

希薄気体数値風洞 V. 斜め平板後流渦

古浦勝久* 金松恵美**

Rarefied Gas Numerical Wind Tunnel V. Vortex Shedding behind an Inclined Flat Plate

by

Katsuhisa KOURA
National Aerospace Laboratory
Emi KANEMATSU
Fujitsu Limited.

ABSTRACT

The "rarefied gas numerical wind tunnel" with the universal code described using the null-collision direct-simulation Monte Carlo method is used for the simulation of the vortex shedding in dilute gas flows past an inclined flat plate at the incidence angle 45° . The results obtained for the freestream Mach number $M_\infty = 0.7$ and Knudsen numbers $Kn_\infty = 1/60$ and $1/200$, for which the freestream Reynolds numbers $Re_\infty = 69$ and 230 , respectively, clearly show the vortex shedding in the wake region of the plate. The Strouhal number is about 0.2 , which is rather larger than about 0.15 under continuum (incompressible) flow conditions. It is also found that the well-defined vortex structure disappears at rather small Knudsen number $Kn_\infty \gtrsim 0.1$ for $M_\infty = 0.7$ or at rather small Mach number $M_\infty \gtrsim 2$ for $Kn_\infty = 1/60$.

1. 希薄気体数値風洞

スペース・プレーン等の高層大気飛翔体が希薄大気中を飛行する際の空力特性を求めるための「希薄気体数値風洞」の開発研究を進めている。希薄気流中での3次元全機シミュレーションは、現在のところ、直接シミュレーション・モンテカルロ(DSMC)法による数値解法によってのみ可能であるから、「希薄気体数値風洞」においてもDSMC法を用いている。

DSMC法は、分子の運動を確率・統計的に乱数を用いて物理的に直接シミュレートする方法の総

称である。従来、DSMC法では分子運動と分子衝突を小さな時間ステップの間分離して取り扱い(「分子運動と分子衝突の分離の仮定」)、物理(計算)空間を分子衝突シミュレーションのための小さなセルに分割する。この近似が有効であるためには、時間ステップおよびセルサイズが十分に小さくなければならないので、計算結果の時間ステップとセルサイズへの依存性(収斂)を吟味することが必要である。分子衝突シミュレーション手法は幾つか提案されているが、正しい結果が得られる場合でも計算時間と許容範囲内の結果を与えるシミュレーション分子数の下限(記憶容量)に相当の差異があり、3次元シミュレーションにおいては手法の選択が極めて重要である。手法の

* 航空宇宙技術研究所

** 富士通株式会社

厳格な評価を行う方法を確立したので、それによって計算時間とシミュレーション分子数の下限の小さい手法を注意深く吟味した。その結果、Null-Collision (NC) DSMC法^{1,2)}が最も優れていることが分かったので、現時点での「希薄気体数値風洞」はNC-DSMC法を用いている。

最近、「分子運動と分子衝突の分離の仮定」に基づかない新しいDSMC法を考案した。従来のDSMC法との詳細な比較検討を続行中であるが、シミュレーション分子数の下限はNC-DSMC法と同程度であり、計算時間は従来のDSMC法より原理的に少ない。

本報告では、「希薄気体数値風洞」によって求められた低密度気流中における斜め平板後流渦の生成・放出過程のシミュレーション結果を示す。

2. 斜め平板後流渦

低密度気流中での鈍い物体後流渦の生成・放出、安定性、および乱流への遷移などの過程は連続流の場合とは異なっていると思われる。Meiburg³⁾はTime-Counter DSMC法⁴⁾およびMolecular Dynamics (MD)法を用いて、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 $Re_\infty=69$)の低密度気流中における斜め(45°)平板後流渦のシミュレーションを行い、MD法のみが渦の生成を示す結果を得た。MeiburgのDSMC法による結果の検証を目的として、低密度気流中における斜め平板後流渦の放出過程のシミュレーションを「希薄気体数値風洞」を用いて行った。「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樣流を仮定しているので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する境界の影響は小さいと考えられる。なお、分子は剛体球モデルを用い、平板表面は一樣流温度の拡散反射壁を仮定する。分子の初期速度分布は、一樣流のMaxwell分布を仮定し、時刻 $t=0$ において一樣流中に平板を挿入する。

レイノルズ数 $Re_\infty=69$ での流れの速度ベクトルを図1($t=160t_\infty$)と図2($t=300t_\infty$)に示す。セルサイズはMeiburgの $2.9\lambda_\infty$ よりさらに大きい $4.2\lambda_\infty$ の場合である。 λ_∞ および t_∞ は、各々一樣流の

