

サボニウス風車

(巻き込み流れを含まないはく離流れの影響)

Savonius type wind turbine
(Influence of the separation that does not involve Coanda-like flow)

上野博之^{*}
Hiroyuki UENO,

三野正洋^{*}
Masahiro MINO,

Abstract

Savonius wind turbine blades can be classified into Savonius and Bach types. It is known that the maximum power coefficient for the Bach type is greater than that for Savonius, but, as the flow field is very complex, detailed research has yet to be carried out. A turning force is generated by a separating flow and further enhanced by a Coanda-like flow. The influence of the Coanda-like flow near the blade is so great that the effects of separation become obscure.

For this reason, a flow field without the Coanda-like flow is created here to investigate the influence of the separating flow. The factor of resistance-loss generating the wind turbine is clarified, and also the shape of the upstream blade produce an effect on the downstream blade. Finally it is concluded that the Bach type turns better than the Savonius type. The discrete vortex method is used to investigate the flow field. The pressure near the blade is calculated by using the equation of motion.

キーワード：自然エネルギー、風力タービン、サボニウス羽根、トルク、離散渦法

Key Words : Natural Energy, Wind Turbine, Savonius Rotor, Torque, Discrete Vortex Method

1.はじめに

1.1 序論

サボニウス風車に関する多数の報告から、羽根の幾何学的形状を大別すると、Fig. 1 に示す、円弧形状のサボニウス形羽根（U形と呼ぶ）とバッハ形羽根（J形と呼ぶ）になる。これらを総称してサボニウス風車と呼んでいる。

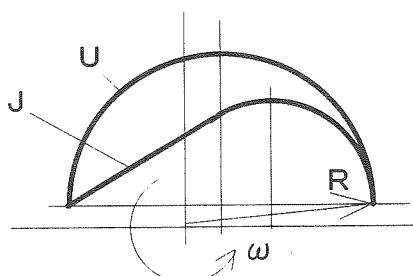


Fig. 1 Scheme of U- and J-type rotor

サボニウス風車に関する研究報告は、主に2次元的に取り扱われている^{1)~9)}。2次元的な取り扱いであるから、羽根

形状が発生トルクに及ぼす影響並びに羽根間の干渉の影響が問題である。前者だけで発生トルクが最適であるという結論は導出できない。また、集風装置を付ける場合（発生トルクを大きくする）と、集風装置を設けない場合に分けられる。両者では、羽根付近の流れ場が大きく異なる。本報告は後者である。なお、上流側の流れは障害物等によりせん断流となる可能性もあるが、本報告では均一な平行流であるとする。

サボニウス風車の羽根の回転一周期は、主に羽根に回転力を発生させる駆動側と、風車抵抗となる従動側に2等分されている。羽根の駆動側回転角範囲は、風車に回転力を与える範囲と、従動側羽根の後流に入り、回転力を殆ど発生しない範囲とに分けられが、従動側回転角範囲でも、羽根特有の曲率のために発生するはく離流れにより、回転力を発生する狭い回転角の範囲もある^{1)~9)}。

これらの現象を説明するために、回転一周期中の一時期に発生するものであるが、従来の報告は、その他のはく離流れと区別し、駆動側羽根の凸面付近のはく離流れを巻き込み流れとして強調する傾向がある。この流れは2枚の羽根の重なり部（オーバーラップ）附近にまで影響することが知られており、発生トルクの大きさを左右する大きな要因と考えられ

*1日本大学生産工学部（〒275-8575）習志野市泉町1-2-1
(原稿受理平成12年4月11日)

College of Industrial Technology Nihon Univ.

ている。この要因は下記のような現象である。

Fig. 2 に、羽根形状が J 形の場合の、巻き込み流れ (Coanda-like flow) の概要を示す。なお、図中の短い線の群は、それぞれの位置における速度ベクトルを表している。図の下側（左隅）は、十分上流側の主流の速度ベクトルにはほぼ等しいが、速度ベクトルが短いから、流れの方向 (Flow direction) は強調して長く書いてある。

