

アーク風洞ブルーム中の原子状酸素数密度分布*1

Density Distributions of Atomic Oxygen in Arc-Heater Plumes

松井 信*2・是洞 博紀*3・小紫 公也*2・水野 雅仁*4,*5

Makoto MATSUI, Hiroki KORETO, Kimiya KOMURASAKI, Masahito MIZUNO,

葛山 浩*3・荒川 義博*3

Hiroshi KATSURAYAMA, and Yoshihiro ARAKAWA

Key Words: High Enthalpy Flow, Arc-Heater, Laser Absorption Spectroscopy

Abstract: Absorption spectroscopy has been applied to the measurement of the arc-heater plumes. Number density distributions of atomic metastable oxygen were obtained from the measured absorption line profile at 777.19 nm in argon-oxygen plumes generated by arcjet type arc-heaters. As a result, it was found that the oxygen is localized off axis at the nozzle exit, and diffuses from outside toward the centerline in the plume. Moreover, numerical simulation was conducted to investigate the diffusion process of the oxygen in the arc-heater. The result indicates that the maximum degree of oxygen dissociation would be at the level of 0.01%.

1. はじめに

宇宙往還機や再突入機の熱防護システム (Thermal Protection System) の開発において、再突入環境を模擬するためにアーク風洞がよく用いられる。しかしながらアーク風洞により生成される高エンタルピー流は熱化学的に非平衡であるため気流の諸特性は正確にはわかっていない。近年、このような高温・高マッハ数流れを診断するために非接触的な分光測定、特に発光分光法やレーザー誘起蛍光法が行われており、気流中の回転、振動、電子励起温度が明らかにされつつある¹⁻⁴⁾。しかしこれらの方法では流れの化学組成つまり数密度を測定することは難しい。

一方で、TPS の表面触媒性や酸化損耗の研究においては酸素原子数密度が重要なパラメータであることが認識され始めてきた⁵⁾。そこで本研究では高エンタルピー気流中の酸素原子密度を調べるためレーザー吸収分光法^{6,7)}を用いた診断と数値解析を行った。

アーク風洞には、アークジェット型⁸⁻¹⁰⁾と分割電極型 (Segmented constrictor type)^{11,12)}がある。第1表に示すように、分割電極型はアーク長を長く固定でき高出力を得ることが可能であるが、数分の運転時間に対して数時間の保守時間がかかる。一方アークジェット型は数時間の運転に対して保守の手間がほとんどかからないため使い勝手がよい。本研究ではまずアークジェット型に関して研究を行った。

第1, 2図, 第2, 3表に超高温材料研究センター

(JUTEM) および東京大学のアークジェット型アーク風洞の概形、寸法を示す。陰極の酸化損耗を防ぐため、主流にはアルゴン等の不活性ガス (空気を模擬するときは窒素) を用い、酸素は陰極より後流のスリットから旋回流として注入する。アーク風洞ブルームの数値解析は行われているが^{13,14)}、酸素混合過程を含めた解析例はない。

2. レーザー吸収分光法

レーザー吸収分光法は発光分光法やレーザー誘起蛍光法に比べて、1) 光学的に厚いアークブルームでも再吸収の補正を行う必要がないこと、2) 密度測定に標準光源や標準密度源等を用いた絶対感度較正が必要ないことが有利である。さらに半導体レーザーを用いることにより装置を小型化でき、世界各地の風洞に容易に運んでいって計測することも可能となる。

本研究では酸素原子の準安定準位からの遷移である $\lambda_0 = 777.19 \text{ nm}$ の吸収ラインを対象として測定を行った。エネルギー準位図を第3図に、遷移データを第2表に示す。

レーザー強度 I_ν と媒質の吸収係数 k_ν は Beer-Lambert の式により次のように関係づけられる。

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -k_\nu I_\nu \quad (1)$$

ここで、 ν はレーザー光の周波数、 x は光路方向の座標を表す。ブルームは軸対称であるため、レーザー強度の変化 $I_\nu/I_{\nu 0}$ を周波数ごとにアーベル変換し、局所的吸収プロファイル $k_\nu(r)$ を求めた。ここで $I_{\nu 0}$ は共振レーザー強度である。

$$k_\nu = \frac{1}{\pi} \int_r^{\pi} \frac{d}{dr} \left(\ln \frac{I_\nu(y)}{I_{\nu 0}} \right) \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (2)$$

