

THÈSE

1008

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE DES FLUIDES

par

Roger BARÈNES

ANALYSE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DU FONCTIONNEMENT D'HÉLICES DE DRONES

Soutenue le 30 juin 1999 devant la Commission d'Examen :

MM.	R. PELISSIER	Président
	J.-M. BOUSQUET	Rapporteur
	A. CARRÈRE	Directeur de thèse suppléant *
	D. FAVIER	Rapporteur
	P. GAJAN	
	C. MARESCA	Rapporteur

* En remplacement du Professeur HA MINH Hieu Directeur de thèse décédé en avril 1999

Remerciements

Cette étude est dédiée à la mémoire de M. Ha Minh, qui dirigea ma Thèse tant que son état de santé lui en laissa la possibilité, qui sut me conseiller sur les choix principaux, et qui restera pour moi un exemple sur le plan scientifique autant que sur le plan humain.

J'adresse mes remerciements à M. Pelissier pour avoir accepté la présidence du jury, ainsi qu'à M. Jean-Marc Bousquet, chercheur à l'ONERA-Châtillon qui, au moment des difficultés de la fin de thèse, a corrigé ce mémoire, en me guidant sur les points importants à mieux mettre en relief. De même, MM. Daniel Favier et Christian Maresca du laboratoire IRPHE ont pris en charge la mission de rapporteurs : leurs analyses critiques m'ont permis de mieux mettre au point mon étude doctorale.

Je remercie aussi particulièrement M. Alain Strzelecki, chercheur au DMAE-ONERA Toulouse, qui a consacré un temps précieux à m'orienter dans le domaine des visualisations rapides, M. Pierre Gajan, lui aussi chercheur au CERT DMAE, et enfin M. Alain Carrère, chef du département propulsion à SUPAERO qui a repris la direction de thèse quand il a fallu organiser l'issue de ce travail : leurs conseils ont été précieux pour la soutenance de thèse. Je remercie toutes ces personnes aussi d'avoir accepté de participer au jury de soutenance de thèse.

J'adresse aussi tous mes remerciements à tous ceux qui, d'une façon ou d'une autre, ont contribué à la réalisation de ce travail. Parmi ceux-là, dans le milieu professionnel, je remercie particulièrement toute mon équipe, les permanents du laboratoire de Propulsion de SUPAERO d'abord (MM Epoudry, Demolis, Beyries, Roou, et Cometx) et puis aussi les appelés scientifiques du contingent, (Cedric, Stéphane, Vincent et encore Stéphane...) qui chacun à leur façon m'ont aidé dans les réalisations et les mises au point du banc d'essai et des systèmes de mesure, les campagnes d'essais, et enfin les programmes de calculs ou de dépouillement.

Aux autres membres du personnel de l'Ecole, à ceux qui sur un plan hiérarchique m'ont accordé (et même encouragé pour M. Noël Rochas) le privilège de travailler sur ce sujet au titre de la formation continue, à ceux du service informatique (et notamment M Christian Réau) pour qui le mot service n'est pas un vain mot, à ceux du service fabrication qui ont réalisé le banc, et enfin à tous ceux, collègues et amis, pour qui un travail de recherche n'a pas semblé inutile, et qui par un mot, un sourire ou une écoute m'ont donné un peu de dynamisme, j'adresse mes plus sincères remerciements.

Aux membres du personnel du CEAT et de l'ENSICA (Les responsables d'essais MM Claude Dufour, Hervé Belloc, et pour la soufflerie S4 Valérie, Serge, Philippe et François et M. Reynaud pour la campagne de visualisation...), j'adresse mes plus vifs remerciements, ainsi qu'aux services officiels (STAE) qui m'ont accordé les campagnes d'essais au CEAT.

Enfin, dans un contexte plus personnel, j'adresse ici toute mon affectueuse reconnaissance
-à ma famille, celle d'où je viens, mes parents, mon frère et mes sœurs, avec qui j'ai grandi dans un monde où il fait bon vivre et étudier,
-à ma famille, celle qui m'entoure quotidiennement, mon épouse Sylvie et mes filles, Cécile et Magali, qui ont bien pris les conditions d'un travail plus prenant qu'il n'aurait été souhaitable,
-et enfin tous le reste de ma famille et de mes amis, qui me pardonneront de les avoir un peu négligé pendant cette période ...

NOTATIONS

Caractéristiques géométriques de la pale

- R rayon de pale
 Ro rayon de moyeu (0,12m)
 D diamètre de l'hélice (0,6m)
 α_0 calage du profil de référence à la position radiale 0,75R
 $\theta_v(r)$ loi de vrillage du profil de pale par rapport au calage de référence
 $\alpha(r)$ loi de calage du profil de pale (par rapport au plan de rotation)
 $\alpha(r) = \theta_v(r) + \alpha_0$
 l(r) loi de corde du profil de pale
 e(r) loi d'épaisseur des profils de pale
 e(r)/l(r) épaisseur relative du profil de pale
 B Nombre de pales
 BA.n1.n2 référence de la pale :
 n1 : degré du polynôme de mise en flèche
 n2 : angle de recentrage de la flèche après application du polynôme
 (BA420 polynôme degré 4 recentré de 20°)
 ϕ_s angle de flèche local

point de fonctionnement de l'hélice

- $V_\infty = V_0$ Vitesse infini amont (m/s)
 ω Vitesse de rotation (rd/s)
 N Vitesse de rotation (tr/mn)

Repères

O centre de rotation de la pale, origine des repères
Ro repère absolu cartésien (O.xo,yo,zo) lié au moteur
 xo,yo,zo coordonnées d'un point dans le repère absolu

R repère relatif cartésien (O.x,y,z) lié à la pale

- x, y coordonnées dans le plan transversal
 x coordonnée radiale d'un point dans le repère relatif
 y coordonnée tangentielle d'un point dans le repère relatif
 z coordonnée axiale d'un point dans le repère relatif
 z axe repère relatif confondu avec zo axe repère absolu

TABLE DES NOTATIONS

R repère relatif cylindrique (O,r,θ,z) lié à la pale

- r coordonnée radiale
θ coordonnée angulaire azimutale
 $\xi=r/R$ coordonnée radiale réduite

T repère local sur la ligne portante pour le calcul de l'incidence

- \vec{t} vecteur directeur tangent à la ligne portante
 $\vec{p}\vec{r}o$ vecteur directeur perpendiculaire dans le plan de la flèche
 $\vec{t}\vec{p}\vec{r}o$ vecteur directeur perpendiculaire à la ligne et au plan de flèche

performances

- F poussée de l'hélice ; force résultante axiale sur l'hélice (N)
C couple absorbé par l'hélice (m.N)
n fréquence de rotation (tr/s)
γ paramètre d'avancement (ou de fonctionnement) de l'hélice ($\gamma = V_0/n \cdot D$)
 τ_{ind} coefficient de poussée induit ($\tau_{ind} = F_{ind}/\rho \cdot n^2 \cdot D^4$)
 χ_{ind} coefficient de puissance induite ($\chi_{ind} = C_{ind} \cdot \omega/\rho \cdot n^3 \cdot D^5$)
 $\tau_{réel}$ coefficient de poussée réel ($\tau_{réel} = F_{réel}/\rho \cdot n^2 \cdot D^4$)
 $\chi_{réel}$ coefficient de puissance réelle ($\chi_{réel} = C_{réel} \cdot \omega/\rho \cdot n^3 \cdot D^5$)
 $\eta_{réel}$ rendement réel ($= F_{réel} \cdot V_0/C_{réel} \cdot \omega$)
 η_{ind} rendement induit ($= F_{ind} \cdot V_0/C_{ind} \cdot \omega$)

éléments du développement de l'algorithme théorique

- $x_{LOB} y_{LOB} z_{LOB}$ coordonnées des points de Lobatto, points d'émission des lanières tourbillonnaires
 $x_{GAUSS} y_{GAUSS} z_{GAUSS}$ coordonnées des points de Gauss, points de contrôle permettant un calcul d'intégrale
 α_k coefficients du développement en série de Fourier de la fonction circulation
G(I, φ) coefficient d'influence géométrique
 β_k coefficients du développement en série trigonométrique de la fonction d'influence géométrique pour le calcul de la vitesse induite par le tourbillon libre sur la pale
 γ_n coefficients du développement en série trigonométrique du coefficient d'influence géométrique pour le calcul de la vitesse induite par le tourbillon lié sur la pale

TABLE DES NOTATIONS

- s abscisse curviligne d'un point de la pale
- s0 abscisse curviligne du point limite de moyeu
- s1 abscisse curviligne du point de tête de pale

polaire de profil

- Cz coefficient de portance sur un profil supposé bidimensionnel
- Cx coefficient de traînée sur un profil supposé bidimensionnel
- W vecteur vitesse relative, incidente sur le profil
- W_{\perp} composante du vecteur vitesse normale à la ligne portante
- i angle d'incidence du vecteur W par rapport à la corde du profil

Calcul des vitesses induites

- M point de calcul de la vitesse induite
- I point d'une lanière tourbillonnaire
- $d\vec{l}$ élément de longueur d'une lanière tourbillonnaire
- ϕ position azimutale de la pale dans le repère absolu
- W_{ind} vecteur vitesse induite par un élément tourbillonnaire
- Va composante de vitesse axiale (même direction que Vo)
- Vt composante de vitesse tangentielle
- Vr composante de vitesse radiale

éléments du modèle de sillage lanière

- $\Gamma(r)$ loi de circulation des vitesses (m^2/s) sur la pale
- $\lambda(r)$ pas de la lanière hélicoïdale (m)

modèle Landgrebe/IMFM :

- Ψ position azimutale sur la lanière
- A coefficient de contraction finale du rayon de l'hélicoïde
- B taux de contraction du rayon de l'hélicoïde
- K1 pas de l'hélicoïde dans la zone initiale
- K2 pas de l'hélicoïde dans la zone finale

indices

- T tourbillon
- ind induit
- b azimut limite du premier domaine de la lanière
- s azimut limite de destruction de lanière

TABLE DES MATIERES

1	INTRODUCTION.....	4
2	ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE.....	5
2.1	RAPPEL HISTORIQUE.....	5
2.1.1	<i>Développement de la théorie de l'hélice.....</i>	5
2.1.2	<i>Problématique de l'interaction.....</i>	9
2.1.3	<i>Problématique du profil d'hélice.....</i>	9
2.2	ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE DES TRAVAUX ANTÉRIEURS RÉCENTS.....	11
2.2.1	<i>Modélisations théoriques du sillage.....</i>	11
2.2.2	<i>Résultats théoriques généraux sur la mise en flèche.....</i>	18
2.2.3	<i>Résultats bibliographiques sur approche expérimentale.....</i>	21
3	ANALYSE EXPERIMENTALE DES PERFORMANCES.....	32
3.1	MOYENS D'ESSAIS COMMUNS.....	32
3.1.1	<i>Le banc d'essai d'hélices SUPAERO.....</i>	32
3.1.2	<i>La simulation du point de vol.....</i>	33
3.2	LES HÉLICES.....	34
3.3	MOYENS DE MESURE DES PERFORMANCES.....	35
3.4	ANALYSE DES PERFORMANCES.....	35
3.4.1	<i>Paramètres caractéristiques du fonctionnement des hélices.....</i>	35
3.4.2	<i>Analyse critique des résultats des différentes balances.....</i>	37
3.4.3	<i>Observation des performances.....</i>	38
3.4.4	<i>Étude comparative.....</i>	42
4	CAMPAGNE DE VISUALISATION DU SILLAGE.....	44
4.1	INTRODUCTION.....	44
4.2	ANALYSE DES TECHNIQUES DE VISUALISATION.....	44
4.2.1	<i>Bilan des méthodes.....</i>	44
4.2.2	<i>Méthode d'essais de visualisation par injection de fumée.....</i>	44
4.2.3	<i>Application au cas spécifique de sillage d'hélice de drone.....</i>	46
4.3	PREMIÈRE APPROCHE DE L'ANALYSE DU SILLAGE.....	47
4.3.1	<i>Observation globale du sillage dans le domaine proche.....</i>	47
4.3.2	<i>Observations complémentaires.....</i>	49
4.4	CARACTÉRISTIQUES DU SILLAGE.....	51
4.4.1	<i>Distance de formation.....</i>	51
4.4.2	<i>Influence de la flèche sur le niveau de convergence.....</i>	51
4.4.3	<i>Influence de la flèche sur le pas de la nappe tourbillonnaire.....</i>	53
4.4.4	<i>Influence de la vitesse de la rotation.....</i>	55
4.4.5	<i>Influence de la flèche sur le diamètre du tourbillon.....</i>	57
4.5	PROTOCOLE DE DESTRUCTION.....	58
4.5.1	<i>Analyse au fonctionnement de référence.....</i>	58
4.5.2	<i>Protocole de destruction et vitesse de rotation.....</i>	60
4.5.3	<i>Conclusion sur le protocole de destruction.....</i>	62
4.6	LE TOURBILLON DE MOYEU.....	63
4.7	SYNTHÈSE.....	64
4.7.1	<i>La géométrie du sillage.....</i>	64
4.7.2	<i>Evolution du rayon de lanière dans le domaine aval.....</i>	65
4.7.3	<i>Evolution du pas dans tout le domaine aval.....</i>	65
4.7.4	<i>Comparaison graphique avec les valeurs du modèle IMFM.....</i>	65
4.7.5	<i>Limite du sillage et protocole de destruction.....</i>	66
4.7.6	<i>Forme, diamètre, et noyau du tourbillon.....</i>	67
4.7.7	<i>Moyeu.....</i>	68
4.8	CONCLUSION.....	68
5	ANALYSE EXPERIMENTALE DU SILLAGE PAR ANÉMOMÉTRIE THERMIQUE.....	69
5.1	INTRODUCTION.....	69
5.2	OBJECTIFS RECHERCHÉS.....	69
5.3	LES MOYENS DE MESURES.....	70
5.4	RÉSULTATS DE LA CAMPAGNE D'ESSAI.....	72
5.4.1	<i>cas d'études.....</i>	72
5.4.2	<i>Types de graphes proposés.....</i>	72
5.4.3	<i>Hélice droite cas nominal (8000 tr/mn et 30 m/s).....</i>	74
5.4.4	<i>Hélice droite 4000 tr/mn ; 30 m/s ($\gamma = 0,748$; $\tau = 0,022$).....</i>	80
5.4.5	<i>Hélice droite 8000 tr/mn ; 15 m/s ($\gamma = 0,375$; $\tau = 0,115$).....</i>	82
5.4.6	<i>Sillages comparés des quatre hélices au cas nominal.....</i>	87
6	ANALYSE EXPERIMENTALE DU SILLAGE PAR ANÉMOMÉTRIE DOPPLER LASER.....	96
6.1	OBJECTIFS RECHERCHÉS.....	96
6.2	MOYENS DE MESURE : LA VELOCIMÉTRIE LASER.....	96
6.2.1	<i>Généralités.....</i>	96
6.2.2	<i>Génération de particules.....</i>	96

TABLE DES MATIÈRES

6.2.3	Description du vélocimètre LDA utilisé au CEAT.....	97
6.2.4	Protocole d'exploration de l'ensemble du sillage.....	102
6.3	DÉPOUILLEMENT DES RESULTATS D'ESSAIS.....	105
6.3.1	Présentation des graphes de résultats :	105
6.3.2	Comparaison des essais films chauds et des essais LDA.....	105
6.3.3	Observation des traces des trois composantes de vitesse.....	107
6.3.4	Champ des vitesses relatives.....	112
6.4	CONCLUSION GÉNÉRALE DES ESSAIS LDA	117
7	ANALYSE THÉORIQUE DE L'ÉCOULEMENT PAR LA LIGNE PORTANTE.....	118
7.1	INTRODUCTION.....	118
7.1.1	Généralités.....	118
7.1.2	Choix d'un modèle de ligne portante.....	118
7.2	GÉOMÉTRIE DE L'HÉLICE	119
7.2.1	Définition des repères utilisés.....	119
7.2.2	Modèle géométrique de la pale	121
7.2.3	Modèle théorique de définition de la pale.....	123
7.3	MODÈLE THÉORIQUE DE CALCUL DE L'ÉCOULEMENT.....	125
7.3.1	Hypothèses initiales.	125
7.3.2	Modèle de résolution.....	125
7.4	GEOMETRIE DE LA NAPPE	132
7.4.1	Répartition des points de définition de la nappe.....	132
7.4.2	Intégration du coefficient d'influence géométrique.....	135
7.5	CALCUL DES VITESSES INDUITES	138
7.5.1	Un modèle de tourbillon modifié.....	138
7.5.2	Calcul de la vitesse induite par la nappe sur la pale	140
7.5.3	Calcul de la vitesse induite par la pale sur la pale	143
7.5.4	Calcul de la vitesse induite par la pale sur la pale	145
7.5.5	Calcul de la vitesse induite par la nappe sur la nappe	146
7.5.6	Conclusion sur l'utilisation du rayon de tourbillon.....	149
7.6	MISE EN EQUILIBRE.....	150
7.6.1	méthodes de mise en équilibre.....	150
7.6.2	Calcul de la nouvelle géométrie.....	151
7.7	ETUDE CRITIQUE DES RÉSULTATS DU CODE	152
7.7.1	Introduction.....	152
7.7.2	Choix des paramètres du code	154
7.7.3	Influence de la mise en équilibre.....	156
7.7.4	Observation des résultats.....	160
7.7.5	Comparaison des résultats observés sur les quatre hélices	162
7.7.6	Comparaison théorie expérience.....	167
7.7.7	Conclusion sur la modélisation et le code ligne portante	170
8	CONCLUSION GÉNÉRALE DE L'ÉTUDE :	171
8.1	RAPPEL DES DIFFÉRENTES PHASES DE L'ÉTUDE	171
8.2	ELÉMENTS DE MÉTHODES ET RÉSULTATS VALIDÉS :	171
8.3	COMPARAISON DU FONCTIONNEMENT DES HÉLICES	173
8.3.1	D'après l'étude expérimentale	173
8.3.2	D'après l'étude théorique	173
8.4	PERSPECTIVES :	175

1 INTRODUCTION

La présente étude aura pour objet le fonctionnement des hélices de drones en vitesse de rotation élevée, en prenant comme paramètre déterminant la mise en flèche de la pale. Abordant le domaine du fonctionnement d'une hélice, une telle étude peut sembler désuète, et les raisons d'un tel choix doivent être éclairées avant d'aborder l'étude elle-même pour en permettre une meilleure compréhension.

Mais observons d'abord une hélice de drone réalisée par un spécialiste hélicier : Avant d'être un système propulsif, et faisant contraste avec le monde des turbomachines, l'hélice est un objet étonnant par sa simplicité : deux ou trois pales à bord d'attaque très arrondi, implantées sur un moyeu, suffiront à créer l'effort propulsif. L'impression première de forme harmonieuse perceptible pour l'hélice aérienne est accentuée par l'effet de flèche qui constituera l'objet de notre étude. L'hélice est réalisée à partir d'un madrier de bois lamellé collé à lame fines qui lui confère une homogénéité structurale remarquable. Recouverte d'un vernis pour améliorer le coefficient de frottement, elle est agréable à la vue comme au toucher. On retrouve d'ailleurs cette impression pour les hélices marines, à pale très larges, réalisées en laiton poli, qui peuvent être perçues comme des objets d'art. La mise en situation de l'une de ces hélices, tournant dans le fluide porteur, et recréant ainsi la composition des deux mouvements de rotation et de translation dans le milieu ambiant ne fera qu'accroître l'impression de fluidité, puisque ce mouvement portant générera un double hélicoïde tourbillonnaire au niveau des têtes de pales. L'étude qui suivra montrera l'importance de l'ensemble système solide et sillage hélicoïdal.

Un intérêt marqué pour l'objet lui-même et son fonctionnement expliquent donc notre choix initial. La découverte des méthodes utilisées dans le domaine a confirmé cet intérêt : l'hélice est à la frontière des domaines d'études de l'aérodynamique externe dont elle empruntera les méthodes de modélisation par la ligne portante et de l'étude des systèmes propulsifs pour les bilans d'efforts et les analyses de rendements.

À la différence des études présentées dans le rappel historique, les études contemporaines mettent maintenant à notre disposition une gamme d'outils d'analyse expérimentale et d'analyse numérique en évolution permanente. Notre étude doctorale, réalisée dans le cadre d'une action de formation continue, au sein d'un laboratoire plutôt orienté dans l'étude des turbomachines, était l'occasion d'aborder les méthodes spécifiques de l'aérodynamique externe dans les systèmes tournants, dans plusieurs de ses aspects expérimentaux et théoriques, pour en faire bénéficier le laboratoire sur un plan pédagogique.

Le sujet de l'étude technique lui-même demande quelques explications. Les drones sont des avions de dimensions réduites conçus comme des systèmes de surveillance aérienne, ou peuvent même constituer des engins cibles si les performances sont adaptées. Pour certains d'entre eux, le poids, réduit, constitue une limite technique et nécessite l'utilisation de moteurs du type deux temps de faible cylindrée ; Un régime de rotation relativement élevé, d'environ 8000 tr/min, permet d'obtenir alors des puissances satisfaisantes, mais devient critique pour les hélices si on ne souhaite pas utiliser de réducteur. L'hélice devra donc être adaptée.

Le développement des drones est relativement récent et a été lié au progrès des systèmes automatiques de pilotage. Si le domaine classique des hélices de l'aviation légère a été l'objet d'études complètes, le domaine plus marginal des hélices de drones à vitesse de rotation élevée nécessite encore un travail d'analyse important, et ceci d'autant plus que les exigences augmentent sans arrêt sur le plan des performances attendues, d'un point de vue thermopropulsif mais aussi structural et acoustique. Parallèlement, les moyens d'investigation augmentent en ouvrant des perspectives plus élevées. En particulier se posent les questions sur la validité des modèles de sillage pour des paramètres d'avancement réduits, surtout si on prend en compte une mise en flèche nécessaire pour contrer les effets de compressibilité en tête de pale.

Notre travail va donc s'attacher à explorer les diverses méthodes d'analyse de l'écoulement engendré par l'hélice, et en particulier des différences engendrées par une mise en flèche plus ou moins répartie le long de la pale.

Pour cela, la première étape sera, après un rappel historique qui permettra de mettre en situation les études actuelles, une analyse bibliographique des travaux antérieurs où nous poserons les schémas d'études les plus connus.

La deuxième étape, menée sur un plan expérimental, sera l'analyse quantitative des performances globales dans tout le domaine de fonctionnement de l'hélice. C'est un élément

essentiel demandé par les utilisateurs et la condition de fermeture de notre étude : la comparaison des rendements expérimentaux et théoriques permet de valider les méthodes prévisionnelles d'études.

L'étude du sillage dont va dépendre la performance constituera ensuite le point d'appui de l'analyse théorique.

D'abord une première analyse qualitative : Elle consiste à visualiser le sillage engendré par les hélices dans les différents cas de fonctionnement. L'utilisation d'un système vidéo numérique rapide permet d'obtenir la forme générale du sillage. Les informations sur sa contraction radiale en tête et au moyeu, l'intensité des tourbillons d'extrémités de pale et enfin la longueur de persistance de structures tourbillonnaires jusqu'au protocole de destruction poseront les bases du travail ultérieur.

Ensuite sera analysé de façon plus quantitative le champ des vitesses du domaine aval en utilisant une chaîne anémométrique thermique dotée de sondes à trois films. Les signaux de sorties seront traités pour prendre en compte l'étalonnage et obtenir essentiellement les valeurs moyennes du champ. Certains éléments seront repris en anémométrie LDA, pour tenter de valider et de compléter la campagne d'anémométrie thermique dans une observation plus fine de la formation du tourbillon.

Enfin, la dernière partie sera abordée d'un point de vue théorique : nous disposons d'un premier logiciel très performant d'analyse par la ligne portante, issu de l'ONERA. Il a été utilisé initialement pour la définition de nos hélices, et tout le domaine de fonctionnement est traité pour obtenir des valeurs de référence.

Parallèlement, nous avons souhaité développer notre propre code de ligne portante à objectif beaucoup plus ciblé. Notre code proposera une mise en équilibre libre du sillage, et, en plus des valeurs globales de performance qui seront comparées aux autres moyens d'étude, permet la ressortie de fichiers de caractérisation du champ des vitesses aval.

À l'issue de la présentation du logiciel, nous effectuerons les comparaisons entre la théorie et l'expérience, sur le plan des champs de vitesses, ainsi que sur le plan des performances. Avec ces méthodes, nous tenterons d'analyser le comportement du fluide autour de notre système, de faire ressortir les différences induites par la mise en flèche, d'en montrer la corrélation avec les performances finalement obtenues sur chacune de ces hélices.

Nous avons donc l'ambition de faire avancer la connaissance dans des domaines de fonctionnement à la marge des hélices classiques, d'obtenir quelques clés sur les tendances des paramètres influant sur la qualité de fonctionnement de ces hélices en rotation rapide. Mais nous n'obtiendrons pas encore un produit d'optimisation complet, qui en plus des formes générales, doit faire intervenir les profils modernes qui pourraient être évolutifs le long de la pale, la notion de résistance structurale suffisante pour prendre en compte la fatigue lors d'un usage prolongé.

2 ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

L'analyse bibliographique portant sur notre thème est précédée d'un rappel historique permettant de mieux situer la perspective des études d'hélices et en particulier de mieux percevoir le changement de nature des études envisagées depuis une trentaine d'année. L'essentiel de ce rappel historique est issu d'un document de Patrick Hassel, aérodynamicien de Dowty Rotol Limited, intitulé :

"Propeller aerodynamics : a UK perspective : the first hundred years"(1).

2.1 Rappel historique

2.1.1 Développement de la théorie de l'hélice

Jusqu'au début du XXe siècle, la conception des hélices fut largement basée sur l'intuition, pratiquement sans aide théorique. Cette intuition eut quelquefois des résultats intéressants puisqu'elle permit le vol des frères Wright, utilisant des hélices contra-rotatives.

Les premières bases théoriques ont été posées à la fin du dix-neuvième siècle : Rankine en 1865 et W. Froude en 1878 avaient modélisé l'hélice comme un simple disque de discontinuité de pression d'un fluide parfait incompressible. Cette théorie du disque actuateur, publiée en 1889 par R. E. Froude, réduit le problème à son niveau de base monodimensionnel. Seule la vitesse axiale est alors prise en compte et varie continûment de l'infini amont à l'infini aval avec un accroissement final " dV_2 " atteignant le double de l'accroissement intermédiaire " dV_1 " au niveau du plan de l'hélice. Le transfert d'énergie a donc été réparti équitablement entre le domaine amont et le domaine aval, et les éléments de calcul de la poussée et de la puissance ne dépendent que de cet accroissement. Avec un schéma remarquablement simple, où l'hélice est devenue un simple système immatériel, l'essentiel est posé : Le rendement

propulsif, identique à celui d'un réacteur monocorps monoflux, sera d'autant meilleur que l'accroissement de vitesse axiale sera faible. Ce constat recoupe le second principe de la thermodynamique : toute discontinuité est génératrice d'irréversibilité et donc de pertes par création d'entropie. Lorsque le gradient radial sera pris en compte, on montrera de même que les pertes de puissance seront minimisées par un rendement local constant le long de la pale. Cette théorie monodimensionnelle explique les inévitables pertes dans la transformation par l'énergie cinétique résiduelle en aval du système, et aboutit aussi au résultat fondamental que le gain de vitesse au droit du disque représente la moitié du gain à l'infini aval.

Mais la représentation de l'hélice comme un système immatériel de discontinuité ne permet pas d'obtenir d'informations sur la conception d'une pale réelle, excepté sur le choix d'un diamètre le plus important possible.

La seconde théorie, d'usage pratique plus important pour la conception des hélices, est connue sous le nom de "théorie de l'élément de pale". Elle fut pour la première fois proposée par Stephane Drzewieski en 1892. Il divisa la pale en bandes séparées suivant les rayons croissants, constituant des couronnes concentriques qui étaient soumises à la vitesse résultante de la rotation et de l'avancement de la pale. Le profil élémentaire générant des forces de portance et de frottement connues, les composantes de poussée et de couple pouvaient être intégrées le long de la pale pour obtenir les performances globales de l'hélice.

Ce principe très simple, encore en usage à ce jour, fut développé par Drzewiecki dans une méthode globale publiée en 1909 et rapidement adoptée par les concepteurs. Il faut noter qu'elle ne prend pas en compte la notion de vitesse induite prévue par la théorie de Froude. Il n'y avait donc pas de pertes induites puisque le sillage n'était pas pris en compte et toutes les pertes d'efficacité étaient dues au frottement. Les résultats sont donc basés sur la connaissance des polaires de profils, qui, à cette époque, n'étaient pas très précises. Non seulement, elles étaient obtenues à des nombres des Reynolds très bas, mais elles étaient en général dérivées d'essais de profils tridimensionnels, d'allongement souvent égal à 6. Par conséquent, le rapport portance/trainée restait très bas, avec des maxima de l'ordre de 15, et les rendements prédits par cette théorie restaient plausibles bien que ne prenant pas en compte les pertes induites.

Cependant, avec cette simplification, la théorie prédisait un rendement optimisé plutôt avec des petits diamètres, contrairement aux conclusions de la théorie monodimensionnelle, et en contradiction avec la plupart des résultats expérimentaux disponibles.

Lorsque les connaissances sur le fonctionnement aérodynamique des propulseurs et sur les surfaces portantes en général furent approfondies, les premiers mémoires de Joukowski montrèrent en 1912 l'importance de l'émission tourbillonnaire dans les échanges d'énergie, avec une hypothèse de distribution de circulation constante sur toute la pale.

La théorie combinée, ou du débit entrant, publiée par Fage et Collins en Mai 1917, tenta de concilier les deux théories. C'était une méthode par élément de pale mais une vitesse axiale cohérente avec la théorie des quantités de mouvement était retenue pour le calcul de la portance et de la traînée élémentaire. Le résultat était plus proche des résultats d'essais, mais un facteur de correction empirique était encore nécessaire. Les auteurs attribuaient ce facteur à l'imprécision de l'hypothèse du nombre infini de pales. La théorie combinée ne fut pas universellement reconnue et Drzewiecki lui-même nia l'existence d'un écoulement induit amont jusqu'au milieu des années vingt. D'autres discutaient l'hypothèse de la création dès le niveau du plan de l'hélice de la moitié de la vitesse finalement obtenue à l'infini aval, arguant le fait que ce débit incident était implicitement contenu dans les données aérodynamiques du profil. Des facteurs du quart ou du tiers de mise en vitesse amont furent utilisés pour retrouver une meilleure corrélation théorie-expérience mais il y avait peu de moyens pour valider de telles hypothèses.

Il restait à prendre en compte le fait qu'il est impossible de transmettre une énergie mécanique à travers un seul élément en rotation sans imposer une déflexion de l'écoulement, énergie rotationnelle venant en déduction du bilan propulsif. Hermann Glauert résolut ce problème en 1922 en reprenant le même schéma d'un nombre infini de pales infiniment minces mais prenant en compte la vitesse tangentielle. Il proposa la théorie de l'écoulement moyen en adaptant la théorie de la ligne portante de Prandtl aux écoulements tournants. L'écoulement fut basé sur une feuille tourbillonnaire aval composée de tubes coaxiaux de vorticités émises. L'analyse conduit à une condition d'optimum : le rendement local doit être constant le long de la pale.

Comme dans la théorie monodimensionnelle, l'hélice est regardée comme un système à nombre infini de pales. L'analyse de ce modèle montre que les vitesses induites dans le sens de la rotation et dans le sens axial sur la pale sont effectivement la moitié de ces vitesses

induites à l'infini aval, mais à la condition d'utiliser les caractéristiques des profils bidimensionnels.

La "théorie tourbillonnaire", ainsi qu'elle fut appelée, établit ainsi les bases théoriques de l'écoulement entrant et trouva un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux aux puissances et coefficients d'avancement alors utilisés. Les résultats aux grands avancements, qui étaient alors considérés comme tels pour des paramètres d'avancement supérieurs à un, restaient cependant moins bons à cause, pensait-on, de l'hypothèse du nombre infini de pales.

Le problème du nombre fini de pales avait auparavant été étudié par Betz, qui avait montré dès 1919 que le sillage correspondant au minimum de pertes induites, de forme purement hélicoïdale, pouvait être considéré comme un solide se déplaçant à une vitesse uniforme ; ceci est l'équivalent d'une aile plane chargée de façon elliptique, mais Betz n'en déduit pas la répartition de charge nécessaire pour générer l'hélicoïde uniforme. Ce problème ne fut résolu qu'en 1929 quand le mathématicien Goldstein trouva une solution exacte à l'écoulement potentiel autour des hélicoïdes rigides et montra qu'ils étaient en effet équivalents à des nappes de tourbillons. On pouvait ainsi calculer la circulation sur ces nappes, et donc la circulation correspondante sur la pale elle-même.

Cette solution fut adoptée, et adaptée, par Lock qui montra que les résultats de la théorie de Glauert et ceux de Goldstein étaient équivalents, mis à part le facteur "kappa" représentant le rapport de la vitesse moyenne induite sur l'anneau élémentaire à la vitesse sur la pale. Kappa est seulement fonction du nombre de pales, du rayon adimensionné et de l'angle du sillage local. Goldstein avait utilisé l'angle Φ_0 pour calculer la circulation sur la pale, donc sans prendre en compte la charge de l'hélice, alors que Lock utilisa l'angle Φ pour calculer Kappa, prenant acte que celui-ci représentait l'angle de la nappe réelle, telle qu'elle était issue de la pale et du fait que les nappes les plus proches avaient une influence dominante sur la pale. Lock perçu ainsi que cette approximation permettrait de dépasser l'hypothèse restrictive de faibles charges de la théorie de Goldstein sans arriver à la complexité alors insurmontable de la prise en compte d'un sillage contracté radialement et dilaté dans le sens axial.

Cette correction de la théorie tourbillonnaire pour des nombres finis de pales apporta une grande amélioration pour les confrontations entre la théorie et l'expérience, et établit les bases de la théorie de l'élément de pale encore en usage à ce jour.

Les travaux qui suivirent, pour une large part dus à Lock, amenèrent l'extension de la méthode aux pales hors de l'optimum tourbillonnaire, en supposant l'indépendance de ces facteurs. Il y eut aussi l'adaptation aux hélices contra-rotatives, et l'extension des tables de Kappa de deux et quatre pales pour lesquelles on avait trouvé des solutions exactes.

À l'issue de la guerre il n'y aura plus d'évolution importante sur l'aérodynamique des hélices, même si dans l'immédiat après guerre, beaucoup d'auteurs effectuèrent des travaux de synthèse.

En France, Siestrunk (2), en 1947, présenta son ouvrage "Le développement moderne de la théorie de l'hélice". Pour la première fois, il y faisait la synthèse de l'ensemble des hypothèses encore retenues de nos jours.

Le résultat essentiel qui sert d'hypothèse fondamentale à la théorie tourbillonnaire est que, pour une hélice peu chargée, c'est-à-dire ne fournissant qu'une faible traction par rapport à sa surface, le système de tourbillons libres qui s'échappent du bord de fuite des pales subsiste sans désagrégation jusqu'à une grande distance en aval de l'hélice. L'extrapolation au cas des hélices moyennement chargées dépend du niveau de précision recherché.

L'hypothèse d'hélice faiblement chargée permet donc de retenir les résultats suivants :

Apparition d'un sillage sur le profil

La déformation du système tourbillonnaire est liée à un souffle dans le sillage (qui correspond aux vitesses induites). La nappe tourbillonnaire est donc influencée par ce souffle, et l'on ne pourra lui attribuer une forme géométrique simple que dans la mesure où ses déformations ne sont ni trop rapides, ni trop importantes.

Le système tourbillonnaire est stationnaire par rapport à l'hélice. Les lignes de tourbillons absolus émis par la pale coïncident avec les lignes de courant relatives

Par rapport au repère lié à l'hélice, la surface tourbillonnaire est pour chaque pale une portion d'hélicoïde de pas égal à l'avance par tour de l'hélice, issue du bord de fuite de la pale.

Lors du fonctionnement en propulseur, le souffle modifie les lignes de courant relatives et le pas des surfaces tourbillonnaires devient supérieur à l'avance par tour. On voit donc que le pas

des tubes tourbillonnaires n'est pas indépendant de la section de la pale où ils prennent naissance, ce qui provient de ce que le souffle lui-même n'est pas réparti uniformément en envergure. Le pas des tubes tourbillonnaires n'est pas non plus constant quand on s'éloigne dans le sillage.

Résumé du modèle retenu dans ce travail de synthèse : L'étude complète de l'écoulement autour de l'hélice demande de considérer une répartition de tourbillons liés dont l'intensité soit telle que les pales soient surfaces de courant de l'écoulement relatif global. La théorie de l'hélice assimile les tourbillons liés à leurs système de remplacement qui est pour chaque pale, un segment portant rectiligne unique, tube tourbillon dont les variations d'intensité en envergure provoquent des échappements tourbillonnaires libres. On abandonne ainsi l'étude de l'écoulement proprement dit autour des pales, pour ne s'attacher qu'à la détermination de la circulation globale autour de chaque profil.

Par analogie avec la théorie de la ligne portante de Prandtl des ailes d'envergure limitée, on suppose donc que le fonctionnement des pales engendre des nappes de discontinuité de vitesse qu'on peut assimiler à des nappes tourbillonnaires. On considèrera :

Un tourbillon de circulation Γ variable avec la position radiale ξ sur la pale,

Un tourbillon libre, pour chaque valeur de x , d'intensité $\frac{\partial \Gamma}{\partial \xi} d\xi$ qui s'échappe suivant la ligne de courant locale.

Pour étudier le champ de vitesses induites par le système tourbillonnaire libre, nous considèrerons initialement le cas d'un tourbillon unique, infiniment délié, dont le support géométrique est représenté par une hélice géométrique. Cette hélice géométrique s'appuie sur le bord de fuite de la pale, et s'étend indéfiniment dans le sillage. Le problème est équivalent à celui de la recherche d'un champ magnétique induit par un solénoïde à spire non jointive, au voisinage de l'une de ses extrémités.

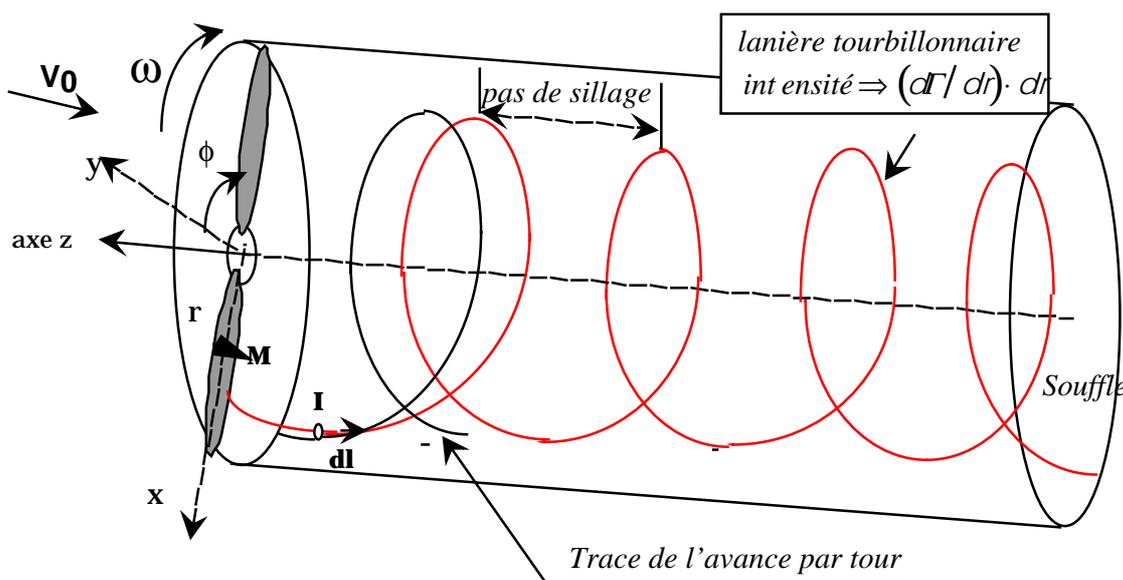


Figure 2-1: schéma du système tourbillonnaire de base

En 1948, on trouve une autre adaptation de la théorie de Goldstein : Théodore Theodorsen (3), au Brésil, effectua lui aussi un travail de synthèse, en abordant les thèmes de la contraction du sillage, et en réalisant l'extension de la théorie au cas des hélices fortement chargées.

À cette époque, la difficulté résidait dans le calcul fastidieux des intégrations sur les sillages et la même année en France, Hirsch (4) effectua un travail sur l'intégration des vitesses induites en faisant l'approximation de lanières rectilignes, donnant une procédure de résolution connue sous le nom de "formules de Hirsch".

On peut situer là la fin de la première période des études sur les hélices, les bases fondamentales étant posées. La suprématie du turboréacteur dans le domaine du système propulsif détourna les études dans cette direction. Il n'y aura plus d'études fondamentales jusqu'à la fin des années soixante que nous examinerons dans la bibliographie plus récente.

Cependant, avant d'aborder cette bibliographie, deux domaines d'études connexes doivent être intégrés à la problématique de l'ensemble propulsif. Si le calcul d'optimisation de l'hélice reste

la répartition de la charge le long de la pale, l'élément de base reste la qualité du profil retenu pour le calcul de l'hélice ; De plus, l'utilisateur s'intéresse plutôt à la performance globale obtenue sur avion et les concepteurs ont dû s'intéresser aux problèmes de l'hélice en situation. Bien que ces deux thèmes qui constituent en eux-mêmes des domaines d'études très vastes n'aient pas été retenus dans notre étude, nous rappelons ci-après les quelques éléments historiques qui expliquent les bases de notre choix dans ces domaines.

2.1.2 Problématique de l'interaction

Le problème de l'interaction est aussi complexe que celui de la définition exacte de la poussée. On s'aperçut très tôt que la performance des hélices dépendait de leur position. Elle pouvaient être placées devant la nacelle ou montées sur un corps "minimum body". Les valeurs des composantes axiales des vitesses induites sont réduites en dessous de celles qui sont obtenues dans un écoulement libre par la présence du corps et puisque cette composante axiale contrôle l'angle dans le triangle des vitesses, l'angle Φ est réduit parallèlement. Cet effet entraîne une rotation du vecteur portant qui, par rapport au cas du sillage libre, réduit le couple absorbé et augmente la poussée résultante. Ce gain de poussée génère un gain de rendement, que l'on appelle rendement apparent de l'hélice. Ce terme doit cependant être complété puisque si l'hélice fonctionne mieux, c'est au détriment des efforts résultants sur la nacelle : si on raisonne en fluide idéal, les équations d'énergie et de quantité de mouvement montrent que l'accroissement de la traînée de pression sur le corps doit exactement équilibrer l'accroissement de poussée sur l'hélice. De plus, il ne faudra pas confondre cette modification de la traînée de forme de la nacelle induite par l'hélice et l'accroissement du frottement visqueux dû à l'augmentation des vitesses des lignes de courant et aux différents tourbillons induits.

Si la poussée nette est définie comme la poussée apparente corrigée de l'augmentation de la traînée de pression nacelle, l'avionneur devra alors simplement appliquer le facteur de correction de la traînée pour obtenir la poussée propulsive. Ce facteur correctif dépend toujours de la position de l'hélice, de sorte que les héliciers n'évaluent jamais cette poussée propulsive.

L'hélice peut être montée à l'arrière, configuration dans laquelle le sillage reste libre : les effets dus aux interactions sont alors limités à la distorsion générée par la nacelle et le plan de voilure amont. Les effets de cette distorsion sont mal connus, mais l'étude du sillage en est facilitée. De plus, les drones à hélices présentent souvent cette configuration et, voulant cibler notre étude sur l'effet de flèche pour des hélices de drones, le banc d'essai retenu reprendra la même configuration. Il faudra donc supposer ces effets de distorsions négligeables, au moins sur le plan des comparaisons entre hélices.

2.1.3 Problématique du profil d'hélice

En début de siècle, les premières hélices suivaient les principes de conception des ailes de la même période, et utilisaient des profils à intrados concaves. Mais la fabrication d'une hélice imposait dès cette époque des variations de calage en envergure dont il était difficile de respecter la précision. Les inventeurs comme Drzewieki pensaient que les intrados concaves ne présentaient pas d'avantages réels, ce qui entraîna la mise au point de sections à intrados plats qui devaient faciliter considérablement la tâche des fabricants d'hélices en bois.

Parmi les premiers, le profil RAF6 fût mis au point en 1912 en Grande-Bretagne : il présentait en réalité une légère sous cambrure et fut le meilleur profil de sa génération.

Et le monde des héliciers ne mit que peu de temps à aplanir l'intrados, arrondir le bord de fuite et créer ainsi une famille de profils d'épaisseurs différentes simplement en arrondissant l'extrados ; la cambrure était ainsi directement proportionnelle à l'épaisseur, même si dans les zones de pied de pale, une convexité de l'intrados devient toujours inévitable pour réaliser le raccordement au moyeu. Le grand nombre d'essais réalisés sur ce type de profil en fit une référence dans l'entre deux guerres, pour aboutir finalement à son remplacement par le fameux ClarkY.

E. Clark, colonel dans l'armée américaine, avait déterminé son profil Y en appliquant une loi d'épaisseur de type Göttingen sur une base plate. Comme dans le cas du RAF6, cette caractéristique, et la disponibilité de banques de données expérimentales, en fit un profil très attractif pour les constructeurs d'hélices. Il fut ensuite universellement utilisé aux USA d'abord, et sa supériorité sur le RAF6 le fit imposer même en Grande-Bretagne. Le ClarkY est encore utilisé de nos jours pour les avions de ce type.

Dans le courant de l'année 1937, John Stack au sein de l'entreprise NACA Langley, menait des recherches sur des profils destinés aux grands nombres de Mach. Les concepteurs d'hélices furent les premiers, avant 1918, à tenter de prendre en compte les effets de la compressibilité, en minimisant les épaisseurs de tête de pale et en conservant des nombres de Mach relatifs de tête de pale en dessous de 0.9. Stack et son équipe utilisèrent une approche

basée sur la minimisation des survitesses en utilisant la théorie incompressible, dans le but de retarder ce qu'ils appelèrent le bulbe compressible ; leurs études aboutirent à la création de la première famille de profils grandes vitesses, la série des NACA16.

Stack avait fait la promotion du NACA-16 dès 1938, surtout en direction des concepteurs d'hélices qui recherchaient des qualités sur le plan structural, ainsi que des gains de rendements. En 1942, des essais effectués sur deux hélices strictement identiques à part le type de profil utilisé, montrèrent que l'hélice à profil NACA16, sur les grandes vitesses en particulier, n'apportait pas d'amélioration détectable par rapport à l'hélice ClarkY. Mais les résultats de ces essais non concluants ne furent révélés qu'en 1980, et les héliciers avaient adopté le NACA16. Celui-ci fut utilisé pour tous les turbopropulseurs de l'après-guerre, jusqu'à l'apparition des profils modernes définis avec des méthodes d'optimisation inverse dans les années 70.

Ainsi, pendant 60 années, trois séries de profils seulement avaient trouvé place chez les constructeurs. Ceci était dû au besoin d'établir une base de données complète et fiable, pour les analyses par élément de pale. Cette base de données devait couvrir un domaine d'angle d'incidence et de nombre de Mach important, du décrochage positif jusqu'au décrochage négatif, et pour une large gamme d'épaisseur relative et de cambrure.

Conclusion : Rappelant que notre thème d'étude est surtout celui de la mise en flèche, il est facile de concevoir que si les qualités ne sont pas trop dégradées (en particulier dans la zone transonique en tête de pale), le choix du profil ClarkY nous permet de respecter plus facilement des lois de calages identiques. En fait, le ClarkY présente des qualités aux faibles Reynolds, et plus généralement au voisinage du décrochage, ce qui permet d'étendre le fonctionnement de l'hélice sur un plus grand domaine de charge. Enfin, ce type de profil bien connu a l'avantage de présenter des bases de données de comportement complètes, bases qui seront intégrées à notre calcul dans l'évaluation théorique des performances.

Les hélices de drone en essais ont donc été réalisées à partir de profil ClarkY, d'épaisseur relative variant de 28 % en pied de pale jusqu'à 8 % en tête. La loi d'épaisseur retenue semble compatible avec les lois couramment utilisées et n'ont posé aucun problème de type structural ou vibratoire dans la suite de nos essais expérimentaux à grandes vitesses de rotation.

2.2 Analyse bibliographique des travaux antérieurs récents

Depuis les années soixante, les études sur hélices se sont développées autour de trois grands thèmes : Le premier thème portait sur les hélices très fortement chargées, ou hélices propfan, conçues comme des extensions des turboréacteurs à très grands taux de dilution. Les études sur ce sujet que les problèmes d'économie d'énergie firent progresser pendant une période, sont maintenant pour la plupart en veille. Ont été ensuite étudiés les rotors d'hélicoptères en vol stationnaire et en vol d'avancement. Ils occupent encore à ce jour les aérodynamiciens dont les travaux sur les voilures tournantes autorisent les hypothèses du fluide parfait et la complexité du problème engendre beaucoup d'études sur les tourbillons et leur modélisation. Enfin, ces dernières années, les problèmes liés à la génération de bruit dans la périphérie des grandes villes et la prise en compte de plus en plus forte des nuisances de type aéro-acoustique ont orienté les études dans ce sens.

Notre étude sur la mise en flèche d'hélices très faiblement chargées à grande vitesse de rotation est menée parallèlement à ces grands thèmes. Nous avons donc recherché les informations utiles sur les différents modèles de nappe tourbillonnaire et la qualification du tourbillon, sur le plan théorique et expérimental, ainsi que sur les méthodes expérimentales elles-mêmes.

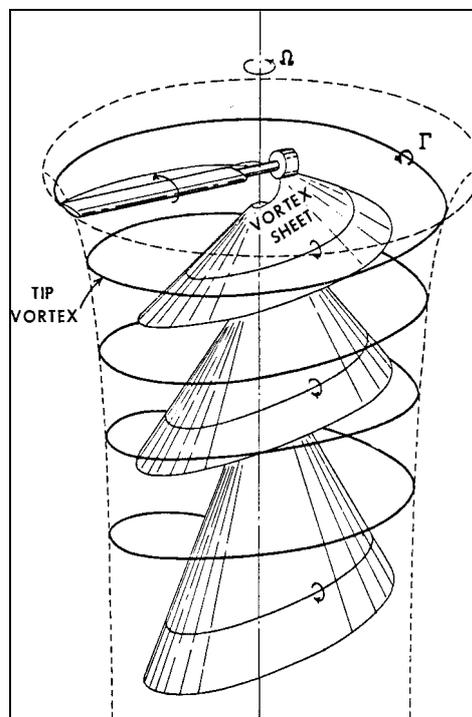
2.2.1 Modélisations théoriques du sillage

Pour améliorer la qualité des prédictions du fonctionnement théorique, l'essor de l'outil informatique ouvrit un domaine de recherche inconnu jusqu'alors. La suite des recherches théoriques souvent basées sur le modèle de ligne portante se heurte immédiatement au calcul des vitesses induites par l'ensemble du système portant, et de la nappe tourbillonnaire générée par cette portance. La précision du calcul de ces vitesses induites dépend donc d'abord de la possibilité d'intégrer la loi de Biot et Savart sur la lanière et par conséquent de la qualité de définition de la nappe. L'ensemble des travaux se focalisa donc dorénavant sur des modèles de sillage comportant la mise en équilibre de la nappe à l'issue d'un processus itératif.

À l'origine de ces travaux, A.J. Landgrebe (5) (et MC Cheney) fut l'un des principaux initiateurs de ce type de mise en équilibre, d'abord réalisé simplement sur le tourbillon marginal,

et ensuite étendue à l'ensemble du sillage, en prenant appui sur une nappe prescrite par l'expérience. L'objectif de ce spécialiste des voilures tournantes est de caractériser les sillages de rotor d'hélicoptère en vol ascensionnel, et en particulier les problèmes de contraction du sillage.

Une campagne d'essai réalisée sur un rotor monopale, permettant l'essai de plusieurs types de pales, de vrillage et d'allongement différents, permit de visualiser en filets de fumées la trace des tourbillons de tête de pale ainsi que les passages de la nappe cisailée interne pour plusieurs cas de coefficients de charges et de poussée du rotor.





Le sillage comprend deux composantes essentielles :

Une nappe interne, générée sur toute l'envergure par le cisaillement extrados intrados au bord de fuite de chacun des profils un fort tourbillon de tête de pale, généré par l'enroulement de la nappe dans la région périphérique.

La vitesse axiale interne semble être beaucoup plus grande que la vitesse de convection du tourbillon de tête de pale.

Sur les images retenues, il est montré que la convection axiale est approximativement constante de la génération du tourbillon jusqu'au passage de la pale suivante, qui semble donner une impulsion supplémentaire pour obtenir une deuxième vitesse de convection qui sera ensuite conservée.

De même, une trace convergente vers l'axe de rotation apparaît clairement aux visualisations. Enfin, une instabilité dans le sillage lointain est démontrée à travers la disparition du tourbillon en trois ou quatre rotations de la pale.

Le modèle proposé pour le tourbillon de tête de pale se décomposera en facteur de convergence et facteur de dilatation axiale du pas des lanières tourbillonnaires.

L'équation de convergence radiale est du type :

$$\frac{R_T(\Psi)}{R_1} = A + (1 - A) \cdot e^{-\Psi/B}$$

La convergence est donc caractérisée par sa forme en exponentielle inverse, avec un coefficient A qui donne la réduction de cote radiale atteinte à l'infini aval, et un coefficient B caractéristique de la rapidité de convergence.

L'équation de dilatation axiale dépend du domaine aval.

$$\frac{Z_T(\Psi)}{R_1} = K_1 \cdot \frac{\Psi}{\Psi_b} \quad \text{si } 0 \leq \Psi \leq \Psi_b$$

$$\frac{Z_T(\Psi)}{R_1} = K_1 + K_2 \cdot \left[\frac{\Psi}{\Psi_b} - 1 \right] \quad \text{si } \Psi_b \leq \Psi \leq \Psi_s$$

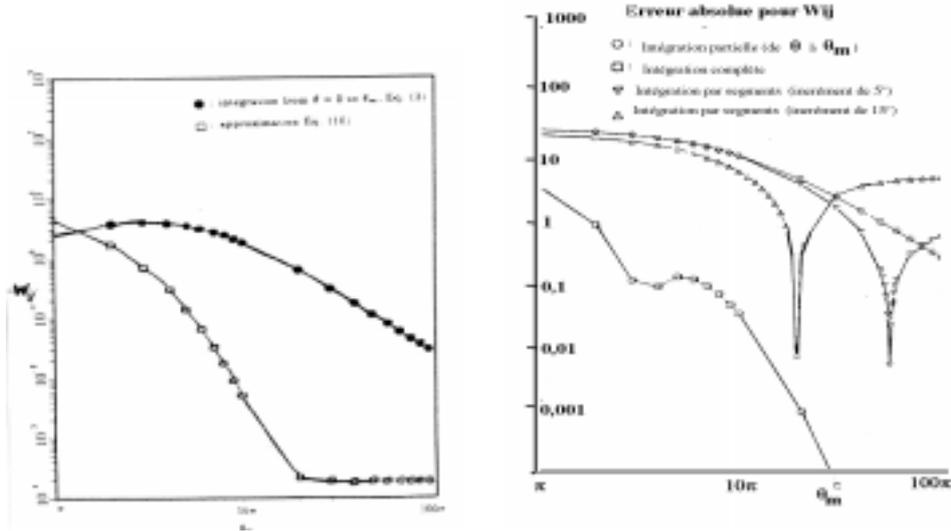
On voit donc ici défini les coefficients de convection axiale, K_1 pour le domaine proche situé avant le passage de la seconde pale et donc limité par une première position azimutale $\Psi_b = 360/b$, et K_2 pour le domaine éloigné qui est borné par cette première position et une deuxième position azimutale Ψ_s que nous appellerons azimut d'instabilité pour laquelle le sillage ne semble pas maintenir sa permanence de forme et le caractère de stationnarité relative.

Un des problèmes qui ressortiront dans le calcul résultant de la méthode de ligne portante sera le problème de l'intégration du tourbillon hélicoïdal semi infini nécessaire pour le calcul des vitesses induites :

Les travaux de Chiu et Peters (6) parus dans le J Aircraft en 1987 portent sur ce calcul qui n'a pas de solution exacte en l'absence d'hypothèses assez restrictives. L'intégrale doit donc être calculée numériquement, et ce type de calcul pose d'abord la question des bornes d'intégration. Quelques auteurs (Chang et Sullivan) limitent le calcul à 10 tours de lanière.

Dans d'autres cas, le calcul est basé sur la précision demandée, mais les auteurs précisent que plusieurs milliers de tours seraient nécessaires pour atteindre une précision de 10^{-4} .

La solution proposée est de procéder à une première intégration numérique jusqu'à un azimuth limite de zone proche θ_m et à compléter cette première intégrale par la moyenne de deux intégrales analytiques qui constituent les bornes inférieures et supérieures de l'intégrale réelle.



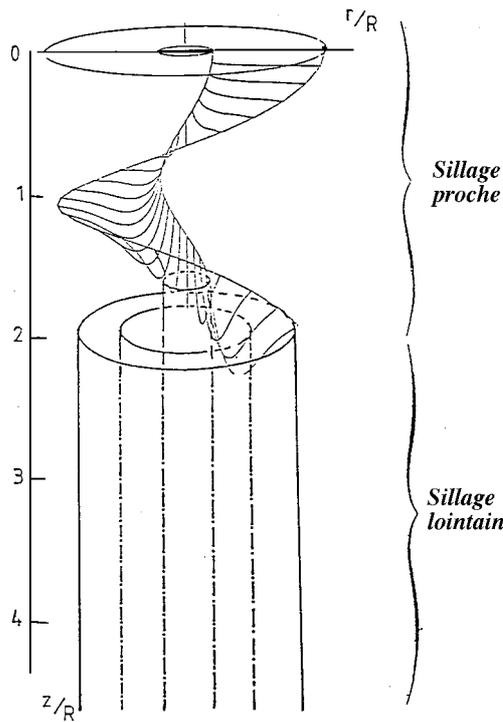
Sur un sillage cylindrique, pour une des composantes prise comme exemple, l'erreur absolue atteinte en fonction du choix de θ_m diminue très lentement si on se contente d'une intégration purement numérique, et le processus de convergence du calcul est très amélioré en ajoutant le deuxième terme.

Les mêmes résultats appliqués sur un sillage contracté avec une information complémentaire sur des lanières segmentées tous les 5° et tous les 15° ; Il apparaît alors l'influence de l'erreur de quadrature qui se rajoute à l'erreur de troncature. La discrétisation tous les 5° amène une convergence plus lente mais de meilleurs résultats dans tous les cas.

Les résultats que nous présenterons ne prendront pas en compte cette amélioration. En effet, une nappe de sillage mise en équilibre dont les positions des points résultants ne sont pas définies analytiquement ne permet pas immédiatement de définir les intégrales de bornes. Une option de calcul partant d'un sillage analytique sera apportée ultérieurement sur le code.

Si nous portons notre attention sur les travaux effectués en France, il faut citer l'équipe d'Aérodynamique Subsonique Instationnaire de D. Favier et C. Maresca (7) de l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille dont les algorithmes de résolution ont fortement influencé notre étude. Cette équipe a d'abord travaillé sur la qualification expérimentale des écoulements autour d'hélices d'avion commutés, et s'est depuis orienté vers les rotors d'hélicoptères. Les visualisations en stroboscopie et les mesures réalisées au film chaud dès 1973 par D. Favier (8) permettaient d'observer pour plusieurs cas de charges les composantes de vitesses autour d'une pale en rotation.

En 1987, la thèse de A. Ettaouil (9) portait sur l'étude numérique du champ aérodynamique d'une hélice isolée ou en interaction avec une voilure. Le modèle de résolution théorique en hélice isolée s'appuie sur une forme de nappe tourbillonnaire engendrée par la rotation des pales issue d'études expérimentales précédentes.



Cette nappe est essentiellement constituée d'un sillage proche basé sur des lois d'évolution du tourbillon marginal, et d'un sillage lointain composé d'anneaux tourbillonnaires cylindriques.

Ce modèle et plus particulièrement le type de mise en équilibre retenu, seront par la suite comparés à nos propres résultats de forme de nappe expérimentale. L'introduction du concept de rayon visqueux permet d'éviter les principaux problèmes numériques, générés lorsque l'on doit calculer le champs des vitesses au voisinage de la singularité.

Ce travail est complété par une prise en compte de l'influence de la voilure proche nécessaire dans le cas des hélices tractives, et par des comparaisons avec des résultats expérimentaux tout à fait satisfaisants. Les effets d'interactions voilure hélice sont repris dans une thèse présentée en septembre 92 par J.Y. Chiamonte (10), donnant un éclairage intéressant à la méthodologie expérimentale du type anémométrie film chaud proche de notre méthode.

L'ensemble de ces travaux de l'IMFM ont permis la mise au point d'un code de calcul d'hélice en ligne portante avec mise en équilibre de la nappe, le code LPR, et d'un code de calcul en interaction, le code COHV.

Rappelons le modèle de nappe à géométrie expérimentale imposée proposée par l'IMFM: Ce modèle reprend les bases proposées par A.J. Landgrebe, complété à partir d'une étude expérimentale sur une hélice quadripale type Marquis. Dans ce modèle, le sillage est constitué de deux parties :

-Une première zone appelée sillage proche, caractérisée par la convection axiale et la contraction radiale rapide du tourbillon marginal. Cette zone est modélisée par une surface tourbillonnaire pseudo-hélicoïdale.

-Une deuxième zone appelée sillage lointain, où la contraction radiale est pratiquement achevée, et qui se caractérise par l'apparition d'une instabilité spatiale et temporelle de la lanière d'extrémité. En effet, les résultats expérimentaux permettent de conclure que la lanière tourbillonnaire marginale perd rapidement sa permanence de forme dans cette zone, et que l'ensemble des phénomènes liés à l'interaction tourbillonnaire et à la diffusion visqueuse conduit à la formation d'une veine fluide continue. Cette zone est modélisée par des cylindres tourbillonnaires semi-infinis coaxiaux. Les lanières issues de la pale de l'hélice sont ici prolongées chacune par un cylindre tourbillonnaire.

Ce modèle est basé sur la connaissance expérimentale de la loi de contraction radiale et de translation axiale du tourbillon marginal.

Pour un point de la lanière marginale de coordonnées cylindriques $(R_T(\Psi), \Psi, Z_T(\Psi))$, la loi de contraction radiale s'écrit :

$$\frac{R_T(\Psi)}{R_1} = A(\alpha_0, \gamma) + (1 - A(\alpha_0, \gamma)) \cdot e^{-\Psi/B(\alpha_0, \gamma)}$$

où : R_1 : rayon de la pale.

α_0 : calage de la pale.

$\gamma = V_0 / (N \cdot D)$: paramètre de fonctionnement.

tandis que la loi de translation axiale est :

$$\frac{Z_T(\Psi)}{R_1} = K_1(\alpha_0, \gamma) \cdot \frac{\Psi}{\Psi_b} \quad \text{si } 0 \leq \Psi \leq \Psi_b$$

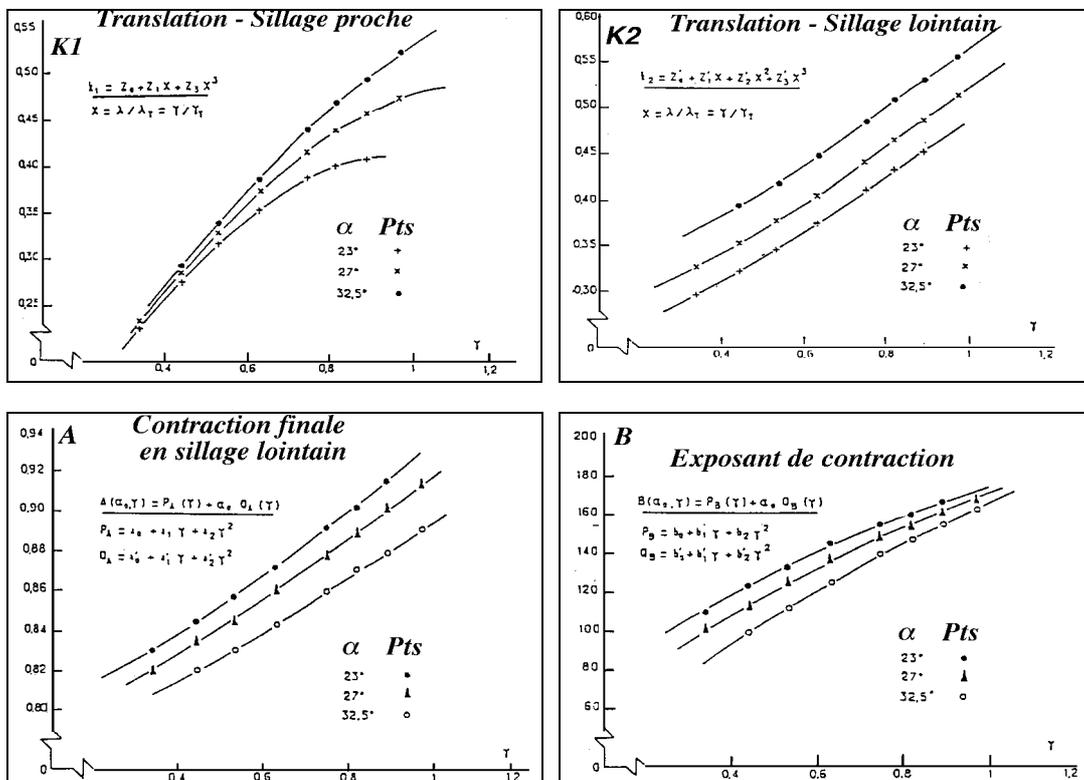
$$\frac{Z_T(\Psi)}{R_1} = K_1(\alpha_0, \gamma) + K_2(\alpha_0, \gamma) \cdot \left[\frac{\Psi}{\Psi_b} - 1 \right] \quad \text{si } \Psi_b \leq \Psi \leq \Psi_s$$

où Ψ_s est l'azimut caractérisant le début de la zone de sillage lointain (ou azimut d'instabilité) qui est décrit par :

$$\frac{\Psi_s - \Psi_b}{b \cdot \Psi_b} = \frac{1}{4} \cdot \left[8.5 - \frac{\alpha_0}{10} - \gamma \cdot (\gamma + 2) \right]$$

$$b \cdot \Psi_b = 360^\circ$$

Les coefficients $A(\alpha_0, \gamma)$, $B(\alpha_0, \gamma)$, $K_1(\alpha_0, \gamma)$ et $K_2(\alpha_0, \gamma)$ des équations précédentes ont été déduits des essais expérimentaux, présentés dans une étude de M. Favier et Maresca (ref 32) portant sur le sillage tridimensionnel d'une hélice aérienne. Les graphes de résultats sont présentés sur les figures suivantes :



La nappe doit être ensuite définie pour les lanières internes. Soit $M(R(x, \Psi), \Psi, Z(x, \Psi))$ les coordonnées d'un point de la lanière issue du point d'émission $P(x, 0, 0)$ (l'étude est réalisée pour une pale droite). La loi de contraction radiale du point M est supposée suivre une évolution homothétique de celle du tourbillon marginal :

$$\frac{R(x, \Psi)}{R_1} = \frac{x}{R_1} \cdot \frac{R_T(\Psi)}{R_1}$$

La loi de translation axiale est :

$$Z(x, \Psi) = R_1 \cdot H(x, 0) \cdot \Psi \quad \text{si} \quad 0 \leq \Psi \leq \Psi_b$$

$$Z(x, \Psi) = R_1 \cdot H(x, 0) \cdot \Psi_b + R_1 \cdot H(x, \Psi_b) \cdot (\Psi - \Psi_b) \quad \text{si} \quad \Psi_b \leq \Psi \leq \Psi_s$$

Ce modèle de mise en équilibre consiste à déterminer la fonction $H(x, \psi)$. Si le vecteur de position du point M est :

$$OM = R(x, \Psi) \cdot \cos(\Psi) \cdot i + R(x, \Psi) \cdot \sin(\Psi) \cdot j + Z(x, \Psi) \cdot k$$

le vecteur $\frac{\partial OM}{\partial \Psi}$ tangent à la nappe peut être facilement déterminé.

La mise en équilibre est obtenue en imposant le parallélisme entre ce vecteur tangent et le vecteur vitesse relative W à l'aide des équations précédemment définies.

Nous obtenons le système suivant :

$$\frac{\partial Z(x, \Psi)}{\partial \Psi} = \frac{180}{\pi} \cdot R_1 \cdot H(x, 0) \quad \text{si} \quad 0 \leq \Psi \leq \Psi_b$$

$$\frac{\partial Z(x, \Psi)}{\partial \Psi} = \frac{180}{\pi} \cdot R_1 \cdot H(x, \Psi) \quad \text{si} \quad \Psi_b \leq \Psi \leq \Psi_s$$

Si la fonction K représente le pas relatif du tourbillon marginal :

$$K(v, w, u, x, \Psi) = \frac{u + V_0}{\Omega + \frac{w \cdot \cos(\Psi) - v \cdot \sin(\Psi)}{R(x, \Psi)}}$$

on déduit les fonctions définissant le pas réel de la nappe interne

$$H(x, 0) = \frac{\pi}{180} \cdot \frac{1}{R_1} \cdot K(v, w, u, x, 0)$$

$$H(x, \Psi) = \frac{\pi}{180} \cdot \frac{1}{R_1} \cdot K(v, w, u, x, \Psi_b)$$

Le processus de mise en équilibre peut se résumer comme suit : Partant d'une géométrie initiale donnée, on calcule d'abord la distribution de circulation sur la pale, puis le champ des vitesses induites sur la nappe ; dans l'itération suivante, la nouvelle forme de nappe doit être calculée.

Les deux fonctions H donnent la loi de translation axiale, et, en prenant en compte les lois expérimentales du tourbillon marginal et l'azimut d'instabilité, on calcule une nouvelle géométrie. Le processus continue jusqu'à la vérification de la condition d'équilibre exprimée par le fait que le pas ne varie plus entre deux itérations. Pour le cas de l'hélice Marquis, une discrétisation NGAUSS sur 16 points a été retenue. Le pas relatif K doit être évalué seulement pour deux azimuts ; cette méthode nécessite donc seulement le calcul du champ de vitesses induites en 32 points : 16 points sont les points de contrôle de la pale ($\psi = 0$), et les 16 autres points sont les points de la nappe qui rencontrent la pale suivante ($\psi = \psi_b$).

conclusion : Cette méthode donne de très bons résultats pour la pale Marquis. Globalement, elle s'appuie sur la description expérimentale de la géométrie du tourbillon marginal suivie d'une description théorique du sillage interne. La loi de contraction radiale et de translation axiale du tourbillon marginal ne sont valables que dans des cas équivalents. Quelques études [3] ont d'ailleurs montré que pour une hélice de grand paramètre d'avancement, l'interaction entre le sillage et la pale n'est pas très forte et que par conséquent, pour ce type d'hélice, l'utilisation des modèles de géométrie semi-expérimentales doivent donner de bons résultats. Ceci vient du fait de l'éloignement rapide de la nappe (pour l'hélice Marquis, en un tour, la nappe s'éloigne d'environ 1,5 diamètre).

Les travaux de J.M Bousquet (11) à l'ONERA Châtillon ont essentiellement porté sur les hélices transsoniques fortement chargées avec mise en flèche de la pale. Il s'agissait d'effectuer les études d'optimisation de pales en comparant des lois de cordes, de mise en flèches, de profils, en utilisant le code ONERA LPC mis au point pour ce type de calcul. Bien qu'ayant un même objectif de forte vitesse relative que notre propre étude, les études ONERA étaient centrées sur des cas de charges très importantes, avec des hélices Propfan d'une dizaine de pales.

Rappelons ici le modèle de nappe du logiciel LPC

L.P.C. (ligne portante courbe) est un logiciel développé par l'ONERA, à partir d'un algorithme développé par M. Courjaret de l'Aérospatiale (12)

Le modèle de nappe initiale proposé est d'abord une nappe sans contraction radiale. La nappe a une forme pseudo-hélicoïdale où le pas de sillage de la lanière issue du point P (x,0,0) est :

$$\lambda_0 = \frac{x}{R_1} \cdot \frac{V_0 + u(x)}{\Omega \cdot x + v(x)}$$

Le pas de sillage λ_0 est l'argument de la tangente à la lanière au point où elle s'échappe en suivant la ligne de courant.

LPC utilise le modèle de ligne portante, avec un algorithme de résolution très différent de celui de l'IMFM. Dans ce modèle, l'inconnue principale est le pas de sillage que l'on développe en série de polynômes orthogonaux :

$$\lambda_0 = \sum_{K=1}^N \beta_K \cdot p_{K-1}(x)$$

Sont exprimées ensuite la vitesse induite et la circulation par rapport aux coefficients β_K , qui constituent les véritables inconnues du système.

Pour tenir compte de l'effet de contraction et de translation axiale, le pas de sillage est modifié par une loi de contraction de la forme suivante :

$$\lambda_0^- = \lambda_0(x) \cdot (2 - \eta)^{-q}$$

où :

$$\eta = \frac{V_0 \cdot I}{\Omega \cdot Q} \text{ est le rendement de l'hélice.}$$

q = coefficient de l'exposant (3.5 valeur optimisée choisie par M. Courjaret).

La méthode L.P.C est une méthode de mise en équilibre analytique. Elle ne tient compte que de la loi de translation axiale. Quelques essais de calcul basés sur L.P.C. seront présentés comme comparaisons aux résultats de notre propre étude. Mais le paramètre "q", ainsi que la loi de translation axiale ne sont pas bien adaptés. En effet, alors que les hélices de drones sont caractérisées par leur faible paramètre d'avancement, L.P.C. a pu être bien vérifié à l'aide des résultats de calcul sur hélices de grand paramètre d'avancement, en utilisant des codes de résolutions des équations fondamentales sur un maillage très serré. Ces codes de type COLIBRI (3D Euler stationnaire) sont d'ailleurs utilisés en aérodynamique interne propre aux turbomachines.

Il faut citer en publication de synthèse une conférence de Wayne Johnson (13) qui avait pour objectif de présenter les règles fondamentales de calcul des efforts aérodynamiques, des sillages et de l'aéroélasticité des voilures tournantes. Cette publication fait donc un bilan de l'état de l'art dans le calcul des voilures tournantes, en prenant en compte les particularités des pales d'hélicoptères en vol stationnaire et en vol d'avancement.

Nous avons extrait quelques thèmes clés essentiels à la poursuite de notre étude :

Choix de la méthode : La théorie de la ligne portante suppose tellement d'approximations et d'hypothèses qu'elle sera inéluctablement à terme remplacée par des méthodes plus précises. Mais dans l'état de l'art actuel, elle reste la méthode la plus efficace (et raisonnablement précise) qui permet d'inclure les effets visqueux dans l'analyse du rotor.

Décomposition du problème global en deux sous ensembles :

- le problème interne posé par le tourbillon lié à la pale, géométriquement simple (bidim) mais rotationnel,

- le problème externe constitué par la nappe de sillage à géométrie complexe, mais constituant un domaine à potentiel. De plus, pour les voilures tournantes, il est nécessaire d'inclure le décrochage (aux forts angles d'attaque) à la résolution du problème interne, et le sillage hélicoïdal déformé, enroulé sur lui-même à la résolution du problème externe.

Utilisation de la théorie de la ligne portante du second ordre : cette méthode est conçue pour améliorer le calcul des efforts sans se ramener à la surface portante, ou aux méthodes CFD.

Elle permet en particulier de prendre en compte les moments de vrillage. Les résultats sont très proches de ceux de la surface portante, surtout pour les ailes en flèches, les écoulements vrillés ou les voilures à faible allongement. Une solution simple pour l'application d'une ligne portante du second ordre est de situer la ligne portante elle-même au premier quart de corde et la ligne des points de calcul aux trois quarts de corde.

Existence éventuelle de différents types de vorticités inclus dans le sillage du rotor (dont dépend le modèle de sillage) : La variation azimutale produit une vorticités émise radialement ; les lignes de vorticités seront plutôt parallèles à la pale ; Cette hypothèse est valable pour les hélicoptères en vol d'avancement ou pour les hélices en incidence mais n'est pas à retenir pour notre étude. La variation radiale de circulation produit une vorticités parallèle à la ligne de courant qui quitte le profil. Cette vorticités émise parallèlement est proportionnelle à la dérivée de Γ sur la pale. Le problème tourbillonnaire posé par les voilures tournantes est le très fort gradient de circulation en tête de pale, en prenant en compte le fait que la portance est au maximum en tête de pale à cause de la pression dynamique importante à ce niveau. Ainsi, la vorticités émise est maximale du côté extérieur de la nappe, qui s'enroule rapidement pour donner un équivalent de tourbillon de tête de pale. L'intensité de ce tourbillon est équivalente à toute l'intensité de la nappe interne, avec un signe opposé.

Le tourbillon de moyeu est plus faible et plus diffus puisque le gradient de circulation est plus faible.

Modèle de discrétisation de la nappe interne :

La nappe interne non-uniforme peut être basée sur 3 types d'hypothèses :

- Un modèle rigide sans distorsion
- Un modèle rigide à forme expérimentale
- Un modèle de nappe libre en équilibre

La nappe interne caractérisée par la vorticités radiale et longitudinale, peut être modélisée par un maillage tourbillonnaire. Dans notre cas où la vorticités radiale est négligée, on retient un ensemble de lanières tourbillonnaires se détachant du bord de fuite. Quelquefois la vorticités de la nappe peut être négligée si les gradients de circulation sont rejetés aux extrémités.

Pour un modèle de nappe libre, la charge induite est très sensible à la séparation entre les nappes des différentes pales. Il faut donc prendre en compte les phénomènes d'auto-induction du sillage surtout pour les tourbillons d'extrémité. On prévoira alors un noyau de viscosité artificielle non pour représenter un effet physique mais pour éviter les problèmes de singularités entre les nappes des différentes pales.

Un problème particulier est posé par l'intégration sur la nappe : La géométrie hélicoïdale de base ne permet pas de calculer les intégrales analytiquement même sans distorsion. On ne peut utiliser une intégration numérique directe à cause des grandes variations de l'intégrale qui nécessitent des pas très réduits pour la précision. Alors le sillage est discrétisé par un jeu d'éléments discrets, en intégrant la loi de Biot et Savart sur chacun des éléments, et en sommant les influences de chacun des éléments.

Modèle de discrétisation du tourbillon de tête de pale :

Le tourbillon de tête de pale peut être modélisé à part par un ensemble de segments tourbillonnaires, en incluant un certain noyau de tourbillon. Cette solution semble retenue dans les modélisations de nappe de pales d'hélicoptères ; Par contre, les nappes retenues dans le cas des voilures tournantes du type hélice est une nappe complète, avec plusieurs lanières d'intensités différentes ; la lanière d'extrémité caractérisant la tête de pale présente simplement une intensité de circulation plus importante à cause du gradient de circulation sur la pale. L'enroulement de la nappe est un autre problème issu de la mise en équilibre.

