

極超音速希薄風洞を用いた希薄空力現象の計測 および数値解析

小澤宇志, 鈴木俊之, 藤田和央
宇宙航空研究開発機構

Experimental and Numerical Studies of Aerodynamics in the Hypersonic Rarefied Wind Tunnel

by
Takashi Ozawa, Toshiyuki Suzuki and Kazuhisa Fujita (JAXA)

ABSTRACT

Recently, investigation on aerodynamic characteristics of hypersonic rarefied gas flows has been required for a variety of situations, such as the Super Low Altitude Test Satellite (SLATS), earth reentries, or planetary atmospheric entries. At Japan Aerospace Exploration Agency, a Hypersonic Rarefied Wind Tunnel (HRWT) has been developed to measure the rarefied flow characteristics, and an integration of experimental and numerical studies has been performed to enhance understandings of hypersonic rarefied flows in HRWT. In this work, the investigation was performed for nitrogen hypersonic rarefied nozzle flows by comparing the displacement of a 5-mm sphere target for the mass flow rates between 0.01 and 0.03 g/s. The target displacement has been measured using a CCD laser meter. Since the flow regime changes from continuum to rarefied for the simulation of the flow inside a conical nozzle and a test section in the HRWT, a loosely coupled scheme between the computational fluid dynamics and the direct simulation Monte Carlo (DSMC) methods has been employed. Besides, a mechanism of sophisticated drag and displacement computations in DSMC has been established. Using the improved DSMC mechanism, the calculated displacement was found to agree well with the measured one for the mass flow rates between 0.01 and 0.03 g/s. In the mass flow rate range, it is concluded that the HRWT system is capable of producing the SLATS or earth reentry flow conditions ($M = 10$ and $Kn = 0.1$).

1. 目的および背景

近年, 超低高度衛星(SLATS; Super Low Altitude Test Satellite)¹⁾, 惑星突入, 地球再突入等様々なプロジェクトにおいて希薄空力現象の解明が求められている. 特に, SLATS においては, 高度 180 - 250 km の高度を極超音速で周回するため, 安定性, 推力等の問題点から希薄空力特性を高精度に解明することが必要である. しかしながら, これまで極超音速希薄流れの再現は難しく, 空力特性の予測は数値計算²⁾に依存する傾向にあった. そのため JAXA では中型極超音速希薄風洞(HRWT; Hypersonic Rarefied Wind Tunnel)を世界で初めて開発し, 極超音速希薄流空力計測を可能とした. 本研究では, CFD (Computational fluid dynamics) と DSMC(direct simulation Monte Carlo)³⁾法による希薄気体数値計算と HRWT における計測結果を融合することにより, 希薄空力特性の解明および希薄気体数値解析モデルの向上を目指す.

2. 極超音速希薄風洞(HRWT)計測

図 1 に極超音速希薄風洞(HRWT)の概略を示す. 3つのターボ分子ポンプを搭載し, 高度な真空状態を作り出すことが可能である. 使用される気体は窒素ガスで, ガスヒーターにより最高で 1,700 K まで加熱することが可能である. タンク直径は 1 m である. ノズル形状は, CFD と DSMC 計算によりノズル流れを検証し, 図 2 のようなコニカルノズルを設計した. 形状の詳細は, チェンバー直径 2.5 cm, ノズル狭まり角 45 度, 広がり角 α 25 度, スロート直径 1.632 mm, スロートのカーブ半径 2 cm, ノズルの出口直径 d_e 10 cm, スロートと出口の断面積比は約 3,755 である.

本研究で使用された模型は直径 5 mm のステンレス (SUS)球である. 模型は, ノズル出口から流れ方向に 1 cm, ノズル中心から 40 cm 上方を支点に非常に細い糸で吊るした. 座標軸は, 流れ方向を x 方向, 糸の支点方向を z 方向とする. 原点は, チェンバー内約 6 mm, 中心軸上とする. 模型の変位は, レーザー変位計 (CCD, 拡散

反射方式) を用いて模型にレーザーを照射することにより計測した. 本研究では, 質量流量 \dot{m} がそれぞれ 0.01, 0.02, 0.03 g/s の 3 ケースで変位計測を行った. また, 糸の長さを調整することにより, z 方向(半径方向)の変位分布

