

**ETUDE DE LA DYNAMIQUE  
D'UNE POCHÉ DE CAVITATION PARTIELLE  
EN VUE DE LA PREDICTION DE L'EROSION  
DANS LES TURBOMACHINES HYDRAULIQUES**

THESE N° 931 (1991)

PRESENTÉE AU DÉPARTEMENT DE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES TECHNIQUES

PAR

**PHILIPPE DUPONT**

Ingénieur mécanicien diplômé EPFL  
originaire de Carouge (GE)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. P. Henry, rapporteur  
Dr F. Avellan, corapporteur  
Dr M. Billet, corapporteur  
Dr D. Fruman, corapporteur  
Dr H. Grein, corapporteur

Lausanne, EPFL  
1993



La vérité vaut bien que l'on passe  
quelques années à la trouver.



## RESUME

Les situations les plus érosives liées au phénomène de la cavitation ont été identifiées comme étant associées au développement de poches de cavitation partielles. Le but de cette étude est donc d'analyser les phénomènes qui entrent en jeu dans le processus d'érosion et de là, développer des outils qui permettront de prédire au mieux cette érosion.

Notre premier soucis a été d'effectuer des mesures très exhaustives de l'écoulement s'établissant sur et dans le sillage de la poche de cavitation partielle. Cette étude a été menée sur un profil NACA 009 placé dans la veine d'essai du tunnel de cavitation de l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne. Les différentes mesures effectuées ont permis d'établir que, d'une part, le développement de la poche partielle est fortement dépendant de la vitesse de référence de l'écoulement, et que, d'autre part, le processus d'érosion, localisé dans la zone de fermeture la poche, est intimement lié à une production de cavités transitoires générées sur l'interface de la poche et favorisé par une dynamique propre à celle-ci.

Sur la base de ces considérations, une procédure de calcul est mise en oeuvre pour prédire la position moyenne de la poche et ainsi, la localisation de l'érosion. De plus, l'étude de la dynamique de la poche a permis d'établir le processus de génération des cavités transitoires responsables de l'érosion. Une analogie de ce processus avec le flottement de décollement a permis de poser les bases d'une loi de prédiction du taux d'érosion apparentée aux poches de cavitation partielles dans les turbomachines hydrauliques.



## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier en tout premier lieu la direction de l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne dans son ensemble pour son amabilité et sa grande disponibilité. Les excellentes conditions dans lesquelles Messieurs les Professeurs Pierre Henry, Ugo Mofacico et Inge L. Ryhming m'ont accueilli ont été un gage de réussite de ce projet de recherche.

Cette recherche n'aurait été possible sans un apport extérieur à l'École. Je remercie à ce titre les sociétés Sulzer Frères SA, à Winterthur, les Ateliers de Constructions Mécaniques de Vevey (actuellement Hydro-Vevey), ainsi que les organismes représentés par la CERS, ("Commission pour l'Encouragement à la Recherche Scientifique"), et le NEFF ("Nationaler Energie-Forschung-Fonds") pour leur appui financier.

Ce travail de recherche n'aurait également pu aboutir sans une collaboration de tous les jours de l'ensemble des membres de cet Institut. Que tous reçoivent ici l'expression de ma reconnaissance. La qualité des illustrations qui composent ce travail sont en grande partie à mettre au crédit des dessinatrices Maria Anita et Regina Strassburg dont le coup de crayon et la gentillesse ne sauraient être remplacés par une quelconque machine.

Je remercie particulièrement tous les membres de groupe Cavitation pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la réalisation des différentes campagnes expérimentales. Je remercie également Monsieur Mokhtar Maamouri qui a réalisé les mesures d'érosion.

Je tiens à associer à ces remerciements Messieurs Louis Bezençon, Dan Carrare et Georges Jotterand dont les compétences et l'enthousiasme ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je ne saurais jamais assez remercier le Docteur François Avellan, chef du groupe Cavitation, pour l'appui constant qu'il a bien voulu m'apporter pour mener à bien ce projet. Ses grandes connaissances scientifiques et sa capacité à les partager m'ont permis de profiter au mieux des sept années passées sous sa direction.

L'aboutissement de ce travail n'aurait pas été possible sans le soutien moral et financier permanent de l'ensemble de ma famille. Qu'ils soient ici tous remerciés et associés à la réussite de cette thèse.

Finalement, tous ces remerciements ne sauraient égaler la patience et la compréhension dont ont fait preuve Pascale, mon épouse, et ma fille Perrine.





## TABLE DES MATIERES GENERALE

<b>Résumé.....</b>	<b>v</b>
<b>Remerciements.....</b>	<b>vii</b>
<b>Table des matières générale.....</b>	<b>ix</b>
<b>Nomenclature.....</b>	<b>xiii</b>
<b>Liste des figures.....</b>	<b>xvii</b>
Chapitre 2.....	xvii
Chapitre 3.....	xvii
Chapitre 4.....	xix
Chapitre 5.....	xxi
Chapitre 6.....	xxii
<b>Chapitre 1 : Introduction.....</b>	<b>1</b>
1.1 Problématique.....	3
1.2 Description du phénomène de la cavitation.....	3
1.3 Description du processus d'érosion.....	4
1.4 Détermination de la situation érosive.....	5
1.5 Définition d'un modèle de prédiction.....	5
1.6 Choix d'une configuration d'étude.....	7
1.7 Organisation du présent document.....	7
<b>Chapitre 2 : Moyens expérimentaux.....</b>	<b>9</b>
2.1 Tunnel de cavitation à grande vitesse.....	11
2.1.1 Caractéristiques principales.....	13
2.1.2 Régulation de pression et contrôle de la température.....	15
2.1.3 Contrôle et gestion des paramètres d'exploitation.....	16
2.1.4 Tests de stabilité.....	20
2.1.5 Sécurité.....	23
2.2 Instrumentations particulières.....	24
2.2.1 Visualisations.....	24
2.2.2 Mesure de la pression.....	25
2.2.3 Mesure acoustique.....	26
2.2.4 Mesure de l'érosion.....	27
2.2.5 Mesure des efforts hydrodynamiques.....	28
2.2.6 Mesure de la vitesse.....	29
2.2.6.1 Système optique.....	29
2.2.6.2 Chaîne de traitement du signal.....	30
2.2.6.3 Gestion des déplacements du volume de mesure.....	31
Références chapitre 2.....	33
Bibliographie chapitre 2.....	33
<b>Chapitre 3 : Vélométrie laser-doppler.....</b>	<b>35</b>
3.1 Traitement des données.....	37
3.1.1 Sources principales des erreurs de mesure.....	38
3.1.1.1 Erreurs sur les valeurs moyennes du champ des vitesses.....	38
3.1.1.2 Erreur dans l'analyse spectrale des fluctuations des vitesses.....	43

3.1.2	Mesure du champ moyen .....	45
3.1.2.1	Corrections des biais statistiques .....	46
3.1.2.1.1	Biais dû à la vitesse .....	47
3.1.2.1.2	Biais dû à un ensemencement non homogène .....	52
3.1.2.2	Calcul de la variance de l'estimateur de la moyenne courante.....	53
3.1.2.3	Lissage au sens des moindres carrés des résultats .....	55
3.1.3	Analyse spectrale.....	55
3.1.3.1	Corrélogrammes des fluctuations de vitesse.....	57
3.1.3.2	Calcul de la fonction de corrélation .....	59
3.1.3.2.1	Traitement par canaux.....	60
3.1.3.2.2	Correction du biais statistique .....	61
3.1.3.2.3	Réduction du temps de calcul par écrêtage .....	62
3.1.3.2.4	Corrélation par comptage .....	62
3.1.3.3	Estimation de la densité spectrale de puissance .....	64
3.1.3.3.1	Théorème de Wiener-Kinchine .....	64
3.2	Qualification de la technique sur un échantillonnage simulé .....	66
3.2.1	Signal test non bruité.....	66
3.2.2	Signal test bruité.....	70
3.3	Validation de la technique sur des écoulements types.....	71
3.3.1	Jet libre circulaire .....	72
3.3.2	Sillage d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué .....	78
	Références chapitre 3.....	89
	Bibliographie chapitre 3 .....	92

#### **Chapitre 4 : Résultats de mesure .....** 95

4.1	Position de la fermeture de la poche.....	98
4.2	Forme de la poche.....	103
4.3	Localisation de l'érosion.....	107
4.4	Répartition de pression en paroi du profil .....	110
4.5	Champ des vitesses moyennes et fluctuantes .....	116
4.6	Densités spectrales des fluctuations de vitesse .....	137
4.6.1	Relevé dans le sillage de la poche .....	139
4.6.2	Relevé dans le sillage lointain du profil .....	145
4.7	Efforts hydrodynamiques sur l'hydrofoil .....	147
	Références du chapitre 4.....	151
	Bibliographie chapitre 4 .....	152

#### **Chapitre 5 : Écoulement moyen autour de la poche .....** 153

5.1	Détermination du champ de pression moyen.....	155
5.1.1	Calcul de la pression.....	155
5.1.1.1	Adimensionnalisation des équations.....	160
5.1.1.2	Calcul des lignes de courant .....	162
5.1.1.3	Extrapolation du champ de vitesse mesuré et de ses dérivées en tout point de l'écoulement .....	162
5.1.1.4	Conditions de bord.....	166
5.1.2	Résultats du calcul .....	168
5.1.2.1	Lignes de courant.....	168
5.1.2.2	Pression.....	169
5.1.3	Nature des pertes au voisinage de la poche .....	171
5.2	Calcul de l'écoulement cavitant.....	172
5.2.1	Code potentiel.....	175
	Condition d'imperméabilité .....	176
	Profil en veine .....	177
	Traitement du bord de fuite tronqué .....	178

5.2.1.1	Calcul potentiel en écoulement cavitant .....	179
5.2.1.2	Condition de raccordement de la cavité.....	180
5.2.1.3	Relaxation de la cavité.....	180
5.2.1.4	Adaptation du nombre de cavitation .....	181
5.2.2	Code Navier-Stokes .....	182
5.2.2.1	Maillage .....	186
5.2.2.2	Conditions aux limites et conditions initiales .....	191
5.2.3	Résultats .....	193
5.2.3.1	Calcul hors cavitation .....	193
5.2.3.2	Calcul en cavitation .....	195
5.2.3.2.1	Forme initiale de la poche .....	196
5.2.3.2.2	Résultat des itérations .....	197
5.2.4	Confrontation avec l'expérience .....	198
5.2.5	Commentaires sur le modèle de fermeture .....	208
	Références du chapitre 5 .....	209
	Bibliographie chapitre 5 .....	210
<b>Chapitre 6 : Dynamique de la poche et des cavités transitoires .....</b>		<b>211</b>
6.1	Dynamique de la cavité principale .....	213
6.1.1	Fluctuations de la cavité principale .....	213
6.1.1.1	Pression statique en paroi de l'hydrofoil .....	213
6.1.1.2	Pression dynamique liée à la turbulence .....	216
6.1.2	Fréquence des fluctuations de la cavité principale .....	217
6.2	Dynamique des cavités transitoires .....	219
6.2.1	Identification des cavités .....	220
6.2.2	Description du processus de production et de convection .....	221
6.2.3	Fréquence de lâcher .....	224
6.3	Analogie entre poches de cavitation et "bulles" de décollement.....	225
6.4	Couplage entre cavité principale et cavités transitoires.....	227
6.5	Rôle de la vitesse amont .....	228
6.6	Prémices d'un modèle de prédiction de l'érosion de cavitation .....	228
	Références du chapitre 6.....	233
	Bibliographie chapitre 6 .....	234
<b>Chapitre 7 : Conclusion.....</b>		<b>235</b>
7.1	Conclusion .....	237
<b>Annexe A.....</b>		<b>243</b>
A.1	Constante de temps d'une bulle gazeuse en un milieu liquide .....	243
<b>Annexe B .....</b>		<b>245</b>
B.1	Programme de lissage des résultats de mesure. ....	245
B.2	Listing du programme LISSAGE.FOR.....	245
B.3	Listing du fichier de paramètre LISSAGE.PRM .....	255
B.4	Organigramme du programme de lissage .....	256
<b>Annexe C.....</b>		<b>257</b>
C.1	Détermination des coordonnées des points définissant le profil.....	257

<b>Annexe D</b> .....	<b>259</b>
D.1 Estimation de $e$ le long du profil .....	259
D.2 Application numérique .....	260
<b>Annexe E</b> .....	<b>261</b>
E.1 Rotation des vecteurs .....	261
E.2 Rotation des tenseurs.....	262
<b>Annexe F</b> .....	<b>265</b>
F.1 Fichier d'entrée pour le pré-processeur FIPREP .....	265
F.2 Listing du fichier FIINP .....	265
<b>CURRICULUM VITÆ</b> .....	<b>269</b>

## NOMENCLATURE

$B$	:	Épaisseur du bord de fuite d'un profil	[m]
$C$	:	Largeur de la veine	[m]
$C_p$	:	Coefficient de pression	[-]
$C_{uu}$	:	Fonction d'autocovariance	$[m^2 \cdot s^{-2}]$
$D_{1/2}$	:	Diamètre du jet défini comme par une vitesse égale à la moitié de la vitesse centrale	[m]
$\bar{D}$	:	Tenseur des taux de déformation	$[s^{-1}]$
$D_e$	:	Diamètre initial du jet	[m]
$D$	:	Fenêtre de pondération spectrale	[-]
$E$	:	Energie	[N·m]
$\dot{E}$	:	Puissance	$[N \cdot m \cdot s^{-1}]$
$F_v$	:	Facteur de visibilité	[-]
$H$	:	Hauteur de la veine	[m]
$J$	:	Jacobien	[-]
$K$	:	Constante	[-]
$L_c$	:	Longueur de la cavité principale	[m]
$L_{ref}$	:	Longueur de référence	[m]
$L$	:	Corde de l'hydrofoil	[m]
$Re_x$	:	Nombre de Reynolds local	[-]
$Re$	:	Nombre de Reynolds	[-]
$R$	:	Résidu du calcul	[-]
$R_{uu}$	:	Fonction d'autocorrélation	[-]
$\frac{S_{uu}}{U}$	:	Densité spectrale de puissance	$[Hz^{-1}]$
$\bar{U}$	:	Vitesse moyenne	$[m \cdot s^{-1}]$
$\bar{U}$	:	Vitesse turbulente	$[m \cdot s^{-1}]$
$U, V$	:	Vitesse locale moyenne	$[m \cdot s^{-1}]$
$U_c$	:	Vitesse de convection des cavités transitoires	$[m \cdot s^{-1}]$
$U_o$	:	Vitesse de référence au centre de l'entrée de la veine d'essai	$[m \cdot s^{-1}]$
$U_\infty$	:	Vitesse entrée veine	$[m \cdot s^{-1}]$
$\vec{V}$	:	Vecteur vitesse	$[m \cdot s^{-1}]$
$V_c$	:	Volume de la cavité transitoire	$[m^3]$
$V_p$	:	Vitesse dérivant d'un potentiel	$[m \cdot s^{-1}]$

$v_p$	:	Vitesse de la particule	$[m \cdot s^{-1}]$
$V_s$	:	Vitesse d'un corps solide en rotation	$[m \cdot s^{-1}]$
$V_x, V_y$	:	Composantes de la vitesse moyenne	$[m \cdot s^{-1}]$
$W$	:	Vitesse complexe	$[m \cdot s^{-1}]$
$Z$	:	Côte géodésique	$[m]$
$d_f$	:	Distance interfrange	$[m]$
$d_p$	:	Diamètre de la particule	$[m]$
$d_v$	:	Diamètre du volume de mesure	$[m]$
$\vec{f}$	:	Vecteur accélération extérieure	$[m \cdot s^{-2}]$
$f_{Bragg}$	:	Décalage en fréquence introduit par la cellule de Bragg	$[Hz]$
$f_c$	:	Fréquence de pulsation de la cavité principale	$[Hz]$
$f_D$	:	Fréquence Doppler	$[Hz]$
$f_h$	:	Fréquence d'horloge	$[Hz]$
$f_v$	:	Fréquence de lâcher des cavités transitoires	$[Hz]$
$g$	:	Accélération terrestre	$[m \cdot s^{-2}]$
$k$	:	Energie cinétique massique de la turbulence	$[m^2 \cdot s^{-2}]$
$\vec{n}$	:	Vecteur unitaire normal	$[-]$
$p_{dyn}$	:	Pression dynamique	$[Pa]$
$p_{ref}$	:	Pression de référence	$[N \cdot m^{-2}]$
$p_s$	:	Pression statique	$[Pa]$
$p_T$	:	Pression totale	$[Pa]$
$p_v$	:	Pression de vapeur	$[Pa]$
$p_\infty$	:	Pression entrée veine	$[N \cdot m^{-2}]$
$p$	:	Pression statique	$[N \cdot m^{-2}]$
$r_o$	:	Diamètre du noyau visqueux d'un tourbillon	$[m]$
$r$	:	Rayon	$[m]$
$r, s$	:	Coordonnées curvilignes normalisées	$[-]$
$\vec{r}$	:	Vecteur position	$[m]$
$\vec{t}$	:	Vecteur unitaire tangent	$[-]$
$\overline{u^2}$	:	Coefficient de covariance des fluctuations de la vitesse	$[m^2 \cdot s^{-2}]$
$u'$	:	Vitesse fluctuante	$[m \cdot s^{-1}]$
$u_1, u_2$	:	Composantes adimensionnelles de la vitesse moyenne	$[-]$
$\overline{u_i u_j'}$	:	Corrélation double des fluctuations des vitesses	$[m^2 \cdot s^{-2}]$
$v'_x, v'_y$	:	Parties fluctuantes des composantes de la vitesse	$[m \cdot s^{-1}]$

$x$	:	Abscisse curviligne le long du squelette de l'hydrofoil	[m]
$x, y, z$	:	Coordonnées cartésiennes	[m]
$x_c, y_c$	:	Coordonnées du contour de la cavité principale	[m]
$x_i, y_i$	:	Coordonnées du plan image	[m]
$x_l, y_l$	:	Coordonnées du plan de lumière	[m]
$x_p, y_p$	:	Coordonnées de la paroi de l'hydrofoil	[m]
$x_R$	:	Position du point de recollement	[m]
$y_f$	:	Ecartement des lignes tourbillonnaires	[m]
$y_0$	:	Abscisse relative à la paroi de l'hydrofoil	[m]
$\chi$	:	Potentiel de force	[m <sup>2</sup> ·s <sup>-2</sup> ]
$\Gamma$	:	Circulation	[m <sup>2</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
$\vec{\Omega}$	:	Vecteur rotationnel	[s <sup>-1</sup> ]
$\alpha$	:	Angle d'incidence de l'hydrofoil	[°]
$\alpha$	:	Facteur de relaxation	[-]
$\delta_c$	:	Hauteur de la cavité ou de la "bulle" de décollement	[m]
$\delta_v$	:	Expansion verticale des tourbillons en U	[m]
$\delta$	:	symbole de Kroneker	[-]
$\epsilon_F, \epsilon_u$	:	Critère de convergence	[-]
$\epsilon$	:	Taux de dissipation turbulent	[m <sup>2</sup> ·s <sup>-3</sup> ]
$\eta$	:	Echelle spatiale de Kolmogorov	[m]
$\varphi$	:	fonction élémentaire	[-]
$\kappa$	:	Nombre d'onde	[-]
$\kappa$	:	paramètre de pénalisation	[-]
$\lambda$	:	Longueur d'onde du faisceau laser	[m]
$\lambda_T$	:	micro-échelle de Taylor	[m]
$\lambda_x$	:	Longueur d'onde longitudinale	[m]
$\lambda_z$	:	Longueur d'onde transversale	[m]
$\mu$	:	Viscosité dynamique	[kg·s <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup> ]
$\mu_0$	:	Viscosité moléculaire	[kg·s <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup> ]
$\mu_\tau$	:	Viscosité turbulente	[kg·s <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup> ]
$\nu$	:	Viscosité cinématique	[m <sup>2</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
$\theta$	:	Angle de focalisation	[rad]
$\rho$	:	Densité (masse volumique)	[kg·m <sup>-3</sup> ]
$\rho_p$	:	Masse volumique de la particule	[kg·m <sup>-3</sup> ]

$\rho_f$	:	Masse volumique du fluide	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$
$\rho$	:	Masse volumique	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$
$\bar{\sigma}$	:	Tenseur des contraintes	$[\text{N}\cdot\text{m}^{-2}]$
$\sigma$	:	Nombre de cavitation	$[-]$
$\bar{\tau}_m$	:	Tenseur déviateur	$[\text{N}\cdot\text{m}^{-2}]$
$\bar{\tau}_t$	:	Tenseur de Reynolds	$[\text{N}\cdot\text{m}^{-2}]$
$\tau_c$	:	Temps caractéristique	$[\text{s}]$
$\tau_h$	:	Temps d'horloge	$[\text{s}]$
$\tau_p$	:	Constante de temps de la particule	$[\text{s}]$
$\omega$	:	Vitesse angulaire	$[\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}]$
$\xi$	:	Deuxième coefficient de viscosité	$[\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}]$
$\zeta$	:	Coefficient de perte de charge	$[-]$
$\zeta_i$	:	Singularité linéaire (2D)	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
$\Delta p_T$	:	Perte de charge	$[\text{Pa}]$
$\vec{\nabla}$	$(\partial/\partial x, \partial/\partial y)$	Vecteur Nabla	$[\text{m}^{-1}]$
$\sim$	:	Variable instantanée	
$\cdot'$	:	Composante fluctuante d'une variable instantanée	
$\cdot^*$	:	Variable adimensionnelle	
$\cdot$	:	Opérateur moyenne	



## LISTE DES FIGURES

### Chapitre 2

- Figure 2.1 : Vue latérale du tunnel de cavitation de l'IMHEF.  
 Figure 2.2 : Vue générale du tunnel de cavitation à grande vitesse de l'IMHEF.  
 Figure 2.3 : Veine d'essai.  
 Figure 2.4 : Diagramme du circuit de régulation de la pression.  
 Figure 2.5 : Diagramme du circuit de refroidissement.  
 Figure 2.6 : Schéma des prises de pression à l'amont et à l'aval du convergent.  
 Figure 2.7 : Schéma de l'organisation des tâches de fond contrôlant l'acquisition des paramètres d'exploitation du tunnel de cavitation.  
 Figure 2.8 : Evolution de la pression mesurée à l'amont du convergent sur 4 heures.  
 Figure 2.9 : Evolution de la pression mesurée à l'entrée de la veine sur 4 heures.  
 Figure 2.10 : Evolution de la vitesse à l'entrée de la veine enregistrée sur une période de 4 heures.  
 Figure 2.11 : Evolution du nombre de cavitation enregistrée sur une période de 4 heures.  
 Figure 2.12 : Montage du flash et de l'appareil de prise de vues sur la veine d'essai.  
 Figure 2.13 : Chaîne d'acquisition de la pression en paroi de l'hydrofoil.  
 Figure 2.14 : Schéma de montage de l'hydrophone.  
 Figure 2.15 : Balance hydrodynamique à cinq composantes.  
 Figure 2.16 : Vue du banc de granit et du portique supportant le système de déplacement du volume de mesure.

### Chapitre 3

- Figure 3.1 : Influence de la taille de la particule sur le signal Doppler  
 Figure 3.2 : Visibilité d'une particule sphérique en fonction du rapport de son rayon sur la distance interfrange.  
 Figure 3.3 : Directions de la mesure laser-Doppler.  
 Figure 3.4 : Chronogramme à la sortie d'un compteur LDA.  
 Figure 3.5 : Chronogramme d'un lot.  
 Figure 3.6 : Allée tourbillonnaire.  
 Figure 3.7 : Exemple de lissage d'un profil de vitesse.  
 Figure 3.8 : Différents corrélogrammes :  
 (a) Ecoulement turbulent avec covariance positive.  
 (b) Ecoulement turbulent avec covariance nulle.  
 (c) Ecoulement avec légère éjection intermittente ou manifestation du biais statistique.  
 (d) Ecoulement avec forte injection intermittente.  
 Figure 3.9 : Technique de calcul de la fonction de corrélation par lots.  
 Figure 3.10 : Principe de la corrélation par comptage.  
 Figure 3.11 : Oscillogramme d'une fonction sinusoïdale de 100 Hz échantillonnée de façon aléatoire à une cadence moyenne de 1 kHz.  
 Figure 3.12 : Estimation de la fonction de corrélation par la méthode des canaux. Résultat pour le calcul sur 32 et 128 canaux.  
 Figure 3.13 : Densité spectrale d'un signal sinusoïdal de fréquence de 100 Hz échantillonné de façon aléatoire à une fréquence moyenne de 1 kHz. Calcul par transformée de Fourier de la fonction de corrélation calculée sur 32 et 128 canaux pour un retard maximum de 10 ms.

- Figure 3.14 : Effets des différentes fenêtres de pondération sur le calcul de la densité spectrale de puissance.
- Figure 3.15 : Fonction de corrélation et densité spectrale obtenues à partir d'enregistrement de durée insuffisante.
- Figure 3.16 : Oscillogramme des premiers échantillons d'un signal sinusoïdal de 100 Hz échantillonné de façon aléatoire à une fréquence moyenne de 10 Hz.
- Figure 3.17 : Fonction de corrélation et densité spectrale calculées à partir d'un échantillonnage aléatoire d'une fréquence moyenne égale au dixième de la fréquence du signal à analyser.
- Figure 3.18 : Oscillogramme des premiers points d'un signal sinusoïdal bruité d'une fréquence de 500 Hz échantillonné à une fréquence moyenne de 250 Hz.
- Figure 3.19 : Fonction de corrélation et densité spectrale d'un signal sinusoïdal bruité.
- Figure 3.20 : Jet libre circulaire.
- Figure 3.21 : Densité de probabilité de la vitesse axiale en  $x/D_e = 2$  et  $x/D_e = 10$
- Figure 3.22 : Répartition radiale de la composante axiale de la vitesse et tenseur de Reynolds dans un jet libre circulaire à une distance relative  $x/D_e$  égale à 2.
- Figure 3.23 : Oscillogramme des fluctuations de la vitesse axiale d'un jet libre circulaire mesuré au centre de celui-ci à une distance relative de l'origine du jet  $x/D$  de 10.
- Figure 3.24 : Fonction d'autocorrélation mesurée au centre d'un jet libre circulaire à une distance relative  $x/D$  de l'origine du jet égale à 3.43.
- Figure 3.25 : Nombre de Strouhal des structures cohérentes observées dans un jet libre circulaire en fonction du nombre de Reynolds. Comparaison entre différents travaux.
- Figure 3.26 : Evolution de la micro-échelle de Taylor rapportée au diamètre initial du jet en fonction du nombre de Reynolds local.
- Figure 3.27 : Vue de dessus des allées tourbillonnaires de von Kármán dans le sillage d'un profil tronqué. L'écoulement se fait de haut en bas.
- Figure 3.28 : (a) Hors couplage ( $\sigma = 0.67$ ) (b) Avec couplage ( $\sigma = 1.47$ ) calcul des lignes de courant et du rotationnel dans le sillage d'un profil tronqué. L'échelle est dilatée dans le sens de l'écoulement.
- Figure 3.29 : Influence du nombre de cavitation sur le nombre de Strouhal des tourbillons de von Kármán ( $\sigma > 1.0$ , couplage hydroélastique).
- Figure 3.30 : Vitesse moyenne (2-D) dans le sillage d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué. ( $\sigma = 1.47$  : couplage hydroélastique;  $\sigma = 0.67$  : hors couplage)
- Figure 3.31a : Vitesse axiale relative le long de l'axe du sillage d'un profil tronqué.
- Figure 3.31b : Intensité de la turbulence le long de l'axe du sillage d'un profil tronqué.
- Figure 3.32 : Distribution de vitesse autour d'un tourbillon réel.
- Figure 3.33 : Vitesses axiales et transversales relatives dans le sillage d'un profil NACA à bord de fuite tronqué avec (\*) et sans couplage (o) hydroélastique. Station  $x/B = 1.0$
- Figure 3.34 : Intensité de la turbulence dans le sillage d'un profil NACA à bord de fuite tronqué avec (\*) et sans couplage (o) hydroélastique. Station  $x/B = 1.0$ .
- Figure 3.35 : Fonction de covariance et densité spectrale de puissance (a) dans le sillage proche, (b) dans le sillage lointain d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué sans couplage hydroélastique ( $\sigma = 0.67$ ).

- Figure 3.36 : Fonction de corrélation et densité spectrale de puissance dans le sillage lointain d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué en couplage hydroélastique ( $\sigma = 1.47$ ).
- Figure 3.37 : Spectre des fluctuations de pression émises par un hydrofoil à bord de fuite tronqué en couplage hydroélastique obtenu à l'aide de l'hydrophone.

## Chapitre 4

- Figure 4.1 : Section du profil NACA 009 tronqué à 90 %.
- Figure 4.2 : Evolution de la longueur de poche moyenne en fonction du nombre de cavitation  $\sigma$  et de l'angle d'incidence pour un profil NACA 009 et une vitesse amont de 20 m/s.
- Figure 4.3 : Distribution statistique de la position de la fermeture de la poche pour un profil NACA 009 à un angle d'incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de 20 m/s.
- Figure 4.4 : Distribution statistique du "point de transition" pour un profil NACA 009 à un angle d'incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de 20 m/s.
- Figure 4.5 : Vue de dessus de la poche de cavitation partielle se développant à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et pour différentes vitesses amont (a) 20 m/s (b) 30 m/s et (c) 35 m/s  
(Remarque : L'écoulement se fait de gauche à droite)
- Figure 4.6 : Influence du nombre de Reynolds sur les longueurs de poche obtenue à partir de visualisations photographiques pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés.
- Figure 4.7 : Forme de la poche de cavitation partielle à son détachement.  
(a) Sans rugosité au bord d'attaque  
(b) Avec rugosité
- Figure 4.8 : Schéma du montage optique de la mesure géométrique d'une poche de cavitation partielle.
- Figure 4.9 : Image de la réflexion d'une tranche lumineuse Laser sur un profil NACA 009 et une poche de cavitation partielle.
- Figure 4.10 : Mesures de la forme de la poche de cavitation partielle pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20 m/s et un nombre de cavitation de (a) 0.92 (b) 0.81, (c) 0.77 et (d) 0.75
- Figure 4.11 : Montage des éprouvettes pour les tests de répartition de l'érosion sur le profil NACA 009.
- Figure 4.12 : Répartition de l'érosion sur un profil NACA 009 en aluminium pur à une incidence de 25. degrés, une vitesse amont de 35 m/s et un nombre de cavitation de 0.82, après une exposition de 30 minutes.
- Figure 4.13 : Comparaison de la distribution de la position de la fin de la poche avec la distribution de l'érosion pour des conditions hydrodynamiques semblables à part une vitesse amont, respectivement, de 20 m/s et de 35 m/s.
- Figure 4.14 : Répartition de pression sur l'extrados d'un profil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20 m/s et un nombre de cavitation de 0.80. (Résultat brut sur 30 acquisitions)
- Figure 4.15 : Comparaison entre la répartition de pression, avec (\*) et sans (—) cavitation, et la distribution statistique de la position de la fin de la poche. (Profil NACA 009, incidence de 2.5 degrés, vitesse amont de 20 m/s et nombre de cavitation de 0.81)

- Figure 4.16 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.90 et une vitesse amont de :  $\ominus$  15 m/s,  $\boxplus$  20 m/s,  $\boxminus$  30 m/s et  $\boxplus$  35 m/s.
- Figure 4.17 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.85 et une vitesse amont de :  $\ominus$  15 m/s,  $\boxplus$  20 m/s,  $\boxminus$  30 m/s et  $\boxplus$  35 m/s.
- Figure 4.18 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de :  $\boxplus$  20 m/s,  $\boxminus$  30 m/s et  $\boxplus$  35 m/s.
- Figure 4.19 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.80 et une vitesse amont de :  $\ominus$  15 m/s,  $\boxplus$  20 m/s,  $\boxminus$  30 m/s et  $\boxplus$  35 m/s.
- Figure 4.20 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.75 et une vitesse amont de :  $\ominus$  15 m/s,  $\boxplus$  20 m/s,  $\boxminus$  30 m/s et  $\boxplus$  35 m/s.
- Figure 4.21 : Vue de dessus du profil avec cavitation à poche attachée. L'axe de mesure des vitesses par anémométrie laser-Doppler est matérialisé par une ligne blanche. ( $i = 2.5^\circ$ ,  $\sigma = 0.81$ ,  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ , l'écoulement se fait de gauche à droite)
- Figure 4.22 : Disposition des faisceaux laser pour la mesure du champ de vitesse à l'extrados du profil NACA.
- Figure 4.23 : Système de coordonnées utilisé pour la mesure vélocimétrique laser-Doppler.
- Figure 4.24 : Position des différents profils de vitesse effectués à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 avec cavitation à poche attachée.
- Figure 4.25 : Evolution de l'estimateur de la moyenne et de l'intervalle de confiance en fonction des lots effectués pour un point de mesure type.
- Figure 4.26 : Résultat de la mesure du champ de vitesse moyen à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.  
(a) Composante longitudinale  $V_x$  de la vitesse moyenne  
(b) Composante transversale  $V_y$  de la vitesse moyenne
- Figure 4.27 : Résultat de la mesure du champ de vitesse fluctuant à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.  
(a) Trace du tenseur de Reynolds adimensionnalisés.  
(b) Composante de cisaillement du tenseur de Reynolds adimensionnalisés.
- Figure 4.28a-1 : Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.  
Profils de **10 à 100 %** de la corde de l'hydrofoil
- Figure 4.29 : Position du point de mesure pour l'analyse du contenu fréquentiel des fluctuations de la vitesse.
- Figure 4.30 : Corrélogrammes des fluctuations de vitesse  $u'-v'$  dans le sillage de la poche de cavitation partielle pour une vitesse amont de 20 m/s.
- Figure 4.31 : Valeur du corrélogramme sur l'axe x de la veine d'essai.
- Figure 4.32 : Coefficients de la fonction de corrélation des fluctuations de la vitesse dans le sillage d'une poche de cavitation partielle pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de 20.7 m/s.
- Figure 4.33 : Densités spectrales de puissance relevées dans le sillage proche de la poche pour une vitesse amont de (a) 20.7 m/s, (b) 30 m/s et (c) 35 m/s

- Figure 4.34 : Densités spectrales de puissance dans le sillage proche de la poche en fonction du nombre d'onde pour une vitesse amont de (a) 20.7 m/s, (b) 30 m/s et (c) 35 m/s.
- Figure 4.35 : Fonction de corrélation des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage lointain d'un hydrofoil sous une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.
- Figure 4.36 : Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage lointain d'un hydrofoil sous une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.
- Figure 4.37 : Evolution des coefficients de portance et de traînée mesurés pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés.
- Figure 4.38 : Evolution du rapport  $C_z/C_x$  en fonction du nombre de cavitation pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés.
- Table 4.1 : Fréquence caractéristique et vitesse locale mesurées dans le sillage proche de la poche en fonction de la vitesse amont
- Table 4.2 : Efforts hydrodynamiques mesurés en fonction du nombre de cavitation pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés et pour une vitesse amont de 20 m/s

## Chapitre 5

- Figure 5.1 : Profil de la première composante de la vitesse  $V_x$  et de sa première dérivée selon  $y$  après lissage à la station située à 40 % de la corde du plan porteur.
- Figure 5.2 : Profil de la composante  $\tau_{xy}$  du tenseur du Reynolds et de sa première dérivée selon  $y$  après lissage à la station située à 40 % de la corde du profil.
- Figure 5.3 : Grille de lantion orthogonale basée sur la grille d'interpolation des mesures.
- Figure 5.4 : Conditions de bord pour la détermination du champ de pression.
- Figure 5.5 : Lignes de courant calculées à partir des mesures de vitesse obtenues à l'extrados d'un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.
- Figure 5.6 : Calcul de la répartition de pression et du coefficient de pertes de charge par intégration de l'équation de Bernoulli avec et sans pertes sur une ligne de courant proche du profil.
- Figure 5.7 : Champ de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 calculé sur la base du champ des vitesses mesuré.
- Figure 5.8 : Schéma explicatif de la méthode dite de la "portance équivalente".
- Figure 5.9 : Schéma de principe de la détermination de la forme de la poche de cavitation partielle par un calcul Navier-Stokes.
- Figure 5.10 : Situation géométrique de l'hydrofoil et de la veine utilisée pour le calcul.
- Figure 5.11 : Déplacements des derniers points de contrôle pour un bord de fuite tronqué.
- Figure 5.12 : Coordonnées normalisées d'un élément quadrilatère à 4 noeuds.
- Figure 5.13 : Maillage logique de la veine avec l'hydrofoil.
- Figure 5.14 : Points caractéristiques du maillage dans le plan physique.
- Figure 5.15 : Maillage physique de la veine avec l'hydrofoil.
- Figure 5.16 : Maillage rapproché autour de l'hydrofoil en veine sans cavité attachée
- Figure 5.17 : Maillage rapproché autour de l'hydrofoil en veine avec une cavité d'une longueur relative de 33 %.

- Figure 5.18 : Conditions aux limites imposées aux frontières du domaine de calcul.  
 Figure 5.19 : Champ de pression dans la veine avec un profil NACA 009 à 2.5 degrés d'incidence sans cavitation.  
 Figure 5.20 : Comparaison des répartitions du coefficient de pression mesurée (points) et calculée (—) autour d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence hors cavitation.  
 Figure 5.21 : Evolution de la répartition de la pression sur la poche au cours des itérations du calcul potentiel.  
 Figure 5.22 : Répartition du coefficient de pression et forme de la cavité données par le calcul potentiel pour une longueur de poche de 32 % de la corde de l'hydrofoil.  
 Figure 5.23 : Répartition du coefficient de pression calculée par le code Navier-Stokes sur la géométrie obtenue par le calcul potentiel.  
 Figure 5.24 : Répartition du coefficient de pression obtenue par le calcul Navier-Stokes après correction de la géométrie de la poche.  
 Figure 5.25 : Comparaison des distributions de coefficient de pression calculées avec la mesure.  
 Figure 5.26 : Comparaison entre les géométries de l'extrados de l'hydrofoil résultantes du calcul potentiel, de la correction par le calcul Navier-Stokes, et de la mesure. A noter l'agrandissement de l'échelle verticale.  
 Figure 5.27 : Coefficients de portance et de traînée mesurés et calculés en fonction du nombre de cavitation pour un profil NACA 009 sous un angle d'incidence de 2.5 degrés et une vitesse amont de 20.7 m/s.  
 Figure 5.28+39 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des 10 aux 100 % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

## Chapitre 6

- Figure 6.1 : Influence de la vitesse amont  $U_0$  sur la longueur maximum  $L_c$  de la cavité principale relevée à partir des mesures de pression à la surface d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés.  
 Figure 6.2 : Amplitude des fluctuations de la position de la fin de la poche en fonction de la vitesse amont pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés pour différents chiffres de cavitation.  
 Figure 6.3 : Amplitude relative des fluctuations de la position de la fin de la poche en fonction de la vitesse amont pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés pour différents chiffres de cavitation.  
 Figure 6.4 : Comparaison entre la répartition de nombre d'impact et la répartition de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 35 m/s et un nombre de cavitation de 0.82.  
 Figure 6.5 : Carte des isovaleurs des fluctuations du coefficient de pression calculées à partir des fluctuations de vitesse.  
 Figure 6.6 : Prise de vue du sillage d'une poche de cavitation partielle  
 Figure 6.7 : Modèle conceptuel de la formation d'un tourbillon en forme de fer à cheval (d'après Hinze [B2]).  
 Figure 6.8 : Schéma de la génération des cavités transitoires en forme de fer à cheval.  
 Figure 6.9 : Vue latérale du profil et des cavités transitoires.  
 Figure 6.10 : Position des cavités transitoires dans le sillage de la poche attachée.

# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

### Table des matières

1.1	Problématique .....	3
1.2	Description du phénomène de la cavitation .....	3
1.3	Description du processus d'érosion .....	4
1.4	Détermination de la situation érosive .....	5
1.5	Définition d'un modèle de prédiction .....	5
1.6	Choix d'une configuration d'étude .....	7
1.7	Organisation du présent document .....	7





## 1.1 Problématique

Les écoulements biphasiques, en général, et les écoulements cavitants en particulier, revêtent une importance toujours plus grande dans les applications industriels. Les problèmes liés à des changements de phase non contrôlés de l'écoulement sont apparus avec l'augmentation des puissances des installations et la diminution de leur taille.

Le domaine des *turbomachines hydrauliques* est un exemple particulièrement parlant de ce phénomène. L'augmentation continue des puissances installées et l'avènement de contraintes d'encombrement toujours plus sévères font qu'il n'est pratiquement plus possible d'éviter un changement de phase à l'intérieur de ces machines. Le problème se pose en terme d'optimisation : comment transférer une quantité maximum d'énergie dans un volume minimum ? Un transfert d'énergie constant dans tout le volume à disposition n'étant techniquement pas réalisable, la recherche de cet optimum entraîne inévitablement des transferts d'énergie locaux plus importants qui conduisent à une vaporisation du milieu liquide.

L'apparition de la phase vapeur est associée à divers désagréments que nous énumérerons plus avant. Les conséquences de ce changement de phase non contrôlé peuvent aller jusqu'à la destruction de la machine. Une connaissance toujours plus précise de la physique liée à cette vaporisation et aux phénomènes annexes qui la favorise est indispensable à l'élaboration de machines toujours plus "pointues". Seule une *prédiction* précise du seuil d'apparition des phénomènes nuisibles associés à ce changement de phase permettra de repousser toujours plus loin les limites techniques qu'il représente.

## 1.2 Description du phénomène de la cavitation

Le changement de la phase liquide vers la phase vapeur s'effectue, lors du phénomène que l'on nomme *cavitation*, selon un processus isotherme. C'est-à-dire que, contrairement à l'ébullition où le changement de phase s'effectue par augmentation de la température à pression constante, le phénomène de cavitation prend naissance lors d'une baisse de pression statique  $p_s$  à température constante. Cette baisse de pression, pour un liquide incompressible, ne peut être provoquée que par une augmentation des pertes de charge  $\Delta p_T$  ou par une augmentation de la pression dynamique  $p_{dyn}$ . En effet, l'équation d'état d'un fluide tel que l'eau est caractérisée par une pression totale  $p_T$  constante :

$$p_T = p_s + p_{dyn} + \Delta p_T = \text{constante} \quad (1.1)$$

La cavitation peut se manifester sous différentes formes. Plusieurs “types” de cavitation sont répertoriés se regroupant selon trois catégories. Il s’agit de la cavitation à bulles, de la **cavitation à poche** et de la cavitation de tourbillon ou de “vortex”. La distinction entre ces trois types est plus descriptive que physique, les deux derniers résultant de l’agglomération par coalescence du premier.

Ces différentes manifestations du changement de phase n’auraient pas d’importance si elles n’étaient accompagnées de nombreux désagréments. Trois phénomènes nuisibles au fonctionnement des turbomachines hydrauliques peuvent être mis en avant. Tout d’abord, la cavitation peut générer des niveaux de bruit très importants. Ensuite, la cavitation peut être responsable de la détérioration par **érosion** des surfaces près desquelles elle apparaît, et enfin, l’apparition de la cavitation dans le canal inter-aubes d’une turbomachine tend, à partir d’un certain seuil, à dégrader ses performances.

Si tous les types de cavitation peuvent être impliqués dans chacun de ces différents phénomènes nuisibles, ils ont tous leur domaine de prédilection. La cavitation à bulles, moins localisée que les deux autres, aura une influence plus importante sur les performances des machines. Le bruit, qui est généré par des fluctuations de volume, sera plutôt lié aux types de cavitation présentant une interface importante tels que la cavitation de vortex ou la cavitation à poche. Enfin, l’érosion sera due aux types de cavitation qui sont liés aux parois solides des aubages et dont le volume est suffisant pour libérer une énergie susceptible de les détériorer. Ceci est le cas pour les tourbillons cavitants et pour les **poches de cavitation partielles**. Ces distinctions étant faites, disons tout de suite que les situations où un seul de ces types de cavitation est en cause sont très rares. Il est courant que les effets nuisibles de la cavitation soient renforcés par l’interaction entre différents types de cavitation.

### 1.3 Description du processus d’érosion

L’érosion de cavitation se caractérise par un aspect rugueux des surfaces attaquées. Elle est en fait le résultat d’un martèlement répété provoqué par des ondes de chocs issues de l’implosion de cavités de vapeur. Cette charge répétée du matériau va provoquer des micro-fissures, qui, lorsqu’elles se seront complètement développées, vont être responsables d’un arrachement de matière.

L’énergie dégagée par l’implosion d’une cavité transitoire est proportionnelle au travail qu’il a fallu fournir pour la créer ou la maintenir en forme. Ce travail est donné par le produit du volume de la cavité transitoire  $V_c$  et de la différence de pression qui règne de part et d’autre

de sa surface. Pour une cavité dans un champ de pression homogène  $p_0$ , l'énergie dégagée par son implosion peut être estimée comme :

$$E = K \cdot (p_0 - p_v) \cdot V_c \quad (1.3)$$

Nous constatons que cette énergie sera d'autant plus importante que la pression du milieu dans lequel la cavité se trouve est élevée, et que son volume est important.

L'intensité érosive de la cavitation sera donc le produit de cette énergie par le nombre de cavités susceptibles d'imploser, pondéré par la capacité d'absorption du matériau ainsi attaqué.

#### 1.4 Détermination de la situation érosive

Les nombreux essais effectués sur modèles réduits à l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides (IMHEF) de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, ainsi que la visite d'un grand nombre de centrales, ont permis d'identifier la situation la plus érosive comme étant celle d'une poche de cavitation partiellement développée au bord d'attaque d'une aube de turbomachine.

Ce type de cavitation présente une nature fortement oscillante qui semble être à l'origine de la production de nombreuses cavités très érosives. L'érosion observée sur les aubes de turbomachines prototypes, spécialement dans le cas des pompes, se situe dans une zone correspondant à la position de la fin de la poche partielle observée sur modèle réduit. Nous avons donc associé à cette *dynamique* le caractère particulièrement érosif de cette situation.

C'est cette constatation qui nous a poussé à étudier plus en détails les mécanismes entrant en jeu dans les pulsations de cette poche partielle dans le but de dégager les lois liées à la physique d'une telle situation hydrodynamique.

#### 1.5 Définition d'un modèle de prédiction

La prédiction de l'érosion revêt deux aspects : la localisation de l'érosion et son taux.

Le premier aspect de cette prédiction est donc la localisation de l'érosion. Il est en effet très intéressant de pouvoir prédire avec une bonne précision l'endroit où aura lieu l'érosion afin de pouvoir prendre des mesures préventives, qui, si elles sont coûteuses lorsqu'elles doivent être mises en oeuvre pour un aubage complet, se justifient si elles sont localisées aux

endroits à hauts risques d'érosion. Il est donc très intéressant de disposer d'outils performants pour effectuer cette prédiction.

Il est également souhaitable de bien connaître l'influence de certains paramètres globaux de l'écoulement, tels que la vitesse, afin d'être capable de transposer des résultats obtenus sur modèles aux machines prototypes.

Nous avons pour cela affiné les outils classiques de calcul de l'écoulement moyen à notre disposition afin de mieux prendre en compte les effets de la dynamique de l'écoulement associés à la poche de cavitation partielle.

L'autre aspect est la prédiction du taux de cette érosion. C'est en effet lui, plus que l'énergie totale mise en oeuvre dans le processus d'érosion, qui va limiter la durée de vie d'une turbomachine. Ce taux d'érosion est directement lié à l'intensité de production des cavités responsables de l'érosion. Déterminer cette intensité est le but que nous nous sommes fixés dans cette étude. Elle peut s'exprimer comme le produit de l'énergie contenue dans les cavités qui implosent,  $E$ , par la fréquence  $f$  avec laquelle elles sont produites :

$$\dot{E} = E \cdot f \quad (1.4)$$

Cette énergie étant, comme nous l'avons vu, fonction du volume de ces cavités, la détermination de l'intensité érosive d'une situation hydrodynamique donnée correspond à la détermination :

- du nombre de cavités susceptibles d'imploser
- du volume de chaque cavité avant l'implosion
- de la différence de pression induisant le collapsus
- de la fréquence de production de ces cavités

Ce sont les points que nous tenterons de déterminer par l'étude de l'écoulement autour et dans le sillage de la poche de cavitation attachée.

La prédiction de l'érosion suppose la connaissance de la réponse d'un matériau à l'agressivité de la cavitation. Ceci n'a pas été notre propos. Nous nous sommes bornés à tenter de dégager les paramètres hydrauliques de la capacité érosive liée à la dynamique d'une poche de cavitation partielle.

## 1.6 Choix d'une configuration d'étude

Nous avons délibérément restreint notre étude à une seule configuration géométrique. Ceci nous a permis de faire une analyse exhaustive de la dynamique de l'écoulement associée à la poche de cavitation partielle que cette configuration entraîne. Notre choix s'est porté sur l'étude d'un profil NACA de 9 % d'épaisseur relative, tronqué à 90 % d'une corde finale de 100 mm. La raison pour laquelle ce profil est tronqué est de permettre son instrumentation en pression et d'améliorer sa tenue mécanique. Le profil est étudié sous 2.5 degrés d'incidence pour différentes conditions hydrauliques.

La plage des vitesses utilisées pour cette étude est proche de celle que nous pouvons trouver dans les turbomachines hydrauliques. Pour le profil choisi, elles induisent des nombres de Reynolds typiquement compris entre  $Re = 1 \cdot 10^6$  et  $5 \cdot 10^6$ . La similitude entre le comportement de la poche de cavitation partielle se développant sur un profil NACA 009 et dans le cas d'un plan porteur d'une épaisseur relative beaucoup plus faible, telles que se présentent les aubes d'une turbine Kaplan, a été contrôlée. La seule différence fondamentale que nous avons décelée entre les deux types de profils est leur sensibilité à l'angle d'incidence de l'écoulement amont. En effet, nous obtenons le même comportement dynamique de la poche de cavitation partielle sur un profil de type Kaplan que sur le profil NACA étudié, mais pour des angles d'attaque deux à trois fois plus faibles.

La validité de l'extension des résultats obtenus avec la géométrie choisie à d'autres situations a été contrôlée le plus souvent possible par confrontation avec la littérature.

## 1.7 Organisation du présent document

Le présent document, qui relate les différents résultats obtenus lors de l'étude, soit de la description moyenne de l'écoulement, soit des processus liés au comportement instationnaire de la poche de cavitation partielle, s'articule selon trois volets principaux.

Tout d'abord, les chapitres 2 et 3 présentent les différents moyens d'essais utilisés pour cette étude et leur mise en oeuvre. Une attention particulière est portée dans le chapitre 3 aux méthodes de la mesure du champ de vitesse, dont découle la plus grande partie de l'analyse du comportement dynamique de la poche. Entre autres, un contrôle attentif est effectué pour s'assurer de la compatibilité des moyens d'investigation utilisés avec la nature de l'écoulement à étudier. Pour ce faire, différentes qualifications ont été faites, sur des écoulements types proches de celui qui se développe autour d'une poche de cavitation. Les résultats de ces études sont présentés à la fin du chapitre 3.

Ensuite, le chapitre 4 présente de façon complète les résultats obtenus par les différents moyens d'essai avec un minimum d'analyse. La plupart de ces résultats sont originaux, en tout cas par les méthodes utilisées dans l'étude de la cavitation. Leur principal intérêt est de représenter une base de données très complète d'une situation hydrodynamique érosive. En particulier, une mesure très fine du champ de vitesse moyen et fluctuant sur la poche et dans son sillage est présentée. De même, des mesures de pression en paroi du plan porteur sont effectuées pour différentes vitesses amont et pour différents nombres de cavitation. Les effets de la présence de la poche sur les efforts hydrodynamiques appliqués au profil, ainsi que l'érosion associée à cette poche sont également rapportés. Finalement, les dimensions longitudinales et verticales de la poche sont mesurées.

L'analyse de ces résultats est faite au chapitre 5 pour la description statistique de l'écoulement et au chapitre 6 pour son comportement dynamique. La comparaison des résultats obtenus par les deux approches nous a permis de bien mettre en évidence les transferts d'énergie entre les différentes structures de l'écoulement et l'interaction entre l'écoulement moyen et les structures cohérentes qui y sont convectées.

Les grandeurs moyennes et fluctuantes des paramètres liés à l'érosion de cavitation de poche partielle ont été dégagées, et utilisées au dernier paragraphe du chapitre 6 pour donner les prémices d'un modèle de prédiction de l'érosion de cavitation associée à une poche partiellement développée.

Enfin, le chapitre 7 présente les principales conclusions que nous avons pu tirer des résultats obtenus au cours de cette étude.

Un résumé succinct de ces principales conclusions peut être également trouvé au début de ce document.

# CHAPITRE 2

## MOYENS EXPERIMENTAUX

### Table des matières

2.1 Tunnel de cavitation à grande vitesse .....	11
2.1.1 Caractéristiques principales .....	13
2.1.2 Régulation de pression et contrôle de la température .....	15
2.1.3 Contrôle et gestion des paramètres d'exploitation .....	16
2.1.4 Tests de stabilité .....	20
2.1.5 Sécurité .....	23
2.2 Instrumentations particulières .....	24
2.2.1 Visualisations .....	24
2.2.2 Mesure de la pression .....	25
2.2.3 Mesure acoustique .....	26
2.2.4 Mesure de l'érosion .....	27
2.2.5 Mesure des efforts hydrodynamiques .....	28
2.2.6 Mesure de la vitesse .....	29
2.2.6.1 Système optique .....	29
2.2.6.2 Chaîne de traitement du signal .....	30
2.2.6.3 Gestion des déplacements du volume de mesure .....	31
Références chapitre 2 .....	33
Bibliographie chapitre 2 .....	33

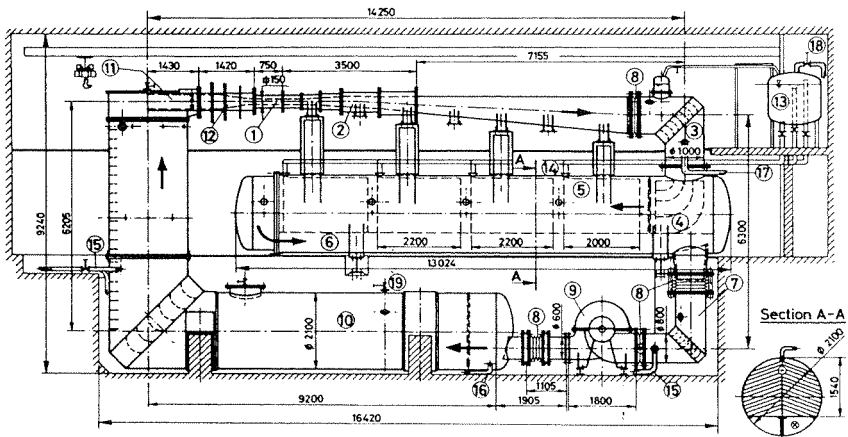




## 2.1 Tunnel de cavitation à grande vitesse

Le tunnel de cavitation à grande vitesse de l'Institut de Mécanique des Fluides et de Machines Hydrauliques de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne a été inauguré en 1984. Cette installation, de type boucle fermée, a été conçue pour permettre l'étude d'écoulements cavitants à grande vitesse sur des géométries simples. En effet, l'étude de ces écoulements dans des turbomachines réelles ou dans des modèles est rendue difficile par leur géométrie tridimensionnelle complexe et par leur confinement. Le choix a donc été fait de mener ces études sur des géométries plus accessibles à la mesure, mais dans des conditions hydrodynamiques équivalentes. Pour ce faire, un tunnel a été construit dont les différents éléments sont indiqués sur la Figure 2.1 et dont une vue générale est présentée sur la Figure 2.2.

Ce tunnel a été largement décrit dans la littérature (Avellan, Henry & Ryhming [1]). Nous nous bornerons à indiquer ses caractéristiques principales et les contraintes desquelles elles découlent.



- (1) veine d'essai, (2) diffuseur, (3) coude à ailette, (4) déflecteur, (5) débulleur, (6) retour, (7) ailettes; (8) compensateurs; (9) pompe de circulation; (10) résorbeur; (11) nid d'abeille; (12) contraction; (13) cuve de mise en pression; (14) tuyau de collecte des bulles; (15) piquages pour refroidissement; (16) évacuation; (17) vidange; (18) mise en pression d'air; (19) vanne de sécurité de surpression

Figure 2.1 : Vue latérale du tunnel de cavitation de l'IMHEF

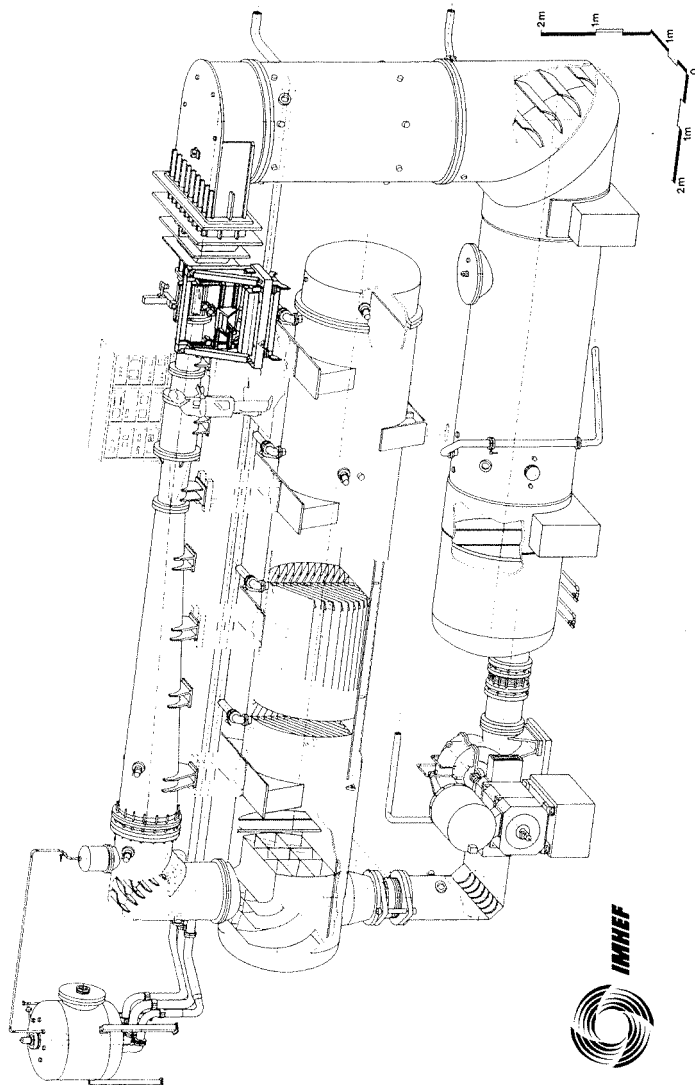


Figure 2.2 : Vue générale du tunnel de cavitation à grande vitesse de l'IMHEF.

### 2.1.1 Caractéristiques principales

Les caractéristiques principales de cette installation ont donc été définies pour atteindre des vitesses d'écoulement que nous qualifierons d'industrielles dans les meilleures conditions expérimentales possibles. Nous pouvons résumer les contraintes permettant de satisfaire ces caractéristiques par la liste suivante :

- Un nombre de Reynolds élevé
- Une bonne accessibilité à l'écoulement
- Des conditions expérimentales stables
- Un contrôle continu des paramètres expérimentaux

Pour des raisons d'encombrement, les dimensions du tunnel étaient limitées par la taille des locaux qui devaient le recevoir. La puissance totale installée a été quant à elle déterminée par le coût de l'installation. Le débit étant ainsi fixé, la section de la veine d'essai est choisie pour atteindre les nombres de Reynolds requis. Ces différentes contraintes ont aboutis à la construction d'une veine d'une section intérieure carrée de 150x150 mm et d'une longueur de 750 mm ( Figure 2.3).

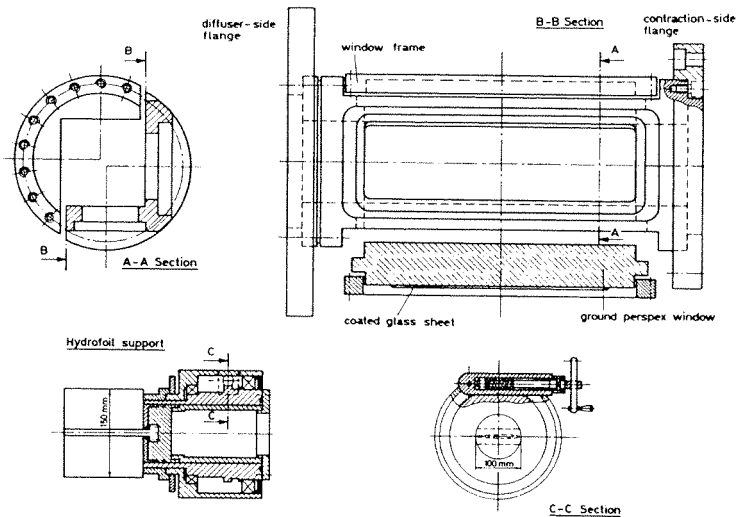


Figure 2.3 : Veine d'essai

La corde typique des profils qu'elle peut recevoir est de 100 millimètres, cette dimension étant proche de la corde des aubes des modèles de turbomachines testés sur les stands

universels de l'institut. La pompe de circulation du tunnel (élément no. 9, Fig. 2.1) et le moteur de 500 kW qui lui est associé permettent d'atteindre un débit de  $1.125 \text{ m}^3/\text{s}$ , ce qui correspond à une vitesse maximale dans la veine de 50 m/s. Le nombre de Reynolds maximum que l'on peut ainsi atteindre est égal à  $5 \cdot 10^6$ .

La mise en incidence des profils est effectuée à l'aide d'une roue à crabot et d'une vis sans fin permettant d'obtenir une grande précision de positionnement.

Un soin particulier a été apporté à la conception de la veine afin d'obtenir une ouverture la plus large possible pour les hublots de visualisation. Ainsi, la veine est formée de deux sections en L vissées pour former un ensemble rigide. La bonne accessibilité à l'écoulement est assurée par trois hublots en Plexiglas. Afin d'améliorer la qualité optique de ces hublots et pour les protéger, une feuille de verre d'une épaisseur de 1.5 mm est collée sur leur face extérieure à l'aide d'une fine pellicule de colle dont l'indice de réfraction se situe entre celui du verre et celui du Plexiglas. Pour améliorer la mesure de la vitesse par anémométrie laser-Doppler, la surface de cette feuille de verre est traitée antireflet pour des longueurs d'onde correspondant à l'émission du laser à l'Argon utilisé. Afin d'éviter toute déformation de la surface extérieure des hublots, le bridage de ceux-ci est fait sur une portée comme le montre la Figure 2.3.

L'homogénéité de l'écoulement dans la veine d'essai est tout d'abord assurée par un très fort rapport de contraction du convergent (Élément no. 12, Fig. 2.1) de 45.78. De plus, sa stabilité est assurée par une section en nid d'abeille d'un diamètre hydraulique de 4.5 mm et d'une largeur de 60 mm placée à l'amont du convergent afin de réduire le niveau de turbulence et la rotation macroscopique induite par le coude proche.

La stabilité des conditions d'ensemencement de l'eau en germes de cavitation est également assurée. Ce point est capital, puisque de nombreux germes sont générés ou injectés durant un essai. Le temps de transit d'une bulle pour effectuer un tour complet de l'installation est de 100 secondes au plus grand débit. Comme le montre les calculs d'Oldenzel [2], ce temps permet de résorber les bulles d'un diamètre inférieur à  $100 \mu\text{m}$ . Pour éliminer les bulles d'un diamètre supérieur à cette limite, un débulleur a été construit (Élément no. 5, Fig. 2.1). Il consiste en une série de plaques disposées parallèlement et en chevron. Ces plaques sont pliées et munies d'une gouttière en leur bord de fuite, ce qui permet, par gravité, de faire transiter les bulles, ainsi capturées, jusqu'à un niveau libre.

Des conditions expérimentales stables supposent également une régulation efficace. Celle-ci est effectuée à la fois sur la vitesse et sur la pression de manière indépendante. Le moteur de la pompe de circulation est muni de sa propre régulation qui assure une fluctuation maximale de la rotation de la pompe de l'ordre du tour par minute, ce qui correspond dans le cas d'une vitesse dans la veine de 20 m/s, à une variation de la vitesse inférieure au pour-cent. La régulation de la pression est quant à elle assurée par un système pneumatique présenté au paragraphe suivant.

### 2.1.2 Régulation de pression et contrôle de la température

Les vitesses dans la veine d'essai étant élevées, la régulation de pression se fait essentiellement pour des valeurs supérieures à la pression atmosphérique, donc sans pompe à vide. La pression régulée est celle qui règne à l'aval du convergent précédant la veine d'essai. Le contrôle de cette pression est effectué par une action sur la pression de l'air contenu dans le réservoir d'expansion. Un régulateur pneumatique de type proportionnel-intégrateur agit, en fonction de la pression mesurée, simultanément sur deux vannes de régulation à aiguille contrôlant respectivement l'admission d'air à haute pression et l'ouverture à l'atmosphère. Un diagramme de ce circuit de régulation est présenté sur la Figure 2.4.

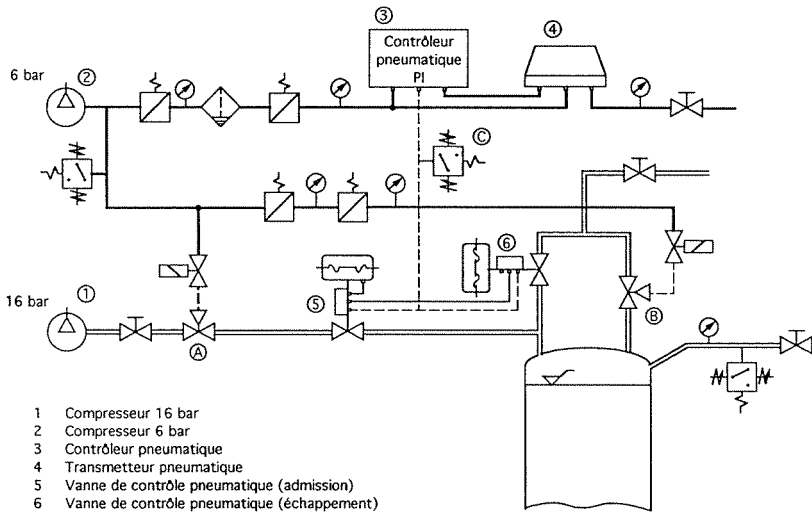


Figure 2.4 : Diagramme du circuit de régulation de la pression.

Le temps de réponse du système de régulation dépend en grande partie du volume d'air contenu dans la cuve d'expansion. Ce volume d'expansion est indispensable pour compenser les variations de volume du tunnel sous l'effet de la pression. Malheureusement, à cause des différentes fuites du tunnel, indispensables au niveau des presse-étoupes de l'arbre de la pompe, ce volume d'air a tendance à augmenter au cours d'un essai. Un remplissage contrôlé par un capteur de niveau d'eau est donc effectué par une pompe volumétrique, ce qui permet de conserver ce volume d'air indispensable au minimum.

Les puissances mises en oeuvre pour la mise en vitesse de l'eau du tunnel pouvant être importantes, un système de refroidissement de l'eau du tunnel a été mis en place. Le contrôle

de la température est fait autour de 17 degrés Celsius à plus ou moins 2 degrés. Il est effectué par le mélange de l'eau d'un circuit secondaire refroidie par un échangeur de chaleur air-fréon-eau avec de l'eau d'un circuit primaire sous-tirée puis réinjectée dans le tunnel. Le schéma de ces circuits est donné sur la Figure 2.5.

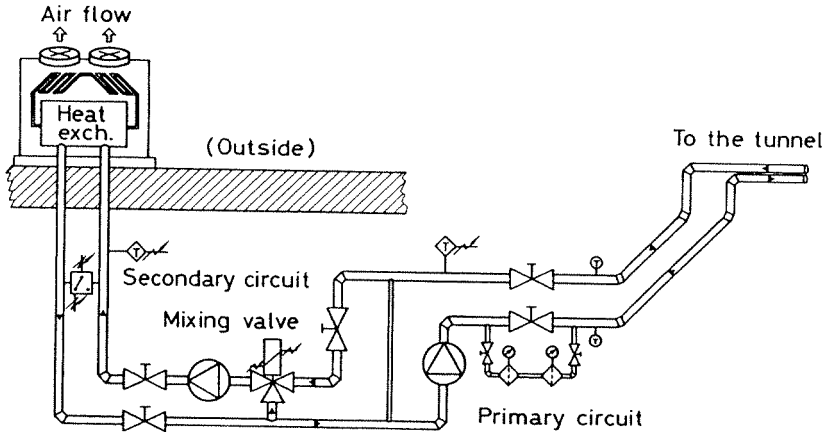


Figure 2.5 : Diagramme du circuit de refroidissement

Le mélange est effectué par une vanne mélangeuse dont l'ouverture est réglée en fonction de la différence entre la température du circuit primaire et la température de consigne, et de la différence entre la température de l'eau des deux circuits.

### 2.1.3 Contrôle et gestion des paramètres d'exploitation

Un contrôle continu des paramètres expérimentaux est primordial pour le suivi des phénomènes impliquant l'apparition de la cavitation. Ceux-ci sont effectivement très sensible aux variations des paramètres d'exploitation que sont la vitesse, la pression, la température de l'eau à l'entrée de la veine d'essai et l'angle d'incidence  $\alpha$  de l'hydrofoil étudié. Cette influence est synthétisée par le nombre de cavitation, exprimé comme :

$$\sigma = \frac{P_{\infty} - P_v}{1/2 \rho U_{\infty}^2} \quad (2.1)$$

Ce nombre de cavitation est donc calculé en continu. Un micro-ordinateur de type PDP 11/73 (Digital Equipment Corporation) est dédié à cette tâche, ainsi qu'à l'acquisition des informations provenant du système anémométrique laser-Doppler. Ce micro-ordinateur utilise

un système d'exploitation multi-utilisateur très orienté vers l'acquisition en temps réel (TSX/RT-11).

Pour faire le calcul du nombre de cavitation en continu, les pressions statiques absolues de part et d'autre du convergent sont mesurées à l'aide de deux capteurs de pression de haute précision (Digiquartz 2300-AS-002). Ces capteurs fonctionnent sur le principe de la variation de la fréquence propre d'un barreau de quartz sous vide soumis à une contrainte de compression proportionnelle à la pression à mesurer. Un circuit oscillant excite le premier mode de flexion du barreau par effet piézo-électrique. Lorsque la contrainte appliquée au barreau modifie sa fréquence de résonance, sa déformée n'est plus symétrique, et la charge piézo-électrique de deux couples d'électrodes disposés sur le barreau est déséquilibrée. Ce déséquilibre fourni au circuit oscillant d'excitation un signal lui permettant de retrouver la nouvelle fréquence propre du barreau, celle-ci étant atteinte lorsque ce déséquilibre s'annule. Les deux capteurs sont connectés à un microprocesseur dédié (Paroscientific série 700) qui calcule séquentiellement les pressions à partir des fréquences mesurées à l'aide d'une fonction de calibrage, affiche le résultat et le transmet par une liaison sérielle de type RS-232 au micro-ordinateur dédié au contrôle du tunnel. La précision atteinte par la mesure de la pression est de  $\pm 300$  Pa. Dû au temps de mesure de la fréquence propre du barreau et au temps d'intégration du convertisseur A/D, le taux de transmission des pressions du microprocesseur au micro-ordinateur est de deux couples de valeurs par seconde. Un schéma des prises de pression à l'amont et à l'aval du convergent qui sont connectés à ces capteurs est présenté sur la Figure 2.6. Il est à remarquer que les capteurs de pression sont isolés de l'eau du tunnel par une interface d'huile silicone.

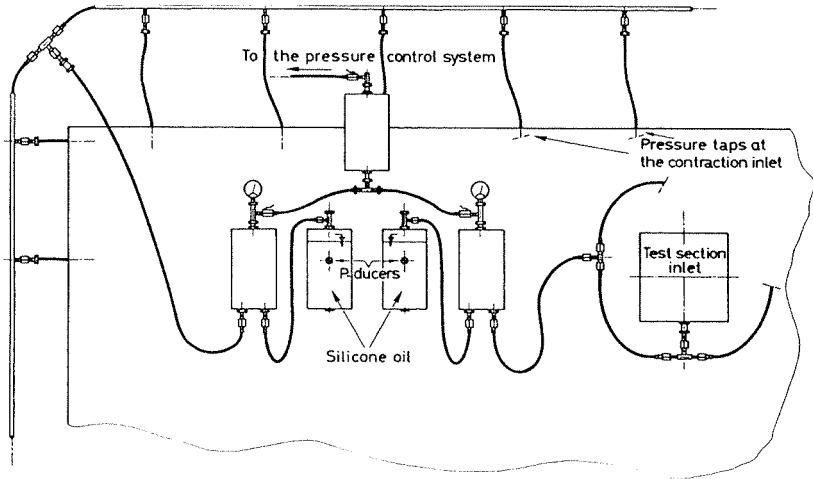


Figure 2.6 : Schéma des prises de pression à l'amont et à l'aval du convergent.

On dispose ainsi immédiatement de la pression  $p_\infty$  à l'entrée de la veine d'essai. La vitesse  $U_\infty$  à l'entrée de la veine est calculée par le micro-ordinateur hôte à partir des pressions statiques à l'amont ( $P_1$ ) et à l'aval ( $P_2$ ) du convergent suivant la relation de Bernoulli classique :

$$U_\infty = C \cdot \sqrt{P_1 - P_2} \quad (2.2)$$

Si l'on ne tient pas compte des pertes dans le convergent, le coefficient  $C$  de cette relation, pour une différence de pression exprimée en bar et une vitesse exprimée en mètre par seconde, est égal à 14.16. Une qualification de la veine effectuée par anémométrie laser-Doppler a permis de corriger ce coefficient afin de tenir compte des pertes de charge dans le convergent. Finalement, la vitesse à l'entrée de la veine d'essai est donnée par :

$$\frac{U_\infty}{[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]} = 14.158 \cdot \sqrt{\frac{P_1 - P_2}{[\text{bar}]}} \quad (2.3)$$

La pression de vapeur  $p_v$  et la densité de l'eau  $\rho$  sont calculées en fonction de la température de l'eau à l'entrée du convergent. Celle-ci est mesurée à l'aide d'une sonde de platine PT100 reliée à un convertisseur TELNA TN 705-A qui affiche le résultat sur 4 digit 1/2. Ce convertisseur dispose d'une sortie parallèle codée BCD dont la lecture par le micro-ordinateur



hôte est faite par l'intermédiaire d'un registre d'une carte parallèle de type ADAC 1664 ATTL. La précision absolue de la mesure de la température est comprise entre  $\pm 0.01$  °C.

L'angle d'incidence de l'hydrofoil est mesuré à l'aide d'un inclinomètre SCHAEVITZ type LSRT-90° solidaire du support de l'hydrofoil. La valeur de la sortie en tension de cet inclinomètre est digitalisée par un convertisseur Rikenta DGH-1000 et présentée sur une liaison série RS-232 permettant au micro-ordinateur hôte d'en faire l'acquisition.

Le nombre de cavitation  $\sigma$  de l'essai en cours peut ainsi est calculé en temps réel. La mesure de ce nombre de cavitation n'est pas un but en soi, mais seulement un des paramètres de contrôle d'un essai. Il s'agit donc de le calculer, tout en effectuant parallèlement d'autres mesures. Nous avons pour cela mis au point un ensemble de tâches de fond effectuant en continu l'acquisition des paramètres d'exploitation du tunnel dont les valeurs peuvent être obtenues par requête. Ces tâches sont gérées directement par le système d'exploitation multitâche TSX installé sur le micro-ordinateur hôte PDP 11/73.

Trois tâches de fond effectuent ainsi respectivement l'acquisition des pressions, de la température et de l'angle d'incidence. Elles communiquent avec d'autres tâches (programmes) par l'intermédiaire d'un canal de message de commande et un canal de message de données dédiés à chaque tâche de fond. Ainsi, plusieurs programmes d'acquisition peuvent être exécutés simultanément et chacun d'eux peut avoir accès en tout temps aux paramètres de tunnel. Une quatrième tâche de fond a été créée qui permet le calcul de la moyenne et de l'écart-type d'un ou de plusieurs paramètres d'exploitation sur un laps de temps géré par la tâche (programme) qui en fait la demande. Cette tâche de fond fait l'acquisition des différents paramètres mesurés par des requêtes aux trois premières. La communication entre cette quatrième tâche de fond et la tâche requérante se fait selon le même principe que celui appliqué aux trois tâches de fond précédentes. Enfin, une dernière tâche de fond permet de communiquer les paramètres du tunnel à un micro-ordinateur extérieur par l'intermédiaire d'une liaison série. Le schéma de la Figure 2.7 résume l'organisation de ces différentes tâches.

Entre le démarrage du calcul de la moyenne et de l'écart-type d'un paramètre du tunnel et sa lecture, la tâche requérante peut ainsi effectuer l'acquisition d'une autre variable expérimentale. Nous garantissons ainsi la simultanéité de la mesure de la moyenne de ce paramètre d'exploitation et de cette autre variable expérimentale. Ceci est particulièrement important pour le calcul des variables sans dimension à partir des paramètres de fonctionnement. Par exemple, l'établissement d'un coefficient de traînée ou de portance hydrodynamique n'a pas beaucoup de signification si la mesure de la force hydrodynamique n'est pas effectuée simultanément avec la mesure de la pression dynamique de référence. En effet, même si les variations de la vitesse de référence sont faibles, l'erreur qu'elles induisent sur la mesure de la pression dynamique peut être importante par rapport à la précision atteinte pour la mesure des efforts hydrodynamiques.

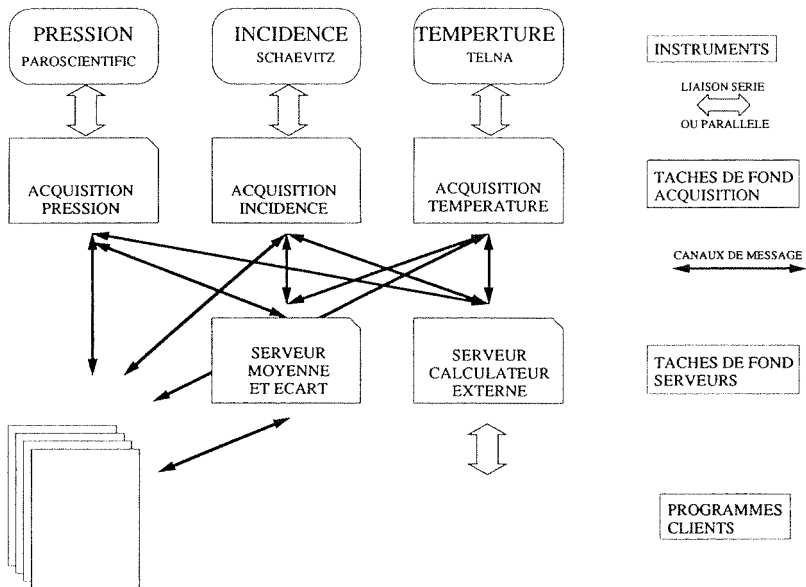


Figure 2.7 : Schéma de l'organisation des tâches de fond contrôlant l'acquisition des paramètres d'exploitation du tunnel de cavitation.

#### 2.1.4 Tests de stabilité

Des tests de stabilité de la régulation de la vitesse et de la pression ont été effectués pour contrôler la plage de variation de ces différents paramètres. Ces tests ont été faits dans le cadre de la campagne de mesures vélocimétriques laser-Doppler à l'extrados d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence, pour une vitesse moyenne à l'entrée de la veine de 20.7 m/s et pour un nombre de cavitation moyen de 0.81. Les Figures 2.8 et 2.9 présentent respectivement l'évolution des pressions à l'amont et à l'aval du convergent sur une durée d'environ 4 heures. Nous constatons une très légère dérive de la pression à l'entrée du convergent de l'ordre d'un centième de bar sur les quatre heures d'observation, ce qui est tout à fait raisonnable.

