

埋め込み境界－格子ボルツマン法を用いた蝶を模した 羽ばたき翼－胴体モデルの推進力向上とピッチング回転制御

Thrust enhancement and pitching motion control of a butterfly model
by the immersed boundary – lattice Boltzmann method

- 中井史也, 信州大院, 長野県長野市若里 4-17-1, E-mail : 17w4040e@shinshu-u.ac.jp
鈴木康祐, 信州大工, 長野県長野市若里 4-17-1, E-mail : kosuzuki@shinshu-u.ac.jp
吉野正人, 信州大工, 長野県長野市若里 4-17-1, E-mail : masato@shinshu-u.ac.jp

Fumiya Nakai, Graduate School of Science and Technology, Shinshu University, Nagano 380-8553

Kosuke Suzuki, Institute of Engineering, Academic Assembly, Shinshu University, Nagano 380-8553

Masato Yoshino, Institute of Engineering, Academic Assembly, Shinshu University, Nagano 380-8553

The flapping flight of tiny insects has been investigated for the development of micro air vehicles (MAVs). Wing motion is one of important factors for lift and thrust generation and enhancement in flapping flight. In this study, we attempt to enhance the thrust force and to control the pitching motion of a butterfly model by changing wing motion. First, we calculate the thrust force generated by the butterfly model with various centers of the flapping angle and various lead-lag angles when the body of the butterfly model is fixed. We find that the thrust force increases as the center of the flapping angle increases and as the lead-lag angle decreases. Next, we investigate the optimal combination of the center of the flapping angle and the lead-lag angle such that the thrust force is maximized. Then, we calculate the free flight of the butterfly model with flight parameters of an actual butterfly. As a result, the forward-speed of the butterfly model reaches a cruising speed of an actual butterfly. Second, we attempt to control the pitching motion of the butterfly model by using a lead-lag angle.

1. 緒言

蝶や蠅といった昆虫の羽ばたき飛翔は、生物学においてだけでなく、航空力学においても興味深い問題である。近年では、羽ばたき飛翔は、垂直離着陸や空中停止飛行（ホバリング）が可能であり、急旋回や急発進、急停止等の運動特性に優れているという点から、超小型飛翔体（Micro Air Vehicle, MAV）の推進機構の一つとして注目されている。実際に最近では、蠅の羽ばたき運動を利用した MAV⁽¹⁾ や、クラゲの動きを参考にして羽ばたく MAV⁽²⁾ などの自由飛翔に成功する例が報告されており、羽ばたき飛翔の MAV への応用が盛んになってきている。このような工学的応用が、昆虫の羽ばたき運動を研究する大きな動機付けの一つとなっている。

昆虫の羽ばたき飛翔は、羽ばたき方、翼の柔軟性、翼の形状など様々な要素が複雑に絡み合っている。これらの影響を調べるために、多くの研究では翼・胴体形状を忠実に再現した翼-胴体モデルが用いられてきた。例えば、Liu and Kawachi⁽³⁾ はスズメガの翼形状と羽ばたき方を模した数値計算モデルを構築し、翼周囲の流れ場や発生する揚力の計算を行っている。Ramamurti and Sandberg⁽⁴⁾ は fruit fly の翼・胴体形状を模したモデルを用いて、推力・揚力やモデル周囲の渦の発生の計算を行っている。Nakata and Liu⁽⁵⁾ はスズメガの翼形状と羽ばたき方を模した数値計算モデルを用いて、翼の柔軟性が推力・揚力に及ぼす影響について調べている。Yokoyama et al.⁽⁶⁾ は蝶（アサギマダラ）の翼・胴体形状や羽ばたき方だけでなく翼の質量も忠実に模擬した翼-胴体モデルを用いて、自由飛翔の数値計算を行っている。

しかし、上記のような現実的なモデルでは、羽ばたき飛翔における重要な要素が複雑に絡み合っており、個々の影響を系統的に区別するのは難しい。そこで、Suzuki et al.⁽⁷⁾ は、翼-胴体モデルの一つとして、蝶の翼・胴体

形状や羽ばたき方を大幅に単純化して、蝶を模した羽ばたき翼-胴体モデルを構築している。この翼-胴体モデルは、翼が正方形の剛体平板で、胴体が棒状である非常に単純なモデルであり、その単純さゆえに拡張性に富んでおり、翼形状を変更したり、翼の質量、翼の柔軟性を付与することによって、それぞれの要因が推力・揚力に及ぼす影響について系統的に調べることが出来る。実際に Suzuki et al. は、蝶を模した翼-胴体モデルを用いて、実際の蝶（*J. leucodesma*）の重さを支えるほどの揚力を発生できることを示している。⁽⁷⁾ しかし、推力に関して、モデルの前進速度は実際の蝶の半分程度しか得られておらず、不十分であることが分かっている。そこで本研究では、単純な蝶のモデルである Suzuki et al.⁽⁷⁾ が提案したモデルの羽ばたき方を変化させることで、推力を向上させることを目的とする。

