

超軌道速度飛行体の輻射加熱環境に関する研究

大 津 広 敬

超軌道速度飛行体の  
輻射加熱環境に関する研究

大津 広敬

# 目次

第1章 序論	1
1.1 超軌道速度飛行体の飛行環境の特徴	1
1.2 空力加熱率の解析の必要性	2
1.3 輻射加熱率の解析手法の問題点	3
1.3.1 実験的手法	3
1.3.2 数値的手法	4
1.4 熱化学モデルの現状	5
1.4.1 化学反応モデル	5
1.4.2 温度モデル	6
1.5 本研究の目的	6
第2章 解析モデル	11
2.1 支配方程式	11
2.1.1 粘性項	14
2.1.2 生成項	15
2.2 化学反応モデル	16
2.3 緩和過程	17
2.3.1 並進-振動緩和	18
2.3.2 解離によって失われる振動エネルギー	19
2.3.3 電子-重粒子緩和	20
2.3.4 Electron Impact Ionization	20
2.4 アブレーション	21
2.4.1 酸化によるアブレーション	22
2.4.2 昇華によるアブレーション	22
2.5 境界条件	23
2.5.1 圧力	23
2.5.2 各化学種の質量分率	23
2.5.3 表面温度	24
第3章 数値計算法	29
3.1 AUSMスキームの導出	30
3.1.1 AUSMDVスキーム	32

3.2	多次元問題への拡張	33
3.3	化学反応に伴う問題	36
3.3.1	Point Implicit method	36
3.3.2	Diagonal Implicit method	37
3.4	輻射解析パッケージ SPRADIAN	38
第4章	数値解析コードの検証	39
4.1	円柱周りの流れ	39
4.1.1	流れ場全体の比較	40
4.1.2	緩和モデルの影響	40
4.2	OREX	41
4.2.1	OREXの前面の流れ	42
4.2.2	触媒性の影響	42
4.2.3	飛行実験との比較	42
第5章	結果および考察	45
5.1	軌道に沿った MUSES-C の飛行環境	45
5.1.1	淀み線上の温度分布	45
5.1.2	淀み線上の化学種の分布	46
5.1.3	対流加熱率履歴	47
5.1.4	輻射加熱率履歴	47
5.2	MUSES-C 全機まわりの流れ	47
5.2.1	圧力分布	48
5.2.2	速度ベクトル分布	48
5.2.3	対流加熱率分布	48
5.2.4	並進温度分布	49
5.2.5	振動-電子温度分布	49
5.3	振動-電子温度を決定する機構	49
5.3.1	解離によって失われるエネルギー	50
5.3.2	Electron Impact Ionization によって失われるエネルギー	51
5.4	計算領域の影響	52
5.5	アブレーションの影響	53
5.5.1	酸化が支配的な場合	53
5.5.2	昇華が支配的な場合	54
5.6	全機周りの輻射加熱率の分布	54
5.6.1	スペクトル分布	54
5.6.2	緩和モデルの影響	54
5.6.3	アブレーションの影響	55
第6章	結論	57

# 目 次

1.1	MUSES-Cの再突入軌道に沿った、再突入カプセルの淀み点における対流・ 輻射加熱率の履歴	70
1.2	アブレーターの概略図	71
1.3	MUSES-Cの軌道と熱化学モデルの関係	72
4.1	実験によってえられた干渉縞	73
4.2	円柱まわりの計算格子 $30 \times 50$	74
4.3	実験と数値計算との比較 ( $\bar{c}_s = 0.3$ )	75
4.4	実験と数値計算との比較 ( $\bar{c}_s = 0.5$ )	76
4.5	実験と数値計算との比較 ( $\bar{c}_s = 0.8$ )	77
4.6	淀み線上の並進、振動-電子温度分布 ( $\bar{c}_s = 0.3$ )	78
4.7	淀み線上の並進、振動-電子温度分布 ( $\bar{c}_s = 0.5$ )	79
4.8	淀み線上の並進、振動-電子温度分布 ( $\bar{c}_s = 0.8$ )	80
4.9	淀み線上の窒素分子の分布	81
4.10	淀み線上の窒素原子の分布	82
4.11	各緩和過程の振動-電子エネルギーへの寄与	83
4.12	OREXの形状	84
4.13	OREXまわりの計算格子 $30 \times 50$	85
4.14	OREX前面の圧力分布	86
4.15	OREX前面の表面圧力の分布	87
4.16	OREX前面の並進温度分布	88
4.17	OREX前面の振動-電子温度分布	89
4.18	淀み線上の並進、振動-電子温度分布	90
4.19	淀み線上の化学種の分布 (非触媒壁)	91
4.20	淀み線上の化学種の分布 (完全触媒壁)	92
4.21	OREX前面における熱流束分布	93
5.1	MUSES-Cの形状	94
5.2	MUSES-Cの全機周りの計算格子 (全体)	95
5.3	MUSES-Cの全機周りの計算格子 (前面)	96
5.4	淀み線上における並進、振動-電子温度分布, $t = 80\text{sec.}$	97
5.5	淀み線上における並進、振動-電子温度分布, $t = 90\text{sec.}$	98
5.6	淀み線上における並進、振動-電子温度分布, $t = 100\text{sec.}$	99
5.7	淀み線上における並進、振動-電子温度分布, $t = 110\text{sec.}$	100

5.8	淀み線上における並進、振動-電子温度分布, $t = 120 \text{ sec}$	101
5.9	淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ), $t = 80 \text{ sec}$	102
5.10	淀み線上における化学種の分布 ( $N^+, O^+, N_2^+, O_2^+, NO^+$ ), $t = 80 \text{ sec}$	103
5.11	淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ), $t = 90 \text{ sec}$	104
5.12	淀み線上における化学種の分布 ( $N^+, O^+, N_2^+, O_2^+, NO^+$ ), $t = 90 \text{ sec}$	105
5.13	淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ), $t = 100 \text{ sec}$	106
5.14	淀み線上における化学種の分布 ( $N^+, O^+, N_2^+, O_2^+, NO^+$ ), $t = 100 \text{ sec}$	107
5.15	淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ), $t = 110 \text{ sec}$	108
5.16	淀み線上における化学種の分布 ( $N^+, O^+, N_2^+, O_2^+, NO^+$ ), $t = 110 \text{ sec}$	109
5.17	淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ), $t = 120 \text{ sec}$	110
5.18	淀み線上における化学種の分布 ( $N^+, O^+, N_2^+, O_2^+, NO^+$ ), $t = 120 \text{ sec}$	111
5.19	淀み線上における電子数密度分布 ( $t = 90 \text{ sec}$ )	112
5.20	各電離反応の電子数密度分布への寄与	113
5.21	対流加熱率履歴の比較	114
5.22	輻射加熱率履歴の比較	115
5.23	MUSES-C 全機周りの圧力分布	116
5.24	MUSES-C 前面の圧力分布	117
5.25	MUSES-C 全機周りの表面圧力分布	118
5.26	MUSES-C の背面における表面圧力分布	119
5.27	MUSES-C 後流における速度ベクトル分布	120
5.28	MUSES-C 全機周りの対流加熱率分布	121
5.29	MUSES-C 背面における対流加熱率分布	122
5.30	MUSES-C 全機周りの対流加熱率分布 (輻射平衡壁条件)	123
5.31	MUSES-C 背面における対流加熱率分布 (輻射平衡壁条件)	124
5.32	MUSES-C 全機周りの表面温度分布	125
5.33	MUSES-C 全機周りの並進温度分布	126
5.34	MUSES-C 前面の並進温度分布	127
5.35	MUSES-C 全機周りの振動-電子温度分布	128
5.36	MUSES-C 前面の振動-電子温度分布	129
5.37	各緩和過程の振動-電子エネルギーへの寄与	130
5.38	淀み線上における並進温度分布への $\bar{e}_s$ の影響	131
5.39	淀み線上における振動-電子温度分布への $\bar{e}_s$ の影響	132
5.40	淀み点における輻射加熱率への $\bar{e}_s$ の影響	133
5.41	淀み線上における振動-電子温度分布への電離ポテンシャルの影響	134
5.42	計算領域が背面の輻射加熱率に及ぼす影響	135
5.43	カプセル表面における吹き出し量と吹き出し速度の分布 (酸化が支配的な場合)	136
5.44	淀み線上における炭素系化合物の分布 (酸化が支配的な場合)	137
5.45	淀み点における炭素系化合物からのスペクトル分布 (酸化が支配的な場合)	138
5.46	カプセル表面における吹き出し量と吹き出し速度の分布 (昇華が支配的な場合)	139
5.47	淀み線上における炭素系化合物の分布 (昇華が支配的な場合)	140

5.48	淀み点におけるスペクトル分布の比較 . . . . .	141
5.49	カプセルの淀み点におけるスペクトル分布 . . . . .	142
5.50	カプセルの肩の部分におけるスペクトル分布 . . . . .	143
5.51	カプセルの背面におけるスペクトル分布 . . . . .	144
5.52	熱化学モデルが MUSES-C 全機周りの輻射加熱率分布に及ぼす影響 . . . .	145
5.53	アブレーションが MUSES-C 全機周りの輻射加熱率分布に及ぼす影響 . . .	146
5.54	後流における炭素系化合物の分布 . . . . .	147
5.55	背面におけるスペクトル分布の比較 . . . . .	148
5.56	カプセルの肩の部分におけるスペクトル分布の比較 . . . . .	149



## 第1章 序論

### 1.1 超軌道速度飛行体の飛行環境の特徴

現在、宇宙科学研究所では、小惑星サンプリリターン計画 MUSES-C が進められている<sup>1,2)</sup>。この計画では、小惑星のサンプルを回収し、地球に帰還する際の再突入軌道が、通常よく用いられる軌道と大きく異なる。NASA のスペースシャトルや、日本の HYFLEX、OREX といった再突入ミッションでは、地球の周回軌道からの再突入を行っている。これらに対して、MUSES-C では、惑星間軌道からの直接再突入を行う予定である。これは、地球周回軌道に投入するためのシステムを簡略化でき、再突入カプセルを小型・軽量化できるという点で、次世代の再突入飛行ミッションの技術として注目されており、NASA でも同様の計画が進められている。

しかし、惑星間軌道からの直接再突入を行うと、その再突入速度は非常に大きなものとなり、12km/s 程度になることが予想されている。これは、地球周回軌道からの再突入速度である 8km/s に比べて非常に大きい。このような非常に速い速度での再突入は、再突入カプセル前方に非常に強い衝撃波を形成する。その衝撃波背後では、温度は約 70000K にも達し、それに伴って再突入カプセル前面に形成される高温の衝撃層では、解離反応だけでなく、地球周回軌道からの再突入ではほとんど起きない電離反応も活発に起きることが予想される。このように非常に速い再突入速度のために、再突入カプセルに対する加熱率も非常に大きなものになることが予想されている。図 1.1 に、再突入カプセルの淀み点における対流・輻射加熱率を MUSES-C の再突入軌道に沿って、推算を行ったものを示す。対流加熱率の推算には、次の式を用いた<sup>3)</sup>。

$$\begin{aligned} \dot{q}_{con} &= \frac{11030}{\sqrt{R_n}} \left( \frac{\rho_\infty}{\rho_{SL}} \right)^{0.5} \left( \frac{U_\infty}{U_{CO}} \right)^{3.05} [W/cm^2] \\ \rho_{SL} &= 1.224[kg/m^3], U_{CO} = 7950[m/s] \end{aligned} \quad (1.1)$$

ここで、 $R_n$  は鈍頭半径で、単位は  $m$  である。また、輻射加熱率の推算には Tauber の式を用いた<sup>4)</sup>。具体的には以下のように表される。

$$\begin{aligned} \dot{q}_{rad} &= 4.736 \times 10^4 R_n^a \rho^{1.22} f(U_\infty) [W/cm^2] \\ a &= 1.072 \times 10^6 U_\infty^{-1.88} \rho^{-0.325} \end{aligned} \quad (1.2)$$

ここで、 $f(U_\infty)$  は表 1.1 で与えられる。この式は、熱化学平衡を仮定して導かれた式である。この推算結果によると、特に注目すべき点として輻射加熱率が、比較的大きいことが



あげられる。そのため、MUSES-Cの熱防衛システムの設計には、対流加熱率、輻射加熱率ともに考慮する必要がある。

このような超軌道速度で再突入することによる非常に高い対流加熱率を低減するために、MUSES-Cではアブレターを用いる予定である。アブレターの概略図を図1.2に示す。アブレターは、炭素、水素、酸素の化合物によって構成されており、再突入カプセルに対する加熱によって、カプセル表面の耐熱材の内部が化学反応を起こす。その結果、全く反応が起きていない層 (Virgin Layer) と、炭素、水素、酸素の化合物からなる、いわゆる、パイロガスを生じる層 (Pyrolysis Layer) と、水素、酸素が消費され完全に炭化してしまった層 (Char Layer) の3つに分けられる。この完全に炭化した層は、主にグラファイトから構成されており、このグラファイトと酸素分子および原子との酸化反応等によって生じる化合物の中には、高温で非常に強く発光するものもあるために、輻射加熱率に大きな影響があると危惧されている。

## 1.2 空力加熱率の解析の必要性

このように、空力加熱率が非常に高い値となる飛行環境に対する再突入カプセルの熱防衛系の設計には、その加熱率をどれだけ正確に予測できるか、あるいは、加熱率が解析に用いられるモデルによって、どの程度変化するかを予測することが重要であると考えられる。

空力加熱率は上でも述べたように、対流加熱率と輻射加熱率に分けられる。対流加熱率は、カプセル表面近傍における温度分布と化学種の分布に強く依存している。一般に、カプセル表面の温度は主流に比べて低い。それに伴って、カプセル表面近傍の密度が上昇するために、カプセル表面近傍の流れ場、いわゆる、境界層内の流れ場は、熱的にも化学的にもほぼ平衡になっていると考えられている。そのため、対流加熱率は、解析に用いられるモデルの影響をあまり受けないと考えられる。実際、対流加熱率に関しては、表面の触媒性を考慮した数値解析も行われており、概ね、経験式によって得られた値よりも低くなるということが確認されている<sup>5,6)</sup>。

一方、輻射加熱率は、衝撃層内の空気に関する化合物や、アブレーションによって生じる化合物などの化学種の分布だけでなく、それぞれの化学種の内部エネルギー状態に強く依存していると考えられている。そのため、輻射加熱率は、対流加熱率とは異なり、壁面近傍だけでなく、衝撃層内全体の分布に依存していると考えられる。図1.3に、飛行環境と熱化学モデルの関係を図に示す<sup>7)</sup>。この図から MUSES-Cの飛行環境は、再突入軌道に沿って大きく変わる事がわかる。本研究で対象としている MUSES-Cの再突入軌道では、その輻射加熱率が最大値をとると予想されている高度が高く、密度が低いために、分子、原子および電子間の衝突があまり活発に起きず、各内部エネルギー間のエネルギー交換が十分に行われないことが予想される。その結果、衝撃層内は、いわゆる「熱的非平衡状態」になることが予想される。そのため、この非平衡状態から平衡状態への緩和過程に関するモデルや、それに伴うパラメータが輻射加熱率の予測には重要だと考えられる。この熱的・化学的非平衡性を記述するモデルはいくつか提唱されており、そのモデルを用いた解析結果は、飛行実験による計測結果と比較的良好一致を示している。

しかし、そのモデルの多くは、地球周回軌道からの再突入飛行環境の予測を目的に作成されている。そのため、MUSES-Cの飛行環境の予測に適用する場合には、適用範囲外であることもあり、温度などを「外挿」して用いなければならないことも多い。また、超軌道速度飛行体の飛行環境の予測への適用例が少ないこともあり、そのような熱化学モデルの有効性を検証する必要があると考えられる。このことが、MUSES-Cの飛行環境における輻射加熱率の予測を難しくしている。

### 1.3 輻射加熱率の解析手法の問題点

このような輻射加熱率の予測を行うためには、実験的手法と数値的手法が考えられる。それぞれの手法に関する問題点に関して概観する。

#### 1.3.1 実験的手法

このような高エンタルピー流の実験装置の代表的なものには、衝撃波管、衝撃風洞、アーク風洞があげられる。それぞれの手法について概略を述べる。

##### 衝撃波管

衝撃波管に関しては、自由ピストン2段膜衝撃波管を用いた実験が主に行われている。このタイプの衝撃波管は、高圧管、圧縮管、中圧管、低圧管から構成されている。より強い衝撃波を発生させるためには、いわゆる高圧部に、高温・高圧の状態を作る必要がある。そのために、圧縮管内にピストンを挿入し、それを圧縮管内で駆動する事によって、高温・高圧状態を作り出している。また、隔膜を2つ用意する事により、反射衝撃波が形成され、より高温・高圧の状態を作り出す事が可能になり、実際の飛行条件に近い衝撃波を作ることができる。その衝撃波背後の物理量に関して、光学計測を行った結果が報告されている<sup>8,9)</sup>。しかし、その衝撃波管の径が比較的小さいことと、計測に用いる事のできる時間がマイクロ秒のオーダーと非常に短いという問題がある。

##### 衝撃風洞

衝撃風洞は、上に述べたような手法を用いて得られた高エンタルピー状態の貯気槽状態をオリフィスを通して急激に膨張させて、高速の流れ場を作る実験装置である<sup>10,11)</sup>。この装置では、気流の持続時間は衝撃波管に比べて長く、ミリ秒のオーダーであり、比較的大型の装置を作る事が可能で、模型を用いた実験に適している。しかし、急速に膨張させて流れを作り出すために、その流れ場は、化学反応がほとんど進まない、いわゆる凍結流となる。そのため、支配的な化学種は分子ではなく、原子に解離したままであることが多い。また、同じ理由で、内部エネルギー間の緩和が進まないために、並進温度は膨張によって急激に減少するが、振動温度が高い温度を保ったままの熱的非平衡状態となっている。そ

のため、衝撃風洞によって形成される主流条件は、実際の飛行環境とは大きく異なるという問題がある。

### アーク風洞

アーク風洞は、高エンタルピー状態を作り出すために、アーク放電を用いたものである。持続時間はこれらの手法の中でもっとも長く、秒のオーダーである。大出力のアークプラズマの発生方式によって、Huels型、分割式コンストリクタ型、またその両者のハイブリッド型に分けられる<sup>12)</sup>。しかし、これらの装置によって生成された流れ場も、急激な膨張によって形成されているために、衝撃風洞と同様に上流の条件が既に熱的非平衡となっており、化学種の分布も大きく異なるために、実際の飛行環境を模擬するという目的には適さない。

### 1.3.2 数値的手法

以上のように、現存の実験装置では、MUSES-Cの飛行環境を模擬することは非常に困難である。実験の手法にくらべて、数値的手法、即ち、数値シミュレーション (Computational Fluid Dynamics; CFD) を用いた方法は、流れ場の条件を自由に設定できるという点で非常に有効である。しかし、CFDによる解析結果は、その解析に用いた熱化学モデルやそのモデルに用いられているパラメータに強く依存すると考えられる。そのため、どのようなモデルが適切であるか、また、適切なパラメータの値の決定には、実験などによる検証が必要であり、得られた結果に対して十分な検討が必要である。

数値解析手法には、直接 Navier-Stokes 方程式を解くという手法と、Navier-Stokes 方程式に Viscous Shock Layer 近似 (VSL 方程式)<sup>13)</sup> を施したものを支配方程式として扱う手法がある。

VSL 方程式は、Navier-Stokes 方程式に対して、レイノルズ数パラメータ  $\epsilon$

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\mu(T_{ref})}{\rho_\infty U_\infty R_n}}, \quad T_{ref} = \frac{U_\infty^2}{C_{p,\infty}} \quad (1.3)$$

に関して、2次精度を持っている。この手法は、衝撃波背後のみを解く、いわゆる、Shock-Fitting 法である。そのため、淀み線上のみの解析を行うことが可能で、計算は比較的短時間で実行することができる。しかし、Shock-Fitting 法であるがゆえに、衝撃波の形状は衝撃層内の流量バランスにより修正しながら決定される。そのため、複雑な形状への適用は非常に難しく、再突入カプセルの肩の部分や、機体背面などの領域の解析は非常に困難である。輻射加熱率は、再突入カプセルの肩や背面で値が大きくなる危険性が指摘されており、実機の熱防御系の設計には、そのような領域での輻射加熱率の解析が求められている。そのため、VSL 方程式はカプセルの肩や背面の部分を含んだ領域の解析には適さないと考えられる。

一方、Navier-Stokes 方程式を直接解くという手法も、近年のコンピュータの発達により、活発に行われてきている。しかし、本研究で対象としている飛行環境では、カプセル前面

に形成される非常に強い衝撃波や、カプセルの肩の部分に生じると考えられる強い膨張波などに伴う不連続面が生じる。このような不連続面を生じる流れ場の解析は非常に困難であることが知られている。また、熱的・化学的非平衡性を考慮した支配方程式を解くためには、考慮すべき方程式の数が増えるために、完全気体の Navier-Stokes 方程式を解く場合に比べて計算プログラムも非常に複雑になり、計算時間も大幅にかかることも問題である。

また、VSL 方程式、Navier-Stokes 方程式のどちらの解析にも、激しい化学反応に伴う問題がある。これは、解離および電離反応が急激に進むと、それらの反応に熱が奪われる。そのため、衝撃層内の温度が急激に減少し、それに伴って衝撃層内の物理量が急激に変化する。これが、しばしば計算上の不安定性を引き起こすために、計算そのものがうまくいかないという問題がある。

## 1.4 熱化学モデルの現状

輻射加熱率は、気体の内部エネルギー状態に強く依存している。気体の内部エネルギー状態は、内部エネルギー間の緩和過程によって決定される。そのため、様々な緩和過程に関するモデルやパラメータなどの、いわゆる熱化学モデルに強く依存していると考えられる。MUSES-C の飛行環境は、その経路に沿って大きく変わるために、その飛行環境の予測には、できるだけ適用範囲の広いモデル、即ち、熱的にも化学的にも非平衡性を考慮したモデルが求められる。

解析に用いるモデルは、大きく分けて、化学反応に関するモデルと各化学種の内部エネルギー状態をどのように記述するかを決定する温度モデルの2つに分けられる。それぞれについて、簡単に紹介する。

### 1.4.1 化学反応モデル

#### Kang-Dunn モデル

1960年代に、アメリカではアポロ計画などの飛行環境の解析のために、衝撃波管を用いた実験が数多く行われ、多くの化学種の化学反応定数が求められた。その結果をもとに、空気に関する化学種に関連した26化学反応式に関して、化学反応速度定数がまとめられた<sup>14)</sup>。Kang-Dunn モデルでは、基本的に熱的平衡を仮定しており、反応速度定数は並進温度のみで評価されている。そのため、熱的非平衡性を考慮したモデルへの適用には適していないと考えられる。また、行われた実験での衝撃波背後の温度は概ね10000K程度と低く、MUSES-Cの飛行環境とは大きく異なることも問題である。

#### Park モデル

Kang-Dunn モデルを発展させたものに Park モデルがある<sup>15)</sup>。このモデルでは、分子の解離反応に関して、分子の内部エネルギー状態を考慮するために、反応速度定数の計算に

並進温度  $T$  と振動温度  $T_{vib}$  との平均温度  $T_a$  を用いて評価した<sup>19)</sup>。 $T_a$  は以下の式で評価される。

$$T_a = T^{1-n} \times T_{vib}^n \quad (1.4)$$

ここで、 $n$  は 0.3 から 0.5 程度の値である。

また、逆反応の反応速度定数  $k_b$  は、正反応の反応速度定数  $k_f$  と平衡定数  $K_{eq}$  を用いて次のように評価される。

$$k_b = \frac{k_f}{K_{eq}} \quad (1.5)$$

平衡定数を用いる事により、熱的・化学的平衡となっている領域の化学種の分布をより正確に再現する事ができる。しかし、Park モデルにおいても、Kang-Dunn モデルと同様に、飛行速度が比較的遅い領域、即ち、温度が低い領域での実験結果をもとに作成されており、また、そのような飛行環境の解析を目的に作成されているために、本研究で対象としているような、飛行速度が速い領域での解析に用いるためには注意が必要であると考えられる。

## 1.4.2 温度モデル

### 1 温度モデル

再突入軌道において高度が比較的低い飛行環境では、密度が比較的高い、即ち、分子の数密度が多いために、分子や原子間の衝突が十分に起こり、内部エネルギーは十分早く緩和すると考えられる。その場合、気体の内部エネルギーは、分子および原子の並進温度で記述する事ができる。つまり、温度に関して、並進温度のみで扱うことができる。このような温度モデルを、1 温度モデルといい、このモデルでは、熱的非平衡性は考慮されていないことになる。

### 多温度モデル

再突入軌道において高度が比較的高い飛行環境では、密度が比較的小さいために、分子や原子、電子間の衝突が十分に起きない。そのため、並進、回転、振動、電子励起、電子エネルギー間のエネルギー交換が遅れる。その結果、それぞれのエネルギーは、特有の温度で扱う必要がある。このようなモデルを多温度モデルといい、並進、振動温度の 2 つで記述する 2 温度モデルや、2 温度モデルに電子温度を加えた 3 温度モデルなどがある。これらのモデルを用いて、熱的非平衡性を考慮した計算を行う事によって、RAM-C や FIRE などの再突入飛行実験の飛行環境を再現する事に成功している<sup>28,16)</sup>。

## 1.5 本研究の目的

以上で述べたように、様々な熱化学モデルが提唱されており、飛行実験などを通して、確立されてきている。しかし、その対象としている飛行条件が、MUSES-C の飛行条件とく

らべて大きく異なるために、これらのモデルが MUSES-C の飛行条件の解析に適しているのかどうか検討をする必要がある。

現段階では、検証を行う実験そのものが不十分あるいは不可能なために、輻射加熱環境を予測するためには、現在提唱されている熱化学モデルを使わなければならない。しかし、熱化学モデルのどの部分に強く依存しているのかを調べる必要がある。これは、工学的な見地からすれば、様々なモデル、パラメータによって、輻射加熱率がどの程度変化するかということ予測することにほかならない。

そこで、本研究の目的は、

1. 輻射加熱率の上限・下限の予測
2. 緩和過程の理解
3. 数値解析コードの開発
4. 全機まわりの輻射加熱率の予測

となる。この4つの目的のうち、1,4は、実際の設計において重要である。2は、輻射加熱率は各化学種の内部エネルギーに強く依存しているために、1および4の結果の理解に重要である。また、3に関しては、Navier-Stokes 方程式を支配方程式とした数値解析コードの開発を行った。Navier-Stokes 方程式を用いた圧縮性流体の解析には、Flux Difference Splitting スキーム (FDS) と Flux Vector Splitting スキーム (FVS) の2つがよく用いられる。FDS スキームを元にした計算スキームには、Roe スキーム<sup>20)</sup>、Yee's Symmetric TVD スキーム<sup>21)</sup>などがあり、衝撃波を伴う流れ場の解析によく用いられよい結果を残している。これらのスキームは、接触面や境界層などの現象を正確に再現する事ができる。しかし、FDS スキームでは、固有値系に分解しなければならないために、本研究で用いるような、同時に解くべき方程式が多い場合には、その計算量が多いという問題がある。また、強い衝撃波が生じる流れ場では、安定に計算を行うためには、様々な補正を行わなければならない点も大きな問題である。

一方、FVS スキームを元にした計算スキームには、Steger-Warming スキーム<sup>22)</sup>、van-Leer スキーム<sup>23)</sup>などがある。これらの計算スキームは、Jacobian 行列の固有値の正負をもとに、計算に用いる流束を分けるという手法をとっている。そのため、計算量が少なく、強い衝撃波などの不連続にも比較的安定である。しかし、接触面や境界層などで、過剰に数値粘性が効くために、そのような領域をうまく再現できないことが指摘されている。

以上のような数値計算上の問題を克服するために、FDS スキームと、FVS スキームの利点を兼ね備えた AUSM スキーム<sup>24)</sup>を採用した数値計算コードの開発を行った。

論文の構成は、以下ようになる。第2章では、本研究で用いた支配方程式、熱化学モデルの概要を示す。第3章では、本研究で用いた数値計算法を導出し、化学反応を考慮した流れ場の解析に必要な手法を提案する。第4章では、第3章で導出した手法に基づいて開発された数値解析コードの精度を検証するために、衝撃風洞を用いて行われた円柱周りの流れ場の実験結果との比較を通して、熱化学非平衡流れの定性的な比較を行い、再突入飛行実験 OREX の飛行実験で得られた加熱率を、本解析コードで得られた結果と比較する事で定量的な比較を行った。第5章で、超軌道速度飛行における輻射加熱環境の解析を行

い、モデル化やパラメータに関する依存性を検討し、アブレーションによる影響も定性的に検討を行った。第6章は、本研究の結論が示されている。



$U_{\infty}$ (m/s)	$f(U_{\infty})$
9000	1.5
9250	4.3
9500	9.7
9750	19.5
10000	35
10250	55
10500	81
10750	115
11000	151
11500	238
12000	359
12500	495
13000	660
13500	850
14000	1065
14500	1313
15000	1550
15500	1780
16000	2040

表 1.1: Radiative heating velocity function for Earth



## 第2章 解析モデル

本研究で対象としている MUSES-C の飛行環境は、序論でも述べたように、飛行経路に沿って大きく変わる。また、それは、再突入カプセルまわりのどの領域を解析するかによっても大きく変わると考えられる。なぜならば、衝撃波背後では、温度だけでなく密度も上昇するために、分子、原子、電子間の衝突も十分に起こり、熱化学平衡に近い状態になると考えられるが、カプセルの肩の部分やカプセルの後流などでは、急激に膨張しているために、密度も低くなり、熱的にも化学的にも非平衡になっていると予想される。そのため、そのような飛行環境の予測には、できるだけ一般的な支配方程式を用いる必要があると考えられる。

そのような流れ場を再現するためには、それぞれの非平衡性を考慮した支配方程式を適用する必要がある。化学的非平衡性に関しては、各化学種に関する保存式を用意し、それを解くことで再現することができる。一方、熱的非平衡性は、どのように気体の内部エネルギーを記述するか強く依存する。本研究では、Park の 2 温度モデル<sup>15, 16)</sup>を用いた。このモデルでは、電子以外の化学種の並進温度と各分子の回転温度を共通の温度  $T$  で表し、各分子の振動温度、電子の並進温度そして電子配位励起温度を共通の温度  $T_e$  で表している。このモデルは、RAM-C や FIRE などの再突入飛行実験の飛行環境の解析によく用いられており、よい結果を得ている<sup>28)</sup>。

しかし、その適用例のほとんどが、地球周回軌道からの再突入ミッションであり、その飛行速度は比較的遅い。そのため、衝撃波背後の温度は約 20000K から 30000K と、MUSES-C の飛行環境に比べると、その温度はかなり低いという点で、本研究で対象としている飛行環境とは大きく異なる。そのため、このモデルを用いて解析を行うためには、従来の再突入ミッションの解析で適正值だと考えられているパラメータの値などにも注意をはらう必要がある。言い方を換えれば、これらのパラメータを変化させることによって、結果がどの程度影響を受けるのかを予測することが重要である。この章では、本研究で用いた熱化学モデル及び支配方程式を示し、考慮すべきパラメータやモデル化について議論する。

### 2.1 支配方程式

Park の 2 温度モデルを用いた支配方程式は、2 次元の Navier-stokes 方程式を熱的・化学的非平衡流れに拡張して以下のように記述される<sup>31)</sup>。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + S \quad (2.1)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho e_V \\ \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_{ns} \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho H u \\ \rho e_V u \\ \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_{ns} u \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho H v \\ \rho e_V v \\ \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_{ns} v \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

ここで、 $ns$  は化学種の数を表し、 $\rho_s$  は各化学種の密度を表す。また、 $F_V, S$  は、それぞれ粘性項、生成項を表す。 $E, e, H$  はそれぞれ、単位質量当たりの全エネルギー、内部エネルギー、全エンタルピーを表している。即ち、

$$E = e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \quad (2.3)$$

$$e = \sum_s \frac{\rho_s}{\rho} e_s \quad (2.4)$$

$$H = E + \frac{p}{\rho} \quad (2.5)$$

となる。ここで、 $e_s$  は各化学種の内部エネルギーを表している。内部エネルギーは次のように記述する事ができる。

$$\begin{aligned} e_s = & \text{(並進エネルギー)} \\ & + \text{(回転エネルギー)} \\ & + \text{(振動エネルギー)} \\ & + \text{(電子配位励起エネルギー)} \\ & + \text{(化学ポテンシャル)} \end{aligned}$$

回転エネルギーは非常に早く並進エネルギーに緩和することが知られている。そのために、この2つのエネルギーを1つの温度 $T$ で表すことにする。即ち、

$$T \equiv T_{tran} = T_{rot} \quad (2.6)$$

である。

一方、電子配位励起エネルギーは、自由電子との衝突によって非常に効率良く励起されることが知られている<sup>17)</sup>。これは、分子や原子との衝突では、その質量が電子と大きく異なるために、効率よく励起することができないためである。このことは、自由電子の並進エネルギー、即ち、電子エネルギーが、電子配位励起エネルギーと非常に早く緩和する事を意味している。そのため、電子配位励起エネルギーと、電子エネルギーを共通の温度 $T_e$ で表すことにすると、

$$T_e \equiv T_{ele} = T_e \quad (2.7)$$

となる。

一般に、振動温度は、各化学種によって異なると考えられる。しかし、各化学種の振動エネルギー間の緩和は非常に早いことも、実験的に確認されている<sup>27)</sup>。実際、Candlerらは、各化学種ごとに異なった振動温度を用いた温度モデルを用いて、再突入機まわりの解析を行った結果を示している<sup>28)</sup>。その結果によると、各化学種間の振動温度の差は非常に小さい。また、各化学種の振動エネルギー間の緩和に関するデータも不十分であるために、振動温度に関して1つの温度で表すことにすると、

$$T_{vib} = T_{vib,s} \quad (2.8)$$

となる。

また、自由電子の衝突によっても、振動エネルギーは励起される。Leeは、自由電子の衝突による窒素分子の振動エネルギーの緩和時間を計算し、その緩和時間は非常に小さいことを示している<sup>29)</sup>。これは、電子エネルギーと窒素分子の振動エネルギーとの緩和が非常に速いことを意味している。空気中では、窒素分子が最も多く存在していることから、電子エネルギーと振動エネルギーの緩和が非常に早いと解釈する事ができる。そこで、この2つのエネルギーを共通の温度、振動-電子温度 $T_V$ で記述することになると、

$$T_V \equiv T_{vib} = T_E \quad (2.9)$$

となる。これが、いわゆる Park の2温度モデルといわれるものである。

以上の議論から、各化学種の内部エネルギーは2つの温度 $T, T_V$ で、以下のように表すことができる。

$$\text{分子: } e_s = \frac{3}{2}R_sT + R_sT + e_{v,s} + h_{0,s} \quad (2.10)$$

$$\text{原子: } e_s = \frac{3}{2}R_sT + e_{v,s} + h_{0,s} \quad (2.11)$$

$$\text{自由電子: } e_s = \frac{3}{2}R_sT_V \quad (2.12)$$

ここで、 $h_{0,s}$ は、各化学種の化学ポテンシャルを表している。また、 $e_{v,s}$ は各化学種の振動エネルギーと電子配位励起エネルギーとの和で表されている。即ち、

$$e_{v,s} = e_{vib,s} + e_{ele,s} \quad (2.13)$$

である。以下では、 $e_{v,s}$ を振動-電子エネルギーと呼ぶことにする。ここで、 $e_{vib,s}$ 、 $e_{ele,s}$ はそれぞれ各分子の平均振動エネルギー、各化学種の電子配位励起エネルギーを表している。平均振動エネルギーは調和振動子を仮定して求めている。具体的には以下ようになる。

$$e_{vib,s} = \frac{R_s \theta_{v,s}}{\exp(\theta_{v,s}/T_V) - 1} \quad (2.14)$$

ここで、 $R_s = \bar{R}/M_s$ で、 $\bar{R}$ 、 $M_s$ 、 $\theta_{v,s}$ はそれぞれ気体定数、分子量、振動特性温度を表す。また、電子配位励起エネルギーは分配関数の第2項まで考慮した。具体的には、以下のよう表される。

$$e_{ele,s} = R_s \frac{\theta_1 g_1 e^{-\theta_1/T_V} + \theta_2 g_2 e^{-\theta_2/T_V}}{g_0 + g_1 e^{-\theta_1/T_V} + g_2 e^{-\theta_2/T_V}} \quad (2.15)$$

