



HAL
open science

Analyse numérique des hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage

Ane Menchaca Roa Menchaca Roa

► **To cite this version:**

Ane Menchaca Roa Menchaca Roa. Analyse numérique des hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage. Autre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENI050 . tel-00685850

HAL Id: tel-00685850

<https://theses.hal.science/tel-00685850>

Submitted on 6 Apr 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des Fluides, Procédés, Energétique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Ane MENCHACA ROA

Thèse dirigée par **Thierry MAITRE**
et codirigée par **Christian PELLONE**

préparée au sein du

Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

dans l'Ecole Doctorale **Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production**

Analyse numérique des hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage

Thèse soutenue publiquement le **30 septembre 2011**,
devant le jury composé de :

M. Gérard BOIS

Professeur des Universités, ENSAM de Lille - Président

M. Jacques-André ASTOLFI

Maître de Conférences ENSAM HDR, IRENav de Brest - Rapporteur

M. Andrei-Mugur GEORGESCU

Maître de Conférences, UTCB, Bucarest, Roumanie - Rapporteur

M. Christophe CORRE

Professeur des Universités Grenoble-INP, Grenoble-INP - Examineur

M. Thierry MAITRE

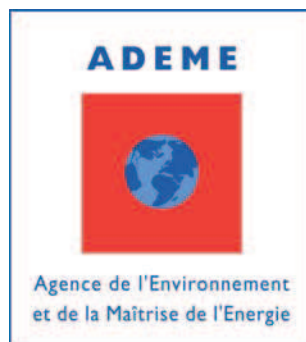
Maître de Conférences HDR, Grenoble-INP - Directeur de thèse

M. Christian PELLONE

Chargé de Recherche CR1, CNRS - Co-Directeur de thèse



Cette thèse, financée par l'ADEME



et co-financée par EDF



a été préparée au sein du
Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)



Table des matières

Nomenclature	xv
Introduction	1
1 Etat de l’art	7
1.1 Panorama global des hydroliennes	7
1.1.1 Types d’hydroliennes	8
1.1.2 Avantages et inconvénients	9
1.1.2.1 Hydrolienne vs éolienne	9
1.1.2.2 Hydrolienne à axe vertical vs hydrolienne à axe horizontal	11
1.1.3 Limite des hydroliennes libres et système de carénages	12
1.2 Etudes sur les hydroliennes carénées	16
1.3 Le carénage : principe de fonctionnement	20
Bibliographie Chapitre 1	29
2 Rappels sur l’hydrolienne libre à axe vertical de type Darrieus	31
2.1 Principe de fonctionnement et paramètres associés	31
2.2 Simulations RANS 2D instationnaires	41
2.2.1 Géométrie et modèle numérique	41
2.2.2 Analyse des résultats	43
2.2.2.1 Coefficient de puissance	43
2.2.2.2 Coefficient de couple	45
2.2.2.3 Distribution des efforts	48
2.2.2.4 Analyse de l’écoulement : cartes de vorticité et lignes de courant	50
Bibliographie Chapitre 2	56
3 Outils d’analyse pour l’hydrolienne carénée à axe vertical	57
3.1 Dispositif étudié	57
3.2 Outil expérimental : le tunnel hydrodynamique du LEGI	58
3.2.1 Description de la veine d’essai	58
3.2.2 Conception d’un module expérimental pour accueillir les carénages .	59
3.2.3 Choix de la vitesse de l’écoulement amont	60
3.3 Outils numériques	62
3.3.1 Maillages	66
3.3.2 Le modèle de turbulence	68

3.3.3	Réglages des paramètres et critères de convergence	70
3.3.3.1	Indépendance en maillage / raffinement pariétal	72
3.3.3.2	Convergence en temps dual et en temps physique / choix du nombre de tours	74
	Bibliographie Chapitre 3	80
4	Simulation de l'hydrolienne carénée – effets de blocage	81
4.1	Hydrolienne carénée en milieu tunnel	81
4.1.1	Confinement et effet de blocage de l'écoulement - méthode de cor- rection	84
4.2	Hydrolienne carénée en milieu infini	91
	Bibliographie Chapitre 4	103
5	Stratégies d'amélioration du système de carénage et modèles simplifiés	105
5.1	Paramètres géométriques conditionnant la performance du carénage	105
5.2	Synthèse des résultats	109
5.2.1	Effet de l'angle d'ouverture α du carénage	110
5.2.2	Effet de la longueur de corde du carénage	114
5.2.3	Temps de calcul concernant l'étude paramétrique	117
5.3	Modèles simplifiés	118
	Bibliographie Chapitre 5	127
	Conclusions et perspectives	129
	ANNEXES	133
A	Classement et description des types d'énergie	135
A.1	Energies non renouvelables	135
A.1.1	Energies fossiles	135
A.1.2	Energie nucléaire	135
A.2	Energies renouvelables	136
A.2.1	La biomasse	137
A.2.2	L'éolien	138
A.2.3	Le solaire	138
A.2.4	La géothermie	139
A.2.5	L'hydraulique	140
B	Classement et description des énergies renouvelables marines	143
B.1	L'éolien marin	143
B.2	L'énergie des vagues : le houlomoteur	144
B.2.1	Les absorbeurs ponctuels	145
B.2.2	Les atténuateurs	145
B.2.3	Les colonnes d'eau oscillantes	146
B.2.4	Les rampes de déferlement	146
B.3	L'énergie thermique des mers (ETM)	146
B.4	L'énergie osmotique	147
B.5	L'énergie potentielle des marées	148
B.6	L'énergie cinétique des courants : l'hydrolien	149
B.6.1	Les systèmes faisant appel à une turbine	149

B.6.2	Les systèmes ne faisant pas appel à une turbine	149
C	Cartographie des projets EnRM en France	151
D	Programme de recherche HARVEST	153
D.1	Le concept	153
D.2	Les partenaires	154
D.3	Les phases du programme de recherche	154
D.4	Les débouchés	155
E	Potentiels de courants d'eau	157
F	Revue des technologies	159
G	Théorie monodirectionnelle et stationnaire de Betz	163
H	Cartes vorticitaires de l'hydrolienne libre A-10 en milieu infini	169
H.1	$\lambda = 1.0$	169
H.2	$\lambda = 2.0$	173
I	Cartes vorticitaires de l'hydrolienne carénée en milieu infini	175
I.1	$\lambda = 1.5$	175
I.2	$\lambda = 2.0$	179
I.3	$\lambda = 3.0$	182
J	Profils du carénage	183
J.1	Profil EPPLER-420	183
J.2	Profil S1223-RTL	185
K	Circuit hydraulique du tunnel hydrodynamique du LEGI	187
L	Comportement de l'hydrolienne carénée. Résultats complémentaires	189
L.1	Domaine tunnel. Efforts numérique et expérimental	190
L.2	Coefficient de couple. Configurations de référence. Milieux confiné et infini.	192
L.3	F_X et F_Y . Configurations de référence. Milieux confiné et infini.	194

Table des figures

1	Évolution de la demande de brevets en énergies renouvelables	2
2	Classement des énergies.	2
3	Provision et consommation mondiale d'énergie en 2008	3
4	Classement des EnRM.	3
1.1	Différents types de technologies hydrocinétiques et leur application	8
1.2	Classement d'hydroliennes	8
1.3	Types d'hydroliennes	9
1.4	Hydrolienne à flux transverse	9
1.5	Comparaison entre les géométries d'une hydrolienne et d'une éolienne	10
1.6	Schéma d'un générateur avec les pertes associées	12
1.7	Comparaison entre les limites de Betz et de Gorban'	13
1.8	Classement des carénages	13
1.9	Vue schématique de différents types de carénage	14
1.10	Hydroliennes carénées.	15
1.11	Avis sur l'utilisation d'un dispositif de carénage	16
1.12	Eoliennes carénées.	17
1.13	Géométries de carénage analysées par Ponta	18
1.14	Géométries de carénage analysées par Nabavi	20
1.15	Schéma idéalisé des tubes de courant	21
1.16	Fluide idéal dans le diffuseur avec l'effet de portance	21
1.17	Volume de contrôle du système caréné avec nomenclature des paramètres	22
1.18	Evolution de C_P en fonction de la traînée du rotor pour différents C_S	24
2.1	Géométrie de l'hydrolienne brevetée par Darrieus	31
2.2	Hydrolienne Darrieus à 3 pales droites.	32
2.3	Représentation de F_L , F_D et α d'un profil d'aile statique	33
2.4	Distribution de C_L , C_D et C_L/C_D en fonction de α	34
2.5	Triangle des vitesses et efforts sur une hydrolienne de type Darrieus	35
2.6	Distribution angulaire théorique de α et de la vitesse d'attaque adimensionnée	36
2.7	Evolution typique du C_P en fonction de λ	39
2.8	Schéma de développement des structures tourbillonnaires trouvé par Brochier	40
2.9	Maquette de l'hydrolienne A-10 et paramètres géométriques associés	41
2.10	Vue 3D de l'hydrolienne et coupe 2D choisie pour le calcul	42
2.11	Schéma du domaine de calcul de l'hydrolienne libre en milieu infini	42
2.12	Distribution $C_P = f(\lambda)$ pour l'hydrolienne libre en milieu infini	43

2.13	Comparaison du coefficient de puissance entre la configuration numérique de l'hydrolienne A-10 et la configuration expérimentale de Shiono	45
2.14	Rosace de C_M instantané pour une révolution à différents paramètres d'avance	46
2.15	Distributions longitudinales au centre du rotor de C_{ptot} et U_x^*	47
2.16	Triangle de vitesse sur la pale1 en amont et en aval du cercle de rotation .	48
2.17	Distribution cartésienne de C_M instantané au point de fonctionnement optimal	48
2.18	Rosace des efforts par unité de longueur pour le point de fonctionnement optimal.	49
2.19	Distribution des efforts moyennés en fonction du paramètre d'avance avec leurs valeurs maximales et minimales.	49
2.20	Effet de grille dans l'hydrolienne en fonction du paramètre d'avance.	50
2.21	Cartes de vorticité de l'hydrolienne libre en milieu infini.	51
2.22	Définition du coefficient de débit.	52
2.23	Coefficient de débit et tubes de courant en fonction du paramètre d'avance.	53
3.1	Cas d'étude de référence.	57
3.2	Tunnel hydrodynamique du LEGI.	58
3.3	Module carénage.	59
3.4	Cas d'étude de référence.	60
3.5	Résultats expérimentaux de l'hydrolienne libre	61
3.6	Résultats expérimentaux de l'hydrolienne carénée	62
3.7	Schémas représentant les modèles globaux basés sur la conservation de la QDM	63
3.8	Schéma du principe du modèle tourbillonnaire	64
3.9	Schéma temps/coût – précision	65
3.10	Schémas des domaines de calcul avec les conditions aux limites.	67
3.11	Maillages 2D.	73
3.12	Convergence de C_P en fonction de y^+	74
3.13	Convergence dans le pas de temps contrôlée sur la pale1.	75
3.14	Convergence de C_P en fonction de Δt	76
3.15	Evolution de C_M pour différentes valeurs de Δt	76
4.1	Evolution de C_P dans le domaine tunnel	82
4.2	Comparaison des rosaces C_M numériques et expérimentales	83
4.3	Schéma de l'effet de confinement.	85
4.4	Evolution du C_P pour deux configurations carénées ayant un paramètre ε_g proche.	86
4.5	Volume de contrôle du système dans un milieu confiné.	87
4.6	Distribution $C_P = f(C_T, \varepsilon)$	88
4.7	Schéma montrant deux configurations confinées différentes ayant le même paramètre de blocage	90
4.8	$C_P = f(\lambda)$ en milieu infini	91
4.9	Comparaison des rosaces C_M numérique	93
4.10	Evolution du FOCC	94
4.11	Définition du coefficient de débit.	95
4.12	Evolution du coefficient de débit. Cas de référence.	95
4.13	Tubes de courant. Cas de référence.	96
4.14	Distributions longitudinales au centre du rotor de C_{ptot} et U_x^*	97

4.15	Cartes de vorticité de l'hydrolienne carénée en milieu infini.	99
5.1	Paramètres géométriques du carénage.	106
5.2	C_P adimensionnel en fonction de la position axiale	106
5.3	Profils d'aile pour les pales de l'hydrolienne	107
5.4	C_P en fonction de l'épaisseur du profil de pale	108
5.5	Distributions de C_P pour des profils de pale	108
5.6	C_D et C_L des profils EPPLER-420 et RTL	109
5.7	$C_P(\alpha)$ pour plusieurs angles d'ouverture du carénage	110
5.8	$C_P(\lambda_{opt})$ pour plusieurs angles d'ouverture du carénage	111
5.9	Comparaison des rosaces C_M des carénages E420 et RTL	111
5.10	$\Delta_p^*(\lambda_{opt})$ au sein du rotor	112
5.11	Distribution de C_p sur les carénages optimaux	113
5.12	Distribution de C_P , C_D et C_L de l'étude paramétrique	113
5.13	Polaires en fonction de l'angle d'ouverture	114
5.14	Effet de la longueur de corde du carénage sur le C_P	115
5.15	Distribution de C_P , C_D et C_L en fonction de la corde	116
5.16	Lignes de courant en fonction de la longueur de corde	117
5.17	Temps de calcul en fonction de α et de C	118
5.18	Schéma des trois modèles simplifiés	120
5.19	Comparaison des C_D obtenus par les modèles simplifiés	121
5.20	Comparaison des C_L adimensionnels obtenus par les modèles simplifiés	122
5.21	Schéma sur l'entraînement et la destruction de la couche limite	122
5.22	Comparaison des polaires entre modèles	123
A.1	Energies fossiles.	135
A.2	Energie nucléaire.	136
A.3	Parc d'éoliennes	138
A.4	Energie solaire photovoltaïque	139
A.5	Energie solaire thermique	139
A.6	L'hydraulique	140
A.7	Schéma d'une centrale hydraulique	141
B.1	Parc d'éoliennes offshore et distribution de la ressource éolienne en Europe	144
B.2	Technologie Pelamis et distribution de la ressource houlomotrice en Europe	145
B.3	Absorbeurs ponctuels	145
B.4	Atténuateur	145
B.5	Principe de fonctionnement de la colonne à eau oscillante	146
B.6	Principe de fonctionnement des rampes de déferlement	146
B.7	Schéma de fonctionnement d'une centrale ETM et ETM flottante	147
B.8	Schéma de fonctionnement d'une centrale osmotique	148
B.9	Schéma d'une centrale maremotrice et usine maremotrice de la Rance	148
B.10	Hydroliennes	149
B.11	Aile oscillante	150
C.1	Cartographie des projets EnRM en France	151
D.1	Hydroliennes Achard.	153
D.2	Concept Bi-tours.	154

E.1	Courants océaniques majeures dans le monde	157
E.2	Spots de courants de marée dans le monde	158
E.3	Potentiel des courants d'eau en Europe	158
G.1	Tube de courant décrit dans la théorie de Betz.	163
G.2	Variation du coefficient de puissance en fonction du facteur d'interférence.	167
G.3	Variation du coefficient de traînée en fonction du facteur d'interférence.	167
H.1	Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation. $\lambda = 1.0$	169
H.2	Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 1.0$	172
H.3	Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation. $\lambda = 2.0$	173
H.4	Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 2.0$	174
I.1	Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation. $\lambda = 1.5$	175
I.2	Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 1.5$	178
I.3	Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation. $\lambda = 2.0$	179
I.4	Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 2.0$	181
I.5	Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 3.0, \theta = 0^\circ, 180^\circ$ et 360° respectivement.	182
J.1	Géométrie du profil EPPLER-420 à corde unitaire.	183
J.2	Géométrie du profil S1223-RTL à corde unitaire.	185
K.1	Schéma du circuit hydraulique du tunnel hydrodynamique du LEGI.	187
L.1	Comparaison des rosaces $F_X F_Y$ numériques et expérimentales	190
L.2	Distributions cartésiennes du C_M numérique. Hydrolienne libre.	192
L.3	Distributions cartésiennes du C_M numérique. Hydrolienne carénée.	193
L.4	F_X et F_Y numérique. Milieu confiné.	194
L.5	F_X et F_Y numérique. Milieu infini.	195

Liste des tableaux

1	Évolution de la production et de la consommation d'énergie mondiale . . .	1
1.1	C_P de diverses hydroliennes de type Darrieus à pales droites	19
1.2	Equations théoriques pour une hydrolienne à flux axial libre ou carénée. . .	23
2.1	Paramètres de calcul	43
2.2	Comparaison entre la configuration numérique de l'hydrolienne A-10 et la configuration expérimentale de Shiono	44
3.1	Incertitudes sur les mesures dans le tunnel hydrodynamique du LEGI. . . .	59
3.2	Données des expériences de l'hydrolienne libre dans le tunnel hydrodynamique.	60
3.3	Données des expériences de l'hydrolienne carénée dans le tunnel hydrodynamique.	61
3.4	Temps de calcul nécessaire pour simuler un tour d'une hydrolienne Darrieus avec la méthode RANS	66
3.5	Dimensions des domaines de calcul.	67
3.6	Nombre de cellules du maillage structuré	68
3.7	Réglage des paramètres CFD.	71
3.8	Test d'indépendance du maillage	73
4.1	C_P numérique et expérimental dans le domaine tunnel	82
4.2	Evaluation de l'effet de confinement.	85
4.3	Equations théoriques pour traiter les hydroliennes en configuration confinée.	89
4.4	C_{Pmax} théorique et facteur de surestimation en fonction du paramètre de confinement.	90
4.5	C_P numérique en milieu infini	92
4.6	Facteurs d'augmentation de puissance pour diverses configurations.	92
4.7	Efforts numériques pour λ_{opt} . Comparaison des cas de référence.	98
4.8	Correction de C_P pour l'hydrolienne libre	100
4.9	Correction de C_P pour l'hydrolienne carénée	100
5.1	Séries de l'étude paramétrique	109
5.2	Comparaison des C_D obtenus par les modèles simplifiés	120
G.1	Nomenclature.	163
J.1	Caractéristiques géométriques du profil EPPLER-420	183

J.2	Coodonnées géométriques du profil EPPLER-420	184
J.3	Caractéristiques géométriques du profil S1223-RTL	185
J.4	Coodonnées géométriques du profil S1223-RTL	186
L.1	Efforts numérique et expérimental dans le domaine tunnel	191

Nomenclature

C :	longueur de corde	[m]
C_D :	coefficient de traînée	[-]
C_L :	coefficient de portance	[-]
C_N :	coefficient de force normale	[-]
C_M :	coefficient de couple, coefficient de moment	[-]
C_P :	coefficient de puissance	[-]
C_{Popt} :	coefficient de puissance optimal	[-]
C_Q :	coefficient de débit	[-]
C_T :	coefficient de force tangentielle	[-]
d :	diamètre de l'arbre de rotation	[m]
DH :	diamètre hydraulique	[m]
e :	entrefer	[m]
F_D :	force de traînée	[N]
F_L :	force de portance	[N]
F_N :	force normale	[N]
F_T :	force tangentielle	[N]
F_X :	force longitudinale	[N]
F_Y :	force transversale	[N]
FAP :	facteur d'augmentation de puissance	[-]
$FOCC$:	facteur d'ondulation du coefficient de couple	[-]
H :	hauteur de l'hydrolienne, du carénage	[m]
I :	intensité turbulente	[-]
l :	longueur caractéristique de turbulence	[m]
L :	longueur caractéristique	[m]
L_c :	longueur caractéristique	[m]
N :	nombre de pales	[unité]
M :	moment, couple	[Nm]
n :	nombre	[unité]
\emptyset :	diamètre	[m]
p :	pression	[Pa]
P :	puissance	[W]
Q :	débit	[m^3/s]
QDM :	quantité de mouvement	
R :	rayon du rotor	[m]
\vec{R} :	vecteur position	[m]
Re :	nombre de Reynolds	[-]

Re_C :	nombre de Reynolds lié à la longueur de corde	[-]
Re_{DH} :	nombre de Reynolds lié au diamètre hydraulique	[-]
Re_{\emptyset} :	nombre de Reynolds lié au diamètre du rotor	[-]
S :	section, maître couple	$[m^2]$
S_{∞} :	section du tube de courant à l'infini amont	$[m^2]$
S_{rotor} :	section du tube de courant dans le plan au centre du rotor	$[m^2]$
S_x :	section du tube de courant au point x	$[m^2]$
U :	vitesse caractéristique	$[m/s]$
U_x^* :	vitesse longitudinale adimensionnelle	[-]
V_{∞} :	vitesse de l'écoulement à l'infini amont	$[m/s]$
\vec{V}_{∞} :	vecteur de la vitesse de l'écoulement à l'infini amont	$[m/s]$
V_{loc} :	vitesse locale	$[m/s]$
V_x :	vitesse longitudinale	$[m/s]$
\overline{V}_x :	vitesse longitudinale moyenne dans la section au point x	$[m/s]$
\overline{V}_{xrotor} :	vitesse longitudinale moyenne au centre du rotor	$[m/s]$
w_{ss} :	wall shear stress, cisaillement à la paroi	$[Pa]$
W :	vitesse d'attaque	$[m/s]$
\vec{W} :	vecteur de la vitesse d'attaque	$[m/s]$
y^+ :	distance adimensionnelle à la paroi	[-]

α :	angle d'incidence, angle d'attaque, angle d'ouverture	$[deg]$
Δp :	différence de pression	$[Pa]$
Δt :	pas de temps	$[s]$
ε_g :	paramètre de confinement géométrique	[-]
η :	rendement	$[\%]$
η_{\S} :	rentabilité	$[\%]$
θ :	angle azimuthal	$[deg]$
λ :	paramètre d'avance	[-]
λ_{loc} :	paramètre d'avance local	[-]
λ_{opt} :	paramètre d'avance optimal	[-]
ν :	viscosité cinématique	$[m^2/s]$
ρ :	masse volumique	$[kg/m^3]$
σ :	solidité	[-]
ω :	vitesse de rotation	$[rad/s]$
$\vec{\omega}$:	vecteur de la vitesse de rotation	$[rad/s]$

Notations utilisées par le modèle de Werle

A_p :	section du rotor	$[m^2]$
C_S :	coefficient de traînée lié à la perte de charge	[-]
C_T :	coefficient de traînée du rotor	[-]
F_S :	force exercée par le carénage sur le fluide	$[N]$
F_T :	force longitudinale sur le rotor	$[N]$
p_{p1} :	pression juste en amont du rotor	$[Pa]$
p_{p2} :	pression juste en aval du rotor	$[Pa]$
u_0 :	vitesse adimensionnelle intérieur au tube de courant au sillage	$[m/s]$

u_c :	vitesse adimensionnelle extérieur au tube de courant en aval	$[m/s]$
V_0 :	vitesse de l'écoulement intérieur au tube de courant au sillage	$[m/s]$
V_c :	vitesse de l'écoulement en aval extérieure au tube de courant	$[m/s]$
V_p :	vitesse de l'écoulement au col	$[m/s]$
ε :	coefficient de blocage	$[-]$

INTRODUCTION

Des enjeux énergétiques globaux aux hydroliennes carénées à axe vertical

A l'heure où ces lignes sont écrites, les énergies renouvelables sont dans l'air du temps. Les différents projets soutenus par des gouvernements et des grands groupes répartis dans le monde sont la preuve de cette actualité. A titre d'exemple on peut citer quelques programmes annoncés depuis décembre 2010 : le lancement d'un appel à projets d'éolien offshore et l'appel à propositions pour les biocarburants de la part du gouvernement français ; l'accord de £2.5M pour le développement de trois projets exploitant l'énergie des vagues et des courants de la part du gouvernement britannique ; la concession de €1.3M à la géothermie britannique du fonds Deep Geothermal Challenge ; la promulgation par le gouvernement turc d'une loi pour encadrer le développement des énergies renouvelables (éolienne, hydroélectrique, géothermique, solaire...) ; l'annonce du gouvernement chinois de construire dès cette année la 2ème phase du parc éolien offshore de Shangai East Sea Bridge ; le dévoilement du « Plan stratégique » concerté pour accélérer le développement de l'éolien offshore aux Etats-Unis ; l'accord signé entre l'affrèteur américain Cargill et la société allemande Zeppelin SkySails pour la propulsion des cargos par un système de cerf-volant géant permettant de réduire la consommation de combustible de soue¹.

Par ailleurs, l'explosion depuis 2005 des demandes de brevets en énergies renouvelables auprès de l'OEB (Office Européen des Brevets) montre aussi l'intérêt porté à ces solutions (Figure 1).

ANNEE		1976		2008		2030
Production (Mtoe)	↓	6115	≈+100%	12267	≈+36%	16790
Consommation (Mtoe)	↓	4676	≈+80%	8428	≈+40%?	11800?

Mtoe: mégatonne équivalent pétrole; 1Mtoe = 8.6×10^5 GW/h

TAB. 1: *Évolution de la production et de la consommation d'énergie mondiale [Source : IEA (International Energy Agency) Key World Statistics 2010].*

En vue de la hausse de la production et de la consommation énergétique mondiale

¹Sources : blog « Les énergies de la mer » <http://energiesdelamer.blogspot.com/>, blog « Énergies Renouvelables » <http://www.energies-renouvelables.org>.

(Tableau 1), ces manifestations ne sont pas étonnantes. A ce rythme, les énergies dites « classiques » ne vont pas être en mesure de couvrir les besoins. D'autres formes doivent par conséquent être développées.

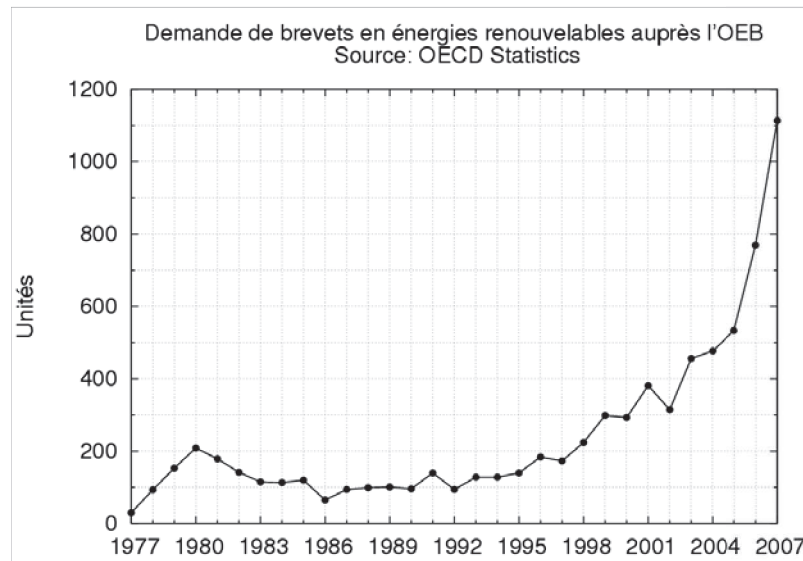


FIG. 1: *Évolution de la demande de brevets en énergies renouvelables auprès de l'OEB*
[Source : OECD Statistics].

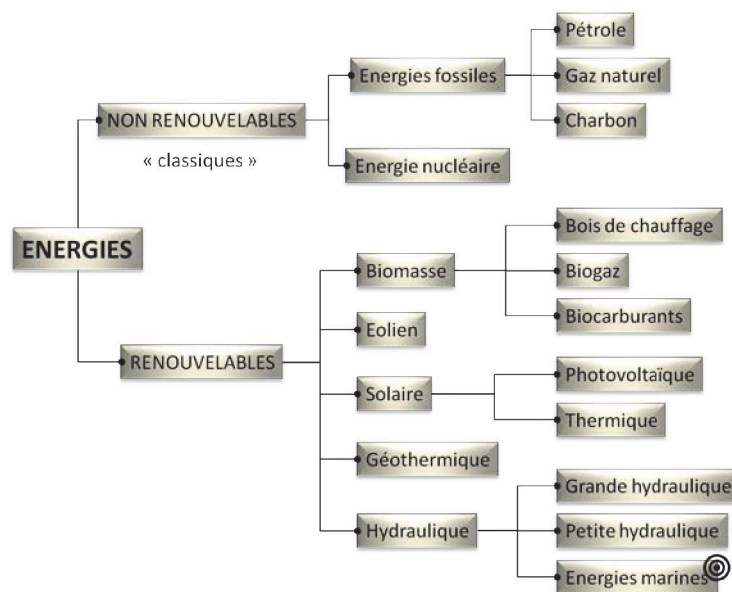


FIG. 2: *Classement des énergies.*

Les énergies peuvent être classées comme l'illustre la Figure 2 (pour plus de détails cf. Annexe A). Le dernier bilan présenté par l'IEA (International Energy Agency) sur la répartition énergétique mondiale montre qu'au moins 70% de la consommation est issue des énergies « classiques » (Figure 3). L'Union européenne a pour objectif, à l'horizon 2020, de produire 20% de l'énergie consommée à partir des énergies renouvelables. Parmi celles-ci, les énergies renouvelables marines (EnRM) gagnent de plus en plus d'intérêt (plus de

185 projets et la liste n'est pas exhaustive²) grâce aux diverses méthodes d'exploitation du potentiel des océans, mais aussi des fleuves (Figure 4, cf. Annexe B). Ainsi, les EnRM sont citées comme une des composantes du bouquet énergétique européen³. Outre le fait d'être renouvelables, ces énergies ont l'avantage d'être prédictibles, illimitées et sans émissions des gaz à effet de serre. En France, la puissance EnRM installée fin 2009 était de 240MW. La production énergétique était, la même année, de 491GWh, due exclusivement à l'usine marémotrice de la Rance (seule installation d'énergies marines raccordée au réseau en France). L'objectif de puissance supplémentaire installée à l'horizon 2020 est de 800MW (cf. Annexe C pour visualiser la cartographie des projets d'énergies marines en France).

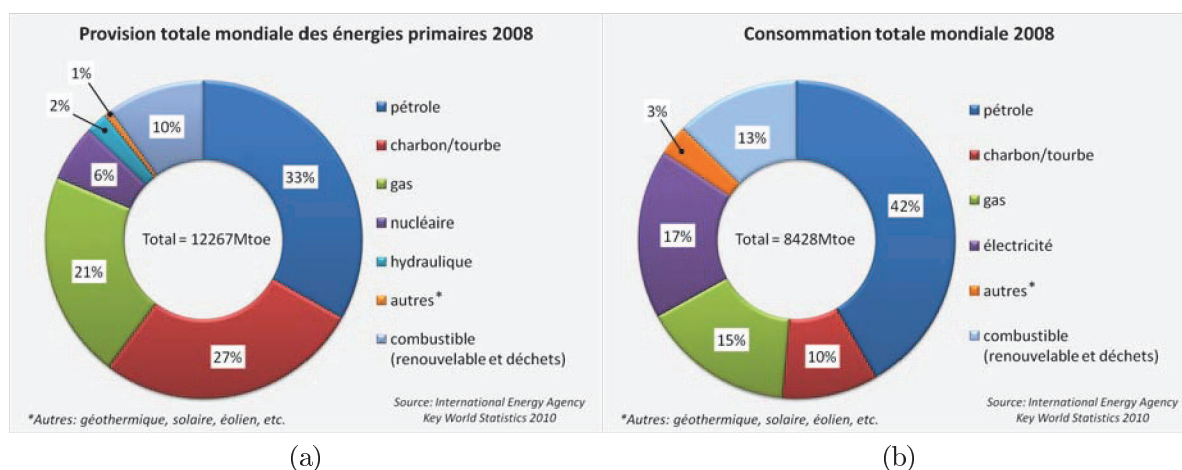


FIG. 3: Provision (a) et consommation (b) mondiale d'énergie en 2008 [Source : IEA (International Energy Agency) Key World Statistics 2010].

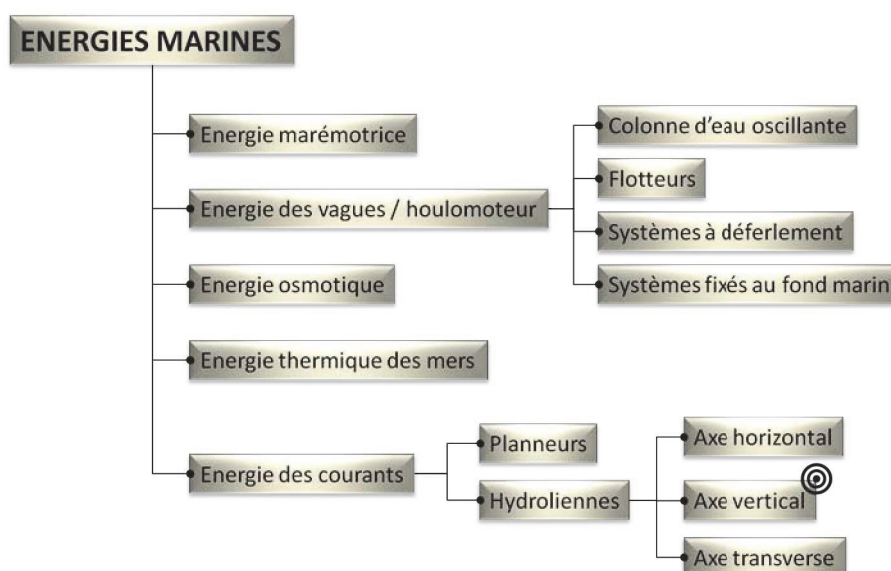


FIG. 4: Classement des EnRM.

²Source : The European Marine Energy Centre Ltd (EMEC) <http://www.emec.org.uk/>

³Ouvrage collectif « Énergies renouvelables marines : étude prospective à l'horizon 2030 » coordonné par M. Paillard. Éditions Quæ, 2009.

Depuis 2001, le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) de Grenoble travaille sur un programme d'études nommé HARVEST (Hydrolienne à Axe de Rotation VERTICAL STabilisé), centré sur le développement d'un concept d'hydrolienne (dont la géométrie résulte d'une évolution des machines de Darrieus et Gorlov) qui vise à produire de l'électricité en exploitant l'énergie cinétique contenue dans les courants marins/fluviaux (cf. Annexe D pour plus d'informations sur le programme de recherche HARVEST). Le potentiel mondial techniquement exploitable des courants d'eau est estimé à 450TWh/an⁴ (cf. Annexe E). La partie correspondante à l'Europe est de 15-35TWh/an pour quelque 10GW de puissance installée. Le Royaume-Uni possède le 75% du potentiel (dont 50% en Ecosse). La France en possède 20% (Bretagne et Basse Normandie), avec 5-14TWh/an, soit 2.5-3.5GW de puissance installée. Le reste est réparti entre la Grèce, l'Italie et la Norvège.

Le programme HARVEST a donné lieu à plusieurs thèses antérieures à la présente thèse, qui ont permis de mettre en place des outils d'analyse expérimentale et numérique d'hydroliennes à axe vertical. Nous ferons bien sûr référence à ces travaux existants dans la suite du mémoire en mettant bien en évidence les apports spécifiques à la présente thèse.

Il est rapidement apparu, en analysant notamment les configurations classiques d'éoliennes ou d'hydroliennes à axe horizontal, qu'une piste possible d'augmentation du rendement de l'hydrolienne à axe vertical consistait à la munir d'un carénage judicieusement conçu. Cette thèse est donc consacrée à l'analyse, par voie numérique, des hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage.

Objectifs du travail et plan du mémoire

La thèse s'articule autour de trois grands objectifs :

- Comprendre l'impact du carénage sur la performance de l'hydrolienne afin de pouvoir répondre à la question : « le carénage permet-il d'améliorer la performance d'une hydrolienne ? ». Il s'agit de trouver une explication physique sur le principe de fonctionnement hydrodynamique du carénage.
- Évaluer quantitativement les performances des configurations carénées en les comparant au cas d'une hydrolienne libre (non carénée). Cette évaluation va s'appuyer sur des calculs numériques RANS 2D et des données expérimentales.
- Mettre en évidence les grandeurs géométriques du dispositif permettant d'optimiser ou au moins d'améliorer la performance du système de carénage.

Soulignons que la thèse concerne uniquement les aspects hydrodynamiques de l'hydrolienne carénée : évaluation de la performance du système et analyse de l'influence des paramètres géométriques sur cette performance. L'ensemble hydrolienne-carénage est modélisé numériquement par une approche exclusivement 2D. Les aspects 3D ne sont pas pris en compte à ce stade pour des raisons de coût. Il faut garder à l'esprit que les phénomènes hydrodynamiques ne concernent qu'une partie des paramètres à prendre en compte dans la conception d'une hydrolienne ; d'autres paramètres dont il faut tenir compte sont ainsi :

⁴Source : Observ'ER « Le Baromètre 2010 des énergies renouvelables électriques en France » <http://www.energies-renouvelables.org/>.

- le choix de matériaux, la tenue mécanique et la durée de vie
- la cavitation
- l’asservissement et la connexion au réseau
- l’orientation de l’ensemble face au courant
- les ancrages
- les effets environnementaux (faune marine) et d’usage (bateaux et loisirs)
- etc.

Ces différents aspects ne sont pas traités lors de ce travail, mais ce sont des aspects dont il faudra bien sûr tenir compte pour garantir la pertinence globale du projet.

Le premier chapitre du mémoire est dédié à un état de l’art général sur les hydroliennes, où l’accent est rapidement mis sur les dispositifs de carénage perçus comme des éléments clés de l’amélioration de performance pour les différentes configurations de machines libres proposées. Une revue des différentes solutions de dispositifs carénés est réalisée. Un premier aperçu des méthodes utilisées pour l’évaluation ou l’estimation de leur performance est fourni. Ce chapitre qui reste assez général permet en particulier de mettre en évidence le petit nombre d’analyses consacrées aux dispositifs d’hydroliennes carénées à axe vertical par rapport aux configurations à axe horizontal.

Quelques rappels concernant l’hydrolienne libre (sans carénage) à axe vertical sont présentés au chapitre 2. Ils constituent le point de départ des travaux qui seront abordés par la suite. Ainsi, une étude complète de l’hydrolienne libre est fournie en deux parties. La première partie concerne les aspects théoriques (principe de fonctionnement, description des paramètres). La deuxième partie est une contribution personnelle, dédiée à l’analyse des résultats RANS 2D transitoires, qui vise à compléter la théorie déjà disponible au démarrage de ces travaux.

Tous les éléments clés nécessaires à l’analyse des hydroliennes à axe vertical ayant été introduits au chapitre précédent, le chapitre 3 présente les outils d’analyse (numériques et expérimentaux) qui ont été développés et/ou utilisés pour mener à bien notre analyse des hydroliennes carénées à axe vertical. Les principes détaillés de la modélisation numérique mise en place sont aussi exposés dans ce chapitre.

Les simulations numériques RANS 2D transitoires de l’hydrolienne carénée pour une géométrie de référence sont présentées au chapitre 4. Le souci de validation de ces simulations par comparaison avec des mesures effectuées dans le tunnel hydrodynamique du LEGI conduit à mettre en évidence et à quantifier l’effet de confinement dû aux parois de la veine. La nécessité de réaliser les calculs dans un domaine infini pour disposer de performances représentatives d’un fonctionnement réaliste est mise en évidence. Une comparaison entre l’hydrolienne libre et l’hydrolienne carénée dans ce dernier domaine est aussi analysée.

Le chapitre 5 a pour objectif premier de définir les paramètres à prendre en compte pour établir une stratégie d’amélioration du système de carénage. Dans un deuxième temps, l’important temps de calcul nécessaire pour simuler l’ensemble rotor et carénage conduit à proposer des modèles simplifiés pour estimer la performance des différentes solutions avant de lancer une simulation complète de validation.

Le document s’achève avec une section récapitulative des conclusions du présent travail et des perspectives à lui donner.

Etat de l'art

Ce chapitre propose dans une première section une vision globale des différentes solutions d'hydroliennes libres ou carénées. L'analyse de Khan et al. [19] sur les technologies de conversion d'énergie hydrocinétique, menée en 2009 sur 76 systèmes, a été source d'inspiration pour la section 1.1.

Dans la section 1.2, les systèmes carénés et les travaux (numériques et expérimentaux) qui leur sont associés sont passés en revue dans le but d'établir un point de comparaison pour notre propre étude.

Enfin, la section 1.3 résume quelques travaux dédiés au principe de fonctionnement du carénage et à la modélisation globale des effets d'un carénage sur la performance.

1.1 Panorama global des hydroliennes

L'énergie hydrocinétique contenue dans des courants fluviaux, courants de marée ou canaux d'eau artificiels est aujourd'hui considérée comme une ressource de puissance renouvelable viable pour la génération d'électricité. Les systèmes de conversion hydrocinétiques, encore souvent dans leur état de développement, sont envisagés pour récupérer cet énergie.

Les convertisseurs hydrocinétiques, contrairement aux centrales hydroélectriques qui ont besoin de charges d'eau obtenues artificiellement par le biais de barrages ou de conduites forcées, sont des systèmes ne nécessitant aucune modification du cours naturel du courant d'eau. Ces technologies peuvent être implantées en parcs modulaires extrayant l'énergie des courants directement sans avoir besoin de le stocker dans un bassin. Comparés aux centrales hydroélectriques classiques, les convertisseurs hydrocinétiques constituent une solution modulaire, extensible et plus écologique.

Ces systèmes étant des solutions innovantes, il existe encore une ambiguïté dans le classement des différentes technologies et dans leurs appellations. Khan et al. [19] (cf. Annexe F) proposent un premier classement entre les systèmes hydrocinétiques faisant appel à une turbine (appelés désormais systèmes d'hydroliennes¹) et ceux ne faisant pas appel à une turbine (ces derniers ne seront pas traités). La Figure 1.1a montre le pourcentage de systèmes proposés correspondant à chaque technologie.

¹Autres appellations anglophones pour les hydroliennes : Hydrokinetic turbine, Water Current Turbine (WCT), Ultra-low-head Hydro Turbine, Free Flow/Stream Turbine, Zero Head Hydro Turbine, Tidal In-Stream Energy Converter (TISEC), Tidal Current Turbine, River Current Turbine (RCT), River Current Energy Conversion System (RCECS), River In-Stream Energy Converter (RISEC), River Turbine.

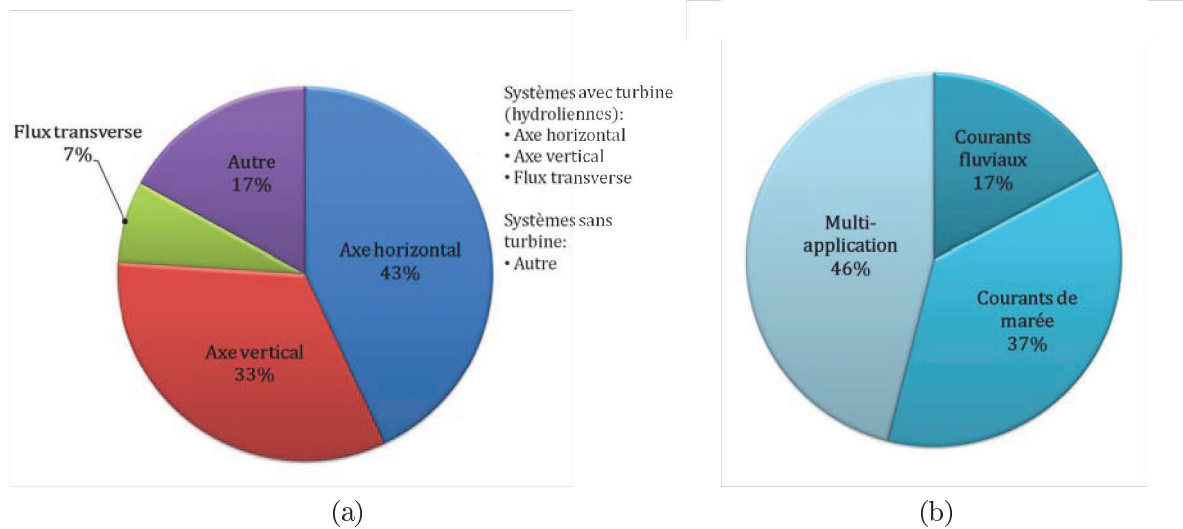


FIG. 1.1: Différents types de technologies hydrocinétiques (a) et leur application (b) [Source : Khan et al. [19]].

Les convertisseurs hydrocinétiques ont été conçus pour différents types de courant (Figure 1.1b) : les courants de marée (bidirectionnels) et les courants fluviaux (monodirectionnels). Les courants océaniques (monodirectionnels) constituent une autre source potentielle avec les canaux artificiels, les canaux d'irrigation et les effluents industriels.

1.1.1 Types d'hydroliennes

L'organigramme de la Figure 1.2 montre les différents types d'hydroliennes. Les solutions recevant le plus grand intérêt sont les adaptations issues des technologies éoliennes. Les hydroliennes à **axe horizontal** disposent d'un arbre de rotation parallèle à l'écoulement et utilisent des rotors de type hélice. Les hydroliennes à **axe vertical** sont munies d'un arbre de rotation perpendiculaire à la fois à la surface de l'eau et à l'écoulement. Finalement, les hydroliennes à **flux transverse** ont l'arbre de rotation parallèle à la surface de l'eau et orthogonal à l'écoulement. La Figure 1.3 illustre quelques systèmes appartenant aux familles d'hydroliennes à axes horizontal et vertical. Une hydrolienne à flux transverse est illustrée par la Figure 1.4.

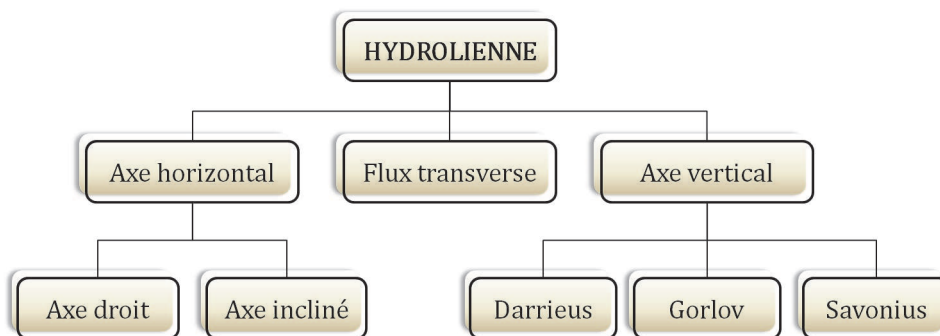


FIG. 1.2: Classement d'hydroliennes [Source : Khan et al. [19]].

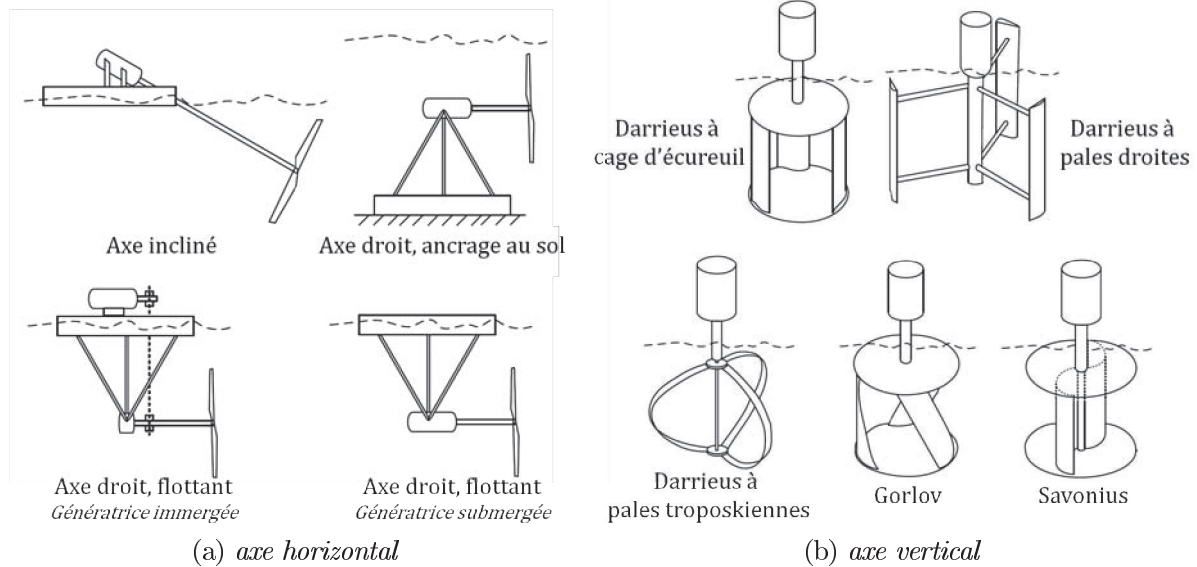


FIG. 1.3: Types d'hydroliennes [Source : Khan et al. [19]].



FIG. 1.4: Hydrolienne à flux transverse [Source : Atlantisstrom™, www.atlantisstrom.de].

1.1.2 Avantages et inconvénients

Puisque les hydroliennes sont souvent des adaptations d'éoliennes, il est intéressant de comparer ces deux technologies, ainsi que les différences entre les hydroliennes à axe horizontal et à axe vertical.

1.1.2.1 Hydrolienne vs éolienne

L'hydrolienne pouvant être considérée comme étant une « éolienne marine », il est pertinent de rappeler les différences entre un fonctionnement dans l'eau et dans l'air (sujet traité en [2, 33, 45]).

La masse volumique ρ de l'eau est environ 800 fois plus grande que celle de l'air ($\rho_{eau} \gg \rho_{air}$). Une vitesse du vent usuelle pour le fonctionnement d'une éolienne est comprise entre 10 et 20m/s, alors que pour l'eau elle est comprise entre 1m/s (grands courants océaniques) et 5m/s (fortes marées) ($U_{eau} < U_{air}$). Pour un fonctionnement optimal de la turbine le rapport entre la vitesse tangentielle en bout de pale (ωR , avec ω la vitesse de rotation et R le rayon du rotor) et la vitesse de l'écoulement amont (U) doit être maintenu à une certaine valeur, caractéristique de la géométrie de la turbine. On peut alors relever les points suivants :

- Pour une même géométrie de turbine, au même point de fonctionnement ($\omega R/U = cte$), celle placée dans l'eau tourne moins vite que celle placée dans l'air.
- La puissance récupérée par la turbine (proportionnelle à $\rho S U^3$, où S désigne le maître couple) et la poussée axiale subie (traînée, proportionnelle à $\rho S U^2$) sont généralement supérieures dans l'eau. Ainsi, pour la même puissance fournie, une hydrolienne est de taille plus petite qu'une éolienne (Figure 1.5).
- A cause de la différence de densité des deux fluides, le rapport des chargements sur la pale dus à la force centrifuge (proportionnelle à $R\omega^2$) à ceux qui résultent de l'écoulement (traînée) est inversé. Les efforts dus à la traînée augmentent lors qu'on passe de l'air à l'eau, alors que les forces centrifuges diminuent. Cette tendance implique des cahiers de charge complètement différents suivant qu'on se situe dans le domaine hydrolien ou éolien. Dans l'eau, l'accent doit porter sur les fondations car elles doivent résister aux importantes forces de poussée. Dans l'air, la géométrie des pales doit permettre d'encaisser les forces centrifuges. Ainsi, les éoliennes sont dimensionnées sous des conditions de tempête et non pas pour la vitesse de vent correspondante à la puissance nominale. Une éolienne sollicitée par des vents de 10-12m/s de vitesse a une structure calculée pour des vents de 50-60m/s. Ce n'est pas le cas des hydroliennes car il n'y a pas d'équivalent de rafale de vent dans l'eau.



FIG. 1.5: Comparaison entre les géométries d'une hydrolienne et d'une éolienne fournissant la même puissance [Source : Jourden [18]].

L'avantage majeur des hydroliennes est la prédictibilité de la ressource. En effet, les marées, et à un degré moindre les courants marins, ont des vitesses qui peuvent être prédites avec une bonne précision. Le régime des vents en revanche garde un caractère aléatoire qui affecte également l'énergie houlomotrice qui en dépend. Enfin, les hydroliennes présentent une meilleure disponibilité de la ressource. Ce paramètre, appelé facteur

d'utilisation ou facteur de charge², est de l'ordre de 40%-50% pour les hydroliennes exploitant les courants de marée et de l'ordre de 80% pour les courants marins réguliers. Les éoliennes présentent un facteur de charge beaucoup plus faible, de l'ordre de 25%-35% [18].

1.1.2.2 Hydrolienne à axe vertical vs hydrolienne à axe horizontal

Les hydroliennes à axe vertical, et en particulier la turbine Darrieus à pales droites, présentent des atouts importants en comparaison aux hydroliennes à axe horizontal. Citons :

- *L'indépendance par rapport à la direction de l'écoulement.* Ce n'est pas le cas des hydroliennes à axe horizontal. En effet, afin de récupérer le maximum d'énergie disponible à l'amont, l'axe de cette dernière doit être placé dans la direction de l'écoulement incident. Cette contrainte implique l'ajout à la structure de maintien d'un système permettant sa rotation.
- *La simplicité du design.* Pour une technologie émergente la simplicité du produit conçu est directement reliée au coût, déterminant pour son succès. Par rapport aux turbines à axe horizontal, dont les pales ont besoin d'un procédé de fabrication précis, l'utilisation des pales droites dans les hydroliennes Darrieus simplifie la conception et réduit le coût de la machine.
- *Le couplage du générateur au rotor.* Pour les applications hydrocinétiques, le couplage du générateur au rotor constitue un défi. Les hydroliennes à axe horizontal ont souvent le générateur sous l'eau. Pour celles à axe vertical il est possible de placer le générateur en bout d'arbre au-dessus de l'eau, ce qui diminue le coût de maintenance sous-marine et le besoin d'utiliser des composants d'étanchéité électrique.
- *Réduction de l'émission du bruit.* Les hydroliennes à axe vertical émettent moins de bruit car les pertes de bout d'aile sont diminuées [37].

En revanche, la disposition verticale de l'axe présente quelques inconvénients : un faible couple de démarrage, nécessitant souvent l'utilisation d'un dispositif pour démarrer le rotor ; la fluctuation du couple, dû aux charges cycliques sur les pales qui accentuent la fatigue du matériau ; de forts décollements dynamiques ; un rendement moindre, de l'ordre de 25%-30% contre 40%-45% pour les hydroliennes à axe horizontal [2, 44]. Les hydroliennes à axe horizontal éliminent beaucoup de ces derniers inconvénients. Notons ci-après quelques avantages de la disposition horizontale de l'axe :

- *Une grande base d'information.* La littérature sur la conception et les performances est abondante. Les avancées dans le domaine des éoliennes et des hélices marines y ont beaucoup contribué.
- *La performance.* Les rotors à axe horizontal sont autodémarrantes. Leur meilleure performance est trouvée pour des vitesses de rotation plus élevées, ce qui simplifie l'adaptation du générateur avec un jeu d'engrenages réduit.

²Le facteur de charge est la charge moyenne annuelle effective rapporté à la charge nominale de l'installation. Cette grandeur est très importante dans le calcul de rentabilité d'une installation énergétique ; en effet, elle indique le pourcentage pour lequel l'installation tourne à sa puissance nominale pendant une année.

- *Meilleur contrôle.* Les systèmes de régulation de l'angle de tangage (pitch) ont été analysés en détail pour éviter le décrochage.

1.1.3 Limite des hydroliennes libres et système de carénages

La puissance contenue dans un courant d'eau est directement dépendante de la masse volumique du fluide, du maître couple (section transversale) et de la vitesse de l'écoulement en puissance cube (équation (1.1)). Néanmoins, la puissance récupérée par le rotor se voit diminuée entre autres par : le rendement de la machine, le rendement mécanique et, le rendement électrique (équation (1.2)). Le rendement de la machine correspond au rapport entre la puissance extraite par la machine et celle contenue dans l'écoulement. Le rendement mécanique est lié aux pertes dans les transmission, engrenages, etc. Finalement le rendement électrique est lié aux pertes pendant la transformation de l'énergie mécanique en énergie électrique et aux pertes dues au transport de l'électricité dans les câbles (Figure 1.6).

$$P = \frac{1}{2} \rho S V_{\infty}^3 \quad (1.1)$$

$$P_{rotor} = P \eta_{hydrolienne} \eta_{mécanique} \eta_{électrique} \quad (1.2)$$

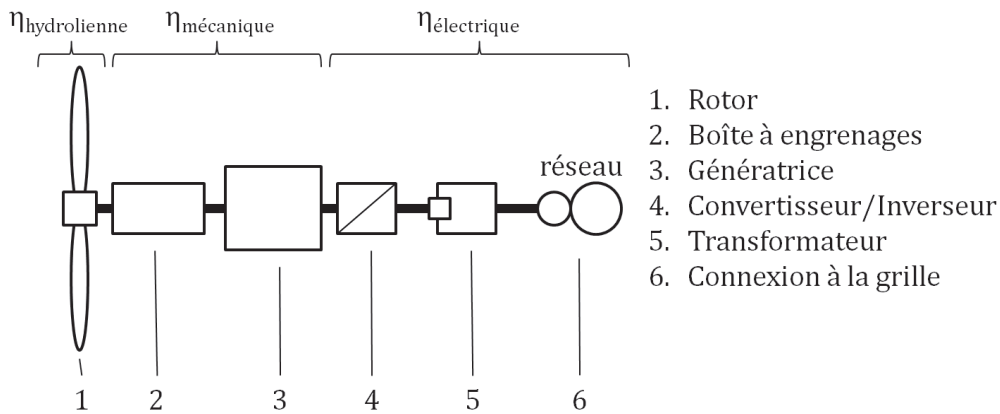


FIG. 1.6: Schéma d'un générateur avec les pertes associées.

Le rendement de l'hydrolienne $\eta_{hydrolienne}$ est souvent exprimé par le coefficient de puissance C_P . Il existe une limite, issue du théorème monodimensionnel de Betz [4](cf. Annexe G), initialement appliquée aux machines à axe horizontal, qui indique que la valeur de C_P ne peut dépasser $16/27$. C'est-à-dire, que le rotor ne peut extraire plus de 59.3% de l'énergie contenue dans l'écoulement. Newman [31] a adapté la théorie de Betz pour le cas des machines à axe vertical fixant la limite à $16/25$ (64%). Gorban' et al. [11] ont aussi redéfini la théorie de Betz tenant compte de la déflexion des lignes de courant traversant le rotor (Figure 1.7). Cette dernière approche indique une limite de 30.1% pour les hydroliennes à axe horizontal.

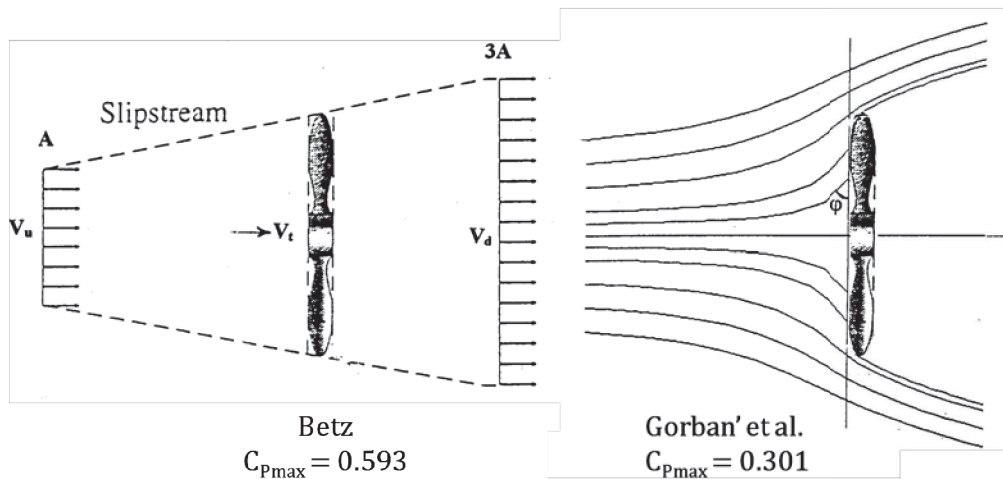


FIG. 1.7: Comparaison entre les limites de Betz et de Gorban' et al. [Source : Gorban et al. [11]].

Indépendamment de la limite adoptée, ce qui est certain c'est qu'il est impossible d'extraire toute l'énergie hydrocinétique de l'écoulement. En revanche, il est envisageable d'améliorer la performance de la machine et de dépasser les limites classiques. Dans cette optique, l'introduction de carénages³ augmente de façon significative le rendement de l'hydrolienne. Ces dispositifs conditionnent l'écoulement traversant le rotor, permettant ainsi d'extraire plus d'énergie en fonction de la perte de charge induite. Si l'hydrolienne est dotée d'un carénage, la vitesse autour du rotor sera plus grande que celle autour du rotor libre. Précisons toutefois que la vitesse moyenne autour du rotor reste toujours inférieure à la vitesse de l'écoulement amont. Le principe de fonctionnement du dispositif de carénage sera traité plus en détail dans la section 1.3. Nous nous limitons dans cette section à des considérations qualitatives sur le recours à des dispositifs carénés.

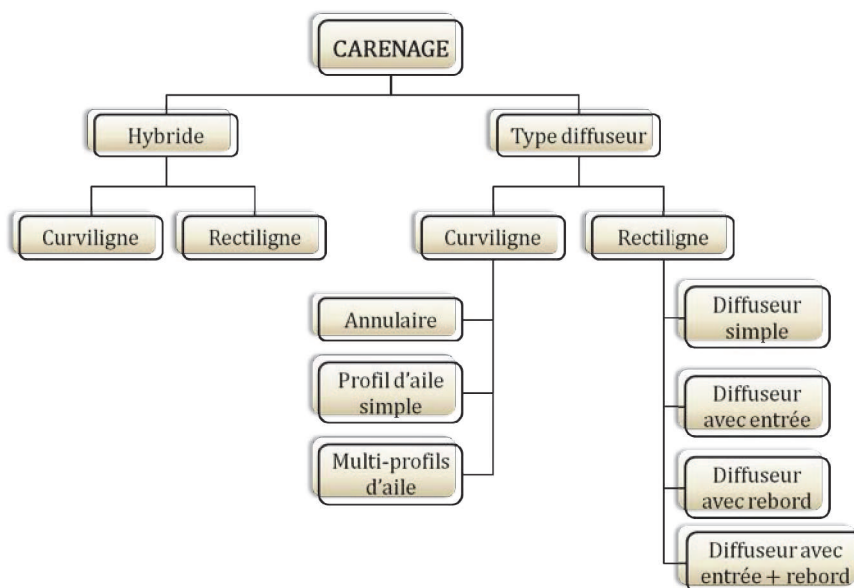


FIG. 1.8: Classement des carénages [Source données : Khan et al. [19]].

³Les carénages ont été largement étudiés dans le domaine des éoliennes. Appellations franco-anglaises souvent utilisées pour désigner un carénage : duct, shroud, wind-lens, nozzle, concentrateur, diffuseur, augmentation channel

L'organigramme de la Figure 1.8 propose une classification des différents types de carénage. La Figure 1.9 montre quelques schémas des solutions proposées, triées par rapport au type d'application. Nous ne commenterons pas ici de façon détaillée ces différentes solutions techniques ; nous choisissons plutôt de passer en revue cette « zoologie » de dispositifs carénés afin d'aboutir au choix pertinent pour la configuration spécifique à laquelle nous nous intéressons (hydrolienne à axe vertical).

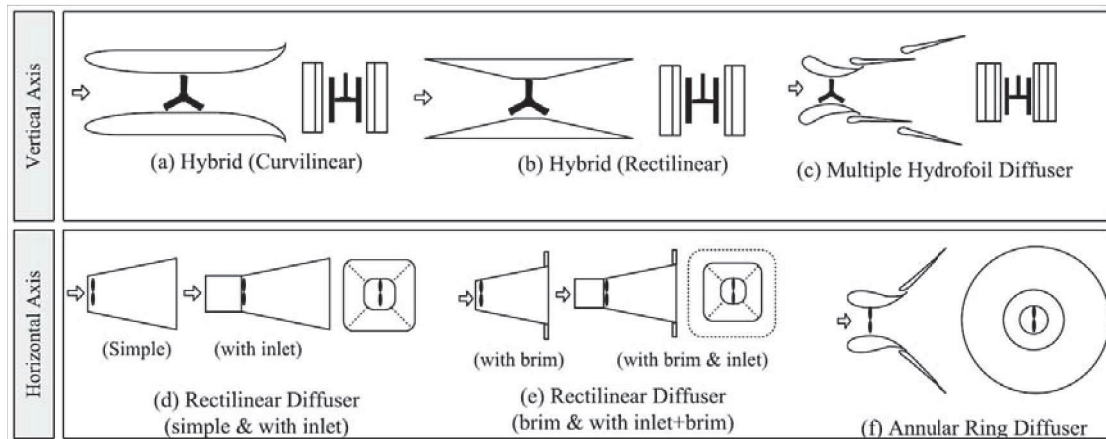
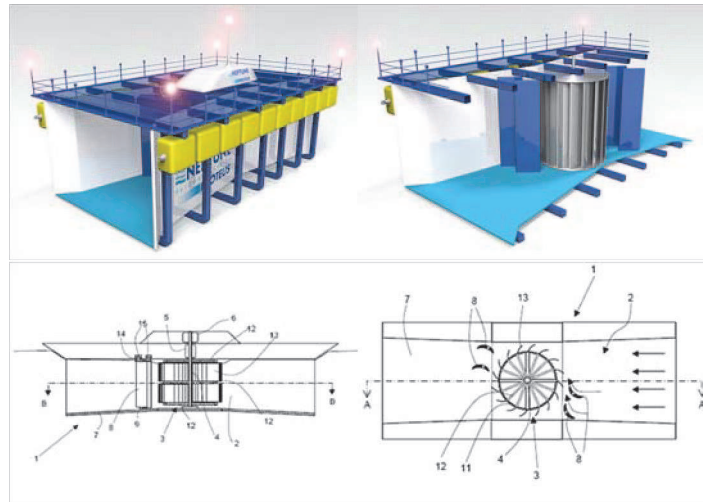


FIG. 1.9: *Vue schématique de différents types de carénage. Pour chaque configuration une vue de dessus et une vue de face sont présentées. La Flèche indique le flux entrant. En haut : solutions pour une machine à axe vertical. En bas : solutions pour une machine à axe horizontal [Figure de base : Khan et al. [19]].*

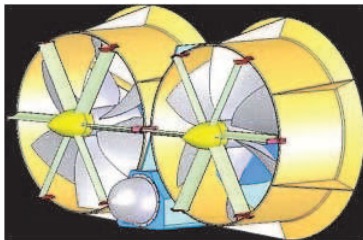
Les carénages de type diffuseur sont privilégiés pour les machines à axe horizontal, tandis que les carénages dits hybrides sont préférentiellement retenus pour les machines à axe vertical. Les Figures 1.10b, 1.10c et 1.10d montrent quelques applications réelles des hydroliennes à axe horizontal équipées d'un carénage de type diffuseur. Ce dernier peut être assimilé à une sorte de « conduite » qui entoure complètement le rotor. Un tel carénage présente souvent une forme conique, qui implique un fonctionnement monodirectionnel. Les carénages hybrides sont composés de deux géométries indépendantes disposées de part et d'autre de l'hydrolienne à axe vertical (Figures 1.10a, 1.10e et 1.10f). Il est ensuite possible de placer des parois, une en haut et une en bas, et de fermer ainsi la structure ; cependant ce choix n'est pas obligatoire.

Chaque modèle de carénage a ses avantages et ses limites. Par exemple, les concepts hybrides sont plus efficaces quand la longueur du carénage est beaucoup plus grande que le diamètre du rotor. Entre les designs rectiligne et curviligne, ce dernier présente moins de risques de décollement en limitant les angles saillants ou ruptures de pente dans la géométrie. Le carénage peut aussi être composé d'une paire ou de plusieurs paires de profils d'aile. Avec une seule paire, le carénage a l'avantage d'être compact ; disposer de plusieurs paires permet de réalimenter la couche limite et de la contrôler. Dans le cas des carénages de type diffuseur, l'ajout d'une entrée sert à conditionner l'écoulement. La présence du rebord crée une forte dépression à l'extérieur de la machine en augmentant la traînée du carénage ; l'écoulement a alors plus de mal à contourner le système qu'à le traverser. Les formes annulaires ont une très bonne performance sous réserve que la conception géométrique soit optimale hydrodynamiquement.

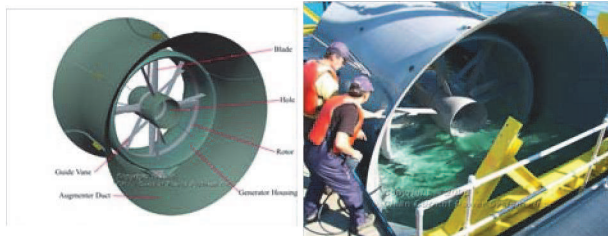
La Figure 1.11 présente les pourcentages sur la considération de mise en œuvre d'un carénage. Presque la moitié des concepts étudiés pour les hydroliennes à axe vertical envisagent l'utilisation d'un tel dispositif. Il y a deux explications principales à ces différences



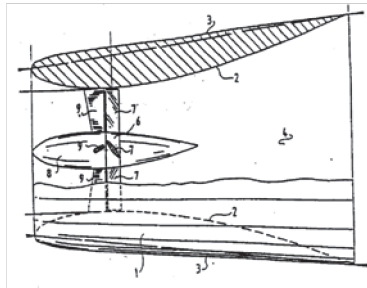
(a) *Concept Neptune Proteus NP1000*



(b) *Concept Underwater Electric Kite. UEK Corporation*



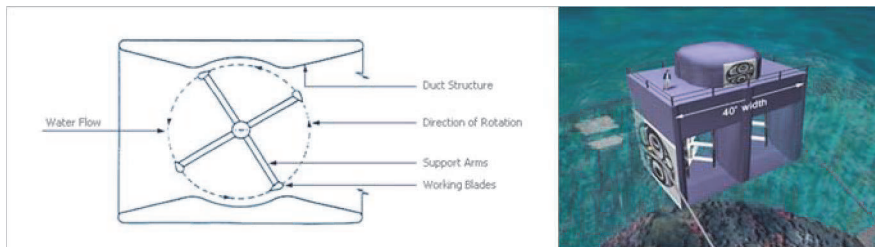
(c) *Concept Clean Current Power Systems*



(d) *Concept Torcado. Source : Kirke [23]*



(e) *Concept TESI. Source : Kirke*



(f) *Concept Davies. Blue Energy Canada Inc.*

FIG. 1.10: *Hydroliennes carénées.*

de pourcentages. D'un côté, étant donné que le rendement des hydroliennes à axe vertical est plus faible que celui des hydroliennes à axe horizontal, il n'est pas étonnant de vouloir améliorer la performance du rotor à l'aide d'un carénage. D'un autre côté, la conception et la mise en place du carénage est plus simple dans le cas des hydroliennes à axe vertical. En effet, le carénage peut être conçu d'une façon indépendante par rapport à l'hydrolienne. Soulignons que, pour une hydrolienne à axe horizontal, il est préférable d'avoir une structure qui l'entoure complètement. Ceci implique quelques difficultés pour concevoir la liaison et garder la coaxialité entre l'hydrolienne et le carénage puis raccorder le rotor au réseau.

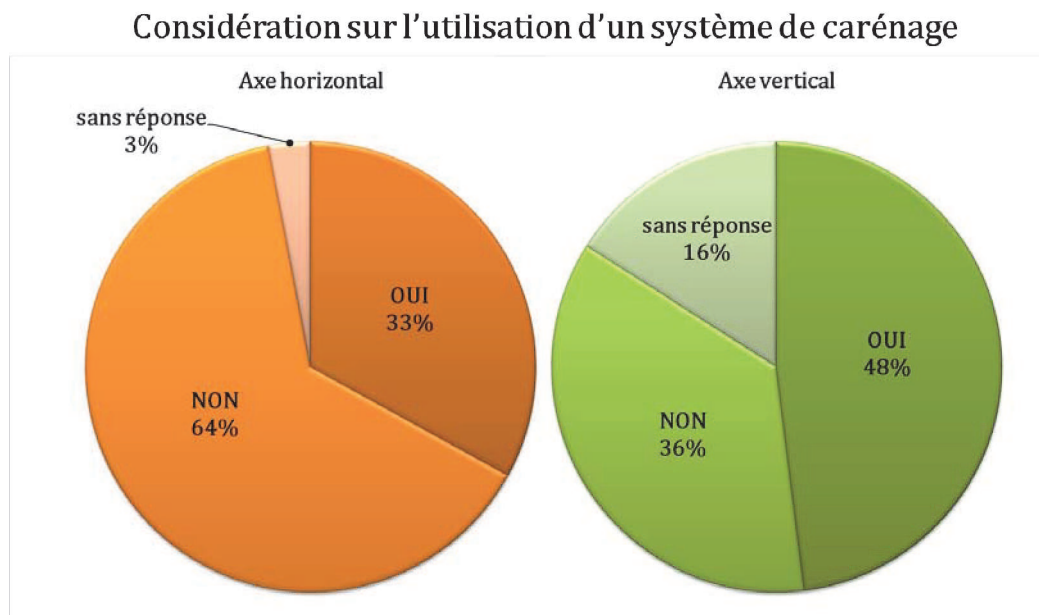


FIG. 1.11: Avis sur l'utilisation d'un dispositif de carénage [Source données : Khan et al. [19]].

Après cette analyse des différents types de carénage, on s'oriente, pour la machine qui nous intéresse, vers une configuration à profils d'aile simple qui sera présentée plus en détail au chapitre 3.

Le choix de tel ou tel carénage pour une machine donnée nécessite des études spécifiques du couple formé par le rotor et le carénage. Après la revue essentiellement qualitative de cette section, nous procédons dans celle qui suit à un état de l'art des études de conception des dispositifs carénés.

