

高マッハ数・低レイノルズ数・断熱条件下での球周り流れ解析

Analysis on flow around a sphere under high Mach number, low Reynolds number and adiabatic conditions

- 永田 貴之, 東海大, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: lbeu2216@mail.tokai-u.jp
 野々村 拓, 宇宙研, 相模原市中央区由野台 3-1-1, E-mail: nonomura@flab.isas.jaxa.jp
 福田 紘大, 東海大, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: fukuda@tokai-u.jp
 高橋 俊, 東海大, 神奈川県平塚市北金目 4-1-1, E-mail: takahasi@tokai-u.jp

Takayuki Nagata, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratsuka, Japan, E-mail: lbeu2216@mail.tokai-u.jp

Taku Nonomura, JAXA/ISAS, 3-1-1, Yoshinodai, Sagamihara, Japan, Email: nonomura@flab.isas.jaxa.jp

Kota Fukuda, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratsuka, Japan, E-mail: fukuda@mail.tokai-u.jp

Shun Takahashi, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratsuka, Japan, E-mail: takahasi@mail.tokai-u.jp

In this study, the high-Mach-number and low-Reynolds-number flow analysis of the around a sphere by direct numerical simulation (DNS) of the three-dimensional compressible Navier-Stokes equations is performed, in order to investigate the flow properties. The alumina particles released from solid rocket motors might damp acoustic wave, but the mechanism is not well known. Therefore, a new model for prediction drag force at the high-Mach-number and low-Reynolds-number condition is necessary, in order to perform high accuracy prediction on acoustic wave generated by exhaust gas from solid rocket motors. In this study Analysis is performed by assuming the alumina particle as a non-deform sphere, the Reynolds number based on the diameter of the sphere and the freestream velocity set to be between 50-300, the freestream Mach number set to be between 0.3-2.0. In this paper, focused on effect of the Mach number on the flow properties and drag coefficient is discussed.

1. 緒言

流体现象が原因で発生する音は身の回りに数多くあるが、中でもロケットエンジンの排気ジェットからはとりわけ強い音響波が発生する。この音波はロケット打ち上げ時に地面や発射設備などで反射してロケット先端のフェアリングまで到達し、内部に搭載された衛星などのペイロードを加振する。そのため打ち上げ時のフェアリング内の音響環境を把握することは衛星設計において重要となる。これまでは主に NASA の SP-8072 で報告された半経験則¹⁾やサブスケールモデルによる実験²⁾で音響環境の予測を行ってきた。SP-8072 は米国の膨大な実験データに基づいて作成された実験式で、フリージェットで現れる音源が流れに沿って分布すると仮定して音響予測を行う。しかし、実際は火炎偏向板や発射設備など射点の形状や条件によってフリージェットでは現れない音源が発生するため、フリージェットを仮定する SP-8072 ではその影響を考慮できずに十分な予測精度が得られない場合がある。射点ごとに予測結果を修正するモデルを作成することも可能だが、その場合、新規に射点を設計するための設計ツールとして利用できない。加えて、サブスケールモデルによる試験を行うには莫大なコストと時間を要するため、CFD による音響環境予測のための手法の確立が求められてきた。そのため、近年 CFD による音響環境予測のための手法の研究や予測精度を検証するための燃焼試験もいくつか行われてきた。

固体ロケットから放出されるアルミナ粒子や散水による液滴は音響波を減衰させると考えられているが、現在のところ音響波減衰のメカニズムはよく分かっておらず、液滴の影響は実験による検証³⁾は行われているが、これらの影響を考慮した計算は行われていない。これまでの研究では、発射設備や火炎偏向板の影響を考慮した解析⁴⁾や、排気と雰囲気の成分を考慮した解析⁵⁾が行われ、その影響が明らかにされてきた。これに加え、アルミナ粒子や液滴の影響を考慮した音響解析を行うことができれば、音響予測の精度を現在よりも向上させることができると考えられる。固体ロケットモータから放出されるアルミナ粒子は直径が数 μm オーダ

と非常に小さく、排気速度は非常に高速であるので、アルミナ粒子の直径とジェットの速度を基準とするとアルミナ粒子周りの流れは高マッハ数・低レイノルズ数流れとなる。したがって、アルミナ粒子の影響を考慮した音響解析を行うには、高マッハ数・低レイノルズ数流れにおける粒子抵抗モデルが必要である。そこで本研究ではブルーム中を漂うアルミナ粒子や液滴の影響を取り込んだ LES モデルの作成に向け、アルミナ粒子や液滴を変形しない球体としてモデル化し、高マッハ数・低レイノルズ数流れにおける球周り流れの特性把握とデータベース化を目指した。解析はレイノルズ数を 50-300、マッハ数を 0.3-2.0 の間で変化させ (Table 1)、球表面を断熱条件として DNS を行い、マッハ数の変化が流れ場の様相や抗力係数に与える影響を議論した。

2. 解析手法

2.1 計算格子

本解析では境界適合格子を用いる。格子点数は 909,072 点で球表面の境界には断熱・すべりなし条件が与えられている。解析領域は球の直径を 1D として直径 100D となっている。解析格子を Figure 1 に示す。解析格子は x 軸周りに 42 分割、周方向は 101 分割でそれぞれ 3 点ずつオーバーラップしていて周期境界条件によって物理量を互いに内挿し合っている。半径方向は最小格子幅から 1.03 倍ずつ広がっていき、格子幅の増分が 0.2 に達したところで 1.2 倍ずつ増加していく。ここで半径方向の最小格子幅は次のように求めている⁶⁾。