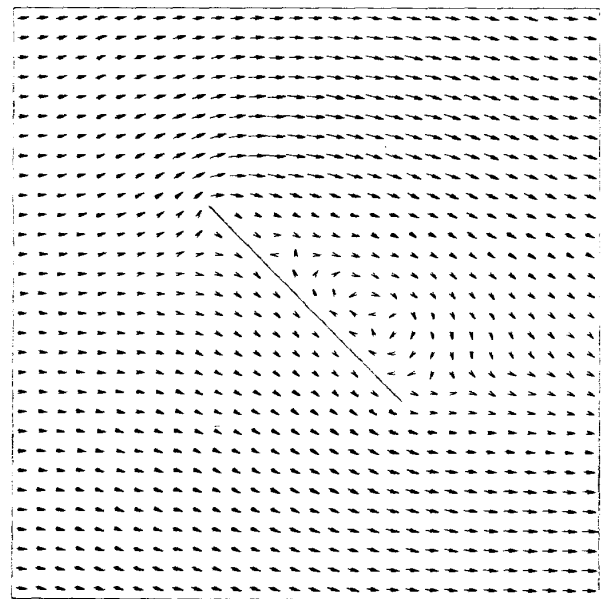


図1 時刻 $t=160t_\infty$ での時計方向回りの渦；レイノルズ数 $Re_\infty=69$ ，セルサイズ $4.2\lambda_\infty$

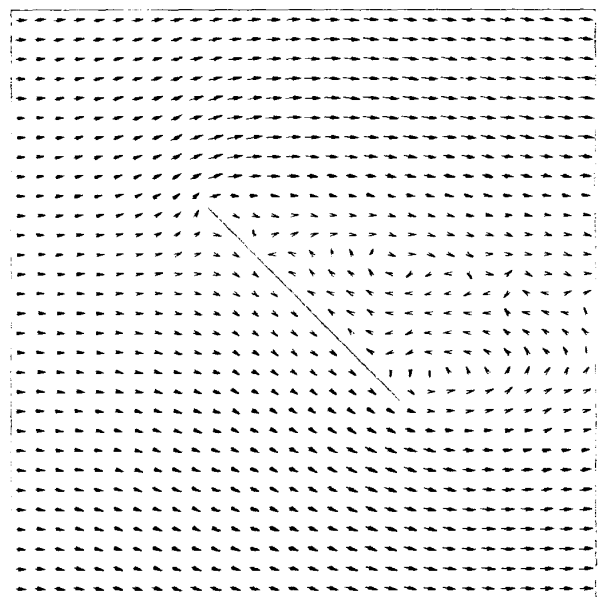


図2 時刻 $t=300t_\infty$ での反時計方向回りの渦；レイノルズ数 $Re_\infty=69$ ，セルサイズ $4.2\lambda_\infty$

平均自由行程と平均衝突時間であり、セル平均分子数は約2000である。時刻 $t/t_\infty \approx 100$ において時計方向回りの渦が平板中央付近に現れ、それが後方に流れ去ると共に反時計方向回りの渦が時刻 $t/t_\infty \approx 200$ において平板下端近傍に出現する。

λ_∞ より小さいセルサイズ $0.42\lambda_\infty$ に対する結果を図3($t=150t_\infty$)と図4($t=300t_\infty$)に示す。平均セル分子数は約20であるが、流れの速度ベクトル

は100個の衝突セルで構成された図1, 2と同じ大きさのデータ・セル(平均分子数約2000)中での平均分子速度である。図1, 2と比較してより明確な渦構造がみられる。

セルサイズおよび計算領域の大きさの渦生成に及ぼす影響を注意深く調べた結果、 λ_∞ より大きなセルサイズに対しても十分に明確な渦構造が得られることが分かった。MeiburgのDSMC結果が渦形成を示さなかったのは、シミュレーション分子数の不足(平均セル分子数約20)による可能性が

大きい。

レイノルズ数 $Re_\infty=230$ (マッハ数 $M_\infty=0.7$, クヌーセン数 $Kn_\infty=1/200$)での渦放出パターンを図5 ($t=500t_\infty$), 図6 ($t=1000t_\infty$)および図7 ($t=1500t_\infty$)に示す。セルサイズは $0.42\lambda_\infty$, 平均セル分子数は約10であり, データ・セルは100個の衝突セル(平均分子数約1000)で構成されている。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)での値⁵⁾約0.15よりかなり大きいが,

