

差分格子ボルツマン法による BVI の数値解析

田村 明紀¹, 蔦原 道久¹, 片岡 武¹, 青山 剛史², 梁 忠模²

¹神戸大学大学院自然科学研究科

²JAXA, 総合技術研究本部

Numerical Simulation of Blade-Vortex Interactions Using the FDLBM

by

Akinori Tamura, Michihisa Tsutahara, Takeshi Kataoka, Takashi Aoyama and Choongmo Yang

ABSTRACT

Parallel blade-vortex interactions have been calculated using the finite difference lattice Boltzmann method of the compressible Euler model. The perturbed discrete Boltzmann equation based on a prescribed vortex method has been proposed in order to prevent a vortex from diffusing by numerical dissipation. The discretization of the governing equation is based on a second order accurate explicit Runge-Kutta time integration and a fifth order accurate upwind scheme which includes additional terms to capture shock waves clearly. Transonic flow around an airfoil without vortices has been simulated to validate the perturbed discrete Boltzmann equation system. A surface pressure distribution and pressure contour lines around the airfoil have been compared with other numerical data, and good agreements have been obtained. As a simple model of parallel blade-vortex interaction, two-dimensional blade-vortex interaction has been calculated using the proposed numerical method. An instantaneous pressure coefficient, a time history of a lift coefficient and patterns of acoustic waves have been compared with other numerical results, and agreed with them very well. Mechanism of noise generation has been also captured from numerical results. Three-dimensional calculations of parallel blade-vortex interaction have been performed using the present numerical procedure. Time variations of surface pressure distributions have been compared with Euler calculation and experimental data, and good agreements have been obtained.

1. 緒言

BVIにより発生する空力騒音 (BVI 騒音) は, 特に着陸時に発生しヘリポート周辺への影響が大きい, その低減が強く望まれている. BVIは一般的に非定常3次元現象であるが, ある飛行条件下ではブレードと翼端渦の交差角 Λ が0となり, 互いが平行に近い状態での干渉するため現象が2次元になる. この現象は Parallel BVI と呼ばれ, 一般的な BVI に比べて解析は容易である. 本研究では, この Parallel BVI とそれにより生じる空力騒音を研究対象とした.

すでに Parallel BVI について実験もしくは数値計算に基づいた多くの研究⁽¹⁾⁽⁴⁾が行われている. BVI 騒音低減のためには, その発生メカニズムを明らかにすることが有効であると思われるが, 発生メカニズムについて詳しく考察したものは見当たらない.

一方で, Tsutahara らは新しい計算手法である差分格子ボルツマン法 (FDLBM) を用いれば, 従来のコンパクトスキームを用いた高精度な計算法に比べて少ない計算格子数で音波の直接計算が可能であることを示した⁽⁵⁾.

以上の背景から, 本研究では FDLBM を用いて Parallel BVI 騒音の直接計算を行い, その発生メカニズムについて考察することを目的とした.

2. 計算方法

2. 1. 差分格子ボルツマン法 (FDLBM)

FDLBM の基礎方程式は離散ボルツマン方程式 (離散 BGK 方程式) である. 今回の計算では移動する翼を取り扱うため, 移動格子に対応したモデル⁽⁶⁾を用いる. 蔦原らにより提案された追加項を含んだ離散ボルツマン方程式^{(5),(7)}は時間, 空間をそれぞれ t , x_α として粒子の速度分布関数を f_i と表すと,

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + (c_{i\alpha} - V_\alpha) \frac{\partial f_i}{\partial x_\alpha} - \frac{A}{\phi} c_{i\alpha} \frac{\partial (f_i - f_i^{eq})}{\partial x_\alpha} = -\frac{1}{\phi} (f_i - f_i^{eq}) \quad (1)$$

ここで添え字 α は座標の方向を表している. A および ϕ は正の定数であり, ϕ は単一緩和時間と呼ばれる. ベクト

ル V_α は格子の移動速度ベクトルである⁽⁶⁾. $c_{i\alpha}$ および f_i^{eq} は i 番目粒子の速度ベクトルおよび局所平衡分布関数を表しており, 後者は基礎方程式系が適切な流体の支配方程式を回復するように粒子モデルによって決定される. 今回は粒子モデルとして Kataoka らによる圧縮性オイラーモデル⁽⁸⁾ (2次元9速度, 3次元15速度モデル) を用いた. 本モデルにおいて局所平衡分布関数は以下のように表される.

$$f_i^{eq} = \rho \left(A_i + B_i \frac{u_\alpha c_{i\alpha}}{c^2} + D_i \frac{1}{c^4} u_\alpha c_{i\alpha} u_\beta c_{i\beta} \right) \quad (2)$$

ここで c は基準粒子速度である. ρ , u_α は密度および流速を表している. A_i , B_i および D_i は流速, 内部エネルギー e により決定される係数である. 密度, 流速, 内部エネルギーは速度分布関数と粒子速度のモーメント和により以下のように定義される.

