

自由ピストン型衝撃風洞内の極超音速流の解析

三澤 哲也, 小川博之, 藤原俊隆*

平成9年7月18日

Analysis of viscous, nonequilibrium, hypersonic flow induced by free piston driven shock tunnel
by

Tetsuya MISAWA, Hiroyuki OGAWA, and Toshi FUJIWARA

ABSTRACT

Numerical analyses are given to viscous, non-equilibrium, and hypersonic flows over an experimental model placed in a free-piston shock tunnel (Staker Tube). It is found out that the Staker Tube produces vibrationally and electronically excited, and chemically frozen flows. The equations governing the flows are solved efficiently using solution-adaptive unstructured grids. Comparison gives a good agreement between the numerical and experimental results.

1 はじめに

HOPE等の宇宙往還機では、パイロード確保の為、極めて高効率の機体設計が要求され、実在気体効果の予測精度を向上させる為にも、極超音速高エンタルピー流の解析は重要となる。自由ピストン型衝撃風洞は、作動時間が他の風洞に比べ極端に短いという短所が有るものの、宇宙往還機が大気圏再突入時に受ける極超音速・高エンタルピー流れを模擬できる、最も有力な地上実験設備である。この風洞では、自由ピストンによる圧縮から強い衝撃波を生じさせ、反射衝撃波直後の高エンタルピー空気のノズル膨張により、極超音速流を得る。貯気槽内で気体分子は解離している。その気体が膨張する際には凍結流れとなり、気体の回転、振動、電子励起エネルギーが完全には緩和されず、熱化学的非平衡状態となる。その結果、ノズル出口で熱化学的非平衡流となり、実際に大気圏に突入する飛行体周りの流れとは異なる。従って、衝撃風洞の実験結果をそのまま設計・開発に用いる事はできない。そこで実験結果を実際の流れに外挿する際には、数値流体力学(CFD)が用いられる。すなわち数値解析コードで実験結果を再現し、数値解析コードと物理モデルの検証を行う。検証された数値解析コードで、実際の流れ場の解析を行う事により、信頼できるデータが得られる。

また現実には、実験計測できるデータには限りがあり、限られたデータから、CFDを用いて計測困難なデータを補完しなければ、実験結果の正しい評価はできない。

今回は、名古屋大学で行われている自由ピストン駆動型衝撃風洞実験で計測されたデータを用いて、衝撃風洞内の衝撃波管及びノズル部の流れを、数値解析によって算出した。得られたノズル出口の試験気流条件から、気流中に置かれた円柱周り流れを数値解析し、実験から得られたシュリーレン写真と比較して、数値解析を検証した。

2 自由ピストン衝撃風洞の構成と作動原理

2.1 構成

図1に、今回制作した自由ピストン駆動型衝撃風洞の概略図を示す。これは本研究室所有のBallistic Rangeと同じ駆動部を用いた極超音速風洞で、衝撃波管の長さは2.5 mである。衝撃波管内の内径分布を図2に示す。衝撃波管壁の境界層の影響を軽減する為に内径を40 mmとしたが、設備の制約上、衝撃波管両端での内径は25 mmとした。内径を25 mmから40 mmへ拡大する為に、両端に200 mmのテーパ部を設けている。衝撃波管のノズル側管端のテーパ部長さは40 mm、内径12 mmである。ポンプチューブと衝撃波管を隔てる第1隔膜には、厚さ0.6 mmのステンレスSUS304を用い、きれいに破膜させる為に膜に曲率を持たせ、十字溝を入れて使用する。衝撃波管とノズル部を隔てる第2隔膜にはセロファンテープを用いた。極超音速ノズルはスロート径2 mm、出口径122 mm、開口比3700、設計マッハ数15のコントゥアノズルであり、材質はステンレスSUS304である。ノズル設計は毛利の方法[1]に基づいている。実際の実験では、風洞の持続時間を長く取る為に、マッハ12.8に相当するノズル部分を使用している。

2.2 作動原理

作動前には、高压貯気槽に8 MPaの高压空気が蓄えられており、圧縮管には0.48 MPaのヘリウムが充填されている。風洞をスタートさせると、高压空気が自由ピストンを加速し、圧縮された高压ヘリウムが第1隔膜を破膜する。圧縮管では、第1隔膜の破膜後もピストンがヘリウムを圧縮し続ける事により、圧力が一定に保たれ、膨張波が生じない。この事により、風洞の作動時間を長くできる。衝撃波管部には最初、常温で大気圧の空気が充填されている。第1隔膜の破膜後、衝撃波管内を衝撃波が伝播する。衝撃波は衝撃波管管端で反射し、その際の圧力と温度上昇に伴って第2隔膜が自動的

