

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**



**DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**  
**FACULTE DES SCIENCES**

**LABORATOIRE DE PYSIQUE**  
**ENERGETIQUE APPLIQUEE**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME DE**

**MAGISTERE EN PHYSIQUE**

**Option : ÉNERGÉTIQUE**

**PAR**

***DJEMATI DJEMAA***

---

*Etude de l'écoulement autour d'une éolienne de type Savonius.*  
*Simulation des performances de l'éolienne.*

---

**Devant le Jury :**

<b>Prof. SOUDANI Azeddine</b>	<b>Président</b>	<b>Univ. de Batna</b>
<b>M.C.A. AOUACHRIA Zeroual</b>	<b>Rapporteur</b>	<b>Univ. de Batna</b>
<b>Prof. BOUGOUL Saadi</b>	<b>Examineur</b>	<b>Univ. de Batna</b>
<b>Prof. BESSAIH Rachid</b>	<b>Examineur</b>	<b>Univ. de Constantine</b>

**Année Universitaire 2010 / 2011**



# *Remerciements*

*Mes remerciements vont tous, premièrement à dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donné durant toutes ces années d'études.*

*J'exprime mes remerciements au Docteur Aouachria Zeroual, mon directeur de thèse, pour la confiance qu'il m'a accordé en me confiant ce sujet, pour nos discussions fructueuses tout le long de ces années, pour sa disponibilité et pour la relecture de ce manuscrit.*

*je remercie Soudani Azzedine Professeur à l'université de Batna de m'avoir fait l'honneur de présider le jury.*

*Je tiens à remercier les Professeurs Bessaih Rachid et Bougoul Saadi, d'avoir accepté d'être membres du jury.*

*Au terme des années de préparation de ce mémoire, je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes qui ont contribué à l'aboutissement aux résultats de ce travail.*

*Je remercie également le Maître Assistant Haddad Djamel pour tout son support et ses orientations durant toute la réalisation de ce mémoire et par ses conseils qui m'ont appris la patience.*

*Enfin, je tiens à remercier l'ensemble des personnes du laboratoire de Physique Energétique Appliquée (LPEA).*

# *Dédicaces*

*Avec l'aide de Dieu tout puissant, j'ai pu achever ce  
travail que je dédie :*

*A mes très chers parents en reconnaissance de leurs divers  
sacrifices, de leurs précieux conseils, de leur soutien moral  
et de leurs encouragements.*

*A mes chers frères*

*A mes très chères sœurs*

*A toute la famille paternelle et maternelle*

*A tous (tes) mes amis (es)*

*A ceux qui ont attribué de près ou de loin à l'élaboration  
de ce modeste travail.*

*A SAAD...* 

# *Sommaire*

Introduction générale	1
-----------------------	---

## **Chapitre I**

### *Généralités sur l'énergie éolienne*

I.1.Introduction	3
I.2. Historique	4
I.3. L'origine de l'énergie éolienne	7
I.4.Utilisation de l'énergie éolienne en site isolé	8
I.5.L'impact de l'énergie éolienne sur l'environnement	8
I.6. L'état de l'énergie éolienne dans le monde	9
I.7.Les dispositifs de stockage de l'énergie éolienne	11
I.8.Applications	13
I.8.1. Production d'électricité	14
I.8.2.Pompage de l'eau	14
I.9. Classification des éoliennes	14
I.9.1. Les capteurs à axe horizontal	15
I.9.2. Les capteurs à axe vertical	16
I.9.2.1. L'éolienne Darrieus	16
I.9.2.2. L'éolienne Savonius	18
I.10. Caractéristiques des éoliennes	19

## **Chapitre II**

### ***synthèse bibliographique***

II.1. Introduction	23
II.2. Sommaire sur les investigations de l'éolienne Savonius	23
II.3. Aperçu sur quelques études faites par la méthode des tourbillons discrétisés	26

## **Chapitre III**

### ***Etude Théorique et simulation numérique***

III.1. Analyse de l'écoulement autour du rotor	28
III.2. Formulation mathématique	29
III.3. Choix de code et étapes de calcul	32
III.3.1. Les étapes importantes d'utilisation du Fluent	32
III.4. Méthode des tourbillons discrétisés	37
III.4.1. Schéma de calcul	37
III.4.2 Méthode de résolution	39
III.5. Algorithme de calcul	44
III.6. Organigramme	45
III.7. Détermination de la pression, le moment du couple et la puissance	48

## **Chapitre IV**

### ***Résultats et discussion***

IV.1. Introduction	50
IV.2. les résultats donnés par le code Fluent	50
IV.2.1. Les courbes des lignes de courant	51
IV.2.2. Champ des vitesses et des pressions	51
IV.3. les résultats donnés par le code maison	52
IV.3.1. Module de la vitesse et les lignes de courant	52
IV.3.2. La vortacité	56

IV.3.3 L'effet du rayon du noyau des tourbillons $\sigma$	58
IV.3.4. L'effet du décalage entre les pales "e"	59
IV.3.5. L'effet de nombre de nœuds sur les deux pales "m"	60
IV.3.6. Profiles de module de vitesse au niveau de rotor	62
IV.3.7. Champ de pression en fonction de l'angle d'attaque $\beta$	63
IV.3.8. Champ de pression au voisinage du rotor et dans le sillage	64
IV.3.9. Le couple et la puissance	66
<b>Conclusion</b>	70
<b>Bibliographies</b>	71

# *Introduction*

## *Générale*

Les énergies renouvelables (*énergie éolienne, énergie solaire, biomasse...*) représentent la solution la plus intéressante pour relever les défis énergétiques mondiaux. Elles sont propres et n'ont pas besoin d'aucun combustible. En outre, *l'éolien* et le *solaire* constituent une ressource indigène dont les potentiels sont suffisants pour faire face à la demande d'énergie qui est en augmentation incessante.

Par ailleurs, la production de l'énergie éolienne devient de plus en plus compétitive par rapport à l'énergie solaire et aux combustibles fossiles traditionnels et se situe déjà aujourd'hui à égalité avec les nouvelles centrales à charbon ou à gaz [1].

Dans de nombreuses régions du monde, comme les Etats Unis et le Canada, l'énergie éolienne est maintenant tend à devenir une source d'énergie de premier plan. Pendant longtemps, des préoccupations liées aux changements climatiques étaient la cause principale de la naissance du développement du domaine des énergies renouvelables, surtout dans le monde développé et tout particulièrement en Amérique du nord et en Europe. Le développement est bien vu dans le progrès technologiques et l'amélioration apportée aux capteurs des énergies est particulièrement ceux de l'énergie éolienne.

L'objet de ce travail consiste à mener une étude approfondie basée sur l'étude d'un écoulement autour d'une éolienne de type Savonius.

Pour se faire, le présent mémoire a été réparti en quatre chapitres :

Suite à une Brève vue sur l'origine de cette énergie et l'exposé d'un sommaire sur l'historique et le développement technologique dans le domaine, nous avons évoqué les principes



de captation de cette énergie, la description des différents types de capteurs éoliens, les fondements aérodynamiques des éoliennes et leur applications est y présenté.

Ceci est suivi par le chapitre 2 où nous avons exposé la synthèse bibliographique des travaux consacrés au rotor *Savonius* et la méthode des tourbillons discrétisés, pour situer notre étude par rapport à celles de la littérature et de comprendre la problématique à solutionner.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté une analyse théorique, de l'écoulement autour du capteur d'énergie à axe vertical de type *Savonius*, sanctionnée par une modélisation du problème. Enfin nous avons réalisé dans le chapitre 4 une simulation numérique en utilisant la méthode des tourbillons discrétisés (**DVM**) pour aboutir aux performances mécanique et énergétique du rotor.

Le mémoire est clôturé par une conclusion générale.

# *Généralités sur l'énergie éolienne*

## **I.1 Introduction**

Les besoins énergétiques de la planète s'amplifient à une vitesse croissante dans toutes les régions du monde. La dépendance excessive vis-à-vis des importations d'énergie en provenance d'un petit nombre de pays, pour la plupart instables politiquement, et la volatilité des prix du pétrole et du gaz se traduisent par une situation chancelante de l'approvisionnement énergétique qui représente déjà un lourd fardeau pour l'économie mondiale. D'autre part les effets néfastes des combustibles fossiles sur l'environnement ajoutent une autre dimension de ce problème. Les usines d'énergie chargent l'atmosphère en gaz qui génèrent les effets de serre et des particules créant ainsi des îlots de chaleur, cause principale des changements du climat. La génération et la consommation d'énergie sont responsables de 50 à 60 pour cent des gaz à effets de serre émis dans l'atmosphère. L'utilisation intense d'énergie augmente la pollution atmosphérique ce qui laisse penser la croissance supplémentaire dans le proche avenir. Delà vient l'importance de soutenir des sources d'énergie comme celle du vent.

L'historique de la conversion de l'énergie du vent et son présent statut ainsi que ses perspectives avenir seront discutés dans les sections qui suivent.

## I.2 Historique

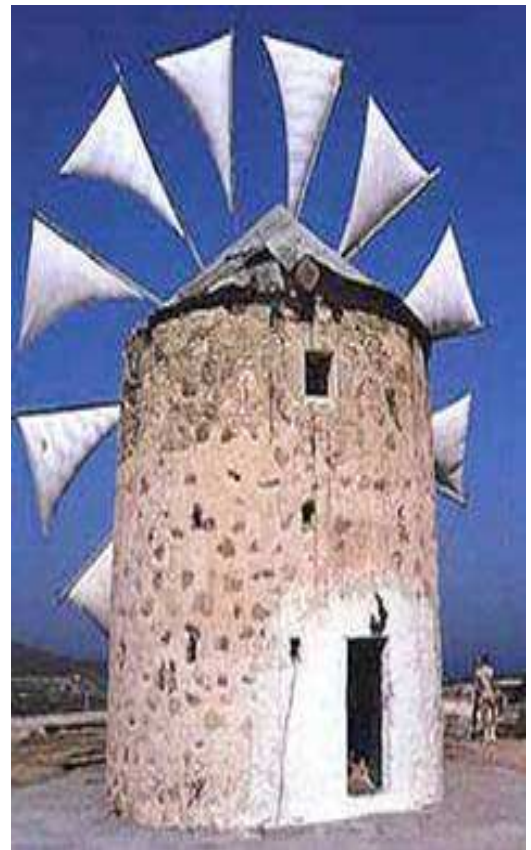
Le mot "Éolienne" tire son origine du mot grec "Éole" (en grec ancien Αἰολός : Aiolos), et qui représente, dans la Grèce antique, le nom du dieu des vents.

Les premières utilisations de l'énergie éolienne connues remontent vers les années 2000 avant J. C. On note les premières traces de ces machines au Moyen Orient au temps de *Hammourabi* empire d'Egypte, et en Chine ainsi qu'elles apparaissent aussi en Inde vers les années 400 avant J. C.

Le moulin à vent est l'ancêtre de l'éolienne (Fig.I.1.). Il est apparu au Moyen-âge et en Europe. Il est du type à axe vertical dans les premiers temps, puis, il est muni de voiles qui s'orientent vers le sens du vent pour mieux capter l'énergie. (Fig.I.2.).



**Fig.I.1.** Photographie de deux moulins à vent



**Fig.I.2.** Photographie d'un moulin à voile

Au douzième siècle, le premier moulin à pales profilées est apparu. Bien que très simple, il s'agit de la première tentative de recherche aérodynamique des pales. Il est utilisé principalement pour le pompage de l'eau ou pour moulinier les grains.

A la renaissance, les chercheurs célèbres tels que *Léonard de Vinci* s'intéressent au moulin à vent, ce qui conduit à de nombreuses innovations qui se succèdent sur cette machine. Dès lors, les moulins se multiplient de plus en plus en Europe puis après ils se répandent un peu partout dans le monde.

La révolution industrielle offre un nouveau départ aux moulins par l'apparition de nouveaux matériaux. En effet, l'utilisation du métal permet de modifier les formes des tours et augmente considérablement le rendement des machines que l'on nomme désormais « éoliennes » (Fig.I.3.)



**Fig.I.3.** Moulin à vent

L'avènement de l'électricité au XX<sup>ème</sup> siècle fait place aux premiers modèles d'éoliennes modernes (Fig.I.4.). Le progrès technologique dans le domaine aéronautique a poussé à l'apparition de nouvelles générations d'éoliennes utilisant des caractéristiques inspirées de la théorie de profil des ailes d'avion.



**Fig.I.4.** Eolienne moderne

Puis on a assisté à une longue éclipse dans ce domaine. Le regain d'intérêt, notamment pour les aérogénérateurs et le retour à ce domaine d'énergie, coïncide avec la crise du pétrole qui est survenue vers les années 70. Deux facteurs permettent de mettre fin à cette éclipse:

- La crise énergétique, qui a débuté en cette période, est engendrée par l'embargo pétrolier de l'année 1973.
- La connaissance des gisements éoliens: on s'est aperçu que le potentiel éolien était considérable. D'après R. Geothals [1] on sait que, l'extraction de seulement 10% de ce potentiel correspondrait à environ en moyenne vingt fois la consommation énergétique mondiale.

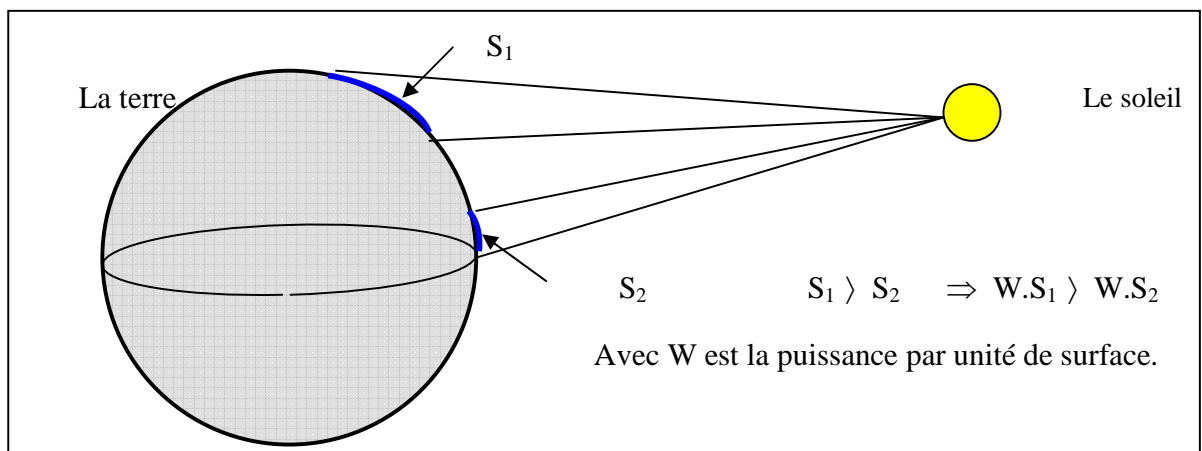
Depuis les années 1990 le progrès de la technologie des éoliennes a permis de construire des aérogénérateurs de plus de 1 MW. Ces installations se sont démocratisées, il est libre de s'en procurer. En effet on en retrouve aujourd'hui dans plusieurs pays. Ces éoliennes servent aujourd'hui à produire du courant alternatif pour les réseaux électriques, au même titre qu'un réacteur nucléaire, un barrage hydro-électrique ou une centrale thermique au charbon. Cependant, les puissances générées et les impacts sur l'environnement ne sont pas les mêmes.

L'énergie éolienne peut être utilisée de deux manières :

- Conservation de ***l'énergie mécanique***: le vent est utilisé soit pour faire avancer un véhicule (Navire à voile ou char à voile) soit pour pomper de l'eau (moulins de Majorque, éoliennes de pompage pour irriguer ou abreuver le bétail) ou pour faire tourner la meule d'un moulin.
- Transformation en ***énergie électrique***: l'éolienne est couplée à un générateur électrique pour générer du courant continu ou alternatif. Le générateur est relié à un réseau électrique ou bien fonctionne de manière autonome avec un générateur d'appoint (par exemple un groupe électrogène) et/ou un parc de batteries ou un autre dispositif de stockage d'énergie.

### I.3. L'origine de l'énergie éolienne

Cette énergie est une composante de l'énergie solaire. Elle provient du déplacement des masses d'air, dû à l'ensoleillement non uniforme de la surface de la Terre. Par le réchauffement de certaines zones de la planète et le refroidissement d'autres, une différence de pression se crée et engendre un déplacement perpétuel des masses d'air; ce qu'on appelle le vent [2].



**Fig.I.5.** échauffement non uniforme de la surface du globe.

Le vent a été utilisé très tôt pour la propulsion d'embarcations à voiles. Ce fut sa première utilisation. Dès le V<sup>ème</sup> siècle avant J.-C., on pouvait trouver des anémones (éoliennes à axe vertical) dans les îles grecques. Les premières éoliennes anglaises dataient de 1191. Le premier moulin à vent fut construit en 1439. Il y avait un développement technologique à travers des siècles et vers 1600, la plus répandue des machines était le moulin à tour. L'optimisation de la forme des rotors est

probablement prise en compte au fil du temps. Il est intéressant de noter que les rotors sur ont une twisté forme qui apparaît, comme rotors modernes, à paramètres aérodynamiques optimisés [3].

L'idée de l'aérogénérateur date de 1802 quand un physicien anglais, *Lord Kelvin*, associer une génératrice d'électricité à un moteur éolien. Et dès 1850 les premiers aérogénérateurs virent le jour.

Pratiquement le Danemark était le premier pays d'utiliser le vent pour générer de l'électricité. Les Danemarkais ont construit une éolienne de 25 m de diamètre en 1890 pour produire de l'électricité. Cette nouvelle application a connu un certain succès et en 1920, on comptait 300 constructeurs d'aérogénérateurs. C'est à ce moment là que les éoliennes commencèrent à se développer. En 1936 une organisation d'administration d'électricité rurale (REA) est à la suite d'un congrès. Plus tard aux environ de 1940, l'électricité pouvait être fournie aux clients ruraux à des prix de 3 à 6 cents par KWh [4].

L'énergie éolienne est une énergie "renouvelable" non dégradée, géographiquement diffuse, et surtout elle est en corrélation saisonnière. Elle constitue une énergie propre et non polluante qui ne produit ni rejet atmosphérique ni déchet radioactif. Elle est toutefois aléatoire dans le temps, son captage reste assez compliqué et nécessite des mâts et des pales de grandes envergures et des zones géographiquement dégagées pour éviter les phénomènes de turbulences [5].

#### **I.4 Utilisation de l'énergie éolienne en site isolé**

L'énergie éolienne est aussi utilisée pour fournir d'une part, de l'énergie électrique à des sites isolés, par exemple pour produire de l'électricité dans des îles, ou dans des zones à relief accidenté qui est inaccessible au réseau électrique, ou encore pour alimenter en électricité des voiliers, des phares et des balises et d'autre part pour le pompage de l'eau domestique et d'irrigation pour l'agriculture. Ces éoliennes de petite puissance sont dites appartenir au petit éolien, par opposition au grand éolien ou à l'éolien industriel.

#### **I.5. L'impact de l'énergie éolienne sur l'environnement**

La construction et l'exploitation des installations éoliennes, souvent dans des zones rurales dégagées, soulèvent la question des nuisances visuelles et surtout sonores et des effets sur la faune

sauvage locale, en effet on trouve au voisinage des oiseaux abattus par les hélices d'une ferme d'éoliennes ou on assiste à une perte de certains animaux par immigrations dans un seul sens. Ces problèmes sont généralement abordés dans le cadre d'une étude d'impact sur l'environnement.

✓ **Impact visuel**

- Les éoliennes sont des structures de grande taille et il est très probable qu'elles soient visibles dans une zone relativement étendue. Cela peut gêner la vision dans le voisinage de ces installations et même causer des ennuis. Si certaines personnes s'alarment de l'impact que donnent ces éoliennes sur le paysage, par contre d'autres voient en elles des machines élégantes et gracieuses, et représentent des symboles d'un futur meilleur.

✓ **Oiseaux**

- Le développement de l'énergie éolienne peut avoir un impact sur la faune aviaire à travers la perte d'habitat, la gêne occasionnée aux aires de reproduction ou en cas de mort ou blessure causée par les pales en rotation d'une éolienne. Des études réalisées en Europe et aux États-Unis ont toutefois montré que le taux moyen de collision n'a pas dépassé deux oiseaux par turbine et par an. Ces chiffres sont à rapprocher de ceux des millions d'oiseaux qui sont tués chaque année par les lignes électriques, les pesticides et les véhicules routiers.

✓ **Bruit**

- En comparaison avec la circulation routière, des trains, des activités des chantiers et de beaucoup d'autres sources industrielles de bruit, le son généré par les éoliennes en fonctionnement est relativement faible. Des améliorations dans la conception et l'isolation acoustique ont permis d'avoir des modèles d'éoliennes récents beaucoup plus silencieux que les machines précédentes. L'approche des organismes réglementaires a consisté à veiller à ce que les machines soient situées suffisamment loin des maisons avoisinantes pour éviter une gêne inacceptable.

## **I.6. L'état de l'énergie éolienne dans le monde**

Au cours de la décennie qui vient de s'écouler, le marché mondial de l'énergie éolienne a progressé rapidement qu'autre source d'énergie renouvelable. Depuis l'an 2000, la croissance annuelle moyenne, en capacité installée cumulée, a été de 28 %. Le total mondial, qui était de

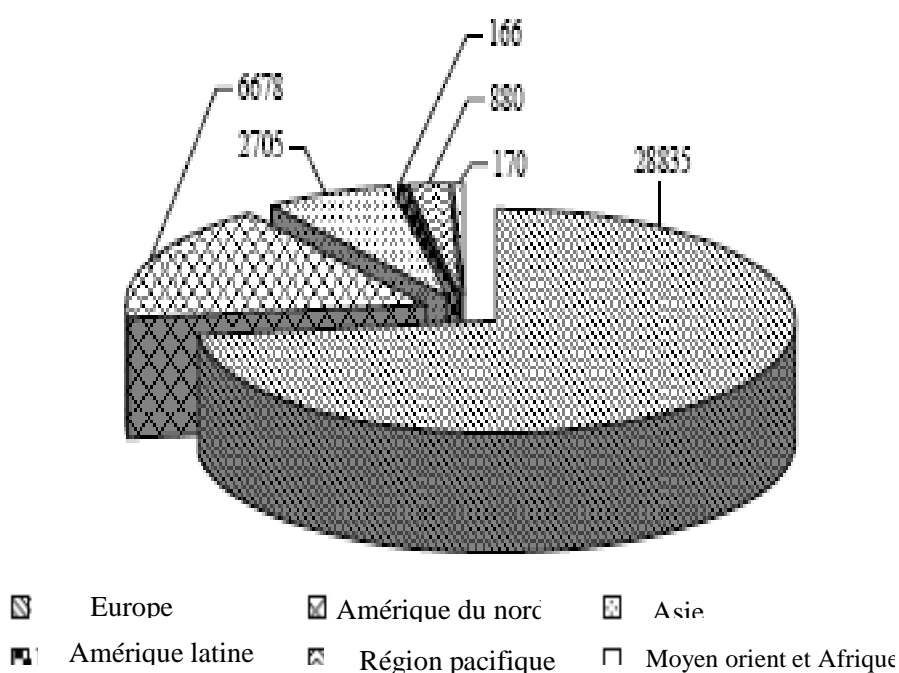


4 800 MW seulement en 1995, a été multiplié de plus de douze fois en dix ans pour atteindre plus de 59 000 MW [6].

L'utilisation de *l'éolien* comme source d'énergie est maintenant solidement implantée dans plus de 50 pays dans le monde. Les pays dont la capacité installée totale est la plus élevée sont l'Allemagne (18 428 MW), l'Espagne (10 027 MW), les États-Unis (9 149 MW), l'Inde (4 430 MW) et le Danemark (3 122 MW). Un certain nombre d'autres pays, parmi lesquels l'Italie, le Royaume-Uni, les Pays-Bas, la Chine, le Japon et le Portugal ont franchi déjà le cap des 1000 MW.

Dans un certain nombre de pays, la proportion de l'électricité produite par l'énergie éolienne fait maintenant un jeu égal avec les combustibles conventionnels. Au Danemark, *l'éolien* assure actuellement 20 % de la production électrique du pays. En Allemagne du Nord, il peut fournir 35% de son approvisionnement. En Espagne, le cinquième pays d'Europe par sa population, la part de *l'éolien* a atteint 8 % et elle devrait aboutir à 15 % d'ici la fin de la décennie.

Ces chiffres montrent que l'énergie éolienne est déjà capable d'apporter une contribution significative à la production d'une électricité « sans carbone ».



**Fig.I.6.** Production de l'énergie éolienne dans différentes régions du monde.

Même si l'industrie éolienne a jusqu'ici fait preuve de dynamisme dans les pays de l'Union européenne, la situation est en train d'évoluer de plus en plus. Les États-Unis et le Canada connaissent tous les deux une forte augmentation dans ce créneau d'énergie, pendant que de nouveaux marchés s'ouvrent en Asie et en Amérique du Sud. *L'éolien* part à la conquête de nouveaux territoires en gagnant le domaine maritime, avec des parcs *offshores* dont la contribution commence à être significatif.

La mise en place de projets éoliens en mer a favorisé l'émergence de nouvelles demandes, parmi lesquelles la nécessité de disposer de fondations plus solides, de câbles sous-marins de grande longueur et d'aérogénérateur de puissance unitaire plus élevée. Toutefois, les parcs *éoliens offshores* devraient contribuer à une proportion de plus en plus importante de la capacité mondiale.