*1 © 2002 日本航空宇宙学会

平成 14 年 2 月 27 日原稿受理

*2 東京大学大学院新領域創成科学研究科

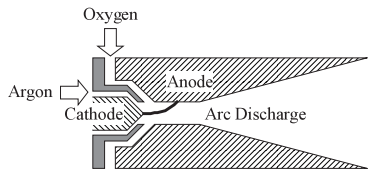
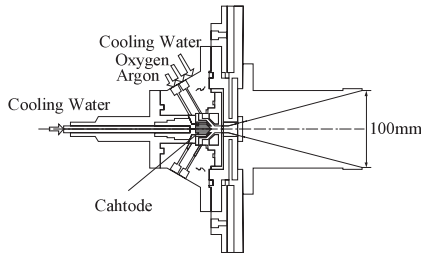
*3 東京大学大学院工学系研究科

*4 宇宙開発事業団

*5 現 独立行政法人航空宇宙技術研究所

第 1 表 アーク風洞

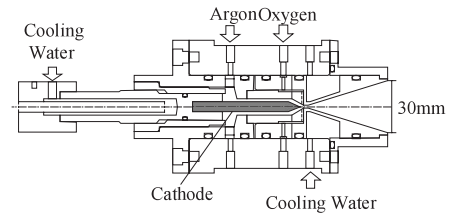
Facility	Type	Input power (MW)
JUTEM ⁸⁾	Arcjet	0.02
IRS ⁹⁾	Arcjet	1.0
ISAS ¹⁰⁾	Segmented constrictor	1.0
NASA ¹¹⁾	Segmented constrictor	20



第 1 図 JUTEM アーク風洞

第 2 表 JUTEM アーク風洞寸法

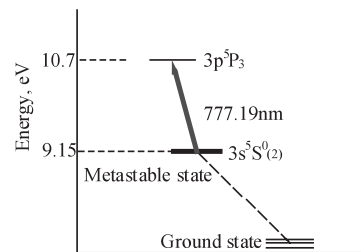
	Constrictor	Cathode
Diameter (mm)	5	12
Length (mm)	16	



第 2 図 東京大学アーク風洞

第 3 表 東京大学アーク風洞寸法

	Constrictor	Cathode
Diameter (mm)	2	6
Length (mm)	3	



第 3 図 酸素原子エネルギー準位図

ここで、 y はレーザー光のスキャン方向 (レーザー光と流れに垂直方向), r は半径方向の座標を表す. $k_v(r)$ は吸収係数および誘導放射係数の和であり, 積分吸収係数 K と吸収準位の数密度 n_1 は次の式で関係づけられる.

$$K = \int_{-\infty}^{\infty} k_v dv = \frac{\lambda_0^2 g_2}{8\pi g_1} A_{21} n_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta E_{12}}{kT_{ex}}\right) \right] \quad (3)$$

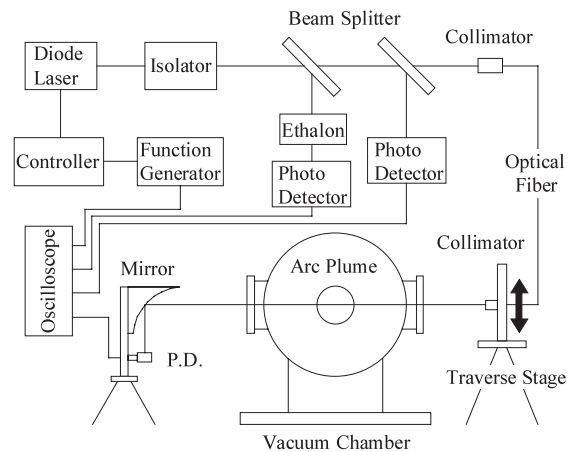
ここで、1 は吸収準位, 2 は励起準位, ΔE_{12} は準位間エネルギー, T_{ex} は電子励起温度を表す. $\Delta E_{12}/k$ は 18,500 K であり, 本実験条件では $T_{ex} \ll \Delta E_{12}/k$ となって式 (3) は次のように近似できる.

$$K = \frac{\lambda_0^2 g_2}{8\pi g_1} A_{21} n_1 \quad (4)$$

ここで、 g は統計重率で $g_1 = 5, g_2 = 7, A_{21}$ はアインシュタイン係数で $A_{21} = 3.69E7 s^{-1}$ である.

