

Optimisation d'une éolienne Darrieus à pales droites, analyse du couple de démarrage et réalisation d'un prototype

Ir M. GODARD
Ing. J. DAVID
Ing. G. GENON
GRAMME - Liège

L'objet de cette étude est d'établir un modèle mathématique du comportement aérodynamique d'une éolienne de type Darrieus et de réaliser un prototype permettant de faire varier les paramètres de fonctionnement en vue de son optimisation.

Mots-clés : optimisation d'une éolienne Darrieus, réalisation d'une éolienne Darrieus à 2 pales.

The aim of this study is to obtain a mathematical model of the aerodynamic behaviour of a Darrieus wind turbine and to active a prototype allowing variation to the running parameters in order to be optimized

Keywords : optimization of a VAWT, actievement of a 2 blades VAWT.

1. Introduction

L'écoulement à travers une éolienne à axe vertical (fig. 1) est particulièrement difficile à modéliser à cause de son caractère instationnaire et de l'interaction entre les pales qui ne s'apparente pas à un effet de grille [réf. 1]. Il est donc difficile d'optimiser une telle machine par calcul uniquement. Le but poursuivi ici est d'établir un modèle mathématique simple afin d'obtenir une conception initiale autour de laquelle des essais visant à l'optimisation pourront être menés.

2. Modèle utilisé pour l'écoulement général

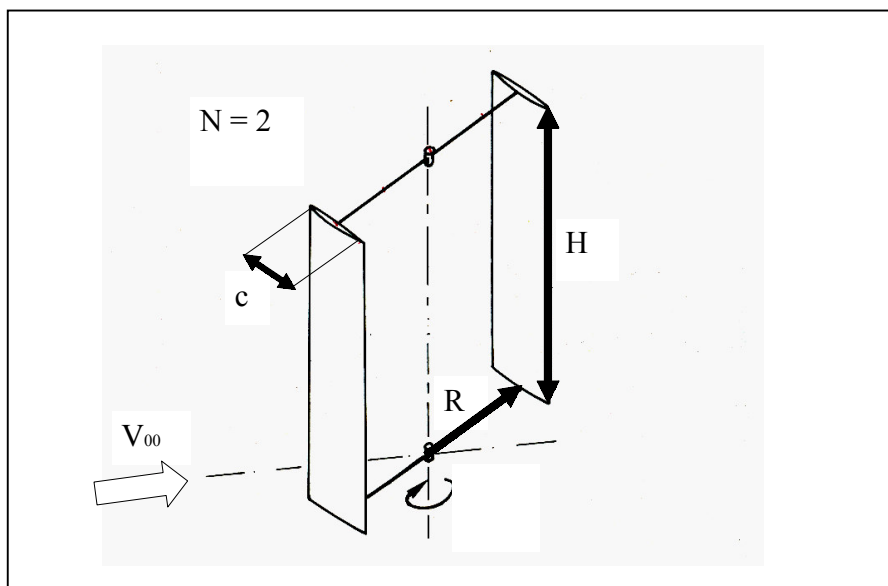


Figure 1 : Eolienne envisagée

L'écoulement à travers l'éolienne est ralenti au travers de sa face amont (up) et au travers de sa face aval (down) de telle sorte qu'en un point caractérisé par l'angle θ dans la face amont, la vitesse du vent V_{00} est réduite à la valeur V_u (fig. 2). En un point de la face aval caractérisé par l'angle θ_1 , la vitesse est à nouveau réduite à la valeur V_d . L'hypothèse de travail consiste à supposer que V_u et V_d restent parallèles à la vitesse V_{00} , ce qui simplifie

considérablement l'analyse. Cette hypothèse est justifiée par les résultats obtenus à l'aide d'un modèle beaucoup plus complexe [réf. 2] , sauf peut-être pour les points correspondant à -90° et $+90^\circ$. On supposera, comme dans le modèle du disque actif, que l'effet de la pale est de créer une discontinuité de pression, p_+ étant la pression régnant immédiatement avant la pale, p_- étant la pression régnant immédiatement derrière la pale, tant à l'amont qu'à l'aval. On introduit donc p_{u+} , p_{u-} , p_{d+} et p_{d-} . La pression atmosphérique étant appelée p_a , on introduit un point a de la ligne de courant u-d où règne la vitesse V_a supposée elle aussi parallèle à V_{oo} . La vitesse de l'écoulement à l'aval de l'éolienne sera notée V_w .