に破れ、極超音速ノズルが始動して、測定部に極超音速気流が成立する。

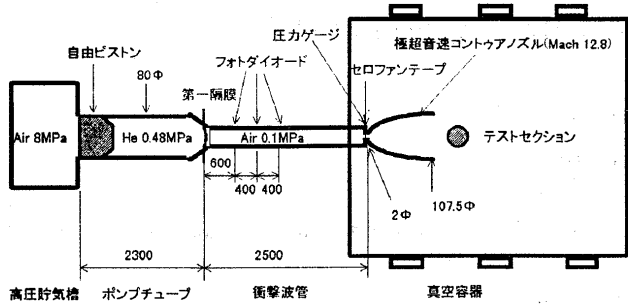


図 1: 名古屋大学 StalkerTube の概略図

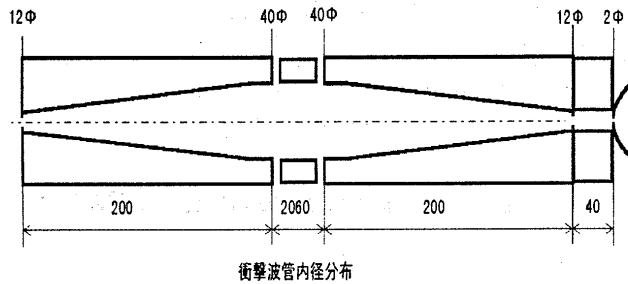


図 2: ShockTube の概略図

2.3 計測

衝撃波管には、ポンプチューブ側管端より 600 mm の箇所から、400 mm 毎に 3ヶ所の窓を設け、浜松フォトニクス SiPIN フォトダイオード S5972(応答周波数 300 MHz) により、衝撃波発光を検知する事により、衝撃波の伝播速度を計測した。衝撃波管のノズル側管端から 15 mm の位置に、Kistler 社製ピエゾ圧力ゲージ 6005 (立上がり時間 3 μsec, 固有振動数 150 kHz) を設置し、ノズルの貯気槽圧力を測定した。圧力ゲージには熱防御の為にシリコングリスを塗布し、さらにアルミ保護版を設けて使用した。測定部では、シュリーレン法でモデル周りの可視化を行い、衝撃波形状を測定した。撮影には Kodak 社製の高速ビデオカメラ HS-4540 を用いた。光源にはカメラのフラッシュを用い、ナイフエッジは垂直にセットした。ビデオカメラの撮影速度は毎秒 13500 コマとした。

3 風洞各部の流れの解析

3.1 衝撃波管部

ノズルの貯気槽条件を求める為に数値解析を行った。衝撃波管内の空気は 1 気圧なので、熱化学的平衡状態に有ると仮定できる。空気の平衡における熱力学的状態量は、Tannehill と Mugge [2] の方法によって算出した。ポンプチューブ内ヘリウム温度は 10^4 K には達しないので、熱量的完全気体として扱う事にする。衝撃波管の

内径が変化する為準 1 次元解析を行った。Van Leer[6] の流束分離法を、MUSCL 法と予測子-修正子法により、空間および時間に対して 2 次精度化したスキームを用いて計算した。図 3 に衝撃波管の計算に用いた計算条件を示す。ピストンがヘリウムを圧縮し続ける事により、圧力が一定に保たれ膨張波が生じない効果を模擬する為に、ヘリウム側を仮想的に内径 12mm、長さ 1800mm の管とした。この事により、破膜時に発生しヘリウム側へ伝播する膨張波が、管端で反射し空気側に伝播する膨張波を、打消す事ができる。ヘリウムの圧力を適当に仮定し、ヘリウムが断熱圧縮されると仮定して温度を求める。空気側の圧力、温度はそれぞれ 1 気圧、300K とした。ヘリウム側の境界には自由境界条件、衝撃波管ノズル側管端の境界には反射境界条件を付加した。ノズルから流出する気体の効果は考慮しないと考えた。計算格子は等間隔で 765 点用いた。