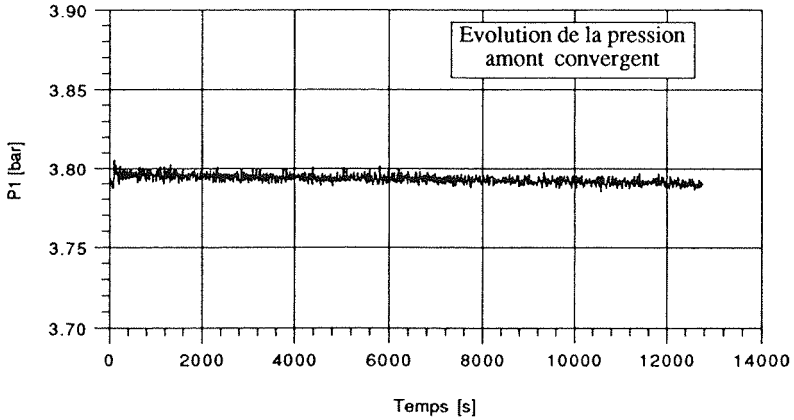


Figure 2.8 : Evolution de la pression mesurée à l'amont du convergent sur 4 heures.

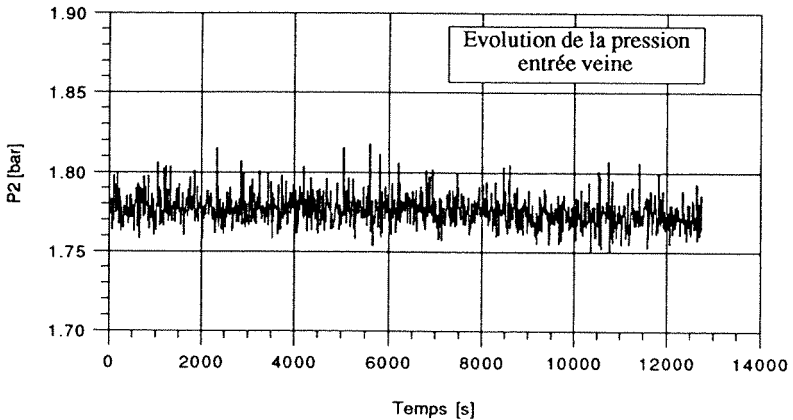


Figure 2.9 : Evolution de la pression mesurée à l'entrée de la veine sur 4 heures.

Si les fluctuations de pression à l'entrée du convergent sont égales au pour mille de la valeur moyenne, elles sont beaucoup plus importantes à l'entrée de la veine, puisqu'elles atteignent 1.5 % de la valeur moyenne.

L'augmentation des fluctuations de pression est explicable par des variations de débit de l'installation. En effet, la contraction du convergent étant forte, les variations de débit induisent des fluctuations de vitesse importantes à l'entrée de la veine. La pression totale en cet endroit ne variant pas, ces fluctuations de vitesse provoquent de fortes variations de pression statique. L'évolution de cette vitesse à l'entrée de la veine est donnée sur la Figure 2.10.

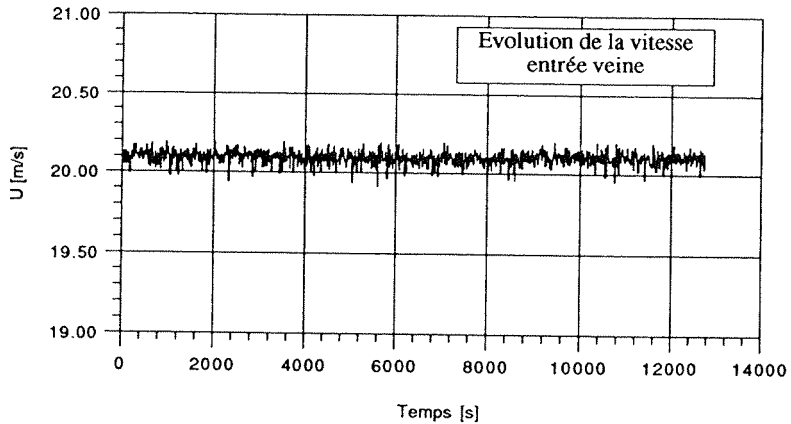


Figure 2.10 : Evolution de la vitesse à l'entrée de la veine enregistrée sur une période de 4 heures.

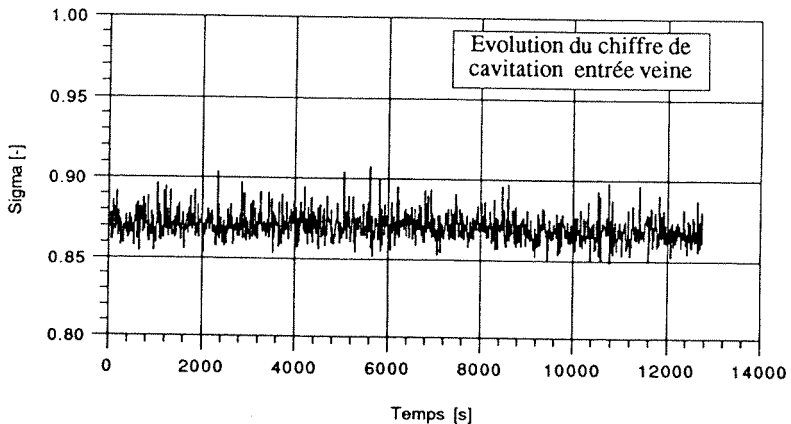


Figure 2.11 : Evolution du nombre de cavitation enregistrée sur une période de 4 heures.

La stabilité de la vitesse est très bonne puisque sa variation est inférieure 0.5 %. Le nombre de cavitation calculé à partir de la pression et la vitesse à l'entrée de la veine est présenté sur la Figure 2.11.

Sa variation est égale à 2.5 % de la valeur calculée, ce qui correspond bien aux 1.5 % de fluctuations sur la pression, plus deux fois les 0.5 % de fluctuations sur la vitesse. Nous constatons donc que même si la stabilité des paramètres du tunnel est bonne, les fluctuations sur le nombre de cavitation calculé sont importantes. Nous devons tenir compte de cette variation sur la valeur du nombre de cavitation lors du dépouillement des essais effectués sur

des laps de temps importants. Au vu de ces résultats, nous distinguons encore mieux l'importance d'un suivi en temps réel des paramètres d'exploitation du tunnel lors de l'étude des effets du développement des poches de cavitation partielles. La valeur de l'amplitude de variation des paramètres du tunnel sont résumées ci-dessous :

Pression entrée veine :	$\pm 1.5 \%$
Vitesse entrée veine :	$\pm 0.5 \%$
Nombre de cavitation :	$\pm 2.5 \%$

### 2.1.5 Sécurité

Un automate programmable (Knöckler-Möller) est installé afin d'éviter tout risque de manipulation erronée, ainsi que pour réagir en cas de panne d'un élément essentiel pour le fonctionnement du tunnel. La partie sensible de l'installation à protéger est la veine d'essai. En effet, si l'ensemble de l'installation est prévue pour travailler sous une pression de 16 bar, la veine, pour des raisons d'étanchéité, et du fait de ses hublots de visualisations en Plexiglas, ne peut subir des pressions supérieures à 5 bar. Une limite inférieure de la pression au niveau de la veine d'essai est également imposée par le risque de rupture de la colonne liquide par vaporisation qui pourrait entraîner un important coup de bélier. L'automate agit donc en maître à la fois sur la mise en pression et sur la mise en vitesse de l'écoulement afin d'éviter que la pression dans la veine ne dépasse ces deux limites ou que la pression dans l'installation ne dépasse la limite prescrite.

Différents cas de panne sont également prévus allant d'un arrêt de l'alimentation électrique de la pompe de circulation, qui entraînerait une brutale surpression dans la veine par arrêt de l'écoulement, à une panne de l'alimentation en pression des vannes de sécurité dont l'état ouvert non alimenté entraînerait une mise à l'atmosphère qui ferait dangereusement chuter la pression dans la veine. Une simulation des effets de ces différentes pannes a permis de mettre au point une logique d'action afin de protéger les différents éléments du tunnel. Cette logique programmée a été introduite dans l'automate pour agir sur les paramètres de sortie que sont :

- le fonctionnement de la pompe de circulation
- l'état de la vanne de mise en pression (A) (Figure 2.4)
- l'état de la vanne de mise à l'atmosphère (B) (Figure 2.4)

en fonction de l'état logique des différentes entrées de l'automate qui sont fournies par :

- un pressostat contrôlant la pression maximum admissible dans la veine

- un pressostat contrôlant la pression minimum admissible dans la veine
- un pressostat contrôlant la pression maximum admissible dans l'installation
- un mano-contact (C) (Figure 2.4) contrôlant l'alimentation en pression des vannes de contrôle A et B
- un mano-contact (D) (Figure 2.4) contrôlant l'ordre de mise en pression fourni par le régulateur pneumatique
- un relais contrôlant l'alimentation électrique des vannes électro-pneumatiques commandant la fermeture des vannes de contrôle A et B
- un relais contrôlant l'alimentation électrique du moteur entraînant la pompe de circulation.

L'état au repos ou non alimenté de tous les éléments constituant la sécurité du tunnel est prévu pour être compatible avec la logique utilisée par l'automate.

## 2.2 Instrumentations particulières

### 2.2.1 Visualisations

Les différentes prises de vue des figures de cavitation sont effectuées à l'aide d'un appareil photographique 24x36 mm de marque NIKON F-3 munis d'un objectif d'une focale de 55 mm. L'écoulement est figé par l'utilisation d'un flash munis d'une lampe au Xénon de marque EGG qui fournit un éclair d'une puissance d'environ 1 joule sur une durée de quelques micro-secondes. Le montage sur un banc optique formé d'éléments Micro-contrôle est exposé sur la Figure 2.12.

La synchronisation des prises de vue avec l'acquisition des paramètres expérimentaux est assurée par un déclenchement commandé par le micro-ordinateur. Ce déclenchement est fait par le passage à l'état haut d'un signal TTL fourni par l'un des 16 bits d'un registre de la carte parallèle ADAC 1664 ATTL.

La mesure des dimensions de la cavité attachée est faite par analyse d'image. Une caméra CCD de 512x512 pixels (points élémentaires) de marque I2S modèle IMC-500 munie d'un émulateur vidéo est reliée à une carte vidéo MATROX 1024-B. Cette carte d'interface est placée dans le panier d'un ordinateur COMPAQ 386/20MHz sur lequel est installé un logiciel de traitement d'image. L'acquisition des images est synchronisée avec la lecture des paramètres du tunnel. Les informations transitent par une ligne série reliée au PDP 11/73 décrite au paragraphe 2.1.3. Comme nous l'avons présenté dans ce paragraphe, une tâche de fond s'exécutant sur le PDP effectue en continu la lecture des paramètres du tunnel et envoie les valeurs les plus récentes sur une ligne série lors de la réception d'une requête de lecture sur cette ligne.

La tranche lumineuse, utilisée pour éclairer la poche à mesurer, est obtenue à l'aide d'un faisceau laser fourni par le générateur Argon d'une puissance de 5 W, également utilisé pour l'anémomètre laser-Doppler. Ce faisceau est mis sous forme d'une tranche lumineuse par l'utilisation d'une lentille semi-cylindrique d'une focale de 6 mm. Un schéma du montage réalisé est donné à la Figure 4.8 du chapitre 4.

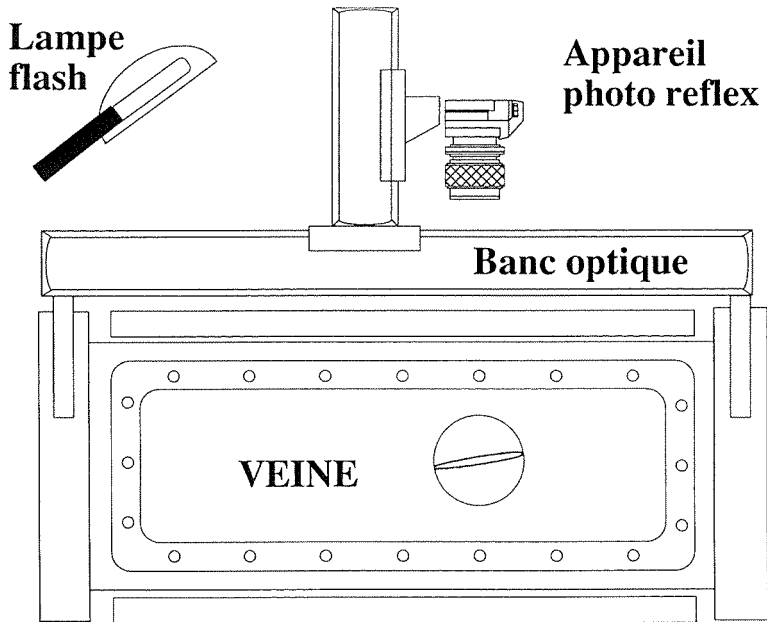


Figure 2.12 : Montage du flash et de l'appareil de prises de vue sur la veine d'essai.

### 2.2.2 Mesure de la pression

Un profil NACA 009 est spécialement instrumenté pour les mesures de pression. Dix-neuf lignes de pression sont connectées chacune à trois prises de pression d'un diamètre de 0.5 mm distribuées selon l'envergure du profil et distantes de 5 mm. Dix-huit de ces triplets de prises de pression sont distribués dans le sens de l'écoulement tous les 5 mm à partir de 10 %

jusqu'à 90 % de la corde du profil. Le dix-neuvième triplet de prises de pression est placé au centre du bord de fuite tronqué du profil.

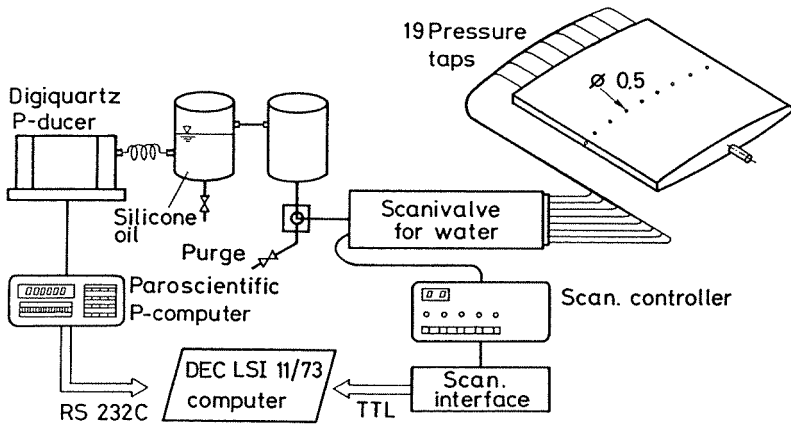


Figure 2.13 : Chaîne d'acquisition de la pression en paroi de l'hydrofoil.

Les dix-neuf lignes de mesure de la pression sont connectées à un commutateur de pression électromécanique (Scanivalve) qui permet de distribuer séquentiellement chacune des dix-neuf lignes à un capteur de pression de grande précision (Digiquartz 2300-AS-002) isolé de l'eau du tunnel par une interface d'huile silicone. La rotation du commutateur est commandée à distance par le micro-ordinateur PDP à l'aide d'une liaison parallèle entre l'interface du Scanivalve et 8 des 16 bits d'un registre d'une carte d'interface parallèle ADAC 1664 ATTL. Le contrôle de la position du système revolving est faite par cette même carte d'interface sur les 8 bits restants du registre utilisé en entrée.

La mesure de la pression est effectuée par un microprocesseur dédié (Paroscientific série 700) qui la transmet au micro-ordinateur central par une liaison série RS-232. La mesure des pressions, ainsi qu'une procédure de purge, est ainsi complètement contrôlée par le micro-ordinateur. La Figure 2.13 présente l'ensemble du schéma de la chaîne de mesure.

### 2.2.3 Mesure acoustique

Les quelques mesures acoustiques présentées sont réalisées à l'aide d'un hydrophone miniature Bruel & Kjaer modèle BK 8103. Cet hydrophone est installé dans une chambre cylindrique visée dans un hublot et reliée à la veine d'essai par une prise de pression de 4 mm, comme le montre la Figure 2.14.



Le signal fourni par l'hydrophone est conditionné par un amplificateur de charge Bruel & Kjaer modèle BK 2650 et enregistré soit directement par un analyseur de spectre, soit converti et stocké dans une mémoire tampon à l'aide d'un convertisseur A/D rapide de bonne précision de marque LeCroy. Dans ce dernier cas, l'analyse spectrale est effectuée dans un deuxième temps à l'aide d'un ordinateur.

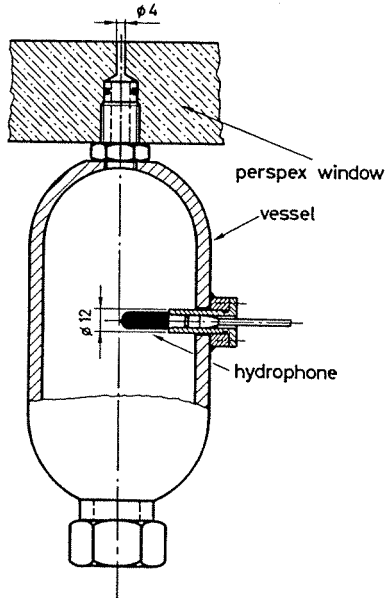


Figure 2.14 : Schéma de montage de l'hydrophone.

### 2.2.4 Mesure de l'érosion

Les mesures d'érosion sont faites par simple analyse microscopique des surfaces érodées avec un microscope de laboratoire de marque Zeiss Ikon. Le nombre des impacts est mesuré par un comptage visuel en divers stations le long de la corde d'une éprouvette en aluminium pur. Cette éprouvette, de section identique à l'hydrofoile étudié, est montée en sandwich sur un profil spécialement conçu pour cela. Un schéma de ce montage est donné au chapitre 4, Figure 4.11. Pour permettre une bonne observation des impacts et une éventuelle analyse par microscopie à balayage électronique, les éprouvettes utilisées sont polies miroir par un procédé électrochimique.

## 2.2.5 Mesure des efforts hydrodynamiques

La mesure des efforts hydrodynamiques est assurée par une balance à cinq composantes. Cette balance est directement montée dans le support de l'hydrofoil comme l'indique le schéma de la Figure 2.15. Le corps de contraintes est un profilé en H sur lequel est directement fixé le plan porteur. Celui-ci n'est naturellement pas tenu en son autre extrémité, contrairement à la plupart des essais effectués.

La déformation du corps de contraintes est mesurée par 5 ponts de jauges complets. Les jauges sont collées sur le profilé en H comme le montre la Figure 2.15. Initialement, la balance était complètement immergée dans l'eau et les jauges isolées à l'aide d'une colle au silicone. Des problèmes d'étanchéité de cette colle recouvrant les jauges nous ont obligé à isoler totalement le corps de la balance en utilisant un joint métallique souple. Aucune modification de la sensibilité de la balance n'a été observée après cette modification.

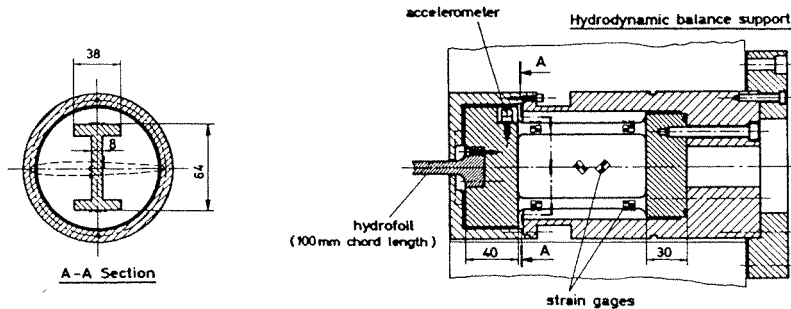


Figure 2.15 : Balance hydrodynamique à cinq composantes.

La déformation des ponts est mesurée par un amplificateur de pont programmable HBM modèle DK38 S6, d'une précision de 0.0025 % de la pleine échelle, qui analyse séquentiellement les sorties des cinq ponts complets et qui transmet le résultat de la mesure codé sur 6 digits et demi à un micro-ordinateur.

Les caractéristiques principales de mesure de cette balance qui nous ont intéressés pour cette étude sont :

- une force de portance maximum de  $10^4$  N avec une précision de  $\pm 1.5$  N
- une force de traînée maximum de  $10^3$  N avec une précision de  $\pm 0.5$  N
- un moment de torsion maximum de 250 N·m avec une précision de  $\pm 0.15$  N·m

## 2.2.6 Mesure de la vitesse

Notre propos est d'étudier les phénomènes hydrodynamiques liés aux poches de cavitation partielles telles qu'elles se développent dans les turbomachines hydrauliques. Les hautes vitesses mises en jeu dans ces écoulements interdisent toute utilisation de sonde immergée pour leur étude. La taille réduite de la veine d'essai pour atteindre ces vitesses exige également une mesure d'une bonne précision spatiale sans perturbation locale. Enfin, la méthode de mesure doit bien entendu être insensible au changement de phase du milieu étudié. Notre choix s'est donc tout naturellement porté sur une mesure optique du champ de vitesse. Ainsi, le système finalement retenu pour l'étude du champ est un anémomètre laser-Doppler à deux composantes de marque DANTEC [3].

Nous ne présenterons pas la théorie du fonctionnement de l'anémomètre laser-Doppler. Nous laisserons le lecteur se référer aux nombreux ouvrages qui y sont consacrés ([B1], [B2]). Par contre, les techniques utilisées pour le traitement de l'information fournie par le système, ainsi que leur validation pour l'étude de différents écoulements types, en particulier en écoulements biphasiques et fortement turbulents, seront présentées dans le chapitre 3. Nous nous contenterons de présenter dans ce chapitre les caractéristiques techniques de la chaîne de mesure comportant un système optique, une chaîne de traitement, et un système de gestion du déplacement du volume de mesure.

### 2.2.6.1 Système optique

Le système optique de l'anémomètre utilisé est le modèle modulaire 55X de DANTEC. Le faisceau laser est fourni par une source à argon de marque COHERENT modèle Innova 90 d'une puissance de 6 Watts émettant sur les deux fréquences dominantes verte (514.5 nm) et bleue (488 nm).

La légère divergence du faisceau est tout d'abord corrigée. Cette divergence créerait en effet un défaut de parallélisme des franges à l'intérieur du volume de mesure après focalisation des faisceaux, la position de striction maximum de ceux-ci ne correspondant pas au point de focalisation. Le faisceau est ensuite séparé en deux, un faisceau restant sur l'axe optique du système, l'autre étant parallèle mais décalé de l'axe optique.

Le faisceau central passe ensuite par un modulateur acousto-optique (cellule de Bragg) pour être décalé en fréquence de 40 MHz par rapport au second faisceau. Ce décalage en fréquence crée un balayage des franges lors de la focalisation des faisceaux, ce qui permet de mesurer des vitesses même faibles et augmente la précision du système en augmentant le nombre de franges traversées par les particules. L'autre faisceau passe lui par un barreau de quartz de longueur égale à la cellule de Bragg afin qu'il n'y ait pas de différence entre les chemins optiques des deux faisceaux.

Le faisceau central, décalé en fréquence, est ensuite séparé en deux faisceaux de couleur pure à l'aide d'un prisme séparateur de couleur. Pour que la séparation soit optimum et totale, il faut que la direction de polarisation du faisceau incident soit parallèle à la direction de polarisation du prisme. Afin d'assurer ce parallélisme, une lame quart d'onde est placée à la sortie du tube laser et une deuxième à l'entrée de l'optique de l'anémomètre. La première lame polarise le faisceau circulairement, la deuxième rétablissant la polarisation linéaire du faisceau. La position angulaire de cette deuxième lame quart d'onde permet de contrôler la direction de polarisation du faisceau en sortie. Ce réglage angulaire étant peu précis, deux filtres interférentiels sont placés en sortie du séparateur de couleur pour assurer la pureté des deux faisceaux. Ces deux faisceaux sont alors déviés par deux prismes pour être parallèles au troisième faisceau contenant les deux longueurs d'onde. Les deux faisceaux de couleur pure sont alors disposés dans un plan passant par l'axe optique du système et à égale distance de celui-ci, le troisième faisceau étant contenu dans un plan perpendiculaire au premier et à la même distance de l'axe que les deux autres.

Le diamètres des trois faisceaux est enfin augmenté par un système de lentilles formant un dilateur de faisceau pour qu'au point de focalisation leur diamètre soit minimum.

Ces trois faisceaux parallèles sont renvoyés par une système de miroirs mobiles et focalisés par une lentille d'une focale de 600 mm pour former au point de mesure deux réseaux de franges, l'un vert, l'autre bleu, disposés à  $90^\circ$  l'un de l'autre, afin d'avoir accès à la mesure de deux composantes de la vitesse.

Le système étant utilisé en mode rétro-diffusé, une partie de l'optique est utilisée pour récupérer les signaux provenant du volume de mesure. La lumière diffusée par les particules dans ce volume est captée par la lentille de focalisation et introduite dans l'optique de l'anémomètre. Après être passée par les lentilles du dilateur de faisceau, cette lumière diffusée est introduite dans un filtre spatial formé d'un "trou d'épingle" pour filtrer toute lumière parasite ne provenant pas du volume de mesure. Au sortir du filtre, la lumière est déviée hors du système optique par un miroir pour être introduite dans deux photomultiplicateurs. Deux filtres interférentiels sont placés à l'entrée de ces photomultiplicateurs pour séparer les signaux provenant des réseaux de franges.

### 2.2.6.2 Chaîne de traitement du signal

Le signal électrique fourni par chaque photomultiplicateur est en partie démodulé puis analysé en fréquence par un compteur DANTEC modèle 55L90a. Les compteurs filtrent le signal par des filtres passe-haut et passe-bas réglables pour éliminer les bruits provenant de l'optique et de l'électronique, puis, en transformant le signal analogique en signal logique à l'aide d'un trigger de Schmitt, il le compare à un signal provenant d'une horloge à 500 MHz pour en déterminer la fréquence. Une validation de la mesure est effectuée par comparaison

du résultat obtenu par deux systèmes d'horloge analysant la fréquence sur deux périodes différentes.

Chaque compteur dispose d'une interface digitale qui fournit en sortie la fréquence Doppler mesurée et le temps séparant la particule de sa précédente, chacune des valeurs codées sur 12 bits. Ces deux sorties parallèles sont connectées à une interface DANTEC modèle 57G20. Cette dernière interface a pour fonctions principales de :

- servir d'interface de données et de contrôle pour le transfert des données des compteurs à un ordinateur hôte
- fonctionner comme mémoire tampon pour l'arrivée aléatoire des données
- faciliter le transfert des données de contrôle du ordinateur hôte aux différents dispositifs extérieurs (démultiplexeur parallèle)
- contrôler la concordance des temps d'arrivée des signaux des deux compteurs afin de s'assurer qu'ils proviennent de la même particule (filtre de coïncidence)

Le système d'interface se compose donc de :

- Une carte multiplexeur d'entrée (57G120)
- Une carte filtre de coïncidence (57G149)
- Une carte de contrôle logique du bus de l'interface (57G106)
- Une carte tampon de sortie logique d'une capacité mémoire de 512 mots de 16 bits (12 bits de données et 4 bits de contrôle) (57G127)
- Une carte démultiplexeur de sortie (57G170)

Il est à remarquer que la capacité mémoire de l'interface n'autorise l'acquisition de façon continue que des 512 échantillons.

Les cartes mémoire et démultiplexeur sont reliées aux deux entrées-sorties d'une carte d'interface parallèle DEC modèle DRV-11J installée dans le panier du micro-ordinateur hôte (PDP 11/73).

### 2.2.6.3 Gestion des déplacements du volume de mesure

La définition spatiale de la mesure par anémométrie laser-Doppler étant élevée, le positionnement de son volume de mesure doit être précis. A cet effet, deux des trois miroirs de renvoi des faisceaux laser, ainsi que la lentille utilisée pour leur focalisation sont mus par des moteurs pas à pas agissant sur des crémaillères. Ce mécanisme permet de positionner le volume de mesure, d'un diamètre de 0.8 millimètre, avec une précision égale à un centième de millimètre. L'ensemble de ce mécanisme est monté sur un portique fait d'éléments

Micro-contrôle assurant une très bonne rigidité. La Figure 2.16 présente une vue du montage du système de déplacement. Un organe de puissance et une interface Micro-contrôle modèle IP28 permettent de contrôler le mouvement des moteurs pas à pas à l'aide du micro-ordinateur PDP 11/73 par une liaison sérielle RS-232.

Afin qu'aucune vibration parasite ne vienne perturber la mesure, l'ensemble de l'optique du système laser-Doppler a été monté sur un banc de granit, lui même supporté par quatre amortisseurs pneumatiques. De plus, l'ensemble a été posé sur une structure porteuse indépendante du tunnel hydrodynamique.

Quatre réticules collés sur le hublot de la veine d'essai permettent, en déterminant leur position par focalisation des faisceaux sur chacun d'eux, de calculer la matrice de transfert du système de référence géométrique de l'optique au système de référence géométrique de la veine d'essai par une méthode de moindres carrés.

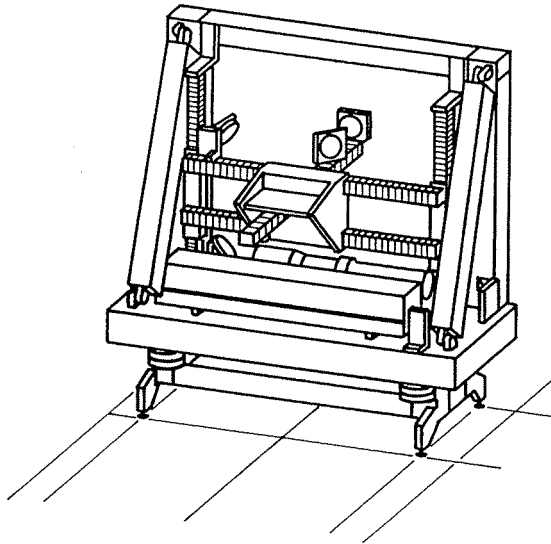


Figure 2.16 : Vue du banc de granit et du portique supportant le système de déplacement du volume de mesure.

## Références chapitre 2

- [1] **Avellan F., Henry P., Ryhming I.L.** (1987) : “ *A New High-Speed Cavitation Tunnel for Cavitation studies in Hydraulic Machinery*”, ASME Winter Annual Meeting, Proceedings of Int. Symp. on Cavitation Research Facilities and Techniques, Vol. 57, Boston (USA), décembre 1987
- [2] **Oldenziel D.M.** (1979) : “ *Bubble Cavitation in Relation to Liquid Quality*”, Delft Hydraulic Laboratory, the Netherlands, publication no. 211, pp. 99-101
- [3] **55X Modular LDA Optics**, Instruction Manual, DANTEC, Reg. No. 9150A7512

## Bibliographie chapitre 2

- [B1] **Drain L.E.**, *The Laser Doppler Technique*. John Wiley & Sons, 1980
- [B2] **Durst F., Melling A. et Whitelaw T.H.**, *Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry*, Academic Press, New-York, 1976





# CHAPITRE 3

## VELOCIMETRIE LASER-DOPPLER

### Table des matières

3.1	Traitement des données .....	37
3.1.1	Sources principales des erreurs de mesure .....	38
3.1.1.1	Erreurs sur les valeurs moyennes du champ des vitesses .....	38
3.1.1.2	Erreur dans l'analyse spectrale des fluctuations des vitesses .....	43
3.1.2	Mesure du champ moyen .....	45
3.1.2.1	Corrections des biais statistiques .....	46
3.1.2.1.1	Biais dû à la vitesse .....	47
3.1.2.1.2	Biais dû à un ensemenement non homogène .....	52
3.1.2.2	Calcul de la variance de l'estimateur de la moyenne courante.....	53
3.1.2.3	Lissage au sens des moindres carrés des résultats .....	55
3.1.3	Analyse spectrale.....	55
3.1.3.1	Corrélogrammes des fluctuations de vitesse.....	57
3.1.3.2	Calcul de la fonction de corrélation .....	59
3.1.3.2.1	Traitement par canaux .....	60
3.1.3.2.2	Correction du biais statistique.....	61
3.1.3.2.3	Réduction du temps de calcul par écrêtage .....	62
3.1.3.2.4	Corrélation par comptage .....	62
3.1.3.3	Estimation de la densité spectrale de puissance .....	64
3.1.3.3.1	Théorème de Wiener-Kinchine .....	64
3.2	Qualification de la technique sur un échantillonnage simulé .....	66
3.2.1	Signal test non bruité .....	66
3.2.2	Signal test bruité .....	70
3.3	Validation de la technique sur des écoulements types.....	71
3.3.1	Jet libre circulaire .....	72
3.3.2	Sillage d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué .....	78
	Références chapitre 3 .....	89
	Bibliographie chapitre 3 .....	92



## Introduction

J'ai effectué la mesure du champ de vitesse à l'aide d'un anémomètre laser-Doppler bidimensionnel. Le choix de cet instrument a été dicté, comme nous l'avons vu, par les vitesses importantes et la petite taille des phénomènes à étudier. Seul l'anémomètre laser-Doppler offrait la possibilité de mesurer des écoulements à la fois sans les perturber et avec une aussi bonne définition spatiale. Un système à deux composantes a été choisi afin d'établir le champ moyen et turbulent fortement bidimensionnel, et même tridimensionnel, s'établissant autour d'un profil bidimensionnel cavitant.

Des mesures de vitesse ont été réalisées pour connaître à la fois le champ moyen et ses caractéristiques fluctuantes autour et dans le sillage d'une poche de cavitation partielle. Les méthodes de traitement utilisées, ainsi que leurs validations, seront présentées dans ce chapitre. Je passerais tout d'abord en revue les différentes sources d'erreurs inhérentes au système anémométrique laser-Doppler. Puis, pour les deux différents types d'acquisition que sont l'établissement du champ moyen des vitesses et l'analyse spectrale de l'écoulement, les méthodes utilisées pour la correction des biais introduits par la mesure, leurs limitations et leurs précisions seront analysées.

Une validation de ces méthodes de traitement sera présentée dans deux cas types proches de l'écoulement s'établissant à l'arrière d'une poche de cavitation partielle. Le premier cas analysé est l'écoulement fortement turbulent que présente un jet libre dans l'air. L'avantage de cet écoulement est qu'il a été largement étudié, ce qui permet une bonne confrontation de nos résultats avec ceux précédemment obtenus. J'ai choisi comme second cas de validation, un écoulement diphasique avec tourbillons organisés. Ce type d'écoulement apparaît dans le sillage d'un profil tronqué en milieu liquide. Si le niveau de pression est suffisamment bas, la phase gazeuse va apparaître au cœur de ces tourbillons. Ceux-ci vont également jouer le rôle d'attracteur pour les micro-bulles présentes dans l'écoulement. Nous avons donc là une situation proche de celle que l'on observe dans le sillage d'une poche de cavitation partielle, mais dans une situation mieux connue qu'est un écoulement dit de culot.

### 3.1 Traitement des données

Comme tout instrument de mesure, l'anémomètre laser-Doppler est sujet à des erreurs de mesure. Dû à la spécificité de sa méthode de mesure, il est également sujet à des biais statistiques lors de l'établissement des grandeurs moyennes. Un nombre important d'auteurs, tels que Durão [20], Durst [21], Hoesel & Rodi [34], Georges, Lumley, et Buchhave ([12], [13], [14]), Greated [32], McLaughlin & Tiederman [41], ainsi que Mayo [40], ont traité des causes et des conséquences de ces erreurs. Je ne traiterai ici que des erreurs principales et des corrections éventuelles que l'on peut y apporter. De plus, il est intéressant d'étudier la

capacité de l'anémomètre laser-Doppler à suivre la dynamique du champ de vitesse turbulent, et pour cela, des échelles de temps et de longueurs caractéristiques du système de mesure seront comparées aux échelles caractéristiques de l'écoulement.

### 3.1.1 Sources principales des erreurs de mesure

Les sources principales des erreurs de mesure peuvent être groupées selon trois types :

- **Les paramètres de l'anémomètre** (La taille du volume de mesure, la précision d'horloge, le filtrage électronique, les tolérances géométriques)
- **Les propriétés du fluide** (La vitesse moyenne, l'intensité de la turbulence, les échelles caractéristiques de longueur et de temps)
- **La dynamique des particules** (La concentration de l'ensemencement, son homogénéité, la taille des particules, et leur retard par rapport au fluide).

Comme l'ont montré R. D. Flack et H. D. Thompson [27], ces erreurs, en fonction de l'écoulement étudié, peuvent atteindre jusqu'à 30%. Il est donc important de les maîtriser ou, dans tous les cas, de pouvoir supputer leurs conséquences. Suivant les caractéristiques de notre système de mesure et de l'écoulement que nous voulons analyser, nous allons passer en revue ces différentes sources de biais et essayer de les quantifier. Nous pourrions alors dégager les biais importants et préciser les méthodes qui permettent de les corriger, dans les cas où cela est possible. Dans les cas contraires, leurs quantifications permettra d'en tenir compte lors de l'analyse les résultats obtenus.

#### 3.1.1.1 Erreurs sur les valeurs moyennes du champ des vitesses

Les erreurs sur la géométrie induisent une erreur directe sur la valeur de la vitesse calculée. En effet, la vitesse est directement dérivée de la fréquence Doppler par la constante géométrique qu'est la distance interfrange  $d_f$  :

$$\overline{U} = d_f \cdot f_D \quad \text{avec } d_f = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \frac{\theta}{2}} \quad (3.1)$$

La principale source d'erreur est la précision de la mesure de l'angle de focalisation  $\theta$  qui est fonction de l'écartement des faisceaux  $B$  et la longueur focale  $f_l$  de la lentille de focalisation, la longueur d'onde du faisceau laser  $\lambda$  pouvant être considérée comme étalon. Le réglage de l'écartement des faisceaux se faisant à l'aide d'un positionnement à bille, sa précision est de l'ordre du dixième millimètre. La distance de focalisation des faisceaux peut être, elle,

garantie avec une précision d'environ 1 millimètre. On peut donc considérer que, dans notre configuration, l'erreur relative sur le sinus de l'angle  $\theta/2$  est d'environ 0.5 %, ce qui équivaut à une erreur sur la vitesse du même ordre.

D'autre part, des erreurs peuvent apparaître si les caractéristiques géométriques de l'écoulement sont du même ordre de grandeur que le volume de mesure. En particulier, des sillages très fins ou de très forts cisaillements dans le centre de tourbillons peuvent être sous-estimés, puisque moyennés sur la dimension du volume de mesure. Nous pouvons estimer que la résolution de notre système est de l'ordre de la moitié du diamètre du volume de mesure, la mesure n'étant effectuée qu'à partir d'une certaine amplitude du signal. Pour notre configuration, le diamètre du volume de mesure étant de 0.2 mm, on estimera que notre résolution spatiale est 0.1 mm.

D'autres erreurs sont imputables à l'électronique du système d'acquisition. Elles sont principalement dues au bruit et à la précision de l'horloge des compteurs. Le constructeur donnant un rapport signal sur bruit de l'électronique inférieur à 1%, on peut estimer que cette source d'erreur est négligeable, dans la mesure où le bruit généré au niveau des photomultiplicateurs est faible. Afin d'évaluer l'erreur due à la précision de l'horloge, il suffit de comparer sa période au temps de la mesure qui correspond au temps de transit d'une particule dans le volume de mesure :

$$\frac{\tau_h}{\Delta\tau} = \frac{1/f_h}{d_v/v_p} \quad \text{où :} \quad (3.2)$$

$d_v$  : diamètre du volume de mesure

$v_p$  : vitesse de la particule

$f_h$  : fréquence de l'horloge.

Dans notre cas, la fréquence d'horloge des compteurs est de 500 MHz, le diamètre du volume de mesure est 0.2 mm et la vitesse des particules est au maximum de 50 m/s. Ceci nous donne une erreur sur la détermination du temps de transit de 0.05 %. On peut donc négliger les erreurs dues à l'électronique.

Une autre cause importante d'erreur sont les biais statistiques lors de l'établissement de grandeurs moyennes. Comme nous l'avons vu, le système laser-Doppler fournit une indication sur la vitesse instantanée lorsqu'une particule traverse le volume de mesure. Ce processus introduit des biais statistiques qui ont deux causes : l'inhomogénéité de la distribution des particules dans l'écoulement et l'échantillonnage aléatoire de type Poissonien de la mesure. Ces deux causes ont été largement étudiées par divers auteurs. Je reviendrai par la suite sur leur correction.

Il faut également ne pas perdre de vue que l'indication de vitesse que l'on obtient est celle de la particule et non exactement celle du fluide. Si les particules sont suffisamment petites, cette

différence sera faible, et l'image de l'écoulement du fluide que l'on obtiendra sera suffisamment fidèle pour notre application.

L'influence de la taille de ces particules sur la mesure a été démontrée par plusieurs auteurs (Durst [21], Dring [17], Theofanous & Sullivan [51]). Leur concentration joue également un rôle important dans la qualité de la mesure (Biffin & al [6], Durst [21], Edwards [24],[25], Erdmann & Gellert [25]). Malgré cela, l'utilisation de la vélocimétrie laser-Doppler dans des écoulements diphasiques à bulles n'est pas contestée. Des mesures comparatives entre un système laser-Doppler et un anémomètre à film chaud ont montré une concordance parfaite au dessous d'une certaine taille de bulle (Boerner & al [9]).

On peut donner comme critère pour la taille maximum des particules que, pour une variation brutale de 10% de la vitesse du fluide, la vitesse de la particule diffère de moins d'un pour-cent de celle du fluide après un temps caractéristique. Ce temps caractéristique peut être choisi comme le temps de transit d'une particule dans le volume de mesure, c'est-à-dire  $\tau_c = \frac{d_v}{U} = 10^{-5}$  s.

La vitesse de la particule en fonction du temps après une variation brutale de la vitesse du fluide peut s'écrire comme :

$$v_p(t) = U + (v_p(0) - U) e^{-t/\tau_p} \quad (3.3)$$

Si l'on suppose que la variation de la vitesse du fluide est de 10%, la vitesse de la particule en fonction du temps devient :

$$v_p(t) = U(1 - 0.1 e^{-t/\tau_p}) \quad (3.4)$$

La constante de temps caractéristique de la particule peut se déduire du rapport de la traînée de Stokes à son inertie. Son expression est fonction du diamètre de la particule, de la viscosité dynamique du fluide et du rapport entre la densité de la particule à celle du fluide. Selon Lumley (1957) (voir annexe A), il s'écrit sous la forme :

$$\tau_p = \frac{d_p^2}{36\nu} \left( 2 \frac{\rho_p}{\rho_f} + 1 \right) \quad (3.5)$$

Notre critère d'une vitesse de la particule différant de moins de 1 pour-cent de la vitesse du fluide après un temps caractéristique peut alors se formuler comme :

$$e^{-\tau_c/\tau_p} < 0.1$$

ou (3.6)

$$\tau_c/\tau_p > 2.3$$

En introduisant dans cette inégalité les expressions des temps caractéristiques précédemment déterminés, on obtient comme critère sur le diamètre maximum des particules :

$$d_p^2 < 0.43 \frac{d_v}{U} 36v \left( 2 \frac{\rho_p}{\rho_f} + 1 \right)^1 \quad (3.7)$$

Les particules étant des bulles de vapeur, leur densité est environ 800 fois plus faible que celle du fluide. Le rapport  $\rho_p/\rho_f$  est donc négligeable et on peut simplifier cette expression. On obtient alors un diamètre critique de la bulle fonction uniquement de la viscosité dynamique du fluide et d'un temps caractéristique :

$$d_p < 3.95 \sqrt{\tau_c v} \quad (3.8)$$

En introduisant le temps caractéristique de notre système de mesure et la viscosité cinématique de l'eau, la condition sur la taille des particules devient :

$$d_p < 12 \mu\text{m} \quad (3.9)$$

Une limitation sur la taille maximum des particules mesurées est donnée par la géométrie du système de mesure LDA. Si le diamètre de la particule est supérieur à la moitié de la distance interfrange, le signal lumineux émis par cette particule ne sera pas suffisamment net, et la mesure ne sera pas validée (voir Fig. 3.1).

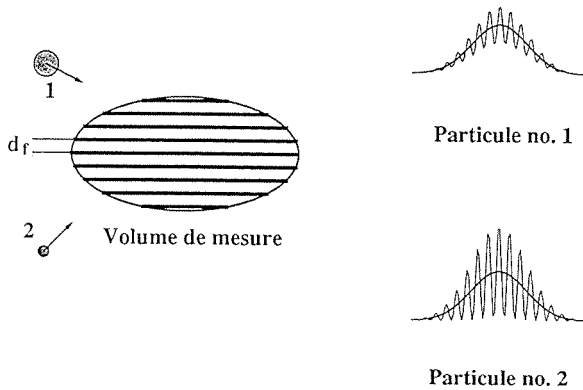


Figure 3.1 : Influence de la taille de la particule sur le signal Doppler.

Pour la configuration géométrique de notre système LDA, la distance interfrange est de  $8.22 \cdot 10^{-6}$  m pour la première composante (verte) et de  $8.67 \cdot 10^{-6}$  m pour la deuxième composante (bleue). Le système étant muni d'un filtre de coïncidence garantissant la simultanéité de la mesure pour les deux composantes, la valeur limitative est la plus petite des deux distances interfranges. On peut donc garantir que la taille des particules que l'on prend en compte est au maximum de l'ordre des trois quart de cette dimension, c'est-à-dire environ  $6 \mu\text{m}$ . En effet, la "visibilité" de la particule, donnée comme le rapport de l'amplitude maximum du signal sur sa composante moyenne, décroît rapidement en fonction du rapport  $\epsilon$  du rayon de la particule  $r_p$  sur la distance interfrange  $d_f$ . Ce facteur de visibilité  $F_v$ , calculé par Drain ([B1], p. 195) selon une théorie simplifiée prenant en compte une section circulaire traversant un réseau de franges simplement modulé, est représenté en Figure 3.2 .

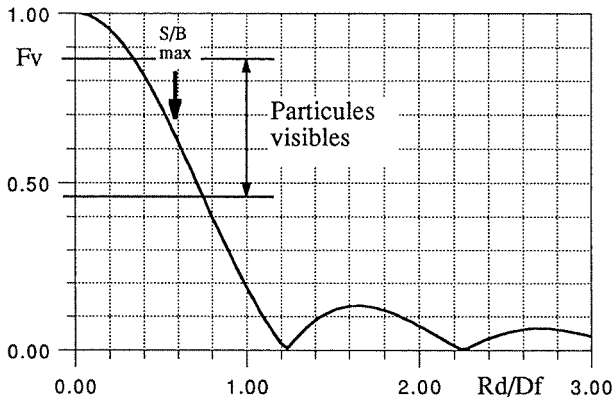


Figure 3.2 : Visibilité d'une particule sphérique en fonction du rapport de son rayon sur la distance interfrange.

L'amplitude du signal Doppler est proportionnel au produit de ce facteur de visibilité par la surface projetée de la particule,  $\pi r_p^2 F_v$ , et elle est maximum pour une valeur de  $\epsilon$  égale à 0.586. On peut situer la taille des particules "visibles" autour de cette valeur maximum, donc entre 0.4 et 0.8, c'est-à-dire dans notre cas, entre  $3$  et  $6 \mu\text{m}$ . Cette taille maximum est donc assez petite pour garantir, comme on l'a vu précédemment, une faible erreur de mesure. Il reste à considérer que dans certains cas, tout particulièrement le champ de vitesse autour d'un fil tourbillonnaire, l'erreur introduite par les effets des forces centrifuges peut être non négligeable. En ce qui nous concerne, cette erreur nous a paru ne pas être un inconvénient. Les particules que nous mesurons sont en majorité des micro-bulles, et c'est justement leur comportement, plus que celui du fluide lui-même, qui nous intéresse. Nous ne devons cependant pas oublier l'existence de cette différence entre trajectoires des particules et lignes de courant dans l'analyse des résultats de mesure et des conclusions que nous pourrions en tirer.



### 3.1.1.2 Erreur dans l'analyse spectrale des fluctuations des vitesses

L'analyse spectrale des fluctuations des vitesses à l'aide de l'anémométrie laser-Doppler est également sujette à des erreurs. Celles-ci sont d'ailleurs plus des limitations que des erreurs à proprement parlé. Elles sont de deux types :

- Les capacités en fréquence du système d'acquisition.
- La capacité des traceurs (bulles) à suivre les fluctuations des vitesses.

Nous allons tout d'abord déterminer la limite supérieure de la gamme de fréquence qui nous intéresse. Tennekes et Lumley (1972) (p. 270) donnent comme limite supérieure en fréquence d'un écoulement le seuil introduit par la viscosité du fluide, donnée par  $\kappa\eta = 0.55$  où  $\kappa$  est un nombre d'onde, et  $\eta$  l'échelle de Kolmogorov. On peut calculer cette échelle de Kolmogorov en fonction de la viscosité cinématique et du taux de dissipation comme (Tennekes and Lumley [B9], p. 20) :

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (3.10)$$

Le taux de dissipation  $\epsilon$  peut s'exprimer en fonction de la micro-échelle de Taylor  $\lambda_T$  et de l'intensité de la turbulence  $\overline{u^2}$  comme (Tennekes & Lumley [B9] p. 67) :

$$\epsilon = 15 \nu \frac{\overline{u^2}}{\lambda_T^2} \quad (3.11)$$

La valeur de la micro-échelle de Taylor, ainsi que la valeur de l'intensité de la turbulence peuvent être déterminées à l'aide des mesures laser effectuées à l'amont de la poche de cavitation partielle (voir chapitre 4). La micro-échelle de Taylor est obtenue par le calcul de la parabole sous-oscultatrice de la fonction d'autocorrélation (Tennekes & Lumley [B9], p.211). Les valeurs numériques ainsi obtenues sont :

$$\overline{u^2} = 3.5 \text{ m/s} \quad \text{et} \quad \lambda_T = 1 \text{ mm}$$

ce qui correspond à un valeur du taux de dissipation  $\epsilon$  d'environ  $50 \text{ m}^2\text{-s}^{-3}$ . En introduisant ce résultat dans l'expression (3.10) de la micro-échelle de Kolmogorov, on obtient :

$$\eta = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ m.}$$

La fréquence la plus élevée à considérer en fonction de la limite de diffusion turbulente est donc donnée dans notre cas par :

$$f_{\text{lim}} = \frac{\kappa_{\text{lim}} U}{2\pi} = 0.55 \frac{U}{2\pi\eta} = 150 \text{ kHz} \quad (3.12)$$

Les limitations en fréquence du système d'acquisition de l'anémomètre laser-Doppler sont dues principalement au temps de réactualisation des compteurs entre deux mesures et au temps de transit de la particule mesurée dans le volume de mesure. En effet, la somme de ces deux temps va induire une limite maximum de la fréquence mesurable. On peut compter, selon le constructeur, un temps de réactivation de l'ordre d'une micro-seconde.

Le temps de transit de la particule à prendre en compte est le temps que celle-ci mettra pour traverser les huit franges nécessaires à la validation de sa mesure. Les franges étant mobiles, par le décalage en fréquence introduit par la cellule de Bragg, et leur vitesse de déplacement étant, dans notre cas, d'un ordre de grandeur supérieur à la vitesse de la particule (la fréquence Doppler d'une particule traversant le volume de mesure avec une vitesse de 20 m/s est de 2.5 MHz), la fréquence à considérer est en fait la fréquence de balayage de ces franges, c'est-à-dire 40 MHz. La fréquence maximum mesurable correspond à l'inverse de la somme de ces deux temps, c'est-à-dire :

$$f_{\text{max}} = \left( t_{\text{reset}} + \frac{8}{f_{\text{Bragg}}} \right)^{-1} = 800 \text{ kHz} \quad (3.13)$$

Cette fréquence est bien supérieure à la fréquence limite physique de notre écoulement que nous avons établi plus haut. Il reste à déterminer la capacité des traceurs, dans notre cas, des micro-bulles, à suivre une fréquence d'excitation introduite par le fluide environnant. Il faut donc déterminer la réponse de ces particules aux fluctuations de vitesses du fluide. Cette réponse est fonction du rapport de la force de traînée visqueuse à l'inertie de la particule.

Quelques auteurs, tels que Drain [B1], Dring [17], Buchhave, Georges & Lumley [14], et Whiffen & Meadows [52] ont abordés le problème de la taille des traceurs en fonction de leur réponse à une fréquence d'excitation. Leur approche est identique, seul le type de critère de choix variant quelque peu. Dans tous les cas, l'étude est basée sur une particule solide dans un milieu gazeux. Nous allons adapter leur approche dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire une particule de gaz dans un milieu liquide. Supposons pour notre étude que la particule est soumise à une variation sinusoïdale de la vitesse du fluide d'amplitude  $u_0$  et de pulsation  $\omega$  :

$$\frac{dv_p}{dt} = (\bar{u} + u_0 \cos(\omega t) - v_p)/\tau_p \quad (3.14)$$

où  $\bar{u}$  est la vitesse moyenne du fluide et  $\tau_p$  la constante de temps de la particule introduite au paragraphe 3.1.1.1 et déduite de la traînée de Stokes (3.5). La solution stationnaire de cette équation est donnée par :

$$vp(t) = \bar{u} + \frac{u_0 \cos(\omega t - \phi_1)}{(1 + \omega^2 \tau_p^2)} \quad (3.15)$$

où le retard de phase  $\phi_1$  est donnée par  $\phi_1 = \tan^{-1}(\omega \tau_p)$ .

Un critère d'une bonne fiabilité de la réponse de la particule peut être que l'amplitude de sa réponse stationnaire soit égale à moins d'un pour-cent à celle du fluide. Cela se traduit par l'inégalité :

$$\frac{\omega^2 \tau_p^2}{1 + \omega^2 \tau_p^2} < 0.01 \quad \text{soit} \quad f < \frac{0.1}{2\pi \tau_p} \quad (3.16)$$

Pour des bulles d'un diamètre de 6  $\mu\text{m}$ , ce qui est un maximum au vu de ce qui précède, on obtient, en introduisant cette valeur dans le calcul de la constante de temps d'une particule (3.5), une fréquence maximum de :

$$\boxed{f_{\max} = 16 \text{ kHz}} \quad (3.17)$$

Cette fréquence est de loin la plus limitative et correspondra au maximum à envisager lors de notre étude.

### 3.1.2 Mesure du champ moyen

La mesure du champ moyen d'un écoulement bidimensionnel correspond à la mesure des deux composantes moyennes de la vitesse, ainsi qu'à la mesure des corrélations de composantes de la vitesse fluctuante qui forment le tenseur des contraintes de Reynolds. Les directions de la mesure sont choisies, pour la vélocimétrie laser-Doppler, à 45° de l'écoulement principal amont (Figure 3.3). Cette direction garantit le plus grand nombre de franges traversées par la particule mesurée, donc une plus grande précision de mesure. Les composantes de la vitesse dans les directions moyennes de l'écoulement sont obtenues par simple rotation.

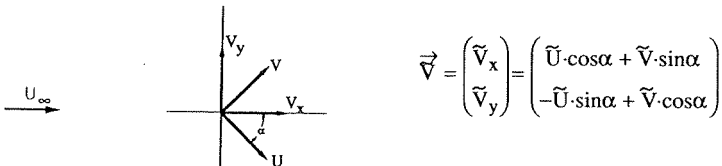


Figure 3.3 : Directions de la mesure laser-Doppler.

Les valeurs moyennes de ces composantes sont définies, à partir de mesures instantanées  $u_i$ ,  $v_i$ , comme :

$$\overline{\tilde{U}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_i dt \quad \text{et} \quad \overline{\tilde{V}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v_i dt \quad (3.18)$$

L'anémométrie laser-Doppler donnant accès à ces valeurs instantanées de façon simultanée, on peut également établir le tenseur de Reynolds :

$$\overline{\tau}_t = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

dont les composantes, qui sont les corrélations doubles des fluctuations de la vitesse, sont définies comme :

$$\overline{u'v'} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (u_i - \overline{U}) \cdot (v_i - \overline{V}) dt \quad (3.20)$$

La transposition du tenseur de Reynolds dans un repère lié à la direction moyenne de l'écoulement se calcule par un changement de repère appliqué au tenseur (voir Annexe C). La mesure du champ de vitesse réalisée à l'aide de l'anémomètre laser-Doppler demande un traitement particulier. En effet, le fonctionnement même du système anémométrique introduit des biais statistiques dont il faut se départir. La mesure s'effectuant lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, nous nous trouvons en présence d'un échantillonnage de type Poissonien. Une des particularités de ce type d'échantillonnage est, entre autres, d'introduire un bruit spécifique, nommé "bruit de grenaille" (Papoulis [B6], Chap. 16). De plus, comme nous l'établirons plus avant, la probabilité de présence des particules dans le volume de mesure diffère suivant qu'elles soient lentes ou rapides, ce qui introduit un autre biais statistique.

### 3.1.2.1 Corrections des biais statistiques

Lors de l'établissement des estimateurs des grandeurs moyennes, des biais statistiques peuvent apparaître. Ces biais sont dus à la nature aléatoire du mode d'acquisition du système laser-Doppler. On peut dégager deux types principaux de biais, en fonction de l'homogénéité de l'ensemencement en particules du fluide :

- Dans le cas d'un ensemencement homogène, la probabilité de présence dans le volume de mesure d'une particule est fonction de sa vitesse.
- Dans le cas d'un ensemencement non homogène, la probabilité de présence d'une particule dans le volume de mesure est fonction de la nature de l'écoulement.

De nombreux auteurs ont mis en évidence le biais statistique introduit par la différence de probabilité de présence d'une particule en fonction de sa vitesse. En 1973, McLaughlin and Tiederman [41] proposent une correction de ce biais par une pondération qui est fonction de la vitesse de la particule. Plus tard, en 1976, Buchhave [12], Hoesel & Rodi [34], et également Erdman & Gellert [25], montrent qu'une pondération par le temps de résidence de la particule dans le volume de mesure est mieux adaptée. Cette dernière correction est actuellement la plus utilisée et globalement reconnue. Le biais introduit par la non homogénéité de l'ensemencement de l'écoulement a été beaucoup moins traité. Hoesel & Rodi [34] proposent en 1976 une correction de ce biais par une pondération de la vitesse de la particule par son temps d'arrivée.

Nous allons décrire par la suite plus en détails ses deux corrections de biais. Pour le traitement de nos mesures, nous n'avons utilisé que le premier type de pondération. En effet, le biais introduit par la nature de l'écoulement nous intéresse, puisqu'il favorise la mesure au passage des structures que nous désirons étudier.

### 3.1.2.1.1 Biais dû à la vitesse

Un signal Doppler n'existe que si une particule traverse le volume de mesure.

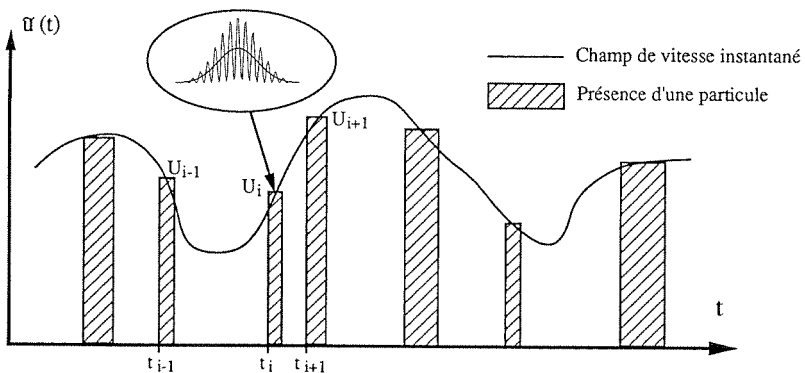


Figure 3.4 : Chronogramme à la sortie d'un compteur LDA.

Par conséquent, les compteurs qui traitent ces signaux, ne délivrent un signal que de manière intermittente à des instants correspondants au passage d'une particule dans le volume de mesure.

### Loi de probabilité du signal à la sortie du compteur

Si  $u_i$  ;  $i \in J_n = \{ 1, 2, \dots, n \}$  représente une valeur de la vitesse disponible à la sortie du compteur au temps  $t_i$ , la probabilité que cette valeur appartienne, à ce temps  $t_i$ , à l'intervalle :

$$J_{\Delta u} = \left[ u - \frac{\Delta u}{2} ; u + \frac{\Delta u}{2} \right] \quad (3.21)$$

est égale à la probabilité que le champ de vitesse  $\bar{u}$  instantané appartienne lui aussi à  $J_{\Delta u}$  et qu'une particule soit présente dans le volume de mesure au même instant.

Si  $I(t)$  est la fonction indicatrice de présence d'une particule dans le volume de mesure

$$I(t) = \begin{cases} 1 & \text{particule présente} \\ 0 & \text{particule absente} \end{cases}$$

alors on peut écrire :  $\mathbf{P}(u_i \in J_{\Delta u}) = \mathbf{P}(\bar{u} \in J_{\Delta u} \text{ et } (I=1))$ .

Hypothèse : La présence d'une particule est indépendante de la valeur du champ de vitesse.

Si l'on tient compte de cette hypothèse, alors d'après le théorème des probabilités composées, on peut écrire :

$$\mathbf{P}(\bar{u} \in J_{\Delta u} \text{ et } (I=1)) = \mathbf{P}(\bar{u} \in J_{\Delta u}) \bullet \mathbf{P}(I=1) \quad (3.22)$$

Soit encore :

$$\mathbf{P}(u_i \in J_{\Delta u}) = \mathbf{P}(\bar{u} \in J_{\Delta u}) \bullet \mathbf{P}(I=1) \quad (3.23)$$

Comme d'un point de vue pratique, on est intéressé par la statistique du champ de vitesse instantané, la formule ci-dessus va nous permettre de construire des estimateurs corrects de ce champ de vitesse.

**Estimateur des caractéristiques statistiques du premier ordre**

Convenons que d'un point de vue expérimental, nous disposons de N lots indépendants de valeurs  $U_i$  enregistrés sur des durées  $T_n$ . Le chronogramme de l'un de ces lots est indiqué ci-dessous (Fig. 3.5).

De manière naturelle, on peut introduire un estimateur construit sur la moyenne temporelle effectuée sur la durée d'enregistrement d'un lot :

$$\hat{P}_n(u_i \in J_{\Delta u}) = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} i_{\Delta u}(t) dt$$

$$\hat{P}_n(I=1) = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} I(t) dt \tag{3.24}$$

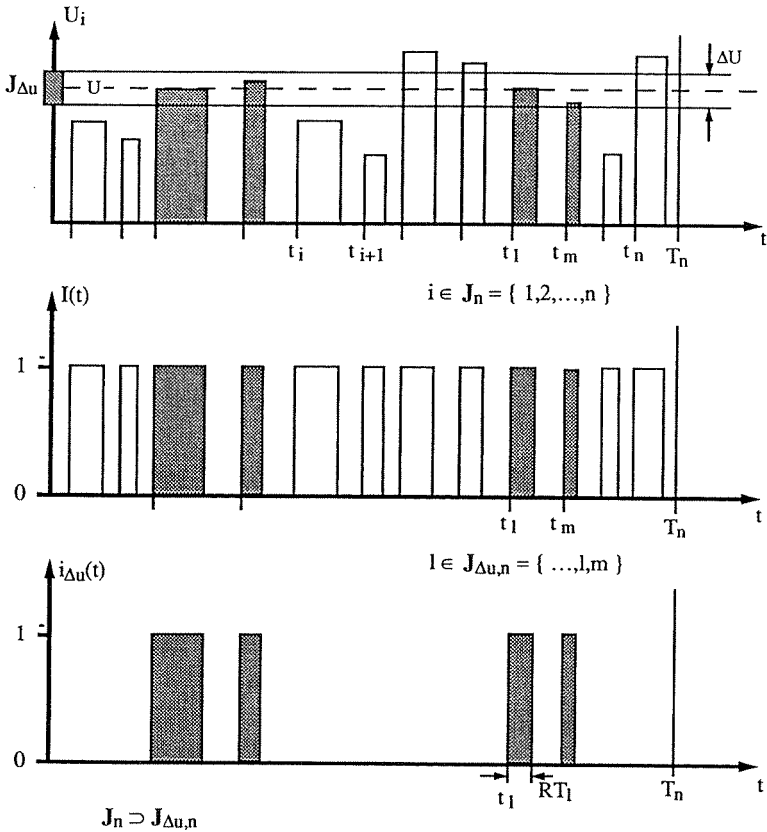


Figure 3.5 : Chronogramme d'un lot.

Soit avec nos notations :

$$\hat{P}_n(u_i \in J_{\Delta u}) = \frac{1}{T_n} \sum_{l \in J_{\Delta u, n}} RT_l$$

$$\hat{P}_n(I=1) = \frac{1}{T_n} \sum_{i=1}^n RT_i \quad (3.25)$$

Par conséquent, pour une durée d'observation  $T_n$ , un estimateur de  $P(\bar{u} \in J_{\Delta u})$  est donné par :

$$\hat{P}(\bar{u} \in J_{\Delta u}) = \frac{\sum RT_l \quad (l \in J_{\Delta u, n})}{\sum RT_i \quad (i \in J_n)} \quad (3.26)$$

Si  $p(u)$  est la densité de probabilité de  $\bar{u}$ , on a, par définition :

$$P(\bar{u} \in J_{\Delta u}) = \int_{u - \frac{\Delta u}{2}}^{u + \frac{\Delta u}{2}} p(u) du \quad (3.27)$$

Donc, pour un intervalle  $\Delta u$  convenable, un estimateur de cette densité sera obtenu par :

$$\frac{\sum RT_l}{\sum RT_i} = \hat{p}(u) \cdot \Delta u \quad (3.28)$$

donc :

$$\boxed{\hat{p}(u) = \frac{\sum RT_l}{\sum RT_i} \frac{1}{\Delta u}} \quad \underline{\text{Densité de probabilité}} \quad (3.29)$$

De plus, en utilisant la définition de l'espérance mathématique de  $u$  :  $E(u)$ , on peut écrire :

$$E(U) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(u) u du \quad (3.30)$$

d'où, en identifiant formellement avec l'estimateur :



$$\hat{U} = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{p}(u) u du$$

soit encore :

$$\hat{U} = \frac{1}{\sum RT_i} \sum_i (\sum RT_i) u_i \quad (3.31)$$

ou en développant les produits  $(\sum RT_i) u_i$  :

$$\hat{U} = \frac{\sum_{i=1}^n u_i \cdot RT_i}{\sum_i RT_i} \quad \text{Estimateur de la vitesse moyenne} \quad (3.32)$$

De la même manière, on construit l'estimateur de la variance de la moyenne :

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \hat{U})^2 \cdot RT_i}{\sum_i RT_i} \quad \text{Estimateur de la variance de la moyenne} \quad (3.33)$$

Le calcul des composantes du tenseur de Reynolds, appelées contraintes turbulentes, qui sont, à la densité près, les coefficients de covariance des fluctuations des vitesses, s'effectue de manière identique (Buchhave [14], p.473) :

$$\begin{aligned} \overline{u'^2} &= \frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \hat{U})^2 \cdot RT_i}{\sum_i RT_i} \\ \overline{v'^2} &= \frac{\sum_{i=1}^n (v_i - \hat{V})^2 \cdot RT_i}{\sum_i RT_i} \\ \overline{u'v'} &= \frac{\sum_{i=1}^n (u_i - \hat{U})(v_i - \hat{V}) \cdot RT_i}{\sum_i RT_i} \end{aligned} \quad (3.34)$$

### 3.1.2.1.2 Biais dû à un ensemencement non homogène

Comme nous l'avons déjà expliqué, nous n'avons pas tenu compte de ce biais lors du traitement de nos mesures. Nous allons nous borner ici à décrire les causes de ce biais, et de présenter l'estimateur de la moyenne permettant de le corriger selon Hoesel & Rodi [34].

Supposons un écoulement monodimensionnel dont la vitesse présente une fluctuation sinusoïdale. Ce type de situation peut modéliser un écoulement uniforme avec le passage de tourbillons régulièrement convectés (Fig. 3.6). Supposons encore que ces tourbillons entraînent avec eux des particules, par exemple des bulles, et que la probabilité de présence d'une particule va suivre également une loi sinusoïdale avec un maximum correspondant au passage du tourbillon.

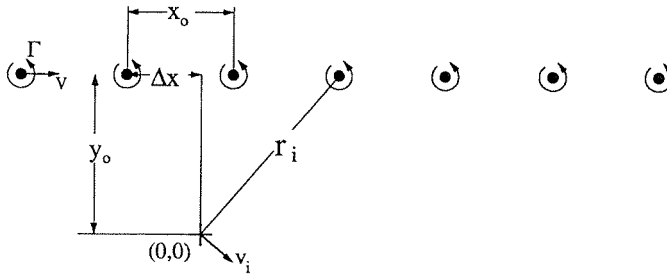


Figure 3.6 : Allée tourbillonnaire.

La moyenne que l'on va alors calculer va donc être biaisée. On peut l'estimer par :

$$\hat{u} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2(\omega t) dt = \frac{1}{2} \quad (3.35)$$

On remarque que le biais est loin d'être négligeable, puisque, au lieu d'être nulle, la vitesse que l'on va mesurer sera égale à la moitié de l'amplitude de la fluctuation. Hoesel & Rodi [34] ont proposé, afin de corriger ce type de biais, de pondérer la vitesse mesurée de la particule par son temps d'arrivée la séparant de la particule précédente. On remarque que, pour notre exemple, le biais serait ainsi parfaitement corrigé.

Dans le traitement de nos données expérimentales, nous n'avons pas corrigé ce biais. Nous l'avons plutôt utilisé pour mettre en évidence la trajectoire des structures tourbillonnaires.

### 3.1.2.2 Calcul de la variance de l'estimateur de la moyenne courante

En chaque point de mesure de l'écoulement, l'acquisition est faite en plusieurs lots d'un nombre fixe de mesures. Le nombre de ces mesures est de 512, nombre dicté par la taille de la mémoire tampon du système d'acquisition. Afin de donner un critère sur le nombre de lots à effectuer en chaque point de mesure, l'estimateur de la variance est calculé "en ligne", c'est-à-dire par correction après chaque lot. Une valeur maximum acceptable pour cette variance est donnée au début de chaque acquisition, ainsi qu'un nombre minimum de lots. Cette variance est calculée au cours de l'acquisition comme :

$$\hat{v} = \frac{\sum_{i=1}^{Nlots} (\hat{U}_i - \hat{U})^2}{Nlots-1} \quad \text{avec } \hat{U}_i : \text{moyenne sur un lot} \quad (3.36)$$

$$\text{et } \hat{U} = \frac{\sum_{i=1}^{Nlots-1} \hat{U}_i \cdot (Nlots-1) + \hat{U}_i}{Nlots}$$

et le nombre minimum de lots à effectuer est fixé à 6.

Selon H. Ventsel [B10], chapitre 14, on peut calculer un intervalle de confiance  $I_\beta$  défini comme :

$$I_\beta = (\hat{U} - \varepsilon_\beta, \hat{U} + \varepsilon_\beta) \quad (3.37)$$

où  $\beta$  défini une probabilité de confiance exprimée comme :

$$\beta = P(|\hat{U} - u_1| < \varepsilon_\beta) \quad (3.38)$$

et  $\varepsilon_\beta$  un écart-type d'une probabilité  $\beta$  donné par :

$$\varepsilon_\beta = \sqrt{\frac{\hat{v}}{nlot}} \cdot t_\beta \quad (3.39)$$

Le terme  $\frac{\hat{v}}{nlot}$  correspond à la *variance de l'estimateur de la moyenne* et le terme  $t_\beta$  correspond au nombre d'écart quadratiques moyens qu'il y a lieu de porter à droite et à gauche du centre de dispersion pour que la probabilité d'avoir une vitesse comprise dans l'intervalle obtenu soit égale à  $\beta$ .

Quelques valeurs de  $t_\beta$  en fonction de  $\beta$  sont données dans le tableau ci-dessous.

$\beta$	$t_\beta$	$\beta$	$t_\beta$
0.80	1.282	0.95	1.960
0.85	1.439	0.99	2.576
0.90	1.643	0.999	3.290

### 3.1.2.3 Lissage au sens des moindres carrés des résultats

Les résultats de nos mesures étant appelés à être utilisés pour calculer le champ de pression moyen en tenant compte des pertes de charges, un lissage des profils obtenus aux différentes sections de mesure a été entrepris. En effet, bien que bons, les résultats de mesure présentent une certaine dispersion, spécialement la mesure des composantes du tenseur de Reynolds. Cette dispersion était difficilement compatible avec le calcul que nous désirions entreprendre par la suite. De plus, avec la méthode utilisée pour ce calcul, nos résultats de mesure devaient être extrapolés sur une grille régulière.

Différentes méthodes de lissage ont été testées. Afin de ne pas fausser la physique de la mesure par ce lissage, nous avons cherché à utiliser une méthode tenant compte de l'écart-type en chaque point. L'algorithme qui a donné les meilleurs résultats est un lissage par évaluation cubique prenant en compte les écarts-types sur les mesures par une méthode de minimisation pondérée des résidus. Cet algorithme a été développé par Ch. H. Reinsch [45] en 1967.

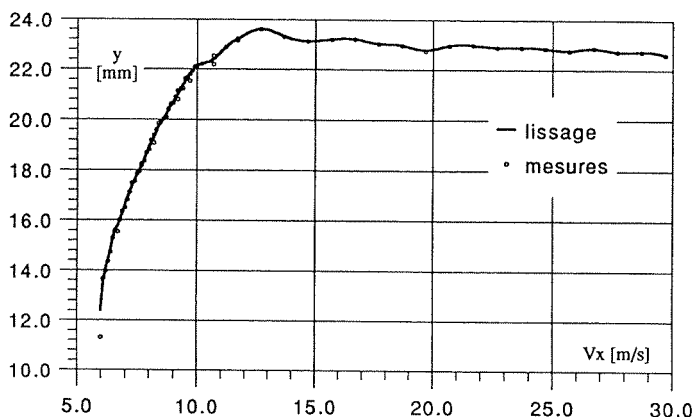


Figure 3.7 : Exemple de lissage d'un profil de vitesse.

Dans un même temps, le calcul des dérivées premières et secondes a été effectué et interpolé aux noeuds de la grille. Comme nous le verrons au chapitre 5, ces quantités nous seront utiles pour établir le champ de pression moyen. Le programme de lissage utilisé, ainsi que son organigramme, sont reproduits en annexe B. La Figure 3.7 présente un exemple de ce lissage sur un profil de vitesse.

### 3.1.3 Analyse spectrale

L'analyse spectrale permet de connaître le contenu fréquentiel des fluctuations des vitesses. Elle met en évidence les transferts d'énergie entre les différentes structures de l'écoulement. Cette analyse spectrale se fait par le biais de l'établissement de la fonction de *densité spectrale de puissance*. Elle est un concept important dans l'étude de processus stochastiques stationnaires. Elle permet d'analyser l'énergie cinétique des fluctuations turbulentes d'après sa distribution sur les différentes fréquences apparaissant dans ces fluctuations. On peut ainsi définir le coefficient de covariance des fluctuations des vitesses comme la somme des contributions de la densité spectrale de puissance  $\Phi$  de chaque fréquence  $v$  :

$$\overline{u'^2} = \int_0^{\infty} \Phi(v) dv \quad (3.40)$$

Les techniques d'établissement de cette fonction de densité spectrale peuvent se grouper en deux catégories distinctes :

- par transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal par le théorème de Wiener-Kinchine selon la méthode de Blackman-Tukey.
- par transformée directe du signal.

L'adaptation de ces méthodes à l'échantillonnage Poissonien introduit par l'anémométrie laser-Doppler a été développée par différents auteurs.

En 1960, Shapiro & Silverman [48] montrent, par une analyse théorique, que si l'échantillonnage est distribué de façon Poissonien, l'estimation spectrale ne présente pas de phénomène de repliement.

La première méthode d'établissement du spectre mentionnée a été introduite en 1974 par Mayo [40]. Elle consiste en une méthode de corrélation dans laquelle la fonction d'autocorrélation est calculée dans un premier temps par une technique spéciale de discrétisation par canaux, puis la fonction de densité spectrale de puissance est établie par transformée de Fourier. En 1975, Gaster & Roberts [30] ont démontré que cette méthode augmentait le niveau de l'ambiguïté du spectre. Ils ont également montré que cette ambiguïté

pouvait être éliminée en ne prenant pas en compte le terme correspondant au temps de retard nul dans l'établissement de la fonction d'autocorrélation.

La seconde méthode a été développée par Gaster & Roberts [31] en 1977. La fonction de densité spectrale est calculée de façon directe en divisant le temps d'enregistrement  $T$  en  $n$  blocs courts, d'une longueur  $T_B$  (en fait approchée, dans le cas d'un lot d'une taille fixe, par  $T_B = \sum_1^{N_B} \Delta t_m$  où  $N_B$  est le nombre d'enregistrement dans le bloc), et, après le calcul de la

densité spectrale appliquée à chaque bloc, en moyennant sur ces  $n$  blocs .

Comme nous l'avons déjà établi et comme nous le verrons par la suite, il convient de pondérer la vitesse par le temps de résidence de la particule dans le volume de mesure afin d'éliminer le biais introduit par la méthode de mesure. Nous avons utilisé pour notre étude la première méthode d'établissement du spectre. Je me bornerai donc à présenter ici la méthode directe de calcul du spectre sans la détailler (Buchhave [13], p. 69) :

$$\hat{S}_b(\omega_k) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \hat{S}_j(\omega_k) \quad \text{avec } (j-1)T_B < t_i < jT_B \quad (3.41)$$

$$\text{où } \hat{S}_j(\omega_k) = \frac{T_B}{2\pi} \cdot \frac{\left| \left( \sum_{i=1}^{N_B} u_i \Delta t_i D(t_i) \cdot e^{i\omega_k t_i} \right)^2 - \sum_{i=1}^{N_B} (u_i \Delta t_i)^2 \right|}{\left| \left( \sum_{i=1}^{N_B} \Delta t_i \right)^2 - \sum_{i=1}^{N_B} (\Delta t_i)^2 \right|}$$

$$\text{avec } \omega_k = \frac{2\pi k}{T_B} \quad (k = 1, 2, \dots) \quad : \text{ pulsation}$$

$$T_B \quad : \text{ durée d'acquisition d'un lot}$$

$$D(t_i) \quad : \text{ Fenêtre de pondération (Bartlett)}$$

Cette analyse spectrale a été un des moyens qui nous a permis d'étudier les structures cohérentes convectées par l'écoulement moyen. Ces structures étant la cause de l'érosion, il était primordial de pouvoir suivre leur comportement. Différentes méthodes ont été appliquées afin d'établir la fonction d'autocorrélation. Tout d'abord, la méthode de discrétisation du temps de retard en canaux, introduites par Mayo [40], et développée par la suite par Buchhave [13], a été mise en oeuvre. Afin de réduire le temps de calcul, une méthode par écrêtage, ou troncature, a été ensuite utilisée avec succès. Puis, afin de suivre l'évolution des cavités plutôt que celles des fluctuations de vitesse, nous avons utilisé une méthode de corrélation par comptage, du type corrélation de photons, qui ne tient compte que de la présence de la particule en un temps donné, sans se préoccuper de sa vitesse. Cette méthode nous a permis de mieux mettre en évidence les structures cavitantes et leur

comportement dynamique non aléatoire. Enfin, une validation de ces traitements a été effectuée sur les deux cas tests d'écoulement décrits au début de ce chapitre.

### 3.1.3.1 Corrélogrammes des fluctuations de vitesse

Le corrélogramme ou densité de probabilité composée est d'une grande utilité dans l'analyse de la "qualité" de la dépendance de deux variables, dans notre cas les deux composantes de la vitesse. Elle nous renseigne sur l'isotropie de la turbulence, ainsi que sur le degré de corrélation existant entre ces deux composantes. De plus, elle est très simple à mettre en oeuvre et permet une rapide évaluation de la qualité de la mesure. Tennekes [B9, p. 207] définit cette densité de probabilité composée comme la probabilité qu'en un instant donné, la vitesse d'une particule soit comprise dans l'intervalle  $\{(u, u+\Delta u), (v, v+\Delta v)\}$ . Ainsi, cette densité de probabilité composée  $B(u, v)$  est toujours supérieure ou égale à 0, et son intégrale sur le domaine est égale à 1. Donc :

$$B(u, v) \geq 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(u, v) du dv = 1. \quad (3.42)$$

Le moment le plus important de cette densité est son moment d'ordre 2 composé qui n'est autre que la covariance  $\overline{uv}$  définie ici comme :

$$\overline{uv} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} uv B(u, v) du dv \quad (3.43)$$

Cette covariance est une mesure de l'asymétrie de la densité de probabilité. Si  $B(u, v) = B(-u, v)$ , alors la covariance  $\overline{uv}$  est nulle.

Si les lignes de contour de cette fonction  $B(u, v)$  ne forment pas des ellipses centrées, alors la turbulence présente une anisotropie. Cette anisotropie peut, par exemple, être due à une éjection intermittente, qui favoriserait le quadrant  $uv > 0$ .