ここで、 $g_i, \theta_i$  はそれぞれ定数で、文献17の値を用いた。

全圧  $p$  は次のような式で評価される。

$$p = \sum_{s \neq e} \rho_s R_s T + \rho_e R_e T_V \quad (2.16)$$

ここで、 $s \neq e$  は電子以外の化学種に関して和をとることを意味している。また、下添字の  $e$  は電子を表す。

### 2.1.1 粘性項

粘性項  $F_V$  は次のように表される。

$$F_V = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \left[ \eta \frac{\partial T}{\partial x} + (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial x} \right] + \left[ \rho \sum_s h_s D_s \frac{\partial y_s}{\partial x} \right] + u\tau_{xx} + v\tau_{xy} \\ \left[ (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial x} \right] + \left[ \rho \sum_s h_{V,s} D_s \frac{\partial y_s}{\partial x} \right] \\ \rho D_1 \frac{\partial}{\partial x} y_1 \\ \vdots \\ \rho D_{ns} \frac{\partial}{\partial x} y_{ns} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

ここで、

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.18)$$

$$h_s = e_s + R_s T \quad (2.19)$$

$$h_{V,s} = e_{V,s} \quad (2.20)$$

である。粘性係数および熱伝導係数は、以下のようにして求めた。まず、Blottnerの補間関数により、各化学種の粘性係数をもとめる。各化学種の粘性係数は以下のような関数を用いて計算される。

$$\mu_s = 0.1 \exp[(A_s \ln T + B_s) \ln T + C_s] \quad (2.21)$$

ここで、 $A_s, B_s, C_s$  は定数で文献31の値を用いた。この  $\mu_s$  を用いて、熱伝導係数を Eucken's relation に基づいて<sup>26)</sup>、以下のようにして求めた。

$$\eta_s = \mu_s \left( \frac{15}{4} R_s + R_s \right) \quad (2.22)$$

$$\eta_{v,s} = \mu_s R_s, \quad \eta_e = \mu_e \frac{15}{4} R_e \quad (2.23)$$

全粘性係数、熱伝導係数は Wilke の Mixing Rule を用いて求めた<sup>28)</sup>。具体的には以下のよう  
に計算される。

$$\mu = \sum_s \frac{y_s \mu_s}{\phi_s}, \quad \eta = \sum_s \frac{y_s \eta_s}{\phi_s} \quad (2.24)$$

$$y_s = \frac{c_s M}{M_s}, \quad M = \left( \sum_s \frac{c_s}{M_s} \right)^{-1} \quad (2.25)$$

$$\phi_s = \sum_r y_r \left[ 1 + \sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_r}} \left( \frac{M_r}{M_s} \right)^{1/4} \right]^2 \left[ \sqrt{8 \left( 1 + \frac{M_s}{M_r} \right)} \right]^{-1} \quad (2.26)$$

拡散係数  $D_s$  は以下のように評価した<sup>28)</sup>。

$$D_s = \frac{\frac{M_s}{M} (1 - c_s) D}{1 - y_s} \quad (2.27)$$

イオンに関しては、電場による拡散の影響を考慮して、ambipolar 拡散近似を適用した<sup>17)</sup>。  
即ち、

$$D_s = 2D_s \text{ (for ion)} \quad (2.28)$$

である。ここで、 $D$  はシュミット数  $S_c$  を一定値 0.5 として定める<sup>28)</sup>。具体的には以下のよ  
うになる。

$$D = \frac{\mu}{\rho S_c} \quad (2.29)$$

一般に、各化学種の保存式にあらわれる拡散による流束項は、すべての化学種に関して  
和をとったときに 0 にならなければならない。これは、全密度の保存式を満たすためであ  
る。それを満たすために以下のような補正を行った<sup>33,34)</sup>。

$$J_D = \sum_{s=\text{species}} F_{V,s} \quad (2.30)$$

$$F_{V,s}^{\text{corrected}} = F_{V,s} - c_s J_D \quad (2.31)$$

### 2.1.2 生成項

生成項  $S$  は次のように表される。

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -p_e \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + Q_{T-V} + Q_D + Q_{T-E} + Q_I \\ \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_{n_s} \end{bmatrix} \quad (2.32)$$



ここで、 $p_e$  は電子圧である。また、 $\omega_s$  は化学反応に伴う生成項で、2.2で詳しく示す。また、 $Q_{T-V}, Q_D, Q_{T-E}, Q_I$  は、それぞれ、緩和過程に伴う生成項で、2.3で詳しく示す。

## 2.2 化学反応モデル

空気に関して考慮した化学種は  $N, O, N_2, O_2, NO, N^+, O^+, N_2^+, O_2^+, NO^+, e^-$  の合計 11 種である。化学反応式は、一般に次のように表すことができる。

$$\sum_i \alpha_{i,r} X_i \leftrightarrow \sum_j \beta_{j,r} X_j \quad (2.33)$$

$$X_s = 0.001 \frac{\rho_s}{M_s} [\text{mol/cm}^3] \quad (2.34)$$

この化学反応に伴う生成項  $\omega_s$  は以下のように評価される。

$$\omega_s = M_s \sum_r (\beta_{s,r} - \alpha_{s,r}) (R_{f,r} - R_{b,r}) \quad (2.35)$$

ここで、 $\alpha_{s,r}, \beta_{s,r}$  はそれぞれ、反応係数である。また  $R_{f,r}, R_{b,r}$  はそれぞれ以下のように評価される。

$$R_{f,r} = 1000 \left[ k_{f,r} \prod_s X_s^{\alpha_{s,r}} \right] \quad (2.36)$$

$$R_{b,r} = 1000 \left[ k_{b,r} \prod_s X_s^{\beta_{s,r}} \right] \quad (2.37)$$

ここで、 $k_{f,r}, k_{b,r}$  は、それぞれ正及び逆反応の反応速度定数である。化学反応式および化学反応定数には Park の化学反応モデル<sup>18)</sup>を用いた。Park の化学反応モデルでは、解離反応に関して、振動励起状態が高いものから解離すると考える選択的解離モデル (Preferential Dissociation model) をもとに、先験的に、反応速度定数の計算に振動-電子温度の影響を考慮したものが用いられている<sup>19)</sup>。即ち、

$$T_f = T^{1-n} \times T_V^n \quad (2.38)$$

$$k_{f,r} = A_r T_f^{B_r} \exp(-E_r/T_f) \quad (2.39)$$

$$T_b = T^{1-m} \times T_V^m \quad (2.40)$$

$$k_{b,r} = k_{f,r}(T_b)/K_{eq}(T_b) \quad (2.41)$$

多くの場合、 $T_f$  と  $T_b$  は同じものが使われる。また、 $n, m$  は 0.3~0.5 程度の定数である。本研究では  $n, m$  ともに 0.5 とした。Park は、解離反応に関する速度定数に振動-電子温度の影響を考慮することによって、一連の衝撃波管を用いた化学反応速度定数を推算するのに用いた実験結果をうまく再現できることを示している<sup>19)</sup>。

平衡定数  $K_{eq}$  は以下の関数で評価されている。

$$K_{eq}(T) = \exp(a_1^r/Z + a_2^r + a_3^r \ln Z + a_4^r Z + a_5^r Z^2) \quad (2.42)$$

$$Z = 10000/T \quad (2.43)$$

ここで、 $a_0$  は定数で、文献 17 の値を用いた。化学反応式および反応速度定数を表 21 に示す。

## 2.3 緩和過程

輻射という現象は、原子および分子の内部エネルギーの励起状態が、遷移することによって、その二つの状態の差に相当するエネルギーを光として放出あるいは吸収するという現象である。その中でも、特に、原子の電子配位励起エネルギーの遷移に強く依存している。そのため、輻射加熱率は気体の内部エネルギー、特に、電子配位励起エネルギーに強く依存していると考えられる。本研究では、Park の 2 温度モデルを用いているため、輻射加熱率は、振動-電子温度  $T_V$  に強く依存している。これは、輻射加熱率を正確に予測するためには、 $T_V$ 、即ち、振動-電子エネルギーを決定している過程を理解することが重要であるということを示唆している。

振動-電子エネルギー  $e_V$  は、並進-振動エネルギー緩和などのエネルギー交換を経て決定される。これは、振動-電子エネルギーが、そのような緩和過程に用いられるモデルやパラメータに強く依存していることを示唆している。従って、そこで用いられているモデルやパラメータについて検討する必要がある。

内部エネルギーが交換される過程には、次の 4 つが考えられる。

1. 並進-振動エネルギー緩和
2. 並進-電子エネルギー緩和
3. 解離によって振動エネルギーが失われる過程
4. Electron Impact Ionization によって電子エネルギーが失われる過程

この 4 つの過程のうち、1 と 2 は、分子、原子および電子間の衝突によって振動-電子エネルギーにエネルギーが供給される過程を表しており、3 と 4 は、解離および電離反応によって振動-電子エネルギーからエネルギーが失われるという過程を表している。これらのエネルギー交換過程を考慮した振動-電子エネルギー  $e_V$  に関する保存式は以下のように表される<sup>31)</sup>。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho e_V + \frac{\partial}{\partial x} \rho e_V u + \frac{\partial}{\partial y} \rho e_V v = & -p_e \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ & + \left[ (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial x} \right] + \left[ (\eta_v + \eta_e) \frac{\partial T_V}{\partial y} \right] \\ & + \left[ \rho \sum_s h_{V,s} D_s \frac{\partial y_s}{\partial x} \right] + \left[ \rho \sum_s h_{V,s} D_s \frac{\partial y_s}{\partial y} \right] \\ & + Q_{T-V} + Q_D + Q_{T-E} + Q_I \end{aligned} \quad (2.44)$$

右辺第 1 項は、電子圧による影響、第 2, 3 項は、熱伝導による項を表し、第 4, 5 項は拡散の影響を表している。最後の 4 項が、それぞれ各エネルギー間の緩和過程を表している。各緩和過程に用いたモデルを以下に示す。

## 2.3.1 並進-振動緩和

$Q_{T-V}$  は分子の並進-振動緩和に関する緩和過程で、以下のように表される。

$$Q_{T-V} = \sum_{s=\text{molecules}} p_s \frac{e_{vib,s}(T) - e_{vib,s}(T_V)}{\tau_s} \quad (2.45)$$

これは、Landau-Teller の遷移確率モデル<sup>35)</sup>に基づいて導出された式で、振動-電子温度が、並進温度に指数関数的に近づく、即ち、緩和することを示している。また、この式から、緩和時間という概念を導入されており、その緩和時間  $\tau_s$  は、以下のような式で評価される。

$$\tau_s = \tau_s^{MW} + \tau_s^P \quad (2.46)$$

ここで、 $\tau_s^{MW}$  は Millikan-White の半経験式<sup>32)</sup>による緩和時間である。これは、Landau-Teller モデルでは、遷移確率  $K$  が次のような関係を持っている事に基づいている<sup>35)</sup>。

$$\ln K \sim T^{-1/3} \quad (2.47)$$

具体的には、以下のように表される。

$$p\tau_s^{MW} = \frac{\sum_{j \neq e} n_j \exp [A_s (T^{-1/3} - 0.015\mu_{sj}^{1/4}) - 18.42]}{\sum_{j \neq e} n_j} \quad (2.48)$$

$$\mu_{sj} = \frac{M_s M_j}{M_s + M_j} \quad (2.49)$$

ここで、 $n_j$  は各化学種の数密度を表し、 $A_s$  は定数である。圧力  $p$  の単位は  $\text{atm}$  で評価される。

式(2.48)は、並進温度が比較的低いときには実験結果を非常によく再現するが、8000K 以上の高温領域では緩和時間を過小評価することが知られている<sup>36)</sup>。Park は、高温領域での緩和時間をうまく再現するために、collision limit を考慮した補正項を加えて評価した<sup>18)</sup>。それは、衝突頻度に相当する項で、以下のように表される。

$$\tau_s^P = \frac{1}{\bar{n}\bar{c}_s\sigma} \quad (2.50)$$

ここで、 $\bar{n}$ ,  $\bar{c}_s$  は、それぞれ、全数密度、各分子の平均速度を表す。各分子の平均速度は、

$$\bar{c}_s = (8kT/\pi m_s)^{1/2} \quad (2.51)$$

である。ここで、 $k$ ,  $m_s$  はそれぞれボルツマン定数、各分子の質量である。また、 $\sigma$  は、衝突断面積に相当する項で、実験結果をうまく再現するように設定されるべき値である。本研究では、以下の式を用いて評価した。

$$\sigma = 3.0 \times 10^{-21} (50000/T)^2 [\text{m}^2] \quad (2.52)$$

この値は、6km/s から 10km/s 程度の衝撃波背後の現象をうまく再現することが文献 18 に示されている。

### 2.3.2 解離によって失われる振動エネルギー

$Q_D$  は、分子が解離する際に、分子が持っている振動エネルギーが失われるという過程を表している。その項は以下のように表される。

$$Q_D = \sum_{g=\text{molecules}} \omega_g \Delta E_g \quad (2.53)$$

ここで、 $\Delta E_g$  は、分子が解離する際に振動-電子エネルギーから失われる、あるいは、再結合する際に振動-電子エネルギーに加えられるエネルギーの量を表している。

その量の評価の仕方に関して2つのモデルが存在する。

#### 選択的解離モデル

1つのモデルは、「分子は振動励起状態が高いものから解離する」という仮定に基づいてるために、選択的解離モデル (Preferential Dissociation model) と呼ばれている<sup>17)</sup>。このモデルにおいては、Coupled-Vibration-Dissociation モデル (CVD モデル)<sup>37)</sup> や Coupled-Vibration-Dissociation-Vibration モデル (CVDV モデル)<sup>38)</sup> を用いた解析が行われてきた。その結果、失われる振動エネルギーは概ね解離エネルギーの30%<sup>39)</sup> から80%<sup>15)</sup> であるという結果が得られている。

一般に飛行速度が速い場合、即ち、衝撃波背後の温度が高い場合には、分子の解離によって失われる振動エネルギーの量は少ないと考えられている。それは、次のような理由による。分子の解離が起こるためには、その分子の内部エネルギーが解離エネルギーよりも大きくなる必要があると考えられる。しかし、解離エネルギーは非常に大きい値であるために、飛行速度があまり大きくない場合には、衝撃波背後の温度は低く、分子同士の衝突による内部エネルギーの励起、即ち、解離エネルギーに対する並進エネルギーの寄与は小さいと考えられ、結果として、振動励起状態が高いものから解離すると考えられる。つまり、分子の振動エネルギーが十分に励起された後に解離すると考えられる。一方、飛行速度が速い場合には、衝撃波背後の温度がかなり高いために、分子同士の衝突によって与えられる並進エネルギーと解離エネルギーとの差が相対的に小さくなると考えられる。そのため、十分に振動状態が励起されていなくても、分子の衝突によって解離が起きると考えられるためである。

#### 非選択的解離モデル

もう1つは、非選択的解離モデル (Non-preferential Dissociation model) といわれるもので、 $\Delta E_g$  は、分子の平均振動エネルギー  $e_{vib,g}$  と等しいというモデルである。このモデルでは、衝撃層内の分子の解離現象は、各分子の振動励起状態に依存しないことになる。

以上の2つのモデルにおける  $\Delta E_g$  を具体的に表すと以下ようになる。

$$\text{非選択的解離モデル: } \Delta E_g = e_{vib,g} \quad (2.54)$$

$$\text{選択的解離モデル: } \Delta E_g = \bar{c}_1 \times \bar{D}_g \quad (0 < \bar{c}_1 < 1) \quad (2.55)$$

ここで、 $\bar{D}_s$  は各分子の解離エネルギーを表す。Park の化学反応モデルでは、反応速度定数の決定に、選択的解離モデルを用いている。本研究では、Park の化学反応モデルを採用しているので、整合性をとるために、選択的解離モデルを用いた。

### 2.3.3 電子-重粒子緩和

$Q_{T-E}$  は、電子と重粒子との弾性衝突による緩和過程を表している。電子の速度は  $T_V$  で代表されており、また重粒子の速度は  $T$  で代表されている。この2つの温度が異なる場合、電子と重粒子が弾性衝突することによって平衡状態に近づくと考えられる。そのエネルギー交換に関する過程は以下のように表される<sup>40)</sup>。

$$Q_{T-E} = 2\rho_e \frac{3}{2} \bar{R} (T - T_V) \sum_{s \neq e} \frac{\nu_{es}}{M_s} \quad (2.56)$$

ここで、 $\rho_e, \nu_{es}$  は、それぞれ、電子密度、各化学種の collision frequency を表す。collision frequency は以下の式で評価した。

$$\nu_{es} = n_s \sigma_{es} \left( \frac{8kT_V}{\pi m_e} \right)^{1/2} \quad (2.57)$$

ここで、 $\sigma_{es}$  は衝突断面積を表している。イオンの衝突断面積は、それ以外の化学種にくらべて非常に大きい。これは、Coulomb 力の影響があるためである。その断面積は以下の式で評価した<sup>40)</sup>。

$$\begin{aligned} \sigma_{es} &= \frac{4}{3} \frac{2\pi e^4}{(3kT_V)^2} \ln \left[ 1 + \frac{d^2 (3kT_V)^2}{e^4} \right] \\ &= \frac{4 \cdot 4.39 \times 10^{-10}}{3 T_V^2} \ln \left( \frac{1.24 \times 10^4 T_V^{1.5}}{\sqrt{N_e}} \right) \end{aligned} \quad (2.58)$$

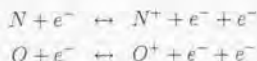
ここで、 $N_e$  は電子の数密度を表し、 $d$  は Debye cutoff length である。電氣的に中性な化学種に関しては、以下の式で評価した<sup>31)</sup>。

$$\sigma_{es} = \bar{a}_s + \bar{b}_s T_V + \bar{c}_s T_V^2 \quad (2.59)$$

ここで、 $\bar{a}_s, \bar{b}_s, \bar{c}_s$  はそれぞれ定数で、文献31)の値を用いた。

### 2.3.4 Electron Impact Ionization

Electron Impact Ionization は以下のような電離反応である。



反応式からわかるように、この化学反応は、自由電子が原子に衝突する事によって電離を引き起こす反応である。窒素および酸素原子の電離に必要なエネルギー（電離ポテンシャル）は非常に大きいため、この電離反応は、振動-電子温度  $T_e$  が非常に高い領域でのみ起こる。また、この電離反応の反応速度は非常に速いため、いったんこの電離反応が活発になると、急激に電子の数密度が増加すると同時に電離ポテンシャルに相当するエネルギーが振動-電子エネルギーから失われる。これは、この電離反応に必要なエネルギーは、振動-電子エネルギーから供給されることを表しており、その過程は、以下の式で表される。

$$Q_I = - \sum_{s=N^+, O^+} \dot{n}_{e,s} I_s \quad (2.60)$$

ここで、 $\dot{n}_{e,s} I_s$  は、それぞれ Electron Impact Ionization によって生じた電子の数密度、および電離ポテンシャルである。

この電離ポテンシャルの値に関して2種類の評価の仕方を考慮した。1つは、基底状態から電離すると考えるものと、もう1つは、励起状態から電離すると考えるものである。これは、それぞれの原子の基底状態からの電離ポテンシャルが非常に大きいため、このような自由電子の衝突による電離が起きるのは、既に励起された原子だけであるということ考虑したことによる<sup>41)</sup>。窒素および酸素原子の基底状態からの電離に必要な電離ポテンシャルの値は、それぞれ、14.53eV, 13.614eV とし、励起状態からの電離に必要な電離ポテンシャルの値は、それぞれ、4.196eV, 4.453eV とした<sup>41)</sup>。

## 2.4 アブレーション

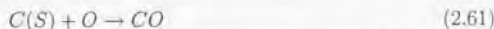
本研究で対象としている再突入カプセルでは、その高い加熱率を低減するためにアブレーターとよばれる耐熱材料が用いられる。図 1.2 に示したように、アブレーターは、炭素、水素、酸素の化合物によって構成されており、再突入カプセルに対する加熱によって、カプセル表面の耐熱材の内部が化学反応を起こす。その結果、全く反応が起きていない層 (Virgin Layer) と、炭素、水素、酸素の化合物からなる、いわゆる、パイロガスを生じる層 (Pyrolysis Layer) と、水素、酸素が消費され完全に炭化してしまった層 (Char Layer) の3つに分けられる。この3つの層のうち、放射加熱率に大きな影響を及ぼす層は、アブレターの最も外側に位置する Char Layer で、その主成分はグラファイトに近いと考えられている。この層が加熱されることによって、比較的溫度が低い炭素系化合物からなるガスを放出することにより、加熱率を減少させようというもので、アポロ計画などでも既に用いられている。しかし、このアブレーションによって生じる化合物が放射加熱率に及ぼす影響はよく知られていない。また、表面で生じた化合物がカプセル背面に達し、強く発光することも考えられ、その影響を考慮する必要があるため、このアブレーションの影響を考慮することも、放射加熱環境を予測する上で重要だと考えられる。

一般に、カプセル表面におけるアブレーションは、カプセル表面における酸化反応と、昇華によるものの2つに分けられる。それぞれの現象は、表面溫度に強く依存しており、その溫度によって支配的な現象が異なる<sup>42)</sup>。またアブレーションによって生じる化合物もそ

の現象によって異なる。そこで、それぞれの現象について紹介し、定式化を行う。

### 2.4.1 酸化によるアブレーション

表面における酸化反応に関しては、酸素原子によるものと酸素分子によるものがあるが、本研究では酸素原子によるもののみを考慮した。これは、壁面近傍では、ほとんど酸素分子が存在しないことと、酸素分子による酸化反応の反応確率が、酸素原子によるものにくらべてかなり低いためである<sup>43)</sup>。具体的には、以下の反応式を考慮した。



ここで、(S)は固体を意味する。この反応は正反応、即ち、COの生成のみを考慮している。また、この酸化反応の反応速度は、以下の式で評価した。

$$k_w = \alpha \sqrt{\frac{R_s T_W}{2\pi}} \quad (2.62)$$

ここで、 $T_W$ は、表面温度を表す。また、反応確率 $\alpha$ は、表面温度の関数となっており、以下の式で評価した<sup>43)</sup>。

$$\alpha = 0.63 \exp(-1160/T_W) \quad (2.63)$$

これらの式を用いると、酸化による吹き出し量は以下のように表現される。

$$\dot{m}_{\text{oxi},CO} = \frac{M_{CO}}{M_O} \rho_O k_w \quad (2.64)$$

$$\dot{m}_{\text{oxi},O} = -\rho_O k_w \quad (2.65)$$

### 2.4.2 昇華によるアブレーション

昇華による吹き出し量は、吹き出す化学種の飽和蒸気圧に強く依存している。具体的には以下の式で評価される<sup>45)</sup>。

$$\dot{m}_{\text{sub},s} = \frac{\alpha_s \max(0, p_{\text{evap},s} - p_s)}{\sqrt{2\pi R_s T_W}} \quad (2.66)$$

ここで、 $p_{\text{evap},s}$ は各化学種の飽和蒸気圧で、次の式で与えられる表面温度 $T_W$ の関数である<sup>45)</sup>。

$$p_{\text{evap},s} = 2116.22 \times 1.33322 \times 10^2 A_s T^{n_s} \exp(-E_s/T) [\text{Pa}] \quad (2.67)$$

ここで、 $A_s, n_s, E_s$ はそれぞれ定数である。昇華によって生じる炭素系化合物は $C, C_2, C_3$ が考えられるが、 $C_3$ の飽和蒸気圧が他の化学種に比べて非常に大きいので、 $C_3$ の昇華のみを考慮した。 $A_s, n_s, E_s$ は、以下の値を用いた<sup>45)</sup>。

$$A_s = 4.3 \times 10^{15}$$

$$n_s = -1.5$$

$$E_s = 97597 (\text{J})$$



また、 $\alpha_s$  は、0.023 とした<sup>45)</sup>。

以上の式から、全吹き出し量は次の式で評価される。

$$\dot{m}_{w,s} = \dot{m}_{oxi,s} + \dot{m}_{sub,s} \quad (2.68)$$

$$\dot{m}_w = \sum_s \dot{m}_{w,s} \quad (s = CO, O, C_3) \quad (2.69)$$

また、アブレーションによって生じる炭素系化合物として、 $C, C_2, C_3, CN, CO, CO_2$  の合計 6 つを考慮した。炭素系化合物に関する化学反応モデルには Blottner モデルを用いた<sup>45)</sup>。正および逆反応の反応速度  $k_{f,r}, k_{b,r}$  は、次の式で与えられる。

$$k_{f,r} = C_{0,r} T^{C_{2,r}} \exp(-C_{1,r} \times 10^3/T) \quad (2.70)$$

$$k_{b,r} = D_{0,r} T^{D_{2,r}} \exp(-D_{1,r} \times 10^3/T) \quad (2.71)$$

反応式および反応速度定数を表 2.2 に示す。

## 2.5 境界条件

境界条件は、数値解析において重要である。その中でも、再突入カプセル表面上での境界条件は特に重要である。再突入カプセル表面では、温度、圧力、各化学種の質量分率、速度を指定しなければならない。それぞれの物理量に関する境界条件について述べる。

### 2.5.1 圧力

まず、圧力に関しては、物体表面に関して垂直な方向を  $y$  として、

$$\left. \frac{\partial p}{\partial y} \right|_{wall} = 0 \quad (2.72)$$

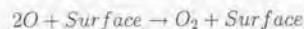
を用いて決定した。アブレーションによる吹き出しを考慮する場合には、吹き出し速度を  $v$  として、

$$\left. \frac{\partial p}{\partial y} \right|_{wall} = -\rho v \left. \frac{\partial v}{\partial y} \right|_{wall} \quad (2.73)$$

を解く必要がある。

### 2.5.2 各化学種の質量分率

各化学種の質量分率は、壁面に対して垂直な方向の流束を考慮して決定される必要がある。壁面への流束には、前節で述べたアブレーションによるものと、壁面での触媒反応が考えられる。壁面での触媒反応には、以下の 2 つの式を考慮した<sup>42)</sup>。



触媒性による流束は以下の式で評価される<sup>42)</sup>。

$$J_s^{cat} = -\rho_s \gamma_s^{cat} \sqrt{\frac{R_s T_W}{2\pi}} \quad (s = N, O) \quad (2.74)$$

ここで、 $\gamma_s^{cat}$  は反応確率である。この反応確率を変化させることによって、カプセル表面の触媒性を考慮することができる。即ち、

$$\gamma_s^{cat} = 0, \text{ (非触媒壁)} \quad (2.75)$$

$$\gamma_s^{cat} = 1, \text{ (完全触媒壁)} \quad (2.76)$$

である。また、 $\gamma_s^{cat}$  を 0 から 1 の値に設定することで、有限触媒性を考慮することができる。従って、壁面に対して垂直な方向の流束  $J_s$  は次の式で表される。

$$J_s = J_s^{cat} + \dot{m}_{w,s} \quad (2.77)$$

また、アブレーションによる吹き出し速度を  $v_w$  とすると、各化学種の質量分率は次の式を解くことによって得られる。

$$-\rho D_s \frac{\partial y_s}{\partial y} + \rho_s v_w = J_s \quad (2.78)$$

となる。ここで、吹き出し速度は次の式で計算される。

$$v_w = \dot{m}_w / \rho_w \quad (2.79)$$

また、吹き出しはカプセル表面に対して垂直な方向にのみ起きると仮定している。

### 2.5.3 表面温度

表面温度に関しては 2 つの方法で評価した。

#### 等温壁

一つは、等温壁条件と呼ばれる条件で、この境界条件では、表面温度を一定値だと仮定している。即ち、

$$T = T_V = T_W = \text{const. (at wall)} \quad (2.80)$$

となる。

#### 輻射平衡壁

もう一つの方法は、輻射平衡壁条件とよばれるもので、この境界条件では、熱流束から表面温度を求めるものである。具体的には、以下の式を用いて求めた。

$$\dot{q}_{conv} + \dot{q}_{oxi} + \dot{q}_{sub} = \dot{q}_{rad,cool} \quad (2.81)$$

ここで,

$$\begin{aligned} \dot{q}_{conv} = & \eta \vec{\nabla} T \cdot \hat{n} + (\eta_v + \eta_e) \vec{\nabla} T_V \cdot \hat{n} + \sum_s \rho h_s D \vec{\nabla} c_s \cdot \hat{n} \\ & - (\dot{m}_w \cdot h_w - \dot{m}_{oxi} \cdot h_{CO} - \dot{m}_{sub} \cdot h_{C_s}) \end{aligned} \quad (2.82)$$

$$\dot{q}_{oxi} = -(\dot{m}_{oxi,CO} \cdot h_{CO} + \dot{m}_{oxi,O} \cdot h_O - \dot{m} \cdot h_{graphite}) \quad (2.83)$$

$$\dot{q}_{sub} = -\dot{m}_{sub,C_s} \cdot (h_{C_s} - h_{graphite}) \quad (2.84)$$

$$\dot{q}_{rad\_cool} = \epsilon \sigma T_W^4 \quad (2.85)$$

である。ここで、 $\epsilon, \sigma$  は、それぞれ、放射係数、Stefan-Boltzmann 定数で、次の値を用いた。

$$\epsilon = 0.725$$

$$\sigma = 5.6697 \times 10^{-8} [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}]$$

これらの条件を課すことにより、壁面での全ての物理量を決定することができる。

Reaction	M	$T_f$	$T_b$	C	N	$T_d$
Dissociation reaction						
$N_2 + M \rightarrow N + N + M$	$M_1$	$T_a$	$T_a$	$3.0^{22}$	-1.60	113,200
	$M_2$	$T_a$	$T_a$	$7.0^{21}$		
	$e^-$	$T_e$	$T_a$	$1.5^{25}$		
$O_2 + M \rightarrow O + O + M$	$M_1$	$T_a$	$T_a$	$1.0^{22}$	-1.50	59,500
	$M_2$	$T_a$	$T_a$	$2.0^{21}$		
$NO + M \rightarrow N + O + M$	$M_3$	$T_a$	$T_a$	$1.1^{17}$	0.00	75,500
	$M_4$	$T_a$	$T_a$	$5.0^{15}$		
NO exchange reaction						
$NO + O \rightarrow N + O_2$	$T$	$T$	$T$	$8.4^{12}$	0.00	19,450
$N_2 + O \rightarrow NO + N$	$T$	$T$	$T$	$6.4^{17}$	-0.00	38,400
Associative ionization reactions						
$N + O \rightarrow NO^+ + e^-$	$T$	$T$	$T$	$8.8^8$	1.00	31,900
$O + O \rightarrow O_2^+ + e^-$	$T$	$T$	$T$	$7.1^2$	2.70	80,600
$N + N \rightarrow N_2^+ + e^-$	$T$	$T$	$T$	$4.4^7$	1.50	67,500
Charge exchange reactions						
$NO^+ + O \rightarrow N^+ + O_2$	$T$	$T$	$T$	$1.0^{12}$	0.50	77,200
$N^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + N$	$T$	$T$	$T$	$1.0^{12}$	0.50	12,200
$O_2^+ + N \rightarrow N^+ + O_2$	$T$	$T$	$T$	$8.7^{13}$	0.14	28,600
$O^+ + NO \rightarrow N^+ + O_2$	$T$	$T$	$T$	$1.4^5$	1.90	26,600
$O_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + O_2$	$T$	$T$	$T$	$9.9^{12}$	0.00	40,700
$O_2^+ + O \rightarrow O^+ + O_2$	$T$	$T$	$T$	$4.0^{12}$	-0.09	18,000
$NO^+ + N \rightarrow O^+ + N_2$	$T$	$T$	$T$	$3.4^{13}$	-1.08	12,800
$NO^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + NO$	$T$	$T$	$T$	$2.4^{13}$	0.41	32,600
$NO^+ + O \rightarrow O_2^+ + N$	$T$	$T$	$T$	$7.2^{12}$	0.29	48,600
$O^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	$T$	$T$	$T$	$9.1^{11}$	0.36	22,800
$NO^+ + N \rightarrow N_2^+ + O$	$T$	$T$	$T$	$7.2^{13}$	0.00	35,500
Electron Impact Ionization reactions						
$O + e^- \rightarrow O^+ + e^- + e^-$	$T_e$	$T_e$	$T_e$	$3.9^{33}$	-3.78	158,500
$N + e^- \rightarrow N^+ + e^- + e^-$	$T_e$	$T_e$	$T_e$	$2.5^{34}$	-3.82	168,600

 $M_1 = N, O, N^+, O^+$ 
 $M_2 = N_2, O_2, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+$ 
 $M_3 = N, O, NO, N^+, O^+$ 
 $M_4 = N_2, O_2, N_2^+, O_2^+, NO^+$ 
 $T_a = T^m \times T_V^{1-m}, m = 0.3 \sim 0.5$ 
 $T_e = T_V$ 

表 2.1: Park's chemical reaction model

Reaction	M	$C_0$	$C_1$	$C_2$	$D_0$	$D_1$	$D_2$
$CO_2 + M \rightleftharpoons CO + O + M$	$M_1$	$1.2^{11}$	36.85	0.5	$1.5^9$	-26.43	1.25
$CO + M \rightleftharpoons C + O + M$	$M_2$	$8.5^{10}$	129.0	-1.0	$2.4^{18}$	0	-1.0
$C_2 + M \rightleftharpoons C + C + M$	$M_3$	$4.5^{18}$	70.93	-1.0	$1.0^{16}$	0	-0.5
$C_3 + M \rightleftharpoons C_2 + C + M$	$M_4$	$1.6^{16}$	87.48	1.0	$1.0^{16}$	0	-0.5
$CN + M \rightleftharpoons C + N + M$	$M_5$	$5.2^{19}$	94.14	-1.0	$7.4^{18}$	4.12	-1.0
$NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$		$3.18^9$	19.7	1.0	$9.63^{11}$	3.6	0.5
$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$		$6.75^{13}$	37.5	0	$1.50^{13}$	0	0
$N_2 + C \rightleftharpoons CN + N$		$2.0^{10}$	31.56	1	$7.7^9$	8.33	1
$CO + N \rightleftharpoons CN + O$		$2.0^{10}$	45.8	1	$2.7^{10}$	7.1	0.75
$CO_2 + N \rightleftharpoons CN + O_2$		$3.0^8$	49.56	1	$6.7^5$	6.96	1.25
$N_2 + CO \rightleftharpoons CN + NO$		$1.0^3$	92.01	2	$3.1^2$	15.59	1.75
$CO + NO \rightleftharpoons CO_2 + N$		$1.0^3$	20.98	2	$1.8^7$	8.75	1.25
$CO_2 + O \rightleftharpoons CO + O_2$		$3.0^8$	18.21	1	$5.2^5$	14.30	1.50
$2CO \rightleftharpoons CO_2 + C$		$1.0^3$	72.39	2	$2.0^6$	6.97	1.25
$CO + O \rightleftharpoons O_2 + C$		$2.0^{10}$	69.5	1	$1.0^{10}$	0	1.0
$CO + N \rightleftharpoons C + NO$		$9.0^{16}$	53.2	-1.0	$1^{16}$	0	-1.0
$CN + O \rightleftharpoons C + NO$		$1.0^{12}$	14.5	0	$6^{11}$	0	0
$2CO \rightleftharpoons C_2 + O_2$		$9.2^{11}$	163.3	0.75	$3.8^{13}$	36.2	0
$CO + C \rightleftharpoons C_2 + O$		$4.1^{10}$	59.79	0.5	$5.0^{11}$	2.01	0.5
$C_2 + CO \rightleftharpoons C_3 + O$		$1.2^{13}$	43.24	0	$5.0^{11}$	2.01	0.5
$C_3 + C \rightleftharpoons 2C_2$		$1.7^9$	19.58	1.5	$5.0^{11}$	3.02	0.5
$N + O \rightleftharpoons NO + e^-$		$9.03^9$	32.4	0.5	$1.80^{19}$	0	-1.0

$$M_i = \sum_k Z_{ki} X_k$$

$Z_{ki}$  is the third body efficiencies relative to Argon

$Z_{ki}$ , Third Body Efficiencies Relative to Argon													
$i =$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
	$O_2$	$N_2$	$O$	$N$	$NO$	$NO^+$	$CO$	$CO_2$	$C$	$C_2$	$C_3$	$CN$	
$M_1$	2	2	2	2	2	0	2	5	1	1	1	1	
$M_2$	1	1	1	1	1	0	1	1	1	1	1	1	
$M_3$	1	1	1	1	1	0	1	1	1	1	1	1	
$M_4$	1	1	1	1	1	0	1	1	1	1	1	1	
$M_5$	1	1	1	1	1	0	1	1	1	1	1	1	

