

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系  
先端エネルギー工学専攻

2024 年度

修士論文

極超音速エアインテーク型構造を活用した  
ダストサンプリング技術の基礎研究

2025 年 1 月 20 日提出

指導教員 鈴木 宏二郎 教授、小澤 宇志 准教授

47216068 盧 承鉉

# Table of Contents

第1章 序論 .....	3
1.1 背景 .....	3
1.2 研究目的 .....	5
第2章 数値計算 .....	7
2.1 流れ場の計算 .....	7
2.1.1 支配方程式 .....	7
2.1.2 計算スキーム .....	9
2.1.3 計算格子 .....	12
2.1.4 気流計算条件 .....	14
2.2 粒子計算 .....	15
2.2.1 支配方程式 .....	15
2.2.2 抗力係数 .....	16
2.2.3 ラグランジュ補間法 .....	18
2.2.4 粒子計算条件 .....	20
第3章 風洞実験 .....	22
3.1 極超音速高エンタルピー風洞 .....	22
3.1.1 施設概要 .....	22
3.1.2 実験模型 .....	23
3.1.3 衝撃波の可視化 .....	24
3.1.4 実験のセットアップ .....	24
3.2 衝撃波チューブ .....	25
3.2.1 施設概要 .....	25
3.2.2 粒子の投入および観察 .....	25
第4章 結果及び考察 .....	29
4.1 流れ場 .....	29
4.1.1 数値計算結果 .....	29
4.1.2 風洞実験結果 .....	33
4.2 粒子の運動 .....	35
4.2.1 粒子の軌跡について .....	35
4.2.2 粒子分布および回収率について .....	38
4.2.3 衝突速度について .....	41
4.2.4 粒子の実験結果について .....	44
第5章 結言 .....	48
謝辞 .....	49
Appendix .....	50
参考文献 .....	52
本論文に関する発表 .....	53

# 第 1 章 序論

## 1.1 背景

近年、人類の惑星探査への関心が高まり、惑星環境の詳細な理解を目指す研究が活発に行われている。特にアメリカの SpaceX 社が火星を人類の植民地にする目標を掲げたことで、火星探査は世界的な注目を集めている。火星に人類を送り、長期有人探査を可能とするためには、火星環境の詳細な理解が不可欠であり、NASA による火星の大気組成や土壌成分を調べるためのサンプル回収ミッションが長年注目を浴びてきた。

火星の地表に探査機を着陸させ、ローバーを用いてその場でサンプルを解析する手法が一般的だった。これは、探査機が火星の表面に着陸しサンプルを回収した後、地球に輸送することが技術的に困難であり、高コストという課題があるためである。そのため、科学者たちは、火星の表面に着陸をせずに大気中の浮遊サンプルを回収し、そのまま軌道を遷移して地球に帰還する手法を提案した。このアプローチは、惑星表面への着陸を必要としないミッション、例えば惑星の大気観測や大気組成分析を目標とする場合に適している。

先行研究<sup>[1]</sup>によると、火星では約火星 3 年 (地球の 5.5 ~ 6 年) に一度「グローバルストーム (Global dust storm)」と呼ばれる大規模な自然現象が発生し、地表のダストが舞い上がり、高度 80 km の領域までダストが存在することが知られている (Figure 1.1)。さらに、Tomasko ら<sup>[2]</sup>および Clancy ら<sup>[3]</sup>の研究によると、高度 35 km 付近では、ダストの最大数密度が約 100 増加することも知られている。この自然現象を活用することで、大気中を飛行中にサンプルを回収することが可能となる。具体的には、T.Suzuki ら<sup>[4]</sup>は、探査機が火星の大気圏に突入した後、地表に着陸することなく飛行中に浮遊サンプルを採集する手法「MASC (Mars Aeroflyby Sample Collection)」を提案し、研究を進めてきた。

しかし、Figure 1.2 に示すように、従来の方法では、サンプルが回収機に正面から高速で衝突することで、サンプルおよびサンプラーにダメージを与える問題が指摘された<sup>[4]</sup>。また、サンプルを捕捉するためのエアロゲルが深く貫通されることで、採集が難しくなる課題もあり、改善の必要性が明らかとなっている。

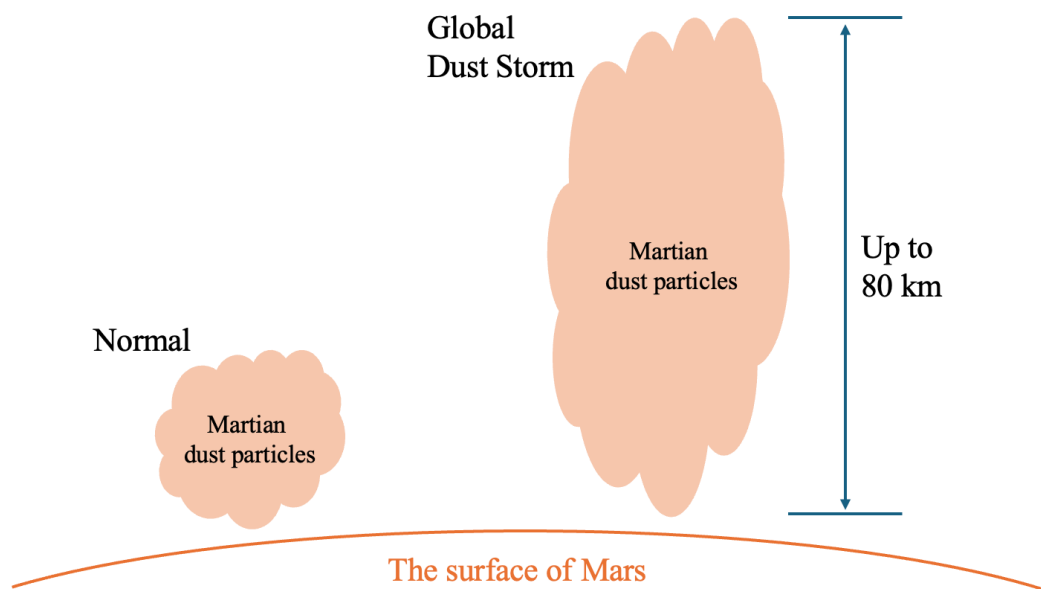


Figure 1.1 Martian gloal dust storm.

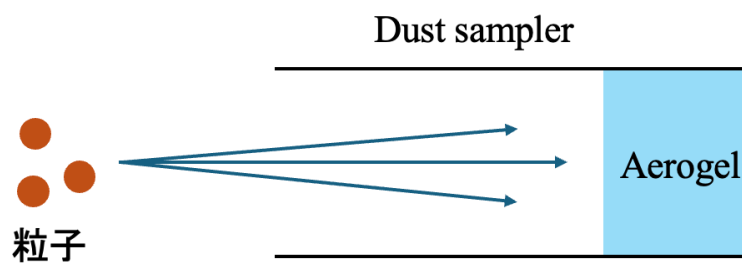


Figure 1.2 Simple image of dust sampler from previous research<sup>[4]</sup>



## 1.2 研究目的

惑星の大気中を飛行しながらサンプルを回収するミッションのコンセプトにおいて、先行研究では、粒子およびサンプラーへの損傷が課題として挙げられていた。本研究では、サンプラーの形状を工夫し、粒子が流入速度よりも遅い速度でサンプラーの壁面に衝突する方法を提案する。具体的には、Figure 1.3 に示すように、粒子をサンプラーの壁面に正面から衝突させるのではなく、斜めに衝突させることで、壁面に対する垂直速度成分を抑える手法を考案した。

この目的を達成するために、Figure 1.4 に示すような極超音速エアインテーク型のサンプラーを提案する。このサンプラーは、先端が尖ったランプ形状を特徴としている。空気が音速を超える速度でこの形状周りを流れる際、Figure 1.5 に示すようにランプの先端から斜め衝撃波が発生する。この斜め衝撃波により、気流の流れ方向が下向きに急激に変化する。固体粒子がこの流れ場に沿って移動すると、粒子もその影響を受け、下の壁面に向かう力を受ける。この結果、粒子は壁面にゆっくりと衝突することが期待される (Figure 1.6)。本研究では、このようなモデルを提案し、サンプラーとしての特性の評価を行った。

本研究の目的は、以下の3点である：

1. 提案モデルをダストサンプラーとして使用した場合、粒子が回収されるのかを確認する。また、その時の粒子の分布について解析する。
2. 提案モデルが粒子の衝突速度を効果的に抑えられるかを確認する。
3. サンプラー内部における粒子の運動特性を理解する。

これらの目的を達成するために、本研究では数値シミュレーションと実験を併用した。数値シミュレーションでは、高速の気流がサンプラー内部を通過する際に形成される流れ場を解析し、その流れ場に沿った粒子の運動を評価した。一方、実験では、流れ場および粒子運動シミュレーション結果の妥当性を検証した。

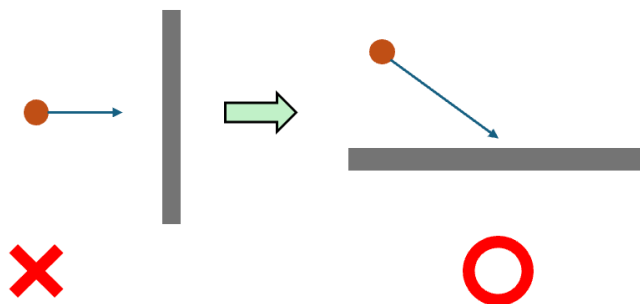


Figure 1.3 The proposal of how to collide particles with a wall.



Figure 1.4 The proposal of shape of dust sampler.

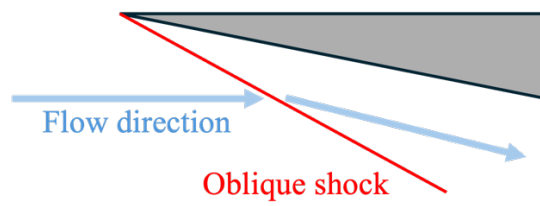


Figure 1.5 The direction of the airflow through the oblique shock.

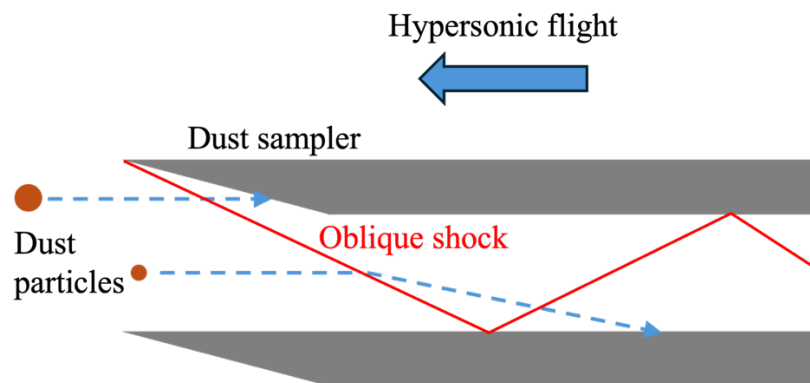


Figure 1.6 Proposal for a method to capture samples during flight.

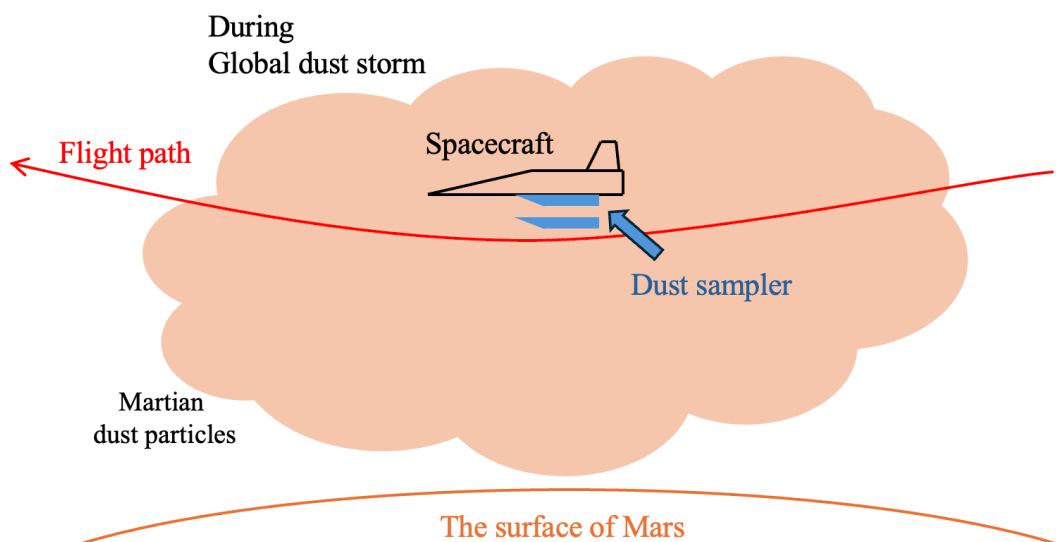


Figure 1.7 Concept of Aeroflyby mission during global dust storm.

## 第2章 数値計算

本研究で提案するダストサンプラーは、スクラムジェットエンジンのインテーク形状を模倣したものであり、流入側にランプを有する長い管状の構造を採用している。探査機が惑星大気に突入する際、その周辺の流れ場は強い衝撃波を伴う極超音速流となる。このため、流れの圧縮性効果を捉える必要がある。本研究では、二次元の Navier-Stokes 方程式を支配方程式として用いて流れ場を解析した。また、そのような流れ場における固体粒子の運動シミュレーションすることで、サンプラー内部の粒子の挙動を詳細に解析した。本章では、流れ場および固体粒子の運動に関する支配方程式について、それぞれ詳しく説明する。

### 2.1 流れ場の計算

#### 2.1.1 支配方程式

二次元の圧縮性流れにおける Navier-Stokes 方程式を用いた。式 (2.1) に無次元化された保存形式を表している。第一項は、非定常項であり、保存量  $\mathbf{Q}$  の時間微分で表現される。 $\mathbf{Q}$  のそれぞれの成分は、密度、 $x$  方向の運動量、 $y$  方向の運動量、単位質量あたりの全エネルギーを意味する。第二項は、対流項であり、流体の運動によって保存量が空間的にどのように輸送されるかを示す。最後の、第三項は、粘性項であり、流体の粘性と熱伝導による保存量の輸送を示す。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} \right) - \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial y} \right) = 0 \quad (2.1)$$

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

$$E_t = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

$\rho$ : 密度、 $u$ : 水平方向速度、 $v$ : 垂直方向速度、 $p$ : 圧力

$E_t$ : 単位質量あたりの全エネルギー、 $\gamma$ : 比熱比

$Re$ : レイノルズ数

$$\mathbf{E}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ (\tau_{xx}u + \tau_{xy}v) + q_x \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ (\tau_{yx}u + \tau_{yy}v) + q_y \end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2}{3}\mu \left( 2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) & \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{2}{3}\mu \left( 2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) \end{bmatrix}$$

$$q_x = k \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = k \frac{\partial T}{\partial y}, \quad k = \frac{\mu}{(\gamma - 1)M_\infty^2 Pr}$$

$\tau$  は応力テンソル、 $\mu$  は粘性係数、 $T$  は温度、 $k$  は熱伝導率、 $M$  はマッハ数を示す。 $\gamma = 1.4$ 、 $Pr = 0.72$  と設定した。

粘性係数については、無次元化された Sutherland の式 (2.2) から求められる。添字の  $\infty$  は、無次元化の際に用いた Reference value を意味し、Freestream での値を使用した。

$$\mu = c_1 \frac{T^{3/2}}{T + c_2} \quad (2.2)$$

$$c_1 = 1.458 \times 10^{-6} \frac{T_\infty^{1/2}}{\mu_\infty}, \quad c_2 = \frac{110.4}{T_\infty}$$

本研究では、ランプを有する形状の内部の流れをシミュレーションするため、斜めの壁面にそって計算空間を生成している。そのため、支配方程式を式 (2.3) のように一般座標系での表記に書き換える必要がある。 $(x, y)$  座標系を物理空間、 $(\xi, \eta)$  座標系を計算空間の座標系としている。

$$\frac{\partial \tilde{Q}}{\partial t} + \left( \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \eta} \right) - \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial \tilde{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{F}_v}{\partial \eta} \right) = 0 \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \tilde{Q} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E_t \end{bmatrix}, \quad \tilde{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ (E_t + p)U \end{bmatrix}, \quad \tilde{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ (E_t + p)V \end{bmatrix} \\ \tilde{E}_v &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ u(\xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy}) + v(\xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy}) + (\xi_x q_x + \xi_y q_y) \end{bmatrix} \\ \tilde{F}_v &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \\ u(\eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy}) + v(\eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy}) + (\eta_x q_x + \eta_y q_y) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

ここで、 $J$  はヤコビアンであり、式 (2.4) で求められる。一般座標系での Navier-Stokes 方程式を、物理空間での保存量、流束、そして、ドメイン間のメトリックを用いて表現すると式 (2.5) のように書くことができる。

$$J = \frac{1}{\begin{vmatrix} x_\xi & x_\eta \\ y_\xi & y_\eta \end{vmatrix}} \quad (2.4)$$

$$x_\xi = \eta_y J, \quad x_\eta = -\xi_y J, \quad y_\xi = -\eta_x J, \quad y_\eta = \xi_x J$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{Q}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\xi_x}{J} E + \frac{\xi_y}{J} F \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\eta_x}{J} E + \frac{\eta_y}{J} F \right) \\ = \frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\xi_x}{J} E_v + \frac{\xi_y}{J} F_v \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\eta_x}{J} E_v + \frac{\eta_y}{J} F_v \right) \right] \end{aligned} \quad (2.5)$$

## 2.1.2 計算スキーム

本研究では、マッハ7の気流がランプを有するインテーク型管内を流れる様子をシミュレーションしている。そのため、衝撃波を伴う極超音速流れの計算に適用される Yee's Symmetric TVD スキーム<sup>[5]</sup>を使用してコードを作成した。以下に一般座標系で表現されるスキームの詳細について述べる。

2.1.1節の式(2.5)の右辺を  $S/J$  と定義し、左辺の時間微分項を  $W(Q)$  と定義すると、流束は計算空間に置いて式(2.7)のように差分化される。ここで、 $\tilde{E}$  と  $\tilde{F}$  は、計算空間での流束を表す。

$$\frac{1}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\xi_x}{J} E_v + \frac{\xi_y}{J} F_v \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\eta_x}{J} E_v + \frac{\eta_y}{J} F_v \right) \right] = \frac{S}{J} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{Q}{J} \right) = W(Q)$$

$$W(Q) = - \frac{\tilde{E}_{i+\frac{1}{2},j} - \tilde{E}_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta \xi} - \frac{\tilde{F}_{i+\frac{1}{2},j} - \tilde{F}_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta \eta} + \frac{S}{J} \quad (2.7)$$

$\tilde{E}_{i+\frac{1}{2},j}$  は、Figure 2.1 で示すように、セル中心での数値流束を意味するが、Yee's Symmetric TVD スキームでは、物理空間での数値流束  $E$ 、 $F$  を用いて次のように求める。

$$\tilde{E}_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{1}{2} \left\{ \left( \frac{\xi_x}{J} \right)_{i+\frac{1}{2}} \cdot (E_i + E_{i+1}) + \left( \frac{\xi_y}{J} \right)_{i+\frac{1}{2}} \cdot (F_i + F_{i+1}) + \frac{R_{i+\frac{1}{2}} \Phi_{i+\frac{1}{2}}}{J_{i+\frac{1}{2}}} \right\}$$

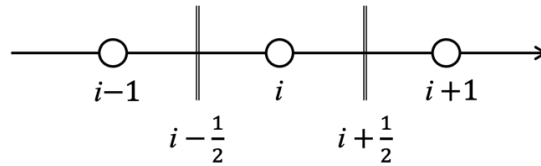


Figure 2.1 Cell centered mesh grid.