また、昆虫の羽ばたき飛翔は、飛翔中に姿勢が不安定になりやすいため、⁽⁶⁾ 飛翔中のピッチング回転制御が不可欠である。そこで Suzuki et al. は、モデルの胴体を実際の蝶のように腹部と胸部に分け、胸部に対して腹部を相対運動させることによって、モデルのピッチング回転を制御している。⁽⁷⁾ その結果、モデルは姿勢を崩すことなく安定して飛翔したものの、胸部に対する腹部の相対角が実際の蝶よりも大きく振動し、課題となっている。一方、木村・稲室⁽⁸⁾ は、モデルの羽ばたき運動にリード・ラグ運動を導入し、ピッチング回転の制御を行っている。しかし、この研究では翼の質量が考慮されていない。翼に質量を考慮すると、その慣性力で胴体が大きく振られるため、ピッチング回転制御において、その影響は無視できない。そこで本研究では、翼に質量を考慮し、リード・ラグ運動を導入することで、ピッチング回転の制御を行うことを目的とする。

本研究では羽ばたき飛翔の重要な要素の1つである羽

ばたき方に注目し, まず (i) 翼の羽ばたき運動の中心角とリード・ラグ角をそれぞれ変化させて, 推力・揚力の発生, 増大にどのような影響を与えるのかを調べた. そして, 自由飛翔時において胴体固定時の結果を参考にモデルが実際の蝶の前進速度に達するか検証した. 次に (ii) 翼に質量を考慮した場合, リード・ラグ角がモデルのピッチング回転にどの程度影響を与えるのかを調べた.

2. 蝶を模した羽ばたき翼-胴体モデル

2.1 モデルの構成

蝶を模した翼-胴体モデルを Fig. 1 に示す. このモデルは, 2 枚の翼と胴体から構成されており, 翼の形状が三角形という点で Suzuki et al.⁽⁷⁾ によって提案されたモデルとは異なることに注意されたい. 2 枚の翼はともに厚みを持たず, 翼長が L , 翼端長が $2L$ の二等辺三角形をしており, 柔軟性は持たないものとする. さらに, 胴体は非常に細い棒状のものとし, 2 枚の翼と胴体は, 胴体の中点と翼根で接続している. また, 胴体と 2 枚の翼の質量はそれぞれ m_b と m_w で一様に分布しており, モデルの総質量は $M = m_b + m_w$ とする.

2.2 羽ばたき方

モデルの羽ばたき方は, 実際の蝶を参考に, 翼を下向きに打ち下ろし, 真後ろに打ち上げるものとする. このような翼の運動を強制するため, まず, Fig. 2 のように翼と胴体の結合部に原点をとる 2 つの座標系を導入する. 1 つは胴体に固定された座標系 Σ_b で, 座標軸を X, Y, Z とする. 結合部を原点に X 軸を胴体前向き, Z 軸を胴体下向きに取り, それらと右手系を成すように Y 軸を取る. もう 1 つは右翼に固定された座標系 Σ_{wr} で, 座標軸を ξ, η, ζ とする. 結合部を原点としてスパン方向に η 軸を, コード方向翼前方に ξ 軸を取り, それらと右手系を成すように ζ 軸を取る. 以上のように座標系を定義することで, 翼の運動は Σ_b と Σ_{wr} の 2 つの座標系の関係で表すことができる. なお, 左翼の運動は右翼の鏡対称と定義する.

次に, 翼の運動を 2-1-3Euler 角を用いて定義する. Σ_b の $[X, Y, Z]$ 軸方向の基底ベクトルをそれぞれ $[e_x, e_y, e_z]$, Σ_{wr} の $[\xi, \eta, \zeta]$ 軸方向の基底ベクトルをそれぞれ $[e_\xi, e_\eta, e_\zeta]$ とすると, 両者の関係は以下の式で表される.

$$[e_\xi, e_\eta, e_\zeta] = [e_x, e_y, e_z] S_2(\alpha(t)) S_1(-\theta(t)) S_3(-\gamma), \quad (1)$$

ここで, S_2, S_1, S_3 は以下に表される回転行列である.

$$S_2(\phi) = \begin{bmatrix} \cos \phi & 0 & \sin \phi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \phi & 0 & \cos \phi \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$S_1(\phi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ 0 & \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$S_3(\phi) = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

回転角度は羽ばたき角 $\theta(t)$ と迎角 $\alpha(t)$, リード・ラグ角

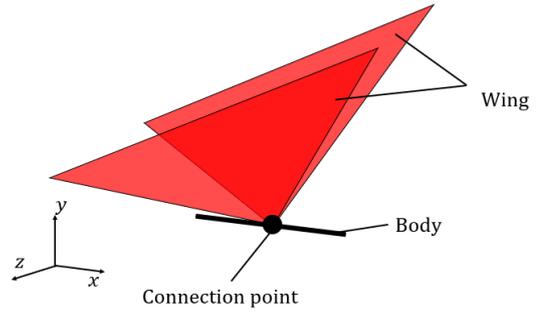


Fig. 1: Butterfly model with two triangle wings and a rod-shaped body.

