

論文 / 著書情報
Article / Book Information

論題(和文)	ペンギンの羽ばたき翼の非定常前縁渦の数値流体シミュレーション
Title(English)	Numerical Fluid Simulation of Unsteady Leading Edge Vortices in Flapping Wings of Penguins
著者(和文)	TAN HONG GUAN, 青木尊之, 渡辺勢也, 田中博人
Authors(English)	Hong Guan Tan, Takayuki Aoki, Seiya Watanabe, Hiroto Tanaka
出典(和文)	計算工学講演会論文集, Vol. 30
Citation(English)	, Vol. 30
発行日 / Pub. date	2025, 6

ペンギンの羽ばたき翼の 非定常前縁渦の数値流体シミュレーション

Numerical Fluid Simulation of
Unsteady Leading Edge Vortices in Flapping Wings of Penguins

TAN HONG GUAN¹⁾, 青木尊之²⁾, 渡辺勢也³⁾, 田中博人⁴⁾

Hong Guan Tan, Takayuki Aoki, Seiya Watanabe and Hiroto Tanaka

- 1) 東京科学大学 工学院 博士課程 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1, E-mail: tan.h.af@m.titech.ac.jp)
- 2) 東京科学大学 総合研究院 特任教授 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1, E-mail: taoki@srcr.iir.isct.ac.jp)
- 3) 九州大学 応用力学研究所 助教 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1, E-mail: swatanabe@riam.kyushu-u.ac.jp)
- 4) 東京科学大学 工学院 准教授 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1, E-mail: tanaka.h.cb@m.titech.ac.jp)

The unsteady leading edge vortex (LEV) plays a crucial role in the hydrodynamics of flapping wings. In this study, we perform simulations on a multi-GPU supercomputer to investigate the effects of LEV dynamics on fluid forces. The simulations are conducted using the direct-forcing immersed boundary method and the cumulant lattice Boltzmann method, with adaptive mesh refinement implemented to optimize memory usage and computational efficiency. Our analysis focuses on the influence of the feathering angle on the vortex distributions and drag forces. The results indicate that variations in the feathering angle significantly alter flow separation, which in turn affects the magnitude of drag forces acting on the wing. This study contributes to a deeper understanding of flapping wing hydrodynamics, with potential applications in bio-inspired underwater and aerial locomotion.

Key Words : LEV, Flapping Wing, Feathering, LBM

1. 序論

ペンギンは鳥綱ペンギン目ペンギン科 (Sphenisciformes Spheniscidae) に属する海鳥であり、飛行能力はなく、海中を遊泳して採餌する。魚類や鯨類が主に尾ひれで推進するのは異なり、ペンギンは左右の翼を羽ばたかせて推進する[1]。ペンギンの遊泳の体長比速度は魚並みに速く、野生のペンギンの平均採餌速度は約 2 m/s である[2,3]。水の密度は空気の 800 倍以上であるため、ペンギンの胴体にはたらく浮力や、翼にかかる流体力は、空中を飛翔する鳥と比べ、はるかに大きくなる。よってペンギンは、上向きの浮力に対抗する下向きの力を生成する必要がある[4]、翼は丈夫で分厚くなっている[5]。

昆虫やハチドリなどの羽ばたき飛行の研究によって、低レイノルズ数の薄翼の羽ばたきでは、大迎角に前縁渦が発生する渦、すなわち前縁渦 (leading edge vortex) が翼面上に留まり、まわりの流れが剥離せず大きな流体力が生じることが明らかになった[6]。しかし、水中の高レイノルズ数の厚翼の羽ばたきにおける大迎角時の前縁渦の様子や非定常な流体力は、未解明な点が多い。

Bandyopadhyay らのグループは、ペンギンの翼を抽象化し、NACA0012 翼型を断面とした翼端の丸い矩形翼を、回流水槽中で電動機構により羽ばたかせ、翼基部のロードセルで流体力を計測する実験を行った[7]。その結果、羽ばたかない固定翼では剥離を生じるような大迎角においても失速 (流れの剥離による揚力傾斜の急減) を示さな

いこと、ストローハル数 0.78 という高い条件では揚力係数が顕著なヒステリシスを示すことが報告された。しかし、流れ場の可視化や、実際のペンギンの翼平面形の場合は、調べられていない。