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_i f_i \\ u_\alpha &= \frac{1}{\rho} \sum_i f_i c_{i\alpha} \\ e &= \frac{1}{\rho} \sum_i f_i \frac{c_{i\alpha}^2 + \eta_i^2}{2} - \frac{1}{2} u_\alpha^2 \end{aligned} \quad (3)$$

ここで η_i は粒子の自由度を保つための定数である. チャップマン・エンスコグ展開により, 以上の離散ボルツマン方程式系が圧縮性オイラー方程式を満足することが確認されている.

2. 2. Prescribed-vortex approach の導入

BVI の数値計算において最も問題となるのは数値拡散により渦が散逸することである. Srinivasan らはオイラー方程式の解を渦による成分とその他の成分に分割して, 渦の数値拡散を抑える Prescribed-vortex method⁽¹⁾を提案した. 本研究では渦の数値拡散抑制のため, この手法を FDLBM に導入する. 離散ボルツマン方程式の解 f_i , 密度 ρ , 流速 u_α および内部エネルギー e を渦成分 (添え字 V) とその他の成分 (添え字 P) に以下のように分割する.

$$\begin{aligned}
f_i &= f_{V,i} + f_{P,i} \\
\rho &= \rho_V + \rho_P \\
u_\alpha &= u_{V,\alpha} + u_{P,\alpha} \\
e &= e_V + e_P
\end{aligned} \quad (4)$$

ここで渦成分は渦モデルにより解析的に与えられる．これらを離散ボルツマン方程式系(1)-(3)に代入する．(3)式より密度，流速，内部エネルギーの摂動成分に対する方程式が以下のように得られる．

$$\begin{aligned}
\rho_P &= \sum_i f_{P,i} \\
u_{P,\alpha} &= \frac{1}{(\rho_V + \rho_P)} \sum_i f_{P,i} c_{i\alpha} - \frac{\rho_P u_{V,\alpha}}{\rho_V + \rho_P} \\
e_P &= \frac{1}{(\rho_V + \rho_P)} \left\{ \sum_i f_{P,i} \frac{c_{i\alpha}^2 + \eta_i^2}{2} + \rho_V \left(e_V + \frac{u_{V,\alpha}^2}{2} \right) \right\} \\
&\quad - e_V - \frac{1}{2} (u_{V,\alpha} + u_{P,\alpha})^2
\end{aligned} \quad (5)$$

また，渦成分が離散ボルツマン方程式系(1)-(3)の解であることに注意すると，(1)式より速度分布関数の摂動成分 $f_{P,i}$ に対する以下の方程式が得られる．

$$\frac{\partial f_{P,i}}{\partial t} + (c_{i\alpha} - V_\alpha) \frac{\partial f_{P,i}}{\partial x_\alpha} - \frac{A}{\phi} c_{i\alpha} \frac{\partial (f_{P,i} - f_{P,i}^{eq})}{\partial x_\alpha} = -\frac{1}{\phi} (f_{P,i} - f_{P,i}^{eq}) \quad (6)$$

ここで $f_{P,i}^{eq}$ は以下の式で定義される局所平衡分布関数の摂動成分である．

$$\begin{aligned}
f_{P,i}^{eq} &= f_i^{eq} (\rho_V + \rho_P, u_{V,\alpha} + u_{P,\alpha}, e_V + e_P) \\
&\quad - f_i^{eq} (\rho_P, u_{P,\alpha}, e_P)
\end{aligned} \quad (7)$$

以上の摂動離散ボルツマン方程式系(5)-(7)を用いて BVI の数値計算を行う．

2. 3. 計算スキーム

Tsutahara ら⁽⁵⁾は3次精度風上差分法を用いて音波の直接計算を行ったが，衝撃波が生じる問題においては衝撃波の前後で数値振動が生じる．そこで空間差分スキームとして5次精度風上差分スキームに衝撃波前後での数値振動を抑制する拡散項を追加したスキームを用いた．(6)式の移流項を $c_\xi \partial g / \partial \xi$ ，格子番号を j とすると用いたスキームは次のように表される．

$$\begin{aligned}
c_\xi \frac{\partial g}{\partial \xi} \Big|_j &= c_\xi \frac{-2g_{j-3} + 15g_{j-2} - 60g_{j-1} + 20g_j + 30g_{j+1} - 3g_{j+2}}{60\Delta\xi} \\
&\quad - \kappa |c_\xi| \frac{g_{j-1} - 2g_j + g_{j+1}}{\Delta\xi} \quad c_\xi > 0 \\
c_\xi \frac{\partial g}{\partial \xi} \Big|_j &= c_\xi \frac{-3g_{j-2} - 30g_{j-1} - 20g_j + 60g_{j+1} - 15g_{j+2} + 2g_{j+3}}{60\Delta\xi} \\
&\quad - \kappa |c_\xi| \frac{g_{j-1} - 2g_j + g_{j+1}}{\Delta\xi} \quad c_\xi < 0
\end{aligned} \quad (8)$$