2.2.2 Résultats théoriques généraux sur la mise en flèche

Dans une conférence dispensée en mai 1982 à l'Institut de Mécanique des fluides Von Karman, J Sullivan (14) présenta un document portant sur les performances propulsives et acoustiques des hélices, intitulé "advanced theoretical treatments of propeller aerodynamics". Il y est fait un résumé des différentes théories des hélices, et en particulier sont présentés les résultats d'une étude de mise en flèche portant sur trois hélices, définies en figure 2-2 :

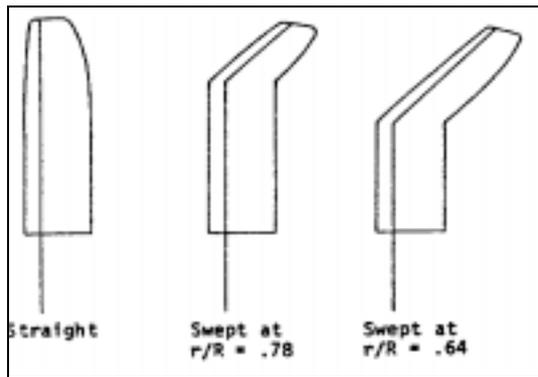


Figure 2-2

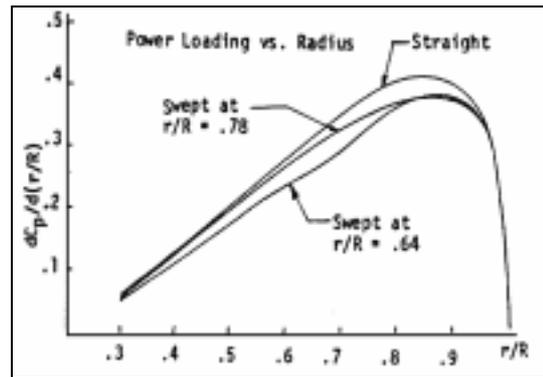


Figure 2-3

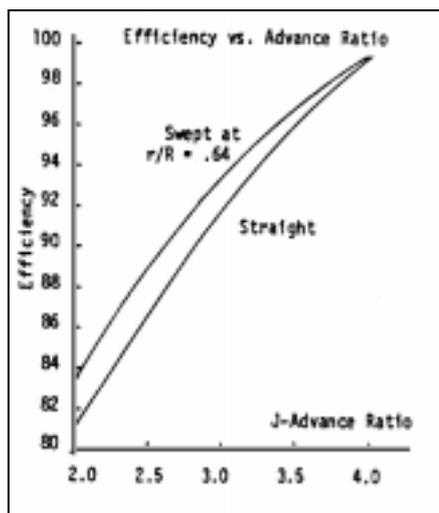


Figure 2-4

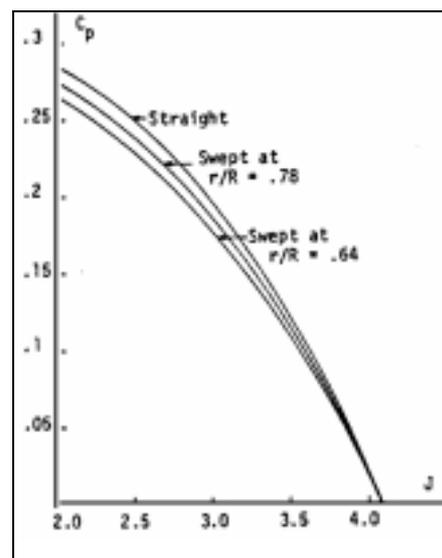


Figure 2-5

Les paramètres d'avancement sont plus importants que dans notre étude, mais on peut noter :

- la répartition radiale de charge directement fonction du niveau de flèche (figure 2-3)
- la diminution du coefficient de poussée global fonction directe de la mise en flèche, et donc plus marquée pour l'hélice fléchée à 64 % de la pale,
- le gain de rendement de deux points apporté par la mise en flèche, avantage qui cependant diminue pour les très hauts paramètres d'avancement.

Paru dans le AIAA 22nd Aerospace Sciences Meeting, BW McCormick (15) présenta une application de la théorie tourbillonnaire à l'étude des hélices en flèches optimisées. Le premier objectif de cette publication était de rechercher dans le détail l'application de la théorie tourbillonnaire à la conception et à l'analyse des hélices en flèche, ainsi que de poser les bases d'une condition optimum comparable à la condition de Betz pour les hélices conventionnelles.

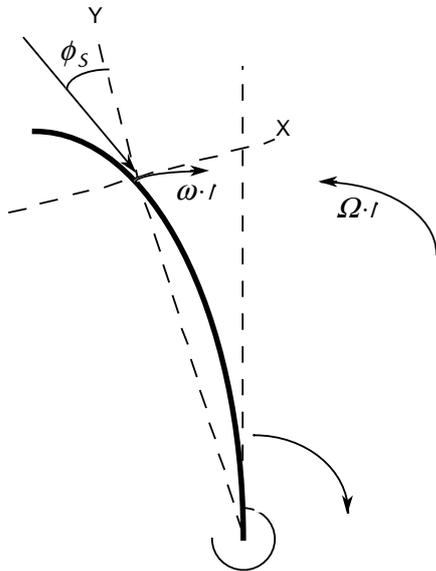
Rappelons la condition de Betz : le pas de chaque lanière tourbillonnaire doit être une constante, le système tourbillonnaire se translatant à travers le fluide à la vitesse d'impact de W_0 . La vitesse induite résultante est normale à la nappe tourbillonnaire. Cette condition de normalité lie les composantes axiale et tangentielle de la vitesse induite, en supposant que la vitesse radiale n'est pas concernée en l'absence d'enroulement de nappe.

La puissance délivrée par l'hélice est évaluée en recherchant les conditions dans le sillage pleinement développé, en fin du processus de contraction de nappe.

En raisonnant sur la répartition de circulation en envergure, McCormick montre que le rendement local, c'est-à-dire le rapport de l'incrément de puissance propulsive utile sur l'incrément de puissance absorbée, même pour une hélice en flèche, doit être indépendant du rayon, c'est-à-dire être constant. L'optimum de circulation correspond à l'optimum du fonctionnement de chacun des profils.

$$\Delta\eta = \frac{V \cdot \Delta l}{\Omega \cdot \Delta Q} = C t \epsilon$$

L'équation de définition du rendement local est alors développée pour les hélices en flèche, dans lesquelles la vitesse induite tangentielle est liée à la vitesse induite radiale par la tangente à l'angle de flèche local.



$$\Delta\eta = \frac{V \cdot (\Omega - \omega)}{(V + v) \cdot \Omega} + \frac{V \cdot v_r \cdot \Delta\Gamma_x}{\Omega \cdot r \cdot (V + v) \cdot \Delta\Gamma_y}$$

avec $v_r \equiv \omega \cdot r \cdot \tan\phi_s$

Le pas de sillage est exprimé au premier ordre comme le pas d'une hélice droite, modifié par un facteur dépendant de l'angle de flèche.

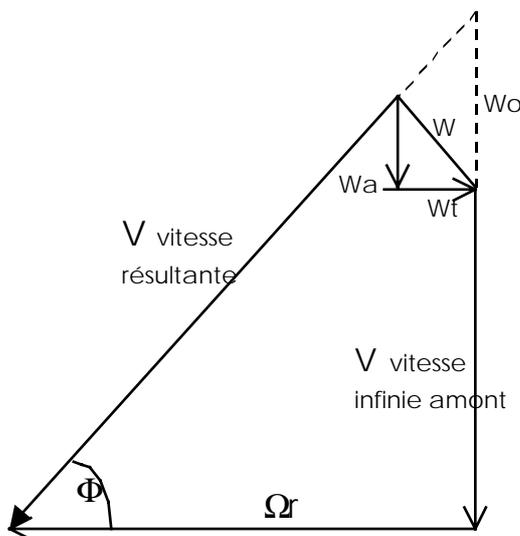
$$p = 2\pi \cdot \frac{V}{\Omega \cdot \eta} \left[\frac{1}{1 + \frac{V \cdot w_r (\tan\phi_s)^2}{\Omega \cdot \eta \cdot (V + v)}} \right]$$

Si la déviation tangentielle est faible, et si l'effet de flèche est faible, les conclusions de pas constant valable pour l'hélice droite sont étendues à l'hélice en flèche. $p = 2\pi \cdot \frac{V}{\Omega \cdot \eta}$

Le deuxième objectif de cette publication de McCormick prend appui sur la théorie de Goldstein. Goldstein avait déterminé des solutions exactes de l'écoulement potentiel généré par un hélicoïde infini, en résolvant l'équation de Laplace $\nabla^2 \Phi = 0$, avec des conditions aux limites imposant un débit nul à travers la nappe hélicoïdale, et des vitesses qui tendent vers 0 à l'infini aval. Goldstein a résolu le problème de l'intégration par l'intermédiaire d'une fonction κ (kappa), ce qui permet de calculer la vitesse induite tangentielle par l'équation :

$$W_t = \frac{B \cdot \Gamma(r)}{4\pi \cdot r \cdot \kappa(r)}$$

Dans le cas général des paramètres d'avancement quelconques, les fonctions $\kappa(r)$ ne s'expriment pas en termes finis, mais s'obtiennent à partir de réseaux de courbes pré-établies pour chaque nombre de pales. McCormick a eu l'ambition de calculer les vitesses induites et les répartitions de circulation numériquement pour comparer aux résultats donnés par la théorie de Goldstein, dans le cas de l'application aux hélices en flèche. Il obtient d'abord une relation entre les composantes axiales et tangentielles de la vitesse induite :



$$\frac{W_t}{\Omega r} + \frac{\pi \cdot x \cdot W_a}{\frac{P}{D} \cdot \Omega r} = x \frac{W_a}{1 + \frac{W_a}{V}}$$

avec

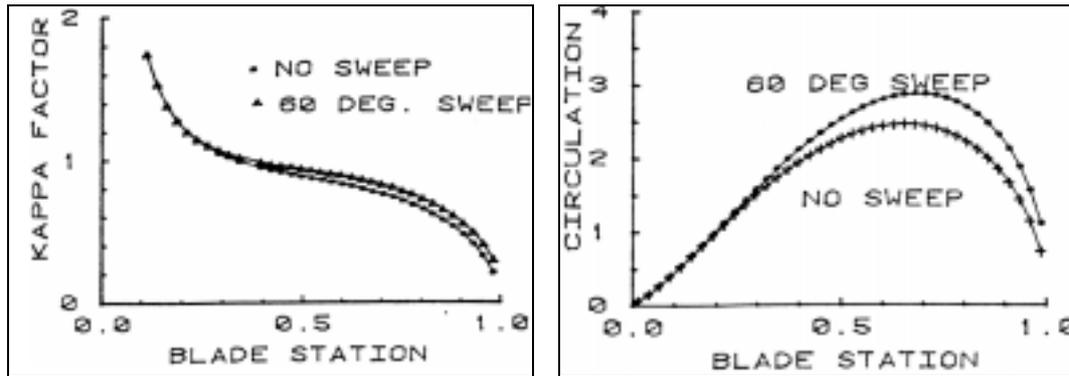
- W_t , W_a , w_r vitesses induites réelles

- W_0 La vitesse induite axiale qu'aurait la même nappe non déviée tangentiellement.

Le problème se réduit à déterminer la distribution radiale de circulation sur la pale dans les conditions d'optimum. Cette circulation a été déterminée en remplaçant la nappe réelle par un ensemble de lanières tourbillonnaires d'intensité élémentaire variable. La détermination des vitesses induites par la loi de Biot et Savart a été réalisée en intégrant numériquement

les coefficients d'influence des lanières tourbillonnaires sur six tours complets. Le système obtenu permet de résoudre d'abord les intensités de circulation de chaque lanière puis les

vitesses induites.



Conclusion : Les résultats, validés d'abord sur une hélice droite, montrent une légère amplification des facteurs $\kappa(r)$ aux faibles paramètres d'avancement et une circulation liée sur la pale augmentée au niveau de la flèche. Ce résultat semble contradictoire avec le précédent, la mise en flèche diminuant la composante normale au profil et donc la circulation. L'approche par intégration numérique reste dans le cadre de cette étude la solution la plus rationnelle sans faire appel à des coefficients très utiles avant l'essor de l'outil numérique.

2.2.3 Résultats bibliographiques sur approche expérimentale

Les publications ayant pour sujet la caractérisation du sillage des voilures tournantes ont souvent comme sujet le problème de l'hélicoptère en vol ascensionnel et en vol d'avancement. Certaines caractéristiques communes se retrouvant dans ce dernier cas avec le vol des drones, nous avons retenu quelques-unes des très nombreuses publications. Le thème prioritaire concerne le sillage et sa forme générale, quelquefois l'écoulement directement sur la pale. Une extension de notre recherche aux travaux plus fondamentaux menés sur le problème de la formation et la destruction des tourbillons a été nécessaire pour mieux comprendre ces processus.

2.2.3.1 Approche par visualisation

-Les travaux de Jacques Valensi (16) constituent en France la première référence (1935) ayant réalisé la visualisation par jet de fumée du sillage d'une hélice bipale et tripale dans des conditions de fonctionnement classique. La présence de tourbillon de contournement de bout de pale est mise en évidence ainsi que la forme générale des lignes d'émission. Plus tard, cette méthode sera couramment reprise, avec des variantes dans la position des buses d'émission.

-Nous avons déjà cité l'analyse de A. J. Landgrebe réalisée à l'UARL (United Aircraft Research Laboratories- East Hartford-Connecticut USA) (17) dont la modélisation proposée pour le sillage est composée d'une part d'un fort tourbillon d'extrémité de pale, et d'autre part d'une surface réglée constituant une nappe hélicoïdale de pas évolutif vers l'écoulement aval. Pour valider cette modélisation, des essais utilisant l'émission de fumée en amont de la pale ont été réalisés, dans lesquels plusieurs stations d'émission sont proposées ; les filets de fumées périphériques donnent un aperçu du tourbillon périphérique, et ceux qui sont injectés en milieu de pale présentent des zones de hachures, représentant la nappe elle-même.

Au total, la méthode de visualisation par filets de fumées s'est révélée efficace pour déterminer des géométries de sillage, y compris dans les zones de la nappe interne. Notons que l'article fait aussi référence à une méthode plus sophistiquée de visualisation tridimensionnelle par holographie laser qui semble exploitable pour une meilleure compréhension des phénomènes tridimensionnels en utilisant le phénomène de condensation de vapeur d'eau dans le sillage. Ce type de méthode de visualisation est très difficile à mettre en œuvre et cette voie réclamant des compétences très spécifiques ne sera pas approfondie.

L'objectif des travaux réalisés en soufflerie à l'UTRC (United Technologies Research Center ; East Hartford USA) par l'équipe de J Simonich, D McCormick et R Hass (18) est l'analyse visuelle de l'écoulement autour d'une hélice propfan par émission de filet de fumée. Dans ce cas, l'injection a lieu au niveau du rotor, et l'éjection du filet se fait au niveau de la tête de pale en rotation couplée avec une tranche laser. Parallèlement, l'écoulement sur la pale elle-même, d'allongement très faible et fortement chargée, est visualisé par film d'huile et par un maillage complet de fils fluorescents. Les fils ont été moins sensibles aux forces centrifuges et plus faciles à interpréter. Cette publication a permis de mettre en relief un tourbillon de bord d'attaque, de direction radiale, d'extension croissante avec le coefficient de puissance, et diminuant légèrement avec le rapport d'avance. Ce type de tourbillon ne sera certainement pas

décelable sur des hélices très faiblement chargées.

Utilisant la méthode d'injection de de fumée dans des peignes parallèles à l'axe du rotor, C.V. Cook (19) a mené une étude complète sur la caractérisation d'un tourbillon d'extrémité de pale. Le rotor, modèle pleine échelle d'un rotor d'hélicoptère, est monté sur une tour en position d'axe vertical et éjectant vers le haut pour limiter l'effet de sol. L'exploration a été menée sur différents azimuts, (de 70° à 380°) et pour plusieurs cas de charge. Le filet de fumée est généré par un simple système de signal de détresse en mini-containeur pressurisé. Plusieurs images résultantes relevées séquentiellement (avec déphasage par rapport au rotor) sur de simples photographies, montrent des résultats très intéressants sur le tourbillon. En plus de la simplicité de la méthode de visualisation, cette publication est intéressante par le modèle de tourbillon proposé, et l'analyse d'une trace d'un de ces tourbillons, relevée au film chaud, dont nous nous inspirerons pour nos propres relevés.

Il faut noter les travaux de DT Owen et D.W. Hurst (20), de l'université de Southampton, pour la méthode de visualisation retenue visant à découvrir des zones de séparations ou de transition de couches limites sur des pales, en déposant une couche de cristal liquide sur la surface de la pale. Ce cristal réfléchit la lumière sélectivement et ainsi différentes couleurs sont visibles, indiquant par exemple des gradients de températures liés aux propriétés de transferts de chaleur et donc à l'écoulement local.

Une des méthodes les plus utilisées en aérodynamique stationnaire est l'ombroscopie : cette méthode est basée sur la présence d'un gradient de densité au niveau du tourbillon qui diffracte le faisceau de lumière incidente en produisant une image sur un écran, spécialement traité pour amplifier la réflexion. J.G. Leishmann et A. Bagaï (21) ont ainsi visualisé le sillage d'un rotor d'hélicoptère isolé et en interaction avec le fuselage ; Les mesures quantitatives ont été réalisées à partir d'enregistrements vidéo, en repérant les positions des tourbillons pour chaque azimut sur des arrêts sur images. Ce travail a ainsi mis en évidence les différences de comportement du sillage d'un rotor en vol stationnaire et en vol d'avancement, le vol stationnaire montrant l'influence du sillage du rotor dans le sens axial. Les auteurs insistent sur les effets spécifiques au type de mouvement d'une pale en avancement latéral, comme l'effet de retour du sillage peu après le bord d'attaque, explicable par la présence des tourbillons émis précédemment. Il faut signaler l'estimation de la valeur de la circulation d'après la taille de l'image tourbillonnaire, ainsi que celle de la dimension du noyau tourbillonnaire, évaluée à 2 % de la corde : ces valeurs sont comparables aux résultats d'un modèle de tourbillon proposé par Scully. Les auteurs sont réservés pour l'utilisation de l'ombroscopie pour les sillages lointains, car la diffusion naturelle et la dissipation visqueuse diminuent les vitesses périphériques et donc les gradients de densité.

Un montage équivalent utilisant l'ombroscopie a été utilisé par une équipe J. Haertig, F. Albe, Ch. Johe, et P. Gnemmi (22) de l'I.S.L pour visualiser le sillage des pales du rotor ISL. Le flash et la caméra sont synchronisés avec le rotor, et les coordonnées du tourbillon sont déduites d'une moyenne de huit images. La comparaison calcul expérience est satisfaisante, pour un azimut limité à 540 °.

Dans les autres méthodes de visualisation optique se trouvent les simulations en tunnel hydrodynamique : on peut ainsi visualiser le sillage par injection de bulles d'air en sommet de pale. Les principes généraux peuvent être obtenus mais l'éloignement des conditions de compressibilité locale ne permet pas d'analyse quantitative. Des travaux de visualisation sur des écoulements correspondant à différentes configurations d'hélices Propfan (quatre et huit pales, hélices simples et contrarotatives) ont ainsi été réalisés à l'ONERA par H. Werle (23). Les visualisations de grande qualité révèlent la structure et la taille de la séparation sur l'extrados des pales, la formation de la trajectoire hélicoïdale des tourbillons de bout de pale, ainsi que leur variation en fonction du rapport d'avance et du nombre de Reynolds dont l'influence semble plus limitée.

2.2.3.2 Approche expérimentale en vélocimétrie stationnaire

Notre recherche porte sur tout type d'investigation expérimentale permettant de caractériser le sillage d'une hélice, et nous présenterons des résultats de mesures en sondes 5 trous, en anémométrie laser et en anémométrie film chauds. La P.I.V n'étant encore qu'en voie de développement n'a pas encore été utilisée pour l'analyse des sillages d'hélices.

Une première publication de Ingemar Samuelson (24) eut pour objet l'étude du champ des vitesses et des effets d'interactions voilure et nacelle sur une maquette basse vitesse d'hélice d'avion commuter pour un cas de forte charge : $\chi=0,25$, $\gamma=0,7$, et $\tau=0,23$.

Pour cela, deux types de mesures ont été effectuées : la mesure des efforts globaux par une balance à jauge de contraintes et celle des vecteurs vitesses stationnaires par sondes de

pressions totales à 5 trous. Ces sondes de pression doivent être étalonnées en direction en faisant varier les paramètres d'angles d'incidence et de lacet α et β pour reconstituer une matrice d'influence directionnelle sur les valeurs des pressions différentielles verticales et horizontales. La donnée des valeurs de P_i , de $\Delta p_{\text{vertical}}$ et $\Delta p_{\text{horizontal}}$ permet de reconstituer le module et la direction du vecteur vitesse stationnaire dans le repère absolu.

Pour l'analyse du sillage, d'importants gradients de pression et de vitesses ont été soulignés surtout aux limites du souffle, avec un effet de giration résiduelle très important même après la voilure. Le gain de pression totale P_i est similaire à la loi de charge en envergure.

Parmi les nombreuses figures proposées dans cette publication, nous présentons en figure 2-6 l'évolution radiale des pressions totales et statiques pour quatre plans du domaine aval (de $x/R=0,14$ à $x/R=3,2$) : On observe pour ces quatre plans la conservation de la pression totale et l'évolution en diminution du coefficient C_p de pression dynamique.

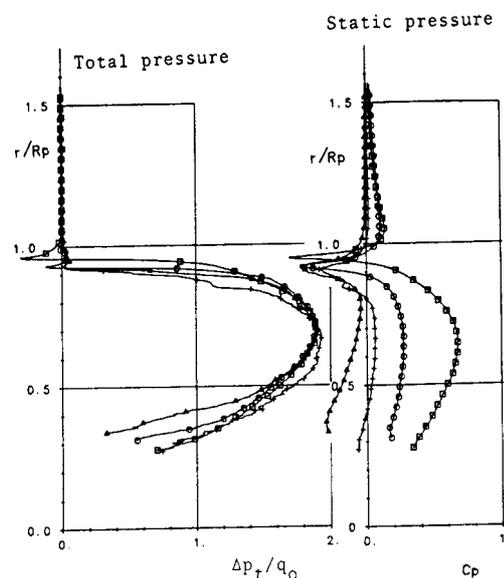


Figure 2-6

On observe aussi en figure 2-7 l'évolution des composantes de vitesses stationnaires du moyeu à la tête de pale pour une configuration de nacelle axisymétrique sans voilure dans le plan proche de la pale. On remarque en particulier :

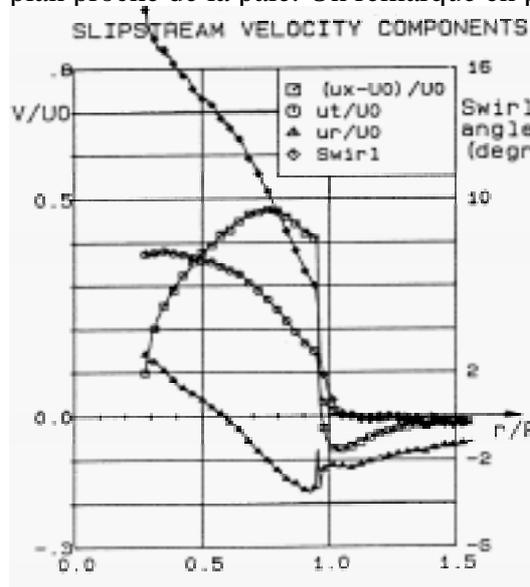


Figure 2-7

- Un gain de composante axiale croissant jusqu'à 50 % de V_0 à $0,7R$, sur les profils les plus chargés de la pale,
- une composante radiale évoluant de 15% à -15 % de V_0 qui montre un effet de divergence du tourbillon de moyeu, par centrifugation, et un effet de contraction en tête de pale

Une composante tangentielle de 38% à 10 % de V_0 : la déflexion de l'écoulement, relevée aussi à travers l'angle de giration (swirl) très sensible au niveau du moyeu s'atténue en tête de pale.

On peut ainsi tracer le champ des vitesses moyens stationnaire dans un plan azimutal ou dans un plan transversal, qui montre bien (figure 2-8) la limite du souffle et la répartition de charge en envergure.

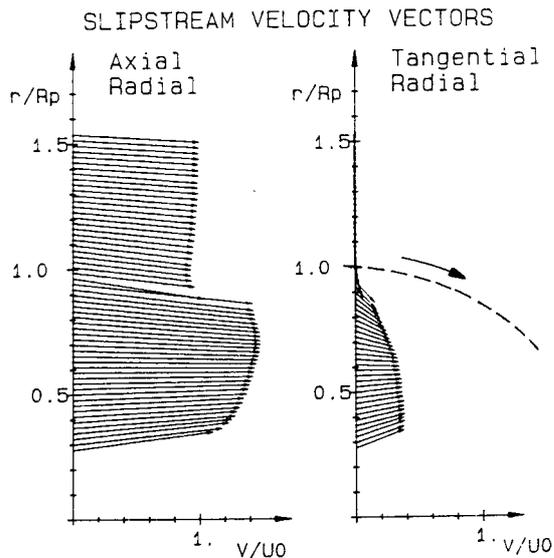


Figure 2-8

naturellement pas pris en compte par les sondes de pression. L'évaluation du taux de contraction de sillage à 92 % semble imprécise et un peu trop réduite.

Nous trouvons ainsi dans l'étude bibliographique plusieurs publications orientées vers les mesures globales stationnaires. Citons encore une étude entreprise en 88 par Neal J Pfeiffer (25) du champ de l'écoulement sur le disque hélice, en configuration d'hélice propulsive où le champ moyen de vitesse a été analysée par sondes directionnelles de pressions totales à 5 trous. Seul un champ global orienté vers les effets d'interactions a été déterminé. Les résultats de cette publication orientés vers les problèmes d'interaction, et vers la mécanique du vol de ce type d'avion sont moins détaillés que le précédent et confirment les limites de ce type d'investigation en sondes stationnaires si notre propos est une étude plus fondamentale des enroulements tourbillonnaires.

Notre recherche s'orientera donc plus particulièrement vers les mesures purement instationnaires qui puissent corrélérer les résultats des modèles théoriques :

Cette reconstitution du champ des vitesses a été validée par comparaison des coefficients de puissance et de poussée calculés à partir du champ des vitesses et relevés expérimentalement.

L'auteur conclut à une forte influence de la forme de la nacelle sur l'écoulement aval de l'hélice tractive, et une faible influence de la voilure soufflée.

Cette méthode est donc intéressante d'un point de vue de l'évaluation de la charge globale et des effets d'interaction. Elle confirme aussi les tendances globales des niveaux de vitesses induites très importantes dans un cas d'hélice en forte charge. Mais elle est limitée par l'influence très importante des tourbillons d'extrémité de pale qui ne sont

2.2.3.3 Approche expérimentale en Anémométrie LDA

Une étude portant sur une hélice 6 pales, menée par JW Kooi et WB de Wolf (26) au NLR Amsterdam, est basée sur l'utilisation en parallèle de deux méthodologies instationnaires, l'anémométrie laser Doppler et l'anémométrie laser bipoint, complétée par des relevés de sondes de pressions à 5 trous.

Les résultats des deux méthodes laser se confirment mutuellement à moins de 1 m/s ; par contre, en accord avec les conclusions précédentes, les résultats de sondes 5 trous sont imprécis : l'angle de giration a été sous estimé par la sonde, et les résultats intégrés sur les coefficients de poussée et de puissance confirment la sous-estimation des résultats de sondes à 5 trous.

L'ensemble a été recoupé par une méthode de ligne portante : les validations effectuées sur les distributions de vitesses de pale à pale calculées théoriquement donnent une bonne corrélation en anémométrie laser. De même, les performances globales semblent bien se recouper, et la répétitivité des mesures de couple et de puissance est inférieure à 2%.

Outre l'analyse du sillage instationnaire, cette publication est intéressante car les auteurs ont voulu comparer leurs résultats avec une étude théorique en ligne portante. Nous présentons comme exemple en figure 9 et 10 les distributions de vitesse dans le plan proche du domaine aval ($x/D=0.8$) au rayon caractéristique à $0,7R$ pour les deux composantes axiales et tangentielles. La ligne portante redonne l'ensemble de la fluctuation globale avec un très bon recouplement mais ne restitue pas du tout le passage du sillage que les auteurs appellent "visqueux" du tourbillon.

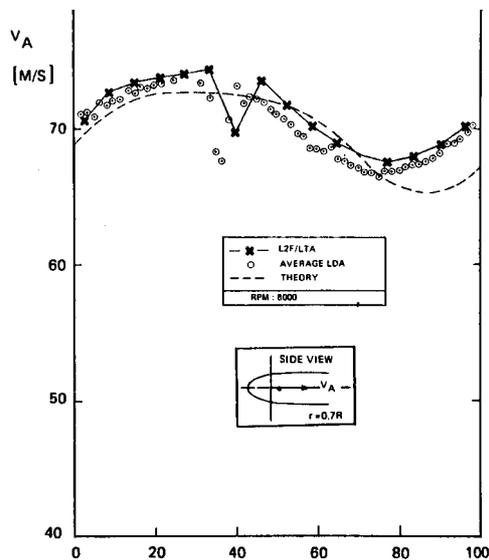


Figure 2-9

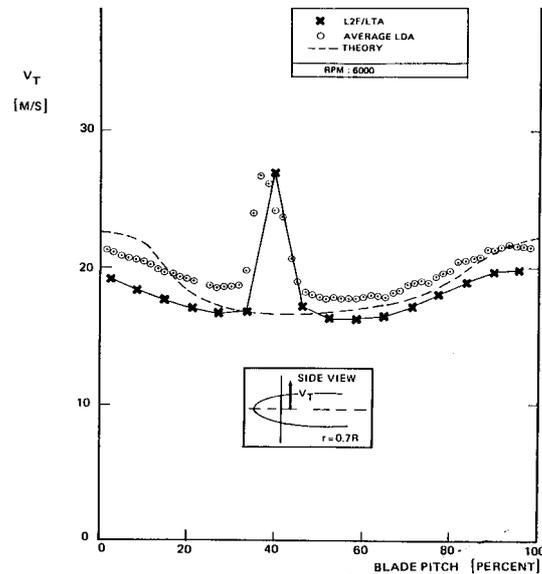


Figure 2-10

En juin 83, J Lepicovsky and WA Bell (27) ont voulu mettre au point une méthode d'investigation expérimentale du sillage d'une hélice bipale en utilisant un vélocimètre laser bi-composante. Les auteurs présentent ainsi les distributions de vitesses moyennes de pale à pale ainsi que les niveaux de turbulence dans le domaine.

L'hélice de diamètre 330 mm, essayée à 4250 tr/mn et au point fixe, présente un nombre de Mach de tête de pale de 0,215, donc très loin du domaine critique de notre étude. Cependant, la problématique expérimentale proposée est utile pour mettre en place les campagnes d'essai de notre étude.

Deux types de résultats sont présentés pour 3 composantes de vitesses :

Le premier type montre les composantes moyennes de vitesses.

On présente d'abord en figure 11 l'exploration du domaine axial entourant l'hélice, réalisée au rayon caractéristique de $0,7R$. Cette exploration fait ressortir les éléments suivants :

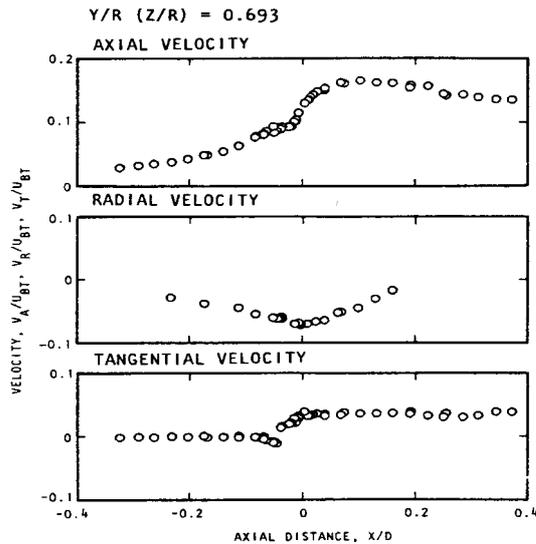


Figure 2-11

L'exploration en composante moyenne est ensuite effectuée dans la direction radiale pour deux plans caractéristiques entourant le plan de rotation (figure 12). Dans ce cas, on peut retenir les caractéristiques suivantes :

La composante de vitesse axiale est nulle dans le sillage du moyeu, et continûment croissante jusqu'aux zones tourbillonnaires de tête de pale.

La composante radiale est très négative dans la zone de tête de pale, et cela même dans le plan précédant la pale. L'effet de contraction est amorcé en amont de la pale. Cette composante redevient positive au niveau du moyeu (effet d'éjection).

La composante tangentielle initiée au niveau du plan de rotation, (et nulle en amont) est répartie de façon homogène sur toute l'envergure de la pale, jusqu'à environ 80 % de hauteur de pale, ou l'effet de tourbillon et de contraction annule la déflexion de l'écoulement.

Une composante de vitesse induite axiale répartie pour moitié entre le domaine amont et le domaine aval, mais dont le maximum est atteint vers $0,1D$ dans le domaine aval, ce qui est contraire à la théorie de l'écoulement moyen, qui devrait montrer une accélération continue jusque dans le domaine lointain,

Une composante de vitesse induite radiale négative autour du plan d'hélice, montrant la contraction du souffle de l'hélice dans ce niveau de rayon,

Une déflexion tangentielle constante dans tout le domaine aval.

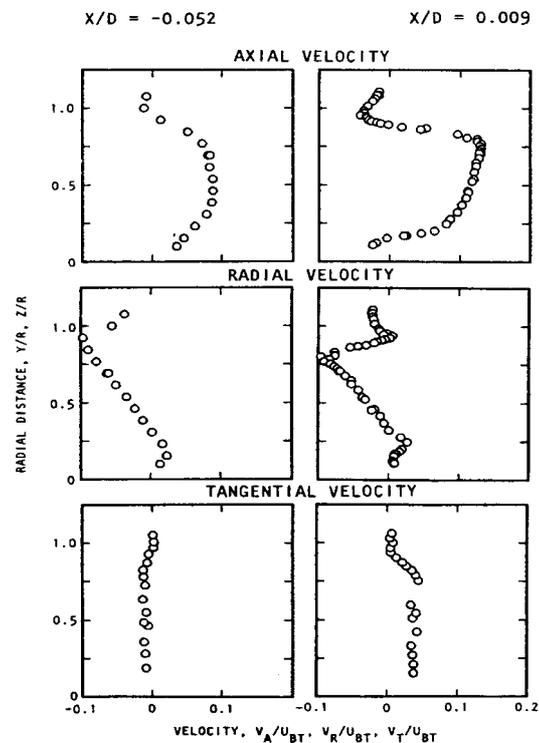


Figure 2-12

Nous présentons aussi en figure 13 un deuxième type de résultat de vitesse induite qui porte sur les distributions azimutales des composantes axiales et tangentielles de vitesses dans plusieurs plans du domaine amont et aval proches du plan de rotation :

Il s'agit donc de la trace instantanée des composantes de vitesses, le signal ayant été traité en moyenne de phase.

On note :

- La forme de la trace du tourbillon de tête de pale, en composante axiale mais aussi en composante tangentielle classique du passage du tourbillon,
- L'évolution de cette trace qui s'atténue en intensité et se diffuse dans la direction azimutale dans les plans plus éloignés de la pale,
- Sur ce type de profil de vitesse, lorsque la discrétisation a été suffisante, il est possible de reconstituer le noyau du tourbillon et de corrélérer avec un modèle de tourbillon visqueux.

Enfin en 1986, une publication annexe de RM Sundar et JP Sullivan (28) présente les résultats d'investigations

expérimentales sur trois configurations d'hélices en simple rotation dotées de proplets ou de pale doubles. Les résultats méritent

d'être cités car ils montrent une amélioration du rendement apportée par l'utilisation d'un système qui limite le tourbillon de tête de pale en se rapprochant des rendements d'hélices carénées. Cette option est cependant plutôt utilisable dans les hélices à forte charge et régime modéré et serait mal adaptée à des hélices transsoniques en tête de pale.

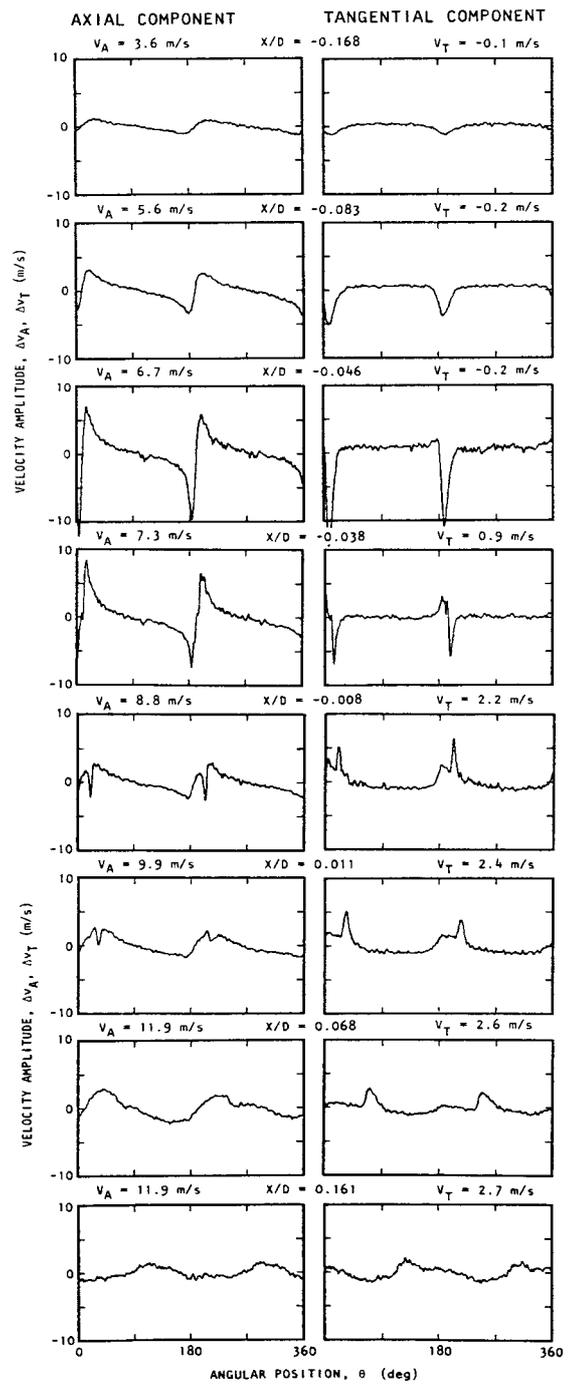


Figure 2-13

2.2.3.4 Approche expérimentale en anémométrie films chauds :

L'anémométrie au film chaud est une méthode de mesure de la vitesse instantanée de l'écoulement, qui sera présenté ultérieurement dans un chapitre spécifique. Il faut retenir tout d'abord que c'est une mesure intrusive, donc difficile à mettre en œuvre dans le sillage d'une hélice sans perturber l'écoulement. Des montages en dard sont cependant possibles et quelques essais ont été réalisés.

Une deuxième caractéristique est la capacité du film à prendre des mesures exactement dans le point visé, et en particulier dans les zones de noyaux tourbillonnaires peu accessibles aux particules d'ensemencement nécessaires pour la vélocimétrie LDA

Enfin, la possibilité de mesurer précisément le niveau de turbulence peut aussi être un atout.

Daniel Favier (8) en novembre 73, avait déjà utilisé pour sa thèse de doctorat de spécialité la vélocimétrie film chaud dont toutes les planches étaient présentées dans le deuxième tome.

Dans une publication de l'IMFM, D Favier et C Maresca (29), faisant la synthèse de travaux antérieurs, montrent des mesures en anémométrie thermique de même type prises en aval d'une l'hélice Marquis d'avion commuter.

La solution retenue est l'utilisation d'une sonde bidimensionnelle, avec reprise des mêmes points dans deux plans différents permettant de reconstituer les 3 composantes (axiale radiale et tangentielle). La publication présentait globalement la validation du modèle de calcul de sillage proposé par l'IMFM, avec information sur le taux de convergence et sur le pas de la nappe hélicoïdale déjà présentée en amont. Sur le graphe présenté, on distingue très bien en composante axiale le passage du tourbillon donnant des traces transversales très pointues.

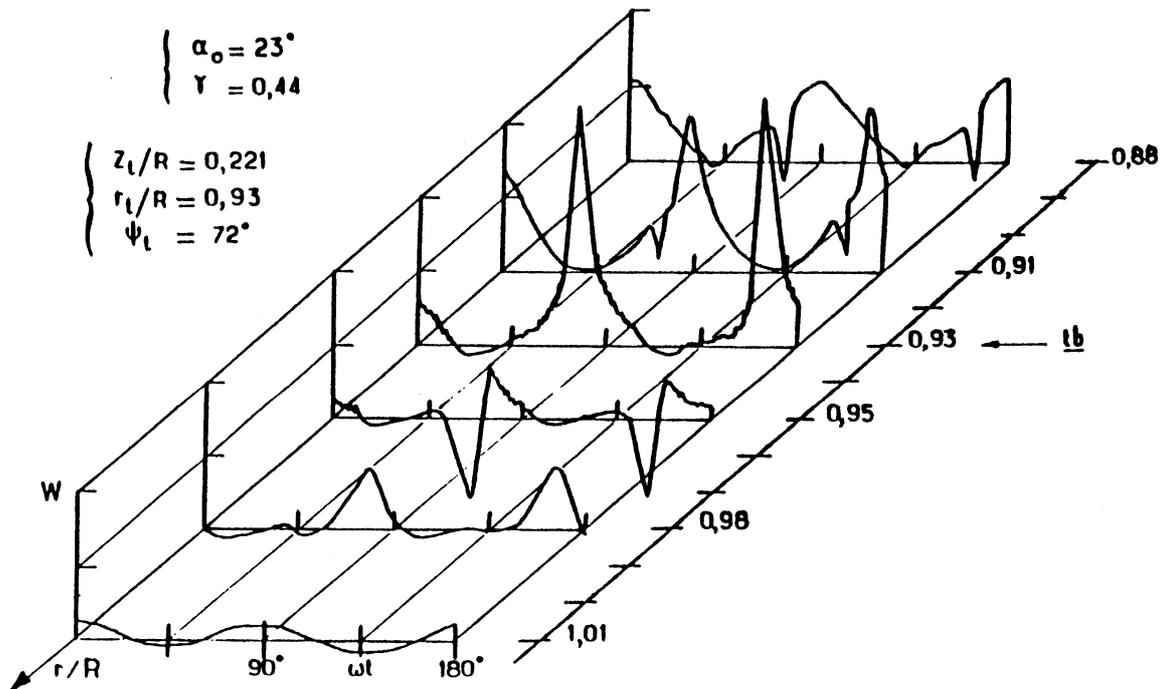


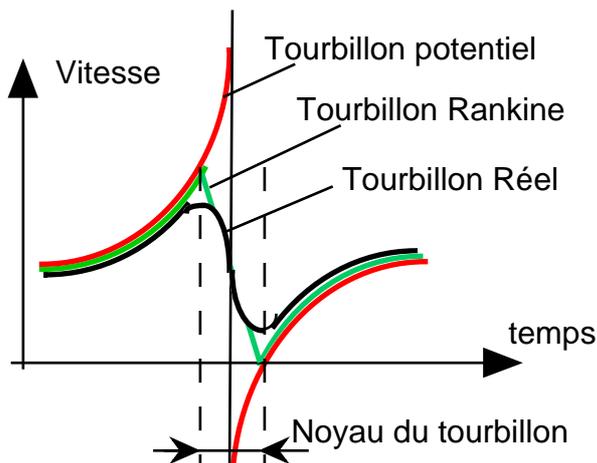
Figure 2-14

Cependant, l'exploitation de fichier de données de types traces temporelles conserve un côté assez qualitatif. En particulier, nous n'avons pas trouvé de comparaisons complètes entre des traces temporelles expérimentales et des résultats donnés par la ligne portante. L'exploitation des codes CFD incluant les caractéristiques instationnaires, et de viscosité permettra dans un proche avenir de tels types de comparaisons.

2.2.3.5 Bibliographie sur tourbillon

Une des questions importantes se posant sur la modélisation de la nappe sera la caractérisation du tourbillon, essentiellement formé par l'enroulement de la nappe. Dans la synthèse réalisée par Wayne Johnson déjà cité antérieurement, quelques éléments de bases sont présentés :

Pour un tourbillon potentiel, sans épaisseur, la vitesse en un point est inversement proportionnelle à la distance qui sépare le point du tourbillon $V = \Gamma/2\pi r$, où Γ est une fraction du tourbillon lié. Sur la singularité, la vitesse est infinie. Un tourbillon potentiel ne présente pas de noyau.



Un des modèles les plus simples de tube tourbillonnaire est le modèle de "Rankine" qui produit un corps solide en rotation à l'intérieur du rayon r_c . La distribution de vitesse à l'intérieur du noyau est alors linéaire.

Toutes les mesures de distribution de vitesses autour du tourbillon de tête de pale montrent que la vitesse tangentielle maximum est beaucoup plus petite que

$V_{\max} = \Gamma/2\pi r_c$, indiquant qu'une fraction très importante de la circulation est à l'extérieur du noyau.

Par conséquent, une vorticité distribuée est beaucoup plus réaliste. Pour un tube de vorticité étalée, la loi de circulation peut être du type $r^2/r_c^2 + r_c^2$ de telle sorte que la moitié de la vorticité est en dehors du noyau. Avec ce noyau, la vitesse tangentielle maximale est de

$$V_{\max} = \Gamma/2\pi r_c$$

- Dans un document de Novembre 75, M.E. Davies (30), étudiant la formation des tourbillons en aval des corps non-profilés, propose un modèle permettant une bonne représentation du tourbillon. Dans le modèle de base, la vitesse est nulle au centre du noyau tourbillonnaire et atteint son maximum au rayon du noyau, R_0 . Les tourbillons sont décrits complètement par leur circulation et le rayon du noyau. Ainsi, le tourbillon visqueux produit une vitesse

tangentielle
$$u_\theta = (\Gamma/2\pi r) \left[1 - e^{(-1,26(r/R_0)^2)} \right]$$

et une vorticité autour du centre :
$$\omega = \left(\frac{1,26 \cdot \Gamma}{\pi R_0^2} \right) \left[e^{(-1,26(r/R_0)^2)} \right]$$

Dans notre cas, il est intéressant de retenir l'idée de ce modèle très simple basé sur un profil tourbillonnaire visqueux. Pour les études de M.E. Davies, le modèle de base est complété par l'addition d'une couche de cisaillement moyen, et le modèle complet recoupe bien les résultats expérimentaux dans le cas de ces corps non profilés stationnaires ou oscillants.

- Une étude similaire menée en Ecosse par B.J. Armstrong et F.H. Barnes (31), dont l'objectif était de comparer la structure du sillage derrière un cylindre circulaire en écoulement stable et en écoulement perturbé ont permis de confirmer la validité du modèle de Davies.

Toujours dans les études portant sur la circulation émise en aval des cylindres, les mêmes auteurs B.J. Armstrong et F.H. Barnes supposent que la circulation émise en aval du corps dans la couche de cisaillement détachée au point de séparation est donnée par, où U_B est la vitesse sur le côté de la couche limite au point de séparation. Il faut noter de plus que toute la circulation ne subsiste pas après la formation du tourbillon, et une part importante est effacée dans le sillage proche. L'essentiel du problème sera d'évaluer la vorticité détruite au cours de la formation du tourbillon.

Dans une publication déjà présentée au titre des visualisations, C.V Cook s'est particulièrement intéressé au problème de la caractérisation du tourbillon. Utilisant un simple film chaud monodimensionnel, il a cherché à caractériser (figure 15) une trace tourbillonnaire montrant le détail du noyau de vorticité constante, et la région périphérique offrant une loi de

vorticité de type $\Gamma = \frac{B}{(r+C)^n}$.

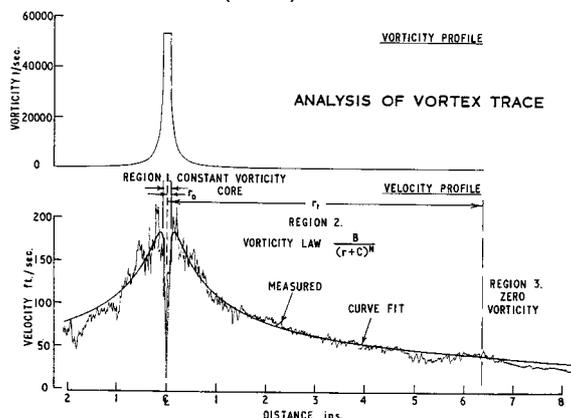


Figure 2-15

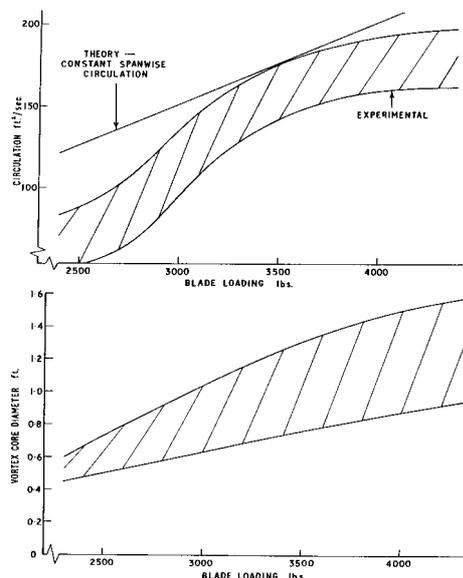


Figure 2-16

Les informations bibliographiques collectées sur le thème du sillage de rotors ne faisaient pas références au protocole de destruction et de coalescence. Nous avons donc étendu notre recherche hors du domaine des voilures tournantes dans des thèmes voisins : l'analyse des processus de formation puis de destruction du système tourbillonnaire situé en aval des corps cylindriques dans un champ d'écoulement, systèmes connus sous le nom d'allées de Karman, utilisées en particulier dans la d bim trie.

- Dans une publication de l'université de Californie   Berkeley, J.A.C. Humphrey et S. Li (32) ont décrit le processus d'étirement, d'association et de destruction des structures tourbillonnaires dans des écoulements confinés à contre-courant. L'étude montre clairement l'évolution de structures bidimensionnelles en point-selles vers des structures complexes tridimensionnelles composées de tourbillons appariés, processus que l'on peut attribuer à l'inclinaison et à l'étirement de l'écoulement principal, de direction longitudinale, pour aboutir à une vorticité transversale. Ce cas est complètement diff rent du processus d'appariement de tourbillons de même direction que nous serons amenés à observer dans les sillages lointains des hélices, mais après le contact des tourbillons successifs ou adverses, la similitude de création des structures tridimensionnelles semble intéressante.

Nous retiendrons de ces informations la possibilité de modéliser ultérieurement assez précisément le tourbillon mais ce travail n'est pas prioritaire dans la mise au point d'un code

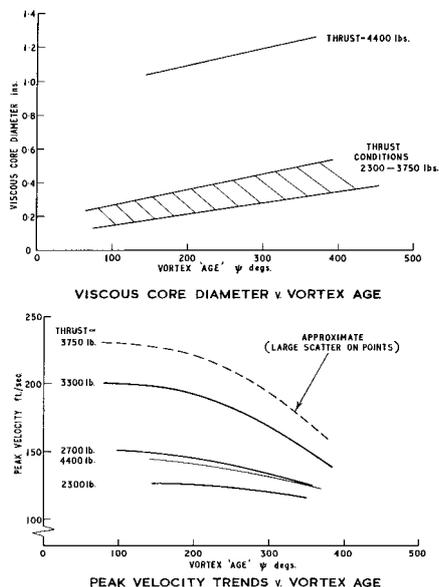


Figure 2-17

L'auteur montre aussi dans cette publication que la circulation croit avec la charge de l'hélice ainsi que le diamètre du tourbillon (figure 2-16).

Enfin, pour une charge donnée, le noyau évolue lui aussi en grandissant avec l'age du tourbillon et l'amplitude crête à crête des traces de vitesses, d'abord sensiblement constante, diminuent ensuite avec l'age du tourbillon. Pour ces fortes charges, l'exploration du sillage a été limitée à un tour.

de ligne portante sur lequel beaucoup d'hypothèses simplificatrices sont effectuées d'un point de vue des effets visqueux.

Conclusion

Les publications correspondant directement à notre sujet d'étude sur les hélices de drones sont assez peu nombreuses car le domaine des hélices reste à la marge des autres études menées notamment dans le domaine des turbomachines. Mais on peut cependant conclure que le schéma global du sillage d'une hélice est connu a priori à travers toutes les études antérieures, même si les mises en place de méthodes ont porté souvent sur des hélices classiques ; notre attention se portera sur l'effet de la mise en flèche sur l'ensemble du sillage. L'analyse en visualisation la plus simple sera une méthode de visualisation par fumée et tomoscopie laser ; Un premier essai avec caméra classique aboutira à une impasse; il faudra utiliser une caméra rapide et intensifiée.

Les mesures au film chaud sont parfaitement envisageables, et la disponibilité d'une chaîne 3D guidera notre premier choix. Par contre, nous n'avons pas retrouvé dans la littérature d'informations sur l'utilisation de sondes 3D pour l'analyse des sillages d'hélice ; Les informations spécifiques sur l'utilisation de la sonde et le dépouillement des résultats ont fait l'objet de publications dont la brève analyse est présentée en annexe 4.

Sur les mesures de type vélocimétrie Doppler Laser, l'analyse du champ des vitesses est parfaitement possible. Cette méthode pourra donc être aussi envisagée et la campagne d'essai réalisée pour notre étude confirmera la faisabilité. L'analyse de la campagne d'essai mettra aussi en relief les difficultés et la lourdeur de ce moyen de mesure lorsqu'un champ complet doit être exploré en trois dimensions.

Enfin , l'analyse bibliographique a beaucoup orienté notre choix de méthode de ligne portante, tant la réalité de l'existence d'une nappe tourbillonnaire générée par la voilure tournante permet de modéliser de façon crédible l'écoulement autour de l'hélice, ceci à partir d'études existantes, pour obtenir des résultats satisfaisants. Les hypothèses de base, et notamment l'utilisation des polaires de profils étendue à notre domaine d'étude transonique, limiteront la qualité des résultats.

3 ANALYSE EXPERIMENTALE DES PERFORMANCES

3.1 Moyens d'essais communs

3.1.1 Le banc d'essai d'hélices SUPAERO

Le banc d'essai d'hélices (présenté en photo N°1) est constitué des éléments suivants:

une source de puissance mécanique:

composé d'un moteur électrique et de son variateur

Le moteur électrique, d'une puissance de 5.5 KW à 8000 tr/mn, permettant l'exploration du domaine de vitesse de rotation jusqu'à la valeur limite de 10000 tr/mn, a été retenu comme élément principal du banc d'essai. Il est complété par un variateur permettant l'asservissement du fonctionnement à une vitesse de rotation fixée indépendamment de la charge imposée.

un équipement de mesure du couple et de la poussée:

Une balance bi-composante adaptée pour les essais de l'ensemble "moteur thermique hélice" est intégrée au banc hélice. Le fonctionnement de cette balance a nécessité la création des degrés de liberté nécessaires à travers les paliers sur lesquels repose l'ensemble du banc d'essai. La balance elle-même est composée de jauges de contraintes, montées sur lames de mesures; Les fonctions alimentations des jauges et conditionnement du signal de sortie sont assurées à travers des amplificateurs conditionneurs ANS; Une phase d'étalonnage à vide est nécessaire. Les informations de sortie des amplificateurs seront envoyées sur afficheurs et parallèlement disponibles en sorties 0-10 Volts.

Le banc est complété par les éléments composants la structure:

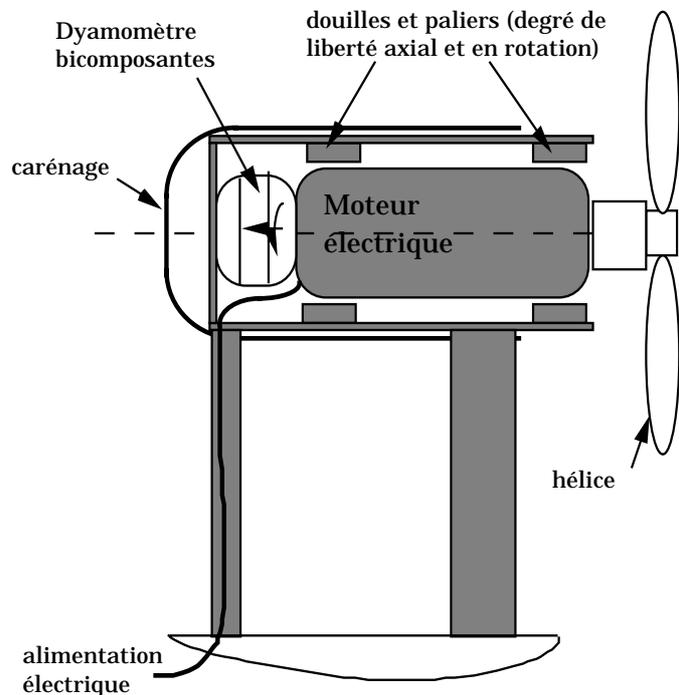
un carénage en fibres composites permettant le refroidissement de l'ensemble moteur,, simulant un nez, et une zone de raccordement arrière de fuselage avion.

deux bras horizontaux, encastrés au niveau de la cellule moteur, et carénés par un profil ClarkY constant en envergure de 30 cm de corde, simulant un début d'aile d'envergure infinie.

trois bras verticaux, carénés en NACA pour diminuer leur influence sur le domaine étudié, support de l'ensemble l'ensemble moteur.

Un châssis support de l'ensemble permettant la fixation de l'ensemble dans la veine de soufflerie.

Figure 3-1 : Schéma du banc d'essai d'hélice



3.1.2 La simulation du point de vol

Le banc d'essai d'hélices est fixé dans la soufflerie S4 du Centre d'Essais Aéronautiques de Toulouse, qui dispose d'une veine libre elliptique de 3 m sur 2 m et qui permet d'explorer un domaine de vol de 0 à 40 m/s .

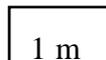


photo 2: Le banc d'essai dans la soufflerie S4 du CEAT
Vue amont du banc et de la veine

photo 1: Le banc d'essai d'hélice

Le banc d'essai est mis en place dans la soufflerie par l'intermédiaire d'une poutre de liaison sur la balance MdG propre à la soufflerie. L'axe de l'hélice est alors à 0,35 m de l'axe du divergent, le plan de rotation étant à 0,8 m en amont de la section d'entrée du col.



photo 3 : Le banc d'essai dans la soufflerie S4 du CEAT
Vue aval du banc doté de l'hélice BA710.

Les moyens d'essais présentés sont complétés par un ensemble de moyens de mesures spécifiques de la méthode utilisée :

Une caméra vidéo numérique rapide et un moyen d'ensemencement en jet de fumée pour les visualisations

Une chaîne anémométrique à 3 voies, un ensemble de déplacement de sonde et un micro-ordinateur doté de cartes d'acquisition et de pilotage rapides pour la campagne d'essai à films chauds et la campagne d'essai de performances.

Une chaîne à vélocimétrie doppler laser bidimensionnelle et un système d'ensemencement pour la campagne LDA.

Chacun de ces moyens de mesure sera présenté en amont des résultats de campagne d'essai.

3.2 Les hélices

Les hélices testées (réalisées par la société Halter), de profil générique Clark Y, ont été optimisées en loi de calage en utilisant le programme LPC de l'ONERA. L'objectif étant la qualification du sillage et des effets d'une mise en flèche, toutes les hélices essayées ont même loi de corde et même loi de vrillage ; Seule diffère donc la position des points caractérisant la ligne portante. Quatre hélices ont été qualifiées au cours de la campagne:

-une hélice à ligne portante droite BA 000 : la ligne portante, située classiquement en quart de corde à partir du bord d'attaque, est donc rectiligne et servira d'axe de référence pour les autres hélices.

-une hélice en flèche répartie sur la pale BA420 : la mise en flèche de la ligne portante a été effectuée par application d'un polynôme de degré 4, suivie d'un recentrage de 20 degrés pour équilibrer la pale.

-une hélice en flèche BA710 : Le même processus de mise en flèche avec un polynôme de degré 7 qui impose une flèche plutôt vers l'extrémité de pale, et un recentrage de 10 degrés.

-une hélice en flèche inversée d'extrémité de pale : BASaul. Cette hélice a une ligne portante symétrique de l'hélice BA710 par rapport à l'axe de référence.

Le détail des fichiers de définition caractéristiques de la géométrie de chacune des hélices est joint en annexe en fin de document.



photo 4: Les différentes hélices en vue amont



photo 5: Les différentes hélices en vue aval

3.3 Moyens de mesure des performances

moyens de mesures propres à la soufflerie :

Les caractéristiques du cas de vol sont disponibles sur le système d'acquisition de la soufflerie. On peut ainsi relever:

-la pression dynamique (Pi-P) au niveau de deux sondes de type Pitot situées dans la veine,
-les valeurs de Po et Tio,

-les résultats de la balance dynamométrique qui supporte le "banc hélice". Elle est appelée balance MDG, mais n'est pas bien adaptée au niveau de l'étendue de mesure. De plus, située en bout de mât support de l'ensemble en essai, elle prendra en compte l'ensemble des efforts résultants sur le banc SUPAERO, et les résultantes des efforts hélices seront donc obtenues par soustraction.

moyens de mesures propres au banc d'essai :

-un dynamomètre bi-composante interne au banc hélice permet de relever la composante "couple" et la composante "poussée", sans prise en compte des efforts exercés sur le carénage.
-un capteur de vitesse de rotation.

moyens de mémorisation et de traitement de l'information :

Le pilotage, la mémorisation et le traitement des signaux disponibles à l'issue des essais sont possibles en utilisant le logiciel LABVIEW disponible sur l'ensemble d'acquisition basé sur le PowerMac 8100 du laboratoire Propulsion de l'ENSAE, ensemble doté de deux cartes :

-une carte d'acquisition rapide : 4 signaux à fréquence élevée pour les transitoires
-une carte d'acquisition classique 16 voies permettant la mémorisation de toutes les autres informations utiles, et donc en particulier les niveaux de couple et de poussée.

L'avantage est la compacité du système et sa mobilité.

3.4 Analyse des performances

3.4.1 Paramètres caractéristiques du fonctionnement des hélices

La mission d'une hélice tractive ou propulsive est de s'appuyer sur le fluide environnant pour restituer une poussée : Pour cela, elle dispose au niveau du moyeu de la puissance fournie par le moteur, sous la forme d'un couple tournant à une vitesse de rotation donnée.

La forme géométrique de l'hélice est le résultat d'un calcul d'optimisation fonction de la mission qui lui est demandée, en termes de poussée, à une vitesse d'avancement imposée. Ce point de fonctionnement est le point nominal, ou point d'adaptation. Mais les missions réelles peuvent être multiples pour une même hélice: on retrouvera des caractéristiques de décollage, de montée et de croisière, correspondant à des vitesses d'avancement et des régimes de rotation différents.

Pour caractériser ces performances en fonction des différents paramètres du vol, on utilise les coefficients adimensionnels suivants:

Coefficient de Puissance:
$$\chi = \frac{P}{\rho \cdot n^3 \cdot D^5}$$

Ce coefficient donne la charge de l'hélice:

-très faiblement chargée,	0,02	$< \chi < 0,05$
-faiblement chargée,	0,05	$< \chi < 0,2$
-moyennement chargée	0,2	$< \chi < 0,4$
-fortement chargée.	0,4	$< \chi < 2,0$

Notre étude, avec un coefficient de charge de 0,025, sera du domaine des hélices très

faiblement chargées.

Figure 3-2: les différentes courbes du fonctionnement

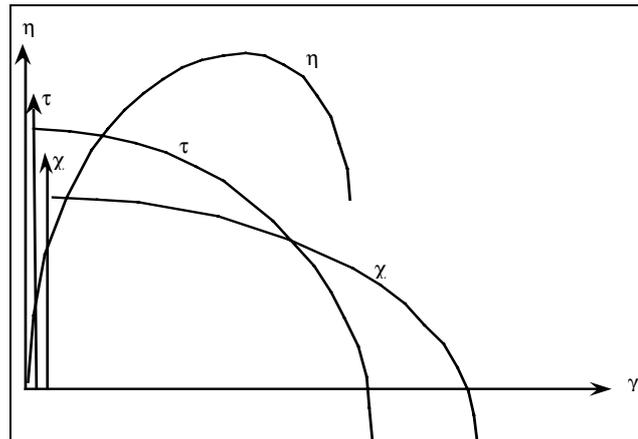
Coefficient de Poussée: $\tau = \frac{F}{\rho \cdot n^2 \cdot D^4}$

Facteur d'avancement: $\gamma = \frac{V_0}{n \cdot D}$

Le rendement caractérise la capacité de l'hélice à transformer l'énergie disponible sur l'arbre en puissance propulsive utile

$$\eta = \frac{F \cdot V_0}{C \cdot \omega} = \frac{\tau \cdot \gamma}{\chi}$$

Sur toute la plage de vitesse d'avancement, les performances de l'hélice se représentent de la façon suivante:



Ces courbes nous permettent les constatations suivantes :

-Le rendement d'une hélice, par définition est nul au point fixe. La qualité d'une hélice doit cependant être caractérisée en ce point qui précède le démarrage. On choisit alors d'exprimer cette qualité avec le chiffre de mérite:

$$FM = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{\tau^{\frac{3}{2}}}{\chi}$$

Ce rendement présente un maximum pour une certaine vitesse d'avancement (correspondant au point de définition). L'ensemble des profils constituant la pale de l'hélice sont alors "attaqués" par un vecteur vitesse relative W dont l'incidence correspond au coefficient de portance maximum du profil.

Les courbes τ et χ sont décroissantes ; la vitesse d'avancement "décharge" le moteur et la poussée nette diminue. On peut le concevoir aisément en raisonnant en termes de différence de quantité de mouvement entre l'entrée et la sortie du disque hélice.

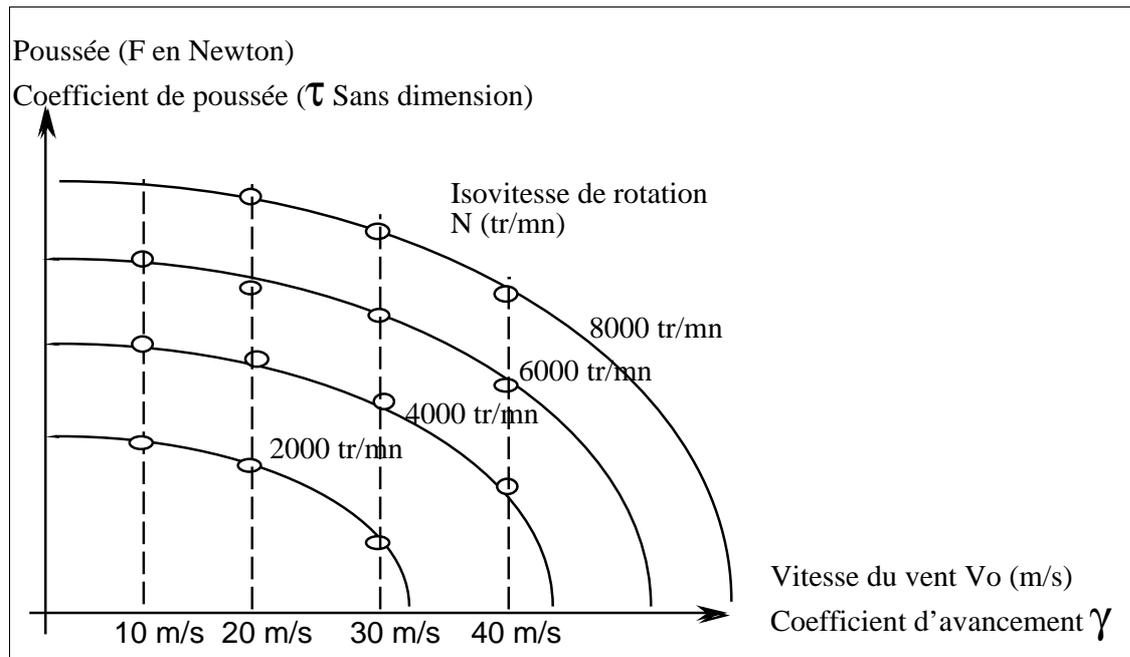
Au delà d'une certaine vitesse d'avancement, la traction devient négative, une certaine puissance étant toujours absorbée : l'hélice joue le rôle d'un frein.

Enfin, dans le domaine des très hauts paramètres d'avancement, quand la vitesse axiale incidente est très élevée par rapport au régime de rotation, la puissance devient négative : l'hélice n'absorbe plus d'énergie mais en fournit sur l'arbre moteur, qui fonctionne alors en frein moteur. Avec une loi de vrillage adaptée, c'est le domaine des éoliennes.

Les performances des hélices retenues pour notre étude dans tout le domaine de vol seront explorées dans la veine d'essai de la soufflerie S4 ; Il faut définir concrètement les différents régimes et les différentes vitesses de soufflerie pour obtenir :

- le diagramme Poussée = fonction (vitesse V_0 , régime N),
- le diagramme Puissance = fonction (vitesse V_0 , régime N),
- le diagramme Rendement = fonction (vitesse V_0 , régime N).

Les différents paramètres régime et vitesse V_0 retenus sont définis sur le diagramme suivant, défini en variables réelles qui permettent d'imposer les cas de fonctionnement au cours des essais:



Chacun des points marqués sur le diagramme correspond donc à un double paramétrage "vitesse d'air dans la veine soufflerie- vitesse de rotation du moteur" .

Nous comparerons le diagramme obtenu pour les quatre hélices retenues.

En chacun des points d'essais, nous calculerons les rendements réels, qui prennent en compte l'ensemble des effets induits et des effets de frottement. Nous comparerons les rendements et les écarts de rendements qu'induit la mise en flèche, à paramètre d'avancement comparable.

Remarque : Une autre solution aurait été de comparer les performances à coefficient de poussée constant, ce qui serait plus représentatif du niveau de performance, mais qui sur le plan expérimental, est beaucoup plus long à mettre en œuvre puisqu'il faut calculer chaque fois le coefficient de poussée.

3.4.2 Analyse critique des résultats des différentes balances

étalonnage en condition statiques

L'étalonnage de la balance SUPAERO, réalisé en amont des essais a montré le comportement linéaire des deux capteurs dans la gamme de mesure, avec une erreur de linéarité limitée à 1% de la pleine échelle. Cet étalonnage a aussi permis d'évaluer les effets d'interaction "couple-poussée" qui restent limités à 1 % de la pleine échelle (voir courbe d'étalonnage jointe).

Reprise de l'étalonnage en condition d'essais

On enregistre alors une dispersion des résultats limitée à 2,4% de la pleine échelle, représentant 5 Newtons. Cette dispersion est maximale à grande vitesse de rotation. Les conditions d'essais difficiles , avec un niveau vibratoire non négligeable à grande vitesse de rotation , et un niveau de température du carter moteur dépassant 80 °C malgré le refroidissement, ces résultats peuvent être considérés comme satisfaisants.

Pour les mesures de couple, en prenant en compte toutes les valeurs communes aux deux essais, la dispersion est inférieure à 2,0% de la pleine échelle ; comme précédemment les conditions d'essais justifient cet écart.

3.4.3 Observation des performances

Plusieurs types de courbes sont présentés

-les courbes de poussées nettes, c'est-à-dire de la poussée résultante sur l'arbre d'hélice, à l'exclusion de tout effet complémentaire sur la voilure. Cette poussée sera directement comparable à la poussée résultante des calculs théoriques sur la pale.

Remarque : des difficultés apparues au moment du dépouillement des résultats ont limité l'exploration du fonctionnement de l'hélice droite à 3 régimes de rotation (4000, 6000, 8000 tr/mn).

-les courbes donnant l'écart constaté entre les hélices en flèche et l'hélice droite.

-les courbes des coefficients adimensionnels de performances, qui comprennent les coefficients de poussée, de puissances et les rendements.

Ces données sont présentées par hélice, pour observer le fonctionnement individualisé. Elles sont reprises ensuite sur des courbes à fonctionnement identique, pour comparer directement les hélices sur le même réseau.

3.4.3.1 Poussée Nette

Le diagramme de fonctionnement de chacune des hélices montre un réseau de courbes qui confirment le résultat classique:

-Les poussées augmentent avec le régime de rotation

-Les poussées sont décroissantes en fonction de la vitesse d'avancement; et présentent la meilleure poussée au point fixe, exceptée pour l'hélice en flèche inversée.

La poussée maximale au point fixe reste celle de l'hélice droite. Par contre, une comparaison des poussées en avancement montre l'effet de la mise en flèche:

Les hélices en flèche d'extrémité BA710 et BASaul sont déficitaires en terme de poussée nette sur toute la plage de fonctionnement, et ce déficit est très marqué pour l'hélice BASaul.

La poussée de l'hélice BA420 présente un gain à bas régime, et ce gain diminue avec le régime.

Conclusion :

Les poussées sont en général inférieures à celles de l'hélice droite :

Ces comparaisons sont effectuées à régime constant, ce qui impose une vitesse d'attaque du profil de tête de pale moins élevée que dans le cas de l'hélice droite. Le couple absorbé sera donc diminué corrélativement ; Le gain n'est donc pas attendu en terme de poussée brute mais plutôt en terme de rendement.

L'hélice en flèche répartie montre cependant un gain en poussée brute, qui est à corrélérer avec la charge globale de l'hélice.

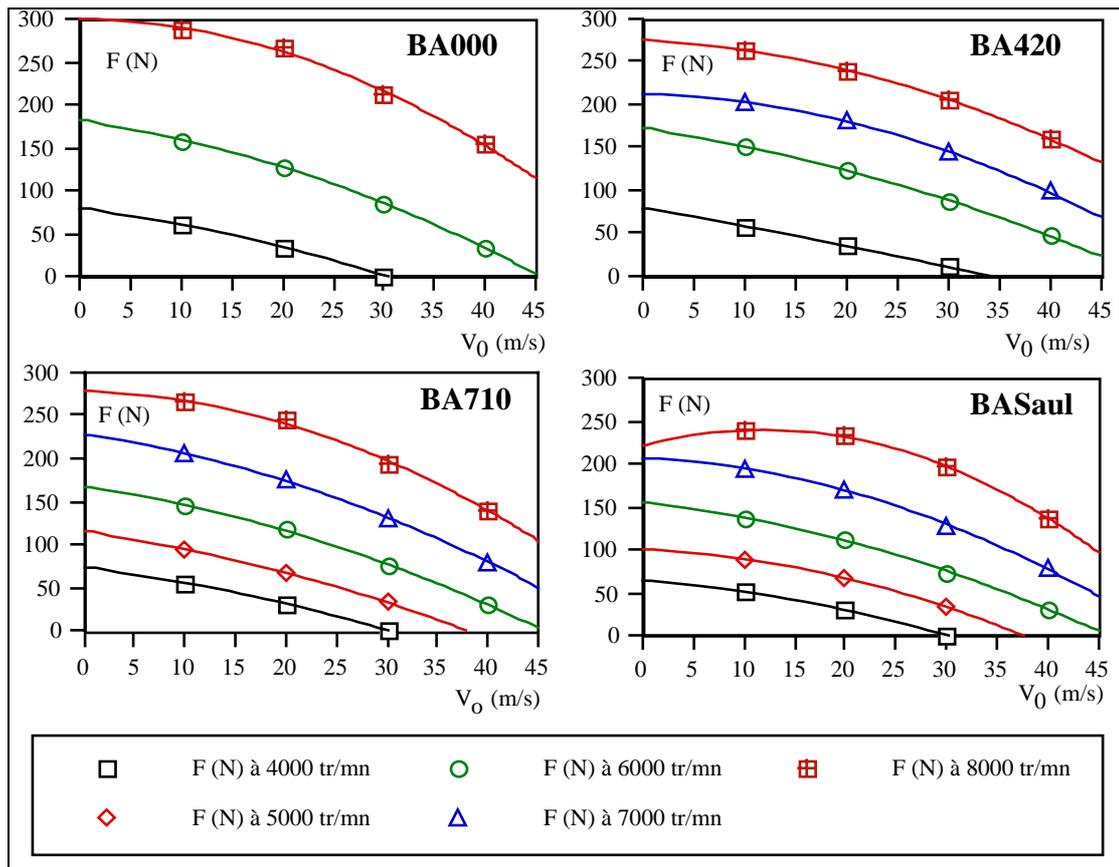


Figure 3-3 : Evolution des poussées nettes (Newton)

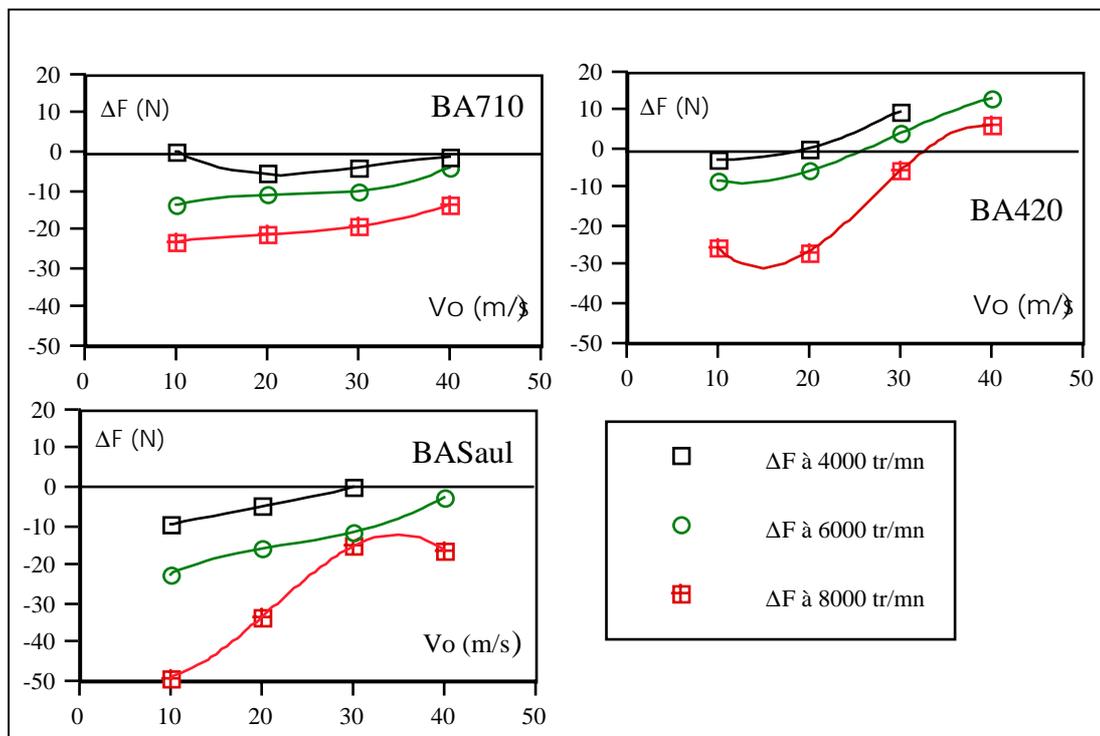


Figure 3-4 : Ecarts de poussées par rapport à l'hélice droite (Newton)

3.4.3.2 Performances en coefficients adimensionnés

Sur les pages suivantes sont présentées les courbes qui permettent des comparaisons directes entre hélices, en s'appuyant sur les coefficients de poussées, de puissance, et les rendements. Ces diagrammes appellent les remarques suivantes :

Les coefficients de poussée ne montrent pas d'évolution globale avec le régime de rotation. L'appui de l'hélice sur l'air ambiant ne dépend que du couple " vitesse incidente et régime", ce qui permet de supposer que le sillage généré par l'hélice ne dépend pas du Nombre de Reynolds du fonctionnement.