実際のペンギンは水中での遊泳のレイノルズ数は $10^4 \sim 10^5$ である[8]。非定常流体力の測定および流れ場の可視化のために、実際のペンギンと同じレイノルズ数およびストローハル数の範囲内に小型回流水槽で実験を行うことは現実ではない。

そこで本研究では、ペンギンの羽ばたき翼の非定常流体力と流れ場の関係を調べるため、Direct-forcing 埋め込み境界法型格子ボルツマン法を用いて、ペンギンの実測に基づく 3 次元的な翼モデルに対して数値シミュレーションによる非定常流力特性を解析し、翼に生じる非定常前縁渦を明らかにすることを目的とした。物体や渦の近傍には高い格子解像度が求められるため、格子細分化により高解像度格子を動的割当て、遠方では解像度を粗くする Adaptive Mesh Refinement (AMR) 法を導入している[9]。これにより、省メモリかつ高効率に計算を行うことができる。

2. 計算手法

(1) ペンギンの翼形状のモデル化

ジェンツーペンギンの翼を 3D スキャナ (Space Spider, Artec3D) を用いて計測を行った[8,10]。先行する実験研究では、回流水槽のサイズに合わせて実際の 40% サイズに

縮小した翼モデルが使用された。本研究のシミュレーションでは、計測されたデータを基に平面形状を定め、Hasegawa らのグループが提案された手法に基づき作成された縮小翼モデルを使用した (図 1) [11]。代表的な諸元を表 1 に示す。翼の断面形状は、対称なNACA 4桁翼型であり、以下の式で表す。

$$y_t = \pm 5t_r(0.2969\sqrt{x_r} - 0.1260x_r - 0.3516x_r^2 + 0.2843x_r^3 - 0.1015x_r^4) \quad (2.1)$$

ここで、 x_r は翼前縁からの位置を翼弦長で除した相対位置である。 y_t は位置 x_r における翼厚を翼弦長で除した相対厚みを表している。 t_r は相対厚みの最大値であり、翼の基部からの距離を翼長で除した相対距離 d_b に応じて以下の式のように決まっている。

$$t_r = \begin{cases} 0.35, & \text{if } d_b < 0.1 \\ 0.46 - d_b, & \text{if } 0.1 \leq d_b < 0.3 \\ 0.16, & \text{if } 0.3 \leq d_b \end{cases} \quad (2.2)$$

代表翼弦長 c は、投影面積を翼長で除した幾何平均翼弦長とした。

表-1 翼モデルの諸元

投影面積 S	2256 mm ²
翼長 l	101 mm
代表翼弦長 c	22.3 mm
最大厚み	7 mm

(2) Adaptive Mesh Refinement 法

高い格子解像度が必要な領域は、物体や渦の近傍であるので、全計算領域に高解像度の格子を割り当てては計算効率が悪い。本研究では、計算領域の分割手法として、

木構造アルゴリズムに従う AMR 法を用いて、翼と渦の近傍の格子解像度を上げた (図 2)。格子間隔を 1/2, 1/4, 1/8 … と再帰的に分割することにより、任意の局所空間に任意の格子解像度を割り当てた。流体計算が行われるのは末端のリーフと呼ばれる部分で、三次元の場合には 1 つのリーフに対応する領域が細分化されると、8 つのリーフが生成される八分木のデータ構造になる。また、複数台の GPU で効率よく計算を行うため、空間充填曲線を用いて計算領域を一次元空間にマッピングし、各 GPU で計算するリーフ数が同程度になるよう曲線を切断することで、三次元的に計算領域を動的に分割した。本研究では、8 段階までに分割し、最小格子サイズが 100.0 μm で、最大格子サイズが 12.8 mm である。

(3) Direct-forcing 埋め込み境界法

Direct-forcing 埋め込み境界法は直交座標系で複雑形状物体を扱う際に有効な手法であり、物体を構成するラグランジュ的なマーカーに対し、non-slip 条件を満たすような体積力を計算し、周囲の流体に分散させて、物体と流体の相互作用を表現する。本研究では、体積力の計算を反復的に行うことで non-slip 条件を精度良く満たすことができる Multi direct-forcing method (MDFM) を採用した[12]。ラグランジャンマーカーはポリゴン平面上に設置した。

b 番目のマーカー \mathbf{X}_b に対し、マーカー上での流速 $\mathbf{U}^{(m)}(\mathbf{X}_b, t)$ は式 (2.4) のように表される。

$$\mathbf{u}^{(m)}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t}{2\rho} \mathbf{f}^{(m-1)}(\mathbf{x}, t) \quad (2.3)$$

$$\mathbf{U}^{(m)}(\mathbf{X}_b, t) = \sum_{\mathbf{x}} \mathbf{u}^{(m)}(\mathbf{x}, t) D(\mathbf{x} - \mathbf{X}_b) \Delta x^3 \quad (2.4)$$

