

ガリレオ探査衛星突入飛行時のアブレータ損耗量再現の試み

松山 新吾^{*}、澤田 意介[†]

^{*}宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 [†]東北大学 工学研究科

An attempt to reproduce the ablator recession data of Galileo Probe entry flight

by

Shingo Matsuyama, Keisuke Sawada

ABSTRACT

A trajectory-based heating analysis of the Galileo probe entry flowfield is attempted to reproduce the heatshield recession data obtained during the entry flight. In the present calculation, the mass conservation equations for the freestream gas (hydrogen-helium gas mixture) and the ablation product gas are solved with an assumption of thermochemical equilibrium. The ablation process is assumed to be quasi-steady and is coupled with the flowfield calculation. The radiative energy transfer calculation is tightly coupled with the flowfield calculation, where the absorption coefficients of the gas mixture are given by the multiband radiation model having 4781 wavelength points for wavelength range from 750 to 15000 Å. The injection-induced turbulence model proposed by Park is employed to account for the enhanced turbulence effect due to the ablation product gas. It is shown that the final recession profile of the flight data at the frustum region can be closely reproduced if we employ the injection-induced turbulence model, although that at the stagnation region is overestimated. The cause of the enhanced radiative heating that occurs at the frustum region is given in connection with the enhanced turbulence effect in the shock layer.

1. はじめに

1995年12月7日、打ち上げから6年の歳月を経て木星に到着したガリレオ探査機は、大気の測定を目的としてプローブを木星大気圏に投入した。大気圏突入時の速度は47.4 km/sec という過去に前例のない速度で、プローブは非常に過酷な加熱環境にさらされた。Moss & Simmonds によって行われた飛行前の予測計算¹⁾によると、機体への空力加熱の大半は輻射加熱によるもので、最大加熱は300 MW/m²に達した。

Fig.1 にガリレオプローブの断面図を示す。プローブ前面のアブレータ熱防御シールドには、アブレータの損耗量を測定するセンサー (analog resistance ablation detector sensor = ARAD sensor) が埋め込まれていた^{2,3)}。Fig.2 にセンサーの位置を示す。

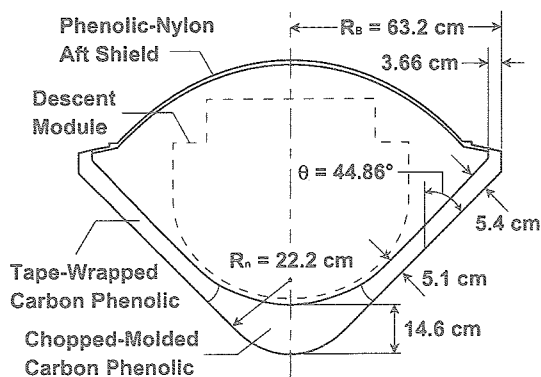


Fig. 1: Cross section of Galileo Probe deceleration module.¹⁻³⁾

飛行データから得られたアブレータ損耗量と予測計算を比較した結果をFig.3に示す。飛行データによると、実際のアブレータ損耗量は、よどみ領域で予測計算の70%であったのに対し、下流領域では予測の倍に達していた。とりわけ下流領域では、よどみ領域と同程度の大きな損耗が生じ、この部分のアブレータ熱防御材は初期厚さの20%まで減少した。この不一致の原因は明らかにされていないが、いくつかの可能性が指摘されている⁴⁾。

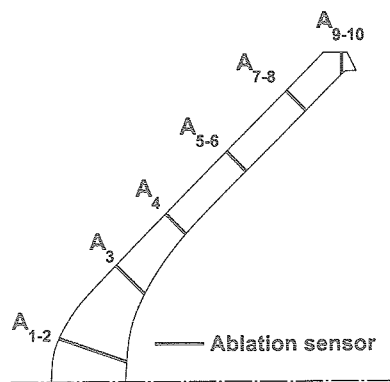


Fig. 2: Locations of ablation sensors.^{2,3)}

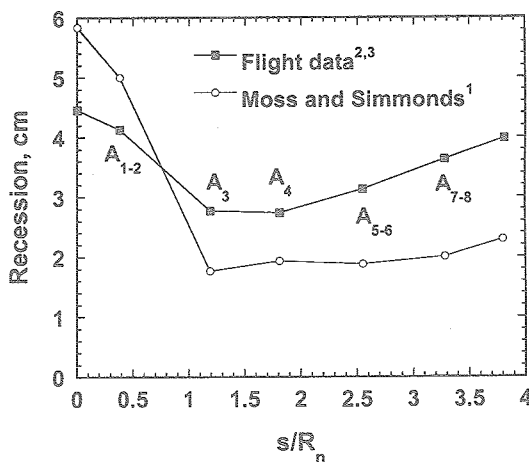


Fig. 3: Comparison of predicted final forebody heatshield recession with flight data.