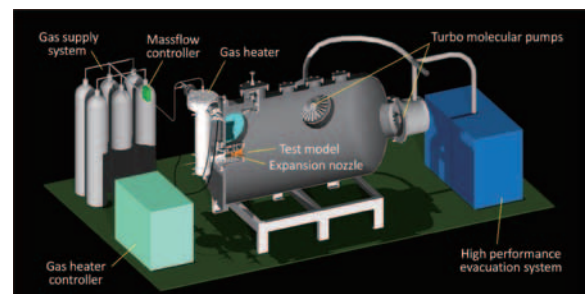


図 1 極超音速希薄風洞(HRWT; Hypersonic Rarefied Wind Tunnel)の概略図

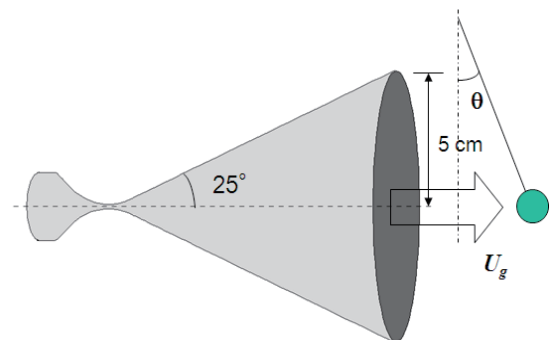


図 2 HRWT ノズルと球模型の概略図

を計測した。

3. 計算モデル

極超音速希薄風洞流れはノズル拡張部からノズル外部にかけて希薄化が進み、連続体の仮定が成立しなくなるため、連続体を仮定する CFD では全領域を計算することができない。従って、本研究では希薄気体数値解析が可能な粒子数値計算コード、MOTIF (Modeling of Transitional - Ionized Flows) を開発した。まず、計算効率のよい二次元軸対称(2D - AX) DSMC³⁾コードを開発し、次に対称軸外の変位計算を考慮した拡張性の高い三次元(3D) DSMC コードを開発した。

他方、DSMC 法で全領域を計算することが望ましいが、粒子計算は計算コストが高いというデメリットがある。そのため、本研究では CFD と DSMC 計算をカップリングして流れ場を求める。チャンバーから収縮部およびスロートにかけての領域は密度が高く連続体を仮定できるため CFD コードで計算し、希薄化の高い拡張部とノズル外部の流れは DSMC 法で計算する。表 1 に計算に用いたノズル条件を示す。ガスヒーターを用いて、1,700 K まで加熱することが可能だが、現段階では、淀み温度はヒーターによる加熱無しの場合の 290 K と設定する。淀み圧は質量流量設定に従って調整し、それぞれ 0.01, 0.02, 0.03 g/s において計測する。

表 1 ノズル条件

Parameter	Value
Shape	Conical nozzle
α , degree	25
d_e , cm	10
Area ratio	3754.6
T_w , K	290
T_0 , K	290
P_0 , Pa	TBD
Constituents	100 % N ₂
Specific heat ratio	1.4
Inlet for DSMC	CFD solution at $x=0.04822$ m
Outlet for DSMC	Vacuum

CFD 計算には、JAXA で開発中の JONATHAN (JAXA Optimized Nonequilibrium Aerothermodynamic Analysis) を用いた。化学的、熱的非平衡効果を有する軸対称完全ナビエ・ストークス方程式を Park の 2 温度モデルを用いて考察した。対流項については、二次の MUSCL スキームとともに AUSM-DV スキームを非平衡流の場合に一般化して適用した。化学反応に伴うスティフネスを緩和するために陰的対角法を化学反応項に適用し、対流項、粘性項に対してはローカルな時間ステップの陽的積分法を採用した。JONATHAN の衝突積分のデータベースは基本的に文献 4-6 から得られた。粘性係数、熱伝導係数、拡散係数は Chapman-Enskog 理論の一次式より計算された。JONATHAN コードの更なる詳細は文献 7) に見つけることができる。本稿では、窒素ガスのノズル流れを HRWT のそれぞれのノズル条件で計算した。2 温度モデルや非平衡モデルは無視できるとし、振動励起と化学反応は本稿では考慮しなかった。まず、ノズル形状と格子を作成し、淀み温度を固定してノズル流れを計算する。設定質量流量 0.01, 0.02, 0.03 g/s に合うように淀み圧力を計算過程で調整