ここで κ は数値拡散の大きさを決定する係数であり，圧力 p を用いて次のように与えられる．

$$\kappa = \tau \frac{|p_{j-1} - 2p_j + p_{j+1}|}{|p_{j-1} + 2p_j + p_{j+1}|} \quad (9)$$

τ は任意のパラメータであり本計算では 2.0 とした．時間進行には Tsutahara ら⁽⁵⁾と同様に2次精度ルンゲ・クッタ法を用いた．

3. NACA0012 翼周りの流れ

提案した摂動離散ボルツマン方程式系(5)-(7)の妥当性を確認するため，静止流体中を一定速度で移動する翼周り流れの数値計算を行う．翼形状はNACA0012とした．計算格子としてO型格子を用い，格子数は半径方向に101点，周

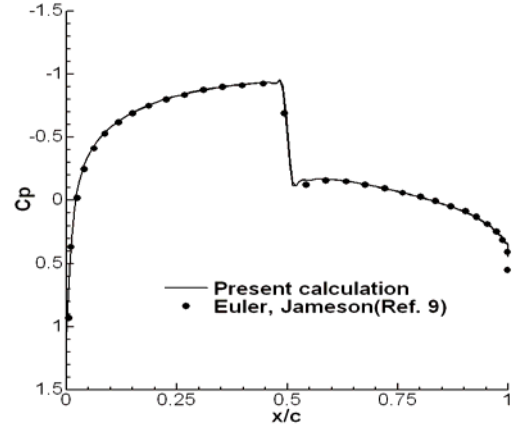
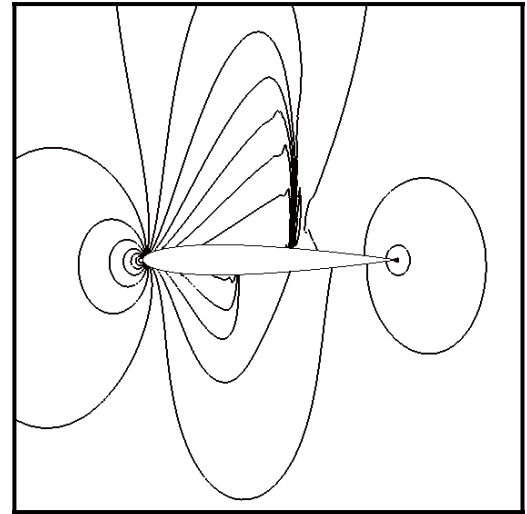
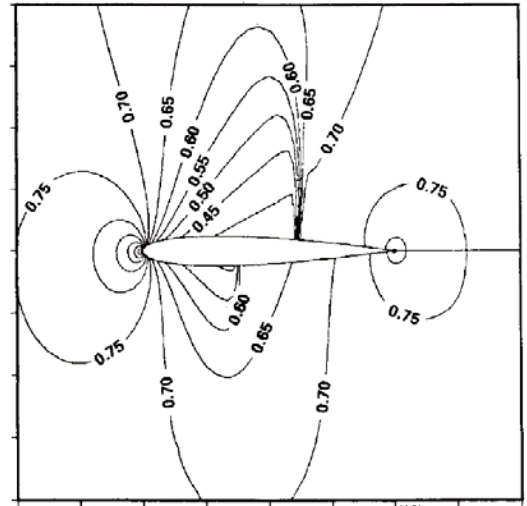


Fig. 1 Comparison of surface pressure distributions



(a) Present calculation



(b) Euler calculation, Pulliam⁽¹⁰⁾

Fig. 2 Comparison of pressure contour lines

方向に301点とした．計算領域は半径方向に翼のコード長の10倍として，計算領域の外部に反射を防ぐためのスポンジ領域を設けた．(5)式における既知成分(渦成分)には静止流体における値を与えた．迎え角 $\alpha_0 = 0^\circ$ ，翼のマッハ数 $M = 0.8$ とした計算と $\alpha_0 = 1.25^\circ$ ， $M = 0.8$ とした計算の2通りの計算を行い，それぞれオイラー計算^{(9),(10)}との比較を行った．Figure 1は $\alpha_0 = 0^\circ$ での翼表面における圧力分布であり，Fig. 2は $\alpha_0 = 1.25^\circ$ としたときの翼周りの圧力分布を示している．摂動離散ボルツマン方程式系によ

る結果はいずれもオイラー計算^{(9),(10)}に良く一致し、本計算モデルが妥当であることが示された。

4. 2次元 BVI 計算結果

Parallel BVI が完全に2次元であるとみなせば、問題は Fig. 3 に示すような2次元 BVI となる。翼断面の形状は NACA0012 であり、渦は Scully 渦モデルにより与える。各パラメータは他の計算⁽¹⁾⁻⁽³⁾と同様に設定する ($M=0.8$, $\alpha=0.05$, $\Gamma=-0.2$, $Y_v=-0.26$)。はじめに渦の無い状態での定常解を求め、その後に上流側に渦を導入する。計算格子数はコンパクトスキームを用いた BVI 騒音の直接計算⁽²⁾の約半分 (301×201) とした。