$$dr_{\min} = \frac{1.13}{\sqrt{\text{Re}} \times 10.0} \quad (1)$$

本解析ではレイノルズ数 300 以下でいくつかの解析を行っているが、全ケースにおいて最小格子幅はレイノルズ数 300 で統一した。

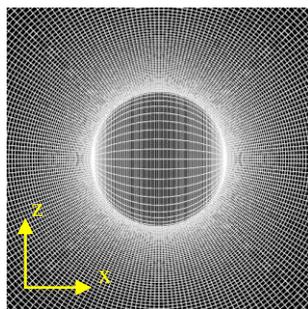


Figure 1 Computational grid

Table1 Analysis condition

Case name	Reynolds number	Mach number
Re050M030	5.00E+01	3.0E-01
Re050M080	5.00E+01	8.0E-01
Re050M120	5.00E+01	1.2E+00
Re050M200	5.00E+01	2.0E+00
Re100M030	1.00E+02	3.0E-01
Re100M080	1.00E+02	8.0E-01
Re100M120	1.00E+02	1.2E+00
Re100M200	1.00E+02	2.0E+00
Re150M030	1.50E+02	3.0E-01
Re150M080	1.50E+02	8.0E-01
Re150M120	1.50E+02	1.2E+00
Re150M200	1.50E+02	2.0E+00
Re200M030	2.00E+02	3.0E-01
Re200M080	2.00E+02	8.0E-01
Re200M120	2.00E+02	1.2E+00
Re200M200	2.00E+02	2.0E+00
Re250M030	2.50E+02	3.0E-01
Re250M080	2.50E+02	8.0E-01
Re250M120	2.50E+02	1.2E+00
Re250M200	2.50E+02	2.0E+00
Re300M030	3.00E+02	3.0E-01
Re300M070	3.00E+02	7.0E-01
Re300M080	3.00E+02	8.0E-01
Re300M095	3.00E+02	9.5E-01
Re300M105	3.00E+02	1.1E+00
Re300M120	3.00E+02	1.2E+00
Re300M150	3.00E+02	1.5E+00
Re300M200	3.00E+02	2.0E+00

2.2 計算手法

支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式とし、球直径、一様流密度、音速で無次元化を行う。対流項は WENO-CU6-FP⁷⁾、粘性項は 6 次精度中心差分法を用いて評価し、時間積分には 3 次精度 TVD Runge-Kutta 法を用いる。WENO-CU6-FP は野々村らによって提案された幾何学的保存則を満たす WENO 法で、曲線座標系においても一様流保持が可能である。ただし本解析では計算の安定性向上のため、同スキームの中心差分の項は混合型⁸⁾に置き換えられている。

3. 流れ場と考察

3.1 流れ場の様相とマッハ数

Figure 2, 3 にレイノルズ数 300 のケースの瞬間場の可視化図を示す。可視化図はそれぞれ向かって左手側が上流側であり Figure 2 は圧力分布と流線、Figure 3 にケースごとに適当な閾値を設定した速度勾配テンソルの第二不変量の等値面により可視化した遠方場の渦構造を示す。可視化図より、亜音速域のケースでは圧力分布の非対称性、球後流のヘアピン渦が観測されるのに対して遷音速域以上の速度域では非対称性もヘアピン渦の放出も観測されない。ヘアピン渦の構造はマッハ数が大きくなるにしたがって崩れ、マッハ数 0.95 ではヘアピン渦は完全に消滅し、代わりに後流に衝撃波が現れている。また、マッハ数が大きくなるに従って球後流側近傍の圧力は低下する。

次に剥離点と再循環領域長さを議論する。剥離点位置と再循環領域長さは時間平均場において探査した。剥離点位置は球表面における速度勾配を上流側から順に探査し、符号が切り替わる点を x 軸周り一周分にわたって探査し、平均して上流側 x 軸とのなす角度で示した。再循環領域長さは下流側 x 軸上で球表面から後流方向へ流速を探索し、符号が切り替わる点を再循環領域の終端として球表面から終端までの距離を再循環領域長さとした (Figure 4)。Figure 5, 6 の剥離点位置と再循環領域長さより、亜音速域から遷音速域手前までは剥離点位置は上流側へ移動し、遷音速域から超音速域にかけては剥離点位置が後流側へ移動する。そして再循環領域長さは剥離点位置に対応して剥離点位置が上流側へ移動すると長くなり、下流側へ移動すると短くなる。ただし、遷音速域のマッハ数 0.95 では剥離点位置は後流側へ移動しているが、再循環領域長さは大幅に長くなる。剥離点位置や再循環領域の変化の様子から、単純にマッハ数が大きくなるにつれて剥離点位置や再循環領域長さが変化する訳ではなく、遷音速域で変化の様子が切り替わる。再循環領域長さは音速手前までのマッハ数 0.95 以下速度域ではマッハ数が大きくなるに従って再循環領域長さは長くなるが、音速を超えたマッハ数 1.05 以上の領域では再循環領域長さは短くなる。剥離点位置も音速を境に大きく変化するが、マッハ数 0.8 から 0.95 にかけて再循環領域長さが大幅に大きくなるのに対して、剥離点位置はほぼ変化していない。したがって、衝撃波が形成されない範囲では圧縮性の効果は再循環領域長さを大きくする方向に作用している。一方で剥離点位置はこの領域では僅かな変化しか見られないが、衝撃波形成後は大きく変化しておりマッハ数が大きくなればそれにとまって亜音速域とは異なり、大きな変化量を持って変化するから、衝撃波の強さが剥離点位置に大きな影響を与えると考えられ、今後衝撃波と後流の干渉について詳しく議論する必要がある。また、超音速域での再循環領域長さは、剥離点位置の後退によってその領域が狭められる。

次にレイノルズ数 300 のケースで流れ場の時間変動とマッハ数の関係を議論する。揚力係数の時間履からレイノルズ数 300 の亜音速域のケースではヘアピン渦の放出によって周期的な流体力の変動が起こっており、非定常な流れ場である。一方で遷音速域以上のケースでは揚力係数の時間変動は確認できず定常流れであり、衝撃波の形成によって流れ場の様相が大きく変化する。非定常流れとなるケースにおける揚力の時間変動のストロハル数と平均二乗振幅を Figure 7, 8 に示す。マッハ数が大きくなるにつれてストロハル数は小さくなり、球に加わる流体力の変動の周波数は小さくなる。揚力係数の平均二乗振幅はマッハ数によらずほぼ一定であり、マッハ数が大きくなるに従って過渡的に非定常流れから定常流れに移行するのではなく、衝撃波の有無で突発的に非定常流れから定常流れに移行することを示す。ここで Figure 9 にレイノルズ数 300 以下のケースのレイノルズ数・マッハ数ごとの流れ場の様相の分類を示す。レイノルズ数 250 のケースではマッハ数 0.3