ここで、 $R$  は、以下のように保存則を満たす方程式を線形化したとき、 $\mathbf{A}$  と  $\mathbf{B}$  の固有ベクトルを表す。この時、線形化はセル単位で行われ、Roe の平均が用いられる。

$$\frac{\partial \tilde{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \eta} = 0$$

$$\frac{\partial \tilde{Q}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial \xi} + \mathbf{B} \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial \eta} = 0$$

$$\mathbf{A} = \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{Q}}, \quad \mathbf{B} = \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \tilde{Q}}$$

$$\mathbf{R} \mathbf{A} \mathbf{R}^{-1} = \mathbf{A}$$

$$\mathbf{A} = \text{diag}(U - \sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}, \quad U, \quad U + \sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}, \quad U)$$

$$\begin{aligned} U &= \xi_x u + \xi_y v \\ V &= \eta_x u + \eta_y v \end{aligned}$$

$\mathbf{A}$  は、計算空間で伝播する波の速度を表し、 $U$ と $V$ は、反変速度である。 $\Phi$ とその成分、 $\varphi$ は、次のように定義される。

$$\Phi_{i+\frac{1}{2}} = \begin{bmatrix} \varphi^1 \\ \varphi^2 \\ \varphi^3 \\ \varphi^4 \end{bmatrix}$$

$$\varphi_{i+\frac{1}{2}}^l = -\frac{\Delta t}{\Delta \xi} \lambda_l^2 \hat{Q}_{i+\frac{1}{2}}^l - \psi(\lambda_l) [\alpha_{i+\frac{1}{2}}^l - \hat{Q}_{i+\frac{1}{2}}^l] \quad (l=1, 2, 3, 4)$$

$$\alpha = R^{-1}_{i+\frac{1}{2}} (Q_{i+1} - Q_i)$$

ここで、 $\hat{Q}$  は流速制限関数と呼ばれ、衝撃波などの不連続な現象を伴う流れをシミュレーションする際に、数値的な振動や非現実的な結果を防ぐために、勾配やフラックスの計算を制限するための関数である。本研究では、その関数として最も広く安定な limiter function である minmod 関数を用いた。 $\mathbf{A}$  の第一、第三成分については、式 (2.8) を適用し、第二、第四成分については式 (2.9) を適用した。

$$\hat{Q}_{i+\frac{1}{2}}^l = \text{minmod}(\alpha_{i-\frac{1}{2}}^l, \alpha_{i+\frac{1}{2}}^l, \alpha_{i+\frac{3}{2}}^l) \quad (2.8)$$

$$\hat{Q}_{i+\frac{1}{2}}^l = \text{minmod}(2\alpha_{i-\frac{1}{2}}^l, 2\alpha_{i+\frac{1}{2}}^l, 2\alpha_{i+\frac{3}{2}}^l, \frac{1}{2}(\alpha_{i-\frac{1}{2}}^l + \alpha_{i+\frac{3}{2}}^l)) \quad (2.9)$$

Roe's average では、不連続な現象を正確に捉えながら保存則を満たすように設計されている。しかし、エントロピー条件を考慮していないため、特定の状況下では、物理的に存在しない現象が計算に含まれる可能性がある。例えば、波の速度  $\lambda_l$  が 0 付近の値を持つ場合や膨張領域では、膨張衝撃波といったエントロピー条件に反する現象が起こる<sup>[5]</sup>。本研究では、このような問題を防ぐために、 $\psi(\lambda_l)$  で定義される人工粘性を取り入れた。膨張領域で波の速度が 0 に近いとき、強制的に粘性を効かせることで自然な膨張解が得られる。 $\delta$  は、以下のように定義され、 $\varepsilon$  の値は 0.15 と設定した。 $c$  は、セル中心での音速である。

$$\psi(\lambda_l) = \begin{cases} |\lambda_l| & |\lambda_l| \geq \delta \\ (\lambda_l^2 + \delta^2)/2\delta & |\lambda_l| < \delta \end{cases}$$

$$\delta = \tilde{dt} \times \varepsilon$$

$$\tilde{dt} = |U| + |V| + c \sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \eta_x^2 + \eta_y^2}$$

次に、式 (2.6) の粘性項の計算について説明する。粘性項には、中心差分を用いて差分化を行った。対流項のフラックスがセル中心で定義されているため、粘性項についてもセル中心における中心差分を求めた。例えば、Figure 2.2 で示すように、 $x$  方向速度  $u$  についてある格子点  $(i + 1/2, j)$  での各方向の差分を求めるために、以下のような計算を行った。 $y$  方向の速度や温度についても同様の計算で求めた。

$$u_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{1}{2}(u_{i+1,j} - u_{i,j})$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+1,j} - u_{i,j}$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \eta}\right)_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{1}{4}(u_{i,j+1} - u_{i,j-1} + u_{i+1,j+1} - u_{i+1,j-1})$$

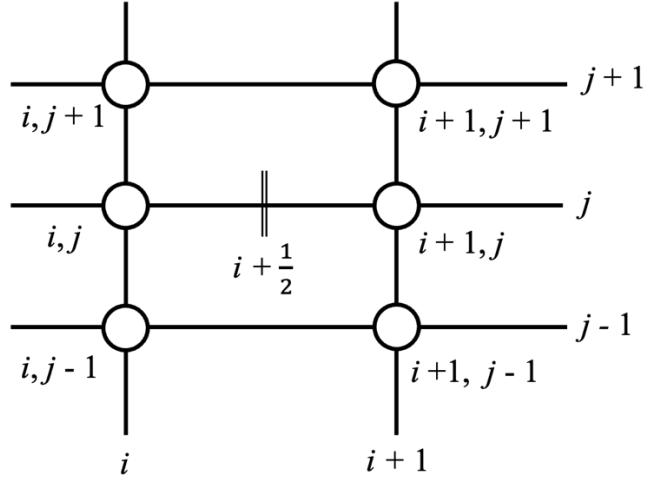


Figure 2.2 Central difference method at  $(i + 1/2, j)$ .

最後、時間積分について説明する。空間積分を二次精度で行っているため、時間積分についても二次精度のスキームを用いた。具体的には、オイラー陽解法的一种である、二段階 Runge-Kutta 法を使用した。現在のステップから次のステップの保存量を求める式を式 (2.10) と式 (2.11) に示す。一般座標系で計算が行われているため、物理空間での保存量に変換するために、ヤコビアン  $J$  がかけられている。

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{Q}{J}\right) = W(Q)$$

$$Q' = Q^n + \Delta t \cdot W(Q^n) \cdot J \quad (2.10)$$

$$Q^{n+1} = Q^n + \frac{\Delta t}{2} [W(Q^n) + W(Q')] \cdot J \quad (2.11)$$

### 2.1.3 計算格子

この節では、計算格子について説明する。本研究では、スクラムジェットエンジンのインレットを模した管形状を提案モデルとして用いている。計算コストの削減のため、シミュレーションでは、管の内部と上流側に拡張した領域を含めて二次元の計算を行った。Figure 2.3 に示すように、赤い線で囲んでいる領域に相当する。

Figure 2.4 には、その領域に沿って生成したメッシュグリッドを表している。赤い線で示しているのが壁面であり、本研究では等温壁として設定した。管の入り口からランプが終わるところまでの長さを代表長さとし、各方向を無次元化している。 $\theta$  はランプの角度である。

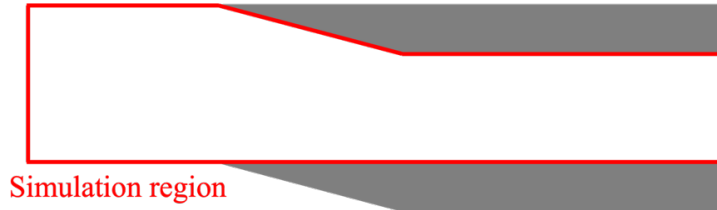


Figure 2.3 The proposed model and the simulation region.

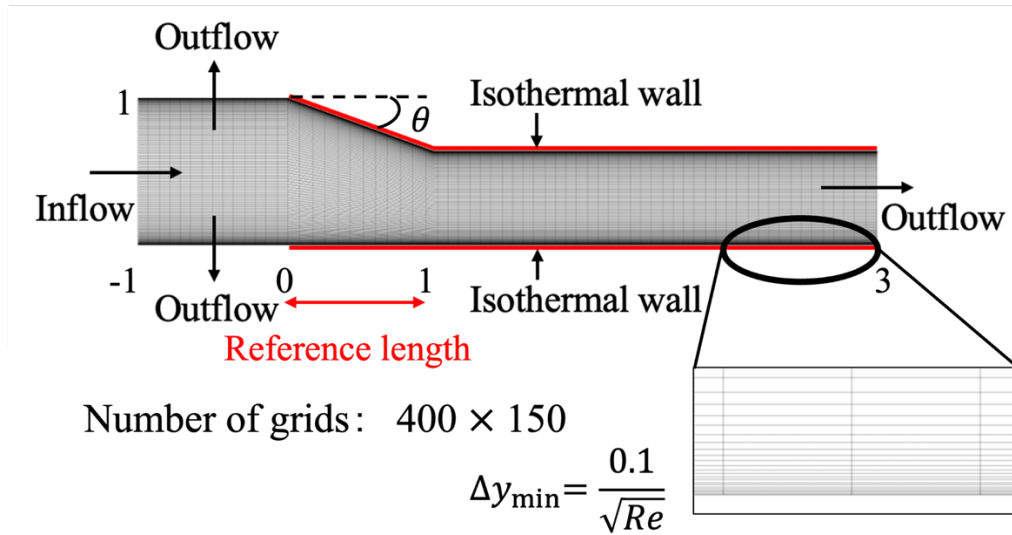


Figure 2.4 Image of the mesh grid.

また、壁面近傍で境界層をよく捉えるために、壁面に近いほど格子の間隔が細くなるように設定した。無次元化した境界層の厚さは、

$$\delta \sim \frac{1}{\sqrt{Re}}$$

として表されるが、これを計算で正確に表現するために、少なくとも壁面近傍での格子間隔を

$$\Delta y \leq \frac{0.1}{\sqrt{Re}}$$

より小さくする必要がある。Figure 2.4 に、壁近傍で拡大した格子の形状も示している。



次に、計算格子の生成法について説明する。Figure 2.3 のように、計算すべき領域は四角形ではないため、関数を用いて任意の形状に変換する必要がある。Figure 2.5 に示すように、 $(\xi, \eta)$ 座標系で表される計算空間から、 $(x, y)$  座標系で表される物理空間への変換の際に、TFI (Transfinite interpolation) 法を用いた。TFI 法を式 (2.12) に示す。

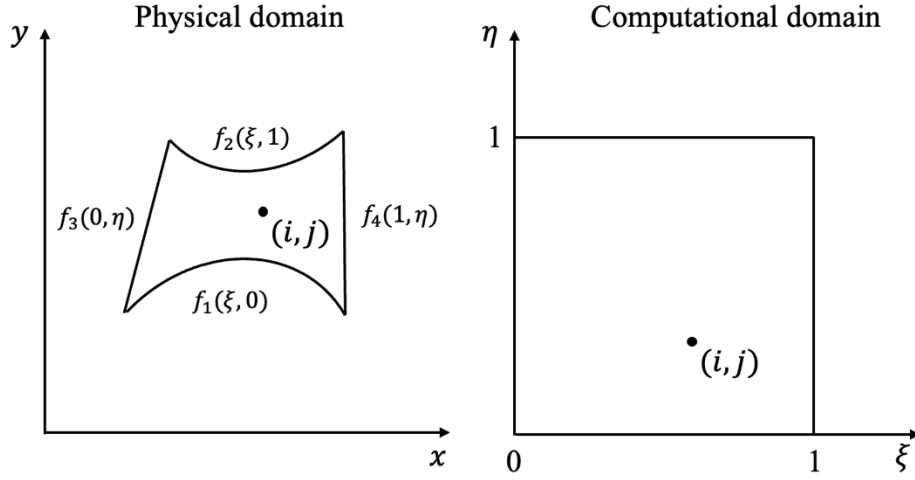


Figure 2.5 Physical domain and computational domain.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{f} &= \begin{bmatrix} x(\xi, \eta) \\ y(\xi, \eta) \end{bmatrix} \\
 \mathbf{f} &= (1 - \xi)\mathbf{f}_3 + \xi\mathbf{f}_4 + (1 - \eta)\mathbf{f}_1 + \eta\mathbf{f}_2 \\
 &- [(1 - \xi)(1 - \eta)\mathbf{f}(0, 0) + (1 - \xi)\eta\mathbf{f}(0, 1) + (1 - \eta)\xi\mathbf{f}(1, 0) + \xi\eta\mathbf{f}(1, 1)] \\
 \mathbf{f}_1 &= \mathbf{f}(\xi, 0), \quad \mathbf{f}_2 = \mathbf{f}(\xi, 1), \quad \mathbf{f}_3 = \mathbf{f}(0, \eta), \quad \mathbf{f}_4 = \mathbf{f}(1, \eta)
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Table 2.1 Mesh grid properties.

Mesh grid properties	
Number of grids	60,000
Reference length	0.028 [m]
Walls	Isothermal
$x_{\max}, y_{\max}$	3.0, 1.0
$\Delta y_{\min}$	0.00015

## 2.1.4 気流計算条件

Table 2.2 には、気流のレイノルズ数および流入側の境界条件を示している。添え字の  $\infty$  は Freestream の値を意味し、Navier-Stokes 方程式を無次元化する際の Reference value として用いた。後述する実験設備の仕様に合わせ、Inflow 気流のマッハ数は 7 であり、 $p_{\infty}$ 、 $T_{\infty}$  とレイノルズ数はそれぞれ 230 Pa、56 K と  $3.80 \times 10^5$  である。

CFL 値に最小の格子間隔  $\Delta s_{\min}$  をかけた値を時間刻みとして用いた。ここで、CFL は 0.2 ~ 0.4 の値を使用した。

Table 2.2 Gas properties at inflow boundary.

Gas properties		
Mach number	$M_{\infty}$ [-]	7
Viscosity	$\mu_{\infty}$ [kg / (m·s)]	$3.67 \times 10^{-6}$
Temperature	$T_{\infty}$ [K]	56
Density	$\rho_{\infty}$ [kg / m <sup>3</sup> ]	$1.42 \times 10^{-2}$
Pressure	$p_{\infty}$ [Pa]	230
Reynolds number	$Re$ [-]	$3.80 \times 10^5$

$$\Delta t = \text{CFL} \times \Delta s_{\min}$$

流出側の境界条件としては、計算ドメイン内部の 2 点を用いて二次外挿法を行った。例えば、 $x = 3$  のところでは (Figure 2.4 を参考)、式 (2.13) の式を使用した。粘性項を考慮しているため、壁面での流速は 0 となる Non-slip wall 条件を使用した。サンプラーが気流にさらされる時間を 10 秒以下になることを想定し、壁面の温度は 300 K を保つ等温壁にしている。

$$Q[i_{\max}][j] = 2 \cdot Q[i_{\max} - 1][j] - Q[i_{\max} - 2][j] \quad (2.13)$$

## 2.2 粒子計算

### 2.2.1 支配方程式

この節では、粒子の計算について詳しく説明する。粒子を球体と考えると、粒子の並進運動に関する有次元の運動方程式は、式 (2.14)<sup>[6]</sup> で表される。ここで、 $\mathbf{X}_p = [X_p, Y_p]^T$  は、粒子の位置ベクトル、 $\mathbf{U}_p = [U_p, V_p]^T$  は粒子の速度ベクトルを表し、いずれも有次元である。また、 $\rho_p$  は粒子の密度、 $d_p$  は粒子の直径を意味する。 $\mathbf{F}_d$  は粒子が流体から受ける抗力、 $\mathbf{F}_g$  は重力である。 $\mathbf{F}_s$  はサフマン揚力と呼ばれる項であり、流れ場の速度勾配が大きい場合に粒子に働く力である。さらに、 $C_D$  は抗力係数、 $V_{rel}$  は粒子と背景流れの相対速度の大きさを表すスカラー量である。

$$\frac{d\mathbf{X}_p}{dT} = \mathbf{U}_p, \quad \frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3 \frac{d\mathbf{U}_p}{dT} = \mathbf{F}_d + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_s \quad (2.14)$$

$$\mathbf{F}_d = \frac{1}{8} \rho \pi d_p^2 C_D (\mathbf{U} - \mathbf{U}_p) V_{rel}$$

$$\mathbf{F}_g = m_p \mathbf{g}$$

$$V_{rel} = |\mathbf{U} - \mathbf{U}_p| = \sqrt{(U - U_p)^2 + (V - V_p)^2}$$

サフマン揚力  $\mathbf{F}_s$  の各方向の成分は、以下のように表される。 $C_s$  は、サフマン揚力の係数であり、本研究では  $C_s = 160.2$ <sup>[9][10]</sup> と設定した。 $\nu$  は、空気の動粘度である。

$$F_{s,x} = \frac{d_p^2}{4} C_s \rho (U - U_p) \sqrt{\nu \frac{\partial V}{\partial X}}, \quad F_{s,y} = \frac{d_p^2}{4} C_s \rho (V - V_p) \sqrt{\nu \frac{\partial U}{\partial Y}}$$

粒子の運動を一般的に取り扱うためには無次元表記によって計算した方が便利のため、次の式 (2.15) の関係を用いて式 (2.17) の無次元化を行った。

$$u = \frac{U}{U_0}, \quad v = \frac{V}{U_0}, \quad x = \frac{X}{D}, \quad y = \frac{Y}{D}, \quad t = \frac{T U_0}{D} \quad (2.15)$$

$U_0$  と  $D$  はそれぞれ有次元の代表速度と代表長さであり、本研究の場合は、気流の流入速度 ( $M = 7$  に相当)、とランプの長さ (0.028 m) としている。無次元化した粒子の支配方程式を次の式 (2.16) に示す。時間積分については、二次の Runge-Kutta 法を用いた。

$$\begin{aligned} \frac{dx_p}{dt} &= u_p \\ \frac{du_p}{dt} &= \frac{3}{4} \frac{\rho}{d_p \rho_p} C_D D (u - u_p) v_{rel} + \frac{3}{2\pi} \frac{\rho}{d_p \rho_p} C_s \frac{D}{U_0} (u - u_p) \sqrt{\frac{\nu U_0}{D} \frac{\partial v}{\partial x}} \\ \frac{dv_p}{dt} &= \frac{3}{4} \frac{\rho}{d_p \rho_p} C_D D (v - v_p) v_{rel} + \frac{3}{2\pi} \frac{\rho}{d_p \rho_p} C_s \frac{D}{U_0} (v - v_p) \sqrt{\frac{\nu U_0}{D} \frac{\partial u}{\partial y}} + \frac{D}{U_0^2} g \end{aligned} \quad (2.16)$$

## 2.2.2 抗力係数

粒子の相対レイノルズ数が 800 以下の場合、Schiller and Naumann の実験式<sup>[7]</sup>(式 (2.17)) が抗力係数として一般的に使用される。しかし、本研究で対象とする流れ場は、強い斜め衝撃波が発生し、さらに壁面に衝突した衝撃波周辺で剥離領域が形成されるなど非常に複雑な特徴を有する。これに対応するため、本研究では、Loth<sup>[8]</sup>によって提案された抗力係数を採用した。Loth の抗力係数は、粒子の相対レイノルズ数だけでなく、相対マッハ数およびクヌーセン数も考慮しており、幅広い速度分布を持つ本研究の流れ場において適用可能である。

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad (2.17)$$

$$Re_p = \frac{\rho V_{rel} d_p}{\mu}$$

粒子の相対マッハ数とクヌーセン数を式 (2.18) のように定義すると、Loth の抗力係数は、粒子相対レイノルズ数の値によって 2 種類の式で分類される。

$$M_p = \frac{V_{rel}}{\sqrt{\gamma RT}}, \quad Kn_p = \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} \left( \frac{M_p}{Re_p} \right) \quad (2.18)$$

$$V_{rel} = \sqrt{(U - U_p)^2 + (V - V_p)^2}$$

まず、 $Re_p < 45$  の場合、流れ場は Rarefaction dominated regime になり、粒子の抗力係数は以下のように定義される。

$$C_D = \frac{C_{D1}}{1 + M_p^4} + \frac{M_p^4 C_{D2}}{1 + M_p^4}$$

$$C_{D1} = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) f$$

$$f = \frac{1}{1 + Kn_p (2.514 + 0.8 \exp(-0.55 / Kn_p))}$$

$$C_{D2} = \frac{C_{D3}}{1 + \left( \frac{C'_{D3}}{1.63} - 1 \right) \sqrt{\frac{Re_p}{45}}}$$

$$C_{D3} = C'_{D3} + \frac{(4s^4 + 4s^2 - 1) \operatorname{erf}(s)}{2s^4} + \frac{2}{3s} \sqrt{\pi \frac{T_p}{T}}$$

$$C'_{D3} = \frac{(1 + 2s^2) \exp(-s^2)}{s^3 \sqrt{\pi}}$$

$$s = M_p \sqrt{\frac{\gamma}{2}}$$

$Re_p \geq 45$  の場合、流れ場は Compressibility dominated regime となり、抗力係数は以下のように定義される。

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) H_M + \frac{0.42 C_M}{1 + \frac{42500}{G_M Re_p^{1.16}}}$$

$$C_M = \frac{5}{3} + \frac{2}{3} \tanh\{3 \ln(M_p + 0.1)\} \quad \text{when } M_p \leq 1.45$$

$$C_M = 2.044 + 0.2 \exp[-1.8 \left\{ \ln\left(\frac{M_p}{1.5}\right) \right\}^2] \quad \text{when } M_p > 1.45$$

$$G_M = 1 - 1.525 M_p^4 \quad \text{when } M_p < 0.89$$

$$G_M = 0.0002 + 0.0008 \tanh\{12.77(M_p - 2.02)\} \quad \text{when } M_p \geq 0.89$$

$$H_M = 1 - \frac{0.258 C_M}{1 + 514 G_M}$$

計算では、ステップ毎に粒子の相対レイノルズ数を更新し、該当する抗力係数を与えた。

### 2.2.3 ラグランジュ補間法

本研究では、流れと粒子の運動をそれぞれシミュレーションするために、Euler - Lagrange 法を採用した。流れ場の計算は、Eulerian frame で行い、粒子の運動は Lagrangian frame で計算する。Eulerian frame とは、Figure 2.6 に示すように、空間を固定されたメッシュで区分し、時間の経過に伴って各メッシュ点における物理量の変化を調べる方法である。一方、Lagrangian frame では、Figure 2.7 に示すように、固定されたメッシュを使用せず、時間の経過とともに粒子を追跡しながら粒子の物理量を解析する方法である。