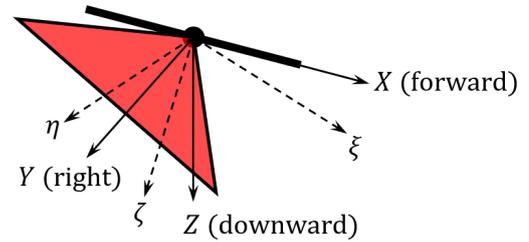


Fig. 2: Two coordinates fixed to the body ($X - Y - Z$) and the right wing ($\xi - \eta - \zeta$).

γ であり, 以下に示す.

$$\theta(t) = \theta_c + \theta_m \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right), \quad (5)$$

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_m}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \psi\right) \right], \quad (6)$$

$$\gamma = \text{const.}, \quad (7)$$

ここで, θ_c は羽ばたき中心角, θ_m は羽ばたき角振幅, T は羽ばたき周期, α_m は最大迎角, ψ は羽ばたき角と迎角の位相差である. 本研究では, $\theta_m = 45^\circ$, $\psi = \pi/2$ とする.

3. 支配方程式

3.1 流体の運動

流体の運動の支配方程式は, 非圧縮性粘性流体の連続の式および Navier-Stokes 方程式である.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_f} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (9)$$

ここで, \mathbf{u} は流速, p は圧力, ρ_f は流体の密度, ν は動粘性係数である. 本研究では地球大気の 20°C における値 $\rho_f = 1.205 \text{ [kg/m}^3\text{]}$, $\nu = 1.512 \times 10^{-5} \text{ [m}^2\text{/s]}$ とする.

この方程式系の支配パラメータは Reynolds 数 Re であり, 平均翼端速さ $U_{\text{tip}} = 4\theta_m L/T$ を代表速さとし, 以下のように定義する.

$$Re = \frac{U_{\text{tip}} L}{\nu}. \quad (10)$$

3.2 モデルの運動

本研究では、自由飛翔させた際にはモデルの運動方程式を解く必要がある。この際にラグランジュ形式で運動方程式を立式することで、胴体と翼の間の拘束力を陽的に求めることなく翼-胴体系の運動方程式を導出する。モデル全体（翼 2 枚分と胴体）の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの差をラグランジアン \mathcal{L} とする。ただし、本研究では簡単のため、モデルの胴体の運動をモデルの前後方向である x 方向、上下方向である y 方向、および頭上げの方向の回転であるピッチング方向に制限する。運動方程式の独立変数を胴体の中心座標 x_b, y_b 、モデルのピッチング角 θ_p とするとラグランジュの運動方程式は以下ようになる。

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}_b} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x_b} = F_x, \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{y}_b} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial y_b} = F_y, \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\theta}_p} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta_p} = T_z, \quad (13)$$

ここで、上付きドットは時間微分を表し、 F_x, F_y, T_z はそれぞれモデルに加わる x 方向、 y 方向の流体力、胴体中心まわりにおけるピッチング方向の流体トルクである。この方程式系の支配パラメータは、モデル全体の無次元質量 N_M 、総質量に対する翼の質量比 WR 、Froude 数 Fr であり、それぞれ以下のように定義する。

$$N_M = \frac{M}{\rho_f L^3}, \quad (14)$$

$$WR = \frac{m_w}{M}, \quad (15)$$

$$Fr = \frac{U_{tip}}{\sqrt{LG}}, \quad (16)$$

なお、 G は重力加速度であり、ここでは $G = 9.807 \text{ [m/s}^2\text{]}$ とする。

3.3 支配パラメータ

以上より、系の支配パラメータは、Reynolds 数 Re 、無次元質量 N_M 、総質量に対する翼の質量比 WR 、Froude 数 Fr の 4 つである。翼モデルの自由運動を計算する際にはこの 4 つのパラメータを指定しなくてはならない。また、胴体を固定して計算を行う場合には支配パラメータは Reynolds 数のみとなることに注意する。しかし、この 4 つのパラメータは独立に指定できるわけではなく、 Re と Fr は以下のような関係を持つ。

$$\frac{Fr}{Re} = \frac{\nu}{\sqrt{L^3 G}}. \quad (17)$$

Eq. (17) の右辺のうち、 ν と G は物性値であり、従って、Froude 数と Reynolds 数の比は、スケール L を決定すれば一意に決定されることに注意する。

4. 数値計算方法

本研究では、流体の運動方程式である式 (8), (9) を数値計算するために、埋め込み境界-格子ボルツマン法⁽¹⁰⁾を用いた。埋め込み境界-格子ボルツマン法は、直交格子上で移動境界流れを計算でき、かつ圧力の Poisson 方

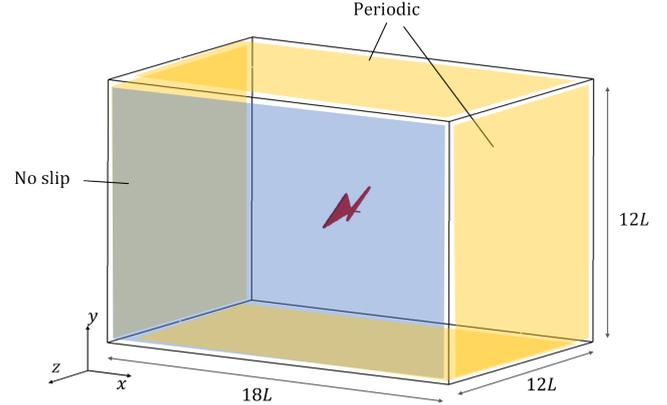


Fig. 3: Computational domain for simulations of a butterfly model.

