

新サボニウス型風車の補助ブレードの違いが 出力係数に及ぼす影響の数値解析

Numerical Simulation of the Effect of the Additional Blade Shape of a Newly Developed Savonius Rotor on the Output Power Coefficient

- 松井 隆典, 京工織大院, 京都市左京区松ヶ崎御所海道町, E-mail: m8623028@edu.kit.ac.jp
 福井 智宏, 京工織大, 京都市左京区松ヶ崎御所海道町, E-mail: fukui@kit.ac.jp
 森西 晃嗣, 京工織大, 京都市左京区松ヶ崎御所海道町, E-mail: morinisi@kit.ac.jp
 Takanori MATSUI, Kyoto Institute of Technology, Goshokaido-cho, Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto
 Tomohiro FUKUI, Kyoto Institute of Technology, Goshokaido-cho, Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto
 Koji MORINISHI, Kyoto Institute of Technology, Goshokaido-cho, Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto

In order to improve the output power coefficient of the Savonius rotor, newly developed Savonius rotor with semi-elliptical sub-blade was introduced. In this research, influence of the additional semi-elliptical blades' shape on the output power coefficient was investigated. The regularized lattice Boltzmann method was used to simulate the flow around the rotor, and the multi-block method was used for local fine grids of the rotor. The shape of the rotor was described using the virtual flux method on Cartesian grids. The rotor was evaluated by the output power and torque coefficients. As a result, the semi-elliptical sub blade generated only positive torque by interactions with the main blade through a cycle. The proportion between chord length and camber of the semi-elliptical sub blade played an important role in the torque coefficient generation.

1. 諸言

風車は回転軸の向きにより水平軸風車(HAWTs)と垂直軸風車(VAWTs)の 2 種に分類される⁽¹⁾. 水平軸風車の一種であるプロペラ型風車は, 発電効率が高いため広く用いられている⁽²⁾. 特に大型の風車は発電用に郊外や洋上に設置されている. プロペラ型風車の利点は発電効率の高さであるが, 一方で欠点として騒音が発生すること, バードストライクの危険性があること, 大型の場合にメンテナンスが困難であること, 風向の依存性があることがある⁽³⁾. 一方の, 垂直軸風車の一種のサボニウス型風車は, 小型で単純な構造であること, 騒音が小さいこと, 風向依存性が無いという特徴がある^(4,5). そのため, 風向が変化しやすい都市部の設置に適している. しかし, 最大出力係数はプロペラ型風車と比較して半分以下と低く, 風が持つエネルギーを生かし切れておらず, さらなる実用化に向けて出力係数の改善が必要である⁽⁶⁾. サボニウス型風車の出力係数が低い要因は, 1 回転中で出力係数が回転角度により大きく変動するためである. 各ブレードは, 1 回転中において正トルクと負トルクを交互に生成する^(4,6). そのブレードが回転軸対称に 2 枚配置されているためトルクは相殺され出力係数は低くなっている.

これまでの先行研究で, Ushiyama ら⁽⁷⁾はアスペクト比, オーバーラップ比, ギャップ比, ブレード断面形状, ブレード枚数, ブレード段数, ブレード端板などの主要な形状因子が出力性能に及ぼす影響を調査した. Roy ら⁽⁸⁾は, 半円筒サボニウス型風車では 20 % のオーバーラップ比が最も効果的であるとしている. Mohamed ら⁽⁹⁾は, 戻りブレード前方のみに障壁として 1 枚の板を設置した形状で出力係数が約 27.3 % 向上することを示した. Askary ら⁽¹⁰⁾は, 風車周囲に集風装置を設置することで進みブレードに流体を集め, 戻りブレードに衝突する流体を減らすことで出力係数が向上することを明らかにした. しかし, これらの障壁や集風による出力係数の改善はサボニウス型風車最大の特徴である風向依存性が生じてしまう. また, 風車の周りに集風装置などの板を設置するため設置面積が大きくなる.

そこで, 風向依存性を保ちつつ出力係数を改善する方法として, ブレード形状を工夫することがあげられる. メインブレードの形状を改良する方法として, Zhang ら⁽¹¹⁾は, 半円筒形状サボニウスの断面形状を最適化させたフック型で解析を行い, その形状の出力係数が約 6 % 改善することを報告した. また, Al-Faruk ら⁽¹²⁾は円筒ブレードの円弧角について調査し, ブレードの円弧角を 180°

から 195° に増加した形状では出力係数が円弧角 180° と比較して約 29 % 向上することを示した. また, Roy ら⁽⁶⁾が開発した断面形状は従来の半円筒型と比較して最大出力係数において約 32.1 % 向上することを報告している. しかし, これらの報告におけるブレード形状の変更だけでは, 2 枚のブレードが回転軸対称で配置されているため依然としてトルクの相殺が生じて 1 回転中の出力係数が低くなっている.

そこで, 筆者らはメインブレードとは別に一回転において正トルクのみを生成できるような新たな半円筒補助ブレードを設置した形状を考案してきた⁽¹³⁾. しかし, その半円筒補助ブレードの形状については調査されておらず, 最適形状に向けて更なる解析が必要である. 本稿では, 半円筒補助ブレードの翼弦長およびキャンバーの大きさを変化させた新形状で解析を行い, トルク係数および出力係数に与える影響について調査した. ただし, 半円筒補助ブレードとメインブレードの長さの総和は, 従来の半円筒型サボニウス型風車と重量を一定とするため, その長さの総和と同じとしている.

2. 数値計算法

正規化格子ボルツマン法^(14,15)を支配方程式として用いた. デカルト格子上で, ロータ形状を表現する手法として仮想流束法^(16,17)を用いた. また, 2D9V モデルを用い, ロータ近くの細かい格子に対して Multi-block⁽¹⁸⁾を用いた.

2.1 正規化格子ボルツマン法

正規化格子ボルツマン法^(14,15)は, メモリ使用を削減でき, 高レイノルズ数で安定して計算できる手法である. 分布関数 f_α は式(1)である.

$$f_\alpha = w_\alpha (a_0 + b_i e_{ai} + c_{ij} e_{ai} e_{aj} + \dots). \quad (1)$$

ここで, 分布関数の 2 次のモーメントまで用いると, 非圧縮性 Navier-Stokes 方程式と同程度の近似となるため, 分布関数 f_α は次式となる.

$$f_\alpha \approx w_\alpha (a_0 + b_i e_{ai} + c_{ij} e_{ai} e_{aj}). \quad (2)$$

ここで, 重み係数 w_α , 粒子速度 e_α はそれぞれ以下の式(3), (4)で

表される.