さらに、Figure 2.6 と Figure 2.7 では、Eulerian frame と Lagrangian frame で、それぞれ時間が経過したときの物理量の表し方を示している。Figure 2.7 には例として、ある固体粒子を青い丸として表現した。

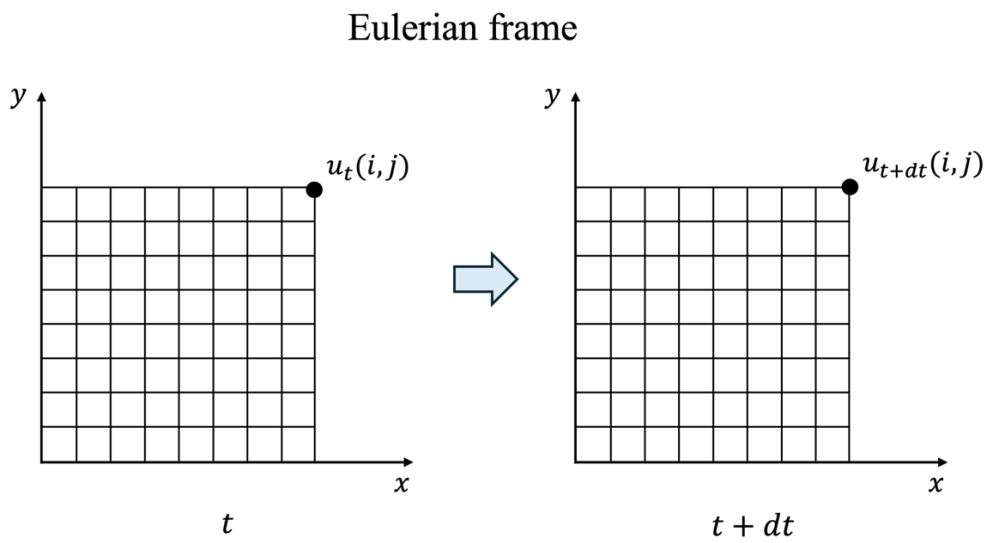


Figure 2.6 Eulerian frame.

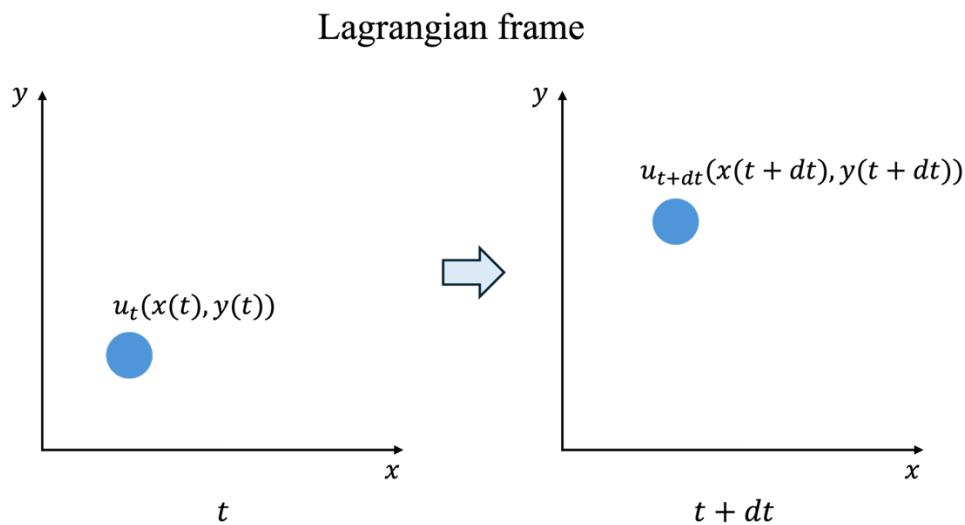


Figure 2.7 Lagrangian frame.

粒子の支配方程式 (式(2.16)) では、現在の粒子位置  $(x_p, y_p)$  における流体速度  $(u(x_p, y_p), v(x_p, y_p))$  の値が必要となる。しかし、流体速度は固定されたメッシュ点上でのみ定義されているため、粒子の現在位置での速度値を得るには補間が必要である。本研究では、この補間手法として Lagrangian Interpolation 法を採用した。

$$Q(x_p, y_p) = \frac{\sum_{i=1}^n w_i Q_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad (2.19)$$

$$w_i = \frac{1}{d_i}$$

$$u(x_p, y_p) = \frac{w_1 u_1 + w_2 u_2 + w_3 u_3 + w_4 u_4}{w_1 + w_2 + w_3 + w_4}$$

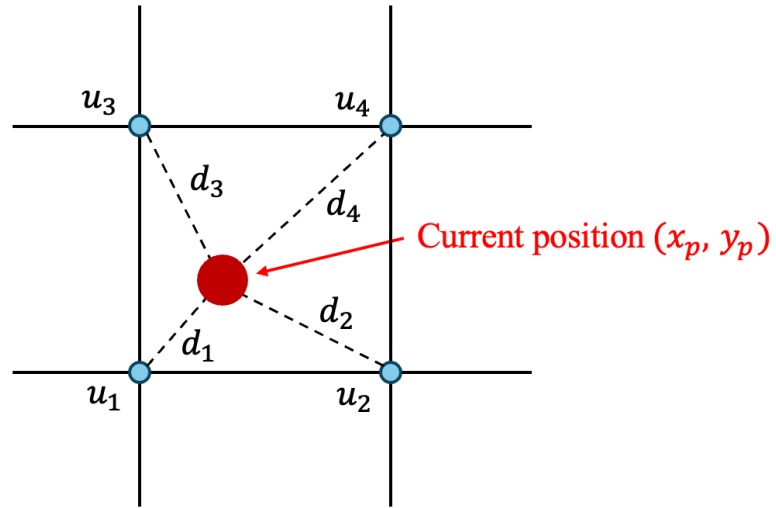


Figure 2.8 Lagrangian interpolation method.

式 (2.19) および Figure 2.8 に示すように、粒子の現在位置から最も近い格子点を 4 点特定し、それらの格子点までの距離に基づいて重み付き平均 (Distance weighted average) を算出し、流体速度を補間した。

## 2.2.4 粒子計算条件

Table 2.3 には、粒子の初期条件を示す。実際の物理現象で、固体粒子が気流と完全に同じ速度に達することはないため、流入側の速度に 0.99 をかけた値を初期速度として設定した。粒子は、気流と同様に左側の境界から流入すると仮定した。また、粒子の大まかな挙動を調べるため、初期の  $y$  座標を 0.2、0.5、0.8 に設定した。Tomasko らおよび Clancy らの研究によると、火星大気の高さ 35 km では Figure 2.9 に示すように主に直径  $5\text{ }\mu\text{m}$  以下の粒子が存在することが報告されている。このため、本研究では粒子の直径を 0.1、0.5、1.0、 $5.0\text{ }\mu\text{m}$  に分け、それぞれの運動を解析。さらに、火星大気のコスト成分はモンモリロナイト (montmorillonite) であり、その比重が約 2600 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ ) であることから、計算にも同様の条件を適用した。

Table 2.3 Particle properties.

Particle properties		
Initial velocity	$u_0, v_0$ [m / s]	$u_0 = 1050 \times 0.99, v_0 = 0$
Initial x coordinate	$x_0$ [-]	-1
Initial y coordinate	$y_0$ [-]	0.2, 0.5, 0.8
Diameter	$d_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	0.1, 0.5, 1, 5
Density	$\rho_p$ [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]	2600

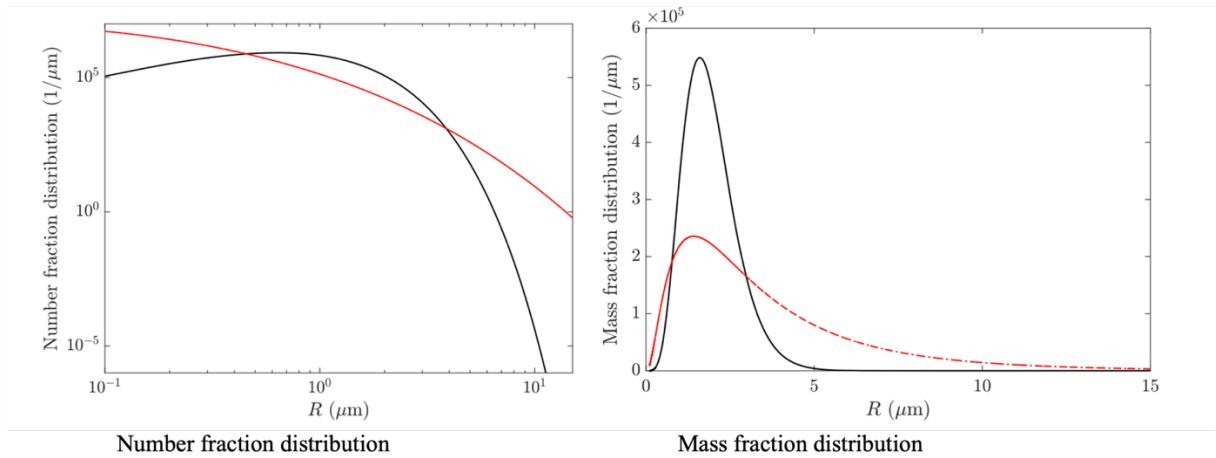


Figure 2.9 Martian dust particle's number and mass fraction distribution at 35 km<sup>[2][3]</sup>.

計算負荷を削減するため、本研究では粒子間の衝突を考慮しないものとした。また、火星大気中の粒子濃度は低いため、粒子が流れ場に与える影響は無視できると考え、流れ場への影響も考慮しないものとする。



粒子の運動を解析した後、提案モデルのダストサンプラーとしての性能を評価するため、下流側を  $x = 3$  から  $x = 7$  まで拡張した領域で再計算を行った。この場合の計算条件を Table 2.4 に示す。ランダム性を再現するため、粒子の初期  $y$  座標および粒子の直径を、全ての粒子に対してランダムに設定した。また、小澤らの研究によると、高度 35 km での最大数密度  $N$  は約  $10^5(\text{m}^{-3})$  である。計算領域の  $y_{\max}$  が 1 の場合、実際の長さは 0.028 m に相当するため、流入側での粒子数は以下のように求められる。

$$n = N \times L_x \times L_y = 56 \quad L_x, L_y = 0.028[\text{m}]$$

例えば、10 秒間のサンプリングを考慮すると、合計 560 個の粒子がサンプラーに入ることになるが、計算コスト削減のため、本研究では 500 個の粒子を用いた。 $y_{\max}$  が 0.7 の場合は、その 0.7 倍である 350 個の粒子を投入した。

Table 2.4 Particle properties for extended domain.

Particle properties		
Initial velocity	$u_0, v_0$ [m / s]	$u_0 = 1050 \times 0.99, v_0 = 0$
Initial x coordinate	$x_0$ [-]	-1
Initial y coordinate	$y_0$ [-]	$y \in [0.01, y_{\max}]$ uniformly distributed
Diameter	$d_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_p \in [0.1, 5.0]$ uniformly distributed
Density	$\rho_p$ [ $\text{kg} / \text{m}^3$ ]	2600
Number of particles	$N$ [-]	500 when $y_{\max} = 1$ , 350 when $y_{\max} = 0.7$

## 第3章 風洞実験

数値計算の妥当性を検証するため、風洞実験を実施した。流れ場に関しては、極超音速高エンタルピー風洞を用いて定性的な評価を行った。一方、粒子の運動については、衝撃波チューブと実際のダストを用いて検証を行った。本章では、それぞれの実験設備の概要と実験方法について詳細に説明する。

### 3.1 極超音速高エンタルピー風洞

#### 3.1.1 施設概要

流れ場の定性的な評価を行うために、東京大学柏キャンパスに設置されている極超音速高エンタルピー風洞を使用した。この設備は、最大マッハ7の気流が生成でき、主に空気加熱器、測定室、真空タンクの3つの部分で構成されている。風洞の概略図を Figure 3.1 に示し、風洞における気流条件を Table 3.1 に示す。

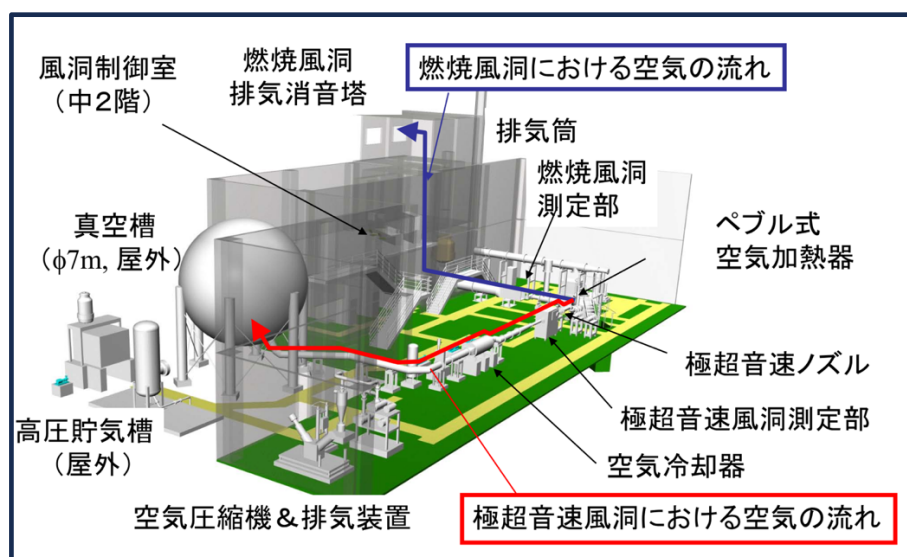


Figure 2.1 Hypersonic high enthalpy wind tunnel<sup>[12]</sup>.

Table 3.1 Wind tunnel flow properties<sup>[12]</sup>

Wind tunnel flow properties		
Stagnation pressure	kPa	950
Stagnation temperature	K	530
Maximum Mach number	-	7
Heat capacity ratio	-	1.4
Gas constant	J / (kg·K)	287
Freestream temperature	K	56
Freestream pressure	Pa	230
Freestream density	kg / m <sup>3</sup>	0.014
Freestream speed of sound	m / s	140.82
Freestream flow velocity	m / s	1050

### 3.1.2 実験模型

本研究の風洞実験で使用した模型を Figure 3.2 および Figure 3.3 に示す。Figure 3.4 は、第 1 章で提案したモデルの形状を示しており、実験で使用した模型はこの提案モデルに基づいて製作した。ダストサンプラーとして使用する部分の全長は 8 cm であり、上下の板を一定間隔で固定するため、下流側には固定部 (Fixation) を設けた。また、固定部とそれぞれの板はアルミニウムの棒を貫通させて固定した。ランプの角度は 20 度にした。Figure 3.3 は、模型を後方と斜め方向から見た図である。なお、模型の材質はベークライトであり、モデラーを用いて切削加工を行った。

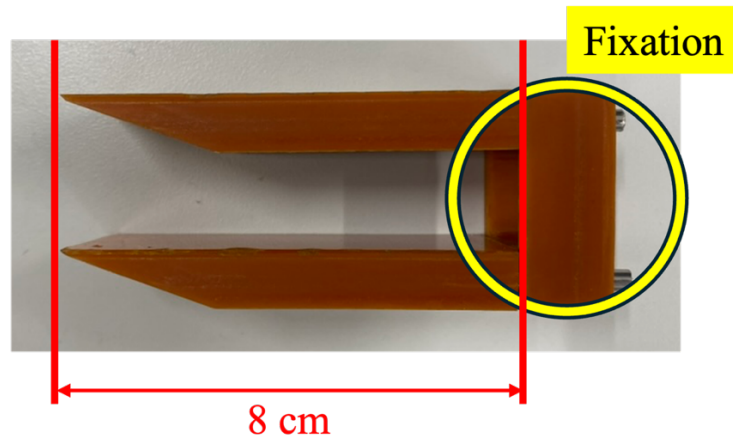


Figure 3.2 Model for experiments.

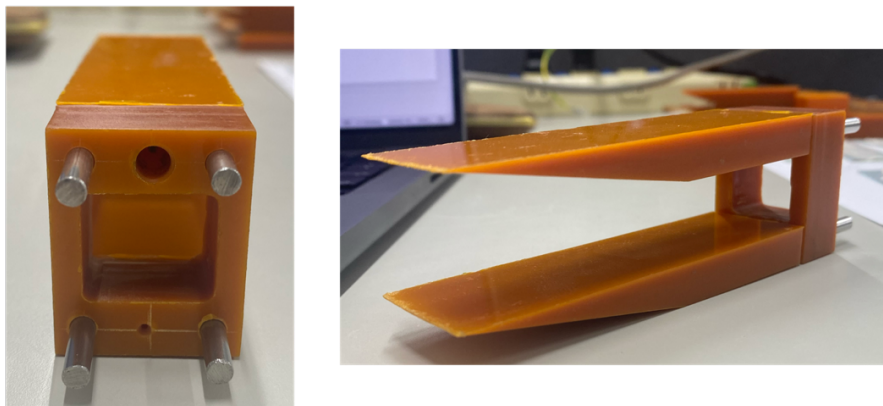


Figure 3.3 Rear and lateral images.



Figure 3.4 Image of the proposed model.

### 3.1.3 衝撃波の可視化

模型をマッハ 7 の気流に投入した際に発生する斜め衝撃波を観察するため、本実験ではシュリーレン法 (Schlieren method) を採用した。シュリーレン法は、光が密度勾配の大きな領域を通過する際に生じる屈折率の変化を利用した光学的な観察手法である。この方法では、光の一部を遮るために「ナイフエッジ」と呼ばれる仕切り版を配置し、屈折した光を制限することで、流れの密度勾配に応じた明暗を生じさせる。これにより、衝撃波の可視化することが可能となる。

### 3.1.4 実験のセットアップ

実験のために、測定室の内部に設置した模型と気流の流れ方向を示す概略図を Figure 3.5 に示す。

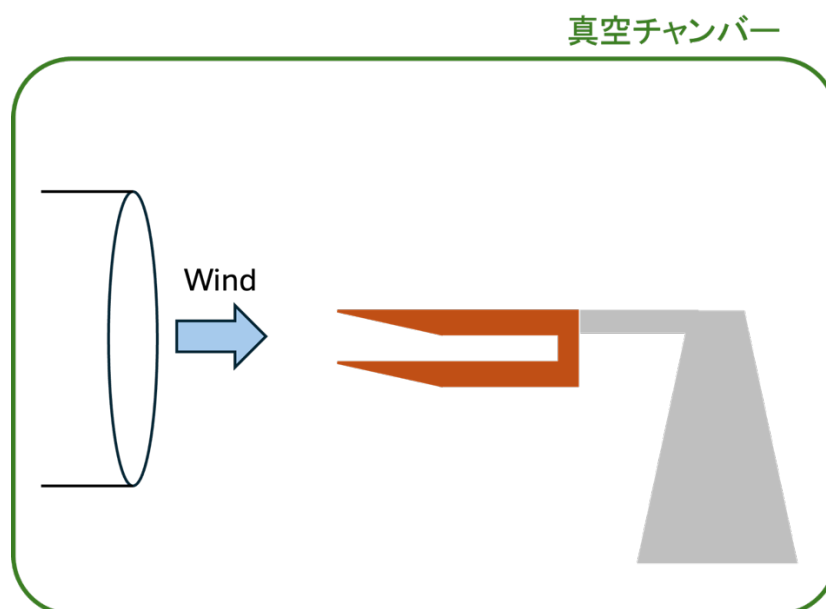


Figure 3.5 Simple image of the hypersonic wind tunnel experiment setup.