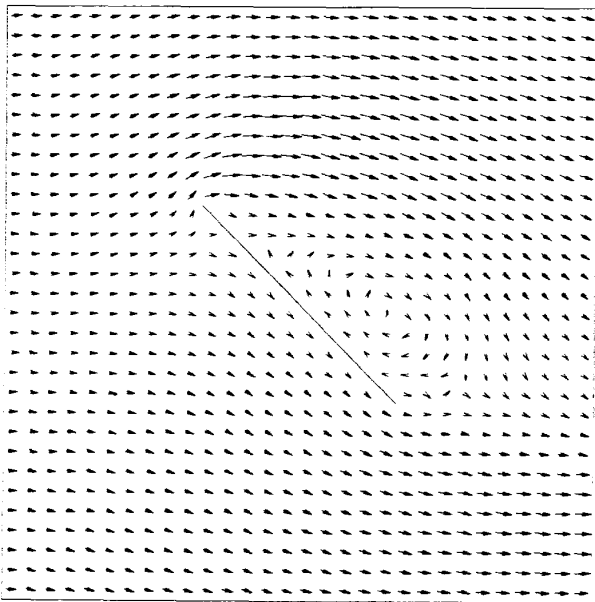


図3 時刻 $t=150t_\infty$ での時計方向回りの渦;
レイノルズ数 $Re_\infty=69$, セルサイズ
 $0.42\lambda_\infty$

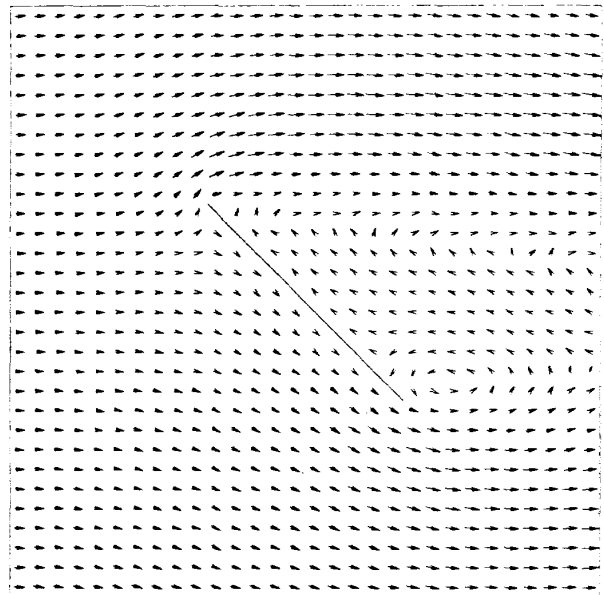


図4 時刻 $t=300t_\infty$ での反時計方向回りの渦;
レイノルズ数 $Re_\infty=69$, セルサイズ
 $0.42\lambda_\infty$

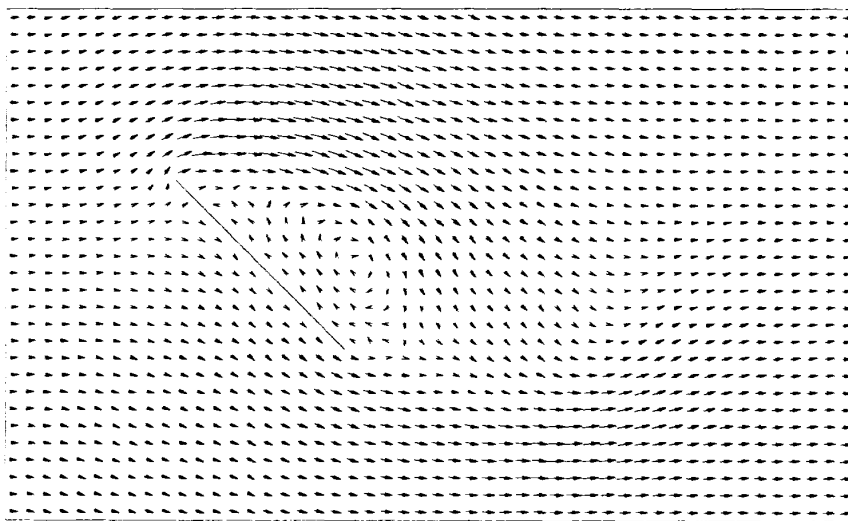


図5 時刻 $t=500t_\infty$ での時計方向回りの渦;レイノルズ数
 $Re_\infty=230$, セルサイズ $0.42\lambda_\infty$