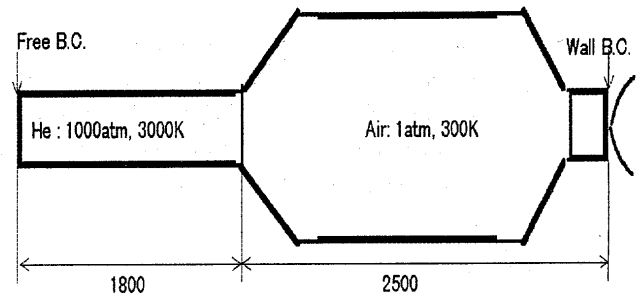


図 3: ShockTube と PumpTube の計算領域

図 4 に、実験で得られた衝撃波管ノズル側管端圧力の時間履歴を示す。図 5 に、数値解析で得られたノズル側管端での圧力と温度の時間履歴を示す。図 4, 5 で、実験の方が計算よりも圧力低下が速いのは、ノズルからの気体噴出効果を、計算では考慮していない為と考えられる。また、実験で計測された内径 40 mm の部分を伝播する衝撃波の速度は 3×10^3 m/s であったが、数値解析でも 3×10^3 m/s が得られ、非常に良く一致した。この事から、この計算結果は実験を良く再現していると考えられる。なお、圧力がピークの時の空気のエンタルピーは 10MJ に達する。

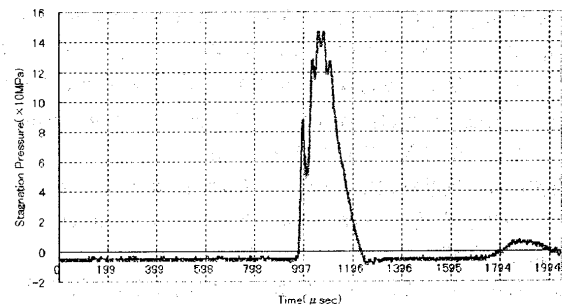


図 4: 実験による衝撃波管端の圧力の時間履歴

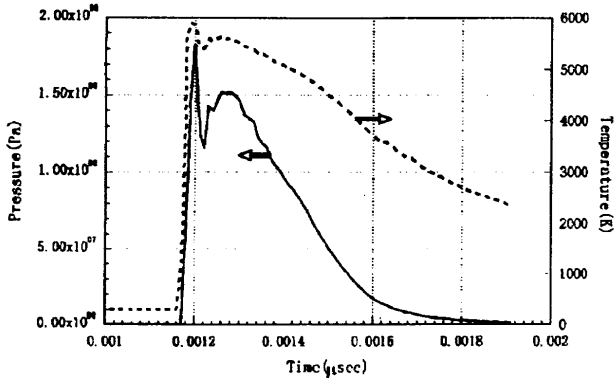


図 5: 数値計算で得られた衝撃波管端の圧力と温度の時間履歴

3.2 ノズル部

3.2.1 計算条件

前節で求められた衝撃波管ノズル側管端の数値解を用いて、これをノズルの貯気槽条件として、ノズル内流れの解析を行った。図 5 によると、貯気槽温度は 6000 K にも達するので、分子の振動モードは励起され、解離も生じる。ノズル通過時に気体が膨張すると、気体分子間の衝突頻度が減少する為に、再結合反応や振動エネルギー・並進エネルギーの緩和が起りにくくなって、ノズル出口付近では熱化学的非平衡状態になる。ここでは、空気の熱化学的非平衡状態を取り扱うモデルとして、Park の 2 温度モデル [4] を用いた数値解析を行う。ここでも準 1 次元流れを仮定した。また用いた格子点数は 52 点で、格子間隔はスロートでもっとも細かく、スロートから離れるに連れて広くするように配置した。ノズル入口では、衝撃波管問題で得られた反射衝撃波下流条件から平衡化学組成を求めて固定境界条件とし、ノズル出口では自由境界条件とした。支配方程式は Gnoffo[3] らの定式化に基づいて、

$$\frac{\partial UA}{\partial t} + \frac{\partial FA}{\partial x} = \frac{\partial F_v A}{\partial x} + (S_c + S_v)A + S_A \quad (1)$$

