

# 再突入条件における半球周りの熱・化学的非平衡流解析

板倉 嘉哉

千葉大学教育学部技術科

## Monte Carlo Simulation of Hypersonic Rarefied Flow Past an Axi-symmetric Hemisphere

Yoshiya ITAKURA

Faculty of Education, Chiba University

地球大気への再突入を想定した、高層の希薄な環境下における半球周りの熱・化学的に非平衡な極超音速流の構造を、ボルツマン方程式と等価な分子シミュレーションであるDSMC法により明らかにした。解析にあたっては、解離反応モデルに既存の3種と、著者の提案するVEDDモデルを適用した。本解析により、反応モデルの性質によって流れ場の構造は大きく変化し、衝撃波離脱距離に影響を与えることが確認された。解析結果より算出された衝撃波離脱距離と同一条件で実施された実験との比較においては、VEDDモデルによる衝撃波離脱距離およびその速度依存性が実験値と良く一致することが確認され、VEDDモデルの有効性が検証された。また、淀み点への空力加熱量については、VEDDモデルによる値は、実験との比較から妥当な推算値といえるが、その速度依存性からは、より詳細な解析の必要性が示唆される。

キーワード：極超音速稀薄流・空力加熱・非平衡・解離 (Hypersonic Rarefied flow, Aerodynamic Heating, Non-equilibrium, Dissociation)

### 主な記号

Ch : 熱伝達係数 ( $Ch = 2q / \rho V_\infty^3$ )  
 Cp : 圧力係数 ( $Cp = 2P / \rho V_\infty^2$ )  
 De : 有効解離エネルギー (J)  
 e : 分子エネルギー (J)  
 h : Planck定数 ( $6.6256 \times 10^{-34}$ Js)  
 J : 回転量子数  
 k : Boltzmann定数 ( $1.3805 \times 10^{-23}$ J/K)  
 Kf : 反応速度定数 ( $m^3/s$ )  
 Kn : Knudsen数 ( $Kn = \lambda / R$ )  
 M : Mach数  
 P : 圧力 (Pa)  
 q : 空力加熱量 ( $W/m^2$ )  
 r : 核間距離 (m)  
 R : 半径 (m)  
 T : 温度 (K)  
 U : 分子内ポテンシャルエネルギー (J)  
 V : 飛行速度 (m/s)  
 X : 淀み点流線座標 (m)  
 λ : 平均自由行程 (m)  
 μ : 換算質量 (kg)  
 θ : 淀み点を基準とした半球表面座標 (degree)  
 ρ : 密度 ( $kg/m^3$ )  
 σ : 衝突断面積 ( $m^2$ )

添え字  
 tr : 分子並進状態  
 rot : 分子回転状態  
 vib : 分子振動状態  
 ∞ : 一様流での値  
 0 : 淀み点での値

### 1. 緒言

2003年2月、米国NASAのスペースシャトルコロンビア号 (STS-107) が高度68km近辺で交信を途絶し、その後、空中分解する事故が発生した。2003年9月に発表された、独立事故調査委員会の最終報告書によれば、打ち上げ時に補助燃料タンクから脱落した断熱材が、左翼前縁の熱防御系を破壊し、帰還時の大気圏再突入での空力加熱により、左翼前縁から破壊が進み、空中分解を引き起こしたものと報告されている。大気圏へ再突入する宇宙往還機がさらされる熱環境がいかに過酷で、その熱防御に僅かな不具合があっても、大事故につながる可能性があることを再確認させられた。

我が国のスペースシャトル計画には、純国産H-IIAロケットにより打ち上げ可能な、再使用型無人宇宙往還機HOPE-Xがあるが、現在その計画は凍結中である。しかし、将来の凍結解除に向けて、機体構造、推進装置、飛行制御、空力技術に関する基礎的な研究が、航空宇宙技術研究所および宇宙開発事業団 (2003年10月1日からは宇宙科学研究所、航空宇宙技術研究所、宇宙開発事業団が統合し宇宙航空研究開発機構JAXAが発足) を中心に続けられている。日本版宇宙往還機の独自開発における、空力技術の重要な研究課題の一つとして、前述のスペースシャトルの事故からも、再突入時の空力加熱量の推算と、適切な熱防御技術の確立があることは言うまでもない。しかし、再突入時の熱的極限状態を忠実にシミュレートし得る地上実験設備の実現が、技術的に極めて困難であるため、再突入技術の確立は、1994年に打ち上げた軌道再突入実験機 (OREX: Orbital Re-entry Experiment) のような、実モデルによるフライトデータ

の蓄積と数値流体力学 (CFD: Computational Fluid Dynamics) による計算機上のシミュレーションを両輪として進められることになる。

宇宙往還機が地球低軌道より離脱して大気圏に再突入し、高度70~100km前後で遭遇する流れ場は、典型的な極超音速希薄流であり、飛行マッハ数は15~25、希薄度を表すKn数は0.001~0.1程度である。その特徴としては、飛行速度が高速であることから、気体の持つ運動エネルギーが熱エネルギーに変換され、図1のような機体前方に発生する衝撃波背後において、温度は数万Kにも達し、分子内エネルギーモードの励起、化学反応 (支配的な反応は窒素と酸素の熱解離) 等の実在気体効果が無視し得なくなる。