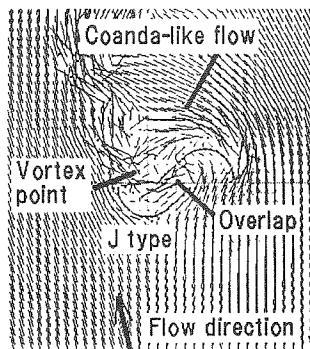


Fig. 2 example of Coanda-like flow

羽根表面から離れた流れ（流出渦は Vortex point から引いた線の先端にある小丸）は、後述する Fig. 6 の中に示すように、羽根から離れた位置 (Velocity Vector から引いた線の先端付近) で渦を巻き、羽根の下流側で負圧を発生させる。これではく離流れによる負圧発生と呼ぶ。また、Fig. 1 に示すように羽根が曲がっていると、回転一周期の限られた回転角範囲であるが、駆動羽根の凸面側に引きつけられるような流れ (Fig. 2 の Coanda-like flow) を発生し、流線の曲がりによる負圧の発生があり、更に負圧が増加する。これを巻き込み流れによる負圧発生と呼ぶ。

1.2 従来の研究

U形、J形に関する従来の研究により、以下の事柄が明らかとなっている。

U形に関して、離散うず法を用いて計算したトルク変動に関する報告¹⁾や、N-S 方程式を解き、風車まわりの流れ場と発生するトルク変動について調べた報告²⁾がある。また、回転中の個々の羽根に作用する流体力を直接測定し、トルク変動を調べた実験報告³⁾があり、羽根まわりの非定常フローパターンを計測した実験⁴⁾がある。これらより羽根には抗力と同時に揚力も働くことが明らかになっている。

駆動羽根凸面側に沿った流れとオーバーラップ部を通過する流れにより、従動羽根の凹面側に渦が現れ²⁾、凹面付近の圧力上昇が妨げられ、従動羽根はすべての回転角において風車抵抗を示す⁴⁾ことが明らかとなっている。この風車抵

抗は駆動力に対して無視できない大きさである³⁾。

一方、J形羽根には、円弧と直線部分を緩やかな曲線としたもの⁵⁾、円弧と直線の組み合わせ⁶⁾ (Fig. 1)、翼形としたもの⁷⁾ がある。U形と J 形が発生する軸トルクを比較測定した報告⁸⁾によると、約 1.1 倍だけ J 形の方が大きいとされ、同じ J 形で、羽根形状（特に J 部の曲率）を変えて行われた実験報告⁹⁾によると、出力係数に 20% もの相違があるとされている。

1.3 風車付近の流れの単純化

円弧部と直線部からなる J 形の羽根で、羽根の両端を固定して羽根の全長に占める円弧部と直線部の長さの割合を変える（直線部が無くなると U 形になる）と、上記、巻き込み流れの状態も変わる。羽根付近の流れは非常に複雑である。

この複雑な流れ場を使って、集風装置を設けると言った、回転力を増すための研究は必要であるが、回転力発生に関与する、羽根付近の複雑な流れを、単純化して調べることも必要である。本報告は、上記、回転力発生に関与する、羽根付近の複雑な流れを単純化して調べる。したがって、U形・J 形の羽根が羽根付近の流れに及ぼす影響は、別途で考える（本報告の範囲外）こととする。

この単純化により下記のことを調べる。

従来の研究によれば、U形より J 形の方が、良く回転すると言われている。この現象は、巻き込み流れ（揚力の増加）の影響であると説明できるが、巻き込み流れを発生しない羽根により、羽根付近の流れ場と発生トルクの関係を説明できれば、羽根が良く回転する要因を更に明確に理解できる。

すなわち、従動羽根に発生する風車抵抗が非常に少ない羽根により、羽根付近の流れ場を知ることができれば、風車抵抗発生の要因を更に明確に理解できる。

また、従動羽根の後流の中に駆動羽根が入ると、駆動羽根に発生する回転力が著しく減少する回転角範囲が現れる。羽根形状の選択により、この回転角範囲を増減できれば、後流の影響（発生回転力の減少）を少なくできる羽根形状を更に良く理解できる。

2. 羽根形状の単純化

2.1 L形状羽根の選択

問題を単純化するから、考察が容易なように、単純な羽根形状を選択することにする。

平行流の中に傾斜して置かれた平板は揚力を発生することが知られている。そこで、風車が直線で構成されていても揚力の発生があることは予測できる。別途行った実験により、U形・J 形に比べると回転力はやや劣るが、後述する Fig. 5 などに示すような、直線で構成された羽根であっても十分回

転することを確認している。直線で構成する羽根は巻き込み流れをほとんど発生しないから、はく離による負圧の発生が、羽根に回転力を与えていると推論できる。揚力発生は、はく離流れによるものと巻き込み流れによるものに大別できる。