## 3.2 衝撃波チューブ

### 3.2.1 施設概要

Figure 3.6 には、実験で使用した衝撃波チューブの概略図を示す。この設備は主に高圧タンク、加速管、測定室の 3 つの部分で構成されている。実験の手順としては、まずコンプレッサーを用いて測定室および加速管の内部を真空状態 (約 25 Pa 程度) にし、高圧ガスタンクを 10 気圧 (約 0.98 MPa) 近くまで加圧する。その後、測定室が真空に到達し、高圧タンクが目標圧力に達した時点でバルブを解除する。この時、加速管の下流側にはコニカルノズルが設置されており、ノズル直後では約マッハ 10 の気流が生成される。

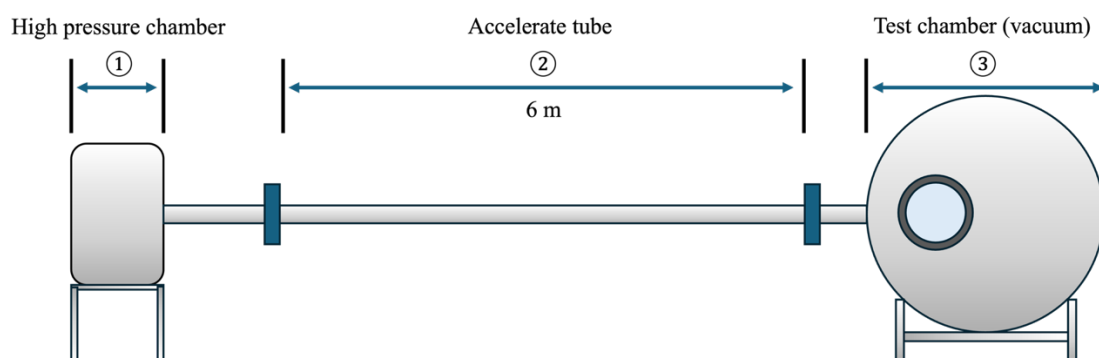


Figure 3.6 Image of the shock wave tube.

### 3.2.2 粒子の投入および観察

実験に用いたダスト投入方法および撮影方法について詳しく説明する。まず、ダストとしてガラスビーズを使用した。ガラスビーズの密度は約  $2500 \text{ kg/m}^3$  程度であり、火星大気中に存在するモンモリロナイトの密度に近い値である。粒子の直径は 90 から  $106 \text{ }\mu\text{m}$  である。ガラスビーズの実際の写真および詳細情報を Figure 3.7 および Table 3.2 に示す。

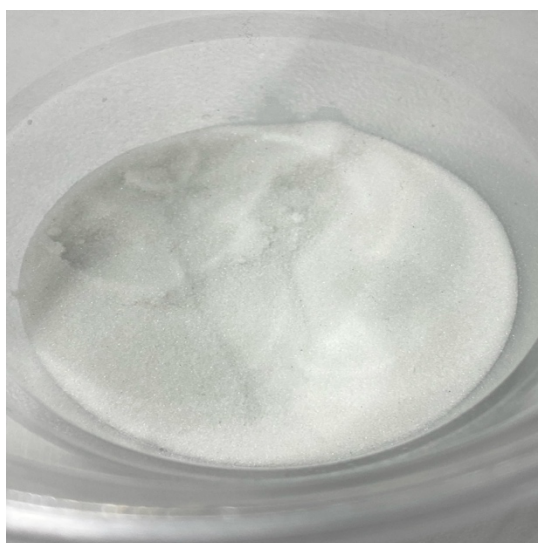


Figure 3.7 Image of dust particles.

Table 3.2 Dust particle properties.

Dust particle properties		
Material	-	Glass beads
Density	kg / m <sup>3</sup>	2500
Diameter	μm	90 ~ 106

第 1 章で述べたように、シミュレーションではサンプラーの壁面に衝突した粒子をキャッチするため、衝突した粒子の速度を 0 にする境界条件を設定した。一方、実験では、模型の表面に両面テープを貼り、その上にシリコンのジェルを塗布することで、衝突した粒子を捕捉した。両面テープは、実験後にシリコンの形状を保ったまま観察用の板に移すために使用した。両面テープとシリコンを塗布した後の模型の様子を Figure 3.8 に示す。

粒子は、実験開始前にノズル直後の真上に設置されているダストボックスに溜められており、ソレノイドバルブによって落下しないように保持されている。その後、高圧タンクバルブを解除する約 0.5 秒前にソレノイドバルブを開け、粒子を自由落下させる。この操作により、ノズルからマッハ 10 の気流が流れ出すタイミングで、粒子が気流により飛ばされる仕組みとなっている。この手法では、粒子の  $x$  方向の初期速度が 0 であるため、比較のために実施したシミュレーションでも同様の条件を考慮した。なお、粒子は、模型の先端から上流側へ代表長さ (0.028 m) だけ離れた位置から落下させた。ノズルの直後に設置したダストボックスと模型の実際の写真を Figure 3.9 に示す。また、構造を分かりやすくするために簡略化して描いたイメージ図を Figure 3.10 に示す。さらに、上述したダストの落下から通風までのシークエンスを一枚の図で示している。

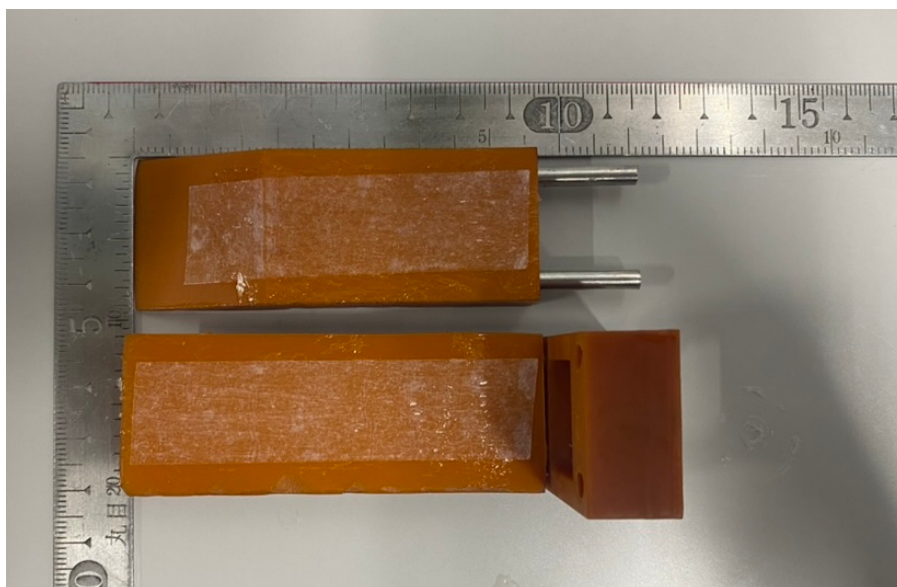


Figure 3.8 Model with double sided tape and silicon gel.



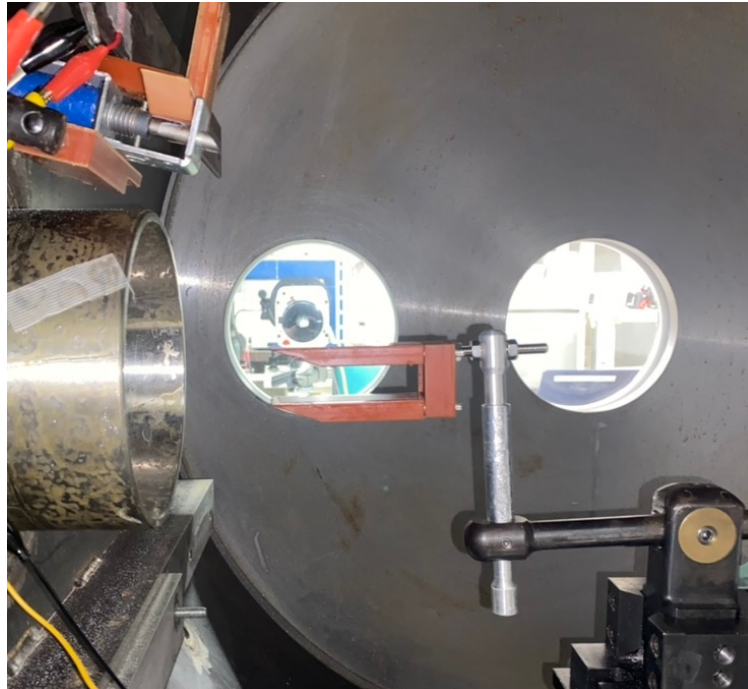


Figure 3.9 Image of the shock wave tube experiment setup.

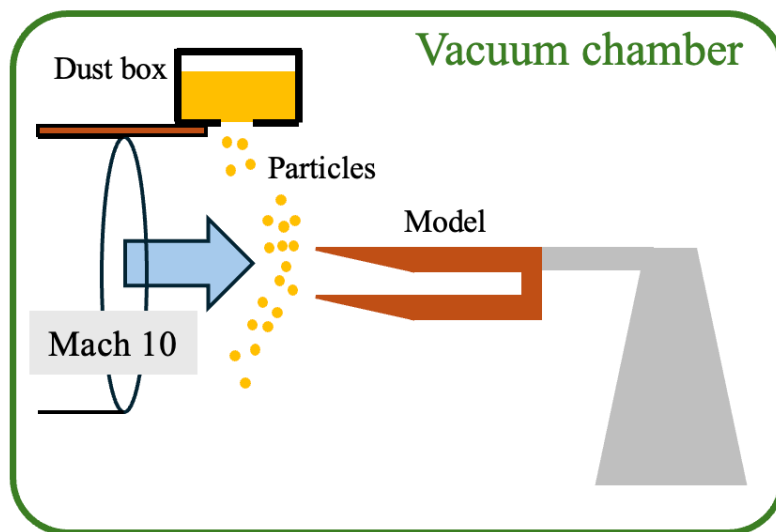


Figure 3.10 Simple image of the shock wave tube experiment setup.

実験中の粒子の運動を撮影するために、Figure 3.11 に示す高速カメラとハローゲン光源を使用した。カメラを測定室の窓と整列するように設置し、光源は反対側の窓を斜めに照らす位置に設置した。これは、光源がカメラを正面から照らすと反射が発生し、粒子が観察できなくなるのを防ぐためである。粒子観測のためのセットアップのイメージ図を Figure 3.12 に示す。また、Table 3.3 には、高速カメラの設定をまとめた。

Table 3.3 Highspeed camera setting.

Highspeed camera setting	
Resolution	384 × 288
Exposure time	25,000
Frame rate	3 μs

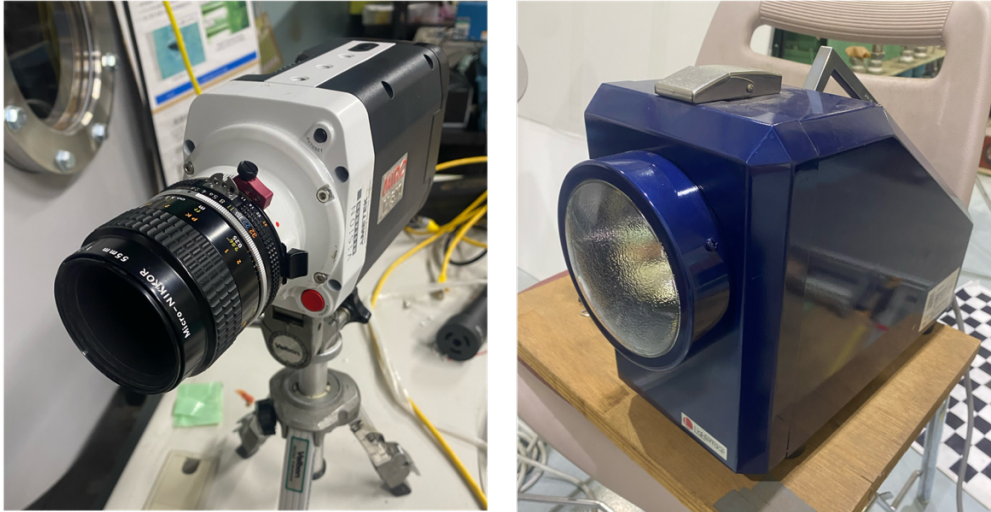


Figure 3.11 Highspeed camera (left) and Haglogen light source (right).

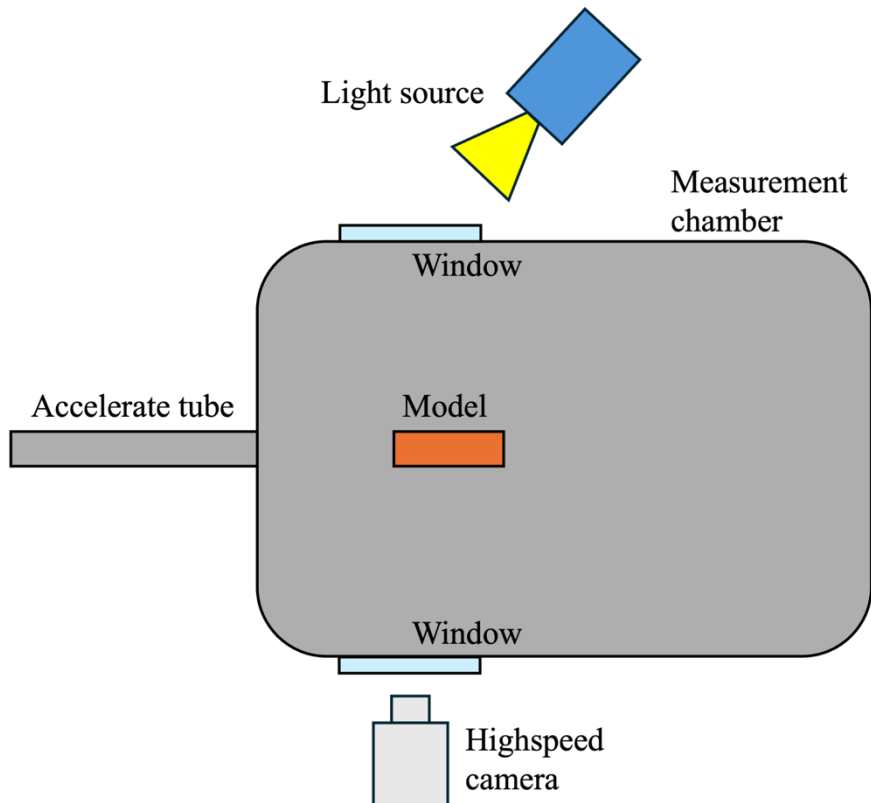


Figure 3.12 Visualizing of dust particles using light source and highspeed camera.



## 第4章 結果及び考察

本研究では、極超音速飛行体用エアインテーク型のダストサンプラーの特性を評価するため、主に数値計算を用いた解析を行った。サンプラーのランプ角度は20度を設定し、マッハ7の気流が流入する状況を想定した。本章では、まず数値計算による流れ場の評価を行い、次に粒子の直径による軌跡の解析を実施する。さらに、サンプラーとしての性能を評価するため、下流側に拡張した領域における粒子の衝突速度および回収率について解析する。

### 4.1 流れ場

本節では、エアインテーク型ダストサンプラー内部の流れ場に関する計算結果を評価する。評価には、理論式との比較および極超音速風洞実験結果との定性的な比較を用いた。

#### 4.1.1 数値計算結果

最初に、格子点数が流れ場の数値計算結果に与える影響を評価するため、格子収束性の検証を行った。荒い格子 (Coarse)、中間の格子 (Medium)、細かい格子 (Fine) の3種類の格子を用いて評価を実施した。

Figure 4.1 には、時間ステップの進行に伴う格子点全体での保存量の残差 (Residuals) の変化を示す。また、Figure 4.2 では、ランプで発生した斜め衝撃波直後の壁面付近における圧力 P1 の時間履歴および衝撃波が下面で反射して生じた剥離領域の壁面付近における圧力 P2 時間履歴を示している。

結果から、残差、圧力 P1、圧力 P2 のいずれも、時間の経過とともに収束し、3種類の格子で近い値を示すことが確認された。これにより、本研究における流れ場計算の格子収束性が確認された。

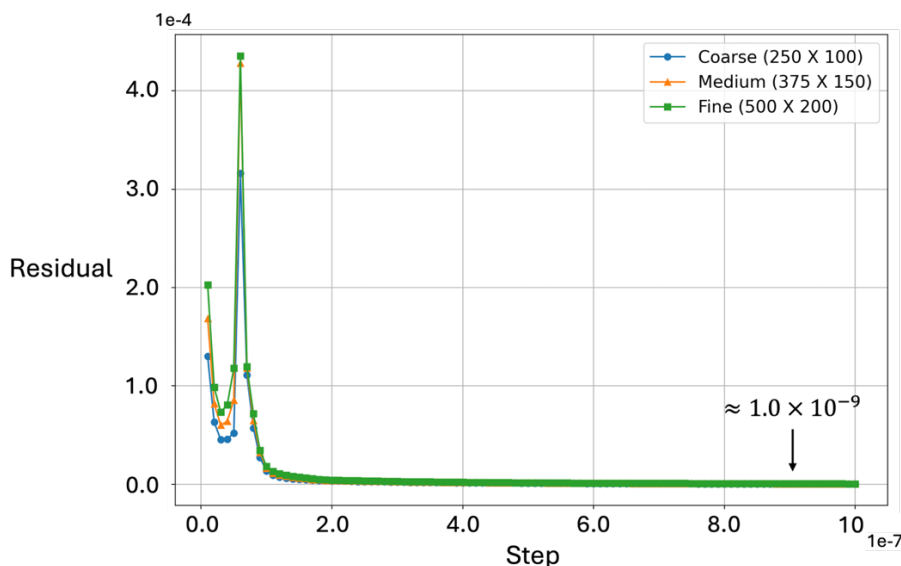


Figure 4.1 Residuals with respect to iteration step.

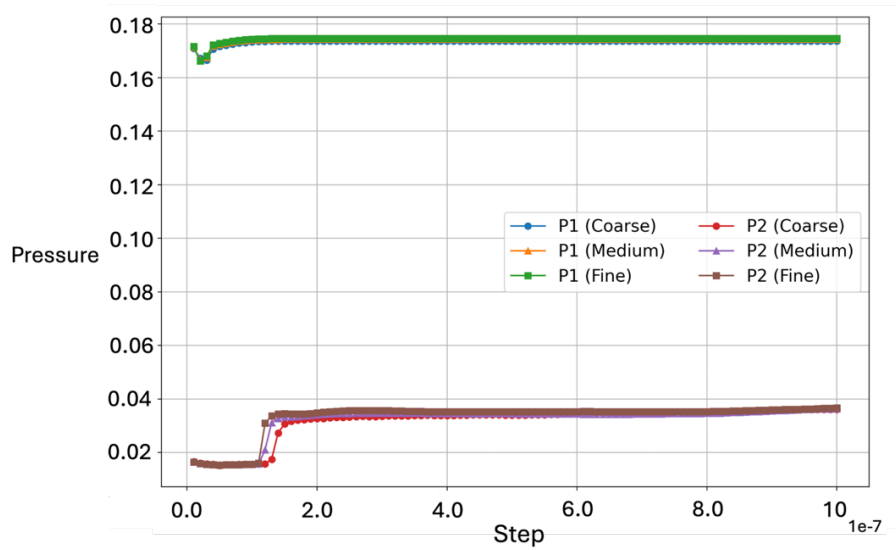


Figure 4.2 Pressure values with respect to iteration step.