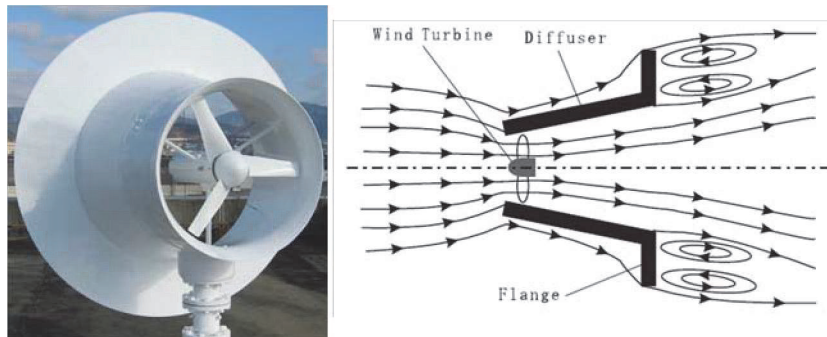
1.2 Etudes sur les hydroliennes carénées

L'histoire du développement des carénages s'étend sur plus de 50 années [5]. Les travaux sont dédiés dans leur majorité aux expériences sur les éoliennes à axe horizontal. Les premières évaluations des performances des éoliennes à axe horizontal carénées⁴ ont été obtenues par Lilley et Rainbird en 1956 [27]. Ils ont conclu qu'il n'y a pas d'amélioration de la performance de l'éolienne carénée vis-à-vis de sa configuration libre si cette performance est rapportée à la section de sortie du carénage (et non à la section du rotor). Dans les années 70 les diverses expériences réalisées en soufflerie ont conduit à des

⁴« ducted windmills »

conclusions différentes. Foreman et al. [7, 10] montrent que l'éolienne carénée fournit 4.25 fois plus de puissance que le même rotor opérant en mode conventionnel. Igra [15, 16] annonce que la puissance obtenue à partir de l'éolienne carénée peut être 3.5 plus grande que la libre. Il mentionne que l'éolienne carénée est plus efficace que n'importe quelle autre éolienne libre ayant le même diamètre. En plus des expériences, des modèles théoriques ont aussi été développés. Cependant, ces modèles basiques manquent de cohérence et ne fournissent pas une description complète des phénomènes principaux au sein du rotor [5]. Les carénages ont fait l'objet de discussions lors de la « Wind Energy Innovative Systems Conference » en 1979 aux Etats-Unis. La conclusion principale était que les carénages permettent d'obtenir une augmentation de puissance, mais au détriment de coûts économiques les rendant inapplicables en termes de rentabilité (équation (1.3)). 20 ans plus tard les carénages regagnent de l'intérêt. En 1999 Hansen et al. [14] analysent numériquement l'influence d'un diffuseur placé autour d'une éolienne. Ils montrent que la limite de Betz peut être multipliée par un facteur correspondant à l'augmentation du débit traversant le rotor. Abe et al. [1] et leurs successeurs Ohya et al. [32] ont étudié les éoliennes avec un diffuseur à rebord⁵ (Figure 1.12a) obtenant un incrément de l'ordre de 5. L'éolienne carénée avec un diffuseur tronconique (cf. Figure 1.12b) de Matsushima et al. [29] augmente la puissance d'un facteur de 2.4.

$$\eta_s = \frac{\text{énergie produite pendant la durée de vie de la machine}}{\text{coût de réalisation} + \text{coût de maintenance pendant la durée de vie}} \quad (1.3)$$



(a) Diffuseur à rebord



(b) Diffuseur à tronc de cône

FIG. 1.12: Eoliennes carénées.

⁵« flanged diffuser »

Dans la ligne des hydroliennes à axe horizontal carénées, Lawn [26] explore numériquement l'effet resistif du rotor dans le carénage afin de trouver le couple « carénage-rotor » optimal et montre que, pour un carénage donné, il existe une résistance de rotor optimale permettant d'obtenir la puissance maximale. Khunthongjan et al. [20, 21] ont analysé par CFD un diffuseur à rebord qui augmente la vitesse de l'écoulement incident d'un facteur 2 et obtiennent une augmentation de 3.5 pour la puissance récupérée.

Toutes les études précédentes ont été réalisées pour des machines à axe horizontal. En ce qui concerne les hydroliennes à axe vertical de type Darrieus, précisons tout d'abord que la littérature est assez riche [3, 6, 8, 9, 12, 17, 22, 24, 25, 28, 38–41, 43]. Le Tableau 1.1 résume les coefficients de puissance maximum de quelques études numériques et expérimentales des hydroliennes à pales droites. Il faut mentionner que d'une façon générale les valeurs rapportées dans la littérature sont imprécises à cause des incertitudes concernant la géométrie de la turbine et/ou les caractéristiques exactes du champ hydrodynamique incident (champ de vitesse, confinement de l'écoulement, etc.), ce qui rend difficile la comparaison entre différents cas.

Contrairement à l'hydrolienne libre, peu d'informations sont disponibles en revanche sur les hydroliennes de type Darrieus carénées. Trois études principales sont dédiées aux hydroliennes de type Darrieus carénées. Kirke [23] montre expérimentalement une augmentation d'un facteur 3 pour l'hydrolienne TESI. Ponta et al. [34, 35] ont imaginé un carénage formé par deux pontons placés côte à côte (Figure 1.13). La face intérieure des pontons est conçue de façon à former un canal libre à section variable permettant d'augmenter la vitesse de l'écoulement au voisinage du rotor (point prouvé expérimentalement). L'étude de Nabavi [30] réalisée à l'Université de British Columbia porte sur l'analyse numérique 2D de l'effet de la géométrie du carénage sur la performance de la machine. Dans un premier temps, l'hydrolienne libre ($C_P = 0.32$) est comparée à celle carénée ($C_P = 0.56$). Ce carénage est formé par deux profils symétriques paraboliques (Figure 1.14a). Ensuite, plusieurs autres géométries de carénage (Figure 1.14b) ont été testées (calculs stationnaires sans rotor) avec pour objectif de conditionner la direction et l'intensité de la vitesse incidente afin d'obtenir un meilleur rendement comparé à la géométrie de référence ; cette démarche n'a pas été couronnée de succès.

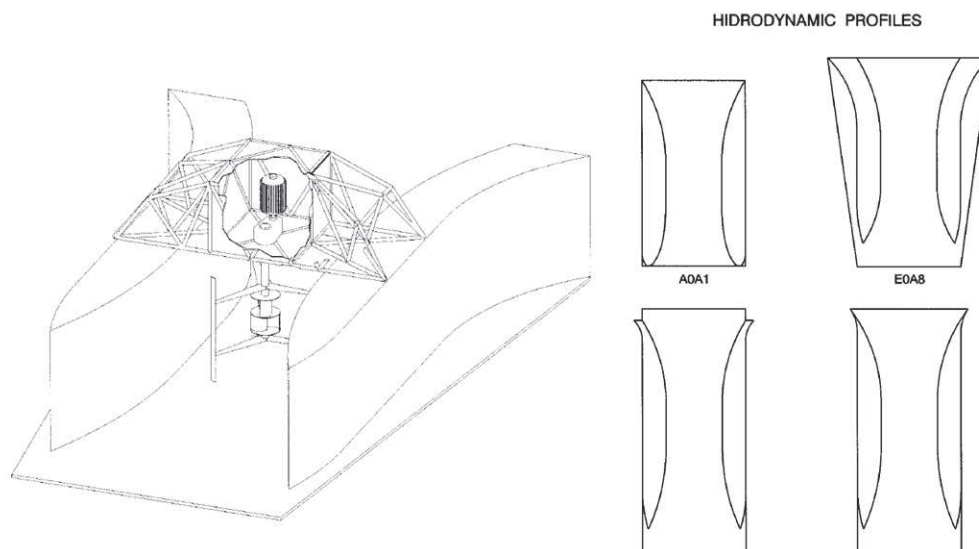
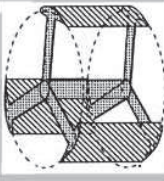
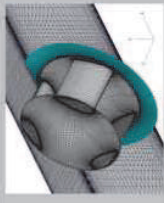



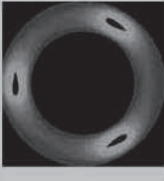
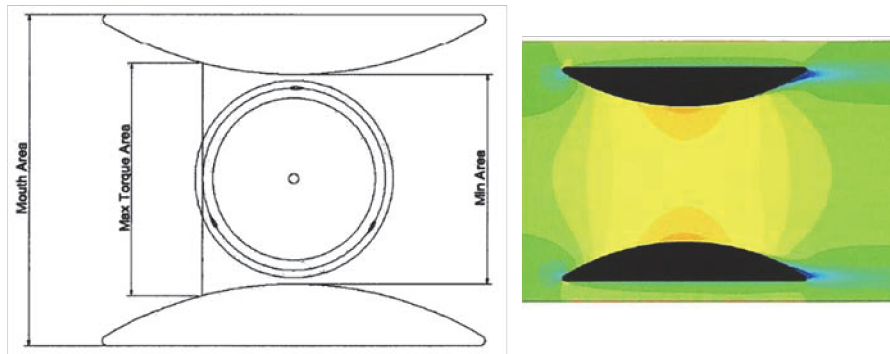
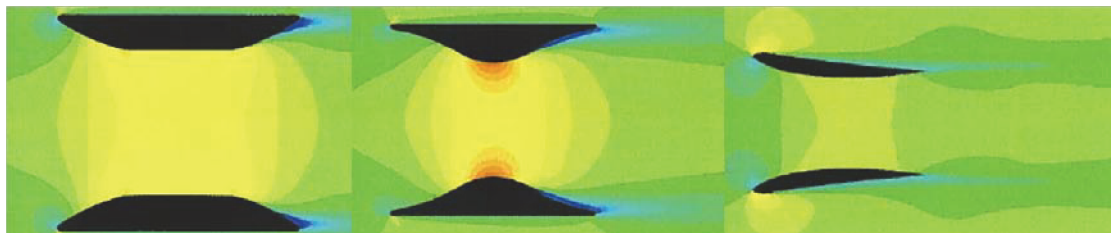


FIG. 1.13: Géométries de carénage analysées par Ponta et al. [34, 35].

Paramètre	Shiono et al. (2000)	Ishimatsu et al. (2002)	Coiro et al. (2005)	Schönborn et al. (2006)	Wessner et al. (2009)	Lain et al. (2010)
Hydrolienne						
Nb pales	3	3	3	4	4	3
Profil pales	NACA633-018	NACA0030	HLIFT-18	NACA0018	?	NACA0025
Corde pales [m]	0.0563	0.4	0.4	0.0487	?	0.13275
Diamètre [m]	0.3	1	6	1	1.52	0.9
Hauteur [m]	0.2	1	5	0.5	0.76	0.7
C_p expérimental	0.235	---	0.25	---	0.26	---
C_p numérique	---	2D : 0.64 3D : 0.59	---	2D : 0.38	---	2D : 0.33

TAB. 1.1: Coefficients de puissance de diverses hydroliennes de type Darrieus à pales droites [6, 17, 22, 25, 38, 43].

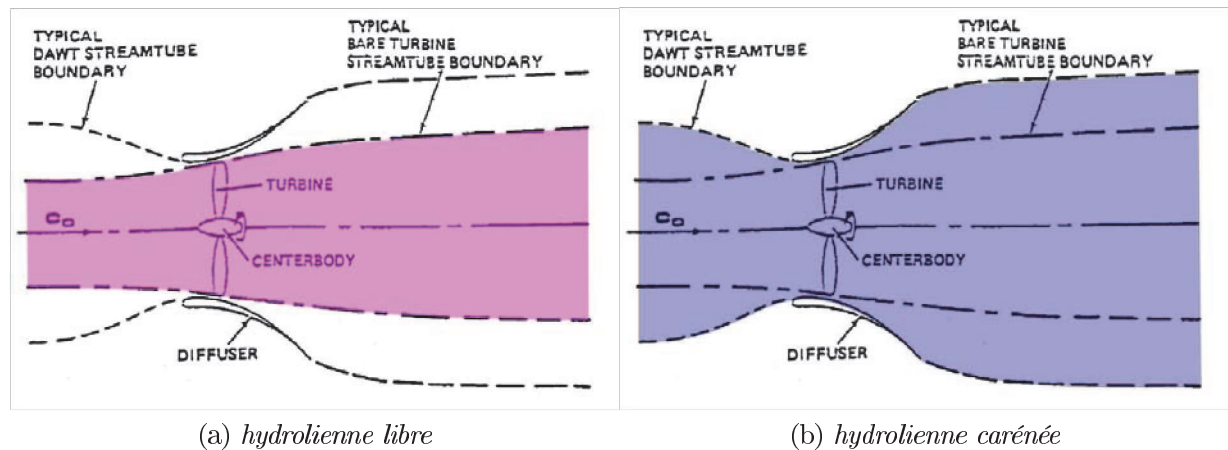
(a) *Géométrie du carénage de référence*(b) *Autres géométries*FIG. 1.14: *Géométries de carénage analysées par Nabavi [30].*

Les études qui viennent d'être passées en revue sont souvent focalisées sur les gains de performance (augmentation du coefficient de puissance C_P) qui peuvent être obtenus grâce à un carénage. L'explication physique de ce gain passe alors parfois au second plan. Nous consacrons donc la dernière section de cet état de l'art aux travaux orientés vers la modélisation globale des dispositifs carénés et l'exploitation de cette modélisation physique pour l'estimation de performances.

1.3 Le carénage : principe de fonctionnement

Les carénages, appelés aussi conditionneurs, sont des dispositifs qui essaient de concentrer au maximum le débit qui passe dans le rotor pour améliorer le rendement propre de la machine. Les hydroliennes placées dans un écoulement libre réduisent la vitesse du courant avec une réduction de pression petite au niveau du rotor quand il est traversé par le fluide [23]. En conséquence, les lignes de courant doivent s'étendre afin de maintenir la continuité. Par contre, elles ne peuvent pas s'étendre indéfiniment, d'où la limite théorique de $16/27$ ou 59% (limite de Betz) pour le pourcentage maximal d'énergie cinétique extractible du fluide (Figure 1.15a).

Si l'hydrolienne est placée dans un système de carénage, les frontières de l'écoulement restent définies et l'élargissement des lignes de courant est limité par la géométrie du conditionneur (Figure 1.15b). L'énergie est donc extraite grâce à une chute de pression. La chute de pression disponible dépend de la géométrie du conditionneur et du débit qui passe au travers et autour de celui-ci. Ce conditionnement de l'écoulement permet d'avoir un débit plus élevé au travers du rotor et, par conséquent, des vitesses plus élevées autour des pales de la machine en comparaison à la turbine libre (notons cependant que cette vitesse restera en moyenne inférieure à la vitesse de l'écoulement amont). De fait, l'énergie cinétique extraite, proportionnelle au cube de la vitesse, augmente considérablement. Ainsi, les hydroliennes carénées deviennent indépendantes de la limite théorique de



(a) *hydrolienne libre* (b) *hydrolienne carénée*
 FIG. 1.15: Schéma idéalisé des tubes de courant [Source : Riegler [36]].

Betz. Pour une hydrolienne carénée, la limite énergétique dépend :

- de la différence de pression entre l'entrée et la sortie du conditionneur
- du débit volumique au travers du conditionneur

Dans son livre « Aerodynamics of Wind Turbines » [13], Hansen explique, qu'en plaçant une éolienne dans un diffuseur ayant une section transversale de profil d'aile, une force de portance se crée (Figure 1.16). Cette force est due à la génération d'un anneau vorticeux provoquant l'incrément de débit au sein du rotor. La performance du carénage dépend alors de la quantité de portance créée par le diffuseur.

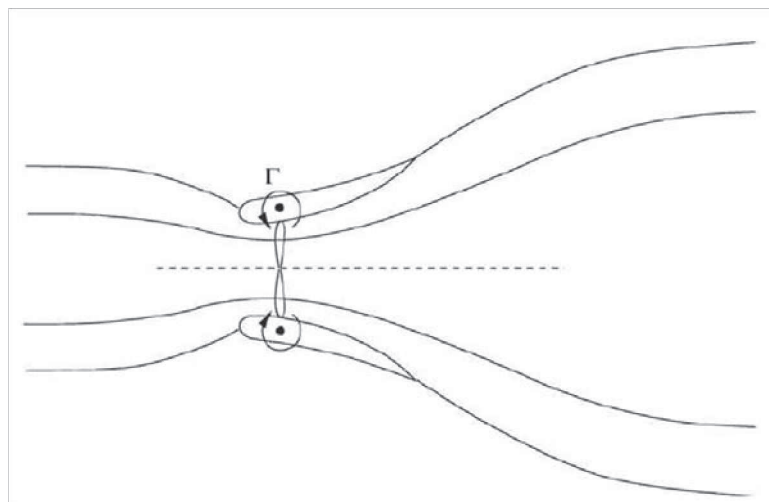


FIG. 1.16: Fluide idéal dans le diffuseur avec l'effet de portance [Source : Hansen [13]].

Werle [42], de son côté, affirme que c'est le coefficient de traînée C_S du carénage, relié à la perte de charge de l'écoulement au sein du système, qui détermine la performance du rotor. Cette approche mono-dimensionnelle est réalisée à partir des hypothèses d'un écoulement non visqueux et incompressible. A cet effet, la traînée (et par conséquent C_S) n'est pas d'origine visqueuse mais due à la différence de pression entre l'amont et l'aval du carénage. Il s'agit d'une traînée de pression. Le modèle analytique se base sur

l'application de l'équation de la quantité de mouvement au volume de contrôle illustré par la Figure 1.17. Le volume de contrôle comporte :

- Une discontinuité représentant la turbine, modélisée par un disque-actionneur sans fuites autour des extrémités.
- Le carénage, exerçant sur le fluide la force F_S .
- Des conditions de pression statique constante en entrée loin à l'amont et en sortie loin à l'aval.

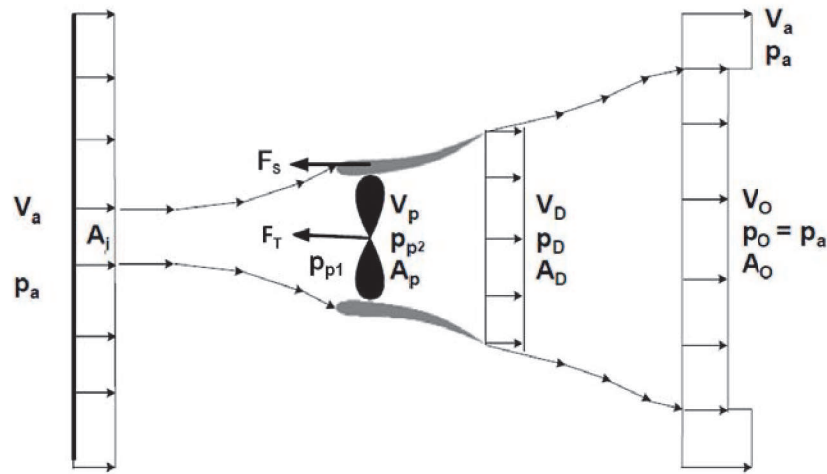


FIG. 1.17: Volume de contrôle du système caréné avec nomenclature des paramètres [Source : Werle [42]].

Le Tableau 1.2 récapitule les principales équations pour les deux configurations libre et carénée. Remarquons que :

- Le coefficient de traînée C_S n'intervient que dans le cas carénée.
- L'optimum de puissance implique $V_0/V_a = 1/3$.
- La différence de pression ($p_{p1} - p_{p2}$) est constante de la configuration libre à la carénée d'après ce modèle.
- Le carénage augmente la vitesse au centre de l'hydrolienne d'un facteur $(1 + C_S)$; cette augmentation est liée à la traînée du carénage.

Ces équations seront discutées lors du chapitre 5. La Figure 1.18 montre la distribution du coefficient de puissance analytique en fonction du coefficient de traînée du carénage.

EQUATION	LIBRE	CARENÉE
QDM	$A_p (p_{p2} - p_{p1}) = \rho A_p V_p (V_0 - V_a)$	$A_p (p_{p2} - p_{p1}) + F_S = \rho A_p V_p (V_0 - V_a)$
Force axiale carénage	$F_S = 0$	$F_S = \frac{1}{2} C_S [\rho A_p (V_0^2 - V_a^2)]$
Bernoulli		$(p_{p2} - p_{p1}) = \frac{1}{2} \rho (V_0^2 - V_a^2)$
Puissance récupérée	$P = A_p V_p (p_{p2} - p_{p1}) = \frac{1}{2} \rho A_p V_p (V_0^2 - V_a^2)$	
Vitesse au col	$V_p = \frac{1}{2} (V_0 + V_a)$	$V_p = \frac{1}{2} (1 + C_S) (V_0 + V_a)$
Coeff. traînée rotor		$C_T \equiv \frac{F_T}{\frac{1}{2} \rho A_p V_a^2} = \frac{(p_{p1} - p_{p2}) A_p}{\frac{1}{2} \rho A_p V_a^2}$
Coeff. puissance	$C_P = \frac{(p_{p1} - p_{p2}) V_P}{\frac{1}{2} \rho V_a^3} = \frac{1}{2} C_T (1 + \sqrt{1 - C_T})$	$C_P = \frac{(p_{p1} - p_{p2}) V_P}{\frac{1}{2} \rho V_a^3} = \frac{1}{2} C_T (1 + C_S) (1 + \sqrt{1 - C_T})$
Coeff. puissance max.	$C_{Pmax} \left(V_0/V_a = \frac{1}{3} \right) = \frac{16}{27}$	$C_{Pmax} \left(V_0/V_a = \frac{1}{3} \right) = \frac{16}{27} (1 + C_S)$

TAB. 1.2: Equations théoriques pour une hydrolienne à flux axial libre ou carénée.

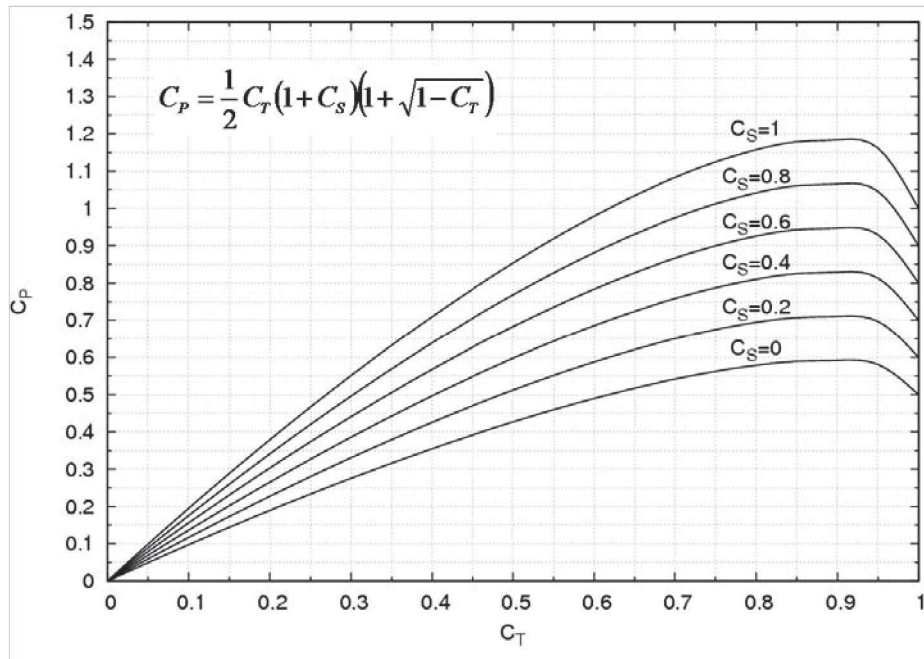


FIG. 1.18: Evolution du coefficient de puissance en fonction de la traînée du rotor pour différents C_s du carénage.

Points clés

- Les hydroliennes sont conçues pour opérer dans des courants de marée, courants fluviaux et courants artificiels des canaux. Il existe deux grandes familles d'hydroliennes : celles à axe horizontal et celles à axe vertical à laquelle appartiennent les turbines de type Darrieus.
- Les principaux avantages d'une hydrolienne par rapport à une éolienne sont la prédictibilité de la ressource, le facteur de charge beaucoup plus important et la possibilité de générer la même puissance avec une machine de taille plus petite.
- Les principaux avantages d'une hydrolienne à axe vertical par rapport à une hydrolienne à axe horizontal sont l'indépendance par rapport à la direction de l'écoulement et la simplicité du design.
- La limite de Betz annonce qu'une hydrolienne (éolienne) ne peut extraire plus de $16/27$ de l'énergie contenue dans le courant dans lequel la machine est plongée. Des systèmes de carénage, à géométries très variées, permettent de dépasser cette limite en augmentant le rendement de la machine. Diverses études annoncent un incrément de puissance pour le système caréné d'un facteur de l'ordre de 2 à 5 par rapport au système libre.
- L'amélioration du rendement est due aux forces de portance et de traînée induites par la géométrie du carénage. Ces forces conditionnent la différence de pression entre l'amont et l'aval du système.
- Après l'analyse des différents types de carénage, on s'oriente pour la machine qui nous intéresse (hydrolienne à axe vertical de type Darrieus) vers un carénage à profils d'aile simple.

Les diverses solutions technologiques existantes dans le domaine des hydroliennes ont été passées en revue dans ce premier chapitre, en mettant plus particulièrement l'accent sur les carénages souvent associés aux hydroliennes afin d'augmenter leur rendement. Le principe de fonctionnement d'un carénage a été brièvement exposé à partir de propositions tirées de la littérature et un modèle simplifié, mono-dimensionnel, a été introduit, qui pourrait permettre d'estimer la performance maximale d'un rotor caréné à partir d'une estimation du coefficient de traînée associé au carénage.

Cet état de l'art a également mis en évidence le très faible nombre de travaux spécifiquement consacrés aux hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage. L'objectif assigné à la thèse de contribuer à l'analyse des performances d'une machine à axe vertical carénée est donc pleinement justifié.

Le chapitre suivant va nous permettre de décrire avec précision les caractéristiques et principes de fonctionnement d'une hydrolienne libre de type Darrieus. Une simulation numérique bidimensionnelle sera également présentée et nous permettra ainsi de disposer d'un point de référence par rapport auquel nous pourrons ensuite situer les améliorations de performance apportées par les carénages pour ce type d'hydrolienne.

Bibliographie Chapitre 1

- [1] K. ABE, M. NISHIDA, A. SAKURAI, Y. OHYA, H. KIHARA, E. WADA et K. SATO : Experimental and numerical investigations of flow fields behind a small wind turbine with a flanged diffuser. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 93(12):951–970, décembre 2005.
- [2] E. AMET : *Simulation numérique d'une hydrolienne à axe vertical de type Darrieus*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Mai 2009.
- [3] S. BERNAD, A. GEORGESCU, S.C. GEORGESCU, R. SUSAN-RESIGA et I. ANTON : Flow Investigations in Achard Turbine. *Proceedings of the Romanian Academy*, 9(2): 000–000, 2008.
- [4] A. BETZ : Das maximum der theoretisch möglichen ausnützung der windes durch windmotoren. *Zeitschrift für dans gesamte Turbinenwesen*, Heft 26, 1920.
- [5] G.J.W. Van BUSSEL : The science of making more torque from wind : Diffuser experiments and theory revisited. *Journal of Physics Conference Series*, 75:012010, 2007.
- [6] D.P. COIRO, A. De MARCO, F. NICOLOSI, S. MELONE et F. MONTELLA : Dynamic Behaviour of the Patented Kobold Tidal Current Turbine : Numerical and Experimental Aspects. 45(3), 2005.
- [7] K.M. FOREMAN, B. GILBERT et R.A. OMAN : Diffuser Augmentation of Wind Turbines. *Solar Energy*, 20(4):305–311, 1978.
- [8] A.M. GEORGESCU, S.C. GEORGESCU, C.I. COSOIU, N. ALBOIU et A.M. PETRE : Experimental Versus Numerical Results on the Velocity Field in the Wake of a Hydropower Farm Equipped with Three Achard Turbines. *UPB Sci Bull Series D*, 72(1), 2010.
- [9] S.C. GEORGESCU, A.M. GEORGESCU, S.I. BERNAD et R. SUSAN-RESIGA : 2D Numerical Modelling of the Unsteady Flow in the Achard Turbines Mounted in Hydropower Farms. *In IWM 2008 confernce*, pages 55–66, 2008.
- [10] B.L. GILBERT et K.M. FOREMAN : Experiments With a Diffuser-Augmented Model Wind Turbine. *Journal of Energy Resources Technology*, 105(1):46–53, 1983.
- [11] A.N. GORBAN', A.M. GORLOV et V.M. SILANTYEV : Limits of the Turbine Efficiency for Free Fluid Flow. *Journal of Energy Resources Technology*, 123(4):311, 2001.
- [12] A.M. GORLOV : Tidal energy. *Academic Press*, pages 2955 – 2960, 2001.
- [13] M.O.L. HANSEN : *Aerodynamics of Wind Turbines*. Earthscan, London, second édition, 2008.

- [14] M.O.L. HANSEN, N.N. SÖRENSEN et R.G.J. FLAY : Effect of Placing a Diffuser around a Wind Turbine. *Wind Energy*, 3(4):207–213, 2000.
- [15] O. IGRA : Shrouds for aerogenerator. *AIAA, 14th Aerospace Sciences Meeting*, 1976.
- [16] O. IGRA : The shrouded aerogenerator. *Energy*, 2(4):429 – 439, 1977.
- [17] K. ISHIMATSU, K. KAGE et T. OKUBAYASHI : Numerical Trial for Darrieus-type Alternating Flow Turbine. *Flux*, 3:568–574, 2002.
- [18] G. JOURDEN et P. MARCHAND : Des énergies marines en Bretagne : à nous de jouer ! *Draft paper, Rennes : Région Bretagne*, 2009.
- [19] M.J. KHAN, G. BHUYAN, M.T. IQBAL et J.E. QUAICOE : Hydrokinetic energy conversion systems and assessment of horizontal and vertical axis turbines for river and tidal applications : A technology status review. *Applied Energy*, 86(10):1823 – 1835, 2009.
- [20] P. KHUNTHONGJAN et A. JANYALERTADUN : An investigation of diffuser for water current turbine application using CFD. *International Journal of Engineering Science and Technology*, 3(4):3437–3445, 2011.
- [21] P. KHUNTHONGJAN et U. TEEBOONMA : Duct Design for Water Current Turbine Application. *In GMSARN International Conference on Energy Security and Climate Change : Probles & Issues in GMS*, pages 1–3, 2009.
- [22] S. KIHO, M. SHIONO et K. SUZUKI : The power generation from tidal currents by darrieus turbine. *Renewable Energy*, 9(1-4):1242 – 1245, 1996. World Renewable Energy Congress Renewable Energy, Energy Efficiency and the Environment.
- [23] B. KIRKE : Developments in ducted water current turbines. *Draft paper*, pages 1–13, 2006.
- [24] B.K. KIRKE et L. LAZAUSKAS : Limitations of fixed pitch Darrieus hydrokinetic turbines and the challenge of variable pitch. *Renewable Energy*, pages 5–9, septembre 2010.
- [25] S. LAIN et C. OSORIO : Simulation and evaluation of a straight-bladed Darrieus-type cross flow marine turbine. *Industrial Research*, 69(DECEMBER):906–912, 2010.
- [26] C.J. LAWN : Optimization of the power output from ducted turbines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 217(1):107–117, janvier 2003.
- [27] G.M. LILLEY et W.J. RAINBIRD : A preliminary report on the design and performance of a ducted windmill. Rapport technique 102, College of Aeronautics, Cranfield UK, April 1956.
- [28] Y. MATSUDA, M. IKEDA, K. OKUMA, A. FURUKAWA et S. WATANABE : Experimental study on water turbine characteristics of darrieus type runner with staggered blade arrangement. *In The 7th Asian International Conference on Fluid Machinery*, October 2003.
- [29] T. MATSUSHIMA, S. TAKAGI et S. MUROYAMA : Characteristics of a highly efficient propeller type small wind turbine with a diffuser. *Renewable Energy*, 31(9):1343–1354, juillet 2006.
- [30] Y. NABAVI : *Numerical Study of the Duct Shape Effect on the Performance of a Ducted Vertical Axis Tidal Turbine*. Master UBC, University of British Columbia, 2008.

- [31] B.G. NEWMAN : Actuator-disc theory for vertical-axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 15(1-3):347 – 355, 1983.
- [32] Y. OHYA, T. KARASUDANI, A. SAKURAI, K. ABE et M. INOUE : Development of a shrouded wind turbine with a flanged diffuser. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(5):524–539, mai 2008.
- [33] C. PLOESTEANU : *Etude hydrodynamique d'une type d'hydrolienne à axe vertical pour les courants marins*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Décembre 2004.
- [34] F. PONTA et G.S. DUTT : An improved vertical-axis water-current turbine incorporating a channelling device. *Renewable Energy*, 20(2):223–241, juin 2000.
- [35] F. PONTA et P. JACOVKIS : Marine-current power generation by diffuser-augmented floating hydro-turbines. *Renewable Energy*, 33(4):665–673, avril 2008.
- [36] G. RIEGLER : Principles of energy extraction from a free stream by means of wind turbines. *Wind Engineering*, 7:115–126, 1983.
- [37] Hannes RIEGLER : HAWT versus VAWT. *REFOCUS*, pages 44–46, 2003.
- [38] A. SCHONBORN et M. CHANTZIDAKIS : Development of a hydraulic control mechanism for cyclic pitch marine current turbines. *Renewable Energy*, 32(4):662–679, avril 2007.
- [39] Y. TAKAMATSU, A. FURUKAWA, K. OKUMA et Y. SHIMOGAMA : Study on hydrodynamic performance of Darrieus-type cross-flow water turbin. *Bulletin of the JSME*, 28(240):1119–1127.
- [40] Y. TAKAMATSU, A. FURUKAWA, K. OKUMA et K. TAKENOUCI : Experimental studies on a preferable blade profile for high efficiency and the blade characteristics of Darrieus-type cross-flow water turbines. *JSME international journal. Series 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties*, 34(2):149–156, 1991.
- [41] K. TAKENOUCI, K. OKUMA, A. FURUKAWA et T. SETOGUCHI : On applicability of reciprocating flow turbines developed for wave power to tidal power conversion. *Renewable Energy*, 31(2):209 – 223, 2006. Marine Energy.
- [42] M.J. WERLE et W.M. PRESZ JR. : Ducted Wind/Water Turbines and Propellers Revisited. *Journal of Propulsion and Power*, 24:1146–1150, 2008.
- [43] C. WESSNER et C. BEAR : Vertical Axis Hydrokinetic Turbines : Practical and Operating Experience at Pointe du Bois , Manitoba. *Test*, pages 1–16, 1909.
- [44] R.E. WILSON et P.B.S. LISSAMAN : Applied aerodynamics of wind power machines. Rapport technique, Oregon State University, May 1974.
- [45] J.M. ZANETTE : *Hydroliennes à flux transverse : contribution à l'analyse de l'interaction fluide-structure*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Octobre 2010.

Rappels sur l'hydrolienne libre à axe vertical de type Darrieus

Georges J. M. Darrieus déposa en 1926 en France, et en 1931 aux Etats-Unis, un brevet d'invention pour une turbine à axe de rotation vertical. L'invention est une machine « pour l'utilisation de l'énergie de fluides (vents, vagues, courants des rivières ou torrents) constituée par des aubes de profil fuselé tournant autour d'un axe commun normal à la direction du courant » [6]. Une des géométries revendiquées a des pales droites liées à l'axe de rotation par des flasques (Figure 2.1). Elle fera l'objet d'explication du principe de fonctionnement des hydroliennes (valable aussi pour les éoliennes) à axe vertical.

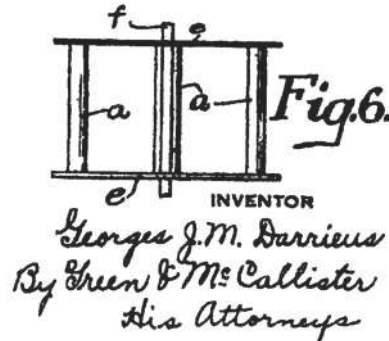


FIG. 2.1: Géométrie de l'hydrolienne breveté par Darrieus [Source : Brevet N° 1835018 de l'United States Patent Office [6]].

2.1 Principe de fonctionnement et paramètres associés

Considérons une machine de type Darrieus à pales droites. La machine est caractérisée par une hauteur H , un rayon R (ou diamètre $\varnothing = 2R$), un nombre de pales N ($N = 3$ dans ce cas) et une longueur de corde de profil C (Figure 2.2a). Le rotor est placé dans un courant de vitesse V_∞ supposée constante et uniforme et tourne avec une vitesse de rotation constante ω , fixée par la génératrice électrique (Figure 2.2b). A partir des données géométriques (H , R , C , N) et des données de fonctionnement (V_∞ et ω) il est possible d'établir les premiers paramètres adimensionnels associés à l'hydrolienne :

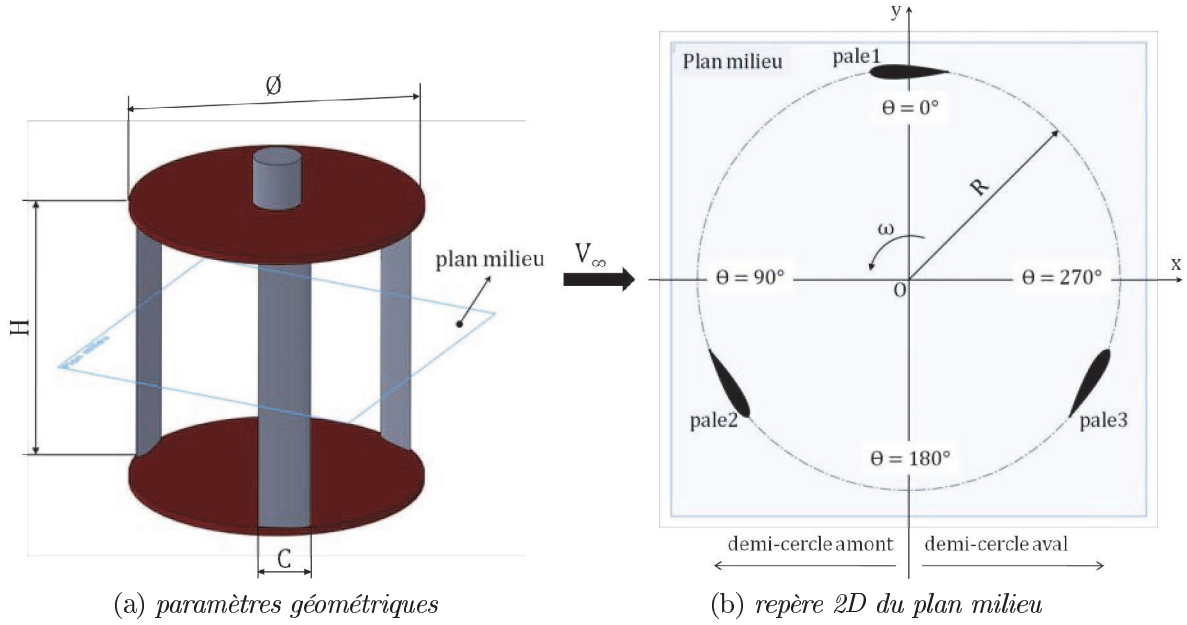


FIG. 2.2: Hydrolienne Darrieus à 3 pales droites.

- Le **paramètre d'avance** λ (appelé aussi vitesse spécifique) définit le rapport entre la vitesse périphérique des pales (ωR) et la vitesse de l'écoulement amont. Il caractérise les types de régimes d'écoulement dans le rotor. Le rendement de la machine est normalement donné en fonction de λ . λ_{opt} donne la valeur du paramètre d'avance pour lequel la machine a la meilleure performance (maximum du coefficient de puissance).

$$\lambda = \frac{\omega R}{V_{\infty}} \quad (2.1)$$

- Le **nombre de Reynolds** Re caractérise un écoulement, en particulier la nature de son régime (transition laminaire / turbulent, développement d'instationnarités). Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (2.2)$$

$U[m/s]$ est la vitesse caractéristique de l'écoulement, $L[m]$ la dimension caractéristique et $\nu[m^2/s]$ la viscosité cinématique du fluide. En fonction de l'analyse visée, les grandeurs U et L prennent différentes valeurs.

– Re lié au diamètre du rotor et à la vitesse de l'écoulement incident :

$$Re_{\varnothing} = \frac{V_{\infty} \varnothing}{\nu} \quad (2.3)$$

– Re lié à la corde de la pale et à la vitesse locale en extrémité de pale :

$$Re_C = \frac{(\omega R) C}{\nu} = \frac{(V_\infty \lambda) C}{\nu} \quad (2.4)$$

Le nombre de Reynolds typique pour l'hydrolienne Darrieus étudiée est de l'ordre de 10^5 , tant pour Re_\emptyset que pour Re_C . Les grandeurs caractéristiques du cas d'étude (géométriques et de l'écoulement) sont présentées dans la section 2.2.

- La **solidité** σ est le rapport entre la surface totale des pales et la surface balayée par le rotor. La définition adoptée dans le cas d'une machine Darrieus est :

$$\sigma = \frac{NC}{R} \quad (2.5)$$

La notion de solidité, classique en machines tournantes, peut être assimilée à celle de la porosité d'un milieu.

Le principe de fonctionnement d'une hydrolienne (éolienne) à axe vertical est analogue à l'hydrodynamique (aérodynamique) d'un profil d'aile [3]. Le fluide autour du profil d'aile génère des efforts sur celui-ci. Ces forces sont généralement exprimées en composantes de portance (F_L) et de traînée (F_D). La force de traînée est parallèle à l'écoulement. La force de portance est perpendiculaire à la force de traînée. L'angle formé entre la ligne de corde et l'écoulement est appelé angle d'attaque (α) (Figure 2.3).

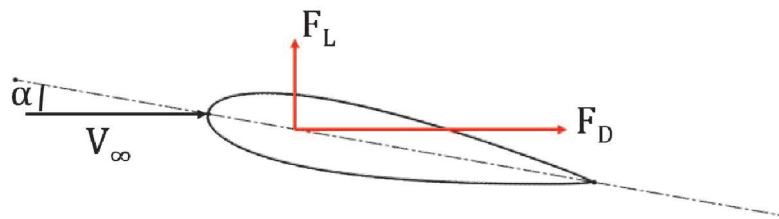


FIG. 2.3: Représentation de la portance F_L , de la traînée F_D et de l'angle d'attaque α d'un profil d'aile statique dans un écoulement.

La caractéristique de presque tous les profils est que le rapport portance-traînée (F_L/F_D) augmente avec l'augmentation de l'angle d'attaque jusqu'au point où l'écoulement se détache du profil générant une chute instantanée de la portance et une augmentation de la traînée. Une situation typique d'apparition du décrochage est illustrée sur la Figure 2.4 pour un profil NACA0018 (dans le cas spécifique du profil considéré le décrochage apparaît pour une incidence de 9° environ). Afin de garantir une bonne performance hydrodynamique pour un dispositif d'hydrolienne, il faut éviter autant que possible d'entrer en situation de décrochage.

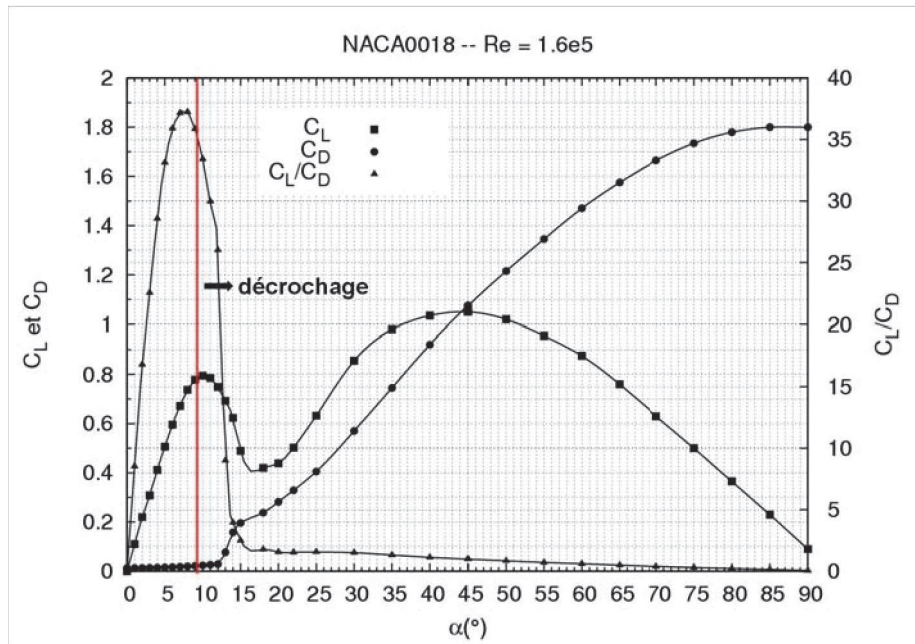


FIG. 2.4: Distribution du coefficient de portance, de traînée et du rapport C_L/C_D en fonction de l'angle d'incidence [Source données : Sandia National Laboratories [15]].

Remarque : Dans la littérature il existe souvent une confusion entre les termes décollement et décrochage. Le terme décollement (statique ou dynamique) se réfère à l'instabilité de la couche limite, qui commence avec un bulbe de décollement et qui peut arriver au décrochage (statique ou dynamique, *stall* en anglais), défini comme le moment de l'effondrement brutal de la portance. Le décrochage dynamique a lieu quand l'angle d'incidence change brusquement. L'angle de décrochage dynamique est supérieur à l'angle de décrochage statique, ce qui induit des forces de portance et de traînée supérieures aux valeurs statiques.

La turbine Darrieus est une machine à variation cyclique. Les pales de l'hydrolienne étant tournantes, la condition de décrochage (qui sera dynamique), liée à l'angle d'attaque, diffère légèrement. Tout d'abord, l'écoulement vu par les profils des pales n'est pas la vitesse absolue de l'écoulement (V_∞), mais la vitesse d'attaque (W) définie sous sa forme vectorielle par l'équation (2.6). Précisons que $\vec{\omega}$ est le vecteur de la vitesse angulaire de l'hydrolienne et \vec{R} le vecteur position qui relie le centre de rotation de l'hydrolienne au point qui matérialise la pale.

$$\vec{W} = \vec{V}_\infty - \vec{\omega} \wedge \vec{R} \quad (2.6)$$

Le vecteur $\vec{\omega} \wedge \vec{R}$ représente la vitesse périphérique de la pale. Pour un profil tournant, l'angle d'attaque est défini par l'angle entre la vitesse d'attaque (W) et la ligne de corde. Par conséquent, l'angle d'attaque dépend de la vitesse de l'écoulement à l'infini amont (V_∞), de la vitesse périphérique de la pale ($\vec{\omega} \wedge \vec{R}$) et de l'angle de positionnement (θ) de la pale de référence (pale1, cf. Figure 2.2b) tel qu'indiqué sur la Figure 2.5. Le module de la vitesse d'attaque W , son angle d'incidence et l'angle d'incidence maximum sont

donnés par les équations (2.7), (2.8) et (2.9), où θ est mesuré positivement dans le sens antihoraire.

$$W = V_\infty \sqrt{1 + 2\lambda \sin \theta + \lambda^2} \tag{2.7}$$

$$\alpha = \arctan \left(\frac{\sin \theta}{\cos \theta + \lambda} \right) \tag{2.8}$$

$$\alpha_{max} = \arctan \left(\frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \right) \tag{2.9}$$

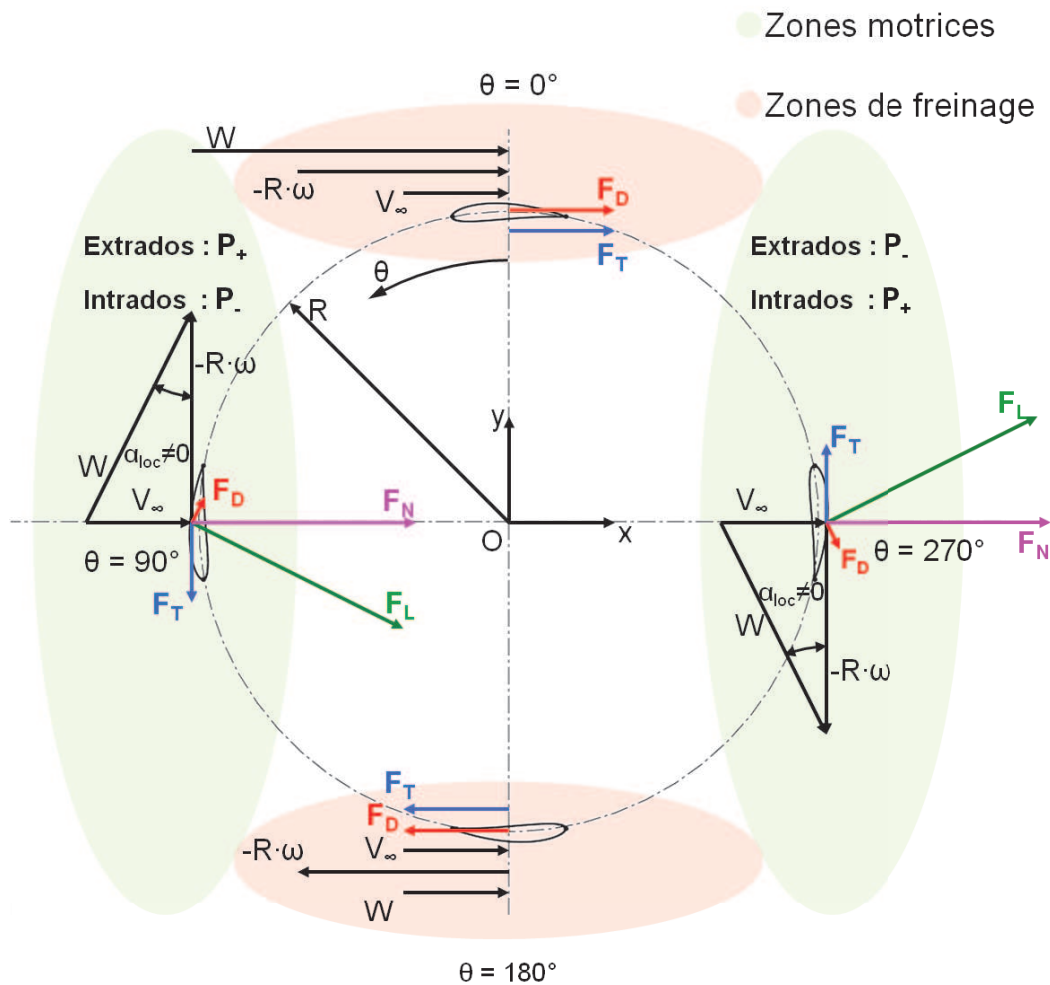


FIG. 2.5: Triangle des vitesses et efforts sur une hydrolienne à axe vertical de type Darrieus.

Il résulte de ces définitions que l'angle α oscille entre des valeurs positives et négatives. L'angle d'incidence change de signe lorsque le profil passe du demi-cercle amont au demi-cercle aval et inversement (Figure 2.6).

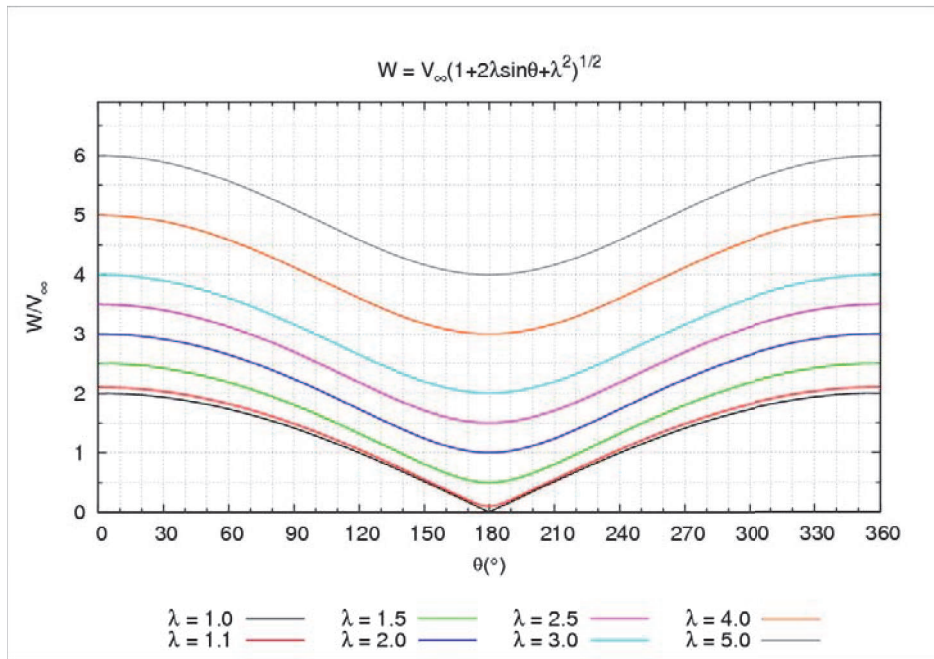
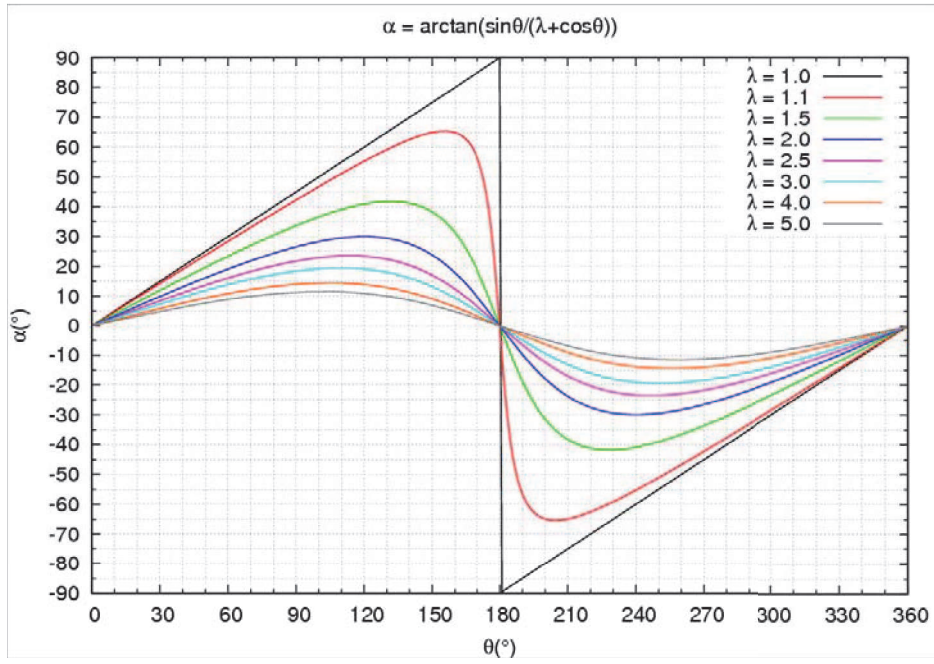


FIG. 2.6: *Distribution angulaire théorique de l'angle d'incidence (a) et de la vitesse d'attaque adimensionnée (b).*

Pour une position de pale donnée, c.-à-d. θ fixe, l'angle d'attaque diminue avec l'incrément du paramètre d'avance. En conséquence, pour des valeurs de λ suffisamment grandes, la pale ne subit pas de décrochage pendant sa révolution. Par contre, pour des faibles valeurs de λ , il y aura du décrochage pendant une bonne partie de la rotation. Ainsi, la performance de l'hydrolienne sera très faible pour des petites valeurs de λ .

La connaissance des vecteurs \vec{V}_{∞} , \vec{R} et $\vec{\omega}$ permet de déterminer le vecteur \vec{W} et par voie de conséquence les forces hydrodynamiques qui agissent sur les pales. Les forces sur

les pales (point d'application au centre de poussée, qui est au quart de corde en théorie linéarisée et fluide parfait) sont présentées sur la Figure 2.5. Elles sont déterminées en projetant F_L et F_D dans le repère tangentiel au cercle de rotation. Le couple disponible sur la turbine Darrieus est donné alors par la force motrice F_T (projection de la portance, dirigée vers l'avant des pales, diminuée de la projection de la traînée, dirigée vers l'arrière des pales). Tant que la composante tangentielle de la portance reste supérieure à celle de la traînée, le couple moteur sera toujours positif. Dans le cas contraire, la rotation sera freinée. Le tracé des composantes du champ de vitesse résultant partitionne le domaine en quatre zones : deux zones motrices, situées dans les demi-cercles amont et aval ; et deux zones de freinage autour de $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$, là où les vecteurs \vec{V}_∞ et $\vec{\omega R}$ sont colinéaires (Figure 2.5). La force complémentaire à F_T est la force normale F_N , normale au centre de rotation. La correspondance entre les forces de portance-traînée et les forces normale-tangentielle est donnée par les relations (2.10).

$$\begin{cases} F_N = F_L \cos \alpha - F_D \sin \alpha \\ F_T = F_L \sin \alpha - F_D \cos \alpha \end{cases} \quad (2.10)$$

Les forces F_L , F_D , F_N et F_T peuvent être exprimées sous forme adimensionnelle (en fonction d'une longueur et d'une vitesse de référence) par les coefficients suivants :

$$\begin{cases} C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho(H\varnothing)V_\infty^2} & C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho(H\varnothing)V_\infty^2} \\ C_N = \frac{F_N}{\frac{1}{2}\rho(H\varnothing)V_\infty^2} & C_T = \frac{F_T}{\frac{1}{2}\rho(H\varnothing)V_\infty^2} \end{cases} \quad (2.11)$$

Remarque : L'hydrolienne ayant un comportement cyclique, il est possible d'évaluer soit des coefficients instantanés, soit des coefficients moyens calculés sur un tour une fois la périodicité de l'écoulement établie. Sauf indication contraire, les résultats donnés dans le présent document concernent par défaut les valeurs moyennes, ce qui permet d'avoir une estimation globale du comportement de la machine.

On a vu précédemment que la performance de l'hydrolienne est faible pour les petites valeurs de λ à cause du décrochage dynamique. Il en est de même pour les fortes valeurs de λ , mais pour des raisons différentes. Si λ augmente, α diminue. Or, la composante tangentielle de la force de portance diminue avec α . De plus, le rapport portance-traînée tend vers zéro quand α tend vers zéro. En conclusion :

- Les performances de l'hydrolienne sont faibles lorsque le paramètre d'avance λ prend des valeurs faibles ou élevées.

- Les meilleures performances sont obtenues pour des valeurs intermédiaires de λ ($\lambda \approx 1.8 - 2.5$). Dans ce cas, α est suffisamment grand pour procurer un rapport de portance-traînée assez élevé et suffisamment petit pour que les décollements conduisant au décrochage n'aient pas lieu.

Deux paramètres de fonctionnement permettent de caractériser les performances de l'hydrolienne :

- Le **coefficient de couple** C_M (ou coefficient de moment) est défini en normalisant le moment de torsion $\vec{M} = \vec{R} \wedge \vec{F}$ au moyen du diamètre de l'hydrolienne et de la vitesse du fluide.

$$C_M = \frac{M_Z}{\frac{1}{2}\rho(H\varnothing)RV_\infty^2} \quad \text{avec } M_Z \text{ le couple suivant l'axe de rotation} \quad (2.12)$$

- Le **coefficient de puissance** C_P , qui définit le rapport entre la puissance P recueillie par l'arbre de rotation et la puissance cinétique théorique de l'écoulement amont au travers de la surface du rotor.

$$\begin{cases} C_P &= \frac{P}{\frac{1}{2}\rho(H\varnothing)V_\infty^3} \\ P &= M_Z\omega \end{cases} \quad (2.13)$$

P étant directement lié à M_Z et ω , le coefficient de puissance est directement relié au coefficient de couple par le paramètre d'avance (équation (2.14)).

$$C_P = \lambda C_M \quad (2.14)$$

La Figure 2.7 présente une évolution typique du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance λ . Suivant l'importance des effets primaires (dynamiques) par rapport aux effets secondaires (visqueux), on distingue sur cette courbe trois régions [12]. Pour des faibles λ , les pales subissent un décrochage dynamique intense conduisant à des charges importantes sur celles-ci. La perte de rendement est due aux larges structures vorticitaires qui se détachent de la surface des pales et qui sont convectées en aval. Pour les valeurs élevées de λ , la traînée de l'arbre, la masse ajoutée et la viscosité prédominent, à cause des faibles angles d'incidence. Entre les deux régions il y a une zone dite de transition, correspondant à un équilibre entre les effets primaires et les effets secondaires. C'est dans cette zone que se situe le C_P optimal. Pour des éoliennes Darrieus, la plage de λ ne dépasse pas 10 ; dans le cas des hydroliennes, $\lambda < 5$.

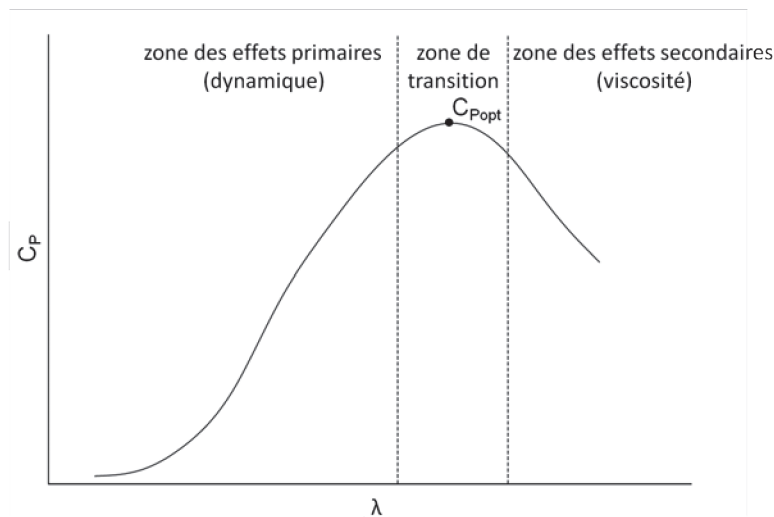


FIG. 2.7: Evolution typique du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance.

Si la performance de l'hydrolienne Darrieus dépend de façon cruciale du paramètre d'avance, il est cependant important de souligner que d'autres facteurs géométriques ou physiques sont également susceptibles d'influer sur cette performance :

- La solidité. Un rotor de forte solidité atteint ces meilleures performances à une vitesse de rotation plus faible qu'un rotor de faible solidité [8, 13].
- Le nombre de pales. D'après la définition de la solidité, sa variation peut être réalisée soit en changeant la longueur de corde des pales, soit en modifiant le nombre de pales. Des résultats fournis par le laboratoire SANDIA [4] montrent que deux machines ayant la même solidité et soumises aux mêmes conditions d'essais mais qui se distinguent par le nombre de pales, fournissent des puissances légèrement différentes. Une turbine bipale peut s'avérer aussi performante qu'une turbine tripale. Ainsi, d'un point de vue performances hydrodynamiques, une tripale est un peu plus intéressante qu'une bipale ayant la même solidité car le nombre de Reynolds lié à la pale est plus faible, ce qui augmente la région laminaire de l'écoulement. Un autre avantage apporté par les machines tripales est l'adoucissement des fluctuations du couple. Du point de vue résistance mécanique, une bipale est plus robuste. De plus, les coûts de fabrication et le poids d'une telle turbine sont moindres. Finalement, le choix du nombre de pales est lié au compromis entre la performance, la durée de vie et le coût.
- L'état de surface. Certains résultats [12] montrent que la rugosité des pales a une influence sur les performances des éoliennes à axe vertical ou horizontal. Pour les turbines, plus la rugosité augmente, plus les performances diminuent.
- Le profil de pale (cf. [1]).
- Le confinement (rapport entre l'encombrement de la machine et la largeur du milieu). Il influe sur la puissance récupérée par le rotor. Dans un milieu infini le fluide est dévié par la machine et par conséquent l'énergie correspondante n'est

pas récupérable. Si le fluide est canalisé par des « parois », l'énergie récupérée est supérieure, mais ne reflète pas le comportement réel de l'hydrolienne. Nous reviendrons en détail sur l'importance de la notion de confinement au Chapitre 4 du mémoire lorsque nous chercherons à comparer mesures expérimentales et résultats de simulation. Les mesures expérimentales disponibles sont en effet obtenues à partir d'essais réalisés dans un tunnel hydrodynamique (décrit au Chapitre 3) pour lequel les effets de confinement ne sont pas négligeables.

- L'intensité turbulente. D'après Paraschivoiu [12], l'intensité turbulente a une influence sur les éoliennes à axe vertical. Laneville et Vittecoq [10] sont aussi arrivés à la même conclusion. Une intensité turbulente importante retarde le phénomène de décrochage dynamique.
- Le nombre de cavitation (cf. [2]).
- Le décrochage dynamique.

L'écoulement autour des hydroliennes de type Darrieus est fortement instable, turbulent et tridimensionnel. Cette complexité est due au phénomène de décrochage dynamique qui a lieu durant la rotation des pales et l'interaction pales-tourbillons. Un ou plusieurs couples de structures tourbillonnaires contrarotatifs se forment autour des surfaces des pales et leur sillage. Selon certains calculs, le décrochage dynamique améliore la performance de l'hydrolienne. Dans la littérature deux explications ont été trouvées à ce phénomène [10, 11]. La première suppose que le passage des pales dans les vortex augmente la portance. La deuxième suggère que le simple retard au décrochage dynamique, comparé au statique, permet d'accroître les performances.

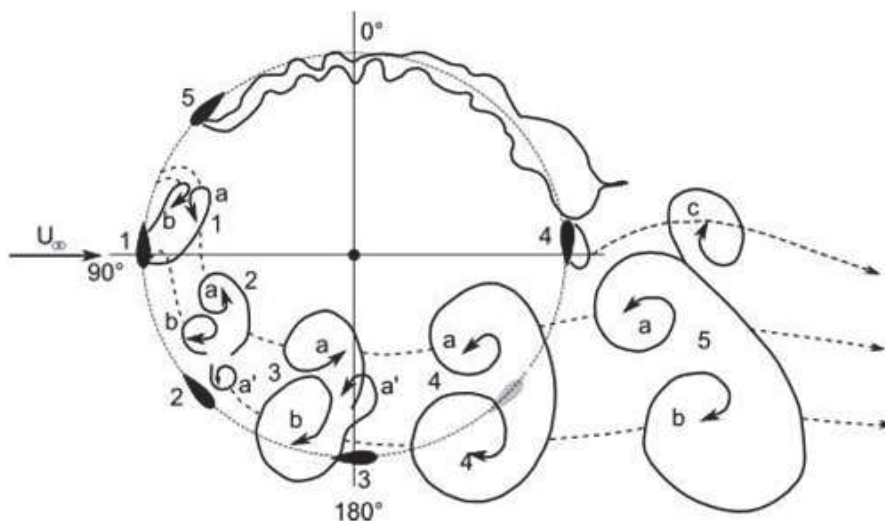


FIG. 2.8: Schéma de développement des structures tourbillonnaires trouvé par Brochier et al. [5].

Brochier et al. [5] ont mis en évidence, dans le cadre d'une éolienne Darrieus à deux pales ($\lambda = 2.14$), ce phénomène de décrochage dynamique (Figure 2.8). Ce cas correspond à la formation d'un doublet tourbillonnaire contrarotatif dans la partie intérieure au cercle de rotation. Le doublet tourbillonnaire, correspondant à l'émission d'un tourbillon lâché par le bord d'attaque et suivi par un autre tourbillon lâché par le bord de fuite, suit la

trajectoire de la pale. La Figure 2.8 illustre le doublet lâché depuis son émission jusqu'à sa diffusion dans le sillage. Le doublet est suivi par un autre doublet moins intense, lâché dans la partie aval de la trajectoire, du côté extérieur au cercle de rotation. Le sillage créé à ce point est moindre car la pale rencontre des petits angles d'attaque. Dans une configuration de décrochage dynamique il existe une dissymétrie causée par des lâchers tourbillonnaires très particuliers ayant la forme de deux doublets contrarotatifs dans la partie inférieure du cercle de rotation. Le premier tourbillon est lâché par le bord d'attaque et tourne dans le sens du rotor. Le deuxième tourbillon lâché arrive au bord de fuite et tourne dans le sens contraire.

2.2 Simulations RANS 2D instationnaires

Nous souhaitons présenter dans la seconde partie de ce chapitre la configuration d'hydrolienne (libre) de type Darrieus dont nous allons par la suite chercher à améliorer les performances en la dotant d'un carénage. Nous nous concentrerons essentiellement dans cette section à l'analyse des performances calculées (en 2D) pour cette configuration libre ; les détails de la stratégie numérique développée seront présentés au chapitre suivant, dans le cadre de l'analyse de la configuration carénée.

2.2.1 Géométrie et modèle numérique

L'hydrolienne de type Darrieus considérée dans cette étude correspond au modèle maquette (échelle 1 :5) de la solution adoptée au sein du programme de recherche HARVEST. Il s'agit de la turbine Achard A-10 à $N = 3$ pales droites ; chaque pale est construite à partir d'un profil NACA0018 projeté sur le cercle de rotation de la turbine. La Figure 2.9 illustre la maquette hydrolienne A-10 et les paramètres géométriques correspondants.

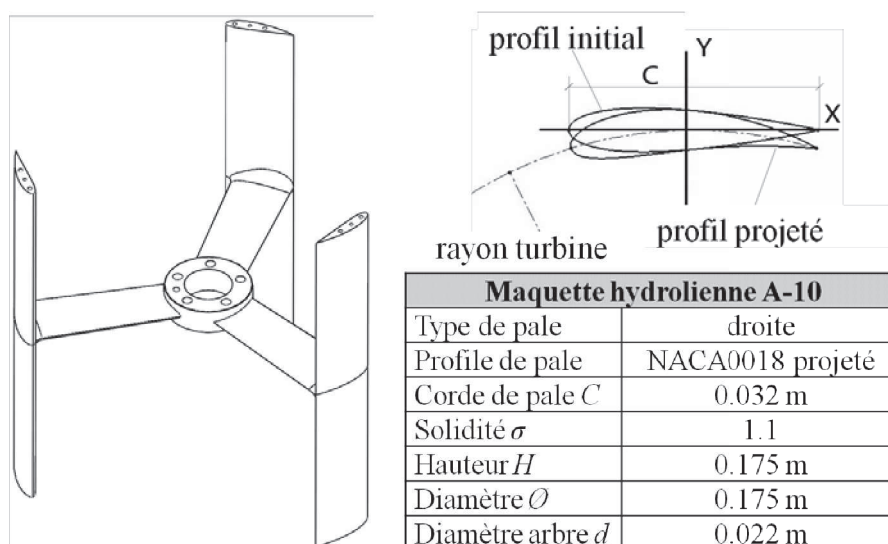


FIG. 2.9: Maquette de l'hydrolienne A-10 et paramètres géométriques associés.

Le modèle utilisé dans les simulations numériques est une représentation 2D de la section transversale de l'hydrolienne en milieu infini (Figures 2.10 et 2.11). Seuls les trois pales et l'arbre de rotation sont modélisés. Cette approche ne tient pas compte des bras

qui joignent les pales à l'axe central dans le but de simplifier le modèle. Le maillage est constitué de deux sous-domaines structurés (cellules quadrangulaires), l'un englobant les pales, l'axe de rotation et le champ proche, l'autre correspondant au champ lointain. Le premier sous-domaine, dit « rotor », est mobile par rapport au second, dit « stator » ; une condition de type « maillage glissant » est appliquée à l'interface entre les deux domaines afin de prendre en compte la rotation de l'hydrolienne. Les couches limites aux parois ont été réglées par la condition $y^+ = 1$ pour la première taille de maille, valeur recommandée pour capter les décollements instationnaires [7,14]. Le maillage comporte dans sa totalité environ 163000 éléments.

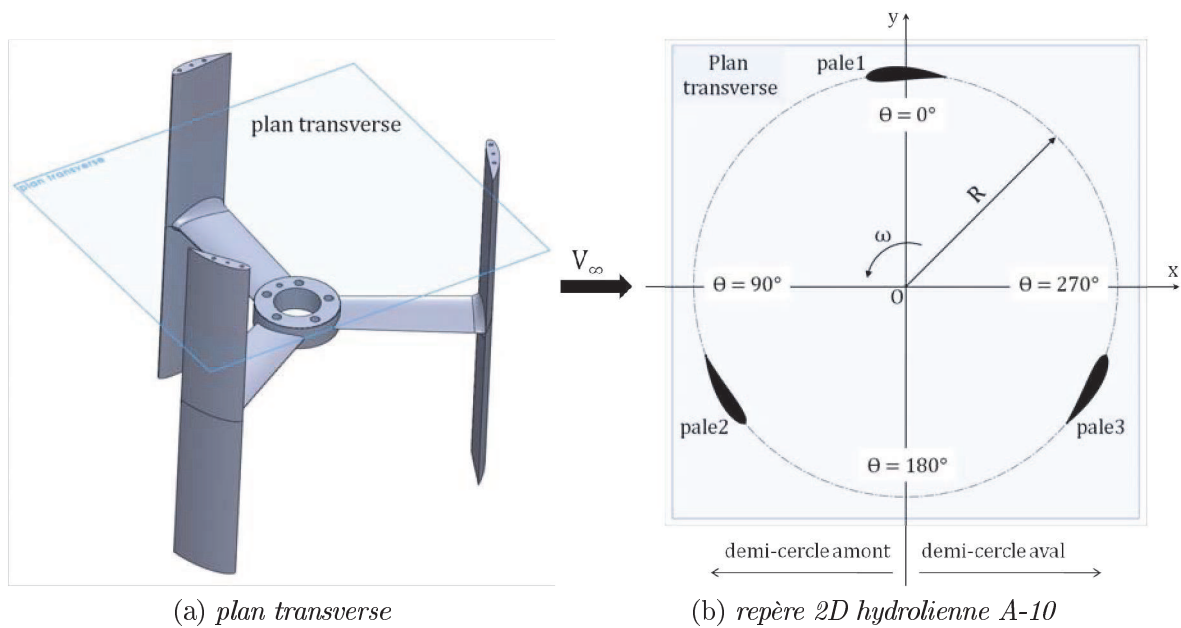


FIG. 2.10: Vue 3D complète de l'hydrolienne a) et coupe utile 2D choisie pour le calcul b).

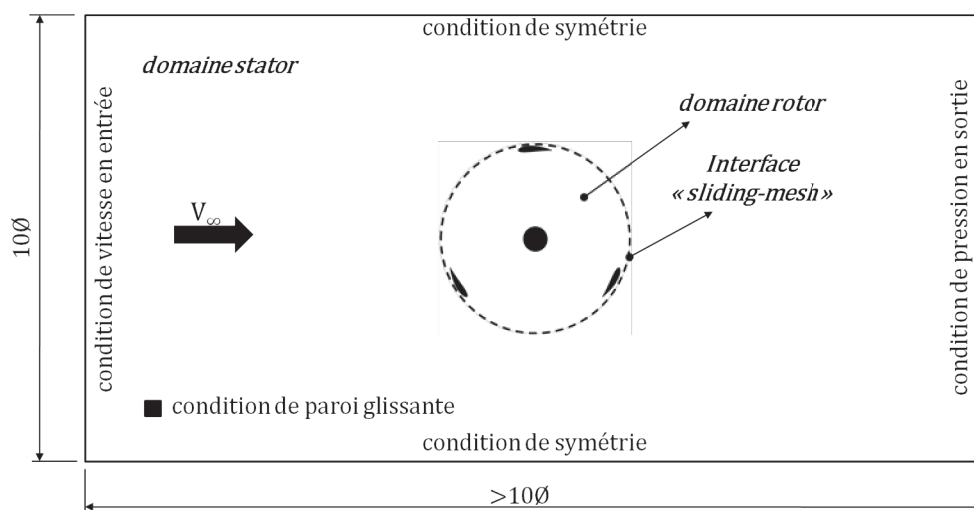


FIG. 2.11: Schéma du domaine de calcul de l'hydrolienne libre en milieu infini.

Résolution	Incompressible
Formulation	Implicite, ordre 2
Temps	Instationnaire, $\Delta t \equiv 1^\circ$ de rotation
Modèle visqueux turbulent	$\kappa\omega - SST$
Ecoulement	Eau, $\rho = 1000kg/m^3$, $V_\infty = 2.3m/s$
Paramètre d'avance	$\lambda = 1$ à 5
Algorithme couplage pression-vitesse	SIMPLE

TAB. 2.1: Paramètres de calcul.

Les calculs RANS instationnaires sont exécutés avec le logiciel commercial *Fluent* version 6.3.26. Les paramètres de calcul sont résumés dans le Tableau 2.1. Les détails sur les choix de méthode numérique, de modèle de turbulence, de critère de convergence, etc seront précisés au Chapitre 3, lors de la présentation complète de l'outil numérique mis en place pour l'analyse des configurations carénées.