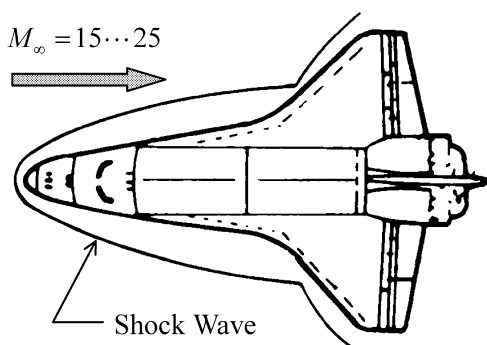


図1 再突入物体に発生する衝撃波

しかし、飛行環境の大気密度が希薄であることから、分子間衝突は緩慢となり、熱および化学的緩和特性時間は長く、流れの特性時間と比較して無視し得なくなり、流れ場の構造は熱および化学的に強い非平衡性が現れる。これらの非平衡性の度合いが流れ場の熱的構造、物体への空力加熱量、空気力学的特性に強く影響を与えるであろうことは容易に想像されるところである。このような再突入する宇宙往還機で想定される流れ場をCFDにより再現するには、流れ場内で起こる物理化学現象を忠実にモデル化し、解析に取り込まなくてはならない。また、その計算結果を機体設計に反映させるためには、使用するモデルを検証し、その信頼性を確認する必要があることは言うまでもない。しかし、解析に用いられる内部エネルギー移送モデルや化学反応モデルは発展途上にあり、検討すべき課題が残されているのが現状である。そこで本論文では、著者の提案する、弱衝突仮定に基づいて分子の回転・振動と解離反応の連成関係を再現する振動エネルギー依存解離モデル<sup>[1]</sup> (VEDD: Vibrational Energy Dependent Dissociation) により、再突入物体周りの極超音速反応非平衡流の構造を解明するとともに、数種の反応モデルを用いたシミュレーションを実行し、化学反応モデルが流れ場の構造に与える影響について、既存の実験データと比較検証を交えながら検討するものである。

## 2. 数値解析法

### 2.1 流れ場の設定

本論文は、大気圏への再突入物体における、希薄な環境下での熱および化学的非平衡極超音速流の構造を、

種々の条件のもとに数値解析により再現するものであり、解析対象とする流れ場を以下のように設定した。

物体形状は、鈍頭物体の基本形状である軸対称半球に選定した。これは、空力加熱の厳しい機体ノーズ部や主翼前縁部は基本的に球形をしていることと、米国による宇宙開発が活発化した1950年代以降、多数の実験が実施されており、実験と解析結果の比較において、整合性を確保するためである。

解析での一様流状態はバリストックレンジによる実験との比較を念頭において、一様流温度と圧力はそれぞれ293 (K) および0.333 (KPa) とした。この条件での、球半径を基準としたKn数は0.0025であり、流れの分類からは滑り流領域に属し、ナビエ・ストークスを支配方程式とする連続流解析とボルツマン方程式を基礎式とする分子運動論の両面からアプローチ可能な領域である。また、本論文では再突入物体の飛行環境を想定しており、一様流マッハ数は17前後の3種の設定速度を設定した。飛行速度を変化させることにより、淀み点温度の変化が、流れ場の構造、空力加熱量、衝撃波離脱距離へ与える影響について検討することが可能となる。本論文における解析条件の詳細を表1に示す。

表1 解析条件

物体形状	半球 (軸対称)		
球半径	0.00635m (0.25inch)		
壁面温度	1,000K		
一様流条件	組成	N <sub>2</sub> : 76.3%, O <sub>2</sub> : 23.7%	
	温度	293K	
	圧力	0.333KPa	
	Kn数	0.0025	
	速度 M数	5.5km/s 16.0	6.0km/s 17.4

### 2.2 解析手法

気体力学は気体を均質な連続体とみなす立場と、それを構成する微視的な分子の集合体と考える立場がある。本論文で扱う飛行環境は、滑り流に属する流れ場であり、分子運動論の気体力学によるアプローチが可能な領域である。しかし、リウビル方程式から導出されるボルツマン方程式は5重積分を含む難解な微積分方程式であり、完全な形でその解析解を得ることは極度に困難である。そこで、なんらかの数値的手法に頼らざるを得ないが、電算機環境が整備された現在では、ボルツマン方程式と等価な分子シミュレーションによる解析がもっとも有力であると考えられる。分子シミュレーションには種々の解法が存在し、テスト粒子モンテカルロ法 (TPM: Test Particle Monte Carlo), 直接シミュレーションモンテカルロ法<sup>[2]</sup> (DSMC: Direct Simulation Monte Carlo), そしてボルツマン方程式を基礎とする手法というよりは、より高次の方程式の分子シミュレーションとしてモレキュラーダイナミクス法 (MD: Molecular Dynamics) があるが、本論文ではDSMC法を採用し解析をおこなっ

た。これは、多成分気体中の輸送現象、分子内エネルギーや化学反応における分子レベルの非平衡性を精確に取り扱えるという原理的な側面と、総計算量が分子数に比例するという実用性の両面から、本解析にはDSMC法が最適な手法であると判断したからである。

DSMC法とは、微視的な立場に立脚した確率的シミュレーションであり、セルと呼ばれる微小体積内に配置された模擬分子の位置、速度成分、内部エネルギー状態を計算機上に記憶しておき、模擬分子の移動・分子間衝突過程（弾性衝突、非弾性衝突、反応性衝突）・境界との干渉を通して物理空間上でその運動を時間発展的に追跡し、空間もしくは時間的平均処理により統計的な巨視的物理量を求める手法である。

