

## 熱化学非平衡を考慮した衝撃波誘起非定常空力加熱の数値計算

麻生 茂, 海井和幸<sup>1</sup>, 藤原俊隆<sup>2</sup>, 林 正徳<sup>3</sup>Proceedings of the 15th. NAL Symposium on  
Numerical simulations of shock wave induced unsteady aerodynamic heating with  
thermo-chemical nonequilibrium

by

Shigeru Aso, Kazuyuki Umii<sup>1</sup> Toshi Fujiwara<sup>2</sup> and Masanori Hayashi<sup>3</sup>

## ABSTRACT

An unsteady shock reflection processes at wedge have been numerically simulated in order to simulate shock wave induced unsteady aerodynamic heating phenomena. When freestream Mach number is large, temperature of flowfield becomes very high and thermal and chemical nonequilibrium effects should be included in the flowfield. The effects of high temperature effects on shock reflection patterns and aerodynamic heating loads have been studied in the present study.

## 1 緒言

大気圏突入のケースを考慮すると大気圏突入時の飛行マッハ数は非常に大きくなるので機体前面に生じる衝撃波は非常に強い。したがって、衝撃波背後の温度は非常に高くなり分子の振動エネルギーが非常に大きく励起され、分子は解離する。更には、電離が起こる。また、同時に衝撃波背後で密度は非常に低くなる。更に、再突入してきた機体が高い高度を飛行している際には、周りの大気の密度は非常に低い。高度90km以上の高層では連続体の仮定が成り立たないほど流れ場の密度は希薄になるので、機体表面上の空力摩擦による加熱はあまり大きくないと考えられる。高度80kmあたりでは飛行体の飛行マッハ数は依然非常に高く、また周囲の空気密度も連続体の仮定が成り立つ程度まで高くなってくる。したがって、このあたりの高度で非常に大きな加熱を受けると考えられる。このような高度が高く空気の密度が低い場所では、気体の原子、分子間の衝突の頻度が低くなり、流体の特性時間に比べて反応時間が無視できない程度まで長くなっていく。したがって、各内部エネルギーモードの間のエネルギー交換が無視できなくなる。よって、本解析では、こういった熱的、化学的非平衡を考慮して数値解析を行った。

## 2 数値計算法

流れ場の支配方程式は2次元 full Navier-Stokes 方程式である。支配方程式を一般座標系に拡張すると以下のようになる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial F_v}{\partial \xi} + \frac{\partial G_v}{\partial \eta} \right) + W$$

考慮した化学種は、O, N, NO, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>の5つの化学種である。したがって、反応として電離は考えていない。この5化学種に対する素反応は次の表1に示すものを用いた。対流項に Harten-Yee の upwind TVD scheme、粘性項に二次精度中心差分を用いて陽的に扱った。生成項には point implicit scheme を用い、陰的に扱った。[3]~[5] 輸送係数は、Chapman-Enskog の第1次近似に基いて Yos が多成分混合気体に拡張した公式を用いて計算した。反応速度定数は、Park の2温度モデルの考え方に基いて Arrhenius の法則を拡張したものを用いた。その際、必要な平衡定数は

表 1: Chemical reactions

r	Reactants	Products	M(Third Body)
1	O <sub>2</sub> +M <sub>1</sub>	⇌ 2O+M <sub>1</sub>	O,N,NO,O <sub>2</sub> ,N <sub>2</sub>
2	N <sub>2</sub> +M <sub>2</sub>	⇌ 2N+M <sub>2</sub>	O,NO,O <sub>2</sub> ,N <sub>2</sub>
3	N <sub>2</sub> +N	⇌ 2N+N	
4	NO+M <sub>3</sub>	⇌ N+O+M <sub>3</sub>	O,N,NO,O <sub>2</sub> ,N <sub>2</sub>
5	NO+O	⇌ O <sub>2</sub> +N	
6	N <sub>2</sub> +O	⇌ NO+N	

Park の経験式から内挿したものを用いた。振動緩和時間は、Millikan & White の半経験式に Park の修正項を加えたものを用いた。[6]

初期条件は熱化学非平衡な流れ場に対して成り立つ1次元の連立常微分方程式を Runge-Kutta 法によって解いて与えた。

境界条件は、流出境界、上方境界は物理量の変化がないとし、0次外挿で与えた。壁面境界は、等温、滑りなし、圧力勾配なしとし、壁面における触媒性を完全触媒性壁、非触媒性壁の両極端の場合を仮定した。流入境界は、化学反応を考慮しているので物理量が増えるので与えにくい。しかし、化学平衡になるのに必要な距離を流入境界から取り、垂直衝撃波を発生させているので流入境界では物理量の変化なしとして与えることができた。