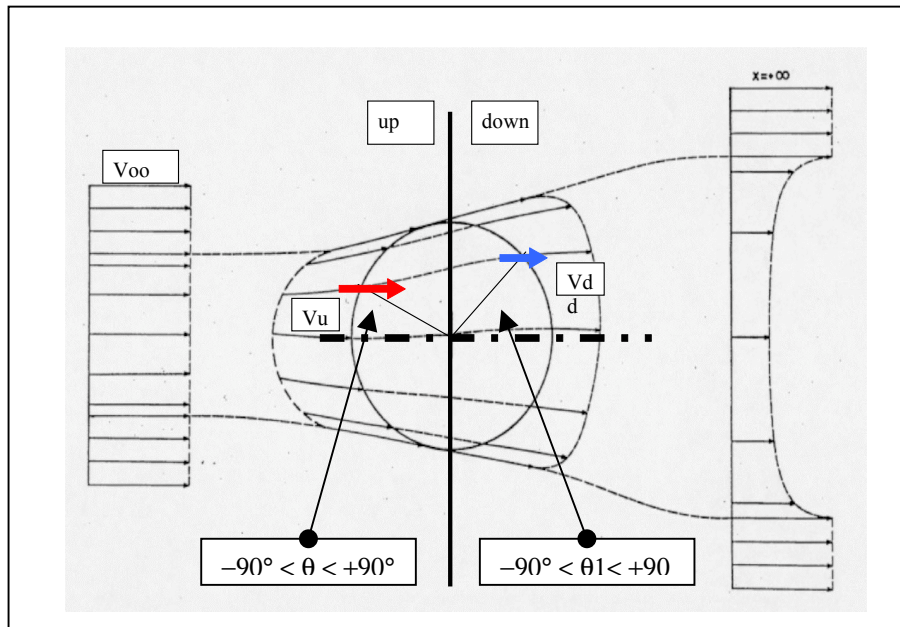


Figure 2 : Modèle de l'écoulement

Les relations de Bernoulli s'écrivent successivement :

$$p_a + \frac{1}{2} \rho V_{oo}^2 = p_{u+} + \frac{1}{2} \rho V_u^2 \quad (1)$$

$$p_{u-} + \frac{1}{2} \rho V_u^2 = p_a + \frac{1}{2} \rho V_a^2 = p_{d+} + \frac{1}{2} \rho V_d^2 \quad (2)$$

$$pd_- + \frac{1}{2} \rho Vd^2 = pa + \frac{1}{2} \rho Vw^2 \quad (3)$$

La force exercée sur la pale par un tube de courant présentant une surface dAu perpendiculaire à Vu s'écrit

$$dFu = (pu_+ - pu_-) dAu \quad (4)$$

et, en utilisant (1) et (2), il vient

$$dFu = \frac{1}{2} \rho (Voo^2 - Va^2) dAu \quad (5)$$

On obtient de la même manière

$$dFd = (pd_+ - pd_-) dAd = \frac{1}{2} \rho (Va^2 - Vw^2) dAd \quad (6)$$

dAd relative à Vd étant plus grande que dAu par suite de l'évasement de la veine fluide.

Ces deux forces sont dirigées selon Voo .

En considérant le tube de courant s'étendant de l'infini aval oo au point a , l'équation d'Euler s'écrit, puisqu'il n'y a pas de variation de pression :

$$dFu = qm (Voo - Va)$$

où le débit massique qm s'écrit $qm = \rho Vu dAu$. Il vient alors

$$dFu = \rho Vu (Voo - Va) dAu \quad (7)$$

On obtient de la même manière

$$dFd = \rho Vd (Va - Vw) dAd \quad (8)$$

En comparant (5) et (7), on obtient

$$V_u = \frac{V_{oo} + V_a}{2} \quad (9)$$

De (6) et (8), on tire

$$V_d = \frac{V_a + V_w}{2} \quad (10)$$

De (9) et (10), il vient

$$V_a = 2V_u - V_{oo} \quad (11)$$

$$V_w = 2V_d - V_a \quad (12)$$

ou encore

$$V_u - V_d = \frac{V_{oo} - V_w}{2} \quad (13)$$

Cette dernière relation exprime que la moitié du ralentissement de l'écoulement s'effectue à travers l'éolienne, résultat également obtenu par des modèles plus complexes [réf. 2].

3. Triangle des vitesses – face amont de l'éolienne « u »

En désignant par $U = \omega R$ la vitesse de la pale et par W_u la vitesse relative de l'écoulement, on a (fig. 3)

$$\vec{V}_u = \vec{U} + \vec{W}_u \quad (14)$$

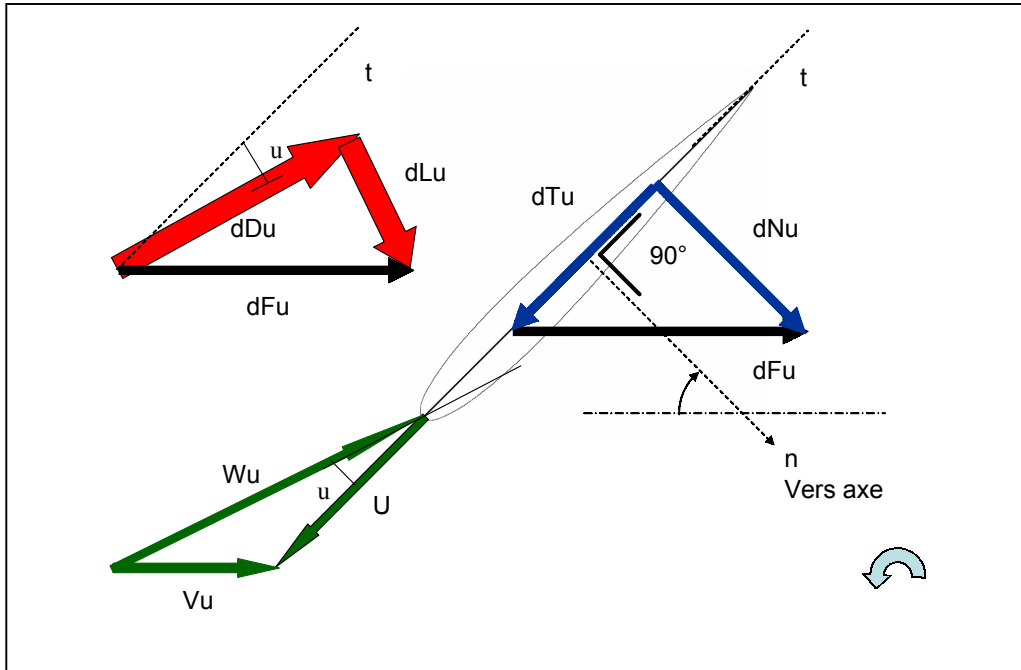


Figure 3 : Triangles des vitesses et forces appliquées

La force dF_u peut se décomposer selon la tangente t et le rayon n , soit respectivement en dT_u et dN_u . Seule la composante tangentielle est à l'origine du couple moteur créant le mouvement.