$$w_\alpha = \begin{cases} 4/9 & (\alpha = 0) \\ 1/9 & (\alpha = 1\sim 4), \\ 1/36 & (\alpha = 5\sim 8) \end{cases} \quad (3)$$

$$\mathbf{e}_\alpha = \begin{cases} (0,0) & (\alpha = 0) \\ c \left(\cos \frac{(\alpha-1)\pi}{2}, \sin \frac{(\alpha-1)\pi}{2} \right) & (\alpha = 1\sim 4). \\ \sqrt{2}c \left(\cos \frac{(2\alpha-9)\pi}{4}, \sin \frac{(2\alpha-9)\pi}{4} \right) & (\alpha = 5\sim 8) \end{cases} \quad (4)$$

また, 密度 ρ , 運動量 ρu_i , 応力テンソル Π_{ij}^{neq} の非平衡部は次式である.

$$\sum_\alpha f_\alpha = \rho, \quad (5)$$

$$\sum_\alpha f_{\alpha i} e_{\alpha i} = \rho u_i, \quad (6)$$

$$\sum_\alpha e_{\alpha i} e_{\alpha j} f_\alpha - \frac{c^2}{3} \rho \delta_{ij} - \rho u_i u_j = \Pi_{ij}^{neq}. \quad (7)$$

式(5), (6), (7)を用いて, $a_\alpha, b_\alpha, c_{ij}$ は $\rho, \rho u_i, \Pi_{ij}^{neq}$ で表される. として, 式(2)は式(8)となる.

$$f_\alpha = w_\alpha \rho \left\{ 1 + \frac{3(e_{\alpha i} u_i)^2}{c^2} + \frac{9(e_{\alpha i} u_i)^2}{2c^4} - \frac{3(u_i u_i)}{2c^2} \right\} + \frac{9w_\alpha}{2c^2} \left(\frac{e_{\alpha i} e_{\alpha j}}{c^2} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \right) \Pi_{ij}^{neq}. \quad (8)$$

また, 平衡分布関数 f_α^{eq} , 分布関数の非平衡部 f_α^{neq} はそれぞれ式(9), (10)で定義される.

$$f_\alpha^{eq} = w_\alpha \rho \left\{ 1 + \frac{3(e_{\alpha i} u_i)^2}{c^2} + \frac{9(e_{\alpha i} u_i)^2}{2c^4} - \frac{3(u_i u_i)}{2c^2} \right\}, \quad (9)$$

$$f_\alpha^{neq} = \frac{9w_\alpha}{2c^2} \left(\frac{e_{\alpha i} e_{\alpha j}}{c^2} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \right) \Pi_{ij}^{neq}. \quad (10)$$

よって, 式(9), (10)より式(8)は以下になる.

$$f_\alpha = f_\alpha^{eq} + f_\alpha^{neq}. \quad (11)$$

また, 時間発展方程式は以下の式(12)である.

$$f_\alpha(t + \delta t, \mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t) \approx f_\alpha^{eq}(t, \mathbf{x}) + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) f_\alpha^{neq}(t, \mathbf{x}). \quad (12)$$

He⁽¹⁹⁾による非圧縮の定式化である式(13)を施すと, 圧力 p , 速度 u_i , 応力テンソルの非平衡部 Π_{ij}^{neq} は, 以下の式(14), (15), (16)となる.

$$p_\alpha = c_s^2 f_\alpha, \quad (13)$$

$$\sum_\alpha p_\alpha = p, \quad (14)$$

$$\frac{1}{\rho_0 c_s^2} \sum_\alpha p_\alpha e_{\alpha i} = u_i, \quad (15)$$

$$\frac{1}{c_s^2} \left(\sum_\alpha e_{\alpha i} e_{\alpha j} p_\alpha - \frac{c^2}{3} p \delta_{ij} - \frac{c^2}{3} \rho_0 u_i u_j \right) = \Pi_{ij}^{neq}. \quad (16)$$

また, 非圧縮の定式化を施した時間発展方程式は式(17)となる.

$$p_\alpha(t + \delta t, \mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta t) = p_\alpha^{eq}(t, \mathbf{x}) + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) p_\alpha^{neq}(t, \mathbf{x}). \quad (17)$$

2.2 仮想流束法^(16,17)

デカルト格子において, 任意物体形状を表現する手法として仮想流束法^(16,17)を用いる. 仮想流束法は, 物体の内外を一括で計算でき, 実装が容易である. また, 他の方法と比較して圧力を鋭く捉えることが出来るという特徴がある. 現在までに Navier-Stokes 方程式による血液流れ解析⁽²⁰⁾や正規化格子ボルツマン法を用いたサスペンションのレオロジー解析⁽²¹⁾において, この仮想流束法が実装できることを確認している.

Figure 1 は仮想境界の模式図を表している. 物体表面と離散速度方向が交差する位置に仮想境界点を配置する. 仮想境界点に隣接する格子点では, 仮想境界上の境界条件を満たすように仮想流束を用いる.

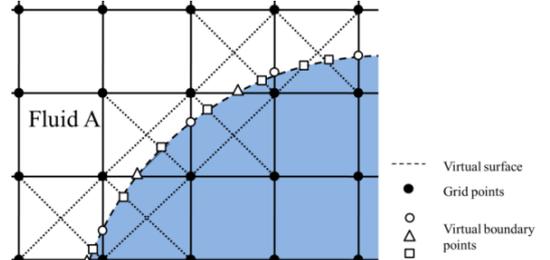


Fig. 1 Schematic view of virtual boundary points.

仮想境界における境界条件は, 速度はすべりなし条件を適用する. 仮想境界点上の速度を \mathbf{u}_{vb} , 物体壁面上の速度を \mathbf{u}_{wall} とすると, 式(18)を満たす. また, 圧力の境界条件は壁面法線方向の圧力勾配 $\mathbf{0}$ とし, 式(19)で与えられる. ただし, \mathbf{n} は仮想境界点上における法線ベクトルである.

$$\mathbf{u}_{vb} = \mathbf{u}_{wall}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial p_{vb}}{\partial n} = 0. \quad (19)$$

次に, 仮想境界を含む計算手順について説明する. Figure 2 は仮想境界により Fluid A と Fluid B に分離された流れ場を表している.

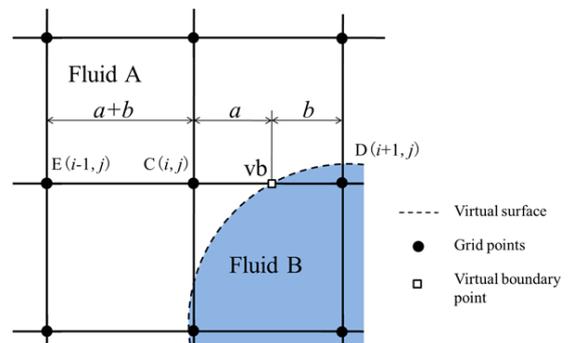


Fig. 2 Grid cross the virtual boundary.