Aucune des hélices étudiées ne fonctionne dans le domaine frein, L'hélice BA420 présente un coefficient plus important que les autres, et les hélices en flèches d'extrémités ont des performances similaires.

De même, le tracé des courbes d'évolution du coefficient de puissance montre un étagement continu de χ_i avec le régime. L'augmentation du paramètre d'avancement décharge les hélices, et les coefficients de puissances convergent vers les bas niveaux pour tous les régimes quand V_0 augmente. Aucune des hélices n'est en puissance négative même aux forts gamma.

L'hélice BA420 est notablement plus chargée que les autres, sans explication apparente.

Les courbes de rendement montre l'optimisation de ces hélices pour 30 m/s et les grandes vitesses de rotation.

Dans les bas régimes de rotation, l'augmentation du facteur d'avancement gamma désadapte l'hélice et fait chuter le rendement. Cette tendance est marquée pour l'hélice droite et en flèche inverse.

Les courbes de rendement dépendent peu du régime avec cependant une légère diminution qui correspond à l'augmentation du Reynolds. Cette tendance est plus nette pour l'hélice en flèche répartie BA420.

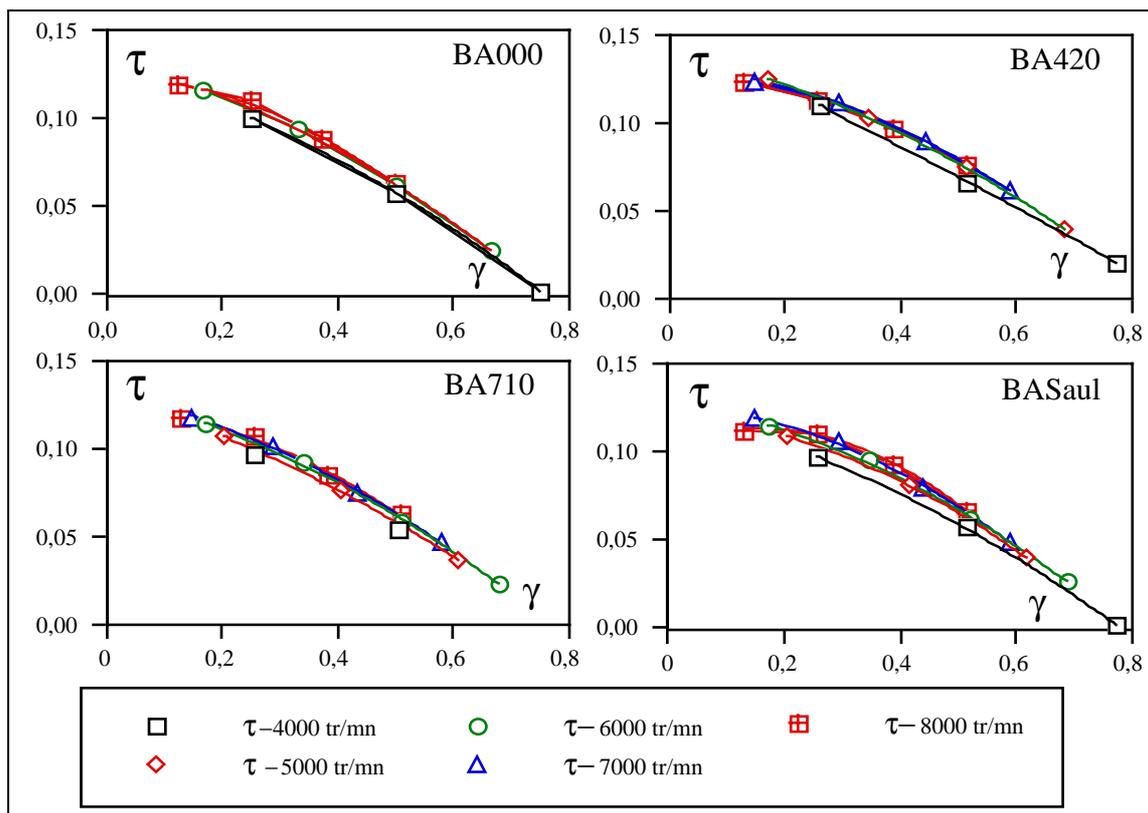


Figure 3-5 : Evolution des coefficients de poussée

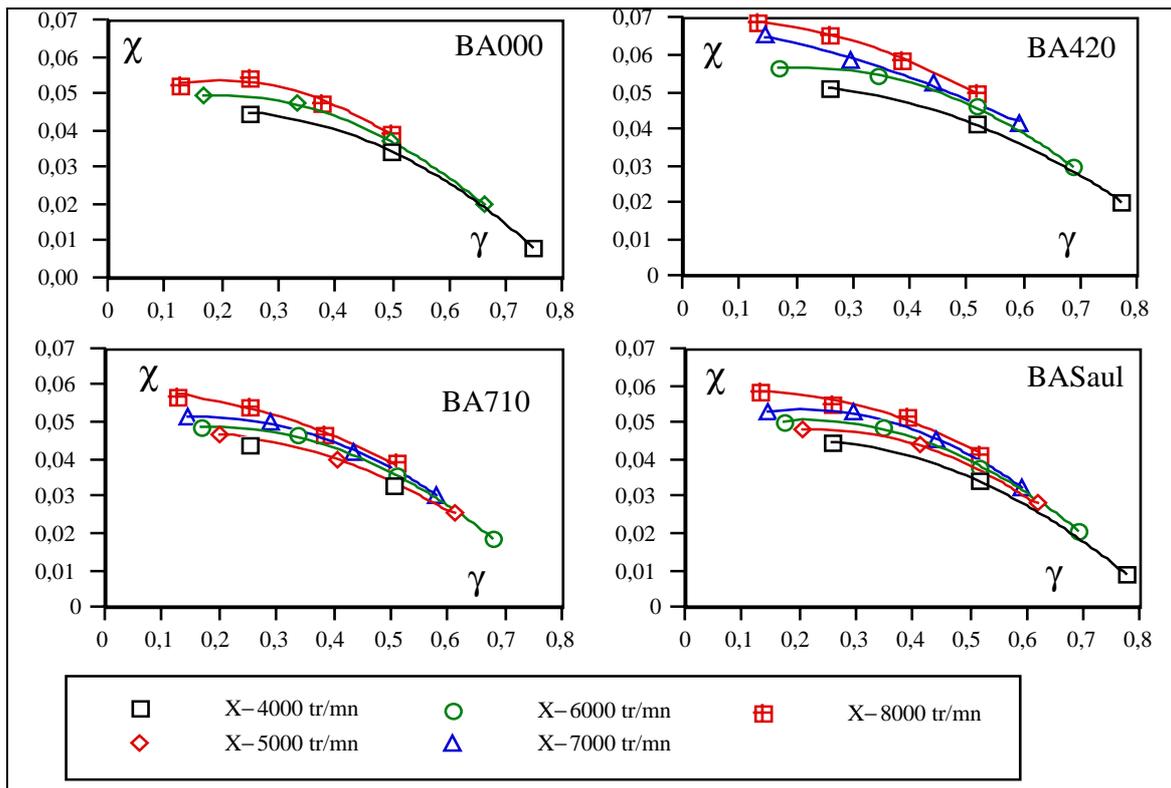


Figure 3-6: Evolution des coefficients de puissance

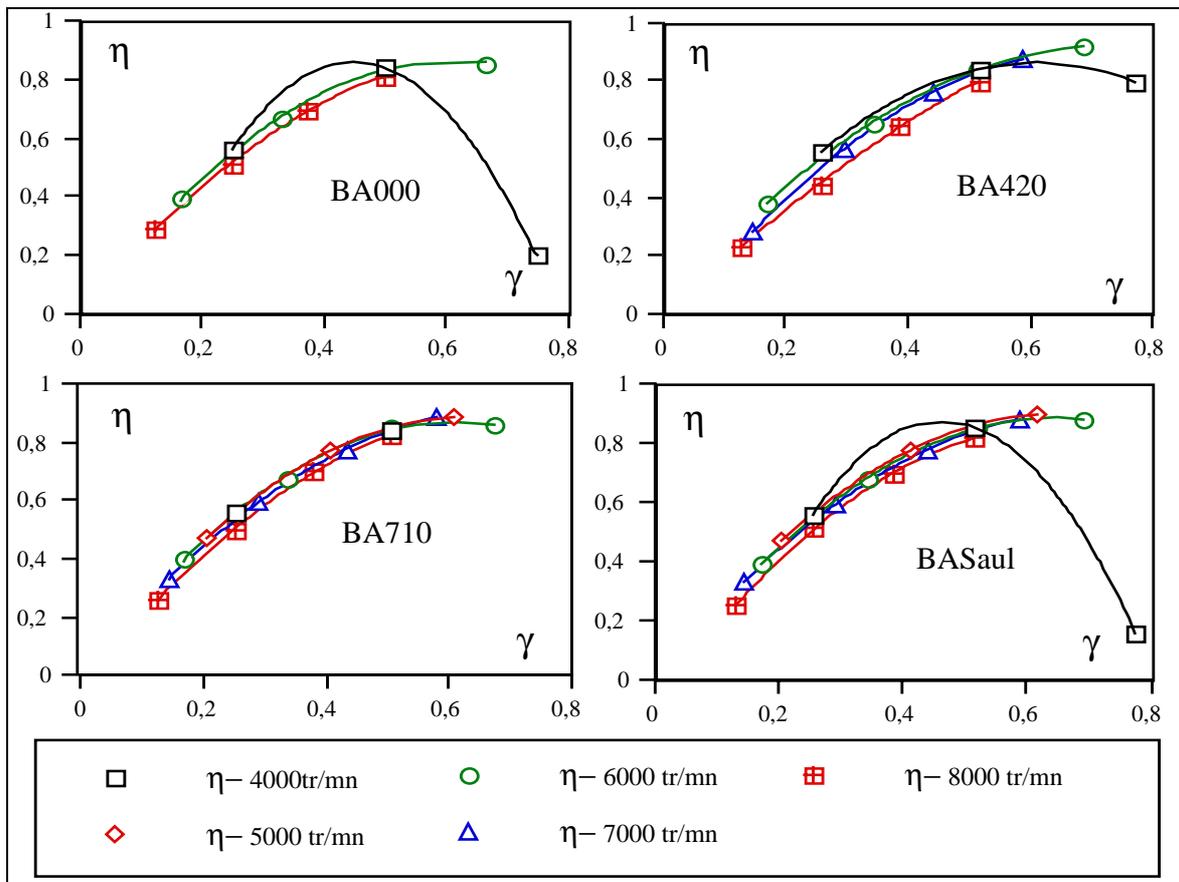


Figure 3-7 : Courbes de rendements des quatre hélices

3.4.4 Étude comparative

Au-delà de ces premiers tracés, sont réalisées les comparaisons des hélices entre elles, permettant d'observer l'influence du paramètre flèche.

3.4.4.1 courbes de coefficients de poussée, de puissances

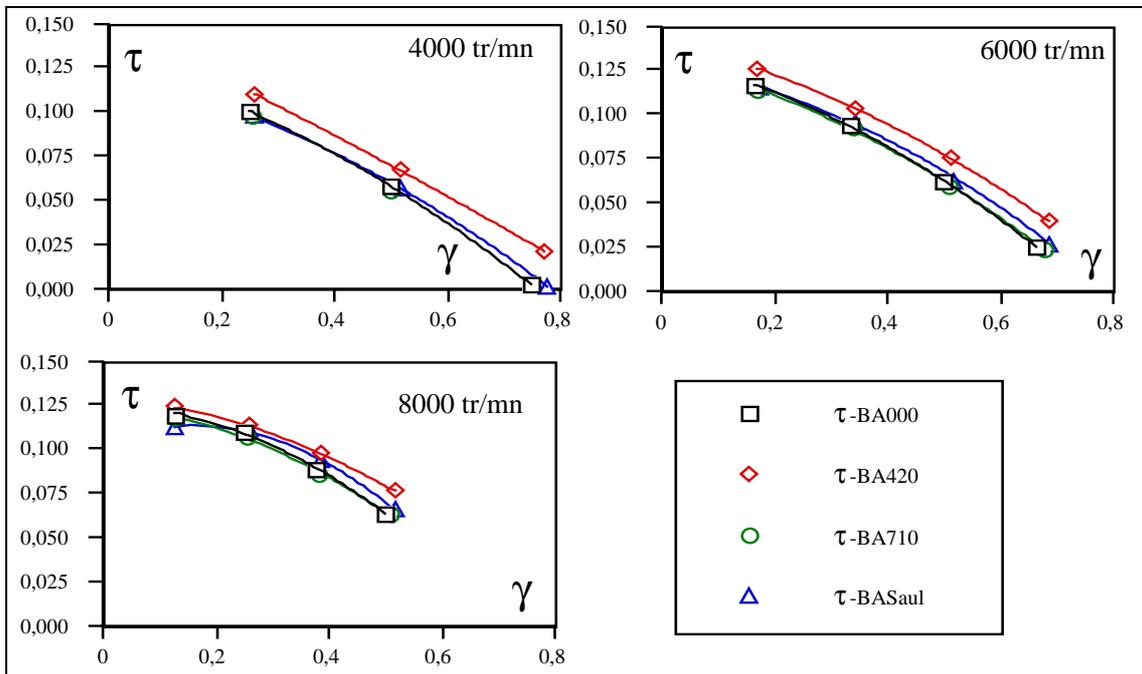


Figure 3-8 : Comparaison des coefficients de poussée à régime constant

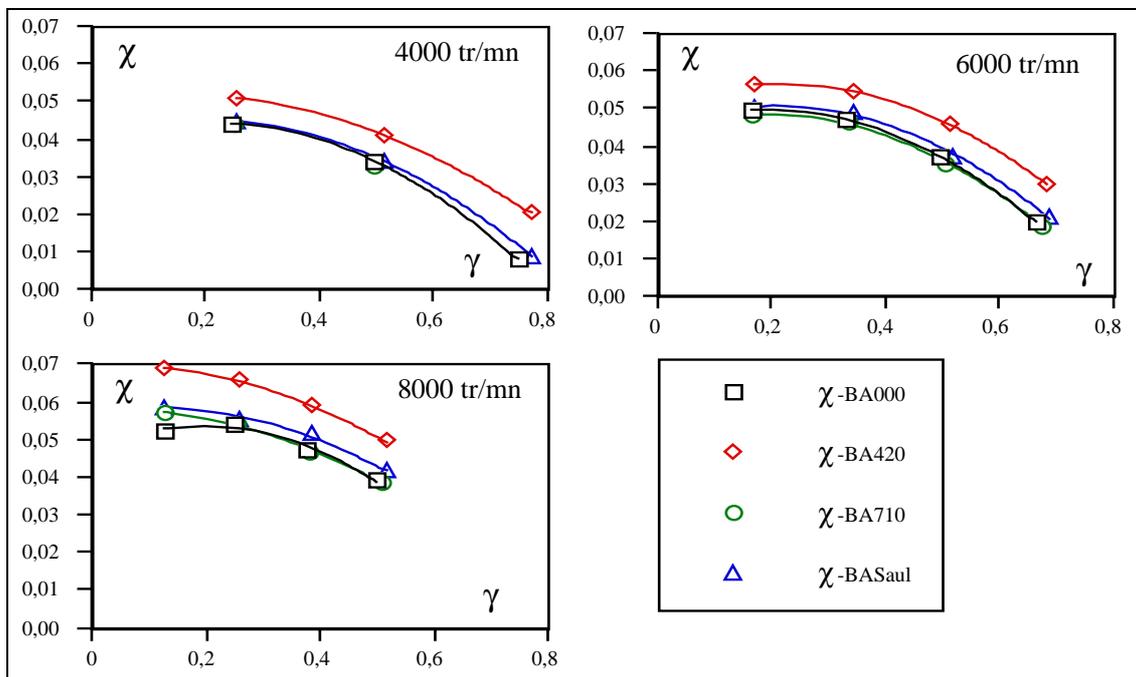


Figure 3-9 : Comparaison des coefficients de puissance, à régime constant

Les courbes adimensionnelles montrent une charge notablement plus importante de l'hélice BA420, et une charge à peine supérieure pour l'hélice BASaul. Les deux autres hélices ont des performances semblables.

3.4.4.2 rendements

On note une forte chute de rendement correspondant au décrochage des profils lorsque le paramètre d'avancement est trop important, notamment aux bas régimes pour l'hélice droite et celle en flèche inversée. A régime intermédiaire, les performances pratiquement superposées sur toute la plage, confirment la bonne tenue de l'hélice BA420 lorsque le paramètre d'avancement augmente contrairement au haut régime où l'hélice BA420 montre un déficit sur les autres hélices qui ont des performances comparables.

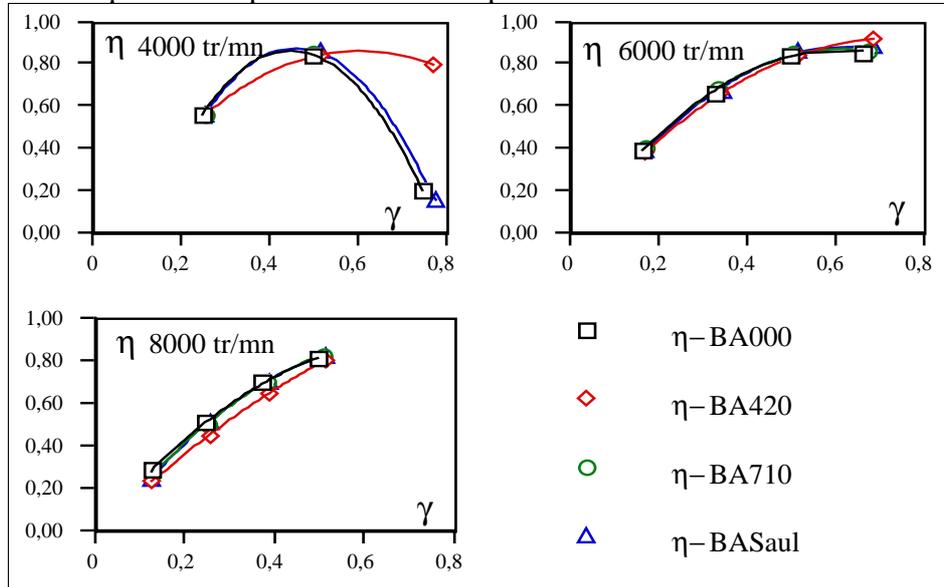


Figure 3-10 : Comparaison des rendements , à régime constant
 Ces remarques sont complétées en observant les écarts de rendements à l'hélice droite. L'hélice BA420 présente un déficit de rendement marqué aux faibles valeurs du paramètre d'avancement , et au contraire un gain de rendement aux forts γ . Les hélices à flèche d'extrémité montrent un léger gain aux γ moyens, avec une similitude de rendement remarquable. De ces faibles écarts, on remarque que le positionnement arrière de la flèche a tendance à favoriser les hauts paramètres d'avancement.

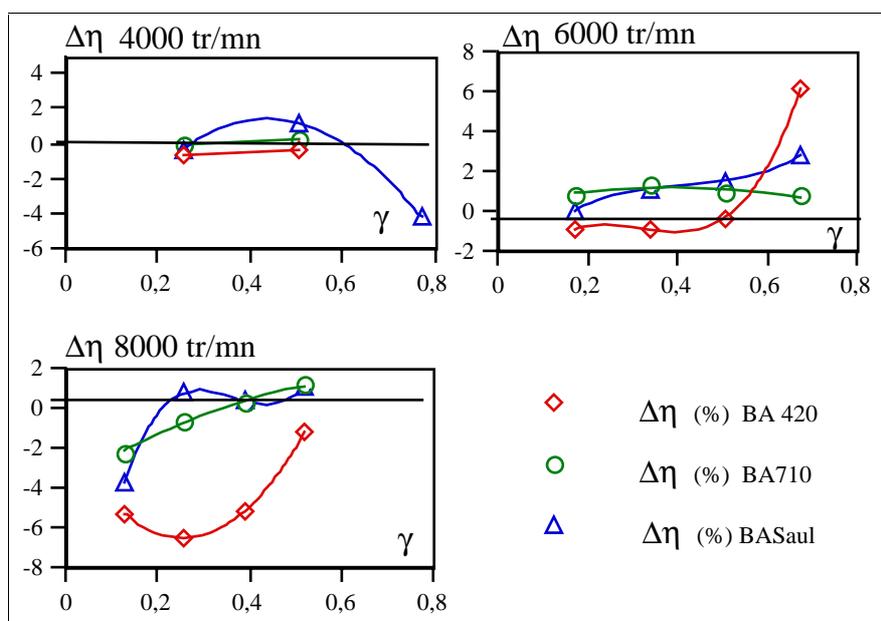


Figure 3-11 : Ecart de rendement à l'hélice droite (%)

4 CAMPAGNE DE VISUALISATION DU SILLAGE

4.1 Introduction

La visualisation d'un champ aérodynamique est une première façon d'aborder l'étude des grandeurs caractéristiques d'un écoulement. La réussite d'une telle campagne s'appuie sur la connaissance approximative des éléments d'ensemble sur le champ étudié, en se basant sur les travaux antérieurs et les modèles proposés pour le système étudié. Nous avons vu en étude bibliographique l'existence d'une nappe hélicoïdale. Cette campagne a pour but de déterminer les caractéristiques du tourbillon d'extrémité de pale (évolution du rayon de convergence, pas de sillage, dimension du noyau), la nature du tourbillon de moyeu, les valeurs de l'azimut d'instabilité et le protocole de destruction de la nappe et ceci pour les quatre hélices de notre étude.

4.2 Analyse des Techniques de visualisation

A la différence d'autres techniques de mesure, limitées à l'évaluation des conditions de l'écoulement en des points discrets du champ étudié, les techniques de visualisation sont capables d'offrir une image représentant une information continue sur le volume ou sur la surface étudiée. De plus, cette information est souvent obtenue sans introduction de sondes, qui pourraient altérer le phénomène étudié.

4.2.1 Bilan des méthodes

Plusieurs méthodes d'essais de visualisations sont disponibles, et ce domaine de la recherche est en constante évolution. Notre étude bibliographique a montré la variété des solutions utilisées pour la visualisation des écoulements tourbillonnaires en aval de voilures tournantes. Les méthodes essentielles pour notre étude se distinguent surtout par leur façon de mettre en relief le phénomène, dont les principales sont les suivantes :

- Utilisation de couches réfléchissantes ou de mini-brins de laines, de fibres textiles collés en suivant un maillage précis sur la pale. Les informations locales sont souvent intéressantes mais ne vont pas dans la totalité du domaine.
- Simulation en tunnel hydrodynamique : ce type de visualisation offre des possibilités d'analyse préliminaire remarquables mais ne prenant pas en compte la compressibilité doivent être limitées aux premières analyses.
- Méthodes d'essais purement optiques (strioscopie, ombroscopie) qui utilisant simplement les différences de densité du fluide. Elles ont l'avantage d'être non intrusives et non perturbantes mais ne permettent pas de détecter facilement les phénomènes à faibles gradients de pression.
- Création d'un contraste artificiel basé sur l'utilisation de fumée. Cette fumée est la plupart du temps introduite par injection en amont du champ étudié, méthode qui sera retenue par la suite pour sa simplicité. Quelquefois, la fumée est générée directement dans la section d'essai en vaporisant l'huile déposée sur un fil très fin (0,1 mm) par effet joule. Cette dernière technique est cependant limitée aux applications où le nombre de Reynolds ne dépasse pas 20, c'est-à-dire pour le cas d'une soufflerie à très basse vitesse (2 à 6 m/s).
- Enfin, une autre technique récente est la technique FVG (flow visualisation gun), où une pastille de titane explosant génère un ensemble de particules incandescentes. Une de ces particules, après filtrage par un écran, générera un trait de fumée, et sa trajectoire dépendant du champ des vitesses traversé sera donc détectable par photographie. Cette technique a été utilisée avec succès au laboratoire IRPHE pour visualiser les tourbillons sur des rotors hélicoptères (ref 33).

Notre étude retiendra donc plus particulièrement la solution basée sur l'injection directe de fumée, dont les conditions d'application sont détaillées ci-après.

4.2.2 Méthode d'essais de visualisation par injection de fumée

Chaque méthode de visualisation par fumée peut se résumer en trois composantes :

- le choix du gaz traceur et la technique de génération de fumée,
- la technique d'illumination,
- la technique de prise de vue.

4.2.2.1 choix du gaz traceur

Les générateurs de fumée sont souvent basés sur la vaporisation d'huiles d'hydrocarbure, et parmi les différentes huiles disponibles, un bon compromis semble être le kérosène dont la fumée est satisfaisante d'un point de vue de la taille des particules, des caractéristiques de séparation de lumière, la température de vaporisation, et l'inflammabilité.

Une méthode chimique fréquente pour produire un mélange blanc et très dense est basée sur

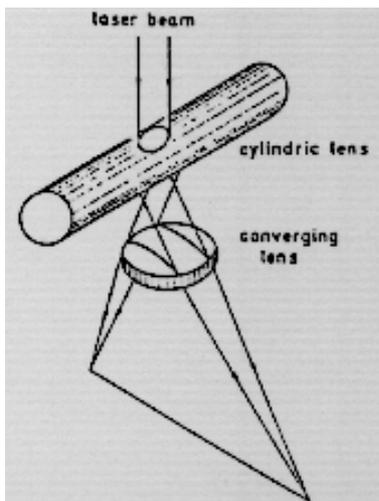
la réaction du tétrachlorure de titane ($TiCl_4$) avec de l'eau. Le résultat est du dioxyde de titane TiO_2 , constituant une fumée de bonne réflectivité optique.

En pratique, quelque soit le fluide étudié, toutes les méthodes utilisables permettront l'observation du mouvement du fluide à travers le mouvement de particules, et il faudra donc minimiser les différences entre les mouvements du système fluide étudié et le traceur réellement visualisé. Pour cela, il faudra observer toutes les conditions définies ci après, qui incluent des propriétés physiques difficiles à réunir :

- la fumée doit être chimiquement stable par rapport à l'écoulement principal, les particules du traceur doivent être assez petites pour éviter toute perturbation de l'écoulement,
- les particules du traceur doivent être assez grosses pour être détectées par la caméra. La condition de visibilité est d'avoir un diamètre minimum supérieur à 0,15 micron,
- la masse volumique du traceur doit être équivalente à la masse volumique du fluide pour éviter toute sédimentation (condition de flottabilité),
- Les particules doivent avoir une bonne adhérence au mouvement du fluide : il faut donc minimiser le glissement.
- De plus, les particules ne doivent pas être toxiques pour les humains, et ne pas affecter le matériel en essai.
- Les problèmes de condensation rencontrés dans le canal de sortie du générateur sont résolus en utilisant un agent couvrant ou une bonne isolation thermique.

4.2.2.2 Le processus d'illumination

Sources de lumières



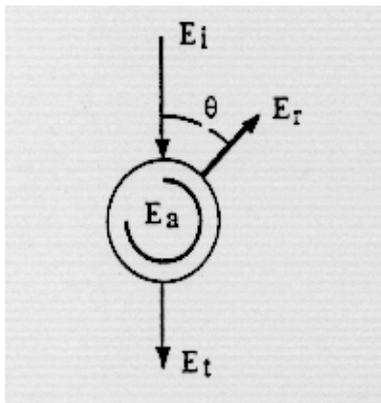
incandescences). Dans le cas où la fumée aspirée par l'écoulement occupe un champ plus important que la zone strictement intéressante, par exemple une zone de séparation, une couche limite ou un sillage, on aura intérêt à illuminer seulement un plan pour que les structures deviennent visibles. Le meilleur moyen reste alors l'utilisation d'un rayon laser très puissant, sur le trajet duquel on aura interposé un ensemble optique composé d'une lentille cylindrique et d'une seconde lentille convergente suivant le schéma joint. L'épaisseur de la feuille de lumière obtenue avec un tel système peut être inférieure à 1 mm.

L'observation des filets de fumées nécessite souvent un éclairage par le devant, et une illumination conventionnelle (lampes au mercure, lampes halogènes ou simples spots à

L'application de sources de lumières discontinues comme lampes flash, étincelle électrique, ou laser pulsé permet de contrôler le temps d'exposition directement au niveau de la génération de lumière. Ce type d'éclairage discontinu est cependant souvent réservé à une observation stroboscopique, et le simple contrôle du temps d'exposition peut souvent être géré au niveau de la prise de vue.

Position des sources et de la caméra

Outre le choix d'une source lumineuse appropriée, les angles relatifs d'incidence et de réfraction doivent être choisis soigneusement en fonction des caractéristiques de réfraction des particules.



La théorie de Mie propose un angle de réfraction optimal de 140° pour une particule d'eau ; dans notre cas cependant, l'observation de l'écoulement et de ses structures se fera dans la mesure du possible perpendiculairement au plan d'illumination pour éviter les déformations dues aux prises de vues en perspective. Pour l'étude des zones lointaines, cet angle a tendance à se refermer mais l'expérience prouvera que ce point n'est pas critique pour l'analyse ultérieure.

4.2.2.3 Prises de vues

Le support retenu pour conserver la trace de l'information visuelle peut être un simple support photographique en cas d'analyse statique, mais doit être étendu à d'autres moyens si l'on tente d'analyser le mouvement. Les anciennes caméras rapides à films argentiques à sensibilité élevée sont remplacées maintenant fréquemment par les moyens vidéo analogiques ou bien encore plus récemment par des enregistrements de type vidéo numérique rapide.

La sensibilité de la caméra, mesurées en Lux, est normalement concentrée sur une longueur d'onde. Les caractéristiques de cet équipement doivent être parfaitement connues avant le début de la procédure, de façon à optimiser l'intensité de lumière et la vitesse de l'obturateur. Un amplificateur de lumière, dont le but est d'accroître le gain, doit être utilisé avec des caméras rapides (jusqu'à 6000 images par secondes).

4.2.3 Application au cas spécifique de sillage d'hélice de drone

4.2.3.1 Caractéristiques recherchées dans le sillage

Comme il a été rappelé, l'écoulement recherché est composé essentiellement d'une nappe tourbillonnaire hélicoïdale. L'intersection de la tranche plane issue du laser et de l'hélicoïde précédemment déterminée fera apparaître le tourbillon caractéristique du contournement de la pale. Chaque pale composant l'hélice donne naissance à un tourbillon hélicoïdal, et, en première approximation dans un vol d'avancement sans dérapage, ces tourbillons sont identiques. La coupe de ce système tourbillonnaire hélicoïdal par un plan radial devrait faire donc apparaître une série de tourbillons issus de chacune des pales ; dans le cas d'une hélice bipale, un tourbillon sur deux est en fait sur la même hélicoïde, ce qui permettra d'en déterminer le pas.

Nous utilisons donc une méthode de tomoscopie pour visualiser ces divers tourbillons

4.2.3.2 Procédure retenue

Les visualisations sont effectuées par tomoscopie laser argon :

L'émetteur laser est un "Spectraphysic 2020-5" utilisé en toutes raies doté d'une lentille cylindrique de 20° en extrémité de fibre de 10 m de long. Les fumées injectées en amont sont issues d'un générateur de fumée de type "Ultramist". La canne de fumée peut être facilement déplacée dans un plan amont de la maquette en essai, et la densité d'injection est réglable.

L'enregistrement est effectué par caméra rapide avec mesures simultanées des conditions d'essais. Un technicien des moyens d'essais de la soufflerie du CEAT recherche le meilleur positionnement du point d'injection de fumée. Le choix est effectué par l'utilisateur observant sur l'écran vidéo les images obtenues en temps réel.

Les prises de vues sont effectuées par les services aérodynamiques de l'ENSICA en utilisant un ensemble vidéo numérique EKTAPRO 2000 doté d'une caméra sur intensifiée. Une vitesse d'acquisition limitée à 1000 images par seconde permet de conserver suffisamment de taille image ; Le sillage sera caractérisé à 4000 tr/mn, en conservant un facteur d'avancement de 0,375 ; L'influence d'une vitesse de rotation augmentée à 7200 tr/mn montrera les limites de précision de la prise de vue. Tous les enregistrements sont conservés d'un côté sur bande magnétique de type SVHS, et une sélection d'images numériques est instantanément transférée au PC contrôleur dans le format choisi (ici, format TIFF, ultérieurement transformé en format PICT).

4.3 Première approche de l'analyse du sillage

4.3.1 Observation globale du sillage dans le domaine proche

Une exploration verticale de la zone proche de la pale, caractérisée par une profondeur inférieure à un diamètre, a été effectuée sur une hélice droite ; Comme cela avait été observé dans les travaux de Valensi, on relève deux grands domaines d'influence des tourbillons caractéristiques issus de l'extrémité de pale et du tourbillon de moyeu :

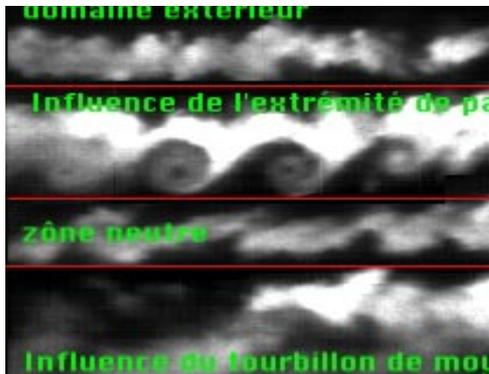


image 4-1 : les différentes zones du sillage de l'hélice droite BA000

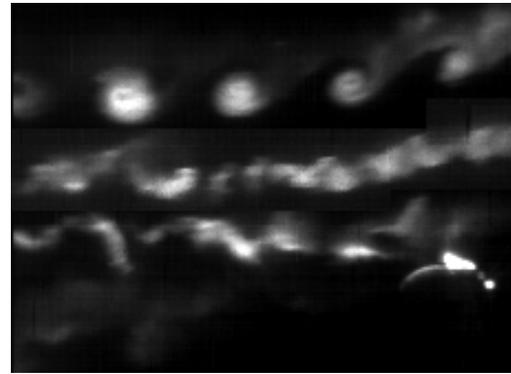


image 4-2 : les différentes zones du sillage de l'hélice Hélice BA420

Ainsi, lorsque le trait de fumée se déplace sur un trajet radial en partant de l'extérieur vers le moyeu, nous trouvons successivement :

une zone hors influence du souffle : le trait de fumée n'est pas dévié,

une zone sous influence du tourbillon d'extrémité de pale : le trait de fumée montre la coupe par le plan laser des deux tourbillons hélicoïdaux correspondant à chacune des extrémités de la pale. L'image résultante est une succession de tourbillons séparés par un demi pas de l'hélicoïde. Ces enroulements tourbillonnaires seront les pôles essentiels autour desquels se constituera la nappe de sillage.

une zone neutre : le trait de fumée n'est pas réellement dévié. Lorsqu'il est densifié, on peut apercevoir des hachures sur le trait de fumée, qui sont les débuts d'attraction des zones tourbillonnaires. Ce domaine est simplement la limite des zones d'influence des tourbillons de moyeu et des tourbillons d'extrémité de pale. On y distingue plus facilement les couches de cisaillement de la nappe interne.

une zone sous influence du tourbillon de moyeu : L'observation est beaucoup moins aisée lorsque la tranche lumineuse reste dans un plan méridien; On distingue cependant les enroulements successifs et le potentiel d'attraction de ces enroulements de moyeu est aussi important que le tourbillon d'extrémité de pale.

L'observation du sillage proche de l'hélice BA420 montre que si les caractéristiques générales se retrouvent, la géométrie détaillée est assez différente du cas de l'hélice droite notamment au niveau du tourbillon de tête de pale qui semble être plus réduit.

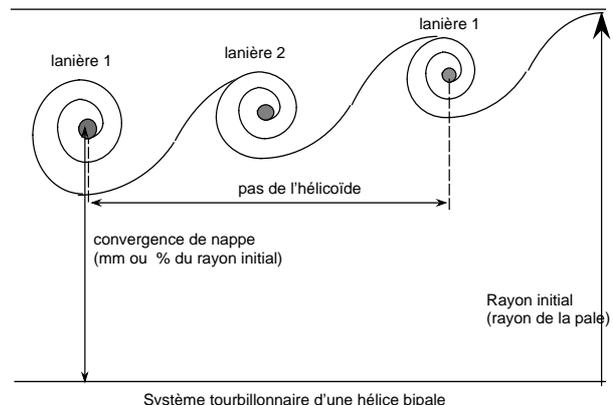


Figure 4-1 : Schéma du sillage en coupe

Finalement, les résultats de cette observation globale des trois principales zones nous autorisent à adopter une modélisation du type Landgrebe/IMFM, en pseudo-hélicoïde convergente, non régulière, qui nécessite d'abord la détermination de quelques paramètres caractéristiques du niveau de convergence atteint à l'infini, de la rapidité d'évolution vers ce niveau de convergence définitif, et enfin de l'évolution du pas de sillage dans tout le domaine.

4.3.1.1 Convergence et pas de sillage

La convergence de nappe est l'évolution progressive du rayon de la lanière hélicoïdale de tête de pale dans le domaine aval ; On le définit souvent en pourcentage du rayon extérieur de l'hélice.

Le pas de la pseudo-hélicoïde, est la distance axiale parcourue par la lanière hélicoïdale au cours d'une rotation complète. Ce pas évolue lui aussi dans le domaine aval.

Ces valeurs seront lues sur les images des coupes longitudinales du sillage, en relevant les cotes des centres des tourbillons ; Il faut noter que la différence de cote séparant deux tourbillons successifs ne représente qu'un demi pas de sillage pour une hélice bipale.

4.3.1.2 Diamètre et noyau du tourbillon

En plus de ces valeurs de pas et niveau de convergence en rayon, les différences entre hélice droite et hélice en flèche se retrouveront dans l'intensité du tourbillon de tête de pale. Pour caractériser ces différences, nous serons amenés à qualifier le tourbillon par sa géométrie. Lorsque l'on trace le profil du vecteur vitesse dans une coupe de tourbillon classique obtenu avec un film chaud, en remarquant que le film chaud ne détecte pas la direction du vecteur vitesse, on obtient le schéma suivant :

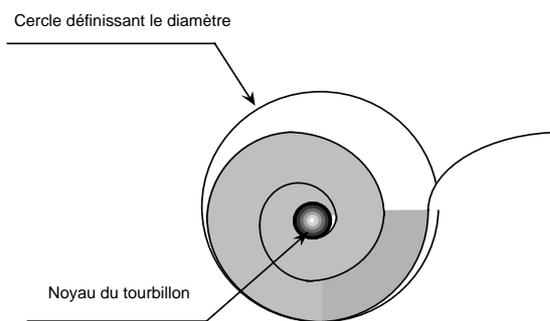


Figure 4-2: vue schématique d'un tourbillon

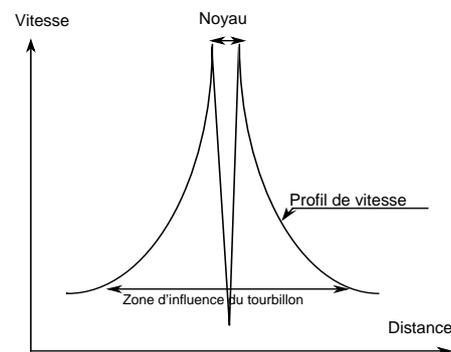


Figure 4-3 : le profil de vitesse d'un tourbillon

Deux éléments géométriques peuvent être ainsi définis (34):

le noyau tourbillonnaire, de vorticité constante, au centre duquel le vecteur vitesse s'annule, le diamètre tourbillonnaire, où la vorticité est continûment décroissante en suivant une loi de type $1/r^n$. L'attraction des molécules s'annule en fin de diamètre.

En l'absence de mesures vélocimétriques, nous pouvons à partir de l'image du tourbillon tenter d'évaluer le diamètre et le noyau tourbillonnaire.

Le diamètre du tourbillon sera défini comme le plus grand cercle tangent à l'enroulement en spirale. Ce diamètre donne une information significative de l'intensité tourbillonnaire : toute particule située à l'intérieur de cette zone subira le champ d'attraction de la nappe.

Le noyau sera considéré comme la zone plus foncée, où l'inversion du gradient radial de vitesse est équivalent au gradient de pression, entraînant l'absence d'attraction du filet de fumée.

Dans chaque cas, nous tenterons de caractériser le tourbillon d'extrémité de pale par ces deux paramètres.

4.3.2 Observations complémentaires

4.3.2.1 Evolution du sillage dans le domaine intermédiaire et lointain

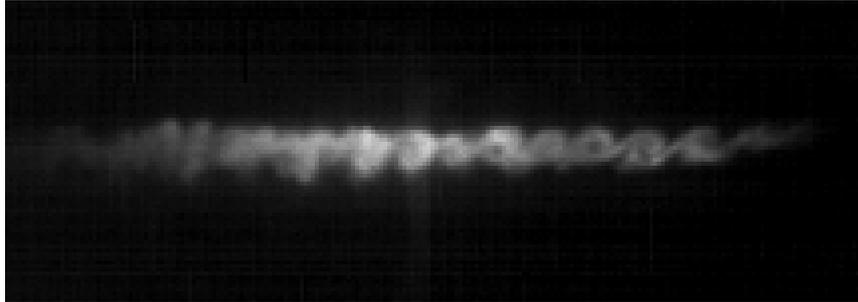
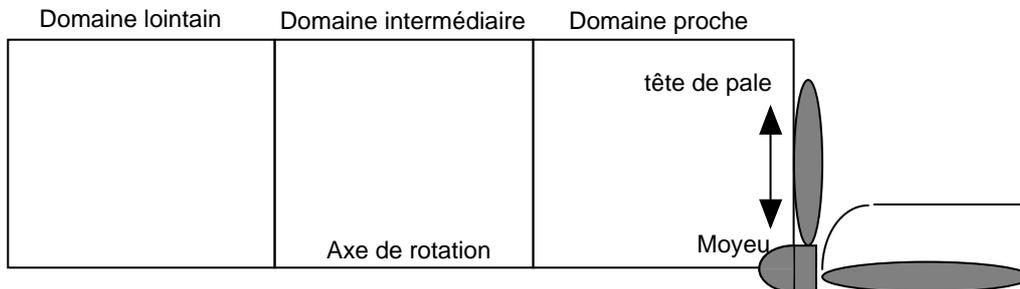


image 4-3 : vue en perspective du tourbillon de tête de pale

La référence au modèle de nappe de type Landgrebe/IMFM impose la détermination d'un azimuth de sillage lointain au delà duquel la nappe déstructurée par les phénomènes de diffusion, ne conserve pas sa permanence de forme. Cette évolution du sillage est perceptible sur les premières images globales et demandent à être analysée à travers des prises spécifique de la zone concernée. Tout essayant de comprendre ce processus de destruction de la nappe dans le domaine lointain, nous rechercherons la valeur de cet azimuth critique appelé azimuth d'instabilité.

L'essai principal visant à déterminer la géométrie de la nappe imposera donc de déplacer la tranche lumineuse vers l'aval de l'écoulement. Les domaines proches, intermédiaires et lointains seront ainsi explorés sur une distance aval représentant à peu près deux diamètres de l'hélice. Dans le domaine proche, le filet de fumée sera déplacé de la tête de pale vers le moyeu pour déterminer les zones d'influence tourbillonnaire de la tête de pale et du moyeu.



Pour des raisons de place disponible autour de la veine de soufflerie, les visualisations ont été effectuées de droite à gauche, sens opposé au sens généralement retenu pour l'étude des écoulements. Toutes les images seront donc présentées dans ce sens, qui ne modifie en rien les résultats d'évaluation du modèle.

4.3.2.2 Vitesse de convection des tourbillons

Un quatrième type d'information qui pourrait être ultérieurement utile est la vitesse de convection des tourbillons, seul élément cinématique que nous pouvons relever sur des visualisations par filet de fumée. Il faudra pour cela effectuer des relevés de positions à des intervalles de temps réguliers (toutes les 4 images prises à la cadence de 1/1000 s), et quantifier le déplacement de ces tourbillons sur les différentes images.

Il faut noter que les visualisations concernent les lignes d'émissions à partir de l'extrémité de pale, et qui sont visibles dans le repère fixe. Si la nappe est stationnaire dans le repère

tournant, ($\frac{\partial \vec{W}}{\partial t} = 0$), nous pouvons écrire $\vec{W} \cdot \Lambda \cdot \text{rot} \vec{V} = 0$, ce qui signifie que le sillage émis par la pale coïncide avec les lignes de courant relatives. L'avancement du sillage nous donne donc l'effet de souffle, et permet d'évaluer l'évolution du mouvement de convection de la nappe dans son ensemble.

4.3.2.3 Tourbillon de moyeu

De l'observation globale, nous avons aussi retenu le tourbillon de moyeu, qui est rarement pris en compte dans les modèles de nappe ; Nous tenterons quelques observations sur cet enroulement particulier, d'abord dans le plan vertical , puis en positionnant la nappe lumineuse perpendiculairement à l'axe de rotation pour mieux observer le tourbillon.

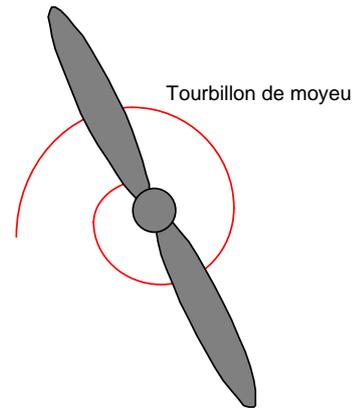


Figure 4-4 : schéma du tourbillon de moyeu dans un plan transversal

4.4 Caractéristiques du sillage

Pour des raisons de rapidité de prises de vues et de problèmes de chauffe sur le moteur, l'ensemble des visualisations a été effectué à un fonctionnement de référence de 4000 tr/mn à 15m/s ; d'autres essais d'influence de la vitesse ont été réalisés sur des durées réduites.

4.4.1 Distance de formation

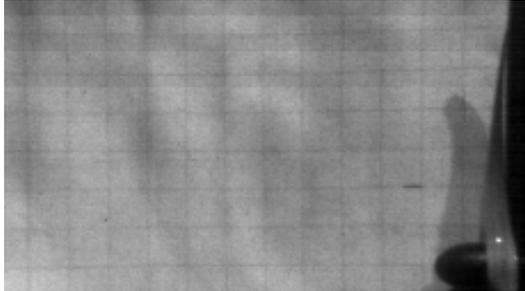


image 4-4 : quadrillage préliminaire

Les images résultantes ont d'abord été traitées pour faire apparaître le quadrillage de référence qui avait été relevé dans la soufflerie dans le domaine d'étude avant les essais eux-même.

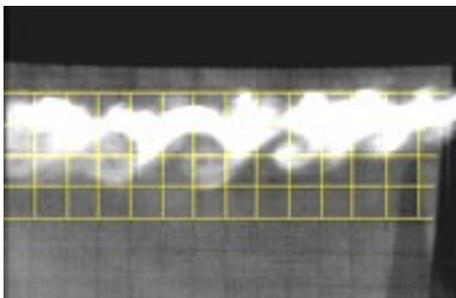


image 4-5 : Hélice droite BA000

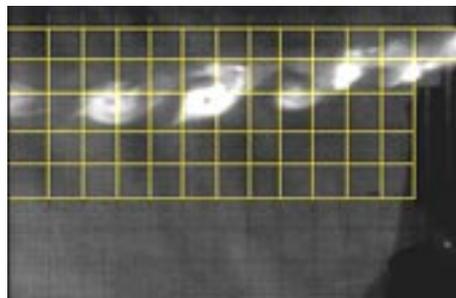


image 4-7 : Hélice BA420

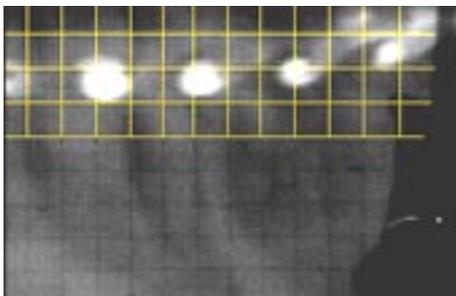


image 4-6: Hélice BA710



image 4-8 : Hélice BASaul

L'observation du sillage avec le quadrillage de référence généré par l'hélice droite dans la zone proche permet de mieux percevoir la formation de la nappe tourbillonnaire. Le tourbillon se développe sur une distance d'environ un rayon en aval de l'hélice. La coupe obtenue générée par la tranche lumineuse, sensiblement perpendiculaire au tore de génératrice hélicoïdale constituant l'enroulement de la nappe a la forme générale d'une spirale circulaire.

La perspective du tourbillon de l'hélice en flèche BA420 est différente de celle créée par une hélice droite. Le tourbillon semble écrasé et d'intensité moins forte.

On retrouve le même effet d'écrasement du tourbillon pour l'hélice BA710, mais un peu moins marqué. Comme dans le cas des autres hélices, le tourbillon est pleinement développé à un rayon en aval du plan de formation.

Enfin le tourbillon créé par l'hélice en flèche inversée est très nettement marqué ; son enveloppe est de type elliptique, mais l'écrasement semble moins évident que pour les autres hélices en flèche. La distance de formation est limitée à un demi diamètre.

4.4.2 Influence de la flèche sur le niveau de convergence

Une des raisons première de l'essai de visualisation est l'évaluation comparative du taux de convergence de nappe. Pour cette analyse, les noyaux des centres tourbillonnaires ont été repérés et accentués sur les photographies suivantes. Les cotes relevées pour chacune des

hélices permettent d'observer le niveau de convergence de la ligne des centres tourbillonnaires et l'évolution du pas de sillage en zone de formation.

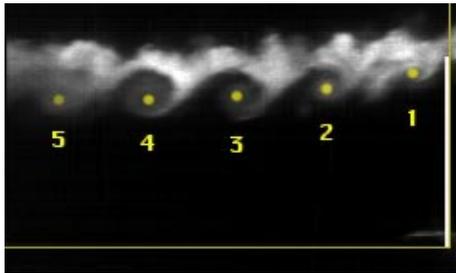


image 4-9 : Hélice droite BA000

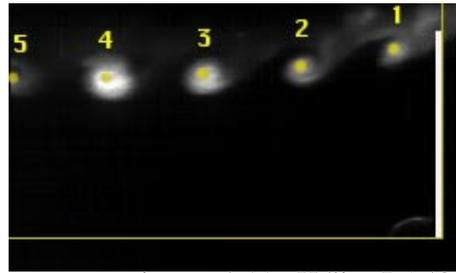


image 4-11 : Hélice BA420

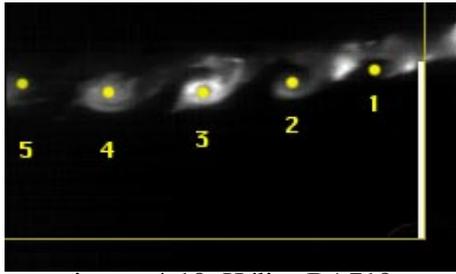


image 4-10: Hélice BA710

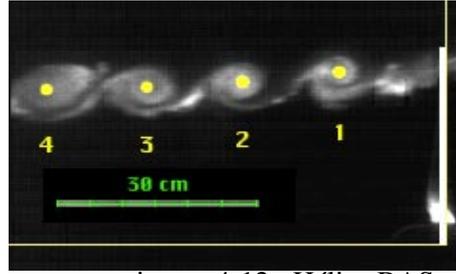


image 4-12 : Hélice BASaul

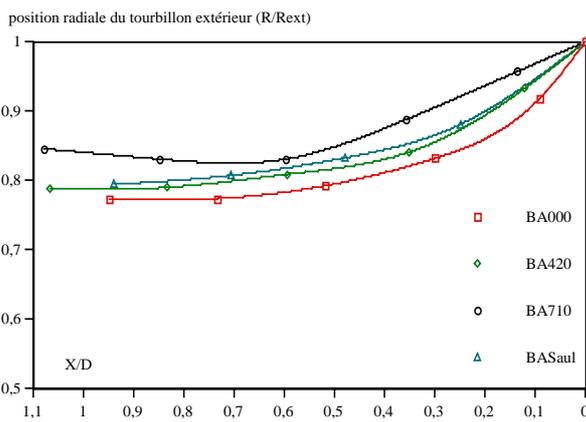


Figure 4-5 : traces du tourbillon d'extrémité pour les différentes hélices

La contraction radiale du sillage est en général particulièrement marquée dans la zone très proche puis semble se stabiliser ensuite.

Les hélices BA000 et BA420 convergent à 77% de la valeur du rayon initial.

Pour l'hélice BA710, la convergence de la ligne des centres tourbillonnaires donne une convergence moins prononcée que précédemment, suivi d'un effet de remontée, peu explicable, et qu'il faudra vérifier dans la prise du domaine intermédiaire. Enfin, pour l'hélice BASaul, la convergence de la ligne des centres tourbillonnaires semble moins prononcée que pour les hélices précédentes

conclusion : L'hélice BA420 à forte flèche homogènement répartie présente un type de contraction pratiquement identique à l'hélice droite BA000. Les hélices en flèche d'extrémité de pale montrent une contraction de sillage moins importante, et cela est particulièrement net pour l'hélice BA710 en flèche dans le sens de la rotation.

La sensibilité de la convergence de nappe peut être ramenée à la génération du tourbillon : La construction d'une hélice en flèche diminue la corde effective en tête de pale. Le contournement de la tête de pale modifie donc le Reynolds local de création tourbillonnaire, dont nous avons vu la faible influence, et l'intensité tourbillonnaire qu'il faudrait évaluer à la dimension du noyau des vitesses de convection des différentes hélices.

4.4.3 Influence de la flèche sur le pas de la nappe tourbillonnaire

La détermination du "pas" du sillage et de son évolution tout au long de la nappe doit apporter une information essentielle pour la mise au point du modèle expérimental.

Les relevés des cotes des tourbillons en zone proche permettent d'évaluer le pas de sillage dans cette zone de formation. Cette observation a été complétée par l'analyse du sillage dans le domaine intermédiaire sur les photographies suivantes:

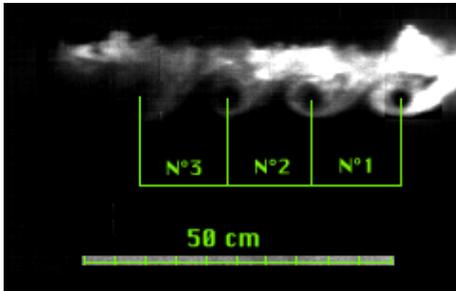


image 4-13 : Hélice BA000 : le pas de sillage en zone intermédiaire

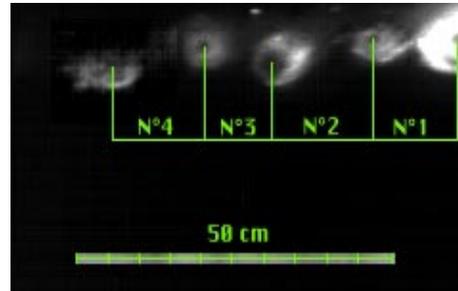


image 4-15 : Hélice BA 710 ; Le pas de sillage en zone intermédiaire

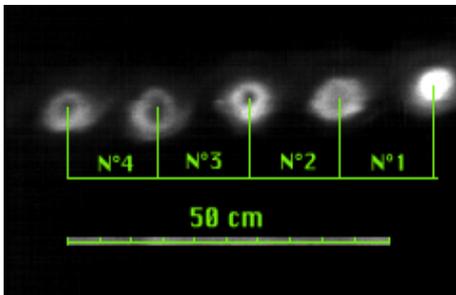


image 4-14 : Hélice BA420 : le pas de sillage en domaine intermédiaire

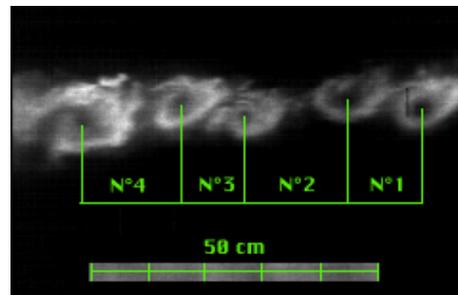


image 4-16 : Hélice BA-SAUL ; Le pas de sillage en zone intermédiaire

L'observation de la zone de formation en domaine proche permet d'évaluer assez précisément la position du noyau et donc du tourbillon. Dans le domaine intermédiaire qui commence à une distance de 60 cm en aval du plan de l'hélice, les tourbillons semblent réguliers en diamètre extérieur mais, l'intensité tourbillonnaire ayant diminué, l'enroulement du filet de fumée n'a pas lieu jusqu'au centre du tourbillon et la zone sombre caractérisant le noyau tourbillonnaire va en augmentant.

tourbillon	domaine proche				domaine intermédiaire			
	N°1	N°2	N°3	N°4	N°1	N°2	N°3	N°4
BA000 (cm)	12,5	13,0	12,9	12,9	14,3	13,5	14,0	
BA420 (cm)	13,4	14,4	14,0	13,7	14,1	14,3	14,3	14,6
BA710 (cm)	12,9	14,1	14,7	13,6	13,3	16,2	10,6	14,7
BASaul (cm)	14,0	14,0	14,4		13,1	18,0	10,8	17,4

A ce point de fonctionnement (4000 tr/mn et 15 m/s), l'avance par tour théorique est de 22,4 cm au niveau du rayon d'extrémité de pale. Cette valeur théorique ne représente pas le "pas" réel du sillage car elle ne tient pas compte du souffle de l'hélice qui dilate la nappe. On peut donc observer dans la zone de formation (Figure 4-6 Evolution du pas dans la zone proche) des valeurs de pas réel plus importante que l'avance par tour. Les comparaisons entre hélices montrent un pas plus réduit pour l'hélice droite sans autre conclusion possible.

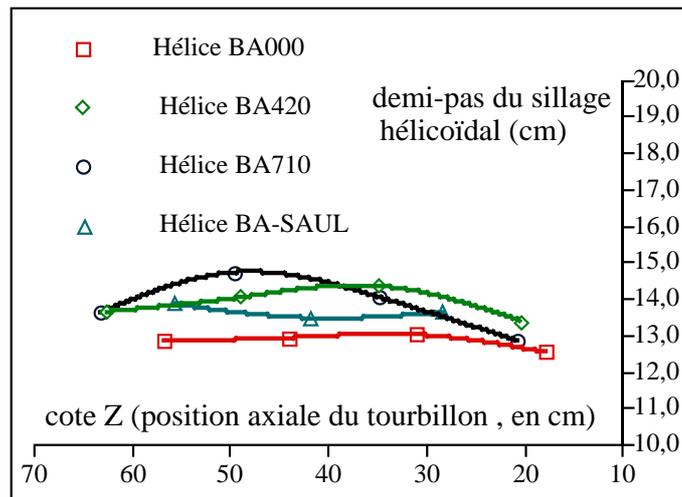


Figure 4-6 Evolution du pas dans la zone proche

L'extension du tracé du pas se fait ensuite jusqu'à la limite de l'observation du domaine intermédiaire. Les valeurs sont tracées en pas relatif.

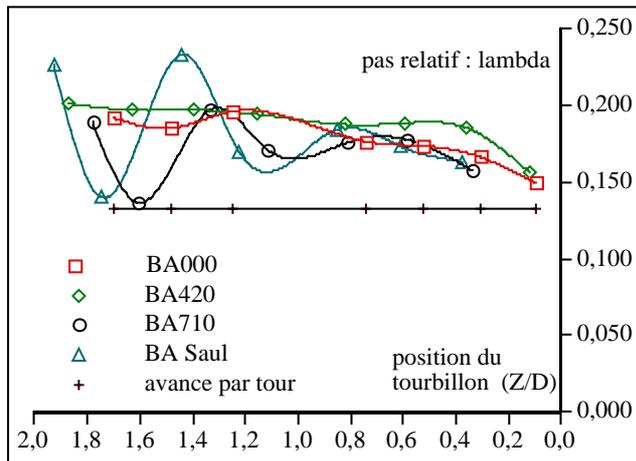


Figure 4-7 Evolution du pas relatif dans le domaine proche et intermédiaire

Dans la zone proche du sillage de toutes les hélices, le pas de sillage part d'une valeur plus faible et se stabilise à une valeur moyenne.

Dans la zone intermédiaire, pour l'hélice en flèche répartie BA420, le pas de sillage reste à peu près stable.

Il amorce une phase instable pour l'hélice droite BA000.

Enfin, pour les hélices BA710 et BASaul, la valeur moyenne reste cohérente mais la phase d'instabilité étant déjà nettement amorcée, les distances inter tourbillons sont aléatoires et montrent l'amorçage du processus de coalescence qui aura lieu dans les zones lointaines.

On ne peut donc conclure clairement que pour une hélice donnée, dans le domaine proche, le pas de sillage peut suivre une loi du type "Landgrebe" c'est à dire un premier pas pour le domaine précédent le passage de la seconde pale, et un autre pas ensuite.

En effet, la première valeur de pas alors que le sillage est en formation semble difficile à évaluer sur la visualisation. Par contre, le pas de l'hélicoïde en fin de formation à un demi diamètre en aval du plan de rotation, se stabilise à une valeur d'environ 20 % supérieure à l'avance par tour. Ce pas évolue peu pour l'hélice droite ainsi que pour l'hélice en flèche homogènement répartie, alors que la déstabilisation en domaine intermédiaire apparaît très nettement avec une mise en flèche d'extrémité de pale. De plus, dans tous les cas, la mise en flèche semble augmenter légèrement le pas du sillage dans ce même domaine proche.

Ces valeurs seront comparées aux lois expérimentales de l'IMFM en conclusion de ce chapitre.

4.4.4 Influence de la vitesse de la rotation

Remarque préalable sur la définition d'une dimension de référence pour le nombre de Reynolds du tourbillon: Lorsque le paramètre d'avancement γ est maintenu constant, la modification simultanée de la vitesse d'avancement V et de la vitesse de rotation N permet d'apprécier l'influence du paramètre "nombre de Reynolds". Le choix de la dimension de référence caractérisant ce nombre de Reynolds doit donc être justifié par un critère caractérisant le phénomène visqueux :

Une première référence peut être la corde du profil de tête de pale, où les filets fluides contournent la tête de pale dans le sens intrados extrados en générant au fur et à mesure le tourbillon dans la direction du vecteur vitesse résultante (

Figure 4-8 : génération du tourbillon) Le phénomène visqueux prend donc toute sa dimension lorsque les filets fluides ont parcouru toute la corde.

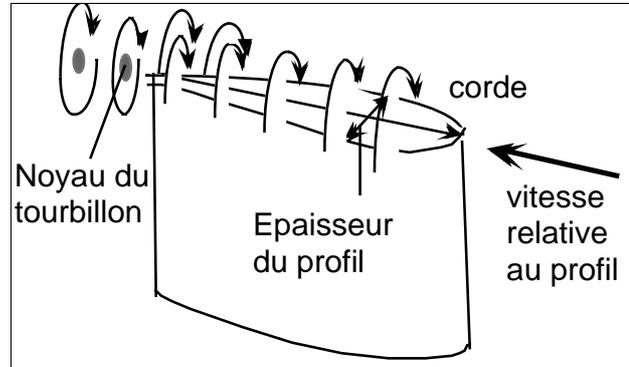


Figure 4-8 : génération du tourbillon

Une deuxième référence est possible puisque, à l'issue de la création du tourbillon, la véritable dimension caractérisant le comportement visqueux laminaire ou turbulent sera la dimension du noyau tourbillonnaire. De cette dimension dépendra l'évolution du tourbillon hélicoïdal dans le sillage de l'hélice.

Cependant, cette dimension du noyau tourbillonnaire ne pouvant être définie avec certitude à l'issue des visualisations, nous conserverons les dimensions caractéristiques classiques et la corde du profil de tête de pale sera retenue comme référence dimensionnelle.

Ce paragraphe a donc pour objet la recherche de l'influence de la vitesse de rotation sur la géométrie du sillage. Trois cas de fonctionnement, à paramètre d'avancement constant, ont été essayés dans le cas de l'hélice BA420 qui présentait un tourbillon plus discret en bas régime.

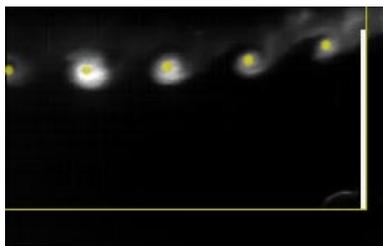


image 4-17 : Hélice BA420 4000 tr/mn et 15 m/s

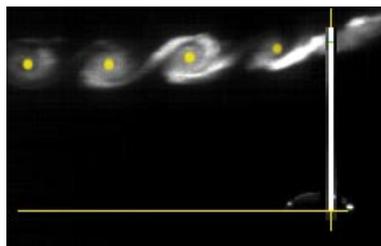


image 4-18 : Hélice BA420 6000 tr/mn et 22,5 m/s

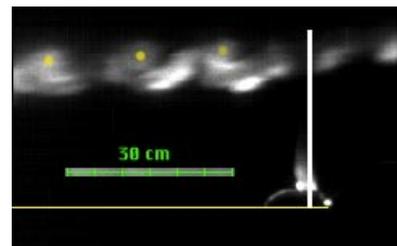


image 4-19 : Hélice BA420 7200 tr/mn et 30 m/s

Le fonctionnement à 4000 tr/mn correspond à un Nombre de Reynolds d'écoulement en profil de tête de pale de 200 000 et le point de fonctionnement à 6000 tr/mn donne plutôt un nombre de Reynolds $Re = 300\ 000$.

La zone de tête de pale présente donc dans les deux cas un comportement laminaire ($Re < 3,4 \cdot 10^5$). La géométrie du sillage montre simplement une tendance à la diminution de convergence à coefficient d'avancement γ constant.

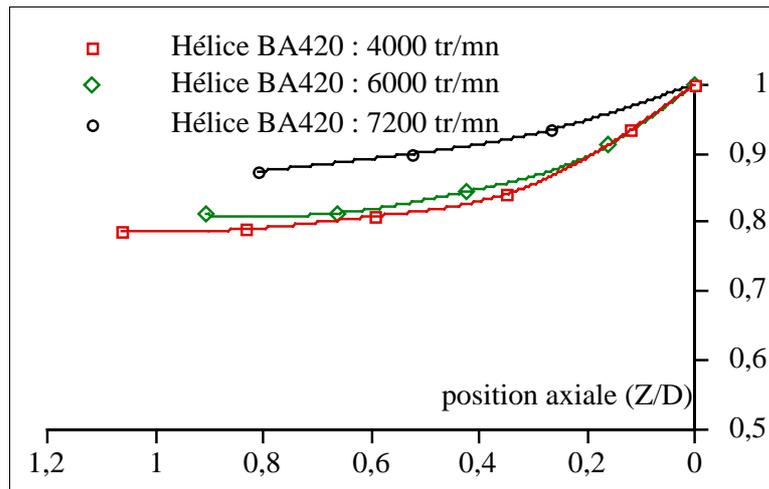


Figure 4-9 : Hélice BA420 : évolution de la trace avec la vitesse

Dans le cas de vitesse de rotation à 7200 tr/mn, où le coefficient d'avancement est légèrement augmenté, la vitesse de rotation de l'hélice ne permet pas une vision aussi nette et les points proposés comme centres tourbillonnaires peuvent être l'objet d'un positionnement imprécis. Cependant, on peut conclure que le niveau de convergence est peu réduit avec la vitesse, lorsque le Nombre de Reynolds de formation n'est pas dans la zone de transition. Par contre, le niveau de convergence a sensiblement diminué lorsque le paramètre d'avancement augmente de 0,75 (cas 6000 tr/mn; 22,5 m/s) à 0,83 (7200 tr/mn ; 30 m/s). Le profil dans ce dernier cas est désadapté et la génération de tourbillon est différente.

Une démarche comparable a été reprise pour l'hélice en flèche inverse BA-SAUL qui permet de conclure que, comme dans le cas précédent, l'augmentation de la vitesse de rotation à gamma constant semble peu diminuer le taux de convergence de la nappe tourbillonnaire .

●

image 4-20 : Hélice BASaul
4000 tr/mn ; 15 m/s

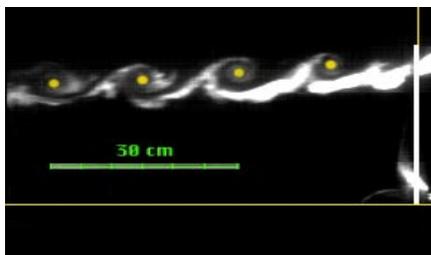


image 4-21 : Hélice BASaul
6000 tr/mn ; 22,5 m/s

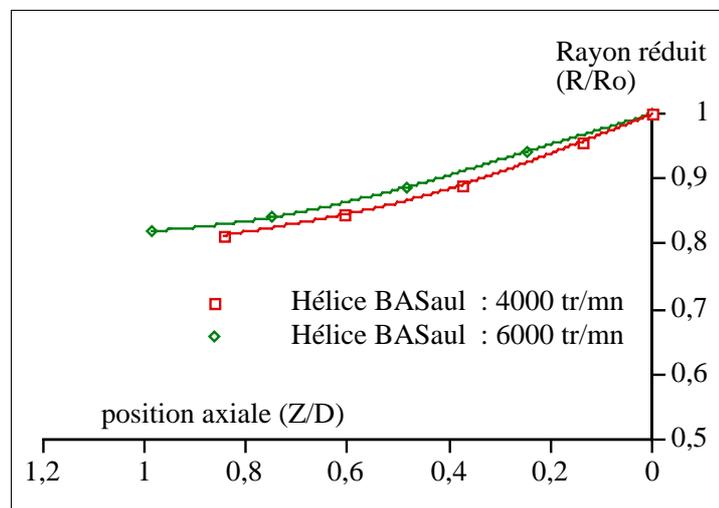


Figure 4-10 : Hélice BASaul : Evolution de la trace des tourbillons pour 2 régimes

4.4.5 Influence de la flèche sur le diamètre du tourbillon

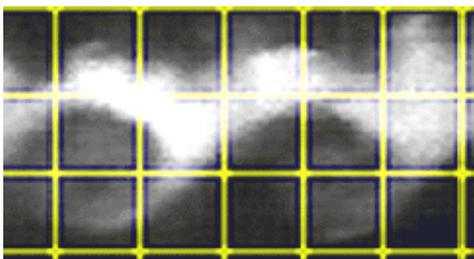


image 4-22 : Hélice BA000

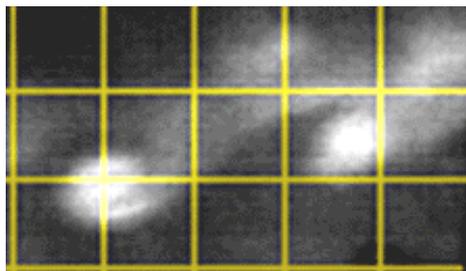


image 4-23 : Hélice BA420

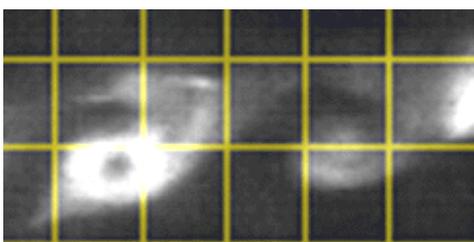


image 4-24 : Hélice BA710

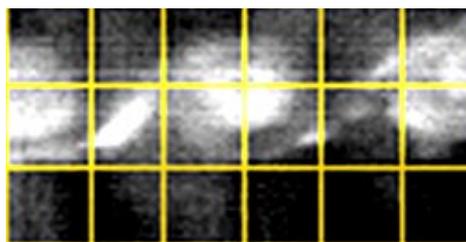


image 4-25 : Hélice BASaul

A la fin de son développement, le diamètre du tourbillon de l'hélice droite BA000, de forme circulaire, peut être évalué à 10 cm. Au même endroit, le noyau du tourbillon, est plus difficile à distinguer avec une valeur comprise entre 1 et 2 cm.

Pour les hélices en flèche arrière BA420 et BA710, le tourbillon semble elliptique. Le grand axe, correspondant au diamètre apparent, de l'ellipse constituant l'enveloppe du tourbillon de l'hélice BA420 évolue de 3 à 5 cm. Le noyau n'est pas repérable à ce niveau de la nappe. Le même grand axe de l'ellipse de l'hélice BA710 est d'environ 7 cm, légèrement supérieur à celui de l'hélice BA420. Beaucoup plus visible que dans les cas précédents, le noyau tourbillonnaire est inférieur à 2cm en fin de formation. Enfin, l'agrandissement du tourbillon formé pour l'hélice BASaul montre un tourbillon à peu près cylindrique de diamètre 9 à 10 cm clairement constitué. Le noyau a un diamètre d'environ 1cm.

Il ne faudra retenir de ces affirmations que les tendances car les images sont trop imprécises pour avoir des certitudes et demanderaient une confirmation en vélocimétrie film chaud.

4.5 Protocole de destruction

4.5.1 Analyse au fonctionnement de référence

La définition de l'azimut d'instabilité est un des points essentiels de la définition de la nappe tourbillonnaire. Pour chacune des hélices, nous avons déterminé une position axiale (ou azimutale si nous suivons les coordonnées curvilignes), au terme duquel la nappe sera considérée comme déstructurée.

Le protocole de destruction lui-même, variant d'une hélice à l'autre, a été analysé pour en donner les principales caractéristiques. L'amorce du processus a quelquefois lieu assez tôt dans le parcours du tourbillon, et il est donc important de s'appuyer sur un réexamen de la zone intermédiaire.

4.5.1.1 Hélice droite

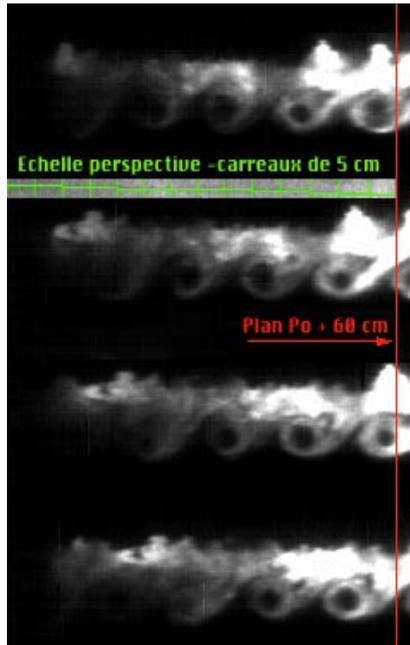


image 4-26 : Hélice BA000 :
Sillage en zone intermédiaire

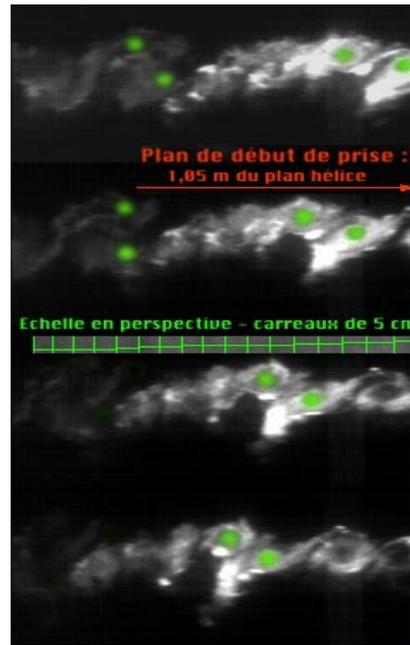


image 4-27 : Hélice BA000:
protocole de destruction et
rotation du doublet

Observons donc d'abord, pour l'hélice droite BA000, le sillage en zone intermédiaire, relevé avec un objectif de 50 mm, avec une référence d'échelle peu déformée. Un montage a été effectué permettant d'observer sur la même image, plusieurs photos consécutives (séparées de 1/250 s) montrant l'évolution de la série des tourbillons dans le temps. L'observation de cette zone, étalée de 60 à 125 cm derrière l'hélice, montre le maintien des distances inter tourbillons ; On peut remarquer une évolution très sensible du diamètre de la zone noire caractérisant le noyau tourbillonnaire. Sous l'action de la diffusion visqueuse, les vitesses au centre du tore diminuent et le pouvoir d'attraction s'étale. Pour l'hélice droite, la nappe tourbillonnaire conserve sa stabilité de forme générale. En ce qui concerne la destruction elle-même, il n'y a pas de phénomènes remarquables dans cette zone sinon la continuité de la nappe.

-L'analyse de la zone lointaine apporte beaucoup d'informations sur la destruction de la nappe: Cette destruction commence par un rapprochement par paires provoqué par la dissymétrie des pas des deux lanières et la dilatation de chacun des tourbillons. La formation du doublet est ici suivie par une amorce de rotation de ce doublet d'environ 90° dans le même sens que la rotation de chacun des tourbillons initiaux. Le doublet aboutit dans le même temps à la coalescence des deux tourbillons initiaux.

Il est difficile de situer précisément un azimut d'instabilité;

On peut par convention le situer à la formation du doublet, (lorsque les diamètres tourbillonnaires sont tangents), qui est en fait suivi de l'amorce de rotation ou bien à la disparition du tourbillon individualisé. En fait, il subsiste des structures globalement turbulentes bien au delà de ces positions. Mais la nappe ne peut plus être considérée comme stationnaire dans le repère relatif lié à la pale après la formation du doublet. Bien que la dilution de toute structure organisée dans un champ d'écoulement purement aléatoire ne

surviene que bien plus loin, nous retiendrons la première hypothèse qui situe la position de l'azimut d'instabilité à environ 1,20 m du plan de l'hélice.

L'hélice droite de référence maintient donc un sillage parfaitement constitué en aval de l'hélice sur une longueur inférieure à deux diamètres.

Nous avons repris le même cas de fonctionnement avec les hélices en flèche, que nous allons analyser par la suite.

4.5.1.2 Hélices en flèches : sillage en zone intermédiaire

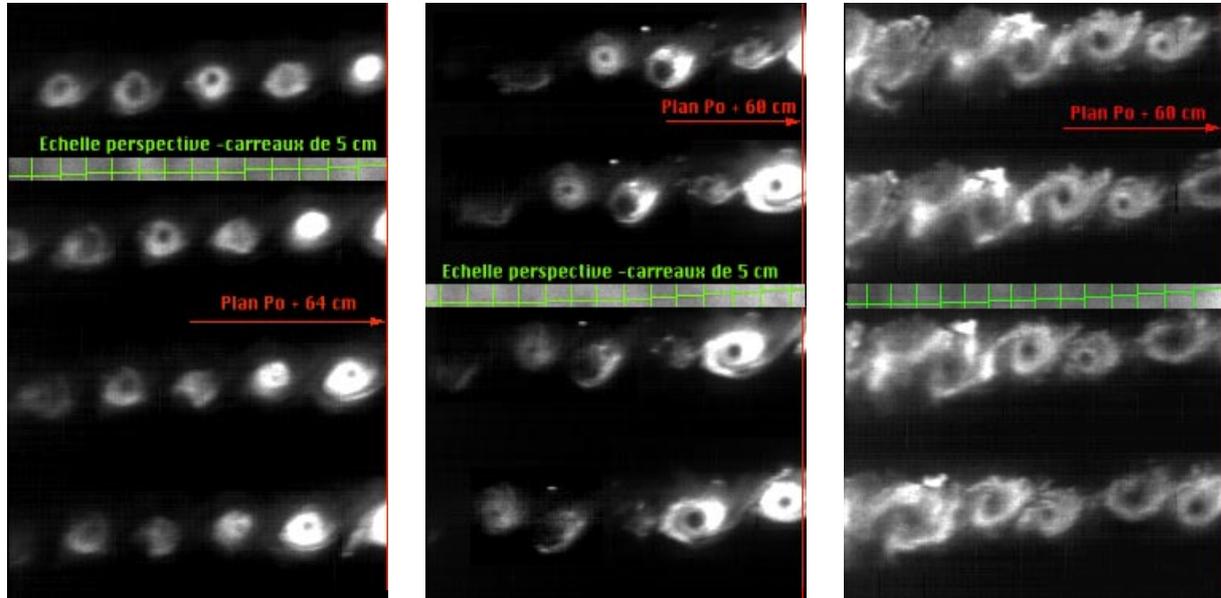


image 4-28 : Hélice BA420

image 4-29 : Hélice BA710

image 4-30 : Hélice BASaul

Même en tenant compte de l'effet de perspective commençant, on peut observer en zone intermédiaire du sillage de BA420 des tourbillons bien structurés, de forme quasi-circulaires, alignés sur la parallèle à la ligne de fuite. La nappe semble mieux maintenue que dans le cas de l'hélice droite ; Le tourbillon a donc été redressé ; l'augmentation du tore central est perceptible, mais la ligne hélicoïdale tourbillonnaire ne se déforme pratiquement pas jusqu'à 1,20 m en aval du plan de l'hélice. Il n'y a pas d'amorce de coalescence à ce niveau.

