- 24) 曾我丈夫：任意に強い凝縮流れの気体論的解析，第20回流体力学講演会予稿集，1988，pp. 178-181.
- 25) Fujikawa, S., Okuda, M., Akamatsu, T. and Goto, T.: Non-equilibrium vapor Condensation on a Shock-tube Endwall behind a Reflected Shock Wave, J. Fluid Mech., 183 (1987), pp. 293-324.
- 26) 藤川重雄，マレファト・メヘディ，水谷敏行，赤松映明：衝撃波管による蒸気の非平衡凝縮に関する実験，第20回流体力学講演会予稿集，1988，pp. 162-165.
- 27) 曾我丈夫：衝撃波管管端での蒸気の凝縮の解析，第21回流体力学講演会予稿集，1989，pp. 162-165.
- 28) Fujikawa, S., Maerefat, M.: A Study of the Molecular Mechanism of Vapor Condensation, JSME Int. J., 33 (1990), pp. 634-641.

一 特 集

鈍い物体後流渦の直接シミュレーション*1

古 浦 勝 久*2

Key Words: Vortex Shedding, Dilute Gas Flow, Null-Collision Direct-Simulation Monte Carlo Method

1. ま え が き

低密度気流中における鈍い物体後流渦の生成・放出，安定性，乱流への遷移などの過程は連続流の場合と同様に興味ある研究対象である。Meiburg¹⁾は，低密度気流中での斜め平板後流渦の生成・放出過程を Molecular Dynamics(MD)法および Time-Counter(TC) Direct-Simulation Monte Carlo(DSMC)法²⁾を用いて計算した。一様流マッハ数 $M_\infty=0.7$ およびクヌーセン数 $Kn_\infty=1/60$ (レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$) の場合，MD 法のみが渦の生成を示す結果を与え，ストローハル数は 0.25 であった。この値は，連続流 (非圧縮) の計算値³⁾ 0.15 に比較してかなり大きい。特に興味深いのは，TC-DSMC 法では渦の生成を伴わない平板に沿う流れが得られ，MD 法による結果と矛盾する点であった。

筆者は，Null-Collision(NC)DSMC 法⁴⁻⁶⁾を用いて鈍い物体 [斜め(45°)平板，垂直平板，円柱] 後流渦のシミュレーションを行い，渦の生成・放出を確認した^{7,8)}ので，その概略を報告する。

NC-DSMC 法は，衝突後の分子速度が変化しない仮想的な衝突 (null collision) 概念を導入し分子衝突シミュレーションを正確かつ効率的に行う。NC-DSMC 法の詳細は文献 9) を参照されたい。NC-DSMC 法の衝突セル当りの平均シミュレーション分子数の下限は 1 程度であり⁶⁾，従来広く用いられてきた TC-DSMC 法の約 30 にくらべて一桁小さい。同一分子数に対する両手法の計算時間・記憶容量は同程度である。

2. 物体後流渦のシミュレーション

航空宇宙技術研究所の数値シミュレータ上に構築された「希薄気体数値風洞」¹⁰⁾を用いて鈍い物体後流渦のシミュレーションを行った。「希薄気体数値風洞」においては，計算領域および分子衝突セルは直方体形状を汎用的に使い，流れ速度などの巨視的物理量は幾つかの衝突セルからなる直方体データセルにおいて計算し表示する。第 1～3 図に斜め平板，垂直平板，および円柱に対して用いた (データ) セルを示す。「希薄気体数値風洞」では，物体後流以外の計算領域境界で一様流を仮定しているのでも Meiburg の固体壁 (鏡面反射) 境界とは異なっているが，物体後流渦の生成に対して本質的な相違はないと考えられる。分子は剛体球モデルを用い，物体表面は一様流温度の拡散反射壁を仮定する。初期時刻 $t=0$ においてマッハ数 $M_\infty=0.7$ の一様流中に物体を瞬間的に挿入する。平板長 L ま