表 2.2: Blottner's chemical reaction model for ablation products



### 第3章 数値計算法

本研究では、再突入機まわりの空気の流れを数値的に再現することを目的のひとつとしている。その流れ場には、熱化学的に非平衡な領域が存在する。再突入カプセルの前方には非常に強い衝撃波が生じると考えられている。それに伴って、カプセルの前面に生じる高温の衝撃層では、激しい解離・電離反応が起こることが予想される。一方、カプセルの肩の部分では、強い膨張波が生じ、カプセル背面では、非常に密度が低い領域ができることが予想される。従って、本研究で開発すべき数値解析コードは、このような、衝撃波や膨張波などに伴う流れ場の大きな変化に対して安定に計算を行うことができる必要がある。また、カプセル表面の対流加熱率の正確な予測には、境界層などの流れ場の現象を正確に捕らえることができる必要がある。

以上のような理由から、この研究に用いられる計算スキームには次のような特性を備えていることが求められる。

1. 強い衝撃波、膨張波に対して頑丈である。
2. 激しい化学反応に対応することができる。
3. 方程式の数が多くなっても演算量があまり増えない。
4. 境界層などの現象を正確に再現することできる。

このうち、1と3は、いわゆる Flux Vector Splitting (FVS) スキームが備えている特性であり、4は、いわゆる Flux Difference Splitting (FDS) スキームが備えている特性である。そのため、本研究に必要な計算スキームは、FDS スキームと FVS スキームの両者の長所を備えている必要がある。また、2は化学反応を伴う流れ場の計算に特有の問題である。

FDS スキームは、基本的には、各計算格子上で古典的な初期値問題であるリーマン問題を解くことになるが、その手法は非常に計算時間がかかることもあって、多くの場合、線形化されたリーマン問題の近似解を用いることが多い。その近似解としてよく用いられるのが Roe の手法で、いわゆる Roe スキーム<sup>20)</sup>である。このスキームは非常に精度良く全ての不連続面を捕らえることができる。しかし、いわゆる “expansion shock” とよばれる数値的な現象をも再現してしまう。そのため、これを取り除くために、“entropy fix”<sup>57)</sup>とよばれる補正を行う必要がある。しかしながら、非常に強い膨張波に対しては、そのような補正を行っても計算がうまくいかないことも多い。本研究で扱うような非常に強い衝撃波に対しては、“carbuncle phenomena” と呼ばれる数値的な不安定性が生じることが知られており、そのような衝撃波が生じる流れ場の解析は非常に困難である。また、FDS スキームでは、Jacobian 行列の固有値に基づく固有値系に分解しなければならないために、本研究で用いるような、同時に解くべき方程式が多い場合には、その計算量が多いという問題



がある。

一方、FVSスキームは、Jacobian行列の固有値の正負をもとに流束ベクトルを分解して扱う手法で、それぞれ後退・前進差分を適用することによって風上化が行われている。そのため、固有値系に分解するための演算を省くことができるので、FDSスキームに比べて計算量が少なく、強い衝撃波などの不連続にも比較的安定であるという特徴を備えている。しかし、Shear layerや接触面や境界層で、過剰に数値粘性が効くために、それらの現象をうまく再現できないことが指摘されている。特に、境界層は対流加熱率の予測に大きな影響を持っていると考えられるために、境界層を精度良く再現できることは、このような解析に用いられる数値解析コードに必要な要素である。

そこで、本研究では、近年風上差分法のひとつとして注目されているAUSMスキームの1種であるAUSMDVスキーム<sup>47)</sup>を採用した。AUSMとは、Advection Upstream Splitting Methodの頭文字をとったもので、流束項に関して移流項と圧力項に分けて扱っていることが特徴である。AUSMタイプスキームは、通常、このような解析に用いられるFDSスキームの高精度と、FVSスキームの簡便さの両方を備えたスキームである。

また、激しい解離・電離反応を伴う流れ場の計算には、そのような化学反応に伴う生成項の影響を考慮する必要がある。この章では、本研究で用いた数値計算法を紹介し、その導出を行う。

### 3.1 AUSMスキームの導出

簡単のために、1次元のオイラー方程式を考える。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= (\rho, \rho u, \rho E)^t \\ \mathbf{F} &= (\rho u, \rho u^2 + p, \rho H u)^t \end{aligned}$$

である。この保存式を差分法で評価すると以下ようになる。

$$\mathbf{U}_j^{n+1} = \mathbf{U}_j^n - \lambda (\mathbf{F}_{j+1/2}^n - \mathbf{F}_{j-1/2}^n) \quad (3.2)$$

ここで、 $\lambda = \Delta t / \Delta x$ で、 $\Delta t, \Delta x$ は、それぞれ、時間および空間方向の刻み幅である。数値流束 $\mathbf{F}_{j+1/2}^n$ はAUSMスキームでは、次のように、移流項と圧力項に分けて取り扱う。

$$\mathbf{F}_{j+1/2} = \mathbf{F}_{j+1/2}^{(c)} + \mathbf{P}_{j+1/2} \quad (3.3)$$

ここで、

$$\mathbf{F}_{j+1/2}^{(c)} = \frac{1}{2} [(\rho u)_{j+1/2} (\Phi_L + \Phi_R) - |(\rho u)_{j+1/2}| (\Phi_R - \Phi_L)] \quad (3.4)$$

$$\Phi = [1, u, H]^t \quad (3.5)$$

$$\mathbf{P}_{j+1/2} = [0, p_{j+1/2}, 0]^t \quad (3.6)$$

である。下添え字の  $L, R$  はそれぞれ境界面の左側、右側を表している。空間1次精度の場合には、

$$\begin{aligned} L &= j \\ R &= j+1 \end{aligned}$$

となる。高次精度とするためには、 $\Phi_L, \Phi_R$  を MUSCL 法などを用いて評価する必要がある。

セル境界面における運動量  $(\rho u)_{1/2}$  は、境界面におけるマッハ数  $m_{1/2}$  および音速  $a_{1/2}$  を用いて次のように評価される。

$$(\rho u)_{1/2} = a_{1/2} \times (\rho_L m_{1/2}^+ + \rho_R m_{1/2}^-) \quad (3.7)$$

$$m_{1/2} = \mathcal{M}^+(M_L) + \mathcal{M}^-(M_R) \quad (3.8)$$

$$m_{1/2}^\pm = 0.5 \times (m_{1/2} \pm |m_{1/2}|) \quad (3.9)$$

ここで、上添え字の  $+$ ,  $-$  はそれぞれ正、負の方向に進む波を示す。上に示したように流束分離を行うためのマッハ数の関数は、以下に示す条件を満たしている必要がある。

1.  $\mathcal{M}^+(M) + \mathcal{M}^-(M) = M$
2.  $\mathcal{M}^+(M) \geq 0, \mathcal{M}^-(M) \leq 0$
3.  $\mathcal{M}^\pm(M)$  は単調増加である。
4.  $\mathcal{M}^+(M) = -\mathcal{M}^-(-M)$
5.  $\mathcal{M}^+(M) = M$  for  $M \geq 1$ ;  
 $\mathcal{M}^-(M) = M$  for  $M \leq -1$
6.  $\mathcal{M}^\pm(M)$  は連続で微分可能。

この条件を満たす関数は次のような関数となる。

$$\mathcal{M}^\pm(M) = \begin{cases} 0.5 \times (M \pm |M|), & \text{if } |M| \geq 1 \\ \mathcal{M}_\beta^\pm(M), & \text{if } |M| \leq 1 \end{cases} \quad (3.10)$$

$$\mathcal{M}_\beta^\pm(M) = \pm \frac{1}{4} (M \pm 1)^2 \pm \beta (M^2 - 1)^2, \quad -\frac{1}{16} \leq \beta \leq \frac{1}{2} \quad (3.11)$$

セル境界面における圧力  $p_{1/2}$  も同様に以下のように定義される。

$$p_{1/2} = \mathcal{P}^+(M_L) \cdot p_L + \mathcal{P}^-(M_R) \cdot p_R \quad (3.12)$$

ここで、 $\mathcal{P}^\pm(M)$  は以下に示す条件を満たす必要がある。

1.  $\mathcal{P}^+(M) + \mathcal{P}^-(M) = 1$
2.  $\mathcal{P}^\pm(M) \geq 0$
3.  $\partial \mathcal{P}^+ / \partial M \geq 0$  かつ  $\partial \mathcal{P}^- / \partial M \leq 0$
4.  $\mathcal{P}^+(M) = \mathcal{P}^-(-M)$

5.  $P^+(M) = 1$  for  $M \geq 1$ ;  
 $P^-(M) = 1$  for  $M \leq -1$   
 6.  $P^\pm(M)$  は連続で微分可能。

この条件を満たす関数は次のような関数となる。

$$P^\pm(M) = \begin{cases} 0.5 \times \left(1 \pm \frac{|M|}{M}\right), & \text{if } |M| \geq 1 \\ P_\alpha^\pm(M), & \text{if } |M| \leq 1 \end{cases} \quad (3.13)$$

$$P_\alpha^\pm(M) = \frac{1}{4} (M \pm 1)^2 (2 \mp M) \pm \alpha M (M^2 - 1)^2, \quad -\frac{3}{4} \leq \alpha \leq \frac{3}{16} \quad (3.14)$$

この圧力の流束分離に用いられる関数  $P_\alpha$  は、 $M = 0$  において、変曲点を持つ。従って、 $M_\beta$  も同様に、 $M = 0$  で変曲点を持ち、かつ、 $P_\alpha$  が  $M = 0$  以外で変曲点を持たないように  $\alpha, \beta$  を定める。即ち、

$$\frac{d^2 M_\beta^\pm}{dM^2}(0) = 0, \Rightarrow \beta = \frac{1}{8} \quad (3.15)$$

$$\frac{d^2 P_\alpha^\pm}{dM^2}(\pm 1) = 0, \Rightarrow \alpha = \frac{3}{16} \quad (3.16)$$

このように  $\alpha, \beta$  を定めることで、衝撃波や膨張波をより正確に捉えられることが文献 46 に示されている。

### 3.1.1 AUSMDV スキーム

AUSMDV スキームは AUSM スキームを拡張したもので、強い衝撃波等に対してより安定にするために、圧力の変化の大きい領域で、より安定な FVS スキームの効果を考慮したスキームである。

AUSMDV スキームでは、 $m_{1/2}^\pm$  は以下のように定義される。

$$m_{1/2}^+ = \frac{1}{2} (M_L + |M_L|) + \omega^+ \left[ \mathcal{M}^+(M_L) - \frac{1}{2} (M_L + |M_L|) \right] \quad (3.17)$$

$$m_{1/2}^- = \frac{1}{2} (M_R - |M_R|) + \omega^- \left[ \mathcal{M}^-(M_R) - \frac{1}{2} (M_R - |M_R|) \right] \quad (3.18)$$

ここで、

$$\omega^+ = \frac{p_L}{\rho_L} / \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{p_L}{\rho_L} + \frac{p_R}{\rho_R} \right) \right] \quad (3.19)$$

$$\omega^- = \frac{p_R}{\rho_R} / \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{p_L}{\rho_L} + \frac{p_R}{\rho_R} \right) \right] \quad (3.20)$$

である。

また、AUSMDV スキームでは、 $(\rho u^2)_{1/2}$  の扱いが AUSM スキームとは異なる。AUSMDV スキームを構築するために、AUSMD および AUSMV スキームを以下のように定義する。

AUSMD および AUSMV スキームは、AUSM スキームにおける  $(\rho u^2)_{1/2}$  の定義が<sup>6</sup>のみが異なり、以下のように定義される。

$$(\rho u^2)_{1/2, \text{AUSMD}} = \frac{1}{2} [(\rho u)_{1/2}(u_L + u_R) - |(\rho u)_{1/2}(u_R - u_L)|] \quad (3.21)$$

$$(\rho u^2)_{1/2, \text{AUSMV}} = a_{1/2} (\mathcal{M}^+(M_L)(\rho u)_L + \mathcal{M}^-(M_R)(\rho u)_R) \quad (3.22)$$

つまり、AUSMD スキームは  $(\rho u^2)_{1/2}$  を FDS 的に扱い、AUSMV スキームは  $(\rho u^2)_{1/2}$  を FVS 的に扱う。これを用いると、 $(\rho u^2)_{1/2}$  は以下のように評価される。

$$(\rho u^2)_{1/2} = \left(\frac{1}{2} + s\right) (\rho u^2)_{1/2, \text{AUSMV}} + \left(\frac{1}{2} - s\right) (\rho u^2)_{1/2, \text{AUSMD}} \quad (3.23)$$

ここで、 $s$  は以下のように定義される。

$$s = \frac{1}{2} \min \left( 1, K \frac{|p_R - p_L|}{\min(p_L, p_R)} \right) \quad (3.24)$$

$$K = 10 \quad (3.25)$$

ここで、 $K$  は定数である。これは、圧力の変化の大きい領域では、より安定な AUSMV スキームを用い、変化の少ない領域では、より精度の高い AUSMD スキームを用いることを意味している。このように数値流束を扱うことによって、精度がよく、かつ、衝撃波や膨張波などの激しい不連続を伴う領域でも安定に計算ができるスキームを構築することができる。

## 3.2 多次元問題への拡張

多次元問題への拡張は次のようにして行われる。本研究で扱う支配方程式は、 $x$ - $y$  座標系では式(2.1)と同様に以下になる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = S \quad (3.26)$$

ここで、 $S$  は粘性項も含めた生成項である。粘性項は中心差分で評価されており、計算上は生成項と同様に扱われる。

複雑形状のまわりの流れ場の解析には、一般座標系に変換された式が用いられる。その変換された式は、物体表面に沿った座標を  $\xi$ 、物体表面に垂直な座標を  $\eta$  とし、座標変換に伴う Jacobian を  $J$  として次のように書くことができる。

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} = \hat{S} \quad (3.27)$$

ここで、

$$\hat{U} = \frac{U}{J}, \hat{F} = \frac{\xi_x F + \xi_y G}{J}, \hat{G} = \frac{\eta_x F + \eta_y G}{J}, \hat{S} = \frac{S}{J} \quad (3.28)$$

である。また、Jacobian  $J$  は、

$$\frac{1}{J} = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \quad (3.29)$$

である。 $\xi$  方向の格子の index を  $i$ 、 $\eta$  方向の格子の index を  $j$  とし、 $\Delta\xi$ 、 $\Delta\eta$  をそれぞれ 1 とする。

$\xi$  方向の流束ベクトル  $\hat{F}_{i\pm 1/2, j}$  の計算を行うために、格子点  $(i, j)$  における  $\xi$  方向のセル境界面、すなわち  $(i \pm 1/2, j)$  において次のような局所回転行列  $T$  を定義する<sup>50)</sup>。

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 1 \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

ここで、

$$\cos \theta = \frac{\xi_x}{|\nabla \xi|}, \sin \theta = \frac{\xi_y}{|\nabla \xi|} \quad (3.31)$$

である。式 (3.27) に  $T$  を掛けると、

$$\bar{U}_i + \bar{F}_\xi = -T \hat{G}_\eta + T_i \hat{U} + T_\xi \hat{F} \quad (3.32)$$

となる。ここで、

$$\bar{U} = T \hat{U} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \bar{u} \\ \rho \bar{v} \\ \rho E \\ \rho e_V \\ \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_{ns} \end{bmatrix}, \quad \bar{F} = T \hat{F} = \frac{|\nabla \xi|}{J} \begin{bmatrix} \rho \bar{u} \\ \rho \bar{u} \bar{u} + p \\ \rho \bar{u} \bar{v} \\ \rho H \bar{u} \\ \rho e_V \bar{u} \\ \rho_1 \bar{u} \\ \vdots \\ \rho_{ns} \bar{u} \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

$$\bar{u} = \frac{(\xi_x u + \xi_y v)}{|\nabla \xi|}, \quad \bar{v} = \frac{(-\xi_y u + \xi_x v)}{|\nabla \xi|} \quad (3.34)$$

である。式 (3.33) から分かるように、この式は、 $x$ - $y$  座標系の式と同じ形式をしている。これは、速度ベクトル  $(u, v)$  を  $(\bar{u}, \bar{v})$  に置き換えて、 $(\bar{u}, \bar{v})$  を直交座標系と同様に扱えば良いことを示している。

従って、2次元問題の場合、以下のようにして計算を行うことになる。

#### 1) セル境界面の両側の物理量の定義

まず、セル境界面における流束ベクトル  $\bar{F}_{i+1/2,j}$  を計算するために、セル境界面の両側の値  $\Phi_{L,R}$  を定義する。

$$\Phi_L = \begin{bmatrix} 1 \\ \bar{u} \\ \bar{v} \\ H \\ e_V \\ c_1 \\ \vdots \\ c_{ns} \end{bmatrix}_{i,j}, \quad \Phi_R = \begin{bmatrix} 1 \\ \bar{u} \\ \bar{v} \\ H \\ e_V \\ c_1 \\ \vdots \\ c_{ns} \end{bmatrix}_{i+1,j} \quad (3.35)$$

#### 2) セル境界面の物理量の計算

次に、 $(\rho u)_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$  及び  $(\rho u^2)_{1/2}$  を計算する。ここで、セル境界面の両側のマッハ数  $M_L, M_R$  は次の式で定義される。

$$M_L = \bar{u}_{i,j}/a_{1/2}, \quad M_R = \bar{u}_{i+1,j}/a_{1/2} \quad (3.36)$$

音速  $a$  は、各化学種の定積比熱を  $C_{v,s}$  として、次の式で与えられる。

$$a^2 = \left( 1 + \frac{\sum_s c_s R_s}{\sum_s c_s C_{v,s}} \right) \frac{P}{\rho} \quad (3.37)$$

また、セル境界面における音速  $a_{1/2}$  は次の式で定義される。

$$a_{1/2} = \max(a_L, a_R) \quad (3.38)$$

#### 3) セル境界面の流束ベクトルの計算

次に、 $\Phi_{L,R}$ ,  $(\rho u)_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$  及び  $(\rho u^2)_{1/2}$  を用いて  $\bar{F}_{i+1/2,j}$  を計算する。

#### 4) 座標変換

最後に  $\bar{F}_{i+1/2,j}$  に  $T^{-1}$  を掛けて、 $\bar{F}_{i+1/2,j}$  を得る。

以上の手順により  $\xi$  方向の流束ベクトル  $\bar{F}$  を計算することができる。同様に  $\eta$  方向の流束ベクトル  $\bar{G}$  を計算することができる。

### 3.3 化学反応に伴う問題

通常の流体の数値計算では、安定性は支配方程式の Jacobian 行列の固有値によって決定される。これは、衝撃波や膨張波、接触面といった流体现象がこの固有値から決定される特性速度によって構成されているためである。

しかし、生成項を伴う流れ場においては、その生成項が流れ場に及ぼす影響を考慮する必要がある。特に、本研究で用いる支配方程式には、化学反応に伴う生成項が含まれているが、この化学反応が活発な場合、即ち、激しい解離・電離反応が起きる場合には、その生成項の影響が大きくなるために、特に注意する必要がある。なぜならば、化学反応に伴う生成項は、流体の支配方程式から決定される固有値とは無関係に決定されるためである。また、流体现象の特性速度と化学反応の特性時間を比べてみると、化学反応による特性時間が流体の特性時間よりかなり小さい。これは、数学的には、硬直性 (stiffness) とよばれる問題で、このような化学反応を伴う計算を難しくしている原因の一つである。

従って、激しい化学反応を伴う流れ場の計算を効率良く行うには、特性時間を揃える、即ち、特性時間に関するなんらかのスケールリングが必要とされる。

#### 3.3.1 Point Implicit method

そのスケールリングを行う方法の1つに Point Implicit method (点陰解法)<sup>48)</sup>があげられる。この方法では、化学反応に関する生成項は陰的に扱い、流体の計算に関しては陽的に扱う方法である。

簡単のために、1次元で考えると生成項を含む支配方程式は以下のように表すことができる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = S \quad (3.39)$$

ここで、 $S$  は生成項を表す。式 (3.39) を離散化すると、

$$\Delta U = U_j^{n+1} - U_j^n = -\Delta t \left[ \frac{F_{j+1/2}^n - F_{j-1/2}^n}{\Delta x} - S_j^n \right] \quad (3.40)$$

となる。生成項を陰的に扱うと、

$$\Delta U = -\Delta t \left[ \frac{F_{j+1/2}^n - F_{j-1/2}^n}{\Delta x} - S_j^{n+1} \right] \quad (3.41)$$

となる。ここで、次のような線形化を行う。

$$S_j^{n+1} = S_j^n + \frac{\partial S}{\partial U} \Delta U \quad (3.42)$$

この線形化を適用すると、式 (3.41) は以下のように変型できる。

$$[I - \Delta t Z_j^n] \Delta U = -\Delta t \left[ \frac{F_{j+1/2}^n - F_{j-1/2}^n}{\Delta x} - S_j^n \right] \quad (3.43)$$

$$Z_j^n = \frac{\partial S_j^n}{\partial U} \quad (3.44)$$

ここで、 $I$ は単位行列を表す。また、 $Z_j^n$ の各要素は化学反応に関する特性時間に反比例している。従って、この行列  $[I - \Delta t Z_j^n]$  を反転することによって、流体の計算に用いられる CFL 条件で決定される  $\Delta t$  で計算を安定に進めることができる。

### 3.3.2 Diagonal Implicit method

しかし、この行列  $[I - \Delta t Z_j^n]$  は、化学種を  $ns$  種考慮した計算では、 $(ns+5) \times (ns+5)$  行列となり、それを反転するためには多くの演算量を要する。しかし、定常解のみが必要な場合には、最終的に得られる解はこの行列には依存しない。これは、この行列を他の行列に置き換えても良いことを意味している。その置き換えられるべき行列は、激しい化学反応に伴う数値的な不安定性を抑ええることが要求される。そのような目的で、この行列を簡略化するために、Diagonal Implicit method (対角陰解法) という手法が開発された<sup>49)</sup>。この方法では、この行列を対角化することによって簡略化を行っている。この簡略化は、行列  $Z_j^n$  の要素が、化学反応の特性時間に強く依存していることに基づいている。具体的には以下ようになる。

$$[I - \Delta t Z_j^n] \simeq \left[ I + \text{diag} \left( \frac{\Delta t}{\tau_s} \right) \right] \quad (3.45)$$

$$\frac{1}{\tau_s} = \beta_c \left[ \sum_i \left( \frac{\partial \omega_s}{\partial \rho_i} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.46)$$

ここで、 $\omega_s$  は化学反応に伴う生成項であり、 $\tau_s$  は各化学種の化学反応に関する特性時間に相当する項である。

この方法で、行列の反転に関する部分は簡略化できるが、それでも、この行列の要素に関する計算、即ち、 $\partial \omega_s / \partial \rho_i$  の計算を行わなければならない、化学種および化学反応の数が多い場合には計算量が多く、その計算量は化学種の数  $ns$  の2乗に比例する。そこで、偏微分  $\partial \omega_s / \partial \rho_i$  の計算に関して、以下のような近似を行った。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_s} &= \beta_c \left[ \sum_i \left( \frac{\partial \omega_s}{\partial \rho_i} \right)^2 \right]^{1/2} \\ &\simeq \beta \times ns \times \left| \frac{\omega_s}{\rho_s} \right| \end{aligned} \quad (3.47)$$

これは、化学反応に伴う生成項  $\omega_s$  が、各化学種の密度  $\rho_s$  の多項式で表されることに基づいている。ここで、 $\beta$  は経験的に得られる緩和係数で、本研究では 1.5 程度の値を用いた<sup>50)</sup>。この簡略化によって、化学種および化学反応の数が増えても、少ない演算量で、安定に計算を行うことができるようになる。



### 3.4 輻射解析パッケージ SPRADIAN

本研究で着目している輻射加熱率は、各化学種の電子の遷移や、振動及び回転状態の遷移によって決定される。しかし、その遷移が起きる確率や、その遷移によって吸収・放出されるエネルギーの量は、各化学種及びその遷移の種類によっても大きく異なる。そのため、それらを決定するための計算コードが必要となる。そのような計算コードには、NEQAIR<sup>55)</sup>やLORAN<sup>56)</sup>等があるが、これらの計算コードは、classifyされていたり、適用温度範囲が異なるなどの問題がある。そのため、宇宙科学研究所で輻射解析パッケージ SPRADIAN (Structured Package for Radiation Analysis) が開発された。この計算コードは、以下のよう特徴を持っている。

1. UV 及び VUV 放射・吸収を正確に扱うことができる。
2. 広い温度範囲 (50 K ~ 100000 K) で安定に計算することができる。
3. 様々な気体の放射を模擬できる。
4. 非平衡現象に対応している。
5. 最新の分光データを利用している。

これらの特徴は、本研究で対象としている超軌道速度での飛行環境における輻射加熱の予測に重要である。

SPRADIAN では、line-by-line method で計算が行われており、その数学的モデルは、NEQAIR や LORAN と同等あるいは、より厳密な式が用いられている。また、気体の内部状態の分布は全て Boltzmann 分布に従うと仮定されており、励起状態の非平衡性は考慮されていない。これは、現状では、準位間の励起レートに疑問残っているためである。

SPRADIAN は、化学種の数密度と、並進、回転、振動、電子、および電子励起温度を与えることにより、その状態での放射・吸収係数を計算することができる。また、それらの係数を計算領域すべてにおいて求め、その分布をもとに、再突入カプセル表面における各点において、その点から視線方向に積分を行うことにより、輻射加熱率を計算することができる。

本研究では、熱的非平衡性に関して、Park の 2 温度モデルを用いているために、並進・回転温度について共通の温度  $T$  を与え、振動・電子・電子励起温度について共通の温度  $T_e$  を与えている。

## 第4章 数値解析コードの検証

序論でも述べたように、本研究では、数値解析によって超軌道速度飛行体の輻射加熱環境の予測を行うことを目的としている。そのためには、その解析に用いる数値解析コードが、様々な現象を正確に再現できるかを検証する必要がある。この章では、2つの問題に対して解析を行い、本研究で用いている数値解析コードの精度を検証することを目的とする。

### 4.1 円柱周りの流れ

まず、この研究で用いた数値解析コードの精度を確認するために、円柱周りの流れの解析を行った。実験は、衝撃風洞を用いて行われている<sup>10)</sup>。試験気体は窒素である。衝撃風洞によって得られる流れは、高温・高圧になった貯気槽状態を急激に膨張させることによって作られているので、主流温度は、約1800Kと比較的高く、主流の化学種である窒素分子が一部窒素原子に解離している。円柱の半径は2.54cmで、直径を基準長さとした Reynolds 数は24000である。主流条件を表4.1に示す。

化学反応モデルには、Park モデルを用い、解離反応に用いられる平均温度  $T_a$  は、

$$T_f = T_b = T_a = T^{0.5} \times T_V^{0.5} \quad (4.1)$$

で評価した。また、解離によって失われる振動エネルギー  $\Delta E_s$  は、解離エネルギーの30%として評価した。具体的には以下ようになる。

$$\Delta E_s = \bar{c}_s \times \bar{D}_s \quad (4.2)$$

$$\bar{c}_s = 0.3 \quad (4.3)$$

境界条件として、表面温度は主流温度と同じ温度で固定した。

この実験では、Mach-Zehnder 干渉計を用いて円柱周りの干渉縞が得られている。干渉縞は次の式で計算される Fringe shift  $F$  に相当する。

$$F = \frac{1}{4160} \frac{L}{\lambda} (1 + 0.28C_N) \Delta\rho \quad (4.4)$$

Velocity(m/s)	$T_\infty(K)$	Density(kg/m <sup>3</sup> )	$C_N$
5590	1833	0.005349	0.073

表 4.1: 実験条件

ここで、 $L$ ,  $\lambda$  はそれぞれ実験に用いられた装置の幾何学的距離、および光源に用いた光の波長を表しており、それぞれ値は、

$$\begin{aligned} L &= 15.24 \text{ (cm)} \\ \lambda &= 5.33 \times 10^{-7} \text{ (m)} \end{aligned}$$

である。また、 $\Delta\rho$  は主流の密度との差を表しており、 $C_N$  は窒素原子の質量分率を表す。式(4.4)からわかるように、Fringe shift  $F$  は、ほぼ密度変化に比例している。干渉縞の位置は、Fringe shift によって決定されるために、この干渉縞を観測することによって、密度場を観測することができる。実験によって得られた干渉縞を図 4.1 に示す。計算に用いた格子点は、物体表面に沿って 30 点、物体表面に垂直な方向に 50 点の合計 1500 点である。計算格子を図 4.2 に示す。

#### 4.1.1 流れ場全体の比較

実験から得られた干渉縞と、数値計算によって得られた干渉縞を図 4.3 に示す。これによると、衝撃波の形状、位置ともに良好な一致が見られる。また、干渉縞に関しては、実験によって得られた分布と計算によって得られた分布と概ねよくあっている。これは、本研究で開発した計算コードが、比較的速度が遅い条件での流れ場をうまく再現できていることを示している。

#### 4.1.2 緩和モデルの影響

この実験条件では、ほとんど電離反応は起きないために、主に分子の解離現象に伴う化学反応モデルによる影響が大きいと考えられる。そこで、解離によって失われるエネルギー  $\Delta E_d$  に関するパラメータ  $\bar{c}_d$  を、0.5, 0.8 と変化させて計算を行った。干渉縞を比較したものをそれぞれ図 4.4, 4.5 に示す。淀み線上の並進および振動-電子温度分布を図 4.6, 4.7, 4.8 に示す。これによると、 $\Delta E_d$  が大きくなるにつれて振動-電子温度が低くなっていることがわかる。しかし、そのパラメータ  $\bar{c}_d$  による影響は非常に小さい。淀み線上の化学種の分布を、図 4.9, 4.10 に示す。この分布からも、温度分布と同様にそのパラメータによる差は非常に小さいことがわかる。

この現象を詳しく調べるために、 $\bar{c}_d = 0.3$  の場合に関して、淀み線上における各緩和過程の振動-電子エネルギーへの寄与を図 4.11 に示す。ここで、 $Q_{T-v}$ ,  $Q_D$  はそれぞれ並進-振動緩和によるエネルギー交換と、分子の解離によって分子が持っている振動エネルギーが失われる、あるいは、分子の再結合によってエネルギーが加えられる過程を表している。ここで、各過程による値が正の場合には、その過程を通して、振動-電子エネルギーにエネルギーが加えられ、負の場合には、振動-電子エネルギーからエネルギーが失われることを意味している。

この図から、衝撃層内は衝撃波直後、表面近傍、そしてその間の領域のあわせて3つの領域に分けられることがわかる。衝撃波直後では、まず、並進-振動緩和によるエネルギー

交換が起こり、少し遅れて、分子の解離によってエネルギーが失われるという過程が起きている。その後、2つの過程によるエネルギー交換はほとんど起きなくなる。また、カプセル表面近傍では、窒素原子が再結合するために、エネルギーが供給されていることがわかる。

特に、衝撃波直後とその背後の領域に着目すると、衝撃波直後では、分子の並進-振動緩和による振動-電子エネルギーへのエネルギーの供給が、分子の解離によるエネルギーの減少を上回っており、振動-電子温度が上昇していることを裏付けている。その背後では、衝撃層内の振動-電子温度がほぼ一定値となっている領域と、2つの緩和過程によるエネルギー交換がほとんど起きていない領域が一致していることがわかる。これは、衝撃層内の振動-電子温度分布が、この2つの過程のバランスによって決定されていることを意味している。また、衝撃層内の振動-電子温度分布に関して、ある種の準定常状態が存在していることを示唆している。そのため、この実験条件、即ち、衝撃層内に多くの分子が存在するような条件では、パラメータ $\epsilon_s$ による影響があまり強く現れないと考えられる。また、ここで示した機構は、飛行高度や速度が変わっても本質的には変わらないと予想され、各緩和過程によるエネルギー交換に関するバランスが、衝撃層内の振動-電子温度を決定していると考えられる。

## 4.2 OREX

次に、対流加熱率の再現性をみるために、OREXの飛行実験との比較を行った。OREXは、HOPEの機首部分の形状を模しており、地上での試験ではデータの取得が困難な再突入時の空力加熱、ブラックアウト（通信途絶）等の実験を行った。実験機は、1994年2月4日に宇宙開発事業団種子島宇宙センターからH-2試験機第1号機により打ち上げられた。

計算条件として、試験気体は空気と仮定し、窒素および酸素分子の質量分率をそれぞれ0.7656, 0.2344とした。化学反応モデルにはParkモデルを用い、解離反応にあらわれる平均温度 $T_a$ は前節同様に、次の式で評価した。

$$T_f = T_b = T_a = T^{0.5} \times T_V^{0.5} \quad (4.5)$$

また、解離によって失われる振動エネルギー $\Delta E_v$ は、解離エネルギーの30%として評価した。飛行条件を表4.2に示す。OREXの形状を図4.12に示す。壁面での輻射平衡を考慮した場合、空力加熱率は表面温度の4乗に比例する。そのため、表面温度は加熱率の変化に対してそれほど敏感ではないと考えられる。そこで、境界条件として、表面温度を1300Kに固定した。この値は、飛行実験で計測された淀み点近傍におけるカプセル表面温度である<sup>31)</sup>。計算は、OREX前面についてのみ行った。計算格子を図4.13に示す。

Velocity(m/s)	Altitude(km)	$T_\infty(K)$	Density ( $kg/m^3$ )	$P_\infty(Pa)$	$T_{wall}(K)$
5562	60	248.1	0.00033	23.64	1400

表 4.2: OREX の飛行条件

### 4.2.1 OREXの前面の流れ

カプセル前面およびカプセル表面における圧力分布をそれぞれ図 4.14, 4.15 に示す。表面圧力分布は、淀み点で最大値をとり、鈍頭部と円錐面との接合部分 ( $y/R = 0.5$ ) において、極小となっている。この結果は、風洞実験結果ともよくあっている<sup>88)</sup>。

次に、カプセル前面における並進、振動-電子温度分布を図 4.16, 4.17 に、また淀み線上の温度分布および化学種の分布をそれぞれ図 4.18, 4.19, 4.20 に示す。並進温度は、衝撃波直後で最大値をとり、その後、酸素および窒素分子の解離反応が起きるために、並進温度が下がっている様子が再現されている。

一方、振動-電子温度は衝撃波直後では、まだ振動-電子エネルギーが励起されていないために、低い値をとっている。また、その領域では多くの窒素分子が存在しており、かつ振動-電子温度が低いために並進-振動緩和過程を通して、振動-電子エネルギーにエネルギーが供給される。そのため、それに伴って、下流にいくにつれて振動-電子温度は上昇する。そのため、解離反応が活発になり、分子が持っている振動エネルギーが失われ、最終的には、ほぼ熱的に平衡となっていることがわかる。

化学種の分布を見ると、衝撃波直後では、若干の  $NO$  が生じ、酸素分子は完全に解離しているが、窒素分子は比較的多く残っている。そのため、衝撃層内の化学種としては、酸素原子と窒素原子、および窒素分子が存在している。これは、この飛行条件では、酸素および窒素分子の解離が支配的な化学反応で、電離反応はほとんど起きないということを示している。

### 4.2.2 触媒性の影響

カプセル表面の触媒性の効果を見るために、非触媒壁と完全触媒壁を考慮した計算を行った。淀み線上の化学種の分布を図 4.19, 4.20 に示す。これらの図から分かるように、カプセル表面の条件を、完全触媒壁と非触媒壁にして計算を行うと、壁面近傍で分布が大きく変わることがわかる。特に、酸素分子・原子の分布が大きく変わる。

非触媒壁条件では、壁面温度が比較的低いために、窒素原子は触媒壁条件によらずに、窒素分子に再結合しているのに対し、酸素原子はなかなか再結合しない。一方、完全触媒壁条件を課した計算を行うと、酸素原子が再結合するために、酸素分子の質量分率が急激に上昇していることがわかる。これは、本研究で用いている触媒性に関する境界条件がうまく機能していることを示している。