Pour l'hélice en flèche d'extrémité BA710, la flèche reportée en extrémité semble provoquer une déstabilisation du sillage anticipée par rapport à l'hélice précédente : un début de rapprochement des tourbillons en doublet ainsi qu'une légère rotation de ce doublet, signes précurseurs de l'instabilité du sillage sont observés. Le tore tourbillonnaire central, pour une même hélicoïde, s'agrandit.

Enfin, on retrouve à l'observation du sillage de l'hélice BA-SAUL, à flèche inverse symétrique de BA710, l'amorce du rapprochement par paires des tourbillons dès le plan Po+90 cm. La structure tourbillonnaire est encore complète jusqu'à Po+100 cm, où les tourbillons se rejoignent pour former des doublets qui semblent amorcer une rotation du même type que celui de l'hélice droite BA000.

4.5.1.3 Hélices en flèche : destruction de sillage en zone lointaine:

Le même sillage en zone lointaine montre la déformation due à l'effet de perspective des tourbillons s'éloignant en oblique de la caméra, cette fois ci très importante. Ces images proposées en zone lointaine ont nécessité plusieurs prises : la densité de fumée a dû être augmentée et l'injection recalée, de telle sorte que le filet de fumée ne sorte pas du plan laser.

Pour l'hélice BA420, on peut constater la permanence de forme, circulaire, et de taille, d'environ 10 cm de diamètre, du tourbillon jusqu'au contact des deux tourbillons successifs. Le phénomène de rattrapage par paires est similaire à celui de l'hélice droite, mais la diffusion visqueuse agit avant la coalescence des deux tourbillons. La rotation du doublet est juste initialisée, avant la formation d'un amas turbulent. La destruction du tourbillon se produit sur environ 20 cm, assez nettement. La position de l'azimut d'instabilité semble varier avec la lanière. En première analyse, sa position moyenne est plus tardive que pour l'hélice droite, soit

à environ 1,40 m du plan de l'hélice en rotation (2,2 diamètres). On peut ensuite noter la formation de zones turbulentes diffusant radialement, correspondant à une grosse lanière hélicoïdale, se maintenant au moins 1,00 m après le début de la fusion.

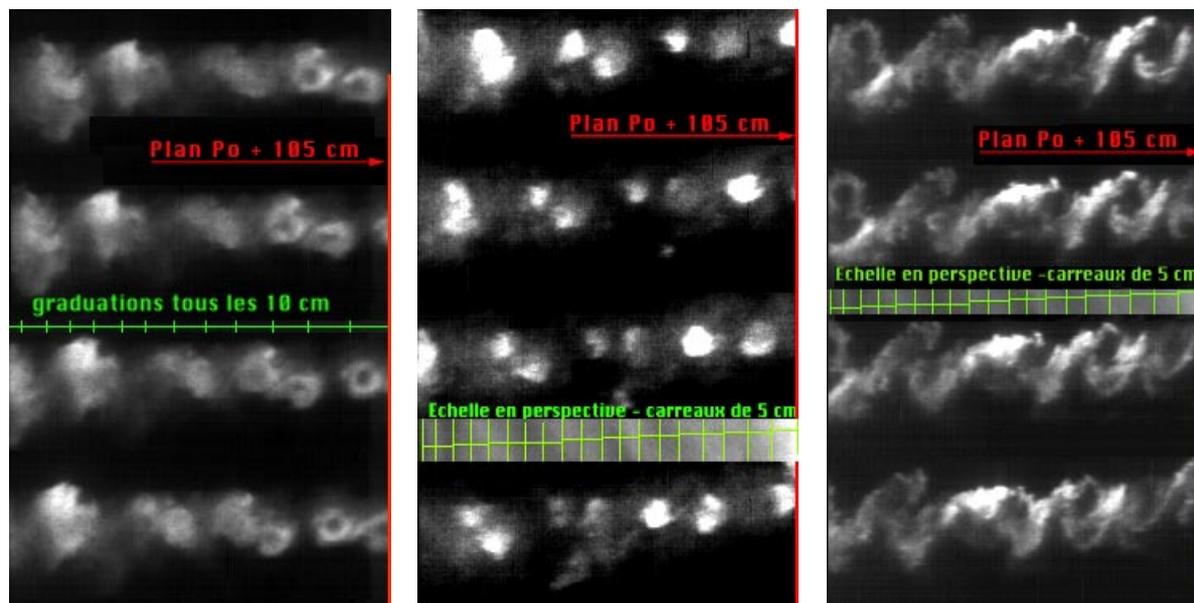


image 4-31 : Hélice BA420

image 4-32 : Hélice BA710

image 4-33 : Hélice BASaul

Les hélices en flèches d'extrémité, génèrent un sillage légèrement plus instable où les tourbillons semblent moins bien structurés. Pour l'hélice BA710, La position axiale du premier azimuth de contact varie entre 120 et 150 cm en aval du plan hélice, suivant les lanières, même si les derniers éléments de la nappe vraiment stable ne dépassent pas le plan $Po+105$ cm. Derrière cet azimuth, l'écoulement n'est pas parfaitement aléatoire mais composé d'amas tourbillonnaires correspondant au regroupement de plusieurs tourbillons qui finiront comme le sillage de l'hélice droite avec la diffusion globale de la nappe dans l'écoulement.

L'image de la zone lointaine de l'hélice BASaul, permet d'observer les éléments tourbillonnaires agglomérés en doublets mais qui restent distincts, et comme dans le cas de l'hélice droite, qui semblent amorcer une rotation dans le plan de la tranche lumineuse. Dans ce cas, l'azimut d'instabilité situé à 1,20 m du plan de rotation de l'hélice semble crédible, bien que le type d'agglomération des tourbillons reste différent des précédents marqués par une diffusion radiale et que l'écoulement qui suit cet azimuth ne soit pas composé de structures purement aléatoires.

L'instabilité des lanières tourbillonnaires doit être liée au comportement plus ou moins turbulent de l'écoulement local, et donc à la valeur du nombre de Reynolds au niveau de la génération de l'enroulement de nappe sur la tête de pale. Pour tenter d'évaluer cette influence, nous avons pu relever le protocole de destruction dans des cas identiques à gamma constant, à des vitesses de rotation de 6000 tr/mn pour les hélices BA710 et BA-SAUL

4.5.2 Protocole de destruction et vitesse de rotation

Pour l'hélice Hélice BA710, comparons d'abord dans le domaine intermédiaire la même prise à des vitesses de rotation différentes :

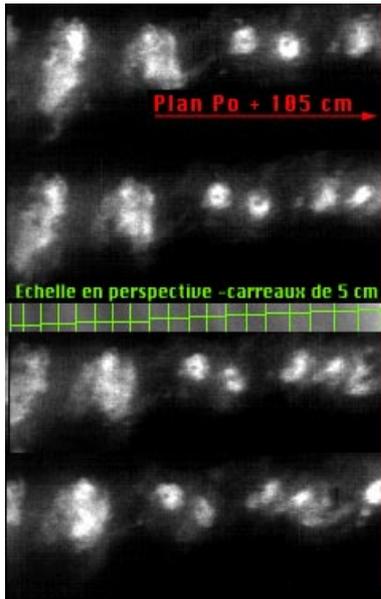


image 4-34 : Hélice BA710
zone intermédiaire 4000 tr/mn

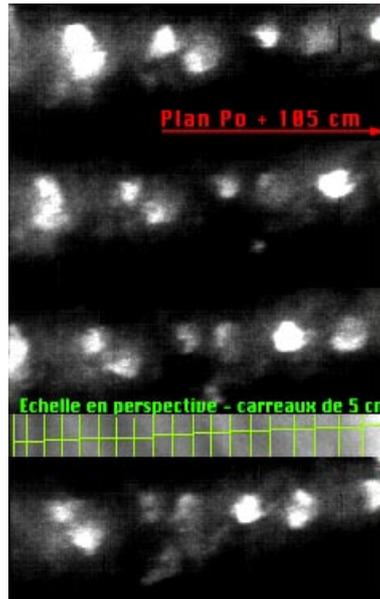


image 4-35 : Hélice BA420
zone intermédiaire 6000 tr/mn

Le processus de rattrapage d'une lanière sur les autres semble identique au cas de vitesse de rotation à 4000 tr/mn, avec un décalage dans l'amorçage de la rotation du doublet d'environ 20 cm . La structure hélicoïdale de la nappe est maintenue un peu plus longtemps. On aboutit ensuite au même processus d'agglomération des tourbillons.

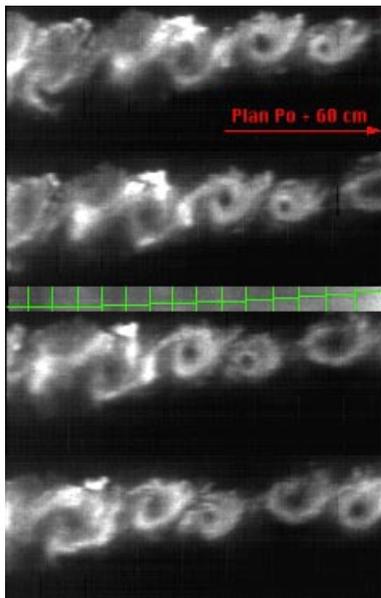


image 4-36 : Hélice BA-Saul
zone intermédiaire 4000 tr/mn

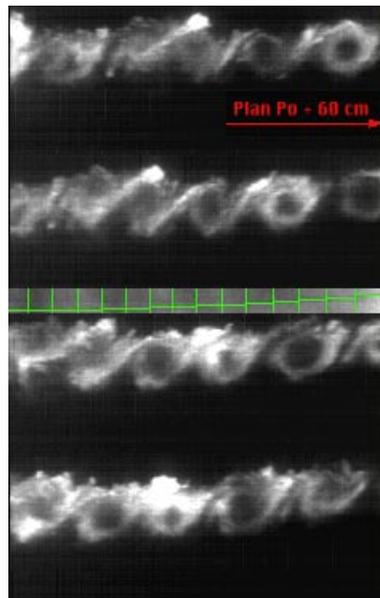


image 4-37 : Hélice BASaul
zone intermédiaire 6000 tr/mn

Effectuons la même comparaison pour l'hélice BASaul:

Il est intéressant dans ce cas de reprendre l'analyse au niveau du domaine intermédiaire qui voit l'amorce de la coalescence tourbillonnaire.

On ne constate pas de différence déterminante dans le processus d'amorce de la désorganisation du sillage.

L'observation des images de la zone lointaine, en plein processus de destruction, permet d'affiner cette première analyse :

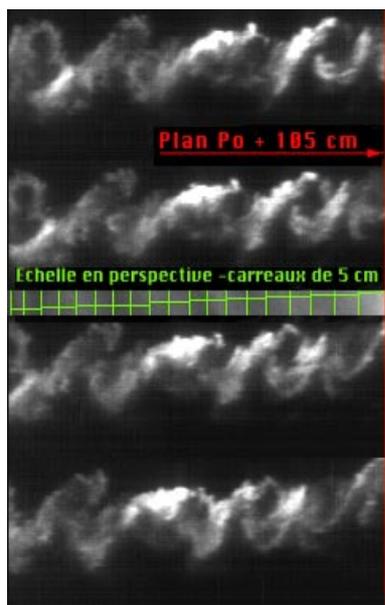


image 4-38 : zone lointaine Hélice BASaul ; 4000 tr/mn

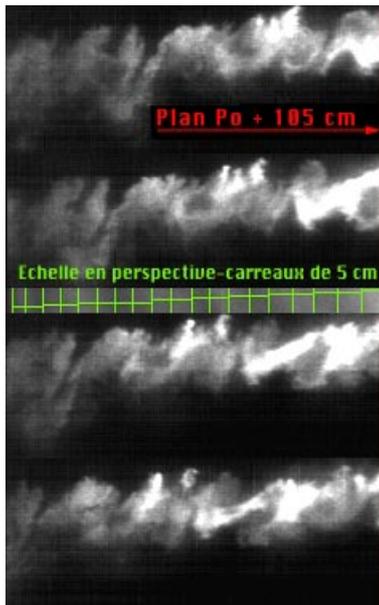


image 4-39 : Hélice BASaul ; zone lointaine 6000 tr / mn

-A 6000 tr/mn, la diffusion semble amorcée plus franchement et le niveau de turbulence ne laisse apercevoir que des zones hachurées sans repérage quantitatif possible. L'azimut d'instabilité se situe alors en début de zone lointaine aux alentours de 1,20 m du plan de rotation.

4.5.3 Conclusion sur le protocole de destruction

L'analyse comparative des différents sillages lointains permet d'affirmer quelques remarques.

a) La nappe tourbillonnaire peut être réellement qualifiée d'hélicoïdale et stationnaire sur une longueur avoisinant le double diamètre en aval de l'hélice, puis le pas de chacune des nappes entrelacées étant légèrement différent entraîne un rattrapage d'une nappe sur l'autre. La conséquence apparente est la création de doublets de tourbillons en début de phase d'instabilité.

b) La création des doublets se fait avec ou sans rotation du doublet sur lui-même, et la nappe aboutit à des macrostructures se diffusant dans l'écoulement avant d'aboutir à un écoulement purement aléatoire que nous avons pu observer réellement, mais sans pouvoir l'analyser.

L'azimut d'instabilité est donc situé au contact des deux tourbillons constituant un doublet, avec ou sans rotation. Les valeurs proposées pour les positions de cet azimut ne sont qu'indicatives à cause de la fluctuation globale.

	BA000	BA420	BA710	BA-SAUL
Azimut inst	1,20 m	1,25 m	1,20 m	1,20 m

c) jusqu'à une distance aval de 1,1 m , l'influence du Reynolds ne fait pas apparaître de différences fondamentales entre les deux sillages. Ensuite, pour l'hélice en flèche inverse, l'augmentation du Reynolds à 6000 tr/mn en tête de pale provoque en bordure de tore tourbillonnaire une diffusion visqueuse plus rapide qu'à 4000 tr/mn qui déstructure plus rapidement le sillage.

On ne peut donc tirer de conclusion pertinente sur l'influence du Reynolds de tête de pale d'un point de vue de la stabilité du sillage. Les analyses basées sur l'observation du sillage en zone lointaines sont trop qualitatives.

Pour la suite de l'étude, le modèle de sillage sera considéré comme stable jusqu'à deux diamètres en aval du plan de l'hélice, quels que soient les régimes étudiés.

4.6 Le tourbillon de moyeu

Le tourbillon de moyeu n'a pas la même origine que le tourbillon de tête. En effet, la pale se termine par un encastrement au niveau du moyeu : le filet fluide ne contourne donc pas le profil de pied de pale, mais suit la direction pariétale du moyeu. De plus, le calage du profil de pied de pale est généralement très accentué, et la somme des déviations du filet fluide pour chaque pied de pale au niveau du moyeu génère un enroulement de la nappe formant un tourbillon d'axe identique à celui de l'hélice.

L'observation dans les plans radiaux est difficile car l'enroulement principal est dans le plan perpendiculaire ; Les images retenues dans ces plans ont permis les remarques suivantes :

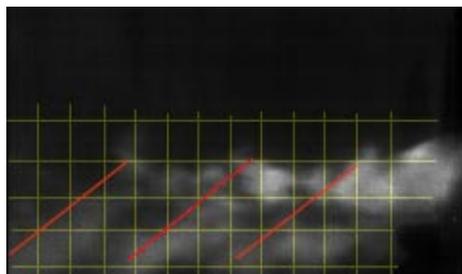


image 4-40 : Vue en coupe longitudinale, le pas du tourbillon, renforcé par les obliques rouges

image 4-41 : Hélice BA420 ; Le tourbillon de moyeu : effet de divergence dans la zone proche

Pour l'hélice BA000, en zone proche, (quadrillage de 5 cm de côté), le demi pas du tourbillon de moyeu semble être de 17,5 cm ; il est donc sensiblement équivalent à celui du tourbillon d'extrémité. Le diamètre d'enroulement est d'environ 15 cm, sans effet de divergence marqué. Pour l'hélice en flèche BA420, le diamètre extérieur global diverge légèrement suivant un phénomène opposé au tourbillon extérieur ; Ce diamètre évolue d'environ 14 cm en quittant le pied de pale pour atteindre sa dimension définitive, de 20 cm après avoir parcouru 60 cm dans le plan axial. Le pas est de l'ordre de 15 à 20 cm et une présentation par paire semble immédiate. Ce léger effet de divergence au niveau du tourbillon de moyeu n'était pas présent pour l'hélice droite. L'image est cependant trop imprécise pour tirer des conclusions définitives.

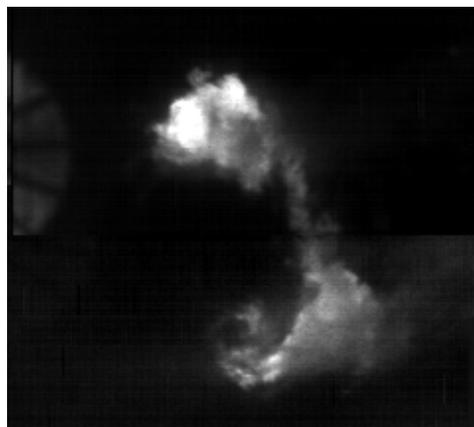


image 4-42 : Vue en coupe transversale, la trace de nappe et le tourbillon de moyeu.

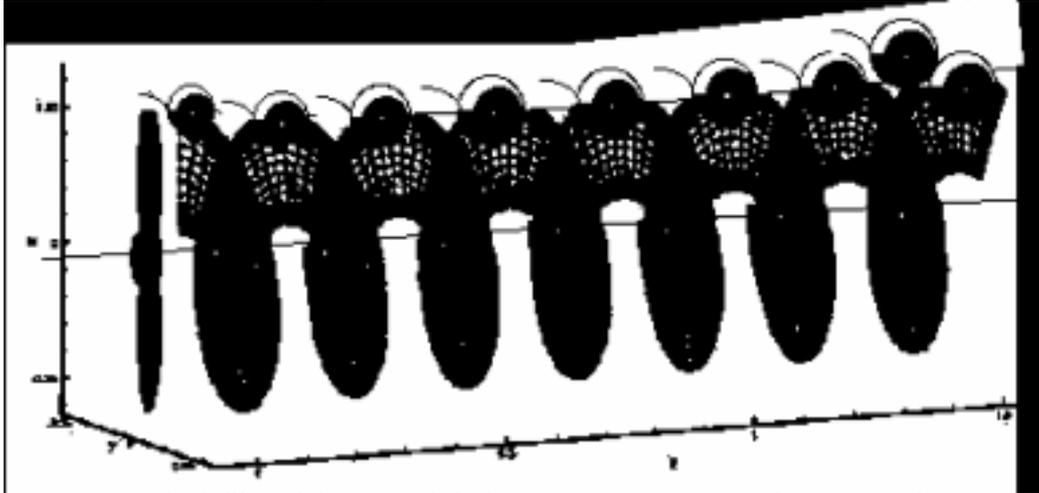
Les caractéristiques de ce tourbillon sont donc difficiles à évaluer en coupe longitudinale, contenant l'axe du tourbillon. Dans ce plan, seule une observation du film au ralenti faisant ressortir le mouvement de rotation, permet de percevoir le phénomène. Par contre, une coupe transversale permet d'observer très nettement le tourbillon de moyeu s'enroulant en spirale, et même l'enroulement périphérique de la nappe constituant le tourbillon de tête de pale. Pour ce dernier, la coupe transversale n'est pas favorable à une bonne observation et nous n'apercevons une bouffée lumineuse que lorsque l'enroulement de nappe coïncide avec le plan d'éclairage .

Cette trace transversale peut être interprétée comme la trace de la nappe s'enroulant en pied de pale en tourbillon de moyeu, et localement en tête de pale , comme le donnerait une coupe transversale d'une pseudo-hélicoïde.

4.7 Synthèse

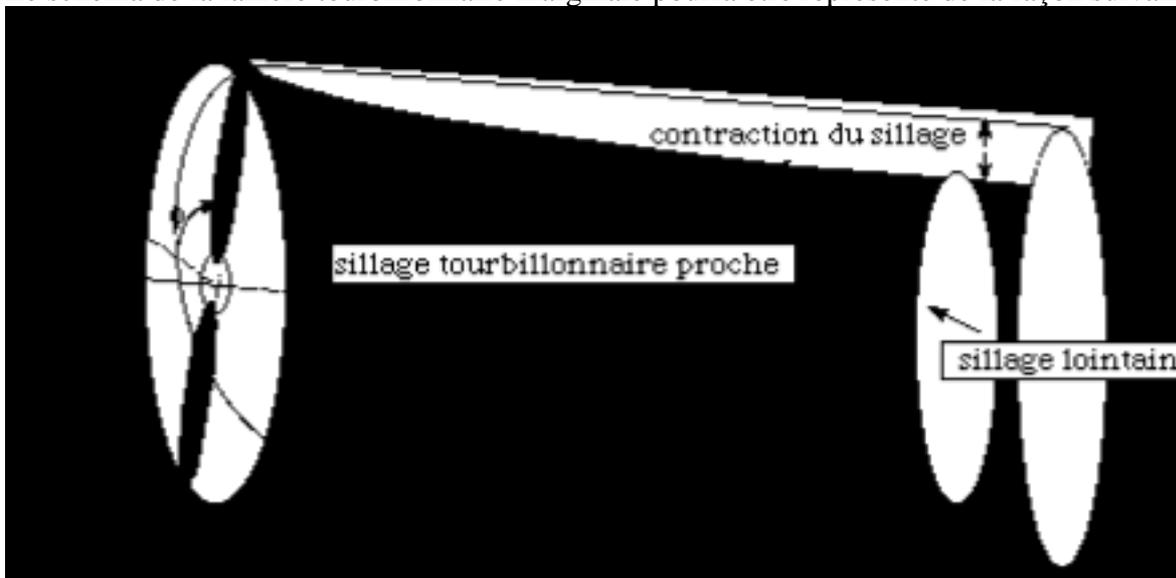
4.7.1 La géométrie du sillage

Nous avons observé des séries de tourbillons, au niveau de la tête de pale et au niveau du moyeu. Ces tourbillons représentent les enroulements tourbillonnaires de la nappe de sillage, et nous pouvons donc confirmer les caractéristiques globalement attendues pour cette nappe: Elle est constituée d'une surface hélicoïdale enroulée en ses deux bordures, du côté de la tête et du côté du pied de pale. La coupe azimutale réalisée en tomoscopie laser faisait apparaître les tourbillons de tête, et la coupe transversale faisait ressortir le tourbillon de moyeu.



Cette nappe pseudo-hélicoïdale est globalement convergente dans tous les cas. Elle se déforme dans le domaine aval en dilatant le pas des lanières tourbillonnaires. Au-delà d'un certain seuil, il n'y a plus stationnarité de la nappe tourbillonnaire ce qui provoque le contact puis la coalescence des tourbillons : ce seuil est appelé azimuth d'instabilité.

Le schéma de la lanière tourbillonnaire marginale pourra être représenté de la façon suivante :



Les caractéristiques de pas, de contraction, d'azimut d'instabilité, ainsi que des informations complémentaires sur les noyaux tourbillonnaires, peuvent être évaluées par les visualisations.

4.7.2 Evolution du rayon de lanière dans le domaine aval

Nous avons vu en étude bibliographique que les lois d'évolution de la position radiale du tourbillon marginal en fonction de la position azimutale "ψ", sont du type :

$$\frac{r(\psi)}{R} = A + (1 - A) \cdot e^{(-\psi/B)}$$

-Le coefficient A est donc caractéristique du niveau de convergence finale,

-Le coefficient B est caractéristique du taux de convergence.

La coupe de la nappe pour les différentes hélices fait apparaître des niveaux de convergence différents : l'hélice en flèche répartie présente une contraction de sillage (79 %) moins importante que celle de l'hélice droite (77 %). Le report de la flèche en extrémité est caractérisé par un sillage plus instable et qui semble présenter un taux de convergence encore plus réduit.

De son côté, le modèle IMFM, dont les coefficients sont basés sur des lois empiriques ne dépendant que du calage (α₀=14,8°) et du paramètre de fonctionnement ((γ=0,375), donne le même coefficient pour toutes les hélices, coefficients sensiblement différents de nos valeurs expérimentales. L'ensemble est résumé dans le tableau suivant:

A _{BA000}	A _{BA420}	A _{BA710}	A _{BASaul}	A _{IMFM}
0,774	0,787	0,831	0,795	0,855
B _{BA000}	B _{BA420}	B _{BA710}	B _{BASaul}	B _{IMFM}
200	200	250	220	139

4.7.3 Evolution du pas dans tout le domaine aval

Le pas de l'hélicoïde en fin de formation à un demi diamètre en aval du plan de rotation, se stabilise à une valeur d'environ 20 % supérieure à l'avance par tour. Ce pas évolue peu pour l'hélice droite ainsi que pour l'hélice en flèche BA420, alors que la déstabilisation en domaine intermédiaire apparaît très nettement avec une mise en flèche d'extrémité de pale.

L'évolution de ce pas réduit a permis de recalculer des coefficients caractéristiques sur la base du modèle de sillage proposé par l'IMFM. Dans ce modèle, le coefficient K1 caractérise la dilatation de pas proche du plan de rotation, avant le passage de la seconde pale, et le coefficient K2 caractérise la dilatation de pas dans le reste du domaine utile, jusqu'à l'azimut d'instabilité (Cf page 18). Les valeurs obtenues, K1= 0,211 et K2= 0,236 ont permis de calculer le pas H1 et H2 de l'hélicoïde .

Le demi-pas très proche H1 ne peut être correctement déterminé par des visualisations de ce type, mais nous retiendrons le premier intervalle séparant les deux tourbillons. D'autre part , l'instabilité du sillage en domaine intermédiaire ne permet d'évaluer que très imparfaitement la valeur de H2 moyen et les valeurs finalement retenues seront celles du domaine proche en fin de convergence.

Avec ces hypothèses approximatives, nous pouvons tenter de comparer les valeurs théoriques avec les valeurs issues des visualisations.

H1 _{BA000}	H1 _{BA420}	H1 _{BA710}	H1 _{BASaul}	H1 _{IMFM}
0,133 m	0,142m	0,137 m	0,145 m	0,127 m
H2 _{BA000}	H2 _{BA420}	H2 _{BA710}	H2 _{BASaul}	H2 _{IMFM}
0,142 m	0,150 m	0,147 m	0,153 m	0,142 m

4.7.4 Comparaison graphique avec les valeurs du modèle IMFM

Nous avons donc comparé les coupes de sillage obtenues par :

- calcul direct de A, B, K1, K2 (vert) (application du modèle IMFM théorique)
- calcul des valeurs des coefficients A,B, K1 et K2 d'après les valeurs expérimentales
- reprise des positions des tourbillons (rouge)

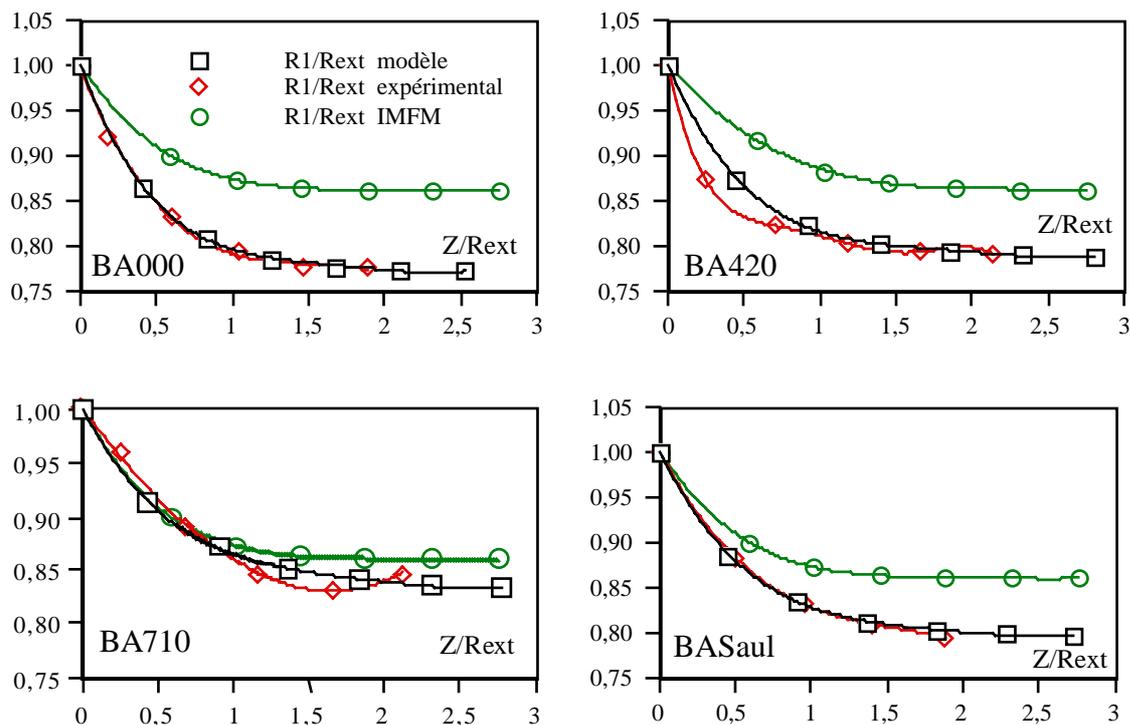


Figure 4-11 ; comparaison des modèles de convergence dilatation pour les différentes hélices

Conclusion :

Il apparaît clairement que la valeur retenue l'application du modèle IMFM -donne des niveaux de convergences plus faibles, ne dépendant pas de l'hélice ni de la charge. -donne des valeurs de pas semblent cohérentes avec celles obtenu pour l'hélice droite. Nous pouvons donc appliquer le modèle théorique sans tenir compte des données de convergence, qui ont été établies dans des cas des charges assez différents de notre étude.

4.7.5 Limite du sillage et protocole de destruction

La nappe tourbillonnaire peut être réellement qualifiée d'hélicoïdale et stationnaire dans le repère relatif sur une longueur avoisinant le double diamètre en aval de l'hélice. Le montage réalisé à partir de photographies dans les trois domaines successifs donne une idée de l'évolution du sillage dans le domaine aval.

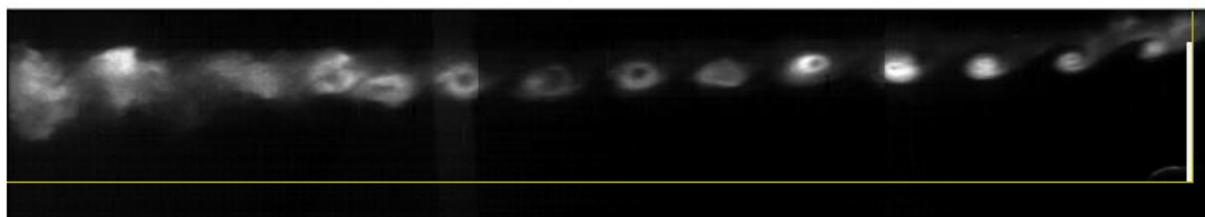


image 4-1 : reconstitution de la nappe de sillage de la formation à la destruction

La destruction de la nappe commence avec un rapprochement par paires dû à la dissymétrie des pas des deux lanières et à la dilatation de chacun des tourbillons. Le doublet amorce alors une rotation aboutissant à la coalescence des deux tourbillons initiaux. Il subsiste ensuite des structures globalement turbulentes, diffusant radialement, se maintenant au moins un mètre après le début de la fusion. Si le phénomène de rattrapage par paires est similaire pour toutes les hélices, dans le cas des hélices en flèche, la diffusion visqueuse agit avant la coalescence des deux tourbillons, avec un effet plus précoce pour l'hélice en flèche inversée. De plus, à coefficient d'avancement constant, un essai à Nombre de Reynolds plus élevé montre une diffusion visqueuse plus rapide qui déstructure plus rapidement le sillage.

Avec une moyenne de 2 diamètres en aval du plan de rotation, l'azimut d'instabilité moyen peut être évalué à 1500 degré d'angles (au moins quatre tours complets de la lanière tourbillonnaire marginale). L'application du modèle IMFM donnait un azimut théorique

d'instabilité à 731 degré d'angle : L'étude d'hélices très faiblement chargées ne permet pas l'application stricte du modèle IMFM qui, obtenu pour des hélices d'avion commuter, s'applique mieux dans le cas de charges plus élevées.

4.7.6 Forme, diamètre, et noyau du tourbillon

La synthèse des caractéristiques est présentée dans le tableau suivant:

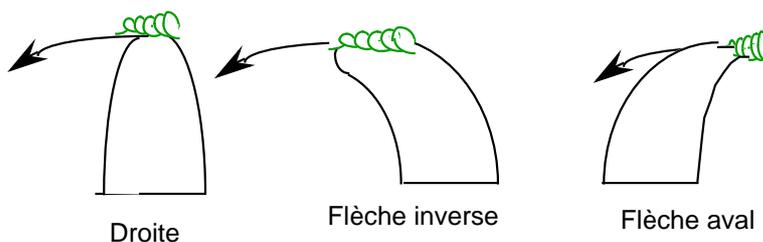
Hélice	forme	diamètre ou grand axe	noyau
BA000	circulaire	10 cm	1 cm
BA420	elliptique	5 cm	-
BA710	elliptique	7 cm	1 cm
BASaul	semi elliptique	9 cm	1 cm

La forme du tourbillon de l'hélice droite et dans une moindre mesure de l'hélice inversée est globalement circulaire ; la forme du tourbillon des hélices en flèche aval est beaucoup plus elliptique. L'évaluation du diamètre montre une valeur pour l'hélice en flèche inversée comparable à celui de l'hélice droite.

L'hélice en flèche répartie BA420 génère un tourbillon très réduit en volume. La différence peut donc se retrouver au niveau de la position de la dernière corde de tête de pale.

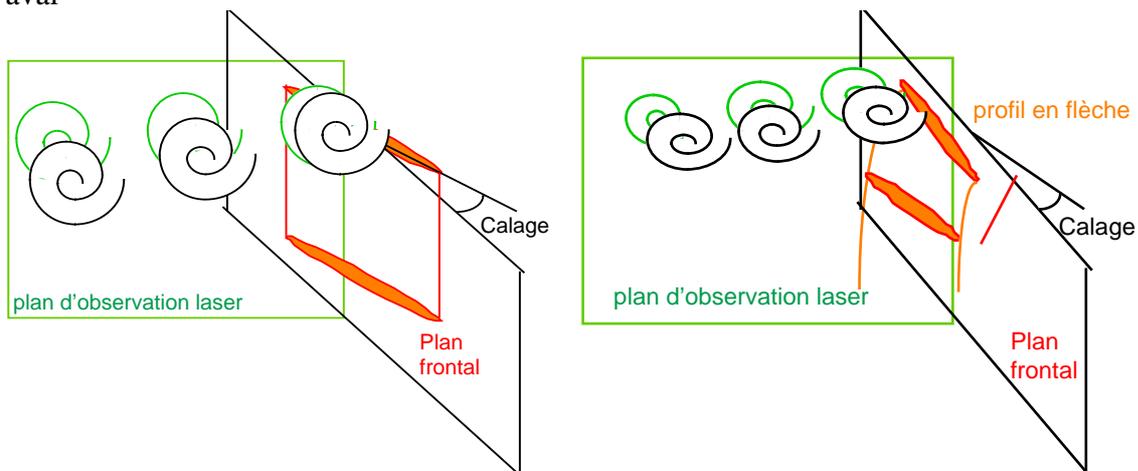
Deux raisons peuvent justifier une moindre intensité tourbillonnaire réelle ou apparente pour les hélices en flèche aval.

La première se base sur la longueur de développement du tourbillon sur la dernière corde. L'examen des extrémités de pales qui génèrent le tourbillon montre que pour des raisons de fabrication, le dernier profil de définition est lissé pour annuler la corde progressivement, ce qui diminue l'effet de discontinuité dans les hélices en flèche. Le contournement extrados intrados générateur du tourbillon se répartit sur une longueur plus importante dans les deux premiers cas.



Il semble donc logique que les diamètres et les noyaux tourbillonnaires les plus faibles aient été constatés pour les deux hélices en flèches aval, avec un diamètre plus élevé pour l'hélice en flèche amont, et enfin un diamètre très important pour l'hélice droite.

La deuxième raison expliquerait l'allure plutôt elliptique des tourbillons d'hélice en flèche aval



Le pôle d'attraction tourbillonnaire prend la forme d'une spirale dont nous apercevons la trace dans le plan laser. La forme de cette trace dépend des positions respectives du plan image et du plan de génération du tourbillon.

Dans le cas d'une hélice droite, la corde du profil de tête de pale présente un angle quasiment

perpendiculaire au plan d'observation laser, qui est le plan radial vertical. Le tourbillon, perpendiculaire à la corde locale, est donc très peu déformé dans le plan d'observation laser.

Par contre, une hélice présentant une flèche dans le sens de rotation montrera dans le plan laser vertical la projection de ce tourbillon lui donnant un aspect plus elliptique, au moins dans la zone de formation. La déformation due à l'angle de calage est identique à celle de l'hélice droite.

Dans tous les cas, les noyaux sont plus difficiles à évaluer. On peut retenir une valeur approchant le centimètre. Ces deux caractéristiques sont significatives de l'intensité tourbillonnaire, dépendant directement du gradient radial de circulation.

4.7.7 Moyeu

Le diamètre du tourbillon de moyeu constituant la limite inférieure de la nappe hélicoïdale diverge légèrement, passant par $0,3 D$ en fin de domaine proche, et continuant d'augmenter en s'éloignant de la pale pour finir à $0,5 D$ en domaine lointain.

4.8 Conclusion

La forme de la nappe hélicoïdale a été caractérisée par l'évolution du rayon de convergence du tourbillon d'extrémité et du pas de sillage, la nature du tourbillon de moyeu, la destruction de la nappe qui intervient progressivement suivant un processus clairement déterminé, l'ensemble de ces paramètres étant influencés par la mise en flèche de la pale. Deux points de fonctionnement étudiés à coefficient d'avancement constant, n'ont pas fait ressortir de différences importantes sur les caractéristiques du sillage.

Ces résultats préliminaires à une étude en anémométrie à films chauds permettent de mieux appréhender le modèle de sillage à définir pour les méthodes de calcul basées sur la ligne portante.

5 ANALYSE EXPERIMENTALE DU SILLAGE PAR ANEMOMETRIE THERMIQUE

5.1 Introduction

L'anémométrie fil (et film) chaud reste encore aujourd'hui un moyen de mesure bien adapté à l'analyse des vitesses d'écoulements de type turbulent, notamment dans les écoulements aérodynamiques. En effet, les sondes sont généralement de faible dimension et assurent donc une bonne résolution spatiale ainsi qu'une faible perturbation de l'écoulement. Leurs réponses en fréquence s'élèvent jusqu'à 150kHz, ce qui permet de prendre en compte toutes les caractéristiques instationnaires de l'écoulement. Enfin, leur sensibilité est suffisante pour l'exploitation directe du signal, même si un conditionnement ultérieur du signal semble préférable.

Il faut cependant noter que ce moyen de mesure présente des difficultés d'utilisation et d'interprétation pour les écoulements fortement tridimensionnels instationnaires.

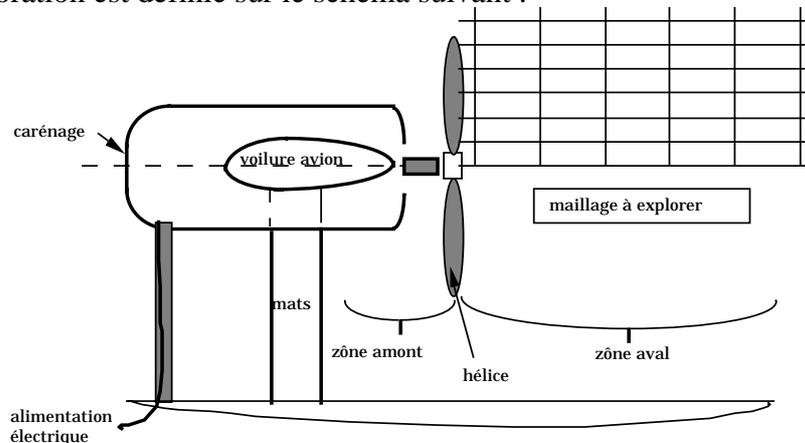
5.2 Objectifs recherchés

Faisant suite à la caractérisation plutôt qualitative du sillage par visualisation rapide, la campagne anémométrique a pour objet d'obtenir une caractérisation quantitative du souffle de chacune des hélices par relevé des trois composantes des vecteurs "vitesse" en chacun des points du maillage retenu dans le domaine aval.

Pour cette étude, nous retenons l'hypothèse d'axisymétrie du sillage, en négligeant les effets d'interaction avec la voilure amont. Cette hypothèse est mal vérifiée dans la zone de sillage de la voilure, et les relevés seront donc effectués dans un plan vertical.

La durée de la campagne d'essai, et les problèmes de fonctionnement du moteur à haut régime, limitent notre discrétisation à un rayon tous les 110 mm, soit dix rayons dont le premier est situé à 50 mm de la pale, et le dernier à 1050 mm de la pale, longueur maximale du rail de déplacement dans le sens axial. La discrétisation radiale comporte 10 intervalles pour 320 mm, ce qui permet d'englober tout le domaine du souffle.

La zone d'exploration est définie sur le schéma suivant :



Pour cette caractérisation quantitative, les données suivantes sont relevées :

La position donnée par X_i , Y_i , Z_i des composantes du point de mesure dans le champ. En chacun de ces points, les valeurs instationnaires avec cinq valeurs :

Le temps,

Le top de passage de pale $T(t)$

Les composantes de tensions $E_1(t)$, $E_2(t)$, $E_3(t)$ en volts, qui seront converties en champ de vitesses après dépouillement.

Limites de l'étude

La campagne de visualisation a permis de déterminer la zone d'instabilité de la nappe aux environs de deux diamètres dans le domaine aval, et les dimensions des structures tourbillonnaires à environ 100 mm de diamètre, avec un noyau de 10 mm. Notre discrétisation ne peut être aussi précise, et les résultats de la campagne seront donc à exploiter pour déterminer les tendances du sillage dans le domaine proche et dans le domaine lointain, en particulier comme point de comparaison avec les codes de ligne portante.

Le niveau de fluctuations du champ des vitesses relatives ne s'élève que dans les zones

d'enroulement de nappe tourbillonnaire. Sa détermination, quoique très intéressante, n'est pas prioritaire pour notre étude.

5.3 Les moyens de mesures

Le moyen de mesure du champ aérodynamique retenu est donc l'anémométrie film chaud, composée à priori d'une sonde sur un système de déplacement, d'une chaîne complète d'acquisition, y compris un ordinateur de contrôle, d'acquisition, de traitement et de mémorisation de la mesure.

5.3.1.1 La sonde anémométrique à films chauds

Dans le sillage d'une hélice, le champ des vitesses est fortement tridimensionnel, avec une direction dominante dans l'axe de l'hélice. L'ordre de grandeur des vitesses à déterminer est de 3 à 60 m/s avec des composantes radiales pouvant être importantes. Le maillage retenu dans le domaine d'étude du sillage (deux diamètres en aval de l'hélice) donne un nombre important de points de mesure.

Une sonde à trois films (référéncée Dantec 55R912) permettant l'acquisition simultanée des trois composantes a donc été retenue. Cette sonde a résisté pendant deux campagnes d'essais d'hélices. L'étalonnage effectué à nouveau après nettoyage a montré l'absence de dérive au cours des essais. Le choix de ce type de sonde nécessite un montage en dard, l'axe de la sonde restant parallèle à l'axe de l'hélice. Ce montage ne permettra pas l'exploration du domaine situé juste en amont de l'hélice, mais il correspond bien à l'analyse du sillage, dans le domaine libre situé en aval.

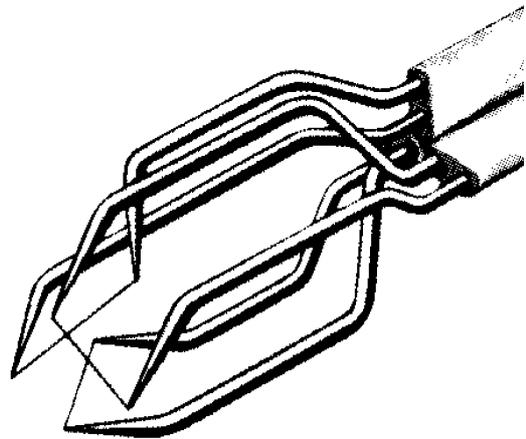


Figure 5-1 :sonde 3D Dantec 55R912

5.3.1.2 Chaîne anémométrique DISA

La chaîne anémométrique complète, disponible à SUPAERO, permet de relever les trois composantes de la vitesse. Chacune des trois voies est dotée d'un pont, d'un linéarisateur et d'un conditionneur. En sortie de la chaîne sont donc disponibles des signaux analogiques de 0 à 10 volts, de bande passante élevée (100 KHz), qu'il faut traiter et mémoriser pour en extraire l'information physique.

5.3.1.3 Moyens informatiques d'acquisition et de pilotage

L'ordinateur utilisé pour accueillir l'environnement LABVIEW est un PowerMac 8100 de fréquence limitée à 80 Mhz. Une carte d'acquisition rapide 4 voies NBA2000 permet l'enregistrement des tensions film chaud à la sortie du linéarisateur avec une vitesse d'échantillonnage pouvant aller jusqu'à 150 kHz (Bande passante utile pour déterminer le niveau de turbulence au cours de l'étalonnage). Enfin, une carte d'acquisition 16 voies NBMIO16 permet l'acquisition de tous les paramètres dit stationnaires (température, pression, position de la sonde...) avec une vitesse d'échantillonnage de 1 kHz. En complément, les 2 sorties analogiques de la carte NBMIO16 sont utilisés pour contrôler la position du porte sonde.

5.3.1.4 Moyens d'exploration

L'exploration du domaine sera réalisée par un système de déplacement de sondes rapporté en arrière de l'ensemble moteur hélice (Figure 5-2 : ensemble d'acquisition de mesure):

Ce système est composé d'un châssis vertical parallèle à l'axe de l'hélice, centré sur l'axe de l'hélice, sur lequel sont fixés 3 sous-ensembles :

- un système de déplacement axial de 1,0 m de course (2 diamètres en aval de l'hélice),
- un système de déplacement vertical, de 0,8 m de course (hauteur totale de l'hélice + 0,1 m de dépassement).
- un système de déplacement horizontal, de 0,4 m de course (un rayon d'hélice + 0,1 m de dépassement). Sur ce dernier système est réalisée la fixation du porte-sonde caréné support du film chaud.

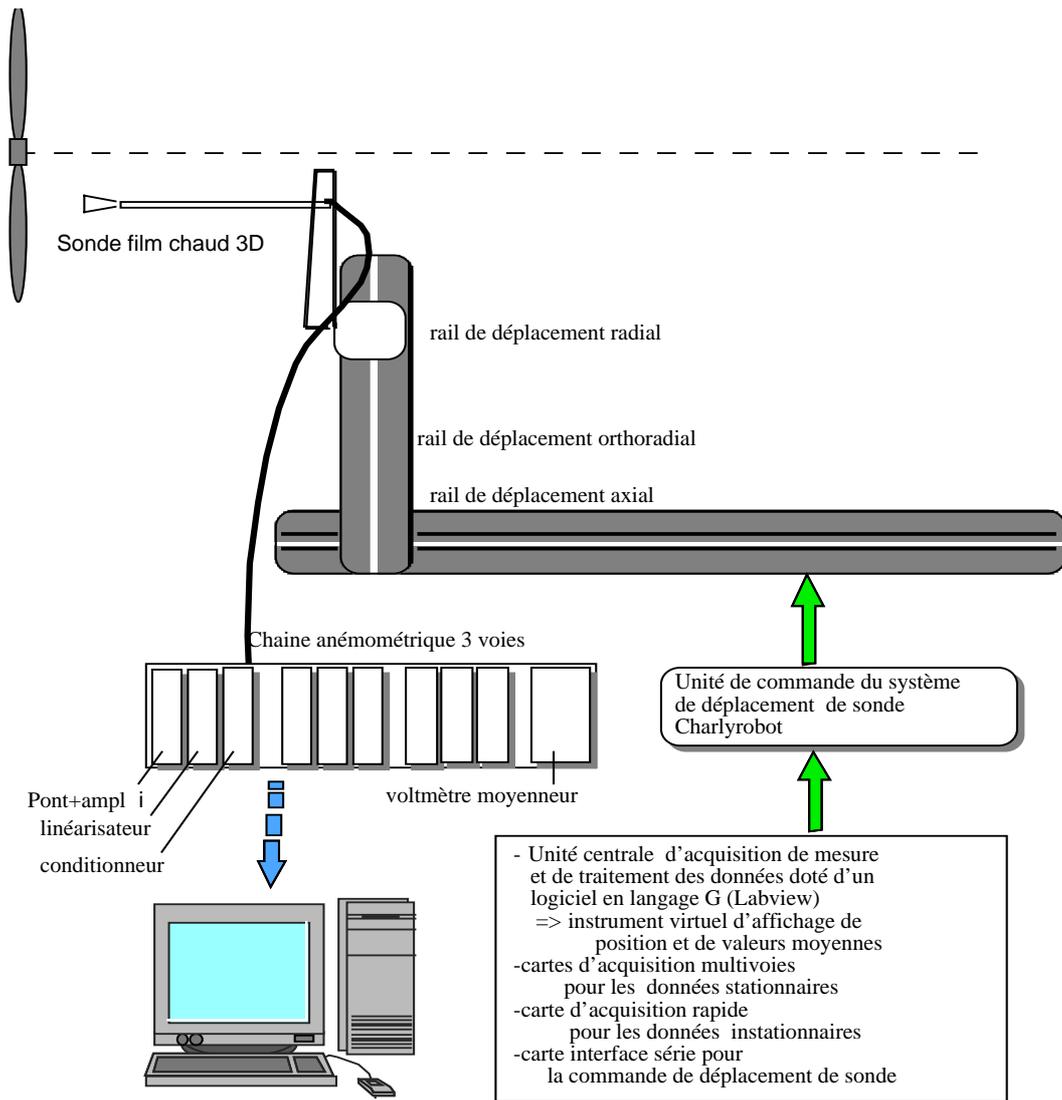


Figure 5-2 : ensemble d'acquisition de mesure

5.4 Résultats de la campagne d'essai

5.4.1 cas d'études

Trois cas de fonctionnement ont été essayés :

Le premier correspond à la valeur nominale du facteur d'avancement :

Régime de rotation 8000 tr/mn à 30 m/s : $\gamma = \frac{V_0}{N \cdot D} = 0,375$

Les deux autres cas entourent le cas nominal:

Hélice fortement chargée, régime de décollage: 8000 tr/mn à 15 m/s : $\gamma = 0,19$

Hélice faiblement chargée, régime de vol en piqué: 4000 tr/mn à 30 m/s : $\gamma = 0,75$

L'analyse portera donc d'abord sur le sillage de l'hélice droite au point de fonctionnement nominal; puis sur les spécificités des deux autres points de fonctionnement.

5.4.2 Types de graphes proposés

5.4.2.1 Signature temporelle

Il s'agit de représenter l'évolution des composantes de vitesses pour un tour complet de l'hélice, en explorant plusieurs rayons au même plan, ou plusieurs plans au même rayon.

Les deux types de représentations graphiques montrent successivement les trois composantes des vecteurs vitesses induites constituant le sillage en fonction de la position azimutale de la pale.

Le premier type de présentation se fait dans des plans $Z = \text{cte}$, en juxtaposant la signature temporelle pour plusieurs rayons:

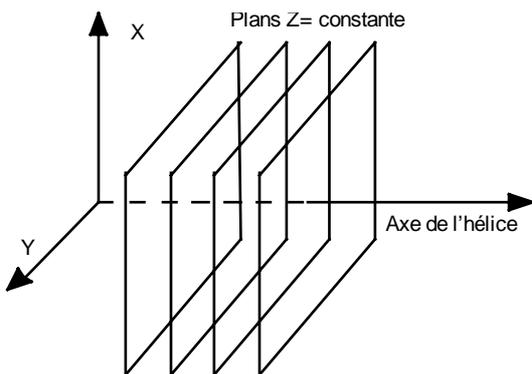


Figure 5-3: plans $Z = \text{Cte}$ dans le sillage

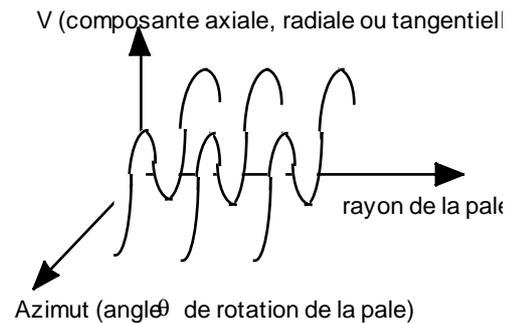


Figure 5-4 : graphe pour un plan Z donné

Le graphe explore l'ensemble des rayons de $R=32$ mm au moyeu jusqu'à $R= 320$ mm au delà de la tête de pale, pour un plan Z donné.

Le deuxième type de présentation se fait dans des plans $R = \text{Cte}$

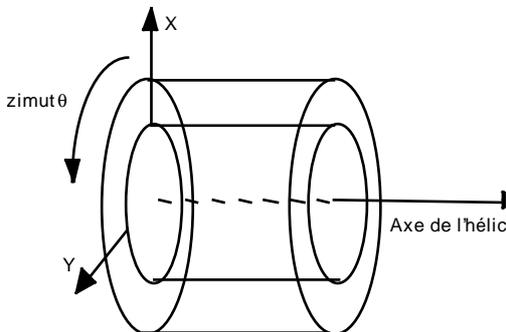


Figure 5-5 : Plans $R = \text{Cte}$ dans le sillage

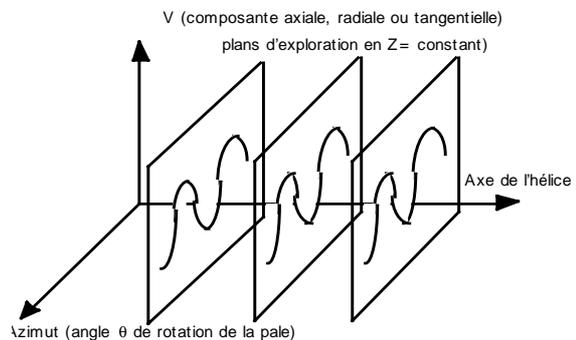


Figure 5-6 : Graphe pour un rayon donné

Le graphe explore alors tout le sillage du plan proche de l'hélice en $Z=50$ mm jusqu'au plan du domaine lointain en $Z = 1050$ mm, dans un rayon donné de la pale.

Une sélection des plans et des rayons les plus significatifs est présentée dans le document, l'ensemble des Planches étant proposé en annexe.

5.4.2.2 Traces de nappe

En reportant les positions des maxima locaux relevés sur les traces des vecteurs vitesses radiales, nous obtenons la trace de la nappe de sillage et une évaluation de l'influence du tourbillon dans chacun des plans significatifs. Ces traces transversales de nappe sont présentées d'abord pour l'hélice droite BA000 dans l'ensemble des plans du domaine d'étude allant du domaine proche du sillage en formation au domaine lointain.

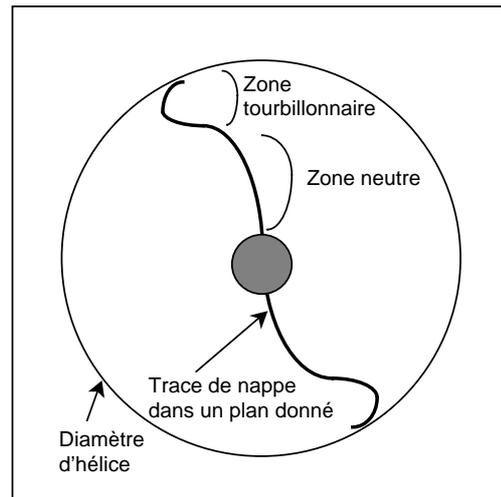


Figure 5-7 : Traces de nappe dans un plan donné

5.4.2.3 Composantes de vitesses moyennées azimutalement

Enfin, pour chaque cas, les évolutions de chacune des composantes de vitesses moyennes en fonction du rayon seront proposées, pour caractériser les composantes globales énergétiques du souffle, en annulant les effets des tourbillons.

Dans une deuxième partie, les grandes caractéristiques du sillage étant déterminées, on analysera les différences de sillage sur les quatre hélices proposées, en reprenant les mêmes types de présentation de graphes 3D donnant les vitesses à rayons constants et à plans constants, puis de graphes de traces de nappe dans le domaine proche.

5.4.3 Hélice droite cas nominal (8000 tr/mn et 30 m/s)

Valeurs réduites : $\gamma = 0,374$; $\tau = 0,0881$

5.4.3.1 Analyse du sillage de l'hélice droite par plans

Planche 5-1

Planche 5-2

Planche 5-3

Dès le plan $Z=50\text{mm}$ (Planche 5-1) le rayon extérieur en 320mm n'est pas influencé par le souffle. Le tourbillon en formation donne une trace visible sur les trois composantes, entre les rayons 288 et 256. La composante axiale s'inverse : le noyau est situé entre ces deux rayons. Au même niveau, les autres composantes montrent des traces d'amplitude identiques (10m/s), autour de zéro pour la composante radiale ce qui confirme la position du noyau et autour de 5m/s pour la composante tangentielle donnant la giration moyenne de l'écoulement.

Les trois composantes varient très peu en zone intermédiaire entre les rayons 224 et 96, mais on note la trace de la nappe elle-même continue du moyeu à la tête de pale en composante radiale. Enfin, au niveau du moyeu, on observe une trace de tourbillon en composante radiale et tangentielle, et une composante axiale qui s'annule complètement en $R=32\text{ mm}$, montrant un effet d'obstruction au niveau du moyeu.

Ce schéma global qui avait déjà été repéré au niveau des visualisations, d'une zone externe sous influence du tourbillon de tête de pale, d'une zone neutre active sur le plan de l'accélération axiale, et d'une zone interne sous influence du tourbillon de moyeu, va se répéter sur les autres plans.

Au plan $Z=161\text{ mm}$ (Planche 5-2), la frontière du souffle est très marquée en composante axiale: au-delà du rayon 256, cette composante s'annule en zone externe alors que le tourbillon donne une trace d'amplitude en augmentation à 15 m/s . La zone intermédiaire montre toujours une accélération constante, avec une vitesse induite axiale en augmentation par rapport au plan précédent. Enfin, on note toujours un effet d'obstruction axiale au moyeu moins important qu'au plan précédent. Les deux autres composantes radiale et tangentielle confirment la position du tourbillon centré en 256. Dans ce plan, la composante radiale montre un effet de décroissance du moyeu à la périphérie du domaine, partant d'une forte accélération sur le moyeu pour atteindre des valeurs négatives en tête de pale, qui confirment l'effet de contraction de sillage. Sur cette composante, on observe toujours la trace de l'effet de

nappe. Par contre, la composante tangentielle est homogènement répartie, perturbée par le moyeu et le tourbillon de tête de pale au rayon 256, au delà duquel elle décroît très nettement.

Au plan 272, (Planche 5-3) les traces de passage du tourbillon se stabilisent sur les trois composantes au rayon 256. La composante axiale est croissante de ce rayon jusqu'au rayon proche du moyeu 96 mm avec une vitesse induite de 16 m/s. La composante radiale a la même allure qu'au plan 161, avec effet de nappe, et éjection radiale au moyeu. La composante tangentielle est homogènement répartie jusqu'au tourbillon.

Planche 5-4

A partir du plan 383 jusqu'au plan 1050 (Planche 5-4) le schéma d'ensemble ne se modifie plus. La composante axiale est présente jusqu'au moyeu, avec diminution au delà du tourbillon de tête de pale. La composante radiale est décroissante du moyeu à la périphérie; le tourbillon de moyeu est difficilement perceptible, même en composante radiale et tangentielle.

Avant le dernier plan, les traces de tourbillon des deux pales de l'hélice sont quasi-symétriques, montrant une périodicité par passage de pale. A partir de ce dernier plan, les traces des deux pales ne sont plus identiques. Le domaine tourbillonnaire a grandi jusqu'à la coalescence des deux tourbillons.

On peut conclure que le tourbillon de tête de pale, en formation du plan 50 au plan 272, se renforce dans le processus de convergence jusqu'au plan 272 puis se stabilise sur le rayon 256 en se dilatant jusqu'aux derniers plans d'études aval où commence le processus de destruction tourbillonnaire.

Le tourbillon de moyeu commence en plan 50 de 6 à 12m/s, est maximum au plan 161, puis diminue en se déphasant jusqu'au plan 494 où il s'annule à peu près complètement.

5.4.3.2 Analyse du sillage de l'hélice droite par niveaux de rayons

Ces résultats sont naturellement identiques aux précédents, mais ce type de représentation fait ressortir les évolutions axiales du sillage proche au sillage lointain complémentaires des précédentes.

Planche 5-5

Planche 5-6

Planche 5-7

Au droit du moyeu, au rayon 32 mm, (Planche 5-5) il n'y a que très peu de trace axiale de tourbillon. Le niveau de vitesse induite axiale moyenne nulle près de l'hélice remonte à 12 m/s après le plan $Z=272$ mm. Par contre, la trace radiale de tourbillon de moyeu visible dès le plan $Z=50$ mm, s'atténue dès le troisième plan, pour s'annuler à un diamètre en aval du plan de rotation. L'effet d'entraînement visqueux du moyeu augmente d'abord la vitesse tangentielle qui diminue vers le plan 272 pour disparaître à un diamètre aval. A ce niveau, le tourbillon est manifestement d'axe Oz.

On observe le même sillage au rayon 64 mm (Planche 5-6) mais la trace tangentielle se déclare dès le plan 161. Une oscillation en composante axiale montre l'influence de la fin de moyeu.

Au rayon 92 mm (Planche 5-7) la trace de vitesse axiale est sans tourbillon. La composante axiale est plus importante (jusqu'à 16 m/s). L'effet du tourbillon, très atténué, en composante radiale et tangentielle, est présent dès le plan 50 mm, et se propage en vitesse tangentielle assez loin en aval du plan de rotation de l'hélice.

Ces trois niveaux de rayon caractérisent la zone non débitante du moyeu jusqu'à un diamètre aval, sous influence du tourbillon de moyeu.

A hauteur du rayon 124 mm, (Planche 5-8) le tourbillon de moyeu radial et tangentiel, n'a plus vraiment d'influence. La composante axiale atteint sa valeur nominale en un rayon aval. Le passage de la nappe est présent à travers une oscillation sur les traces radiales et tangentielles, de dynamique faible, mais sans atténuation sur les deux diamètres en aval du plan de rotation. Une remarque comparable est faite au rayon 160 mm (Planche 5-9) mais avec un début d'influence du tourbillon de tête de pale vers la zone lointaine, avec un oscillation non symétrique sur les deux pales, montrant l'approche de la destruction.

Au rayon 192 mm, (Planche 5-10) le phénomène de traces non périodiques dues à la dilatation du tourbillon sur les trois composantes est amplifié. Ces trois niveaux de rayons caractéristiques de la zone intermédiaire montrent une zone débitante qui est très stable jusqu'à un diamètre en aval du plan de rotation, et qui montre ensuite les premières influences des zones turbulentes dues à la destruction du tourbillon de tête de pale.

Planche 5-11

Au rayon 224 mm (Planche 5-11) les traces de tourbillon sont présentes dès les plans proches mais vont en augmentant vers l'aval sous l'influence de l'approche du tourbillon. Les trois composantes sont concernées, montrant un tourbillon incliné avec un déphasage régulier entre des plans répartis linéairement .

Au contraire du cas précédent, à hauteur du rayon 256 mm (Planche 5-12) le niveau des oscillations sur les trois composantes vont en diminuant, ce qui confirme la convergence du tourbillon du rayon 256 au rayon 224 mm. La trace radiale est répartie autour de zéro, en atténuation assez nette dans les plans aval, et la trace tangentielle qui ne reste bien en phase que sur un diamètre, oscille autour de 5 m/s.

Planche 5-12

L'image la plus significative est celle de la vitesse axiale, qui voit passer le noyau du tourbillon vers 161 mm dans le domaine aval, et au delà duquel la trace de vitesse s'inverse, avec une trace transversale, puis une trace de zone supérieure. La déstabilisation par perte de périodicité dans les plans lointain affirmée dans les représentations par plans se confirment dans l'observation des zones lointaines.

Le rayon 288 mm (Planche 5-13) montre les tourbillons en atténuation. Au delà du tourbillon, la vitesse axiale induite s'est annulée. La vitesse radiale est plutôt négative, et la vitesse tangentielle montre des oscillations qui tendent vers zéro.

Enfin le rayon 320 mm (Planche 5-14) ne montre pratiquement plus aucune oscillation et aucune accélération. Ce rayon est hors du souffle de l'hélice.
Ces quatre derniers rayons caractérisent les limites du tourbillon de tête de pale.

5.4.3.3 Analyse des traces de nappe de l'hélice BA000 dans le domaine aval

La trace de la nappe dans chacun des plans transversaux qui composent le domaine aval a été observée en retenant le critère du pic sur les vitesses radiales. Les résultats sont présentés pour les trois domaines définis dans les résultats de la campagne de visualisation. Les points de la zone du moyeu n'ont pas été retenus.

Dans le domaine proche, la trace dans le plan 50 montre la zone interne, dite zone neutre, hors des influences tourbillonnaires, de forme rectiligne, et l'effet de renversement de courbure dû au tourbillon de tête de pale à partir du rayon 224 ($r/R_{ext}=0,75$).

Les plans 161 et 272 montrent l'enroulement de la trace de zone neutre et la convergence du tourbillon de tête de pale vers la zone interne.

Dans les trois plans du domaine intermédiaire, les points relevés en tête de pale sont hors influence du souffle. La diffusion des deux tourbillons de moyeu et de tête de pale atteint la zone neutre, rendant difficile une interprétation claire de la position de nappe.

Dans les trois plans du domaine lointain, les traces en forme de "S" montrent la disparition de la zone neutre, l'effet d'enroulement du tourbillon de moyeu dominant jusqu'au rayon 224 dans ces plans transversaux, et le tourbillon de tête de pale maintenu au delà de ce rayon.

5.4.3.4 Conclusion Hélice droite au cas nominal

Le sillage est bien structuré au départ, recoupant les zones de visualisations déterminées dans les campagnes précédentes.

Les zones très chargées de la zone intermédiaire de l'hélice accélèrent l'écoulement en composante axiale progressivement jusqu'à au moins deux diamètres en aval . Dans le plan très proche, cette accélération axiale est déjà réalisée à 60% de l'accélération finale, confortant le principe d'une répartition des effets induits de l'infini amont à l'infini aval. Le tourbillon de tête de pale est dominant, maintenu très loin en aval , et le tourbillon de moyeu s'atténue plus rapidement.

5.4.4 Hélice droite 4000 tr/mn ; 30 m/s ($\gamma = 0,748$; $\tau = 0,022$)

5.4.4.1 Analyse du sillage par plans Z= constante

Ce cas de fonctionnement n'appelle que quelques remarques particulières:

Planche 5-15

Planche 5-16

Planche 5-17

Dès le plan proche de la pale en $Z= 50\text{mm}$ (Planche 5-16) seul le tourbillon de moyeu est visible sur les trois composantes avec une influence limitée aux deux premiers rayons 32 et 64 mm. La nappe s'atténue du moyeu à la tête de pale. Il n'y a aucune vitesse induite axiale en l'absence de charge. La composante tangentielle est notable , en diminution du pied à la tête de pale. Ce tourbillon de moyeu disparaît très vite dans les plans aval.

Au plan 272 mm (Planche 5-17) le tourbillon de tête de pale devient notable à partir avec quelques m/s d'amplitude et la composante tangentielle encore perceptible surtout près du moyeu.

Le reste des plans aval, représentés avec une très forte dilatation, ne montre plus d'influence notable de l'hélice.

5.4.4.2 Analyse du sillage faible charge par niveaux de rayons

La présentation par rayon fait apparaître un fort retour de l'écoulement sur le moyeu, en composante axiale.

Planche 5-18

Planche 5-19

Planche 5-20

La trace de tourbillon de moyeu est très nette en composante radiale et tangentielle, surtout sur le rayon 64 mm (Planche 5-19) Le passage de la nappe ne s'aperçoit que dans les premiers plans.

Le tourbillon de tête de pale ressort assez nettement au rayon 320 mm (Planche 5-20) très localisé au plan 272 mm, avec une vitesse tangentielle localement négative.

Aucune autre variation n'est constatée au delà du quatrième plan.

On peut conclure que dans ce cas de non charge, le sillage de tête est initialement divergent, et l'absence de charge ne crée pas les conditions de génération d'un sillage structuré dans le domaine aval de l'hélice.

5.4.5 Hélice droite 8000 tr/mn ; 15 m/s ($\gamma = 0,375$; $\tau = 0,115$)

5.4.5.1 Analyse du sillage forte charge par plans

Planche 5-21

Au plan proche de l'hélice (Planche 5-21) la composante axiale est accélérée dès le niveau du moyeu à des valeurs importantes (30 m/s) de vitesse induite. La trace tourbillonnaire d'extrémité de pale intervient dès le plan 224 en axial. Sur les deux autres composantes, le tourbillon d'extrémité est plus centré en 256.

Planche 5-22

Planche 5-23

Planche 5-24

Dans les zones intermédiaires, la composante tangentielle est constante, et la composante radiale, décroissante avec un effet de nappe plus marqué que dans le cas nominal de fonctionnement. Le tourbillon de moyeu est notable même en composante axiale dû certainement à un effet de type centrifuge appliqué à la particule fluide par le moyeu.

Au plan 161 (Planche 5-22) la composante axiale dans les zones intermédiaires est augmentée, sans perturbation du moyeu. Les deux autres composantes sont peu modifiées, avec une influence du tourbillon d'extrémité très nette sur la lanière 224, prouvant la convergence. Les plans suivants, en $Z= 272$ mm et 383 mm (Planche 5-23) sur des schémas identiques, montrent une amorce de non périodicité sur le passage des deux pales.

A partir du plan 494, la perte de périodicité est quasiment complète sur les zones intermédiaires et de tête de pale. Sur le plan $Z = 605$ m (Planche 5-24) on distingue une oscillation globale sur un tour complet d'hélice situé dans tout le sillage supérieur à partir du rayon 124, et portant sur les deux composantes radiale et tangentielle. On peut supposer que les tourbillons générés par les deux pales successives ont coalescé dans le domaine aval, en donnant un système tourbillonnaire global. Cependant, dans ces zones intermédiaires, la composante axiale, autour de 30 m/s, montre de très fortes accélérations tourbillonnaires (>60 m/s), résultant sans doute de l'accumulation d'énergie des deux tourbillons.

5.4.5.2 Analyse du sillage forte charge par rayons

Au contraire du cas faible charge, on observe en forte charge, dès les rayons de moyeu 32 (Planche 5-25) et 64 mm (Planche 5-26) une très forte composante axiale (23 m/s de vitesse induite), les composantes axiales et tangentielles étant du même ordre que dans le cas nominal, avec une atténuation plus rapide en forte charge.

Planche 5-25

Planche 5-26

Planche 5-27

Les rayons de la zone intermédiaire montrent une composante axiale nettement plus élevée, et les deux autres composantes comparables; L'effet de nappe constaté sur ces 2 composantes est toujours présent mais semble se déstructurer plus rapidement, avec un début de perte de périodicité.

À partir du rayon 192 (Planche 5-28) on peut observer la déstabilisation du sillage très rapidement.; La composante axiale diminue en valeur moyenne dès le rayon 224 mm au troisième plan;

Les rayons de tête de pale sont hors du souffle, avec l'influence résiduelle de tourbillons déstructurés très rapidement (Planche 5-29 et Planche 5-30)

Planche 5-28

Planche 5-29

Planche 5-30



5.4.5.3 Conclusion sur le fonctionnement de l'hélice droite en hors adaptation

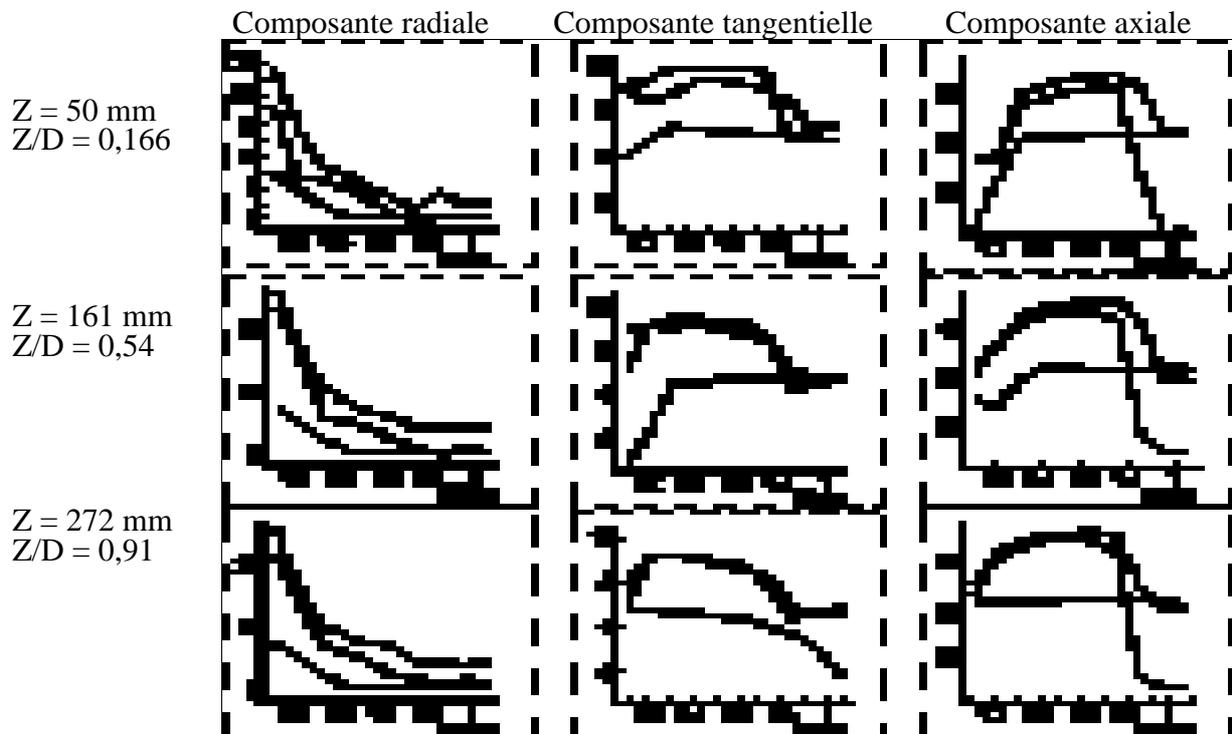
En très faible charge, nous avons analysé le fonctionnement de l'hélice pour un coefficient de poussée négatif ; Il est donc logique de ne pas retrouver de sillage clairement constitué et d'avoir plutôt le comportement d'un obstacle tournant immergé dans un champ de vitesse , générant un effet de retour de vitesse axiale autour du moyeu et d'une lanière caractéristique du tourbillon de tête de pale plutôt divergente. De fait, ce cas n'est pas intéressant pour l'optimisation de l'hélice.

Le cas correspondant aux fortes charges sera intéressant pour les régimes de décollage. Dans ces cas d'attaque des profils trop éloignés de l'incidence nominale, le sillage n'est plus organisé comme au cas nominal. Les valeurs relevées étant des valeurs en moyennes de phases sur 50 cycles, on peut encore penser à une structure cohérente de l'écoulement. Une analyse des fluctuations serait alors nécessaire pour tirer des conclusions plus élaborées, mais on peut penser que l'application de la ligne portante avec un sillage en équilibre ne semble pas être réaliste dans un cas hors adaptation.

A l'issue de la présentation de ces traces de vitesses constituant la véritable signature de l'hélice en fonctionnement adapté et en hors adaptation, il est intéressant de compléter notre conclusion par une exploration radiale du champ des vitesses moyennes temporelles, ce qui permet de lisser les effets tourbillonnaires, et de faire ressortir le sillage moyen.

Analyse comparative du sillage en valeurs de vitesses moyennes

Cette analyse est effectuée en superposant les trois cas de fonctionnement de l'hélice droite, et nous présentons les résultats pour les trois plans les plus proches de l'hélice, où le sillage est fortement évolutif :



$\tau_{4000 \text{ tr/mn} ; 30 \text{ m/s}} = 0,0022$	$\gamma_{4000 \text{ tr/mn} ; 30 \text{ m/s}}$ (faible charge) = $\gamma_1 = 0,748$	
$\tau_{8000 \text{ tr/mn} ; 30 \text{ m/s}} = 0,0881$	$\gamma_{8000 \text{ tr/mn} ; 30 \text{ m/s}}$ (nominal) = $\gamma_2 = 0,374$	
$\tau_{8000 \text{ tr/mn} ; 15 \text{ m/s}} = 0,1150$	$\gamma_{8000 \text{ tr/mn} ; 15 \text{ m/s}}$ (faible charge) = $\gamma_3 = 0,187$	

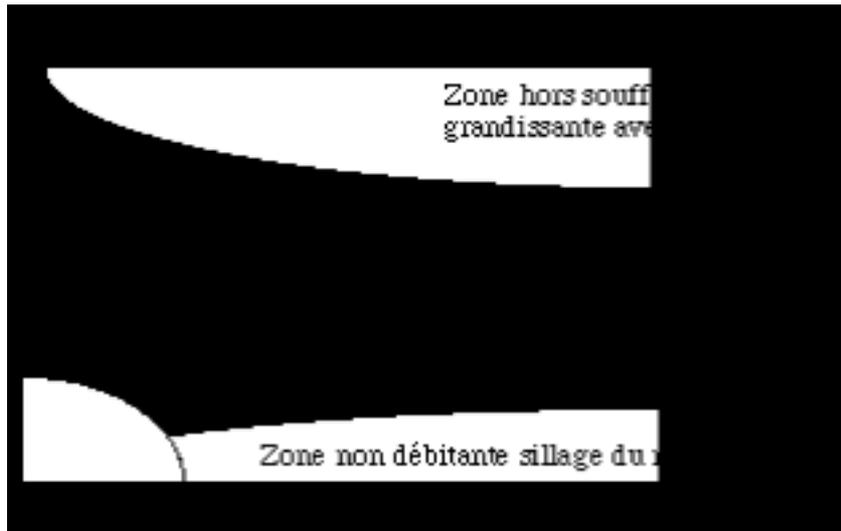
Dans le cas de très faible charge, ($\gamma_1 = 0,748$) la composante radiale révèle encore un léger effet de centrifugation au moyeu, perceptible jusqu'au rayon réduit 0,4, identique dans tous les plans. La composante tangentielle est plus faible que dans les autres cas de charge, et diminue en périphérie à partir du plan 272 mm. Enfin la composante axiale se limite aussi à une obstruction au moyeu, tout le reste du domaine étant à vitesse amont. L'hélice n'amène pas d'énergie au fluide et comme nous l'avons précisé antérieurement, ce cas n'est pas vraiment intéressant.