Du triangle des vitesses, on tire

$$dF_u = dN_u \cos\vartheta - dT_u \sin\vartheta \quad (15)$$

L'aérodynamique montre qu'un profil attaqué sous un angle α_u est soumis à une force de portance dL_u et une force de traînée dD_u , respectivement parallèle et perpendiculaire à la vitesse W_u « vue » par le profil (fig. 3). Il est plus commode de décomposer leur résultante dans la direction de la corde - qui se confond avec la direction t - et dans la direction n . On a donc pour un profil

$$dT_u = dL_u \sin\alpha_u - dD_u \cos\alpha_u \quad (16)$$

$$dNu = dLu \cos\alpha u + dDu \sin\alpha u \quad (17)$$

L'aérodynamique introduit le coefficient de portance CLu et le coefficient de traînée CDu par

$$CLu = \frac{dLu}{\frac{1}{2} \rho Wu^2 cH} \quad (18)$$

$$CDu = \frac{dDu}{\frac{1}{2} \rho Wu^2 cH} \quad (19)$$

On écrira alors (16) et (17) sous les formes suivantes

$$CTu = CLu \sin\alpha u - CDu \cos\alpha u \quad (20)$$

$$CNU = \cos\alpha u + CDu \sin\alpha u \quad (21)$$

avec

$$dT_u = CT_u \frac{\rho}{2} Wu^2 cH \quad (22)$$

$$dN_u = CNU \frac{\rho}{2} Wu^2 cH \quad (23)$$

(15) devient alors, pour une hauteur H unitaire,

$$dFu = \frac{1}{2} \rho Wu^2 c (CNU \cos\vartheta - CTu \sin\vartheta) \quad (24)$$

où la corde c peut se calculer par $c = 2\pi R / N$ en supposant un nombre élevé de pales de corde faible, l'expression Nc étant finie. D'autre part, on peut calculer dAu par $dAu = c \cos \theta$. Il vient alors

$$dFu = \frac{1}{2} \rho Wu^2 \frac{dAu}{\cos\vartheta} (CNU \cos\vartheta - CTu \sin\vartheta) \quad (25)$$

ou

$$dF_u = \frac{1}{2} \rho \frac{\sigma}{2\pi} W_u^2 \frac{dA_u}{\cos \vartheta} (C_{Nu} \cos \vartheta - C_{Tu} \sin \vartheta) \quad (26)$$

en introduisant la solidité par

$$\sigma = \frac{Nc}{R} \quad (27)$$

En comparant (26) et (7) et tenant compte de (11), il vient

$$V_u (V_{oo} - V_u) = \frac{\sigma}{8\pi} W_u^2 (C_{Nu} - C_{Tu} \operatorname{tg} \vartheta) \quad (28)$$

ou sous forme adimensionnelle

$$\frac{V_u}{V_{oo}} \left(1 - \frac{V_u}{V_{oo}} \right) = \frac{\sigma}{8\pi} \left(\frac{W_u}{V_{oo}} \right)^2 (C_{Nu} - C_{Tu} \operatorname{tg} \vartheta) \quad (29)$$

Pour obtenir V_u en fonction de θ , il reste à calculer W_u en fonction de θ . On tire du triangle des vitesses

$$\frac{W_u}{V_{oo}} \sin \alpha_u = \frac{V_u}{V_{oo}} \cos \vartheta \quad (30)$$

$$\frac{W_u}{V_{oo}} \cos \alpha_u = \frac{\omega R}{V_{oo}} + \frac{V_u}{V_{oo}} \sin \vartheta = \lambda + \frac{V_u}{V_{oo}} \sin \vartheta \quad (31)$$

en introduisant le coefficient de vitesse λ par $\lambda = \omega R / V_{oo}$ (32)

Les équations (30) et (31) permettent de calculer W_u/V_{oo} en fonction de V_u/V_{oo} , θ et λ . On sait d'autre part que, pour un profil aérodynamique symétrique attaqué sous une incidence α_u ne dépassant pas une quinzaine de degrés, le coefficient de portance CL_u peut s'écrire

$$CL_u = 2\pi \sin \alpha_u \quad (33)$$

et que le coefficient de traînée CD_u reste faible devant CL_u et peut être considéré en première approximation comme étant indépendant de l'incidence, soit $CD_u = CD$, valeur constante.

Tenant compte du fait que α_u doit rester faible, on écrit alors, à partir de (20) et (21),

$$CT_u = 2\pi \sin^2 \alpha_u - CD \quad (34)$$

$$CN_u = 2\pi \sin \alpha_u \cos \alpha_u \quad (35)$$

en ne gardant que les valeurs ayant un ordre de grandeur significatif.

