

再突入機の周りの3次元高エンタルピー流れの数値シミュレーション

嶋田 徹^{*1}、山本行光^{*2}、廣瀬直喜^{*2}

Numerical Simulation of Three-Dimensional Flow around Re-entry Vehicle

by

Toru Shimada^{*1}, Yukimitsu Yamamoto^{*2}, Naoki Hirose^{*2}

ABSTRACT

Numerical simulations of three-dimensional thermo-chemical non-equilibrium flow around HYFLEX reentry vehicle have been conducted to evaluate heat flux measurement in HEK ground tests. Computed results are compared with the experiment as well as existing correlation. The computed results agree well with the correlation, but fell short of the measured data.

1. はじめに

現在、宇宙開発の多様なニーズの中で、再突入宇宙機の重要性が認識され、それらの開発が進行している。これらの宇宙機の設計において重要な要素のひとつが、再突入時の空力加熱や空力特性の評価技術である。この分野の研究は以前より続けられているが、風洞試験や、実飛行のデータが充実してくるなかで、今後一層の技術レベル向上が期待されている。

ここでは、NAL角田の中型高温衝撃風洞において実施されたHYFLEX空力加熱試験¹⁾を対象に、3次元高エンタルピー流れのCFD解析を実施し、実測との比較を通して、現象の理解、モデルの妥当性の検証、熱流束のスケーリングなどについて、検討する。

2. 解析対象

NAL角田研究センター中型高温衝撃風洞（HEK）で、半頂角12度コニカルノズル使用の試験設備において、6% HYFLEX模型に対し、熱流束測定等が行われている。この際の、試験条件を計算対象とする。

2.1 計算格子

図1にここで用いた計算格子を示す。物体表面から外向きに出る方向の格子の最小格子幅は $5\mu\text{m}$ 程であり、表1には解析条件に対するセルレイノルズ数を示す。

2.2 解析条件

解析対象とする試験条件を表1に示す。

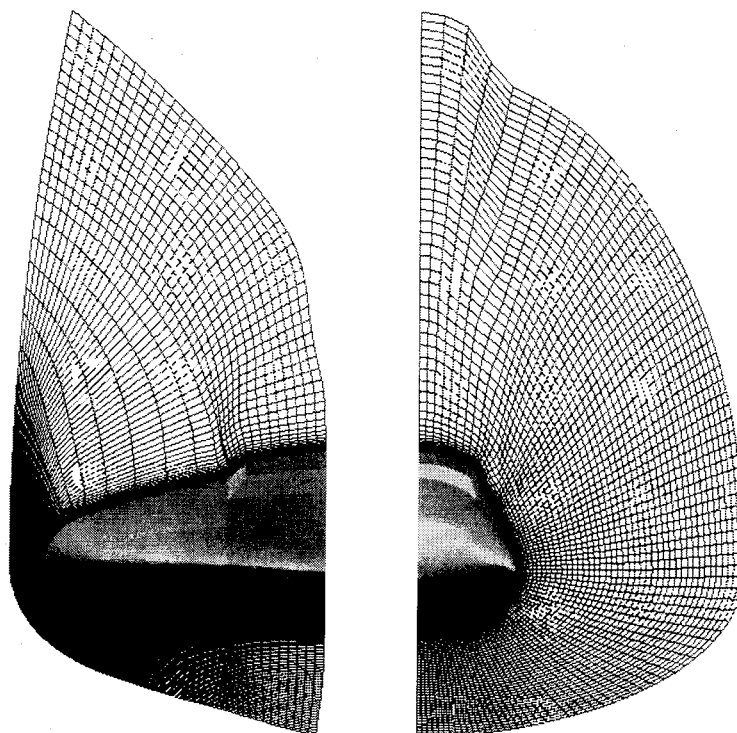


図1 計算格子

*1 日産自動車(株)