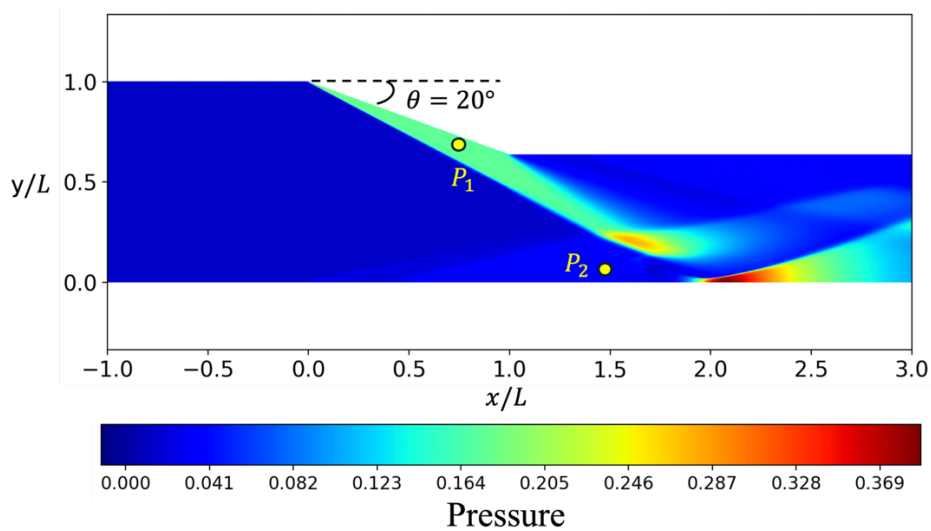


Figure 4.3 Pressure near the walls: after the oblique shock (P1) and in the circulation area (P2).

流れ場について、理論式と計算結果を比較するために、Figure 4.4に示す斜め衝撃波前後のマッハ数関係式 (式(4.1)) と圧力関係式 (式(4.2)) を用いた。ここで、 $\theta$  はランプ角度であり、 $s$  は衝撃波の角度を示す。

流れ場の計算では、2つのランプ角度について理論式との比較を行った。1つ目のケースはランプ角度 20 度、2つ目のケースはランプ角度 10 度である。この際、 $y_{\max}$  を代表長さ (ランプ長 0.028 m) の 0.7 倍に設定した。これは、ランプ角度 10 度の場合でも、先端で発生した衝撃波が下面の壁に衝突する現象を観察するためである。Figure 4.5 および Figure 4.6 に、それぞれランプ角度 20 度および 10 度の場合のマッハ数分布と圧力分布の計算結果を示す。

Figure 4.5 に示すランプ角度 20 度の場合の結果から、 $x/L = 0.0$  の位置からランプによる斜め衝撃波が発生することがわかる。 $x/L = 0.0$  から上面および下面の境界が壁として設定されているため、先端で発生した斜め衝撃波は約  $x/L = 1.3$  の位置で下面に衝突し、反射衝撃波が発生する。この反射された衝撃波はさらに、約  $x/L = 2.3$  の位置で上面の壁面に再度反射することが確認さ

れた。これらの特徴は、Figure 4.6 に示すランプ角度 10 度の場合でも同様に確認された。ただし、ランプ角度が 10 度と小さいため、ランプで発生する衝撃波の角度も小さくなり、下面での反射のみが観察された。本研究では、空気の粘性の影響を考慮しているため、衝撃波が壁面に衝突する際、その付近で剥離領域が発生することも確認された。

理論式との比較を行うため、本計算では最初に発生した斜め衝撃波の前後におけるマッハ数と圧力の値を用いて評価した。

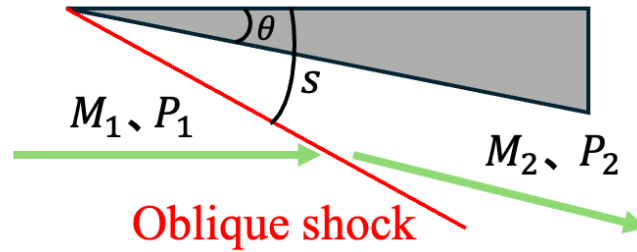


Figure 4.4 Theoretical oblique shock formula.

$$M_2 \sin^2(s - \theta) = \frac{(\gamma - 1)M_1^2 \sin^2 s + 2}{2\gamma M_1^2 \sin^2 s - (\gamma - 1)} \quad (4.1)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 \sin^2 s - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (4.2)$$

シミュレーションで得られた斜め衝撃波前後のマッハ数および圧力の値を理論式と比較し、その結果を Table 4.1 および Table 4.2 にまとめた。Table 4.1 はランプ角度が 20 度の場合、Table 4.2 はランプ角度が 10 度の場合を示している。Figure 4.2 に示すように、ランプで発生した衝撃波を基準に、左側のマッハ数と圧力をそれぞれ  $M_1$ 、 $P_1$  と定義し、右側のマッハ数と圧力を  $M_2$ 、 $P_2$  と定義した。

結果から、衝撃波後のマッハ数および衝撃波前後の圧力の比は、ランプ角度 20 度および 10 度のいずれの場合も、理論式による結果に近い値を示していることが分かった。このことから、シミュレーションでは、計算領域内のランプの形状を正確に再現できていると考えられる。

Table 4.1 Theoretical and simulation results for Mach number and pressure after an oblique shock at a 20° ramp angle.

Ramp angle $\theta = 20^\circ$	$M_2$	$P_2 / P_1$
Simulation result	3.68	11.93
Theoretical value	3.66	11.84

Table 4.2 Theoretical and simulation results for Mach number and pressure after an oblique shock at a 10° ramp angle.

Ramp angle $\theta = 10^\circ$	$M_2$	$P_2 / P_1$
Simulation result	5.20	4.24
Theoretical value	5.23	4.38

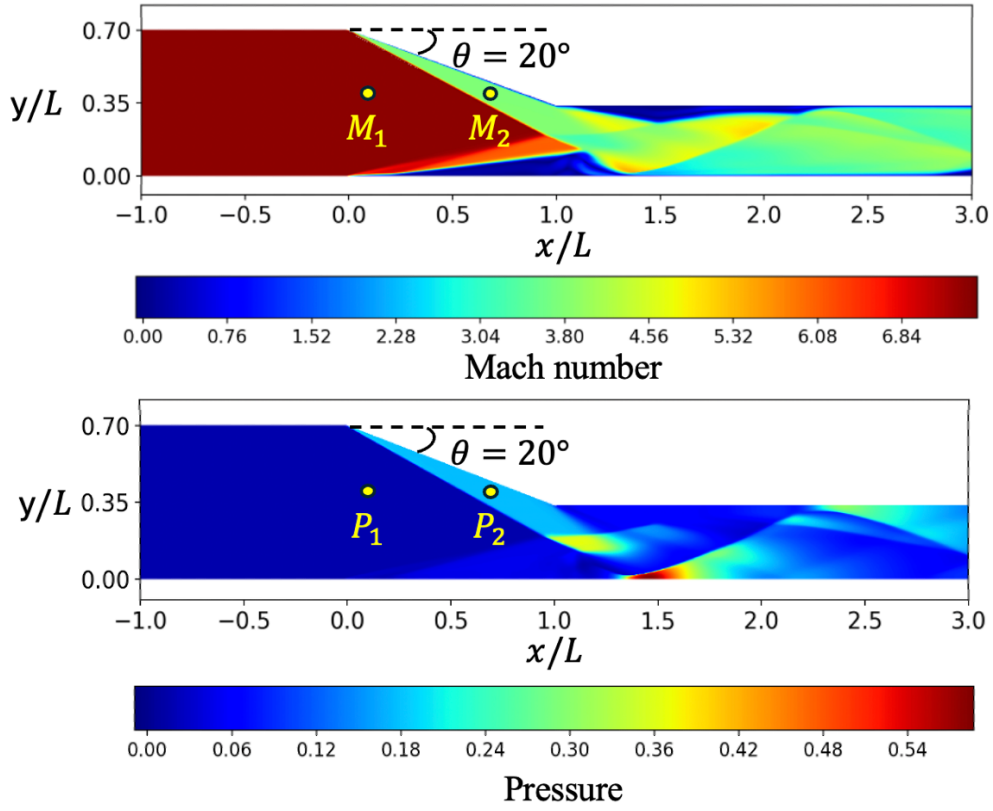


Figure 4.5 Mach number distribution(top) and pressure distribution(bottom) when the ramp angle is  $20^\circ$ .

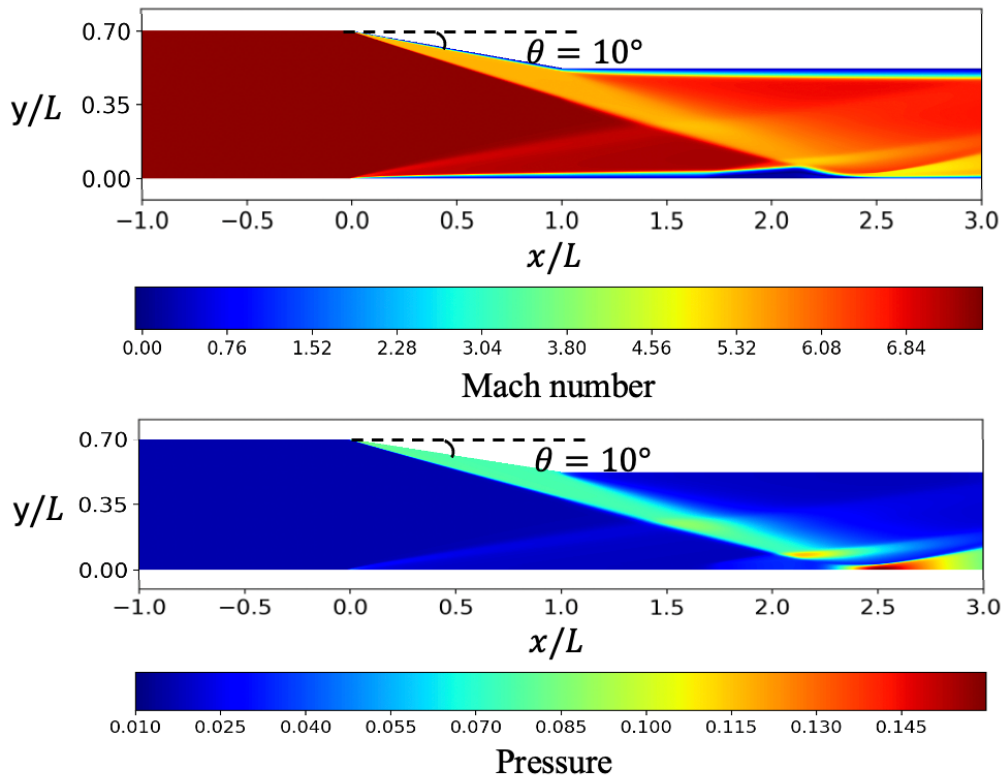


Figure 4.6 Mach number distribution(top) and pressure distribution(bottom) when the ramp angle is  $10^\circ$ .

### 4.1.2 風洞実験結果

風洞実験で得られた結果との定性的評価を行う。Figure 4.7は、数値計算で得られた密度分布と風洞実験で得られたシュリーレン画像を示している。シュリーレン画像では、急激な密度の変化が生じる領域が暗く映るため、その現象と直接比較をするために数値計算の密度分布を用いて定性的評価を行った。実験結果を見ると、ランプから発生した衝撃波が下面の壁面に衝突し、反射していることが分かる。数値計算で得られた密度分布における衝撃波の形状とほぼ一致している。一方、下面先端から発生する衝撃波は、実験の方が強いことが確認された。これは、数値計算では下面の壁面の厚さを 0 と仮定しているのに対し、実験では模型製作の制約で先端が鈍頭形状となり、計算よりも強い衝撃波が発生したためと考えられる。上面のランプから発生した衝撃波は計算結果とよく一致しており、計算による流れ場の妥当性が定性的に示されたと言える。

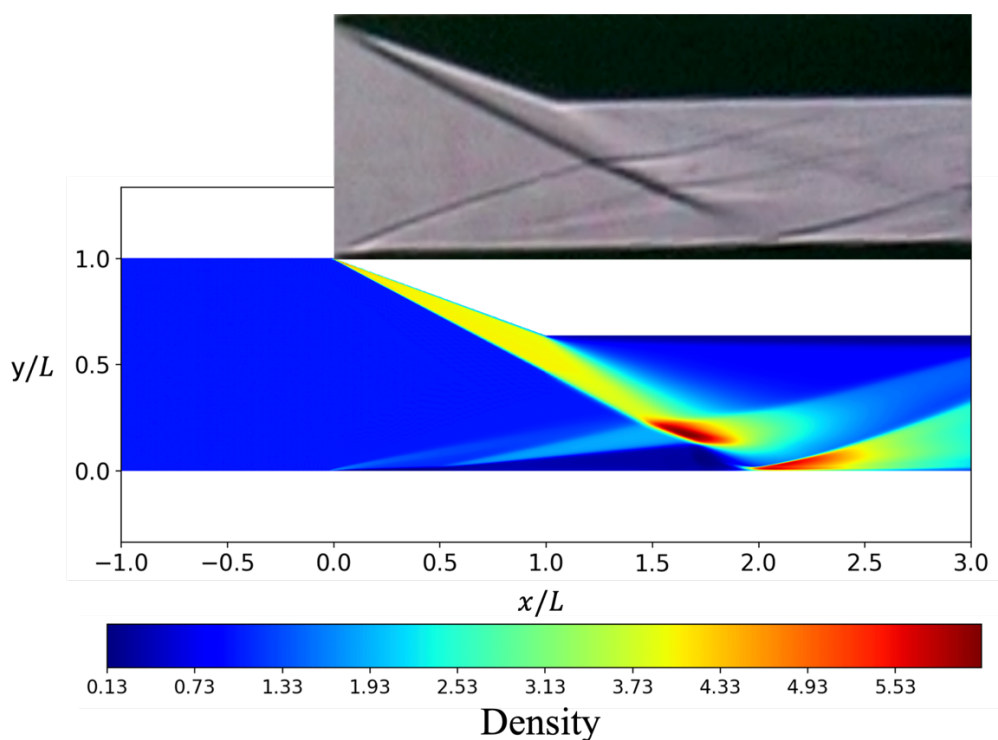


Figure 4.7 Density distribution from calculations and Schlieren image from a hypersonic wind tunnel experiment.

Figure 4.8には、数値計算で得られた温度分布と、実験後に撮影した模型の下面部分を示している。計算結果によれば、先端のランプから発生した衝撃波が下面の壁面に衝突する際、その付近の温度が高温になることが分かる。具体的には、Freestreamでの温度 (56 K) の約 10 倍の温度に達し、壁面付近の温度は約 560 K となると予想される。一方、Figure 4.9には、両面テープを貼付した状態で実験を行った後の模型を示している。この図では、両面テープが他の部分よりも白く変色している箇所が確認された。この変色は、両面テープが高温にさらされて変形した結果であり、その位置は先端から約 2 倍の位置 ( $x/L = 2.0$ ) に相当する。この位置は、数値計算で高温が確認された箇所と一致している。以上の結果から、数値計算の妥当性が温度分布の比較によっても示されたと考えられる。

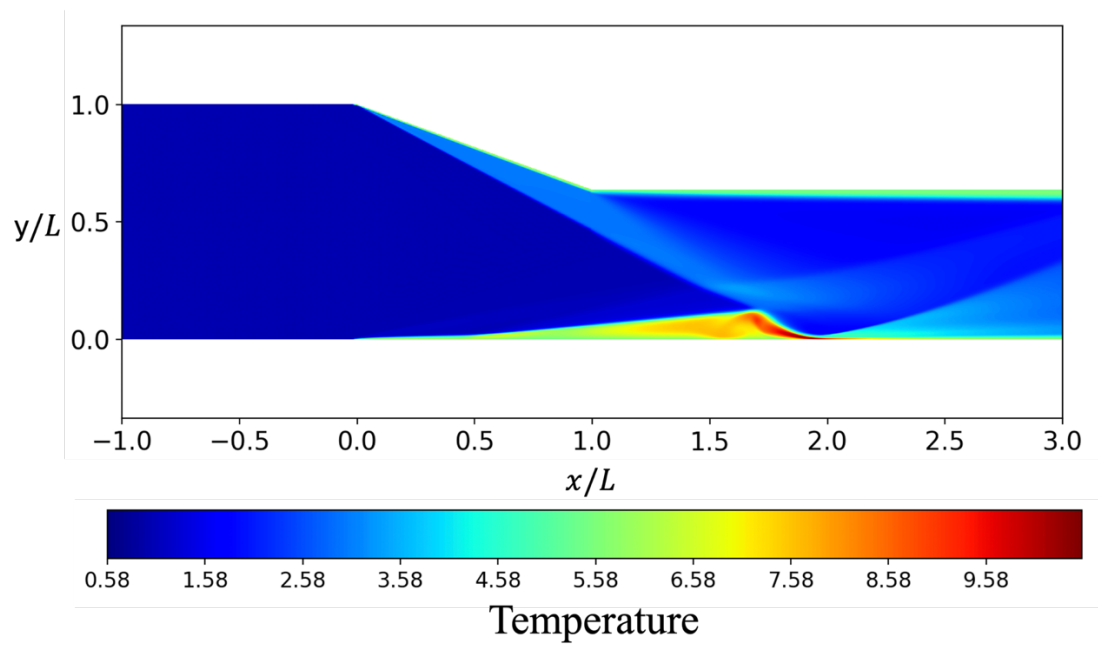


Figure 4.8 Temperature distribution from calculations.

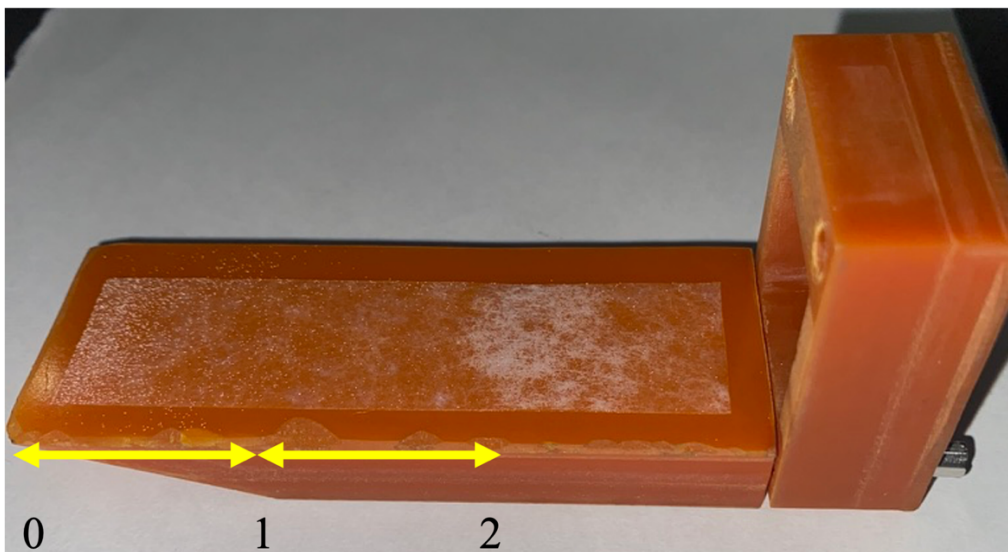


Figure 4.9 Burnt double-sided tape (white part) after a hypersonic wind tunnel experiment.

