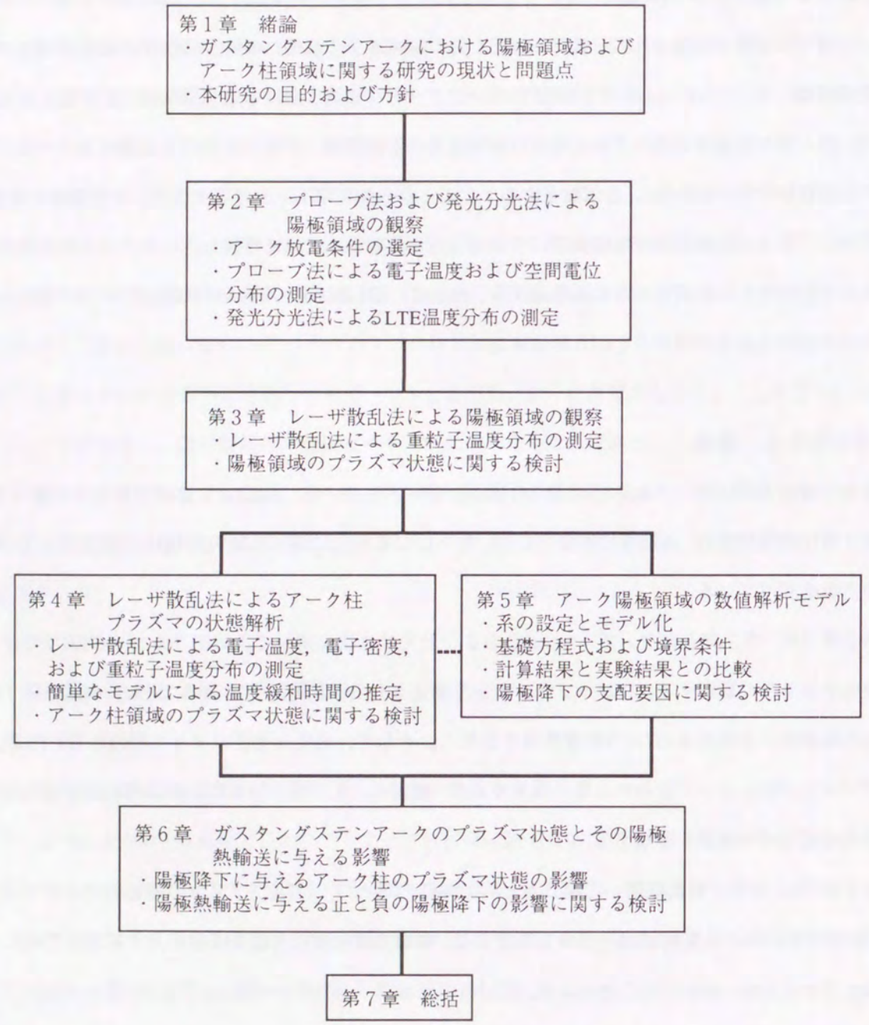


Fig. 1.3 Flow chart of this study.

第６章では，第２章から第５章までに得られた実験的・理論的な成果をもとに，アーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態を系統的に検討し，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを考察する．さらに，陽極領域のプラズマ状態とアークプラズマから陽極への熱輸送現象との関わりを検討する．

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している．

第２章　プローブ法および発光分光法による陽極領域の観察

２．１　緒言

プラズマの計測にはプローブ法，発光分光法，レーザ散乱法など種々の方法があり，各々の方法によって測定対象とする温度，密度などのプラズマパラメータが異なる．一方，各々の計測方法にはプラズマの状態に対して何らかの仮定を必要とする．このため，一つのパラメータを異なる計測方法で測定したり，あるいは異なる計測方法によって測定される複数のパラメータを相補的に比較･検討することは，「プラズマ診断」にとって非常に重要である．

本章では，ラングミュア・プローブ法，および発光分光法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断する．プローブ法によって測定される空間電位をもとに，正と負の陽極降下とそれぞれの陽極降下が現れるGTAの放電条件を分類する．そして，発光分光法によって得られるLTE温度，およびプローブ法によって得られる電子温度を比較・検討し，まずは正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を推察する．

２．２　ガスタングステンアークの実験装置とアーク放電条件の選定

２．２．１　実験装置

本研究の実験に使用した電源は，日立製インバーター制御・直流ティグ溶接機（DT-NP 300 A）であり，電流制御範囲5～300 Aの定電流電源である（但し，最高無負荷電圧は61 V）．アーク放電は，大気圧中で陰極（酸化ランタン入りタングステン電極，2% La_2O_3-W）と陽極（水冷式銅板）の間において発生させた．両電極間の距離（アーク長）は5 mm一定とし，また陰極寸法は直径3.2 mmφ（先端角60°），一方，陽極寸法は直径50 mmφとした．シールドガス（作動ガス）としては高純度アルゴン(99.999 %)を使用し，その流量は15 l/min一定とした．

２．２．２　アーク放電条件の選定

Fig. 2.1に本研究の実験装置を使用して得られたアルゴンGTAの電流—電圧特性を示す．図にみるように，本研究の実験装置では，アーク電流40 Aで最小電圧を示し，それよりも低電流側では電流の増加とともに電圧が減少する負抵抗特性を示す．逆に，それよりも高電流側では電流の増加とともに電圧も増加する正抵抗特性を示す．一般に大気圧のアーク放電では，50 Aより大きい電流域（$I > 50$ A）は高強度アーク（high-intensity arc）と呼ばれている[2,7]．第１章の１．２で示した多くの研究はこの高強度アークを対象としたものである．一方，同様に第１章の１．２で示したように，正と負の陽極降下が現れるそれぞれのGTAの放電条件はアーク電流に強く関係することが安藤[13]，Pfender[2]，Morrow[25]などによって示唆されている．これは，少々飛躍しているが，正と負の陽極降下の分水嶺となるアーク放電条件の違いとして高強度アークとそれに対する低強度アーク（low-intensity arc）の違いを意味していると推察されよう．したがって，本研究の実験条件として，アルゴンGTAにおける高強度アークと低強度アークのそれぞれの典型的な条件を選定するという方針が考えられる．ただし，この高強度アークと低強度アークの定義は明確ではなく，別の分類をすれば，それぞれ熱平衡アーク（thermal arc）と非熱平衡アーク（non-thermal arc）に相当すると考えられている[2]．

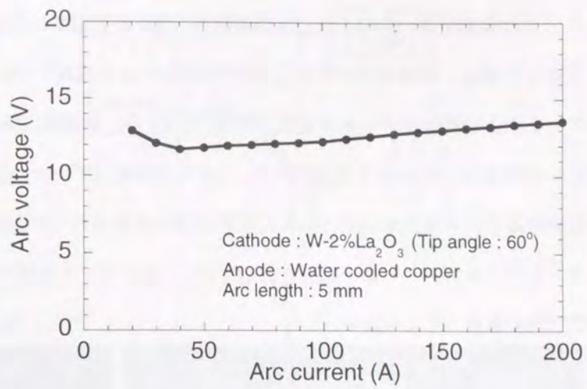


Fig. 2.1 V-I characteristic of an atmospheric argon gas-tungsten-arc.

一方で，松縄および西口によって低い電流では陽極ルート部が通常と違ったモードになることが示されている[14]．すなわち，低い電流では陽極は母板（銅板）のある点に固定され，陰極を移動させると陽極は点から点へと飛んで移動する．このモードは，陽極が固定点とならない通常のノーマルモードに対して陽極スポットモードと呼ばれている．彼らの実験では，この陽極スポットモードへの遷移条件は，大気圧アルゴンGTA（アーク長10 mm）においてアーク電流約30 A以下である．しかしながら，これらの陽極モードの違いは，正と負の陽極降下の違いに関係するものであると考えられるが，それ以外にアーク柱そのもののモードの違いにも深く関係すると考えられる．すなわち，50 A以上の大気圧GTAでは第１章の１．２で示したように十分に強いプラズマ気流が発生し，このプラズマ気流がアークそのものの硬直性，および安定性を維持している．これは，フリー・バーニング・アークの中でも特に自己安定化アーク（self-stabilized arc）と言われている[2]．上記の陽極スポットモードが生じる電流範囲では，もはや自己安定化アークではなく，アーク柱自体が通常とは違ったモードに遷移することが推察される．本研究の予備実験においても，40 A以下の電流範囲ではアーク柱の揺らぎが観察された．したがって，陽極スポットモードの物理的背景は極めて複雑であり，本研究の目的とするところの次の段階であると考えられる．

以上より，本研究の実験条件としては，アーク柱の揺らぎのない自己安定化アークであり，かつ高強度

アークと低強度アークのそれぞれの典型的な条件を選定すればよい．したがって，本研究では，低強度アークとして50A，高強度アークとして十分に $I > 50$ A を満たす 150 A を選定することにする．なお，低強度アークおよび高強度アークの定義が明確でないので，本研究では，アーク電流については明らかに異なるという点から，50 A を低電流アーク，150 A を高電流アークと定義する．Fig. 2.2 に大気圧アルゴン GTA におけるアーク電流50 A と150 A のそれぞれの場合のアーク外観写真を示す．低電流アーク，高電流アークともにアルゴンアーク特有の青白色を示し，またアーク外観の輪郭はベル型であることから自己安定化アークであると考えられる．

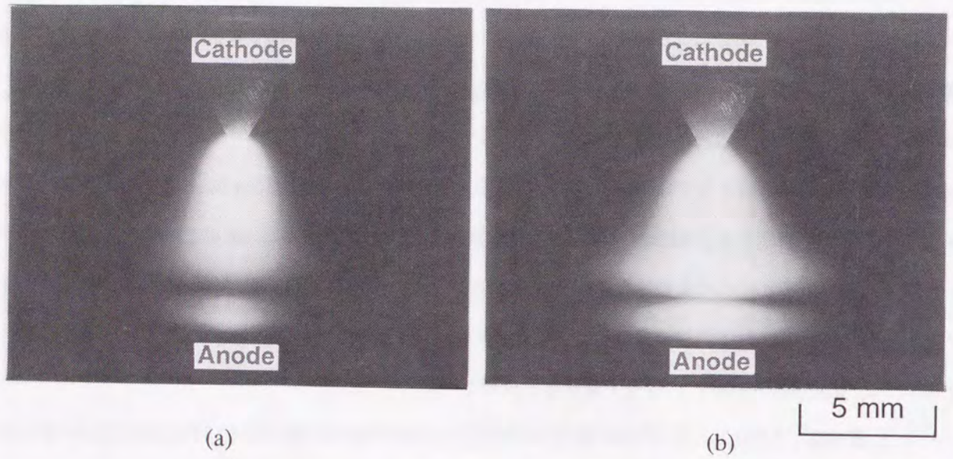


Fig. 2.2 Photographs of typical atmospheric argon GTA plasma under conditions of (a) 50 A and (b) 150 A in arc current.

2．3　プローブ法

2．3．1　実験装置

本実験では，Fig. 2.3に示すような実験装置を用いてラングミュア・プローブ計測を行った．全体は，a．アーク発生部，b．プローブ計測部から構成されている．以下，装置について説明をする．

a．アーク発生部

アーク発生部は前節で示した実験装置と同じである．

b．プローブ計測部

空間的に非常に狭い陽極領域の計測を遂行するために，Sanders と Pfender[28]と同様の装置を試作した．プローブ計測部の概略図を Fig. 2.4 に示す．プローブは陽極中央にあけられた 0.7 mmϕ の穴から，陽極面に対して垂直に挿入される仕組みになっている．プローブ計測の位置設定はマイクロメーターにより行った．マイクロメーターは上下モータによって駆動され，位置分解能は1 μmである．また，プローブとして，Fig. 2.5 に示すような 0.25 mmϕ のタングステン・ワイヤーを用いた．プローブの側面はアルミナを溶射するこ

とで，プラズマから電気的に絶縁されるよう工夫している．したがって，プローブはその上面だけがプラズマと電気的に接触する．コーティング材としてアルミナを用いたのは高融点を有する絶縁体であるということと，その熱膨張係数がタングステンの値に近いためである．また，基準電極は陽極になっており，陽極の電位に対してプローブに電位差を生じさせるようになっている．

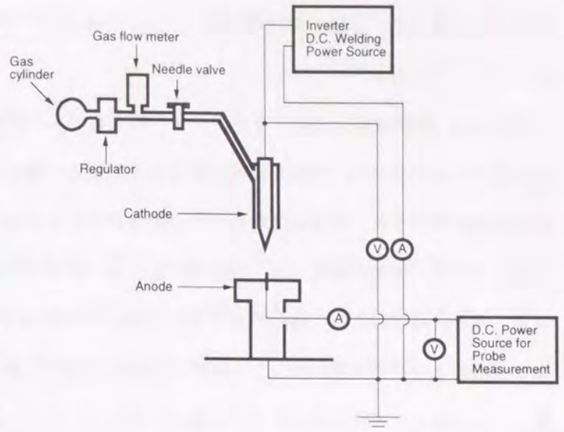


Fig. 2.3 Schematic diagram of experimental apparatus for Langmuir probe.

2．3．2　プローブ法の原理

プラズマ中に導体を挿入すると，電子とイオンが飛び込んできて導体に接続した外部回路に電流が流れる．プラズマに対して導体の電位を変化させると，導体に流れ込む電流が変化する．この導体の電流—電圧特性を利用して，電子とイオンの密度や温度などの情報を得ることができる．このように，導体に加えた定常な電位に対するプ

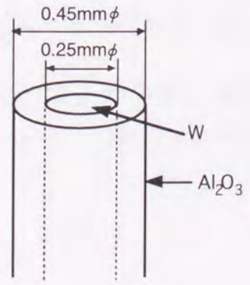


Fig. 2.5 Schematic drawing of a probe.

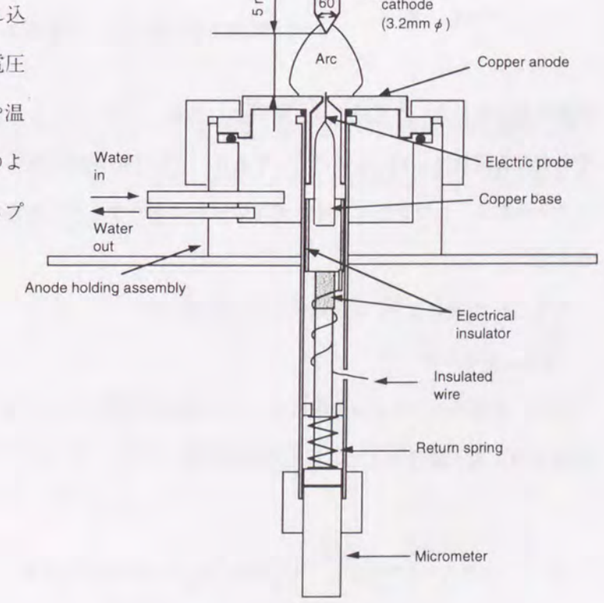


Fig. 2.4 Details of anode arrangement for Langmuir probe measurement.

ラズマの応答を調べる探針を静電プローブ，または，この方法を考案した人の名にちなんで，ラングミュア・プローブと呼ぶ[41]．

厳密には，電位分布を決定するポアソンの式と電子およびイオンの速度分布関数に対するボルツマンの式を用いて定式化され，これを適当な境界条件のもとで解く必要がある[54]．しかし，この解法は，高度な計算技術が要求され，非常に簡略化された条件のもとでも容易ではない．しかし，プローブ前面に形成されるシース内の衝突が無視され，磁場の存在しない定常プラズマにおいては，計算の理論は簡単なものとなる．幸い，本実験では，陽極領域における電子の平均自由行程（約 1 μm）はデバイ長さ（約 0.01 μm）より二桁程オーダが大きいのでシース内では衝突しないと考えてよい．また，プローブは陽極の中央に位置し，これはプラズマ気流の淀み点であることから，プローブ近傍の流れも無視される．以下にその計算原理を述べる[41, 44]．

プラズマに対してプローブに電位差を与えるためには，プラズマに接していて，常にプラズマに対して一定電位を保っている基準電極が必要である．本実験では，この基準電極を陽極とした．プローブを挿入する位置のプラズマの電位（空間電位）を V_S，プローブと陽極間の電位差（プローブ電圧）を V_P とすると，陽極とプローブが同じ材料である場合，プローブとプラズマ間には，

$$V = V_P - V_S \tag{2.1}$$

の電位差が生じる．本実験では，陽極として銅，プローブとしてタングステンが用いられているが，それぞれの仕事関数は 4.33，4.54 eV [41] であり，これらの値は実験の測定精度から判断して，ほとんど等しいと考えられる．したがって，それぞれの材料は電子やイオンを取り込むうえで，同じ材料と考えて差しつかえない．

以下，V の値により，4 領域に分けて説明する．

(i) $V = 0$ のとき

このとき電子とイオンは自由にプローブ表面に到達することができる．プラズマからプローブに流れる電流 I_P は，電子電流とイオン電流との差であるから

$$I_P = I_e - I_i = e(\overline{n_e v_{ex}} - \overline{n_i v_{ix}})S = \frac{e}{4}(n_e < v_e > - n_i < v_i >)S \tag{2.2}$$

となる．ここで，I_e と I_i はそれぞれ電子電流とイオン電流，n_e と n_i は電子密度及びイオン密度，e は電気素量，

$< v_e >$ と $< v_i >$ は電子およびイオンの平均速度であり，

$$< v_e >= \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}, \qquad < v_i >= \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \tag{2.3}$$

と表せる．m_e と m_i は電子及びイオンの質量，k_B はボルツマン定数，S はプローブの表面積である．平板プローブでは，S はシース表面積と一致する．$m_i >> m_e$ であるから，イオン温度 T_i が電子温度 T_e に比べ，遥に大きくないかぎり，$< v_e >>> < v_i >$ が成立する．よって，プローブ電流は電子電流にほぼ等しくなり，

$$I_P = I_{es} \equiv \frac{e}{4} n_e < v_e > S \tag{2.4}$$

となる．ここで，I_{es} は飽和電子電流と呼ばれる．

(ii) $V > 0$ のとき

プローブ近傍に生じた電界によって，電子はプローブ方向に加速され，イオンは減速される．よって，イオン電流の寄与は (i) のときよりもさらに小さくなり，電子シースができる．したがって，$I_P = I_{es}$ となる．この領域のプローブ電流が一定に保たれる領域を，電子電流飽和領域という．

(iii) $0 > V > V_t$ のとき

$V < 0$ のとき，電子に対して減速電界となるため，プローブ電流は，電子電流の寄与が急激に減少して，電子電流はイオン電流に比べ，無視できるようになってくる．無視できるときの電位差を V_t，電子温度を T_e とすると，電子はプラズマ中において平均して一方向に

$$\frac{1}{2} m_e < v_{ex}{}^2 >= \frac{1}{2} k_B T_e = -eV_t \tag{2.5}$$

なる運動エネルギーを持つ．ここで，k_B はボルツマン定数である．よって，

$$V_t = -\frac{k_B T_e}{2e} \tag{2.6}$$

となる電位差を持つ領域までは多くの電子がプローブまで到達することができる．プローブ表面で電子密

度が近似的にボルツマン分布に従う場合，

$$n_e = n_{e0}\, exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right) \tag{2.7}$$

となり，(2.4)式より，

$$I_P \equiv I_e = I_{es}\, exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right) \tag{2.8}$$

が成り立つ．ここで，n_{e0} はプラズマにおける電子密度である．

(iv) $V < V_t$のとき

Fig. 2.6 に示すように，V_tよりもさらに負の電位領域では，電子群は急激にその数を減らし，イオンシース領域となる．電位差が V_tとなる付近での電界は小さいが，イオンはこの電界により加速されて，熱速度に比べて，大きな電界方向の速度を持つようになる．X_t点でのイオン速度u_{it}は$\frac{1}{2} m_i u_{it}^2 = -eV_t$より，

$$u_{it} = \sqrt{\frac{-2eV_t}{m_i}} \tag{2.9}$$

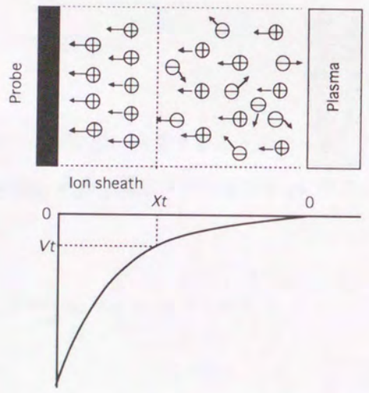


Fig. 2.6 Schematic drawing of the ion sheath in front of the probe.

となり，イオン密度n_{it}は遷移領域においては準中性と考えられることから，ボルツマン分布する電子密度とほぼ等しいものとなる．

$$n_{it} \equiv n_{et} = n_{e0}\, exp\left(\frac{eV_t}{k_B T_e}\right) \tag{2.10}$$

電荷の連続性から単位時間にシース内に入るイオン数はプローブに入るイオン数と等しくなる．よって，イオン電流は，

$$I_i = en_{it}u_{it}S = 0.61\, e\, n_{e0}\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}\, S \tag{2.11}$$

となる．上式から，イオン電流は電子温度によって支配されることがわかる．この電位領域でのプローブ電流は，

$$I_P = I_e - I_i = I_{es}\, exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right) - I_i \tag{2.12}$$

となる．電位差 Vが大きい負電位になると，プローブ電流はイオン電流のみとなり，電位に対して変化しなくなる．この領域をイオン電流飽和領域と呼ぶ．

以上，4 領域をまとめると，Fig. 2.7 (a) に示すようなプローブの電流—電圧特性が得られる．なお，x 軸は右にいくほどプローブの負電圧が大きくなる．空間電位は，急激な折れ曲がりの生じる，$V = V_P - V_S = 0$の点から求めることができる．しかしながら，一般的に，実際に得られる電流—電圧特性は，Fig. 2.7 (b) に示すような特性を示す．この場合，空間電位は電子電流飽和領域と電子が減速される領域との接線の交点で近似される．また別の空間電位を求める方法を次に述べる．プローブ電流がゼロとなる電位 V_fではプローブは外部回路と切り離されたのと同じ状態にあり，この電位を浮動電位と呼ぶ．ここでのプローブ電流は，

$$I_P = I_e - I_i = I_{es}\, exp\left(\frac{e(V_S - V_f)}{k_B T_e}\right) - I_i = 0 \tag{2.13}$$

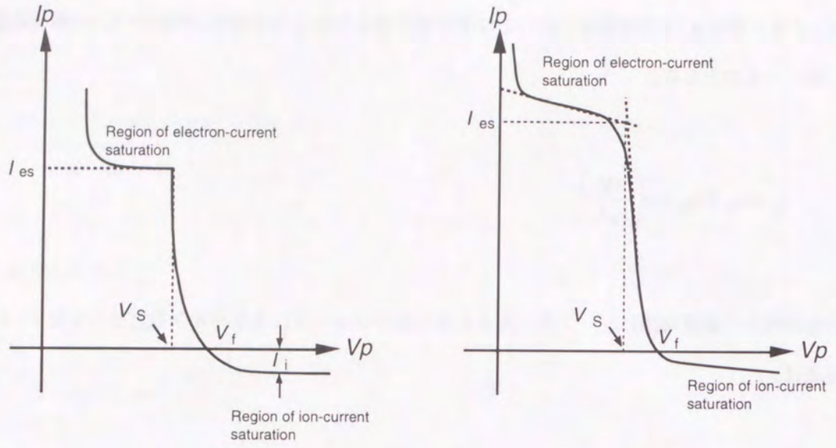


Fig. 2.7 Langmuir probe characteristic.
(a) Ideal probe characteristic
(b) Expected probe characteristic on experimental measurement

となることから，

$$V_S = V_f + \frac{k_B T_e}{e} ln\left(\frac{I_{es}}{I_i}\right) \tag{2.14}$$

を得る．この式に I_{es}，I_iの式を代入すると，

$$V_S = V_f + \frac{k_B T_e}{e} \frac{1}{2} ln\left(\frac{m_i}{2\pi m_e}\right) \tag{2.15}$$

が得られ，この式からも空間電位を求めることが可能となる．

電子温度は，$V<0$の領域では，プローブ電流がVに対して指数関数的に変化することを利用して求めることができる．プローブ電流の対数を取ると，

$$ln\, I_P = \frac{e}{k_B T_e}\left(V_P - V_S\right) + const. \tag{2.16}$$

となり，$V_P - ln\, I_P$特性の傾きから電子温度を求めることができる．電子温度が求まると，飽和電子電流あるいは飽和イオン電流の(2.4)式，(2.11)式 から電子密度（あるいはイオン密度）を求めることができる．

2．3．3　実験方法

プローブ先端を陽極面にあわせた状態でアークを点弧し，所定の位置にプローブを挿入して計測を行った．計測は，プローブを挿入後，プローブ電圧を変化させ，そのときの外部回路に流れる電流の変化を測定した．

本実験における計測は，陽極近傍という狭い領域においてなされるものであるから，プローブの位置決めにおいて原点の位置決め精度が重要な問題となる．本実験においては，その位置決めを Fig. 2.8 に示すように，陽極の上に銅板を置き，テスターによって通電をチェックすることにより行った．なお，陽極表面および銅板表面をエメリー紙により 1000 番まで研磨することにより，位置決め精度を確保した．表面粗さ計により双方の表面を測定したところ，双方の表面粗さは最大で約 0.2 μm であった．また，陽極表面を研磨するのには，もうひとつの理由がある．それは，陽極表面の状態が，陽極境界層のアーク形態に影響を及ぼすからである．陽極表面に大きなキズなどがある場合，陽極でアークルートがスポット状になり易く，アークがその点にそれてしまうため，正確な計測は保証されない．

プローブは，先端を 1200 番のエメリー紙で軸方向に対して垂直に研磨した後，アセトンで洗浄，脱脂して使用した．なお，プローブ軸方向に対する先端面の垂直性が確保されているかどうかを，CCD カメラにより 30 倍に拡大して確認した．

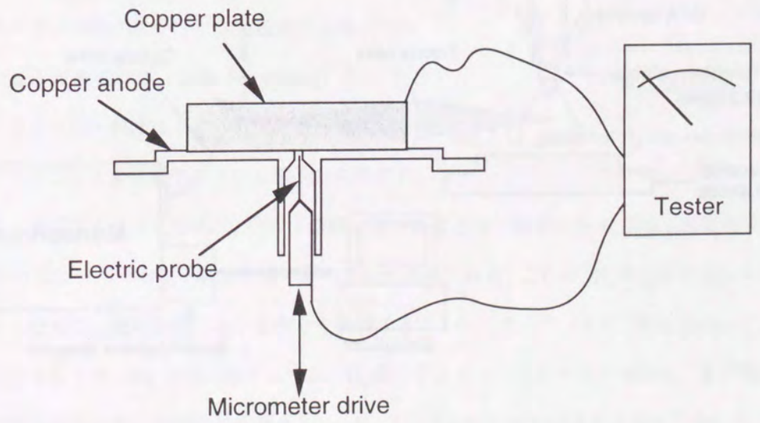


Fig. 2.8 Schematic illustration of the procedure for ensuring the positional accuracy of the probe tip.

2．4　発光分光法

2．4．1　実験装置

本実験では，Fig. 2.9 に示すような実験装置を用いてアークプラズマからの放射スペクトルを計測した．計測に当たってはアークの像をレンズにより5倍に拡大し，その拡大像を直径1 mmの光ファイバーを通して分光計測した．使用した分光器は，回折格子に 1200 本 /mm のグレーティングを用いた焦点距離 996.81 mm のツェルニターナ型である（model HR-1000，JobinYvon）．また，検出素子に 1024 チャンネルのダイオードアレイヘッド（MAX-DH2，愛宕物産）を使用していることから，マルチチャンネルでスペクトル波形を計測し，コンピュータで処理することが可能である．本実験では，分光器の入射スリット幅を 100 μm，スリット高さを 20 mm と設定した．この時のマルチチャンネルの波長分解能は 0.18 nm 以上である．なお，本実験で使用する（分光器および検出器を含む）計測系には標準光源（タングステンランプ）の放射光強度に対して Fig. 2.10 に示すような波長による感度依存性がある．したがって，標準光源との強度比から作成した Fig. 2.11 に示す補正曲線により，スペクトル強度を補正した．また，発光スペクトルはバックグラウンド強度に重畳して計測されるので，このバックグラウンド強度を差し引いて発光スペクトル・プロファイルを抽出した．例として，計測されたスペクトル強度を補正し，バックグラウンド強度を差し引いた後のプロファイルを Fig. 2.12 に示す．これらは，アーク電流 150 A の場合における水素原子からの発光スペクトル H_β 線（486.132 nm）である．

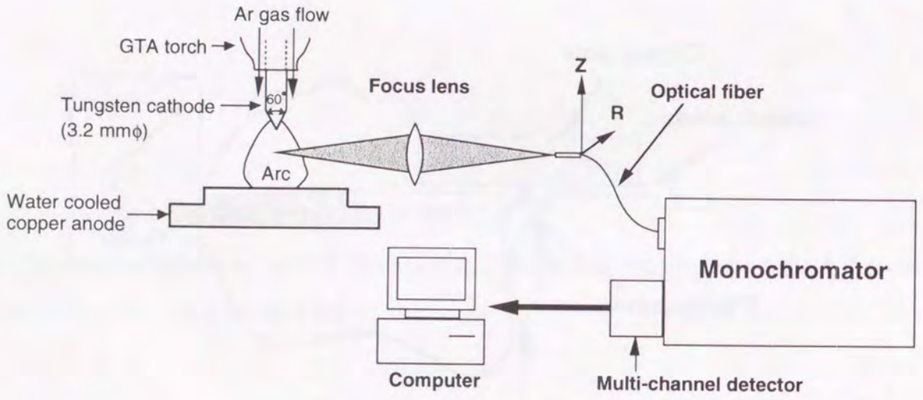


Fig. 2.9 Schematic illustration of the apparatus for plasma spectroscopic measurements.

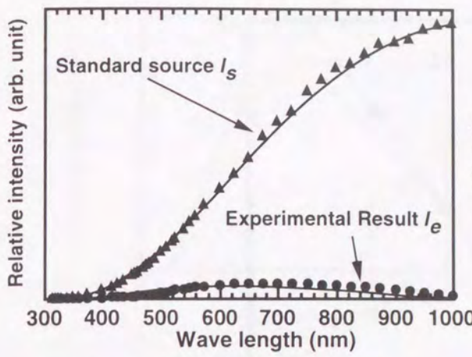


Fig. 2.10 Comparison between standard light source and experimental results.

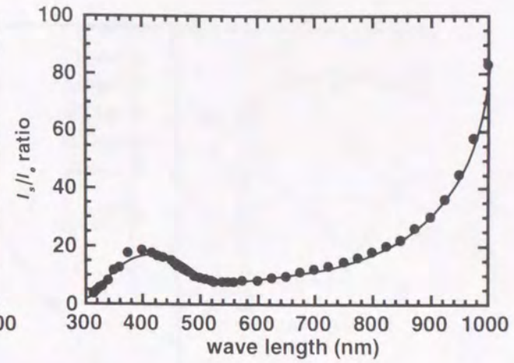


Fig. 2.11 Calibration curve for spectroscopic measurements by the monochromator.

2．4．2　シュタルク拡がりを利用した電子密度およびLTE温度の測定

a．電子密度の測定

原子，イオンが電界の中に置かれると，その原子・イオン内の束縛電子のエネルギー準位に変化が起こる．この効果はシュタルク効果（Stark effect）として知られる[41]．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を引き起こす．シュタルク効果によるエネルギー準位の拡がりは，原子・イオンスペクトルではスペクトル線の拡がりとして観察される．この拡がりをシュタルク拡がり（Stark broadening）という．シュタルク拡がりは一般的に小さいので問題にならないが，プラズマ中では水素原子やヘリウム原子のスペクトル線で顕著に観察されることがあり，その半値幅は電子密度と深い関係がある．特に，水素原子のバルマー線 H_β の拡がりはプラズマの電子密度を求めるのによく利用される．これは，H_β の拡がりはシュタルク幅が支配的であるために，他の要因による拡がりを無視できるからである[55]．また，H.R. Griem によりまとめられた結果によると[10]，Fig. 2.13 に示すように，H_β 線のシュタルク拡がりの半値幅は，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．一方，この理論はLTEの仮定を必要としないので，アーク・陽極境界領域の計測に適しているといえる．

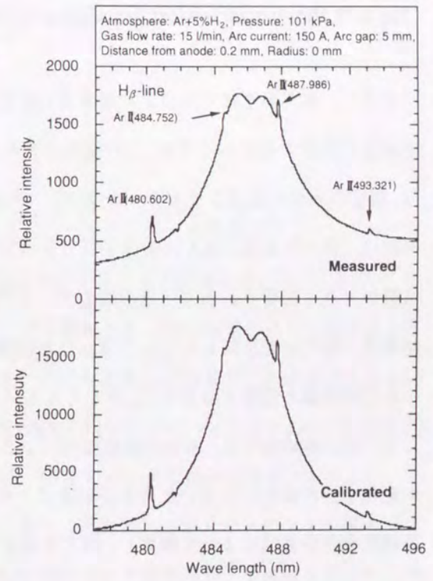


Fig. 2.12 Measured H_β line and calibrated H_β line.