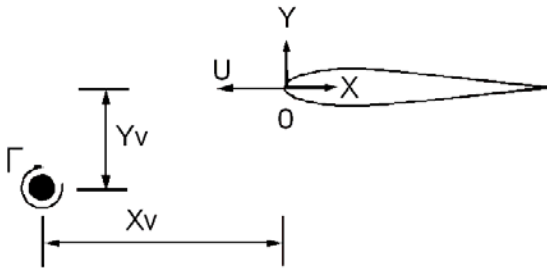


Fig. 3 Parameters of two-dimensional BVI

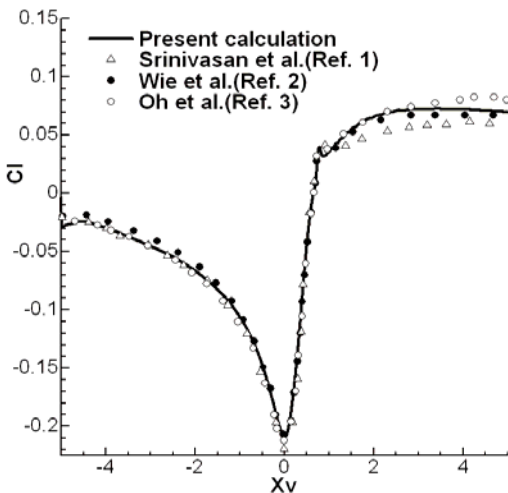


Fig. 4 Lift variation during parallel BVI

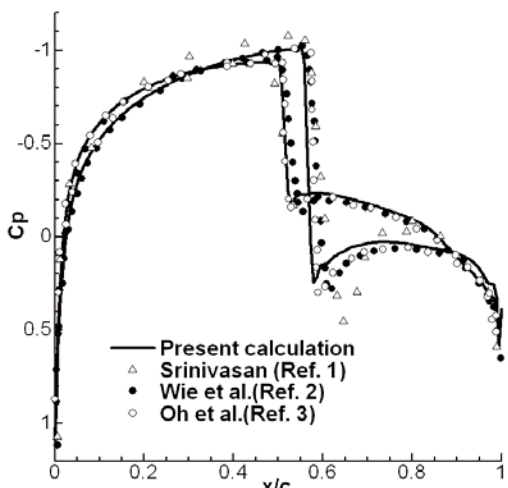
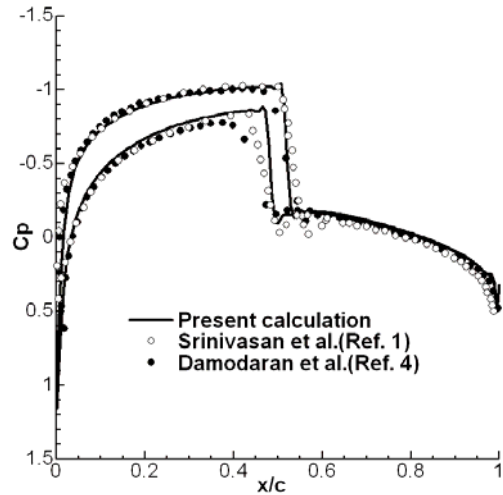
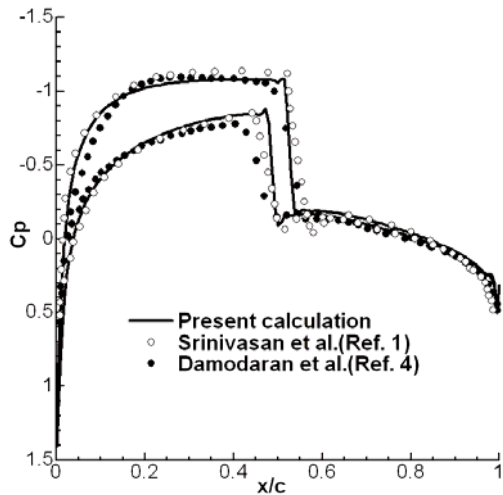


Fig. 5 Instantaneous surface pressure distribution ($X_v=1.0$)