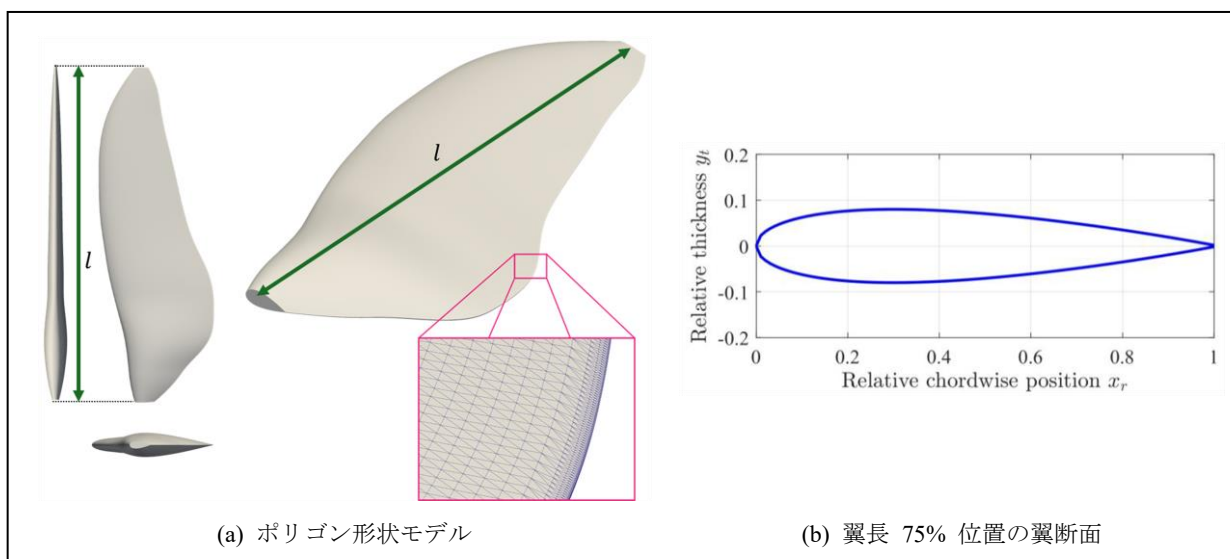


図-1 ペンギン翼形状のモデル

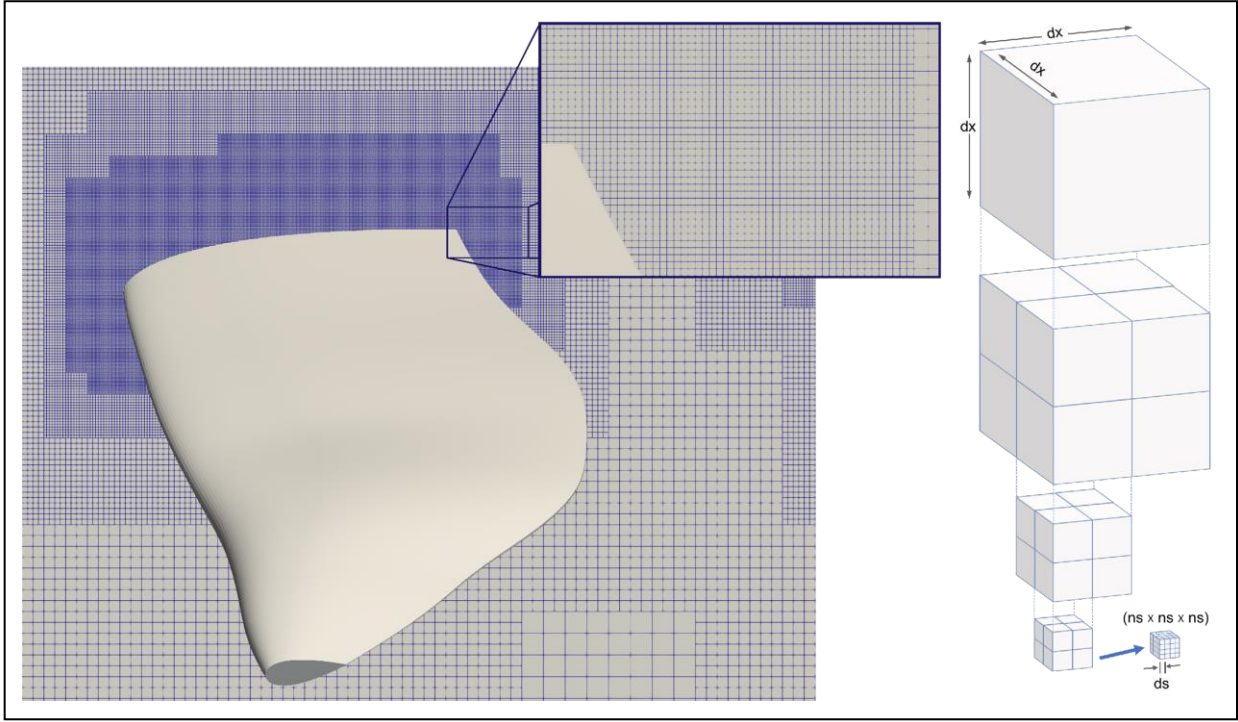


図-2 AMR 法の導入による計算領域の分割

ここで、 m は反復計算のステップ数、 ρ と $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ はそれぞれ格子ボルツマン法で計算される密度および流速、 $\mathbf{f}^{(m-1)}(\mathbf{x}, t)$ を前ステップの格子点での体積力である。 $D\mathbf{x} - \mathbf{X}_b$ は重み関数で、離散化されたディラックのデルタ関数 δr を用いた。マーカー上での体積力 $\mathbf{F}_b^{(m)}$ は式 (2.2) のように計算し、式 (2.3) のように重み関数を用いてマーカーから流体へ体積力の分散を行った。

$$\mathbf{F}_b^{(m)} = 2\rho_0 \frac{\mathbf{U}^d - \mathbf{U}^{(m)}(\mathbf{X}_b, t)}{\Delta t} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{f}^{(m)}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{f}^{(m-1)}(\mathbf{x}, t) + \sum_b \mathbf{F}_b^{(m)} D(\mathbf{x} - \mathbf{X}_b) \Delta V_b \quad (2.6)$$

ここで、 \mathbf{U}^d は境界の速度、 ρ_0 は初期状態の流体の密度、 ΔV_b はマーカーの検査体積である。

3. 計算条件

(1) 羽ばたき翼運動の条件設定