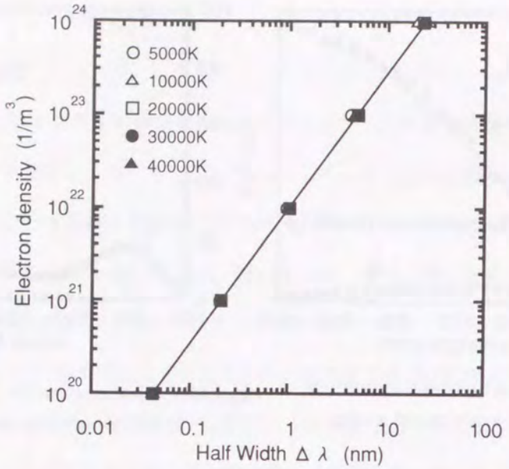


Fig. 2.13 Relationship between half width of H_β line and electron number density in various electron temperature.

そこで，本実験ではアルゴンに水素を1％または5％混入し，H_β線のシュタルク拡がりの半値幅から電子密度を計測することにする．この実験はアルゴンGTAにおける電子密度の推定を本質的に目的としており，微量の水素を混入してもアークプラズマの状態に大きな変化はないという仮定がある．しかしながら，平岡は，アーク電流100 Aの条件下でアルゴンに5％の水素を添加することによって陽極近傍のプラズマ状態が大きく影響されることを示唆している[42]．したがって，この仮定は必ずしも適切ではない．平岡の結果は，発光分光法にもとづいて得られた物理量を別の方法（例えば，ラングミュア・プローブ法）で得られた物理量と比較する場合は，少なくとも同じ水素添加量のGTAでなされなければならないことを意味している．本研究では，水素の微量添加によるプラズマ状態の変化よりもアーク電流によるプラズマ状態の変化の方が遙かに大きいと考えていることから，上記のような微量水素を添加したGTAプラズマの陽極領域を発光分光法によって観察し，同じ水素添加量のGTAにおけるプローブ法の結果と比較・検討することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合での陽極領域のプラズマ状態を推察することは可能であると考えている．上記の水素添加量の選定については後で述べる．

b．LTE温度の推定

次に，シュタルク拡がりの半値幅から得られた電子密度をもとにプラズマの温度を推定する方法を述べる．これにはLTEの仮定が必要である．すなわち，LTEを仮定してサハの式を用いれば，電子密度からプラズマのLTE温度を見積もることができる．Fig. 2.14 (a), (b)にサハの式から導かれるArおよびAr+10% H_2の大気圧下における平衡状態図を示す[11]．この図より電子密度からLTE温度を一義的に求めることができる．本実験で行うのは，添加水素が1％または5％であるが，Fig. 2.14 (a), (b)において，0％のものと10

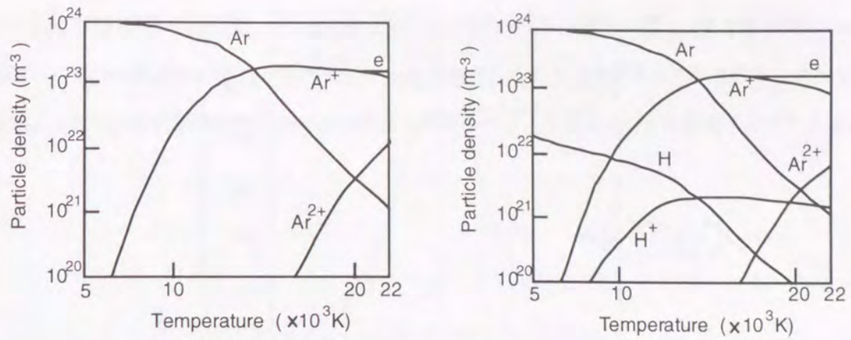


Fig. 2.14 Equilibrium composition in (a) Ar and (b) Ar + 10% H_2.

％のものとを比較すると，電子密度と温度の関係にはほとんど差がないことがわかる．よって，本研究では，LTE温度の推定には純アルゴンの平衡状態図を利用した．

2．4．3　実験方法

a．実験条件

GTAの放電条件は2．2節で示したとおりである．ただし，シールドガスの水素添加量については，できるだけ純アルゴンのアークと同一にするために，その添加量を抑えることが望まれる．田中によると，水素を添加した場合，アーク外観の色が赤みを帯び，またアークは緊縮され，特に陽極付近での緊縮が大きくなることが示されている[56]．本研究においても，50 Aのアークでは水素の添加量が3％以上になると陽極スポットが明瞭に観察された．しかし，同じ水素添加量のGTAにおいてプローブ計測を行い，比較検討するためには，スポットの形成は避けねばならない．そこで，50 Aのアークでは添加量を1％とした．一方，150 Aのアークにおいては，水素の添加量をあまり抑えると，アルゴンイオンのスペクトル線のピーク（Ar II，Fig. 2.12 参照）の方が大きくなり，H_β線の拡がりの中にピークが重なり，半値幅を求めるための理想的なプロファイルが得られない．しかし，150Aでは水素の添加量を5％にしてもスポットは生じず，アーク外観およびその色もほとんど変化しないことから，水素添加量を5％として計測を行った．

b．計測方法

計測点に関しては，実像において，z方向には陽極直上から1 mmの所まで0.2 mm間隔で計測し，各z方向の位置に対して，r方向には中心軸から5 mmのところまで等間隔に11点計測を行った．計測されるスペクトル強度は，プラズマの厚み分を足しあわせた積分値で示される．知りたいのは，アーク中心軸上のスペクトル強度なので，半径方向の線スペクトルの積分強度分布を計測し，そのデータに対してアーベル

(Abel) 変換処理を施し，空間分解する必要がある．この変換に際して，プラズマが軸対称であると仮定し，Fig. 2.15のようにスペクトル強度の半径方向の値を $\varepsilon(r)$，プラズマの中心からの距離 x において実際に計測されるスペクトル強度を $I(x)$ とすると，互いの関係は次式のアーベル変換の積分公式で与えられる．

$$I(x) = 2\int_x^R \frac{\varepsilon(r)r}{(r^2 - x^2)^{1/2}} dr \tag{2.17}$$

前述したように計測値はこの $I(x)$ で与えられるわけであるから，求めたい半径方向のスペクトル強度は解析的に次式で表現される[30]．

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{\pi}\int_r^R \frac{I'(x)}{(x^2 - r^2)^{1/2}} dx \tag{2.18}$$

$$\text{ただし，} \quad I'(x) = \frac{dI(x)}{dx} \tag{2.19}$$

本研究では，H_β 線の測定プロファイルを各波長ごとにアーベル変換し，それらを再びスペクトル・プロファイルに変換することによりアーク中心軸位置での H_β 線の半値幅を見積もった．Fig. 2.16にそれらの例として，アーベル変換後に再構築されたアーク中心軸上の陽極からの距離0.2 mmの位置における H_β 線のスペクトル・プロファイルを示す．

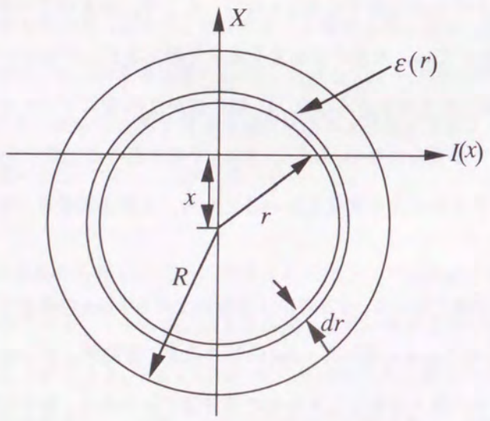


Fig. 2.15 Numerical procedures of Abel inversion for estimating the actual intensity from the integrated intensity.

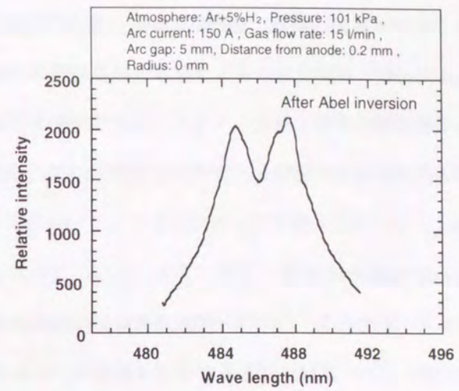


Fig. 2.16 Typical example of H_β line profile after Abel inversion.

今回用いた水素スペクトル線の拡がりは，他の原子スペクトル線による拡がりに比べて大きく，その要因もシュタルク効果が主であり，他の要因による拡がりは小さい．しかしながら，分光器によって得られる幅には，装置幅（波長分解能）を含んでいる．この装置幅が大きい場合，これを無視できなくなる．そこで，この装置幅を把握するために，スペクトル線の拡がりが既知であるカドミウムランプのスペクトル拡がりを測定した．カドミウムは480.0 nm付近に線スペクトルを持ち，その拡がりは 10^{-3} nmのオーダーと非常に小さいことがわかっている．したがって，そのスペクトルの拡がりから，装置幅を測定することが可能となる．本実験では，市販のカドミウムランプ（SL Cd-1，東芝）を用い，測定したピークの半値幅を装置幅とした．その計測結果をFig. 2.17に示す．図に示すように，スペクトル線の拡がりを半値幅で議論すると，カドミウムの拡がりは，約0.16 nmとなる．一方，Fig. 2.16に示されているようにアーク中心軸上で観察される H_β 線のスペクトル・プロファイルの半値幅は6 nm程度ある．このスペクトル線は主にシュタルク効果と装置幅のたたみ込み（convolution）で表された形である[54]．この場合，Fig. 2.16のスペクトル

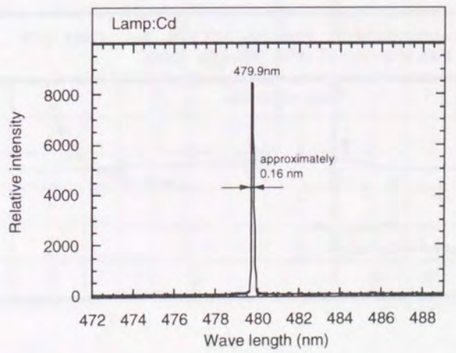


Fig. 2.17 Line profile of Cd line (479.9 nm).

線の半値幅の２乗はシュタルク拡がりと装置幅の２乗の和に等しくなる[54]．すなわち，Fig. 2.16 のスペクトル線を繰り広げると（deconvolution），純粋なシュタルク拡がりの半値幅は5.998 nm と見積もられる．これはシュタルク拡がりに与える装置幅の影響を無視しても良いことを意味している．したがって，本実験では，実験によって得られたスペクトルの半値幅をシュタルク拡がりによる半値幅として決定した．

２．５　陽極領域へのプローブ法適用の検討

プローブ計測を行うにあたって，陽極領域へのプローブ法の適用が可能であるかどうかを検討しなくてはならない．そこで，この節では，プローブ挿入によるプラズマの乱れ，および本研究で採用したプローブ計測の原理が妥当なものであるかどうかを検討し，実際に得られたプローブの電流―電圧特性から電子温度および空間電位をどのようにして決定したかを述べる．

２．５．１　プローブ挿入によるアークへの影響

プローブ計測は，アーク中に直接，プローブを挿入するためにアークを乱す．その乱れが大きい場合，計測が正確になされているとは言えない．本研究では，この乱れをプローブ挿入によるアーク電圧の変化で評価することにした．Fig. 2.18 はプローブに -1.5 V の電圧をかけ，プローブを陽極から 0.2 mm の位置まで挿入した時のアーク電圧の変化を示したものである．アーク電圧は，最大0.2 V 程度まで増加した後，約６秒後にはプローブ挿入前のアーク電圧に戻っていることがわかる．これはプローブ挿入によりアークがわずかながら冷却され，そのエネルギーを補うために生じたものと考えられる．しかしながら，この変化がアーク電圧の約２％程度であることから，アークの乱れは無視してよいと考えられる．

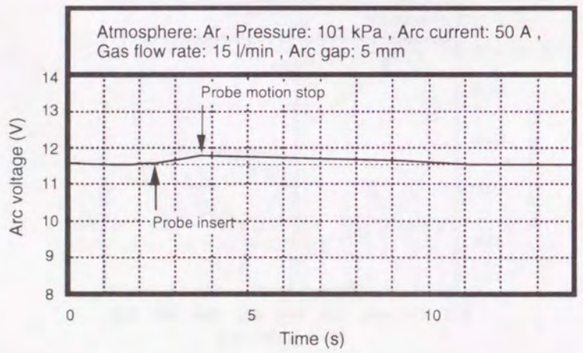


Fig. 2.18 A change of arc voltage after insertion of probe into the arc plasma.

２．５．２　電子温度および空間電位の測定に関する検討

２．３．２のプローブ法の原理で述べたように，本実験で行うプローブ計測から電子温度および空間電位を求めるには，以下の仮定が必要となる．

(i) プローブ表面に形成されたシース内において，電子の衝突が無視される．

(ii) プローブ近傍においてプラズマの流れの影響を無視することができる．

(iii) プローブ半径内において，温度や密度の物理量が一定である．

まず，(i) の仮定について検討する．Sanders[28]によると，アルゴン GTA の陽極領域における電子の平均自由行程はデバイ長さよりも十分大きくシース内の衝突は無視してよいことが示されている．また，実際に本実験から得られた電子温度と電子密度の結果，およびUshioの衝突断面積のデータ[57]から，電子の平均自由行程（約 1 μm）はデバイ長さ（約 0.01 μm）の 100 倍程度であることがわかった．シースの厚さはデバイ長さの5～10倍のオーダーであることから判断して[44]，シース内での衝突は無視できると考えられる．

(ii) の仮定については，陰極からのプラズマ気流が大きい場合においても，プローブは陽極の中央に位置し，これは気流の淀み点であることから，プローブ近傍のプラズマの流れは無視できるものと考えられる．

(iii) の仮定であるが，一般にアークは中心軸から離れるにつれて，その電子温度や電子密度は減少する．そこで，仮にプローブ半径内において，半径方向に対して電子温度が急激に減少していると仮定する．中心軸から離れた領域ほど電子温度が小さいために，プローブ電位の変化に対するプローブ先端に流れ込む

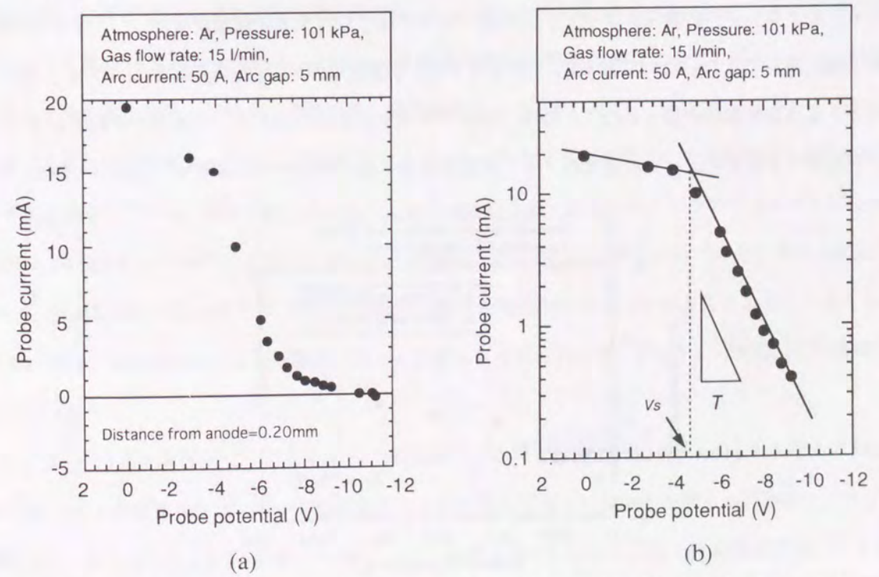


Fig. 2.19 A typical probe characteristic with (a) normal scale and (b) semi-logarithmic scale for the probe current.

電子電流の減少率は大きくなる．したがって，プローブ半径内で電子温度および電子密度に無視できないほどの分布が生じる場合，プローブの電流—電圧特性を片対数でプロットしたものは直線で近似できなくなると予想される．しかしながら，実験で得られたプローブの電流—電圧特性は，後述のように直線で近似できることから，プローブ半径内における温度及び密度はほぼ均一であると考えられる．

ここで，本実験におけるプローブ計測から得られた典型的なプローブの電流—電圧特性をFig. 2.19 (a)に示す．これはアーク電流50 Aにおける陽極からの距離0.2 mmの位置で得られた特性であり，Fig. 2.7で示したラングミュア・プローブの理論プロファイルに相当する．Fig. 2.19 (b)は，これを片対数プロットに変換したものである．図に見るように，この電流—電圧特性（$V_p - ln\, I_p$特性）が直線で近似できることから，本研究におけるプローブ計測はラングミュア･プローブの理論に適合しているものと考えられる．したがって，２．３．２節で示したように，この特性の傾きは(2.16)式にもとづいて電子温度を与え，また，その屈折点（電子電流飽和領域への遷移点）はプラズマの空間電位を与えることになる．本研究では，電子温度および空間電位は，ラングミュア・プローブ法において通常なされる上記の手法で導かれた．なお，空間電位については，浮動電位から(2.15)式によっても求め，その値を上記で得られた空間電位と比較し，本実験で得られる空間電位の妥当性を確認した．

さらに，本研究のプローブ計測の妥当性を確認するために，２．４節で示した発光分光法のシュタルク拡がりから求めた電子密度と，プローブ計測の飽和イオン電流から求めたイオン密度とを比較した．一般に，飽和イオン電流からイオン密度（あるいは電子密度）を決定することは避けられることが多い．これは，イオンのプローブへの衝突によって，二次電子放出が起こり，イオン電流が増加し，イオン電流飽和領域が明確に識別できないためである[44]．しかしながら，本実験においては，Fig. 2.19 (a)に示すように，明確なイオン電流飽和領域が得られた．これは，GTAプラズマにおいてはイオンの速度が比較的小さく，プローブが形成する電界によって加速されても二次電子放出を起こすほどのエネルギーを持っていないため

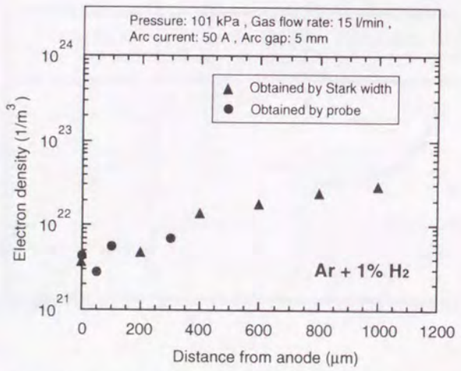


Fig. 2.20 Comparison between electron density obtained by Stark width and obtained by probe measurement.

であると考えられる．Fig. 2.20にシュタルク拡がりから求めた電子密度とプローブ計測の飽和イオン電流から求めたイオン密度を示す．横軸は陽極表面からの距離，縦軸は電子密度（またはイオン密度）を示しており，また，GTAの条件はアーク電流50 A，シールドガスAr+1% H_2である．この図に見るように，双方の密度はほぼ一致しており，本研究のプローブ計測が妥当であることが確認された．また，この実験結果は，電子密度とイオン密度が一致していることより，プラズマの準中性が成り立つことを示唆している．これは，陽極領域においてもラングミュア･プローブ理論の適用が妥当であることを支持するものである．

２．６　電子温度および空間電位分布

アーク電流50 Aおよび150 Aの場合のアルゴンGTAに対するプローブ計測を行い，その結果得られた陽極領域におけるアーク中心軸上の電子温度分布をFig. 2.21に示す．なお，横軸は陽極からの距離を示している．50 Aの場合，電子温度は，陽極からの距離300 μmから100 μmにかけて約13000 Kであるが，100 μmから陽極前面にかけて急激に増加し，陽極前面での電子温度は約23000 Kに達している．一方，150 Aの場合，電子温度は約12000 Kでほぼ一定であり，陽極前面の電子温度の上昇は認められず，むしろ陽極に近づくにつれて若干減少する傾向が認められる．

Fig. 2.22は，Fig. 2.21と同時に得られた陽極領域におけるアーク中心軸上の空間電位分布である．50Aの場合，空間電位は，陽極からの距離300 μmから100 μmにかけて約-5 Vであるが，100 μmから急激に上昇して陽極電位（電位＝0 V）に達しており，明らかに正の陽極降下を示している．一方，150Aの場合，陽極近傍の空間電位は+2 Vでほぼ一定に保たれていることがわかる．陽極前面においても空間電位が陽極電位よりも高い+2 Vになっていることから，陽極降下領域は50 Aの場合に比べて狭く，また，陽極降下の向きは負であると考えられる．すなわち，負の陽極降下である．なお，Fig. 2.22に示されるように，陽極面（陽極からの距離0 μm）における50 Aおよび150 Aの空間電位は双方とも陽極電位（電位＝0 V）からずれている．これは，陽極中央にあけられた0.7 mmφのプローブ用の穴にプラズマがわずかにしみ込むために，陽極面におけるプローブの計測位置が実質的にわずかに変化するためであると考えられる．したがって，計測位置に与えるプラズマのしみ込みの影響は陽極領域が狭いほど大きくなるものと考えられる．50 Aの場合，陽極面における陽極電位とのずれは約1 Vであるのに対し，150 Aの場合，それは約2 Vになっている．

以上より，アルゴンGTAにおける正と負の陽極降下の存在が実験的に示されたが，それぞれの陽極降下が現れるGTAの放電条件は，アーク電流値の大きさに強く支配されることが明らかにされた．すなわち，低電流アークにおいて正の陽極降下が現れ，一方，高電流アークにおいて負の陽極降下が現れるものと結論づけられる．

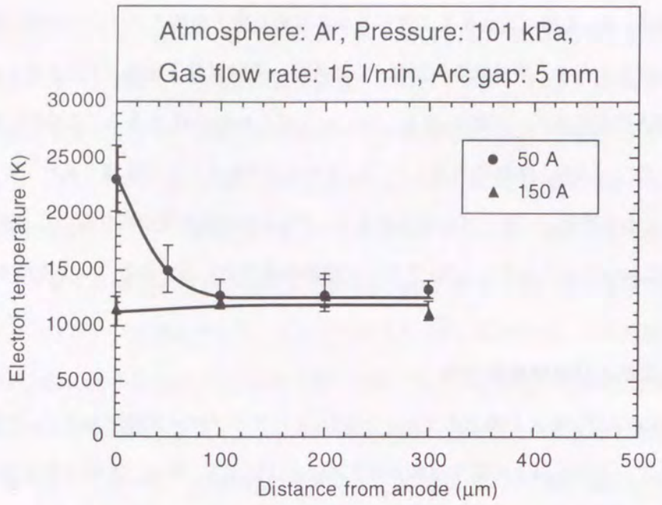


Fig. 2.21 Electron temperature distributions in the anode region.

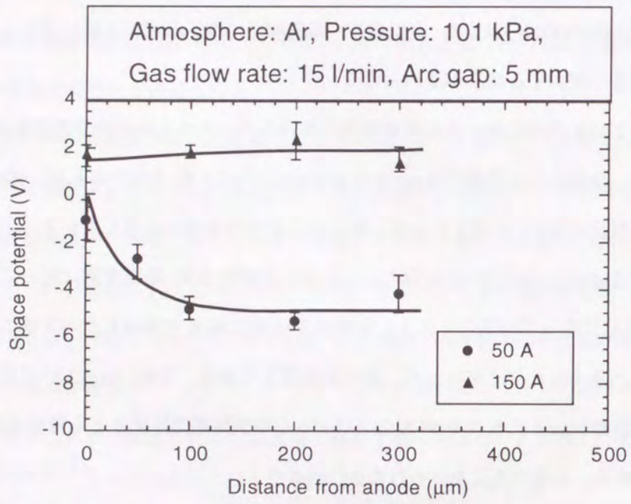


Fig. 2.22 Space potential distributions in the anode region.

2．7　LTE温度分布との比較

正と負の陽極降下とそれぞれの陽極降下が現れるGTAの放電条件が前節において示されたが，本節では，発光分光法によって得られるLTE温度，およびプローブ法によって得られる電子温度を比較・検討し，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を推察することにする．ただし，発光分光法ではH_β線のシュタルク拡がりを観察するため，2．4．3で示したようにシールドガスとしてアルゴンに微量の水素を添加した混合ガスを使用する．

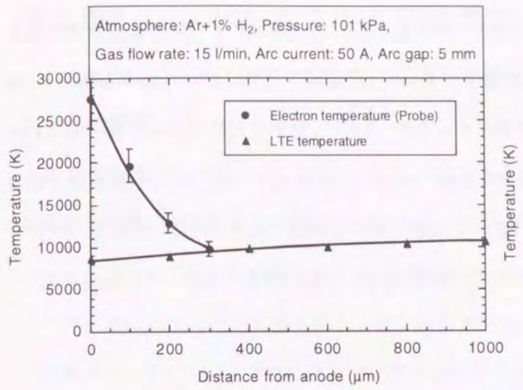


Fig. 2.23 Electron and LTE temperature distributions in the anode region under the condition of 50 A.

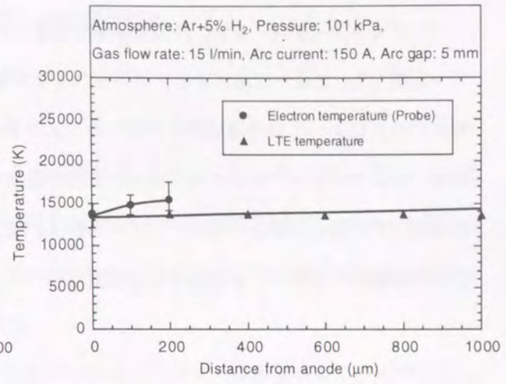


Fig. 2.24 Electron and LTE temperature distributions in the anode region under the condition of 150 A.

まず，Ar+1% H_2 雰囲気で発生させた電流 50 A のアーク放電に対してプローブ計測および発光分光計測を行なった．Fig. 2.23 に得られた電子温度分布およびLTE温度分布を示す．なお，LTE温度は，2．4．2で示したように，シュタルク拡がりの測定から得られる電子密度にLTEを仮定することによって見積もられる温度である．陽極から 300 μm の位置で双方の温度がほぼ一致していることがわかる．しかしながら，Fig. 2.21 の 50 A の場合と同様に，電子温度はその位置から陽極に近づくにつれて急激に増加し，双方の温度差に大きなずれが生じる．LTEを仮定して得られたLTE温度とプローブ計測から得られた電子温度との間に大きなずれが生じていることより，この場合の陽極近傍は明らかに非平衡状態であると推察される．

一方，Ar+5% H_2 雰囲気で発生させた電流 150A のアーク放電に対して同様の計測を行なった．Fig. 2.24 に得られた電子温度分布およびLTE温度分布を示す．この図に見るように，双方の温度はほぼ一致していることがわかる．したがって，この場合の陽極近傍はLTEに近い状態が形成されているものと推察される．

以上の実験結果より，低電流アークでは正の陽極降下が現れるが，その場合の陽極近傍はLTEから大きくずれた状態であり，一方，高電流アークでは負の陽極降下が現れ，その場合の陽極近傍はLTEに近い状態であると推察される．

2．8　結言

本章では，まず，本研究で使用するGTAの実験装置を示し，次にアーク放電条件の選定を行った．対象とする放電条件は，大気圧アルゴンGTA（アーク長5 mm）の50 A と 150 A であり，それぞれを低電流アークと高電流アークとして定義した．

ラングミュア・プローブ法，および発光分光法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断した．プローブ法によって測定される空間電位をもとに，低電流アークにおいて正の陽極降下，高電流アークにおいて負の陽極降下が現れることを明らかにした．さらに，発光分光法によって得られるLTE温度，およびプローブ法によって得られる電子温度を比較・検討し，低電流アークでは正の陽極降下が現れるが，その場合の陽極近傍のプラズマ状態はLTEから大きくずれた状態であり，一方，高電流アークでは負の陽極降下が現れ，その場合の陽極近傍のプラズマ状態はLTEに近い状態であることを推察した．

第3章　レーザ散乱法による陽極領域の観察

3．1　緒言

第2章では，ラングミュア・プローブ法，および発光分光法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断し，低電流アークでは正の陽極降下が現れ，その場合の陽極近傍のプラズマ状態はLTEから大きくずれた態であり，一方，高電流アークでは負の陽極降下が現れ，その場合の陽極近傍のプラズマ状態はLTEに近い状態であることが推察された．

本章では，さらにレーザ散乱法用いて同じ条件のアルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断し，陽極領域における重粒子温度分布の測定を試みる．本章で得られる重粒子温度分布と第2章で得られた電子温度分布と比較・検討することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を明らかにする．

3．2　レーザ散乱法

3．2．1　レーザ散乱法の原理

プラズマ中にレーザを入射させた時，レーザ光のプラズマによる散乱は，レーザの電界により電子が強制振動させられ，その結果，二次的に電磁波が放射されることにより生ずるものと考えられる[58,59]．その電子による散乱は，電離した自由電子によるトムソン散乱，原子や分子，イオンに束縛された電子によるレーリー散乱に分けて考えられる．さらに分子の場合は，分子自身の固有振動によって現れるラマン散乱も考慮されねばならない[60]．しかしながら，本実験では作動ガスとしてアルゴンを用いているのでラマン散乱を考慮する必要がなく，また，次節で示すように計測用レーザとしてNd: YAGレーザの第二高調波（波長532 nm）を用いるのでアルゴンプラズマではこのレーザによる共鳴吸収・散乱がない．したがって，本研究では，レーリー散乱とトムソン散乱のみを考慮すればよい．

ここで，入射レーザの強度 I_0 とし，単位立体角 $d\Omega$ 当りの散乱光強度を I とすれば，I は次のように示される[41]．

$$I\,d\Omega = I_0 \cdot n \cdot v \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega \tag{3.1}$$

ここで，n は散乱粒子の密度，v は散乱光を観察する領域の体積で散乱体積，$(d\sigma/d\Omega)$ は散乱粒子一個一個が立体角 $d\Omega$ に散乱する断面積の次元をもつ量で，微分散乱断面積である．もし計測の光学系と入射レーザの

強度が常に同じであるならば，I_0，ν，および$d\Omega$は常に一定になる．したがって，散乱光強度Iはnと$(d\sigma/d\Omega)$のみに依存することになる．ただし，微分散乱断面積$(d\sigma/d\Omega)$は，散乱の種類，すなわちレーリー散乱とトムソン散乱の違いによっても依存する．

(i) レーリー散乱

いま入射レーザ光に対する散乱角を$\theta = 90°$に限定する．ここで，散乱角$\theta = 90°$は，迷光対策の容易さ等の利点からレーザ散乱計測において最も一般的に用いられる角度である．この場合，一次偏光した入射レーザ光に対して，基底状態の不活性ガス原子におけるレーリー散乱の微分散乱断面積は，Murphy[61]とAlbrecht[62]によって次のように簡明に示されている．

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \frac{4\pi^2(\mu-1)^2}{n_0^2\lambda_0^4} \tag{3.2}$$

ここで，λ_0は入射レーザの波長，n_0はロシュミット数，μは不活性ガスの屈折率である．

一般に，プラズマ中には，基底状態の原子以外に励起された原子やイオンも混在している．しかしながら，励起原子やイオンの密度は8000 K程度までは小さいので，それらからの散乱光は無視できるものと考えられる．一方，8000 Kよりも高温においても，レーリー散乱の微分散乱断面積に比べてトムソン散乱の微分散乱断面積の方がずっと大きいので，励起原子やイオンのレーリー散乱は無視できるものと考えられる[61]．これは，8000 K以上では，レーリー散乱に比べてトムソン散乱が支配的になることを意味しているが，このことについては後で詳しく説明する．

以上より，本研究で用いるレーザは一次偏光しており，また作動ガスとして不活性ガス原子のアルゴンを用いるので，本研究では，レーリー散乱の微分散乱断面積として(3.2)式を適用することが可能になる．