L'angle α_u se déduit de (30) et on obtient finalement α_u en fonction de θ , V_u/V_{∞} et W_u/V_{∞} , cette dernière valeur étant elle-même fonction de V_u/V_{∞} , θ et λ . L'équation (29) peut alors se réécrire sous la forme d'une équation du second degré en $x = V_u/V_{\infty}$:

$$Ax^2 + Bx + C = 0 \quad (36)$$

où

$$A = \frac{1 + \frac{\sigma CD}{4\pi} \operatorname{tg} \vartheta}{\operatorname{tg} \vartheta} \quad (37)$$

$$B = \frac{\frac{\sigma \lambda}{4} \cos \vartheta + \frac{\sigma \lambda CD}{4\pi} \operatorname{tg} \vartheta \sin \vartheta - 1}{\operatorname{tg} \vartheta} \quad (38)$$

$$C = \frac{\sigma CD \lambda^2}{8\pi} \quad (39)$$

En résolvant cette équation, on trouve V_u/V_{∞} (θ , CD , λ , σ). On obtient ensuite α_u (θ , CD , λ , σ) et W_u/V_{∞} (θ , CD , λ , σ). Les graphes de V_u/V_{∞} et de α_u sont donnés aux figures 4 et 5 pour différentes valeurs des paramètres.

Un cas limite intéressant est obtenu pour $CD = 0$ (profil parfait). A partir des équations (36) à (39), on montre aisément que V_u/V_{oo} prend la valeur suivante :

$$\frac{V_{uanal}}{V_{oo}} = 1 - \frac{\sigma\lambda}{4} \cos\vartheta \quad (40)$$

On constate à la figure 5 qu'un choix judicieux des valeurs de conception λ et σ permet de maintenir l'incidence en dessous de la valeur de décrochage. On constate également que, sauf aux environs de $\theta = -90^\circ$ ou $+90^\circ$, la relation (40) peut être utilisée et que l'incidence est en définitive assez peu sensible à CD .

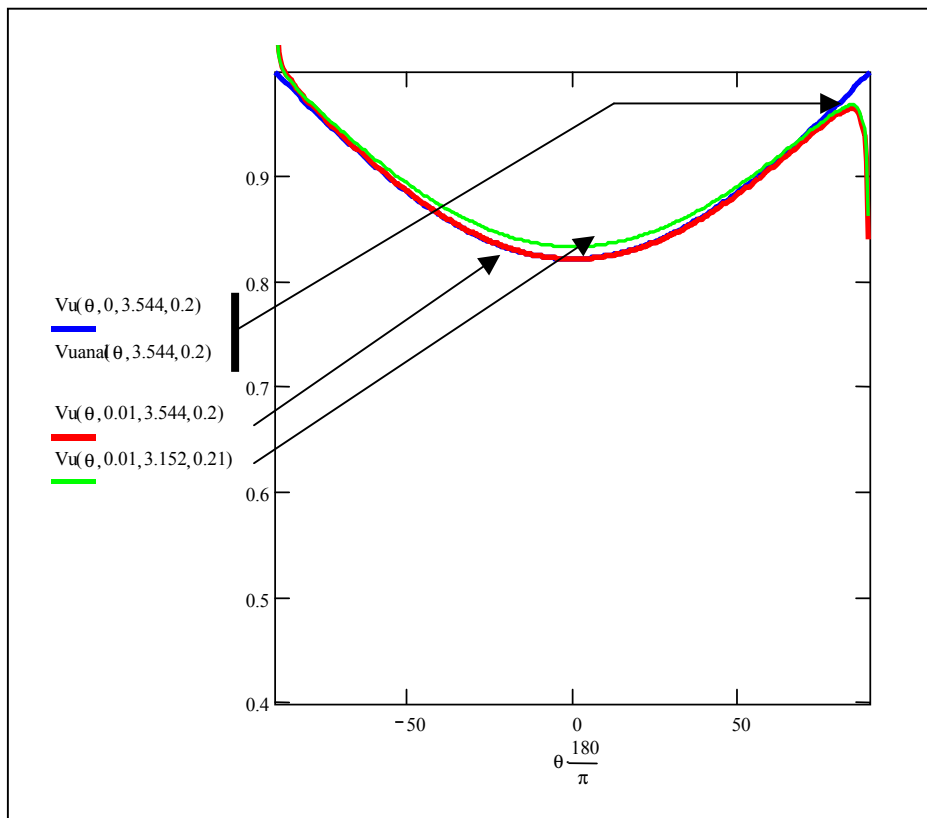


Figure 4 : Vitesse absolue amont

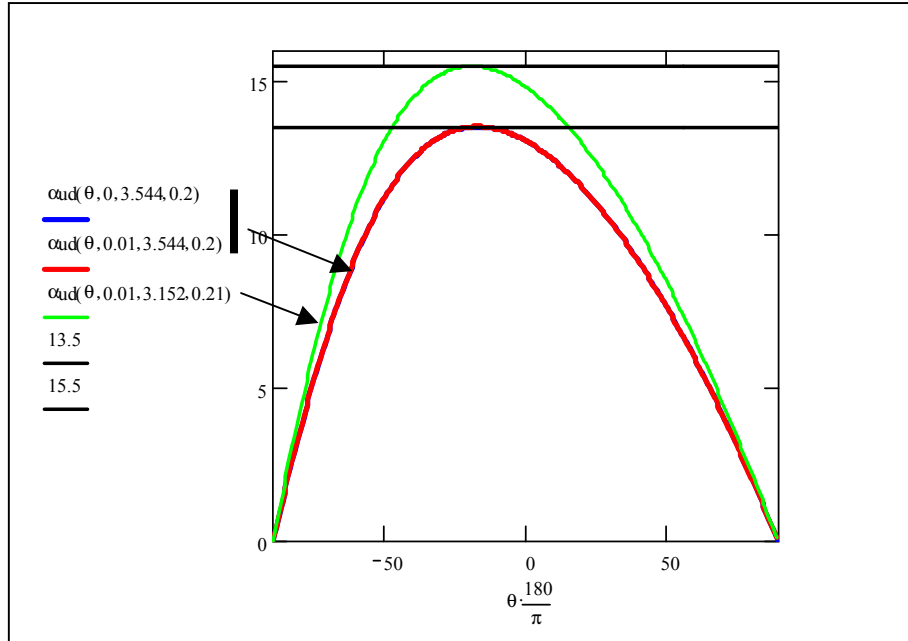


Figure 5 : Angle d'incidence amont

4. Triangle des vitesses – face aval de l'éolienne « d »

La même analyse peut être menée sur le triangle des vitesses amont et on obtient, en remplaçant l'indice u par l'indice d et θ par θ_1 dans les équations du paragraphe 3.