ペンギンの翼運動は、先行実験研究と同様に、正弦波状に単純化した。フラッピング角 θ_{flap} 、フェザリング角 θ_{feather} は図 3 に示す。具体的には、フラッピング振幅 A_{flap} [deg]、フェザリング振幅 A_{feather} [deg] とし、以下の式で θ_{flap} 、 θ_{feather} を動かした[10]。

$$\theta_{\text{flap}}(t) = A_{\text{flap}} \sin(2\pi f t) \quad (3.1)$$

$$\theta_{\text{feather}}(t) = A_{\text{feather}} \sin(2\pi f t - \pi/2) \quad (3.2)$$

ここで、 f は羽ばたき周波数である。本研究では、羽ばたき周波数を $f = 2.2$ [Hz] に固定し、フラッピング振幅が $A_{\text{flap}} = 40$ [deg] で、フェザリング振幅はそれぞれ $A_{\text{feather}} = 15, 20, 25$ [deg] とした。羽ばたき周期 T は $T =$

$1/f = 0.4545$ [s] である。

(2) 流体の条件設定

計算領域は $2.4576 \text{ m} \times 0.8192 \text{ m} \times 0.8192 \text{ m}$ 、格子幅は物体近傍で $100.0 \mu\text{m}$ 、遠方 12.8 mm とする。境界条件について、前方および四方の壁に流入境界条件、後方の壁に流出境界条件を適用した。先行研究[7]の実験条件を合わせて、流体は常温の水を想定し、初期状態での密度 ρ_f を 997.0 kg/m^3 、動粘度 ν を $8.927 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ とした。入口の流れは一様流で、流入流速 U_{in} は 1.0 m/s とした。レイノルズ数 Re は、 c と翼端速度を用いて計算すると、最大 4.7317×10^4 である。