Dans l'analyse des résultats, il faut être attentif au fait que le biais statistique n'est pas corrigé. Comme vu précédemment, ce biais, induit par la différence de probabilité de présence de la particule liée à sa vitesse, va augmenter cette densité de probabilité dans le premier quadrant ( $uv > 0$ ). Il sera donc difficile de faire la distinction entre écoulement à éjection intermittente et biais statistique.

La Figure 3.8 montre différents exemples de corrélogrammes illustrant les différents cas précités.

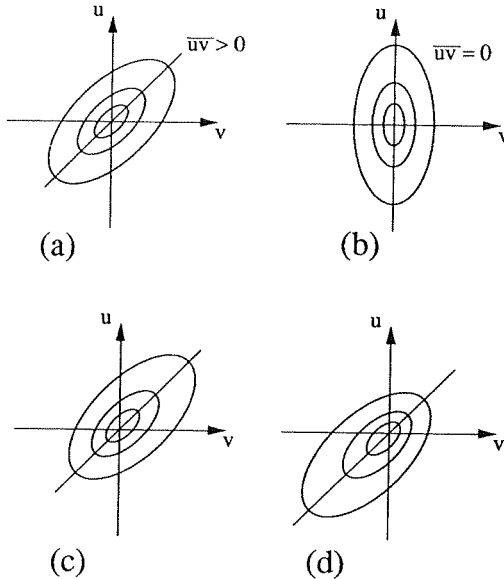


Figure 3.8 : Différents corrélogrammes :  
 (a) Écoulement turbulent avec covariance positive.  
 (b) Écoulement turbulent avec covariance nulle.  
 (c) Écoulement avec légère éjection intermittente ou manifestation du biais statistique.  
 (d) Écoulement avec forte injection intermittente.

### 3.1.3.2 Calcul de la fonction de corrélation

La fonction de corrélation à laquelle nous avons accès à l'aide de notre anémomètre laser-Doppler est la **fonction de corrélation Eulérienne en temps** (Hinze [B4], p.57). Il s'agit de la corrélation entre les valeurs d'une quantité fluctuante, dans notre cas la composante du vecteur vitesse dans une direction donnée, en un point fixe d'un écoulement quasi-stationnaire, mais en deux instants différents  $t$  et  $t - \tau$  ou  $t + \tau$ . Considérons une composante du vecteur vitesse  $u(x_i, y_i, t)$  en un point fixe  $(x_i, y_i)$ . La fonction de corrélation Eulérienne en temps de sa composante fluctuante  $u'(t)$ , appelée aussi fonction de covariance, est donnée par :

$$C_E(\tau) = \overline{u'(t) \cdot u'(t-\tau)}$$

ou son coefficient définit comme:



$$R_E(\tau) = \frac{\overline{u'(t) \cdot u'(t-\tau)}}{\overline{u'^2}} \quad (3.44)$$

où les moyennes sont effectuées en fonction du temps  $t$ .

On peut définir une échelle intégrale Eulérienne de temps du processus turbulent :

$$\mathcal{S}_E = \int_0^{\infty} R_E(\tau) d\tau \quad (3.45)$$

qui peut être considérée comme une mesure grossière du plus long temps de cohérence de l'écoulement turbulent. Si le processus est ergodique, ce qui est le cas dans un écoulement turbulent, ce temps est fini.

Une autre échelle de temps couramment utilisée est l'échelle de temps Eulérienne  $\tau_E$ , appelée également échelle Eulérienne du temps de dissipation. Si l'on développe le coefficient de corrélation autour de  $\tau = 0$ , on peut l'approcher par une parabole sous-oscultatrice. On définit ainsi cette échelle de temps (Hinze [B4], p.45) :

$$\tau_E = \left( -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 R_E}{\partial \tau^2} \right]_{\tau=0} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.46)$$

avec 
$$R_E(\tau) \cong 1 - \frac{\tau^2}{\tau_E^2}$$

Suivant l'hypothèse de Taylor, on peut poser que :

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_1} \cdot \overline{U}_1 \quad (3.47)$$

L'hypothèse de Taylor est une approximation qui suppose que les cisaillements, ainsi que le taux de turbulence sont faibles. Certaines études ont montré qu'elle était malgré tout raisonnable dans de nombreux cas. On peut ainsi passer des échelles de temps aux échelles de longueur par les simples relations :

$$\lambda_f = \overline{U} \cdot \tau_E \quad : \text{échelle Eulérienne de longueur (Echelle de Taylor)} \quad (3.48)$$

$$\Lambda_f = \overline{U} \cdot \mathcal{S}_E \quad : \text{échelle Eulérienne intégrale de longueur.}$$

Ces deux longueurs sont d'une importance capitale, car elles permettent de déterminer la taille des structures cohérentes principales apparaissant dans l'écoulement turbulent.

### 3.1.3.2.1 Traitement par canaux

Le calcul de la fonction de corrélation, dans le cas de l'anémométrie laser-Doppler, demande certaines adaptations dues à l'échantillonnage aléatoire. Comme nous l'avons vu, Mayo [40] a développé une technique de calcul par canaux ("slotted technique") que nous avons utilisée.

La fonction de corrélation est calculée sur chaque canal, ce qui correspond à une discrétisation en fonction du temps de retard  $\tau$ , en la moyennant sur la largeur du canal  $\Delta\tau$  comme le montre la Figure 3.9.

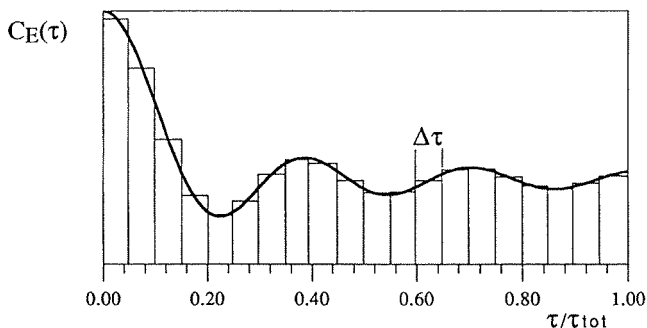


Figure 3.9 : Technique de calcul de la fonction de corrélation par lots.

Les produits des vitesses de deux particules  $u_i \cdot u_j$  sont distribués, en fonction de la différence des temps d'arrivée les séparant, sur différents canaux d'une largeur constante  $\Delta\tau$ . Ces produits sont alors sommés sur chaque canal afin d'en calculer la moyenne. Cette technique revient à établir la fonction de corrélation en recréant un échantillonnage pseudo-cadencé à une fréquence  $f_E = 1/\Delta\tau$  à partir de l'échantillonnage aléatoire de l'anémomètre. On verra par la suite que cette technique n'est pas sans influence sur l'analyse du contenu fréquentiel du signal.

### 3.1.3.2.2 Correction du biais statistique

Comme les autres moments statistiques, la fonction de corrélation demande une correction de biais. Buchhave [13] a démontré que le biais de cette fonction pouvait être corrigé, comme dans le cas des autres moments, en pondérant la vitesse de la particule par son temps de résidence dans le volume de mesure. On peut donc estimer la valeur de la fonction d'autocorrélation non biaisée pour le retard  $(k-\frac{1}{2})\cdot\Delta\tau$  en sommant les produits de tous les couples de vitesses, pondérées, dont la différence de temps d'arrivée appartient au canal  $\{k\cdot\Delta\tau, (k+1)\cdot\Delta\tau\}$ . On peut donc poser (Buchhave [13, p.34]) :

$$C_E(n) = \frac{\sum_{i \neq j} u_i u_j \Delta t_i \Delta t_j}{\sum_{i \neq j} \Delta t_i \Delta t_j} \quad \text{et} \quad \tau(n) = (n - \frac{1}{2}) \cdot \Delta\tau \quad (3.49)$$

avec  $(n-1) \cdot \Delta\tau < t_j - t_i < n \cdot \Delta\tau$

On remarquera que, comme le préconise Gaster & Roberts [30], les produits  $u_i \cdot u_j$  ne sont pas pris en compte pour éviter d'augmenter le niveau d'ambiguïté dû au "bruit de grenaille" introduit par l'échantillonnage Poissonien.

### 3.1.3.2.3 Réduction du temps de calcul par écrêtage

Le calcul de la fonction d'autocorrélation est assez longue, car, afin d'obtenir une estimation d'une variance suffisamment faible, il convient d'effectuer un très grand nombre d'acquisitions, donc un grand nombre de produits croisés. Une méthode permettant de diminuer le temps de calcul de la fonction de corrélation est la technique dite d'écrêtage. Cette technique est largement utilisée, principalement dans les corrélateurs analogiques. Elle consiste à ne tenir compte que du signe de la fluctuation du signal par rapport à sa moyenne. Cette méthode introduit une distorsion de l'amplitude de la fonction de corrélation établie qui peut être éliminée par une technique de "linéarisation" ( R. J. Adrian [2]).

La technique d'écrêtage s'applique à des signaux centrés. Il convient donc d'appliquer cette méthode à l'établissement de la fonction d'autocovariance qui est la fonction d'autocorrélation des fluctuations. L'écrêtage remplace donc le signal d'amplitude  $A(t)$  pour ne garder que son signe par rapport à sa moyenne :

$$A_1(t) = \text{sgn} [ A(t) ] = \begin{cases} +1 & \text{si } A(t) > 0 \\ -1 & \text{si } A(t) \leq 0 \end{cases} \quad (3.50)$$

La correction de l'amplitude de la fonction d'autocorrélation, calculée par la méthode de linéarisation, est donnée pour un processus aléatoire stationnaire de moyenne nulle par :

$$C_{AA}(\tau) = \sigma_A^2 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot C_{A_1A_1}(\tau) \quad (3.51)$$

ce qui revient à poser :

$$R_{AA}(\tau) = \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot C_{A_1A_1}(\tau) \quad (3.52)$$

### 3.1.3.2.4 Corrélation par comptage

L'arrivée de bulles dans le volume de mesure étant fortement liée au phénomène dynamique à observer, il nous est apparu du plus grand intérêt de calculer la fonction d'autocorrélation basée sur le nombre de particules décelées dans le temps par une technique de comptage.

Cette technique est également appelée "corrélation de photons", de part le domaine dans lequel elle a été initialement utilisée. Elle consiste, de la même manière que pour le calcul de

la fonction d'autocorrélation présentée précédemment, en une discrétisation du temps d'arrivée des particules en un certains nombres de canaux. On construit alors la fonction du nombre de particules traversant le volume de mesure dans le temps en calculant le nombre de particules arrivées sur chaque canal comme le montre la Figure 3.10.

Le nombre de particules arrivées au temps  $t_k$  est défini comme :

$$N(t_k) = N(k \cdot \Delta\tau) = N_k \quad (3.53)$$

La fonction de corrélation sera calculée selon le principe usuel :

$$R_m(k \cdot \Delta\tau) = \frac{1}{M-k} \sum_{i=1}^{M-k} N(i \cdot \Delta\tau) \cdot N((i+k) \cdot \Delta\tau) \quad (3.54)$$

La moyenne du nombre de particules arrivées en fonction du temps n'est pas nulle. Il convient donc de construire la fonction centrée suivante :

$$\hat{N}(k \cdot \Delta\tau) = N(k \cdot \Delta\tau) - \langle N(i \cdot \Delta\tau) \rangle \quad (3.55)$$

où  $\langle N(i \cdot \Delta\tau) \rangle = \frac{\sum_{i=1}^M N(i \cdot \Delta\tau)}{M}$

On calculera alors la fonction d'autocovariance du taux d'arrivée des particules comme :

$$R_{\hat{N}}(k \cdot \Delta\tau) = \frac{1}{M-k} \sum_{i=1}^{M-k} \hat{N}(i \cdot \Delta\tau) \cdot \hat{N}((i+k) \cdot \Delta\tau) \quad (3.56)$$

Les techniques d'écrêtage peuvent également s'appliquer au calcul de cette fonction d'autocovariance, mais elles ont moins de raison d'être, le calcul n'étant pas aussi long que dans le cas du calcul d'une fonction de corrélation usuelle, la fonction du signal à corrélérer étant formée de nombres entiers.

Cette technique est très efficace pour déceler un processus périodique induisant un ensemencement non homogène de l'écoulement. C'est entre autre le cas pour un écoulement contenant des tourbillons. Le champ de pression qui leur est associé va jouer le rôle d'attracteur pour les traceurs que sont les micro-bulles. On peut donc aisément dissocier, comme le montreront les mesures dans un écoulement de culot (§ 3.2.2), un processus périodique du processus turbulent dans lequel il est noyé.

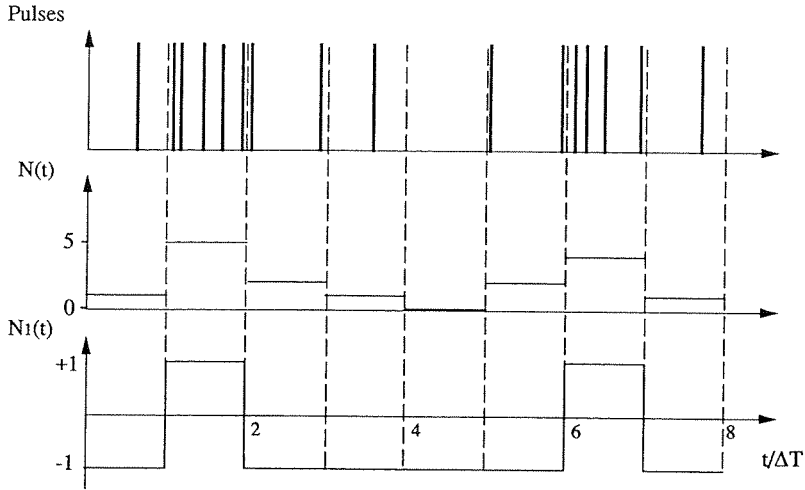


Figure 3.10 : Principe de la corrélation par comptage.

### 3.1.3.3 Estimation de la densité spectrale de puissance

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce paragraphe, la densité spectrale de puissance a été estimée à partir de la transformée de Fourier de la fonction de corrélation. La justification de cette méthode est donnée par le théorème de Wiener-Kinchine.

#### 3.1.3.3.1 Théorème de Wiener-Kinchine

Le théorème de Wiener-Kinchine montre que la densité spectrale de puissance est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation (J. Max [B5], § VIII.8):

$$S_{uu}(v) = \text{TF} \{ C_{uu}(\tau) \} \quad (3.57)$$

La fonction d'autocorrélation étant paire, l'autospectre obtenu par transformée de Fourier n'a pas de partie imaginaire. Donc :

$$S_{uu}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{uu}(\tau) \cos 2\pi v \tau d\tau \quad (3.58)$$

Dans notre cas, la densité spectrale se calcule alors par transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation obtenue par la méthode des canaux. L'estimateur peut donc s'écrire :

$$\hat{S}_{uu}(k) = \sum_{n=1}^{N_{\text{canaux}}} C_{uu}(n) \cdot D(n) \cdot \cos(2\pi F(k)\tau(n)) \quad (3.59)$$

où les fréquences  $F(k)$  sont données par :

$$F(k) = \frac{k}{2 \cdot \tau(k)} \quad (3.60)$$

et où  $D(n)$  est une fenêtre de pondération qui permet un certain lissage du spectre obtenu. Les fenêtres conseillées par Buchhave [13] sont celles de Bartlett ou Hanning. Leur formulation, exprimée de façon discrète, est donnée pour :

- la fenêtre de Bartlett par :

$$D(n) = 1 - \frac{n}{N_{\text{canaux}}} \quad \text{avec } k = 1, 2, \dots, N_{\text{canaux}} \quad (3.61)$$

- la fenêtre de Hanning par :

$$D(n) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\pi n}{N_{\text{canaux}}}\right) \quad (3.62)$$

Pour notre étude, nous avons principalement utilisé la fenêtre de Bartlett, car elle est moins coûteuse en temps de calcul et qu'elle n'introduit pas de lobes négatifs. La variance de cet estimateur a été établie par Gaster & Roberts [30] :

$$\text{var} \{ \hat{S}_{uu}(\omega) \} = \frac{N_{\text{canaux}} \cdot \Delta\tau}{T_{\text{tot}}} \left[ S_{uu}(\omega) + \frac{\overline{u^2}}{2\pi\nu_{\text{acq}}} \right]^2 \quad (3.63)$$

avec  $T_{\text{tot}}$  : temps total d'acquisition

$\nu_{\text{acq}}$  : fréquence moyenne d'acquisition.

Les fenêtres de pondération ont tendance à légèrement diminuer cette variance. Par exemple, la fenêtre de Hanning la diminue d'un facteur 3/4 (Buchhave [13]). On remarquera que, d'après la formule 3.61, si l'on désire une estimation correcte de la densité spectrale, le temps d'acquisition doit être long. Ceci se traduit par un nombre important de particules mesurées, et par conséquent par un grand nombre de produits croisés  $u_i \cdot u_j$  à calculer. On voit donc mieux l'intérêt des méthodes de réduction du temps de calcul telles que celles présentées précédemment.

Le fait de calculer la fonction de corrélation de façon discrète n'est pas sans effet sur la densité spectrale obtenue par transformée de Fourier. La fonction porte  $\Pi_{\frac{\Delta\tau}{2}}$  utilisée pour calculer la valeur de la fonction de corrélation au temps  $\tau = k \cdot \Delta\tau$  va induire, par la

transformée de Fourier de leur produit de convolution, des oscillations du spectre. Ces oscillations sont dues à l'effet de filtrage en  $\frac{\sin \pi \nu \Delta \tau}{\pi \nu \Delta \tau}$  introduit par cette convolution. Elles peuvent faire apparaître des valeurs négatives dans la densité spectrale. La largeur de bande équivalente de ce filtre limite l'analyse spectrale à une fréquence maximale égale à :

$$\nu_{\max} = \frac{1}{2 \cdot \Delta \tau} \quad (3.64)$$

De plus, on ne connaît la fonction de corrélation que sur un retard maximum égal à  $\tau_m = N_{\text{canaux}} \cdot \Delta \tau$ . La multiplication de la fonction de corrélation par cette deuxième fonction porte de largeur  $2 \cdot \tau_m$  centrée à l'origine induit également un filtrage de la densité spectrale de puissance. La largeur de ce filtre est donnée par :

$$\Delta \nu = \frac{1}{2 \cdot \tau_m} \quad (3.65)$$

On ne connaîtra donc la densité spectrale qu'avec une définition de  $\pm \Delta \nu / 2$ . On analysera dans le paragraphe suivant les critères de choix de ces différents paramètres.

### 3.2 Qualification de la technique sur un échantillonnage simulé

Afin de tester les différents traitements de l'analyse spectrale, nous les avons appliqué à un échantillonnage aléatoire simulé. Le signal utilisé est une simple fonction sinusoïdale que nous avons échantillonné selon un processus aléatoire. La fonction de corrélation d'un tel signal est une fonction cosinus et son spectre se résume un pic à la fréquence du signal. Afin d'évaluer la capacité de l'analyse spectrale à dégager un processus périodique d'un processus turbulent, nous avons, dans un deuxième temps, additionné au signal de base un bruit blanc.

#### 3.2.1 Signal test non bruité

Une simulation de l'acquisition a été faite en utilisant une fonction aléatoire afin de déterminer le temps de l'échantillonnage. Comme dans la réalité, l'acquisition s'est faite en plusieurs lots (10) de 512 échantillons.

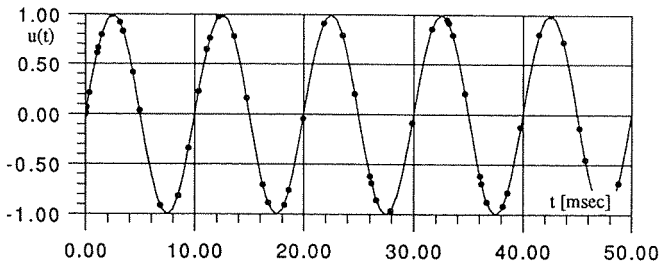


Figure 3.11 : Oscillogramme d'une fonction sinusoïdale de 100 Hz échantillonnée de façon aléatoire à une cadence moyenne de 1 kHz.

Le signal simulé était une fonction sinusoïdale d'une fréquence de 100 Hz échantillonné à une fréquence moyenne de 1 kHz. L'oscillogramme d'un tel échantillonnage est représenté sur la Figure 3.11.

Les effets du nombre de canaux sur le calcul de la fonction de corrélation et de la densité spectrale ont tout d'abord été observés. La Figure 3.12 compare les fonctions de corrélation estimées sur 32 et 128 canaux pour un retard maximum de 10 millisecondes. La variance de cet estimateur est faible, même pour un grand nombre de canaux.

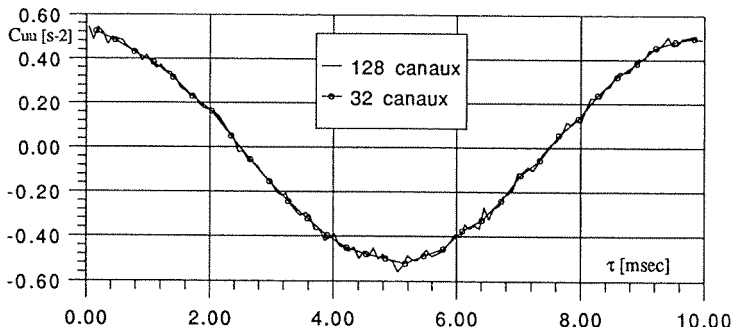


Figure 3.12 : Estimation de la fonction de corrélation par la méthode des canaux. Résultat pour le calcul sur 32 et 128 canaux.

Les densités spectrales ont été calculées par transformée de Fourier à partir de ces fonctions de corrélation. Le résultat, pour les deux cas, est présenté sur la Figure 3.13. Ses spectres ont été calculés sans fenêtre de pondération. On peut remarquer qu'un trop faible nombre de canaux utilisé dans le calcul de la fonction de corrélation fait apparaître des lobes dans le calcul de la densité spectrale. L'utilisation d'une fenêtre de pondération permet d'atténuer ce phénomène.

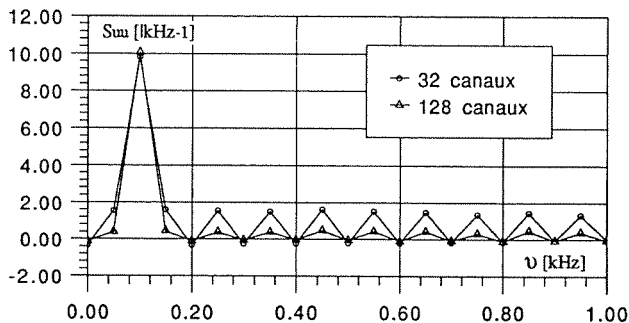


Figure 3.13 : Densité spectrale d'un signal sinusoïdal de fréquence de 100 Hz échantillonné de façon aléatoire à une fréquence moyenne de 1 kHz. Calcul par TF de la fonction de corrélation calculée sur 32 et 128 canaux pour un retard maximum de 10 ms.



La Figure 3.14 présente le calcul obtenu par l'utilisation des différentes fenêtres citées dans le paragraphe précédent. On remarquera que les lobes ont disparus, mais que l'amplitude du pic principal a diminué, et que le niveau de fond a augmenté.

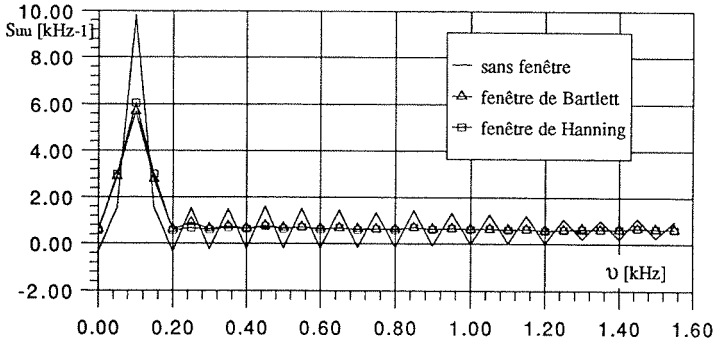


Figure 3.14 : Effets des différentes fenêtres de pondération sur le calcul de la densité spectrale de puissance.

En choisissant pour le calcul de la fonction de corrélation un retard maximum de 10 millisecondes, la densité spectrale a une définition de  $\pm 50$  Hz. On peut augmenter cette définition en augmentant le temps de retard maximum, pour autant que la durée de l'acquisition le permette. Dans le cas contraire, la variance de l'estimateur de la fonction de corrélation devient trop grande et de fortes distorsions peuvent apparaître. De plus, il est probable que l'estimation de la fonction pour les retards les plus élevés soit impossible à calculer, les enregistrements n'étant pas assez longs.

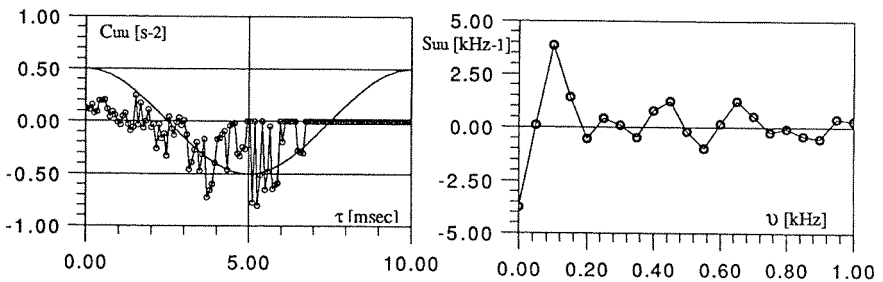


Figure 3.15 : Fonction de corrélation et densité spectrale obtenues à partir d'enregistrement de durée insuffisante.

La Figure 3.15 montre ces effets sur l'échantillonnage précédemment utilisé dont on a conservé que les 10 premiers échantillons de chaque lot. Cela correspond à un temps d'acquisition moyen égal au retard maximum de 10 millisecondes utilisé pour le calcul de la

fonction de corrélation. Celle-ci apparaît très “bruitée” et près du tiers de ces points n’ont pu être calculés. Cette distorsion se retrouve dans le calcul de la densité spectrale. Malgré cela, le pic à la fréquence du signal sinusoïdal (100 Hz) est toujours décelable.

Comme nous l’avons déjà vu, un des grands avantages de l’échantillonnage aléatoire est de ne pas présenter de phénomène d’aliasing, donc en principe, pas de limite inférieure de la fréquence moyenne d’échantillonnage. Pour s’en assurer, nous avons appliqué notre technique de traitement à un signal sinusoïdal d’une fréquence de 100 Hz que nous avons échantillonné à une fréquence moyenne de 10 Hz. L’acquisition s’est faite sur 10 lots de 512 échantillons. Un oscillogramme des premiers échantillons est reproduit en Figure 3.16. L’estimation de la fonction de corrélation de cet échantillonnage a été fait sur 132 canaux pour un temps de retard maximum de 10 millisecondes. La densité spectrale basée sur cette fonction de corrélation a été établie sans fenêtre de pondération.

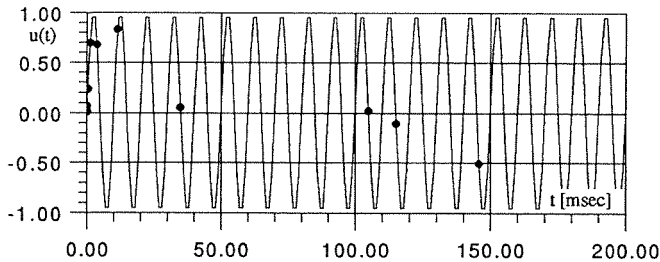


Figure 3.16 : Oscillogramme des premiers échantillons d’un signal sinusoïdal de 100 Hz échantillonné de façon aléatoire à une fréquence moyenne de 10 Hz.

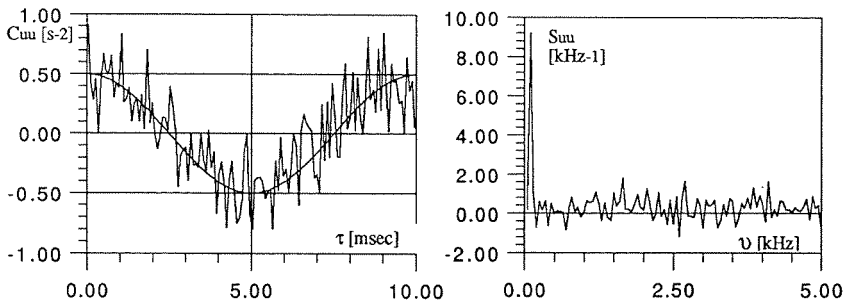


Figure 3.17 : Fonction de corrélation et densité spectrale calculées à partir d’un échantillonnage aléatoire d’une fréquence moyenne égale au dixième de la fréquence du signal à analyser.

On peut remarquer (voir Figure 3.17) que bien que l’écart-type sur l’estimateur de la fonction de corrélation soit très important, le contenu spectral du signal est parfaitement bien

reproduit. En effet, l'amplitude du pic apparaissant dans la densité spectrale, correspondant au 100 Hz de la fréquence du signal, atteint presque sa valeur théorique de 10.

On peut donc conclure qu'il est parfaitement possible, grâce à l'échantillonnage aléatoire, d'analyser un signal jusqu'à des fréquences bien supérieures à la fréquence moyenne d'acquisition. Il suffit pour cela que la durée d'enregistrement soit suffisamment longue et que le nombre de lots soit suffisamment grand. Le nombre d'échantillons par lot étant limité par la taille de la mémoire tampon du système d'acquisition, il est même conseillé, dans certains cas, de diminuer artificiellement la fréquence moyenne de l'échantillonnage, afin d'augmenter la durée d'enregistrement. On peut, pour ce faire, diminuer, par exemple, la sensibilité du photomultiplicateur en diminuant sa tension d'alimentation. Pour que la variance des estimateurs ne soit pas trop importante, il conviendra alors de faire un grand nombre de lots.

### 3.2.2 Signal test bruité

Dans la plupart des cas pratiques de la mécanique des fluides, les phénomènes structurés présentant un caractère périodique sont noyés dans un écoulement chaotique. Pour tester la capacité de notre analyse spectrale à dégager des structures cohérentes dans un signal turbulent, nous avons généré un signal test sinusoïdal auquel nous avons additionné un bruit blanc. L'amplitude de ce signal a été choisi égal à l'amplitude du signal de base. La fréquence de ce signal était de 500 Hz. Son échantillonnage a été fait sur 16 lots de 512 échantillons à une fréquence moyenne de 250 Hz, c'est-à-dire à la moitié de sa pulsation. la Figure 3.18 montre les premiers points de cette acquisition.

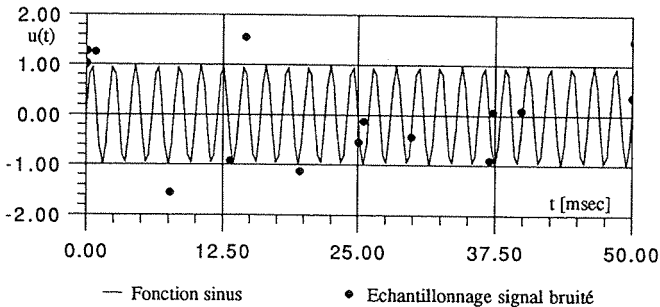


Figure 3.18 : Oscillogramme des premiers points d'un signal sinusoïdal bruité d'une fréquence de 500 Hz échantillonné à une fréquence moyenne de 250 Hz.

La fonction sinusoïdale de base n'est plus reconnaissable, le bruit blanc additionnel étant trop important. Lorsque l'on calcule la fonction de corrélation à partir de ces points sur 32 canaux

pour un temps de retard maximum de 10 secondes, la composante périodique ressort parfaitement et le bruit blanc est presque totalement filtré. Sur la Figure 3.19, on présente cette fonction de corrélation, ainsi que la densité spectrale qui lui est associée par transformée de Fourier. La fréquence du signal de base, qui est de 500 Hz, est parfaitement captée. On peut donc conclure, par ces différents tests, que la méthode d'analyse spectrale présentée ici convient parfaitement bien à la détermination de structures cohérentes dans un écoulement turbulent. Cette technique donne de bons résultats même si la fréquence d'acquisition est inférieure aux fréquences à analyser. On a vu que la limitation de l'analyse en fréquence provient principalement de la capacité des traceurs à suivre les fluctuations du fluide. Dans notre cas, ceux-ci ont une réponse convenable jusqu'à des fréquences d'environ 10 kHz (voir § 3.1.1.2).

Comme le montre l'expression 3.63 de la variance de l'estimateur de la densité spectrale de puissance, une des principales précautions à prendre lors d'une acquisition est que les enregistrements soient suffisamment longs dans le temps. De plus, le plus grand nombre de lots possible devra être effectué. Comme nous le verrons par la suite, nous avons dû effectuer jusqu'à 256 lots de 512 échantillons dans le cas d'écoulements fortement turbulents. Les méthodes de calcul de la fonction de corrélation par écrêtage ont été, dans ces cas, indispensables.

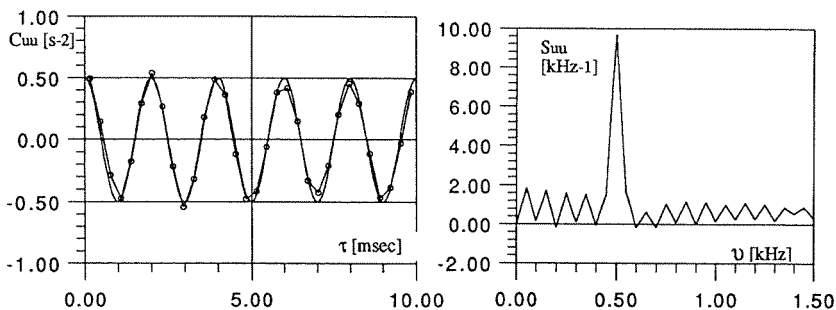


Figure 3.19 : Fonction de corrélation et densité spectrale d'un signal sinusoïdal bruité.

### 3.3 Validation de la technique sur des écoulements types

Deux types d'écoulements conventionnels ont tout d'abord été étudiés afin de valider les techniques de mesure à l'aide de l'anémométrie laser-Doppler. Ces écoulements ont été choisis pour le grand nombre de travaux effectués à leur propos.

Le premier cas étudié a été un jet libre circulaire. Cette étude a été faite dans l'air, le jet étantensemencé par des gouttelettes d'alcool. De nombreux travaux ont été effectués sur ce type

d'écoulement. Récemment, des études ont montré l'existence de structures cohérentes dans un jet libre. Ceci nous a permis de comparer les résultats de notre analyse spectrale aux résultats précédemment obtenus.

Le deuxième cas étudié fut le sillage d'un profil tronqué dans l'eau. Ce type d'écoulement présente de nombreuses similitudes avec le sillage d'une poche de cavitation partielle. Le niveau de turbulence y est relativement élevé, et des structures cohérentes de grandes dimensions, appelées tourbillons de von Kármán, y prennent naissance. L'écoulement est biphasique, ces tourbillons pouvant caviter, en fonction de leur intensité et de la pression ambiante.

Cette étude a fait l'objet d'une publication sous les auspices de la BHRA [18], présentant notamment des effets de couplage hydroélastique entre ces tourbillons organisés et une des fréquences propres du profil, ainsi que l'influence de la cavitation sur les fréquences de lâcher des tourbillons. Une analyse de ces fréquences a été réalisée à la fois avec le système laser-Doppler sur les fluctuations des vitesses et à l'aide d'un hydrophone sur les fluctuations des pressions. La comparaison des deux méthodes a permis de confirmer le bon fonctionnement du système LDA pour l'étude fréquentielle d'écoulements cavitants.

### 3.3.1 Jet libre circulaire

Nous avons en premier lieu choisi d'étudier un jet libre circulaire. Ce type d'écoulement étant très répandu, un nombre important de travaux lui sont consacrés. Ce choix a été fait afin d'effectuer la mise en route de notre anémomètre laser-Doppler, ainsi que pour valider nos différents logiciels de traitement. Le jet a été ensemencé à l'aide d'un système créant un brouillard de gouttelettes d'hexanol  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_5\text{OH}$  de très faible diamètre. Deux buses de marque DISA d'une surface de sortie respectivement de 60 et 120  $\text{mm}^2$  ont été utilisées (Figure 3.20).

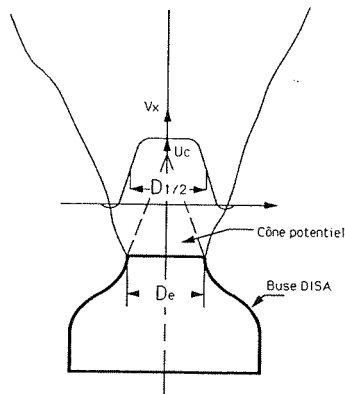


Figure 3.20 : Jet libre circulaire.

Les composantes des vitesses moyennes et celles du tenseur de Reynolds ont été mesurées en différentes stations perpendiculairement à l'axe du jet. Ces composantes ont été mesurées à  $45^\circ$  de l'axe du jet, puis calculées dans un repère lié aux axes principaux du jet selon la méthode présentée en annexe E. On peut voir, sur les densités de probabilité de la composante axiale de la vitesse, l'augmentation du niveau de la turbulence le long de l'axe du jet entre les stations  $x/D_e = 2$  et  $x/D_e = 10$  (Figure 3.21).

Les résultats présentés sur la Figure 3.22 ont été obtenus à une distance relative de la buse de  $x/D_e$  égale à 2. Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse centrale du profil et le diamètre de sortie du jet était égal à  $3 \cdot 10^3$ . A cette distance de l'origine du jet, la zone potentielle du jet a un rayon relatif  $r/D_e$  égal à environ 0.35. A partir d'un rayon relatif  $r/D_e$  supérieur à 0.7, on peut remarquer que la vitesse axiale devient négative. Cette recirculation est due aux forts cisaillements engendrés par le jet proche de son origine.

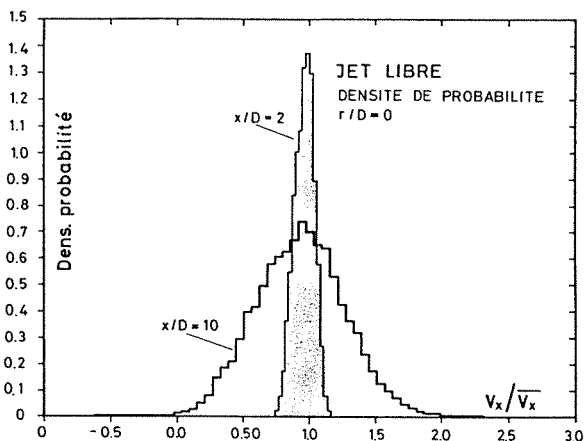


Figure 3.21 : Densité de probabilité de la vitesse axiale en  $x/D_e = 2$  et  $x/D_e = 10$ .

La mesure du tenseur de Reynolds montre que les cisaillements turbulents sont pratiquement nuls dans la zone potentielle du jet. Seule une très faible contrainte existe dans la direction de l'axe du jet. Hors de cette zone potentielle, les contraintes deviennent beaucoup plus importantes et principalement dirigées de façon radiale, leur maximum se situant à un rayon relatif  $r/D_e$  de 0.65. Ces résultats sont classiques et corroborent le fonctionnement correcte de notre logiciel de traitement.

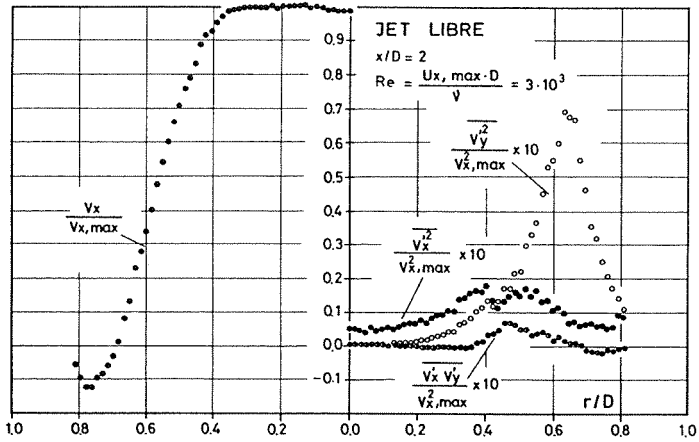


Figure 3.22 : Répartition radiale de la composante axiale de la vitesse et tenseur de Reynolds dans un jet libre circulaire à une distance relative  $x/D_e$  égale à 2.

On peut voir sur l'oscillogramme de la Figure 3.23, mesuré au centre du jet à une distance  $x/D_e$  de 10, que les fluctuations des vitesses présentent un caractère périodique.

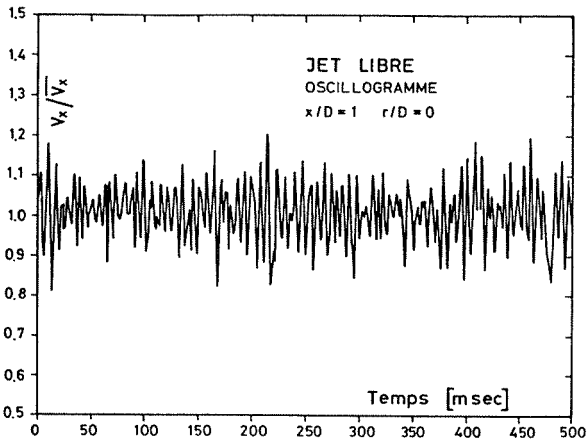


Figure 3.23 : Oscillogramme des fluctuations de la vitesse axiale d'un jet libre circulaire mesuré au centre de celui-ci à une distance relative de l'origine du jet  $x/D$  de 10.

Des travaux récents, tels que ceux de Crow & Champagne [16] en 1971, et ceux de Hasan & Hussain [33] en 1982 ont montré que des structures cohérentes apparaissent dans un jet libre

circulaire. Ces études ont démontré une certaine influence du nombre de Reynolds sur les fréquences de passage de ces structures. Les nombres de Strouhal,  $St = D_e \cdot f / U_e$ , basés sur la fréquence des fluctuations des vitesses mesurées par anémométrie à fil chaud, se situaient entre 0.50 et 0.60.  $D_e$  et  $U_e$  sont respectivement le diamètre initial et la vitesse de sortie du jet. En 1981, Hussain & Zaman [35] ont montré qu'un jet excité de façon sinusoïdale présentait un mode préféré correspondant à un nombre de Strouhal égal à 0.30.

Une analyse fréquentielle des fluctuations des vitesses dans un jet libre circulaire a également été réalisée à l'aide de la vélocimétrie laser-Doppler par Durão, Nina & Pita [19] en 1982. Les méthodes utilisées pour cette analyse sont celles que nous avons décrites précédemment et que nous avons également utilisé. Nous avons donc pu effectuer une bonne validation de notre logiciel de traitement en comparant les résultats obtenus par cette équipe avec les nôtres.

La Figure 3.24 reproduit la fonction d'autocovariance que nous avons mesurée au centre du jet, à une distance relative  $x/D_e$  de son origine égale à 3.43. Le caractère périodique du signal est ici bien visible.

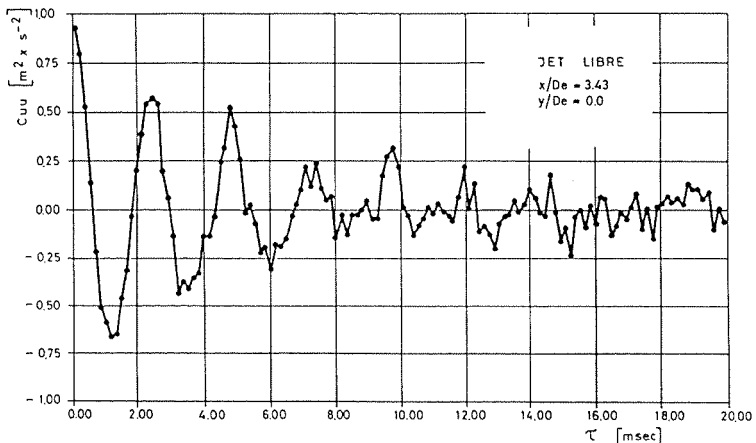


Figure 3.24 : Fonction d'autocorrélation mesurée au centre d'un jet libre circulaire à une distance relative  $x/D$  de l'origine du jet égale à 3.43.

Ces mesures sont faites pour différents nombres de Reynolds. Le tableau 3.2, ainsi que la Figure 3.25 résumant ces différents résultats et les comparent à ceux obtenus par les différents auteurs cités.

L'article de Durão et al. [19] présente également les fonctions d'autocorrélation utilisées pour l'établissement des densités spectrales de puissance. Il nous a donc été possible d'estimer, à partir de celles-ci, la valeur des micro-échelles de Taylor des structures cohérentes présentes dans le jet. La méthode de la parabole sous-oscillatrice décrite par les formules 3.44 et 3.46 a été utilisée.



$\overline{U}$ [m·s <sup>-1</sup> ]	Re·10 <sup>4</sup> [-]	Fréquence [kHz]	St = $\frac{D_e \cdot f}{\overline{U}}$ [-]
EPFL-IMHEF (1987) $D_e = 8.74$ mm $x/D = 3.43$ $r/D = 0.0$			
3.68	0.20	0.23	0.540
4.53	0.25	0.29	0.567
6.06	0.34	0.36	0.524
7.49	0.42	0.40	0.467
13.45	0.75	0.625	0.406
18.67	1.04	0.95	0.466
EPFL-IMHEF (1987) $D_e = 8.74$ mm $x/D = 2.29$ $r/D = 0.0$			
6.29	0.35	0.33	0.458
Durão (1982) $D_e = 30.0$ mm $x/D = 2.0$ $r/D = 0.0$			
3.05	0.58	0.049	0.482
5.75	1.10	0.098	0.511
9.53	1.82	0.196	0.617
11.52	2.20	0.196	0.510

Tableau 3.2 : Nombre de Strouhal dans un jet libre circulaire observé par différents auteurs.

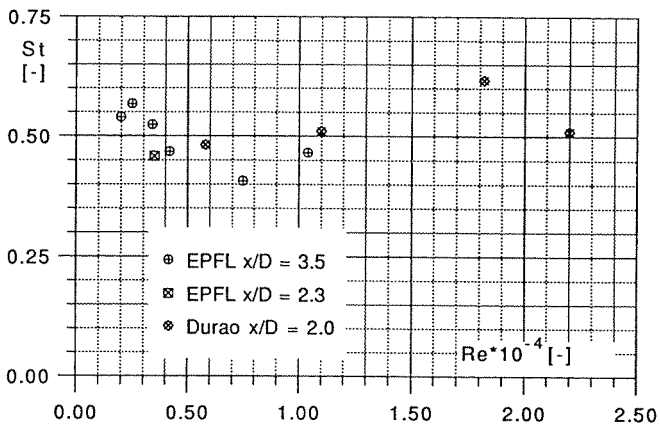


Figure 3.25 : Nombre de Strouhal des structures cohérentes observées dans un jet libre circulaire en fonction du nombre de Reynolds. Comparaison entre différents travaux.

La taille de ces structures, et leur évolution en fonction du nombre de Reynolds local, a alors été comparée à celle que nous avons pu obtenir dans notre jet par les mêmes méthodes. Pour effectuer cette comparaison, nous avons rapporté la micro-échelle de Taylor  $\lambda_T$  au diamètre initial du jet  $D_e$ . En effet, comme le rapportent Hussain & Zaman [35], la longueur caractéristique d'un jet est bien son diamètre et non l'épaisseur de cisaillement correspondant à sa zone d'entraînement. Le nombre de Reynolds local a été calculé sur la base de la vitesse centrale locale  $U_c$  et du diamètre local du jet  $D_{1/2}$ , défini comme le diamètre où la vitesse est égale à la moitié de la vitesse centrale (voir Figure 3.20). Dans le cas des résultats tirés du travail de l'équipe de M. Durão, le diamètre local du jet  $D_{1/2}$  a été estimé par la formule (Schlichting [B8], p.748) :

$$D_{1/2} = 0.17 \cdot x + D_e \quad (3.66)$$

et la vitesse centrale locale  $U_c$  a été estimée égale à la vitesse de sortie du jet  $U_e$  puisque que l'on se trouve très proche de l'orifice. Le nombre de Reynolds local, dans la région de l'établissement du jet, se calcule donc en fonction du nombre de Reynolds initial par l'expression :

$$Re_x = Re \left( 1 + 0.17 \cdot \frac{x}{D_e} \right) \quad (3.67)$$

Comme on peut le constater sur la Figure 3.26, cette comparaison est parfaitement concluante, les résultats obtenus par extrapolation des mesures de M. Durão, Nina et Pinta, et les nôtres étant identiques. Ceci montre le fonctionnement correcte de nos moyens d'investigations et leurs performances quant à l'analyse de structures cohérentes existantes dans un écoulement turbulent.

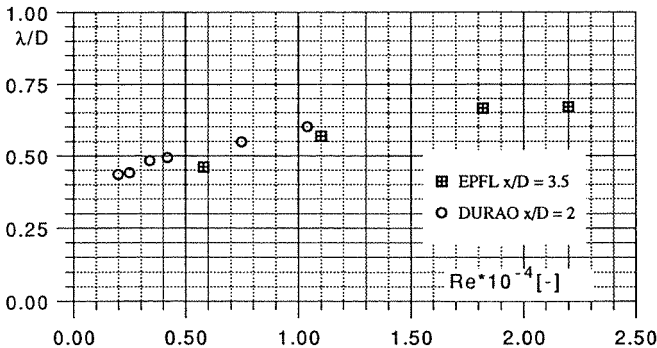


Figure 3.26 : Evolution de la micro-échelle de Taylor rapportée au diamètre initial du jet en fonction du nombre de Reynolds local.

### 3.3.2 Sillage d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué

Le deuxième écoulement qui a servi de qualification à notre traitement a été le sillage d'un hydrofoil. Cet hydrofoil n'est autre que le profil NACA 009 que nous avons utilisé par la suite pour l'étude du développement d'une poche de cavitation partielle. Ce profil ayant un bord de fuite tronqué pour des raisons mécaniques, des problèmes de couplage hydroélastique sont apparus à certains régimes. Ce couplage se fait entre l'excitation provoquée par la variation alternée de pression due à une instabilité du décollement au bord de fuite et un des modes de vibration du profil. Ces vibrations parasites risquant de perturber l'étude de la dynamique de la poche de cavitation partielle, il nous fallait bien les connaître afin de les maîtriser.

De plus, l'écoulement dans le sillage d'un profil tronqué présente de nombreuses similitudes avec l'écoulement s'établissant à l'arrière d'une poche de cavitation partielle. Le niveau de turbulence y est élevé, on y trouve une zone de recirculation, et des structures cohérentes, cavitantes dans certaines conditions, y sont convectées. La Figure 3.27 présente des prises de vue du sillage du profil avec des tourbillons de Kármán en situation hors et avec couplage hydroélastique. Les tourbillons sont rendus visibles par l'apparition de la phase vapeur en leur centre.

Toutes les raisons étaient donc réunies pour que cet écoulement serve de qualification à la mesure laser-Doppler en écoulement biphasique. Cette étude a été faite dans la veine d'essai de notre tunnel de cavitation pour une incidence de l'hydrofoil nulle, et à un nombre de Reynolds, basé sur la vitesse amont et la corde du profil, égal à  $1.3 \cdot 10^6$ .

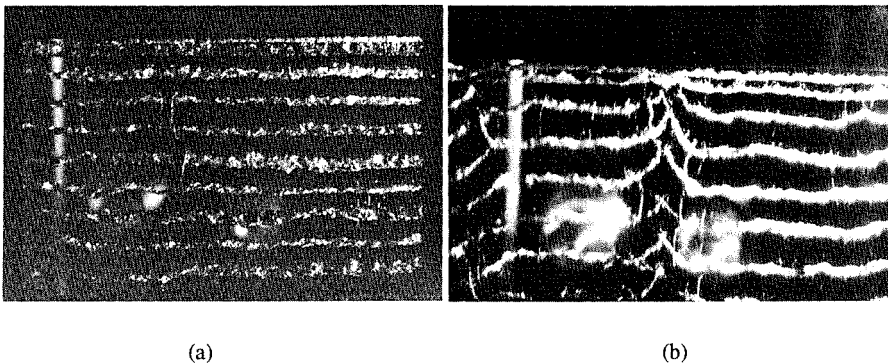


Figure 3.27 : Vue de dessus des allées tourbillonnaires de von Kármán dans le sillage d'un profil tronqué. L'écoulement se fait de haut en bas.  
 (a) Hors couplage ( $\sigma = 0.67$ ) (b) Avec couplage ( $\sigma = 1.47$ )

Le champ moyen des vitesses a été mesuré dans le sillage proche du profil hors et en couplage hydroélastique. L'écoulement hors couplage, stationnaire, nous a permis de valider, entre autres, notre calcul de lignes de courant et du rotationnel (voir Figure 3.28). En couplage hydroélastique, l'écoulement présente un caractère périodique. La capacité de notre traitement à extraire les valeurs moyennes d'un tel écoulement a pu ainsi être testé.

#### LIGNES DE COURANT DANS LE SILLAGE D'UN HYDROFOIL TRONQUE

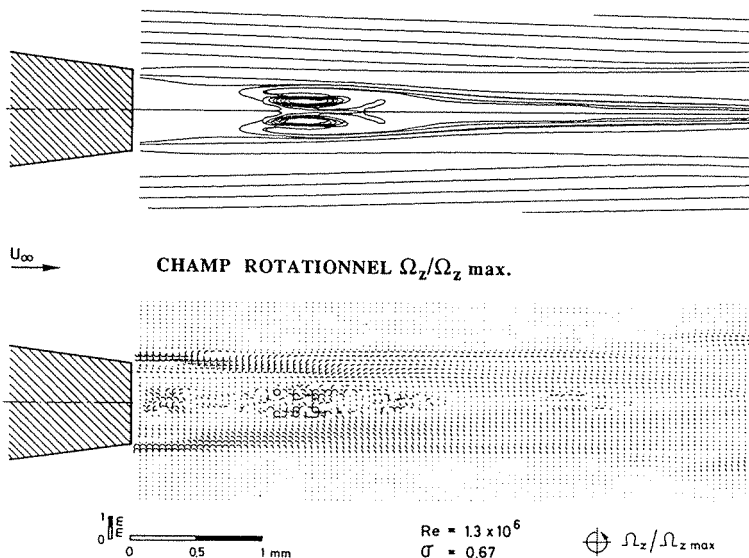


Figure 3.28 : calcul des lignes de courant et du rotationnel dans le sillage d'un profil tronqué. L'échelle est dilatée dans le sens de l'écoulement.

Une analyse spectrale basée sur les fluctuations des vitesses a également été effectuée. Ces différents résultats ont été comparés aux travaux de Blake ([7], [8]) et l'analyse spectrale des fluctuations des vitesses a pu être confrontée à des mesures acoustiques faites à l'aide d'un hydrophone placé en paroi de la veine d'essai. Une forte influence de l'apparition de la cavitation sur les fréquences de lâcher des tourbillons a été observée et comparée à des travaux antérieurs.

Cette influence a été utilisée pour passer d'une situation en couplage à une situation hors couplage hydroélastique sans varier le nombre de Reynolds, c'est-à-dire sans changer la vitesse amont. Le nombre de cavitation a donc été modifié en variant la pression totale dans le tunnel. On a reporté sur la Figure 3.29 l'influence de ce nombre de cavitation sur le nombre de Strouhal basé sur la fréquence de lâcher des tourbillons de von Kármán et l'épaisseur du bord de fuite. Le niveau  $f_p$  indiqué sur le dessin correspond au nombre de Strouhal basé sur la

fréquence propre excitée du profil. Ce mode de vibration du profil, excité hors cavitation, était un mode propre composé de torsion-flexion. On remarque qu'en baissant le nombre de cavitation, le nombre de Strouhal augmente. Le couplage hydroélastique va donc disparaître avec l'apparition de la cavitation, la fréquence d'excitation étant modifiée. Dans notre cas, le couplage disparaît pour des valeurs du nombre de cavitation  $\sigma$  inférieures à 1.0. La mesure de ces fréquences a été effectuée à la fois à l'aide de l'hydrophone (points pleins) et du système LDA (points évidés). On peut remarquer la bonne concordance entre les deux systèmes de mesure.

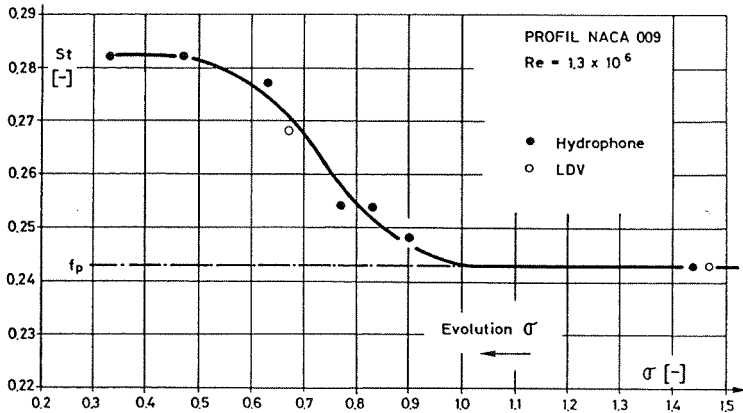


Figure 3.29 : Influence du nombre de cavitation sur le nombre de Strouhal des tourbillons de von Kármán ( $\sigma > 1.0$ , couplage hydroélastique).

L'augmentation du nombre de Strouhal des lâchers de tourbillons par l'apparition de la cavitation est, dans notre cas, de l'ordre de 15 %. Dans le cas d'une plaque de 10 mm d'épaisseur et de 100 mm de corde, avec un bord d'attaque semi-circulaire et un bord de fuite droit, Rao & Petrikat [44] ont observé une augmentation d'environ 10 % du nombre de Strouhal liée à la baisse du nombre de cavitation. Cette augmentation est suivie d'une chute brutale du nombre de Strouhal pour des valeurs du nombre de cavitation encore inférieures. Ce comportement a également été observé pour des coins en 1966 par Young & Holl [53].

La mesure du champ moyen des vitesses dans le sillage du profil a été faite en plusieurs sections perpendiculaires à l'écoulement moyen proches du bord de fuite et sur son axe de symétrie. Le résultat de ces mesures est reporté en Figure 3.30 sous forme vectorielle. Le nombre de cavitation  $\sigma$  de 1.47 correspond à une situation avec couplage hydroélastique, et celui de 0.67 correspond à un régime hors couplage.

On peut remarquer un fort cisaillement prenant naissance au bord de fuite du profil et se propageant dans son sillage. Ce cisaillement est associé au passage des tourbillons de von Kármán. On peut également remarquer une zone de recirculation matérialisée par l'apparition

de vitesses négatives sur les deux premiers profils. Le couplage hydroélastique allonge cette zone de recirculation et élargi la zone de défaut de vitesse. Lors du couplage, il semble que l'intensité des tourbillons augmente et que leur trajectoire soit modifiée.

Le résultat du calcul des lignes de courant et du rotationnel du champ de vitesse met bien en évidence la zone de recirculation, ainsi que le fort cisaillement au bord de fuite du profil se diffusant dans l'écoulement (Figure 3.28).

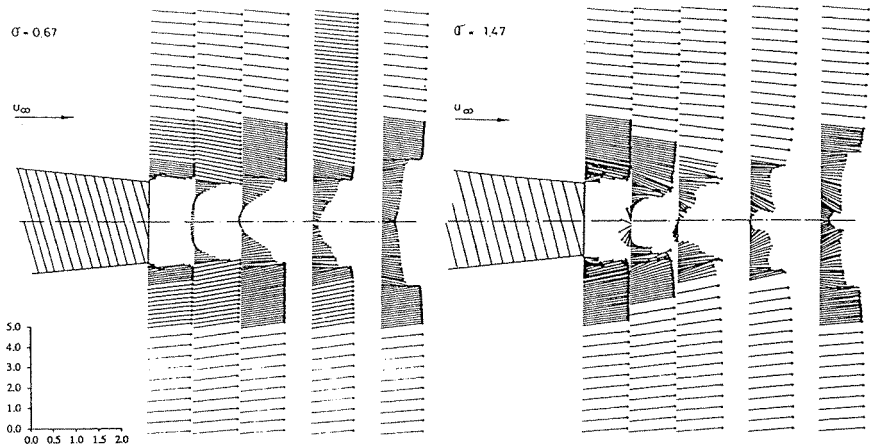


Figure 3.30 : Vitesse moyenne (2-D) dans le sillage d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué ( $\sigma = 1.47$  : couplage hydroélastique;  $\sigma = 0.67$  : hors couplage).

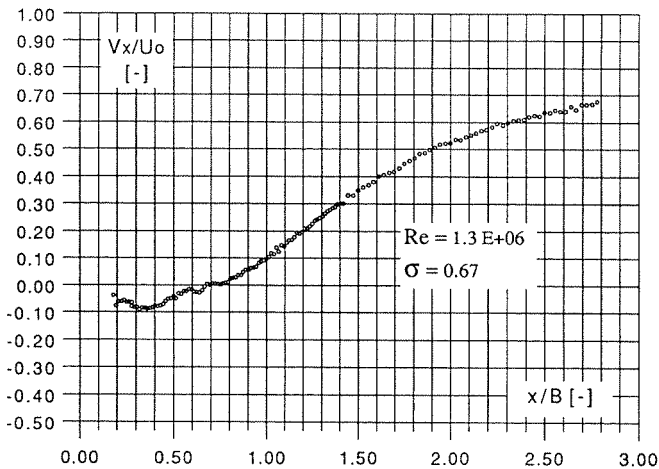


Figure 3.31a : Vitesse axiale relative le long de l'axe du sillage d'un profil tronqué.

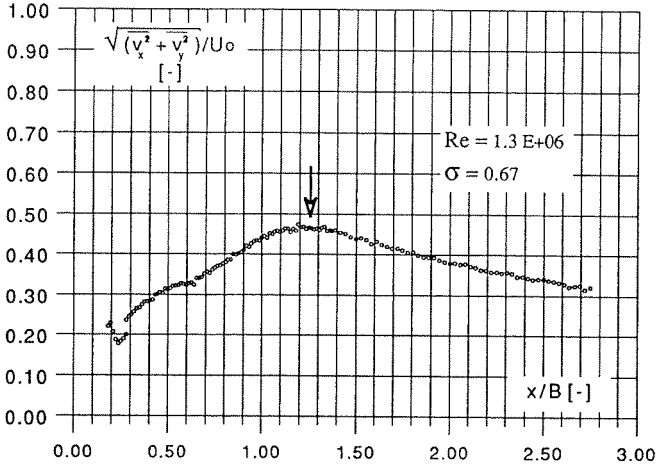


Figure 3.31b : Intensité de la turbulence le long de l'axe du sillage d'un profil tronqué.

Les profils de vitesse axiale relative,  $V_x/U_0$ , ainsi que les intensités de turbulence sont présentés sur les Figures 3.31a et 3.31b le long de l'axe de symétrie du sillage. La longueur de la zone morte est égale aux 5/6 de l'épaisseur du bord de fuite B, et l'intensité de turbulence maximum se situe à une distance relative du bord de fuite  $x/B$  de 1.25. Cette distance correspond, suivant les travaux de W. K. Blake [8], à la distance de formation des tourbillons. A cette station, l'écartement entre les trajectoires des deux allées tourbillonnaires est minimum et vaut  $2 \cdot r_0$ ,  $r_0$  étant le diamètre du noyau visqueux des tourbillons, souvent appelé cœur (voir Figure 3.32).

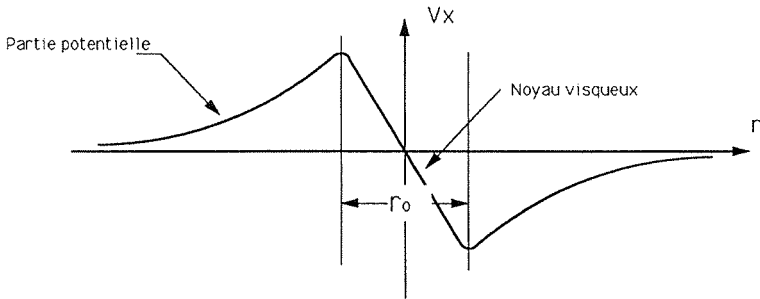


Figure 3.32 : Distribution de vitesse autour d'un tourbillon réel.

Toujours d'après les travaux de Blake, les maxima locaux de vitesse axiale apparaissant sur les profils faits transversalement à l'axe du sillage, correspondent à l'enveloppe extérieure des

coeurs de ces tourbillons. Cet écartement, au point correspondant à la distance de formation, vaut donc  $4-r_0$ . Pour un profil NACA tronqué, Blake a établi que cette largeur correspond à une valeur relative  $y_f/B$  de 1.0.

La position de la trajectoire des tourbillons se matérialise également sur les profils d'intensité de la turbulence, effectués perpendiculairement au sillage du profil. Des maxima locaux apparaissent, correspondant aux fortes fluctuations prenant naissance aux bords des coeurs des tourbillons.

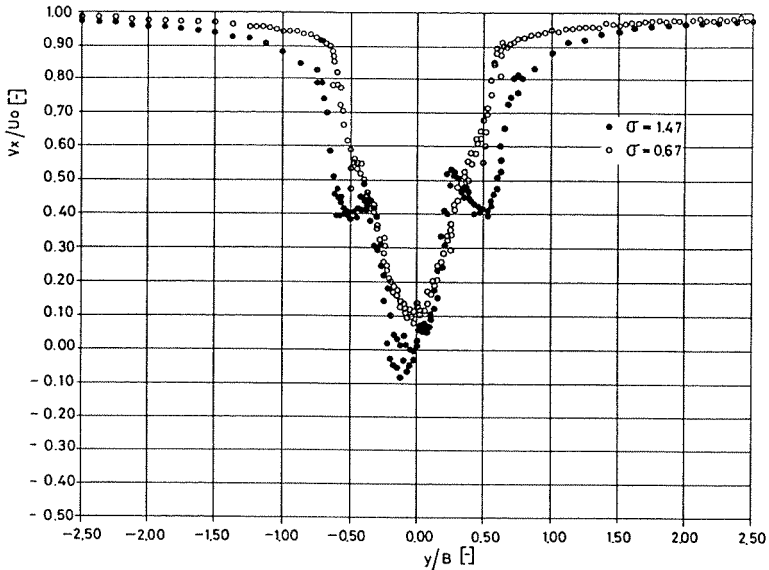


Figure 3.33a : Vitesse axiale relative dans le sillage d'un profil NACA à bord de fuite tronqué avec (•) et sans couplage (o) hydroélastique. Station  $x/B = 1.0$

La comparaison des profils de vitesse axiale et transversale relative,  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$ , est faite sur les Figures 3.33a et 3.33b pour les deux situations hydroélastiques, ainsi que celle de l'intensité de la turbulence sur la Figure 3.34, pour une abscisse relative proche de la distance de formation des tourbillons ( $x/B = 1.0$ ).

L'augmentation du défaut de vitesse lors du couplage hydroélastique est bien perceptible. Dans cette situation, l'intensité des tourbillons ayant augmenté, on perçoit bien la signature du passage des tourbillons qui s'additionne à l'écoulement moyen sur la Figure 3.33. Le bord des noyaux visqueux est également bien marqué sur le profil d'intensité de la turbulence (Figure 3.34). Plus que par des maxima, le passage des coeurs des tourbillons se décèle par une forte augmentation du niveau de turbulence. Ce manque de précision est principalement



dû aux fluctuations des trajectoires de ces tourbillons. Sur les profils à la station  $x/B$  égal à 1.0, on peut estimer le diamètre du coeur des tourbillons à environ 1.5 mm. C'est également ce que l'on peut obtenir d'après la photographie de la Figure 3.28b.

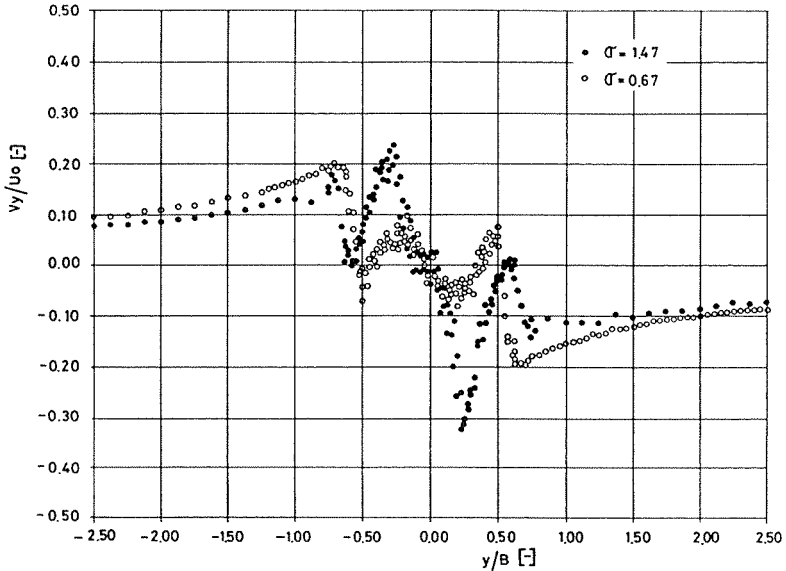


Figure 3.33b : Vitesse transversale relative dans le sillage d'un profil NACA à bord de fuite tronqué avec (\*) et sans couplage (o) hydroélastique. Station  $x/B = 1.0$

Des mesures de densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse ont été effectuées en deux points de l'axe du sillage. Un des points a été choisi proche de la zone de formation des tourbillons, à  $x/B$  égal à 1.4 et l'autre dans le sillage lointain, à  $x/B$  égal à 25. Les mesures ont été faites dans les deux situations hydroélastiques décrites. La méthode utilisée pour l'établissement de ces spectres est celle que nous avons développée précédemment. Parallèlement, des mesures acoustiques ont été menées à l'aide d'un hydrophone monté en paroi de la veine. La Figure 3.35a présente la fonction de corrélation et la densité spectrale de puissance des fluctuations de la vitesse axiale dans le sillage proche pour une situation hors couplage ( $\sigma = 0.67$ ). On distingue bien la fréquence dominante, correspondant au passage des tourbillons, égale à 950 Hz. Dans le sillage lointain (Figure 3.35b), au même régime, le comportement périodique est toujours présent, quoique qu'un peu atténué. L'amplitude du pic à 950 Hz est égale à environ la moitié de sa valeur pour le point proche du bord de fuite de l'hydrofoil. Par contre, le niveau relatif du bruit dû à la turbulence a, lui, augmenté.

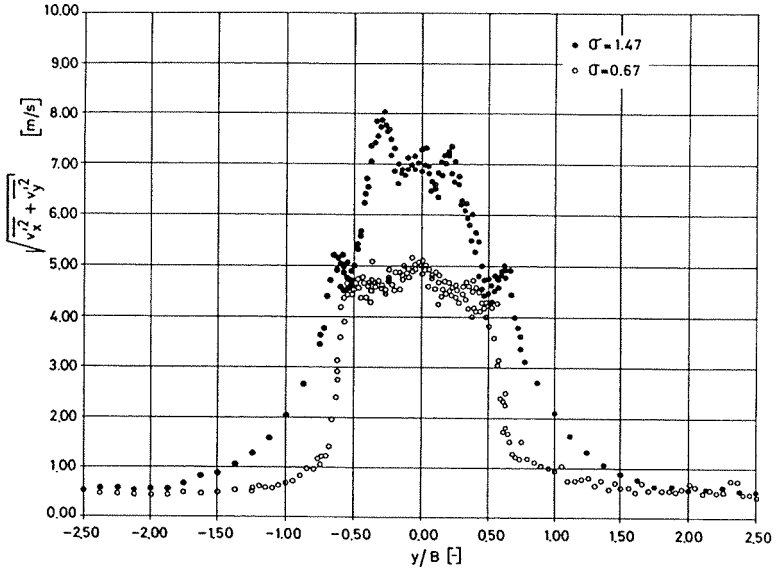


Figure 3.34 : Intensité de la turbulence dans le sillage d'un profil NACA à bord de fuite tronqué avec (\*) et sans couplage (o) hydroélastique. Station  $x/B = 1.0$ .

Lors du couplage hydroélastique, la fréquence présentant une puissance maximum correspond à la fréquence propre excitée du profil. On peut voir sur la densité spectrale de puissance obtenue dans le sillage lointain (Figure 3.36) que cette fréquence est égale à 850 Hz.

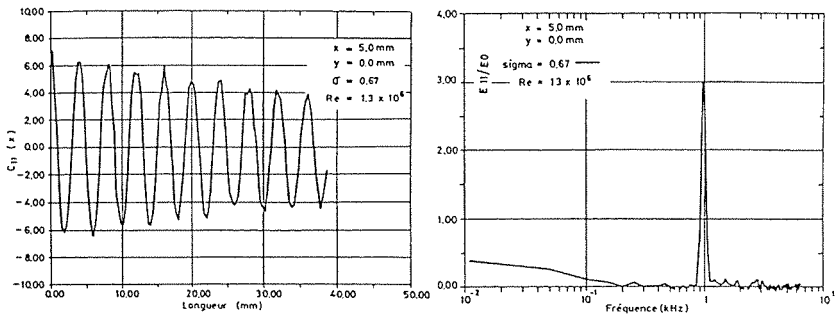


Figure 3.35a : Fonction de covariance et densité spectrale de puissance dans le sillage proche d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué sans couplage hydroélastique ( $\sigma = 0.67$ ).

Le spectre des fluctuations de pression obtenu à l'aide de l'hydrophone en paroi de la veine d'essai (Figure 3.37) présente exactement le même pic à 860 Hz. L'augmentation de puissance que l'on peut observer autour de la fréquence de 1500 Hz a été identifiée comme étant la réponse de la cuve dans laquelle est plongé l'hydrophone.

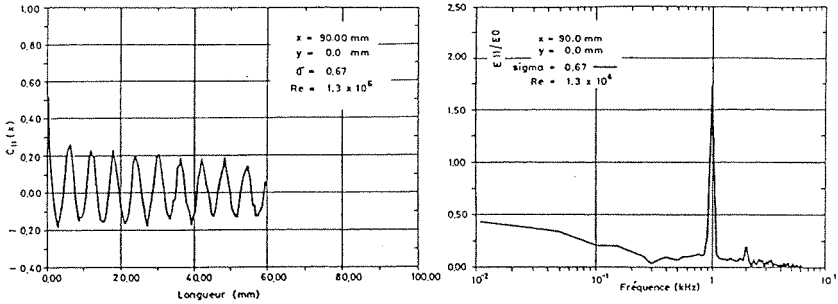


Figure 3.35b : Fonction de covariance et densité spectrale de puissance dans le sillage lointain d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué sans couplage hydroélastique ( $\sigma = 0.67$ ).

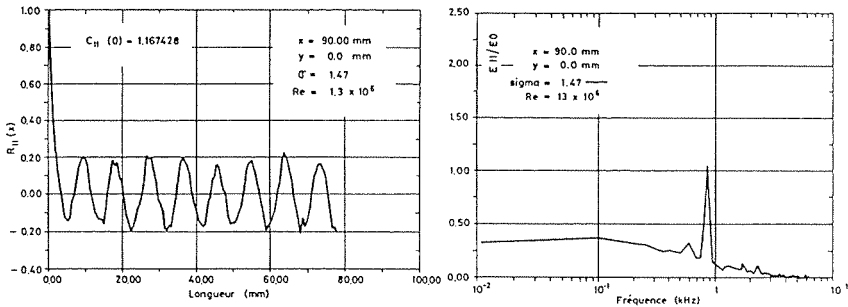


Figure 3.36 : Fonction de corrélation et densité spectrale de puissance dans le sillage lointain d'un hydrofoil à bord de fuite tronqué en couplage hydroélastique ( $\sigma = 1.47$ ).

Cette dernière qualification de notre système d'acquisition et de traitement a montré l'excellent comportement de l'ensemble dans le cas d'un écoulement biphasique fortement turbulent. Bien que l'anémométrie laser-Doppler ait déjà été utilisée avec succès pour de tels écoulements, par exemple dans les travaux de Oba et al. [43] en écoulement supercavitant et ceux de Baker et al. [3] dans l'étude de vortex, nous nous devons de vérifier le bon fonctionnement de notre traitement. De plus, peu de travaux dans le domaine de l'analyse spectrale avaient été menés dans de telles situations. Nous avons donc pu vérifier que, même

sur les valeurs moyennées, la signature des structures cohérentes est bien décelable et que leur analyse en fréquence est tout à fait concluante. Par ailleurs, celle-ci est bien confirmée par confrontation avec d'autres moyens d'investigations.

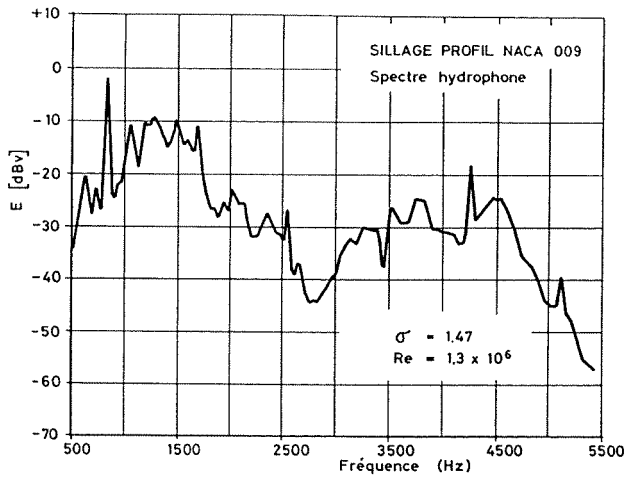


Figure 3.37 : Spectre des fluctuations de pression émises par un hydrofoil à bord de fuite tronqué en couplage hydroélastique obtenu à l'aide de l'hydrophone.