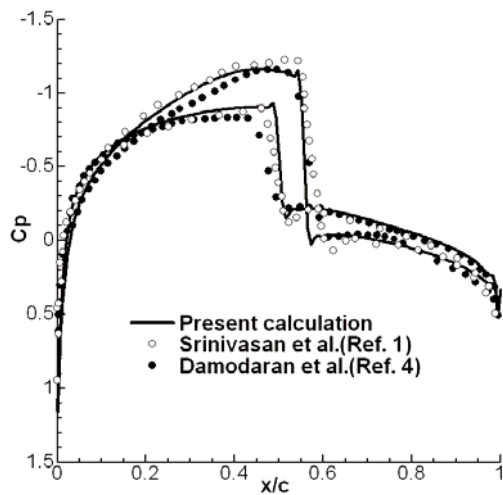
Figure 4, 5 は揚力の時間変動および渦の x 座標位置 X_v が 1.0 での翼表面上における圧力分布である。これらの結果から、提案した計算モデルにより得られた BVI 計算結果が他の BVI 計算結果に良く一致することが分かり、本モデルの妥当性が確認出来た。また、格子数がコンパクトスキームによる計算の約半分であるにもかかわらず衝撃波がシャープに解像されていることが明らかになった。



(a) $X_v=-0.5$



(b) $X_v=0.0$



(c) $X_v=0.5$

Fig. 6 Instantaneous surface pressure distribution

Figure 6 は渦の x 座標位置がそれぞれ $-0.5, 0.0, 0.5$ のときの翼表面上での圧力分布である。これらの結果からも衝撃波がシャープに解像できていることが確認出来た。

Figure 7 は変動圧力分布を表しており、この図から Parallel BVI により生じた音波の波形が確認出来る。はじめに翼上面に正、下面に負の圧力パルスが生じ、その後、上下で符号の入れ替わったパルスが発生する。

これらの音波の発生メカニズムを調べるため、Fig. 8 に翼付近の変動圧力分布をそれぞれ示した。負の渦度（反時計回りの渦度を正と定義する）を持つ渦が近づくにつれ（Fig. 8a）、リーディングエッジ上面で圧力が上昇し下面で減少する。これらの圧力変動は、渦に誘導された時計周りの流れが翼上面で衝突するために生じると思われる。渦がリーディングエッジを通過した後、これらの圧力変動は音波として放出される（Fig. 8b および c）。渦が衝撃波を通過した直後、渦による流れが衝撃波後方の翼下面に衝突し、圧力が大きく上昇する（Fig. 8c）。その後、翼下面から圧縮波が音波として放出される（Fig. 8d）。また、翼上面から放出される負の圧力パルス（Fig. 7 の負の 2nd pulse）の音源について考察するため、Fig. 9 に局所マッハ数分布を示した。Fig. 9a は渦による影響がほとんど無い状態での分布を表している。渦が翼下面の超音速領域へ到達したとき（Fig. 9b）、翼上面の衝撃波後方でマッハ数の増加した領域が観測される。この急激な速度増加は、初めに翼下面で発生した負の圧力パルスが翼の後方を通過して衝撃波に到達することで生じると思われ、これが翼上面から発生する負の圧力パルスの音源であると考えられる。

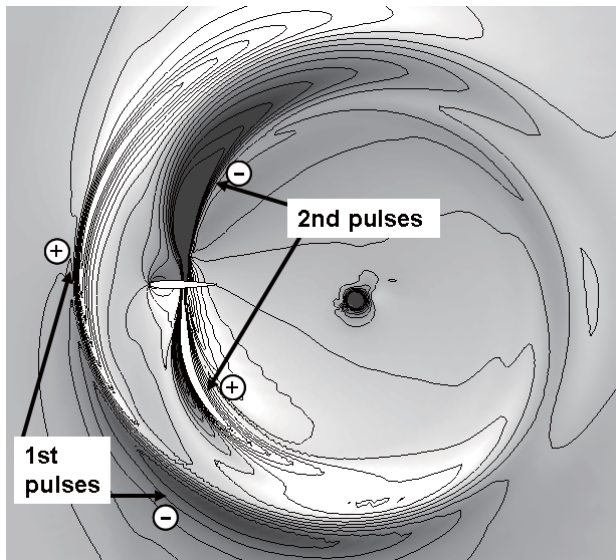


Fig. 7 Patterns of parallel BVI noises ($X_j=3.0$)