する。ガス表面モデルでは、ノンスリップ拡散モデルが用いられた。

DSMC 計算において、分子の衝突周波数モデルは NTC (Non Time Counter) 法、分子衝突断面積モデルは VHS (Variable Hard Sphere) モデルを用いた。さらに DSMC コードには、温度依存の回転、振動衝突数および BL (Borgnakke - Larsen)⁸⁾ モデルが R-T (Rotation - Translation), V-T (Vibration - Translation) エネルギー交換モデルとして組込まれ、化学反応モデルは TCE (Total Collision Energy) モデル³⁾が組込まれている。しかし、本研究では低い温度領域であるため、窒素ガスの回転モード、振動モードおよび化学反応は無視した。気体と表面の相互作用にはマクスウェルモデル⁹⁾を用い、完全エネルギー、運動量適応係数を仮定した。ノズル壁面温度 T_w は 290 K とし、拡散反射を仮定した。タイムステップ、セル幅、ドメインサイズ、粒子数は、計算結果がこれらのパラメータに依存しない、適した値を用いた。マクロパラメータのサンプリングは定常状態に達したタイムステップから始められる。

模型の変位は、抗力係数 C_D が既知の場合は下記の式 (1) で抗力を計算し、張力との釣り合いから計算することができる。

$$F_D = C_D \times \pi r^2 \times \frac{1}{2} \rho_g U_g^2 \quad \theta = \tan^{-1} \left(\frac{F_D}{mg} \right) \quad (1)$$

$$\Delta x = L \sin \theta$$

ステンレス球の巨視的な変位計算に用いたパラメータは、抗力係数 $C_D=1.6$ 、糸の長さ $L=40$ cm、球半径 $r=2.5$ mm、模型の密度 $\rho=7.9$ g/cm³ であり、気流密度 ρ_g と速度 U_g は DSMC の計算結果から与えられた。しかし、計算精度を高めるためには模型による気流への影響を考慮し、微視的な抗力係数の計算を行う必要がある。従って DSMC においてノズル流れと模型の変位計算をカップリングしたモデルを構築した。まず、DSMC 計算において模型への抗力を各粒子衝突による運動量輸送の総和として式(2)で計算する。

$$F = \sum_p [(mv_p^{pre} - mv_p^{post}) F_{num,p}] / \Delta t \quad (2)$$

また熱伝達も同様に式(3)で計算する。

$$q = \sum_p [(E_{col,p}^{pre} - E_{col,p}^{post}) F_{num,p}] / \Delta t \quad (3)$$

式(2)で求めた抗力から模型の変位を計算する。

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{F_x}{m_s g - F_z} \right), \quad (4)$$

$$\Delta x = l_{st} \sin \theta, \quad \Delta z = l_{st} (1 - \cos \theta)$$

二次元軸対称コードでは、模型の形状は軸対称である必要があり、球や流れに正対する円盤等が適用可能である。また、模型は対称軸上に配置する必要がある。抗力は流れ方向の F_x のみ計算し、1 自由度の変位のみ計算する。三次元コードでは、軸対称ノズル流れを利用するため、模型の球や平板は y 方向の対称性を維持するように配置される。また、 x 方向と z 方向の 2 方向の変位が x - z 平面上で計算される。もし、模型の初期位置が対称軸に配置された場合は、 x 方向の変位のみ計算され、模型は対称軸上に保持される。