ここで、線分 CD は仮想境界によって、 $a:b$ に内分されており、仮想境界点を点 vb とする。次時間ステップにおける点 $C(i, j)$ の分布関数を求めるために、粒子が点 $D(i+1, j)$ から点 $C(i, j)$ に移動する場合を考える。仮想境界点 vb により、流体は分離されているため粒子は点 vb を跨いで点 D から点 C に移動することはできない。そこで、仮想壁面の情報から点 D の仮想的な分布関数を求め、次時間ステップにおける点 C の分布関数の算出に用いる。点 D の仮想的な分布関数を求めるために、仮想境界点 vb における分布関数及び平衡分布関数を算出する。点 vb における物理量は、速度はすべりなし条件より、 $\mathbf{u}_{vb} = \mathbf{u}_{wall}$ である。圧力に関しては、Fig. 3 のように点 vb から壁面法線方向に、距離 h_1, h_2 離れた点 S, T における圧力 p_S, p_T を周囲の 4 点より内挿して求める。式(20)より、点 vb における圧力 p_{vb} を求める。

$$p_{vb} = \frac{h_2^2 p_S - h_1^2 p_T}{h_2^2 - h_1^2}. \quad (20)$$

本研究では、点 S, T の周囲 4 点が Fluid B 内に入らないように $h_1 = \sqrt{2}\delta x, h_2 = 2\sqrt{2}\delta x$ とした。なお、 δx は格子幅である。

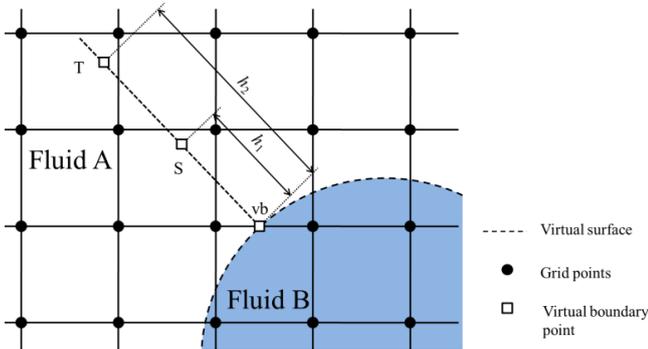


Fig. 3 Extrapolation of the pressure on the wall.

求めた仮想境界点 vb における速度 \mathbf{u}_{vb} 、圧力 p_{vb} より、点 vb における平衡分布関数 $p_{\alpha,vb}^{eq}$ を求める。さらに、求めた点 vb における平衡分布関数 $p_{\alpha,vb}^{eq}$ と、点 C における平衡分布関数 $p_{\alpha,C}^{eq}$ を用いて、式(21)より点 D における仮想的な平衡分布関数 $\overline{p_{\alpha,D}^{eq}}$ を求める。しかし、内分比が小さい場合に式(21)の分母が小さくなり計算が不安定となる。本研究では、 $a < 0.5$ のときには、Fig. 2 のように、一つ前の点 E における平衡分布関数 $p_{\alpha,E}^{eq}$ を用いて式(22)より求める。

$$\overline{p_{\alpha,D}^{eq}} = \frac{a+b}{a} p_{\alpha,vb}^{eq} - \frac{b}{a} p_{\alpha,C}^{eq} \quad (a \geq 0.5), \quad (21)$$

$$\overline{p_{\alpha,D}^{eq}} = \frac{2(a+b)}{2a+b} p_{\alpha,vb}^{eq} - \frac{b}{2a+b} p_{\alpha,E}^{eq} \quad (a < 0.5). \quad (22)$$

また、仮想境界内における分布関数の非平衡部は式(23)より得られる。

$$\overline{p_{\alpha,D}^{neq}} = p_{\alpha,C} - p_{\alpha,C}^{eq}. \quad (23)$$

したがって、点 D における仮想的な分布関数の非平衡部 $\overline{p_{\alpha,D}^{neq}}$ および平衡分布関数 $\overline{p_{\alpha,D}^{eq}}$ より、次時間ステップ $t + \delta t$ における点 C の分布関数は式(24)より得られる。

$$p_{\alpha}(t + \delta t, \mathbf{x}_C) = \overline{p_{\alpha,D}^{eq}} + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) \overline{p_{\alpha,D}^{neq}}. \quad (24)$$

3. サボニウス型風車解析

本研究では、新形状サボニウス型風車について数値流体解析を行い、出力係数およびトルク係数によりブレード形状の影響を調査した。比較対象として従来の半円筒サボニウス型風車についても解析を行った。

3.1. 計算条件

従来の半円筒サボニウス型風車および新形状サボニウス型風車のパラメータについて説明する。Figure 4(a)に従来の半円筒サボニウス型風車を、Fig. 4(b)に本稿で提案する新形状サボニウス型風車を示す。Figure 4(a)のモデルについて、ロータ直径を代表長さ D 、バケット直径 L 、バケット間隔 $e = 0.2L$ (オーバーラップ比 $e/L = 0.2$) とする⁽⁷⁾。Figure 4(b)のモデルについて、メインブレードは Roy ら^(22, 23) や Kamoji ら⁽²⁴⁾ が解析を行ったモデルを参考に直線と円弧で構成しており、付加するブレード形状は半楕円形状とした。また、その設置位置はメインブレードのみの場合に生じるトルクが最小の回転角度において、半楕円の長辺が流れを最も良く受けると考えられる位置とした⁽¹³⁾。このように、メインブレードの形状並びにロータ内位置は、円弧の半径 r (ただし、ロータ直径 D に内接する半径 r の円弧とする) により決定される。これまでに半楕円補助ブレードが $a = 0.2r, b_1 = b_2 = 0.3r$ のパラメータ変数で表される形状で、モーメントアームの長さ(パラメータ変数 s) の影響について調査した⁽¹³⁾。その結果、 $s = 1.3r$ 付近で最大出力を得ることがわかった。そのため、本稿ではパラメータ変数 s は $s = 1.3r$ で固定している。なお、半楕円補助ブレードのモーメントアーム長さ(パラメータ s) は、風車の回転中心と補助ブレードの翼弦長上の図心を結んだ長さとしている。しかし、半楕円補助ブレードの形状については調査されておらず、最適形状のパラメータは決まっていない。そこで本稿では、半楕円補助ブレードの翼弦長およびキャンバーの大きさについて調査した。今回解析を行った形状を Table 1 にまとめる。新形状サボニウス型風車の補助ブレードの形状は、Case 1 では直線形状、Cases 2-5 では半楕円形状、Case 6 では Zhang ら⁽¹⁰⁾ が開発した形状を参考にしたフック形状としている。この Case 6 のフック形状ではブレード先端で多くの流体を受けることができ、生成トルクが大きくなると報告されている。また、比較対象として解析した半円筒サボニウス型風車を Case 7 としている。ただし、半楕円補助ブレードとメインブレードの長さの総和は、従来の半円筒サボニウス型風車のブレードの長さの総和と同じとしている。なお本研究では、 $0^\circ < \theta \leq 180^\circ$ のときを進みブレード、 $180^\circ < \theta \leq 360^\circ$ のときを戻りブレードと定義する。また、これらの風車は反時計回りに回転しており、Fig. 4 に示されているブレード位置を回転角度 $\theta = 0^\circ$ と定義する。

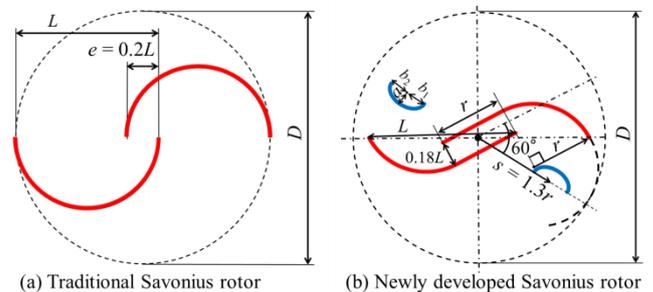


Fig. 4 Schematic view of Savonius rotors when the rotational angle $\theta = 0^\circ$.