## 4.2 粒子の運動

本節では、粒子運動の計算結果について示す。第 1 章で述べた研究目的におけるダストサンプラーの達成目標として、粒子がサンプラーの壁面に衝突する際に流入速度に対して十分な減速が得られることが挙げられる。そのため、計算においても粒子が壁面に衝突した時の速度を解析した。また、粒子の軌跡に加え、粒子の回収率についても考察を行った。

サンプラーの形状が結果に与える影響を調べるため、2 種類のランプ角度および  $y_{\max}$  の条件を分けて解析を実施した。ランプ角度は 20 度および 10 度、 $y_{\max}$  は 1.0 および 0.7 の場合をそれぞれ対象として解析を行った。

### 4.2.1 粒子の軌跡について

本節では、粒子の直径による軌跡の変化を調べた。Figure 4.10 は、流れ場の密度分布に流線と粒子の軌跡を重ねたものであり、このときの粒子直径は  $0.1\ \mu\text{m}$  である。結果から、粒子は衝撃波を通過後、流線に沿わない軌跡を描くことがわかった。このことを踏まえ、粒子直径が軌跡に与える影響をさらに調査した。

Figure 4.11 は、粒子直径が  $5\ \mu\text{m}$  の場合の結果を示している。この場合、粒子は自身の慣性力の影響が大きく、流れ場の変化にほとんど従わず、ランプで発生した衝撃波を通過しても直線的な軌道を維持していた。また、流入速度が約  $1050\ \text{m/s}$  と非常に速いため、重力の影響はほぼ無視できることが確認された。

Figure 4.12 は、粒子直径が  $1\ \mu\text{m}$  の場合の結果を示している。この場合、 $5\ \mu\text{m}$  の場合とは異なり、粒子が衝撃波の影響をある程度受けることが分かった。ただし、粒子軌跡を調べるための計算範囲では、最大の  $x$  座標が 3 と短いため、サンプラーの壁面への衝突は観察されなかった。しかし、下流側を拡張すれば、粒子が斜めに下面の壁面へ衝突ことが予想される。

Figure 4.13 および Figure 4.14 は、粒子直径がそれぞれ  $0.5\ \mu\text{m}$  および  $0.1\ \mu\text{m}$  の場合の結果を示している。 $0.5\ \mu\text{m}$  の場合では、 $1\ \mu\text{m}$  の場合と同様に、斜め衝撃波の影響を受けて下方向に軌跡が変化することが確認された。さらに、斜め衝撃波が下面でぶつかることで生じる反射衝撃波を通過した後、軌跡がやや上方向に変化するが、下方向への運動を維持し、壁に衝突する際の垂直速度成分がさらに小さくなることが期待される。一方、粒子直径が  $0.1\ \mu\text{m}$  の場合、反射衝撃波を通過した後に再び上方向へ進む結果が確認された。

以上の結果から、提案するインテーク型のダストサンプラー内部での粒子の運動は、それらの大きさによって大きく異なることが分かった。これにより、サンプラー内部の粒子分布にも特徴的な傾向が現れることが予想される。



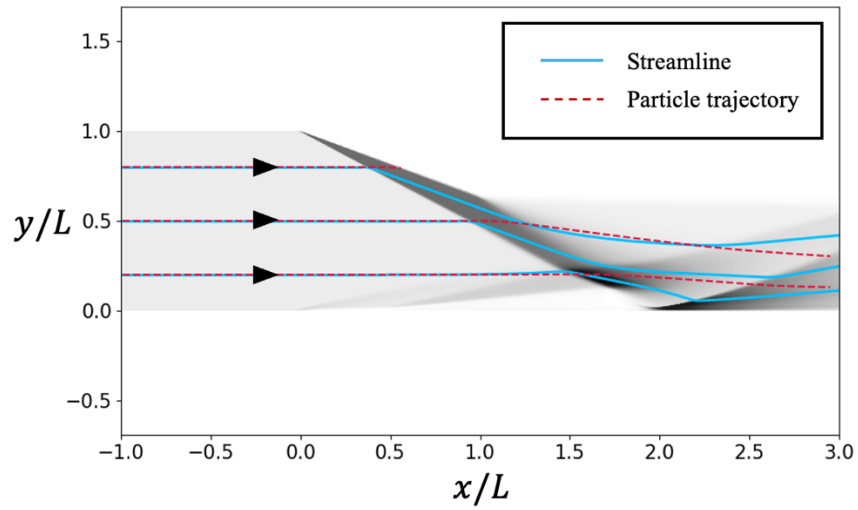


Figure 4.10 Streamline and particle trajectories on flow density distribution.

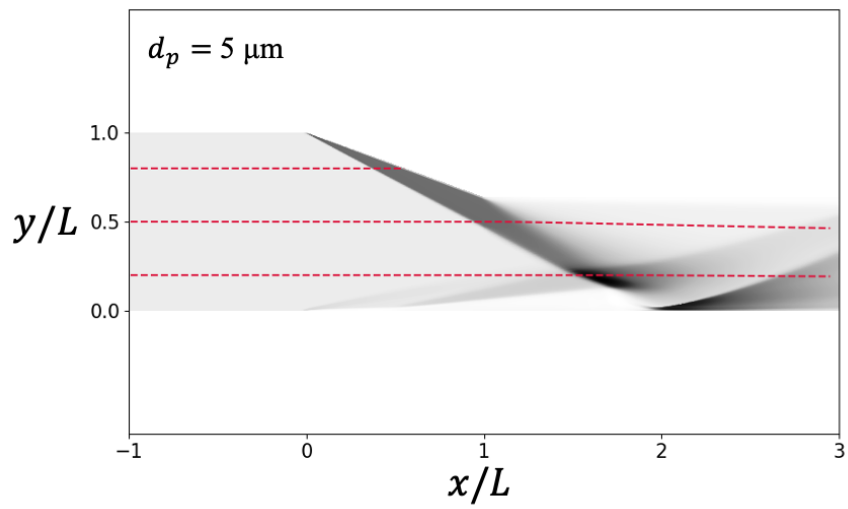


Figure 4.11 Particle trajectories when diameter is  $5\mu\text{m}$ .



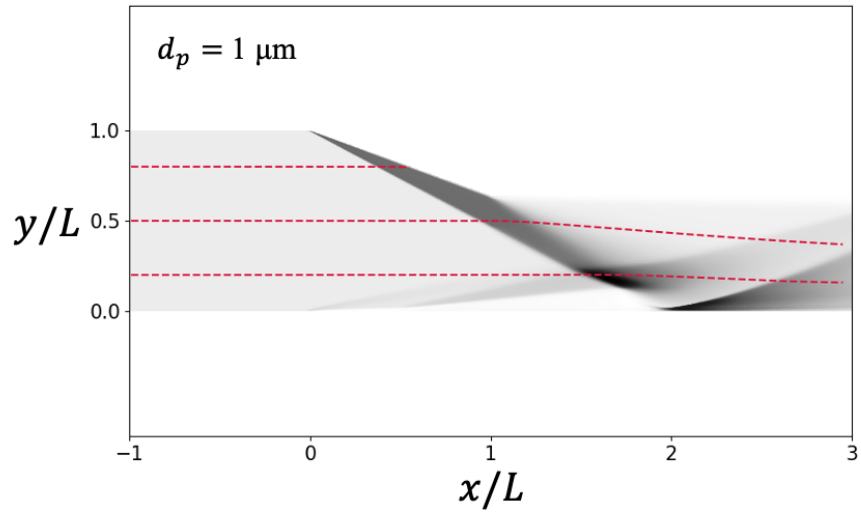


Figure 4.12 Particle trajectories when diameter is  $1 \mu\text{m}$ .

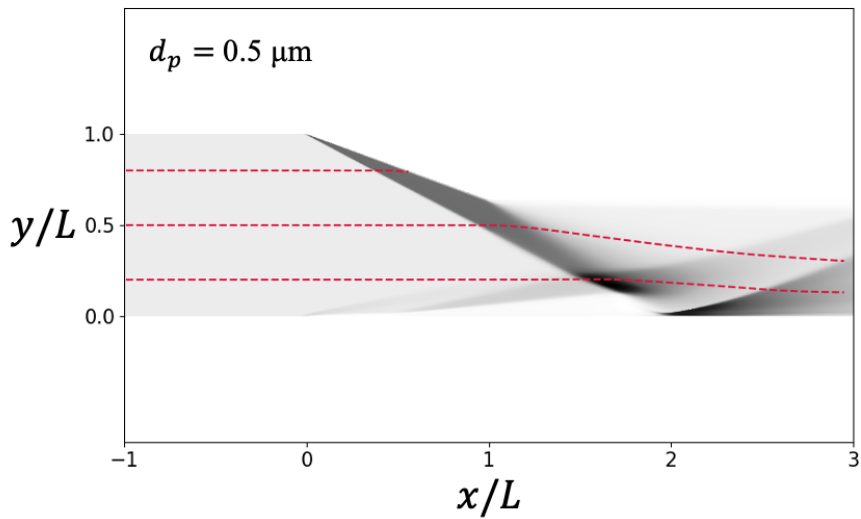


Figure 4.13 Particle trajectories when diameter is  $0.5 \mu\text{m}$ .

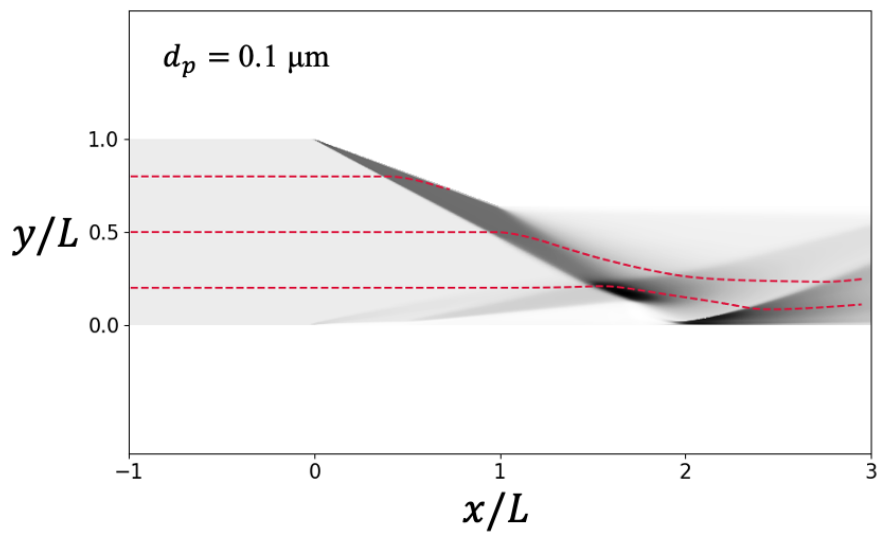


Figure 4.14 Particle trajectories when diameter is  $0.1 \mu\text{m}$ .

## 4.2.2 粒子分布および回収率について

提案するダストサンプラー内部の粒子分布および回収率を調べるため、ランプの角度とインレットの高さを变化させた合計4つのケースで計算を行った。ランプ角度は20度と10度、インレット高さは1と0.7を設定した。各ケースの計算は、第2章のTable 2.4に示す条件で行い、1つの形状について3回の計算を実施した。Figure 4.15は、例えば、ランプ角度20度、インレット高さ1.0の場合、十分に時間が経った後の粒子の分布を流れ場の密度分布の上に表している。

Figure 4.16からFigure 4.19では、3回行った計算でサンプラー内部の壁面に衝突して回収された粒子の分布を重ねて示している。横軸はサンプラーのインレットからの無次元化した $x$ 座標を表し、縦軸は回収された粒子の直径を表している。さらに、5回の計算結果を平均して回収率を求め、その結果をTable 4.3にまとめた。

Figure 4.16はランプ角度20度、 $y_{\max} = 1.0$ の場合の結果を示している。粒子直径に関係なく、多くの粒子が $x/L = 0$ から1に対応するランプ部分に衝突をし、回収されることが確認された。また、 $x/L = 2$ 付近でも粒子が回収されており、これはランプで発生した斜め衝撃波の影響を受けた粒子が下面の壁面に衝突して回収された結果である。粒子直径が $1\mu\text{m}$ 以下の場合、 $x/L = 2$ から5の間で回収される傾向があり、直径が $1\mu\text{m}$ 以上 $3\mu\text{m}$ 以下の場合にはそれより下流側で回収される傾向が見られた。

Figure 4.17は、ランプの角度を20度に保ち、 $y_{\max}$ を0.7に小さくした場合の結果を示している。この場合も、ほとんどの粒子がランプの領域で回収された。一方、下面の壁面で回収された粒子は、 $y_{\max} = 1.0$ の場合よりも、粒子直径が $0.1\mu\text{m}$ から $5\mu\text{m}$ まで幅広い範囲にわたることが確認された。特に粒子の直径が小さいほど、上流側の下面の壁面に衝突する傾向が見られた。これは、直径が小さい粒子ほどランプで発生した斜め衝撃波の影響を受けやすいことが原因と考えられる。この結果は、斜め衝撃波が粒子をサイズごとに分類する役割を果たせる可能性を示唆している。

Figure 4.18およびFigure 4.19は、ランプ角度を10度にした場合の結果を示している。この場合、インレットの高さ $y_{\max}$ の値に関係なく、粒子は主にランプ部分に衝突し、ごくわずかな粒子のみが下面の壁面で回収されることが確認された。これは、ランプの角度が小さくなることで斜め衝撃波が弱まり、粒子が下面の壁面に達する影響が減少したためと考えられる。しかし、インレット高さが小さくしたときに下面の壁面に衝突する粒子の数が増える傾向は同様であった。

Table 4.3には、サンプラーの形状ごとの回収率を示している。この時、下面の壁面に衝突した粒子数だけを考慮しており、括弧の中の数字はランプに衝突した粒子も含んだ回収率を示している。結果から、ランプ角度を20度、 $y_{\max}$ を0.7とした場合が最も高い回収率を示した。このことから、ランプ角度が大きいほど、またインレットの高さが小さいほど回収率が上昇する傾向があると予想される。しかし、ランプ角度を大きくするほど、強い斜め衝撃波が発生し、サンプラーに物理的な損傷を与えリスクが高まる。また、強い斜め衝撃波が下面の壁面で反射し、剥離領域を生成する際、その付近で温度が極めて高くなる可能性がある。この高温は回収された粒子やサンプラー自体に致命的な損傷を与える恐れがある。したがって、実際の運用では回収率だけでなく、損傷リスクも考慮した上で適切なランプ角度を選定する必要がある。

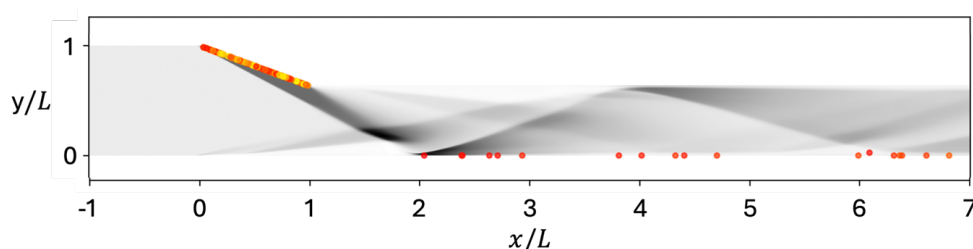


Figure 4.15 Particle distribution and flow field's density distribution for a ramp angle of 20° and  $y_{\max} = 1.0$ .

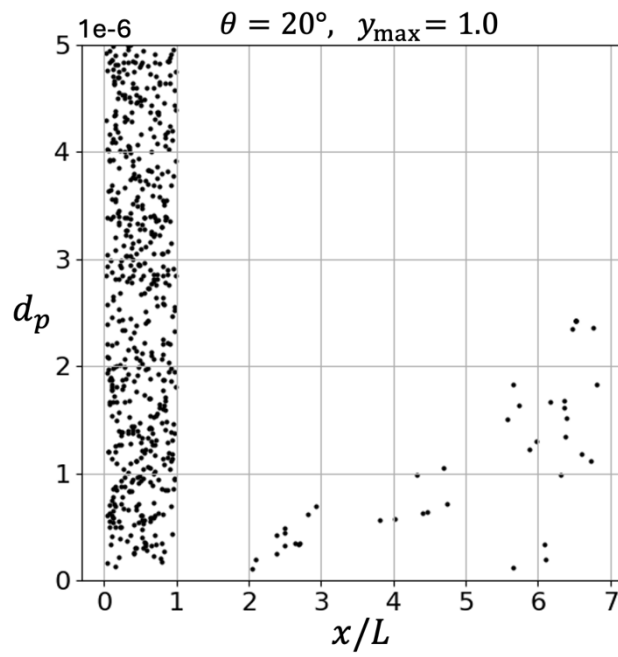


Figure 4.16 Particle distribution for a ramp angle of  $20^\circ$  and  $y_{\max} = 1.0$ .

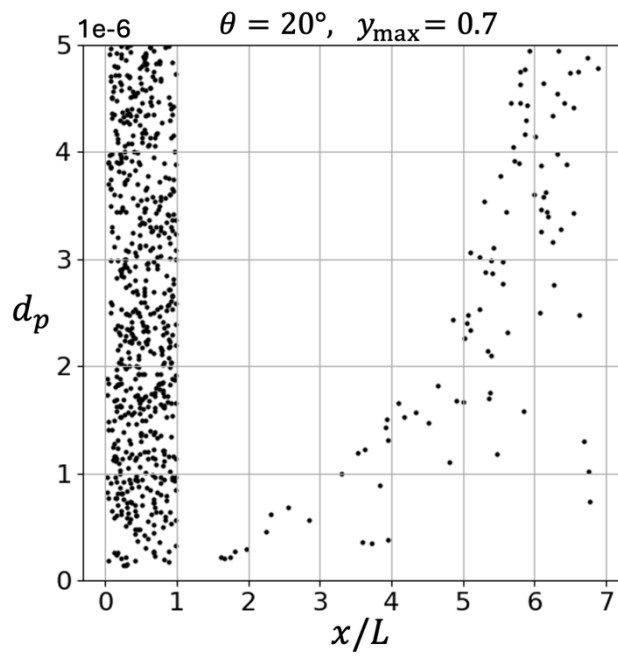


Figure 4.17 Particle distribution for a ramp angle of  $20^\circ$  and  $y_{\max} = 0.7$ .

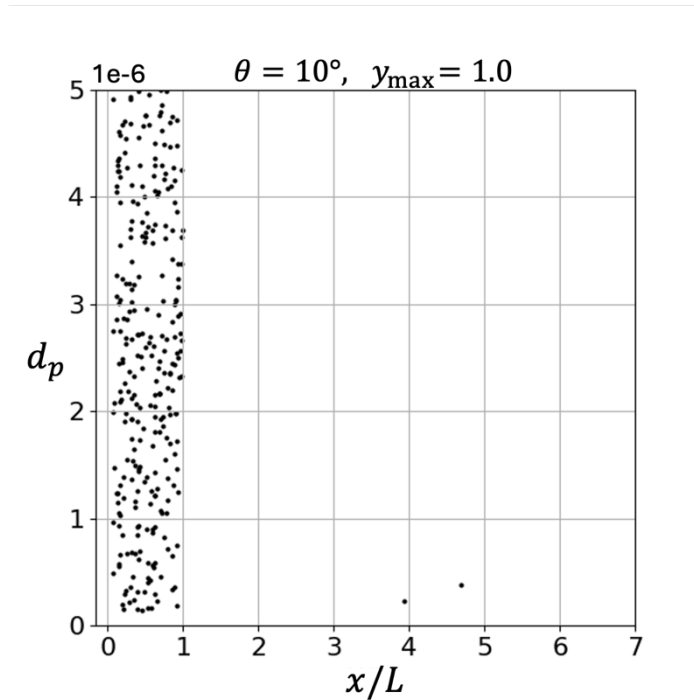


Figure 4.18 Particle distribution for a ramp angle of  $10^\circ$  and  $y_{\max} = 1.0$ .

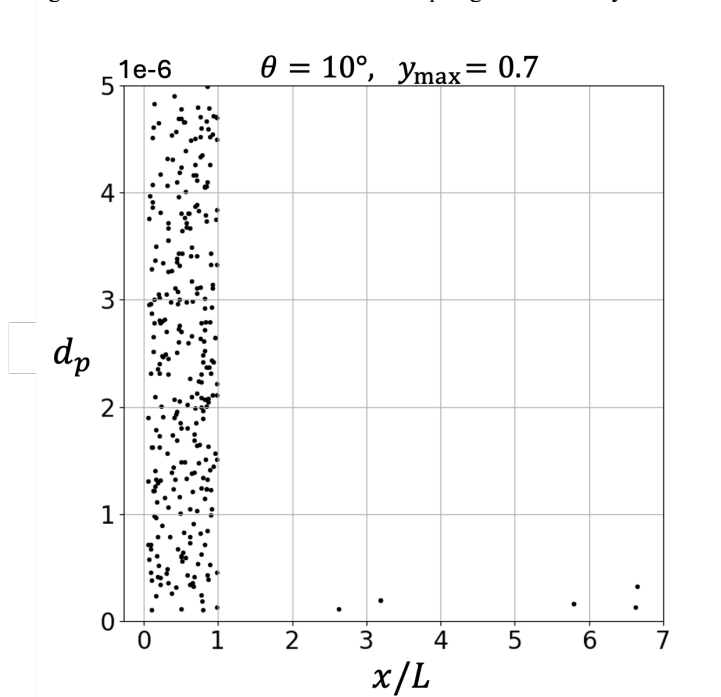


Figure 4.19 Particle distribution for a ramp angle of  $10^\circ$  and  $y_{\max} = 0.7$

Table 4.3 Collection rate for 4 types of dust sampler.