本稿では、球半径 $r=2.5\text{ mm}$ のステンレス球を模型として用い、HRWT 計測結果と計算結果を比較した。式(2)、(4)に基づいて模型を新しい釣り合い位置に配置した後、DSMC 粒子のサンプリングは定常状態に達してから開始する。サンプリングまでに必要な時間ステップは約 10,000 である。流れ場が定常状態に達すると模型への抗力とその変位を 3,000 時間ステップ毎に計算し、模型を新しい釣り合い位置に移す必要があるかどうか決定する。変位誤差は球半径の 10%、すなわち 0.25 mm に設定した。これらの手順を模型の釣り合い位置が収束するまで繰り返し行う。模型の初期条件は巨視的な抗力、変位計算と同様に設定する。糸の長さは $L=40\text{ cm}$ 、釣り糸はノズル出口から 10 mm のところに吊るす。吊るし点の座標は、 $(x,y)=(0.147163, 0.4)\text{ m}$ である。また、模型の球を z 方向に移動させて変位の分布を計測する場合、計測位置に従って、釣り糸の長さを調整する。模型の初期位置は巨視的な抗力計算より求めた釣り合い位置として計算を開始する。MOTIF コードでは、模型の表面モデルとして Maxwell モデルと CLL モデル⁹⁾を用いることができ、熱適合係数の物質、表面温度、表面のラフネス等への依存性を調査することができる。本研究では、表面モデルとして Maxwell モデルを用い、二つの極端な境界条件を用いて比較した。一つ目は、完全拡散反射モデルで表面温度は 290 K に設定した。二つ目は、完全鏡面反射モデルを用いた。

4. 結果と考察

4.1. ノズル流れ計算結果

まず、ノズル流れの希薄化効果を DSMC と CFD を比較することにより評価した。図 3 においてマッハ数の等高線図を DSMC と CFD で比較し、図 4 に DSMC と CFD 計算によるノズル出口における気流速度分布の比較を示す。また、表 2 にノズル出口における流れ特性とクヌーセン数を示す。図 3 に示されているように、質量流量が低い 0.01 g/s の場合、CFD において境界層の発展が著しく、マッハ数はノズル内で急激に減少している。質量流量が高くなるほど CFD と DSMC の差は小さくなり、すなわち希薄度が低くなるにつれて CFD の誤差が減少していることがわかる。図 5 に示されているように、加熱しない生ガスの場合($T_0=290\text{ K}$)、ノズル拡張部で速度がそれほど上がらず、出口での最高速度は約 700 m/s である。流量が大きい場合は、コア領域では DSMC と CFD は同様の速度であるが、流量が小さい場合は、境界層がコア領域まで影響し、CFD 速度が DSMC 速度よりも低くなる。この現象は DSMC が希薄化現象の一つ、滑り境界条件を表しているのに対し、本研究の CFD コードではそのモデルを入れていないため、境界での速度が 0 に向かい境界層が発達しやすいことが要因で起こる。二つの計算結果の差は、質量流量が小さいほど拡大し、 $m=0.01\text{ g/s}$ の場合コア部分においても CFD は DSMC よりも約 200m/s 低い速度を予測する。他方、希薄度の低い $m=0.03\text{ g/s}$ の場合、コア部分(コア直径約 1 cm)では良い一致がみられるが、滑り境界条件の差から境界に近い領域では DSMC と CFD に違いが生じる。

表 2 ノズル出口の流れ特性

$m, \text{g/s}$	0.01	0.02	0.03
p_0, Pa	2,650	5,000	7,325
$v_0, \text{m/s}$	704.3	729.8	735.9
T_0, K	56.7	22.3	14.5
M_0	4.6	7.6	9.5
$Kn (L=5\text{mm})$	1.02	0.165	0.82