$$\frac{Vd}{Va} \left(1 - \frac{Vd}{Va} \right) = \frac{\sigma}{8\pi} \left(\frac{Wd}{Va} \right)^2 (CNd - CTd \operatorname{tg} \vartheta_1) \quad (41)$$

ou

$$\frac{Vd}{Voo} \frac{Voo}{Va} \left(1 - \frac{Vd}{Voo} \frac{Voo}{Va} \right) = \frac{\sigma}{8\pi} \left(\frac{Wd}{Voo} \frac{Voo}{Va} \right)^2 (CNd - CTd \operatorname{tg} \vartheta_1) \quad (42)$$

avec V_{oo}/V_a déduit à partir de (9)

$$\frac{V_a}{V_{oo}} = 2 \frac{V_u}{V_{oo}} - 1 \quad (43)$$

une fois que $x = V_u/V_{oo}$ a été calculé.

Posant $y = V_d/V_{oo}$, l'équation (42) peut s'écrire

$$A_1 y^2 + B_1 y + C = 0 \quad (44)$$

avec

$$A_1 = \frac{1 + \frac{\sigma CD}{8\pi} \operatorname{tg} \vartheta_1}{\operatorname{tg} \vartheta_1} \quad (45)$$

$$B_1 = \frac{\frac{\sigma \lambda}{4} \cos \vartheta_1 + \frac{\sigma \lambda CD}{4\pi} \operatorname{tg} \vartheta_1 \sin \vartheta_1 - 1 + 2(1 - x(\vartheta_1))}{\operatorname{tg} \vartheta_1} \quad (46)$$

Les figures 6 et 7 donnent les valeurs de V_d/V_{oo} et de αd en fonction de ϑ_1 .

Le cas limite où $CD = 0$ donne

$$\frac{V_{danal}}{V_{oo}} = 1 - \frac{3\sigma \lambda}{4} \cos \vartheta_1 \quad (47)$$

V_d devant rester positif, on obtient une condition de fonctionnement d'une telle éolienne :