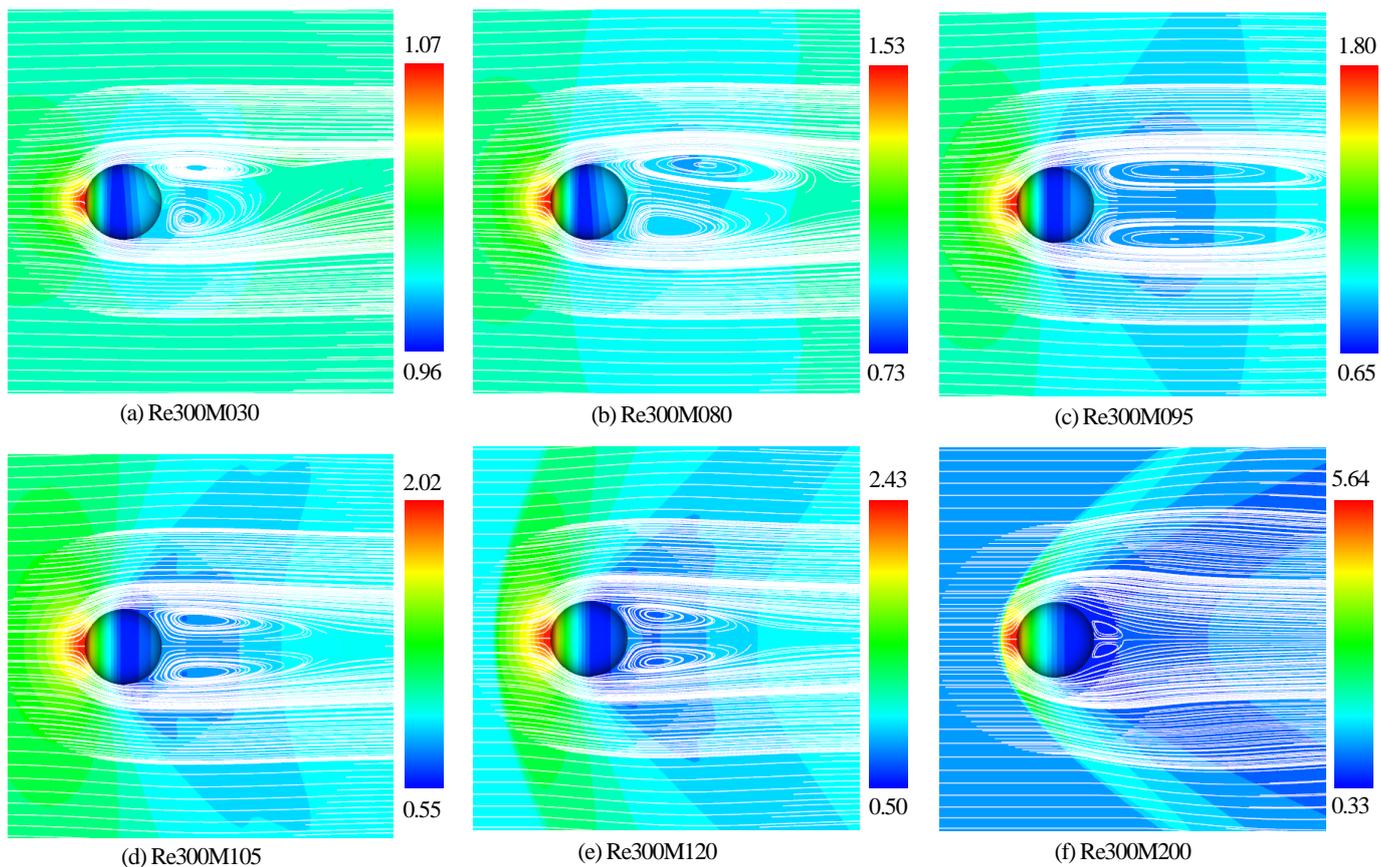


Figure 2 Pressure distribution and streamline

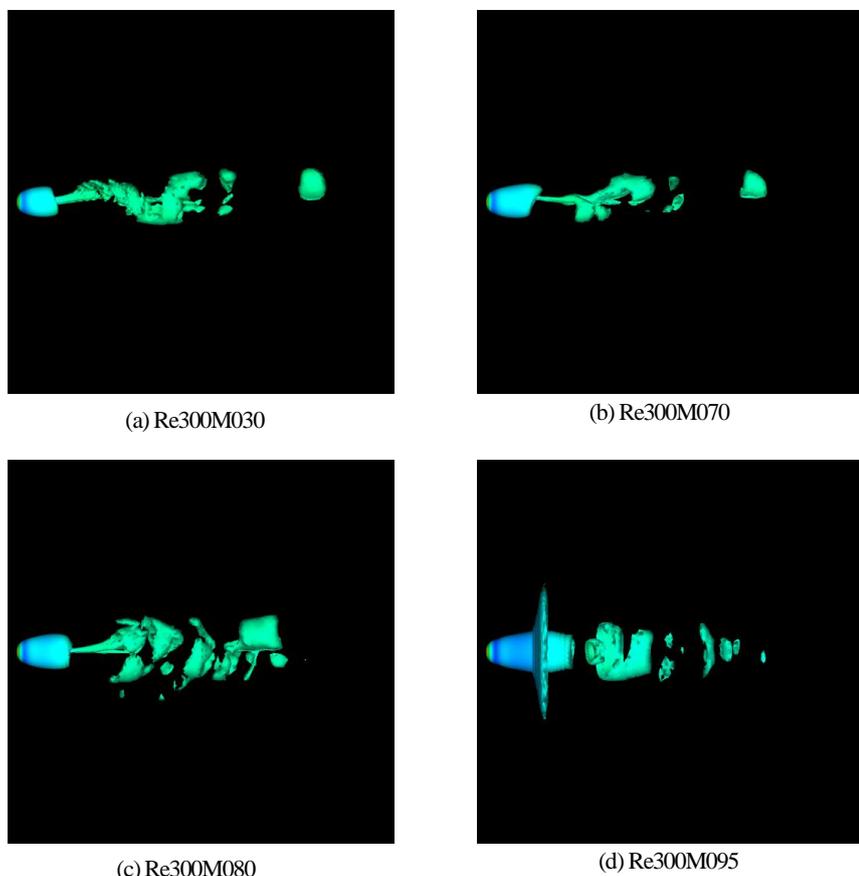


Figure 3 Isosurfaces of second invariant of a velocity gradient tensor

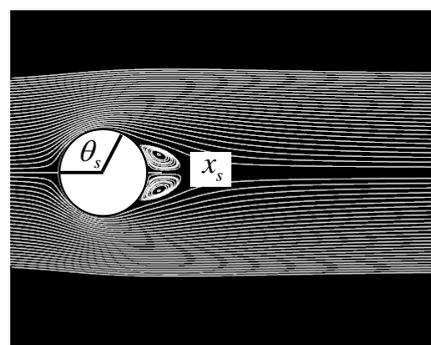


Figure 4 Separation point θ_s and separation

x_s

3.2 マッハ数と抗力係数の関係

横軸にマッハ数、縦軸に一樣流の動圧と球の断面積で無次元化した抗力係数を取ったプロットを Figure 10-12 に示す。Figure 10 は抗力係数、Figure 11 は圧力抗力係数、Figure 12 は粘性抗力係数のプロットである。まず、Figure 10 より抗力係数はマッハ数が大きくなるに従って増大し、遷音速域で顕著に増大するが、マッハ数 2.0 ではレイノルズ数が高ければやや落ち込み、レイノルズ数が低ければ維持される。また、亜音速域での抗力係数の増加量もレイノルズ数によって異なり、レイノルズ数が高ければ増加量は小さく、低ければ増加量は大きい。抗力係数の変化は、圧力抗力係数の変化によるものが支配的で、粘性抗力係数はほとんど変化しない。特に剥離点位置が後流側へ移動する超音速域においても粘性抗力係数はほとんど変化せず、遷音速域でわずかに変化する。以降ではマッハ数の変化による抗力係数の変化について詳しく解析するために圧力抗力係数と粘性抗力係数に切り分けて議論する。

3.2.1 圧力抗力係数とマッハ数

Figure 11 の圧力抗力係数は、マッハ数 0.3 から徐々に増大し、特に遷音速域では急激に増大する。その一方でマッハ数 1.2 以上では大きくは増大せず、むしろマッハ数 1.5 付近を境に圧力抗力係数は小さくなる。Figure 5 の剥離点位置は、亜音速域での圧力抗力係数の増大は剥離点の上流側への移動に起因する可能性を示す。遷音速域では剥離点は後流側へ移動するが、離脱衝撃波の形成などによって流れの様相は亜音速域の状態から大きく変化しており、造波抵抗等によって全体では大幅に増大する。一方で、超音速域ではマッハ数が大きい場合でも急激な変化は起こらず、剥離点位置が後流側へ移動する一方で、その結果圧力抗力係数は減少する。