Figure 5 に計算領域の概略図を示す。計算領域は $30D \times 30D$ とし、4 段階の Multi-Block を用いた。ロータの座標の中心は $(10D, 15D)$ に設置し、一様流を左端に与え流下させる。また右端には対流流出条件を適用した⁽²⁵⁾。その他の境界条件は速度・圧力ともに

勾配0とした。代表長さ D に対するレイノルズ数は $Re=1,000$ とする。また、代表長さ D に対する格子数は $1,024$ cells とした⁽²⁰⁾。回転角速度は一定で、周速比 $\lambda=0.5, 0.625, 0.75, 0.875$ の 4 種類で実施した。トルク係数 C_Q は式(25)、出力係数 C_P は式(26)、周速比 λ は式(27)で定義する。

$$C_Q = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho_0 U^2 R A}, \quad (25)$$

$$C_P = \frac{T \cdot \omega}{\frac{1}{2}\rho_0 U^3 A} = C_Q \cdot \lambda, \quad (26)$$

$$\lambda = \frac{R\omega}{U}. \quad (27)$$

Table 1 Rotor type for the simulation.

Case	Rotor type and parameters
1	$a=0.0r, b_1=b_2=0.396r$
2	$a=0.1r, b_1=b_2=0.366r$
3	Newly developed $a=0.2r, b_1=b_2=0.3r$
4	rotor $a=0.253r, b_1=b_2=0.253r$
5	$a=0.3r, b_1=b_2=0.2r$
6	$a=0.225r, b_1=0.405r, b_2=0.135r$
7	Traditional rotor

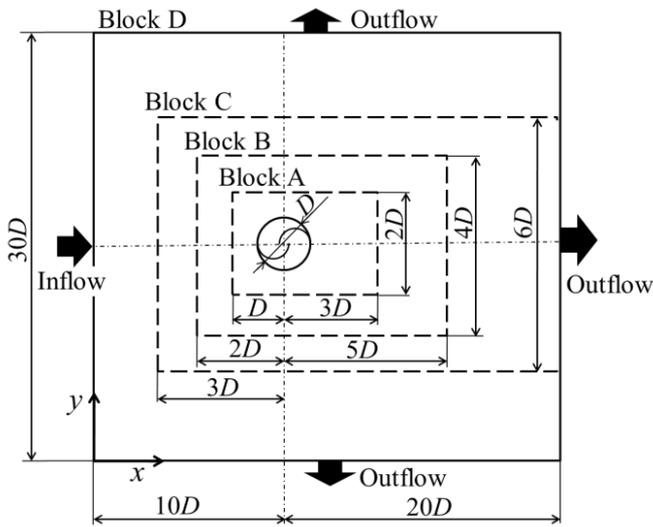


Fig. 5 Schematic view of a multi-block model for the simulation.

3.3. 計算結果及び考察

この章では、新形状サボニウス型風車の補助ブレード形状の違いについて、トルク係数の推移と圧力係数分布図を用いながら論じる。その後、半円筒、新形状サボニウス型風車の出力係数の性能について論じる。

周速比 $\lambda=0.75$ での補助ブレードのパラメータが $a=0.0r, b_1=b_2=0.396r$ (Case 1), $a=0.1r, b_1=b_2=0.366r$ (Case 2), $a=0.2r, b_1=b_2=0.3r$ (Case 3) の 5~10 周期のアンサンブル平均のトルク係数の推移を Fig. 6 に示している。ただし、このブレードは回転開始時に進みブレードとなるものである。トルク係数の推移において、 $\theta=60^\circ$ 付近で最大値をとり $\theta=270^\circ$ 付近で最小値をとる傾向は他者の解析結果と一致している^(1,10,12)。Figure 6 より、Cases 1, 2 では $\theta=120^\circ$ 付近でトルクが増加している。しかし、 $\theta=120^\circ \sim 150^\circ$ では、Cases 1, 2 の生成トルクの $\theta=120^\circ$ での生成トルクに対する減少率は

Case 3 と比較して大きくなっている。また、 $\theta=300^\circ$ 付近では翼弦長が大きいほど大きな負トルクを生成していることがわかる。これらの違いについてそれぞれのブレードの寄与を考察するために、メインブレードと半楕円補助ブレードの生成トルクに分けて考察する。

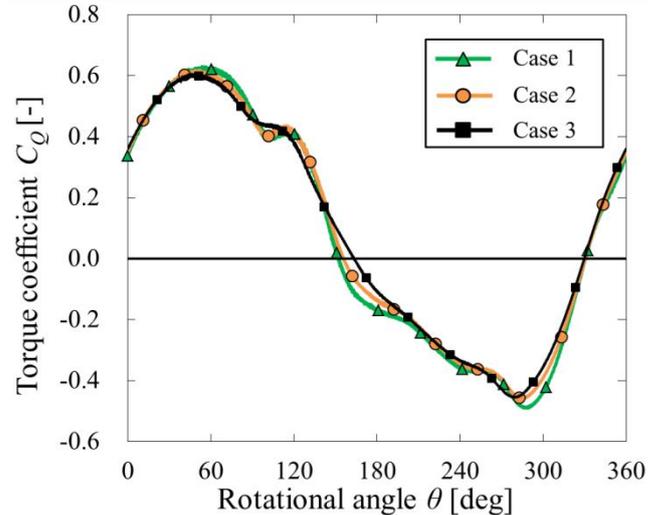


Fig. 6 Comparison of the torque coefficient of each set of main and semi-elliptical sub blades for Cases 1, 2, 3 of a newly developed Savonius rotor at tip speed ratio $\lambda=0.75$.