ただし、

$$U = \begin{bmatrix} \rho_i \\ \rho u \\ e \\ e_v \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho_i u \\ \rho u^2 + p \\ (e + p)u \\ e_v u \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} \rho D_i \frac{\partial Y_i}{\partial x} \\ \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \cdot u + q_x \\ q_{v,x} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$S_c = \begin{bmatrix} \omega_i \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad S_v = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q_T + p_e \frac{\partial u}{\partial x} \end{bmatrix}, \quad S_A = \begin{bmatrix} 0 \\ p \frac{\partial A}{\partial x} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Q_T は (i) 振動エネルギーの衝突による緩和項, (ii) 電子と重粒子の衝突による電子エネルギー緩和項, (iii) 電子衝突電離による電子のエネルギー損失, (iv) 解離と再結合による振動エネルギーの損失と生成の項, から成っている:

$$Q_T = \sum_{j=\text{分子}} \rho_j C_{V,vib}^j (T - T_V) \frac{\sum_{j=\text{分子}} \frac{\rho_j}{M_j} < \tau_j > M_j}{\sum_{j=\text{分子}} \frac{\rho_j}{M_j}}$$

$$+ 3\rho_N \mathcal{R} (T - T_V) \sum_{j=1}^{N_s-1} \frac{\nu_{ej}}{M_j} - \sum_{j=\text{イオン}} \dot{n}_{e,j} \hat{I}_j + \sum_{j=\text{分子}} \omega_j \hat{D}_j \quad (3)$$

ここで $C_{V,vib}^j$ は j 種の振動・電子励起に関する比熱であり、

$$C_{V,vib}^j = C_{p,vib}^j = R_j \sum_{k=1}^5 a_{k,j} T_V^{k-1} - C_{p,tr}^j \quad (4)$$

また $\langle \tau_j \rangle$ は j 種の振動緩和時間であり、Millikan と White[7] の経験式から求まる緩和時間 τ_j^{MW} に、Park[4] の高温補正項 τ_j^P を加えたものである:

$$\bar{p} \tau_j^{MW} = \frac{\sum_{k=1}^{N_s-1} n_k \exp[A_j (T^{-1/3} - 0.015 \mu_{jk}^{1/4}) - 18.42]}{\sum_{k=1}^{N_s-1} n_k}, \quad (5)$$

$$\tau_j^P = \left(\sigma_j n_j \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_j}} \right)^{-1}$$

ただし、 τ_j^P は 8000K 以下で 0 とする。 \bar{p} は圧力で、単位は (atm) である。 n_j は j 種の数密度、 μ_{jk} は j, k 種の分子換算質量で、 A_j は Millikan と White[7] によって与えられた、 j 種に対する係数である。 σ_j は有功衝突断面積であり、 $10^{-20} m^2$ を用いた。 k はボルツマン定数で、 m_j は j 種分子の質量である。 ν_{ej} は電子と j 種分子の衝突頻度であり、電子と中性粒子の衝突に対しては

$$\nu_{ej} = n_j \sigma_{ej} \sqrt{\frac{8kT_V}{\pi m_{N_s}}}, \quad (6)$$

電子とイオンの衝突に対しては

$$\nu_{ej} = \frac{8}{3} \left(\frac{\pi}{m_{N_s}} \right)^{1/2} \frac{n_j e^4}{(2kT_V)^{3/2}} \ln \left(\frac{k^3 T_V^3}{\pi n_{N_s} e^6} \right) \quad (7)$$

\mathcal{R}, M_j, e はそれぞれ普遍気体定数、 j 種の分子量、単位電荷である。 σ_{ej} は電子と中性粒子の衝突断面積であり、文献 [3] に与えられている。

$\dot{n}_{e,j}$ は、電子衝突によって j 種が単位時間当りにイオン化される数であり、 \hat{I}_j, \hat{D}_j はそれぞれ j 種の第 1 イオン化エネルギー、 j 種の解離エネルギーに 0.3 を乗じたものである (優先的解離 [4])。

化学反応モデルには、Park の 2 温度化学反応モデル [4] を用いた。化学反応モデルを表 1 に示す。表に示される様に、化学反応モデルは 11 種 ($N_2, O_2, N, O, NO, N_2^+, O_2^+, N^+, O^+, NO^+, e^-$) 21 反応から成る。 j 種の単位時間当り単位体積当りの質量生成速度 ω_j は

$$\omega_j = \sum_{i=1}^{21} (\nu_{ij}'' - \nu_{ij}') M_j [k_{f,i} \prod_{k=1}^{N_s} C_k^{\nu_{ik}'} - (K_{e,i}/k_{f,i}) \prod_{k=1}^{N_s} C_k^{\nu_{ik}''}] \quad (8)$$