2.2.2 Analyse des résultats

2.2.2.1 Coefficient de puissance

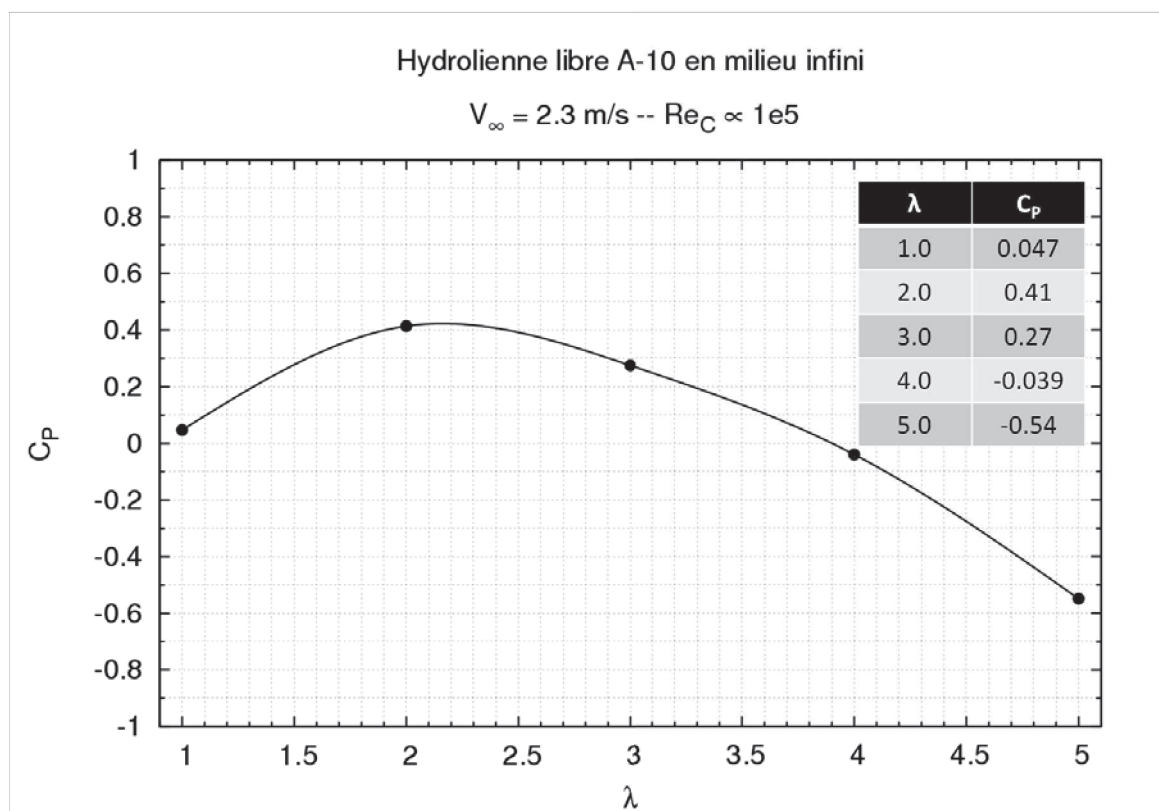
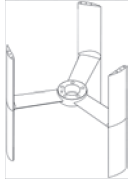
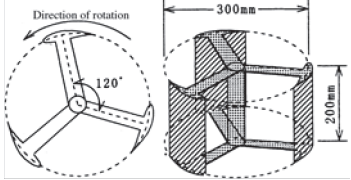


FIG. 2.12: Distribution du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance pour l'hydrolienne libre en milieu infini.

La Figure 2.12 illustre la distribution du coefficient de puissance moyenné sur un tour en fonction du paramètre d'avance. Le point de fonctionnement optimum se trouve

à $\lambda_{opt} \approx 2$ avec $C_{Popt} \approx 0.41$. Les trois régimes d'écoulement décrits dans la section précédente sont bien visibles. Il faut remarquer que la plage des λ correspondant à la zone de transition est assez restreinte. Le point d'emballement ($C_P \approx 0$) se situe vers $\lambda \approx 3.9$. Au-delà de cette valeur il faut fournir de l'énergie au rotor pour qu'il puisse tourner.

Il est intéressant de situer ces premiers résultats numériques par rapport à des résultats expérimentaux pour une configuration comparable. Nous effectuerons par la suite (cf. Chapitre 4) des comparaisons calcul/expérience à iso-configuration mais comme nous le verrons à ce moment-là ces comparaisons devront prendre en compte les effets de confinement associés aux mesures dans le tunnel hydrodynamique du LEGI.

paramètre	A-10 RANS 2D	Shiono et al. expérimental
hydrolienne		
profil de pale	NACA0018 projeté sur le cercle	NACA63 ₃ – 018
C pale	32.8mm	56.3mm
\emptyset	175mm	300mm
H/\emptyset	1	1.5
σ	1.1	1.1
V_∞	2.3m/s	1.0m/s
Re_C	$\propto 10^5$	$\propto 10^5$
largeur domaine/ \emptyset	10	10
C_{Popt}	0.41 à $\lambda \approx 2$	0.235 à $\lambda \approx 1.82$

TAB. 2.2: Comparaison entre la configuration numérique de l'hydrolienne A-10 et la configuration expérimentale de Shiono et al. [9].

Dans le cas présent, d'une hydrolienne libre en milieu infini, nous choisissons de comparer les résultats globaux de la simulation (coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance) à ceux fournis par Shiono et al. [9] qui ont mené une étude expérimentale pour une hydrolienne de type Darrieus dans des conditions d'écoulement semblables à celles de nos propres simulations (cf. Tableau 2.2). Les courbes expérimentales et numériques du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance sont tracées sur la Figure 2.13. Les travaux expérimentaux [9] prédisent un maximum de C_P égal à $C_{Popt} = 0.235$ (soit un rendement de 23.5%) pour un paramètre d'avance $\lambda_{opt} \approx 1.82$. Les simulations effectuées pour la configuration A-10 prédisent $C_{Popt} = 0.41$ pour $\lambda_{opt} \approx 2.0$. On peut considérer que les simulations 2D conduisent à une nette surestimation du rendement optimal, tout en fournissant cependant une estimation correcte du paramètre d'avance optimal. Cet écart calcul/expérience peut s'expliquer notamment par le fait que le modèle 2D ne permet pas de prendre en compte les remontées tourbillonnaires dans la direction de l'axe de rotation le long des pales ainsi que les tourbillons d'extrémité de pales. De plus, dans la réalité, l'influence des bras qui soutiennent les pales n'est pas négligeable. L'ensemble 3D de l'hydrolienne, y compris son arbre de rotation, génère des structures tourbillonnaires complexes qui influent directement sur les efforts que le fluide exerce sur l'hydrolienne. Le coefficient de puissance en est directement affecté. Bien que le modèle 2D ne permette pas d'être réellement prédictif sur le niveau absolu des perfor-

mances de l'hydrolienne, il fournit cependant une estimation de l'évolution du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance que nous estimons suffisamment satisfaisante pour autoriser par la suite une comparaison numérique relative des performances entre configuration libre et configuration carénée. Avant de procéder à cette comparaison dans le Chapitre 4, nous procédons à une analyse plus fine des résultats de simulation pour la configuration libre, qui nous sera utile par la suite pour mieux comprendre le mode de fonctionnement du carénage.

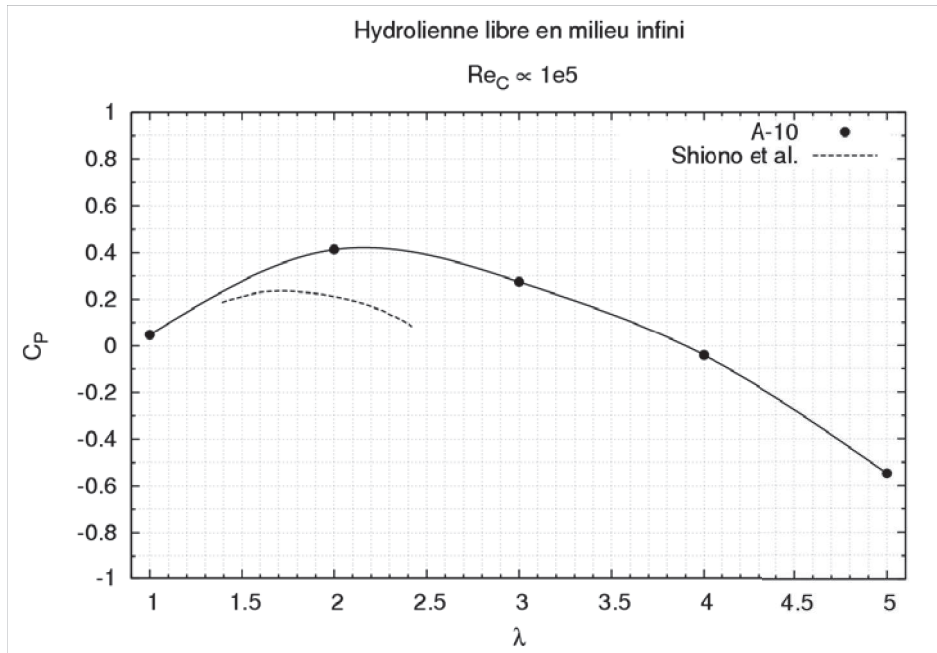


FIG. 2.13: Comparaison du coefficient de puissance entre la configuration numérique de l'hydrolienne A-10 et la configuration expérimentale de Shiono et al. [9].

2.2.2.2 Coefficient de couple

Nous choisissons de visualiser la distribution instantanée sur un tour du coefficient de couple C_M en adoptant une représentation polaire qui conduit donc à une rosace de couple. Par ailleurs, C_M peut être tracé soit pour une seule pale de l'hydrolienne soit pour toute la machine. La Figure 2.14a représente la rosace du C_M de l'hydrolienne pour différents paramètres d'avance. Les distributions présentent une forme trilobée périodique à 120° , chaque période correspondant à la contribution d'une pale. L'illustration pour une pale (Figure 2.14b) met en évidence un axe de symétrie à $\theta \approx 110^\circ$ pour tous les lobes sauf pour celui correspondant à $\lambda = 1$. Ce dernier n'a pas la même forme que les autres et est décalé d'environ 40° . On peut expliquer cette particularité par le fait que, comme l'indique la Figure 2.12, pour le point de fonctionnement $\lambda = 1$, on se trouve dans la zone des effets primaires. Cette zone est le siège de très forts décollements responsables de la chute brutale de performance. La polaire correspondant à $\lambda = 2$ (point de fonctionnement optimal) est la plus étendue de toutes, avec des plages de $C_M > 0$ plus grandes que celles obtenues aux autres λ . La Figure 2.14b, illustrant la rosace de C_M d'une pale de l'hydrolienne pour plusieurs λ , permet d'identifier clairement les zones de récupération d'énergie et les zones de frein ($C_M < 0$). L'analyse précédente est reproduite pour le coefficient de couple relatif à une pale. Notons que dans ce cas, les polaires ont une forme

bilobée, les deux lobes étant disymétriques. Les zones motrices d'une pale sont localisées sur le demi-cercle amont, pour des valeurs de θ compris entre 40° et 170° , et sur le demi-cercle aval, pour $190^\circ < \theta < 355^\circ$. Toutefois, contrairement à la théorie exposée dans la section 2.1, $C_M = f(\theta)$ d'une pale n'est pas le même sur le demi-disque amont et sur le demi-disque aval. Dans le demi-disque amont, les pales récupèrent environ 80% du couple moyen sur une révolution. Ce phénomène est lié à la réduction de la vitesse locale induite par le rotor.

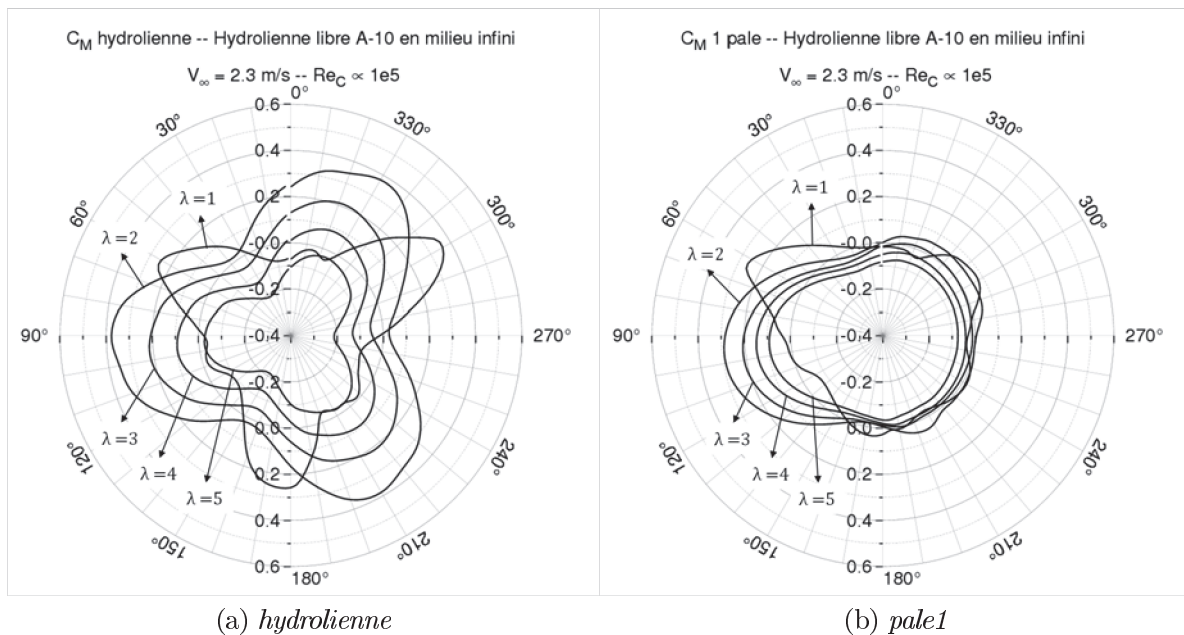
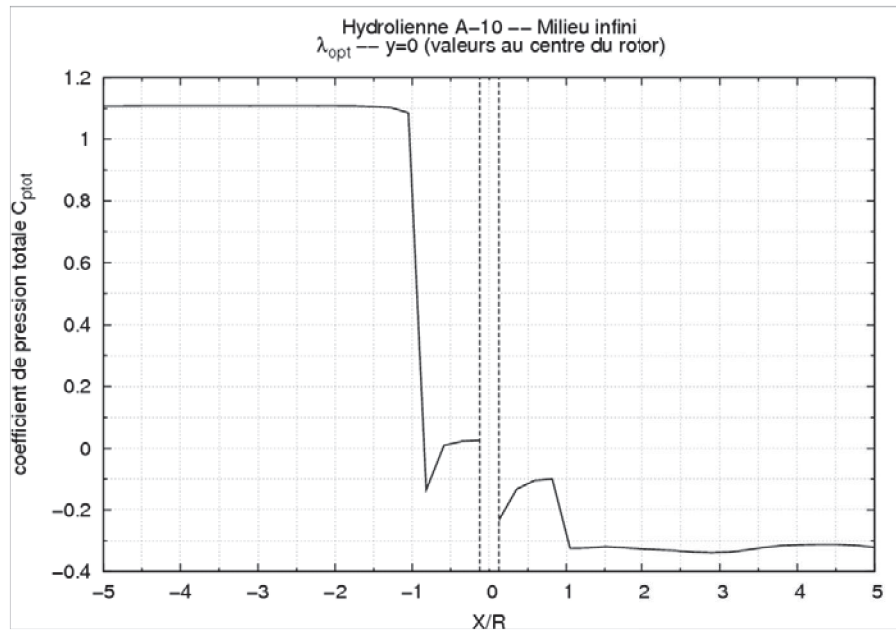


FIG. 2.14: Rosace du coefficient de couple instantané pour une révolution à différents paramètres d'avance.

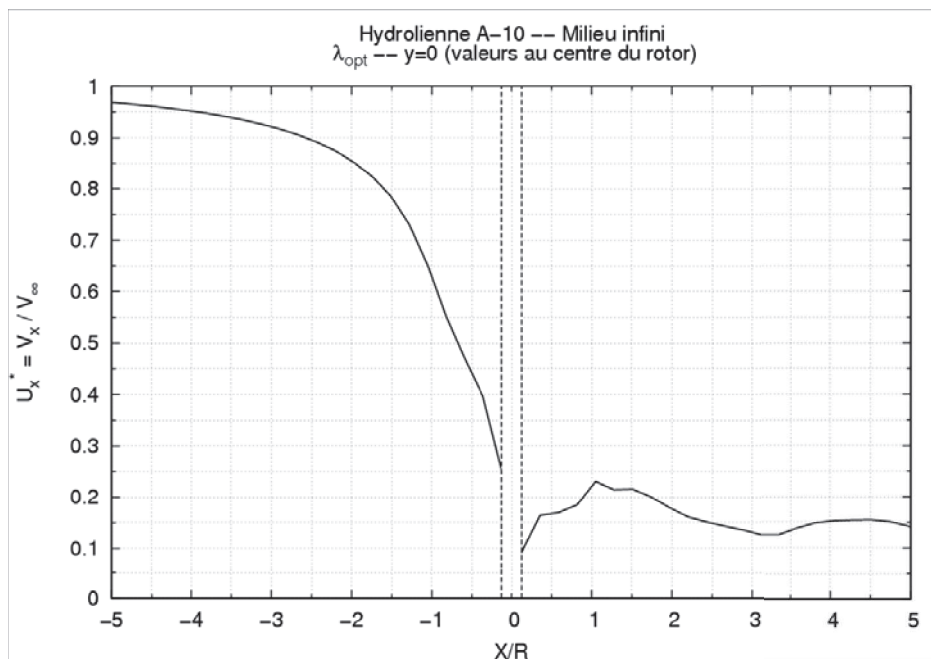
Pour aider à comprendre cet effet on trace les distributions longitudinales (suivant la direction x) au centre de la turbine ($y = 0$) du coefficient de pression totale C_p et du coefficient de la vitesse longitudinale adimensionnée $U_x^* = V_x/V_\infty$. Compte tenu de l'instationnarité de l'écoulement, $C_p(x, y = 0)$ et $U_x^*(x, y = 0)$ ont été moyennés sur une révolution complète de l'hydrolienne. La Figure 2.15a montre deux discontinuités du profil de C_p : l'une se situe à $x = -R$, correspondant à la perte de charge induite par la zone motrice amont et d'une valeur approximative de 80% de la perte de charge globale induite par le rotor ; l'autre se situe à $x = +R$, correspondant à la perte de charge induite par la zone motrice aval. La Figure 2.15b illustre également la diminution progressive du profil de vitesse adimensionnée entre $x = -R$ et $x = +R$. La vitesse du fluide sur le demi-disque amont est largement supérieure à celle du demi-disque aval. De ce fait, la vitesse de rotation de l'hydrolienne étant constante, les paramètres d'avance locaux λ_{loc} (équation (2.15)), basés sur les vitesses moyennes locales dans chacun des deux demi-cercles ne sont pas les mêmes.

$$\lambda_{loc} = \frac{\omega R}{V_{loc}} \quad (2.15)$$

En traçant les triangles de vitesse de la pale sur le demi-disque amont (Figure 2.16a) et le demi-disque aval (Figure 2.16b), on obtient $V_{amont} > V_{aval}$ et donc $\lambda_{loc-amont} < \lambda_{loc-aval}$.



(a) coefficient de pression totale



(b) vitesse axiale adimensionnelle

FIG. 2.15: Distributions longitudinales au centre du rotor de C_{ptot} et U_x^* .

Ceci implique que l'angle d'incidence local de l'écoulement pour le demi-disque aval est petit par rapport à celui du demi-disque amont. En se référant aux remarques faites dans la section 2.1 sur le principe de fonctionnement de l'hydrolienne Darrieus, un faible angle d'incidence local implique que la dépression entre l'intrados et l'extrados de la pale est faible. Par conséquent, la force de portance s'exerçant sur la pale au demi-disque aval est plus faible que celle s'exerçant sur la pale au demi-disque amont. L'effort tangent associé à cette force de portance n'est alors pas assez grand pour générer un couple dont la valeur avoisine celui qui s'exerce sur la pale en amont.

La Figure 2.17 montre la distribution développée du coefficient de couple au point de

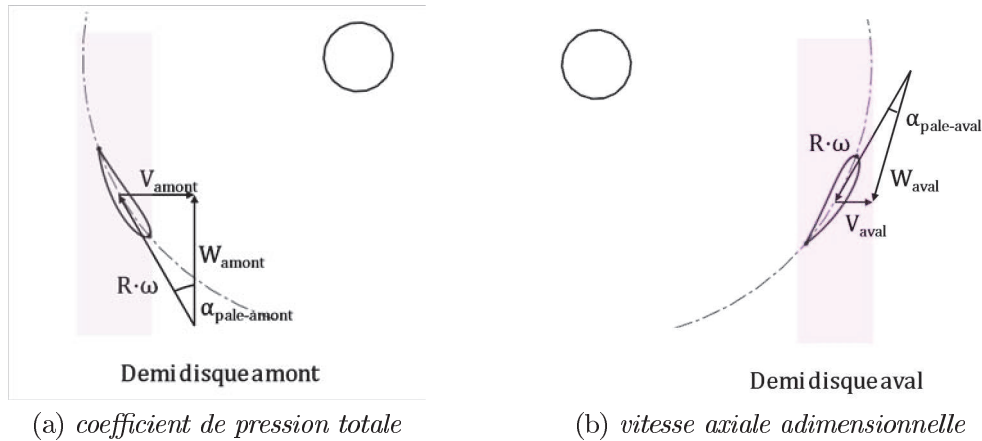


FIG. 2.16: *Triangle de vitesse sur la pale1 en amont et en aval du cercle de rotation.*

fonctionnement optimal pour chacune des pales et pour l'hydrolienne complète (3 pales + rotor). Le décalage périodique de 120° de la contribution de chaque pale est bien retrouvé, ainsi que les zones de $C_M < 0$. On note que, pour ce cas de fonctionnement optimal, il n'y a pas de zones pour lesquelles le coefficient de couple total de la machine devienne négatif.

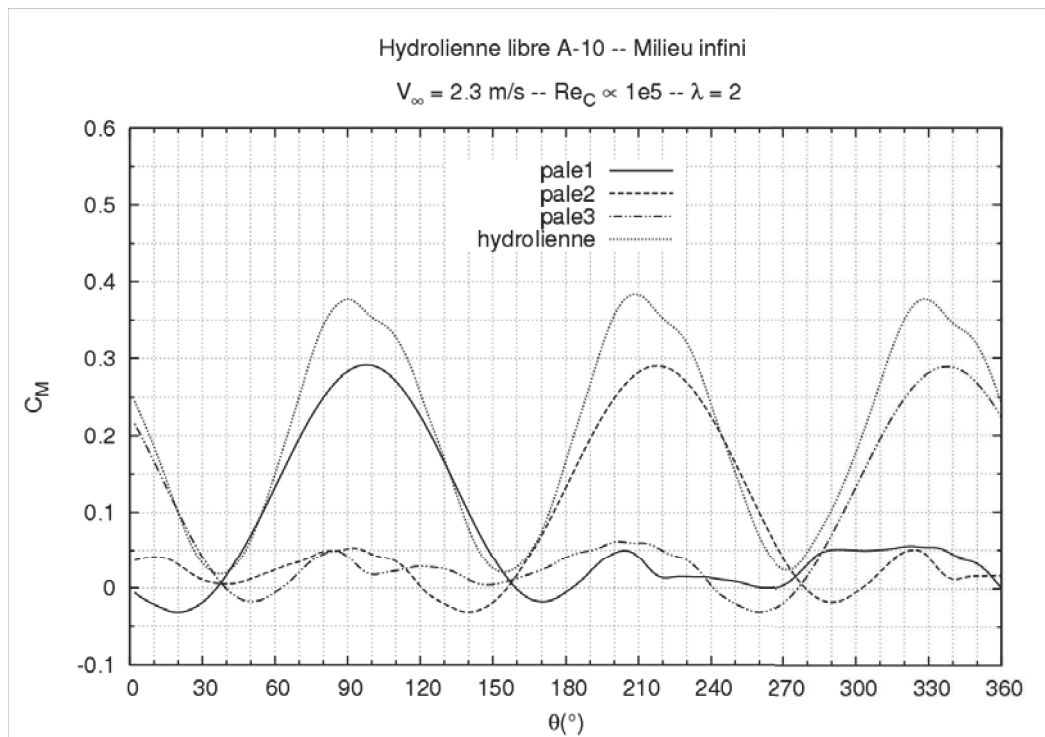


FIG. 2.17: *Distribution cartésienne du coefficient de couple instantané au point de fonctionnement optimal.*

2.2.2.3 Distribution des efforts

Les efforts moyennés longitudinal (F_X) et transversal (F_Y) qui s'exercent sur l'hydrolienne sont ramenés au centre de rotation de la turbine (Figure 2.18a). La Figure 2.18b

illustre la polaire de ces efforts pour le point de fonctionnement optimal. Le modèle de calcul étant 2D, les efforts issus du calcul sont représentés par unité de longueur $[N/m]$. Afin d'avoir une estimation de ces efforts pour une turbine 3D, il suffit de multiplier chacune des valeurs des forces par la hauteur de l'hydrolienne. F_X et F_Y présentent une forme trilobée. F_X garde la même orientation de rosace que le coefficient de couple. Par contre, la rosace de F_Y est décalée de 30° dans le sens horaire. Les niveaux d'efforts longitudinaux F_X (assimilables aux efforts de traînée sur l'hydrolienne) sont plus importants que les niveaux d'efforts transversaux F_Y .

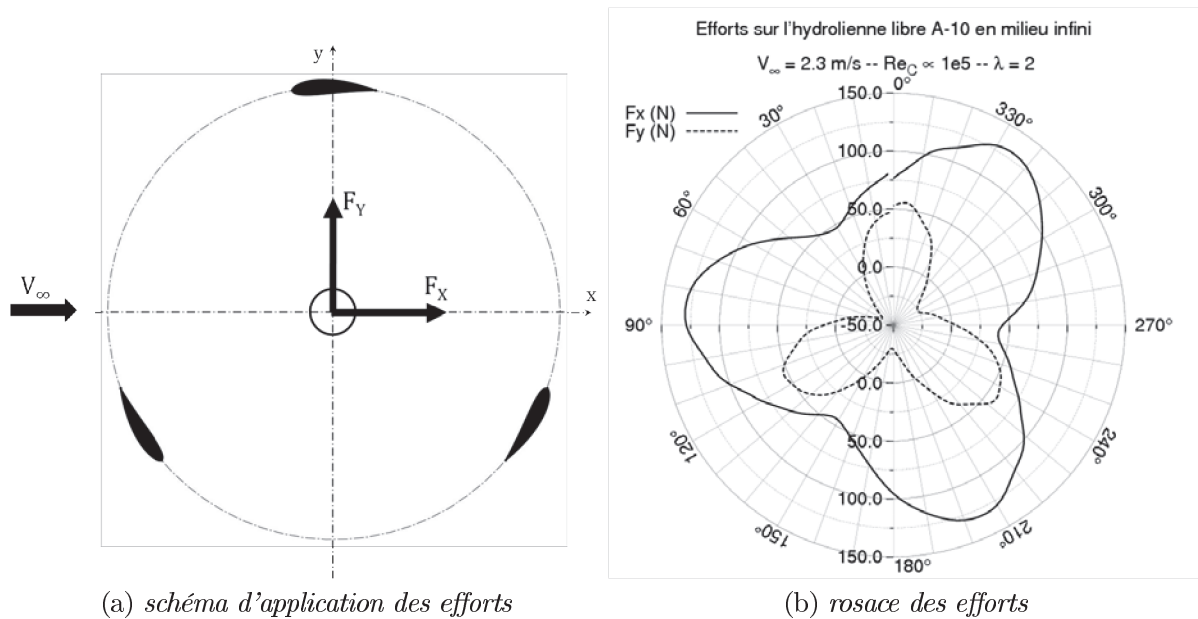


FIG. 2.18: Rosace des efforts par unité de longueur pour le point de fonctionnement optimal.

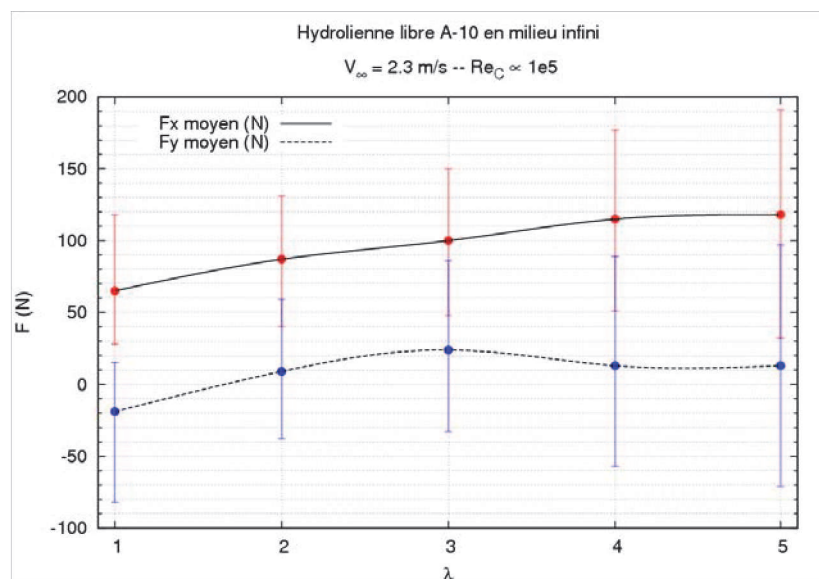


FIG. 2.19: Distribution des efforts moyennés en fonction du paramètre d'avance avec leurs valeurs maximales et minimales.

La Figure 2.19 présente la moyenne des efforts de F_X et F_Y en fonction du paramètre d'avance. F_X croît toujours avec λ . En effet, lorsque λ augmente, l'hydrolienne tourne de plus en plus vite et par conséquent la fréquence de passage des pales augmente. Ainsi, l'obstruction au passage de l'écoulement devient de plus en plus grande. La Figure 2.20 schématise la visualisation de ce phénomène. A faible λ , l'hydrolienne peut être assimilée à une grille qui laisse partiellement passer l'écoulement ; à fort λ , l'hydrolienne se comporte comme un obstacle continu de type plaque que le fluide incident doit contourner.

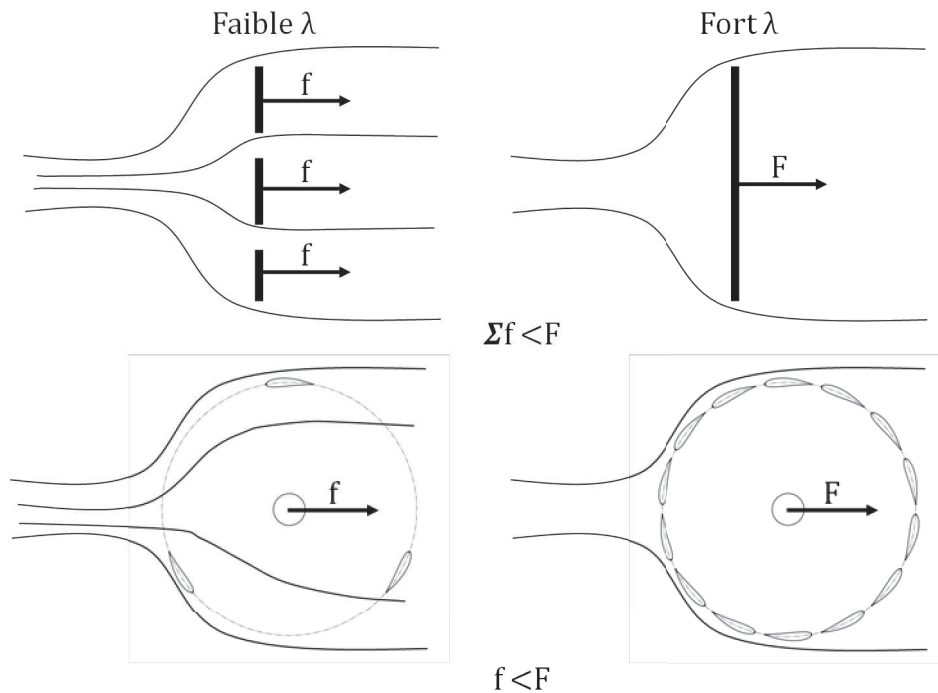


FIG. 2.20: Effet de grille dans l'hydrolienne en fonction du paramètre d'avance.

2.2.2.4 Analyse de l'écoulement : cartes de vorticité et lignes de courant

La Figure 2.21 présente les cartes de vorticité de l'hydrolienne libre pour chaque valeur du paramètre d'avance étudiée. Ces cartes permettent de visualiser :

- d'une part l'ensemble des structures tourbillonnaires lâchées de l'une des pales pendant une rotation complète (sous-figures a et c)
- d'autre part les structures tourbillonnaires instantanées générées par l'ensemble de l'hydrolienne à un instant donné, choisi comme $\theta = 360^\circ$ (sous-figures b,d, et e).

Pour une hydrolienne tournant à faible λ (régime des effets primaires), les pales lâchent des structures vorticitaires, souvent en doublets contrarotatifs, à des endroits précis au cours de la rotation (Figure 2.21a). Ces vortex suivent les pales dans leur rotation et abandonnent l'hydrolienne au demi-cercle aval pour s'y concentrer avant de se dissiper dans l'écoulement lors de leur transport (Figure 2.21b). Lorsque le paramètre d'avance augmente, le nombre des structures vorticitaires ainsi que leur taille diminuent. La fréquence des lâchers décroît également (Figure 2.21c et d). Pour des valeurs de λ égales ou supérieures à 3, le sillage devient prépondérant sur un tour complet (Figure 2.21e). Les vortex lâchés  

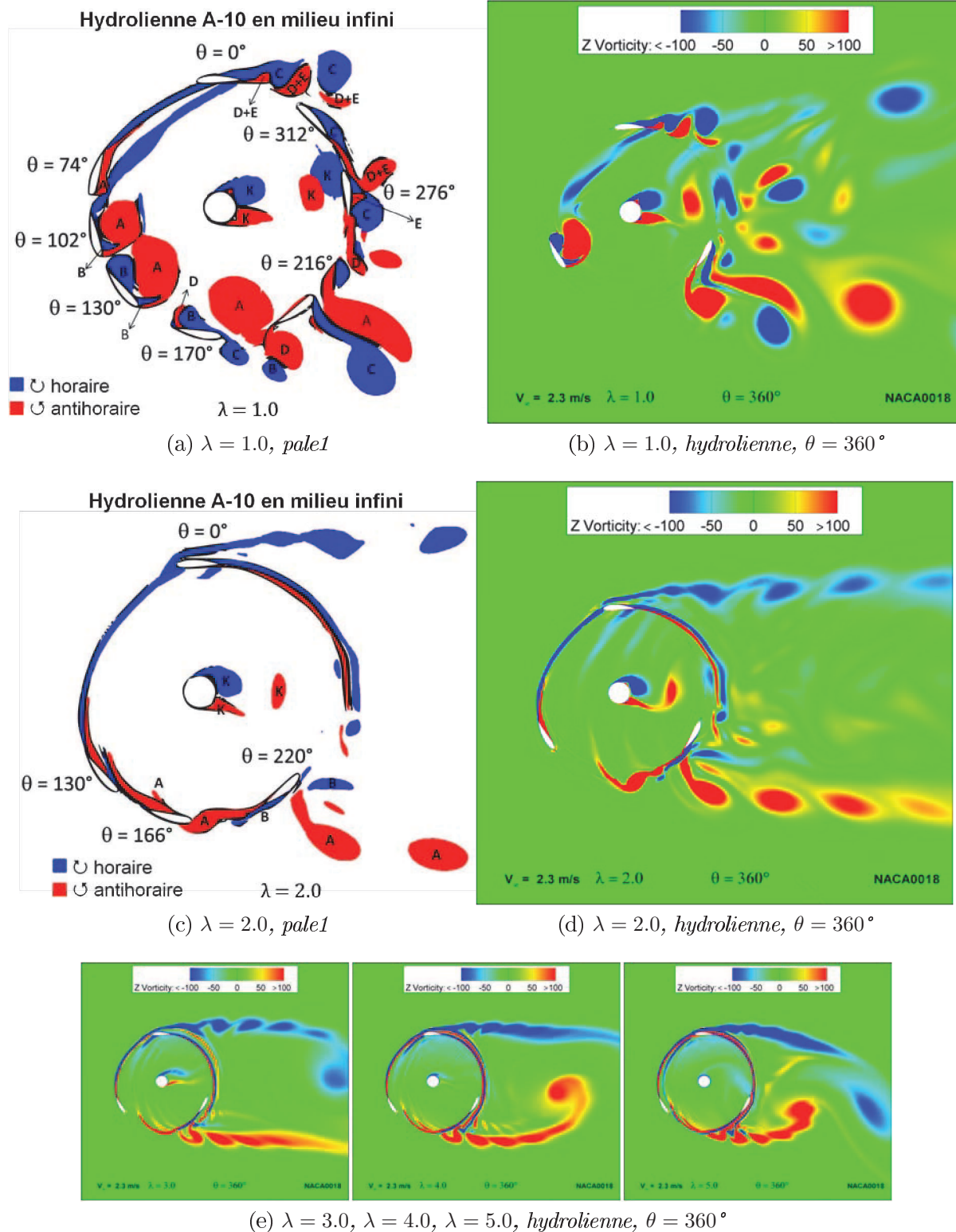


FIG. 2.21: Cartes de vorticité de l'hydrolienne libre en milieu infini.

l'aval de l'hydrolienne forment des nappes tourbillonnaires alternées similaires aux allées tourbillonnaires de Karman. Plus la valeur du paramètre d'avance est importante, plus ces nappes deviennent lisses et les vortex sont moins marqués. Dans tous les cas, l'arbre central lâche des tourbillons de Karman qui percutent les pales quand elles passent aux environs de $\theta = 270^\circ$. La taille et la fréquence des structures de Karman s'amenuisent

quand λ augmente. Le lecteur intéressé peut consulter l'Annexe H pour une description plus exhaustive du comportement des structures vorticitaires.

Dans la mesure où l'hydrolienne extrait l'énergie du tube de courant qui la traverse, une quantité intéressante à analyser est le coefficient de débit, défini comme le rapport entre le débit au sein du rotor et le débit ramené à la vitesse non perturbée dans la même section (équation (2.16), Figure 4.11) :

$$C_Q = \frac{\overline{V_{xrotor}} \varnothing}{V_\infty \varnothing} \quad (2.16)$$

avec $\overline{V_{xrotor}}$ la valeur moyennée sur un tour de la vitesse longitudinale de l'écoulement dans le plan au centre du rotor.

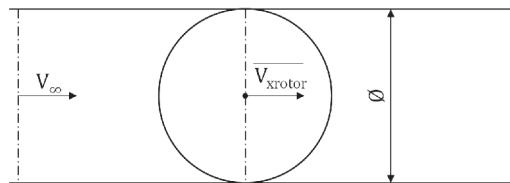


FIG. 2.22: Définition du coefficient de débit.

Le coefficient de débit et par conséquent le débit (Q) traversant le rotor est directement lié au tube de courant entourant la machine. Par conservation de la masse nous pouvons écrire (equation (2.17)) :

$$Q = V_\infty S_\infty = \overline{V_{xrotor}} S_{rotor} = \overline{V_x} S_x \quad (2.17)$$

avec

S_∞ : section du tube à l'infini amont

S_{rotor} : section du tube dans le plan au centre du rotor

S_x : section du tube à un point donné x

$\overline{V_x}$: vitesse moyenne de l'écoulement dans la section du tube au point x

Les quantités $\overline{V_{xrotor}}$, S_{rotor} , et V_∞ étant connues, il est possible d'évaluer les sections correspondantes à chaque position x et de tracer les tubes de courant. La Figure 2.23 montre les tubes de courant entourant le rotor pour diverses valeurs du paramètre d'avance ainsi que les coefficients de débit associés. La largeur du tube de courant ainsi que le coefficient de débit associé diminuent avec λ . On devrait alors conclure que la quantité d'énergie récupérée est d'autant plus grande que λ est petit, ce qui est en contradiction avec l'allure du coefficient de puissance en fonction de λ (Figure 2.12). Cela vient du fait que, pour les valeurs faibles de λ , dans la zone des effets primaires, l'influence des structures vorticitaires devient forte. De fait, la meilleure performance n'est pas obtenue pour le λ le plus petit, mais pour une valeur plus grande, ce qui correspond à un coefficient de débit plus petit. En conclusion, avoir un grand débit seulement ne suffit pas à assurer la performance optimale; l'écoulement doit aussi être bien conditionné, ce qui dépend du paramètre d'avance. Le paramètre d'avance constitue bien le paramètre clé pour une géométrie d'hydrolienne donnée, car de lui dépendent les vitesses au sein du rotor, les angles de la vitesse attaque et les structures tourbillonnaires.

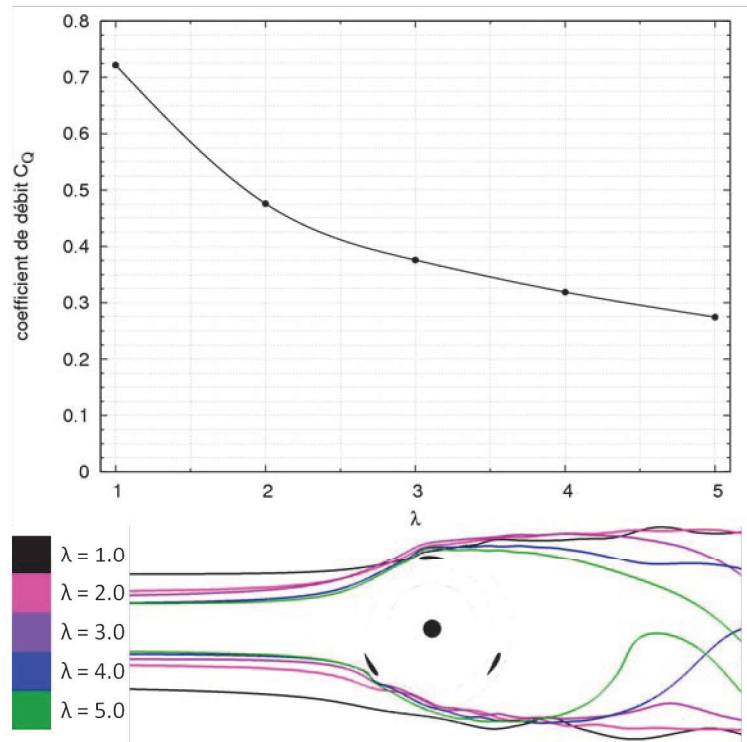


FIG. 2.23: Coefficient de débit et tubes de courant en fonction du paramètre d'avance.

Points clés

- Les hydroliennes de type Darrieus, étant des machines cycliques, ont une hydrodynamique complexe due aux variations de la vitesse d'attaque au cours de la rotation. Ces variations induisent l'apparition du phénomène de décrochage dynamique.
- Le couple moteur est obtenu par décomposition des efforts de portance et de traînée dans le repère tangentiel au cercle de rotation. L'évolution de ce dernier a mis en évidence des zones motrices et des zones de freinage.
- Les efforts F_X (traînée sur l'hydrolienne) sont plus importants que les efforts F_Y .
- Pour une géométrie d'hydrolienne donnée, la performance de celle-ci dépend fortement du paramètre d'avance.
- La courbe du coefficient de puissance comporte trois régimes dépendant du paramètre d'avance. Pour des faibles λ (région d'effets primaires) et forts λ (région d'effets secondaires) l'hydrolienne possède un rendement médiocre. Les meilleures performances sont obtenues pour des λ appartenant à la zone de transition.
- Le point de fonctionnement optimal de l'hydrolienne libre en milieu infini correspond à $\lambda \approx 2$. Dans le cas de la géométrie A-10, le $C_{P_{opt}}$ estimé par l'approche numérique 2D est de 0.41, surestimé d'un facteur d'environ 1.7 par rapport à une valeur expérimentale obtenue pour une configuration (nécessairement 3D) analogue.

- La non-prise en compte des effets 3D ne permet pas une prédiction précise du rendement mais une approche 2D devrait être suffisante pour effectuer une comparaison relative entre hydrolienne libre et carénée.

Dans ce chapitre quelques principes essentiels du fonctionnement d'une hydrolienne de type Darrieus ont été soigneusement expliqués et mis en évidence par une simulation numérique bidimensionnelle. Les limitations d'une telle approche 2D ont également été soulignées pour ce qui concerne la prédiction du niveau absolu de rendement d'une machine. Dans la mesure où les coûts très élevés d'une modélisation numérique en 3D ne permettraient d'effectuer qu'un nombre limité de simulations, nous avons choisi de privilégier cette approche 2D pour effectuer une comparaison relative « hydrolienne libre/hydrolienne carénée » qui puisse notamment inclure une étude paramétrique des effets de géométrie. Nous présentons dans le chapitre qui suit les outils numériques et expérimentaux que nous avons développés et/ou sur lesquels nous avons pu nous appuyer pour étudier plus spécifiquement les configurations d'hydrolienne carénée au coeur de notre travail.

Bibliographie Chapitre 2

- [1] E. AMET : *Simulation numérique d'une hydrolienne à axe vertical de type Darrieus*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Mai 2009.
- [2] V. AUMELAS : *Modélisation des hydroliennes à axe vertical libres ou carénées : développement d'un moyen expérimental d'essais et d'un moyen numérique pour l'étude de la cavitation*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2011.
- [3] B.F. BLACKWELL : The vertical-axis wind turbine : How it works. Rapport technique SLA-74-0160, Sandia Laboratories energy report, April 1974.
- [4] B.F. BLACKWELL, R.E. SHELDAHL et L.V. FELTA : Wind tunnel performance data for the darrieus wind turbine with naca 0012 blades. Rapport technique SAND76-0130, Sandia Laboratories energy report, March 1977.
- [5] G. BROCHIER, P. FRAUNIÉ, C. BÉGUIER et I. PARASCHIVOIU : Water Channel Experiments of Dynamic Stall on Darrieus Wind Turbine Blades. *Journal of Propulsion and Power*, (5):445–449.
- [6] G.J.M. DARRIEUS : Turbine having its rotating shaft transverse to the flow of the current, patent n° 1835018, United States Patent Office, December 1931.
- [7] S.C.J. FERREIRA, H. BIJL, G. Van BUSSEL et G. Van KUIK : Simulating Dynamic Stall in a 2D VAWT : Modeling Strategy, Verification and Validation with Particle Image Velocimetry Data. *Journal of Physics Conference Series*, 75:1–13, 2007.
- [8] L. GUITTET : *Outil de prédimensionnement des hydroliennes Darrieus : Aspects expérimentales et numériques*. DRT, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [9] S. KIHO, M. SHIONO et K. SUZUKI : The power generation from tidal currents by darrieus turbine. *Renewable Energy*, 9(1-4):1242 – 1245, 1996. World Renewable Energy Congress Renewable Energy, Energy Efficiency and the Environment.
- [10] A. LANEVILLE et P. VITTECOQ : Dynamic stall : the case of the vertical axis wind turbine. *Journal of Solar Energy Engineering*, 108(2):140–145.
- [11] W.J. MCCROSKEY : The phenomenon of dynamic stall. Rapport technique 81264, NASA Technical Memorandum, March 1981.
- [12] I. PARASCHIVOIU : *Wind turbine design. With emphasis on Darrieus concept*. Polytechnic International Press, 2002.
- [13] C. PLOESTEANU : *Etude hydrodynamique d'une type d'hydrolienne à axe vertical pour les courants marins*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Décembre 2004.

-
- [14] E. SANSONE : *Modélisation de la cavitation instationnaire dans les turbines Darrieus*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2007.
 - [15] R.E. SHELDAHL et P.C. KLIMAS : Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines. Rapport technique SAND80-2114, Sandia Laboratories energy report, March 1981.

Outils d'analyse pour l'hydrolienne carénée à axe vertical

Le Chapitre 1 du mémoire nous a permis de passer en revue différents types de carénages pouvant être associés à une hydrolienne pour en augmenter le rendement. Le Chapitre 2 a été consacré à une description détaillée des caractéristiques hydrodynamiques d'une hydrolienne de type Darrieus en configuration libre, c'est-à-dire dépourvue de carénage. Dans le présent chapitre, nous présentons la configuration d'hydrolienne carénée à laquelle va être consacrée la suite du mémoire et qui constitue le coeur de notre sujet. Avant de présenter au Chapitre 4 une étude systématique des performances de cette hydrolienne carénée, nous décrivons dans ce chapitre les outils à caractère expérimental et numérique sur lesquels nous nous sommes appuyés et/ou que nous avons mis en place pour analyser l'hydrolienne carénée.

3.1 Dispositif étudié

L'objet d'analyse est la maquette de l'hydrolienne à axe vertical nommée « A-10 » (Figure 3.1a), déjà présentée dans la section 2.2.1 dans sa forme libre (sans carénage) et carénée.

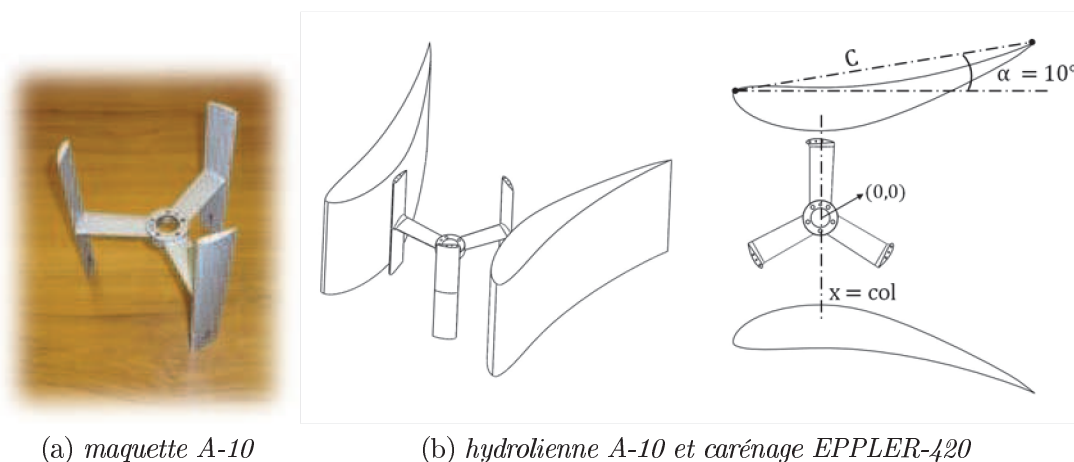


FIG. 3.1: Cas d'étude de référence.

Le carénage de type diffuseur est composé de deux profils d'aile symétriquement placés

par rapport à l'axe longitudinal du rotor (Figure 3.1b). Le profil du carénage de référence utilisé au sein du programme HARVEST est le EPPLER-420 (cf. Annexe J.1), avec une corde de 0.35m (correspondant à 4 fois le rayon de la turbine, $C = 4.0R$), placé à un angle d'incidence de $\alpha = 10^\circ$. Axialement, l'hydrolienne est placée au col du carénage, là où la section de passage est la plus petite. Le EPPLER-420 est un profil laminaire couramment utilisé pour les planeurs. Les profils laminaires ont la particularité d'avoir un bord d'attaque plus aigu et une épaisseur maximale déportée vers le bord de fuite afin de mieux répartir le gradient de pression adverse, retardant ainsi le décollement [2]. Il en résulte une zone laminaire plus étendue et à faibles incidences une traînée plus faible. En revanche, le décrochage est plus intense, la traînée augmentant plus rapidement que dans le cas des profils turbulents (ex. famille des NACA).

Le carénage basé sur le profil EPPLER-420 sera étudié de façon systématique dans le Chapitre 4. Une étude paramétrique sur l'influence de ces différents choix géométriques sera menée au Chapitre 5.

3.2 Outil expérimental : le tunnel hydrodynamique du LEGI

3.2.1 Description de la veine d'essai

Le tunnel hydrodynamique du LEGI, illustré par la Figure 3.2, comporte une section d'essai rectangulaire de $0.25 \times 0.7m^2$ d'un mètre de longueur. La section se trouve à la suite d'un convergent et fait partie d'une boucle hydraulique de 30m (cf. Annexe K). La veine d'essai est préparée pour accueillir des maquettes d'hydrolienne à l'échelle 1 : 5. La vitesse de l'écoulement varie de 1.0m/s à 2.8m/s. Pour une hydrolienne de 0.175m de diamètre ceci correspond à une gamme de Reynolds (Re_D) de 1.75×10^5 à 5.00×10^5 .

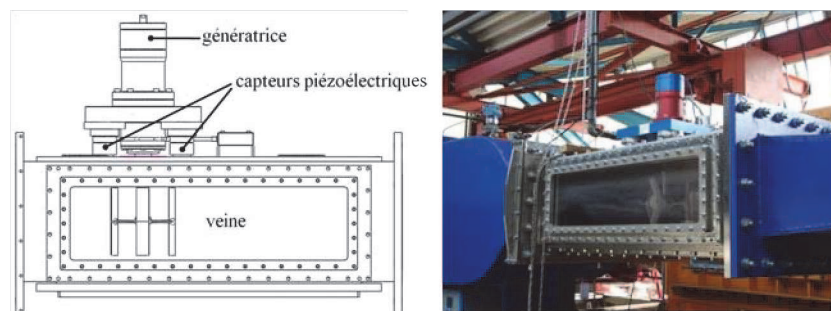


FIG. 3.2: *Tunnel hydrodynamique du LEGI.*

La veine d'essai est munie d'une balance de mesures qui a été développée par le laboratoire. La balance est composée d'une génératrice synchrone et de quatre capteurs piézoélectriques. La génératrice, qui est couplée à l'arbre de l'hydrolienne, fournit la mesure du couple instantané. Les capteurs piézoélectriques permettent d'avoir des mesures sur les efforts longitudinal et transversal qui s'exercent sur la turbine. L'incertitude des mesures [4] est répertoriée dans le Tableau 3.1.

Incertitudes sur les mesures	
Couple moyen	3.8%
Effort longitudinal moyen	6%
Effort transversal moyen	16%

TAB. 3.1: *Incertitudes sur les mesures dans le tunnel hydrodynamique du LEGI.*

3.2.2 Conception d'un module expérimental pour accueillir les carénages

Dans le cadre de la thèse de Vivien Aumelas [4] et de la présente thèse, un système complémentaire aux dispositifs existants a été développé pour pouvoir introduire, de façon totalement modulaire, les carénages autour de l'hydrolienne dans la veine (cf. Figure 3.3).

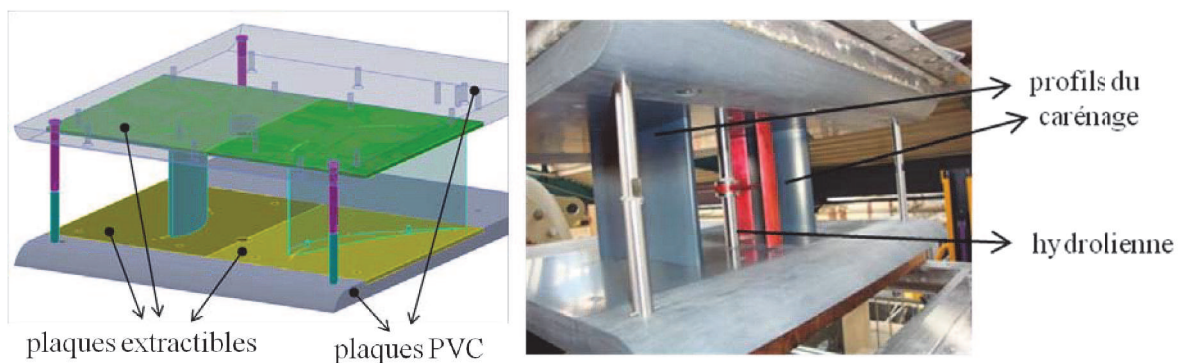


FIG. 3.3: *Module carénage.*

Ce système permet de tester différents types de carénages (profils et cordes) ainsi que de faire varier l'angle d'incidence grâce à 4 plaques extractibles. Le système de carénage est maintenu fixe entre deux plaques en PVC. Le système est conçu, par simple démontage des carénages, pour tester l'hydrolienne libre dans le même milieu confiné verticalement par ces plaques.

Sur l'hydrolienne, les pertes sont principalement localisées à deux endroits précis : aux jonctions bras-pale et aux extrémités de pale où l'on trouve des tourbillons de bout d'aile. Les tourbillons de bout d'aile ou marginaux sont dus au contournement du fluide de l'intrados de la pale, qui est en surpression, vers l'extrados de celle-ci, qui est en dépression (Figure 3.4a). La Figure 3.4b illustre une prise de vue des tourbillons marginaux localisés aux extrémités d'une des pales. Signalons que pour cette prise de vue, la pression a été abaissée afin de déclencher la cavitation qui fait office de traceur de l'écoulement (l'entrefer entre le plafond de la veine et l'extrémité de pale est de 37.5mm ; il n'y a pas de plaques en PVC). Afin de restreindre la formation des tourbillons marginaux, l'entrefer entre les extrémités des pales de l'hydrolienne et les plaques en PVC a été limité à 2.5mm. Cette valeur, issue de la thèse de Aumelas [4], permet d'inhiber ces tourbillons, ce qui permet de se rapprocher d'un écoulement 2D. A cause de ce confinement vertical, la performance de l'hydrolienne se voit aussi augmenter de 20% [4]. Tout ceci nous permet de proposer une comparaison plus « réaliste » entre les calculs 2D, qui tendent à surestimer les résultats faute de la prise en compte des effets 3D, et les expériences.

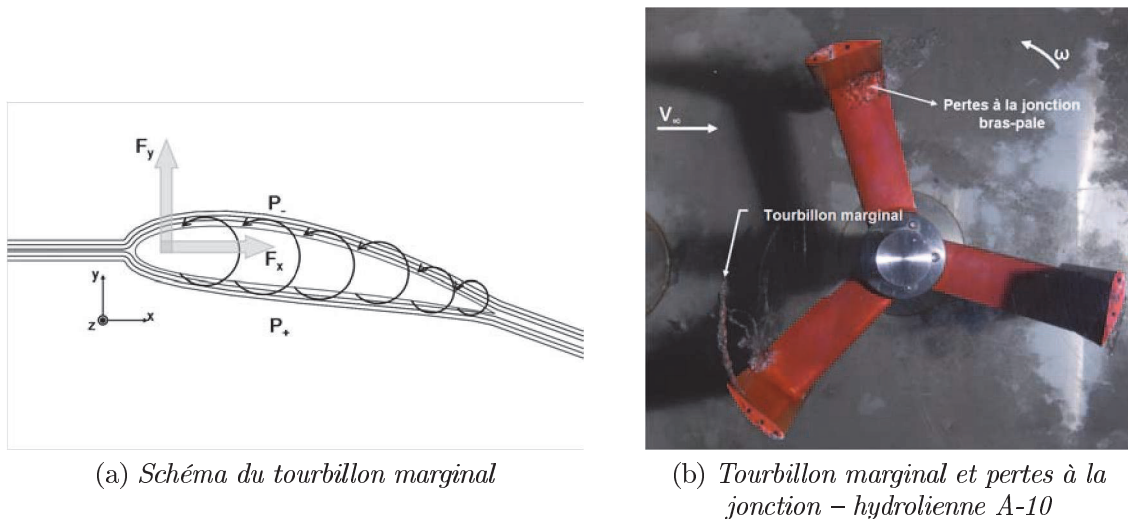


FIG. 3.4: Cas d'étude de référence.

3.2.3 Choix de la vitesse de l'écoulement amont

Une campagne de mesures a été réalisée par Vivien Aumelas en février 2010, dans le tunnel hydrodynamique du LEGI, sur une configuration d'hydrolienne libre et carénée. Cette campagne a permis de :

- Réaliser une étude sur les effets de Reynolds.
- Faire le choix de la vitesse de l'écoulement amont pour les études futures, numériques et expérimentales.

Hydrolienne libre	
Maquette	A-10
\varnothing_{rotor}	0.175m
C_{pale}	0.032m
V_{∞}	1.8m/s – 2.3m/s – 2.8m/s

TAB. 3.2: Données des expériences de l'hydrolienne libre dans le tunnel hydrodynamique.

D'après les résultats expérimentaux sur l'hydrolienne A-10 dans le tunnel hydrodynamique à différents V_{∞} (Figure 3.5), le palier des performances est atteint pour $V_{\infty} = 2.3m/s$. Au-delà de cette valeur de la vitesse incidente, la Figure 3.5 indique une indépendance quasi-totale de la performance globale (coefficient de puissance) vis-à-vis du nombre de Reynolds. La vitesse $V_{\infty} = 2.3m/s$ a donc été choisie comme vitesse de référence pour toutes les études qui suivent. D'autres raisons que l'indépendance par rapport au nombre de Reynolds justifient ce choix :

- A cette vitesse, les incertitudes de mesure sont les plus satisfaisantes.
- La génératrice travaille dans un régime de rotation permettant de couvrir une gamme suffisamment large ($0.25 < \lambda < 3.0$) de paramètres d'avance. Pour des vitesses plus élevées, la plage des valeurs de λ serait plus réduite.

- Si la vitesse amont augmente, on sort de la loi linéaire reliant la vitesse de rotation au coefficient de frottement du joint d'étanchéité entre l'arbre et la paroi supérieure de la veine.

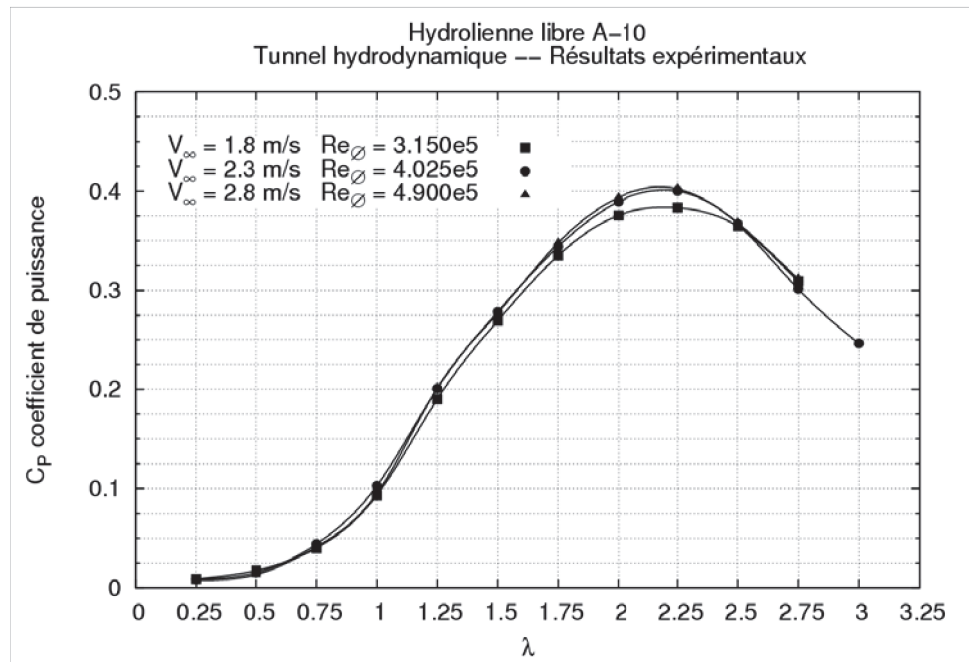


FIG. 3.5: Résultats expérimentaux de l'hydrolienne libre dans le tunnel hydrodynamique. Représentation du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance.

En faisant une similitude pour une application à l'échelle réelle, gardant le nombre de Reynolds constant, la vitesse minimale de l'écoulement est de :

- ≈ 0.4 m/s pour une hydrolienne de 0.5 m de diamètre.
- ≈ 0.8 m/s pour une hydrolienne de 1 m de diamètre.

Le courant d'un fleuve est de l'ordre de 2 – 4 m/s, vitesse supérieure à ces dernières. Par conséquent, le nombre de Reynolds de l'application réelle sera plus grand que celui de l'application dans le tunnel hydrodynamique, ce qui le situe dans la zone palier.

Hydrolienne carénée	
Maquette	A-10
\bar{O}_{rotor}	0.175 m
C_{pale}	0.032 m
Carénage	EPPLER-420
$C_{carénage}$	0.35 m
α	6° – 10°
V_∞	1.8 m/s – 2.3 m/s

TAB. 3.3: Données des expériences de l'hydrolienne carénée dans le tunnel hydrodynamique.

Avec l'ajout d'un carénage, la détection du palier lié à l'indépendance du nombre de Reynolds est plus délicate. La Figure 3.6 montre les coefficients de puissance de l'hydrolienne carénée à deux angles d'incidence (6° et 10°) et deux vitesses d'écoulement (1.8 m/s

et 2.3m/s). Nous observons des écarts, surtout à $\alpha = 10^\circ$. Cependant, tenant compte des incertitudes de mesure sur le couple moyen, qui sont de l'ordre de 4%, il est raisonnable d'admettre que le palier est aussi atteint à $V_\infty = 2.3\text{m/s}$ pour le cas caréné.

Soulignons que l'introduction d'un carénage dans le milieu du tunnel hydrodynamique augmente considérablement les chargements sur la turbine, comme nous le verrons au Chapitre 4. Pour éviter d'endommager l'hydrolienne, la vitesse de 2.8m/s correspondant à la vitesse maximale du circuit n'a pas été testée pour les configurations carénées.

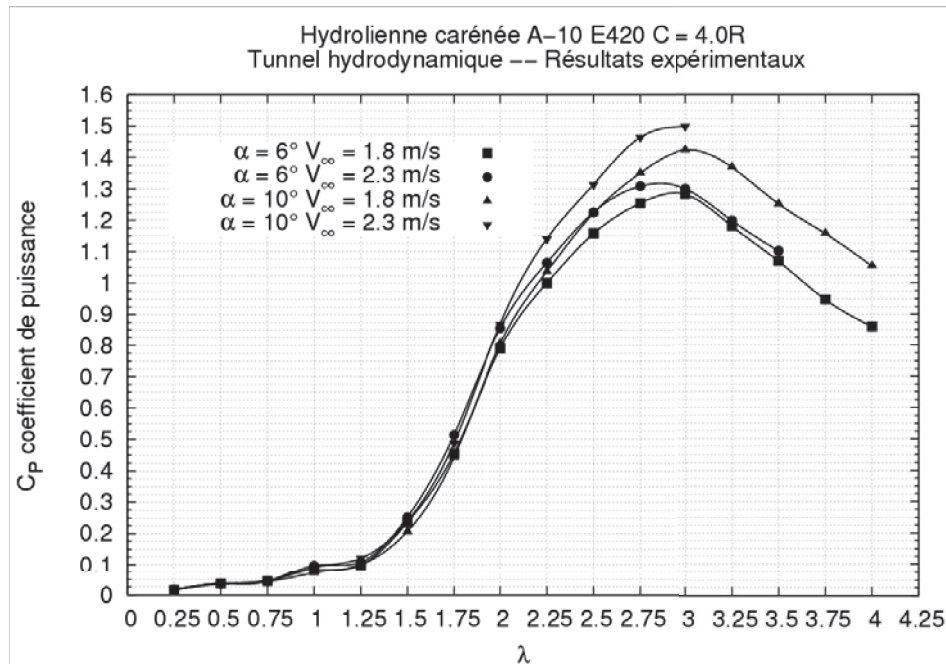


FIG. 3.6: Résultats expérimentaux de l'hydrolienne carénée dans le tunnel hydrodynamique. Représentation du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance.

Remarquons que les échelles du coefficient de puissance des Figures 3.5 et 3.6 mettent bien en évidence que C_P prend des valeurs très élevées dans le cas de l'hydrolienne carénée. Les courbes des coefficients de puissance des configurations libre et carénée ne seront pas commentées à ce stade. Cette analyse est réservée au Chapitre 4.

3.3 Outils numériques

L'écoulement dans une turbine de type Darrieus est fortement instationnaire et tridimensionnel. Cette complexité est inhérente aux caractéristiques de l'écoulement induit par les pales en rotation et aux interférences entre les sillages des pales. La simulation numérique de ces écoulements est cruciale. En effet, compte tenu des coûts des mesures dans le tunnel hydrodynamique, il est impossible d'envisager des campagnes de mesures sur une grande variété de géométries d'hydroliennes combinées à une grande variété de choix de carénages. La méthode de simulation à utiliser dépend naturellement de l'objectif de la simulation. Dans certains cas, il est indispensable d'obtenir une description détaillée de l'écoulement autour des pales, des sillages et de connaître de surcroît avec précision le chargement du système pour pouvoir le dimensionner. Dans d'autres cas, il suffira uniquement de connaître l'effet moyen de la rotation des pales pour déterminer la

performance globale.

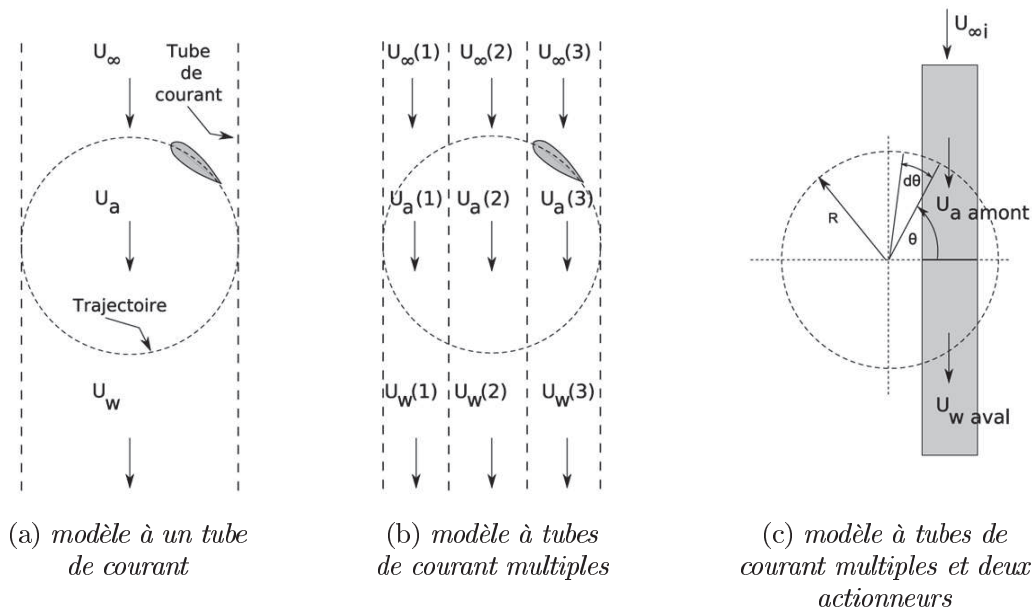


FIG. 3.7: Schémas représentant les modèles globaux basés sur la conservation de la QDM [Source images : Islam [8]].

La performance des turbines Darrieus fut initialement évaluée à partir des **méthodes globales**. Les premiers modèles globaux utilisent le **théorème de la conservation de la quantité de mouvement** (QDM)(Figure 3.7). Depuis le premier modèle, proposé par Betz (cf. Annexe G), de nombreuses améliorations ont été apportées. Les modèles QDM consistent à écrire que la variation de la quantité de mouvement dans un tube de courant traversant la turbine est égale aux forces que ce tube exerce sur les pales. Les modèles les plus simples donnent accès au rendement en fonction du débit passant dans la turbine. Les modèles plus élaborés fournissent les courbes du coefficient de puissance C_P et du coefficient de traînée C_D en fonction du paramètre d'avance λ . Templin [19] a proposé le **modèle à un tube de courant** (*Single Streamtube Model*) en ajoutant un actionneur (*actuator disc*). La turbine est modélisée par un disque d'action. La vitesse est supposée uniforme pour l'ensemble du rotor et on ne tient pas compte des variations de vitesse à l'amont et à l'aval. Strickland [18] améliore la méthode précédente en introduisant le **modèle à tubes de courant multiples** (*Multiple Streamtube Model*) plus un actionneur. Il utilise plusieurs tubes de courant adjacents et résout l'équation de la QDM pour chacun d'eux en tenant compte des variations de la vitesse induite suivant la verticale et suivant les différentes positions azimuthales. Par contre, pour un tube de courant, le modèle ne tient pas compte de la variation de la vitesse suivant la direction de l'écoulement. Le **modèle à deux disques amont-aval** (*Upwind and Downwind Rotor Haves Model*) de Lapin [11] propose une représentation de la turbine Darrieus suivant deux disques plans successifs : un disque amont et un disque aval. Pour chacun des disques il calcule une vitesse induite et un facteur d'interférence en amont d'abord, puis en aval. Finalement Paraschivoiu [15] propose une approche plus sophistiquée avec le **modèle à tubes de courant multiples et deux actionneurs** (*Double-Multiple Streamtube Model*). L'utilisation de deux actionneurs dans chaque tube lui permet de prévoir la variation de vitesse entre le demi disque amont et le demi disque aval. Les versions les plus avancées prennent aussi en compte le décollement dynamique. L'avantage des modèles QDM est leur possibilité de

prévoir les performances globales de la machine, mais en revanche, ils ne permettent pas d'obtenir avec précision les forces sur les pales. Par ailleurs, ils sont incapables de simuler les turbines à forte solidité et de prévoir les sillages associés aux machines [3]. L'inconvénient majeur des modèles globaux est qu'ils utilisent, pour la résolution des équations, des coefficients hydrodynamiques. Ces coefficients sont souvent obtenus autour d'un profil d'aile en position statique. Ainsi, la dynamique de l'écoulement est mal représentée ce qui induit, dans la plupart des cas, une répartition incorrecte de pression sur les pales.

La deuxième classe de modèles concerne les **modèles basés sur la théorie tourbillonnaire** (*vortex models*) appliqués aux interactions rotor-sillage et qui résolvent l'équation de transport de la vorticité. Ils se divisent en deux groupes : les **modèles à sillage figé** et les **modèles à tourbillons libres**. La base de ces modèles est l'hypothèse d'un écoulement parfait incompressible supposant la vorticité concentrée sur une ligne tourbillonnaire [12]. Les pales et les sillages sont représentés par des tourbillons (Figure 3.8). L'avantage est que la pression n'apparaît pas explicitement dans l'équation de transport de la vorticité et que le champ de pression n'est pas nécessaire pour calculer le champ de vitesse [15]. La vitesse du fluide résulte de la superposition de la vitesse induite tourbillonnaire avec la vitesse de l'écoulement à l'infini amont. Les modèles tourbillonnaires sont plus onéreux en temps de calcul que les modèles QDM car ils introduisent le calcul des lâchers tourbillonnaires.

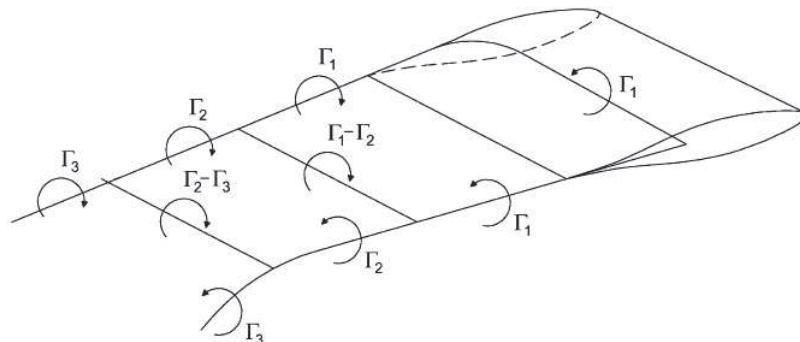


FIG. 3.8: Schéma du principe du modèle tourbillonnaire où la pale est représentée par des tourbillons [Source image : Islam [8]].