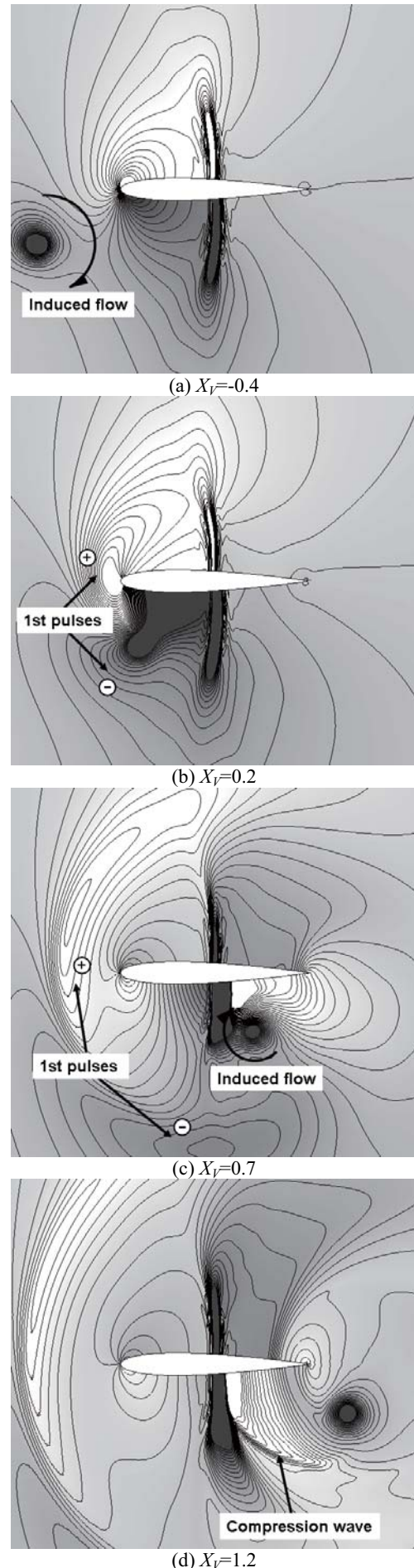


Fig. 8 Parallel BVI noise generation

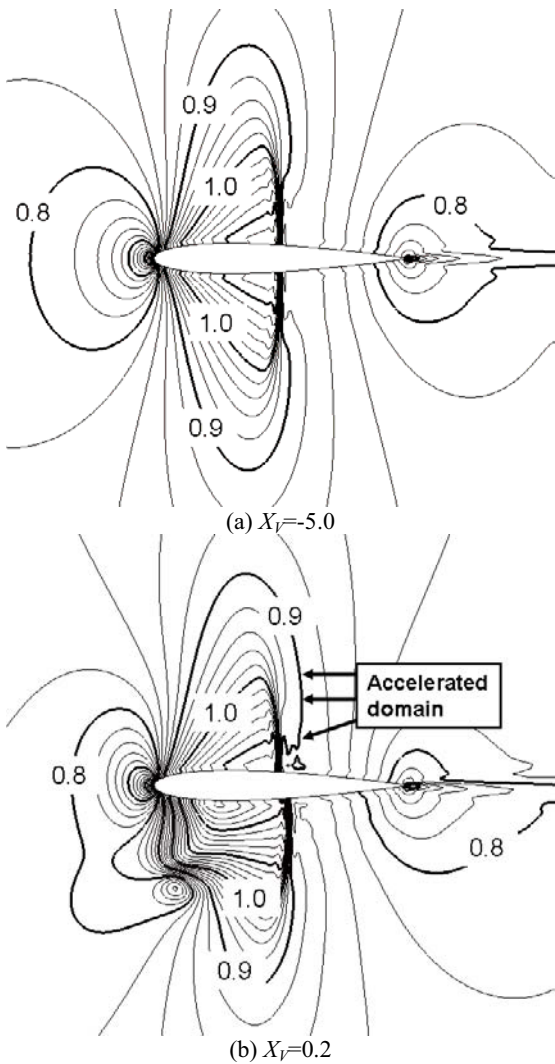


Fig. 9 Local Mach number distributions

5. 3次元計算結果

2次元 BVI は Parallel BVI の良い近似であるが、実際の Parallel BVI では翼端等の影響があるために現象は3次元になる。そのため、より詳しく現象を理解するためには3次元計算が必要になる。そこで本計算モデルを用いて Parallel BVI の3次元計算を行った。また、Caradonna らによる実験値⁽¹¹⁾および Aoyama らによるオイラー計算の結果⁽¹²⁾と比較を行った。

3次元計算の概要図を Fig. 10 に示す。各パラメータは実験⁽¹¹⁾およびオイラー計算⁽¹²⁾と同じ値（翼端マッハ数 $M_{tip}=0.715$, 前進比 $\mu=0.198$, 渦の垂直位置 $Z_v=0.25$ ）を用いた。ロータは2つのブレードから成るが、今回の計算ではブレードの迎角が 0° であり翼端渦の影響がほとんどないため、計算は1枚のブレードを対象とした。計算格子には O-H 型格子を用い、格子数は $129 \times 22 \times 45$ である。

アジマス角 $\psi=180^\circ, 183.5^\circ, 187^\circ, 190.5^\circ, 194^\circ$ のときの翼面上の圧力分布を Fig. 11 に示す。なお観測断面の半径方向位置はロータ半径の 87.6% の位置である。図から本計算モデルによる結果が実験値⁽¹¹⁾およびオイラー計算による結果⁽¹²⁾と良く一致することが分かる。このことから本計算モデルが3次元計算においても妥当であることが証明されたが、今回の計算では計算格子の不足のために音波を捕えることは出来なかった。しかしながら、2次元計算において、コンパクトスキームによる直接計算の半分の格子ではっきりと音波が解像されていることから、3次元