DSMC法により解析を進めるにあたり、極超音速流中に置かれた半球周りの流れ場を、図2のようにモデル化した。

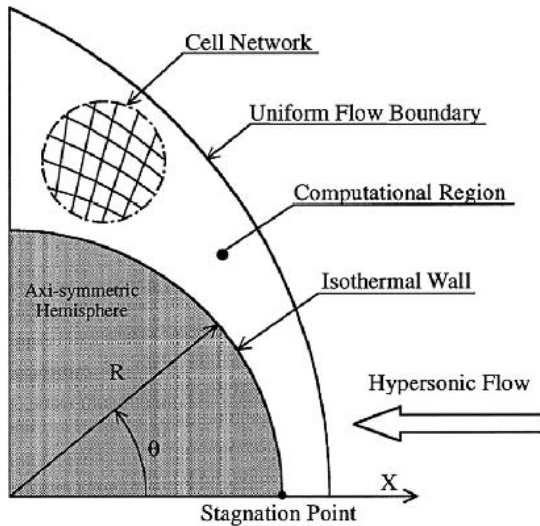


図2 物理空間のモデル化

一様流境界と物体壁境界に囲まれた計算領域内には、図で例示したようなセル網が張り巡らされている。セル内での分子間衝突過程の取り扱いには、計算効率、解の信頼性の面で優れている古浦のModified NC-DSMC法<sup>[3]</sup>を用いた。境界条件としては、一様流境界は物体壁からの擾乱の影響を受けない位置に設定され、この境界を通して流入する分子の速度分布は、一様流温度で定義されるマクスウェル分布に従うものとした。また、物体壁の条件としては、分子と壁との干渉については、材質、温度、分子レベルの粗度や入射分子の成分や状態（速度、内部エネルギー）、入射分子の方向性等多数のパラメータが存在し、統一的に取り扱うことは極度に困難であり、種々のモデルが提案されている。しかし本解析は、流れ場内での化学反応の進行を主眼において解析を進めるものであり、解析を単純化するためにも不確定な要素の導入は極力避けたい。そこで解析を進めるにあたっては、マクスウェルによる拡散反射モデルを採用した。拡散反射モデルとは、壁との干渉後の気体分子の運動は干渉前の分子の速度および入射角には依存せず、壁面温度で定義されるマクスウェル分布に従うとしたものである。

解析においては、壁面温度 $T_w=1,000\text{K}$ の等温壁を仮定し、完全拡散反射に条件を固定した。なお、今回の解析では壁面での触媒性は考慮していない。

### 3. 分子モデル

DSMC法で極超音速希薄流解析をおこなうには、分子間の弾性衝突のみならず、分子回転や振動の内部エネルギー緩和および化学反応を考慮しなければならない。流れ場でこれらの実在気体効果を再現するため、解析においては、いくつかの分子モデルを採用している。以下にその概略を説明する。

#### 3.1 弾性および非弾性衝突モデル

衝突過程の取扱いには、セル内の衝突頻度を支配する衝突断面積データが必要である。解析では弾性衝突断面積に可変剛体球分子<sup>[4]</sup>（VHS: Variable Hard Sphere）を採用した。VHS分子では、衝突断面積は逆べき乗分子と同様な相対速度依存性を示すが、散乱後の分子の軌道は剛体球分子と同様に容易に決定されるため、多数の衝突過程を効率的に取り扱うことができる。

内部自由度間のエネルギー輸送を伴う非弾性衝突には、現在のところ衝突断面積データが整備されていないため、Larsen-Borgnakke<sup>[5]</sup>による現象論的モデルを使用した。L-Bモデルでは、非弾性衝突確率を導入し、1回の弾性衝突内において、ある確率をもって非弾性衝突が生起するものとして非弾性衝突を取り扱っている。また、衝突後のエネルギー状態は、並進エネルギーと内部エネルギーの等分配則を満足するように確率的に割り振られることになる。L-Bモデルを解析に適用するにあたり、回転および振動の非弾性衝突確率をそれぞれ0.2、0.02と設定した。

#### 3.2 化学反応モデル

再突入物体の淀み点状態での温度は、数万Kにも達する。酸素分子の解離特性温度は約50,000K、窒素分子は約110,000K程度であるから、流れ場内でこれらの解離反応やそれに付随する交換反応が進行する。特に、吸熱反応である窒素および酸素の解離反応が支配的であり、温度場に強く影響を与え、物体への加熱量は解離反応の進行に強く依存する。これらの解離反応を分子運動論的に取り扱うのであれば、反応断面積により衝突過程を再現しなければならない。しかし、空気化学反応における断面積データは著しく欠落しており、何らかのモデルの導入が必要不可欠となる。モデル化では、反応断面積を数個の調整パラメータを含めて定式化し、局所平衡を仮定して得られる巨視的応速度定数と修正アレニウス型の実験式の絶対値および温度依存性が整合するようにパラメータが決定される。その際、反応断面積に内部エネルギーの寄与を如何に再現するかで種々のモデルが考えられるが、モデリングの手法により流れ場内での熱的非平衡効果との連成により反応の進行の見積りに大きな影響を与えることになる。本論文では4種の解離反応モデルを仮定し解析をおこなった。以下に、それらのモデルの概略について述べる。

(1) Ross, Light & Schulerモデル<sup>[6]</sup>

剛体球分子の共線衝突を仮定し、反応には並進エネルギーのみが作用するとしたモデルである。巨視的には1温度反応速度定数(修正アレニウス則)に相当し、衝撃波背後の熱的非平衡な領域では、過大な反応性衝突頻度を見積もる危険性がある。

(2) Birdモデル<sup>[7]</sup>

このモデルは、Fowler-Guggenheimのスケアターム理論<sup>[8]</sup>を基礎に理論が組み立てられており、反応には並進エネルギーのみでなく、衝突対の全内部自由度も含めた全エネルギーが作用するとしている。しかし、その理論的根拠は乏しい。また、Birdモデルは陽に反応断面積を定義しておらず、弾性衝突内で反応が生起するとしており、反応性衝突確率が1を越える衝突が存在することがあり、その有効性の確認が安部<sup>[9]</sup>により指摘されている。