また、その減少量はレイノルズ数ごとに異なっており、レイノルズ数が低いケースでは大きく、レイノルズ数が高いケースではほとんど変化しない。これは、レイノルズ数が低いケースではもともと剥離点が後流側の 180 度付近に位置しており、その位置からさらに剥離点が後流側へ移動すればその影響力は大きい。剥離点位置がより上流側にあるレイノルズ数が高いケースでは、剥離点位置が同じ量だけ移動したとしてもその圧力抗力係数への影響は非常に小さいためと考えられる。

3.2.2 粘性抗力係数とマッハ数

Figure 12 の粘性抗力係数について議論する。Figure 12 より粘性抗力係数はマッハ数が増大してもさほど大きく変化しない。非圧縮流れであれば剥離点の移動によって粘性抗力係数が変化するが、Figure 5 の剥離点位置との比較から遷音速域以外ではその限りではない。マッハ数が低いものから順に議論するとまず、マッハ数 0.3-0.8 の区間では剥離点位置は、上流側へ移動するので同一レイノルズ数ではマッハ数 0.3 から 0.8 にかけて粘性抗力係数は減少するはずであるが、レイノルズ数が低いケースでは粘性抗力係数は増大し、レイノルズ数が高いケースでは減少している。ここで粘性抗力に關係のある粘性係数と球表面に沿う流れの x 方向成分の速度勾配について議論する。まず、Figure 12 に一樣流の粘性係数で無次元化した球表面の粘性係数の平均値を示す。Figure 12 よりマッハ数が増大するに従って粘性係数も増大し、どのレイノルズ数のケースでも粘性係数の増加の割合はほぼ等しい。この粘性係数の増大は空力加熱による流体の温度上昇に起因するもので、マッハ数が増大するほどその効果は大きい。次に、Figure 13 の一樣流速で無次元化した球表面での速度勾配の x 方向成分の平均値より、亜音速域ではレイノルズ数が増大するに従って平均速度勾配が大きく変化するのに対し、レイノルズ数が増大するに従って平均速度勾配はほとんど変化しない。これは剥離点位置が移動する場所がレイノルズ数によって異なるためで、例えばレイノルズ数 300 では 110 度付近で剥離点位置が移動するため、その変化の影響は

大きい。レイノルズ数 50 では 140 度付近で移動するため、同じ量だけ剥離点位置が移動しても全体への影響は小さい。この影響の大小関係はそのまま粘性抗力係数にも反映される。従って、レイノルズ数が増大するケースでは剥離点の上流側への移動による影響が支配的で粘性抗力係数が小さくなるが、反対にレイノルズ数が増大するケースでは、粘性係数の増大の影響が支配的となって剥離点位置が上流側へ移動しても粘性抗力係数は増大する。