*2 航空宇宙技術研究所

表1 試験条件

CASE番号	284	288	294	296
条件	12(Φ10)	18(Φ10)	19(Φ18)	15(Φ18)
貯気槽				
p_0 (MPa)	23.5	24.5	37.1	39.0
H_0 (MJ/kg)	10.9	7.9	8.7	12.1
ノズル出口				
p_∞ (kPa)	0.33	0.30	2.44	2.96
ρ_∞ (kg/m ³)	2.3e-3	2.6e-3	11.3e-3	9.3e-3
U_∞ (m/s)	4272	3724	3859	4421
M_∞	8.8	9.3	7.1	6.8
H_∞^T (MJ/kg)	9.627	7.338	8.202	10.89
セルレイノ ルズ数	1.4	2.1	6.4	4.7

ノズル出口の値は一次元一温度化学非平衡ノズル流のためのコードで計算された値である。但しこの表では、主流の総エンタルピー H_∞^T を次式で $\gamma=1.4$ として求めている。

$$H_\infty^T = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_\infty}{\rho_\infty} + \frac{1}{2} U_\infty^2 \quad (1)$$

解析では、主流はノズル出口での条件を持つ迎角50度となるような一様流とし、その密度、静圧およびマッハ数を設定する。また化学種の質量分率は表2のように設定する。ここでは、酸素原子と同程度含まれると予想されるArを無視した。

表2 主流の質量分率

Case	N2	O2	N	O	NO
284	0.7324	0.1472	0	0.0497	0.0707
288	0.7283	0.182	0	0.0138	0.0759
294	0.7324	0.1866	0	0.0117	0.0693
296	0.7346	0.1578	0	0.0424	0.0652

壁面境界条件に関しては、HYFLEX供試体表面温度を一様に300K一定とし、表面の触媒性は完全触媒性とする。

3. 数値モデルの概要

基礎方程式は1化学種の質量保存、3つの運動量保存、2温度モデルによる2つのエネルギー保存の計16の保存式からなる。熱力学的関係は、並進と回転モードは完全に励起しているものとし、熱平衡におけるエンタルピーはJANAFデータを利用する等により決定する。化学反応モデルにはPark(1987)モデル²⁾を用いる。緩和過程には、振動一並進緩和と、電子一並進緩和を考慮する。振動一並進緩和はLandau-Teller型の緩和を仮定し、緩和時間をMilikan-Whiteの式とParkのCollision Limit補正により決める。電子一並進緩和は、Appleton-Brayのモデルを仮定し、イオン一電子のクーロン衝突と中性粒子一電子の弾性衝突の衝突頻度を考慮する。輸送係数は2温度モデルに拡張されたYosの式によって評価し、実効拡散係数はCurtiss-Hirschfelderの式によって評価する。

4. 数値計算の概要

計算は航空宇宙技術研究所のNumerical Wind Tunnel (NWT)上で並列処理を用いて行う。並列化手法は領域分割法で、機体軸まわりに回る方向に16分割し、各々に1PEを割り当てる。セル中心型の有限体積法を用いて離散化し、セル界面での対流項数値流束はAUSM-DV-EF法³⁾を用いる。時間積分には風上化残差平均法⁴⁾とPoint-Implicit法を

組み合わせて用いる。時間積分ステップは正值保存制約値に安全率0.5~0.8程度を用いて定める。

5. 淀み点加熱率の相関

次元解析

計算対象とした4ケースの主流条件には表3のような特徴がある。ここでバイナリ・スケーリング・パラメータ B は主流密度と代表長さ(ノズル半径:0.024m)の積で与えられる。

