ダストを含む超音速流中の鈍頭物体衝撃層に関する数値解析^{*1}Numerical Analysis on Dusty Supersonic Shock
Layer Flow over a Blunt Body右 田 俊 介^{*2,*3}・鈴木 宏二郎^{*4}
Shunsuke MIGITA and Kojiro SUZUKI

Key Words : Fluid Dynamics, Dusty Flow, Shock Layer, Numerical Analysis

Abstract : In this paper, supersonic dusty shock-layer flow over a blunt body is numerically studied by the Eulerian and Lagrangian hybrid approach. For the gas phase, the axisymmetric Navier-Stokes equations are solved by the finite difference method, while the particle phase is analyzed by the method of particle tracing. The bounce of particles at the body surface is considered. The gas-particle interaction is taken into account by evaluating the momentum and energy exchange between the particle and the ambient fluid. The numerical results show that the presence of particles in the flow causes the reduction in the shock-layer thickness and the augmentation of the wall pressure and wall heating rate. These effects strongly depend on the size of the particles.

記 号

添 字

C_p^* : 定圧比熱
 e : 気相の無次元全エネルギー $e^*/(\rho_\infty^* V_\infty^{*2})$
 L^* : 参照長さ (鈍頭半径)
 M_∞ : 気相主流マッハ数
 N_p^* : 代表粒子が表す粒子の実個数
 n_∞^* : 一様流におけるダスト粒子の数密度
 Pr : 気相のプラントル数 ($=0.72$)
 p : 気相無次元圧力 $p^*/(\rho_\infty^* V_\infty^{*2})$
 Re : 主流レイノルズ数 ($=\rho_\infty^* L^* V_\infty^*/\mu_\infty^*$)
 r_p^* : ダスト粒子半径
 T : 無次元温度 T^*/T_∞^*
 t : 無次元時間 $t^*/(L^*/V_\infty^*)$
 u, v : 無次元速度成分
 $(u, v) = (u^*/V_\infty^*, v^*/V_\infty^*)$
 x, y : 無次元位置座標 (第3図)
 $(x, y) = (x^*/L^*, y^*/L^*)$
 V_∞^* : 一様流速度
 γ : 気相の比熱比 ($=1.4$)
 μ : 気相の無次元粘性係数 μ^*/μ_∞^*
 η_∞ : ダスト粒子の Loading Ratio (式(11))
 ρ : 気相の無次元密度 ρ/ρ_∞^*
 ρ_{mp}^* : ダスト粒子構成物質の密度
 ρ_p : 無次元粒子相密度 ρ_p^*/ρ_∞^*

上 付

* : 有次元量

in : ダスト流入条件

下 付

 i : i 番目の代表粒子 p : 粒子相 ∞ : 一様流条件

1. は じ め に

微小の砂粒や氷に代表されるダストを含む大気中を鈍頭物体が超音速飛行する場合、粒子は物体に高速で衝突し表面を侵食する。具体的には、火星探査ミッションにおいて探査機が大気中を超・極超音速で飛行する際に、上空約 50 km にまで到達するほどの極めて大きな砂嵐に遭遇する可能性があり¹⁾、その際の表面侵食量の見積が行われている^{1,2)}。また、地球大気中の飛行に際しても雲中の氷粒等によって同様の現象が引き起こされる可能性がある。ダストの存在は衝撃層内の流れにも影響を及ぼすことが予想され、ダストの混入により鈍頭物体の壁面加熱率が大幅に上昇したという実験結果も報告されている^{3,4)}。しかし、その現象は十分に解明されたとは言えず、数値解析の援用によるダストの影響評価が必要である。

物体に向かって流入するダスト粒子は、気流の速度不連続面である衝撃波を通過した後もその慣性により速度が下らず、気相との間に相対速度が生ずる。衝撃層内部でダスト粒子は相対速度による抗力を受けつつ運動し、いずれは機体後方へ流出していくが、その間に物体表面と衝突し、大きく反射するものもある。第1図、第2図は、超音速風洞中に置かれた半球模型頭部からダストを射出し、瞬間的に超音速ダスト流を模擬した実験を撮影した高速ビデオ