Les codes de calcul CFD apparaissent comme le meilleur choix pour s'affranchir des limitations des modèles globaux et des hypothèses de fluide parfait inhérentes aux modèles tourbillonnaires. Tous les codes CFD suivent le protocole suivant : la génération d'un maillage représentatif du domaine de calcul, l'implémentation des schémas numériques pour résoudre les équations de conservation, et la modélisation de la turbulence. Ainsi, il existe plusieurs approches pour résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes (NS).

La **Simulation Numérique Directe** (DNS = Direct Numerical Simulation) résout la gamme entière des échelles de longueur de la turbulence, ce qui évite l'utilisation d'un modèle de turbulence. La taille de la plus petite cellule du maillage est plus petite que l'échelle dissipative de Kolgomorov, ce qui nécessite une haute précision spatiale et temporelle. Le nombre de noeuds nécessaire, pour un calcul 3D, est approximé par $N_{total} \approx R_t^{9/4}$ où R_t est le nombre de Reynolds turbulent. Il est évident que le coût d'un tel calcul est prohibitif pour les configurations à grands nombres de Reynolds qui nous intéressent ici.

La **simulation des grandes échelles** (LES = Large Eddy Simulation) résout explicitement les grandes échelles à partir des équations de NS, tandis que les petites échelles sont modélisées. Dans ce cas, la plus petite maille est plus grande que l'échelle de Kolmogorov. Le nombre de noeuds nécessaires, pour un calcul 3D, se réduit à $N_{total} \approx R_t^2$. Cependant, cette méthode requiert encore un maillage très fin et reste trop coûteuse pour pouvoir être envisagée dans cette étape d'analyse où de multiples configurations doivent être simulées.

La méthode **RANS** (RANS = Reynolds Averaged Navier-Stokes) utilise un traitement statistique : les variables du système sont décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante. Le système d'équations instantanées est alors remplacé par un système d'équations concernant les valeurs moyennes du champ. Les non-linéarités des termes convectifs du système initial font apparaître des quantités inconnues associées à des moyennes de produits de fluctuations. Le système est résolu à l'aide des équations de fermeture plus ou moins sophistiquées selon le modèle de turbulence utilisé. La méthode RANS permet une diminution importante du nombre de degrés de liberté qui la rend applicable sur des configurations complexes. C'est l'approche la plus couramment utilisée dans l'industrie.

La méthode **DES** (Detached Eddy Simulation) est une méthode hybride qui utilise la méthode RANS dans les couches limites et la méthode LES en dehors de ces zones. Il n'est plus nécessaire de mailler les zones de proche parois, ce qui réduit considérablement le temps de calcul par rapport aux méthodes DNS et LES.

Selon le type et l'outil de calcul choisi (analytique, numérique, modèle, précision, etc.), le cas de calcul devient plus ou moins coûteux, plus ou moins long en temps d'attente. La Figure 3.9 montre schématiquement la courbe temps/coût-précision pour les différentes stratégies de modélisation qui ont été évoquées. Grossièrement, on peut considérer que le passage d'une stratégie à une autre plus sophistiquée (et plus précise) représente un ordre de grandeur supplémentaire (voire davantage) en termes de coût.

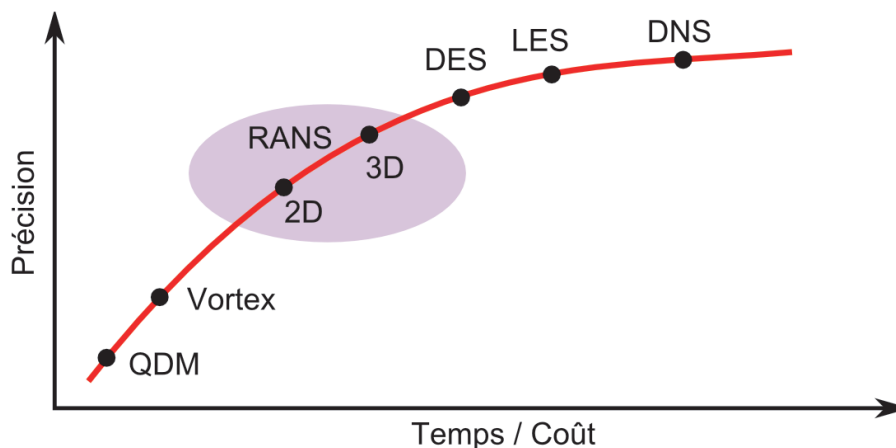


FIG. 3.9: Schéma mettant en évidence le temps/coût du calcul devant la précision.

Parmi toutes les approches évoquées, les méthodes de type RANS sont celles qui offrent un bon compromis entre la précision et le temps de calcul (surtout pour les calculs instationnaires). Cependant, l'augmentation du degré de réalisme de la modélisation numérique (2D ou 3D) s'accompagne d'une complexité de mise en œuvre croissante pour les simulations destinées à l'analyse de l'ensemble (dans notre cas une hydrolienne munie d'un carénage). Le Tableau 3.4 résume le temps nécessaire pour simuler en RANS un tour de turbine de type Darrieus dans le tunnel hydrodynamique du LEGI (sachant qu'il faut

réaliser un nombre minimal de tours pour atteindre la solution périodique convergée). Il est évident que les simulations 3D sont très gourmandes en temps de calcul et nécessitent des ressources considérables, tant en puissance de calcul qu'en espace de stockage. En conséquence, il apparaît que, dans un processus d'évaluation géométrique du système (rotor seul ou rotor + carénage), les simulations numériques 2D sont à privilégier en première analyse.

			Amet (2009) [2]		Zanette (2010) [20]	
Nb cellules			Temps	Nb CPUs	Temps	Nb CPUs
2D	sans bras	90 000	–	–	1t = 2h	8
		100 000	1t = 2h	12	–	–
		360 000	1t = 7h	12	–	–
3D	sans bras	4 000 000	1t = 3.5j	12	1t = 7j	12
		8 000 000	1t = 7j	12	–	–
	avec bras	10 000 000	–	–	1t = 14j	12
Autres informations			1t = 360 pas de temps 1 pas de temps = 75 sous-itérations h = heures j = jours t = tour			

TAB. 3.4: Temps de calcul nécessaire pour simuler un tour d'une hydrolienne Darrieus avec la méthode RANS [2, 20].

A cet effet, l'analyse numérique a été réalisée à l'aide de deux logiciels commerciaux : *Gambit* pour la génération des maillages et *Fluent 6.3.26* pour les calculs RANS. Divers programmes en C++ et macros ont été écrits pour automatiser le posttraitement des résultats. Pour la génération automatique des maillages et le lancement des calculs des scripts sous forme de journaux paramétrés ont été créés.

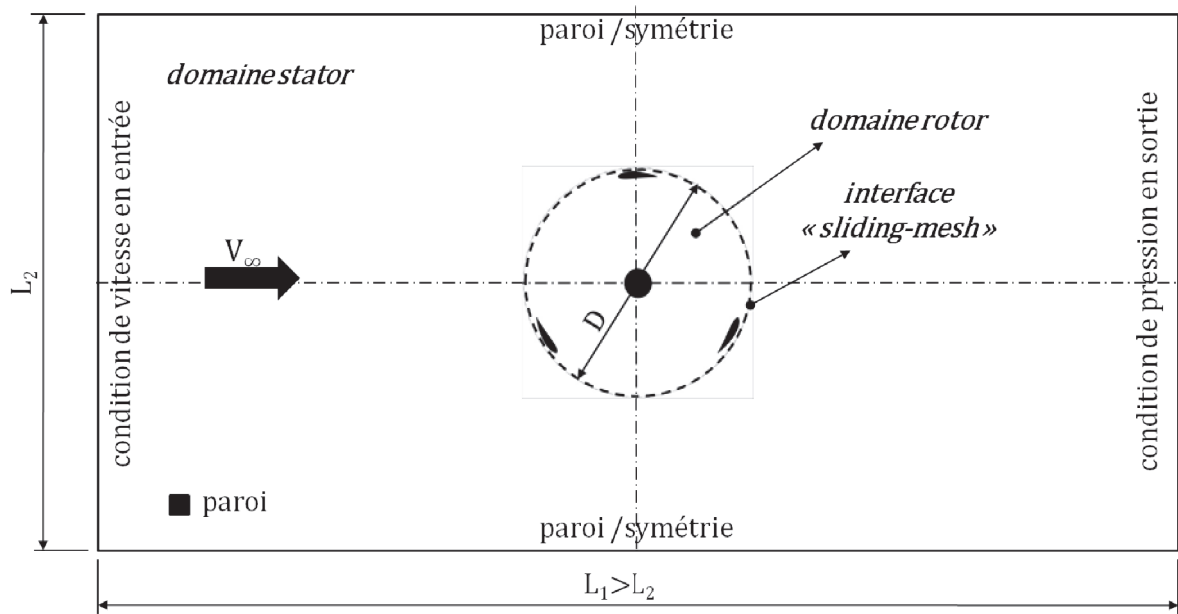
3.3.1 Maillages

Quatre configurations de maillage ont été utilisées :

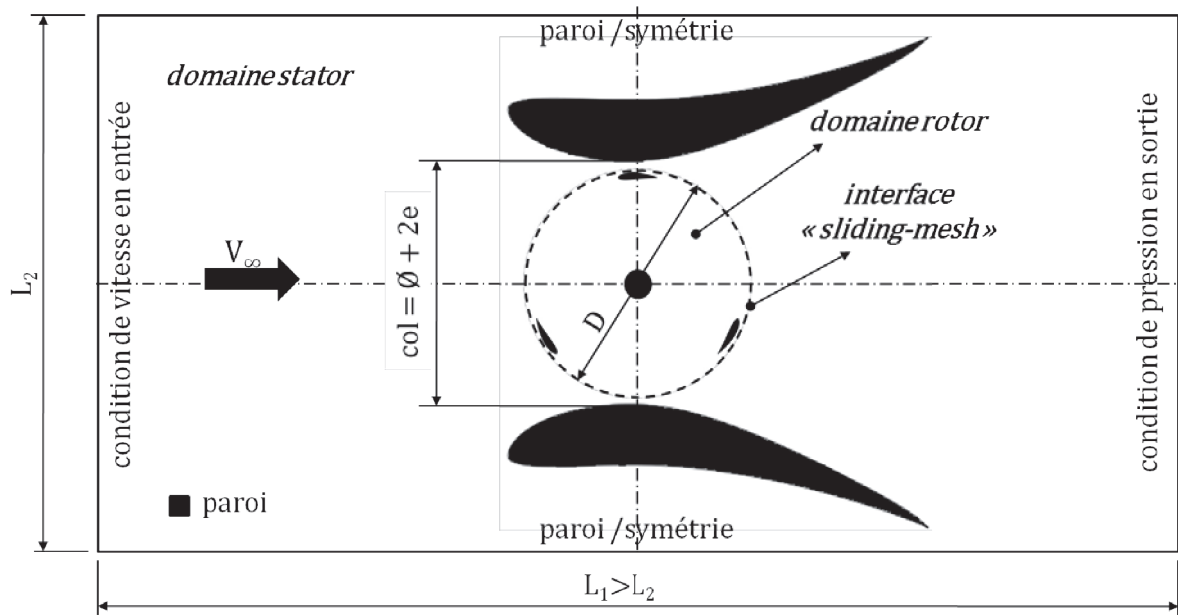
- L'hydrolienne libre en milieu infini.
- L'hydrolienne carénée en milieu infini.
- L'hydrolienne libre en milieu confiné ; puisque ce confinement est associé à la géométrie du tunnel hydrodynamique dans lequel les essais ont été réalisés, on parlera également d'hydrolienne libre en milieu tunnel.
- L'hydrolienne carénée en milieu tunnel.

Les schémas des domaines de calcul et leurs dimensions sont illustrés respectivement sur la Figure 3.10 et le Tableau 3.5 (N.B. : les dimensions ne sont pas à l'échelle). Le domaine numérique est une représentation 2D de la section se trouvant à 1/4 du bout d'aile (cf. Figure 2.10a). Le domaine est constitué de deux sous-domaines : l'un fixe nommé « stator » et l'autre tournant appelé « rotor ». Les sous-domaines sont séparés par une interface glissante permettant de tenir compte de la rotation de l'hydrolienne (technique du « *sliding mesh* »). L'interface glissante est placée au milieu de l'entrefer, de dimension $e = 11.8mm$, entre les pales et le carénage.

Les conditions aux limites établies sont : une vitesse uniforme de l'écoulement amont imposée à l'entrée ; une pression atmosphérique constante en sortie ; des conditions d'adhérence à la paroi pour les pales, l'arbre et le carénage ; une condition d'adhérence à la



(a) hydrolienne libre



(b) hydrolienne carénée

FIG. 3.10: Schémas des domaines de calcul avec les conditions aux limites.

Dimensions	Hydrolienne libre		Hydrolienne carénée	
	Domaine tunnel	Milieu infini	Domaine tunnel	Milieu infini
e	–		0.0118m	
Ø	0.175m			
C	–		0.35m	
D	$\text{Ø} + 2(e/2)$			
L ₁	3 × 1 = 3m	L ₁ > L ₂	3 × 1 = 3m	L ₁ > L ₂
L ₂	0.7m	10Ø	0.7m	Ø + 2C + 2e

TAB. 3.5: Dimensions des domaines de calcul.

paroi pour les frontières supérieure et inférieure du tunnel hydrodynamique et une condition de symétrie sur ces mêmes frontières pour la configuration en milieu infini. La longueur du domaine tunnel est plus grande que dans la réalité ; en effet pour que le profil de vitesse s'établisse en amont et pour que le sillage développé en aval se stabilise, il est nécessaire de prendre une boîte de calcul suffisamment longue. La largeur du domaine représentant le milieu infini a été établie en multipliant par 10 une longueur de référence. Dans le cas de l'hydrolienne libre la longueur de référence est le diamètre du rotor (Largeur= $10\varnothing$). Dans le cas de l'hydrolienne carénée, elle équivaut à la somme du diamètre du rotor, plus 2 fois la corde du carénage, plus 2 fois l'entrefer (Largeur= $10(\varnothing + 2C + 2e)$). Dans ce dernier cas, l'hydrolienne est toujours placée au col du carénage, c.-à-d. dans la section la plus étroite imposée par les deux profils mis en incidence. Le col est toujours de même dimension verticale égale à $(\varnothing + 2e)$.

Un paramètre fort important à respecter dans la modélisation des écoulements turbulents autour des turbines de type Darrieus est la valeur de y^+ . Dans la littérature dédiée aux turbines Darrieus [6, 14, 17], la plupart des modélisations se concentrent seulement sur la valeur moyenne de y^+ comme critère de précision de la modélisation turbulente pariétale. D'après l'analyse de sensibilité 2D réalisée par Amet [2], une valeur moyenne qui place la première maille dans la sous-couche laminaire ne suffit pas. Il faut aussi que la valeur maximale soit dans la sous-couche laminaire car le bulbe de décollement dynamique dans sa phase d'expansion maximale couvre toute la surface intrados de la pale. Des valeurs moyennes de y^+ comprises entre 1 et 3 sont recommandées pour capter la forte instationnarité de l'écoulement. Des valeurs supérieures engendrent une sous-estimation de la puissance récupérée. Ainsi, les couches limites des pales, de l'arbre et du carénage ont été maillées avec des éléments structurés rectangulaires dont la première taille de maille est réglée par la condition $y^+ = 1$.

En raison de la géométrie complexe du domaine de calcul liée à la présence de formes gauches, les premiers maillages que nous avons réalisés faisaient appel à des cellules triangulaires. Cependant, afin de réduire le nombre d'éléments du maillage, un effort de construction du maillage a été réalisé pour passer d'un maillage non-structuré à base de triangles à un maillage structuré à base de rectangles (cf. Tableau 3.6 pour les tailles caractéristiques des maillages 2D utilisés). Ces maillages à base de quadrangles ont permis de réduire le temps de calcul sans perte de précision comme nous le verrons dans la section 3.3.3.1 dédiée aux tests d'indépendance des résultats de la simulation vis-à-vis du maillage utilisé.

Maillage structuré à base de rectangles		
Nb cellules	H. libre	H.carénée
Tunnel	$\approx 110\ 000$	$\approx 250\ 000$
Milieu infini	$\approx 163\ 000$	$\approx 310\ 000$

TAB. 3.6: *Nombre de cellules du maillage structuré pour les cas de référence : hydrolienne A-10 et carénage EPPLER-420 à $\alpha = 10^\circ$.*

3.3.2 Le modèle de turbulence

Dans les méthodes RANS, les équations moyennées introduisent de nouvelles variables (tenseur de contraintes de Reynolds) qui nécessitent des équations supplémentaires pour

fermer le problème. Les équations de fermeture choisies définissent le modèle de turbulence. Les différences entre modèles résident dans leur capacité à reproduire fidèlement le comportement des écoulements turbulents sur des configurations variées. Aucun modèle n'est valable pour toutes les configurations, donc le choix dépend de l'application visée. Compte tenu des moyens de calcul à disposition, le choix se limitera aux modèles de turbulence à une ou deux équations. Le code Fluent propose trois grandes familles :

- Le modèle à une équation de **Spalart-Allmaras**. C'est un modèle assez simple qui résout une équation de transport pour la viscosité turbulente cinétique sans avoir besoin de calculer une échelle de longueur.
- Le modèle semi-empirique à deux équations $\kappa - \epsilon$ (avec ses variantes).
- Le modèle empirique à deux équations $\kappa - \omega$ (avec ses variantes).

Les modèles à deux équations résolvent deux équations de transport : l'une pour κ , l'énergie cinétique turbulente et l'autre pour ϵ , le taux de dissipation de cette énergie turbulente ou pour ω , sa dissipation spécifique.

Une étude bibliographique sur les calculs numériques des éoliennes et hydroliennes à flux transverse a mis en évidence les avantages et faiblesses des modèles de turbulence.

Durant sa thèse, Ploesteanu [16] a réalisé une série de simulations RANS 2D de la turbine étudiée par Laneville et Vittecoq [10] à l'aide des modèles Spalart-Allmaras et $\kappa - \epsilon$. Les résultats ont montré que les grosses structures tourbillonnaires de l'écoulement sont assez bien reproduites. Cependant, ces structures sont très vite dissipées par le calcul, probablement à cause du maillage grossier utilisé, ce qui limite le réalisme de la physique d'interaction entre les pales et le sillage. Les efforts instationnaires présentent des écarts significatifs avec les valeurs expérimentales. Remarquons que, dans ce travail, faute de simulations pleinement convergées en espace et en temps, aucune conclusion nette n'a pu être donnée sur la validité du calcul.

Amet [2] a utilisé le modèle $\kappa - \omega$ implémenté dans le code académique RANS TurbFlow. Les résultats montrent que l'on retrouve les structures tourbillonnaires mises en évidence par l'expérience de Laneville et Vittecoq. Leur capture est suffisamment précise pour retrouver les allures globales des cycles d'hystérésis de portance et de traînée mesurées expérimentalement.

Klaptocz et al. [9] trouvent que la solution transitoire donnée par le modèle turbulent à une équation de Spalart-Allmaras apporte une précision satisfaisante pour les valeurs du couple et du rendement. De plus cette solution est accompagnée d'une plus grande robustesse que celles des modèles $\kappa - \epsilon$ *standard*, $\kappa - \epsilon$ *realizable* et $\kappa - \omega$ *SST*.

D'après Ferreira et al. [6], les modèles Spalart-Allmaras et $\kappa - \epsilon$ ont été estimés insuffisants pour prédire le développement du décrochage dynamique et cela à cause de leur incapacité à modéliser correctement les grandes structures tourbillonnaires. Le modèle Spalart-Allmaras sous-estime la génération des lâchers tourbillonnaires. Le modèle $\kappa - \epsilon$ lui non plus n'est pas capable de prédire ce phénomène.

Ce rapide passage en revue de la littérature consacrée à la simulation d'éolienne ou d'hydrolienne pour ce qui concerne le choix d'un modèle de turbulence ne permet pas de dégager de façon claire un choix préférentiel. Cependant, si on élargit cette analyse au domaine de l'aérodynamique il apparaît que le modèle $\kappa\omega - SST$ (Shear Stress Transport) proposé par Menter [13] offre un bon compromis entre capacités de prédiction physique et

robustesse de mise en œuvre [5]. Ce modèle tire avantage de la précision de la formulation $\kappa - \omega$ dans la région de proche paroi et de la faible sensibilité de la formulation $\kappa - \epsilon$ à l'écoulement non-perturbé loin des parois.

3.3.3 Réglages des paramètres et critères de convergence

Tous les calculs réalisés sont instationnaires, dans un milieu d'eau liquide où l'écoulement est supposé incompressible. La résolution temporelle de la partie instationnaire se fait avec un schéma d'ordre 2 en temps. Pour chaque paramètre d'avance le pas de temps est réglé de façon à avoir 1° de rotation angulaire. A chaque pas de temps 100 sous-itérations sont exécutées. Le couplage pression-vitesse est assuré par le schéma SIMPLE et les équations pour la pression, la quantité de mouvement et les variables de turbulence sont discrétisées avec un schéma du deuxième ordre en espace. Le champ de vitesse est initialisé de façon uniforme à partir de la vitesse de l'écoulement non perturbée en amont. Les grandeurs turbulentes en entrée de domaine pour le modèle $\kappa\omega - SST$ ont été définies en utilisant l'intensité turbulente et la longueur caractéristique de turbulence. Faute de mesures expérimentales et par analogie aux problèmes des conduites lisses, la longueur caractéristique de turbulence est fixée à $2 \times 10^{-3}m$ et l'intensité turbulente à 3%, valeurs classiques de la littérature [1]. Ces deux valeurs ont été établies à partir des équations (3.1) et (3.3), qui estiment l'intensité turbulente I et la longueur caractéristique de turbulence l d'une conduite lisse de longueur caractéristique L_c . Le nombre de Reynolds Re_{DH} est basé sur le diamètre hydraulique [7]. Dans le cas de l'hydrolienne, L_c est assimilé à la corde des pales et Re_{DH} est calculé à partir des dimensions \emptyset et H du rotor. La stratégie de calcul comporte toujours un premier tour (360 pas de temps) en utilisant les schémas au premier ordre avant de passer au deuxième ordre pour le reste des tours jusqu'à atteindre la solution périodique convergée. Le Tableau 3.7 récapitule les principaux paramètres de calcul.

$$I = 0.16 (Re_{DH})^{-1/8} \quad (3.1)$$

avec

$$Re_{DH} = \frac{V_\infty DH}{\nu} \quad \text{le nombre de Reynolds associé au diamètre hydraulique} \quad (3.2a)$$

$$DH = \frac{4\text{section}}{\text{périmètre}} \quad \text{le diamètre hydraulique} \quad (3.2b)$$

$$l = 0.07 L_c \quad (3.3)$$

Les choix de modélisation physique du problème étant désormais entièrement fixés, il ne reste plus désormais qu'à effectuer une étude sur les paramètres numériques afin d'assurer qu'ils sont correctement réglés pour assurer la précision des simulations en évitant un coût excessif.

Paramètres des calculs RANS 2D	
Résolution	instationnaire, incompressible, implicite
Discrétisation du temps	2ème ordre
Pas de temps	$\Delta t = f(\lambda)$
Sous-itérations par pas de temps	100
Milieu	eau (valeurs par défaut)
Modèle de turbulence	$\kappa\omega - SST$
Intensité turbulente	3%
Initialisation du champ de vitesse	uniforme, $V_\infty = 2.3m/s$
Condition d'entrée	vitesse uniforme, $V_\infty = 2.3m/s$
Condition de sortie	pression atmosphérique constante
Vitesse de rotation	$\omega = f(\lambda) = \lambda V_\infty / R$
Couplage pression-vitesse	SIMPLE
Discrétisation de la pression	2ème ordre
Discrétisation de la QDM	2ème ordre
Discrétisation de la turbulence	2ème ordre

TAB. 3.7: Réglage des paramètres CFD.

- Pour ce qui concerne la précision en temps, le premier critère est bien sûr le choix d'un pas de temps physique suffisamment faible (que l'on exprimera en degrés de rotation de la turbine). Le comportement à vérifier également est la convergence vers un état pseudo-stationnaire (dite aussi convergence en temps dual) à chaque pas de temps physique. Un nombre de sous-itérations est fixé a priori et il doit être suffisant pour assurer une réduction suffisante des variations en pseudo-temps à chaque pas de temps physique.
- Pour ce qui concerne la précision en espace, nous devons nous assurer d'une part de la convergence en maillage, c'est-à-dire, de la quasi-indépendance de la solution numérique par rapport au maillage utilisé (sans que celui-ci ne soit excessivement raffiné bien sûr).
- Nous devons également vérifier, compte tenu en particulier des travaux préexistants de Amet [2], que le raffinement pariétal est suffisant (choix du y^+).
- Enfin, la simulation de l'écoulement étant réalisée à partir d'un état initial uniforme, il convient également de s'assurer de l'établissement de la solution périodique, ce qui suppose d'effectuer un nombre de tours de rotor suffisant. En effet, pour atteindre le régime périodique, les particules fluides/structures de l'écoulement ont besoin de parcourir une distance donnée, qui peut être reliée à n fois une longueur caractéristique. Dans le cas de l'hydrolienne libre, cette longueur correspond au diamètre du rotor et dans le cas caréné à la corde du carénage. La valeur de n varie en fonction du milieu (infini ou confiné), du paramètre d'avance λ , de la configuration (libre ou carénée) et de la configuration du carénage (longueur de corde et angle d'incidence).

L'étude de convergence a été faite pour une hydrolienne carénée (configuration de référence) dans le milieu tunnel au paramètre d'avance maximal λ_{max} . Le choix de ce cas n'est pas arbitraire :

- Le champ d'écoulement de l'hydrolienne carénée est plus complexe que celui de l'hydrolienne libre. Si la convergence est assurée pour le cas caréné, elle le sera aussi pour le cas libre.
- L'augmentation de la valeur de λ diminue la valeur du temps physique pour réaliser une révolution de rotor. C'est-à-dire, à même nombre de tours, le parcours effectué par les particules fluides/structures de l'écoulement diminue avec λ . Par conséquent, le nombre de tours nécessaires pour atteindre la convergence périodique augmente avec λ . Ainsi, si à λ_{max} la convergence est assurée, elle le sera aussi pour les autres valeurs de λ inférieures à λ_{max} .
- Le choix de la configuration tunnel a deux justifications. D'un côté, c'est le domaine qui va permettre de confronter les résultats numériques aux résultats expérimentaux afin de valider les calculs. D'un autre côté, la convergence périodique est plus rapide pour la configuration tunnel que pour la configuration milieu infini car l'écoulement est guidé par les parois latérales. Ainsi, le temps de calcul de l'étude se voit diminuer. Le seul paramètre à régler pour le passage en milieu infini est le nombre d'itérations en temps, qui dépend fortement de la corde et de l'angle d'incidence du carénage (cf. Chapitre 5).

3.3.3.1 Indépendance en maillage / raffinement pariétal

Le calcul doit être indépendant du nombre d'éléments du maillage et du type d'élément utilisé (triangle, rectangle). A partir d'un maillage de référence, on construit des maillages similaires de plus en plus fins. On impose un seuil de tolérance relative entre les solutions obtenues à l'aide de deux maillages successifs en nombre de mailles. Si les calculs donnent les mêmes résultats pour tous les maillages, on peut garder le maillage le plus économique (celui avec le moins de cellules) et faire un test dans le sens inverse en le rendant plus grossier jusqu'à obtenir une perte de précision significative sur les valeurs calculées. Un test d'indépendance de maillage a été réalisé pour l'hydrolienne carénée dans la veine. Le maillage de référence comportait environ 392 000 éléments triangulaires (Figure 3.11a). Le nouveau maillage, plus économique, possède environ 250 000 éléments de type rectangle (Figure 3.11b). Le passage d'un maillage non-structuré à un maillage structuré a permis de réduire le temps de calcul du modèle sans perte de précision comme le montre le Tableau 3.8.

Remarque 1 : Le sous-domaine « rotor » est le même pour tous les maillages. Seul le sous-domaine « stator » est remaillé.

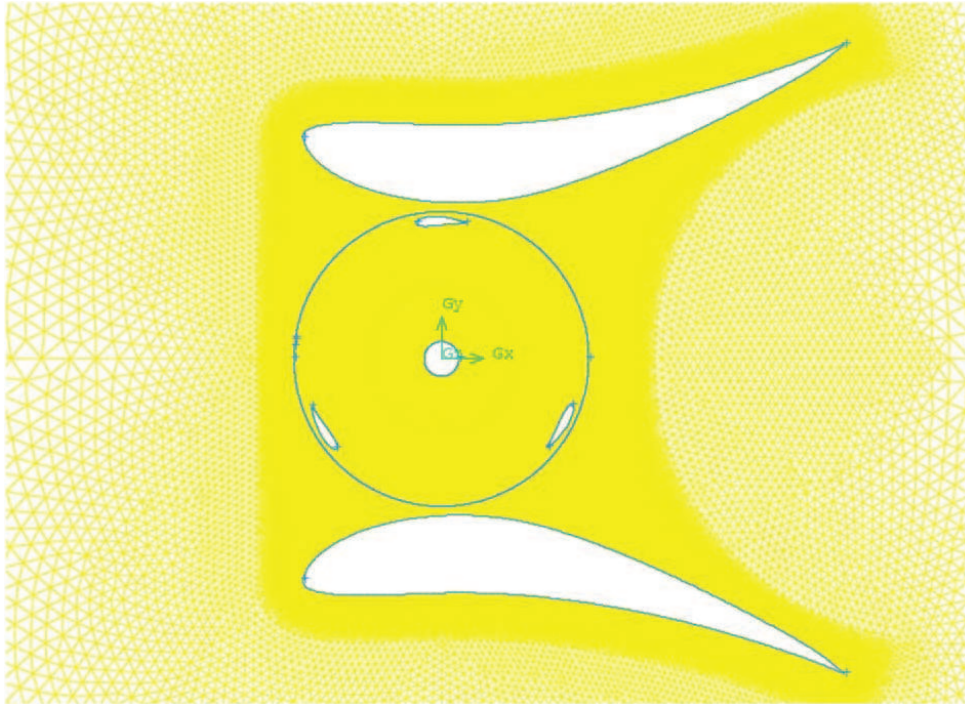
Remarque 2 : La vitesse de l'écoulement de $1.5m/s$ correspond à des calculs menés antérieurement au choix de la vitesse de l'écoulement amont de $2.3m/s$ mais n'influence pas les conclusions tirées.

L'influence de la taille de première maille à la paroi sur la précision des calculs a été analysée en utilisant les valeurs suivantes :

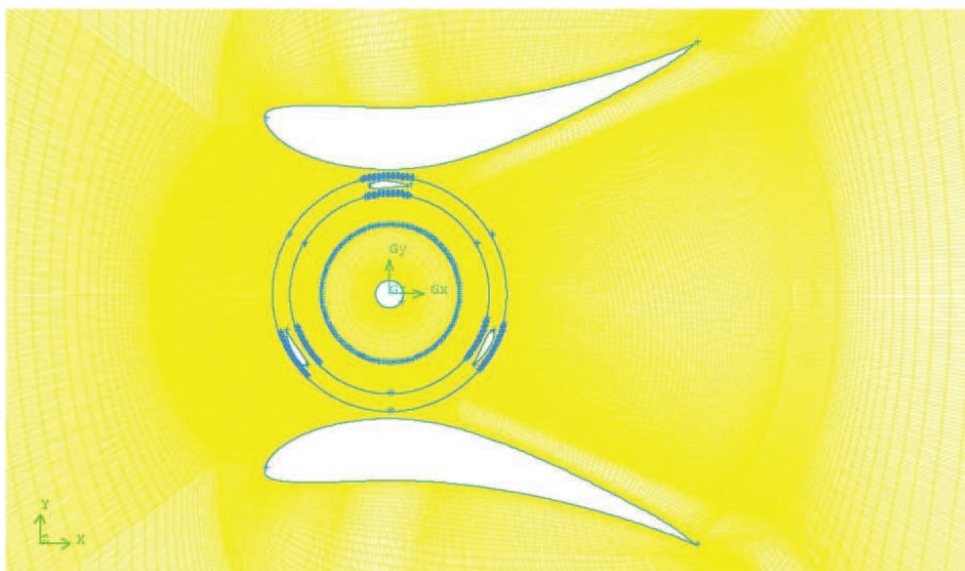
- $y^+ = 1$ et $y^+ = 2$ permettent de représenter la sous-couche visqueuse.
- $y^+ = 5$ et $y^+ = 20$ se situent dans la zone tampon, et ne permettent pas de prendre en compte tous les détails de l'écoulement.

Maillage	Non-structuré	Structuré
<i>Nb cellules</i>	$\approx 392\ 000$	$\approx 250\ 000$
<i>Type cellule</i>	Triangles	Rectangles
<i>Vitesse de calcul</i>	$V_{\infty} = 1.5\text{m/s} - \lambda = 4.0$	
<i>Coeff. puissance</i>	2.60	2.67

TAB. 3.8: Test d'indépendance du maillage de l'hydrolienne carénée placée en tunnel.



(a) non-structuré



(b) structuré

FIG. 3.11: Maillages 2D.

Pour chacun de ces calculs, les paramètres d'intégration en temps ont été choisis de façon à assurer la précision des calculs (cf. paragraphe 3.3.3.2).

La Figure 3.12 montre l'évolution du coefficient de puissance au cours des révolutions pour différents y^+ . Il est manifeste qu'à partir de $y^+ = 2$ le coefficient de puissance, au tour fixé, ne varie plus.

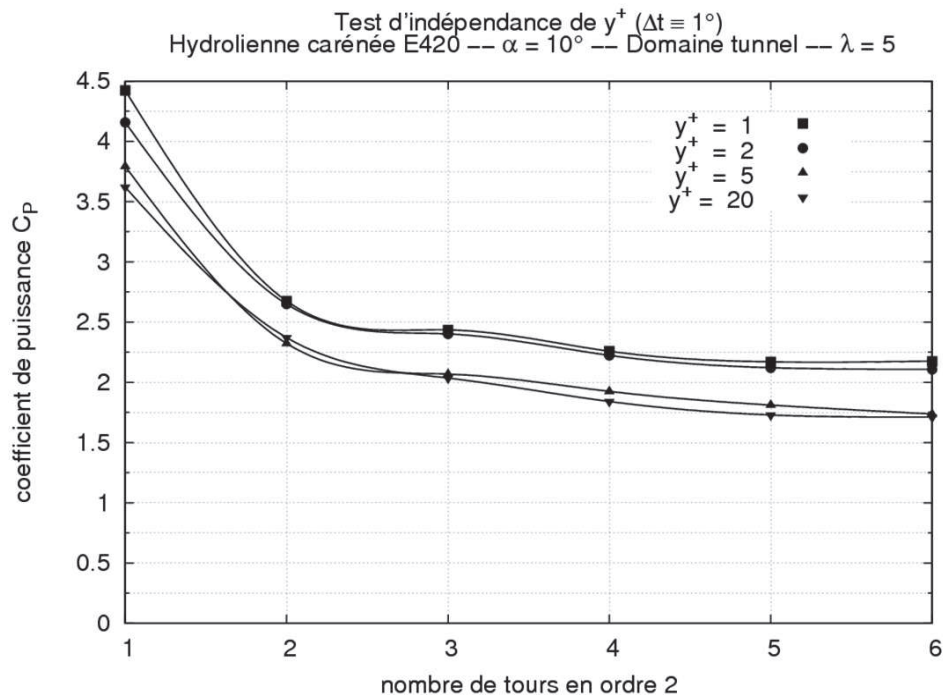


FIG. 3.12: Convergence du coefficient de puissance par rapport au nb de tours en ordre 2 pour différentes valeurs de y^+ à $\Delta t \equiv 1^\circ$.

3.3.3.2 Convergence en temps dual et en temps physique / choix du nombre de tours

Les calculs transitoires sont constitués de deux boucles imbriquées : la boucle en temps physique qui permet de décrire l'évolution instationnaire et une boucle sous-itérative, en temps fictif ou dual, par laquelle on cherche à atteindre un état stationnaire sur un problème augmenté à chaque pas de temps physique de façon à assurer la précision du calcul. Il est impossible d'obtenir une solution précise en temps physique si le calcul en pas de temps dual n'est pas correctement convergé. Par conséquent, il est impératif de faire un test sur le nombre de sous-itérations en temps dual à réaliser par pas de temps physique. Ce test a été opéré sur 4 grandeurs : l'intégrale des pressions et la contrainte de cisaillement à la paroi suivant les directions x et y du plan 2D. Le contrôle est réalisé pour les trois pales, le carénage et l'arbre de rotation. Les valeurs ont été relevées chaque 10° de rotation pour 100 sous-itérations par pas de temps. Le nombre de sous-itérations en temps dual nécessaire pour atteindre un état convergé dépend du choix du pas de temps physique, qui est ici de $\Delta t \equiv 1^\circ$. Les résultats montrent que les pas de temps sont bien convergés sur toutes les grandeurs à partir de 60 sous-itérations environ (Figures 3.13). Toutefois, les calculs ont été réalisés à l'aide de 100 sous-itérations, ce qui assure largement la convergence.

Le choix du pas de temps physique représente un compromis essentiel entre précision et efficacité. Plus ce pas de temps sera grand, plus réduit sera le nombre de pas de temps (physique) nécessaires pour atteindre une solution périodique établie. Inversement, un

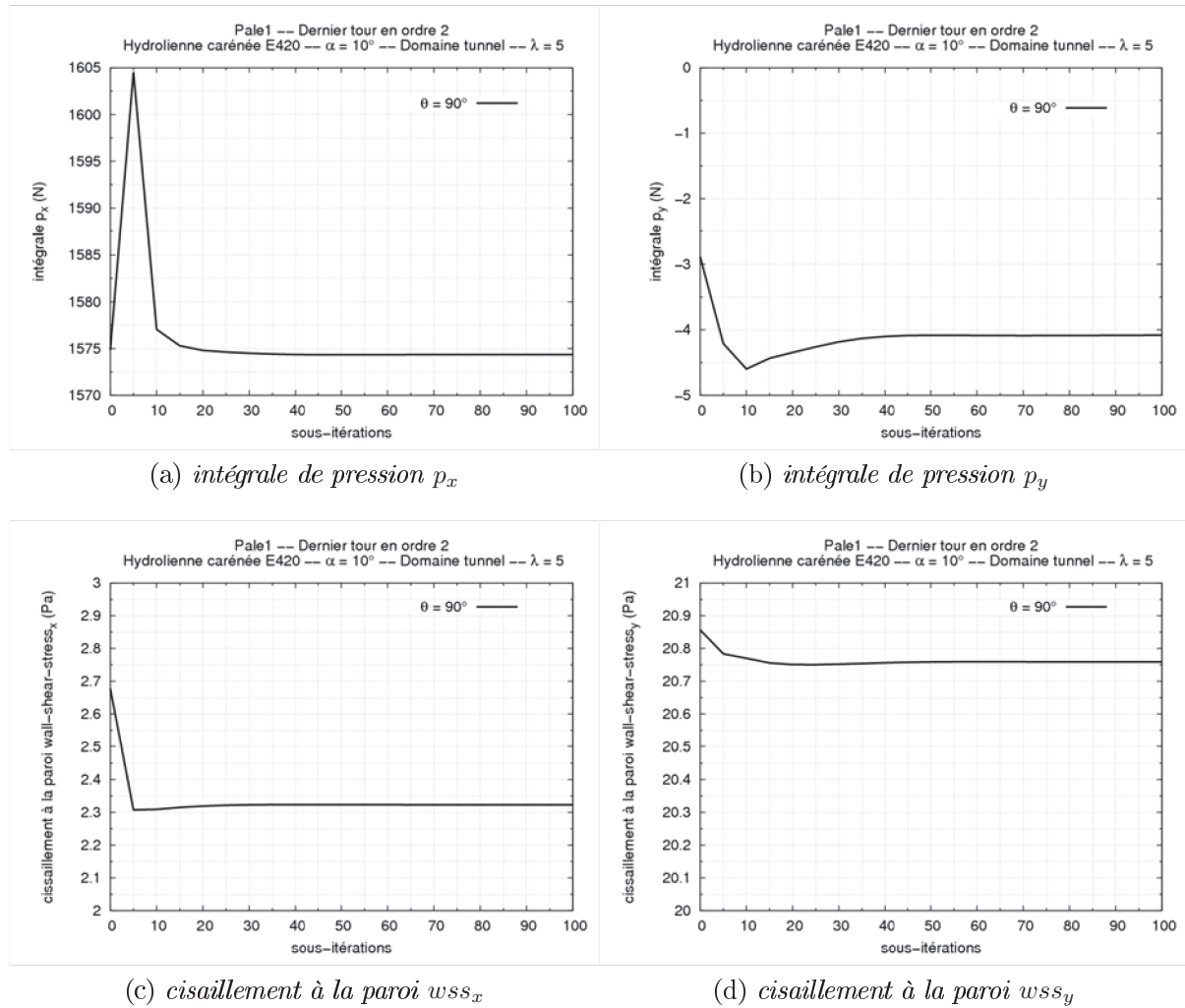


FIG. 3.13: Convergence dans le pas de temps contrôlée sur la pale1.

pas de temps trop grand peut affecter la précision de la solution et autoriser une solution rapidement établie mais très erronée en ce qui concerne par exemple la prédiction du coefficient de puissance. Six valeurs du pas de temps physique ont été testées, dans un même maillage tel que $y^+ = 1$, qui correspondent respectivement à 0.5° , 1° , 1.5° , 2° , 5° et 10° de rotation. La Figure 3.14 montre l'évolution du coefficient de puissance au cours des révolutions pour ces différents choix de pas de temps (le nombre de sous-itérations en temps dual fixé à 100 étant systématiquement suffisant pour assurer une convergence correcte en temps dual). Au-delà de $\Delta t \equiv 1^\circ$, les résultats se dégradent en perdant plus d'un point et demi en précision sur le rendement. Les courbes de coefficient de puissance relatives à $\Delta t \equiv 0.5^\circ$ et $\Delta t \equiv 1^\circ$ sont presque identiques; puisque le calcul $\Delta t \equiv 0.5^\circ$ nécessite un temps de calcul deux fois plus important que celui à $\Delta t \equiv 1^\circ$, il est donc logique de retenir finalement $\Delta t \equiv 1^\circ$.

Nous avons également analysé la distribution du coefficient de couple pour le dernier tour effectué (Figure 3.15a). Nous observons ainsi que seuls les calculs effectués avec $\Delta t \equiv 0.5^\circ$ et $\Delta t \equiv 1^\circ$ présentent un coefficient de couple périodique de période $2\pi/3$. Pour les autres cas, la distribution a une période de π , ce qui ne correspond pas à la solution physique. Les rosaces de la Figure 3.15b montrent que pour des valeurs de Δt supérieures à 1° de rotation la structure de la rosace perd de lobes. En conclusion, la valeur

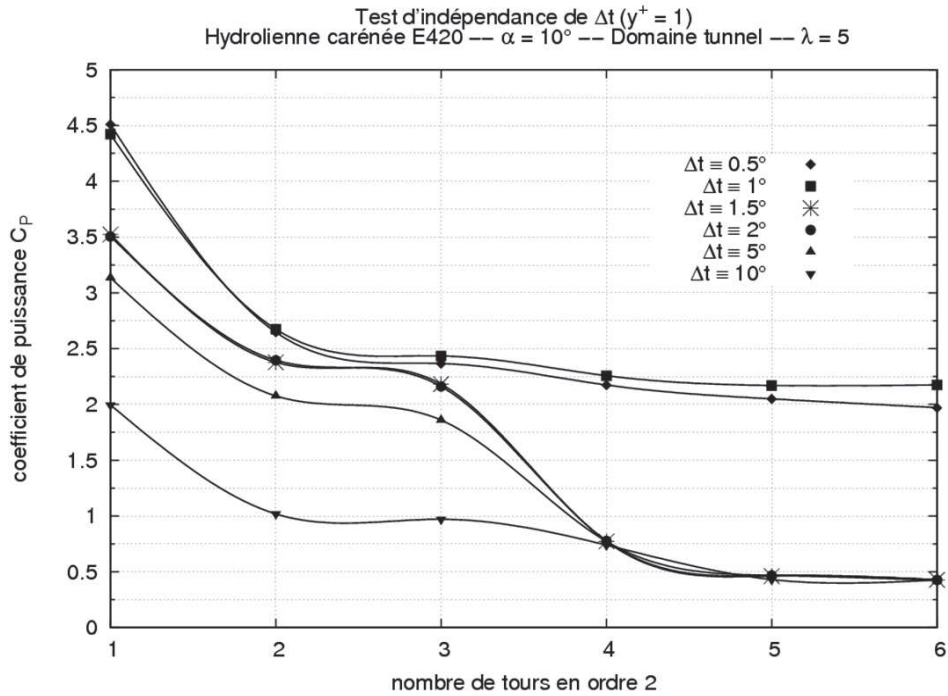


FIG. 3.14: Convergence du coefficient de puissance par rapport au nombre de tours en ordre 2 pour différentes valeurs de Δt à $y^+ = 1$.

$\Delta t \equiv 1^\circ$ est un choix judicieux assurant un coût raisonnable.

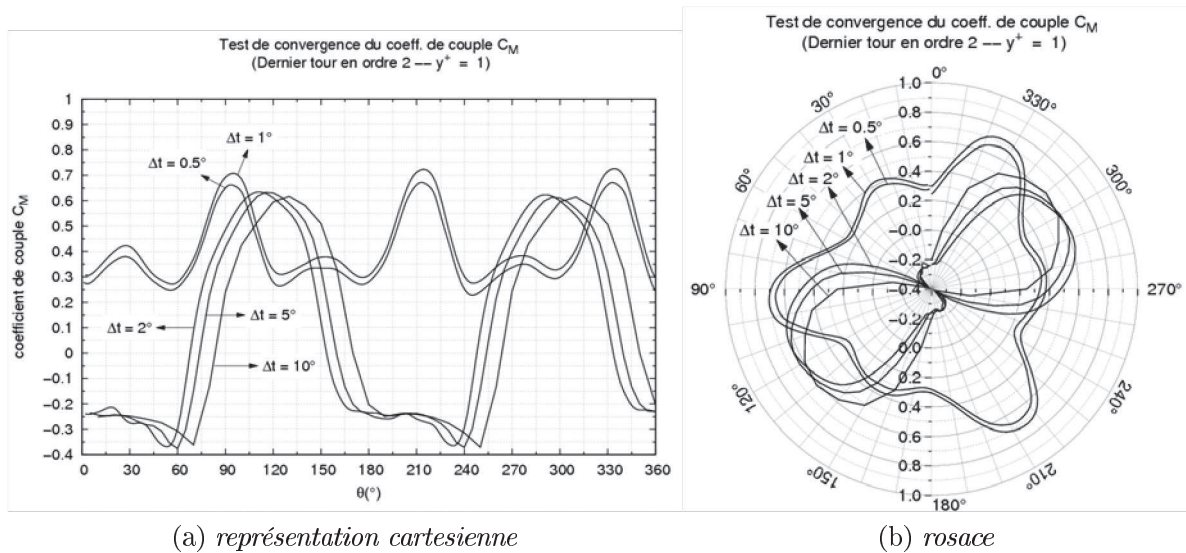


FIG. 3.15: Evolution du coefficient de couple pour différentes valeurs de Δt à $y^+ = 1$. Dernier tour en ordre 2.

Une autre information intéressante fournie par la Figure 3.14 concerne le nombre de tours nécessaire à l'établissement de la solution périodique. La stratégie utilisée consiste à effectuer une première rotation de la turbine avec un schéma d'intégration en temps d'ordre 1 seulement, ce qui permet de garantir la bonne robustesse de la simulation dans cette phase de démarrage à partir d'un état initial uniforme. Les tours suivants sont effectués avec le schéma d'intégration en temps précis à l'ordre 2. Nous observons ainsi sur la Figure 3.14 que 7 tours (1 à l'ordre 1 et 6 à l'ordre 2) sont nécessaires pour garantir

l'établissement de la solution, ce qui équivaut à un parcours d'environ 2.2 fois la corde du carénage. Cette observation peut également être effectuée à partir de la Figure 3.12.

Points clés

- Afin de valider les résultats obtenus à l'aide de la modélisation numérique, des tests ont été réalisés dans le tunnel hydrodynamique.
- La configuration libre de référence est la maquette de l'hydrolienne A-10. La configuration carénée de référence est composée de la même maquette et du système de carénage constitué de deux profils d'aile EPPLER-420 ayant une corde équivalente à 4 fois le rayon du rotor et placés à une incidence α de 10° .
- La vitesse de l'écoulement amont a été fixée à $2.3m/s$, puisqu'à partir de cette valeur les résultats sont indépendants du nombre de Reynolds.
- Les calculs RANS sont bidimensionnels et instationnaires. Le modèle de turbulence retenu est le modèle $\kappa\omega - SST$.
- A chaque pas de temps physique, la convergence des calculs en temps dual est assurée avec 100 sous-itérations. Le pas de temps ne doit pas dépasser 1° de rotation, sous peine de perdre les effets périodiques liés au nombre de pales. Une valeur de $\Delta t \equiv 1^\circ$ assure une précision suffisante de la solution pour un temps de calcul raisonnable. Il est recommandé de respecter $y^+ = 1$ pour la première taille de maille à la paroi, même si les résultats à $y^+ = 2$ restent assez proches. Au delà de $y^+ = 2$ la solution perd en précision. Le nombre d'itérations pour atteindre la solution périodique établie dépend fortement de la configuration. Dans tous les cas, les particules/structures de l'écoulement doivent avoir le temps de parcourir n fois le diamètre de la machine ou la longueur de corde du carénage.

Dans ce chapitre les outils spécifiques à la configuration carénée ont été présentés. Tous les choix liés aux paramètres, soit numériques soit expérimentales, ont été justifiés. Le protocole de calcul a aussi été établi.

Au Chapitre 4 une analyse complète de l'hydrolienne carénée de référence est fournie. Sa performance est comparée à celle de l'hydrolienne libre. Les différences trouvées pour la prédiction en milieu infini et en milieu confiné (tunnel hydrodynamique) seront aussi mises en évidence.

Bibliographie Chapitre 3

- [1] K. ABE : An investigation of flow fields around flanged diffusers using CFD. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 92(3-4):315–330, mars 2004.
- [2] E. AMET : *Simulation numérique d'une hydrolienne à axe vertical de type Darrieus*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Mai 2009.
- [3] S. ANTHEAUME : *Simulation numérique macroscopique de turbines hydrauliques à axe de rotation vertical*. DRT, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2007.
- [4] V. AUMELAS : *Modélisation des hydroliennes à axe vertical libres ou carénées : développement d'un moyen expérimental d'essais et d'un moyen numérique pour l'étude de la cavitation*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2011.
- [5] P. CATALANO et M. AMATO : An evaluation of RANS turbulence modelling for aerodynamic applications. *Aerospace Science and Technology*, 7(7):493–509, 2003.
- [6] S.C.J. FERREIRA, H. BIJL, G. Van BUSSEL et G. Van KUIK : Simulating Dynamic Stall in a 2D VAWT : Modeling Strategy, Verification and Validation with Particle Image Velocimetry Data. *Journal of Physics Conference Series*, 75:1–13, 2007.
- [7] Fluent INC. : *Fluent 6.3 User's guide*. 2006.
- [8] M. ISLAM, D. TING et A. FARTAJ : Aerodynamic models for Darrieus-type straight-bladed vertical axis wind turbines. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 12(4):1087–1109, mai 2008.
- [9] V.R. KLAPTOCZ, G.W. RAWLINGS, Y. NABAVI, M. ALIDADI, Y. LI et S.M. CALISAL : Numerical and experimental investigation of a ducted vertical axis tidal current turbine. *In Proceedings of the 7th European Wave and Tidal Energy Conference*, 2007.
- [10] A. LANEVILLE et P. VITTECOQ : Dynamic stall : the case of the vertical axis wind turbine. *Journal of Solar Energy Engineering*, 108(2):140–145.
- [11] E.E. LAPIN : Theoretical performance of vertical axis wind turbines. *American Society of Mechanical Engineers*, novembre 1975.
- [12] J.G. LEISHMAN : Challenges in modelling the unsteady aerodynamics of wind turbines. *Wind Energy*, 5(2-3):85–132, 2002.
- [13] F.R. MENTER : Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
- [14] Y. NABAVI : *Numerical Study of the Duct Shape Effect on the Performance of a Ducted Vertical Axis Tidal Turbine*. Master UBC, University of British Columbia, 2008.

-
- [15] I. PARASCHIVOIU : *Wind turbine design. With emphasis on Darrieus concept*. Polytechnic International Press, 2002.
 - [16] C. PLOESTEANU : *Etude hydrodynamique d'une type d'hydrolienne à axe vertical pour les courants marins*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Décembre 2004.
 - [17] E. SANSONE : *Modélisation de la cavitation instationnaire dans les turbines Darrieus*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2007.
 - [18] J.H. STRICKLAND : The Darrieus Turbine : Performance Prediction Model Using Multiple Streamtubes. *Sandia National Laboratories Report SAND*, 75:-041, 1975.
 - [19] R.J. TEMPLIN : Aerodynamic Performance Theory for the NRC Vertical Axis Wind Turbine, 1974.
 - [20] J.M. ZANETTE : *Hydroliennes à flux transverse : contribution à l'analyse de l'interaction fluide-structure*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Octobre 2010.

Simulation de l'hydrolienne carénée – effets de blocage

Dans ce chapitre, le comportement de la turbine munie d'un carénage pour le cas de référence (profils EPPLER-420, $C = 4.0R$, $\alpha = 10^\circ$) est comparé à celui de son homologue libre. Tout d'abord, dans le but d'évaluer l'erreur des simulations par rapport aux données expérimentales, la turbine est analysée dans le domaine correspondant à la veine d'essai du tunnel hydrodynamique du LEGI. Dans ce domaine, les résultats numériques et expérimentaux sont largement surestimés par rapport à ceux trouvés dans un milieu infini. Ceci résulte de l'effet de blocage du fluide comme précédemment observé par Werle [4] et Houlby [1]. Dans un deuxième temps, de façon à obtenir des résultats plus représentatifs du comportement réel du système, la turbine carénée est analysée dans un domaine dont la largeur est suffisamment grande pour que l'effet de blocage puisse être négligé. Une comparaison systématique des configurations libre et carénée en milieu confiné et infini met en évidence l'importance des effets de confinement mais également l'apport positif du dispositif de carénage. Enfin, la possibilité de corriger les données expérimentales et numériques obtenues en milieu confiné de façon à estimer les performances d'une machine en milieu infini est également étudiée.

4.1 Hydrolienne carénée en milieu tunnel

La Figure 4.1 présente l'évolution numérique et expérimentale du coefficient de puissance de l'hydrolienne A-10, libre et carénée, pour plusieurs paramètres d'avance. Les résultats expérimentaux sont issus de la campagne expérimentale réalisée en février 2010 par Aumelas [3]. Que ce soit en configuration libre ou carénée, les résultats numériques surestiment les valeurs expérimentales (à exception de l'hydrolienne libre pour des très faibles valeurs de λ). L'erreur relative entre les valeurs numériques et expérimentales dépend du paramètre d'avance (Tableau 4.1). Remarquons que cette erreur est de l'ordre de 30% dans la zone des effets primaires ($1.0 < \lambda < 2.0$ pour l'hydrolienne libre et $1.0 < \lambda < 3.0$ pour l'hydrolienne carénée). Par contre, elle est assez conséquente dans les deux autres zones, celle de transition et celle des effets secondaires. Notons aussi que la différence des coefficients de puissance est très grande entre la configuration libre et celle carénée. Ces différences sont amplifiées numériquement. Plusieurs explications peuvent être avancées à ce sujet :

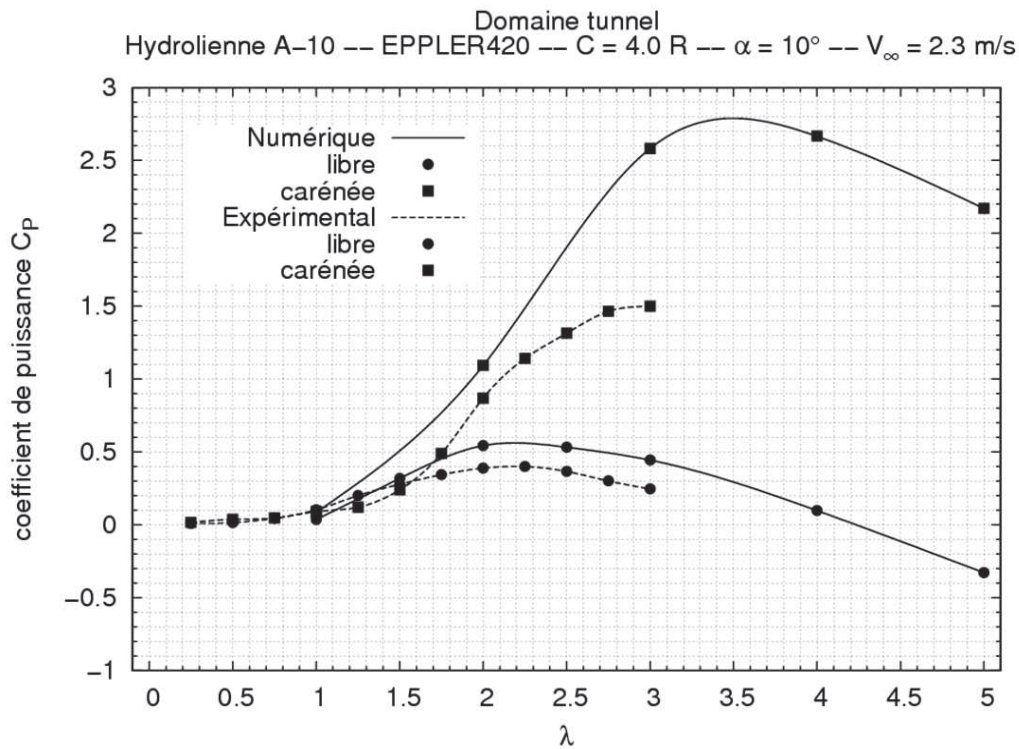
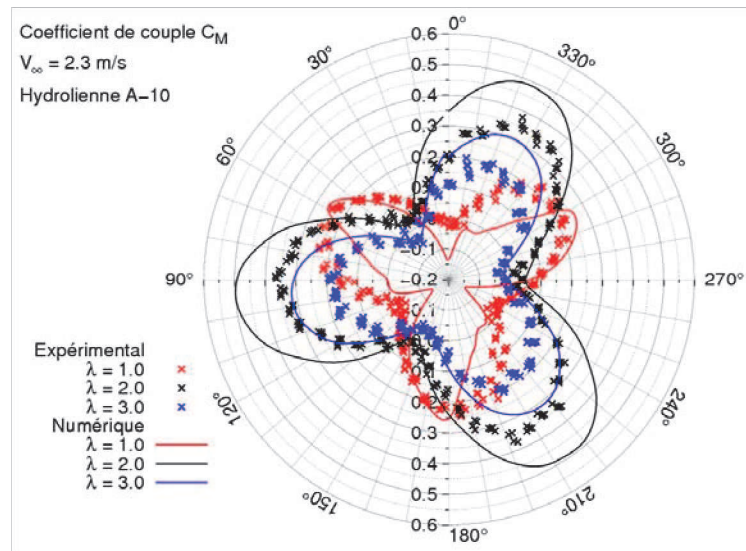


FIG. 4.1: Coefficients de puissance numérique et expérimental dans le domaine du tunnel hydrodynamique pour plusieurs paramètres d'avance.

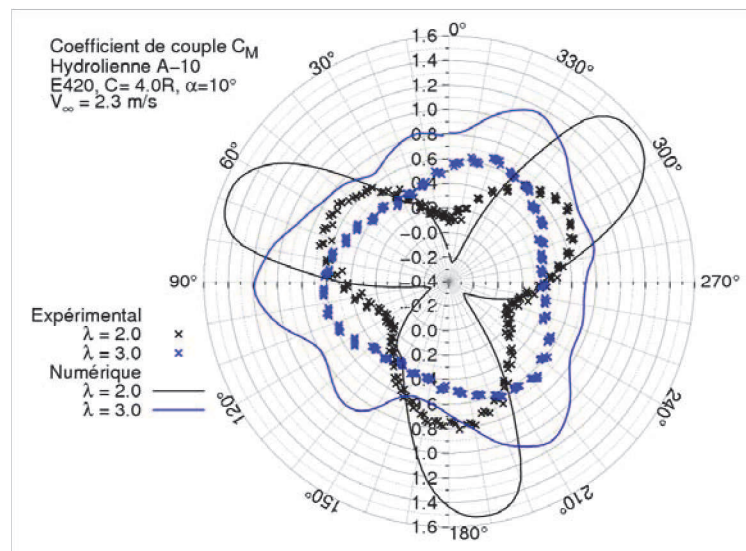
		Domaine du tunnel hydrodynamique					
		Libre			Carénée		
λ	C_P	NUM.	EXP.	erreur %	NUM.	EXP.	erreur %
1.00		0.036	0.103	65	0.085	0.091	6.6
1.25		–	0.201	–	–	0.121	–
1.50		0.318	0.279	13.9	–	0.239	–
1.75		–	0.344	–	–	0.488	–
2.00		0.544	0.389	38.8	1.093	0.869	25.8
2.25		–	0.400	–	–	1.141	–
2.50		0.532	0.367	44.9	–	1.314	–
2.75		–	0.302	–	–	1.465	–
3.00		0.444	0.246	78.8	2.582	1.499	114.9
4.00		0.097	–	–	2.666	–	–
5.00		-0.33	–	–	2.172	–	–

$$\text{erreur}(\%) = 100 \left(\frac{C_{Pnum} - C_{Pexp}}{C_{Pexp}} \right)$$

TAB. 4.1: Coefficients de puissance numérique et expérimental dans le domaine du tunnel hydrodynamique pour plusieurs paramètres d'avance.



(a) hydrolienne libre



(b) hydrolienne carénée

FIG. 4.2: Comparaison des rosaces de coefficient de couple numériques et expérimentales de l'hydrolienne.

- Les nombres de Reynolds associés à l'écoulement autour des pales sont des Reynolds modérés, de l'ordre de 10^5 . Le modèle de turbulence utilisé pour les simulations, le modèle $\kappa\omega - SST$, fait appel à des fonctions d'amortissement sur le terme de production et sur le terme de viscosité turbulente. De ce fait, pour les forts λ , il est raisonnable d'admettre que la production est sous-estimée par le code, ce qui mène à une sous-estimation des efforts de traînée sur les pales et, par conséquent, à une surestimation du coefficient de puissance moyen. Pour les faibles λ , le modèle bas Reynolds permet de prendre en compte les décollements avec une certaine justesse, c'est pourquoi, les erreurs entre les expériences et les simulations sont plus faibles pour ces paramètres d'avance.
- Certaines pertes liées aux différentes parties de la turbine ne sont pas modélisées : elles concernent les bras et les effets 3D, ce qui augmente artificiellement les valeurs

de C_P .

- L'effet de blocage de l'écoulement induit par la proximité des parois de la veine d'essai conduit également à une surestimation du coefficient de puissance (ce point est analysé dans la suite du chapitre).

Néanmoins, la tendance des courbes prédites par le modèle numérique est correcte, en particulier pour le cas de l'hydrolienne libre. La Figure 4.2, qui trace les rosaces numérique et expérimentale du coefficient de couple de l'hydrolienne, corrobore aussi cette tendance. Les données numériques et expérimentales sont bien en phase. On observe aussi que le déphasage des rosaces pour les points de fonctionnement dans la zone des effets primaires est bien décrit autant numériquement qu'expérimentalement. Les rosaces des efforts longitudinaux et transversaux sont présentées dans l'Annexe L. Les écarts entre les données numériques et expérimentales sont plus petits que pour le coefficient de couple, en particulier dans le cas de l'hydrolienne libre.

Une analyse plus complète des résultats obtenus est fourni dans la section 4.2 destinée aux comparaisons entre les quatre combinaisons possibles : domaine tunnel et milieu infini, hydrolienne libre et carénée.

4.1.1 Confinement et effet de blocage de l'écoulement - méthode de correction

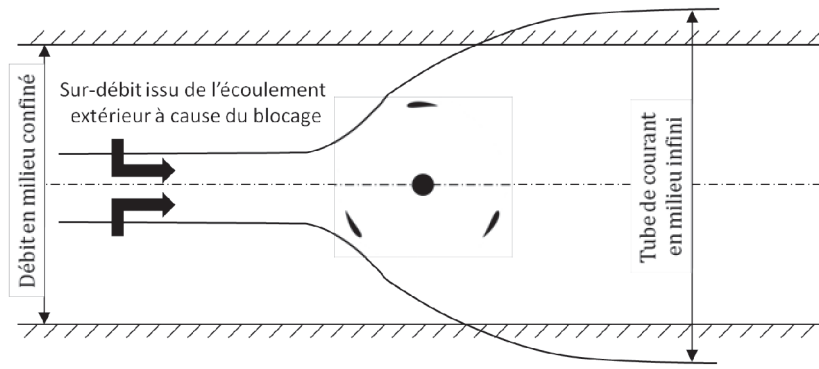
L'effet de blocage de l'écoulement a été cité comme l'une des causes pour expliquer les différences entre l'approche numérique et celle expérimentale dans le domaine tunnel, ainsi qu'entre les configurations libre et carénée. En effet, le confinement peut augmenter artificiellement la performance de la machine. De manière générale, le fluide opte toujours pour le chemin qui lui oppose le moins de résistance. Dans le cas d'un fort confinement, le débit traversant le système peut se voir fortement augmenter par l'effet de blocage du fluide à proximité de la paroi. En effet dans cette configuration l'écoulement va globalement avoir tendance à traverser la machine plutôt qu'à la contourner. Par conséquent, le confinement joue sur la puissance récupérée en augmentant les performances. En milieu infini, le flux incident en amont de la machine se détourne progressivement de celle-ci en la contournant. En milieu confiné, le fluide n'étant pas libre de se détourner autant qu'il le voudrait, une plus grande partie de l'écoulement passe au travers la machine (Figure 4.3).

Nous définissons le paramètre de confinement géométrique ε_g comme le rapport entre l'encombrement de la machine (diamètre du rotor dans le cas de l'hydrolienne libre et distance verticale entre les bords de fuite des profils pour l'hydrolienne carénée) et la section de passage du fluide incident (largeur du domaine) :

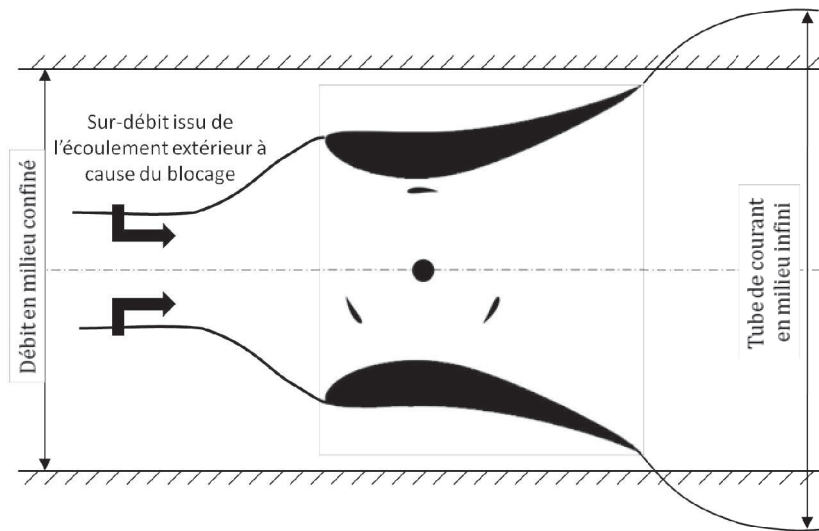
$$\varepsilon_g = \frac{\text{encombrement système}}{\text{largeur domaine}} \quad (4.1)$$

La diminution du paramètre ε_g se traduit par une diminution du confinement et correspond donc à une configuration plus proche d'un milieu infini.

Le Tableau 4.2 indique les confinements relatifs en domaine tunnel. La colonne « $C_{P_{opt}}$ calculé » donne systématiquement la valeur maximale calculée du coefficient de puissance, i.e. le maximum des (typiquement) 5 valeurs calculées ; la colonne « $C_{P_{opt}}$ estimé » correspond à la valeur maximale de la courbe d'interpolation. Dans ce tableau, pour analyser



(a) hydrolienne libre



(b) hydrolienne carénée

FIG. 4.3: Schéma de l'effet de confinement.

l'effet de blocage, deux configurations supplémentaires ont été ajoutées. Il s'agit de l'hydrolienne libre en milieu infini présentée au chapitre 2 et d'une hydrolienne carénée à l'aide des profils EPPLER-420. Toutefois, par rapport à la configuration de référence, pour ce cas, le carénage a une corde plus courte, équivalente à 2.5 fois le rayon du rotor et, il est posé à un angle d'incidence de 18° . Soulignons que cette configuration présente un ε_g proche de la configuration carénée de référence mais en diffère fortement d'un point de vue géométrique.

Milieu	Configuration	Corde	α	ε_g	$C_{P_{opt}}$ calculé	$C_{P_{opt}}$ estimé
tunnel	carénée	$C = 4.0R$	10°	0.57	2.66	2.80
tunnel	carénée	$C = 2.5R$	18°	0.53	2.36	2.45
tunnel	libre	–	–	0.25	0.54	0.58
infini	libre	–	–	0.10	0.41	0.43

* $C_{P_{opt}}$ numérique

TAB. 4.2: Evaluation de l'effet de confinement.

La Figure 4.4 présente les évolutions de C_P numérique et expérimental pour les deux cas carénés. L'examen des résultats expérimentaux présentés sur cette figure indique de façon

claire que l'effet de confinement joue un rôle prédominant pour les deux configurations carénées testées en milieu tunnel : les courbes d'évolution du coefficient de puissance sont en effet très proches pour deux configurations géométriquement différentes mais de paramètre de confinement voisin – nous verrons au chapitre 5 que ces changements de la géométrie de l'ensemble carénage/rotor jouent un rôle non-négligeable sur la performance dès lors que l'étude est effectuée en milieu infini. Cette observation expérimentale est globalement confirmée par les simulations 2D effectuées, même si les écarts entre les deux configurations sont un peu plus importants : le confinement important conduit à un coefficient de puissance maximal qui ne varie que de 12% entre les deux géométries carénées et s'établit à des niveaux particulièrement élevés (entre 2.36 et 2.66). Cet effet de confinement est également sensible sur une configuration non-carénée : les simulations effectuées indiquent en effet une augmentation du coefficient de puissance maximal de 24% (passant de 0.41 à 0.54) entre l'hydrolienne libre en milieu infini et l'hydrolienne libre en milieu tunnel.

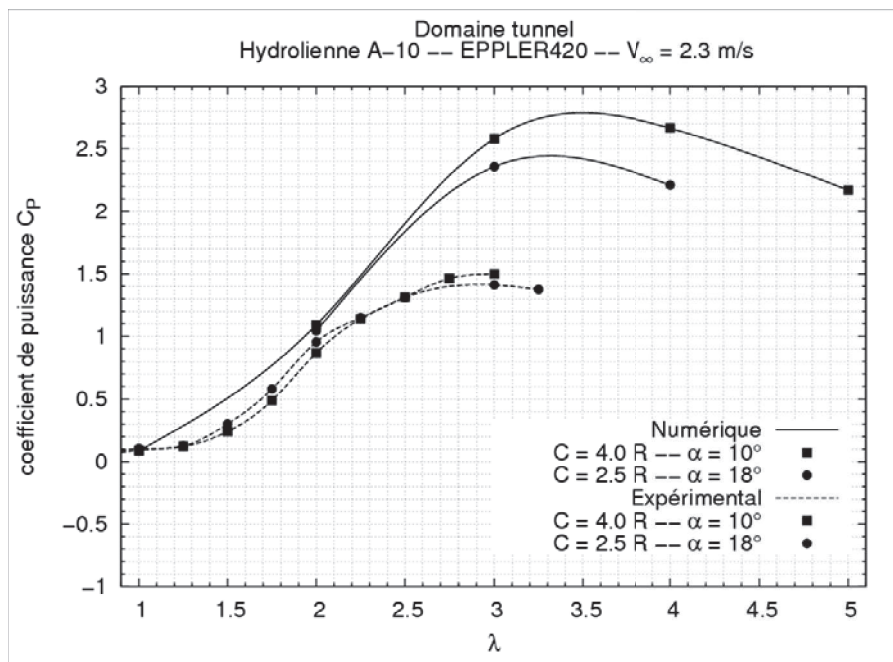


FIG. 4.4: Evolution du C_P pour deux configurations carénées ayant un paramètre ε_g proche.

A moins de vouloir volontairement placer l'hydrolienne dans un milieu confiné (par exemple dans le cas des fleuves et des canaux artificiels, ou dans le cas des parcs d'hydroliennes où les machines peuvent être équiréparties au sein d'un faisceau), en pratique, l'effet de confinement ne pourra être exploité pour améliorer les performances d'une machine, libre ou carénée, en milieu infini. Par conséquent, pour analyser les performances d'une machine en s'affranchissant de l'influence des effets de confinement, il est nécessaire, soit d'étudier le système dans un domaine plus large (cf. section 4.2), soit d'essayer de corriger les valeurs obtenues en milieu confiné. Cette dernière approche serait particulièrement utile pour extrapoler au milieu infini les résultats expérimentaux obtenus dans le tunnel hydrodynamique du LEGI qui incluent nécessairement cet effet de confinement.

Dans ce dernier cas, Werle [4] a élargi son étude monodimensionnelle basée sur la QDM pour tenir compte du blocage. Le point de départ du modèle sont les équations de la conservation de la masse et de la QDM, appliquées au volume de contrôle du domaine

confiné qui est représenté sur la Figure 4.5. A cause de la continuité, la vitesse extérieure au tube de courant qui traverse le système est plus grande que celle à l'infini amont, ce qui implique que la pression aval est inférieure à celle amont. Rappelons que pour le modèle introduit au chapitre 1 (modèle pour un milieu infini) l'hypothèse est faite en revanche que la pression aval est égale à la pression amont.