表3 計算対象の主流条件の特徴

CASE	B	H	p_∞	M_∞	Re
284	低	高	低	高	低
288	低	低	低	高	低
294	高	低	高	低	高
296	高	高	高	低	高

これらの多様な条件下での淀み点加熱率を比較するためには相似パラメータのような有意な無次元量で考えるのが良い。ここでは次のような整理を考える。まず、淀み点加熱率を支配する代表的なパラメータとして、主流総エンタルピー $H(=H_\infty^T)$ 、バイナリ・スケーリング・パラメータ、垂直衝撃波背後の淀み点圧 P_s 、主流粘性係数 μ 、物体ノズル半径 R_N を考える。即ち

$$q = f(H, B, P_s, \mu, R_N) \quad (2)$$

これに対して次元解析を実施して無次元式を作ると次の関係を得る。

$$\frac{q}{\mu^3 B^{-2} R_N^{-1}} = \phi \left[\frac{H}{\mu^2 B^{-2}}, \frac{P_s}{\mu^2 B^{-1} R_N^{-1}} \right] \quad (3)$$

当面、気体が完全気体の状態方程式に従い、かつ熱量的に完全である場合を考えると、離脱衝撃波背後の淀み点圧力は垂直衝撃波の関係を用いて次式で表される。

$$P_s = p_\infty F(M_\infty)$$

$$F(M_\infty) \equiv \left[\frac{(\gamma+1)M_\infty^2}{2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{\gamma+1}{2\gamma M_\infty^2 - (\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

また、エンタルピーと主流静圧には次の関係がある。

$$p_\infty = \frac{1}{\gamma} \frac{B}{R_N} \left(\frac{1}{\gamma-1} + \frac{1}{2} M_\infty^2 \right)^{-1} H$$

これらの関係を用いると

$$\frac{P_s}{\mu^2 B^{-1} R_N^{-1}} = \frac{H}{B^{-2} \mu^2} G(M_\infty)$$

$$G(M_\infty) \equiv \frac{1}{\gamma} \frac{F(M_\infty)}{\left(\frac{1}{\gamma-1} + \frac{1}{2} M_\infty^2 \right)}$$

と表されるから、式(3)は次の式で置き換えることができる。

$$\frac{q}{\mu^3 B^{-2} R_N^{-1}} = \phi \left[\frac{H}{\mu^2 B^{-2}}, M_\infty \right] \quad (4)$$

さらに、

$$\mu^3 B^{-2} R_N^{-1} \equiv \text{Re}^{-3} \rho_\infty U_\infty^3$$

$$\frac{H}{B^{-2} \mu^2} \equiv \text{Re}^2 \frac{H}{U_\infty^2}$$

であるから、式(4)は次のように書きかえられる。

表 4 実験条件

CASE	ρ (kg/m ³)	U(m/s)	Mach	T (K)	H (J/kg)	μ (Pa-s)	Re
282	3.19E-03	3.35E+03	9.83E+00	2.88E+02	5.89E+06	1.79E-05	1.43E+04
283	1.79E-03	4.28E+03	9.86E+00	4.69E+02	9.63E+06	2.55E-05	7.20E+03
284	1.97E-03	4.27E+03	8.82E+00	5.84E+02	9.71E+06	2.96E-05	6.82E+03
285	3.42E-03	3.35E+03	9.82E+00	2.89E+02	5.90E+06	1.79E-05	1.53E+04
286	3.00E-03	3.35E+03	9.81E+00	2.91E+02	5.91E+06	1.80E-05	1.34E+04
287	2.18E-03	3.94E+03	9.09E+00	4.68E+02	8.24E+06	2.55E-05	8.08E+03
288	2.62E-03	3.72E+03	9.32E+00	3.97E+02	7.33E+06	2.27E-05	1.03E+04
293	2.53E-03	3.70E+03	9.37E+00	3.88E+02	7.23E+06	2.23E-05	1.01E+04
294	1.13E-02	3.86E+03	7.13E+00	7.29E+02	8.18E+06	3.42E-05	3.06E+04
295	1.82E-02	3.12E+03	7.89E+00	3.90E+02	5.27E+06	2.24E-05	6.08E+04
296	9.29E-03	4.42E+03	6.76E+00	1.06E+03	1.08E+07	4.31E-05	2.29E+04
297	1.36E-02	3.83E+03	7.14E+00	7.17E+02	8.07E+06	3.38E-05	3.70E+04
300	6.69E-03	3.91E+03	7.12E+00	7.50E+02	8.39E+06	3.48E-05	1.80E+04
301	7.71E-03	3.74E+03	7.25E+00	6.62E+02	7.66E+06	3.22E-05	2.15E+04