*1 © 2001 日本航空宇宙学会

平成 12 年 6 月 20 日原稿受理

*2 東京大学工学系研究科航空宇宙工学専攻

*3 現在 (株)東芝

*4 東京大学新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻

オによるシュリーレン画像⁵⁾である。第1図はダストとして直径約1 mmと比較的大きなガラスビーズを用いた例であり、物体壁に流入・反射した粒子が衝撃波面を通過し一様流域まで到達している様子が示されている。第2図では砂嵐を構成するダストと同スケールである直径約10 μm の微粒子を図の上方にのみ混入した結果、ダストのある側の衝撃層が薄くなり、衝撃層形状が上下非対称になっている。この可視化から、ダストの存在が衝撃層流れそのものに影響を及ぼすことがわかる。また、その影響はダストの粒子径に依存することが予想される。

ダストと気体の二相流体を数値解析する場合、大きく分けて2通りの方法が考えられる。ひとつは、ダスト・気体ともに空間に固定された座標系での保存則を扱う Euler 的方法であり、もうひとつは気体を Euler 的に扱う一方、ダストについては個々の粒子の運動を追跡する Lagrange 的な解析を行う Euler-Lagrange 法である。ただし、粒子相については3.1節に述べるように代表粒子の考え方を導入し、統計的な扱いを行うことで計算負荷を軽減する方法を採用している。高速ビデオによる観察によると、ダスト粒子

第1図 ダストを含む衝撃層のシュリーレン写真 (マッハ数4, 粒子直径1 mm, 文献5)より)

第2図 ダストを含む衝撃層のシュリーレン写真 (マッハ数4, 粒子直径10 μm , 文献5)より)

の中には鈍頭物体表面で衝突・反射するものが存在することがわかった。この時、壁近傍では物体に向かって進行する粒子と壁上で反射して逆行する粒子が混在することになる。このようなダストの状況を表現するのは、検査体積内の物理量の平均値に着目する Euler 的手法では不適切であり、粒子の運動を追跡する Lagrange 的手法が適していると言える。以上の理由により本研究では、Euler-Lagrange 法を用いることとする。

Euler-Lagrange 法による超音速ダスト流れに関する数値解析に関しては、これまでに研究の例があり^{1,6-8)}, Sommerfeld らは Euler-Lagrange 的手法でダストを含む気体中を伝播する衝撃波や自由噴流についての解析を行っている。鈍頭物体周りの流れに関しては、文献1)では火星大気突入衛星について粒子径等を変化させ、物体壁の侵食量が予測されているが、ダストの衝撃層流れに対する影響は無視されている。文献8)では Euler-Lagrange 法により、半球周りのダスト流れについての解析が行われ、粒子の存在による衝撃波形状の変化や淀み点流線上の気相圧力の上昇などの結果が報告されている。しかし、気相に非粘性を仮定しているため物体境界層に対する影響は考慮されていない。

本研究では、気相の支配方程式にダストと気相の相互作用項を加えた Navier-Stokes 方程式を用い、境界層流れまで考慮した解析を行った。境界層を捉えるためには気相計算用の壁付近格子は非常に小さいものである必要があるため、必ずしも全ての計算セルに追跡しているダスト粒子が存在するとは限らなくなる。このような状況は計算結果にゆらぎを生じさせてしまうため、その回避法についても以下に述べる。さらに解析結果の検討から境界層流れに対する粒子の及ぼす影響や、衝撃層厚さ・壁面圧力分布に対するダスト粒子径の影響を明らかにする。

2. 解析モデル

本研究では第3図に示すような半球周りの軸対称ダスト流れを解析する。前述の理由により、数値解析方法として Lagrange 的に記述される粒子相と Euler 的に記述される気相とをマッチングさせる Euler-Lagrange 法を用いる。ダスト粒子は局所的気流条件で決まる抗力や加熱/冷却を受けつつ運動する一方、気相は粒子が受けた抗力やエネルギーの反作用を受けるとすることで、二相の相互作用が考

第3図 計算領域とダスト流入空間

慮される。以下に、二相の支配方程式について述べる。

2.1 粒子相の支配方程式 粒子の運動に関しては次の仮定を用いている。

- a) 流入時において粒子は一樣流と同速度かつ同温度を持つ。
- b) ダスト粒子は剛体球であり、相変化や壁面での衝突による破壊などは無視する。
- c) 粒子の数密度は十分小さく、粒子同士の衝突は無視する。
- d) 粒子は物体壁面に衝突した際に、鏡面反射をする。
- e) 粒子径のスケールで流れは局所的に一樣とみなし、粒子の運動を考える際に気相物理量の勾配の効果は無視する。
- f) 粒子内部の温度は一樣とする。