### 4.2.3 飛行実験との比較

対流加熱率に関して、飛行実験と計算結果と比較した結果を図 4.21 に示す。全体的な傾向としては、淀み点で最大値をとり、カプセル表面に沿って下流にいくに従って減少している。これによると、非触媒壁条件による結果が、実験結果を比較的うまく再現していることがわかる。

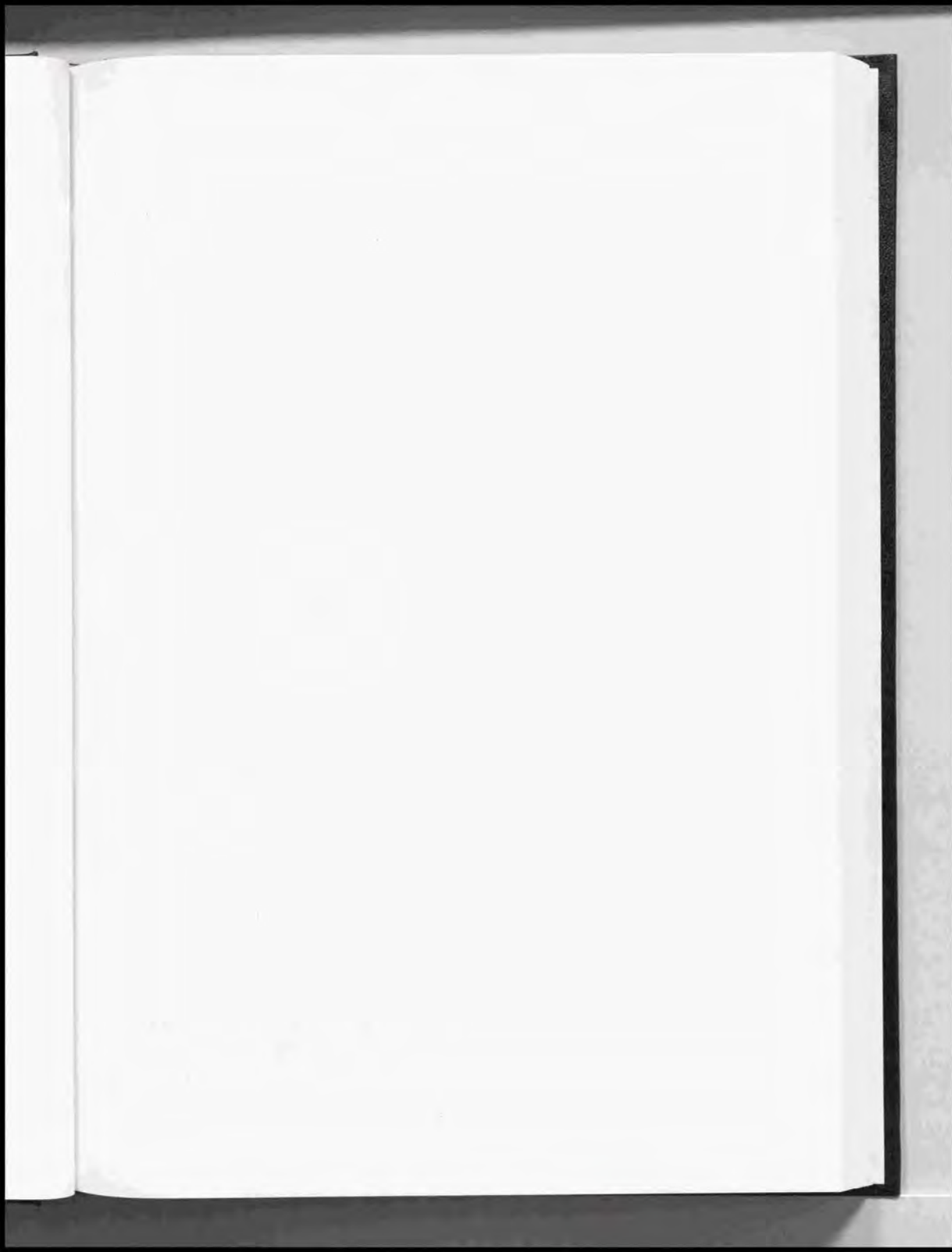
また、触媒性を考慮する事によって、対流加熱率が上昇するという結果が得られた。これは次のような理由によると考えられる。

対流加熱率は、通常、以下の式で定義される。

$$\dot{q}_{conv} = \eta \vec{\nabla} T \cdot \hat{n} + (\eta_v + \eta_e) \vec{\nabla} T_V \cdot \hat{n} + \sum_s \rho h_s D \vec{\nabla} c_s \cdot \hat{n} \quad (4.6)$$

ここで、第1項は並進温度の勾配による影響で、第2項は振動-電子温度の勾配によるものである。第3項は、拡散によるもので、非触媒壁条件では、 $\vec{\nabla} c_s$ が0となるために、この項による影響は現れない。しかし、触媒性を考慮することにより、壁面近傍で化学種の分布が変化する。そのため、第3項の影響が現れ、拡散による加熱が生じたためだと考えられる。この結果から、少なくとも定性的には、触媒性の影響もうまく再現されていることがわかる。

以上の結果から、本研究に用いている数値解析コードは、定性的にも定量的にも、極超音速熱化学非平衡流れを再現できることが確認された。また、計算に用いている緩和過程に関するモデル及び境界条件がうまく実装されていることが確認された。



## 第5章 結果および考察

この章では、MUSES-Cの再突入軌道である超軌道速度領域での計算を行い、その結果に関して考察を行うことを目的とする。

### 5.1 軌道に沿った MUSES-C の飛行環境

まず、MUSES-Cの再突入軌道に沿って淀み点における対流・輻射加熱率を推算した。基準として用いたモデルを以下に示す。

#### Nominal set of models

- Park's chemical reaction model
- $\Delta E_g = 0.3 \times \dot{D}_g$
- $T_a = T^{0.5} \times T_V^{0.5}$
- Ionization potential measured from the ground state.

このモデルの組み合わせは、従来の比較的飛行速度が遅い場合の飛行環境における計算によく用いられるものである。

カプセルの形状を図 5.1 に示す。計算格子は、カプセルの前面と背面について別々に格子を作って用いた。前面の格子の数は、物体表面に沿って 50 点、表面に対して垂直な方向に 50 点の合計 2500 点、背面に関しては流れ方向に 40 点、垂直な方向に 80 点の合計 3200 点である。計算格子を図 5.2, 5.3 に示す。

計算を行った飛行条件は、式 (1.1) 及び (1.2) による推算結果の中で、対流および輻射加熱率が最大となる条件の前後の時刻を選んだ。再突入軌道の各時刻における主流条件を表 5.1 に示す。境界条件として、壁面温度を 3000K に固定し、非触媒壁とした。ここで、時刻は、高度 200km からのものである。

#### 5.1.1 淀み線上の温度分布

各時刻における淀み線上の温度分布をそれぞれ図 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 に示す。すべての時刻に渡って、衝撃波直後で並進温度が最大値をとり、その後解離および電離反応が起



こるために温度が下がるという結果が得られた。一方、振動-電子温度は衝撃波直後ではあまり上昇せずに、しばらく並進温度と温度差がある熱的非平衡状態になり、壁近傍では平衡に達する。この熱的非平衡性は、特に  $t = 80 \text{ sec}$  における温度分布においてその影響が顕著に見られる。これは、高度が高くなるにつれて密度が小さくなるために、分子間の衝突が起きにくくなるためである。

また、 $t = 80, 90 \text{ sec}$  では、衝撃波面が厚くなっている。これは、次のような理由によると考えられる。この2つの時刻における飛行環境では、再突入速度が非常に速いために、衝撃波直後の並進温度が非常に高くなる。それに加えて、高度が高いために密度が低いことから、温度勾配による熱伝導の影響が大きくなっているためだと考えられる。

$t = 100, 110 \text{ sec}$  では、壁近傍で振動-電子温度が並進温度を上回っている。これは、壁付近での密度が高く、壁面温度が低いために、窒素原子の再結合反応が活発に起きる。その結果、 $\Delta E_s$  に相当するエネルギーが振動エネルギーに供給されたため、振動-電子温度が上昇したと考えられる。

### 5.1.2 淀み線上の化学種の分布

次に、淀み線上の化学種の分布をそれぞれ図 5.9, 5.10, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14, 5.15, 5.16, 5.17, 5.18 に示す。これによると、 $t = 80, 90, 100 \text{ sec}$  では、飛行速度が速いために、衝撃波背後の衝撃温度が非常に高くなる。その後、完全に解離反応が進み、電離反応が活発に起こるために、 $N^+$ ,  $O^+$  といったイオンが多く存在している。一方、 $t = 110, 120 \text{ sec}$  では、高度が低くなると、飛行速度が遅くなるために、衝撃層内の温度が下がり、完全には解離反応が進まないために、電離反応が活発になるまでには至らず、イオンはほとんどみられない。

特に、対流・輻射加熱率が高いと予想されている  $t = 90 \text{ sec}$  での電子数密度の分布を図 5.19 に示す。この図から、衝撃層内で電子数密度が非常に高い値になっていることがわかる。また、電子数密度分布は、衝撃波背後で急激に上昇して、その後再び急激に上昇している。

この電子を供給している電離反応調べるために、各電離反応による生成項の寄与を図 5.20 に示す。この図から、衝撃波直後では Associative Ionization によって電子が生成され、その後 Electron Impact Ionization によって電子が生成されている事がわかる。特に、Electron Impact Ionization による影響が大きい。これは、“electron avalanche” とよばれる現象で、この飛行速度領域における電子数密度の分布には、Electron Impact Ionization による電子

Time(sec)	Velocity(m/s)	Altitude(km)	$T_\infty(K)$	Density ( $\text{kg/m}^3$ )
80	12408	72	214.80	$5.88 \times 10^{-5}$
90	11607	64	236.05	$1.83 \times 10^{-4}$
100	9905	58	252.94	$4.33 \times 10^{-4}$
110	7619	53	263.81	$7.98 \times 10^{-4}$
120	5494	50	270.18	$1.25 \times 10^{-3}$

表 5.1: MUSES-C の飛行条件

の生成が支配的で、電子数密度の分布に大きな影響を持っている事を示唆している。

### 5.1.3 対流加熱率履歴

淀み点における対流加熱率を、再突入軌道に沿って計算を行った結果と式(1.1)による推算結果を図 5.21 に示す。これによると、傾向としては、推算結果と同じ傾向を示している。即ち、高度 60km 付近で最大値をとることが分かる。しかし、最大値をとる高度が異なっている。また、式(1.1)による推算結果が、本数値解析コードによって得られた結果にくらべてかなり高いことがわかる。これは、他の数値解析結果と同様な傾向を示している<sup>5,6)</sup>。

### 5.1.4 輻射加熱率履歴

淀み点における輻射加熱率を、再突入軌道に沿って計算を行った結果と式(1.2)による結果を図 5.22 に示す。

輻射加熱率は、本解析コードで得られた物理量をもとにして輻射解析パッケージ SPRADIAN<sup>52,53)</sup>を用いて計算された。SPRADIAN は、空気に関して  $N$ ,  $O$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N^+$ ,  $O^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$  の 10 種、アブレーションによって生じる炭素系化合物に関して  $C$ ,  $CO$ ,  $CN$ ,  $C_2$  の 4 種、あわせて 14 種が考慮されている。原子については、電子遷移として、Bound-Bound, Bound-Free, Free-Free の 3 つが考慮されており、分子については、回転-振動-電子遷移が考慮されている。また、波長領域では 500Å から 15000Å をカバーしている。これは、同じような輻射解析を行うことのできる数値計算プログラムである NEQAIR<sup>55)</sup> や LORAN<sup>56)</sup> と同程度、あるいはそれらよりも高精度の計算を行うことができるということが確認されている<sup>54)</sup>。

淀み点のみの輻射加熱率の解析には、Spherical Cap 近似が行われている。これは、鈍頭部の衝撃波の形状を球状に仮定し、淀み線より下流側の物理量を球対称分布と仮定して、淀み線上の分布で置き換えて、淀み点の輻射加熱率を計算する手法である<sup>54)</sup>。これは、鈍頭部分の輻射加熱率の計算において良い近似であることが文献 54 に示されている。

輻射加熱率に関しても、対流加熱率と同様に、式(1.2)による推算結果が、本数値解析コードによって得られた結果にくらべて高いことがわかる。これは、式(1.2)の導出に、熱化学平衡を仮定していることによると考えられる。また、高度 60km 付近で最大値をとることが分かる。

以上の結果から、 $t = 90\text{sec}$  付近で、輻射加熱率をもっとも高い値となることがわかった。そこで、以下の節では、 $t = 90\text{sec}$  での飛行環境に関して詳しく調べる事にする。

## 5.2 MUSES-C 全機まわりの流れ

次に、輻射加熱率が最大となっている飛行条件における MUSES-C 全機まわりの流れの解析結果を示す。

### 5.2.1 圧力分布

図 5.23, 5.24 に、 $t = 90 \text{ sec}$  におけるカプセル前面および背面における圧力分布を示す。前面の圧力分布に着目してみると、圧力は淀み線付近で最大値をとり、下流側で減少している様子がわかる。また、カプセルの肩の部分で強い膨張波が生じ、それによって圧力が急激に減少している様子も再現されている。全機周りの圧力分布を見てみると、カプセルの後方では、Recompression shockが生じていることがわかる。

カプセル表面に沿った圧力分布を図 5.25, 5.26 に示す。カプセル前面の圧力分布に注目すると、鈍頭部と円錐部との接合部分 ( $S/R_n = 0.8$ ) で圧力の極小値をとっている。これは、形状が似ている OREX の結果に類似している。肩付近 ( $S/R_n = 1.15$ ) で急激に圧力が下がっているのは、膨張波の影響である。背面の圧力分布を見てみると、 $S/R_n = 1.5$  付近で圧力は最小値をとっている。これは、背面の角に相当する領域である。そのため、この部分でも膨張が起きているために、圧力が減少したと考えられる。

### 5.2.2 速度ベクトル分布

背面における速度ベクトル分布を図 5.27 に示す。この図から、カプセル背面において、再循環領域が生じていることがわかる。また、再循環領域は、流れ方向に  $0.8R_n$  程度とかなり小さい事がわかる。

### 5.2.3 対流加熱率分布

カプセル表面における対流加熱率を図 5.28, 5.29 に示す。これによると、淀み点で最大値をとり、圧力分布と同様に鈍頭部と円錐部分との接合部分において極小値をとっている。また、カプセルの肩の部分で急激に上昇している。これは、この領域で急激に膨張するために、流れが加速され、境界層が薄くなったためだと考えられる。同じような現象が、 $S/R_n = 1.5$  においても見られる。

また、対流加熱率に大きな影響を及ぼすと考えられる表面温度に関する境界条件について、輻射平衡壁条件を用いて計算を行った。全機周り及びカプセル背面の対流加熱率を図 5.30, 5.31 に、表面温度分布を図 5.32 に示す。図 5.30 から、カプセル前面の対流加熱率分布にはあまり大きな差が表れていないことがわかる。また、図 5.32 からわかるように、カプセル前面の表面温度は淀み点で約  $3000 \text{ K}$  で、最小値は  $2500 \text{ K}$  とその差は比較的小さいことが分かる。一方、カプセル背面に関しては、対流加熱率が低くなるために、表面温度も低くなり、約  $1000 \text{ K}$  となっている。そのため、対流加熱率は、等温壁条件を課した場合にくらべて少し高い値をとっている。しかし、その差は比較的小さい。

#### 5.2.4 並進温度分布

並進温度分布をそれぞれ図 5.33, 5.34 に示す。カプセル前面に着目してみると、並進温度は淀み線上の衝撃波背後で最大値をとっており、その値は約 50000K である。そこから下流に行くに従って、解離・電離反応に進むために、それに伴って、その温度は減少している。衝撃層内は、ほぼ 15000K~20000K となっている。また、図 5.33 からわかるように、カプセルの肩より後方では、強い膨張波によって温度が急激に減少している様子が再現されている。また、カプセル背面では、再圧縮が起こるために、それに伴って再び上昇し、約 10000K となっている。

#### 5.2.5 振動-電子温度分布

振動-電子温度分布を図 5.35, 5.36 に示す。振動-電子温度は、図 5.36 からわかるように、衝撃波直後では振動励起が遅れるために、最大とはならず、壁の近傍で最大値をとっている。カプセル前面の衝撃層内では、振動-電子温度はほぼ 10000K である。カプセル後流では、図 5.35 より、カプセルの肩の部分で生じる強い膨張波によって、振動-電子温度も減少していることがわかる。また、カプセル後流では、振動-電子温度はほぼ 8000K から 9000K となっておりカプセル背面への輻射は比較的弱いと予想される。

### 5.3 振動-電子温度を決定する機構

衝撃層内の温度分布は、さまざまな緩和過程によって決定されていると考えられる。その機構を理解するために、特に加熱率が高い淀み点の加熱率に影響が大きいと考えられる淀み線上の様々な物理量の分布に関して調べた。淀み線上の並進・振動-電子温度分布を図 5.5 に示す。横軸はカプセル表面からの距離を表す。これによると、衝撃層の厚さは約 16mm である。衝撃波直後では並進温度と振動-電子温度の差が非常に大きい、いわゆる、熱的非平衡性が強くみられる。その後、15mm から 5mm の間で急速に緩和し、ほとんど平衡に達する。

この過程を調べるために、4.1.2 (p.40) と同様に淀み線上における各緩和過程の振動-電子エネルギーへの寄与を図 5.37 に示す。ここで、 $Q_{T-V}$ ,  $Q_D$ ,  $Q_{T-E}$ ,  $Q_I$  は、2.3 (p.17) で示した通りである。この図は、各緩和過程に関する値が正の場合は、その過程によってエネルギーが振動-電子エネルギーに加えられ、負の場合には、その過程によってエネルギーが振動-電子エネルギーから失われる事を意味する。また、各過程に関してすべての和をとって、正の場合には、振動-電子エネルギー、即ち、振動-電子温度が上昇し、負の場合には振動-電子温度が減少する事を意味している。

この図から、衝撃層は大きく分けて、衝撃波直後、壁面近傍、そしてその間の領域の合計 3 つの領域に分けられることがわかる。

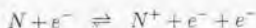
まず、衝撃波直後では、比較的多くの分子が残っているために、分子に関する緩和過程、即ち、分子の並進-振動緩和によってエネルギーが供給される過程  $Q_{T-V}$  と、分子の解離

によって振動エネルギーが失われる過程  $Q_D$  が支配的である。この領域では、 $Q_{T-V}$  が  $Q_D$  を上回っており、振動-電子温度が上昇している事を裏付けている。

その後、分子が完全に解離し、図 5.20 に示したように、Associative Ionization といわれる電離反応によって電子が生じる。Associative Ionization は次のような電離反応である。



これらの電離反応によって、電子が生成されるために、電子と重粒子の衝突による緩和過程  $Q_{T-E}$  が支配的になる。それに伴って、振動-電子温度が上昇し、Electron Impact Ionization によって多くの電子が生成される。Electron Impact Ionization は次のような電離反応である。



この電離反応の反応速度は非常に速いことが知られている。図 5.20 に示したように、この反応によって、電子数密度が急激に上昇するために、さらに緩和が加速される。その結果、Electron Impact Ionization によってエネルギーが失われる過程  $Q_I$  が支配的になる。この2つの領域を経て、壁面近傍では熱的平衡に達する。

図 5.37 から、電子に関する2つの緩和過程、即ち、電子と重粒子との衝突によるエネルギー交換  $Q_{T-E}$  と、Electron Impact Ionization によって電離エネルギーが失われる過程  $Q_I$  が支配的であることがわかる。これは、電離が活発に起こる速度領域、即ち超軌道速度飛行体の飛行環境に特有の現象で、この過程に関わるパラメータが、振動-電子温度の決定に重要な位置を占めていると考えられる。

また、分子の解離に関する緩和過程に用いられるパラメータも、衝撃波直後の領域における振動-電子温度の分布に大きな影響を持っており、この緩和過程も衝撃層全体の振動-電子温度分布の決定に大きな影響を持っていると考えられる。なぜならば、第4章で扱った飛行環境とは異なって、この飛行速度領域では窒素および酸素分子が完全に解離してしまうために、並進-振動緩和過程  $Q_{T-V}$  と解離によって振動エネルギーが失われる過程  $Q_D$  の2つの過程によるフィードバック機構が十分には働かないと考えられるためである。

そこで、各緩和過程の影響を調べるために、それぞれの緩和過程におけるパラメータを変えて計算を行い、その結果に関して考察を行った。

### 5.3.1 解離によって失われるエネルギー

衝撃波直後では、比較的多くの分子が残っているために、この領域では分子に関連したパラメータが流れ場に影響を及ぼすと考えられる。そこで、基準となるモデルの組み合わせの中で、解離によって失われるエネルギー  $\Delta E_d$  を変化させて計算を行った。具体的には、

$\alpha_0$  を 0.3, 0.5, 0.8 に変化させて計算を行った。それぞれの場合の淀み線上の並進及び振動-電子温度分布をそれぞれ図 5.38, 5.39 に示す。これによると、 $\alpha_0$  が大きくなるにつれて、衝撃波直後の振動-電子温度が低くなっていることがわかる。これは、衝撃波直後では、解離が支配的な化学反応であり、それに伴うパラメータの影響が大きい事を示唆している。また、 $\alpha_0$  が大きくなるに連れて、解離反応が遅れ、その結果、衝撃層が厚くなっており、 $\alpha_0$  が衝撃層の厚さにも影響を持っていることがわかる。

これは、次のような理由によると考えられる。Park の化学反応モデルでは、解離反応の反応速度定数の計算に振動-電子温度  $T_v$  の影響が考慮されている。そのため、解離によって失われるエネルギーが大きくなると、衝撃波直後での振動-電子温度の上昇が押さえられ、振動-電子温度が低くなり、解離反応の反応速度定数の推算に用いられる平均温度  $T_a$  が低く見積もられる。その結果、解離反応が遅れ、衝撃層が厚くなると考えられる。

淀み点における輻射加熱率と  $\alpha_0$  の関係を図 5.40 に示す。これによると、輻射加熱率は、 $\alpha_0$  の 1 次関数で表されることがわかる。これは、 $\alpha_0$  が輻射加熱率に大きな影響を持っている事を示唆している。

### 5.3.2 Electron Impact Ionization によって失われるエネルギー

5.1.2 (p.46) で述べたように、壁に近付くにつれて、分子は完全に解離し、Associative Ionization を経て、Electron Impact Ionization が活発になる。そのため、電子数密度分布は、どの電離反応が起こっているかに強く依存しており、衝撃層内の領域によって大きく異なる。図 5.20 に示したように、電子は、主に Electron Impact Ionization によって生成されるために、この Electron Impact Ionization によって失われるエネルギーの値は、電離が支配的な領域での振動-電子温度分布に大きな影響を持っていると考えられる。そこで、Electron Impact Ionization によって失われるエネルギー、即ち電離ポテンシャルに関して、基底状態から電離すると考えるモデルと、励起状態から電離すると考えるモデルについて計算を行った。

図 5.41 に、淀み線上の振動-電子温度分布を示す。これによると、励起状態からの電離を考慮したモデルでは、基底状態からの電離を考慮したモデルに比べて振動-電子温度が高くなっている。これは、衝撃層内で電離が活発に起こっており、そのため、電離ポテンシャルの差によって、振動-電子温度に差が生じたと考えられる。それに伴って、並進温度分布にも影響が及ぼされるために、衝撃層の厚みにその影響が表れており、励起状態からの電離を考慮したモデルによる衝撃層の厚みは、基底状態からの電離を考慮したモデルに対して、約 1mm 程度の差が見られる。

基底状態からの電離を考慮したモデルと、励起状態からの電離を考慮したモデルを用いて計算を行った場合の淀み点における輻射加熱率は、それぞれ 1.4MW/m<sup>2</sup>, 1.8MW/m<sup>2</sup> となった。これによると、電離ポテンシャルが小さいと、振動-電子温度が高く見積もられるために、高い輻射加熱率となることがわかる。その差は約 0.4MW/m<sup>2</sup> と比較的大きい。これは、輻射加熱率が、振動-電子温度、特に 10000K 付近での値に敏感であることを示唆している。従って、電離ポテンシャルに関するモデルにも注意する必要があると考えら

れる。

以上の結果から、緩和モデルの組み合わせの中で、輻射加熱率が最大および最小となるモデルの組み合わせは次のようになると考えられる。

#### Maximum set of models

- Park's chemical reaction model
- $\Delta E_s = 0.3 \times \hat{D}_s$
- Ionization potential measured from the excited state

#### Minimum set of models

- Park's chemical reaction model
- $\Delta E_s = 0.8 \times \hat{D}_s$
- Ionization potential measured from the ground state

これらのモデルの組み合わせを用いて、輻射加熱率の最大・最小値を検討した。

## 5.4 計算領域の影響

再突入カプセル表面上のある点における輻射加熱率は、その点への視線方向に沿って放射・吸収を考慮した積分を行うことによって決定される。そのため、輻射加熱率の予測には、解析を行う領域の取り扱いにも注意を払う必要がある。特に、その影響はカプセルの肩や背面において顕著にあらわれると予想される。なぜならば、カプセルの後流は、密度が低いために、緩和が遅れると考えられ、その結果、振動-電子温度が高温に保たれた領域が後方に広がっていると考えられているためである。

そこで、解析を行う領域が輻射加熱率に及ぼす影響を調べるために、カプセルの後方の計算領域を変えて計算を行った。計算領域は、カプセルの背面から計算領域の最後方までの長さについて、カプセルの鈍頭半径で無次元化した長さ  $L_{be}$  を、5, 10, 20, 30 として計算を行った。

カプセルの肩および背面の輻射加熱率と計算領域の関係を図 5.42 に示す。それぞれの領域における輻射加熱率は、 $L_{be} = 30$  の値で無次元化してある。これによると、背面の輻射加熱率は、計算領域に弱く依存している。しかし、肩における輻射加熱率はほとんど計算領域の影響を受けていない。これは、次のような理由によると考えられる。カプセルの肩付近の温度は後流の温度にくらべて非常に高く、肩における輻射加熱率は、この領域の影響が支配的であるためである。



以下の計算では、 $L_{be} = 30$  の値に対して 5% の誤差を許容して、 $L_{be} = 10$  とした。これは、計算コストを考慮したためである。

## 5.5 アブレーションの影響

アブレーションは、2.4 (p.21) で述べたように、表面温度によって現象が大きく異なる。表面温度が 3000K 以下では、アブレーションは、表面の酸化によるものが大きく、表面温度が高くなるにつれて昇華による影響が大きくなる。これは、表面温度が 3000K を超えたあたりから、 $C_3$  の飽和蒸気圧が急激に上昇し、この飽和蒸気圧が昇華による吹き出し量を決定しているためである。

そこで、表面温度を 3000K および 3600K に固定して、酸化が支配的な場合と昇華が支配的な場合についての計算を行った結果を示す。吹き出しはカプセルの前面においてのみ起こると仮定した。これは、吹き出しは加熱が高いところでのみ起こると考えられるためである。

### 5.5.1 酸化が支配的な場合

表面温度を 3000K に固定した場合の表面の吹き出し量、表面速度を図 5.43 に示す。これは、カプセル表面における酸化が支配的な場合に相当する。これによると、昇華はほとんど起きていないことがわかる。また、吹き出し量、吹き出し速度ともに、淀み点で最大となり、 $S/R_n = 0.8$  付近で極大値をとっている。これは次のような理由によると思われる。酸化による吹き出し量は、カプセル表面の酸素原子の密度に比例している。そのため、密度が最大となる淀み点で吹き出し量が最大となり、その結果、吹き出し速度も最大となる考えられる。また、 $S/R_n = 0.8$  付近で極大値をとっているのは、この領域で、圧力が極小値をとっており、表面温度を一定値に固定しているために、密度も極小値をとるためだと考えられる。

淀み線上における化学種の分布を図 5.44 に示す。これによると、壁面近傍では、支配的な化学種は  $CO$  である。しかし、 $CO$  は高温領域で解離しやすい。そのため、壁面から離れるにつれて急激に解離が進み、その結果、境界層より外側では、支配的な化学種は  $C$  である。その他の化学種としては、 $CN$  が生じており、その最大値は質量分率で約 0.3% である。

淀み点の輻射加熱率は、アブレーションが起きない場合に比べて、 $0.14 \text{ MW/m}^2$  ほど上昇している。この原因を調べるために、アブレーションによって生じた化合物のなかで主な化学種である、 $C$ 、 $CO$ 、 $CN$  に関するスペクトル分布を図 5.45 に示す。これによると、アブレーションによって生じた化合物で輻射に影響が大きいのは  $C$  であることがわかる。これは、上で述べたように、 $C$  は  $CO$  の解離によって供給され、比較的高温である境界層より外側の領域に存在しているためであると考えられる。また、 $CO$ 、 $CN$  による輻射も比較的高く見られており、これらの化学種の影響にも注意が必要である。



### 5.5.2 昇華が支配的な場合

次に、表面温度を 3600K に固定した場合の表面の吹き出し量、表面速度を図 5.46 に示す。これは、カプセル表面における昇華が支配的な場合に相当する。これによると、昇華による吹き出し、即ち、 $C_3$  が多く生じていることがわかる。これは、昇華による吹き出し量が酸化による吹き出し量を大きく上回っていることを示唆している。また、昇華による吹き出しは、表面温度に強く依存しているために、酸化による吹き出し量とは異なり、カプセル前面に渡ってその量はほぼ一定である。全吹き出し量は、淀み点で最大となっている。しかし、吹き出し速度は、淀み点が最大とはならず、接合部に相当する部分で最大となっている。これは、この部分で、圧力が極小となっているために、密度も極小となっているためである。

淀み線上における化学種の分布を図 5.47 に示す。これによると、壁面近傍では、酸化が支配的な場合と同じように支配的な化学種は  $CO$  であるが、昇華によって生じる  $C_3$  も比較的多く存在している。しかし、 $C_3$  も  $CO$  と同様に、解離しやすいために、壁面から離れると、支配的な化学種は  $C$  となっている。

淀み点の輻射加熱率は、アブレーションが起きない場合に比べて、 $0.15 \text{ MW/m}^2$  ほど上昇しているが、この値は、酸化が支配的な場合とほとんど変わらない。淀み点におけるスペクトル分布を図 5.48 に示す。これによると、アブレーションを考慮すると、 $C$  からの輻射が強いために、 $1000 \text{ \AA}$  から  $3000 \text{ \AA}$  付近の分布に違いが見られ、これが輻射加熱率を増加させている。しかし、それ以外の波長領域では影響は比較的小さい。これは上でも述べたように、温度の高い領域にアブレーションによって生じた化合物がほとんど存在していないためだと考えられる。

## 5.6 全機周りの輻射加熱率の分布

この節では、全機周りの輻射加熱率の分布について考察する。

### 5.6.1 スペクトル分布

まず、基準モデルに関して、淀み点、肩、および背面におけるスペクトル分布を図 5.49, 5.50, 5.51 示す。これによると、輻射強度に関して支配的なものは原子からの発光である事がわかる。また、全体的な傾向は、淀み点、肩、背面ともに同じで、絶対値のみが異なる。これは、衝撃層内の支配的な化学種は窒素および酸素原子であり、輻射に影響の大きい化学種の分布には大きな違いがないためだと考えられる。

### 5.6.2 緩和モデルの影響

図 5.52 にカプセル全機周りの輻射加熱率の分布を示す。最大および最小値をとるモデルの組み合わせは 5.3 (p.52) に示した通りである。

この図より、すべてのモデルの組み合わせにおいて、輻射加熱率分布の傾向が同じであることがわかる。即ち、淀み点で最大値をとり、下流にいくに従って、その値は減少し、肩より後方で、急激に減少している。またカプセル背面では、ほぼ一定値となっている。下流側では、絶対値そのものが小さい。

基準となるモデルと、最大となるモデルによる結果を比べてみると、淀み点において  $0.3\text{MW/m}^2$  程度高い値となっている。この差は、電離ポテンシャルの違いから生じており、この値の扱いに注意する必要がある。

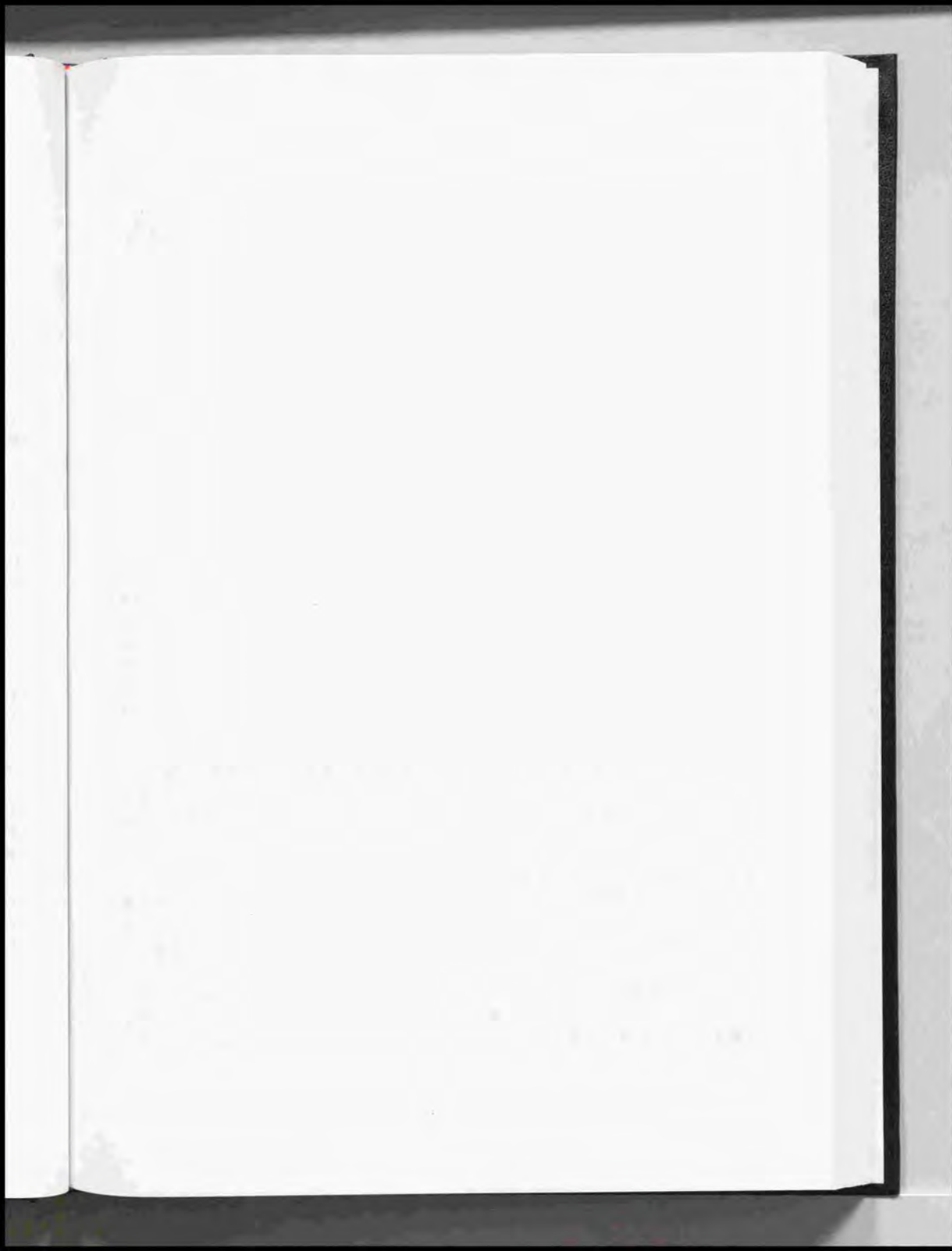
基準となるモデルと、最小となるモデルによる結果を比べてみると、 $0.5\text{MW/m}^2$  程度の差が生じている。これは、解離によって失われるエネルギー  $\Delta E_d$  の影響である。この値によって、衝撃波直後の現象が大きく変わり、結果として、衝撃層内全体の熱的非平衡性に大きな影響をもっていることを示している。速度が遅い領域では、このパラメータの影響はかなり小さいが、速度が速い領域、即ち、分子が完全に解離してしまう速度領域では影響が大きく注意が必要であることを示唆している。