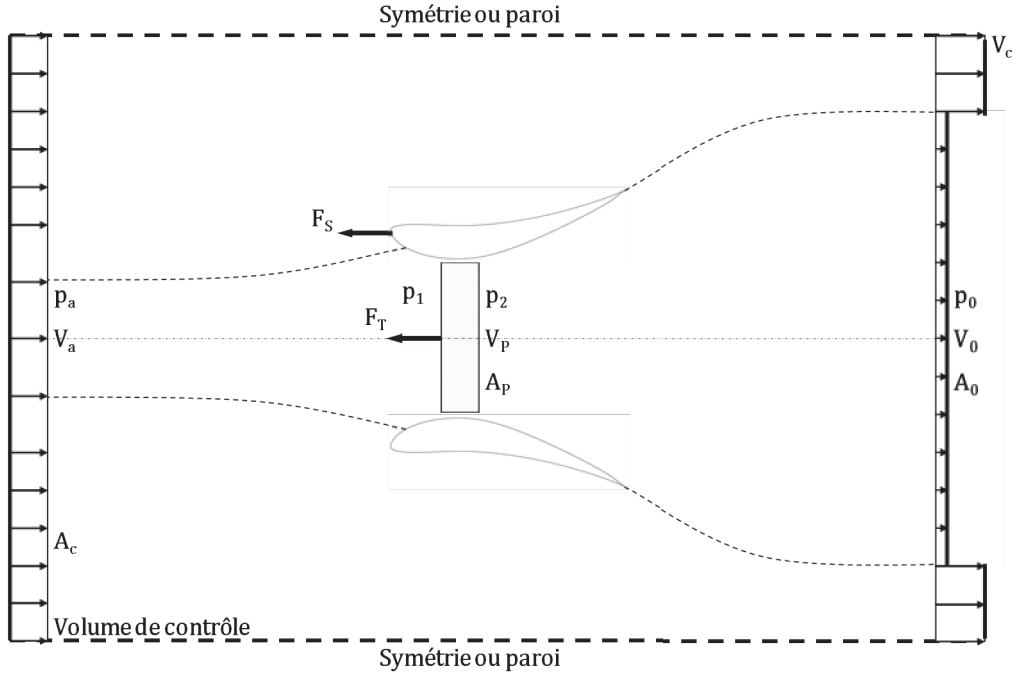


FIG. 4.5: *Volume de contrôle du système dans un milieu confiné.*

Les inconnues du modèle en milieu confiné sont p_0 , V_0 et V_c . Précisons que V_c est la vitesse du fluide contenue dans le tube de courant extérieur à celui capté par la turbine. Le Tableau 4.3 résume les équations appliquées au volume de contrôle où l'important paramètre ε est introduit pour tenir compte de l'effet de blocage. Ce paramètre est tiré de l'équation de la QDM en isolant la différence de pression ($p_1 - p_2$). ε dépend du rapport entre le maître couple de la turbine et la largeur du domaine ainsi que, dans le cas d'une machine carénée, de la traînée du carénage. Par ailleurs, il est important de remarquer que l'inclusion d'un carénage mène à une augmentation de ε d'un facteur $(1 + C_S)$. Au final, en adimensionnant les équations et en supposant C_T et α connus, il est possible de résoudre le système à deux inconnues (u_0 et u_c , qui sont respectivement les vitesses V_0 et V_c adimensionnées par V_a) constitué des deux équations suivantes (4.2) reprises du Tableau 4.3. Les autres variables du problème, comme C_P (équation (4.3)), sont calculées à partir de u_0 et u_c .

$$\begin{cases} C_T = u_c^2 - u_0^2 \\ (u_c - 1)(2u_0 + u_c - 1) = \varepsilon(u_c^2 - u_0^2) \\ \varepsilon = (1 + C_S) \frac{A_p}{A_c} \end{cases} \quad (4.2)$$

$$C_P = \frac{(p_1 - p_2) V_P}{\frac{1}{2} \rho V_a^3} \quad (4.3)$$

La Figure 4.6 illustre, pour plusieurs valeurs de ε , la distribution de $C_P = f(C_T, \alpha)$ issue des équations théoriques du modèle confiné. Soulignons que, comme pour le modèle en milieu infini, C_{Pmax} est obtenu pour $u_0 = 0.33$. De plus, à ce point de fonctionnement, il est important de remarquer que u_c croît strictement pour α compris entre 0 et 1. Nous constatons que l'augmentation de u_c en fonction de α mène à une augmentation de C_T et, par conséquent, de la différence de pression $(p_1 - p_2)$ (cf. (4.2)). En partant de l'expression de C_P , en supposant que V_P reste suffisamment grand, l'augmentation de $(p_1 - p_2)$ mène nécessairement à une augmentation du coefficient de puissance de la turbine installée en milieu confiné. Notons également que par rapport à la turbine libre prise en milieu infini, le gain en puissance induit par l'effet de blocage est directement fonction de ε et est donné par l'équation (4.4).

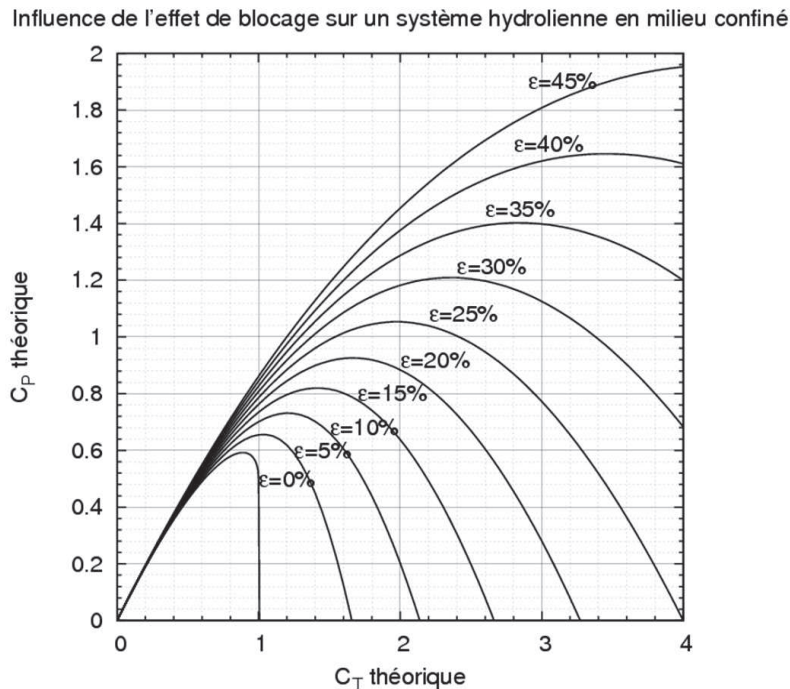


FIG. 4.6: Distribution de $C_P = f(C_T, \alpha)$ pour plusieurs valeurs du paramètre de confinement.

$$\frac{C_{Pmax\text{-confiné}}}{C_{Pmax\text{-infini}}} = \frac{1}{(1 - \varepsilon)^2} \quad (4.4)$$

Indiquons que par souci de clarté, nous avons fait figurer dans le Tableau 4.4 la valeur de C_{Pmax} pour chaque ε traité. Par exemple, pour $\varepsilon = 0.25$, le gain induit par l'effet de blocage est d'environ 1.80. Soulignons que dans la pratique, d'après ce modèle, deux configurations géométriquement différentes (par exemple une turbine libre et une turbine carénée installée en milieu confiné, cf. Figure 4.7), donnent le même niveau de puissance si elles ont le même ε . En connaissant la valeur de ε , il est donc possible d'évaluer le C_P de la turbine libre en milieu infini à partir de celui de son homologue en milieu confiné.

MILIEU CONFINÉ		
EQUATION	LIBRE	CARENÉE
Continuité	$A_0 V_0 = A_p V_p$	$A_c V_a = A_0 V_0 + (A_c - A_0) V_c$
Bernoulli	$p_a + \frac{1}{2} \rho V_a^2 = p_1 + \frac{1}{2} \rho V_p^2$	$p_a + \frac{1}{2} \rho V_a^2 = p_0 + \frac{1}{2} \rho V_c^2$ $p_2 + \frac{1}{2} \rho V_p^2 = p_0 + \frac{1}{2} \rho V_0^2$
Vitesses adim.	$u_0 = V_0 / V_a$	$u_c = V_c / V_a$
Coeff. traînée rotor	$C_T \equiv \frac{F_T}{\frac{1}{2} \rho A_p V_a^2} = \frac{(p_1 - p_2) A_p}{\frac{1}{2} \rho A_p V_a^2} = u_c^2 - u_0^2$	
Force axiale carénage	$F_S = 0$	$F_S = C_S (p_1 - p_2) A_p = C_S \frac{1}{2} C_T \rho V_a^2 A_p = C_S \frac{1}{2} \rho V_a^2 A_p (u_c^2 - u_0^2)$
Coeff. de blocage	$C_S = 0$ $\varepsilon \equiv A_p / A_c$	$\varepsilon \equiv (A_p / A_c) (1 + C_S)$
QDM	$p_a A_c + (p_{p2} - p_{p1}) A_p - p_0 A_c =$ $\rho A_0 V_0^2 + \rho (A_c - A_0) V_c^2 - \rho A_c V_a^2$ $(u_c - 1) (2u_0 + u_c - 1) = \varepsilon (u_c^2 - u_0^2)$	$p_a A_c + (p_{p2} - p_{p1}) A_p - p_0 A_c + F_S =$ $\rho A_0 V_0^2 + \rho (A_c - A_0) V_c^2 - \rho A_c V_a^2$ $(u_c - 1) (2u_0 + u_c - 1) = \varepsilon (u_c^2 - u_0^2)$
Vitesse au col	$u_p \equiv V_p / V_a = u_0 (u_0 + u_c) / (2u_0 + u_c - 1)$	
Coeff. puissance	$C_P = \frac{(p_1 - p_2) V_p}{\frac{1}{2} \rho V_a^3} = \frac{u_0 (u_c + u_0)^2 (u_c - u_0)}{2u_0 + u_c - 1}$	
Correction blocage C_{Pmax}	$u_0 (C_{Pmax}) = \frac{1}{3}$	$u_c (C_{Pmax}) = 1 + \frac{4}{3} \frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon)}$ $C_{Pmax\text{-confiné}} = \frac{C_{Pmax\text{-infini}}}{(1 - \varepsilon)^2}$

TAB. 4.3: Equations théoriques pour traiter les hydroliennes en configuration confinée.

ε	C_{Pmax} théorique	$C_{Pmax}(\varepsilon = 0) \times$	ε	C_{Pmax} théorique	$C_{Pmax}(\varepsilon = 0) \times$
0.00	0.59	–	0.25	1.05	$\times 1.78$
0.05	0.66	$\times 1.12$	0.30	1.21	$\times 2.05$
0.10	0.73	$\times 1.24$	0.35	1.40	$\times 2.37$
0.15	0.82	$\times 1.39$	0.40	1.65	$\times 2.79$
0.20	0.93	$\times 1.58$	0.45	1.96	$\times 3.32$

TAB. 4.4: C_{Pmax} théorique et facteur de surestimation en fonction du paramètre de confinement.

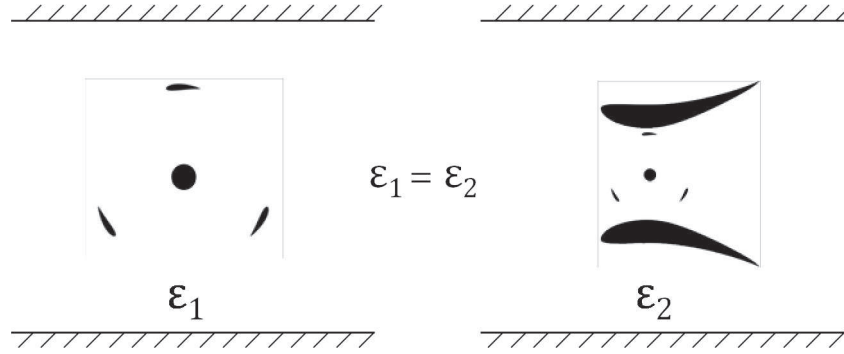


FIG. 4.7: Schéma montrant deux configurations confinées différentes ayant le même paramètre de blocage.

Par ailleurs, rappelons que d'après le modèle infini, l'introduction du carénage autour de la turbine mène à une augmentation de V_P et de C_P tout en gardant $(p_1 - p_2)$ constant. Or, d'après le modèle confiné, l'introduction du carénage implique une augmentation de α qui agit directement sur $(p_1 - p_2)$ et dans une moindre mesure sur V_p . Il est important de souligner que le modèle confiné, s'il permet clairement de montrer l'effet de blocage, ne permet pas en revanche d'apprécier correctement l'apport du carénage. En d'autres termes, dans un milieu confiné, nous ne pouvons pas dissocier l'effet du carénage (C_S) et celui du confinement (ε). Pour quantifier l'apport du carénage à partir des données en milieu confiné, nous proposons ici une méthode basée sur la correction de l'effort de traînée du carénage. Pour ceci nous faisons appel au coefficient de traînée du carénage (C_D) et à la vitesse u_c qui dépend pleinement de l'effet de blocage. En milieu confiné, il est raisonnable d'admettre que le coefficient de force du carénage C_S est surestimé par rapport à son homologue en milieu infini. C'est pourquoi nous proposons de calculer C_D à partir de la vitesse V_c ($V_c = V_a u_c$). En milieu infini, u_c est égale à 1. Ainsi, à partir du C_D , qui ne dépend que du carénage, il est possible de calculer la force de traînée qui s'exercerait sur le carénage en milieu infini (équation (4.7)). Les valeurs de C_S et du gain en puissance lié à l'introduction du carénage autour de la turbine libre en milieu infini sont déduites de la force de traînée du carénage estimée et de celle de la turbine libre prise en milieu infini (F_T , cf. (4.8)). Précisons que F_T est connu. Nous verrons à la fin de ce chapitre que cette méthode s'applique particulièrement bien sur notre cas d'étude en dépit du fait qu'elle repose sur une hypothèse forte qui consiste à découpler le carénage de la turbine.

$$C_D = \frac{F_{D\text{-confiné}}}{0.5\rho(V_a u_c)^2 C H} \quad (4.5)$$

$$C_D = \frac{F_{D\text{-infini}}}{0.5\rho V_a^2 C H} \quad (4.6)$$

$$F_{D\text{-infini}} = \frac{F_{D\text{-confiné}}}{u_c^2} \quad (4.7)$$

$$C_S = \frac{0.5\rho (V_a)^2 C H C_D}{F_T} = \frac{F_{D\text{-infini}}}{F_T} \quad (4.8)$$

4.2 Hydrolienne carénée en milieu infini

Dans le but de s'affranchir de l'effet de blocage, une série de calculs a été réalisée pour le cas de référence de l'hydrolienne carénée en milieu élargi ($\varepsilon_g < 0.05$). La Figure 4.8 compare les coefficients de puissance obtenus dans les deux milieux, confiné (tunnel) et infini, pour les cas libre et caréné. La surestimation induite par le blocage de l'écoulement dans la veine est bien mise en évidence dans le Tableau 4.5. Les résultats correspondants au milieu infini montrent une baisse non négligeable du rendement, surtout pour l'hydrolienne carénée. Précisons que dans le Tableau 4.5 les chiffres correspondants aux optimums calculés sont surlignés en gris. En analysant la configuration carénée, les valeurs du coefficient de puissance ont remarquablement augmenté par rapport à la configuration libre. Cette augmentation peut être quantifiée à l'aide d'un facteur d'augmentation de puissance (FAP) défini par l'équation (4.9).

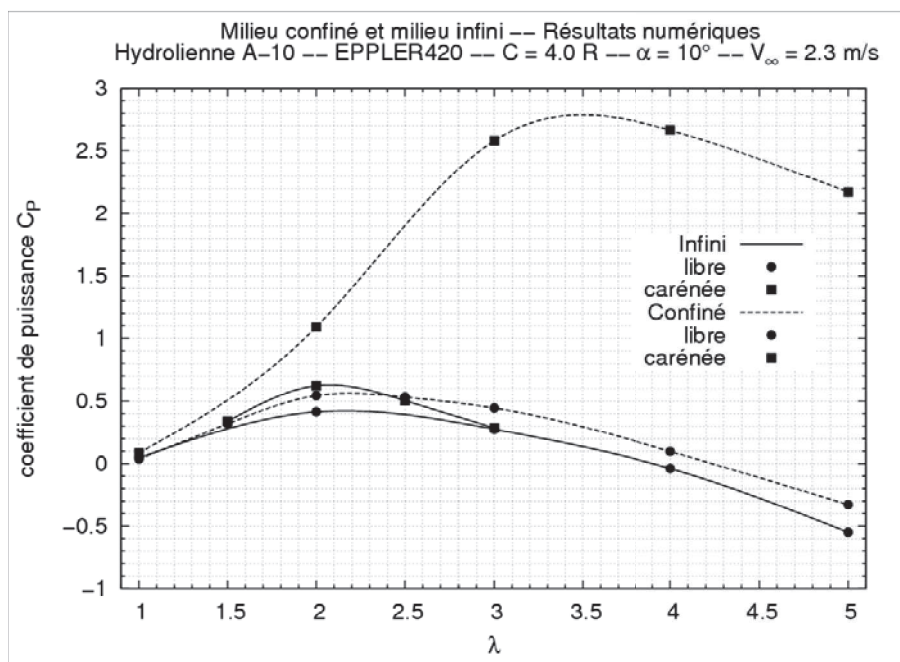


FIG. 4.8: Evolution du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance en milieu infini pour l'hydrolienne libre et carénée.

NUMERIQUE	Milieu confiné		Milieu infini	
$\lambda \backslash C_P$	Libre	Carénée	Libre	Carénée
1.00	0.036	0.085	0.047	–
1.50	0.318	–	–	0.337
2.00	0.544	1.093	0.414	0.623
2.50	0.532	–	–	0.504
3.00	0.444	2.582	0.275	0.285
4.00	0.097	2.666	-0.039	–
5.00	-0.328	2.172	-0.549	–

TAB. 4.5: *Coefficients de puissance numériques en milieu confiné et infini pour plusieurs paramètres d'avance. Hydroliennes libre et carénée.*

$$FAP = \frac{C_{P_{opt}} \text{ carénée}}{C_{P_{opt}} \text{ libre}} \quad (4.9)$$

	FAP
infini numérique	0.623/0.414 = 1.50
confiné numérique	2.666/0.544 = 4.90
confiné expérimental	1.499/0.400 = 3.75

TAB. 4.6: *Facteurs d'augmentation de puissance pour diverses configurations.*

Le Tableau 4.6 résume les valeurs du FAP pour les configurations testées. En milieu infini, l'utilisation du carénage améliore d'un facteur 1.5 le rendement de la machine. Le confinement génère des valeurs de FAP plus importantes, de l'ordre de 4 à 5 ; elles sont plus élevées en numérique qu'en expérimental (cf. section 4.1).

Une autre remarque concerne les valeurs du paramètre d'avance pour les points de fonctionnement optimaux. Dans un milieu infini, la valeur de λ_{opt} vaut environ 2 aussi bien pour l'hydrolienne libre que celle carénée. En milieu confiné, on a peut-être un léger décalage de λ_{opt} vers 2.25¹ mais, surtout, on observe que λ_{opt} vaut désormais 4 pour l'hydrolienne carénée. Ainsi, le confinement induit un décalage du point de fonctionnement optimal vers des valeurs de λ plus élevées si l'hydrolienne est carénée. Pour appuyer cette remarque, soulignons que de manière générale, d'après les deux modèles de Werle, $u_0 = 0.33$ (vitesse moyenne au sillage) implique l'optimum de puissance de la turbine installée aussi bien en milieu infini qu'en milieu confiné. Par ailleurs, en milieu confiné, nous avons vu précédemment que C_T augmente en fonction de ε . En d'autres termes, dans ce milieu, le point de fonctionnement optimal se situe pour un C_T beaucoup plus grand que celui en milieu infini. Etant donné que C_T croît avec λ , λ_{opt} d'une configuration carénée confiné est nécessairement supérieur à celui d'une configuration carénée ou libre installée en milieu infini.

¹Rappelons que les valeurs données dans le Tableau 4.5 sont les valeurs effectivement calculées ; les courbes d'interpolation qui permettent de faciliter la visualisation globale des résultats ne sont pas utilisées pour l'évaluation de $C_{P_{max}}$ car on souhaite éviter de raisonner sur des quantités autres que celles réellement calculées.

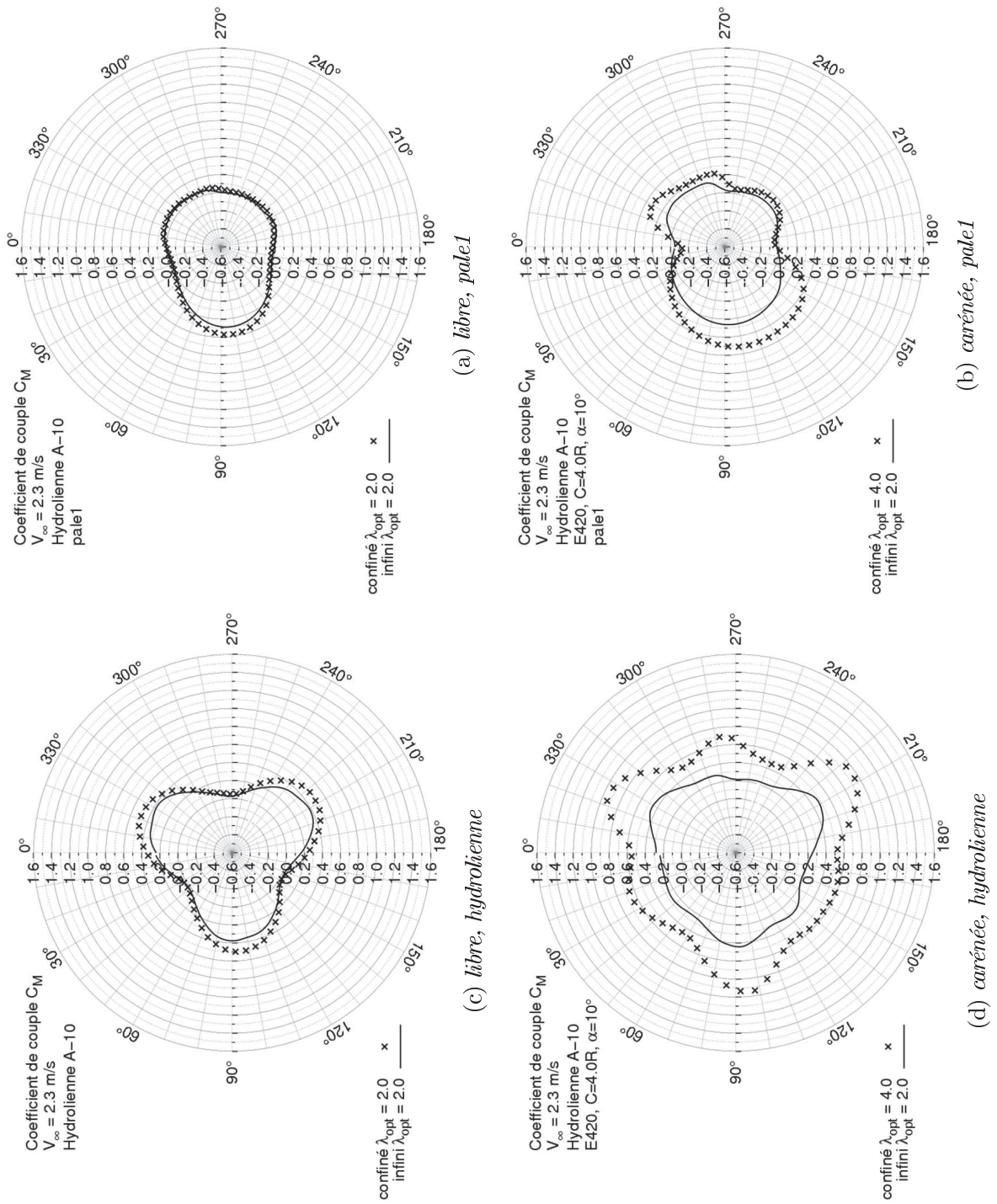


FIG. 4.9: Comparaison des rosaces du coefficient de couple numérique. Milieux confiné et infini.

Qualitativement, les rosaces instantanées du coefficient de couple (soit pour une pale, soit pour l'hydrolienne) montrent un comportement différent entre une configuration carénée et une configuration libre (Figure 4.9). La distribution de C_M de l'hydrolienne libre a une forme à deux lobes (Figure 4.9a), l'un se trouvant au demi-disque amont et l'autre au demi-disque aval. La pale travaille surtout à l'amont, et légèrement à l'aval. En revanche, deux différences majeures sont observées sur la distribution de C_M de l'hydrolienne carénée (Figure 4.9b) : d'un côté, la plage de travail dans le demi-disque amont est plus large ; de l'autre côté, à l'aval se trouvent deux lobes au lieu d'un et une plage de travail plus importante. L'introduction du carénage permet à chacune des pales de fournir du couple aussi bien en amont qu'en aval. En observant les rosaces de C_M de l'hydrolienne (Figures 4.9c et 4.9d), la distribution périodique trilobée à 120° caractéristique de l'hydrolienne libre devient hexalobée en présence du carénage. La fluctuation des valeurs de C_M par rapport à sa moyenne s'avère aussi moins prononcée. La section L.2 de l'Annexe L présente des graphes cartesiens du coefficient de couple, où les fluctuations sont mieux mises en valeur.

Le moyen pour quantifier cette fluctuation est d'évaluer le facteur d'ondulation du coefficient de couple (FOCC), calculé à partir de l'équation (4.10) :

$$FOCC = \frac{C_{Mmax} - C_{Mmin}}{C_{Mmoyen}} \quad (4.10)$$

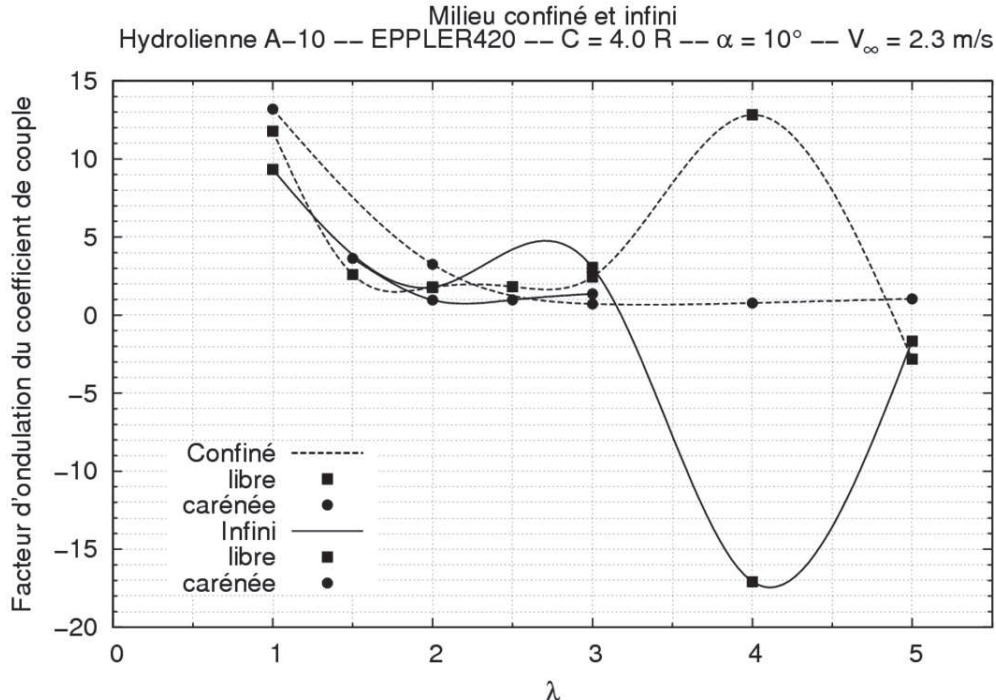


FIG. 4.10: Evolution du facteur d'ondulation du coefficient de couple. Hydrolienne libre et carénée, milieux confiné et infini.

Pour chaque configuration testée, la Figure 4.10 trace les valeurs du FOCC pour plusieurs paramètres d'avance. Remarquons que, dans le cas de l'hydrolienne libre, la distribution

du FOCC a un comportement ondulatoire, représentatif de l'instabilité du système . En revanche, quand le rotor est muni d'un carénage, l'amplitude des valeurs aux extrêmes diminue considérablement et se stabilise après le passage de la zone des effets primaires. Cette propriété se révèle être un atout pour les considérations liées à la tenue en service.

Pour évaluer l'efficacité du carénage, nous faisons appel au coefficient de débit (équation (4.11)), qui est un paramètre étroitement lié au rendement de la machine et au tube de courant aspiré. Ce coefficient représente le rapport entre le débit au sein du rotor et le débit ramené à la vitesse non perturbée dans la même section . Dans tous les cas, le coefficient est toujours rapporté au diamètre de l'hydrolienne afin de garder un point de comparaison valable.

$$C_Q = \frac{\overline{V_{xrotor}} \varnothing}{V_\infty \varnothing} \quad (4.11)$$

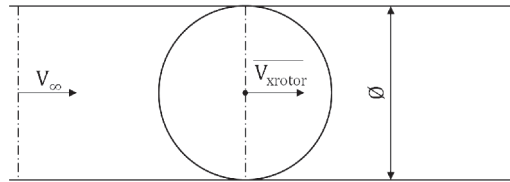


FIG. 4.11: Définition du coefficient de débit.

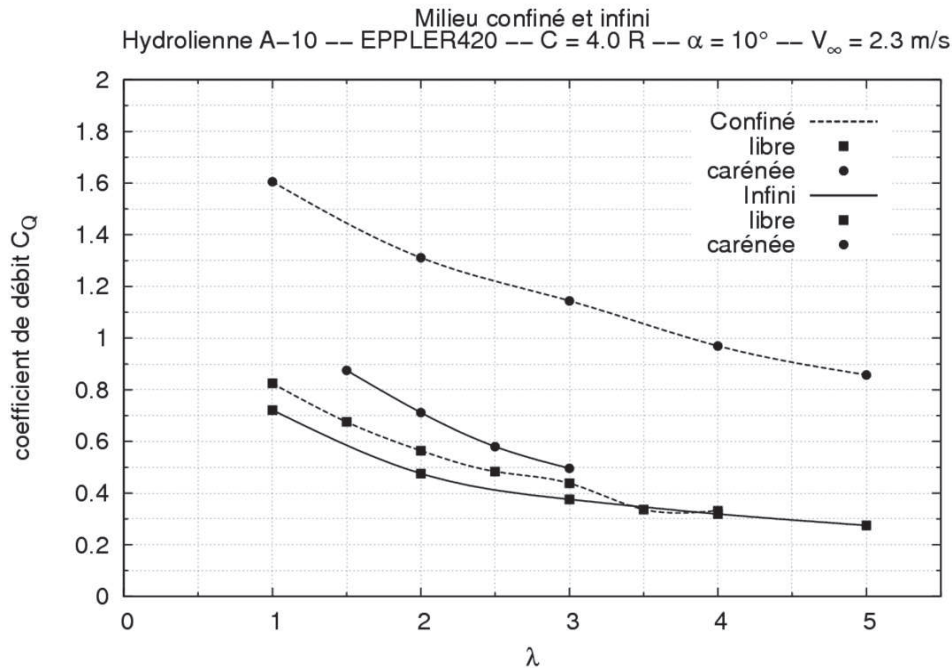


FIG. 4.12: Evolution du coefficient de débit en fonction du paramètre d'avance. Cas de référence.

L'évolution du coefficient de débit à λ_{opt} est illustrée par la Figure 4.12. Trois remarques peuvent être faites. Premièrement, le coefficient de débit diminue avec l'augmentation du paramètre d'avance. Ceci est dû à la fermeture du passage autorisé au fluide quand la

vitesse de rotation de l'hydrolienne augmente. Deuxièmement, le débit exploité est plus important pour le système caréné, ce qui explique l'amélioration de la performance vis-à-vis de l'hydrolienne libre. Troisièmement, le confinement induit bien une augmentation du débit. La Figure 4.13, montrant les tubes de courant enveloppant le rotor pour les points de fonctionnement optimaux est une illustration de ces observations. Précisons que, pour la configuration carénée, le tube de courant tracé est celui qui entoure le rotor et pas celui qui enveloppe le carénage avec le bord d'attaque et le bord de fuite.

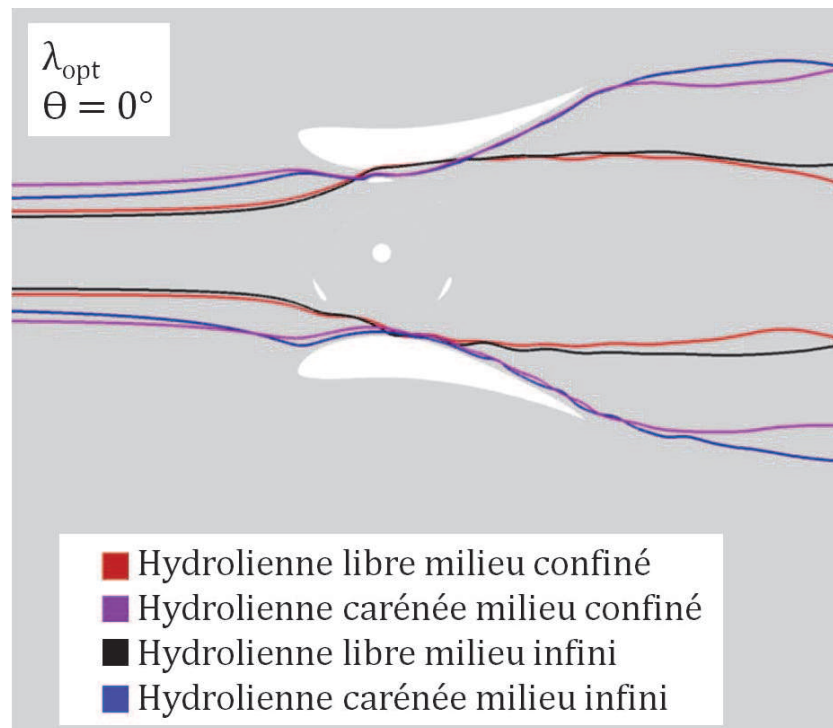
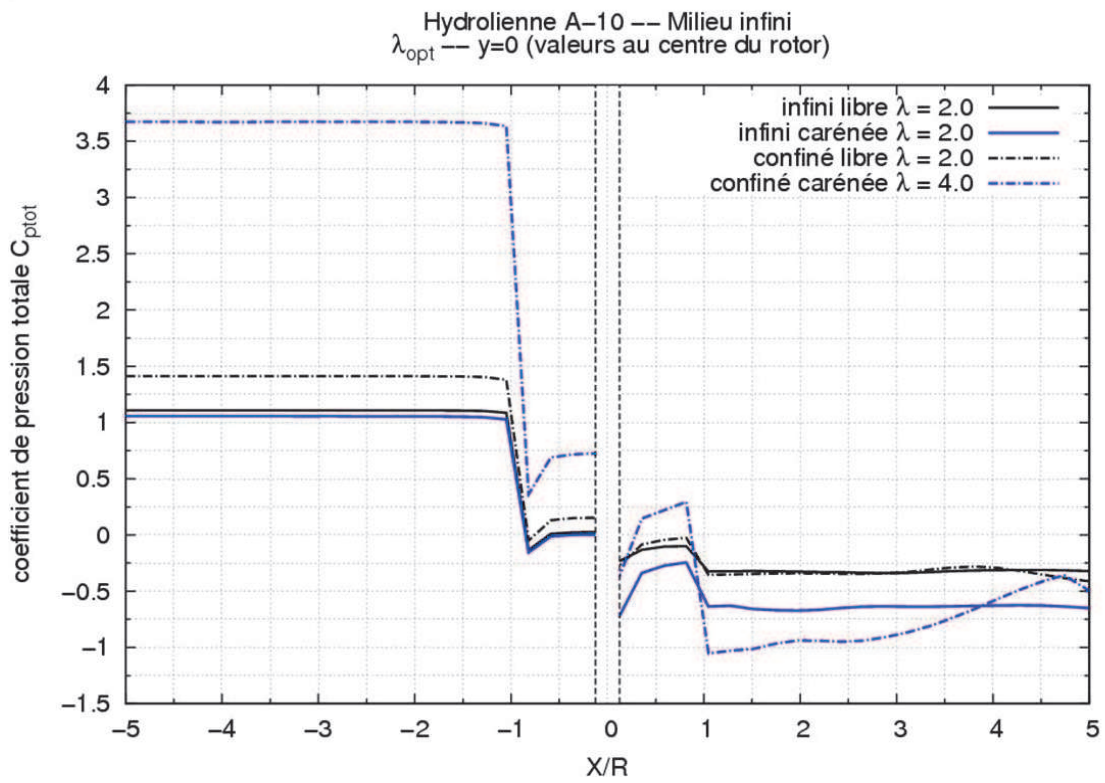
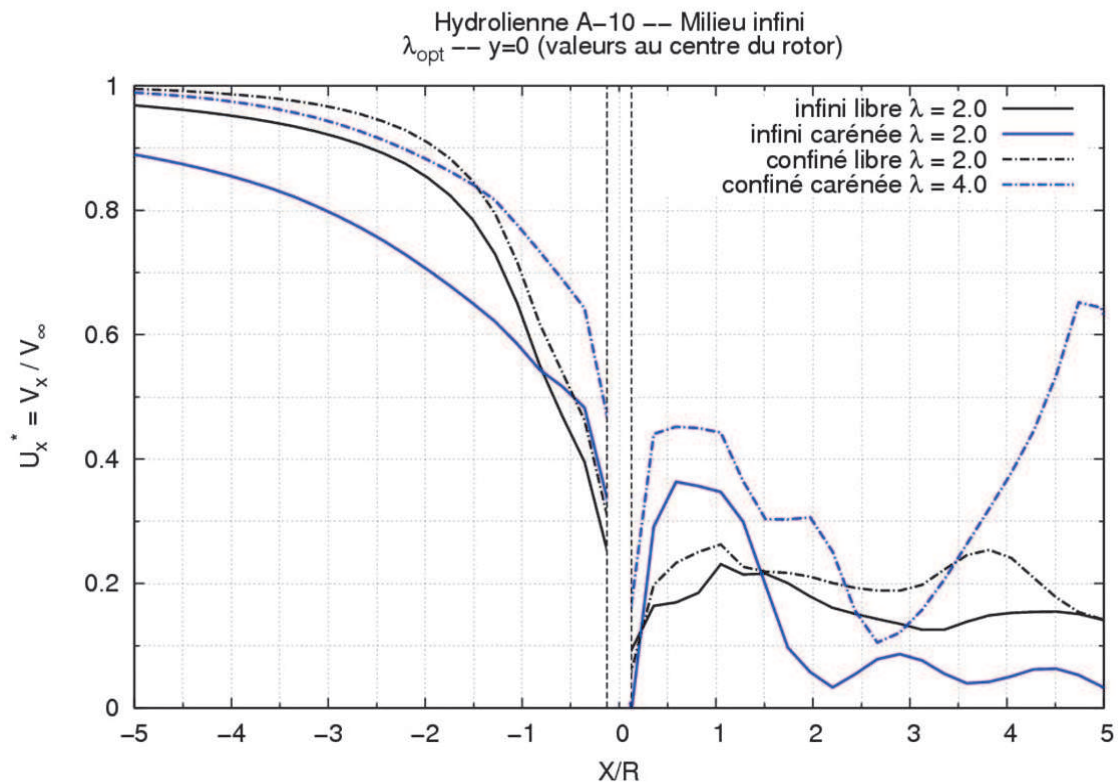


FIG. 4.13: *Tubes de courant pour le point de fonctionnement optimal de chaque cas.*

Pour compléter la remarque précédente nous avons fait figurer dans la Figure 4.14 les distributions longitudinales ($y = 0$) du coefficient de pression totale et de la vitesse adimensionnée moyennés en temps. Deux constatations importantes peuvent être faites. Tout d'abord, pour une application en milieu infini, la perte de charge (discontinuité) au sein du rotor est plus importante pour la configuration carénée. Comme attendu, l'extraction d'énergie est plus grande. Ensuite, la perte de charge est plus importante en milieu confiné et elle se voit amplifiée en présence du carénage. La distribution de la vitesse axiale adimensionnelle contient aussi des informations particulières (Figure 4.14b). Le niveau de la vitesse axiale et sa variation indiquent la quantité d'énergie disponible, les pertes le long du parcours (décélération progressive de l'écoulement), et l'extraction d'énergie (qui implique une perte brusque de vitesse). En présence du carénage, la décélération subie par l'écoulement est moins importante. Ainsi, les vitesses en amont du rotor sont plus grandes qu'en configuration libre (mais toujours inférieures à V_∞). Par conséquent, la quantité d'énergie transformable est plus importante. Ceci explique pourquoi la pale recueille plus d'énergie en amont quand le système est caréné. En aval du cercle, les vitesses sont encore supérieures dans le cas caréné, ce qui permet à la pale de continuer d'extraire de l'énergie. Comme la pale de l'hydrolienne libre travaille peu à l'aval, nous observons très peu de variation de la vitesse dans cette zone.



(a) coefficient de pression totale



(b) vitesse axiale adimensionnelle

FIG. 4.14: Distributions longitudinales au centre du rotor de C_{ptot} et U_x^* .

Il a été démontré que le carénage augmente la performance de l'hydrolienne et les mécanismes de cette augmentation ont été analysés. Cependant, l'ajout des profils d'aile a une influence sur l'ensemble des efforts qui s'appliquent au système. Il semble donc pertinent d'évaluer ceux-ci. Le Tableau 4.7 résume, pour λ_{opt} , les efforts moyens numériques quantifiés sur l'hydrolienne et sur le système carénage. L'analyse de ces valeurs montre que l'ajout du carénage n'introduit pas un chargement supplémentaire important pour l'hydrolienne en milieu infini. Le carénage augmente d'environ 20N la force longitudinale sur l'hydrolienne tandis que la force transversale ne varie presque pas d'une configuration à l'autre. Au regard du FAP, qui est de l'ordre de 1.5, cette hausse d'efforts est acceptable. En milieu confiné, par contre, l'ajout du carénage augmente de façon importante les efforts sur l'hydrolienne, d'un facteur 5 environ. Notons, comme évoqué précédemment, que les profils d'aile constituant le carénage sont aussi beaucoup plus sollicités en milieu confiné. Les distributions correspondantes à F_X et F_Y pour différents paramètres d'avance sont recueillis en Annexe L section L.3.

NUMERIQUE	Confine libre	Confiné carénée	Infini libre	Infini carénée
	$\lambda = 2.0$	$\lambda = 4.0$	$\lambda = 2.0$	$\lambda = 2.0$
$\overline{F_X}$ hydrolienne [N]	≈ 107	≈ 341	≈ 87	≈ 116
$\overline{F_Y}$ hydrolienne [N]	≈ 17	≈ 93	≈ 10	≈ 12
$\overline{F_X}$ syst. carénage* [N]	–	≈ 304	–	≈ 76
$\overline{F_Y}$ syst. carénage* [N]	–	≈ 82	–	≈ 16

* efforts numériques subis par l'ensemble des deux profils

TAB. 4.7: *Efforts numériques pour le paramètre d'avance optimal. Comparaison des cas de référence.*

Un regard sur les cartes des structures vorticitaires de la configuration carénée en milieu infini (Figure 4.15) montre que l'écoulement est un peu plus complexe que dans la configuration libre. L'interaction des structures issues des pales et du carénage peut être à l'origine de ce phénomène. En comparaison à la Figure 2.21 du chapitre 2 qui correspond à l'hydrolienne libre, il semble que la taille et la population des structures soit analogue au même point de fonctionnement. La différence majeure, hormis l'interaction des structures rotor-carénage est, dans le cas caréné, la présence en aval du cercle de rotation d'un plus grand nombre de tourbillons. L'effet du paramètre d'avance est analogue à celui de l'hydrolienne libre : les structures vorticitaires se transforment en sillage avec l'augmentation de λ . Une description plus détaillée des cartes de vorticité est disponible en Annexe I.

Pour clore ce chapitre, nous proposons d'utiliser l'approche de Werle [4] présentée auparavant dans la section 4.2. A partir des valeurs en milieu confiné, il est possible d'estimer d'une part le C_P de la turbine libre prise en milieu infini et d'autre part l'apport du carénage. Nous utilisons les résultats issus des calculs numériques (et éventuellement des essais). Ces derniers prennent en compte la viscosité, la turbulence et la présence du rotor.

Le Tableau 4.8 indique, pour l'hydrolienne libre, des valeurs corrigées à partir de ε . Les calculs de l'hydrolienne libre en milieu infini présentent encore un petit confinement

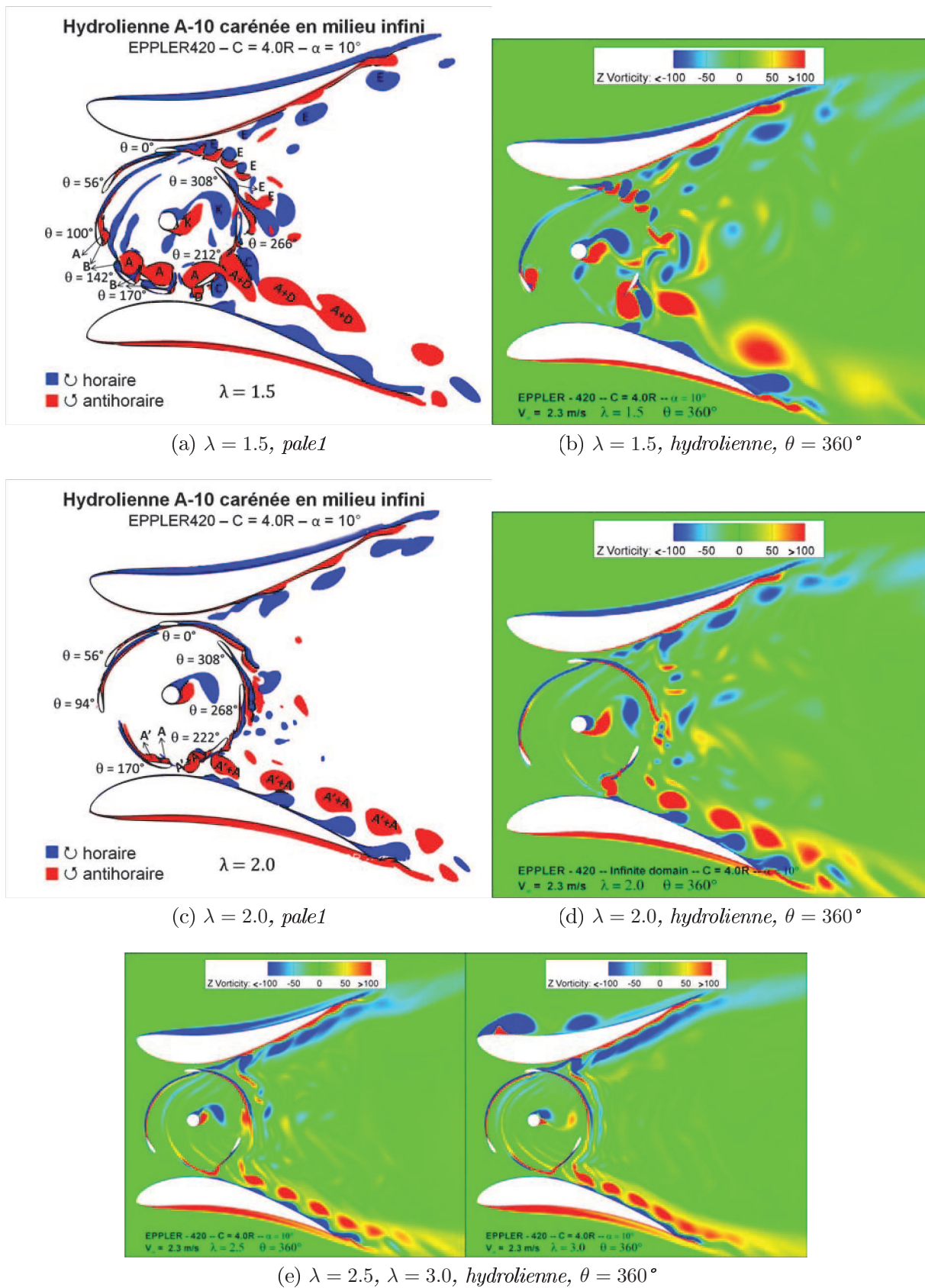


FIG. 4.15: Cartes de vorticité de l'hydrolienne carénée en milieu infini.

(puisque notre milieu infini dans la simulation numérique est en fait un milieu moins confiné) et sont donc également corrigées. Un coefficient de puissance similaire à celui issu de la correction du milieu confiné est trouvé ce qui indique la cohérence des approches suivies. La correction des valeurs issues des expériences donne un C_P de l'ordre de 0.22, ce qui est en accord avec les expériences de Shiono [2] en milieu infini, qui annoncent un C_P de 0.235. Les sources de l'écart (attendu) entre les valeurs numériques 2D (comprises donc entre 0.306 et 0.335) et cette valeur expérimentale corrigée de 0.235 ont été analysées dans la première section de ce chapitre.

Corrections pour l'hydrolienne libre A-10			
EQUATIONS		$C_{Pmax-confiné} = C_{Pmax-corrigé} (1 - \varepsilon)^2$	
		$\varepsilon = A_p/A_c$	
Info.	$C_{Pmax-confiné}$	ε	$C_{Pmax-corrigé}$
NUM, $\lambda = 2.0$, tunnel	0.544	0.25	0.306
NUM, $\lambda = 2.0$, infini	0.414	0.10	0.335
EXP, $\lambda = 2.25$, tunnel	0.400	0.25	0.225

TAB. 4.8: Correction de C_P pour l'hydrolienne libre.

Pour évaluer l'apport du carénage en milieu infini, nous faisons appel à la méthode visant à corriger la force de traînée de ce dernier en milieu confiné. Pour la turbine carénée de référence dans les deux milieux, le Tableau 4.9 liste les valeurs des quantités relatives au carénage. Précisons que celles du cas infini sont issues du calcul complet. Le C_D du cas confiné a été calculé en utilisant la relation (4.5). Dans cette équation, u_c et la force de traînée du carénage $F_{D-confiné}$ sont les données d'entrée. Nous constatons que les valeurs de C_D sont similaires d'une configuration à l'autre ; l'erreur est d'environ 11%. Il semble raisonnable d'admettre que la méthode proposée pour l'estimation de C_D à partir des données en milieu confiné est acceptable.

	Confiné	Infini
$\overline{F_X}$ carénage (2 profils) [N]	304	76
F_D profil [N]	152	38
u_c [-]	1.897	1
V_∞ [m/s]	2.3	2.3
C [m]	0.35	0.35
H [m]	0.175	0.175
C_D [-]	0.2607 eq. (4.5)	0.2345 eq. (4.6)
$\overline{F_D}$ profil corrigé [N] eq. (4.7)	42	38
C_S [-] eq. (4.8)	0.48	0.65
FAP [-]	1.48	1.65
FAP calcul complet [-]	-	1.5

TAB. 4.9: Correction de C_P pour l'hydrolienne carénée.

A partir du C_D estimé, il est possible d'évaluer la valeur de l'effort de traînée qui s'exercerait sur le carénage en milieu infini. Selon le modèle proposé pour notre cas d'étude, cette force est d'environ 42N. Elle est conforme avec la traînée du carénage issue du calcul en milieu infini qui est de 38N. Enfin, nous calculons C_S et le FAP à partir de l'effort de traînée estimé et de la force de traînée de la turbine libre prise en milieu infini, qui est de 87 N. Le FAP estimé à partir des données confinés est de 1.48 ; il est conforme à celui calculé en milieu infini, qui est de 1.50. Pour ce cas précis, la méthode de correction proposée est particulièrement bien adaptée pour évaluer l'apport du carénage en milieu infini. Toutefois, il semble important de faire l'exercice sur d'autres configurations de façon à valider davantage la méthode.

Afin de s'affranchir définitivement de l'effet de blocage (et des corrections postérieures), il est nécessaire d'élargir le domaine, qu'il soit numérique ou expérimental. Ainsi, les calculs présentés par la suite ont été réalisés en milieu infini. Il serait intéressant de tester également les hydroliennes dans des configurations ouvertes proches du réel.

Points clés

- Les expériences menées dans le tunnel hydrodynamique fournissent des valeurs du coefficient de puissance qui permettent de valider les simulations numériques mises en place. La validation n'est cependant pas entièrement quantitative dans la mesure où les simulations 2D conduisent à une surestimation systématique du coefficient de puissance.
- Avant même d'évaluer l'apport du carénage sur la performance de l'hydrolienne, il est important de prendre en compte l'effet de blocage ou de confinement associé à la réalisation d'expériences dans une veine hydrodynamique (ou aux simulations numériques reproduisant cette géométrie de veine).
- L'effet de blocage a trois conséquences majeures. Primo, la performance de la machine se voit fortement augmentée, même si le confinement est petit. Secundo, dans le cas de l'hydrolienne carénée, le point de fonctionnement optimal est translaté vers des valeurs plus élevées du paramètre d'avance. Tertio, le tube de courant (donc le débit) traversant la machine confinée est plus grand que celui traversant son homologue en milieu infini.
- Le système caréné est plus performant que le système libre, que l'on travaille en milieu infini ou confiné.
- L'ajout du carénage diminue les fluctuations du coefficient de couple. Les pales travaillent plus en amont qu'en aval en comparaison à l'hydrolienne libre. La rosace du C_M pour une pale devient trilobée et celle de l'hydrolienne hexalobée.
- L'inclusion du carénage ne surcharge pas davantage le système en milieu infini. En revanche, les efforts subissent une forte augmentation en milieu confiné.
- L'approche globale pour la correction de l'effet de blocage donne des résultats intéressants pour la configuration libre. Dans le cas caréné, une autre approche est proposée, qui consiste à corriger la force de traînée sur le carénage. Cette approche

nous a permis d'évaluer de façon correcte l'apport du carénage à partir des données en milieu confiné.

Le prochain et dernier chapitre du mémoire va être consacré à l'étude des paramètres géométriques du système de carénage afin de déterminer quels choix permettent de maximiser la performance de l'hydrolienne carénée. Afin d'éviter de devoir réaliser des corrections milieu confiné / milieu infini dont nous avons vu qu'elles sont délicates pour les systèmes carénés, nous effectuerons cette analyse paramétrique en raisonnant en milieu infini.

Bibliographie Chapitre 4

- [1] G.T. HOULSBY, S. DRAPER et M.L.G. OLDFIELD : Application of Linear Momentum Actuator Disc Theory to Open Channel Flow. Rapport technique Report No OUEL 2296/08, University of Oxford, 2008.
- [2] S. KIHO, M. SHIONO et K. SUZUKI : The power generation from tidal currents by darrieus turbine. *Renewable Energy*, 9(1-4):1242 – 1245, 1996. World Renewable Energy Congress Renewable Energy, Energy Efficiency and the Environment.
- [3] A. MENTXAKA ROA, V. AUMELAS, T. MAITRE et C. PELLONE : Numerical and experimental analysis of a Darrieus-type cross flow water turbine in bare and shrouded configurations. *25th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, 12, 2010.
- [4] M.J. WERLE : Wind Turbine Wall-Blockage Performance Corrections. *Journal of Propulsion and Power*, 26(6):1317–1321, 2010.

Stratégies d'amélioration du système de carénage et modèles simplifiés

L'objectif de ce chapitre est d'améliorer la performance du système de carénage en analysant d'autres géométries et configurations que celles du carénage de référence. A cette fin, on présente tout d'abord l'ensemble des paramètres géométriques du carénage qui sont impliqués dans son comportement. Ensuite, une synthèse des résultats de l'étude paramétrique en milieu infini est fournie ; dans cette étude paramétrique, les effets des différents paramètres géométriques précédemment identifiés sont analysés de façon découplée. Finalement une discussion sur le temps de calcul associé aux différents cas traités nous orientera vers la recherche d'une stratégie de calcul simplifiée qui puisse permettre dans une application future l'optimisation du système de carénage.

5.1 Paramètres géométriques conditionnant la performance du carénage

Le comportement de l'écoulement au sein de la machine est conditionné par la géométrie de l'hydrolienne, la valeur du paramètre d'avance λ et les caractéristiques géométriques du carénage (définition géométrique des profils et positionnement de ces profils par rapport au centre de rotation du rotor). On récapitule ci-dessous la liste de ces paramètres (voir également Figure 5.1) :

- Le type de profil utilisé.
- La position axiale du centre de rotation de l'hydrolienne par rapport au bord d'attaque du carénage (a).
- Le rapport entre le diamètre du rotor et la corde du profil du carénage (\emptyset/C).
- L'angle d'incidence du profil (α).
- L'entrefer (e) entre la pale et le carénage, qui dépend du diamètre de la turbine, et de la distance verticale (b) entre le bord d'attaque du carénage et le centre de rotation.

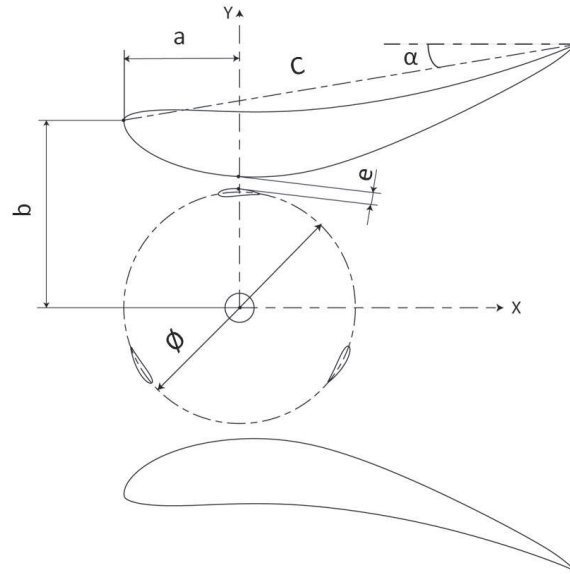


FIG. 5.1: Paramètres géométriques conditionnant le comportement du carénage.

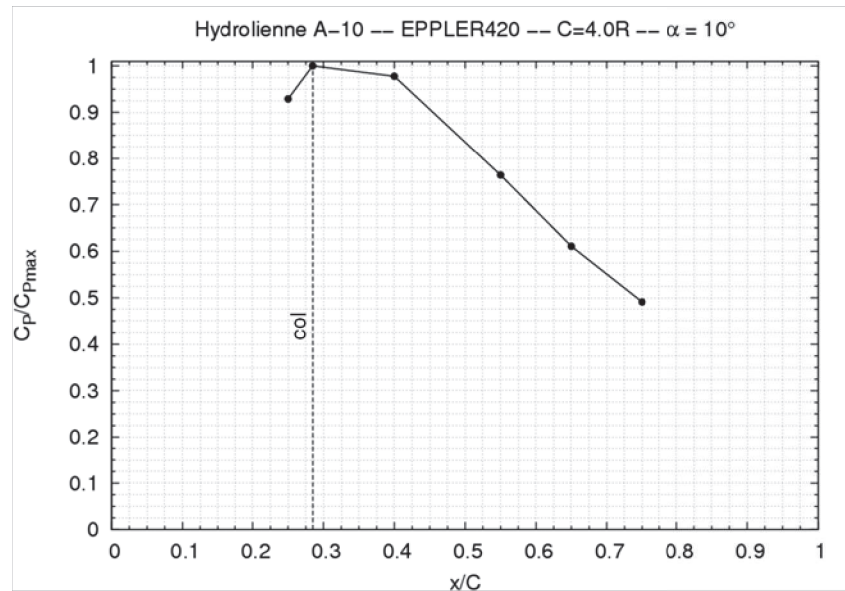
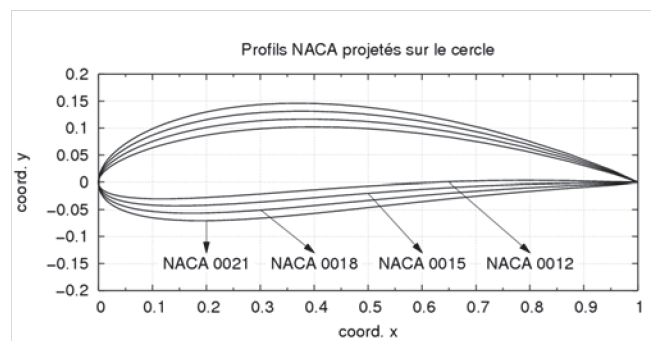


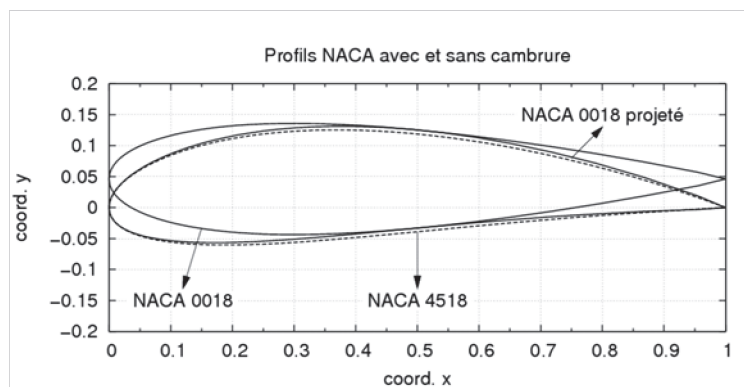
FIG. 5.2: Coefficient de puissance adimensionnel en fonction de la position axiale du centre de rotation de l'hydrolienne ($x/C = 0$, bord d'attaque; $x/C = 1$, bord de fuite).

D'après Riegler [6], pour pouvoir extraire une grande quantité d'énergie par section de turbine, il faut disposer d'un grand débit et arriver à décélérer fortement l'écoulement. Pour une hydrolienne libre, le lien entre le débit et la décélération est direct. Dans le cas d'une hydrolienne carénée, il est possible d'avoir un débit plus grand par section de turbine avec une décélération du courant encore plus grande. Ceci a été démontré lors du chapitre précédent pour une géométrie de carénage donnée. Dans le but de mieux comprendre le rôle de ces paramètres géométriques, une étude paramétrique a été réalisée à l'aide des calculs RANS transitoires en milieu infini. Toutefois, tous les paramètres n'ont pas été analysés en raison des coûts de simulation associés à cette démarche systématique (point sur lequel nous reviendrons ultérieurement). Après une étude préliminaire, notre choix s'est restreint au type de profil du carénage, à la longueur de la corde et à l'angle d'incidence ou d'ouverture du carénage. Le reste des paramètres ont été maintenus fixes.

L'entrefer conserve la valeur utilisée dans le cas de référence ($e = 11.8\text{mm}$). Le centre de rotation est placé au col du carénage, c'est-à-dire, dans la section de passage la plus étroite une fois que les profils sont mis en incidence. Remarquons que l'entrefer augmente quand le rotor s'éloigne du col. Igra [3] mentionne dans ses travaux que, pour une performance optimale, la turbine doit être placée au col du carénage. Une étude préliminaire que nous avons réalisée, où le rotor est déplacé axialement en gardant le carénage de référence fixe, confirme cette recommandation. La Figure 5.2 montre en effet le coefficient de puissance adimensionnel ($C_P/C_{P_{max}}$) en fonction de la position axiale adimensionnée par la corde du carénage ($x/C = 0$ équivaut au bord d'attaque du profil) pour le paramètre d'avance optimal : $C_{P_{max}}$ est bien obtenu lorsque le rotor se trouve au col.



(a) profils testés



(b) profils avec et sans cambrure

FIG. 5.3: Profils d'aile pour les pales de l'hydrolienne.

La géométrie de l'hydrolienne (A-10 avec des pales de type profil NACA 0018 projeté) n'a pas changé par rapport à la configuration de référence précédemment étudiée. En considérant comme négligeables à ce stade les effets d'interaction entre turbine et carénage, on peut faire l'hypothèse, que la « meilleure » géométrie de turbine en configuration libre sera aussi la « meilleure » en configuration carénée. Suivant cette logique, une analyse de profils de pale a été menée avec des calculs RANS 2D transitoires de l'hydrolienne libre en milieu infini à $\lambda_{opt} = 2.0$. Les profils testés appartiennent tous à la famille des NACA à quatre chiffres (Figure 5.3a). Partant des profils symétriques, qui ont ensuite été projetés pour leur donner une cambrure, l'effet de l'épaisseur de la pale a été analysé. Les résultats obtenus pour l'évolution du coefficient de puissance en fonction de l'épaisseur du profil sont présentés sur la Figure 5.4; ils montrent que la meilleure géométrie de la série, vis-à-vis du rendement, est le NACA 0018 projeté, celui utilisé pour l'hydrolienne A-10. Ce résultat est en accord avec l'étude expérimentale de Takamatsu et al. [7], où plusieurs profils d'aile sont testés dans le cas d'hydroliennes monopales. Dans cette étude

la meilleure performance est obtenue avec le profil NACA 4518, qui est un profil équivalent au NACA 0018 projeté (Figure 5.3b).

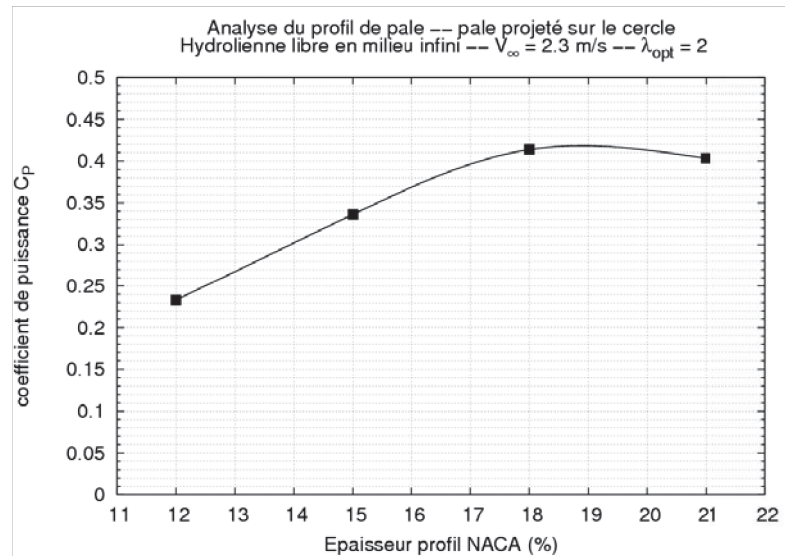
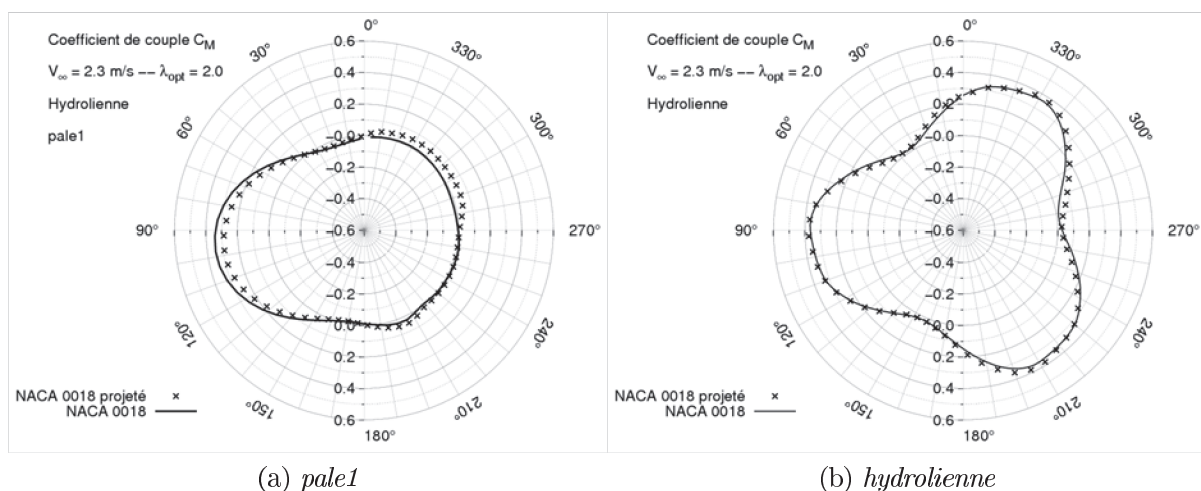


FIG. 5.4: Coefficient de puissance en fonction de l'épaisseur du profil de pale.

Une étude a également été réalisée concernant la projection d'un profil symétrique sur le cercle de rotation. Le choix de profils disymétriques peut en effet favoriser l'auto-démarrage d'une turbine Darrieus [1]. Kirke et al. [4] ont prédit qu'une éolienne munie de pales droites ayant un profil cambré NACA 4415 peut facilement démarrer à une vitesse du vent de 10m/s, à l'inverse d'une machine identique dotée de profils symétriques NACA 0015. En revanche, ces mêmes auteurs ont observé que la performance de l'éolienne à profils cambrés était inférieure à celle disposant de profils symétriques. Dans le cas qui nous concerne, au niveau du coefficient de puissance, les profils NACA 0018 et NACA 0018 projeté ont des performances très proches, $C_P = 0.407$ et $C_P = 0.414$ respectivement. Les rosaces de coefficient de couple C_M pour une pale (Figure 5.5a) présentent de légères différences, alors que pour la somme des pales les distributions de C_M sont presque identiques (Figure 5.5b).



(a) pale1

(b) hydrolienne

FIG. 5.5: Distributions du coefficient de couple pour des profils de pale NACA 0018 projetés et non-projetés.

La gamme de variation choisie pour les paramètres α et C est telle que la machine fonctionne dans une plage de points de fonctionnement contenant toujours le point de fonctionnement optimal.

Par rapport au type de profil du carénage, en plus du profil EPPLER-420, le profil S1223-RTL a également été analysé (cf. Annexe J.2 pour une description plus complète du profil RTL). Rappelons que le profil EPPLER-420 est un profil laminaire à fort coefficient de portance utilisé dans les planeurs. Au chapitre 1, deux écoles ont été évoquées, chacune donnant sa vision du principe de fonctionnement du carénage : une vision s'appuie sur le coefficient de portance, tandis que l'autre privilégie le rôle du coefficient de traînée. Dans cette optique, le profil RTL fait partie des profils laminaires ayant un C_L important, mais aussi, à partir d'une certaine incidence, un C_D supérieur à celui du EPPLER-420 (cf. Figure 5.6).

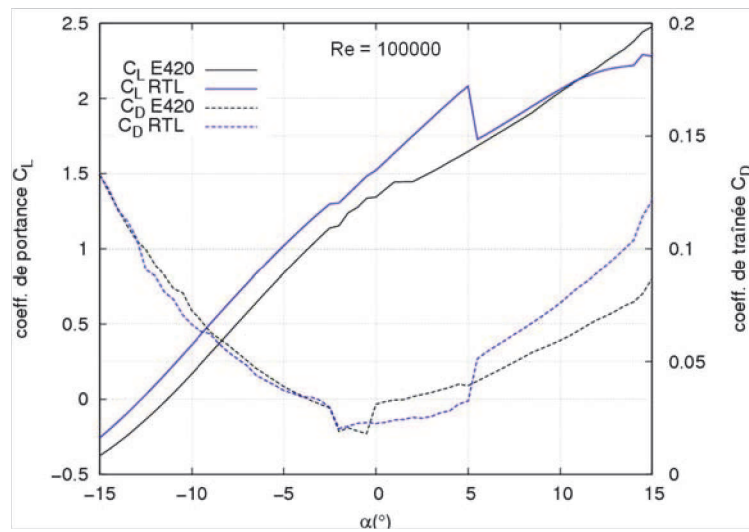


FIG. 5.6: Distribution de C_D et C_L des profils EPPLER-420 et RTL en fonction de α [Source : Airfoil Investigation Database].

5.2 Synthèse des résultats

SERIE 1 : étude de l'effet de α			
Carénage	Corde	α	λ
E420	$C = 4.0R$	$10^\circ, 18^\circ, 24^\circ, 30^\circ$	1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5
RTL	$C = 4.0R$	$14^\circ, 18^\circ, 24^\circ, 30^\circ, 34^\circ$	1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5

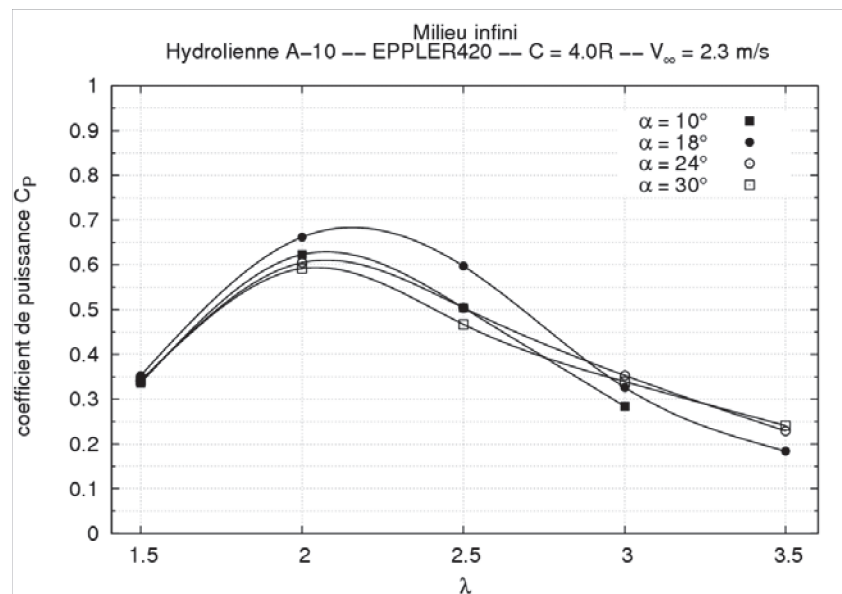
SERIE 2 : étude de la longueur de C			
Carénage	Corde	α	λ
E420	$C = 2.5R, 3R, 4R, 5R, 6R$	10°	1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5

TAB. 5.1: Séries de l'étude paramétrique.

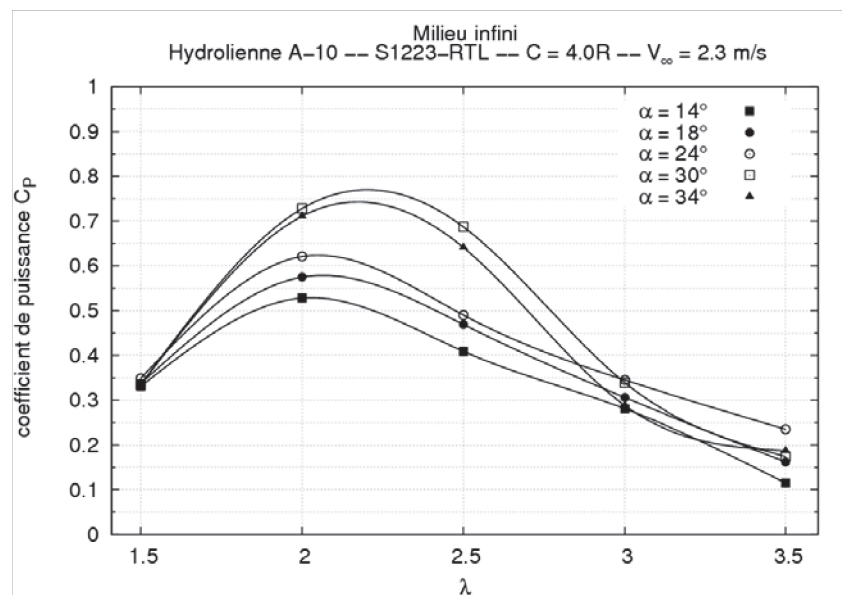
Cette section est composée de l'analyse de deux séries de calculs, chacune consacrée à une étude paramétrique spécifique (Tableau 5.1). Dans la première série, l'influence de l'ouverture du carénage est analysée pour les deux profils EPPLER-420 et RTL. La corde du carénage est constante et égale à 4 fois le rayon de l'hydrolienne. La deuxième série

de résultats concerne l'étude de l'influence de la longueur de corde. Deux cordes plus longues et deux autres plus courtes sont étudiées en plus de celle de référence. Dans cette deuxième analyse seul le carénage de référence est pris en compte, l'angle d'incidence étant fixé à 10° . Pour chacune des 9 configurations géométriques de la série 1 et des 5 configurations géométriques de la série 2, l'analyse de l'écoulement est réalisée pour 5 valeurs du paramètre d'avance. La synthèse proposée correspond donc à l'analyse de 70 simulations instationnaires qui s'appuient toutes sur la stratégie de simulation numérique décrite en détail au chapitre 3 du mémoire.