(ii) トムソン散乱

トムソン散乱の微分散乱断面積は，

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = r_0^2 \int S(\mathbf{k},\omega)\, d\omega \tag{3.3}$$

と表される[63]．ここで，$r_0 = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e c^2$は古典的電子半径，$\varepsilon_0$は真空の誘電率，$c$は光速，$S(\mathbf{k},\omega)$は動的構造因子（または電子密度揺動のパワースペクトル密度），$\mathbf{k}$は入射レーザと散乱光の波数ベクトルの差，ωはレーザ周波数からのずれである．また，動的構造因子は次式のように表される．

$$S(\mathbf{k},\omega)\, d\omega = \left[\Gamma_\alpha(y_e)dy_e + Z\left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right)^2 \Gamma_\beta(y_i)dy_i\right]\pi^{-\frac{1}{2}} \tag{3.4}$$

ここで，

$$\Gamma_\alpha(y_j) = \frac{exp(-y_j^2)}{\left|1+\alpha^2 W(y_j)\right|^2} \tag{3.5}$$

$$\beta^2 = Z\frac{T_e}{T_i}\left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right) \tag{3.6}$$

$$W(y_j) = 1 - 2y_j \cdot exp(-y_j^2)\int_0^{y_j} exp(t^2)\, dt - i\pi^{1/2} y_j \cdot exp(-y_j^2) \tag{3.7}$$

である．また，$y_j = \omega/k\upsilon_i$，$\upsilon_i = \left(2k_B T_j/m_j\right)^{1/2}$，$Z$はイオンの電荷量，$\alpha$は散乱パラメータである．散乱パラメータ$\alpha$は，その大小によって散乱光スペクトルの様子が大きく異なり，トムソン散乱を取り扱う上で非常に重要なパラメータである．散乱角をθとすると，散乱パラメータαは次のように表される．

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda_D \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \tag{3.8}$$

ここで，$\lambda_D = \left(\varepsilon_0 k_B T_e/e^2 n_e\right)^{1/2}$はプラズマのデバイ長さである．(3.4)式の右辺第1項はプラズマ中の電子からの散乱に起因する電子項を表し，一方，第2項はイオンからの散乱に起因するイオン項を表す．すなわち，$\alpha \ll 1$のとき，つまり入射レーザの波長がデバイ長さより十分に小さいとき，入射レーザはプラズマ中の個々の自由電子によってのみ散乱される．これは電子の個々の熱運動によって決まるという意味で非協同的散乱（incoherent scattering）と呼ばれる[41]．このときの散乱光スペクトルは電子の熱運動によるドップラー広がりをもつ．一方，$\alpha \geqq 1$のとき，つまり入射レーザの波長がデバイ長さより大きいとき，個々のイオンがデバイ遮蔽により電子群に遮蔽された状態でレーザ光の電界によって運動し，それに追従するかたちで電子群が揺動し，これらの電子群によって散乱が生じる．これはイオンを遮蔽する電子群の協同的運動による散乱という意味で協同的散乱（collective scattering）と呼ばれる[41]．このときの散乱光スペクトルは，イ

オンのドップラー広がりをもったλ_0を中心としたピーク（イオン項）と，プラズマ振動の効果を反映した，電子のプラズマ周波数だけ離れたサイドピーク（電子項）からなる[44]．なお，以上の説明から明らかなように，イオン項といってもレーザ光を散乱する粒子は電子であり，電子の運動がイオンの熱的揺らぎによって支配されているという意味で名付けられているだけである[41]．

以上のように，トムソン散乱のスペクトル形状は，デバイ長さ，すなわちプラズマの状態に強く依存することがわかる．しかしながら，本章では，温度を測定する上で散乱光強度の情報のみを必要とするため，スペクトル形状については取り上げない．散乱光のスペクトル形状に基づく温度の測定法については次章で取り扱うので，詳しい説明は次章で行う．

3．2．2　レーザ散乱光のスペクトル強度に基づく温度算出法

(3.1)—(3.3)式をサハの式と合わせて用いれば，GTAプラズマからの散乱光強度は簡単に見積もられる．サハの式については，前章までに何度か触れたが，具体的に式で表すと次式のようになる．

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{2Q_i}{Q}\left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2}\right)^2 exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k_B T_e}\right) \tag{3.9}$$

ここで，n_aはアルゴン原子の密度，Q_iは1価のアルゴンイオンの分配関数，Qは原子の分配関数，hはプランク定数，ε_iは電離エネルギーである．Fig. 3.1に計算によって見積もられた大気圧アルゴンGTAプラズマにおける散乱光の相対強度と温度の関係を示す．ここで，散乱光の相対強度とは室温での散乱光強度で標準

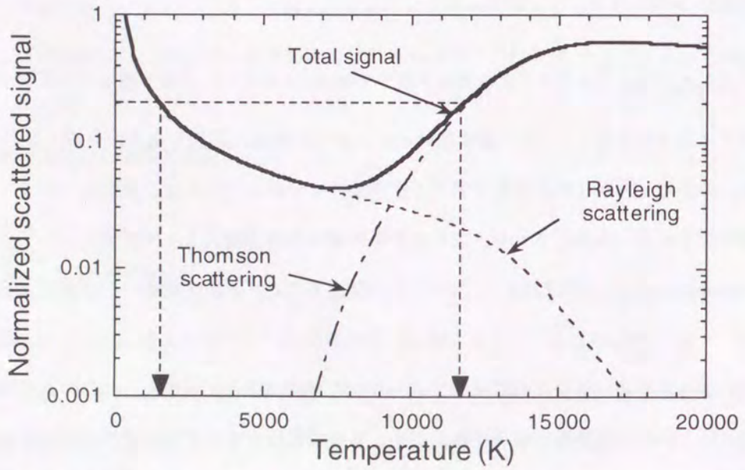


Fig. 3.1 The relation between the normalized scattered signal and the plasma temperature in LTE.

化したことを意味している．また，この計算にはサハの式が用いられているので，Fig. 3.1の関係はLTEの仮定に基づいている．この図に見るように，約8000 K以上では電子（イオン）によるトムソン散乱が支配的になる．これは8000 K以上の温度がLTE温度に相当することを意味している．レーザ散乱光のスペクトル強度の測定は，(3.1)式に示されるように，本質的に散乱粒子の密度を測定していることになる．すなわち，高温域ではレーザ散乱法によって電子密度を測定していることを意味している．ここで，電子密度と温度を結びつける役割を果たすのがサハの式である．これは，まさに2．4．2で述べた発光分光法（シュタルク拡がり）によるLTE温度の導出と同じである．しかしながら，先ほども述べたように，Fig. 3.1の関係はLTEの仮定に基づいているので，高温域でのLTE温度は重粒子温度に等しいと考えることができる．一方，約8000 K以下ではアルゴン原子によるレーリー散乱が支配的になる．特に，低温域では電子密度の寄与が極めて小さく，アルゴン原子の密度は理想気体の状態方程式にのみ従うため，LTEの仮定による影響はほとんど受けない．これは8000 K以下の温度が明らかに重粒子温度に相当することを意味している．したがって，本実験でレーザ散乱法によって得られる温度は，重粒子温度であると考えても差し支えない．

実際に散乱光強度として検出されるのはレーリー散乱とトムソン散乱の和である．Fig. 3.1の図中では，Total signalに相当している．本実験では，室温（約300 K）でのレーリー散乱光強度I_{300}，プラズマでのレーザ散乱光（レーリー散乱光＋トムソン散乱光）強度Iとしたとき，任意の計測位置においてI/I_{300}で標準化し，Fig. 3.1に参照することによりGTAプラズマ中の温度を評価した．なお，ここで評価された温度は，前述のように”重粒子温度”として取り扱う．

3．2．3　実験装置の構成および実験方法

レーザ散乱計測に用いた実験装置の概略図をFig. 3.2に示す．装置は大別すると a．レーザ散乱計測部，b．アーク発生部より構成される．以下にそれぞれの部分について説明する．

a．レーザ散乱計測部

計測用レーザとしてパルスNd: YAGレーザ（model SL800, Spectron Laser Systems）の第2高調波（波長532 nm，ビーム径8 mm，ライン幅0.003 nm，出力40 mJ/pulse）を用いた．また，繰返し周波数は10 Hz，パルス幅は15 ns（FWHM）である．レーザ光は焦点距離200 mmのレンズで集光され，そのときのスポット径を約100 μmとした．このスポット部での散乱光は散乱角90°で光ファイバー（直径50 μm），および分光器（model HR-1000，JobinYvon）を通じてICCD検出器（InstaSpec V, ORIEL Instruments）で検出された．レーザビームのスポット部と光ファイバー間の光学系は1:1の写像でなされているので，本実験で測定される温度は，レーザビームのスポット部（直径約100 μm）の微少領域（直径50 μm）内の平均値である．なお，ICCD検出器とレーザ発振はパルス発生器（model DG535, Stanford Research Systems）で同調さ

れた．また，1回の測定は100パルスの積算値とした．

b．アーク発生部

アーク発生部は前章で示した実験装置と同じである．しかしながら，陽極領域でレーザ散乱計測をする場合，銅陽極によるレーザ光の反射，およびそれによる迷光の増加が予想される．これを防ぐために，水冷式銅陽極は，前述のレーザ光の立体角を考慮してFig. 3.3に示すような円錐状陽極とし，表面をバフ研磨した．また，レーザ散乱計測部は空間的に固定されているので，計測位置の選定はアーク発生部を移動させることによってなされた．すなわち，(陰極および陽極を含む) アーク発生部は，位置決め精度0.1 μmのx-y-zの3軸自動ステージによって駆動された．

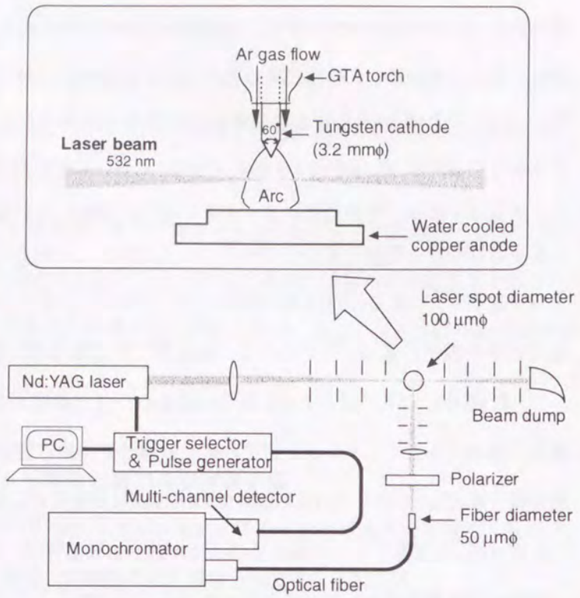


Fig. 3.2 A schematic illustration of the apparatus for laser scattering measurements.

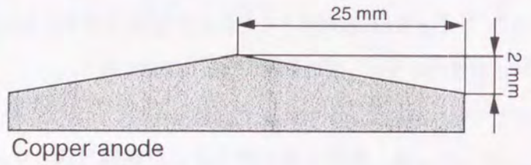


Fig. 3.3 A schematic illustration of the copper anode for laser scattering measurements.

本実験における計測は，第2章と同様に陽極近傍という狭い領域においてなされるものであるから，計測の位置決めにおいて原点の精度が重要な問題となる．本実験においては，その位置決めを次のように行った．

まず，アーク発生前に計測位置を陽極表面からアーク中心軸上500 μmの位置に設定した．アーク発生後，レーザビームが陽極表面に接触するまで10.0 μm間隔で散乱光の計測を行った．レーザビームが陽極表面に接触する一つ前の位置を陽極からの距離60 μmとして定義した．これは，レーザビームのスポット径が約100 μm（半径50 μm）であることに基づいたものである．したがって，計測位置の誤差は10 μm程度であると考えられる．しかしながら，レーザ散乱計測部の光学系で説明したように，本実験ではレーザビームのスポット部（直径約100 μm）のある領域（直径50 μm）を測定することになるので，視準（コリメート）時の誤差として±25 μmを考慮に入れなければならない．幸い，一度光学系を視準化しておけば，これに起因する誤差は毎回の測定ごとに変動することはない．したがって，絶対的な計測位置としての誤差は最大で60 μm程度と考えられるが，個々の実験データに対する相対的な計測位置の誤差は，前述のように10 μm程度であると結論付けられる．

3．3　重粒子温度分布

まず，本章の目的からは逸脱するが，本実験の手法で得られる温度の信頼性を確認する目的でアーク柱領域の温度を測定した．大気圧アルゴンGTAプラズマにおいて，アーク電流を50 A，100 A，150 Aと変化させた場合のアーク柱領域におけるレーザ散乱計測を行った．Fig. 3.4に得られた等温線図を示す．全てのアーク電流においてアーク中心軸上の陰極付近で最高温度を示し，アークの外周方向，あるいは陽極方向にいくにつれて温度が低下していることがわかる．一方，アーク電流が増加するとアークの高温領域が広がっていくことがわかる．それぞれの条件における最高温度は，50 Aで約14000 K，100 Aで約16000 K，150 Aで約16000 Kであり，今まで多くの研究者によって示されてきたアルゴンGTAプラズマの温度とほぼ同様の値である．Fig. 3.5は，アーク電流100 A（アーク長5 mm）の場合に本実験で得られた温度と平岡[42]およびMurphy[61]によって得られた温度を比較したものである．Fig. 3.5(a)は陰極下1 mm（z=1.0 mm）における半径方向の温度分布，一方，Fig. 3.5(b)は陰極下2 mm（z=2.0 mm）における半径方向の温度分布を示したものである．なお，平岡はFowler-Milne法によって測定した温度であり，Murphyは本実験の手法とまったく同様のレーザ散乱光強度をもとにLTEの仮定によって得られた温度である．本実験の温度は，平岡[42]およびMurphy[61]に比べて共に1000 K程度低くなっているものの，温度分布の状況から判断してほぼ等しいと考えられる．したがって，アルゴンGTAプラズマにおいて本実験で得られる温

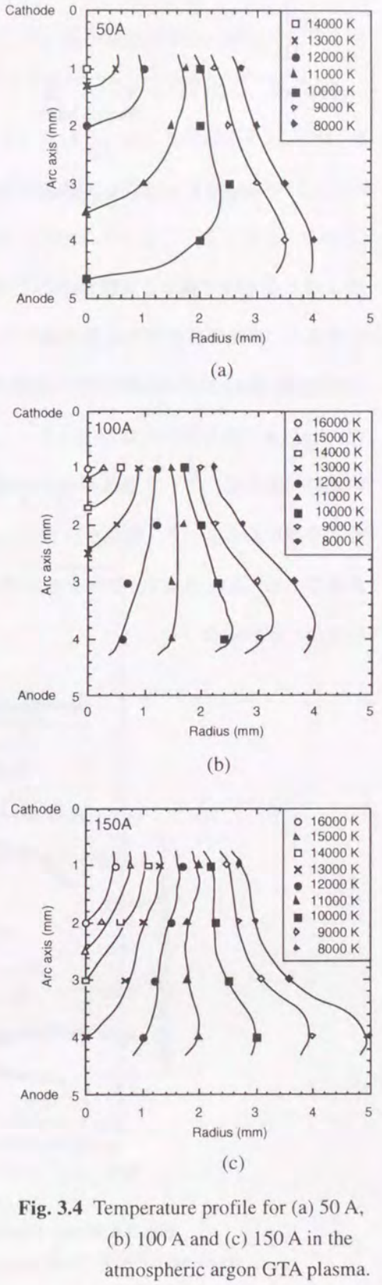


Fig. 3.4 Temperature profile for (a) 50 A, (b) 100 A and (c) 150 A in the atmospheric argon GTA plasma.

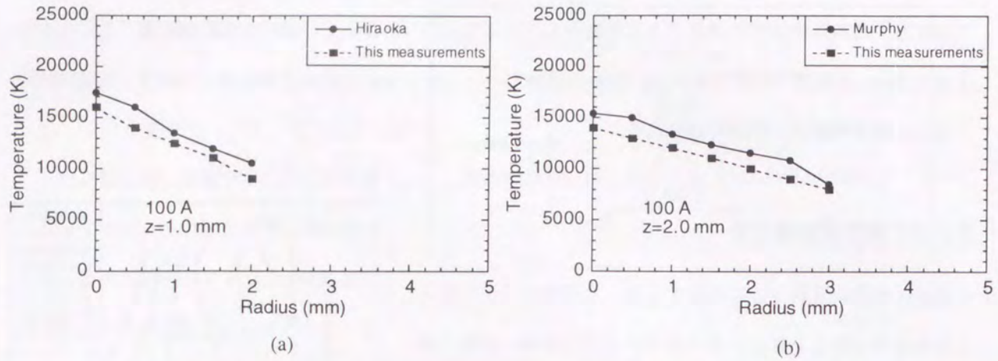


Fig. 3.5 Radius temperature distributions compared with (a) Hiraoka[39] and (b) Murphy[61].

度は妥当なものであると判断することができる．

そこで，本来の目的である陽極領域の重粒子温度を測定することにする．大気圧アルゴンGTAプラズマ（アーク長 5 mm）において，アーク電流 50 A と 150 A の場合の陽極領域におけるレーザ散乱計測を行った．Fig. 3.6 に得られた陽極近傍のアーク中心軸上の重粒子温度分布を示す．陽極から 60 μm 離れた位置での重粒子温度は，アーク電流が 50 A の場合で約 2000 K，150 A の場合で約 11000 K であり，双方の温度に大きな差がある．一方，陽極から 360 μm 離れたアーク柱側での重粒子温度は，共に約 10000 ～ 13000 K の高温である．したがって，アーク電流値の大きい方が，陽極表面の近傍まで 重粒子温度が高温に保たれていることがわかる．

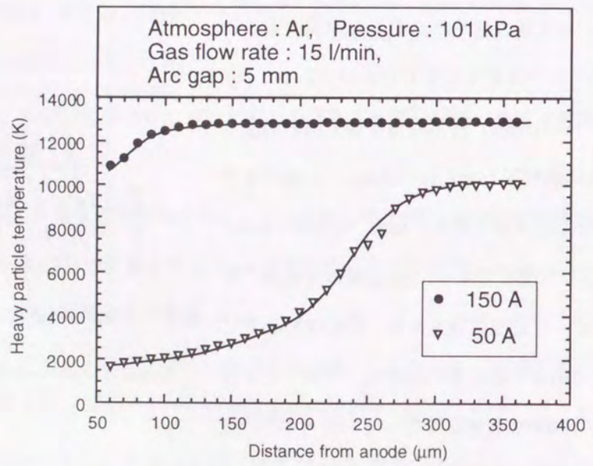


Fig. 3.6 Heavy particle temperature distributions in the anode region.

3．4　陽極領域のプラズマ状態

さて，前節で得られた重粒子温度分布（Fig. 3.6）と第 2 章で得られた電子温度分布（Fig. 2.21）を比較・検討することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を考察する．

Fig. 3.7 にアーク電流が 50 A と 150 A の場合の陽極領域におけるアーク中心軸上の重粒子温度分布と電子温度分布を示す．なお，重粒子温度はレーザ散乱法を用いて得られ，電子温度はプローブ法を用いて得られたものである．50 A の場合，重粒子温度が陽極に近づくにつれて低下しているのに対し，電子温度は陽極前面で急激に上昇しており，重粒子温度と電子温度が大きく食い違っていることがわかる．これは，第 2 章で推察されたとおり，この場合の陽極領域が明らかな非平衡状態であることを示している．一方，150A の場合，陽極の極近傍まで重粒子温度と電子温度が約 12000 K でほぼ一致していることがわかる．これも，第 2 章で推察されたとおり，この場合の陽極領域がLTE に近い状態が保持されていることを示している．

以上，第 2 章と第 3 章より，低電流アークでは，陽極近傍はLTE から大きくずれた態であり，その場合の陽極降下は正である一方，高電流アークでは，陽極近傍はLTE に近い状態であり，その場合の陽極降下は負であることが明らかになった．

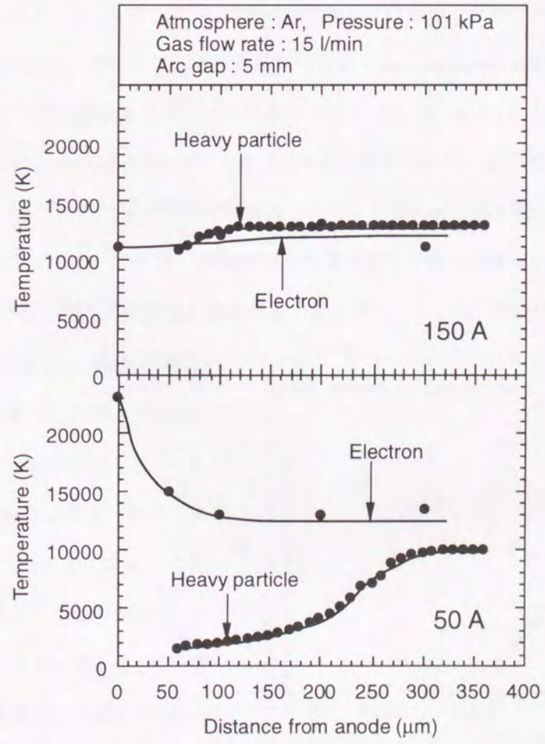


Fig. 3.7 Temperature distributions of electrons and heavy particles in front of the anode.

3．5　結言

本章では，まず，レーザ散乱法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマのアーク柱領域をプラズマ診断し，本方法で得られた温度と平岡[42]およびMurphy[61]によって（同様のアーク条件で）得られた温度を比較することにより，本実験の温度が彼らの温度にほぼ等しいことが示され，本実験で得られる温度が妥当なものであることが確認された．

次に，レーザ散乱法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断し，低電流アークと高電流アークにおける陽極近傍の重粒子温度を明らかにした．さらに，この重粒子温度と第２章で得られた電子温度を比較・検討することにより，低電流アークでは，陽極近傍はLTEから大きくずれた状態であり，その場合の陽極降下は正である一方，高電流アークでは，陽極近傍はLTEに近い状態であり，その場合の陽極降下は負であることを明らかにした．

第４章　レーザ散乱法によるアーク柱プラズマの状態解析

４．１　緒言

第２章および第３章では，ラングミュア・プローブ法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域の空間電位分布を測定し，正と負の陽極降下とそれぞれの陽極降下が現れるGTAの放電条件を分類するとともに，プローブ法によって得られる電子温度とレーザ散乱法によって得られる重粒子温度を比較・検討することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を明らかにした．

本章では，視点を陽極領域からアーク柱領域に移し，レーザ散乱法を用いてアーク柱領域における電子温度，および重粒子温度を測定することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合におけるアーク柱領域のプラズマ状態を明らかにする．

４．２　レーザ散乱光のスペクトル形状に基づく温度算出法

第３章３．２．１のレーザ散乱法の原理において，トムソン散乱のスペクトル形状はプラズマの状態に強く依存するということに触れた．そして，このスペクトル形状の指標となるのが散乱パラメータαであった．すなわち，$\alpha<<1$のとき，トムソン散乱は非協同的散乱（incoherent scattering）となり，このときの散乱光スペクトルは電子の熱運動によるドップラー広がりをもつ．一方，$\alpha \geqq 1$のとき，協同的散乱（collective scattering）となり，このときの散乱光スペクトルは，イオンのドップラー広がりをもったλ_0を中心としたピーク（イオン項）と，プラズマ振動の効果を反映したサイドピーク（電子項）からなる．

まず，本節の本題に入る前に，アルゴンGTAプラズマでは散乱パラメータαがどのようになり，どのような散乱が起こるのかを予め調べておく必要がある．第３章３．３において，アルゴンGTAプラズマのアーク柱領域における温度は，概略で10000 K ～ 20000 K 程度であることが示された．Fig. 4.1はLTEを仮定することにより，アルゴンGTA プラズマにおける散乱パラメータαと温度の関係を示したものである．ただし，この関係は散乱角90°の場合である．この図によると，散乱パラメータαは，本実験の対象となるアーク柱領域内では１から4にあるものと考えられる．したがって，散乱パ

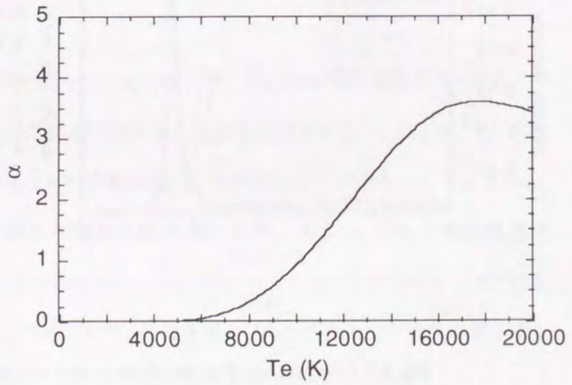


Fig. 4.1 Relationship between temperature and α.

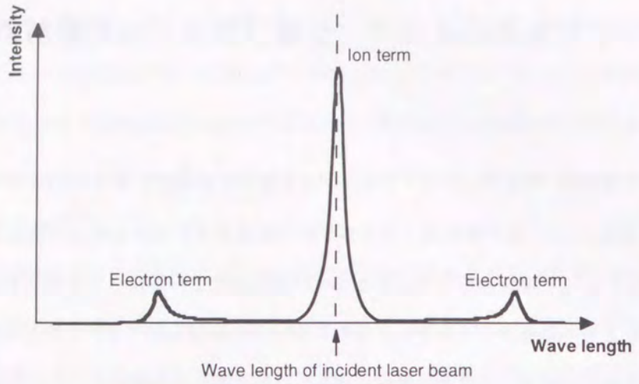


Fig. 4.2 Schematic illustration of line profile of Thomson scattering.

ラメータは$\alpha \geqq 1$ となり，本実験において起こりうるトムソン散乱の種類は，前述の協同的散乱であることが予想される．この散乱を模式的に示した図がFig. 4.2である．この図で，中央の大きいピークがイオン項であり，サイドピークが電子項を示している．そこで，次に，LTEを仮定することにより模擬実験的に散乱光のスペクトル形状を求めてみよう．すなわち，サハの式を利用して温度と密度の関係を求め，その関係をもとにGTAプラズマがLTEの状態である場合に予想される散乱光のスペクトル形状を３．２．１で示した原理に基づいて見積もることにする．Fig. 4.3は，電子項，イオン項それぞれについての散乱光のスペクトル形状を求めたものである．この図から，電子項，イオン項それぞれのスペクトル形状が大きく異なっていることが分かる．イオン項はスペクトルのライン幅が0.02 nm以下であり，非常に狭いことが特徴である．一方，電子項はその幅が数nmのオーダーであるが，強度はイオン項の100分の1以下である．

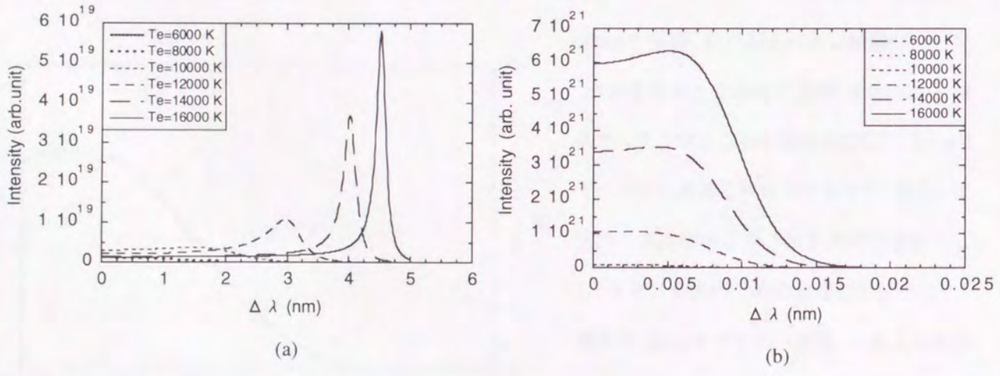


Fig. 4.3 Line profiles of (a) the electron term and (b) the ion term for laser scattering by an atmospheric argon GTA plasma in LTE.

実際に，アルゴンGTAプラズマの計測によって電子温度および重粒子温度を求めようとするとき，実験で得られたトムソン散乱のスペクトル形状にFig. 4.3で示される理論上のスペクトル形状をフィッティングすることで電子温度および重粒子温度が算出されそうである．しかしながら，Fig. 4.3はLTEを仮定して求められたスペクトル形状であるということに留意しなければならない．すなわち，計測対象としているアルゴンGTAプラズマにLTEが成立するか否かは不明であるため，Fig. 4.3のフィッティングでは正確な電子温度および重粒子温度を求めることはできない．

そこで，以下のように考える．ここでは電子項から電子温度を求める場合を取り上げよう．例えば，

$$(※) \quad \begin{cases} T_e = 20000 \quad K \\ T_g = T_i = 15000 \quad K \\ n_e = 1.9 \times 10^{23} \quad m^{-3} \end{cases}$$

のような，LTEから大きくずれたプラズマの状態が存在したと考える．このとき，デバイ長さ λ_D は，

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{e^2 n_e}} = 2.39 \times 10^{-8} \quad (m) \tag{4.1}$$

となる．したがって，α の値は，

$$\alpha = \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_0}{4\pi\lambda_D \sin(\theta/2)} \cong 2.6 \tag{4.2}$$

となる．ここで，Fig. 4.4にαの値をパラメータとした(3.5)式の電子項$\Gamma_\alpha(y_e)$の計算結果を示す．散乱パラメータαが決まれば，Fig. 4.4のように散乱光の電子項スペクトル形状も決定される．しかしながら，実際に計測により得られるデータを考慮すれば，Fig. 4.4の横軸はFig. 4.3と同様に波長で表されるべきである．そこで，Fig. 4.4の横軸が$y_e = \omega / k\upsilon_e$で表される無次元化量であり，また$\upsilon_e$が電子の最確速度（$\sqrt{2k_B T_e / m_e}$），すなわち電子温度$T_e$の関数であることから，Fig. 4.5が得られる．この図は，（※）に仮定したLTEから大きくずれた状態にあるプラズマにおいて，計測されるであろうトムソン散乱の電子項のスペクトル形状を表している．

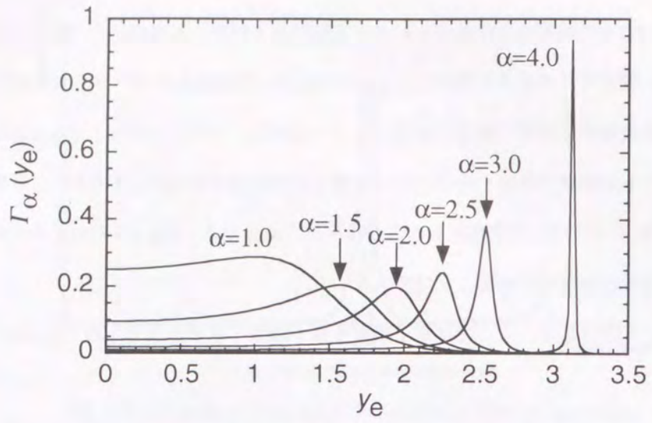


Fig. 4.4 Function Γ_α (y_e) for several values of α.

以上のスペクトル形状を見積もる手順は，逆に，実験によってFig. 4.5 が得られれば，電子温度 T_e ，さらには電子密度 n_e をLTEの仮定なしに求めることが可能であることを示している．すなわち，Fig. 4.5 のような実験プロファイルにFig. 4.4の理論プロファイルを重ね合わせて一致するプロファイルを導出する．これにより，計測したプラズマの散乱パラメータ α の値を知ることができる．ここで，散乱パラメータ α は，(3.8)式よりデバイ長さの関数，すなわち T_e と n_e の関数であることから，α を固定化することで T_e ，n_e の組み合わせが決定されることになる．さらに，Fig. 4.5に示されるサイドピークの位置，すなわち入射光の波長からのずれは，前述のように電子温度 T_e の関数であることから，サイドピークの入射光からのずれ波長を読み取ることにより電子温度 T_e が決定される．さらに，電子温度 T_e が決まれば，電子密度 n_e は一義的に求められる．以上の手法により，LTEの仮定を全く必要とせず電子温度 T_e と電子密度 n_e が導出されることになる．

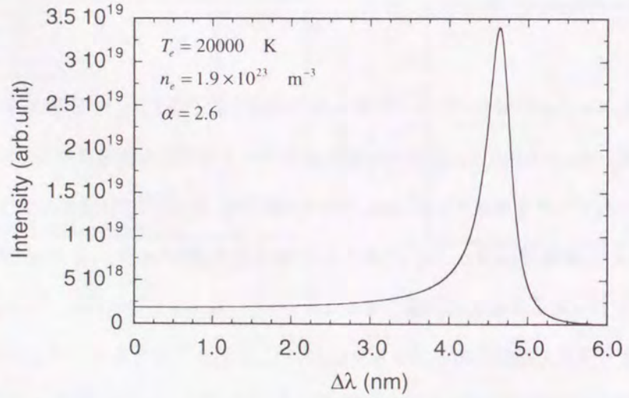


Fig. 4.5 An Expected line profile of electron term on non-LTE state in argon GTA plasma.