### 5.6.3 アブレーションの影響

次に、基準となるモデルの組み合わせに対して、アブレーションが輻射加熱率に及ぼす影響を調べた。アブレーションを考慮した全機周りの輻射加熱率分布を図 5.53 に示す。これによると、カプセル前面では、アブレーションが輻射加熱率に及ぼすは比較的小さい。これは、5.5 (p.53) で述べたように、カプセル前面では、アブレーションによって生じた化合物のほとんどが境界層内にとどまっており、温度が高い領域にはほとんど存在していないためだと考えられる。

背面では、昇華が支配的な場合の輻射加熱率は、アブレーションを考慮しない場合を大きく上回っており、約  $0.02\text{MW/m}^2$  である。これは、アブレーションを考慮しない場合の値である  $0.004\text{MW/m}^2$  に比べてかなり高い値をとっている。しかし、この値は淀み点の輻射加熱率の約 1% 程度に収まっており、背面の輻射加熱率は、アブレーションを考慮しても、比較的低い事がわかった。

カプセル背面における、C, CO, CN の分布を図 5.54 に、スペクトル分布を図 5.55 に示す。図 5.54 によると、C, CO, CN の質量分率は比較的大きい事がわかる。にもかかわらず、輻射加熱率が比較的低いのは、後流での振動-電子温度が比較的低い事と、質量分率が大きくても密度が低いために、これらの化合物の数密度が小さいためだと考えられる。一方、スペクトル分布を見てみると、昇華が支配的な場合と、酸化が支配的な場合では、 $4000\text{\AA}$  から  $6000\text{\AA}$  付近のスペクトル分布に差が見られる。これは、 $C_2$  からの輻射である。カプセルの肩の部分におけるスペクトル分布を図 5.56 に示す。この図からも同様の傾向が見られており、昇華が支配的な場合には、 $C_2$  からの輻射にも注意を払う必要がある。



## 第6章 結論

本研究では、超軌道速度飛行体の一例として小惑星サンプルリターンミッション MUSES-C を取り上げ、その飛行環境で特に問題となる輻射加熱環境に関する研究を行った。支配方程式には、Navier-Stokes 方程式を熱化学非平衡流れに拡張して用い、再突入カプセルの前面だけでなく、肩の部分や背面を含む全機まわりの解析を行った。化学反応モデルには、Park モデルを用い、熱的非平衡性は Park の 2 温度モデルによって考慮した。

数値計算には、FDS スキームと FVS スキームの両方の長所を兼ね備えた AUSM タイプスキームの 1 種である AUSMDV スキームを採用し、熱化学非平衡流れに拡張して用いた。AUSMDV スキームは、化学種の数が増えた場合でも、演算量は FDS スキームに比べて非常に少なく、また、境界層などの流体现象を FVS スキームよりも正確に再現する事ができることがわかった。また、本研究で対象としている飛行環境に生じる、非常に強い衝撃波や膨張波に対しても安定に計算を進めることができるという点で、このような飛行環境の解析に有効である。

化学反応流れに適用するためには、Point Implicit method (点陰解法) などの陰解法を適用する必要がある。本研究では、点陰解法を改良した Diagonal Implicit method (対角陰解法) をさらに改良した。本研究で提唱した手法では、化学種および化学反応式が増加した場合にも比較的容易に拡張が可能であり、また、厳しい計算条件においても安定に計算を行う事ができることが示された。

この数値解析コードを用いて解析を行った結果、MUSES-C の再突入カプセルに対する対流・輻射加熱率は、その再突入軌道において 1 つのピークをもつ事が示された。これは、経験式によって得られる結果と同じ傾向を示している。また、そのピークをとる時刻もほぼ同じであった。しかし、その絶対値は、経験式によって得られた値よりも低いことが示された。

その再突入軌道において、空力加熱率が最大となる超軌道速度での飛行環境では、衝撃波背後の温度が非常に高い値をとるために、分子は完全に解離し、電離が活発に起きていることが示された。これは、超軌道速度での飛行環境に特有の現象である。このような飛行環境では、熱的非平衡性に関する緩和過程は主に 2 つに分けられることが分かった。

1 つは、分子に関する緩和過程である。この過程は、分子の並進-振動エネルギー間のエネルギー緩和に関する過程と、分子が解離する際に分子が持っている振動エネルギーが失われる、あるいは、分子が再結合する際にある振動エネルギーと共に生じるという過程である。この 2 つの過程は、分子が多く存在する領域、即ち、衝撃波直後で大きな影響を

持っている。特に、分子が解離する際に失う、あるいは、再結合する際に得る振動エネルギー  $\Delta E_v$  の値のとりかたによって、衝撃層内の振動-電子エネルギーの分布が大きく変わる事がわかった。

もう1つは、電子に関する緩和過程である。この過程は、電子-重粒子間の衝突によるエネルギー緩和と Electron Impact Ionization という電離反応によって、振動-電子エネルギーからこの電離反応に必要な電離エネルギーが失われるという過程である。超軌道速度飛行領域では、再突入カプセル前面に形成される衝撃層内で、窒素・酸素分子は完全に解離し、電離反応が活発に起きるために、この電子に関する緩和過程が支配的で、この緩和過程における2つのエネルギー交換におけるバランスによって衝撃層内の振動-電子温度  $T_v$  が決定されている。特に、Electron Impact Ionization という電離反応が活発に起きる事により電子が急激に生成され、この2つのエネルギー交換の過程が加速されていることがわかった。そのため、Electron Impact Ionization において失われる電離エネルギーに関して、基底状態からの電離を考慮したものと、励起状態からのものを考慮する事によって、その2つのモデルによる電離ポテンシャルの違いによる影響を調べ、その影響が大きい事がわかった。

全機周りの輻射加熱率に関しては、カプセルの淀み点において最大値をとり、下流側では輻射加熱率は低いことが示された。この結果は、モデルの違いにあまり依存しておらず、その傾向は同じであった。スペクトル分布は、淀み点、肩、背面ともに傾向は同じで、原子からの発光が支配的である事が示された。

緩和過程に関するモデルは、淀み点近傍においてその影響が大きい事が示された。それは、緩和過程は衝撃層内の化学反応に強く依存しており、淀み点近傍において並進・振動-電子温度ともに高いために、解離・電離反応が活発に起きるためである。

輻射加熱率は、淀み点において、最大値はノミナル値よりも約30%ほど高い値となり、最小値はノミナル値の約70%となった。カプセルの肩の部分および背面における輻射加熱率は、淀み点に比べてかなり低い値となった。これは、カプセル後流における振動-電子温度が比較的低いことと、膨張によってカプセル後流での密度が急激に減少したためである。また、背面における輻射加熱率への計算領域の影響も検討した。その結果、後流の計算領域に関しては、鈍頭半径の10倍程度で十分である事が示された。

MUSES-C において、アブレーターから生じる炭素系化合物が輻射加熱率に及ぼす影響に関しても調べた。アブレーションは、カプセルの表面温度によってその現象が大きく異なり、表面温度が低い場合には、カプセル表面での酸化反応が支配的で、表面温度が高い場合には昇華反応が支配的である。そのために、表面温度によってアブレーションによる吹き出し量、吹き出す化学種が大きく異なることが示された。

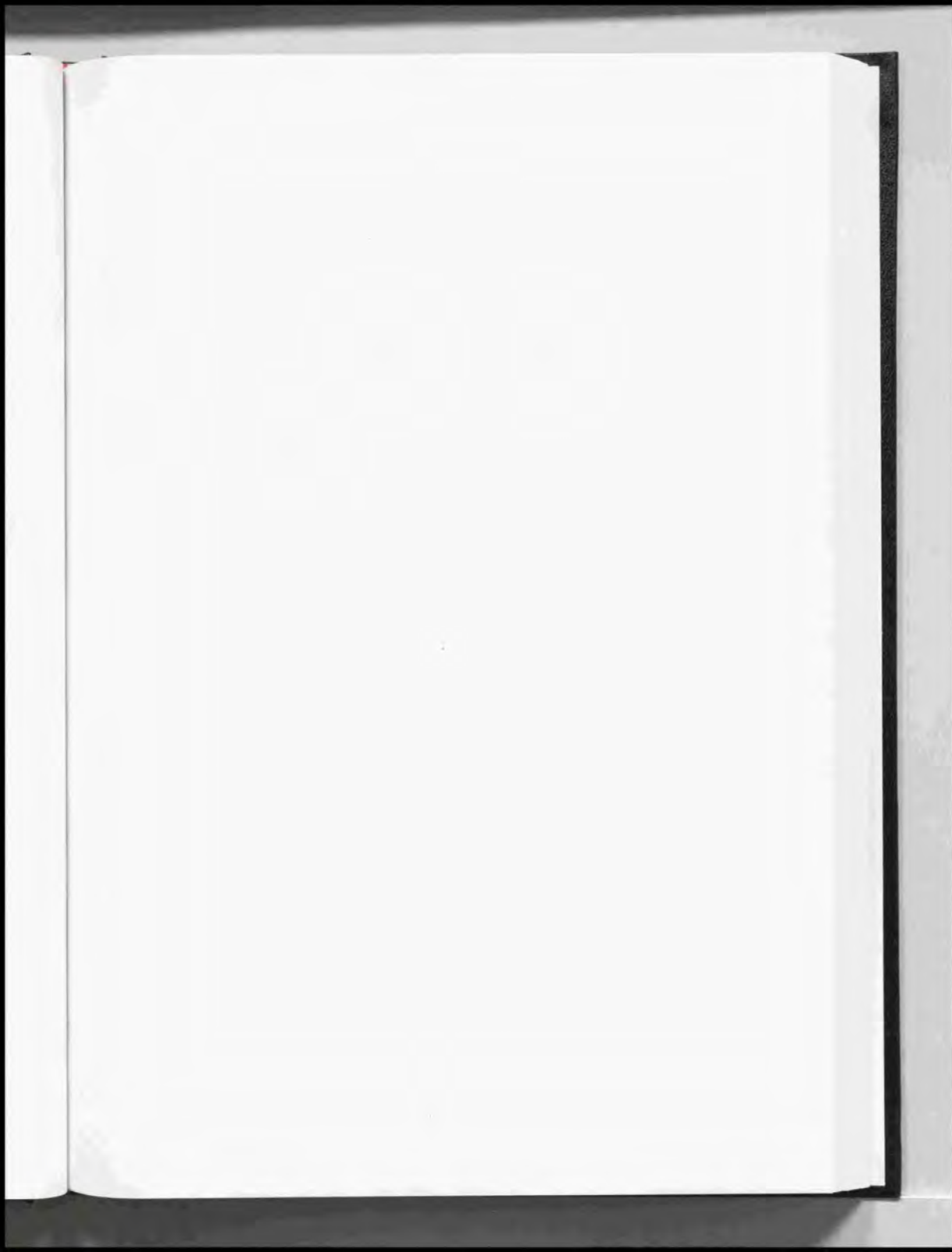
表面温度が低い場合には、支配的な化学種は、表面での酸化反応によって生成される  $CO$  である。一方、表面温度が高い場合には、支配的な化学種は、表面での昇華反応によって生成される  $C_3$  と  $CO$  であることがわかった。

しかし、 $CO$ 、 $C_3$  共に、高温状態で解離しやすいために、境界層内で共に解離が進み、カプセル表面から離れるに連れて、支配的な化学種は  $C$  となる。そのため、 $C$  が高温領域に多く存在するために、輻射加熱率には  $C$  の影響が大きい事が示された。

また、カプセル背面では、アブレーションによって生じた化学種からの輻射への影響は大きく、アブレーションを考慮しない場合に比べて、かなり大きい値をとっている。これは、背面での密度はかなり低いために、化学種の分布に関しては、拡散が支配的になり、後流の広い領域に、アブレーションによって生じた炭素系化合物が多く存在し、結果として、比較的溫度が高い領域に炭素系化合物が存在しているためだと考えられる。

以上の結果から、衝撃層内における緩和過程は、熱化学モデルおよびパラメータに強く依存していることが示された。それらの影響を考慮した結果、輻射加熱率は、ノミナル値の  $1.4 \text{ MW/m}^2$  に対して最大で 30% 程高く、最小値はノミナル値の約 70% となることが示され、その予測には十分注意する必要がある。特に、電子に関する緩和過程の影響が大きく、電子溫度を振動溫度と分けて計算を行う 3 温度モデルを用いた解析が求められる。しかし、電子溫度に関する緩和過程に必要なパラメータにはよく分かっていないものも多く、更なる研究が求められる。

全機周りの輻射加熱率は、カプセル前面については緩和過程に関するモデルやパラメータに強く依存しており、注意が必要であるが、背面においては、値も比較的低いためにその影響はあまり強く見られない。また、アブレーションによって生じる炭素系化合物の影響は、カプセルの背面において強く見られた。そのため、カプセル背面の輻射加熱率の予測には、アブレーションに関するモデルにも注意する必要があると考えられる。





## 謝辞

本研究を進めるに当たっては、文部省宇宙科学研究所宇宙輸送研究系の安部隆士教授から全面的に御指導していただきました。この場を借りて感謝します。

計算手法や熱化学モデルについて、文部省宇宙科学研究所宇宙輸送研究系の藤田和央助手に多くの助言をいただきました。この場を借りて感謝します。また、東京大学工学部航空宇宙学科の鈴木宏二郎助教授からは、比較のための解析結果や本当にたくさんの助言をいただきました。この場を借りて感謝します。

その他、様々なことに関して支えてくれた安部研究室の皆様に感謝します。





## 参考文献

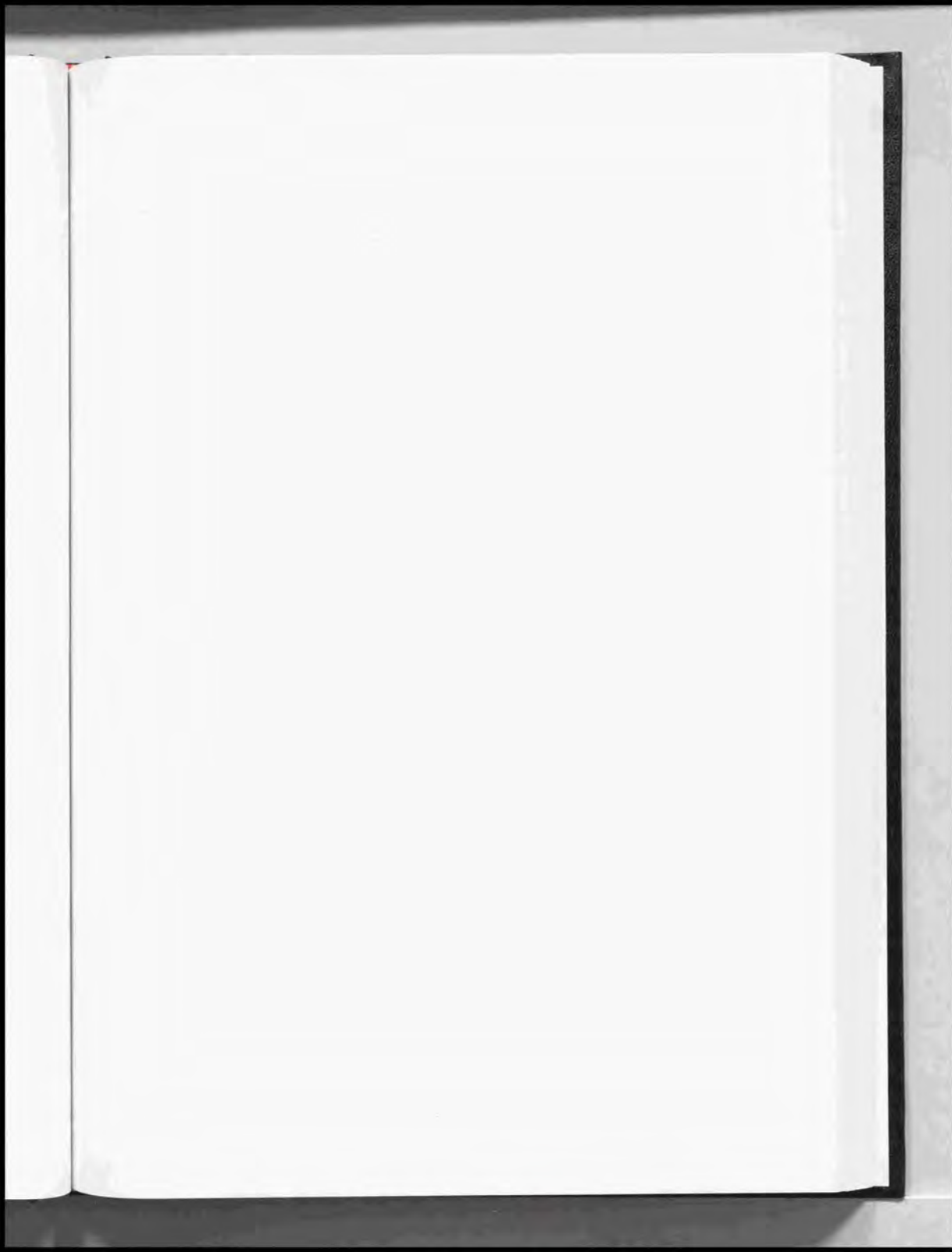
- [1] Kawaguchi, J., Fujiwara, A., and Sawai, S., "Sample and Return Mission from Asteroid Nereus via Solar Electric Propulsion," *Acta Astronautica*, Vol. 38, No. 2, 1996, pp. 87-101.
- [2] "MUSES-C 計画概要" 宇宙科学研究所, April, 1996
- [3] Detra, R. W., Kemp, N. H., and Riddel, F. R., "Addendum to Heat Transfer to Satellite Vehicles Reentering the Atmosphere," *Jet Propulsion*, Vol. 27, No. 12, Dec. 1957, pp. 1256-1257
- [4] Tauber, M. E. and Sutton, K., "Stagnation-Point Radiative Heating Relations for Earth and Mars Entries," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 28, No. 1, 1991, pp. 40-42
- [5] Suzuki, K., Kubota, H., Fujita, K., and Abe, T., "Numerical Analysis of Aerodynamic Heating on MUSES-C Reentry Capsule," ISTS 96-d-25, 20th International Symposium on Space Technology and Science, Gifu, Japan, May, 1996.
- [6] 土井原、富貴、口石、西田, "超軌道再突入飛行経路に沿った空力加熱の評価," 第30回流体力学講演会講演集, 1998, pp. 185-188.
- [7] Bertin, J. J., *Hypersonic Aerothermodynamics*, AIAA Education Series, 1994.
- [8] K. Fujita, S. Sato, Y. Ebinuma, H. Otsu, and T. Abe, "Emission Spectroscopy of Nonequilibrium Radiation from behind Shock Waves at Super-orbital Reentry Velocity," *Proceedings of 21st International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, 1998
- [9] 森岡、佐藤、前野、本間, "空気中の強い衝撃波背後の全放射発光特性," 第30回流体力学講演会講演集, 1998, pp. 201-204.
- [10] Hornung, H. G., "Non-equilibrium dissociating nitrogen flow over spheres and circular cylinders," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 53, Part 1, No. 9, May, 1972, pp. 149-176.
- [11] 伊藤、升谷、宮島, "大型高温衝撃風洞の基本設計," 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 499, 1995, pp 436-440

- [12] 保原、水谷, "アーケ加熱風洞の方式について," 日本航空宇宙学会誌, Vol. 43, No. 499, 1995, pp 441-445
- [13] Miner, E. W., and Lewis, E. H., "Hypersonic Ionizing Air Viscous Shock-Layer Flows over Nonanalytic Blunt Bodies," NASA CR-2550, May, 1975.
- [14] Dunn, M. G., and Kang, S. W., "Theoretical and Experimental Studies of reentry Plasmas," NASA CR-2232, 1973.
- [15] Park, C., "Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Dissociating and Weakly Ionizing Nitrogen," AIAA Paper, AIAA 86-1347, June, 1987.
- [16] Park, C., "Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air," AIAA Paper, AIAA 87-1574, June, 1987.
- [17] Park, C., *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., 1990.
- [18] Park, C., "Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I. Earth Entries," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3, 1993, pp. 385-398
- [19] Park, C., "Two-Temperature Interpretation of Dissociation Rate Data for  $N_2$  and  $O_2$ ," AIAA Paper, AIAA 88-0458, January, 1988.
- [20] Roe, P. L., "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes," *Journal of Computational Physics*, Vol 43, 1981, pp. 357-372
- [21] Yee, H., "Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes," NASA TM 89464, May, 1987
- [22] Steger, J. L. and Warming, R. F., "Flux Vector Splitting of the Inviscid Gasdynamics Equations with Application to Finite Difference Methods," *Journal of Computational Physics*, Vol 40, 1981, pp. 263-293
- [23] van Leer, B., "Flux-Vector Splitting for the Euler Equations," ICASE Report 82-293, Sept., 1982
- [24] Liou, M.-S. and Steffen, C. J., "A New Flux Splitting Scheme," *Journal of Computational Physics*, Vol. 107, 1993, pp. 23-39
- [25] Gupta, R. N., Yos, J. M., Thompson, R. A., and Lee, Kam-Pui, "A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30,000 K," NASA RP-1232, 1990.

- [26] Vincenti, W. G. and C. H. Kruger Jr., *Introduction to Physical Gas Dynamics*, Krieger Publishing Company, Florida, 1965.
- [27] Taylor, R. L., Camac, M., and Feinberg, R. M., "Measurements of Vibration-vibration Coupling in gas Mixtures," *Proceedings of the 11th Symposium (International) on Combustion*, 1967, pp. 49-65.
- [28] Candler, G. V. and MacCormack, R. W., "The Computation of Hypersonic Ionized Flows in Chemical and Thermal Nonequilibrium," AIAA Paper, AIAA 88-0511, January, 1988.
- [29] Lee, J. H., "Electron-Impact Vibrational Excitation Rates in the Flowfield of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles," *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 102, edited by J. N. Moss and C. D. Scott, 1980, pp. 197-224.
- [30] Wilke, C. R., "A Viscosity Equation for Gas Mixtures," *Journal of Chem. Phys.*, Vol. 18, No. 4, Apr. 1950, p. 517.
- [31] 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.
- [32] Millikan, R. C. and White, D. R., "Systematics of Vibrational Relaxation," *Journal of Chem. Phys.*, Vol. 39, No. 12, Dec. 1963, pp. 3209-3213.
- [33] Barbato, M., Giordano, D., Muylaert, J., and Bruno, C., "Comparison of Catalytic Wall Conditions for Hypersonic Flow," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 33, No. 5, 1996.
- [34] Sutton, K., and Gnoffo, P. A., "Multi-Component Diffusion with Application to Computational Aerothermodynamics," AIAA Paper, AIAA 98-2575, June, 1998.
- [35] Landau, L., and Teller, E., "Theory of Sound Dispersion," *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, Vol 10., 1936, pp. 34-43.
- [36] Park, C., "Problems of Rate Chemistry in the Flight Regimes of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles," AIAA Paper, AIAA 84-1730, June, 1984.
- [37] Hammerling, P., Teare, J. D., and Kivel, B., "Theory of Radiation from Luminous Shock Waves in Nitrogen," *Physics of Fluids*, Vol. 2, 1959, pp. 422-426.
- [38] Treanor, C. E., and Marrone, P. V., "Effect of Dissociation on the Rate of Vibrational relaxation," *Physics of Fluids*, Vol. 5, 1962, pp. 1022-1026.

- [39] Sharma, S. P., Huo, W., and Park, C., "The Rate Parameters for Coupled Vibration-Dissociation in Generalized SSH Theory," AIAA Paper, AIAA 88-2714, 1988.
- [40] Morse, T. F., "Energy and Momentum Exchange between Nonequilibrium Gases," *Physics of Fluids*, Vol. 6, 1963, pp. 1420-1427.
- [41] Greendyke, R. B., Gnoffo, P. A., and Lawrence, R. W., "Calculated Electron Number Density profiles for the Aeroassist Flight Experiment," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 29, No. 5, 1992.
- [42] Suzuki, K., Kubota, H., Fujita, K., and Abe, T., "Chemical Nonequilibrium Ablation Analysis of MUSES-C Super-orbital Reentry Capsule," AIAA Paper, AIAA 97-2481, June, 1997.
- [43] Park, C., "Effects of Atomic Oxygen on Graphite Ablation," *AIAA Journal*, Vol. 14, No. 11, 1976, pp. 1640-1642.
- [44] Keenan, J. A. and Candler, G. V., "Simulation of Ablation in Earth Atmospheric Entry," AIAA Paper, AIAA 93-2789, July, 1993.
- [45] Blottner, F. G., "Prediction of Electron Density in the Boundary Layer on Entry Vehicle with Ablation," NASA SP-252, 1970, pp. 219-240.
- [46] Liou, M. S., "A Sequel to AUSM: AUSM+," *Journal of Computational Physics*, Vol. 129, 1996, pp. 364-382.
- [47] Wada, Y. and Liou, M.-S., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper, AIAA 94-0083, January, 1994.
- [48] Bussing, T. R. A. and Murman, E. M., "A Finite Volume Method for the Calculation of Compressible AIAA Paper, AIAA 85-0331, 1985.
- [49] Eberhardt, S. and Imlay, S., "A Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows Finite-Rate Chemistry" AIAA Paper, AIAA 90-1577, June, 1990.
- [50] Otsu, H., Fujita, K., Suzuki, K., and Abe, T., "Radiative Heating Analysis around the MUSES-C Reentry Capsule at a Superorbital Speed," AIAA Paper, AIAA 98-2447, June, 1998.
- [51] "HOPE/OREX ワークショップ講演論文集," 航空宇宙技術研究所特別資料 SP-24, Sept., 1994.
- [52] Fujita, K., Abe, T., and Suzuki, K., "Air Radiation Analysis of a Superorbital Reentry Vehicle," AIAA Paper, AIAA 97-2561, June, 1997.

- [53] Fujita, K., Abe, T., and Suzuki, K., "UV Radiation Impact on Heating Rate of Super-orbital Reentry Vehicle," ISTS-98-d-39P, 21st ISTS, Omiya, Japan, May, 1998.
- [54] Fujita, K., and Abe, T., "SPRADIAN, Structured Package for Radiation Analysis : Theory and Application," The Institute of Space and Astronautical Science Report No. 669, July, 1997.
- [55] Park, C., "Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) Program : User's Manual." NASA TM-86707, July, 1985.
- [56] Hartung, L. C., "Development of a Nonequilibrium Radiative Heating Prediction Method for Coupled Flowfield Solutions," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 6, No. 4, pp.618-625, Oct.-Dec., 1992
- [57] Chakravarthy, S. R., and Osher, S., "A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws," AIAA Paper, AIAA 85-0363, January, 1985.
- [58] 野田, 楠, 渡辺, 浜本, 原, 吉永, "超音速流中のカプセル形状再突入模型の圧力分布," 第29回流体力学講演会講演集, 1997, pp. 177-180.
- [59] Anderson, W. K, Thomas, J. L, and Van Leer, B., "Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations," *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 9, 1986, pp. 1453-1460



## 図表

Figure 1



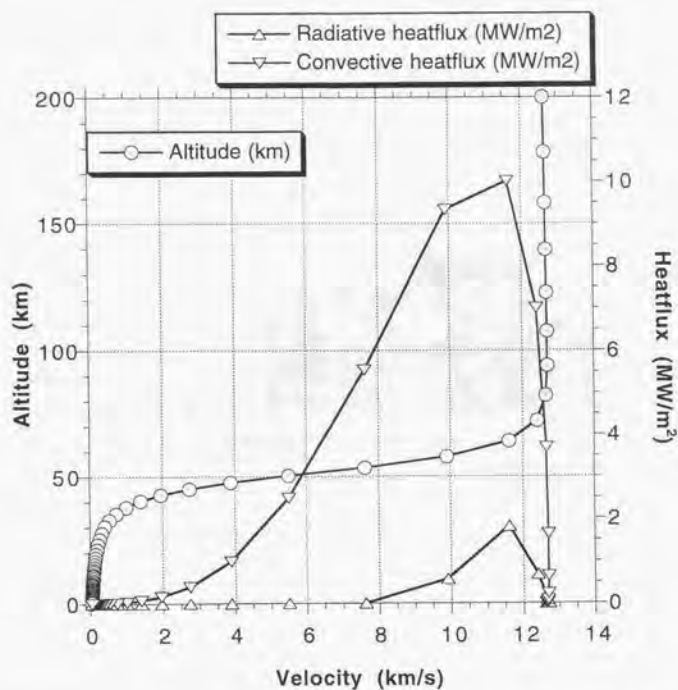


図 1.1: MUSES-C の再突入軌道に沿った、再突入カプセルの淀み点における対流・輻射加熱率の履歴

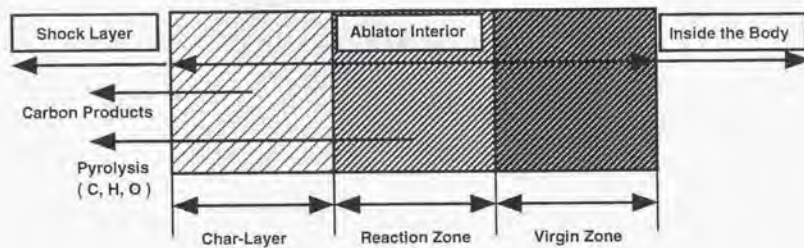


図 1.2: アブレーターの概略図

# Reentry trajectory of MUSES-C capsule

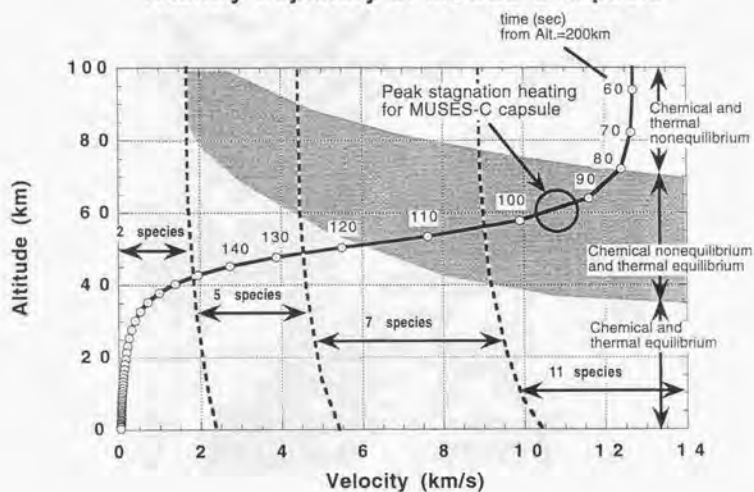


図 1.3: MUSES-C の軌道と熱化学モデルの関係

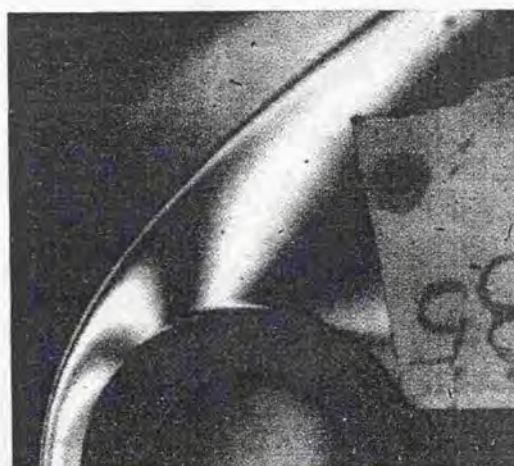


図 4.1: 実験によってえられた干渉縞

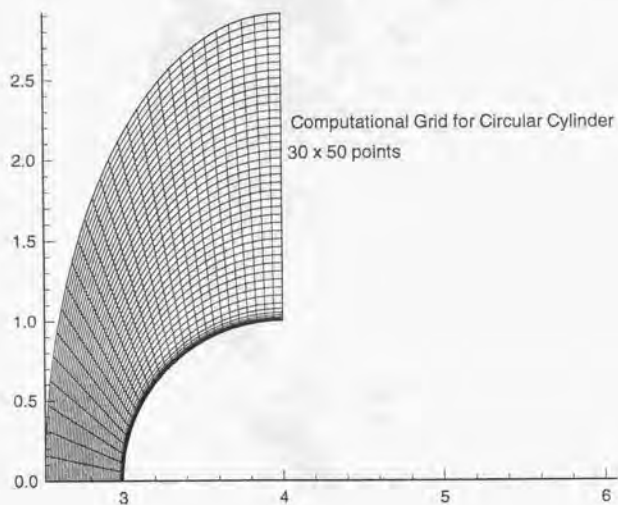


図 4.2: 円柱まわりの計算格子  $30 \times 50$

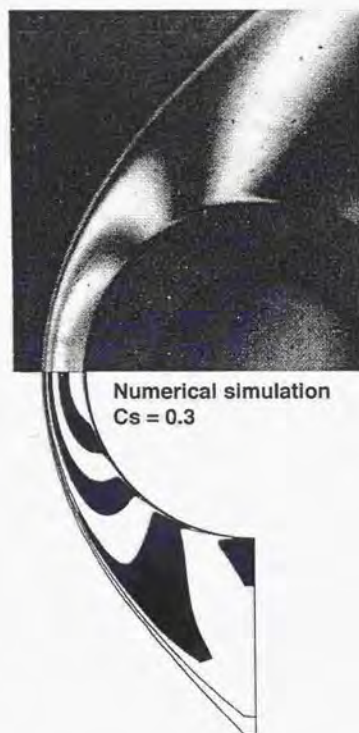


図 4.3: 実験と数値計算との比較 ( $C_s = 0.3$ )

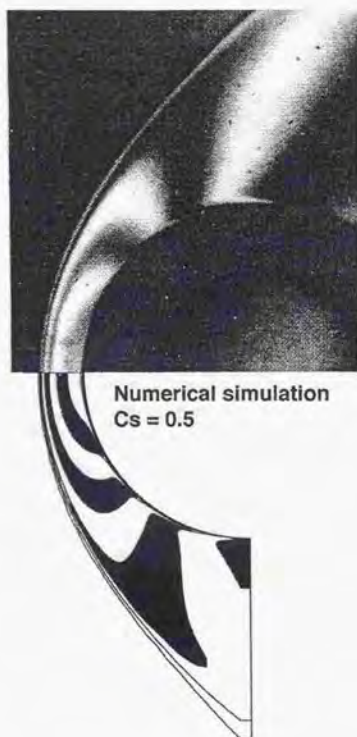


図 4.4: 実験と数値計算との比較 ( $c_s = 0.5$ )

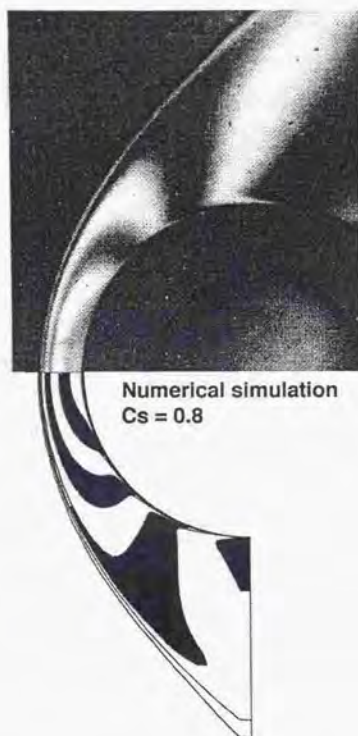


図 4.5: 実験と数値計算との比較 ( $c_s = 0.8$ )



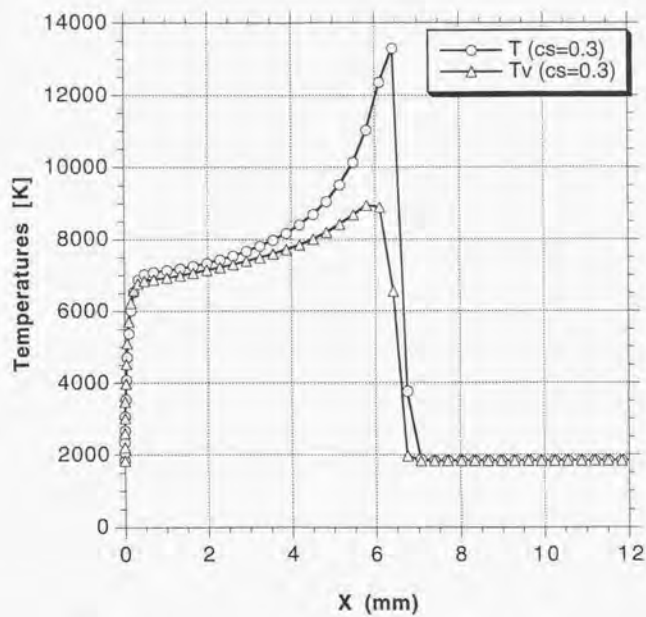


図 4.6: 淀み線上の並進、振動一電子温度分布 ( $\epsilon_s = 0.3$ )