Tab. 1: Spatial and temporal resolutions. Δx is the lattice spacing and Δt is the time step.

Re	L	T
300	$50\Delta x$	$6000\Delta t$
1190	$144\Delta x$	$14400\Delta t$

程式を解く必要がない効率の良い手法であり、蝶を模した羽ばたき翼-胴体モデルの研究^(7,9) トンボを模した羽ばたき翼-胴体モデルの研究^(11,12) や二次元対称羽ばたき飛行の研究⁽¹³⁻¹⁵⁾ にも用いられている。この手法の詳細は参考文献⁽¹⁰⁾を参照されたい。モデルの運動方程式である Eqs. (11), (12), (13) の数値積分には 2 次精度の Adams-Bashforth 法を用いた。

計算領域は、Fig. 3 に示す通り $18L \times 12L \times 12L$ の直方体領域とする。直方体領域の境界条件としては、 z 軸に垂直な面を滑りなし条件とし、それ以外の面は周期境界とする。初期においては、モデルの胴体中心は領域の中央 $(x_b, y_b, z_b) = (0, 0, 0)$ に置かれ、領域内の流体は静止状態とする。本研究では、2 倍の解像度のマルチブロック格子を用いることで計算負荷を軽減し⁽¹⁶⁾ その領域の大きさは $6L \times 6L \times 3L$ とする。また Table 1 に本計算で用いた各 Reynolds 数における空間解像度、時間解像度を示す。

5. 結果と考察

5.1 推進力向上

5.1.1 胴体固定

まず、モデル胴体を領域中央に固定し、計算負荷の小さい $Re = 300$ において、翼の運動を構成する羽ばたき中心角とリード・ラグ角をそれぞれ変化させることで推力・揚力の発生、増大にどのような影響を与えるのかを調べる。10 周期目 ($9 \leq t/T \leq 10$) における各羽ばたき中心角に対する平均推力係数と平均揚力係数を Fig. 4 に示し、各リード・ラグ角に対する平均推力係数と平均揚力係数を Fig. 5 に示す。平均をとる周期を 10 周期目にする理由は、計算初期における過渡的な値の変動を排除するためである。またこの時、翼を干渉させないために

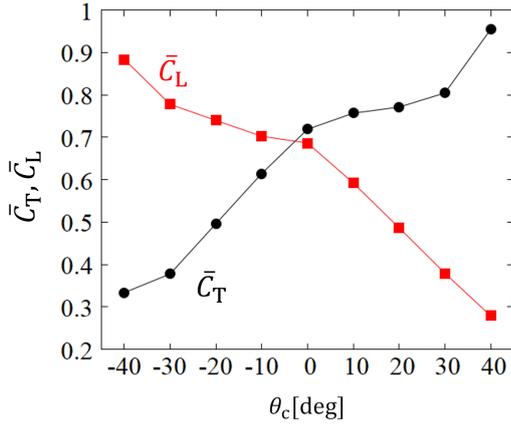


Fig. 4: The time-averaged thrust coefficient \bar{C}_T and lift coefficient \bar{C}_L at $Re = 300$ as a function of the center angle θ_c of the flapping angle when the body of the butterfly model is fixed.

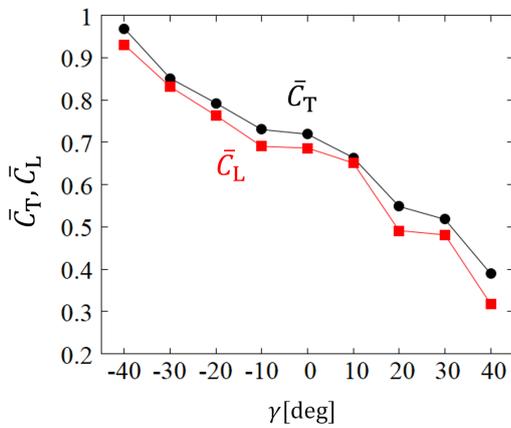


Fig. 5: The time-averaged thrust coefficient \bar{C}_T and lift coefficient \bar{C}_L at $Re = 300$ as a function of the lead-lag angle γ when the body of the butterfly model is fixed.