よどみ領域での不一致は熱化学非平衡が原因と考えられている。実験によると、衝撃波背後の圧力が数気圧という条件下でも、衝撃波背後ですぐには輻射の放射が起こらないことが確認されている⁵⁾。そのため、非平衡性を考慮した計算では、熱化学平衡を仮定した予測計算よりも輻射加

熱は低くなり、よどみ領域での損耗量が飛行データへ近づかずである。しかし、下流域においても非平衡性が顕著であった場合、同様に輻射加熱が減少し、下流域での不一致はさらに大きくなる。

下流域において生じた大きな損耗は、大量のアブレーション噴き出しによって乱流強度が増加したことによると考えられている。直接的には対流加熱が増加することが考えられるが、乱流は境界層内の分布を大きく変化させるため輻射加熱にも影響すると考えられる。

また、予測計算では木星の大気組成を H_2 89%、He 11% (体積比)と仮定していたが、プローブによる測定から得られた値はHe 13.6%であった。主流中に単原子分子であるHeが増加すると、衝撃層内部の温度が上昇し空力加熱が増加する⁶⁾。ただし、この効果は下流域だけでなく、よどみ領域の加熱も増加させる。

本研究の最終的な目標は、数値シミュレーションによって木星大気圏突入時のアブレータ損耗量を再現し、予測計算と飛行データの間が生じた不一致の原因を明らかにすることである。不一致の原因として前述した現象は、お互いに反対の効果を持つものがあるため、同時に考慮しなければ正味の効果は正確に得られない可能性はあるが、今回の計算では主にアブレーション噴き出しによる乱流促進の効果に注目する。そのため、Parkによって提唱された injection-induced turbulenceモデル⁷⁾を渦粘性モデルに組み込んだ。水素の非平衡反応モデルはまだ確立されていないため⁸⁾、熱化学平衡流を仮定する。また、実際の木星大気と同じ大気組成を考慮する。木星大気圏突入軌道に沿った一連のシミュレーションを行い、アブレータ損耗量の再現を試みた。

2. 数値計算法

2.1 支配方程式

流れ場は軸対称流れを仮定する。支配方程式は以下に示す軸対称Navier-Stokes方程式で、エネルギー保存式には輻射によるエネルギー生成項を含む。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} + (H - H_v) = H_{rad} \quad (1)$$

保存変数ベクトル Q 、流束ベクトル F, G, F_v, G_v 、軸対称項ベクトル H, H_v 、輻射生成項ベクトル H_{rad} はそれぞれ次のように与えられる。

$$Q = \begin{bmatrix} \rho_f \\ \rho_a \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho_f u \\ \rho_a u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho_f v \\ \rho_a v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix},$$

$$F_v = \begin{bmatrix} -\rho_f u_f \\ -\rho_a u_a \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} - \sum_{species} \rho_s u_s h_s \end{bmatrix},$$

$$G_v = \begin{bmatrix} -\rho_f v_f \\ -\rho_a v_a \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{species} \rho_s v_s h_s \end{bmatrix},$$

$$H = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho_f v \\ \rho_a v \\ \rho u v \\ \rho v^2 \\ (E + p)v \end{bmatrix},$$

$$H_v = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} -\rho_f v_f \\ -\rho_a v_a \\ \tau_{xy} \\ \tau_{y\theta} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{species} \rho_s v_s h_s \end{bmatrix},$$

$$H_{rad} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\nabla q_{rad} \end{bmatrix} \quad (2)$$

本計算では、主流ガス (H_2 -He mixture) とアブレーション生成ガスをそれぞれ単一の流体とみなし、それぞれについて質量保存則を考える。添え字 f, a は主流ガス、アブレーション生成ガスを表す。主流ガスとアブレーション生成ガスの拡散速度は質量分率 C の勾配に比例すると仮定する。したがって、例として、主流ガスの拡散流束の x 成分は、

$$\rho_f u_f = -\rho D_{fa} \frac{\partial C_f}{\partial x} \quad (3)$$

主流ガスとアブレーション生成ガス間の2成分拡散係数 (binary diffusion coefficient) はシュミット数 Sc を一定 (= 0.582)¹⁾として与える。

$$D_{fa} = \frac{\mu}{Sc \rho} \quad (4)$$

支配方程式は有限体積法に基づいて離散化し、数値流束の計算にはAUSM-DVスキーム⁹⁾を用いる。この際、MUSCL法を用いて空間精度の高次精度化を行う。陰的時間積分にはLU-SGS法を用いるが、その中で輻射生成項は陽的に扱う¹⁰⁾。