3. 実験装置および条件

第 4 図に計測系の概略図を示す. 半導体レーザーの発振波長は外部共振器により変調される. レーザー強度は 7mW, 線幅は約 300 kHz, 変調周波数および変調幅はそれ

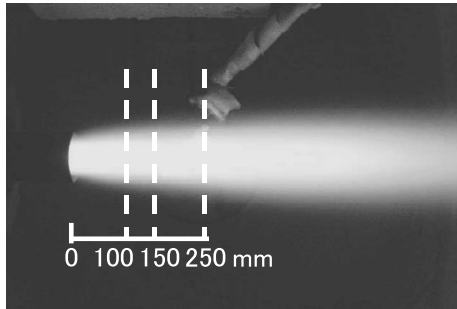


第 4 図 光学系概略図

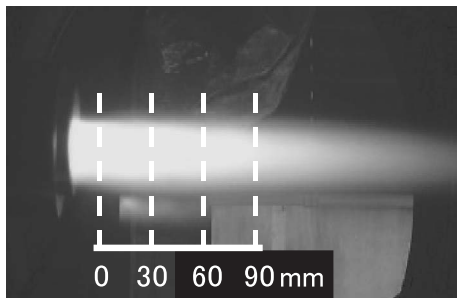
ぞれ 10 Hz, 20 GHz である. 変調されたレーザー光はビームスプリッターによりアーク透過光, 参照光, エタロン光に分けられる. アーク透過光は光ファイバにより真空チャンバ窓まで導かれ, コリメートされて真空チャンバ内に導入される. この光はアーク気流を透過したのち非軸放物型ミラーによりフォトディテクタ表面に集光される. また参照光は直接, エタロン光は波長計であるエタロン ($\Delta\nu = 1$ GHz) を通したのちフォトディテクタによって検出され,

第4表 実験条件

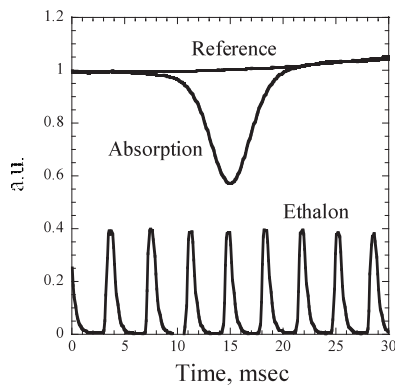
Arc-heater	Gas flow	Input power (kW)	Specific enthalp (MJ/kg)	Plenum pressure (kPa)	Back pressure (Pa)
JUTEM	Ar: 20 slm O ₂ : 5 slm	7.2	6.1	-	38
University of Tokyo	Ar: 6 slm O ₂ : 1.5 slm	1.1	3.3	88	53



第5図 JUTEM アーク風洞ブルーム



第6図 東京大学アーク風洞ブルーム

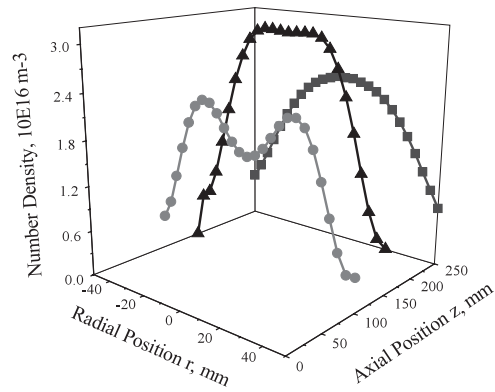


第7図 吸収, エタロン, 参照信号

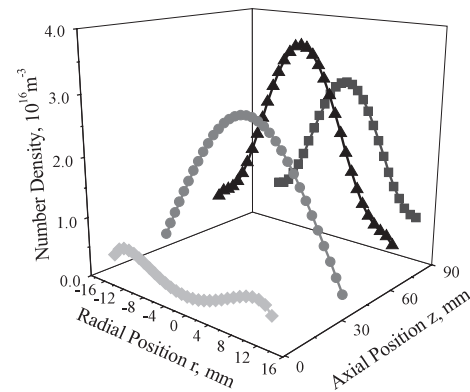
オシロスコープで記録される。実験条件を第4表、ブルームの写真および測定断面位置を第5, 6図、典型的な吸収, 参照, エタロン信号を第7図に示す。ここで比エンタルピーは作動ガス平均の値で, 投入電力から風洞の冷却水温度上昇から求めた熱損失を差し引いて見積もった。