Par contre, au régime nominal la comparaison des deux cas de charges permet de mieux conclure :

-La composante radiale montre un effet d'éjection en pied et d'aspiration en tête.

Lorsqu'on s'éloigne du plan de rotation, l'éjection de pied de pale concerne un rayon de plus en plus important avec la dilatation de l'effet de moyeu, alors que la contraction en tête de pale s'annule dès le plan 161. Le ralentissement de V_0 à régime constant, en augmentant la charge de la pale, augmente les composantes radiales moyennes qui restent stables en s'éloignant dans le sillage.

-Avec une composante axiale comparable malgré les différences de V_0 , les deux cas de charge se différencient seulement par la diminution de cette composante vers la tête de pale lorsque V_0 diminue. En cas de très forte charge, ($\gamma_3 = 0,187$) le sillage est donc contracté.



L'effet d'accélération est presque est deux fois plus intense mais aussi plus étroit.

-Enfin, en observant la composante tangentielle, homogènement répartie sur tout le rayon, on retrouve un supplément de vitesse dans le domaine proche, appliqué sur le souffle plus étroit. La composante tangentielle diminue légèrement en s'éloignant dans le domaine aval.

Remarque : Nous pouvons rapprocher ces résultats de ceux présentés à la fin de l'analyse bibliographique correspondant à la publication de J Lepicovski et WA Bell. Bien sûr, les fortes composantes axiales correspondant aux profils les plus chargés se retrouvent, ainsi que les composantes tangentielles en diminution en tête de pale.

La composante radiale présente le fort gradient radial positif du moyeu au gradient négatif en tête de pale, justifié par la contraction. Cependant dans notre cas le niveau moyen de composante négative est beaucoup moins marqué que dans le cas cité.

5.4.6 Sillages comparés des quatre hélices au cas nominal

5.4.6.1 Analyse par rayons

Au rayon 32 mm (Planche 5-31) il n'y a pas de différences notables entre hélices exceptée une composante axiale augmentée de 4 m/s pour BA420 dans les plans aval. Les conclusions sont similaires pour les rayons 64, 92 et 124 mm. Les hélices sont construites sur le même moyeu et les différences engendrées dans cette zone ne pourraient provenir que d'un effet secondaire de la répartition de charge en envergure.

Planche 5-31: composante axiale au rayon $R = 32$ mm

A partir des rayons 160 mm (Planche 5-32) une différence commence à apparaître : l'hélice droite montre une déstabilisation anticipée du sillage, alors que le sillage des autres hélices reste bien structuré dans le domaine aval. L'hélice en flèche répartie BA420 montre d'abord une composante axiale notablement plus élevée en moyenne et une différence sur la trace de nappe, révélée par un saut de vitesse très localisé en composante radiale sur toute la nappe. Les hélices en flèche de tête de pale BA710 et BASaul montrent des oscillations de vitesse radiales mieux réparties et assez semblables, au déphasage près justifié par la forme de la pale.

Planche 5-32 : composante radiale au rayon
 $R = 160$ mm

Au rayon 192, les phénomènes observés se confirment : Le sillage de l'hélice droite est déstructuré à partir de $Z = 1,5D$. Les hélices en flèches d'extrémités sont très similaires, avec des oscillations en composante tangentielle très marquées pour l'hélice en flèche inverse BASaul.

Planche 5-33 : composante axiale
rayon R=224 mm

Au rayon 224, les composantes axiales, tangentielles, et dans une moindre mesure les composantes radiales ont pour toutes les hélices des dynamiques de trace croissante dans le domaine aval. On peut noter sur la composante axiale (Planche 5-33) que la nappe de l'hélice droite, sous l'influence du tourbillon extérieur, perd sa régularité de phase vers la moitié du domaine, donc plus tôt que dans les rayons inférieurs.

Planche 5-34 : composante radiale rayon R= 224 mm

Planche 5-35 : composante tangentielle rayon R= 224

Pour les composantes radiales et tangentielles, (Planche 5-34 et Planche 5-35) les autres hélices sont assez semblables avec une dynamique plus importante pour BASaul et au contraire notablement plus faible pour BA710.

Au rayon 256, l'analyse préliminaire de l'hélice droite peut être généralisée: L'hélice en flèche répartie BA420 montre des traces à ondulations très pointues en composantes radiales au passage du tourbillon (Planche 5-36).

Parallèlement, toutes les composantes axiales sont en décroissance rapide, avec des valeurs initialement plus importantes pour l'hélice en flèche répartie BA420 (Planche 5-37).

Planche 5-36 : composante radiale R = 256 mm

Il avait été constaté que l'hélice droite génère une composante axiale fluctuante révélatrice d'un sillage perturbé ; on peut observer que les hélices en flèches montrent des ondulations de tourbillons conservant mieux le caractère de périodicité.

Enfin, les composantes tangentielles (Planche 5-38), sont très similaires, mais on peut noter que l'amorce de déstructuration en sillage lointain manifeste pour l'hélice droite, est au contraire complètement absente pour l'hélice en flèche inverse BASaul.

Planche 5-37 : composante axiale R= 256 mm

Sur la fin de domaine, le tourbillon de l'hélice en flèche d'extrémité BA710 est plus réduit que celui des autres hélices alors que celui de l'hélice en flèche inverse, montre une dynamique plus intense dans le domaine lointain.

Au rayon 288, les traces tourbillonnaires axiales sont moins intenses initialement pour l'hélice BASaul, et s'atténuent plus vite pour l'hélice droite. Les autres caractéristiques sont identiques.

Enfin, au rayon 320, on ne note pas de différences fondamentales, sauf un gain de composante axiale de 5 m/s pour l'hélice en flèche répartie.

Planche 5-38: composante tangent R=256 mm

5.4.6.2 Analyse par plans

Au plan rapproché $Z=050$ mm, on n'observe pas de différences très sensibles sur le sillage des quatre hélices (Planche 5-39). La nappe est marquée en composante radiale de façon identique ; le tourbillon de tête de pale est en phase pour l'hélice droite et l'hélice BA420, en avance pour BASaul et en retard de phase pour BA710.

Au plan 161, le tourbillon est accentué sur le rayon 256, pour toutes les hélices, en composante axiale, radiale et tangentielle. Il est plus intense et moins large pour BASaul. La trace tourbillonnaire de vitesse radiale s'atténue en descendant vers la partie centrale de la pale (max 20 m/s) puis apparaît à nouveau au moyeu.

Planche 5-39 : composante axiale
plan $Z=50$ mm

Au plan 272 (Planche 5-40), la composante axiale du tourbillon est atténuée pour BASaul et BA000 et accentuée pour BA710. La trace tourbillonnaire de vitesse radiale est maximale à 25 m/s. À partir du plan 383, on retrouve un schéma identique jusqu'au plan 1050 : le tourbillon très atténué et en dessous du rayon 256 pour BASaul, en dessus pour BA710 (à 50 m/s). Le déphasage BASaul et BA710 est maintenu, respectivement en avance et en retard par rapport à BA000 et BA420 qui sont confondues.

Planche 5-40 : composante axiale
plan $Z=272$ mm

On note encore une zone de composante axiale constante entre les rayons 192 et 64 qui vaut 16 m/s au plan 494 (Planche 5-41) en constante augmentation jusqu'au plan 1050 (Planche 5-42), l'hélice BA420 étant toujours un peu au dessus des autres hélices.

Planche 5-41 : composante axiale plan Z=494 mm

Planche 5-42 : composante axiale plan Z=1050 mm

Comme nous l'avions vu dans la présentation par rayon, le déphasage progressif des hélices en flèche d'extrémité est conservé en même temps que le tourbillon d'extrémité de pale se décale vers le bas entre les rayons 256 et 224.

5.4.6.3 Analyse comparées des traces de nappe dans le domaine proche

Les Planches de comparaison d'hélices seront limitées au domaine proche, les domaines intermédiaires et lointains comportant trop d'incertitudes ne faisant pas ressortir de différences claires. La trace rectiligne de zone neutre en plan 50 est arrondie pour l'hélice de flèche répartie BA420, très fortement incurvée pour l'hélice BA710 de flèche de tête de pale, et au contraire plus rectiligne pour l'hélice BASaul où la flèche inverse redresse d'abord l'enroulement de moyeu.

Pour toutes les hélices en flèche, l'enroulement de trace neutre semble être devenu similaire à partir du plan 272, le tourbillon de tête de pale étant actif sur les quatre rayons extérieurs, la forme de la nappe, initialisée par la forme de la flèche de pale, est très rapidement annulée dans les plans aval sous l'influence tourbillonnaire.

Nous pouvons conclure que la forme de la nappe dépend très peu de la forme initiale de la pale, et donc surtout de la répartition de charge.

Un autre élément intéressant est la valeur d'évaluation de la valeur du pas à partir des traces de nappe, dans les zone centrale (zone neutre) qui jusqu'alors n'ont pu être évalués que pour les tourbillon marginaux : une comparaison a donc été effectuée dans ce domaine proche à partir d'un point de la zone neutre (au rayon 192) et montre en particulier l'évolution du pas du plan 161 au plan 272.

Hélice	BA000	BA420	BA710	BASaul
Pas plan 161	0,172	0,163	0,170	0,165
Pas plan 272	0,157	0,160	0,155	0,158

Conclusion :

- Ces valeurs de pas sont plutôt décroissantes vers l'aval
 - On note des valeurs semblables pour les hélices BA000 et BA710, avec une forte diminution, alors que les pas des deux autres hélices sont assez semblables.
 - Ces valeurs de pas sont plus élevées que celle déduites des visualisations.
- La nappe semble donc suivre un schéma correspondant à la figure suivante (5-8)

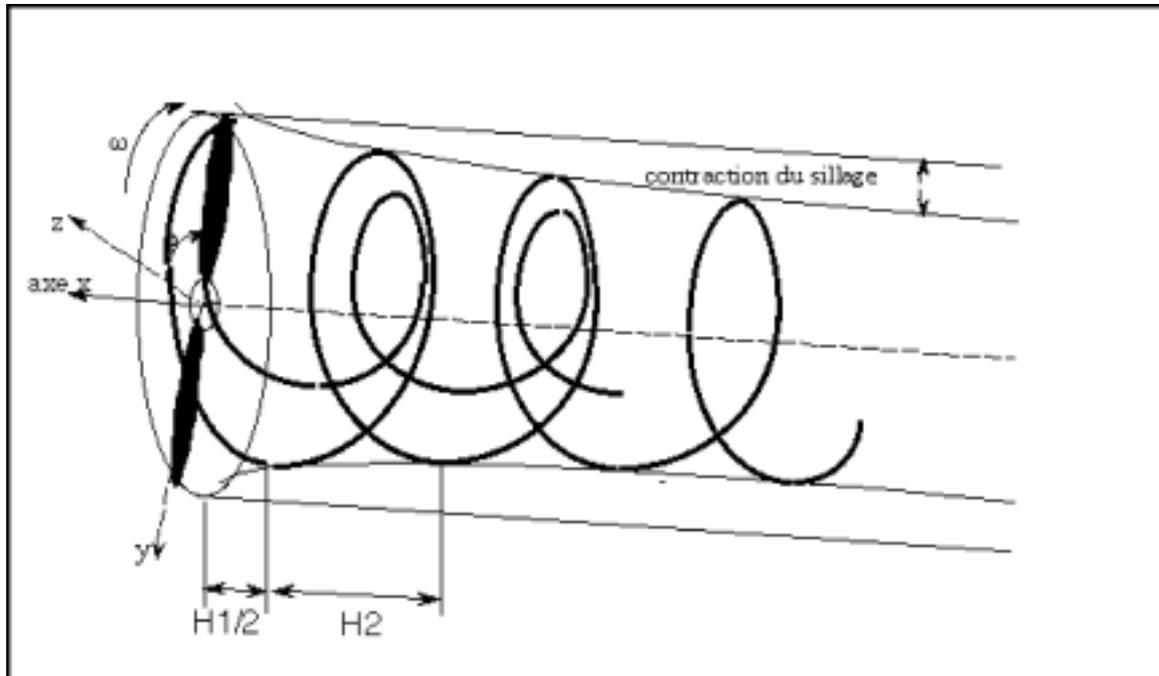


Figure 5-8 pas de la nappe interne

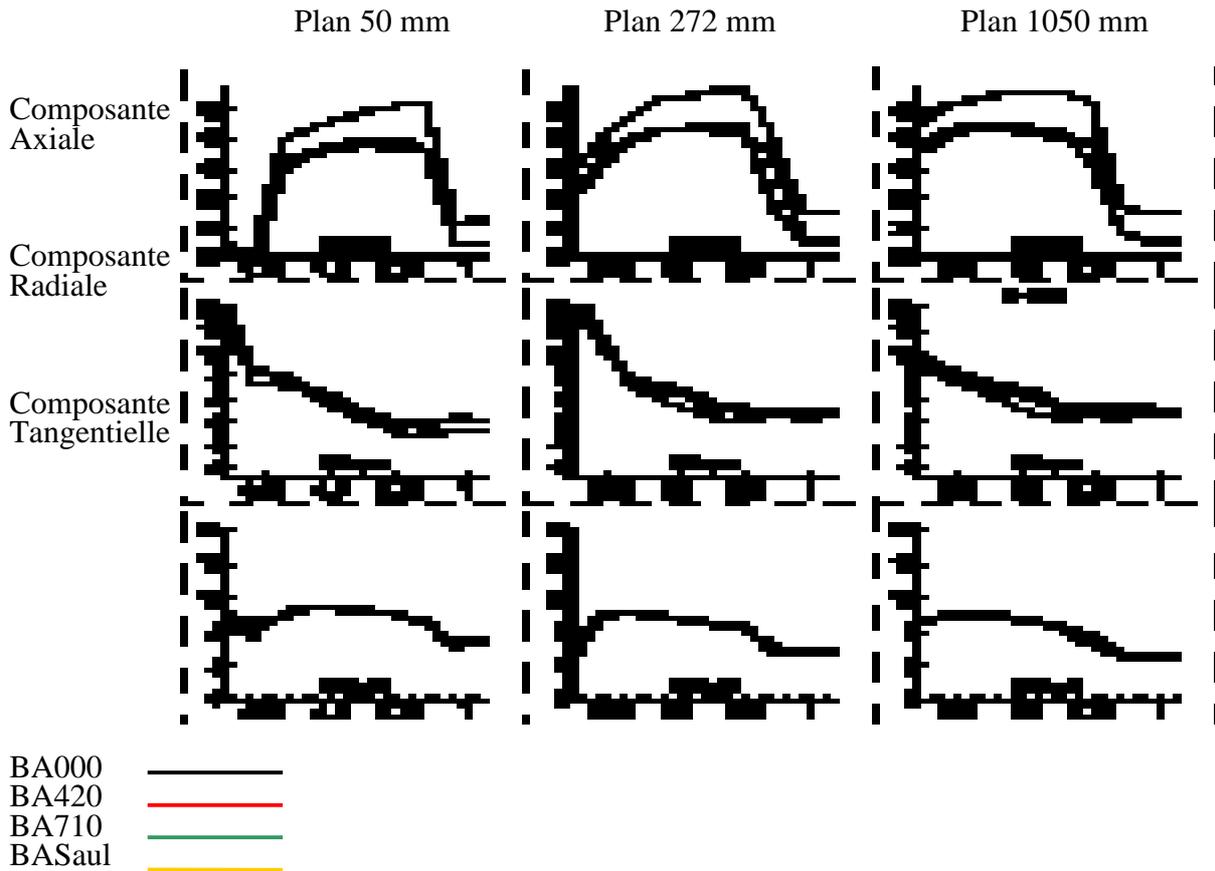
On peut supposer, suivant le schéma de Landgrebe, que le pas de la nappe interne est plus élevé que celui du tourbillon marginal, dont l'éloignement est freiné par la frontière du souffle. Ce constat semble vérifié au moins dans la zone proche de la pale, où le tourbillon marginal est soumis à forte contraction radiale.

Traces des vecteurs vitesses moyennes en fonction du rayon

Pour le cas de fonctionnement nominal, chacune des composantes axiales, radiales et tangentiels ont été moyennées dans la direction azimutale, ce qui équivaut à obtenir la valeur moyenne de cette composante pour un tour hélice. Les résultats sont présentés en superposant les résultats pour les quatre hélices, et ceci pour trois plans explorés dans le domaine aval.

Les cas de charge sont d'abord rappelés pour faciliter l'interprétation des résultats :

$$\begin{matrix} \tau_{BA000} = 0,0881 & \tau_{BA420} = 0,0977 & \tau_{BA710} = 0,0857 & \tau_{BASaul} = 0,0932 \\ \gamma_{BA000} = 0,0374 & \gamma_{BA420} = 0,0387 & \gamma_{BA710} = 0,0381 & \gamma_{BASaul} = 0,0387 \end{matrix}$$



Composante axiale :

La composante axiale est continûment croissante dans le domaine aval. Elle présente un maximum vers les deux tiers de pale pour l'hélice BA420, et mieux centré pour les autres hélices, qui sont peu différenciées. L'hélice en flèche répartie donne une composante notablement plus élevée que les autres, avec un coefficient de poussée lui aussi plus élevé. L'hélice en flèche d'extrémité BA710 montre un soufflé mieux réparti vers la tête de pale, et donc une influence tourbillonnaire marginale plus faible.

Composantes radiales et tangentiels :

L'effet d'éjection du moyeu est comparable pour toutes les hélices. Vers l'aval du domaine, les deux hélices en flèche d'extrémité ont des traces superposées. Avec une composante radiale légèrement inférieure, l'hélice droite présente une trace parallèle aux deux autres. Enfin, l'hélice en flèche BA420 montre une composante radiale nettement inférieure dès le milieu de pale ; La mise en flèche qui commence dès le pied de pale diminue la vitesse d'éjection du moyeu.

Les composantes tangentiels sont superposées dans les zones centrales de la pale. L'hélice droite a un effet d'entraînement tangential plus marqué au moyeu. Les différences de tourbillons de tête de pale en se moyennant, sont perceptibles jusqu'au plan 272, où la flèche inverse diminue l'entraînement tangential en tête.

Conclusion de l'exploration du sillage en anémométrie thermique

Par opposition à l'hélice droite, la mise en flèche semble préserver une structure de sillage cohérente sur l'ensemble du domaine étudié, en conservant une vitesse débitante suffisante sur toute la zone intermédiaire. Ce résultat ne correspond pas à la conclusion tirée des essais en visualisation : l'influence du moyen de mesure sur la stabilité du sillage tourbillonnaire est donc notable.

La flèche répartie en BA420 donne une meilleure composante axiale et parallèlement les tourbillons de plus petites dimensions. Mais la charge de cette hélice étant notablement plus élevée, on ne peut conclure sur la qualité de l'hélice.

À quelques nuances et au déphasage près, les sillages des deux hélices en flèches d'extrémités sont semblables.

Les traces de nappe s'enroulent dans le sens du tourbillon de moyeu, et les différences engendrées par la forme initiale de la pale ne sont plus très sensibles au-delà d'un diamètre en aval du plan de rotation.

Le résultat des valeurs moyennes de vitesses confirme le cas plus chargé de l'hélice BA420, et semble donner aussi une moindre influence du tourbillon marginal pour l'hélice en flèche d'extrémité BA710.

Une base de donnée a été constituée, autour des signatures de vitesses pour plusieurs points de fonctionnement, des traces de nappes et des valeurs moyennes de composantes de vitesses. Cette base pourra servir de référence expérimentale aux travaux de modélisations théoriques qui seront effectuées ultérieurement.

6 ANALYSE EXPERIMENTALE DU SILLAGE PAR ANEMOMETRIE DOPPLER LASER

6.1 Objectifs recherchés

Cette campagne de qualification du sillage fait suite aux deux campagnes précédemment réalisées en utilisant un système de visualisation rapide, puis une chaîne anémométrique utilisant une sonde à film chaud tridimensionnelle.

L'objectif de la campagne est double : la validation en trois composantes des résultats film chaud pour l'hélice droite et la qualification du tourbillon pour les quatre hélices.

Les moyens d'essais sont identiques aux moyens utilisés dans les campagnes précédentes: le banc d'essai d'hélice complet, la soufflerie S4 du CEAT ; la spécificité de cette campagne est le moyen de mesure retenu : un vélocimètre doppler laser bi-composante.

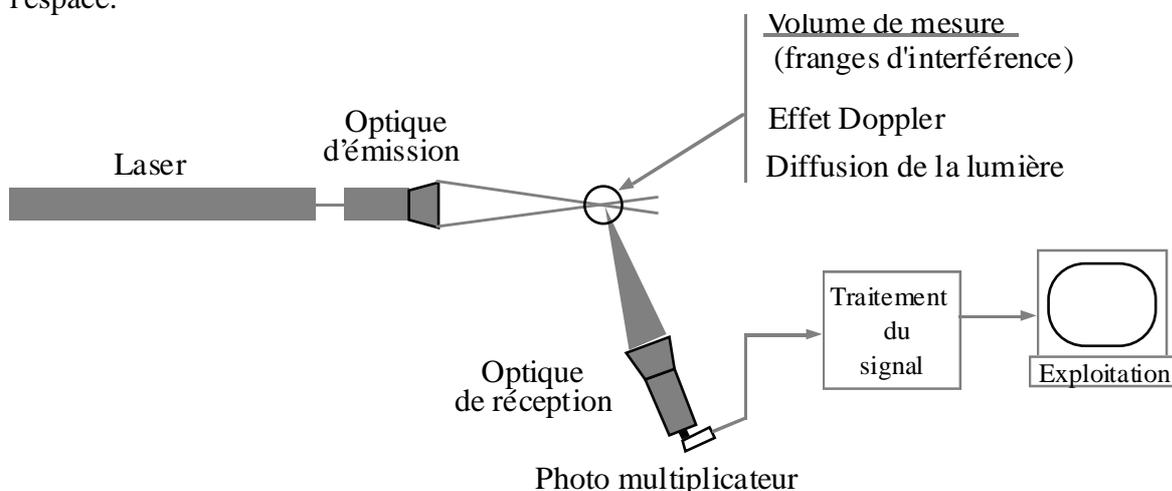
6.2 Moyens de mesure : la velocimetrie laser

6.2.1 Généralités

principe de fonctionnement

La vélocimétrie Doppler Laser est un moyen optique, non intrusif, de mesure de la vitesse de particules suffisamment petites et légères pour être parfaitement liées à un écoulement. Ces particules, injectées dans l'écoulement loin en amont de la mesure pour limiter les perturbations induites par l'injection, sont éclairées sur le point de mesure par des faisceaux de lumière fournis par un émetteur laser, à travers une optique d'émission spéciale. Elles diffusent cette lumière, et des photo détecteurs captent cette diffusion à travers une optique de réception appropriée pour en extraire un signal électrique lié à la vitesse de la particule, et donc de l'écoulement.

En composant plusieurs sous-ensembles optiques, et après traitement des signaux correspondants, il est possible de connaître les 3 composantes de la vitesse en un point de l'espace.



6.2.2 Génération de particules

6.2.2.1 Nature des particules

Il faut choisir un fluide générant des particules ayant un indice de réfraction élevé par rapport au milieu ambiant et dont la masse volumique soit proche de celle du gaz porteur si possible. La glycérine a été préférée aux huiles minérales pour sa faible toxicité et sa meilleure fluidité.

6.2.2.2 générateur de particules

Le générateur utilisé doit produire des particules ayant deux caractéristiques contradictoires : Elles doivent être très légères et très petites pour suivre l'écoulement mais leur petite dimension affaiblit le signal lumineux. Il faudra donc trouver un compromis. Le générateur permet la sélection en taille, par passage dans une plaque trouée ou filtre, et la sélection en masse par le franchissement d'un deuxième obstacle : Une plaque appelée impacteur provoquant une forte déviation de l'écoulement au-delà de laquelle seules les particules les plus légères auront suivi le filet fluide, les autres particules les plus lourdes ayant impacté

étant recyclées.

Au cours des essais, la génération de particules a été plusieurs fois la cause d'une mauvaise réception de signal. Un deuxième générateur a été adjoint au premier pour renforcer l'émission.

6.2.3 Description du vélocimètre LDA utilisé au CEAT

C'est un vélocimètre bi-composante que nous utiliserons en deux phases distinctes pour obtenir les trois composantes sur les points du maillage retenu.

6.2.3.1 Optique d'émission

Laser

Le premier élément est la source de lumière, l'émetteur de rayon laser:

Un émetteur laser est une source de lumière cohérente, de forte puissance et le plus souvent monochromatique. Dans le "cœur" du laser, appelé aussi "milieu actif" (souvent gazeux (hélium-néon, argon, krypton) un apport d'énergie génère la production de photons et donc un faisceau lumineux. La concentration spatiale d'énergie (faisceau de petit diamètre), la cohérence et la faible divergence du faisceau font du laser l'instrument idéal de production de lumière pour la vélocimétrie optique. Pour effectuer des pointages, on utilise dans les souffleries des lasers à hélium néon de faible puissance, produisant un faisceau rouge. Dans le domaine de la vélocimétrie et pour les visualisations d'écoulements, on utilise plutôt des lasers à argon émettant dans une bande spectrale comprise entre le violet et le vert.

Le Laser du CEAT est constitué d'un tube en céramique équipé de rondelles de tungstène (contre l'érosion atomique) et de cuivre pour l'évacuation de la chaleur. Il génère un faisceau poly chromatique contenant donc une partie assez large du spectre visible.

Séparation des faisceaux

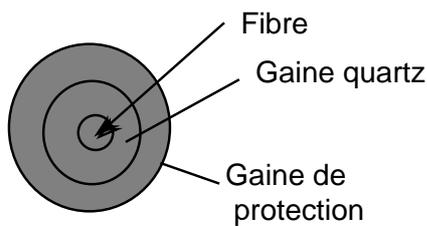
Pour mesurer 2 composantes de la vitesse, on cherche d'abord à obtenir deux paires de faisceaux pour constituer 2 réseaux de franges perpendiculaires, chaque réseau étant de couleur différente. Les couleurs choisies, le vert et le bleu, sont les raies spectrales les plus puissantes fournies par le laser à argon.

Le système utilisé au CEAT est dit à 3 faisceaux. Dans ce système, on économise un faisceau en choisissant de faire interférer indépendamment des rayons monochromatiques bleu et vert avec un 3^{ème} rayon à spectre plus large contenant les 2 couleurs. Un premier jeu de prismes sépare le faisceau en deux dont un est encore dédoublé par un deuxième jeu de prismes sélectifs en longueur d'onde. Le résultat de cette double séparation est un faisceau non transformé (identique au faisceau initial), un faisceau bleu ($\lambda = 488 \text{ nm}$) et un faisceau vert (= 514,5 nm). Le diamètre du faisceau initial est d'environ 1,5 mm.

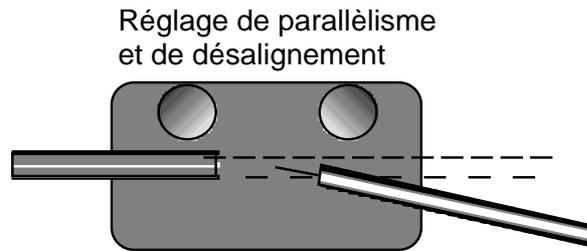
Les éléments optiques assurant ces fonctions sont également capables de régler l'alignement et l'écartement de chaque faisceau.

Le faisceau laser en sortie de la source dépend de la pression d'Argon qui doit donc être réglée à la valeur nominale. La chauffe du laser est compensée par le refroidissement du tube (eau) ainsi que de l'électronique. Au cours de la campagne, la mise en place d'une climatisation a été nécessaire pour limiter les pannes dues à la surchauffe de l'électronique du laser.

A la sortie du système de séparation des faisceaux se trouvent les systèmes adaptateurs de fibre. La fibre optique est composée d'une fibre centrale de silice très fine (0,4 μm), d'une première gaine en quartz et d'une dernière gaine de protection. Un double système de réglage de la convergence sur la fibre par un module adaptateur manipulateur permet d'ajuster le paramètre d'alignement et de parallélisme.



Fibre optique



Module d'adaptation

Il a donc été réalisé en début de campagne un réglage initial qui permet un alignement global ; Un réglage fin, ainsi que plusieurs contrôles, sont quotidiennement nécessaires pour compenser les désalignements éventuels provoqués par les variations de températures.



Photo 6: Les règles de déplacement pour la réception de fibre.

Il faut enfin signaler la dégradation progressive naturelle de la qualité de transmission de la fibre. L'énergie lumineuse transmise diminue de 50 à environ 35 % de l'énergie incidente en fin de durée d'utilisation d'une fibre optique, pouvant même aboutir à sa destruction complète. Un contrôle de cette qualité a été effectué avant le début de campagne en maintenance préventive.

Création du volume de mesure du Laser CEAT

Dans le cas général, les franges d'interférences sont obtenues par une lentille convergente qui assure la focalisation des faisceaux en un même point. Si la distance séparant la lentille du volume de mesure est trop importante, on utilise un système de réception de fibre permettant la focalisation de chaque faisceau à la distance voulue sur le point de convergence global des trois faisceaux incidents. Le réglage des optiques frontales se fait en trois étapes :

- la polarisation qui permet un réglage homogène des trois faisceaux avant la focalisation,
- la focalisation de chacun des faisceaux dans le plan du volume de mesure,
- la convergence des 3 faisceaux permettant la création du volume de mesure.

La mise au point se fait en positionnant sur le volume de mesure un cache muni d'un trou d'épingle, qui provoque l'apparition de cercles de diffractions identiques en aval du point de convergence

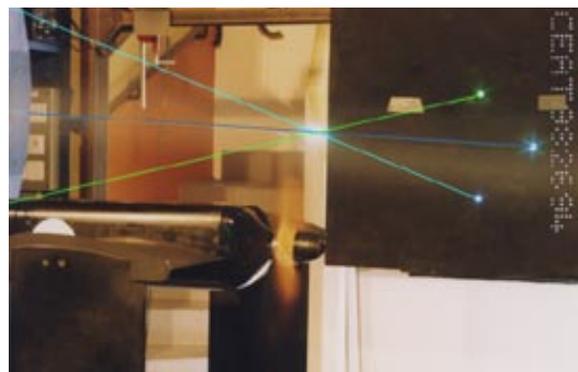
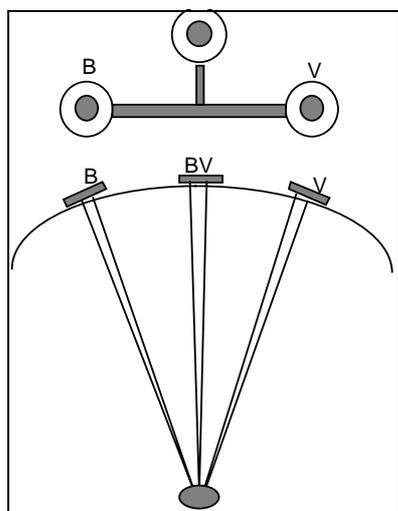
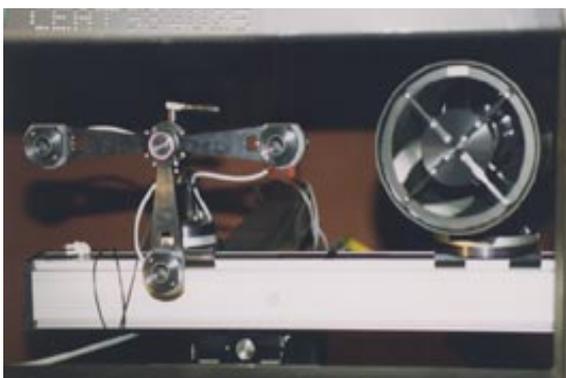


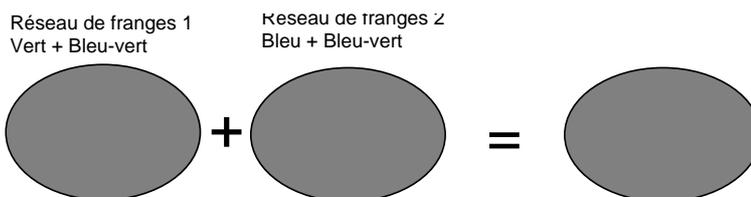
Photo 7 convergence des faisceaux en aval

Photo 8: Ensemble optique d'émission-réception



Le diamètre de chacun des faisceaux préparés est fixé à environ 9 mm, et la distance de focalisation est de 1,5m. Les dimensions de l'ellipsoïde sont donc de 0,1 mm de diamètre et de 1 mm de longueur.

Dans cet ellipsoïde, la superposition des deux réseaux de franges donne un réseau de franges croisées de 0,1 mm de diamètre qui sera traversé par les particules d'ensemencement :



Le passage des particules dans un réseau d'interfranges permet de récupérer une information de vitesse dans la direction normale à la frange. La vitesse moyenne de convection du sillage étant plutôt la direction axiale, le double réseau de frange est incliné à 45° pour améliorer la probabilité de composante non nulle dans les deux directions. Mais les deux composantes de vitesses affichées sur l'écran du PC de contrôle sont alors obtenues dans le repère lié aux franges et il faudra donc en calculant une matrice de transfert, projeter ces vitesses dans le repère soufflerie pour obtenir les composantes utiles. Cette matrice sera recalculée au cours des réglages intermédiaires mettant en cause la position spatiale des optiques.

signe de la vitesse

On remarque facilement que le système permet de mesurer une vitesse, mais pas son signe. Dans un écoulement complexe, on utilise donc un modulateur permettant de changer la fréquence de l'un des deux faisceaux focalisés pour faire défiler les franges. En déduisant cette fréquence de défilement de celle qui a été mesurée, on aura le signe de cette fréquence. Le modulateur utilisé au CEAT est appelé "cellule de Bragg".

6.2.3.2 Optique de réception

Télescope

Le rôle de cette optique est de collecter les signaux lumineux émis par les particules et de les transmettre aux photodétecteurs. La puissance du signal reçu est proportionnelle à l'angle solide sous lequel est perçue la lumière. L'optique retenue doit donc avoir une grande ouverture et être placée aussi près que possible du volume de mesure.

D'autre part, les particules diffusent beaucoup plus de signal dans la direction de la lumière incidente. Le télescope sera donc situé près de l'axe du côté des émetteurs (position en rétro diffusion). La position en aval du volume de mesure, en diffusion avant, aurait été préférable mais difficilement envisageable dans la soufflerie S4.

Il faudra donc pour tenir compte de la faiblesse du signal rétro diffusé utiliser une optique de plus grand diamètre. L'optique de réception retenue est un télescope de type Cassegrain autorisant une très longue focale fixe (2,5 m) sous une longueur réduite.

Ensembles filtres et photomultiplicateurs

La sélection des 2 composantes à la réception est assurée par un ensemble constitué de:

- Un filtre spatial qui permet de rejeter la plupart des reflets parasites,
- Un prisme séparateur de couleurs,
- Sur chacune des voies, un filtre interférentiel qui permet de sélectionner 99,9 % de la couleur sélectionnée.

Chaque couleur est ensuite acheminée à un photomultiplicateur constitué de trois éléments:

- une photocathode qui convertit le signal lumineux en signal électrique,
- une cascade de dynodes pour amplifier ce signal par émission d'électrons secondaires
- une anode qui recueille le flux d'électrons.

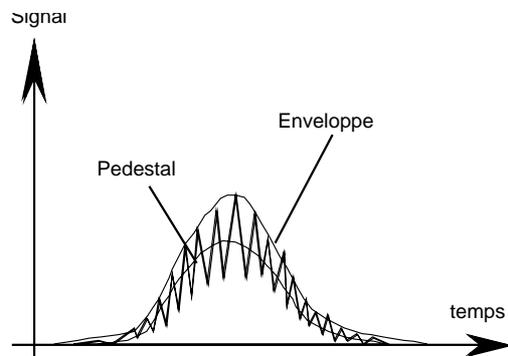
Ce photomultiplicateur est donc soumis à une tension de 1500 Volts du côté du champ primaire entre les électrodes. Du côté mesure, le signal disponible initialement à quelques μ volts a été amplifié en sortie de photomultiplicateur à quelques millivolts qui pourront être traités en fréquence. Il est amené aux consoles BSA par un câble coaxial de 50 Ω double blindage d'une longueur d'environ 20 m.

6.2.3.3 Système d'exploitation du signal

Le signal électrique provenant de chaque photomultiplicateur est porteur d'un bruit plus ou moins important suivant le mode de perception des diffusions par les particules.

Il se présente sous la forme de "bouffées" d'émissions composées d'une répartition de raies autour de la fréquence centrale caractéristique de la composante de vitesse qui doit être extraite du signal. Le système utilisé dans la chaîne de mesure CEAT, appelé BSA (burst signal analyser), travaillant en logique câblée, calcule par transformée de Fourier rapide le spectre de fréquence du signal.

Pour une particule idéale passant par le centre du volume de mesure, la partie utile du signal apparaît à l'oscilloscope sous la forme d'une augmentation locale d'amplitude appelée "bouffée" composée d'une porteuse basse fréquence appelée pédestal sur laquelle se superpose la fréquence Doppler. La forme correcte de ce signal pédestal est du type gaussien. le signal global a l'allure donnée dans le graphe suivant :



La bouffée sera prise en compte lorsque le pédestal (ou l'enveloppe) dépassera un certain seuil fixé à 25 mV . Il est donc important que la forme du signal ne soit pas trop perturbée. L'examen direct du courant du photomultiplicateur à l'oscilloscope montre que le signal pédestal dépend de la taille des particules, de leur position dans le volume de mesure, du nombre de particules présentes simultanément dans ce volume de mesure et du bruit superposé au signal. Il faut noter en particulier les bruits générés par l'électronique, le laser ou le PM qui détériorent la forme du pédestal.

Lorsque la détection d'enregistrement est effectuée, il faut que le temps d'enregistrement ne soit ni inférieur à la durée de la bouffée, ce qui amputerait le signal utile, ni supérieur à cette même bouffée, ce qui rajouterait des bruits parasites. De même, pour que l'échantillonnage soit suffisant, le spectre est attendu sur une plage de fréquence à priori déterminée. Il faudra donc choisir une fréquence d'acquisition adéquate et quelquefois recaler cette plage d'analyse pour garder suffisamment de précision dans le résultat obtenu.

Le spectre validé doit avoir une raie spectrale se distinguant nettement des autres. La raie correspondant à la fréquence doppler présentera une amplitude d'au moins le triple des autres raies voisines. Ayant ainsi éliminé les bruits parasites, on ne retient que la raie principale qui correspond à la vitesse de la particule. A chaque mesure de fréquence ainsi validée est donc associée une valeur de période qui est le temps T mis par une particule pour parcourir une

frange. Il suffit alors de diviser l'interfrange par ce temps pour obtenir la vitesse $v = \frac{\lambda}{T}$

Cette procédure va être répétée plusieurs fois pour valider la mesure statistiquement.

L'évaluation du signal en composante devra vérifier que les mesures des 2 composantes de la vitesse ont été effectuées sur la même particule. Les anciens compteurs utilisant un "module de coïncidence" ont été remplacés par un traitement logiciel qui s'assure que les deux informations provenant du BSA1 et du BSA2 lui sont parvenues dans une fenêtre de temps

suffisamment petite, ce qui permet de détecter les particules communes aux deux réseaux de franges et donc de sélectionner encore les données.

Le dernier maillon de la chaîne de vélocimétrie laser est un ordinateur qui effectue tous les calculs nécessaires à l'obtention des vitesses moyennes et de leurs valeurs fluctuantes pour en déduire les taux de turbulence sur chaque composante.

Ces calculs statistiques sont effectués sur un grand nombre d'échantillons (500 à 5000). Ce nombre est fixé par l'opérateur, au moment de l'initialisation.

Dans les essais que nous effectuons sur système tournant, le sillage, lié à l'hélice en rotation tourne à la même vitesse que l'hélice. En un point de l'espace absolu, le vecteur vitesse évolue donc constamment et un enregistrement continu donnerait un moyennage spatial non significatif. Il ne faut donc enregistrer ce vecteur que lorsque l'hélice est dans une position donnée: pour cela, on ouvre une fenêtre d'acquisition, dont la durée dépend de la vitesse de rotation de l'hélice. A 8000 tr/mn, une ouverture de 20 μ s correspond à un degré angulaire de rotation de l'hélice ; Ce contrôle de processus est effectué par une procédure Labview dont le signal TTL est envoyé à la fenêtre d'entrée sur l'ensemble BSA.

Le champ aérodynamique obtenu sera donc limité en précision à ce degré d'ouverture de la fenêtre au cours duquel toutes les bouffées de particules peuvent être traitées pour obtenir le vecteur vitesse moyenné.

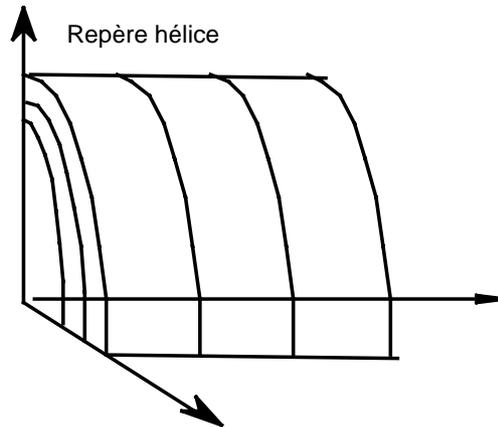
6.2.4 Protocole d'exploration de l'ensemble du sillage

Deux contraintes importantes sont imposées par l'analyse d'un sillage d'hélice:

- L'exploration de l'ensemble du sillage nécessite le déplacement du volume de mesure dans tout le champ aérodynamique exploré,
- Chaque vecteur est défini par trois composantes et nécessite donc un moyen de mesure 3 composantes.

6.2.4.1 déplacement du volume de mesure:

Le volume aval est décomposé en utilisant un maillage cylindrique :

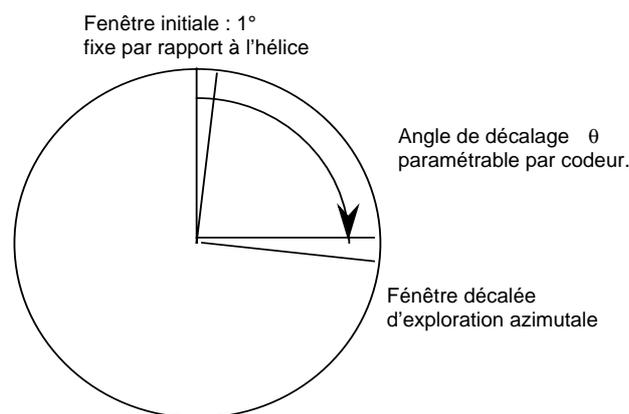


Pour la phase de validation film chaud, 3 plans aval seront étudiés, la présence du collecteur de la soufflerie empêchant une exploration plus complète. Les premiers maillages de la campagne film chaud, les plans $Z=050\text{mm}$, $Z=161\text{mm}$ et $Z=272\text{mm}$, sont retenus.

Pour la phase de caractérisation du tourbillon en formation, un maillage plus resserré est retenu aux plans $Z=050\text{mm}$, $Z=87\text{mm}$, plans $Z=124\text{mm}$, et $Z=161\text{mm}$

Chaque plan est décomposé par le maillage radial : 10 rayons équi-répartis tous les 32 mm pour la validation, et les 4 derniers rayons de tête de pale (224, 256, 288 et 320 mm)

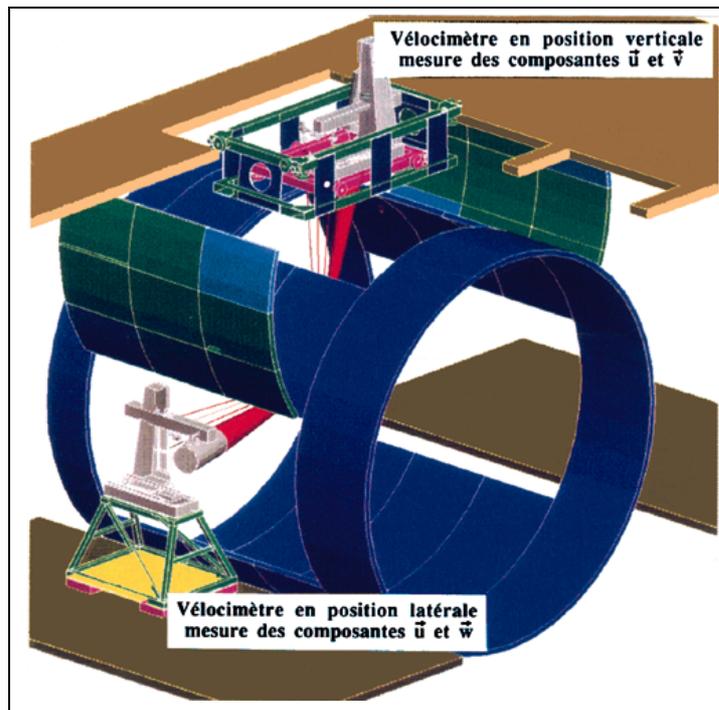
L'exploration sur tout le volume devrait faire intervenir un maillage azimuthal (sur le cylindre complet ou un demi cylindre). Cependant, pour la campagne d'essai vélocimétrie, le déplacement du volume de mesure ne peut s'envisager de façon réaliste dans les trois dimensions constituant l'ensemble du champ. On va donc limiter ce déplacement à un plan vertical situé au droit de l'hélice, sans faire de maillage azimuthal complémentaire.



Pour cela, l'ensemble optique d'émission, lié aux fibres optiques souples et l'optique de réception lié par câbles analogiques au BSA, est déplacé radialement et dans le sens axial. L'ordinateur commande ces deux déplacements du volume de mesure dans les deux directions suivant un tableau programmé en utilisant le système DISA.

Lorsque le positionnement du volume de mesure est effectué dans le plan, il faut ensuite explorer le sillage en azimut. Pour cela on utilise un montage électronique portant sur le déclenchement de la fenêtre. Ce protocole de maillage signifie que le sillage est considéré comme axisymétrique, et que seul compte le positionnement du volume de mesure par rapport à l'hélice. Ceci revient à négliger les effets d'interactions de la voilure.

6.2.4.2 acquisition des trois composantes:



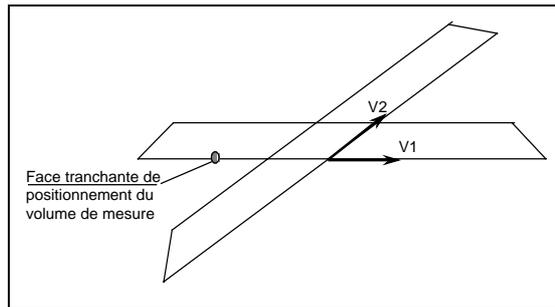
Disposant d'un vélocimètre Laser deux composantes, le relevé d'un champ tridimensionnel nécessite deux phases :-une première phase du relevé des composantes radiale et axiale u et w , le laser étant positionné en zone basse,
-une deuxième phase du relevé des composantes tangentielle et axiale dans les mêmes points de l'espace. Le laser est alors positionné en zone haute. Les fichiers de résultats récupérés auront donc une composante commune qui permettront de valider la position du point de mesure.

Etalonnage

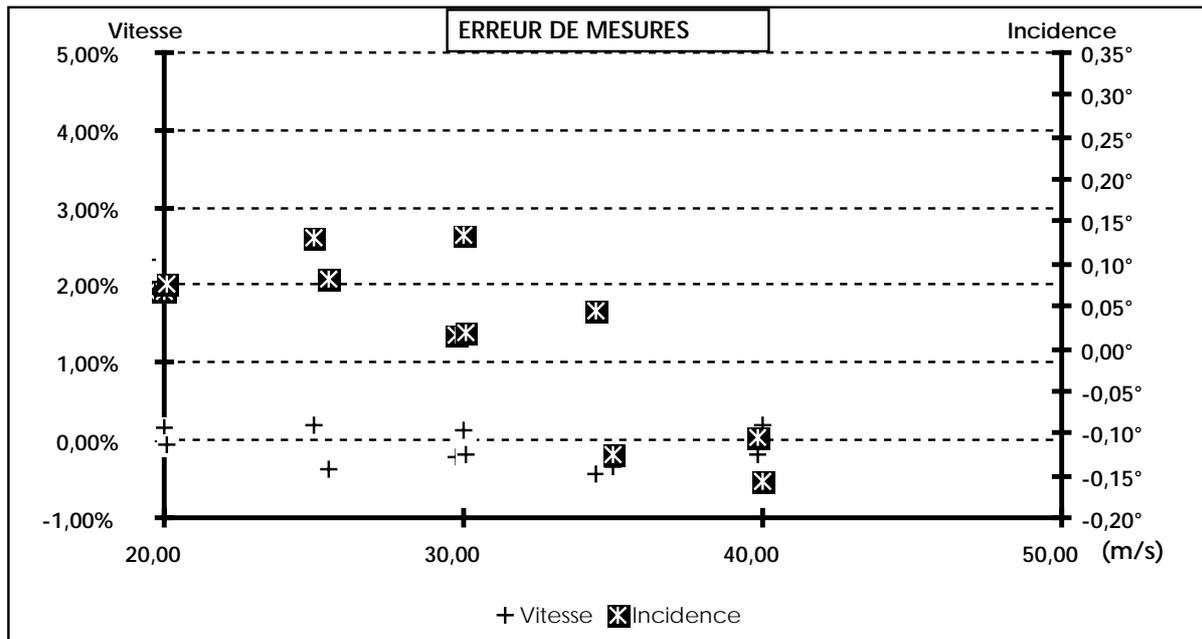
L'étalonnage du vélocimètre consiste à évaluer très précisément la dimension de l'interfrange. La mesure directe étant impossible, la mesure des valeurs de d et de a ou bien de l'angle θ séparant les deux sources permet de calculer l'interfrange. Dans ces deux cas, il s'agit d'un étalonnage indirect qui évalue l'interfrange à partir des cotes de positionnement, à partir duquel on pourra calculer la vitesse. Ce type d'étalonnage suppose que l'on ne peut créer de déplacement de particule à vitesse contrôlée.

Un autre type d'étalonnage a été mis au point au CEAT. Le volume de mesure est envoyé sur le côté tranchant d'un disque dont la vitesse de rotation est connue. Par effet Doppler sur la tranche du disque, on ajuste l'interfrange en mesurant la vitesse.

L'étalonnage est alors réalisé plus directement que les précédents et permet d'accéder aux valeurs de vitesses lues sur les BSA. On traitera deux angles d'inclinaison du disque et on utilisera les résultats pour le calcul des coefficients de la matrice de projection.



Les résultats de l'un des étalonnages typiques des essais sont reportés sur le graphe suivant :



Cet étalonnage, refait chaque fois que sont nécessaires des opérations de démontage remontage, montre que l'erreur de mesure interne au vélocimètre est limité à 2 % de la pleine échelle, et très souvent inférieure à 1 % .

Éléments de la campagne d'essai

-Essai N°1 : validation des résultats films chauds sur hélice droite BA000

Laser en position basse: relevé des composantes axiales et radiales.

Exploration des plans transversaux à 50, 161 et 272 mm dans le sillage.

Pour chaque plan, exploration des rayons du moyeu vers la tête de pale par pas de 32 mm. Chaque rayon est exploré sur 360 ° par pas de 10°.

-Essai N°2 : validations des résultats films chauds sur hélice droite BA000

Laser en position haute: relevé des composantes axiales et tangentielles sur les mêmes points que l'essai de type N°1

-Essai N°3 : caractérisation du tourbillon de tête de pale pour quatre hélices

Laser en position basse: relevé des composantes axiales et radiales pour l'exploration des plans transversaux à 50, 87, 124 et 161 mm pour les rayons 224,256,288,et 320 mm

Chaque rayon est exploré sur 180 ° par pas de 5°.

6.3 Dépouillement des résultats d'essais

6.3.1 Présentation des graphes de résultats :

Les résultats sont d'abord présentés sous forme de courbes d'évolution de la vitesse axiale et radiales en fonction de l'azimut θ correspondant à demi rotation de l'hélice. La forme des courbes attendues permet de caractériser d'abord l'influence du souffle global, par le niveau de vitesse axiale et tangentielle, puis la présence, la forme et même l'intensité du tourbillon de tête de pale en formation dans les zones proches. Les traces attendues sur le volume de mesure sont détaillées sur le schéma suivant:

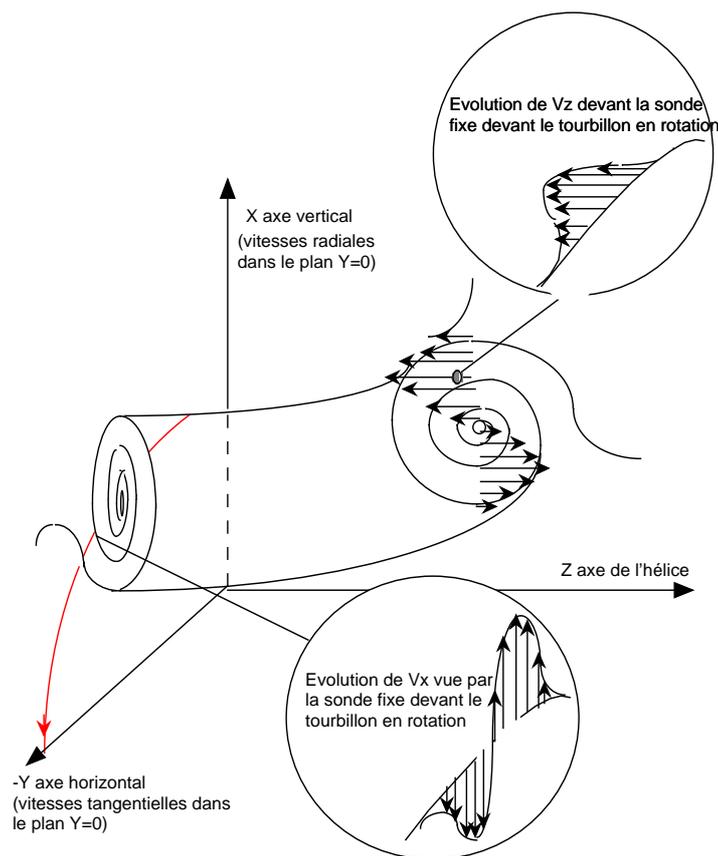
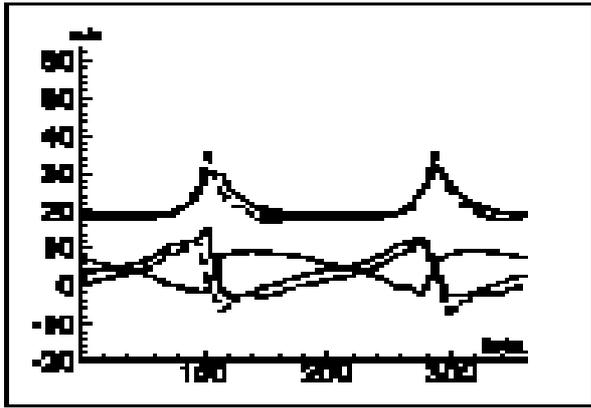


Figure 6-1 : Analyse des traces tourbillonnaires

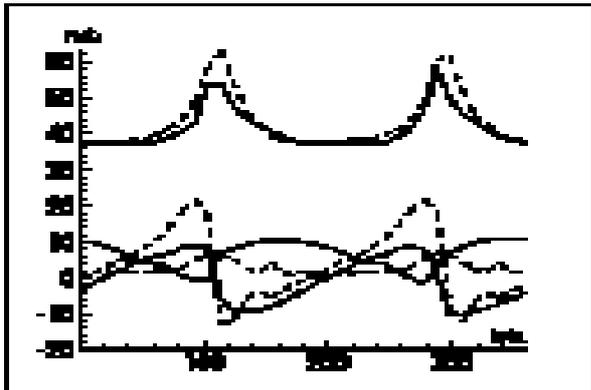
Lorsque la sonde est fixe dans le plan XOZ, la trace de la vitesse axiale traverse le tourbillon sans inversion de vitesse, comme il est indiqué sur le schéma. L'évolution $V_z=f(\theta)$ dépend de la position de la sonde par rapport au tourbillon et du pas de la lanière tourbillonnaire. V_z négatif est dans la partie supérieure du tourbillon et V_z positif dans la partie inférieure, où les vitesses induites se cumulent avec la vitesse d'entraînement V_0 . Nous appellerons ce type de trace une trace tangentielle de tourbillon, de type N°1.

L'indication de vitesse radiale caractérise mieux le tourbillon : en effet, lors de la rotation de la lanière, la sonde croise plusieurs lignes de courant relatives du tourbillon. L'amplitude de la fluctuation et de son étalement en θ est significatif de l'intensité du noyau tourbillonnaire. Cependant, le noyau n'est pas forcément sur la trajectoire relative de la sonde dans l'écoulement. Ce type de trace sera nommée trace transversale de tourbillon, de type N°2, et l'amplitude de la fluctuation sera nommée dynamique de trace.

6.3.2 Comparaison des essais films chauds et des essais LDA

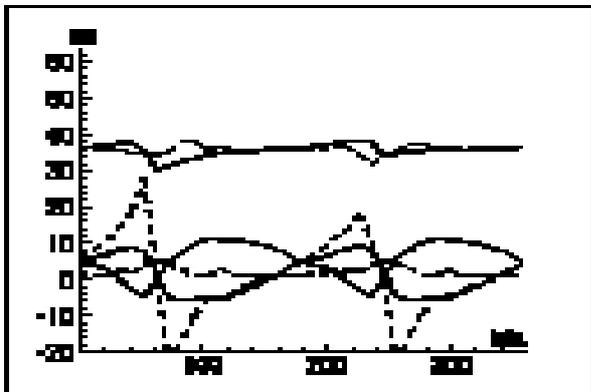


La corrélation entre les résultats obtenus en anémométrie Film chaud et en LDA est tout à fait correcte à bas régime. Alors , l'intensité tourbillonnaire est assez réduite et le vecteur vitesse incident 3D reste dans le cadre de l'utilisation normale de la sonde, à l'intérieur du cône d'admission de 35°.



Par contre, les comparaisons effectuées à plus haut régime montrent l'insuffisance manifeste des résultats films chauds au passage du tourbillon.

On note aussi la très faible valeur de composante tangentielle obtenue en vélocimétrie LDA. Cette composante a été relevée le laser étant en position haute dans la soufflerie, ce qui a permis de doubler et de vérifier très bien les composantes axiales . Le point de fonctionnement était donc satisfaisant mais il est peu probable que ces composantes tangentielle soient si faibles et le résultat au film chaud semble plus probant.



(Quelques planches plus complètes sont présentées en annexe 5 comparaison FC-LDA)

6.3.3 Observation des traces des trois composantes de vitesse

6.3.3.1 Signature radiale de l'hélice droite au cas nominal

($N = 8000$ tr/mn, $V_0 = 30$ m/s ; $\gamma = 0,374$, $\tau = 0,088$) :

Les planches suivantes montrent les évolutions de chaque composante de vitesse du pied de pale à la tête de pale, pour les trois plans relevés dans la zone de formation du tourbillon.

Planche 6-1 : Hélice droite BA000 Exploration des trois plans du domaine proche en LDA

Caractéristiques générales observées sur les trois premiers plans:

Les signatures sont semblables à celles obtenues en anémométrie thermique. Le gain de vitesse axiale s'accroît sur les trois plans successifs, tout en occupant une surface transversale de plus en plus réduite sous l'influence de la convergence de nappe. La composante radiale s'équilibre rapidement autour de zéro. La composante tangentielle décroît du moyeu vers la tête de pale, et ne s'atténue globalement qu'au-delà du plan 272.

Le tourbillon de moyeu, présent uniquement dans les composantes radiales et tangentielles, au plan 050 a été généré dans l'axe de l'hélice. Il se diffuse assez rapidement, sans composantes radiales marquées, mais en donnant quelques oscillations en composantes axiales. Les traces ne sont plus vraiment périodiques, montrant la déstabilisation rapide de cette partie du sillage. Le tourbillon de tête de pale, influant sur les composantes radiales et axiales, a donc clairement son axe dans la direction tangentielle. Le noyau est initialement situé vers le rayon 288 au plan 050, atteint le rayon 256 au plan 161 et s'accroît encore en composante radiale au plan 272. Comme la composante axiale est alors très atténuée, alors que la composante radiale est au maximum, il s'agit de la surface de glissement révélateur du passage de la nappe.

6.3.3.2 Trace des vitesses radiales et tangentielles pour les quatre hélices

Dans le domaine extérieur, hors influence du souffle $R=320$

Seuls sont montrés les plans $Z = 50$ mm et $Z = 161$ mm, les deux autres plans étant similaires.

Dès le plan rapproché à $Z=050$, la composante axiale V_{ax} ne présente qu'une faible déflexion en azimut montrant la très faible influence des tourbillons de tête de pale dans cette zone. Pour BA710 et BASaul, les traces sont identiques à 2 m/s au dessus de celle de BA000 qui est nulle. La composante radiale V_{rad} montre des traces exactement superposées pour les quatre hélices, oscillant entre 2 et 6 m/s.

Ce constat est aussi valable pour les trois Plans suivants, en $Z=087$, $Z=124$ et $Z=161$, où V_{ax} montre des traces superposées et proches de 0 et où les composantes radiales sont quasi superposées de 0 à +4 m/s et s'annulent au plan $Z=161$. On note aussi une trace de BA710 présentant quelques oscillations, révélant sans doute un niveau de turbulence plus élevé.

Début d'influence du souffle au rayon $R=288$ mm

L'analyse devient plus intéressante dans la zone d'influence tourbillonnaire, au rayon 288 mm. La trace tangentielle de tourbillon est visible sur la composante V_{axiale} sur les quatre plans représentés.

La dynamique maximale de la trace correspond à l'hélice BA710 : Elle commence à 30 m/s (+5 à -25 m/s) au plan 050, s'atténue à 24 m/s (4 à -20 m/s) en plan 087, puis à 16 m/s (+2 à -14 m/s) au plan 124 et enfin à 8 m/s (0 à -8 m/s) au plan 161.

La dynamique est plus faible à 20 m/s pour BA420 au plan 087, et à 10 m/s au plan 124. Les autres traces sont semblables, atténuées et déphasées d'une dizaine de degrés.

Parallèlement, on retrouve la dynamique de trace transversale de tourbillon en composante radiale, maximale à 50 m/s (de +30 à -20 m/s) pour BA710 au plan 050, avec le déphasage de quelques degrés entre les hélices BA000, BA420 et BASaul. Elle est au plan 087 en atténuation à 25 m/s (de 15 à -10 m/s), pour BA710 et BA000, et plus étalée pour BA420 et BASaul. Elle diminue encore à 20 m/s au plan 124 (de 12 à -8 m/s) pour BA710, à 8 m/s (de -4 à +4 m/s) pour BA420 et BASaul (traces superposées).

Enfin au plan $Z=161$, la trace radiale a disparu pour BA710, et sont superposées pour toutes les autres hélices avec une dynamique très faible de -4 à $+4$ m/s, et en notant un effet de turbulence pour BA420.

Zone tourbillonnaire $R=256$

La trace de vitesse axiale s'amplifie constamment en intensité sur les 3 premiers plans : Pour BA420, d'abord entre 5 et 28 m/s au plan 050 , puis de 0 à 32 m/s au plan 087 et de 35 à 8 m/s encore au plan 124 . Les niveaux absolus sont plus réduits pour les autres hélices. On note les traces de BA000 et BASaul, superposées et déphasées. Par contre, au plan 161, le maximum de dynamique est pour BASaul à 34 m/s (de 6 à 40m/s), de 26 m/s pour BA000, de 18 m/s pour BA420 de 16 m/s pour BA710.

La dynamique de composante radiale est elle aussi d'intensité maximale pour BA420. Elle commence à 20 m/s (entre -5 et +15 m/s) au plan Z=050, s'amplifie à 27 m/ au plan 087, puis à 50 m/s au plan 124, et enfin à 56 m/s au plan 161.

L'analyse montre aussi une croissance continue pour les autres hélices quand on s'éloigne du plan de l'hélice. Au total, au plan 161, la dynamique de trace est croissante en partant de 17 m/s pour BA710, évaluée à 30 m/s pour BA000, à 40 m/s pour BASaul et enfin à 56 m/s pour BA420. L'influence tourbillonnaire a manifestement été très réduite à ce niveau du rayon.

On note encore au plan 050 une trace à ondulation tangentielle pour les quatre plans pour les quatre hélices. La valeurs moyenne de la trace augmente continûment en s'éloignant du plan hélice, de 10 m/s environ au plan 050, puis de 12 m/s au plan 87, entre 15 et 20 au plan 124 et enfin entre 18 et 22 au plan 161. On note que les traces de BA420 et BA000 sont au dessus de celles de BA710 et BASaul superposées. Le résidu de dynamique de trace transversale de tourbillon s'étale quand on s'éloigne du plan de rotation en partant de 10 m/s assez localisé en azimut au plan 050, jusqu'à disparaître au plan 161.

Conclusion de l'analyse par niveau de rayon :

Le domaine d'influence de toutes les hélices reste visiblement en deçà de 320 mm. En zone très proche du plan de rotation, le pouvoir d'attraction tourbillonnaire est légèrement plus sensible pour les hélices en flèche d'extrémité mais reste limité.

En zone supérieure sous la tête de pale, au rayon 288mm, la trace du tourbillon est plus marquée pour la flèche amont d'extrémité BA710, et au contraire plus atténuée pour l'hélice en flèche inverse. L'intensité diminue avec l'éloignement dans le plan aval.

Zone neutre R=224

Par contre, au rayon $R=256$, sous le tourbillon, cette même trace est sensiblement plus marquée pour l'hélice en flèche répartie BA420. Le niveau de convergence du sillage peut être donc supérieur pour cette hélice. L'intensité augmente avec l'éloignement dans le domaine aval. La comparaison des résultats aux deux derniers rayons montre que le noyau tourbillonnaire converge vers l'axe de l'hélice.

Enfin, en zone neutre, la composante axiale ne présente plus d'influence tourbillonnaire notable. Elle oscille aux alentours de 10 m/s dans le plan proche de la pale. Elle augmente à 14 m/s au plan 87, 18 m/s au plan 124, et se stabilise ensuite. Les différences moyennes entre hélices sont alors très faibles, avec une légère majoration pour l'hélice BA420.

La présentation de ces quelques diagrammes de traces, avec des informations quantitatives, à permis de retrouver les traces radiales et tangentielles de tourbillon, plus marquée pour l'hélice BA710 au plan 288 mm et pour l'hélice BA420 au plan 256. Le tourbillon de cette dernière hélice suivait donc une trajectoire plus convergente, et d'intensité sensiblement plus élevée.

6.3.4 Champ des vitesses relatives

Remarque préliminaire : Les résultats des traces des vitesses sont utilisés pour présenter la coupe radiale du champ des vitesses, où l'on peut voir la projection des lignes de courant relatives. L'impression visuelle directe du tourbillon en formation est cependant trompeuse, car il apparaît en zone périphérique, à la frontière séparant le souffle de l'hélice et l'extérieur, un point de convergence des lignes de courant, déduit de vecteurs vitesses très faibles, ne représentant pas directement l'enroulement de nappe.

Le maillage retenu de 37 mm de côté ne permet pas d'observer complètement chaque détail des zones cisailées. Le champ de vitesses comporte des vecteurs très faibles, et dans ce cas, la direction retenue est dans la marge d'incertitude des relevés expérimentaux. Les lignes de courant mises en place par le peignage du logiciel Tecplot sont donc à observer avec précautions.

Nous avons cependant essayé d'analyser globalement le processus de formation du tourbillon, en replaçant le noyau tourbillonnaire (en vert sur les planches suivantes) dans sa position la plus probable sur la ligne de convergence retenue pour les visualisations, et en recherchant la compatibilité avec le champ des vitesses environnant, sauf dans le cas où le module semble tendre vers zéro.

Dans un paragraphe suivant, en tenant compte de cette première analyse, nous avons tenté de mettre en relief les différences entre les hélices dans cette phase de formation.

6.3.4.1 Caractéristiques communes à tous les diagrammes :

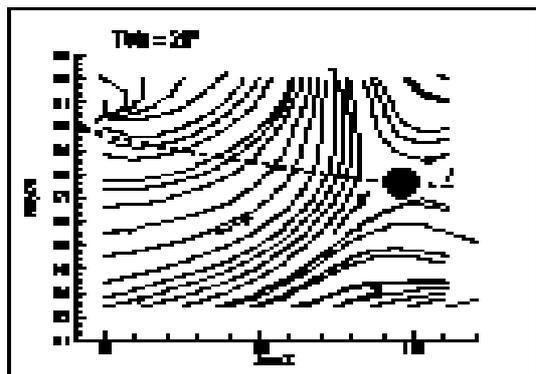


Figure 6-2 : champ de vitesse $\theta = 20^\circ$

Dans la phase d'initialisation jusqu'à $\theta = 20^\circ$, les lignes de courant de la zone inférieure ($R=224$) sont plutôt de direction axiale, avec une déflexion globalement ascendante et en accélération lorsqu'on s'éloigne de la pale. Par contre, à la frontière de la zone supérieure ($R = 320$), la déflexion est dominante et la vitesse débitante axiale est localement très réduite. Les lignes de courant plutôt orientées radialement, soumises à l'influence du tourbillon en formation en amont de la zone d'étude (de 0 à 50 mm).

Le champ des vitesses entre dans une phase débitante dans le sens axial, peu perturbée par les zones tourbillonnaires, qui constitue le véritable début de cycle de génération du tourbillon dans la zone d'étude. L'avancée du tourbillon d'enroulement de nappe entraîne d'abord la réorientation des lignes de courant supérieures vers le bas, générant des zones d'étalement des lignes de courant non-débitante apparaissant clairement en fin de phase un.

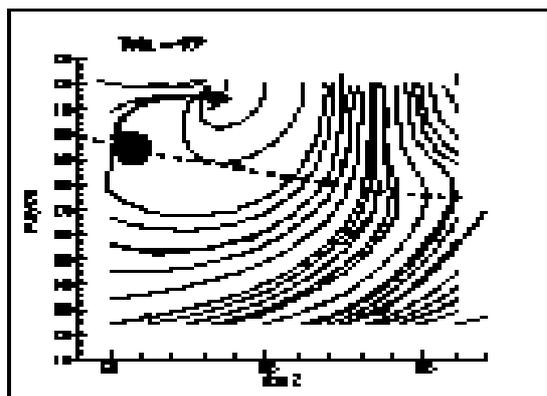


Figure 6-3 : champ de vitesse $\theta = 45^\circ$

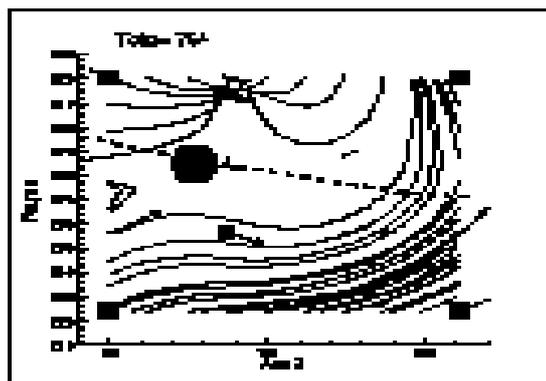


Figure 6-4 : champ de vitesse $\theta=75^\circ$

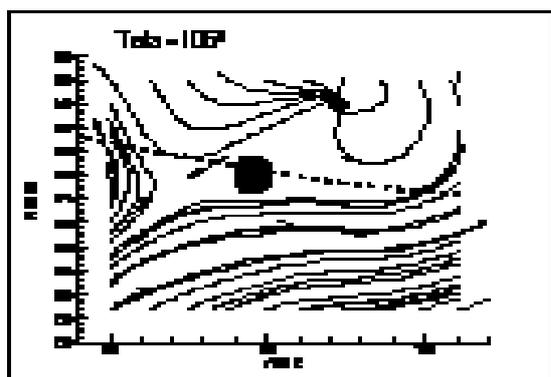


Figure 6-5 : champ de vitesse $\theta=105^\circ$

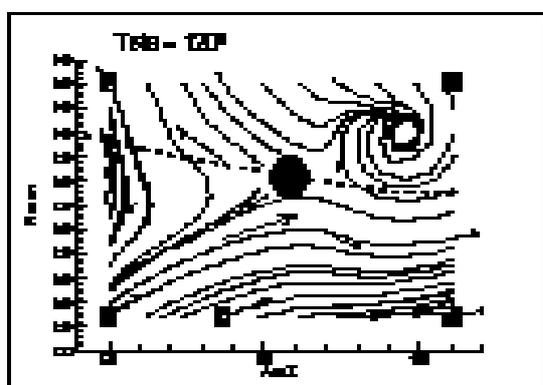
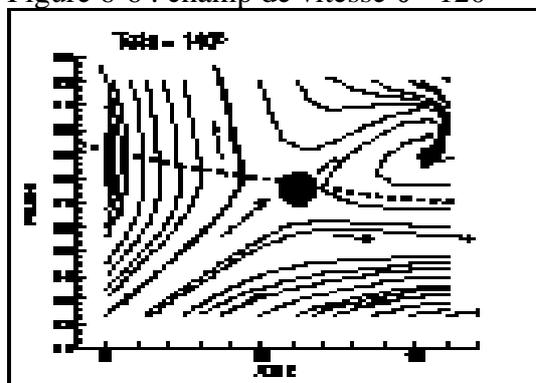


Figure 6-6 : champ de vitesse $\theta=120^\circ$



-une zone qui est ici représentée par un tourbillon, mais qui en réalité est en dehors de la présence du souffle. Ces trois zones sont séparées par une géométrie "point selle" complète. Toute la phase d'écoulement suivante caractérisée en $\theta = 145^\circ$ montre la zone incidente repoussant le tourbillon vers l'arrière du domaine, ainsi que la aussi devant le tourbillon. La géométrie "point selle" devient dominante.

La fin du cycle, en phase quatre, est caractérisée par le repoussement de la zone en point selle située en amont de la zone de tourbillon, avec en amont une forte composante radiale, la réduction de cette zone sous la poussée du cycle suivant, et l'invasion du domaine par l'écoulement sain.

6.3.4.2 Etude comparative des quatre hélices

Différences relevées dans la phase de la génération du tourbillon au point $\theta = 20^\circ$

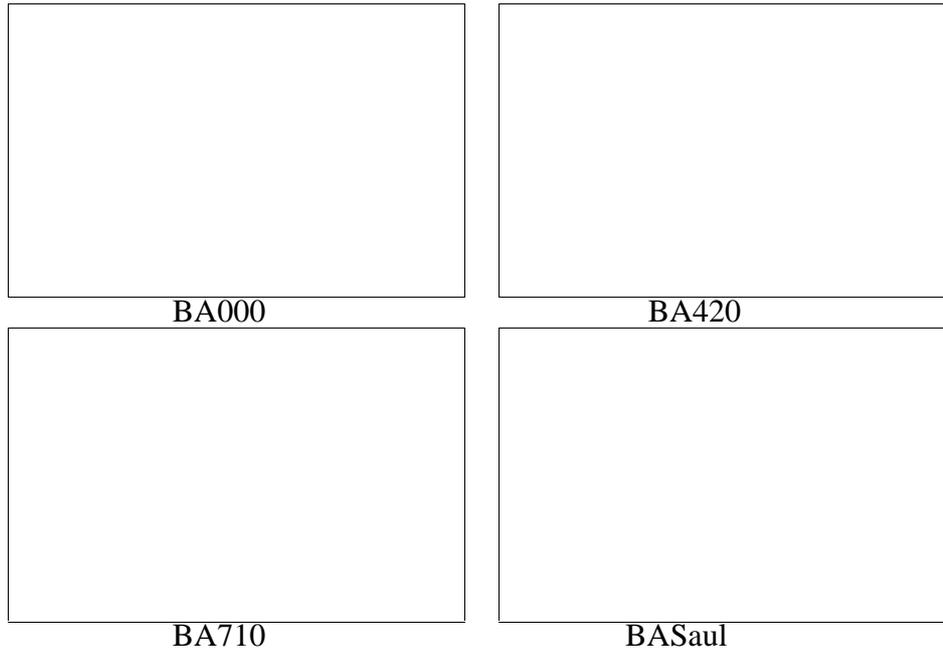
Figure 6-7 : champ de vitesse $\theta=145^\circ$

Le point de convergence périphérique est au droit de ces zones. Il est situé dans la zone extérieure au souffle de l'hélice, où le champ de vitesse tend vers zéro. Cette rotation se poursuit dans la phase deux et le vecteur vitesse remonte aboutissant localement à l'inversion totale dans le sens axial.

On observe sur la planche $\theta = 75^\circ$ des zones d'opposition des vecteurs, donnant pour les lignes de courant des couches de cisaillement et un resserrement des lignes de courant dans la partie inférieure de la zone d'étude. Les vecteurs vitesses de la zone supérieure en opposition de flux poursuivent leur rotation sous l'influence du tourbillon.

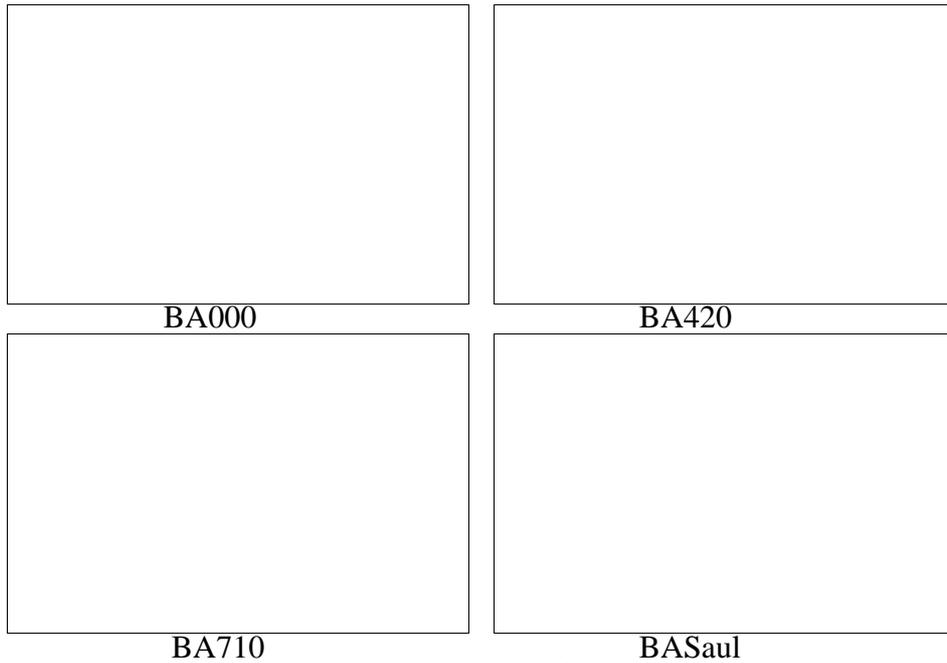
Il se produit alors un rabattement des lignes de courant du côté supérieur du point de contact caractéristique d'une demi géométrie en point selle, visible sur la figure $\theta = 105^\circ$. Cette rotation protège toujours une zone de non débit représentant la zone tourbillonnaire, et les filets fluides sont alors orientés vers la périphérie de la pale. Toute la zone débitante inférieure est caractérisée par un resserrement des lignes de courant.