羽ばたき中心角，リード・ラグ角ともに $-45^\circ \sim 45^\circ$ の範囲の中で調べる．なお，推力係数 C_T ，揚力係数 C_L は以下のように定義する．

$$C_T = \frac{F_x}{0.5\rho_f U_{\text{tip}}^2 (2L^2)}, \quad (18)$$

$$C_L = \frac{F_y}{0.5\rho_f U_{\text{tip}}^2 (2L^2)}. \quad (19)$$

Fig. 4 から，羽ばたき中心角が大きくなる，つまり，羽ばたき運動が上側中心になれば平均推力係数が大きくなっていることが分かる．さらに，揚力に関しては羽ばたき運動が下向き中心になれば平均揚力係数が大きくなっている．これは，羽ばたき運動が下側中心であれば，翼は下側に大きく打ち降ろされるため，揚力が大きくなり，その分，真後ろには小さく打ち上げられるため，推力が小さくなったからだと考えられる．羽ばたき運動が上側中心の場合には，逆に真後ろに大きく打ち上げられるため，推力が大きくなったと考えられる．

また Fig. 5 からリード・ラグ角が小さくなる，つまり，

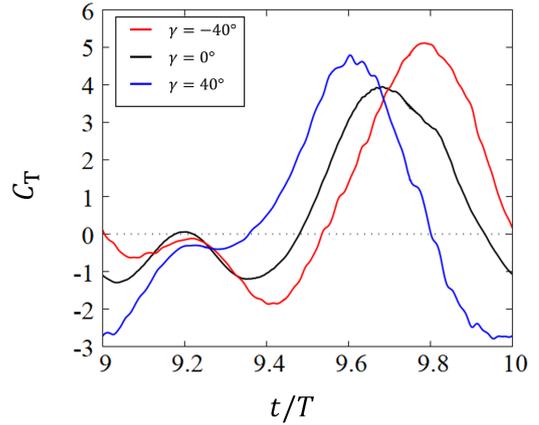


Fig. 6: The time variations of the thrust coefficient C_T for various lead-lag angles at $Re = 300$ when the body of the butterfly model is fixed.

翼が後ろ向きになれば平均推力係数と平均揚力係数が大きくなること分かる．ここで，リード・ラグ角に対する推力の変化に関してより詳しく調べるため，Fig. 6 に 10 周期目 ($9 \leq t/T \leq 10$) の推力の時間変化を示す．Fig. 6 からリード・ラグ角によって推力のピーク位置とその大きさが異なることが分かる． $\gamma = 40^\circ$ の時は推力の正のピーク位置が早くおとずれ，負のピーク値が大きく， $\gamma = -40^\circ$ では正のピーク位置が遅く，負のピーク値が小さい．さらに， $t/T = 9.8$ における $\gamma = -40^\circ, 0^\circ, 40^\circ$ での翼回りの渦構造を上から観察した様子を Fig. 7 に示す．Fig. 7 から $\gamma = -40^\circ$ ではモデルの後方に渦が流れており， $\gamma = 40^\circ$ ではモデル前方の翼回りに渦が集まっている様子が分かる．これは，リード・ラグ角をつけることで実効的に翼前縁の長さが変わり，翼前縁から剥離する渦の大きさが変化したためであると考えられる．翼前縁から剥離する渦は，実際の蝶においても推力・揚力発生 of 主な要因となっている．⁽⁶⁾ このことから，リード・ラグ角が小さければ渦がモデル後方に流れやすく，その反力でより大きな推力が出ていると考えられる．

次に，羽ばたき中心角とリード・ラグ角，それぞれの角の組み合わせに対する平均推力係数を Fig. 8 に示す．先ほどの結果より，羽ばたき中心角がより大きく，リード・ラグ角がより小さい時に平均推力係数が最も大きくなると予想されたが， $(\theta_c, \gamma) = (-20^\circ, -40^\circ)$ の時に最も大きな平均推力係数が得られた．ここで，翼を打ち上げる $t/T = 9.8$ における $(\theta_c, \gamma) = (-20^\circ, -40^\circ), (40^\circ, -40^\circ)$ での翼回りの渦構造を横から観察した様子を Fig. 9 に示す．Fig. 9 より， $(\theta_c, \gamma) = (-20^\circ, -40^\circ)$ では，モデル後方に渦が流れていることが確認できるが， $(\theta_c, \gamma) = (40^\circ, -40^\circ)$ では渦が翼回りに停滞していることが分かる．これは，羽ばたき中心角とリード・ラグ角を組み合わせることで翼からの渦の剥離のタイミングがずれ，モデル後方に流れる渦が少なくなったからだと考えられる．

5.1.2 自由飛翔

次に，胴体固定時の計算結果を参考に最も大きな推力が生じた $(\theta_c, \gamma) = (-20^\circ, -40^\circ)$ で実際の蝶 (*J. leucodesma*) のスケール $L = 18.1[\text{mm}]$ を想定して，自由飛翔の計算を行った．しかし，ここではモデル胴体の回転

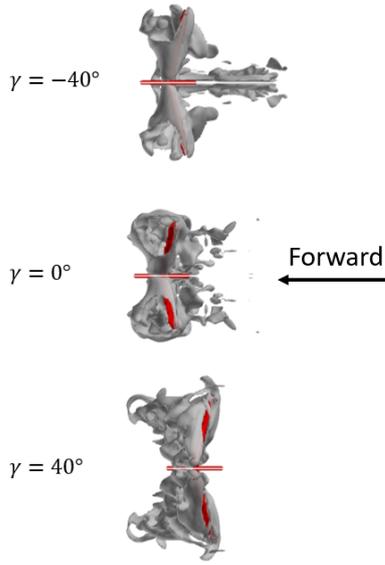


Fig. 7: Vortical structures visualized by the Q -criterion, that is, the second invariant of velocity gradient tensor at $t/T = 9.8$ for various lead-lag angles viewed from the top side of the butterfly model. The butterfly model is shown as a red surface, and the isosurface of Q -criterion ($Q = 15$) is shown as a gray surface.