次に、マッハ数 0.8-1.2 の区間では粘性抗力係数は他の区間と比較して大きく増大する。この区間では音速を超えるため、球上流側に離脱衝撃波の形成が予想される。離脱衝撃波を通過した流体は急激に減速されるため、粘性係数の増大と球表面における速度勾配の減少が予想される。しかし、Figure 13 より平均速度勾配はむしろこの区間では増大する。一方で Figure 5 より剥離点位置はこの区間では大きく後流側へ移動しており、剥離点位置と平均速度勾配の比較より、この区間では平均速度勾配は剥離点位置に支配的な影響を受けている。この区間では離脱衝撃波の強さはさほど強いものではなく、球近傍の流れは大きくは減速しない。したがって空力加熱による粘性係数の増大と、剥離点位置が後流側へ大きく移動することによって、粘性抗力係数が他の区間に比べて比較的大きく増加したものと考えられる。

次にマッハ数 1.2-2.0 の区間を議論する。粘性係数や剥離点位置を考えれば粘性抗力係数は増加するはずだが、Figure 12 より粘性抗力係数はほとんど変化しない。球表面付近における速度勾配の平均値より、マッハ数 1.2-2.0 の区間ではレイノルズ数にかかわらず速度勾配が減少する。この区間では剥離点位置は後流側へ移動しているため平均の速度勾配は大きくなるが、この速度域では球上流側に形成された離脱衝撃波が遷音速域に比べて強くなるため、流れが大きく減速され球表面における速度勾配が小さくなる。実際に上流側 x 軸から下流側 x 軸にかけて、 x 軸周りで平均した無次元平均速度勾配分布を Figure 14 に示す。Figure 14 より、剥離点位置が後流側に位置するマッハ数が増大するケースでは後流側でも速度勾配を持つが、マッハ数が増大するにつれて後流側の速度勾配は小さくなる。その一方で 60-90 度付近にある無次元速度勾配のピーク値は亜音速域ではマッハ数の影響を受けないが、超音速域ではマッハ数が増大するに従って小さくなる。このこともマッハ数が増大するに従って離脱衝撃波の強さが強くなり、球表面における速度勾配が減少することを示す。したがって、超音速域ではマッハ数が増大するに従って空力加熱によって粘性係数は増大し、剥離点も後流側へ移動するが、その一方で離脱衝撃波によって球上流側で流れが減速され、球表面での速度勾配は減少するため粘性抗力係数はトータルではほぼ一定値となる。