Collection rate [%]	
Ramp angle $\theta = 20^\circ$ , $y_{\max} = 1.0$	3.6 (35)
Ramp angle $\theta = 20^\circ$ , $y_{\max} = 0.7$	7.9 (60)
Ramp angle $\theta = 10^\circ$ , $y_{\max} = 1.0$	0.4 (17)
Ramp angle $\theta = 10^\circ$ , $y_{\max} = 0.7$	1.42 (25)

### 4.2.3 衝突速度について

粒子の衝突速度を調べるため、壁面に対する垂直速度を求めた。サンプラーの上面および下面に衝突する場合は、その時点での粒子の  $y$  方向速度を計算すれば十分である。一方、ランプに衝突する場合は、ランプの傾斜角度を考慮し、ランプに対する垂直速度を求めるための別途の計算を行った。粒子の衝突速度の結果を Figure 4.21 から Figure 4.24 まで示す。ランプ角度と  $y_{\max}$  の条件によって、計算を合計 4 つのケースに分けて解析を行った。各図の左側には、ランプに衝突した粒子の衝突速度が示されており、横軸が粒子の直径、縦軸が壁面に対する垂直方向の衝突速度を表している。この縦軸の値は、流入速度 ( $M_{\infty}$ ) を 1 とした場合の無次元化された速度を意味する。

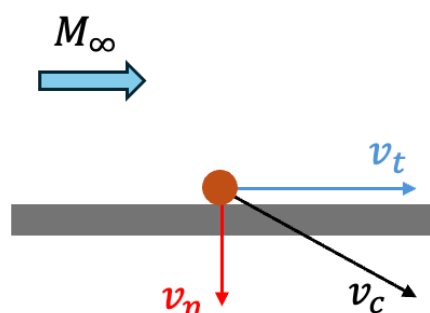


Figure 4.20 Velocity vectors when a particle collide with the wall.

Figure 4.21 は、ランプ角度が 20 度、 $y_{\max} = 1.0$  のケースの結果を示している。ランプに衝突する粒子の多くは、流入速度の 30 ~ 35 % の速度で衝突することが確認された。一方、下面の壁面に衝突する粒子は、流入速度の 2.5 % 以下の速度で衝突し、衝撃量が大幅に抑えられていることが分かった。

Figure 4.22 は、ランプ角度を 20 度に保ちつつ、インレットの縦方向長さを小さくした場合 ( $y_{\max} = 0.7$ ) の結果を示している。この場合、ランプへの衝突速度はほぼ変らなかったが、下面の壁面に衝突する際、直径が  $1 \mu\text{m}$  以下の粒子は  $y_{\max} = 1.0$  の場合よりも速い速度で衝突することが確認された。これは、管の高さが小さくなることで、ランプで発生した衝撃波が下面で反射する際、より強い  $-y$  方向の速度場が形成され、特に流れ場の影響を受けやすい直径の小さい粒子がその影響を受けたためと考えられる。

次に、Figure 4.23 はランプ角度を 10 度にした場合の結果を示している。 $y_{\max} = 1.0$  の場合、ランプに衝突する粒子は流入速度の 15 ~ 20 % の速度で衝突し、ランプ角度 20 度の場合よりも減速されていた。これはランプ角度が小さいため、壁面に対する垂直方向の速度成分が小さくなったことが原因と考えられる。また、ごくわずかな粒子のみが下面の壁面に衝突をしたが、流入速度の 2.5 % 以下の速度で衝突し、ランプ角度 20 度の場合と同様の傾向が見られた。

Figure 4.24 は、ランプ角度を 10 度、 $y_{\max} = 0.7$  にした場合の結果を示している。このケースも、ランプ領域での衝突速度の傾向は  $y_{\max} = 1.0$  の場合と同様であった。また、粒子はすべてランプに衝突し、下面の壁面への衝突はほぼ見られなかった。

これらの結果から、ランプ角度を小さくすることで粒子の衝突速度は抑えられるが、回収率が低下する傾向がある。したがって、実際の運用では、求められる減速性能を考慮しつつ、高い回収率を達成する最適な形状を選定する必要があると考えられる。

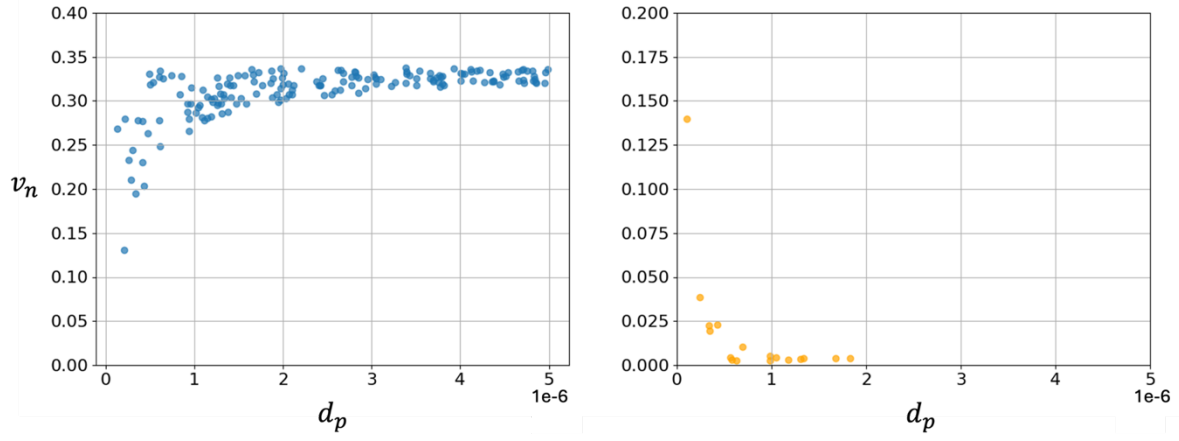


Figure 4.21 Collision velocity at the ramp (left) and the bottom wall (right) for a ramp angle of  $20^\circ$  and  $y_{\max} = 1.0$ .

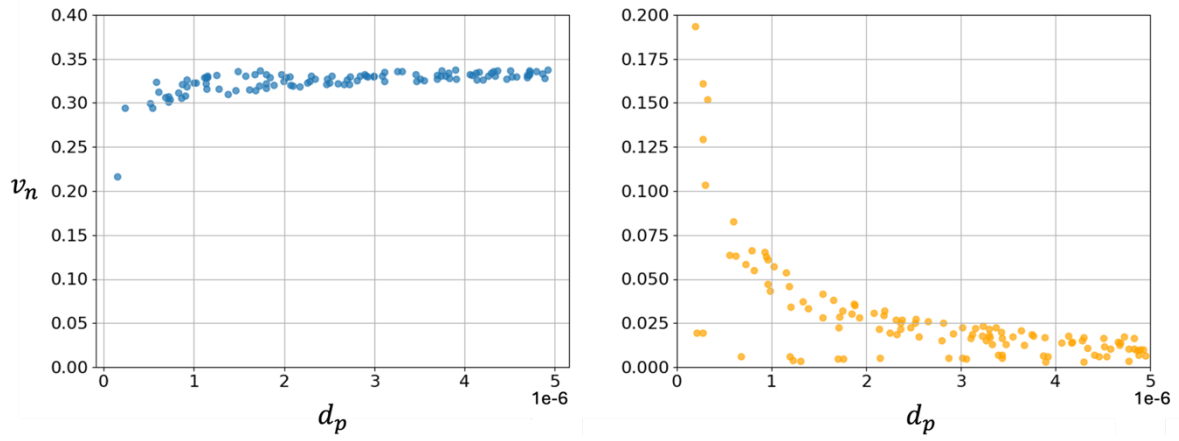


Figure 4.22 Collision velocity at the ramp (left) and the bottom wall (right) for a ramp angle of  $20^\circ$  and  $y_{\max} = 0.7$ .

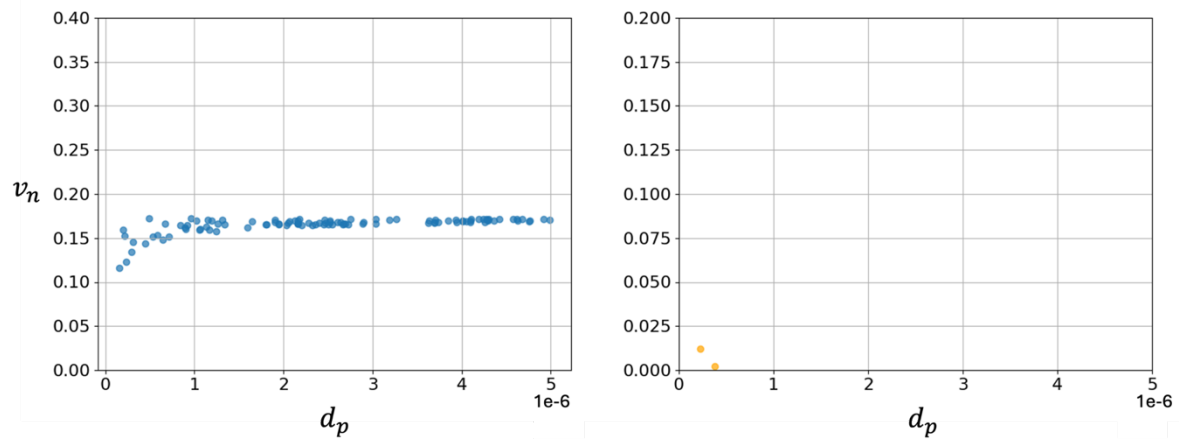


Figure 4.23 Collision velocity at the ramp (left) and the bottom wall (right) for a ramp angle of  $10^\circ$  and  $y_{\max} = 1.0$ .

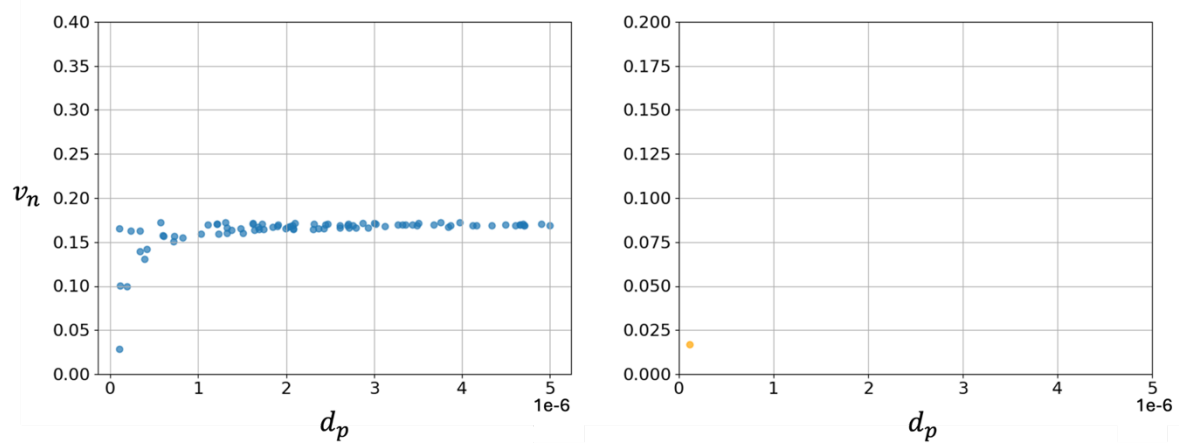


Figure 4.24 Collision velocity at the ramp (left) and the bottom wall (right) for a ramp angle of  $10^\circ$  and  $y_{\max} = 0.7$ .

#### 4.2.4 粒子の実験結果について

この節では、粒子のシミュレーション結果の妥当性を検証するために、衝撃波チューブを用いて行った実験結果について説明する。

Figure 4.25 は、通風開始後の動画から取得したスナップショットであり、粒子が模型のインレットに到達した瞬間を示している。使用した高速カメラのソフトウェア (Phantom) を用いて、この時点での粒子速度を解析した結果、粒子は  $X$  方向に約 40 m/s の速度を持つことが確認できた。

一方、シミュレーションでは、マッハ 10 の気流が流れる場合の粒子運動をシミュレーションし、実験と同様に粒子がインレットの  $X$  位置に到達した瞬間の速度を調べた (Figure 4.26)。Figure 4.27 は、粒子の  $X$  座標に対する速度の変化をプロットしたグラフであり、インレット位置 ( $x/L = 0$ ) での粒子速度は流入速度の約 2.7 % であることが分かった。この流入速度 (マッハ 10) の 2.7 % に相当する速度は約 40.5 m/s であり、実験結果と一致していることが確認された。これらの結果から、粒子のシミュレーションにおいて、粒子速度に関する妥当性が示されたと言える。

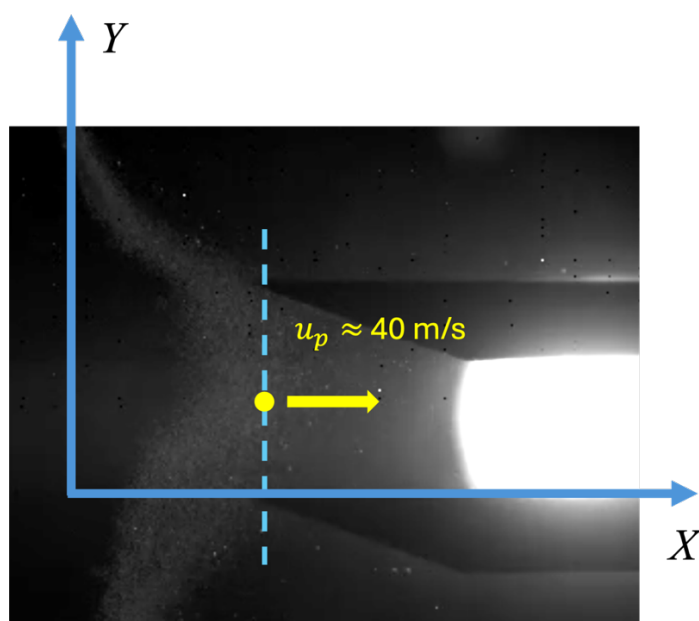


Figure 4.25 Snapshot of a particle experiment using shock tube.

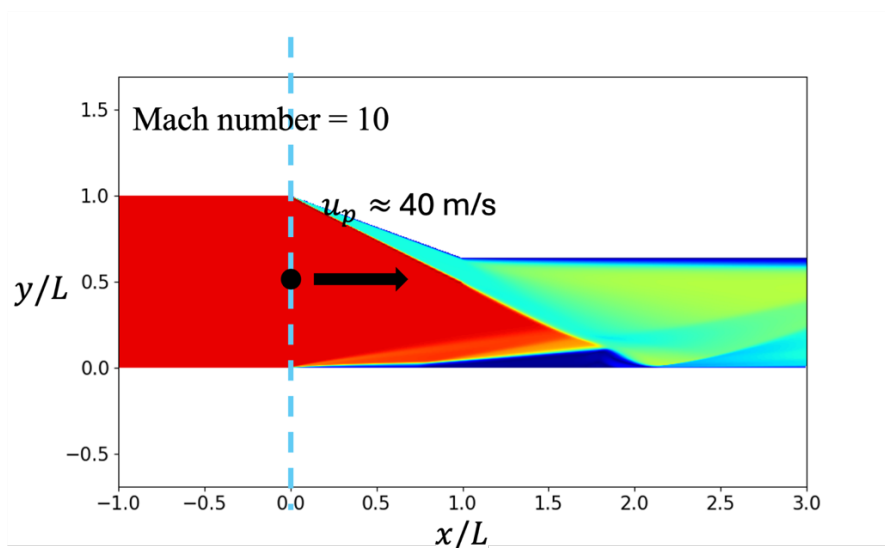


Figure 4.26 Mach number distribution when inflow mach number is 10.



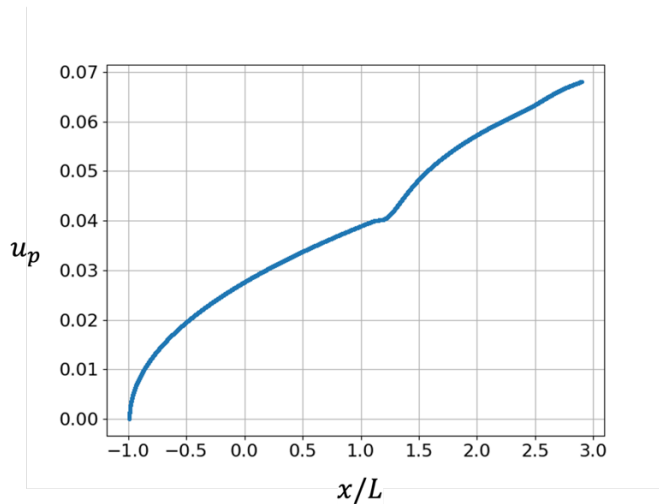


Figure 4.27 A particle velocity along to  $x$  coordinates.

次に、実験で回収された粒子の分布を調べるため、デジタル顕微鏡 (Figure 4.28) を用いて解析を行った。模型の表面には両面テープが貼られ、その上にシリコンジェルが塗布されている。顕微鏡での観察のため、両面テープを剥がして透明なガラス板に移した (Figure 4.29)。

粒子分布の定量的解析においては、まず Figure 4.31 に示すように観察領域を縦方向に  $Y_1$ 、 $Y_2$ 、 $Y_3$  と 3 つの領域に分割した。各  $Y$  領域で最も左側から右に移動しながら観察を行い、顕微鏡画面 (幅 1.8mm に相当) を  $X$  方向に 1.8mm ずつ分割し、それぞれを  $X_1$  から  $X_{45}$  まで命名した。その後、各領域に含まれるいる粒子をカウントした。

Figure 4.32 および Figure 4.33 では、上板および下板の粒子数分布を数値シミュレーションの結果と比較している。数値シミュレーションでは、実験条件に合わせて  $X$  方向の初速度を 0 とし、 $Y$  方向の初速度を自由落下の公式から計算して与えた。また、実験結果のグラフは、 $Y_1$ 、 $Y_2$ 、 $Y_3$  でカウントした粒子数の平均値を用いたものである。

Figure 4.32 に示す上板の結果では、数値計算と類似した分布が得られた。ただし、シミュレーションでは、ランプより下流側 ( $x/L = 0$  以降) で粒子が衝突しないのに対し、実験ではランプより下流側でも粒子が衝突していることが確認された。

Figure 4.33 は、下板の結果を示している。実験では粒子が全体的に均一に分布しているのに対し、シミュレーションでは  $x/L = 0$  付近で多くの粒子が衝突し、それ以降はほとんど粒子が衝突していない。ただし、 $x/L = 2$  から 3 付近では一部粒子が衝突をする傾向が見られ、実験結果とかなり異なる分布が得られた。

実験とシミュレーション結果の相違の原因として以下が考えられる：

1. 粒子間干渉の影響：シミュレーションでは粒子同士の衝突を考慮していないが、実験では多くの粒子が同時に流れ、粒子間の衝突が発生する可能性が高い。この影響で、上板のランプより下流側にも粒子が衝突したと考えられる。
2. 乱流の発生：シミュレーションでは層流を仮定して流れ場を計算しているが、実験では粒子密度の高い領域を通過する際に流れが乱され、乱流が発生した可能性がある。この乱流によって粒子の運動が複雑化し、実験結果に影響を与えたと考えられる。
3. 実験装置の影響：実験では、高圧ガスタンクの開放により、強い衝撃波がノズルから流れ模型に到達する。この衝撃波は非常に強力であり、衝撃波が通過した後に測定室内部の床や模型の周辺に落ちていた微粒子が舞い上がり、模型内に流れ込んだ可能性がある。

4. 三次元性の効果：シミュレーションでは、粒子運動および流れ場を二次元空間で計算しているが、実験は三次元空間で行われたため、その影響は無視できない。例えば、粒子が回転することで発生する力(マグヌス効果など)が粒子運動に影響を与えた可能性がある。

これらの要因を考えると、シミュレーション結果の精度向上には、粒子間干渉、乱流効果、三次元性の影響を考慮したモデルの検討が必要である。



Figure 4.28 Digital microscope.

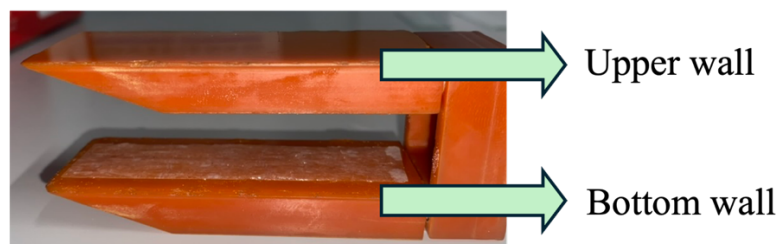


Figure 4.29 Upper wall and bottom wall of model.