$$\eta \equiv \frac{q}{\text{Re}^{-3} \rho_{\infty} U_{\infty}^3} = \varphi(\xi, M_{\infty}) \quad (5)$$

ここで

$$\xi \equiv \text{Re}^2 \frac{H}{U_{\infty}^2} \quad (6)$$

である。

相関 $\varphi(\xi, M_{\infty})$ の検討

次に $\varphi(\xi, M_{\infty})$ の関数形を求める目的で、表4に示す実験の各ケースの ρ_{∞} と U_{∞} の組に対して、マッハ数一定を仮定し、 $\varphi(\xi, M_{\infty} = \text{一定})$ について調べる。この際、空力加熱率は次のDetra-Kemp-Riddellによる相関式を用いて評価する。

$$q_{DKR} = \frac{C}{\sqrt{R_N}} \sqrt{\frac{\rho_{\infty}}{\rho_{SL}}} \left(\frac{U_{\infty}}{U_{ref}} \right)^{3.15} \frac{H - H_{wall}}{H - H_{300K}} \quad (7)$$

これより考えたマッハ数領域の範囲で、 $M_{\infty} = \text{一定}$ の面内で、ほぼ

$$\eta = \varphi(\xi) \propto \xi^{1.25} \quad (8)$$

のような関係が成立することが確認される。従って、 $\varphi(\xi, M_{\infty})$ の関数形として変数分離形が妥当であると考えられる。ここでは、 M_{∞} の関数としては最も単純に一次式を採用し、また、低マッハ数への極限の考慮はせず、適用マッハ数として、図2に調べた程度のマッハ数の範囲を想定する。こうして、低温壁の場合のD-K-Rの相関式と近似的等価の相関式を次のように得る。

$$\eta = \varphi(\xi, M_{\infty}) = \chi(M_{\infty}) \xi^{1.25} \quad (9)$$

$$\chi(M_{\infty}) \equiv 0.431 M_{\infty} + 0.9873$$

あるいは

$$\eta / \chi = \xi^{1.25} \quad (10)$$

式(9)について、少し調べてみる。式(9)を定義に従って書き換えると、スタントン数 C_H を表す式

$$\frac{1}{2} C_H \equiv \frac{q}{\rho_{\infty} U_{\infty}^3} = \frac{\chi(M_{\infty})}{\sqrt{\text{Re}}} \left(\frac{1}{2} + \frac{h}{U_{\infty}^2} \right)^{1.25} \quad (11)$$

を得る。ここで、 h は主流(静)エンタルピーである。適当な音速に対して

$$\frac{h}{U_{\infty}^2} \propto M_{\infty}^{-2}$$

であることは明らかであるから、高マッハ数、低レイノルズ数のような場合には、式(11)は、

$$C_H \equiv \frac{2q}{\rho_{\infty} U_{\infty}^3} \propto \frac{M_{\infty}}{\sqrt{\text{Re}}} \quad (12)$$