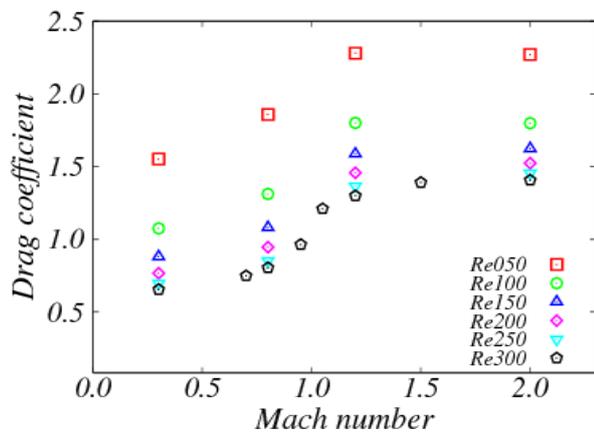


Figure 10 Drag coefficient

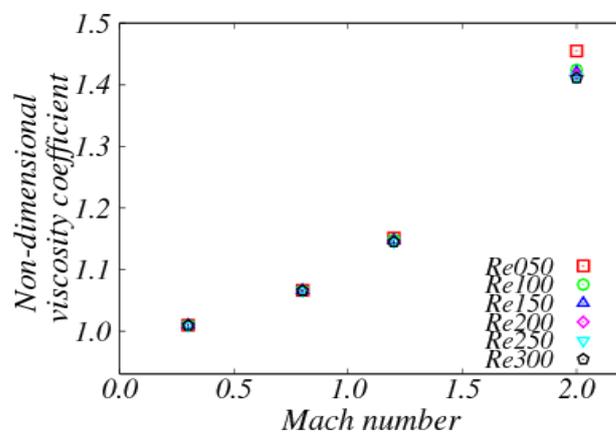


Figure 12 Viscosity coefficient

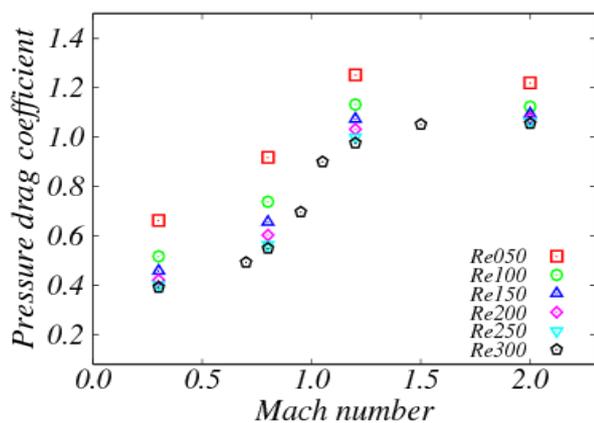


Figure 11 Pressure drag coefficient

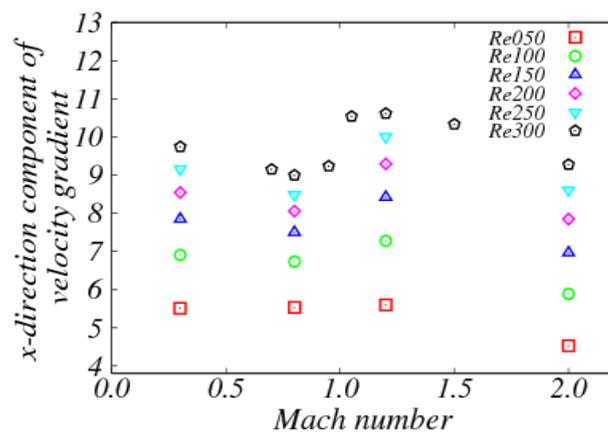


Figure 13 Average value of the x-direction component of velocity gradient

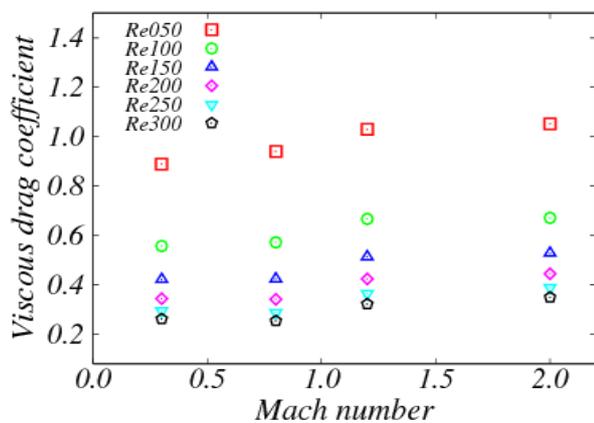


Figure 12 Viscous drag coefficient

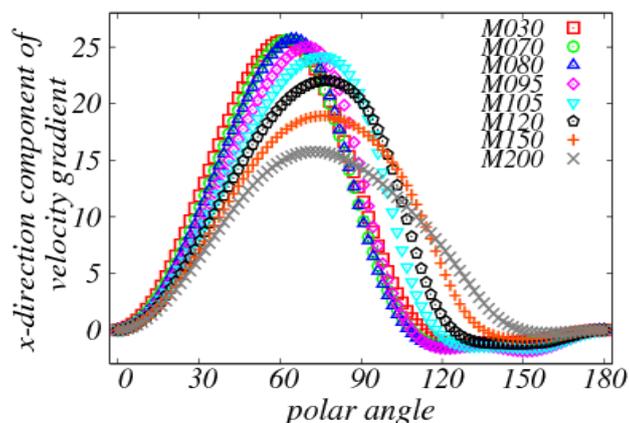


Figure 14 Distribution of the x-direction component of velocity gradient

3.3 非圧縮流れとの比較

非圧縮性流れでは一般に、レイノルズ数が一致すれば流れの様相が一致することが知られているが、圧縮性流れではレイノルズ数だけでなくマッハ数も考慮に入れる必要がある。ここでは今回行った高マッハ数・低レイノルズ数流れの解析結果と、過去に行われた非圧縮性流れの実験や解析の結果との比較を行い、マッハ数が流れ場の様相に与える影響を確かめる。また、過去に行われた実験や解析、提案された抵抗モデルによる予測値と本解析の結果の比較も行い、モデルごとでの予測精度やマッハ数による予測精度への影響について議論する。

3.3.1 流れの様相

剥離点と再循環領域について議論する。Figure 15 の剥離点位置のプロットより、本解析の結果はマッハ数が大きい場合でも亜音速域であれば Johnson and Patel によって行われた解析と Pruppacher et al や Taneda らによって行われた実験結果と概ね一致する。一方で、遷音速・超音速域では結果は大きく異なり、3.1 で触れたようにマッハ数が大きくなると剥離点位置は後流側へ移動する。したがって圧縮性を考慮すべき速度域であっても衝撃波が形成されなければ剥離点位置は非圧縮の結果と大きな差異はないことが確認され、マッハ数の変化による剥離点位置の後流側への移動は衝撃波の有無や強さが支配的な要因であるといえる。一方で、Figure 16 の再循環領域長さについて議論すると、剥離点位置とは異なりマッハ数 0.8 の解析結果は非圧縮流れの結果とは大きく異なる。したがって剥離点位置と再循環領域長さにはおおよその相関関係はあるが、剥離点位置の移動量で一意的に再循環領域長さの変化量が決まるわけではなく、マッハ数などにも影響を受けているといえる。また、超音速流れでは非圧縮流れの場合と比べて剥離点位置の後退によって再循環領域長さが大幅に小さくなり、レイノルズ数が同じでもマッハ数によって流れの様相が大きく異なる。

3.3.2 抗力係数

非圧縮流れの実験や解析、過去に提案された抵抗モデルによる予測結果との比較を行う。まず Figure 17 に非圧縮流れでの実験や解析と、本解析で得られた抗力係数を示す。Figure 17 より剥離点位置と同様に、亜音速域であれば非圧縮流れの結果と大きな差異はないが、超音速流れになるとその差は顕著となる。この場合もやはり衝撃波の有無が支配的な要因となるが、亜音速域では抗力係数に対するマッハ数の影響もわずかにある。次に Figure 18, 19 に本解析の結果と過去に提案されてきた抵抗モデルによって算出された抗力係数の値を示す。Figure 18, 19 より亜音速域では解析結果と抵抗モデルによる予測値は比較的よく一致しているが、超音速域では特に低レイノルズ数の領域において解析結果と抵抗モデルでの予測値にばらつきがあり、抵抗モデルごとでも予測値に大きなばらつきが生ずる。

Figure 18 の亜音速域の比較より、亜音速域の抵抗モデルは比較的良い精度で抗力係数を予測する。加えてマッハ数 0.3 の結果はマッハ数を考慮したモデルはもちろん、式にマッハ数を含まない非圧縮流れでの予測に用いられるごく簡単なモデルの予測結果ともよく一致する。マッハ数 0.8 のケースでは各抵抗モデルの予測値に若干のばらつきが出始め、レイノルズ数が低い領域では抗力係数曲線のカーブの違いが顕著で Carlson and Hoglund⁽¹⁰⁾ のモデルが最もよく一致している。反対にレイノルズ数が高い領域では Henderson⁽¹¹⁾ のモデルが良い一致を示し、マッハ数が大きい場合ではレイノルズ数ごとに各モデルの予測値にばらつきが生じる。従って、亜音速域でマッハ数がさほど大きくない領域であれば、非圧縮流れでのモデルとして提案されたごく簡単なモデルでも予測ができるが、マッハ数が大きくなると非圧縮のモデルは適用できず、マッハ数を考慮したモデルもわずかに予測値に差異が生じ、