$$\alpha \lambda < 4/3 \quad (48)$$

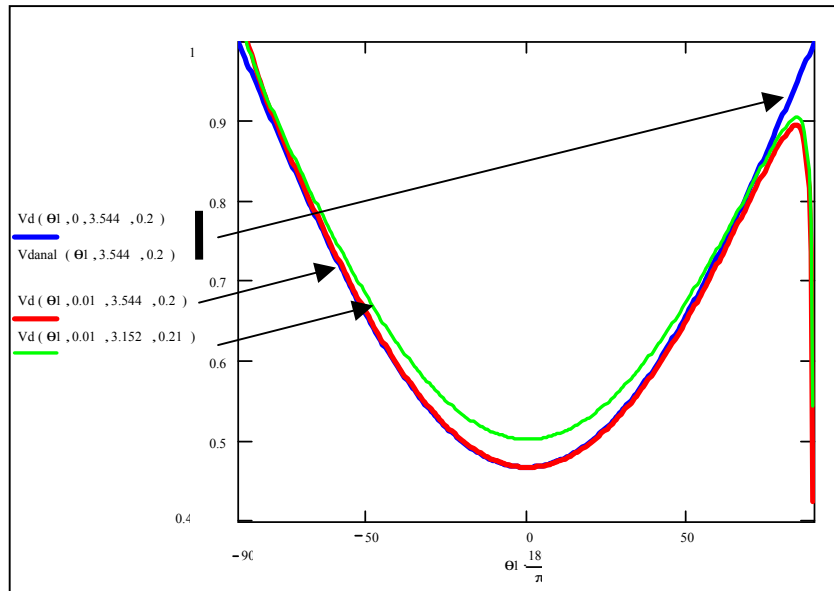


Figure 6 : Vitesse absolue aval

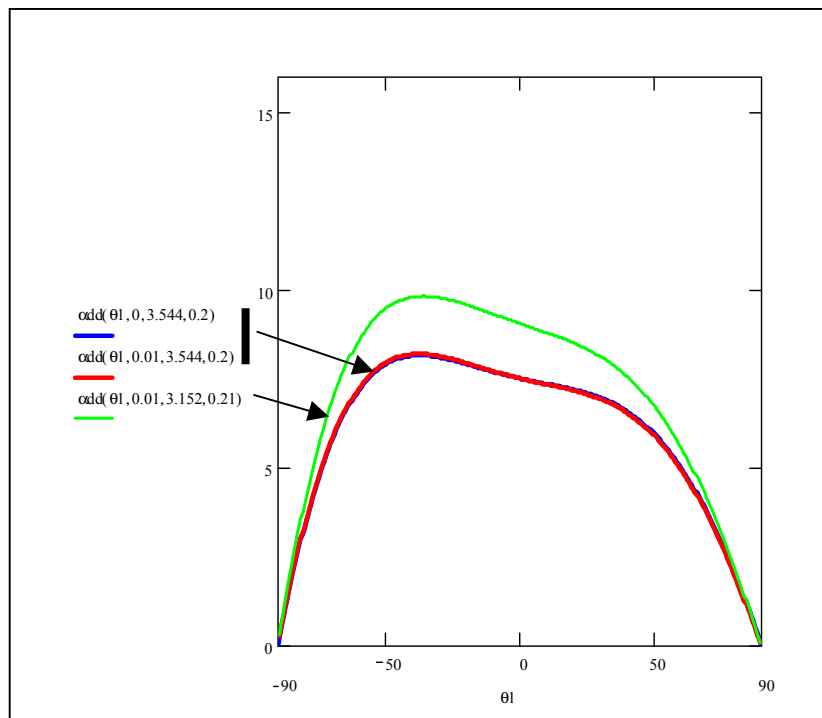


Figure 7 : Angle d'incidence aval

5. Couple et puissance de l'éolienne

En désignant par dA_m la section de passage d'un tube de courant intérieur où règne la vitesse V_m et par ϕ l'angle caractérisant la déviation de la ligne de courant, il vient

$$dA_u = R \cos \vartheta d\vartheta = R \cos \vartheta \frac{d\vartheta}{d\Phi} d\Phi \quad (49)$$

$$dA_d = R \cos \vartheta_1 d\vartheta_1 = R \cos \vartheta_1 \frac{d\vartheta_1}{d\Phi} d\Phi \quad (50)$$

$$dA_m = R \cos \Phi d\Phi \quad (51)$$

où ϕ est une fonction de ϑ à déterminer, ϑ_1 étant donné par $\vartheta_1 = 2\Phi - \vartheta$.

La continuité du débit dans le tube de courant envisagé s'écrit

$$V_u dA_u = V_d dA_d = V_m dA_m \quad (52)$$

Supposant que

$$dA_m = \frac{dA_u + dA_d}{2} \quad (53)$$

(52) et (53) donnent

$$\frac{dA_u}{dA_m} = \frac{V_m}{V_u} = \frac{2V_d}{V_u + V_d} \quad (54)$$

$$\frac{dA_d}{dA_m} = \frac{V_m}{V_d} = \frac{2V_u}{V_u + V_d} \quad (55)$$

De (49) et (51), on tire

$$\frac{dA_u}{dA_m} = \frac{\cos \vartheta}{\cos \Phi} \frac{d\vartheta}{d\Phi} \quad (56)$$

qui donne avec (54)

$$\frac{d\vartheta}{d\Phi} = 2 \frac{\cos\Phi}{\cos\vartheta} \frac{Vd(2\Phi - \vartheta)}{Vu(\vartheta) + Vd(2\Phi - \vartheta)} \quad (57)$$

équation différentielle qui peut être résolue puisque Vu et Vd ont été déterminées.

Il vient à partir de (49), (56) et (57)

$$\frac{dAu}{\cos\vartheta} = R \frac{d\vartheta}{d\Phi} d\Phi = R \frac{\cos\Phi}{\cos\vartheta} \frac{dAu}{dAm} d\Phi = \frac{\cos\Phi}{\cos\vartheta} \frac{2RVd}{Vu + Vd} d\Phi \quad (58)$$

L'intégration de l'équation différentielle (57) a montré que l'on ne commet guère d'erreur dans le calcul du couple récupéré en admettant que ϕ est de l'ordre de grandeur de θ puisque l'écart entre les deux grandeurs ne se marque que vers $\pm 90^\circ$, là où le couple récupéré est le plus faible. (58) s'écrit alors

$$\frac{dAu}{\cos\vartheta} = \frac{2RVd}{Vu + Vd} d\vartheta \quad (59)$$

On obtient avec la même analyse

$$\frac{dAd}{\cos\vartheta_1} = \frac{2RVu}{Vu + Vd} d\vartheta_1 \quad (60)$$

Avec l'expression (22) de dTu et tenant compte de $c = dAu / \cos \theta$, il vient pour le couple récupéré par unité de hauteur sur la face amont

$$dCu = R dTu = \frac{1}{2} \rho \frac{\sigma}{2\pi} R \frac{dAu}{\cos\vartheta} CTu Wu^2 \quad (61)$$

en introduisant la solidité. Avec (58) et en intégrant sur la face amont, on obtient

$$C_u = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} dC_u d\vartheta = \rho \frac{\sigma}{2\pi} R^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{V_d}{V_u + V_d} C_{Tu} W_u^2 d\vartheta \quad (62)$$

Pour la face aval, on a de manière similaire

$$C_d = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} dC_d d\vartheta_1 = \rho \frac{\sigma}{2\pi} R^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{V_u}{V_u + V_d} C_{Td} W_d^2 d\vartheta_1 \quad (63)$$

Le couple total s'en déduit par $C = (C_u + C_d) H$ et en introduisant le coefficient de couple non dimensionnel par

$$C_Q = \frac{C}{\rho R^2 H V_{oo}^2} \quad (64)$$

il vient

$$C_Q = \frac{\sigma}{2\pi} \left(\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\frac{V_d}{V_{oo}}}{\frac{V_u}{V_{oo}} + \frac{V_d}{V_{oo}}} C_{Tu} \left(\frac{W_u}{V_{oo}} \right)^2 d\vartheta + \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\frac{V_u}{V_{oo}}}{\frac{V_u}{V_{oo}} + \frac{V_d}{V_{oo}}} C_{Td} \left(\frac{W_d}{V_{oo}} \right)^2 d\vartheta_1 \right) \quad (65)$$

La puissance récupérée se calcule par $P = C \omega$ et, en introduisant le coefficient de puissance adimensionnel par

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho V_{oo}^3 S} \quad (66)$$

où $S = 2 R H$ est la surface maximum que l'éolienne présente au vent, il vient

$$C_P = \lambda C_Q \quad (67)$$

en utilisant la définition (32) du coefficient de vitesse.