1 個の粒子に関する無次元運動方程式は文献 8) に従い、次のように記述される。

$$\frac{dU_{pi}}{dt} = I_{pi} \quad (1)$$

$$U_{pi} = \begin{bmatrix} x_{pi} \\ y_{pi} \\ u_{pi} \\ v_{pi} \\ T_{pi} \end{bmatrix}, \quad I_{pi} = \begin{bmatrix} u_{pi} \\ v_{pi} \\ A_{pi}(u - u_{pi}) \\ A_{pi}(v - v_{pi}) \\ B_{pi}(T - T_{pi}) \end{bmatrix} \quad (2)$$

式(2)における係数 A_p, B_p は、

$$A_p = \frac{C_D}{C_{DS}} \cdot \frac{9}{2} \cdot \frac{\mu^*}{\rho_{mp} r_p^{*2}} \cdot \frac{L^*}{V_\infty}, \quad (3)$$

$$B_p = \frac{N_u}{N_{us}} \cdot \frac{C_p^*}{C_{pp}^*} \cdot \frac{3L^* \mu^*}{Pr V_\infty^* \rho_{mp} r_p^{*2}}$$

のようにストークス流れに対する比で表された粒子の抵抗係数 C_D/C_{DS} 、ヌッセルト数 N_u/N_{us} で書かれ、それらは粒子の相対飛行速度でとったレイノルズ数 Re_p とマッハ数 M_p ：

$$Re_p = \frac{2r_p^* \rho^* |\vec{u}^* - \vec{u}_p^*|}{\mu^*}, \quad M_p = \frac{|\vec{u}^* - \vec{u}_p^*|}{c^*} \quad (4)$$

(c^* は気相音速) の関数として与えられる^{9,10)}。

個々の粒子の運動は、壁面での鏡面反射を考慮して式(1)を x - y のデカルト座標上で数値積分することで求められる。

2.2 気相の支配方程式 本論ではダスト粒子が気相に与える影響を調べることが目的であるため、高温気体効果は考慮せず比熱比 $\gamma=1.4$ の熱量的完全な空気を仮定する。支配方程式は粒子相との干渉を考慮した軸対称 2 次元 Navier-Stokes 方程式とする。流れは層流とし、ダストによる流れの乱れは考慮していない。無次元化した支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + H + H_p = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + H_v \right) \quad (5)$$

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{pmatrix},$$

$$H = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{pmatrix}, \quad H_p = \begin{pmatrix} 0 \\ F_{px} \\ F_{py} \\ W_p \end{pmatrix}, \quad E_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \beta_x \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$F_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \beta_y \end{pmatrix}, \quad H_v = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ 2\mu \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{v}{y} \right) \\ \beta_y \end{pmatrix} \quad (7)$$

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

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

$$\beta_x = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \frac{\mu}{(\gamma-1)M_\infty^2 Pr} \frac{\partial T}{\partial x},$$

$$\beta_y = \mu\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \frac{\mu}{(\gamma-1)M_\infty^2 Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (7)$$

式(5)の H_p は粒子相と気相の相互作用項である。 F_{px} , F_{py} は計算セル内にある粒子が気流から受ける抗力の反作用を、 W_p は抗力がした仕事と粒子と気相の温度差による熱交換量をそれぞれセル体積で平均したものであり、文献 8) に従い、それぞれ以下のように書ける。

$$F_{px} = \eta_\infty \frac{1}{S_{\text{cell}} \cdot y_{\text{cell}}} \sum_i y_{pi} N_{pi} A_{pi} (u - u_{pi}), \quad (8)$$

$$F_{py} = \eta_\infty \frac{1}{S_{\text{cell}} \cdot y_{\text{cell}}} \sum_i y_{pi} N_{pi} A_{pi} (v - v_{pi}), \quad (9)$$

$$W_p = uF_{px} + vF_{py} + \eta_\infty \frac{1}{S_{\text{cell}} \cdot y_{\text{cell}}} \times \sum_i y_{pi} \cdot N_{pi} \left\{ \frac{C_p^*}{C_p^*} \frac{1}{(\gamma-1)M_\infty^2} B_{pi} (T - T_{pi}) - A_{pi} [(u - u_{pi})^2 + (v - v_{pi})^2] \right\} \quad (10)$$