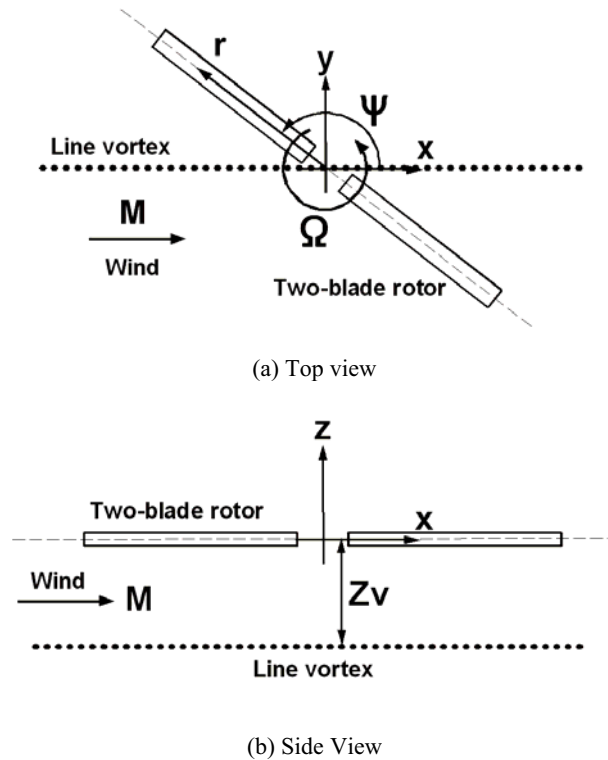


Fig. 10 Schematic representations of 3D parallel BVI

計算においても本手法を用いれば、従来の手法に比べて少ない計算コストで BVI 騒音の直接計算が可能であると考えられる。

6. 結言

BVI 騒音の直接計算のために差分格子ボルツマン法に Prescribed Vortex Method を組み込んだ計算手法を提案した。本計算手法により、Parallel BVI 騒音の2次元直接計算を行い、BVI 騒音が渦と翼のリーディングエッジとの干渉および渦と衝撃波、翼下面の干渉により発生することを明らかにした。また、Parallel BVI の3次元計算を行い、翼表面での圧力分布が実験値およびオイラー計算による結果と一致することを確認し、本計算手法が3次元計算においても妥当であることを示した。

参考文献

- 1) Srinivasan, G. R., McCroskey, W. J., and Baeder, J. D., "Aerodynamics of Two-Dimensional Blade-Vortex Interaction," *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 10, 1986, pp. 1569-1576.
- 2) Wie, S. Y., Cho, C. H., and Lee, D. J., "Numerical Investigation about Blade-Vortex Interaction Using Vortex Embedded CAA Method," *Proceedings of 9th WESPAC*, CP502, Seoul, Korea, June 2006.
- 3) Oh, W. S., Kim, J. S., and Kwon, O. J., "Numerical Simulation of Two-Dimensional Blade-Vortex Interactions Using Unstructured Adaptive Meshes," *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 3, 2002, pp. 474-480.
- 4) Damodaran, M., and Caughey, D. A., "Finite Volume Calculation of Inviscid Transonic Airfoil-Vortex Interaction," *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 11, 1988, pp. 1346-1353.
- 5) Tsutahara, M., Kataoka, T., Shikata, K., and Takada, N., "New Model and Scheme for Compressible Fluids of the Finite Difference Lattice Boltzmann Method and Direct Simulations of Aerodynamic Sound," *Computers and Fluids*, (to be published).

- 6) Tamura, A., and Tsutahara, M., "Direct Simulation of Acoustic Waves Emitted from Moving Bodies by the Finite Difference Lattice Boltzmann Method," AIAA Paper No. 2006-2489, 2006.
- 7) Tsutahara, M., Kurita, M. and Iwagami, T., "A Study of New Finite Difference Lattice Boltzmann Model," *Journal of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 68, No. 665 (2002), pp15-21.
- 8) Kataoka, T., and Tsutahara, M., "Lattice Boltzmann Method for the Compressible Euler Equations," *Phys. Rev. E*, Vol. 69, 2004, 056702.
- 9) Jameson, A., Schmidt, W., and Turkel, E., "Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Method Using the Runge-Kutta Timestepping Schemes," AIAA Paper No. 81-1259, 1981.
- 10) Pulliam, T. H., "Artificial Dissipation Models for the Euler Equations," *AIAA Journal*, Vol. 24, No.12, 1986, pp. 1931-1940.
- 11) Caradonna, F. X., et al., "A Review of Methods for the Prediction of BVI Noise," AHS Technical Specialists' Meeting for Rotorcraft Acoustics and Aerodynamics, Williamsburg, VA, Oct. 1997.
- 12) Aoyama, T., Kawada, S., Saito, S., and Hiraoka, K., "Fundamental Analysis of Passive and Active Techniques for BVI Noise Reduction by Euler/FW-H Method," The American Helicopter Society 57th Annual National Forum, Washington DC, May 2001.