**Fig.I.7.** Parc éolienne offshore de Middelgrunden, Denmark [7]

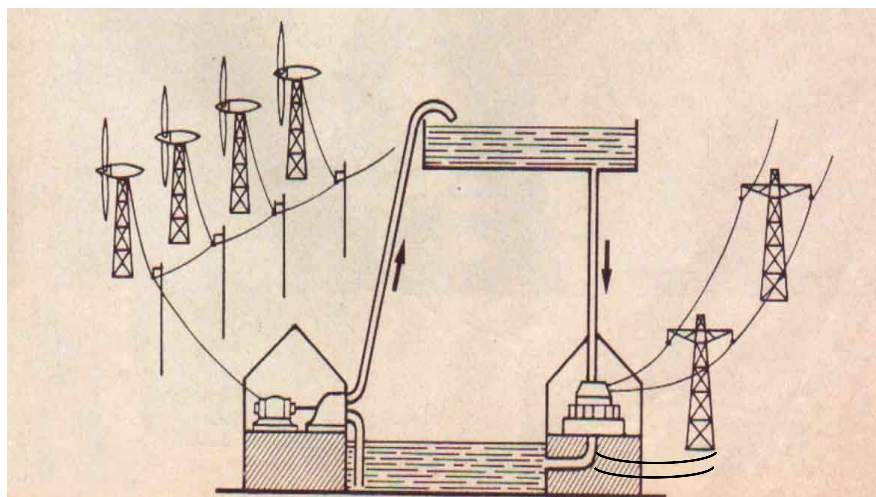
## **I.7. Les dispositifs de stockage de l'énergie éolienne**

Une caractéristique essentielle du vent étant la discontinuité dans le temps, un certain nombre d'études ont eu pour objet d'étudier ou de mettre au point des systèmes permettant de stocker l'énergie produite par le vent et non utilisée directement pendant les périodes de production afin d'en restituer une partie, aussi grande que possible, pendant les périodes de calme.

Il existe différentes possibilités de stockage.

- Pour la production d'électricité, le système le plus utilisé est celui des **batteries d'accumulateurs**. Les batteries à plomb, bien que lourdes et encombrantes, s'accommodent bien à des fluctuations propres au vent. Les autres types sont mal adaptés. Toutefois, ce type de stockage ne convient que pour de petites puissances de quelques kW.
- Pour les stockages importants, on peut faire appel au pompage de l'eau entre 2 réservoirs et une turbine si le terrain fournit une possibilité intéressante en dénivellement. Le simple pompage de l'eau dans un réservoir est aussi la solution pour stocker de l'eau dans le cas, par exemple, de distribution d'eau alimentaire.

*Principe* : l'énergie éolienne sert à remplir un réservoir de stockage dont l'eau sera turbinée pour restituer l'énergie.



**Fig.I.8.** Centrale Éolienne à double rôle

- Le stockage thermique commence aussi à se développer, essentiellement pour le chauffage. Les différents types de stockage thermique existant sont:
  - Réservoir de fluides,
  - chauffage de produits à haute capacité thermique, etc.

*Principe* : l'énergie produite est utilisée pour chauffer le fluide d'un réservoir ou des matériaux qui sera restituée pendant les périodes sans vent.

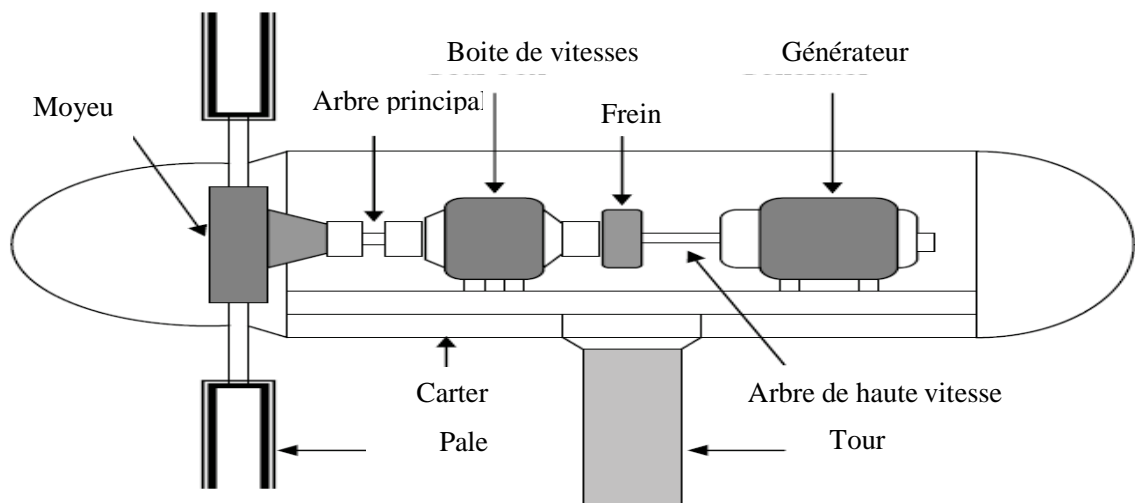
## I.8. Applications

L'énergie éolienne est captée, par des rotors, sous forme mécanique. Elle est convertie, malgré de son irrégularité, en énergie potentielle (pompage d'eau), et souvent en énergie électrique.

La détermination des convertisseurs (générateurs électriques ou pompes) se pose sous le double aspect: le choix du type et la puissance nominale. Cette détermination est liée en particulier aux conditions météorologiques du site.

Un paramètre important dans la conversion de l'énergie mécanique en une autre énergie est la vitesse de rotation du rotor. Cette vitesse est généralement faible (quelques dizaines à une centaine de tours par minute). Or les générateurs électriques, mais aussi les pompes centrifuges doivent tourner à haute vitesse, d'où la nécessité d'un multiplicateur de rapport bien défini. La solution la plus répandue utilise un multiplicateur de vitesse à courroies, si le rapport est inférieur à 4 ou 5 et la puissance est limitée à quelques kilowatts, ou à engrenages dont le rendement peut atteindre jusqu'à 95 % pour de grosses installations.

Le système éolien est constitué des éléments suivants : un capteur éolien, un adaptateur mécanique composé des organes de transmission de puissance avec multiplicateur ou réducteur de vitesses, un transformateur d'énergie qui peut être électrique, hydraulique ou thermique, un accumulateur d'énergie associé au transformateur, un réseau de distribution alimentant le ou les utilisateurs, enfin les organes de commande, de sécurité et de distribution.



**Fig.I.9.** Principaux composants d'un aérogénérateur

### I.8.1. Production d'électricité

Un aérogénérateur est constitué par :

- Un aéromoteur à deux ou trois pales pourvu d'un système de régulation conférant à l'hélice une fréquence (vitesse) de rotation stable à partir d'une certaine vitesse du vent, et éventuellement un système de sécurité destiné à arrêter la machine en cas de tempête si le système de régulation est inopérant au delà de certaines vitesses du vent.
- Un générateur électrique qui peut être :
  - ✓ soit directement accouplé à l'aéromoteur : dans le cas le plus simple, l'hélice est montée directement sur l'axe du générateur électrique ;
  - ✓ soit couplé par l'intermédiaire d'un multiplicateur placé entre l'aéromoteur et le générateur électrique. La fréquence de rotation est liée au diamètre de l'hélice et elle diminue lorsque ce diamètre augmente. Pour garder un bon rendement du générateur électrique, il est donc nécessaire d'augmenter la fréquence de rotation obtenue avec l'aéromoteur avant d'entraîner le générateur électrique. Ce générateur pourra être soit une dynamo fournissant un courant continu directement utilisable pour charger une batterie, soit un alternateur. Pour des raisons de coût et de rendement, les constructeurs d'aérogénérateurs s'orientent de plus en plus vers l'utilisation des alternateurs.
- Un pivot d'orientation qui permet à la machine de présenter l'hélice au vent quelle que soit sa direction.
- Un carter ou bâti qui enveloppe, protège et relie entre elles l'ensemble des pièces.
- Un gouvernail, dans le cas où l'hélice de la machine fonctionne *au vent*.

Les aérogénérateurs actuels commencent en général à tourner lorsque la vitesse du vent est d'environ 4m/s, ils atteignent leur puissance de croisière pour des vitesses du vent comprises entre 10 et 13.5m/s et s'arrêtent sous des vents soufflant à plus de 28m/s. Les meilleurs sites pour implanter des aérogénérateurs sont ceux où la vitesse moyenne du vent est d'au moins 5.5m/s.

### I.8.2. Pompage de l'eau

Les éoliennes sont très utilisées pour le pompage de l'eau.

## I.9. Classification des éoliennes

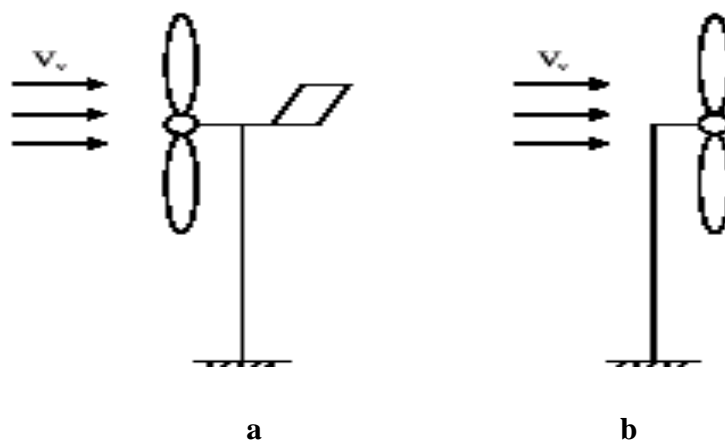
Tout d'abord, il faut noter qu'il existe un grand nombre de dispositifs permettant de capter l'énergie éolienne pour la transformer en énergie mécanique. Une classification méthodique, universellement adoptée fait apparaître des groupes, des noms et des formes de ces capteurs. Généralement, on classe les capteurs éoliens selon l'orientation de leur axe de rotation par rapport à la direction du vent. On distingue de cette manière:

- les capteurs à axe horizontal
- les capteurs à axe vertical

Cette classification est toujours valable car elle permet globalement de différencier approximativement les capteurs éoliens à aubes de type hélice, les problèmes aérodynamiques ainsi que les comportements mécaniques car ils sont très différents dans les deux cas.

### I.9.1 Les capteurs à axe horizontal

Les éoliennes à axe horizontal sont des machines actuellement les plus répandues à cause de leur bon rendement. Elles comportent généralement des hélices à deux ou trois pales, Fig.I.10, Fig.I.11 ou des hélices multipales pour le pompage de l'eau. On peut distinguer les capteurs éoliens dont l'hélice est en amont par rapport au vent, « *hélice au vent* », et ceux dont l'hélice est en aval par rapport au vent, « *hélice sous le vent* » voir Fig.I.10.



**Fig.I.10.** Eoliennes à axe horizontal

(a) hélice « au vent », (b) hélice « sous le vent »

Ce type d'éolienne nécessite un gouvernail qui lui permettra de suivre la direction du vent, ce qui va alourdir la machine et augmente son encombrement.



**Fig.I.11.** Eoliennes à axe horizontal : hélices à trois pale

## **I.9.2 Les capteurs à axe vertical**

Ce type d'éolienne se caractérise par leur axe de rotation qui est perpendiculaire à la direction d'incidence du vent. Les éoliennes à axe vertical présentent des qualités particulièrement intéressantes pour des échelles de production d'énergie plus modestes. D'autre part, ce type d'éolienne permet l'emplacement des générateurs sur terre, ce qui facilite fortement les opérations de maintenance et procure une souplesse de fonctionnement. Il existe deux familles d'éoliennes à axe vertical :

### **I.9.2.1. L'éolienne Darrieus**

L'éolienne de Darrieus, du nom de l'ingénieur français *Georges Darrieus* qui breveta sa conception en 1931, est un rotor dont la forme la plus courante rappelle vaguement un fouet à battre les oeufs. Il se présente sous deux formes principales, voir Fig.I.12, qui fonctionne selon le principe de la différence des forces de portance produites par les efforts aérodynamiques agissant sur les aubes.

Malheureusement, elle ne peut pas démarrer qu'à vitesse du vent assez grande. Lorsqu'elle démarre sa vitesse de rotation peut être importante puisque la vitesse du vent apparent s'ajoute à la

vitesse de bout de pale pour des configurations déterminées. Ce type de machine, qui peut offrir les puissances importantes (Aéole, 4 MW, installée au Canada en 1987), n'a pas connu de développement technologique qu'il méritait à cause de la fragilité du mécanisme encore mal maîtrisée ce qui incite à le prendre en considération dans ses futur recherches. . Toutefois, Ce type d'éoliennes permet de fournir une grande quantité d'énergie.



a



b

**Fig.I.12.** Différentes formes du rotor de Darrieus.

(a)Forme parabolique, (b) forme H

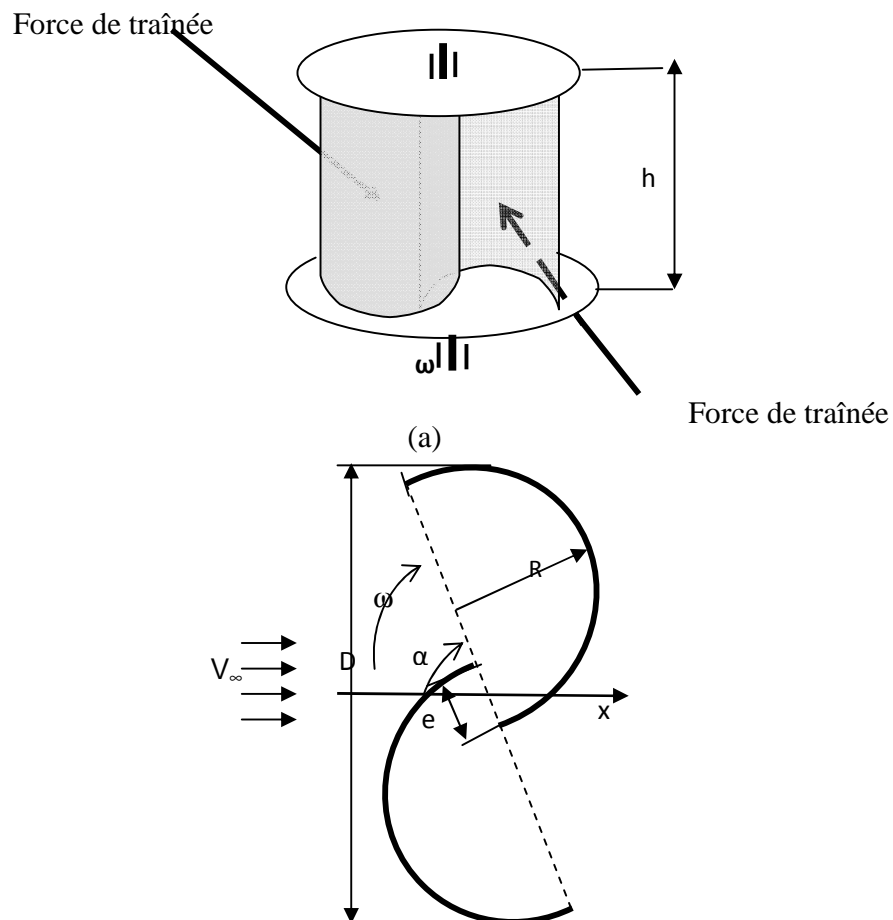


Ainsi, la vitesse de rotation obtenue peut être importante pour ce type puisque la vitesse du vent apparent s'ajoute à la vitesse de bout de pale pour des configurations déterminées.

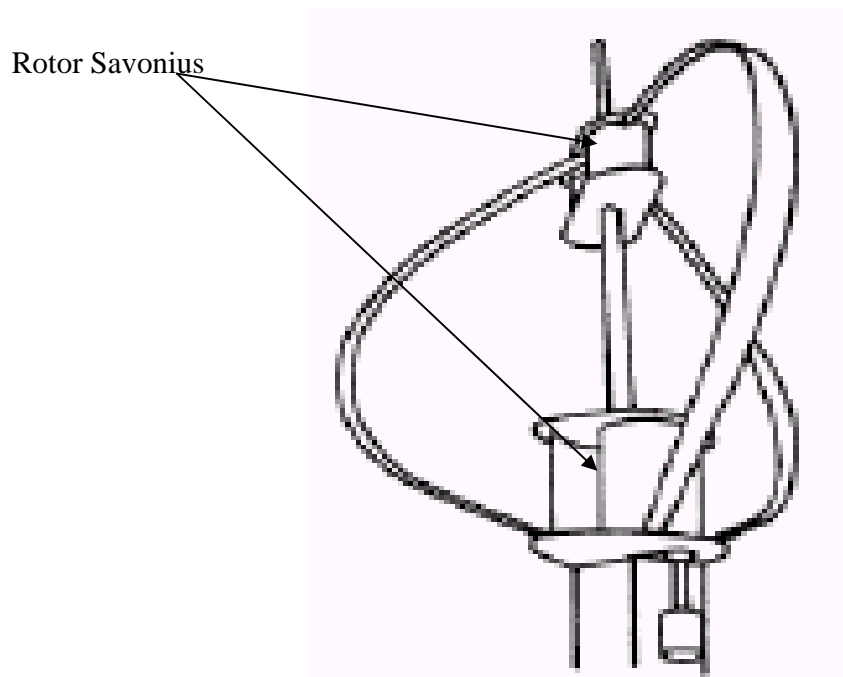
### I.9.2.2. L'éolienne Savonius

Le rotor Savonius est simplement constitué de deux demi cylindres verticaux décalés l'un par rapport à l'autre d'un décalage  $e$ , Fig.I.13-b, l'ensemble tourne autour d'un axe vertical. Le principe de fonctionnement est basé sur les forces de traînée, résultantes des forces aérodynamiques, qui sont différentes sur les deux pales. Cette différence engendre un couple mécanique qui génère le mouvement [8], (Fig.I.13-a).

Cette machine a été inventée par l'ingénieur S. J. Savonius en 1925 et a été brevetée en 1929. Le modèle original a été conçu avec un espacement  $e$  entre les pales tel que  $e/D=1/3$  Fig.I.13-b, où  $D$  représente le diamètre du rotor. Les différentes recherches ont montré que ses performances optimales correspondent à  $e/D = 1/6$  [9].



(b)

**Fig.I.13.** Schéma du rotor : (a) vue de face (b) vue de dessus de l'éolienne Savonius**Fig.I.14.** Adjonction de deux rotors Savonius à un rotor Darrieus pour faciliter son démarrage

## I.10. Caractéristiques des éoliennes

On distingue trois principaux paramètres pour caractériser le fonctionnement d'un capteur éolien.

- a-** Paramètre cinématique, relatif à la vitesse périphérique (du bout de pale) noté  $\lambda$ , et est défini comme le rapport de la vitesse du bout de pale,  $U$ , à la vitesse du vent  $V$ :

$$\lambda = U / V = (\omega R') / V \quad (I.1)$$

Où :

$$R' = (R + r)$$

Les machines peuvent être classées en fonction de ce paramètre ainsi:

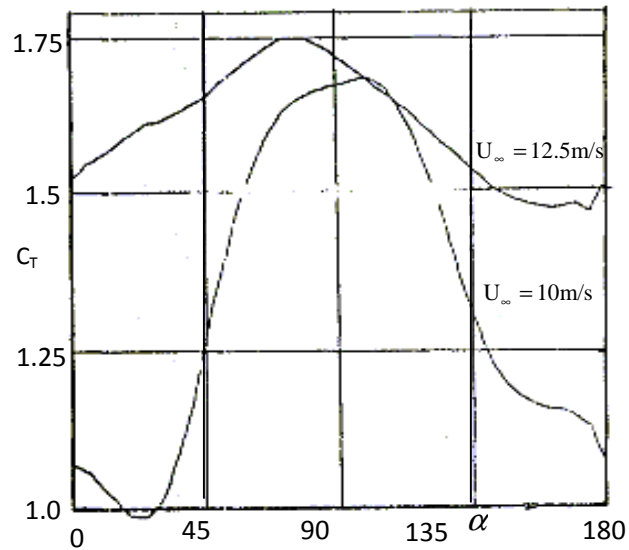
- Pour  $\lambda < 3$ , l'éolienne est dite *lente* comme le rotor Savonius et les multipales à axe horizontal.
- Pour  $\lambda > 3$ , l'éolienne est dite *rapide*. A titre d'exemple, des éoliennes tripales à hélices peuvent avoir un paramètre  $\lambda$  égal à 20. Cependant, une grande vitesse de rotation peut entraîner des nuisances telles que le bruit et le phénomène de résonance mécanique.

**b-** Paramètre mécanique représenté par le coefficient du couple: c'est le rapport du couple moteur  $M_m$  qui s'exerce sur l'arbre de sortie du capteur éolien ( $M_m = P_m / \omega$ ) au couple aérodynamique  $M_a$ .

$$C_T = M_m / M_a \quad (I.2)$$

Où  $\omega$  est la vitesse de rotation du rotor.

Le paramètre  $C_T$  caractérise les performances mécaniques du capteur éolien et est habituellement représenté en fonction de la vitesse périphérique  $\lambda$ ,  $C_T(\lambda)$  ou en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha^\circ$ ,  $C_T(\alpha)$  [9], Fig.I.15.



**Fig.I.15.** Coefficient du couple en fonction de l'angle d'incidence [9]

**c-** Le paramètre énergétique qui caractérise les performances énergétiques du capteur éolien est le coefficient de puissance, noté  $C_p$ . Il est défini par le rapport de la puissance,  $P_m$ , recueillie sur l'arbre moteur du capteur à la puissance cinétique disponible dans le courant du vent interceptant la machine, soit:

$$C_p = P_m / (1/2 \rho S V^3) \quad (I.3)$$

Où:

$S$  : aire de la surface transversale balayée par l'éolienne appelée *maître couple*.

Selon la théorie de **Betz** [10]. La puissance théorique maximale pouvant être recueillie par une éolienne est égale à la limite de Betz :

$$P_{\max} = \frac{16}{27} P_v = 0.59 P_v \quad (I.4)$$

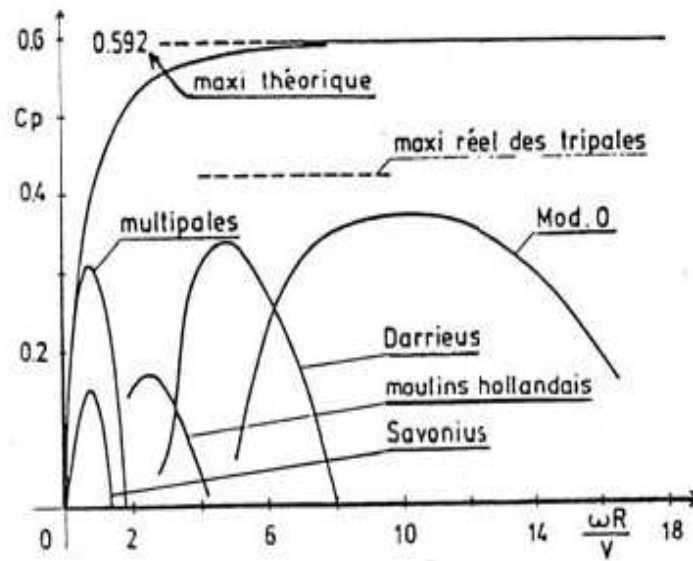
Où :

$P_v = 1/2(\rho S V^3)$ , est la puissance disponible d'une masse d'air, de masse volumique  $\rho$ , se mouvant à la vitesse  $V$

Sous cette forme, la formule de **Betz** montre que l'énergie maximale susceptible d'être recueillie par un aérogénérateur ne peut dépasser en aucun cas les 59% de l'énergie cinétique de la masse d'air qui la traverse par seconde. De cette façon le coefficient de puissance maximal théorique est défini :

$$C_{p\max} = \frac{2P_{\max}}{\rho \cdot S \cdot V^3} = 0.59 \quad (I.5)$$

Les graphes de la Fig.I.16., donne un aperçu sur les coefficients de puissance,  $C_p$ , en fonction de la vitesse réduite pour différents types d'éoliennes :



**Fig.I.16.** Coefficient de puissance de différentes éoliennes

Nous pouvons constater que les éoliennes (Savonius ou Américain multi pales) ont des faibles rendements devant ceux des éoliennes Darrieus et des éoliennes à axes horizontaux.

Parmi celles qui ont retenu notre attention c'est le rotor Savonius. Malgré sa faible performance, le rotor Savonius a fait l'objet d'études très diverses. Cela est sûrement à cause de l'intérêt qu'il présente par ses différents avantages qui permettent la diversification de ses applications. En effet, L'éolienne de modèle Savonius utilise la traînée qui engendre un couple mettant alors le générateur en mouvement. La vitesse de démarrage de ces machines est plutôt basse, autour de 2 m/s. Les éoliennes à axe vertical s'adaptent particulièrement bien aux effets de la turbulence. De plus, ce design ne fait pas beaucoup de bruit et finalement convient bien au milieu urbaine idée nouvellement introduite dans ce domaine.

Les plus visibles des ses avantages résident donc dans:

- Sa construction simple et moins encombrante donc est une des éoliennes à bon marché.
- Il ne nécessite pas de gouvernail, il tourne quelque soit la direction du vent ce qui lui confère une souplesse de fonctionnement.
- Un faible couple de démarrage lui permet de s'amorcer aux faibles vitesses du vent.
- Très adapté aux demandes d'énergie modérées surtout dans des régions isolées et accidentées.