ジェンツーペンギンの前進遊泳におけるストローハル数 St は、 0.19 から 0.64 の範囲にあり、遊泳速度が大きいほど St は小さいことが報告されている[9]。なお、 St は進行距離と羽ばたきで翼端が描く軌跡の長さの比として定義され、以下の式で表される。

$$\text{St} = \frac{2\pi f A_{\text{flap}}(r + l)}{180 U_{\text{in}}} \quad (3.3)$$

ここで、 r [m] はフラッピング回転中心から翼根本までの距離である。本研究では、 $\text{St} = 0.5121$ となり、ゆっくりとした泳ぎに相当する。

計算には 8 台の GPU (NVIDIA H100) を使用した。物理時間 1.162 s の計算に、約 4 日間の時間を要した。

(3) 流体力の定義

式 (2.5) から計算した体積力を (X, Y, Z) の各成分に分解して、図 4 のように羽ばたき翼の流体力を計算する。計算された力 F_X, F_Z から以下の式で翼の揚力 L と抗力 D を計算した。

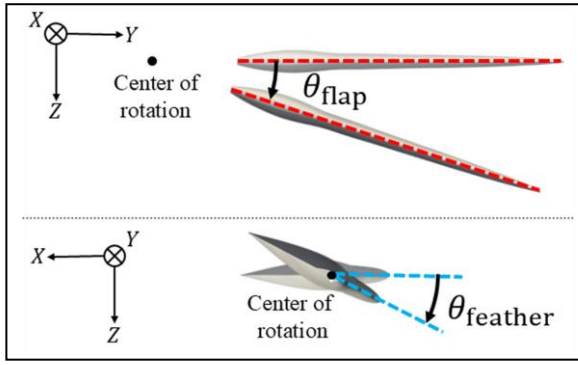


図-3 フラッピング角 θ_{flap} , フェザリング角 θ_{feather} の模式図

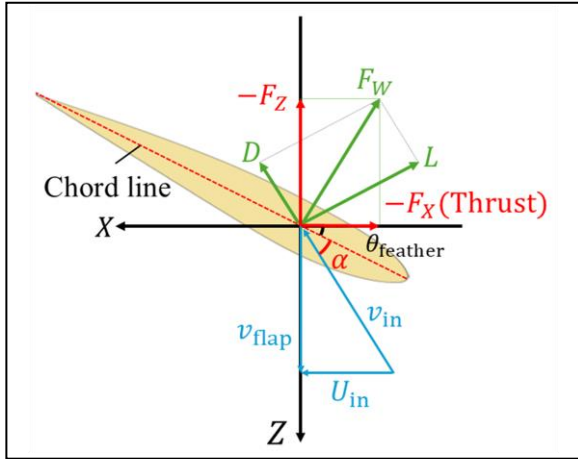


図-4 羽ばたき翼に働く流体力

$$\begin{pmatrix} D \\ L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -F_x \\ -F_z \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

ここで、 α は翼の迎角である。迎角 α は翼根本から75%の位置を代表点とし、以下の式で計算した。

$$\alpha(t) = \tan^{-1} \frac{v_{\text{flap}}(t)}{U_{\text{in}}} - \theta_{\text{feather}}(t) \quad (3.2)$$

ここで、 v_{flap} [m/s] は θ_{flap} から求められるフラッピング角速度 ω_{flap} と、代表点から回転中心までの距離の積で求める。また、揚力係数 C_L と抗力係数 C_D は以下の式で求める。

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \rho_f S \sqrt{U_{\text{in}}^2 + v_{\text{flap}}^2}} \quad (3.3)$$

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho_f S \sqrt{U_{\text{in}}^2 + v_{\text{flap}}^2}} \quad (3.4)$$

4. 計算結果

(1) 流体力

推力の時間変化を図5に示す。 A_{feather} が大きいほど推力は大きく、 $A_{\text{feather}} = 25$ [deg] のときに最大だった。各 A_{feather} において、 $t/T = 0.75 \sim 1.75$ の時間平均推力はそれぞれ 0.3831 [N], 0.4303 [N], 0.4566 [N] だった。翼が対称に羽ばたいているため、流体力も打ち上げおよび