(3) 有効解離エネルギーモデル<sup>[10]</sup>

回転運動を伴う2原子分子のポテンシャル $U(r, J)$ は、一般には回転無し基底状態におけるポテンシャル $V(r)$ と回転による中心力項の和、すなわち式(1)で与えられる。

$$U(r, J) = V(r) + \frac{J(J+1)h^2}{8\pi^2\mu r^2} \quad (1)$$

その一例として、図3に酸素分子の有効ポテンシャル曲線を核間距離と回転量子数の関数として示す。図からもわかるように、回転量子数の増加とともに、遠心障壁の小ピークが形成されるようになる。ある回転量子数 $J$ のポテンシャル曲線に着目すると、その回転励起状態での解離エネルギーは、振動の基底準位から遠心障壁のピークまでのエネルギー差で与えられることになる。

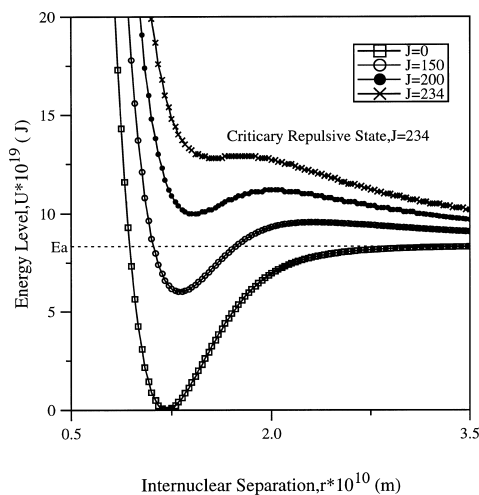


図3 酸素分子 $X^2\Sigma_g^-$ 状態における分子内ポテンシャルの回転エネルギー依存性

明らかに、解離エネルギーは回転量子数に依存し、 $J$ 値の増加とともに、見かけの解離エネルギーは減少することになる。この回転量子数に依存する解離エネルギーが $D_e$ :有効解離エネルギー<sup>[11]</sup>と呼ばれるものである。Jaffeは、解離への回転エネルギーの寄与を取り入れるために、この有効解離エネルギーを導入し、解離には振動エネルギーおよび並進エネルギーが作用するとして反応モデルを構築した。Jaffeモデルは、強衝突仮定を基に理論が組み立

てられており、振動エネルギーが基底状態であっても、解離反応を引き起こすのに十分な並進エネルギーを持つ衝突であれば、反応は進行することになる。極度に非平衡な状況下で強衝突の仮定が有効であるか疑問が残る。

(4) 振動エネルギー依存型解離モデル<sup>[11]</sup>

板倉・久保田により提案された解離反応モデルである。このモデルは、前述の有効解離エネルギーを導入するとともに、解離には振動エネルギーが解離極限近傍の特性エネルギー帯に励起された分子のみが寄与するとした弱衝突仮定を基に構築されている。その反応断面積は式(2)で与えられ、式中の数値的パラメータ $\sigma_{ref}$ は、適切な温度において1温度反応速度定数と一致するように決定される。式(2)の反応断面積より、振動および回転エネルギーに平衡分布を仮定し、分布関数による加重平均処理をすると、巨視的反應速度定数は並進、回転および振動温度の関数として式(3)で与えられる。

$$\sigma = 0 \quad \text{for } e_{tr} \leq D_e - e_{vib}$$

$$\sigma = \sigma_{ref} \left( 1 - \frac{D_e - e_{vib}}{e_{tr}} \right) \quad \text{for } e_{tr} > D_e - e_{vib} \cap e_{vib} > D_e - \hat{e} \quad (2)$$

$$K_f(T_r, T_{vib}, T_{rot}) = \sigma_{ref} \sqrt{\frac{8kT_r}{\pi\mu}} \frac{T_r}{T_r - T_{vib}} \frac{\exp\left(-\frac{D_e - \hat{e}}{kT_{vib}} - \frac{\hat{e}}{kT_r}\right) \exp\left(-\frac{D_e}{kT_{vib}}\right)}{\left(1 - \exp\left(-\frac{D_e}{kT_{vib}}\right)\right)} \quad (3)$$

以上の4モデルを採用して極超音速反応非平衡流の解析をおこなった。参考として、酸素分子の解離反応を例とした、各反応モデルにおける非平衡反応速度定数の温度依存性を図4に示す。なお、各モデルの熱的・化学的非平衡な条件下での詳細な基礎的特性については、参考文献[1]を参考にされたい。

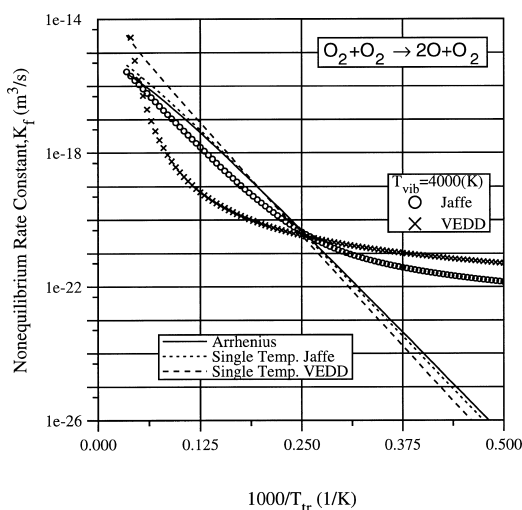


図4 酸素分子の解離反応における非平衡反応速度定数

解析において、衝撃波層内で想定した化学種は、窒素分子、酸素分子、窒素原子、酸素原子、酸化窒素の5成分とし、表2に示す解離反応15式および交換反応4式の合計19反応式を仮定した。比較的電離し易い酸化窒素イオンと電子を加えた7成分モデルも考えられているが、

本論文における飛行環境では、その生成濃度は極めて低いため考慮していない。また、解離の逆反応である3体衝突による再結合反応は低密度な環境下であるため省略した。これは、化学種の保存方程式を無次元化する際に現れるスケーリングパラメータのうち、再結合反応の項にかかるものは密度の自乗に比例し、低密度な環境では3体衝突の頻度は極めて低く、無視できるからである。