となることが分かる。式(12)の右辺は粘性干渉パラメータであり、経験的事実と矛盾しない。

6. CFD解析結果

得られた流れ場(静圧及び表面空力加熱率)の一例を図3に示す。また、淀み点加熱率の結果を表5に示す。

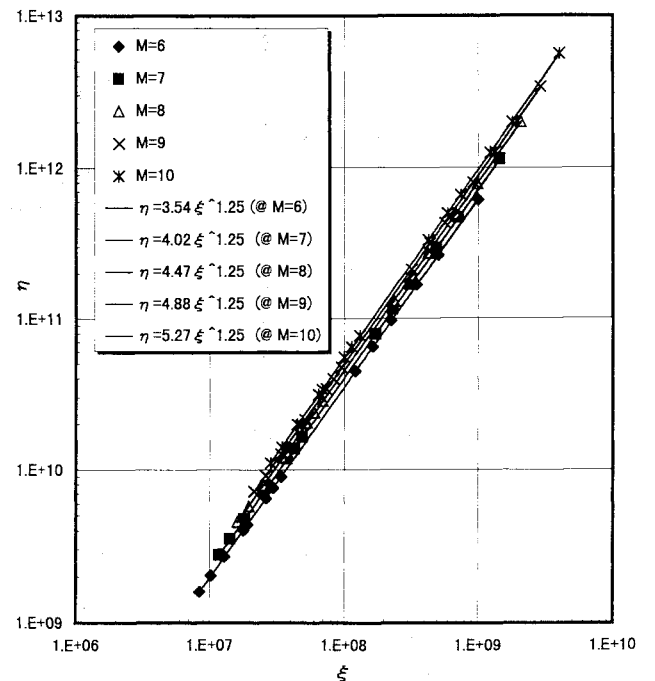


図 2 M一定のときの各 $\varphi(\xi)$ の振舞い

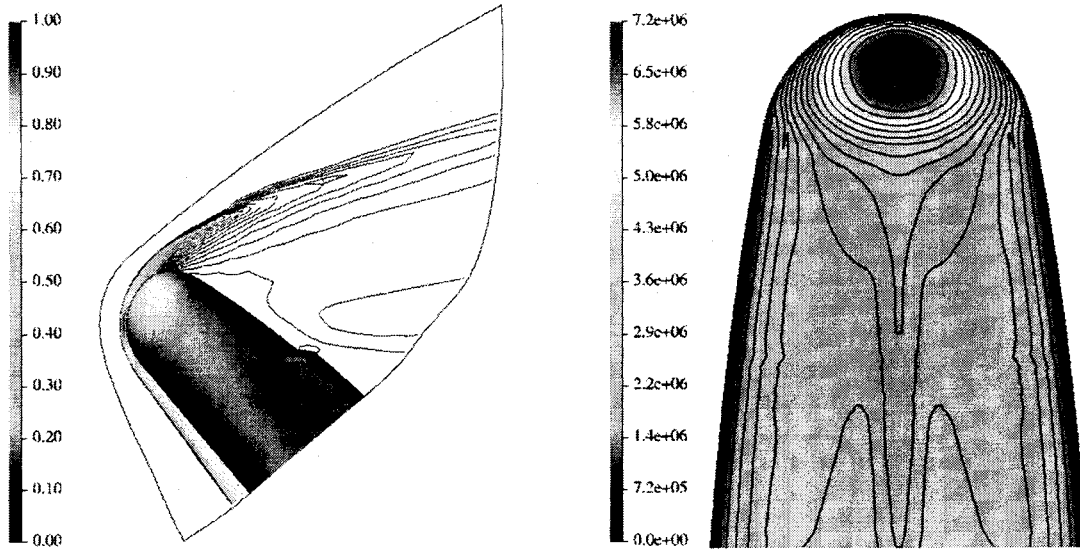


図3 CFD解析結果 (左)圧力分布 $p/\rho_{\infty}U_{\infty}^2$, (右)表面对流加熱率 $[W/m^2]$ CASE-294

表5 淀み点加熱率 (CFD解析結果)