周速比 $\lambda=0.75$ でのメインブレードのトルク係数の推移を Fig. 7 に、半楕円ブレードのトルク係数の推移を Fig. 8 に示す。Figure 7 より、Cases 1, 2 のメインブレードの生成トルクは $\theta=120^\circ$ 付近で Case 3 と比較して小さくなっている。これについて、Fig. 9 に $\theta=120^\circ$ の圧力係数分布図を示して考察する。Figure 9 より、Case 3 は Cases 1, 2 と比較して進みメインブレード凹面の高圧部分が大きくなっていることがわかる。これは、Case 3 の補助ブレードの翼弦長が Cases 1, 2 と比較して小さく、進み補助ブレードと戻りメインブレードの隙間を通りメインブレード凹面へ流れ込む流体(図中矢印)が補助ブレードで制限されにくいためだと考えられる。

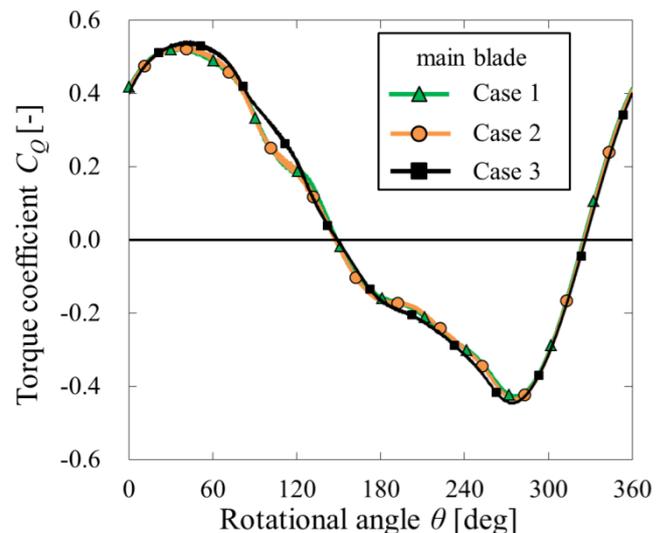


Fig. 7 Comparison of the torque coefficient of each main blade for Cases 1, 2, 3 of a newly developed Savonius rotor at tip speed ratio $\lambda=0.75$.

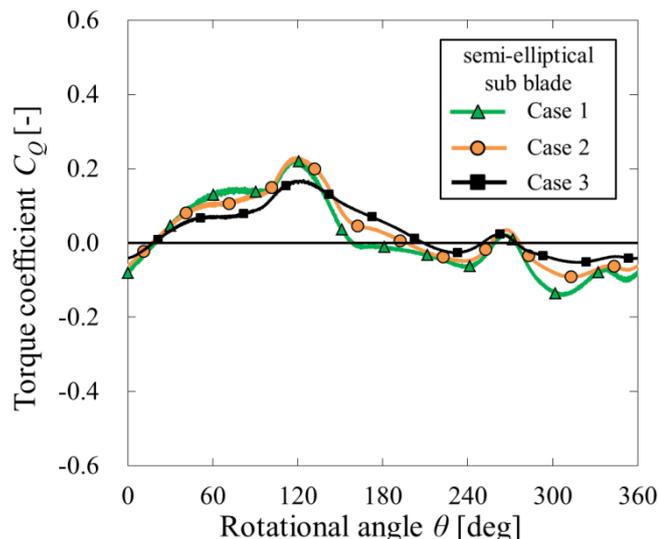


Fig. 8 Comparison of the torque coefficient of each semi-elliptical sub-blade for Cases 1, 2, 3 of a newly developed Savonius rotor at tip speed ratio $\lambda = 0.75$.

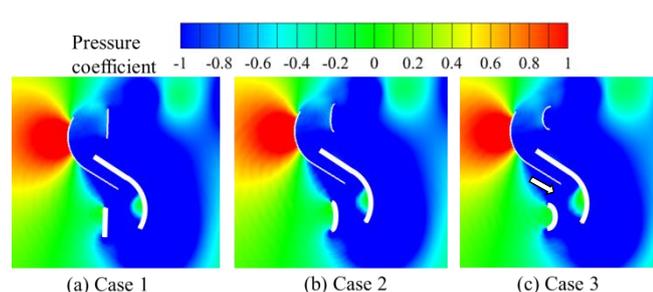


Fig. 9 Pressure coefficient distributions around a newly developed Savonius rotors at $\theta = 120^\circ$ (for thick white blades) at tip speed ratio $\lambda = 0.75$

また Fig. 8 より、補助ブレードでのトルクは $\theta = 120^\circ$ 付近で最も高くなっている。これは補助ブレードの受風面積が $\theta = 120^\circ$ 付近で最も大きくなるため、大きなトルクを生成したと考えられる。また、回転角度 $\theta = 30^\circ \sim 120^\circ$ の期間で Cases 1, 2 の補助ブレードは Case 3 と比較して大きなトルクを生成していることがわかる。これは、キャンバーは小さいが翼弦長が大きいためだと考えられる。つまり、この回転角度範囲ではキャンバーの大きさよりも翼弦長の大きさ、すなわち受風面積の大きさがトルクを生成する上で重要である。

Figure 8 より、 $\theta = 120^\circ \sim 150^\circ$ における補助ブレードの生成トルクの $\theta = 120^\circ$ 付近での最大値に対する減少率は Cases 1~3 それぞれで約 81.1%, 61.8%, 35.0% であり、翼弦長が大きいため高くなっている。これについて、Fig. 10 に $\theta = 150^\circ$ の圧力係数分布図を示して考察する。Figure 10 より、Case 3 の補助ブレード凹面での圧力は Cases 1, 2 と比較して高くなっていることがわかる。これは、キャンバーが大きいため多くの流体を受けとめることができたためだと考えられる。この回転角度範囲では、翼弦長の大きさよりもキャンバーの大きさがトルク生成に重要な役割を果たすと考えられる。

Figure 8 より、 $\theta = 270^\circ \sim 360^\circ$ 付近において Case 1 が最も大きな負トルクを生成している。これについて、Fig. 11 に $\theta = 310^\circ$ の圧力係数分布図を示して説明する。Figure 11 より、Case 1 の補助ブレード風上側に生じる高圧領域は Cases 2, 3 と比較して拡大していることがわかる。これまでの研究で、戻りブレード期間では戻り

りメインブレードにより戻り半楕円補助ブレードへの流れを抑える効果があることがわかっている⁽¹³⁾。Case 3 の半楕円補助ブレード凸面の高圧領域が小さい理由は、半楕円補助ブレードの翼弦長が小さいため戻りメインブレード凸面で衝突しなかった流体が、戻り補助ブレードと衝突しにくかったためだと考えられる。また、キャンバーが大きく半楕円補助ブレードで衝突した流体も風下側へ流れやすかったと考えられる。

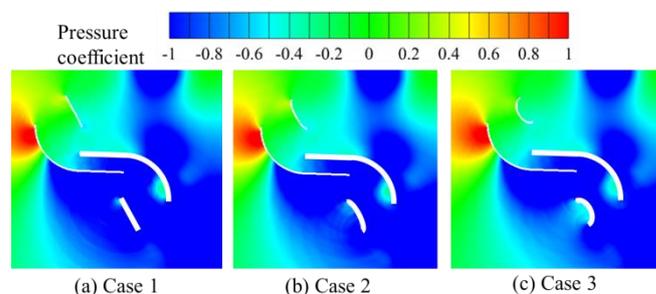


Fig. 10 Pressure coefficient distributions around a newly developed Savonius rotors at $\theta = 150^\circ$ (for thick white blades) at tip speed ratio $\lambda = 0.75$