## Références chapitre 3

- [1] **Adams E. W., Eaton J. K., Johnston J. P.** (1984) : “ *An examination of velocity bias in a highly turbulent separated and reattaching flow*”, Proceedings of the Second Int. Symp. on Appl. of LDA to Fluid Mech., Lisbon, 2-4 juillet, 1984, article 4.1
- [2] **Adrian R.J.** (1982) : “ *High speed correlation techniques.*”, TSI Quarterly, Vol. 8, Issue 2, pp. 3-9
- [3] **Baker G.R., Barker S.J., Bofah K.K., Saffman P.G.** (1974) : “ *Laser anemometer measurements of trailing vortices in water.*”, J. Fluid Mech., Vol. 65, part 2, pp. 325-336
- [4] **Barker S.J.** (1974) : “ *Laser-Doppler measurements of hydrofoil surface pressure distributions.*”, Proc. of the second International Workshop on laser velocimetry, Vol. 1, March 27-29, 1974, Purdue University, pp. 566-577
- [5] **Berman N.S., Dunning J.W.** (1973) : “ *Pipe flow measurements of turbulence and ambiguity using laser-Doppler velocimetry.*”, J. Fluid Mech., Vol. 61, pp. 289-299
- [6] **Biffin M., Claypole T.C., Evans H.P., Narayanan S., Syred N.** (1984) : “ *The influence of particule arrival rate*”, Proceedings of the Second Int. Symp. on Appl. of LDA to Fluid Mech., Lisbon, 2-4 juillet, 1984, article 2.5
- [7] **Blake W.K.** (1975) : “ *A Statistical Description of Pressure and Velocity Fields at the Trailing Edges of a Flat Strut.*”, David W. Taylor Naval Ship Research and Development Center, Bethesda, Maryland 20084, Report 4241, Dec. 1975.
- [8] **Blake W.K.** (1984) : “ *Excitation of Plates and Hydrofoils by Trailing Edges Flows.*”, Journal of Vibrations, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, juillet 1984, vol. 106, pp. 351-363
- [9] **Boerner T., Martin W.W., Leutheuser H.J.** (1982) : “ *Comparative measurements in bubbly two-phase flow using laser-Doppler and hot-film velocimetry*”, Chem. Eng. Commun., vol. 28, pp.29-43
- [10] **Bourke P.J., Brown C.G., Drain L.E.** (1971) : “ *Measurement of Reynolds shear stress in water by laser anemometry* ”, DISA information, No. 12, pp. 21-24
- [11] **Bourke P.J., Drain L.E., Moss B.C.** (1971) : “ *Measurement of spatial and temporal correlations of turbulence in water by laser anemometry.*”, DISA information, No. 12, pp. 17-20
- [12] **Buchhave P.** (1976) : “ *Biasing Errors in Individual Particule Measurements with the LDA-Counter Processor*”, Proceedings of the First Int. Symp. on Appl. of LDA to Fluid Mech., Copenhagen, 1975, pp. 258-278
- [13] **Buchhave P.** (1979) : “ *The measurement of turbulence with the burst-type laser Doppler anemometer - Errors and correction methods*”, Ph. D. thesis, State University of New York, Buffalo, September 1979

- [14] **Buchhave P., George W.K., Lumley J.L.** (1979) : " *The measurement of turbulence with the laser Doppler anemometer.*", Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 11, pp.443-503
- [15] **Chehroudi B., Simpson R.L.** (1985) : " *Space-time results for a separating turbulent boundary layer using a rapidly scanning laser anemometer.*", J. Fluid Mech., Vol. 160, pp. 77-92
- [16] **Crow S.C., Champagne F.H.** (1971) : " *Ordely Structure in Jet Turbulence.*", J. Fluid Mech., 48, 547, 1971.
- [17] **Dring R.P.** (1982) : " *Sizing criteria for laser anemometry particules.*", Journal of Fluids Engineering, Vol. 104, pp.15-17
- [18] **Dupont Ph., Avellan F., Wegner M.** (1987) : " *Wake Flow Analysis for a Hydrofoil with and without Hydroelastic Lock-in.*", Proceeding of the Int. Conf. On Flow Induced Vibrations, BHRA, Bowness-on-Windermere, 12-14 mai 1987, Angleterre.
- [19] **Durão D.F.G., Nina M.N.R., Pita G.** (1982) : " *Coherent Structures in Axisymmetric Jets*", Int. Symp. on Appl. L.D.A. to Fluid Mechanics, Lisbon 1982.
- [20] **Durão D.F.G., Velho A., Whitelaw J.H.** (1984) : " *The study of biais in turbulent flows*", Proceedings of the Second Int. Symp. on Appl. of LDA to Fluid Mech., Lisbon, 2-4 juillet, 1984, article 2.3
- [21] **Durst F.** (1982) : " *REVIEW- Combined measurements of particule velocities, size distributions, and concentrations.*", Journal of Fluids Engineering, Vol. 104, pp. 284–296
- [22] **Edwards R.V.** (1981) : " *A new look at particule statistics in laser anemometer measurements.*", J. Fluid Mech., Vol. 105, pp. 317-325
- [23] **Edwards R.V., Jensen A.S.** (1983) : " *Particule-sampling statistics in laser anemometers : sample-and-hold systems and saturable systems.*", J. Fluid Mech., Vol. 133, pp. 397-411
- [24] **Edwards R. V., Meyers J. F.** (1984) : " *An overview of particule sampling biais*", Proceedings of the Second Int. Symp. on Appl. of LDA to Fluid Mech., Lisbon, 2-4 juillet, 1984, article 2.1
- [25] **Erdmann J.C., Gellert R.I.** (1976) : " *Particule arrival statistics in laser anemometry of turbulent flow.*", Applied Physics Letters, Vol. 29, No. 7, pp.408-411
- [26] **Erdmann J.C., Lehmann B., Tropea C.** (1984) : " *The statistical biais of laser anemometry applied in sinusoidal flowfields*", Proceedings of the Second Int. Symp. on Appl. of LDA to Fluid Mech., Lisbon, 2-4 juillet, 1984, article 2.4
- [27] **Flack R.D., Thompson H.D.** (1976) : " *An application of laser velocimetry to the interpretation of turbulent structure.*", Proceedings of the ISL/AGARD workshop on laser anemometry, May 5-7, rapport R 117/76

- [28] **Gardavsky J., Kleine R.**(1981) : " *Reflection suppression by polarization in backscatter LDA measurements near walls and in two-phase flows.*", Applied Optics, Vol.20, pp. 4110-4123
- [29] **Gaster M., Roberts J.B.** (1975) : " *Spectral analysis of randomly sampled signals.*", J. Inst. Maths Applics, Vol. 15, pp. 195-216
- [30] **Gaster M., Roberts J.B.** (1977) : " *Rapid method of forming spectra from regularly sampled records by rectangular wave transforms.*", Proc. IEEE, Vol. 126, o. 7, pp. 658-663
- [31] **Gaster M., Roberts J.B.** (1977) : " *The spectral analysis of randomly sampled records by direct transform.* ", Proc. R. Soc. London, A 354, pp. 27-58
- [32] **Greated C.** (1971) : " *Statistical ambiguity in laser anemometry* ", DISA information, No. 12, pp. 32-36
- [33] **Hasan M.A.Z., Hussain A.K.M.F.** (1982) : " *Coherent Structures in Turbulence.*", J. Fluid Mech., 69, 513, 1975.
- [34] **Hoesel W., Rodi W.** (1977) : " *New biasing elimination method for laser-Doppler velocimeter counter processing.*", Rev. Sci. Instr., Vol. 48, No. 7, pp. 910-919
- [35] **Hussain A.K.M.F., Zaman K.B.M.Q.** (1981) : " *The 'Preferred Mode' of the Axisymmetric Jet*", J. Fluid Mech., 110, 38, 1981
- [36] **Johnson P. L., Barlow R. S.** (1989) : " *Effect of measuring volume length on two-component laser velocimeter measurements in a turbulent boundary layer*", Experiments in Fluids, vol. 8, no. 3/4, 1989
- [37] **Kar M.L., Hornkohl J.O., Farmer W.M.** (1981) : " *A new approach to fourier analysis of randomly sampled data using linear regression technique.*", Proc. of IEEE International Conference on Acoustics, Speech & Signal Processing, Georgia, pp. 89-93
- [38] **Lacoste R.T.** (1971) : " *Data adaptive spectral analysis methods.*", Geophysics, Vol. 36, No. 4, pp.661-675
- [39] **Lau J.C., Whiffen M.C., Fisher M.J., Smith D.M.** (1981) : " *A note on turbulence measurements with laser velocimeter.*", J. Fluid Mech., Vol. 102, pp.353-366
- [40] **Mayo W.T. Jr** (1974) : " *A Discussion of Limitations and Extensions of Power Spectrum Estimation with Burst-Counter LDV Systems* ", Proc. of the second International Workshop on laser velocimetry, Vol. 1, March 27-29, 1974, Purdue University, pp. 566-577
- [41] **McLaughlin D.K., Tiederman J.H.** (1973) : " *Biasing correcting for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows*", Phys. Fluids, vol.16, No. 12, décembre, pp. 2082-2088

- [42] **Mohanty N.C., Krause L.O.** (1978) : " *Spectrum estimation of non-uniform sampled data.*", Proc. of IEEE International Conference on Acoustics, Speech & Signal Processing, Oklahoma, pp. 383-386
- [43] **Oba R., Ikhohagi T., Yasu S.** (1980) : " *Supercavitating cavity observations by mean of laser velocimeter.*", Journal of Fluids Engineering, Vol. 102, pp. 433-440
- [44] **Rao B. C., Petrikat K.** (1978) : " *The Vortex Induced Vibrations of a Fat Plate in Cavitating Flow.*", IAHR Symposium, Colorado, vol. 2, pp.641-650.
- [45] **Reinsch Ch.H.** (1967) : " *Smoothing by Spline Functions*", Numerische Mathematik, vol. 10, pp. 177-183
- [46] **Scott P.F.** (1976) : " *The autocorrelation function and spectra of a signal that has been randomly sampled.*", Proc. of IEEE International Conference on Acoustics, Speech & Signal Processing, Philadelphia, pp.296-299
- [47] **Scott P.F.** (1977) : " *Estimation of correlation functions and spectra from randomly sampled data.*", Proc. of IEEE International Conference on Acoustics, Speech & Signal Processing, Connecticut, pp. 70-73
- [48] **Shapiro H.S., Silverman R.A.** (1960) : " *Alias-Free Sampling of Random Noise*", J. Soc. Ind. Appl. Math., vol. 8, pp. 225-248
- [49] **Srikantaiah D.V., Coleman H.W.** (1985) : " *Turbulence spectra from individual realization laser velocimetry data.*", Experiments in Fluids, Vol. 3, pp. 35-44
- [50] **Steffe P.M., Rajaratnam N., Peterson A.W.** (1985) : " *LDA measurements in open channel.*", J. Hydraul. Engng. (ASCE), Vol. 111, No. 1, pp. 119-130
- [51] **Theofanous T.G., Sullivan J.** (1982) : " *Turbulence in two-phase dispersed flows*", J. Fluid Mech., Vol. 116, pp.343-362
- [52] **Whiffen M.C., Meadows D.M.** (1974) : " *Two-axis, single particule laser velocimeter system for turbulence spectral analysis*", Proceedings of the second Int. Workshop on Laser Velocimetry, 27-29 mars, Purdue University, USA, pp. 1-12
- [53] **Young J.O., Holl J.W.** (1966) : " *Effets of Cavitation on Periodic Wakes Behind Symmetric Wedges.*", Journal of Basic Engineering, Mars 1966, pp. 163-176

### Bibliographie chapitre 3

- [B1] **Drain L.E.**, *The Laser Doppler Technique*. John Wiley & Sons, 1980
- [B2] **Durst F., Melling A. et Whitelaw T.H.**, *Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry*, Academic Press, New-York, 1976
- [B3] **Durrani T.S. et Greated C.A.**, *Laser Systems in Flow Measurement*, Plenum Press, New York, 1977
- [B4] **Hinze J.O.**, *Turbulence*, Second Edition, McGraw-Hill, New-York, 1975



- [B5] **Max J.**, *Méthodes et technique de traitement du signal*, tome 1, éditions Masson, Paris, 1981
- [B6] **Papoulis A.**, *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes*. McGraw-Hill, New York, 1985.
- [B7] **Ryhming I.L.**, *Dynamique des fluides*, Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1985
- [B8] **Schlichting H.**, *Boundary-Layer Theory*, Seventh Edition, McGraw-Hill, New-York, 1979
- [B9] **Tennekes H. et Lumley J.L.**, *A first course in turbulence*, The MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1972
- [B10] **Ventsel H.**, *Théorie des probabilités*, éditions Mir, Moscou, 1973



# CHAPITRE 4

## RESULTATS DE MESURE

### Table des matières

4.1 Position de la fermeture de la poche .....	96
4.2 Forme de la poche .....	100
4.3 Localisation de l'érosion .....	105
4.4 Répartition de pression en paroi du profil .....	108
4.5 Champ des vitesses moyennes et fluctuantes .....	114
4.6 Densités spectrales des fluctuations de vitesse .....	135
4.6.1 Relevé dans le sillage de la poche .....	137
4.6.2 Relevé dans le sillage lointain du profil .....	143
4.7 Efforts hydrodynamiques sur l'hydrofoil .....	145
Références du chapitre 4 .....	149
Bibliographie chapitre 4 .....	150



## Introduction

La totalité des relevés des mesures a été effectuée dans le tunnel de cavitation de l'institut de machines hydrauliques et de mécanique des fluides à l'aide de l'instrumentation présentée au chapitre 2 "Moyens expérimentaux". Comme nous l'avons vu, le profil utilisé pour cette étude est un profil NACA 009, tronqué à 90 % pour des questions de résistance mécanique. La section de ce profil est rappelée sur la Figure 4.1.

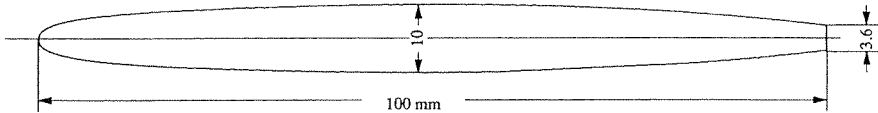


Figure 4.1 : Section du profil NACA 009 tronqué à 90 %.

L'objectif de cette étude est une meilleure compréhension des mécanismes hydrodynamiques engendrant l'érosion dans le cas d'une cavitation à poche partiellement développée. Dans ce but, nous avons effectués différents types de mesures afin de mieux comprendre le processus de génération et de convection des cavités érosives. Des mesures géométriques, tels que longueur et forme de poche, basées sur des méthodes optiques, ainsi que des mesures des grandeurs physiques telles que la pression et la vitesse ont été entreprises.

La cavitation à poche partielle présentant, à certains régimes, de fortes fluctuations, nous avons pris le parti de travailler sur des valeurs moyennées, tout en conservant les écarts-types de ces moyennes. Une mesure de la fréquence de ces fluctuations est d'ailleurs faite sur la base des variations de vitesse dans le sillage de la poche à l'aide de l'anémomètre laser-Doppler.

Un des principaux résultats de ces mesures est l'identification des cavités transitoires responsables de l'érosion. Cette identification a été possible grâce aux investigations du champ de vitesse par anémométrie laser-Doppler et aux visualisations. L'utilisation de ces deux approches a permis de montrer que ces cavités sont en fait des tourbillons, générés sur l'interface de la poche attachée. Ces structures tourbillonnaires sont convectées par l'écoulement moyen dans le sillage de la cavité principale qu'est la poche où elles prennent la forme de fers à cheval ou de croissants dont les extrémités rejoignent la paroi du profil.

#### 4.1 Position de la fermeture de la poche

La position moyenne de la fermeture de la poche est d'une grande importance dans la prédiction de l'érosion car, comme nous le confirmerons plus avant, elle est intimement corrélée à la localisation des dégâts. En effet, les cavités transitoires que nous avons mentionnées dans l'introduction s'effondrant dans la zone de fermeture de la poche, c'est à cet endroit qu'apparaissent les dégâts liés à la cavitation. Cette corrélation a été mise en évidence par différents travaux tels que ceux de Kato et al.[6], Durrer [4] et Selim & Hutton [17].

La prédiction de la localisation de l'érosion passe donc par celle de la longueur de la poche. Nous avons ainsi besoin, dans un premier temps, de la mesure de cette dimension. La comparaison de celle-ci aux résultats obtenus à l'aide de différents codes de calcul mis en oeuvre pour la prévision du développement d'une poche de cavitation partielle, nous permettra, au chapitre suivant, de débattre de la validité de ces derniers.

La mesure de cette position doit être établie de façon statistique, car, comme nous l'avons déjà mentionné, la poche présente à certains régimes, de fortes fluctuations. Différentes méthodes, telles que éclairage stroboscopique, analyse d'image et mesure du taux de vide par rayonnement Gamma, ont été utilisées avec succès ces dernières années. La méthode la plus simple pour effectuer cette mesure consiste en des prises de vues systématiques de la poche de dessus, à l'aide soit d'un appareil photographique, soit d'une caméra vidéo, prises de vue que l'on traite ensuite de manière statistique.

Les prises de vues à l'aide d'une caméra vidéo présente l'avantage d'un traitement pouvant se faire par des méthodes d'analyse d'image, ce qui évite toute interprétation subjective d'un expérimentateur. Elle présente par contre l'inconvénient de faire difficilement la distinction entre poche attachée et cavités transitoires. Pour cette raison, nous avons principalement utilisé l'analyse manuelle de prises de vues photographiques systématiques. Cette analyse a été faite sur la base de moyennes effectuées sur 20 prises de vue pour chaque régime. Quelques exemples de ces prises de vue sont visibles sur la Figure 4.5. La longueur de la poche ayant certaines variations en fonction de l'envergure du profil, nous avons traité les résultats sur une bande au centre de la veine afin de ne pas être influencé par les effets de bord de celle-ci.

La disposition du matériel de prises de vue, ainsi que ses caractéristiques, sont présentées au paragraphe 2.2.1 du chapitre 2 sur les moyens expérimentaux. Rappelons simplement que les prises de vue sont déclenchées par l'intermédiaire d'un calculateur qui effectue de façon simultanée l'acquisition des paramètres du tunnel que sont la vitesse centrale dans la veine, la température de l'eau, le nombre de cavitation et l'angle d'incidence du profil. De cette manière, les conditions de la prise de vue sont parfaitement connues et le dépouillement peut s'effectuer avec une grande précision.

Nous comparerons dans la suite le résultat de cette mesure de longueur de poche à la mesure des différentes grandeurs physiques. Il est en effet toujours dangereux de tirer des conclusions physiques sur l'unique base d'observations visuelles, certains phénomènes pouvant être faussés par la prise de vue. Il est par exemple impossible de préciser, à l'aide d'une vue de dessus d'une poche de cavitation partielle, la longueur dénoyée du profil, la poche pouvant être totalement détachée de ce dernier.

Sur la base des résultats de cette méthode, la sensibilité à la cavitation du profil NACA 009 est étudiée. La carte de la Figure 4.2 présente l'évolution des longueurs moyennes de poche relatives à la corde de l'hydrofoil en fonction du nombre de cavitation et de l'angle d'incidence du profil.

Le régime cavitant choisi, selon les critères mentionnés au premier chapitre, pour une étude plus approfondie de certaines grandeurs physiques telles de la vitesse, est localisé par une croix entourée d'un cercle sur la Figure 4.2. Il correspond à une poche d'une longueur relative à la corde du profil  $L_c/L$  d'environ 30 % pour un nombre de cavitation de 0.81, une incidence du profil de 2.5 degrés et une vitesse amont de 20.7 mètres par seconde.

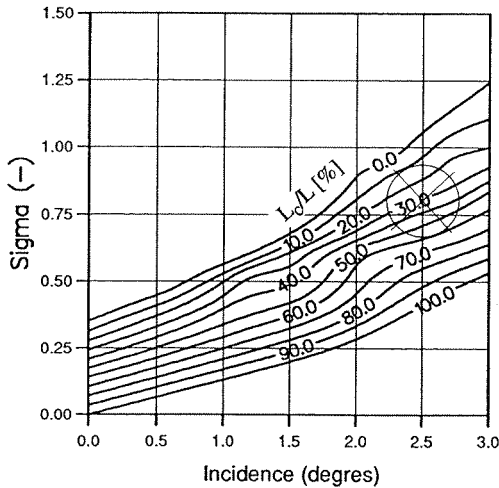


Figure 4.2 : Evolution de la longueur de poche moyenne en fonction du nombre de cavitation  $\sigma$  et de l'angle d'incidence pour un profil NACA 009 et une vitesse amont de 20.7 m/s.

Comme nous l'avons mentionné, la Figure 4.2 est le résultat d'une moyenne statistique. Pour le régime choisi, la dispersion des résultats est présentée sur la Figure 4.3. On observe qu'à ce régime, la longueur moyenne de la poche  $L_c$  est égale à 31.7 % de la corde. L'écart-type de la

position de la fermeture de la poche est de 2.9 % de la corde du profil ou 8.6 % de la longueur moyenne de la poche.

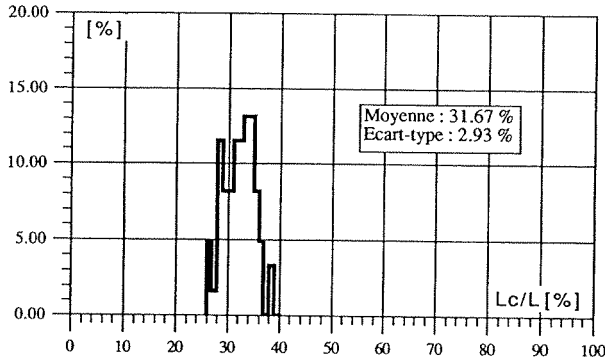


Figure 4.3 : Distribution statistique de la position de la fermeture de la poche pour un profil NACA 009 à un angle d'incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de 20 m/s.

Nous remarquerons que, même pour une incidence relativement faible, les fluctuations de la poche sont importantes, puisqu'elles atteignent presque 10 % de sa longueur moyenne.

Une autre information peut également être tirée de ces prises de vue. Si l'on observe attentivement celles-ci (voir Figure 4.5), on peut s'apercevoir que, si l'aspect de la surface de la poche est très agitée et d'une couleur laiteuse dans sa plus grande partie, elle est différente sur ses premiers pour-cents. Dans cette zone, elle présente un aspect parfaitement lisse, de type miroir, sans oscillation. Nous avons appelé le passage entre ces deux zones "point de transition", par analogie à la transition d'une couche-limite à la turbulence.

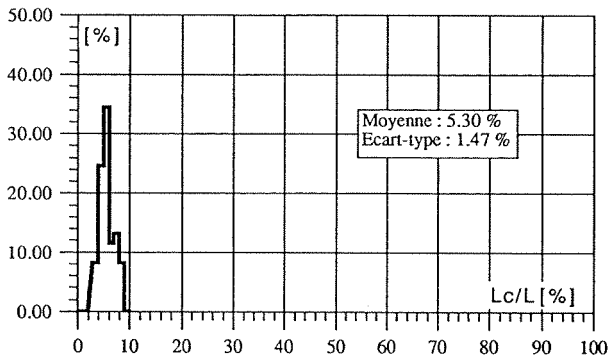
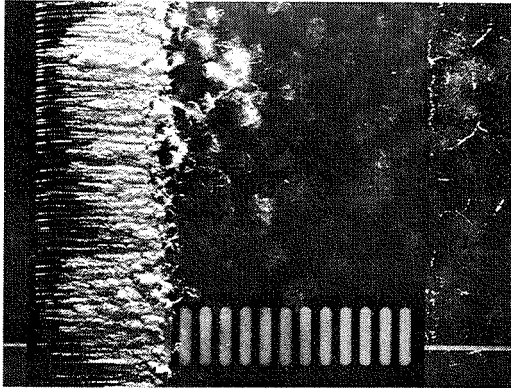
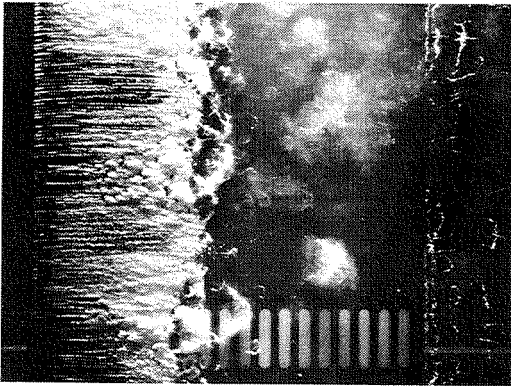


Figure 4.4 : Distribution statistique du "point de transition" pour un profil NACA 009 à un angle d'incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de 20 m/s.

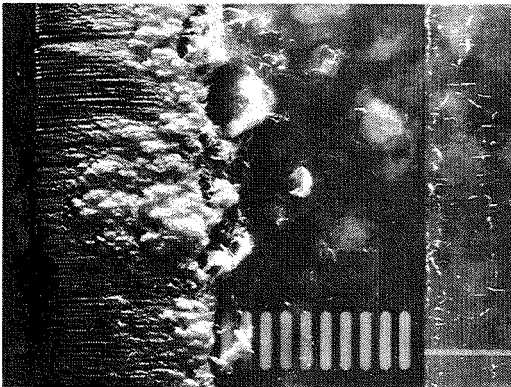




Profil NACA 009  
Incidence 2.5 degrés  
 $\sigma = 0.81$   
 $U = 20$  m/s



$U = 30$  m/s



$U = 35$  m/s

Figure 4.5 : Vue de dessus de la poche de cavitation partielle se développant à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et pour différentes vitesses amont (a) 20 m/s (b) 30 m/s et (c) 35 m/s (Remarque : L'écoulement se fait de gauche à droite)

En effet, l'aspect de la poche n'est pas sans rappeler cette dernière, bien qu'il soit plus à mettre en rapport avec une instabilité de vague de surface, comme nous le verrons dans le chapitre 6 consacré à la dynamique de la poche et des cavités transitoires. La Figure 4.4 présente la position moyenne de ce point de transition, ainsi que son écart-type pour la configuration précédente.

Toujours pour le régime précité, ce point de transition se situe à 5.3 % de la corde du profil et l'écart-type de cette position de ce point est de 1.47 % de la corde du profil.

Contrairement à notre attente, une incidence et un nombre de cavitation donné ne fixe pas la géométrie de la poche de cavitation partielle. En effet, des mesures pour différentes vitesses amont ont fait apparaître une influence non négligeable du nombre de Reynolds sur les longueurs de poche moyennes observées. La Figure 4.5 montre des vues de dessus de la poche de cavitation se développant sur la profil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés et un nombre de cavitation de 0.81 pour différentes vitesses amont.

Cette influence de la vitesse amont sera plus attentivement observée sur la base des mesures de pression effectuées à la paroi du profil. Une analyse de ses causes et de ses conséquences sera faite au chapitre 6 à partir des résultats de mesure présentés dans ce chapitre et d'une estimation des pertes au voisinage de la poche qui sera effectuée au chapitre 5.

La Figure 4.6 résume l'évolution de la longueur de la poche en fonction du nombre de Reynolds obtenue sur la base des observations photographiques. Cette évolution a été suivie pour la configuration géométrique choisie, c'est-à-dire pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, pour quatre chiffres de cavitation et pour trois vitesses différentes.

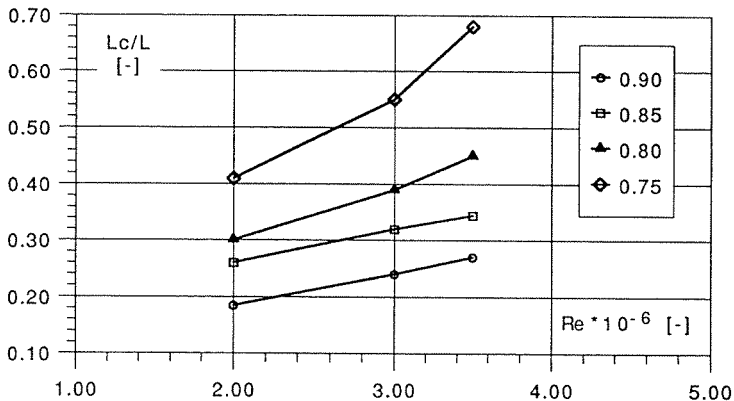


Figure 4.6 : Influence du nombre de Reynolds sur les longueurs de poche obtenue à partir de visualisations photographiques pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés.

#### 4.2 Forme de la poche

Si la connaissance de la longueur de la poche est suffisante pour la prédiction de la localisation de l'érosion, il est intéressant de connaître sa forme afin de pouvoir la comparer aux résultats obtenus par le calcul. Ainsi, nous nous sommes intéressés au développement vertical de la poche, en supposant que celui-ci est constant sur toute l'envergure de l'hydrofoil.

On doit tout de même noter que la forme de la poche n'est pas tout à fait bidimensionnelle, surtout dans ces premiers pour-cents. Une observation attentive montre que la poche présente, vue de dessus, des détachements en forme de cônes s'évasant. Ces cônes, dont la forme est reportée sur la Figure 4.7, semblent être provoqués par des rugosités microscopiques au nez du profil. La position de l'extrémité de ces cônes semble aléatoire et peut se déplacer. Si l'on sable le bord d'attaque du profil afin d'en augmenter la rugosité, le nombre de ces cônes augmentent et leur développement latéral est moins grand (Figure 4.7b). Lorsque ces différents cônes se rejoignent, la poche prend alors un aspect totalement bidimensionnel. Il est à noter, qu'à part la différence d'aspect de ces cônes, aucune modification du comportement macroscopique de la poche n'a été observée après le sablage du bord d'attaque du profil. Les mesures de la forme verticale de la poche sont faites dans un plan passant par l'extrémité d'un de ces cônes de "détachement".

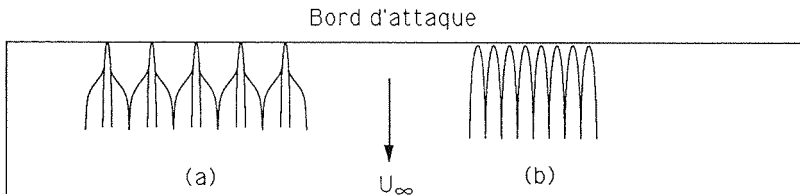


Figure 4.7 : Forme de la poche de cavitation partielle à son détachement.  
 (a) Sans rugosité au bord d'attaque.  
 (b) Avec rugosité.

Dans le but d'une prédiction du taux d'érosion, la hauteur de la poche peut être une indication importante afin de caractériser la puissance érosive des cavités transitoires. En effet, comme nous le verrons au chapitre 6, cette dimension géométrique peut être associée à la taille principale des cavités transitoires érosives convectés dans le sillage de la poche. On peut ainsi espérer, connaissant leur dimension caractéristique, pouvoir estimer l'énergie dégagée par leur collapse et leur associer une puissance érosive.

La mesure de la forme verticale de la cavité est apparue récemment dans différents travaux. Les quelques méthodes utilisées pour ce faire ont été la photographie stéréoscopique [22], et surtout l'utilisation d'un faisceau laser dont la propriété de diffusion sur l'interface de la cavité a été exploitée ([20] et [10]).

La position de la réflexion du faisceau laser sur l'interface a également été enregistrée à l'aide d'une caméra CCD [12]. A partir de l'image digitalisée, les coordonnées tridimensionnelles de la cavité ont été calculées par une transformation géométrique déduite d'une méthode de moindres carrés.

La méthode que nous avons utilisée est très similaire à cette dernière technique. La poche de cavitation partielle se développant sur l'extrados du profil bidimensionnel est illuminée à l'aide d'une tranche de lumière laser. Celle-ci est créée en utilisant un faisceau laser et une lentille semi-cylindrique. Une première saisie du contour lumineux créé par l'intersection de ce plan de lumière avec la surface de la cavité est effectuée à l'aide d'une caméra CCD disposée dans un plan passant par l'axe de rotation du profil et en légère plongée par rapport à celui-ci, suivant le schéma du montage optique indiqué sur la Figure 4.8. La description technique des différents éléments composant ce montage se trouve au paragraphe 2.2.1 du chapitre 2 sur les moyens expérimentaux.

Ce contour est alors digitalisé et mesuré point par point, à l'aide d'un logiciel de traitement d'image, en suivant les points de lumière d'intensité maximum. Une deuxième image de l'intersection de la tranche lumineuse avec le profil lui-même est ensuite enregistrée, dans des conditions hors cavitation. Finalement, une dernière image de la section de l'extrémité visible du profil est mémorisée. Ces deux dernières images sont également traitées afin d'obtenir la coupe du profil à l'endroit de la mesure de la poche de cavitation et le contour de la section extrême du profil. Le profil étant bidimensionnel et connu de façon analytique, nous avons pu établir, sur la base de ces deux derniers contours, la transformation géométrique à appliquer à la première image afin de connaître le contour réel de la poche de cavitation partielle.

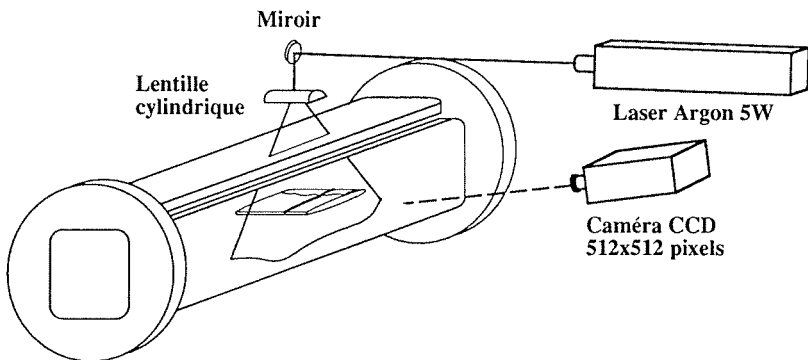


Figure 4.8 : Schéma du montage optique de la mesure géométrique d'une poche de cavitation partielle.

Nous avons fait l'hypothèse que, les aberrations optiques et l'angle de plongée étant faibles, une linéarisation de la transformation géométrique du plan image au plan réel est possible.

Nous avons ainsi appliqué une méthode de moindres carrés aux points caractéristiques du contour du profil afin de déterminer les coefficients de cette transformation géométrique linéaire donnée par :

$$\begin{aligned}x_1 &= A_1 \cdot x_i + B_1 \cdot y_i + C_1 + \varepsilon_x \\y_1 &= A_2 \cdot x_i + B_2 \cdot y_i + C_2 + \varepsilon_y\end{aligned}\quad (4.1)$$

où  $x_1, y_1$  sont les coordonnées des points caractéristiques du contour du profil dans le plan réel et  $x_i, y_i$  leurs coordonnées dans le plan image,  $A_{1,2}, B_{1,2}, C_{1,2}$  les coefficients de cette transformation, et  $\varepsilon_x, \varepsilon_y$  les erreurs de l'approximation.

Un exemple des différentes images obtenues est donné sur la Figure 4.9. Nous y avons représenté la somme des deux premières images représentant la réflexion de la tranche lumineuse sur le profil et sur la poche de cavitation partielle.



Figure 4.9 : Image de la réflexion d'une tranche lumineuse laser sur un profil NACA 009 et une poche de cavitation partielle.

Quelques précisions doivent être données sur la méthode utilisée pour digitaliser la ligne provenant de la réflexion de la tranche laser. On remarquera sur l'image de la Figure 4.9 que cette ligne n'est pas parfaitement définie et que son épaisseur peut atteindre en certains endroits, plusieurs pixels (points élémentaires de l'image). Ceci provient du fait de la largeur non nulle de la tranche lumineuse, le faisceau laser qui la crée ayant une légère divergence. De plus, dans la zone de fermeture de la poche, le temps d'ouverture de la caméra étant de quelques millisecondes, la fluctuation de la poche induit un bougé.

La poche est définie comme le contour intérieur de cette ligne de forte luminosité. Pratiquement, le contour de la ligne est défini comme le premier pixel de forte intensité rencontré sur une ligne verticale de l'image parcouru dans le sens intrados-extrados du profil.

Le résultat de cette digitalisation et de la transformation géométrique que nous lui avons appliquée est reporté sur la Figure 4.10 pour quatre régimes différents .

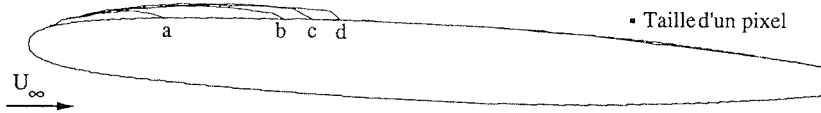


Figure 4.10 : Mesures de la forme de la poche de cavitation partielle pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20 m/s et un nombre de cavitation de (a) 0.92 (b) 0.81, (c) 0.77 et (d) 0.75.

Nous y avons superposé le contour mesuré de la poche, le contour mesuré du profil et son contour analytique. Comme on peut le voir sur la comparaison des contours analytique et mesuré du profil, la méthode, bien que simple, est d'une grande précision. Nous pouvons la quantifier en faisant l'hypothèse que les seules erreurs proviennent de la définition de la caméra, en négligeant celles induites par la correction géométrique et du bougé de l'image. Nous pouvons alors supposer que la précision de la méthode est de l'ordre du pixel. La définition de la caméra utilisée étant de 512 par 512 pixels pour l'image totale et le champ de celle-ci étant réglé pour couvrir au plus près la totalité du profil, qui est long de 100 mm, nous pouvons estimer que la précision de la mesure du contour de la poche est de l'ordre de 100/500 mm, i.e.  $\pm 0.2$  mm. Nous pouvons donc poser que :

$$x_c, y_c \pm 0.2 \text{ mm} \quad (4.2)$$

C'est cette précision qui est indiquée sur la Figure 4.10 par le dessin d'un pixel.

### 4.3 Localisation de l'érosion

Comme nous l'avons vu, un des aspects de la prévision de l'érosion est sa localisation. Il s'agit, à partir du calcul de certaines grandeurs physiques, de pouvoir prédire quelles seront les zones érodées. Pour ce faire, il faut tout d'abord pouvoir situer ces zones par rapport à la géométrie de la poche. Nous avons donc, dans un premier temps, localisé cette érosion par l'expérience.

Plusieurs méthodes sont utilisables pour la localisation de l'érosion. En général, cette localisation va de paire avec la mesure du taux d'érosion. Il s'agit en effet de mesurer la répartition, le long de la corde d'un profil, du nombre d'impacts et de leur taille. On a donc en même temps une information sur l'endroit et sur la surface érodée. Les méthodes les plus couramment utilisées sont les tests de peinture ([7],[14],[23]) et l'observation par microscopie ou par profilométrie de la surface d'éprouvettes réalisées dans une matière peu résistante telle que l'indium ou l'aluminium pur [7]. Basées sur les mêmes principes, des méthodes de traitements numériques d'interférogrammes projetés sur la surface érodée ont été utilisées [16]. Une technique utilisant la mesure du potentiel électrochimique d'une couche d'oxyde recouvrant des électrodes noyées dans le profil [18] a été mise au point. Lorsqu'il y a érosion de la couche d'oxyde à la surface de l'électrode, son potentiel électrochimique varie. Cette méthode a l'énorme avantage de permettre un suivi dans le temps, en divers endroits d'un profil, de l'évolution de l'érosion. Par contre, cette méthode a un seuil de susceptibilité assez élevé, et demande des niveaux d'érosion relativement importants que l'on atteint pas pour le régime que nous avons choisi d'étudier.

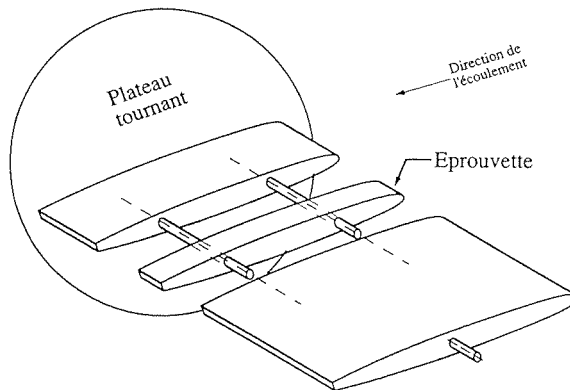


Figure 4.11 : Montage des éprouvettes pour les tests de répartition de l'érosion sur le profil NACA 009

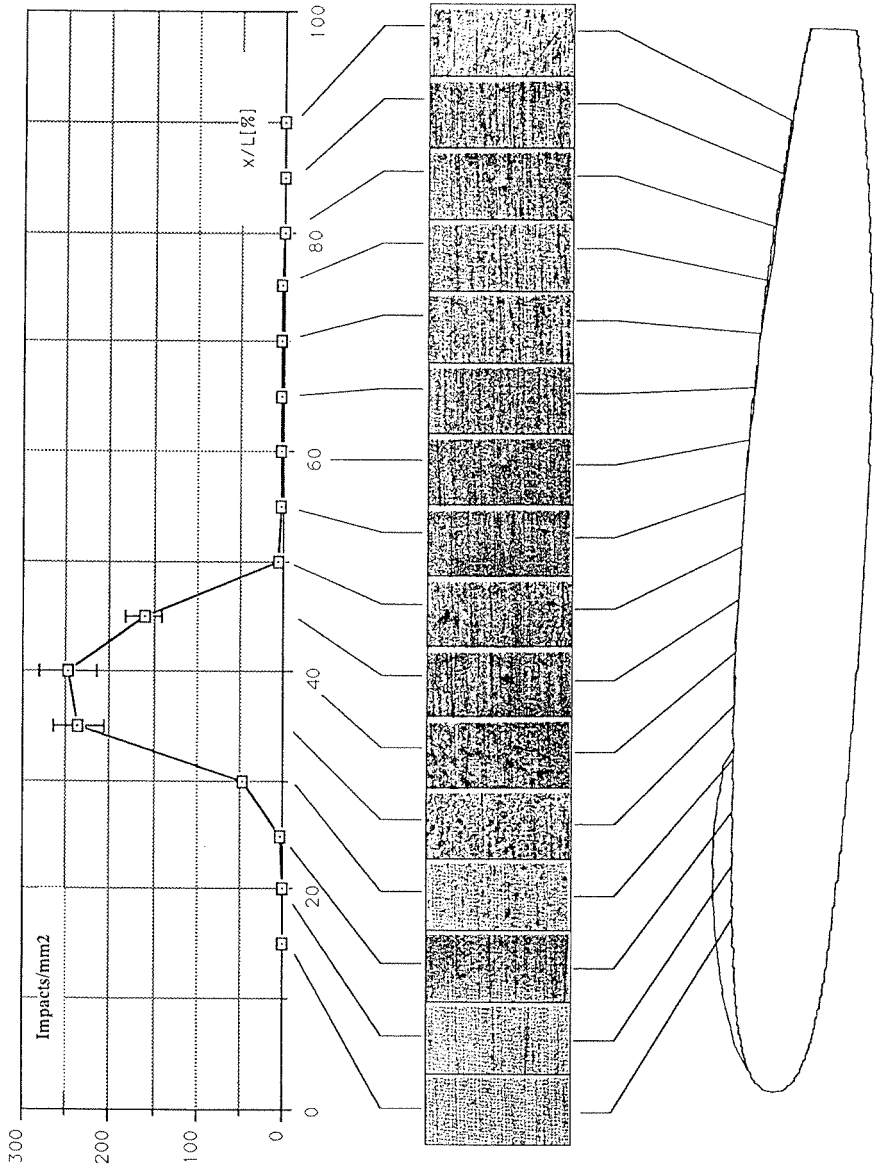


Figure 4.12 : Répartition de l'érosion sur un profil NACA 009 en aluminium pur à une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 35 m/s et un nombre de cavitation de 0.82, après une exposition de 30 minutes.



Notre besoin étant plus qualitatif que quantitatif, la méthode consistant en un comptage des impacts sur une éprouvette par microscopie, plus simple, a été utilisée pour cette étude. Un profil a été construit dans ce but, permettant de monter en sandwich des éprouvettes de même section en aluminium pur, selon le schéma de montage de la Figure 4.11. Le choix de l'aluminium permet d'obtenir une érosion quantifiable en des temps d'essai très courts, de l'ordre d'une demi-heure.

Un seul essai a été effectué pour le régime choisi. Plus que suivre l'évolution des taux d'érosion en fonction de paramètres hydrodynamiques, nous désirions localiser cette dernière par rapport à la géométrie de la poche. Le montage de la Figure 4.12 présente la position de la poche de cavitation partielle, le profil, ainsi que des vues de sa surface prises tous les 5 millimètres. La répartition du nombre d'impacts par unité de surface le long de la corde obtenus après un essai de 30 minutes pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 35 m/s et un nombre de cavitation de 0.82 y est également représentée. On observe que la zone érodée est directement corrélée à la fermeture de la poche, avec un maximum d'érosion à 40 % de la corde du profil correspondant à la position moyenne de la poche, extrapolée de la Figure 4.6. La dispersion de la position des impacts, allant de 25 à 50 %, est la même que celle que présente la position de la fin de la poche. Quelques rares impacts, d'une taille importante, sont visibles plus à l'aval de la poche.

Il est à relever que, pour certains essais effectués sur des durées plus importantes, une légère érosion est apparue juste à l'amont de la cavité principale. Ce phénomène a également été observé par D.R. Stinebring et al. [19] sur des ogives en aluminium pur d'un diamètre de 6.35 mm. Ces auteurs attribuent cette érosion à un jet rentrant, qui, atteignant le bord d'attaque de la poche, cause l'effondrement de celle-ci. Au moment où ce jet atteint le début de la poche, il crée une forte augmentation de pression locale de courte durée qui initie le collapse des bulles de cavitation dans cette zone et provoque l'érosion observée. Nous reviendrons plus avant sur notre appréciation quant à l'existence de ce jet rentrant. Il nous semble plus probable, dans le cas de ces dégâts au bord d'attaque du profil, que l'érosion soit due à des bulles isolées. Leur explosion, suivie de leur implosion, est provoquée par le pic de dépression situé juste à l'amont de la poche, ou plutôt entre les cônes de départ de celle-ci, qui sont reproduits sur la Figure 4.7 de ce chapitre. Cette impression est renforcée par le fait que la localisation des impacts observés dans cette zone correspond parfaitement à l'interstice entre ces cônes.

Il est intéressant de comparer les résultats d'érosion obtenus à la distribution statistique de la fin de la poche. Sur la Figure 4.13, la distribution des impacts, obtenue pour une vitesse amont de 35 m/s, un angle d'incidence de 2.5 degrés et un nombre de cavitation de 0.82 a été superposée à la distribution de la position de la fin de poche obtenue dans des conditions très similaires ( $\sigma = 0.81$ ), mais pour une vitesse amont de 20 m/s. Cette vitesse amont ayant, comme on l'a vu, une influence importante sur les caractéristiques de la poche, ces deux

résultats ne peuvent être comparés de façon absolue. On peut malgré tout en dégager une tendance, qui est que la position de l'érosion est intimement corrélée à la position de la fermeture de la poche, et aux phénomènes qui s'y déroulent.

On comparera, au paragraphe suivant, ces différentes distributions de pression moyenne sur l'extrados du profil afin d'en dégager une éventuelle corrélation. On peut en effet s'attendre à ce que pression et érosion soient liées, le processus de collapse étant dirigé par l'évolution de la pression.

De plus, par l'intermédiaire des résultats de distribution de pression ayant été obtenus pour différentes vitesses amont, on montrera, au chapitre 6, l'effet de cette vitesse sur la position des impacts par rapport à la position de la fermeture de la poche.

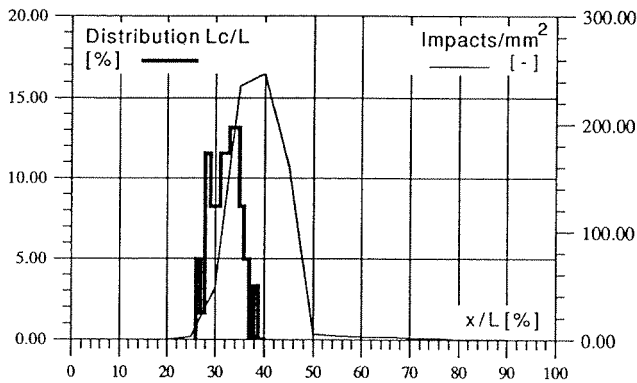


Figure 4.13 : Comparaison de la distribution de la position de la fin de la poche avec la distribution de l'érosion pour des conditions hydrodynamiques semblables sauf une vitesse amont, respectivement, de 20 m/s et de 35 m/s.

#### 4.4 Répartition de pression en paroi du profil

Afin d'effectuer des relevés de pression statique à la surface du plan porteur NACA 009, un profil instrumenté a été construit, comportant 3 rangées de 19 prises de pression, d'un diamètre de 0.5 mm. Ces trois rangées sont disposées dans le sens de l'envergure du profil, espacées de 5 mm. Les 19 prises de chaque rangée sont réparties le long de la corde du profil. Elles ont été percées tous les 5 millimètres, à partir de 10 % jusqu'à 90 % de la corde du profil. Deux autres prises ont été usinées, l'une au bord d'attaque, l'autre au bord de fuite du profil. Comme nous l'avons indiqué au paragraphe 2.2.2 du chapitre sur les moyens expérimentaux, toutes ces prises de pression sont reliées à un Scanivalve, permettant de les distribuer successivement sur un capteur de pression piézo-électrique de grande précision ( $\pm 1$  mbar). Par l'intermédiaire de deux interfaces intelligentes, dédiées l'une au capteur et l'autre au Scanivalve, un ordinateur permet la gestion automatique de l'acquisition des pressions.

Par la nature même du capteur, chaque mesure est une moyenne temporelle effectuée sur un quart de seconde. Les fluctuations de pression dans le sillage de la poche étant importantes, pour chaque prise de pression 30 acquisitions sont faites sur la base desquelles une moyenne et un écart-type sont calculés. Simultanément, le calculateur effectue en tâche de fond l'acquisition de la température de l'eau du tunnel, ainsi que des pressions à l'amont et à l'aval du convergent précédent la veine d'essai. Ces trois mesures permettent de calculer le nombre de cavitation, ainsi que la vitesse à l'entrée de la veine, pour chaque acquisition. Le coefficient de pression moyen est alors établi pour chaque point de mesure en utilisant l'expression :

$$C_{P_i} = \frac{P_i - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (4.3)$$

où  $p_\infty$  et  $U_\infty$  sont respectivement la pression statique et la vitesse à l'entrée de la veine d'essai.

La pression sous les poches de cavitation atteignant la pression de vapeur, il est courant que la phase gazeuse apparaisse dans la ligne de mesure de pression. Afin de corriger la mesure, la hauteur de la colonne d'eau manquante est déterminée. Un résultat brut de cette mesure de répartition de pression sur l'extrados du profil NACA 009 est reproduit sur la Figure 4.14. Le cas présenté correspond à un angle d'incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20 m/s et un nombre de cavitation égal à 0.80.

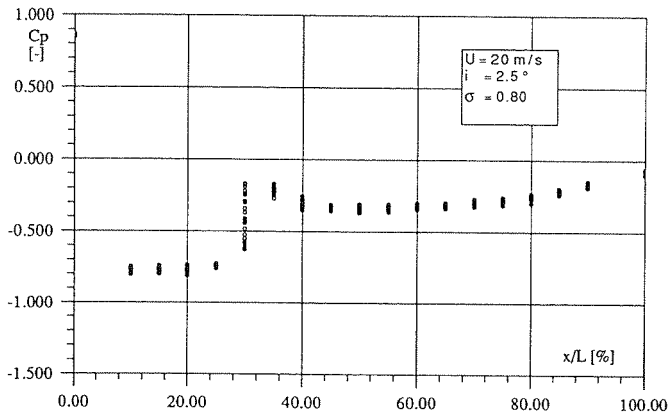


Figure 4.14 : Répartition de pression sur l'extrados d'un profil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20 m/s et un nombre de cavitation de 0.80. (Résultat brut sur 30 acquisitions)

On remarquera que la dispersion des résultats est très importante. Spécialement à la station  $x/L$  égal 30 %, le coefficient de pression, bien que déjà moyenné sur une demi-seconde,

fluctue de  $-0.2$  à  $-0.65$ , c'est-à-dire d'un maximum local à une valeur proche de la pression de vapeur. Cette fluctuation est due à la variation importante de la position de la fermeture de la poche de cavitation partielle. Si l'on compare, sur la Figure 4.15, la répartition de la pression à l'extrados de l'hydrofoil et la position de la fin de la poche relevée par visualisation photographique, on remarque que le maximum local de la répartition de pression correspond à la position maximum de la fin de la poche. Nous utiliserons plus avant cette constatation afin de suivre l'évolution de la dimension de la cavité principale avec la vitesse amont.

De plus, la comparaison entre les répartitions de pression en et hors cavitation montre que la zone d'influence de la présence de la poche dans son sillage correspond environ à l'amplitude totale de la fluctuation de la position de fermeture. On peut donc supposer que la pente de la zone de recompression dans le sillage de la poche est principalement due aux fluctuations de celle-ci. Une mesure de pression instantanée mettrait certainement en évidence un passage beaucoup plus brutal entre la zone à pression constante correspondant à la partie dénoyée du profil et le point de recompression maximum dans son sillage. Des mesures de pression instantanées faites récemment par Kubota et al [11] ont d'ailleurs montré des niveaux de fluctuations très importants dans le sillage d'une poche partielle se développant à l'extrados d'un hydrofoil sous forte incidence.

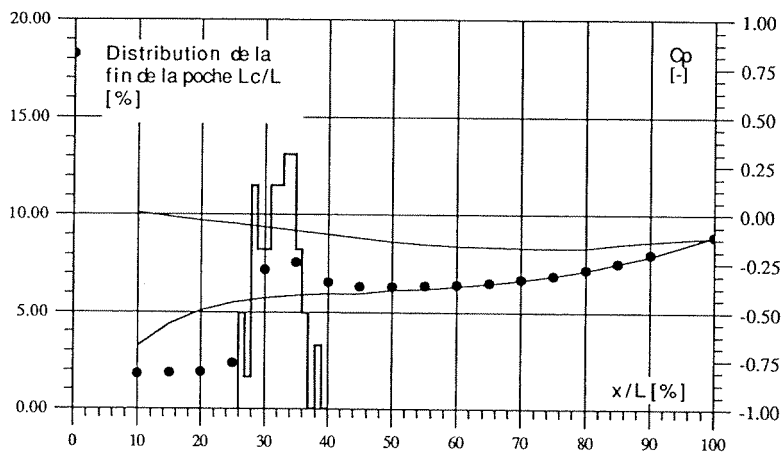


Figure 4.15 : Comparaison entre la répartition de pression, avec (•) et sans (—) cavitation, et la distribution statistique de la position de la fin de la poche. (Profil NACA 009, incidence de 2.5 degrés, vitesse amont de 20 m/s et nombre de cavitation de 0.81)

On peut ainsi remarquer quatre zones distinctes sur cette répartition de pression. Tout d'abord, on trouve une zone à pression constante, suivie d'une zone de recompression, avec un maximum local, d'une légère réaccélération, et enfin une lente décélération jusqu'au bord

de fuite. La zone à pression constante, correspondant aux quatre premières stations, est la partie dénoyée du profil, qui se situe sous la cavité principale. La zone de recompression, avec un maximum local situé à la station no. 6 (37 %), correspond, comme on l'a vu, à la position maximum de la fin de la cavité. Cette recompression est due à la décélération que subit le fluide en arrivant sur la paroi du profil. En effet, en termes d'écoulement moyen, on est en présence d'un jet qui aboutit sur la paroi du profil, d'où une augmentation locale de la pression. Les particules de ce jet réaccélèrent sur la paroi du profil, jusqu'à atteindre la vitesse de l'écoulement non perturbé par la présence la poche. On obtient ainsi, pour la répartition de pression statique à la paroi du profil, la légère réaccélération mentionnée jusqu'à atteindre la répartition de pression obtenue hors cavitation, qui, elle, augmente régulièrement jusqu'au bord de fuite.

Les distributions de la pression sur l'extrados du profil NACA 009 sont mesurées pour différentes vitesses amont et pour différents chiffres de cavitation. Ces mesures sont reproduites sur les Figures 4.16 à 4.20 où les résultats pour un même nombre de cavitation, mais pour différentes vitesses amont, sont regroupés. Ainsi, la Figure 4.16 présente les résultats pour un nombre de cavitation  $\sigma$  de 0.90, la Figure 4.17 pour  $\sigma = 0.85$ , la Figure 4.18 pour  $\sigma = 0.81$ , la Figure 4.19  $\sigma = 0.80$  et la Figure 4.20 pour  $\sigma = 0.75$ . Pour chaque nombre de cavitation, à l'exception de  $\sigma = 0.80$  où le cas à 15 m/s manque, quatre vitesses amont sont étudiées, correspondant à des nombres de Reynolds égaux à 1.5, 2.0, 3.0 et 3.5  $\cdot 10^6$ . On peut y voir la très forte influence de cette vitesse amont, qui se manifeste à partir d'une valeur de 20 m/s. Au dessous de cette valeur critique, son influence ne semble pas significative.

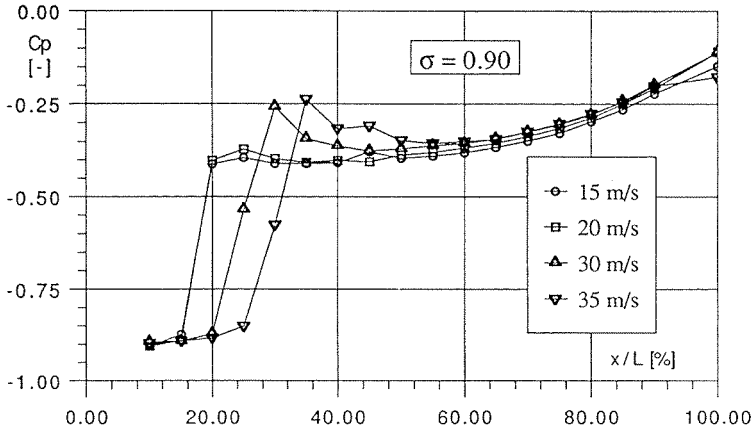


Figure 4.16 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.90 et une vitesse amont de :  $\circ$  15 m/s,  $\square$  20 m/s,  $\nabla$  30 m/s et  $\triangle$  35 m/s.

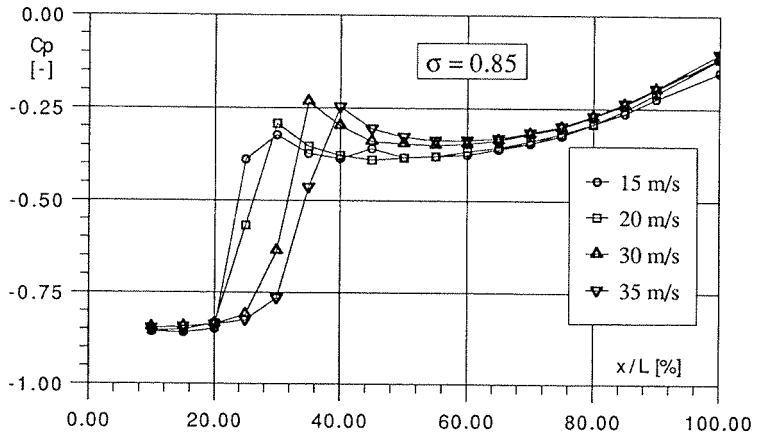


Figure 4.17 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.85 et une vitesse amont de : -o- 15 m/s, -□- 20 m/s, -▽- 30 m/s et -△- 35 m/s.

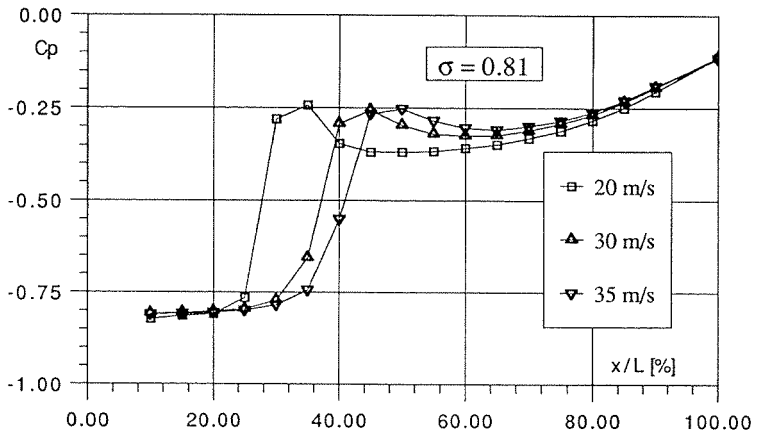


Figure 4.18 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de : -□- 20 m/s, -▽- 30 m/s et -△- 35 m/s.

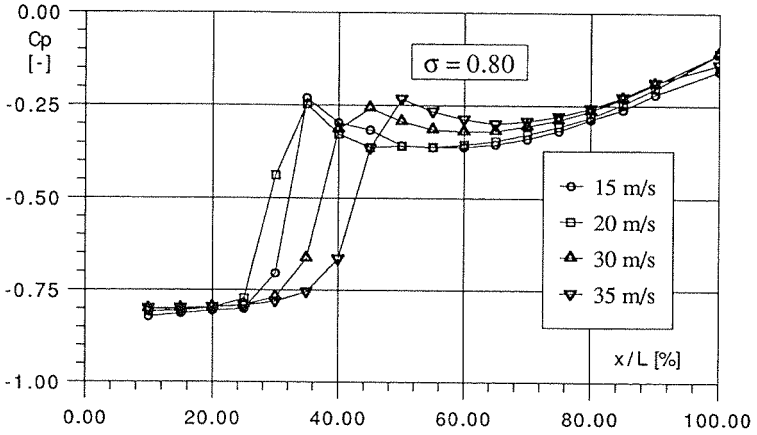


Figure 4.19 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.80 et une vitesse amont de :  $\circ$  15 m/s,  $\square$  20 m/s,  $\nabla$  30 m/s et  $\blacktriangle$  35 m/s.

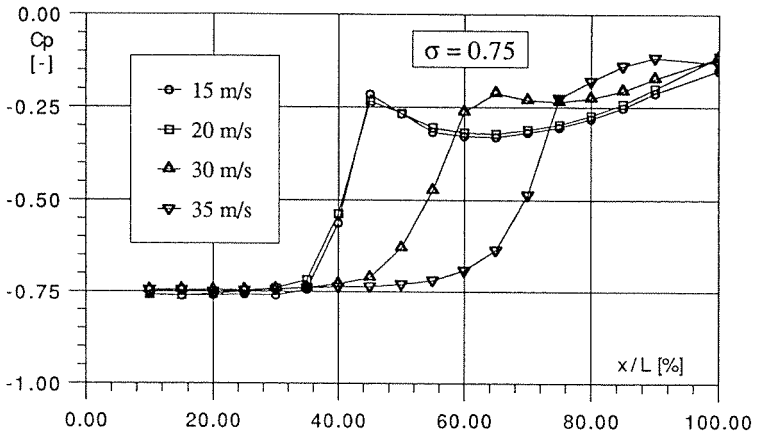


Figure 4.20 : Répartition du coefficient de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.75 et une vitesse amont de :  $\circ$  15 m/s,  $\square$  20 m/s,  $\nabla$  30 m/s et  $\blacktriangle$  35 m/s.

Sur la base de ces mesures de pression, nous déduisons, au chapitre 6, l'influence de la vitesse sur la longueur moyenne de la cavité principale, ainsi que sur ses fluctuations. On mettra alors en évidence que l'amplitude de ces fluctuations peut être corrélée à l'étendue de l'érosion dans la zone de fermeture de la poche.

#### 4.5 Champ des vitesses moyennes et fluctuantes

Afin de saisir les mécanismes hydrodynamiques mis en oeuvre dans l'érosion lié à une poche de cavitation partielle, une étude du champ de vitesse moyen et fluctuant est entreprise dans le voisinage de cette dernière. Le phénomène a été étudié ayant lieu à des vitesses relativement élevées, à des pressions basses et dans de faibles volumes, l'étude par des moyens d'investigations conventionnels tels que sonde de Pitot ou sonde à fil chaud sont à exclure. En effet, la perturbation induite par de telles sondes est, dans notre cas, incompatible avec la taille des structures à observer. De plus, les phénomènes physiques sur lesquels se basent la mesure de la plupart des sondes matérielles est difficile à contrôler en écoulement biphasique. Notre choix s'est donc naturellement porté sur une mesure par des moyens optiques, permettant d'obtenir à la fois une mesure sans perturbation locale et d'une bonne résolution spatiale. Le système de mesure finalement choisi est un système laser-Doppler bidimensionnel rétrodiffusé à trois faisceaux. Le choix de la rétrodiffusion a été fait, bien que demandant un signal plus dense, pour sa facilité d'accès à l'écoulement, ce système ne nécessitant qu'un seul hublot de visualisation.

La justification de l'utilisation de l'anémométrie laser-Doppler en milieu biphasique, ainsi que les méthodes utilisées pour le traitement des signaux sont largement commentées dans le chapitre 3. Plusieurs qualifications de ces méthodes dans des écoulements types y sont d'ailleurs présentés. De plus, on peut trouver une description détaillée de l'ensemble des composantes des systèmes mécanique et optique dans le chapitre 2 concernant les moyens expérimentaux. Nous nous bornerons donc dans la suite à rappeler les caractéristiques principales du système, en faisant référence, le cas échéant, aux différents paragraphes de ces deux chapitres.

La mesure du champ de vitesse autour d'une poche de cavitation partielle a rarement été entreprise, peut-être à cause de sa relative complexité. Les niveaux de turbulence au voisinage de la poche étant très élevés, la mesure des caractéristiques statistiques de l'écoulement moyen demande un traitement fastidieux. Les seuls travaux publiés dans ce domaine à notre connaissance, en dehors des nôtres [1,2,3], ont été faits à l'université de Tokyo [11]. Ils concernent la mesure du champ de vitesse instationnaire faite par anémométrie laser-Doppler à l'extrados et dans le sillage d'un hydrofoil présentant, pour une vitesse amont de 8 m/s, un nombre de cavitation de 1.2 et un angle d'incidence de 6.2 degrés, une poche partielle d'une longueur moyenne de 41 % de la corde du plan porteur.



Quatre profils de vitesse transversaux ont été faites sur l'hydrofoil, comportant 8 points de mesure chacun, ainsi que deux profils dans son sillage, comportant eux 10 points de mesure. Un échantillonnage conditionnel de la vitesse, dirigé par le signal donné par un capteur de pression disposé en paroi de l'hydrofoil, a permis de suivre l'évolution dans le temps de grosses structures tourbillonnaires, appelées "nuages de cavitation", formées au voisinage de la poche.

Dans notre cas, la mesure du champ de vitesse associé à une poche de cavitation partielle a été effectuée sur le profil NACA 009, tronqué à 90 %, comme la plupart des résultats présentés précédemment (voir Figure 4.1). Le régime de cavitation étudié est celui qui a été décrit au premier chapitre et qui est repéré par un cercle sur la Figure 4.2 présentant l'évolution de la longueur de la poche en fonction de l'incidence du profil et du nombre de cavitation. Ce régime correspond au développement d'une poche partielle d'une longueur relative  $L_c/L$  de 33 % de la corde du profil, pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

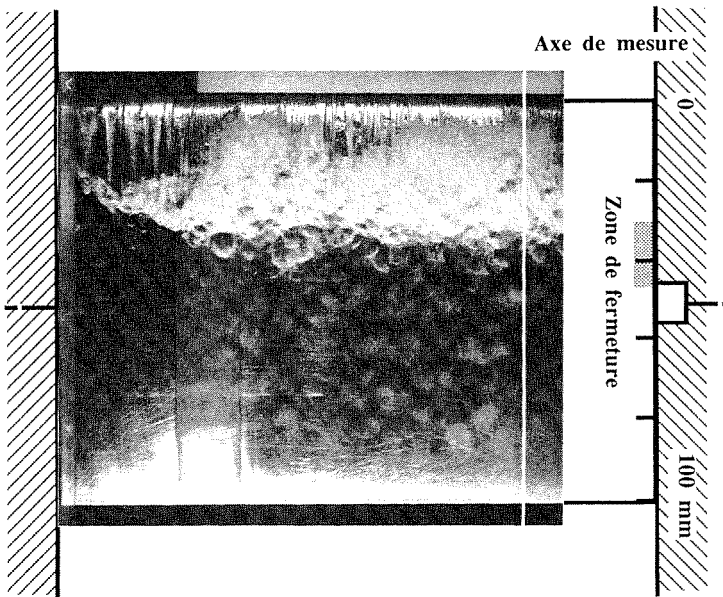


Figure 4.21

Vue de dessus du profil avec cavitation à poche attachée. L'axe de mesure des vitesses par anémométrie laser-Doppler est matérialisé par une ligne blanche. ( $i = 2.5^\circ$ ,  $\sigma = 0.81$ ,  $Re = 2.1 \cdot 10^6$ , l'écoulement se fait de haut en bas)

Comme nous l'avons déjà également vu, l'interface de la poche présente, pour ce type de régime, un aspect très instable, avec des lâchers de structures de vapeur. Les faisceaux laser, et a fortiori les signaux provenant du volume de mesure, ne pouvant traverser cette interface, la mesure proche de la poche présentait une difficulté. Pour pallier à cela, nous avons fait plusieurs choix.

Tout d'abord, nous avons choisi de travailler avec une lentille d'une focale relativement importante (300 mm), afin d'obtenir un cône de focalisation étroit qui est, par conséquent, moins susceptible d'être interrompu par les variations de position de l'interface. Cette focale importante a pour conséquence de créer un volume de mesure allongé, ce qui n'est pas très important dans notre cas, l'écoulement étant bidimensionnel en moyenne.

Ensuite, le plan de mesure a été choisi aussi proche du hublot de visualisation que permettait l'influence de ce dernier sur l'écoulement, afin que les différentes structures de vapeur présentes dans l'écoulement sur toute l'envergure du profil soient le moins nombreuses à interrompre les faisceaux laser. Ainsi, comme le montre la Figure 4.21, le plan de mesure choisi, matérialisé par un trait blanc, se situe à 32 mm du hublot frontal de la veine.

Enfin, le plan contenant les deux faisceaux de couleur pure et passant par l'axe de focalisation, a été disposé à plat, et en légère plongée. Le troisième faisceau, contenant les deux couleurs et décalé en fréquence, est disposé au dessus des deux autres, comme le montre la Figure 4.22.

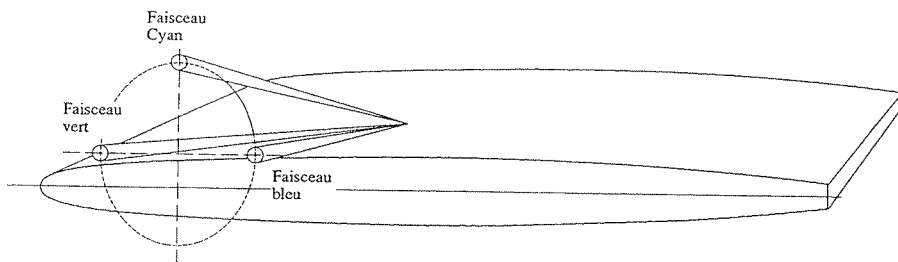


Figure 4.22 Disposition des faisceaux laser pour la mesure du champ de vitesse à l'extrados du profil NACA.

Disposés de cette façon, les faisceaux sont moins facilement interrompus par l'interface. Cette disposition permet également de se rapprocher très près de la paroi de l'hydrofoil sans que les faisceaux soient captés par le bord de celui-ci. De plus, comme nous l'indiquons au paragraphe 3.1.2, cette géométrie permet d'obtenir des réseaux de franges d'interférence disposées à  $45^\circ$  de l'écoulement moyen, ce qui augmente la précision de la mesure.

La légère erreur sur la vitesse transversale mesurée induite par la plongée du cône de focalisation est corrigée en fonction de son angle, en supposant que la vitesse moyenne dans

le sens de l'envergure du profil est nulle. Cet angle de plongée étant de 2 degrés, le facteur de correction de la vitesse transversale mesurée est de 1.0006.

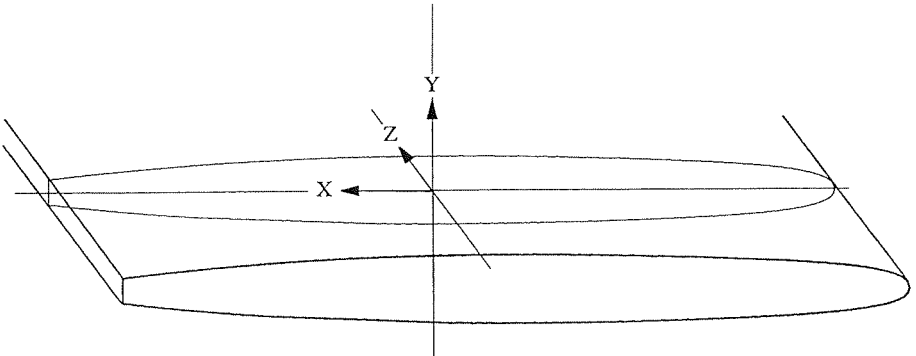


Figure 4.23 Système de coordonnées utilisé pour la mesure vélocimétrique laser-Doppler.

Pour la mesure de vitesse, le système de coordonnées est fixé comme le montre la Figure 4.23 : l'axe x dans le sens de l'écoulement, l'axe y dans la direction verticale du plan de mesure, perpendiculairement à l'écoulement et l'axe z dans la direction de l'envergure du profil, l'origine étant fixée à l'intersection du plan de mesure et de l'axe de rotation de l'hydrofoil.

Comme on l'a vu au chapitre 3, l'anémométrie laser-Doppler permet d'avoir accès aux deux composantes de la vitesse de façon simultanée. On peut donc établir à la fois les composantes de la vitesse moyenne et les composantes du tenseur de Reynolds (§ 3.2.1).

Ainsi, la mesure des deux composantes de la vitesse moyenne et des leurs corrélations doubles sont effectuées pour 12 stations sur des profils verticaux repartis le long de la corde de l'hydrofoil. Les positions de ces différentes stations sont indiquées sur la Figure 4.24.

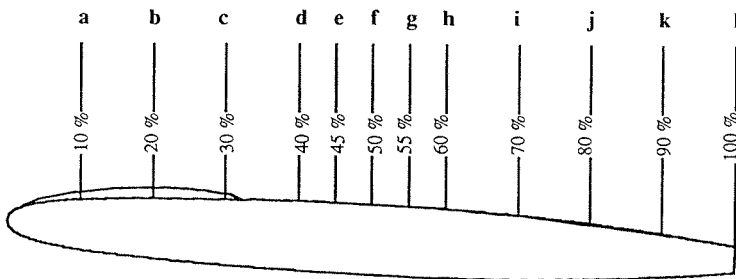


Figure 4.24 Position des différents profils de vitesse effectués à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 avec cavitation à poche attachée.

On a ainsi trois stations à la verticale de la poche de cavitation à 10, 20 et 30 % de la corde de l'hydrofoil, cinq stations dans son sillage immédiat à 40, 45, 50, 55 et 60 %, et quatre stations dans la zone de recompression à 70, 80, 90 et 100 %. Chaque station comprend une centaine de points de mesure dont l'espacement est fonction du gradient de la vitesse.

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, des biais, dus à la nature aléatoire du mode d'acquisition du système laser-Doppler, peuvent apparaître lors de l'établissement des estimateurs des grandeurs moyennes. Nous avons donc corrigé ce biais en pondérant les vitesses instantanées par leur temps de résidence dans le volume de mesure (§ 3.1.2.1.1). Par contre, nous n'avons fait aucune correction de biais pour prévenir un ensemencement non homogène (§ 3.1.2.1.2), ce qui expliquera, par la suite, l'influence exagérée de certaines structures tourbillonnaires sur les profils de vitesse moyenne.

Comme nous l'avons également vu au paragraphe 3.1.2.2, chaque point de mesure est le résultat d'une moyenne effectuée sur plusieurs lots de 512 échantillons chacun, ce nombre étant fixé par la taille de la mémoire tampon du système d'acquisition. Le calcul de l'intervalle de confiance basé sur la variance de l'estimateur de la norme de la vitesse moyenne, effectué "en ligne", c'est-à-dire réactualisé après l'acquisition de chaque lot, selon les formules 3.36 et 3.39, permet de contrôler la qualité de la mesure et de donner un critère sur le nombre de lots à effectuer. La valeur acceptable de cet intervalle de confiance a été fixée à 0.05 m/s. Ce critère est jugé atteint lorsque au moins trois lots consécutifs le satisfont. Ainsi, en chaque point de mesure, ce critère détermine le nombre de lots à faire, avec un nombre minimum fixé à 6. L'évolution de l'estimateur de la moyenne et de l'intervalle de confiance qui lui est associé sont donnés, en fonction des lots, sur la Figure 4.25, pour un point de mesure type.

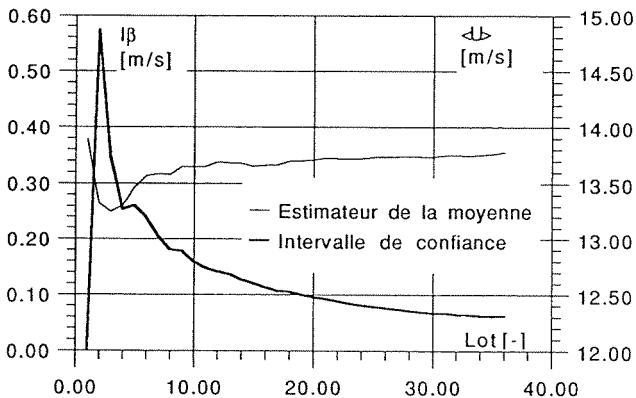


Figure 4.25 Evolution de l'estimateur de la moyenne et de l'intervalle de confiance en fonction des lots effectués pour un point de mesure type.

Ces lots sont espacés dans le temps de façon aléatoire afin de permettre de nous départir d'éventuelles fluctuations à basse fréquence de la vitesse à l'entrée de la veine d'essai.

La mesure de vitesse étant effectuée à 45 ° de l'écoulement moyen amont, les composantes de la vitesse, ainsi que les composantes du tenseur de Reynolds sont transposés dans le repère de la veine par rotation (voir Annexe E). Le résultat ainsi obtenu pour tous les profils est indiqué de façon générale sur la Figure 4.26 pour les composantes de la vitesse moyenne relatives à la vitesse amont  $U_0$ ,  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$ , et sur la Figure 4.27 pour la trace et la composante de cisaillement du tenseur de Reynolds, données également relativement à la vitesse amont,  $(\overline{v_x^2} + \overline{v_y^2})/U_0^2$  et  $\overline{v_x v_y}/U_0^2$ . Sur ces deux Figures, l'origine de l'axe x a été décalé au nez du

profil.

On observera tout d'abord que, sur les profils proches de la paroi, certains points de mesure ont été doublés, voire même triplés afin de s'assurer du caractère reproductible de la mesure. A l'évidence, celle-ci est tout à fait satisfaisante, tant du point de vue des composantes de la vitesse moyenne que des composantes du tenseur de Reynolds.

La première constatation à tirer de ces résultats est l'important défaut de vitesse que l'on observe dans le sillage de la poche sur sa composante longitudinale  $V_x$ . Ce défaut de vitesse est associé à une déviation importante dans le sens des y positifs de la composante transversale de la vitesse  $V_y$ . Un examen plus attentif des profils de la composante transversale montre que cette déviation apparaît déjà à la première station située à 10% de la corde du profil, qu'elle s'amplifie jusqu'à la station à 60%, tout en ayant une importante expansion verticale, puis qu'elle tend à se dissiper dans les derniers profils jusqu'au bord de fuite. Cette déviation de l'écoulement moyen correspond à de fortes fluctuations comme l'indique les composantes du tenseur de Reynolds visibles sur la Figure 4.27.

Cette déviation ne peut être associée à une couche-limite, car elle est beaucoup trop importante et trop éloignée de la paroi. Cette dernière apparaît d'ailleurs sur les derniers profils de la composante longitudinale de la vitesse à partir de la station à 60 %.

Ce type de déviation n'est pas sans rappeler les profils de vitesse obtenus dans le sillage du profil tronqué à incidence nulle présentés au chapitre 3. Nous avons là une situation où des structures tourbillonnaires organisées (allées tourbillonnaires dites de von Kármán) étaient convectées par l'écoulement moyen et influençaient à la fois le résultat des profils de vitesse moyenne et ceux des composantes du tenseur de Reynolds.

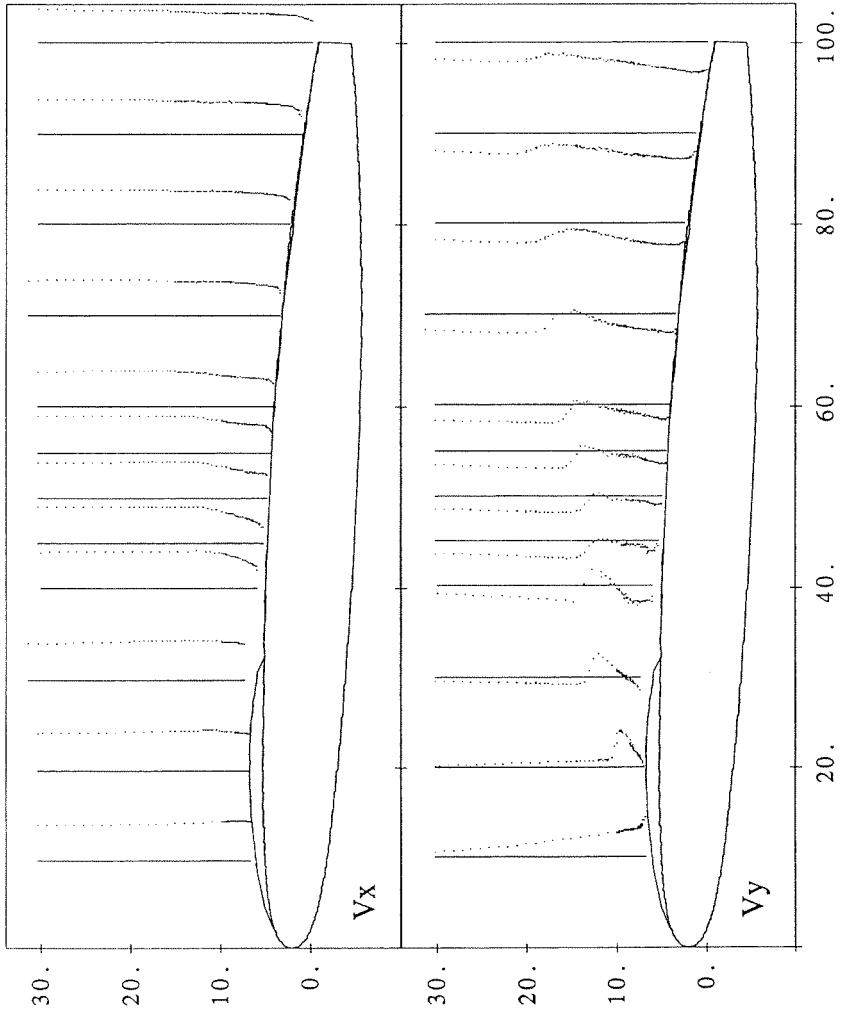


Figure 4.26

Résultat de la mesure du champ de vitesse moyen à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

(a) Composante longitudinale  $V_x$  de la vitesse moyenne  
 (b) Composante transversale  $V_y$  de la vitesse moyenne

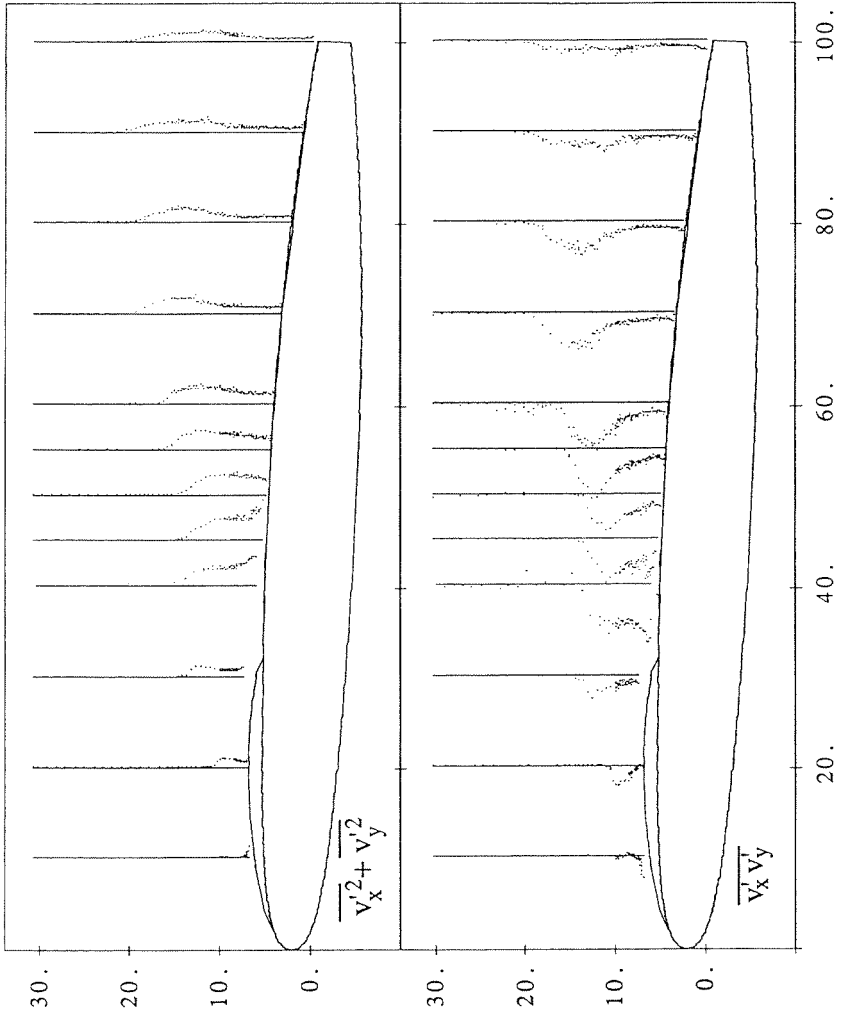


Figure 4.27 Résultat de la mesure du champ de vitesse fluctuant à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.  
 (a) Trace du tenseur de Reynolds adimensionnalisé.  
 (b) Composante de cisaillement du tenseur de Reynolds adimensionnalisé.