ただし、 C_k は k 種のモル濃度、 ν_{ij}', ν_{ij}'' はそれぞれ i 番目化学反応における j 種反応物と生成物の化学量論係数である。前進反応速度 $k_{f,i}$ は

$$k_{f,i} = C_{f,i} T_q^{n_{f,i}} \exp \left(-\frac{E_{f,i}}{kT_q} \right), \quad T_q = T^q T_V^{1-q}, \quad (9)$$

i 番目の化学反応の平衡定数 $K_{e,i}$ は

$$K_{e,i} = \exp(A_1^i/Z + A_2^i + A_3^i \ln Z + A_4^i Z + A_5^i Z^2), \quad Z = 10000/T_q \quad (10)$$

で、係数 A_k^i は文献 [4] に与えられている。

表 1: Two-temperature chemical reaction model by Park

Reactions	q	$E_{f,i}$
$O_2 + M_1 = 2O + M_1$	0.5	5.595×10^4
$N_2 + M_2 = 2N + M_2$	0.5	1.132×10^5
$NO + M_3 = N + O + M_3$	0.5	7.550×10^4
$O + NO = N + O_2$	1.0	1.945×10^4
$O + N_2 = N + NO$	1.0	3.840×10^4
$O_2^+ + O = O_2 + O^+$	1.0	1.800×10^4
$NO^+ + O = NO + O^+$	1.0	5.100×10^4
$N_2 + O^+ = N_2^+ + O$	1.0	2.280×10^4
$NO^+ + N = O + N_2^+$	1.0	3.500×10^4
$NO^+ + O_2 = NO + O_2^+$	1.0	3.260×10^4
$NO^+ + O = N^+ + O_2$	1.0	7.720×10^4
$O_2^+ + N = N^+ + O_2$	1.0	2.860×10^4
$O^+ + NO = N^+ + O_2$	1.0	2.660×10^4
$O_2^+ + N_2 = N_2^+ + O_2$	1.0	4.070×10^4
$NO^+ + N = O^+ + N_2$	1.0	1.280×10^4
$NO^+ + O = O_2^+ + N$	1.0	4.860×10^4
$N + O = NO^+ + 2e^-$	1.0	3.190×10^4
$O + O = O_2^+ + 2e^-$	1.0	8.060×10^4
$N + N = N_2^+ + 2e^-$	1.0	6.750×10^4
$O + e^- = O^+ + 2e^-$	0.0	1.585×10^5
$N + e^- = N^+ + 2e^-$	0.0	1.686×10^5

$$M_1 = N_2 + O_2 + 5N + 5O + NO + N_2^+ + O_2^+ + 5N^+ + 5O^+ + NO^+$$

$$M_2 = N_2 + O_2 + 4.29N + 4.29O + NO + N_2^+ + O_2^+ + 4.29N^+ + 4.29O^+ + NO^+ + 1714e^-$$

$$M_3 = N_2 + O_2 + 22N + 22O + 22NO + N_2^+ + O_2^+ + 22N^+ + 22O^+ + NO^+$$

3.2.2 ノズル部の解析結果

図 6 に得られたノズル内の化学組成分布, 図 7 に温度分布を示す。ノズル出口における化学組成は, モル分率で $N_2 = 0.735$, $O_2 = 0.147$, $N = 0.310 \times 10^{-6}$, $O = 0.201 \times 10^{-1}$, $NO = 0.978 \times 10^{-1}$, $N_2^+ = 0.345 \times 10^{-20}$, $O_2^+ = 0.128 \times 10^{-12}$, $N^+ = 0.167 \times 10^{-23}$, $O^+ = 0.397 \times 10^{-19}$, $NO^+ = 0.111 \times 10^{-6}$, $e^- = 0.120 \times 10^{-6}$, であり, ノズル出口での並進・回転温度は 260K, 振動・電子温度は 2111K となった。ノズル内流れはかなり強い熱化学的非平衡である事が分る。ノズル出口での密度と圧力はそれぞれ 0.183kg/m^3 , $1.39 \times 10^4\text{Pa}$ であった。ノズル出口での流速は $3.47 \times 10^4\text{km/s}$ に達するが, これは凍結音速で作るとマッハ数 12.6 であり, 設計マッハ数 12.8 と良く合っている。