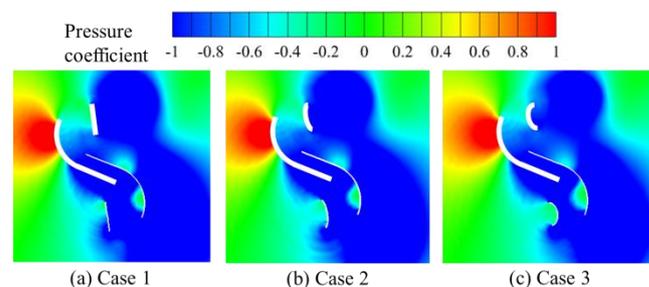


Fig. 11 Pressure coefficient distributions around a newly developed Savonius rotors at $\theta = 310^\circ$ (for thick white blades) at tip speed ratio $\lambda = 0.75$

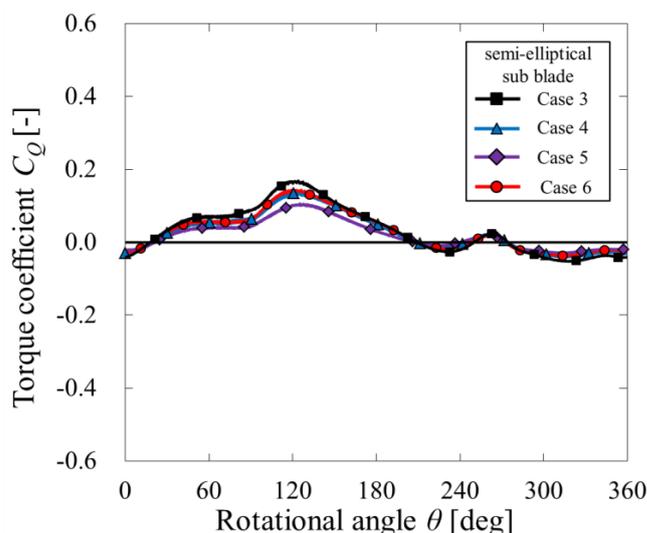


Fig. 12 Comparison of the torque coefficient of each semi-elliptical sub-blade for Cases 3, 4, 5, 6 of a newly developed Savonius rotor at tip speed ratio $\lambda = 0.75$.

次に、Cases 3~6 における半楕円補助ブレードのトルク係数の違いについて考察する。周速比 $\lambda = 0.75$ での半楕円補助ブレードのトルク係数の推移を Fig. 12 に示す。Figure 12 より、 $\theta = 120^\circ$ での

最大トルクは翼弦長が大きいほど大きくなっている。その一方で、戻りブレード期間での $\theta = 310^\circ$ 付近では翼弦長が大きいほど大きな負トルクを生成している。また、周速比 $\lambda = 0.75$ での半楕円補助ブレードの翼弦長長さ $0.4r$ あたりのトルク係数の推移を Fig. 13 に示す。Figure 13 より、Cases 3~6 で同様の傾向を示している。つまり、それぞれの Case で補助半楕円ブレードのキャンバーの大きさは重要ではなく、翼弦長長さ(受風面積の大きさ)が重要であると考えられる。

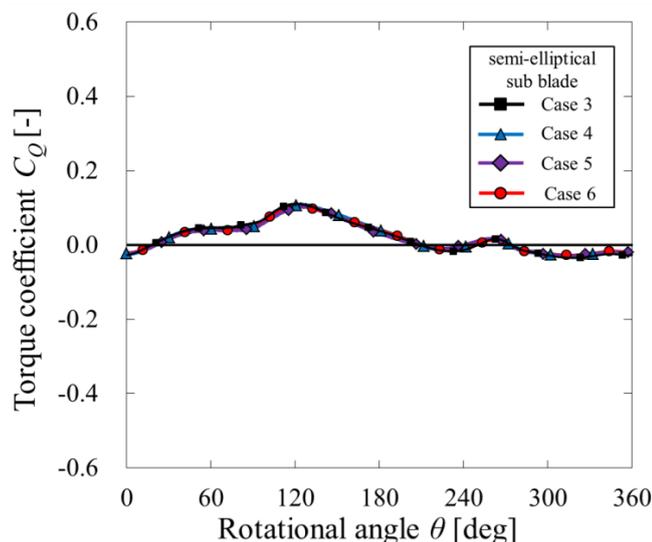


Fig. 13 Comparison of the torque coefficient per chord length $0.4r$ of each semi-elliptical sub-blade for Cases 3, 4, 5, 6 of a newly developed Savonius rotor at tip speed ratio $\lambda = 0.75$.

Case 6 の半楕円補助ブレードは、Fig. 12 より Case 4 と同様の傾向を示すことがわかる。先行研究では、半円筒サボニウス型風車の半円筒ブレード形状を変化させたフック型で出力係数が向上することがわかっている⁽¹⁰⁾。この形状では、モーメントアームが長いブレード先端で流体を受けてトルクを生成できることから、出力が向上したと報告されている。また、その形状では線分長さが半円筒型と比較して約 17.9% 減少していると報告されている。つまり、単位長さ当たりの出力係数も増加している。しかし、その形状を参考にした Case 6 の補助半楕円ブレードのトルク係数の傾向は、半円筒形状の Case 4 と同様の傾向を示す。その原因として、Case 6 の半楕円補助ブレードのモーメントアームの長さ(パラメータ s)が最適ではないことや、半楕円補助ブレードの大きさ自体が小さいことが考えられる。

Cases 1~5 の半楕円ブレードのトルク生成について、回転角度 90° ごとに 4 つの Phase に分けて平均トルク係数を算出し、それぞれの Phase の違いについて考察する。まず、Phase の定義について説明する。Figure 14 のように、半楕円補助ブレードの先端同士と x 軸のなす角度を θ とし、回転角度 90° ごとに Phase を定義する。それぞれの Phase における平均トルク係数を Fig. 15 に示す。Figure 15 より、Phase 1 では翼弦長が大きいほど平均トルク係数が大きくなっている。この Phase 1 では、キャンバーの大きさよりも翼弦長の大きさがトルク生成にとって重要である。Phase 2 では、Case 3 の補助ブレードが最大平均トルク係数を得る。これは、先述したように Cases 1, 2 では、受風面積が大きいにもかかわらずキャンバーが小さいため、Case 3 よりもトルク生成が小さくなったためだと考えられる。Case 4, 5 では、同一翼弦長あたりに生成するトルクの効率に大きな違いはなく、キャンバーの大きさよりも翼弦長の大きさが、大きなトルクを生成するために重要である。

Phases 3, 4 では、受風面積が大きくキャンバーが小さいほど生成負トルクが大きくなった。これは、戻りメインブレードで妨げ切れなかった流れが戻り補助ブレードと衝突する際、風下側への流体の流れやすさにより生成負トルクの差異が生じたと考えられる。

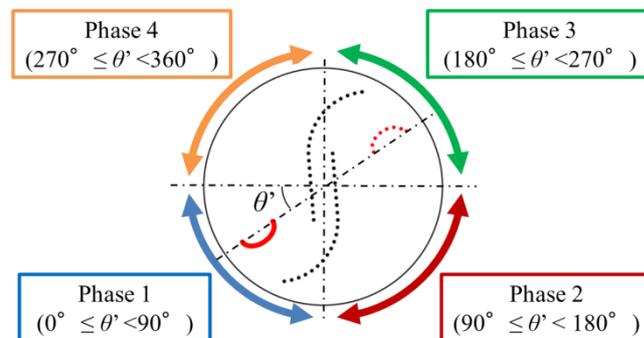


Fig. 14 Definition of the rotational angle of the semi-elliptical blade.