Il semble donc que la déviation mise en évidence ici est d'une nature identique, et peut être associée à des structures tourbillonnaires générées dès les premiers pour-cents du profil et convectés par l'écoulement moyen. Nous reviendrons plus en détail sur ces structures et leur développement au cours du chapitre 6 concernant la dynamique de la poche de cavitation partielle et des structures transitoires qui lui sont associées mais on peut d'ores et déjà affirmer que ces structures tourbillonnaires jouent un rôle prédominant dans l'érosion de cavitation. En effet, leur coeur étant le siège de pression basse, elles favorisent l'apparition de la cavitation.

On associera également au chapitre 6 la pression dynamique liée à ces structures à une fluctuation de pression statique. On montrera alors que ces fluctuations corroborent bien celles de la cavité principale dans sa zone de fermeture.

Afin d'étudier plus en détail les résultats de la mesure du champ de vitesse, nous avons reporté, sur les Figures 3.28(a) à 3.28(l), les profils des composantes de la vitesse moyenne et des corrélations doubles et croisées de leurs composantes fluctuantes pour chaque station. Les vitesses ont été adimensionnalisées par la vitesse amont  $U_0$  mesurée à l'entrée de la veine. L'ordonnée de ces graphes est la distance verticale à la paroi du profil, dénommée  $y_0$ , donnée par :

$$y_0 = y - y_p \quad (4.4)$$

où  $y_p$  est la position de la paroi de l'hydrofoil à la station donnée.



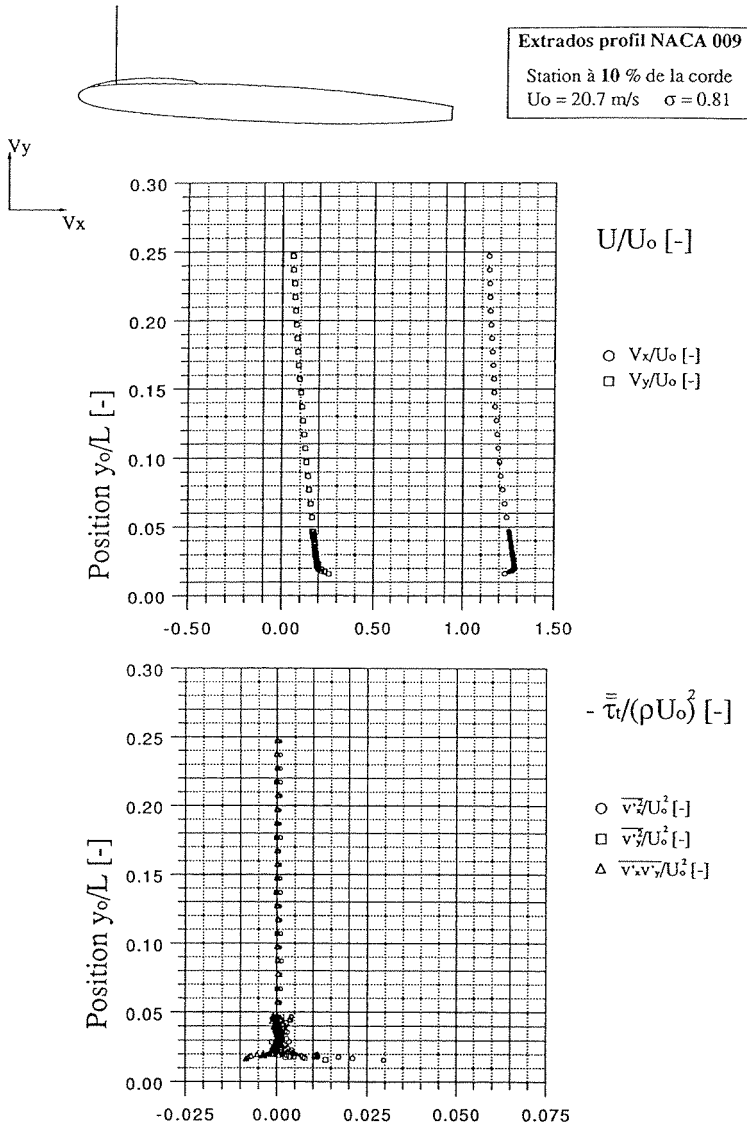


Figure 4.28-a Composantes  $\overline{V_x}/U_0$  et  $\overline{V_y}/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y'^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x'v_y'}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 10 % de la corde de l'hydrofoil

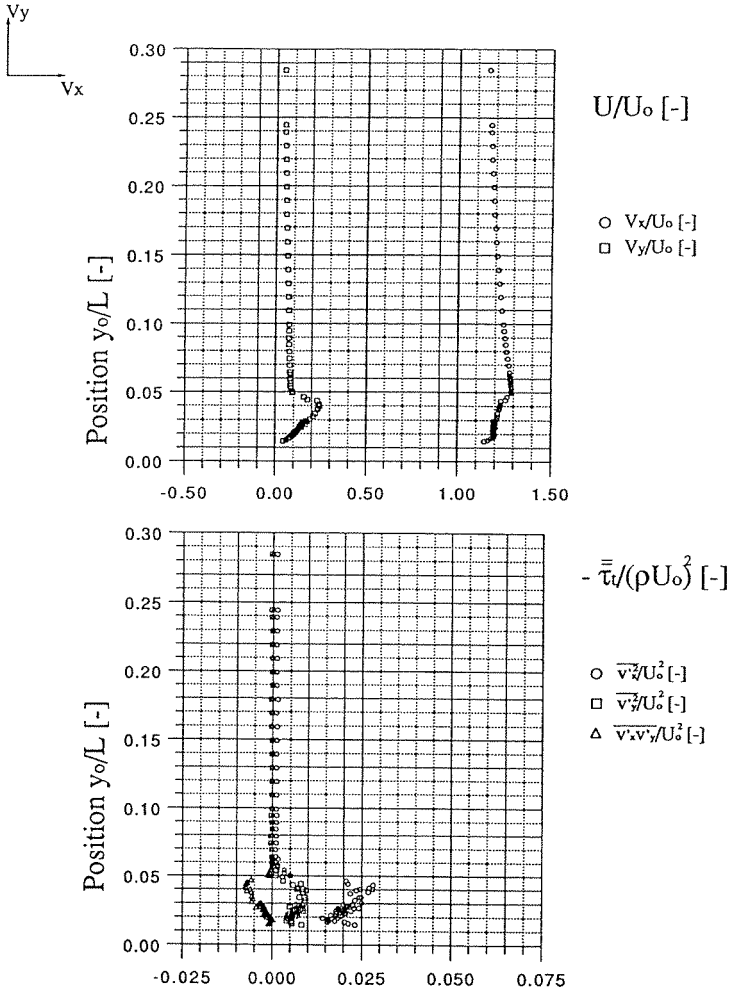


Figure 4.28-b Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y'^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 20 % de la corde de l'hydrofoil

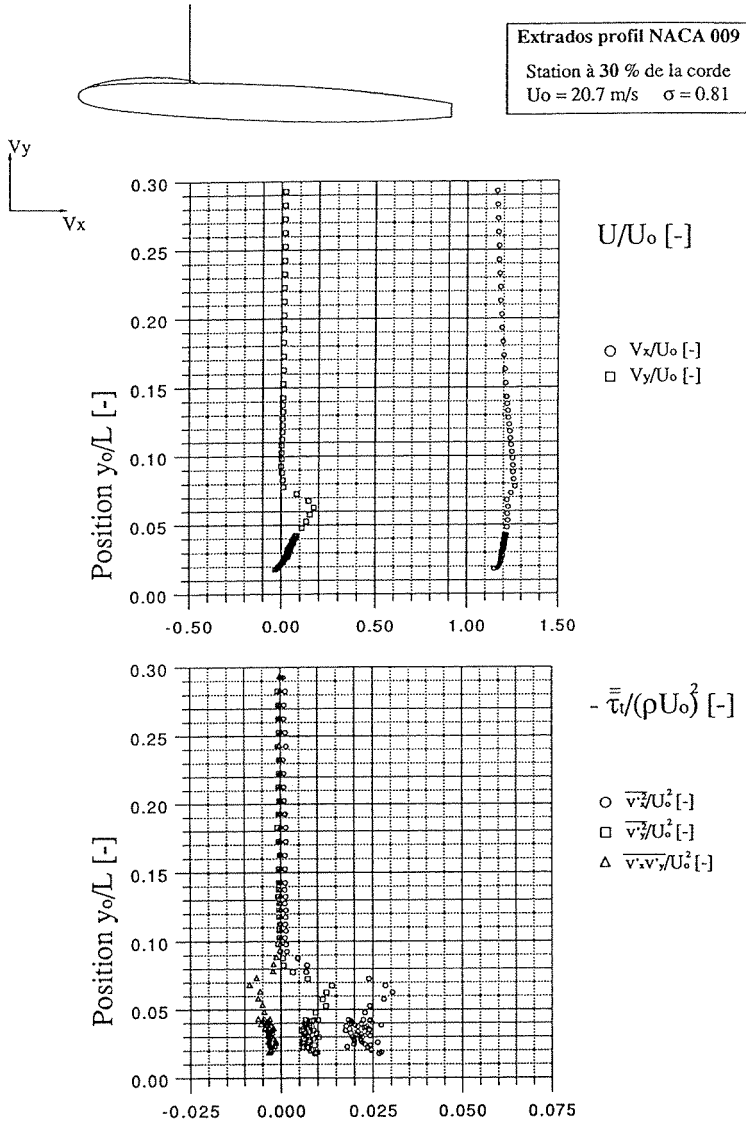


Figure 4.28-c Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x^2} / U_0^2$ ,  $\overline{v_y^2} / U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y} / U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 30 % de la corde de l'hydrofoil

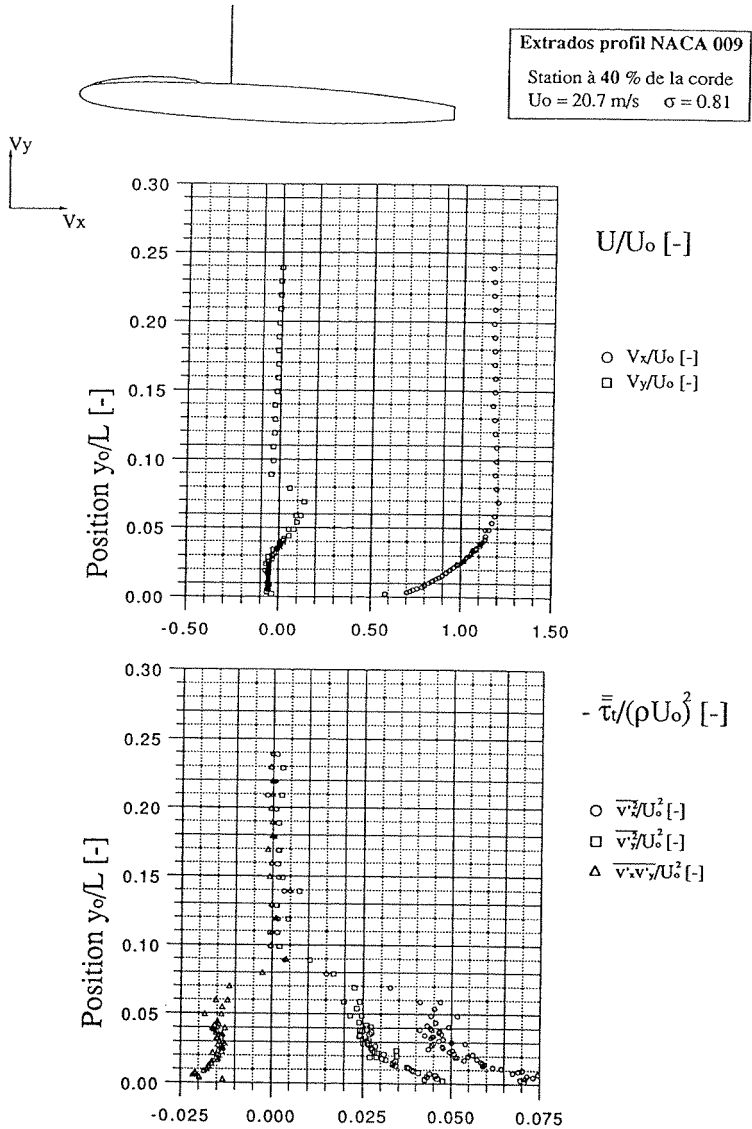


Figure 4.28-d Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x^2} / U_0^2$ ,  $\overline{v_y^2} / U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y} / U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 40 % de la corde de l'hydrofoil

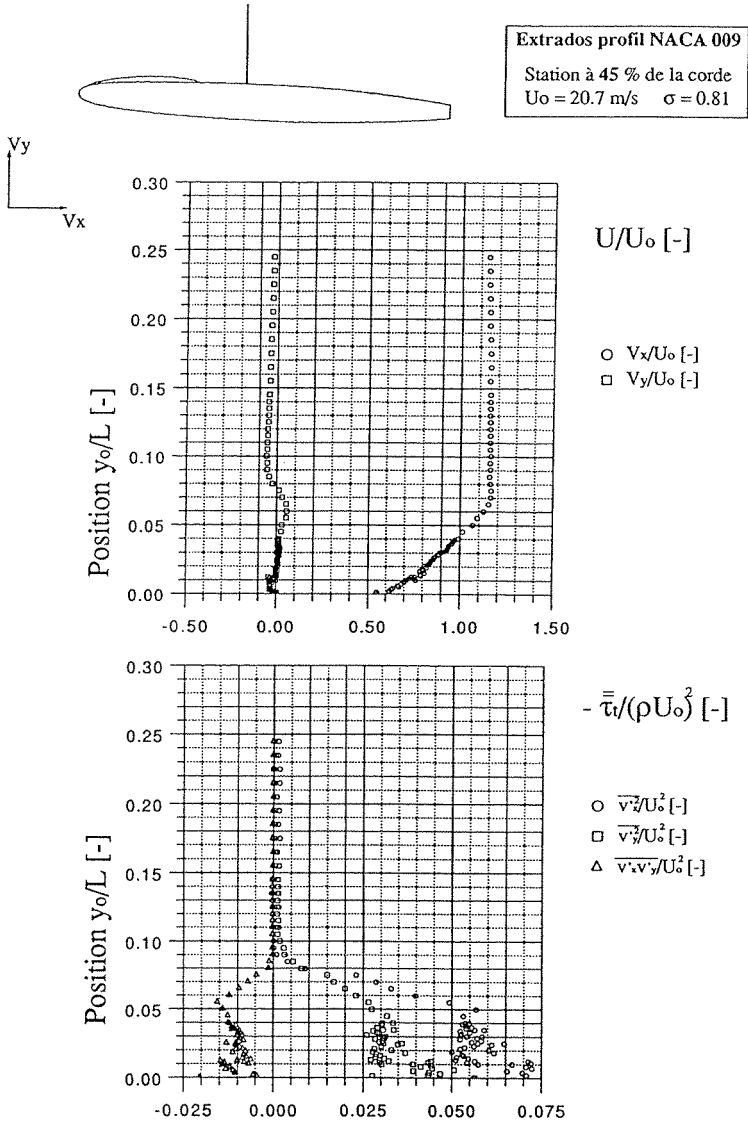


Figure 4.28-e Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 45 % de la corde de l'hydrofoil

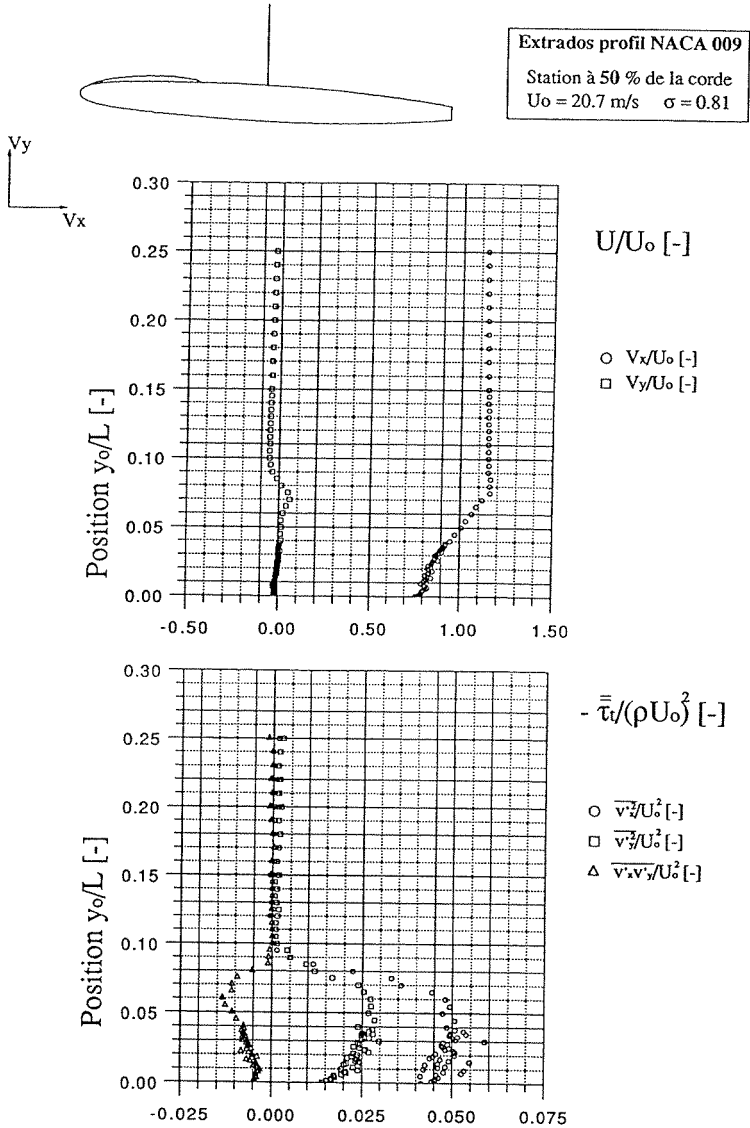


Figure 4.28-f Composantes  $\overline{V_x}/U_0$  et  $\overline{V_y}/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v'_x{}^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v'_y{}^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v'_x v'_y}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 50 % de la corde de l'hydrofoil

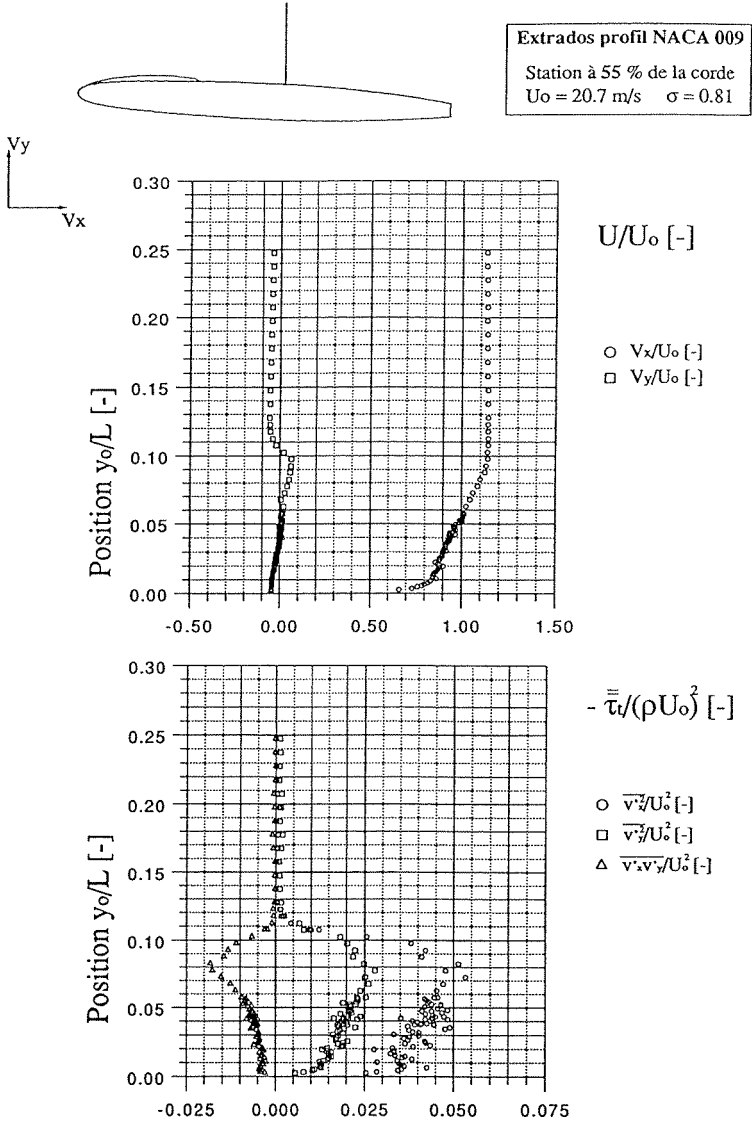


Figure 4.28-g Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x^2} / U_0^2$ ,  $\overline{v_y^2} / U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y} / U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 55 % de la corde de l'hydrofoil

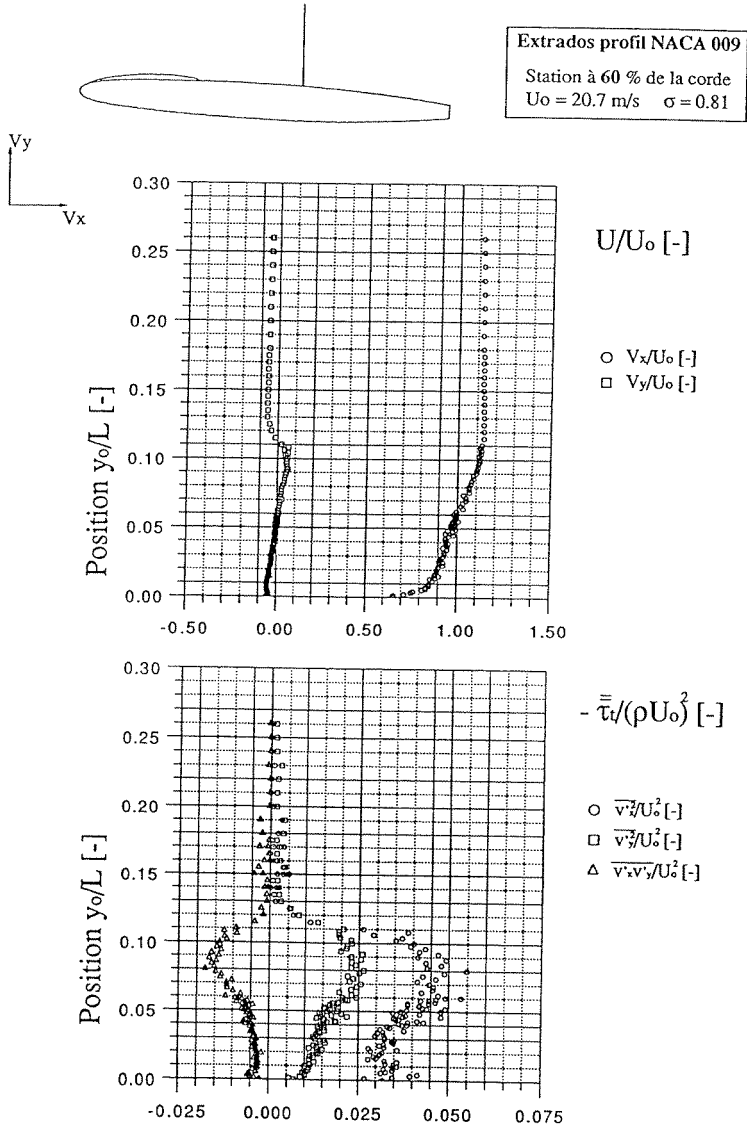


Figure 4.28-h Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y'^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x'v_y'}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 60 % de la corde de l'hydrofoil



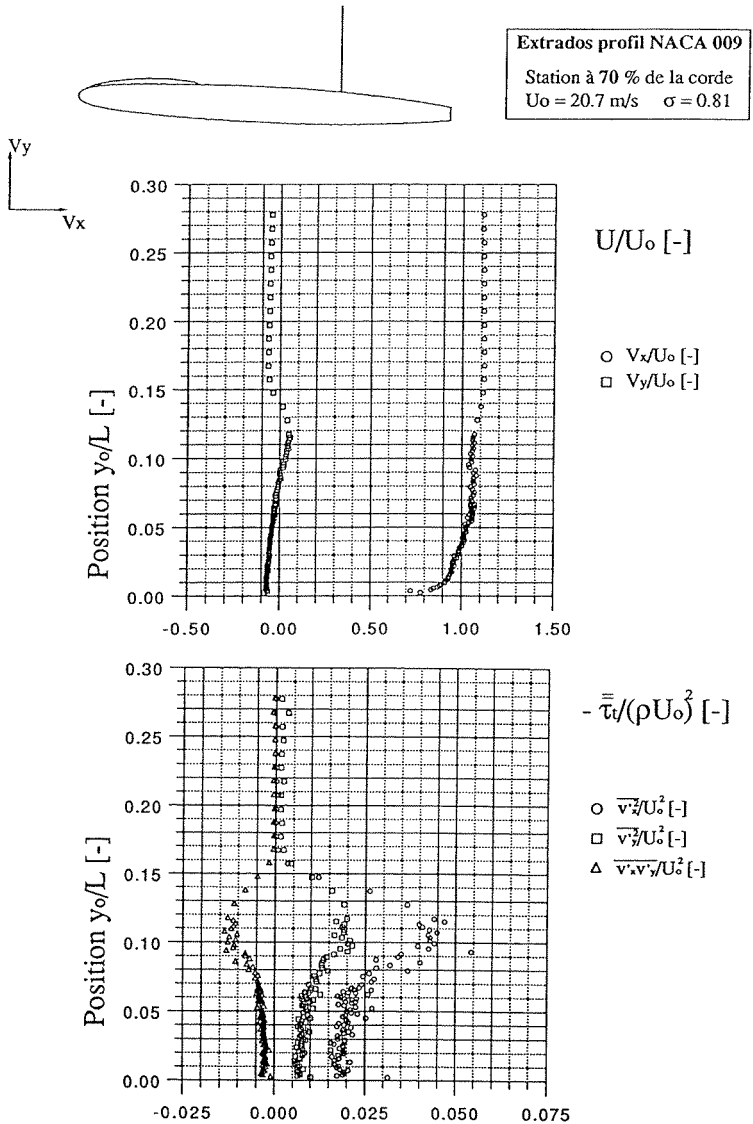


Figure 4.28-i Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y'^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x'v_y'}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 70 % de la corde de l'hydrofoil

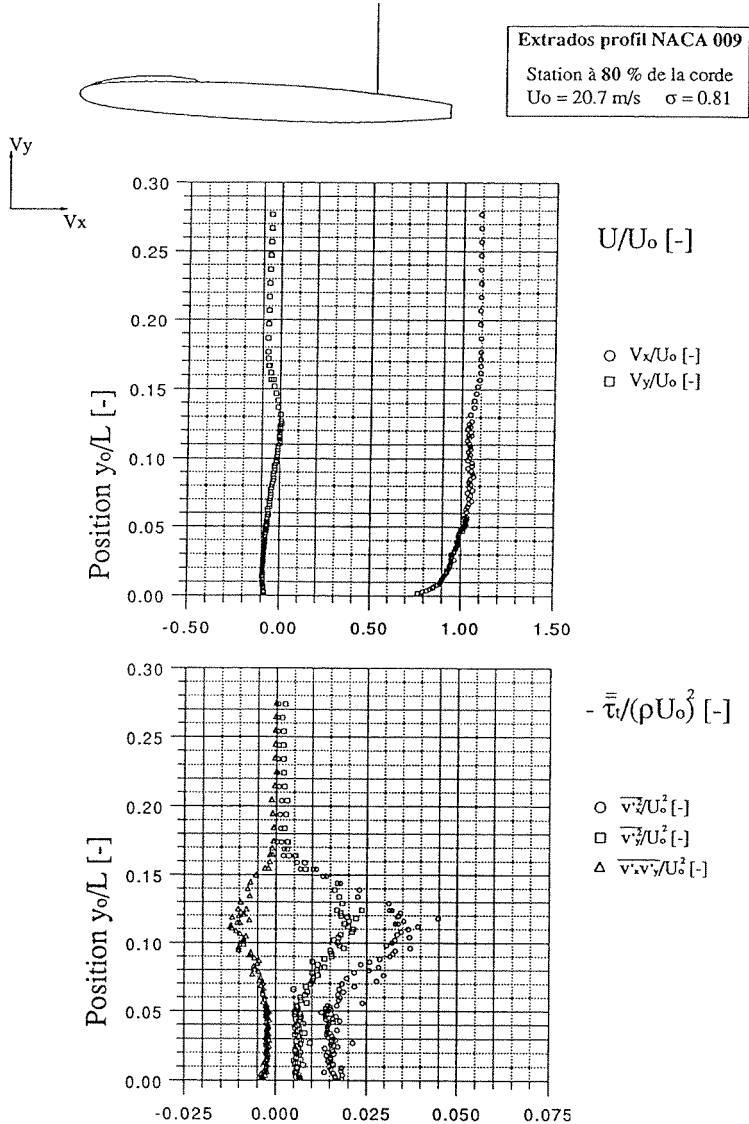


Figure 4.28-j Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x'^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y'^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x'v_y'}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 80 % de la corde de l'hydrofoil

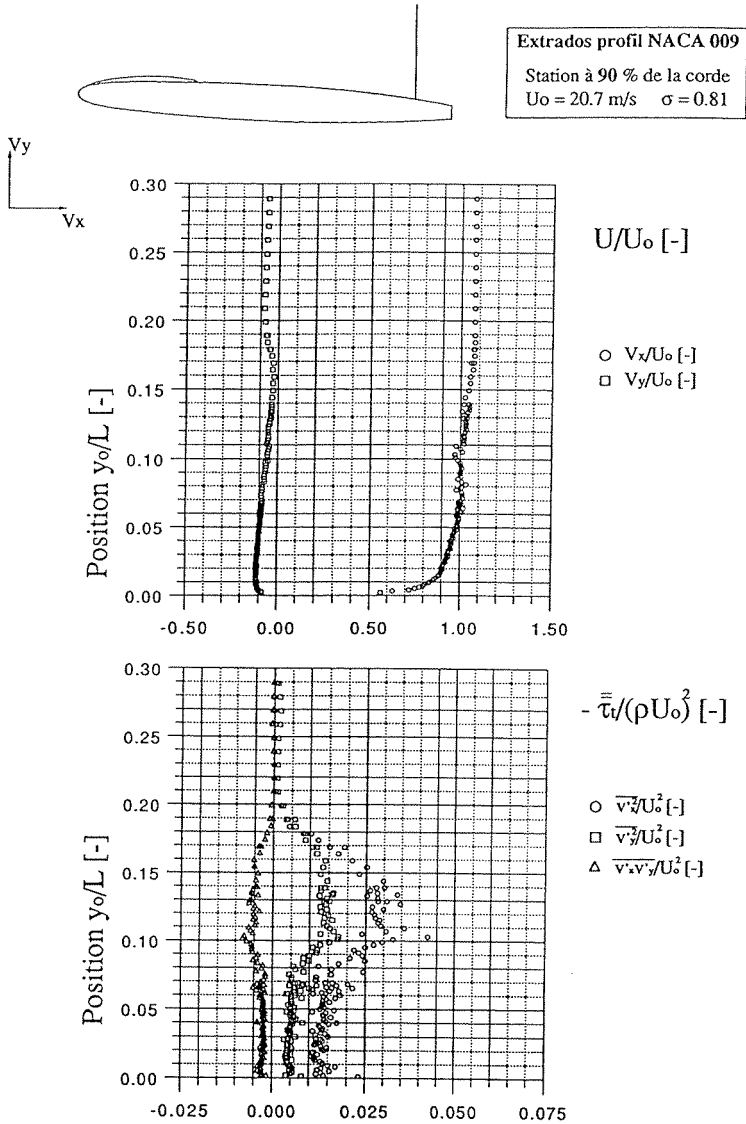


Figure 4.28-k Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 90 % de la corde de l'hydrofoil

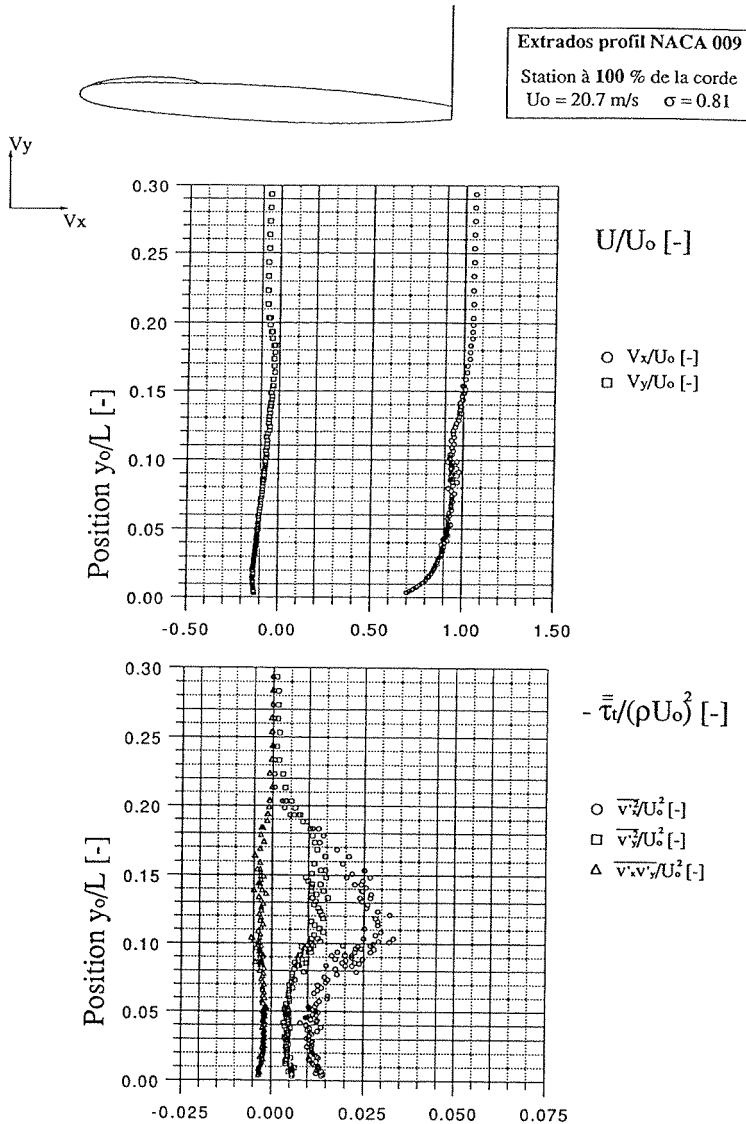


Figure 4.28-1 Composantes  $V_x/U_0$  et  $V_y/U_0$  de la vitesse moyenne et corrélations doubles  $\overline{v_x^2}/U_0^2$ ,  $\overline{v_y^2}/U_0^2$  et croisées  $\overline{v_x v_y}/U_0^2$  des fluctuations de la vitesse moyenne adimensionnalisés à l'extrados d'un hydrofoil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81. Profils à 100 % de la corde de l'hydrofoil

#### 4.6 Densités spectrales des fluctuations de vitesse

Le comportement oscillant de la cavité principale a déjà été à plusieurs reprises mentionné ici. Ces pulsations ont été observées depuis de nombreuses années, et ce par différents auteurs. Knapp [9] en 1955 déjà, et ensuite Knapp, Daily & Hammit [B3] mentionnent ces pulsations, et les attribuent à l'effet d'un jet ré-entrant qui remplit de manière cyclique la poche. D'autres auteurs, tels que Woods [21] et Kelly [8] dans le cas d'hyper-cavités, ou Furness [5] pour des poches attachées dans un canal convergent-divergent, ont également observé ces fluctuations et leur attribuent la même cause. Plus récemment, ces fluctuations de poche ont été associées aux cavités transitoires observées dans le sillage d'une poche partielle ([4], [11]). Ces cavités, appelées parfois "nuages de cavitation" ("cloud cavitation"), ont été identifiées comme étant des tourbillons en forme de fers à cheval ou de croissants ([11], [3]). Nos mesures de vitesse ont mis en évidence que ces structures tourbillonnaires sont générées sur l'interface de poche, dès ses premiers pour-cents. L'analyse de ces résultats sera l'un des objets du sixième chapitre.

Le taux d'érosion de la cavitation étant très vraisemblablement lié à ces pulsations, ou tout au moins à la fréquence de la génération des cavités transitoires, il nous est apparu important de pouvoir mesurer leur fréquence, ainsi que, si possible, celle du passage des cavités transitoires.

Cette mesure de fréquence des oscillations de la poche attachée a été réalisée par plusieurs auteurs à l'aide de moyens divers. Furness [5] l'a mesuré en utilisant la cinématographie à grande vitesse, ainsi qu'à l'aide de capteurs de pression instationnaire disposés sous et dans le sillage de la poche. Quang Le [13] a également déduit ces fréquences de l'analyse de films rapides. Kubota et al. [11] ont employé la mesure de pression instationnaire, et l'ont utilisé pour effectuer un échantillonnage conditionnel de la vitesse par anémométrie laser-Doppler dans le sillage de la poche. Cette méthode leur a permis de mesurer et de suivre la convection des tourbillons dans cette zone.

Notre approche est quelque peu similaire. Afin de mesurer la fréquence des fluctuations de la cavité principale, ainsi que celle des lâchers de cavités transitoires, une analyse du contenu fréquentiel des fluctuations des vitesses est entrepris dans le sillage de la poche attachée. En effet, comme nous avons pu le constater lors de la présentation des résultats de la mesure de la vitesse moyenne autour de la poche, son sillage, ainsi que le passage des tourbillons, ont une grande influence sur la vitesse locale. La mesure des fluctuations de la vitesse locale nous a donc permis d'obtenir la fréquence du cycle de la poche, ainsi que celle du passage des tourbillons, puisqu'elles sont la réponse aux perturbations qu'ils induisent.

La situation hydrodynamique choisie pour cette étude est la même que celle utilisée dans les différentes expériences présentées dans le début de ce chapitre. Elle correspond au développement d'une poche de cavitation partielle attachée à l'extrados d'un hydrofoil de

forme NACA 009, tronqué à 90 %, d'une corde effective de 100 mm et d'une envergure de 150 mm. La cavité principale, d'une longueur relative de 33 % de la corde du plan sustentateur, est obtenue pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation  $\sigma$  de 0.81.

Deux points géométriques de l'écoulement sont analysés, l'un dans le sillage proche de la cavité principale et l'autre dans le sillage lointain de l'hydrofoil. Le premier point de mesure se situe, dans le système de coordonnées présenté sur la Figure 4.23, en :

$$x/L = -0.09 \text{ et } y/L = 0.09.$$

C'est ce point qui est indiqué sur la Figure 4.29 à l'aide d'une croix entourée d'un cercle. La cavité présentée sur cette figure correspond au résultat obtenu par analyse d'image dans les conditions hydrauliques citées ci-dessus.

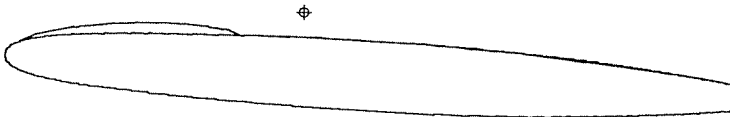


Figure 4.29 : Position du point de mesure pour l'analyse du contenu fréquentiel des fluctuations de la vitesse.

En ce point, l'analyse spectrale est effectuée pour différentes valeurs de la vitesse amont afin de suivre l'évolution, si elle existe, de son comportement dynamique. Ainsi, trois vitesses amont sont choisies, de 20.7, 30 et 35 m/s, correspondant aux différentes valeurs déjà utilisées lors de l'étude de l'évolution de la répartition du coefficient de pression avec cette vitesse de référence.

Le deuxième point de mesure, dans le sillage lointain de l'hydrofoil, est situé en :

$$x/L = 1.85 \text{ et } y/L = 0.00$$

En ce point, une seule vitesse amont est analysée. Il s'agit de contrôler, d'une part, quelles fréquences sont encore décelables à cette endroit et, d'autre part, si une fréquence des fluctuations de la vitesse caractéristique apparaît pouvant être la conséquence de vibrations du profil. En effet, comme nous l'avons constaté lors de la qualification de la méthode de traitement des signaux Doppler, les tourbillons induits par le bord de fuite tronqué peuvent induire de fortes vibrations du profil.

La mesure de la vitesse instantanée est effectuée à l'aide de l'anémomètre laser-Doppler bidimensionnel présenté au chapitre 2. Les différentes méthodes de traitement du signal utilisées ont été introduites au paragraphe 3.1.3 du chapitre concernant la mesure du champ de vitesse. Il s'agit principalement de méthodes basées sur le théorème de Wiener-Kinchine, le calcul de la densité spectrale de puissance s'effectuant par transformée de Fourier de la

fonction de corrélation. Cette dernière est établie par une méthode dite de “traitement par canaux”, permettant de se départir de l'échantillonnage aléatoire introduit par l'anémométrie laser-Doppler. Une correction du biais statistique qu'introduit ce type d'échantillonnage est également effectuée. On trouve également au chapitre 3 (§ 3.3) différentes validations de cette technique pour la mesure du contenu fréquentiel d'écoulements périodiques simulés ou réels.

#### 4.6.1 Relevé dans le sillage de la poche

Le corrélogramme des fluctuations de la vitesse instantanée obtenu au point de mesure dans le sillage de la poche pour une vitesse amont de 20 m/s est visible sur la Figure 4.30. Il est le résultat de l'acquisition de 256 lots de 512 échantillons chacun. Les composantes de la vitesse sont données dans le repère de la mesure, à 45° de l'écoulement amont. La correspondance avec le repère de la veine d'essai est donné par le schéma des axes se trouvant en bas à gauche de la figure.

On y observe que les fluctuations de la vitesse ne sont pas uniquement dues à une turbulence homogène et isotrope. Comme nous l'avions vu au chapitre 3, et plus particulièrement sur la Figure 3.8, de telles fluctuations se traduisent par un corrélogramme parfaitement centré, avec un maximum bien défini.

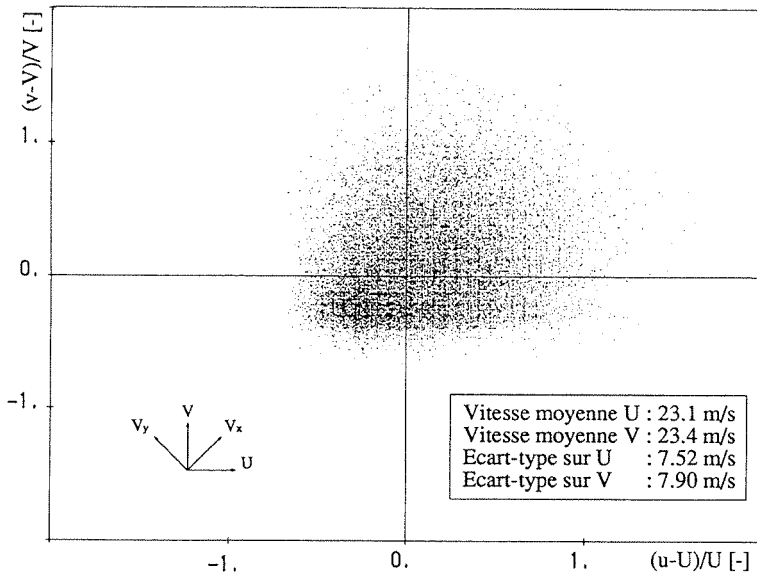


Figure 4.30 : Corrélogrammes des fluctuations de vitesse  $u'-v'$  dans le sillage de la poche de cavitation partielle pour une vitesse amont de 20 m/s.

Dans notre cas, on peut observer que le corrélogramme obtenu n'est pas centré et que son maximum est fortement dévié dans la direction du troisième quadrant. Cette déviation est bien mise en évidence sur la Figure 4.31 présentant une coupe diagonale du corrélogramme faite à  $45^\circ$  des axes de mesure, dans la direction de l'axe  $x$  de la veine.

Le résultat de cette coupe, en trait gras sur la figure, montre à l'évidence que le corrélogramme obtenu est le résultat de deux processus distincts. Le premier (A) présente une large dispersion, correspondant à la manifestation d'une turbulence homogène. Le deuxième (B) présente, par contre, une structure beaucoup plus cohérente, car ayant une faible dispersion. La déviation due à ce deuxième processus correspond, dans le repère de la veine d'essai, à un important défaut de vitesse selon l'axe  $x$  et une légère augmentation de vitesse selon l'axe  $y$ . On peut, sans aucun doute, attribuer cette déviation de l'écoulement moyen aux structures tourbillonnaires convectés dans le sillage de la poche. La manifestation de ce biais est d'autant plus forte que, comme nous l'avons décrit, la mesure de la vitesse est favorisée, lors du passage de ces tourbillons, par le nuage de micro-bulles qu'ils entraînent avec eux.

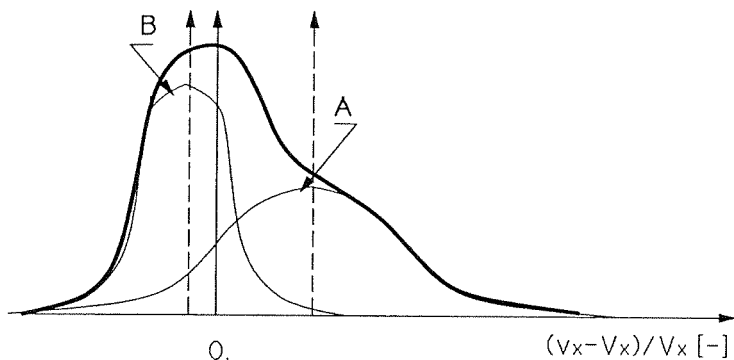
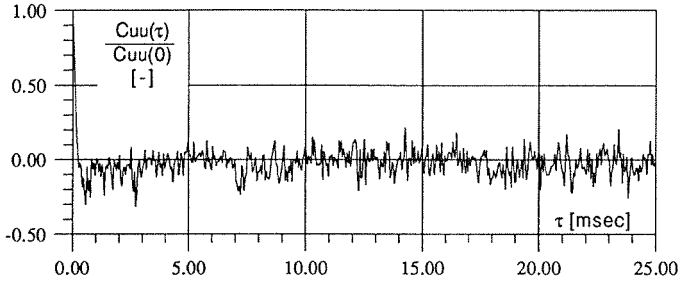


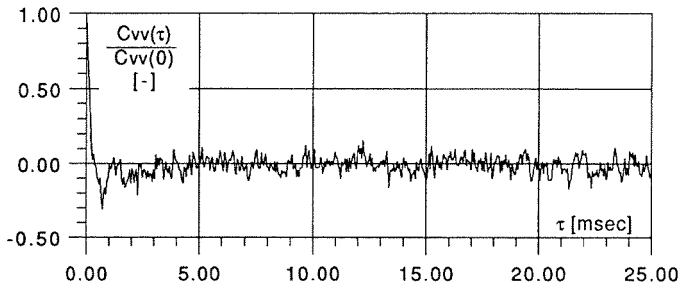
Figure 4.31 : Valeur du corrélogramme sur l'axe  $x$  de la veine d'essai.

Le calcul de la densité spectrale de puissance se fait par la transformée de Fourier de la fonction de corrélation des fluctuations de vitesse. Les coefficients de ces dernières (voir § 3.1.3.2), sont présentés, pour les deux composantes de la vitesse, sur la Figure 4.32 dans le cas d'une vitesse amont de 20.7 m/s. Elles ont été établies sur 500 canaux et sur un temps de retard maximum  $\tau_{\max}$  de 25 millisecondes. Ce retard permet d'obtenir une densité spectrale d'une définition  $\Delta\nu$  de  $\pm 10$  Hz et le nombre de canaux utilisé la limite à une fréquence maximum  $\nu_{\max}$  de 10 kHz.





(a) Coefficients de corrélation des fluctuations de la première composante U de la vitesse



(b) Coefficients de corrélation des fluctuations de la deuxième composante V de la vitesse

Figure 4.32 : Coefficients de la fonction de corrélation des fluctuations de la vitesse dans le sillage d'une poche de cavitation partielle pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés, un nombre de cavitation de 0.81 et une vitesse amont de 20.7 m/s.

Les densités spectrales obtenues pour les trois vitesses amont étudiées sont données sur la Figure 4.33. Elles sont basées sur les fonctions de corrélation et non sur leur coefficient, donc elles ne sont pas normalisées par les variances des composantes des vitesses.

Les densités spectrales de puissance présentées sont la somme des densités spectrales des fluctuations de chaque composante de la vitesse :

$$E(v) = E_{uu}(v) + E_{vv}(v) \quad (4.5)$$

Elles représentent donc la puissance totale par bande de fréquence et sont invariantes quel que soit le repère utilisé.

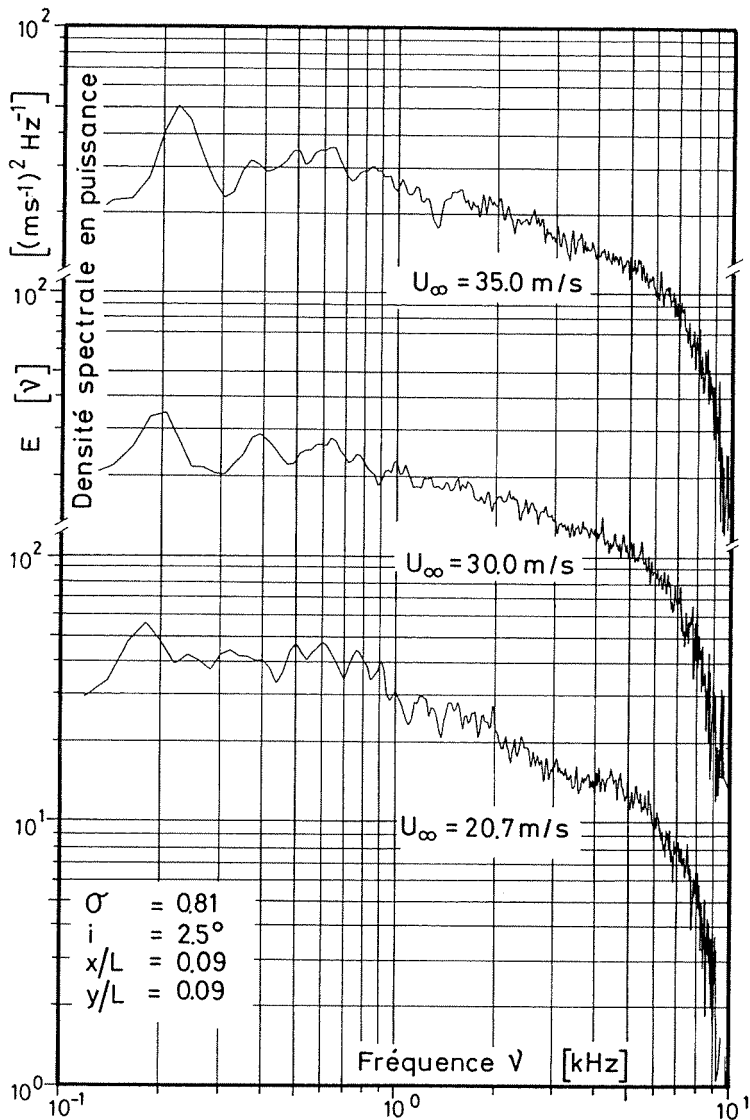


Figure 4.33 : Densités spectrales de puissance relevées dans le sillage proche de la poche pour une vitesse amont de (a) 20.7 m/s, (b) 30 m/s et (c) 35 m/s

Ces spectres présentent, entre 100 et 200 Hz, une fréquence caractéristique. On a présenté sur la table 4.1 cette fréquence, ainsi que la valeur de la vitesse locale, en fonction de la vitesse amont.

On observe que la vitesse locale n'évolue pas du tout de la même façon que la vitesse amont. En fait, le point géométrique fixe choisi pour l'étude des fluctuations des vitesses dans le sillage proche de la poche correspond à trois points de l'écoulement différents lors d'une augmentation de la vitesse amont. Ceci provient de la modification de la forme de la poche avec l'évolution de cette vitesse amont, comme on a pu le constater lors de l'étude visuelle du développement de la poche partielle.

$U_{\infty}$ [m/s]	$U_0$ [m/s]	$\nu$ [Hz]
20.7	32.5	179
30.0	31.7	191
35.0	41.8	225

Table 4.1 : Fréquence caractéristique et vitesse locale mesurées dans le sillage proche de la poche en fonction de la vitesse amont

Pour les fréquences plus élevées, on peut observer la cascade décroissante de la puissance de ce spectre, caractéristique de la diffusion turbulente. En effet, on assiste à un transfert d'énergie des grosses structures, associées aux basses fréquences, vers les petites, associées, elles, aux hautes fréquences.

Pour pouvoir analyser ces densités spectrales de puissance d'un point de vue spatial plutôt que temporel, il est intéressant de les présenter en fonction d'un nombre d'onde défini comme (Hinze [B2] p. 203):

$$\kappa = \frac{2\pi\nu}{U_0} \quad (4.6)$$

où  $f$  est la fréquence et  $U_0$  la vitesse moyenne au point de mesure. On a ainsi une image des fluctuations de vitesse telle qu'elle se présente à un observateur dans un repère relatif lié à l'écoulement moyen. Il apparaît alors souhaitable de définir la densité spectrale en fonction du nombre d'onde comme :

$$E(\kappa) = \frac{U_0}{2\pi} E(\nu) \quad (4.7)$$

afin que l'intégrale de ce spectre soit toujours égale à la variance de la vitesse :

$$\int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa = \overline{u^2} \quad (4.8)$$

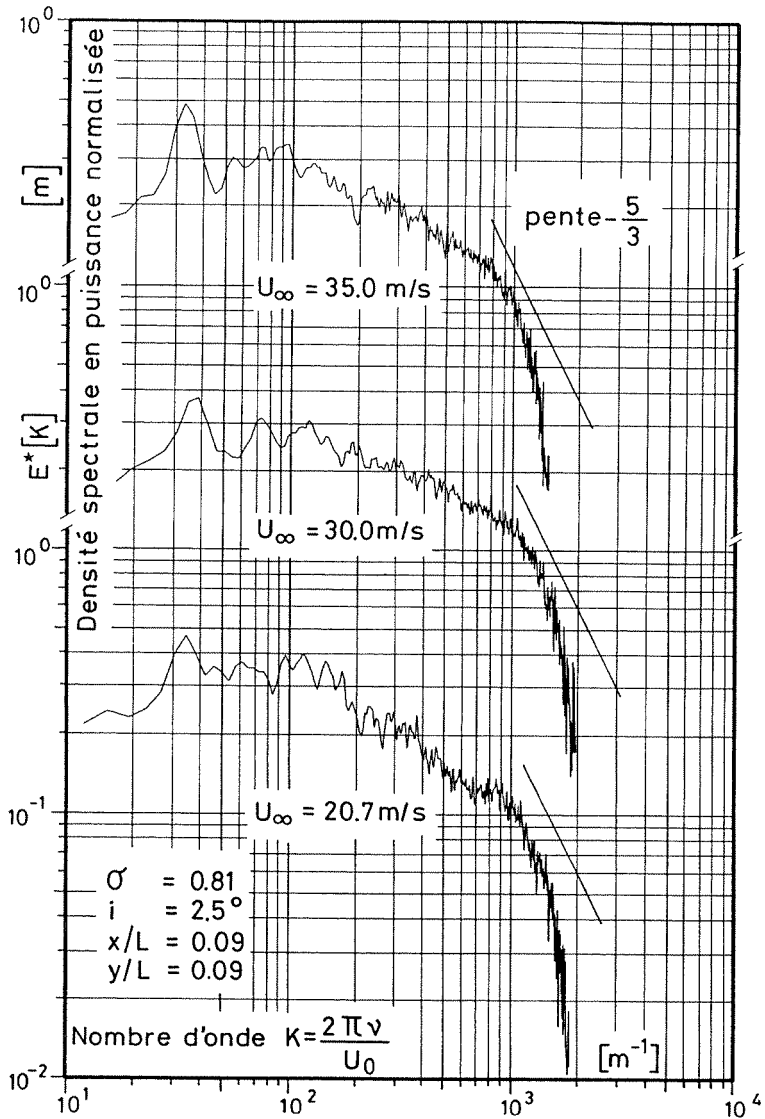


Figure 4.34 : Densités spectrales de puissance dans le sillage proche de la poche en fonction du nombre d'onde pour une vitesse amont de (a) 20.7 m/s, (b) 30 m/s et (c) 35 m/s.

Les spectres de la Figure 4.34 représentent, comme précédemment, la somme des spectres des fluctuations des deux composantes de la vitesse. De plus, ils ont été normalisés par la

variance de la composantes de la vitesse, i.e.  $\overline{v_x^2}$  et  $\overline{v_y^2}$ , afin que l'intégrale de ce spectre normalisé (4.10) soit égale à l'unité. Ainsi, on a :

$$E^*(\kappa) = \frac{V_x}{2\pi \cdot \overline{v_x^2}} E_x(v) + \frac{V_y}{2\pi \cdot \overline{v_y^2}} E_y(v) \quad (4.9)$$

et

$$\int_0^{\infty} E^*(\kappa) d\kappa = 1 \quad (4.10)$$

On observe sur la Figure 4.34 que le nombre d'onde caractéristique des structures cohérentes mises en évidence par ces spectres n'est pas fonction de la vitesse amont. En effet, pour les trois vitesses analysées, ce nombre d'onde est égal à :

$$\kappa = 32 \text{ m}^{-1} \quad (4.11)$$

On peut donc subodorer que l'évolution de la fréquence des fluctuations de vitesse dans le sillage de la poche suit une loi de type Strouhal. Nous reviendrons sur l'analyse de ces fréquences au cours du chapitre 6.

#### 4.6.2 Relevé dans le sillage lointain du profil

Comme indiqué précédemment, le relevé du contenu spectral des fluctuations des vitesses dans le sillage lointain de l'hydrofoil n'a été entrepris que pour une seule vitesse amont de 20.7 m/s. Cette mesure avait deux buts.

D'une part, il s'agissait de vérifier quelles étaient les fréquences des tourbillons dits de von Kármán provoqués par l'instabilité du détachement au bord de fuite tronqué du profil. Comme nous l'avions constaté lors de la validation de notre technique d'analyse sur un écoulement de culot, ces tourbillons peuvent induire des vibrations non négligeables de l'hydrofoil, et par conséquent, être un élément perturbateur pour tout phénomène instable ayant lieu dans le voisinage du profil.

D'autre part, il s'agissait d'effectuer une mesure de spectre en un point où le niveau de turbulence était moins élevé afin de mieux dégager les fréquences des structures les plus caractéristiques. Si le point de mesure est suffisamment éloigné de la source des fluctuations de vitesse, la diffusion turbulente, provoquant un transfert d'énergie des grosses structures vers les petites, agit comme un filtre. Ainsi, seules les structures les plus cohérentes persistent et sont alors mesurées.

Le niveau de turbulence étant beaucoup plus bas que pour le point précédent, le nombre d'acquisitions nécessaire pour obtenir une fonction de corrélation acceptable est moins élevé. On a ainsi effectué en ce point une acquisition sur 256 lots de 128 échantillons chacun.

Les composantes de la vitesse moyenne mesurées en ce point dans les coordonnées de mesure sont de 12.6 m/s pour la première composante et 12.8 m/s pour la deuxième composante. Leurs écarts-types, mesurés dans le même repère, sont respectivement de 1.36 et 0.89 m/s. La fréquence moyenne d'acquisition est de 1.2 kHz.

La fonction de corrélation de la première composante de la vitesse est calculée sur 128 canaux pour un temps de retard maximum de 10 millisecondes. Le résultat de ce calcul est présenté sur la Figure 4.35.

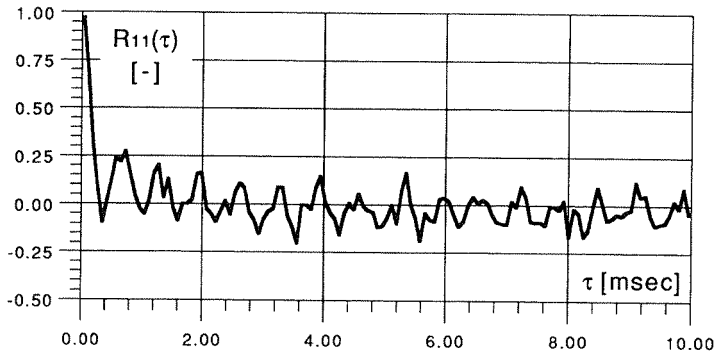


Figure 4.35 : Fonction de corrélation des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage lointain d'un hydrofoil sous une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

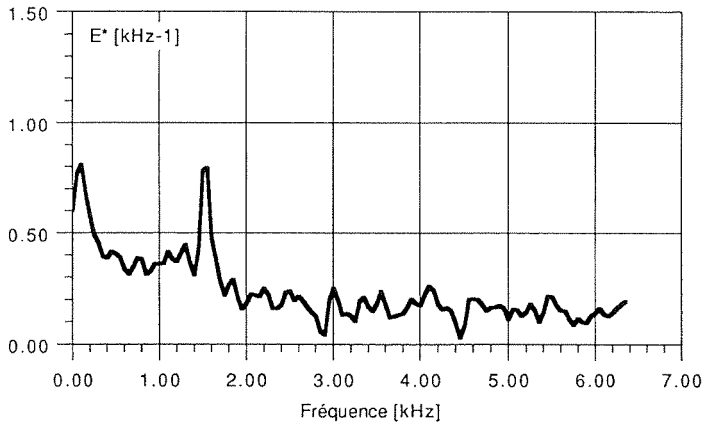


Figure 4.36 : Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage lointain d'un hydrofoil sous une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

La Figure 4.36 reproduit la densité spectrale de puissance obtenue par transformée de Fourier de la fonction de corrélation de la Figure 4.35. On constate alors qu'il n'existe plus que deux fréquences caractéristiques dans le sillage de l'hydrofoil qui sont égales à  $150 \text{ Hz} \pm 25 \text{ Hz}$  et  $1550 \text{ kHz} \pm 25 \text{ Hz}$ . Cette première fréquence est identique à la fréquence dominante obtenue dans la proximité immédiate de la poche pour une vitesse amont de  $20.7 \text{ m/s}$  (Table 4.1). Si l'on étudie de façon détaillée la densité spectrale mesurée en ce premier point (Figure 4.34) pour la même vitesse amont, on constate qu'elle ne présente pas de pic caractéristique correspondant à la deuxième fréquence de  $1550 \text{ Hz}$ .

#### 4.7 Efforts hydrodynamiques sur l'hydrofoil

Bien que n'ayant pas une incidence directe sur l'érosion de cavitation, l'influence de la présence d'une poche sur les efforts hydrodynamiques est importante à quantifier afin de mieux comprendre les effets macroscopiques de cette dernière sur l'écoulement moyen. Cette mesure est également un excellent moyen de vérification de la validité physique d'un calcul d'écoulement. Spécialement lors de calcul en écoulement visqueux, la confrontation avec l'expérience du calcul du coefficient de traînée permet de valider les conditions de frontière à la surface du profil utilisées pour le calcul. C'est d'ailleurs cette comparaison que nous effectuerons au chapitre 5 pour valider nos calculs de l'écoulement autour d'un profil cavitant par l'équation de Navier-Stokes.

L'apparition de la phase vapeur a pour effet immédiat, dans le cas d'un hydrofoil en incidence, de modifier la répartition de pression à l'extrados de celui-ci. On peut donc s'attendre à une modification de la force de portance appliquée à cet hydrofoil.

De plus, les conditions de cisaillement à la surface du profil étant modifiées, on peut également supposer que l'on aura un changement de la force de traînée.

Différents travaux ont été dévolus à cette étude, surtout dans le cadre des machines productrices d'énergie. La modification des performances d'aubages, isolés ou en grille, par l'apparition de poches partielles attachées a été étudiée. De manière générale, on peut résumer les résultats de ces études comme suit :

- Avant l'apparition de la cavitation, les performances ne sont pas modifiées par la valeur de la pression statique du système.
- Après l'apparition de la cavitation, les coefficients de traînée  $C_x$  et de portance  $C_z$  tendent à augmenter lorsque le nombre de cavitation  $\sigma$  diminue, ceci jusqu'à un nombre de cavitation limite à partir duquel ces deux coefficients chutent brutalement.
- A partir de ce nombre de cavitation limite, le rapport du coefficient de portance sur le coefficient de traînée  $C_z/C_x$ , et par conséquent les performances du profil porteur chutent brutalement.

Nous avons mesuré les efforts hydrodynamiques sur le profil à l'aide de la balance à cinq composantes présentée au chapitre 2. Rappelons que son principe de mesure est basé sur le contrôle de la déformation d'un barreau en H utilisé comme support du profil à étudier. La mesure de cette déformation se fait à l'aide de cinq jauges de contraintes à ponts complets reliées à un amplificateur programmable. Après un étalonnage à l'aide de poids calibrés, une précision de  $\pm 1.5$  N pour la portance et  $\pm 0.5$  N pour la traînée est atteinte.

L'évolution des coefficients de portance et de traînée en fonction du nombre de cavitation est suivie pour le profil NACA 009 dans les conditions hydrodynamiques citées précédemment, c'est-à-dire une vitesse amont de 20 m/s et une incidence de 2.5 degrés. La table 4.2 résume les résultats obtenus pour les deux forces et les trois moments mesurés, ainsi que les coefficients de portance et de traînée. La plage de variation du nombre de cavitation va d'une situation non cavitante ( $\sigma = 2.0$ ) jusqu'à une poche attachée atteignant 50 % de la longueur de l'hydrofoil ( $\sigma = 0.67$ ).

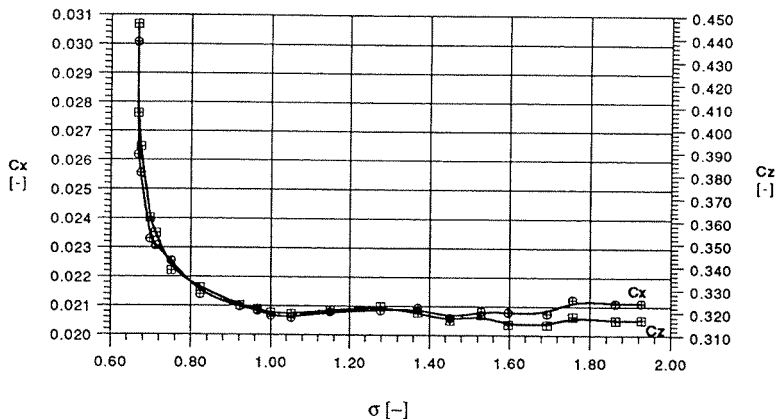


Figure 4.37 : Évolution des coefficients de portance et de traînée mesurés pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés.

La Figure 4.37 donne l'évolution des coefficients de portance  $C_z$  et de traînée  $C_x$  en fonction du nombre de cavitation  $\sigma$ . On observe une augmentation de ces coefficients de l'ordre de 40 % entre la situation hors cavitation et une poche partielle d'une longueur relative de 50% de la corde du profil. Il faut donc remarquer que l'estimation par le calcul de la valeur de ces coefficients en écoulement cavitant peut revêtir une certaine importance dans la construction mécanique des machines hydrauliques.



RESULTATS BALANCE										
Pt	Pa	Vitesse	$\sigma$	Fx	Fz	Mx	My	Mz	Cx	Cz
[bar]	[bar]	[m/s]	[-]	[N]	[N]	[Nm]	[Nm]	[Nm]	[-]	[-]
5.76	3.80	19.83	1.93	62.26	934.23	77.44	19.78	-2.08	0.021	0.317
5.76	3.76	20.04	1.86	63.59	963.65	79.12	20.15	-2.11	0.021	0.317
5.57	3.56	20.09	1.76	64.22	962.97	78.50	20.29	-2.10	0.021	0.318
5.44	3.43	20.08	1.69	62.72	951.23	79.60	20.37	-2.17	0.021	0.315
5.26	3.24	20.10	1.60	63.02	954.13	79.92	20.44	-2.16	0.021	0.315
5.08	3.08	20.01	1.53	62.54	957.74	77.96	20.29	-2.14	0.021	0.319
4.98	2.90	19.92	1.45	61.34	942.51	78.54	20.15	-2.14	0.021	0.317
4.70	2.73	19.85	1.37	62.12	948.99	78.99	20.22	-2.12	0.021	0.320
4.53	2.55	19.90	1.28	61.92	957.75	78.36	20.63	-2.14	0.021	0.323
4.28	2.30	19.92	1.15	61.91	955.36	79.38	20.71	-2.16	0.021	0.319
4.11	2.12	19.98	1.05	61.67	955.42	79.51	20.67	-2.20	0.021	0.320
4.00	2.01	19.97	1.00	61.82	956.33	79.53	20.47	-2.24	0.021	0.321
3.92	1.94	19.93	0.97	62.06	957.18	79.69	20.47	-2.24	0.021	0.321
3.83	1.85	19.92	0.92	62.06	957.18	79.69	20.47	-2.24	0.021	0.323
3.49	1.51	20.00	0.82	67.05	1005.44	80.91	22.14	-3.07	0.021	0.331
3.41	1.43	19.91	0.75	66.64	1054.88	84.03	22.53	-3.08	0.023	0.338
3.37	1.40	19.88	0.71	69.06	1070.26	87.96	22.56	-2.98	0.023	0.355
3.27	1.33	19.70	0.67	74.39	1142.13	97.27	20.78	-2.91	0.026	0.361
3.22	1.30	19.59	0.67	75.41	1172.08	100.74	18.92	-3.18	0.026	0.407
3.19	1.29	19.53	0.67	85.00	1275.51	98.66	17.59	-3.04	0.030	0.446

Longueur [m] : 0.10  
 Emerg. [m] : 0.15  
 Incidence [°] : 2.50  
 Uo [m/s] : 20.00

Table 4.2 : Efforts hydrodynamiques mesurés en fonction du nombre de cavitation pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés et pour une vitesse amont de 20 m/s.

Certains travaux, tels que ceux de Numachi [15] ou, plus récemment Kato [7], ont montré, que dans certaines situations, une augmentation du rapport  $C_z/C_x$ , donc des performances du profil, peuvent avoir lieu avec l'apparition de poche attachées.

La Figure 4.38 présente l'évolution de ce rapport  $C_z/C_x$  en fonction du nombre de cavitation  $\sigma$ . On se rend compte que pour notre profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés, une légère augmentation des performances apparaît déjà à partir d'un nombre de cavitation de 1.8. Cette augmentation atteint un peu plus de trois pour-cents pour un nombre de cavitation de 1.0. Au dessous d'une valeur de  $\sigma$  de 0.7, une importante dispersion des résultats apparaît, vraisemblablement due aux fortes oscillations de la poche. On peut néanmoins estimer qu'à partir de cette valeur, on commence à observer une certaine dégradation des performances du profil. On peut alors situer le nombre de cavitation limite mentionné plus haut à une valeur environ égale à 0.60, valeur pour laquelle la poche s'étend, comme le montre la Figure 4.2, sur une longueur égale à 70 % de la corde de l'hydrofoil.

Ce dernier résultat dégage un intérêt supplémentaire à bien maîtriser les situations cavitantes associées aux poches de cavitation partielle. En effet, l'exploitation de cette augmentation de rendement peut être d'un grand intérêt économique pour les exploitants de machines productrices d'énergie dans la mesure où elle peut être prédite avec une bonne précision et que tout risque d'érosion peut être écarté.

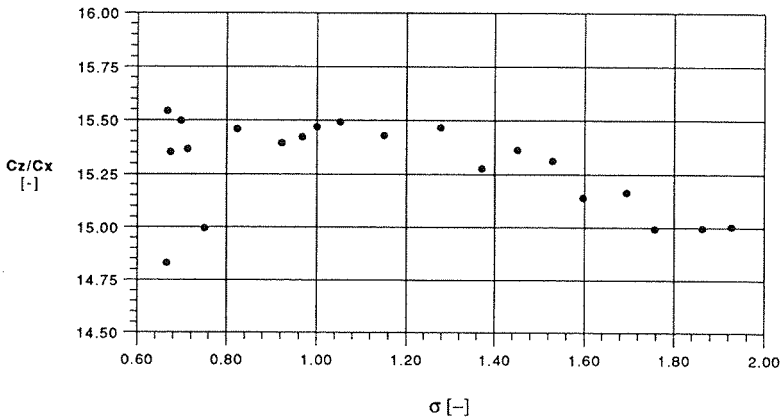


Figure 4.38 : Évolution du rapport portance-trainée  $C_z/C_x$  en fonction du nombre de cavitation pour un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés.

## Références du chapitre 4

- [1] **Avellan F., Dupont Ph.** (1987) : “ *Cavitation Erosion of Hydraulic machines : Generation and dynamics of erosive cavities.*”, 14<sup>th</sup> I.A.R.H. Symposium on Progress within large and high specific energy units, 20-30 juin 1988, Trondheim, Norvège
- [2] **Avellan F., Dupont Ph.** (1988) : “ *Etude du sillage d'une poche de cavitation partielle se développant sur un profil bidimensionnel.*”, Comptes Rendus des Journées SHF “Cavitation”, 22-23 mars, Paris.
- [3] **Avellan F., Dupont Ph., Ryhming I.L.** (1988) : “ *Generation mechanism and dynamics of cavitation vortices downstream of a fixed leading edge cavity.*”, O.N.R. Symposium on Naval Hydrodynamics, Aug. 29-Sept. 1, The Hague, The Netherlands.
- [4] **Durrer H.** (1986) : “ *L'érosion par cavitation et la mécanique des fluides.*”, Revue Technique Sulzer 3/1986, pp. 55-61
- [5] **Furness R. A.** (1974) : “ *Studies of the mechanics of "fixed" cavities in a two-dimensional convergent-divergent nozzle.*”, pp. 119-128
- [6] **Kato H., Maeda T., Magaino A.** (1978) : “ *Mechanism and scaling of cavitation erosion.*”, Twelfth Symposium on Naval Hydrodynamics, pp. 452-469
- [7] **Kato H., Miura M., Yamaguchi H., Miyanaga M.** (1989) : “ *Drag reduction by intentional cavitation.*”, Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME, FED-vol. 79
- [8] **Kelly H.R.** (1967) : “ *An Extension of the Woods Theory for Unsteady Cavity Flows.*”, Jr. Basic Engineering, pp. 789-806.
- [9] **Knapp R.T.** (1955) : “ *Recent Investigations of the Mechanics of Cavitation and Cavitation Damage.*”, Trans. ASME, vol. 77, pp. 1045-1054.
- [10] **Kodama Y., et al** (1983) : “ *Measurement of Cavity Thickness on a Full Scale Ship Using Laser and a TV Cameras*”, Paper of SRI, no. 73, 1983
- [11] **Kubota S., Kato H., Yamaguchi H., Maeda M.** (1987) : “ *Unsteady structure measurement of cloud cavitation on a foil section using conditional sampling technique.*”, International Symposium on Cavitation Research Facilities and Technics, ASME, Boston, Dec. 13-18, pp. 161-168
- [12] **Kudo T., et al** (1989) : “ *Measurement of Shape of Cavity on a Model Propeller Blade*”, J. S.N.A.J., vol. 166, 1989
- [13] **Le Q.** (1989) : “ *Etude physique du comportement des poches de cavitation partielle.*”, Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, France
- [14] **Lindgren H., Bjaerne E.** (1974) : “ *Studies of Propeller Cavitation Erosion*”, Conf. on Cavitation, 241
- [15] **Numachi F.** (1962) : “ *Summary Report on the Research of Cavitation Phenomena Obtained Hitherto in the Institute of High Speed Mechanics (Report 2)*”, Tohoku Univ., Japon, Rep. Inst. of High Speed Mech., vol. 14, pp. 73-87, 1962-1963

- [16] **Pieralli Ch.** (1989) : “ *Traitements numériques d’interférogrammes et applications à la caractérisation tridimensionnelle des phénomènes d’érosion de cavitation.*”, Thèse à l’U.F.R. des Sciences et Techniques de l’Université de Franche-Comté, mars 1989.
- [17] **Selim S.M.A., Hutton S.P.** (1983) : “ *Classification of cavity mechanics and erosion.*”, IMechE, C195/83, pp. 41-49
- [18] **Simoneau R., Avellan, F., Kuhn de Chizelle Y.** (1989) : “ *On-Line Measurement of Cavitation Erosion Rate on a 2-D NACA Profile.*”, ASME Int. Symp. on Cavitation Noise and Erosion, San Francisco, FED-vol. 88, 1989
- [19] **Stinebring D.R., Holl J.W., Arndt R.E.A.** (1980) : “ *Two Aspects of Cavitation Damage in the Incubation Zone: Scaling by Energy Considerations and Leading Edge Damage.* “, Journal of Fluids Engineering, vol. 102, pp. 481-485, décembre 1980.
- [20] **Ukon Y., Kubore Y.** (1982) : “ *Measurement of Cavity Thickness Distribution on Marine Propellers by Laser Scattering Technique*”, Report of SRI, vol. 19, 1982
- [21] **Woods L.C.** (1966) : “ *On the Instability of Ventilated Cavities.*”, Journal Fluid Mech., vol. 26, pp. 437-457.
- [22] **Yamaguchi H., et al** (1985) : “ *Measurement of Propeller Cavity Thickness by Stereo Graphical Technique*”, Proc. 4th Symp. on Cavitation, Science Council of Japan, 1985
- [23] **Ye Y.P., Kato H., Maeda M.** (1989) : “ *On Correlation of Cavitation Erosion and Noise on A Foil Section.*”, Int. Workshop on Cavitation, China, Avril 1989

#### **Bibliographie chapitre 4**

- [B1] **Ryhming I.L.**, *Dynamique des fluides*, Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1985
- [B2] **Hinze J.O.**, *Turbulence*, Second Edition, McGraw-Hill, New-York, 1975
- [B3] **Knapp R.T., Daily J.W., Hammit F.G.**, *Cavitation*, McGrawHill, 1970

# CHAPITRE 5

## ÉCOULEMENT MOYEN AUTOUR DE LA POCHE

### Table des matières

5.1 Détermination du champ de pression moyen.....	153
5.1.1 Calcul de la pression .....	153
5.1.1.1 Adimensionnalisation des équations .....	158
5.1.1.2 Calcul des lignes de courant .....	160
5.1.1.3 Extrapolation du champ de vitesse mesuré et de ses dérivées en tout point de l'écoulement .....	160
5.1.1.4 Conditions de bord .....	164
5.1.2 Résultats du calcul .....	166
5.1.2.1 Lignes de courant .....	166
5.1.2.2 Pression .....	167
5.1.3 Nature des pertes au voisinage de la poche .....	169
5.2 Calcul de l'écoulement cavitant.....	170
5.2.1 Code potentiel.....	173
5.2.1.1 Calcul potentiel en écoulement cavitant.....	177
5.2.1.2 Condition de raccordement de la cavité .....	178
5.2.1.3 Relaxation de la cavité .....	178
5.2.1.4 Adaptation du nombre de cavitation .....	179
5.2.2 Code Navier-Stokes .....	180
5.2.2.1 Maillage.....	184
5.2.2.2 Conditions aux limites et conditions initiales.....	189
5.2.3 Résultats.....	191
5.2.3.1 Calcul hors cavitation .....	191
5.2.3.2 Calcul en cavitation .....	193
5.2.3.2.1 Forme initiale de la poche .....	194
5.2.3.2.2 Résultat des itérations .....	195
5.2.4 Confrontation avec l'expérience.....	196
5.2.5 Commentaires sur le modèle de fermeture .....	206
Références du chapitre 5.....	207
Bibliographie chapitre 5 .....	208



## 5.1 Détermination du champ de pression moyen

Le calcul du champ de pression sur la base de la mesure du champ de vitesse est assez peu courant. Quelques rares travaux ont été publiés, traitant principalement du calcul de la répartition du coefficient de pression le long d'un profil porteur à partir de la mesure de la norme de la vitesse à l'extérieur de la couche-limite (Barker [1]). Il nous a semblé intéressant de calculer, dans notre cas, l'ensemble du champ de pression autour et dans le sillage de la poche de cavitation. En effet, cette zone de l'écoulement étant le siège de fluctuations de vitesse et de cisaillements importants, leurs effets sur le champ de pression moyen peut être d'un intérêt capital pour le développement de la cavitation.