- Sa réussite dans le domaine de l'électrification des habitations isolées et dans le domaine de l'agriculture pour l'irrigation.

- Sa large utilisation dans d'autres domaines aussi; comme un démarreur des grandes éoliennes Darrieus [11], Fig.I.14., la ventilation et l'agitation aux étangs d'action des substances exemptes de glace pendant l'hiver. Il est utilisé aussi dans la mesure des vitesses des courants des océans.

Bien qu'il présente un moins bon rendement, cette machine associée, à son régime lent, un excellent couple au démarrage, ces deux caractéristiques le rendent très intéressant comme source économique d'énergie propre surtout pour le pompage et l'électrification rurale.

C'est certainement ces caractéristiques qui ont encouragé des recherches pour développer ce type d'éoliennes.

# *Synthèse bibliographique*

## **II.1. Introduction :**

La synthèse bibliographique des travaux consacrés au rotor *Savonius* et la méthode des tourbillons discrétisés est exposée dans ce chapitre et ce dans le but d'introduire au lecteur les notions sur ce domaine, qui sont la base de ce travail d'une part et pour situer d'autre part notre étude par rapport à celles de la littérature et de comprendre la problématique à solutionner.

## **II.2. Sommaire sur les investigations d'éolienne Savonius:**

Depuis les années **1920**, de nombreuses investigations ont été entreprises pour étudier les paramètres qui influencent les performances du rotor. Ces recherches se sont basées sur des expériences en soufflerie ou sur site et plus rarement sur des études théoriques [12], [13], [14].... De divers types de configurations des pales et de paramètres géométriques ont été étudiés en soufflerie pour évaluer l'effet des carnages et de déflecteurs sur les performances du rotor.

**J.L. Menet et F.Cottier [13]** ont fait une étude paramétrique du comportement aérodynamique d'une éolienne lente à axe vertical de type *Savonius*. Ils ont fait une étude bibliographique qui a permis d'identifier les paramètres influençant ses performances et de montrer que le rendement aérodynamique du rotor Savonius peut être notablement amélioré par un choix judicieux de ces paramètres. Cette étude a été prolongée par une simulation numérique de l'écoulement dont les

résultats ont permis, non seulement de préciser l'allure de l'écoulement, mais aussi de déterminer le comportement aérodynamique du rotor. En particulier, ils donnent une prédiction des efforts et moments exercés sur les aubages pour diverses configurations géométriques.

**Scheldahl et all [15]** en **1978** et d'autres ont précisé dans leurs études, le décalage optimal des pales de  $1/6$ .

En **1985 Majola [16]** a effectué des essais, sur site, qui portaient sur des mesures du couple et de puissances à grand nombre de *Reynolds*. Cependant, le coefficient de puissance reste inférieur à 20 %.

C'est en **1987** qu'une étude aérodynamique plus originale faite par **Z. Aouachria [8]** où il a trouvé un coefficient de puissance qui paraissait surestimé (30.17% pour la vitesse du vent égale 12.5 m/s). Cette étude est basée sur la mesure directe du champ des pressions instantanées sur les pales du rotor en rotation.

Puis suivi par d'autres études expérimentales de visualisation d'écoulement faite par **Fujisawa et Gotoh (1992) [17]** et la détermination du champ de vitesses au voisinage des aubes réalisée par **Fujisawa et Gotoh en 1994 [18]**.

**Kumar et Grover (1993) [19]** ont étudié les performances de ce rotor dans le cadre de production d'électricité.

**Modi et Fernando (1989) [20]** ont présenté les résultats des essais effectués en soufflerie sur une éolienne de type Savonius en modifiant la forme des pales et le décalage entre elles. Leurs résultats indiquent que le rotor de Savonius n'est pas un simple dispositif et ne fonctionne pas sous le principe de traînée pure comme on le pensait. Ils ont présenté des valeurs d'augmentation du coefficient de puissance maximale de 12-15% à 32% correspondant au rapport de vitesse réduite de 0,79.

**H.R.Rahai, 2005, [21]** a déterminé la praticabilité de développer un rendement élevé d'une éolienne à axe verticale de type Savonius en modifiant la forme de l'aube.

**Testuya Kawamura et autre [22]** ont étudié l'écoulement autour d'un rotor *Savonius* par l'application de la méthode « *the Domain Decomposition Method* »



**D.Benghrib et autres [23]** ont présenté une étude des émissions tourbillonnaires au voisinage des aubes d'un rotor *Savonius* en rotation, ainsi que leur évolution dans le sillage de la machine. Une caractérisation de l'alternance des tourbillons d'extrados, problème étudié par différents auteurs, a été effectuée au moyen d'une technique de photographie chronologique. Ces tourbillons alternés forment un sillage analogue à l'alternance des tourbillons de Benard-Karman, engendrés par l'écoulement autour d'un cylindre.

**A. Chauvin [24]** à déterminé expérimentalement en soufflerie à partir du champ des pressions statiques sur les aubes, les coefficients de moment et de puissance.

Dans le cadre de la recherche théorique, les travaux de recherches dans ce domaine sont vraiment rares. Cela est dû peut être, non seulement, à la nature complexe de la configuration de l'obstacle mais aussi au décollement instantané du fluide, sur les pales, qui s'effectue à des positions quelconques et variables au cours de la rotation du rotor et aussi aux grands nombres de Reynolds. Cela rendit ces phénomènes de turbulences moins connus. Plusieurs chercheurs ont commenté qu'une analyse fiable de l'écoulement autour d'un rotor *Savonius* est extrêmement difficile c'est ce n'est pas impossible.

D'autre part, il y a plusieurs théories bien développées pour analyser le rotor Darrieus et à hélice où la portance est la force principale qui actionne de telles machines. La théorie élémentaire de l'aile, une des théories les plus utilisées, peut prédire les performances de la turbine Darrieus raisonnablement. On suppose que les éléments de l'envergure de pale sont indépendants chacun de l'autre et que les forces sur ces éléments peuvent être déterminées à partir des conditions de l'écoulement local. Le champ de l'écoulement est estimé soit par la théorie de la quantité de mouvement soit par des considérations tourbillonnaires où les deux à la fois.

En raison de la nature complètement différente de l'écoulement autour d'un rotor *Savonius*, les méthodes citées ci avant ne peuvent pas être appliquées directement pour son analyse.

Malgré l'utilisation de la théorie de la quantité de mouvement par **Betz [25]** il a omet de distinguer entre les différents types des éoliennes, et n'a pas mentionner l'effet des différents paramètres de la géométrie de *Savonius*. Ainsi que le caractère bidimensionnel de l'écoulement pour le *Savonius* un model analytique est développé pour analyser les performances en utilisant la méthode des tourbillons est présentée par **Van Dusen et Kirchoff [26]**. Cependant les résultats de

cette étude ne sont pas réalistes car ils se sont basés sur l'hypothèse de l'absence du décollement du fluide sur les pales.

Ce sont les 1<sup>ères</sup> théories trouvées dans la littérature, pour prédire les performances et l'écoulement autour du rotor *Savonius*. Cependant les modèles qui assument que l'écoulement ne se décolle pas partout sur le rotor conduisent aux résultats peu réalistes.

La littérature disponible décrivant la modélisation du décollement d'un écoulement révèle un potentiel puissant comme outil c'est *la méthode des tourbillons discrétisés* (Discrete vortex method, **DVM**).

### II.3. Aperçu de quelques études faites par la méthode des tourbillons discrétisés

La méthode des tourbillons discrétisés a été développée au département des ingénieurs d'Aerospace (**Université** Glasgow) pour prédire l'écoulement incompressible et instationnaire autour de divers corps.

L'application de la **DVM** à l'étude des écoulements autour de divers corps, par exemple : une plaque plan étudié par *Sparkaya* [27] et *Reiyu Chein et autre* [28], un prisme rectangulaire et carré par *Negano* [29] et *Bogusz Bienkiewicz et autre* [30], deux plaques planes et perpendiculaires par *Kamemoto et Bearman* [31], l'étude d'un écoulement autour d'un cylindre en rotation par *Cheng et autre* [32], *H.Kawai* [33], ont donné des succès

*Ian Taylor et Marco Vezza* [34] ont présenté les résultats de calcul du coefficient de pression, le couple aérodynamique et le nombre de Strouhal pour un cylindre de section carrée pour différents angles d'incidence. Leurs résultats trouvés avec cette méthode sont en accord qualitativement et quantitativement avec leurs résultats expérimentaux.

*Allan Larsen et Jens. H. Walther* [35] ont fait une simulation pour un écoulement incompressible visqueux bidimensionnel autour d'un pont par la **DVM**. Ils ont déterminé le coefficient de puissance et le nombre de Strouhal et ils ont fait une validation avec les résultats obtenus par le test qu'ils ont fait en soufflerie.

Tout cela montre que cette méthode représente un outil puissant dans la modélisation de tels écoulements complexes.

Pour le rotor Savonius, une analyse théorique, employant cette méthode est développée par :

**T.Ogawa [36] (1984)**. Bien que la prédiction des performances n'est pas bonne quantitativement, le modèle fournit une description qualitative qui apporte plus d'information sur l'écoulement autour du rotor.

**Fernando et Modi [37] (1989)** ont développé un modèle de calcul basé sur la méthode des tourbillons discrétisés pour l'analyse des performances du rotor Savonius à l'arrêt et en rotation, en prenant compte des différentes formes des pales et du décalage entre elles.

La **DVM** est une méthode appropriée à l'étude des écoulements aux Reynolds élevées par rapport aux autres méthodes numériques telles que la méthode des différences finies ou la méthode des éléments finis, etc...

Un des avantages de la **DVM** est qu'elle permet d'analyser l'écoulement visqueux à grand nombre de Reynolds comme en utilisant la superposition des écoulements à un écoulement potentiel. Cette méthode décrit l'écoulement, instable et complexe d'une manière plus réaliste. Cela nous a conduits au choix de cette méthode dans notre étude.

# *Etude théorique*

## *Et*

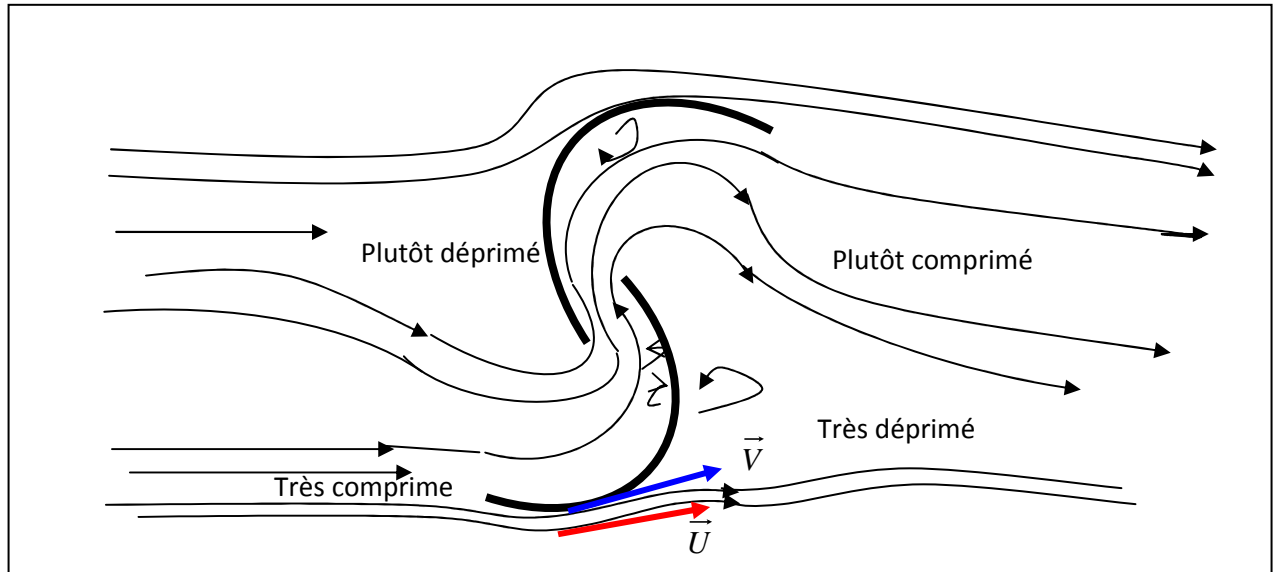
# *Simulation numérique*

### **III.1. Analyse de l'écoulement autour du rotor**

L'écoulement de l'air dans la section active du rotor s'effectue à une vitesse qui tend à s'ajouter à celle du rotor d'une manière négative : le vent relatif agissant d'une façon aérodynamique en bout de pale est très faible, puisque  $U \approx V$  (Fig.III.1.).

Le décollement du fluide aussi se produit d'une manière instantanée et en des points indéfiniment variables.

Ceci rend l'analyse de l'écoulement autour du rotor Savonius compliquée. Par conséquent l'étude de tel écoulement nécessite un outil mathématique solide et plus performant comme la DVM.



**Fig.III.1.** Aspect de l'écoulement autour du rotor *Savonius*

### III.2. Formulation mathématique

L'objectif du problème est d'estimer les performances du rotor *Savonius* qui sont fonction de la géométrie du système et les conditions de fonctionnements. Le couple et la puissance développés peuvent être déterminés uniquement à partir du champ de vitesses, qui peut être considéré le seul inconnu du problème. Ce qui, nous, renvoie aux équations du mouvement de fluide.

Les équations gouvernant un écoulement de fluide, peuvent être écrites sous la forme suivante :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{III.1})$$

Equation de La quantité du mouvement :

$$\rho \frac{dV_i}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \Delta V_i + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot V_i) + \rho g_i \quad (\text{III.2})$$

Afin de résoudre ce système d'équations (III.1) et (III.2), des hypothèses simplificatrices et des conditions aux limites sont nécessaires.

On considère un écoulement de fluide incompressible assimilé à un gaz idéal à caractère bidimensionnel et uniforme où les forces de volumes sont négligeables. Sous ces hypothèses le système d'équations (III.1) et (III.2) qui gouverne cet écoulement prend la forme suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.3})$$

$$\rho \frac{dV_i}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (\text{III.4})$$

On écrit (III.4) sous forme vectorielle :

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\nabla P \quad (\text{III.5})$$

L'application du théorème de transport à l'équation (III.5) donne :

$$\rho \left( \frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \nabla V \right) = -\nabla P \quad (\text{III.6})$$

Où le terme convectif se développe ainsi :

$$V \cdot \nabla V = \nabla \frac{V^2}{2} + (\nabla \times V) \times V$$

Et puisque  $\rho$  est constante on a :

$$\frac{\nabla P}{\rho} = \nabla \frac{P}{\rho}$$

Donc l'équation (III.6) devient :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \nabla \frac{V^2}{2} + (\nabla \times V) \times V = -\nabla \frac{P}{\rho} \quad (\text{III.7})$$

Soit :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \nabla \left( \frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) + (\nabla \times V) \times V = 0 \quad (\text{III.8})$$

Où :

$\nabla \times \mathbf{V} = \vec{\omega}$  : Le vecteur tourbillonnaire. (vorticité)

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \left( \frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) + \vec{\omega} \times \mathbf{V} = 0 \quad (\text{III.9})$$

Des hypothèses mentionnées ci-dessus, l'équation (III.9) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \Phi) + \nabla \left( \frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) = 0$$

L'interchangeabilité des opérateurs des dérivées spatiales et temporelles permet d'écrire :

$$\nabla \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho} \right) = 0$$

On déduit donc :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho} = f(t) \quad (\text{III.10})$$

Soit :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2) = f(t) \quad (\text{III.11})$$

Puisque  $\mathbf{V} = \nabla \Phi$ , on déduit :

$$\mathbf{V} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \vec{j}$$

Avec :

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (\text{III.12})$$

Donc l'équation de continuité (III.1), en fonction du potentiel des vitesses, s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = \Delta \Phi = 0 \quad (\text{III.13})$$

Les conditions aux limites du domaine accompagnant notre système se résume en la condition sur la surface de la pale spécifiant que le flux normal à cette surface est nul :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = V_n = 0 \quad (\text{III.14})$$

$\vec{n}$  : est le vecteur normal sur la surface de la pale ;

$V_n$  : est la vitesse normale sur la surface de pale;

### III.3. Choix de code et étapes de calcul

Le fluent est un code de calcul fréquemment utilisé dans le monde industriel. Il présente de nombreuses fonctionnalités d'utilisation (mailleur, solveur). En ce qui concerne certaines caractéristiques du solveur :

- Il résout les équations de Navier-Stokes avec un nombre de Reynolds moyen à l'aide de la méthode des volumes finis

- Le schéma en temps est un schéma **implicite** inconditionnellement stable.

- La turbulence est représentée par le **modèle k-ε à grand nombre de Reynolds**.

#### III.3.1. Les étapes importantes d'utilisation du Fluent

##### 1<sup>ère</sup> étape :

On dessine la configuration de notre rotor Savonius avec un décalage nul ( $e = 0$ ), entre les deux pales et avec un rayon  $R = 0.3\text{m}$  pour chaque pale, puis on passe au maillage en utilisant *le Gambit*.

##### 2<sup>ème</sup> étape :

On lance le FLUENT à partir de la barre de commande, après on indique le dimensionnement de notre problème (2D), aussi bien pour une simple précision de calcul, elle apparaît la figure (III.2.).

##### 3<sup>ème</sup> étape (La lecture de la grille) :

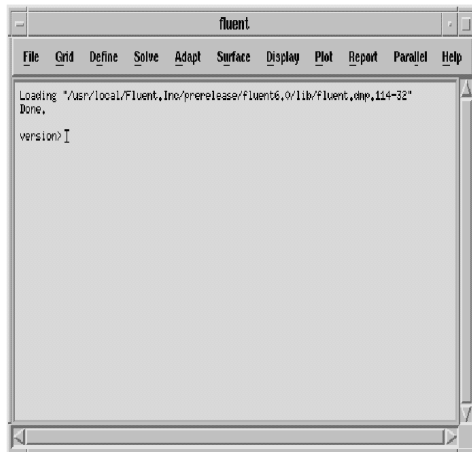
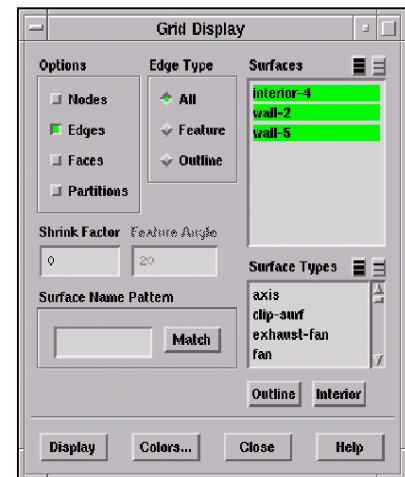
En cliquant le bouton File → Read → Case...

##### 4<sup>ème</sup> étape :

Pour montrer la grille, on clique sur :

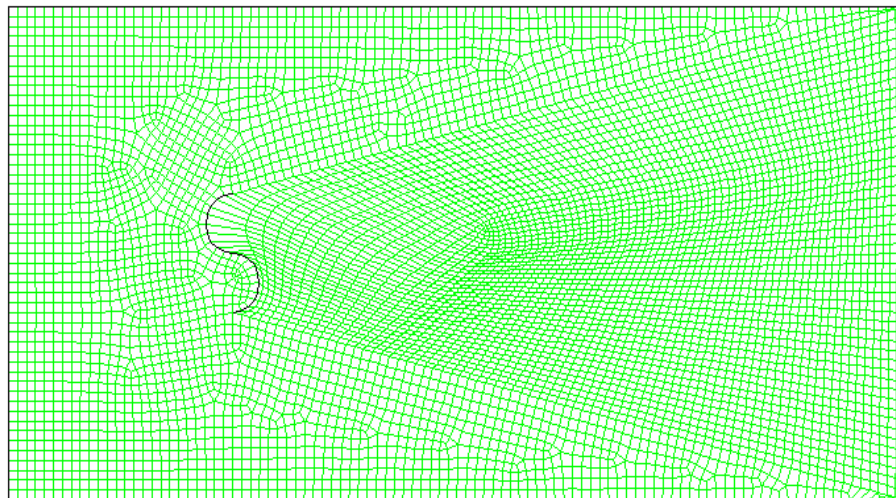
Display → Grid.



**Fig.III.2.** Console de window « Starup»**Fig.III.3.** Panneau d'Affichage de Grille

Dans le panneau d'affichage de grille résultant (la figure III.3.), on clique sur le bouton Display qui ouvre une fenêtre d'affichage graphique et dessinera la grille (figure III.4.).

Pour fermer le panneau d'affichage de grille en cliquant le bouton close.

**Fig.III.4.** Maillage de domaine physique

### 5<sup>ème</sup> étape :

Pour choisir une des formules de solution, nous employons le panneau de solveur (figure III.5.) :

Define → Models → Solver.

Dans notre problème l'écoulement est instationnaire et pour cela on choisie le cas 'unsteady' en cliquant sur le bouton OK.

#### 6<sup>ème</sup> étape :

Si l'écoulement est laminaire et le représenter au fluent. On cliquant sur :

Define → Models → laminar.

Enfin on clique sur OK.

#### 7<sup>ème</sup> étape (Indication les Propriétés du fluide) :

Pour placer les propriétés de fluide pour notre problème, on clique sur :

Define → Materials.

Ceci ouvrira le panneau de matériaux (figure III.6.).

Pour notre problème le fluide pris en compte est l'air, mais juste on fait certaines modifications à ses propriétés. On considère la masse volumique de l'air égal à  $1.2 \text{ kg/m}^3$ , la viscosité dynamique à  $2.10^{-5} \text{ kg/ms}$ . A la fin on clique sur Change/Create pour enregistrer les nouvelles valeurs, et on ferme alors le panneau

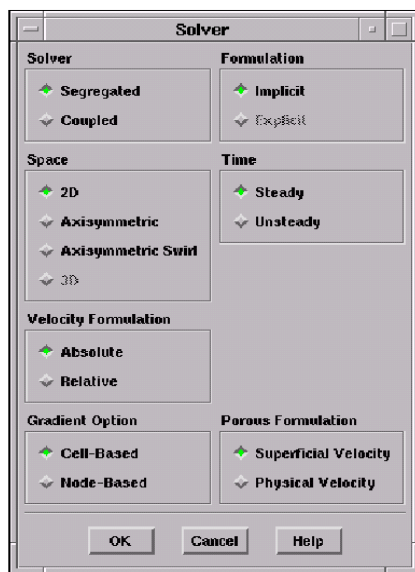


Fig.III.5. Panneau de solveur

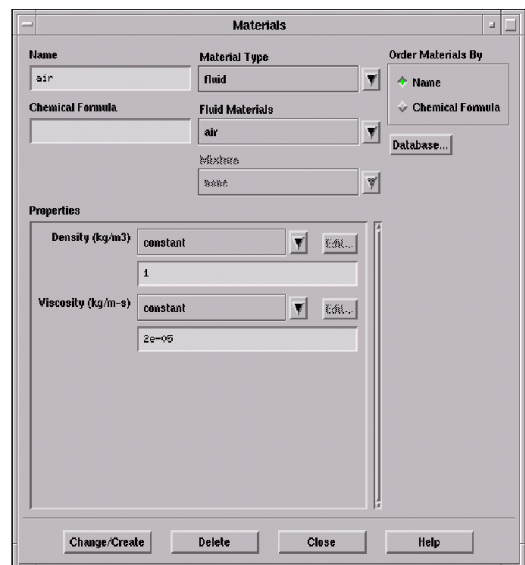
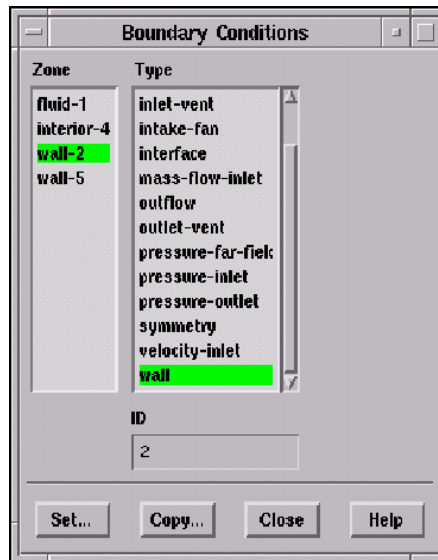


Fig.III.6. Panneau de matériaux

#### 8<sup>ème</sup> étape (Indication des conditions aux limites):

Pour entrer les conditions aux limites, on ouvre le panneau des conditions aux limites (figure III.7.):

Define → Boundary conditions.



**Fig.III.7.** Panneau des conditions aux limites

### 9<sup>ème</sup> étape (Permettre La Traçage Résiduelle)

L'installation du problème est presque complète. Maintenant on tourne vers la surveillance résiduelle graphique de sorte qu'on puisse facilement observer le progrès de la solution. Pour faire ceci, on choisit

Solve → Monitors → Residual, pour ouvrir les moniteurs résiduels lambrisse montré sur (figure III.8.).