2.2 壁面境界条件

壁面からのアブレーション噴き出し量は、壁面でのエネルギーの釣り合いから、以下の式で与える。

$$\dot{m} = \frac{-q_{c,w} - q_{rad,w}}{\Delta H_a} \quad (5)$$

ここで、 $q_{c,w}$, $q_{rad,w}$ は、壁面に流入する対流熱流束、輻射熱流束 [MW/m²]、 ΔH_a はアブレーション熱 [MJ/kg] である。壁面温度はカーボンフェノリックの昇華温度に等しいと仮定する。カーボンフェノリックの昇華温度およびアブレーション熱は、以下の式で与える¹⁾。

$$T_{sub} = 3797.0 + 342.0 \log p_w + 30.0 (\log p_w)^2, K \quad (6)$$

$$\Delta H_a = 28.0 - 1.375 \log p_w + 27.2 (\log p_w)^2, MJ/kg \quad (7)$$

ここで、 p_w は壁面での圧力 [atm] である。アブレーション生成ガスの質量比はC 92%、O 6%、H 2%とする¹⁾。

アブレータの表面損耗率は、噴出し量をバージン材密度で割った、以下の単純な式で与える。

$$\Delta s = m / \rho_v, m/sec \quad (8)$$

バージン材密度 ρ_v は 1448 kg/m³ とする³⁾。アブレーションによって形状が大きく変化するため、各軌道点で形状変化を考慮し、計算格子を定義し直している。

2. 3 気体の平衡組成と熱力学諸量

化学種の平衡組成は自由エネルギー最小化法によって決定する¹¹⁾。自由エネルギー最小化計算に必要な元素密度比は、主流ガスとアブレーション生成ガスの質量分率 C_f , C_a から求められる。考慮する化学種は、H₂, H, He, H₂⁺, H⁺, He⁺, e⁻ に加え、C, C₂, C₃, C₄, C₅, C⁺, CH, C₂H, C₃H, C₄H, C₅H, CH₂, C₂H₂, O, O₂, O⁺, CO, CO₂ の 25 化学種である。本計算では、自由エネルギー最小化計算を流れ場の計算中に行わず、適当な範囲の内部エネルギー、全密度、アブレーション生成ガスの質量分率に対してあらかじめテーブル化する。流れ場の計算ではそのテーブルを参照することで平衡組成と熱力学諸量を求める¹²⁾。

2. 4 輻射輸送計算

気体の吸収係数の計算では、line-by-line 計算¹³⁾ が最も精度の高い方法として知られている。しかし、line-by-line 計算は計算コストが非常に大きいため、流れ場と同時に計算することは困難である。そのため、本計算では、気体の吸収係数をマルチバンドモデルによって計算する。吸収係数は波長領域 750~15000 Å に対して 4781 波長点について計算する。これらの波長点は、衝撃層内部のエネルギー輸送に寄与する重要なライン輻射を捕らえられるように配置している。

気体の吸収係数は、各化学種による寄与の和として表され、

$$\kappa_\lambda = \sum_i n_i \sigma_\lambda^i. \quad (9)$$

ここで、 n_i は化学種 i のモル密度 [mol/cm³]、 σ_λ^i は化学種 i 1 mol/cm³ あたりの吸収断面積 [cm²] を表す。各化学種の吸収断面積は line-by-line 計算を用いて、温度と電子数密度についてテーブル化する。任意の温度、電子数密度に対する吸収断面積はテーブルから線形補間によって求める¹²⁾。テーブルの温度範囲は 3000~17000 K、電子数密度の範囲は 10¹⁰~10¹⁸ 1/cm³ とした。また、テーブルの分割数は 14 × 20 とした。空気化学種に対する従来のマルチバンドモデル¹⁴⁾ では温度のみの関数で吸収係数を与えるが、水素原子の場合、ライン輻射のシュタルク広がり電子数密度に大きく依存するため、このような取り扱いが必要である。