En phase trois, caractérisé en $\theta = 120^\circ$, la rotation s'est déplacée et les lignes de courant des plans arrière suivent la déflexion vers le haut. Le tourbillon en limite de zone d'influence du souffle semble être un résultat d'interpolation sans signification physique. Tout se passe donc comme si l'écoulement mis en forte vitesse dans la zone de forte charge au deux tiers de la pale rencontrait un obstacle; cet obstacle est repoussé et contourné. On distingue dans cette troisième phase trois zones dans le domaine étudié: -une zone incidente défléchie vers le haut, -une zone basse d'écoulement sain, en accélération, défléchie vers le bas,



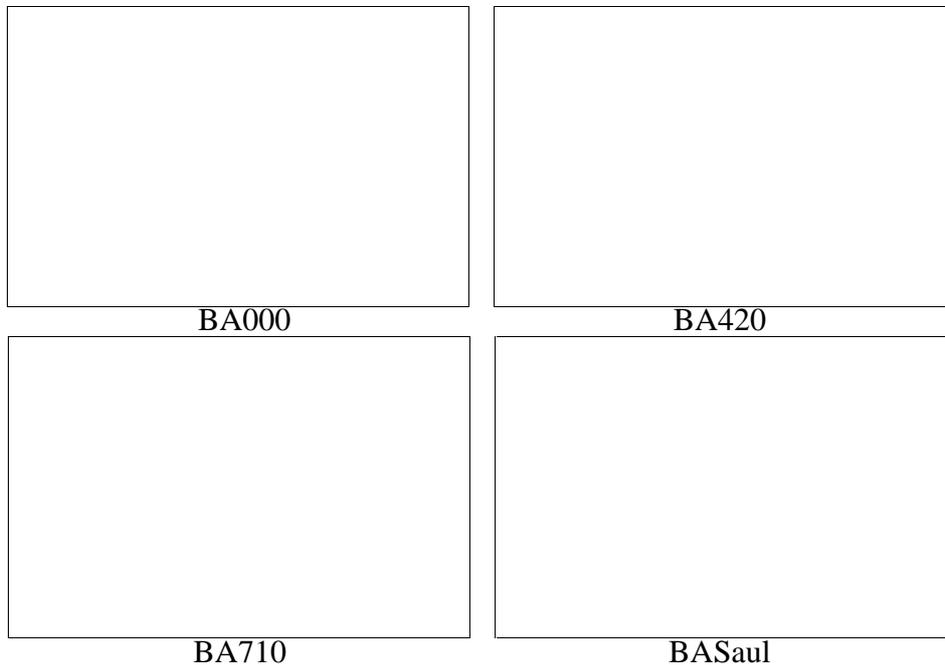
Les quatre hélices présentent une zone d'écoulement sain dans la partie amont du domaine. L'influence du tourbillon précédent est moins marquée pour BA710 que pour BA420.

au point $\theta = 45$



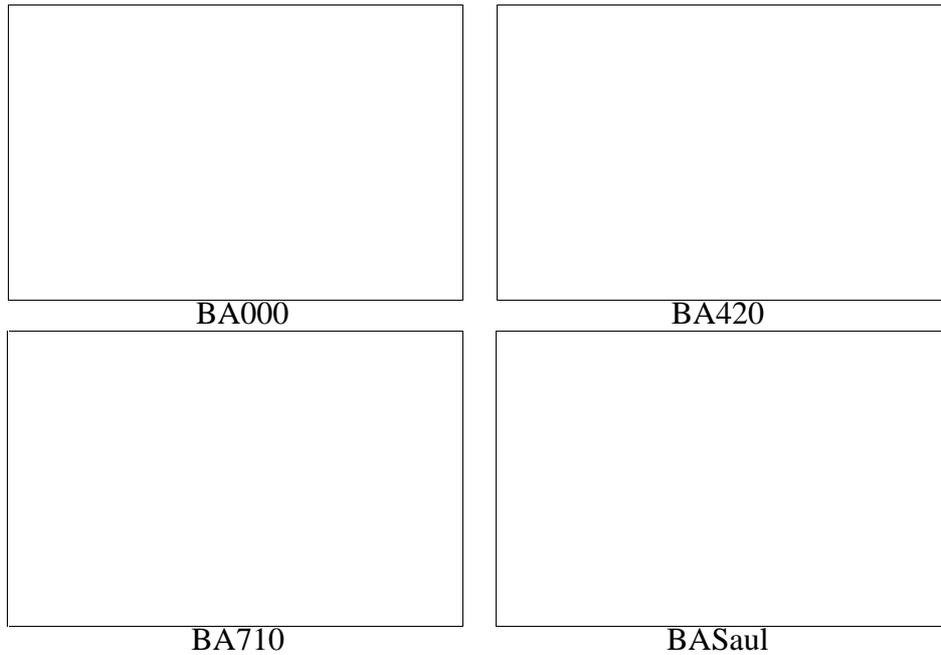
Le point de convergence des lignes de courant, (ici un point source) n'est pas significatif. Parallèlement, la déflexion est très nette pour l'hélice droite, équivalente et un peu plus réduite pour les hélices en flèche BA420 et BASaul, et n'apparaît que plus tard, plus haut, plus faiblement pour BA710.

au point $\theta = 75$



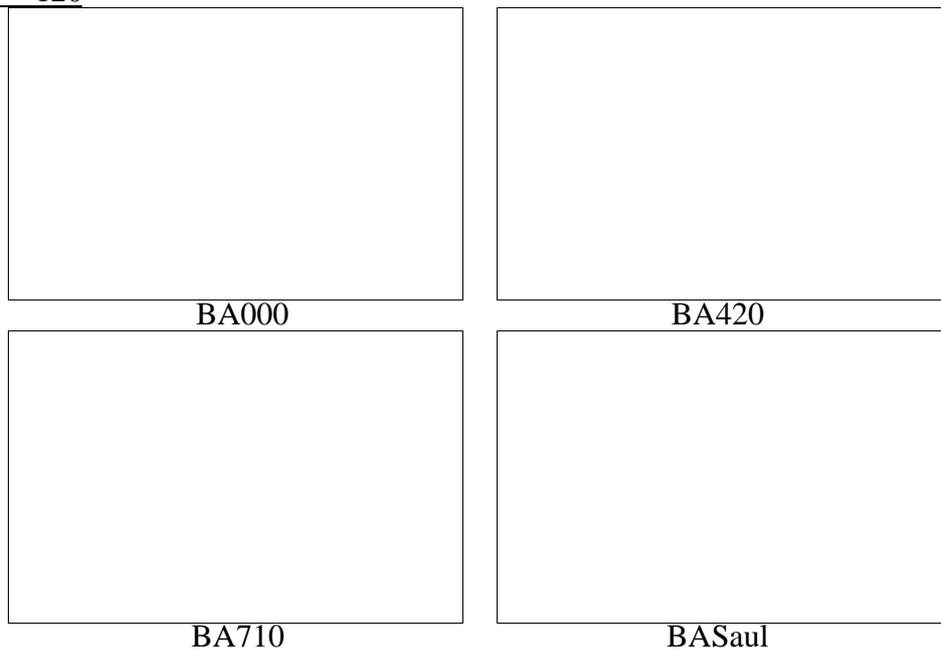
Après retournement du vecteur vitesse vers l'amont, l'hélice BASaul semble en avance de phase tout en gardant une zone de non-débit assez réduite. Cette zone de non-débit est dominante pour l'hélice droite BA000, et à peu près équivalente pour BA710 et BA420.

au point $\theta = 105$



Dans cette phase, le point selle est plus marqué pour l'hélice BA420, où le rabattement des lignes de courant en zone inférieure est plus important. A l'opposé, les hélices en flèche d'extrémité BA710 et BASaul laissent une zone débitante plus importante.

au point $\theta = 120$

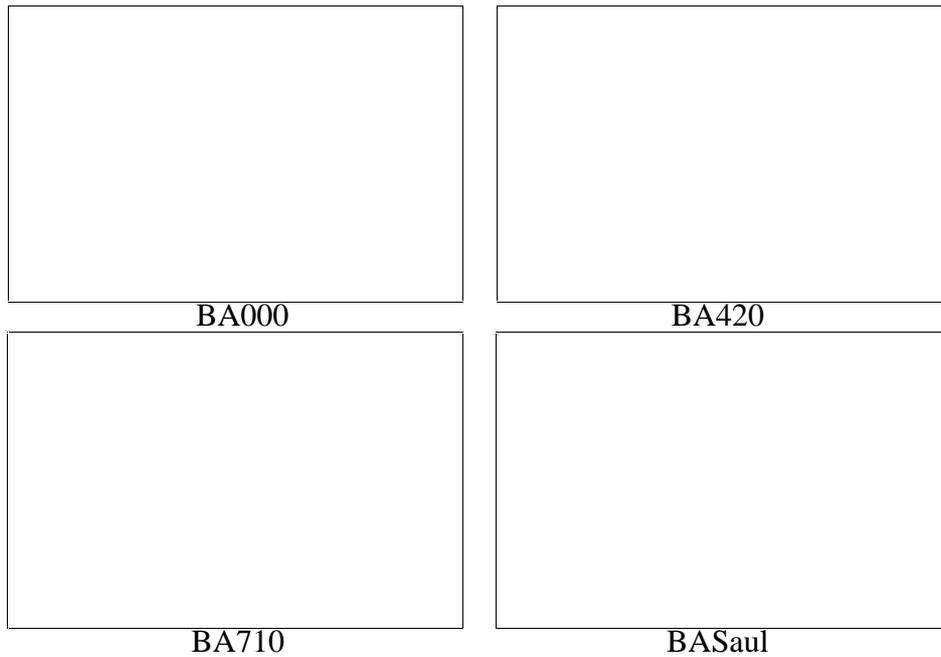


Pour l'hélice droite, le tourbillon apparaît très clairement formé en $\theta = 120^\circ$ et s'évacue vers l'arrière toujours à la frontière de la zone du souffle. On retrouve une formation similaire moins intense pour BASaul.

Par contre le phénomène apparaît, un peu plus tard, au dessus, et beaucoup plus discret pour l'hélice en flèche répartie BA420: le gradient de vitesse est plus étalé vers l'arrière, en même temps que la zone en point selle se dilate.

Pour l'hélice en flèche d'extrémité BA710, cette zone frontière ne génère que très faiblement le même phénomène. Nous avons vu sur les traces des vecteurs que la dynamique était plus intense pour cette hélice, mais aussi plus brève: il semble donc que la durée de la pulsation soit un paramètre dominant sur l'intensité dans l'influence globale du tourbillon.

au point $\theta = 145$



En ce point, la zone en point selle est très marquée pour l'hélice droite, équivalente pour BA420 et BASaul qui reste un peu en avance de phase, et assez réduite pour BA710.

6.4 Conclusion générale des essais LDA

D'un point de vue purement scientifique, les deux objectifs ont été réalisés:

- Le premier a été l'analyse du processus de formation tourbillonnaire pour l'hélice droite en général, puis pour les quatre hélices proposées.
- Le second a été la mise en lumière des limites de validité des résultats de la campagne précédente réalisées en vélocimétrie film chaud tridimensionnelle.

Cependant des doutes subsistent sur la validité de nos mesures pourtant effectuées avec un intervalle d'incertitude inférieur au 1% de l'étendue de mesures. En effet, nombre de points ont du être repris pour obtenir les fichiers résultant de notre analyse. Les composantes tangentielles en particulier correspondaient moins bien à l'analyse globale et à la bibliographie qui révèlent un souffle classique en aval d'une simple hélice en rotation.

D'autre part, l'ensemencement au niveau du moyeu ne pouvait être effectué de façon convenable et plusieurs points proches du moyeu n'ont pu être validés.

Nous comparerons à l'issue de l'étude globale nos divers résultats expérimentaux en valeurs moyennes qui se révéleront quelquefois difficiles à corrélés.

7 ANALYSE THEORIQUE DE L'ÉCOULEMENT PAR LA LIGNE PORTANTE

7.1 Introduction

7.1.1 Généralités

Nous avons présenté dans les chapitres précédents les différents éléments de l'étude expérimentale du fonctionnement des hélices de petite puissance, à grande vitesse de rotation caractéristiques des avions de modèle réduit type R.P.V ou U.A.V.

Notre travail de thèse doit être complété par une approche plus théorique basée sur un modèle prédictif du fonctionnement qui pourra s'appuyer sur les bases de données expérimentales disponibles à l'issue des essais.

Le développement d'une méthode de calcul de l'écoulement et de prévision des performances est utile pour tenter de classer l'importance des différents phénomènes intervenant dans le calcul de l'hélice. La réalisation d'un modèle et du logiciel correspondant impose de comprendre au mieux les limites de la modélisation et de l'orienter vers les particularités des hélices de drones.

Cette partie de l'étude est donc destinée au développement d'un modèle aérodynamique de l'hélice, comportant une mise en équilibre de la nappe. Ultérieurement, il sera utile de prévoir le modèle aérodynamique de la voilure, et du fuselage et leur interaction avec le fonctionnement de l'hélice. Mais le développement de tels codes est coûteux en temps, et notre problème étant le fonctionnement d'une hélice propulsive, nous considérerons que le fonctionnement en hélice isolée donne des informations suffisantes pour corréliser les résultats expérimentaux.

Le modèle numérique que nous utiliserons, basé sur le modèle théorique de la ligne portante de Prandtl, prend appui sur les différents travaux effectués à l'Institut de Mécanique des fluides de Marseille.

7.1.2 Choix d'un modèle de ligne portante

Devant la problématique du calcul d'hélice, plusieurs méthodes d'études peuvent être envisagées :

- Méthode de ligne portante

Dans cette méthode, basée sur la théorie des singularités, la pale est modélisée par une ligne tourbillonnaire, et le sillage est remplacé par un ensemble des lanières tourbillonnaires. Elle suppose un allongement suffisant pour réduire chaque profil à un effet portant ponctuel.

- Méthode de surface portante incompressible

Comme la précédente, c'est une méthode basée sur la théorie des singularités imposant les mêmes hypothèses sur l'écoulement. Elle s'adapte mieux aux mêmes écoulements tridimensionnels et incompressibles lorsque l'allongement des pales ne permettent pas d'assimiler le fonctionnement de chaque profil en un point donné. Chaque pale est alors modélisée par une répartition de sources (effet d'épaisseur) et de doublets (effet de cambrure) sur des panneaux. Les sillages sont représentés par des répartitions des doublets.

- Méthode Euler 3D stationnaire ou instationnaire

L'écoulement tridimensionnel est calculé par intégration des équations d'Euler pour les écoulements tridimensionnels et compressibles des fluides parfaits. Les équations de Navier Stokes prenant en compte la viscosité sont rarement nécessaires dans les calculs d'hélices où l'étude se fait surtout loin des obstacles solides dans le sillage.

Il faut alors modéliser la pale par un maillage surfacique, obtenir le volume d'étude entre la frontière de la pale et les frontières amont, latérales et aval, traiter le champ volumique en posant des conditions aux limites sur les frontières. Le nombre de mailles est vite prohibitif car il y a juxtaposition d'un grand domaine volumique et de structures tourbillonnaires de petites dimensions nécessitant des mailles adaptées.

L'examen de ces méthodes a orienté notre choix en deux temps :

Modèle de résolution : Pour une hélice classique fonctionnant à des nombres de Mach modérés, les méthodes préalablement décrites fournissent des résultats très voisins. Mais les résultats dus à la méthode de ligne portante ont un rapport d'efficacité " qualité des résultats - investissement calcul " meilleurs que les autres car elle peut prendre partiellement en compte la viscosité à travers l'exploitation d'une polaire de profil. Une comparaison des temps de calcul montre que la ligne portante est la méthode la plus rapide. Ces deux considérations de qualité et de rapidité nous ont amenés à la retenir pour notre étude. Il faut noter que, comme

il a été vu dans l'étude bibliographique, cette méthode est utilisée dans le logiciel LPC de l'ONERA où l'on calcule le pas réduit de chacun des tourbillons hélicoïdaux du sillage à l'aide d'un processus itératif. Elle est aussi utilisée dans le logiciel SMEHEL, développé par l'IMFM et incluant une mise en équilibre complète du sillage de l'hélice.

Il sera cependant très intéressant ultérieurement de comparer nos résultats avec les codes CFD disponibles sur le marché qui avec l'augmentation des tailles de mémoire RAM et des vitesses de processeurs pourront résoudre le type d'écoulement rencontré dans notre domaine aval de l'hélice, en faisant moins d'hypothèses restrictives.

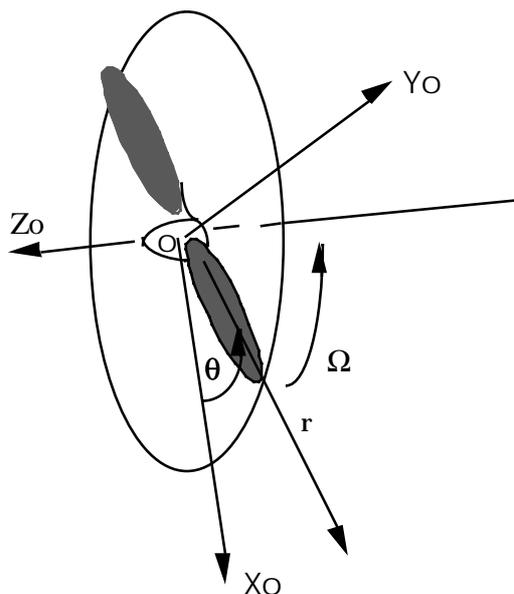
Modèle de nappe : La méthode de ligne portante ayant été retenue, la question se pose du niveau de précision souhaitable permettant d'approcher le fonctionnement réel de l'hélice. Il a été retenu que la modélisation de la nappe est un ensemble des lanières tourbillonnaires dans l'espace, stationnaire dans le repère relatif. Lorsque le paramètre d'avancement est petit, le pas du sillage est lui aussi réduit et l'interaction entre la pale et la nappe est très forte. Le calcul complet avec une nappe de géométrie libre est donc très sensible à la précision de la géométrie de la nappe et le calcul de la puissance induite utilisant une nappe rigide à priori déterminée serait donc imprécis. Il est alors préférable d'utiliser un modèle de nappe libre. Tel sera donc notre objectif de calcul du système avec une nappe tourbillonnaire en équilibre. Ce choix aura des conséquences importantes sur la mise au point du logiciel, beaucoup plus longue avec une nappe libre, qui impose des processus d'intégrations numériques.

7.2 Géométrie de l'hélice

7.2.1 Définition des repères utilisés

Deux systèmes de coordonnées sont utilisés :

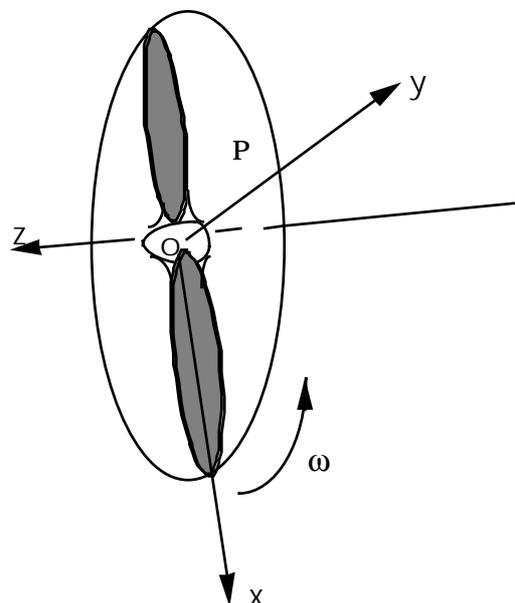
7.2.1.1 Le repère absolu $O_0X_0Y_0Z_0$



O centre de l'hélice
 OZ_0 axe de la pale d'hélice
 OX_0 axe vertical perpendiculaire à la voilure de l'aéronef
 Ce repère est celui du banc d'essai de l'hélice, dans lequel l'hélice tourne à la vitesse de rotation $\Omega = -\Omega \cdot K_0$ et l'écoulement à l'infini amont a une vitesse $V_0 = V_0 \cdot K_0$

Dans ce repère seront réalisés les bilans d'efforts (couple et poussée) permettant de caractériser l'hélice.

Le repère relatif OXYZ lié à l'hélice



Ce repère tourne donc dans le repère

l'axe comme le

flèche, est et pression pression

direct

absolu à la vitesse $\Omega = -\Omega \cdot K$

Dans ce repère, l'axe OZ est parallèle à O_0Z_0 . L'axe OZ est donc défini l'axe de rotation, et le plan OXY plan de rotation.

L'axe OX, dans le cas d'une pale en flèche, est contenu dans le plan de rotation joignant l'axe de l'hélice au centre de du profil de placés les centres de de tous les profils de la pale droite.

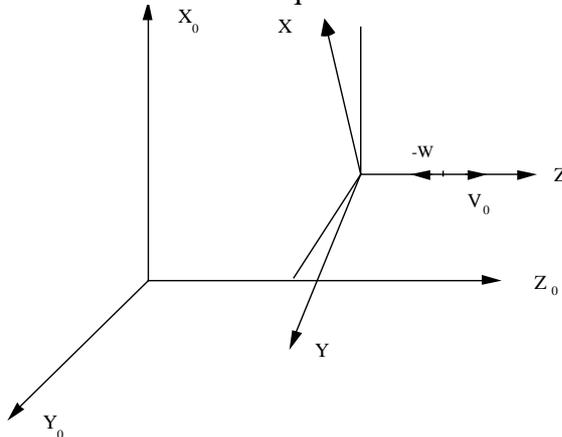
Le troisième axe OY formant le trièdre

MODÈLE THÉORIQUE DE L'HÉLICE EN FLECHE :

défini complètement ce repère.

7.2.1.2 Liaison entre repère relatif et repère absolu

Le repère absolu, centré à priori sur l'hélice, peut être aussi centré sur un point fixe de l'aéronef ou de la maquette en essai.



\vec{W} : vitesse de l'écoulement par rapport au repère relatif.

\vec{V} : vitesse de l'écoulement par rapport au repère absolu.

\vec{r} : vecteur de position d'un point de l'hélice dans le repère relatif.

Ces vecteurs et donc les repères correspondants sont liés par la relation suivante :

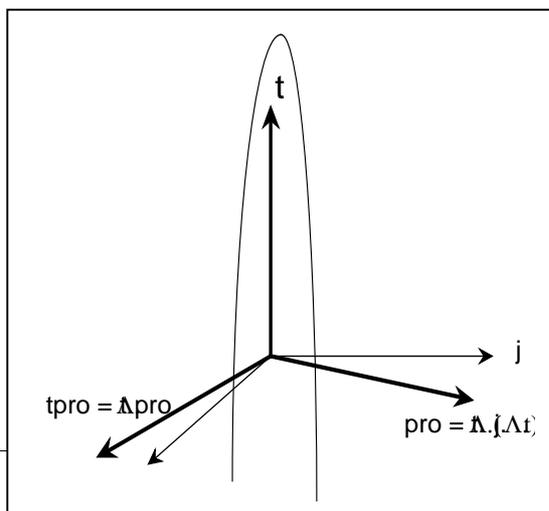
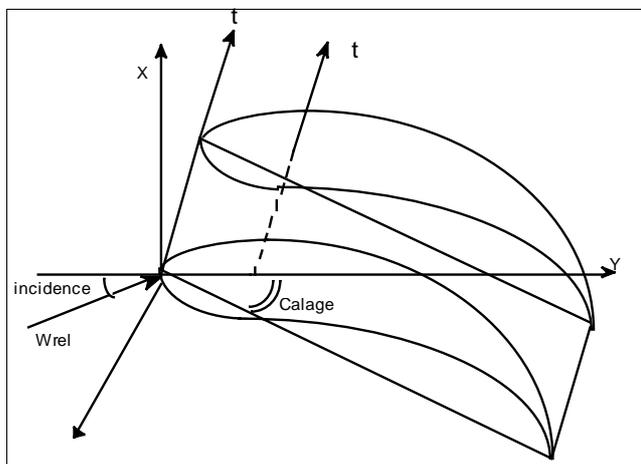
$$\vec{W} = \vec{V} - \Omega \Lambda \vec{r}$$

7.2.1.3 repère lié à l'élément de pale

Pour calculer les incidences aérodynamiques des profils, il faudra définir un repère lié à l'élément de pale. Le trièdre servant alors de référence locale est composé des vecteurs t , pro , et $tpro$.

a) Le vecteur tangent en un point \vec{t} est défini comme le vecteur tangent à la ligne portante en ce point, et de direction "moyeu - bout de pale".

Le plan constitué par le vecteur tangent sur chaque élément de pale et le vecteur directeur de l'axe OY , noté j , sera le plan de référence d'incidence aérodynamique. Ce plan ne serait différent du plan de rotation que pour des hélices présentant une flèche en aval du plan de rotation. Dans le cas de notre étude, ce plan sera donc confondu avec le plan de rotation.



b) Le deuxième vecteur du trièdre pro est défini comme suit : $\vec{pro} = \vec{t} \cdot \Lambda \cdot (\vec{j} \Lambda \vec{t})$

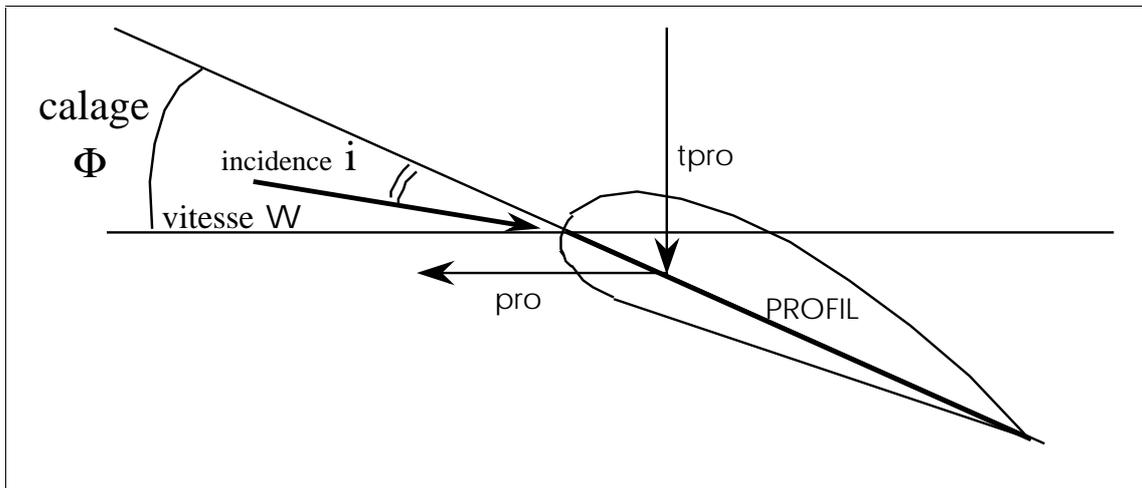
En effet, le terme $(\vec{j} \cdot \Lambda \cdot \vec{t})$ représente un vecteur perpendiculaire au plan de référence, et le vecteur pro sera donc perpendiculaire à t , contenu dans le plan de référence.

Par conséquent, ce vecteur pro est normal à la ligne portante, parallèle au plan de référence de l'incidence et aura toujours un angle de moins de 90° degré avec le vecteur j .

c) Le troisième vecteur, nommé t_{pro} , sera défini pour compléter le trièdre direct :

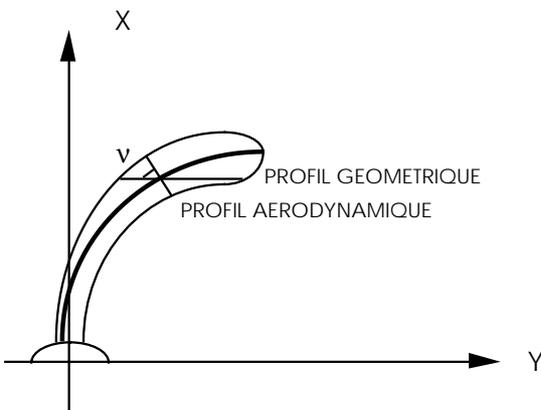
$$t_{pro} = t \wedge pro$$

Les angles et des vecteurs ainsi définis sont représentés sur la coupe de profil normale à la ligne portante, qui est présentée rabattue dans le plan de la feuille sur la figure suivante :



7.2.2 Modèle géométrique de la pale

7.2.2.1 Discretisation géométrique radiale de la pale



La pale est initialement définie par l'empilage de chacun des profils aérodynamiques qui la composent.

Pour en obtenir la définition complète, la pale est donc coupée en éléments par des plans parallèles au plan OYZ au niveau des points donnés dans la discrétisation géométrique.. Les données des profils nécessaires à la définition de la pale sont obtenues sur chacun de ces plans. Les pales retenues dans notre étude ont été définies sur 20 plans.

Les calculs des caractéristiques géométriques des points placés entre ces points de discrétisation sont faits par interpolation linéaire. On obtient ainsi les éléments de pale.

Remarque : On constate dès le niveau de définition de la pale une difficulté : les plans parallèles sur lesquels seront construits les profils ne seront pas perpendiculaires à la ligne des centres de pressions des profils sur lesquels s'appliquera la portance. La flèche de la pale ne devra pas être très forte pour éviter que les caractéristiques des profils parallèles au plan OYZ (profils qui interviennent dans les caractéristiques géométriques de la pale) ne soient très différentes des caractéristiques des profils normaux à la ligne portante (profils qui interviennent dans les caractéristiques aérodynamiques de la pale). Cette condition implique que l'angle v , représenté dans la figure précédente soit petit.

Le fichier initial comprendra donc une information sur le type de profil . Des profils de type Clark Y ont été retenus pour la simplicité de réalisation due à l'intrados plat, et la disponibilité de fichiers de polaires complets comportant un paramétrage en Nombre de Mach et Nombre de Reynolds.

7.2.2.2 Caractéristiques géométriques des profils

Les données géométriques nécessaires en chaque point de définition de la pale sont :

- les coordonnées (x,y,z) du centre de pression du profil
- la longueur de corde du profil.
- l'épaisseur relative du profil (rapport de l'épaisseur réelle sur la corde du profil).
- le calage local du profil .

En partant d'une série de profils connus (type, corde, épaisseur relative), chaque profil est mis en place d'abord en situant le centre de pression au quart de la corde en partant du bord d'attaque, puis en effectuant une rotation correspondant à l'angle de calage.

L'angle de calage géométrique de chaque profil est défini comme l'angle existant entre la direction de référence du profil et le plan OXY.

Cet angle de calage local peut se définir comme la somme de deux angles :

α_0 : angle de pas de la pale, donné au niveau du rayon de référence à $0.7R$, qui pourrait être un des paramètres de fonctionnement de l'hélice si l'hélice était montée sur un moyeu à calage variable.

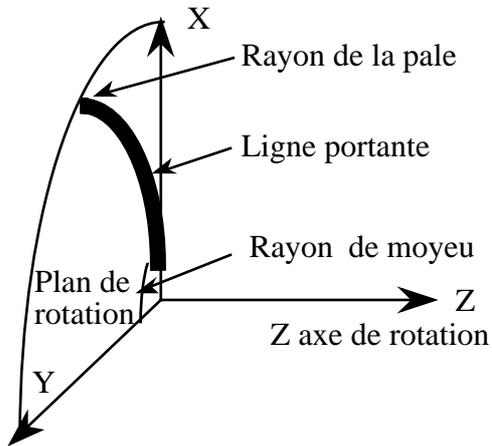
$\theta_v(s)$: angle de vrillage du profil, différent pour chacun des profils successifs : La loi de vrillage ainsi constituée sera une caractéristique de construction optimisée de la pale.

Le calage d'un profil quelconque sera donc : $\phi' = \theta_v(s) + \alpha_0$

7.2.3 Modèle théorique de définition de la pale

Les caractéristiques réelles qui définissent géométriquement la pale vont être remplacées dans le modèle de calcul par des points ou par des lignes particuliers, appelés singularités ; Dans notre cas, ces singularités sont des tourbillons répartis sur une ligne, la ligne portante, qui générera le même champ aérodynamique que le profil réel dans le domaine entourant la pale.

7.2.3.1 Position de la ligne portante sur le profil



La position idéale de cette ligne sur le profil est donc difficile à déterminer puisqu'elle dépend de la forme du profil retenu, et de son cas de fonctionnement. Il est souvent retenu dans la littérature une ligne située au premier quart de la corde, en partant du bord d'attaque, qui représente un compromis acceptable, et nous conserverons la même hypothèse.

Le rayon du moyeu est le rayon du point de début de la ligne portante, et le rayon de la pale le rayon correspondant au point de bout de cette pale.

Dans le courant du calcul, seront définies les longueurs curvilignes :

s_0 : longueur du moyeu à la ligne portante (dans notre cas, $s_0 = 0.0$)

s_1 : longueur du début de la ligne portante au

bout de la pale.

C'est la longueur totale efficace de la ligne portante. Les bilans d'efforts seront intégrés sur cette longueur.

7.2.3.2 Discrétisation de la pale

La ligne portante sera remplacée localement par le segment rectiligne qui joint les points géométriques "quart de corde" des deux profils situés de chaque côté de l'élément de pale. Sur chacun de ces segments seront situées les singularités tourbillonnaires linéairement réparties et qui par définition seront liées à la pale. Cet ensemble sera par la suite communément appelé le tourbillon lié.

Un deuxième ensemble de singularités sera constitué des lanières tourbillonnaires du même type que les précédents, d'intensité constante $(d\Gamma/dr)dr$, représentant l'échappement de circulation nécessaire pour prendre en compte le gradient de circulation sur la pale elle-même. Ces lanières tourbillonnaires constitueront la nappe libre.

Le calcul numérique du champ des vitesses et des performances suppose l'intégration des effets induits sur toute la pale. On superpose donc sur la ligne définie initialement par les points de définition géométrique des points particuliers facilitant les intégrations sur l'envergure.

Ces points sont solutions de polynômes de Legendre choisis habituellement pour leur compatibilité, et qui facilitent considérablement les problèmes d'intégration le long de la pale et des lanières.

-Les premiers points retenus sont les points de Lobatto, desquels partiront les lanières tourbillonnaires libres dans le champ aval de l'hélice.

-Les deuxièmes points retenus sont les points de Gauss, considérés comme points de contrôle, sur lesquels seront calculées les performances locales des profils.

Placés sur la même ligne, ces points seront suffisamment éloignés les uns des autres pour ne pas entraîner de problèmes de divergence dans le calcul.

Le nombre de points retenus a été l'objet d'études préliminaires sur des cas simples et a finalement été fixé à 16 points de Gauss et 17 points de Lobatto.

Les points de Gauss et de Lobatto sont initialement déterminés par calcul théorique donnant des valeurs dans l'intervalle $(-1, +1)$.

Les valeurs initialement déterminées sur cette échelle $(-1, +1)$ doivent être corrélés à la position réelle sur la longueur de la ligne portante du moyeu.

Par exemple, l'abscisse au point de Lobatto "I" est liée à la valeur du point de Lobatto x_i

dans l'intervalle $[-1,1]$ par l'équation :

$$s_{\text{LOB}i} = \frac{1}{2} \cdot s_1 \cdot (x_i + 1.0)$$

MODÈLE THÉORIQUE DE L'HÉLICE EN FLECHE :

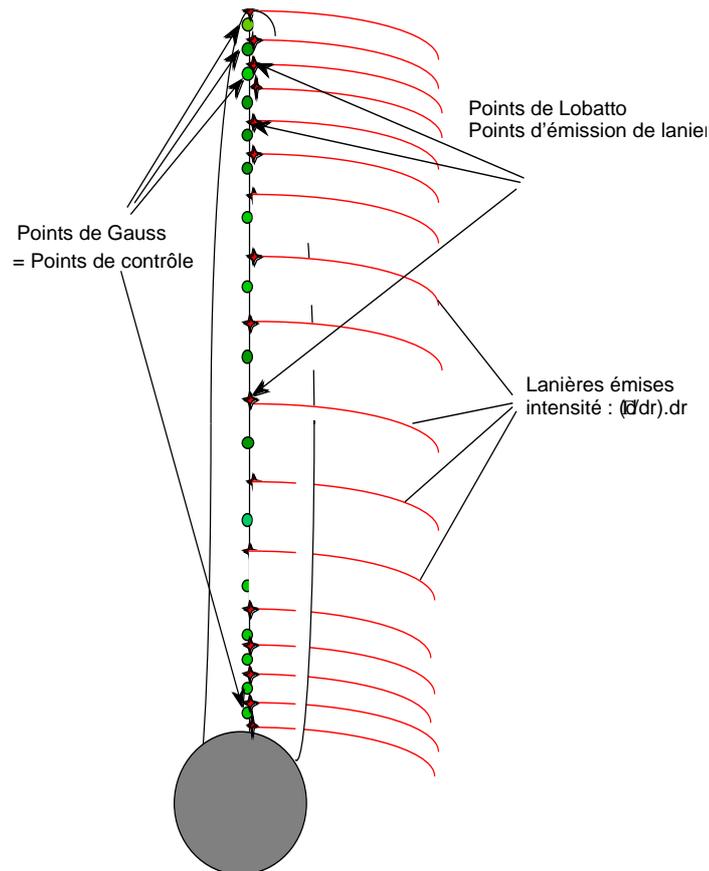
Le calcul préliminaire permet aussi d'affecter à chacun de ces points caractéristiques un "poids", de telle sorte que la valeur de l'intégrale d'une fonction $F(s)$ sur la longueur de ligne portante sera facilement obtenue par sommation des valeurs discrétisées sur chaque point de Gauss X poids de chacun de ces points de Gauss.

Nous aurons donc l'équation :

$$I = \int f(s) \cdot ds = \sum_{Ni} f(Ni) \cdot Pds(Ni)$$

Nous utiliserons dans l'algorithme de résolution la variable Φ , qui constituera la variable de phase en envergure utile pour les décompositions en série de Fourier ; En particulier, au point

de Lobatto, nous obtenons une variable de type : $\phi_{LOBi} = \ar \cos \left(\frac{s_1 + s_0 - 2 \bullet s_{LOBi}}{s_1 - s_0} \right)$



7.3 Modèle théorique de calcul de l'écoulement

7.3.1 Hypothèses initiales.

Ce paragraphe a pour but de poser les équations nécessaires au calcul du champ aérodynamique. Nous adopterons les hypothèses suivantes :

7.3.1.1 Hypothèse 1

La viscosité est négligeable. Cette hypothèse est réaliste tant que le nombre de Reynolds est très grand, et cette condition est presque partout réalisée dans le champ aérodynamique. On doit cependant noter quelques régions du champ où la viscosité devient très importante. Il faut en particulier prendre en compte les restrictions suivantes :

-Les profils du pied de la pale sont souvent exposés à de forts angles d'incidence. Dans ce cas, il apparaît un gradient de pression contraire sur le profil qui induit l'apparition de zones dans lesquelles la viscosité devient importante. À l'extrême, on arrive au décrochage de la couche limite. Ce phénomène peut être pris en compte à travers les polaires des profils.

-La pale génère les tourbillons libres (constituant la nappe) qui, emportés par l'écoulement, s'éloignent de la pale; au-delà d'une certaine distance, il apparaît un phénomène de diffusion de l'intensité des tourbillons à cause de la viscosité. Ce phénomène est surtout important dans la nappe lointaine.

-Si le modèle de tourbillon utilisé fait abstraction de toute viscosité, au niveau du centre de ce tourbillon, la vitesse induite devient infinie. Le calcul doit bien sûr éviter ce type de singularité pour des raisons numériques et ceci d'autant plus que dans la réalité, ce phénomène n'existe pas, et la vitesse induite par le tourbillon devient nulle quand on s'approche du centre du tourbillon. Ceci vient du fait que la viscosité joue un rôle très important dans la dynamique du tourbillon quand on est très proche du centre. Ce thème sera développé dans les chapitres suivants.

-Si le nombre de Mach est très grand, se formeront à l'extrados des profils des zones de flux supersonique comportant des chocs dans lesquels la dissipation visqueuse devient très importante. On peut essayer de faire une première approximation de ce problème dans l'évaluation du coefficient de traînée, en tenant compte de la traînée du choc dans les fichiers des polaires.

7.3.1.2 Hypothèse 2

Dans ce domaine d'étude, l'air est un fluide incompressible, c'est-à-dire que le nombre de Mach est très faible. Le champ des vitesses absolues sera limité à des vitesses de 60 m/s, loin de la pale d'hélice. Mais il faut tenir compte de la pale en rotation et cette condition dépendra surtout du régime de fonctionnement et de la géométrie de l'hélice. Si la vitesse de rotation est assez forte et que le rayon de la pale est très grand, on trouvera en bout de pale un nombre de Mach relatif transsonique. On pourra cependant prendre en compte en première approximation l'effet de la compressibilité dans les fichiers des caractéristiques aérodynamiques des profils.

7.3.1.3 Hypothèse 3

On supposera que dans le repère lié à l'hélice, l'écoulement est stationnaire. Bien que le vrillage semble affecter une forme stationnaire dans le référentiel relatif, la configuration des lignes de courants relatives à l'hélice est en réalité plus complexe. En particulier, au voisinage du tourbillon marginal, les lignes de courants relatives s'enroulent autour du noyau du tourbillon, elles sont donc non stationnaires dans le référentiel relatif. Cependant si l'hélice est sans incidence globale par rapport à l'écoulement uniforme, que sa vitesse de rotation est constante, on peut admettre en première approximation que ces lignes de courants sont stationnaires par rapport aux pales de l'hélice.

7.3.1.4 Hypothèse 4

On supposera que la flèche est petite. Comme nous le verrons ultérieurement, la condition de fermeture du problème est basée sur la connaissance des données bidimensionnelles des profils, ce qui nécessite que les effets tridimensionnels ne soient pas très élevés.

7.3.2 Modèle de résolution

7.3.2.1 Équations générales

Les équations servant au calcul du champ aérodynamique entourant l'hélice, exprimées dans le repère relatif, en tenant compte des hypothèses précédentes, sont:

-Equation de continuité en incompressible permanent $\text{div}(\vec{W}) = 0$

-Équation du mouvement exprimée dans l'espace relatif en régime permanent dans cet espace

$$\text{grad}\left(\frac{P}{\rho} - \frac{1}{2}\Omega^2 r^2\right) = \vec{W} \Lambda (\text{rot}\vec{W} + 2\vec{\Omega})$$

Cette équation qui montre la liaison entre le champ de pression et le champ des vitesses, ne sera pas utilisée directement; En fait, même dans la théorie tourbillonnaire, le champ des pressions sera pris en compte pour déterminer la vitesse à partir des données des polaires de profils.

Les conditions aux limites sont définies sur les frontières du domaine :

- sur la surface de la pale d'équation :

$$S_{\text{PALE}}(X, Y, Z) = 0: \quad \vec{W} \bullet \vec{n}_{\text{PALE}} = 0$$

- sur la surface de la nappe d'équation :

$$S_{\text{NAPPE}}(X, Y, Z) = 0: \quad \vec{W}_{\text{NAPPE}} \bullet \vec{n}_{\text{NAPPE}} = 0$$

-condition limite à l'infini :

$$\vec{W}_{\infty} = V_0 \bullet \vec{k} - \Omega \Lambda \vec{r}$$

le vecteur vorticité, ou tourbillon est défini comme suit :

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot}(\vec{V})$$

7.3.2.2 Potentiel des vitesses

Les équations de base ayant été définies, il faut définir les équations permettant de calculer le champ aérodynamique complet dans le domaine d'étude :

La condition d'incompressibilité du dernier paragraphe sera remplie s'il existe un potentiel vecteur $\vec{\Psi}$ tel que :

$$\vec{W} = \text{rot}(\vec{\Psi})$$

Le champ des vitesses ne se trouve pas modifié si le vecteur $\vec{\Psi}$ est remplacé par un vecteur $\vec{\Psi}'$, différent du premier par la valeur du vecteur gradient d'une fonction scalaire. C'est-à-dire si l'on pose : $\vec{\Psi}' = \vec{\Psi} + \text{grad}(\varphi)$ où φ est une fonction scalaire arbitraire.

Ainsi, le potentiel vecteur ne se définit pas de façon unique. On impose alors au vecteur $\vec{\Psi}$ de satisfaire la condition supplémentaire :

$$\text{div}(\vec{\Psi}) = 0$$

et compte tenu de cette condition, on déduit une équation vectorielle de Poisson pour le vecteur $\vec{\Psi}$:

$$\Delta \vec{\Psi} = -2 \bullet \vec{\omega}$$

On constate que la distribution des vecteurs tourbillons $\vec{\omega}$ dans l'ensemble du champ étudié permet de remonter au potentiel et donc en pratique directement au champ des vitesses relatives et absolues dans le domaine.

7.3.2.3 Équation de calcul de la vitesse résultante:

Cette vitesse résultante, solution du champ précédent, est donnée sous la forme :

$$\vec{W} = V_0 - \Omega \Lambda \vec{r} + \vec{W}_i$$

Elle est donc le résultat du champ dominant, dû à l'avancement et à la rotation de l'hélice, et du champ induit par les effets tridimensionnels représentés par la distribution tourbillonnaire.

\vec{W}_i est donc cette vitesse induite par la répartition des tourbillons dans un élément de volume $d\tau$, et que l'on peut calculer de façon générale par une équation du type Biot et Savart :

$$\vec{W}_i = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \iiint \frac{\vec{\omega} \Lambda M I}{|\vec{M I}|^3} \cdot d\tau$$

où -" I " est le point de calcul de la vitesse
et -" M " est le point dans lequel on place le tourbillon.

La détermination de la distribution des tourbillons $\vec{\omega}$ doit respecter les conditions aux limites sur les surfaces de la nappe et de la pale. Il serait difficile de traiter directement cette équation volumique, mais le vecteur tourbillon occupant un élément de volume peut être remplacé par un vecteur circulation Γ sur un contour entourant ce même volume, de sorte que :

en posant $\vec{\omega} \cdot d\tau = \frac{1}{2} \cdot \Gamma \cdot d\vec{s}$, nous obtenons $\vec{W}_i = \frac{\Gamma}{4 \cdot \pi} \cdot \oint \frac{ds \Delta MI}{|\overline{MI}|^3} \cdot ds$. Cette équation a la

forme de la loi de Biot et Savart appliquée classiquement en électromagnétisme. La source magnétique est remplacée par un élément perturbateur du champ initial, ici un tourbillon d'intensité Γ , placé dans le champ de vitesse, en induisant sur ce champ un élément de vitesse complémentaire appelé vitesse induite, c'est-à-dire provoquée par l'intensité de ce tourbillon ou ce qui revient au même par la circulation autour de ce tourbillon.

Il est donc intéressant de rechercher une solution utilisant la théorie de la ligne portante. Dans cette méthode qui s'inspire de celle de Prandtl pour l'aile d'envergure finie, chaque pale est assimilée à un tourbillon lié d'intensité Γ , dirigé suivant l'axe de celle-ci. Cette représentation a pour conséquence directe l'échappement d'une nappe de tourbillons libres, qui peut être décrite et modélisée par un ensemble de lanières tourbillonnaires d'intensité $d\Gamma/ds$.

La condition limite sur la pale de l'hélice, qui maintenant est assimilée à une ligne portante, sera liée à la circulation supposée autour de ce profil. Ceci conduit à choisir une relation de fermeture liée au fonctionnement bidimensionnel du profil, de coefficient de portance connu à partir de l'incidence d'attaque.

On peut ainsi obtenir une équation analogue à celle de Prandtl qui relie pour chaque section de la pale la circulation avec la vitesse relative et l'incidence de cette vitesse par rapport à la direction de référence du profil, qui dépendront ultérieurement en plus du nombre de Reynolds et du nombre de Mach local.

Rappelons ici l'hypothèse 4 qui impose que la flèche de l'hélice doit rester assez petite. Dans le cas contraire, les effets tridimensionnels du flux deviendront très importants, et l'on ne pourra pas utiliser les caractéristiques aérodynamiques des profils par rapport aux données des polaires bidimensionnelles.

On peut exprimer la vitesse induite due à l'ensemble des tourbillons liés et libres en appliquant la loi de Biot & Savart comme suit :

$$\vec{W}_i = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{s_0}^{s_1} \Gamma(s) \cdot \frac{ds \Delta MI}{|\overline{MI}|^3} + \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{s_0}^{s_1} \left[-\frac{d\Gamma}{ds} \cdot \int_{L(s)} \frac{ds \Delta MI}{|\overline{MI}|^3} \right] \cdot ds$$

Le calcul de ces vitesses induites sera traité dans un chapitre spécifique. On peut déjà constater qu'il fait intervenir deux termes :

- un terme représentant l'intensité du tourbillon concerné ($\Gamma(s)$ pour le tourbillon lié et $\frac{d\Gamma}{ds} \cdot ds$ pour le tourbillon libre, extérieur à l'intégrale parce que constant)
- un deuxième terme $\int_{L(s)} \frac{ds \Delta MI}{|\overline{MI}|^3} ds$ caractéristique de la géométrie, c'est à dire de l'élément de longueur de lanière, de la distance et de la position de la lanière par rapport au point de calcul de la vitesse.

7.3.2.4 Algorithme de résolution par la théorie de la ligne portante

- Equation de base de calcul de la circulation:

Posons maintenant l'équation de Kutta-Joukowski pour chaque profil.

Si on appelle :

- W_{\perp} : composante normale à la ligne portante de la vitesse relative à la pale,
- l : corde du profil,
- C_z : coefficient de portance du profil bidimensionnel.

La différentielle de portance "dCz" d'un profil de longueur de pale "ds" en régime

bidimensionnel peut être calculée en posant les équations suivantes :

$$dC_z = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot W_{\perp}^2 \cdot l \cdot C_z \cdot ds$$

$$dC_z = \rho \cdot W_{\perp} \cdot \Gamma \cdot ds$$

d'où l'on déduit l'équation du calcul de la circulation d'un profil en régime bidimensionnel :

$$\Gamma = \frac{1}{2} \cdot W_{\perp} \cdot l \cdot C_z$$

Si nous écrivons la vitesse induite relative à la pale par ses composantes dans le repère absolu:

$$\vec{W}_i = v \cdot \vec{i} + w \cdot \vec{j} + u \cdot \vec{k}$$

le vecteur vitesse relative sur la pale vaut donc :

$$\vec{W} = (v - y \cdot \Omega) \cdot \vec{i} + (w + x \cdot \Omega) \cdot \vec{j} + (V_0 + u) \cdot \vec{k}$$

la composante normale à la ligne portante de la vitesse relative s'écrit :

$$\vec{W}_{\perp} = \vec{W} - (\vec{W} \cdot \vec{t}) \cdot \vec{t}$$

- Calcul du coefficient de portance

Le calcul du coefficient de portance nécessite d'abord de connaître l'angle d'incidence de la vitesse relative à la pale par rapport à la direction de référence des angles d'incidence (voir chapitre précédent).

Il faudra calculer les valeurs de ces angles dans l'intervalle $(-\pi/2, +\pi/2)$.

Pour cela, on écrira l'équation suivante :

$$\phi = \arctg\left(\frac{\vec{W}_{\perp} \cdot \vec{t}_{pro}}{\vec{W}_{\perp} \cdot \vec{pro}}\right)$$

L'angle du profil par rapport à la direction de référence d'incidence est :

$$\phi' = \theta_v(s) + \alpha_0$$

L'angle d'incidence de l'écoulement par rapport au profil se déduit facilement :

$$i = \theta_v(s) + \alpha_0 - \arctg\left(\frac{\vec{W}_{\perp} \cdot \vec{t}_{pro}}{\vec{W}_{\perp} \cdot \vec{pro}}\right)$$

Cet angle d'incidence étant connu, la détermination du coefficient de portance dépend des hypothèses sur les polaires des profils.

Remarque : l'hypothèse de comportement simplifié en plaque plane a été retenue pendant toute la mise au point du logiciel. Puis, un sous-programme complet a été développé pour faire appel à des fichiers de polaires complètes, prenant en compte l'influence de l'épaisseur, du nombre de Reynolds local et du Nombre de Mach local ; Cette amélioration ne change pas le principe de l'algorithme de résolution mais modifie de façon très importante les résultats de performances.

- Calcul de la circulation

La loi de la circulation sur la pale sera donnée par la résolution de l'équation (7.1). Cette équation est une équation non linéaire. Une méthode très classique consiste à faire d'abord le changement de variable :

$$s = \frac{1}{2} \cdot [(s_1 + s_2) - (s_1 - s_0) \cdot \cos(\phi)]$$

avec $\phi \in [0, \pi]$, et après un développement de la circulation en série de sinus par rapport à la variable ϕ :

$$\Gamma(\phi) = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k \cdot \sin(k \cdot \phi)$$

Le calcul des coefficients α_k est réalisé par une méthode de colocation, c'est-à-dire en imposant l'équation (3.1) dans un nombre fini (NGAUSS points) de points particuliers facilitant les intégrations appelés points de gauss et qui seront utilisés comme points de contrôle. Posons le système d'équations permettant le calcul de ces coefficients .

Soit le vecteur :

$$\vec{\alpha} = \{ \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_{\text{NGAUSS}} \}$$

si nous appelons " F(" la fonction de différentiation du modèle en série de sinus:

$$F(\vec{\alpha}) = \sum_{k=1}^{\text{NGAUSS}} \alpha_k \cdot \sin(k \cdot \phi) - \frac{1}{2} \cdot l(s) \cdot W_{\perp}(s) \cdot C_z(s) \quad (\text{Eq 7-1})$$

La valeur de cette fonction au point si sera nulle si les valeurs des coefficients α_k sont choisies de façon adéquate pour que la circulation respecte la loi de Joukovski.

On peut résoudre l'équation (Eq 7-1) par une méthode itérative de résolution du système, ici une méthode de Newton :

Soit " $\vec{\alpha}(n)$ " le résultat de l'itération numéro " n " et soit " $\vec{\alpha}^*$ " le vecteur solution. L'erreur dans l'itération " n " sera:

$$\Delta \vec{\alpha}(n) = \vec{\alpha}^* - \vec{\alpha}(n)$$

Si l'équation (Eq 7-1) est développée en série de Taylor, au premier ordre, on peut écrire:

$$F_j(\vec{\alpha}^*) = 0 = F_j(\vec{\alpha}(n)) + \sum_{k=1}^{\text{NGAUSS}} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_k} \cdot (\alpha_k^* - \alpha_k(n)) + 0(\alpha_k^* - \alpha_k(n))^2$$

$$\sum_{k=1}^{\text{NGAUSS}} \frac{\partial F_j}{\partial \alpha_k} \cdot \Delta \alpha_k(n) = -F_j(\vec{\alpha}(n))$$

et en posant:

$$\frac{\partial F_j}{\partial \alpha_k} = E_{j,k}(n)$$

$$B_j(n) = -F_j(\vec{\alpha}(n))$$

On obtient un système d'équations linéaires pour calculer $\Delta \alpha_k(n)$:

$$E(n) \cdot \Delta \alpha(n) = B(n)$$

La valeur du vecteur $\vec{\alpha}$ dans l'itération " n+1 " par rapport à la valeur dans l'itération " n " sera:

$$\alpha(n+1) = \alpha(n) + \Delta \alpha(n)$$

Ainsi, les itérations continuent jusqu'à la détermination de valeurs de coefficients assez proches de la solution. Il reste seulement à calculer les coefficients de la matrice " E(n) ", c'est-à-dire:

$$\frac{\partial F_j}{\partial \alpha_k} = \sin(k \cdot \phi_j) - \frac{1}{2} \cdot l(\phi_j) \cdot \left[\frac{\partial W_{\perp}(\phi_j)}{\partial \alpha_k} \cdot C_z(\phi_j) + W_{\perp}(\phi_j) \cdot \frac{\partial C_z(\phi_j)}{\partial \alpha_k} \right] \quad (\text{Eq 7-2})$$

Le calcul de la dernière expression nécessite le calcul des dérivées contenues dans le membre de droite de l'équation.

Pour calculer le Terme $\frac{\partial W_{\perp}(\phi_j)}{\partial \alpha_k}$, exprimons la vitesse induite relative à la pale comme une sommation des coefficients " α_k " multipliés par les coefficients d'influence ($v_k(s), w_k(s), u_k(s)$), ce qui revient à projeter chacune des composantes de vitesse sur la base " α_k ":

$$\begin{aligned} v(s) &= \sum_{k=1}^{NGAUSS} \alpha_k \bullet v_k(s) \\ w(s) &= \sum_{k=1}^{NGAUSS} \alpha_k \bullet w_k(s) \\ u(s) &= \sum_{k=1}^{NGAUSS} \alpha_k \bullet u_k(s) \end{aligned}$$

la dérivée du vecteur vitesse relative à la pale prend la forme :

$$\frac{\partial \vec{W}}{\partial \alpha_k} = v_k \bullet \vec{i} + w_k \bullet \vec{j} + u_k \bullet \vec{k}$$

et pour le vecteur vitesse normale

$$\frac{\partial \vec{W}_{\perp}}{\partial \alpha_k} = \frac{\partial \vec{W}}{\partial \alpha_k} - \left(\frac{\partial \vec{W}}{\partial \alpha_k} \bullet \vec{t} \right) \bullet \vec{t}$$

Le calcul de la dérivée du module de la vitesse relative normale à la ligne portante est déduit de l'équation:

$$\begin{aligned} W_{\perp} &= \sqrt{[\vec{W} - (\vec{W} \bullet \vec{t}) \bullet \vec{t}]^2} \\ \frac{\partial W_{\perp}}{\partial \alpha_k} &= \frac{1}{W_{\perp}} \bullet \left(\vec{W}_{\perp} \bullet \frac{\partial \vec{W}_{\perp}}{\partial \alpha_k} \right) \end{aligned}$$

Il ne reste alors que le calcul de la dérivée du coefficient de portance par rapport au coefficient α_k :

$$\frac{\partial C_z}{\partial \alpha_k} = \frac{\partial C_z}{\partial i} \bullet \frac{\partial i}{\partial \alpha_k}$$

dans laquelle la dérivée du coefficient de portance par rapport à l'angle d'incidence sera calculée à l'aide des fichiers des polaires, et où l'on peut vérifier que la dérivée de l'angle d'incidence par rapport au coefficient α_k est:

$$\frac{\partial i}{\partial \alpha_k} = \frac{-1}{1 + \left(\frac{\vec{W}_{\perp} \bullet \overline{\text{tpro}}}{\vec{W}_{\perp} \bullet \overline{\text{pro}}} \right)^2} \bullet \left[\left(\frac{\frac{\partial \vec{W}_{\perp}}{\partial \alpha_k} \bullet \overline{\text{tpro}}}{\vec{W}_{\perp} \bullet \overline{\text{pro}}} \right) - \left(\frac{\vec{W}_{\perp} \bullet \overline{\text{tpro}}}{(\vec{W}_{\perp} \bullet \overline{\text{pro}})^2} \right) \bullet \left(\frac{\partial \vec{W}_{\perp}}{\partial \alpha_k} \bullet \overline{\text{tpro}} \right) \right]$$

Il faut encore déterminer les coefficients d'influence de la vitesse induite ($v_k(s), w_k(s), u_k(s)$). Cette détermination est la principale difficulté rencontrée dans le modèle de ligne portante. En effet, le calcul de ces coefficients nécessite la connaissance de la géométrie de la nappe, qui dépend elle-même de la solution recherchée. Une procédure itérative s'impose donc. Les éléments de la procédure seront les suivants :

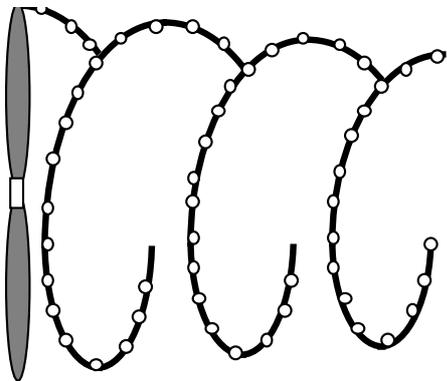
- hypothèse sur une géométrie de la nappe,
- calcul de la distribution de circulation et des vitesses induites sur la pale effectué en utilisant les équations précédentes, notamment en calculant séparément les coefficients d'influence des vitesses induites par la nappe libre et par la nappe tourbillonnaire,
- calcul du champ des vitesses sur la nappe. On peut alors vérifier la condition aux limites d'équilibre sur cette nappe, et, si cette condition ne se vérifie pas, il est possible de déformer la

nappe en suivant la vitesse relative (ces points seront développés au chapitre suivant),

- avec cette nouvelle géométrie, nouveau calcul de la circulation et du champ de vitesses.
- Ce dernier processus continue jusqu'à convergence sur la véritable géométrie de la nappe.
Ces éléments de procédure seront étudiés dans les paragraphes suivants.

7.4 Geometrie de la nappe

Le but de ce chapitre est la description de la géométrie de la nappe, qui aura des conséquences importantes sur le calcul des vitesses.



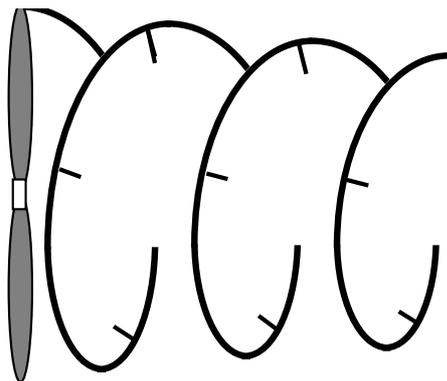
Une première étape consiste à définir chacune des lanières qui est d'abord modélisée par un ensemble de segments de droites délimités par N points de définition. La géométrie de la nappe complète sera décrite par l'ensemble des lanières tourbillonnaires qui s'échappent de la pale.

L'étape préliminaire est le placement de la géométrie initiale de la nappe, et donc des coordonnées cartésiennes ou cylindriques de ces différents points de discrétisation.

Lors de la mise en équilibre, en chacun de ces N points de définition sera imposé un déplacement, fonction du modèle de mise en équilibre retenu, pour déterminer la géométrie de la nappe équilibrée. A chaque itération, on calculera donc les coordonnées du nouveau point de

définition. L'ensemble des points donc permet la restitution de la nouvelle géométrie. Le processus sera décrit plusieurs fois jusqu'à obtention de la géométrie d'équilibre.

La nappe sera limitée à une coordonnée axiale limite, et la description géométrique de chaque lanière nécessitera un nombre de point maximum compatible avec le temps de calcul.



Une deuxième étape concerne la division de la lanière en plusieurs intervalles permettant ultérieurement les intégrations sur les lanières.

Sur la géométrie initiale, ou après chaque phase de restitution, le calcul des caractéristiques des points limitant les intervalles sera réalisé par interpolation linéaire entre celles des deux points situés de chaque côté du segment de droite.

Sur chacun de ces intervalles seront placées plusieurs séries de points de Gauss nécessaires au calcul par intégration des coefficients d'influence.

7.4.1 Répartition des points de définition de la nappe.

7.4.1.1 Equation de l'hélice géométrique définissant la forme de la lanière

Trois types de nappe sont possibles dans un calcul de ligne portante :

- une nappe purement hélicoïdale, sans critère de convergence ni critère d'équilibre,
- une nappe convergée et dilatée, dont les coefficients de convergence et le pas peuvent être déduits de valeurs expérimentales (Modèle IMFM ou modèle Visualisations)
- une nappe libre, dont la forme peut être initialisée sur la nappe purement hélicoïdale, ou bien sur une nappe expérimentale, et est ensuite déformée par la mise en équilibre. Ce thème sera traité dans le chapitre mise en équilibre.

7.4.1.1.1 Modélisation de la nappe purement hélicoïdale

L'étude portant sur des hélices très peu chargées, la géométrie des lanières sera proche de celle d'une hélice de pas $V_0 / \Omega.r$.

Soient X_L , Y_L , Z_L les coordonnées cartésiennes d'un point d'émission de lanière ; Les coordonnées cylindriques de ce point s'écriront :

$$R_L = \sqrt{X_L^2 + Y_L^2}$$

$$\psi_L = \arctg\left(\frac{Y_L}{Z_L}\right)$$

Tout point de lanière hélicoïdale en coordonnées cylindriques sera défini par le vecteur :

$$\vec{X} = (R_L \cos(\psi), R_L \sin(\psi), Z_L(\psi))$$

L'hélice, tangente au vecteur $V_0 - \Omega \Lambda \vec{r}$, est donc modélisée par la nouvelle équation définissant le vecteur X.

Placement des points de définition de la lanière hélicoïdale

Il faut placer (N+1) points entre la coordonnée du point d'émission de la lanière J et celle du point ultime $Z_{N_{tot}}$:

Le I^{ème} point courant de la lanière J sera donc référencé par ses coordonnées cylindriques et cartésiennes, le rayon R_j étant constant pour une lanière :

La coordonnée axiale :

$$Z(J, I) = Z_L + \frac{Z_{N_{tot}} - Z_L(J)}{N_{tot}} \cdot (I - 1)$$

La coordonnée angulaire, ou phase : $\Psi(J, I) = \frac{(Z(J, I) - Z_L(J)) \cdot \Omega}{V_0} + \Psi_j$
 d'où nous déduisons les deux coordonnées cartésiennes complémentaires :

$$X(J, I) = R_j \cdot \cos(\Psi(J, I))$$

$$Y(J, I) = R_j \cdot \sin(\Psi(J, I))$$

7.4.1.1.2 Modélisation de la nappe convergente

Les résultats les plus courants obtenus sur le sillage des hélices, confirmés par les essais de visualisation réalisés sur des hélices faiblement chargées, montrent que le sillage de l'hélice est caractérisé par une contraction des lanières tourbillonnaires d'extrémité de pale et une dilatation du pas. La détermination d'une géométrie initiale proche de la réalité expérimentale peut permettre un calcul direct de performance, ou dans le cas d'une mise en équilibre, devrait limiter le nombre d'itérations nécessaires. Ce point est détaillé dans le chapitre suivant, portant sur la mise en équilibre de la nappe.

Dans les deux cas de nappe convergente, le modèle retenu est celui de Landgrebe pour le tourbillon de tête de pale. Seuls diffèrent les valeurs des coefficients A, B, K1 et K2 obtenus suivant le modèle IMFM ou les visualisations, coefficients donnés en fin de chapitre sur les visualisations.

Pour imposer une déformation contrôlée de la nappe interne, ces valeurs de coefficients ont été indicés suivant la lanière permettant d'obtenir deux configurations

- soit une déformation respectant une loi de convergence proportionnelle au rayon,
- soit une déformation particulière divergente pour les lanières proches du moyeu.

Les points de base sont les points obtenus pour la nappe purement hélicoïdale, en particulier, en ce qui concerne l'incrément azimutal $\Psi(J, I)$.

Pour obtenir la nouvelle géométrie initiale convergente, la position de chacun des points répartis sur la lanière est modifiée en partant du point d'émission sur la pale.

La première déformation est la déformation radiale qui respecte l'équation

$$R(J, I) = R(J, 1) \cdot \left\{ A(J) + (1 - A(J)) \cdot e^{[-\Psi(J, I)/B(J)]} \right\}$$

La deuxième déformation est la dilatation axiale donnée par l'équation :
 - avant le passage de la deuxième pale

$$dZ1 = K1 \cdot \Psi(J,I)$$

$$Z(J,I) = Z(J,1) + dZ1 \cdot (I - 1)$$

- ensuite , au-delà du premier azimut limite

$$dZ2 = K2 \cdot \Psi(J,I)$$

$$Z(J,I) = Z(J,I \text{ limite}) + dZ2 \cdot (I - 1)$$

Cette distinction de dilatation au niveau de l'azimut limite ne sera pas retenue pour le sillage modèle visualisation.

Figure 7.1 : Nappe tourbillonnaire initiale convergente

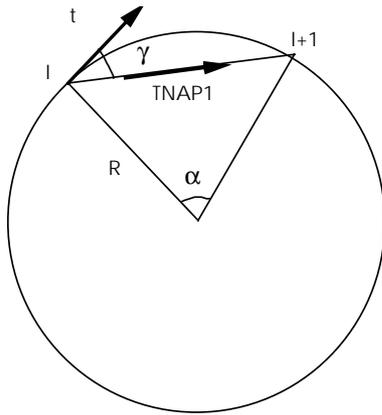
7.4.1.2 Détermination du nombre de points nécessaires sur chaque lanière

La recherche de la précision maximale dans le calcul de la fonction d'influence géométrique

$\frac{\bar{t}\Lambda M I}{|\bar{M}|^3}$ ainsi que l'objectif d'une restitution aussi précise que possible de la géométrie, nécessite les valeurs les plus grandes possibles du nombre de points de discrétisation de la lanière N.

La détermination de ce nombre de points est liée à l'imprécision du résultat qui peut provenir de deux sources , l'erreur dans le calcul des vecteurs tangents et l'erreur sur le calcul de la longueur de lanière.

Erreur dans le calcul des vecteurs tangents à la nappe



Si la circonférence osculatrice est une bonne approximation de l'hélice entre les points I et I+1, on peut constater sur la figure précédente qu'il reste une erreur γ entre l'angle du vecteur T_{NAP} et le véritable vecteur tangent à la nappe \vec{t} . Cette erreur vaut : $\gamma = \frac{\alpha}{2}$ qui est une erreur de premier ordre. Cette erreur est atténuée sur tous les points intermédiaires en calculant la tangente sur le point I à partir des points I-1 et I+1. Elle est cependant conservée au niveau du premier et du dernier point.

Erreur sur l'évaluation de la longueur de la lanière :

L'emplacement des points de calcul des intégrales étant rapporté à sa longueur, l'erreur dans cet emplacement sera du même ordre que l'erreur de calcul des longueurs elles-mêmes. Alors, si $\alpha \cdot R$ est la longueur de l'arc de cercle entre les points I et I+1 et $2 \cdot R \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ est la longueur du segment de droite joignant les points I et I+1, l'erreur d'évaluation de la longueur sera :

$$E = \alpha \cdot R - 2 \cdot R \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

Pour des angles α assez petits, cette erreur est de troisième ordre.

Conclusion : L'erreur la plus importante est donc celle du vecteur tangent, qui aura une influence dans la précision globale obtenue. Au cours de la phase de mise en équilibre, l'erreur de forme sera mesurée comme l'angle résiduel entre le vecteur tangent et le vecteur vitesse. Cette erreur résiduelle due au calcul du vecteur tangent limitera donc la précision finale de cette mise en équilibre.

7.4.1.3 Calcul du nombre de points de discrétisation:

Si la différence de phase entre deux points est α et que la phase du dernier point de la lanière

est: $\Phi_{tot} = \frac{Z_t \cdot \Omega}{V_0}$ le nombre de points nécessaire par lanière s'exprimera sous la forme :

$$N_{tot} = \frac{\Phi_{tot}}{\alpha} = \frac{Z_N \cdot \Omega}{V_0 \cdot \alpha}$$

Dans notre cas, la coordonnée axiale maximale Z_{Ntot} a d'abord été choisie égale à 1.2 mètres (beaucoup d'auteurs conseillent d'étudier la nappe au moins jusqu'à deux diamètres) et α égal à 10° (pour avoir une erreur maximale de 5°). Le nombre de points nécessaires est alors d'environ 200. Si la géométrie du sillage est décrite par 17 lanières, il faudra 3400 points de contrôle pour étudier la nappe. La vitesse devant être calculée en tous ces points de contrôle, le processus de mise en équilibre peut prendre un temps de calcul notable. Ultérieurement, il a été décidé d'étendre cette dimension axiale du domaine jusqu'à 1,6 m avec le nombre de points à 260 qui porte donc l'azimut limite à environ 10π ; un des points à améliorer sera le calcul des vitesses induites par complément d'intégration analytique prenant en compte des lanières allant jusqu'à l'infini aval.

7.4.2 Intégration du coefficient d'influence géométrique

Chaque fois qu'une géométrie de nappe est restituée, il faut intégrer sur chacune des lanières les différents coefficients, en particulier le coefficient d'influence géométrique défini dans l'algorithme général de résolution. Pour cela, on placera sur les lanières les bornes des différents intervalles, et sur chacun de ces intervalles pour toutes les lanières les points de Gauss nécessaires à l'intégration. Ceci permettra le calcul du champ de vitesses induites puis de la distribution de portance sur la pale.

7.4.2.1 Définition des intervalles d'intégration

L'intégration de la valeur de l'influence géométrique sur chaque lanière nécessite une procédure particulière. En effet, la répartition d'un nombre de points de Gauss directement équivalent au nombre de points de définition N_{tot} n'est pas réalisable en pratique. La lanière sera donc divisée en DIV intervalles d'intégration sur chacun desquels seront répartis N points de Gauss. Deux types d'intervalle d'intégration sont nécessaires :

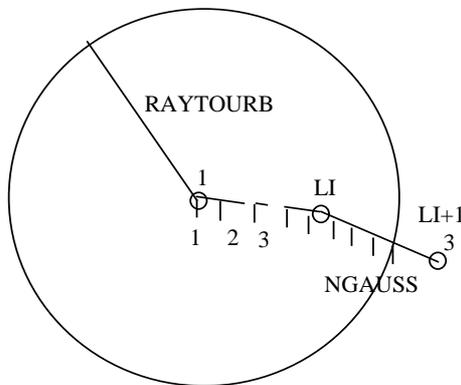
-les intervalles placés dans la zone proche de la pale, dont l'influence est déterminante alors que la lanière est encore très structurée. Ces intervalles sont repérés par les numéros 1, 2, ..., jusqu'à N1.

-les intervalles lointains, placés dans le reste de la lanière, alors que la réalité du sillage tourbillonnaire est déjà dégradée, et dont l'influence est moindre. Ces intervalles sont numérotés de N1+1, ..., à N2.

7.4.2.2 Caractéristiques des intervalles de la zone proche

Nous souhaitons définir des intervalles d'égale influence sur le point d'émission au niveau de la pale. Sur chacun de ces intervalles seront placés N_{GAUSS} points de Gauss.

Le placement du point de Gauss L de l'intervalle DIV de la lanière J nécessite le calcul de la longueur de lanière de la pale au point courant, soit $L1(J,L,DIV)$. Cette dernière longueur permet de placer chaque point de Gauss à la distance $L1_{Gauss}(J,L,DIV)$ et d'en calculer les caractéristiques (coordonnées cartésiennes, cylindriques, et vecteur tangent) par interpolation



linéaire entre les points de définition LI et LI+1 les plus proches.

-Le premier intervalle est choisi de longueur égale à RAYTOURB, et est placé sur la première zone de la lanière. Les points de Gauss sont répartis sur la lanière en calculant la longueur curviligne qui la sépare de l'origine. Il faut ensuite repérer les points de Gauss par leurs coordonnées cylindriques et cartésiennes dans le repère tournant. Pour cela, on va donc rechercher parmi les N_{tot} points de définition (200 points dans notre cas) de la lanière totale les deux points LI et LI+1 qui encadrent chacun des points de Gauss du premier intervalle choisi, de longueur a priori égale à RAYTOURB. On calculera ensuite chacune des coordonnées cylindriques et

cartésiennes de ces points NGAUSS nécessaires à l'intégration sur cet intervalle par interpolation linéaire entre les coordonnées des points LI et LI+1.

-Les intervalles 2, 3, ..., N1 sont placés en respectant un critère d'égale influence sur le centre de la pale. Il faut pour cela déterminer une longueur de lanière calculée de telle sorte que le module de la fonction d'influence géométrique prenne une valeur limite équivalente pour tous les intervalles de la zone proche. Il faut d'abord calculer le module du vecteur influence

géométrique $GJI(J,I) = \frac{|\vec{t} \wedge \vec{MI}|}{|\vec{MI}|^3}$ de la lanière J sur le point I du centre de la pale.

Figure 7.2 : Positionnement des intervalles d'intégration

L'influence géométrique globale de la zone proche est donc d'abord calculée, puis divisée par le nombre d'intervalles proches, et le résultat nous donne la valeur "LIMITE1" ; La longueur de lanière correspondant à chacun des intervalles proches est ensuite calculée par incréments successifs. La longueur adéquate est atteinte lorsque l'influence géométrique de la lanière respecte le critère d'influence relative constante "LIMITE1", de telle sorte que les longueurs des intervalles de cette zone proche sont de plus en plus importantes lorsque la lanière s'éloigne de l'hélice. Après avoir déterminé la longueur de l'intervalle, le logiciel place les points de Gauss de la même façon que pour le premier intervalle.

7.4.2.3 Caractéristiques des intervalles de la zone lointaine

Pour éviter d'avoir des intervalles de plus en plus long, les intervalles allant de l'intervalle N1+1 à l'intervalle ultime N2 sont placés suivant un critère de longueur égale.

Il faut pour cela déterminer la longueur de lanière correspondant au domaine lointain par différence entre la longueur totale et la longueur de lanière du domaine proche, notée L1(J).

La longueur Ldiv(J,I,DIV) de l'intervalle DIV retenue est donc
$$\frac{L1(J)}{N2 - N1}$$

Après le calcul du point (X1(J, I), Y1(J, I), Z1(J, I)), le calcul d'une longueur L1Gauss(J, I, DIV) de l'intervalle permet le placement des points de Gauss, comme précédemment.

7.5 Calcul des vitesses induites

Introduction : Un calcul de performance d'hélice par la méthode de la ligne portante suppose le calcul du vecteur vitesse résultante sur chacun des profils de la pale. Cette vitesse résultante sera donc composée des termes de rotation et d'avancement de chacun des profils, auxquels vont se superposer les termes induits par le fonctionnement tridimensionnel des profils.

La discrétisation de la pale en une suite de points de Gauss judicieusement répartis pour les intégrations permettra le calcul de la vitesse induite en chacun de ces points, composée de deux parties :

- la vitesse induite par le tourbillon lié à la pale sur la pale elle même,
- la vitesse induite par les tourbillons libres, dont l'ensemble forme la nappe tourbillonnaire, sur la pale.

$$\vec{W}_i = \vec{W}_{liés} + \vec{W}_{libres}$$

On obtient donc :

$$\vec{W}_i = \frac{1}{4 \bullet \pi} \bullet \int_{s_0}^{s_1} \Gamma(s) \bullet \frac{\overline{ds} \Delta \overline{MI}}{|\overline{MI}|^3} + \frac{1}{4 \bullet \pi} \bullet \int_{s_0}^{s_1} \left[-\frac{d\Gamma}{ds} \bullet \int_{L(s)} \frac{\overline{ds} \Delta \overline{MI}}{|\overline{MI}|^3} \right] \bullet ds$$

L'intégration des deux éléments de cette expression pose donc deux problèmes différents, qui seront traités séparément.