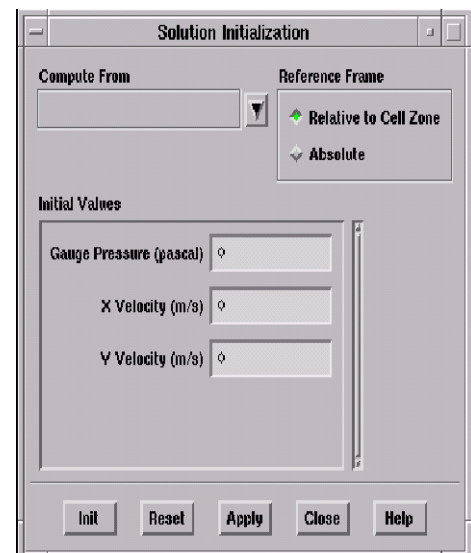
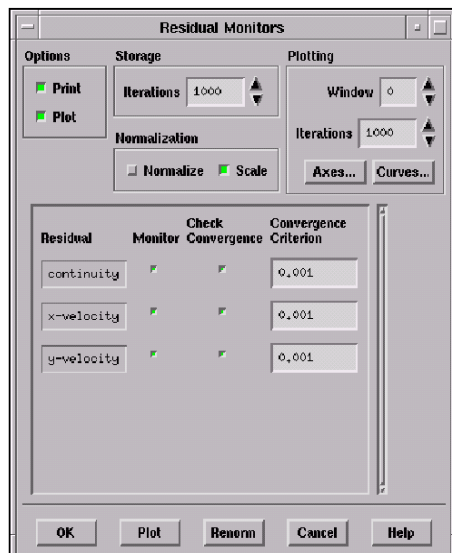
Sous les options allumez l'option **plot** pour activer l'affichage graphique des résiduels pendant le calcul, et on clique alors sur OK.

### 10<sup>ème</sup> étape (Solution du problème) :

#### 1. L'initialisation de l'écoulement :

Avant de réitérer, il faut initialiser le champ d'écoulement pour fournir un point de départ pour la solution. On peut donc choisir le calcul de la solution initiale des arrangements d'une (ou de toutes) condition aux limites où le champ entrant l'écoulement évalue individuellement.

En cliquant : Solve → Initialize → Initialize, pour ouvrir le panneau d'initialisation de la solution représentée sur la figure III.9.



**Fig.III.8.** Panneau résiduel de moniteurs **Fig.III.9.** Panneau d'Initialisation de solution

## 2. Le calcul :

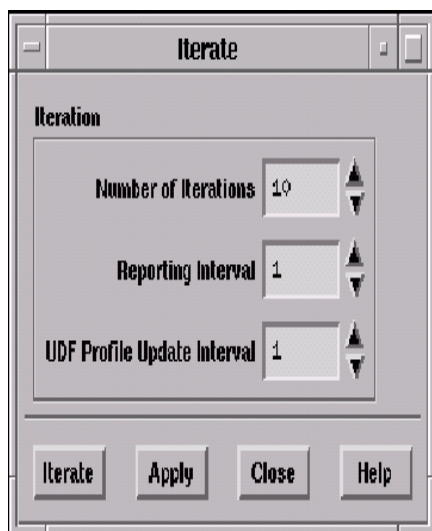
Maintenant on peut commencer les itérations. On clique sur :

Solve → Itérate, ceci ouvre le panneau de l'itération représenté sur la figure III.10.

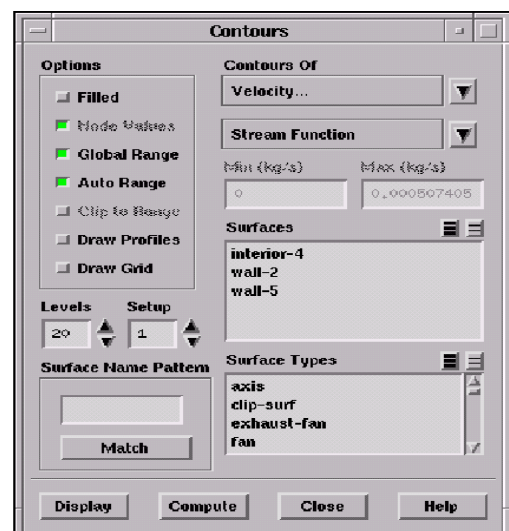
## 3. L'examineur des résultats

- Traçage Des contours

On clique sur : Display → contours. Ceci ouvrira le panneau de contours représenté sur la (figure III.11.)



**Fig.III.10.** Panneau d'itération.



**Fig.III.11.** Panneau de contours.

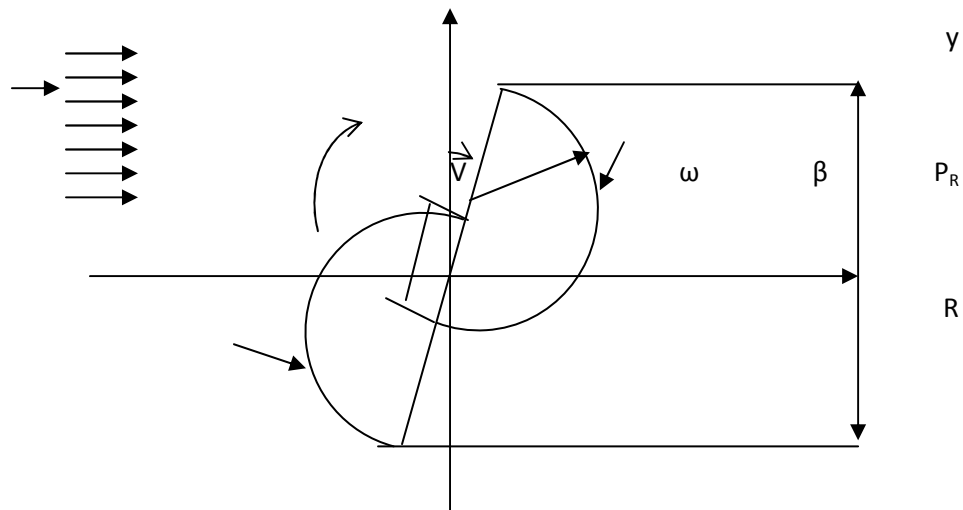
Pour montrer les résultats de la vitesse par exemple on choisit la vitesse. Après on clique sur le bouton **Display**. L'affichage résultat devrait apparaître comme représenté sur les figures IV.1, IV.2.

### III.4. Méthode des tourbillons discrétisés

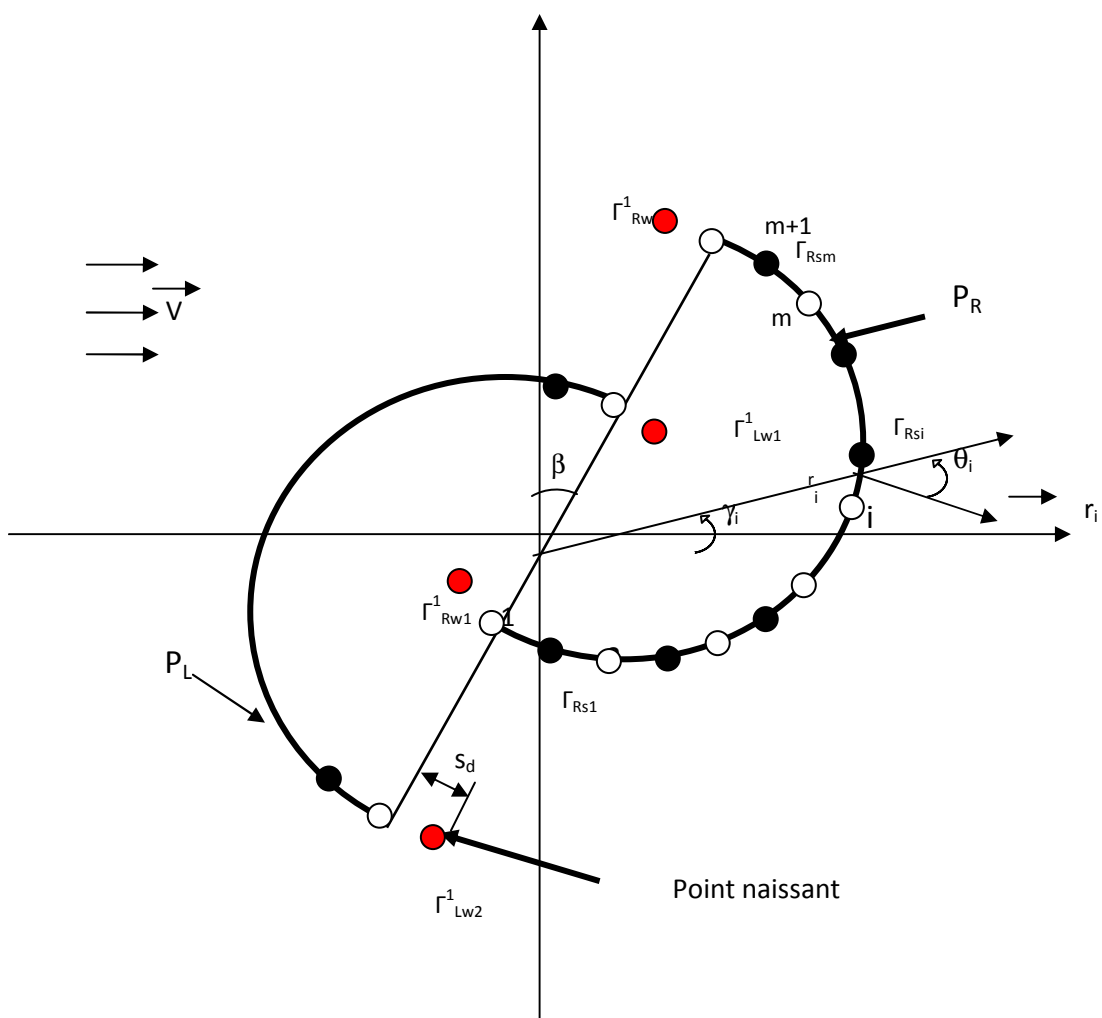
#### III.4.1. Schéma de calcul

Dans la présente étude, nous considérons un rotor *Savonius* bipales de forme semi-circulaire et de faible épaisseur. Les pales sont décalées l'une par rapport à l'autre d'une distance  $e$  et de rayon  $R$ . Les différents paramètres géométriques du rotor sont mentionnés sur le schéma de la Fig.III.12.a. Cette méthode consiste à envisager quatre tourbillons libres prenant naissance en des points distants de  $s_d$  des points d'attaques et de fuites de chaque pale et d'une distribution de tourbillons élémentaires le long des pales. Pour se faire, on divise chaque pale, ( $P_R$ ) et ( $P_L$ ), en  $m$  arcs élémentaires égaux, que l'on assimile, par leur petitesse, à des segments de droite égaux Fig.III.12.b. les extrémités de chaque segment y compris les points d'extrémités des pales, en nombre de  $(m+1)$ , sont considérées comme des points de contrôle soit pour les deux pales :  $(2(m+1))$ , points nodales). Les tourbillons élémentaires placés au milieu de chaque segment élémentaire dont l'intensité est  $\Gamma_{si}$  ( $i=1,...,2m$ ). Pour analyser l'écoulement, on le rapporte à un système de coordonnées dont l'origine coïncide avec le centre de rotation.

La position angulaire d'attaque de la pale, dans le repère choisi, est définie par l'angle  $\beta$ , alors que les rayons vecteurs de position et les angles ( $r_{si}, \gamma_{si}$   $i = 1, 2m$ ), ( $r_{ni}, \gamma_{ni}$   $i = 1, 2(m+1)$ ) sont des coordonnées polaires des points singuliers et nodaux respectivement. Les angles entre le rayon vecteur et la normale extérieure de la pale sont notés en tout point nodal et singulier, par :  $\theta_{ni}$  ( $i=1,...,2(m+1)$ ),  $\theta_{si}$  ( $i=1,...,2m$ ).



a) Parametres géométriques utilisés



b) Schéma du calcul

**Fig.III.12.** Présentation de la section transversale du rotor

### III.4.2 Méthode de résolution

On suppose que l'écoulement est uniforme autour du corps et se décolle au bout des pales et que les couches de cisaillements engendrées par ces décollements se répandent uniquement à partir des points de décollement et se perdent petit à petit en aval de ces derniers.

Pour présenter le début de ces couches, on a envisagé quatre tourbillons libres d'intensité  $\Gamma_{Rwi}^j, \Gamma_{Lwi}^j$  qui prennent naissance en des points distants  $S_d$  des bords d'attaques et de fuites de chaque pale. Fig. III.12, b.

Deux approches peuvent être prise en compte: La première consiste en la supposition des forces des tourbillons libres connues mais leur localisation est inconnue. La seconde considère à supposer leur position connue mais les forces ou intensités sont inconnues. Dans notre étude on utilise la 2<sup>ème</sup> approche.

Dans La méthode des tourbillons discrétisée, il est plus facile d'effectuer l'analyse de l'écoulement dans le plan complexe. La solution fondamentale de l'équation (III.4) peut être représentée comme un vortex qui se détache des milieux des segments des pales par un potentiel complexe par exemple au  $i^{ème}$  point on a:

$$W_i(Z) = \frac{i}{2\pi} \Gamma_{si} \ln (Z - Z_{si}) \quad (III.15)$$

$$W_i(Z) = \Phi_i + i\Psi \quad (III.16)$$

Où :

$\Gamma_{si}$  : est considéré positive dans le sens des aiguilles d'une montre;

$W_i(Z)$ : est le potentiel complexe au point Z dû au tourbillon qui lui est liée de force  $\Gamma_{si}$  en ce point ;

$\Phi_i, \Psi_i$  : sont le potentiel des vitesses et la fonction de courant respectivement;

Maintenant le potentiel complexe peut être écrit sous forme discrétisé pour tout l'écoulement, et pour un nombre de pas du temps k, on aura :

$$W(Z) = \sum_{i=1}^m W_i(Z) = \frac{i}{2\pi} \sum_{i=1}^m \left( \Gamma_{Rsi} \ln(Z - Z_{Rsi}) + \Gamma_{Lsi} \ln(Z - Z_{Lsi}) \right) \quad (III.17)$$

$$+ \frac{i}{2\pi} \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^2 \left( \Gamma_{Rwk}^j \ln(Z - Z_{Rwk}^j) + \Gamma_{Lwk}^j \ln(Z - Z_{Lwk}^j) \right) + V \cdot Z$$

La vitesse complexe s'écrit sous la forme suivante :

$$w = \frac{\partial W}{\partial Z} = u - iv = \frac{i}{2\pi} \sum_{i=1}^m \left( \frac{\Gamma_{Rsi}}{(Z - Z_{Rsi})} + \frac{\Gamma_{Lsi}}{(Z - Z_{Lsi})} \right) \quad (III.18)$$

$$+ \frac{i}{2\pi} \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}^j}{(Z - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}^j}{(Z - Z_{Lwk}^j)} \right) + V$$

Maintenant la seule étape restante est d'appliquer l'équation (III.16) aux points nodaux  $2(m+1)$ .

Donc l'équation (III.18) devient :

Pour  $i=1$  :

$$w(Z_{ni}) = \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rs1}}{(Z_{ni} - Z_{Rs1})} + \frac{\Gamma_{Ls1}}{(Z_{ni} - Z_{Ls1})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V$$

Pour  $i=2$  :

$$w(Z_{ni}) = \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rs2}}{(Z_{ni} - Z_{Rs2})} + \frac{\Gamma_{Ls2}}{(Z_{ni} - Z_{Ls2})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V$$

Pour  $i=3$  :

$$w(Z_{ni}) = \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rs3}}{(Z_{ni} - Z_{Rs3})} + \frac{\Gamma_{Ls3}}{(Z_{ni} - Z_{Ls3})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V$$

•  
•  
•

Pour  $i=m$

$$w(Z_{ni}) = \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rsm}}{(Z_{ni} - Z_{Rsm})} + \frac{\Gamma_{Lsm}}{(Z_{ni} - Z_{Lsm})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V$$

Au début de l'étape de temps  $j$ , cette équation contient  $(2m + 4)$  inconnues (Cependant le nombre des points singuliers est égale  $2m$  et le nombre des tourbillons naissants égale 4). Satisfaisant à la condition aux limites, où la vitesse normale sur la surface au point nodal doit être égale zéro, on obtient pour les  $2(m+2)$  points, un système d'équations linéaires algébriques suivantes, qui doivent être résolues simultanées:

$$\text{Re } al \{ w(Z_{ni}) e^{i\phi_{ni}} \} = 0 \quad (i = 1, \dots, (m + 1)) \quad (III.19)$$



Où :

$\phi_{ni} = \theta_{ni} + \gamma_{ni} + \beta$ , est l'angle entre l'axe x et le vecteur normal au i<sup>ème</sup> noeud ;

$\omega$  : est la vitesse angulaire du rotor ;

La condition aux limites (III.19.) peut être écrit sous forme de système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Real} \left\{ \left( \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rs1}}{(Z_{ni} - Z_{Rs2})} + \frac{\Gamma_{Ls1}}{(Z_{ni} - Z_{Ls1})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V \right) e^{i\phi_{ni}} \right\} = 0 \\ \\ \text{Real} \left\{ \left( \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rs2}}{(Z_{ni} - Z_{Rs2})} + \frac{\Gamma_{Ls2}}{(Z_{ni} - Z_{Ls2})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V \right) e^{i\phi_{ni}} \right\} = 0 \\ \\ \text{(III.19)'} \\ \\ \text{Real} \left\{ \left( \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rs3}}{(Z_{ni} - Z_{Rs3})} + \frac{\Gamma_{Ls3}}{(Z_{ni} - Z_{Ls3})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V \right) e^{i\phi_{ni}} \right\} = 0 \\ \\ \bullet \\ \bullet \\ \bullet \\ \\ \text{Real} \left\{ \left( \frac{i}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_{Rsm}}{(Z_{ni} - Z_{Rsm})} + \frac{\Gamma_{Lsm}}{(Z_{ni} - Z_{Lsm})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) + V \right) e^{i\phi_{ni}} \right\} = 0 \end{array} \right.$$

Après certains simplifications le système (III.19)' écrit sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{i}{2\pi} \text{Real} \left( \left( \frac{\Gamma_{Rs1}}{(Z_{ni} - Z_{Rs2})} + \frac{\Gamma_{Ls1}}{(Z_{ni} - Z_{Ls1})} \right) + \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) \right) e^{i\phi_{ni}} = -V e^{i\phi_{ni}} \\ \\ \frac{i}{2\pi} \text{Real} \left( \left( \frac{\Gamma_{Rs2}}{(Z_{ni} - Z_{Rs2})} + \frac{\Gamma_{Ls2}}{(Z_{ni} - Z_{Ls2})} \right) + \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) \right) e^{i\phi_{ni}} = -V e^{i\phi_{ni}} \\ \\ \text{(III.19)''} \\ \\ \frac{i}{2\pi} \text{Real} \left( \left( \frac{\Gamma_{Rs3}}{(Z_{ni} - Z_{Rs3})} + \frac{\Gamma_{Ls3}}{(Z_{ni} - Z_{Ls3})} \right) + \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) \right) e^{i\phi_{ni}} = -V e^{i\phi_{ni}} \\ \\ \bullet \\ \bullet \\ \bullet \end{array} \right.$$

$$\frac{i}{2\pi} \text{Real} \left( \left( \frac{\Gamma_{Rsm}}{(Z_{ni} - Z_{Rsm})} + \frac{\Gamma_{Lsm}}{(Z_{ni} - Z_{Lsm})} \right) + \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}}{(Z_{ni} - Z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}}{(Z_{ni} - Z_{Lwk}^j)} \right) \right) e^{i\phi_{ni}} = -V e^{i\phi_{ni}}$$

La fermeture de ce système est assuré par l'application du théorème de *Kelvin* à l'ensemble du rotor (la somme des forces de tous les tourbillons singuliers et les tourbillons libres pour chaque pale est égale à zéro), tel que :

$$\left. \begin{aligned} \sum_{i=1}^m \Gamma_{Rsi} + \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^2 \Gamma_{Rwk}^j &= 0 \\ \sum_{i=1}^m \Gamma_{Lsi} + \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^2 \Gamma_{Lwk}^j &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.20})$$

Après quelques simplifications, le système d'équation précédent peut être écrit sous forme :

$$[A].[X]=[B]$$

Et pour résoudre ce système on utilise la méthode de Gauss.

Par la résolution des équations (III.17) et (III.18), on détermine donc les intensités des 2m tourbillons liés et des 4 tourbillons libres. Durant l'intervalle de temps  $\Delta t$ , les tourbillons liés aux pales et les tourbillons libres naissants aux voisinages des bouts des pales se déplacent avec une vitesse induite par les autres tourbillons et celle de l'écoulement uniforme, vers leurs nouvelles positions respectives, et Le rotor a tourné déjà avec angle  $\omega \Delta t$ . A l'instant suivant un autre ensemble des tourbillons inconnus sont placés aux points singuliers et aux points naissantes, et leurs forces sont déterminées par la résolution des 2m+4 équations linéaires simultanées.

La position du  $l^{ème}$  tourbillon perdue par le point de séparation est avancée dans un petit intervalle de temps  $\Delta t$  de  $z_{wl}$  défini par :

$$z_{wl}(t + \Delta t) = z_{wl}(t) + \overline{w(z_{wl})} \Delta t \quad (\text{III.21})$$

$$w(z_{wl}) = \frac{i}{2\pi} \sum_{i=1}^m \left( \frac{\Gamma_{Rsi}}{(z_{wl} - z_{Rsi})} + \frac{\Gamma_{Lsi}}{(z_{wl} - z_{Lsi})} \right) + \frac{i}{2\pi} \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^2 \left( \frac{\Gamma_{Rwk}^j}{(z_{wl} - z_{Rwk}^j)} + \frac{\Gamma_{Lwk}^j}{(z_{wl} - z_{Lwk}^j)} \right) \quad (\text{III.22})$$

$\overline{w(z_{wl})}$  est le conjugué complexe de  $w(z_{wl})$ , la vitesse complexe au  $l^{ème}$  tourbillon libre est due à tous autres tourbillons excepté celui-ci et l'écoulement uniforme.

Le tourbillon élémentaire exprimé par l'équation (III.15), induit une vitesse dont la grandeur est inversement proportionnelle à la distance de son centre. Par conséquent, les tourbillons qui se rapprochent de plus l'un de l'autre acquièrent des vitesses extrêmement grandes et tendent vers l'infini. Pour éviter ce problème, un noyau de fluide de rayon  $\sigma$  en rotation inverse, comme tourbillon artificiel, est placé près les tourbillons libres pendant qu'on calcule les vitesses. Ce tourbillon va remplacer l'effet de la viscosité qui empêche la vitesse des tourbillons de s'amplifier. Dans la région de ce noyau la vitesse est donné par :

$$w(z) = \begin{cases} \frac{i}{2\pi} \frac{\Gamma_i}{(z - z_i)} & |z - z_i| \geq \sigma \\ \frac{i\Gamma_i}{2\pi\sigma^2} \overline{(z - z_i)} & |z - z_i| < \sigma \end{cases} \quad (III.23)$$

Quand le tourbillon se détache de la surface de la pale, on envisage une image de tourbillon égale et opposé sur la surface à fin que la condition d'adhérence ou les lignes de courants coïncides sur le contour de la pale, soit satisfaite, c'est à dire l'écoulement normale à la pale est nul. Physiquement, cette annulation est due à la dissipation visqueuse qui a lieu dans les tourbillons dès leur naissance avant de s'amplifier.

Dans la présente étude, l'espace limite entre un tourbillon et la surface de la pale est représenté par la grandeur  $\sigma$ .

Dans l'écoulement réel, le noyau de ce tourbillon se développe avec le temps. Nagano, a suggéré, Pour l'étude des plaques et cylindres, que  $\sigma$  soit de la forme :

$$\sigma = 2.24 \sqrt{\nu t^*} \quad (III.24)$$

$\nu$  : est la viscosité cinématiques,  $t^*$  est le temps qui s'est écoulé pendant le tourbillon est remis au point de décollement.

Pour réduire le coût de calcul, plusieurs investigateurs, ont suggéré dans leurs études le remplacement des tourbillons libres dans un ensemble donné avec un tourbillon simple équivalent qui se trouve plus loin d'une distance égale à deux fois le diamètre vers l'aval. Cependant, dans ce modèle, utilisant la méthode des singularités, il est important de préserver le mécanisme de la dissipation tourbillonnaire qui est évoquée dans la procédure ci-dessus. Ainsi l'effet d'annulation, due à la circulation opposée du tourbillon quand ils se trouvent l'un près de l'autre, est réduite au minimum.

Dans l'écoulement réel une partie ( $\sim 60\%$ ) de la circulation induite dans les couches de cisaillement est trouvée pour les tourbillons concentrés sur la ligne de *Kàrmàn*. Les tourbillons bas résultent du tourbillon venant du voisinage de la surface de la pale, et une partie engendrée par l'annulation élémentaire entre les tourbillons de signe opposé et le rapprochement représente le seul mécanisme qui pourrait provoquer une certaine perte des tourbillons, dans cette approche.

Par conséquent, le mécanisme par lequel une grande quantité des tourbillons est perdue, est dû à l'effet de viscosité.

### III.5 Algorithme de calcul

A l'instant  $t = 0$ , les intensités des tourbillons libres et liés  $\Gamma_n$  ( $n=1,2,\dots, m+2$ ) sont calculées en satisfaisant les conditions aux limites (III.19), et le théorème de Kelvin (III.20).