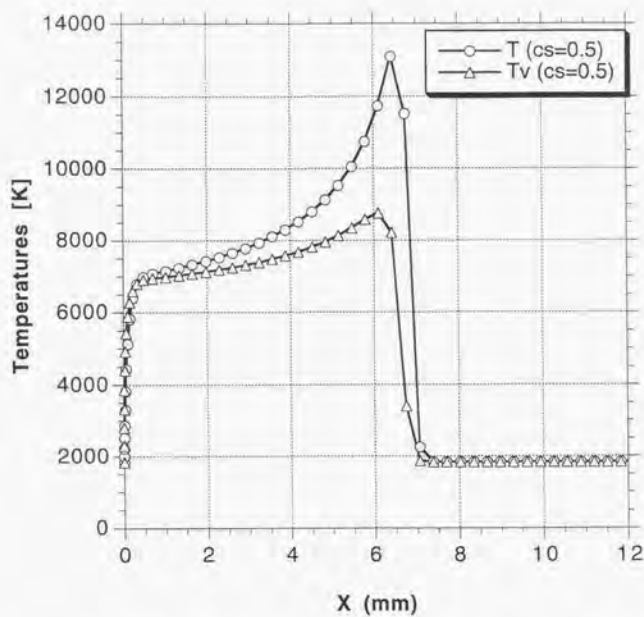


図 4.7: 淀み線上の並進、振動—電子温度分布 ( $\tilde{c}_s = 0.5$ )

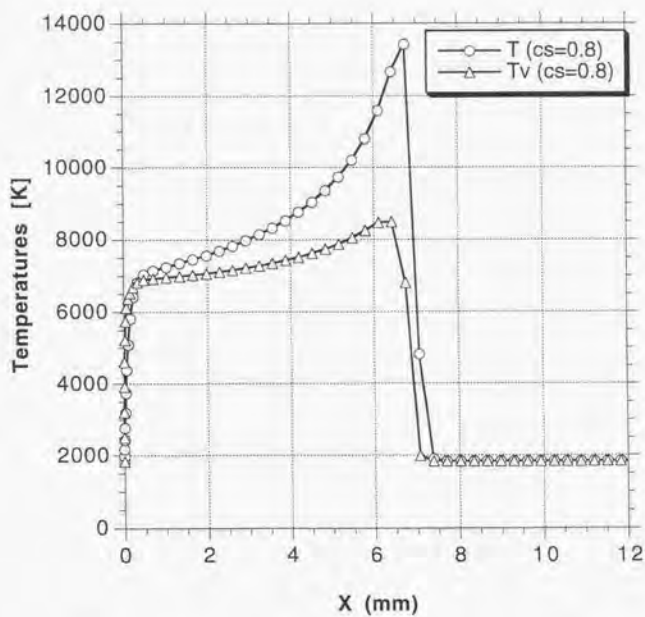


図 4.8: 淀み線上の並進、振動—電子温度分布 ( $\bar{c}_s = 0.8$ )

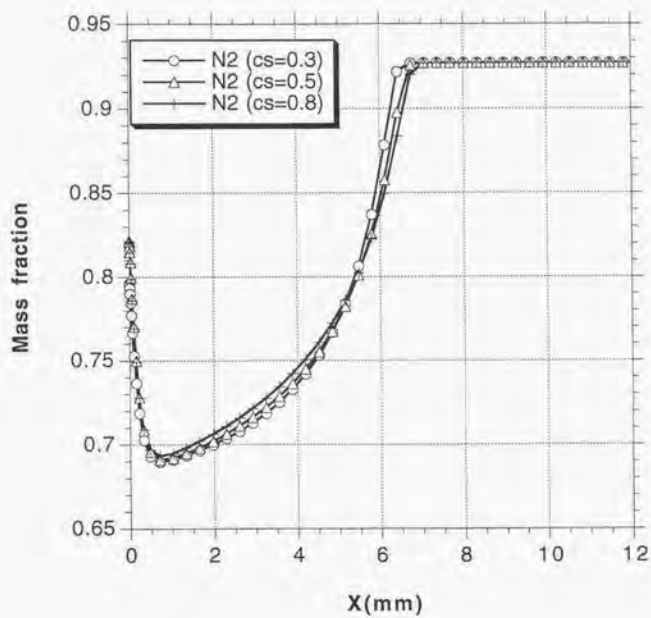


図 4.9: 淀み線上の窒素分子の分布

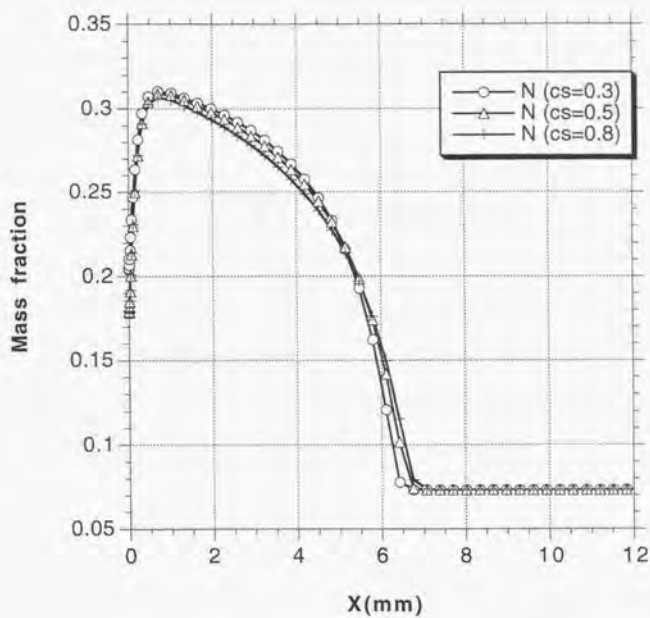


図 4.10: 淀み線上の窒素原子の分布

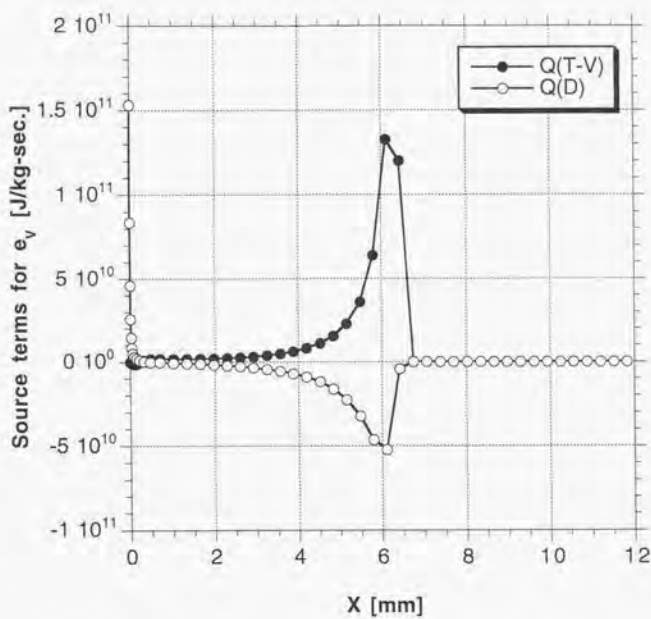


図 4.11: 各緩和過程の振動-電子エネルギーへの寄与

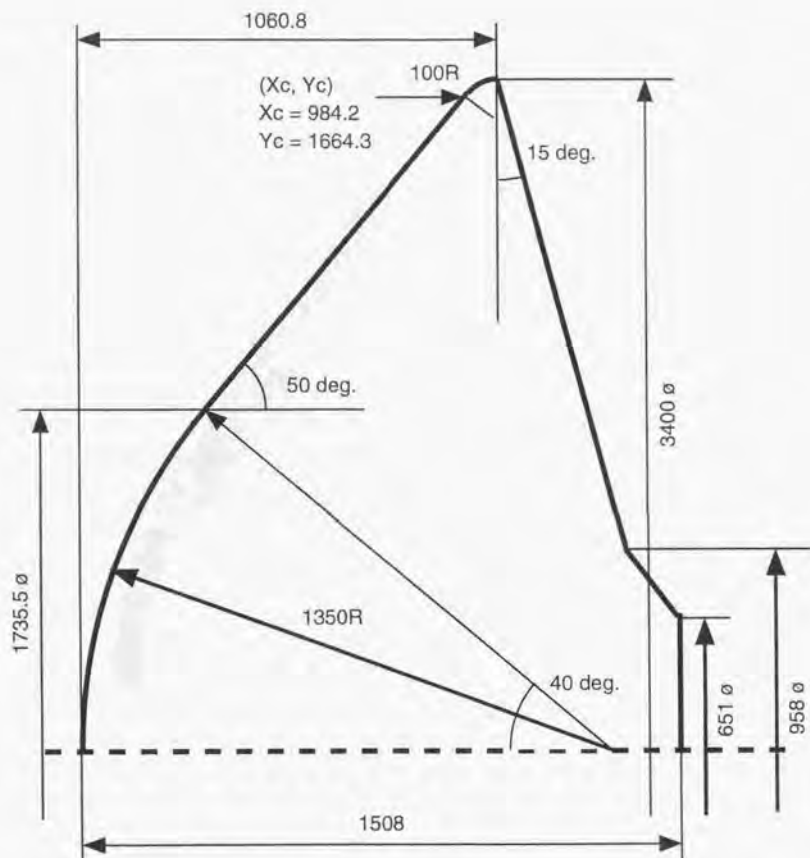


図 4.12: OREX の形状

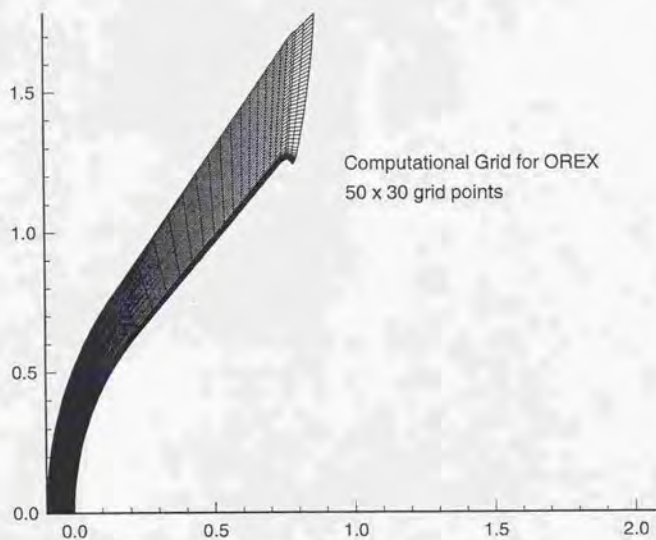


図 4.13: OREX まわりの計算格子 30 × 50



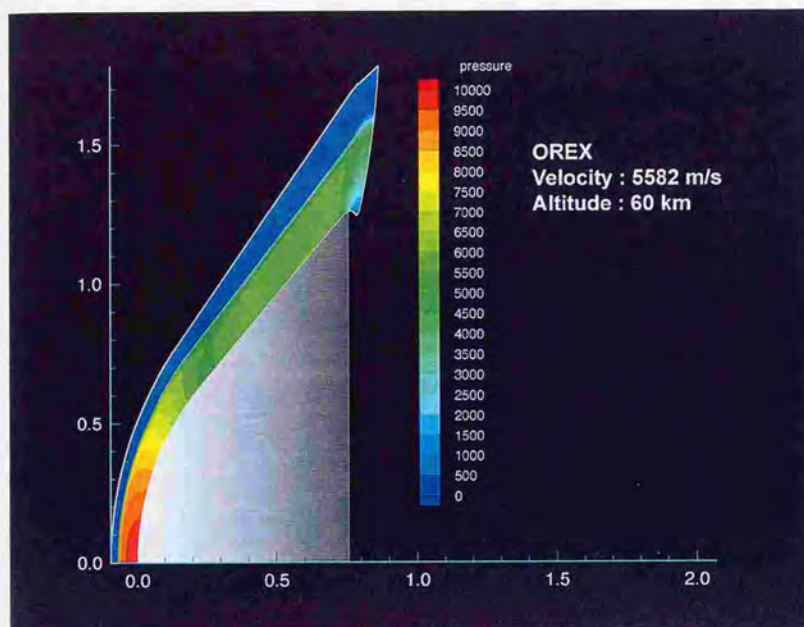


図 4.14: OREX 前面の圧力分布

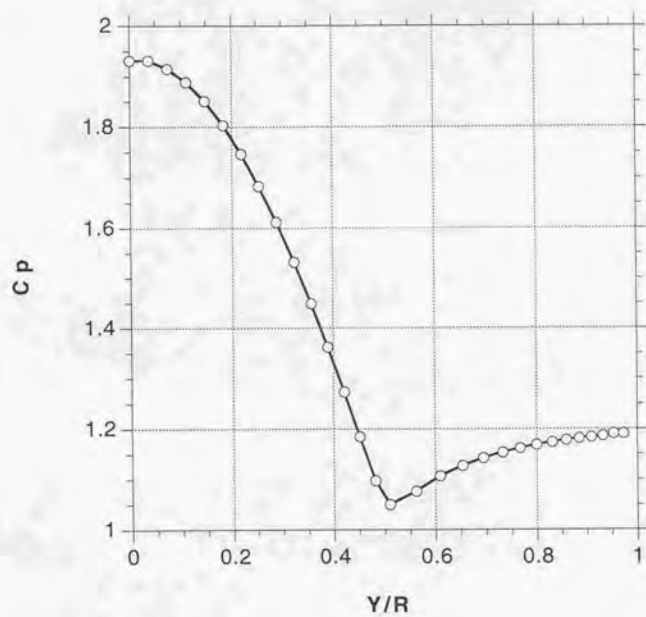


図 4.15: OREX 前面の表面圧力の分布

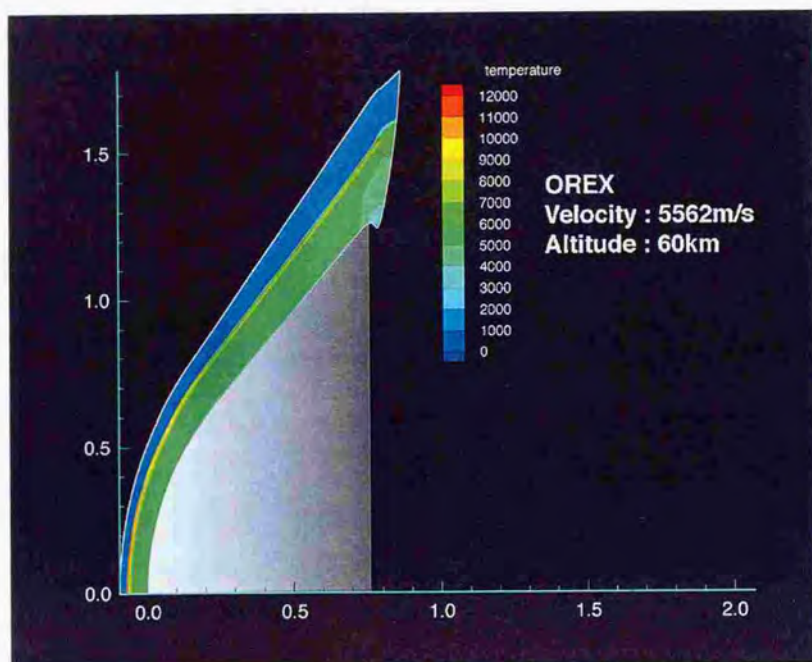


図 4.16: OREX 前面の並進温度分布

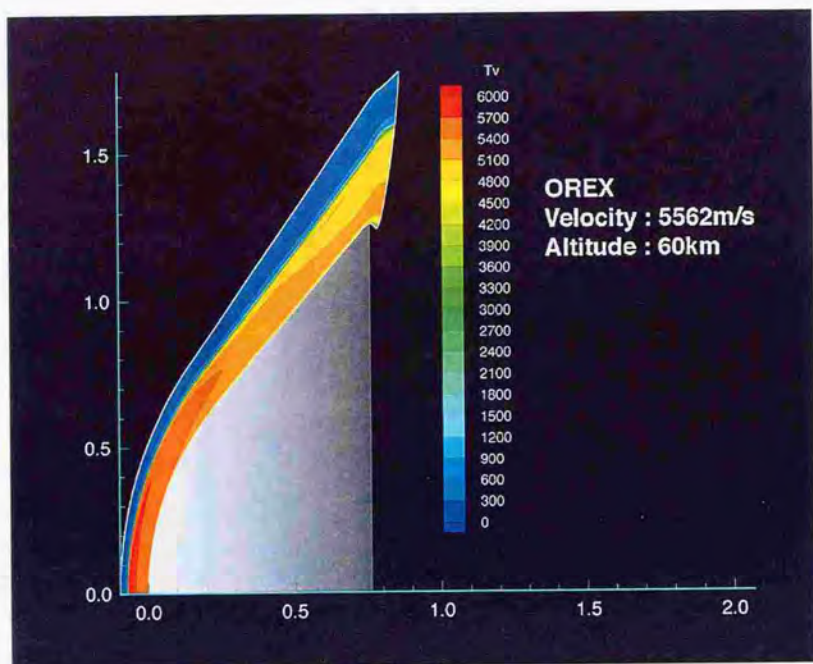


図 4.17: OREX 前面の振動-電子温度分布

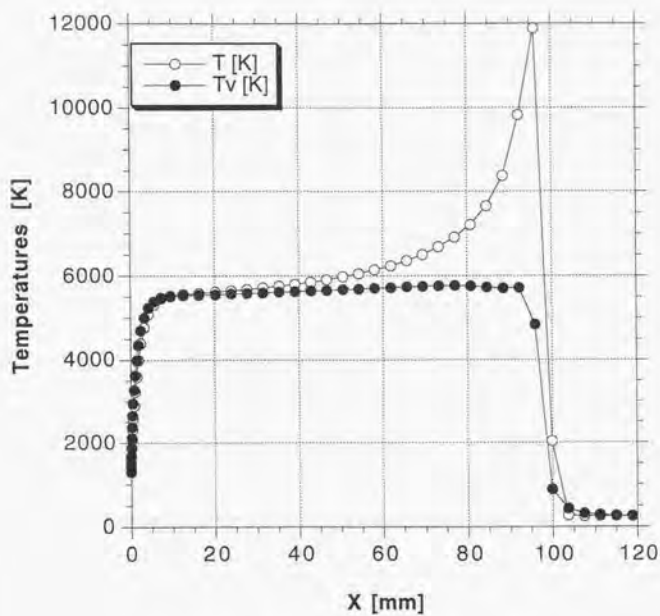


図 4.18: 淀み線上の並進、振動-電子温度分布

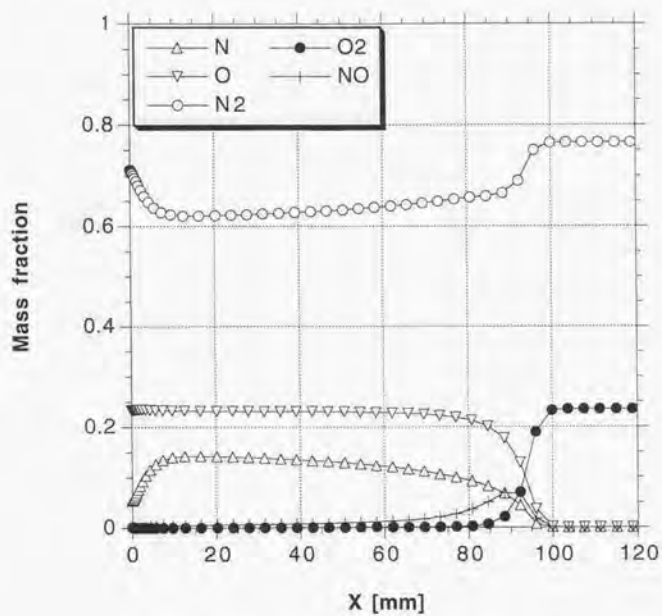


図 4.19: 淀み線上の化学種の分布 (非触媒壁)

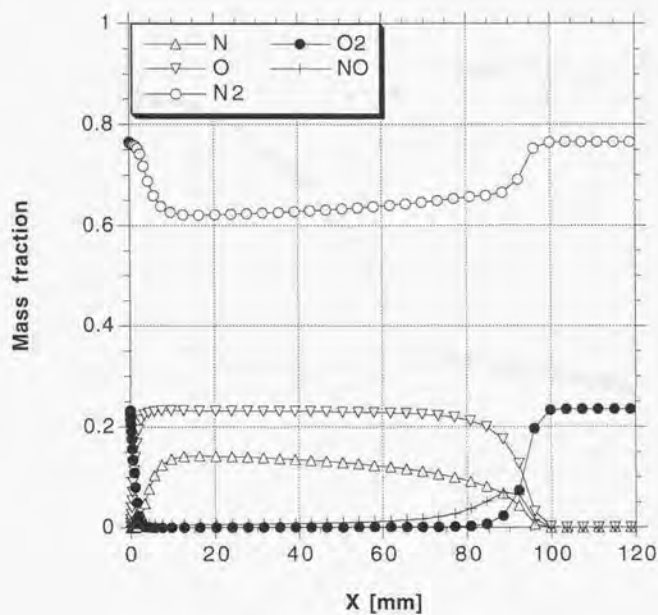


図 4.20: 淀み線上の化学種の分布 (完全触媒壁)



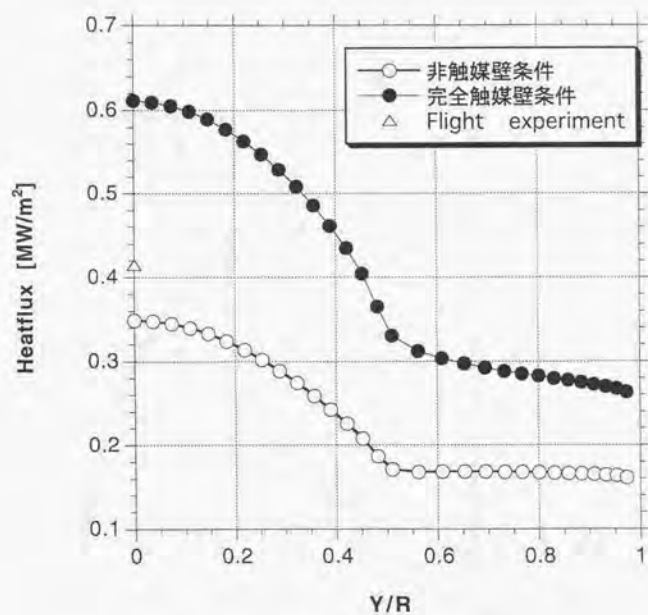


図 4.21: OREX 前面における熱流束分布



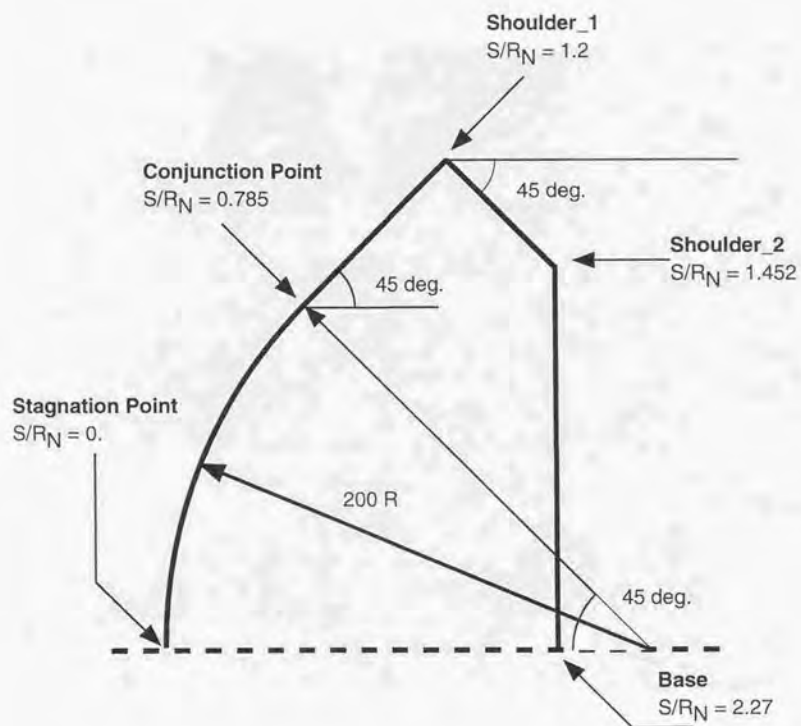


図 5.1: MUSES-C の形状

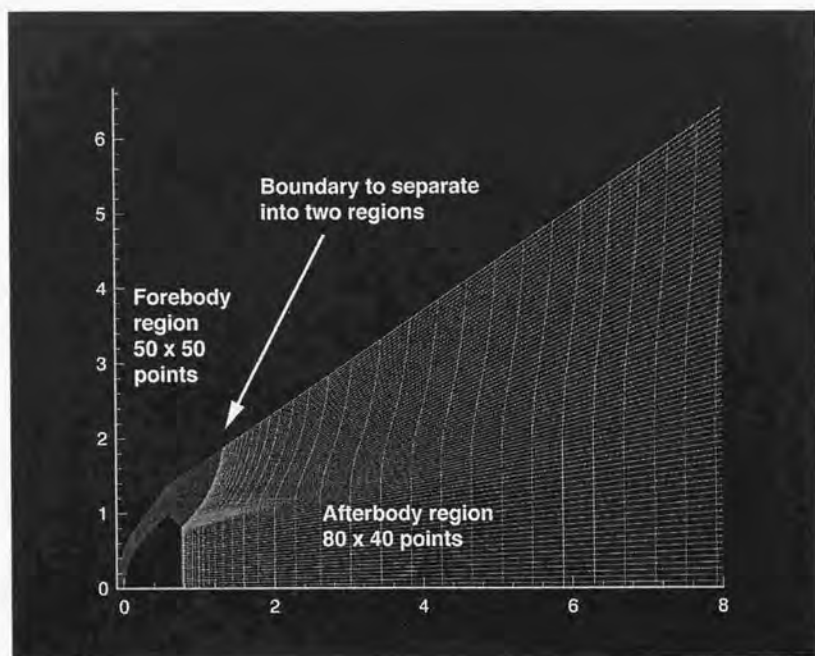


図 5.2: MUSES-C の全機周りの計算格子 (全体)

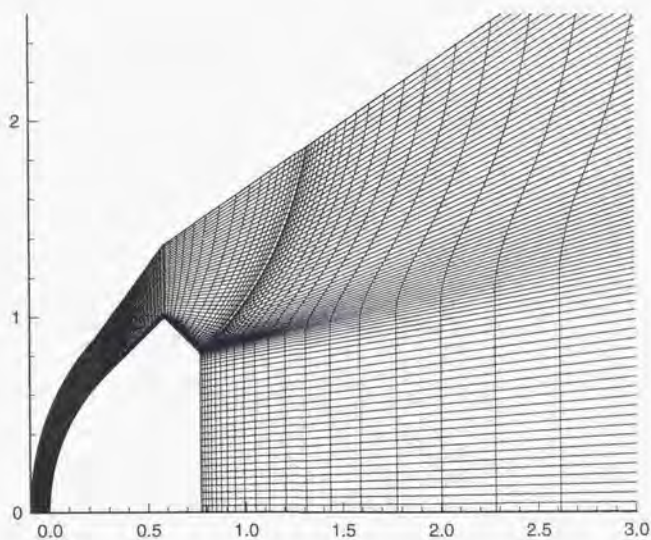


図 5.3: MUSES-C の全機周りの計算格子 (前面)

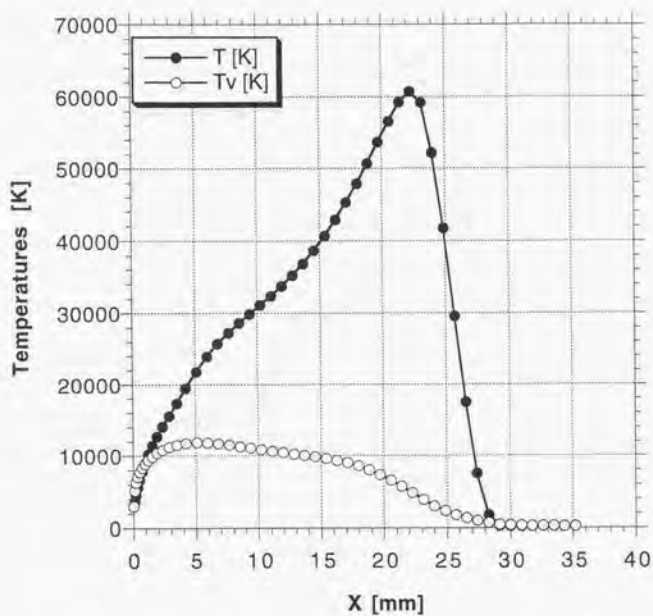


図 5.4: 淀み線上における並進、振動-電子温度分布,  $t = 80 \text{ sec}$ .

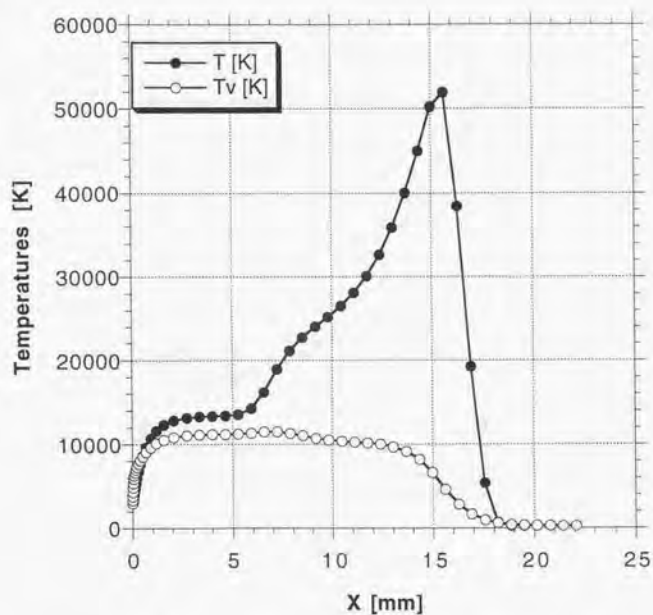


図 5.5: 淀み線上における並進、振動-電子温度分布,  $t = 90\text{sec}$ .

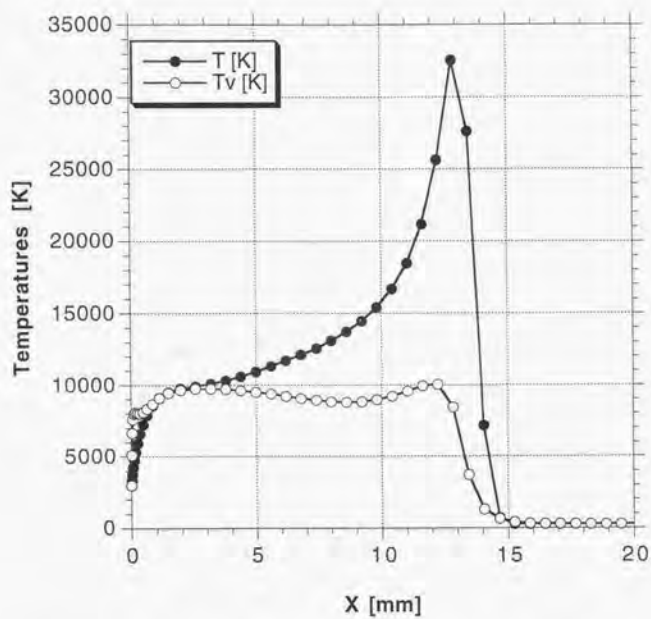


図 5.6: 淀み線上における並進、振動-電子温度分布,  $t = 100 \text{ sec}$ .

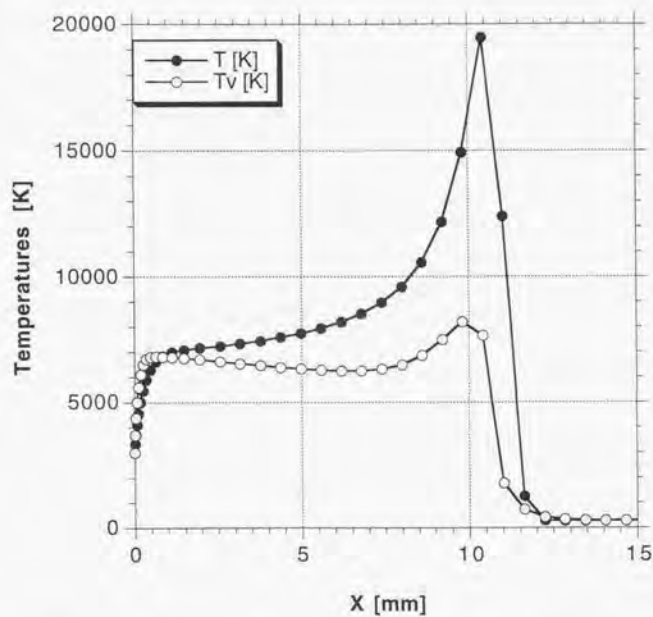


図 5.7: 淀み線上における並進、振動一電子温度分布,  $t = 110 \text{ sec.}$



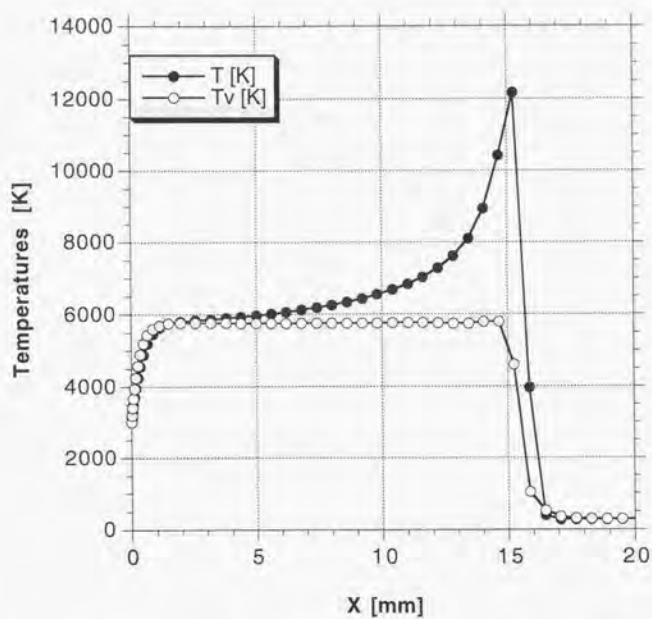


図 5.8: 淀み線上における並進、振動-電子温度分布,  $t = 120 \text{ sec}$ .



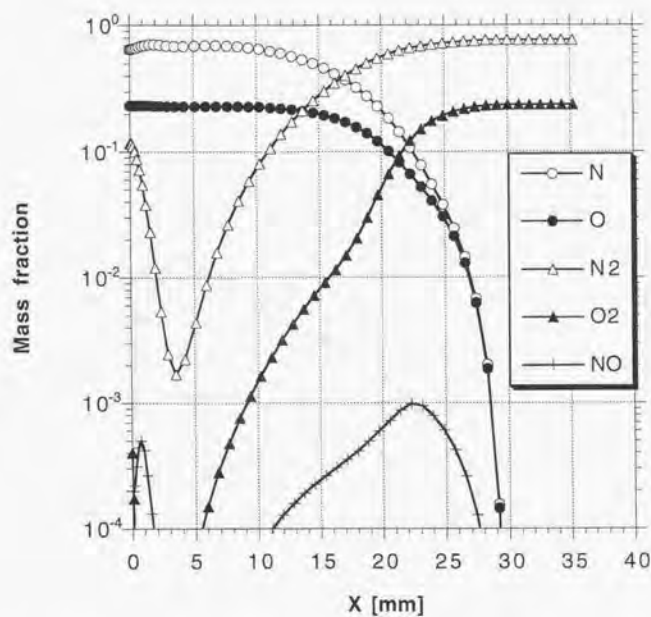


図 5.9: 淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ),  $t = 80 \text{ sec}$ .