La figure 8 donne le résultat de l'intégration numérique sous la forme $CP(\lambda, CD, \sigma)$ et porte également la limite de Betz couramment utilisée pour juger de la qualité d'une éolienne ($CP_{Betz} = 2 (2/3)^3 = 0.597$).

Une valeur intéressante peut être obtenue analytiquement pour $CD = 0$. Introduisant les relations (40) et (47) dans (65), il vient

$$CP_{anal}(\lambda, \sigma) \equiv CP(\lambda, 0, \sigma) = 2k \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left(1 - \frac{k}{2} \cos \vartheta\right) \left(1 - 3\frac{k}{2} \cos \vartheta\right) \cos^2 \vartheta d\vartheta \quad (68)$$

montrant que $CP_{anal}(\lambda, \sigma)$ ne dépend plus que de k introduit par $k = \sigma \lambda / 2$.

Le calcul analytique de l'intégrale donne finalement

$$CP_{anal}(\lambda, \sigma) = \frac{9\pi}{16} k^3 - \frac{16}{3} k^2 + \pi k$$

dont le graphe est également porté sur la figure 8. On voit clairement l'influence de la traînée sur la perte de puissance.

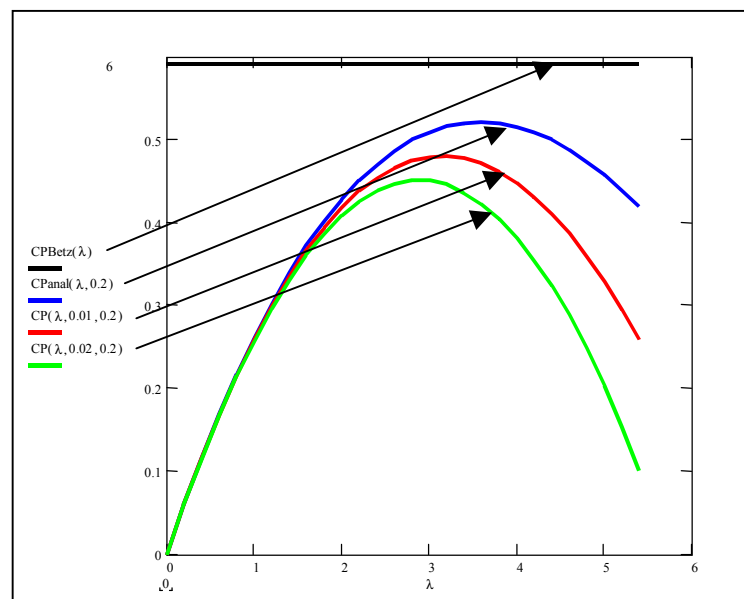


Figure 8 : $CP(\lambda)$ pour différents CD/CL

6. Comparaison avec une théorie potentielle

Le modèle développé ci-dessus a été confronté avec une théorie potentielle [réf. 2] consistant à placer sur le cercle décrit par les pales une distribution de tourbillons. La comparaison [réf. 4] portée sur la figure 9 montre la bonne concordance des deux modèles au voisinage de l'optimum.

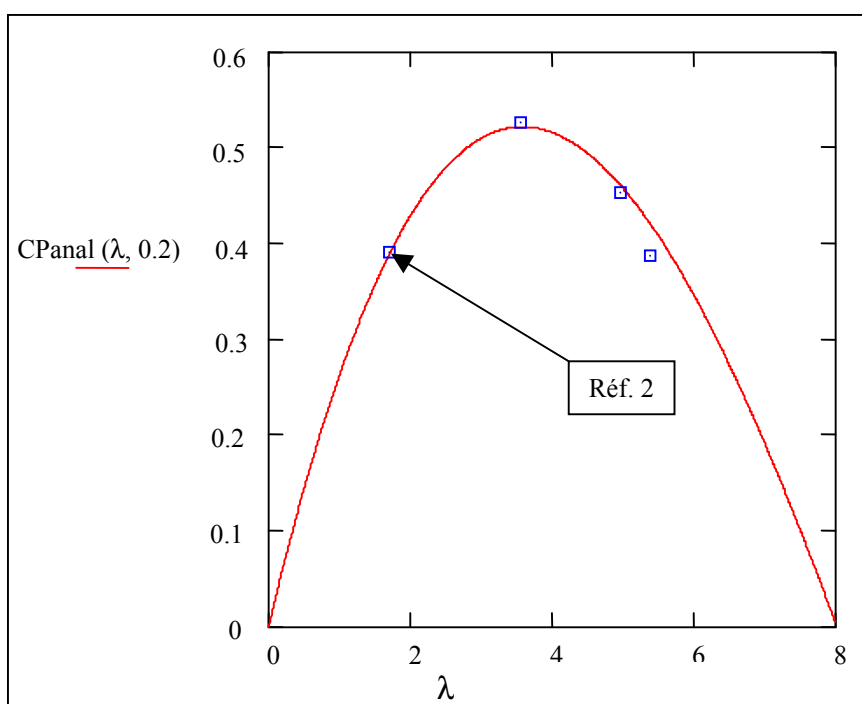


Figure 9 : Comparaison avec la théorie potentielle

7. Réalisation d'un prototype [réf. 3]

Un prototype d'éolienne Darrieus (fig. 10) à 2 pales droites de profil voisin du profil NACA 0012 a été réalisé avec les valeurs suivantes : R réglable de 1,40 m à 1,60 m par pas de 50 mm, H = 1 m, c = 158 mm, ce qui correspond selon le présent modèle à $\lambda = 3,2$, CP = 0,44 si CD/CL = 0,02.