4. 実験結果

第8図に JUTEM アーク風洞ブルーム中の準安定準位酸素原子数密度の分布を示す。ノズル出口を原点とし, 流れ



第8図 JUTEM アーク風洞ブルーム中の準安定準位酸素原子数密度の分布

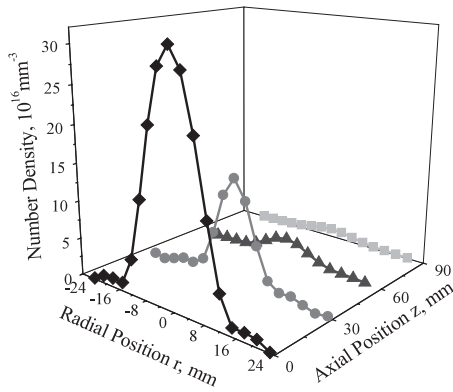


第9図 東京大学アーク風洞ブルーム中の準安定準位酸素原子数密度の分布

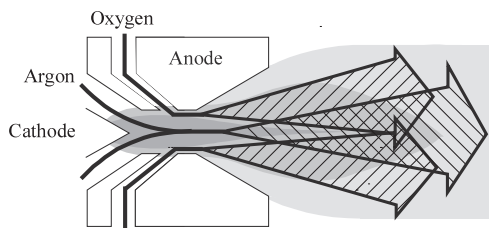
方向に z 軸座標を取ると, $z = 100$ mm の断面では密度は中心軸上ではなくて, 円周部 $r = 24$ mm で最大となっている。この数密度最大点は下流にいくに従って中心軸に近づき, $z = 250$ mm では中心軸上で密度が最大点となっている。また密度は $z = 150$ mm まで徐々に増加し, その後減少に転じているのが特徴的である。数密度の最大値は $3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ である。

第9図に東京大学アーク風洞ブルーム中の準安定準位酸素原子数密度分布を示す。JUTEM 風洞のブルームと同様に数密度分布はノズル出口直後で円周部にピークを持っており, 下流で中心軸上にピークが移ると同時に, 数密度も増している。参考として第10図に同ブルーム中の準安定準位アルゴン数密度分布の測定結果を示す ($\lambda_0 = 844.82 \text{ nm}$ の ArI 吸収ラインを用いて測定)。アルゴンの数密度はノズル出口直後から中心軸上にピークを持ち, 下流にいくに従って急激に数密度が低下している。

これらの分布から考察するとアークジェット型アークヒータブルームでは, ノズル出口付近では酸素はまだ半径方向外側に偏在しており, 下流にいくに従い中心軸方向へ拡散し, 解離する。そのため下流では中心軸付近で酸素原子数密度が最大となっていると考えられる。一方準安定準位にあるアルゴン数密度はノズル出口で中心軸付近に大きなピークを持ち, 下流にいくに従い衝突による失活により急激に減少する。すなわち, 酸素はコンストラクタ部では主流(ア



第 10 図 東京大学アーク風洞ブルーム中の準安定準位アルゴン数密度の分布



第 11 図 酸素混合過程

ルゴン) とあまり混合しておらず, 解離・励起は主としてノズルを出たあとのブルーム中での衝突により起こっていると考えられる. 想定される酸素混合過程を第 11 図に示す.

5. 数 値 計 算

実験では基底準位の酸素原子数密度分布を直接知ることができないため, 数値計算によって基底準位を含む全酸素原子密度の分布を求めた. 特に, 前節で想定した酸素-アルゴンの混合過程が問題となるには, 酸素とアルゴンが混合する速度が流れの速度に比べて小さいときであるから, 計算では圧力分布や拡散係数, 密度勾配が正しく評価される必要がある. 一方で, アークによる非平衡な加熱過程などは簡略化し, 対象とする現象に関して支配的な物理機構の抽出を行った.

5.1 計算モデル 本計算では, 第 11 図に示すようにカソードの直後を計算領域の入口とし, エネルギーはその入口上流で投入されたとし, カソード先端で温度が最大となるような分布を与えてモデル化を行った. 一般に, アルゴンを作動ガスとしたアークジェットは低電圧モードで作動し, ジュール加熱はカソード先端に集中してカソードジェットと呼ばれる高温領域が形成される¹⁵⁾. 一方酸素は, 投入口からアノード壁に沿って流されるため, ほとんど加熱を受けない. また, カソード先端付近の圧力は 0.5 気圧あるので, 入口上流では熱化学平衡 (Saha 平衡) が成り立っていると仮定した¹⁶⁾. もし熱的非平衡を考慮したならば, 中心軸付近で若干電子分圧が上昇し, アルゴン分圧が減少するであろう.