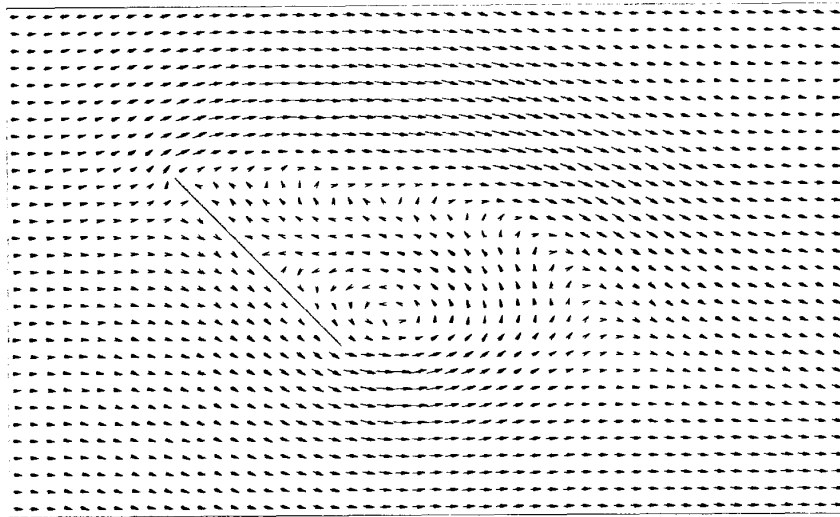


図6 時刻 $t=1000t_\infty$ での反時計方向回りの渦；レイノルズ数 $Re_\infty=230$ ，セルサイズ $0.42\lambda_\infty$

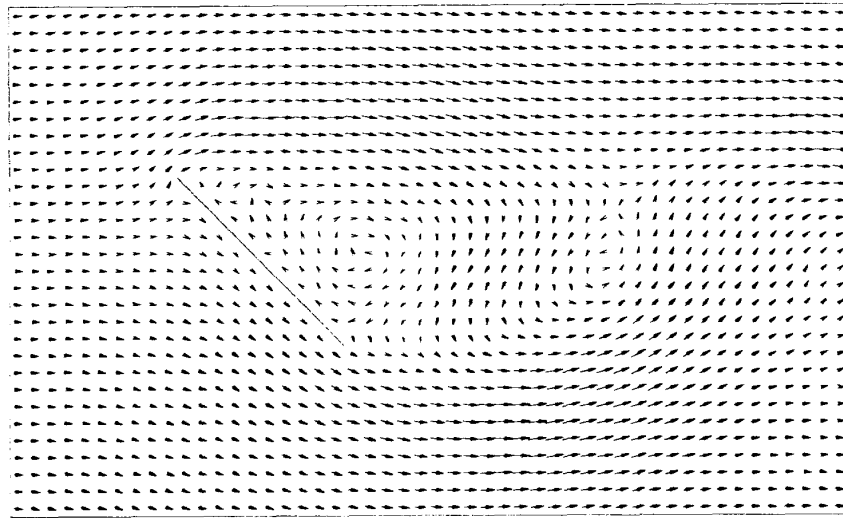


図7 時刻 $t=1500t_\infty$ での時計方向と反時計方向回りの渦対；
 $Re_\infty=230$ ，セルサイズ $0.42\lambda_\infty$

この相違が希薄効果によるものかどうかはさらに検討を要する。なお、クヌーセン数またはマッハ数の増大に伴い平板後方での希薄効果が顕著になり、比較的小さいクヌーセン数 $Kn_\infty \geq 0.1$ ($M_\infty = 0.7$) またはマッハ数 $M_\infty \geq 2$ ($Kn_\infty = 1/60$) において明確な渦構造は消滅する。

謝 辞

井上建二（航技研），田村敦宏（航技研），および齋藤定（日本電気KK）各博士には，渦放出過程についての示唆を，また，三好甫部長（航技研）には「希薄気体数値風洞」構築についての奨励を受けたことを記し深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) K. Koura, Phys. Fluids 29, 3509 (1986).
- 2) K. Koura, Prog. Astronaut. Aeronaut. 117, 25 (1989).
- 3) E. Meiburg, Phys. Fluids 29, 3107 (1986).
- 4) G.A. Bird, Molecular Gas Dynamics (Oxford U.P., London, 1976).
- 5) T. Sarpkaya, J. Fluid Mech. 68, 109 (1975).