Pour effectuer ce calcul, nous avons développé une méthode originale tenant compte des cisaillements turbulents, ainsi que de la diffusion visqueuse. On a pu ainsi établir la localisation et la nature des pertes au voisinage de la poche. De plus, la trace du passage de cavités transitoires a pu être mise en évidence.

### 5.1.1 Calcul de la pression

Le champ de pression est calculé d'après le relevé du champ des vitesses moyennes et fluctuantes effectué par vélocimétrie laser-Doppler (Chapitre 4). Dans ce but, une méthode originale de l'intégration de l'équation de quantité de mouvement a été développée. Cette équation de quantité de mouvement, exprimée sous forme dyadique, est donnée par :

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_m + \vec{f} \quad (5.1)$$

On peut décomposer la dérivée totale du vecteur vitesse comme :

$$\begin{aligned} \frac{D\vec{V}}{Dt} &= \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{V} \\ &= \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \left( \frac{V^2}{2} \right) - \vec{V} \times (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \end{aligned} \quad (5.2)$$

L'écoulement étant stationnaire en moyenne, on peut écrire que sa dérivée partielle par rapport au temps est nulle :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \vec{0} \quad (5.3)$$

L'équation de la quantité de mouvement peut donc se réécrire sous la forme :

$$-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \bar{\tau}_m + \vec{f} = \vec{\nabla} \left( \frac{V^2}{2} \right) - \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \quad (5.4)$$

En admettant que les forces extérieures sont conservatives, on peut les exprimer sous la forme d'un potentiel, tel que  $\vec{\nabla}(-\chi) = \vec{f}$ , pour obtenir :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + \chi \right) = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \bar{\tau}_m + \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \quad (5.5)$$

Le rotationnel de la vitesse pouvant s'écrire comme  $\vec{\Omega} = (\vec{\nabla} \times \vec{V})$ , on obtient l'équation locale de la quantité de mouvement pour un fluide visqueux incompressible turbulent :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + \chi \right) = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \bar{\tau}_m + \vec{\nabla} \times \vec{\Omega} \quad (5.6)$$

Le tenseur déviateur est formé des contraintes agissant sur la particule fluide. Il peut s'exprimer sous la forme :

$$\bar{\tau}_m = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Suivant la loi de Navier-Stokes, ce tenseur peut s'écrire comme :

$$\bar{\tau}_m = \xi (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \bar{\mathbf{I}} + 2\mu \bar{\mathbf{D}} \quad (5.8)$$

où  $\bar{\mathbf{D}}$  est le tenseur des taux de déformation. Le fluide étant continu,  $\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0$  et on obtient alors :

$$\bar{\tau}_m = 2\mu \bar{\mathbf{D}} \quad (5.9)$$

En appliquant le théorème du moment cinétique à une particule fluide, on montre que  $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ . Cela entraîne que le tenseur  $\bar{\tau}_m$  est symétrique. Dans un repère lié aux axes principaux de ce tenseur, seules les contraintes normales apparaîtront. Si l'on suppose que le fluide est isotrope, c'est-à-dire que ses propriétés mécaniques sont identiques dans toutes les directions autour d'un point, les axes principaux du tenseur des taux de déformation du fluide coïncideront avec



ceux du tenseur des contraintes. On peut donc écrire les composantes du tenseur des contraintes comme une combinaison linéaire des taux de déformation :

$$\tau^{ij} = A^{ij\alpha\beta} D_{\alpha\beta} \quad (5.10)$$

Ou dans le repère principal :

$$\tau^{ii} = A^{ii\alpha\alpha} D_{\alpha\alpha} \quad (5.11)$$

De façon similaire à la loi de Hooke, on peut poser que :

$$A^{1111} = A^{2222} = A^{3333} = 2\mu + \lambda$$

et

$$A^{1122} = A^{1133} = A^{2233} = \lambda$$

où  $\mu$  et  $\lambda$  sont les coefficients de Lamé. La relation 5.11 peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \tau_{xx} &= \lambda(D_{xx} + D_{yy} + D_{zz}) + 2\mu D_{xx} \\ \tau_{yy} &= \lambda(D_{xx} + D_{yy} + D_{zz}) + 2\mu D_{yy} \\ \tau_{zz} &= \lambda(D_{xx} + D_{yy} + D_{zz}) + 2\mu D_{zz} \end{aligned} \quad (5.12)$$

avec  $D_{xx} = \partial U / \partial x$ ,  $D_{yy} = \partial V / \partial y$  et  $D_{zz} = \partial W / \partial z$

L'écoulement qui nous intéresse étant turbulent, nous avons utilisé la décomposition de Reynolds de la vitesse.

Selon Boussinesq (1872) et Reynolds (1895), le champ de vitesse instantané peut être décomposé en un champ de vitesse moyenne et un champ de vitesse fluctuant. Ainsi le vecteur vitesse peut s'exprimer comme la somme :

$$\vec{V} = \vec{V} + \vec{v}' \quad (5.13)$$

Ou en composantes :

$$\begin{pmatrix} \tilde{U} \\ \tilde{V} \\ \tilde{W} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

En appliquant cette décomposition à l'équation de la quantité de mouvement, on obtient après en avoir effectué la moyenne, une expression de l'équation de Bernoulli visqueux et turbulent qui a la forme :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + \chi \right) = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} (\bar{\tau}_m + \bar{\tau}_t) + \vec{\nabla} \times \vec{\Omega} \tag{5.15}$$

On voit apparaître le tenseur de Reynolds  $\bar{\tau}_t$  provenant de la moyenne du terme  $\overline{(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{v}}$  dont les composantes sont :

$$\bar{\tau}_t = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \tag{5.16}$$

On remarque donc que les pertes de charge dans un fluide réel sont principalement dues aux frottements visqueux et turbulents, ainsi qu'à la déviation du fluide. Nous reviendrons plus avant sur ce point.

Ne pouvant pas avoir accès, à l'aide de notre vélocimètre laser Doppler, à la composante du tenseur  $v'w'$ , on ne peut pas intégrer directement cette équation pour obtenir le champ de pression. Il faudrait, pour obtenir les deux composantes de la vitesse  $v'$  et  $w'$  simultanément, disposer d'un axe de visée parallèle à la veine d'essai. Ceci implique de placer l'anémomètre à l'intérieur de celle-ci, ce qui n'est techniquement pas réalisable. Afin de contourner cet inconvénient, nous allons intégrer ces équations le long des lignes de courant bidimensionnelles. Ainsi, sans introduire de nouvelles hypothèses, et tout en conservant celles de base, cette intégration devient accessible avec les composantes du tenseur de Reynolds dont nous disposons expérimentalement. Cette intégration s'effectue par projection vectorielle de l'équation de Bernoulli visqueux et turbulent sur une ligne de courant. Cela revient à multiplier cette équation par le vecteur unitaire tangent à la ligne de courant que nous désignerons par  $\vec{t}$ . On obtient alors :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + \chi \right) \cdot \vec{t} = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} (\bar{\tau}_m + \bar{\tau}_t) \cdot \vec{t} + (\vec{\nabla} \times \vec{\Omega}) \cdot \vec{t} \tag{5.17}$$

$$\langle \text{-----(1)-----} \rangle \quad \langle \text{-----(2)-----} \rangle \quad \langle \text{----(3)----} \rangle$$

Le terme (1) étant la projection d'un gradient sur le contour qu'est la ligne de courant, il peut également s'exprimer sous la forme d'une dérivée totale de cette quantité scalaire dans les coordonnées curvilignes définies par la ligne de courant. Le terme (3) est, quant à lui, sur tout le domaine, identiquement nul, par l'hypothèse de bidimensionnalité de l'écoulement. En

effet, le vecteur rotationnel  $\vec{\Omega}$  étant toujours perpendiculaire au vecteur  $\vec{t}$ , leur produit vectoriel est nul. Si l'on désigne par  $s$  l'abscisse curviligne, l'équation de Bernoulli projetée sur une ligne de courant se résume donc à :

$$\frac{d}{ds} \left( \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} + \chi \right) = \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\tau}}_m + \bar{\bar{\tau}}_t) \cdot \vec{t} \quad (5.18)$$

Il est préférable de conserver le deuxième terme de l'équation sous cette forme, et de ne pas l'exprimer dans des coordonnées curvilignes correspondant aux lignes de courant, car cela impliquerait une rotation des tenseurs de cisaillement en chaque point de mesure, ce qui est, numériquement, fastidieux. La valeur de la pression peut dès lors être obtenue en intégrant cette expression comme suit:

$$p + \rho \frac{V^2}{2} + \rho \chi = \int \left( \vec{\nabla} \cdot (\bar{\bar{\tau}}_m + \bar{\bar{\tau}}_t) \cdot \vec{t} \right) ds \quad (5.19)$$

En négligeant le terme de diffusion visqueuse, ce qui, au nombre de Reynolds qui nous intéresse, est raisonnable, l'expression sous le terme intégral peut s'écrire comme :

$$\vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}}_t \cdot \vec{t} = -\rho \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) \right] t_x - \rho \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v^2}) \right] t_y \quad (5.20)$$

le vecteur tangent à la ligne de courant  $\vec{t} = (t_x, t_y)$  pouvant être écrit suivant un cosinus directeur  $(\cos\alpha, \sin\alpha)$ ,  $\alpha$  étant l'angle du vecteur tangent dans le repère cartésien. Afin de simplifier l'écriture de cette expression, on la désignera par la suite par le terme  $-\rho\Theta$ ,  $\Theta$  désignant la fonction :

$$\Theta = \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) \right] \cos\alpha - \rho \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v^2}) \right] \sin\alpha \quad (5.21)$$

On obtient ainsi, entre deux points d'une ligne de courant :

$$p(s_1) - p(s_2) + \rho g \cdot (z(s_1) - z(s_2)) + \frac{1}{2} \rho (V^2(s_1) - V^2(s_2)) = -\rho \int_{s_2}^{s_1} \Theta ds \quad (5.22)$$

Si l'on discrétise l'évolution des différentes variables le long d'une ligne de courant tel que  $f(s_i) = f_i$  avec  $i \in \{1, 2, \dots, n\}$ , on peut écrire, entre deux points suffisamment rapprochés sur celle-ci :

$$P_{i+1} - P_i + \rho g(Z_{i+1} - Z_i) + \frac{1}{2} \rho (V_{i+1}^2 - V_i^2) = -\rho \int_{s_i}^{s_{i+1}} \Theta ds \quad (5.23)$$

Si la discrétisation est suffisamment fine, on peut, sans introduire une erreur trop importante, approcher la valeur de l'intégrale par une méthode des trapèzes. Ainsi, l'expression de l'évolution de la pression le long d'une ligne de courant devient :

$$P_{i+1} = P_i + \rho g(Z_i - Z_{i+1}) + \frac{1}{2} \rho (V_i^2 - V_{i+1}^2) + \rho \frac{\Theta_{i+1} + \Theta_i}{2} (s_i - s_{i+1}) \quad (5.24)$$

On peut ainsi, à l'aide de cette expression et connaissant la valeur de ces différentes variables en un point de référence, calculer pas à pas, l'évolution de la pression le long d'une ligne de courant.

Les profils de vitesse n'ayant été mesurés qu'à partir d'une position correspondant à 10 % de la longueur de l'hydrofoil, le point initial de chaque ligne de courant correspondra à cette abscisse. On peut estimer la valeur initiale de la pression en appliquant l'expression 5.24 entre un point de référence amont et ce point initial. Ce point de référence amont est choisi à une distance égale à deux cordes  $L_{ref}$  du nez du profil. De cette façon, la valeur du terme intégral peut être calculé, en faisant l'hypothèse qu'en ce point de référence, la valeur de la projection de la divergence des tenseurs des contraintes sur le prolongement de la ligne de courant est nulle, et que son évolution jusqu'au point initial est linéaire. Ainsi on obtient la valeur de la pression au premier point de la ligne de courant :

$$P_1 = P_{ref} + \rho g(Z_{ref} - Z_1) + \frac{1}{2} \rho (V_{ref}^2 - V_1^2) - \rho \Theta_1 L_{ref} \quad (5.25)$$

### 5.1.1.1 Adimensionnalisation des équations

Une adimensionnalisation des différentes équations établies est souhaitable, afin d'obtenir une variation des différentes variables d'un ordre de grandeur identique. Une conséquence favorable de cette manipulation est qu'elle rend homogènes les erreurs de calcul sur les différents termes des équations .

Cette adimensionnalisation a été définie comme suit :

$$\vec{V} = U_\infty \cdot \vec{V}^* \quad \text{avec } \vec{V} = (V_x, V_y)$$

$$\begin{aligned}
 \vec{r} &= L_{\text{ref}} \vec{r}^* && \text{avec } \vec{r} = (x, y) \\
 \vec{\tau} &= \rho U_{\infty}^2 \cdot \vec{\tau}^* && \text{avec } \vec{\tau} = -\rho \begin{pmatrix} \frac{u^2}{u'v'} & \frac{u'v'}{v'^2} \end{pmatrix} \\
 \vec{V} &= \frac{1}{L_{\text{ref}}} \vec{V}^* && \text{avec } \vec{V} = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right) \\
 \text{et} \\
 P &= \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \cdot P^*
 \end{aligned} \tag{5.26}$$

où  $U_{\infty}$  est la vitesse à l'entrée de la veine d'essai et  $L_{\text{ref}}$  est la corde de l'hydrofoil. Le terme  $\Theta$  s'écrit alors comme :

$$\Theta = \frac{U_{\infty}^2}{L_{\text{ref}}} \Theta^* \tag{5.27}$$

En plaçant ces diverses expressions 5.26 dans l'équation 5.24, on obtient la forme sans dimension suivante :

$$P_{i+1}^* = P_i^* + \frac{2g \cdot L_{\text{ref}}}{U_{\infty}^2} (Z_i^* - Z_{i+1}^*) + (V_i^{*2} - V_{i+1}^{*2}) + 2 \frac{\Theta_{i+1}^* + \Theta_i^*}{2} (s_i^* - s_{i+1}^*) \tag{5.28}$$

On voit apparaître le terme  $\frac{g \cdot L_{\text{ref}}}{U_{\infty}^2}$ , qui n'est autre que l'inverse du carré du nombre de Froude,

donné comme :

$$Fr = \frac{U_{\infty}}{\sqrt{g \cdot L_{\text{ref}}}} \tag{5.29}$$

Ce nombre de Froude étant, dans notre cas, très grand, on négligera par la suite les variations du potentiel géodésique.

La formule itérative 5.28 se résume alors à :

$$P_{i+1}^* = P_i^* + (V_i^{*2} - V_{i+1}^{*2}) + 2 \frac{\Theta_{i+1}^* + \Theta_i^*}{2} (s_i^* - s_{i+1}^*) \quad (5.30)$$

En appliquant ces mêmes transformations à l'expression 5.25, on obtient :

$$P_1^* = P_{ref}^* + (V_{ref}^{*2} - V_1^{*2}) - 2 \Theta_1^* \quad (5.31)$$

Afin d'alléger les notations, la forme étoilée sera abandonnée dans la suite de ce paragraphe et la forme adimensionnelle sera supposée par défaut.

### 5.1.1.2 Calcul des lignes de courant

La première étape à effectuer est le calcul des lignes de courant autour du profil. Pour ce faire, nous allons résoudre, à partir du champ de vitesse lissé et interpolé, l'équation différentielle des lignes de courant classique (Ryhming [B1], p. 9), donnée par :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{V_y}{V_x} = \text{tg } \alpha(x,y) \quad (5.31)$$

Cette équation différentielle est intégrée par une méthode de Runge Kutta-Vernier du cinquième ordre comprenant un contrôle d'erreur (bibliothèque IMSL [B2], routine DVERK). Le pas du calcul est fixé a priori, mais peut diminuer dynamiquement si l'erreur sur le résultat s'avère en dehors de la tolérance imposée.

### 5.1.1.3 Extrapolation du champ de vitesse mesuré et de ses dérivées en tout point de l'écoulement

Le calcul des lignes de courant, ainsi que la résolution des formules itératives présentés aux paragraphes précédents, suppose une connaissance des composantes de la vitesse et du tenseur de Reynolds, ainsi que leurs dérivées spatiales, en tout point de l'écoulement. Malheureusement, le champ de vitesse n'est mesuré que dans un nombre de points fini à l'extrados de l'hydrofoil sur douze profils à des abscisses fixes. Il nous a donc fallu mettre au point une méthode d'interpolation de ces valeurs entre les points de mesure.

Dans un premier temps, les profils de mesure obtenus ont été lissés, afin de diminuer la dispersion des résultats, spécialement dans le cas des composantes du tenseur de Reynolds. Ce lissage, présenté au chapitre 3, paragraphe 3.1.2.3, est effectué à l'aide d'une méthode de moindres carrés pondérés par l'écart-type de la mesure en chaque point. Ce faisant, les

composantes de la vitesse et du tenseur de Reynolds sont interpolés sur un nombre de points fixes régulièrement espacés entre le premier et le dernier point mesuré. Pour l'étude présentée ici, ce nombre est choisi égal à 200 par profil. Dans un même temps, les dérivées premières et secondes selon  $y$  des différentes variables sont évaluées en ces mêmes points à l'aide de splines cubiques. On obtient ainsi un nombre suffisant de points pour le calcul dont la validité est garantie par l'utilisation des écarts-types de la mesure lors du lissage.

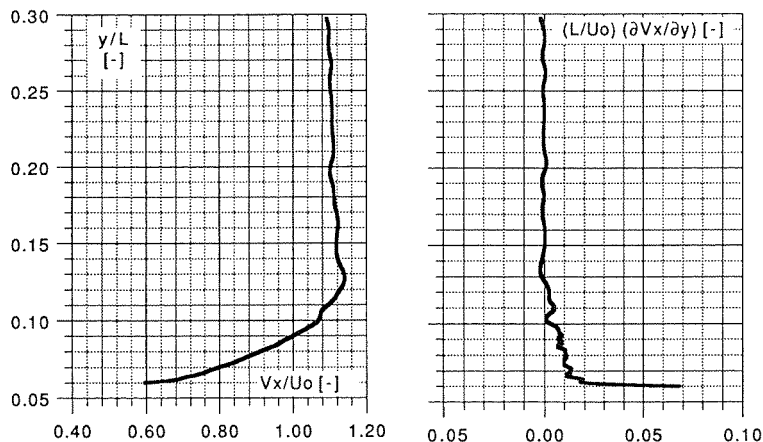


Figure 5.1 : Profil de la première composante de la vitesse  $V_x$  et de sa première dérivée selon  $y$  après lissage à la station située à 40 % de la corde du plan porteur.

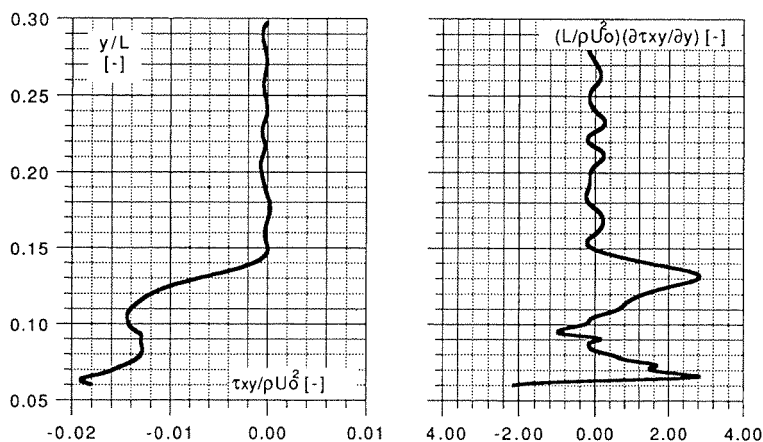


Figure 5.2 : Profil de la composante  $\tau_{xy}$  du tenseur du Reynolds et de sa première dérivée selon  $y$  après lissage à la station située à 40 % de la corde du profil.

Un exemple de ces traitements est présenté pour la première composante de la vitesse moyenne  $V_x$  et sa dérivée selon  $y$  sur la Figure 5.1, et pour la composante  $\tau_{xy}$  du tenseur de Reynolds, ainsi que sa dérivée, sur la Figure 5.2. Il correspond au profil de vitesse effectué à 40 % de la corde de l'hydrofoil. On constate que les résultats obtenus sont très satisfaisants, et que même la dérivée de la composante du tenseur de Reynolds ne présente que des fluctuations locales faibles.

Nous nommerons les points de cette nouvelle grille d'interpolation  $x_{\text{int}}(i)$ ,  $y_{\text{int}}(j,i)$ , où  $i$  est l'indice correspondant au numéro de la station de mesure, compris entre 1 et 12, et  $j$  le numéro du point interpolé de la station  $i$ , compris dans notre cas, entre 1 et 200. Les variables physiques connues sur cette grille, après lissage, sont :

- Les composantes de la vitesse :  $V_x, V_y$
- Leurs dérivées selon l'axe  $y$  :  $\partial(V_x)/\partial y, \partial(V_y)/\partial y$
- Les composantes du tenseur de Reynolds :  $v'_x{}^2, v'_y{}^2, v'_x v'_y$
- Leurs dérivées selon l'axe  $y$  :  $\partial(v'_x{}^2)/\partial y, \partial(v'_y{}^2)/\partial y, \partial(v'_x v'_y)/\partial y$

De plus, afin d'accélérer le calcul des lignes de courant, l'angle  $\alpha$  du vecteur vitesse, est calculé en tous points de la grille.

La grille sur laquelle ce champ des vitesses et ses dérivées selon  $y$ , nous est alors connu, bien que logiquement régulière, n'est malheureusement pas orthogonale. Elle correspond, en effet, à un nombre fixe de points répartis régulièrement sur des stations de mesure qui sont de longueurs différentes et qui commencent à des ordonnées également différentes, égales à la position de la surface de l'hydrofoil.

Ce défaut d'orthogonalité, qui implique que l'ordonnée d'un point de la grille ne peut être déterminée à l'aide d'un seul indice, nous interdit l'utilisation de la plupart des algorithmes d'interpolation surfacique, basés sur l'hypothèse d'une grille orthogonale.

Ce problème peut être résolu en utilisant une méthode consistant à établir une loi de transformation du plan physique au plan logique dans lequel l'interpolation est faite. Cette méthode, classique dans tous les calculs de grille [10], implique le calcul de la métrique de cette transformation (Jacobien) pour chaque maille de la grille afin de rétablir la valeur des dérivées partielles dans le plan physique à partir des résultats obtenus dans le plan logique. Nous avons préféré à cette approche une méthode consistant en l'établissement, dans le plan physique, d'une sous-grille locale orthogonale sur laquelle s'effectue une interpolation par spline bicubique. Cette sous-grille,  $x(l)$ ,  $y(m)$ , de  $4 \times 4$  noeuds, est formée autour du point  $P_0 = (x_0, y_0)$  où la variable doit être évaluée à partir des points de la grille issue du lissage de la mesure  $x_{\text{int}}, y_{\text{int}}$ .



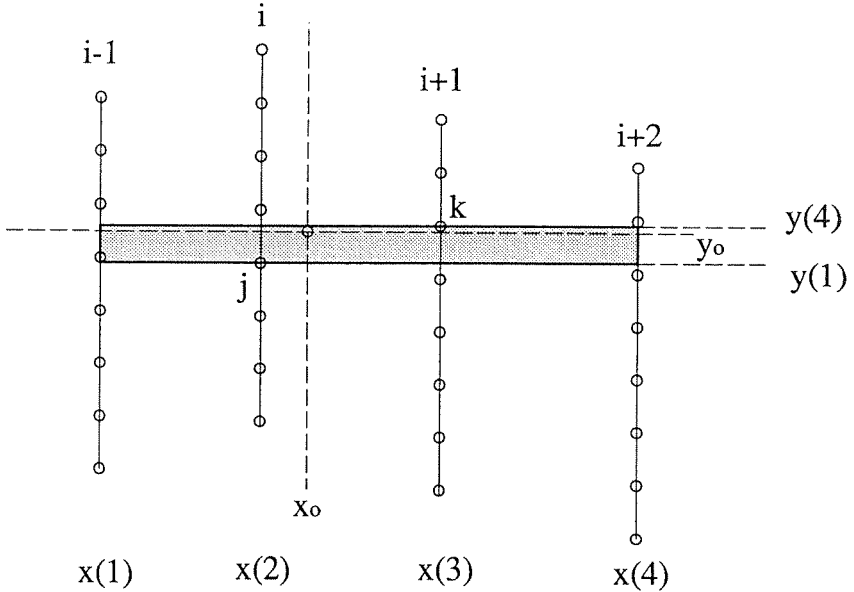


Figure 5.3 : Grille locale orthogonale basée sur la grille d'interpolation des mesures.

L'expérience nous a montré que l'expansion de cette grille locale sur la grille de base doit être d'autant plus importante que l'espacement de cette dernière est important. Les sections de mesure étant beaucoup plus espacées que ne le sont les points interpolés sur chacune d'elles, l'expansion longitudinale de la grille locale sera beaucoup plus importante que son expansion transversale.

Afin de déterminer les points d'appuis de cette sous-grille, on recherche tout d'abord entre quelques stations l'abscisse  $x_0$  du point à évaluer se situe. On fixe ainsi l'indice  $i$ , qui est l'indice de la station précédent le point  $P_0$ . On détermine ensuite l'indice  $j$ , correspondant au point de la station  $i$  précédent l'ordonnée  $y_0$  du point  $P_0$  et l'indice  $k$ , correspondant au point de la station  $i+1$  précédent l'ordonnée  $y_0$  du point  $P_0$ .

La grille locale orthogonale est alors formée, comme le montre la Figure 5.3, en utilisant les définitions suivantes :

$$\begin{aligned} x(1) &= x_{\text{int}}(i-1) \\ x(2) &= x_{\text{int}}(i) \\ x(3) &= x_{\text{int}}(i+1) \\ x(4) &= x_{\text{int}}(i+2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 y(1) &= \text{minimum de } y_{\text{int}}(j,i) \text{ et } y_{\text{int}}(k,i+1) \\
 y(4) &= \text{maximum de } y_{\text{int}}(j+1,i) \text{ et } y_{\text{int}}(k+1,j+1) \\
 y(2) &= y(1) + \frac{y(4)-y(1)}{3} \\
 y(3) &= y(2) + \frac{y(4)-y(1)}{3}
 \end{aligned}
 \tag{5.32}$$

Les valeurs de la variable à évaluer aux points de la sous-grille locale sont calculées par une interpolation cubique basée sur les points de chaque station concernée.

Les coefficients du spline bicubique sont alors déterminés sur cette grille locale, et la valeur de la variable au point  $P_0$  est calculée (Librairie IMSL [B2], routine IBCCCU). Les dérivées partielles du premier et du deuxième ordre de cette variable au point considéré sont également évaluées à l'aide des coefficients du spline cubique ([B3] et librairie IMSL [B2], routine DBCQDU).

### 5.1.1.4 Conditions de bord

On constate que la méthode présentée plus haut suppose que la variable à évaluer est connu sur les stations  $i-1$  jusqu'à  $i+2$  et sur chaque station, du point  $j$  au point  $j+1$ . Cela implique que des conditions de bord doivent être données, comme le montre la Figure 5.4.

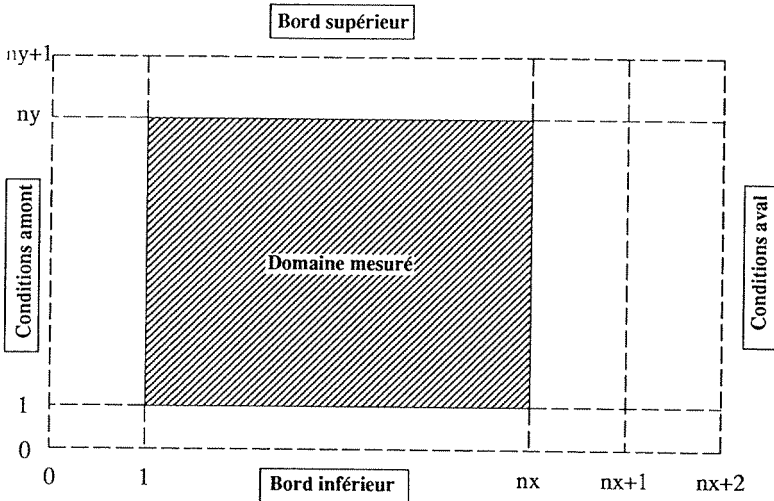


Figure 5.4 : Conditions de bord pour la détermination du champ de pression.

On impose sur les frontière amont, aval et supérieure des conditions physiques correspondant à celles d'un champ libre. Les conditions amont sont fixées à une corde de l'hydrofoil à l'avant de la première station de mesure et aux mêmes ordonnées que cette dernière. Les conditions aval sont imposées sur deux stations supplémentaires à une fois et deux fois la corde de l'hydrofoil à l'arrière de la dernière station mesurée et aux mêmes ordonnées que cette dernière. Enfin, les conditions du bord supérieur sont imposées aux abscisses des stations à une ordonnée égale à une corde de l'hydrofoil.

En suivant l'adimensionnalisation présentée au paragraphe 5.1.1.1 et en fixant l'origine du référentiel spatial au centre du profil, les conditions imposées sont les suivantes :

- Frontière amont :  $x = -1.5$  et  $y = y(j,1)$
- Frontière aval :  $x = 2$  et  $3$ ,  $y = y(j,nx)$
- Frontière supérieure :  $x = x(i)$ ,  $y = 1$
- Conditions physiques :

$V_x$ [-]	$V_y$ [-]	$\alpha$ [°]	$\overline{v'_x{}^2}$ [-]	$\overline{v'_y{}^2}$ [-]	$\overline{v'_x{}^2 v'_y{}^2}$ [-]
1.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

$\partial(V_x)/\partial y$ [-]	$\partial(V_y)/\partial y$ [-]	$\partial(\overline{v'_x{}^2})/\partial y$ y [-]	$\partial(\overline{v'_y{}^2})/\partial y$ y [-]	$\partial(\overline{v'_x{}^2 v'_y{}^2})/\partial y$ [-]
0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Enfin, les conditions du bord inférieur sont fixées sur les points de l'hydrofoil dont les coordonnées sont calculées aux abscisses des différentes stations. Cette frontière correspond à une paroi solide. Les conditions physiques qui y ont été imposées sont :

$$x = x(i) \text{ et } y = y_{\text{profil}}$$

$V_x$ [-]	$V_y$ [-]	$\alpha$ [-]	$\overline{v'_x{}^2}$ [-]	$\overline{v'_y{}^2}$ [-]	$\overline{v'_x{}^2 v'_y{}^2}$ [-]
0.0	0.0	$\arctg(\frac{\partial y_p}{\partial x})$	0.0	0.0	0.0

Les dérivées selon l'axe  $y$  des différentes variables sont calculées en fonction de leur variation entre le dernier point mesuré et le point sur la frontière.

### 5.1.2 Résultats du calcul

#### 5.1.2.1 Lignes de courant

Le premier calcul à effectuer est celui des lignes de courant autour du profil. Une cinquantaine d'entre elles sont présentées sur la Figure 5.5. Elles ont été calculées à partir du premier profil de vitesse mesuré, à 10% de la corde de l'hydrofoil, et en des points régulièrement espacés. On observe une raréfaction des lignes de courant dans le sillage de la poche, indiquant un important défaut de vitesse, ainsi qu'un "tassement" de celles-ci au dessus du sillage, correspondant à une vitesse locale plus élevée.

Nous reviendrons sur l'interprétation de ce résultat au cours du chapitre 6. Nous pouvons cependant déjà faire la remarque que les vitesses relevées à l'aide de l'anémométrie laser-Doppler est celle de micro-particules en suspension dans l'eau, et que, dans certaines régions de l'écoulement, ces particules sont principalement des micro-bulles. Si, comme on l'a vu au chapitre 3, la différence de vitesse entre la phase liquide et la phase gazeuse est généralement très faible, il se peut qu'en certaines circonstances, par exemple autour de structures tourbillonnaires où les gradients de pression sont importants, cette différence influe sur la vitesse moyenne locale mesurée. Le tassement des lignes de courant, que l'on peut remarquer dans certaines zones de l'écoulement (Figure 5.5), est vraisemblablement la conséquence de cette influence.

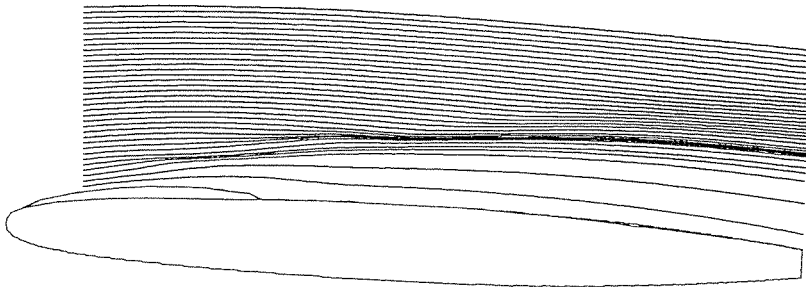


Figure 5.5 : Lignes de courant calculées à partir des mesures de vitesse obtenues à l'extrados d'un profil NACA 009 sous une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

### 5.1.2.2 Pression

L'évolution de la pression le long des lignes de courant est calculée selon la formule itérative 5.30. La pression adimensionnelle de référence utilisée dans la formule 5.31 est égale à zéro et la vitesse adimensionnelle de référence est égale à l'unité. Le résultat de ce calcul, avec et sans perte, est présenté, pour la ligne de courant la plus proche de l'hydrofoil, sur la Figure 5.6.

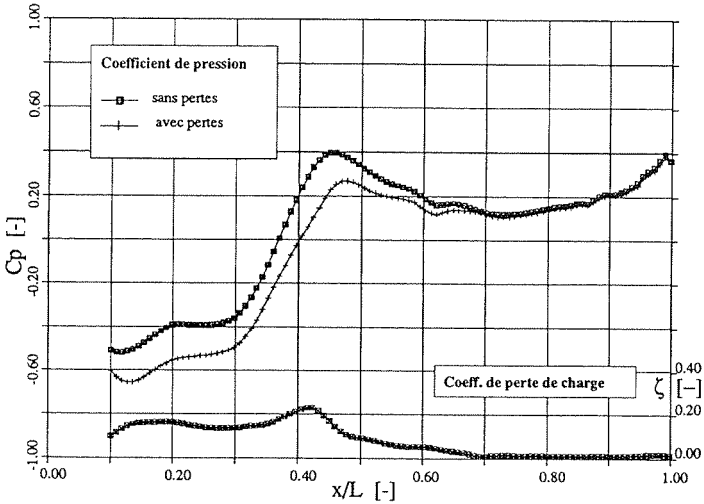


Figure 5.6 : Calcul de la répartition de pression et du coefficient de pertes de charge par intégration de l'équation de Bernoulli avec et sans pertes sur une ligne de courant proche de l'hydrofoil.

Cette évolution de la pression calculée correspond assez bien à la pression que nous avons mesurée en paroi du profil. De par la distance entre la ligne de courant utilisée pour ce calcul et la paroi de l'hydrofoil, cette évolution de la pression est "retardée" dans l'espace. On a également, par rapport aux résultats de la mesure, un décalage en valeur absolue du coefficient de pression d'environ 0.2. Cependant, on retrouve bien le plateau de pression correspondant à la zone dénoyée de l'hydrofoil, la recompression dans le sillage de la poche jusqu'à un maximum local, suivie d'une accélération du fluide, puis d'une légère recompression jusqu'au bord de fuite. Si l'on compare le résultat du calcul avec et sans pertes, on constate que l'évolution de celles-ci n'est pas monotone le long de la ligne de courant. Les pertes de charge calculées sont en effet bien moins importantes au bord de fuite qu'elles ne le sont sur et dans le sillage proche de la poche, sur la ligne de courant considéré. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'apparition de la cavitation n'affecte en rien l'écoulement à l'intrados du plan porteur, et que, par conséquent, on doit retrouver, au bord

de fuite, la valeur de la perte de charge que l'on obtient hors cavitation. Comme la mesure de la traînée de l'hydrofoil montre à l'évidence que l'apparition de la poche partielle augmente globalement les pertes de charge, il faut en conclure que la diffusion de celles-ci ne suit pas les lignes de courant de l'écoulement moyen.

Afin de construire une carte des pressions à l'extrados de l'hydrofoil, nous avons calculé l'évolution de la pression le long de toutes les lignes de courant établies précédemment. Le résultat de ce calcul est présenté sur la Figure 5.7.

La première remarque que l'on puisse faire est que ce résultat explique bien la raison pour laquelle les dégâts d'érosion les plus importants soient localisés dans la zone de fermeture de la cavité principale. On passe, sur une distance inférieure à 5 % de la longueur de l'hydrofoil, d'une pression proche de la pression de vapeur à une pression supérieure à la pression qui règne à l'amont de l'hydrofoil. De plus, cette variation de pression est effective sur une épaisseur importante de l'écoulement. Les micro-bulles de vapeur, dont l'expansion explosive est initialisée au voisinage de la poche par la basse pression qui y règne, vont donc s'effondrer dans cette région. Par contre, on constate au dessus de cette région de forte variation de pression, un prolongement de la zone de basse pression loin au dessus du sillage de la poche. Comme on le confirmera par la suite, cette "anomalie" dans le champ de pression est la signature de cavités transitoires à forte composante rotationnelle qui influencent localement la pression.

Finalement, on peut constater que dans les derniers pour-cents de la poche, les lignes isopression sont très inclinées vers l'arrière du profil. Cela explique le décalage entre la répartition de pression calculée sur la ligne de courant la plus proche du profil et celle mesurée à la paroi que nous avons mentionné plus haut.

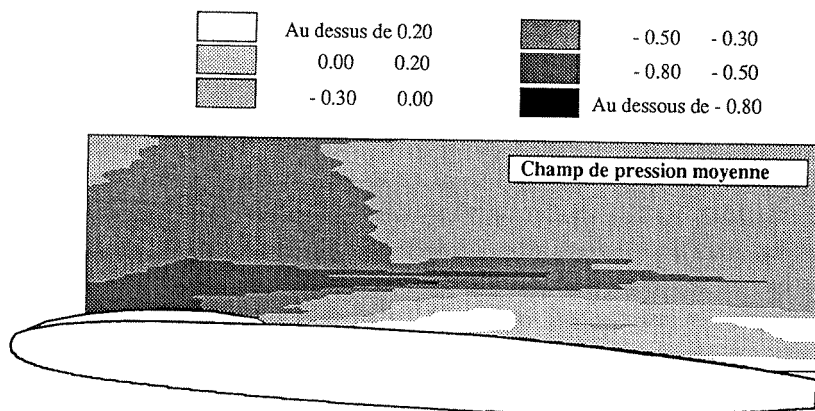


Figure 5.7 : Champ de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 calculé sur la base du champ des vitesses mesuré.

### 5.1.3 Nature des pertes au voisinage de la poche

Comme on le constate d'après le calcul de la répartition de pression sur la ligne de courant la plus proche du profil (voir Figure 5.6), les pertes de charge les plus importantes se situent dans le sillage immédiat de la cavité principale. Si l'on écrit l'équation de Bernoulli avec pertes sur une ligne de courant entre un point O au voisinage immédiat de la poche et un point M situé dans la région de fermeture de la poche, on a :

$$C_{pM} + \sigma = \frac{U_O^2 - U_M^2}{U_\infty^2} - \zeta \quad (5.33)$$

Par identification des différents termes de cette équation avec 5.30, on constate que les pertes de charge  $\zeta$  résultent de l'intégration du gradient du tenseur de Reynolds dans la direction de l'écoulement entre les O et M. D'un point de vue global, ces pertes sont dues à un transfert d'énergie cinétique de l'écoulement moyen vers l'écoulement turbulent. Ce transfert se fait au dépens de la pression moyenne, ce qui explique que la pente de recompression dans le sillage de la poche diminue lorsque l'on tient compte de ces pertes. D'un point de vue phénoménologique, ce transfert d'énergie vers la turbulence s'effectue localement du mouvement moyen vers les grosses structures. On a donc, dans le sillage immédiat de la poche, une forte augmentation de l'énergie cinétique des grosses structures tourbillonnaires dont la susceptibilité à caviter va augmenter.

Ces transferts d'énergie cinétique vers la turbulence auront donc pour conséquence d'augmenter en moyenne la longueur de la cavité principale par diminution locale de la pression, et d'augmenter parallèlement la capacité érosive des structures cohérentes convectées dans le sillage de la poche. A la lumière de cette analyse, on mesure bien l'intérêt de prendre en compte ces transferts d'énergie dans la prédiction de l'érosion, tant pour sa localisation que pour son intensité.

## 5.2 Calcul de l'écoulement cavitant

Les méthodes de calcul des écoulements cavitants ou hyper-cavitants sont aussi nombreuses que différentes. Dès 1953, des théories potentielles, utilisant la méthode des transformations conformes sont appliquées pour le calcul de plans porteurs pour des chiffres de cavitation nuls (Tulin [12], Wu [20]). Ces approches ne permettaient de ne calculer que des cavités de longueur infinie pour des chiffres de cavitation nuls. Des modèles de fermeture de la cavité ont alors été développés aboutissant à l'introduction d'une transition cavité liquide (Riabouchinsky, Wu), d'un jet rentrant (Gilgarg-Serrin) ou de tourbillons (Tulin). Ces modèles ont permis de calculer des cavités de longueur finie et pour des chiffres de cavitation non nuls dans le cas de poches partielles ou d'hyper-cavités. Une linéarisation de l'équations de Bernoulli et des conditions de frontière a permis par la suite d'éviter l'introduction peu physique de ces modèles (Tulin [14]).

Parallèlement, des calculs instationnaires de cavités, basés sur des approches analytiques similaires, ont été entrepris (Timman [11], Woods [19] et Kelly [6]). Plus récemment, des calculs en grille cavitante ont été effectués à l'aide d'une théorie analytique non linéarisée en utilisant le modèle de fermeture de poche introduit par Tulin (Furuya [5]). Si ces approches analytiques sont intéressantes dans le cas de calcul en cavitation de lames ou de coins, elles sont mal adaptées au calcul de profils à bord d'attaque arrondi et difficiles à mettre en oeuvre dans le cas tridimensionnel. De plus, on ne dispose à notre connaissance, que peu de confrontation de ces théories avec des résultats expérimentaux pour des calculs de poches de cavitation partielles.

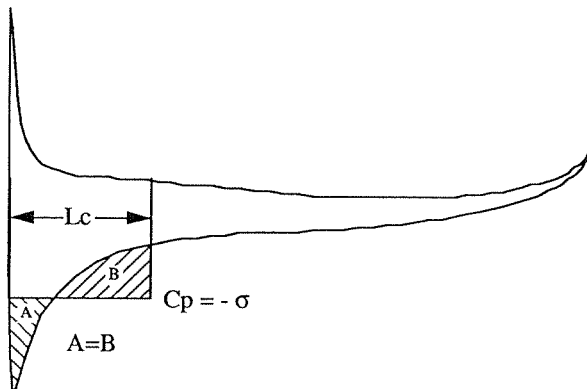


Figure 5.8 : Schéma explicatif de la méthode dite de la "portance équivalente".



Des méthodes basées sur l'observation expérimentale ont également été développées. On peut citer la méthode de la "portance équivalente", utilisée au Japon, basée sur l'observation que la portance d'un profil porteur sous faible incidence, n'est pas ou peu modifiée par l'apparition de la poche de vapeur (Ukon). Sur la base d'un calcul de la répartition du coefficient de pression sur le profil hors cavitation, un plateau de pression est imposé dès que le coefficient de pression atteint la nombre de cavitation. Ce plateau est prolongé jusqu'à obtenir une portance équivalente au cas hors cavitation. La Figure 5.8 donne un schéma explicatif de cette méthode. Si cette méthode donne des résultats intéressants dans la limite de ses hypothèses, c'est-à-dire pour des poches très courtes, les longueurs de poche prédites sont de façon générale trop courtes.

Avec l'avènement de calculateurs toujours plus puissants, on a vu se développer, ces dernières années, des méthodes numériques pour le calcul de poche de cavitation. La méthode la plus utilisée pour cela est très certainement celles des singularités. Cette approche, utilisant des méthodes de calcul inverses ou indirectes, établis la forme de la cavité de manière itérative (Uhlman, Pellone, Lemonnier, Favre, Yamaguchi). Le succès de ces approches dépend en grande partie du modèle de fermeture de la cavité utilisé.

Les travaux originaux les plus récents concernent le calcul instationnaire de poches partielles. Des méthodes résolvant soit l'équation d'Euler (Delannoy), soit l'équation de Navier-Stokes (Kubota) en y intégrant un modèle biphasique ont été utilisées pour modéliser la génération de cavités transitoires périodiques. Ces approches, tant élégantes que prometteurs, ne permettent pas, à l'heure actuelle, une prédiction précise des temps caractéristiques de ce phénomène. De plus, leur extension à des géométries tridimensionnelles ne sera possible qu'avec l'avènement de superordinateurs encore plus puissants que ceux que nous connaissons aujourd'hui, et restera, pour longtemps encore, très coûteuse.

Pour prendre en compte l'important transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers la turbulence que nous avons pu observer à l'aide de nos mesures, un calcul intégrant l'équation de Navier-Stokes avec modèle de turbulence a été entrepris autour de la poche. Le code choisi pour ce calcul est le logiciel FIDAP. C'est un code d'usage très général utilisant la méthode des éléments finis qui a été développé par M. Engelman [2] dans le cadre d'une thèse de doctorat. Il est actuellement commercialisé par la société Fluid Dynamics International, Evanston, Illinois, USA. Ce logiciel offre en plus du solveur un pré- et post-traitement permettant d'effectuer simplement et efficacement un maillage de la géométrie à traiter et d'obtenir des sorties graphiques des résultats obtenus.

L'équation de Navier-Stokes avec un modèle de turbulence a donc été mise en oeuvre pour le calcul stationnaire de l'écoulement cavitant autour d'un profil bidimensionnel en veine. La démarche consiste à pouvoir tenir compte, de manière stationnaire, du fort transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers les grosses structures cohérentes révélées par la mesure. Pour ce faire, l'interface de la poche de vapeur a été traitée comme une paroi solide. Cette idée n'est

pas nouvelle. Knapp, Daily, Hammit mentionnent que des profils non cavitants ont été élaborés avec succès en utilisant une méthode basée sur la même hypothèse. La surface libre de la cavité pouvant être considérée comme une surface de courant, cette méthode consiste à remplir le volume occupé par cette poche partielle par un matériau solide afin d'obtenir une nouvelle surface du profil sans modification de l'écoulement. Ces auteurs précisent que la méthode doit être affinée en pratique du fait de la légère modification de l'écoulement dû à l'addition d'un frottement à la paroi solide qui est pratiquement nul à l'interface de la cavité.

L'analyse des résultats de la mesure du champ de vitesse nous a montré que cette assertion n'est pas tout à fait exacte. Il semble en effet que l'on doive tenir compte d'un frottement non négligeable dans la description moyenne des phénomènes physiques ayant lieu à l'interface de la cavité, les mesures de vitesse ayant révélé un très fort cisaillement à cet endroit.

La présence de la poche de vapeur a donc été prise en compte par une modification de la géométrie du profil. Cette modification est effectuée en un processus itératif selon un critère tendant à obtenir une pression constante sur la partie modifiée du profil correspondant à la poche de vapeur. Afin d'accélérer le processus itératif, une forme de poche, issue d'un calcul potentiel indirect, est introduite comme déformation initiale. Un premier calcul visqueux et turbulent est alors effectué sur cette première géométrie afin de déterminer la répartition de pression sur la poche. Une nouvelle forme de cavité est alors calculée en modifiant la pente de chacun des éléments frontière qui la définissent en fonction de celle de la répartition de pression obtenue à partir de la géométrie initiale. Ces deux dernières étapes sont répétées jusqu'à l'obtention d'une répartition de pression constante sur la cavité. On peut exprimer la modification de la pente de la cavité par la formule :

$$\Delta y_j^{i+1} = \Delta y_j^i + K \cdot \Delta C p_j^i \quad (5.34)$$

où  $j$  est le numéro de l'élément frontière définissant la poche et  $i$  le numéro de l'itération. Cette loi de déformation est appliquée sur l'ensemble de la poche, à l'exception de son raccordement. Dans cette zone, la déformation est calculée selon une loi linéaire. Elle est égale, en son premier point, à la valeur calculée sur le dernier point de la poche et elle est nulle en son autre extrémité. L'organigramme de ce processus est donné sur la Figure 5.9.

La méthode utilisée va ainsi nous permettre de déterminer la valeur du nombre de cavitation correspondant à une dimension donnée de la cavité en tenant compte des transferts turbulents à l'interface et dans le sillage de la poche. La faiblesse de la méthode est que le point de détachement de la cavité doit être connu a priori et que la forme de la fermeture de la poche est en grande partie fixée par la loi de raccordement utilisée pour le calcul potentiel. La méthode a par contre l'avantage de pouvoir être facilement extensible au calcul instationnaire. Il est en effet tout à fait imaginable d'utiliser FIDAP pour calculer l'écoulement instationnaire à l'aide d'une schéma implicite ou explicite en partant d'une solution initiale donnée par la solution stationnaire obtenue.

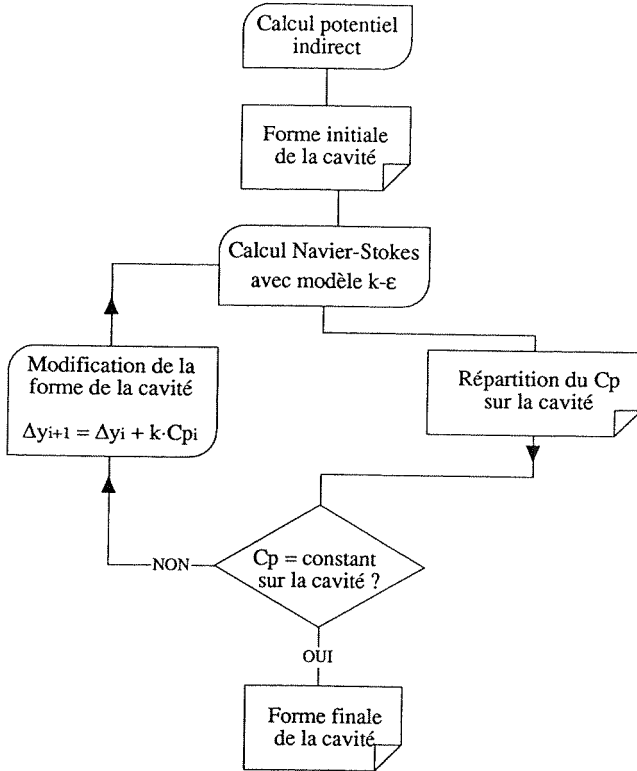


Figure 5.9 : Schéma de principe de la détermination de la forme de la poche de cavitation partielle par un calcul Navier-Stokes.

### 5.2.1 Code potentiel

Le code que j'ai utilisé pour établir la forme initiale de la poche est basé sur le calcul de l'écoulement potentiel par une méthode de singularités développée par Favre [4]. Ces singularités sont des sources qui sont réparties linéairement sur des panneaux dans le plan complexe, ce qui correspond à l'addition de sources et de tourbillons dans le plan réel. Les points de support de ces panneaux ne sont pas disposés directement sur le contour de contrôle que constitue l'hydrofoil, comme cela est le cas dans les méthodes de panneaux classiques, mais légèrement à l'intérieur de celui-ci. Cette disposition à l'avantage de rendre possible le traitement de corps présentant des discontinuités dans les dérivées de leur contour, par exemple un bord de fuite tronqué, mais aboutit à un système moins bien "conditionné". Une disposition optimale des points de support des panneaux et des points de contrôle a été

recherchée afin de ne pas rendre ce problème trop critique. Ainsi, les panneaux sont disposés selon une loi sinusoïdale du bord d'attaque au bord de fuite de l'hydrofoil, et les points de contrôle sont placés aux intersections du contour du profil avec des droites normales aux panneaux et passant par leur centre.

Cette discrétisation de la distribution des singularités sur des panneaux conduit à exprimer la vitesse complexe en tout point de l'écoulement sous la forme d'une composition linéaire de la contribution de chaque panneau  $j$  :

$$W(X) = V_x - i V_y = W_\infty e^{-i\alpha_\infty} + \sum_j \Delta W_j(X) \quad (5.35)$$

où  $X$  est un point du plan complexe,  $U_\infty$  est la vitesse non perturbée,  $\alpha_\infty$  l'angle d'incidence du corps et  $\Delta W_j(X)$  la contribution à la vitesse au point  $X$  de la singularité répartie sur le  $j^{\text{ème}}$  panneau. Cette contribution, qui est le résultat de l'intégration de la singularité répartie sur l'élément  $j$ , peut s'écrire comme :

$$\Delta W_j(X) = \frac{1}{2\pi} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \frac{\zeta(z) dz}{(X-z)} \quad (5.36)$$

Cette intégrale a été résolue de façon analytique (voir Favre). Les composantes de la vitesse en tout point du plan réel peuvent alors s'écrire comme :

$$\begin{aligned} V_{x_i} &= U_\infty \cos \alpha_\infty + \sum_j BV_{x_{ij}} \zeta_j \\ V_{y_i} &= U_\infty \sin \alpha_\infty + \sum_j BV_{y_{ij}} \zeta_j \end{aligned} \quad (5.37)$$

où  $BV_{x_{ij}}$  et  $BV_{y_{ij}}$  sont les coefficients d'influence au point  $i$  de la singularité  $\zeta$  répartie sur l'élément  $j$  et dont les valeurs extrêmes sont  $\zeta_j$  et  $\zeta_{j+1}$ . Les inconnues de ce système sont ces valeurs extrêmes des singularités réparties sur les différents panneaux. Pour déterminer leurs valeurs, on impose des contraintes sur les vitesses aux points de contrôle que constituent le contour de l'hydrofoil. Ces diverses contraintes sont décrites ci-après.

### Condition d'imperméabilité

On impose une vitesse tangente en tout point de l'hydrofoil. Cette contrainte se traduit par une condition d'imperméabilité, ou de glissement, en tout point du profil. En chaque point de contrôle, on impose :

$$\frac{V_y(X_i)}{V_x(X_i)} = \operatorname{tg} \alpha_i \quad (5.38)$$

où  $\operatorname{tg} \alpha_i$  représente la dérivée  $y'(x)$  au point  $X = x + iy$  de l'hydrofoil. Si l'on remplace cette expression de la vitesse dans la formule 5.37, on obtient par regroupement des termes contenant les inconnues  $\zeta_j$  :

$$\sum_j (BV_{x_{ij}} \operatorname{tg} \alpha_i - BV_{y_{ij}}) \cdot \zeta_j = U_\infty \cdot (\sin \alpha_\infty - \operatorname{tg} \alpha_i \cdot \cos \alpha_\infty) \quad (5.39)$$

On peut remarquer que le premier membre ne dépend que de la géométrie de l'hydrofoil, tandis que le second dépend à la fois de cette géométrie et des conditions amont de l'écoulement.

### Profil en veine

L'hydrofoil que nous avons étudié expérimentalement étant monté à l'intérieur d'une veine de section carrée de 150x150 mm, les parois de celle-ci ont été simulées pour le calcul. Ainsi, des singularités ont été réparties également sur les parois de la veine, avec un raffinement dans la région de l'hydrofoil. Ces panneaux sont décalés de la paroi, comme ils l'étaient dans le cas de l'hydrofoil. Une condition de glissement a également été imposée aux points de contrôle de la veine. Les valeurs des singularités sur ces panneaux sont donc calculées à partir de la relation :

$$\sum_j (BV_{x_{ij}} \operatorname{tg} \alpha_\infty - BV_{y_{ij}}) \cdot \zeta_j = 0 \quad (5.40)$$

La géométrie finalement calculée est rappelée sur la Figure 5.10.

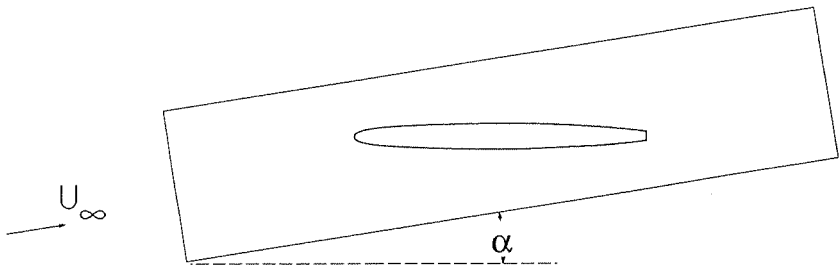


Figure 5.10 : Situation géométrique de l'hydrofoil et de la veine utilisée pour le calcul.

Bien que l'on tienne compte ainsi des parois de la veine, il faut encore ajouter une correction supplémentaire qui tienne compte de la présence de la couche-limite sur le pourtour de cette veine. Cette couche-limite a pour conséquence d'augmenter localement la vitesse moyenne par effet de blocage. Une relation empirique donne comme valeur de correction :

$$\Delta U_{\infty} = 0.62 \cdot U_{\infty} \cdot \frac{\text{Volume de l'hydrofoil}}{H^2 \cdot C} \quad (5.41)$$

où H et C sont respectivement la hauteur et la largeur de la veine. Une application numérique donne pour notre géométrie une correction de vitesse de 2.2 %.

Les diverses conditions d'imperméabilité (5.39 et 5.40) permettent d'établir un système de résolution matriciel pour le calcul des valeurs des singularités aux extrémités de chaque facette. Ce système peut se décomposer en influence de chacun des deux groupes de facettes sur lui-même et sur l'autre groupe et s'exprime sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \text{influence du profil} & \text{influence des parois} \\ \text{sur lui-même (A)} & \text{sur le profil (B)} \\ \text{influence du profil} & \text{influence des parois} \\ \text{sur les parois (C)} & \text{sur elles-mêmes (D)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \zeta_{\text{profil}} \\ \zeta_{\text{parois}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{condition} \\ \text{de glissement} \\ \text{sur le profil} \\ \text{condition} \\ \text{de glissement} \\ \text{sur les parois} \end{pmatrix} \quad (5.42)$$

On remarquera que les sous-matrices A et B sont indépendantes de l'incidence, contrairement aux sous-matrices C et D. La résolution de ce système se fait à l'aide d'une méthode de factorisation de Crout (bibliothèque NAG [B4], routine F04ATF) permettant un contrôle de l'erreur.

### Traitement du bord de fuite tronqué

Le bord de fuite tronqué du profil utilisé demande un traitement particulier. Comme on le fait habituellement pour le calcul potentiel de l'écoulement autour de corps immergé, nous imposons une condition de bord de fuite selon Kutta. Cela revient à imposer une vitesse égale sur les deux derniers éléments composant le bord de fuite.

Pour adapter cette condition de Kutta au bord de fuite tronqué, nous avons imposé une condition de pression égale à l'intrados et à l'extrados, soit une norme de la vitesse égale sur les deux derniers points de contrôle proches du bord de fuite. Cette condition est appliquée en remplacement d'une des conditions de tangence en l'un de ces points. Dans notre cas, elle remplace la condition de tangence sur l'élément intrados.

Dans le cas d'un profil tronqué, ces conditions de tangence n'ont pas une grande signification physique si on les impose aux centres des deux derniers panneaux se situant dans la zone dite

morte dans le sillage du profil. Pour cette raison, nous avons déplacés ces deux derniers points de contrôle aux angles du bord de fuite suivant le schéma donné sur la Figure 5.11

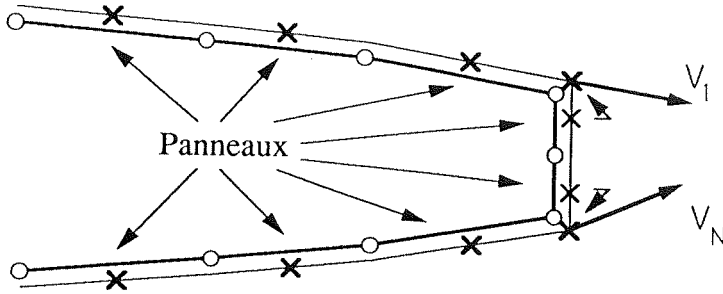


Figure 5.11 : Déplacements des derniers points de contrôle pour un bord de fuite tronqué.

### 5.2.1.1 Calcul potentiel en écoulement cavitant

La cavité est considérée comme une frontière libre sur laquelle règne une pression constante égale à la pression de vapeur. Si l'on écrit l'équation de Bernoulli entre un point à l'amont du profil et un point sur la cavité appartenant à la même ligne de courant, on obtient :

$$\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 + p_{\infty} = p_v + \frac{1}{2} \rho U_c^2 \quad (5.43)$$

La vitesse à l'interface vaut alors :

$$U_c = U_{\infty} \sqrt{1 + \sigma} \quad (5.44)$$

où  $\sigma$  est le nombre de cavitation. Celui-ci n'est pas connu a priori. Nous imposerons le point de détachement et la longueur de la frontière libre, et nous calculerons la forme de la poche et son nombre de cavitation correspondant à l'aide d'une méthode itérative que nous exposerons par la suite. Intéressons nous dans l'immédiat à la contrainte sur la vitesse que nous allons imposer sur la cavité pour le calcul des singularités lors de la première itération. Nous imposerons donc pour cette première itération un nombre de cavitation initial  $\sigma_0$ , ce qui nous permet de fixer une vitesse tangente constante sur la poche. Cette vitesse tangente peut être calculée en fonction des composantes  $V_x$  et  $V_y$  de la vitesse par simple rotation de l'angle de tangence  $\alpha_i$  au point de la poche considéré. Ainsi :

$$V_t = \vec{V} \cdot \vec{t} = V_x \cdot \cos \alpha_i + V_y \cdot \sin \alpha_i \quad (5.45)$$

En introduisant dans cette expression les composantes de la vitesse calculées en fonction des coefficients d'influence (5.37) et en l'égalant à la vitesse imposée par la condition de pression constante sur la poche (5.44), on obtient la contrainte suivante pour le calcul des singularités :

$$\sum_j (BV_{x_{ij}} + BV_{y_{ij}} \operatorname{tg} \alpha_i) \cdot \zeta_j = U_\infty \cdot \left( \frac{\sqrt{1 + \sigma_0}}{\cos \alpha_i} - \operatorname{tg} \alpha_i \cdot \sin \alpha_\infty - \cos \alpha_\infty \right) \quad (5.46)$$

Pour cette première itération, la forme de la poche n'étant pas exacte, la vitesse normale sur la cavité n'est pas nulle. C'est à l'aide de cette vitesse résiduelle que nous allons calculer la déformation à imposer à la paroi de la cavité pour obtenir une ligne de pression constante.

### 5.2.1.2 Condition de raccordement de la cavité

Comme nous pouvons le constater, il existe une discontinuité de la vitesse imposée au point de raccordement entre la surface libre et l'hydrofoil. Pour éviter cet écueil, nous avons remplacé la condition de pression constante par une loi de raccordement de la vitesse sur quelques panneaux à la fermeture de la cavité. Cette condition consiste à faire varier la vitesse progressivement de sa valeur sur la cavité à sa valeur sur le profil. Deux choix sont possibles : soit une loi sur la vitesse normale, soit une loi sur la vitesse tangentielle. On doit également choisir le degré du polynôme de cette loi de raccordement. Après plusieurs essais, et suivant les expériences faites par Favre, nous avons choisi une loi de raccordement linéaire sur la vitesse normale, qui n'est pas nulle sur la cavité en cours d'itération, car ce n'est que lorsque la convergence a eu lieu que cette vitesse s'annule. Cette condition se traduit par :

$$\sum_j (BV_{x_{kj}} \cdot \sin \alpha_k - BV_{x_{ij}} \cdot \sin \alpha_i + BV_{y_{ij}} \cdot \cos \alpha_i - BV_{y_{kj}} \cdot \cos \alpha_k) \cdot \zeta_j = U_\infty \left[ \cos \alpha_\infty \cdot (\sin \alpha_i \cdot h_i \cdot \sin \alpha_k) - \sin \alpha_\infty \cdot (\cos \alpha_i \cdot h_i \cdot \cos \alpha_k) \right] \quad (5.47)$$

où  $k$  est l'indice du panneau du début du raccordement et  $h_i$  la valeur de la fonction de raccordement au point  $i$ . Cette fonction vaut 1 pour lorsque  $i = k$  et 0 lorsque  $i = p$ ,  $p$  étant l'indice du panneau au point de raccordement.

### 5.2.1.3 Relaxation de la cavité

Comme nous l'avons vu, la condition imposée sur la poche est une vitesse constante, donc une pression constante. En réalité, c'est la composante tangentielle que l'on impose. La vitesse normale sur cette poche après un premier calcul effectué n'est donc pas nulle, la forme de la cavité n'étant évidemment pas exacte lors de cette première itération. Nous allons



utiliser cette vitesse normale résiduelle pour déformer itérativement la poche. La forme définitive de cette cavité est atteinte lorsque cette vitesse normale est en tout point de la poche inférieure à une limite égale à un centième de la vitesse amont.

On déforme la cavité afin qu'elle soit tangente à la vitesse calculée. Soit un panneau  $\vec{AB}$  situé entre les points  $i$  et  $i+1$  de la cavité,  $\vec{e}_i$ ,  $\vec{n}_{i+1}$  les vecteurs normaux en ces points, la loi de déformation qu'on lui applique afin d'obtenir un panneau  $A'\vec{B}'$  peut s'exprimer sous la forme :

$$A'\vec{B}' = -k_{i+1} \cdot \vec{n}_{i+1} + \Delta s_i \cdot \vec{t}_i + k_i \cdot \vec{n}_i \quad (5.48)$$

où  $\Delta s_i$  est la longueur du panneau  $i$ .

La condition de tangence à la vitesse calculée au centre du panneau permet de calculer le facteur de déformation  $k_{i+1}$  en fonction du facteur  $k_i$  du point précédent :

$$A'\vec{B}' \wedge \vec{V}_i = \vec{0} \quad (5.49)$$

ce qui revient à poser que :

$$k_{i+1} \vec{V}_i \cdot \vec{t}_{i+1} + \Delta s_i \vec{V}_i \cdot \vec{n}_i - k_i \vec{V}_i \cdot \vec{t}_i = 0 \quad (5.50)$$

On calcule donc la déformation de la cavité par la formule :

$$k_{i+1} = k_i \frac{\vec{V}_i \cdot \vec{t}_i}{\vec{V}_i \cdot \vec{t}_{i+1}} - \Delta s_i \frac{\vec{V}_i \cdot \vec{n}_i}{\vec{V}_i \cdot \vec{t}_{i+1}} \quad (5.51)$$

Au point de détachement de la cavité, cette déformation est nulle, ce qui permet d'initialiser ce calcul.

On introduit un facteur de pondération  $\delta$  compris entre 0 et 1 afin d'éviter une déformation trop rapide qui entraînerait d'éventuelles instabilités numériques. La déformation à chaque itération vaut alors :

$$k'_{i+1} = \delta \cdot k_{i+1} \quad (5.52)$$

On effectue alors un calcul avec cette nouvelle géométrie et on redéforme la cavité en fonction de la nouvelle distribution de vitesse sur celle-ci. Ce processus est arrêté lorsque la vitesse normale résiduelle en tout point de la cavité est inférieure à la limite donnée plus haut.

#### 5.2.1.4 Adaptation du nombre de cavitation

Les premières itérations de ce calcul sont faites avec le nombre de cavitation initial afin que la déformation de la poche commence à se stabiliser. Après les 5 premières itérations, on débute l'adaptation du nombre de cavitation, donc de la vitesse constante sur la cavité. Cette adaptation se fait en fonction de la valeur du coefficient de pression au bord de fuite extrados du profil. En effet, en ce point, le coefficient de pression ne devrait pas être influencé par la présence de la poche, puisqu'il est égal à l'intrados où aucune modification de géométrie n'est faite. Cette condition n'est par contre pas satisfaite si la valeur du nombre de cavitation n'est pas adaptée à la longueur de la poche choisie. On corrige donc le nombre de cavitation en fonction du coefficient de pression calculée au bord de fuite :

$$\sigma^{j+1} = \sigma^j + \beta \cdot (c_{p_0} - c_{p^j}) \quad (5.53)$$

où  $j$  est l'indice de l'itération,  $\beta$  un coefficient de pondération qui permet d'éviter d'éventuelles instabilités numériques et  $c_{p_0}$  est le coefficient de pression au bord de fuite calculé hors cavitation.

### 5.2.2 Code Navier-Stokes

Comme nous l'avons déjà précisé, le code utilisé pour résoudre l'équation de Navier-Stokes est le logiciel FIDAP. Ce logiciel ayant une documentation très complète, nous nous bornerons à indiquer ici les différents choix que nous avons faits pour effectuer ce calcul. Les équations que nous présenterons ci-après seront données en notation tensorielle.

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement est donnée par :

$$\rho \cdot \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j u_{i,j} \right) = \sigma_{ij,j} + \rho \cdot f_i \quad (5.54)$$

La continuité est également garantie dans le calcul par la résolution de l'équation :

$$u_{i,i} = 0 \quad (5.59)$$

Le problème qui nous intéresse étant stationnaire en moyenne, le problème se ramène à résoudre l'équation :

$$\rho \cdot u_j u_{i,j} = \sigma_{ij,j} + \rho \cdot f_i \quad (5.56)$$

Pour un fluide, le tenseur des contraintes peut être écrit comme :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (5.57)$$

où  $\tau_{ij}$  est le tenseur déviateur. Les propriétés des fluides donnent une relation constitutive entre ce tenseur déviateur et celui du taux de déformation, donnée par :

$$D_{ij} = 1/2 (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (5.58)$$

Dans le cas d'un fluide Newtonien, cette relation constitutive est donnée par :

$$\tau_{ij} = 2\mu \cdot D_{ij} \quad (5.59)$$

où  $\mu$  est la viscosité du fluide.

Le problème qui nous intéresse étant de quantifier les effets des transferts turbulents sur la pression moyenne, en particulier dans la proximité de la cavité, nous avons utilisé un des modèles de turbulence proposé par le logiciel. La viscosité du fluide est alors modélisée comme la somme d'une viscosité moléculaire  $\mu_0$  et d'une viscosité turbulente  $\mu_t$ , associée aux grosses structures :

$$\mu = \mu_0 + \mu_t \quad (5.60)$$

Le modèle qui nous a semblé le mieux adapté à notre problème est un modèle à deux équations, dit modèle k- $\epsilon$ . La viscosité turbulente est alors donnée par :

$$\mu_t = \rho \cdot c_u \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5.61)$$

où  $c_u$  est une constante qui est égale à 0.09. On introduit ainsi deux nouvelles inconnues que sont l'intensité de la turbulence  $k$  et la dissipation  $\epsilon$ . On doit donc introduire deux nouvelles équations pour résoudre ce système. Une manipulation algébrique de l'équation de Navier-Stokes permet d'obtenir deux équations de transport, à la fois pour  $k$  et pour  $\epsilon$ . Le système à résoudre devient alors :

$$\begin{aligned} u_{i,i} &= 0 \\ \rho u_j u_{i,j} &= -p_{,i} + [\mu(u_{i,j} + u_{j,i})]_{,j} + \rho \cdot f_i \\ \rho u_j k_{,j} &= \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} k_{,j} \right)_{,j} - \rho \cdot \epsilon \end{aligned} \quad (5.62)$$

$$\rho u_j \varepsilon_j = \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \varepsilon_j \right)_j - \rho \cdot c_2 \frac{\varepsilon^2}{k}$$

où  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$  et  $c_2$  sont des constantes qui valent respectivement 1.00, 1.30 et 1.92.

Afin de simplifier le problème et de diminuer le nombre d'inconnues, une méthode dite de pénalisation est appliquée à la pression. On perturbe la condition d'incompressibilité pour la remplacer par :

$$u_{i,i} + \kappa p = 0 \quad (5.63)$$

où  $\kappa$ , le paramètre de pénalisation, est un réel très petit, typiquement compris entre  $10^{-5}$  et  $10^{-9}$ . Physiquement, cette condition simule l'écoulement d'un fluide très légèrement compressible. Cette approche a l'énorme avantage d'éliminer la pression des équations à résoudre. Cette dernière sera calculée dans un post-traitement par :

$$p^\kappa = -\frac{1}{\kappa} u_{i,i}^\kappa \quad (5.64)$$

Les équations présentées ont été adimensionnalisées afin de les rendre plus homogènes. Les vitesses ont été rapportées à la vitesse à l'entrée de la veine,  $U_\infty$ , et les longueurs à la corde de l'hydrofoil  $L$ . Ainsi, l'adimensionnalisation peut s'écrire comme :

$$u_i^* = \frac{u_i}{U_\infty}, \quad x_i^* = \frac{x_i}{L} \quad (5.65)$$

L'astérisque dénote ici les variables sans dimension. En utilisant l'adimensionnalisation présentée sous 5.65, l'équation de Navier-Stokes, dans le cas d'une viscosité constante  $\mu$ , devient :

$$u_j^* u_{i,j}^* = -p_{,i}^* + f_i^* + \frac{1}{Re} u_{i,jj}^* \quad (5.66)$$

avec  $p^* = \frac{p}{\rho U_\infty^2}$ ,  $f_i^* = \frac{f_i \cdot L}{U_\infty^2}$  et  $Re = \frac{\rho U_\infty L}{\mu}$  où  $v = \frac{\mu}{\rho}$

De la même façon, les autres variables telles que l'énergie cinétique de la turbulence  $k$  et la dissipation  $\varepsilon$  ont également été rendues sans dimension, ce qui donne :

$$k^* = \frac{k}{U_\infty^2}, \quad \varepsilon^* = \frac{\varepsilon \cdot L}{U_\infty^3} \quad (5.67)$$

Au vu de l'équation 5.66, les paramètres physiques adimensionnels à introduire pour la résolution du problème sont alors réduits à :

$$\begin{array}{ll} \text{une densité} & \rho^* = 1 \\ \text{une viscosité moléculaire} & \mu^* = 1/Re \end{array} \quad (5.68)$$

On abandonnera par la suite la notation étoilée qui sera prise par défaut.

Par la présence du terme convectif,  $u_i u_{i,j}$ , les équations de Navier-Stokes sont non linéaires. Le logiciel FIDAP propose plusieurs méthodes numériques permettant de résoudre cette non-linéarité. La méthode que nous avons choisie est celle de Picard, appelée parfois méthode du point fixe ou méthode des approximations successives [B5]. Cette méthode a l'avantage d'être très robuste, mais présente le désavantage de converger de façon linéaire, donc d'être assez coûteuse en temps calcul.

La méthode de Picard consiste à définir une suite de solutions approchées  $u_i^0, u_i^1, \dots, u_i^n, \dots$  données par la résolution du système suivant :

$$-\frac{1}{Re} u_{i,j}^n - \frac{1}{\kappa} u_{i,i}^n + u_i^{n-1} u_{i,j}^n = f_i \quad (5.69)$$

Le taux de convergence de la méthode est amélioré par l'utilisation d'une procédure de relaxation donnée par :

$$u_i^n = \alpha \cdot u_i^{n-1} + (1-\alpha) \cdot u_i^* \quad (5.70)$$

où  $u^*$  est la solution de l'itération précédente et  $\alpha$  le facteur d'accélération du processus de relaxation, compris entre 0 et 1. Pour la résolution de notre problème, nous avons choisi un facteur d'accélération égal à 0.5.

La solution initiale  $u_i^0$  choisie pour débiter ce processus itératif est la solution donnée par la résolution de l'équation de Stokes, qui néglige le terme convectif non linéaire de l'équation 5.66.

Le critère de convergence utilisé par FIDAP est double. Il s'agit de satisfaire à la fois un critère sur l'évolution de la solution :

$$\frac{\|u_i^n - u_i^{n-1}\|}{\|u_i^n\|} \leq \epsilon_u \quad (5.71)$$

et un critère sur l'évolution du résidu :

$$\frac{\|R(u_i^n)\|}{\|R(u_i^0)\|} \leq \epsilon_F \quad (5.72)$$

où  $\|\cdot\|$  désigne ici la norme Euclidienne. Pour effectuer notre calcul, nous avons imposé pour ces critères les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \epsilon_u &= 0.001 \\ \epsilon_F &= 0.01 \end{aligned}$$

### 5.2.2.1 Maillage

Le système d'équations présenté ci-avant étant résolu par la méthode des éléments finis, il convient de choisir un type d'élément pour le calcul. Notre choix s'est porté sur des éléments quadrilatères bilinéaires à 4 noeuds. Les différentes variables sont donc évaluées sur l'élément par des fonctions élémentaires linéaires. Les éléments frontières sont dans ce cas des éléments linéaires à 2 noeuds.

Ces fonctions élémentaires sont égales à l'unité au noeud auquel elles correspondent et elles sont égales à zéro aux autres noeuds. Soit  $r$  et  $s$  les coordonnées normalisées de l'élément (voir Figure 5.12) qui varient de  $-1$  à  $+1$ , les composantes de la vitesse en tout point de l'élément sont interpolées par les fonctions bilinéaires suivantes :

$$\Phi = \begin{pmatrix} 1/4 (1-r)(1-s) \\ 1/4 (1+r)(1-s) \\ 1/4 (1+r)(1+s) \\ 1/4 (1-r)(1+s) \end{pmatrix} \quad (5.73)$$

Ainsi, chaque composante de la vitesse sur l'élément quadratique à 4 noeuds est évaluée par :

$$u_i = \sum_{j=1}^4 u_{ij} \cdot \Phi_j, \quad i = 1, 2 \quad (5.74)$$

où  $u_{ij}$  est la valeur approchée de la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse au point  $j$  selon l'ordre présenté sur la Figure 5.12.

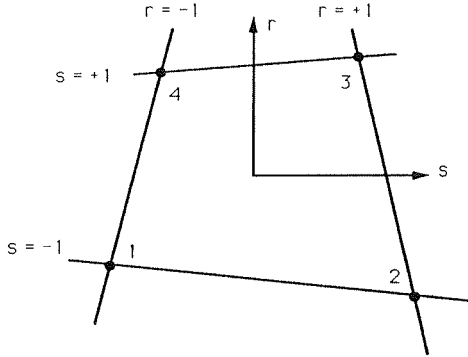


Figure 5.12 : Coordonnées normalisées d'un élément quadrilatère à 4 noeuds.