ここでは結果を示さないが、この手法によって line-by-line 計算による結果を非常に良く再現できることを確認している。

輻射に寄与する化学種は、H, H⁺, C, C₂, C₃, O, O₂, CO の 8 化学種を考慮する。考慮した輻射メカニズム¹⁵⁾ を Table 1 に示す。輻射輸送は接平板 (Tangent-slab) 近似を用いて、壁面に垂直な方向に対する一次元的な輻射輸送として計算する。輻射熱流束は毎ステップ更新し、流れ場との密結合計算を行う。輻射計算に伴う計算時間を低減するために、波長領域分割による並列計算を行う¹⁶⁾。並列計算は東北大学流体科学研究所の SGI ORIGIN 2000 上で 128CPU を用いて行った。

Table 1 Radiation mechanisms¹⁵⁾

Type	Species	System
Atomic lines	H	Lyman, Balmer and Paschen series
	C	710 lines
	O	564 lines
Molecular bands	C ₂	Swan, BR, FH, Frey, Mull, DA, Phi
	CO	4 ⁺ , HB
	O ₂	SR
	C ₃	UV, Swings
Bound-free continuum	H	
	C	
	O	
Free-free continuum	H, H ⁺	

2. 5 乱流モデル

本研究では、渦粘性係数を 2 つの渦粘性モデルの和として与える^{17,18)}。

$$\mu_t = (\mu_t)_{BL} + (\mu_t)_{inj}. \quad (10)$$

第 1 項は Baldwin-Lomax モデルによる渦粘性係数で、乱流境界層全体を記述する。第 2 項は Van Driest 型の減衰関数を用いた混合長理論によって、壁面からのアブレーション噴き出しによる乱流を記述する。具体的には以下のように与えられる。

$$(\mu_t)_{inj} = \rho d_{inj}^2 |\omega|, \quad (11)$$

$$d_{inj} = \max(0, d_w - \chi y) \exp(-y^+ / A^+). \quad (12)$$

混合長 d_{inj} は壁面において最大値 d_w をとり、壁面から離れるにしたがって減少する。壁面での混合長 d_w は以下の関係を満たすように与える。

$$(\mu_{t,w})_{park} = \rho_w d_w^2 |\omega|_w, \quad (13)$$

ここで、 $(\mu_{t,w})_{park}$ は噴出しがある場合の壁面における渦粘性係数で、Park によって提唱された injection induced turbulence モデル⁷⁾ では次のように与えられている。

$$(\mu_{t,w})_{park} = 0.4 m d. \quad (14)$$

ここでの混合長 d は、

$$d = \frac{\tau m}{\rho_w}. \quad (15)$$

時定数 τ は実験との比較により 2×10^{-4} sec が与えられている。乱流プラントル数、ルイス数はそれぞれ 0.9、1.0 とする¹⁾。

3. 結果および考察

木星大気圏突入軌道に沿った 8 つの軌道点²⁾ について計算を行った。各軌道点での主流条件を Table 2 に示す。主流ガスの組成は体積比で H_2 86.4%、 He 13.6% とする。Fig. 4 に最大加熱率点 51.16 sec における計算格子 (51×71 格子点) を示す。衝撃波をシャープに捕らえられるように、衝撃波面を特定して格子点を集めている。CFL 数は最大 1000 まで増加させて計算を行った。

Table 2 Flow conditions at the trajectory points²⁾

Time, s	Altitude, km	Velocity, km/s	Density, kg/m^3
40.35	190	46.951	3.16×10^{-5}
43.79	170	46.256	7.03×10^{-5}
47.36	150	44.813	1.49×10^{-4}
49.21	140	43.531	2.27×10^{-4}
51.16	130	41.591	3.49×10^{-4}
53.23	120	38.617	5.56×10^{-4}
55.52	110	34.296	8.36×10^{-4}
58.19	100	28.440	1.23×10^{-3}

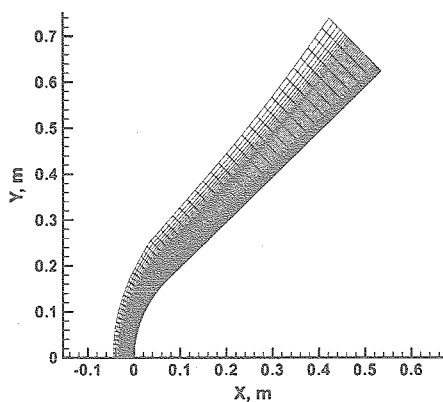


Fig. 4: Computational mesh used in calculation at 51.16 sec.