打ち下ろしで対称になった。また、迎角 α の時間変化を図6に示す。 $A_{\text{feather}} = 15$ [deg] のときに最大だった。各 A_{feather} において、 $\alpha_{\text{max}} = 38.8, 33.8, 28.8$ [deg] だった。

図7と図8にそれぞれ揚力係数と抗力係数を示す。 $A_{\text{feather}} = 15$ [deg] のとき揚力係数は最大だった。各 A_{feather} において、 $t/T = 0.75 \sim 1.25$ の時間平均揚力係数はそれぞれ 0.5398, 0.4727, 0.4167 だった。また、抗力係数に関しては、 A_{feather} が大きいほど、小さくなった。 $A_{\text{feather}} = 25$ [deg] のとき抗力係数は最小だった。各 A_{feather} において、 $t/T = 0.75 \sim 1.75$ の時間平均抗力係数はそれぞれ 0.5207, 0.4437, 0.3789 だった。

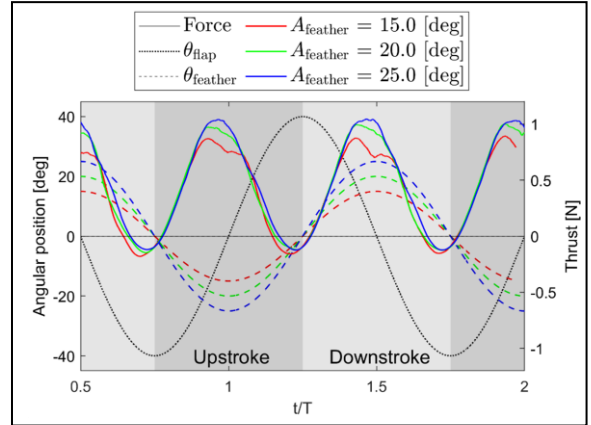


図-5 推力の時間変化