S_{cell} , y_{cell} はそれぞれ、 xy 面上での計算セルの面積、重心の y 座標である。 η_∞ は、

$$\eta_\infty = \frac{\rho_{p\infty}^*}{\rho_\infty^*} \quad (11)$$

で定義される Loading Ratio (質量充填率) であり、気中におけるダスト混入率を表す重要なパラメータとなっている。 N_{pi} は i 番目の代表粒子の重みを表しており、次節で説明する。

3. 解析方法

本研究では、上記の粒子相、気相に関する支配方程式を交互に解くことで時間ステップを進め、二相について定常解を得ている。前者が Lagrange 的、後者が Euler 的に記述されているため、その相互作用 (式(5)の H_p) の評価では、両者の橋渡しをしなければならない。以下、それぞれの解法について説明する。

3.1 粒子相の解法 空間内に存在する全てのダスト粒子の運動を追跡していくことは計算機的能力上極めて困難である。また、粒子相と気相の相互干渉項の評価には気相計算セル内での平均量が必要であることを考えると、近傍の多数の粒子を代表する代表粒子にのみ着目すればよいことがわかる。

そこで、第3図に示したダスト流入空間に多数の代表粒子を均一に配置した。代表粒子は図中 S^{in} と書かれた微小領域の中心に存在するものとする。代表粒子の占めるこの微小領域は3次元的に見ると軸対称性によりリング状となる(第4図)。

それぞれのリングに含まれる全ての実粒子は代表粒子と同じ位置に集中して存在し、同じ速度・温度等を持つとみなす。代表粒子の位置における気流条件は、気相の解を内挿することで求まる。その際に、粒子がどの計算セルに含まれているかを判定する必要がある。ここでは、後に示すように四辺形の計算セルを使用しているため、各セルをさらに2つの三角形に分割し、粒子がどの三角形に含まれるかを検索した。含まれる三角形がわかれば、粒子位置における物理量はその内部での線形補間によって求められる。以上から、式(1)の右边が決まり、Runge-Kutta法を用いて全代表粒子の運動に関する時間ステップを進めることができる。

代表粒子の運動により、それが代表しているリングの半径(すなわち代表粒子位置の y 座標)も変化する。一方、各リングに含まれる粒子総数は保存されなければならないから、代表粒子が xy 面に垂直方向単位長さあたり代表している粒子の個数(すなわちリングの粒子数線密度) N_p は、常に：

$$2\pi y_p^* \cdot N_p^* = 2\pi y_p^{\text{in}} \cdot N_p^{\text{in}} = 2\pi y_p^{\text{in}} \cdot S^{\text{in}} \cdot n_\infty^* \quad (12)$$

なる条件を満たしている。なお上式においては i 番目の代表粒子であることを示す添字 i を省略している。ここで、 S^{in} はダスト流入時における微小領域の面積(第3図)、 n_∞^* は一様流におけるダスト粒子の数密度である。

3.2 相互作用項の評価 Lagrange 的に記述される粒子相と、Euler 的に記述される気相との相互作用を見積もるためには、粒子相から気相に与えられる仕事やエネルギーを相互作用評価用のセルで平均した形で求める必要がある。各代表粒子がどのセルに属するかは、前項で述べたように各セルを検索して判定する。無次元面積 $S(=S^*/L^2)$ 、中心の無次元 y 座標が $y_c(=y_c^*/L^*)$ のセルに m 個の代表粒子が属しているとすれば、そのセルにおけるダストの無次元密度は断面積 S^* のリング内にある粒子の全質量を計算することにより、Loading Ratio η_∞ を用いて、

$$\begin{aligned} \rho_p &= \frac{\rho_p^*}{\rho_\infty^*} = \frac{\frac{4}{3} \pi r_p^{*3} \cdot \rho_{mp}^* \sum_{i=1}^m 2\pi y_{pi}^* N_{pi}^*}{2\pi y_c^* \cdot S^* \cdot \rho_\infty^*} \\ &= \eta_\infty \cdot \frac{1}{y_c \cdot S} \sum_{i=1}^m y_{pi} \cdot N_{pi} \\ N_{pi} &= \frac{N_{pi}^*}{n_\infty^* \cdot L^{*2}} \end{aligned} \quad (13)$$