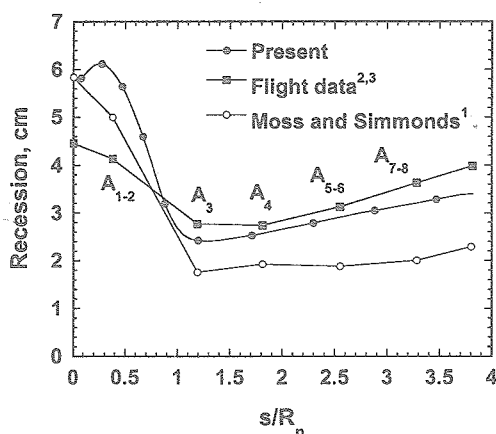
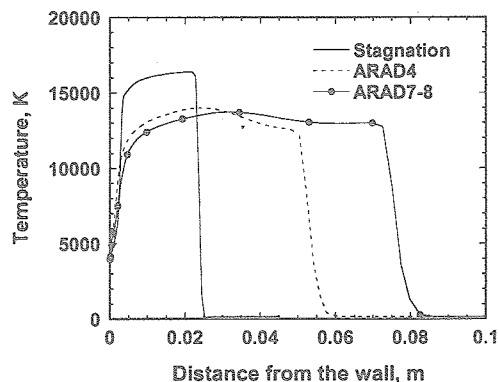


Fig. 5: Comparison of the predicted final forebody heatshield recession profile with that of the flight data.

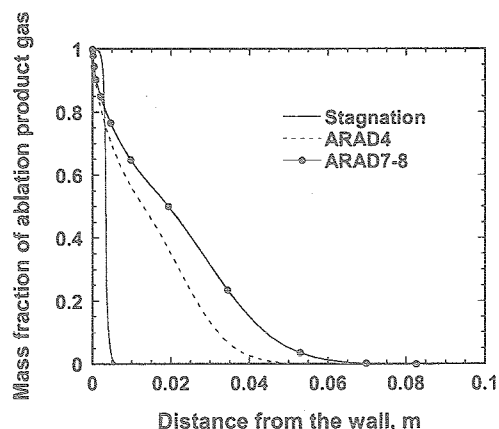
Fig. 5 に本計算によって得られたアブレータ損耗量と飛行データ、予測計算との比較を示す。本計算による結果は予測計算と同様に、よどみ領域においてアブレータ損耗量を過大評価している。しかし、下流領域では、飛行データをかなり良く再現している。結果は後で示すが、予測計算の結果と比べて下流領域でのアブレータ損耗量が増加したのは、輻射熱流束が増加したためである。噴き出しによる乱流促進

の効果を考慮したにもかかわらず、対流熱流束は強い遮蔽効果のためほぼ 0 であった。

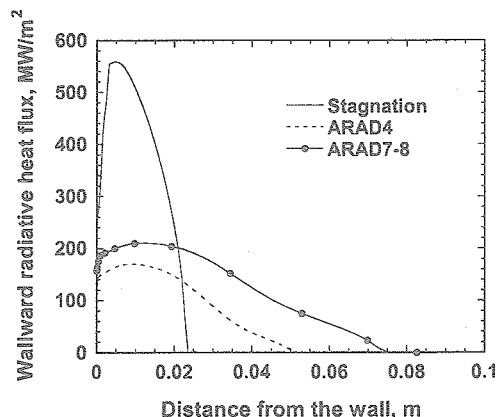
Fig. 6a-6c に、最大加熱率点 51.16 sec について、よどみ領域とアブレーションセンサーの位置における、壁面に垂直な方向に沿った衝撃層内部の分布を示す。Fig. 6a に温度分布を示す。衝撃層内部の温度は、よどみ領域で 16000 K、下流域では 13000 K に達する。壁面付近の温度はよどみ領域よりも下流のセンサー位置での温度の方が高くなっている。



a) Temperature distributions.



b) Mass fraction distributions of the ablation product gas.