Pendant  $\Delta t$  jusqu'à  $t_{j+1} = t_j + \Delta T$  ( $\Delta T = k\Delta t$ ,  $k$  : un entier), les circulations ( $\Gamma_{w1}, \Gamma_{w2}$ ) sont portées dans le sillage et tous les autres vortex le sont aussi suivant l'équation (III.21).

Durant cet intervalle  $\Delta t$ , les vortex sont emportés sans satisfaire les conditions aux limites sur la pale.

A la fin de l'intervalle de temps total de calcul  $t_j = t_{j+1}$ , les forces et les positions de ces tourbillons libres et liés sont déterminées par les équations (III.15), (III.20). Pour décrire bien l'écoulement des vortex, il faut prendre des pas de temps très serrés, pour tenir compte de leur évolution dans la couche limite, pour cela il faut choisir  $\Delta t \ll \Delta T$ .

### III.6. Organigramme

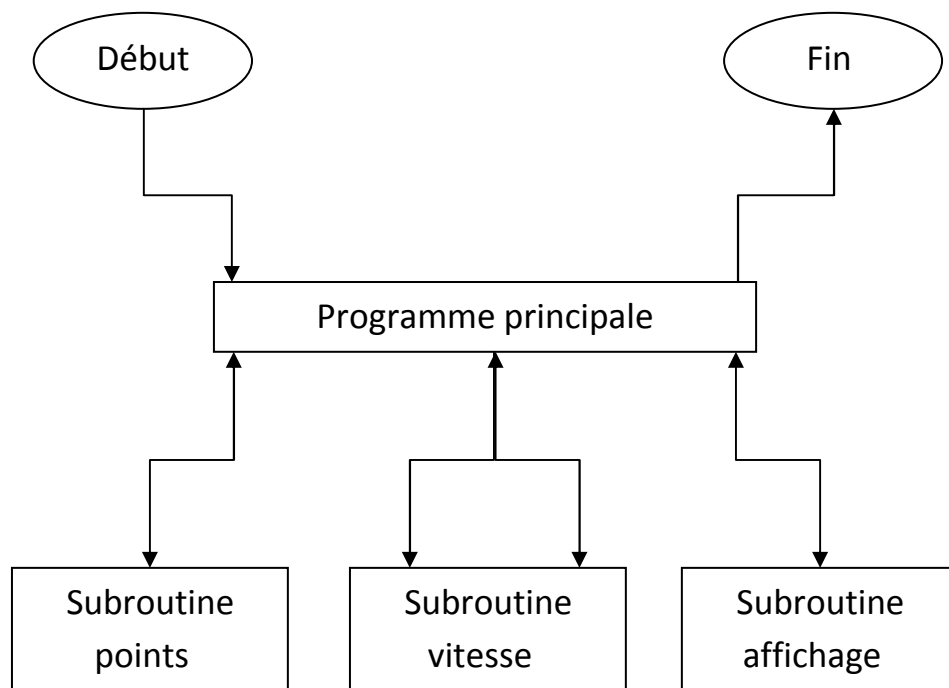
Pour le calcul de tous les champs concernant le rotor *Savonius*, on a réalisé un programme d'ossature :

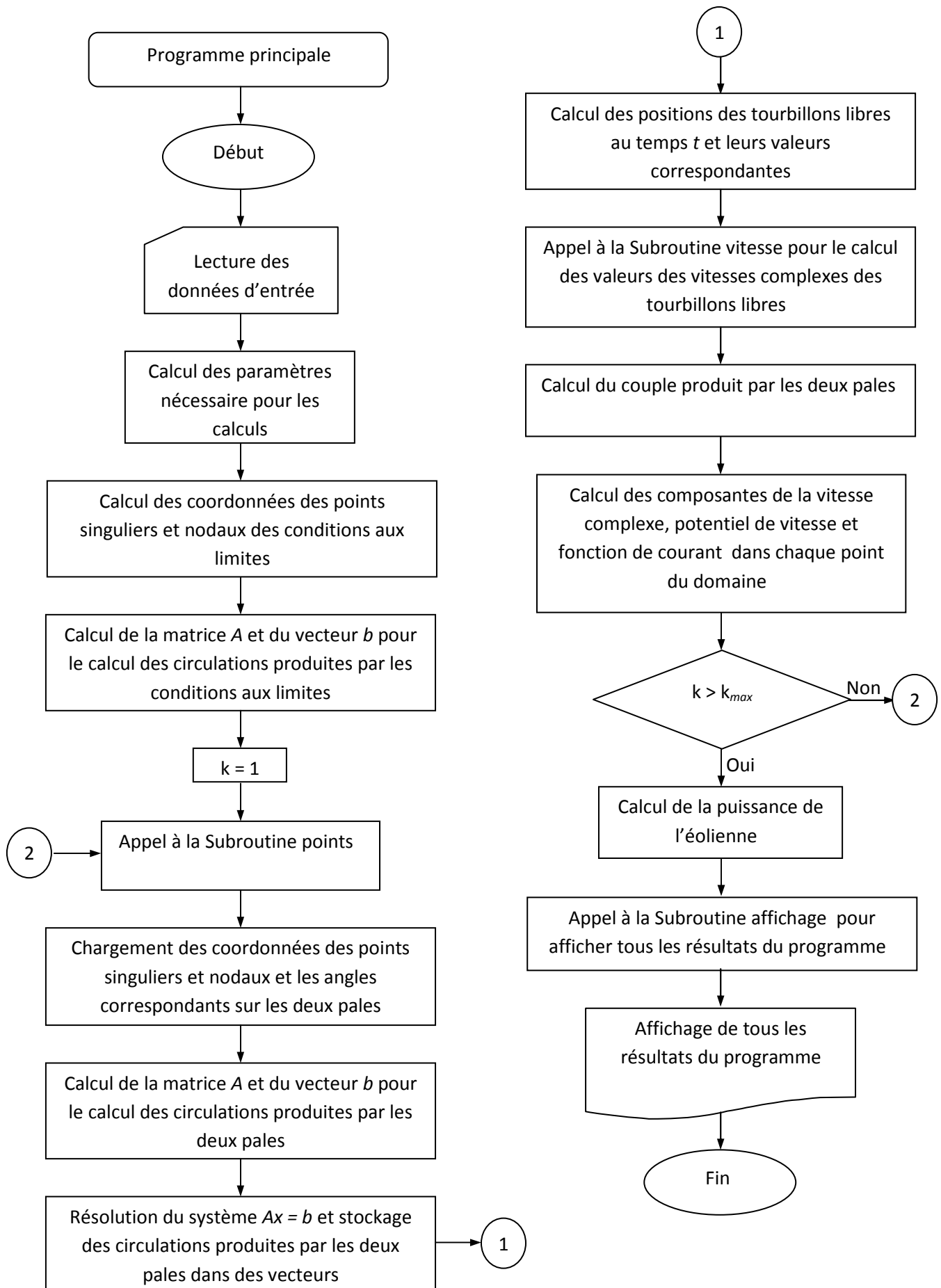
- un programme principale.

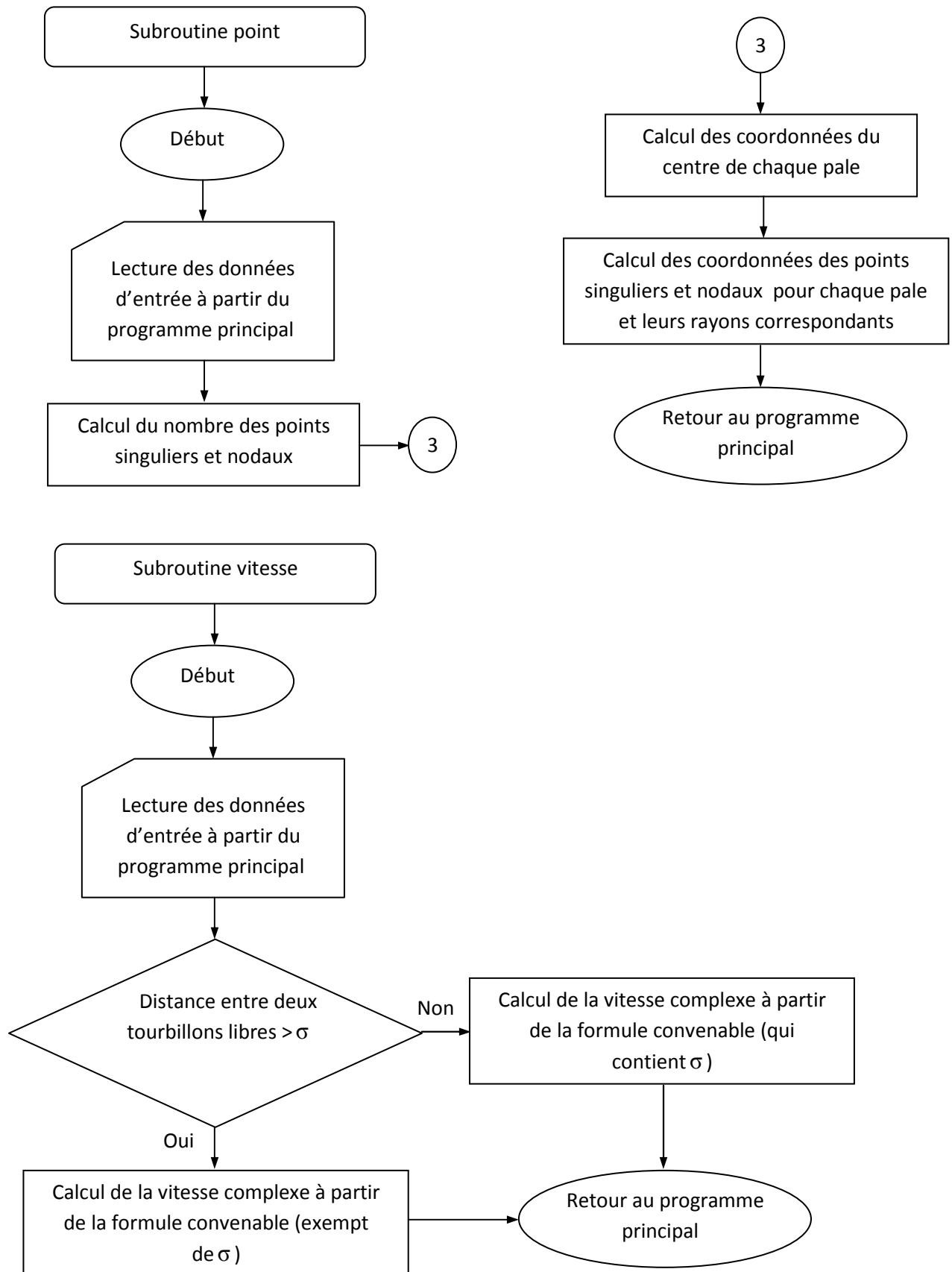
Et trois Subroutine :

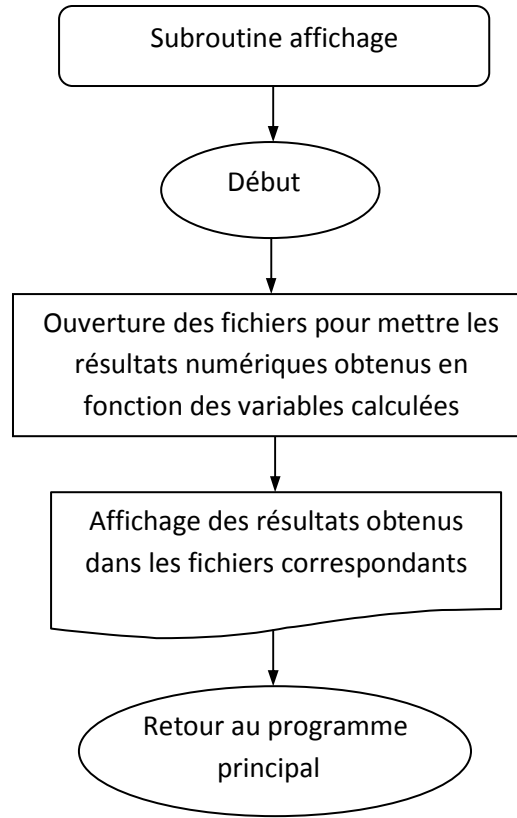
- Subroutine des points.
- Subroutine de vitesse.
- Subroutine d'affichage.

#### Organigramme principal









### III.7. Détermination de la pression, le moment du couple et la puissance

La distribution de la pression sur la pale est peut être obtenue par l'application de l'équation de Bernoulli d'un écoulement instationnaire (III.11) appliquée à une particule fluide se déplaçant sur une ligne de courant, nous obtenons la relation :

$$\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) + P = \frac{1}{2} \rho V^2 + P_{\infty} \quad (\text{III.25})$$

$$(\text{III.25}) \Rightarrow P - P_{\infty} = \frac{1}{2} \rho V^2 - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2)$$

$$\Rightarrow \frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho V^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{(u^2 + v^2)}{V^2} - \frac{2}{V^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (\text{III.26})$$

$$\text{Où : } |w| = \sqrt{(u^2 + v^2)}$$

Alors l'équation (III.26) s'écrit sous la forme suivant :



$$\frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho V^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{|w|^2}{V^2} - \frac{2}{V^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho V^2} = 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{|w|}{V} \right)^2 - \frac{2}{V^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

Le coefficient de pression peut être écrit sous la forme :

$$C_p = \frac{P - P_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho V^2} = 1 - \left( \frac{|w|}{V} \right)^2 - \frac{2}{V^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (\text{III.27})$$

Où :

$|w|$  : est le module de la vitesse complexe ;

Pour calculer le couple du rotor T, on applique la formule généralisée de Blasius:

$$T = \text{Re} \, al \left[ -\frac{\rho}{2} \oint_c \left( \frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 Z \, dZ + \frac{\rho}{2} \frac{d}{dt} \oint_B \left( \frac{\partial W}{\partial Z} \right) Z \bar{Z} \, dZ \right] \quad (\text{III.26})$$

Pour l'évaluation du coefficient de couple. L'équation (III.26) a été simplifiée en utilisant le '**théorème des résidus**'. La forme discrétisée et simplifiée de l'équation. (III.26) peut être écrit sous la forme suivante :

$$\frac{2T}{\rho} = \text{Re} \, al \left\{ \frac{i}{\pi} \sum_{i=1}^m \sum_{l=1}^{2k} \frac{\Gamma_{si} \Gamma_{wl} Z_{si}}{(Z_{si} - Z_{wl})} + 2V \sum_{i=1}^m \Gamma_{si} Z_{si} + \sum_{i=1}^m r_{si}^2 \frac{\partial \Gamma_{si}}{\partial t} \right\} \quad (\text{III.27})$$

Le coefficient de couple et le coefficient de puissance sont calculés par:

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho V^2 H \frac{D^2}{2}} \quad (\text{III.28})$$

$$C_P = \frac{P_m}{\frac{1}{2} \rho V^3 H D} \quad (\text{III.29})$$

# *Résultats*

# *Et*

# *Discussion*

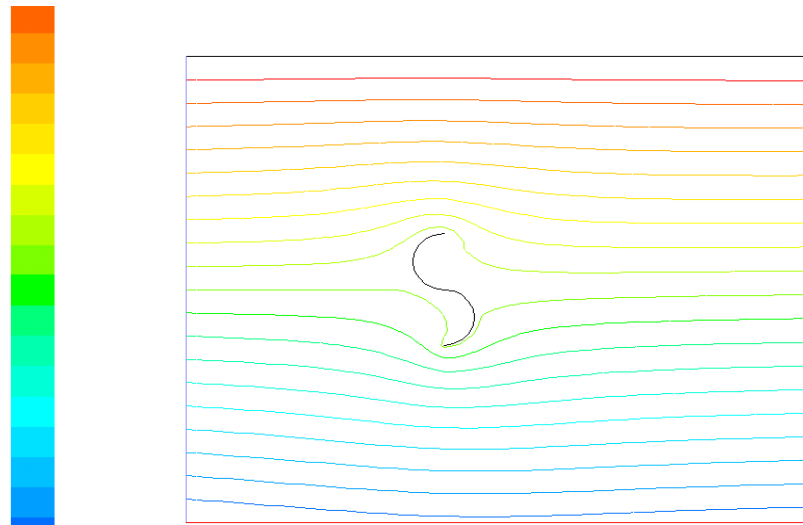
## **IV.1.Introduction**

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats de la simulation du modèle 2D par le code fluent et le code maison élaboré en langage fortran. Ce dernier code nous a permis d'étudier l'écoulement, à grand nombre de Reynolds, autour d'une éolienne de type Savonius par la méthode des tourbillons discrétisés.

## **IV.2. les résultats donnés par le code Fluent**

Des calculs partiels entamés, nous tirons les résultats suivants:

### IV.2.1. Les courbes des lignes de courant



**Fig.IV.1.** Lignes de courant

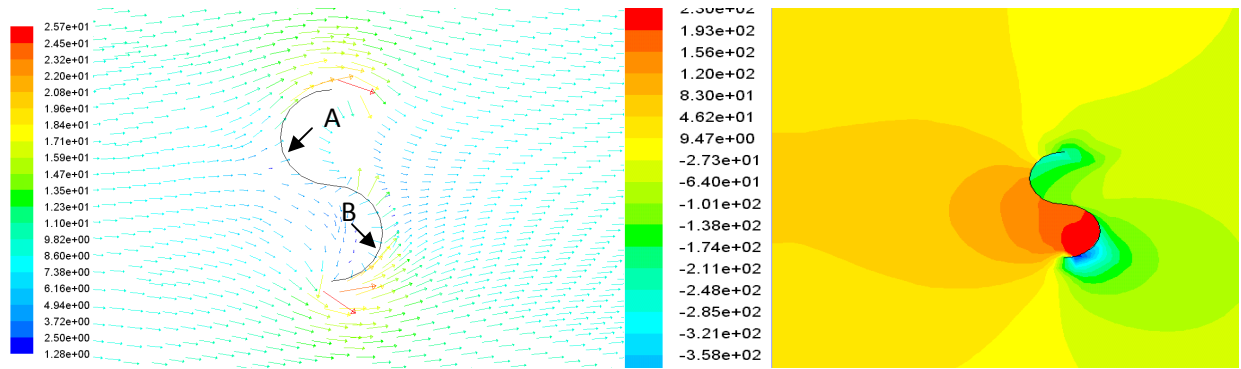
Suivant la figure (IV.1), nous remarquons que les lignes de courant sont moins perturbées, cela revient à supposer que le rotor est stationnaire. D'autre part, les lignes sont assez espacées ce qui exprime un écoulement moins perturbé (laminaire). Il faut noter que la zone la plus perturbée relativement se situe aux bouts des pales causée par ce qu'on appelle l'effet de bord.

### IV.2.2. Champ des vitesses et des pressions

Sur la figure (IV.2.b), on note 3 zones particulières :

- 1- La zone correspondante à l'intrados de la pale A, est une zone de dépression, ce qui constitue une certaine résistance qui tend à freiner la pale.
- 2- Zone correspondante à l'intrados de la pale B, cette zone assiste à une surpression qui tend à faire tourner la pale, dans le sens positif.
- 3- Zone correspondante aux bouts de pales. Ces deux zones sont soumises à l'influence d'une légère turbulence due à l'effet de bord et à l'accélération des particules engendrées par la courbure des pales.

De la figure (IV.2.a) on observe bien que les remarques citées pour le champ des vitesses qui sont en corrélations avec les résultats du champ des pressions statiques.

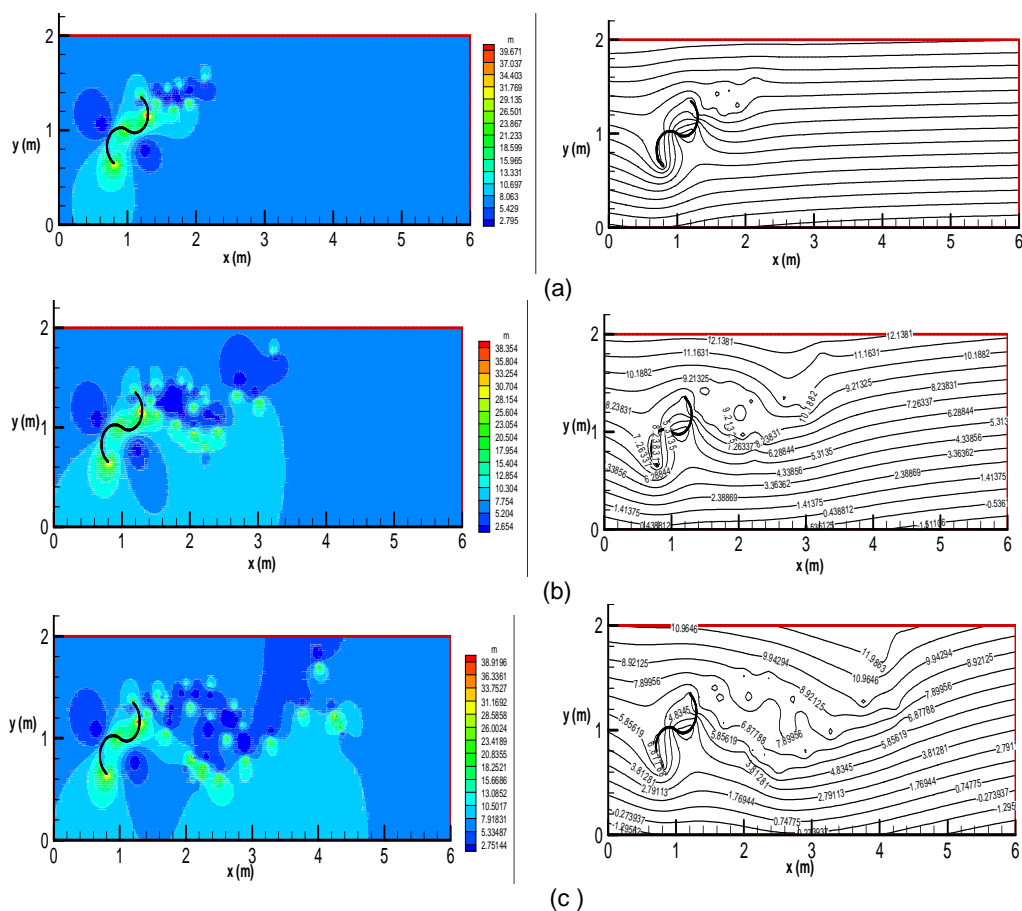


**Fig.IV.2. –a- Vecteurs vitesses, -b- champ des pressions**

### IV.3. les résultats donnés par le code-maison

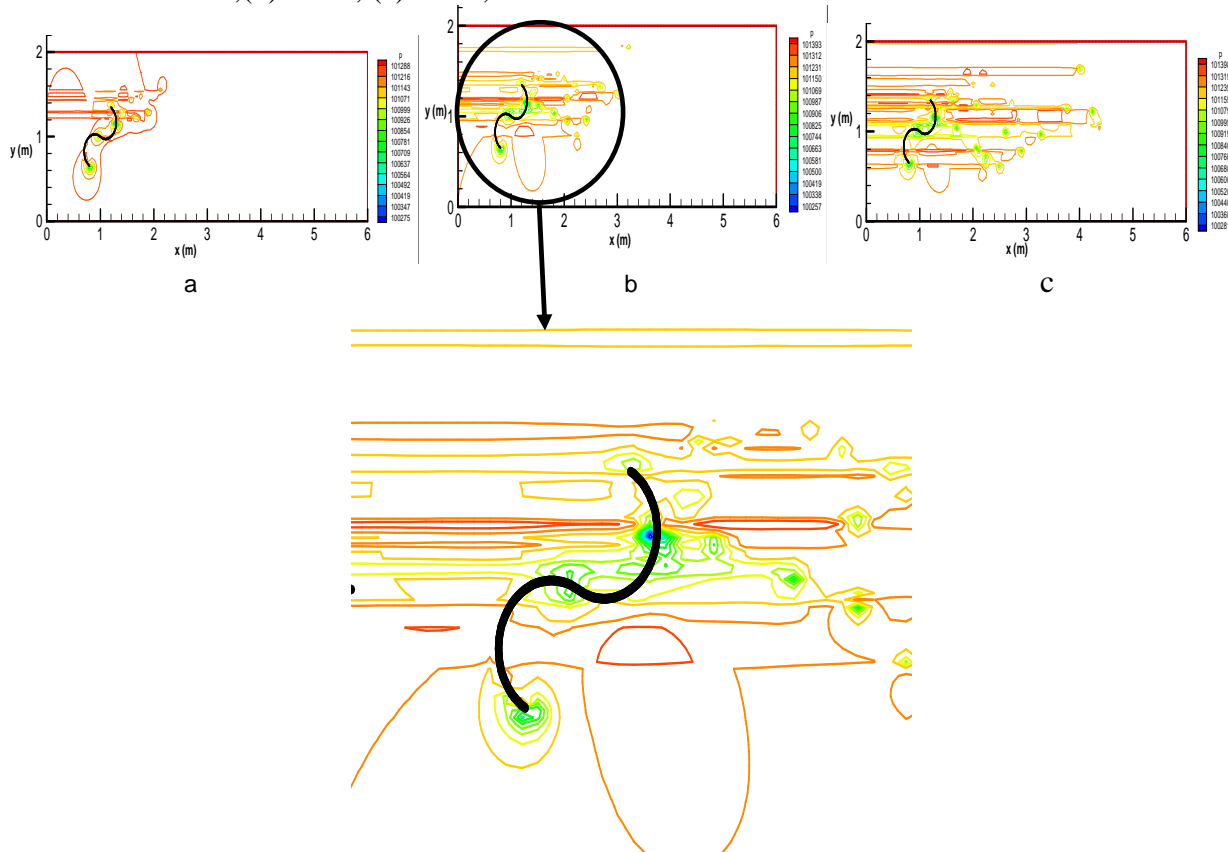
#### IV.3.1. Module de la vitesse et les lignes de courant

On a tracé les contours du module des vitesses et des lignes de courant sur les Fig.IV.3, 4 et 5. On y remarque bien qu'au premier instant, les lignes de courant se resserrent tout en se rapprochant de la pale résistante (montant le courant) alors que ce phénomène est moins nuancé du côté de la pale motrice. Ce resserrement est plus nuancé au bout de la pale et les lignes de courant ont tendance de rebrousser chemin vers l'intrados de la même pale. De ce fait elles emprisonnent une masse de fluide contre la pale, résultat conforme aux données expérimentales [1], alors que sur la pale motrice, où ce phénomène est moins nuancé et on assiste à une formation de tourbillons visibles au niveau aval du bout de pale motrice [18], probablement influencés par les lignes de courant venant de la pale résistante. Ces tourbillons sont emportés dans le sillage du rotor Savonius tout en gardant la direction moyenne de l'écoulement principale voir fig.IV.4. Sur la fig.IV.3, on observe un écoulement désordonné ressemblant à un écoulement multiphasique turbulent à vitesse de glissement entre les différentes phases très intense. Cependant on y remarque deux poches de fluide qui se rapprochent de l'intrados des deux pales et qui constituent des résistances, non équilibrées, au déplacement des deux pales. On remarque bien que, la variation des ces masses dans le temps, est plus prononcée sur la masse de l'intrados de la pale motrice. Ce qui expliquera bien le fonctionnement mécanique du rotor. Par ailleurs, les contours de pression représentés dans la fig.IV.5, retracent le même phénomène d'hétérogénéité. Les fig.IV.5, a, b, et c, montrent un écoulement composé de zones à vitesses différentes bien marquées qui se propagent dans le sillage.