著 者 紹 介

古浦 勝久 (正会員)

昭和 17 年生。鹿児島県出身。昭和 44 年東京大学大学院博士課程工学系研究科航空学専門課程修了。同年航空宇宙技術研究所入所。現在，空気力学部希薄流研究室長。希薄実在気体力学の研究に従事。工学博士。日本物理学会，可視化情報学会，原子衝突研究協会等会員。

*1 平成 2 年 4 月 3 日，日本航空宇宙学会第 21 期年会講演会にて講演。平成 2 年 8 月 8 日原稿受理 Vortex Shedding in Dilute Gas Flows past Bluff Bodies by the Null-Collision Direct-Simulation Monte Carlo Method

*2 航空宇宙技術研究所 Katsuhisa KOURA

たは円柱の直径 d に基づくクヌーセン数またはレイノルズ数が $Kn_\infty=1/60$, $Re_\infty=69.2$ および $Kn_\infty=1/200$, $Re_\infty=231$ の場合について計算した。なお、データセルのサイズは斜め平板, 垂直平板, 円柱に対して各々 $L \sin(45^\circ)/10$, $L/20$, $d/20$ と固定した。

2.1 斜め平板 レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$ および 231 の場合とも, 渦の生成・放出が見られ, ストローハル数は約 0.2 であった⁷⁾。この値は, Meiburg の MD 法による計算値¹⁾ 0.25 と連続流 (非圧縮) の計算値³⁾ 0.15 の間にある。

第4～8図に $Re_\infty=69.2$ に対する時刻 $t=400t_\infty$ での流れの速度ベクトルを示す。ここに, t_∞ は一様流

の平均衝突時間である。第4～8図の衝突セルサイズ Δx は各々 $4.2\lambda_\infty$, $2.1\lambda_\infty$, $0.84\lambda_\infty$, $0.42\lambda_\infty$, $0.21\lambda_\infty$, 衝突セル当りの平均分子数 $\langle \Delta N \rangle$ は約 1000, 250, 40, 10, 2, およびデータセル当りの平均分子数 $\langle \Delta N \rangle_d$ は約 1000, 1000, 1000, 1000, 700 である。ここに, λ_∞ は一様流の平均自由行程である。なお, 時間ステップ Δt は $0.1t_\infty$ とした¹¹⁾。平板上部および下部に各々時計方向および反時計方向回りの渦が見られるが, 渦構造の収束は衝突セルサイズが λ_∞ 程度以下で得られ

第1図 直方体 (データ) セル: 斜め平板

第2図 直方体 (データ) セル: 垂直平板

第3図 直方体 (データ) セル: 円柱

第4図 斜め平板後流渦; レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$; 時刻 $t=400t_\infty$; セルサイズ $4.2\lambda_\infty$

第5図 斜め平板後流渦; レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$; 時刻 $t=400t_\infty$; セルサイズ $2.1\lambda_\infty$

第6図 斜め平板後流渦; レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$; 時刻 $t=400t_\infty$; セルサイズ $0.84\lambda_\infty$

第7図 斜め平板後流渦；レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$ ；時刻 $t=400t_\infty$ ；セルサイズ $0.42\lambda_\infty$

第8図 斜め平板後流渦；レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$ ；時刻 $t=400t_\infty$ ；セルサイズ $0.21\lambda_\infty$

第9図 垂直平板後流渦；レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$ ；時刻 $t=50t_\infty$

第10図 垂直平板後流渦；レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$ ；時刻 $t=500t_\infty$

る。

2.2 垂直平板 平板上部および下部に各々時計方向および反時計方向回りの渦が生成され、時間と共に渦構造は平坦になり不明確になるが、渦の放出は起こらない。 $Re_\infty=69.2(\Delta x=0.6\lambda_\infty, \langle \Delta N \rangle=25, \langle \Delta N \rangle_d=600)$ に対する渦生成初期時刻 $t=50t_\infty$ および時刻 $t=500t_\infty$ での流れの速度ベクトルを第9, 10図に、 $Re_\infty=231(\Delta x=\lambda_\infty, \langle \Delta N \rangle=6, \langle \Delta N \rangle_d=600)$ に対する渦生成初期時刻 $t=150t_\infty$ および時刻 $t=1500t_\infty$ での流れの速度ベクトルを第11, 12図に示す。