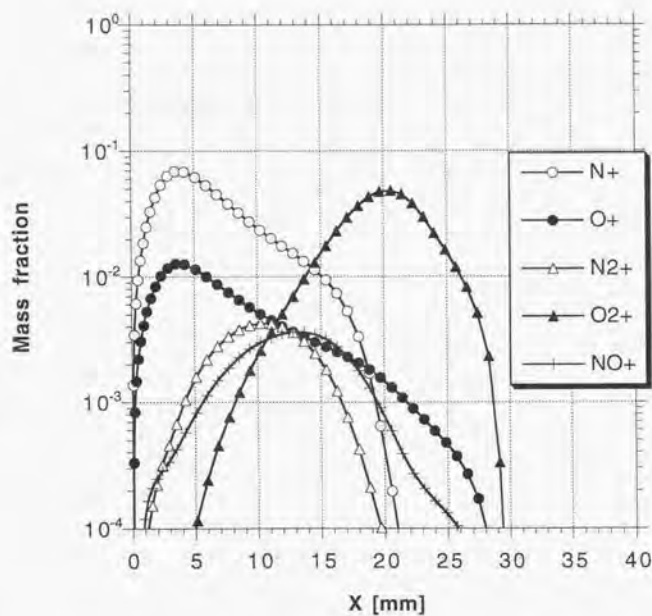


図 5.10: 淀み線上における化学種の分布 ( $N^+$ ,  $O^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ),  $t = 80 \text{ sec}$ .

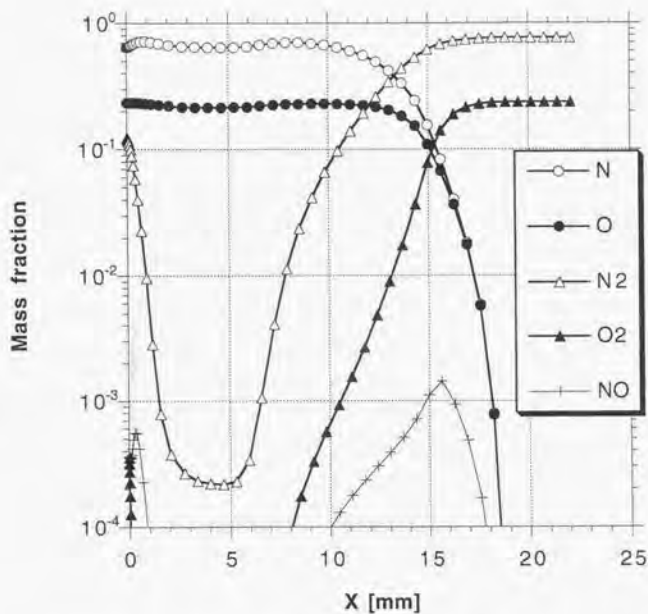


図 5.11: 淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ),  $t = 90 \text{ sec}$ .

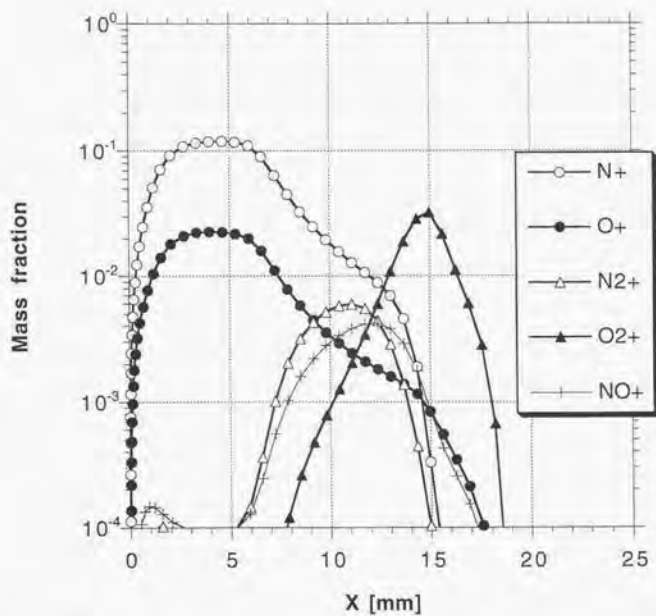


図 5.12: 淀み線上における化学種の分布 ( $N^+$ ,  $O^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ),  $t = 90 \text{ sec}$ .

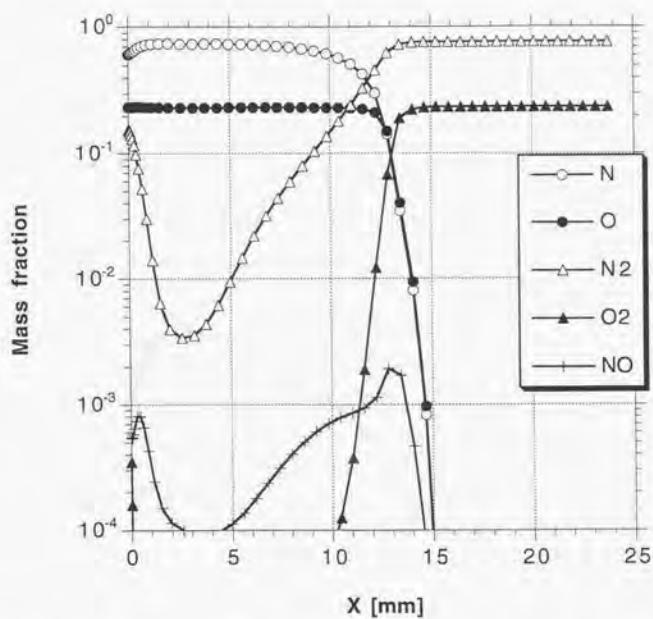


図 5.13: 淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ),  $t = 100\text{sec}$ .

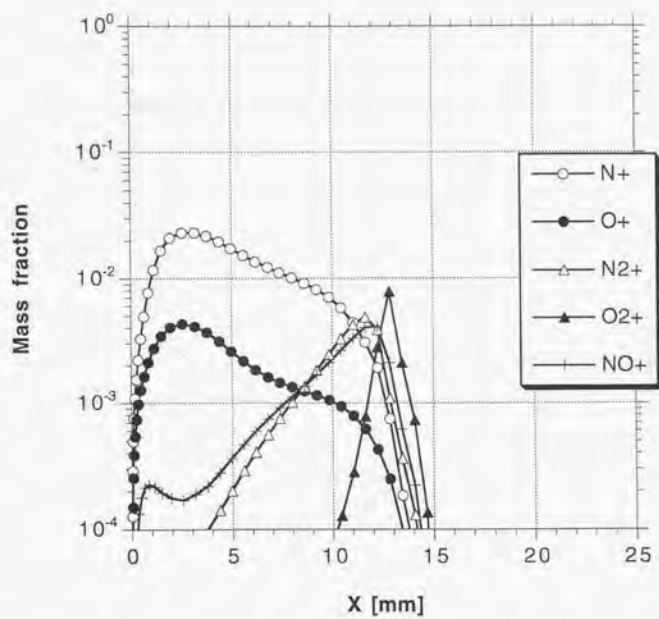


図 5.14: 淀み線上における化学種の分布 ( $N^+$ ,  $O^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ),  $t = 100\text{sec}$ .

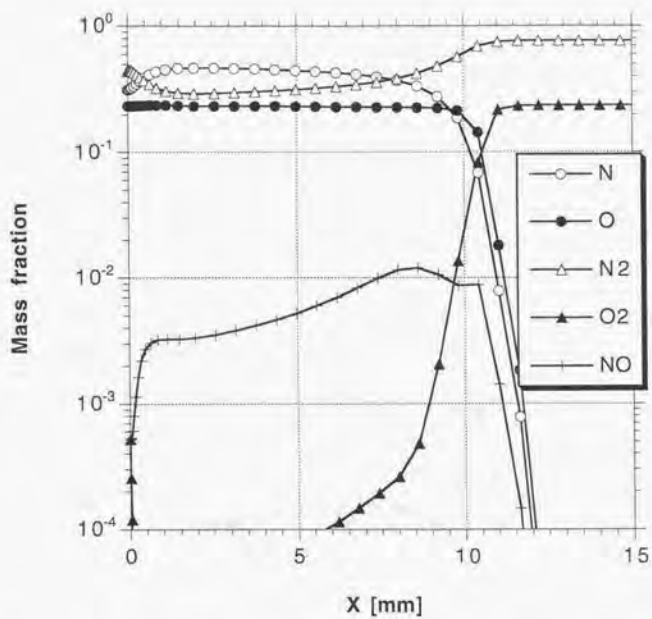


図 5.15: 淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ),  $t = 110\text{sec}$ .

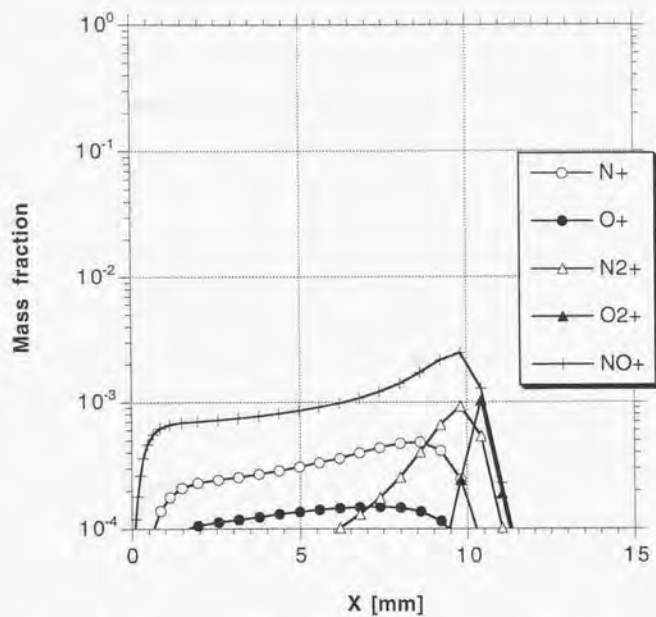


図 5.16: 淀み線上における化学種の分布 ( $N^+$ ,  $O^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ),  $t = 110\text{sec}$ .



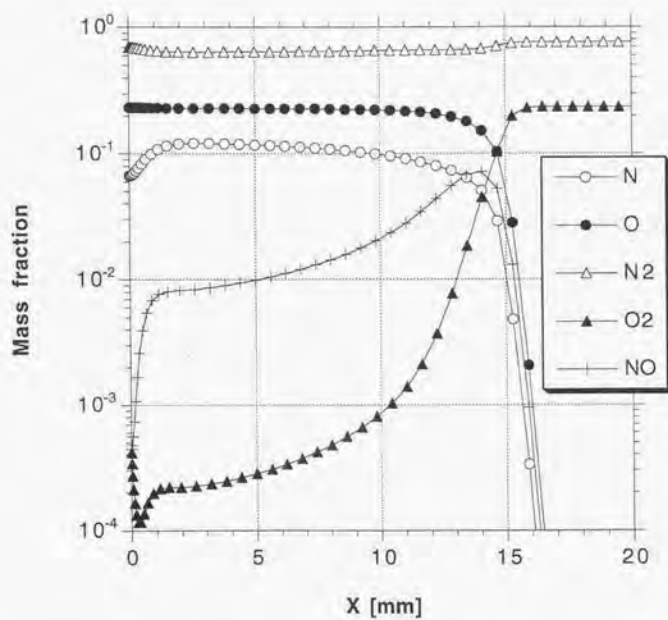


図 5.17: 淀み線上における化学種の分布 ( $N, O, N_2, O_2, NO$ ),  $t = 120 \text{ sec}$ .

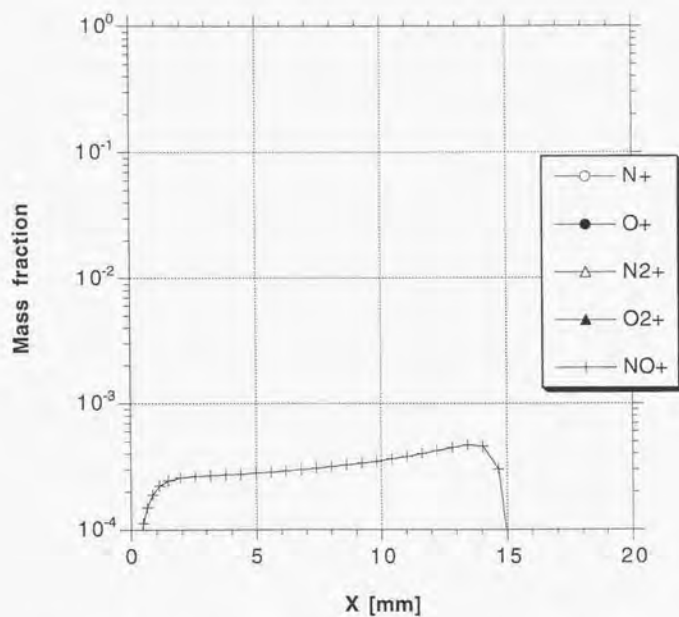


図 5.18: 淀み線上における化学種の分布 ( $N^+$ ,  $O^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ),  $t = 120 \text{ sec}$ .

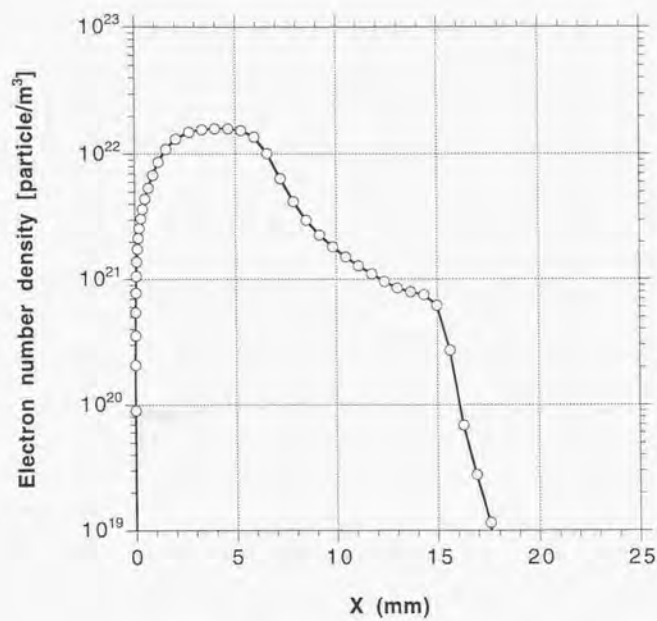


図 5.19: 淀み線上における電子数密度分布 ( $t = 90 \text{ sec.}$ )

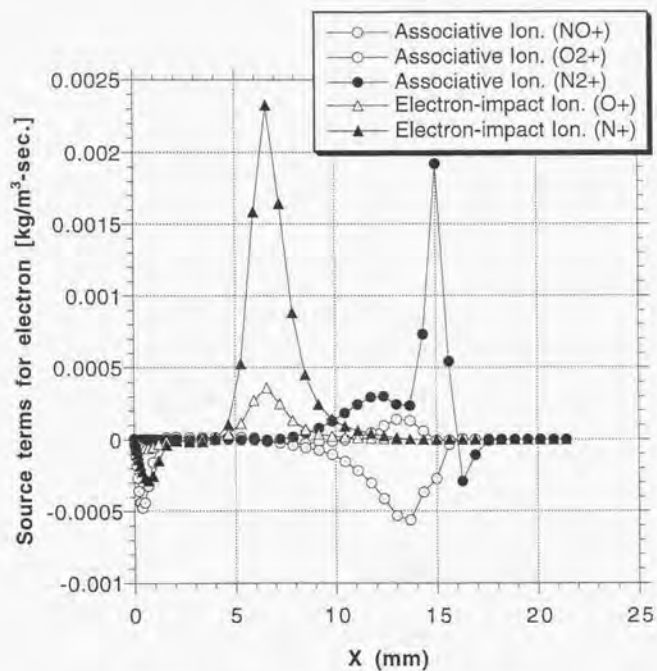


図 5.20: 各電離反応の電子数密度分布への寄与

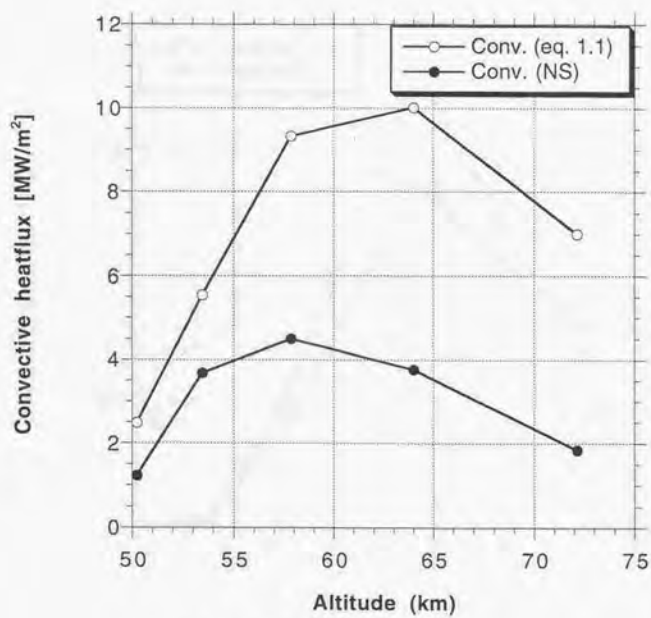


図 5.21: 対流加熱率履歴の比較

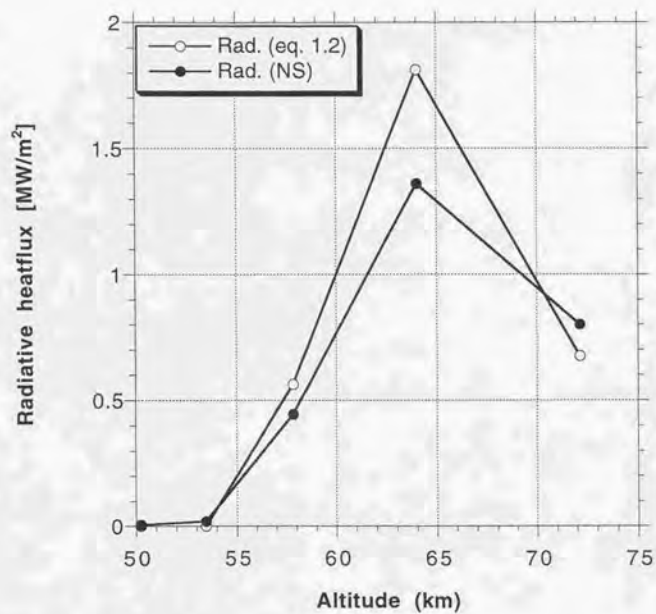


図 5.22: 輻射加熱率履歴の比較

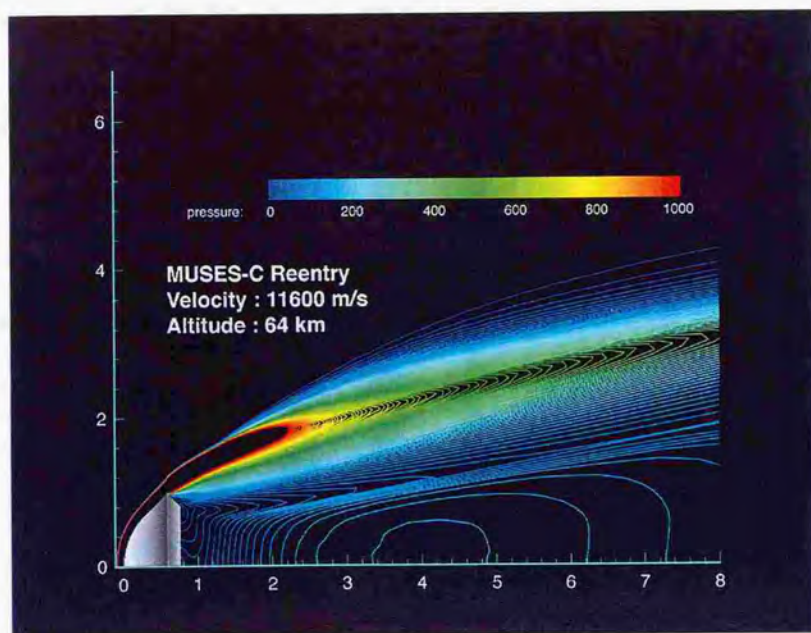


図 5.23: MUSES-C 全機周りの圧力分布



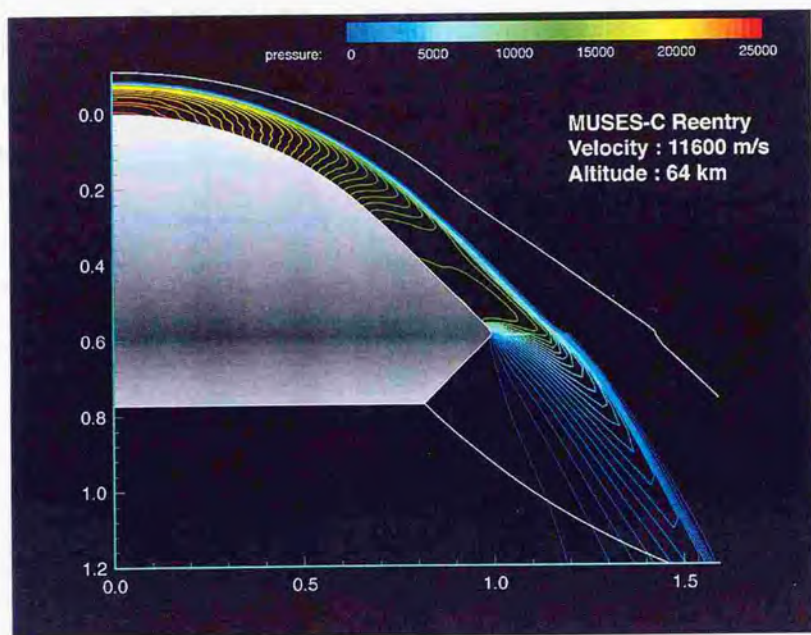


図 5.24: MUSES-C 前面の圧力分布



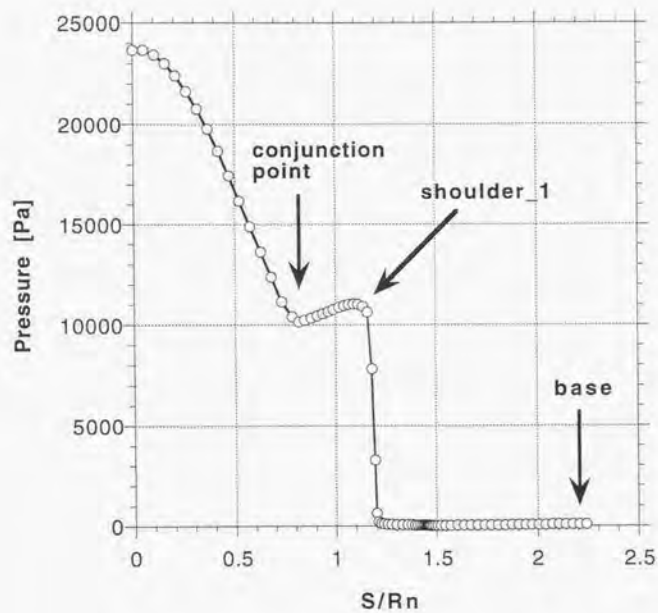


図 5.25: MUSES-C 全機周りの表面圧力分布

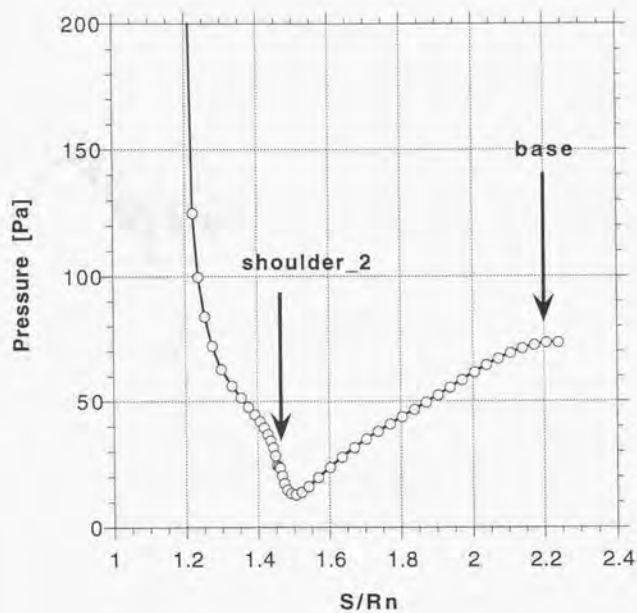


図 5.26: MUSES-C の背面における表面圧力分布

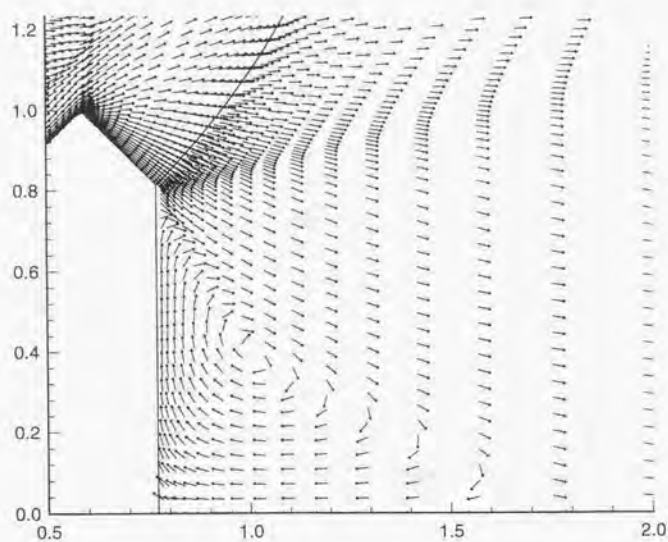


図 5.27: MUSES-C 後流における速度ベクトル分布

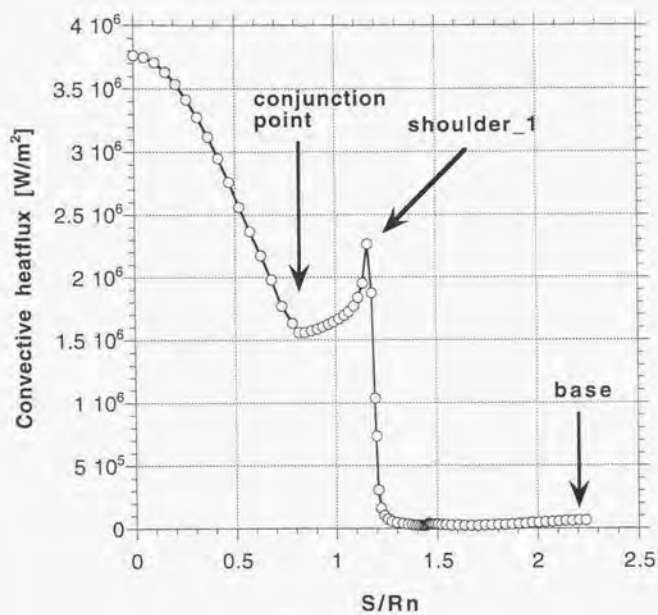


図 5.28: MUSES-C 全機周りの対流加熱率分布

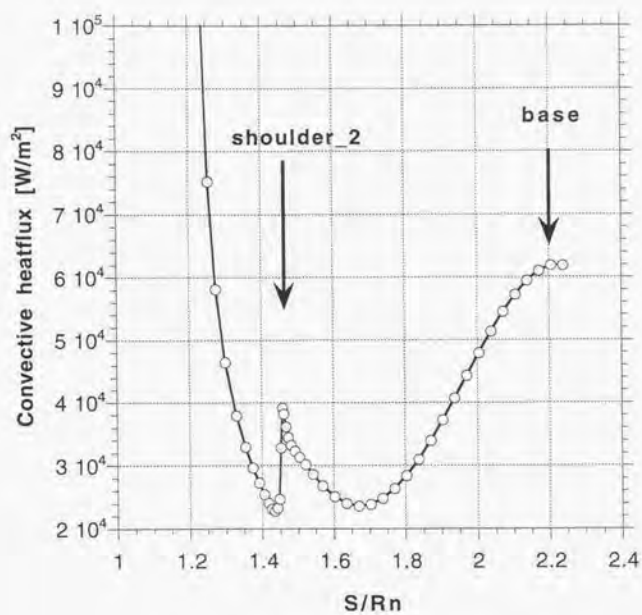


図 5.29: MUSES-C 背面における対流加熱率分布

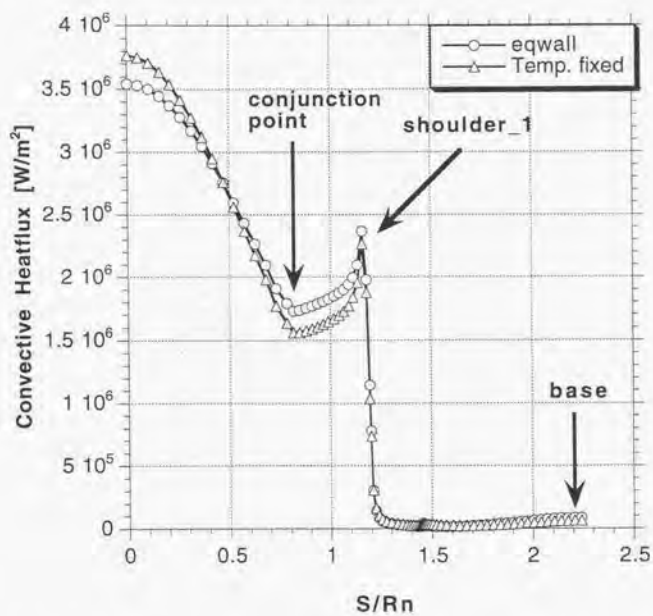


図 5.30: MUSES-C 全機周りの対流加熱率分布 (輻射平衡壁条件)

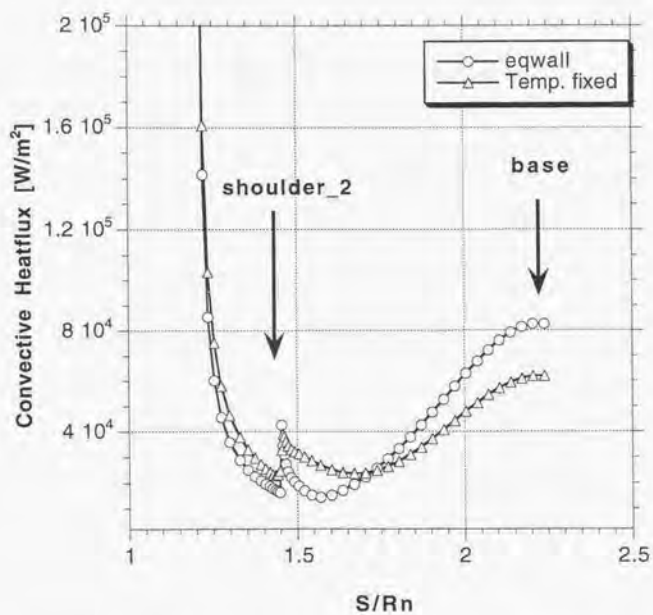


図 5.31: MUSES-C 背面における対流加熱率分布 (輻射平衡壁条件)