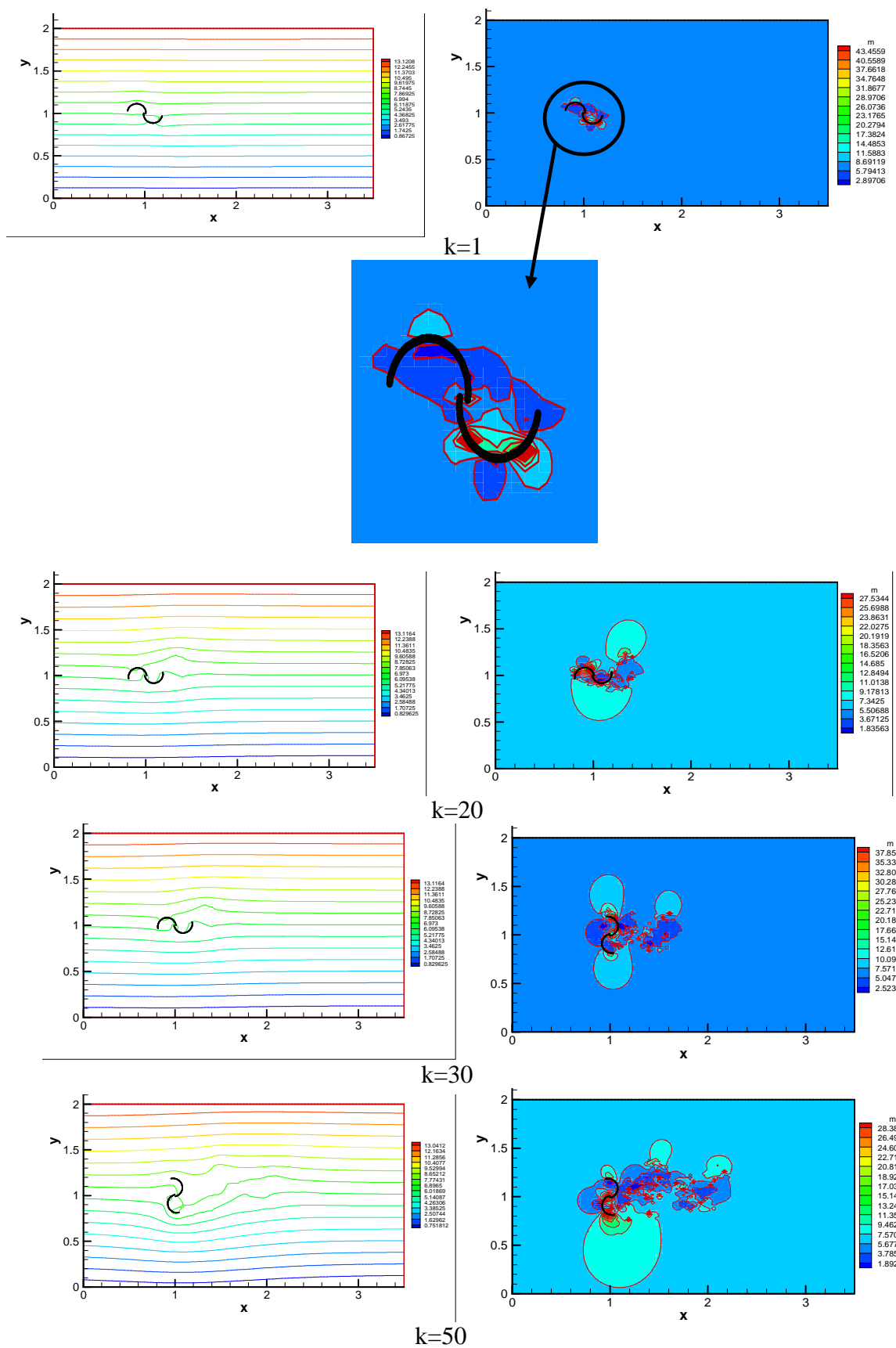


**Fig.IV.3.** Le module de vitesses.  $\alpha=120$ ,  
a:  $t=5$ , (b) :  $t=10$ , (c) :  $t=15$ ,

**Fig.IV.4.** Lignes du courants,  $\alpha=120$ ,



**Fig.IV.5.** Champs des pressions  $\alpha=120$ ,  
(a) :  $t=5$ , (b) :  $t=10$ , (c) :  $t=15$ .



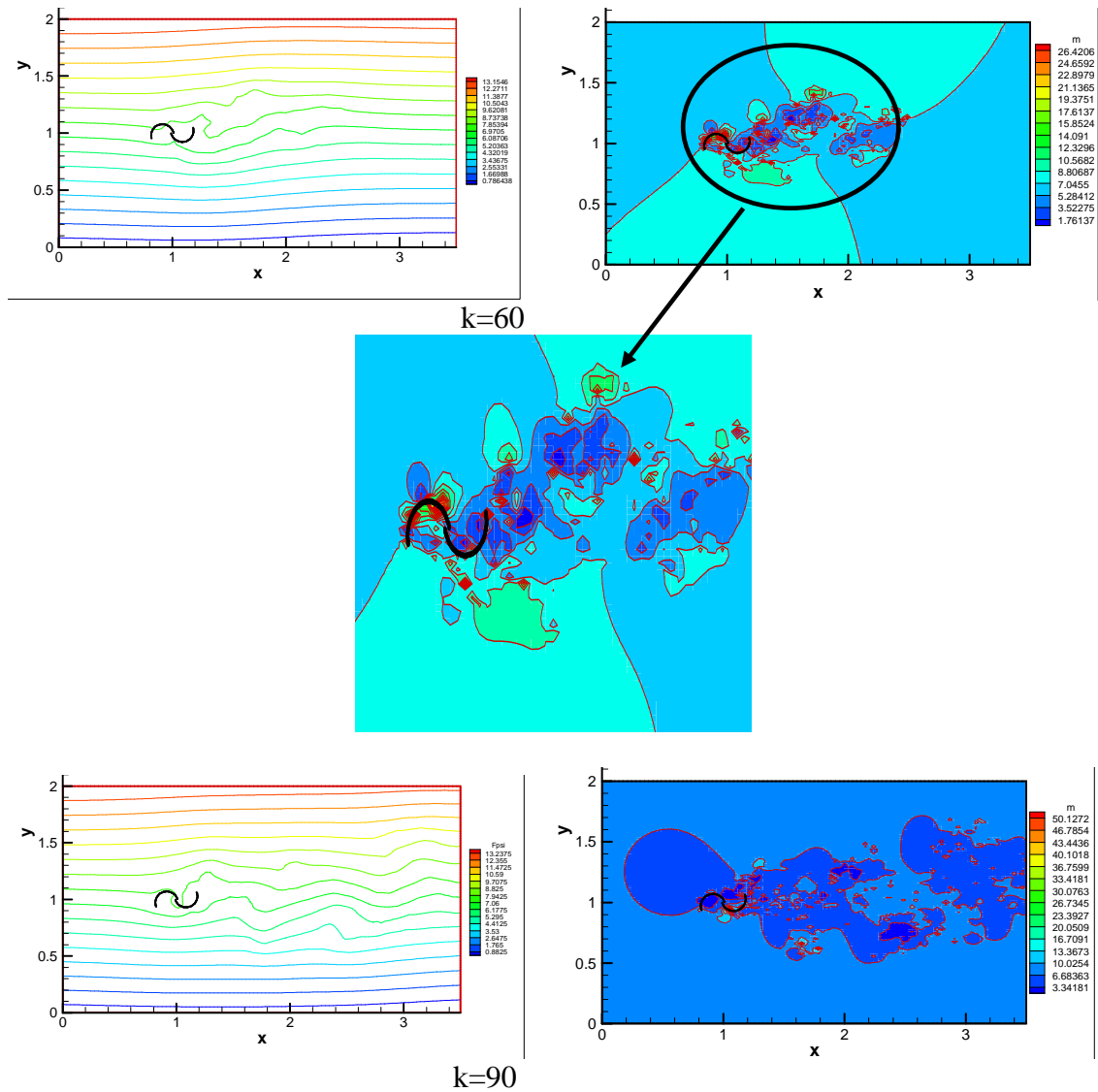


Fig.IV.6. Lignes du courant

Fig.IV.7. Module de vitesses

Nous avons représenté les lignes de courant et le module de la vitesse sur les figures (Fig.IV.6 et Fig.IV.7) respectivement. Comme résultat par conséquent, elles emprisonnent une masse de fluide contre la pale résistante; résultat qui se raccorde bien aux données expérimentales [8], alors que sur la pale motrice où ce phénomène est moins marqué, il y a une formation de tourbillons visibles à l'aval de l'extrémité de cette pale [38], probablement sont influencés par les lignes de courant venant de la pale résistante. Ces tourbillons s'effacent au fur et à mesure dans le sillage du rotor Savonius en gardant la même direction en moyenne Fig.IV.7. Sur cette figure nous observons un écoulement distordu ou déformé ressemblant à un écoulement multiphasique turbulent d'intensité de vitesses différentes, glissant entre elles. Cependant nous notons deux petites poches de fluide fixées sur l'intrados des deux pales et représentent deux forces résistantes non équilibrées. Ceci provoque le déplacement des deux pales qui acquièrent un mouvement de rotation. Il est à noter que l'évolution de ces masses dans

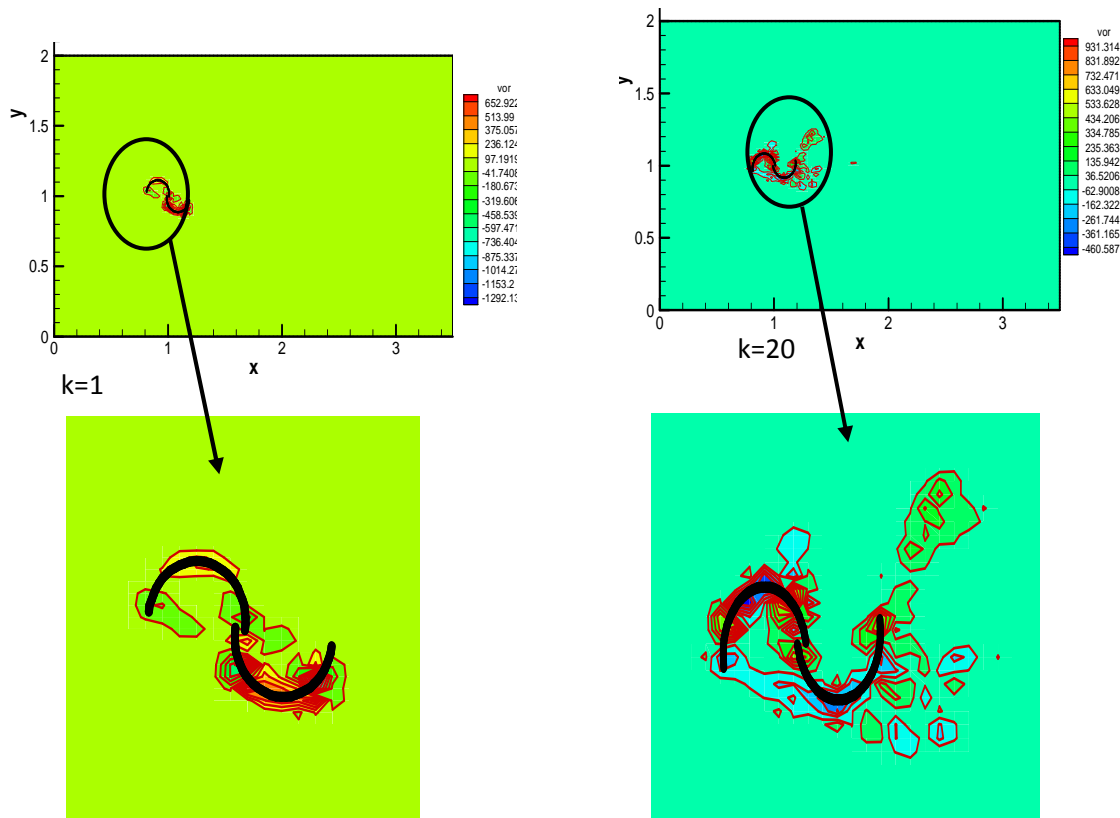
le temps est plus prononcée sur la masse voisine à la surface de la pale motrice. Ceci expliquera bien le fonctionnement du rotor.

### IV.3.2. La vorticité

Nous avons représenté sur la Fig.IV. 8. présente une série de modèles d'écoulements dans le sillage du rotor à différentes valeurs du pas du temps  $k$

Comme nous avons vue que les termes non linéaires vont jouer, à coté de la complexité de l'écoulement et de la configuration de l'obstacle, un rôle déterminant à deux niveaux :

- tout d'abord en ce qui concerne les interactions entre échelles de mouvement, c'est le terme non linéaire qui va permettre à l'énergie cinétique d'être transportée des mouvements d'une certaine taille à des mouvements d'une autre taille. Cette cascade d'énergie se fera vers les petites échelles permettant ainsi le phénomène de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique
- le problème de fermeture qui va se traduire par plusieurs paramètres comme par exemple l'effet de viscosité et surtout la diffusion turbulente simulée par la taille limite,  $\sigma$ , des tourbillons qui se rapprochent les uns vers les autres. La figure IV.6 montre par ses différents motifs, les contours de la vorticité constituent des poches de masse tourbillonnaire de fluide à différentes vitesses entraînées dans le sillage. Ces tourbillons se diffusent et prennent de l'espace de plus en plus grand tout en s'effaçant loin dans l'écoulement.





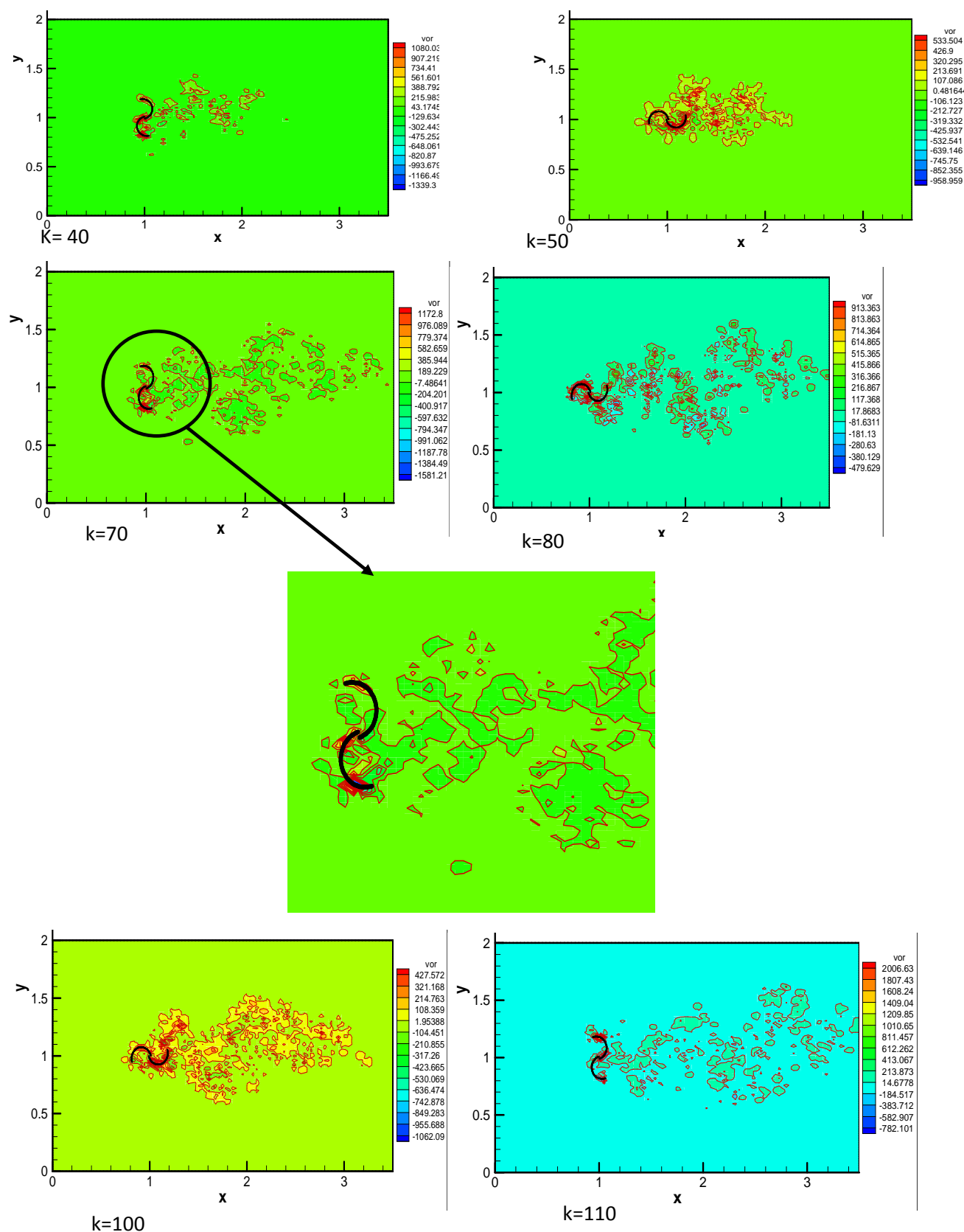
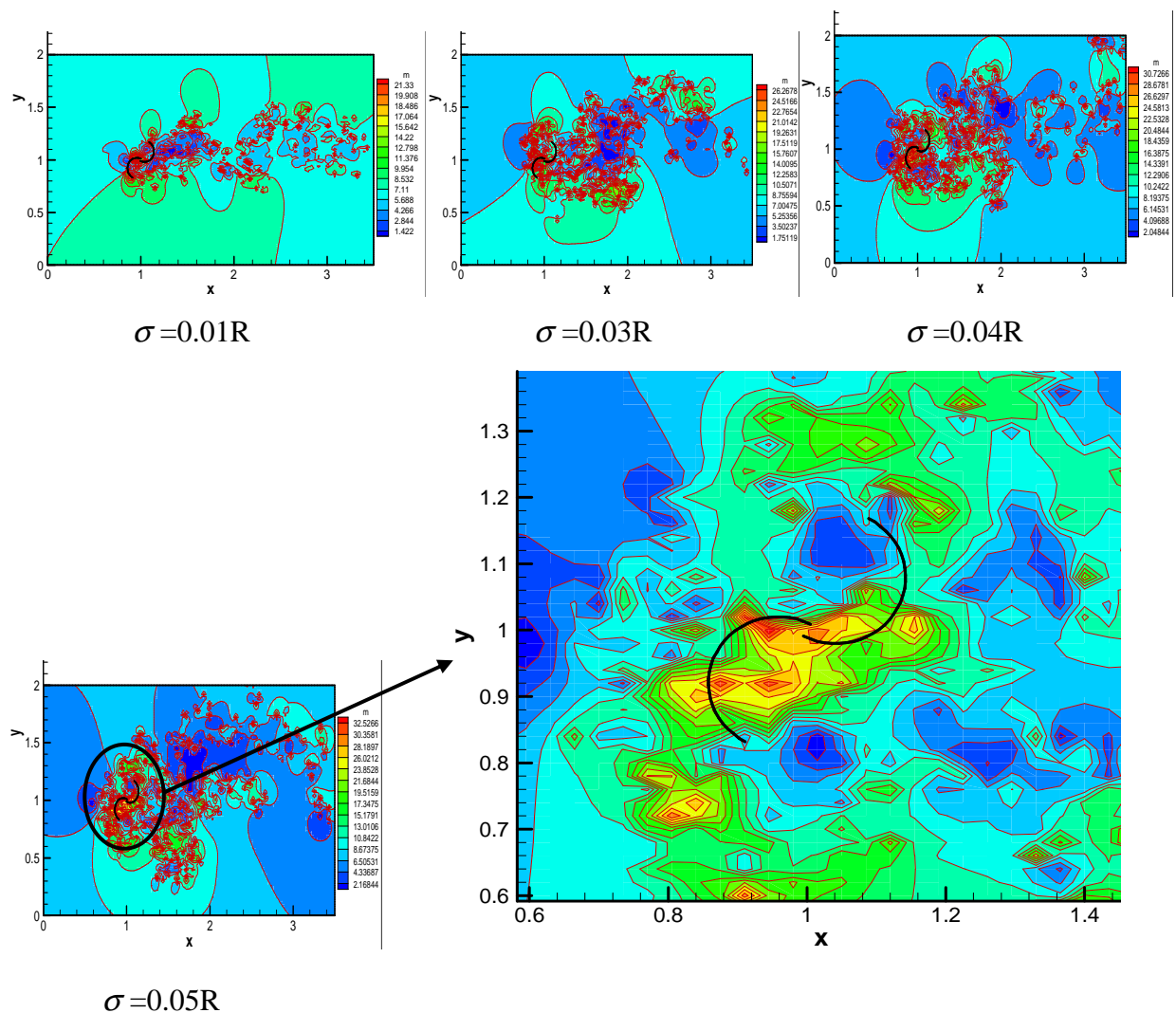


Fig.IV.8. Contours de la vorticité à différents temps

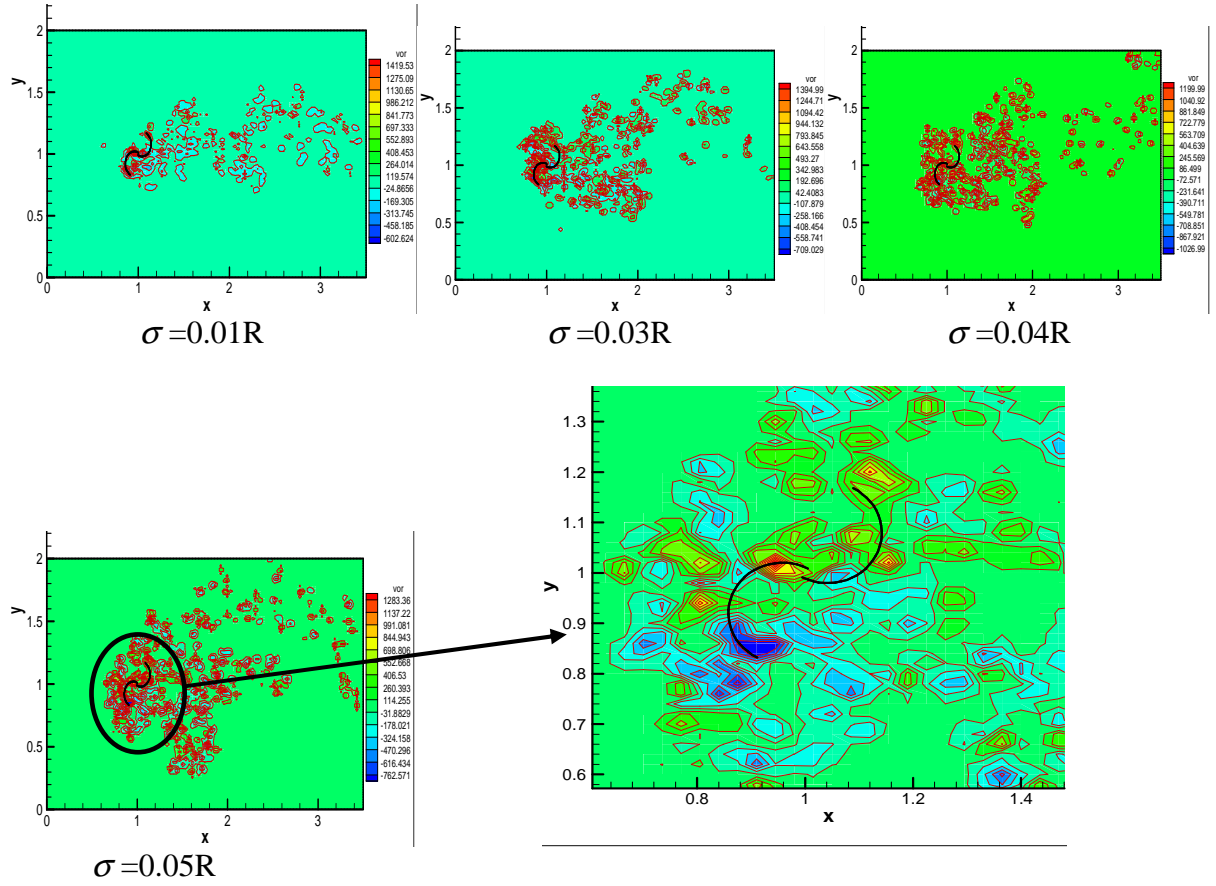
### IV.3.3.L'effet du rayon du noyau des tourbillons $\sigma$

Le paramètre  $\sigma$  qui représente l'espace limite entre un le vortex et la surface de la pale a pour rôle l'effacement de l'effet de sa présence pour faire satisfaire les conditions aux limites. On observe dans les différents schémas de la Fig.IV.9, le phénomène de turbulence qui s'amplifie au voisinage immédiat du rotor pour des valeurs élevées du rayon du tourbillon artificiel. Ce paramètre joue un rôle très important qui détermine la quantité de dissipation de la vorticité dans l'écoulement autour de l'éolienne et le long du sillage.