#### 4. 結果および考察

##### 4.1 淀み点流線上における流れ場の構造

図5に飛行速度6.4km/sにおける、淀み点流線上での温度分布および化学種濃度分布の解析結果を示す。

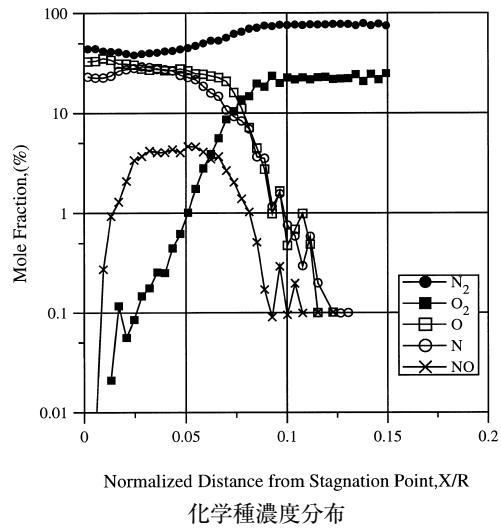
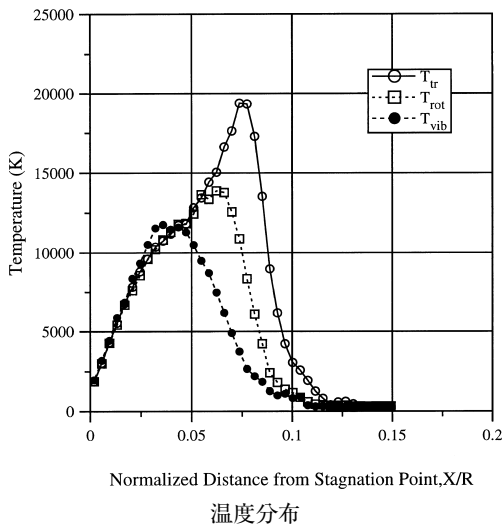
流れ場の環境は滑り流領域であり、温度分布からも衝撃波としての特性が明白に現れている。衝撃波背後には依然として熱的非平衡な領域が存在するが、淀み点から無次元距離で約0.05の範囲内では熱的平衡な状態が達成されている。

衝撃波背後の熱的非平衡な領域ではR,L & Sモデルが解離の進行は速く、並進温度の低下も著しいが、内部エネルギーの励起に従いJaffeモデルによる解離反応がR,L & Sモデルを卓越するようになり、並進、回転および振動温度はR,L & Sモデルより低下する。Birdモデルでは衝撃波直後の解離の進行は鈍いが、平衡状態へ緩和するに従い反応の進行はJaffeモデル的に速くなる。これは、Birdモデルが内部エネルギーを分子対の平均自由度として扱っているために、熱的非平衡性が強い領域において、

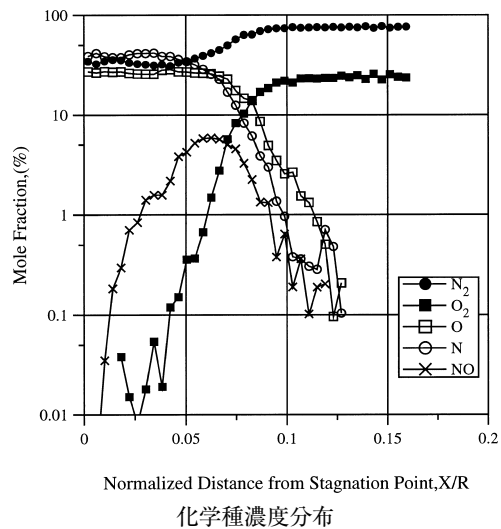
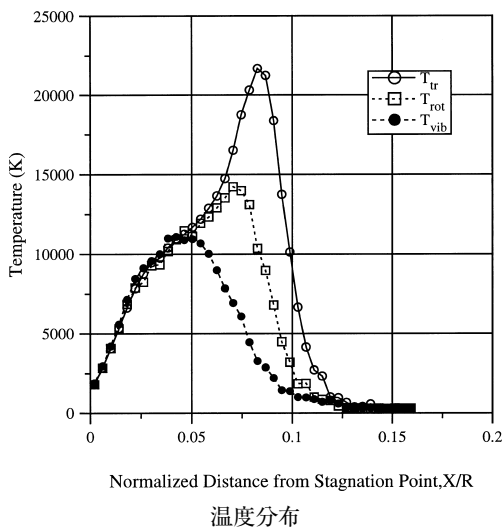
表2 5成分19反応モデル

	反応式
解離反応	$N_2 + M \rightarrow N + N + M$
	$O_2 + M \rightarrow O + O + M$
	$NO_2 + M \rightarrow N + O + M$
交換反応	$NO + O \leftrightarrow O_2 + N$
	$NO + N \leftrightarrow N_2 + O$

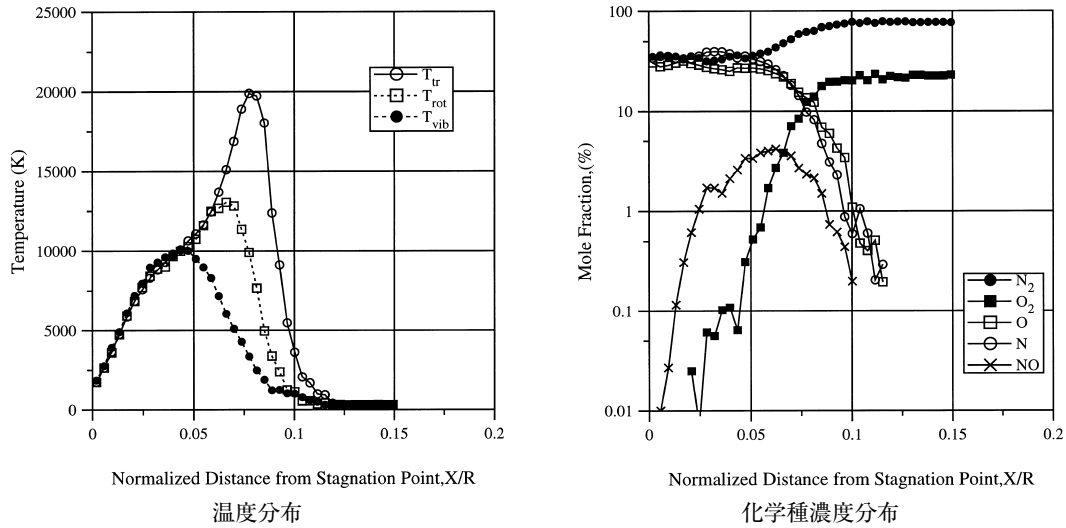
\* (M : N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N, O, NO)