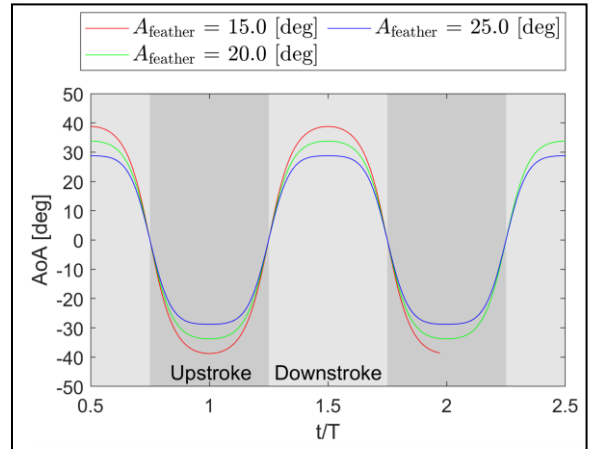


図-6 迎角の時間変化

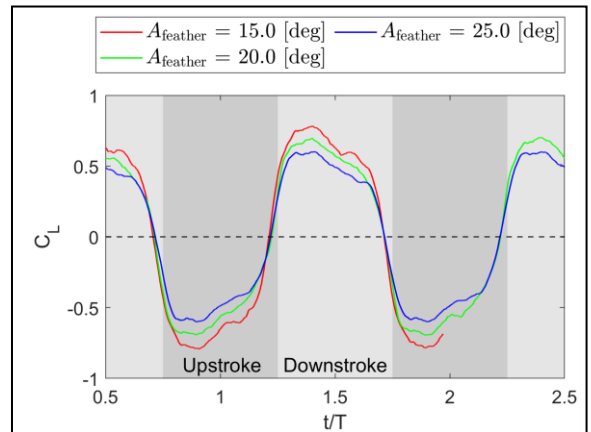


図-7 揚力係数の時間変化

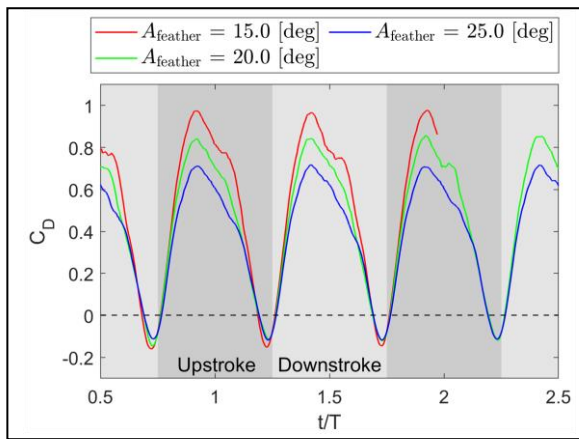


図-8 抗力係数の時間変化

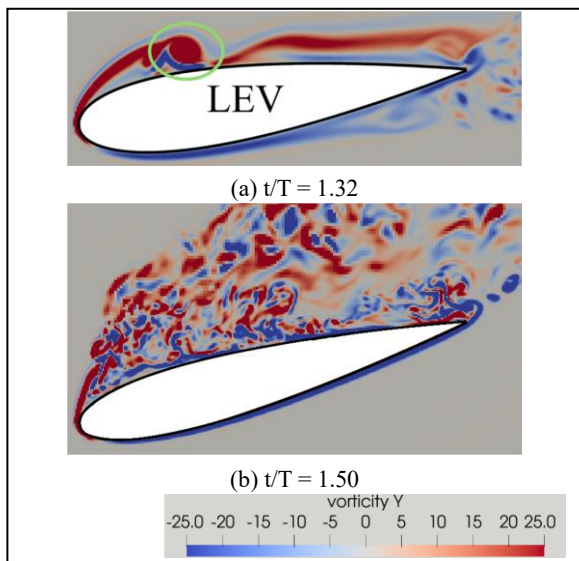


図-9 $A_{\text{feather}} = 15$ [deg], 翼長 75% 位置の渦度

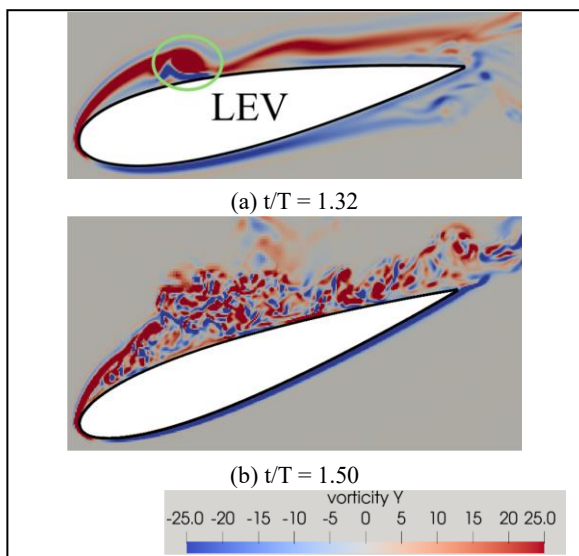


図-10 $A_{\text{feather}} = 20$ [deg], 翼長 75% 位置の渦度

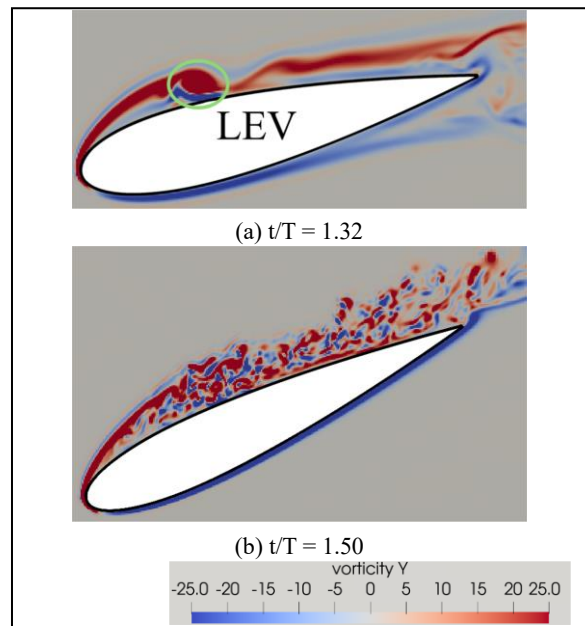


図-11 $A_{\text{feather}} = 25$ [deg], 翼長 75% 位置の渦度

(2) 前縁渦

図 9 から図 11 に、各フェザリング振幅での、翼付け根から翼長 75% 位置の翼断面まわりの渦度を示す。渦度は紙面表側から見て時計回りを正ととり赤色で示し、反時計回りを負として青色で示している。