2本の直線で構成される羽根でも、その直線部分の長さの割合を変更すれば、回転力に羽根形状の影響が現れる。

以上により、本報告は巻き込み流れを非常に少なくして、はく離により発生する負圧が羽根に回転力を与える場合を調べることとする。巻き込み流れの少ない流れ場を利用するから、発生揚力の大きさに対する検討ではなく、発生回転力を減少させる要因の検討に主眼を置く。

本報告では、直線で構成される羽根を使う。この羽根をL形と呼ぶ。

L形羽根が作る羽根付近の流れ場は、U形・J形の羽根が作る流れ場と比較して、全体的な流れ場の類似性があることは要求するが、両者（巻き込み流れがある場合とない場合）が相似になることは要求しない。

風車付近の流れが2次元であるとして取り扱う。

2.2 L形の羽根

L形羽根をFig. 3に示す。回転中心は固定座標(x, y)の原点にある。回転する2枚の羽根を上側羽根（Fig. 3の右側）、下側羽根（左側）と呼ぶ。一本の線で表した1枚の羽根は、水平辺（長さ1.0）と鉛直辺からなる。水平辺がx軸となす角を回転角 α とする。Fig. 3は $\alpha = 0^\circ$ の場合である。

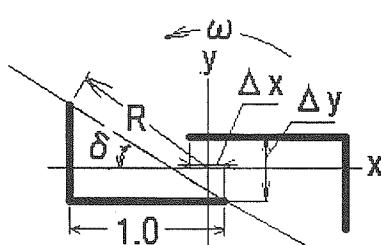


Fig. 3 Scheme of L-type rotor

本報告では2種類のL形羽根について調べる。すなわち、水平辺と鉛直辺の長さが等辺(1.0—1.0Type)の場合と、鉛直辺の長さを0.57とした不等辺(0.57—1.0Type)の場合である。等辺の場合はV字状となりU形に類似し、不等辺の場合はJ形に類似する。したがって本報告は定性的な結論を得ることを目的とする。

水平辺の先端間のx軸方向長さを $\Delta x = 3/14$ 、とし、2枚の水平辺のy軸方向間隔を $\Delta y = 5/14$ とする。

U形の場合である文献(2)では、羽根の両端を結ぶ線分が、Fig. 3に示すx軸となす角を迎え角（回転角） δ としている。また、羽根の回転半径を風車半径Rとしている。

そして、羽根の両端の頂点間を結ぶ2本の線分間の間隔をRで除してギャップ比 η 、この線分に平行に測った水平辺の頂点間の長さを、Rで除してオーバーラップ（Fig. 2ではOverlapと書いた）比 β と呼んでいる。

したがって、等辺(1.0—1.0Type)の場合は、Fig. 3の回転角 δ が 45° となり、オーバーラップ比は0.16、ギャップ比はほぼ0.0となる。ところで、U形羽根の場合、オーバーラップ比が0.0~0.20の間では、周速比 λ (=R ω/u)が0.8以下であれば、オーバーラップ比が出力係数に及ぼす影響は殆どない⁹⁾。本報告では、巻き込み流れにより発生するトルクを極力少なくすることを目的としているから、風車の回転は遅く、別途行った実験によれば、 λ の値は十分0.8以下の範囲にある。

また不等辺(0.57—1.0Type)の場合は、オーバーラップ比が0.17である。ギャップ比はほぼ0.12でありやや大きいが、等辺の場合と同じ Δx 、 Δy の値で比較を行う。なお、文献(6)からオーバーラップ比を求める0.16~0.44付近となる（ギャップ比が0.0のJ形羽根の場合である）が、オーバーラップ比は出力に大きな影響を及ぼしていない。

3. 流速と圧力の計算

3.1 流速の計算

本報告では、まず離散うず法を使って流れ場の速度を求める¹¹⁾。複素ポテンシャルWは

$$W = \frac{i}{2\pi} \left[\sum_{JA=1}^m (\Gamma_R^{JA} \times \log(z - z_R^{JA}) + \Gamma_L^{JA} \times \log(z - z_L^{JA})) \right. \\ \left. + \sum_{JB=1}^n \sum_{JC=1}^3 \{ \Gamma_{Rf}^{JB} jc \times \log(z - z_{Rf}^{JB} jc) + \right. \right. \\ \left. \left. \Gamma_{Lf}^{JB} jc \times \log(z - z_{Lf}^{JB} jc) \} \right] \quad (1)$$