一方，イオン項についても同様な手法でLTEの仮定なしにイオン温度を求めることができる．すなわち，上記のように既に散乱パラメータ α が決定されているので，イオン項のスペクトル形状も決定されている．このスペクトル形状を実験プロファイルに重ね合わせることにより，その半値幅からイオン温度を導くことができる．なお，低温域でのレーリー散乱については，散乱光スペクトルがアルゴン原子の熱運動によるドップラー広がりを表し，その半値幅（FWHM）は次式のように表される[49,63]．

$$\Delta\omega_{FWHM} = 4\omega_0 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{2k_B T_h}{m_a c^2} \ln 2\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4.3}$$

ここで，ω_0 は入射レーザの角周波数，m_a はアルゴン原子の質量，θ は散乱角，T_h は重粒子温度である．なお，アルゴン原子とイオンの質量差は無視されるほど小さいので，イオン温度とガス温度は等しく重粒子温度として取り扱われることを仮定している（$T_h = T_i = T_g$）[49]．

4．3　測定の阻害因子

4．3．1　散乱光スペクトルの半値幅と強度

Fig. 4.3から分かるように，電子項は入射レーザの波長から数 nm ずれたところに鋭いピークを有しているのに対し，イオン項のそれは入射レーザのドップラー広がりを示しており，その全半値幅（FWHM）は16000 K においてわずか 0.02 nm である．よって，散乱光のスペクトル形状から見るとイオン項の方が電子項に比べて計測を行う上で困難であると考えられる．しかし，散乱光強度に注目すると電子項の散乱光強度はイオン項のそれに比べて非常に小さく（100分の 1 以下），散乱光強度において電子項の計測はイオン項の計測よりはるかに困難であると考えられる．したがって，イオン項を計測する際には波長分解能の優れた検出系を必要とし，一方，電子項を計測する際には S/N 比の向上が極めて重要であると考えられる．これは，電子項とイオン項のスペクトルのライン幅と強度が大きく異なるため，同時に測定することは極めて困難であることを意味している．

4．3．2　レーザ光によるプラズマの加熱

プラズマ中をレーザ光が通過すると，レーザ光の一部がプラズマにより吸収され，プラズマが加熱されることはよく知られている．プラズマの構成粒子にレーザ光の共鳴線がない場合，プラズマによるレーザ光の吸収は，そのほとんどが逆制動放射によるもので，移動度の大きい電子に顕著に見られる現象である[49]．ここでは，レーザ光によるプラズマ中の電子の加熱について簡単なモデルを立てて検討する．

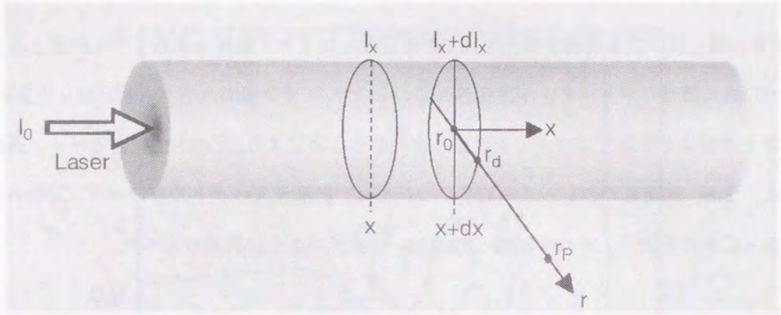


Fig. 4.6 Schematic illustration of the laser absorption.

Fig. 4.6に示すように，ビーム径が 100 μmのレーザがプラズマ中を一方向に向かって進むとき，プラズマの吸収エネルギーと熱伝導によるエネルギー損失のバランスを考える．ここで，r_0 はレーザビームの中心位置，r_d はレーザ半径，r_p はレーザ吸収の影響が及ばなくなる位置，I_0 は入射レーザの強度を示している．

プラズマに強度 I_0 の直線偏向しているレーザが入射し，x 点での強度を I_x ，$x+dx$ での強度を $I_x + dI_x$ とすれば，dx が小さいとき，dI_x は dx に比例すると考えられるので，

$$dI_x = -A I_x \, dx \tag{4.4}$$

となる．ここで，A は吸収係数である[63]．A を一定とし，(4.4)式 を積分すれば，

$$I_x = I_0 \exp(-Ax) \tag{4.5}$$

が得られる．よって，レーザーの吸収量 ΔI は次式によって与えられる[64]．

$$\Delta I = I_0 \left(1 - \exp(-Ax)\right) \tag{4.6}$$

また，吸収係数 A は次式で表される[63, 65]．

$$A = \frac{n_e n_i Z^2 e^6}{\mu 6\pi \varepsilon_0^3 c \omega_0^2} \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{m_e k_B T_e}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \bar{g} \tag{4.7}$$

ここで，

$$\bar{g} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} ln\left(\frac{4\pi k_B T_e}{\gamma_g \hbar \omega_0}\right) \tag{4.8}$$

であり，γ_g は Euler-Mascheroni 定数，μ は屈折率，ω_0 は入射レーザの角周波数である．これは，逆制動放射によるエネルギー吸収を表したものである．したがって，本モデルでは，レーザ光は逆制動放射のみによって吸収され，吸収されたエネルギーはすべて電子の熱エネルギーに変換されることを仮定したことになる．

次に，プラズマの熱伝導によるエネルギー損失を考える．一般に，熱伝導方程式は，

$$C_P \rho \frac{\partial T_e}{\partial t} = \lambda_e \nabla^2 T_e + q \tag{4.9}$$

で表される．ここで，T_e は電子温度，λ_e は電子の熱伝導率，C_P は比熱，q は単位体積当りに発生する熱量，ρ は密度である．しかし，本研究では定常状態を考えているので，時間成分は無視され，$\partial T_e / \partial t = 0$ となる．したがって，(4.9)式は，

$$\nabla^2 T_e + \frac{q}{\lambda_e} = 0 \tag{4.10}$$

と書き換えられる．これを軸対称の円筒形座標にし，さらに，無限に広がるプラズマ中においてレーザが x 方向に無限に続いていると考えれば x 方向の項は無視されるので，

$$\frac{\partial^2 T_e}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{q}{\lambda_e} = 0 \tag{4.11}$$

と一次元で表される．これが本モデルの基本方程式である．なお，q は，この場合，(4.6)式で示されるレーザの吸収量 ΔI を単位体積当りに変換したものであり，次式で示される．

$$q = \frac{\Delta I}{S} = \frac{I_0}{S}\left(1 - \exp(-Ax)\right) \tag{4.12}$$

ここで，S はレーザの断面積である．

さて，基本方程式である(4.11)式は，次の境界条件のもとで差分法によって解かれた．

$r_0 \le r \le r_d$ の領域ではレーザ光によって電子が均一に加熱されており（$q = const.$），一方，$r_{d+1} \le r \le r_{p-1}$ ではレーザ光によって電子が加熱されず（$q = 0$），また，$r = r_p$ ではレーザ光の影響がないので電子温度はプラズマ中の初期温度で一定（$T_e = T_p$）となる．なお，r_d =50 μm, r_p =500 μm とし，入射レーザの強度 I_0 を 50，100，150，200 mJ/pulse について計算した．

Fig. 4.7 は，初期温度 13000 K，15000 K，および 20000 K とした場合のそれぞれの計算結果を示したものである．Fig. 4.7(a)，Fig. 4.7(b)，Fig. 4.7(c) の全てに共通して，入射レーザの強度の増加に伴い電子温度が増加していることが分かる．また，入射レーザの強度が等しい場合には，プラズマの初期温度が 13000 K，15000 K，および 20000 K と増加するにつれて，電子温度の上昇する割合が増加している．

次に，本実験の計測対象であるレーザ光の散乱が生じている領域，すなわち，レーザ光の通過領域（レーザビームのスポット径：100 μm）について考える．計測される温度は計測領域の平均温度である．そこで，Fig. 4.7 のそれぞれについて，原点（レーザ中心：r_0）から 50 μm（レーザ半径：r_d）までの平均温度を求め，それとレーザ強度との関係を求めた．Fig. 4.8 にそれを示す．レーザ強度の増加と共に電子温度が上昇していることが分かる．Fig. 4.8 は，レーザ散乱計測を実行する以上，実際にレーザ散乱法によって計測される電子温度がプラズマ中の真の電子温度でないことを意味している．さらに，レーザ強度の増加と電子温度上昇はほぼ比例関係にあるが，真の電子温度（初期温度）が異なると，レーザ強度の増加に対する温度上昇の割合も異なっている．これは，実際に電子温度を測定する上で，極めて重要なことであり，プラズマ中の真の電子温度を求めるには，各計測点においてレーザ強度と温度の関係を求めることにより，真の電子温度を導出しなければならないことを意味している．幸い，入射レーザの強度が大きいほど

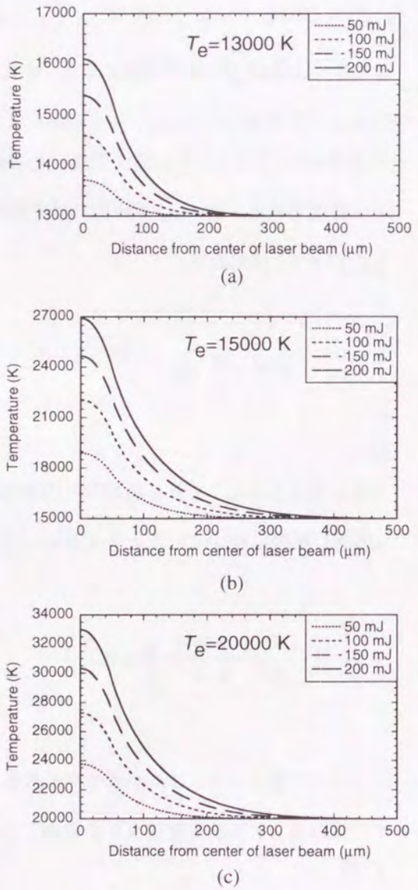


Fig. 4.7 Increase of electron temperature by laser absorption at the initial temperature of (a) 13000 K, (b) 15000 K and (c) 20000 K.

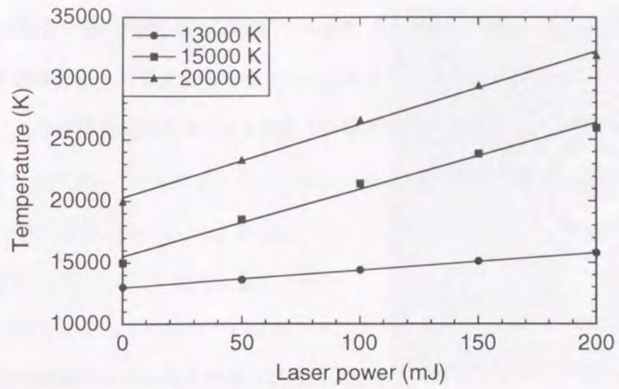


Fig. 4.8 Estimated values of electron temperature plotted as a function of laser energy at several initial electron temperature.

電子温度は高くなるが，その温度上昇は前述のように線形で表される．したがって，Fig. 4.8 のようなレーザ光強度―電子温度の関係図を作成し，レーザによって乱される以前の電子温度（レーザ強度0 mJでの温度）を外挿することにより求めることができる[49, 63]．

4．4　実験装置

4．4．1　ファブリ・ペロー干渉計の原理[66, 67]

前節で示したように，予想されるトムソン散乱のイオン項のライン幅は，16000 Kにおいてもわずか 0.02 nm（全半値幅）であるため，イオン項を計測する際には波長分解能の優れた検出系が必要であることが推察された．Fig. 4.9 のようにファブリ・ペロー干渉計は 2 枚の完全平面の平行ミラーの間で，光を繰り返し反射干渉させて作る干渉縞の状態や干渉縞の変化から，高精度の波長分光を実現するものである．2 枚の平行ミラー P_1 および P_2 はエタロン板またはエタロンといわれ，高面精度，高反射率が要求される．

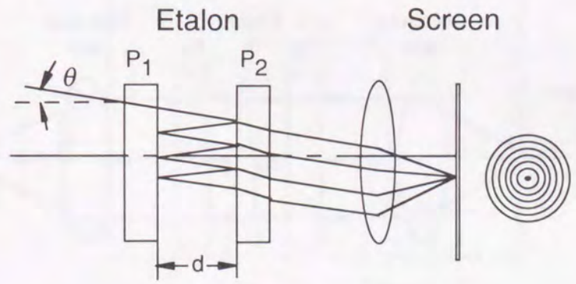


Fig. 4.9 Principle of Fabry-Perot interferometer.

いま，このエタロンにレーザ光を入射すると，Fig. 4.9に示すように光は反射と透過を繰り返しながら多数の光線に分割され，これらは互いに平行になる．この平行な透過光をレンズで集光すると，焦点面上で重なり合って干渉縞が生じる．ここでレーザ光線の入射角をθ，エタロンの間隔をd，エタロン間の屈折率をnとすれば，相隣る２つの光線の光路差ℓは，

$$\ell = 2ndcos\theta \tag{4.13}$$

である．この光路差ℓがレーザ光の波長の整数倍であれば，透過光線は互いに強め合い，半波長の奇数倍であれば互いに打ち消し合う．つまり，多重干渉によって明るい干渉縞ができるための条件は次のように表される．

$$2ndcos\theta = m\lambda \qquad (m = 1, 2, 3...) \tag{4.14}$$

ここで，mは干渉次数，λは波長である．実際のファブリ・ペロー干渉計は，Fig. 4.10 に示すようにレーザ光をレンズで集光し，理想的な点光源の状態にさせてコリメータレンズで平行光束にしてエタロンに入射させる．エタロンを通過した光をテレメータレンズで集光すると，スクリーン上にFig. 4.11のような同心円状の干渉縞が得られる[66]．

干渉縞を利用してスペクトル線のプロファイルを計測するために，屈折率nや，エタロンの間隔dを変える方法が用いられる．本実験で用いたファブリ・ペロー干渉計はPZT（電圧）掃引型である．これは固定されたエタロンに対して一方のエタロンにPZT素子を取り付け，電圧を加えると素子が膨張するという性質を利用してエタロンを微動させ，間隔dを変化させて掃引を行うという仕組みである．

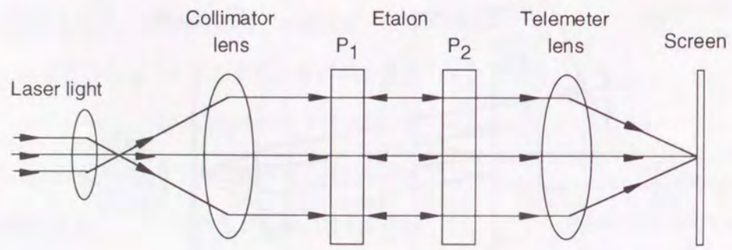


Fig. 4.10 Schematic illustration of Fabry-Perot interferometer.

ファブリ・ペロー干渉計で，ある波長スペクトルを計測するとFig. 4.12のようにスペクトルのピークが周期的に現れる．これは，(4.14)式からわかるように，干渉次数mと$m+1$の波が現れているのである．この隣接するピークの間隔をFSR (Free Spectral Range)といい，隣の次数に重ならず，１つの次数内で表すことのできる波長領域のことである．FSRは，(4.14)式より$\lambda_m = 2ndcos\theta/m$とおけば，

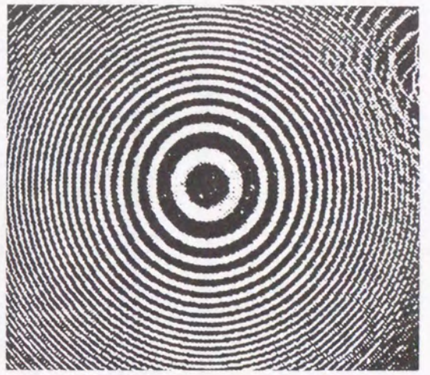


Fig. 4.11 A fringe pattern of the laser made by Fabry-Perot interferometer[66].

$$\lambda_{FSR} = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{\lambda_0^{\,2}}{2nd} \tag{4.15}$$

と表される．本実験で用いる干渉計はエタロン間隔d=5 mm，空気中の屈折率n=1，λ_0=532 nmであるから，FSRは0.028 nmである．計測の対象としているアルゴンGTAプラズマの16000 Kにおけるイオン項のライン幅が0.02 nm（全半値幅）であるから，隣の次数のスペクトル線と重複する心配はなく，計測上問題ない．

次に，ファブリ・ペロー干渉計の波長分解能を決める上でフィネスという量がとても重要になる．フィネスとは干渉縞の幅の狭さを決める尺度であるといえる．特にエタロンの反射率Rは干渉計の鋭さに大きな影響を与え，反射率フィネスF_Rとして次のように表される．

$$F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{4.16}$$

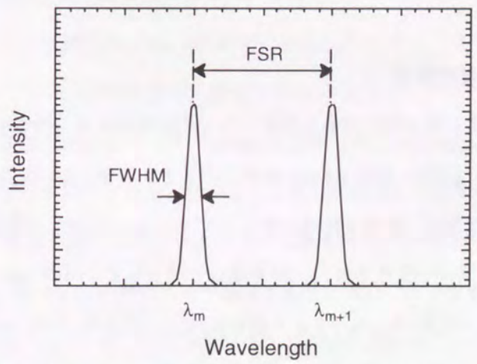


Fig. 4.12 The transmission pattern of Fabry-Perot interferometer.

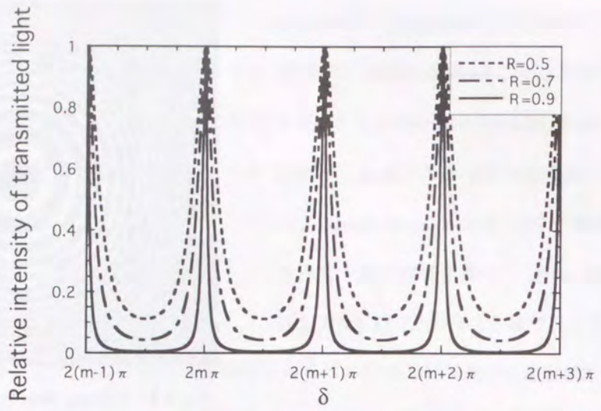


Fig. 4.13 Effect of reflectance on the relative intensity of transmitted light.

Fig. 4.13は，反射率 R をパラメータとして，ファブリ・ペロー干渉計の透過光の相対強度と隣り合う透過光の位相差 δ との関係を示したものである．反射率 R が1に近づくほど，透過光スペクトルの全半値幅が小さくなり，一方，(4.16)式より反射率フィネス F_R の値が大きくなることがわかる．したがって，本実験では，ファブリ・ペロー干渉計の反射率フィネス F_R の高いものが望まれる．本実験の干渉計は，492.0～582.0 nmの波長幅で R=0.93 となるように設計されており，反射率フィネス F_R の値は43.28である．

FSRとフィネスの値がわかれば，ファブリ・ペロー干渉計の分解能 P は次式により計算できる．

$$P = \frac{FSR}{F_R} \tag{4.17}$$

(4.17)式より本実験のファブリ・ペロー干渉計の分解能を計算すると0.00065 nmとなった．これは，レーザのライン幅が0.003 nmであることより，目的とする計測が可能であることを示している．

4．4．2　実験装置の構成

実験装置の構成は第3章とほぼ同じであるため，ここでは相違点を含めて要点のみを示す．Fig. 4.14に実験装置の概略図を示す．陰極は直径3.2 mmのタングステン電極（2% La_2O_3—W，先端角60°），陽極は直径50 mmの水冷銅板であり，陰極と陽極のギャップを5 mmとした．作動ガスとしてアルゴンを選定し，大気圧中でGTAプラズマを発生させた．計測用レーザとしてパルスNd: YAGレーザ（10 Hz，パルス幅15 ns）の第2高調波（波長532 nm，ライン幅0.003 nm，出力70～180 mJ/pulse）を用いた．レーザ光は焦点距離200 mmのレンズで集光され，そのときのスポット径を約100 μmとした．このスポット部

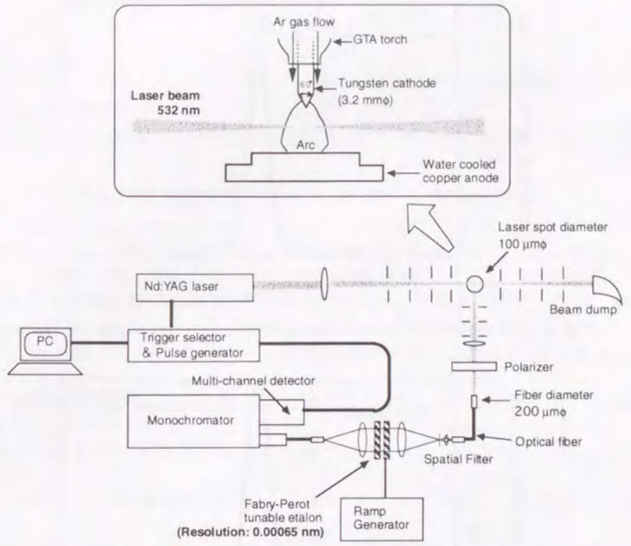


Fig. 4.14 Schematic illustration of the apparatus for laser scattering measurements.

での散乱光は散乱角90°で光ファイバー，および分光器を通じてICCD検出器で検出した．ただし，計測時のS/N比の向上を目的に光ファイバーの直径を50 μm（第3章）から200 μm（本章）に変更した．また，イオン項を測定する場合には，Fig. 4.14に示すように実験装置の検出系にファブリ・ペロー干渉計（model TL-15, Burleigh Instruments）を装着して波長分解能が0.00065 nm（理論値）となるようにした．なお，ファブリ・ペロー干渉計については，以下にもう少し詳しく説明を加える．

直径200 μmの光ファイバーで導かれた散乱光はレンズでスペシャルフィルターに集光され，理想的な点光源となる．点光源となった散乱光は，コリメータレンズで平行光線となり，ファブリ・ペロー干渉計に入射された．ランプジェネレータでファブリ・ペロー干渉計のPZT素子に電圧を加えることによりエタロン板間隔を変化させ，干渉縞を周期的に変化させる．使用したランプジェネレータは電圧を0.2～1000 Vまで可変でき，エタロン板の移動量は1.9 μm/1000 Vである．ファブリ・ペロー干渉計で波長分光された散乱光は，テレメータレンズにより集光され，直径1.0 mmの光ファイバーで分光器に送られた．

以上の検出系を用いて，実際にHe-Neレーザ（model 05-LHP-151, Melles Griot）を計測した結果をFig. 4.15に示す．横軸はランプジェネレータの電圧を示しており，縦軸はレーザ光の相対強度である．He-Neレーザの波長は632.8 nmであるため，この波長域では本実験装置のエタロンの反射率が0.8以下に落ち，フィネスが悪くなる．また，He-Neレーザのライン幅は本実験で用いた干渉計の分解能よりさらに狭いので，図中のプロファイルはHe-Neレーザのライン幅を表しているのではなく，干渉計の装置幅（波長分解

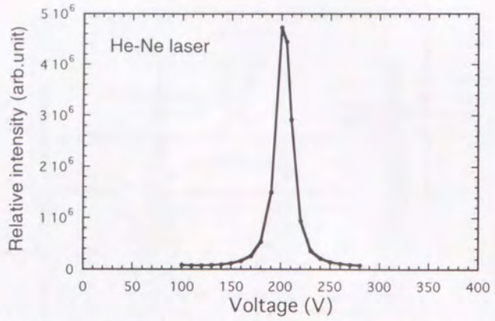


Fig. 4.15 Transmitted light of Fabry-Perot interferometer in He-Ne laser.

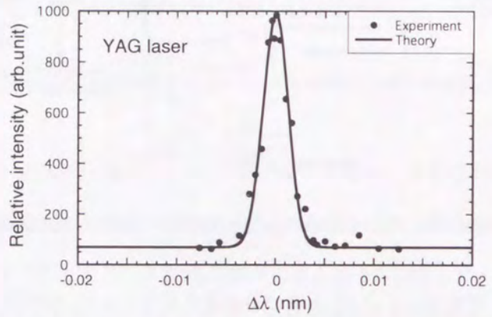


Fig. 4.16 Transmitted light of Fabry-Perot interferometer in YAG laser at the room temperature.

能）を表している.(4.17)式より，632.8 nmにおける干渉計の分解能は，理論上0.0048 nm（FSR=0.04 nm, F_R=8.32)となる．Fig. 4.15におけるスペクトルのライン幅（FWHM）が約20 Vであるから,(4.14）式をもとに波長に変換すると0.0048 nmとなる．これは干渉計の装置幅と一致しており，検出系の光軸がきちんと調整されていることを示している．さらに，ファブリ・ペロー干渉計が正確に調整されているかを確認するために，室温でのNd: YAGレーザのライン幅を測定した．この結果をFig. 4.16に示す．前述したように，本実験で用いたNd: YAGレーザのライン幅は0.003 nm（カタログ値）である．Fig. 4.16に見るように，スペクトルのライン幅（FWHM）は0.003 nmを示しており，ファブリ・ペロー干渉計が正常に機能していることが確認された.

4．5　実験方法

4．5．1　計測方法

第3章と同様に，レーザ散乱計測部は空間的に固定されているので，計測位置の選定はアーク発生部を移動させることによってなされた．すなわち,（陰極および陽極を含む）アーク発生部は，位置決め精度0.1 μmのx-y-zの3軸自動ステージによって駆動された．また，計測位置の原点は，アーク中心軸をz軸とし

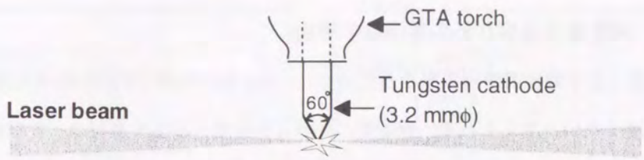


Fig. 4.17 Determination of the origin for measurements.

てFig. 4.17に示すように，レーザビームが陰極先端に接触する位置とした．レーザビームのスポット径が約100 μmであることから計測位置の誤差は数十μm程度であると考えられる．なお，陰極から1 mm離れた位置より陽極から1 mm離れた位置までのアーク柱領域を本章における計測対象とした.

本計測では，一つの計測点につき100秒間，計1000パルスのレーザを入射させ，その積算によって散乱光スペクトルを得た．Fig. 4.18に低電流アークの陰極下z=2.0 mm，半径方向r=0 mmにおいて得られた電子項のスペクトルプロファイルの典型例を示す．このプロファイルを4．2で述べたように，Fig. 4.4に示される理論プロファイルでフィッティングすることによりFig. 4.19が得られる．このフィッティングに用いられた理論プロファイルでの散乱パラメータαの値は1.9であり，またサイドピークの中心波長（入射レーザの波長）からのずれは4.326 nmであるので，この計測点において電子温度T_eは27000 K，電子密度n_eは1.3×10^{23} m^{-3}と算出される.

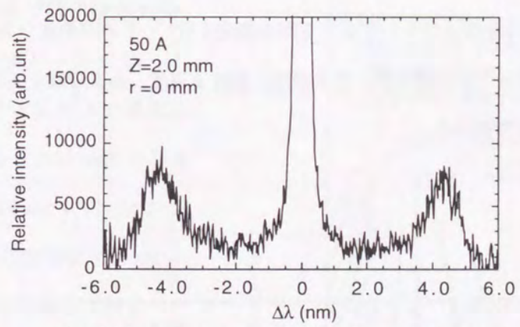


Fig. 4.18 An experimental line profile of electron term.

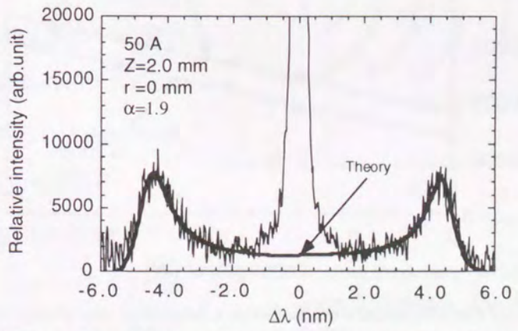


Fig. 4.19 The experimental line profile of electron term fitted to a theoretical line profile.

4．5．2　測定電子温度からの真温度の導出

4．3．2で行った予備検討から推察されたように，Fig. 4.19の典型例で示された電子温度はプラズマ中の真の電子温度でないと考えられる．そこで，真の電子温度を導出するため，すなわち，入射レーザの強度と温度の関係を求めるために，全ての計測点についてレーザ出力を70～180 mJ/pulseまで変化させて計測を行った．Fig. 4.20は，低電流アークの陰極下z=2.0 mmおよびz=3.5 mmのアーク中心軸上における入射レーザの強度と測定される電子温度の関係を示している．入射レーザの強度が大きいほど電子温度は高くなるが，その温度上昇は予備検討のとおり線形で表される．したがって，Fig. 4.20を用いれば，レーザによって乱される以前の電子温度を外挿することにより求めることができる．すなわち，陰極下z=2.0 mmの場合で電子温度T_eは18000 K，陰極下z=3.5 mmの場合で電子温度T_eは13000 Kと導かれる．本章では，すべての計測点について，この手法で真の電子温度を導出した．なお，電子密度に関しては，電子温度のような入射レーザの強度に対する変化はほとんど観察されなかった．これは，電子の自己衝突の緩和時間がピコ秒（ps）のオーダーである[68]のに対し，励起または電離の平衡反応に要する時間はマイクロ秒（μs）のオーダーであり[47]，本実験で使用するレーザのパルス幅15 nsを考えれば，電子温度は加熱されて十分に緩和される時間があるが，電子密度は十分な電離に要する時間がなく，その変化はほとんど無視されるためと考えられる．

なお本実験では，すべての計測点において3～5回の測定を行い，その平均値を各点の測定値とした．得られた測定値には若干のばらつきが見られ，電子温度，重粒子温度，および電子密度の誤差はそれぞれ±5%，±10%，および±2%であった．

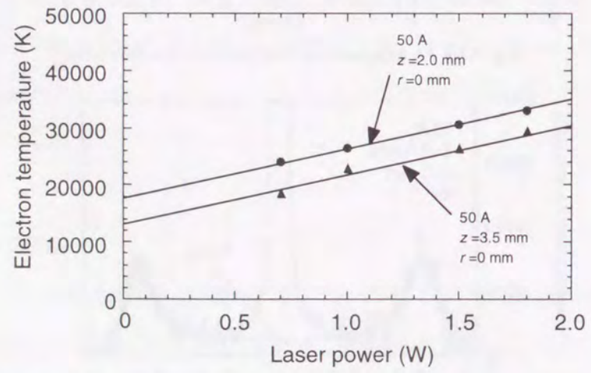


Fig. 4.20 Experimental values of electron temperature plotted as a function of laser energy at each spatial position of 2.0 mm and 3.5 mm blow the cathode tip in the axis under the condition of 50 A.