5.2.1 Effet de l'angle d'ouverture α du carénage



(a) *EPPLER-420*



(b) *S1223-RTL*

FIG. 5.7: Distributions de C_P en fonction de α pour plusieurs angles d'ouverture et deux types de carénage.

Les Figures 5.7a et 5.7b montrent respectivement l'évolution du coefficient de puissance en fonction du paramètre d'avance pour les carénages EPPLER-420 et RTL. Pour chaque profil, les courbes ont été tracées pour plusieurs angles d'ouverture. Le point de fonctionnement optimal calculé correspond toujours à $\lambda = 2.0$ indépendamment du type de profil et de α . Le coefficient de puissance maximal estimé est proche de $\lambda = 2.0$. Bien que $\lambda = 2.0$ soit le point de fonctionnement optimal des deux profils, ces derniers n'ont pas le même angle optimal d'ouverture. Dans le cas du EPPLER-420, α_{opt} est égal à 18° , tandis que $\alpha_{opt} = 30^\circ$ pour le profil RTL. Le profil RTL est plus performant que le EPPLER-420 avec respectivement $C_{Pmax}(\alpha = 30^\circ) = 0.728$ et $C_{Pmax}(\alpha = 18^\circ) = 0.662$ (Figure 5.8). Il en résulte un FAP de 1.76 pour le RTL et de 1.60 pour le EPPLER-420.

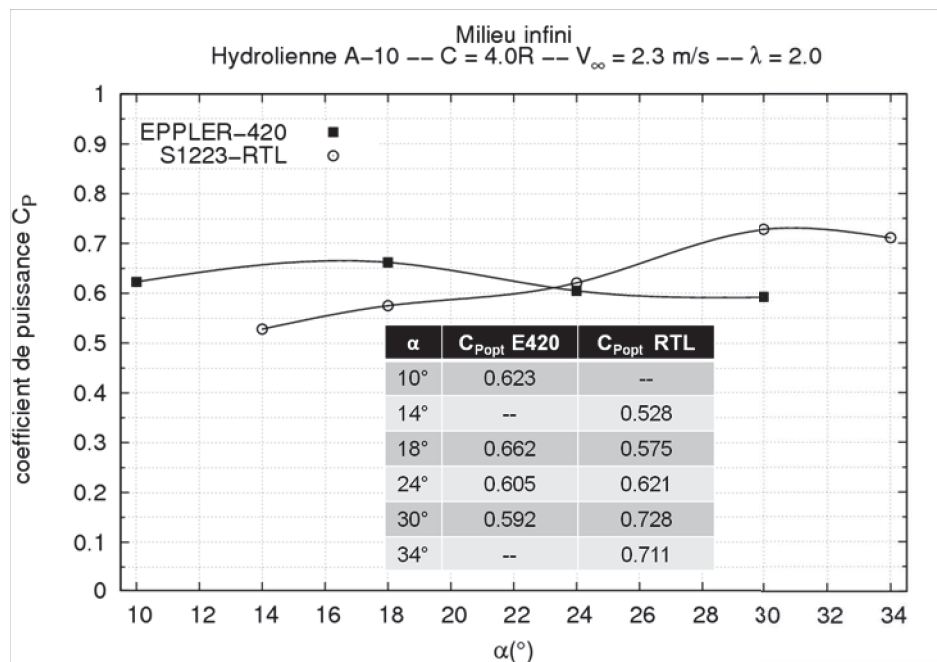


FIG. 5.8: Distributions de C_P à $\lambda_{opt} = 2.0$ pour plusieurs angles d'ouverture du carénage.

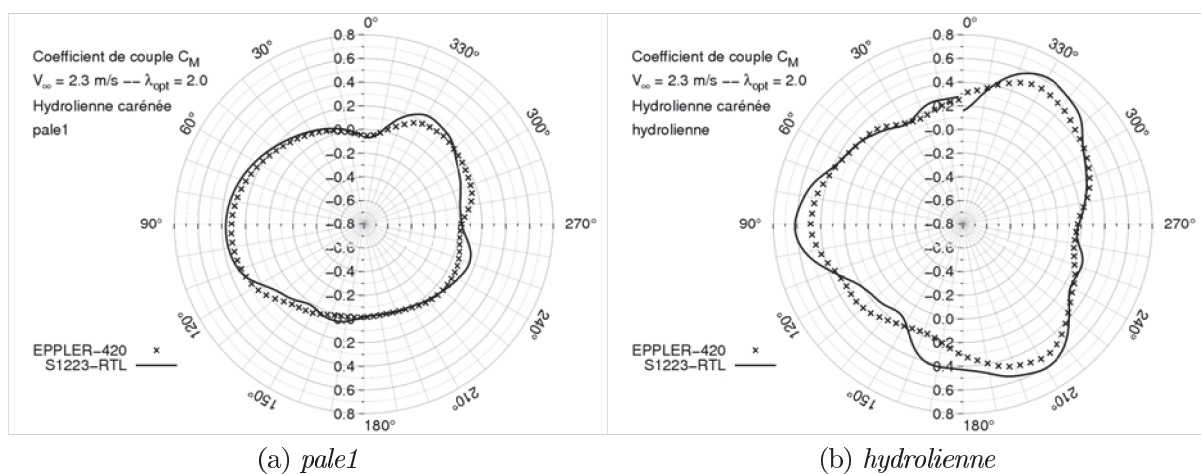


FIG. 5.9: Comparaison des rosaces de coefficient de couple des carénages EPPLER-420 ($\alpha = 18^\circ$) et RTL ($\alpha = 30^\circ$) pour leur configuration optimale.

Les rosaces du coefficient de couple d'une pale pour le point de fonctionnement optimal de chaque configuration (Figure 5.9a) montrent que la pale travaille plus dans le demi-

disque amont avec le carénage EPPLER-420 (zone comprise entre $\theta = 120^\circ$ et $\theta = 160^\circ$). Par contre, la pale extrait plus d'énergie avec le carénage RTL dans le demi-disque aval. En tenant compte de l'apport des trois pales, les rosaces de C_M correspondant à l'hydrolienne (Figure 5.9b) mettent en évidence un C_M légèrement supérieur pour le profil RTL.

La Figure 5.10 illustre le saut de pression adimensionné Δp^* , qui est le saut de pression au sein du rotor caréné adimensionné par le saut de pression du rotor libre. La valeur maximale de ce saut adimensionné, Δp_{max}^* , est bien obtenue pour le profil le plus performant (profil RTL) à 30° d'incidence. La hiérarchie de performance fournie par ce critère est la même que le classement obtenu sur la base de la distribution des coefficients de puissance de la Figure 5.8.

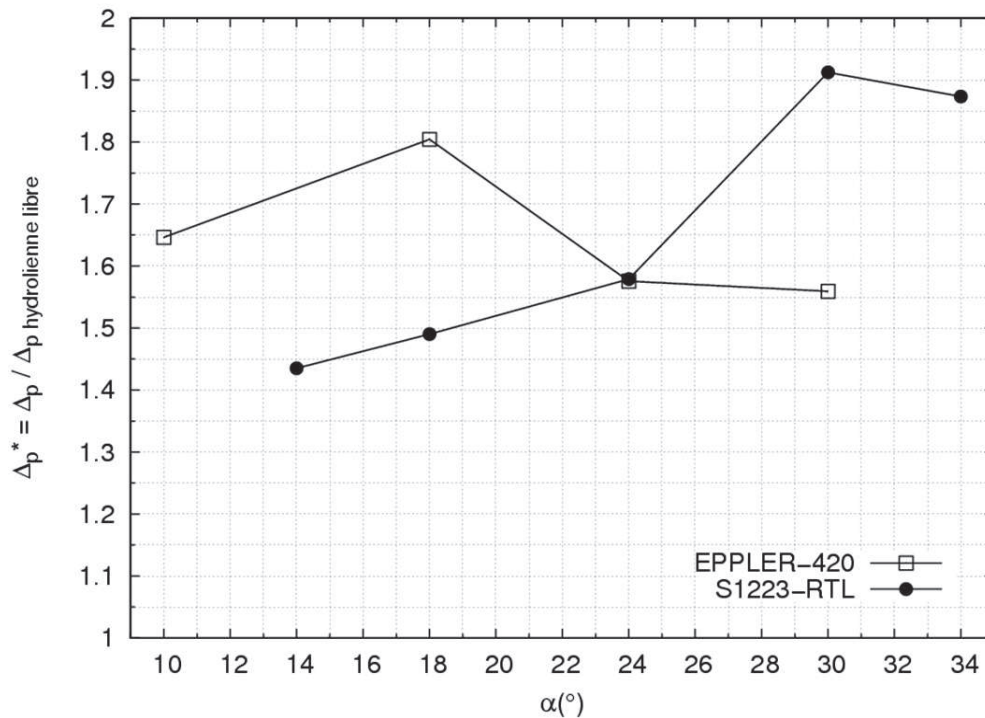


FIG. 5.10: Δp^* au sein des rotors carénés pour le point de fonctionnement optimal ($\lambda_{opt} = 2.0$, EPPLER-420 $\alpha = 18^\circ$ et RTL $\alpha = 30^\circ$)

La distribution moyenne du coefficient de pression sur le profil du carénage de chaque configuration optimale est illustrée par la Figure 5.11. Le profil RTL a une répartition plus plate sur l'intrados, avec un pic de pression au bord d'attaque beaucoup moins prononcé que celui du EPPLER-420. Chaque profil ayant un angle d'ouverture différent, la position du col ne se trouve pas à la même distance du bord d'attaque. De ce fait, la dépression sur l'extrados avant le col a une pente plus raide dans le cas du profil RTL. Après le col, la récupération du C_p est assez graduelle pour le profil EPPLER-420. En revanche, le profil RTL atteint un plateau pour replonger légèrement à partir de $x/C \approx 0.85$ et se fermer au bord de fuite.

Le comportement du carénage peut s'analyser à l'aide des coefficients de portance et de traînée. La Figure 5.12 décrit l'évolution de C_D et de C_L en fonction de α pour les deux carénages à $\lambda_{opt} = 2.0$. On observe que jusqu'à $\alpha \approx 22^\circ$, les valeurs de C_D et C_L du profil RTL sont inférieures à celles du profil EPPLER-420. De ce fait, $C_{P-RTL} < C_{P-E420}$ sur cette portion de la courbe. Au contraire, à partir de $\alpha \approx 22^\circ$, le comportement s'inverse ; le C_D et le C_L du profil RTL sont plus grands. Ainsi, le coefficient de puissance du profil RTL

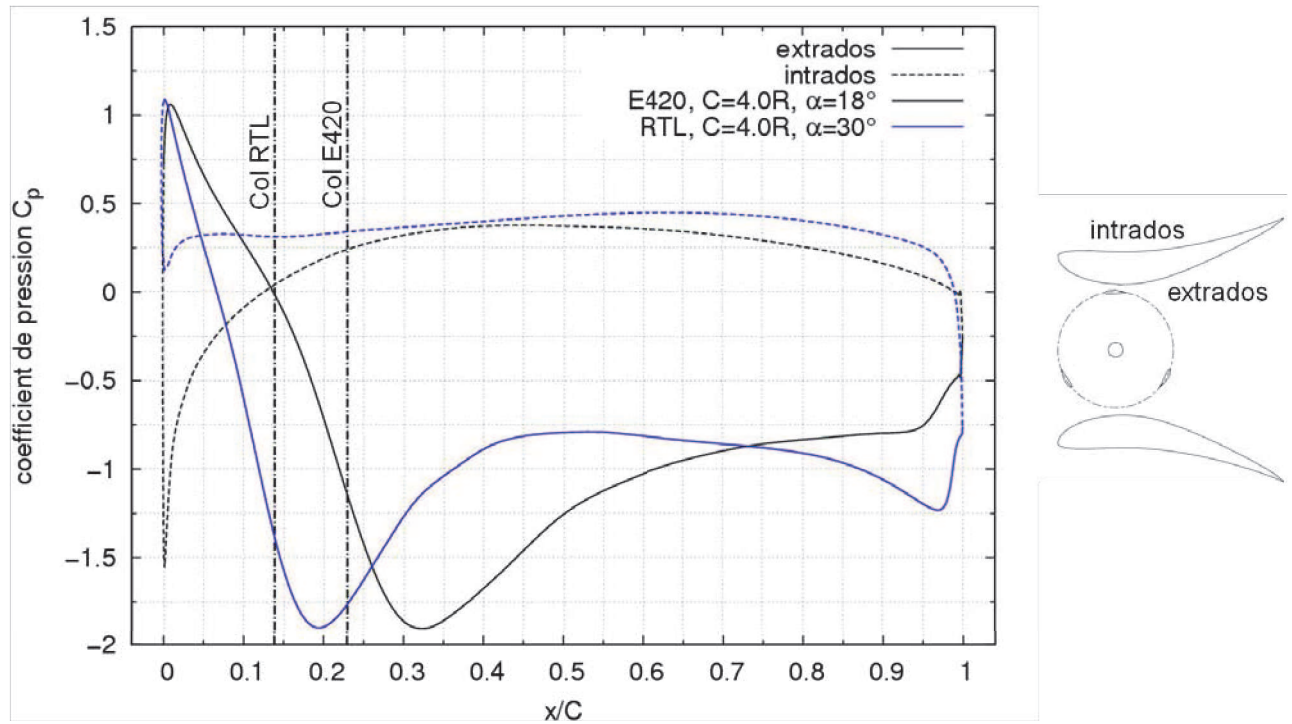


FIG. 5.11: Distribution du coefficient de pression sur les carénages optimaux.

continue à augmenter. Dans le cas du carénage EPPLER-420, le C_D continue à augmenter également. Cependant, comme la valeur de C_L chute à partir de $\alpha = 18^\circ$, le coefficient de puissance décroît également. La même observation vaut pour le profil RTL : dès que le coefficient de portance chute ($\alpha \approx 30^\circ$), le coefficient de puissance se voit pénalisé.

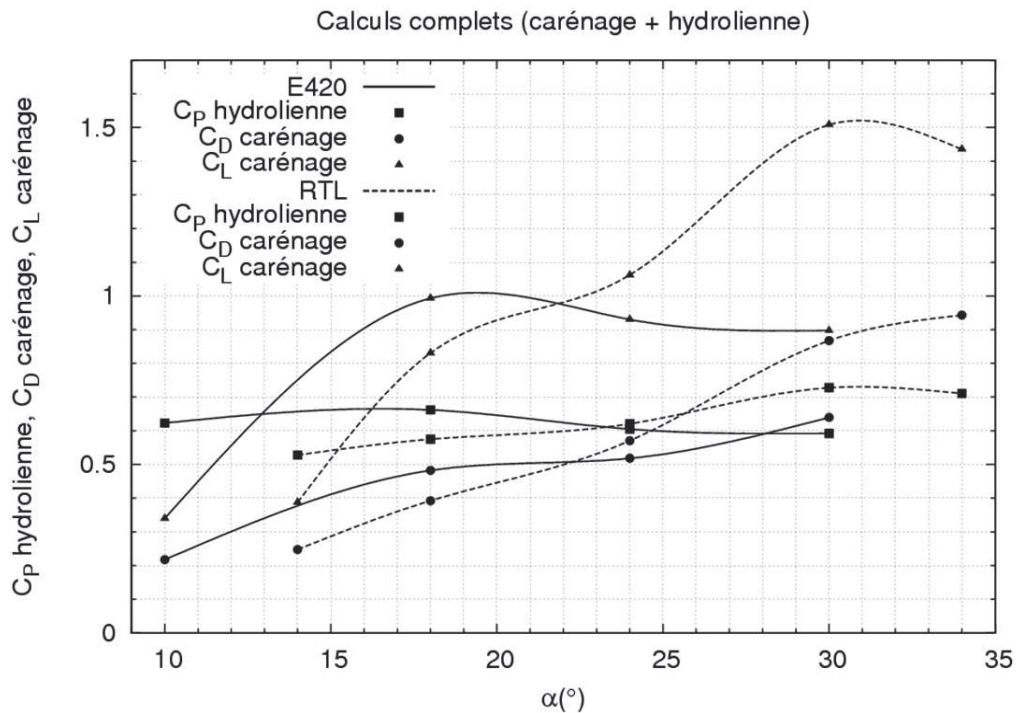


FIG. 5.12: Distribution de C_P , C_D et C_L de l'étude paramétrique en fonction de l'angle d'ouverture du carénage.

En conclusion, le comportement du carénage dépend des valeurs de C_D et de C_L associées à l'angle d'ouverture. Le « meilleur » carénage sera celui ayant le maximum de C_D tant que C_L n'a pas chuté, c'est-à-dire, que l'écoulement n'a pas décroché. La polaire, qui tient compte de l'effet de l'ensemble rotor-carénage, de la Figure 5.13 illustre ce comportement : on observe que le profil RTL à 30° d'incidence offre la meilleure combinaison pour les coefficients de portance et de traînée, ce qui fait de lui le profil le plus performant de la série. Prenons deux profils ayant deux valeurs optimales différentes pour C_L . Remarquons alors que, si le profil ayant le plus petit des C_L a le plus grand des C_D , il est possible qu'il soit « meilleur » à condition que son C_D soit suffisamment grand pour compenser la perte de performance due au C_L . Des études sur d'autres profils devront être réalisées pour vérifier l'intérêt de ces idées.

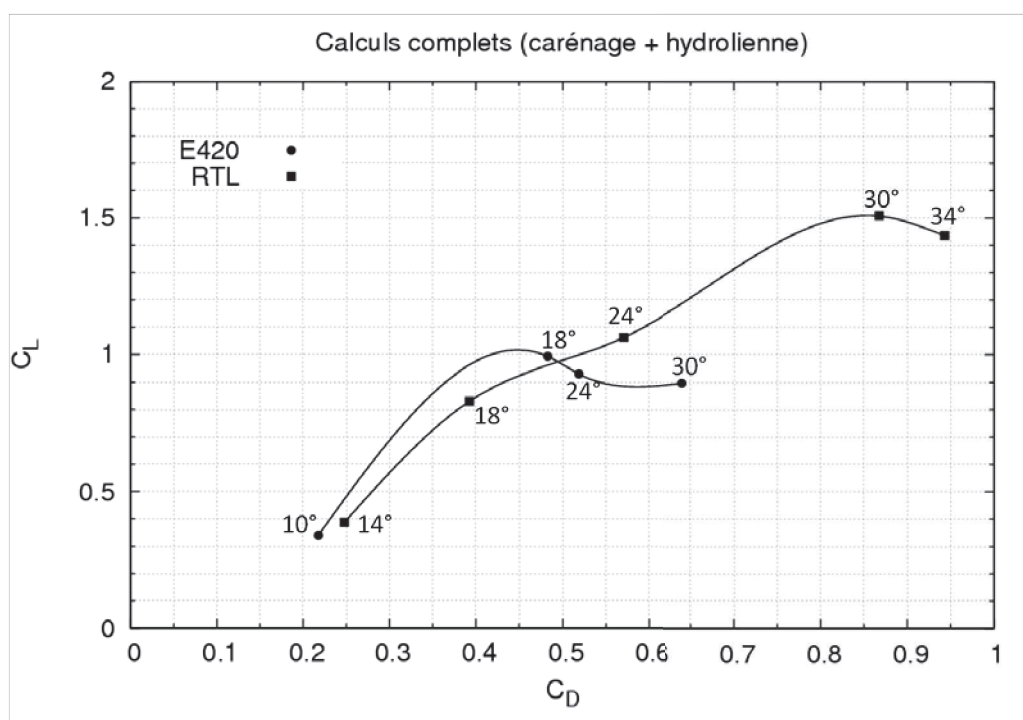
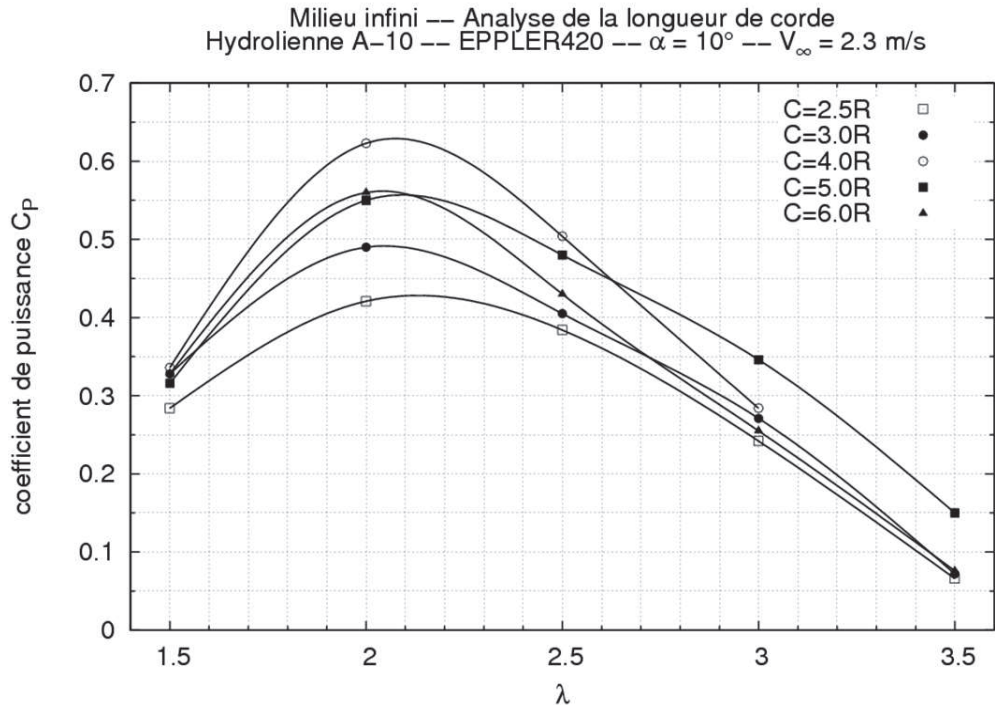


FIG. 5.13: Polaires en fonction de l'angle d'ouverture des carénages.

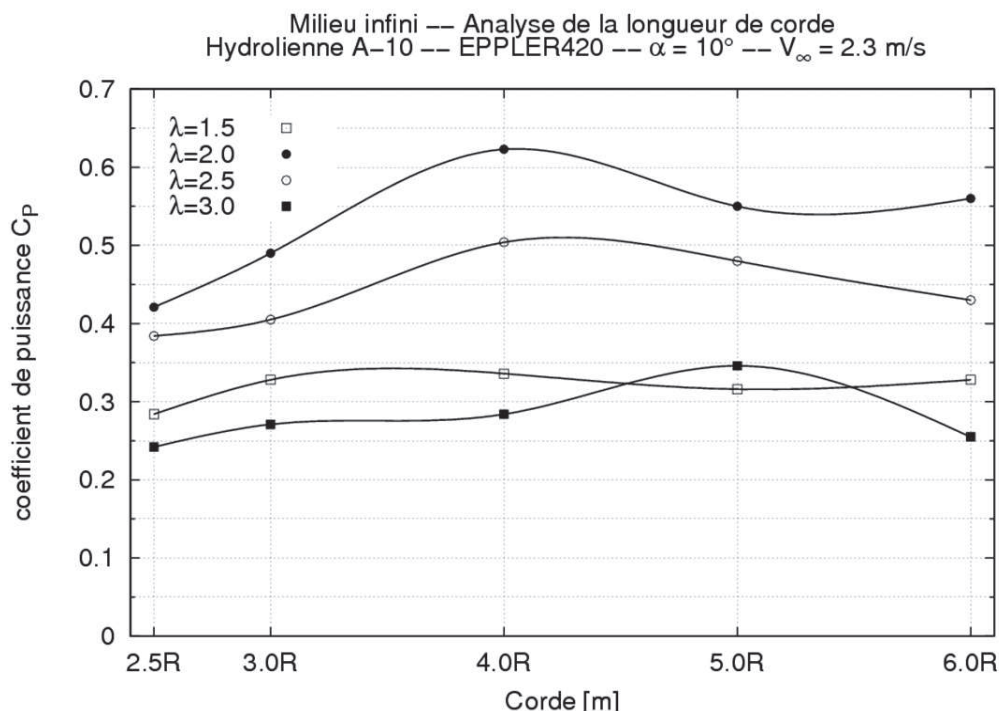
Remarquons que l'angle de décrochage statique des profils d'aile se situe de façon générale entre 10° et 15°. Or, les incidences ou ouvertures des carénages dépassent largement ces valeurs sans que les performances des machines soient dégradées. Comme Ohya et al. [5] l'ont observé pour leur éolienne équipée d'un diffuseur à rebord, on observe aussi, pour notre cas, que l'hydrolienne placée dans un carénage agit comme un corps résistant qui modifie le comportement de l'écoulement. Ainsi, le rotor semble contrôler, en le retardant, le décollement de l'écoulement à l'intérieur du carénage, ce qui permet d'avoir des meilleurs résultats même pour des angles d'incidence importants.

5.2.2 Effet de la longueur de corde du carénage

L'augmentation de la longueur de corde implique une augmentation de l'effort de traînée sur le carénage, ce qui laisse supposer que la performance de l'hydrolienne s'améliore aussi. Cette remarque est vraie jusqu'à une certaine limite (cf. Figure 5.14 pour l'hydrolienne carénée de référence). La distribution du coefficient de puissance pour différentes



(a) $C_P(\lambda)$ pour plusieurs cordes



(b) $C_P(C)$ pour plusieurs λ

FIG. 5.14: Effet de la longueur de corde du carénage sur le coefficient de puissance de l'hydrolienne.

valeurs de longueur de corde, en fonction de λ , est illustrée par la Figure 5.14a. Le maximum de C_P pour la longueur de corde équivalente à 4 fois le rayon du rotor est bien mis évidence. La Figure 5.14b décrit le coefficient de puissance en fonction de la longueur de corde pour plusieurs paramètres d'avance. Le paramètre d'avance optimal se situe tou-

jours à $\lambda = 2.0$. Pour tous les cas, sauf pour $\lambda = 3.0$, la corde optimale est de $C = 4.0R$. La Figure 5.15, montrant les valeurs de C_D et de C_L en fonction de la longueur de corde, donne des informations intéressantes. En premier lieu, le coefficient de traînée reste constant. En effet, pour un même profil, même si l'effort F_X sur le carénage varie avec la corde, comme $C_D = f(F_X/C)$, la valeur de C_D ne doit pas changer. Pour les longueurs de corde inférieures à $4.0R$, le C_L reste aussi à peu près constant. Dans ce cas, le carénage apporte un gain par rapport au C_P de l'hydrolienne libre qui dépend de la traînée du carénage. Pour des cordes supérieures à $C = 4.0R$, le carénage devient trop grand par rapport à la taille du rotor, ce dernier ne pouvant ainsi plus agir sur le comportement de l'écoulement le long du carénage. Ainsi, le coefficient de portance chute, ce qui dégrade la performance.

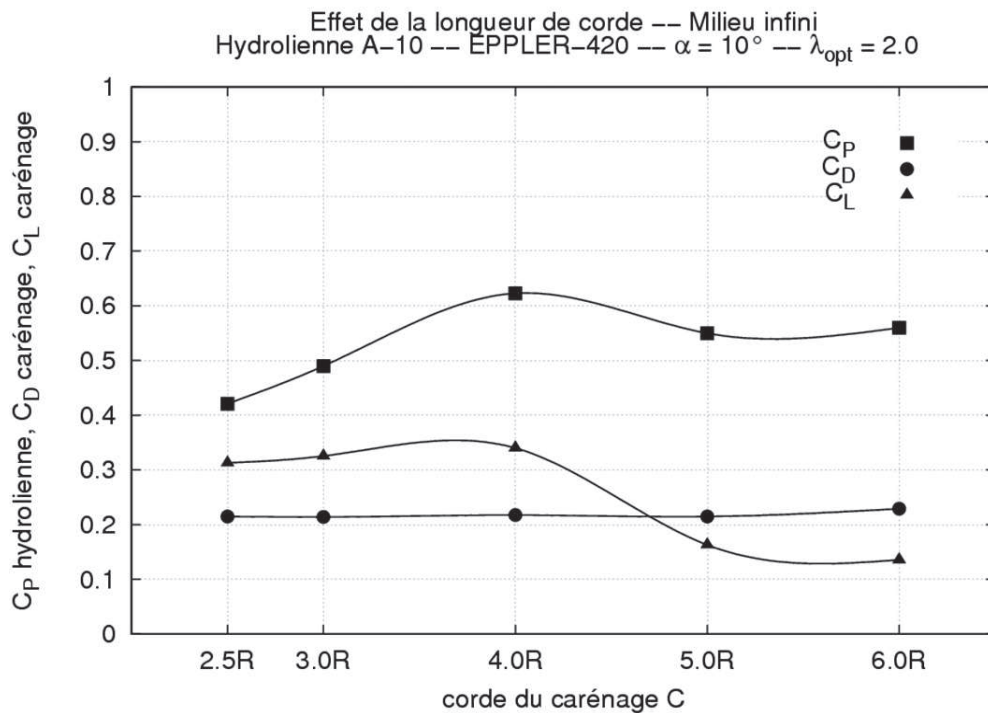


FIG. 5.15: Distribution de C_P , C_D et C_L en fonction de la longueur de corde du carénage.

Les lignes de courant, moyennées sur une révolution, tracées sur la Figure 5.16 pour différentes longueurs de corde illustrent ce phénomène. On observe la formation de zones de recirculation en aval de la machine. Pour $C = 3.0R$, ces zones sont totalement en dehors du système. Pour $C = 4.0R$ et $C = 5.0R$, la zone de recirculation s'est agrandie et elle se trouve de plus en plus près du bord de fuite du profil supérieur. Pour $C = 6.0R$, la zone de recirculation est piégée à l'intérieur du carénage. Ce phénomène pourrait expliquer, en partie, la dégradation de la performance à partir de la longueur de corde optimale. Dans le cas du profil EPPLER-420, il serait intéressant d'élargir cette étude à d'autres angles d'ouverture. L'extension à d'autres types de profil permettrait de valider le comportement du coefficient de portance ainsi que celui des zones de recirculation.

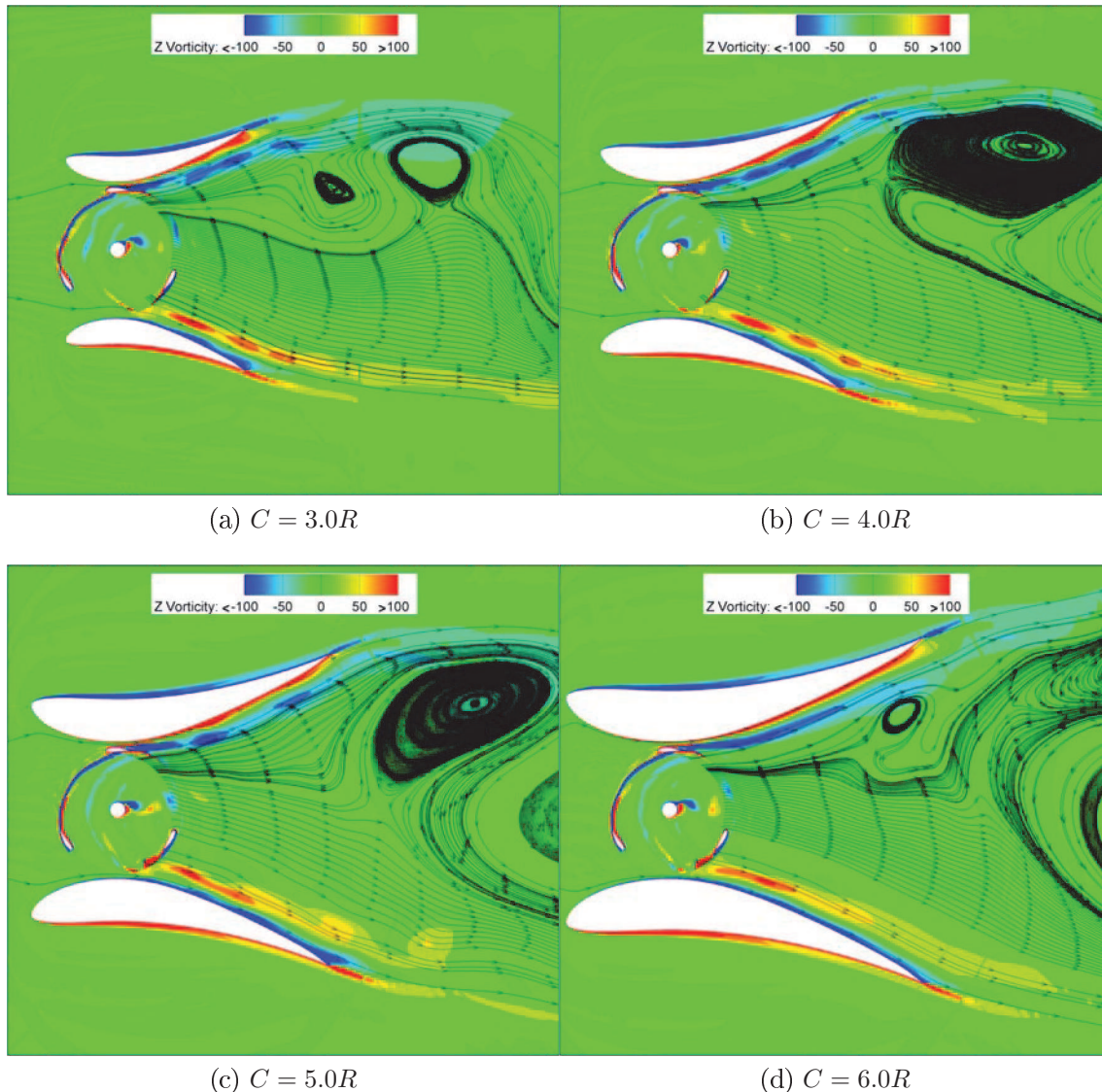


FIG. 5.16: Lignes de courant en fonction de la longueur de corde.

5.2.3 Temps de calcul concernant l'étude paramétrique

L'analyse paramétrique présentée ci-dessus nous a permis de comprendre le comportement du carénage en fonction de quelques paramètres géométriques et de formuler quelques préconisations de conception. Cependant, la démarche suivie est assez lourde et coûteuse, ce qui restreint le nombre de cas à tester. La Figure 5.17 montre l'évolution du nombre de tours nécessaires pour converger vers la solution périodique de l'écoulement. Cette évolution est présentée soit, à angle d'ouverture fixé et longueur de corde variable (Figure 5.17a), soit le contraire (Figure 5.17b). Dans les deux cas on obtient une fonction croissante.

On rappelle que l'étude s'appuie sur 14 jeux de calcul comportant chacun 5 paramètres d'avance, ce qui fait 70 cas. Pour un jeu il a fallu entre 2 et 3 semaines de calcul parallèle en utilisant 4 processeurs. Pour envisager une optimisation du système, ce temps est prohibitif. La section suivante est donc consacrée au développement d'une stratégie de calcul alternative, simplifiée, qui soit davantage compatible avec une future démarche de conception optimale de l'ensemble rotor / carénage.

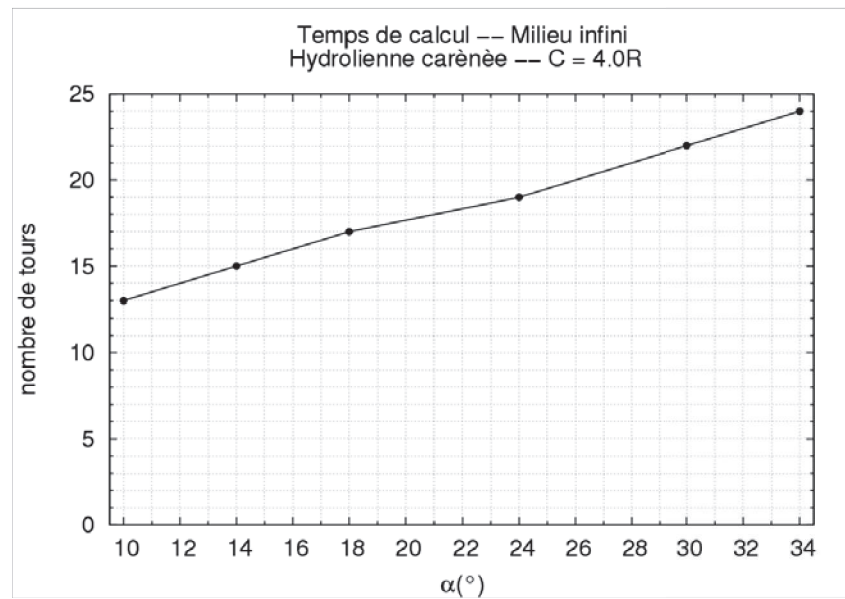
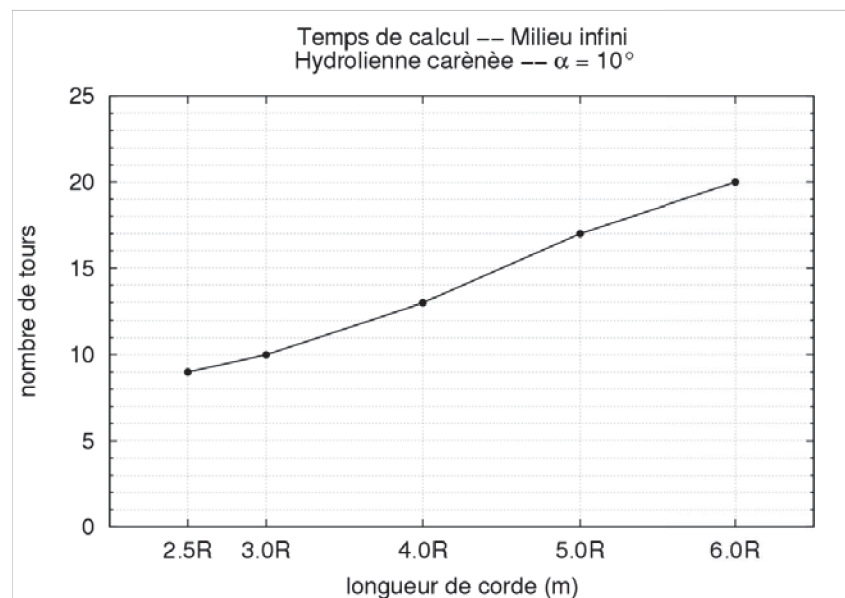
(a) $t = f(\alpha)$ (b) $t = f(C)$

FIG. 5.17: Temps de calcul en fonction l'angle d'ouverture et de la corde du carénage.

5.3 Modèles simplifiés

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à la mise au point d'un modèle simplifié permettant d'estimer à moindre coût les performances d'un dispositif caréné. On a vu que, d'une part, l'angle d'ouverture et la corde du carénage influencent la performance de la machine et que, d'autre part, le comportement du coefficient de puissance est linéaire en fonction de α et de C jusqu'au point optimal. Rappelons que dans le modèle proposé par Werle [8], décrit au chapitre 1 du mémoire, le coefficient de puissance théorique varie suivant la relation :

$$C_{P-th} = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho A_p V_a^3} = \frac{(p_{p1} - p_{p2}) A_p V_p}{\frac{1}{2}\rho A_p V_a^3} = \left[1 - \left(\frac{V_0}{V_a} \right)^2 \right] \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V_0}{V_a} \right) (1 + C_S) \quad (5.1)$$

avec

A_p : section du rotor
 V_p : vitesse de l'écoulement au col
 V_0 : vitesse de l'écoulement dans le sillage aval
 V_a : vitesse de l'écoulement amont

$$\text{et} \quad C_S \equiv \frac{\overline{F_X} \text{ carénage}}{\overline{F_X} \text{ rotor}} \quad (5.2)$$

où $\overline{F_X}$ carénage dépend de l'angle α et de la corde C .

Puisque le rendement du système dépend des paramètres géométriques du carénage, afin de simplifier le modèle, nous allons essayer de déterminer jusqu'à quel point le comportement du système « rotor + carénage » peut être estimé en utilisant des informations obtenues « une fois pour toutes » pour le rotor libre qui seraient alors injectées dans des simulations (stationnaires) d'écoulements en présence du carénage. Il est clair qu'une telle démarche ne pourra pas permettre une estimation fine des performances d'un système caréné ; l'objectif visé est de déterminer s'il est possible d'obtenir ainsi une estimation qualitative des performances de dispositifs carénés qui respecte la hiérarchie de performances obtenue à l'aide des coûteuses simulations complètes précédemment présentées. Puisque nous avons observé que les coefficients de portance et de traînée associés au carénage (en présence du rotor) permettraient de prédire, qualitativement, l'évolution du coefficient de puissance d'une machine, nous allons donc nous intéresser plus précisément à la prédiction des coefficients de traînée et de portance d'un carénage seul en incluant (ou non) des informations globales (de type pertes de charge) permettant de modéliser de façon simple l'influence du rotor. Notre but ici est bien de déterminer si ces calculs fortement simplifiés peuvent être utiles pour classer en première analyse différentes géométries de carénage ; des simulations complètes (calculs instationnaires du ou des dispositifs carénés sélectionnés comme les plus intéressants sur la base de cette analyse préliminaire) seraient bien sûr réalisées dans un second temps pour déterminer quantitativement les coefficients de puissance associés aux géométries retenues.

A cette fin, trois modèles 2D ont été testés. Le premier modèle ne prend en compte que le carénage ; il n'y a pas de rotor (cf. Figure 5.18a). On attend bien sûr une prédiction peu fiable de cette approche. Dans les deux autres modèles, le rotor est remplacé respectivement par une perte de charge au demi-disque amont (Figure 5.18b) ou par deux pertes de charge (Figure 5.18c), imposant ainsi une résistance à l'écoulement. La perte de charge est artificiellement introduite en faisant appel à un milieu poreux (porous jump), qui reproduit la discontinuité générée par le rotor, appliqué sur une section spécifique [2]. Cette technique a l'avantage de dissocier l'analyse des détails du rotor et de fournir la limite supérieure de ce qu'un rotor idéal peut extraire. En effet, il est possible de capturer l'énergie extraite et de représenter l'interaction primaire de la discontinuité avec l'écoulement au travers et autour du carénage.

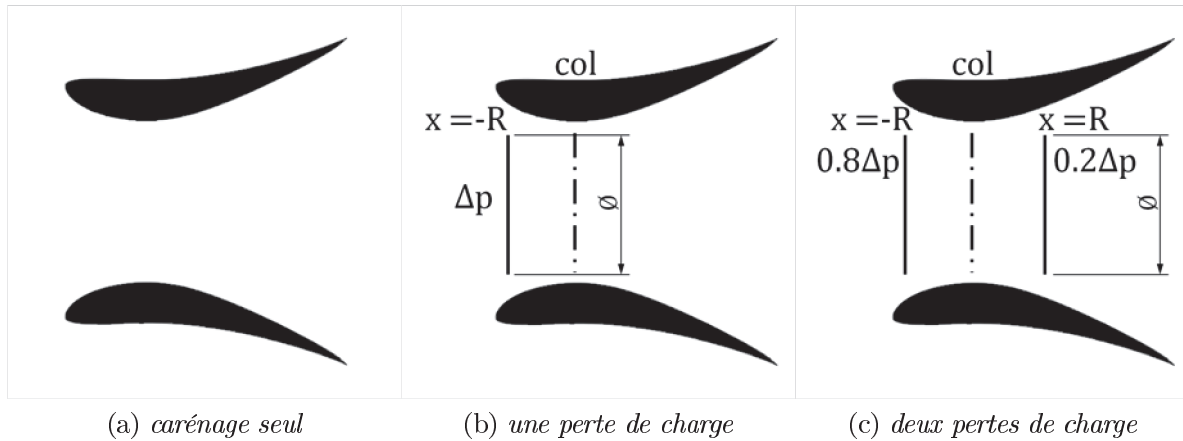


FIG. 5.18: Schéma des trois modèles simplifiés.

La perte de charge Δp entre l'amont et l'aval du rotor est déterminée à partir des résultats issus du calcul de l'hydrolienne libre en milieu infini à $\lambda_{opt} = 2.0$. Le carénage se charge de fournir la charge supplémentaire lui correspondant. Dans le cas d'une seule perte, nous avons choisi d'appliquer Δp au demi-disque amont ($x = -R$), là où la discontinuité est la plus importante. Dans le cas de deux discontinuités, Δp est répartie avec 80% de la charge en amont et 20% de la charge en aval, comme le montre la Figure 2.15a du chapitre 2).

Le domaine de calcul correspond à un demi-carénage (hypothèse de symétrie) et le maillage est composé d'environ 35 000 éléments non-structurés. Les calculs CFD sont stationnaires et le modèle de turbulence à une seule équation de transport de de Spalart-Allmaras est utilisé pour gagner encore un peu plus en temps de calcul. Le temps de calcul moyen pour une géométrie de carénage s'établit à environ 15 minutes (contre 2-3 semaines dans le cas d'un calcul complet).

Coefficient de traînée C_D								
Profil	α	M1	M2	M3	Calcul complet	Err. M1	Err. M2	Err. M3
E420	10°	0.159	0.248	0.255	0.218	26.9%	14.0%	17.2%
	18°	0.298	0.398	0.413	0.482	38.3%	17.5%	14.4%
	24°	0.389	0.500	0.505	0.519	24.9%	3.5%	2.7%
	30°	0.520	0.651	0.684	0.640	18.7%	1.8%	6.8%
RTL	14°	0.239	0.319	0.336	0.248	3.6%	28.6%	35.6%
	18°	0.343	0.399	0.420	0.392	12.6%	1.7%	7.1%
	24°	0.445	0.545	0.544	0.571	22.0%	4.5%	4.6%
	30°	0.588	0.664	0.902	0.868	32.3%	23.4%	4.0%
	34°	0.742	0.951	0.935	0.943	21.4%	0.8%	0.8%
moyenne						22.3%	10.6%	10.4%

M1 : carénage seul

M2 : 1 perte de charge

M3 : 2 pertes de charge

$$Erreur = 100 \frac{C_D \text{ modèle} - C_D \text{ calcul complet}}{C_D \text{ calcul complet}}$$

TAB. 5.2: Comparaison entre les C_D obtenus par les modèles simplifiés et les calculs complets.

L'intérêt des modèles simplifiés proposés a été évalué pour les deux carénages EPPLER-420 et RTL à α variable et corde fixe de $C = 4.0R$. La performance du carénage est estimée à l'aide des coefficients de portance et de traînée et comparée ensuite aux résultats fournis par les calculs instationnaires complets correspondant au point de fonctionnement optimal. Le Tableau 5.2 et la Figure 5.19 présentent les coefficients de traînée obtenus avec chaque modèle. Pour chaque cas, l'erreur associée a été calculée ; elle varie selon le modèle, mais aussi selon le profil et l'angle d'ouverture. On observe en premier lieu, sans surprise bien sûr, que le modèle de carénage seul fournit de façon quasi-systématique des erreurs de prédiction du coefficient de traînée par rapport aux valeurs obtenues à l'aide du modèle complet (incluant donc la présence du rotor) qui sont supérieures à 20%. Les modèles à une ou deux pertes de charge permettent d'améliorer la qualité de la prédiction avec une erreur moyenne de l'ordre de 10% par rapport aux calculs complets. Remarquons que pour le modèle à deux discontinuités, l'allure des courbes représente assez bien la tendance des calculs complets.

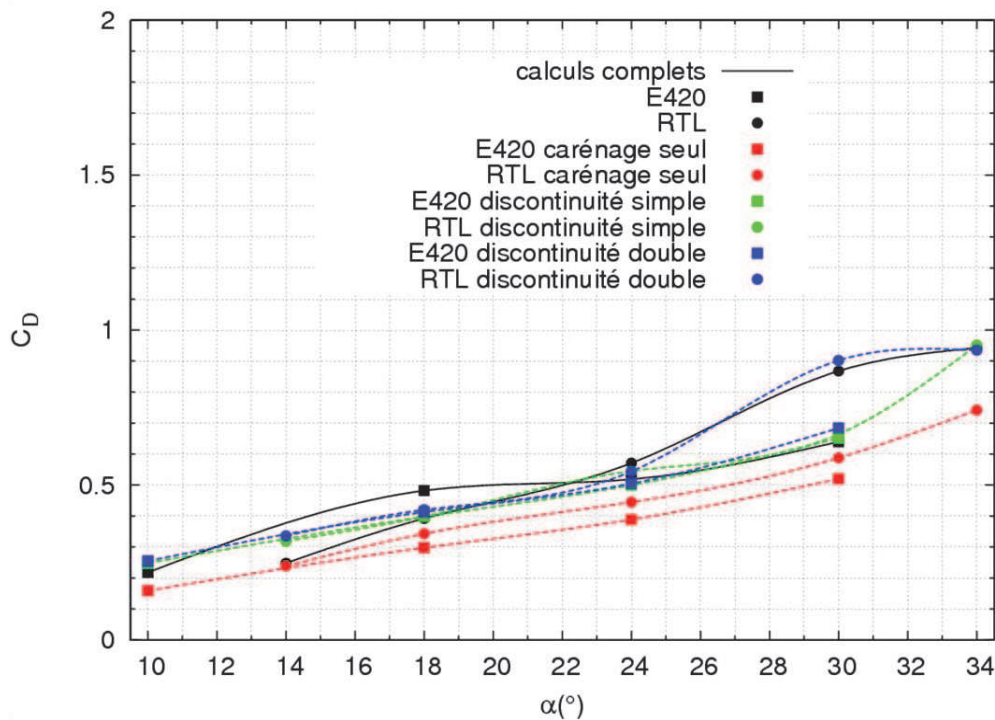


FIG. 5.19: Comparaison entre les C_D obtenus par les modèles simplifiés et les calculs complets.

Les écarts sont cependant plus importants pour le coefficient de portance. La Figure 5.20 présente ainsi les valeurs de C_L , adimensionnées par la valeur de C_{Lmax} correspondant à chaque série du modèle. Le modèle sans rotor prédit un α optimal de 10° pour le profil EPPLER-420 et de 14° pour le RTL. Les modèles à une ou deux pertes de charge pronostiquent $\alpha_{opt} = 18^\circ$ dans le cas du EPPLER-420, ce qui est conforme à la prédiction des calculs complets. Les résultats sur le profil RTL sont variables selon le nombre de discontinuités retenues ; on trouve ainsi $\alpha_{opt} = 18^\circ$ avec le modèle simple et $\alpha_{opt} = 24^\circ$ avec le modèle double contre $\alpha_{opt} = 30^\circ$ annoncé par le calcul complet.

Toutes ces différences ne sont pas étonnantes car la complexité de l'écoulement n'est bien sûr pas du tout la même avec le rotor (où nous prenons compte de l'instationnarité de l'écoulement), sans rotor ou avec le rotor modélisé par une ou plusieurs pertes de

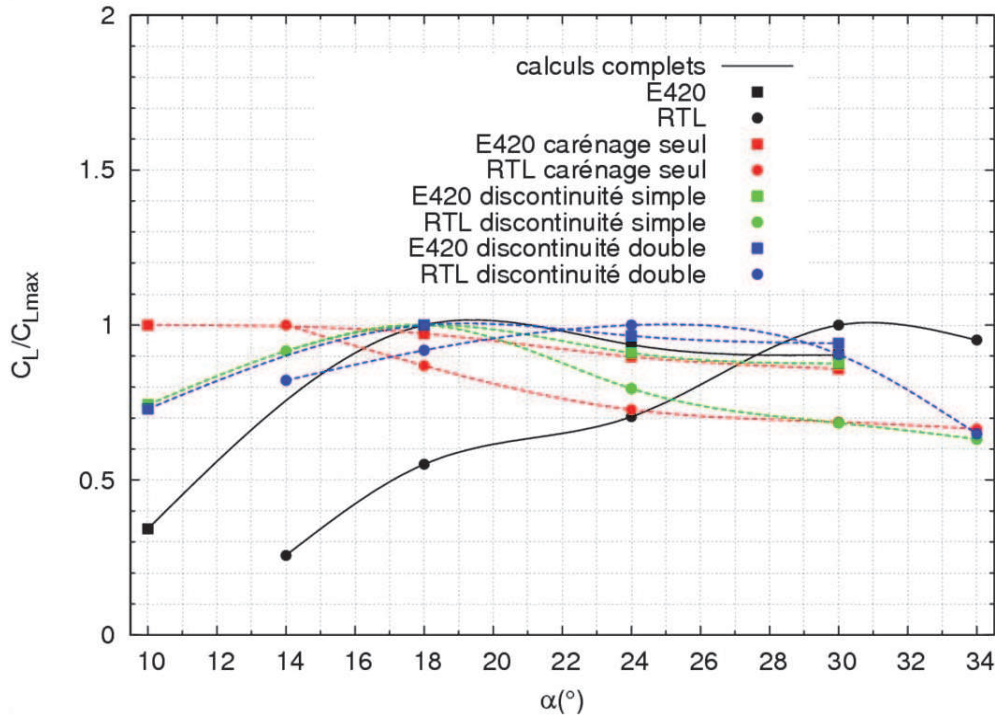


FIG. 5.20: Comparaison entre les C_L adimensionnels obtenus par les modèles simplifiés et les calculs complets.

charge (où le caractère de l'écoulement est stationnaire). En effet, en présence du rotor, nous nous attendons à des effets différenciés sur la partie haute et basse du carénage. En proximité du profil inférieur, la pale et l'écoulement vont dans le même sens; la pale entraîne la couche limite. En revanche, quand la pale est proche du profil supérieur, elle remonte l'écoulement; la pale détruit la couche limite (Figure 5.21a). Si la rotation des pales n'est pas simulée mais seulement grossièrement prise en compte par un modèle de perte de charge, les couches limites sur les profils sont entraînées à l'intérieur des carénages (Figure 5.21b).

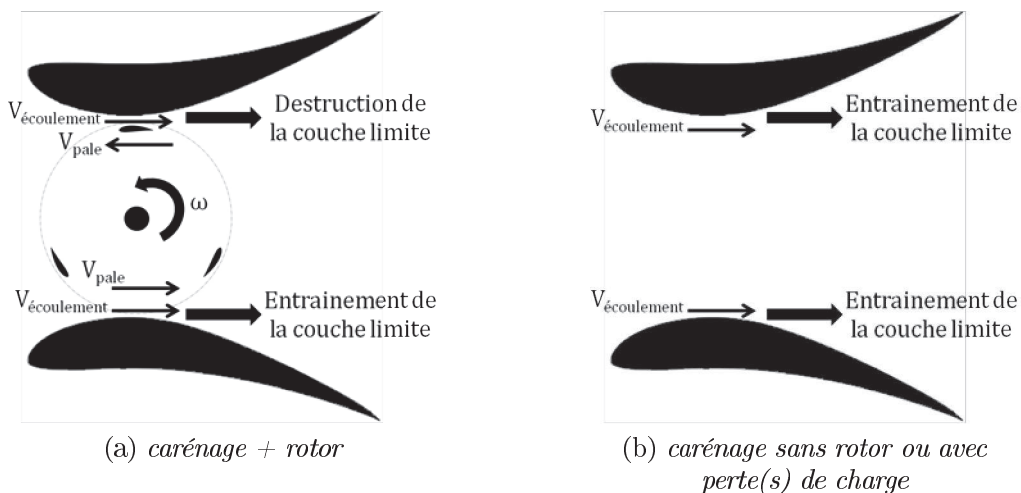


FIG. 5.21: Schéma sur l'entraînement et la destruction de la couche limite du carénage selon le modèle de calcul.

Dans la mesure où le coefficient de traînée peut être considéré comme un indicateur quantitatif de la performance du carénage alors que la valeur du coefficient de portance C_L , liée au décollement, reste qualitative puisqu'elle nous indique simplement si le carénage fonctionne ou pas pour un angle d'ouverture donné, on peut considérer au vu des résultats précédents, que le modèle à 2 pertes de charge est le plus fiable des trois modèles proposés, même si cette fiabilité de la prédiction reste globalement assez discutable.

Rappelons en effet pour conclure que, d'une part, pour un angle α donné, le profil de carénage optimal sera celui ayant le C_D le plus grand, tant que C_L n'a pas chuté, ou s'il le fait, tant que la dégradation par rapport à C_{Lmax} n'est pas trop importante. D'autre part, pour estimer l'angle d'ouverture optimal d'un profil donné, il faut repérer l'angle pour lequel la valeur de C_L est maximale. Le modèle à deux pertes de charge est celui qui permet d'approcher au mieux le comportement prédit par le calcul complet même s'il présente des écarts encore conséquents par rapport à la solution fournie par le calcul complet, tel que l'illustre la polaire, qui tient compte de l'effet de l'ensemble rotor-carénage, de la Figure 5.22.

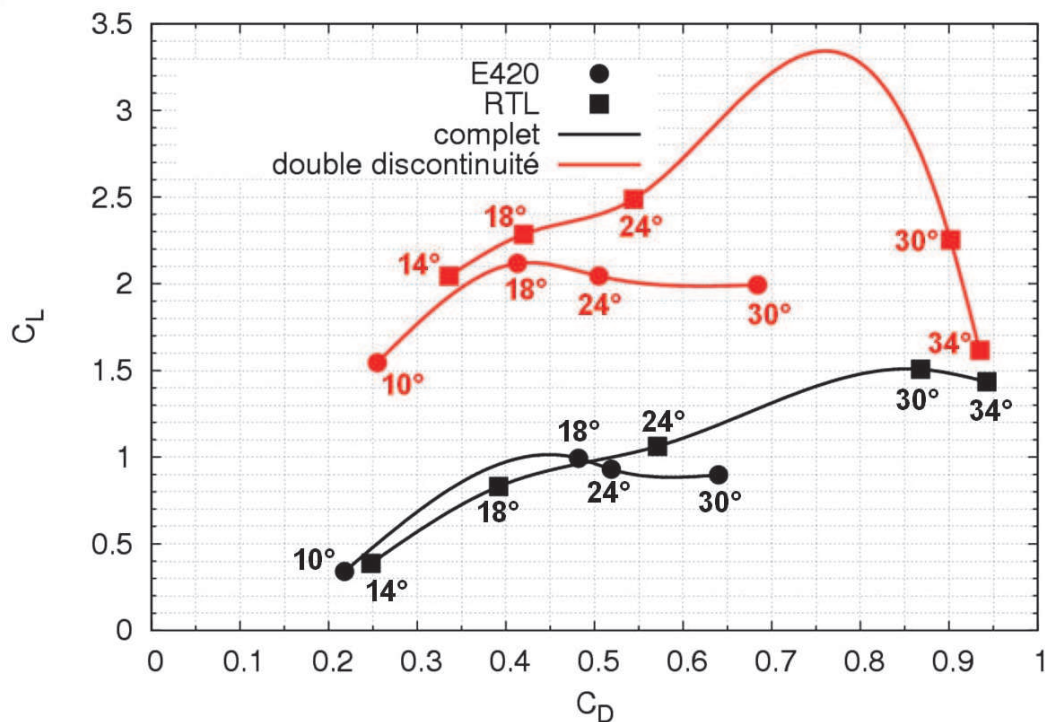


FIG. 5.22: Comparaison des polaires pour le modèle à deux pertes de charge et les calculs complets transitoires.

A titre d'exemple prenons les résultats du modèle à deux discontinuités pour $\alpha = 18^\circ$ et $\alpha = 30^\circ$ des deux profils de la Figure 5.22. En regardant les valeurs du C_D on observe que, pour $\alpha = 18^\circ$, la valeur du coefficient est légèrement supérieure pour le profil RTL. Par ailleurs, les valeurs du C_L n'ont pas encore chuté. D'après ces informations on pourrait donc conclure qu'à $\alpha = 18^\circ$ le profil RTL est « meilleur » que le EPPLER-420. Or, les calculs complets indiquent l'inverse. Dans le cas de $\alpha = 30^\circ$, toujours pour le modèle à deux pertes de charge, le C_D du RTL est beaucoup plus grand que celui du EPPLER-420. Par contre, la valeur du C_L a légèrement chuté pour le profil RTL à partir de 24° . Les calculs complets, de leur côté, indiquent non seulement qu'à $\alpha = 30^\circ$ le RTL est « meilleur » que le EPPLER-420, mais qu'il est aussi le plus performant des deux séries. En conclusion,

les modèles simplifiés envisagés ne sont pas en mesure de fournir des réponses exactes en ce qui concerne les valeurs des paramètres géométriques du profil optimal. Cependant ils peuvent être pertinents pour réduire le choix des candidats possibles avant de réaliser des calculs complets. Afin d'avoir une certitude concernant ces conclusions, il faudrait élargir l'étude à une gamme d'angles d'incidence plus large et à d'autres profils de carénage. Dans le cas de la double discontinuité, les pertes de charge ont été réglées à 80% en amont et 20% en aval. Il est possible que ce dosage influence les résultats. Une analyse plus étendue sur ce domaine pourrait aussi être intéressante. Une fois l'étude complétée, si le modèle est validé, il serait envisageable d'établir une méthode propre d'optimisation de la géométrie du carénage.

Points clés

- Les paramètres géométriques conditionnant la performance du carénage sont : le type de profil, la longueur de corde, l'angle d'incidence, la position axiale du rotor dans le carénage et l'entrefer.
- Deux études paramétriques ont été réalisées : l'une pour l'ouverture du carénage dans le cas de deux types de profil, EPPLER-420 et RTL ; l'autre pour la longueur de corde dans le cadre de l'hydrolienne carénée de référence. Les autres paramètres restent fixes.
- La position optimale du rotor dans le carénage se trouve au col.
- Parmi les profils de la famille NACA testés pour les pales de l'hydrolienne, le « meilleur » reste le profil NACA 0018. Au niveau du rendement, il n'y a pas de différence entre un profil projeté et non projeté.
- L'étude paramétrique de α a montré que chaque profil possède son angle d'ouverture optimal : α_{opt} EPPLER-420 = 18° et α_{opt} RTL = 30°. Le profil RTL à 30° d'incidence est plus performant que le EPPLER-420 à 18°.
- L'étude paramétrique par rapport à la longueur de corde a donné une corde optimale égale à 4 fois le rayon du rotor.
- Le fonctionnement du carénage dépend des valeurs des coefficients de portance et de traînée. Le « meilleur » carénage sera celui ayant le plus grand C_D tant que l'écoulement n'est pas décollé (chute ou perte de C_L).
- Les études paramétriques sont très exigeantes en temps de calcul. Il est nécessaire de trouver des modèles simplifiés fiables si une optimisation est envisagée. A cet effet trois modèles ont été testés, l'un prenant compte que du carénage, les deux autres introduisant un et deux discontinuités pour simuler le rotor. Le plus adéquat semble celui à deux pertes de charge.
- Les modèles simplifiés ne donnent pas des résultats exacts, en comparaison aux calculs complets. Cependant, ils sont des outils pertinents pour cerner la zone des paramètres optimaux.

Le document s'achève avec ce dernier chapitre qui apporte un éclairage sur le comportement du carénage. Les paramètres géométriques conditionnant la performance du carénage ont été mis en évidence. Des études paramétriques ont aidé à définir le carénage optimal parmi une gamme de profils, angles d'incidence et longueurs de corde.

Bibliographie Chapitre 5

- [1] E. AMET : *Simulation numérique d'une hydrolienne à axe vertical de type Darrieus*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Mai 2009.
- [2] M.E. HARRISON, W.M.J. BATTEN, L.E. MYERS et A.S. BAHAJ : A comparison between CFD simulations and experiments for predicting the far wake of horizontal axis tidal turbines. *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference, Uppsala, Sweden, 2009*.
- [3] O. IGRA : Shrouds for aerogenerator. *AIAA, 14th Aerospace Sciences Meeting, 1976*.
- [4] B.K. KIRKE et L. LAZAUSKAS : Enhancing the Performance of a Vertical Axis Wind Turbine Using a Simple Variable Pitch System. *Wind Engineering, 15(4):187–195, 1991*.
- [5] Y. OHYA, T. KARASUDANI, A. SAKURAI, K. ABE et M. INOUE : Development of a shrouded wind turbine with a flanged diffuser. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 96(5):524–539, mai 2008*.
- [6] G. RIEGLER : Principles of energy extraction from a free stream by means of wind turbines. *Wind Engineering, 7:115–126, 1983*.
- [7] Y. TAKAMATSU, A. FURUKAWA, K. OKUMA et K. TAKENOUCI : Experimental studies on a preferable blade profile for high efficiency and the blade characteristics of Darrieus-type cross-flow water turbines. *JSME international journal. Series 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties, 34(2):149–156, 1991*.
- [8] M.J. WERLE et W.M. PRESZ JR. : Ducted Wind/Water Turbines and Propellers Revisited. *Journal of Propulsion and Power, 24:1146–1150, 2008*.

Conclusions et perspectives

Le thème principal de la thèse concerne les systèmes de carénage des hydroliennes, qui visent à améliorer les performances de la machine en permettant de dépasser pour le coefficient de puissance la limite de Betz de $16/27$ attribuée aux rotors libres. L'objectif spécifique des travaux réalisés a été de contribuer à l'analyse du fonctionnement d'un système de carénage pour des hydroliennes à axe vertical de type Darrieus. Cette contribution s'est articulée autour de trois axes principaux :

- Comprendre l'impact du carénage sur la performance de l'hydrolienne afin de trouver une explication physique à son principe de fonctionnement.
- Evaluer la performance des configurations carénées par rapport aux configurations libres à l'aide de calculs RANS 2D.
- Mettre en évidence les choix de paramètres géométriques permettant d'améliorer la performance du carénage.

Nous avons commencé dans le document à donner une vision globale sur les différents solutions d'hydroliennes, libres ou carénées pour ensuite passer en revue les travaux (numériques et expérimentaux) concernant plus particulièrement les hydroliennes carénées. Ce travail bibliographique a mis en évidence que, contrairement à l'hydrolienne libre, peu d'informations sont disponibles sur les hydroliennes carénées. D'autre part, la littérature manque de références en études sur les hydroliennes de type Darrieus carénées. Cependant, il a été possible d'identifier quelques théories sur le principe de fonctionnement du carénage proposées par différents auteurs. Nous recensons principalement deux idées : l'une qui relie la performance du carénage aux forces de portance et l'autre qui indique que les forces de traînée sur le carénage conditionnent aussi les performances du système. Un modèle simplifié mono-dimensionnel permettant de faire une première estimation de la performance du rotor caréné a également été introduit.

L'approche théorique du principe de fonctionnement d'une hydrolienne de type Darrieus libre et l'apport complémentaire de résultats de simulation RANS 2D sur la maquette A-10 en milieu infini ont montré la complexité hydrodynamique de ces machines cycliques. Le couple moteur est obtenu par décomposition des efforts de portance et de traînée dans le repère tangentiel au cercle de rotation. L'analyse de l'évolution de ce couple moteur a mis en évidence des zones motrices et de freinage. Les variations de la vitesse d'attaque au cours de la rotation induisent l'apparition du décrochage dynamique sur les pales. Pour une géométrie d'hydrolienne donnée, la performance dépend fortement du paramètre d'avance λ . La courbe du coefficient de puissance distingue trois régimes qui dépendent de ce paramètre d'avance. Pour de faibles λ (région d'effets primaires) et des λ élevés (région

d'effets secondaires) l'hydrolienne présente un rendement médiocre. Les meilleures performances sont obtenues pour des valeurs de λ appartenant à la zone de transition. Le point de fonctionnement optimal de l'hydrolienne libre en milieu infini correspond à $\lambda \approx 2$. Dans le cas de la géométrie A-10, le C_{Popt} correspondant, estimé par l'approche numérique 2D, est de 0.41. Une étude expérimentale réalisée dans des conditions analogues par Shiono donne un C_{Popt} de 0.235. Une des principales raisons de cette différence est l'absence des effets 3D.

Dans le but d'analyser le comportement du carénage on a mis au point des outils numériques spécialement dédiés à la configuration carénée et fait appel à des mesures réalisées dans le tunnel hydrodynamique du LEGI. Les choix des paramètres numériques et expérimentaux ont ainsi été justifiés. La configuration libre de référence est la maquette de l'hydrolienne A-10. La configuration carénée de référence est composée de la même maquette et d'un système de carénage constitué de deux profils d'aile EPPLER-420 ayant une corde équivalente à 4 fois le rayon du rotor et placés à une incidence α de 10° . La vitesse de l'écoulement amont a été fixée à $2.3m/s$, puisqu'à partir de cette valeur les résultats sont indépendants du nombre de Reynolds. Un code de calcul CFD s'appuyant sur une modélisation statistique (RANS) de la turbulence a été retenu pour effectuer les simulations afin de s'affranchir des limitations des modèles globaux d'une part et des hypothèses de fluide parfait inhérentes aux modèles tourbillonnaires d'autre part. Les calculs sont instationnaires et bidimensionnels (afin de permettre une étude paramétrique suffisamment large pour des temps de calcul qui ne soient pas rédhibitoires) et s'appuient sur le modèle à deux équations de transport $\kappa\omega - SST$ retenu pour ces propriétés bien établies de pertinence physique et de robustesse numérique. Le protocole de calcul développé a été soigneusement validé par des tests de convergence vis à vis du pas de temps et de la finesse du maillage. A pas de temps physique fixé, la convergence des calculs est assurée avec 100 sous-itérations par pas de temps. Ce pas de temps ne doit pas dépasser l'équivalence de 1° de rotation, sous peine de mal représenter les effets périodiques liés au nombre de pales. Une valeur de $\Delta t \equiv 1^\circ$ assure une précision suffisante de la solution pour un temps de calcul raisonnable. Il est également recommandé de respecter $y^+ = 1$ pour la première taille de maille à la paroi, même si les résultats à $y^+ = 2$ sont encore assez proches de ceux obtenus avec $y^+ = 1$. Au-delà de $y^+ = 2$ la solution numérique perd en précision. Le nombre d'itérations en temps physique nécessaires pour atteindre la solution périodique établie dépend fortement de la configuration étudiée. Dans tous les cas, les particules/structures de l'écoulement doivent avoir le temps de parcourir plusieurs fois le diamètre de la machine ou la longueur de corde du carénage.

Les calculs numériques relatifs à la configuration carénée de référence, réalisés en respectant l'ensemble des critères récapitulés ci-dessus, montrent que l'hydrolienne carénée est plus performante que l'hydrolienne libre et permettent surtout de quantifier ce gain de performance. En milieu infini, le facteur d'augmentation de puissance est de 1.5. Les effets du carénage de référence sur le comportement de la machine ont été analysés de façon détaillée. Il a ainsi été mis en évidence que l'ajout d'un carénage diminue les fluctuations du coefficient de couple. Dans ce cas, les pales travaillent plus en amont qu'en aval par rapport au cas de l'hydrolienne libre. La rosace du C_M pour une pale devient trilobée et pour la machine complète hexalobée. Le point de fonctionnement optimal se situe encore à $\lambda \approx 2.0$. De plus, l'inclusion du carénage ne surcharge pas davantage le système en milieu infini. Les expériences menées dans le tunnel hydrodynamique ont aussi permis de valider le modèle numérique. Néanmoins, les résultats numériques surestiment toujours

les données expérimentales. Les expériences et les calculs menés en milieu tunnel ont mis en évidence le confinement de l'écoulement dû à la présence des parois à proximité de la machine (libre ou carénée). L'effet de blocage a trois conséquences majeures. Primo, la performance de la machine se voit fortement augmentée, même si le confinement est petit. Secundo, dans le cas de l'hydrolienne carénée, le point de fonctionnement optimal est translaté vers des valeurs plus élevées du paramètre d'avance. Tertio, le tube de courant (donc le débit) traversant la machine en milieu confiné est plus grand que celui traversant son homologue en milieu infini. Nous avons utilisé l'approche globale proposée par Werle pour essayer de corriger les coefficients de puissance optimaux issus du milieu confiné. Les méthodes envisagées sont plutôt satisfaisantes.

Afin d'approfondir notre compréhension du fonctionnement du carénage, des configurations géométriques autres que celle de référence ont été calculées. Les paramètres géométriques conditionnant la performance du carénage sont : le type de profil, la longueur de corde, l'angle d'incidence, la position axiale du rotor dans le carénage et l'entrefer. Deux études paramétriques ont été réalisées : l'une pour l'ouverture du carénage en utilisant deux types de profil, EPPLER-420 et RTL ; l'autre pour la longueur de corde dans le cadre de l'hydrolienne carénée de référence. Les autres paramètres ont été maintenus fixes. La position optimale du rotor dans le carénage a été déterminée comme devant se situer au col du carénage. Parmi les profils de pale de la famille NACA testés, le « meilleur » reste le profil NACA 0018. En ce qui concerne le rendement, il n'y a pas de différence entre un profil projeté et non projeté. L'étude paramétrique de α montre que chaque profil possède son angle d'ouverture optimal : α_{opt} EPPLER-420 = 18° et α_{opt} RTL = 30° . Le profil RTL à 30° d'incidence est plus performant que le profil EPPLER-420 à 18° . L'étude paramétrique en fonction de la longueur de corde donne une corde optimale égale à 4 fois le rayon du rotor. Le fonctionnement du carénage dépend des valeurs des coefficients de portance et de traînée. Le « meilleur » carénage sera celui ayant le plus grand C_D tant que l'écoulement n'a pas décollé (chute ou perte de C_L). Dans la mesure où les études paramétriques sont très exigeantes en temps de calcul, il est utile de trouver des modèles simplifiés fiables si une optimisation doit être envisagée. A cet effet trois modèles ont été testés, l'un ne prenant en compte que le carénage, les autres simulant le rotor à l'aide d'un ou deux pertes de charge. Le plus adéquat semble être le modèle à deux pertes de charge. Les modèles simplifiés donnent des résultats qui peuvent être assez éloignés de ceux fournis par des calculs complets ; ils constituent cependant des outils pertinents pour cerner la zone optimale des paramètres géométriques d'un carénage.

Le travail réalisé dans cette thèse constitue une première étape dans la mise au point d'un système de carénage performant pour l'hydrolienne à axe vertical de type Darrieus développée au LEGI. A l'issue de ce travail, il reste cependant encore plusieurs objectifs à atteindre. Concernant tout d'abord les études paramétriques, il serait intéressant de les élargir à d'autres angles d'ouverture dans le cas du profil EPPLER-420 et éventuellement à d'autres profils et longueurs de corde. Il est également crucial d'analyser l'influence de l'entrefer entre le rotor et le carénage afin de déterminer le jeu optimal. Une analyse poussée de l'écoulement local permettrait également de comprendre plus en détail le comportement de l'hydrolienne, libre ou carénée. A cet effet, il faudrait déterminer dans quelle mesure les calculs 2D sont encore pertinents et, si nécessaire, basculer vers des calculs 3D. Enfin, soulignons que des mesures PIV du champ de vitesse local autour de la pale, réalisées par J. Bossard dans le cadre de sa thèse, constitueraient une base de données importante et viendraient compléter davantage cette étude.