である。ここで、zは速度の計算を行う位置の座標である。

Γ_R^{JA} 等は羽根面上に固定した固定渦（L形羽根の全長を19

等分して羽根面上に配置した）を表し、 z_R^{JA} はその固定渦の位置の座標を表す。なお、添え字Rは右側の羽根を、Lは左側の羽根を、JAは羽根面上に固定した固定渦の番号を表す。

$\Gamma_{Rf}^{JB} jc$ は羽根から流出する流出渦（Fig. 2のVortex

point）を表し、 $z_{Rf}^{JB} jc$ は流出渦の位置の座標を表す。ここで、 R_f は羽根の右側からの流出を表し、 l_f は左側からの流出を表す。また、JBは計算開始からの計算回数（時間経過）を表し、jcは羽根に固定した3つの渦放出点を表す。

3.2 圧力の計算

次に速度は既知として運動方程式

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3)$$

から圧力を求める。ここで u, v を流速、 p を圧力とする。

圧力の計算では、十分上流側の流速を $u=1.0$ 、長さ士 10.0 の位置の圧力を $p=0.0$ とする。羽根近辺の士 17/14 の間は、直角格子の間隔を 1/14 とする。

3.3 計算方法

U形羽根まわりの流れを、離散うず法を用いて計算する場合に必要な多くのパラメータが検討されている¹⁾。また、離散うず法を使って計算した結果と、実験的に流れを調べた結果の比較検討が行われ、実験と計算の一貫性は、はく離点の再現に強く依存する⁸⁾とされている。

1 枚の羽根の 3 点のはく離点は、水平辺と鉛直辺の延長線上で、各頂点から 0.06 だけ離れた位置と、水平辺と鉛直辺が交わる交点の角部（以後角部と呼ぶ）から凸面側に 135° の方向（両辺からの中間）に 0.06 だけ離れている位置に固定する。時間間隔は、無次元時間 ($=u\Delta t/R$) で 0.0655 ~0.2 とし、1 回の計算に 3° だけ回転するとした。これらの経験値は文献（1）を参考にして決めたが、時間の経過による渦の減衰は無視した。発生するトルクは僅かに小さくなるが、傾向が大きく異なることはない。

計算は静止座標系¹⁾を使用して行う。なお、羽根の回転角 α が 10° を超えるとき、羽根を構成するうず点、主流の方向等を 10° だけ回転（座標変換）し、羽根は x 軸に対し常に 1° ~10° の範囲にあるようにして計算する。

計算する羽根の回転角 α の範囲は 0° ~720° とする。文献（2）では $\alpha=1080^\circ$ まで計算してあるが、定性的結論を得ることが目的であるから、結果の引用は主に回転角 $\alpha=540^\circ$ から 720° の間を使用する。

なお、羽根まわりの流れ場の説明には、羽根の位置を固定 ($\alpha=0^\circ$) し、主流の方向が羽根のまわりに回転するよう、羽根まわりの流れを座標変換しながら述べる。この説明用の主流の回転角を θ ($=-\alpha$) と書く。

4. 計算結果

4.1 等辺 (1.0—1.0Type) L 形の場合

4.1.1 トルク係数の傾向

U 形の場合、従動羽根と呼んだ羽根は $\delta=0^\circ$ を越すと駆動羽根に変わる。L 形の場合、 $\theta=585^\circ$ ($\delta=0^\circ$) を越すと Fig. 3 の上側羽根が駆動側の羽根になる。

等辺の場合のトルク係数 C_t ($=T/\rho u^2 R A_s/2$) を Fig. 4 に示す。ここで T はトルク、 A_s は羽根の受風面積である。また、離散うず法は時間ごとのうず点の移動を計算する¹⁾から、 C_t の値は非定常性を示し、計算値は Fig. 4 に示す程度にはばらつく。なお、図中の C_t mean は $\theta=360^\circ$ ~720° 間の C_t の平均値である。

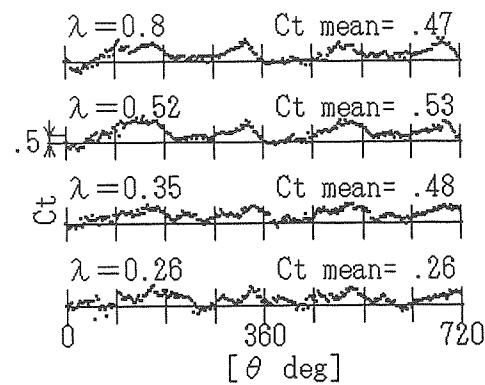


Fig. 4 Torque coefficient (1.0—1.0Type)