また計算領域内での熱的非平衡は, 酸素とアルゴンの境

第 5 表 化学反応モデル

Reaction process	Reference
$Ar + e \rightleftharpoons Ar^+ + e + e$	17)
$O_2 + Ar \rightleftharpoons O + O + Ar$	17)
$O_2 + O \rightleftharpoons O + O + O$	18)
$O_2 + O_2 \rightleftharpoons O + O + O_2$	18)
$O + e \rightleftharpoons O^+ + e + e$	18)
$O + O \rightleftharpoons O_2^+ + e$	18)
$O + O_2^+ \rightleftharpoons O_2 + O^+$	18)

界領域での拡散係数に及ぼす影響が少ないので無視し, 1 温度モデルで計算を行った. 化学的非平衡についてはアレニウス型の正反応速度定数と詳細釣り合いの原理より算出した逆反応速度定数を用いて考慮した. 化学反応モデルを第 5 表に示す. アルゴンの電離再結合反応については文献 17), 他の反応には文献 18) のものを用いた. 1 温度モデルを用いたことで, 酸素の解離度は幾分過小評価される傾向にあり, より正しい評価を行うには 2 温度モデルを用いる必要があるであろう. 粘性係数, 熱伝導係数 κ , 拡散係数 D は, 文献 18) のものを用いた.

ブルームはレイノルズ数が 1800 程度であるため, 乱流噴流となる可能性がある. そこで最大の拡散速度を見積もるため, ノズル出口直後で乱流に遷移すると仮定して Plandtl の混合距離理論による代数乱流モデル^{19), 20)} を用いて各輸送係数を補正した.

5.2 数値計算法 支配方程式には, 流れを軸対称と仮定し, 二次元軸対称圧縮性 Navier-Stokes 方程式を化学非平衡流に拡張したものをを用いた.

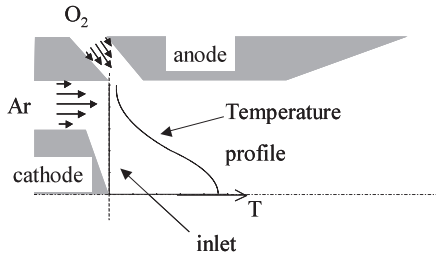
$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial G}{\partial r} + H = \frac{\partial F_v}{\partial z} + \frac{\partial G_v}{\partial r} + S \quad (5)$$

ただし, Q は保存量, F, G は対流項, F_v, G_v は粘性項, H は軸対称性による生成項, S は化学反応生成項であり, 以下のように表される 11 次元のベクトルである.

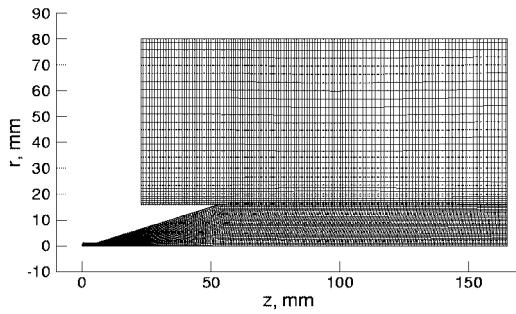
$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_7 \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \\ \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_7 u \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zz} \\ \tau_{zr} \\ \tau_{zz}u + \tau_{zr}v + \kappa T_z \\ -D_1 X_{1,z} \\ \vdots \\ -D_7 X_{7,z} \end{bmatrix},$$

$$H = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} 0 \\ \rho v \\ \rho uv + \tau_{zr} \\ \rho v^2 + \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ (e+p)v - \kappa T_r - u\tau_{zr} - v\tau_{rr} \\ \rho_1 v + D_1 X_{1,r} \\ \vdots \\ \rho_7 v + D_7 X_{7,r} \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\rho}_1 \\ \vdots \\ \dot{\rho}_7 \end{bmatrix} \quad (6)$$

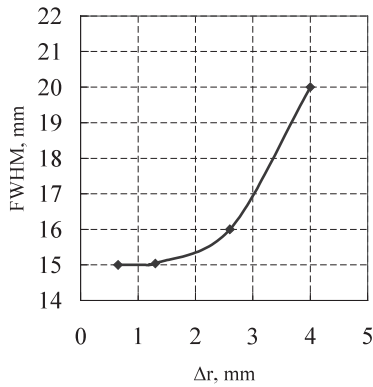
ここで, ρ は密度, u, v はそれぞれ速度の軸方向及び, 半径方向成分, e は単位体積あたりのエネルギー, p は圧力,