は考慮しない。この時の計算パラメータは $Re = 1190$, $N_M = 3.38$, $Fr = 2.36$, $WR = 0.05$ とする。前進速度の時間変化を Fig. 10 に、胴体中心の軌跡を Fig. 11 に示す。Fig. 10 から本計算において、モデルは実際の蝶の前進速度 $U_x/U_{tip} = 0.77^{(17)}$ に到達できていることが分かる。また、Fig. 11 からモデルは落下することなく前進上昇飛行している様子が見られる。

5.2 ピッチング回転制御

最後に、リード・ラグ角を変化させることで、モデルのピッチング回転にどのような影響を与えるのかを調べる。そのため、前節までと異なり、モデル胴体のピッチング運動を考慮する。この時の計算パラメータは $Re = 300$, $N_M = 38$, $Fr = 8.8$, $WR = 0.05$ とする。また、ここでは迎角 $\alpha(t)$ を以下のように定義する。

$$\alpha(t) = \begin{cases} 0 & \left(0 \leq t < \frac{T}{4}\right), \\ \frac{\alpha_m}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \psi\right)\right] & \left(t \geq \frac{T}{4}\right), \end{cases} \quad (20)$$

これは、前節までの迎角 $\alpha(t)$ を用いると、質量のある翼が初期加速度を持ってしまい、その影響でピッチング角が急激に頭下げ方向に回転してしまうためである。各リード・ラグ角におけるモデルのピッチング角の時間変化を Fig. 12 に示す。Fig. 12 より、リード・ラグ角が小さくなるにつれてピッチング角が小さくなっており、頭下げトルクが発生していることが分かる。また、どのリード・ラグ角に関しても時間経過と共にピッチングが $\theta_p = 0^\circ$ から離れていることが分かる。ここで各リード・ラグ角に対するモデル胴体中心の軌跡を Fig. 13 に示す。Fig. 12 と Fig. 13 より、ピッチング角の増加、減少に伴いモデルが宙返り、落下している様子が見られる。また、 $\gamma = -20^\circ$

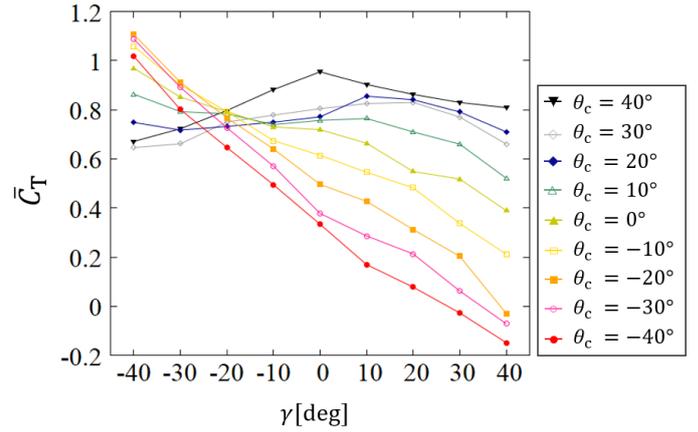


Fig. 8: The time-averaged thrust coefficient \bar{C}_T at $Re = 300$ as a function of the lead-lag angle γ for various centers θ_c of the flapping angle when the body of the butterfly model is fixed.

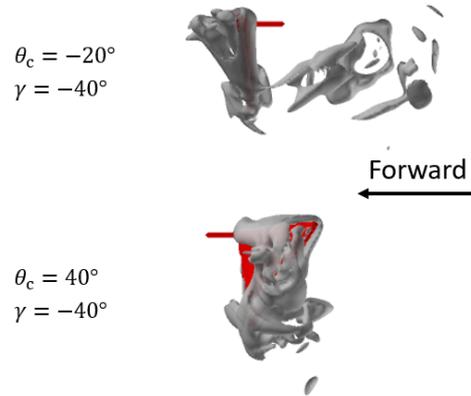


Fig. 9: Vortical structures visualized by the Q -criterion, that is, the second invariant of velocity gradient tensor at $t/T = 9.8$ for $(\theta_c, \gamma) = (-20^\circ, -40^\circ)$ and $(40^\circ, -40^\circ)$ viewed from the left side of the butterfly model. The butterfly model is shown as a red surface, and the isosurface of Q -criterion ($Q = 15$) is shown as a gray surface.