流れの速度ベクトルに擾乱を与え、渦放出の可能性を調べた。平板表面を一樣流速の10倍の速度で時

第11図 垂直平板後流渦；レイノルズ数 $Re_\infty=231$ ；時刻 $t=150t_\infty$

第12図 垂直平板後流渦；レイノルズ数 $Re_\infty=231$ ；時刻 $t=1500t_\infty$

第13図 垂直平板後流渦（過渡的速度擾乱）；レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$ ；時刻 $t=1000t_\infty$

刻 $t=500t_\infty$ ($Re_\infty=69.2$) および $t=1000t_\infty$ ($Re_\infty=231$) まで過渡的に一様回転した場合に対する (速度擾乱減衰後の) 時刻 $t=1000t_\infty$ ($Re_\infty=69.2$) および $t=2200t_\infty$, $2800t_\infty$ ($Re_\infty=231$) での流れの速度ベクトルを第13図および第14, 15図に示す. $Re_\infty=69.2$ ($\Delta x=0.3\lambda_\infty$, $\langle \Delta N \rangle=3$, $\langle \Delta N \rangle_d=300$) では渦の放出は見られないが, $Re_\infty=231$ ($\Delta x=\lambda_\infty$, $\langle \Delta N \rangle=3$, $\langle \Delta N \rangle_d=300$) で

第14図 垂直平板後流渦 (過渡的速度擾乱); レイノルズ数 $Re_\infty=231$; 時刻 $t=2200t_\infty$

第15図 垂直平板後流渦 (過渡的速度擾乱); レイノルズ数 $Re_\infty=231$; 時刻 $t=2800t_\infty$

第16図 円柱後流渦; レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$; 時刻 $t=100t_\infty$

は時計方向と反時計方向回りの渦が交互に放出され, ストローハル数は約0.25である. この値は, 連続流 (非圧縮) の計算値¹²⁾ 0.137 ($Re_\infty=300$) と比較してかなり大きい, 渦放出パターンは類似している.

2.3 円柱 垂直平板の場合と同様, 円柱上部および下部に各々時計方向および反時計方向回りの渦が生成され, 時間と共に渦構造は平坦になり不明確になるが, 渦の放出は起こらない. $Re_\infty=69.2$ ($\Delta x=0.6\lambda_\infty$, $\langle \Delta N \rangle=20$, $\langle \Delta N \rangle_d=400$) に対する渦生成初期時刻 $t=100t_\infty$ および時刻 $t=200t_\infty$ での流れの速度ベクトルを第16, 17図に, $Re_\infty=231$ ($\Delta x=\lambda_\infty$, $\langle \Delta N \rangle=3$, $\langle \Delta N \rangle_d=300$) に対する渦生成初期時刻 $t=300t_\infty$ および時刻 $t=1500t_\infty$ での流れの速度ベクトルを第18, 19図に示す.

非圧縮 (低レイノルズ数) 計算¹³⁾ においても渦放出の開始には過渡的な回転擾乱を与える必要があるが, 本計算 (圧縮性低レイノルズ数) においても流れの速度ベクトルに擾乱を与えるため, 円柱表面を一様流速度で時刻 $t=200t_\infty$ ($Re_\infty=69.2$) および $t=600t_\infty$ ($Re_\infty=$

第17図 円柱後流渦; レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$; 時刻 $t=200t_\infty$