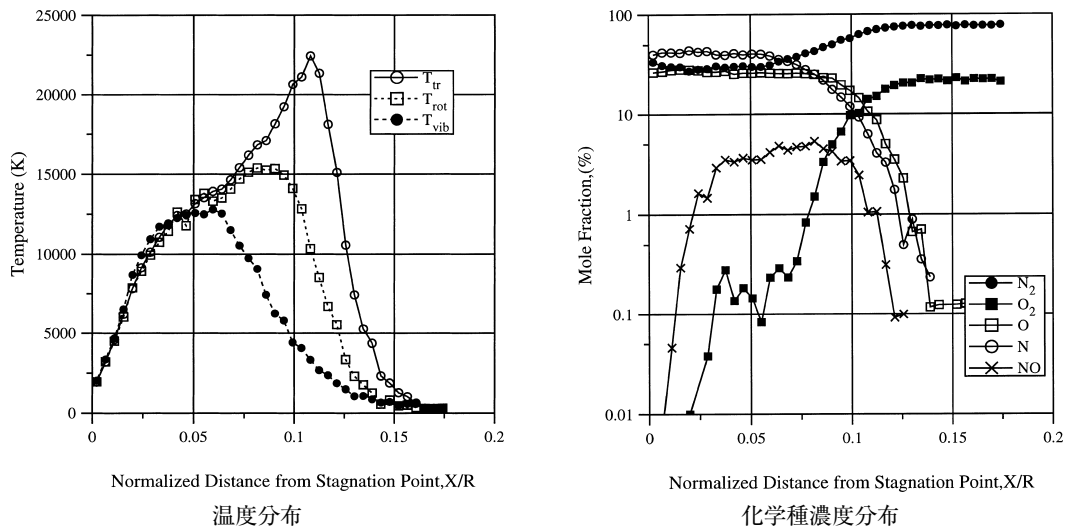
(1) R,L & Sモデル



(2) Birdモデル



(3) Jaffeモデル



(4) VEDDモデル

図5 淀み点流線上での温度分布および化学種濃度分布 ( $V_\infty=6.4\text{ km/s}$ )

反応性衝突頻度を過小評価してしまうためである。VEDDモデルでは、解離が振動励起状態に強く依存するため、反応の進行は全体的に緩慢であり、他の反応モデルに比べ並進、回転、振動温度ともに高い状態で推移している。また、解離反応における振動エネルギーの分担比率が高いVEDDモデルは、並進温度は衝撃波によって急激に立ち上がり高いピーク値を示すのに対し、振動温度は他のモデルに比べ緩やかに上昇する。

解離の進行とともに、交換反応が活発になり、流れ場内で酸化窒素が生成されるようになる。その分布形状には、モデルによる違いが観察されるが、濃度の最大値は5%程度であり、モデルによる差は僅かである。しかし、高温での酸化窒素は、強い輻射を発生することが知られており、輻射加熱（飛行速度が8 km/sを超えると輻射加熱が無視できなくなる）の考慮が必要になる状況下では、酸化窒素濃度の僅かな違いが、空力加熱量の見積りに影響を与える可能性がある。

#### 4.2 衝撃波離脱距離

まず、衝撃波離脱距離と密接に関係する、淀み点流線上での密度比分布を図6に示す。衝撃波と推定される位置で密度は緩やかに上昇し、衝撃波は不連続面としてではなく、有限の幅を持つ密度上昇として観察される。衝撃波は分子衝突層であり、連続流を仮定しても平均自由行程程度の厚さを有するから、大気希薄な環境下では、物体の代表長と平均自由行程は同程度となり、このような緩やかな密度上昇として観測される。また、淀み点近傍での密度は吸熱的な解離反応の効果により、一様流の100倍程度にまで上昇している。

図5の温度分布においても観察されるように、反応の進行と衝撃波の位置は密接に関係しており、衝撃波後流の並進温度、すなわち分子の熱運動の状態に強く依存し、解離反応の進行によるエネルギー消費が多いほど衝撃波は物体に近づく傾向がある。衝撃波位置が最も物体に近づくのはR.L & Sモデルであり、図5で観察される並進温度の低下に対応している。

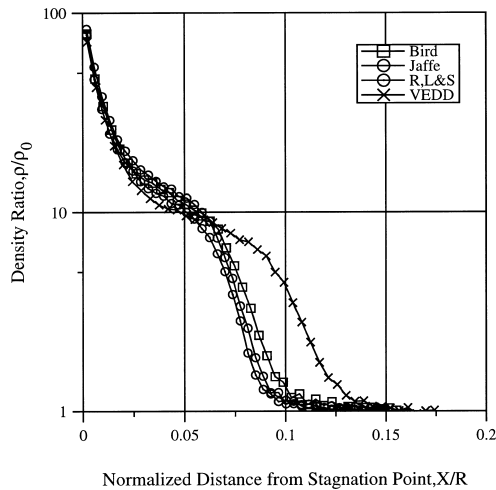


図6 淀み点流線上での密度比分布  
( $V_{\infty}=6.4\text{ km/s}$ )