レイノルズ数によっては予測値に多少の誤差を含むようになるといえる。ここで実際に式を見てみると、Carlson and Hoglund のモデル以外には粒子の温度とガス温度の比が入るが本解析では球表面で断熱条件のため、粒子とガスの温度比は 1.0 とした。しかし、マッハ数が大きい場合空力加熱によって球表面は加熱され、一樣流の温度との間に温度差が生じるため温度比を計算する必要がある。しかし、Carlson and Hoglund のモデル以外は温度比を考慮しているにもかかわらず、温度比を考慮していない Carlson and Hoglund のモデルに比べて、予測精度が劣る。どのモデルも適用可能な領域であるから、著者らが設定した温度比の値が誤差の要因となっている可能性もある。本研究では温度比は球の表面温度の平均値を粒子の温度として計算を行ったが、表面温度は実際には上流側で空力加熱が強いなど球表面の温度は分布を持っている。そのため平均値を採用すると温度分布とその位置の影響は考慮されず、表面温度の平均値を粒子の温度として計算するという方法に問題がある可能性があるため、今後検証していく必要がある。一方で、Carlson and Hoglund のモデルは温度比を陽に入れていないが、空力加熱の影響が元々加味されている形であるか、あるいはマッハ数 0.8 程度では空力加熱はさほど厳しくないため、精度よく予測できると考えられる。

次に Figure 19 について議論する。Figure 19 より超音速域では解析結果と過去に提案されたモデルでの予測値は亜音速域ほど一致しない。どのモデルも特にレイノルズ数が低いケースで誤差が大きく、予測値と解析結果との間に差異があると同時に、モデルごとでも予測値に大きな差異がある。超音速域でも亜音速域と同じようにどのレイノルズ数でも Carlson and Hoglund のモデルが最も精度よく抗力係数を予測する。しかし、温度比を含むモデルでは亜音速域よりも更に予測値に大きな誤差が生じており、やはり粒子の温度の計算方法に問題がある可能性がある。しかし、マッハ数ごとに全てのモデルで温度比は同じ値を採用しているにも関わらず、モデルごとに予測値に差異があるということは温度比以外にも予測値に差異を生じさせる要因があり、その誤差はマッハ数が大きくなるに従って増大していることを示す。加えて、今回の解析結果ではマッハ数 1.2 と 2.0 では抗力係数に大きな差はなかったが、抵抗モデルでの予測値にはマッハ数 1.2 と 2.0 の場合で抵抗係数に差異が生ずると予測するモデルもある。したがって超音速域では、亜音速域とは異なり、抗力係数の予測が難しく、抗力係数を予測する際に慎重に抵抗モデルを選択する必要があると言える。

今回対象とした流れ場は高マッハ数・低レイノルズ数流れという特殊な流れ場のため、実験を行って直接空気力を測定することは事実上困難である。そのため本研究で比較を行った各抵抗モデルは様々な構築方法が取られている。まず Carlson and Hoglund のモデルは Stokes のモデルに希薄流れや慣性、圧縮性の影響を付け加えた式で、経験的な修正や非圧縮・低レイノルズ数の実験により求めた定数が式に含まれる。Henderson のモデルもまた、既に提案されていた理論式や実験式を組み合わせ、変形することによってより精度の高い予測式を目指したもので分子流領域に適用される式や非圧縮流れでの実験結果を元に構築される。Crowe⁽¹²⁾ のモデルは Gas-Particle flow での実験結果に基づく実験式で、マイクロオーダーの粒子を静電加速によって音速まで加速し、フェラデーケージを用いて粒子の速度を計測、速度減衰から抵抗係数を計算してその結果を元に構築している。このように、今回比較したいずれのモデルも、直接的に空気力を計測して抗力係数を計算し、その結果からモデルを構築する方法ではなく、既に提案されていた非圧縮流れや分子流でのモデルなどの組み合わせや経験則による項や定数の追加で構築されたり、空気力ではない別な量を測定してその結果から間接的に計算した値に基づいて構築されている。

そのため高マッハ数・低レイノルズ数流れにおいて予測精度が十分に出ない場合があると考えられる。

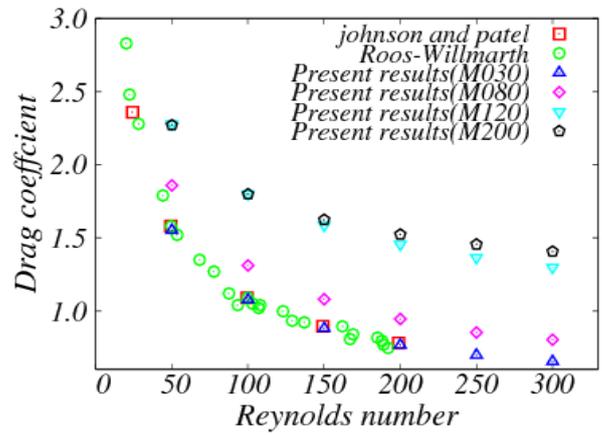


Figure 17 Drag coefficients of analysis results and previous study results at incompressible flow

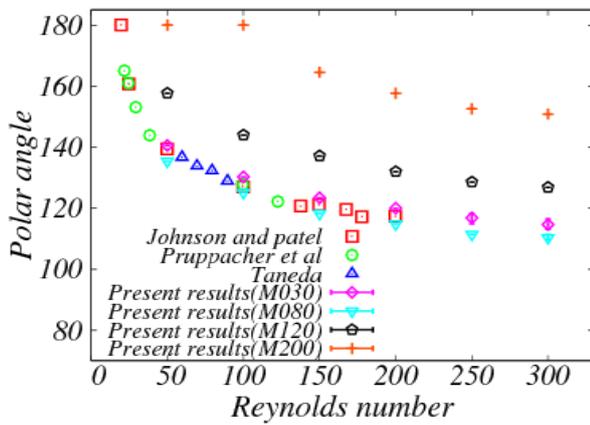


Figure 15 Separation points of analysis results and previous study results at incompressible flow

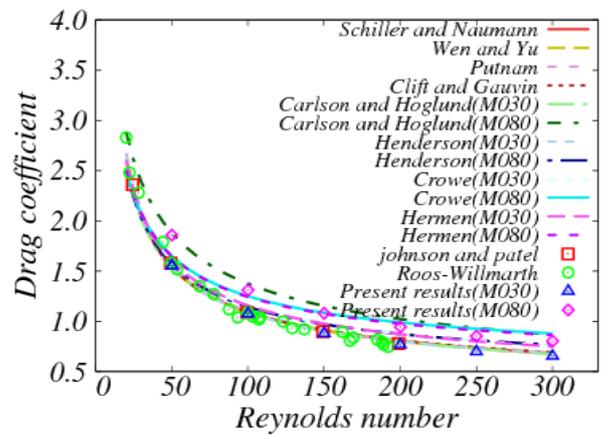


Figure 18 Drag coefficients of analysis results and prediction value by drag models at the subsonic