どのフェザリング振幅でも、打ち下ろし初期に前縁渦が発生するが、翼運動が加速していくと崩壊した。しかし、前縁渦が崩壊しても、失速には至らず、揚力は大きな値を維持した (図 7)。

一方、フェザリング振幅が大きい方が、迎角が小さくなるため (図 6)、剥離が遅くなり、剥離領域が小さかった。これが、抗力係数が小さく、推力が大きかった要因の一つだと考えられる (図 8)。

5. 結論

AMR 法を導入したキュムラント格子ボルツマン法によるペンギンの羽ばたき翼の数値流体シミュレーションを実施した。翼が羽ばたく初期に前縁渦は発生するが、中期までの翼の加速で崩壊したが、失速には至らなかった。本研究では、同じストローハル数に対して、フェザリング振幅を 15 [deg] から 25 [deg] まで大きくすると、時間平均揚力係数が 0.5398 から 0.4167 まで小さくなったが、時間平均抗力係数も 0.5207 から 0.3789 まで小さくなった。一方、時間平均推力が 0.3831 [N] から 0.4566 [N] まで増加したため、推力は羽ばたき翼に働く揚力よりも抗力の方が影響が強いことがわかった。抗力の減少は、羽ばたき翼のフェザリング振幅を 15 [deg] から 25 [deg] まで大きくすると、迎角が小さくなり、流体剥離が遅くなったからである。

謝辞

本研究は JSPS 科研費基盤研究 (B) JP24K00845 の助成を受けたものです。本研究の計算には、東京科学大学のスーパーコンピュータ TSUBAME4.0 を利用して実施した。

参考文献

- [1] Hui, C.A.: Penguin Swimming. I. Hydrodynamics., *Physiological Zoology*, Vol.61, no.4, pp.333-343, 1988.
- [2] Watanabe, Y.Y. et al.: Scaling of swim speed in breath-hold divers, *J. Anim. Ecol.*, Vol.80, no.1, pp.57-68, 2011.
- [3] Sato, K. et al.: Stroke frequency, but not swimming speed, is related to body size in free-ranging seabirds, pinnipeds and cetaceans, *Proc. Biol. Sci.*, Vol.274, no.1609, pp.471-477, 2007.
- [4] Sato, K. et al.: Buoyancy and maximal diving depth in penguins: do they control inhaling air volume?, *J. Exp. Biol.*, Vol.205, no.9, pp.1189-1197, 2002.
- [5] Bannasch, R.: Hydrodynamics of penguins – an experimental approach, *The Penguins: Ecology and Management*, Surrey Beatty & Sans Pty Lim., pp.141-176, 1995.
- [6] Chin, D.D. and Lentink, D.: Flapping wing aerodynamics: From insects to vertebrates, *J. Exp. Biol.*, Vol.219, no.7, pp.920-932, 2016.
- [7] Bandyopadhyay, P.R. et al.: Biorobotic insights into how animals swim, *J. Exp. Biol.*, Vol.211, no.2, pp.206-214, 2008.
- [8] Harada, N. et al.: Kinematics and hydrodynamics analyses of swimming penguins: wing bending improves propulsion performance, *J. EXP. Biol.*, Vol.224, no.21, jeb242140, 2021.
- [9] 渡辺勢也, 青木尊之, 長谷川雄太: 動的AMR法を導入した格子ボルツマン法の複数GPUによる大規模計算, 計算力学講演会講演論文集, Vol.31, pp.214, 2018.
- [10] Shen, Y. et al.: Biomimetic realization of a robotic penguin wing: design and thrust characteristics, *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, Vol.26, no.5, pp.2350-2361, 2021.
- [11] Hasegawa, C. et al.: Fabrication of penguin-inspired flexible wings with 3-D printed spar and rib structures, *Proceedings of the 9th International Symposium on Aero Aqua Bio-Mechanisms (ISABMEC 2024)*, 2024.
- [12] Jiang, F. et al.: A gpu-accelerated fluid-structure interaction solver developed by coupling finite element and lattice Boltzmann methods, *Computer Physics Communications*, Vol.259, pp.107661, 2021.