Pour un vent de 7 m/s, il est en conséquence attendu une puissance de quelque 300 W pour une vitesse de rotation de 140 t/min.

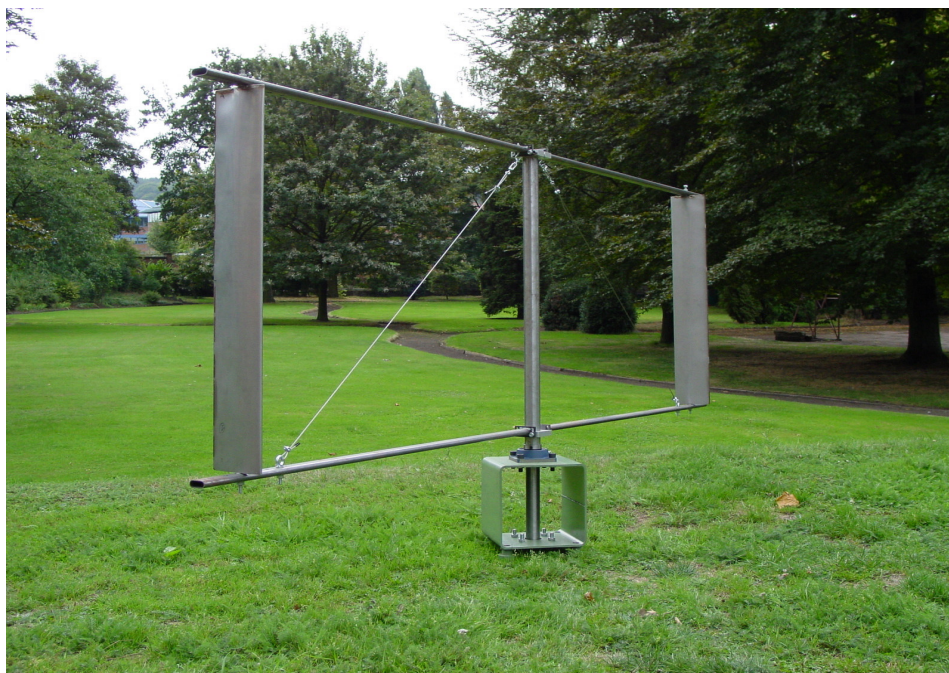


Figure 10 : Prototype de l'Institut Gramme

Les pales ont été obtenues par emboutissage de tôles d'acier inoxydable de 0,5 mm d'épaisseur dans une matrice en bois spécialement conçue. Le bord de fuite a été obtenu par soudage au laser des extrémités de la tôle. Une mousse injectée dans le profil creux muni d'une tige filetée assure la rigidité et la pale est fermée aux deux extrémités par des tôles soudées de même profil. Il a été vérifié que la pale obtenue présentait bien un profil très proche du profil NACA 0012.

Le moment d'inertie de l'éolienne a été obtenu par mesure de la fréquence propre de vibration de l'éolienne supportée par 2 ressorts et a été comparé avec la valeur calculée. Les pertes dans les paliers ont alors pu être estimées par l'analyse du ralentissement de l'éolienne à partir d'une vitesse de rotation initiale, dans l'un ou l'autre sens de rotation afin de s'affranchir des efforts aérodynamiques de ventilation. Les pertes dans les paliers peuvent être estimées à 100 W à $N = 140$ t/min.

8. Couple de démarrage [réf. 4]

Il est connu que les éoliennes Darrieus ont un couple de démarrage très faible et qu'il y a lieu de les lancer. Un calcul par éléments finis a permis d'obtenir les valeurs des coefficients de portance et de traînée du profil NACA 0012 pour des incidences variant de 0° à 180° et les résultats ont été validés par les mesures effectuées en soufflerie. Le couple de démarrage a alors pu être calculé pour différentes positions de l'éolienne par rapport à la direction du vent.

9. Poursuite du projet en 03-04

Le pas suivant consiste à tester l'éolienne au vent. Vu sa taille, cela ne pourra s'effectuer qu'à l'extérieur. Il y aura lieu d'instrumenter le prototype afin de relever le couple moteur et la vitesse de rotation pour une vitesse de vent mesurée.

Des études menées par les étudiants dans le cadre du projet de « construction de machines » ont permis d'imaginer un mécanisme faisant pivoter les pales au cours de leur rotation de telle sorte qu'elles présentent toujours au vent relatif l'incidence maximum et que le couple de démarrage s'en trouve augmenté. L'étude sera poursuivie.

10. Conclusions

Un logiciel de calcul est désormais disponible. Un prototype a été réalisé, l'analyse du problème de démarrage a été effectuée et différentes solutions sont proposées.

11. Références

[1] BEGUIER, cl, BOUSGARBIÉS, j.l., LEWEKE, th, *Tourbillon, Instabilité et Décollement*, Cépaduès Ed., 2001.

[2] HOLME, o., *A contribution to the aerodynamic theory of the vertical-axis wind turbine*, England, international symposium on wind energy systems, Cambridge, 1976.

[3] GENON, g., *Etude et réalisation d'un prototype d'éolienne de type Darrieus*, TFE 02-03.

[4] DAVID, j., *Etude aérodynamique théorique et expérimentale d'une éolienne de type Darrieus*, TFE 02-03.