On utilise les mêmes fonctions élémentaires pour définir la géométrie de l'élément (élément isoparamétrique). La relation entre les coordonnées physiques (x,y) et les coordonnées normalisées (r,s) est donc donnée par :

$$\begin{aligned}
 x(r,s) &= \sum_{j=1}^4 x_j \cdot \varphi_j(r,s) \\
 \text{et} & \\
 y(r,s) &= \sum_{j=1}^4 y_j \cdot \varphi_j(r,s)
 \end{aligned}
 \tag{5.75}$$

où  $x_j, y_j$  sont les coordonnées du  $j^{\text{ème}}$  noeud de l'élément.

La construction des matrices des éléments finis implique le calcul de différentes dérivées ou intégrales. Les fonctions de base étant données en termes de coordonnées normalisées, il faut construire la relation permet d'exprimer leurs dérivées et intégrales dans le plan physique. Cette relation, appelée parfois métrique, est donnée par :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial r} & \frac{\partial y}{\partial r} \\ \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{pmatrix} = \mathbf{J} \begin{pmatrix} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{pmatrix}
 \tag{5.76}$$

où la matrice  $\mathbf{J}$  est le Jacobien de la transformation. Les dérivées des fonctions élémentaires dans le plan physique sont alors données par :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \end{pmatrix} = \mathbf{J}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial r} \\ \frac{\partial \phi}{\partial s} \end{pmatrix} \tag{5.77}$$

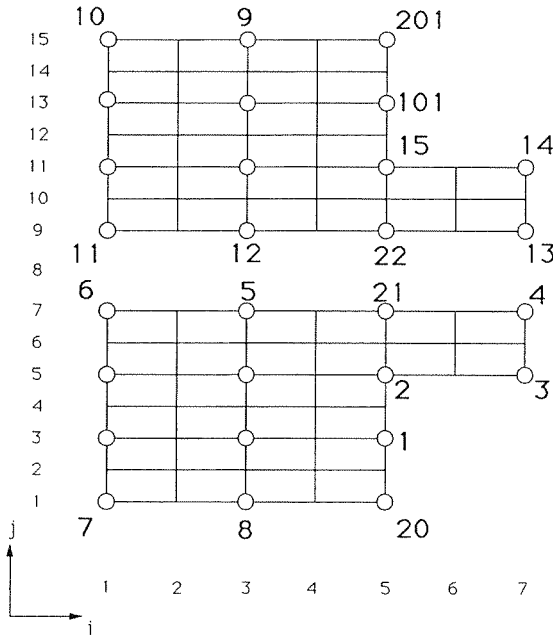


Figure 5.13 : Maillage logique de la veine avec l'hydrofoil.

L'évaluation de la surface élémentaire est effectuée à l'aide de la transformation :

$$dx dy = |\mathbf{J}| dr ds \tag{5.78}$$

où  $|\mathbf{J}|$  est le déterminant du Jacobien. Les intégrales sont calculées en employant la méthode des points de Gauss.

Le maillage supportant les éléments est créé à l'aide du pré-processeur FIPREP. Il s'agit de faire correspondre les points du plan physique  $(x,y)$  à des points dans un plan logique  $(i,j)$  afin de créer une grille. Le mailleur FIPREP permet de créer des espaces logiques qui ne soient pas structurés, c'est-à-dire que la connectivité des éléments dans le plan logique peut différer de celle du plan physique, et vice-versa.

Pour modéliser la veine avec le profil NACA inclus, nous avons choisi un maillage en "H" qui est bien adapté à ce type de géométrie. Le maillage est donc généré de part et d'autre du



profil en se prolongeant de l'amont à l'aval de la veine. La Figure 5.13 présente le maillage réalisé dans le plan logique.

Ce plan logique est séparé en deux pour mailler l'extrados et l'intrados du profil. Les lignes amont 20-1, 201-101 joignant le centre de l'entrée de la veine au bord d'attaque de l'hydrofoil, et les lignes aval 3-4, 14-13 reliant le centre du bord de fuite au centre de la sortie de la veine sont ensuite confondues pour le calcul. Deux zones particulières (2-3-4-21 et 15-14-15-22) ont été créées pour affiner le maillage dans le sillage du bord de fuite tronqué afin de bien prendre en compte par le calcul les forts cisaillements qui y prennent naissance. Un raffinement important des mailles a également été réalisé à proximité des parois de la veine et du profil. Pour assurer un maillage orthogonal aux parois de la veine, deux nappes artificielles ont été ajoutées le long de celles-ci. La correspondance des points caractéristiques de ce maillage dans le plan physique est présentée sur la Figure 5.14.

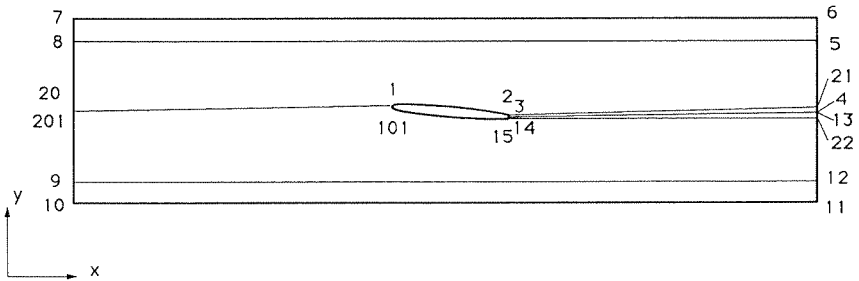


Figure 5.14 : Points caractéristiques du maillage dans le plan physique.

La courbe intrados et extrados du profil sur laquelle vient s'appuyer le maillage est introduite sous la forme d'un fichier de points lu par le mailleur FIPREP. Cette particularité nous permet d'effectuer très facilement le changement de maillage exigé par la modification de la géométrie de la cavité.

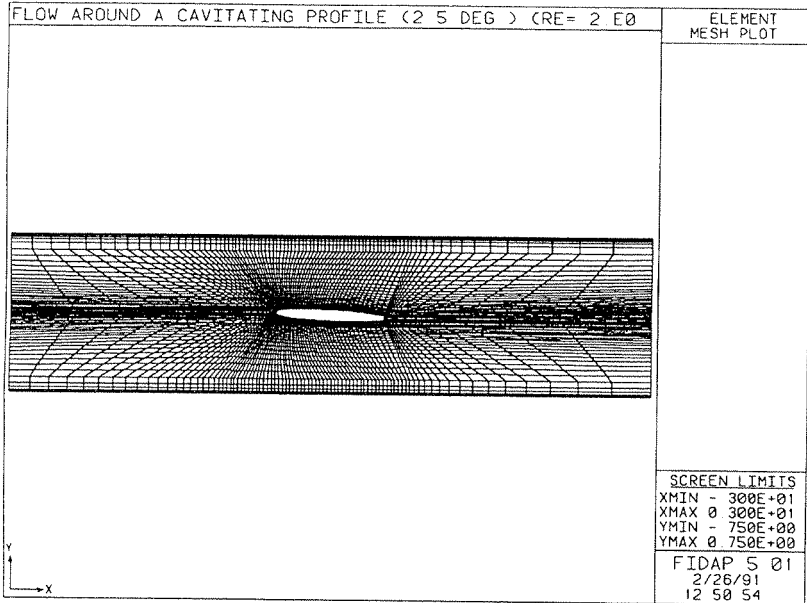


Figure 5.15 : Maillage physique de la veine avec l'hydrofoil.

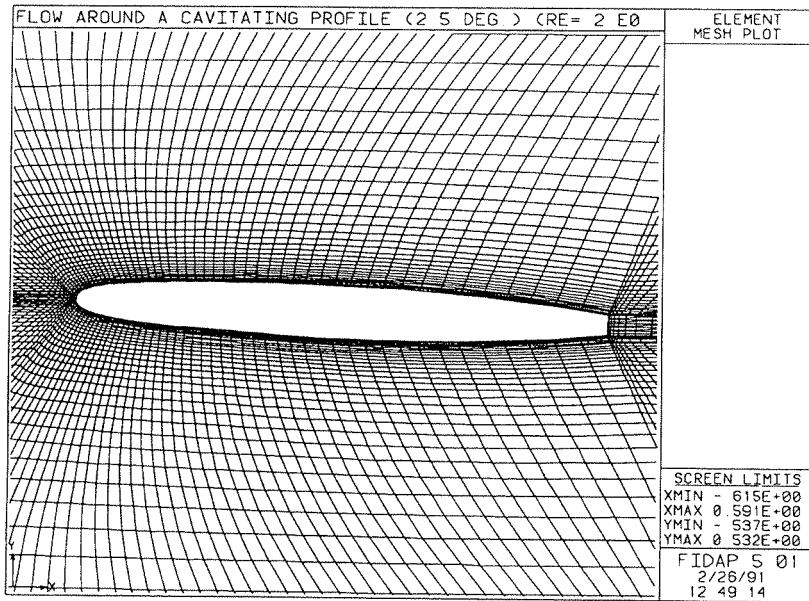


Figure 5.16 : Maillage rapproché autour de l'hydrofoil en veine sans cavité attachée

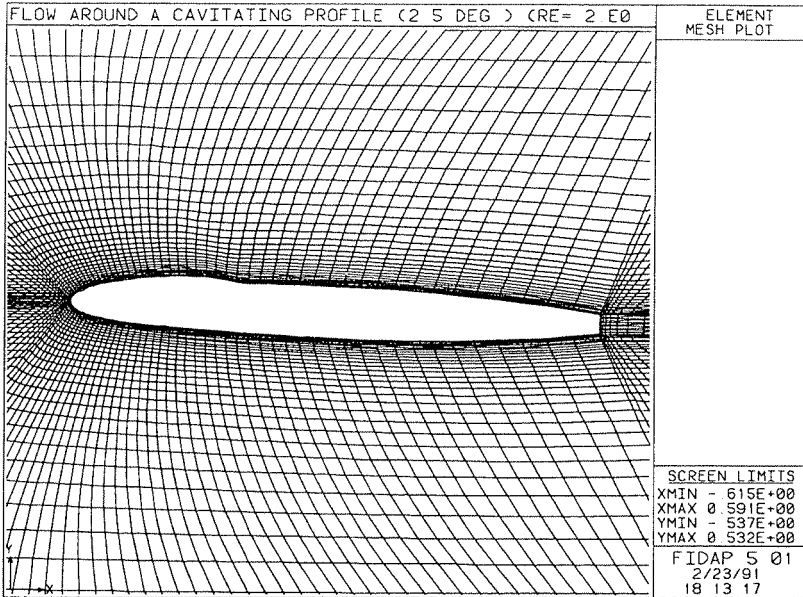


Figure 5.17 : Maillage rapproché autour de l’hydrofoil en veine avec une cavité d’une longueur relative de 33 %.

Le résultat final du maillage, dans le plan physique, de l’hydrofoil en veine est présenté sur la Figure 5.15. Une vue rapprochée du maillage autour de l’hydrofoil sans cavité est donné sur la Figure 5.16, et avec une cavité d’une longueur relative de 33 % sur la Figure 5.17.

### 5.2.2.2 Conditions aux limites et conditions initiales

Il s’agit de donner les conditions aux limites du domaine de calcul. La condition aux limites “naturelle” dans FIDAP, c’est-à-dire la condition prise par défaut, est une condition de contrainte nulle, ce qui équivaut à une condition de Neuman sur les composantes de la vitesse. Pour un champ de vitesse bidimensionnelle sans modèle de turbulence, cela nous donne selon les équations (5.57) à (5.59), sous forme adimensionnelle, et dans le repère de l’élément frontière :

$$\sigma_{11} = -p + \frac{2}{Re} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0$$

et

$$\sigma_{12} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) = 0 \tag{5.77}$$

Dans le cas d'un écoulement complètement développé,  $u_1 = u_1(x_2)$  et  $u_2 = 0$ , cette condition revient à une condition de pression nulle. C'est cette condition qui a été imposée pour les composantes de la vitesse à la sortie de la veine sur les segments 4-6 et 11-13. Une condition identique est imposée pour l'énergie cinétique de la turbulence  $k$  et la dissipation  $\epsilon$ .

Une vitesse nulle a été imposée sur les parois de la veine et du profil. La résolution de l'équation de Navier-Stokes jusqu'aux parois solides demandant un maillage extrêmement fin, donc étant très coûteuse en temps calcul, et le modèle de turbulence utilisé supportant mal les zones à très fort gradient de vitesse, une loi de paroi a été appliquée dans les premiers éléments contigus aux parois solides. Les valeurs de frontière imposées à l'énergie cinétique de la turbulence et à la dissipation sont calculées par le code de calcul (FIDAP version 5.01). L'ancienne version de FIDAP (4.5) que nous avons utilisée au début de notre étude demandait de fixer les valeurs de  $k$  et de  $\epsilon$  sur les parois solides. Une estimation de la valeur de la dissipation, calculée en fonction des valeurs de traînée mesurées, est présentée en annexe E. Les valeurs ainsi calculées ont permis de contrôler les résultats obtenus avec la nouvelle version de FIDAP.

En entrée de la veine, des conditions de Dirichlet pour les différents degrés de liberté sont imposées. Un profil de vitesse droit est choisi, ainsi que des valeurs constantes pour  $k$  et  $\epsilon$ . En valeur adimensionnelle, ces différentes contraintes correspondent à :

$$\begin{aligned} u_1 &= 1, \quad u_2 = 0 \\ k &= 0.005, \quad \epsilon = 0.05 \end{aligned}$$

La Figure 5.18 résume ces différentes conditions aux limites.

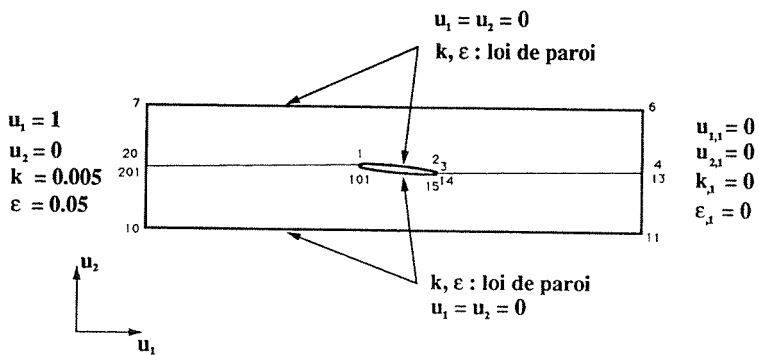


Figure 5.18 : Conditions aux limites imposées aux frontières du domaine de calcul.

Les conditions initiales données pour la résolution itérative des termes non-linéaires par la méthode de Picard sont :

- un champ de vitesse donné par la résolution de l'équation de Stokes.
- une valeur de l'énergie cinétique  $k$  sur tout le domaine égale à la valeur imposée à l'entrée de la veine.
- une valeur de la dissipation  $\epsilon$  sur tout le domaine égale à la valeur imposée à l'entrée de la veine.

Toutes ces conditions sont imposées par le biais de cartes d'entrée pour le pré-processeur. Un exemple de ce fichier d'entrée de FIPREP permettant de générer le maillage, de définir les conditions aux limites, ainsi que les conditions initiales, de préciser le type de problème à résoudre et la méthode à utiliser pour ce faire, est présenté en annexe F.

### 5.2.3 Résultats

#### 5.2.3.1 Calcul hors cavitation

Notre premier soucis a été de vérifier le bon fonctionnement du logiciel Navier-Stokes, ainsi que le bien fondé des conditions aux limites imposées pour le calcul. Pour cela, nous avons vérifié le résultat obtenu par le calcul pour l'écoulement autour du profil en veine hors cavitation. Cette vérification est faite en comparant la répartition du coefficient de pression sur le profil obtenue par le calcul avec celle obtenue par l'expérience. Une remarque doit être faite à propos de la détermination du coefficient de pression obtenu par le calcul. Comme nous l'avons vu précédemment (5.66), l'adimensionnalisation des équations fait apparaître une pression sans dimension qui s'exprime sous la forme :

$$p^* = \frac{p}{\rho U_\infty^2}$$

ce qui n'est pas exactement l'expression du coefficient de pression usuel, donné par :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (5.78)$$

De plus, la pression adimensionnelle de référence du calcul n'est pas la pression à l'entrée de la veine, mais plutôt celle de la sortie de la veine, la condition de contraintes nulles que l'on y

impose correspondant, aux efforts visqueux près, à une condition de pression nulle. Nous avons donc calculé le coefficient de pression obtenu par le calcul comme :

$$C_p = 2 \cdot (p^* - p^*_{\text{entrée}}) \quad (5.79)$$

Le calcul des coordonnées des points d'application de cette pression, dépendant du maillage, doit encore être effectué pour déterminer totalement cette répartition du coefficient de pression sur le pourtour du profil. Ce calcul est présenté en annexe C.

Le résultat du champ de pression dans la veine obtenu par le calcul Navier-Stokes est présenté sur la Figure 5.19. Nous constatons que la pression est très constante à la sortie de la veine, ce qui confirme le bien fondé de notre condition aval. De plus, nous pouvons remarquer que ces lignes de pression constante sont perpendiculaires aux parois de la veine, ce qui montre que la condition de paroi solide est bien prise en compte.

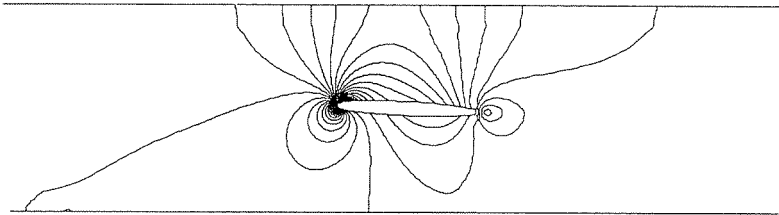


Figure 5.19 : Champ de pression dans la veine avec un profil NACA 009 à 2.5 degrés d'incidence sans cavitation.

La comparaison entre les répartitions du coefficient de pression obtenues par le calcul et la mesure est présentée pour un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence sur la Figure 5.20. Le calcul correspond au trait plein et la mesure aux points carrés.

Nous mettons ainsi en évidence l'excellent résultat du calcul, la comparaison avec la mesure étant presque parfaite. En particulier, nous pouvons observer que la perte de charge le long du profil est parfaitement captée par le calcul. Le bon comportement du calcul est confirmé par la comparaison des efforts hydrodynamiques qui donne une différence entre le calcul et la mesure de moins d'un pour-cent pour la portance et de moins de 5 % pour la traînée.

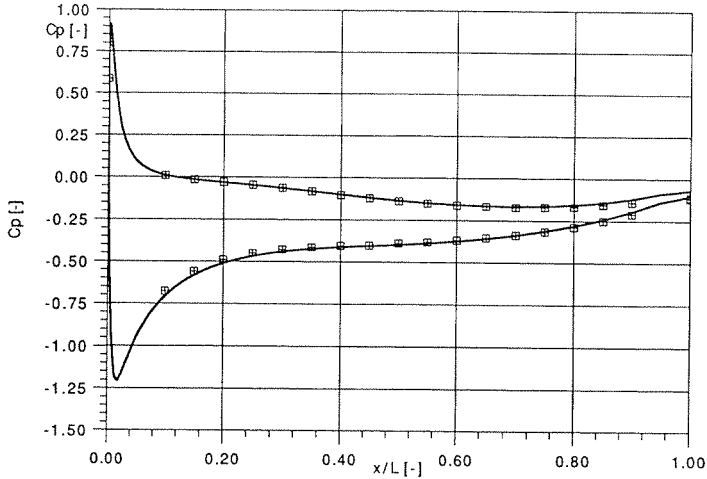


Figure 5.20 : Comparaison des répartitions du coefficient de pression mesurée (points) et calculée (—) autour d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence hors cavitation.

### 5.2.3.2 Calcul en cavitation

La méthode pour le calcul en cavitation a été présentée plus haut. Notre but est de calculer avec une grande précision le nombre de cavitation correspondant à une certaine expansion de la poche afin de prédire la localisation des dégâts liés à celle-ci. Nous avons pour cela simplement déformé le profil sur sa portion dénoyée de façon à obtenir sur celle-ci une répartition de pression constante. La valeur du plateau de pression ainsi obtenu correspond au nombre de cavitation pour lequel la poche attachée atteint la longueur fixée a priori. Le calcul par le calcul potentiel ayant donné des valeurs du nombre de cavitation légèrement inférieures à celles mesurées (voir Figure 5.22), et nos mesures ayant de plus révélé une influence de la vitesse sur la longueur de la poche (chapitre 3), nous avons corrigé la forme de cavité obtenue par le calcul potentiel à l'aide du calcul Navier-Stokes. Cette correction a été faite par itérations successives, selon le schéma 5.9, en fonction de la répartition de pression obtenue par le code Navier-Stokes.

Cette méthode de calcul a été appliquée à la détermination du nombre de cavitation d'une poche d'une longueur relative à la corde de l'hydrofoil de 33 %. En effet, la plupart de nos résultats expérimentaux ont été obtenus pour une telle poche partielle se développant à l'extrados d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence et pour un nombre de cavitation de 0.81. C'est donc cette valeur que nous tenterons de déterminer par le calcul.

### 5.2.3.2.1 Forme initiale de la poche

La forme initiale de poche utilisée pour cette méthode itérative est donnée par le résultat du calcul potentiel. Ce calcul potentiel est donc fait pour une longueur de poche imposée de 33 % de la corde du profil. Sa longueur effective est de 34 %, correspondant au point du panneau le plus proche de la longueur imposée. Le point de détachement de cette poche est fixé à 2 % de la corde. La convergence du calcul de cette poche, exprimée comme on l'a vu, par une vitesse normale résiduelle inférieure à 1 %, est atteinte après 18 itérations du calcul potentiel. La Figure 5.21 présente l'évolution de la répartition de la pression sur la poche au cours des différentes itérations dans le cas d'une poche de 20 % de la corde de l'hydrofoil.

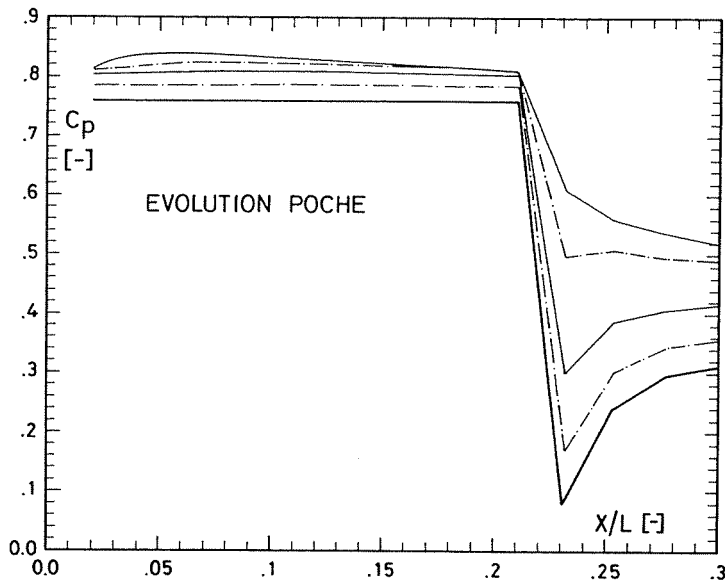


Figure 5.21 : Évolution de la répartition de la pression sur la poche au cours des itérations du calcul potentiel.

La répartition du coefficient de pression obtenue par le calcul potentiel pour une longueur de poche imposée de 33 % est présentée sur la Figure 5.22. Le nombre de cavitation calculé par le code potentiel est de 0.75, donc de 7.4 % inférieur au résultat obtenu par la mesure, qui est de 0.81. La forme de la poche ainsi calculée est superposée sur la même figure. C'est cette cavité qui est utilisée comme forme initiale pour la correction par le calcul Navier-Stokes.



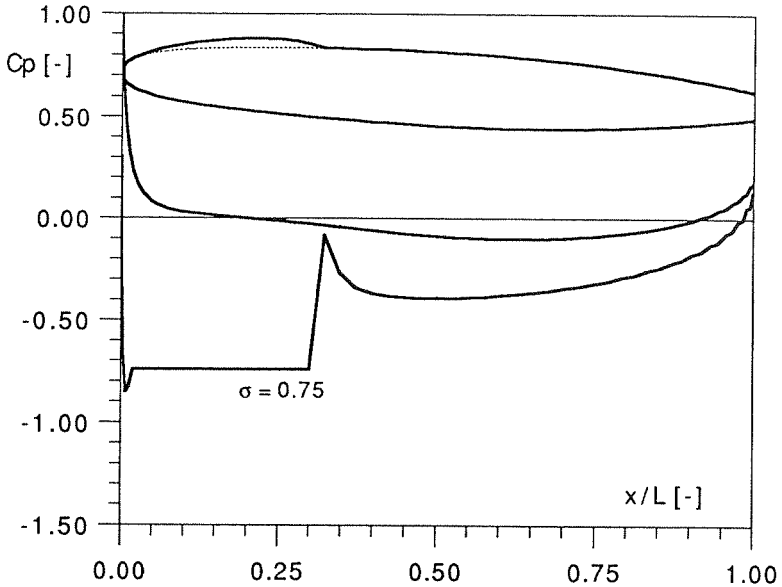


Figure 5.22 : Répartition du coefficient de pression et forme de la cavité données par le calcul potentiel pour une longueur de poche de 32 % de la corde de l'hydrofoil.

### 5.2.3.2.2 Résultat des itérations

Le premier pas est de calculer, par le code Navier-Stokes, la répartition de pression sur la forme initiale de la cavité. Le résultat de ce calcul est présenté sur la Figure 5.23.

Le résultat de ce calcul montre à l'évidence la dissipation importante due aux transferts turbulents, et dans une moindre mesure, au frottement visqueux, qui prend naissance sur la cavité. On comprend mieux alors que le calcul potentiel, qui néglige cette importante perte de charge, tend à prédire un nombre de cavitation inférieur à la réalité. Ce résultat confirme l'importance de la prise en compte de la viscosité turbulente dans la prédiction des poches de cavitation.

La forme de la cavité a donc été modifiée à l'aide de la formule 5.34. Différents essais ont été réalisés afin d'adapter le facteur de déformation  $K$ . Finalement, une valeur de 0.2 a été choisie. Une fois ce facteur adapté, deux itérations ont suffi pour obtenir une répartition de la pression constante sur la cavité. Le résultat de ces itérations est donné sur la Figure 5.24.

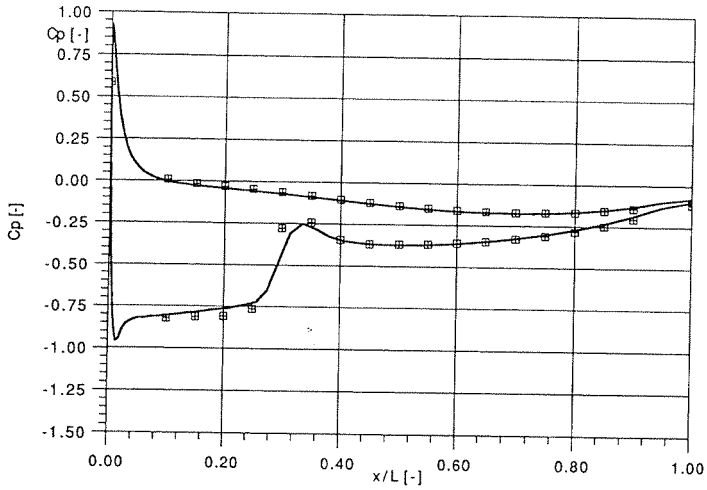


Figure 5.23 : Répartition du coefficient de pression calculée par le code Navier-Stokes sur la géométrie obtenue par le calcul potentiel.

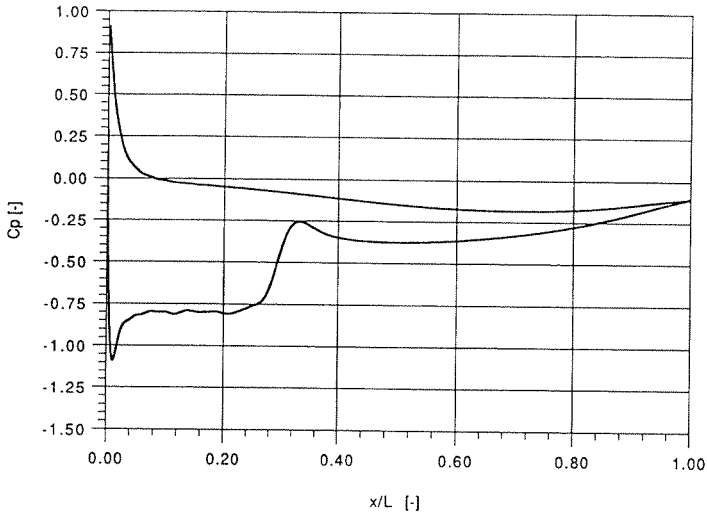


Figure 5.24 : Répartition du coefficient de pression obtenue par le calcul Navier-Stokes après correction de la géométrie de la poche.

#### 5.2.4 Confrontation avec l'expérience

Le résultat qui nous intéresse le plus est le nombre de cavitation obtenu pour une longueur de cavité fixée. La correction du calcul Navier-Stokes mène à un nombre de cavitation de 0.80,

donc à 1.2 % du résultat de la mesure. Compte tenu du fait que la longueur de la poche utilisée pour le calcul potentiel (34 %) est légèrement supérieure à celle mesurée (33 %) pour ce nombre de cavitation, la prédiction donnée par le calcul Navier-Stokes est excellente. La comparaison de la répartition du coefficient de pression obtenue par le calcul potentiel, le calcul Navier-Stokes et la mesure est faite sur la Figure 5.25.

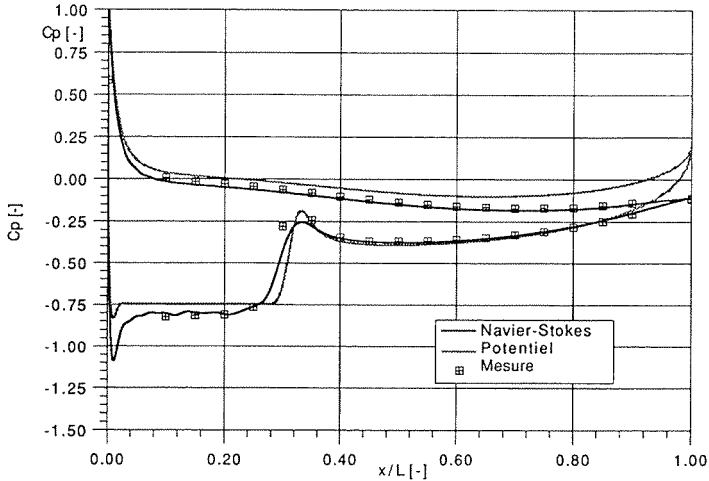


Figure 5.25 : Comparaison des distributions de coefficient de pression calculées avec la mesure.

Nous constatons tout de même que le calcul n'est pas parfait dans la zone de fermeture de la poche. Bien que les points de mesure ne soient pas très nombreux en cet endroit, il semble que la recompression obtenue par le calcul soit insuffisante. Cela provient probablement de la forme de la poche obtenue dans la zone de raccordement. La loi linéaire qui y est appliquée n'est vraisemblablement pas idéale. De plus, le maillage en cet endroit étant relativement grossier, il est possible que le calcul atténue la forte variation de la vitesse, et par conséquent de la pression, qui doit y exister.

Il est intéressant de comparer la géométrie de la poche obtenue par le calcul avec celle mesurée par l'analyse d'image. La Figure 5.26 présente les points de mesure, sous forme de barres d'erreur, ainsi que le résultat du calcul potentiel et la correction apportée par le calcul Navier-Stokes. Seule la géométrie de l'extrados de l'hydrofoil est dessinée. Afin de permettre une meilleure comparaison des différentes formes, les ordonnées de la figure ont été artificiellement agrandies.

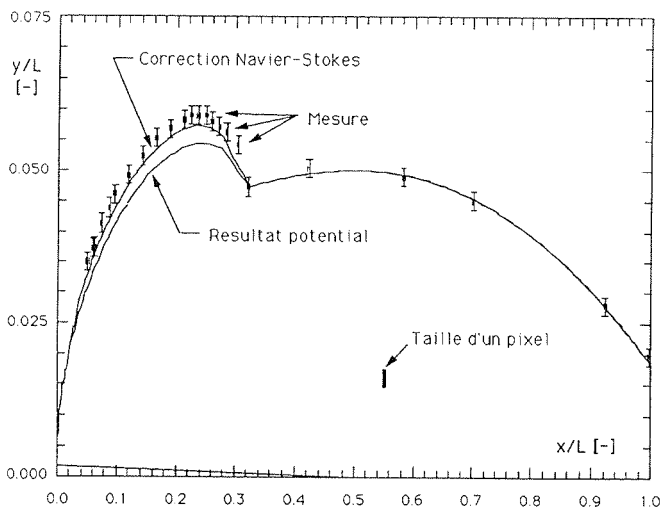


Figure 5.26 : Comparaison entre les géométries de l'extrados de l'hydrofoil résultantes du calcul potentiel, de la correction par le calcul Navier-Stokes, et de la mesure. A noter l'agrandissement de l'échelle verticale.

Cette comparaison confirme que la correction du calcul Navier-Stokes donne une solution qui est beaucoup plus proche de la mesure que le résultat obtenu par le calcul potentiel. Une différence subsiste cependant dans la zone de fermeture de la cavité. Force est de constater que la loi utilisée pour calcul la géométrie de la cavité en cet endroit n'est pas bonne. La mesure indique que la pente de la cavité est beaucoup plus abrupte que ne l'indique le résultat du calcul. Un modèle de fermeture plus adapté, tant pour le calcul potentiel que pour la déformation par le calcul Navier-Stokes, doit donc être encore défini. Il nous semble qu'une loi de raccordement du deuxième degré devrait améliorer le résultat du calcul.

Un des buts que nous nous sommes fixés, qui est d'être capable de prédire avec une grande précision le nombre de cavitation correspondant à une longueur de poche donnée est cependant atteint. L'influence importante de la vitesse de référence sur ce résultat n'a par contre pas été mise en évidence par le calcul. Nous pensons que cet échec est également dû à l'erreur sur la forme de la cavité dans la zone de fermeture. Nous y reviendrons au paragraphe suivant, et de façon plus générale, dans le dernier chapitre.

Un autre aspect intéressant pour la prédiction des effets de la cavitation est le calcul des modifications des performances d'un plan porteur avec l'apparition d'une poche partielle. Pour un profil isolé, les performances sont représentées par les forces de portance et de traînée, ou plus précisément, par le rapport entre ces deux forces. Comme nous l'avons présenté au chapitre 4, la mesure de ces efforts montre une légère augmentation de ces

performances avec l'apparition de poches partielles. D'une valeur de 15 hors cavitation, le rapport du coefficient de portance sur le coefficient de traînée  $C_z/C_x$  passe à une valeur d'environ 15.5 pour un nombre de cavitation compris entre 1.2 et 0.8, soit un gain de 3 %. Il est très certainement intéressant pour un constructeur de turbomachines, comme pour un exploitant, de pouvoir prédire ce gain. La mise en oeuvre de la résolution de l'équation de Navier-Stokes est à même de nous aider dans cette prédiction, puisque, prenant en compte les effets de la viscosité moléculaire et turbulente, elle est capable de calculer la force de traînée induite par l'écoulement sur l'hydrofoil. Nous avons donc comparé sur la Figure 5.27 l'évolution mesurée et calculée des efforts sur le plan porteur en fonction du nombre de cavitation.

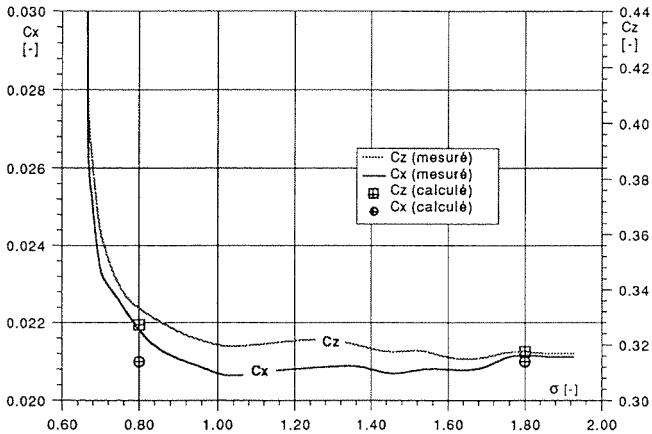


Figure 5.27 : Coefficients de portance et de traînée mesurés et calculés en fonction du nombre de cavitation pour un profil NACA 009 sous un angle d'incidence de 2.5 degrés et une vitesse amont de 20.7 m/s.

La prédiction des efforts hors cavitation est tout à fait satisfaisante. Par contre, si l'augmentation de la portance due à l'apparition de la cavitation est en partie captée par le calcul, l'augmentation de la traînée n'est pas du tout suivie. Il est probable que la raison de cette "erreur" est à nouveau à mettre à la charge de la géométrie inexacte de la cavité dans sa partie aval. Nous devons tout de même observer que la performance du plan porteur est elle bien prédite par le calcul, puisque l'on trouve une rapport  $C_z/C_x$  de 15.14 pour le cas hors cavitation et de 15.61 pour un nombre de cavitation de 0.80, ce qui équivaut à une erreur relative de moins de 1 %.

Comparons enfin les composantes de la vitesse moyenne calculées à celles mesurées par anémométrie laser-Doppler. Cette comparaison est faite aux stations sondées par la mesure. Les Figures 5.28 à 5.39 présentent la comparaison de deux composantes de la vitesse aux douze différentes stations.

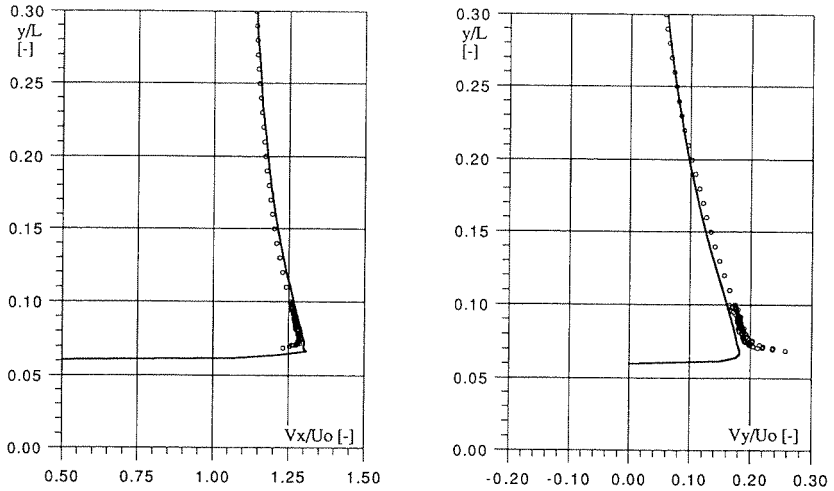


Figure 5.28 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des **10 %** de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

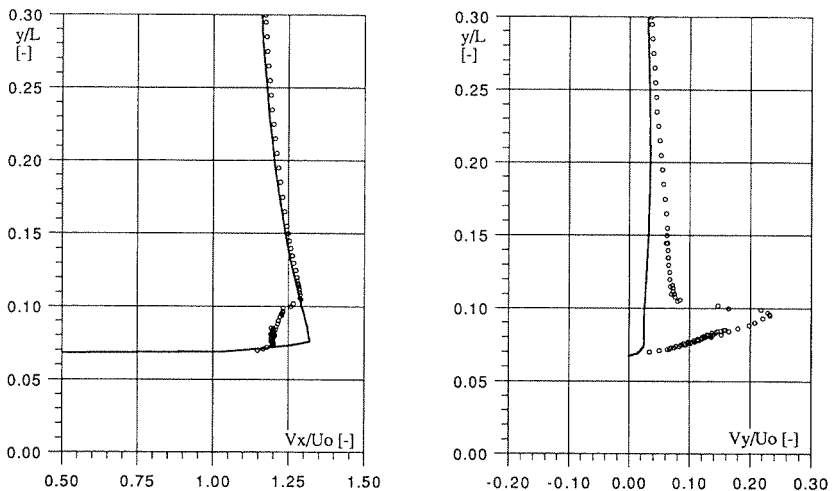


Figure 5.29 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des **20 %** de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

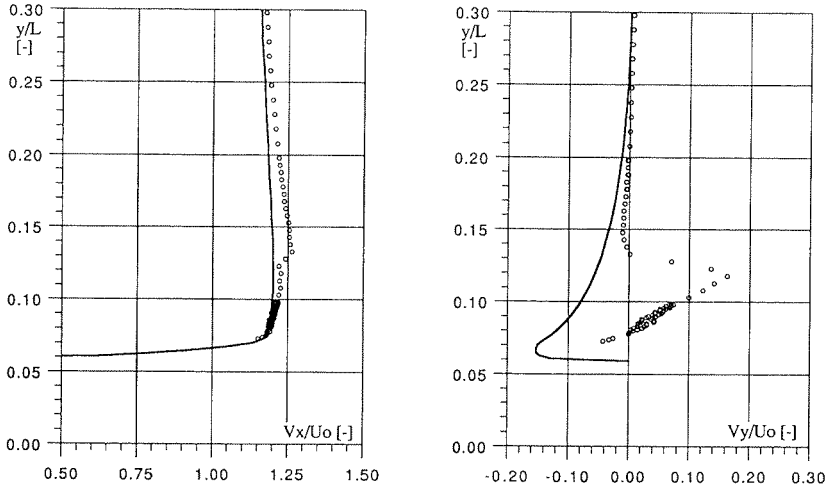


Figure 5.30 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des 30 % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

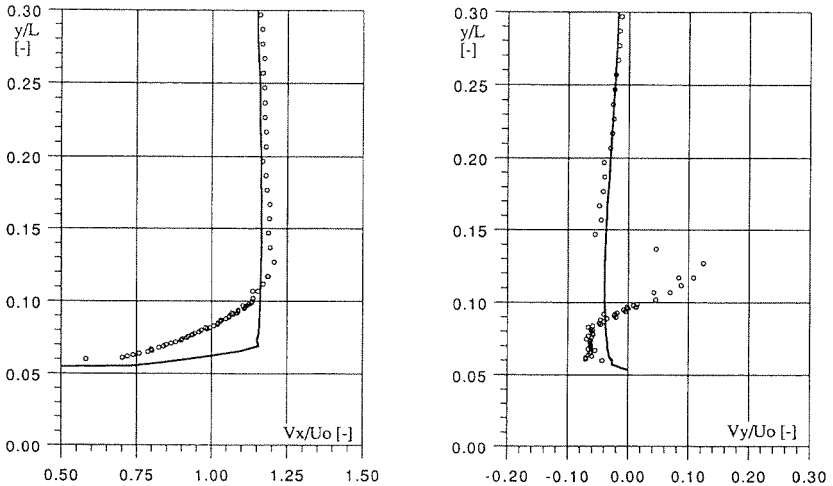


Figure 5.31 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des 40 % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

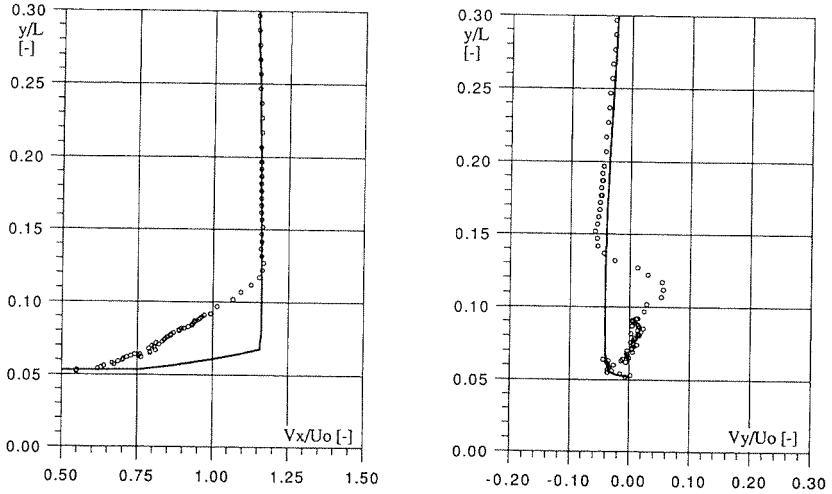


Figure 5.32 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des 45 % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

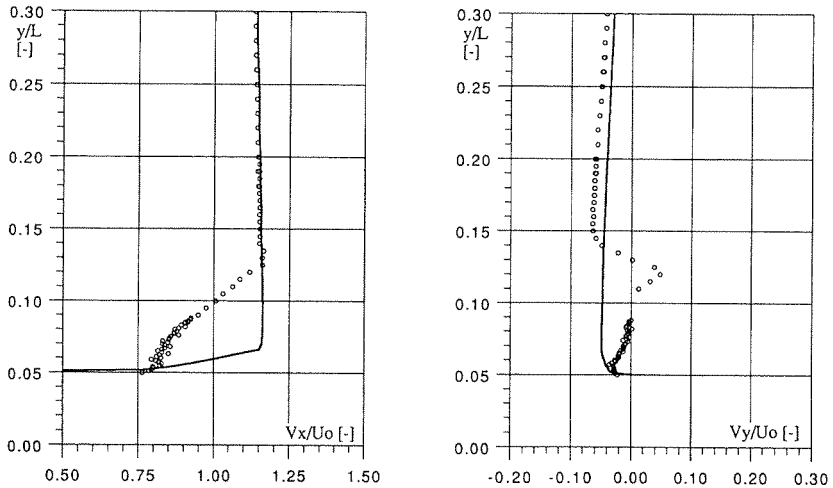


Figure 5.33 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des 50 % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.



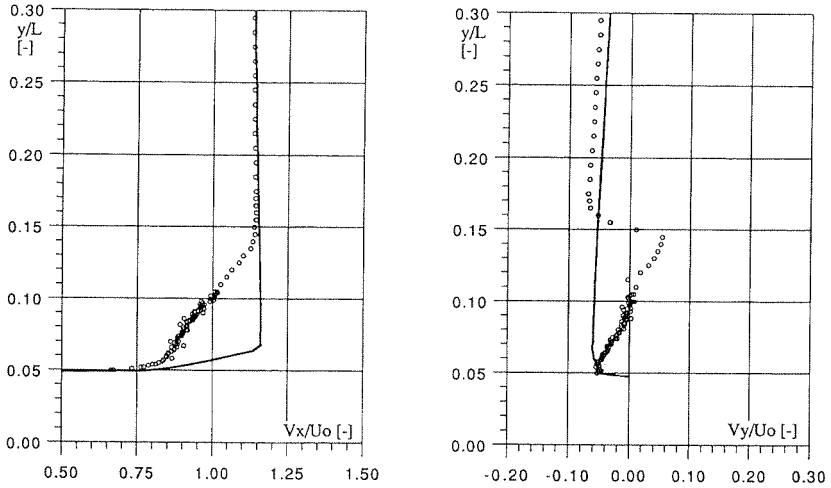


Figure 5.34 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des 55 % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

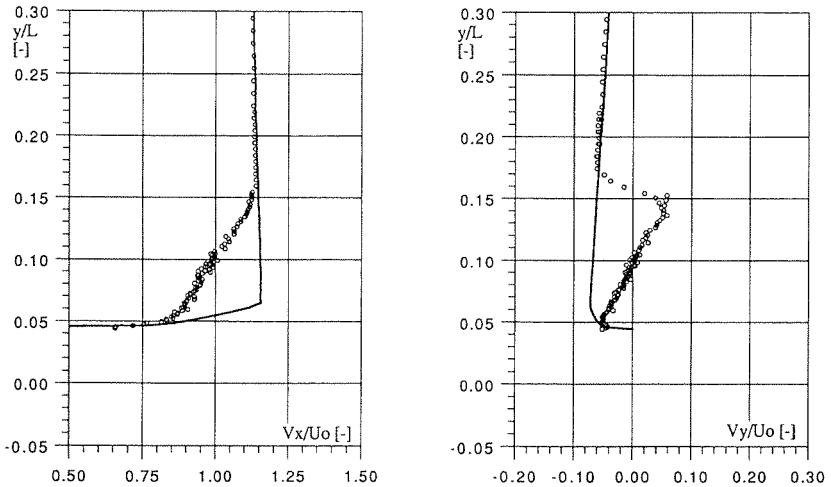


Figure 5.35 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des 60 % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

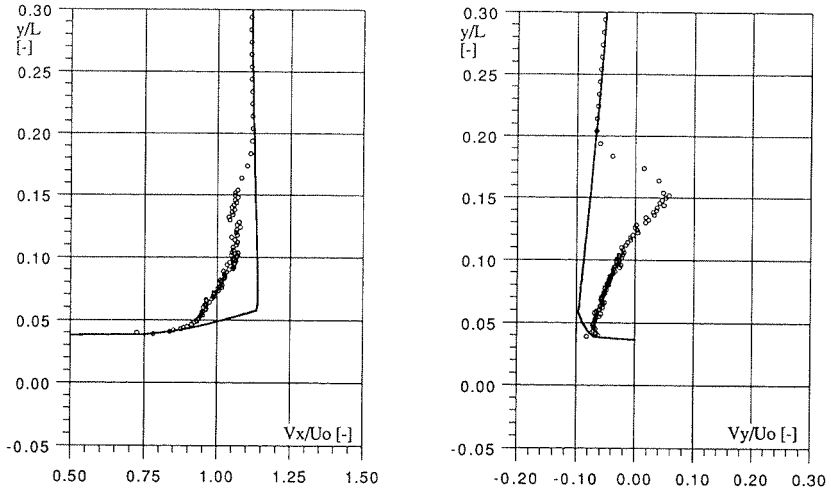


Figure 5.36 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des **70 %** de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

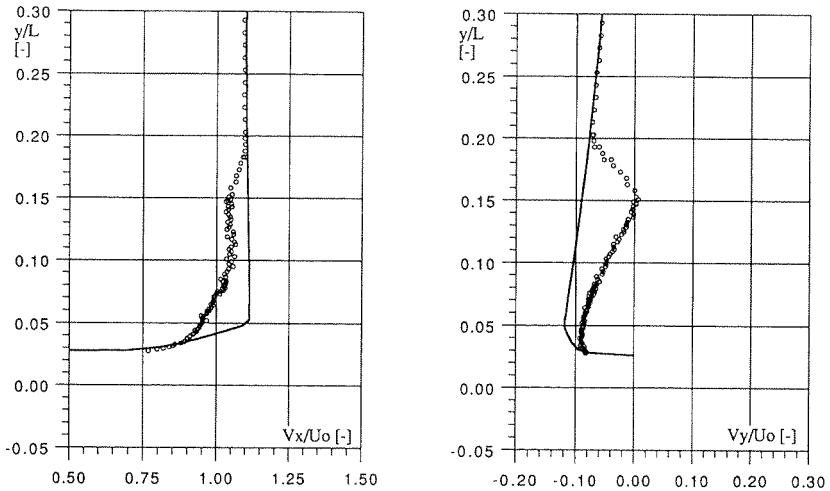


Figure 5.37 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des **80 %** de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

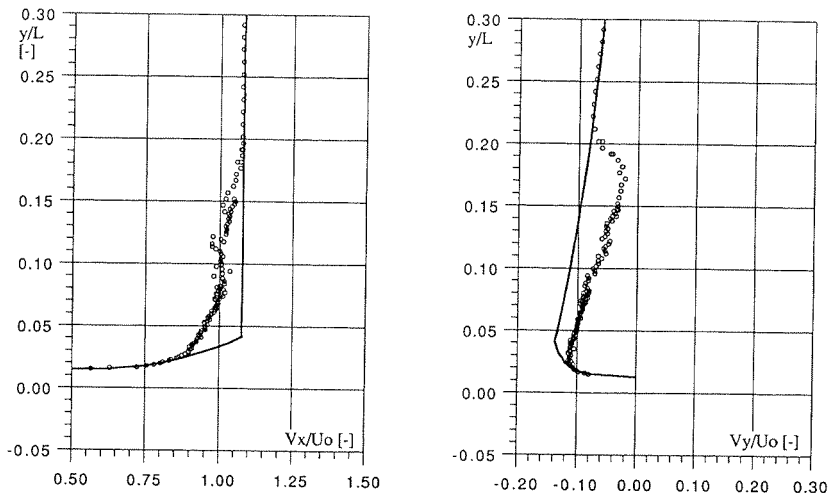


Figure 5.38 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des **90** % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

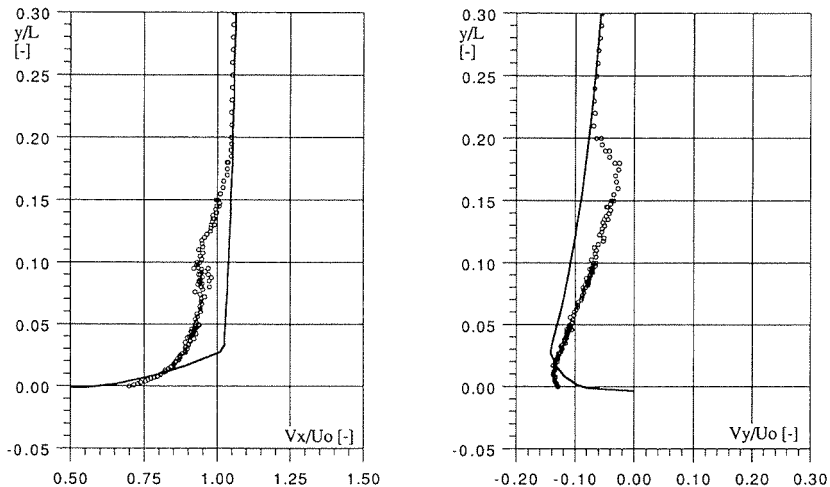


Figure 5.39 : Comparaison des composantes axiales et transversales de la vitesse moyenne calculées et mesurées à la verticale des **100** % de la corde d'un profil NACA 009 sous 2.5 degrés d'incidence pour un vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81.

La comparaison est satisfaisante à l'exception d'une région bien définie proche de la paroi dont la hauteur va croissante dans le sens de l'écoulement. Nous observons dans cette zone un défaut de la composante dans la direction axiale et une déviation dans le sens des  $y$  positifs pour la composante transversale. Cette déviation a déjà été observée lors de la mesure des fluctuations de la vitesse dans le sillage de la poche. A cette occasion, nous avons pu mettre en évidence l'existence d'un processus cohérent responsable de la déviation de l'écoulement moyen. Nous avons ici la localisation et la quantification de cette déviation. Nous pouvons ainsi observer que cette déviation prend naissance dès les premiers pour-cents de la poche et qu'elle se propage le long de la poche et dans son sillage avec une expansion verticale importante.

### 5.2.5 Commentaires sur le modèle de fermeture

Comme nous avons pu le remarquer au cours du paragraphe précédent, la forme de la fermeture de la cavité est d'une grande importance dans les résultats obtenus par le calcul.

En effet, il semble que le choix fait de traiter le raccordement entre la poche et le profil non dénoyé par une loi de vitesse normale linéairement décroissante induise une forme de fin de poche moins abrupte qu'elle ne l'est en réalité. Ce résultat n'est malheureusement pas corrigé par le calcul Navier-Stokes qui utilise la même loi de raccordement. On peut constater que cette erreur sur la forme de la poche donne lieu au calcul d'une recompression insuffisante. La déviation de l'écoulement à l'arrière de la poche obtenue par le calcul est également plus faible que ne le révèle la mesure, comme nous pouvons l'observer sur la comparaison des composantes de la vitesse à la station à 40 % de la Figure 5.31.

Il est donc probable que l'incapacité du code Navier-Stokes à capter l'influence de la vitesse de référence est également due à la forme de la fermeture de la poche. Il est effectivement plus que probable qu'une fin de poche plus abrupte induise un décollement de l'écoulement en cet endroit. Ce décollement, augmentant avec la vitesse de l'écoulement amont, diminuerait de façon importante la pente de la recompression dans le sillage de la poche, ce qui expliquerait en partie les résultats de la mesure de pression obtenus aux différentes vitesses amont. La pente de la recompression étant plus douce, l'allongement de la poche, observé par des moyens visuels, pourrait alors s'expliquer par le fait que les structures cohérentes de taille importante convectées par l'écoulement ne collapent qu'en fin de ce décollement. La vision de cet agglomérat de bulles et de tourbillons cavitants donne alors l'illusion d'un allongement de la poche. Ce scénario permet également d'expliquer le décalage vers l'aval des dégâts observés sur la surface du plan porteur avec l'augmentation de la vitesse amont. Le collapse des tourbillons et des bulles qui lui sont liées étant retardé, les dégâts qu'ils entraînent auront lieu plus loin en aval de la poche. Cette discussion sera reprise au chapitre suivante après une analyse plus approfondie des résultats de mesure.

Références du chapitre 5

- [1] **Barker S.J.** (1974) : " *Laser-Doppler measurements of hydrofoil surface pressure distributions.*", Proc. of the second International Workshop on laser velocimetry, Vol. 1, March 27-29, 1974, Purdue University, pp. 566-577
- [2] **Bercovier, M., Engelman, M.S.** (1979) : " *A finite Element for Incompressible Fluid Flows*", J. Comp. Physics, vol. 30, 181, 1979
- [3] **Delannoy Y.** (1989) : " *Modélisation d'écoulements instationnaires et cavitants.*", Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, France.
- [4] **Favre J.-N.** (1988) : " *Résolution du problème inverse par petites perturbations d'un écoulement potentiel incompressible.*", thèse, Ecole Polytechnique Fédérale, Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides, Lausanne, Suisse.
- [5] **Furuya O.** (1980) : " *Nonlinear Theory for Partially Cavitating Cascade Flows.*", Symposium AIRH, Tokyo, Japon, pp. 221-241.
- [6] **Kelly H.R.** (1967) : " *An Extension of the Woods Theory for Unsteady Cavity Flows.*", Jr. Basic Engineering, pp. 789-806.
- [7] **Kubota A.** (1988) : " *Numerical Studies of Unsteady Cavitation on a Hydrofoil by a Two-Phase Flow Model.*", Thèse, Univ. of Tokyo, Fac. of Eng.
- [8] **Lemonnier H., Rowe A.** (1988) : " *Another Approach in Modelling Cavitation Flows.*", Journal of Fluid Mechanics, vol. 195, p. 557-580.
- [9] **Pellone C., Rowe A.** (1988) : " *Effect of Separation on Partial Cavitation.*", Trans. ASME, vol. 110, pp. 182-189.
- [10] **Seldner D., Westermann T.** (1988) : " *Algorithms for Interpolation and Localization in Irregular 2D Meshes.*", Journal of Computational Physics, Volume 79, Number 1, Novembre 1988
- [11] **Timman R.** (1958) : " *A General Linearized Theory for Cavitating Hydrofoils in Nonsteady Flow.*", Proc. Second Symp. on Naval Hydrodyn., ONR/ACR-38, pp.559-582.
- [12] **Tulin M.P.** (1953) : " *Steady Two-dimensional Cavity Flows about Slenders Bodies.*", DTMB Rep. 834.
- [13] **Tulin M.P.** (1956) : " *Supercavitating Flow Past Foils and Struts.*", Proc. 1955 NPL Symp. on Cavitation In Hydrodynamics, Paper 16, HMSO, London.
- [14] **Tulin M.P.** (1958) : " *New Developments in the Theory of Supercavitating Flows.*", Proc. Second Symp. on Naval Hydrodyn., ONR/ACR-38, pp. 235-260
- [15] **Tulin M.P.** (1964) : " *Supercavitating Flows -- Small Perturbation Theory.*", Journal of Ship Research, vol. 13, no. 3, pp. 16-37
- [16] **Tulin M.P., Burkart M.P.** (1955) : " *Linearized Theory for Flows about Lifting Foils at Zero Cavitation Number.*", DTMB Rep. C-638.

- [17] **Uhlman J.** (1987) : “ *The Surface Singularity Method Applied to Partially Cavitating Hydrofoils.*”, J. Ship Research, vol. 31, pp.107-124.
- [18] **Ukon Y.** (1980) : “ *Partial Cavitation on Two- and Three-dimensional Hydrofoils, and Marine Propellers.*”, Proc. of 10<sup>th</sup> Symp. AIRH, Tokyo, Japon, pp. 195-206.
- [19] **Woods L.C.** (1966) : “ *On the Instability of Ventilated Cavities.*”, Journal Fluid Mech., vol. 26, pp. 437-457.
- [20] **Wu T-Y.** (1956) : “ *A Free Streamline Theory for Two-dimensional Fully Cavitated Hydrofoils.*”, Jr. Math and Physics, 35, pp. 236-265.
- [21] **Wu T-Y.** (1957) : “ *A Linearized Theory for Nonsteady Cavity Flows.*”, Calif. Inst. of Tech. Engr. Div. Rep. 85-6.
- [22] **Wu T-Y.** (1958) : “ *Unsteady Cavitating Flows.*”, Proc. Second Symp. o Naval Hydrodyn., ONR/ACR-38, pp.293-315.
- [23] **Wu T-Y.** (1972) : “ *Cavity and Wake Flows.*”, Calif. Inst. of Tech. Engr. Div. Rep. 8025.
- [24] **Yamaguchi H, Kato H.** (1981) : “ *A Study on a Supercavitating Hydrofoil with a Rounded Nose.*”, J.S.N.A., Japon, vol. 147.
- [25] **Yamaguchi H, Kato H.** (1983) : “ *An Application of Nonlinear Cavity Flow Theory to Thick Foil Sections*”, Proc. of Second Int. Conf. on Cavitation, Edimbourg, pp. 167-174.

### Bibliographie chapitre 5

- [B1] **Ryhming I.L.**, *Dynamique des fluides*, Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, Suisse, 1985
- [B2] **IMSL Library**, *User's Manual*, Volume 2, Chapters E to L, Edition 9.2, Houston, Texas, USA, 1984
- [B3] **De Boor C.**, *A Practical Guide to Splines*, Springer-Verlag, New-York, USA, 1978
- [B4] **NAG Library**
- [B5] **Cuvelier C., Descloux J., Rappaz J., Zwahlen B.**, *Equations différentielles ordinaires et aux dérivées partielles : Théorie et méthodes numériques*, notes de cours éditées par G. Caloz, volumes 1 & 2, EPFL-DMA, Lausanne, 1987.

# CHAPITRE 6

## DYNAMIQUE DE LA POCHE ET DES CAVITES TRANSITOIRES

### Table des matières

6.1	Dynamique de la cavité principale .....	211
6.1.1	Fluctuations de la cavité principale .....	211
6.1.1.1	Pression statique en paroi de l'hydrofoil .....	211
6.1.1.2	Pression dynamique liée à la turbulence .....	214
6.1.2	Fréquence des fluctuations de la cavité principale .....	215
6.2	Dynamique des cavités transitoires .....	217
6.2.1	Identification des cavités .....	218
6.2.2	Description du processus de production et de convection .....	219
6.2.3	Fréquence de lâcher .....	222
6.3	Analogie entre poches de cavitation et "bulles" de décollement .....	223
6.4	Couplage entre cavité principale et cavités transitoires .....	225
6.5	Rôle de la vitesse amont .....	226
6.6	Prémices d'un modèle de prédiction de l'érosion de cavitation .....	226
	Références du chapitre 6 .....	231
	Bibliographie du chapitre 6 .....	232





## 6.1 Dynamique de la cavité principale

Comme nous l'avons déjà maintes fois précisé, la cavité principale présente une forte instabilité. Nous allons dans ce paragraphe déduire les caractéristiques de la dynamique de cette cavité principale de l'analyse des mesures de la distribution de pression en paroi de l'hydrofoil, ainsi qu'à l'aide de la mesure du champ de vitesse. Nous quantifierons tout d'abord l'amplitude de ces fluctuations, puis nous établirons leur fréquence caractéristique.

### 6.1.1 Fluctuations de la cavité principale

#### 6.1.1.1 Pression statique en paroi de l'hydrofoil

Nous pouvons déduire des différentes mesures de pression en paroi de l'hydrofoil l'amplitude des fluctuations de la poche attachée et, par là, l'influence de la vitesse amont sur sa dynamique. Comme nous l'avons remarqué au paragraphe 4 du chapitre 4, la zone de recompression, située après la portion dénuyée du profil, correspond à la variation de la position de la fermeture de la cavité principale. Nous avons ainsi construit la Figure 6.1, qui donne l'évolution de la longueur maximum de la poche  $L_c$ , en fonction de la vitesse amont.

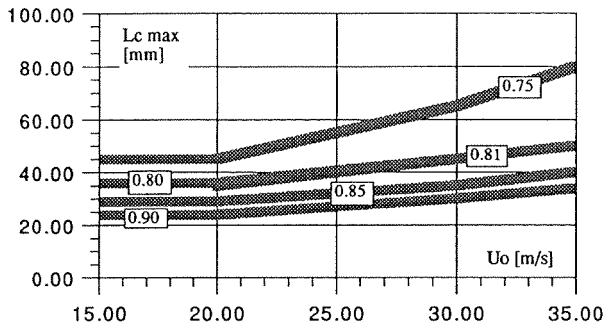


Figure 6.1 : Influence de la vitesse amont  $U_0$  sur la longueur maximum  $L_c$  de la cavité principale relevée à partir des mesures de pression à la surface d'un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés.

La précision de ce diagramme est fonction de la répartition des prises de pression le long de la corde du profil. Celles-ci étant disposées tous les 5 millimètres, le maximum local ne peut être détecté au mieux à 5 % de la corde. Malgré cela, l'influence de la vitesse amont est bien marquée. On constate que, avant 20 m/s, cette influence est négligeable, et qu'au dessus de cette vitesse, elle est d'autant plus forte que le nombre de cavitation est bas. En particulier,

pour un nombre de cavitation  $\sigma$  de 0.75, on observe une augmentation de la longueur de la cavité de 78 % pour une augmentation de vitesse amont 20 à 35 m/s, alors qu'elle est de 46 % pour un nombre de cavitation de 0.90.

Une influence de la vitesse amont est également décelable sur l'amplitude de la fluctuation de la position de la fin de la poche. Il est évident qu'une partie, si ce n'est l'ensemble de ces fluctuations de la poche pourraient provenir d'instabilités de notre installation d'essai. Les tests de stabilité des conditions d'essai dans la veine ont montré (voir chapitre 2) que les fluctuations du nombre de cavitation, dans des conditions similaires à celles de notre essai, ne dépassaient pas 3 %. Comme on peut le voir sur la Figure 6.1, une variation du nombre de cavitation de 0.02 entre 0.80 et 0.82, se traduit par une augmentation de la longueur moyenne de la poche de l'ordre de 5 %, ce qui est bien inférieur aux 20 % de fluctuations de la position de la fin de la poche observés dans les mêmes conditions et reportés sur la Figure 6.1. Ces fluctuations sont donc significatives d'une dynamique propre à la poche.

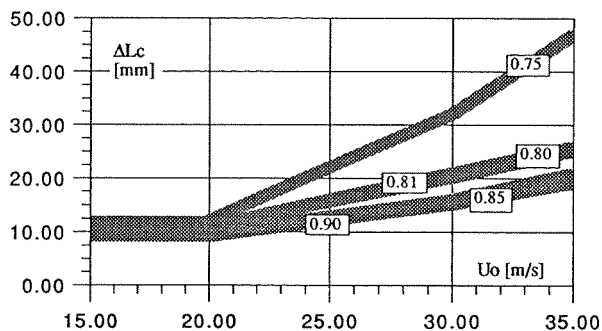


Figure 6.2 : Amplitude des fluctuations de la position de la fin de la poche en fonction de la vitesse amont pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés pour différents chiffres de cavitation.

La variation de la position de la fin de la poche,  $\Delta L_c$ , a ainsi été également déduite des mesures de pression. Cette variation est elle aussi très dépendante du nombre de cavitation et de la vitesse amont, comme on peut le voir sur la Figure 6.2. Elle est d'autant plus importante que la vitesse est élevée et que le nombre de cavitation est bas. Si l'on rapporte l'amplitude de cette variation  $\Delta L_c$  à la longueur maximum de la poche  $L_c$ , l'influence du nombre de cavitation disparaît, comme le montre la Figure 6.3.

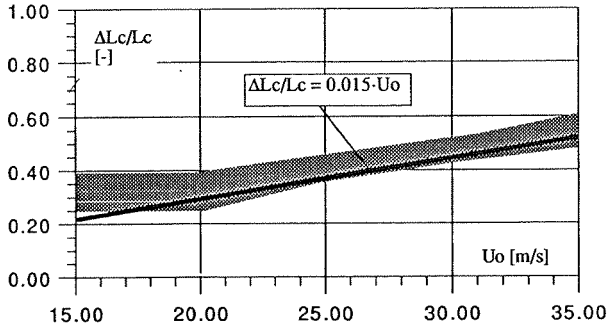


Figure 6.3 : Amplitude relative des fluctuations de la position de la fin de la poche en fonction de la vitesse amont pour un profil NACA 009 à une incidence de 2.5 degrés pour différents chiffres de cavitation.

Cette variation relative n'est alors plus fonction que de la vitesse amont. Une régression linéaire donne comme loi de comportement :

$$\frac{\Delta L_c}{L_{c_{\max}}} = 0.015 \cdot \frac{U_o}{U_{\text{ref}}} \quad \text{avec } U_{\text{ref}} = 1\text{m/s} \quad (6.1)$$

Une étude, faite par Durrer [12] dans un venturi étagé, a montré un comportement identique de l'étendue relative de la zone érodée  $\Delta L_e/L_c$  en fonction de la vitesse à l'entrée du venturi. Une régression linéaire a donné une influence légèrement inférieure à celle que nous avons obtenue :

$$\frac{\Delta L_e}{L_{c_{\max}}} = 0.011 \cdot \frac{U_o}{U_{\text{ref}}} \quad \text{avec } U_{\text{ref}} = 1\text{m/s} \quad (6.2)$$

Pour comparer le résultat de cette étude au notre, il faut trouver la relation entre amplitude de pulsation de la poche et zone érodée. Si l'on reprend les résultats de notre essai d'érosion et qu'on les compare à la répartition de pression pour les mêmes conditions (Figure 6.4), nous constatons que l'érosion est limitée entre la fin du plateau à pression constante et le point de recompression maximum, c'est-à-dire entre les positions minimum et maximum de la fin de la poche.

L'étendue de la zone érodée peut alors être estimée égale à l'amplitude de la fluctuation de la fermeture de la cavité principale.

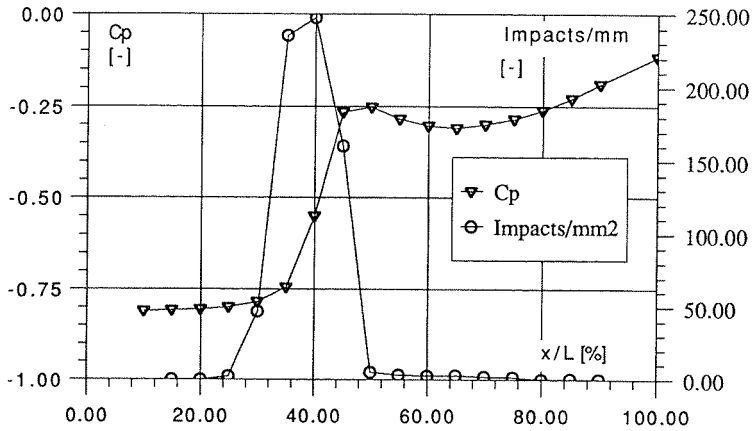


Figure 6.4 : Comparaison entre la répartition de nombre d'impact et la répartition de pression à l'extrados d'un profil NACA 009 pour une incidence de 2.5 degrés, une vitesse amont de 35 m/s et un nombre de cavitation de 0.82.

Nous pouvons ainsi avancer comme loi de prédiction de la surface érodée :

$$\frac{\Delta L_e}{L_{c_{\max}}} = (0.011 + 0.015) \frac{U_0}{U_{\text{ref}}} \quad \text{avec } U_{\text{ref}} = 1 \text{ m/s} \quad (6.3)$$

La longueur moyenne de la poche pour une condition hydrodynamique donnée peut être déterminée par le calcul Navier-Stokes tel qu'il a été présenté au chapitre précédent. Le comportement des variations de position de la fin de la poche par rapport à sa longueur maximum semble peu sensible à la géométrie utilisée, preuve en est les résultats tout à fait similaires obtenus pour deux géométries très différentes telles qu'un venturi et un hydrofoil. Nous avons ainsi une méthode de prédiction de la localisation et de l'étendue de l'érosion de cavitation liée aux poches partielles. Il faut remarquer que pour des vitesses inférieures à 20 m/s, l'influence de cette vitesse amont n'est plus sensible.

### 6.1.1.2 Pression dynamique liée à la turbulence

Afin d'expliquer la dynamique de la cavité principale par un transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers le mouvement instationnaire, nous avons tenté d'associer la pression dynamique des fluctuations des vitesses à une fluctuation de pression statique locale.

Certains auteurs ont évalué la relation qui lie fluctuation de pression statique et pression dynamique des fluctuations de vitesse pour des écoulements isotropes (Arndt [3]) :

$$\sqrt{\overline{p'^2}} = C k^2 \quad (6.4)$$

avec  $k^2 = \frac{1}{2} \rho \overline{v_i'^2}$  (i : indice de sommation)  
 et  $C \cong 1.4$

Nous pouvons donc calculer une variation du coefficient de pression induite par la variation de la pression dynamique comme :

$$\Delta C_p = 1.4 \frac{\overline{v_i'^2}}{U_\infty^2} \quad (6.5)$$

Nous avons ainsi représenté, sur la Figure 6.5, la carte des isovaleurs du coefficient de pression associé à l'énergie cinétique de la turbulence donnée par la formule 6.5. Nous pouvons observer que cette estimation des pulsations de la pression dans le sillage de la poche corrobore bien l'amplitude des fluctuations de la cavité obtenue par les mesures de pression en paroi du profil.

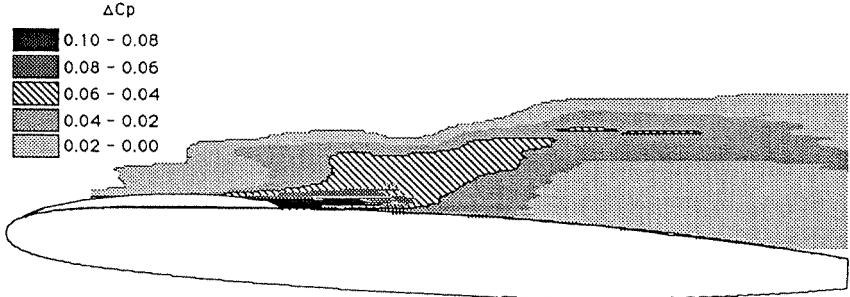


Figure 6.5 Carte des isovaleurs des fluctuations du coefficient de pression calculées à partir des fluctuations de vitesse.

### 6.1.2 Fréquence des fluctuations de la cavité principale

Nous avons fait l'hypothèse que la fréquence des fluctuations de la cavité principale pouvait être établie par l'analyse du contenu spectral des fluctuations de vitesse dans le sillage de la poche. Nous verrons par ailleurs que les résultats obtenus concordent parfaitement avec les travaux similaires effectués par différents auteurs.

Le relevé des densités spectrales de ces fluctuations, présenté au paragraphe 6 du chapitre 4, est fait par anémométrie laser-Doppler en deux points. L'un se situe dans le sillage proche de la poche et l'autre dans le sillage lointain du profil. Pour le relevé dans le sillage proche de la cavité principale, nous avons obtenu des fréquences de pulsation de la cavité principale  $f_c$  de 179 Hz, 191 Hz et 225 Hz pour des vitesses amonts  $U_\infty$  respectivement de 20.7 m/s, 30 m/s et 35 m/s. Le calcul du nombre d'onde (4.6) correspondant à ces fréquences montre une invariance par rapport à la vitesse amont. Nous avons ainsi supputé que l'évolution de la fréquence de pulsation de la poche devait suivre une loi de type Strouhal. En choisissant comme dimension caractéristique la longueur maximum atteinte par la cavité principale, nous obtenons les valeurs du nombre de Strouhal suivantes :

$U_\infty$ [m/s]	$L_{c_{max}}/L$ [%]	$f_c$ [Hz]	$St = \frac{f_c \cdot L_{c_{max}}}{U_\infty}$ [-]
20.7	35	179	0.303
30.0	45	191	0.286
35.0	50	225	0.321

C'est très exactement la valeur obtenue par Bourdon et al. [10] par une mesure de la fréquence de modulation des vibrations d'un profil NACA 009 pour différentes valeurs d'incidence et pour différents rapports  $U_\infty/L_c$ .

Pour un profil semi-circulaire, Quang Le [20] a observé une valeur de Strouhal identique ( $St = 0.299$ ) pour un nombre de Reynolds de  $2.06 \cdot 10^6$ , un nombre de cavitation de 0.71 et un angle d'incidence de 4.33 degrés. La dimension caractéristique utilisée pour le calcul du nombre de Strouhal est également la taille maximum de la cavité principale, égale pour ce régime à 87 mm. La fréquence mesurée par analyse des fluctuations de pression dans le sillage de la cavité est de 33.3 Hz. Dans cette étude, une légère influence du nombre de cavitation, ainsi que de la vitesse amont sur le nombre de Strouhal est observée ( $St = 0.25 + 0.31$ ).

Dans le cas d'un canal convergent-divergent, Furness [13] a également mesuré des nombres de Strouhal, basés sur la longueur maximum de la cavité, de l'ordre à 0.3 pour une température de l'eau d'essai de 20°. Une dépendance de la longueur de la cavité à cette température, ainsi qu'à la vitesse amont est mise en évidence dans cette étude.

Toujours dans un écoulement convergent-divergent de type venturi, Lush et Peters [21] ont relevé, par visualisation de films rapides, des nombres de Strouhal basés sur la longueur maximum de la poche égaux à  $0.280 \pm 0.026$ .

Enfin, Kubota et al. [18], pour un profil sous forte incidence ( $6.2^\circ$ ), ont mesuré des fréquences de pulsation de poche correspondant à un nombre de Strouhal, toujours basé sur la longueur maximum de poche, qui peut être estimé à 0.240. Ce résultat diffère quelque peu des

précédents, puisqu'il leur est inférieur de quelques 30 %. Nous reviendrons dans le paragraphe 6.4 sur la probable raison de cette différence.

Résumons par le tableau suivant ces différents résultats :

Étude	Situation	Nombre de Strouhal
Dupont	profil NACA	0.28 ± 0.02
Bourdon et al. [10]	Profil NACA	0.298
Quang Le [20]	Profil semi-circulaire	0.299
Furness [13]	Venturi	0.3
Lush et Peters [21]	Venturi	0.280 ± 0.026
Kubota et al. [18]	Profil	0.24

Ainsi, au vu des résultats présentés, mis à part le dernier, le nombre de Strouhal lié au processus de fluctuations de la poche partielle peut être estimée comme :

$$St = \frac{f_c \cdot L_{cmax}}{U_\infty} = 0.28 \pm 0.02 \quad (6.6)$$

Il est intéressant de constater que le nombre de Strouhal ainsi défini est très proche de celui que l'on a obtenu au chapitre 3 dans le sillage du profil NACA à bord de fuite tronqué. Celui-ci est en effet de 0.282 hors couplage hydrodynamique, et de 0.242 en couplage hydrodynamique entre tourbillons de Karman et une fréquence propre du profil. Dans le cas de la dernière référence citée (Kubota [18]), l'angle d'incidence étant relativement important et le nombre de cavitation élevé, nous pouvons nous demander si nous nous trouvons pas là également dans une situation de couplage hydroélastique entre la pulsation de la poche et le mode propre de torsion du profil. Ceci expliquerait l'écart du nombre de Strouhal obtenu pour cette étude par rapport aux autres, puisque dans le cas d'un couplage, de façon identique au sillage de Kàrmàn analysé au chapitre 3, la fréquence de pulsation de poche est déterminée par la fréquence propre de torsion du profil.

## 6.2 Dynamique des cavités transitoires

De nombreuses études ont révélé l'existence d'agglomérat de bulles convectées par l'écoulement moyen dans le sillage des poches de cavitation partielles. Ces agglomérats, nommés "nuages de cavitation" (Cloud cavitation) ont plus précisément été observés dans le cas de poches épaisses qui apparaissent lorsque l'incidence du profil est importante.

Récemment, les travaux de Kubota et al. [18] dans le cas d'une poche épaisse, et les nôtres [5], pour une poche plus mince, ont permis d'identifier ces structures comme étant des tourbillons de vapeur pouvant entraîner avec eux un nuage de bulles. Nous tenterons dans les paragraphes suivants de décrire le processus de production de ces cavités, de suivre leur convection, et de déterminer leur fréquence.