まず、 $\lambda-C_t$ の傾向を調べる。出力係数は $[\lambda \times C_t]$ である²⁾から、U 形である文献（9）の出力係数から C_t の値を求めると、 C_t のピークは $\lambda=0.4$ 付近になる。一方 Fig. 4 でも、 $\lambda=0.5$ 付近で C_t はピークを示す。この傾向は不等辺の場合も変わらない。 $\lambda-C_t$ の傾向は、上記のように U 形の場合と良く類似している。

次に、U・J 形と L 形に発生する回転力には、羽根形状による相違があることを示す。

回転力の発生は、羽根表面に直角に作用する圧力によるものである。Fig. 1 に示す J 形では、羽根の右端近くで、力の方向が羽根の回転軸の方向を向くから、力によるモーメントは発生しないが、円弧部の頂点附近は、大きくなり易い。Fig. 3 に示す L 形では、x 軸、y 軸上に、力によるモーメントが発生しない場所がある。鉛直辺の端と、水平辺の角部附近で、力によるモーメントは大きくなり易い。

したがって、等辺 L 形の場合に比べると、U・J 形の場合は、Fig. 1、Fig. 3 に示す羽根の右端に発生する、はく離による負圧が、回転力増加に及ぼす影響は少ない。

U 形の場合、トルク係数の値は回転角 $\delta=-60^\circ$ ($\theta=525^\circ$) 付近で最も小さくなる²⁾。そして δ が 0° ~ 30° 付近で駆動羽根に、回転一周期中に最も大きなトルクが発生する²⁾。かなりの広い角度範囲にわたって揚力が回転の原動力となっている³⁾。

Fig. 4 では、トルク係数の値は、回転角の増加に連れて $\theta=525^\circ$ 付近までは大きくなるが、 $\theta=540^\circ$ ~ 630° (δ

$=-45^\circ \sim 45^\circ$) 付近で直ぐ小さくなる。U形と比べると、トルクの増加部分³⁾が欠如している。これは、巻き込み流れの有無も要因であるが、更に上記の力のモーメント発生の相違も要因である。

4.1.2 羽根付近の流れとトルク係数について

羽根付近の流れ場 (L形の場合) が発生トルクに及ぼす影響について示す。

Fig. 5 ($\theta = 540^\circ$) と Fig. 6 ($\theta = 690^\circ$) は、 $\lambda = 0.52$ のときの速度ベクトル (Velocity Vector) とした短い線群、 $u = U_\infty$ とした下右隅はほぼ主流の流速である) と羽根面上の圧力分布である。鉛直辺左側と水平辺上側の圧力分布に●印を置いた。

羽根に発生する負圧は、主に、凹面側で負のトルクとなり、凸面側で正のトルクとなる。

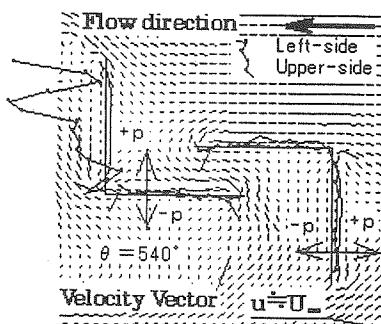


Fig. 5 Velocity-Pressure distribution
(1.0-1.0Type)

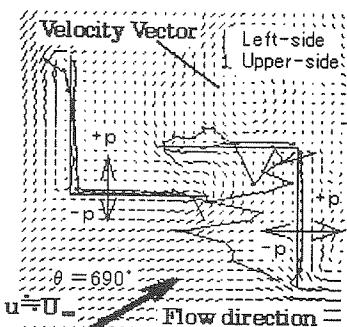


Fig. 6 Velocity-Pressure distribution
(1.0-1.0Type)

オーバーラップ部を通過する流れの役割について調べる。

U形の場合、駆動羽根の凸面に沿うような巻き込み流れにより、従動羽根の凹面の流れが影響を受け、オーバーラップ部に循環渦が発生する ($\lambda = 0.9$ の場合の観察結果)⁸⁾。