Case	284	288	294	296
q(MW/m2)	4.04	2.52	7.21	12.8

に示す。これより、加熱率の分布には4ケースの間で大きな相違は見られないことが分かる。また実験とも概ね一致を示す。

対称面内の加熱率分布を淀み点加熱率で規格化して図4

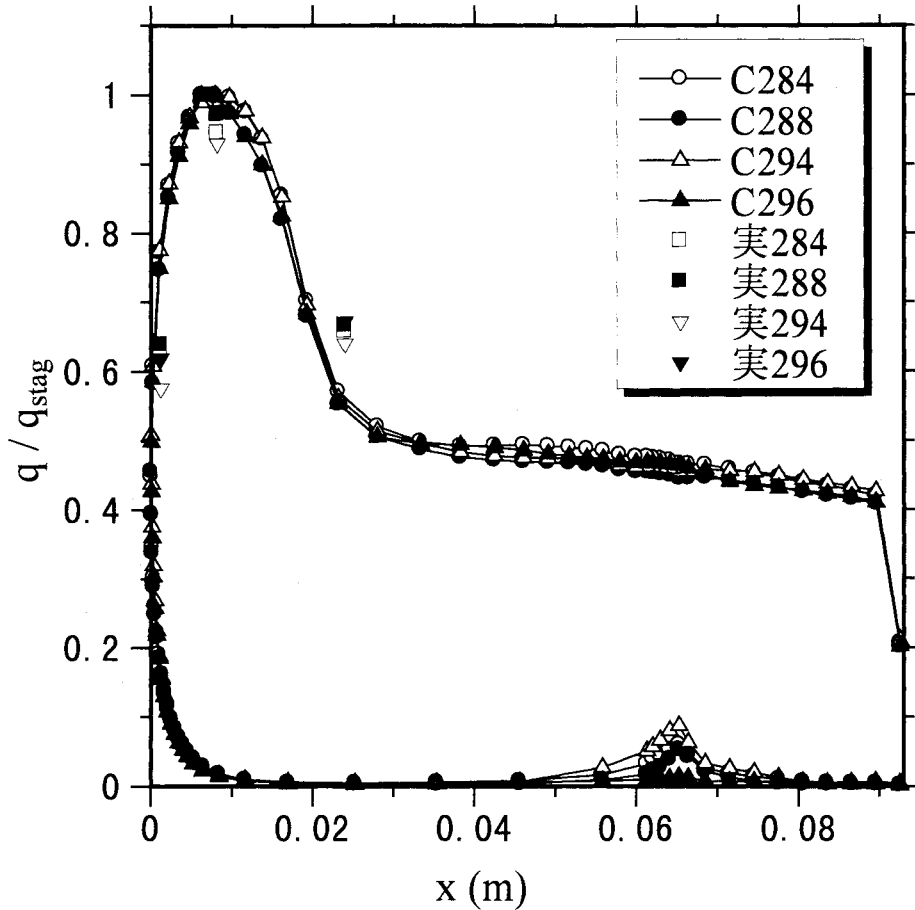


図4 表面空力加熱率分布 (CFD結果)