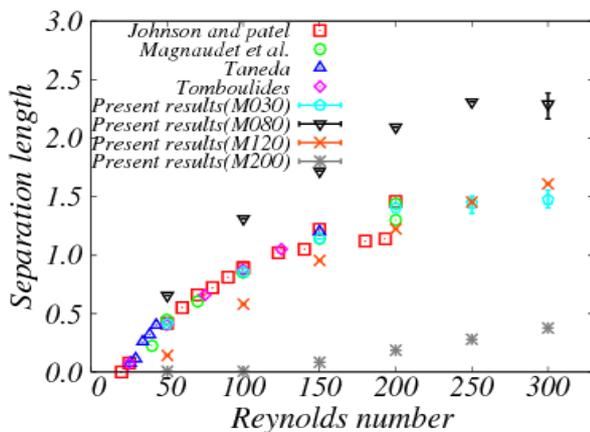


Figure 16 Separation lengths of analysis results and previous study results at incompressible flow

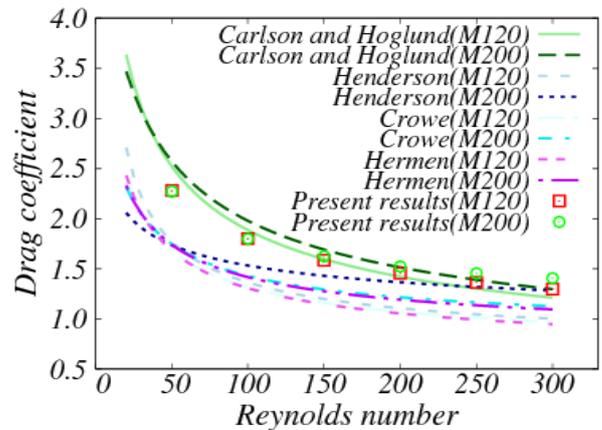


Figure 19 Drag coefficients of analysis results and predicted value by the drag models at the supersonic

4. 結論

本研究ではロケット音響現象高精度解析のための粒子抵抗モデル作成に向けて、高マッハ数・低レイノルズ数・断熱条件下における球周りの流れ解析を行った。その結果、マッハ数の変化が剥離点位置や再循環領域長さ、流れの様相などの流れ場の特性に関するいくつかの項目に与える影響を、解析を行った領域において明らかにした。さらに、抵抗モデル作成に向けて過去に提案された抵抗モデルと、本解析の結果の比較を行いその予測精度について検証し、亜音速域のマッハ数がさほど大きくない領域では比較を行った抵抗モデルも比較的精度よく抗力係数を予測することが可能であり、非圧縮流れのモデルであってもそれほど誤差を生じないことを示した。また、マッハ数が大きい場合でもマッハ数を考慮したモデルであれば比較的良い精度で抗力係数を予測することも確認された。その一方で、超音速域ではマッハ数を考慮したモデルでもマッハ数が大きい場合予測精度が低下することが明らかとなった。一部のモデルでは著者らの温度比の設定方法に問題がある可能性を残しながらも、マッハ数や温度比などの条件が同一であるにも関わらず抵抗モデルごとに予測値に大きな差異が生じる場合があることから、高マッハ数・低レイノルズ数流れにおける粒子抵抗モデルに関する再検討の必要性があることが分かった。

謝辞

本研究の解析には JAXA の FX1(JSS-FX1)を使用した。また本研究の一部は科研費(24656522)の支援を受けた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- (1) Eldred K. M., "Acoustic Loads Generated by the Propulsion System", NASA SP-8072, 1971.
- (2) Ishii T., Tsutsumi S., Ui K., Tokudome S., Ishii Y., Wada K. and Nakamura S., "Acoustic Measurement of 1:42 Scale Booster and Launch Pad", Proceedings of Meetings on Acoustics, Volume 18, 2014
- (3) Fukuda K., Tsutsumi S., Shimizu T., Takaki R., Ui K., "Examination of Sound Suppression by Water Injection at Lift-off of Launch Vehicles", 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2011
- (4) 福田紘大, 堤誠司, 河合宗司, 高木亮治, 嶋英志, 藤井孝蔵, "ロケットブルームから発生する圧力波の数値解析と H-IIA ロケットへの応用", 第 21 回数値流体力学シンポジウム B1-5, 2007
- (5) Morizawa S., Nonomura T., Fujii K., Obayashi S., "Validation study of numerical simulation on acoustics waves from sub-scale rocket motors", Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan Volume. 12, No. ists29, pp. Pe_11-Pe_17, 2014
- (6) Johnson T. A and Patel V. C., "Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300", Journal of Fluid Mechanics, Volume 378, pp. 19-70, January 1999
- (7) Nonomura T., Terakado D., Abe Y., and Fujii K., "A New Technique for Freestream Preservation of Finite-difference WENO on Curvilinear Grid", Computers & Fluids, September, 2014, DOI: 10.1016/j.compfluid.2014.09.025
- (8) Sergio Pirozzoli, "Stabilized non-dissipative approximations of Euler equations in generalized curvilinear coordinates", Journal of

- Computational Physics, Volume 230, Issue 8, 20, pp. 2997-3014, April 2011
- (9) Shimada T., Daimon Y., Sekino N. "Computational Fluid Dynamics of Multiphase Flows in Solid Rocket Motors" JAXA-SP-05-035E
 - (10) Carlson D. J. and Hoggung R. F., "Particle drag and heat transfer in rocket nozzles", AIAA Journal, Volume 2, No. 11, 1964
 - (11) Henderson C. B., "Drag Coefficient of Spheres in Continuum and Rarefied Flows", AIAA Journal, Volume 14, No. 6, 1976
 - (12) Crowe, C.T., et al., "Measurement of Particle Drag Coefficients in Flow Regimes Encountered by Particles in a Rocket Nozzle", UTC 2296-FR, United Technology Center, 1959