第18図 円柱後流渦; レイノルズ数 $Re_\infty=231$; 時刻 $t=300t_\infty$

第19図 円柱後流渦；レイノルズ数 $Re_\infty=231$ ；時刻 $t=1500t_\infty$

第22図 円柱後流渦（過渡的速度擾乱）；レイノルズ数 $Re_\infty=231$ ；時刻 $t=2100t_\infty$

第20図 円柱後流渦（過渡的速度擾乱）；レイノルズ数 $Re_\infty=69.2$ ；時刻 $t=1000t_\infty$

第21図 円柱後流渦（過渡的速度擾乱）；レイノルズ数 $Re_\infty=231$ ；時刻 $t=1400t_\infty$

231)まで過渡的に一様回転した。速度擾乱減衰後の時刻 $t=1000t_\infty$ ($Re_\infty=69.2$) および $t=1400t_\infty$, $2100t_\infty$ ($Re_\infty=231$) での流れの速度ベクトルを第20図および第21, 22図に示す。 $Re_\infty=69.2(\Delta x=0.3\lambda_\infty, \langle \Delta N \rangle=3, \langle \Delta N \rangle_d=300)$ では渦の放出は見られないが, $Re_\infty=231(\Delta x=\lambda_\infty, \langle \Delta N \rangle=3, \langle \Delta N \rangle_d=300)$ では時計方向と反時計方向回りの渦が交互に放出され, ストローハル数は約0.2である。この値は, 連続流(非圧縮)の計算値¹³⁾ 0.20 ($Re_\infty=200$) と良く一致して

おり, また, 渦放出パターンも類似している。なお, 圧縮性連続流 ($M_\infty=0.7$) の計算値¹⁴⁾ は0.15 ($Re_\infty=231$) で幾分小さいが, 渦放出パターンは極めて類似している。

3. む す び

Null-Collision DSMC法を用いて低密度気流中における鈍い物体後流渦の生成・放出過程のシミュレーションを行い, 渦の生成・放出を確認した。垂直平板や円柱などの対称物体回りの渦パターンはレイノルズ数が70程度では渦放出を伴わない対称パターンであるが, レイノルズ数が200程度になると渦放出を伴わない対称パターンと渦放出を伴う非対称パターンが出現する。

渦の生成は平均自由行程よりも大きい衝突セルサイズに対しても見られるが, 明確な渦構造はデータセル当りの平均分子数 $\langle \Delta N \rangle_d$ が十分に大きい (≥ 300) 場合に得られる。従って, MeiburgのTime-Counter DSMC法による計算結果が渦の生成・放出を示さなかった主な理由は $\langle \Delta N \rangle_d (\sim 20)$ が小さすぎるためであると考えられる。

おわりに, 石井克哉氏(流体研)は圧縮性連続流の計算結果を提供されたことを記し感謝いたします。

参考文献

- 1) Meiburg, E.: Comparison of the Molecular Dynamics Method and the Direct Simulation Monte Carlo Technique for Flows around Simple Geometries, *Phys. Fluids*, **29** (1986), pp. 3107-3113.
- 2) Bird, G. A.: *Molecular Gas Dynamics*, Oxford University Press, London, 1976.
- 3) Sarpkaya, T.: An Inviscid Model of Two-Dimensional Vortex Shedding for Transient and Asymptotically Steady Separated Flow over an Inclined Plate, *J. Fluid Mech.*, **68** (1975), pp. 109-129.
- 4) Koura, K.: Null-Collision Technique in the Direct-