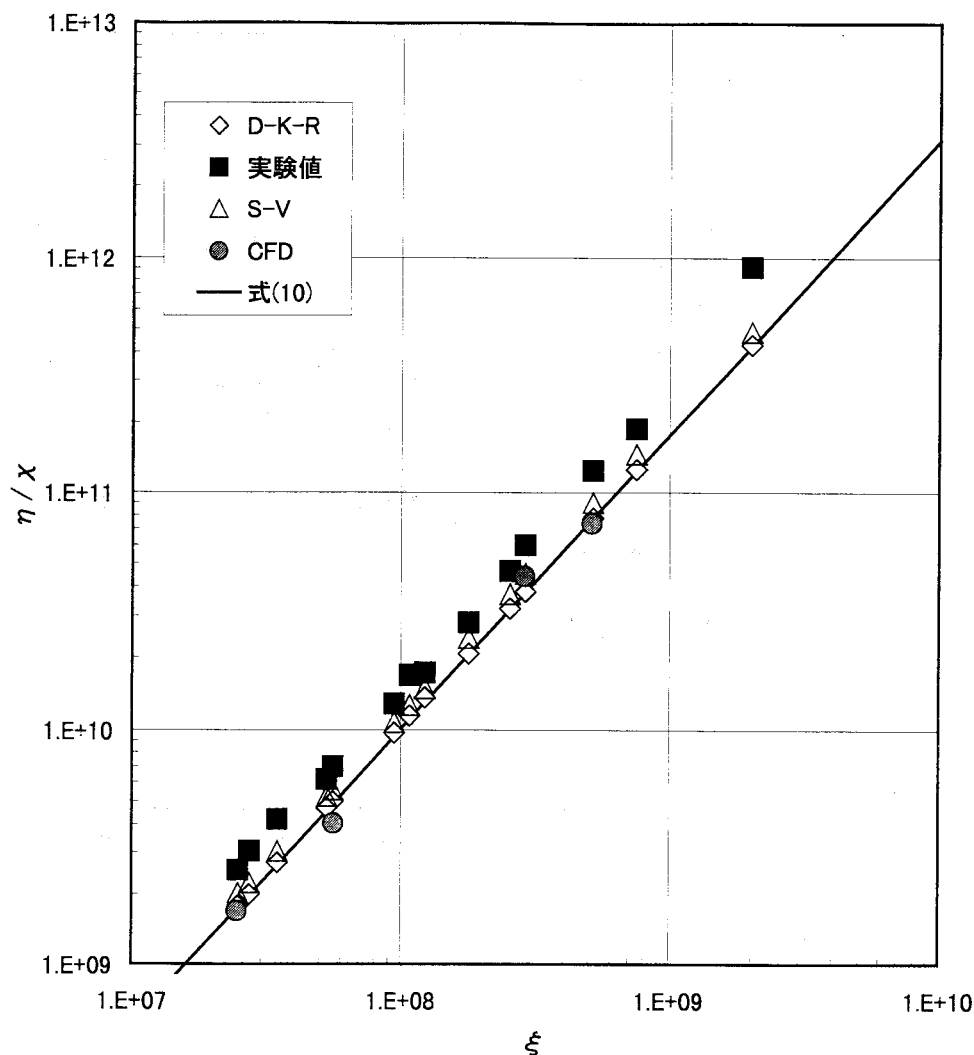


図 5 淀み点加熱率の相関の比較

7. 淀み点加熱率の相関の比較

実測値、既存の相関式、今回のCFD解析値を用いて ξ, η を求め、式(10)と比較を試みる。

既存相関式としては、Verant-Sagnier(V-S)の相関式⁹⁾

$$q_{ref} = 23.787 \left(\frac{H_T - H_{wall}}{RT_0} \right)^{1.0688} \sqrt{\frac{P_S}{R_N}}$$

を用いる。図5に結果をプロットする。

また、式(11)を用いてスタントン数の相関に関して、図6に示す。

これらより、以下のことが分かる。

- 1) D-K-RとV-Sの類似性は強い。
- 2) 実測値は他の評価値に比べて η 値及びスタントン数が高い。
- 3) CFDによる計算値はD-K-Rに比較的近い相関を示す。
- 4) 式(10)によって淀み点空力加熱率の相関を表すことが可能と考えられる。

8. まとめ

本報告では、HYFLEXに関するHEK風試を対象に、3次

元熱化学非平衡流れのCFD解析を実施し、解析結果を風試結果等と比較した。淀み点加熱率に関しては、試験結果に比べると若干低めの値を示したものの、Detra-Kemp-Riddell等の相関式と概ね一致する結果を得た。空力加熱率分布に関しては、調べた範囲内では主流による差はなかった。この結果は試験結果を裏付けるものである。