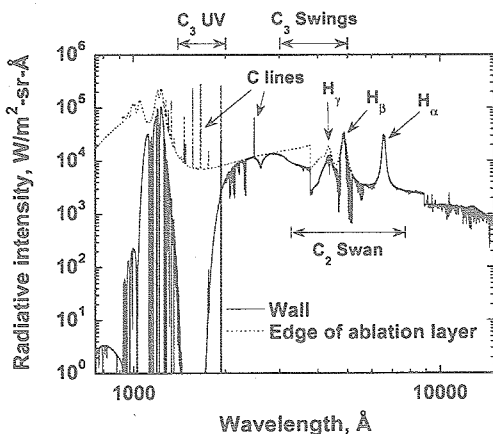
c) Wallward radiative heat flux distributions.

Fig. 6: Flowfield properties along the line normal to the wall at the peak heating point (51.16 sec).

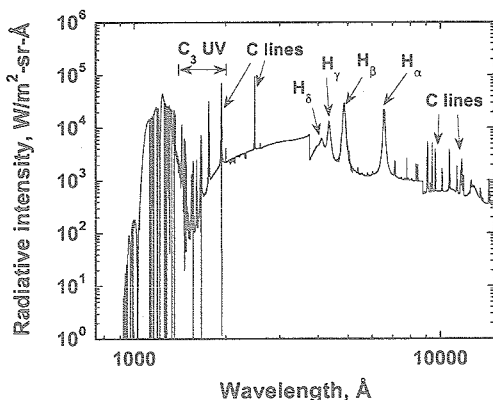
アブレーション生成ガスの質量分率の分布を Fig. 6b に示す。下流領域では、アブレーション生成ガスが拡散により衝撃層内部まで広がっていることがわかる。よどみ領域では、壁面付近にアブレーション生成ガスが大量に存在する

が、下流では壁面付近のアブレーション生成ガスはかなり減少している。

Fig.6cに壁面方向への輻射熱流束分布を示す。よどみ領域では、壁面付近で輻射熱流束が急激に減少している。これは、Fig.6bに示すように、壁面付近に大量に存在するアブレーション生成ガスが輻射を吸収するためである。それに対し、下流領域では、アブレーション生成ガスの分布が壁面付近ではかなり減少しているため、吸収による輻射熱流束の減少は弱くなっている。



a) Stagnation point.



b) ARAD7-8.

Fig.7: Spectral intensity reaching the wall at the peak heating point (51.16 sec).

Fig.7aと7bによどみ点、センサー位置 (ARAD 7-8) において壁面に入射する輻射強度スペクトルを示す。輻射強度スペクトルは、流れ場の収束解を用いてline-by-line計算によって求めた。Fig.7aに、よどみ点において、壁面およびアブレーション生成ガスがなす層の外縁 ($C_a=0.001$) に到達する輻射強度を示す。1400~2000 Åの波長域でアブレーション生成ガス層の外縁に到達した輻射 (点線) は、 C_3 のUVバンドによってほぼ吸収される。また、3000~5000 Åについても、 C_3 のSwingsバンドによる吸収が確認できる。4800, 4300 Å付近にある水素原子の H_β , H_γ ラインは C_2 のSwanバンドによって部分的に吸収されている。

それに対し、下流域では (Fig.7b)、 C_2 , C_3 による吸収がよどみ領域と比較してそれほど強くない。1400~2000 Å、また、7000 Å以上で炭素原子によるライン輻射が壁面に到達している。これは、Fig.6bに示すように、拡散によって衝撃層内の高温部分まで到達したアブレーション生成ガスによって放射されたものである。

Fig.8に壁面付近での C_2 , C_3 の数密度分布を示す。下流域

では壁面付近の温度が高いため、 C_2 , C_3 が解離し、壁面のごく近傍にしか存在していない。この結果、下流域では C_2 , C_3 による輻射の吸収が弱くなっている。

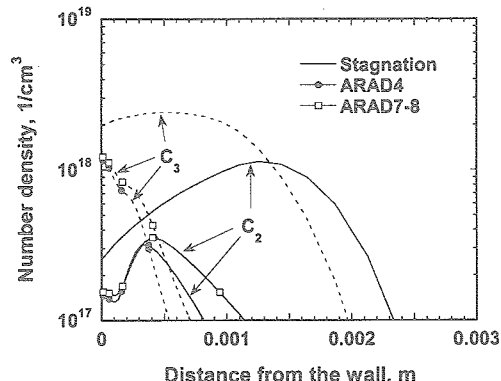


Fig. 8: Number density distributions of C_2 and C_3 along the line normal to the wall at the peak heating point (51.16 sec).