Les modèles simplifiés devraient être améliorés dans une perspective d'établissement d'un protocole d'optimisation du carénage. Ainsi des calculs RANS 2D stationnaires peu coûteux pourraient être substitués aux simulations instationnaires développées dans ce mémoire et couplés à des optimiseurs pour des temps de calcul globaux restant raisonnables.

Les types de carénage analysés dans cette thèse présentent tous une symétrie par rapport à l'axe de direction de l'écoulement. Il n'est pas à exclure que des configurations asymétriques puissent présenter un intérêt - cette asymétrie pouvant se situer au niveau de la géométrie des profils constituant le carénage ou plus simplement, dans un premier temps, sur les angles d'ouverture seulement.

Lors des travaux présentés nous nous sommes concentrés sur l'analyse d'une machine unique, plutôt dans une application orientée fluviale, où la direction de l'écoulement peut être considérée constante. Au contraire dans la mer, les courants subissent des variations de direction dans la journée. L'hydrolienne de type Darrieus libre n'est pas dépendante de la direction de l'écoulement, cependant, elle le devient lorsqu'elle équipée d'un carénage. Ainsi, à moins d'avoir un système permettant d'auto-orienter la machine, il est nécessaire de réaliser une analyse de l'évolution du rendement de l'hydrolienne en fonction de la direction du courant. Il est aussi envisageable de former des parcs d'hydroliennes avec plusieurs machines. Ceci implique l'ouverture de nouvelles études telles que : le type d'arrangement des turbines (en ligne, en triangle...), le nombre d'hydroliennes et leur inter-espacement (notons que les petits espacements confinent les machines et peuvent augmenter le risque à la cavitation), l'effet du sillage et la récupération de l'écoulement après son passage au travers le rotor. Une nouvelle thèse (début octobre 2011) analysera ces problématiques.

Précisons enfin que toutes les études présentées ont été réalisées pour de l'eau douce alors que les hydroliennes étudiées sont aussi prévues pour un fonctionnement marin. Ce choix était motivé par le souci de comparer les résultats de simulation aux mesures (en eau douce) effectuées dans la veine hydrodynamique. Même si une étude en eau salée ne devrait que faiblement affecter les résultats dans la mesure où l'impact sur le nombre de Reynolds reste faible, il conviendra de ne pas oublier de tenir compte de ce point dans la quantification du coefficient de puissance de la machine.

ANNEXES

Classement et description des types d'énergie

A.1 Energies non renouvelables

A.1.1 Energies fossiles

Elles désignent les énergies produites à partir de composés géologiques fossiles. Ces composés sont pour la plupart issus de la décomposition sédimentaire de matières organiques. Ils sont principalement composés de molécules à base de carbone. Les composés fossiles les plus utilisés sont les hydrocarbures, le gaz naturel et le charbon. Formés d'atomes de carbone et d'hydrogène, les hydrocarbures comprennent le pétrole et ses dérivés (fuel ou fioul, gaz de pétrole liquéfié ou GPL, gaz propane, gaz butane). Le gaz naturel (essentiellement du méthane) est l'énergie fossile ayant la meilleure efficacité énergétique du marché. Le charbon est l'énergie fossile qui a été la plus utilisée avant l'exploitation des gisements d'hydrocarbures et de gaz naturel. Elles sont présentées en quantité limitée et non renouvelable. Leur combustion entraîne des gaz à effet de serre.

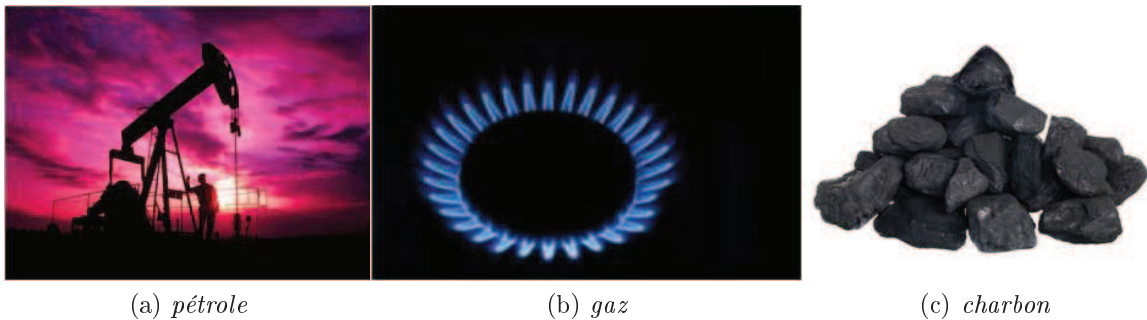


FIG. A.1: *Energies fossiles.*

A.1.2 Energie nucléaire

Les constituants de la matière sont des atomes comprenant un noyau et des électrons qui tournent autour. Le noyau est un assemblage de protons et de neutrons concentrés dans un petit volume et soumis à deux forces différentes : la force nucléaire et la force électromagnétique. Ces deux forces se compensent pour assurer la cohésion du noyau. Les transformations des noyaux tendant à produire d'autres noyaux de masse moyenne vont

permettre de libérer de l'énergie nucléaire. Ces transformations sont appelées réactions nucléaires. L'énergie nucléaire se libère de deux façons :

- La **fusion**, où le noyau fusionne avec un autre noyau. Ce domaine est encore au stade de la recherche et il n'existe pas encore d'applications industrielles de la fusion pour la production d'électricité.
- La **fission**. Il consiste à casser des noyaux (uranium 235, plutonium 239) sous l'effet de l'impact d'un neutron. L'énergie de fission libérée est utilisée dans les réacteurs des centrales nucléaires et transformée par l'intermédiaire de turbines en énergie électrique.

La fission est largement utilisée pour produire de l'électricité. Actuellement un sixième de l'électricité consommée dans le monde est créée dans les centrales (35% de la consommation en Europe, 75% de la consommation en France). C'est une énergie très concentrée : 1g de matière fissile permet de produire 24000kWh, soit l'équivalent de 2 tonnes de pétrole. Un autre domaine d'application concerne la propulsion navale (principalement pour les flottes militaires, dans les sous-marins et les porte-avions). L'énergie nucléaire, en fonctionnement, ne produit pas de gaz carbonique, mais elle génère des déchets radioactifs. Sur 1kg de déchets radioactifs, 10g sont de haute activité à vie longue.

Remarque : L'uranium utilisé dans les centrales nucléaires peut être considéré comme une énergie fossile car il est issu naturellement des couches géologiques.



FIG. A.2: *Energie nucléaire.*

A.2 Energies renouvelables

Les énergies renouvelables proviennent de deux grandes sources naturelles :

- Le **Soleil**, qui est à l'origine du cycle d'eau, des marées, du vent et de la croissance des végétaux.
- La **Terre**, qui dégage de la chaleur.

Leur exploitation engendre pas ou très peu de déchets et d'émissions polluantes, mais leur pouvoir énergétique est plus faible que celui des énergies non renouvelables. Elles peuvent se classer en 5 catégories : biomasse, éolien, solaire, hydraulique et géothermie.

A.2.1 La biomasse

La biomasse est la matière organique qui peut fournir de l'énergie. Pendant des millénaires c'était la source principale d'énergie des hommes et elle est encore très utilisée dans le tiers-monde. La biomasse comprend trois familles principales :

- Les **bois énergie** ou **biomasse solide**.
- Le **biogaz**.
- Les **biocarburants**.

Ce sont tous des matériaux d'origine biologique employés comme combustibles pour la production de la chaleur, d'électricité ou de carburants.

La *biomasse solide* représente les matériaux d'origine biologique qui peuvent être employés comme combustible pour la production de chaleur ou d'électricité. Ce sont principalement les ressources ligneuses d'origine forestière, agricole ou urbaine, aussi appelées bois-énergie ; les matières organiques telles que la paille, les résidus de récoltes et les matières animales. Enfin, les liqueurs noires, issues de l'industrie papetière, et les déchets urbains solides renouvelables sont aussi considérés comme biomasse solide. La biomasse solide se prête mieux à la production de chaleur pour le chauffage, la production de vapeur pour des procédés industriels, le séchage... Il est aussi possible de produire de l'électricité : la vapeur produite fait tourner des turbines qui génèrent du courant. Toutefois, la production d'électricité seule à partir de biomasse solide présente un rendement faible. Par conséquent, la cogénération est utilisée pour produire de l'électricité en plus de la chaleur. La biomasse solide ne contribue pas à l'effet de serre. Durant sa croissance, la biomasse doit consommer une grande quantité de dioxyde de carbone. Ce dioxyde sera ensuite libéré dans l'air quand le bois se décomposera ou lors de sa combustion. Le gaz sera alors de nouveau absorbé par la biomasse. Il y a donc un équilibre, et l'impact est neutre sur l'effet de serre.

Le *biogaz* est un gaz combustible, mélange de méthane et de gaz carbonique, additionné de quelques autres composants. Il est produit, grâce à la fermentation, dans tous les endroits où sont stockés et accumulés des déchets fermentescibles totalement ou partiellement privés d'aération continue. La fermentation est un phénomène de dégradation des substances organiques. En l'absence d'air, ces substances se méthanisent. Pour avoir une méthanisation contrôlée et exploitable des équipements appelés méthaniseurs sont utilisés. Le biogaz est l'une des seules énergies renouvelables à pouvoir être transformée en toute forme d'énergie utile. Il peut être brûlé dans une chaudière pour produire de la chaleur sous forme d'eau chaude ou de vapeur, voire d'air chaud pour les applications de séchage. Le biogaz peut aussi alimenter un moteur à gaz ou une turbine pour produire de l'électricité injectée dans le réseau électrique. La cogénération est très souvent utilisée dans les stations d'épuration urbaines, les unités de méthanisation de déchets solides et les unités agricoles. D'autres modes de valorisation sont en cours de développement : le biogaz carburant, l'injection dans le réseau de gaz naturel, mais aussi la production de froid par une machine à absorption à gaz, voire la production d'électricité avec une pile à combustible.

Les *biocarburants*, parfois appelés agroc carburants, sont issus de la biomasse. Il existe principalement deux filières industrielles : l'éthanol et le biodiesel. L'éthanol est le premier carburant d'origine végétale à avoir été utilisé. Il s'agit d'un alcool éthylique résultant de la fermentation de sucre ou hydrolyse de l'amidon, et d'une distillation. Le biodiesel est

issu des graines oléagineuses (colza, tournesol). Après pressage et raffinage des graines, l'huile est mélangée avec du méthanol, afin de lui donner des propriétés proches du gazole.

A.2.2 L'éolien

L'énergie éolienne (du grec Eole, dieu du vent) est l'énergie du vent. L'énergie éolienne a été utilisée par les hommes dès l'Antiquité : bateaux à voile pour les conquêtes et le commerce, moulins à vent pour la meunerie, l'irrigation... Au cours des dernières décennies, l'énergie éolienne a suscité un nouvel intérêt pour d'évidentes questions d'environnement. De nos jours, l'énergie du vent est exploitée grâce à des éoliennes, des hélices tournants qui produisent de l'électricité.



FIG. A.3: Parc d'éoliennes [Source : Observ'ER. Crédits photos : Boralex].

Une éolienne est constituée d'un rotor à 2 ou 3 pales, d'un système de transmission mécanique directe ou à multiplicateur et de circuits de gestion du courant. L'ensemble se trouve dans la nacelle posée sur le mât, ou la tour, de l'éolienne. Le vent fait tourner les pales qui entraînent le générateur électrique, d'où l'appellation aérogénérateur pour désigner les éoliennes qui fabriquent de l'électricité. Globalement, les aérogénérateurs sont des machines qui affichent un bon rendement, puisqu'elles sont en mesure de transformer en électricité 30 à 50% de l'énergie du vent. Les éoliennes couramment installées aujourd'hui font entre 1.5 et 3MW. Une machine de 2MW a un rotor de 70 à 90m de diamètre et la nacelle est perchée sur un mât de 60 à 100m de hauteur. Quelques éoliennes de 4.5MW, 5MW et 6MW sont aussi déjà installées. Plusieurs projets de parcs avec ces machines multi-mégawatts sont en cours, pour des installations sur terre et offshore. La production d'un parc éolien dépend de la qualité de vent du site.

A.2.3 Le solaire

L'énergie solaire comprend deux familles :

- Les **solaire photovoltaïque**.
- Le **solaire thermique**.

L'énergie *solaire photovoltaïque* provient de la conversion de la lumière du soleil en électricité au sein de matériaux semi-conducteurs comme le silicium ou recouverts d'une mince couche métallique. Ces matériaux photosensibles ont la propriété de libérer leurs électrons sous l'influence d'une énergie extérieure. C'est l'effet photovoltaïque. L'énergie est apportée par les photons (composants de la lumière) qui heurtent les électrons et les libèrent, induisant un courant électrique. Ce courant continu de micropuissance calculé en watt crête (Wc) peut être transformé en courant alternatif grâce à un onduleur. L'électricité produite est disponible sous forme d'électricité directe ou stockée en batteries

(énergie électrique décentralisée) ou en électricité injectée dans le réseau. Un générateur solaire photovoltaïque est composé de modules photovoltaïques eux même composés de cellules photovoltaïques connectées entre elles. Les performances d'une installation photovoltaïque dépendent de l'orientation des panneaux solaires et des zones d'ensoleillement dans lesquelles ils se trouvent.

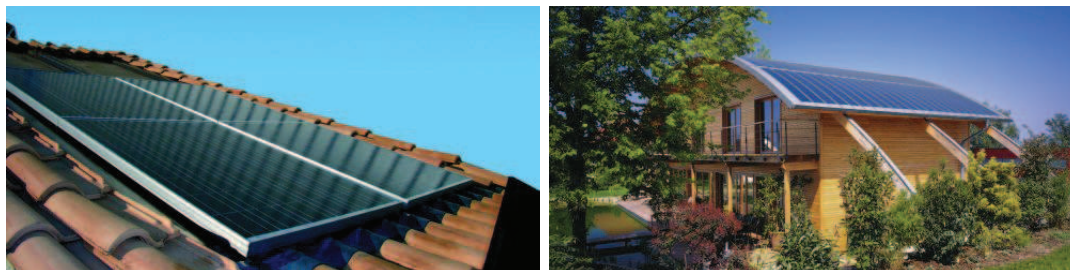


FIG. A.4: *Energie solaire photovoltaïque* [Source : Observ'ER. Crédits photos : Giordano, Rheinzink].

L'énergie *solaire thermique* est la transformation du rayonnement solaire en énergie thermique. Cette transformation peut être soit utilisée directement (énergie solaire thermique basse température) ou indirectement (énergie solaire thermique haute température). Dans le cas dit à basse température, les rayons du soleil, piégés par des capteurs thermiques vitrés, transmettent leur énergie à des absorbeurs métalliques, lesquels réchauffent un réseau de tuyaux de cuivre où circule un fluide caloporteur. Cet échangeur chauffe à son tour l'eau stockée dans un cumulus. Un chauffe-eau solaire produit de l'eau chaude sanitaire ou du chauffage généralement diffusé par un « plancher solaire direct ». Tous les dispositifs qui agissent comme capteurs solaires thermiques sont de plus en plus intégrés dans les projets d'architecture bioclimatique (maisons solaires, serres, murs capteurs...). Dans le cas dit à haute température, la concentration du rayonnement solaire sur une surface de captage permet d'obtenir de très hautes températures généralement comprises entre 400°C et 1000°C. La chaleur solaire produit de la vapeur d'eau pour entraîner des alternateurs et ainsi obtenir une énergie électrique (héliothermodynamie).



FIG. A.5: *Energie solaire thermique* [Source : Observ'ER. Crédits photos : Viessman, Abengoa].

A.2.4 La géothermie

La géothermie est l'exploitation de la chaleur stockée dans le sous-sol. L'utilisation des ressources géothermales se décompose en deux grandes familles : la production d'électricité

et la production de chaleur. En fonction de la ressource, de la technique utilisée et des besoins, les applications sont multiples. Le critère qui sert de guide pour bien cerner la filière est la température. Ainsi, la géothermie est qualifiée de « haute énergie » (plus de 150°C), « moyenne énergie » (90 à 150°C), « basse énergie » (30 à 90°C) et « très basse énergie » (moins de 30°C).

La production d'électricité géothermique consiste à convertir la chaleur des nappes aquifères haute température (de 150 à 350°C) à l'aide de turbo-alternateurs. Si la température de la nappe est comprise entre 100 et 150°C , il est également possible de produire de l'électricité, mais en utilisant la technologie du cycle binaire. Dans ce cas, un échangeur transmet la chaleur de la nappe à un fluide (isobutane, isopentane, ammoniac) qui a la propriété de se vaporiser à une température inférieure à celle de l'eau.

Il existe deux façons de produire du chauffage par la géothermie. La première est d'utiliser les nappes d'eau chaude du sous-sol profond. Par le biais de forages profonds de 1 à 2km , l'eau chaude (30°C à 150°C) remonte à la surface. Un échangeur de chaleur transfère ensuite les calories au réseau de chauffage urbain. L'autre voie de chauffage exploite les sources géothermiques très basse température. La température est élevée à l'aide de pompes à chaleur. Cette géothermie est à la portée de tous ou presque, quelle que soit la situation géographique.

A.2.5 L'hydraulique

L'hydroélectricité ou production d'électricité par captage de l'eau est apparue au milieu du XIXe siècle. Appelée la « houille blanche », elle a été synonyme d'un développement économique très important. L'énergie électrique est produite par la transformation de l'énergie cinétique et potentielle de l'eau en énergie électrique par l'intermédiaire d'une turbine. La quantité d'énergie extraite de l'eau retenue derrière un barrage dépend du volume d'eau et de la hauteur de chute.

L'énergie hydraulique présente 19% de la production totale d'électricité dans le monde et 13% en France. C'est la source d'énergie renouvelable la plus utilisée. Cependant, tout le potentiel hydroélectrique mondial n'est pas encore exploité.



(a) *petite hydraulique*

(b) *grande hydraulique, barrage des Trois Gorges*

FIG. A.6: *L'hydraulique [Source : Observ'ER. Crédits photos : Gpae, Christoph Filnköbl].*

L'énergie issue des barrages se compose en deux filières : la **petite hydraulique** et la **grande hydraulique**. La différence entre ces deux appellations est relative à la puissance électrique. La petite hydraulique comporte les micro-centrales (20 à 500kW), les mini-centrales (500kW à 2MW) et les petites centrales (2 à 10MW). Pour des faibles dénivellations, une petite digue oriente une fraction du débit vers les turbines. Pour les

grandes dénivellations, des conduits suivent la pente de la montagne pour amener l'eau vers les turbines. Selon le débit et la vitesse de la veine d'eau, la turbine sera différente. Pour des faibles hauteurs d'eau avec des débits importants on fera appel à des turbines à axe vertical de type Kaplan ou Francis. Pour les chutes de grande hauteur et faible débit, des turbines à axe horizontal de type Pelton ou Francis donnent les meilleurs résultats. La grande hydraulique est associée au développement des grands barrages pour retenir l'eau et moduler la production en fonction de la demande.

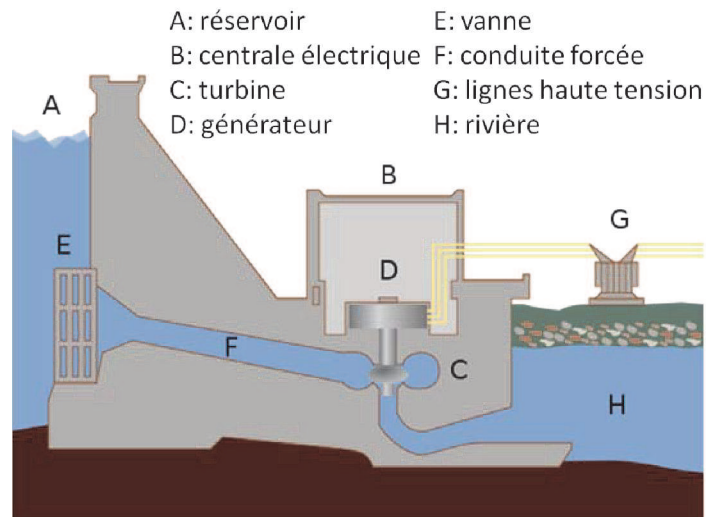


FIG. A.7: Schéma d'une centrale hydraulique [Crédits image : Tomia].

Les **énergies renouvelables marines** font aussi partie du bouquet hydraulique. Cette filière comprend l'exploitation énergétique de tous les flux d'énergies spécifiquement fournis par les mers et océans : la houle, les courants de marée, les courants océaniques, le gradient thermique et la pression osmotique (cf. Annexe B).

Classement et description des énergies renouvelables marines

L'énergie d'origine marine est une alternative prometteuse. Les océans absorbent les 3/4 de l'énergie solaire reçue par la Terre. Cette source d'énergie se transforme en vents, courants et houles, et élève la température de l'eau à la surface. Par ailleurs, les océans possèdent des sources d'énergie qui leur sont propres, telles que les marées, les gradients de salinité et la biomasse marine. Bien que les éoliennes exploitent l'énergie des vents, les éoliennes offshore sont souvent classées dans la rubrique des énergies marines renouvelables (EnRM). Ainsi, les ressources potentielles EnRM entrent en 5 catégories :

- Le vent en milieu marin pour la production électrique avec des éoliennes en mer.
- Le mouvement de l'eau pour la récupération de l'énergie des courants, des vagues et des marées.
- La température de l'eau :
 - énergie récupérable par des gradients de température entre la surface et la profondeur marine.
 - utilisation directe de l'eau froide pompée en profondeur pour la production de froid.
- La biomasse marine à des fins énergétiques, surtout les végétaux marins (micro-algues).
- la pression osmotique issue du mélange de deux eaux de concentrations salines différentes (eau douce / eau de mer).

B.1 L'éolien marin

L'énergie des vents soufflant sur les étendues marines est convertie en électricité par des turbines éoliennes et est ensuite exportée à terre par des câbles sous-marins. Les éoliennes offshore sont directement dérivées des éoliennes terrestres et constituent la technologie EnRM la plus mature à l'heure actuelle.

Les éoliennes offshore entraînent moins d'impact sur le paysage, mais leur installation en mer est beaucoup plus coûteuse que celle d'une éolienne classique. En revanche, une

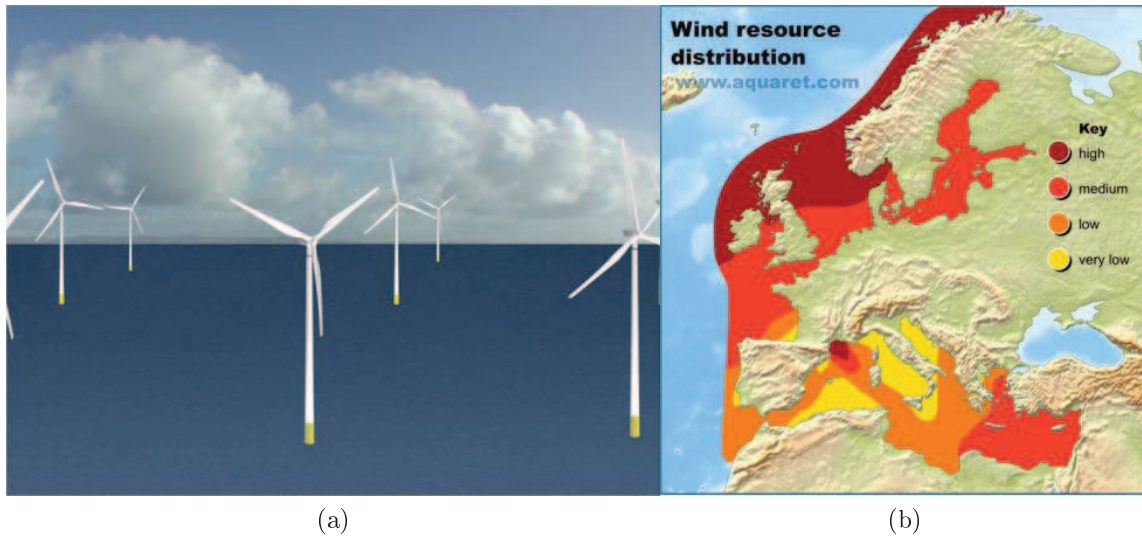


FIG. B.1: *Parc d'éoliennes offshore (a) et distribution de la ressource éolienne en Europe (b) [Source : Aquaret].*

éolienne offshore peut fournir jusqu'à 5MW, comparée aux éoliennes terrestres limitées à 3MW dans les sites bien éventés.

Dans la technologie actuelle, les éoliennes sont ancrées dans le sol sous-marin, si bien que les zones propices sont celles où la profondeur d'eau est faible, typiquement moins de 50m, préférentiellement moins de 20m. Selon une étude conduite l'an 2000 par l'IEA (International Energy Agency), le potentiel européen techniquement exploitable serait de l'ordre de 313TWh/an en considérant les sites à moins de 20km des côtes et à moins de 20m de profondeur. Il est envisagé dans le futur d'utiliser des éoliennes flottantes qui seraient ancrées sur le fond et pour lesquelles la limitation en profondeur serait moins contraignante. Celles-ci donneraient accès à une ressource beaucoup plus importante.

B.2 L'énergie des vagues : le houlomoteur

Les vagues et la houle sont originaires de la dissipation par frottement et le transfert de l'énergie du vent qui souffle sur la surface libre de l'océan. Au cours de leur propagation, les vagues sous formes de trains d'ondes interagissent et se combinent pour former des vagues plus longues et plus régulières. La houle peut se propager sur des milliers de kilomètres avec très peu de perte par dissipation. L'énergie mécanique véhiculée par les vagues se divise à part égale entre une énergie potentielle et une énergie cinétique.

Selon le conseil mondial de l'énergie, le potentiel énergétique techniquement exploitable mondial des vagues est de l'ordre de 1400TWh/an (environ 10% de la consommation en électricité mondiale établie en 2007). En Europe, la majorité du potentiel énergétique houlomoteur est localisé sur la façade Atlantique comme le montre la Figure B.2.

Cette énergie peut être exploitée au large (offshore), près des côtes (nearshore) ou à la côte (onshore). Les solutions technologiques destinées à convertir l'énergie des vagues sont extrêmement variées. L'EMEC (European Marine Energy Centre) recense plus de 110 projets existants de part le monde. L'ensemble des projets peuvent toutefois se décliner suivant quatre groupes.

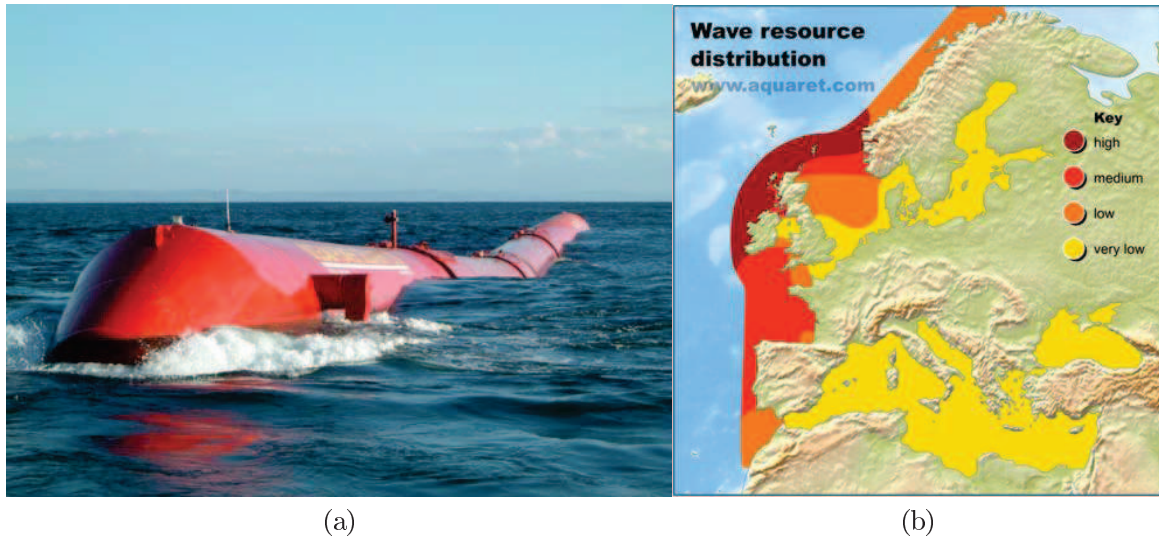


FIG. B.2: *Technologie Pelamis (a) [Source : Pelamis Wave Power] et distribution de la ressource houlomotrice en Europe (b) [Source : Aquaret].*

B.2.1 Les absorbeurs ponctuels

Les absorbeurs ponctuels sont constitués d'une partie mobile et d'une partie fixe (Figure B.3). Cette dernière est généralement ancrée sur le fond. La partie mobile, émergée ou non, suit les mouvements verticaux et/ou horizontaux de la houle. Le mouvement relatif des deux composants est utilisé pour générer l'électricité.

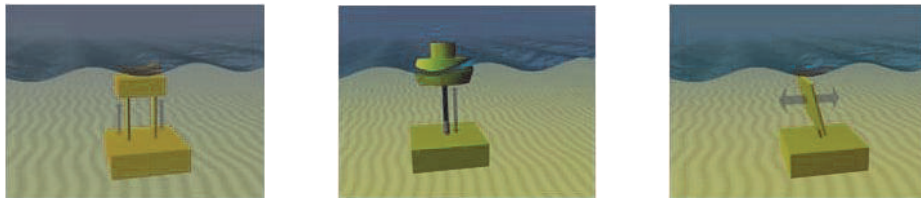


FIG. B.3: *Absorbeurs ponctuels [Source : Aquaret].*

B.2.2 Les atténuateurs

Les atténuateurs (Figure B.4) sont des structures flottantes articulées destinées à absorber les mouvements de la houle en surface. L'énergie accumulée dans un système hydraulique se décharge en entraînant des génératrices électriques.



FIG. B.4: *Atténuateur [Source : Aquaret].*

B.2.3 Les colonnes d'eau oscillantes

Les colonnes d'eau oscillantes sont des structures flottantes ou terrestres. Sous l'effet de la houle, la montée et la descente de l'eau de mer emprisonnée dans une chambre étanche permet de comprimer ou de détendre une cavité d'air (Figure B.5). L'électricité est générée à l'aide d'une turbine actionnée par le cycle de compression/détente de la cavité d'air.

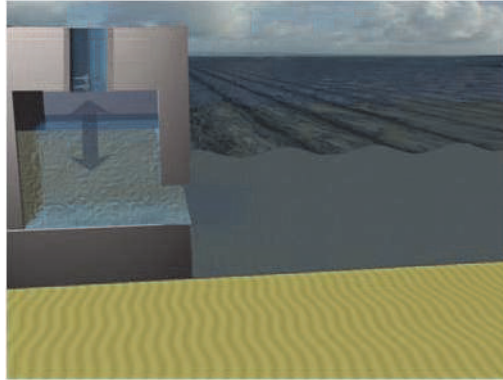


FIG. B.5: *Principe de fonctionnement de la colonne à eau oscillante [Source : Aquaret].*

B.2.4 Les rampes de déferlement

Les rampes de déferlement sont des structures semi-immergées qui convertissent une énergie potentielle en énergie électrique (Figure B.6). Les vagues, stockées dans un réservoir après avoir franchie une rampe, actionnent une turbine avant de retourner à la mer.

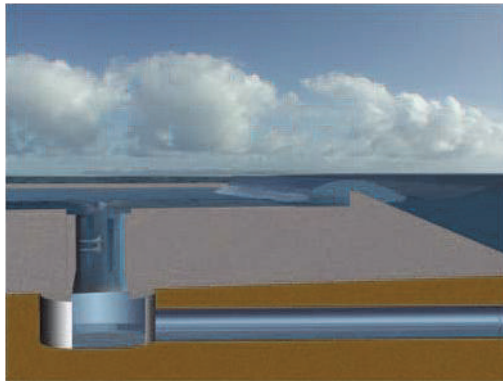


FIG. B.6: *Principe de fonctionnement des rampes de déferlement [Source : Aquaret].*

B.3 L'énergie thermique des mers (ETM)

Les énergies thermiques des mers consistent à exploiter le potentiel calorifique des eaux chaudes de surface et des eaux froides des profondeurs. Les océans agissent comme un immense capteur d'énergie solaire. Bien qu'une partie de cette énergie captée soit dissipée (vent, houle...), l'énergie solaire captée réchauffe les couches supérieures des océans. Dans les zones tropicales, les températures des eaux de surfaces sont de l'ordre de 28°C alors que les températures des eaux profondes sont de l'ordre de 4°C. Le potentiel

mondial théorique basé sur une différence de température d'au moins 20°C est d'environ $80000\text{TWh}/\text{an}$.

L'utilisation de l'eau profonde se décline sous trois formes :

- Apport de froid pour la climatisation directe.
- Dessalement des eaux des mers.
- Production d'énergie mécanique-électrique.

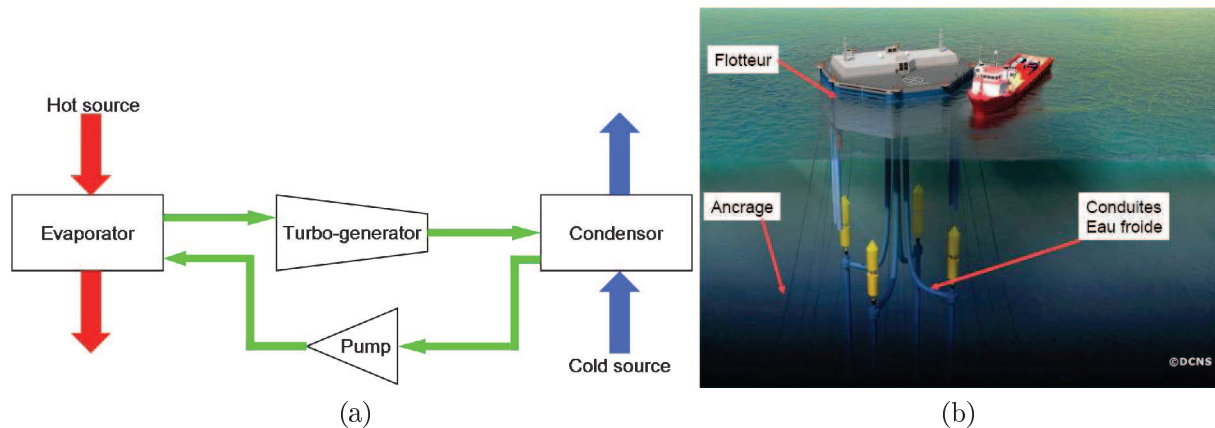


FIG. B.7: Schéma de fonctionnement d'une centrale ETM (a) et ETM flottante [Source : DCNS].

Une centrale ETM (Figure B.7) se compose d'un ensemble évaporateur, turbine et condenseur. L'énergie électrique est produite grâce à un fluide de travail (eau de mer, ammoniac, ou un autre fluide dont le point de condensation est proche de 4°C). Au contact de l'eau chaude puisée en surface, ce fluide passe de l'état liquide à l'état vapeur dans l'évaporateur. La vapeur actionne une turbine pour générer de l'électricité. Dans un condenseur, au contact de la source froide, la vapeur retourne à l'état liquide et un nouveau cycle débute. Compte tenu des températures de la source chaude et de la source froide, le rendement idéal du cycle n'excède pas les 8% environ.

Les centrales ETM ont besoin de beaucoup d'eau : il faut un très grand débit d'eau de mer pour compenser la faible différence de température. Actuellement, le diamètre des conduites est de l'ordre de 1.5m. Cependant, pour des centrales ETM de grosses puissances, les diamètres des conduites devront avoisiner les 15m.

B.4 L'énergie osmotique

Les solutions technologiques faisant appel aux gradients de salinité se basent sur le phénomène de l'osmose. Une centrale osmotique (Figure B.8) est constituée de deux compartiments reliés par l'intermédiaire d'une membrane semi-perméable. Un des deux compartiments est totalement rempli d'eau de mer (ayant une concentration en sel différente de zéro). Une masse d'eau douce (ayant une concentration en sel nulle) est localisée dans le deuxième compartiment. Lorsque l'eau douce va entrer en contact avec l'eau de mer par l'intermédiaire de la membrane, elle va migrer naturellement vers le compartiment contenant cette dernière. Ce phénomène s'appelle l'osmose. Un débit d'eau s'établit alors

au niveau du compartiment d'eau de mer. Ce débit d'eau va actionner une turbine pour générer de l'électricité. La société Statkraft (Norvège) estime le potentiel mondial de ces énergies à 1600TW/h.

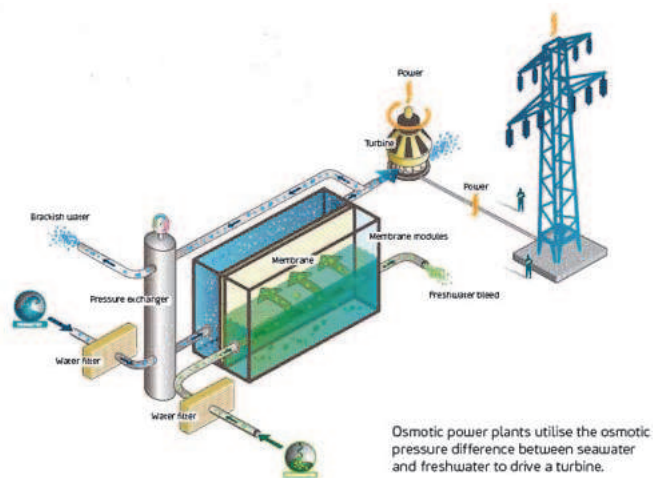


FIG. B.8: Schéma de fonctionnement d'une centrale osmotique [Source : Statkraft].

B.5 L'énergie potentielle des marées

Il s'agit d'exploiter les variations du niveau de la mer due à l'action gravitationnelle combinée de la lune et du soleil. Les sites propices sont typiquement des estuaires ou des baies dans lesquelles un marnage naturel important est identifié. Les sites propices sont fermés artificiellement par un barrage (Figure B.9a). L'énergie électrique est produite en laissant passer l'eau d'un côté à l'autre du barrage à travers des turbines de basses chutes. Le potentiel techniquement exploitable est évalué à 380TWh/an.

L'inconvénient majeur des usines marémotrices est l'impact sur le paysage et sur l'environnement, c'est pourquoi, aujourd'hui, le monde compte seulement trois usines de ce type. Elles représentent une puissance de 265MW. L'usine de la Rance (Figure B.9b) fournit la majeure partie de cette puissance (240MW). Les autres usines se trouvent au Canada (20MW) et en Chine (5MW).



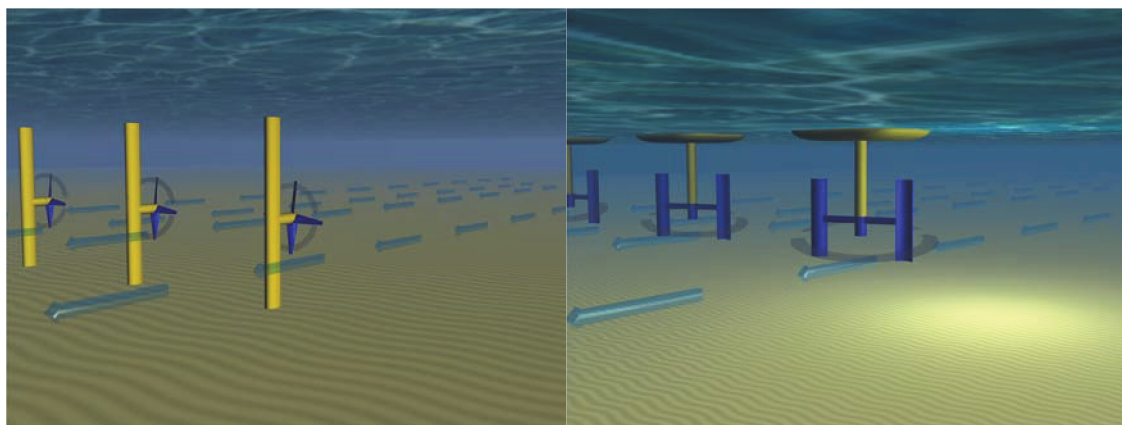
FIG. B.9: Schéma d'une centrale marémotrice et usine marémotrice de la Rance
Schéma d'une centrale marémotrice(a) et usine marémotrice de la Rance (b).

B.6 L'énergie cinétique des courants : l'hydrolien

La filière hydrolienne consiste à convertir en électricité l'énergie cinétique des courants d'eau. Pour des raisons de coûts, les grands courants océaniques qui sont prédictibles et permanents sont actuellement inaccessibles à cette filière. La plupart des projets actuels sont destinés à exploiter l'énergie cinétique des marées, ce qui en fait une ressource intermittente. Les zones marines où la vitesse du courant est supérieure à 2m/s, sont des sites propices à l'installation de systèmes destinés à exploiter l'énergie cinétique des courants. De plus, pour des raisons de coûts liés à l'installation en milieu naturel et au raccordement au réseau de ces systèmes, seul les sites ayant une profondeur inférieure à 30m sont attractifs. En partant de ces restrictions, la ressource mondiale est estimée à 450TWh/an, en Europe, celle-ci est évaluée à 3TWh/an. L'EMEC recense plus de 50 projets de part le monde. Ces projets se déclinent suivant deux groupes majeurs.

B.6.1 Les systèmes faisant appel à une turbine

Ces systèmes sont directement dérivés des systèmes éoliens. L'énergie cinétique du courant est transformée en mouvement de rotation grâce à une turbine. En accouplant la turbine à une génératrice, l'énergie mécanique est transformée en énergie électrique. Ces systèmes peuvent être classés en deux catégories les turbines à axes de rotations horizontal (l'axe de rotation de la turbine est colinéaire à la direction de l'écoulement, Figure B.10a) et les turbines à axes de rotation vertical (l'axe de rotation est orthogonal à la direction de l'écoulement, Figure B.10b). Cette dernière travaille indépendamment de la direction de l'écoulement. Contrairement à la turbine à axe vertical, une turbine à axe horizontal donne sa pleine puissance si l'axe de celle-ci est parfaitement colinéaire à la direction de l'écoulement. Il est donc nécessaire, comme pour les éoliennes, de prévoir un système d'orientation de celle-ci en fonction de la direction du courant.



(a) *axe horizontal*

(b) *axe vertical*

FIG. B.10: *Hydroliennes [Source : Aquaret].*

B.6.2 Les systèmes ne faisant pas appel à une turbine

Cette technologie fonctionne à l'image du mouvement de la queue des mammifères marins. Une aile rattachée à un bras suit les mouvements d'oscillation causés par les

courants d'eau. Le mouvement de va et vient de l'aile comprime une huile contenue dans un réservoir à haute pression. L'huile est turbinée dans un moteur hydraulique qui entraîne une génératrice électrique à vitesse variable.

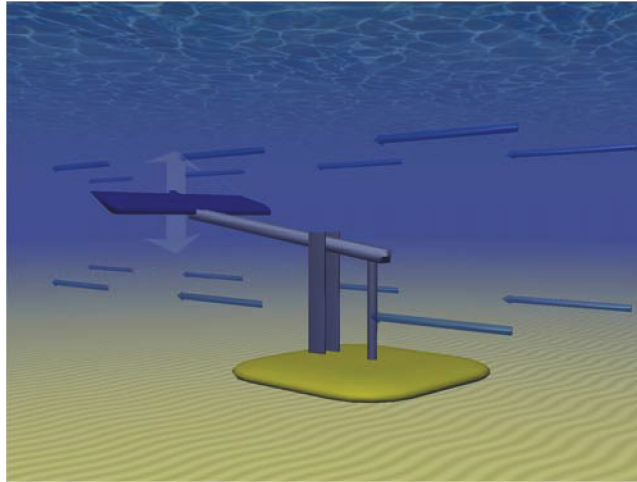


FIG. B.11: *Aile oscillante* [Source : Aquaret].

Cartographie des projets EnRM en France

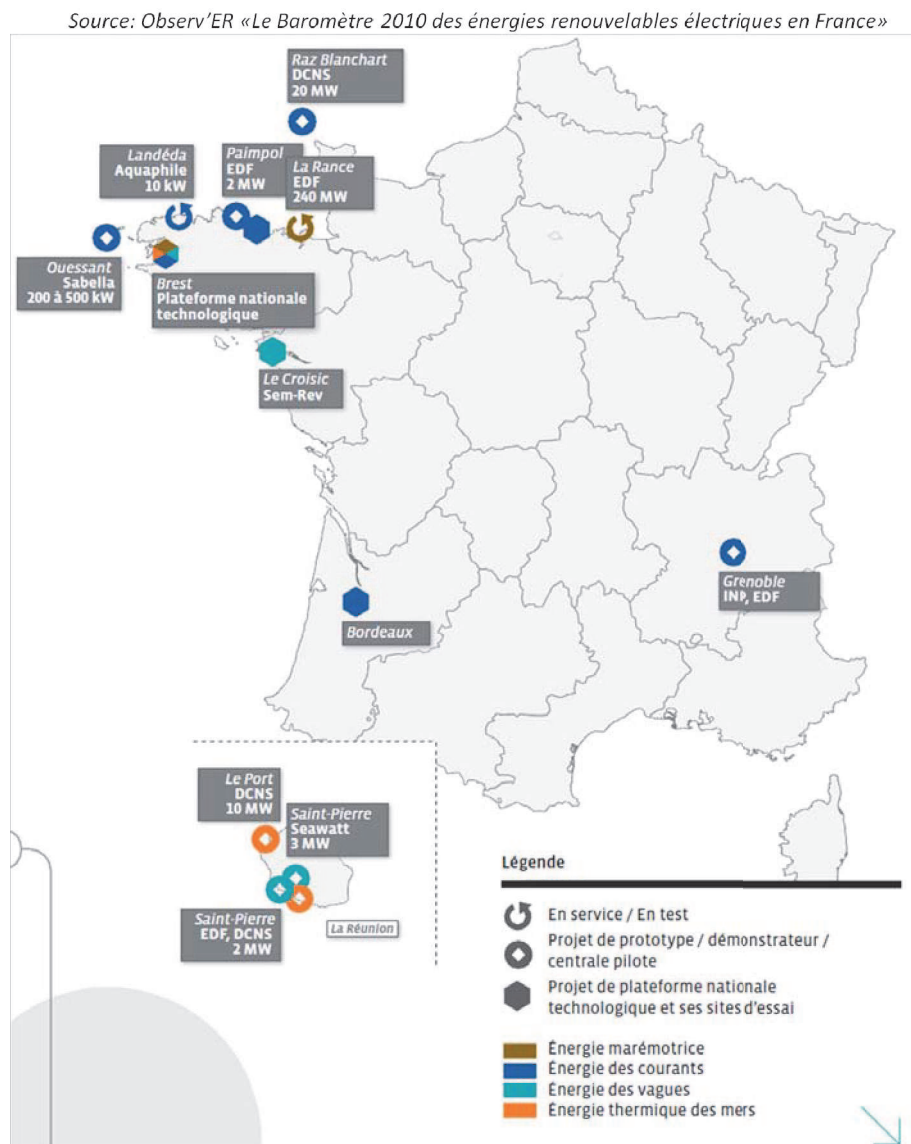


FIG. C.1: Cartographie des projets EnRM en France [Source : Observ'ER «Le Baromètre 2010 des énergies renouvelables électriques en France»].

Programme de recherche HARVEST

Initié en 2001, par Jean-Luc Achard et le Laboratoire des écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI), le programme de recherche HARVEST (Hydrolienne à Axe de Rotation VERTICAL STabilisé) a pour objectif le développement d'un système destiné à convertir en électricité les courants marins et fluviaux. Le système fait appel aux turbines à axe de rotation vertical munies ou pas d'un carénage.

D.1 Le concept

La turbine Achard (Figure D.1) est une évolution des turbines Darrieus et Gorlov. La turbine est dotée de pales en forme d'aile volante. La liaison à mi-envergure de chacune des pales avec le moyeu est assurée par des bras profilés.

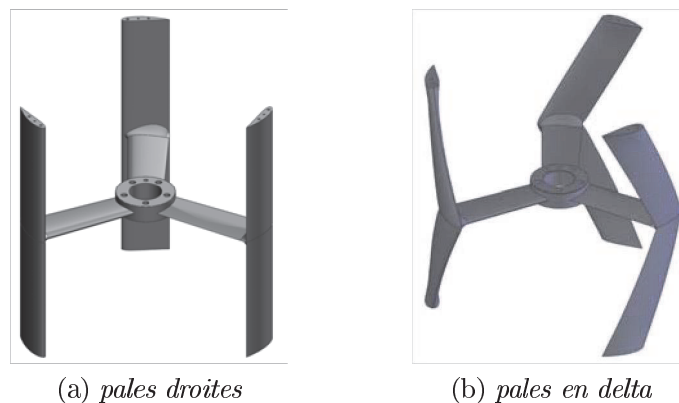


FIG. D.1: *Hydroliennes Achard.*

Le concept HARVEST est composé de 11 brevets dont le premier concerne la turbine seule (févr. 2004). Il consiste à empiler plusieurs turbines sur un même axe de rotation (accouplé à une génératrice) de façon à créer une colonne-turbines. Une fois la colonne-turbines assemblée, celle-ci est insérée dans une structure de maintien formant une tour de turbines. Cette structure a plusieurs rôles dont maintenir les turbines, reprendre les efforts globaux de traînée et les efforts transverses (due à la rotation des turbines notamment) et assurer l'ancrage du système au fond. Elle peut également accueillir un carénage de part de d'autres de la turbine. Grâce à ce dispositif, la colonne-turbine peut turbiner une portion plus grande de l'énergie cinétique amont. Éventuellement, un système anti-débris peut être installé si le courant incident transporte des corps solides pouvant endommager

les pales des turbines de la colonne. Dans le but d'annuler les efforts transverses dus à la rotation de la turbine, la tour toujours munie de carénages peut accueillir deux colonnes-turbines contrarotatives. C'est le brevet déposé en 2007 qui revendique la notion de tour bi-colonnes munie de carénages et éventuellement de systèmes anti-débris (Figure D.2).

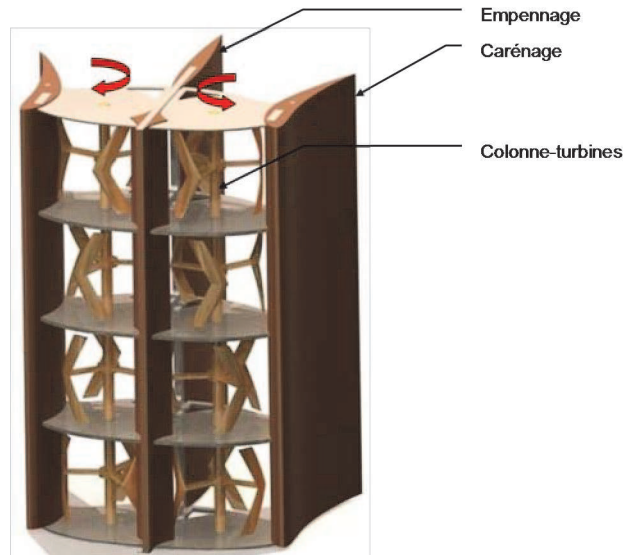


FIG. D.2: *Concept Bi-tours.*

D.2 Les partenaires

Le programme de recherche HARVEST est pluridisciplinaire et regroupe quatre laboratoires de la région Rhône-Alpes :

- Le LEGI, pour les études des aspects hydrodynamiques,
- Le 3S-R (Sols, Solides, Structure, Risques), pour les études liées aux fondations, au choix des matériaux, aux procédés de fabrications,
- Le GE2Lab (Grenoble Electrical Engineering Laboratory), pour les études concernant la génération électrique, raccordement au réseau,
- LAMCOS (Laboratoire de Mécanique des Courants et des Structures), pour les études liées aux comportements vibratoires.

Depuis sa naissance, le programme HARVEST est soutenu par EDF R&D (financement de plusieurs DRT dont celui de Linda Guittet 2003 et celui de Sylvain Antheaume 2007). Plus récemment, dans le cadre de la thèse de Thomas Jaquier, 2011, EDF a financé un démonstrateur bi-tours carénée d'une puissance de 30kW installé dans le canal de Pont de Claix à Grenoble.

D.3 Les phases du programme de recherche

Le schéma initial du projet imaginé par les laboratoires de l'INPG reposait sur quatre phases :

- **Phase 1 (2007) : Démonstration du concept de turbine Achard**
Cette première étape consiste en la réalisation et l'essai de maquettes d'hydroliennes Achard à l'échelle 1/5 dans le tunnel hydrodynamique du LEGI. L'objectif est de tester l'intérêt de la turbine Achard selon deux critères : le rendement hydrodynamique et l'auto-démarrage.
- **Phase 2 (2008) : Démonstration du concept de tour d'hydroliennes**
Il s'agit d'installer un prototype de tour d'hydroliennes à l'échelle 1/2 (turbines de 0.5 m de diamètre) dans un canal hydraulique EDF situé à Pont de Claix, près de Grenoble. L'objectif est de tester le concept de tour du point de vue tenue mécanique et rendement hydrodynamique.
- **Phase 3 (2009) : Démonstration du concept de ferme d'hydroliennes**
La troisième phase est l'installation d'un démonstrateur de ferme fluviale composée de plusieurs tours d'hydroliennes à l'échelle 1 (turbine de 1 m de diamètre) dans un grand canal ou une rivière. L'objectif est de tester le concept de ferme d'hydroliennes, avec notamment l'évaluation des systèmes d'ancrage et de l'impact environnemental.
- **Phase 4 (>2010) : Réalisation d'un démonstrateur de ferme marine**
Il s'agit d'installer un démonstrateur de ferme marine composée de plusieurs tours d'hydroliennes dans un site marin. L'objectif est de tester l'impact de l'implantation de la ferme d'hydroliennes en milieu marin.

D.4 Les débouchés

Les projets de récupération de l'énergie des marées dans les estuaires, qui envisageaient exclusivement la construction d'usines marémotrices, prévoient aujourd'hui des scénarios utilisant des hydroliennes.

Une Start-up nommé « HYDROQUEST » a été créée fin 2010. L'entreprise produira plusieurs formes de services centrés sur le développement et la commercialisation d'hydroliennes de technologies HARVEST. Hydroquest proposera les services suivants :

- Activités d'innovation protégée par de la Propriété Intellectuelle, vendue sous forme de licences de brevets.
- Activités de bureau d'études R&D dans le domaine principalement de l'hydraulique et de la mécanique.
- Activités de support de communication : réalisation d'images et de films publicitaires (dans un premier temps avec l'aide d'une société extérieure).
- Activités d'études d'implantation d'hydroliennes : mesures sur site (architecture du site et courants), études numériques permettant de déterminer l'architecture optimale de la ferme d'hydroliennes, étude d'aménagement du site.
- Activités d'études d'impact des hydroliennes.

Potentiels de courants d'eau

Les sites potentiels sont spécifiques (détroits, gaps, goulets...), où une augmentation des vitesses est observée, et ils sont bien identifiés. Les grands courants marins (Gulf Stream, Kuroshio...) sont une source potentielle d'énergie marine importante. En France les sites identifiés correspondent à : raz Blanchard, Fromveur, raz de Sein, Héaux de Bréhat et raz de Barfleur entre autres.

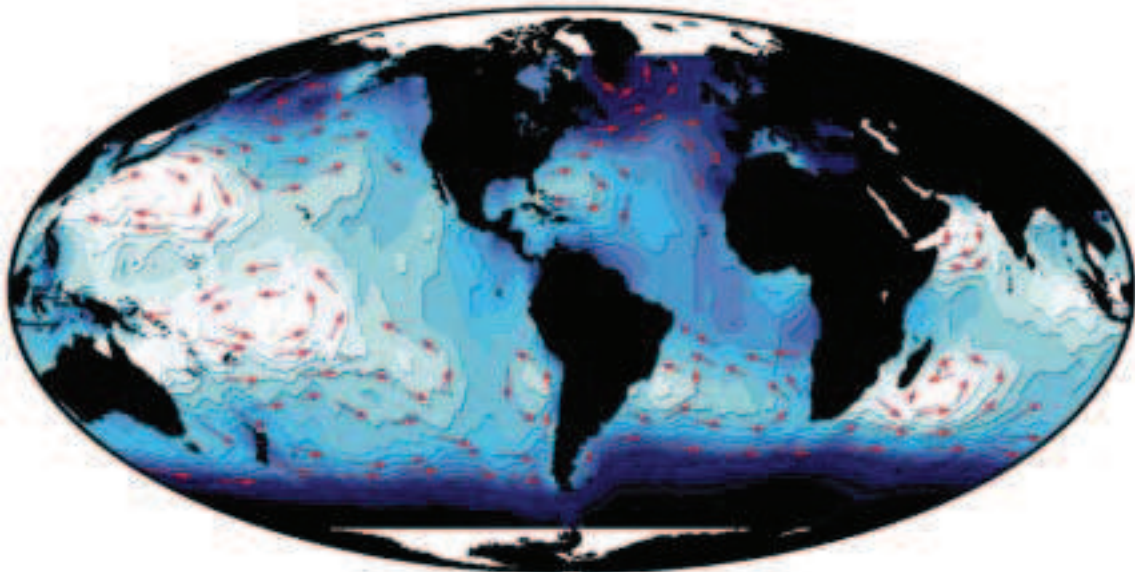
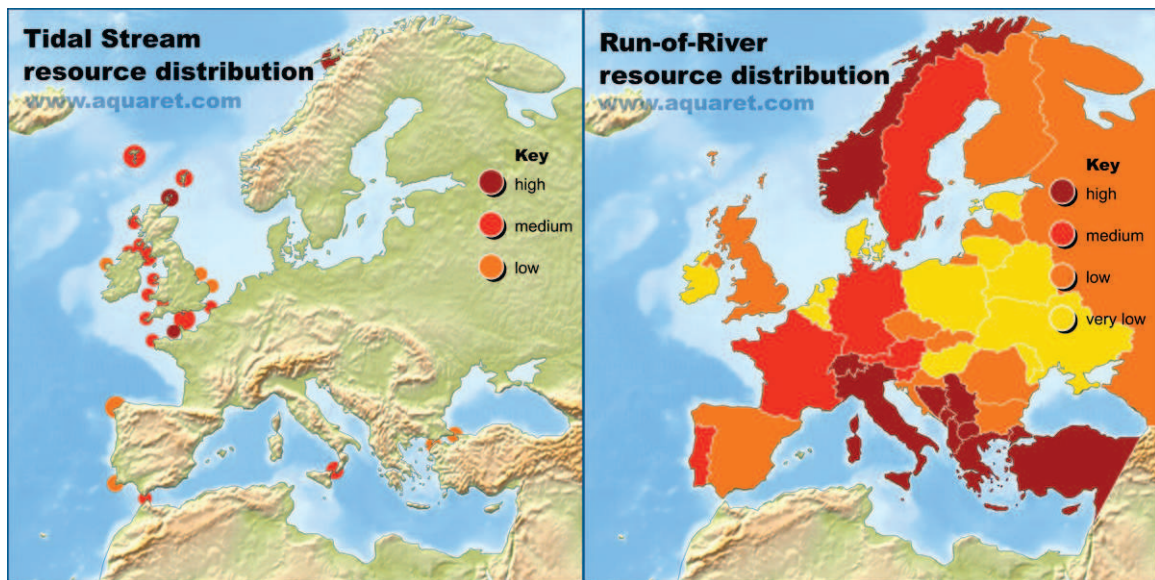


FIG. E.1: *Courants océaniques majeures dans le monde [Source : CNES. Crédits : AVISO].*



FIG. E.2: *Spots de courants de marée dans le monde [Source : CESR].*



(a) *courants de mer*

(b) *courants fluviaux*

FIG. E.3: *Potentiel des courants d'eau en Europe [Source : AquaRet].*

Revue des technologies

1. Alternative Hydro Solutions Ltd., ON, Canada
2. Amazon Aquacharger™, Marlec Engineering, UK
3. Aquanator™Atlantis Energy, Australia
4. Atlantisstrom, Germany
5. Bangladesh Univ. of Engg. & Tech, Dhaka, Bangladesh
6. BioPower Systems, Australia
7. Brazil-prototype (cross flow), Center of Research in Electrical Energy - CEPEL, Brazil
8. Brazil-prototype (ducted axial), Department of Mech. Engg. from the Univ. of Brasilia UNB, Brazil
9. CADDET Centre for Renewable Energy, UK.
10. Clean Current Power Systems Inc., BC, Canada.
11. Cross Flow Turbines™, Coastal Hydropower Corporation, Canada.
12. Current™, Hydro Green Energy, LLC, TX, US.
13. Cycloidal Turbine™, QinetiQ Ltd., UK.
14. EEL™, OPT Ocean Power Technologies Inc., US.
15. EnCurrent™, New Energy Corporation Inc., Canada.
16. Evopod™, Oceanflow Energy, Overberg Ltd., UK.
17. EXIM™, Tidal Turbine Sea Power, Sweden.
18. Free Flow™, Verdant Power LLC, US.
19. Gentec Venturi™, Greenheat Systems Limited, UK.
20. Gorlov- Amazon demonstrations, Miscellaneous.
21. Gorlov Turbine™, GCK Technology Inc., US.
22. Gravitation water vortex power plant™, ZOTLOETERER, Austria.
23. School of Engineering, Griffith University, Australia.
24. Hammerfest™, Hammerfest Strøm AS, Norway.
25. Harmonica™, Tidal Sails AS, Norway.
26. Hydra™, Statkraft, Norway.

27. Hydrokinetic Generator™, Kinetic Energy Systems Corporation, FL, USA.
28. Hydro Venturi™, Hydro Venturi Ltd., UK.
29. Impulsa Turbine™, UNAM Engineering Institute, Mexico.
30. Inha University, South Korea.
31. ITDG-Guba,Sudan ; Supported by ITDG, UK.
32. Jack Rabbit™, Ampair, UK.
33. Kobold turbine™, Ponte di Archimede S.p.A., Italy.
34. Memorial Univ. of Newfoundland, NL, Canada.
35. Miscellaneous Demonstration projects.
36. Munich University of Technology, Germany.
37. Neo-Aerodynamic converter™, Neo-Aerodynamic Ltd. Company ; TX, USA
38. Neptune Proteus Tidal Power Pontoon™, Neptune Renewable Energy, UK
39. Nihon University, Japan
40. Northern Territory University, Darwin N.T., Australia.
41. OCPS™, Arnold Cooper Hydropower Systems, USA
42. Open Hydro Turbine™, OpenHydro Group Ltd., UK
43. Optimset™, Optimset, ON, Canada
44. PEEHR™, Rua Lúcio de Azevedo,Lisboa, Portugal
45. Pole Mer Bretagne™, Pole Mer Bretagne, France
46. Pulse Generator™, Pulse Generation Ltd.,UK
47. RiverStar™, Bourne Energy Pvt. Ltd. ; Malibu, CA
48. Rotech™, Tidal Turbine Lunar Energy Limited, UK
49. Russian cross flow turbine Russian cross flow turbine
50. Rutten Company, Belgium
51. Scotrenewables™, Scotrenewables Tidal Turbine (SRTT), UK
52. SeaFlow™, Marine Current Turbines Ltd., UK
53. Seasnail™, Robert Gordon University, UK
54. Stringray™, The Engineering Business (EB), UK
55. Swanturbines™, Swanturbines Ltd., UK
56. TGL turbine™, Tidal Generation Ltd., UK
57. Thropton Turbine™, Thropton Energy Services, UK
58. Tidal Fence™, Blue Energy International, BC, Canada
59. Tidal Stream Generator™, Tidal Hydraulic Generators Ltd. (THGL), UK
60. Tidal Stream™, J A Consult, UK (Tidal Stream Turbine)
61. Tidel™, SMD Hydrovision, UK
62. Tocardo™, Teamwork Technology, NL
63. Transverpello™Germany
64. Tyson Turbine™, Australia

65. Underwater Electric Kite, US
66. University College London, London UK
67. University of British Columbia, Canada
68. College of Engineering, University of Buenos Aires, Argentina
69. Department of Mech. and Manu. Eng., University of Manitoba, Canada
70. University of Southampton, UK
71. Uppsala University, Sweden
72. Vertical Axis Ring Cam Turbine, Edinburgh University, UK
73. VIVACE™, Vortex Hydro Energy LLC; Ann Arbor, MI, USA
74. Wanxiang Vertical Turbine Harbin Engineering University (HEU), China
75. Wild Water Power, Canada
76. WPI Turbine- Water Power Industries, Norway

Théorie monodirectionnelle et stationnaire de Betz

La théorie de Betz permet d'évaluer la puissance théorique maximale développée par une machine à axe horizontal par rapport à la puissance incidente de l'écoulement traversant le rotor. Elle permet de prendre en compte le fait qu'une partie du tube de courant amont passe à l'extérieur de la machine et ne peut pas, par conséquent, transférer son énergie.

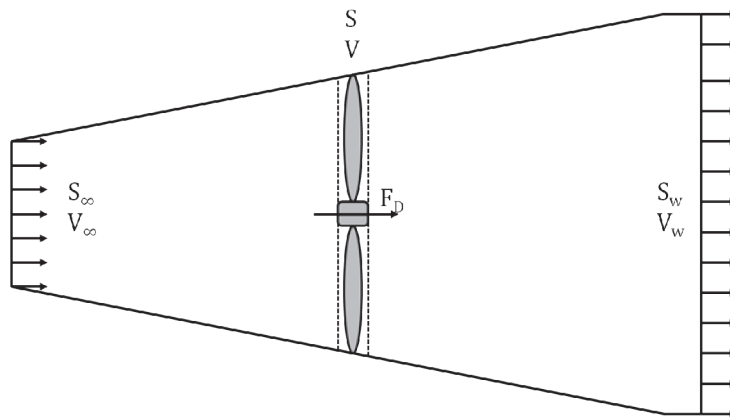


FIG. G.1: *Tube de courant décrit dans la théorie de Betz.*

V_∞	Vitesse de l'écoulement à l'infini amont
S_∞	Section du tube de courant à l'infini amont
V	Vitesse de l'écoulement au sein du rotor
S	Surface du maître couple
V_w	Vitesse de l'écoulement à l'infini aval
S_w	Section du tube de courant à l'infini aval

TAB. G.1: *Nomenclature.*

Betz considère une éolienne placée dans un courant d'air avec une vitesse à l'infini amont de V_∞ et de V_w à l'infini aval (Figure G.1). Comme la production d'énergie se fait au préjudice de l'énergie cinétique, il est obligatoire que $V_w < V_\infty$. Par conséquent le tube de courant qui traverse le rotor s'élargit. L'équation de continuité s'écrit :

$$S_\infty V_\infty = S V = S_w V_w \quad (\text{G.1})$$

La force de traînée F_D peut être évaluée à partir du bilan de quantité de mouvement :

$$\rho V S (V_\infty - V_w) = F_D \quad (\text{G.2})$$

La puissance perdue par le fluide est :

$$P = D V = \rho V^2 S (V_\infty - V_w) \quad (\text{G.3})$$

La puissance récupérée par la machine ne peut être qu'une fraction (au mieux égale à 1) de la puissance perdue. Comme cette puissance est égale à la variation d'énergie cinétique de la masse d'écoulement traversant le rotor par seconde, on peut écrire :

$$P = \rho V S \left(\frac{V_\infty^2 - V_w^2}{2} \right) \quad (\text{G.4})$$

En égalant les puissances données par les équations (G.3) et (G.4), la vitesse au sein du rotor apparaît comme étant la moyenne arithmétique des vitesses à l'amont et à l'aval :

$$V = \frac{V_\infty + V_w}{2} \quad (\text{G.5})$$

On en déduit :

$$V_w = 2V - V_\infty \quad (\text{G.6})$$

En rapportant la valeur de la vitesse V_w dans l'équation (G.2) on obtient l'expression de la traînée :

$$F_D = 2\rho S V_D (V_\infty - V_w) \quad (\text{G.7})$$

On peut définir 2 coefficients de traînée, l'un fondé sur la vitesse dans la machine (équation (G.8)) et l'autre fondé sur la vitesse de l'écoulement amont (équation (G.9)) :

$$C_{DD} = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho SV^2} \quad (\text{G.8})$$

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho SV_\infty^2} \quad (\text{G.9})$$

En utilisant la relation (G.7), les deux coefficients de traînée peuvent s'exprimer qu'en fonction des vitesses :

$$C_{DD} = 4 \left(\frac{V_\infty}{V} - 1 \right) \quad (\text{G.10})$$

$$C_D = C_{DD} \frac{V^2}{V_\infty^2} \quad (\text{G.11})$$

Comme pour les coefficients de traînée, on peut définir deux paramètres d'avance, l'un interne (équation (G.12)) et l'autre physique (équation (G.13)) :

$$\lambda = \frac{\omega R}{V} \quad (\text{G.12})$$

$$\lambda_0 = \frac{\omega R}{V_\infty} \quad (\text{G.13})$$

Il est possible maintenant d'introduire la notion d'interférence a qui traduit la diminution de la vitesse dans la machine par rapport à la vitesse de l'écoulement amont :

$$\frac{V}{V_\infty} = \frac{\lambda_0}{\lambda} = (1 - a) \quad (\text{G.14})$$

En réécrivant le coefficient de traînée en fonction de a on obtient :

$$C_D = 4 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \quad (\text{G.15})$$

ou

$$C_D = 4a(1 - a) \quad (\text{G.16})$$

D'après les relations (G.4) et (G.5), la puissance récupérée devient :

$$P = 2\rho SV^2(V_\infty - V) \quad (\text{G.17})$$

Les coefficients de puissance basés sur la vitesse dans le rotor (équation (G.18)) et fondé sur la vitesse amont (équation (G.19)) s'écrivent :

$$C_{Pcol} = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho SV^3} \quad (\text{G.18})$$

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho SV_\infty^3} \quad (\text{G.19})$$

En fonction du facteur d'interférence le coefficient de puissance perdue par le fluide devient :

$$C_P = 4a(1 - a)^2 \quad (\text{G.20})$$

Les courbes portées sur les Figures G.2 et G.3 permettent de comprendre l'influence du facteur d'interférence sur les coefficients de puissance et de traînée. Une valeur de $a > \frac{1}{2}$ n'est pas physique puisqu'elle entraîne une vitesse en aval V_w négative. C_D est maximum et vaut 1 lorsque $V_w = 0$.

Il se trouve que le système d'équations n'est pas fermé car il n'existe pas d'équation pour l'inconnue centrale du problème que constitue a . L'astuce de la théorie de Betz est de choisir une valeur de a qui maximise C_P ; toute autre valeur de a ne peut que conduire à une puissance perdue. De cette façon le fonctionnement d'une machine idéale, c.-à-d. celle qui pourrait récupérer l'intégralité de l'énergie, reste défini. Il existe deux points pour lesquels $\frac{dC_P}{da} = 0$, à savoir $a = \frac{1}{3}$ et $a = 1$. Ce dernier point n'a pas de sens physique car il implique $V = 0$ et $V_w = -V_\infty$. La valeur maximale de la puissance est donc obtenue pour un facteur d'interférence de $\frac{1}{3}$, ce qui conduit à un rapport de vitesses $V = 2\frac{V_\infty}{3}$ d'où $V_w = \frac{V_\infty}{3}$. La puissance maximale est :

$$P_{max} = \frac{16}{27} \left(\frac{1}{2}\rho S V_\infty^3 \right) \quad (\text{G.21})$$

Cette relation constitue la limite de Betz. Elle montre que l'énergie maximale que l'on peut récupérer ne peut dépasser $\frac{16}{27}$ de l'énergie qui traverserait le rotor en son absence.

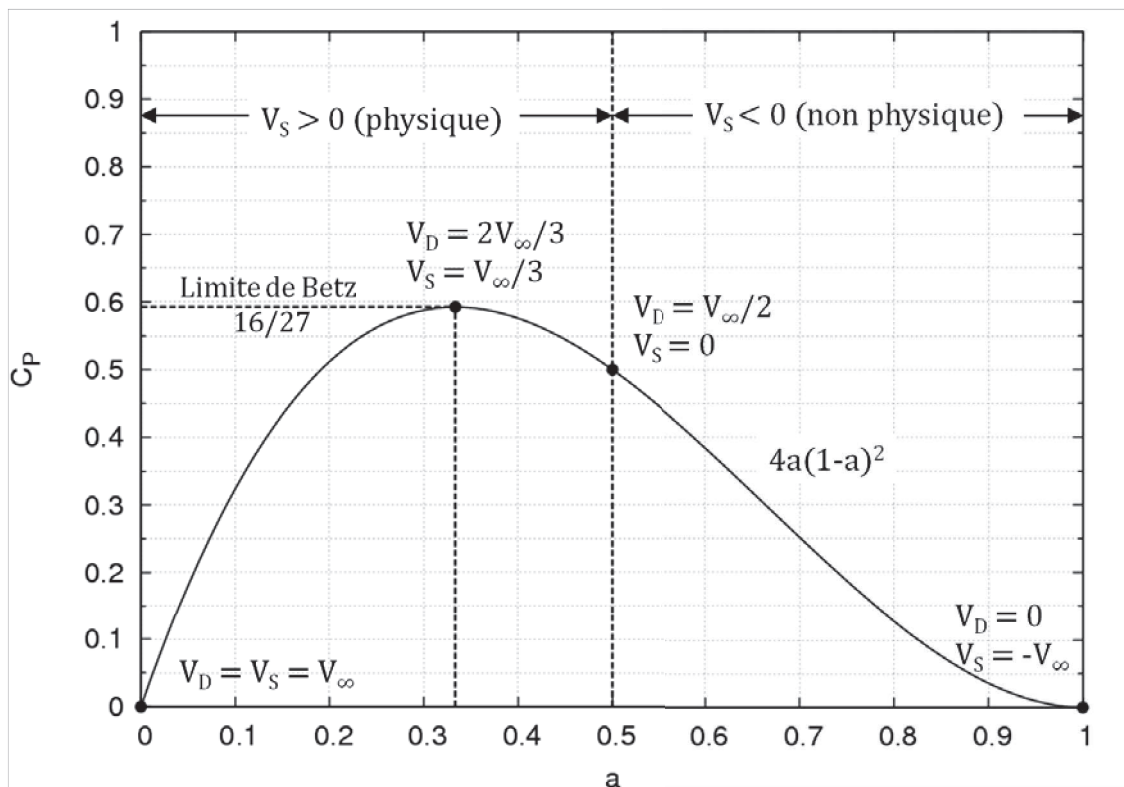


FIG. G.2: Variation du coefficient de puissance en fonction du facteur d'interférence.