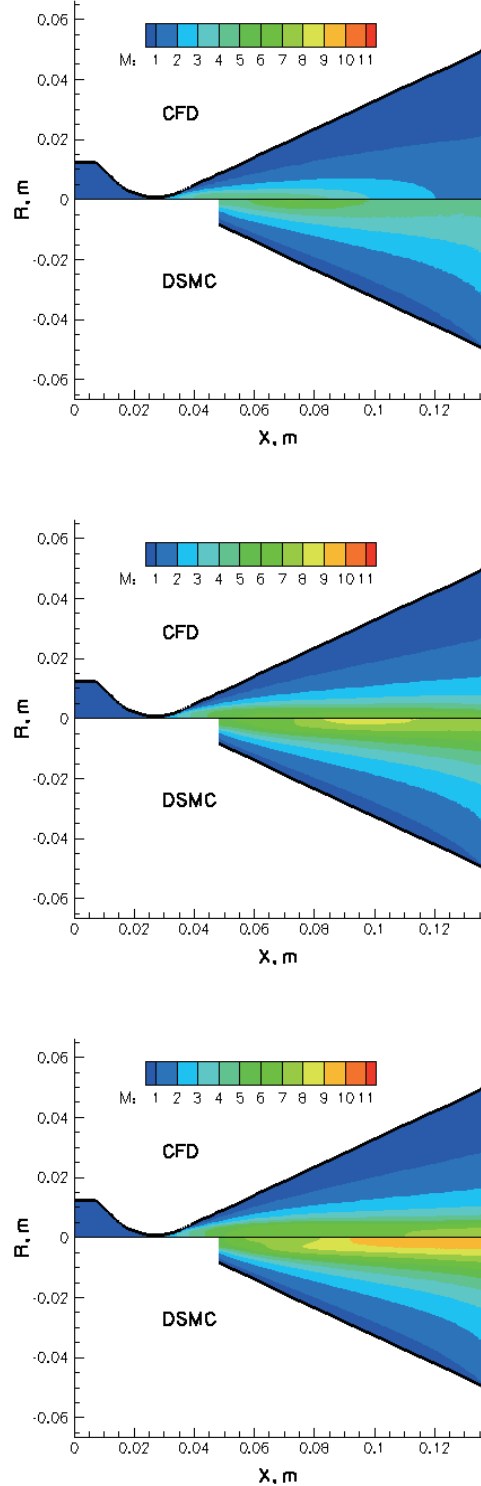


図 3 DSMC と CFD 計算によるノズル流マッハ数等高線図の比較($T_0=290\text{ K}$): 質量流量 0.01 g/s (上), 0.02 g/s (中), 0.03 g/s (下)

次に模型によるノズル内部外部の DSMC 流れへの影響を評価した。模型を気流に投入した DSMC 計算では、まず模型無しの DSMC 計算結果をリスタートファイルとして読み込み、模型を初期位置にセットする。模型により気流が変化するので、新たな定常状態に達してからサンプリングを開始し、流れ場および気流が模型に与える抗力を計算する。糸の張力との釣り合いから、模型を新た