本計算の結果が、下流域でのアブレート損耗量を良く再現できた理由は、輻射熱流束が増加したためであることは述べたが、以下で輻射熱流束が増加する理由を示す。

Fig.9に、Baldwin-Lomaxモデルのみを用いた計算で得られた、センサー位置 (ARAD 7-8) において壁面に入射する輻射強度スペクトルを示す。Fig.7bの、injection-induced turbulenceモデルを用いた計算結果と比較すると、 C_3 のUVバンドによる吸収が強いことがわかる。

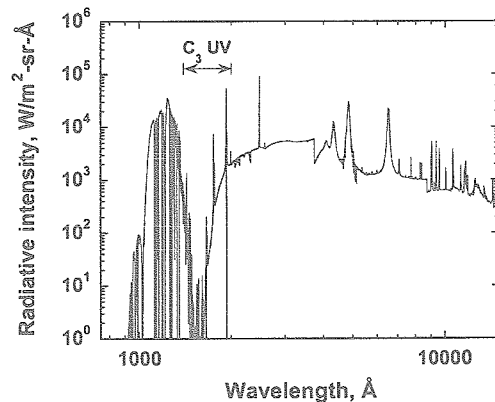
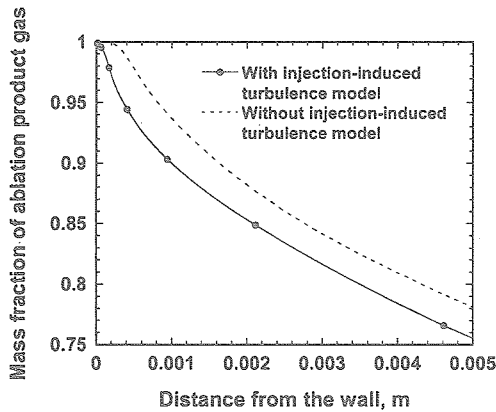


Fig. 9: Spectral intensity reaching the wall at the location of ARAD7-8. The injection-induced turbulence model is not included in the calculation.

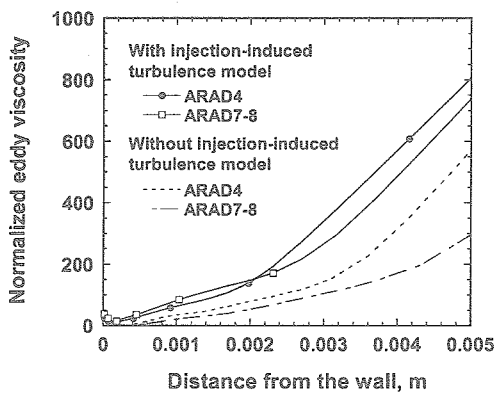
Fig.10aにinjection-induced turbulenceモデルの有無によって、壁面付近でのアブレーション生成ガスの分布がどう変化するかを比較した結果を示す。injection-induced turbulenceモデルを用いた計算では、Baldwin-Lomaxモデルのみの計算と比べて、アブレーション生成ガスの質量分率が減少する。これは、injection-induced turbulenceモデルにより壁面近傍での拡散効果が促進された結果である。そのことは、Fig.10bに示す、壁面近傍での渦粘性係数の分布からも確認できる。injection-induced turbulenceを考慮することで、Baldwin-Lomaxモデルのみの計算と比較して、壁面近傍の渦粘性がかなり大きくなっている。

Fig.10cに壁面近傍の C_2 , C_3 の数密度分布を示す。injection-induced turbulenceを考慮した計算では、壁面近傍での C_2 , C_3 の数密度がかなり減少している。これらの結果から、本計算で下流域での輻射熱流束が増加したのは、injection-induced turbulenceを考慮したことで壁面近傍の渦粘性係数が増加し、拡散を促進した結果、壁面付近のアブレーション生成ガス

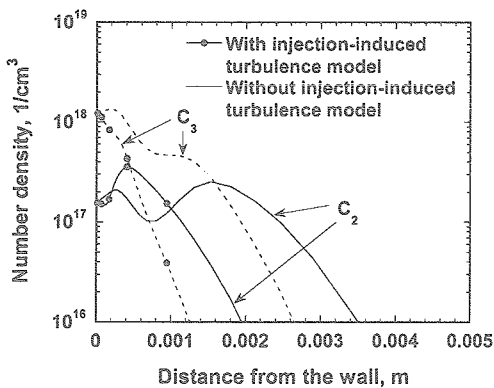
の質量分率、 C_2 、 C_3 の数密度が減少して輻射の吸収が弱まったためである。



a) Mass fraction distributions of the ablation product gas.



b) Normalized eddy viscosity distributions.



c) Number density distributions of C_2 and C_3 .