第12図 計算領域入口の概略図



第13図 計算格子

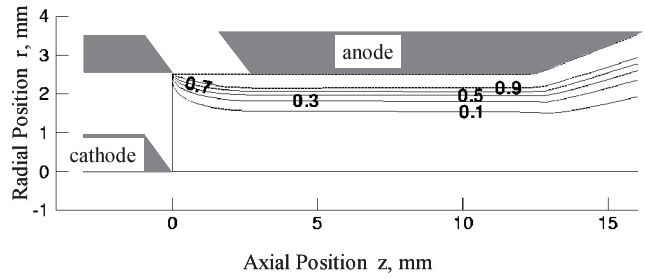


第14図 格子依存性

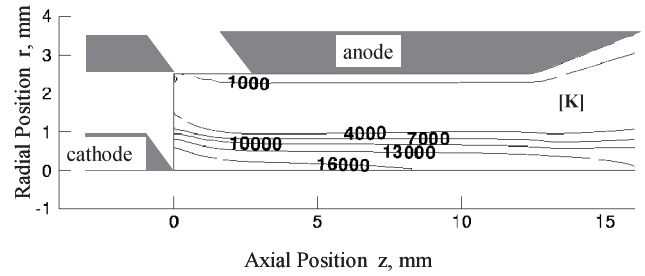
τ は粘性せん断力, T は温度, X はモル分率である.

計算法には, 風上差分法の一つである SHUS²¹⁾ (Simple High-resolution Upwind Scheme) を, MUSCL により高次精度化したものを対流項の評価に用い, 3次精度で計算を行った. また時間積分には LU-SGS (Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Scheme) を用い陰的に解いた.

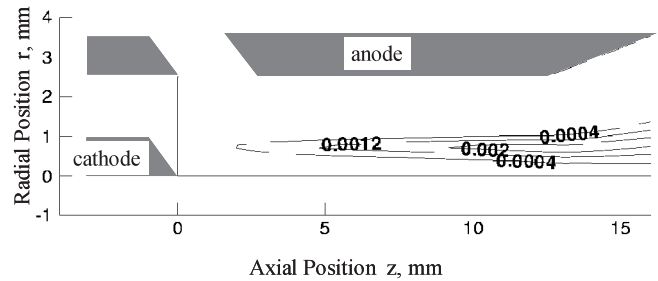
5.3 計算条件 東京大学アーク風洞ブルームの計算に用いた格子を第13図に示す. JUTEM アーク風洞ブルームにも同様な計算格子を用いた. コンストリクタおよびノズルからなる領域と, 真空チャンバ内を模擬した外部領域に計算領域を分割し, それらの結合部では格子を数点重ねることにより精度が落ちるのを防いだ. コンストリクタおよびノズル内では流路全域が境界層に覆われるため, 格子をノズル壁面に集中させる必要はない. 数値的な粘性により実際以上に拡散速度が大きくなるように, 半径方向の格子間隔には特に注意が必要である. 第14図にノズル出口から 10 mm の位置におけるブルーム中のアルゴン数密度分布半値全幅 (FWHM) の格子依存性を示す. この位置で



(a) CO₂分子モル濃度



(b) 温度



(c) 酸素原子モル濃度

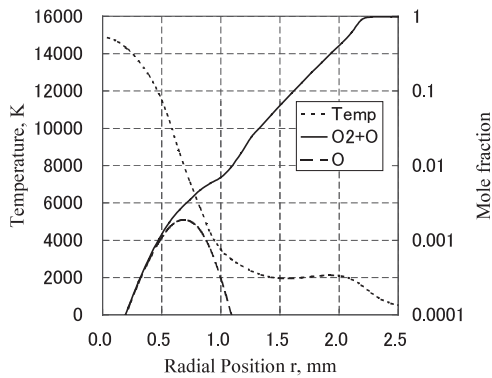
第15図 コンストリクタにおける諸量の分布

の格子間隔 Δr は 1.3 mm であれば十分である. このとき格子点数は約 10,000 点である.

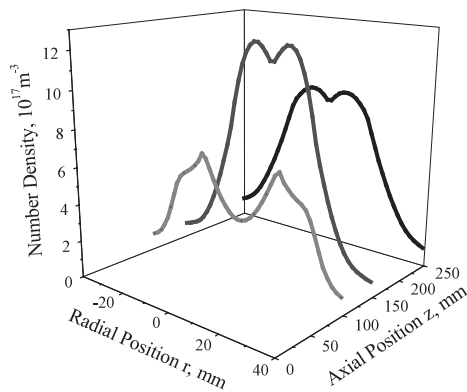
計算は第1表で示した実験条件について行った. 流入境界では亜音速流入とし, 圧力を内側の値から外挿し, 流量を固定することにより決定した. また, 壁面では境界層を考慮し速度分布を与えた. コンストリクタ壁, ノズル壁およびチャンバ内壁の境界条件も断熱非滑り壁とした. 中心軸では軸対称条件, 下流及び上境界は内側のセルの情報から, 亜音速, 超音速流出条件を与えた.