このように、衝撃波の位置は衝撃波層内のエネルギー状態に強く依存し、衝撃波層内のエネルギー状態は化学反応、特に、吸熱反応である解離反応の進行度に強く影響を受けることになるため、衝撃波離脱距離は化学反応の進行度を表す一つの指標となり得る。そこで、Lobb<sup>[12]</sup>によって実験的に測定された衝撃波離脱距離と本解析により得られた衝撃波離脱距離について比較検討する。Lobbによる衝撃波離脱距離は、パリスティックレンジにより打ち出された直径0.5インチのナイロン球をシュリーレン法により撮影し、衝撃波離脱距離を求めている。シュリーレン法により撮影された写真の明度は密度勾配に比例する性質があるため、図6の密度比分布を数値的に微分し、そのピーク位置を解析結果による衝撃波位置とした。

図7に解析結果より得られた衝撃波離脱距離とLobbによるデータを示す。解析での物体形状および一様流条件は実験条件と同一である。なお、図中の点線は化学平衡を仮定したときの計算値である。実験データにばらつきが生じるのは避けられないが、無次元距離で約0.1前後を推移しているのがわかる。RL&Sモデルにより得られる衝撃波離脱距離は化学平衡計算値に近く、ほぼ同様な速度依存性を示している。BirdおよびJaffeモデルでは、速度の増加とともにRL & Sモデルによる計算値に近づき、実験データからのずれが激しくなる。しかし、VEDDモデルによる衝撃波離脱距離は、速度変化によって大きな影響を受けることなく、ほぼ一定値を示している。これは、淀み点温度が上昇しても、弱衝突の仮定により、解離反応の進行は振動励起状態によって制限されるためと考えられる。VEDDモデルによる衝撃波離脱距離は実験データより若干高めで推移しているが、速度依存性からしても実験値と良い一致を示している。

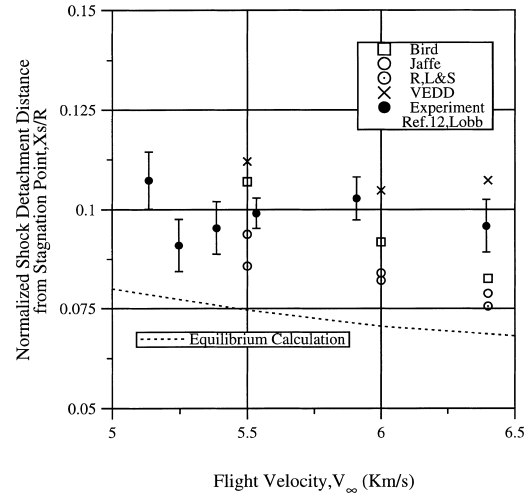


図7 衝撃波離脱距離の速度依存性

#### 4.3 球表面の空気力学的係数分布

図8に球表面の圧力係数分布を淀み点での値で規格化したものを示す。反応モデルはVEDDモデルである。図中の実験データはRose and Stark<sup>[13]</sup>によるものであり、実験条件は速度約4.0 (km/s)、高度約76 (km) に相当する環境下で、衝撃波管によりhemisphere-cylinderに対しておこなわれた実験である。

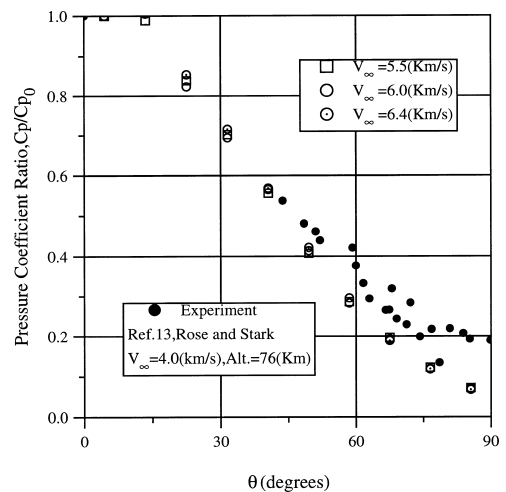


図8 球表面の圧力係数分布 (VEDDモデル)

角度60度前後までは実験値と同様な圧力係数分布を示すが、90度に近づくにつれて、実験値とのずれが大きくなっている。これは、実験がhemisphere-cylinderに対して行われたものであり、円柱部分の干渉が影響しているものと考えられる。

図9には、球表面の熱伝達係数を淀み点での値で規格化したものを示す。反応モデルはVEDDモデルを採用している。図中の実験データはBoylan<sup>[14]</sup>によるもので、作動流体は窒素、一様流マッハ数21.3、圧力0.21 (Kpa)の条件で測定されている。実験条件が若干異なり、実験点も少なく参考程度であるが、淀み点熱伝達係数に対する比は良く一致している。

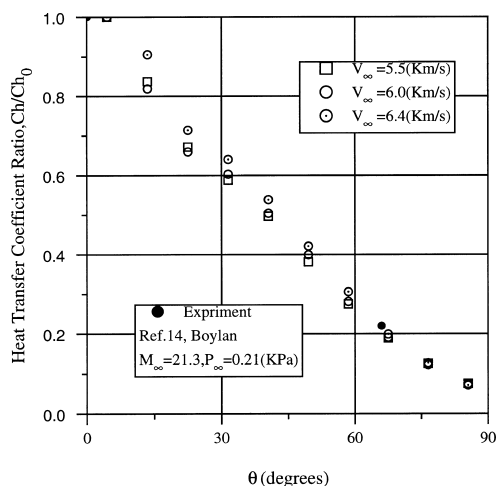


図9 球表面の熱伝達係数分布 (VEDDモデル)