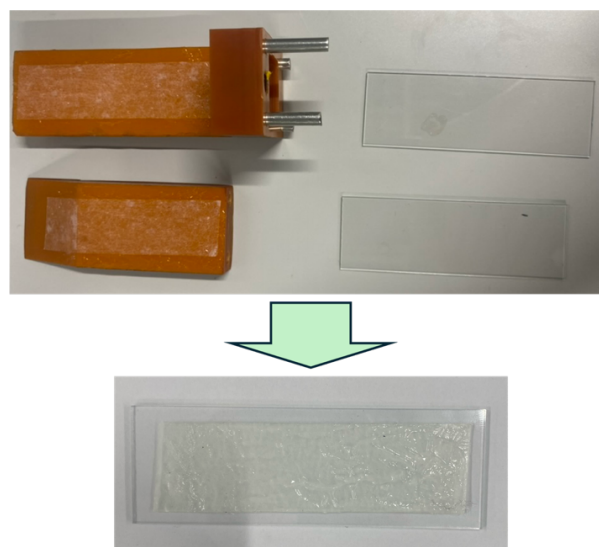


Figure 4.30 Moving silicon gel with double-sided tape to a glass plate.

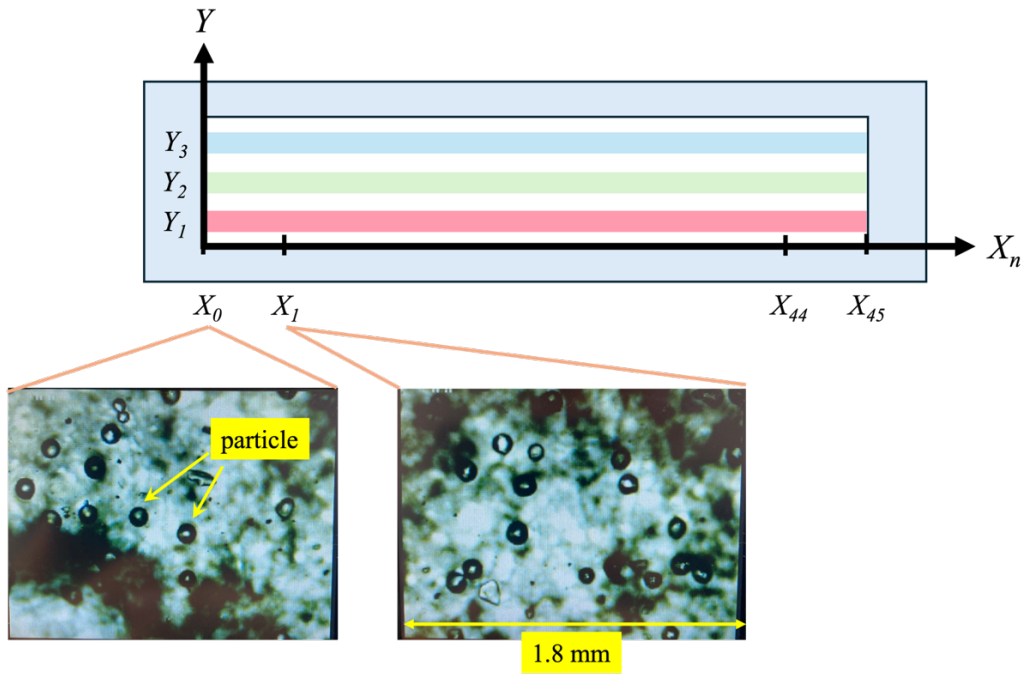


Figure 4.31 Method for counting particles.

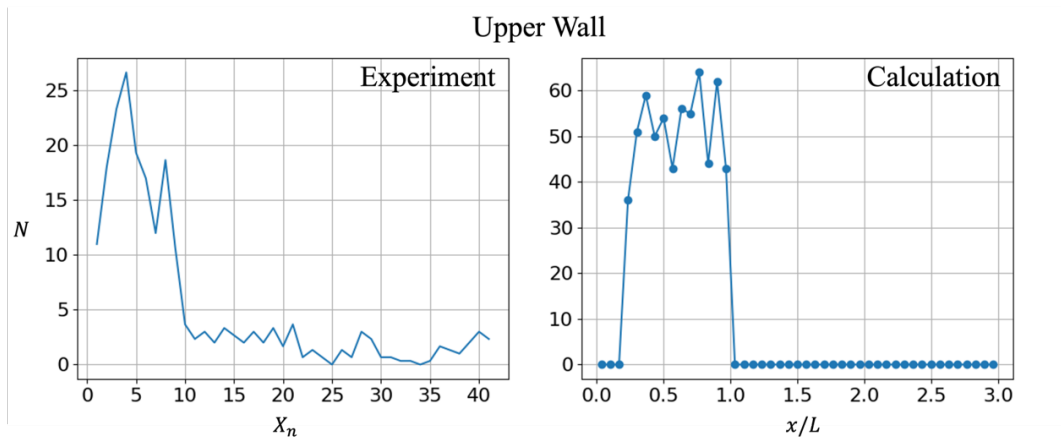


Figure 4.32 Number of collected particles from the upper wall (experiment) .

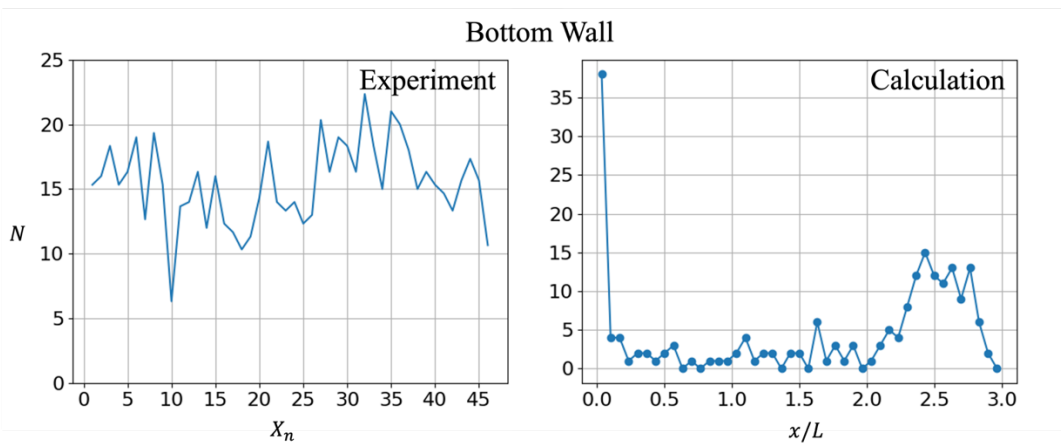


Figure 4.33 Number of collected particles from the upper wall (simulation).

## 第5章 結言

本研究では、惑星の大気に浮遊するダストを飛行中の探査機が回収するために、極超音速エアインテーク型ダストサンプラーを提案した。このモデルの性能を評価するため、主にシミュレーション解析を行い、以下の結論を得た。

- (1) インテーク型ダストサンプラー内部にマッハ 7 の気流が流れる場合のシミュレーションを行った。極超音速風洞の実験結果と比較した結果、定性的に一致することが確認された。
- (2) サンプラー内部での粒子の運動について、粒子直径が  $5\ \mu\text{m}$ 、 $1\ \mu\text{m}$ 、 $0.5\ \mu\text{m}$ 、 $0.1\ \mu\text{m}$  の4つのケースで解析を行った。その結果、粒子直径が  $1\ \mu\text{m}$  以下から衝撃波による流れ場の変化に影響を受け始めることがわかった。
- (3) 下流側を  $x=7$  まで拡張した領域において、粒子の壁面衝突分布と回収率を調べた。ランプ角度によらず、ほとんどの粒子がランプ部分に衝突することが確認された。下面の壁面では、ランプ角度を  $20$  度に設定した場合に多くの粒子が衝突し、特にインレット高さを小さくした場合に回収率が最大となった。また、粒子の直径が小さいほど、上流側の下面壁面に衝突する傾向が見られた。この結果、ランプで発生した衝撃波が粒子をサイズごとに分類する一種の「分類器」として活用できる可能性が示唆された。
- (4) 下流側を  $x=7$  まで拡張した領域において、粒子の衝突速度を調べた。ランプおよび下面の壁面に衝突する粒子の衝突速度は、ランプ角度を小さくすることで効果的に抑えられることがわかった。ただし、インレット高さは粒子の衝突速度に影響を与えないことが確認された。

以上を踏まえ、ランプ角度を小さくすることで粒子およびサンプラーへの損傷を抑えられることが明らかになった。一方で、回収率を高めるにはランプ角度を大きくし、インレット高さを小さくすることが効果的である。これらの結果から、実際の運用ではミッションの目的に応じて最適なサンプラー形状を選定する必要があると考えられる。

本研究では、極超音速風洞実験および衝撃波管を用いて、シミュレーション結果と実験結果の比較を行った。流れ場に関しては、計算結果と実験結果は定性的に一致することが確認された。一方、粒子の運動については、計算と実験で異なる結果が得られた。今後の課題として、粒子シミュレーションの検証のために、実験と計算の条件を可能な限り一致させることが求められる。具体的な改善点として以下が挙げられる。

1. 粒子間衝突の考慮：シミュレーションに粒子同士の衝突を取り入れることで、実験条件に近づける。
2. 乱流の影響の考慮：流れ場の計算に乱流モデルを導入し、実験で観測される複雑な粒子運動を再現する。
3. 三次元への拡張：現在の二次元計算を三次元に拡張し、粒子運動や流れ場の空間的な効果を取り入れる。

これらの改善を通じて、計算結果の精度向上および実験との一致度を高めることが期待される。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、多大なご指導とご支援をいただいた皆様に深く感謝申し上げます。まず、鈴木宏二郎教授には、日々の進捗に対して的確な助言をいただき、研究に迷った際には問題解決の糸口を自分の頭で考える力を養っていただきました。また、奨学金財団への推薦書を丁寧に作成いただき、経済的な支援を得ることができたことにも深く感謝しております。修士論文の完成版をお見せできないことが非常に残念ですが、長年のご尽力に敬意を表し、天国で安らかにお休みされていることを心からお祈りいたします。

助教授のMax先生には、極超音速風洞実験において、模型の製作やダスト投入方法について多くのアイデアをいただきました。また、日常生活でも困っていることがあるときに手を差し伸べてくださり、ポジティブな意見で励ましていただきました。先生は、研究面だけでなく心の支えとなる存在でした。この場を借りて心より感謝申し上げます。

D3の谷口さんには、数値計算や風洞実験において多大なアドバイスをいただきました。特に、数値計算で迷っていた際には、忙しい中問題解決にご協力いただき、数値計算の技術や知識を惜しみなく教えてくださいました。さらに、高Bでの実験準備では、一日中付き合ってサポートしていただきました。谷口さんのご協力がなければ、本研究を完成させることはできませんでした。本当にありがとうございました。

Maëlleさんには、風洞実験の準備と実施において多大なご協力をいただきました。インターシップ期間中、模型製作から様々な作業に積極的に取り組んでくださり、大変助けられました。流体力学とは直接関係のない作業にも真摯に向き合い、責任を持って遂行してくださいました。彼女のサポートがなければ、風洞実験は成功しなかったと思います。母国での活躍をお祈りし、心より感謝申し上げます。

また、いつも良き協力であり、良き友人として支えてくれた同期の岩崎くん、高野さん、心の支えとなってくれた同期の高さん、土屋くん、小谷部くん、そして研究室の様々な業務を率先して引き受けてくれた藤野くん、未熟な私の日本語では表現しきれないほどの感謝を伝えたいと思います。また、会うたびに笑顔で明るく挨拶してくれ、元気を与えてくれた後輩の皆さんにも心からお礼を申し上げます。どうかあと1年間、悔いのない学生生活を送ってください。

最後に、鈴木先生の代理として、私の修士論文の指導教員をお引き受けいただきました小澤宇志准教授に深く感謝申し上げます。調布JAXA研究所で先生とお会いし、私の先行研究の著者であることを知ったときから、直接コンタクトを取るかどうか迷い続けていましたが、このような形で先生と関わることができ、大変光栄に思っております。先生の先行研究とは比べ物にならないクォリティの論文でしたが、お忙しい中で添削や助言をいただき、本当にありがとうございました。

## Appendix

この節では、極超音速風洞で行った粒子実験について説明する。本実験では意味のあるデータを得ることはできなかったが、試した手法について述べる。ダスト投入の手法として、ジェットによる噴射とジェットを使用しない方法の両方を試みた

まず、ジェットを利用した方法について説明する。Figure A.1 および Figure A.2 は、ジェット噴射によるダスト投入シーケンスを示している。最初に、①の状態では模型がノズルの下に格納され、ダストはノズルの真上にあるジェット噴射用ホース内に蓄えられている。このホースは測定室外の大気状態の実験室と接続されており、電磁バルブによって測定室内部との接続が制御されている。次に、測定室内が真空状態になる。この段階で、ホース内の空気が測定室内に押し出されるため、ほとんどのダストがノズル下に落ちてしまう。また、一部のダストが模型の先端にも落ちることが確認された。最後に、通風が開始され、マッハ 7 の気流が模型に到達するが、既に模型内部に落ちていたダストの影響で、ホースから噴出された粒子がどのように模型に衝突するかを考察することは困難だった。さらに、ジェットによって噴き出された粒子が模型に到達しているかも不明であり、ハイスピードカメラなどを利用して粒子の運動を直接観察する必要がある。また、粒子が真空引き中に落ちないように装置の工夫も求められる。

別のアプローチとして、最初からダストを模型の先端に配置し、マッハ 7 の気流下でその運動を観察する方法も検討可能である。この方法はシミュレーションを併用して粒子運動を解析する上でも有用であると考えられる。

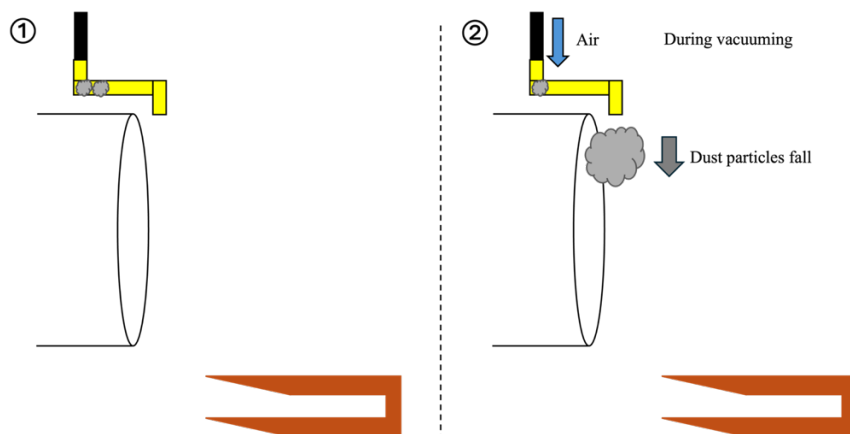


Figure A.1 Experiment sequence using jet (1).

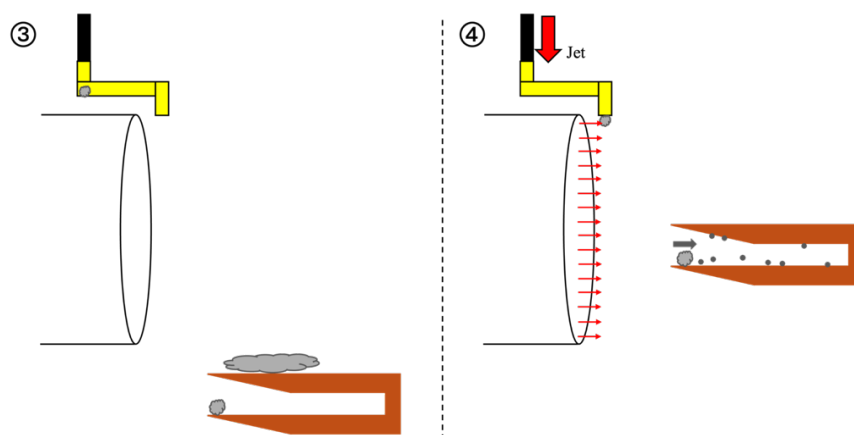


Figure A.2 Experiment sequence using jet (2).

Figure A.3 は、ジェットを使用せずにダストを投入するために試みた方法を示している。この方法のシステムは、ダストを溜めておくためのダストボックス、ダストが下に落ちないように止めておくストッパー、そしてノズルの中央まで伸びている細長い管で構成されている。ジェットを使う場合とは異なり、ダストが真空引きの影響を受けることがなく、さらにストッパーが設けられているため、通風前にダストが落下する問題はなかった。しかし、通風中にストッパーを解除してダストを管内に流そうとした際、気流が管の先端で淀み点を形成し、高い圧力の影響で、ダストが全く落下しない問題が生じた。また、管がノズルの直後に設置されているため、不安定な気流が生成される問題もあった。改善点としては、実験室と繋がっているホースを、真空引き中にはダストに影響を与えないように設置し、ダストが管の中に流れたあと上からジェットを噴射することで粒子を模型まで飛ばせるようになる可能性がある。ただし、この場合、ジェットと管の流れ場へ影響も含めてシミュレーションを行わなければならない。

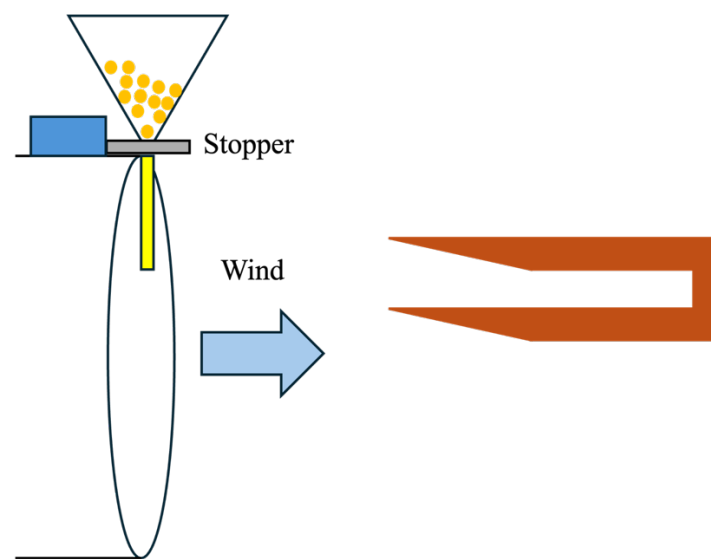


Figure A.3 Experiment sequence without jet.

## 参考文献

- 1) F. Francois et al. : Atmospheric Dust on Mars: A Review, International Conference on Environmental Systems, ICES-2017-175, 16-20 July 2017
- 2) Tomasko et al. : Properties of Dust in the Martian Atmosphere from the Imager on Mars Pathfinder, Journal of Geophysical Research, Vol. 104, April 1999
- 3) Clancy et al. : A New Model for Mars Atmosphere Dust Based upon Analysis of Ultraviolet Through Infrared Observations, Journal of Geophysical Research, Vol. 100, 1995
- 4) T. Ozawa et al. : Modeling of Martian Dust Collection for Non-stop Mars Sample Return Mission, AIAA 2010-886, January 2010
- 5) Yee, H. : On Symmetric and Upwind TVD Schemes, NASA-TM-86842, 1985
- 6) 粉体工学会, 粉体シミュレーション入門, 1998, 産業図書
- 7) Schiller. V. L, A. Naumann, Vereines Ingeieure, 77, 318, 1933
- 8) E. Loth. : Compressibility and Rarefaction Effects on Drag of a Spherical Particle, AIAA, 2008
- 9) Yu. A. Gosteev. : Calculation of Dust Lifting by a Transient Shock Wave, Combustion Explosion and Shock waves, Vol. 38, No. 3, pp. 322-326, 2002
- 10) Liu. Q. : Particle-laden High-speed Flows over a Blunted Cone, AIAA SciTech Forum, 2023
- 11) Kashiwa Wind Tunnel Working Group : Introduction to Kashiwa Wind Tunnel, University of Tokyo Hypersonic High Enthalpy Wind Tunnel, 2022, <http://daedalus.k.u-tokyo.ac.jp/wt/facility.html>



## 本論文に関する発表

### 口頭発表

1. Seunghyun ROH, Maximilien Berthet, 鈴木 宏二郎, 極超音速飛行体用エアインテーク型ダストサンプリングの特性について, 第 68 回宇宙科学連合講演会 2024, November 2024