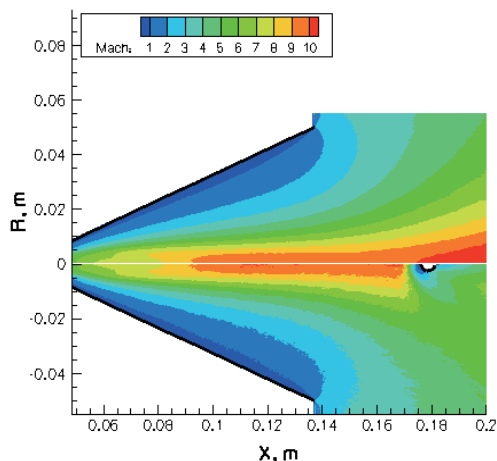
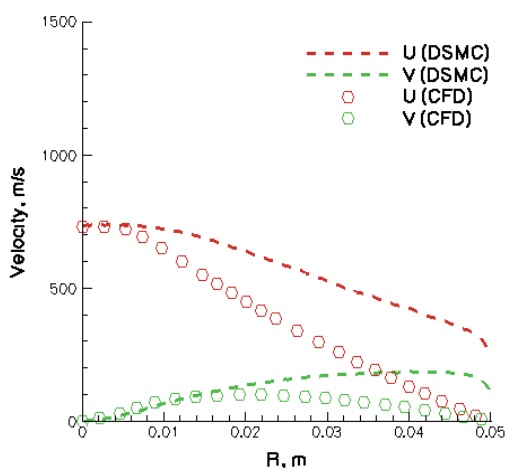
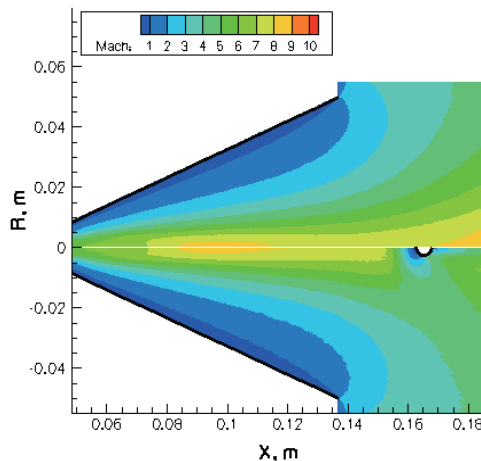
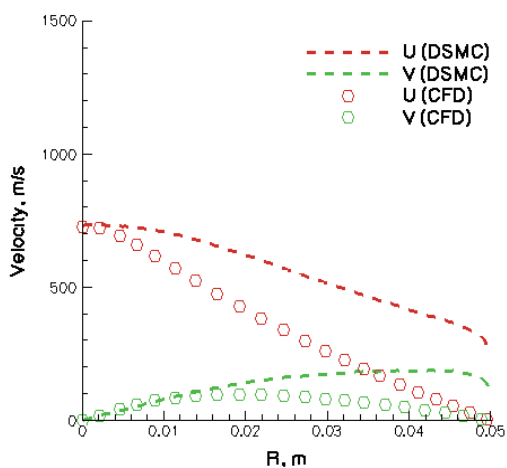
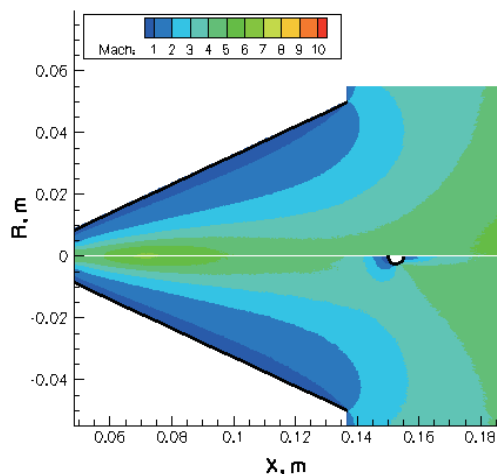
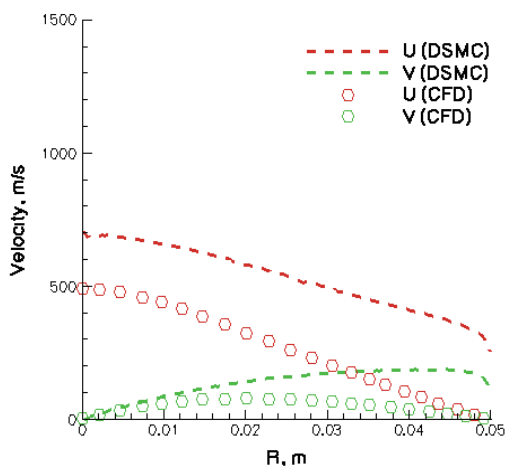


図4 DSMC と CFD 計算によるノズル出口の気流速度比較 ($T_0=290$ K): 質量流量 0.01 g/s (上), 0.02 g/s (中), 0.03 g/s (下)

図5 ノズル内部外部の模型有無の DSMC 流れ比較 ($T_0=290$ K): 質量流量 0.01 g/s (上), 0.02 g/s (中), 0.03 g/s (下)

な位置へ移動し、定常流れ場の計算を繰り返すことにより、最終的な模型変位を求める。定常状態で模型の変位誤差が模型半径の10%以下になったとき収束したと判定する。中心軸上では1自由度の変位、3D計算の中心軸外では2自由度の変位を計算し、釣り合い位置を求める。

図5に質量流量がそれぞれ0.01, 0.02, 0.03 g/sの場合のマッハ数の等高線図を模型がない流れと模型がある流れで比較する。拡張部では、断熱膨張し温度が低下するが、質量流量が減るほど、温度が高くなるためマッハ数は低くなる。また DSMC と CFD で比較した場合、CFD では境界層が発達しやすく、マッハ数がノズル内で減少

する。この現象は特に質量流量が小さい場合に顕著にみられ、 $m=0.01$ g/s の場合、DSMC では出口マッハ数が 4 から 5 であるのに対し、CFD では出口マッハ数は約 2 である。 $m=0.03$ g/s の場合、出口でのマッハ数は DSMC では約 10 であるのに対し、CFD では約 8 である。また、図に見られるように模型による気流への影響は無視できず、模型前方でマッハ数が減少し、コア部の気流を甚だしく乱していることがわかる。従って、式(1)では正確な変位を予測することが困難であることが分かる。