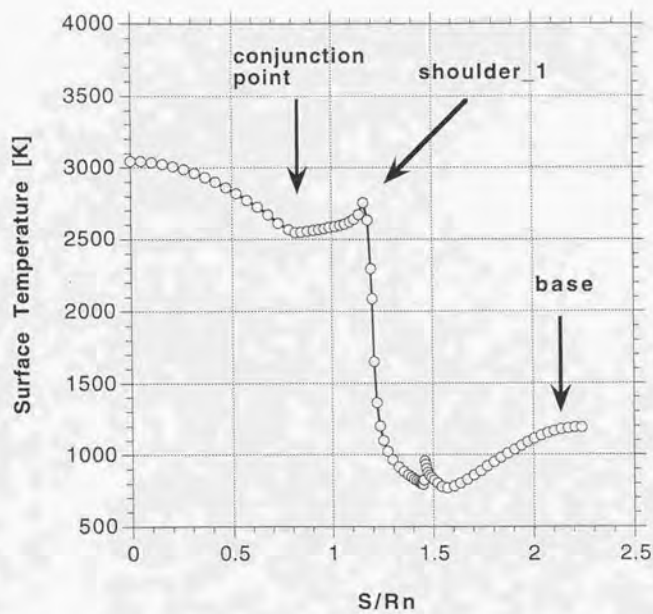


図 5.32: MUSES-C 全機周りの表面温度分布



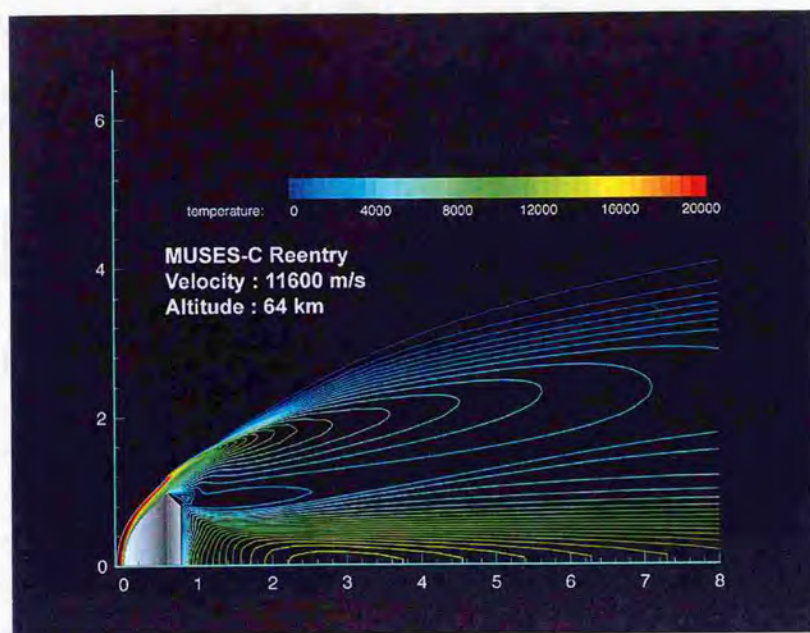


図 5.33: MUSES-C 全機周りの並進温度分布

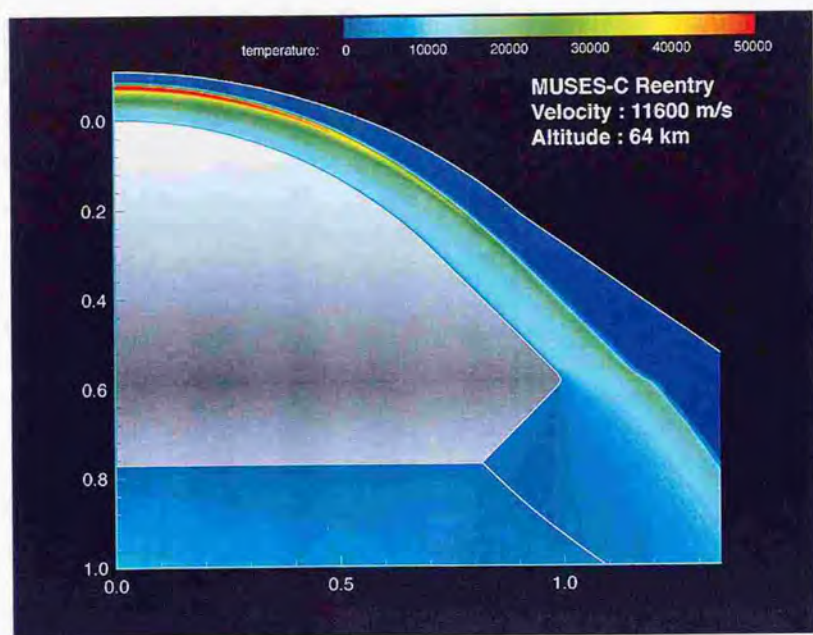


図 5.34: MUSES-C 前面の並進温度分布

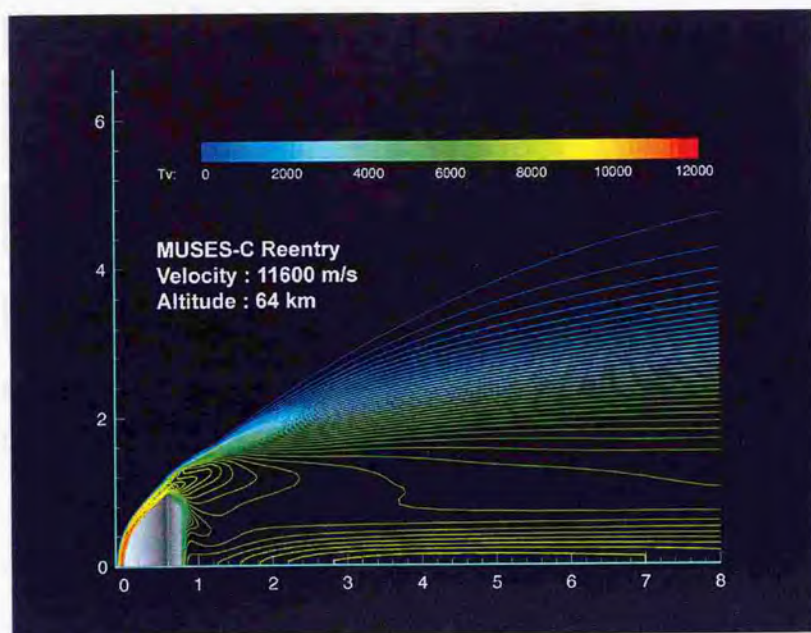


図 5.35: MUSES-C 全機周りの振動-電子温度分布

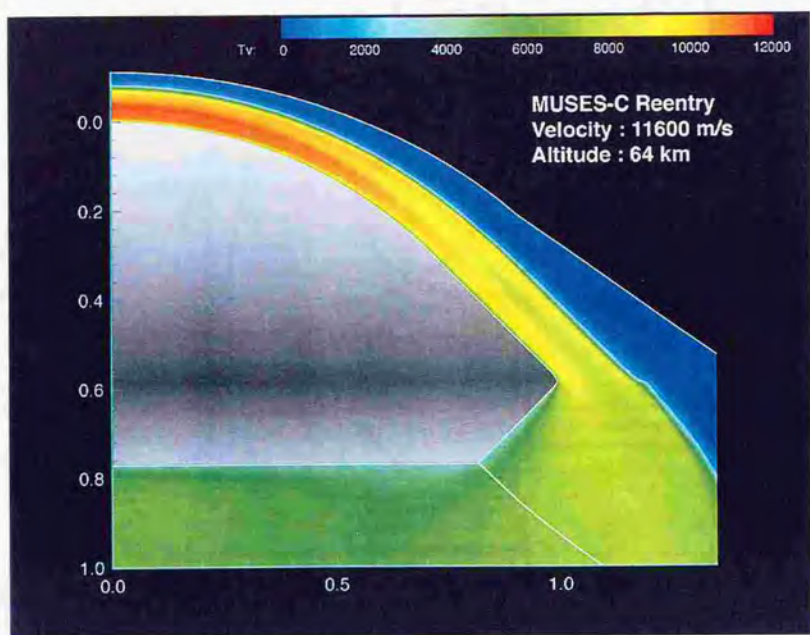


図 5.36: MUSES-C 前面の振動-電子温度分布

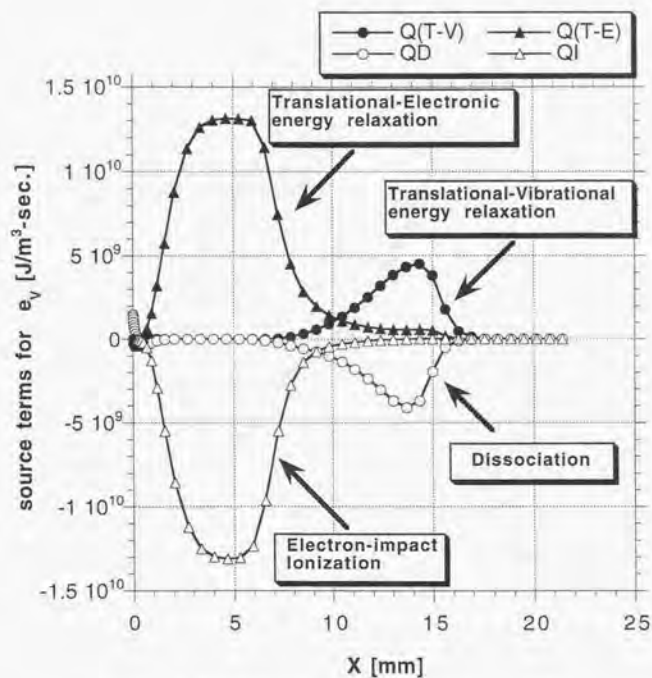


図 5.37: 各緩和過程の振動-電子エネルギーへの寄与



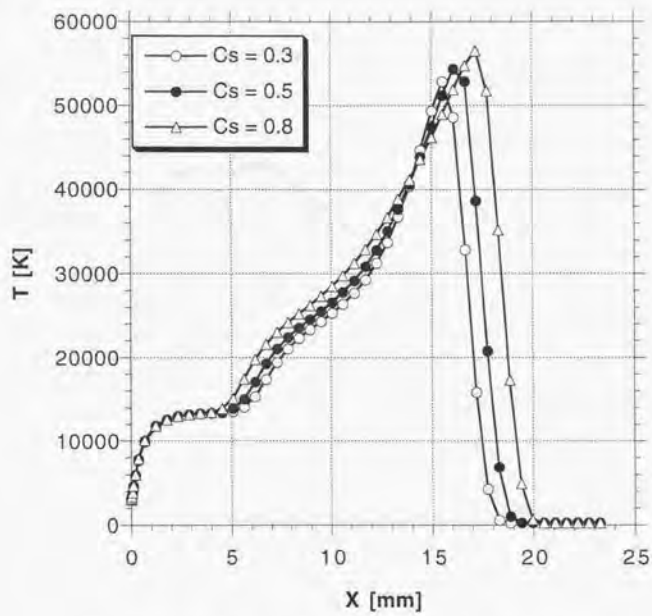


図 5.38: 淀み線上における並進温度分布への  $c_s$  の影響

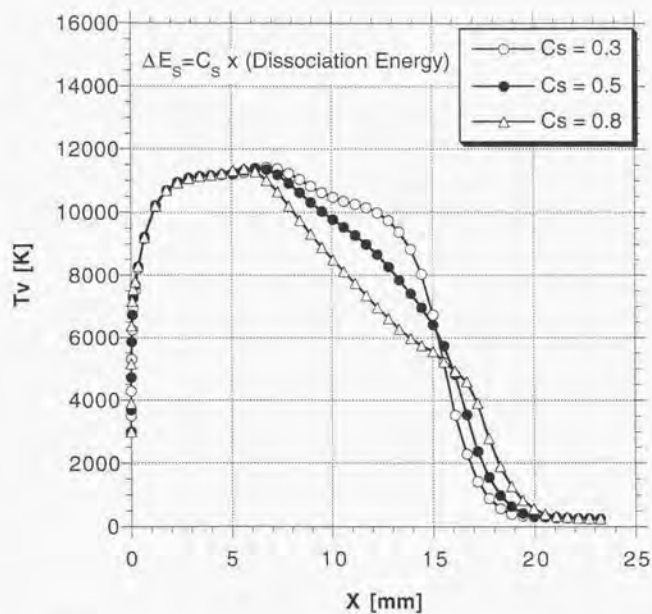


図 5.39: 淀み線上における振動-電子温度分布への  $C_s$  の影響

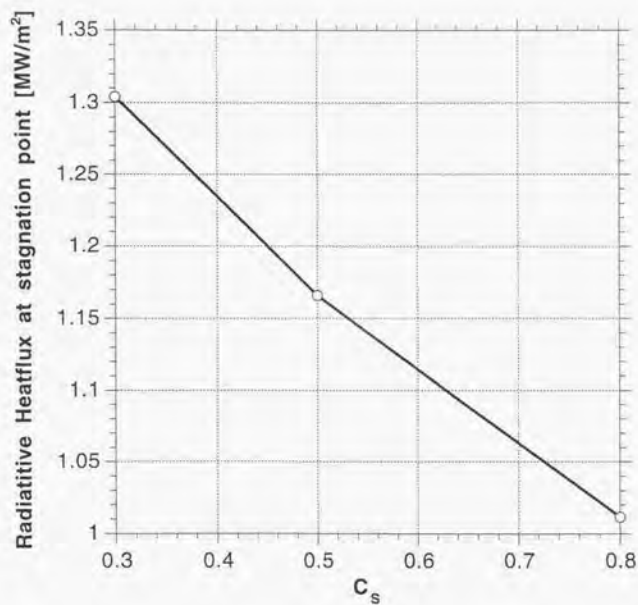


図 5.40: 淀み点における輻射加熱率への  $C_s$  の影響



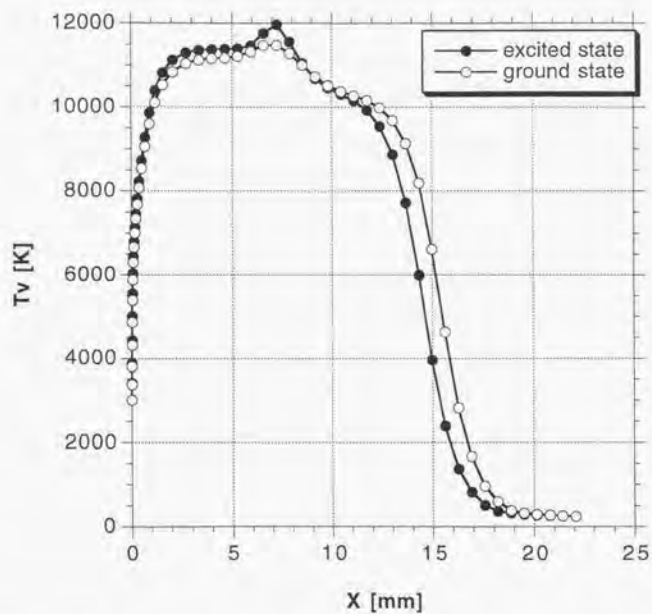


図 5.41: 淀み線上における振動-電子温度分布への電離ポテンシャルの影響

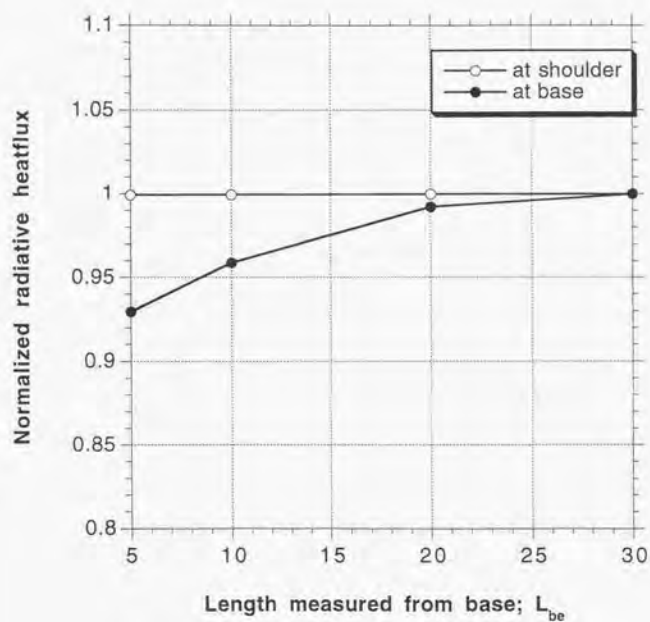


図 5.42: 計算領域が背面の輻射加熱率に及ぼす影響

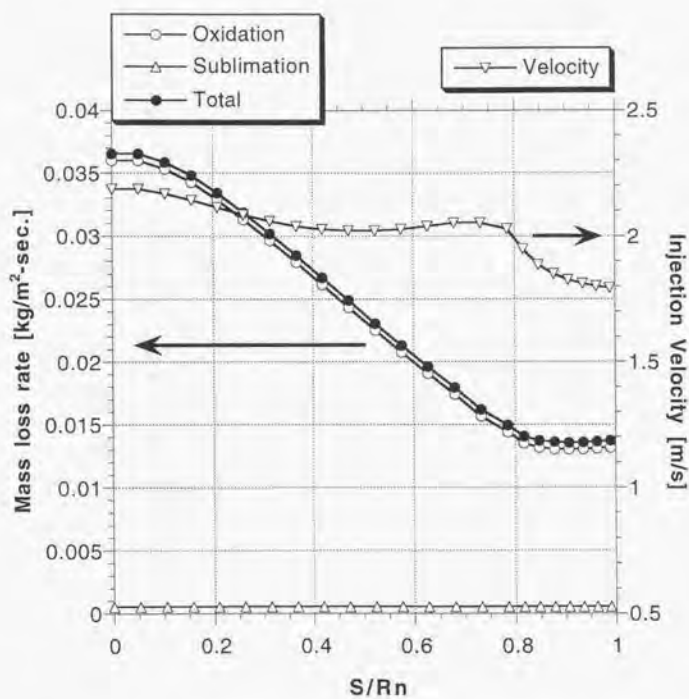


図 5.43: カプセル表面における吹き出し量と吹き出し速度の分布 (酸化が支配的な場合)

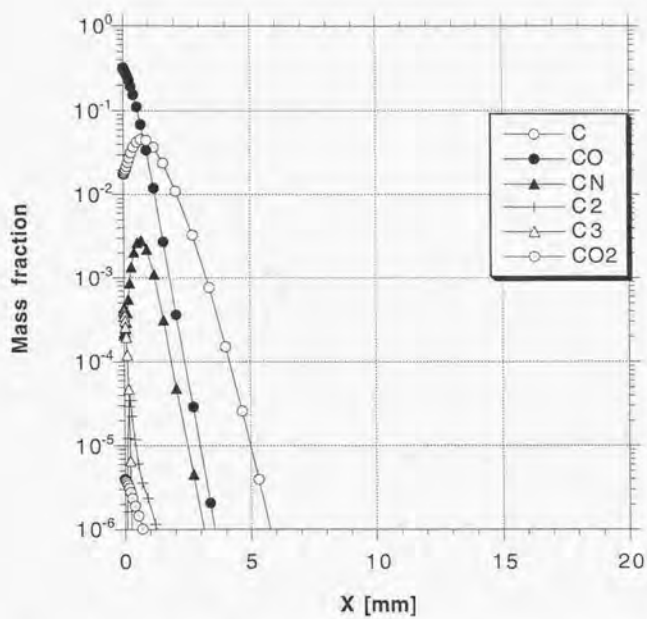


図 5.44: 淀み線における炭素系化合物の分布 (酸化が支配的な場合)

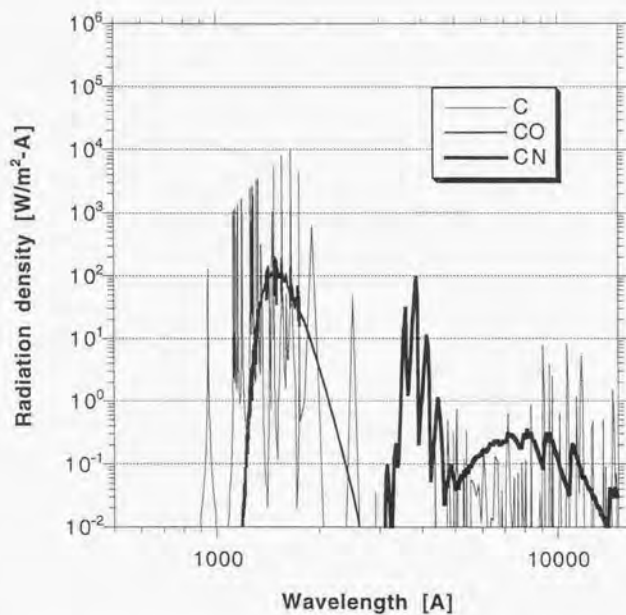


図 5.45: 淀み点における炭素系化合物からのスペクトル分布 (酸化が支配的な場合)

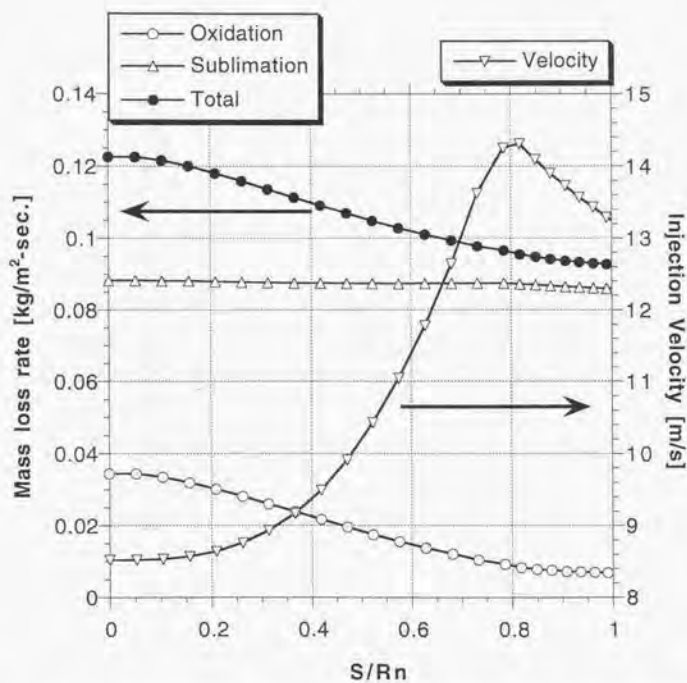


図 5.46: カプセル表面における吹き出し量と吹き出し速度の分布 (昇華が支配的な場合)

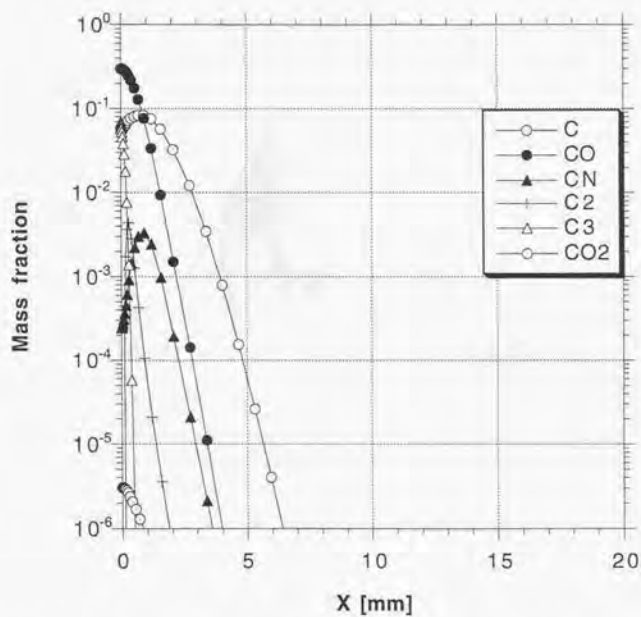


図 5.47: 淀み線上における炭素系化合物の分布 (昇華が支配的な場合)



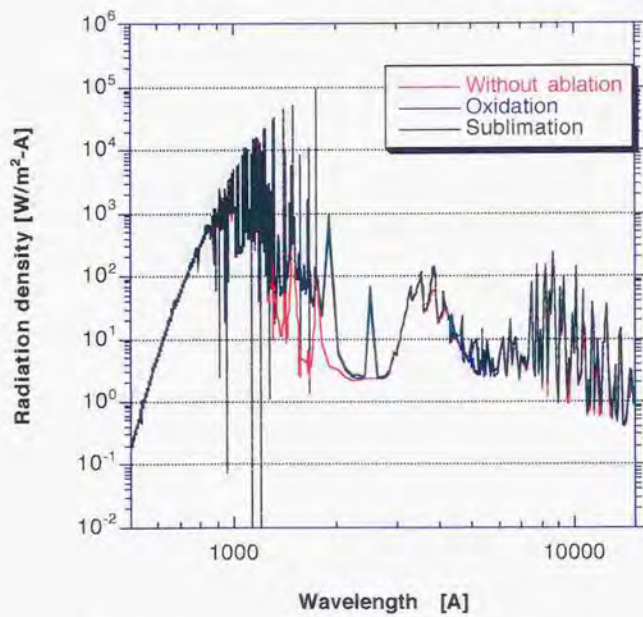


図 5.48: 淀み点におけるスペクトル分布の比較



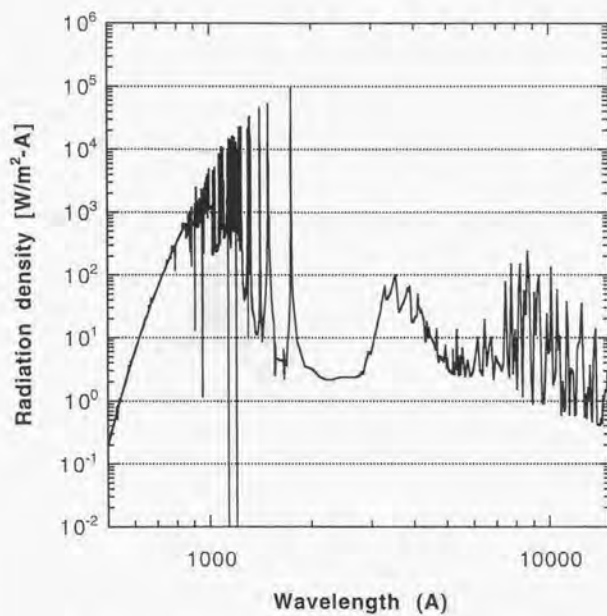


図 5.49: カプセルの淀み点におけるスペクトル分布

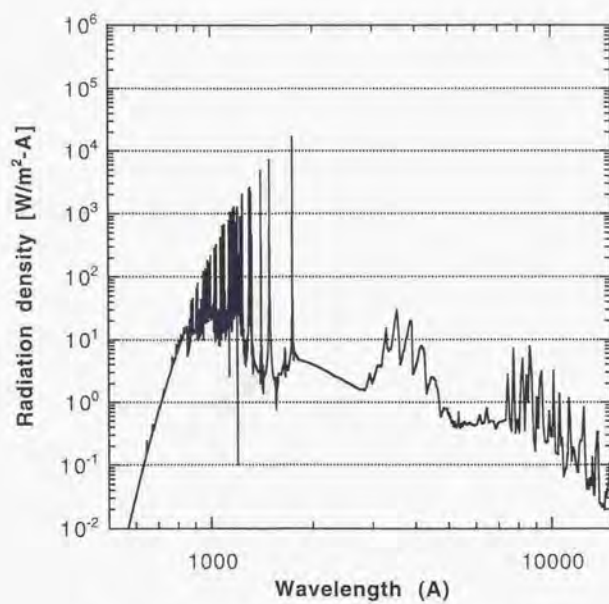


図 5.50: カプセルの肩の部分におけるスペクトル分布

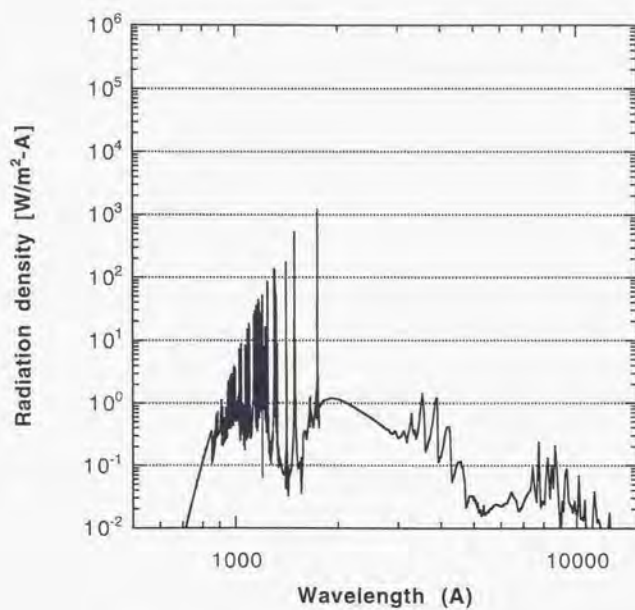


図 5.51: カプセルの背面におけるスペクトル分布

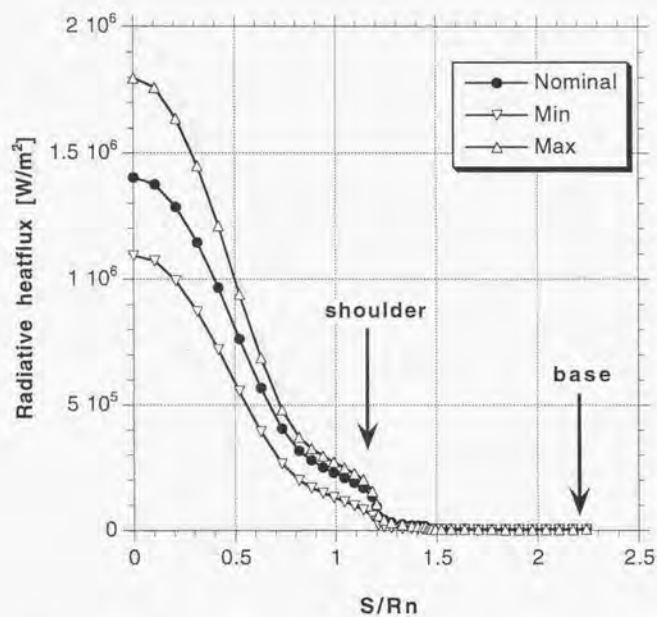


図 5.52: 熱化学モデルが MUSES-C 全機周りの輻射加熱率分布に及ぼす影響

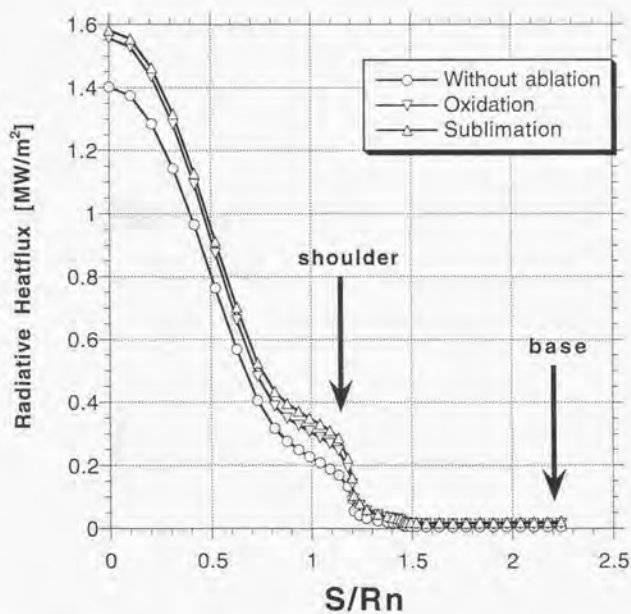


図 5.53: アブレーションが MUSES-C 全機周りの輻射加熱率分布に及ぼす影響

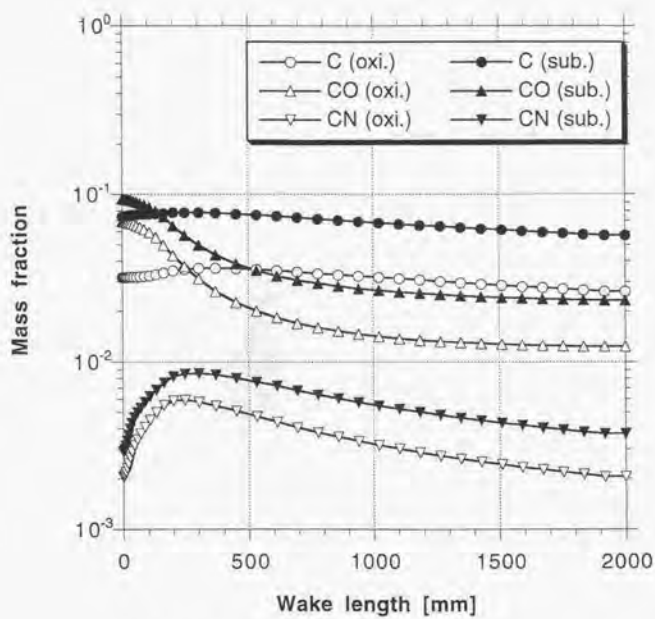


図 5.54: 後流における炭素系化合物の分布

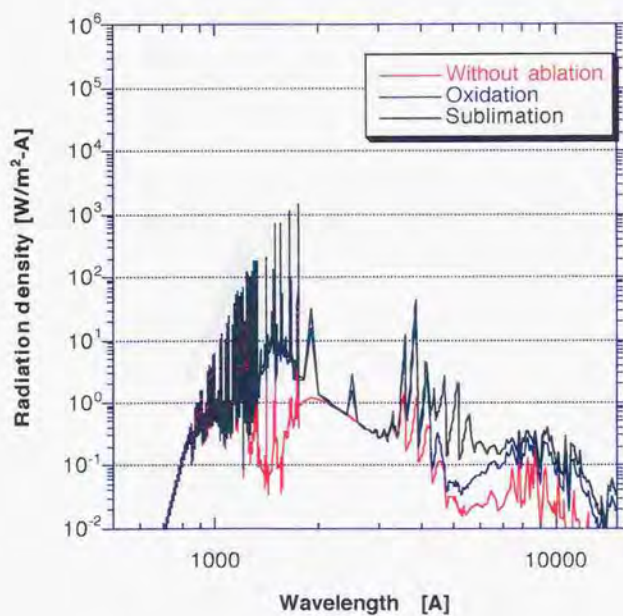


図 5.55: 背面におけるスペクトル分布の比較

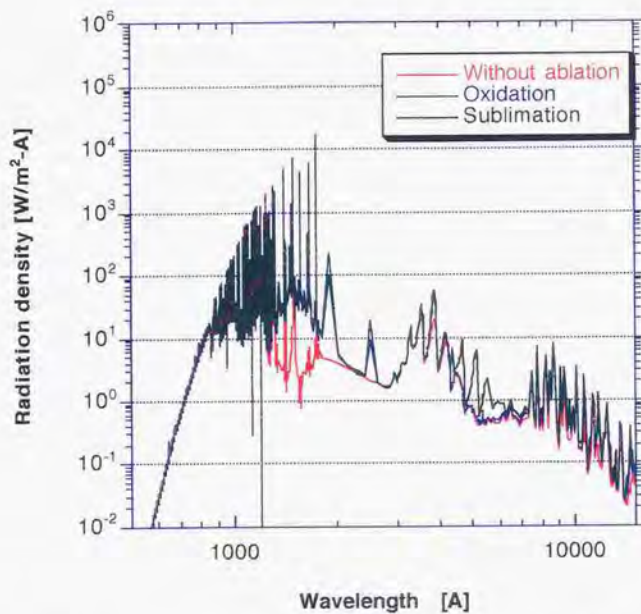
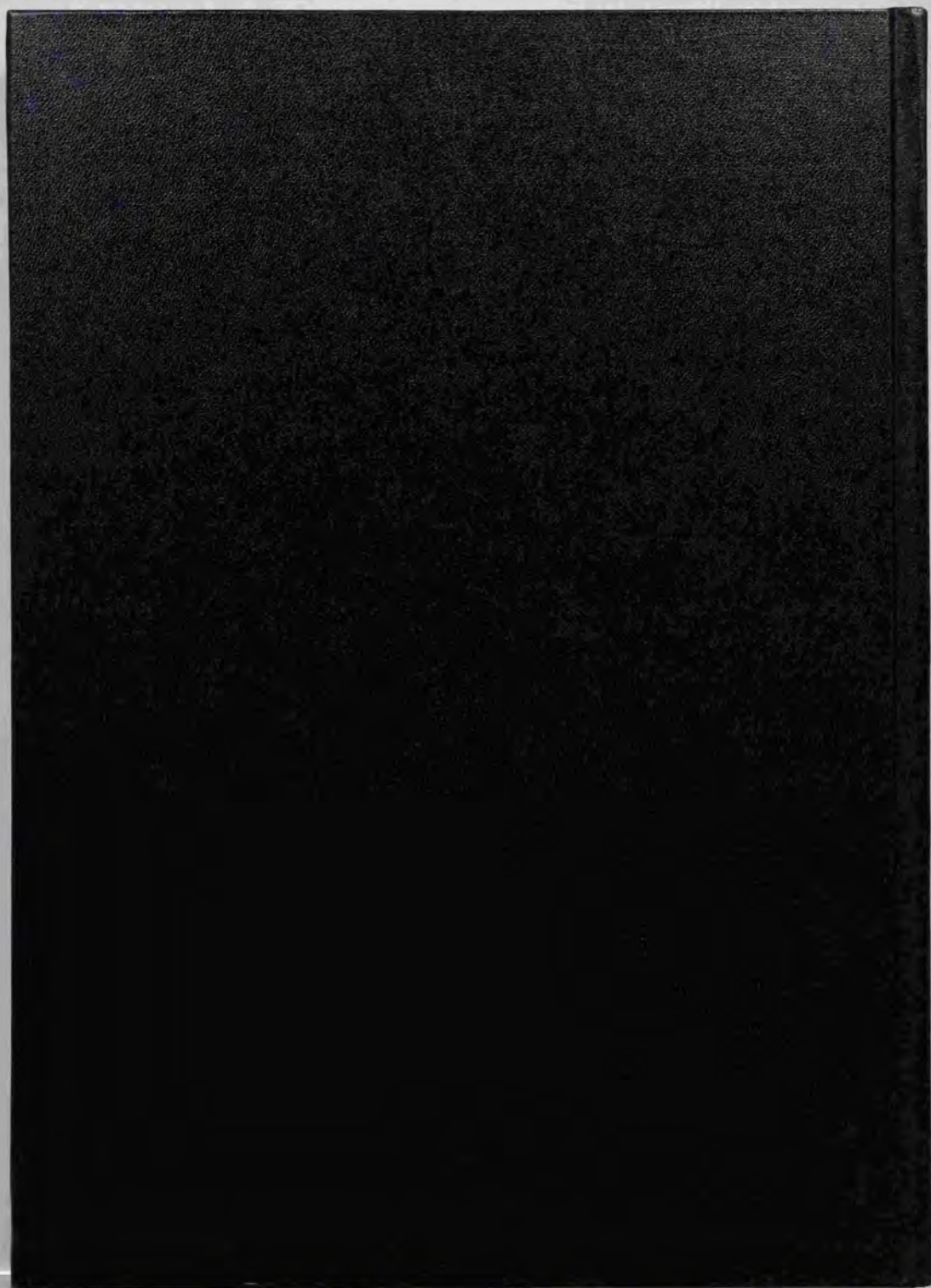
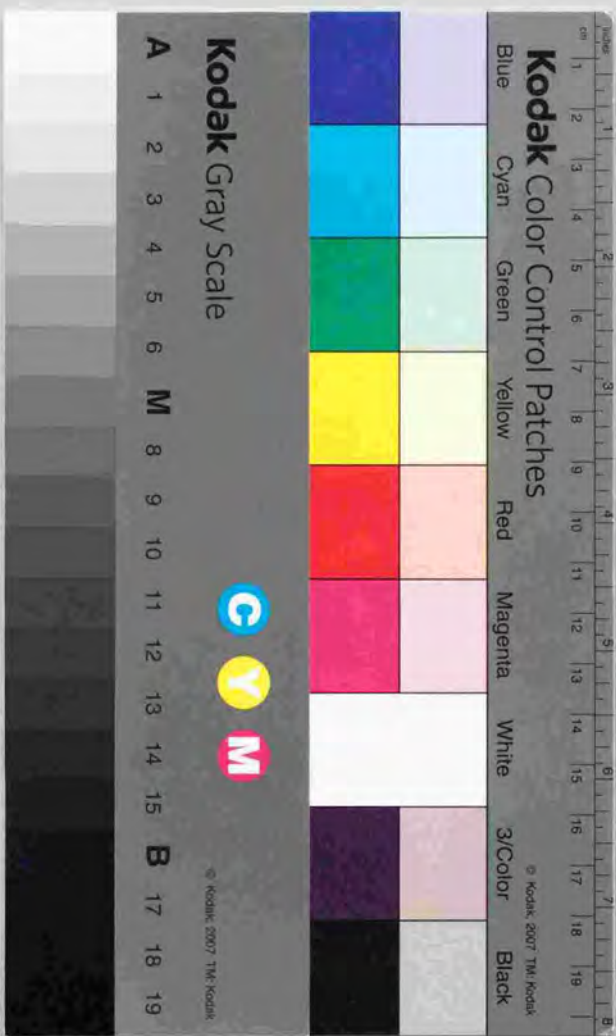


図 5.56: カプセルの肩の部分におけるスペクトル分布の比較







# Kodak Color Control Patches

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

Kodak Gray Scale

C Y M

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

© Kodak 2007 TM Kodak