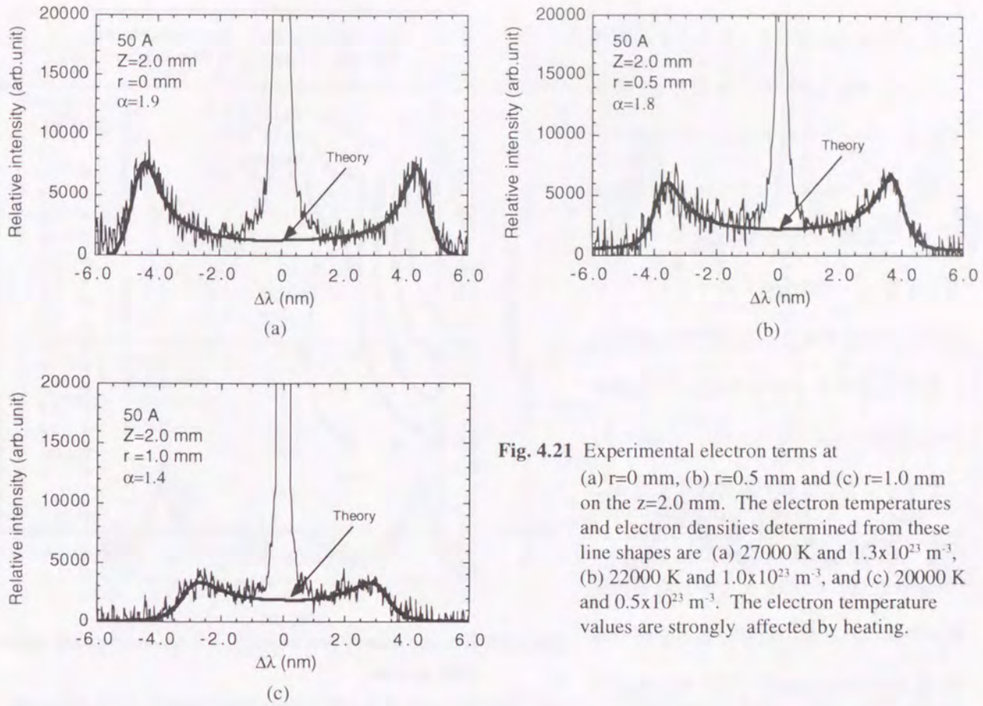


Fig. 4.21 Experimental electron terms at (a) r=0 mm, (b) r=0.5 mm and (c) r=1.0 mm on the z=2.0 mm. The electron temperatures and electron densities determined from these line shapes are (a) 27000 K and 1.3×10^{23} m^{-3}, (b) 22000 K and 1.0×10^{23} m^{-3}, and (c) 20000 K and 0.5×10^{23} m^{-3}. The electron temperature values are strongly affected by heating.

4．6　電子温度および電子密度分布

4．6．1　低電流アーク

Fig. 4.21は，アーク電流50 Aの低電流アークの場合に，陰極下z=2.0 mmの半径方向r =0，0.5および1.0 mmにおいて計測された実験値に対して理論値をフィッティングさせたものである．横軸は入射レーザの波長(532 nm)からのずれを表している．これらは共に実験値と理論値がよく一致していることがわかる．これらのプロファイルに注目すると，アーク中心(r=0 mm)では比較的シャープに現われるサイドピークが，r=0.5 mm，r=1.0 mmと半径方向に進むにしたがって，ブロードになっていることがわかる．これは，半径方向にいくほど散乱パ

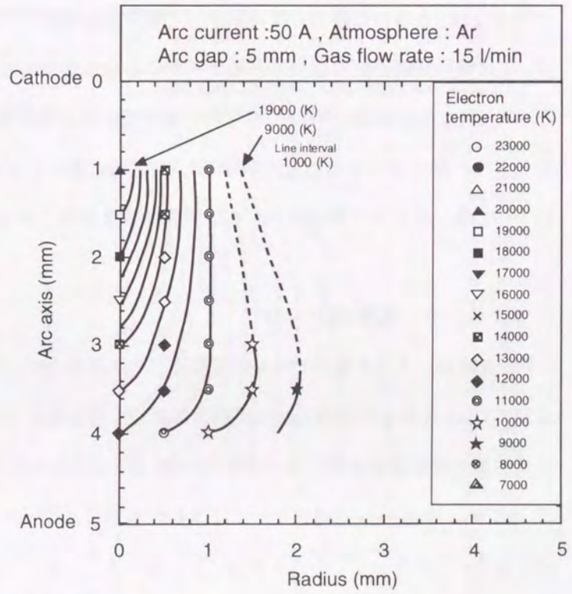


Fig. 4.22 Electron temperature profile for 50 A in the atmospheric argon GTA plasma. The data were corrected to zero laser energy.

ラメータαの値が小さくなることを意味している（Fig. 4.4参照）．すなわち，換言すれば，アーク外周方向にいくほどデバイ長さが大きくなる（または，電子密度が小さくなる）ことを意味している．一方，入射レーザ波長からのサイドピークのずれに注目すると，半径方向に進むにしたがってサイドピークがレーザ波長（中心波長）に近づいている．これは4．2で示したように電子温度が低くなることを示唆している．

Fig. 4.22は，4．5．2で示した手法を用いて得られた電子温度の等温線図である．陰極下 z=1.0 mmのアーク中心軸において最高電子温度 20000 K を示し，アーク外周方向，あるいは陽極方向に向かって電子温度が低下していることがわかる．半径方向への温度勾配は，等温線の間隔が狭くなっているアーク中心軸の陰極側で大きく，陽極に近づくにつれて小さくなることがわかる．Fig. 4.23 は同時に得られた電子密度分布である．電子温度分布と同様に陰極下 z=1.0 mm のアーク中心軸において最高電子密度 1.5×10^{23} m^{-3} を示している．半径方向の密度勾配及び密度分布形態についても，それらの傾向は Fig. 4.22 の電子温度分布と同じであるといえる．

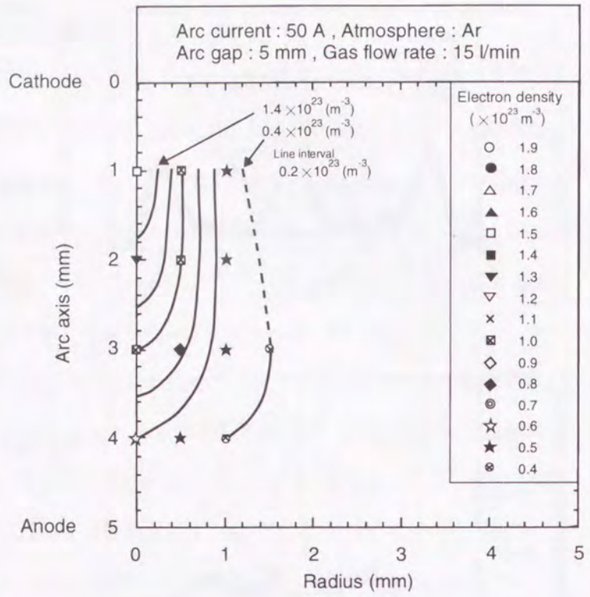


Fig. 4.23 Electron density profile for 50 A in the atmospheric argon GTA plasma.

4．6．2　高電流アーク

Fig. 4.24は，アーク電流 150 A の高電流アークの場合に，陰極下 z=2.0 mm の半径方向 r =0，0.5，1.0 および 1.5 mm において計測された実験値に対して理論値をフィッティングさせたものである．これらは共に実験値と理論値が非常によく一致しいる．また，これらのプロファイルは，低電流アークの場合と同様，アーク中心（r=0 mm）ではシャープに現われるサイドピークが，r=0.5 mm，r=1.0 mm，r=1.5 mm と半径方向に進むにしたがって，小さくなることが分かる．しかし，Fig. 4.21の同じ計測位置と比較すれば，150 A の場合のサイドピークの方がシャープである．一方，サイドピークの位置に注目すると，低電流アークの場合と同様，半径方向に進むにしたがってサイドピークがレーザ波長（中心波長）に近づき，入射レーザ

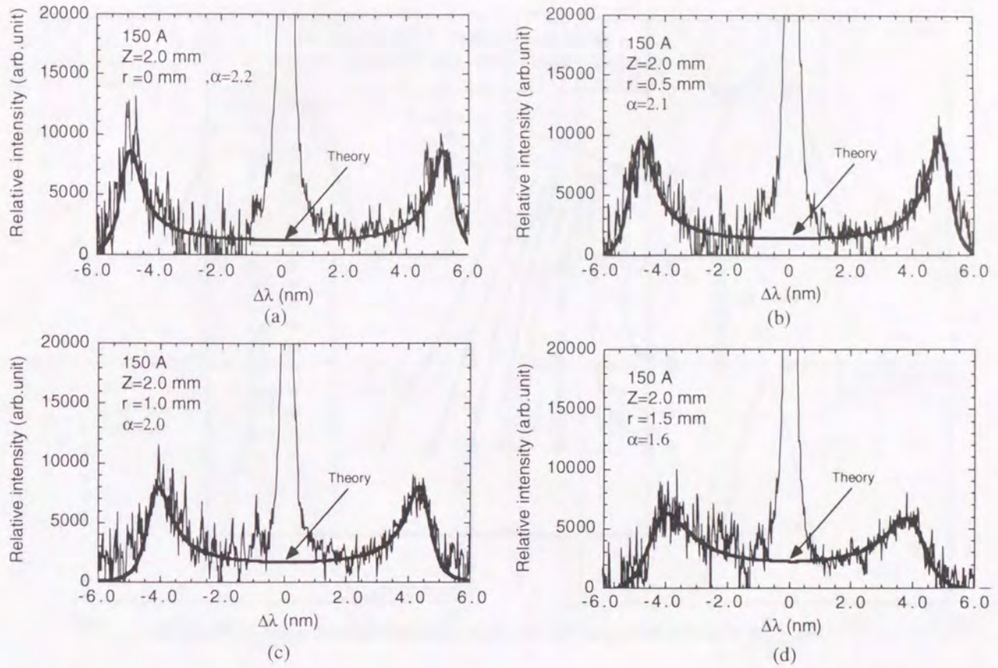


Fig. 4.24 Experimental electron terms at (a) r=0 mm, (b) r=0.5 mm, (c) r=1.0 mm and (d) r=1.5 mm on the z=2.0 mm. The electron temperatures and electron densities determined from these line shapes are (a) 30000 K and 1.9×10^{23} m^{-3}, (b) 29000 Kand 1.7×10^{23} m^{-3}, (c) 26000 K and 1.4×10^{23} m^{-3}, and (d) 23000 K and 0.8×10^{23} m^{-3}. The electron temperature values are strongly affected by heating.

からの波長のずれが小さくなる．しかし，先程と同様に Fig. 4.21 のそれぞれの計測位置と比較すれば，150 A の方がレーザ波長からのずれが大きいことがわかる．これらは，高電流アークにおける電子密度と電子温度が低電流アークに比べて大きいことを示唆している．

Fig. 4.25 に 150 A の場合の電子温度の等温線図を示す．最高電子温度は，50 A の場合と同様，陰極下 z=1.0 mmのアーク中心軸において観察される．しかし，その値は23000 K であり，50 A の場合に比

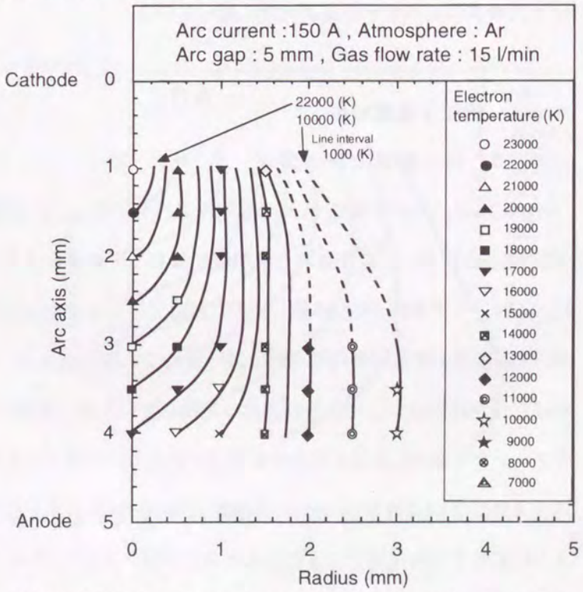


Fig. 4.25 Electron temperature profile for 150 A in the atmospheric argon GTA plasma. The data were corrected to zero laser energy.

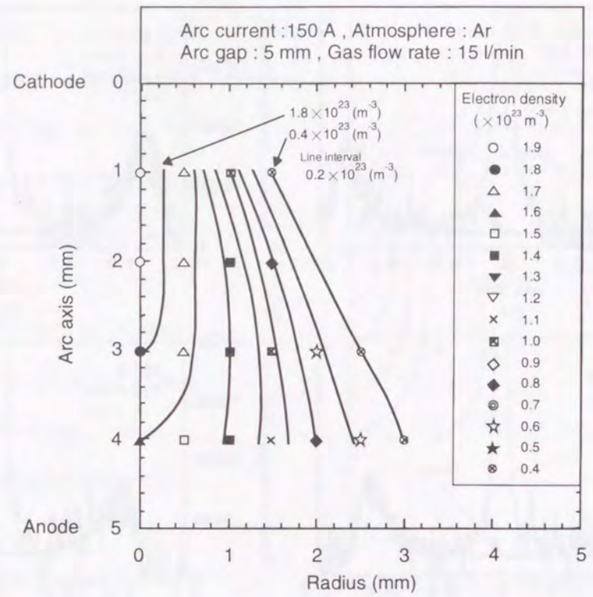


Fig. 4.26 Electron density profile for 50 A in the atmospheric argon GTA plasma.

べて約3000 K高くなっており，高温領域が全体的に大きくなっていることがわかる．一方，Fig. 4.26に電子密度分布を示す．最高電子密度も陰極下 z=1.0 mm のアーク中心軸において 1.9×10^{23} m^{-3} と計測され，50 A の場合に比べてその値が大きくなっている．

4．7　重粒子温度分布

4．7．1　低電流アーク

Fig. 4.27は，アーク電流 50 A の低電流アークの場合に，陰極下 z=2.0 mm の半径方向 r =0，1.0，2.0 および3.0 mm において計測された実験値に対して理論値をフィッティングさせたものである．これらは共に，入射レーザ波長（中心波長）付近で理論プロファイルに対して実験値に若干のばらつきが認められるが，理論値および実験値の双方がほぼ一致しているといえる．この入射レーザの波長付近における実験値のばらつきは入射レーザからの迷光に起因しているが，迷光のライン幅が非常に小さい（約0.003 nm）のでフィッティングに与える迷光の影響は小さいものと考えられる．それぞれのプロファイルに注目すると，アーク外周方向に進むにつれて半値幅（FWHM）が小さくなることがわかる．これは，4．2で示したように重粒子の熱運動による散乱光のドップラー拡がりが小さくなることを意味しており，重粒子温度が低くなることを示唆している．

Fig. 4.28に重粒子の等温線図を示す．陰極下 z=1.0 mm のアーク中心軸において最高重粒子温度 14000

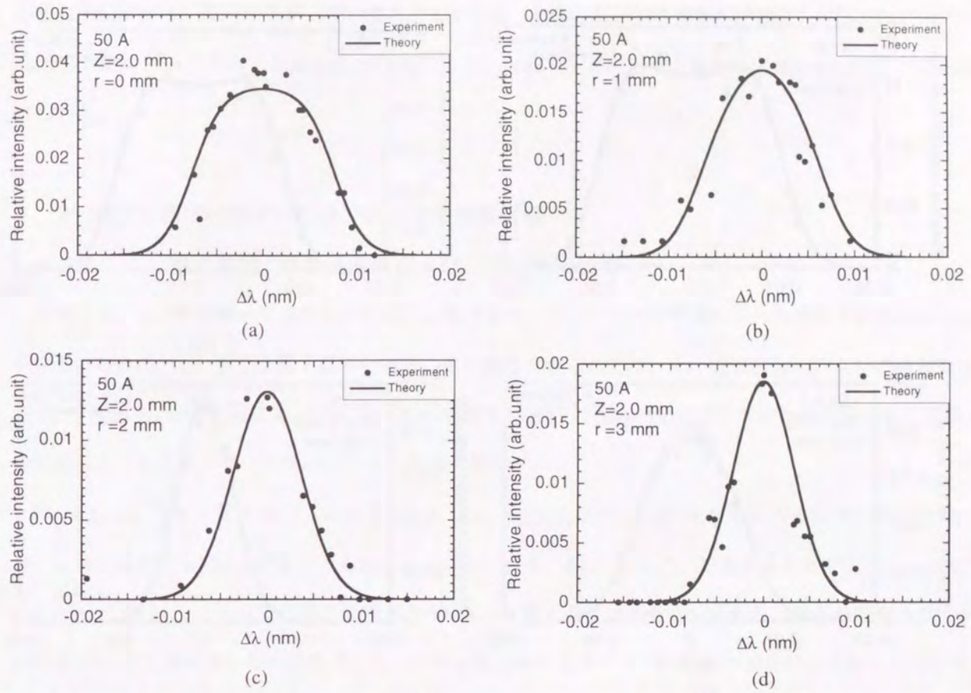


Fig. 4.27 Experimental ion-Rayleigh spectrum at (a) r=0 mm, (b) r=1.0 mm, (c) r=2.0 mm and (d) r=3.0 mm on the z=2.0 mm. The heavy particle temperatures determined from these line shapes are (a) 12000 K, (b) 11000 K, (c) 9000 K, and (d) 7000 K.

K を示し，アーク外周方向，あるいは陽極方向に向かって温度が低下していることがわかる．なお，重粒子温度分布がFig. 4.22で示した電子温度分布に比べてアーク中心軸より遠く離れたアーク外周部まで測定された理由は，4．3．1の測定の阻害因子で述べたように，重粒子の散乱光強度が電子のそれに比べて非常に大きく（100倍以上），中心軸からより離れた領域においても散乱光プロファイルを観察できたためである．

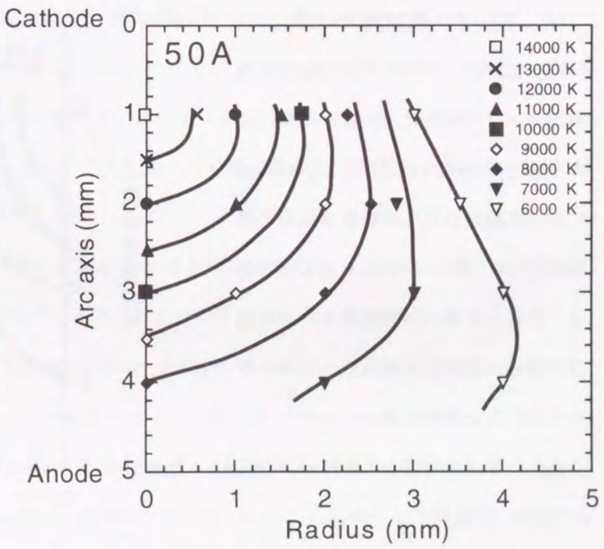


Fig. 4.28 Heavy particle temperature profile for 50 A in the atmospheric argon GTA plasma.

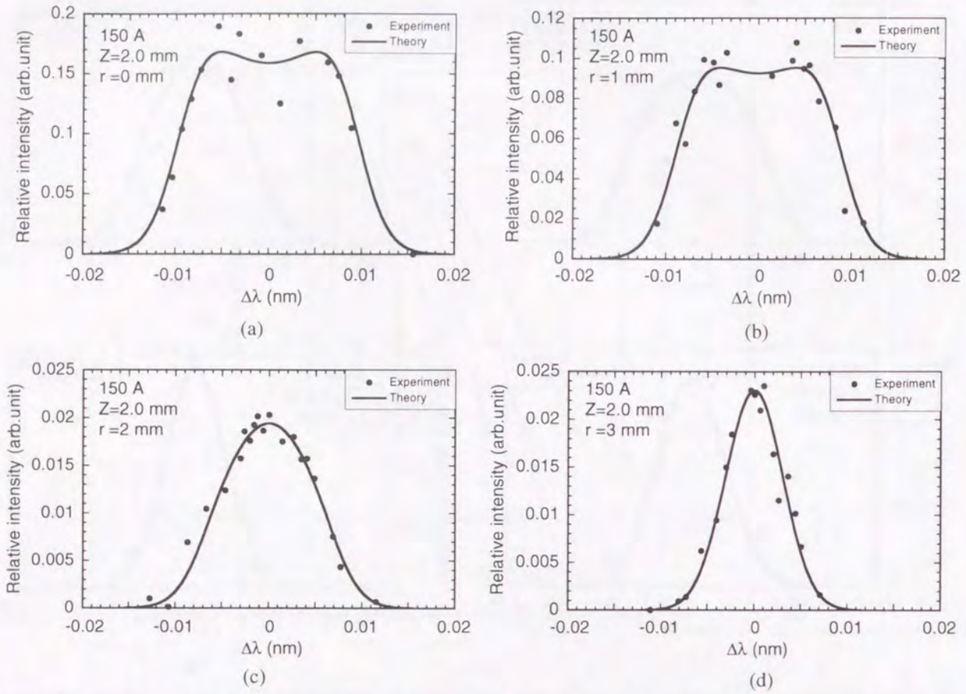


Fig. 4.29 Experimental ion-Rayleigh spectrum at (a) r=0 mm, (b) r=1.0 mm, (c) r=2.0 mm and (d) r=3.0 mm on the z=2.0 mm. The heavy particle temperatures determined from these line shapes are (a) 16000 K, (b) 14000 K, (c) 11000 K, and (d) 6000 K.

4．7．2　高電流アーク

Fig. 4.29 は，アーク電流 150 A の高電流アークの場合に，陰極下 z=2.0 mm の半径方向 r =0, 1.0, 2.0および3.0 mm において計測された実験値に対して理論値をフィッティングさせたものである．これらは共に，低電流アークの場合と同様，実験値と理論値がほぼ一致していることがわかる．

Fig. 4.30 はこの場合の重粒子の等温線図である．陰極下 z=1.0 mmのアーク中心軸において最高重粒子温度 17000 K を示し，アーク外周方向，あるいは

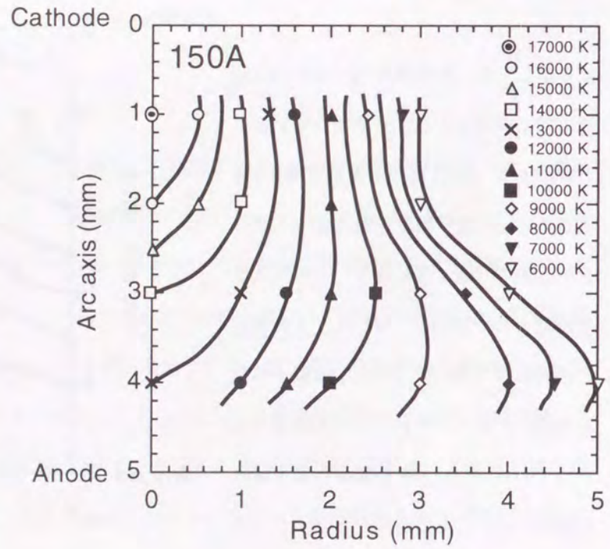


Fig. 4.30 Heavy particle temperature profile for 150 A in the atmospheric argon GTA plasma.

陽極方向に向かって温度が低下していることがわかる．前節の電子温度分布と同様に，陰極下のアーク中心部の温度は 50 A の場合に比べて約 3000 K 高くなっており，高温部が全体的に広がっていることが見受けられる．

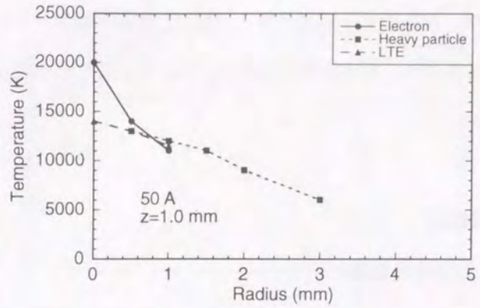
4．8　温度に基づいたアーク柱プラズマの状態解析

4．8．1　電子温度，重粒子温度およびLTE温度の比較

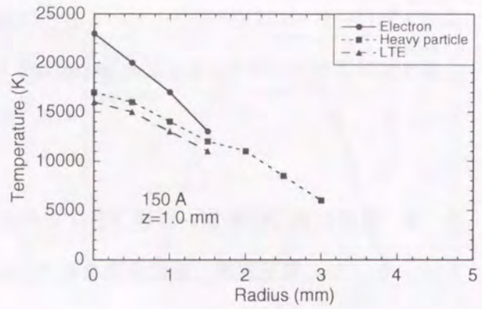
本節では，4．6において求められた電子温度分布と，4．7において求められた重粒子温度分布を比較する．さらに，4．6では電子温度と同時に電子密度が得られたが，その電子密度からサハの熱電離平衡式，すなわち，LTE仮定に基づいて求められる温度（以下，LTE温度と略す）も合わせて総合的に比較・検討することにより，アーク柱のプラズマ状態を明らかにする．

Fig. 4.31 は，アーク電流 50 A，陰極下 z=1.0，2.0，3.0 および 4.0 mm のそれぞれの位置での半径方向における電子温度分布，および重粒子温度分布を示している．また，同時にLTE温度も合わせて示してある．z=1.0 mm の場合，r=0 mm では電子温度が 20000 K，重粒子温度は 14000 K であり，双方の温度のずれが 6000 K にも達している．この結果は，アーク中心部におけるプラズマの状態が明らかにLTEからずれていることを示しており，Snyder [49]およびBentley [50]の計測結果を支持するものである．一方，LTE温度に注目すると，LTE温度は重粒子温度と一致している．しかしながら，r=1.0 mm 付近ではすべての温度がほぼ一致している．これは，アーク中心部から離れた領域においてLTEに近い状態が存在することを示唆している．しかし，第3章3．3においてレーザ散乱光のスペクトル強度に基づいて求められた温度と比較すると，この温度はアーク中心部では重粒子温度とほぼ一致するが，r=1.5 mm 付近で重粒子温度からずれ始める．スペクトル強度に基づいて求められた温度は，3．2．2でも述べたように，約 8000 K 以上ではLTE温度に相当することから，アーク中心部よりさらに離れた領域におけるプラズマの状態はLTEからずれていることを意味している．以上の傾向は z=2.0 mm においても同様に見られる．逆に，z=3.0 mm および z=4.0 mm では，電子温度と重粒子温度のずれが4000 K 程度あるものの，LTE温度は電子温度とほぼ一致しており，z=1.0 mm および z=2.0 mmのアーク中心軸上でのそれぞれの温度の関係に比べて逆転する．

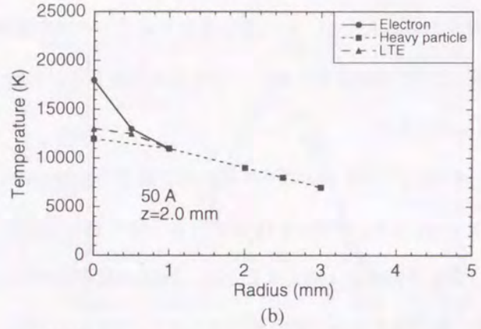
Fig. 4.32 は 150 A の場合である．陰極直下(z=1.0 mm)，r=0 mm において，電子温度は 23000 K を示し，重粒子温度との差は 50 A の場合と同様，約 6000 K である．また，z=1.0 mm，z=2.0 mm および z=3.0 mm における各々の温度分布の傾向と関係は，50 A における z=1.0 mm および z=2.0 mm の場合と同じである．一方，z=4.0 mm では，z=1.0 ～ 3.0 mm（150 A）の場合と同じ傾向を示しながらも，電子温度，重粒子温度，およびLTE温度がほぼ一致する傾向も示している．これは高電流アークの陽極領域においてLTEに近い状態が存在することを示唆している．



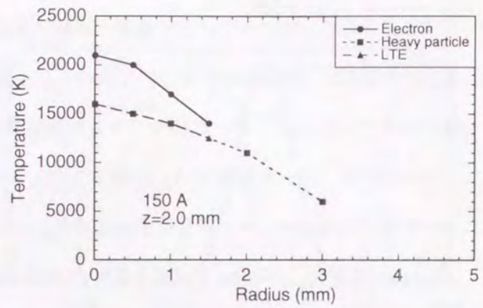
(a)



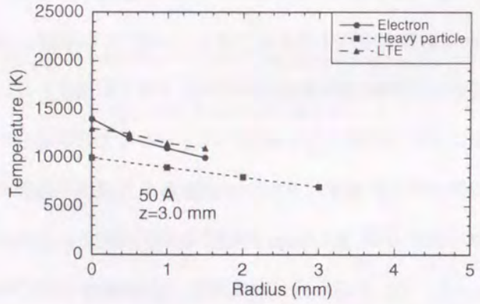
(a)



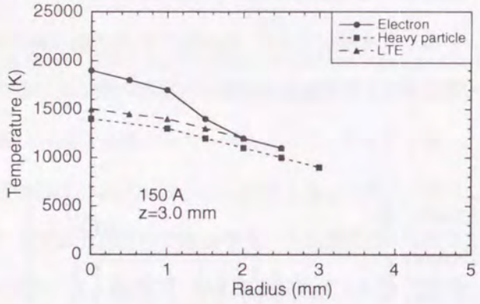
(b)



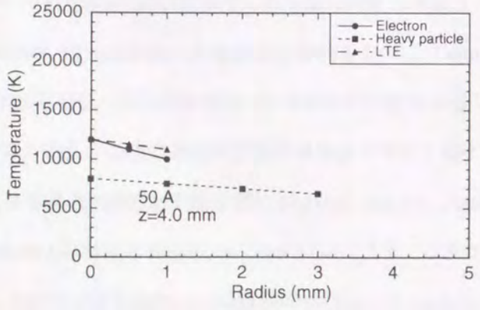
(b)



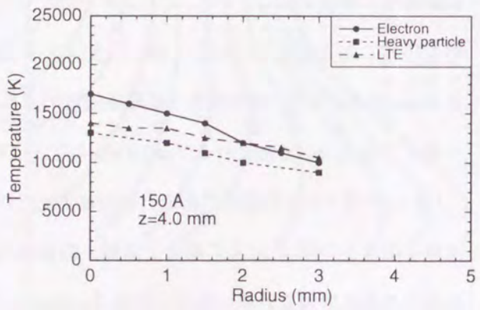
(c)



(c)



(d)



(d)

Fig. 4.31 Radius distributions of electron temperature and heavy particle temperature with LTE temperature at (a) 1.9, (b) 2.0, (c) 3.0 and (d) 4.0 mm respectively below the cathode tip under the condition of 50 A.

Fig. 4.32 Radius distributions of electron temperature and heavy particle temperature with LTE temperature at (a) 1.9, (b) 2.0, (c) 3.0 and (d) 4.0 mm respectively below the cathode tip under the condition of 150 A.

4．8．2　簡単なモデルによる温度緩和時間の推定

一般に，GTAプラズマの陰極では，Fig. 4.33のように電流路の収縮が生じるため，電磁力によるポンプ作用が生じ，その周囲のガスの流れを誘起して陽極方向へ向かう気流を発生させる[3,8]．これはプラズマ気流（または陰極ジェット）と呼ばれ，その流速は100 m/sのオーダーに達し[2]，大電流アークでは数km/s程度にまで及ぶと言われている[8]．Haidarは，Ar I (696.5 nm) スペクトル線の最大放射係数の変化を観察することにより，アルゴンGTAプラズマの陰極領域（陰極先端～2 mm程度）におけるLTEからのずれがこのプラズマ気流に起因していると結論づけている[47]．すなわち，彼は，プラズマにおける基底状態のアルゴン原子の密度に注目し，陰極の周囲から基底状態のアルゴン原子がプラズマ気流によってアークプラズマ中に運び込まれるが，それらの原子がLTE状態に到達する以前にアーク中心部まで運び込まれ，結果として上記の陰極領域（陰極先端～2 mm程度）において基底状態のアルゴン原子の密度がボルツマン分布から逸脱して過剰に存在すると考え，これが陰極領域におけるLTEからのずれの理由であると結論づけた．しかしながら，これは励起平衡（excitation equilibrium）についての説明であり，運動力学的平衡（kinetic equilibrium）については一切触れていない．また，彼は，アーク内へ導かれた基底状態のアルゴン原子がLTE状態に到達すまでに要する時間，すなわち緩和時間を求める際に，Drawin[69]によって与えられた衝突—輻射モデル（collisional-radiative model）を用いた．しかしながら，このモデルの緩和時間は定常なLTE状態にあるプラズマが電子密度や電子温度に突然の変化が生じた場合に元の状態に戻るのに要する時間に等しく，プラズマ気流によって引き起こされる動的なLTEからのずれを説明するのには適切でないと考えられる．

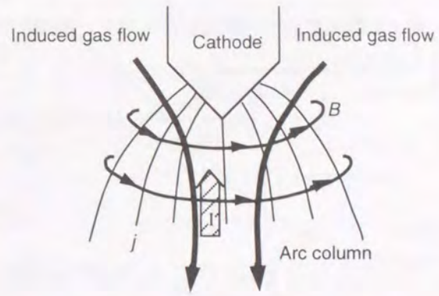


Fig. 4.33 Mass flow of cold gas induced by the arc constriction at the cathode[3,8].