4.2. 実験と計算の変位比較検討 1

第一に、DSMC 法により計算された気流の密度と速度を用いて式(1)より球模型の変位を計算し、図 6 において計測結果と比較した。球の抗力係数は希薄領域では 1.6 と仮定し、糸の影響、球による気流の乱れを無視して、変位を計算した。図では流量が 0.01, 0.02, 0.03 g/s の 3 つのケースで比較している。レーザー変位計での変位計測結果では、流量が大きくなるほど変位も大きくなり、0.01, 0.02, 0.03 g/s のケースにおいて最大変位はそれぞれ約 4, 16, 28 mm である。流量が 0.04 g/s より大きくなると、コアでの密度、速度が伸びなくなり、境界層が薄くなっていき、その変化率は小さくなっていく。半径方向には、速度が減少するために変位も小さくなっていく。

計算においては、糸を吊るした位置での流れ場分布を用いて変位を計算し、その変位を図に実線で示した。流量が 0.01 g/s の変位が小さい場合、変位は最大で約 5 mm で計測値とよい一致が見られる。しかし、変位が大きい 0.02, 0.03 g/s の場合、変位が約 16 mm, 28 mm と大きい場合、ノズル出口近傍の気流条件を用いた計算結果の方が最大で約 80% も大きい変位を予測する。要するに変位が大きい場合、ノズル出口から下流にかけての動圧の変化が無視できないことがわかる。そこで流量が 0.02 g/s の場合 20 mm 下流の動圧、0.03 g/s の場合 30 mm 下流の動圧を用いて変位を計算し、その結果を図 6 に破線で示した。図に明らかのように破線の結果は実線と比べて計測との誤差が著しく減少していることがわかる。

HRWT のノズル流れはコア部分が小さく、動圧は流れ方向、半径方向で変化する。結果として、マクロな抗力計算式(1)では抗力係数、気流の一様性等を仮定する必要があるため正確な変位予測をすることができない。予備的な計算を行なった結果、模型による気流の乱れを考慮して抗力を計算すると、最大で 15% の誤差が生じることが分かった。従って、より高精度な変位予測を行なうためには、模型の位置、気流の乱れ、ミクロな抗力計算を可能にする、模型を組込んだ DSMC 計算が必要となる。

4.3. 実験と計算の変位比較検討 2

本サブセクションでは、模型を組込み、抗力とのバランスにより模型の変位補正を行う改良 DSMC コードを用いて球模型の変位計算を行なった。2D-AX と 3D の DSMC コードを用いて、それぞれ模型の壁面が鏡面反射、拡散反射の場合で変位を計算した。質量流量 0.01, 0.02, 0.03 g/s のケースの対称軸上の球模型の変位を計測と計算で比較し、その結果を表 3 に示す。また、HRWT 計測と DSMC 計算(2D-AX と 3D)による球模型の対称軸上の変位比較を図 7 に示す。

結果として、まず第一に、DSMC の 2D-AX と 3D の結果を比較すると良い一致が見られる。第二に、鏡面反射と拡散反射の結果を比較すると、鏡面反射の場合が拡散反射と比べて変位が小さく、0.03 g/s の場合、最大で 5 mm 程度の変位差が生じることがわかる。模型による気