のように評価される。他の物理量も同様に評価され、結果として相互作用項(8)～(10)が導かれる。

気相の支配方程式を Navier-Stokes 方程式とし、境界層を含めた解析をする場合、壁近傍で計算格子を極めて小さくする必要がある。一方、相互作用項の評価において、計算ゆらぎを小さくするためには、最小セルにも代表粒子が1つ以上含まれていなければならないため、計算空間全域では膨大な数の代表粒子を投入する必要がある。しかも、クーラン条件を考慮すると粒子相解析における時間刻みを小さくしなければならず、計算時間が大幅に増大してしまう。この不都合を回避するため、本研究では気相解析用格子と粒子相評価用格子の2種類の格子を用いることとした。第5図にそれらの格子を示す。格子点数は、気相解析用が 61×61 点、粒子相評価用が 30×30 点である。気相解析用では境界層での解像度を得るため、壁面で最小格子幅 $0.05/\sqrt{Re}$ に寄せた不等間隔格子となっている。粒子相評価用では壁近傍での格子間隔をそれほど細かくしていない。これは、本論で扱う程度のサイズを有する粒子は壁面との衝突により瞬間的に速度ベクトルを変化させることを除いては、境界層厚さのスケールで粒子の運動が大きく変化することはなく、従って粒子相は壁近傍においても気相境界層ほど大きな物理量の変化を持たないと考えられるからである。

3.3 気相の解法 気相に関する支配方程式(5)は、一般座標系に変換されてから解かれる。数値流束は空間2次精度の Chakravarthy & Osher の TVD スキーム¹¹⁾、粘性項は中心差分を用いて評価した。時間積分は時間1次精度の Euler 陽解法を用いている。第5図にも示すように粒子相用格子は、気相用格子に比べて粗く、1つの粒子相評価

第4図 代表粒子の運動とリング領域

第5図 気相解析用格子(上側)と粒子相評価用格子(下側)

用セルの中に複数の気相用格子点が入ってしまうことがあるが、この場合それら全ての点での相互干渉項は等しいとした。これは前節で述べたように粒子相と気相との相互干渉項は、粒子相評価用セル内での平均値として求められるものであるからである。

ここで、時間刻みについて説明しておく。本方法では、粒子相と気相を交互に解いているため、各相での時間刻み幅を等しくとらなければならない。粒子相は気相に比べて1ステップあたりの計算時間が多く必要であるため、粒子相の解析では時間刻みを大きくとることが望ましい。第5図に示したように気相解析用と粒子相評価用の2種類の格子を使用する。クーラン条件から決まる時間刻みに関し、粒子相は気相に比べて緩やかなものとするができる。つまり、粒子相に関して1ステップ時間を進めた後、粒子相の時間刻みに相当するまで気相に関する時間ステップを繰り返してから、再び粒子相の計算に戻るということになる。以上から、2種類の格子の使用は、追跡する代表粒子の数を減らすだけでなく、計算時間のかかる粒子相の時間ステップ数を節約するという意味でも有用である。この場合、式(5)中の粒子相と気相の相互作用項(H_p)に関してのみは粒子相解析用格子サイズの空間解像度を持ち、時間精度は粒子追跡の時間ステップのスケールで1次を有することになる。

4. 結果とその考察

以下に計算条件を示す。物体形状は第5図に示したように半径1 mの半球とした。主流マッハ数は2.0、一様流静圧は 1.013×10^4 Pa ($=0.1$ atm)、温度は200 Kである。物体表面は293 Kの等温で滑りなし条件を課した。中心軸は対称条件で、下流側は流出条件で与えた。代表的な火星大気中の砂嵐の場合、高度40 km程度の高層域におけるダストのLoading Ratioは 10^{-4} 程度であることが観測されているが、本論文ではダストによる超音速衝撃層流れへの影響を見るのが目的であるため同値は、全てのケースにおいて0.5と極めて厳しい条件に設定した。ダスト粒子としては二酸化ケイ素(SiO_2)を想定し、密度は 5.0×10^3 kg/m³とし、半径はその効果を調べるため1 μm から50 μm まで変化させた。代表粒子は第3図で中心軸から物体半径の4倍までの距離を100分割して、それぞれの位置から流入させた。クーラン数は0.1である。この場合、解析収束時に計算空間内に存在する代表粒子数はほぼ 10^4 のオーダーとなる。