そこで，本研究では，運動力学的平衡の緩和時間についての簡単なモデルを提案し，それを用いてアルゴンGTAプラズマにおける温度緩和時間を推定することにする．そして，この緩和時間を基に4．8．1で示された実験結果を考察し，アーク柱プラズマの状態を解析する．周囲のアルゴンガスからプラズマ気流によって高速にアーク内へ導かれたアルゴン原子はプラズマ中の各種粒子との衝突によって加熱され，その温度は上昇する．これらの導入アルゴン原子がアーク内の電子温度あるいは重粒子温度に等しい温度に到達するまでに要する緩和時間は，以下の簡単な数値計算モデルによって見積もられる．

アークプラズマ中のk種粒子，すなわち，電子（e），イオン（i）および中性原子（A）との弾性衝突

による導入アルゴン原子のエネルギー増加は次式で与えられる[70].

$$q_{ka} = n_k \frac{3}{2} k_B \frac{2m_k m_a}{(m_k + m_a)^2} (T_k - T_a) n_a Q_{ka} v_k^{th} \qquad (4.18)$$
$$k = e, i, A$$

ここで, n_k, m_k, T_kおよびv_k^{th}はk種粒子の密度, 質量, 温度および熱速度であり, 一方, n_a, m_aおよびT_aは導入アルゴン原子の密度, 質量および温度である. また, Q_{ka}はk種粒子—原子の弾性衝突断面積であり, それぞれのQ_{ka}は参考文献[71, 72]から得られた. 導入アルゴン原子が電離した場合, 電子—イオンの弾性衝突によるエネルギー増加分q_{ei}も同様に考慮する必要がある. したがって, 単位時間, 単位体積あたりに導入アルゴン原子が得る全エネルギーは次式で表される.

$$q = q_{ea} + q_{ia} + q_{Aa} + q_{ei} \qquad (4.19)$$

なお, (4.19)式は非弾性衝突およびイオン—イオン弾性衝突については考慮していない. その理由は, 本研究の対象とする温度範囲では, それらの衝突周波数が他の衝突周波数に比べて非常に小さいからである[57].

ここで, 軸対称で, かつ軸方向に均一な無限長のアークプラズマを仮定する. さらに, 軸方向に流れるプラズマ気流が層流であり, かつ, その流速が一定であると仮定すれば, 熱輸送モデルは1次元で簡略化される. いま, (4.19)式で表される衝突加熱qと熱伝導による外周方向への熱損失とのエネルギーバランスを考えるとすれば, プラズマ気流によってアーク内へ導かれたアルゴン原子のエネルギー保存式は次式で表される.

$$C_p \rho \frac{\partial T_a}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T_a}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_a}{\partial r} \right) + q \qquad (4.20)$$

ここで, C_pは定圧比熱, ρは導入アルゴン原子の密度, κは熱伝導度, tは時間, rは中心軸からの半径方向への距離である. なお, C_pとκは参考文献[7]から得られた.

この(4.20)式は次の境界条件の下で差分法により繰り返し計算で解かれた. アークプラズマ内の電子温度T_eおよび重粒子温度T_hの半径方向分布は4.8.1に示した実験データを基に固定値として与え, r=10 mmの位置では共に$T_e = T_h$=300 Kで固定した. N回目のT_aと$(N-1)$回目のT_aとの差をT_aで割った値が1.0×10^{-5}以下になった場合を計算の収束条件とし, このとき緩和時間τが得られる. なお, 導入アルゴン原子の初

期温度（初期条件）は300 Kである.

Fig. 4.34はアーク電流150 Aの場合の電子と導入アルゴン原子の半径方向温度分布である. ただし, ここでは, 電子—原子衝突, すなわち(4.19)式のq_{ea}のみを考慮している. これは, プラズマ気流によってアーク内へ導かれたアルゴン原子がプラズマではなく, 電子ガスによって加熱されることを意味している. この場合, 導入アルゴン原子の温度は, 電子温度に到達する以前に, 弾性衝突による加熱と外周方向への熱損失がほぼ釣り合った準定常状態で解が収束した. この準定常状態に至るのに要する緩和時間はτ_{elect}=288.73 μsである. 一方, Fig. 4.35は, Fig. 4.34と同様の温度分布であるが, 重粒子—原子衝突, すなわち(4.19)式のq_{ia}およびq_{Aa}のみを考慮した場合である. これも, アーク内へ導かれたアルゴン原子がプラズマ中の重粒子によってのみ加熱されることを意味している. この場合, 導入アルゴン原子の温度はプラズマ中の重粒子温度とほぼ同じ温度に到達し, このときの緩和時間はτ_{heavy}=1.48 μsであり, 先程のτ_{elect}に比べてずっと短い. これらの計算結果は, プラズマにおける衝突を介した粒子間の熱エネルギー（運動力学的エネルギー）の輸送効率にとって(4.18)式の右辺の質量比が非常に重要であることを意味している. したがって, 質量の軽い電子から質量の重い導入アルゴン原子へ十分なエネルギー輸送がなさ

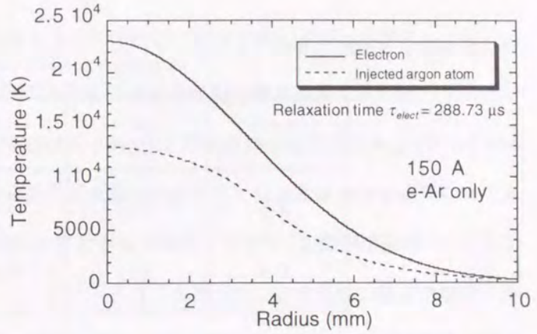


Fig. 4.34 Radius temperature distribution of electrons and injected argon atoms at relaxation time under the condition of 150 A, when only the electron-atom collision is taken into account.

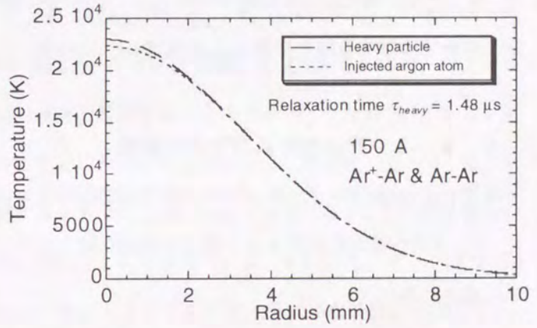


Fig. 4.35 Radius temperature distribution of heavy particle and injected argon atoms at relaxation time under the condition of 150 A, when only the heavy particle-atom collision is taken into account.

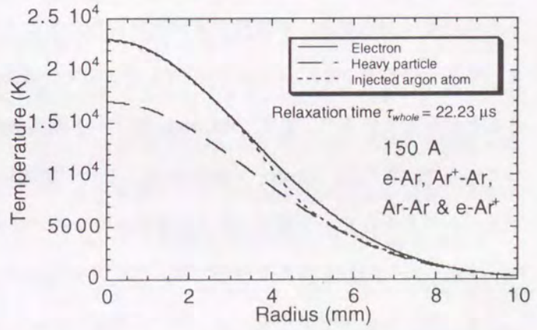


Fig. 4.36 Radius temperature distribution of electrons, heavy particle and injected argon atoms at relaxation time under the condition of 150 A, when the whole collision is taken into account.

れるにはかなりの時間を必要とする．さて，ここで，４．８．１に示した実験結果を考慮すれば，アークプラズマにおける２温度状態の効果を考慮に入れることが重要になるものと推察される．Fig. 4.36は，Fig. 4.34およびFig. 4.35と同様の温度分布であるが，(4.19)式の全ての衝突を考慮した場合である．この場合，導入アルゴン原子の最高温度はプラズマ中の最高電子温度に一致し，このときの緩和時間はτ_{whole}=22.23 μsである．この緩和時間は，プラズマ気流によってアーク内へ導かれたアルゴン原子がLTE状態に到達するのに必要な時間に相当するものと考えられる．

以上の計算結果は，プラズマ気流によってアーク内へ導かれたアルゴン原子が，まずプラズマ中の重粒子との衝突によってすばやく加熱され，次にプラズマ中の電子との衝突によって徐々に加熱されることを示唆している．150 A の場合と同様に 50 A の場合についても計算した．その計算結果のみを以下に示すと，電子―原子衝突に対する緩和時間τ_{elect}=289.73 μs，重粒子―原子衝突に対する緩和時間τ_{heavy}=1.24 μs，全ての衝突に対する緩和時間τ_{whole}=26.27 μs，である．

４．８．３　アーク柱のプラズマ状態

流速 100 m/s のオーダーのプラズマ気流は周囲のアルゴンガスからアルゴン原子を高速にアーク内へ導く．アーク内へ導かれたアルゴン原子が緩和時間内にアークプラズマ中を移動する距離は次式によって簡単に表される[47]．

$$l = u \times \tau \tag{4.21}$$

ここで，uは導入アルゴン原子の平均速度，τは緩和時間である．なお，速度uは熱速度ではなく，プラズマ気流の速度に相当する．本研究の実験範囲に相当するアーク電流範囲では，Lowke は数値計算モデルによってアーク電流 200 A のアルゴン GTA プラズマの場合にプラズマ気流が最大 430 m/s ～ 550 m/s に達することを示している[37]．また，Wienecke はアーク電流 200 A の場合に約 300 m/s であることを実験的に示している[73]．さらに，Snyder と Bentley は，レーザ計測におけるトムソン散乱を利用してイオン項のドップラーシフトからアーク電流 200 A の場合のプラズマ気流を測定し，約 350 m/s であることを示している[74]．一方，アーク電流 50 A の場合では，プラズマ気流が 100 m/s ～ 200 m/s であることが示されている[14]．

いま，以上の参考文献をもとに，アーク電流 150 A の場合のプラズマ気流の平均流速を 300 m/s，50 A の場合の平均流速を 100 m/s と仮定すれば，(4.21)式で与えられる距離と４．８．１で示された実験結果とを比較することにより，アルゴン GTA プラズマにおける LTE 状態に与えるプラズマ気流の影響について

Table 4.1 Travelled distance in the arc plasma during each relaxation time; τ_{elect}, τ_{heavy} and τ_{whole} under the conditions of 50 A and 150 A in arc current.

Arc current (A)	l_{elect} (mm)	l_{heavy} (mm)	l_{whole} (mm)
50	29.0	0.1	2.6
150	86.6	0.4	6.7

考察し，さらにアーク柱プラズマの状態を推察することが可能になる．Table 4.1 は，４．８．２で得られたアーク電流 50 A と 150 A の場合のτ_{elect}，τ_{heavy}およびτ_{whole}の緩和時間に対して(4.21)式によって計算されたそれぞれの距離を示している．ここで，l_{elect}，l_{heavy}およびl_{whole}は，τ_{elect}，τ_{heavy}およびτ_{whole}の場合のそれぞれの距離に相当する．Table 4.1 によると，150 A の場合，プラズマ気流の流速が大きいので，導入アルゴン原子がLTE状態に到達する以前にかなりの長い距離を移動することがわかる．すなわち，アルゴン原子はプラズマ中の重粒子温度と同じ温度に到達するまでにわずかl_{heavy}=0.4 mm しか移動しないが，電子との衝突によって徐々に加熱されてLTE状態に到達するまでにl_{whole}=6.7 mm も移動する．これらの見積もられた移動距離は，４．８．１で示された実験結果に比較的よく一致している．すなわち，アーク電流 150 Aの場合はプラズマ気流の流速が大きく，周囲から導かれたアルゴン原子は十分に平衡状態に到達しない．これは，Fig. 4.32 において陰極下 z=1.0 ～ 3.0 mm の場合のアーク中心軸全体にわたって電子温度と重粒子温度がずれていることに一致している．またこの場合，アルゴン原子の移動速度が平衡反応速度に比べて大きいので，重粒子の到達温度に見合った電離が生じるものと考えられる．その結果，重粒子温度とLTE温度が一致する．一方，Fig. 4.32 の z=4.0 mm では，電子温度，重粒子温度，およびLTE 温度がほぼ一致する傾向を示しているが，プラズマ気流の流速が陽極近傍で小さくなる[37]ことを考慮すれば，LTE状態に到達するまでの移動距離l_{whole}=6.7 mm は有用な値であると考えられる．また，Fig. 4.32 においてアーク中心部から離れた領域においてLTEに近い状態が存在することが示された．この理由は，プラズマ気流の流速がアーク中心軸から離れたところでも小さくなる[37]ことを考慮すれば，中心軸のz=4.0 mmにおけるLTEに近い状態と同じ状態がアーク中心軸から離れた領域においても形成されるためであると考えられる．

一方，50 A の場合，150 A の場合に比べてプラズマ気流の流速が小さいので，導入アルゴン原子がLTE状態に到達するまでにさほど長い距離を移動しないことがわかる．すなわち，アルゴン原子はプラズマ中の重粒子温度と同じ温度に到達するまでにわずかl_{heavy}=0.1 mm しか移動しないが，その後もLTE状態に到達するまでにl_{whole}=2.6 mm しか移動しない．これは陰極下 z=2.6 mm まではLTEからずれた状態であるが，

z=2.6 mm付近においてLTEに近い状態が形成されることを示唆している．Table 4.1に見積もられた移動距離は，50 Aの場合においても４．８．１で示された実験結果に比較的よく一致している．すなわち，Fig. 4.31において，z=1.0～2.0 mmの陰極側では150 Aのz=1.0～3.0 mmの場合と同様にLTE温度は重粒子温度と一致しているが，逆にz=3.0～4.0 mmの陽極側ではLTE温度は電子温度と一致するようになる．このz=2.0～3.0 mmで生じる変化は，この範囲内でLTEに近い状態が存在することを示唆している．すなわち，陰極側では150 Aのz=1.0～3.0 mmの場合と同様な現象が生じているものの，陰極から2.0～3.0 mm程度離れた位置ではアルゴン原子の移動速度が平衡反応速度に比べて小さくなり，LTE状態に近づくものと考えられる．しかしながら，陽極領域では電子密度が小さくなるために，電子と重粒子との衝突周波数が小さくなる．アーク電流50 Aの場合のz=3.0 mmおよび4.0 mmのアーク中心軸において測定された電子密度は，Fig. 4.23に示したように，それぞれ1.0×10^{23} m^{-3}および0.6×10^{23} m^{-3}である．この場合，電子と重粒子との衝突によるエネルギー移動が十分でなくなり，いわゆる「低温プラズマ（または非平衡プラズマ）」状態となる[2,7,75]．低温プラズマでは電子温度に相当する電離が生じる[75]．その結果，電子温度とLTE温度が一致するものと考えられる．以上のように，Fig. 4.31において，LTE温度が陰極領域では重粒子温度と一致し，陽極領域では電子温度と一致するが，この変化が陰極からの距離2.0～3.0 mm付近で生じており，LTE状態に到達するまでの移動距離l_{whole}=2.6 mmによく一致している．なお，４．８．１でアーク中心部から遠く離れた領域においてはプラズマの状態がLTEからずれることを説明したが，これは低温プラズマと同じ状態がその領域においても形成されるためであると考えられる．

以上の考察から，大気圧アルゴンGTAにおけるアーク柱のプラズマ状態はプラズマ気流に強く影響されることが結論づけられた．また，そのプラズマにおけるLTEからのずれは，プラズマ気流の流速と運動力学的平衡の緩和時間との関係に支配されている，すなわち，プラズマ気流に起因するアルゴンガスの移動速度と平衡反応速度の関係に支配されていることが示唆された．そして，これらの関係はアーク電流密度，すなわち，プラズマにおける電子密度に深く関係するものであると考えられる．

４．９　結言

本章では，レーザ散乱光のスペクトル形状に基づいた温度測定法によりLTEの仮定なしにアルゴンGTAプラズマのアーク柱領域における電子温度，および重粒子温度を測定した．その結果，高電流アークの場合，陰極からの距離1.0 mmの位置において電子温度は23000 K，重粒子温度は17000 Kを示し，双方の温度差は約6000 Kであった．また，陰極からの距離4.0 mmの位置においても双方に約4000 Kの温度差があることから，アーク柱中心部においてLTEからのずれが存在することが示された．一方，LTE温度は

アーク中心軸全体にわたって重粒子温度と一致した．次に，低電流アークの場合，電子温度と重粒子温度の差は，陰極からの距離1.0 mmの位置において約6000 K，4.0 mmの位置において約4000 Kあり，高電流アークの場合と同様にアーク柱中心部においてLTEからのずれが存在することが示された．しかしながら，LTE温度は，陰極領域では重粒子温度と一致し，陽極領域では電子温度と一致することが示された．

以上のLTEからのずれは，プラズマ気流に起因するアルゴンガスの移動速度と平衡反応速度の関係に強く影響されていることが示唆された．そして，これらの関係はアーク電流密度，すなわち，プラズマにおける電子密度に深く関係するものであると考えられた．

第5章　アーク陽極領域の数値解析モデル

5．1　緒言

第3章において，低電流アークでは，陽極近傍はLTEから大きくずれた状態であり，その場合の陽極降下は正であるが，逆に，高電流アークでは，陽極近傍はLTEに近い状態であり，その場合の陽極降下は負であることを実験的に明らかにした．一方，第4章では，視点を陽極領域からアーク柱領域に移し，レーザ散乱法を用いてアーク柱領域における電子温度，および重粒子温度を測定することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合におけるアーク柱領域のプラズマ状態を明らかにした．

本章では，第4章の実験結果によって得られたアーク柱と陽極領域の境界条件を使って陽極領域の数値解析モデルを構築する．さらに，本モデルの計算結果をもとに第2章および第3章で得られた正と負の陽極降下を分ける支配因子を理論的に考察する．

5．2　系の設定とモデル化

Fig. 5.1は本章における計算領域を模式的に示したものである．本研究ではアルゴンGTAプラズマの陽極領域を「シース」，「プレ・シース」，「境界層」の3つの領域で定義した．「境界層」の厚さは，第3章の実験結果によると0.1 mmのオーダーであるので，電子の1平均自由行程（～1 μm）に比べてずっと大きく，十分に連続体近似の適応可能なプラズマとして取り扱うことができる．しかしながら「シース」及び「プレ・シース」の厚さは，電子の1平均自由行程程度あるいはそれ以下であり，連続体近似は成り立たない．したがって本章では，「境界層」のみを計算の対象として考えた．

本章では，種々の物理パラメータが陽極降下に果たす役割を明確化するために，各パラメータがアーク中心軸（陽極に対して垂直方向）にのみ変化する簡単な一次元モデルとした．Fig. 5.1に示すように，陽極からアーク柱方向へのアーク中心軸をx軸とし，陽極の表面を$x=a$，「プレ・シース」と「境界層」の界面を$x=b$，「境界層」とアーク柱領域の界面を$x=c$とした．しかしながら，$x=c$はGTAの放電の条件等によって変動し，また，それを明確に区別することが困難であると考えられる．そこで，数値計算上の境界点として，任意の点を選定した．したがって，本章の計算領域は，前述の予備検討に基づいて，$x=b$から$x=d$となる．なお，$x=d$の具体的な距離は，境界条件として第4章の実験結果の適用を考えて，陽極から1 mmに固定された．一方，本モデルでは，一次元としながらも，アーク柱が陽極に近づくにつれて緊縮し，電流密度$\mathbf{J}$が増加するものと仮定することにより，二次元的視野を取り入れた．この理由については後で詳しく説明する．なお，第3章で得られた実験結果によれば，LTEからずれたプラズマ状態がモデルの対象となるため，その非平衡性を考慮して電子温度T_eと重粒子温度T_hを別々に取り扱う2温度モデルとした．

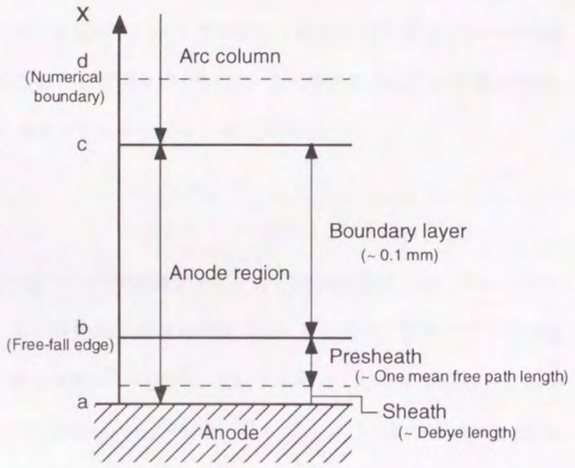


Fig. 5.1 Schematic sketch of the computational domain.

5．3　基礎方程式

ここで，本モデルで用いる基礎方程式（運動量保存式，質量保存式，エネルギー保存式）について述べる．電子と重粒子の流れ（フラックス）は，電界，電子密度勾配，温度勾配により駆動されると考えられるので，ナビエ・ストークスの式より，運動量保存式はそれぞれ次式のように表される[76]．

$$\mathbf{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - \frac{\mu_e k_B T_e}{e}\nabla n_e - \frac{\mu_e k_B n_e}{e}\nabla T_e \tag{5.1}$$

$$\mathbf{\Gamma}_i = \mu_i n_e \mathbf{E} - \frac{\mu_i k_B T_h}{e}\nabla n_e - \frac{\mu_i k_B n_e}{e}\nabla T_h \tag{5.2}$$

ここで，μ_e，μ_iは電子とイオンの移動度，$\mathbf{E}$は電界強度，k_Bはボルツマン定数，eは電気素量である．ただし，ここでは，電子密度n_eとイオン密度n_iがほぼ等しいプラズマの準中性（$n_e \approx n_i$）が仮定されている．また，電子とイオンの移動度はそれぞれ次式によって表される[7]．

$$\mu_e = \frac{e l_e}{m_e \upsilon_e^{th}} \tag{5.3}$$

$$\mu_e = \frac{e l_i}{m_i \upsilon_i^{th}} \tag{5.4}$$

ここで，l_eとl_iはそれぞれ電子とイオンの1平均自由行程であり，υ_e^{th}とυ_i^{th}はそれぞれ電子とイオンの熱速度である．さらに，電子の平均自由行程l_eは次式で表される．

$$l_e = \frac{\upsilon_e^{th}}{f_{ek}} \tag{5.5}$$

ここで，f_{ek}は次式で表される弾性衝突の平均周波数である[57]．

$$f_{ek} = \frac{2m_k n_k}{m_e + m_k} Q_{ek}\left[\left(\upsilon_e^{th}\right)^2 + \left(\upsilon_k^{th}\right)^2\right]^{1/2} \qquad k = e, a, i \tag{5.6}$$

ここで，kは電子（e），アルゴン原子（a）またはイオン（i）のk種粒子を表し，また，Q_{ek}は電子—k種粒子の弾性衝突断面積，n_k，m_kおよびυ_k^{th}はk種粒子の密度，質量および熱速度である．なお，それぞれのQ_{ek}は参考文献[71, 72]から得られた．一方，イオンの平均自由行程l_iは次式で表される．

$$l_i = \frac{1}{n_a Q_{ia}} \tag{5.7}$$

ここで，n_aはアルゴン原子の密度，Q_{ia}はイオン—原子の弾性衝突断面積である．なお，Q_{ia}も参考文献[72]から得られた．また，n_aは次の圧力の関係式で表される．

$$n_a = \frac{P}{k_B T_h} - n_e\left(1 + \frac{T_e}{T_h}\right) \tag{5.8}$$

ここで，Pは大気圧である．

定常状態では，電子の質量保存式は次式で表される．

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\Gamma}_e = \dot{n}_e \tag{5.9}$$

ここで，$\dot{n}_e$は正味の電子増加速度（net increase rate）である．同様に，イオンについても次式のように質量保存式を表すことができる．

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\Gamma}_i = \dot{n}_i \tag{5.10}$$

ここで，$\dot{n}_i$は正味のイオン増加速度である．これらの電子とイオンの正味の増加速度は２つのメカニズムから構成されるものと考えられる．まず，一つは，電離と再結合のバランスで表される生成速度（production rate）$\dot{n}_{pro}$である．すなわち，$\dot{n}_{pro}$は次式のように電離速度γ_{ion}と三体再結合速度γ_{re}の差で表される[57]．

$$\dot{n}_{pro} = \gamma_{ion} - \gamma_{re} = K_{ion} n_e n_a - K_{re} {n_e}^2 n_i \tag{5.11}$$

ここで，K_{ion}は電離係数，K_{re}は再結合係数である．なお，電子とイオンは一対で生成されるので，電子とイオンは同じ生成速度であることが仮定されている．すなわち，本モデルでは，対象としている陽極領域がアークプラズマの中では比較的低温領域であるため２価のイオンは非常に少なく，１価のイオンのみを考慮している．電離係数と再結合係数はそれぞれ次式で表される[77]．

$$K_{ion} = 8S_1\left(2\pi m_e\right)^{-1/2}\left(k_B T_e\right)^{3/2}\left(\frac{\varepsilon_1}{2k_B T_h} + 1\right) exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{k_B T_e}\right) \tag{5.12}$$

$$K_{re} = \frac{K_{ion}}{K_{eq}(T_e)} \tag{5.13}$$

ここで，S_1=7 × 10^{-22} m^2/eV，ε_1はアルゴン原子の第１励起エネルギーである．また，$K_{eq}(T_e)$は，次式のサハの式によって与えられる電離平衡定数である．

$$K_{eq}(T_e) = \frac{2Z_i}{Z}\left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{k_B T_e}\right) \tag{5.14}$$

ここで，Z_iおよびZはそれぞれアルゴンのイオンと中性原子の分配関数，hはプランク定数，ε_iは電離エネルギーである．この電離平衡定数は，非電離平衡を考慮するための補助係数として(5.11)式に用いられており，また，電離平衡時に(5.11)式の生成速度が$\dot{n}_{pro}$=0 を満足する役割を果たしている．したがって，(5.14)式はLTEが満足される場合にのみ成り立つものであるが，電離平衡定数の使用による計算結果への影響は小さいと考えられる．

次に，もう１つのメカニズムは，アークルート部の緊縮による電子とイオンの集中速度（concentration rate）である．陽極領域の直径または断面積が変化すると考えると，電子のドリフト速度u_eと断面積S_{arc}は

次式によって関係づけられる．

$$en_e u_e S_{arc} = I_e \tag{5.15}$$

ここで，I_eは電子電流である．したがって，電子とイオンの集中速度$\dot{n}_{e\,con}$および$\dot{n}_{i\,con}$は，それぞれ次式で表される．

$$\dot{n}_{e\,con} = \nabla\left(\frac{I_e}{e\,S_{arc}}\right) \tag{5.16}$$

$$\dot{n}_{i\,con} = \nabla\left(\frac{I_i}{e\,S_{arc}}\right) \tag{5.17}$$

ここで，I_iはイオン電流である．以上，(5.9)式から(5.17)式より，電子とイオンの正味の増加速度は，それぞれ次式で表される．

$$\dot{n}_e = \dot{n}_{pro} + \dot{n}_{e\,con} \tag{5.18}$$

$$\dot{n}_i = \dot{n}_{pro} + \dot{n}_{i\,con} \tag{5.19}$$

一方，定常状態では，電子のエネルギー保存式は次式のようになる．

$$\nabla\cdot\left(\lambda_e \nabla T_e\right) - e\boldsymbol{\Gamma}_e\cdot\mathbf{E} - \frac{5}{2}k_B\boldsymbol{\Gamma}_e\nabla T_e - \left(\frac{5}{2}k_B T_e + \varepsilon_i\right)\dot{n}_{pro} - W_{eh} - W_{rd} = 0 \tag{5.20}$$

ここで，λ_eは電子の熱伝導度，W_{rd}は電子による輻射熱損失，W_{eh}は重粒子と電子の弾性衝突によって失われるエネルギー損失である．なお，W_{eh}は，第4章の(4.18)式と同様に，次式で表される[70]．

$$W_{eh} = n_e\frac{3}{2}k_B\frac{2m_e}{m_a}\left(T_e - T_h\right)\left(n_a Q_{ea} + n_e Q_{ei}\right)\upsilon_e^{th} \tag{5.21}$$

ここで，Q_{ea}およびQ_{ei}はそれぞれ電子—原子および電子—イオンの弾性衝突断面積であるが，ともに参考

文献[71,72]から得られた．また，電子の熱伝導度λ_eも参考文献[70]から得られた．一方，重粒子のエネルギー保存式は次式のようになる．

$$\nabla\cdot\left(\lambda_h \nabla T_h\right) + e\boldsymbol{\Gamma}_i\cdot\mathbf{E} + W_{eh} - W_H = 0 \tag{5.22}$$

ここで，W_Hは熱伝導または対流による外部への熱損失である．また，λ_hは重粒子の熱伝導度であり，参考文献[7]から得られた．

アーク電流密度$\mathbf{J}$は，

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_i \tag{5.23}$$

で与えられる．ここで，$\mathbf{J}_e$は電子電流密度，$\mathbf{J}_i$はイオン電流密度である．(5.1)式および(5.2)式によれば，$\mathbf{J}_e$および$\mathbf{J}_i$は，それぞれ次式のように示される．

$$\mathbf{J}_e = -e\boldsymbol{\Gamma}_e \tag{5.24}$$

$$\mathbf{J}_i = e\boldsymbol{\Gamma}_i \tag{5.25}$$

以上の基礎方程式の中で，主体となる方程式は(5.9), (5.10), (5.20)および(5.22)の4式である．また，主な未知数はn_e, T_e, T_hおよび$\mathbf{E}$である．

5．4　境界条件

Fig. 5.2は本モデルの境界条件を模式的に示したものである．$x=d$における電子温度$(T_e)_d$，重粒子温度$(T_h)_d$，および電子密度$(n_e)_d$は第4章の実験結果を基に与えられた．$x=d$におけるアーク電流密度$(\mathbf{J})_d$と電界強度$(\mathbf{E})_d$，$x=b$における重粒子温度$(T_h)_b$とアーク電流密度$(\mathbf{J})_b$は，一般的なアルゴンGTAプラズマに矛盾しない現実的な値を考慮して任意に与えられた．すなわち，$x=d$におけるアーク電流密度$(\mathbf{J})_d$は，アーク断面の直径が10 mmである場合の平均値を仮定した．また，電界強度$(\mathbf{E})_d$はアーク電圧10 V，アーク長5 mmの典型的なアルゴンGTAの条件を想定した場合の平均値に相当する．$x=b$における重粒子温度$(T_h)_b$は，Zhu[38]によって数値計算で示された陽極表面の温度にもとづいた．さらに，$x=b$におけるアーク電流密度$(\mathbf{J})_b$も，Lowke[39]によって数値計算で示された陽極表面における電流密度にもとづいた．

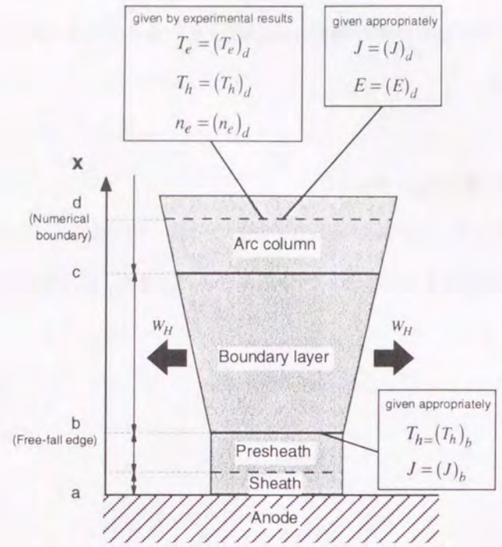


Fig. 5.2 Numerical boundary conditions for the anode region.

本モデルでは，５．２で述べたように，アーク電流密度**J**がアーク中心軸方向に線形的に変化することが仮定されている．これは，Fig. 5.2に示したようなアーク・ルート部における緊縮を表現したものである．本モデルには$n_e \approx n_i$が仮定されているので，この仮定は本数値解析モデルにとって必ずしも正しくない．しかしながら，電流密度**J**の変化が小さい場合，陽極領域におけるプラズマの準中性は大きく崩れないものと考えられることから，この仮定の下で前節において示した基礎方程式を使っても差し支えないものと考えられる．さらに，この電流密度**J**の変化は，GTAプラズマの陽極領域を理解するためには，２次元での取扱いが非常に重要であることを示唆するものである．DinulescuとPfender[24]，そしてMorrow[25]によって扱われたように，アーク電流密度一定の仮定はプラズマにおける両極性拡散の仮定に等しい．彼らのモデルは，明らかに図示された範囲内では，負の陽極降下のみしか表すことができなかったのである．

以上の境界条件の具体的な数値をTable 5.1に示す．なお，輻射熱損失W_{rd}として

Table 5.1 Numerical values for the boundary conditions.