## 3 計算結果

次に、計算結果を示す。計算条件は表2の通りであり、それぞれの場合について化学反応凍結流、熱化学非平衡流を仮定して数値解析を行った。また、熱化学非平衡流を仮定した場合には、壁面の触媒性を完全触媒性と非触媒性の両極端な場合を考慮した。

表 2: Calculated conditions

p <sub>∞</sub> [Torr]	T <sub>∞</sub> [K]	M <sub>∞</sub>	θ <sub>w</sub> [degree]
50	299	10.37	10
50	299	15	10

<sup>1</sup>Department Aeronautics & Astronautics, Kyusyu University<sup>2</sup>Micro System Engineering, Nagoya University<sup>3</sup>Nishinippon Institute Technology University

3.1  $M_s = 10.37$  の場合

まず、実験との比較を示す。図1はDescambaultとGlassによって行われた実験 [2] で得られた干渉縞の写真である。この結果と、数値解析によって得られた等密度線図(図2~4)を比較した。その結果、得られた反射衝撃波の形状は良い

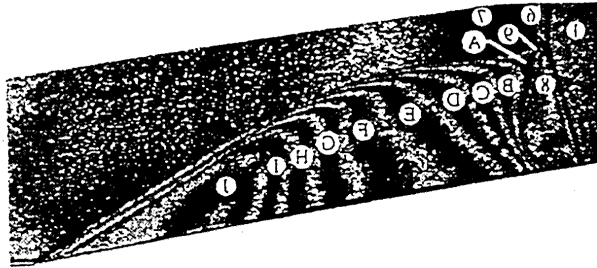


図 1: Experimental result,  $M_s=10.37$  (Experienced by R. L. Deschambault and I. I. Glass)

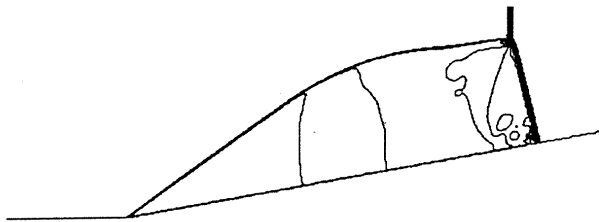


図 2: Computational result(instantaneous temperature contours),  $M_s=10.37$  (Chemically frozen flow)

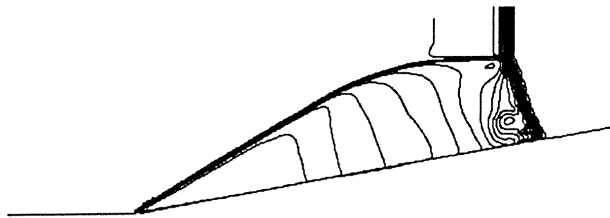


図 3: Computational result(instantaneous density contours),  $M_s=10.37$  (Thermo-chemical nonequilibrium, FCW)

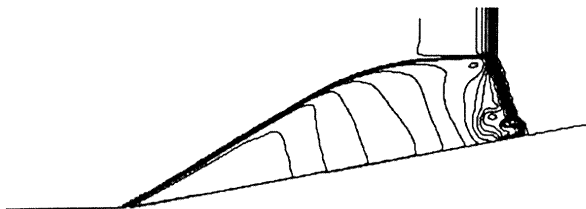


図 4: Computational result(instantaneous density contours),  $M_s=15$  (Thermo-chemical nonequilibrium, FCW)

一致を示している。更に、計算によって得られた結果を比較してみると、熱化学非平衡流を仮定した場合と化学反応流を仮定した場合ではマッハステムの形状が少し異なっていることが観察できる。さらに、熱化学非平衡流を仮定した場合に

は化学反応流を仮定した場合よりも反射衝撃波の壁からの高さが低くなっていることが観察される。これは、並進エネルギーだけでなく、振動エネルギーにも衝撃波前方の並進エネルギーが分配されているためであると予想される。