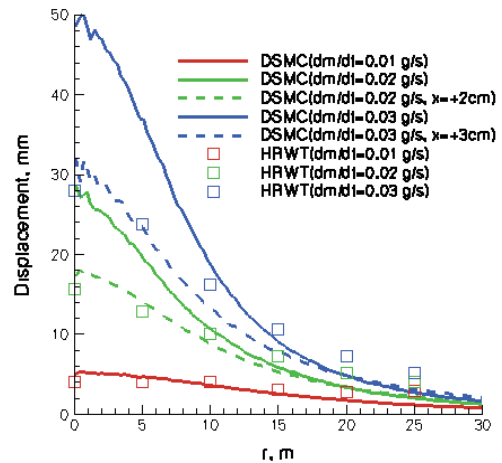


図 6 HRWT 計測と DSMC 気流計算結果を用いて式(1)で求めた球模型の変位比較

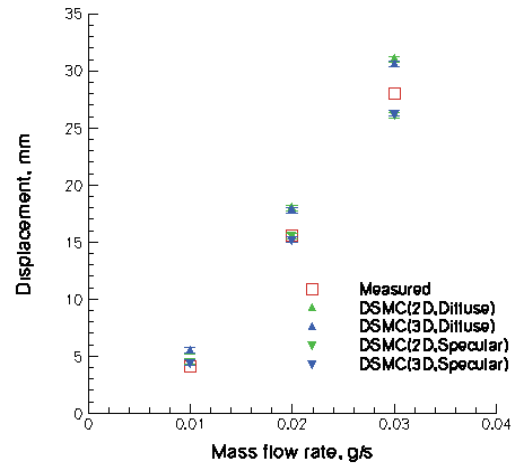


図 7 HRWT 計測と DSMC 計算(2D-AX と 3D)における球模型の対称軸上の変位比較

流の変化を考慮しない場合、鏡面反射モデルを用いた方が高い抗力を予測するが、球模型前方の密度は拡散反射モデルを用いた方が高くなり、その結果より大きな変位を予測する。最後に、HRWT の計測結果と計算結果を比

表 3 対称軸上の球模型の変位比較

質量流量 dm/dt, g/s	0.01	0.02	0.03
変位, mm (HRWT)	4.1	15.6	28.0
変位, mm (DSMC, 2D-AX, 鏡面)	4.53	15.53	26.11
変位, mm (DSMC, 2D-AX, 拡散)	5.48	17.98	31.01
変位, mm (DSMC, 3D, 鏡面)	4.43	15.21	26.29
変位, mm (DSMC, 3D, 拡散)	5.50	17.79	30.57

較すると、計測された変位はおよそ鏡面反射と拡散反射の計算結果の間の値であることがわかる。すなわち、ステンレス球模型の鏡面拡散反射比は0から1の間であることから、計算と計測結果はよい一致を示していることがわかる。

5. 結論

HRWT 実験結果と数値解析を比較し、極超音速希薄風洞の性能および気流評価を行った。数値計算では、ノズル内部の流れを CFD と DSMC で比較し、希薄化効果を評価した。その結果、希薄化効果は無視できず、CFD と DSMC をカップリングした気流計算が重要であることがわかった。球模型を用いた変位の比較では、模型を DSMC コードに組み込み、変位補正モデルを構築することにより、計算結果と計測結果で良い一致が得られた。今後、鏡面拡散反射比などの表面熱適合係数を明らかにするためには、計算効率を高め、計算誤差を小さくするとともに、模型の自由度を増やす必要がある。また、半径方向の変位分布を比較検討するとともに、平板を用いた3自由度の計測および計算比較検討を行う予定である。

参考文献

- 1) Fujita, K. and Noda, A., "Rarefied Aerodynamics of a Super Low Altitude Test Satellite," AIAA paper 2009-3606, San Antonio, Texas, June 2009.
- 2) Boyd, I. D., Penko, P. F., Meissner, D. L., and DeWitt, K. J., "Experimental and Numerical Investigations of Low-Density Nozzle and Plume Flows of Nitrogen," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 10, pp. 2453–2461, 1992.2010
- 3) Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon, Oxford, England, U.K., 1994.
- 4) Park, C., Jaffe, R. L., and Partridge, H., "Chemical-Kinetic Parameters of Hyperbolic Earth Entry," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 15, No. 1, 2001, pp. 76–90.
- 5) Capitelli, M., Gorse, C., Longo, S., and Giordano, D., "Collision Integrals of High-Temperature Air Species," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 14, No. 2, 2000, pp. 259–268.
- 6) Levin, E. and Wright, M. J., "Collision Integrals for Ion-Neutral Interactions of Nitrogen and Oxygen," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 18, No. 1, 2004, pp. 143–147.
- 7) Fujita, K., Sumi, T., Yamada, T., and Ishii, N., "Heating Environments of a Venus Entry Capsule in a Trail Balloon Mission," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 20, No. 3, 2006, pp. 507–516.
- 8) Borgnakke, C. and Larsen, P. S., "Statistical Collision Model for Monte Carlo Simulation of Polyatomic Gas Mixture," *Journal of Computational Physics*, Vol. 18, pp. 405–420, 1975.
- 9) Hedahl, M. O. and Wilmoth, R. G., "Comparison of the Maxwell and CLL Gas/Surface Interaction Models Using DSMC," NASA TM-110205, Dec. 1995.