Kya et Arie propose de prendre :  $\sigma=0.05R$ . Pour comprendre mieux son influence nous avons élargi la gamme des valeurs de ce paramètre comme nous le voyons sur les figures (9,10).



**Fig.IV.9.** l'effet de  $\sigma$  sur les contours des modules des vitesses

Fig.IV.10. l'effet de " $\sigma$ " sur les Contours de vorticité

#### IV.3.4.L'effet du décalage entre les pales " $e$ "

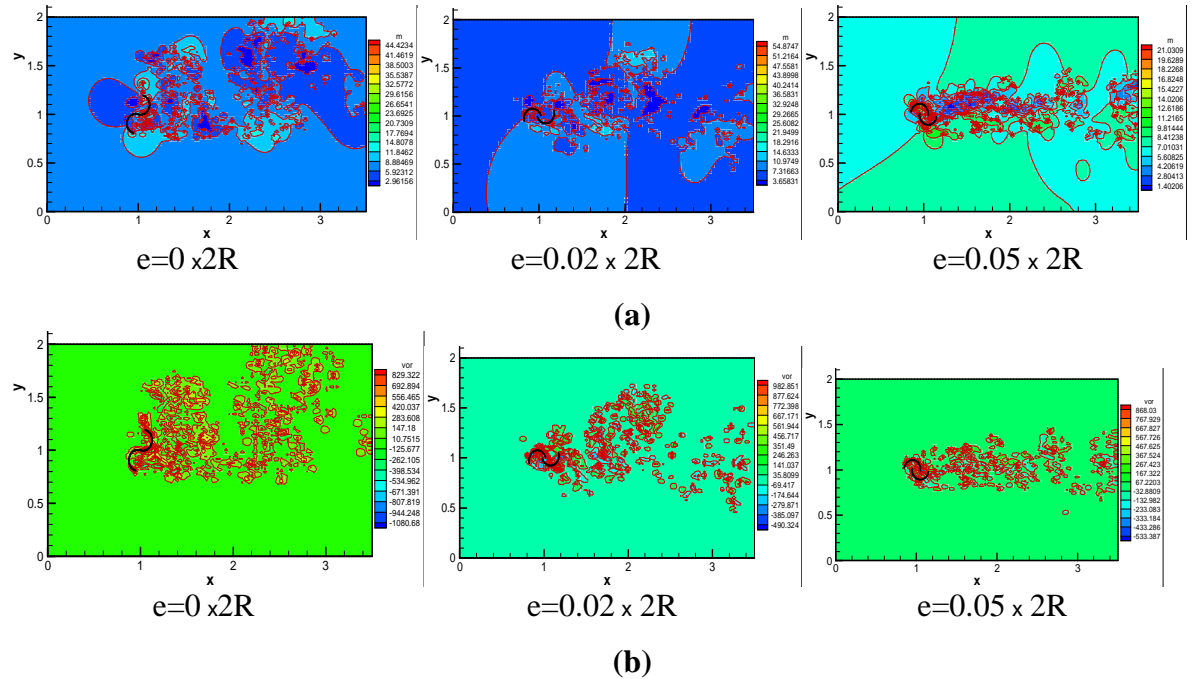
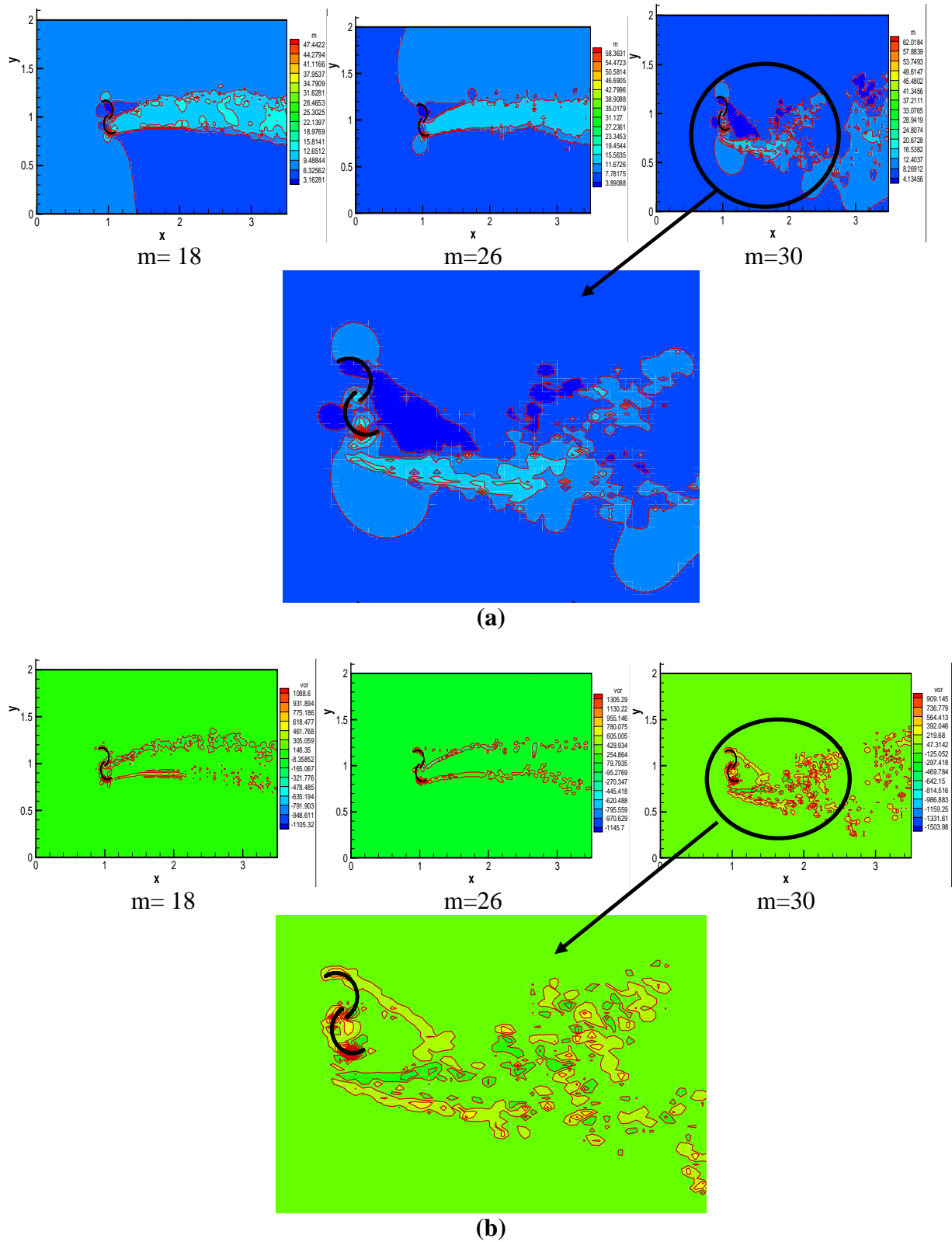


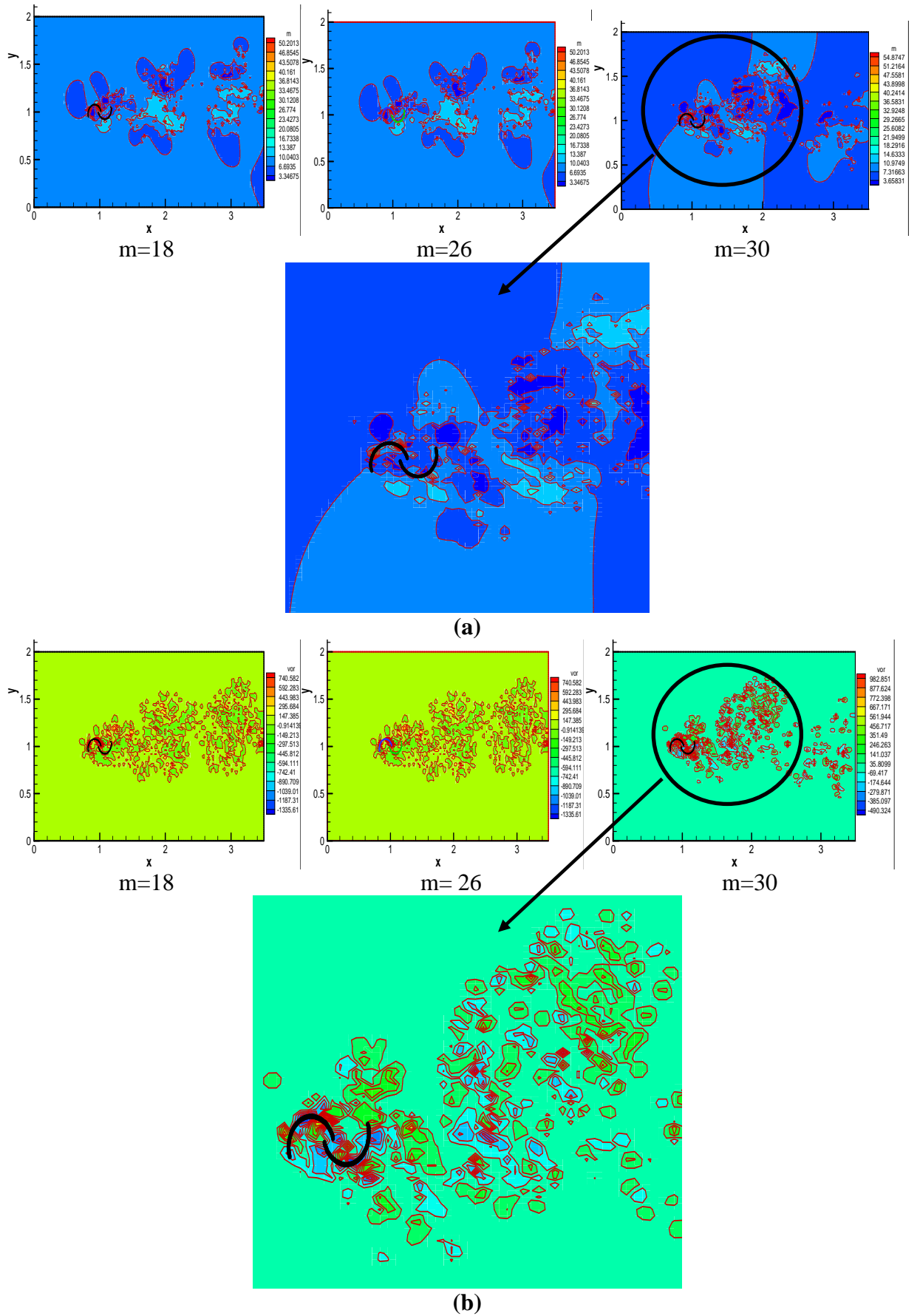
Fig.IV.11. l'effet de " $e$ " sur : (a) Contour des modules des vitesses, (b) la vorticité (rotor en rotation)

### IV.3.5. L'effet de nombre de nœuds sur les deux pales "m"

Les figures (IV.12 et IV.13) montrent que le phénomène de turbulence est évidemment clair pour des valeurs de "m". Ce phénomène est plus prononcé que se soit le rotor fixe où en rotation.

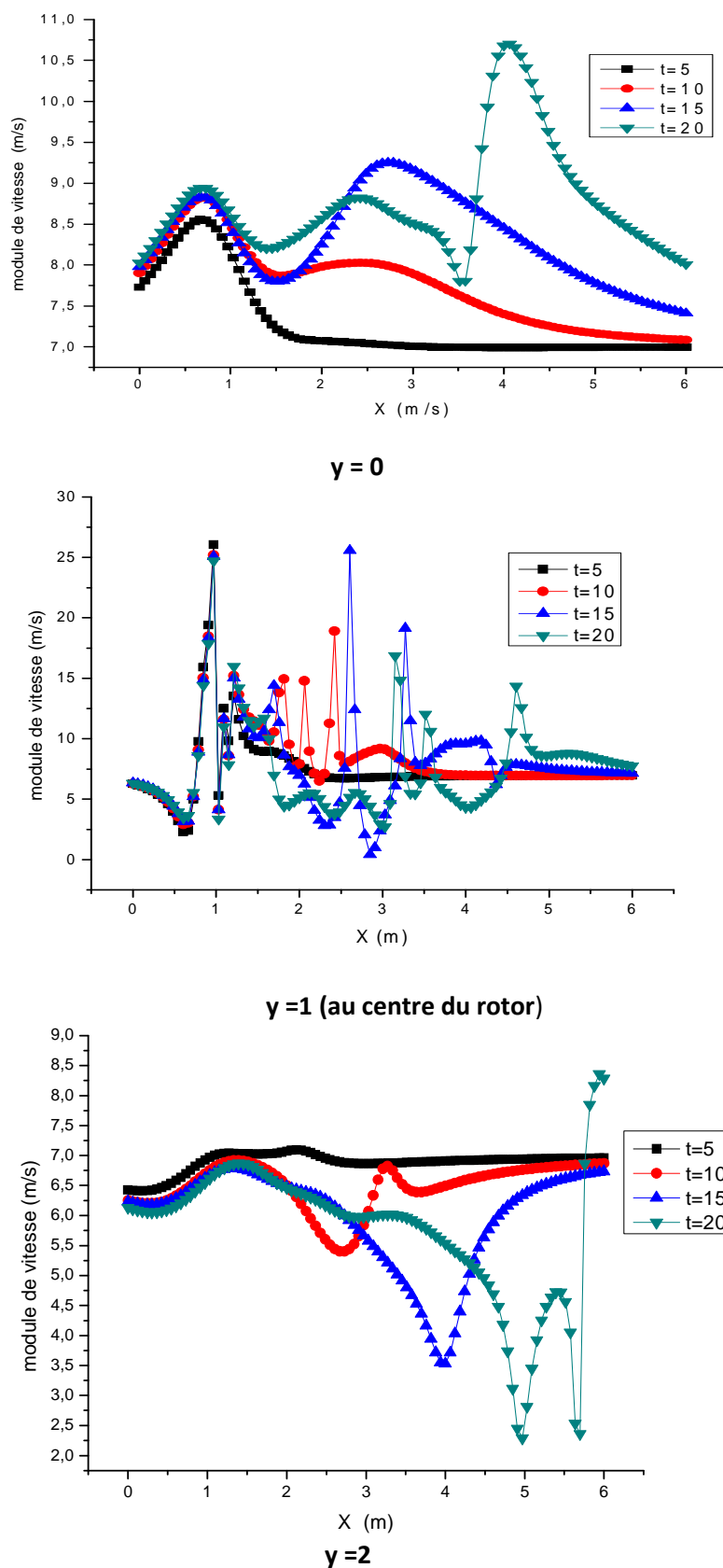


**Fig.IV.12.** l'effet de "m" sur (a) les contours des modules des vitesses, (b) la vorticité (rotor fixe)



**Fig.IV.13.** l'effet de "m" sur: (a) Contours des modules des vitesses, (b) et de la vorticité (rotor en rotation)

### IV.3.6. Profils de module de vitesse au niveau de rotor



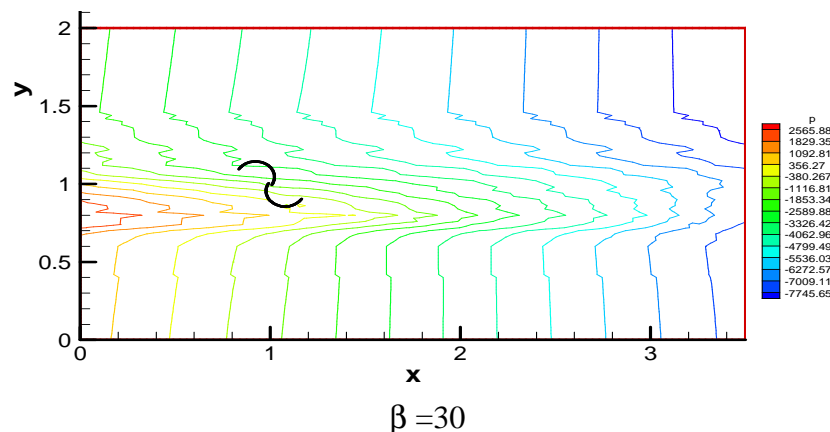
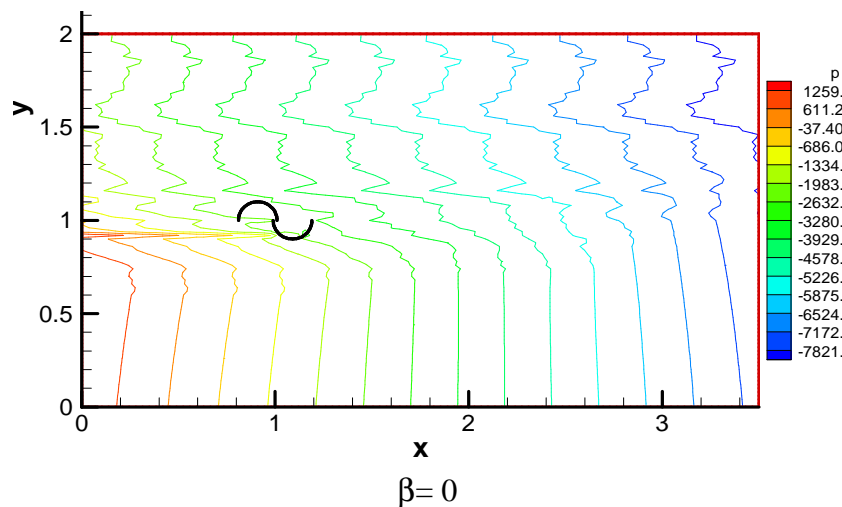
**Fig.IV.14.** Module de vitesse au voisinage de l'éolienne

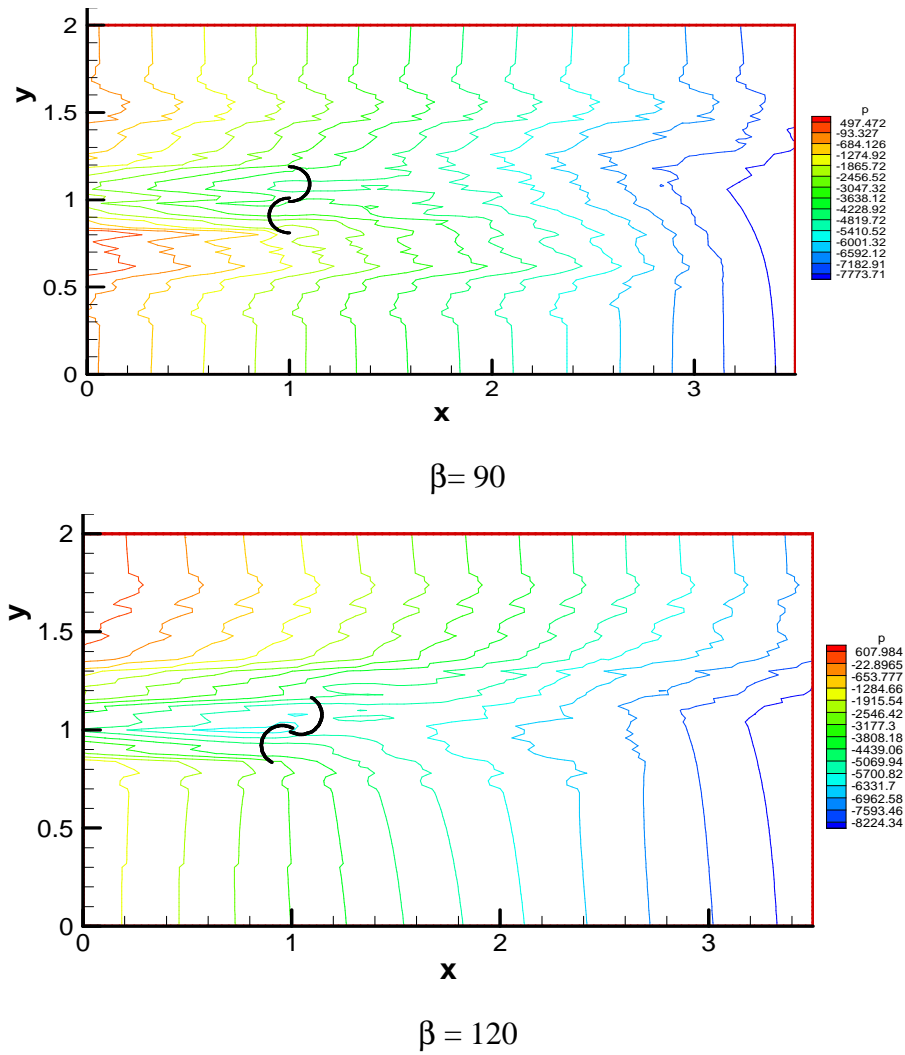


La figure (IV.14) retrace l'évolution, en fonction du temps, du module de la vitesse dans la direction moyenne de l'écoulement en trois points différents par rapport à l'obstacle ( $y=0, x$  ;  $y=1, x$  et  $y=2, x$ ). L'épure de la vitesse montre que le sillage est plus perturbé au centre et à l'aval du rotor. Cependant on remarque, bien que l'intensité de la vitesse soit différente dans les trois régions, une certaine régularité de l'écoulement des zones diamétralement opposées du voisinage immédiat du rotor. Puis en s'éloignant vers l'aval les parties extérieures de ces deux parties de l'écoulement éprouvent une turbulence qui prend effet aux environs de  $x=2.5$ . L'écoulement central est fortement agité dès son passage à travers le rotor et tend à s'épanouir loin comme c'est le cas de ses deux enveloppes.

### IV.3.7. Champ de pression en fonction de l'angle d'attaque $\beta$

Le champ de pression dans le domaine de contrôle est influencé même par les différentes configurations du rotor. On remarque, sur la Fig.IV.15 que le front de la zone de surpression se régénère à l'amont central par rapport au rotor savonius. Cette zone de surpression apparaît premièrement à l'amont inférieur du rotor pour les faibles angles d'attaque et remonte au fur et à mesure que l'angle d'attaque croisse pour arriver en position symétrique par rapport au centre de rotation de l'éolienne cela pour l'angle  $\beta = 120^\circ$  voir Fig.IV.15.



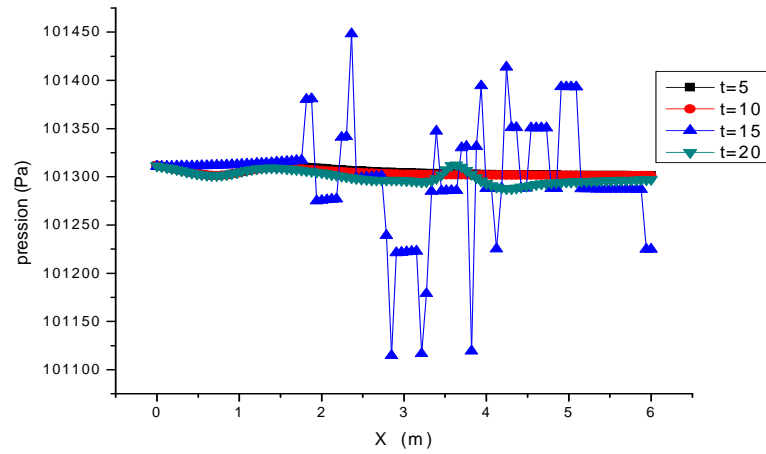


**Fig.IV.15.** Champ de pression en fonction de l'angle d'attaque

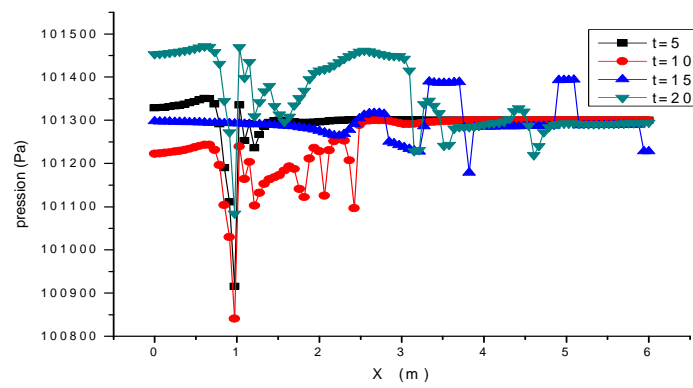
#### IV.3.8. Champ de pression au voisinage du rotor et dans le sillage :

Le profil des pressions des régions situées de part et d'autre du rotor, Fig.IV.16 retracent plus ou moins le phénomène précédent si ce n'est la différence enregistrée à  $y = 0$ . Le gradient de pression est plus nuancé dans la deuxième zone. Un fort gradient est observé centre immédiat du rotor et qui tend à s'affaiblir loin dans le sillage. La figure (IV.17) montre, pour le nombre de pas du temps égal à 100, la corrélation fondamentale qui existe entre la pression et la vitesse dans des problèmes classiques.