次に、壁面における熱流束と圧力の分布を示す。図5と図6はそれぞれ計算の結果得られた壁面における熱流束と圧力の分布である。熱流束の分布を見ると、衝撃波が反射して

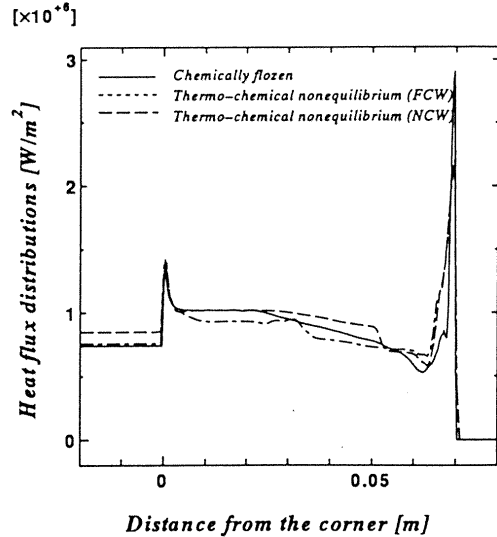


図 5: Heat flux distributions on the wall

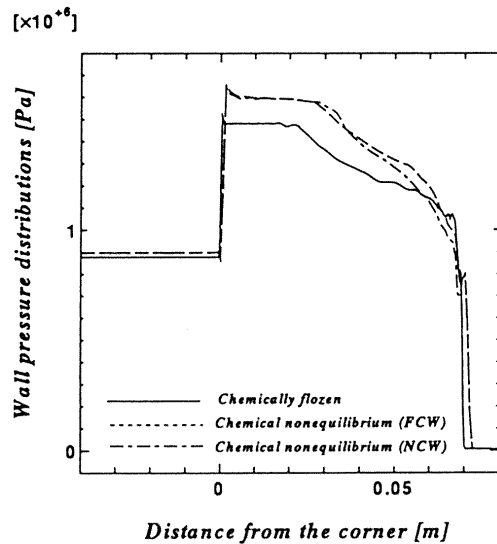


図 6: Wall pressure distributions on the wall

いる位置で熱流束が大きく上昇しているのがわかる。すなわち、物体表面の触媒性によって物体表面の熱流束が大きく変わってくるのが分かる。しかし、物体表面の触媒性がどの程度あるのかということはまだ十分に分かっておらず、今後の課題であるといえる。また、圧力の分布を見ると、熱化学非平衡流を仮定すると、化学反応凍結流を仮定した場合よりも大きな圧力を生じているのが観察できる。また、斜面の先端付近で最大の圧力を示している。これは、反射衝撃波が斜面もしくは平板に入射している点である。

3.2  $M_s = 15$  の場合

図7は化学反応凍結流、図8は熱化学非平衡流(完全触媒性壁)、図9は熱化学非平衡流(非触媒性壁)の場合を仮定して解析を行って得られた等密度線図である。熱化学非平衡



図 7: Computational result(instantaneous density contours),  $M_s=15$  (Chemically frozen flow)

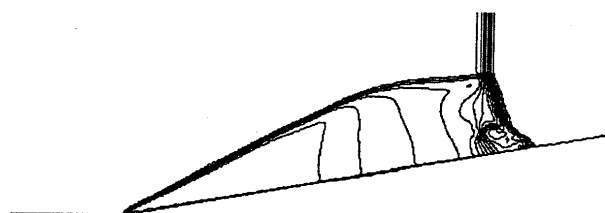


図 8: Computational result(instantaneous density contours),  $M_s=15$  (Thermo-chemical nonequilibrium, FCW)

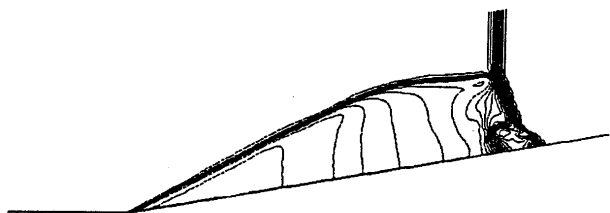


図 9: Computational result(instantaneous density contours),  $M_s=15$  (Thermo-chemical nonequilibrium, NCW)

流の場合の場合を見てみると、 $M_s = 10.37$  の場合と同様に反射衝撃波の壁面からの高さが化学反応凍結流よりも低くなっている。また、熱化学非平衡流の場合マッハステムが下流側に向かってせり出しているのが観測される。これは、実験 [1] でも確認されており、非常に興味深い現象である。この原因としては、マッハステム付近に形成された滑り線の影響で発生した渦の影響ではないかと予想されるが、詳細については、まだまだ検討の余地がある。図10は、三重点を含めた速度ベクトル図である。これを見ると、マッハステムの付近で壁面に近い場所における流れがマッハステムに当たり、そこから巻きあがるように渦を形成している様子が見られる。この渦によってマッハステムが下流側へせり出しているという現象が起こったと考えられる。

次に、壁面における熱流束と圧力の分布を示す。図11と図12はそれぞれ計算の結果得られた壁面における熱流束と圧力の分布である。壁面における熱流束と圧力は  $M_s = 10.37$  の場合と同じような傾向を示しているが、壁面における熱流束は、化学反応を凍結した場合が高くなっている。通常、化学反応流で完全触媒性壁を仮定した場合には、ほかの場合と