	150 A	50 A
$x=d$	$(T_e)_d = 1.2\times10^4\ (K)$ $(T_h)_d = 1.2\times10^4\ (K)$ $(n_e)_d = 1.6\times10^{23}\ (1/m^3)$ $(\mathbf{J})_d = \dfrac{150}{\pi\times(5\times10^{-3})^2} = 1.9\times10^6\ (A/m^2)$ $(\mathbf{E})_d = 2.0\times10^3\ (V/m)$	$(T_e)_d = 1.2\times10^4\ (K)$ $(T_h)_d = 1.0\times10^4\ (K)$ $(n_e)_d = 0.6\times10^{23}\ (1/m^3)$ $(\mathbf{J})_d = \dfrac{50}{\pi\times(5\times10^{-3})^2} = 0.6\times10^6\ (A/m^2)$ $(\mathbf{E})_d = 2.0\times10^3\ (V/m)$
$x=b$	$(T_h)_b = 8.0\times10^2\ (K)$ $(\mathbf{J})_b = 5.7\times10^6\ (A/m^2)$	$(T_h)_b = 8.0\times10^2\ (K)$ $(\mathbf{J})_b = 12.6\times10^6\ (A/m^2)$

Kovitya[78]によって与えられた大気圧アルゴンGTAプラズマの輻射係数を用いた．また，外部への熱損失W_Hは，定量的な実験データに基づいて与えることが困難であるため，任意に与えられた．

５．５　モデルの解法

５．２で示したように，本モデルの計算領域は，Fig. 5.1の$x=b$から$x=d$であり，$x=d$は陽極からの距離1 mmの位置である．この計算領域を1000点に分割し，５．３で示した基礎方程式と５．４で示した境界条件をもとに，差分法により計算を行った．

５．６　計算結果および実験結果との比較

Fig. 5.3とFig. 5.4にアーク電流50 Aと150 Aの場合の電子と重粒子のそれぞれの温度分布を示す．50 Aの場合，重粒子温度が陽極に近づくにつれて急激に低下しているのに対し，電子温度は陽極前面で上昇しており，重粒子温度と電子温度が大きく食い違って，明らかにLTEからずれていることがわかる．一方，150Aの場合，陽極の近傍まで重粒子温度と電子温度が約12000 Kでほぼ一致し，LTEに近い状態であることがわかる．Fig. 5.5に同様の場合のそれぞれの空間電位分布を示す．50Aの場合，空間電位は，陽極からの距離1 mmから0.6 mmにかけて約-4.5 Vであるが，0.6 mm付近から上昇して陽極電位（電位＝0V）に達しており，明らかに正の陽極降下を示している．一方，150Aの場合，陽極に近づくにつれて電位が+2.5 Vから陽極電位まで下降する負の陽極降下を示している．これらの計算結果は，第３章Fig. 3.8および第２章Fig. 2.22の実験結果と比較して，それぞれ定性的に極めて良く一致している．一方，温度や空間電位の変化する空間位置に関しては，それぞれの実験結果と比較して，陽極からの距離にして約５倍ほど計算

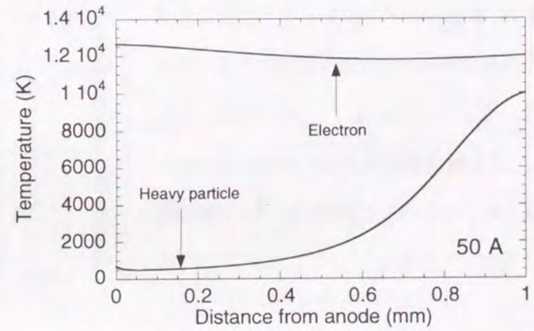


Fig. 5.3 Temperature distributions of heavy particle and electrons in the anode region at an arc current of 50 A.

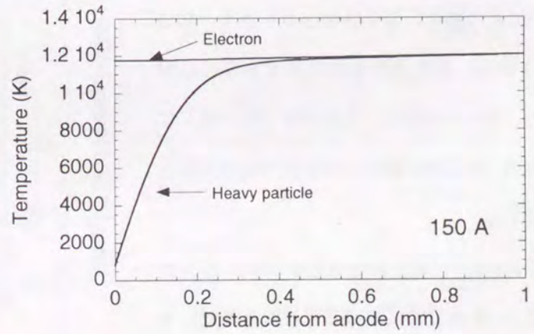


Fig. 5.4 Temperature distributions of heavy particle and electrons in the anode region at an arc current of 150 A.

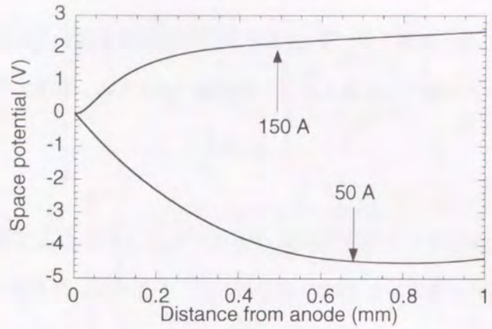


Fig. 5.5 Space potential distributions in the anode region under the conditions of arc current of 50 A and 150 A.

結果の方が長くなっている．例えば，Fig. 5.5 の正の陽極降下の場合，陽極からの距離 0.6 mm 付近から空間電位が上昇しているのに対し，Fig. 2.22 の正の陽極降下の場合，陽極からの距離 0.1 mm 付近から上昇していることがわかる．これらの考えられる原因については後で述べるとして，正と負の空間電位の変化の大きさや，電子温度と重粒子温度の変化の大きさについては定量的にも良い一致を示していると言える．これは，本章のモデルがアルゴンGTAにおける陽極領域の物理状態を比較的うまく現しているものと考えることができる．そこで，この数値解析モデルを用いて正と負の陽極降下を分ける支配因子について理論的に次節で考察する．

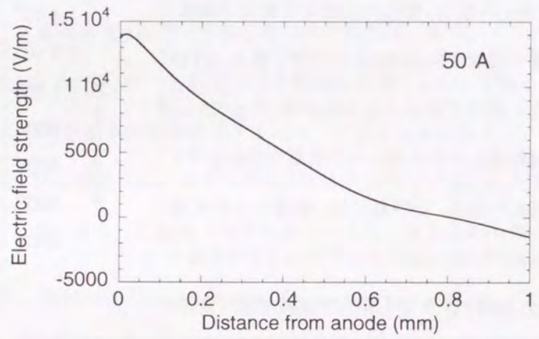


Fig. 5.6 Distributions of electric field strength in the anode region at an arc current of 50 A.

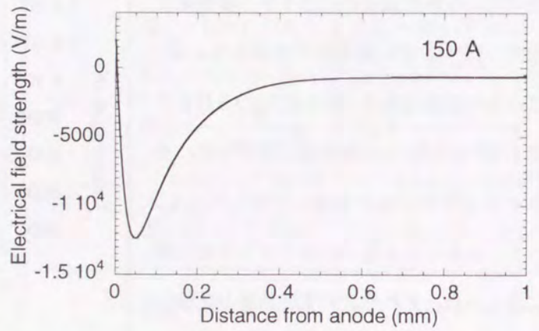


Fig. 5.7 Distributions of electric field strength in the anode region at an arc current of 150 A.

5．7　陽極降下の支配因子

Fig. 5.6 と Fig. 5.7 にアーク電流 50 A と 150 A の場合の電界強度分布を示す．50 A の場合，電界強度の値は正であるのに対し，150 A の場合，それは常に負を表しており，特に陽極前面で負の値が大きくなっている．

Fig. 5.8 に電子密度分布を示す．50 A の場合，陽極近傍における電子密度勾配はゆるやかであるが，150 A の場合の電子密度

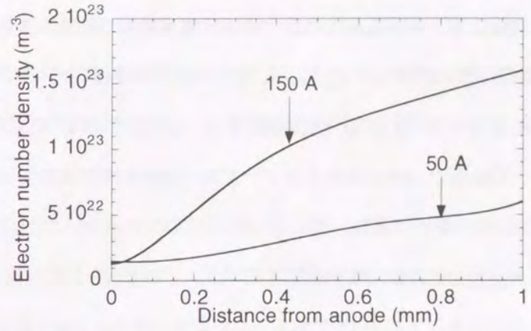


Fig. 5.8 Distributions of electron number density in the anode region under the conditions of arc current of 50 A and 150 A.

勾配は50 Aのそれに比べてずっと大きい．電子を駆動させる要因として電子密度勾配による電子の拡散が考えられるが，50 A の場合は，電子密度勾配が弱く，そこでの電子流束（フラックス）に与える拡散の影響は非常に小さいと推察される．一方，150 A の場合は，電子密度勾配が非常に大きいことから，それに与える拡散の影響が重要になると推察される．Fig. 5.9 と Fig. 5.10 に 50 A と 150 A の場合の，それぞれの電子流束分布を示す．Γ_e^E，$\Gamma_e^{n_e}$，$\Gamma_e^{T_e}$ はそれぞれ(5.1)式の右辺第 1 項，第 2 項，および第 3 項を表し，電界強度，電子密度勾配，および電子温度勾配によって駆動される電子流束を示したものである．Γ_e^{Total} は(5.1)式の左辺を表し，電子全体の流速である．すなわち，Γ_e^{Total} は，(5.24)式で示したように電子電流密度と等価である．したがって，5．4 で述べたようにアーク・ルート部における緊縮が仮定されているので，陽極に近づくにつれて電流密度が大きくなり，結果として Fig. 5.9 と Fig. 5.10 における Γ_e^{Total} は陽極に近づくにつれて大きくなっている．さて，

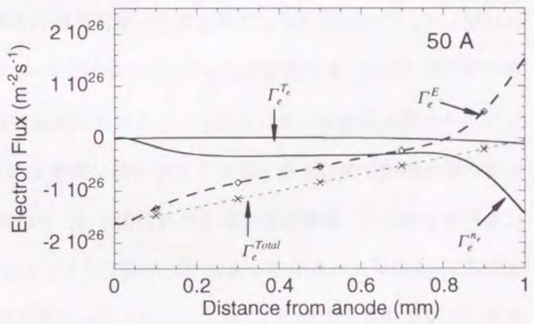


Fig. 5.9 Distributions of electron flux and its components in the anode region at an arc current of 50 A.

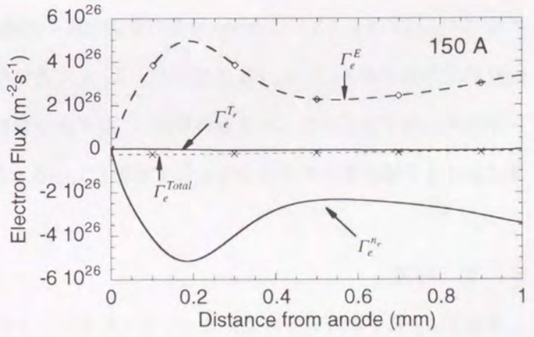


Fig. 5.10 Distributions of electron flux and its components in the anode region at an arc current of 150 A.

図に見るように，いずれの場合も，電子温度に起因する電子流速$\Gamma_e^{T_e}$の影響は小さい．150 Aの場合，Fig. 5.8に示した大きな電子密度勾配に起因した$\Gamma_e^{n_e}$による電子の流れが陽極方向（負の方向）に極めて大きくなり，その影響により陽極方向への過度な電子流束が生じる．しかしながら，電流の連続性からΓ_e^{Total}は保存されなければならない．それゆえ，$\Gamma_e^{n_e}$に釣り合うアーク柱方向（正の方向）への流束Γ_e^Eが発生する．この駆動力がFig. 5.7に示した負の電界であり，そして，その結果がFig. 5.5に示した負の陽極降下である．一方，50 Aの場合，Fig. 5.8に示したように電子密度勾配が小さいので，それに起因した$\Gamma_e^{n_e}$は小さくなる．このため，Γ_e^{Total}に重要な役割を果たすのがΓ_e^Eである．この駆動力がFig. 5.6に示した正の電界であり，そして，その結果がFig. 5.5に示した正の陽極降下である．

以上より，陽極領域における電子密度とその勾配が陽極方向への電子流束に対して非常に重要な役割を果たしており，さらに陽極降下の大きさや正／負の符号を決定づけていると結論付けられる．また，電子密度とその勾配はアーク電流密度に強く関係していると考えられる．

一方，前節で述べた計算結果と実験結果を比較した場合に見られる温度や空間電位分布の空間位置のずれに関して，その原因は主に計算に与えた電流密度の大きさと変化量にあると考えられる．すなわち，本章のモデルでは５．４で説明したように，一般的なアルゴンGTAプラズマに矛盾しない現実的な値を考慮してアーク電流密度を任意に与え，またその電流密度が線形的に変化することが仮定された．アーク電流密度は陽極領域における電子密度とその勾配に影響を与え，またFig. 5.9とFig. 5.10におけるΓ_e^{Total}の分布にも影響を与える．影響を受けるこれらの因子は，上述のように陽極降下（空間電位分布）に強く関係し，また(5.20)式のジュール加熱にもとづいた温度分布にも関係している．したがって，本モデルで簡略化されたアーク電流密度と実際の（実験における）アーク電流密度とのずれが計算結果と実験結果を比較した場合に見られる温度や空間電位分布の空間位置のずれとして現れたものと考えられる．なお，第３章Fig. 3.8および第２章Fig. 2.22についても，それぞれの実験結果には計測位置の誤差が含まれている．３．２．３で述べたようにFig. 3.8には60 μm程度の計測位置の誤差が含まれ，また重粒子温度は微少領域（直径50 μm）の平均値である．一方，Fig. 2.22には，２．６で述べたように陽極中央にあけられた0.7 mmφのプローブ用の穴へのプラズマのしみ込みのために，わずかながら計測位置の誤差が生じている．これらの実験結果における空間位置の誤差も少なからず影響していると考えられよう．

５．８　結言

本章では，第４章の実験結果によって得られたアーク柱と陽極領域の境界条件を使って，大気圧アルゴンGTAプラズマにおける陽極領域の数値解析モデルを構築した．この計算結果は，第２章および第３章で

得られた電子温度，重粒子温度，および空間電位分布の実験結果と比較して，それぞれ定性的には極めて良く一致し，また定量的にも良い一致を示した．そこで，このモデルの計算結果をもとに，正と負の陽極降下を分ける支配因子を理論的に考察した結果，陽極領域における電子密度とその勾配が陽極方向への電子流束に対して非常に重要な役割を果たしており，そして，それらが陽極降下の大きさや正／負の符号を決定づけていると結論付けられた．また，電子密度とその勾配はアーク電流密度に強く関係していると考えられ，それが低電流アークと高電流アークにおける陽極降下の向きが逆転する理由であることが推察された．

第6章　ガスタングステンアークのプラズマ状態とその陽極熱輸送に与える影響

6．1　緒言

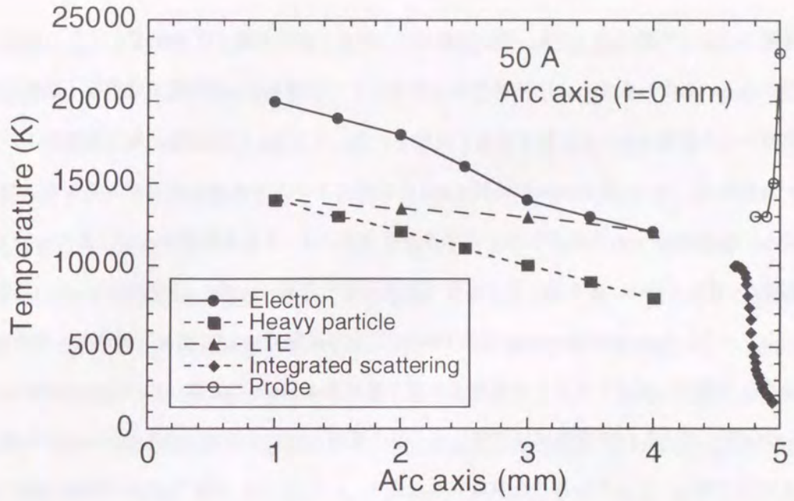
第2章では，低電流アークにおいて正の陽極降下が現れ，逆に高電流アークにおいて負の陽極降下が現れることを明らかにした．また，第3章では，低電流アークおよび高電流アークにおける陽極領域のプラズマ状態を実験的に明らかにした．さらに，第5章では，陽極領域の数値解析モデルを構築し，正と負の陽極降下を分ける支配因子について理論的に考察した．一方，第4章では，視点を陽極領域からアーク柱領域に移し，正と負の陽極降下それぞれの場合におけるアーク柱領域のプラズマ状態を実験的に明らかにした．

本章では，以上の成果をもとにアーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態を系統的に検討し，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを考察する．そして，陽極領域のプラズマ状態とアークプラズマから陽極への熱輸送現象との関わりを明らかにする．

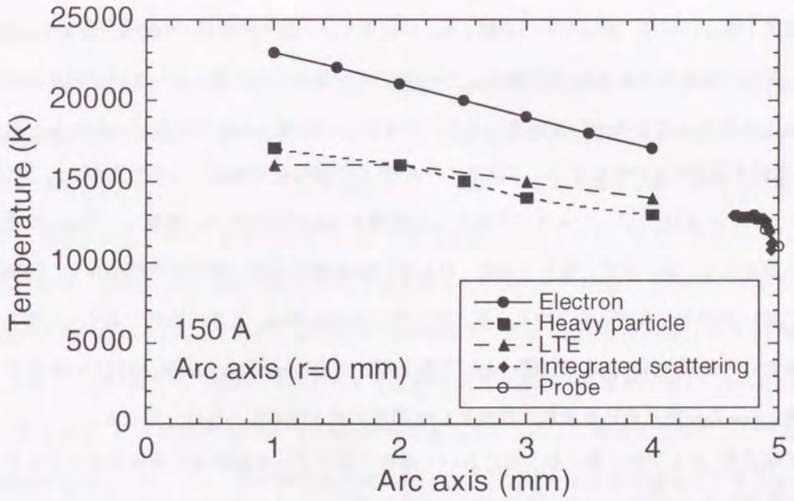
6．2　陽極降下に与えるアーク柱のプラズマ状態の影響

第4章において，アーク柱のプラズマ状態はプラズマ気流に起因するアルゴンガスの移動速度と平衡反応速度の関係に強く影響されていることが示唆された．その結果，アーク中心軸上の陽極からの距離1 mmの同じ位置でありながら，高電流アークではLTEに近い状態であり，一方，低電流アークでは低温プラズマ（または非平衡プラズマ）状態であることが示された．この結果は，陽極領域のプラズマ状態がアーク電流値によって大きく異なることを示唆している．実際，第3章では，それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を観察し，高電流アークでは，陽極近傍はLTEに近い状態であり，逆に低電流アークでは，陽極近傍はLTEから大きくずれた状態であることが示された．

Fig. 6.1は，第3章のFig. 3.7と第4章のFig. 4.31およびFig. 4.32で示された実験結果を一つの図で表したのもである．横軸はアーク中心軸上の陰極からの距離，縦軸は温度である．(a)は50 Aの場合，(b)は150 Aの場合である．図中の*Electron*，*Heavy particle*，および*LTE*は第4章で示された電子温度，重粒子温度，およびLTE温度をそれぞれ表している．一方，*Integrated scattering*および*Probe*は，第3章で示された重粒子温度および電子温度をそれぞれ表している．第3章でも説明したように，*Probe*はラングミュア・プローブ法を用いて測定された温度であり，純粋な電子温度を表す．しかしながら，*Integrated scattering*はレーザ散乱光のスペクトル強度から見積もられた温度であり，本質的には，約8000 K以上の温度ではLTE



(a)



(b)

Fig. 6.1 Distributions of electron temperature, heavy particle temperature, LTE temperature, integrated scattering and probe in the arc axis under the conditions of (a) 50 A and (b) 150 A.

温度に相当し，約8000 K以下の温度では重粒子温度を表すことになる．このことを踏まえてFig. 6.1を見れば，第3章の実験結果と第4章の実験結果は非常によく整合性を保っていることが理解されよう．すなわち，アーク電流50 Aの場合，陰極からの距離1 mmの位置では，電子温度は20000 K，重粒子温度は14000 Kを示し，それらの温度差は約6000 Kあり，第4章でも述べたようにアーク柱中心部においてLTEからのずれが存在することを示している．また，この場合のLTE温度は重粒子温度と一致している．一方，陰

極からの距離4 mmの位置においても，電子温度は12000 K，重粒子温度は8000 Kを示し，双方に約4000 Kの温度差がある．しかしながら，LTE温度は，陰極からの距離1 mmの位置では重粒子温度と一致していたが，陰極からの距離4 mmの位置では電子温度と一致しており，LTE温度と電子温度および重粒子温度の関係が逆転する．以上の陰極からの距離4 mmの位置におけるそれぞれの温度と第3章において得られた陰極からの距離約4.7 mmの位置における温度を比較すると，電子温度は双方の位置において12000～13000 Kでほぼ一致している．その後，電子温度は陽極近傍で急激に上昇し，陽極前面において約23000 Kに達している．一方，*Integrated scattering*は約8000 K以上の温度ではLTE温度に相当し，約8000 K以下の温度では重粒子温度に相当することを考慮すれば，距離約4.7 mmの位置における約10000 Kの温度が距離4 mmの位置におけるLTE温度にほぼ等しく，逆に陽極近傍の低温部では距離4 mmの位置における重粒子温度にほぼ等しくなっていることが理解されよう．したがって，重粒子温度は陽極近傍で急激に減少し，陽極前面において約2000 Kまで低下していることがわかる．

アーク電流150 Aの場合，陰極からの距離1 mmの位置では，電子温度は23000 K，重粒子温度は17000 Kを示し，双方の温度差は約6000 Kである．これは，50 Aの場合と同様，アーク柱中心部においてLTEからのずれが存在することを示している．また，陰極からの距離4 mmの位置においても，電子温度は17000 K，重粒子温度は13000 Kを示し，双方に約4000 Kの温度差がある．しかしながら，この図ではわかりにくいが，Fig. 4.32で示したように陰極からの距離4 mmの位置では，距離1～3 mmの場合と同じ傾向を示しながらも，電子温度，重粒子温度，およびLTE温度がほぼ一致する傾向を示し，陽極領域においてLTEに近い状態の存在が示唆された．第3章で得られた結果は，まさにそれを示すものである．すなわち，陰極からの距離約4.7 mmの位置において電子温度と*Integrated scattering*は約13000 Kで一致しており，距離4 mmの位置における重粒子温度とLTE温度の約13000 Kとほぼ一致する．

以上の実験結果，および第4章と第5章において考察されたアーク柱領域と陽極領域のプラズマ状態のそれぞれの支配因子に基づいて，アーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態を系統的に検討し，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを以下に考察する．

アーク電流150 Aの場合，第4章で推察されたようにプラズマ気流の流速が大きく，陰極の周囲から導かれたアルゴン原子は十分に平衡状態に到達しない．これは，Fig. 6.1 (b)において陰極下z=1.0～3.0 mmの場合のアーク中心軸全体にわたって電子温度と重粒子温度がずれていることに一致している．またこの場合，アルゴン原子の移動速度が平衡反応速度に比べて大きいので，重粒子の到達温度に見合った電離が生じるものと考えられる．その結果，重粒子温度とLTE温度が一致する．一方，Fig. 6.1 (b)のz=4.0 mmでは，電子温度，重粒子温度，およびLTE温度がほぼ一致する傾向を示し，さらにz=4.7 mmでは電子温度

と*Integrated scattering*が一致している．これはプラズマ気流の流速が陽極近傍で小さくなる[37]ために，平衡反応速度の方がアルゴン原子の移動速度に比べて大きくなり，LTEに近い状態が形成されるものと考えられる．この陽極近傍においてもLTEに近い状態が形成される背景には，1.6×10^{23} m^{-3}（Fig. 4.26参照）という高い電子密度がz=4.0 mmにおいても維持されていることが考えられよう．この場合，陽極領域においても十分な熱電離が可能となる．これは陽極領域における電子加速による衝突電離，すなわち電界電離（field ionization）がそれほど必要でないことを意味している．このため，一般的な正の陽極降下は成立せず，電子は電場によって強い加速を受けない．したがって，陽極領域では，比較的にLTEに近い状態が保持されるものと考えられる．しかしながら，第5章で示されたように，150 Aの場合は陽極前面で電子密度勾配が大きく，拡散に起因した陽極方向への電子流束が過剰になる．この陽極へ過剰に流入する電子を抑える役割を果たすのが，第2章のFig. 2.22で示された負の陽極降下であると考えられる．以上の結論は，第1章で述べたように，安藤[13]とPfender[2]によって示唆されていた負の陽極降下の機構を支持するものである．

一方，アーク電流50 Aの場合，プラズマ気流の流速が150 Aの場合に比べて小さく，陰極領域では150 Aの場合と同様な現象が生じているものの，陰極から2 mm程度離れた位置ではアルゴン原子の移動速度が平衡反応速度に比べて小さくなり，LTE状態に近づくものと考えられる．しかしながら，陽極近傍では電子密度が小さくなるために，電子と重粒子との衝突周波数が小さくなり，衝突によるエネルギー移動が十分でなくなる．実際，z=4.0 mmにおける電子密度は0.6×10^{23} m^{-3}（Fig. 4.23参照）であり，150 Aの場合に比べてかなり小さい．この結果，陽極近傍では低温プラズマ（または非平衡プラズマ）状態となる．これは，Fig. 6.1 (a)において，陰極下z=1.0 mmではLTE温度が重粒子温度と一致し，z=4.0 mmでは電子温度と一致するが，この変化がz=2.0～3.0 mm付近で生じていることに相当している．この場合，陽極領域における熱電離は十分でない．これは陽極領域における電子加速による衝突電離の必要性を意味している．このため，Fig. 2.22で示された正の陽極降下が成立し，この電場によって電子は陽極方向へ加速され，その温度を増す．Fig. 6.1 (a)に見るように電子温度は陽極領域で急激に上昇し，陽極前面において約23000 Kに達している．したがって，陽極領域では電子と重粒子との間に大きな温度差が生じ，非平衡状態となるのである．

以上のように，アーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態は主にプラズマ気流の流速，平衡反応速度，および衝突を介した粒子間のエネルギー輸送に強く影響されることが推察されたが，これらは主に電子密度，すなわちアーク電流密度に支配されているものである．したがって，アーク電流によってアーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態は大きく変化し，その結果として，低電流アークの場合が正の陽

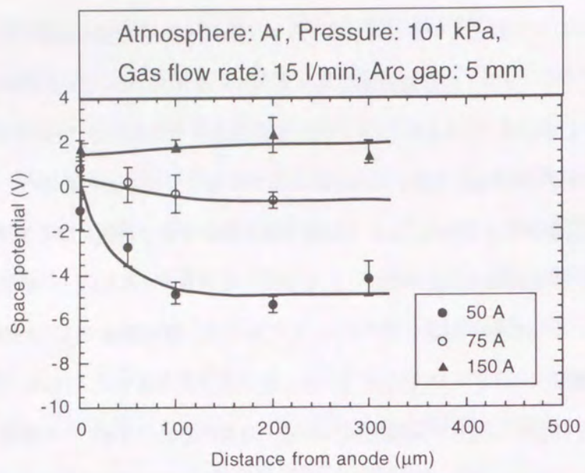


Fig. 6.2 Space potential distributions in the anode region under the conditions of 50, 75 and 150 A.

極降下であり，高電流アークの場合が負の陽極降下であるように，陽極降下の大きさや向きが変化するものと結論づけられる．そして，以上の結論は，低電流アークと高電流アークの中間電流値のアークでは，正と負の陽極降下の中間状態，すなわち，陽極降下がゼロである場合も存在することを示唆している．そこで，第2章と同様のラングミュア・プローブ計測法によってアーク電流75 Aの場合の陽極領域における空間電位分布を測定した．Fig. 6.2は，その結果を第2章のFig. 2.22に重ね合わせたものである．この図に見るように，アーク電流75 Aの場合の空間電位はほぼ0 Vであり，その場合の陽極降下が正と負の陽極降下の中間状態であることを明らかに示している．

本研究の対象として取り扱ってきた，水冷銅陽極，すなわち溶融しない陽極を用いた自己安定化アークの範囲内では，GTAにおけるプラズマの状態と陽極降下の関係はFig. 6.3のようにまとめることができよう．すなわち，ガスの種類，陰極の材質や形状，アーク電流値を選定すれば陰極領域における電流密度が決定され，そして，それに合わせたローレンツ力による電磁ピンチ力が発生し，誘起されたプラズマ気流の流速が決定される[4, 42, 79, 80]．また，同時にアークプラズマ内の電流密度分布，すなわち電子密度分布も決定されよう．プラズマ気流の流速と電子密度が決まれば，陰極の周囲からアーク内に導かれる原子（または分子）の移動速度と平衡反応速度のバランスが決定される．このバランスがアークプラズマの状態を支配し，LTEからずれた状態（$T_e > T_{LTE} = T_h$），LTEに近い状態（$T_e = T_{LTE} = T_h$），低温プラズマ状態（$T_e = T_{LTE} > T_h$）などのプラズマ状態が形成される．そして，陽極領域におけるプラズマ状態がこれらのどの状態に相当するかによって電子密度とその勾配が決まり，陽極降下の大きさと向きが決定されると結論づけられる．

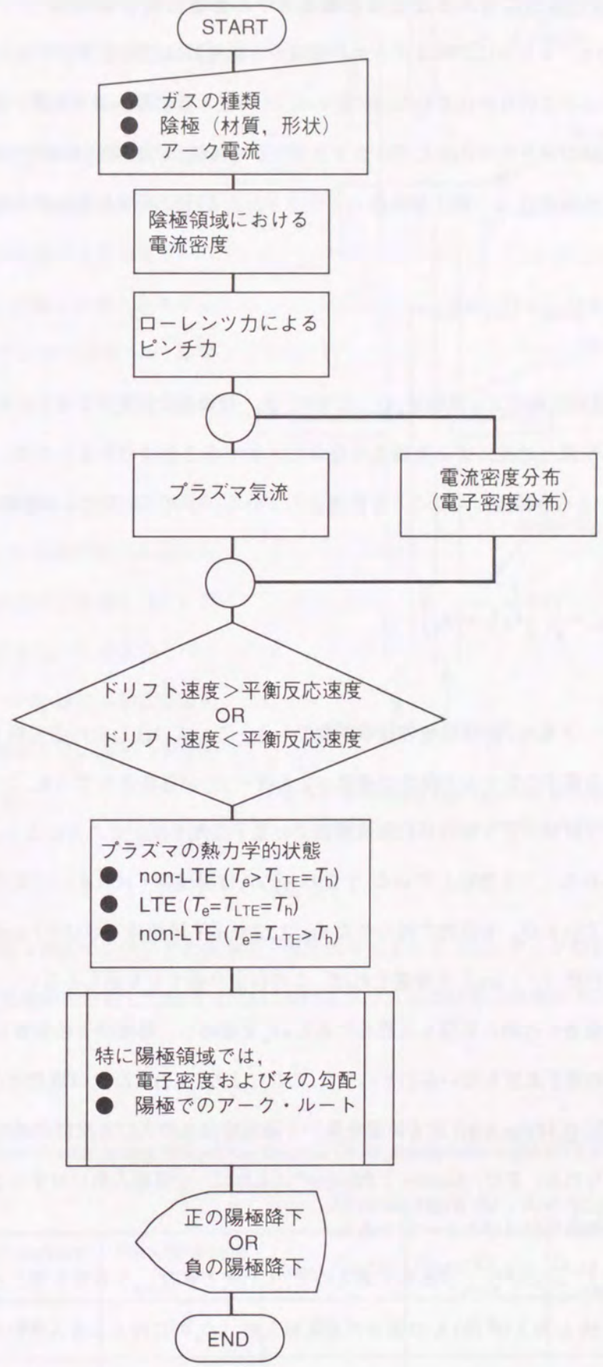


Fig. 6.3 A flow chart for physical grounds of the anode fall in an argon gas-tungsten-arc.