6. 計算結果

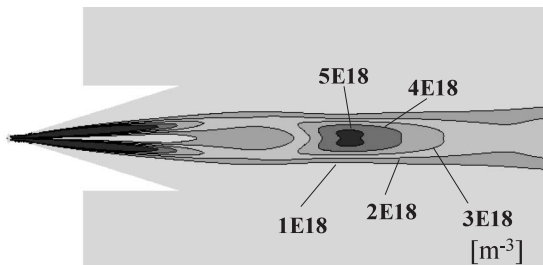
第15図に JUTEM アーク風洞コンストリクタ部における酸素分子のモル濃度, 温度, および, 酸素原子のモル濃度の等高線を, 第16図に入口から 10 mm の位置における半径方向分布を示す. ただし, 等高線図については半径方向に拡大してある. 酸素のモル濃度は中心軸に向かって急激に減少している. 一方温度分布は, 流入口で与えた分布のため中心軸で約 16,000 K と最も高くなっている. 酸素原子のモル濃度は半径方向約 1 mm から温度が高くなるにつれて増してくるが, 拡散混合が進んでいないため, ほとんどの酸素分子がカソードジェット高温領域を通過しない.



第16図 コンストリクタにおける温度，酸素モル濃度，酸素原子モル濃度の半径方向分布



第17図 JUTEM アーク風洞ブルーム中の酸素原子数密度の分布(計算値)



第18図 東京大学アーク風洞ブルーム中の酸素原子数密度の2次元分布

このため、温度が最も高い中心軸上でピークを持つのではなく約0.7 mmの円周部ピークを持つ。結果として、この流路断面での酸素の平均解離度は約0.01%とかなり低い。

流入口で仮定した温度分布形状を変えて一様な温度分布を与えても、拡散混合が進まないことには変わりなく、逆に温度が全体的に低くなることによって乖離も進まなかった。また、酸素投入口の径を実際の1/2にしたり、投入方向を変えたりして計算を行ったが、混合に対する影響は小さく、実際に投入口の形状を少々改良しただけでは、十分な混合が得られないであろうことが示唆された。

第17図は、第8図に示した測定結果の測定断面と同じ位置での酸素原子数密度の計算値である。分布形状は両者ともよく似ており、励起準位酸素原子数密度が軸から離れ

た位置にピークを持って計測されたのは、排気ブルームでも、アルゴンと酸素原子がまだ十分に混合していないためであることがわかる。東京大学アーク風洞ブルームについても同様な相関が得られた。

第18図に東京大学アーク風洞ブルーム中の酸素原子数密度の2次元分布を示す。チャンバ背圧が53 Paと、ブルームのノズル出口部での圧力(軸上で20 Pa)よりも高いため、排気ブルームは過膨張となり、ノズル端付近から圧縮波が生じ、それが下流の中心軸付近で交差することで温度が上昇し、それに伴って酸素原子密度が上昇している。しかし酸素の混合は進むものの、密度、温度ともに低下するため、酸素原子の数密度はあまり大きくならない。ブルーム断面平均の酸素解離度は最大でも0.01%であり、コンストリクタ部で完全な酸素とアルゴンの混合、および、熱化学平衡状態を仮定する場合に比べるとほとんど酸素は解離していないということになる。

7. ま と め

半導体レーザー吸収分光法により、準安定準位酸素原子の数密度を測定した。さらに、数値解析により、アーク風洞ブルームでの酸素の解離度を求めた。

アルゴン・酸素一様流において、酸素は外側から中心軸に向かって拡散していくことがわかった。その結果、投入された酸素の大半は高温のカソードジェットを通過せず、ノズルから排気されるため、ブルームでの酸素解離度が低くなることを明らかにした。

以上のようにブルーム中での解離度の増加はほとんど期待できない。従って、アークジェット型アーク風洞ブルームで高い酸素解離度を得るためには流速が比較的遅く、密度が大きいコンストリクタ部上流でより混合を促進させることが必要であるといえる。そのために、カソードが酸化されない程度に酸素投入口を上流に移設することが改善策として考えられる。