等辺・不等辺L形の場合に共通であるが、駆動羽根凸面側

を通って従動羽根凹面側にまで回り込む流れは発生しないから、従動羽根の凹面側に、オーバーラップ部を通過する流れの抵抗となる渦等は存在しない。

Fig. 5の場合、駆動羽根鉛直辺により集められた、オーバーラップ部を通る流れは、従動側羽根の鉛直辺凹面側に衝突し、この面の圧力を弱い正圧にする程の強さであるから、従動羽根凹面側の圧力を高くし、羽根表裏の圧力差を少なくする。オーバーラップ部を通過する流れが、従動羽根の先端付近にまで到達できると、先端付近で主流が凹面側に大きな渦を作ることを阻止するから、鉛直辺先端付近に負のトルク発生となる負圧を出現させない。

Fig. 6の場合、オーバーラップ部を通る流れはやや弱くなるが、この流れにより、駆動羽根の水平辺上部にはく離渦を作る程度の速さがある。

従動羽根の後流と駆動羽根付近の流れについて調べる。

オーバーラップ部近辺に低速流れが生じ、そして主流の影響を受けて排出され易くなるまでの回転角範囲であるが、等辺L形の場合、 $\theta = 585^\circ$ ($\delta = 0^\circ$) 付近から、回転角が更に 60° 程度進むまでの間、上流側羽根 (従動羽根) の後流域が下流側羽根 (駆動羽根) を覆っている。上流側羽根の鉛直辺の長さが長い程、後流が下流側羽根を覆う回転角範囲は増える。この角度範囲では、駆動羽根に発生する回転力は非常に少ない。

したがって、等辺L形の羽根に発生する回転力は以下のようになる。

Fig. 5とFig. 6に示すが、駆動羽根の鉛直辺凸面側の先端付近に、水平辺凸面側までは及ばないが、主流のはく離による、流れの大きな負圧領域 (正のトルクを発生する) が見られ、同時に、駆動羽根の鉛直辺凹面側には弱い正圧が現れ、回転力が大きくなること示している。等辺L形の場合、回転一周期の発生回転力は、水平辺より鉛直辺に発生する負圧の影響を大きく受けている。

4.2 不等辺 (0.57-1.0Type) L形の場合

4.2.1 トルク係数の傾向

Fig. 7に、不等辺の場合のトルク係数を示す。

発生するトルクはFig. 7の上側に示す $C_t - \theta$ のようになる。なお、 $Hole$ と書いた下側に示す $C_t - \theta$ は、次の [4.3 風車抵抗に対する考察] で述べる。

等辺の場合と不等辺の場合は、鉛直辺の長さが変わるためにトルク係数の傾向が変わる。両者のトルク係数の傾向は、Fig. 4とFig. 7に示すように大きく異なる。

なお、 $\theta = 540^\circ$ 付近と 690° 付近に負のトルクが現れるから、全体としてはFig. 4に示す等辺の場合の方が不等辺の場合より高いトルクを示す。

トルク係数が最も小さい回転角範囲、並びに最も大きい回

転角範囲はほぼU形の場合²⁾と同じ範囲である。

不等辺の場合は、等辺の場合と比べると $C_t - \theta$ の値の変化が周期的になる。

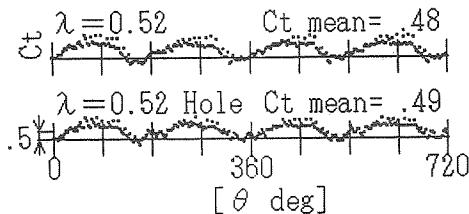


Fig. 7 Torque coefficient (0.57—1.0Type)

4.2.2 羽根付近の流れ場とトルク係数の関係

速度一圧力分布を Fig. 8 と Fig. 9 に示す。Fig. 8 は Fig. 5 に対応する $\theta = 540^\circ$ のときである。駆動羽根の大部分は上流側羽根（従動羽根）の後流中にある。Fig. 9 は Fig. 6 に対応する $\theta = 690^\circ$ のときである。

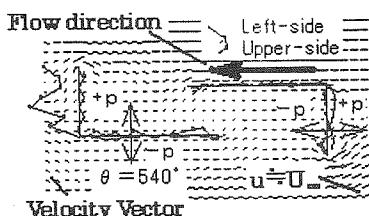


Fig. 8 Velocity-Pressure distribution (0.57—1.0Type)