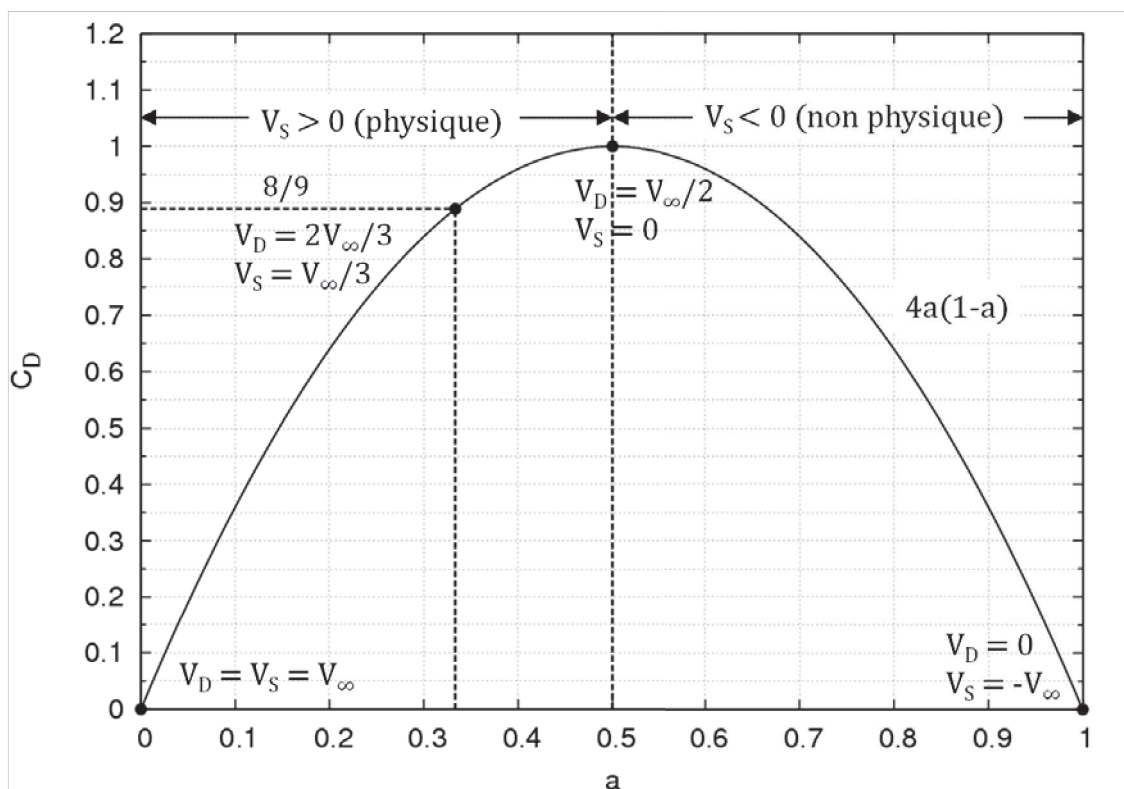


FIG. G.3: Variation du coefficient de traînée en fonction du facteur d'interférence.

Cartes vorticitaires de l'hydrolienne libre A-10 en milieu infini

H.1 $\lambda = 1.0$

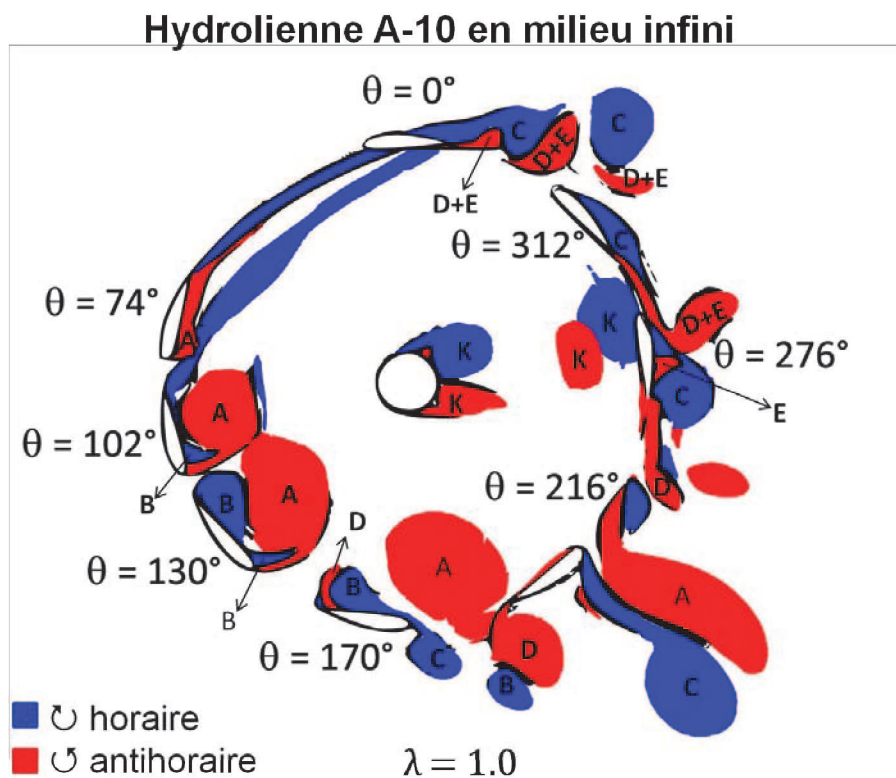


FIG. H.1: Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation.
 $\lambda = 1.0$.

Description suivant la rotation de la pale1.

- **Général :**

- Structures vorticitaires assez grandes, de la taille de la pale (ou plus en aval du cercle de rotation), qui ont été lâchées au cours de la rotation.

- Grands lâchers de Karman issus de l'arbre.
- $0^\circ < \theta < 42^\circ$:
 - Reconstruction du sillage au BDF¹, formé par 2 structures allongées contrarotatives.
 - Les structures s'amincissent et sont projetées sur le cercle de rotation.
- $42^\circ < \theta < 66^\circ$:
 - Le sillage commence à s'épaissir.
 - L'épaississement est plus visible du coté intrados.
 - Le sillage s'étale vers le BDA².
- $\theta \approx 66^\circ$:
 - Le sillage à l'intrados atteint le BDA.
 - Le sillage commence à se transformer pour devenir un vortex (*A*) qui tourne dans le sens antihoraire.
- $66^\circ < \theta < 144^\circ$:
 - Le *vortex A* grandit de plus en plus et commence à se détacher peu à peu du BDA ($\theta \approx 72^\circ$).
 - Le détachement génère un autre *vortex B* contrarotatif (sens horaire) au BDA coté intrados. Il s'étale vers le BDF et grossit.
- $\theta \approx 144^\circ$:
 - Le *vortex A* se détache complètement du BDA de la pale.
 - Le *vortex B* s'étale sur tout l'intrados.
- $\theta \approx 146^\circ$:
 - Une nouvelle structure (*vortex C*) tournant dans le sens antihoraire se génère au BDA coté extrados.
 - Une autre structure (*vortex D*) tournant dans le sens horaire est générée au BDF coté intrados.
- $146^\circ < \theta < 160^\circ$:
 - Le *vortex C* s'agrandit et aspire le *vortex B* vers le BDA.
 - Le *vortex A* se déplace vers l'aval du coté intérieur au rotor.
- $\theta \approx 160^\circ$:
 - Le *vortex C* commence à se détacher du BDA et est balayé vers l'aval par l'écoulement.
- $160^\circ < \theta < 180^\circ$:
 - Le *vortex C* continue à grandir et à se détacher.
 - Le *vortex D* évolue au BDF.
- $\theta \approx 180^\circ$:
 - Le *vortex B* se détache du *vortex C* près de la mi-corde de la pale coté intrados et se compacte vers le BDF.

¹BDF : Bord De Fuite

²BDA : Bord D'Attaque

- Le *vortex A* sort du cercle de rotation pour se joindre au *vortex C*.
- **180° < θ < 196°** :
 - Le *vortex D* enveloppe partiellement le *vortex B*, développe son extrémité au BDF vers l'extrados et commence à se détacher.
- **$\theta \approx 196^\circ$** :
 - Le *vortex B* se détache du BDF.
 - Le *vortex D* qui est au BDF du côté extrados continue à être attaché.
- **196° < θ < 216°** :
 - Le *vortex D* continue à être attaché au BDF.
 - Le *vortex B* suit le déplacement du *vortex D* vers l'aval ; ils sont adjacents.
 - Les *vortex A* et *vortex C* continuent collés. Le *vortex C* ne s'est pas encore complètement détaché.
- **216° < θ < 250°** :
 - Le *vortex C* est balayé du BDA vers le BDF (sans s'attacher à la surface extrados) pour y retrouver le *vortex D* qui continue à être attaché au BDF.
 - Le *vortex C* a une forme de flamme et entraîne le *vortex B* dans son extrémité.
- **$\theta \approx 250^\circ$** :
 - La pale rencontre les lâchers de Karman (sens antihoraire).
- **250° < θ < 276°** :
 - Le *vortex D* se transforme en sillage et un lâcher est envoyé de sa structure principale à $\theta \approx 266^\circ$.
 - Le *vortex C* s'attache à la surface intrados.
 - Vers $\theta \approx 266^\circ$, une nouvelle structure vorticitaire (*vortex E*) antihoraire se génère près de la mi-corde extrados, qui est entourée par le *vortex C*. Ce *vortex E* évolue et s'étale vers le BDF.
- **$\theta \approx 276^\circ$** :
 - La structure *E* coupe le *vortex C* en deux ; une partie reste attachée au BDA et l'autre est transportée en aval par l'écoulement.
- **276° < θ < 326°** :
 - Le *vortex E* atteint le BDF, se fusionne avec la structure *D* et se transforme en sillage à partir de $\theta \approx 306^\circ$.
 - Le *vortex C* s'étale vers le BDF collé à la surface extrados.
- **326° < θ < 360°** :
 - Lâchers successifs des structures $D+E$ et *C*.

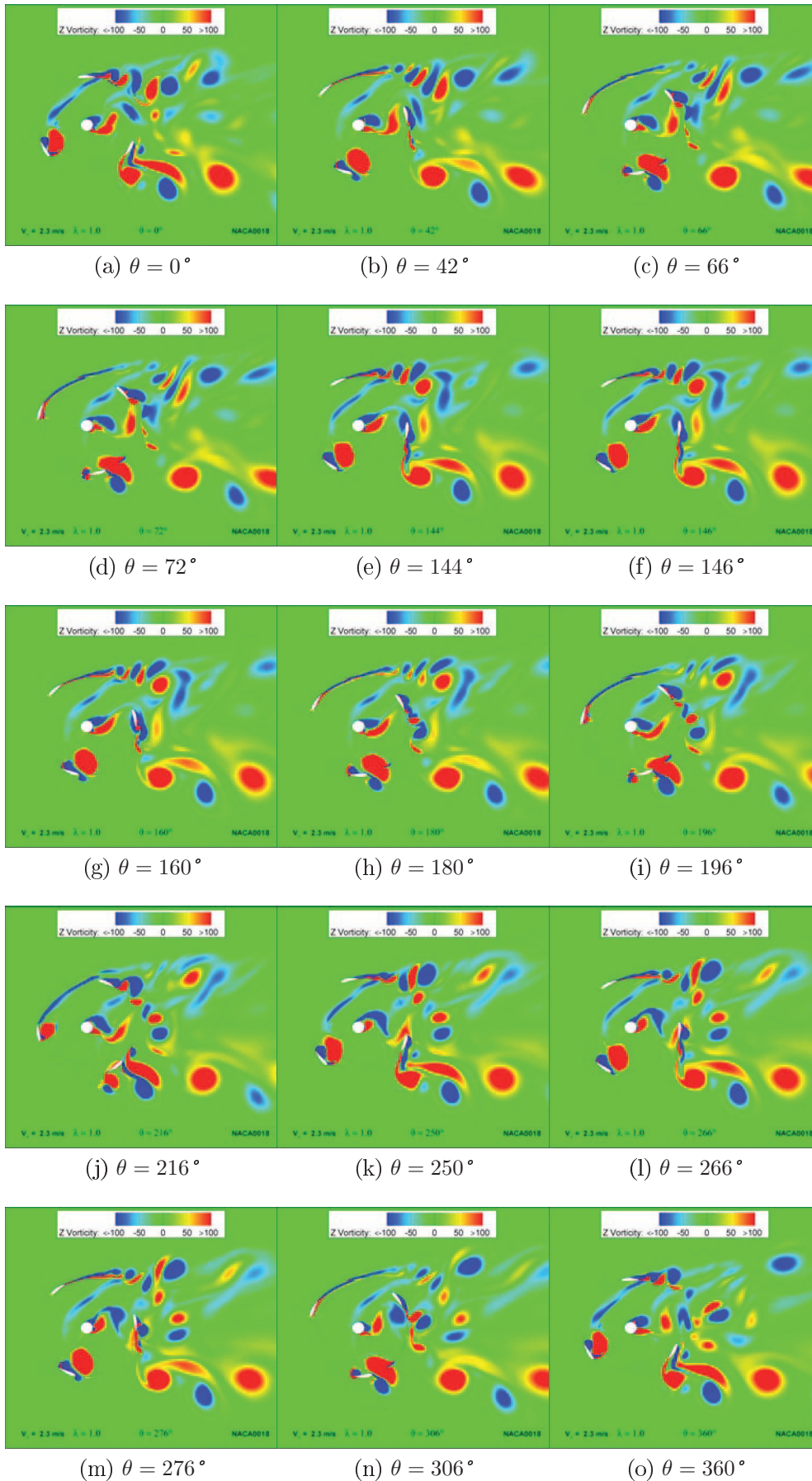


FIG. H.2: *Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 1.0$.*

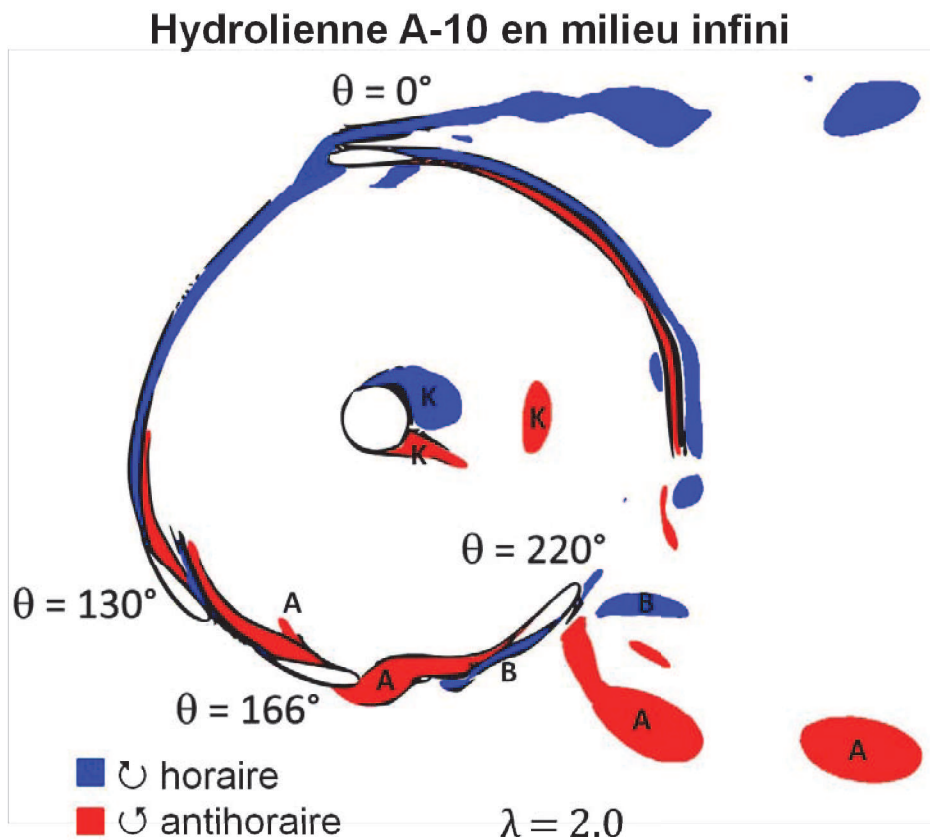
H.2 $\lambda = 2.0$ 

FIG. H.3: Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation.
 $\lambda = 2.0$.

Description suivant la rotation de la pale1.

• **Général :**

- La taille des structures est plus petite que pour $\lambda = 1.0$, ont une formation plus ordonnée et sont moins nombreuses.
- Une ligne horizontale se distingue avec des vortex tournant dans le sens horaire qui se déplacent de l'extrémité du centre de rotation à $\theta = 0^\circ$ vers l'aval. Un autre ligne horizontale se distingue avec des vortex tournant dans le sens antihoraire qui se déplacent de l'extrémité du centre de rotation à $\theta = 180^\circ$ vers l'aval.
- Entre $0^\circ < \theta < 120^\circ$ et $300^\circ < \theta < 360^\circ$ le sillage issu du BDF de la pale est projeté sur le cercle de rotation.

• $0^\circ < \theta < 58^\circ$:

- La pale 1 dévie le sillage de la pale 2 avec sont BDA et la surface intrados.
- La pale 1 lâche un sillage du BDF qui se projète sur le cercle de rotation. Le sillage est ensuite transporté en aval par l'écoulement.

• $58^\circ < \theta < 188^\circ$:

- Le sillage du coté intrados commence à s'épaissir.

- Le sillage subit des transformations (*structure A*) mais sans pour autant évoluer en vortex.
- $\theta \approx 188^\circ$:
 - Un petit *vortex B* tournant dans le sens horaire se forme au BDF.
- $188^\circ < \theta < 224^\circ$:
 - Le *vortex B* se transforme en sillage.
- $\theta \approx 224^\circ$:
 - Le sillage du coté extrados formé à partir du *vortex B* projète un petit lâcher.
- $224^\circ < \theta < 360^\circ$:
 - Le sillage se développe sur le cercle de rotation projetant de temps en temps des lâchers successifs.

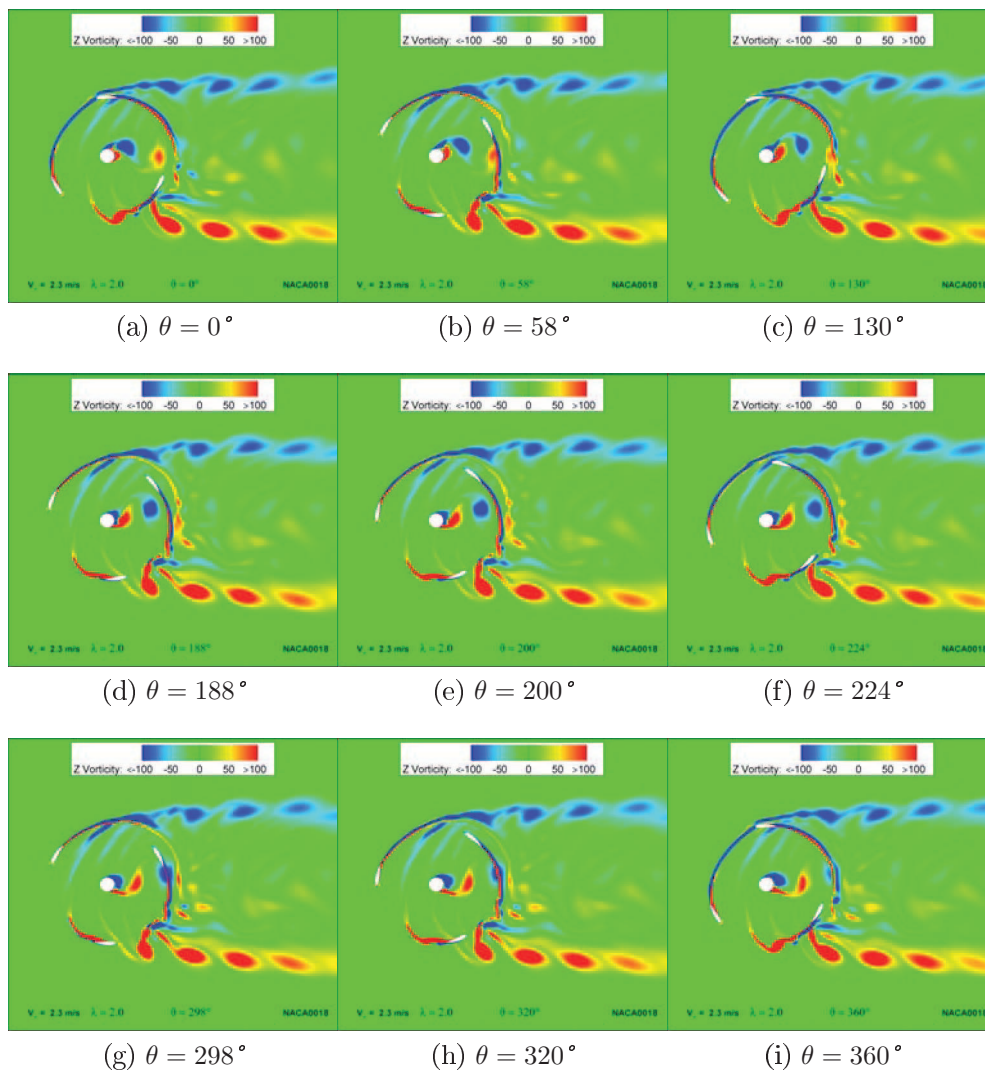


FIG. H.4: Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 2.0$.

Cartes vorticitaires de l'hydrolienne carénée en milieu infini (E420, $C=4.0R$, $\alpha = 10^\circ$)

I.1 $\lambda = 1.5$

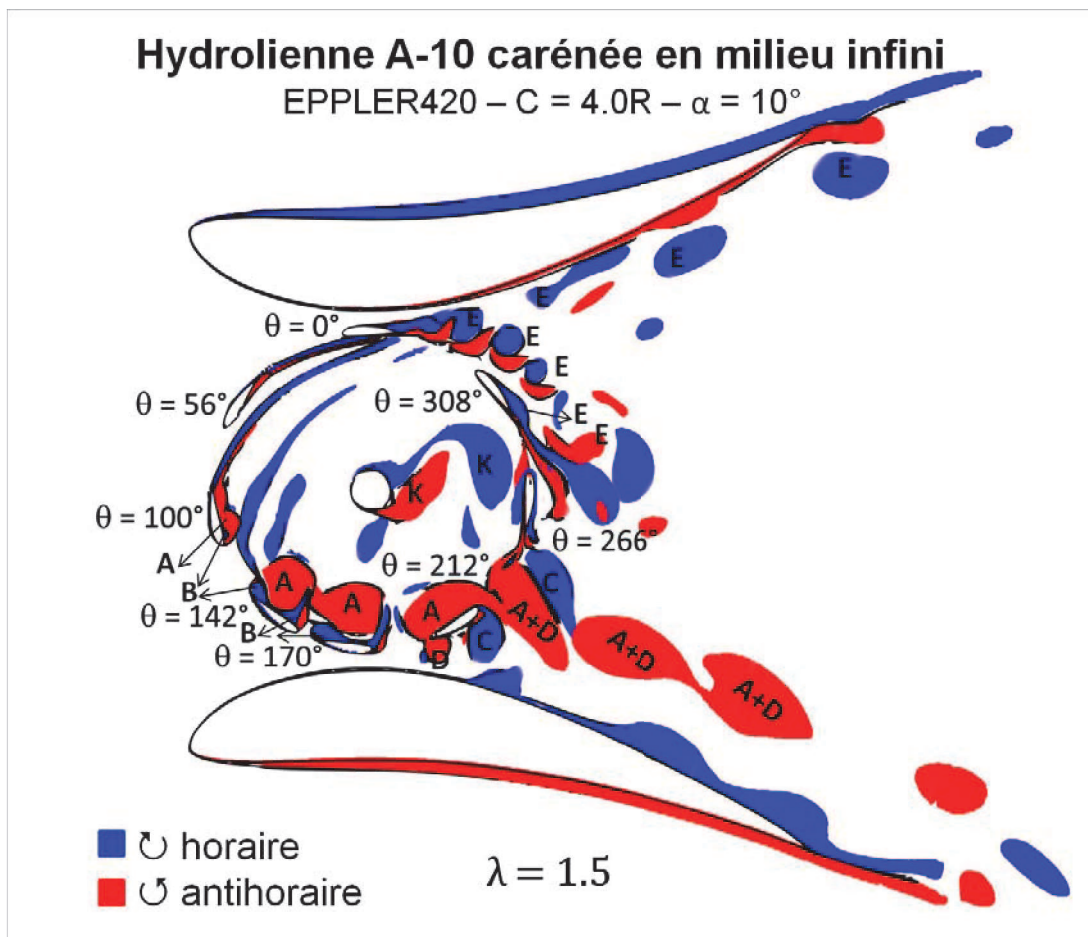


FIG. I.1: Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation.
 $\lambda = 1.5$.

Description suivant la rotation de la pale1.

- **Général :**
 - Structures vorticitaires assez grandes, de la taille de la pale (ou plus en aval du cercle de rotation), qui ont été lâchées au cours de la rotation.
 - Grands lâchers de Karman issus de l'arbre.
 - Interaction entre les structures issues des pales et des carénages.
 - Les structures du carénage supérieur tournent dans le sens inverse à celles du carénage inférieur.
- $0^\circ < \theta < 54^\circ$:
 - Reconstruction du sillage à partir du BDF¹.
- $54^\circ < \theta < 84^\circ$:
 - Le sillage s'épaissit du côté intrados de la pale.
 - Lâchers éventuels de petites structures du bout du sillage.
- $\theta \approx 84^\circ$:
 - Un vortex (*A*) commence à se générer au BDA², tournant dans le sens antihoraire. Par rapport à l'hydrolienne libre en milieu infini ($\lambda = 1.0$), ce *vortex A* apparaît avec un retard d'environ 20° .
- $84^\circ < \theta < 166^\circ$:
 - Le *vortex A* se développe très rapidement et commence à se détacher peu à peu du BDA ($\theta \approx 100^\circ$).
 - Le détachement génère un autre *vortex B* contrarotatif (sens horaire) au BDA coté intrados. Il s'étale vers le BDF et grossit.
- $\theta \approx 166^\circ$:
 - Le *vortex A* se détache complètement du BDA et reste attrapé entre les deux bouts du *vortex B* sortant du BDA et du BDF, qui prend tout l'intrados de la pale.
- $166^\circ < \theta < 180^\circ$:
 - Le *vortex A* suit la trajectoire de la pale du côté intérieur au cercle de rotation.
 - Le bout du *vortex B* sortant du BDA se dissipe peu à peu jusqu'à sa disparition.
- $\theta \approx 180^\circ$:
 - Une nouvelle structure (*vortex C*) se génère au BDA coté extrados.
- $180^\circ < \theta < 194^\circ$:
 - Le *vortex C* commence à se détacher du BDA et grandit.
- $\theta \approx 194^\circ$:
 - Un nouveau vortex (*D*) se forme au BDF coté extrados.
- $194^\circ < \theta < 212^\circ$:
 - Le *vortex B* se dissipe jusqu'à disparaître.
 - Les *vortex C* et *vortex D* grandissent et ce dernier commence à se détacher du BDF.

¹BDF : Bord De Fuite

²BDA : Bord D'Attaque

- Le *vortex* A essaie de sortir du cercle de rotation mais le passage de la pale l'empêche.
- $\theta \approx 212^\circ$:
 - Le *vortex* A et le *vortex* D se fusionnent au BDF.
- $212^\circ < \theta < 260^\circ$:
 - Le *vortex* $A+D$ et C sont aspirés la structure issue du carénage inférieur.
- $\theta \approx 260^\circ$:
 - Le *vortex* $A+D$ et C se détachent complètement de la pale.
 - La pale percute l'un des lâchers de Karman issu de l'arbre.
- $260^\circ < \theta < 294^\circ$:
 - Le sillage commence à se former à partir du BDF.
 - Le lâcher de Karman se mélange au sillage du côté extradós de la pale..
- $\theta \approx 294^\circ$:
 - Un vortex (E) se forme à mi-envergure du côté extradós de la pale.
- $294^\circ < \theta < 360^\circ$:
 - Le *vortex* E provoque des lâchers successifs de lui même et du sillage.
 - Aux proximités du carénage supérieur, les lâchers issus du *vortex* E interagissent avec les structures du carénage.

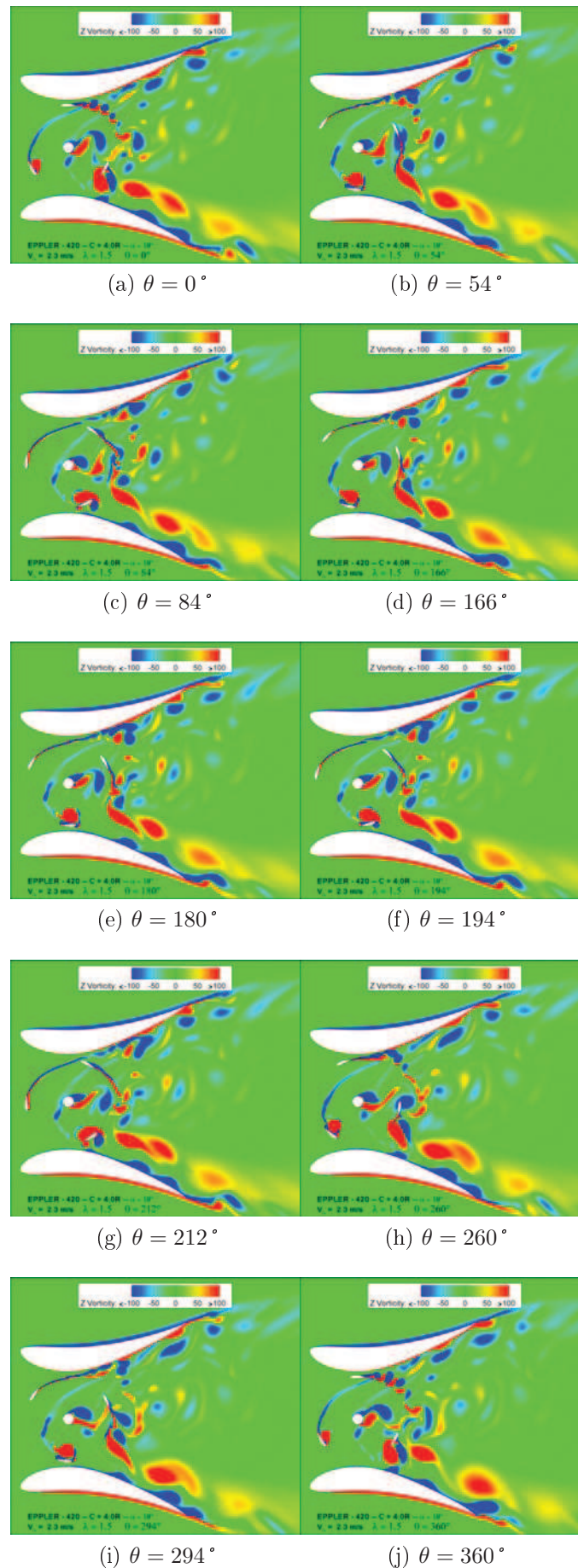


FIG. I.2: *Cartes de vorticité instantannées*. $\lambda = 1.5$.

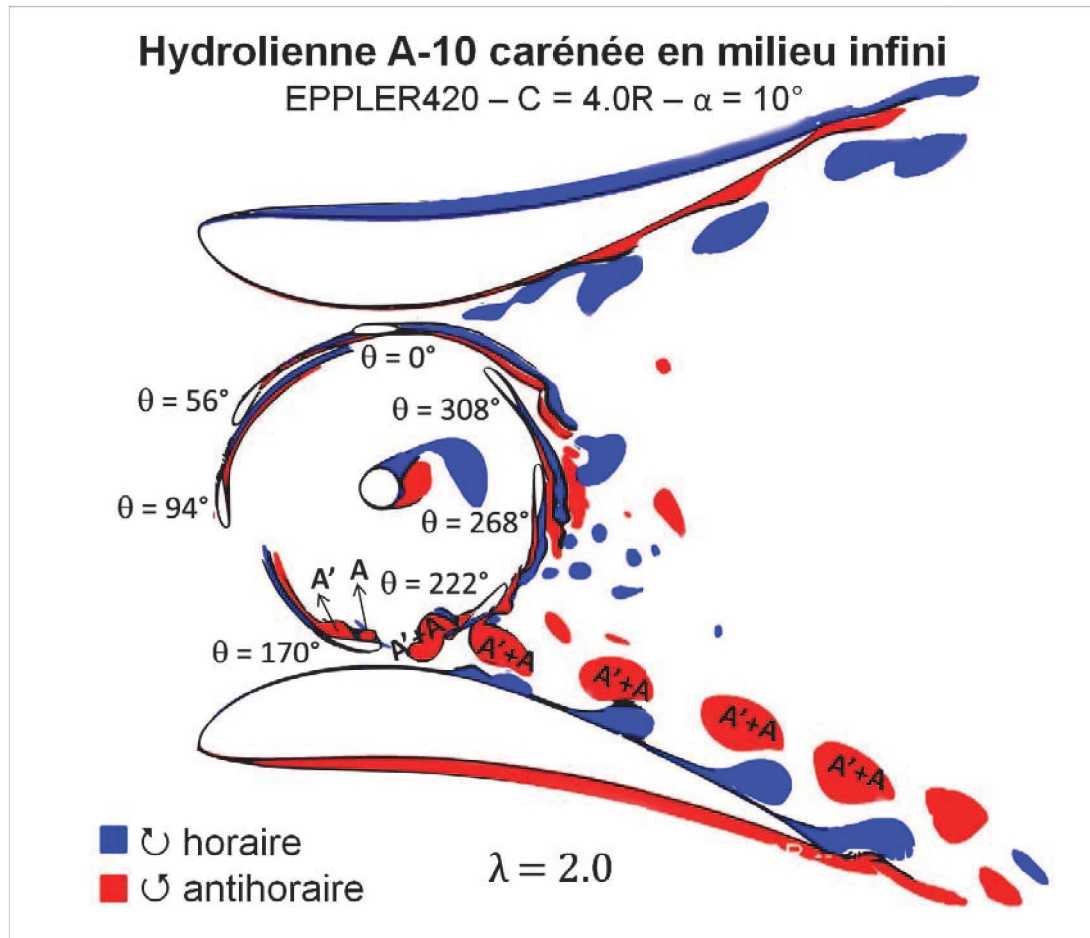
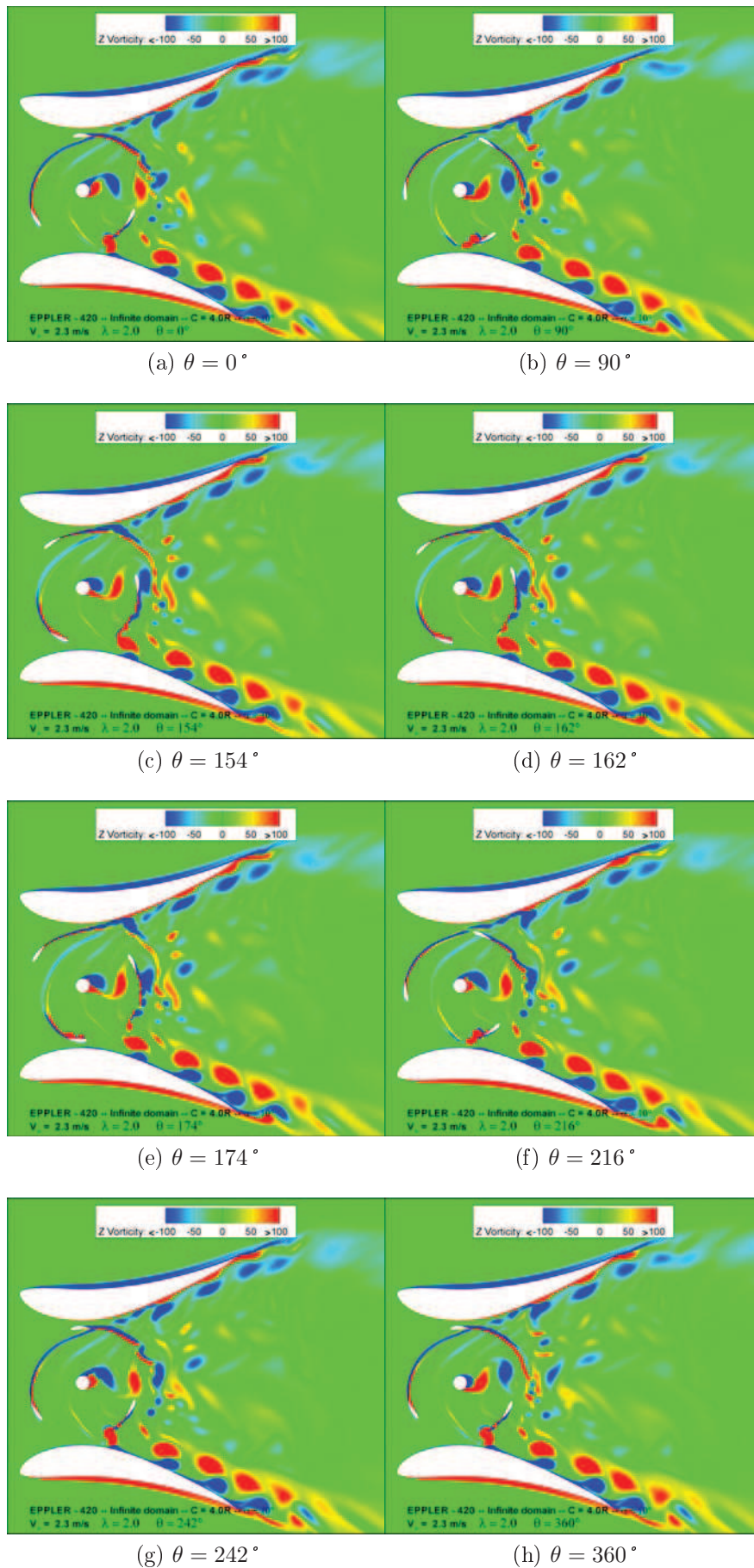
I.2 $\lambda = 2.0$ 

FIG. I.3: Schéma des structures vorticitaires sur la pale1 au cours d'une rotation.
 $\lambda = 2.0$.

Description suivant la rotation de la pale1.

- **Général :**
 - Le comportement des structures ressemble à celui trouvé à $\lambda = 1.5$, sauf que les vortex sont plus petits et en population plus réduite.
- $0^\circ < \theta < 154^\circ$:
 - Le sillage est dominant pendant la rotation de la pale. Il reste assez fin au BDA du côté intrados et grossit vers le BDF.
- $\theta \approx 154^\circ$:
 - Un petit *vortex* A commence à se former au BDA.
- $154^\circ < \theta < 162^\circ$:
 - Le *vortex* A commence à se détacher du BDA.
- $\theta \approx 162^\circ$:
 - Un vortex (A') se génère à mi envergure de la pale coté intrados, à la suite du *vortex* A .

- **$162^\circ < \theta < 174^\circ$** :
 - Les *vortex* A et A' évoluent.
- **$\theta \approx 174^\circ$** :
 - Un morceau du vortex (A') se détache complètement du BDA.
- **$174^\circ < \theta < 216^\circ$** :
 - La structure détachée A se mélange à la structure A' tandis que le reste du *vortex* A qui reste collé au BDA se déplace le long de l'extrados jusqu'au BDF.
- **$\theta \approx 216^\circ$** :
 - La structure ($A'+A$) se détache du BDF et est advectée en aval par l'écoulement.
- **$216^\circ < \theta < 242^\circ$** :
 - La structure ($A'+A$) est aspirée par la structure du carénage inférieur.
- **$\theta \approx 242^\circ$** :
 - Le (*vortex* A) se transforme en sillage au BDF.
- **$242^\circ < \theta < 260^\circ$** :
 - Le sillage se développe avec la rotation de la pale. Des structures contrarotatives sont éventuellement lâchées.
 - La pale percute les lâchers de Karman.

FIG. I.4: *Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 2.0$.*

I.3 $\lambda = 3.0$

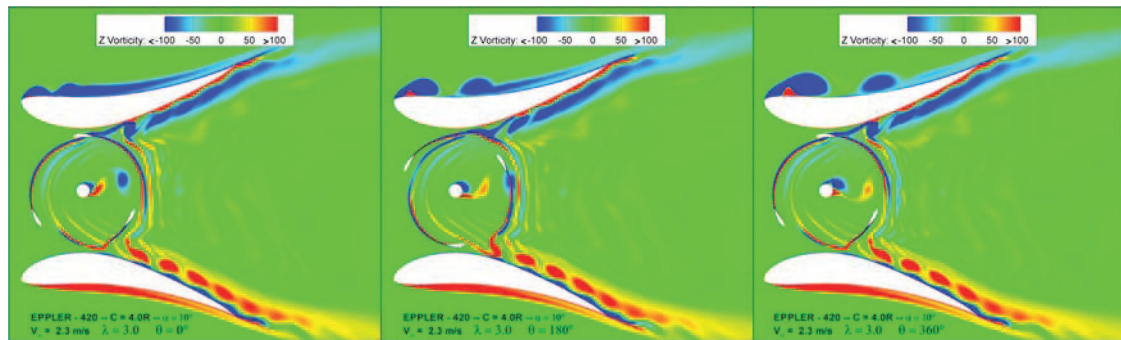


FIG. I.5: *Cartes de vorticité instantannées. $\lambda = 3.0$, $\theta = 0^\circ$, 180° et 360° respectivement.*

Le point de fonctionnement correspondant à $\lambda = 3.0$ de l'hydrolienne carénée de référence est le seul à subir un décollement des structures vorticitaires au niveau du carénage supérieur du coté intrados (Figure I.5).

Profils du carénage

J.1 Profil EPPLER-420

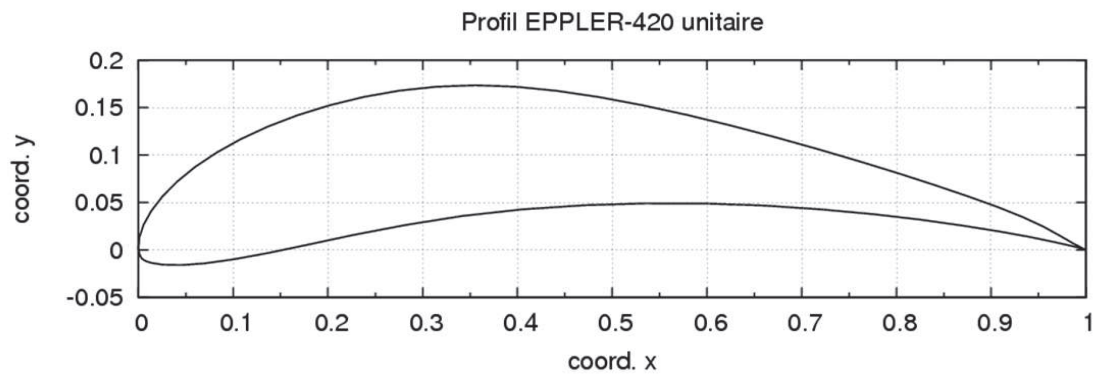


FIG. J.1: Géométrie du profil EPPLER-420 à corde unitaire.

Caractéristiques géométriques – EPPLER-420	
Épaisseur max.	14.3%
Angle du bord de fuite	15.4°
Rayon du bord d'attaque	5.6%
Cambrure	10.7%

TAB. J.1: Caractéristiques géométriques du profil EPPLER-420 [Source : Airfoil Investigation Database].

EPPLER-420			
x extradados	y extradados	x intrados	y intrados
1.000000	0.000000	0.000030	0.001280
0.996510	0.001640	0.000330	-0.001070
0.986910	0.006720	0.001020	-0.003960
0.972770	0.014810	0.001650	-0.005710
0.954890	0.024570	0.002420	-0.007310
0.932970	0.034820	0.002870	-0.008030
0.906430	0.045370	0.003350	-0.008710
0.875390	0.056560	0.003890	-0.009310
0.840380	0.068400	0.004520	-0.009840
0.801940	0.080780	0.005240	-0.010340
0.760660	0.093490	0.006040	-0.010820
0.717120	0.106300	0.007860	-0.011690
0.671930	0.118940	0.009940	-0.012490
0.625690	0.131080	0.013540	-0.013540
0.578960	0.142380	0.025160	-0.015450
0.532290	0.152510	0.044990	-0.015960
0.486190	0.161100	0.070240	-0.014110
0.441130	0.167790	0.100950	-0.009820
0.397540	0.172130	0.137250	-0.003170
0.355490	0.173600	0.179380	0.005650
0.314790	0.172120	0.227690	0.015930
0.275490	0.167920	0.281990	0.026370
0.237720	0.161270	0.341480	0.035690
0.201710	0.152530	0.404680	0.042710
0.167840	0.142010	0.469580	0.047020
0.136420	0.129980	0.534660	0.049010
0.107760	0.116690	0.598910	0.048910
0.082120	0.102400	0.661180	0.046730
0.059710	0.087390	0.720220	0.042820
0.040710	0.071960	0.775110	0.037720
0.025270	0.056430	0.825170	0.031900
0.013450	0.041160	0.869820	0.025700
0.005310	0.026540	0.908500	0.019500
0.000860	0.013050	0.940820	0.013640
0.000030	0.001280	0.966420	0.008420
0.000030	0.001280	0.984990	0.004110
0.000330	-0.001070	0.996240	0.001120
0.001020	-0.003960	1.000000	0.000000

TAB. J.2: Coodonnées géométriques du profil EPPLER-420 à corde unitaire [Source : Airfoil Investigation Database].

J.2 Profil S1223-RTL

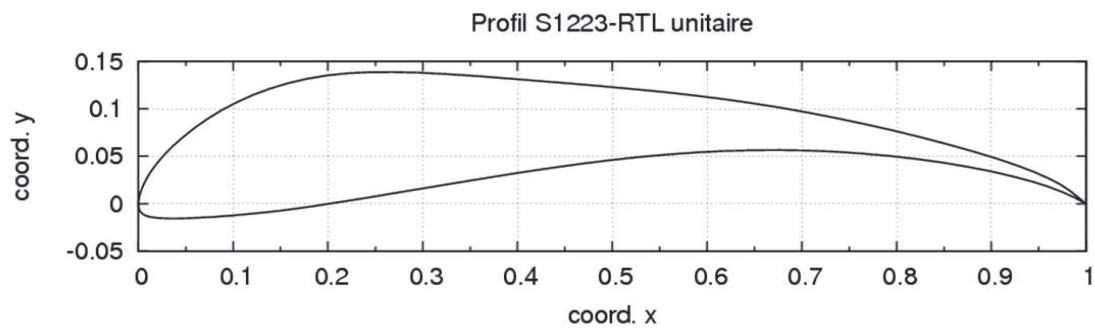


FIG. J.2: Géométrie du profil *S1223-RTL* à corde unitaire.

Caractéristiques géométriques – S1223-RTL	
Épaisseur max.	13.5%
Angle du bord de fuite	10.8°
Rayon du bord d'attaque	2.3%
Cambrure	8.5%

TAB. J.3: *Caractéristiques géométriques du profil S1223-RTL [Source : Airfoil Investigation Database].*

S1223-RTL			
x extradados	y extradados	x intrados	y intrados
1.000000	0.000000	-0.000008	0.000603
0.993582	0.005174	0.000140	-0.003015
0.984237	0.012721	0.001040	-0.006532
0.973452	0.019959	0.003093	-0.009594
0.960621	0.026718	0.006271	-0.011793
0.945173	0.033431	0.010197	-0.013209
0.926643	0.040426	0.014706	-0.014130
0.904880	0.047739	0.019836	-0.014738
0.880167	0.055249	0.025728	-0.015128
0.853151	0.062781	0.032603	-0.015340
0.824589	0.070170	0.040784	-0.015363
0.795130	0.077285	0.050745	-0.015157
0.765239	0.084030	0.063160	-0.014648
0.735204	0.090329	0.078892	-0.013726
0.705148	0.096131	0.098681	-0.012263
0.675070	0.101410	0.122421	-0.010129
0.644888	0.106168	0.149036	-0.007205
0.614467	0.110429	0.177612	-0.003422
0.583656	0.114241	0.207911	0.001142
0.552304	0.117672	0.239707	0.006251
0.520314	0.120811	0.272500	0.011665
0.487697	0.123750	0.305752	0.017205
0.454605	0.126565	0.338930	0.022704
0.421337	0.129290	0.371726	0.028030
0.388325	0.131899	0.404038	0.033089
0.356059	0.134296	0.435847	0.037798
0.325061	0.136339	0.467163	0.042089
0.295869	0.137848	0.498031	0.045901
0.268821	0.138607	0.528494	0.049183
0.243816	0.138418	0.558616	0.051898
0.220493	0.137168	0.588443	0.054011
0.198517	0.134818	0.618027	0.055499
0.177661	0.131353	0.647402	0.056339
0.157772	0.126772	0.676616	0.056516
0.138774	0.121094	0.705687	0.056018
0.120658	0.114364	0.734636	0.054839
0.103478	0.106654	0.763438	0.052976
0.087347	0.098106	0.792049	0.050432
0.072460	0.088966	0.820340	0.047218
0.059065	0.079596	0.848075	0.043370
0.047376	0.070398	0.874835	0.038946
0.037469	0.061702	0.900011	0.034060
0.029259	0.053661	0.922918	0.028856
0.022548	0.046281	0.943064	0.023463
0.017103	0.039506	0.960352	0.017954
0.012701	0.033277	0.975001	0.012374
0.009153	0.027538	0.987341	0.006802
0.006314	0.022235	1.000000	0.000000
0.004076	0.017315	—	—
0.002365	0.012727	—	—
0.001128	0.008432	—	—
0.000338	0.004397	—	—
-0.000008	0.000603	—	—

TAB. J.4: *Coodonnées géométriques du profil S1223-RTL à corde unitaire [Source : Airfoil Investigation Database].*

Circuit hydraulique du tunnel hydrodynamique du LEGI

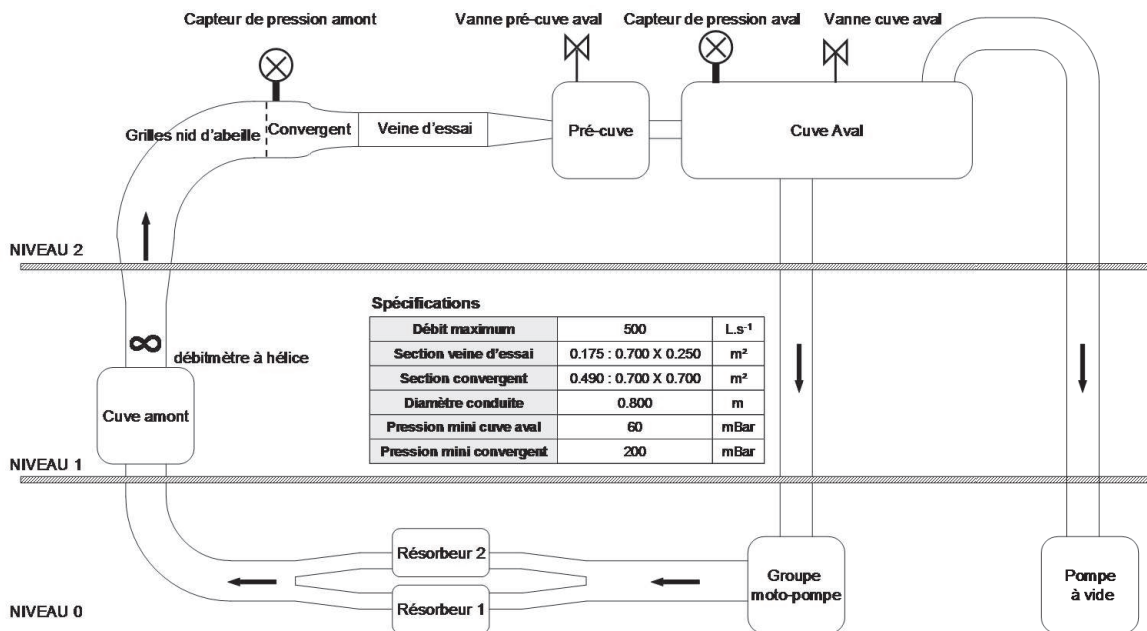


FIG. K.1: Schéma du circuit hydraulique du tunnel hydrodynamique du LEGI.

Comportement de l'hydrolienne carénée. Résultats complémentaires

Cette annexe comporte les résultats cités ci-dessous :

- Comparaison des efforts numérique et expérimental dans le domaine tunnel.
- Comparaison des distributions cartésiennes numériques du coefficient de couple pour une pale et pour l'hydrolienne en milieu confiné et infini.
- Comparaison des distributions cartésiennes numériques des efforts sur l'hydrolienne et sur les profils du carénage en milieu confiné et infini.

L.1 Domaine tunnel. Efforts numérique et expérimental

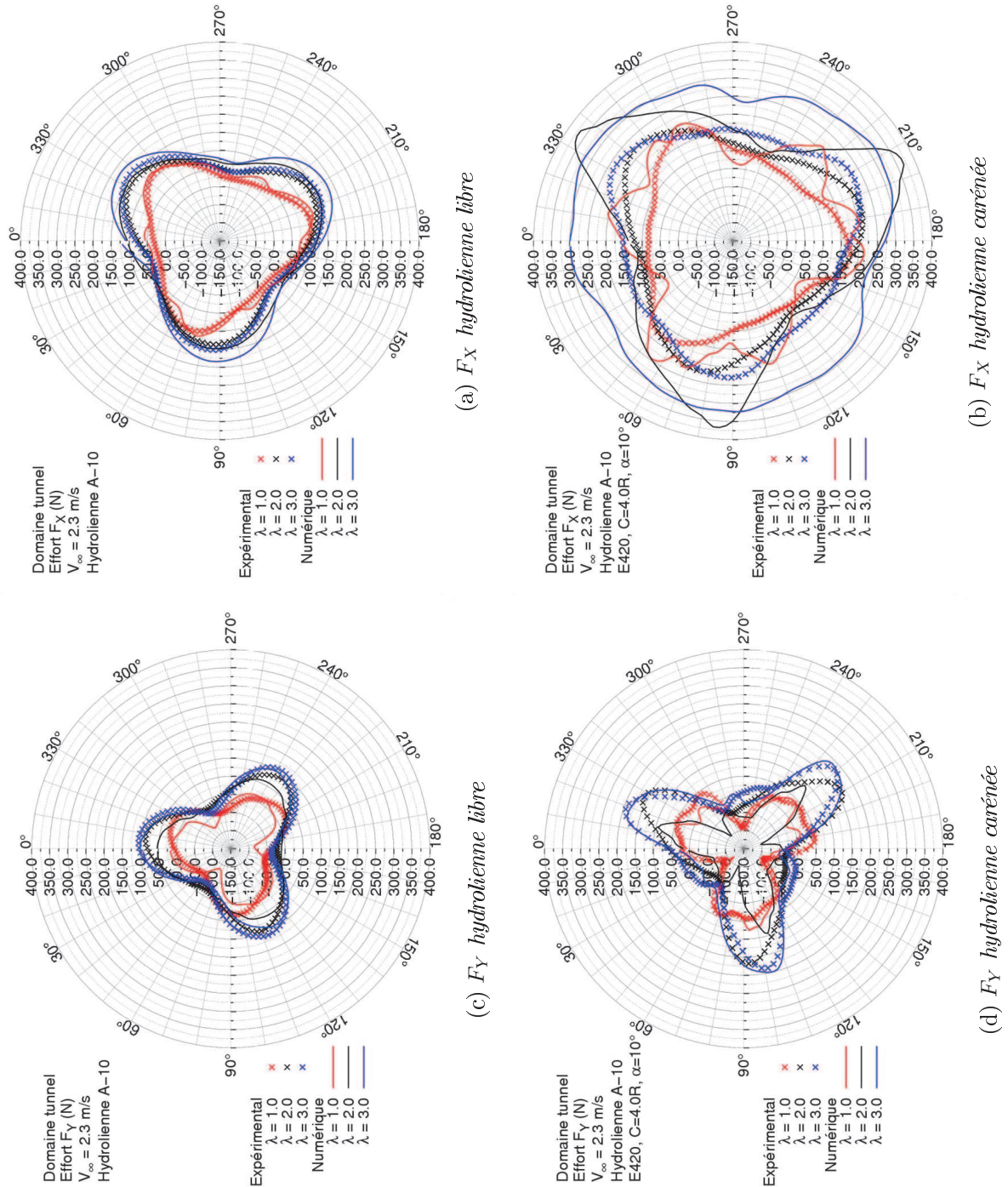


FIG. L.1: Comparaison des rosaces des efforts numériques et expérimentales de l'hydrolienne.

Hydrolienne libre milieu confiné – Expérimental						
	$\lambda = 1.0$		$\lambda = 2.0$		$\lambda = 3.0$	
	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]
max	110.15	32.81	139.87	92.55	158.7	109.95
min	23.31	-51.83	42.98	-23.21	42.13	-39.54
moyenne	62.19	-9.63	92.44	25.25	101.41	30.45

Hydrolienne libre milieu confiné – Numérique						
	$\lambda = 1.0$		$\lambda = 2.0$		$\lambda = 3.0$	
	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]
max	120.53	17.20	150.79	60.65	184.55	100.72
min	31.91	-86.77	58.55	-26.80	58.51	-34.58
moyenne	69.08	-24.15	107.10	17.87	124.50	29.68

Hydrolienne carénée milieu confiné – Expérimental						
	$\lambda = 1.0$		$\lambda = 2.0$		$\lambda = 3.0$	
	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]
max	181.56	48.55	221.23	167.51	233.71	193.49
min	78.58	-92.13	102.67	-47.41	147.78	-34.60
moyenne	119.03	-3.44	161.04	38.47	179.44	50.10

Hydrolienne carénée milieu confiné – Numérique								
	$\lambda = 1.0$		$\lambda = 2.0$		$\lambda = 3.0$		$\lambda = 4.0$	
	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]	F_X [N]	F_Y [N]
max	245.85	75.81	368.57	93.44	322.84	199.43	400.27	273.97
min	60.98	-113.06	114.60	-101.02	230.39	-50.94	276.31	-22.38
moyenne	153.37	-17.13	220.61	-27.24	289.49	51.92	340.77	93.08

Efforts sur le système carenage*				
	$\lambda = 1.0$	$\lambda = 2.0$	$\lambda = 3.0$	$\lambda = 4.0$
$\overline{F_X}$ syst. carenage [N]	180.80	248.14	277.63	303.78
$\overline{F_Y}$ syst. carenage [N]	15.17	5.84	-47.04	-82.77

* efforts numériques subis par l'ensemble des deux profils

TAB. L.1: *Efforts numérique et expérimental sur l'hydrolienne et le système carenage dans le domaine du tunnel hydrodynamique.*

L.2 Coefficient de couple. Configurations de référence. Milieux confiné et infini.

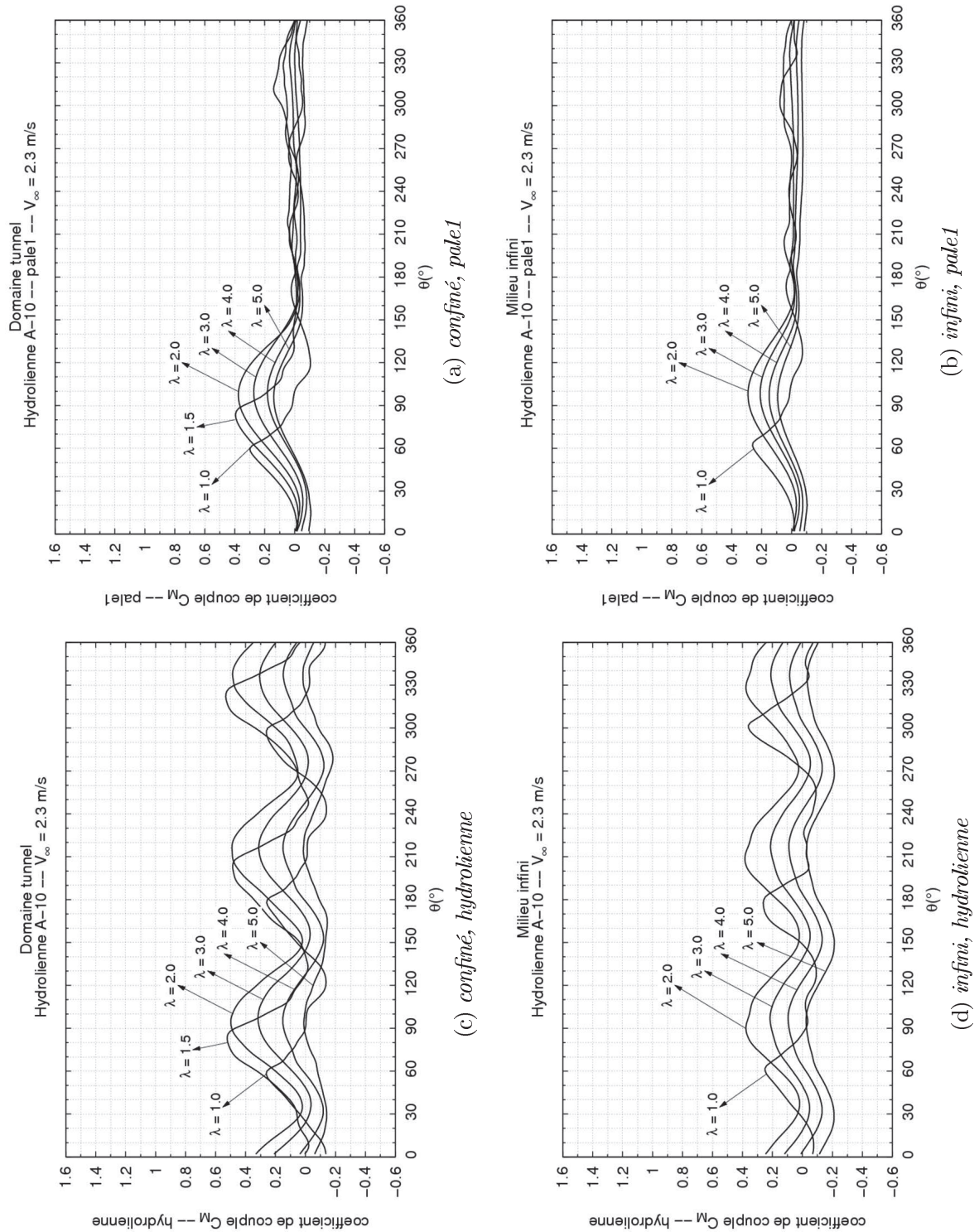


FIG. L.2: Distributions cartésiennes du coefficient de couple numérique pour une pale et pour l'hydrolienne. Hydrolienne libre.

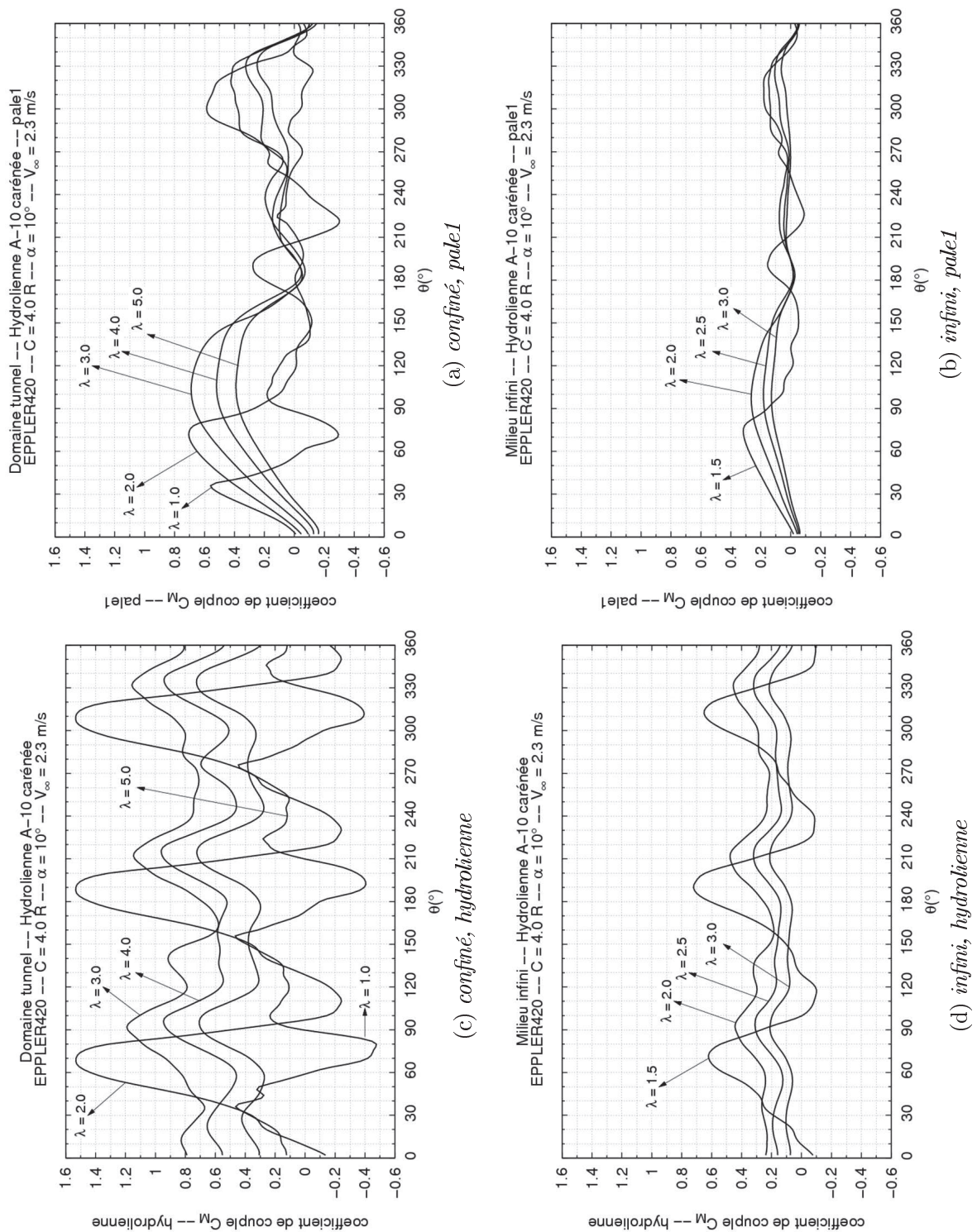


FIG. L.3: Distributions cartésiennes du coefficient de couple numérique pour une pale et pour l'hydrolienne. Hydrolienne carénée.

L.3 F_X et F_Y . Configurations de référence. Milieux confiné et infini.

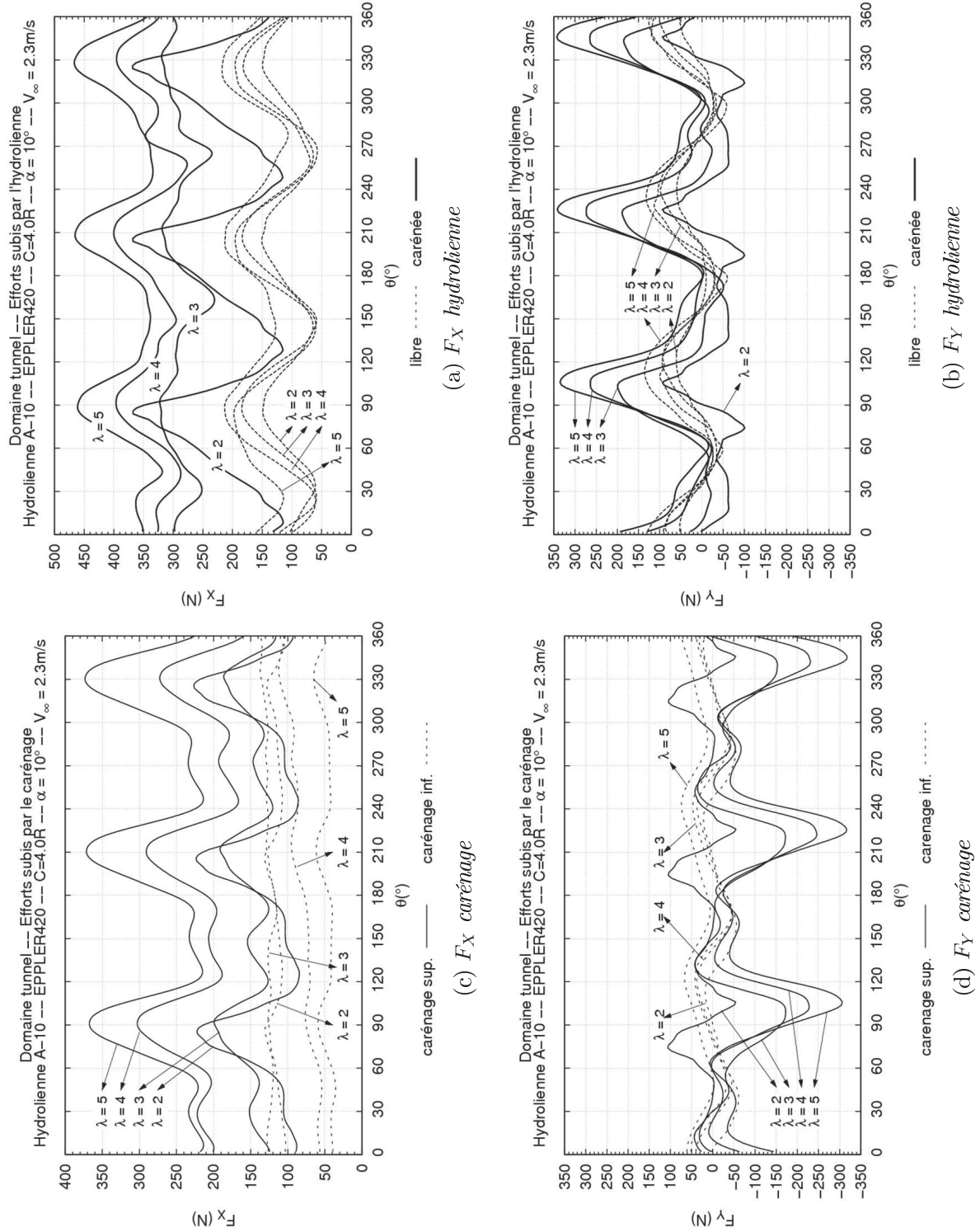


FIG. L.4: Distribution d'efforts numérique pour l'hydrolienne et chacun des profils du carénage. Milieu confiné.

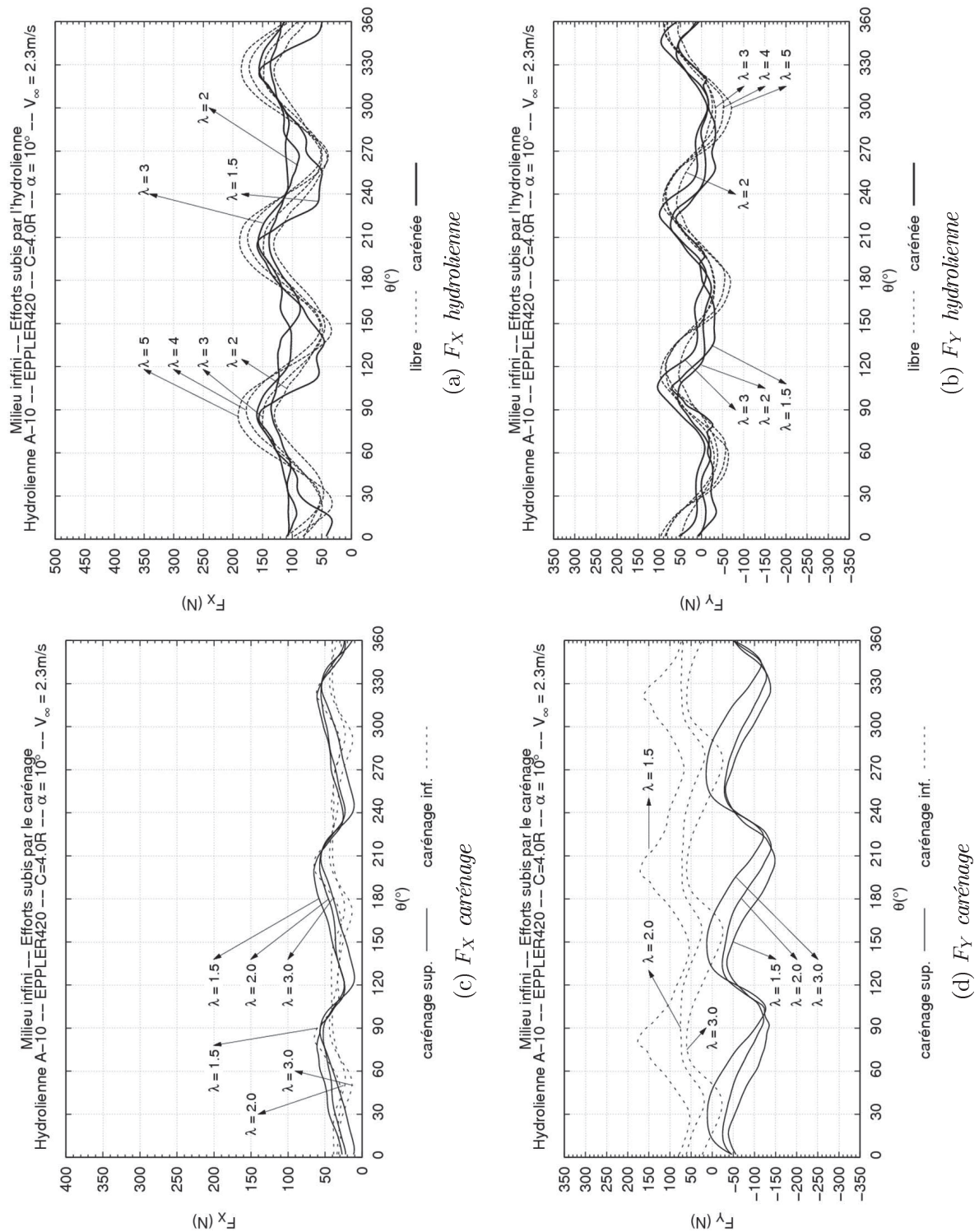


FIG. L.5: Distribution d'efforts numérique pour l'hydrolienne et chacun des profils du carénage. Milieu infini.

Analyse numérique des hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage

Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des énergies renouvelables au sein du programme HARVEST du laboratoire LEGI, qui consiste à développer un concept d'hydrolienne de type Darrieus. L'hydrolienne peut être équipée d'un dispositif appelé carénage afin de transformer une portion plus grande de l'énergie cinétique contenue dans le courant d'eau en électricité. Les travaux présentés se sont focalisés sur ces systèmes de carénage, autour de trois axes : l'explication du principe de fonctionnement hydrodynamique du carénage, la quantification des performances de l'hydrolienne carénée et la mise en évidence des grandeurs géométriques clés du carénage permettant d'améliorer ou d'optimiser la performance du système. Toutes les études ont été réalisées à l'aide des calculs RANS 2D et des données expérimentales mises à disposition et, comparées aux résultats obtenus pour une hydrolienne non-carénée.

Mots clés : hydrolienne à axe vertical, dispositif de carénage, simulations numériques RANS 2D

Numerical Analysis of Vertical Axis Water Current Turbines Equipped with a Channelling Device

Abstract

The general context of the present thesis is renewable energies within the HARVEST program initialized at LEGI laboratory, which consists in developing a Darrieus-type water current turbine (WCT). The WTC can be equipped with a channelling device which allows transforming a bigger amount of the kinetic energy contained in the flowstream into electricity. The present work is focused on the channelling devices. Studies concern three main topics : the explanation of the channelling device hydrodynamic functioning, the evaluation of the performance of the shrouded WCT and the revealing of the system geometrical parameters which allow its improvement or optimisation. All studies have been carried out by 2D RANS calculations and available experimental data, and have been compared to bare WTC results.

Keywords : vertical axis water current turbine, channelling device, RANS 2D numerical simulations