Fig. 10: Effect of injection-induced turbulence model on the flowfield properties in the near wall region at the location of ARAD7-8.

最後に、injection-induced turbulenceモデルとHeのモル分率による輻射加熱への影響を評価する。4つのケースについて得られたカプセル表面での輻射熱流束分布をFig.11に示す。まず、本計算 (He=13.6%、injection-induced turbulenceあり) で得られた輻射熱流束は最も高い値を示す。Heのモル分率を11%とし、injection-induced turbulenceを考慮しない計算 (予測計算に相当) は、最も低い輻射熱流束を与えた。Heのモル分率は11%のまま、injection-induced turbulenceを考慮した計算は前者2つの計算の中間の輻射熱流束を与える。残りのケースも同様である。したがって、injection-induced turbulenceモデルとHeのモル分率は、輻射熱流束に対しほぼ同程度の影響を与えることがわかる。

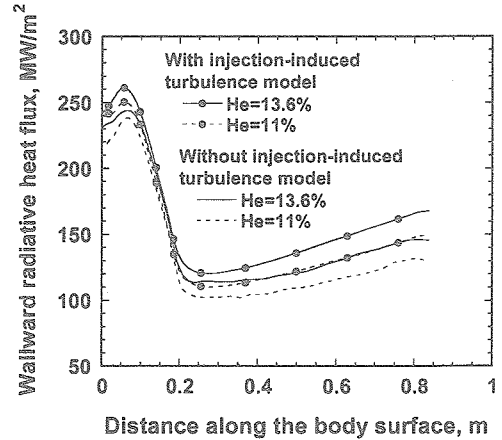


Fig. 11: Influences of changing the atmospheric composition and introducing the injection-induced turbulence model on the forebody radiative heat flux distributions.

4. 結論

ガリレオ探査衛星の木星大気圏突入時の数値シミュレーションを行った。熱化学平衡を仮定し、輻射輸送とアブレーション噴き出しを流れ場と密に結合して計算を行った。強い噴き出しによって生じる乱流の促進効果を考慮するため、injection-induced turbulence モデルを渦粘性モデルに組み込んだ。計算によって得られたアブレータ損耗量は、よどみ領域では飛行データよりも過大評価するものの、下流域でのデータをかなり良く再現することを示した。また、計算に injection-induced turbulence モデルを組み込むことで壁面近傍の渦粘性係数が増加し、拡散効果を促進した結果、アブレーション生成ガスの質量分率を減少させ、 C_2 、 C_3 の数密度が減少し、輻射の吸収が弱まった。その結果、壁面での輻射熱流束が増加するという、乱流と輻射の相互作用を明らかにした。

謝辞

本研究の計算は、東北大学 流体科学研究所に設置されている SGI ORIGIN 2000 を用いて行われた。ここに、関係者各位に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) Moss, J. N., and Simmonds, A. L., AIAA Paper 82-0874.
- 2) Milos, F. S., *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 34, No. 6, 1997, pp. 705-713.
- 3) Milos, F. S., et al., *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 36, No. 3, 1999, pp. 298-306.
- 4) Park, C., and Tauber, M. E., AIAA Paper 99-3415.
- 5) Leibowitz, L. P., *The Physics of Fluids*, Vol. 16, No. 1, 1973, pp. 59-68.
- 6) Brewer, R. A., and Brant, D. N., AIAA Paper 80-0358.
- 7) Park, C., *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 2, 1984, pp. 219-225.
- 8) Park, C., AIAA Paper 2004-2277.
- 9) Wada, Y. and Liou, M. S., NASA TM-106452, 1994.
- 10) Tsuru, T. and Sawada, K., AIAA Paper 2000-0732, 2000.
- 11) Gordon, S. and McBride, B. J., NASA RP-1311, 1994.
- 12) Liu, Y. and Vinokur, M., AIAA Paper 89-1736, 1989.
- 13) Arnold, J. O., et al., AIAA Paper 79-1082.
- 14) Park, C., and Milos, F. S., AIAA Paper 90-0356.
- 15) Matsuyama, S., et al., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2004 (to be published).
- 16) Matsuyama, S., et al., *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 17, No. 1, 2003, pp. 21-28.
- 17) Izawa, Y., and Sawada, K., AIAA Paper 2000-0208.
- 18) Takahashi, M., and Sawada, K., AIAA Paper 2002-0909.