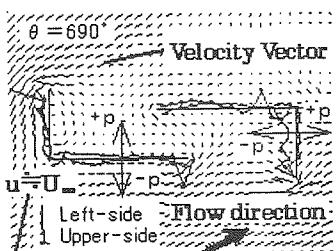


Fig. 9 Velocity-Pressure distribution (0.57—1.0Type)

まず、オーバーラップ部付近の流れについて調べる。

不等辺の場合、 $\theta = 540^\circ$ (Fig. 8) 付近の流れ場で見るようすに、鉛直辺が短すぎて集められた流れが少なく、オーバーラップ部を通過する流速は遅い。したがって、この流れは従動羽根鉛直辺下端付近まで届かないから、鉛直辺凹面側下端付近では、主流がはく離して弱い負圧領域（負のトルクと

なる）を作る。すなわち、従動羽根に風車抵抗が現れる。

オーバーラップ部付近に発生する流体抵抗に基づく風車抵抗 (U・J形) のほかに、オーバーラップ部を通過する流れが従動羽根に作用して発生する風車抵抗 (L形) がある。この風車抵抗は鉛直辺の長さが短く、オーバーラップ部を通過する流速が遅いときに現れる。

次ぎに羽根付近の流れと回転力の発生について調べる。

鉛直辺の長さが長いほど、風車抵抗は少ないが、従動羽根の後流が駆動羽根の発生回転力を少なくする。両者は相反する現象であるが、上記、力のモーメントに対する考察より、前者は鉛直辺に発生する局所的な現象であるから、羽根の回転力に及ぼす影響は後者の方が大きい。回転力を弱める大きな要因は、本報告の範囲内では、後者以外に見当たらない。

上流側の羽根の後流が下流側の羽根を覆っている回転角範囲は、不等辺の場合の方が等辺の場合より狭くなる。これより、以下の考察を行える。

風車抵抗が現れる回転角より、回転角が更に進んで 600° 付近になると、上側羽根の鉛直辺が短いためであるが、主流は直接下側羽根（従動羽根）にも作用し、下側羽根の角部に、主流により作られるはく離領域（負圧領域）が現れ、下側羽根の鉛直辺凸面側に正のトルクを発生させる。また上側羽根（駆動羽根）の水平辺角部でも主流がはく離し、はく離による大きな渦が現れ、水平辺上部の一部は負圧になり、上側羽根にも正のトルクが現れる。

鉛直辺が短いと、上記、力のモーメントが大きくなり易い角部に、2枚の羽根に同時に、はく離による負圧（正のトルク）が広い回転角範囲で現れる。

不等辺の場合に類似しているが、U・J形の場合、回転の一時期に、2枚の羽根の凸面側に同時に境界層はく離が現れ、発生回転力を大きくしている。U形よりJ形の方が、駆動羽根の凸面側先端付近まで、凸面に沿うような流れが発生し易いために、U形よりJ形の方が、従来の研究より、発生回転力は大きいとされている。しかし、巻き込み流れの影響が大きく扱われすぎて、考察の対象外となっているが、不等辺の場合と等辺の場合の比較により明らかなように、上流側羽根の後流が下流側の羽根を覆う回転角範囲（発生回転力の減少）は、J形の方が少ないと大きな要因である。

4.3 風車抵抗に対する考察

風車の回転力を増加させる手段として、大きな要因ではないが、従動側羽根に発生する風車抵抗を減らすことが挙げられる。

不等辺 (0.57—1.0Type) では、Fig. 8 の水平辺に見るように、一部に負のトルクが発生し、風車抵抗がある。

この圧力差を少なくするため、従動羽根の水平辺に、回転の一時期だけ穴をあける。

回転一周期の2/4周期目、4/4周期目である90~180°、270~360°、450~540°、630~720°の間だけ、上流側羽根（従動羽根）の水平辺の右端から2/7~4/7の間に突然穴があき、水平辺の一部がなくなる（Fig.9）とする。このとき、計算方法で示した渦放出点（従動羽根で5点）は、水平辺の線上で穴の内側方向に0.06だけ離れた位置に置く。駆動羽根の渦放出点は3点である。

トルク係数はFig.7の下側にHolleと書いて示すC_t-θのようになる。負のトルク係数を示す部分が減少し、若干のトルク係数の増加を期待できる。

なお、上側羽根（駆動羽根）の水平辺に穴をあけると回転力の発生に影響がある。0°~90°等の1/4周期、3/4周期の時は従動羽根の水平辺が僅かではあるがトルク発生に寄与している。0°~180°等の1~2/4周期で水平辺に穴をあけたとすると、逆に発生トルクは減少する。