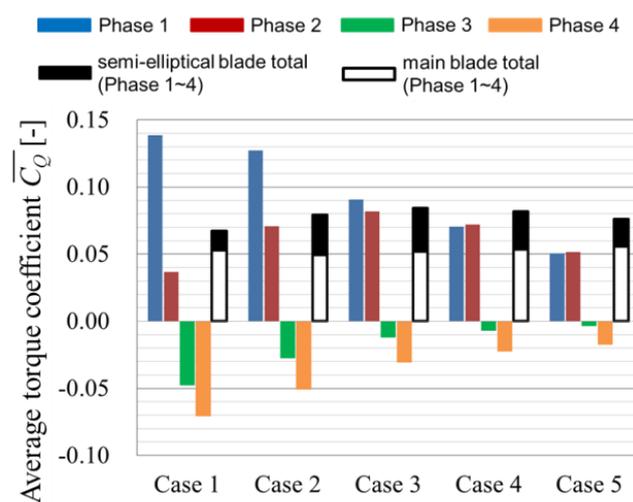


Fig. 15 Comparison of the average torque coefficient of the semi-elliptical sub-blade on each phase at the tip speed ratio $\lambda = 0.75$.

Cases 2~4 の $\lambda = 0.75$ での 1 周期におけるメインブレードと半楕円補助ブレードそれぞれの平均トルク係数を Table 2 に示す。Table 2 より、半楕円補助ブレードのトルクは Case 3 で最も高くなることわかる。その一方で、翼弦長が大きくなるほどメインブレードの生成トルクは小さくなっていることがわかる。これは、半楕円補助ブレードによりメインブレードへの流体が妨げられ、メインブレードで生成するトルクが小さくなったと考えられる。

Table 2 Averaged torque coefficient of each blade of the newly developed Savonius rotor at tip speed ratio $\lambda = 0.75$.

	semi-elliptical blade		main blade	
Case 2	0.0300	(-7.6 %)	0.0493	(-4.7 %)
Case 3	0.0325	(-)	0.0518	(-)
Case 4	0.0283	(-12.7 %)	0.0534	(3.2 %)

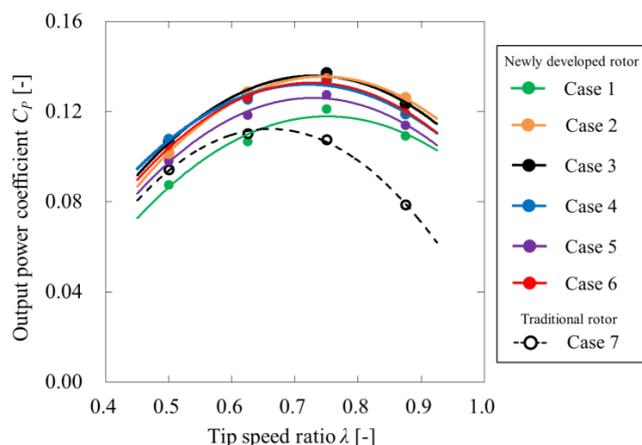


Fig. 16 Comparison of the average output power coefficient of traditional, newly developed Savonius rotors at different tip speed ratio.

Figure 16 に Cases 1~6 の新形状サボニウス型風車, および Case 7 の比較対象の半円筒サボニウス型風車の出力係数の比較を示す. なお, 近似曲線は最小二乗法により算出した. 半円筒サボニウス型風車の出力係数は周速比が $\lambda = 0.6 \sim 0.8$ 付近での範囲でピークを取る結果は他者と同じ傾向を示している^(1, 12, 27). また, Table 3 にそれぞれの最大出力係数とそれを得る周速比を示す. Table 3 と Fig. 16 より, Case 3 の新形状サボニウス型風車の出力係数が最も向上しており, 半円筒サボニウス型風車と比較して約 21.0% 向上している. また, Cases 2~6 の出力係数は半円筒サボニウス型風車と比較して 17% 以上向上していることがわかった. 補助ブレードのブレード長さを一定にしているため, これらの形状では翼弦長やキャンバーの大きさによる有意な違いが見られなかったと考えられる. また, 最大出力係数を得る周速比はすべての Case で従来の半円筒サボニウス型風車よりも向上している. これは, 新形状サボニウス型風車は高い周速比で高トルク係数を得るためであると考えられる.

Table 3 Maximum average output power coefficient of traditional and newly developed Savonius rotors.

Rotor type	Maximum output power coefficient	Difference
Case 1	0.118 ($\lambda = 0.751$)	4.96 %
Case 2	0.136 ($\lambda = 0.743$)	20.7 %
Case 3	0.136 ($\lambda = 0.730$)	21.0 %
Case 4	0.132 ($\lambda = 0.720$)	17.6 %
Case 5	0.126 ($\lambda = 0.729$)	12.2 %
Case 6	0.133 ($\lambda = 0.726$)	18.3 %
Case 7	0.112 ($\lambda = 0.660$)	-

4. 結論

補助ブレードつき新形状サボニウス型風車について数値流体解析を行った. 補助ブレードの形状を変化させ, キャンバーと翼弦長の大きさの効果について調査した. そして, 新形状サボニウス型風車の出力係数について半円筒サボニウス型風車のものと比較を行った. そこで, 結果に基づく本研究の結論を以下に示す.