の時、モデルは前進・上昇しているが、ピッチング角は時間経過と共に増加しており、このままではモデルが宙返りすることが予想される。従って、今後の課題としてはリード・ラグ角にフィードバック制御等を用いて、ピッチング角を制御することが挙げられる。

6. 結言

蝶を模した羽ばたき翼-胴体モデルを用いて、翼の運動を変化させることで推力の向上させ、ピッチング回転への影響を調べた。

まず、モデルの胴体を固定し、計算負荷の小さい $Re = 300$ で、翼の運動を構成する羽ばたき中心角とリード・ラグ角をそれぞれ変化させ、推力・揚力の発生、増大にどのような影響を与えるのかを調べた。その結果、羽ばたき中心角は上側中心に羽ばたき時に推力が大きく、揚力が小さくなり、下側中心に羽ばたき時に推力が小さく揚力が大きくなった。これは、羽ばたき中心角を変えるこ

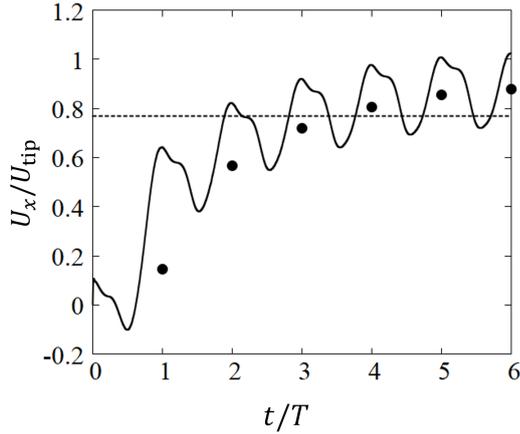


Fig. 10: The time variation of the forward-speed U_x of the butterfly model for the parameter of a *J. leucodesma* ($L = 18.1$, $Re = 1190$, $N_M = 3.36$, $WR = 0.05$). The symbols indicate the time-averaged value in each stroke.

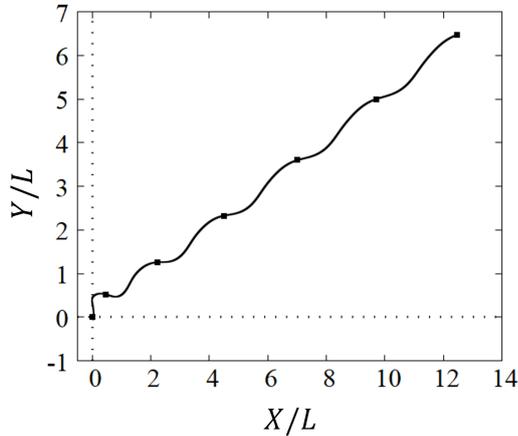


Fig. 11: The trajectory of the center of the body for the parameter of a *J. leucodesma* ($L = 18.1$, $Re = 1190$, $N_M = 3.36$, $WR = 0.05$) in free flight. The symbols on the trajectory indicate the position of center of body when the wings are at top dead point.

とで翼の運動が下に大きく打ち降ろすか、真後ろに大きく打ち上げるかが変化したためだと考えられる。リード・ラグ角は後ろ向きになるほど推力・揚力が大きくなり、前向きになると推力・揚力が小さくなるということが分かった。これは、リード・ラグ角を後ろ向きにするほど、翼回りの渦がモデル後方に流れやすくなったためであると考えられる。さらに、羽ばたき中心角とリード・ラグ角を組み合わせることで、より大きな推力を発生させようと試みた。前述の結果から羽ばたき中心角が大きく、リード・ラグ角が小さいほど大きな推力が出ることが予想されたが、結果は $(\theta_c, \gamma) = (-20^\circ, -40^\circ)$ の時に最も大きな推力がでた。これは、羽ばたき中心角とリード・ラグ角を組み合わせることで翼からの渦の剥離のタイミングがずれ、モデル後方に流れる渦が少なくなったからだと考えられる。この結果を用いて、実際の蝶 (*J. leucodesma*) の計算パラメータを想定して、自由飛翔において、モデルの前進速度が実際の蝶の前進速度に達するか調べた。そ

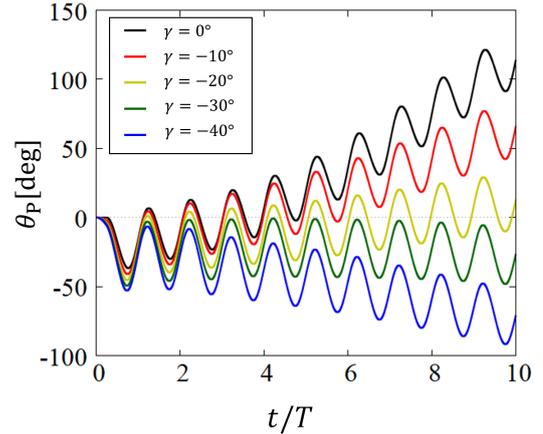


Fig. 12: Time variations of the pitching angle of the butterfly model for various lead-lag angles.