本研究にあたっては、宇宙開発事業団の森野美樹氏、芳仲敏成氏および超高温材料研究センターの山田 実氏にご支援、ご協力いただきました。ここに謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Hirakawa, M., Abe, K., Nishida, M., Takeishi, K. and Itoh, K.: Measurement of Emission Spectra from a Shock Layer of a Blunt Body in Arc-Heated Gas, AIAA Paper 2001-1760, 2001.
- 2) Lago, V., Lebehot, A., Dudeck, M., Pellerin, S., Renault, T. and Echegut, P.: Entry Conditions in Planetary Atmospheres: Emission Spectroscopy of Molecular Plasma Arcjets, J. Thermophys. Heat Transfer, **15** (2001), pp. 168-175.
- 3) Winter, M. W. and Auweter-Kurtz, M.: Boundary Layer Investigation in Front of a Blunt Body in a Subsonic Air Plasma Flow by Emission Spectroscopic Means, AIAA Paper 98-2460, 1998.
- 4) Storm, P. V. and Cappelli, M. A.: Laser-Induced Fluorescence Measurements within an Arcjet Thruster Nozzle, AIAA Paper 95-2381, 1995.

- 5) Kurotaki, T.: Construction of Catalytic Model on SiO₂ Based Surface and Application to Real Trajectory, AIAA Paper 2000-2366, 2000.
- 6) Arroyo, M. P., Langlogis, S. and Hanson, R. K.: Diode-Laser Absorption Technique for Simultaneous Measurement of Multiple Gasdynamic Parameters in High-Speed Flows Containing Water Vapor, *Appl. Optics*, **33** (1994), pp. 3296–3370.
- 7) Zhang, F. Y., Komurasaki, K., Iida, T. and Fujiwara, T.: Diagnostics of an Argon Arcjet Plume with a Diode Laser, *Appl. Optics*, **38** (1999), pp. 1814–1822.
- 8) Nishida, M. and Watanabe, Y.: Preliminary Experiments of Atomic Oxygen Generation for Space Environmental Testing, *Trans. of Jp. Soc. of Aeronaut. Space Sci.*, **31** (1988), pp. 123–133.
- 9) Ishii, M., Ito, M., Toki, K. and Kuriki, K.: Atomic Oxygen Flow Facility Using Arcjet, *Int. Symp. Space Technol. Sci.*, **1** (1988), pp. 363–368.
- 10) Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H. and Laure, S.: Plasma Generators for Re-Entry Simulation, *J. Propul. Power*, **12** (1996), pp. 1053–1061.
- 11) Salinas, I. T., Park, C., Strawa, A. W., Gopaul, N. and Taunk, J. S.: Spectral Measurements in the Arc Column of an Arc-Jet Wind Tunnel, AIAA Paper 94–2595, 1994.
- 12) Hinada, M., Inatani, Y., Yamada, T. and Hiraki, K.: An Arc-Heated High Enthalpy Test Facility for Thermal Protection Studies, ISAS-RN-664, 1996.
- 13) Auweter-Kurtz, M., Goltz, T., Habiger, H., Hammer, F., Kurtz, H., Riehle, M. and Sleziona, C.: High-Power Hydrogen Arcjet Thrusters, *J. Propul. Power*, **14** (1988), pp. 764–773.
- 14) Matsuzaki, R. and Hirabayashi, N.: Some Characteristics of the Arc-Heater, Nozzle Flow, and the Underexpansion Jet in the NAL 60 kW Plasma Wind Tunnel, NAL TR-307, 1972.
- 15) Fujita, K. and Arakawa, Y.: Numerical Prediction of Arcjet Performance Based on the Chemical Kinetics and Electron Temperature Disparity, *Proceeding of 24th International Electric Propulsion Conference, IEPC 95-25, Moscow, 1995*, pp. 183–192.
- 16) 西田迪雄, 安部賢一, 早谷政彦, 丹野英幸, 植田修一, 伊藤勝宏: アーク加熱非平衡ノズル流の多温度モデル解析と実験, 第33回流体力学講演会講演集, 2001, pp. 89–92.
- 17) Matsuzaki, R.: Quasi-One-Dimensional Aerodynamics with Chemical, Vibrational and Thermal Nonequilibrium, *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, **30** (1988), pp. 243–258.
- 18) Guputa, R. N., Yos, J. M., Thompson, R. A. and Lee, K. P.: A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K, NASA R.P 1232, 1990.
- 19) Wilcox, D. C.: *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, 1993.
- 20) Schlichting, H.: *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill, New York, 1951, pp. 579–595.
- 21) Shima, E. and Jounouchi, T.: Role of CFD Aeronautical Engineering (No. 14)-AUSM Type Upwind Schemes, NAL SP-34, (1997), pp. 7–12,