7.5.1 Un modèle de tourbillon modifié

7.5.1.1 Nécessité et limites du modèle de tourbillon

Dans chacune des configurations de calcul de vitesse induite, il faudra calculer le coefficient d'influence géométrique. Ce terme étant inversement proportionnel au carré de la distance qui sépare le point de singularité du point de calcul, sa valeur aura tendance à provoquer des problèmes de divergence du calcul lorsque cette distance deviendra trop petite. Observons en particulier le cas d'une ligne tourbillonnaire qui s'échappe d'un point « s » de la pale. Le coefficient d'influence géométrique sur un point « I » de l'espace s'écrit :

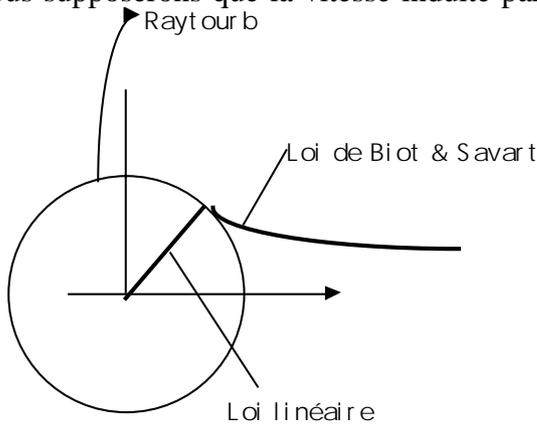
$$\vec{G}(I, s) = \int_{L(s)} \frac{\vec{\Gamma} \Delta \overline{MI}}{|\overline{MI}|^3} \bullet ds_L$$

Quand la lanière est très proche du point de contrôle, cette influence devient très importante, surtout pour les points situés aux extrémités de la pale, dans lesquels l'influence de la ligne tourbillonnaire est infinie car non compensée par celle des autres lanières. Dans notre étude, aucun point de contrôle n'est placé aux extrémités de la pale, mais, les points de Gauss étant placés plus près d'une lanière que de l'autre, l'influence du tourbillon de bout de pale est assez forte. De plus, même si des précautions sont prises dans les hypothèses de départ, pendant la mise en équilibre, une lanière peut transitoirement être très proche d'un point de contrôle. Il est donc préférable de modifier le modèle du tourbillon pour limiter les effets de proximité.

La problématique du modèle de tourbillon a été présentée dans l'étude bibliographique. Les modèles basés sur la théorie des singularités posent toujours le problème d'un écoulement supposé à potentiel, et les confrontations avec l'expérience montrent bien sur des zones où cette hypothèse est infirmée. Cependant, la première raison pour implanter un modèle de tourbillon modifié reste la problématique numérique ; le paragraphe suivant présente le modèle retenu.

7.5.1.2 Modèle de tourbillon utilisé

Nous supposons que la vitesse induite par un élément de ligne tourbillonnaire de longueur



« ds », suit la loi de Biot & Savart tant que la distance entre le point de calcul et la ligne tourbillonnaire est supérieure à une certaine valeur, appelée RAYTOURB (rayon du tourbillon) dans le logiciel. Au contraire, pour un point placé dans la sphère d'influence (sphère de rayon RAYTOURB), la vitesse induite par un élément de ligne tourbillonnaire de longueur « ds » sera proportionnelle à la distance, à la longueur du tourbillon, et au vecteur unité donnant l'influence directionnelle :

$$d\vec{V}_i = A \cdot |\overline{MI}| \cdot \frac{t\Lambda MI}{|\overline{MI}|^3} \cdot ds$$

Si $|\overline{MI}| = \text{RAYTOURB}$, cette expression doit prendre la même valeur que celle donnée par

la loi de Biot & Savart: $\frac{\Gamma}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{t\Lambda MI}{|\overline{MI}|^3} \cdot ds = A \cdot |\overline{MI}| \cdot \frac{t\Lambda MI}{|\overline{MI}|^3} \cdot ds.$

Après calcul nous obtenons : $A = \frac{\Gamma}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{|\overline{MI}|}{|\overline{MI}|^4}$

d'où le modèle du tourbillon, appelé tourbillon visqueux :

$$d\vec{V}_i = \frac{\Gamma}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{(t\Lambda MI)}{\text{RAYTOURB}^3} \cdot ds \quad \text{si } |\overline{MI}| \leq \text{RAYTOURB}$$

$$d\vec{V}_i = \frac{\Gamma}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{t\Lambda MI}{|\overline{MI}|^3} \cdot ds \quad \text{si } |\overline{MI}| \geq \text{RAYTOURB}$$

Le choix de la valeur optimale de RAYTOURB doit être le résultat d'essais numériques. Une valeur trop élevée de RAYTOURB, entraînera une atténuation artificielle excessive des tourbillons marginaux.

Limites du modèle: Il faudra cependant ne pas perdre de vue que les premiers éléments de la lanière, très proche du tourbillon lié, ont une influence majeure sur la vitesse induite sur la pale. Le placement des éléments de tourbillons libres les plus proches de la pale doit donc être très précis. Réciproquement, le tourbillon lié pourrait induire une vitesse infinie sur la nappe. Il est donc impossible de calculer une géométrie de nappe trop proche de la pale.

Le nouveau modèle de tourbillon, rend le calcul dépendant de la réalité de la nappe proche, et ce calcul devient sensible à la qualité de ce modèle.

7.5.1.3 Calcul direct du coefficient d'influence géométrique

Au cours du placement des intervalles d'intégration, et dans chacun des cas qui seront traités par la suite, le terme G devra être calculé indépendamment, et les processus d'intégration sur les lanières ou sur la pale feront donc appel à ce calcul préliminaire :

Le calcul direct du coefficient d'influence géométrique nécessite le calcul du vecteur tangent à la pale P, ainsi que du vecteur distance $M_p I$.

En utilisant la même notation que pour les tourbillons libres, il est facile d'exprimer le vecteur tangent à la pale P au niveau du point de contrôle J :

$$\begin{cases} TP(1) = T(J,1) \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot (P-1)}{\text{NPALES}}\right) - T(J,2) \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot (P-1)}{\text{NPALES}}\right) \\ TP(2) = T(J,1) \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot (P-1)}{\text{NPALES}}\right) + T(J,2) \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot (P-1)}{\text{NPALES}}\right) \\ TP(3) = T(J,3) \end{cases}$$

De même pour MPI , vecteur distance du point de singularité tourbillonnaire au point de contrôle:

$$\begin{cases} MPI(1) = POINTI(1) - RGA(J) \cdot \cos\left(PSIGA(J) + \frac{2\pi(P-1)}{NPALES}\right) \\ MPI(2) = POINTI(2) - RGA(J) \cdot \sin\left(PSIGA(J) + \frac{2\pi(P-1)}{NPALES}\right) \\ MPI(3) = POINTI(3) - ZGA(J) \end{cases}$$

Ayant pu caractériser, d'une part le vecteur tangent, d'autre part le vecteur distance, le calcul du produit vectoriel $TMPI = TPAMI$ est effectué sans difficulté :

$$\begin{cases} TMPI(1) = TP(2) * MPI(3) - TP(3) * MPI(2) \\ TMPI(2) = TP(3) * MPI(1) - TP(1) * MPI(3) \\ TMPI(3) = TP(1) * MPI(2) - TP(2) * MPI(1) \end{cases}$$

et donc par la suite le calcul numérique du coefficient d'influence géométrique, faisant intervenir lui aussi le modèle de tourbillon visqueux par précaution, ne posera pas de difficulté particulière.

7.5.2 Calcul de la vitesse induite par la nappe sur la pale

Le calcul de la vitesse induite par les tourbillons libres sur un point M quelconque est donc définie comme suit :

$$\vec{W}_{libres} = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_{s_2}^{s_1} \left[-\frac{d\Gamma}{ds} \cdot \int_{L(s)} \frac{\vec{t}\Lambda\overline{MI}}{|\overline{MI}|^3} \cdot ds_L \right] \cdot ds$$

Il est d'abord nécessaire sur la pale, pour connaître le fonctionnement de chaque profil.

7.5.2.1 Expression du premier terme "dérivée de la circulation"

Ce terme représente l'intensité du tourbillon libre, résultat du gradient de circulation sur la pale elle même. Comme il a été précisé dans l'algorithme de résolution globale du chapitre 3, le calcul de la circulation nécessite un développement en série de sinus, $\Gamma(\phi) = \sum_{k=1}^{NGAUSS} \alpha_k \cdot \sin(k\phi)$, ce qui conduit au remplacement de la variable s représentant la longueur curviligne de la pale par la variable ϕ :

$$s = \frac{s_1 + s_0}{2} - \frac{s_1 - s_0}{2} \cdot \cos(\phi) \Rightarrow ds = \frac{s_1 - s_0}{2} \cdot \sin(\phi) \cdot d\phi$$

La dérivée sera exprimée en conservant ce changement de variable dans l'équation :

$$\frac{d\Gamma}{ds} = \frac{d\Gamma}{d\phi} \cdot \frac{d\phi}{ds} \quad \frac{d\Gamma}{ds} \cdot ds = \frac{d\Gamma}{d\phi} \cdot d\phi$$

$$\frac{d\Gamma}{ds} \cdot ds = \sum_{k=1}^{NGAUSS} \alpha_k \cdot k \cdot \cos(k \cdot \phi) \cdot d\phi$$

Le vecteur vitesse induite se met donc sous la forme :

$$\vec{W}_{libres} = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_0^\pi \left[-\sum_{k=1}^{NGAUSS} \alpha_k \cdot k \cdot \cos(k\phi) \cdot \int_{L(s)} \frac{\vec{t}\Lambda\overline{MI}}{|\overline{MI}|^3} \cdot ds_L \right] \cdot d\phi$$

Si le vecteur vitesse induite est développé comme la circulation, sous la forme

$\vec{V} = \sum_{k=1}^{NGAUSS} \alpha_k \cdot \vec{v}_k$, on peut exprimer les coefficients de vitesse $[v_k, w_k, u_k]_{libres}$ de la nappe sur un point I quelconque :

$$[v_k, w_k, u_k]_{\text{libres}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_0^\pi k \cdot \cos(k\phi) \cdot \bar{G}(I, s) \cdot d\phi$$

7.5.2.2 Intégration du coefficient d'influence géométrique

Dans l'équation qui précède, le terme particulier $\bar{G}(I, s) = -\sum_{P=1}^{NPALES} \int_{L(s)} \frac{t\Delta MI}{|MI|^3} \cdot ds_L$ est donc une fonction représentant l'influence géométrique, sur le point de calcul I, de la lanière qui s'échappe du point de la pale placé à l'abscisse "s". En effet, cette fonction G(I,s) ne dépend que de la position du point de calcul "I" par rapport à l'élément tourbillonnaire intégré sur toute la longueur "s_L" du tourbillon libre, et ceci pour chacun des tourbillons libres émis par la pale.

Rappel du processus d'intégration du coefficient G(I,s) :

L'intégrale G(I,s) sur la lanière peut d'abord être calculée en utilisant une décomposition sur des points de Gauss répartis sur la lanière. La procédure retenue pour la division de la lanière en intervalles et pour la répartition des points de Gauss a été vue au chapitre concernant la définition géométrique et le placement des différents points sur la lanière.

Cette répartition permet de résoudre directement l'intégrale globale donnant les coefficients d'influence. Rappelons que la géométrie de la nappe étant supposée connue a priori, la lanière a été discrétisée en Ntot points dans le domaine aval. Le nombre de points Ntot (env. 200) a été jugé beaucoup trop important pour répartir directement NGAUSS points de contrôle sur une lanière. La méthode retenue pour cette intégration a consisté à couper chaque lanière en NT intervalles, jusqu'à un azimuth limite Ψ_s correspondant à la désagrégation de la nappe tourbillonnaire appelé azimuth d'instabilité. Sur chacun de ces intervalles a donc été faite une intégration de Gauss d'ordre NGAUSS.

7.5.2.3 Décomposition du coefficient G(I,s) en série trigonométrique

Il faut ensuite replacer cette fonction G(I,s) dans l'intégration du coefficient d'influence globale. Cela sera possible en présentant la fonction G(I,s) elle même sous la forme d'une série trigonométrique permettant une résolution analytique directe. On utilise donc le même changement de variable que pour la circulation et l'on développe la fonction G(I,s) en série de cosinus, de la façon suivante :

$\bar{G}(I, s) = \sum_{N=0}^{NGAUSS} \beta_N(I) \cdot \cos(N\phi)$ où les coefficients $\beta_N(I)$ sont seulement fonction du point de calcul. Pour calculer les vecteurs $\beta_N(I)$, il suffit de poser cette dernière équation pour chacune des J = 1, 2, ..., NL lanières, ce qui permet d'obtenir un système d'équations linéaires :

$$\bar{G}(I, s_J) = \sum_{N=0}^{NGAUSS} \beta_N(I) \cdot \cos(N\phi_J)$$

Nous constatons que le calcul de la composante M du vecteur β caractérisant le point I n'est possible que parce que nous avons au préalable calculé l'influence géométrique.

Le système à résoudre se présente comme suit :

$$\begin{bmatrix} \beta_{0,M}(I) \\ \beta_{1,M}(I) \\ \dots \\ \beta_{NGauss,M}(I) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \cos(\phi_1) & \dots & \dots & \cos(NGauss \cdot \phi_1) \\ 1 & \cos(\phi_2) & \dots & \dots & \cos(NGauss \cdot \phi_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & \cos(\phi_{NLobatto}) & \dots & \dots & \cos(NGauss \cdot \phi_{NLobatto}) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} G_M(I, s_1) \\ G_M(I, s_2) \\ \dots \\ G_M(I, s_{NLobatto}) \end{bmatrix}$$

La matrice des cosinus ne présente pas de difficultés pour son inversion ; le résultat intermédiaire sera mis dans la variable $INVE(I, J) = [\cos((J-1) \cdot \phi_1)]^{-1}$

7.5.2.4 intégration analytique des coefficients de vitesse induites

L'intégration analytique des coefficients d'influence se ramène donc à :

$$(v_k, w_k, u_k)_{\text{libres}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \int_0^\pi k \cdot \cos(k\phi) \cdot \sum_{N=0}^{\text{NGAUSS}} \vec{\beta}_N(I) \cdot \cos(N\phi_j) \cdot d\phi$$

Procédons à l'inversion des signes sommes :

$$(v_k, w_k, u_k)_{\text{libres}} = \frac{1}{4\pi} \sum_{K=0}^{\text{NGAUSS}} \vec{\beta}_N(I) \cdot k \cdot \cos(k\phi) \cdot \cos(N\phi) \cdot d\phi$$

Le développement de l'intégrale $\int_0^\pi \cos(k\phi) \cdot \cos(N\phi_j) \cdot d\phi$ permet d'écrire, en posant

$$\cos(k\phi) \cdot \cos(N\phi) = \frac{1}{2} [\sin((k+N) \cdot \phi) + \sin((k-N) \cdot \phi)]$$

$$\int_0^\pi \cos(k\phi) \cdot \cos(N\phi) \cdot d\phi = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\sin((k+N) \cdot \phi)}{(k+N)} + \frac{\sin((k-N) \cdot \phi)}{(k-N)} \right]_0^\pi$$

Cette intégrale s'annule donc pour toutes les valeurs de K qui n'annulent pas le dénominateur. Pour la valeur particulière $k = N$, la fonction est indéterminée ; Nous devons donc intégrer la fonction :

$$\int_0^\pi \cos^2(k\phi) \cdot d\phi = \int_0^\pi \frac{1 + \cos(2k \cdot \phi)}{2} \cdot d\phi = \frac{\pi}{2} + \left[\frac{\sin(2k \cdot \phi)}{4k} \right]_0^\pi = \frac{\pi}{2}$$

Au total, après intégration analytique, les coefficients d'influence prennent donc la forme suivante :

$$\left[v_k(I), w_k(I), u_k(I) \right]_{\text{libres}} = \frac{K}{8} \cdot \vec{\beta}_k(I)$$

Après avoir introduit toutes les équations précédentes dans l'expression de la vitesse induite, on aboutit à :

$$\vec{W}_{\text{libres}} = \sum_{N=0}^{\text{NGAUSS}} \frac{N}{8} \cdot \alpha_N \cdot \vec{\beta}_N(I)$$

7.5.3 Calcul de la vitesse induite par la pale sur la pale

(Influence du tourbillon lié sur un point de contrôle de la pale)

Le vecteur vitesse induite par le tourbillon lié peut s'écrire sous la forme

$$\vec{W}_i = \frac{1}{4 \cdot \pi} \bullet \int_{s_0}^{s_1} \Gamma(s) \bullet \frac{ds \Delta M I}{|M I|^3}.$$

Comme dans le cas précédent, l'intégration directe à partir des coefficients de Gauss appliquée à l'abscisse curviligne aboutit à la divergence du calcul. Un processus de résolution semblable à celui retenu pour les tourbillons libres a donc été retenu. Après avoir effectué le développement de la circulation en série trigonométrique, on peut déterminer les coefficients d'influence de la vitesse induite par le tourbillon lié sur un point I de la pale par l'équation :

$$[v_K, w_K, u_K]_{ie} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{P=1}^{NPALES} \int_{s_0}^{s_1} \sin(K\phi) \cdot \frac{t_p \Delta M_p I}{|M_p I|^3} \cdot ds$$

Le changement de variable s'exprime de la façon suivante :

$$s = \frac{s_1 + s_0}{2} - \frac{s_1 - s_0}{2} \cdot \cos(\phi) \quad ds = \frac{s_1 - s_0}{2} \cdot \sin(\phi) \cdot d\phi$$

L'équation devient alors :

$$[v_K, w_K, u_K]_{ie} = \frac{s_1 - s_0}{8\pi} \cdot \sum_{P=1}^{NPALES} \int_0^\pi \sin(K\phi) \cdot \sin \phi \cdot \frac{t_p \Delta M_p I}{|M_p I|^3} \cdot d\phi$$

Utilisons le développement en série de cosinus de la fonction d'influence géométrique :

$$\vec{G}(I, \phi) = \sum_{N=0}^{NGAUSS-1} \vec{\gamma}_N(I) \cdot \cos(N\phi)$$

Nous obtenons l'équation suivante, en remplaçant le terme d'influence géométrique par sa valeur développée en série trigonométrique :

$$[v_K, w_K, u_K]_{ie} = \frac{s_1 - s_0}{8\pi} \cdot \sum_{P=1}^{NPALES} \int_0^\pi \sin(K\phi) \cdot \sin \phi \cdot \sum_{N=0}^{NGAUSS-1} \vec{\gamma}_N(I) \cdot \cos(N\phi) \cdot d\phi$$

Invertissons les signes sommes :

$$[v_K, w_K, u_K]_{ie} = \frac{s_1 - s_0}{8\pi} \cdot \sum_{P=1}^{NPALES} \sum_{N=0}^{NGAUSS-1} \vec{\gamma}_N(I) \cdot \int_0^\pi \sin(K\phi) \cdot \sin \phi \cdot \cos(N\phi) \cdot d\phi$$

Après développement des équations, le système d'équation devient :

$$[v_K, w_K, u_K]_{ie} = -\frac{s_1 - s_0}{32\pi} \cdot \sum_{N=0}^{NGAUSS-1} \vec{\gamma}_N(I) \cdot \int_0^\pi [\cos((K - N + 1)\phi) + \cos((K + 1 + N)\phi) - \cos((K - 1 + N)\phi) - \cos((K - 1 - N)\phi)] \cdot d\phi$$

La fonction "coefficient d'influence globale" devient intégrable analytiquement et nous obtenons :

$$[v_K, w_K, u_K]_{ie} = -\frac{s_1 - s_0}{32\pi} \cdot \sum_{N=0}^{NGAUSS-1} \vec{\gamma}_N(I) \cdot \left\{ \left[\frac{\sin((K - N + 1) \cdot \phi)}{(K - N + 1)} \right]_0^\pi + \left[\frac{\sin((K + N + 1) \cdot \phi)}{(K + N + 1)} \right]_0^\pi - \left[\frac{\sin((K + N - 1) \cdot \phi)}{(K + N - 1)} \right]_0^\pi - \left[\frac{\sin((K - N - 1) \cdot \phi)}{(K - N - 1)} \right]_0^\pi \right\}$$

Comme dans le chapitre précédent, ces fonctions sinus s'annulent pour les valeurs aux bornes sauf pour les valeurs de N qui annulent le dénominateur. Les différentes valeurs de N dans tout le domaine de définition de K doivent être explorées :

$$[v_1, w_1, u_1]_{lie} = -\frac{s_1 - s_0}{32\pi} \cdot [\bar{\gamma}_2 - 2\bar{\gamma}_0]$$

$$[v_k, w_k, u_k]_{lie} = -\frac{s_1 - s_0}{32\pi} \cdot [\bar{\gamma}_{k+1} - \bar{\gamma}_{k-1}] \text{ si } k \in [2, N_{GAUSS} - 2]$$

$$[v_{N_{GAUSS}-1}, w_{N_{GAUSS}-1}, u_{N_{GAUSS}-1}]_{lie} = \frac{s_1 - s_0}{32\pi} \cdot [\bar{\gamma}_{N_{GAUSS}-2}]$$

$$[v_{N_{GAUSS}}, w_{N_{GAUSS}}, u_{N_{GAUSS}}]_{lie} = \frac{s_1 - s_0}{32\pi} \cdot [\bar{\gamma}_{N_{GAUSS}-1}]$$

Calcul des coefficients γ_K :

Ce calcul est identique à celui des coefficients β précédemment réalisé.

Pour la composante M, le système d'équations à résoudre est donc le suivant :

$$\begin{bmatrix} \gamma_{M,0} \\ \gamma_{M,1} \\ \dots \\ \gamma_{M,N_{GAUSS}-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \cos(\phi_1) & \dots & \cos((N_{GAUSS}-1)\phi_1) \\ 1 & \cos(\phi_2) & \dots & \cos((N_{GAUSS}-1)\phi_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & \cos(\phi_{N_{GAUSS}}) & \dots & \cos((N_{GAUSS}-1)\phi_{N_{GAUSS}}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} G_M(I, \phi_1) \\ G_M(I, \phi_2) \\ \dots \\ G_M(I, \phi_{N_{GAUSS}}) \end{bmatrix}$$

La matrice des cosinus peut être calculée indépendamment pour des valeurs caractéristiques des points de Gauss.

$$[INVELIE(I,J)] = [\cos((J-1)\phi_I)]^T$$

Le calcul direct du coefficient d'influence géométrique a été présenté en début de chapitre.

La connaissance des éléments du coefficient d'influence et de la matrice INVELIE permet de calculer sans difficulté les coefficients de vitesse induites de la pale sur la pale.

7.5.4 Calcul de la vitesse induite par la pale sur la pale

La mise en équilibre de la nappe nécessitera le calcul des vitesses induites sur la nappe elle même. En ce qui concerne le tourbillon lié, nous devons résoudre la même équation que le cas précédent, mais appliqué sur des points différents.

$$\vec{W}_{lie} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{P=1}^{NPALES} \int_{s_0}^{s_1} \Gamma(s) \cdot \frac{t_p \Delta M_{p,I}}{|\overline{M_{p,I}}|^3} \cdot ds$$

Dans le cas précédent, lorsque l'influence du tourbillon lié à la pale sur d'autres points de la pale a été calculée, il n'y a pas eu de problème de discrétisation en points de Lobatto pour l'émission tourbillonnaire et en points de Gauss comme point de contrôle, discrétisation qui sépare suffisamment le point de calcul du point de singularité pour éviter les divergences.

Tel n'est pas toujours le cas lorsque nous calculons l'influence de la pale sur la lanière et à la différence du cas précédent, le développement en série trigonométrique ne permet pas de faire converger le calcul de la vitesse induite par le tourbillon lié sur un point de la nappe proche de la pale.

Cependant, lorsqu'il devient nécessaire de calculer la vitesse induite sur la lanière, les coefficients α_K sont déjà connus. La circulation est donc elle même complètement déterminée sur toute la pale, pour une géométrie de pale elle-même déterminée.

Par conséquent, le calcul du coefficient d'influence géométrique ne pose aucune difficulté. Comme dans le cas précédent, les vecteurs tangents à la pale, les vecteurs distances et enfin les produits vectoriels sont déterminés, en sommant sur chacune des pales.

On peut alors faire une intégration de Gauss dans l'équation après avoir évalué directement sur les points de Gauss les valeurs de la circulation et du coefficient d'influence géométrique. On obtient l'expression suivante :

$$\vec{W}_{lie} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{s_1 - s_0}{2} \cdot \sum_{P=1}^{NPALES} \sum_{I=1}^{NGAUSS} \Gamma(s_1) \cdot \vec{G}_{P,I} \cdot PGAUSS(I)$$

Pour les points de la nappe très proches de la pale, l'intégrale repose des problèmes identiques à ceux de la nappe elle même. Il est donc nécessaire de modifier le coefficient d'influence géométrique $\vec{G}_{P,I}$ en introduisant le rayon de viscosité RAYTOURB, qui comme précédemment remplacera la valeur de la distance réelle $M_{P,I}$ lorsque celle-ci sera inférieure à une valeur limite de rayon visqueux.

$$\vec{G}_{P,I} = \frac{t_{p,I} \Delta M_{P,I}}{|\overline{M_{P,I}}|^3} \cdot (\epsilon_1) + \frac{t_{p,I} \Delta M_{P,I}}{RAYTOURB^3} \cdot (\epsilon_2)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} (\epsilon_1) = \begin{cases} 1 \cdot \text{si} \cdot (\text{RAYTOURB} < |\overline{M_{P,I}}|) \\ 0 \cdot \text{si} \cdot (\text{RAYTOURB} > |\overline{M_{P,I}}|) \end{cases} \\ (\epsilon_2) = \begin{cases} 0 \cdot \text{si} \cdot (\text{RAYTOURB} < |\overline{M_{P,I}}|) \\ 1 \cdot \text{si} \cdot (\text{RAYTOURB} > |\overline{M_{P,I}}|) \end{cases} \end{cases}$$

7.5.5 Calcul de la vitesse induite par la nappe sur la nappe

Ce calcul ne devient nécessaire que lorsque l'équilibre de la nappe est recherché. Il reste basé sur l'équation retenue en début de chapitre, lors du calcul de la vitesse induite par la nappe sur la pale :

$$\vec{W}_{\text{libres}} = \frac{1}{4\pi} \cdot \sum_{p=1}^{N_{\text{PALES}}} \int_0^\pi \left[-\sum_{k=1}^{N_{\text{GAUSS}}} \alpha_k \cdot k \cdot \cos(k\phi) \cdot \vec{G}_p(I, s) \right] d\phi$$

$$\vec{G}_p(I, s) = \int_{L(s)} \frac{t_p \Delta M_p I}{|M_p I|^3} \cdot ds_L$$

7.5.5.1 Essais préliminaires

- Intégration sur les intervalles

À l'inverse du calcul de l'influence des points de la nappe sur les points de la pale rendu possible par un placement adéquat des intervalles, l'intégration suivant la lanière s'est révélé très difficile. En effet, l'emplacement donne une densité de points de calcul inégalement répartie sur la lanière et quand on se rapproche du point de contrôle, la dérivée de la fonction d'influence géométrique grandit à un point tel que le calcul du coefficient d'influence devient instable.

- Utilisation du modèle de tourbillon RAYTOURB2

La sensibilité du calcul à la position des intervalles d'intégration confirme l'intérêt d'insérer un autre élément dans le modèle de calcul. La valeur de RAYTOURB permettant le calcul sur la pale ne semble pas satisfaisante pour le calcul sur la nappe. La pale, rigide, peut supporter des vitesses induites très fortes, contrairement à la nappe qui est déformable. Le même calcul a donc été repris en ajoutant un rayon tourbillonnaire différent de celui appliqué pour le calcul sur la pale.

L'introduction du rayon RAYTOURB2 est de principe identique à RAYTOURB.

- recherche de RAYTOURB2

La valeur adéquate de RAYTOURB2 pourra être déterminée suivant deux critères :

-fonctionnement correct de l'algorithme de résolution, y compris dans la mise en équilibre (voir chapitre suivant). La logique suivie reste une logique d'écoulement potentiel, avec un choix de RAYTOURB le plus petit possible compatible avec le fonctionnement de l'algorithme, sachant que les petites valeurs de RAYTOURB2 entraînent des instabilités numériques.

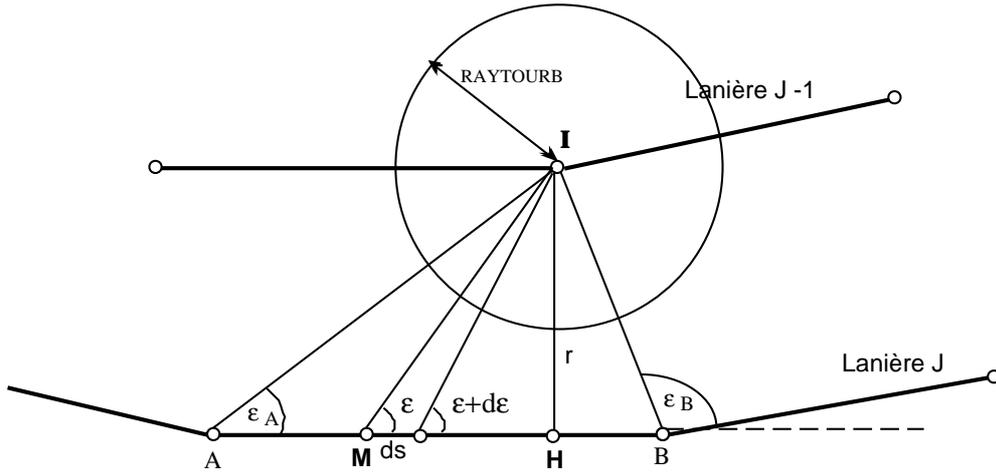
-confrontation des champs de vitesses théoriques et expérimentales. RAYTOURB2 n'est plus alors un artifice de calcul mais un équivalent de viscosité permettant de reconstituer un champ des vitesses plus proche de la réalité.

7.5.5.2 réduction du calcul à la zone proche

Pour réduire le temps de calcul, nous avons tenté de le limiter à l'influence de la partie de la nappe la plus proche du point de contrôle. Ainsi, nous prenons en compte le fait que la déformation de la nappe sur un point de contrôle donné est essentiellement due aux lanières proches de ce point donné.

- Zone extérieure au rayon visqueux

Soit une lanière modélisée par un ensemble des segments rectilignes et sur cette lanière un segment AB dont tous les points sont à une distance du point de calcul MI supérieure à RAYTOURB2, tel que présenté sur la figure suivante :



l'intégrale du coefficient d'influence sur la lanière vaut :

$$\vec{G}(I, s) = \int_{L(s)} \frac{t_p \Delta M_p I}{|M_p I|^3} \bullet ds_L$$

Exprimons d'abord le terme $\frac{t_p \Delta M_p I}{|M_p I|^3}$:

$$\frac{\vec{t}_p \Delta \overline{M_p I}}{|M_p I|^3} = \frac{|\vec{t}_p \Delta M_p I|}{|M_p I|^3} \cdot \frac{\vec{t}_p \Delta \overline{M_p I}}{|\vec{t}_p \Delta \overline{M_p I}|}$$

$$\frac{|\vec{t}_p \Delta M_p I|}{|M_p I|^3} = \frac{|M_p I| \cdot \sin \epsilon}{|M_p I|^3} = \frac{\sin \epsilon}{|M_p I|^2}$$

or $|M_p I| = \frac{r}{\sin \epsilon}$ donc $\frac{|\vec{t}_p \Delta M_p I|}{|M_p I|^3} = \frac{\sin^3 \epsilon}{r^2}$

Exprimons ensuite le terme longueur élémentaire de lanière

$$\left. \begin{array}{l} MH = r \cdot \cot g(\epsilon) \\ MH + ds = r \cdot \cot g(\epsilon + d\epsilon) \end{array} \right\} \Rightarrow ds = r \cdot [\cot g(\epsilon + d\epsilon) - \cot g(\epsilon)]$$

par définition de l'élément différentiel :

$$\frac{[\cot g(\epsilon + d\epsilon) - \cot g(\epsilon)]}{(\epsilon + d\epsilon) - (\epsilon)} = \frac{d(\cot g(\epsilon))}{d\epsilon} = \frac{-1}{\sin^2 \epsilon}$$

par conséquent $\Rightarrow ds = \frac{-r}{\sin^2 \epsilon} \cdot d\epsilon$

Nous obtenons

$$\vec{G}(I, s) = \left\{ \int_A^B \frac{\sin^3 \epsilon}{r^2} \cdot \frac{-r}{\sin^2 \epsilon} \cdot d\epsilon \right\} \cdot \frac{\vec{t}_p \Delta M_p I}{|\vec{t}_p \Delta \overline{M_p I}|} = \left\{ \int_A^B -\frac{\sin \epsilon}{r} \cdot d\epsilon \right\} \cdot \frac{\vec{t}_p \Delta M_p I}{|\vec{t}_p \Delta \overline{M_p I}|}$$

En remarquant que le vecteur directeur du produit vectoriel peut s'exprimer indifféremment par rapport à un point quelconque du segment AB

$$\frac{\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}}{|\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}|} = \frac{\vec{t}_p \wedge \overline{A I}}{|\vec{t}_p \wedge \overline{A I}|}$$

Finalement nous obtenons une expression qui permettra de calculer aisément le coefficient d'influence géométrique d'un segment de lanière donnée AB:

$$\vec{G}(I,s) = \frac{1}{r} \cdot (\cos(\varepsilon_A) - \cos(\varepsilon_B)) \cdot \frac{\vec{t} \wedge \overline{A I}}{|\vec{t} \wedge \overline{A I}|}$$

- Zone intérieure au rayon visqueux

Si tous les points sont à une distance plus petite que la distance minimale retenue comme rayon de tourbillon RAYTOURB :

$$\frac{\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}}{|\overline{M_p I}|^3} = \frac{|\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}|}{\text{RAYTOURB}^2} \cdot \frac{\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}}{|\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}|} = \frac{|\overline{M_p I}| \cdot \sin \varepsilon}{\text{RAYTOURB}^2} \cdot \frac{\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}}{|\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}|} = \frac{r}{\text{RAYTOURB}^2} \cdot \frac{\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}}{|\vec{t}_p \wedge \overline{M_p I}|}$$

En remplaçant comme précédemment le vecteur directeur du produit vectoriel, l'expression obtenue constante peut être sortie de l'intégrale. La longueur élémentaire de lanière s'intègre donc directement en AB, et nous obtenons :

$$\vec{G}(I,s) = \frac{r}{\text{RAYTOURB}^3} \cdot |\overline{AB}| \cdot \frac{\vec{t} \wedge \overline{A I}}{|\vec{t} \wedge \overline{A I}|}$$

- cas intermédiaire

La discrétisation de la lanière en segments de longueur finie pose un problème lors de l'application rigoureuse du modèle de tourbillon. En effet, les segments situés à proximité de la singularité pourraient être dans un cas hybride où une partie du segment pourrait être située à l'intérieur du domaine du tourbillon visqueux, et l'autre à l'extérieur. Un traitement rigoureux nécessiterait alors le calcul de l'intersection d'une sphère de rayon RAYTOURB2 et de centre I avec la droite définie par les points A et B, pour déterminer les parties placées entre les points A et B sur lesquelles appliquer le modèle normal ou modifié. Devant la complexité d'un tel traitement, le modèle de tourbillon en tout ou rien a été conservé.

7.5.6 Conclusion sur l'utilisation du rayon de tourbillon

En fait, quelques essais ont montré que le calcul est souvent possible sans rayon de viscosité ; le modèle a cependant été conservé pour les deux raisons suivantes :

-Dans la zone proche du tourbillon lié, le champ des vitesses dépend beaucoup de la distance MI séparant le point de contrôle du point d'émission. La géométrie de la nappe proche est donc très fortement dépendante de sa discrétisation, et il est souhaitable d'en atténuer les effets. En particulier, pendant la mise en équilibre, on constate que quelques-uns des points de contrôle des lanières sont placés très près du tourbillon lié. Cette caractéristique donne une instabilité très forte au calcul.

-Plus généralement, puisque la vitesse induite sur les lanières est fonction de la distance séparant les lanières, la géométrie d'équilibre est conditionnée par le nombre de lanières. Cet effet sera particulièrement sensible dans le processus de déformation des tourbillons marginaux où la vitesse induite par les tourbillons juxtaposés joue un rôle très important. De même, dans la région du tourbillon de moyeu, les visualisations des vitesses induites sur la pale et sur la nappe montrent un très mauvais calcul imputable au mouvement de cette lanière vers la lanière d'à côté, ce qui entraîne une instabilité de calcul.

Au total, alors que la géométrie d'équilibre des tourbillons devrait être indépendante de la discrétisation de la nappe et du nombre de lanières, on constate une forte influence de cette discrétisation, et l'utilisation du modèle complet jouera un rôle modérateur dans les situations transitoires du calcul.

Une étude sur ce problème a été réalisée par Wayne Johnson [13]. La comparaison entre ses résultats numériques et expérimentaux, lui ont permis de conclure que, non seulement le modèle de tourbillon était nécessaire, mais encore que pour une hélice de faible paramètre d'avancement, la géométrie d'équilibre est sensible au choix du rayon du tourbillon.

La référence [19] de C.V. Cook, est une étude complète sur la structure du tourbillon marginal. Les conclusions de cet article sont que le rayon visqueux dépend légèrement de la distance parcourue par le tourbillon depuis son émission au niveau de la pale, et pratiquement pas de la traction de l'hélice. Ce n'est que lorsque la traction de l'hélice est très grande qu'on peut arriver au décrochage de la couche limite sur les profils et qu'alors le rayon visqueux semble être dépendant de la charge aérodynamique.

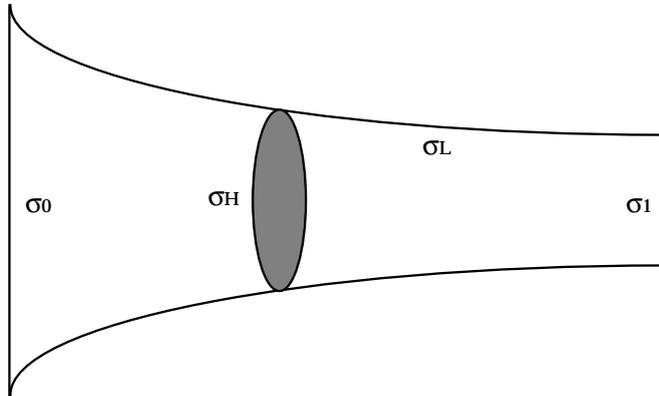
Malgré la difficulté prévisible, le calcul d'une géométrie d'équilibre très précise devra implémenter à terme un modèle de tourbillon plus évolué.

7.6 Mise en équilibre.

La mise en équilibre de la nappe est une partie difficile à cause du calcul des vitesses induites, ainsi que de la définition de la mise en équilibre elle-même. En fait, avant de proposer un modèle aérodynamique et numérique, il est souhaitable de réfléchir sur l'objectif recherché comme géométrie d'équilibre.

7.6.1 méthodes de mise en équilibre.

7.6.1.1 Nécessité de prise en compte de la déformation de la nappe en 3D.



Soit le volume de contrôle correspondant à la figure suivante :

La surface latérale σ_L est la surface définie par les lignes de courant.

L'équation de quantité de mouvement appliqué au volume de contrôle montre que la traction de l'hélice est égale à l'accroissement de quantité de mouvement axiale qui traverse les surfaces σ_0 et σ_1 . La composante axiale est évidemment l'élément essentiel du phénomène propulsif.

La conservation du débit imposant une surface σ_1 plus petite que la surface

d'entrée σ_0 . On peut déjà donc présupposer que la nappe ne restera pas purement cylindrique. Dans un modèle global, le calcul de la traction nécessiterait le calcul de la loi de contraction radiale et de la translation axiale du sillage : en fait la nappe se déforme sous l'effet des vitesses induites qui s'appliquent à chacun des filets fluides et notamment les filets fluides aspirés par les zones tourbillonnaires. Les composantes radiales sont donc aussi nécessaires. Enfin, pour la composante tangentielle, l'équation de l'énergie montre que la puissance est égale à l'accroissement de l'énergie cinétique du débit qui traverse les surfaces σ_0 et σ_1 , y compris en rotation résiduelle. Le véritable calcul de la puissance absorbée par l'hélice, imposera celui des trois composantes de la vitesse induite.

Pour une hélice de faible paramètre d'avancement, la nappe est très proche de la pale, et les effets tourbillonnaires induits au niveau de la nappe ne s'éloigneront que très progressivement du plan de rotation. L'influence de la nappe sera déterminante : il est donc important que sa forme soit le plus proche possible de la réalité, ce qui suppose une mise en équilibre. Le choix d'un modèle de sillage libre s'est imposé, bien que le temps de calcul soit plus pénalisant que dans les précédents modèles.

Au cours de la présentation de nos résultats, nous montreront les différences amenées par la mise en équilibre.

7.6.1.2 Critère de convergence sur la mise en équilibre :

En régime permanent, l'hypothèse fondamentale est la stationnarité de la nappe dans le repère relatif. Cette hypothèse suppose qu'elle est en équilibre dans ce repère.

Par définition, lorsque la nappe est en équilibre, chacun des vecteurs vitesses relatives locales sera tangent à la nappe de glissement, c'est-à-dire à la lanière en tout point.

Le calcul sera initialisé en utilisant une nappe simplifiée représentant une hélicoïde parfaite. Le processus de mise en équilibre devra ensuite déformer cette nappe jusqu'à l'obtention du critère de convergence.

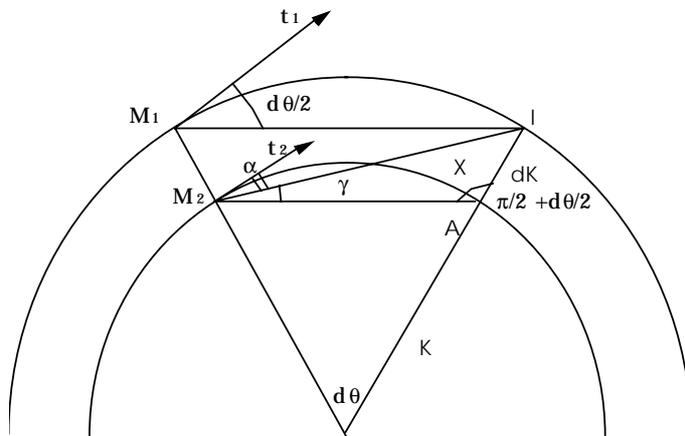
Le critère de convergence le plus évident est donc la minimisation de l'angle résiduel entre la lanière et le vecteur vitesse qui peut être atteint par déformation du pas et du rayon jusqu'à obtention de la condition de colinéarité du vecteur vitesse et du vecteur tangent.

Avant d'entamer le calcul du processus de mise en équilibre, il est souhaitable d'évaluer les causes principales de la déformation d'une lanière libre

7.6.1.3 Prise en compte de l'influence des zones proches dans la déformation :

Étudions en particulier la zone qui entoure le point "I" de la nappe, caractérisée par son influence déterminante sur ce point "I" de la nappe.

La figure suivante représente un élément différentiel de nappe; la circonférence osculatrice de rayon K est supposée être une bonne approximation géométrique de la lanière, et les intensités des tourbillons des lanières sont considérées sensiblement identiques.



Lanière passant par le point I :

Le coefficient d'influence géométrique du point M_1 sur le point I est de l'ordre

$$\text{de : } \frac{[\overline{t\Lambda M_1 I}]}{[M_1 I]^3} \approx \frac{1}{2 \cdot K^2 \cdot d\theta} \quad \text{et quand}$$

$d\theta \Rightarrow 0$, le terme d'influence tend vers l'infini : l'influence d'une lanière sur elle-même est trop grande si la discrétisation est trop fine.

Lanière juxtaposée passant dans la zone proche du point I :

L'influence du point M_2 sur le point I est de l'ordre de :

$$\frac{[\overline{t\Lambda M_2 I}]}{[M_2 I]^3} \approx \frac{|\sin(\alpha)|}{x^2} \approx \frac{|d\theta/2 - \gamma|}{x^2}$$

$$\text{où : } x^2 \cong dK^2 \cdot \left(K^2 \cdot \left(\frac{d\theta}{dK} \right)^2 + 1 \right)$$

Du triangle M_2AI , on déduit que : $\frac{\sin \gamma}{dK} = \frac{\sin(\pi/2 + d\theta/2)}{x} \Rightarrow \sin \gamma \cong \gamma \cong \frac{dK}{\sqrt{K^2 \cdot d\theta^2 + dK^2}}$

$$\alpha = \frac{d\theta}{2} - \gamma \Rightarrow \alpha \cong \frac{d\theta}{2} - \frac{dK}{\sqrt{K^2 \cdot d\theta^2 + dK^2}}$$

d'où le terme d'influence géométrique : $\frac{[\overline{t\Lambda M_2 I}]}{[M_2 I]^3} \approx \frac{\frac{d\theta}{2} - \frac{dK}{\sqrt{K^2 \cdot d\theta^2 + dK^2}}}{K^2 \cdot d\theta^2 + dK^2}$

Si $d\theta \Rightarrow 0$, cette expression montre que l'influence des lanières très proches vaut :

$$\frac{[\overline{t\Lambda M_2 I}]}{[M_2 I]^3} \cong \frac{1}{dK^2}$$

Si $dK \Rightarrow 0$, le coefficient d'influence sur le point I de cette lanière est infinie.

Il y a donc dans le calcul le double risque d'une discrétisation en segment trop petits et en lanières trop proches les unes des autres.

Conclusion : Le modèle de discrétisation de la nappe ne peut pas tenir compte de l'influence d'une lanière sur elle-même d'une façon très précise. En effet, le vecteur tangent est parallèle au vecteur de position MI et cette influence est un infini du premier ordre, tandis que l'influence des lanières juxtaposées est un infini de deuxième ordre. Comme la vitesse induite sur un point de la nappe par les lanières proches est normale à la surface de la nappe, on peut conclure que le processus de déformation dépend de cette composante normale et que la déformation de la nappe lointaine est en fait liée aux effets des lanières juxtaposées.

7.6.2 Calcul de la nouvelle géométrie

Après le calcul du champ des vitesses, la forme de la nappe est modifiée à partir de la nappe initiale ou courante.

Méthode utilisée:

- Une première méthode de déformation de la nappe basée sur l'évolution des points dans le sens de la vitesse locale, le pas de temps retenu dépendant du point de la nappe, n'a pas donné de résultats probants.
- Une deuxième méthode basée sur le respect des conditions de colinéarité déduite des travaux de l'IMFM, et en particulier de la thèse de J.G.Fratello présentée en 89 à

l'université d'Aix Marseille a été essayée :

Le vecteur vitesse peut s'exprimer sous la forme :

$$W = (v - \Omega r \cdot \sin \psi) \cdot \vec{i} + (w + \Omega r \cdot \cos \psi) \cdot \vec{j} + (u + V_\infty) \cdot \vec{k}$$

Parallèlement, l'équation de la lanière est donnée par l'équation :

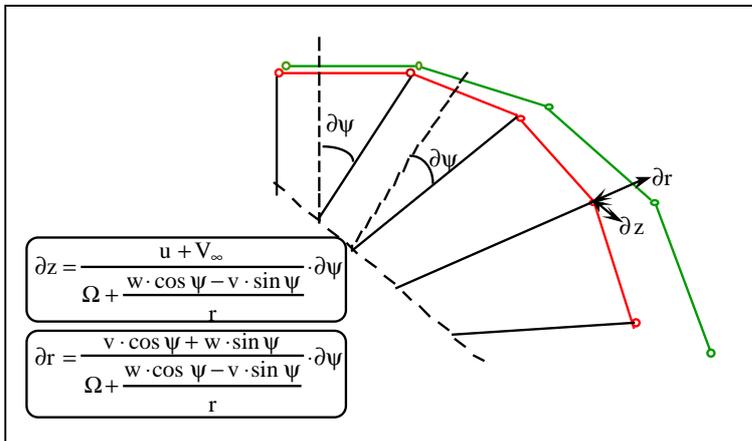
$$\frac{\partial OM}{\partial \psi} = \left(\frac{\partial r}{\partial \psi} \cdot \cos \psi - r \cdot \sin \psi \right) \cdot \vec{i} + \left(\frac{\partial r}{\partial \psi} \cdot \sin \psi + r \cdot \cos \psi \right) \cdot \vec{j} + \frac{\partial z}{\partial \psi} \cdot \vec{k}$$

la condition de colinéarité s'exprime comme la conservation du rapport des composantes :

$$\frac{v - \Omega r \cdot \sin \psi}{\frac{\partial r}{\partial \psi} \cdot \cos \psi - r \cdot \sin \psi} = \frac{w + \Omega r \cdot \cos \psi}{\frac{\partial r}{\partial \psi} \cdot \sin \psi + r \cdot \cos \psi} = \frac{u + V_\infty}{\frac{\partial z}{\partial \psi}}$$

Nous pouvons déduire les conditions d'évolution radiale et axiale en fonction de l'azimut :

$$\frac{\partial r}{\partial \psi} = \frac{v \cdot \cos \psi + w \cdot \sin \psi}{\Omega + \frac{w \cdot \cos \psi - v \cdot \sin \psi}{r}}$$



et

$$\frac{\partial z}{\partial \psi} = \frac{u + V_\infty}{\Omega + \frac{w \cdot \cos \psi - v \cdot \sin \psi}{r}}$$

La déformation de la nappe est donc obtenue à partir de ces valeurs d'incrément en appliquant un critère de coefficients de relaxation pour éviter des problèmes de divergence.

Remarque : erreur maximale sur

la géométrie équilibrée

L'erreur dans le calcul de la géométrie est définie comme l'angle moyen entre le vecteur vitesse relative et le vecteur tangent pour tous les points de contrôle sur la nappe.

Le critère de convergence retenu se basera sur la valeur moyenne de tous les angles résiduels entre vecteur vitesse et tangente à la nappe (260 points X 17 lanières). Le critère de convergence idéal fixé à 1° d'angle ne sera jamais atteint avec les polaires de profil réels.

7.7 Etude critique des résultats du code

7.7.1 Introduction

Le programme Ligne portante, réalisé dans le cadre de cette étude a un objectif ultérieur de type pédagogique. Il permet d'obtenir une information sur plusieurs éléments caractéristiques du fonctionnement :

- Les performances globales, comprenant les bilans d'efforts et de circulation sur la pale, et bien sûr les rendements induits et réels,
- Les formes de nappes de sillage obtenues après mise en équilibre,
- Les champs de vitesses théoriques, dans des plans transversaux ou azimutaux.

Nous procéderons à l'analyse critique en plusieurs étapes :

1-choix des paramètres du code

Les résultats du code n'ont de valeur que dans la mesure où les paramètres réglants sont correctement déterminés, que les processus de convergence vers la mise en équilibre sont cohérents. Des calculs préliminaires sur le fonctionnement de l'hélice de référence BA000 ont donc été effectués pour déterminer les rayons des modèles de tourbillon ainsi que le choix de

modèle de nappe initiale. Sur les mêmes calculs, nous commentons le résultat obtenu sur l'angle résiduel de convergence.

2-influence de la mise en équilibre

La mise en équilibre de la nappe devrait apporter une amélioration de la précision du modèle. Mais un logiciel de ligne portante est basé sur des hypothèses assez restrictives (incompressibilité, non viscosité et stationnarité) et l'utilité d'une mise en équilibre peut donc être remise en cause si on ne connaît pas son influence réelle. Nous avons donc ensuite procédé à l'analyse de la mise en équilibre sur trois éléments distincts :

- l'angle résiduel entre nappe et vecteur vitesse, pour évaluer la difficulté,
- la forme de la nappe de sillage obtenue avant et après mise en équilibre,
- Les différences induites par la mise en équilibre sur le rendement.

3-formes de nappe et champs de vitesse

Les nappes, puis les champs des vecteurs vitesses obtenus après mise en équilibre dans un plan azimutal ou dans des plans transversaux du domaine aval de l'hélice de référence BA000 sont ensuite commentés pour observer la cohérence globale du code.

Nous donnerons quelques éléments de résultats de comparaison des hélices entre elles, pour tenter de définir la capacité du code à prévoir l'influence de la mise en flèche sur le champ des vitesses et sur les performances.

4- comparaison théorie expérience

Enfin, ces éléments étant explorés, le modèle retenu doit être confronté à la réalité en s'appuyant sur des comparaisons théorie expérience sur les traces de vitesses et sur les champs de vitesses moyennes. En se ramenant à notre objectif initial, cette comparaison sera étendue à l'analyse des performances des différentes hélices pour plusieurs cas de fonctionnement.

7.7.2 Choix des paramètres du code

7.7.2.1 rayons de viscosité numérique

Deux rayons doivent être déterminés :

- le rayon sur la pale RAYTOURB1,
- le rayon sur la nappe et dans le domaine externe RAYTOURB2.

Nous conserverons comme critère essentiel la conservation du rayon le plus petit possible dès lors qu'il évite éventuellement les problèmes de divergence du calcul. En effet, l'objectif de cette modification n'est pas de recréer une prise en compte de la viscosité du fluide mais de limiter les problèmes numériques.

Les conséquences du choix de RAYTOURB1 sont observées sur la circulation sur la pale.

Le choix de RAYTOURB2 peut être effectué par observation des influences sur la circulation, et sur le champ des vitesses obtenu avant et après mise en équilibre.

Des essais numériques ont donc été effectués pour l'hélice de référence BA000, en ne retenant que des comportements de profils de plaque plane pour gagner du temps de calcul. Ces essais donnent les résultats suivants:

7.7.2.1.1 Evolution de la circulation sur la pale

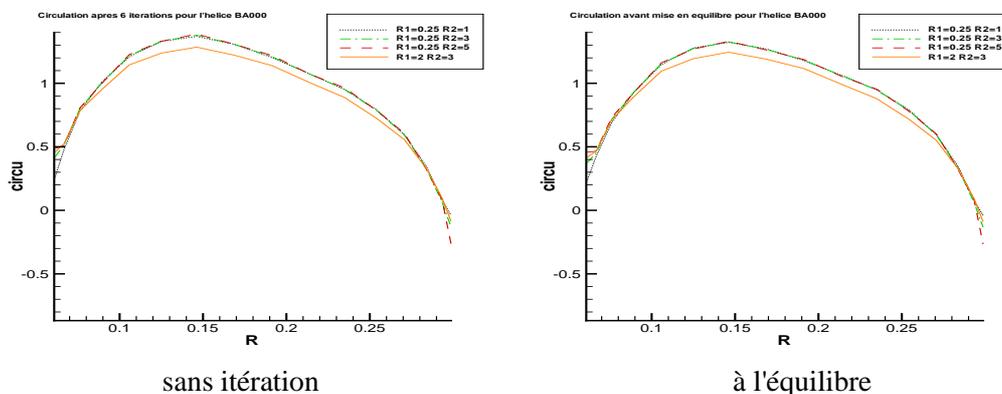


Figure 7-3: Evolution de la circulation sur la pale

- une valeur trop élevée de RAYTOURB1 (2 mm) diminue notablement la circulation
- la valeur retenue de 0,25mm ne pose pas de problème de divergence, probablement à cause du choix des points de Lobatto et des points de Gauss. RAYTOURB1 sera donc maintenu à 0,25mm.
- trois valeurs de RAYTOURB2 essayées à 1, 3 et 10 mm n'ont aucune influence sur la répartition de circulation sur la pale, ce que l'on pouvait prévoir.
- la mise en équilibre ne modifie en rien ce résultat.

7.7.2.1.2 Champs de vitesses dans les plans transversaux

Avant mise en équilibre (0 itérations) Après mise en équilibre (6 itérations)

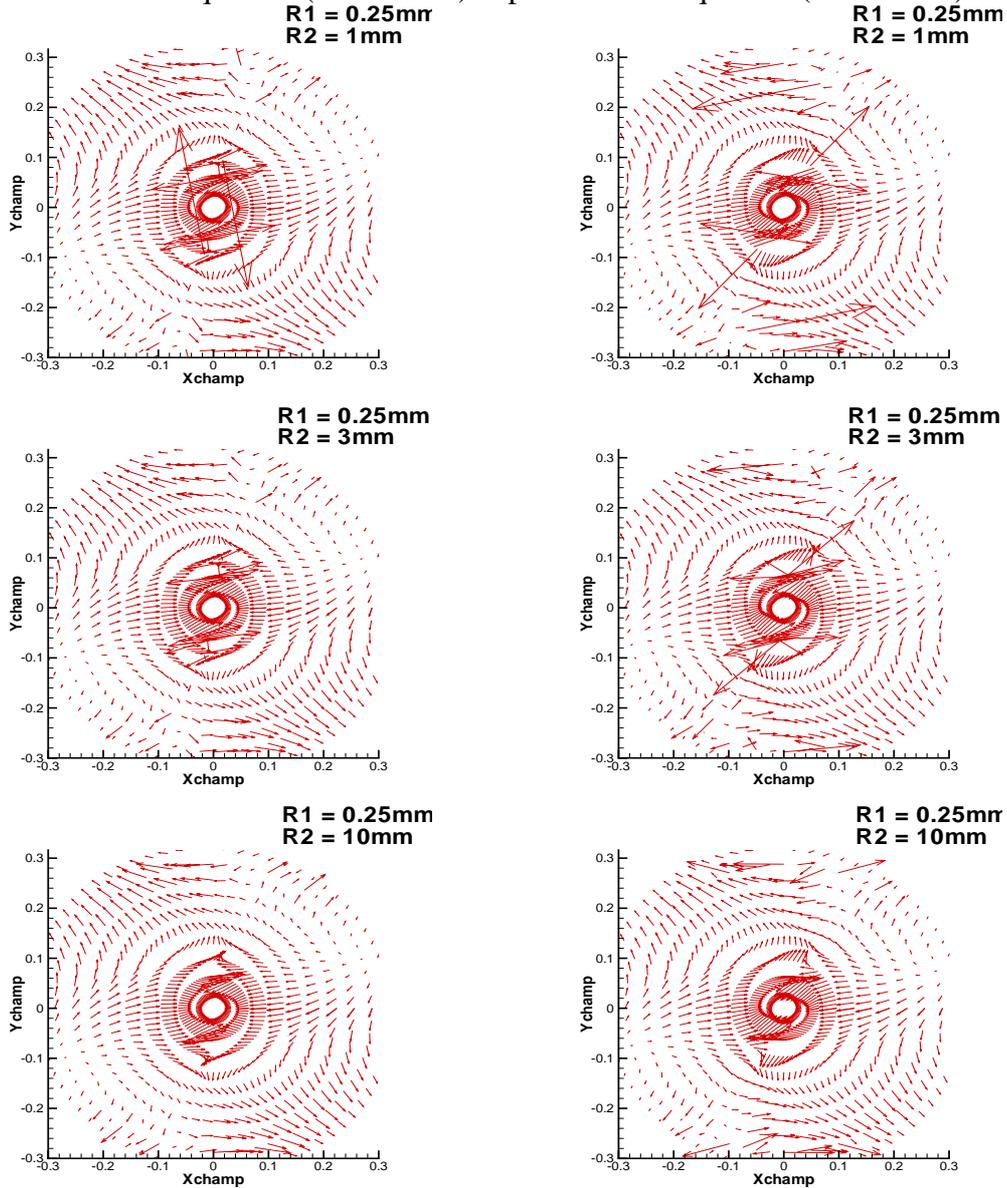


Figure 7-4 : Hélice droite BA000 : cas nominal : effets du rayon visqueux RAYTOURB2

Conclusions :

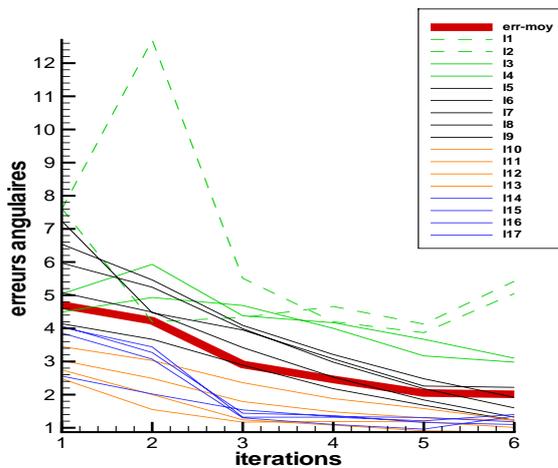
Le choix adéquat de RAYTOURB2 se fait plutôt en observant les champs de vitesses sur le plan transversal proche ($Z=50\text{mm}$) avant et après mise en équilibre. On peut constater dans les deux cas l'influence modératrice de RAYTOURB2 qui nous aurait conduit à choisir une valeur de 10mm ; mais la corrélation théorie expérience (paragraphe suivant) montrant la trop faible valeur théorique du tourbillon de tête de pale, une valeur de 3mm a finalement été retenue.

7.7.2.2 Choix du type de nappe initiale

L'analyse des champs de vitesses théoriques montrera la quasi-absence d'influence de la méthode initiale sur le processus quasi convergé. La connaissance a priori des processus de convergence réels n'est donc pas nécessaire pour mettre la nappe en équilibre, mais il reste bien sûr à valider la forme de nappe obtenue.

7.7.2.3 Contrôle du processus de convergence vers l'équilibre

Erreur de convergence : degre d'angle
(angle résiduel vecteur tangent; vecteur vitesse)
Helice BA000 ; cas nominal



Le critère retenu comme indicateur du niveau de convergence obtenu est l'angle résiduel entre lanière et vecteur vitesse sur la nappe, calculé à partir d'un produit vectoriel. D'autres méthodes s'appuient sur un critère de proportionnalité des composantes, condition suffisante de colinéarité.

Le processus de convergence correspondant au cas nominal de l'hélice droite est montré comme exemple ; L'erreur moyenne tend vers deux degrés d'angle au bout de six itérations ; la partie intérieure de la nappe moins réaliste que toute la zone supérieure, tend à ne pas s'équilibrer ; l'ensemble des autres lanières et donc en particulier les lanières périphériques, tend vers un bon niveau de convergence, proche du degré.

La reprise d'essais équivalents sur des comportements de profils réels montre que l'équilibre de nappe est plus difficile à réaliser. Les résultats des résidus angulaires entre nappe et vecteurs vitesses s'établissent à environ 3° d'angle en valeur moyenne.

La rapidité de convergence dépendra aussi des coefficients de relaxation retenus pour le processus itératif, qui permettront de faire un choix entre la rapidité de convergence (sans coefficients de relaxation) et la qualité de la mise en équilibre évaluée sur l'angle obtenu.

Enfin, les autres cas de fonctionnement, en hors adaptation, s'équilibrent beaucoup plus difficilement. Nous n'avons donc pas relevé de champs des vitesses obtenus dans les analyses sur l'ensemble du domaine de fonctionnement correspondant à des cas partiellement équilibrés.

7.7.3 Influence de la mise en équilibre

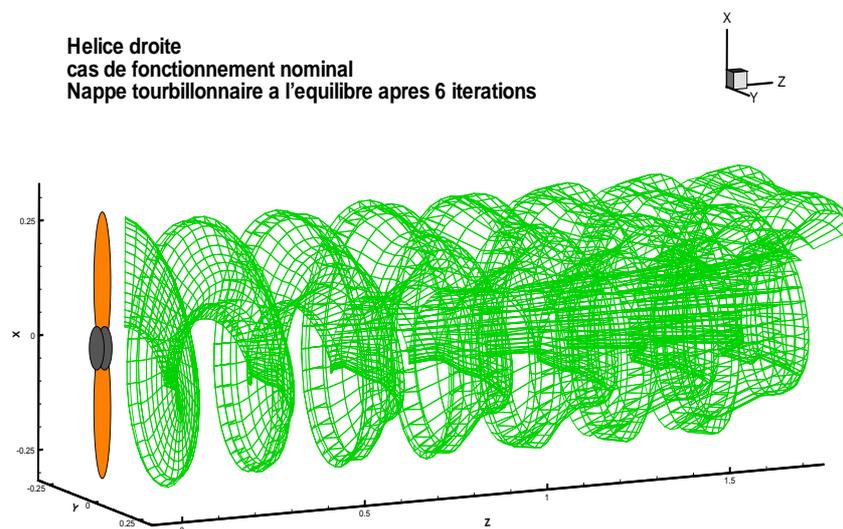
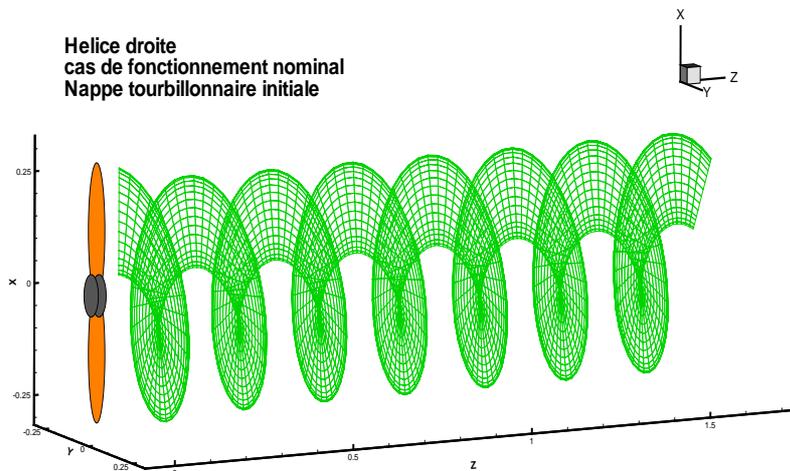
7.7.3.1 déformation de nappe

La simulation numérique permet de visualiser le processus de déformation qui amène la nappe de la géométrie initiale à la géométrie d'équilibre.

La nappe initiale présente l'allure d'une pseudo-hélicoïde régulière (présentée en page suivante avec l'effet de convergence initial). Plusieurs solutions sont envisageables pour le tourbillon marginal mais la nappe initiale interne reste toujours une surface réglée.

La forme de la nappe obtenue après mise en équilibre (figure 7-6) correspond au résultat général présenté dans l'étude bibliographique : le pas des lanières internes est beaucoup plus important que celui des lanières périphériques.

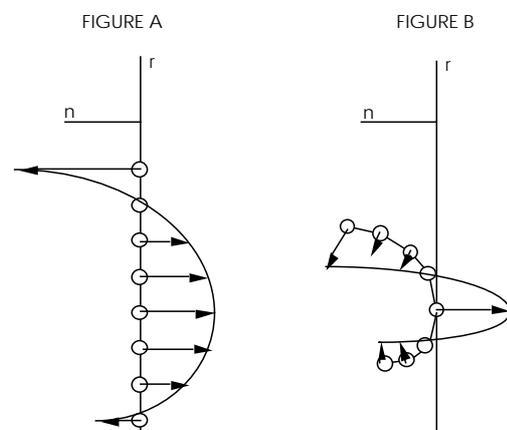
Ces déformations (radiale et axiale) peuvent s'expliquer par une analyse bidimensionnelle :



Soit une coupe de la géométrie initiale de la nappe par un plan normal aux vecteurs tangents ;
La distribution des lanières correspond à celle qui est représentée sur la figure A, où "r" est la coordonnée radiale et "n" la coordonnée normale à la géométrie initiale de la nappe.

1- Les vitesses induites appliquées aux lanières internes, soumises à des vitesses de convections plus importantes que les lanières marginales, génèrent un pas de sillage plus élevé, correspondant au niveau de circulation des parties les plus actives de la pale.

2- Les lanières périphériques sont de forte intensité parce que situées en limite de souffle, au niveau des forts gradients de circulation sur la pale. La génération du tourbillon périphérique, en provoquant l'enroulement de la nappe, empêche la dilatation dans le sens axial.

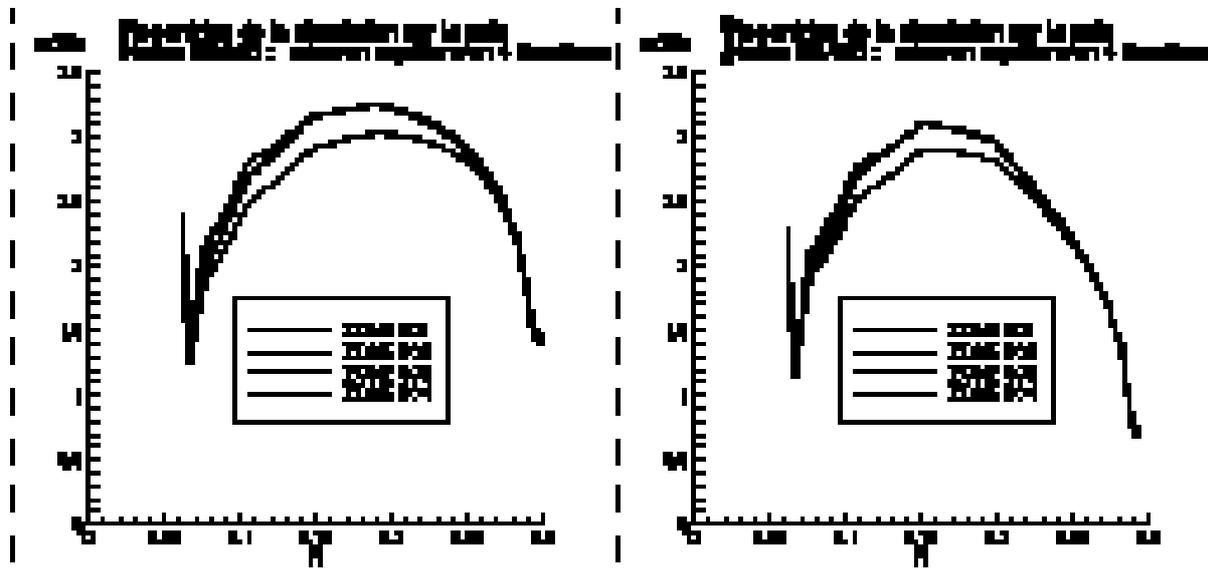


Il apparaît donc une déformation initiale semblable à celle de la figure B qui incline le vecteur vitesse induite des tourbillons marginaux. On observe l'apparition d'une vitesse radiale négative (loi de contraction radiale) et une diminution de la composante "n" de la vitesse

induite (influant sur la loi de translation axiale).

-Lorsque cette portion de la nappe s'éloigne de la pale, la déformation se stabilise au fur et à mesure que l'influence du tourbillon lié diminue. On peut donc penser que l'influence du tourbillon lié dans le domaine proche est déterminante, et ensuite que les tourbillons juxtaposés ont une influence notable sur le processus de déformation local.

7.7.3.2 résultats sur le gradient de circulation sur la pale



Les essais effectués en utilisant le comportement du profil réel permettent d'observer l'effet de la mise en équilibre sur la circulation : on constate une augmentation du niveau pour la première itération, et une relative stabilité pour les autres itérations.

La mise en équilibre en dilatant la nappe entraîne peu de modification de la circulation en tête de pale, et par conséquent de l'intensité tourbillonnaire de tête de pale.

7.7.3.3 Evolution du rendement dans la mise en équilibre

Rendement	BA000
rend-initial	0,693 (10,02)
rend-1iter	0,714 (6,80)
rend-2iter	0,713 (3,03)
rend-3iter	0,713 (2,64)

Le tableau ci-dessus montre sur 3 itérations l'évolution du rendement, et les angles moyens de non équilibre. Le rendement réel de de l'hélice est légèrement augmenté (2 points) par la mise en équilibre. Des constatations identiques ont été faites à partir des autres hélices

On peut penser que la modification des vitesses induites sur le profil permet de réorienter les angles d'incidence vers une meilleure finesse de chaque profil, et donc une meilleure performance globale de l'hélice.

7.7.3.4 paramètre dominant dans la déformation de la nappe:

La forme de la nappe pseudo-hélicoïdale ainsi que la répartition du champ des vitesses, sont liées au coefficient de poussée et au paramètre de fonctionnement. La mise en équilibre modifie la forme de la nappe et par conséquent, la répartition de circulation.

À égale distribution de circulation, le paramètre d'avancement, de faible valeur dans la présente étude, impose la présence des lanières dans le domaine proche, ce qui accentuera l'effet de la répartition de charge sur la déformation des lanières dans ce même domaine proche.

La répartition de la circulation agit ensuite dans le processus de déformation de la nappe en agissant sur la dilatation axiale dans les zones neutres, et nous savons qu'en retour cette déformation modifie la répartition de circulation.

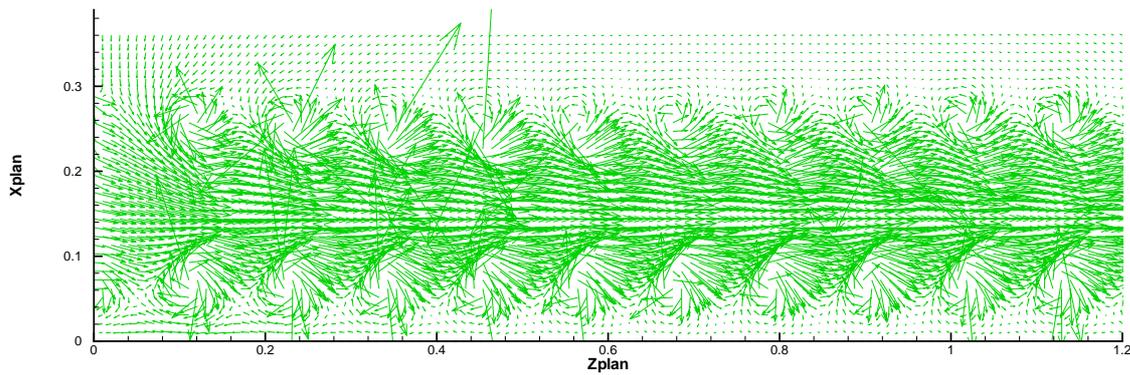
Nous pouvons conclure que le paramètre déterminant est la répartition de charge (ou de circulation, ou de loi de calage ... etc), et ceci d'autant plus que le paramètre d'avancement sera réduit.

La mise en flèche devrait donc avoir, en plus de l'effet de compressibilité en tête de pale, un effet de déformation de nappe générée par la répartition de circulation sur la pale.

7.7.3.5 Résultats sur le champ des vitesses azimuthal de l'hélice droite BA000

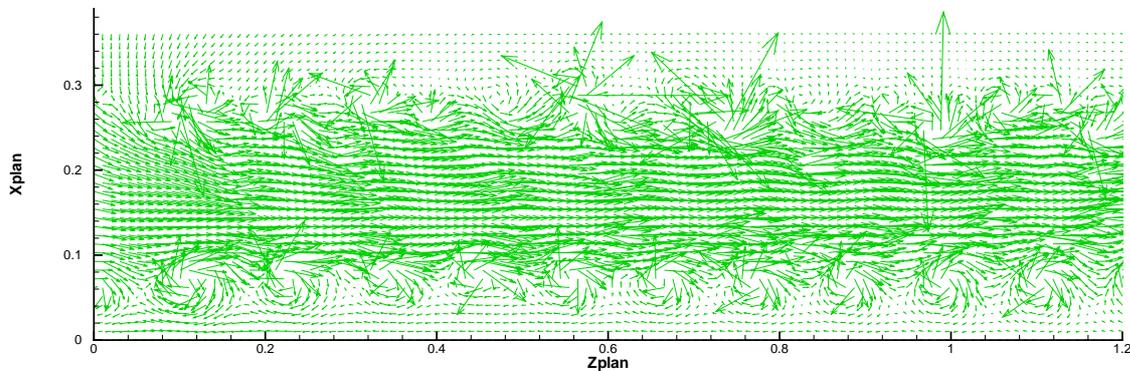
-avant mise en équilibre

champ des vitesses sur plan $Y=0$; 0 iterations



-après mise en équilibre

champ des vitesses sur plan $Y=0$; 6 iterations



Comparaison du champ azimuthal pour l'hélice BA000

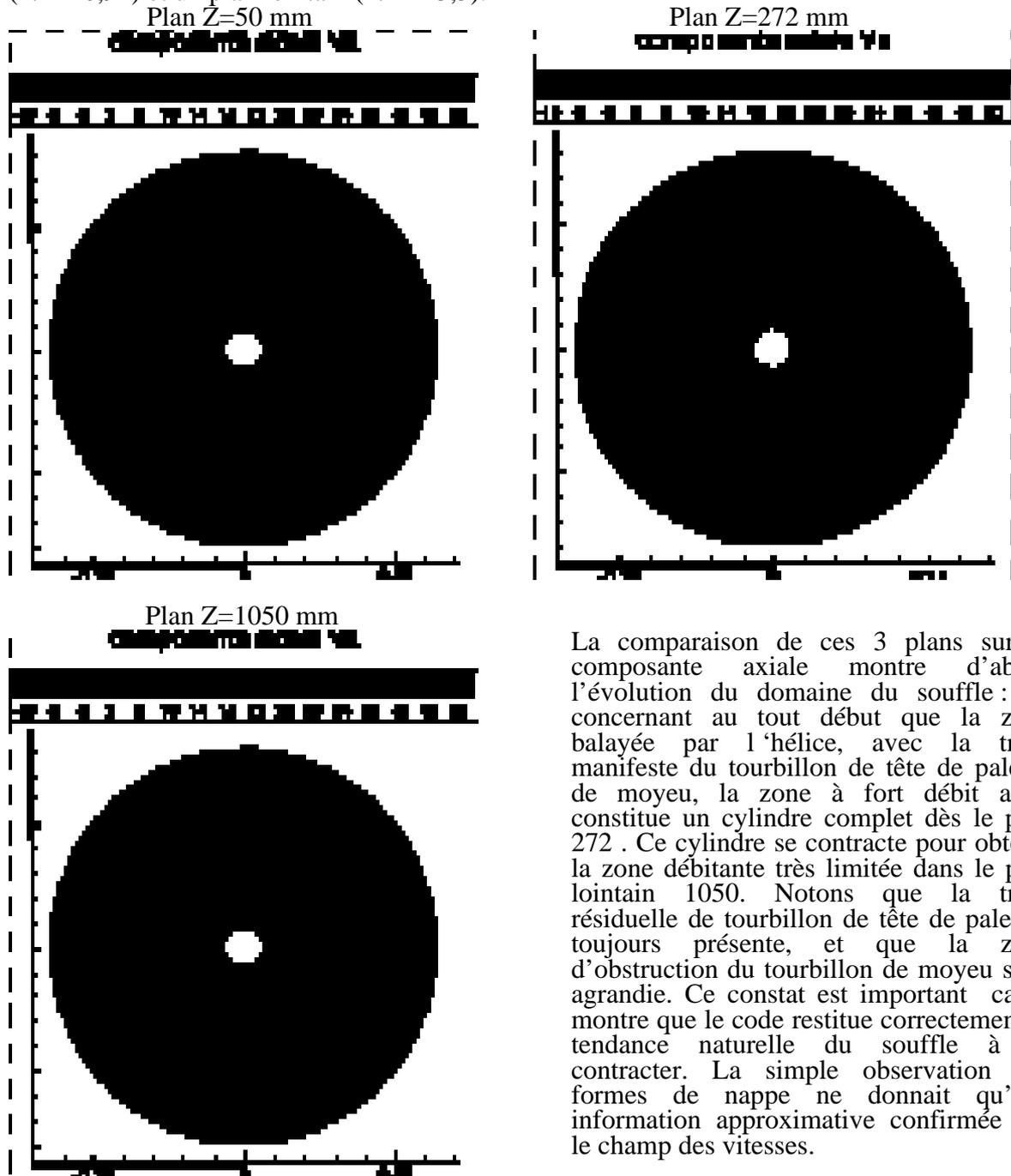
La mise en équilibre déforme beaucoup la nappe, et par conséquent le champ des vitesses. La visualisation effectuée en début de l'étude montre que les tourbillons commencent à être déstabilisés dans le domaine intermédiaire, mais pas dans la proportion observée dans nos résultats. La présence de survitesses locales démesurées n'a pu suffisamment être contrée par notre modèle de tourbillon. La mise en équilibre, telle que réalisée avec nos hypothèses, génère des déformations que l'on ne peut suffisamment corréler avec la réalité.