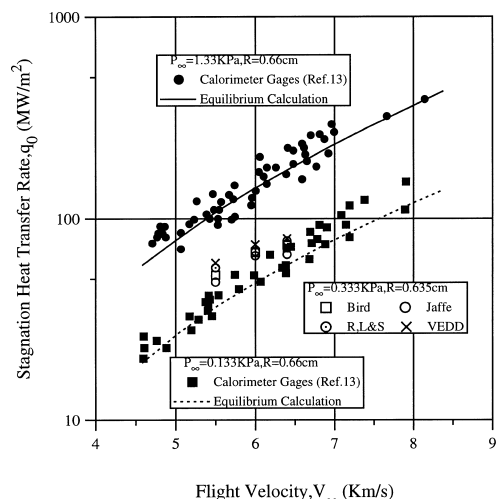


図10 淀み点への空力加熱量

#### 4.4 淀み点への空力加熱量

図10に各反応モデルによる、淀み点へ空力加熱量の速度依存性を示す。図には文献 [13] による淀み点への空力加熱量の実験データが示されている。実験は、半径 0.66 (cm) のhemisphere-cylinderに対して、一様流圧力0.133 (KPa) および1.33 (KPa) で実施されている。本解析における一様流圧力は0.33 (KPa) であるが、球半径はほぼ同じであり、比較の対象に十分なり得る。

解析結果は、実験による0.133 (KPa) と1.33 (KPa) での値の間に分布し、計算の妥当性が確認できる。全速度域においてJaffeモデルによる加熱量は他のモデルより少なく見積もられており、解離反応の進行度に対応した結果が得られている。全体的に、解析結果による空力加熱量は、速度の上昇とともに実験データよりも低く見積もる傾向があり、壁温度や触媒性等の境界条件をより深く考慮した解析が必要になることを示唆している。

### 5. 結 言

希薄な環境下における衝撃波背後では、並進エネルギー

に追従する形で内部エネルギーの緩和が進み、解離反応モデルの有する性質により反応進行度の見積りに著しい差異が生じ、化学種の濃度分布のみならず、並進、回転および振動温度場の構造にも大きく影響を与えることが確認された。このような温度や化学種分布の見積り相違は、今後、電子励起や輻射を考慮した解析を実施するばあい、特に重要になると考えられる。

衝撃波離脱距離は衝撃波層内でのエネルギー状態に強く依存するため、反応の進行度を表す一つの指標となり得る。実験データと解析結果との比較において、VEDDモデルによる衝撃波離脱距離は実験データと良く一致し、速度依存性も同傾向にあり、その有効性が確認された。R.L & S,BirdやJaffeモデルは、実験データからのずれが大きく、解離反応を過大評価する傾向がある。

物体に働く空力係数分布は、実験値との比較において良好な一致を示し、半球の様な単純な形状の物体に限定すれば、DSMC法による推算は十分有効であるといえる。

物体への空力加熱量は、物体近傍での温度場の構造に強く依存し、解離反応の進行と密接に関連している。淀み点での空力加熱量計算においても、化学反応モデルの影響が顕著に現れており、加熱量推算における反応進行度の見積りの重要性を再確認した。また、実験値との類推からは、比較的妥当な結果が得られたが、空力加熱量の速度依存性については、ずれが大きく、他の要因(壁温、壁面での触媒性、分子反射形態およびエネルギー適応性)も含めた総合的な解析が必要であると思われる。

### 参考文献

- [1] 板倉嘉哉, 久保田弘敏: 弱衝突仮定に基づく解離反応モデルの構築, 千葉大学教育学部研究紀要, 第45巻III (1997), pp. 113~125.
- [2] G.A. Bird: Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Clarendon Press, Oxford, 1994.
- [3] K. Koura: Null-Collision Technique in Direct-Simulation Monte Carlo Method, *Physics of Fluids*, 29 (1986), p. 3509-3511.
- [4] G.A. Bird: *Monte-Carlo Simulation in an Engineering Context*, *Rarefied Gas Dynamics* (ed. S.S. Fisher), 1, 1981, pp. 239-255.
- [5] P.S. Larsen, C. Borgnake: Statistical Collision Model for Monte Carlo Simulation of Polyatomic Gas Mixture, *Journal of Computational Physics*, 18 (1975), pp. 405-420.
- [6] J. Ross, J.C. Light, K.E. Schuler, *Kinetic processes in gases and plasmas* (ed. A. R. Hochstim), Academic Press, 1969.
- [7] G.A. Bird: *Simulation of Multi-Dimensional and Chemically Reacting Flows*, *Rarefied Gas Dynamics* (ed. R. Camparque), Vol. 1 (1979), pp. 365-388.
- [8] R.H. Fowler, E.A. Guggenheim, Statistical Thermodynamics, 1939.
- [9] 安部隆士: 空力制動型衛星に関する希薄気体力学, *日本航空宇宙学会誌*, 39 (1991), pp. 352-359.



- [10] R.L. Jaffe: Rate Constants for Chemical Reactions in High-Temperature Nonequilibrium Air, AIAA-85-1038.
- [11] H.O. Pritchard: Why Atoms Recombine More Slowly as the Temperature Goes Up, Accounts of Chemical Research, 9 (1976), pp. 99-105.
- [12] R.K. Lobb: Experimental Measurement of Shock Detachment Distance on Spheres Fired in Air at Hyper Velocities, The High Temperature Aspects of Hypersonic Flow, AGARD graph 68, 1964, pp. 519-527.
- [13] P.H. Rose, W.I. Stark: Stagnation Point Heat-Transfer Measurements in Dissociated Air, Journal of The Aeronautical Science, February, 1958, pp. 86-97.
- [14] D.E. Boylan: Laminar Convective Heat-Transfer Rates on a Hemisphere Cylinder in Rarefied Hypersonic Flow, AIAA Journal, 9 (1971), pp. 1661-1663.