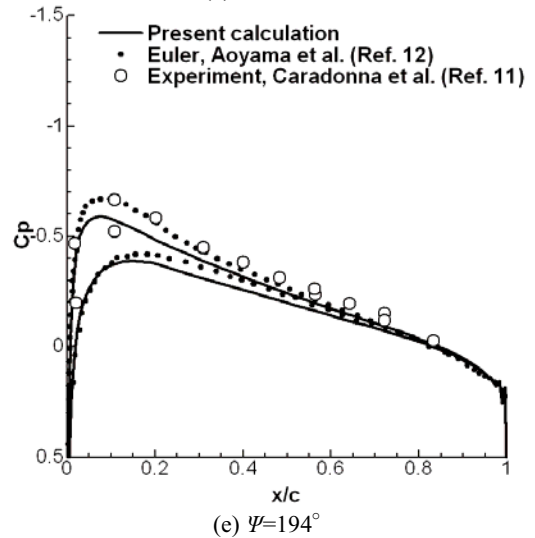
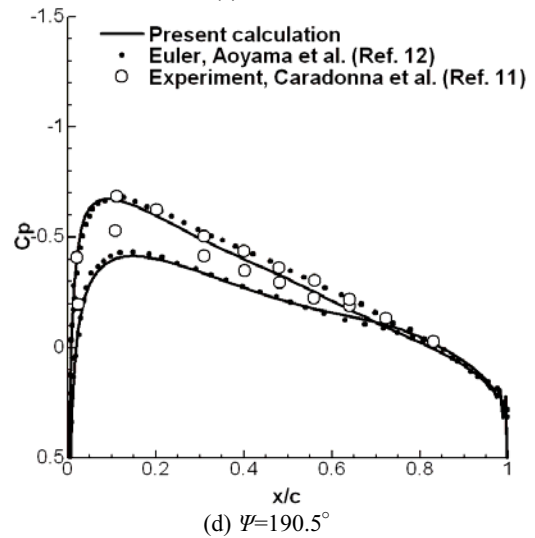
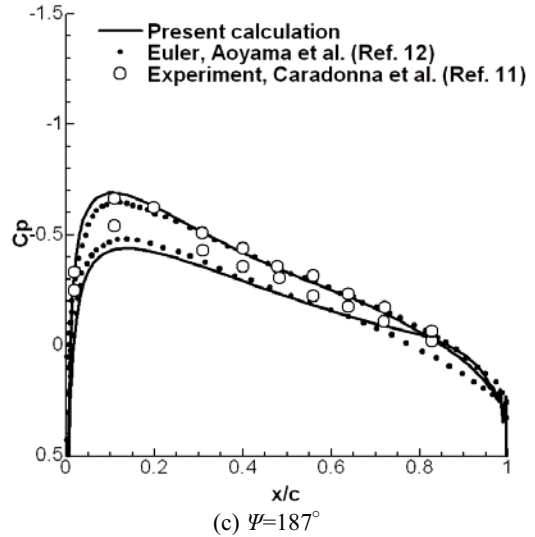
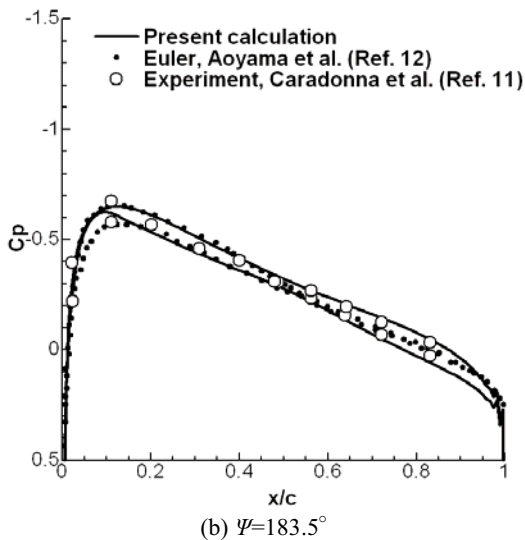
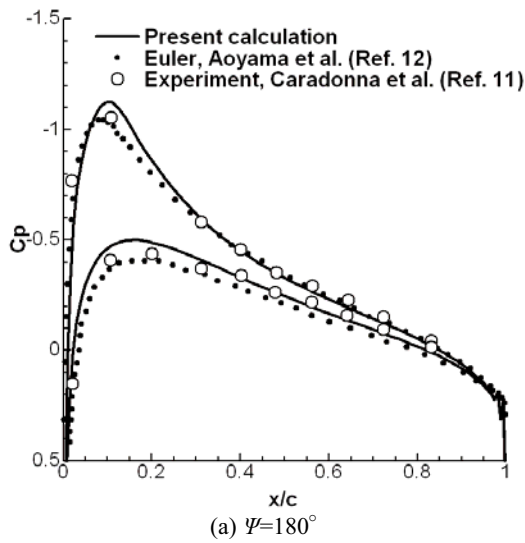


Fig. 11 Surface pressure distributions during parallel BVI