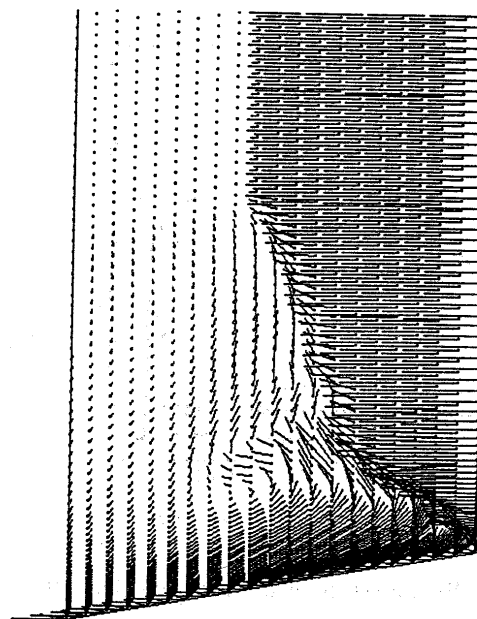


図 10: Velocity vectors around the triple point

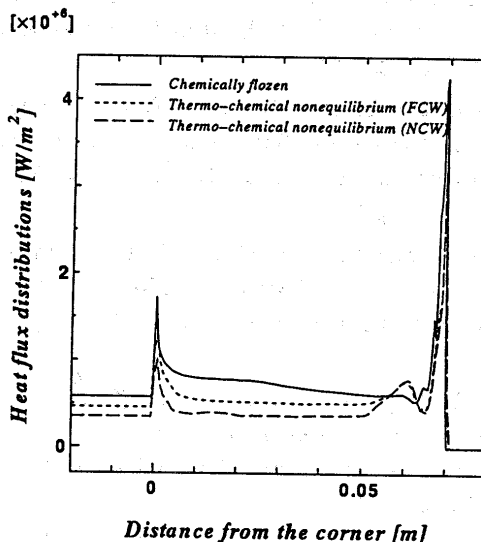


図 11: Heat flux distributions on the wall

比べて非常に大きな熱流束を生じる。しかし、この場合は、化学反応凍結流の方が高い熱流束を生じている。これは、用いた格子の主流方向の格子点が化学反応凍結流と熱化学非平衡流を扱った場合と違うためであると考えられる。壁面の熱流束が主流方向の格子点に依存して変わってくることは過去の研究からわかっている。将来、本解析で用いた計算格子よりもより密な格子で計算を行うことが必要であると考えられる。

4 まとめと課題

今回、熱化学非平衡を考慮した数値計算を行った。その結果、 $M_s = 10.37$  の場合には、実験と比較して、反射衝撃波の形状がよく一致した。また、 $M_s = 15$  の場合には、マッハステムの下流側への突出が観察できた。今後の課題としては、このマッハステムの形状の時間的な変化を追跡し、マッハステムの形状の変化によってマッハステムが壁面に入射している地点の熱流束の変化を調べることが挙げられる。

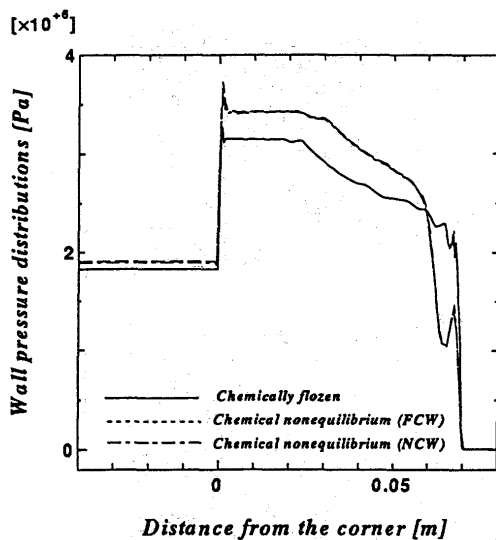


図 12: Wall pressure distributions on the wall

### 参考文献

- [1] 本間弘樹、鈴木保夫、松浦芳樹、森岡敏博、前野一夫、(1997) くさび面上で反射した強い衝撃波の発光観測, 第 29 回流体力学講演会講演集
- [2] Deschambault R. L. and Glass I. I. (1983) An Update on Non-Stationary Oblique Shock-Wave Reflections: Actual Isophysics and Numerical Experiments. *J. Fluid Mech.*, Vol. 131, pp.27-57
- [3] Eberhardt S. and Imlay S. (1992) Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows with Finite Rate Chemistry. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 6, No. 2.
- [4] Gnoffo P.A., Gupta R.N., Shinn J.L. (1989) Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium. NASA Technical Paper 2867.
- [5] Gupta R.N., Yos J.M., Thompson R.A., Lee K-P (1990) A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculation to 30000K. NASA Reference Publication 1232.
- [6] Millikan R.C. and White D.R. (1963) Systematics of Vibrational Relaxation. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 39, No. 12.