- Simulation Monte Carlo Method, Phys. Fluids, 29 (1986), pp. 3509-3511.
- 5) Koura, K.: Null Collision Monte Carlo Method: Gas Mixtures with Internal Degrees of Freedom and Chemical Reactions, Prog. Astronaut. Aeronaut., 117 (1989), pp. 25-39.
 - 6) Koura, K.: A Sensitive Test for Accuracy in Evaluation of Molecular Collision Number in the Direct-Simulation Monte Carlo Method, Phys. Fluids A, 2 (1990), pp. 1287-1289.
 - 7) Koura, K.: Direct Simulation of Vortex Shedding in Dilute Gas Flows past an Inclined Flat Plate, Phys. Fluids A, 2 (1990), pp. 209-213.
 - 8) Koura, K.: Direct Simulation of Vortex Shedding in Dilute Gas Flows past Bluff Bodies, Rarefied Gas Dynamics, 17th International Symposium, July 1990.
 - 9) 古浦勝久: 希薄気体数値風洞, 可視化情報, 10 (1990), pp. 35-39.
 - 10) Koura, K., Kanematsu, E. and Kimura, K.: Rarefied Gas Numerical Wind Tunnel, Rarefied Gas Dynamics, 17th International Symposium, July 1990.
 - 11) Koura, K.: Transient Couette Flow of Rarefied Binary Gas Mixtures, Phys. Fluids, 13 (1970), pp. 1457-1466.
 - 12) Fromm, J. E. and Harlow, F. H.: Numerical Solution of the Problem of Vortex Street Development, Phys. Fluids, 6 (1963), pp. 975-982.
 - 13) Braza, M., Chassaing, P. and Ha Minh, H.: Numerical Study and Physical Analysis of the Pressure and Velocity Fields in the Near Wake of a Circular Cylinder, J. Fluid Mech., 165 (1986), pp. 79-130.
 - 14) Ishii, K.: private communication.

一特 集一

空力制動型衛星に関する希薄気体力学^{*1}安 部 隆 士^{*2}

Key Words: Rarefied Flow, Aeroassist, Space Vehicle

1. はじめに

始めに、空力制動型衛星についての概要を述べよう。大気を有する惑星に、外軌道から接近する衛星が、その惑星回りの軌道に入る場合を想定する。空力制動型衛星では、その際に、その惑星の大気を利用する。すなわち、通常の方法では、外軌道から惑星に近づいた際、適当な時期に減速して、惑星回りの所定の軌道に入る。しかしながらこの方法では、減速の際かなりの燃料を消耗することになるために、ペイロード重量が大きな制限を受けることになる。ペイロード重

量の制限を緩和するため、必要な減速を惑星大気を通過する際の抗力を利用することが考えられてきた¹⁾。これが、空力制動型衛星である。方法としては、いくつかのバリエーションがあるが、特に希薄気体の効果が重要になるものは、次のようなものである。第1図に示すように、まず弱い減速により、惑星回りの大きな軌道に移行し、その後、複数回、惑星大気を通過することにより、次第に目的の低軌道に移行するものである。このような空力制動型衛星が利用できる大気を有する惑星としては、金星、地球、火星、木星など、数多くの惑星がその対象となる。

惑星大気は、高度と共にその密度は減少し、それに対応して、いわゆる平均自由行程は大きくなっていく。平均自由行程は、気体粒子が、たかだか1回の他粒子との衝突を経験するまでに動く距離であり、気体の希薄の度合を示す。第2a図は、地球大気の場合の平均自由行程を高度と共に示す。さて、いま地球の大気中、ある高度を飛行する宇宙船を考える。この宇宙船は、いわゆる空力加熱にさらされるわけであるが、それによる表面温度を、平衡を仮定して(空力加熱による熱入力と輻射による熱損失の釣合)見積もると、第2b図のようになる。ここで ϵ は、輻射率を示す。この図からもわかるように、平衡温度は、高度100

著者紹介

安部 隆士 (正会員)

昭和24年生。福岡県出身。昭和48年京都大学工学部航空工学科卒業。昭和53年東京大学大学院工学系博士課程修了。現在、宇宙科学研究所助教授。宇宙輸送に関わる気体力学の研究に従事。工学博士。日本物理学会、日本機械学会、日本ロケット協会、AIAA各会員。

^{*1} 平成2年4月3日、日本航空宇宙学会第21期年会講演会にて講演。平成2年9月5日原稿受理 Rarefied Gas Dynamics in Relation to Aeroassisted Orbital Transfer Vehicle

^{*2} 宇宙科学研究所 Takashi ABE