On peut cependant constater que le tourbillon de moyeu, pourtant plus mal modélisé que la tête de pale, est proche de l'état réel constaté de divergence, et que la veine fluide de la zone neutre se rétrécit dans le domaine aval. Le problème est donc centré sur les tourbillons de tête de pale, sans doute les plus sensibles car modifiés par l'enroulement de nappe.

7.7.4 Observation des résultats

7.7.4.1 Champ de vitesses transversaux :

Le champ des vitesses axiales pour l'hélice droite après mise en équilibre est présenté pour 3 plans : un plan très proche à $Z=50$ mm ($Z/R=0,166$), un plan intermédiaire à $Z=272$ mm ($Z/R=0,91$) et un plan lointain ($Z/R=3,5$).

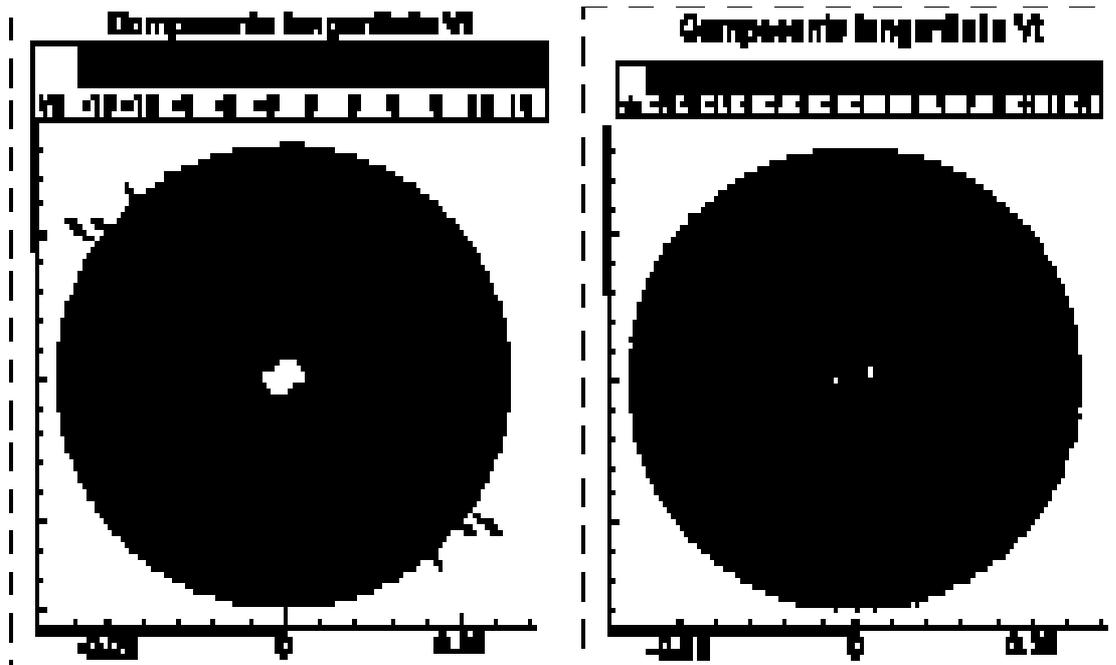


La comparaison de ces 3 plans sur la composante axiale montre d'abord l'évolution du domaine du souffle : ne concernant au tout début que la zone balayée par l'hélice, avec la trace manifeste du tourbillon de tête de pale et de moyeu, la zone à fort débit axial constitue un cylindre complet dès le plan 272 . Ce cylindre se contracte pour obtenir la zone débitante très limitée dans le plan lointain 1050. Notons que la trace résiduelle de tourbillon de tête de pale est toujours présente, et que la zone d'obstruction du tourbillon de moyeu s'est agrandie. Ce constat est important car il montre que le code restitue correctement la tendance naturelle du souffle à se contracter. La simple observation des formes de nappe ne donnait qu'une information approximative confirmée par le champ des vitesses.

A titre d'exemple, comparons aussi les résultats de composantes tangentielles dans un plan proche de l'hélice et dans un plan lointain (Notons que la superposition des vecteurs vitesses sur ce plan donne aussi l'information sur la composante radiale) :

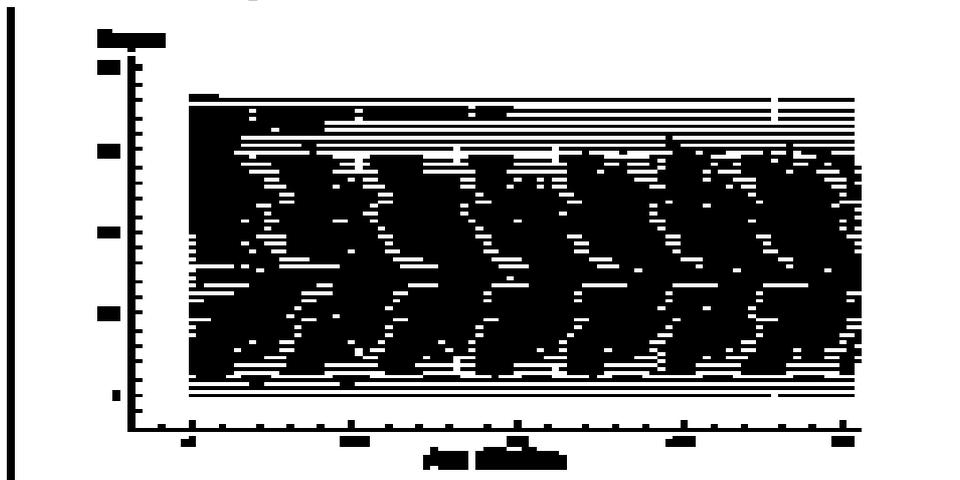
Plan $Z=50$ mm

Plan $Z=1050$ mm



Ces composantes tangentielles montrent dans le plan proche la présence des tourbillons (superposition des vecteurs transverses) et le résidu d'effet tangential dans le plan lointain, dans une zone contractée, sur laquelle on peut observer un équivalent de trace de nappe, joignant le moyeu à la tête. Cette trace de plan lointain est couchée dans le sens de rotation. Il n'y a aucun effet visqueux dans une méthode de ligne portante, et cette forme de nappe très inclinée dans le sens inverse rotation ne semble due qu'à la mise en équilibre.

7.7.4.2 Observation du protocole de formation :



Pour certaines représentations azimutales avant mise en équilibre, un effet d'éjection du fluide se retrouve vers la périphérie en amont du tourbillon, comparable à ce qui avait été repéré dans les essais de caractérisation du tourbillon en vélocimétrie LDA. La modélisation est donc quelquefois suffisamment réaliste pour retrouver un effet de point selle. Mais le schéma de formation en point selle semble dû essentiellement à la charge centrale de l'hélice modifiée par l'effet d'entraînement visqueux et donc de centrifugation créé autour du moyeu. Les conditions d'application du code ne peuvent donc restituer que la déviation des filets fluides sous l'effet du tourbillon de tête, et les nuances de protocole de formation entre les hélices ne peuvent pas être déterminées.

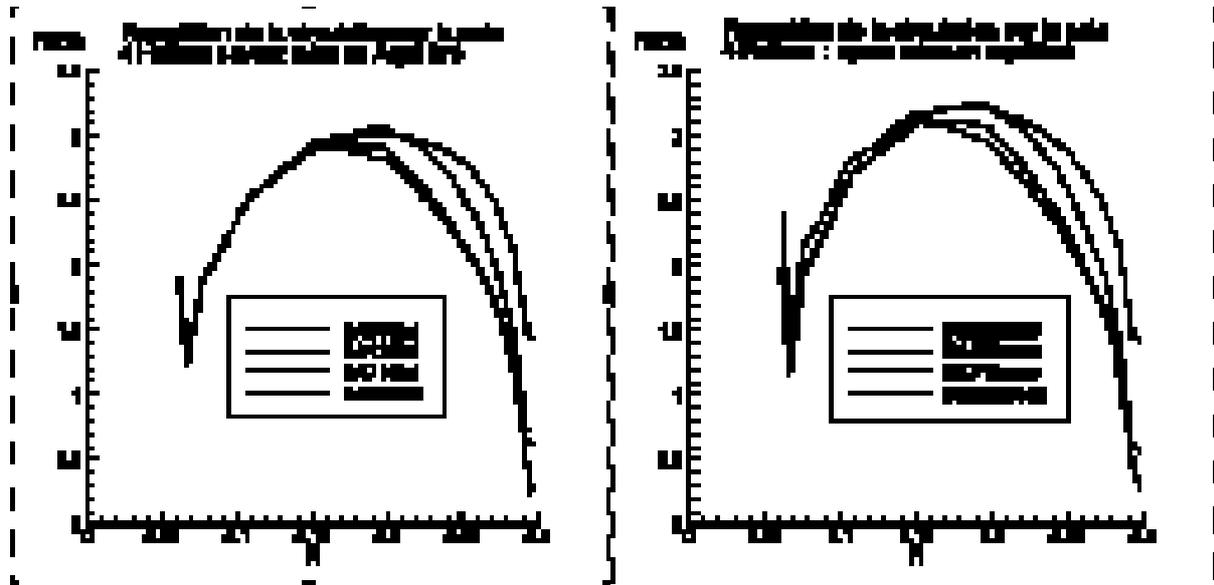
7.7.5 Comparaison des résultats observés sur les quatre hélices

7.7.5.1 circulation

Un des éléments les plus importants significatif du fonctionnement de l'hélice est la répartition de la circulation au long de la pale :

Nous avons présenté au chapitre concernant la mise au point du programme les courbes faisant l'hypothèse de comportement de plaque plane. Elles montraient une répartition de circulation correspondant à la flèche, peu d'influence des diamètres de tourbillons numériques et de la mise en équilibre.

En utilisant les données du profil réel, les courbes de répartitions suivantes ont été obtenues :



Ces courbes autorisent un même constat sur l'effet de flèche aval en diminuant la circulation sur la flèche (correspondant aux travaux de Lepicovski et Bell), la circulation quasiment identique en zone basse, et la mise en équilibre qui augmente l'ensemble des circulations sans modifier les gradients. Il faut cependant remarquer que :

- la circulation est nettement supérieure au cas de la plaque plane.
- le gradient de circulation s'inverse tout près du moyeu, ce qui ne paraît pas avoir de sens physique, sauf à supposer que le profil fonctionne à l'envers.
- l'inversion du sens de la flèche diminue la répartition de circulation en ramenant la charge de l'hélice BASaul au niveau de celle de l'hélice BA420

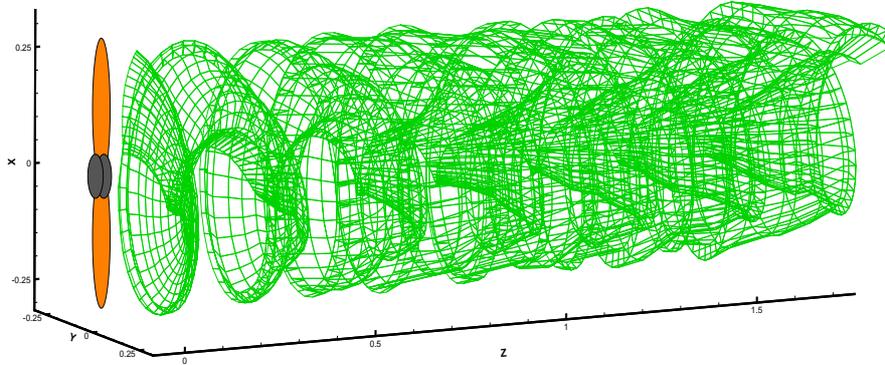
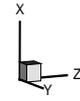
Conclusion : Les calages de profil étant identiques et la nappe étant de forme presque identique pour toutes les hélices, les différences de circulation ne devraient provenir que de la projection de la composante de vitesse sur la ligne portante.

Le résultat reste vérifiable si on ne considère que les hélices en flèche aval : l'hélice droite reste la plus chargée, et le niveau de circulation semble directement lié au niveau de flèche. L'hélice en flèche aval d'extrémité de pale est plus chargée que l'hélice en flèche répartie, et le gradient d'extrémité le plus faible est effectivement celui de l'hélice BA420 (Les tourbillons observés pour l'hélice en flèche répartis étaient effectivement les plus réduits).

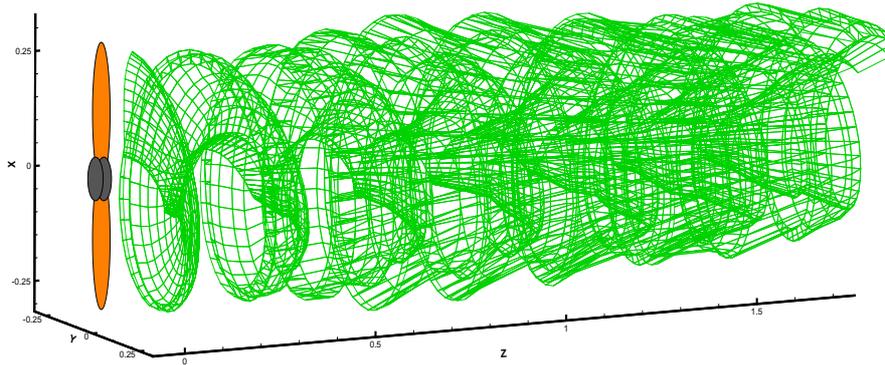
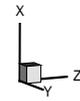
Ce constat n'est plus valable pour l'hélice en flèche inverse. Un travail expérimental complémentaire sera nécessaire pour comparer les intensités tourbillonnaires générées par les différentes hélices, notamment pour la flèche inversée.

7.7.5.2 forme de nappe

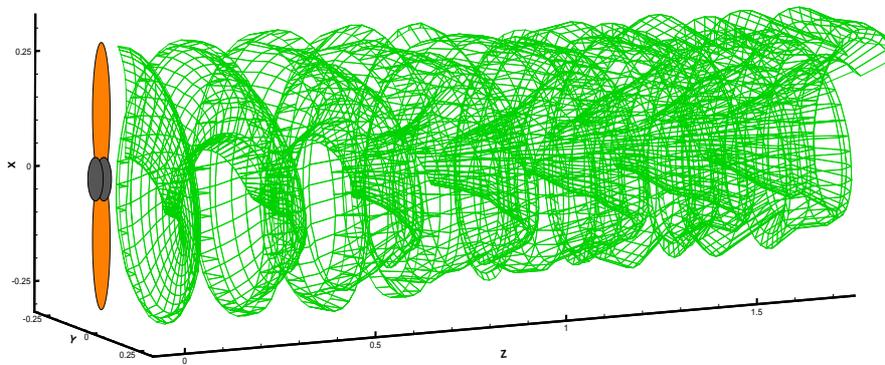
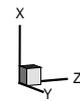
Helice en fleche repartie BA420
cas de fonctionnement nominal
Nappe tourbillonnaire a l'equilibre apres 6 iterations



Helice en fleche d'extremite BA710
cas de fonctionnement nominal
Nappe tourbillonnaire a l'equilibre apres 6 iterations



Helice en fleche d'extremite BASaul
cas de fonctionnement nominal
Nappe tourbillonnaire a l'equilibre apres 6 iterations



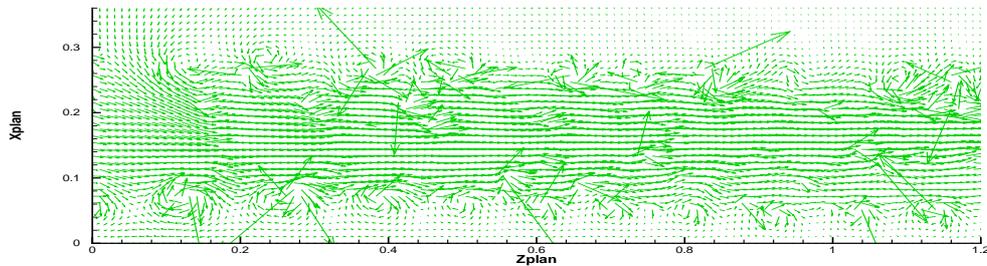
Conclusion: On observe une déformation de nappe correspondant chaque fois au gradient de circulation sur la pale. Une similitude d'ensemble est notable, mais on peut déterminer une modification de forme donnant pour les hélices en flèche d'extrémités un diamètre extérieur plus ondulant. On ne peut conclure plus nettement simplement sur une observation globale.

7.7.5.3 Champ azimuthal des vitesses induites

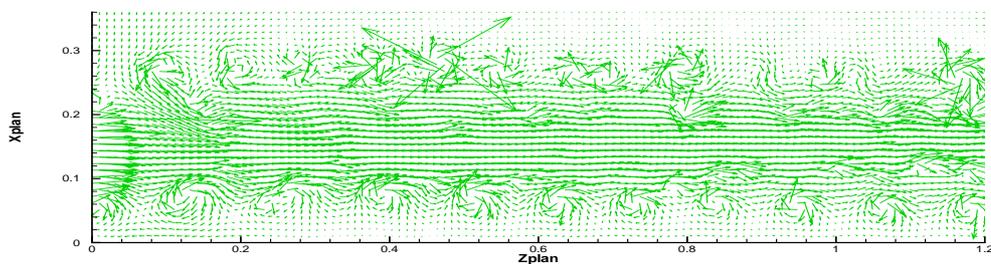
(4 plans azimuthaux)

Comparaison de resultat ligne portante pour 4 helices
cas nominal 8000tr/mn ; 30 m/s ; Ra=0.25 mm ; Rb=3 mm
champ des vitesses sur plan Y=0 ; 6 iterations

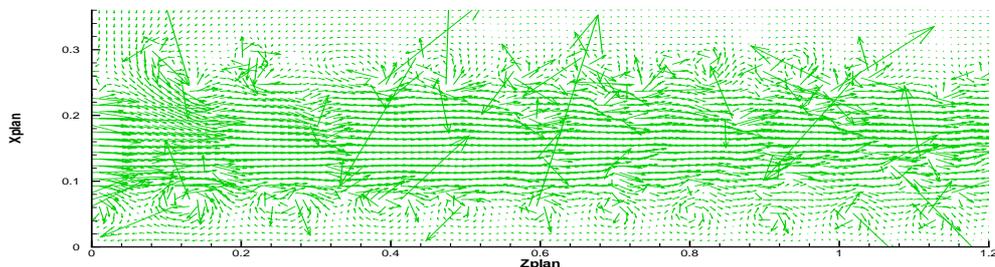
Helice BA000



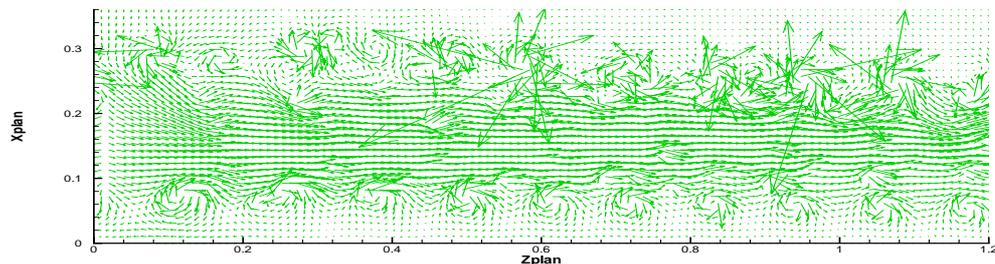
Helice BA420 :



Helice BA710



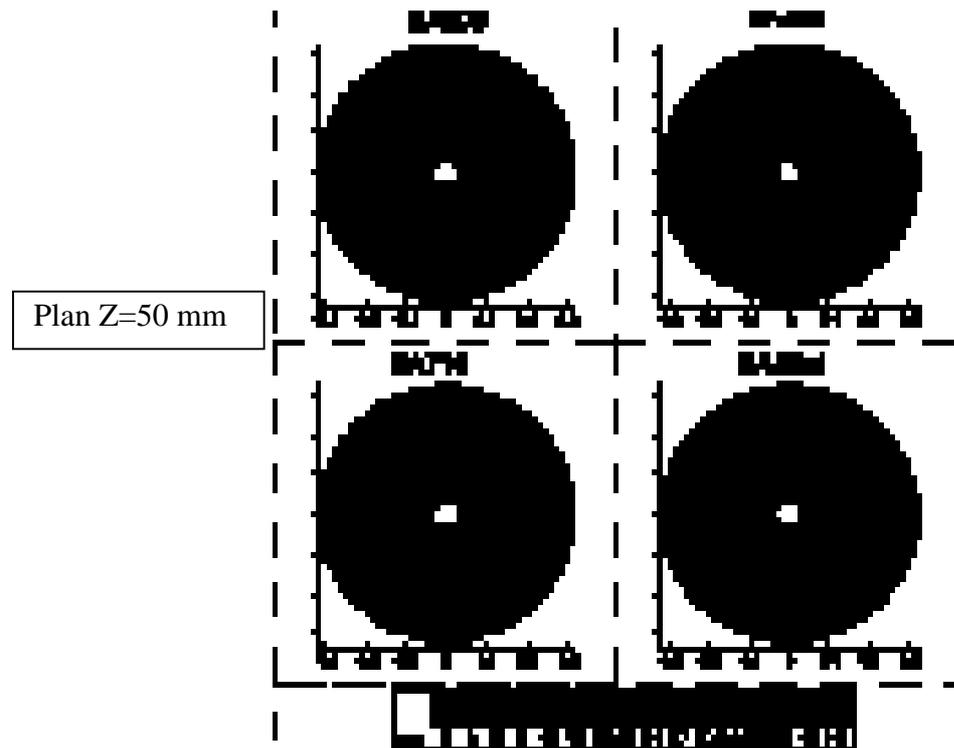
Helice BASaul :



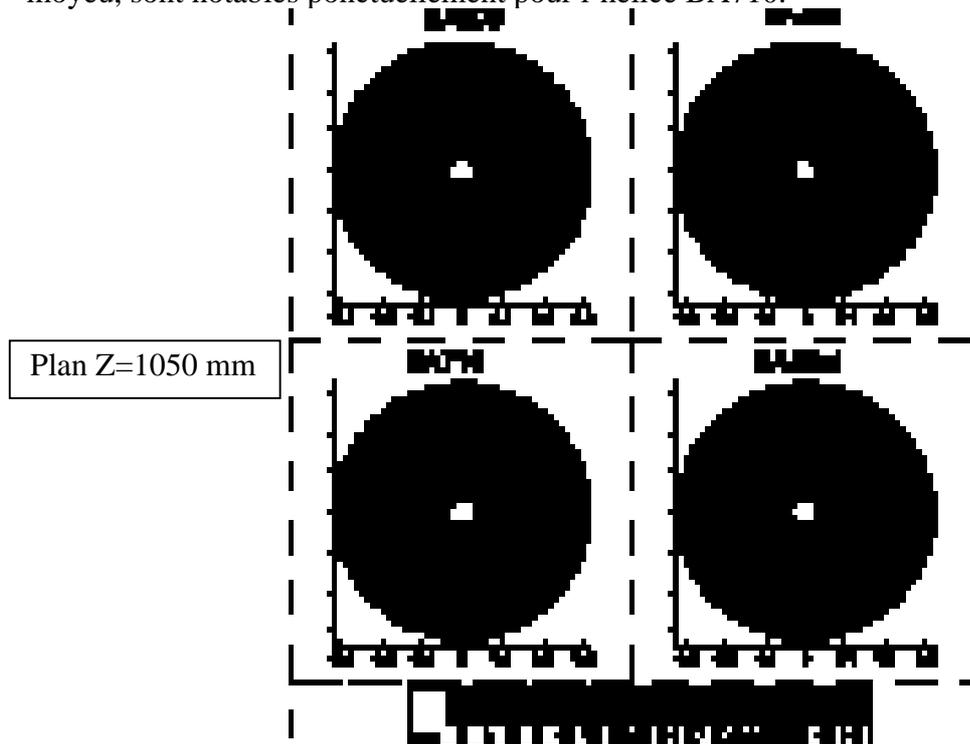
Après la mise en équilibre, l'observation du champ des vitesses comparées montre la convergence de la veine fluide pour toutes les hélices, la meilleure homogénéité du sillage de l'hélice BA420, observé en visualisation et au film chaud. Par contre, les très fortes dispersions des tourbillons de tête de pale des hélices en flèche d'extrémité contredisent les résultats de la campagne en anémométrie film chaud qui nous avait montré au contraire une stabilisation du sillage par la mise en flèche.

7.7.5.4 Champ transversal de vitesse

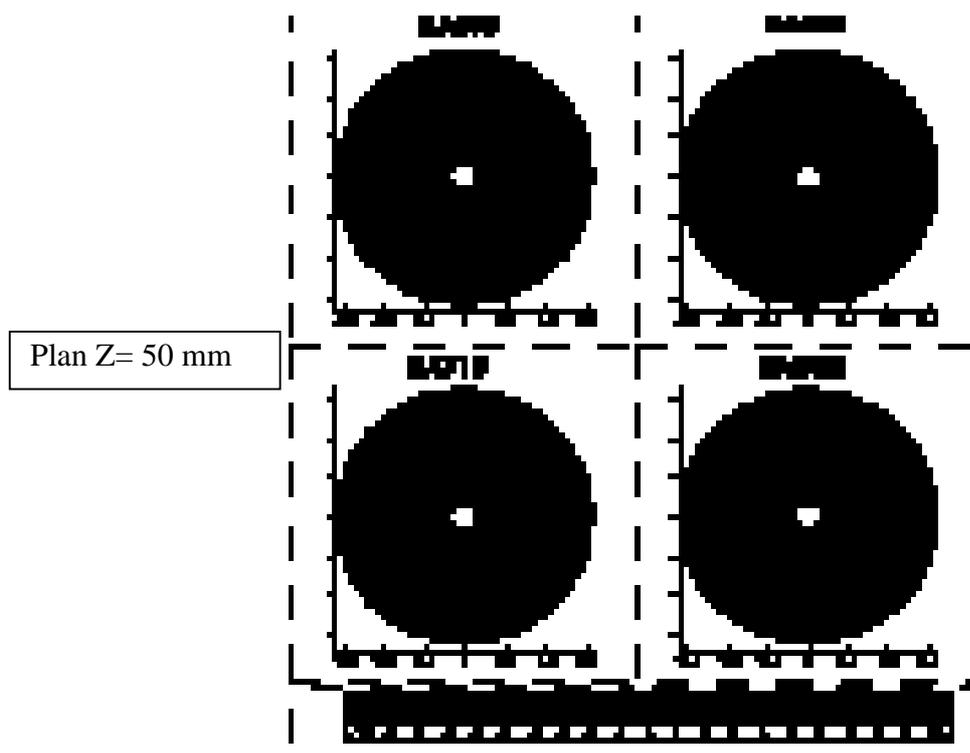
Les comparaisons des différentes hélices les plus significatives peuvent se faire en composantes axiales et tangentielles, dans le domaine proche et lointain :
Observons d'abord les composantes axiales :



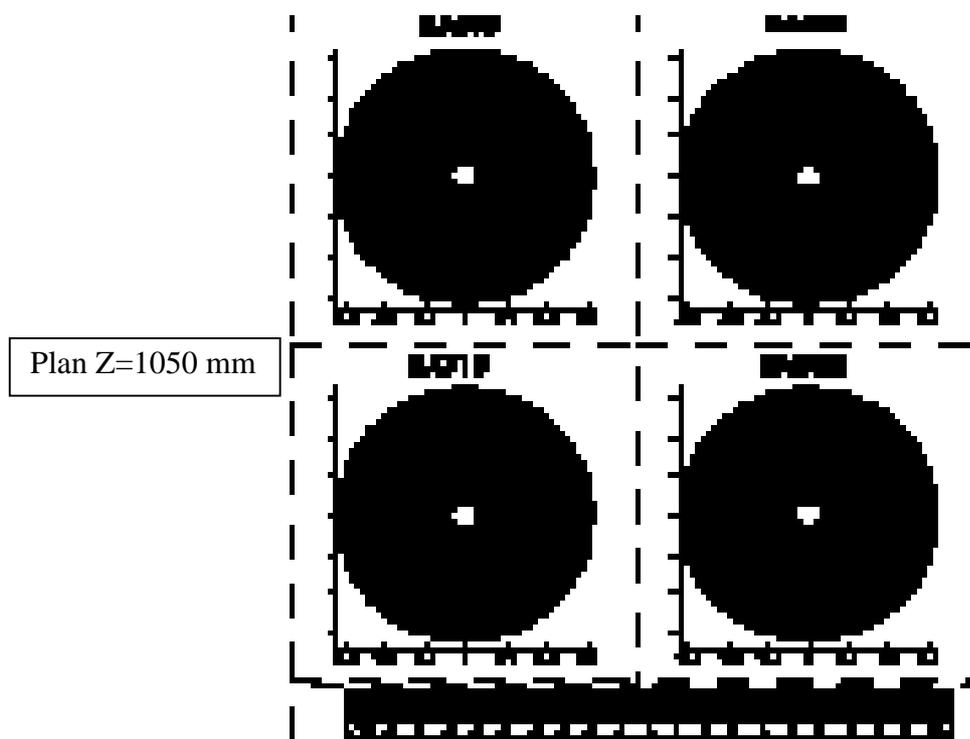
On note pour les composantes axiales la forme initiale de la composante accélératrice dépendant de la forme de l'hélice. Le tourbillon de tête de pale, comme d'ailleurs celui du moyeu, sont notables ponctuellement pour l'hélice BA710.



Dans le plan lointain $Z = 1050\text{mm}$, le sillage est manifestement très contracté pour l'hélice droite, et très peu contracté pour l'hélice en flèche d'extrémité aval.. Ce résultat qualitatif notable correspond aux conclusions de la campagne de visualisation. Observons ensuite les comparaisons de composantes tangentielles, toujours au cas nominal :



Sur les composantes tangentielles, il est intéressant de noter d'abord l'empreinte de la forme de l'hélice dans le domaine très proche. L'intensité semble à peu près équivalente sauf en ce qui concerne l'empreinte de l'hélice BA710 nettement moins importante. Le tourbillon de moyeu de l'hélice en flèche d'extrémité semble moins important.

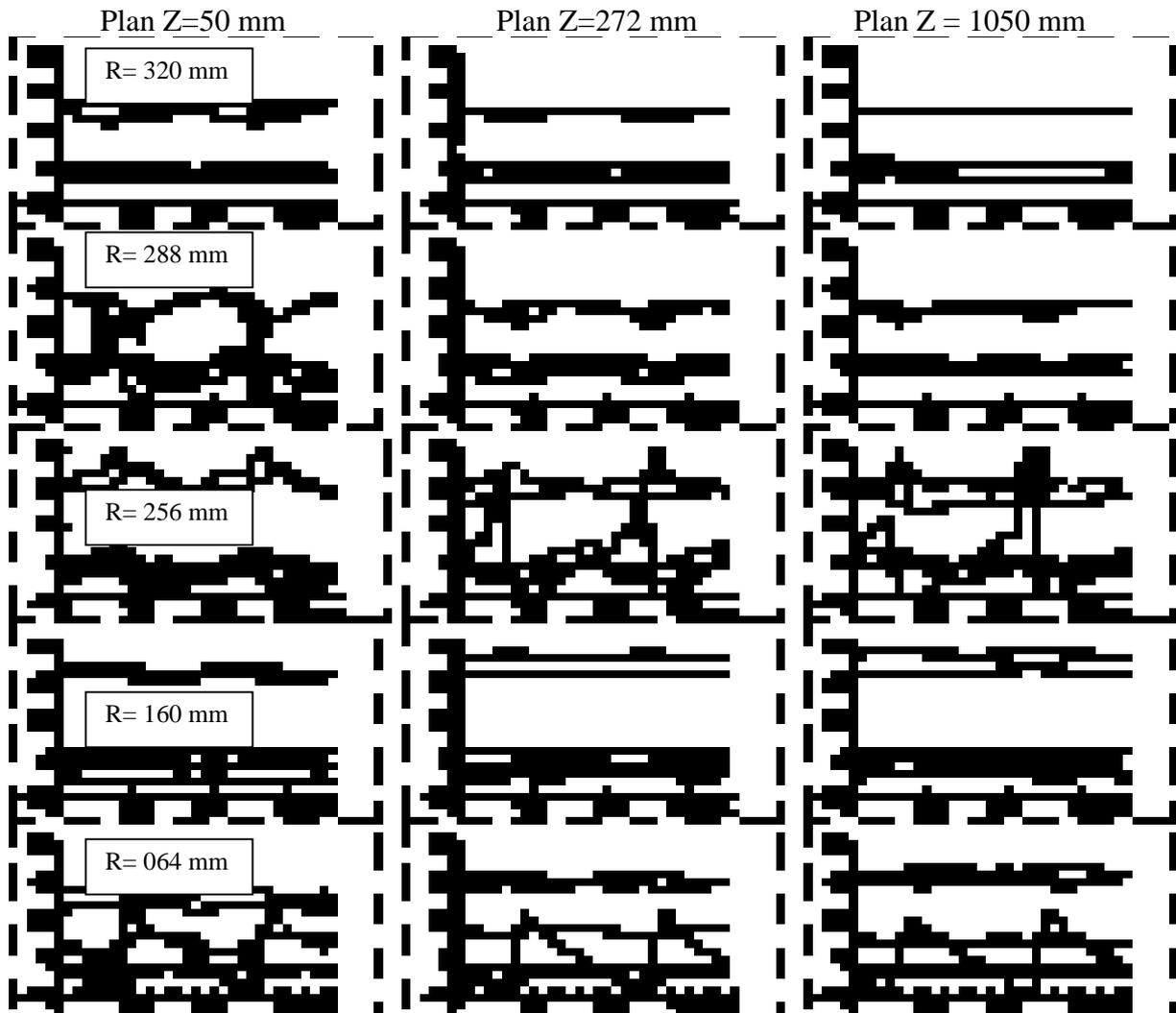


La déviation tangentielle du souffle résiduel en fin de domaine est encore perceptible et comme pour l'hélice droite, l'ensemble des sillages reflète la trace de nappe, incurvée dans le sens inverse de la rotation. Le champ des vitesses obtenu après mise en équilibre semble cohérent et recoupe correctement les informations globales acquises expérimentalement.

7.7.6 Comparaison théorie expérience

7.7.6.1 Traces de vitesses sur des points caractéristiques

Une comparaison a été menée pour 3 plans (proche, intermédiaire et lointain) et pour 5 rayons caractéristiques (autour du tourbillon, en zone neutre et au moyeu).



On peut observer globalement une bonne similitude générale, où les tendances générales sont restituées, mais une observation plus proche par zone tempère ce résultat :

La restitution proposée par la ligne portante est en défaut au tourbillon de tête de pale (R=256 mm pour Vz) mais nous avons vu que l'anémométrie film chaud ne permettait pas de restituer correctement le passage du tourbillon.

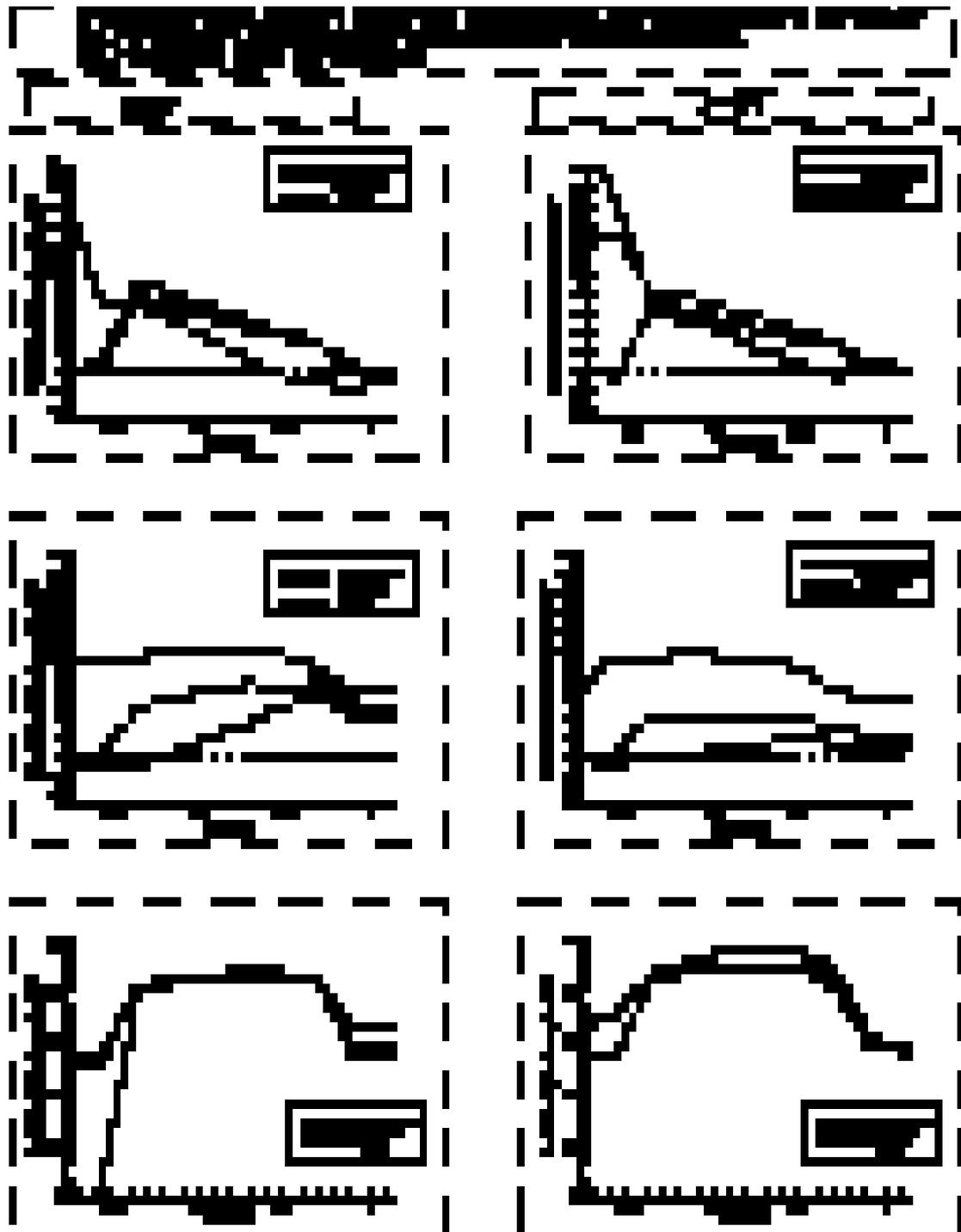
La zone neutre semble corrélérer correctement les résultats dans le plan proche, mais la ligne portante surévalue la composante axiale dans le plan lointain.

Enfin, le tourbillon de moyeu est très différent ; dans le cas ligne portante, il correspond au tourbillon d'enroulement inférieur, qui n'a qu'un rapport assez lointain avec le tourbillon de moyeu réel due à des effets de viscosité.

La ligne portante, même avec des moyens de corrections de l'effet tourbillonnaire, représente la trace de vitesse en induisant de fortes approximations. Les effets de têtes de pale sont cependant restitués dans leur globalité, et peuvent certainement être améliorés en modifiant le modèle de tourbillon. L'effet du moyeu restera difficile à traiter correctement dans ce type de méthode.

7.7.6.2 Valeurs moyennes des composantes

Nous comparons ici les résultats obtenus par la ligne portante aux résultats obtenus en vélocimétrie LDA et en vélocimétrie films chauds pour le cas nominal de fonctionnement de l'hélice droite à 8000tr/mn et 30 m/s. Les résultats sont présentés en moyenne azimutale pour chacune des trois composantes et pour deux plans du domaine proche



-La composante axiale est correctement modélisée, et les deux méthodes expérimentales se recourent correctement, en remarquant seulement l'impossibilité de mesurer près du moyeu dans un plan proche de la pale en vélocimétrie LDA.

-la composante radiale est évaluée correctement par la ligne portante, sauf au niveau du moyeu. Notre modélisation suppose un contournement inférieur, et donc une composante négative. L'acquisition des vitesses en anémométrie film chaud a montré que le tourbillon de pied de pale génère sur le plan radial des effets inverses, ce qui se justifie par l'entraînement visqueux du moyeu, et donc un effet de centrifugation des lignes de courant inférieures. Le nombre de Reynolds est très bas autour du moyeu, et les effets visqueux ne sont pas négligeables.

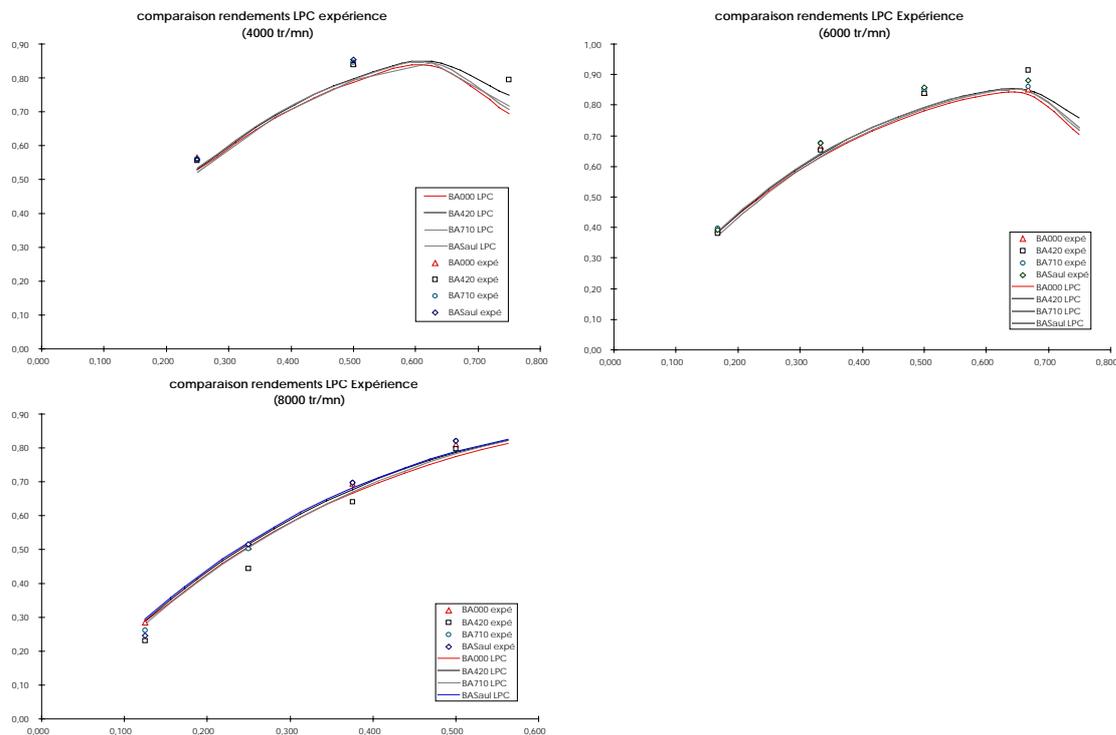
-La dernière composante, tangentielle, est sous évaluée par la méthode de ligne portante. Les

deux méthodes expérimentales ne concordent pas bien surtout lorsqu'on s'approche du moyeu. Notons que les validations de vitesse en méthode LDA étaient plus difficiles dans cette zone, particulièrement pour cette composante tangentielle à cause de l'emplacement du vélocimètre en zone haute. Ces différences n'ont pu être clairement expliquées, autrement que par des incertitudes de mesures supérieures aux valeurs évaluées initialement.

Les comparaisons avec les valeurs moyennes de la littérature ne peuvent être que globales car les cas de charge sont très différents. On note que les valeurs moyennes proposées par Samuelson (27) sont cohérentes avec les valeurs que nous avons trouvées en anémométrie thermique, avec des répartitions différentes en fonction du gradient radial de charge. Les valeurs proposées par J. Lépicovski et W A Bell (30) montrent des composantes tangentielles qui semblent plus proportionnellement plus faibles que nos résultats. Mais les cas de charge ne sont pas précisés et c'est un élément prépondérant pour le champ des vitesses.

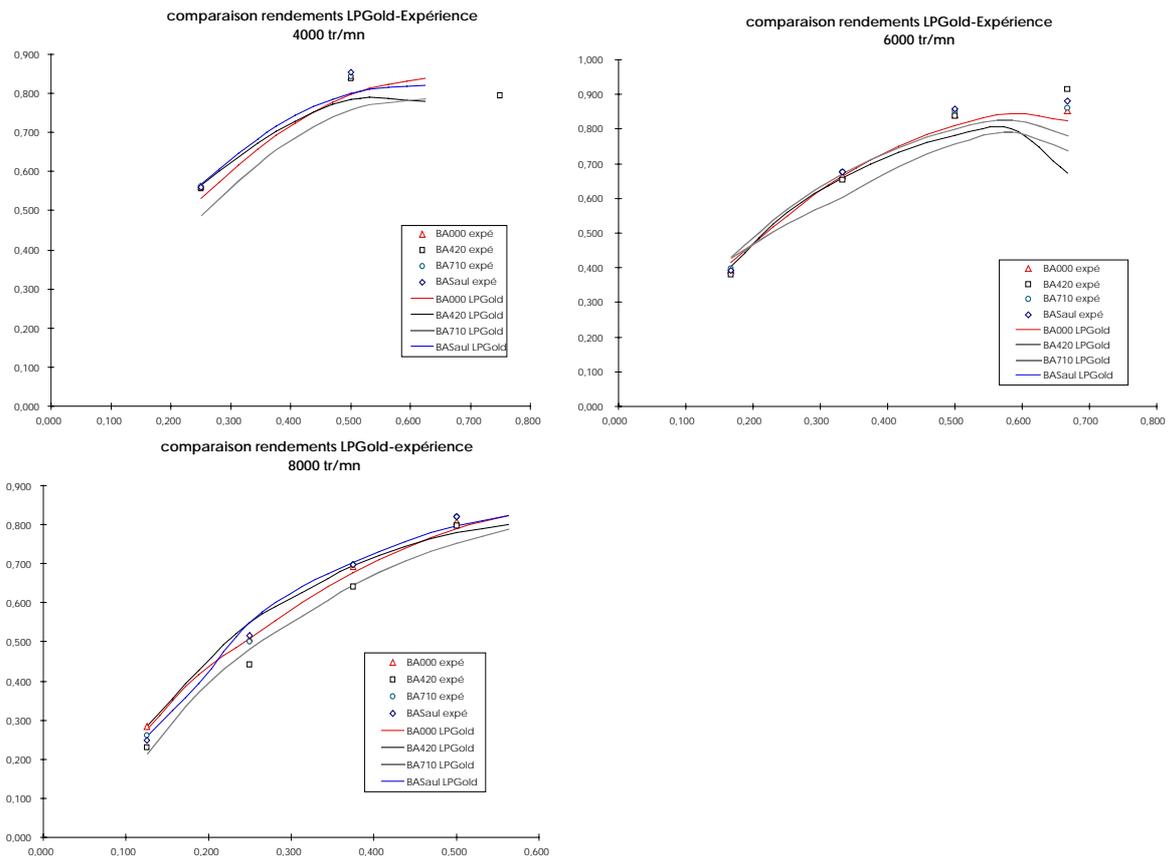
7.7.6.3 Evaluation des performances comparées

Comparaison théorie expérience basées sur les résultats de LPC



On peut constater que le code LPC est très robuste, le calcul donnant des résultats cohérents même en hors adaptation. D'un point de vue qualité des résultats, il encadre très bien les valeurs expérimentales pour le point nominal de fonctionnement, et se montre pessimiste pour les cas hors adaptation en sous évaluant les rendements. Par contre, il ne fait que très peu de distinctions entre les hélices, sauf dans les forts paramètres de fonctionnement, où il restitue le léger avantage des hélices en flèche.

Comparaison théorie expérience basées sur les résultats de LPGold



Conclusion : Le code LPGold est lui aussi pessimiste au régime moyen , et montre des prévisions de performances tout à fait satisfaisantes pour l'hélice droite au régime nominal. Le code différencie les hélices, mais il faut constater que ces différences de rendements sont non représentatives de la réalité.

Nous savons qu'il engendre des différences notables de circulation sur la pale et de forme de nappe ; Nous avons vu que la forme générale de la nappe est assez réaliste, que le champ des vitesses restituait les différences d'allure générale du souffle (contraction plus réduite pour l'hélice droite et très faible pour l'hélice en flèche d'extrémité). Ces différences entre les hélices constatées au niveau rendement sont donc probablement dues à la prise en compte des polaires non représentatives de la réalité, surtout en zone de flèche où l'hypothèse comportement bidimensionnel est sans doute trop rigide.

7.7.7 Conclusion sur la modélisation et le code ligne portante

Ce type de modélisation semble très intéressant et restituer un champ des vitesses à peu près cohérent. La nappe semble elle aussi se développer de façon satisfaisante recoupant globalement la réalité. Mais, les paramètres de réglage semblent nombreux et donner au concepteur des clés qui permettent d'adapter le fonctionnement du code. Une meilleure modélisation de la nappe, et surtout du tourbillon, de son intensité, de son évolution avec l'age doit amener à une meilleure restitution de cette réalité.

De même, le tourbillon de moyeu devra être adapté, car son influence sur l'écoulement général dans le plan proche semble déterminante.

Enfin, les résultats ne sont pas satisfaisants sur le rendement des hélices en flèche ; l'étude beaucoup plus précise du comportement du profil en tête de pale et l'amélioration de la modélisation des polaires sera l'étape indispensable pour qu'un tel type de code devienne un élément de choix réel pour la mise en flèche de la pale.

8 CONCLUSION GENERALE DE L'ETUDE :

8.1 Rappel des différentes phases de l'étude

Notre étude était centrée sur le fonctionnement des hélices de drones à régime de rotation élevé :

Pour cela, un banc d'essai simulant un corps de drone, avec la partie centrale de la voilure, a été mis au point, permettant la prise de performance de l'hélice seule au cours de campagne en soufflerie. Quatre hélices dont la forme avaient été définies par le logiciel LPC de calcul de ligne portante de l'ONERA, ont été réalisées : constituées à partir des mêmes lois de cordes, de calage, et de profil, leurs seules différences portaient sur la mise en flèche de la ligne portante située au quart de corde amont. En complément du banc d'essai, un système de déplacement de sonde film chaud permettant l'exploration complète du champ aval, a été développé au laboratoire. L'ensemble est piloté par un logiciel réalisé en langage G qui a donné toute satisfaction.

De l'étude bibliographique en effet, il était ressorti que la recherche des éléments expliquant le gain ou les pertes de performance d'une hélice passe par l'analyse de l'organisation de l'écoulement généré par l'hélice. Il a donc été décidé d'abord une approche globale cherchant à qualifier toutes les caractéristiques du sillage, puis quelques essais complémentaires au plus près de la pale en tête de pale, où devraient se retrouver les différences engendrées par la mise en flèche. Après la mise au point du banc d'essai, trois campagnes ont pu être effectuées :

-une première campagne d'approche globale : Elle avait pour objectif le relevé des performances de chacune des hélices dans tout le domaine de fonctionnement, et la qualification du sillage en visualisation rapide pour le point nominal et les quatre hélices. A l'issue de cette campagne, un film de synthèse sur les caractéristiques essentielles du sillage a été réalisé.

-une campagne d'essai de qualification du sillage en des plans caractéristiques par anémométrie thermique, pour le point nominal et deux cas de charges complémentaires : L'exploitation des essais réalisés a nécessité la mise au point de méthodes de dépouillement de résultats d'essais basés sur les étalonnages en vitesse et en direction.

-une dernière campagne d'essai réalisée cette fois en anémométrie LDA, permettant la confirmation de quelques plans sur le point nominal de fonctionnement de l'hélice de référence droite, puis la qualification des tourbillons de tête de pale pour les quatre hélices.

Ces résultats ont été tracés sur des planches de synthèse pour explorer le fonctionnement de l'hélice droite de référence BA000, puis sur des planches de comparaison des hélices en flèche avec la référence.

En parallèle de l'étude expérimentale, la modélisation du fonctionnement est nécessaire pour la prédiction des caractéristiques et ultérieurement l'optimisation des lois géométriques. Une méthode basée sur la ligne portante à nappe libre ressortait de l'étude bibliographique comme le meilleur compromis entre le temps de calcul et la précision du modèle, compte tenu des moyens de calculs disponibles basés sur des stations de type Unix (les stations de travail ont changées au cours de l'étude ; Ce sont actuellement des stations HP B130L et on peut prévoir un portage du programme vers les nouveaux PC de puissances comparables).

Ayant des objectifs très particuliers (ultérieurement pédagogiques), nous avons jugé préférable de développer notre propre programme en langage Fortran. L'algorithme de calcul a été relativement vite maîtrisé en se basant sur les études disponibles. La difficulté a été essentiellement le calcul des vitesses induites qui dans une nappe libre nécessite des processus d'intégrations numériques qui ne convergent pas dans toutes les configurations. La mise en équilibre a donc été quelquefois problématique, et le résultat demande une amélioration. Mais le logiciel obtenu, très renseigné et basé sur une programmation modulaire, permettra des implémentations ultérieures.

Dès à présent, nous disposons de fichiers de sorties ASCII au format de lecture Tecplot pour les représentations graphiques de nappes, des champs de vitesses et de performances.

8.2 Eléments de méthodes et résultats validés :

Dès le début de l'étude expérimentale, l'analyse des performances des différentes hélices au point nominal ne montre qu'un gain de performance limité pour les hélices en flèche ; de plus, la similitude de performance des hélices en flèche d'extrémité, caractérisée par leur symétrie, est notable. La mise en relief des phénomènes sera difficile et il ne faudra pas s'attendre à un schéma explicatif lumineux, donné par une seule clé de fonctionnement.

Cependant, à l'issue de cette recherche, nous pouvons extraire quelques conclusions déduites de la méthode d'exploration :

Nous avons donc en premier lieu confirmé en visualisation rapide la présence d'une nappe de sillage étendue au domaine lointain, dont les structures organisées se diffusent au delà de deux diamètres dans le domaine aval. Cette nappe fait apparaître des tourbillons d'extrémité de pale, qui convergent vers l'axe de la pale dans le domaine proche. La mise en flèche modifiant la répartition de la charge, l'intensité du tourbillon et le niveau de convergence dépend de l'hélice retenue.

Les analyses en anémométrie film chaud ont confirmé ce sillage étendu pour le point de fonctionnement nominal, en montrant la dilatation progressive du tourbillon dans le domaine lointain ; le délitement de la structure organisée ne se produit avant la limite de 2 D que pour l'hélice droite. Nous avons aussi observé la trace de cette nappe évoluant dans le domaine aval : L'enroulement de la nappe autour du tourbillon périphérique annule rapidement la forme initiale de trace imposée par l'hélice.

Par comparaison avec les résultats d'essais en campagne LDA, les relevés sur le tourbillon par la sonde film chaud choisie ont montré leur limite, due à la forme de la sonde utilisée. Parallèlement, la génération du tourbillon explorée en LDA a montré une caractéristique intéressante de l'écoulement proche : l'impulsion de l'hélice est donnée dans les zones centrales de la pale, avec une tendance à l'éjection périphérique ; l'écoulement rencontre la présence antagoniste du tourbillon qui dévie une partie du flux vers la périphérie. Dans cette zone d'étude, en tête de pale, les résultats en anémométrie LDA semblent très cohérents et validés par quatre prises successives pour chacune des hélices. Mais la procédure étant très longue, le maillage est resté très faible et 16 points pour représenter la formation du tourbillon sont sans doute insuffisants pour tirer des conclusions définitives; le tracé des lignes de courant par les procédures d'interpolation Tecplot déduisent des tourbillons sur trop peu d'indices avec des éléments de vitesses hors du souffle. Le véritable tourbillon de tête de pale en formation, de dimension réduite à ce niveau, est dans la zone de non débit du tracé de ces lignes.

Enfin, sur ces résultats expérimentaux, la représentation en moyenne temporelle permet de faire la liaison avec le coefficient de poussée : La charge est liée à la moyenne des vitesses axiales sur le rayon.

L'étude théorique a permis de calculer :

- le niveau de performance
- la forme de nappe à l'équilibre
- le champ des vitesses (coupe transversale et coupe azimutale)

En première approche, le schéma ligne portante semble être proche de la réalité : la nappe tourbillonnaire, qui n'avait été qu'entrevue lors des visualisations, ressort assez clairement dans les tracés résultant de l'anémométrie thermique. L'enroulement de la nappe sur un tourbillon d'extrémité ne fait aucun doute, et le tourbillon de moyeu lui même peut être simulé par un tourbillon d'extrémité en pied de pale.

Mais la similitude globale s'arrête là ; A la comparaison, le champ des vitesses généré par la ligne portante et par l'ensemble des lanières tourbillonnaires, même après une mise en équilibre de la nappe, semble discutable dès que nous étendons l'analyse au domaine lointain. Le processus d'appariement des tourbillons des deux tourbillons successifs a été situé expérimentalement beaucoup plus loin que ce qui est observé dans l'enroulement de nappe, et le champ des vitesses théorique s'éloigne donc assez rapidement de la réalité expérimentale.

Les hypothèses d'écoulement à potentiel, stationnaire dans le repère relatif et dans lequel on néglige tout niveau de turbulence sont sans doute trop restrictives.

Nous avons tenté de corrélérer en valeur moyenne. La composante axiale est correctement modélisée, mais la composante radiale est sous évaluée au niveau du moyeu. Un tourbillon de pied de pale génère sur le plan radial des effets inverses à ceux observés : cette inversion peut se justifier par l'entraînement visqueux du moyeu, et donc un effet de centrifugation des lignes de courant entourant le moyeu. Le nombre de Reynolds est très bas autour du moyeu, et les effets visqueux ne sont pas négligeables. La ligne portante est simplement limitée près du moyeu et le tourbillon théorique diffère du tourbillon dû au contournement réel de façon sensible.

Les deux autres composantes, tangentielle, sont sous évaluées par la méthode théorique.

Avec toutes ces restrictions, les résultats sur les valeurs des performances données par la ligne portante ne sont pas incohérents. Mais il n'y a pas d'apport sensible de la mise en équilibre pour la précision du résultat, dans la comparaison théorie expérience.

8.3 Comparaison du fonctionnement des hélices

Notre étude a permis d'explorer le domaine de fonctionnement d'une hélice faiblement chargée en régime de rotation élevée, et de mettre en relief l'effet d'une mise en flèche.

Cette répartition de flèche peut privilégier la tête de pale ou une répartition plus homogène.

En effet, on peut se baser sur l'idée que la flèche ne se justifie qu'en tête de pale, au niveau où l'effet de la compressibilité est dominant, ce qui devrait maintenir une composante axiale plus élevée vers le milieu de pale, en limitant franchement la charge en tête de pale. Mais le gradient radial de circulation risque d'être très évolutif, et de générer des tourbillons de nappes plus intenses. C'est l'hypothèse retenue pour l'hélice en flèche d'extrémité BA710. Nous avons par la suite sur les conseils de notre fabricant (M. Halter) rajouté l'hélice en flèche inversée. D'un point de vue théorique, les deux hélices de flèche d'extrémité n'avaient pas de différences fondamentales, puisque seule est prise en compte la composante normale à la ligne portante. Seule la forme de nappe devrait générer des différences.

On pouvait au contraire privilégier la notion de répartition plus homogène de la charge en prévoyant une mise en flèche dès le premier tiers de la pale. Cette hypothèse a été retenue pour l'hélice BA420. Le niveau de mise en flèche étant le résultat d'une optimisation empirique réalisée avec le logiciel LPC ONERA.

8.3.1 D'après l'étude expérimentale

Dès la phase préliminaire de visualisation, le sillage généré est différent : le tourbillon d'extrémité est plus réduit dans le cas des hélices en flèche aval. En particulier, la flèche répartie BA420 a montré un tourbillon plus réduit, une structure de sillage mieux établie que les autres. A ce stade, et sans analyse quantitative, on prévoit une amélioration du rendement dû à la limitation de la génération de ce tourbillon et donc une meilleure répartition de la charge sur l'envergure de la pale. Mais il faut noter que ces visualisations se font à régime plus réduit que le point nominal.

Dans l'analyse des performances, le constat est clair : au même point de fonctionnement, l'hélice BA420 montre une composante axiale notablement supérieure aux autres hélices. Pour confirmer, cette hélice a un rendement plus élevé que l'hélice droite à 6000 tr/mn (son rendement relevé était supérieur à 0,91 pour un paramètre d'avancement de 0,65)

Par contre, son niveau de rendement montre un déficit sur toutes les autres hélices, très sensible à partir des très hauts régimes (0,64 à $\gamma = 0,39$) où les profils de tête travaillent dans le domaine transsonique.

Parallèlement, les hélices en flèches de tête ont des résultats moins élevés (0,88 à $\gamma = 0,65$), mais les performances au très haut régime sont comparables à l'hélice droite (Le rendement se maintient à 0,7 pour le paramètre de 0,39).

On remarque leur similitude de performance, avec un léger mieux pour l'hélice en flèche inverse BASAul.

Une hélice en flèche répartie améliore la performance hors du domaine transsonique, mais la flèche de tête de pale conserve les performances aux gamma plus faibles.

L'analyse du champ des vitesses, au film chaud d'abord, complétée par l'analyse au laser montre des traces de vitesses tourbillonnaires entre les rayons 256 et 288 amplifiée pour BA420. Les planches comparatives ont confirmé la stabilité des sillages des hélices en flèche, jusqu'en limite de domaine, mais on ne peut tirer d'autres conclusions significatives lorsqu'on conserve les valeurs instationnaires. La corrélation avec la performance se fait avec les valeurs moyennes, où l'on observe la composante axiale de l'hélice BA420 surévaluée par rapport aux autres hélices, suivie de l'hélice BASAul. La comparaison des protocoles de formation issue de l'analyse en LDA semble signaler des phénomènes comparables sans distinctions suffisantes.

8.3.2 D'après l'étude théorique

D'un point de vue prédictif, les deux méthodes de ligne portante donnent des résultats voisins. Les performances comparées des quatre hélices sont quasi-superposées avec le logiciel LPC, et les différences relevées avec notre code ne sont pas corrélées dans la réalité. Les éléments d'incertitudes sur le champ des vitesses sont de même niveau que les différences observées entre chacune des hélices.

La répartition de la circulation est limitée par la mise en flèche, la nappe est donc moins

déformée au niveau des lanières internes, mais l'influence sur l'angle induit est d'ordre 2. Malgré les différences engendrées par la mise en équilibre, on ne retrouve pas la tendance donnée par l'analyse expérimentale.

La comparaison théorie expérience est bonne quand le cas de calcul est proche du cas nominal. En hors adaptation, la précision dépend de la qualité de notre fichier de polaire et la ligne portante est moins performante.

On peut conclure que les hypothèses admises pour la ligne portante qui suppose que les profils travaillent en bidimensionnel sont discutables et qu'une évaluation plus proche du profil lui même sera nécessaire pour approfondir le domaine de connaissance.

Notre étude aura donc caractérisé globalement l'écoulement, donné des caractérisations générales du champ des vitesses engendré par ce type d'hélices. On doit cependant constater que beaucoup de questions restent posées que des études ultérieures pourraient mieux éclairer.

8.4 Perspectives :

Globalement, l'objectif de ce type d'étude est à deux niveaux:

Le premier est la mise au point d'un système propulsif pour drones, le second est la création de bases de données de validation de codes.

La visualisation a donné des informations assez claires, mais il serait sans doute intéressant de mettre au point des visualisations 3D en utilisant des systèmes à balayage, déjà existant dans d'autres applications.

Il est ensuite très important d'apporter une confirmation de l'étude expérimentale du sillage pour lever les doutes résultants des contradictions entre l'analyse en vélocimétrie laser et la vélocimétrie film chaud.

Pour cela, à la lumière des insuffisances du champ précédent, on utilisera des sondes croisées autorisant un cône de mesure bien supérieur aux 35° de demi-angle du champ précédent. Avec cette nouvelle sonde, on pourra réaliser un champ des vitesses nominal avec un maillage plus dense dans un plan méridien, et ceci pour les quatre hélices. Ce champ pourra servir pour la qualification de la phase de formation du tourbillon.

Le film chaud pourra alors permettre un relevé des fluctuations turbulentes, domaine où il reste le meilleur outil actuel, et où ressortiraient mieux les différences entre les hélices.

Tant que la recherche se limite au champ des vitesses moyennes, il sera possible de tenter une application de la PIV sur un des plans. L'analyse en vélocimétrie laser ne pourra s'envisager à nouveau qu'avec un système 3D, beaucoup plus automatisé, mais la difficulté d'ensemencement restera à résoudre en pied de pale.

La qualification du fonctionnement de l'hélice isolée sera complète après l'analyse de l'écoulement au plus près de la pale : pour cela, on pourra imaginer un système d'injection de fumée par le moyeu, libérant des jets de fumées en bord de fuite.

Une solution retenue dans la bibliographie serait la pose d'éléments de traceurs (peintures abrasables) sur la pale elle même.

Lors des essais, il a été constaté un défaut majeur de ce type d'hélices : la pollution acoustique est très importante. On pourrait envisager une extension de ce type d'étude aux hélices carénées, utilisables dans les systèmes propulsifs basses vitesses. Il faudra alors modifier le banc d'essai, et monter un carénage spécifique sur des hélices spécifiques, avec pesée des différents éléments de l'ensemble.

D'un point de vue théorique, on peut envisager une amélioration des codes de type ligne portante en prenant en compte une meilleure modélisation du moyeu par exemple. On pourra aussi orienter les études avec la prise en compte des effets d'interaction amont. Pour cela, un modèle de surface portante de la voilure et de la cellule permettrait l'étude de ce problème, qui est une approche du fonctionnement sous distorsion. Ce type de solution permet de rester dans une analyse relevant des méthodes de singularités, plus acceptable en terme de mémoire et de temps de calcul.

Cependant, beaucoup d'études théoriques dans un futur proche seront basées sur les nouveaux codes CFD avec maillages denses : ces codes, et parallèlement les systèmes informatiques du type PC sont en pleine évolution et il sera bientôt envisageable de traiter facilement les cas de fonctionnement hélice avec les nouveaux produits de développement.

Références bibliographiques

1 P. Hassel

propeller aerodynamics – a UK perspective : the first hundred years
Senior aerodynamicist Dowty Rotol limited

2 R. Siestrunck

Le développement moderne de la théorie de l'hélice
Gauthiers Villars Editeur 1947

3 T. Théodorsen

Théorie of propellers
MacGraw-Hill book company inc , New-York 1948

4 R. Hirsh

Détermination et calcul des hélices d'avion optima, simples et coaxiales
PST 220-225 1948

5 A.J. Landgrebe, M.C. Cheney

rotors wakes : keys to performance prediction
AGARD FDP on aérodynamics of rotary wings
AGARD CP N°111 Paper N°1 Marseille Septembre 1972

6 Chiu Y. & Peters D.A. Georgia institute of technology

Résolutions numériques des vitesses induites, par les lignes semi-infinies de tourbillon à l'extrémité
Publication en série J Aircraft
Août 88

7 Maresca C. ; Favier D; Nsi Mba M. ; Barbi C.

Validation à l'aide d'essais en souffleries de codes de calcul du champ aérodynamique de rotors et d'hélices dans des conditions de vol variées
Symposium of the fluid dynamics panel
Lisbonne Portugal (2 au 5 mai 1988)
Agard CP 437

8 Daniel Favier : Institut de mécanique de Fluides de Marseille

Contribution à l'étude de l'écoulement de l'air à l'aval d'une hélice à partir de mesures de vitesses au film chaud ;
Septembre 73 : Thèse de doctorat de spécialité

9 Ettaouil Abdeslem

Étude numérique du champ aérodynamique d'une hélice aérienne isolée ou en interaction avec une voilure
Validation par comparaison avec l'expérience
thèse Université d'Aix Marseille II –septembre 87

10 Chiaramonte J.Y.

Étude expérimentale et numérique des effets d'interactions instantannés sur une configuration hélice/nacelle/voilure
These Université d'Aix Marseille II –septembre 92

11 JM Bousquet

Méthodes aérodynamiques utilisées en France pour l'étude des hélices pour avion rapide
ONERA

12 Courjaret , Desplanches

"aérodynamique des rotors de convertibles
Publication aérospatiale ; marché DRME N° 73-34089
Mars 1974

13 Wayne Johnson

Airloads, wakes and aeroelasticity
Johnson Aeronautics P.O Box 1253 Palo Alto
California CA 94302 United states

14 Sullivan J.P. . Purdue U, USA

-The effects of blade sweep on propellers performance"
10th Fluid and dynamics conference, AIAA Paper N°77-716
Albuquerque , New Mexico June 1977

-Méthodes théoriques avancées en aérodynamique des hélices
Von Karman institue for Fluids dynamics : VKI Lectures series
Août 1982

- 15 Mc Cormick B.W.** (Université d'états de Pennsylvannie)
Application de la théorie du vortex à l'hélice optimale à profil de pale incurvée
AIAA 22nd Aerospace Sciences Meeting Reno (Etats unis)
09 au 12 janvier 1984
- 16 Valensi J.**
Etude de l'écoulement de l'air autour d'une hélice
Publication Scientifique et Techniques du ministère de l'Air ; Institut de Mécanique des Fluides de l'Université d'Aix-Marseille; 1935.
- 17 Anton J. Landgrebe –**
The wake geometry of a hovering hélicopter rotor and its influence on rotor performance-
28 th Annual National Forum of the Hélicopter Society;
(Rotary Wing Technology - United Aircraft Research Laboratory-May; 1972.
- 18 J.Simonich, D. McCormick and R. Haas –**
Flow Visualisation of a Prop-Fan Leading-Edge Vortex at Takeoff –
30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit
United Technologies Research Center - East Hartford -AIAA; Janv 1992.
- 19 C. V. Cook**
The structure of the rotor Blade Tip Vortex Westland Helicopters Limited - Yeovil -England.
20 DT Owen , D.W. Hurst "investigation of Reynolds Number effects on propeller blade aérodynamics using surface pressure data and liquid cristal flow visualization techniques.
- 21 J.G. Leishman , A. Bagai –**
Fundamental Studies of Rotor Wakes in Low Forward Flight using Wide-Field Shadowgraphy-
Center for Rotorcraft Educatiob and Research- Departement of aerospace Engineering-University Mayland
AIAA-9th Applied aerodynamic Conférence - Baltimore ; Sept 1991.
- 22 J.Haertig, F. Albe, Ch. Johe, et P. Gnemmi :**
Visualisation par ombroscopie du sillage des pales du rotor I.S.L. - VIème Colloque National de visualisation et de Traitement d'images en Mécanique des Fluides. ARUFOG et laboratoire T.S.I. ; Juin 95.
- 23 H. Werlé**
-Hydrodynamic vizualisation of the flow around a high speed aircraft propeller
5th symposium in flow vizualisation – Prague – Aug 1989 ONERA TP 1989-108
-Exploitation quantitative des visualisations d'écoulements obtenues dans les tunnels hydrodynamiques de l'Onera
Recherche Aérospatiale
1990
- 24 Ingemar Samuelson**
Aéronautical Research Institute of Sweeden Broma Suède
Etude expérimentale à basse vitesse des caractéristiques aérodynamiques du sillage d'une maquette d'hélice, avec examen de l'écoulement et mesures de pressions statiques nacelle/aile
17th congress of the int council of the aeron. sciences,
9 au 14 septembre 90 Stockolm, sweden
- 25 Neal J Pfeiffer :**
"Flowfield studies at a propeller disks of a twin pusher canard aircraft"
- 26 JW Kooi et WB de Wolf :**
"Aérodynamie measurements on a 1/5 scale model of the Fokker 50 propeller and comparison with theoretical predictions" NLR Amsterdam
- 27 J Lepicovsky and WA Bell :**
Lockheed Georgia Co , Marietta , GA
"Aérodynamie measurements about a rotating propeller with a laser velocimeter"
AIAA/SAE/ASME 19th Joint Propulsion Conférence Washington
27 au 29 Juin 1983
- 28 R.M. Sundar** (Embry riddle aéronautical University)
JP Sullivan (Purdue university West lafayette Indiana)
"an expérimental investigation of propeller wake using a laser doppler velocimeter"
AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting
6 au 9 Janvier 1986 Reno Nevada (AIAA Journal, 1986)
- 29 D Favier , C Maresca :**
Etude du sillage 3D d'une hélice aérienne
Institut de mécanique de Fluides de Marseille LA03 du CNRS
Agard communication – février 85
- 30 M.E Davies** (Department of Aeronautics Imperial College , London)

A comparison of the wake structure of a stationary and oscillating bluff body, using a conditional averaging technique
Journal of Fluid mechanics, vol 75, part 2 pp 209-231 1976

31 B.J. Armstrong & F.H. Barnes (Physics department, University of Edinburgh Scotland)
I Grant (Department of offshore engineering Heriot Watt University Edinburgh Scotland)
The effect of a perturbation on the flow over a bluff cylinder
Physics fluids July 1986

32 J.A.C Humphrey & S. Li
Tilting, stretching, pairing and collapse of vortex structures in confined counter-current flow
Winter annual meeting, Chicago III, 17 au 21 novembre 1980

33 R.H.G Müller (F.I.B.U.S Research institute-Dusseldorf –Germany)
, M. Nsi Mba, E.Eymard, D.Favier, E.Berton, C.Maresca (CNRS-IRPHE Lab ASI –Parc de Luminy –
Marseille cedex-France
Visualization and measurement of helicopter rotor flow with swept back tip shapes at hover flight using the
"flow visualization gun" time line technique
Experiments in Fluids 21 (1996) pg 161-169

34 C.V. Cook -The structure of the rotor blade tip vortex - Westland Helicopters Limited

Eléments de bibliographie non référencés dans le texte

JM Bousquet :

Introduction à l'analyse des hélices (Edition provisoire)
Polycopié de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (1989)

G Fratello

Etude de l'interaction aérodynamique entre le souffle d'une hélice aérienne et une voilure attenante
Thèse de doctorat de spécialité
Université d'Aix-Marseille II Juillet 89

D Favier , C Maresca , G Fratello, J.Y. Chiaramonte, F Pous
"Champ aérodynamique d'une hélice aérienne interaction souffle d'hélice-voilure"
contrat DRET N°87/095 ; Rapport de synthèse finale Mars 89

Robin B. Gray & Georges W. Brown

A vortex-wake analysis of a single bladed hovering rotor and a comparison with experimental data
School of aerospace Engineering
Georgia institute of technology Atlanta Georgia 30332

Bocci A.J. J.I.Morisson

A review of ARA research into propeller aerodynamic prediction methods
Aircraft Research Association Ltd ; Manton Lane, Bedford MK41 7PF , UK
Agard CP 366

D.S Janakiram, Hugues Helicopters Inc. Culver City CA

BW Scruggs, Applied Technology Labs Ft Eustis VA
Investigation of performance, Noise and detectability characteristics of small scale remotely piloted vehicle
(RPV) propellers
AIAA 7th Aeroacoustics Conference
October 5-7 , 1981 Palo Alto California

DJ Barber Senior Engineer De havilland Aircraft of Canada Limited
Ontario Canada

Performance Evaluation of full scale propellers by wind tunnel test

J Aertig, F Albe, Ch Johe, P Gnem (ISL St Louis)

Visualisation par ombroscopie du sillage des pales du rotor ISL
VI ème colloque national de visualisation et de traitement d'images en mécanique des fluides
30 mai au 2juin 95 Saint Etienne

Kirrman C (ONERA) ; Rousseau A (Aérospatiale) ; Yermia M. (Bertin)

Calcul du souffle moyen d'une hélice de son influence sur les performances d'un avion
Note technique AAAF
19ème colloque d'aérodynamique appliqué
8 au 10 Novembre 82 Marseille

Schouten G.

Etude théorique de la pression statique dans le sillage d'une hélice
Journal of Aircraft (US)
Mars 1982

TITRE : Étude théorique et expérimentale d'hélices de drones

Cette étude porte sur l'exploration du domaine de fonctionnement d'une hélice de drone faiblement chargée en régime de rotation élevé, prenant en compte l'effet d'une mise en flèche de la pale. Pour cela, quatre hélices identiques mais de flèches différentes ont été réalisées.

Expérimentalement, l'analyse de performances (coefficient de poussée, de puissance et rendements) à partir d'essais en soufflerie au point nominal a montré un gain de performance limité pour les hélices en flèche ; la similitude des performances des hélices en flèche d'extrémité, symétriques, est notable. Le résultat d'essais en visualisation rapide confirme la présence d'une nappe de sillage, limitée par des tourbillons d'extrémité de pale convergeant vers l'axe de la pale dans le domaine proche. La mise en flèche modifiant la charge, le niveau de convergence dépend de l'hélice retenue.

Une chaîne anémométrique thermique trois voies a permis de qualifier le sillage pour plusieurs cas de fonctionnement et les quatre hélices retenues. Des planches de synthèse explorent le fonctionnement de l'hélice droite de référence BA000, et d'autres planches permettent la comparaison des hélices en flèche avec la référence. Une dernière campagne, utilisant un vélocimètre doppler laser bicomposante, a permis de valider partiellement les résultats d'essais de l'anémométrie thermique, et de proposer une caractérisation de la phase de génération du tourbillon.

Sur un plan théorique, un code de type Fortran basé sur une méthode de ligne portante avec mise en équilibre de la nappe et faisant appel à des fichiers de polaires de profil a permis des comparaisons entre la théorie et l'expérience au niveau des performances, en valeurs moyennes des composantes de vitesses, et sur le plan des champs de vitesse dans des plans azimutaux et transversaux. Il est cependant montré que le niveau des hypothèses restrictives ne permet pas d'observer les différences de performances entre les hélices.

MOTS CLÉS: drones, hélices, performance, anémométrie thermique, film chaud, anémométrie laser, visualisation rapide, tomoscopie laser, ligne portante, nappe tourbillonnaire.

TITLE : Experimental and theoretical analysis of Remote piloted vehicle (RPV) propellers.

The purpose of this study was to explore the characteristics of low loaded RPV propellers, at high rotational speeds, and in particular the effect of sweeping the propeller.

Experimentally, the results of performance (thrust and efficiency) in wind tunnel of four different swept propellers showed a limited gain for swept propellers. The similarity in performance of the two tip swept propellers was also notable. In the same wind tunnel, analysis with a high speed video recorder showed the helical wake sheet, enclosed by the tip vortices which converge towards the centre of rotation downstream. The convergence rate is load dependant, and so is different for each swept bladeform.

Using a three channel hot wire anemometer, a complete map of velocity field in the whole downstream domain for different charges of the four propellers was obtained. Using a twin-componant doppler laser anemometer, it was possible to obtain information about vortex generation, close to the propeller tip. Verification of some of the hot wire results was possible for the straight propeller.

On the theoretical side, a fortran code was created based on lifting line theory, assuming a free helical vortex sheet, and an equilibrium wake. Airfoil lift and drag coefficient data was used in the program.

The program allowed comparison between results of performances, experimental and theoretical downstream mean velocity components and also mean azimuthal and transversal velocity.

It was shown in this way that due to the level of restrictive assumptions performance, small experimental differences between propellers could not be theoretically predicted.

KEYWORD : Remoted piloted vehicle, Propeller, performance, Visualisation, Hot wire anemometry, Laser doppler anemometry, Lifting line, Vortex wake

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE

10, avenue Édouard Belin - B.P. 4032 - 31055 TOULOUSE CEDEX 4

Téléphone : 05 62 17 80 80 - Télécopie : 05 62 17 83 30