第6図にダスト粒子の半径を10 μm とした場合の、粒子の軌跡と気相の圧力分布をあわせて示す。淀み点近傍に流入した粒子の中には物体表面で反射した後、衝撃層内を壁に向かって流れ再び壁で反射してから後方へ流出していくものがあることがわかる。一方、淀み点から離れた位置に流入した粒子は物体壁面と衝突することなく流出している。次に同条件で、粒子半径を50 μm に増加させた場合の軌跡と圧力分布を第7図に示す。この場合、粒子は物体壁で大きく反射し、衝撃波を通過して衝撃層外の一様流

第6図 ダスト粒子の軌跡と気相圧力分布（粒子半径10 μm 、図中の数値は無次元圧力 p/p_∞ ）

第7図 ダスト粒子の軌跡と気相圧力分布（粒子半径50 μm 、図中の数値は無次元圧力 p/p_∞ ）

域に飛び出すことがわかる。以上から、ダスト粒子の半径はその軌道を決定するための重要なパラメータであると言える。

ダストのない場合（Clear Air）と、半径10 μm のダストを含む場合（Dusty Flow）について圧力分布と温度分布の比較を第8図、第9図に示す。両図より、本ケースではダストがある場合、衝撃層内の圧力・温度が上昇していることがわかる。また、ダスト流では淀み点近傍（天頂角0度付近）が扁平に圧縮されており、衝撃波の曲率などその形状に変化が見られる。この理由としては、衝撃層に流入したダスト粒子が、気相に対して局所的にピストンとして作用するためと考えられる。このピストン効果により気相が圧縮され、圧力・温度の上昇と衝撃層厚さの減少をもたらしたものと思われる。

第10図は、第9図の結果のうち淀み点流線上に着目してダストの有無を比較したものである。ダストによる衝撃層内の気相温度上昇効果は粒子サイズに大きく依存するが、同図のケースではダスト流の場合、境界層を含む衝撃

第8図 気相圧力分布に対するダストの影響 (粒子半径 $10\ \mu\text{m}$, 図中の数値は無次元圧力 p/p_∞)

第9図 気相温度分布に対するダストの影響 (粒子半径 $10\ \mu\text{m}$, 図中の数値は無次元温度 T/T_∞)

第10図 淀み点流線上における気相温度分布に対するダストの影響

層内全域において気相温度が上昇していることがわかる。これはダストの影響により壁面対流加熱率が上昇する可能性を示している。また、気流マッハ数を2.0、粒子半径を $10\ \mu\text{m}$ としたときの、天頂角30度の位置での壁近傍速度ベクトルを第11図に示す。図よりダストがある場合、粒子相が気相の運動を妨げ、境界層内の流速を減少させていることがわかる。これは、ダストにより表面摩擦を大きく変化させる可能性を示している。以上から、ダストの存在は境界層流れにも影響を及ぼし、圧力や空力加熱率の増加および境界層による気相の表面摩擦の変化をもたらす可能性が指摘できる。

第6図、第7図に示したようにダスト粒子の運動は Loading Ratio 一定の場合、その半径に大きく依存する。従って、粒子の気相に対するピストン効果も大きく異なるものと考えられる。第12図に粒子半径に対する淀み点における衝撃層厚さの変化を、第13図に粒子半径に対する物体表面の気相圧力分布変化を示す。Loading Ratio を一定とした場合、粒子径が小さいことは数密度が高いことを意味し、気相への圧縮効果が高くなることがわかる。大きな粒子では、第7図からもわかるように、粒子が壁反射後に衝撃波を越えた位置まで到達し、主流に逆行する粒子による衝撃層の押し上げ効果が圧縮に卓越する。第13図より粒子径 $50\ \mu\text{m}$ の場合は、ダストなしの場合と比較して物体表面上の気相圧力も減少していることがわかる。反射した粒子は気流と逆向きに運動することになるため、粒子