ノズル出口のマッハ数が, 森田等 [9] によって, 実験的に求められている: テストセクションに 20 度と 30 度の角度を持つ楔型模型を置き, 生じる斜め衝撃波角を測定し, 下記の様に斜め衝撃波関係式から, マッハ数を算出している;

$$\tan \theta = 2 \cot \beta \left[\frac{M^2 \sin^2 \beta - 1}{M^2 (\gamma + \cos 2\beta) + 2} \right] \quad (11)$$

表 2 にその結果を示す。解離が起きていない空気を仮定した比熱比 $\gamma = 1.4$ の時と, 解離空気を仮定して数値計算より算出した $\gamma = 1.406$ の時の, 2 ケースを示す。この算出方法でも, ノズル出口のマッハ

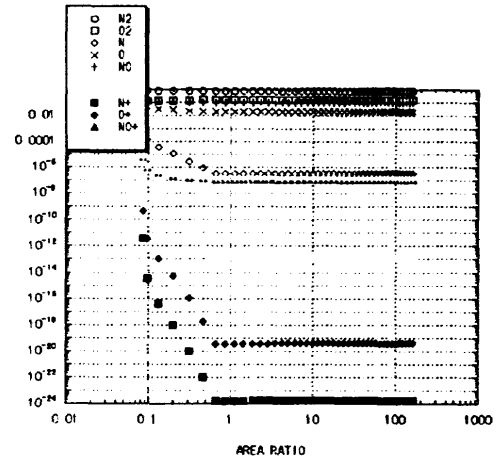


図 6: ノズル中の化学種組成分布

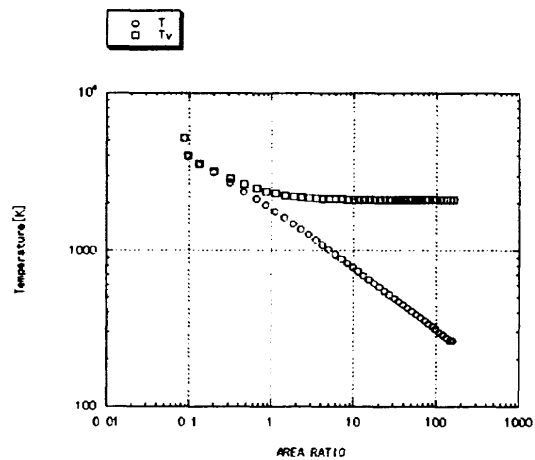


図 7: ノズル中の温度分布

数を見積もれる事が判明した。

3.3 テストセクション

3.3.1 計算条件

前節で得られたノズル出口条件を用いて, テストセクションに置かれた模型周りの流れの計算を行う。高次精度の Godunov 型スキームと解適合非構造格子を用いて, 極超音速, 高 Reynolds 数流れの高精度解を, 高効率かつほとんど自動的に求め得る数値手法を開発した。

今回は 2 次元流れを考える。従って支配方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V U dV + \int_S (F_n x + G_n y) dS$$

$$= \int_S (F_v n_x + G_v n_y) dS + \int_V S_c dV + \int_V S_v dV, \quad (12)$$

表 2: 実験により求めたノズル出口のマッハ数

θ	β	M ($\gamma = 1.4$)	M ($\gamma = 1.406$)
20	25.3 ± 0.1	12.4 ± 0.7	12.82 ± 0.62
30	38.1 ± 0.1	12.1 ± 0.7	13.16 ± 0.87

$$U = \begin{bmatrix} \rho_i \\ \rho u \\ \rho v \\ \epsilon \\ \epsilon_v \end{bmatrix}, F_n x + G_n y = \begin{bmatrix} \rho_i (u_n x + v_n y) \\ \rho u (u_n x + v_n y) + p n_x \\ \rho v (u_n x + v_n y) + p n_y \\ (\epsilon + p) (u_n x + v_n y) \\ \epsilon_v (u_n x + v_n y) \end{bmatrix}$$

$$F_v n_x + G_v n_y =$$

$$\begin{bmatrix} \rho D_i (\frac{\partial Y_i}{\partial x} n_x + \frac{\partial Y_i}{\partial y} n_y) \\ \tau_{xx} n_x + \tau_{xy} n_y \\ \tau_{xy} n_x + \tau_{yy} n_y \\ (u \tau_{xx} + v \tau_{xy}) n_x + (u \tau_{xy} + v \tau_{yy}) n_y + q_x n_x + q_y n_y \\ q_{v,x} n_x + q_{v,y} n_y \end{bmatrix}$$

$$S_c = \begin{bmatrix} \omega_i \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, S_v = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ Q_T - p_e (\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}) \end{bmatrix}$$