- (1) 新形状サボニウス型風車の半楕円補助ブレードは, 1 枚の半楕円補助ブレードのトルク係数の推移より進みブレード期間で正トルクを生成し, 戻りブレード期間では戻りメインブレードの背後に位置することで負トルクの生成を抑制することができる. そのため, 1 周期を通して正トルクのみを生成することができることがわかった.
- (2) 新形状サボニウス型風車の最大出力係数は出力係数の比較より, 半円筒サボニウス型風車と比較して約 21.0% 向上することがわかった.
- (3) Cases 1~3 の半楕円補助ブレードのトルク係数の推移の比較より, 翼弦長とキャンバーの大きさが半楕円補助ブレードのトルク生成に影響をおよぼす回転角度はそれぞれ異なっている.
- (4) Cases 3~5 の半楕円補助ブレードのトルク係数の推移の比較よりキャンバーの大きさをある一定以上に大きくしても, 同一翼弦長あたりの生成トルクに差異は見られなかった.
- (5) Cases 3~6 の半楕円補助ブレードのトルク係数の推移より, 2 種類の曲率で表したフック形状である Case 6 の補助ブレードのトルク係数の推移は, 半円形状と比較して大差はなかった. フック形状の補助ブレードのモーメントアームの長さを最適にすることや補助ブレード自体の大きさを大きくすることで更なる出力係数の向上が考えられる.
- (6) 出力係数の比較より新形状サボニウス型風車の最大出力係数を取る周速比は半円筒サボニウス型風車と比較して上昇することがわかった. これは, 新形状サボニウス型風車は高い周速比で高トルク係数を得るためである.

今後の研究として, 半楕円補助ブレードとメインブレードのブレード長さの総和を従来の半円筒サボニウス型風車のブレード長さの総和と同じ条件で, 半楕円型・半円型・フック型の補助ブレードのそれぞれに最適なモーメントアームの長さについて解析を行う予定である.

参考文献

- (1) Tian, W., Song, B., VanZwieten, J.H., and Pyakurel, P., "Computational fluid dynamics prediction of a modified Savonius wind turbine with novel blade shapes", *Energies*, 8 (2015), pp. 7915-7929.
- (2) Akwa, J.V., Vielmo, H.A. and Petry, A.P., "A review on the performance of Savonius wind turbines", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16 (2012), pp. 3054-3064.
- (3) Roy, S. and Saha, U.K., "Review on the numerical investigations into the design and development of Savonius wind rotors", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 24 (2013), pp. 73-83.
- (4) Shigetomi, A., Murai, Y., Tasaka, Y., and Takeda, Y., "Interactive flow field around two Savonius turbines", *Renewable Energy*, 36 (2011), pp. 536-545.
- (5) 牛山泉, (2013), "風車工学入門", 森北出版株式会社.
- (6) Roy, S. and Ducoin, A., "Unsteady analysis on the instantaneous forces and moment arms acting on a novel Savonius-style wind turbine", *Energy Conversion and Management*, 121 (2016), pp. 281-296.
- (7) Ushiyama, I., Nagai, H., and Shinoda, J., "Experimentally determining the optimum design configuration for Savonius rotors", *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B*, 52 (1986), pp. 2973-2981.
- (8) Roy, S. and Saha, U.K., "Computational study to assess the influence of overlap ratio on static torque characteristics of a vertical axis wind turbine", *Procedia Engineering*, 51 (2013), pp. 694-702.

- (9) Mohamed, M. Gábor, J. Elemér, P., and Dominique, T., “Optimization of Savonius turbines using an obstacle shielding the returning blade”, *Renewable Energy*, 35 (2010), pp. 2618–2626.
- (10) El-Askary, W.A., Nasef, M.H., AbdEL-hamid, A.A., and Gad, H.E., “Harvesting wind energy for improving performance of Savonius rotor”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 139 (2015), pp. 8–15.
- (11) Zhang, B., Song, B., Mao, Z., Tian, W., Li, B., and Li, B., “A novel parametric modeling method and optimal design for Savonius wind turbines”, *Energies*, 10 (2017).
- (12) Al-Faruk, A. and Sharifian, A., “Geometrical optimization of a swirling Savonius wind turbine using an open jet wind tunnel”, *Alexandria Engineering Journal*, 55 (2016), pp. 2055–2064.
- (13) Matsui, T., Fukui, T., and Morinishi, K., “Computational fluid dynamics to assess the blade effect of a new Savonius rotor for improvement of the output power coefficient”, *ASME-JSME-KSME Joint Fluids Engineering Conference 2019*, (2019), Paper No. 5001, pp. 1–8.
- (14) Izham, M., Fukui, T., and Morinishi, K., “Application of regularized lattice Boltzmann method for incompressible flow simulation at high reynolds number and flow with curved boundary”, *Journal of Fluid Science and Technology*, 6 (2011), pp. 812–822.
- (15) Morinishi, K. and Fukui, T., “Parallel computation of turbulent flows using moment base lattice Boltzmann method”, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 30 (2016), pp. 363–369.
- (16) Tanno, I., Morinishi, K., Matsuno, K., and Nishida, H., “Validaton of virtual flux method for forced convection flow”, *JSMR International Journal Series B*, 46 (2006), pp. 1141–1148.
- (17) Morinishi, K. and Fukui, T., “An Eulerian approach for fluid-structure interaction problems”, *Computers & Fluids*, 65 (2012), pp. 92–98.
- (18) Yu, D., Mei, R., and Shyy, W., “A multi-block lattice Boltzmann method for viscous fluid flows”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 39 (2002), pp. 99–120.
- (19) He, X. and Doolen, G., “Lattice Boltzmann method on a curvilinear coordinate system: Vortex shedding behind a circular cylinder”, *Phisucal Review E*, 56 (1997), pp. 434–440.
- (20) Fukui, T., Asama, H., Kimura, M., Itoi, T., and Morinishi, K., “Influence of geometric changes in the thoracic aorta due to arterial switch operations on the wall shear stress distribution”, *The Open Biomedical Engineering Journal*, 11 (2017), pp. 9–16.
- (21) Fukui, T., Kawaguchi, M., and Morinishi, K., “A two-way coupling scheme to model the effects of particle rotation on the rheological properties of a semidilute suspension”, *Computers & Fluids*, 173 (2018), pp. 6–16.
- (22) Roy, S. and Saha, U.K., “Numerical investigation to assess an optimal blade profile for the drag based vertical axis wind turbine”, *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Proceedings (IMECE)* (2013).
- (23) Roy, S. and Saha, UK., “Wind tunnel experiments of a newly developed two-bladed Savonius-style wind turbine”, *Applied Energy*, 137 (2015), pp. 117–125.
- (24) Kamoji, M.A., Kedare, S.B., and Prabhu, S.V., “Experimental investigations on single stage modified Savonius rotor”, *Applied Energy*, 86 (2009), pp. 1064–1073.
- (25) Tsutahara, M. and Hiraishi, M., “Study of outflow boundary condition for finite difference lattice Boltzmann method”, *Transactions of the Japan Society for Computational Methods in Engineering*, 6 (2006), pp.7–12.
- (26) Matsui, T., Fukui, T., and Morinishi, K., “Computational fluid dynamics on a newly developed Savonius rotor by adding sub-blades for increase of the tip speed ratio to generate higher output power coefficient”, *Journal of Fluid Science and Technology AJK2019 special issue*. (submitted).
- (27) Jaohindy, P., Ennamiri, H., Garde, F., and Bastide, A., “Numerical investigation of airflow through a Savonius rotor”, *Wind Energy*, 17 (2014), pp. 853–868.