第11図 壁近傍の気相速度ベクトル場に対するダストの影響

第12図 粒子半径に対する淀み点衝撃層厚さの変化

第13図 粒子半径による気相表面圧力分布の変化

と気相間の相対速度が大きく、流入粒子に比べると気相への相互作用の効果も大きいと考えられる。実際、第12図ではダスト半径が一定値(本論の解析条件では約 $15\mu\text{m}$)を超えると衝撃層厚さがダストなしの場合より大きくなっている。一方、ダスト径が小さくなると気相への圧縮効果が上がり、衝撃層厚さが薄くなっている。このことは、第13図に示したように粒子径が小さいほど壁面圧力が上昇することからもわかる。特に、半径 $1\mu\text{m}$ では、壁面圧力がダストなしの場合の約2倍に達している。以上から、Loading Ratioが一定の場合、小さいダストは衝突時の撃力は弱いが生面気相圧力を大きく上昇させ、一方サイズの大きいダストは撃力こそ強いものの気相への影響は弱いと言えよう。

5. おわりに

本研究では、Lagrange的に記述される粒子相とEuler的に記述される気相とをマッチングさせることで、両者の相互作用を考慮したダストを含む衝撃層流れの解析を行った。解析結果より、以下のことが明らかになった。

- 径の小さな粒子は流れ場を圧縮し、衝撃層厚さを減少させるとともに衝撃層内の圧力・温度を増加させる。
- 粒子のLoading Ratioが一定の場合、粒子径が小さく、数密度が高い流れほど気相への圧縮効果が高い。
- 粒子径が一定値を超えると、物体表面で反射した粒子による気相への影響が卓越し、逆に衝撃層を厚くする。

- ダスト粒子の存在は境界層内の流れにも影響を及ぼし、同位置での気相温度や速度の変化を及ぼす。

物体壁面上における圧力の上昇は空気抵抗の増加や揚力の変化を意味し、境界層での温度上昇は空力加熱率の増大を意味することから、ダストが存在する大気中を飛行する飛翔体周りの熱空力環境の解析に際しては、その影響に注意すべきである。

本研究では粒子の有無に関わらず、流れの乱れについては一切無視した。しかし、気相と相対速度のある粒子の後流は気相への乱れの発生源となっている可能性がある。今後は、ダストによる乱流への影響を明らかにする必要がある。

参考文献

- 1) Papadopoulos, P., Tauber, M. E. and Chang, I. D.: Heatshield Erosion in a Dusty Martian Atmosphere, *J. Spacecraft Rockets*, **30** (1993), pp. 140-151.
- 2) Migita, S.: Numerical Analysis of Heatshield Erosion in a Dusty Martian Atmosphere, *Adv. Astronaut. Sci.*, **96** (1997), pp. 93-102.
- 3) Dunbar, L. E., Courtney, J. F. and McMillen, L. D.: Heating Augmentation in Erosive Hypersonic Environments, *AIAA J.*, **13** (1975), pp. 908-912.
- 4) Holden, M. S.: Studies of Potential Fluid-Mechanical Mechanisms for Enhanced Stagnation-Region Heating, *Prog. Astronaut. Aeronaut.*, **103** (1985), pp. 281-309.
- 5) 右田俊介: ダストを含む超音速流中を飛行する鈍頭型物体衝撃層流れに関する数値解析, 東京大学修士論文, 1999.
- 6) Sommerfeld, M.: The Unsteadiness of Shock Waves Propagating through Gas-Particle Mixtures, *Exp. Fluids*, **3** (1985), pp. 197-206.
- 7) Sommerfeld, M.: Expansion of a Gas/Particle Mixture in Supersonic Free Jet Flow, *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.*, **11** (1987), pp. 87-96.
- 8) Ishii, R., Hatta, N., Umeda, Y. and Yuh, M.: Supersonic Gas-Particle Two-Phase Flow around a Sphere, *J. Fluid Mech.*, **221** (1990), pp. 453-483.
- 9) Carlson, D. J. and Hoglund, R. F.: Particle Drag and Heat Transfer in Rocket Nozzles, *AIAA J.*, **2** (1964), pp. 1980-1984.
- 10) Henderson, C. B.: Drag Coefficients of Spheres in Continuum and Rarefied Flows, *AIAA J.*, **14** (1976), pp. 707-708.
- 11) Chakravarthy, S. R. and Osher, S.: A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws, *AIAA Paper 85-0363*, 1985.