要素としては3角形を採用した。格子形成には Delaunay の方法を計算領域内に用いた。文献 [8] の方法によって、ほとんど自動的に格子形成を行う事ができる。衝撃波を含む流れについて、高精度で単調な解を与える Godunov 型のスキームは、有限体積法の考え方に基づいている。非構造格子の有限体積法には、cell-centered 法と cell-vertex 法の2種類がある。cell-centered 法では解ベクトルは cell 中心で定義され、検査体積は要素と一致する。cell-vertex 法では解ベクトルは cell 頂点で定義される。ここでは cell-vertex 法を採用した。図 8 に今回用いられた cell 境界と検査体積を示す。

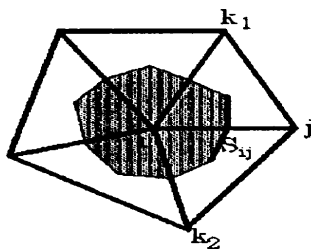


図 8: cell 境界と検査体積

流れの特性時間を τ_f 、化学反応の特性時間を τ_c 、エネルギー緩和の特性時間を τ_e とする。 τ_f に比べて τ_c 、 τ_e がかなり小さな値を取る事が頻りに有った。そこで化学反応生成項 S_c とエネルギー緩和項 S_v を、別々に陰的に取扱った。すなわち、

$$\Delta S_{c,i} = \left[I - \left(\frac{\partial S_c}{\partial U} \right)_i^n \Delta t \right]^{-1} S_{c,i}^n,$$

$$\Delta S_{v,i} = \left[I - \left(\frac{\partial S_v}{\partial U} \right)_i^n \Delta t \right]^{-1} S_{v,i}^n, \quad (13)$$

ここで I は単位テンソルである。 $\partial S_v / \partial U$ は、単純の為に、比熱、振動緩和時間及び衝突頻度を一定として、求められた。

格子間隔を流速と凍結音速の和で割ったものを τ_f とし、振動緩和時間を τ_v とする。 Δt は

$$\Delta t = \min \{ \min_i C_{n,f}(\tau_f)_i, \min_i C_{n,v}(\tau_v)_i \} \quad (14)$$

で求められる。 $C_{n,f}$ 、 $C_{n,v}$ は 1 以下の正の定数である。 CFL 条件 (14) には化学反応の特性時間が考慮されず、またエネルギー緩和項は陰的に取扱われているにも拘わらず考慮されているが、これは経験に基づきなされた。使用メモリと計算時間を抑えつつ、高精度計算を行う為に、格子を解に適合させた。

3.3.2 テストセクション部の計算結果

定常解を求めるのが目的なので、計算時間短縮の為に、次の手順で計算を進めた。(i) 粗い格子で非粘性・凍結流を計算し収束させる。(ii) これを初期条件にして、粘性・凍結流を計算し収束させる。(iii) 得られた収束解を初期条件にして、粘性・化学反応流を計算し収束させる。(iv) 要素分割・ノード削除を行い、格子を解に適合させ、収束解を得る。(v) これを何回か繰り返した後、要求される精度の収束解を得る。

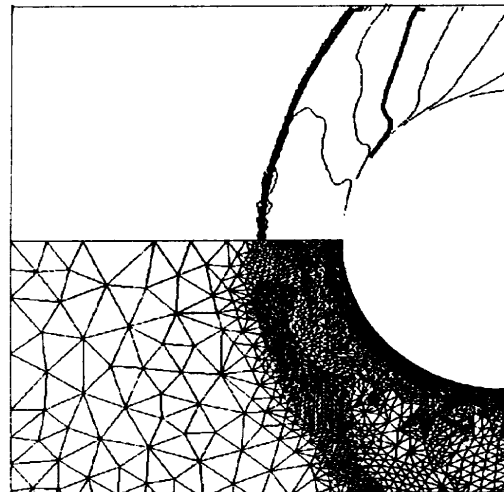


図 9: 円柱周りの計算における格子と等密度線図

名古屋大学の自由ピストン型衝撃風洞で行われた、円柱周りの流れ場の、シュリーレン法による可視化実験を、数値解析で再現した。用いられた円柱は半径 20mm である。ノズル内流れ解析で得られた自由流条件が用いられた。円柱壁面温度は測定されていないので、断熱・非触媒のノンスリップ条件を用いて解析した。