セルレイノルズ数は1のオーダーではあったが、低温壁であるため壁での温度差分は大きい。そのため、今後更に、格子幅に関する解の収斂性を調べる必要があると考えられる。

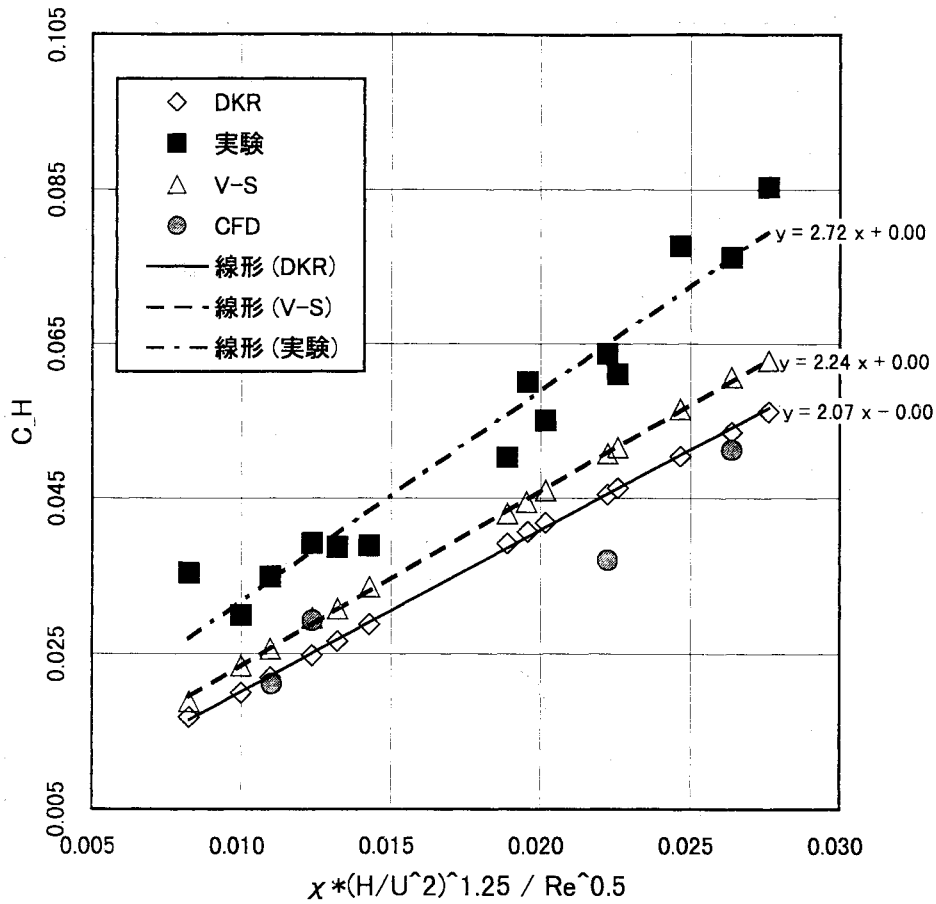


図 6 スタントン数の相関

参考文献

- 1) 植田、佐藤、小室、高橋、伊藤、”HYFLEXの空力加熱に関する実験的研究”、航空宇宙技術研究所特別資料37号、第15回航空機計算空気力学シンポジウム論文集、153-158, Feb. 1998.
- 2) Park, C., "Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air," AIAA Paper 87-1574, June 1987.
- 3) 嶋田、関野、”再突入機周りの流れと空力加熱率の数値計算”、航空宇宙技術研究所特別資料34号、第14回航空機計算空気力学シンポジウム論文集、83-88, Jan. 1997.
- 4) 嶋田、山本、廣瀬、”再突入機まわりの極超音速実在気体解析”、航空宇宙技術研究所特別資料37号、第15回航空機計算空気力学シンポジウム論文集、133-138, Feb. 1998.
- 5) Sagnier P., Masson A., Mohamed A.K., Verant J.L., and Devezeaux D., "Synthesis of MSTP calibration campaigns in ONERA F4 hot shot wind tunnel," 16th ICIASF, Dayton, OH, USA., 1995.