6．3　陽極熱輸送に与える正と負の陽極降下の影響に関する検討

アルゴンGTAプラズマにおけるアーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマの状態と陽極降下の関係は，前節の検討によって明らかにされた．本節では，この正と負の陽極降下の違いを陽極熱輸送の観点から検討し，陽極領域のプラズマ状態とアークプラズマから陽極への熱輸送現象との関わりを明らかにする．

陽極への全熱輸送Q_aは，第１章の(1.1)式で示されたように次のように表される．

$$Q_a = Q_{cond} + Q_{rad} + Q_{elect} \tag{6.1}$$

ここで，Q_{cond}は熱伝導による熱輸送，Q_{rad}は輻射，Q_{elect}は陽極に到達する電子による熱輸送をそれぞれ表す．一般的に，熱伝導と対流による熱輸送を簡単に区別することはできないので，本研究では簡単のためにQ_{cond}は対流による熱輸送も含むことを前提としている．一方，電子による熱輸送は次のように表される．

$$Q_{elect} = \frac{I}{e}\left(\frac{5}{2}k_B T_e + e\phi_a\right) \tag{6.2}$$

ここで，Iはアーク電流，ϕ_aは陽極の仕事関数である．この式は(1.1)式の右辺第１項に相当するが，陽極降下で加速される電子の有する方向性の運動エネルギーeV_aが省略されている．これは，(6.2)式のT_eとして第２章のプローブ計測により得られた陽極前面での電子温度を用いることにより，陽極降下の影響は電子温度T_eに含められることを意味している．すなわち，eV_aは陽極降下域において電子が無衝突で移動することを暗に仮定しているが，本研究で得られたFig. 2.22が示す陽極降下域は0.1 mmのオーダーであり，電子の１平均自由行程（～１μm）を考慮すれば，この仮定は必ずしも正しくない．したがって，本研究では，電子による熱輸送を過剰に見積もる恐れのあるeV_aを省略し，陽極降下の影響を暗に含んだものと考えられる陽極前面の電子温度を用いることにした．これにより，(6.2)式のT_eは既知となるので，Q_{elect}は簡単に求められる．一方，Q_aはFig. 6.4に示す装置を用いて陽極冷却水の入口と出口の温度差と水量からカロリメトリックに求められる．また，SandersとPfender[28]によれば，全陽極入熱に対するQ_{rad}の割合（Q_{rad}/Q_a）は，本研究の電流範囲ではほぼ５％一定である．

いまQ_a，Q_{rad}，およびQ_{elect}が既知であるので，(6.1)式よりQ_{cond}を見積もることが可能である．Table 6.1にアーク電流50 Aおよび150 Aの場合の全陽極入熱（Q_a）に対する各入熱形態（Q_{elect}，Q_{cond}，Q_{rad}）の割合を示す．アーク電流50 Aの場合，電子による熱輸送が89.1％であり，陽極入熱の大部分は電子によって運ばれていると言える．一方，アーク電流150 Aの場合，電子による熱輸送が65.9％と低下し，その分，

熱伝導による熱輸送が29.1％と高くなっている．陽極領域のプラズマ状態が正の陽極降下を示す低温プラズマ状態である場合，陽極熱輸送は電子によって支配され，逆に，負の陽極降下を示すLTEに近い状態である場合，陽極熱輸送は高温の重粒子（ガス）による熱伝導の割合が大きくなる．これは，低電流アークの場合の電子運動エネルギー型から高電流アークの場合の熱伝導型へと，陽極熱輸送の様相がアーク電流によって大きく変化することを意味している．

アークプラズマを用いた材料プロセスなどの実際の工業的応用の中で，この陽極熱輸送の様相の変化がそのプロセスにどのような影響を与えるのかは今後の重要な課題である．しかしながら，アークプラズマから陽極への熱輸送現象に陽極領域のプラズマ状態が深く関係しているという点は明らかに示されたと言える．

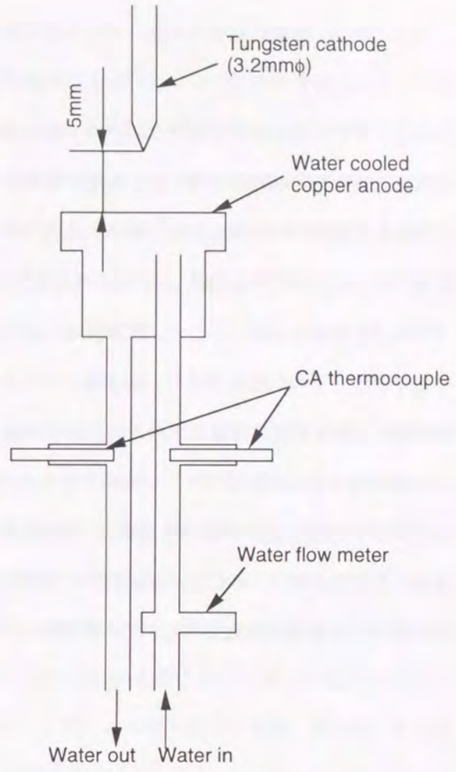


Fig. 6.4 Schematic illustration of an apparatus for calorimetry of the anode heat transfer.

6．4　結言

本章では，第２章から第５章までに得られた実験的・理論的な成果をもとに，アーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態を系統的に検討した結果，GTAにおけるプラズマの状態と陽極降下の関係は次のように結論づけられた．

Table 6.1 Anode heat transfer among various mechanisms for an atmospheric argon GTA plasmas.

Atmosphere:Ar , Arc gap:5mm

Pressure (kPa)	Arc current (A)	Gas flow rate (l/min)	Q_{elect}/Q_a (%)	Q_{cond}/Q_a (%)	Q_{rad}/Q_a (%)
101	50	15	89.1	5.9	5
	150	15	65.9	29.1	5

ガスの種類，陰極の材質や形状，アーク電流値を選定すれば陰極領域における電流密度が決定され，そして，それに合わせたローレンツ力による電磁ピンチ力が発生し，誘起されたプラズマ気流の流速が決定される．また，同時にアークプラズマ内の電流密度分布，すなわち電子密度分布が決定される．プラズマ気流の流速と電子密度が決まれば，陰極の周囲からアーク内に導かれる原子（または分子）の移動速度と平衡反応速度のバランスが決定される．このバランスがアークプラズマの状態を支配し，LTEからずれた状態（$T_e > T_{LTE} = T_h$），LTEに近い状態（$T_e = T_{LTE} = T_h$），低温プラズマ状態（$T_e = T_{LTE} > T_h$）などのプラズマ状態が形成される．そして，陽極領域におけるプラズマ状態がこれらのどの状態に相当するかによって電子密度とその勾配が決まり，陽極降下の大きさと正／負の向きが決定される．

一方，この正と負の陽極降下の違いを陽極熱輸送の観点から検討した結果，陽極領域のプラズマ状態が正の陽極降下を示す低温プラズマ状態である場合，陽極熱輸送は電子によって支配され，逆に，負の陽極降下を示すLTEに近い状態である場合，陽極熱輸送は高温の重粒子（ガス）による熱伝導の割合が大きくなることが示された．そして，低電流アークの場合の電子運動エネルギー型から高電流アークの場合の熱伝導型へと，陽極熱輸送の様相がアーク電流によって大きく変化することが示唆された．

第7章　総　括

本研究は，大気圧ガスタングステンアーク（Gas Tungsten Arc = GTA）におけるアークプラズマと陽極との境界領域の物理を明らかにすることを目的とした．特に，アークプラズマ・陽極境界領域における温度分布，電子密度分布，陽極降下電圧のもととなる空間電位分布などのプラズマ状態に注目し，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを検討した．さらに，陽極境界領域のプラズマ状態とアークプラズマから陽極への熱輸送現象との関わりについても検討した．

第1章は緒論であり，本研究の背景と目的，ならびに本研究に関する研究の現状と問題点および研究遂行の方針を述べた．

第2章では，ラングミュア・プローブ法，および発光分光法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断した．プローブ法によって測定される空間電位をもとに，正と負の陽極降下とそれぞれの陽極降下が現れるGTAの放電条件を分類し，そして，発光分光法によって得られるLTE（Local Thermodynamic Equilibrium）温度，およびプローブ法によって得られる電子温度を比較・検討し，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を推察した．

本章で得られた結果を以下に示す．

（1）まず，本研究で対象とする放電条件として，大気圧アルゴンGTA（アーク長5 mm）の50 Aと150 Aを選定し，それぞれを低電流アークと高電流アークとして定義した．

（2）ラングミュア・プローブ法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断し，測定された空間電位をもとに，低電流アーク（50 A）において正の陽極降下，高電流アーク（150 A）において負の陽極降下が現れることを明らかにした．

（3）発光分光法を用いて同じ陽極領域をプラズマ診断し，発光分光法によって得られたLTE温度，およびプローブ法によって得られた電子温度を比較・検討し，低電流アークでは正の陽極降下が現れるが，その場合の陽極近傍のプラズマ状態はLTEから大きくずれた状態であり，一方，高電流アークでは負の陽極降下が現れ，その場合の陽極近傍のプラズマ状態はLTEに近い状態であることを推察した．

第3章では，レーザ散乱法用いて第2章と同じ条件のアルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断し，陽極領域における重粒子温度分布を測定した．本章で得られた重粒子温度分布と第2章で得られた電

子温度分布と比較・検討することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合における陽極領域のプラズマ状態を検討した．

本章で得られた結果を以下に示す．

（1）まず，レーザ散乱法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマのアーク柱領域をプラズマ診断し，本方法で得られた温度と平岡[42]およびMurphy[61]によって同様のアーク条件で得られた温度を比較することにより，本実験の温度が彼らの温度にほぼ等しいことが示され，本実験で得られる温度が妥当なものであることが確認された．

（2）レーザ散乱法を用いて大気圧アルゴンGTAプラズマの陽極領域をプラズマ診断し，低電流アークと高電流アークにおける陽極近傍の重粒子温度を明らかにした．さらに，この重粒子温度と第2章で得られた電子温度を比較・検討することにより，低電流アークでは陽極近傍はLTEから大きくずれた状態であり，一方，高電流アークでは陽極近傍はLTEに近い状態であることを明らかにした．

第4章では，視点を陽極領域からアーク柱領域に移し，レーザ散乱法を用いてアーク柱領域における電子温度，および重粒子温度を測定することにより，正と負の陽極降下それぞれの場合におけるアーク柱領域のプラズマ状態を検討した．

本章で得られた結果を以下に示す．

（1）レーザ散乱光のスペクトル形状に基づいた温度測定法によりLTEの仮定なしにアルゴンGTAプラズマのアーク柱領域における電子温度，および重粒子温度を測定した．

（2）高電流アークの場合，陰極からの距離1.0 mmの位置において電子温度は23000 K，重粒子温度は17000 Kを示し，双方の温度差は約6000 Kであった．また，陰極からの距離4.0 mmの位置においても双方に約4000 Kの温度差があることから，アーク柱中心部においてLTEからのずれが存在することが示された．一方，LTE温度はアーク中心軸全体にわたって重粒子温度と一致した．

（3）低電流アークの場合，電子温度と重粒子温度の差は，陰極からの距離1.0 mmの位置において約6000 K，4.0 mmの位置において約4000 Kあり，高電流アークの場合と同様にアーク柱中心部においてLTEからのずれが存在することが示された．しかしながら，LTE温度は，陰極領域では重粒子温度と一致し，陽極領域では電子温度と一致することが示された．

（4）以上のLTEからのずれは，簡単な温度緩和時間モデルによって，プラズマ気流に起因するアルゴンガスの移動速度と平衡反応速度の関係に強く影響されていることが示唆された．そして，これらの関係はアーク電流密度，すなわち，プラズマにおける電子密度に深く関係するものであると考えられた．

第5章では，第4章の実験結果から得られたアーク柱と陽極領域の境界条件を使って陽極領域の数値解析モデルを構築した．さらに，本モデルの計算結果をもとに第2章および第3章で得られた正と負の陽極降下を分ける支配因子を理論的に考察した．

本章で得られた結果を以下に示す．

（1）第4章の実験結果から得られたアーク柱と陽極領域の境界条件を使って，大気圧アルゴンGTAプラズマにおける陽極領域の一次元数値解析モデルを構築した．

（2）本モデルの計算結果は，第2章および第3章で得られた陽極領域における電子温度，重粒子温度，および空間電位分布の実験結果と比較して，それぞれ定性的には極めて良く一致し，また定量的にも良い一致を示した．

（3）本モデルの計算結果を基に，正と負の陽極降下を分ける支配因子を理論的に考察した結果，陽極領域における電子密度とその勾配が陽極方向への電子流束に対して非常に重要な役割を果たしており，そして，それらが陽極降下の大きさや正／負の符号を決定づけていると結論付けられた．

（4）電子密度とその勾配はアーク電流密度に強く関係していると考えられ，それが低電流アークと高電流アークにおける陽極降下の向きが逆転する理由であることが推察された．

第6章では，第2章から第5章までに得られた実験的・理論的な成果をもとに，アーク柱領域から陽極領域に亘るプラズマ状態を系統的に検討し，そのプラズマ状態がいかなる物理背景のもとに形成されるのかを考察した．さらに，陽極領域のプラズマ状態とアークプラズマから陽極への熱輸送現象との関わりを検討した．

本章で得られた結果を以下に示す．

（1）高電流アークの場合，プラズマ気流の流速が大きく，陰極の周囲から導かれたアルゴン原子は十分に平衡状態に到達しない．このため，第4章（2）で示されたようにアーク中心軸全体にわたって電子温度と重粒子温度がずれている．またこの場合，アルゴン原子の移動速度が平衡反応速度に比べて大きいので，重粒子の到達温度に見合った電離が生じ，その結果，重粒子温度とLTE温度が一致する．一方，陽極領域では，プラズマ気流の流速が小さくなるために，平衡反応速度の方がアルゴン原子の移動速度に比べて大きくなり，LTEに近い状態が形成される．この場合，陽極領域においても十分な熱電離が可能となり，一般的な正の陽極降下は成立せず，電子は電場によって強い加速を受けない．したがって，陽極領域では，第3章（2）で示されたように比較的にLTEに近い状態が保持される．しかしながら，第5章（3）で示されたように，高電流アークの場合は陽極前面で電子密度勾配が大きく，拡散に起因した陽極方向への電

子流束が過剰になる．この陽極へ過剰に流入する電子を抑える役割を果たすのが，第２章（２）で示された負の陽極降下である．

（２）低電流アークの場合，プラズマ気流の流速が小さく，陰極領域では高電流アークの場合と同様な現象が生じているものの，陰極から２mm程度離れた位置ではアルゴン原子の移動速度が平衡反応速度に比べて小さくなり，LTE状態に近づく．しかしながら，陽極近傍では電子密度が小さくなるために，電子と重粒子との衝突周波数が小さくなり，衝突によるエネルギー移動が十分でなくなる．この結果，陽極近傍では低温プラズマ（または非平衡プラズマ）状態となる．これは，第４章（３）で示されたように，LTE温度が陰極領域では重粒子温度と一致し，陽極領域では電子温度と一致するが，この変化が陰極下2.0～3.0mm付近で生じていることに相当している．この場合，陽極領域における熱電離は十分でない．これは陽極領域における電子加速による衝突電離，すなわち電界電離（field ionization）の必要性を意味している．このため，第２章（２）示された正の陽極降下が成立し，この電場によって電子は陽極方向へ加速され，その温度を増す．この結果，電子温度は陽極領域で急激に上昇し，陽極前面において約23000 Kに達する．したがって，第３章（２）で示されたように陽極領域では電子と重粒子との間に大きな温度差が生じ，非平衡状態となる．

（３）この正と負の陽極降下の違いを陽極熱輸送の観点から検討した結果，陽極領域のプラズマ状態が正の陽極降下を示す低温プラズマ状態である場合，陽極熱輸送は電子によって支配され，逆に，負の陽極降下を示すLTEに近い状態である場合，陽極熱輸送は高温の重粒子（ガス）による熱伝導の割合が大きくなることが示された．そして，低電流アークの場合の電子運動エネルギー型から高電流アークの場合の熱伝導型へと，陽極熱輸送の様相がアーク電流によって大きく変化することが示唆された．

以上，本研究における研究成果をもとに，大気圧ガスタングステンアークにおけるプラズマの状態と陽極降下の関係は次のように結論づけられた．

ガスの種類，陰極の材質や形状，アーク電流値を選定すれば陰極領域における電流密度が決定され，そして，それに合わせたローレンツ力による電磁ピンチ力が発生し，誘起されたプラズマ気流の流速が決定される．また，同時にアークプラズマ内の電流密度分布，すなわち電子密度分布が決定される．プラズマ気流の流速と電子密度が決まれば，陰極の周囲からアーク内に導かれる原子（または分子）の移動速度と平衡反応速度のバランスが決定される．このバランスがアークプラズマの状態を支配し，LTEからずれた状態（$T_e > T_{LTE} = T_h$），LTEに近い状態（$T_e = T_{LTE} = T_h$），低温プラズマ状態（$T_e = T_{LTE} > T_h$）などのプラズマ状態が形成される．そして，陽極領域におけるプラズマ状態がこれらのどの状態に相当するかによって電子密度とその勾配が決まり，陽極降下の大きさと正／負の向きが決定される．

アークプラズマを用いた材料プロセスなどの実際の工業的応用の中で，正／負の陽極降下の違いがそのプロセスにどのような影響を与えるのかは今後の重要な課題である．しかしながら，陽極降下の大きさや向きを決定づけている陽極領域のプラズマ状態がアークプラズマから陽極への熱輸送現象に深く関係しているという点を指摘し，今後のアークプラズマを用いた材料プロセスにおける熱輸送現象の解明のための指針を与えた．

本研究では，材料プロセス中のアークプラズマのような複雑な系を避け，対象とする系をできるだけ簡単にして取り扱ってきた．実際の材料プロセスでは混合ガスが用いられたり，また陽極が溶融してアークプラズマの中に金属蒸気が混入する場合が多い．このような複雑な系におけるプラズマの状態と陽極熱輸送の関係を解明していくことが次の課題であろう．

謝　辞

本研究は，大阪大学接合科学研究所教授 牛尾誠夫 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工学部附属超高温理工学研究施設教授 後藤誠一 博士，同大学接合科学研究所教授 松縄　朗 博士，同大学大学院工学研究科生産科学専攻教授 豊田政男 博士，同大学大学院工学研究科知能・機能創成工学専攻教授 黄地尚義 博士に深く感謝いたします．

本研究を進めるにあたり，公私にわたりご助言およびご教唆をいただきました大阪大学接合科学研究所教授 池内建二 博士，同助教授 中田一博 博士に心から感謝いたします．また，多くの有益なご討論をいただきました大阪大学大学院工学研究科知能・機能創成工学専攻助教授 平田好則 博士，科学技術庁金属材料技術研究所フロンティア構造材料研究センター 平岡和雄 博士に深く感謝いたします．さらに，本研究の遂行にあたり，多くの有益なご助言とご激励をいただきました大阪大学接合科学研究所助手 節原裕一 博士をはじめ同大学接合科学研究所ならびに同大学大学院工学研究科生産科学専攻の諸先生方に厚くお礼申し上げます．

本実験の遂行にあたり，多大なご協力をいただきました野間淳一 氏（㈱栗本鐵工所），中原敬林 氏（現 水資源開発公団），阪上　匠 氏（現㈱タクマ），疋田誠司 氏（現㈱クボタ），筧　登行 氏（現 川崎重工業㈱），木田　忍 氏（現 松下電工㈱）をはじめ牛尾研究室の卒業生および学生諸氏に心からお礼申し上げます．

最後に，実験の消耗品であるタングステン電極およびプローブ用タングステンワイヤを提供していただいた東邦金属㈱の関係各位にお礼申し上げます．

参考文献

1) 武田紘一，北村寿宏：熱プラズマの利用と局所熱平衡，まてりあ，33 (1994), 1142.

2) M.N. Hirsh and H.J. Oskam : Gaseous Electronics, Academic Press, New York, (1978).

3) 牛尾誠夫：アーク放電とその利用，鉄と鋼，73 (1987), 1309

4) 田中和士：大出力プラズマトーチ用熱陰極材料の開発とその特性についての基礎的研究，大阪大学博士学位請求論文 (1996).

5) 松田福久，牛尾誠夫，熊谷達也：ランタン，イットリウム，セリウム入り各タングステン電極によるアーク特性の比較研究，溶接学会論文集，6 (1988), 199.

6) 日本鉄鋼協会熱プラズマプロセシング研究部会編（牛尾誠夫 監修）：熱プラズマ材料プロセシングの基礎と応用，信山社サイテック，(1996).

7) M.I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender : Thermal Plasmas, Plenum Press, New York, (1994).

8) 牛尾誠夫：電磁力を利用する高密度エネルギによる材料処理，日本鉄鋼協会 西山記念技術講座，第 129, 130 回 (1989), 163.

9) 牛尾誠夫：プラズマ利用技術の基礎 (I), 溶接学会誌，60 (1991), 182

10) H.R. Griem : Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York, (1964).

11) 溶接アーク物理研究委員会編：溶接プロセスの物理，溶接学会，(1996).

12) K.C. Hsu and E. Pfender : Analysis of the cathode region of a free-burning high intensity argon arc, J. Appl. Phys. 54 (1983), 3818.

13) 安藤弘平，長谷川光雄：溶接アーク現象（増補版），産報，(1967).

14) J.F. Lancaster : 溶接アークの物理（溶接学会溶接アーク物理研究委員会訳），溶接学会，(1990).

15) S. Ohno and M. Uda : Effects of Hydrogen and Nitrogen on Blowhole Formation in pure Nickel at Arc Welding and Non-Arc Melting, Trans. Nat. Res. Inst. for Metals, 23 (1981), 243.

16) 大野　悟，宇田雅広：「水素プラズマ - 金属」反応法における各種金属超微粒子発生の速度について，日本金属学会誌，48 (1984), 640.

17) 鈴木正昭：プラズマ冶金プロセスにおける水素の効果，材料とプロセス，7 (1994), 636.

18) 松田福久，牛尾誠夫，藤井裕之，アルベールサデク：酸化物入りタングステン電極の消耗変形，RIM 形成について，溶接学会論文集，6 (1988), 205.

19) M. Ushio, A.A. Sadek and F. Matsuda : Comparison of Temperature and Work Function Measurements Obtained with Different GTA Electrodes, Plasma Chem. & Plasma Processing, 11 (1991), 81.

20) 田中和士, 松田福久, 牛尾誠夫 : タングステン電極の特性に及ぼす添加元素の影響, 溶接学会論文集, 13 (1995), 524.

21) 田中和士, 牛尾誠夫 : タングステン電極の大電流放電での動作温度特性, 溶接学会論文集, 13 (1995), 532.

22) 電気学会 : 放電ハンドブック - 改訂新版 -, オーム社, (1974).

23) V.A. Nemchinskii and L.N. Peretts : Anode sheath in a high-pressure, high-current arc, Sov. Phys. Tech. Phys. 22, 9 (1977), 1083.

24) H.A. Dinulescu and E. Pfender : Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs, J. Appl. Phys., Vol. 51 (1980), 3149.

25) R. Morrow and J.J. Lowke : A one-dimensional theory for the electrode sheaths of electric arcs, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 26 (1993), 634.

26) 神沢　淳 : プラズマ伝熱, 信山社, (1992).

27) 武田　進 : 気体放電の基礎, 東明社, (1973).

28) N.A. Sanders and E. Pfender : Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs, J. Appl. Phys., Vol. 55 (1984), 714.

29) 松縄　朗 : 低圧気中における陰極・陽極機構と工学的応用に関する考察, 大阪大学博士学位請求論文 (1976).

30) H.N. Olsen : Thermal and Electrical Properties of an Argon Plasma, Phys. Fluids, 2 (1959), 614.

31) G.S. Mills : Use of Emission Spectroscopy for Welding Arc Analysis, Welding Res. Suppl., (1977), 93.

32) G.N. Haddad and A.J.D. Farmer : Temperature Measurements in Gas Tungsten Arcs, Welding Res. Suppl., (1985), 339.

33) 平岡和雄 : アルゴン - 水素混合ガスアークにおける種々の分光スペクトルからのプラズマ状態評価, 溶接学会論文集, 15 (1997), 259.

34) K.C. Hsu, K. Etemadi and E. Pfender : Study of the free-burning high-intensity argon arc, J. Appl. Phys. 54 (1983), 1293.

35) P. Kovitya and L.E. Cram : A Two-Dimensional Model of Gas-Tungsten Welding Arcs, Welding Journal, December (1986), 34

36) 牛尾誠夫, 松田福久 : アークの工学的数値解析モデル, 溶接学会論文集, 6 (1988), 91.

37) J.J. Lowke, P. Kovitya and H.P. Schmidt : Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode, J. Phys. D: Appl. Phys. 25 (1992), 1600.

38) P. Zhu, J.J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar : Prediction of anode temperatures of free burning arcs, J. Phys. D: Appl. Phys. 28 (1995), 1369.

39) 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.

40) 小竹　進, 土方邦夫, 松本洋一郎 : 熱流体ハンドブック, 丸善, (1994).

41) 赤崎正則, 村岡克紀, 渡辺征夫, 蛯原健治 : プラズマ工学の基礎, 産業図書, (1987).

42) 平岡和雄 : 混合ガス雰囲気場におけるガスタングステンアークのプラズマ特性とその分光学的研究, 大阪大学博士学位請求論文 (1996).

43) T.G. Owano, M.H. Gordon and C.H. Kruger : Measurements of the radiation source strength in argon at temperatures between 5000 and 10000 K, Phys. Fluids B2, 12 (1990), 3184.

44) 堤井信力 : プラズマ基礎工学, 内田老鶴圃, (1989).

45) A.J.D. Farmer and G.N. Haddad : Local thermodynamic equilibrium in free-burning arcs in argon, Appl. Phys. Lett., 45 (1984), 24.

46) G.N. Haddad and A.J.D. Farmer : Temperature determinations in a free-burning arc, J. Phys. D: Appl. Phys. 17 (1984), 1189.

47) J. Haidar : Local thermodynamic equilibrium in the cathode region of a free burning arc in argon, J. Phys. D: Appl. Phys. 28 (1995), 2494.

48) J. Haidar : Departures from local thermodynamic equilibrium in high-current free burning arcs in argon, J. Phys. D: Appl. Phys. 30 (1997), 2737.

49) S.C. Snyder, G.D. Lassahn and L.D. Reynolds : Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma, Phys. Rev. E, 48 (1993), 4124.

50) R.E. Bentley : A departure from local thermodynamic equilibrium within a freely burning arc and asymmetrical Thomson electron features, J. Phys. D: Appl. Phys. 30 (1997), 2880.

51) A.B. Murphy, A.J.D. Farmer and J. Haidar : Laser-scattering measurement of temperature profile of a free-burning arc, Appl. Phys. Lett., 60 (1992), 1304.

52) 何　国偉，石井邦宜，佐々木　康，柏谷悦章，高橋平七郎：金属溶解におけるアルゴンアークプラズマの温度分布，鉄と鋼，82 (1996), 959.

53) 何　国偉，石井邦宜，柏谷悦章，粥川尚之：金属溶解用アルゴンアークプラズマのAr原子の遷移確率，鉄と鋼，83 (1996), 279.

54) プラズマ・核融合学会編：プラズマ診断の基礎，名古屋大学出版会，(1990).

55) 大道寺英弘，中原武利：原子スペクトル―測定とその応用―，学会出版センター，(1989).

56) 田中和士：減圧アークプラズマの基礎的特性に関する研究，大阪大学修士学位請求論文 (1990).

57) M. Ushio, D. Fan and M. Tanaka : A method of estimating the space-charge voltage drop for thermionic cathodes, J. Phys. D: Appl. Phys., 27 (1994), 561.

58) 村岡克紀，前田三男：高温プラズマのレーザー計測，日本物理学会誌，41 (1986), 485.

59) 逸見義男，内野喜一郎，村岡克紀，赤崎正則：大気中DCアークのレーザー散乱による研究，高温学会誌，10 (1984), 278.

60) 物理学辞典編集委員会編：物理学辞典，培風館，(1994).

61) A.B. Murphy and A.J.D. Farmer : Temperature measurement in thermal plasmas by Rayleigh scattering, J. Phys. D: Appl. Phys., 25 (1992), 634.

62) S. Albrecht, G. Forster, G. Seeger and W. Tiller : Temperature measurements in a pulsed tungsten-inert-gas arc, International Institute of Welding, IIW Doc. 212-814-92 (1992), Madrid, Spain.

63) T.P. Hughes : Plasmas and Laser Light, Adam Hilger, London, (1975).

64) M.A. Kettani and M.F. Hoyaux : Plasma engineering, Butterworth & Co., London, (1973).

65) 塚本　進，平岡和雄，浅井義一，入江宏定，芳野正朗，志田朝彦：レーザ誘起プラズマの電子密度と吸収特性，（社）溶接学会溶接アーク物理研究委員会，ア物 -97-978, (1997).

66) 平井紀光：実用レーザ技術，共立出版，(1987).

67) 久保田　広，浮田祐吉，會田軍太夫：光学技術ハンドブック，朝倉書店，(1975).

68) L. Spitzer Jr. : Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, New York, (1962).

69) H.W. Drawin : Validity Conditions for Local Thermodynamic Equilibrium, Z. Phys. 228 (1969), 99

70) B. Rethfeld, J. Wendelstorf, T. Klein and G. Simon : A self-consistent model for the cathode fall region of an electric arc, J. Phys. D: Appl. Phys., 29 (1996), 121.

71) R.S. Devoto : Transport Coefficients of Partially Ionized Argon, Phys. Fluids, 10 (1967), 354.

72) R.S. Devoto : Transport coefficients of ionized argon, Phys. Fluids, 16 (1973), 616.

73) R. Wienecke : Uber das Geschwindigkeitsfeld der Hochstromkohlebogensaule, Z. Phys. 143 (1955), 128.

74) S.C. Snyder and R.E. Bentley : A measurement of axial velocity and temperature in a free-burning arc using Thomson scattering, J. Phys. D: Appl. Phys. 29 (1996), 3045.

75) V.M. Lelevkin, D.K. Otorbaev and D.C. Schram : Physics of Non-Equilibrium Plasmas, North-Holland, Amsterdam, (1992).

76) M. Mitchner and C.H. Kruger : Partially Ionized Gases, Wiley, New York, (1973).

77) C.H. Chang and E. Pfender : Nonequilibrium Modeling of Low-Pressure Argon Plasma Jets, Plasma Chem. & Plasma Processing, 10 (1990), 473.

78) P. Kovitya and J.J. Lowke : Two-dimensional analysis of free burning arcs in argon, J. Phys. D: Appl. Phys. 18 (1985), 53.

79) P. Zhu and J.J. Lowke : Theoretical study of the melting of the cathode tip of a free burning arc in argon for various conical angles, J. Phys. D: Appl. Phys. 26 (1993), 1073.

80) J. Haidar and A.J.D. Farmer : Large effect of cathode shape on plasma temperature in high-current free-burning arcs, J. Phys. D: Appl. Phys. 27 (1994), 555.

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

1）アルゴンGTA（ガス・タングステン・アーク）プラズマにおける局所熱平衡
日本金属学会誌, 63 (1999), 9-14

2）One-dimensional analysis of the anode boundary layer in free-burning argon arcs
J. Phys. D: Appl. Phys., 32 (1999), 605-611

3）Observations of the anode boundary layer in free-burning argon arcs
J. Phys. D: Appl. Phys., 32 (1999), 906-912

4）Plasma state in free-burning argon arc and its effect on anode heat transfer
J. Phys. D: Appl. Phys., 32 (1999), 1153-1162

国際会議発表論文

5）Anode Heat Transfer in Free-Burning Argon Arc
Proceedings of the 3rd Asia-Pacific Conference on Plasma Sci. & Tech., Tokyo, July 15-17 (1996), 397-401

6）Observations of Anode Boundary Layer in TIG Arc Plasma
Proceedings of the 6th International Welding Symposium, Nagoya, November 19-21 (1996), 649-654

7）Analytical Approach to Anode Boundary Layer of Gas Tungsten Arcs
Proceedings of the International Symposium on Theoretical Prediction in Joining and Welding, Osaka, November 26-27 (1996), 11-25

8）Anode heat transfer in GTA plasma
International Symposium on Microwave, Plasma and Thermochemical Processing of Advanced Materials (JWRI - Univ. of Wollongong Joint Symposium), Osaka, February 3-4 (1997), 163-166

9）Observations of anode boundary layer in TIG arc plasma
IIW Doc. 212-906-97, SG212, San Francisco, USA, July 14-18 (1997)

10）Observations of anode boundary layer in free-burning argon arcs
13th International Symposium on Plasma Chemistry, Beijing, China, August 18-22 (1997), 235-238

11）One-Dimensional Analysis of Anode Boundary Layer of Arc Plasma
WTIA 45th Annual Conference incorporating International Welding & Joining Research Conference, Melbourne, Australia, November 10-14 (1997), Paper No. 31

12）Plasma Temperature of Anode Boundary Layer in Gas-Tungsten-Arc and its Modeling
Proceedings of 5th Int. Conf. on Trends in Welding Research, Pine Mountain, GA, USA, June 1-5 (1998), 388-393

13）A Simplified Theory of Anode Boundary Layer in GTA Plasmas
Proceedings of Int. Symp. on Environmental-Conscious Innovative Materials Processing with Advanced Energy Sources (ECOMAP-98), Kyoto, November 24-27 (1998), 486-491

14）Local Thermodynamic Equilibrium in Argon Gas-Tungsten-Arcs
IIW Doc. 212-946-99, SG212, Lisbon, Portugal, July 19-23 (1999)