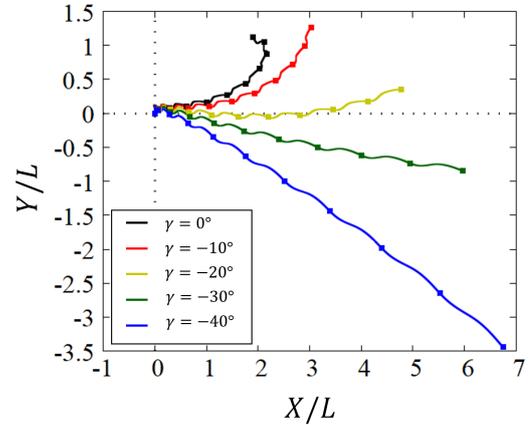


Fig. 13: Trajectories of the center of mass of the body for various lead-lag angles. The symbols on the trajectory indicate the position of center of body when the wings are at top dead point.

の結果、モデルは前進上昇しながら実際の蝶の前進速度に達することが分かった。

次に、リード・ラグ角を変化させることで、モデルのピッチング回転にどのような影響を与えるのかを調べた。その結果、リード・ラグ角が小さくなるにつれてピッチング角が小さくなっており、頭下げトルクが発生していることが分かった。また、どのリード・ラグ角に関しても時間経過と共にピッチングが $\theta_p = 0^\circ$ から離れており、このままではモデルが宙返りすることが予想される。

今後の課題としては、リード・ラグ角にフィードバック制御等を用いて、ピッチング角を制御することが挙げられる。また、推力の向上と姿勢制御が両立できるか調査する予定である。

謝辞

この研究の一部は、JSPS 科研費 JP16K18012 の助成により行われました。

参考文献

- (1) Ma K. Y., Chirarattananon P., Fuller S. B. and Wood R. J., "Controlled flight of a biologically in-

- spired, insect-scale robot,” *Science* 340 (2013), pp. 603-606.
- (2) Ristroph L. and Childress S., “Stable hovering of a jellyfish-like flying machine,” *J. R. Soc. Interface* 11 (2014), 20130992 (7pp).
- (3) Liu H. and Kawachi K., “A numerical study of insect flight,” *J. Comput. Phys.* 146 (1998), pp. 124-156.
- (4) Ramamurti R. and Sandberg WC., “A computational investigation of the three-dimensional unsteady aerodynamics of *Drosophila* hovering and maneuvering,” *J. Exp. Biol.* 210 (2007), pp. 881-896.
- (5) Nakata T. and Lui H., “Aerodynamic performance of a hovering hawkmoth with flexible wing: a computational approach,” *Proc. R. Soc. B.* 279 (2012), pp. 722-731.
- (6) Yokoyama N., Senda K., Iima M. and Hirai N., “Aerodynamic forces and vortical structures in flapping butterfly’s forward flight,” *Phys. Fluids* 25 (2013), 021902 (24pp).
- (7) Suzuki K., Minami K. and Inamuro T., “Lift and thrust generation by a butterfly-like flapping wing-body model: immersed boundary-lattice Boltzmann simulations,” *J. Fluid Mech.* 767 (2015), pp. 659-695.
- (8) 木村健吾, 稲室隆二, “蝶を模した羽ばたき三角翼モデルのピッチング回転および飛翔方向制御の数値計算,” 第 30 回数値流体力学シンポジウム CFD2016, (2016), 講演番号 D07-2.
- (9) Suzuki K. and Yoshino M., “Numerical simulations for aerodynamics performance of a butterfly-like flapping wing-body model with various wing planforms,” *Commun. Comput. Phys.* 23 (2018), pp. 951-979.
- (10) Suzuki K. and Inamuro T., “Effect of internal mass in the simulation of a moving body by the immersed boundary method,” *Comput. Fluids* 49 (2011), pp. 173-187.
- (11) Minami K., Suzuki K. and Inamuro T., “Free flight simulations of a dragonfly-like flapping wing-body model using the immersed boundary-lattice Boltzmann method,” *Fluid Dyn. Res.* 47 (2015), 015505 (17pp).
- (12) Hirohashi K. and Inamuro T., “Hovering and targeting flight simulations of a dragonfly-like flapping wing-body model by the immersed boundary-lattice Boltzmann method,” *Fluid Dyn. Res.* 49 (2017), 045502 (16pp).
- (13) Ota K., Suzuki K. and Inamuro T., “Lift generation by a two-dimensional symmetric flapping wing: immersed boundary-lattice Boltzmann simulations,” *Fluid Dyn. Res.* 44 (2012), 045504 (27pp).
- (14) Kimura Y., Suzuki K. and Inamuro T., “Flight simulations of a two-dimensional flapping wing by the IB-LBM,” *Int. J. Mod. Phys. C.* 25 (2014), 1340020 (8pp).
- (15) Suzuki K., Aoki T. and Yoshino M., “Effect of wing mass in free flight of a two-dimensional symmetric flapping wing-body model,” *Fluid Dyn. Res.* 49 (2017), 055504 (17pp).
- (16) Inamuro T., “Lattice Boltzmann methods for moving boundary flows,” *Fluid Dyn. Res.* 44 (2012), 024001 (21pp).
- (17) Dudley R., “Biomechanics of flight in neotropical butterflies: morphometrics and kinematics,” *J. Exp. Biol.* 150 (1990), pp. 37-53.