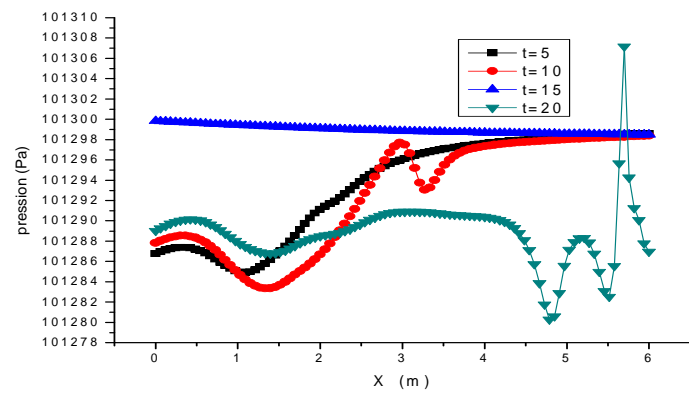




$y = 0$

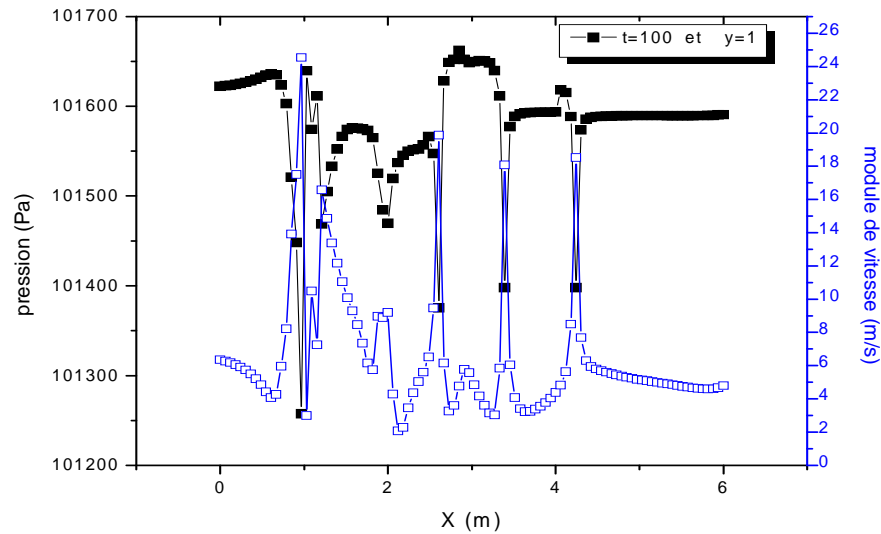


$y = 1$  (au centre de savonius)



$y = 2$

**Fig.IV.16.** Champ de pression au voisinage du rotor et dans le sillage



**Fig.IV.17.** Corrélation entre la pression et la vitesse.

#### IV.3.9. Le couple et la puissance

La partie focale de notre travail repose sur les performances mécaniques représentées par le couple et la puissance développés par le rotor.

Dans la première partie on analyse les différents paramètres géométriques et dynamiques influant sur le couple généré par le rotor Savonius lors de son fonctionnement dans des conditions déterminées.

La distance entre la pale et les tourbillons a une influence significative sur le profil de couple. Elle est évidemment claire sur la figure (IV.19) que l'augmentation de ce paramètre est la fluctuation de couple plus accentuent. La figure (IV.20) prouve que la configuration définie par  $90^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $0^\circ$  a un impact plus prononcé sur les seins que les autres configurations. En outre, on noter que le couple maximum correspond à angle d'incidence  $\beta = 90^\circ$  tandis que le minimum est obtenu pour les deux autres angles d'incidences. Sur la figure (IV.21) exposer que le couple prend la même valeur pour les premiers recouvrements de temps pour différentes valeurs de la vitesse du vent et puis commence à diminuer avec le temps et tend à devenir négative pour des vitesses inférieures. Mais pour des vitesses élevées, les courbes du couple reprennent des valeurs positives. Le paramètre du décalage des pales influence significativement l'évolution de couple avec le temps. Le couple se développe avec l'augmentation du ce rapport sur un secteur transitoire et tend à se stabiliser dans le temps. La valeur maximale du couple est obtenue après 0.8 seconde pour le cas statique comme vu dans la figure (IV.22). On remarque que pour le rotor fixe ou en rotation le couple prend des valeurs maxima pour un nombre des points plus grand sur les pales (figure IV.23).

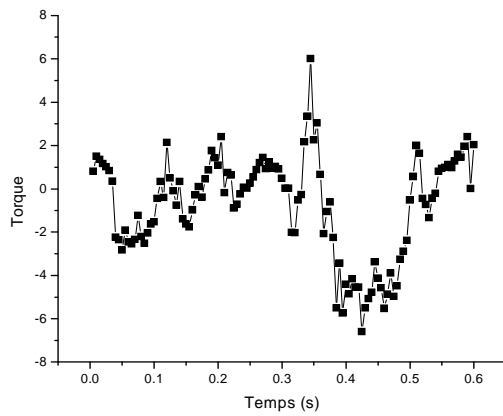


Fig.IV.18. Evolution temporelle du couple

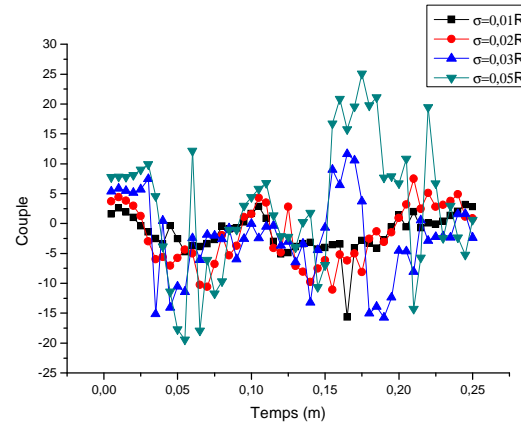
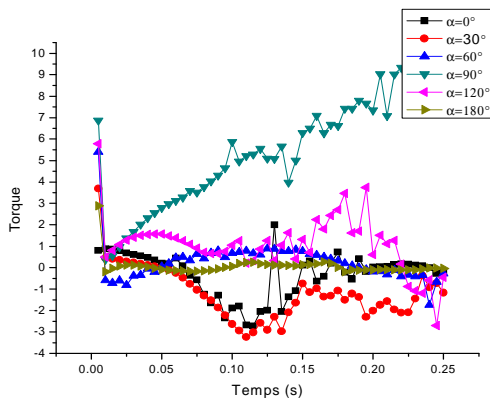
Fig.IV.19. Evolution du couple du rotor en fonction de temps pour différentes valeurs de " $\sigma$ "

Fig.IV.20. Evolution du couple du rotor en fonction de temps pour différentes valeurs d'angle du rotation

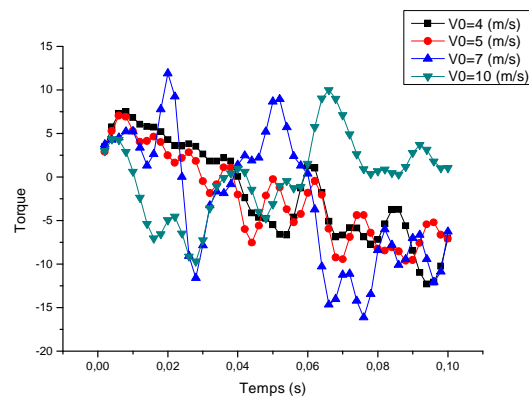
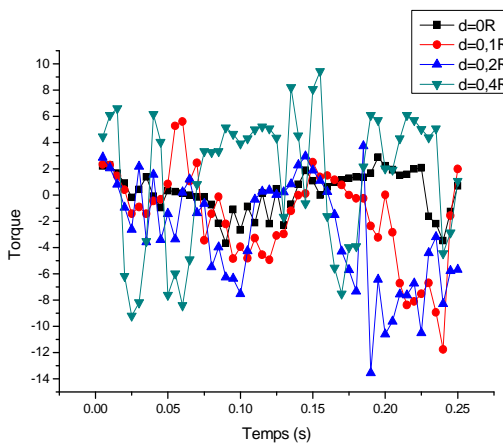
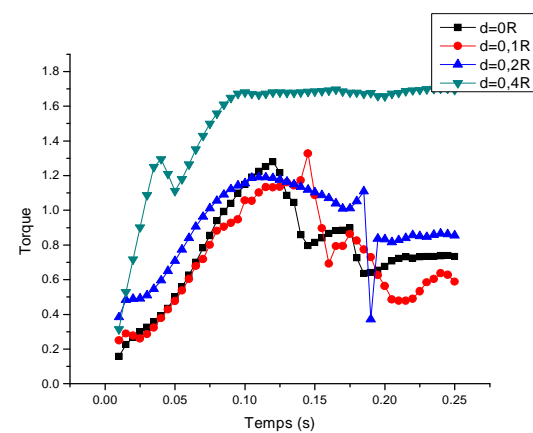


Fig.IV.21. Evolution du couple du rotor en fonction de temps pour différentes valeurs de vitesse de vent

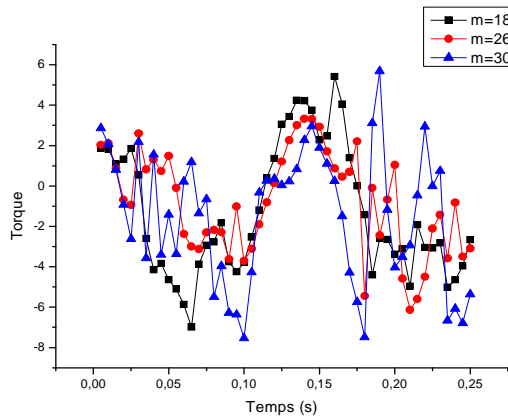


(a) rotor en rotation

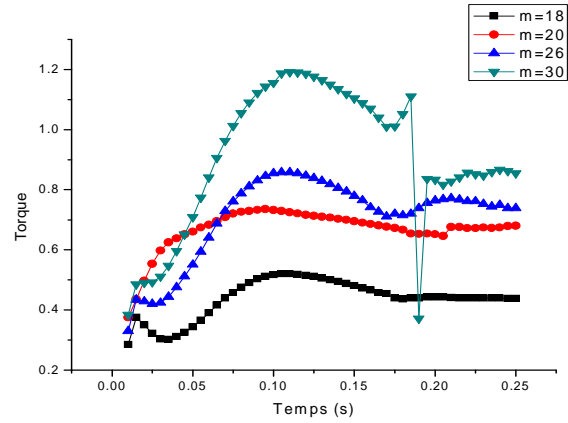


(b) rotor fixe

Fig.IV.22. Evolution du couple du rotor en fonction de temps pour différentes valeurs de " $e$ "



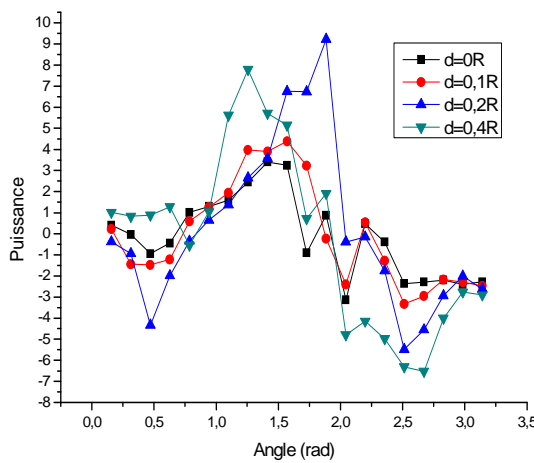
(a) Rotor en rotation



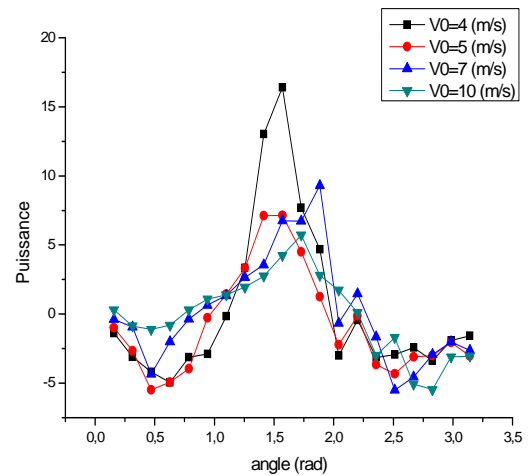
(b) rotor fixe

**Fig.IV.23.** Evolution du couple du rotor en fonction de temps pour différentes valeurs de "m"

Les mêmes remarque on pouvant extrait pour les figures (24,25) que les courbes du puissance prend des formes plus uniforme pour des valeurs grand des paramètres " $\sigma$ " et "e" et la vitesse de vent. Dans tous les cas la valeur maximum de la puissance est situer environs l'angle d'incidence  $\beta=90^\circ$ .



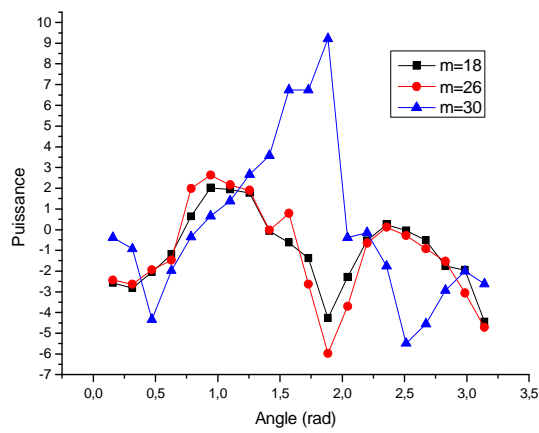
(a)



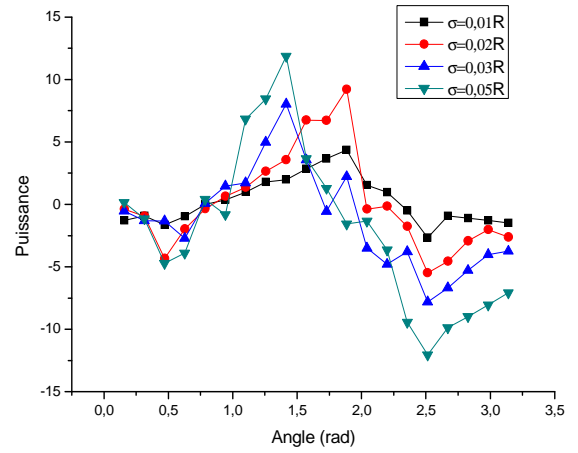
(b)

**Fig.IV.24.** évolution de puissance en fonction d'angle d'incidence

(a)différents valeurs de "c" (b) différents valeurs du vitesse de vent



(a)



(b)

**Fig.IV. 25.** Evolution de puissance en fonction d'angle d'incidence(a)différents valeurs de "m" (b) différents valeurs " $\sigma$ "

# *Conclusion*

L'apport de notre travail réside dans l'étude de l'écoulement autour de ce rotor, en utilisant la méthode des tourbillons discrétisés associée à celle des singularités. Cette étude a contribué à la compréhension du phénomène complexe qui caractérise ce type d'écoulement. Les informations recueillies ont, non seulement, permis de simuler les performances mécanique et énergétique mais ainsi d'investiguer l'évolution du sillage de l'éolienne.

D'une manière détaillée, La simulation numérique nous a permis de déterminer le champ complexe des vitesses ainsi que celui des pressions. Ces résultats sont, du point de vue qualitatif, en bon accord en comparaison avec les résultats expérimentaux des champs des pressions rapportés par l'auteur [8]. On observe aussi une bonne corrélation des champs des pressions avec les émissions tourbillonnaires. Ce qu'on peut dire de la méthode utilisée est qu'elle est plus efficace dans de tels types d'écoulements à haut nombre de Reynolds par rapport aux autres méthodes classiques.

# *Bibliographies*

- [1] R. Geothals, Potentiel éolien, La recherche n°109, vol. 11, mars 1980
- [2] A Mirecki , Thèse préparée au Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique Industrielle de l'ENSEEIH.Toulouse. 2005
- [3] Gary L. Johnson, WIND ENERGY SYSTEMS, electronic edition, Manhattan, Kans December 10, 2001
- [4] Kloeffer, R. G. and E. L. Sitz: *Electric Energy from Winds*, Kansas State College of Engineering Experiment Station Bulletin 52, Manhattan, Kans., September 1, 1946.
- [5] P. Frédéric, Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes. 19 décembre 2003.
- [6] The windicator (2005), Wind energy facts and figures from windicator monthly. Windpower Monthly News Magazine, Denmark, USA:1-2
- [7] Sathyajith Mathew, Wind Energy. Fundamentals, Resource Analysis and Economics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2006, Printed in the Netherlands
- [8] Z. Aouachria, Champ de pression sur les aubes d'une éolienne savonius, détermination des coefficients de moment et de puissance, étude des émission tourbillonnaires sur les aubes, J. de mécanique théorique et appliquée, vol.6, N°6,pp. 847-842, 1987)
- [9] Z. Aouachria, Thèse de Doctorat, Université de Province, AIX-Marseille I, 1987.
- [10] A. Betz , "Die Windmühlen im lichte Newerer Forscgung", Die Naturwissenschafte, 15-68, Berlin, 1927

- 
- [11] C.N Jones., R.D Litter. and B.L Manser, The Savonius rotor performance and flow about, Proc. 1<sup>st</sup>, BWEA Wind Energy, Workshop, 1979, pp. 102-108
  - [12] H. Jeanmart et J. Martin, Les éoliennes, Configuration des rotors actuels. INIS 3101 22 October 2001
  - [13] J.L. Menet, F. Cottier, Etude paramétrique du comportement aérodynamique d'une éolienne lente à axe vertical de type Savonius. 16ème Congrès Français de Mécanique, Nice septembre 2003
  - [14] U. K. Saha, P. Mahanta, A. S. Grinspan, P. Suresh Kumar and P. Goswami, Twisted bamboo bladed rotor for Savonius wind turbines. Department of Mechanical Engineering, Indian Institute of Technology, Guwahati-781 039, India
  - [15] R.E. Sheldahl , B.F. Blackwell , L.V. Feltz , Wind Tunnel Performance Data for Two- and Three-Bucket Savonius Rotors , journal of energy , vol.2 ,1978,pp.52-61
  - [16] O. O. Mojola, On The Aerodynamics Design of The Savonius Windmill Rotor,. Journal of Wind Energy and Industrial Aerodynamics, (1985), Vol .15, pp. 223-231
  - [17] Fujisawa, N., and Gotoh, F., (1992), .Pressure measurement and flow visualization study of Savonius rotor. Journal of Wind Energy and Industrial Aerodynamics, Vol .39, pp. 51-60
  - [18] N. Fujisawa, and F. Gotoh, Experimental study on the Aerodynamic Performance of a Savonius Rotor,. ASME Journal of Solar Energy Engineering, 1994, Vol.116, pp.116-149
  - [19] A. Kumar, and S. Grover, Performance Characteristics of a Savonius Rotor for Wind Power Generation-A Case Study. Alternate Sources of Energy, Proceeding of Ninth National Convention of Mechanical Engineers, IIT Kanpur. 1993
  - [20] V. J. Modi, and M. S. U. K. Fernando, On the Performance of the Savonius Wind Turbine. ASME Journal of Solar Engineering, 1989, Vol. 111, pp.71-76
  - [21] H. R. Rahai, Development of optimum design configuration and performance for vertical axis wind turbine, California Energy Commission, May 2005
  - [22] T. Kawamura, T. Hayashi, K. Miyashita, Application of the Domain Decomposition Method to the Flow around the Savonius Rotor. 12th International Conference on Domain Decomposition Methods. 2001, 394-400



- 
- [23] D.Benghrib, A. Ahram, L.Bchir, Description de l'alternance des tourbillons d'un rotor Savonius par visualisation en tunnel hydrodynamique. C. R. Acad. Sci. Paris, t.326, série II b, p. 495-500, 1998
  - [24] A. H. Chauvin, L'éolienne Savonius. Etude aérodynamique et performances mécaniques. The Savonius rotor Aerodynamical study and mechanical performances. 12èmes Journées Internationales de Thermique. Tanger, Maroc du 15 au 17 November 2005, 57-60
  - [25] A. Betz, Wind energy and its application by windmills, Vandenhoeck and Ruprecht, gottingen, 1926 p. 64 ( in German )
  - [26] E.S. Van Dusen and R.H. Kirchhoff , A two dimensional vortex sheet model of a Savonius rotor , in Fluids Engineering in Advanced Energy Systems , ASME , 1978 , pp. 15-31
  - [27] T. Sparkaya, An inviscid model of tow-dimensional vortex shedding for transient and asymptotically steady separated flow over an inclined plate, Journal of fluid Mech 1975. 68 109-128
  - [28] R. Chein, J. N. Chung, Discrete vortex simulation of flow over inclined and normal plates, Computers & Fluids Vol. 16, No. 4, pp. 405-427, 1988
  - [29] S. Nagano, M. Naito and H. Takata, A numerical analysis of two dimensionel flow past a rectangular prism by a discrete vortex model, *Compeers and RuMs* Vol.10, No.4, pp 243-259,1982.
  - [30] B. Bienkiewicz, R. F. Kutz, Applying the Discrete Vortex Method to Flow about Bluff Bodies. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 36 (1990) 1011 – 1020
  - [31] K. Kamemoto and P. W. Bearman, An inviscid model of interactive vortex shedding behind a pair of flat plates arranged side by side to the approaching flow, Trans, JSME. B, 46 (1980), 1226-1236 (in Japanese)
  - [32] M. Cheng, Y.T. Chew, S.C. Luo, Discrete vortex simulation of the separated flow around a rotating circular cylinder at high Reynolds number, Finite Elements in Analysis and Design 18 (1994) 225-236
  - [33] H. Kawai, discrete vortex simulation flow around a circular cylinder with a splitter plate, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 33 (1990) 153-160

- [34] I. Taylor, M. Vezza, Prediction of unsteady flow around square and rectangular section cylinders using a discrete vortex method. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 82 (1999) 247-269
- [35] A. Larsen, J. H. Walther, Aeroelastic analysis of bridge girder sections based on discrete vortex simulations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 67&68 (1997) 253- 265
- [36] T.Ogawa , theoretical study on the flow about a Savonius rotor ,*journal of Fluid Engineering* , March 1984 ,vol . 106 / 85-90
- [37] M.S.U.K. Fernando , V.J. Modi , A numerical analysis of the unsteady flow past a Savonius rotor , *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* , 32 (1989) 303-327
- [38] Z .Aouachria, Dj.Djoumati, Dj.Haddad, Theoretical analysis of the flow around a Savonius rotor *Proceedings of the Fourth International Conference on Thermal Engineering: Theory and Applications* January 12-14, 2009, Abu Dhabi, UAE

### **Résumé**

Cette étude a contribué, en première étape, à l'analyse de l'écoulement autour de l'éolienne et à la compréhension du phénomène complexe lié à cet écoulement. En effet, l'étude met en évidence l'influence des paramètres géométriques dynamiques sur les champs tourbillonnaire, dynamiques et énergétiques. Les informations recueillies ont, non seulement, permis de simuler les performances mécanique et énergétique mais aussi d'analyser les effets des différents paramètres sur ses performances et d'investiguer l'évolution du sillage de l'éolienne.

D'une manière détaillée, la simulation numérique faite a permis de déterminer le champ des vitesses et des pressions. Ces résultats, du point de vue qualitatif, sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux des champs des pressions instantanées, comme on observe aussi une bonne corrélation entre les champs de pression et le champ des émissions tourbillonnaires. Ce qu'on peut dire de la méthode utilisée qu'elle est plus efficace et puissante dans de tels types d'écoulements à grand nombre de Reynolds par rapport aux autres méthodes classiques.

Mot clés: Energie éolienne, Rotor Savonius, méthode des tourbillons discrétisés, performance énergétique.

### **Abstract:**

This study contributed in the first stage, analysis of the flow around the turbine and the understanding of this complex phenomenon related to such flow. Indeed, the study highlights the influence of geometric parameters on dynamic vortex fields, dynamic and energetic.

The information gathered has not only allows simulate the mechanical performance and energy but also to analyze the effects of different parameters on its performance and investigate the evolution of the wake of the turbine. For more details, the numerical experiment has determined the velocity field and pressures. These results, in terms of quality, are in very good agreement with the results experimental fields of instantaneous pressures, as also observed a good correlation between the pressure fields and vortex field. What can be said of method used it more efficient and powerful in such types of flows with many Reynolds compared to other conventional methods.

Key words: Wind energy, Savonius rotor, discret vortex method, energetic efficiency.

**خلاصة:**