このときの速度-圧力分布をFig.9に示す。穴をあけることにより、羽根まわりの流れが大きく影響を受ける。なお、Fig.9の中の穴付近に見られる扉状の線は、圧力分布と速度分布の線が重なったものであり、本報告では開閉用の扉はないとしている。Fig.10に示す下側羽根の水平辺に、蝶番を使った上側に開く単純な扉を作れば、回転に十分追従する開閉を実験的に作ることができる。

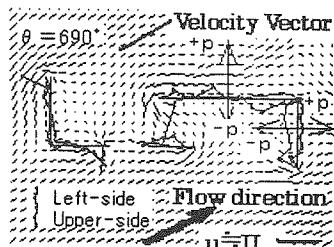


Fig. 10 Velocity-Pressure distribution
(0.57—1.0Type)

下側羽根の水平辺では、Fig.9の場合、羽根の上側は負圧で下側は正圧であるが、Fig.10の場合、はく離による負圧が穴付近に現れ、上下の圧力差はほとんどなくなる。全体的に羽根まわりの流れは穴の影響を受けるが、はく離領域の負圧の大きさが発生トルクに大きく影響するから、穴をあけたこと（風車抵抗の減少）により、トルク係数が大きく変わるほどの流れ場の変化は生じない。

5.まとめ

サボニウス風車は集風装置等により発生回転力を高めているが、複雑であるから平行流の中に羽根を置くなど、解析に

対して単純化が行われている。しかし、これは、羽根形状に起因する羽根付近の流れの曲がりを考慮に入れているから、解析は複雑である。最も単純な形状であるL形の羽根を使って、羽根付近の流れと発生トルクの関係について調べ、以下の結論を得た。

1. L形の場合、回転トルクの大部分は、主流によって発生する、はく離流に起因するものである。
2. 等辺の場合、主に駆動側の羽根1枚だけがトルクの発生に寄与している。鉛直辺の長さが長いほど、従動側羽根の後流の影響を駆動側羽根が受け、発生トルクが小さくなる回転角範囲は増加する。
3. 鉛直辺の長さが短いL形羽根の場合、広い回転角範囲で、駆動側と従動側の2枚の羽根が、同時期にトルクの発生に寄与できる。主流のはく離により、従動羽根凹面側に負圧発生がある時、風車抵抗が現れるが、この付近の流れを早くすると風車抵抗は少なくなる。
4. 風車抵抗は、回転中のある角度範囲だけ突然、従動羽根に穴をあけることにより、従動羽根表裏の圧力差を減らすことができるから、ある程度減らすことができる。

上記、単純化の過程を徐々に無くしていく、実験等で確認しながら解析を進めることができることが、今後の課題である。

6.引用文献

- 1) 小川武範：サボニウス風車に関する研究（第1報理論解析）、日本機械学会論文集（B編）49-441（1983）976-984
- 2) 石松克也、篠原俊夫、詫磨史孝：サボニウス風車に関する数値計算（運動特性と流れ場）、日本機械学会論文集（B編）60-569（1994）154-160
- 3) 沢田雅、中村雅英、鎌田信：サボニウス風車の翼に作用する力の測定と翼まわりの流れの可視化、日本機械学会論文集（B編）51-471（1985）3743-3747
- 4) 藤沢延行、白井紘行、水野靖：サボニウス風車周りの非定常プローバターンの計測、ターボ機械14-11（1986）658-663
- 5) 高久有幹：サボニウス風車の動向と展望、ターボ機械19-5（1991）312-317
- 6) 吳鑑、木谷収、岡本嗣男、鳥居徹：サボニウス風車の効率向上に関する研究（第2報）、農業機械学会誌58-4（1996）3-7
- 7) Alex Moutsoglou and Yan Weng : Performance Tests of a Benesh Wind Turbine Rotor and a Savonius Rotor , Wind Engineering, 19-6 (1995) 349-362
- 8) 藤沢延行、田口祥和：画像計測と数値計算によるサボニウス風車周りの流れ場に関する研究、ターボ機械23-8（1995）439-447
- 9) Robert Sheldahl, Bennie F. Blackwell and Louis V. Feltz : Wind Tunnel Performance Data for Two- and Three-Bucket Savonius Rotors, J. Energy, 2-3(1978) 160-164