図 9 に、得られた密度分布と用いた計算格子を示す。用いられた最終的な格子点数は 4776 点で、要素数は 9467 である。

数値解析で得られた等密度線図と、実験におけるシュリーレン写真を、図 10 で比較する。衝撃波形状及び衝撃波離脱距離が、両者間で良く合っている事が分る。

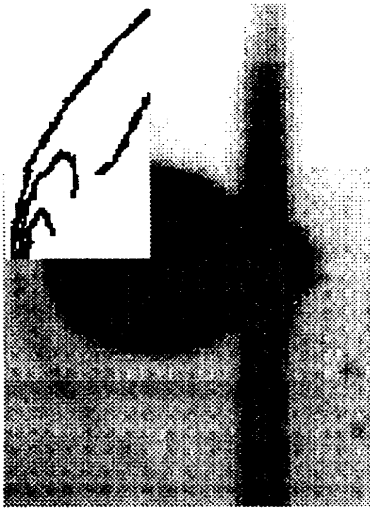


図 10: 円柱周り流れの等密度線図とシュリーレン写真

同じ自由流条件で、半頂角 20° の 2 次元楔に対する数値解（等密度線図）と実験（シュリーレン写真）の比較が、図 11 に示される。衝撃波傾斜角が良く合っている事が分る。これ等の比較によれば、数



図 11: 楔型模型周り流れの等密度線図とシュリーレン写真

値解析は実験を良く再現しており、数値解析の信頼性が証明されたと言える。

4 結論

自由ピストン駆動型衝撃風洞の衝撃波管部、ノズル部、テストセクション部に対し、数値解析が順番に行なわれた。

(1) 衝撃波管では熱的・化学的平衡状態を仮定し、ノズル部の貯気槽状態量を算出した。この計算結果から得られた衝撃波の伝播速度は、実験値と良く一致し、数値解析が実験を良く再現している事が示された。

(2) ノズル部では熱的・化学的非平衡状態を容認し、テストセクション上流の状態量を算出した。ノズル出口の凍結マッハ数が、設計マッ

ハ数と良く一致する解を得た。数値解析から、ノズル内流れはかなり強い非平衡であり、ノズル出口で並進・回転温度と振動・電子温度が大きく異なる事が分った。この事実は、実験による温度測定における注意事項である。また、本計算で算出した比熱比 γ を用いて、楔型模型に対する実験マッハ数を算出した。

(3) テストセクション部では、非構造解適合格子を用いて、円柱周りまたは楔型模型周り流れの、シュリーレン法による可視化実験を再現した。衝撃波離脱距離及び斜め衝撃波角が、実験値と良く一致した。

参考文献

- [1] 毛利浩: 気体の不完全性を考慮した極超音速風洞ノズルの設計計算法, 航空宇宙技術研究所資料 TM-37 (1964)
- [2] Tannehill, J. C. and Mudge, P. H.: Improved curve fits for the thermodynamic properties of equilibrium air suitable for numerical computation using time-dependent or shock-capturing methods, NASA CR-2470 (1974)
- [3] Gnoffo, P. A., Gupta, R. N. and Shinn, J. L.: Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium, NASA TP-2867 (1989)
- [4] Park, C.: Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics, Wiley (1989), pp.1-88
- [5] Fursenko, A.: Unstructured Euler solvers and underlying algorithms for strongly unsteady shocked flows, Proc. of the 5th Int. Symp. on Computational Fluid Dynamics (1993), pp. 227-234
- [6] Van Leer, B.: Flux vector splitting for the Euler equations, Lecture notes in Physics, Berlin: Springer Verlag, 170 (1982), pp.507-512
- [7] Millikan, R. C. and White, D. R.: Systematics of vibrational relaxation, J. Chem. Phys., vol. 39 (1963), pp.3209-3213
- [8] 谷口健男: FEM のための要素自動分割, 森北出版 (1992)
- [9] 森田哲也 小柴公也 藤原俊隆: ストーカーチューブを用いたモデル周り的高エンタルピー流の可視化, 日本航空宇宙学会第 28 期年会講演会講演集, (1997), pp50,51