### 6.2.1 Identification des cavités

Une prise de vue d'une poche de cavitation partielle à l'aide d'un flash rapide révèle l'existence de structures cohérentes distinctes dans son sillage (voir Figure 6.6).

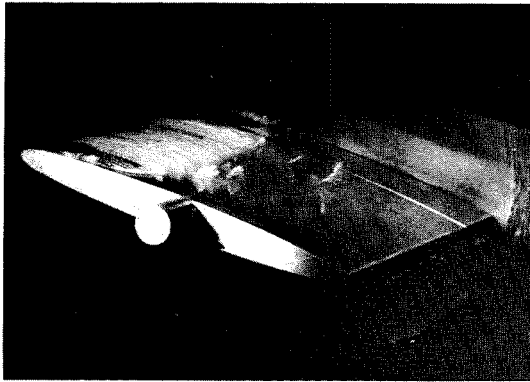


Figure 6.6 : Prise de vue du sillage d'une poche de cavitation partielle.

Un examen attentif de ces structures permet de constater qu'elles ont l'aspect d'un filament de vapeur formant une boucle qui ressemble à un fer à cheval et dont les extrémités rejoignent la surface de l'hydrofoil.

La forme de ces structures n'est pas sans rappeler les tourbillons en U décrits par Hinze [B2] qui prennent naissance dans les couches-limites et qui composent la nature intermittente de celles-ci. De nombreuses études récentes ont d'ailleurs repris cette approche phénoménologique du développement de ces tourbillons dans la modélisation des couches-limites (Acalar & Smith [1,2], Ashurst & Meiburg [4], Bernal & Roshko [9], Hunt [14], Jang et al. [15] et Perry & Chong [22]). Il est tentant de faire l'hypothèse que les structures que nous avons observées dans le sillage de la cavité principale sont des tourbillons de ce type. Nous essayerons donc au paragraphe suivant d'identifier la signature du passage des cavités transitoires sur les profils de vitesse moyenne afin de suivre leur trajectoire. Nous essayerons également de décrire le processus de leur production en utilisant les résultats des



analyses faites dans le cadre de l'étude des structures tourbillonnaires formant les couches-limites en paroi ou les couches cisailées en écoulement libre.

### 6.2.2 Description du processus de production et de convection

Nous pouvons trouver dans Hinze [B2, pp. 560-561] un modèle de la formation des tourbillons en fer à cheval. Comme le montre la Figure 6.7, des filaments tourbillonnaires rectilignes sont formés par un cisaillement de l'écoulement, ici la couche-limite d'un cylindre. Dans le cas du cylindre, ces tourbillons s'organisent sur deux rangées (von Kármán) alternées dont l'organisation est provoquée par une l'instabilité du décollement.

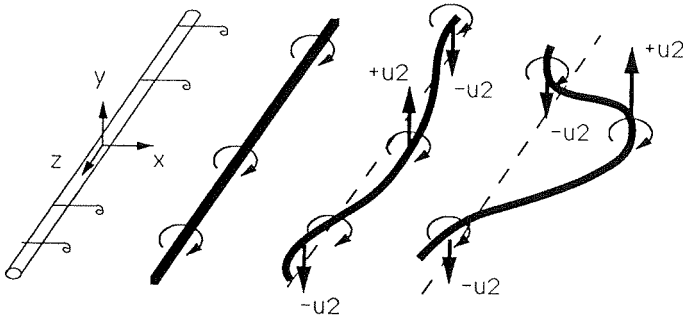


Figure 6.7 : Modèle conceptuel de la formation d'un tourbillon en forme de fer à cheval (d'après Hinze [B2]).

Ces tourbillons linéaires apparaissent comme n'étant pas stables sous l'effet de certaines perturbations. Si une telle perturbation déforme légèrement le tourbillon, la combinaison d'un effet de self-induction, et la non-uniformité de la distribution de la vitesse dont il est issu, va amplifier cette déformation de telle sorte qu'il va consister plus en aval en une série de boucles en forme de fers à cheval plus ou moins régulièrement espacées. Ce processus de formation est connu sous la dénomination d'ondes de Tollmien-Schlichting.

Ces tourbillons vont induire une perturbation de l'écoulement moyen. Il est donc pensable de pouvoir déceler leur signature sur les mesures de vitesse que nous avons effectuées par anémométrie laser-Doppler, ce d'autant plus que, comme nous l'avons précisé au chapitre 4, la présence de bulles liées à ces structures tourbillonnaires favorise la mesure lors de leur passage.

Nous avons pu observer, lors des mesures effectuées dans le sillage du profil à bord de fuite tronqué (voir § 3.3.2, chapitre 3), une forte déviation induite par le passage des tourbillons formant les allées de von Kármán. Nous avons alors établi que la trajectoire du sommet de ces tourbillons se matérialisait par un maxima local du niveau de la turbulence sur les profils

effectués transversalement à l'écoulement moyen amont. Cette constatation est également faite par Acalar et Smith [1] lors de l'étude de tourbillons en épingle à cheveux générés par une protubérance hémisphérique. De plus, ces tourbillons en U inversé induisent localement un défaut de vitesse longitudinale et une augmentation de la vitesse transversale, comme l'indique le dessin de la Figure 6.9.

Les mesures de vitesse dans le sillage d'une poche partielle présentées par Kubota et al. [18] corroborent parfaitement ce qui est écrit plus haut. Le passage des grosses structures tourbillonnaires en forme de fer à cheval est marqué par un maximum sur les profils transversaux de la valeur des corrélations doubles des fluctuations de la vitesse (valeurs "r.m.s."). La mesure des valeurs extrêmes des fluctuations de chaque composante de la vitesse montre de plus, sur les profils transversaux à l'endroit des valeurs "r.m.s." maximales, des survitesses transversales, ainsi que des défauts de vitesse longitudinale importants. Ces déviations sont très fortes et bien localisées au voisinage de la fin de la cavité principale. Elles vont diminuer plus en aval, tout en affectant une portion plus importante des profils de vitesse transversaux.

Les mesures de vitesse que nous avons effectuées sur la poche et dans sillage [6] montrent exactement la même influence des tourbillons en fer à cheval sur les profils de vitesse moyenne et fluctuante. De par la taille de la cavité que nous avons étudiée et probablement pour les raisons que nous avons évoquées au paragraphe 6.1.2, les dimensions des cavités transitoires que nous avons observées sont beaucoup plus petites que celles des cavités présentées par Kubota [18]. Plus particulièrement, la largeur relative des tourbillons, c'est-à-dire la distance entre les deux "pieds" du tourbillon relative à son expansion verticale est beaucoup plus faible dans notre cas qu'elle ne l'est dans cette autre étude. Pour cette raison, les défauts de vitesse longitudinale que nous avons pu mesurer sont beaucoup plus importants que ceux mesurés par Kubota [18]. Si nous nous reportons aux vues de dessus du sillage de la poche partielle pour différentes vitesses amont présentées sur la Figure 4.5, nous devons constater qu'aux plus grandes vitesses (30 et 35 m/s), la largeur relative des cavités transitoires est plus importante qu'elle ne l'est pour les petites vitesses (20 m/s). Il semble donc que cette largeur soit fonction de l'amplitude des fluctuations de la cavité principale, et par conséquent, de la vitesse amont.

Le suivi des maxima dans les profils transversaux des corrélations doubles des fluctuations de la vitesse et la déviation de l'écoulement visible sur les profils des composantes de la vitesse moyenne nous permet de décrire avec précision le processus de production et de convection des cavités transitoires. Nous pouvons observer, sur les profils de vitesse moyenne et turbulente présentés au chapitre 4, sur les Figures 4.29-a à 4.29-l, que la signature des cavités transitoires est déjà décelable sur le profil de vitesse situé sur la poche à 10 % de la corde de l'hydrofoil. La localisation de cette signature sur les douze différents profils de vitesse,

effectués sur et dans le sillage de la poche, permet de suivre précisément l'expansion verticale et la diffusion de ces cavités transitoires.

En reprenant le modèle conceptuel de la formation des tourbillons en U inversé présenté sur la Figure 6.7, et en l'appliquant à la géométrie de notre poche de cavitation partielle, nous pouvons donner la description du processus de formation des cavités transitoires présenté sur la Figure 6.8.

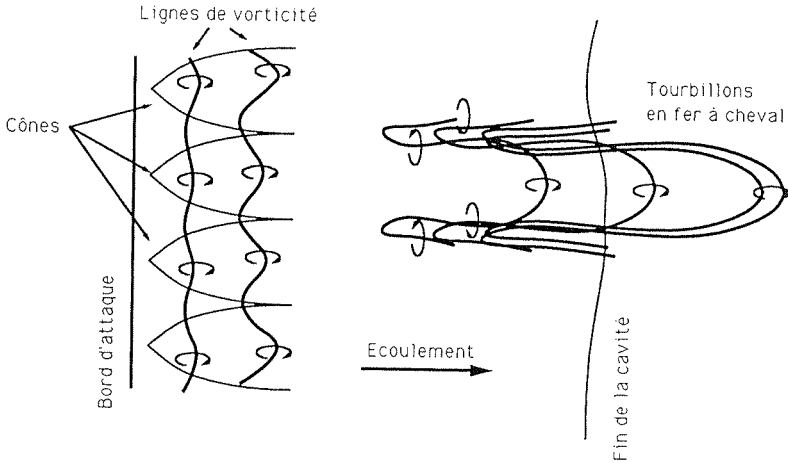


Figure 6.8 : Schéma de la génération des cavités transitoires en forme de fer à cheval.

Les filaments tourbillonnaires, générés dès le bord d'attaque de l'hydrofoile, sont perturbés par la géométrie du début de la cavité principale en forme de cônes. Ces filaments vont dès lors se déformer selon le schéma présenté par Hinze [B2], pour prendre la forme de fers à cheval. L'importante élongation de ces tourbillons et leur forte expansion verticale est mise en évidence sur leur projection latérale donnée sur la Figure 6.9. Cette projection est établie en relevant la direction donnée par la perturbation qu'engendre le passage des tourbillons sur les composantes de la vitesse moyenne et également par la valeur relative des corrélations doubles des fluctuations des deux composantes de la vitesse. La Figure 6.9 reproduit donc le processus de convection des cavités transitoires par l'écoulement moyen.

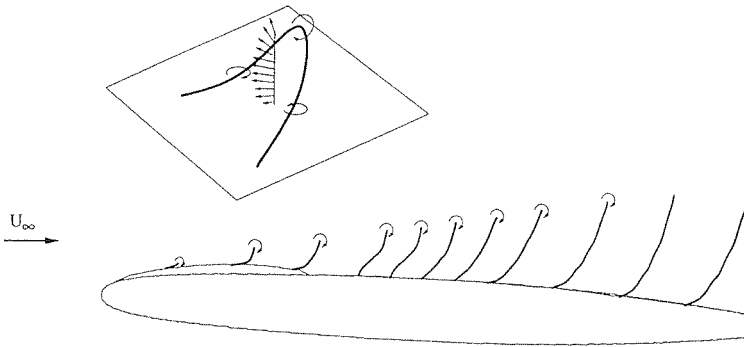


Figure 6.9 : Vue latérale du profil et des cavités transitoires.

L'influence des structures cohérentes sur l'écoulement moyen que nous venons d'établir explique la différence que nous avons observée lors de la comparaison entre la mesure et le calcul des vitesses moyennes sur la poche et dans son sillage (Figures 5.28 à 5.39). Cette différence est d'autant plus grande que, comme nous l'avons précisé au cours du chapitre 3, la méthode de mesure de la vitesse utilisée favorise l'écoulement lié aux structures tourbillonnaires. Il reste cependant que l'importante influence des grosses structures cohérentes sur l'écoulement moyen montre l'importance de disposer d'un modèle de turbulence qui décrive au mieux les transferts d'énergie de l'écoulement moyen vers les grandes échelles de la turbulence. Nous pouvons nous poser la question de savoir si, dans le cas où la forme de la fin de poche utilisée pour le calcul avait été plus proche de sa forme réelle, le modèle de turbulence  $k-\epsilon$  que nous avons utilisé aurait été malgré tout capable de rendre correctement compte de ces transferts.

### 6.2.3 Fréquence de lâcher

La fréquence de production de ces cavités transitoires est difficile à déterminer, car les fluctuations de vitesse que l'on peut mesurer dans le sillage de la poche sont en grande partie provoquées par les fluctuations de la cavité principale. Nous pouvons néanmoins supposer que leur fréquence de production est régie selon un mode de résonance préférentiel de la couche de cisaillement du même type que celui que nous avons observé pour un jet libre (chapitre 3). Dans cette hypothèse, nous pouvons admettre que la fréquence de production des cavités transitoires est égale à celle des processus régis par des instabilités du type Kelvin-Helmoltz.

Une analyse de la position des cavités transitoires relevées sur des prises de vue de dessus de la poche et de son sillage (Figure 4.5) nous permet de donner une estimation de la valeur de cette fréquence. Pour une vitesse amont de 20.7 m/s, les cavités transitoires sont disposées selon des rangées présentant une alternance latérale comme le montre la Figure 6.10.

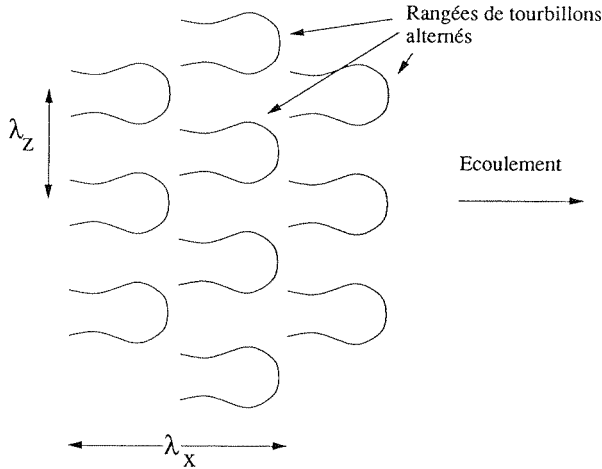


Figure 6.10 : Position des cavités transitoires dans le sillage de la poche attachée.

L'espacement longitudinal moyen  $\lambda_x$  mesuré entre deux cavités transitoires est égal à 16.7 mm  $\pm$  3 %. En faisant l'hypothèse que la vitesse de convection moyenne  $U_c$  des cavités est égale à la vitesse amont  $U_\infty$ , leur fréquence de production est égale à :

$$f_v = \frac{U_c}{\lambda_x} = \frac{U_\infty}{\lambda_x} = 1240 \text{ Hz} \quad (6.7)$$

### 6.3 Analogie entre poches de cavitation et “bulles” de décollement

Nous avons relevé une forte analogie entre le comportement d'une “bulle” de décollement et celui d'une poche de cavitation partielle. Des études de ces “bulles” de décollement, faites soit en air par Kiya & Sasaki ([17]) ou en eau par Sigurdson ([23]), ont révélé un processus de formation de tourbillons transitoires identique à celui que nous venons de décrire dans le cas d'une poche de cavitation partielle. En effet, des tourbillons en forme de fer à cheval sont

généralisés dès les premiers pour-cents de la surface d'une bulle qui présente des pulsations importantes.

Ces études mettent en évidence le fait que l'écoulement instationnaire lié à une bulle de décollement est gouverné principalement par deux processus : le mouvement des tourbillons de grande échelle (tourbillons en fer à cheval) et les instabilités à basse fréquence (fluctuations de la "bulle"). Le mode de fluctuation de la bulle est dans une première phase, une lente augmentation de sa taille, suivi dans une deuxième phase, d'un brutale retrait. Ce mode de fluctuation est le même que celui observé pour les poches de cavitation par Quang Le [20].

Ces études montrent également que la fréquence des tourbillons transitoires  $f_v$ , associés à une instabilité de Kelvin-Helmholtz, suit une loi de Strouhal basée sur l'épaisseur maximum de la bulle  $\delta_c$  et la vitesse amont  $U_\infty$ . Pour l'eau, Sigurdson [23] rapporte que le nombre de Strouhal, en accord avec différents autres travaux, est égal à :

$$St_v = \frac{f_v \cdot \delta_c}{U_\infty} = 0.08 \div 0.1 \quad (6.8)$$

Tentons d'appliquer cette relation au cas de la poche de cavitation partielle qui nous intéresse. L'épaisseur maximum de cette poche, obtenue par analyse d'image, est égale, pour une vitesse amont 20.7 m/s, à 1.5 mm (voir Figure 5.26). L'application de la relation 6.8 pour le calcul de la fréquence de lâcher des cavités transitoires donne :

$$f_v = (0.08 \div 0.1) \cdot \frac{U_\infty}{\delta_c} = 1104 \div 1380 \text{ Hz} \quad (6.9)$$

Nous pouvons constater que le résultat correspond assez bien à la fréquence de 1240 Hz estimée à partir de l'espacement moyen des cavités transitoires dans le sillage de la cavité principale selon la formule 6.7.

D'autre part, Kiya et al. [17] relatent que la fréquence de pulsation de la cavité principale est égale au sixième de la fréquence de lâcher des cavités transitoires :

$$f_c = \frac{f_v}{6} \quad (6.10)$$

Si nous prenons comme nombre de Strouhal la valeur minimum de 0.08, qui correspond à une fréquence de lâcher des cavités transitoires de 1104 Hz, la relation 6.10 donne une fréquence de pulsation de la cavité principale de 184 Hz, ce qui n'est pas très éloigné des 179 Hz établis à l'aide de l'analyse spectrale des fluctuations de vitesse dans le sillage de la poche.

Finalement, Kiya [17], en déterminant la position de la trajectoire du sommet des tourbillons transitoires par la position du maximum local dans les profils transversaux des corrélations croisées des fluctuations de vitesse  $\overline{u'v'}$ , a observé que leur hauteur, à la verticale de la position maximum du point de recollement, est égale à :

$$\delta_v(x=x_{Rmax}) = 0.2 \cdot x_{Rmax} \quad (6.11)$$

Si l'on applique la relation 6.11 à la poche de cavitation partielle, qui atteint 35 % de la corde du profil NACA pour une vitesse amont de 20.7 m/s et un nombre de cavitation de 0.81, on obtient une dimension verticale des cavités transitoires, relative à la corde de l'hydrofoil, qui est égale à :

$$y_o/L = 0.2 \cdot Lc_{max}/L = 0.2 \cdot 35/100 = 0.07 \quad (6.12)$$

Si nous reportons ce résultat sur le profil des vitesses mesurées à la verticale des 40 % de la corde de l'hydrofoil, nous pouvons constater que c'est très exactement la position de la déviation maximum de l'écoulement qui nous a permis d'établir la trajectoire du sommet des tourbillons en U.

La concordance de tous ces résultats permet de supposer que l'analogie entre "bulle" de décollement et poche de cavitation attachée a un fondement physique.

#### 6.4 Couplage entre cavité principale et cavités transitoires

Il n'existe pas à proprement parlé de couplage entre la cavité principale et les cavités transitoires pour les incidences que nous avons étudiées. Par contre, un transfert d'énergie peut avoir lieu entre le battement de la cavité principale et les cavités transitoires. En effet, nous avons vu précédemment que la pulsation de la poche s'effectue selon un cycle de lente progression et d'un brutal retrait. Lors de ce retrait, les tourbillons se situant proches de la fermeture de la poche vont subir un cisaillement supplémentaire qui va augmenter leur rotation. Cette augmentation sera d'autant plus forte que le battement de la poche est important. Le résultat de ce processus est observable sur les prises de vue de dessus de la poche et de son sillage donné au chapitre 4 sur la Figure 4.5. Nous constatons là que les cavités transitoires sont de taille beaucoup plus importantes pour une vitesse amont de 35 m/s, vitesse à laquelle l'amplitude des fluctuations de la poche est grande, qu'elles ne le sont à 20 m/s, où l'amplitude de la cavité principale est faible. Il existe donc un transfert d'énergie cinétique de la cavité principale vers les cavités transitoires, transferts d'autant plus grand que la vitesse amont est élevée.

Il n'est par contre pas exclu que ce couplage puisse exister pour des incidences plus importantes.

## 6.5 Rôle de la vitesse amont

Comme nous l'avons établi précédemment, la longueur maximum de la cavité principale augmente avec le carré de la vitesse de référence. Nous pouvons donc penser que la dimension caractéristique de la poche de vapeur est régie par un effet inertiel. L'influence de la vitesse amont est alors d'augmenter ces effets d'inertie, et donc d'augmenter les amplitudes de pulsation de la cavité principale. Cette augmentation de l'amplitude des fluctuations se traduit, sur la description de l'écoulement moyen, par une augmentation du niveau de la turbulence dans le sillage de la poche. Nous retrouvons là le résultat que nous avons obtenu par l'analyse des pertes de charge faites au chapitre 5 sur la base du calcul du champ de pression moyen à partir des résultats de la mesure du champ de vitesse de l'écoulement moyen. Nous avons trouvé que les pertes de charge maximales dues au frottement turbulent se situaient à la fermeture de la cavité principale, et nous avons alors émis l'hypothèse que l'influence de la vitesse observée sur les répartitions du coefficient de pression à l'extrados du profil était due à l'augmentation des pertes par frottement turbulent. Nous avons donc bien là la confirmation que ce transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers les grosses structures cohérentes est intimement lié à la vitesse de l'écoulement par le processus de couplage énergétique décrit au paragraphe précédent.

## 6.6 Premices d'un modèle de prédiction de l'érosion de cavitation

Au vu des différents résultats obtenus, nous pouvons esquisser les bases d'une modèle de prédiction de l'érosion de cavitation par le biais de l'analyse de la dynamique de la poche de cavitation partielle et des cavités transitoires. Comme nous l'avons précisé dans l'introduction de ce document, la prédiction de l'érosion de cavitation présente deux aspects : la prédiction de sa localisation et celle de son intensité.

Pour ce premier aspect, nous avons établi que la zone de la surface érodée est directement corrélée à l'amplitude de la pulsation de la poche. Comme nous avons pu le constater, cette amplitude varie avec la vitesse amont. L'analyse de cette fluctuation pour différentes vitesses et différents nombres de cavitation a permis de dégager que l'amplitude de la fluctuation de la poche relative à sa longueur maximum est directement proportionnelle à la vitesse amont :

$$\frac{\Delta L_c}{L_{c_{\max}}} = (0.011 \pm 0.015) \frac{U_o}{U_{\text{ref}}} \quad U_o > 20 \text{ m/s}$$

avec  $U_{\text{ref}} = 1 \text{ m/s}$  (6.13)

$$\frac{\Delta L_c}{L_{c_{\max}}} = 0.2 \pm 0.4 \quad U_o > 20 \text{ m/s}$$



La comparaison de ce résultat avec ceux d'autres études a montré que sa plage de validité est très large. En effet, les résultats obtenus dans le cas d'un venturi bidimensionnel pour des vitesses très élevées de l'ordre de 100 m/s donnent une loi de comportement identique. La détermination de la longueur moyenne de la poche, et par conséquent, de sa longueur maximum, peut être faite à l'aide du schéma de calcul présenté au chapitre 5, et ce pour n'importe quelle situation géométrique.

Pour prédire l'intensité de l'érosion dans une situation hydrodynamique donnée, il faut déterminer la puissance érosive des cavités présentes par unité de surface. Cette puissance érosive par unité de surface peut ainsi être exprimée comme l'énergie,  $E_v$ , libérée par l'implosion d'une structure cavitante multipliée par le nombre de cavités par unité de surface,  $N_v/S$ , et par la fréquence,  $f$ , à laquelle ces cavités sont susceptibles d'imploser. Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{\dot{E}}{S} = E_v \cdot f \cdot \frac{N_v}{S} \quad (6.14)$$

L'énergie libérée par une structure cavitante qui implose peut s'exprimer comme le produit de la différence de pression qui provoque cette implosion et du volume de vapeur contenu dans cette cavité. La variation de pression que subit la cavité est donnée par la différence entre la pression de vapeur  $p_v$  et la pression de recompression maximum  $p_{max}$ . L'énergie libérée par l'implosion de la cavité transitoire vaut alors :

$$E_v = (p_{max} - p_v) \cdot V_v \quad (6.15)$$

Le volume de vapeur contenu dans le tourbillon cavitant est donné par le produit de sa hauteur  $\delta_v$  et du carré de son rayon  $a$ . Nous pouvons alors poser que :

$$E_v = (Cp_{max} + \sigma) \cdot \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \delta_v \cdot a_v^2 \quad (6.16)$$

Nous avons établi (6.11) que l'expansion verticale des tourbillons cavitants est proportionnelle à la longueur maximum de la cavité principale. Finalement, l'énergie libérée par l'implosion peut s'écrire :

$$E_v = (Cp_{max} + \sigma) \cdot \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \cdot 0.2 \cdot L_{c_{max}} \cdot a_v^2 \quad (6.17)$$

La fréquence qui gouverne le processus d'implosion des cavités transitoires est donnée par le battement de cavité principale  $f_c$ , plus particulièrement, par son retrait brutal. Nous poserons donc que cette fréquence, donnée en fonction de la vitesse de référence, vaut :

$$f = f_c = St \frac{U_\infty}{Lc_{\max}} \quad (6.18)$$

La surface sur laquelle auront lieu ces implosions est égale à la surface balayée par l'extrémité de la poche, donnée par :

$$S = \Delta Lc \cdot B \quad (6.19)$$

Le nombre de cavités transitoires présentes sur cette surface lors du retrait de la cavité principale est égal à :

$$N = \frac{\Delta Lc}{\lambda_x} \cdot \frac{B}{\lambda_z} \quad (6.20)$$

où  $\lambda_x$  et  $\lambda_z$  sont respectivement les longueurs d'onde longitudinale et transversale des tourbillons. Nous n'avons hélas aucune indication sur le comportement de cette dernière longueur d'onde. Nous la considérerons donc, dans un premier temps, constante. La longueur d'onde transversale peut quant à elle, est approchée par :

$$\lambda_x = \frac{U_\infty}{f_v} \quad (6.21)$$

En introduisant la relation 6.10 qui lie la fréquence des cavités transitoires à la fréquence de pulsation de la cavité principale, et en utilisant la relation 6.6 qui permet d'exprimer cette dernière fréquence comme une fonction de la vitesse amont, nous pouvons poser :

$$\lambda_x = \frac{6 \cdot Lc_{\max}}{St} \quad (6.22)$$

En remplaçant la longueur d'onde longitudinale de la relation 6.20 par cette expression, le nombre de cavités qui implosent sur la surface du profil devient :

$$N = \frac{St \cdot B}{6 \cdot \lambda_z} \frac{\Delta Lc}{Lc_{\max}} \quad (6.23)$$

Nous pouvons alors déterminer le nombre d'impacts par unité de surface en utilisant la relation 6.19, ce qui donne :

$$\frac{N}{S} = \frac{St}{6 \cdot \lambda_z} \cdot \frac{1}{Lc_{\max}} \quad (6.24)$$

Le remplacement des expressions 6.17, 6.18 et 6.24 dans la relation 6.14, permet d'obtenir comme valeur de l'intensité érosive des cavités transitoires :

$$\frac{\dot{E}}{S} = (Cp_{\max} + \sigma) \cdot \frac{1}{60} \rho \frac{St^2}{\lambda_z} \cdot \frac{U_{\infty}^3 \cdot a_v^2}{Lc_{\max}} \quad (6.25)$$

Finalement, si nous faisons l'hypothèse que le coeur des tourbillons se comporte comme leur dimension verticale :

$$a_v^2 = \delta_v^2 = 0.04 \cdot Lc_{\max}^2 \quad (6.26)$$

nous obtenons, en posant, comme le montre la Figure 6.1, que :

$$Lc_{\max} = F(\sigma) \cdot U_{\infty}^2 \quad (6.27)$$

l'expression suivante pour l'intensité érosive des cavités transitoires :

$$\frac{\dot{E}}{S} = \frac{2}{3} \frac{St^2}{\lambda_z} (Cp_{\max} + \sigma) \cdot F(\sigma) \cdot U_{\infty}^5 \quad (6.28)$$

Nous observons donc que l'intensité érosive des cavités transitoires est fonction de la vitesse de référence  $U_{\infty}$ , de la longueur d'onde transversale  $\lambda_z$ , et du nombre de cavitation  $\sigma$ . Le coefficient de recompression maximum  $Cp_{\max}$  reste, lui, comme l'ont montré nos mesures de répartition de pression sur le profil NACA, pratiquement constant.

En faisant l'hypothèse que la répartition des perturbations transversales suit un nombre d'onde constant (voir remarque § 6.2.2), donc que la longueur d'onde transversale  $\lambda_z$  est inversement proportionnelle à la vitesse de référence, et que, comme semble l'indiquer la Figure 6.1, la fonction du nombre de cavitation qui lie la longueur maximum de la cavité principale au carré de la vitesse de référence peut être écrite comme :

$$F(\sigma) = a - b\sigma \quad (6.29)$$

on obtient alors :

$$\frac{\dot{E}}{S} = (A + B\sigma) \cdot (C - D\sigma) \cdot U_{\infty}^6 \quad (6.30)$$

Ce résultat concorde bien avec ceux obtenus expérimentalement par d'autres auteurs, Thiruvengadam [24] ou Kato [16]. Nous retrouvons bien une dépendance de l'intensité de l'érosion à la vitesse de référence à la puissance six, ainsi que l'existence d'un nombre de cavitation pour lequel l'intensité de l'érosion est maximum.

Références du chapitre 6

- [1] **Acarlar M.S., Smith C.R.** (1987) : “ *A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1. Hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance*”, J. Fluid Mech., vol. 175, pp. 1-41
- [2] **Acarlar M.S., Smith C.R.** (1987) : “ *A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 2. Hairpin vortices generated by fluid injection*”, J. Fluid Mech., vol. 175, pp. 43-83
- [3] **Arndt R.E.A.** (1981) : “ *Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures.*”, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 273-328
- [4] **Ashurst W.T., Meiburg E.** (1988) : “ *Three-dimensional shear layers via vortex dynamics*”, J. Fluid Mech., vol. 189, pp. 87-116
- [5] **Avellan F., Dupont Ph.** (1988) : “ *Cavitation Erosion of Hydraulic Machines : Generation and Dynamics of Erosive Cavities.*”, 14th I.A.R.H. Symposium on Progress within Large and High Specific Energy Units, 20-23 juin 1988, Trondheim.
- [6] **Avellan F., Dupont Ph.** (1988) : “ *Etude du sillage d'une poche de cavitation partielle se développant sur un profil bidimensionnel.*”, Comptes Rendus des Journées SHF “Cavitation”, 22-23 mars, Paris.
- [7] **Avellan F., Dupont Ph., Farhat M.** (1991) : “ *Cavitation Erosion Power.*”, Cavitation 91 Symposium, 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference, 23-27 June 1991, Portland, Oregon, USA.
- [8] **Avellan F., Dupont Ph., Ryhming I.L.** (1988) : “ *Generation mechanism and dynamics of cavitation vortices downstream of a fixed leading edge cavity.*”, O.N.R. Symposium on Naval Hydrodynamics, Aug. 29-Sept. 1, The Hague, The Netherlands.
- [9] **Bernal L.P., Roshko A.** (1986) : “ *Streamwise vortex structure in plane mixing layers*”, J. Fluid Mech., vol. 180, pp. 499-525
- [10] **Bourdon P., Simoneau R., Avellan F., Farhat M.** (1990) : “ *Vibratory characteristics of erosive cavitation vortices downstream of a fixed leading edge cavity*”, Proc. 15th IARH Symposium, Belgrade (Yougoslavia), 11-14 Sept., 1990, paper H3, pp. 1-12
- [11] **Dupont Ph., Avellan F.** (1991) : “ *Numerical Computation of a Leading Edge Cavity.*”, Cavitation 91 Symposium, 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference, 23-27 June 1991, Portland, Oregon, USA.
- [12] **Durrer H.** (1986) : “ *L'érosion par cavitation et la mécanique des fluides.*”, Revue Technique Sulzer 3/1986, pp. 55-61
- [13] **Furness R. A.** (1974) : “ *Studies of the mechanics of "fixed" cavities in a two-dimensional convergent-divergent nozzle.*”, pp. 119-128

- [14] **Hunt J.C.R.** (1987) : “ *Vorticity and Vortex Dynamics in Complex Turbulent Flow*”, J. Can. Soc. Mech. Eng., Vol. 11, No.1, pp. 1-15
- [15] **Jang P.S., Benney D.J., Gran R.L.** (1986) : “ *On the origin of streamwise vortices in a turbulent boundary layer*”, J. Fluid Mech., vol. 169, pp. 109-123
- [16] **Kato H.** (1978) : “ *Mechanism and Scaling of Cavitation Erosion*”, Proc. of 12th Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington D.C., June 1978, pp. 952-969
- [17] **Kiya M., Sasaki K.** (1985) : “ *Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble*”, J. Fluid Mech., vol. 154, pp. 463-491
- [18] **Kubota S., Kato H., Yamaguchi H., Maeda M.** (1987) : “ *Unsteady structure measurement of cloud cavitation on a foil section using conditional sampling technique.*”, International Symposium on Cavitation Research Facilities and technics, ASME, Boston, Dec. 13-18, pp. 161-168
- [19] **Lasheras J.C., Choi H.** (1988) : “ *Three-dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices*”, J. Fluid Mech., vol. 189, pp. 53-86
- [20] **Le Quang** (1989) : “ *Etude physique du comportement des poches de cavitation partielle.*”, Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, France
- [21] **Lush P.A., Peters P.I.** (1982) : “ *Visualisation of the cavitating flow in a venturi-type duct using high speed cine photography*”, 11th IARH Symposium, Amsterdam, the netherlands, Sept. 13-17, 1982, paper no. 5
- [22] **Perry A.E., Chong M.S.** (1982) : “ *On the mechanism of wall turbulence*”, J. Fluid Mech., vol. 119, pp. 173-217
- [23] **Sigurdson L.W.** (1986) : “ *The structure and control of a turbulent reattaching flow*”, PhD, California Institute of Technology, Pasadena, Californie, U.S.A.
- [24] **Thiruvengadam A.** (1971) : “ *Scaling Laws for Cavitation Erosion*”, Proc. IUTAM Symposium on non-Steady flow of water at high speed, Leningrad, 1971.
- [25] **Wynanski I., Champagne F., Marasli B.** (1986) : “ *On the large-scale structures in two-dimensional, small-deficit, turbulent wakes*”, J. Fluid Mech., vol. 168, pp. 31-71
- [26] **Yokomizo T., Masanobu Y.** (1980) : “ *Measurement of Cavitation Shock around Two-Dimensional Elliptic Cylinders.*”, Bulletin of the JSME, vol. 23, No. 176, février 1980, pp. 201-209

### Bibliographie du chapitre 6

- [B1] **Ryhming I.L.**, *Dynamique des fluides*, Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1985
- [B2] **Hinze J.O.**, *Turbulence*, Second Edition, McGraw-Hill, New-York, 1975

# CHAPITRE 7

## CONCLUSION

### Table des matières

7.1 Conclusion .....	235
----------------------	-----





## 7.1 Conclusion

Cette étude tend à apporter des nouveaux outils pour la prédiction de l'érosion de cavitation dans les turbomachines hydrauliques. Différents essais effectués sur modèles réduits, ainsi que les observations des dégâts constatés lors de visites de prototypes ont montré que les dommages les plus importants étaient associés au développement de poches de cavitation partielle. Ce travail a donc porté sur l'étude des phénomènes physiques liés à cette manifestation du phénomène de la cavitation. Pour étudier les mécanismes hydrodynamiques mis en jeu lors de l'érosion, la détermination de l'écoulement associé à une poche de cavitation a été menée tant expérimentalement que numériquement.

La prédiction de l'érosion de cavitation revêtant deux aspects, à savoir sa localisation et son taux, l'analyse de l'écoulement a été réalisée par deux approches distinctes. D'une part, les caractéristiques moyennes de l'écoulement ont été mesurées et analysées à l'aide de méthodes statistiques. Ces méthodes de traitement ont été testées et validées sur différents écoulements types proches de l'écoulement s'établissant derrière une poche de cavitation. Au vu des résultats obtenus, une méthode de calcul originale a été proposée et utilisée avec succès. D'autre part, le contenu fréquentiel des fluctuations de la vitesse a été mesuré, et des prises de vue de la poche de cavitation et des cavités transitoires ont été effectuées de façon systématique.

Cette étude a été volontairement limitée à une seule configuration géométrique, afin de pouvoir en étudier tous les aspects. Le plan porteur utilisé est un profil NACA de 9 % d'épaisseur relative, ayant un bord de fuite tronqué. L'épaisseur choisie, certainement plus importante que celle des profils généralement utilisés dans les turbomachines hydrauliques, a l'avantage de permettre une bonne instrumentation en pression de l'aile. Une incidence de  $2.5^\circ$  a été choisie, correspondant au développement d'une poche d'une longueur d'un tiers de la corde du plan sustentateur. Les vitesses utilisées, de 15 à 35 m/s, sont proches de celles que l'on peut rencontrer dans les turbomachines hydrauliques. La construction d'un plan porteur plus mince, dont la forme a été reprise d'une turbine Kaplan existante, a permis de constater que le comportement des poches sur ce profil étaient identiques à celles obtenues sur le profil NACA. La seule différence constatée entre ces deux types de profils est que les mêmes longueurs de cavités pour une même valeur du nombre de cavitation sont obtenues pour des angles d'incidence plus faibles dans le cas du profil plus mince.

De nombreuses mesures locales et globales ont été réalisées dans la géométrie choisie. Tous d'abord, des prises de vue de la cavité principale ont été effectuées de façon systématique

pour différentes conditions d'écoulements. Elles nous ont permis d'établir le comportement du profil - longueur de la cavité principale en fonction du nombre de cavitation et de l'incidence de l'aile - en régime de poche de cavitation partielle. Ces observations ont montré que la cavitation à l'extrados d'un plan porteur se manifestait sous deux formes distinctes : une cavité principale attachée dès les premiers pour-cents de l'aile et des cavités transitoires, en forme de tourbillons en fer à cheval, convectées par l'écoulement moyen. Il a été établi que la fermeture de cette cavité principale présentait des oscillations, plus ou moins importantes suivant le régime observé. Les cavités transitoires, très homogènes dans le sillage proche de la poche, sont plus diffuses au fur et à mesure de leur convection par l'écoulement moyen. Ces prises de vue ont permis de mettre en évidence une influence de la vitesse de l'écoulement moyen sur la position de la fermeture de la cavité principale, ainsi que sur la dimension des structures transitoires.

Des mesures de pression statique en paroi du plan porteur ont été effectuées pour plusieurs vitesses amont et plusieurs valeurs du nombre de cavitation. Le résultat de ces investigations a confirmé l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les caractéristiques de la cavité principale. Les répartitions du coefficient de pression obtenues en écoulement cavitant ont montré quatre zones distinctes. Nous remarquons tout d'abord une zone à pression constante qui est suivie d'une recompression aboutissant à un maximum local de la pression. La pression rediminue ensuite pour rejoindre la répartition obtenue hors cavitation. Il est à noter que la pression mesurée au bord de fuite est identique, avec ou sans poche de cavitation. Par comparaison avec les visualisations effectuées, le plateau de pression a été identifié comme la zone constamment dénoyée du profil. Nous avons ainsi constaté que la longueur de cette zone est constante pour une valeur du nombre de cavitation donnée, quelle que soit la vitesse de l'écoulement. Nous avons par contre montré que la pente de la recompression qui suit est quant à elle fonction de la vitesse de l'écoulement. Cette pente étant le fait de la moyenne des pressions induites par les fluctuations de la fermeture de la poche, nous avons pu déterminer l'amplitude de ces dernières. En ramenant cette amplitude à la longueur maximum de la poche, nous avons pu établir une loi d'évolution de la longueur de la cavité avec la vitesse de l'écoulement indépendante du nombre de cavitation.

Le résultat de la mesure des dégâts associés à cette poche de cavitation partielle a permis de localiser l'érosion par rapport à la position de la fermeture de la cavité. Il a été établi que la zone érodée était totalement corrélée avec les amplitudes de fluctuation de la poche. La loi d'évolution la longueur de la cavité principale avec la vitesse de l'écoulement peut être ainsi directement appliquée pour prédire l'étendue de la zone érodée.

Des mesures de vitesse sur et dans le sillage de la poche ont été réalisées à l'aide d'un anémomètre laser-Doppler à deux composantes pour tenter d'expliquer le principe de génération des cavités transitoires, ainsi que l'influence de la vitesse de l'écoulement sur le développement de la cavité principale. Ces mesures ont été effectuées en douze stations à la verticale du profil, quatre au dessus de la cavité principale, cinq dans son sillage immédiat et trois dans son sillage plus lointain.

Les profils de vitesse à la verticale des premiers pour-cents de la cavité ont laissé apparaître que la vitesse à l'interface de celle-ci pouvait être très faible, sinon nulle. Cela montre que, dans le cas des poches partielles, l'entraînement de la phase vapeur de la cavité par la phase liquide est très faible. Ce résultat inattendu a été utilisé pour effectuer un calcul de l'écoulement cavitant à l'aide d'un code Navier-Stokes.

De fortes déviations apparaissant sur les profils de vitesse moyenne, ainsi que sur les profils des composantes du tenseur de Reynolds ont permis d'identifier la signatures des structures cohérentes que sont les tourbillons en fer à cheval et par là, de suivre leur trajectoire. Nous avons ainsi pu montrer que ces structures sont formées dès les premiers pour-cents du profil et de la cavité et qu'elles subissent au cours de leur convection, une forte expansion verticale. Un scénario de la formation et de la convection de ces structures est proposé sur la base de cette analyse.

L'important niveau de la turbulence mesuré dans la zone de fermeture de la cavité nous a fait supposer que celle-ci pouvait être à l'origine de l'influence de la vitesse de l'écoulement sur les caractéristiques de la poche. Un calcul de la pression par intégration du champ de vitesse mesuré, en tenant compte des contraintes turbulentes a d'ailleurs montré l'importance de son rôle.

A la lumière de ce qui a été exposé plus haut, une méthode originale de calcul, basée sur la correction du résultat d'un code potentiel à l'aide d'un code de calcul intégrant l'équation de Navier-Stokes, a été développée. D'après les mesures de vitesse sur la poche, cette dernière a été modélisée comme une surface solide déformable. La forme initiale de la poche, obtenue par le code potentiel, a été modifiée selon un processus itératif en fonction de la répartition de pression sur celle-ci calculée à l'aide du code Navier-Stokes. Ce processus a été mené jusqu'à l'obtention d'une pression constante à l'interface de la cavité. La comparaison des résultats des ces itérations à ceux de la mesure ont montrés que la prise en compte des contraintes de Reynolds améliorerait grandement la qualité de ces premiers. En particulier, la forme verticale de la cavité, mesurée à l'aide d'une tranche lumineuse, est très bien captée par la correction apportée par le code Navier-Stokes, ce qui était loin d'être le cas du calcul potentiel.

Par contre, l'influence de la vitesse amont, ainsi que la forte déviation due aux structures cohérentes ne sont pas captées par le calcul. Nous avons donc émis l'hypothèse d'un rôle prépondérant de ces structures sur l'amplitude des fluctuations de la cavité principale. Les mesures des vitesses sur la poche et dans son sillage ont révélés un fort transfert d'énergie entre l'écoulement moyen et ces structures cohérentes. Nous pouvons donc raisonnablement penser que la génération de ces structures influence le développement de la cavité fixe.

La fréquence de pulsation de la poche a été déterminée. Cette mesure a été faite par analyse du contenu fréquentiel des fluctuations des vitesses dans le sillage de la poche. Un nombre de Strouhal, basé sur cette fréquence, ainsi que sur la longueur maximale de la poche et sur la vitesse amont, a pu être défini. Sa valeur se situe à  $0.28 \pm 0.02$ , valeur très proche de celles obtenues par d'autres études similaires sur le même type de configuration, ainsi que pour des configurations plus différentes comme un bord de fuite tronqué.

La fréquence de lâcher des cavités transitoires n'a malheureusement pas pu être établie de la même façon, de par la nature par trop intermittente du processus. Celle-ci a été évaluée par une étude systématique de prises de vue du profil cavitant. Pour notre configuration, cette fréquence a été estimée à 1240 Hz, donc à peu près 6 fois supérieure à la fréquence de pulsation de la cavité principale. La question sur l'origine de la fréquence des structures cohérentes reste posée. Sur la base du modèle conceptuel de la formation des tourbillons que nous avons pu établir, nous avons postulé que l'organisation cohérente de ces structures était le résultat d'une instabilité de la couche-limite du type Kelvin-Helmholtz sur les premiers pour-cents du profil. Nous nous trouverions donc dans une situation d'une fréquence préférentielle proche de celle que nous avons pu mettre en évidence dans un jet libre. Ce postulat devrait être confirmé par une étude plus orientée. Il semble par ailleurs que ce modèle n'est plus valable pour des incidences du profil plus élevées, où la fréquence de lâcher des tourbillons semble beaucoup plus proche de celle des fluctuations de la cavité principale. Nous pouvons nous poser la question de savoir si, pour ces incidences plus importantes, il n'apparaît pas une oscillation du plan porteur due aux pulsations de la poche induisant un moment de torsion fluctuant. Un couplage entre les fluctuations de la poche et les cavités transitoires aurait alors lieu, qui modifierait totalement le comportement de cette première. Ces différentes hypothèses restent à être confirmées.

Une similitude frappante entre poche de cavitation partielle et "bulle de décollement" a été mise en évidence par notre étude. Le comportement dynamique de ces deux types d'écoulement s'est avéré très semblable. En particulier, la génération de structures tourbillonnaires transitoires en forme de fers à cheval a été observée dans les deux situations.

La comparaison des trajectoires de ces structures a montré que, dans les deux cas, celles-ci avaient une expansion verticale de 0.2 fois la longueur de la cavité au point de fermeture de cette dernière. De plus, le rapport 1/6 entre fréquence de pulsation de la poche et fréquence des tourbillons est également vérifié dans le cas des "bulles de décollement". Ces différentes analogies nous ont amené à penser qu'il existe une similitude physique profonde entre ces deux écoulements.

Finalement, en utilisant les divers résultats de cette étude, un modèle de prédiction du taux d'érosion a été mis en place.

Une des perspectives importantes de cette étude est l'extension des résultats obtenus à différents plans porteurs. En effet, les profils des machines hydrauliques sont en général plus effilés que celui que nous avons utilisé dans cette étude. Il conviendrait donc de valider, sur des profils plus minces, et avec des bords d'attaque plus fins, les différentes observations faites sur le profil NACA 009. Il serait par ailleurs intéressant d'effectuer des mesures instationnaires de la pression sous et dans le sillage de la poche afin de déterminer avec encore plus de précision le cycle de fluctuations de celle-ci, et d'essayer, à l'aide de cette même technique, de mesurer la fréquence de lâcher des structures transitoires.

En ce qui concerne la modélisation du comportement d'un profil cavitant, l'extension des méthodes mises au point au calcul instationnaire devrait être envisagée. La prise en compte des grosses structures par un modèle approprié serait certainement très profitable. Cette modélisation nous paraît malheureusement pas être réalisable dans une approche bidimensionnelle du problème, au vu de l'importance de la forme tridimensionnelle des cavités transitoires.

Enfin, et par voie de conséquence, l'application de la méthode de calcul aux écoulements tridimensionnels devrait permettre une prédiction toujours plus précise du développement des poches de cavitation partielle et de leurs conséquences dans les machines hydrauliques.



## ANNEXE A

## A.1 Constante de temps d'une bulle gazeuse en un milieu liquide

La constante de temps d'une particule peut se définir comme le temps caractéristique mis par la particule pour atteindre son état dynamique initial après une perturbation impulsif.

En faisant l'hypothèse que la dynamique de la bulle est régie par un système du premier ordre, on peut écrire :

$$\frac{dv_p}{dt} + \frac{1}{\tau_p} v_p = 0 \quad (\text{A.1})$$

Si la bulle se meut dans un écoulement monodimensionnel homogène de vitesse  $u$ , l'équation différentielle (A.1) devient, dans le repère galiléen lié à la bulle :

$$\frac{du_\varepsilon}{dt} + \frac{1}{\tau_p} u_\varepsilon = 0 \quad \text{avec } u_\varepsilon = u - v_p \quad (\text{A.2})$$

Afin d'établir l'équation différentiel du mouvement de cette particule, on pose l'équation de Newton dans un repère lié à celle-ci :

$$m_p \frac{du_\varepsilon}{dt} = \sum \text{Forces} \quad (\text{A.3})$$

En négligeant les effets de la gravité, et en supposant que les gradients de pression sont faibles, les forces agissant sur la bulle sont :

- La force de traînée
- La force induite par l'accélération de la masse du fluide déplacée par la bulle communément appelée **masse ajoutée**

On peut alors écrire :

$$(m_p + m_a) \frac{du_\varepsilon}{dt} = C_x \cdot \frac{1}{2} \rho_f u_\varepsilon^2 S \quad \text{où :} \quad (\text{A.4})$$

$m_p$  : masse de la particule

$m_a$  : masse ajoutée

$C_x$  : coefficient de traînée de la particule

$S$  : surface projetée de la particule

La masse ajoutée est, dans le cas d'une sphère, égale à la moitié de la masse déplacée par celle-ci (Ryhming, p.181). En supposant que la vitesse relative  $u_e = u - v_p$  est faible, le coefficient de traînée peut être établi en écoulement laminaire par l'expression de Stokes :

$$C_x = \frac{24}{Re} \quad (\text{A.5})$$

L'équation de Newton régissant le mouvement de la particule peut alors se réécrire comme :

$$\frac{2}{3} \pi d_p^3 (2\rho_p + \rho_f) \frac{du_e}{dt} = \frac{12}{Re} \rho_f u_e^2 \pi \frac{d_p^2}{4} \quad (\text{A.6})$$

En explicitant le nombre de Reynolds  $Re = \frac{u_e d_p}{\nu}$ , l'accélération de la particule a comme expression :

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{36\nu}{d_p^2} \left( 2\frac{\rho_p}{\rho_f} + 1 \right)^{-1} \cdot u_e \quad (\text{A.7})$$

Par comparaison avec l'équation différentiel (A.2), la constante de temps de la particule vaut :

$$\tau_p = \frac{d_p^2}{36\nu} \left( 2\frac{\rho_p}{\rho_f} + 1 \right) \quad (\text{A.8})$$



## ANNEXE B

### B.1 Programme de lissage des résultats de mesure.

Le programme présenté ci-dessous est un programme écrit en Fortran V qui a été compilé sur un VAX 11/780. Les bibliothèques utilisées sont :

- la bibliothèque mathématique IMSL
- la bibliothèque de dessin PLOT10 de Tektronix

Ce programme lit un fichier de paramètres du lissage du nom de LISSAGE.PRM, ainsi qu'un fichier de mesure des composantes de la vitesse ou des composantes du tenseur de Reynolds, dont le nom est donné en paramètre. Il effectue un lissage des données d'entrée par spline cubique en minimisant la somme des résidus pondérée par l'inverse de l'écart-type de la valeur mesurée (Ch. H. Reinsch, Numerische Mathematik 10, 177-183, 1967). Le lissage peut s'effectuer soit sur les données elles-mêmes, soit sur leur dérivée première, le profil étant ensuite rétabli par intégration. Après lissage, les valeurs sont interpolées sur une grille régulière, ainsi que leurs dérivées premières et secondes. Le résultat est écrit sous un fichier du nom de LISSAGE.DAT.

On trouve ci-après le listing du programme LISSAGE.FOR, ainsi que le fichier de paramètre LISSAGE.PRM

### B.2 Listing du programme LISSAGE.FOR

```

PROGRAM LISSAGE
*****
***
*
*      [DUPONT.LISSAGE]LISSAGE.FOR
*
*****
***
C-----
C
C      INTERPOLATION DES PROFILS
C      *****
C
C      LE FICHIER D'ENTREE (FOR010.DAT) EST STRUCTURE COMME SUIT :
C
C      1ere ligne      X,  Y,  Z1, DZ1, Z2, DZ2, ..., Zn, DZn
C                      .
C                      .
C      ieme ligne     X,  Y,  Z1, DZ1, Z2, DZ2, ..., Zn, DZn
C                      .
C                      .
C      derniere ligne 'X'  'Y'  'Z1'  'DZ1' ... 'Zn'  'DZn'
C

```

```

C      ET CECI  POUR CHAQUE PROFIL
C
C      ROUTINES UTILISEES
C      ~~~~~
C
C              INTEGR
C
C      IMSL          VSRTR
C              ICSSCV
C              ICSSCU
C
C      PLOTFC        PLOTS
C              SCALE
C              LINE
C              PLOT
C              AXIS

```

```

C-----
C      VARIABLES
C      =====

```

```

C      ENTIERES

```

```

C      NF      :      Nombre de noeuds dans la direction y
C      NZ      :      Nombre de variables lues

```

```

C      REELLES

```

```

C      X0      :      Abscisses des points de mesure
C      XM      :      Ordonnees des points de mesure
C      Z       :      Valeurs mesurees, puis valeurs de la
C                  fonction d'interpolation aux noeuds
C      Dz      :      Ecart-types des valeurs mesurees, puis
C                  derivees premieres de la fonction
C                  d'interpolation aux noeuds
C      F       :      Valeurs mesurees apres tri et moyenne
C                  des valeurs a des cotes identiques
C      DF      :      Ecart-types selon le principe ci-dessus
C      FP      :      F + DF
C      FM      :      F - DF
C      WK      :      Espace de travail pour routines IMSL
C      XI      :      Ordonnees des noeuds de la maille
C      FI      :      Fonction d'interpolation aux noeuds XI
C      EDERF   :      Evaluation de la derivee premiere
C                  d'apres les mesures
C      DERF    :      Derivee premiere de la fonction
C                  d'interpolation aux noeuds
C      DDERF   :      Derivee seconde de la fonction
C                  d'interpolation aux noeuds

```

```

C-----
C      NAMELIST /PARAM/ INFILE, NZ, FIRST, LAST, NF, FACT, ILISS,
+      DRETRO, ALARG, LPROF, IDER, INTERP

```

```

      LOGICAL*1 ANSW,DUMMY
      CHARACTER*30 INFILE
      INTEGER IR(300),FIRST, LAST
      REAL X(300),Y(300),C(300,3)
      REAL CC(300,3),YXF(300)
      REAL XM(300),YA(300),XO(300)
      REAL SUM(6),FACT(5,20)
      REAL Z(300,6),Dz(300,6)
      REAL FMOY(300,6)
      REAL XK(2),YK(2)

```

```

REAL    XF(300),F(300),DF(300),DFD(300)
REAL    F1(300),F2(300),F3(300)
REAL    FP(300),FM(300),W(300)
REAL    XT(300),FT(300),FA(300)
REAL    WK(752500)
REAL    EPS(300)
REAL    XI(300),YI(300)
REAL    FI(300,6),DERF(300,6),DDERF(300,6),EDERF(300,6)
COMMON  /CAXIS/ SIZEN,SIZEL,TICK
DATA    IC /300/
C-----
C ----- CONSTANTES
C-----
      SIZEN = 0.4
      SIZEL = 0.8
      TICK  = 0.25
C-----
C ----- LECTURE DES PARAMETRES
C-----
      OPEN (UNIT=12,NAME='LISSAGE.PRM',ERR=2001,TYPE='OLD')
      READ (12,PARAM)
      CLOSE (UNIT=12)
C-----
C ----- OUVERTURE DES FICHERS ENTREES-SORTIES
C-----
      OPEN (UNIT=10,NAME=INFILE,READONLY,TYPE='OLD')
      OPEN (UNIT=11,NAME='LISSAGE.DAT',FORM='UNFORMATTED',TYPE='NEW')
C-----
C ----- INITIALISATION DU VECTEUR IR
C-----
      NPRO = 0
200    CONTINUE
      NPRO = NPRO+1
      IF (NPRO.GT.LAST) GOTO 101
      DO 1 I = 1,NF
1      IR(I) = I
C-----
C ----- LECTURE DU PROFIL
C-----
      XMIN = 1.E36
      XMAX = -1.E36
      DO 2 J = 1,NF
+      READ (10,*,ERR=100,END=101) XX,XM(J),
          (Z(J,K),DZ(J,K), K = 1,NZ)
      XMIN = AMIN1 (XMIN,XM(J))
      XMAX = AMAX1 (XMAX,XM(J))
2      CONTINUE
      J = J + 1
100    CONTINUE
      IF (NPRO.LT.FIRST) GOTO 200
      NXL = J-1
      NX = NXL
      TYPE *, ' '
      TYPE *, 'PROFIL No.',NPRO
      TYPE *, ' '
      TYPE *, 'Nb de points lus',NXL
C-----
C ----- CALCUL DES NOEUDS XI DE LA GRILLE DE CALCUL
C-----
      DX = (XMAX-XMIN)/FLOAT(NF-1)
      DO 78 IN = NF,1,-1
78     XI(IN) = XMAX-FLOAT(NF-IN)*DX
      CONTINUE

```

```

      XI(1) = XMIN
C-----
C ----- MODIFICATION DE L'INTERVALLE DE CONFIANCE
C ----- POUR UNE PROBABILITE DE CONFIANCE DE 0.99
C-----
      DO 32 L = 1,NZ
      DO 33 J = 1,NX
C       Probabilite de confiance 0.99
          DZ(J,L) = ABS(DZ(J,L))*2.576
33      CONTINUE
32      CONTINUE
      DO 37 J = 1,NX
          X(J) = XM(J)
37      CONTINUE
          CALL PLOTS (0,40.,1,0)
          ANPRO = FLOAT (NPRO)
          CALL PLOT (21.,2.5,-3)
          CALL NUMBER (5.0,0.0,1.,ANPRO,0.,0)
C-----
C ----- TRI DU VECTEUR Y EN ORDRE CROISSANT
C-----
          CALL VSRTR(X,NXL,IR)
C-----
C ----- LISSAGE DES Z
C-----
      DO 34 NV = 1,NZ
C
C       TRI DES VECTEURS F ET DF EN FONCTION DU TRI DU VECTEUR X
C
      DO 3 K = 1,NXL
          XF(K) = X(K)
          F(K) = Z(IR(K),NV)
          DF(K) = DZ(IR(K),NV)
3      CONTINUE
C-----
C ----- MOYENNE DES MESURES FAITES EN UN MEME POINT
C-----
          CALL MOYR (XF,F,DF,NXL,NX)
          NX0 = NX
          SUM(NV) = 0.0
          DO 5 KJ = 1,NX
              X0(KJ) = XF(KJ)
              FMOY(KJ,NV) = F(KJ)
              IF (DF(KJ).EQ.0.) DF(KJ) = 1.E-3
              SUM (NV) = SUM(NV) + DF(KJ)
5      CONTINUE
C-----
C ----- NORMALISATION DES ECARTS-TYPES
C-----
          AFACT = SUM(NV)
          DO 56 JV = 1,NX
              DFD(JV) = DF(JV)
              DFD(JV) = 1.
56      CONTINUE
C-----
C
C       DERIVEE DU PROFIL
C
          IF (ILISS.EQ.0) GOTO 122
          CALL DERIV (XF,F,F1,NX,DRETRO)
C
C       LISSAGE DES DERIVEES PREMIERE ET SECONDE

```

```

C
C
C      NORMALISATION DE LA DERIVEE
C
      DO 207 IK = 1,NX
          YA(IK) = F1(IK)
207    CONTINUE
C
C      CUBIC SPLINE DATA SMOOTHER
C      (EASY-TO-USE VERSION)
C
      IF (ILISS.NE.1) GOTO 201
      IJOB = 1
      IER = 0
      CALL ICSSCV (XF,F1,NX,YA,CC,IC,IJOB,WK,IER)
      IF (IER.NE.0) TYPE *, 'ICSSCV IER', IER
      IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** DERIVATIVE SPLINE DONE *****'
      IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** BY ICSSCV *****'
      GOTO 205
C
C      CUBIC SPLINE DATA SMOOTHER
C
201    CONTINUE
      IF (ILISS.NE.2) GOTO 202
      SMI = FACT(NV,NPRO)*FLOAT(NX)
      IER = 0
      CALL ICSSCU (XF,F1,DFD,NX,SMI,YA,CC,IC,WK,IER)
      IF (IER.NE.0) TYPE *, 'ICSSCU IER', IER
      IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** DERIVATIVE SPLINE DONE *****'
      IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** BY ICSSCU *****'
202    CONTINUE
205    CONTINUE
C-----
C ---- INTEGRATION DU PROFIL ----
C-----
      DO 27 IK = 1,NX
          W(IK) = 1./DF(IK)
C          W(IK) = 1.
C          W(IK) = DF(IK)
27    CONTINUE
      DO 28 IK = 1,NX
          EDERF(IK,NV) = F1(IK)
          DERF(IK,NV) = YA(IK)
28    CONTINUE
      CALL INTEGR (XF,YA,F,W,ALARG,NX)
      IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** INTEGRATION DONE *****'
      GOTO 123
C-----
C ---- CUBIC SPLINE FIRST AND SECOND DERIVATIVE ----
C ---- EVALUATOR ----
C-----
122    CONTINUE
      IER = 0
      CALL ICSCCU (XF,F,NX,C,IC,IER)
      IF (IER.NE.0) TYPE *, ' ICSCCU IER =', IER
      IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** CUBIC SPLINE DONE *****'
      IER = 0
      CALL DCSEVU (XF,F,NX,C,IC,XF,F1,NX,F2,NX,IER)
      IF (IER.NE.0) TYPE *, ' DCSEVU IER =', IER
      IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** DERIVATIVE EVALUATION DONE *****'
      DO 215 I = 1,NX
          EDERF(I,NV) = F1(I)
          DDERF(I,NV) = F2(I)

```

```

215      CONTINUE
C-----
C ----- VELOCITY PROFILE CUBIC SPLINE DATA SMOOTHER
C-----
123      IF (LPROF.NE.1) GOTO 208
          SMI = FACT(NV,NPRO)*FLOAT(NX)
          IER = 0
          CALL ICSSCU (XF,F,DF,NX,SMI,YA,CC,IC,WK,IER)
          IF (IER.NE.0) TYPE *, 'ICSSCU IER',IER
          IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** PROFILE SPLINE DONE *****'
          IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** BY ICSSCU *****'
          DO 209 IL = 1,NX
              F(IL) = YA(IL)
209      CONTINUE
208      CONTINUE
C
C      INTERPOLATION AUX NOEUDS DE LA GRILLE
C
          IF (INTERP.EQ.0) GOTO 239
          IER = 0
          CALL ICSCCU (XF,F,NX,C,IC,IER)
          IF (IER.NE.0) TYPE *, ' ICSCCU IER =',IER
          IER = 0
          CALL ICSEVU (XF,F,NX,C,IC,XI,YI,NF,IER)
          IF (IER.NE.0) TYPE *, ' ICSEVU IER =',IER
          IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** INTERPOLATION DONE *****'
          DO 171 I = 1,NF
              XF(I) = XI(I)
              F(I) = YI(I)
171      CONTINUE
          NX = NF
239      CONTINUE
C
C
C
          DO 4 IJ = 1,NX
              XT(IJ) = XF(IJ)
              FT(IJ) = F(IJ)
              FI(IJ,NV) = FT(IJ)
4          CONTINUE
C-----
C ----- CUBIC SPLINE FIRST AND SECOND DERIVATIVE -----
C ----- EVALUATOR -----
C-----
          IF (IDER.EQ.0 .AND. ILISS.NE.0) GOTO 287
          IER = 0
          CALL ICSCCU (XF,F,NX,C,IC,IER)
          IF (IER.NE.0) TYPE *, ' ICSCCU IER =',IER
          IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** CUBIC SPLINE DONE *****'
          IER = 0
          CALL DCSEVU (XF,F,NX,C,IC,XF,F1,NX,F2,NX,IER)
          IF (IER.NE.0) TYPE *, ' DCSEVU IER =',IER
          IF (IER.EQ.0) TYPE *, '***** DERIVATIVE EVALUATION DONE *****'
          DO 55 I = 1,NX
              DDERF(I,NV) = F1(I)
55      CONTINUE
287      CONTINUE
C
C      CHARGEMENT DES VALEURS MESUREES ET
C      CALCUL DES INTERVALLES DE CONFIANCE
C
          DO 21 I = 1,NXL
              F(I) = Z(I,NV)

```

```

                DF(I) = DZ(I,NV)
                FP(I) = F(I) + DF(I)
                FM(I) = F(I) - DF(I)
21      CONTINUE
C
C      DESSIN DES PTS DE MESURE ET DU LISSAGE
C
      TYPE *, '***** DEBUT DU DESSIN DES VITESSES *****'
      CALL SCALE (F,NXL,20.,YMIN,DY)
C      CALL SYMBOL (-20.,35.,0.5,'SM APRES ICSSCV : ',0.,18)
C      CALL NUMBER (999.,999.,0.5,SM(NV),0.,2)
C      CALL SYMBOL (-20.,34.,0.5,'SM AVANT ICSSCU : ',0.,18)
C      CALL NUMBER (999.,999.,0.5,SMF(NV),0.,2)
C      CALL SYMBOL (-20.,33.,0.5,'SM APRES ICSSCU : ',0.,18)
C      CALL NUMBER (999.,999.,0.5,SMT(NV),0.,2)
C      CALL SYMBOL (-20.,32.,0.5,'SMmin : ',0.,7)
C      CALL NUMBER (999.,999.,0.5,SMMIN,0.,2)
C      CALL SYMBOL (-15.,32.,0.5,' SMmax : ',0.,9)
C      CALL NUMBER (999.,999.,0.5,SMMAX,0.,2)
      XMIN = 0.0
      DX = 1.0
      CALL AXIS (0.0,0.0,30.,90.0,XMIN,DX,'Position Y [mm]',15)
      CALL AXIS (0.0,0.0,20.,-180.0,YMIN,DY,'Z',-1)
      CALL LINE (XM,F,NXL,-1,-6,XMIN,DX,YMIN,DY,90.)
      DO 30 I = 1,NXL
          XK(1) = XM(I)
          XK(2) = XM(I)
          YK(1) = FM(I)
          YK(2) = FP(I)
          CALL LINE (XK,YK,2,0,0,XMIN,DX,YMIN,DY,90.)
30      CONTINUE
      CALL LINE (XT,FT,NX,0,0,XMIN,DX,YMIN,DY,90.)
      CALL PLOT (30.,0.0,-3)
34      CONTINUE
      CALL PLOT (0.0,0.0,999)
C
C      DESSIN DE LA DERIVEE PREMIERE
C
      CALL PLOTS (0,40.,1,0)
      DO 35 NV2 = 1,NZ
          IF (NV2.EQ.1) CALL PLOT (21.,2.5,-3)
          IF (NV2.EQ.1) CALL NUMBER (5.0,0.0,1.,ANPRO,0.,0)
          KK = 0
          DO 36 IDF = 1,NX
              FT(IDF) = DERF(IDF,NV2)
36      CONTINUE
          DO 371 IDF = 1,NX0
              FA(IDF) = EDERF(IDF,NV2)
371      CONTINUE
C      CALL SCALE (XT,NX,30.,XMIN,DX)
      CALL SCALE (FA,NX0,20.,YMIN,DY)
      XMIN = 0.0
      DX = 1.0
      CALL AXIS (0.0,0.0,30.,90.0,XMIN,DX,'Position Y [mm]',15)
      CALL AXIS (0.0,0.0,20.,-180.0,YMIN,DY,'DZ',-2)
      CALL LINE (XT,FT,NX,0,0,XMIN,DX,YMIN,DY,90.)
      CALL LINE (X0,FA,NX0,-1,-1,XMIN,DX,YMIN,DY,90.)
      CALL PLOT (30.,0.0,-3)
35      CONTINUE
      CALL PLOT (0.0,0.0,999)
C
C
C

```

EPFL-IMHEF

```

DO 40 KI = 1,NX
WRITE (11) XX,XF(KI), (FI(KI,M),DERF(KI,M),M = 1,NZ)
WRITE (20,*) XX,XF(KI), (FI(KI,MN),DERF(KI,MN),MN=1,NZ)
40 CONTINUE
C
C   PROCHAIN PROFIL
C
C   GOTO 200
C
C   FIN DES PROFILS
C
101 CONTINUE
CLOSE (UNIT=10)
CLOSE (UNIT=11)
STOP 'FIN DU PROGRAMME INTERPOL'
2001 TYPE *, 'LE FICHER LISSAGE.PRM N' 'EXISTE PAS'
STOP
END

```

C  
C  
C

```

SUBROUTINE MOYR (X,Y,DY,NX,N)
REAL X(1),Y(1),DY(1)
N = 1
K = 1
DO 1 I = 2,NX
IF (X(I) .NE. X(I-1)) GOTO 11

```

C  
C  
C

```

X(I) .EQ. X(I-1)

```

```

K = K+1
Y(I) = (Y(I-1)*FLOAT(K-1) + Y(I))/FLOAT(K)
DY(I) = DY(I-1) + DY(I)
GOTO 12

```

C  
C  
C

```

X(I) .NE. X(I-1)

```

```

11 CONTINUE
K = 1
N = N+1
12 CONTINUE
X(N) = X(I)
Y(N) = Y(I)
DY(N) = DY(I)
1 CONTINUE
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE INTEGR (X,UP,U,W,ALARG,NPT)

```

\*\*\*\*\*

\*\*  
\*  
\*  
\*

```

[DUPONT.LISSAGE] INTEGR.FOR

```

\*\*\*\*\*

\*\*

C-----

C  
C X - VECTOR OF LENGTH NPT CONTAINING THE ABSCISSAE  
C OF THE NX DATA POINTS (INPUT)  
C UP - VECTOR OF LENGTH NPT CONTAINING DERIVATE



```

C          VALUES (INPUT)
C      U      - ON INPUT, VECTOR OF LENGTH NPT+1 CONTAINING
C              THE NPT APPROXIMATE VALUES OF THE FUNCTION
C              AT THE LOCATION X
C              ON OUTPUT, VECTOR CONTAINING THE INTEGRALE
C              VALUES OF THE DERIVATE FUNCTION
C      W      - WEIGHT ASSOCIATE WITH THE APPROXIMATE VALUES
C-----
C
C      REAL X(300),UP(300),U(300),W(300)
C      REAL A(300,300),WK(13500),C(300)
C      IA = 300
C      N = NPT
C
C----- COEFFICIENTS CALCULATION
C
C      DO 10 I = 2,N
C          C(I) = 1./(X(I)-X(I-1))
C 10      CONTINUE
C
C----- MATRIX CALCULATION
C
C      MATRIX INITIALISATION
C
C      DO 11 J = 1,N
C      DO 11 I = 1,N
C          A(I,J) = 0.0
C 11      CONTINUE
C
C      MATRIX DEFINITION
C
C      DO 12 I = 2,N
C          A(I,I-1) = -C(I)
C          A(I,I) = C(I)
C 12      CONTINUE
C
C      BOUNDARY CONDITIONS
C
C      A(1,1) = W(1)/(2.*C(2))
C      A(1,N) = W(N)/(2.*C(N))
C      DO 13 I = 2,N-1
C          A(1,I) = W(I)*(C(I)+C(I+1))/(2.*C(I)*C(I+1))
C 13      CONTINUE
C
C----- LINEAR EQUATION (U = A-1*UP) SOLUTION
C
C      ON INPUT OF THE ROUTINE LEQIF, U CONTAIN
C      THE RIGHT HAND SIDES OF THE EQUATION A*U = UP
C
C      SUM OF THE APPROXIMATE VALUES
C
C      SUM = 0.
C      DO 16 I = 2,N-1
C          SUM = SUM + W(I)*U(I)*(C(I)+C(I+1))/(2.*C(I)*C(I+1))
C 16      CONTINUE
C      SUM = SUM + W(1)*U(1)/(2.*C(2))+W(N)*U(N)/(2.*C(N))
C
C      U = UP on input of LEQIF
C
C      DO 15 I = 2,N-1

```

EPFL-IMHEF

```

          U(I) = (ALARG*(UP(I-1)+UP(I+1))+UP(I))/(1+2.*ALARG)
CD       U(I) = UP(I)
   15    CONTINUE
          U(N) = (ALARG*UP(I-1)+UP(I))/(1+ALARG)
C
C       BOUNDARY CONDITIONS
C
C       U(1) = SUM
C
C       IER = 0
C       M = 1
C       MA = N/10
C       IJOB = 0
C       CALL LEQIF (A, IA, N, MA, U, IA, M, IJOB, WK, IER)
C       IF (IER.NE.0) TYPE 100, IER
100     FORMAT (1X, 'LEQIF-ERR-', I3)
C
C
C ----- END OF SUBROUTINE INTEGR
C
C       RETURN
C       END

```

### B.3 Listing du fichier de paramètre LISSAGE.PRM

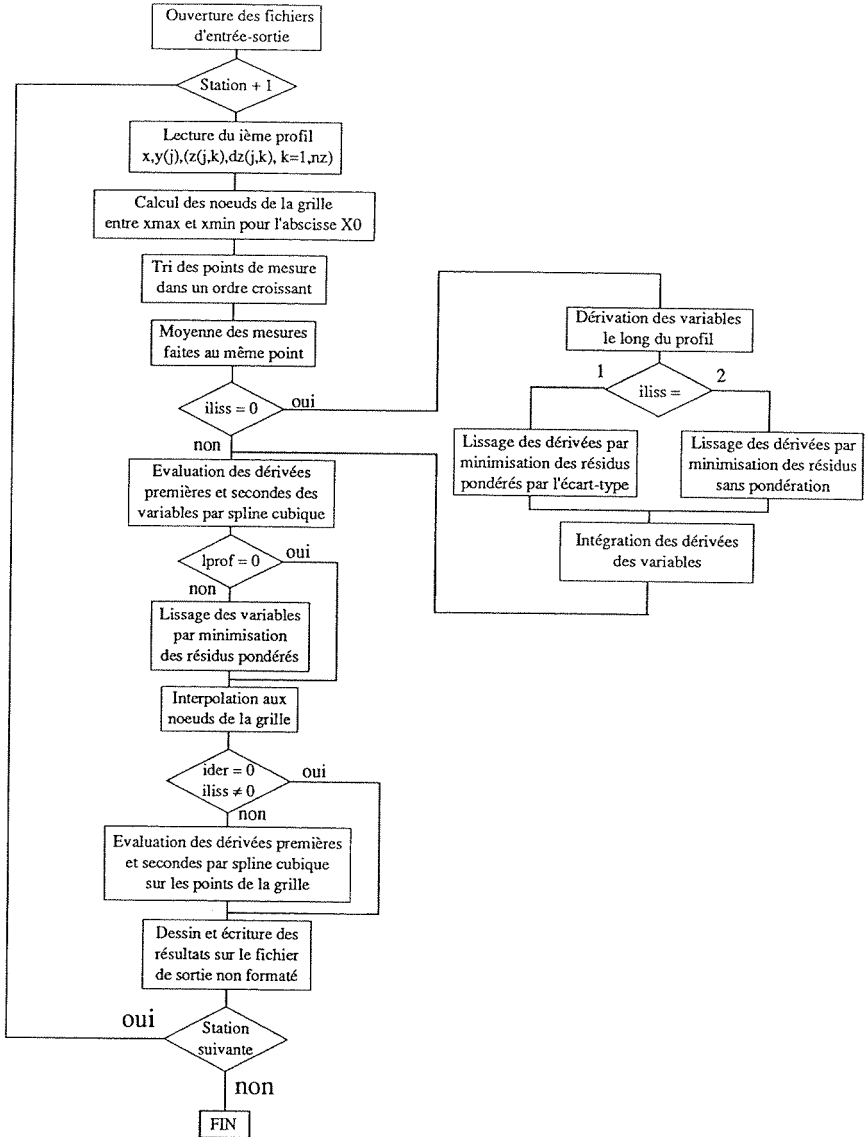
J'ai reproduit ci-dessous un exemple du fichier d'entrée du programme de lissage. Cette exemple est celui qui a été utilisé pour le lissage des profils de vitesse sur l'extrados du profil NACA 009 en cavitation.

```

$PARAM
  INFILE = 'VITESSE.DAT',
  NZ     = 2,
  FIRST  = 1,
  LAST   = 12,
  NF     = 200,
  FACT   = 0.05,0.01,,,,
          3.0,0.3,,,,
          1.0,0.02,,,,
          2.,0.07,,,,
          10.0,0.1,,,,
          25.,0.02,,,,
          5.,0.05,,,,
          50.,0.1,,,,
          80.,0.08,,,,
          5.0,0.05,,,,
          50.,0.05,,,,
          50.,0.05,,,,
  ILISS  = 0,
  DRETRO = 1.,
  ALARG  = 0.,
  IDER   = 1,
  LPROF  = 1,
  INTERP = 1
$END

```

B.4 Organigramme du programme de lissage



## ANNEXE C

## C.1 Détermination des coordonnées des points définissant le profil

Afin de comparer les pressions obtenues par FIDAP et celle obtenues par la mesure en paroi du profil, il faut que les résultats soient donnés en fonction de la corde relative  $x/L$  et non en fonction de l'abscisse curviligne comme cela est le cas dans le post-traitement de FIDAP. Pour obtenir cette corde relative à partir des coordonnées des noeuds du maillage de FIDAP, quelques opérations sont nécessaires.

Il faut tout d'abord, lors de la génération de ces points par le pré-processeur FIPREP, obtenir une sortie sur fichier de leurs coordonnées dans le repère du calcul. L'option PRINT=1 de la commande CURVE de génération des courbes du profil permet l'écriture de ces coordonnées sur le fichier FIOUT. La génération de ces courbes se fait par extrapolation à partir des points de définition du profil contenus dans le fichier FISPLN.

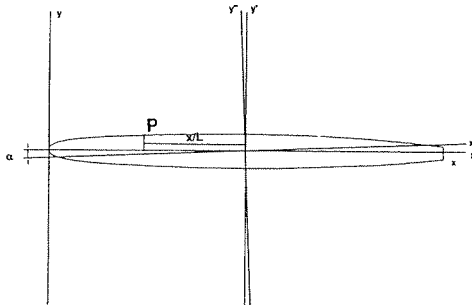


Figure C.1 : Rotation du système de coordonnées.

Pour obtenir la position relative sur la corde d'un point du profil, il faut le projeter sur le squelette du profil. Comme le montre la Figure C.1, cela revient à exécuter une rotation du système de coordonnées d'un angle  $\alpha$  afin d'obtenir l'abscisse de ce point dans ce nouveau système de coordonnées, puis d'effectuer une translation de ces axes pour définir l'origine au bord d'attaque du profil. Cette translation est égale à  $-L/2$ , l'origine du maillage de FIDAP étant située au milieu du profil. Il suffit alors de diviser l'abscisse du point par la corde du profil  $L$  pour obtenir sa position relative sur la corde  $x/L$ .

On peut ainsi écrire :

$$x' = x'' \cos \alpha + y'' \sin \alpha \quad \text{et} \quad x = x' - L/2$$

On a donc :

$$x/L = (x'' \cos \alpha + y'' \sin \alpha) / L - 1/2$$

Cette expression a été appliquée à l'aide d'un tableur (Excel) afin d'obtenir le résultat de façon quasi automatique.

Profil NACA 009 Incidence  $\alpha = -2.5$  degrés

X	Y	x/L	x/L [%]
-0.4995	0.0218	0.0000	0.00
-0.4980	0.0266	0.0013	0.13
-0.4956	0.0311	0.0035	0.35
-0.4915	0.0348	0.0074	0.74
-0.4866	0.0378	0.0122	1.22
-0.4811	0.0403	0.0176	1.76
-0.4751	0.0424	0.0235	2.35
-0.4687	0.0443	0.0298	2.98
-0.4619	0.0458	0.0366	3.66
-0.4547	0.0472	0.0437	4.37
-0.4471	0.0484	0.0512	5.12
-0.4391	0.0495	0.0592	5.92
-0.4307	0.0505	0.0675	6.75
-0.4219	0.0513	0.0763	7.63
-0.4126	0.0521	0.0856	8.56
-0.4028	0.0527	0.0953	9.53
-0.3926	0.0533	0.1055	10.55
-0.3819	0.0538	0.1162	11.62
-0.3706	0.0543	0.1274	12.74
-0.3588	0.0546	0.1392	13.92
-0.3464	0.0549	0.1516	15.16
-0.3333	0.0552	0.1646	16.46
-0.3197	0.0554	0.1782	17.82
-0.3054	0.0555	0.1925	19.25
-0.2904	0.0556	0.2075	20.75
-0.2746	0.0557	0.2232	22.32
-0.2581	0.0556	0.2398	23.98
-0.2407	0.0556	0.2571	25.71
-0.2225	0.0554	0.2753	27.53
-0.2034	0.0553	0.2943	29.43
-0.1834	0.0550	0.3144	31.44
-0.1624	0.0547	0.3353	33.53
-0.1404	0.0543	0.3574	35.74
-0.1173	0.0538	0.3805	38.05
-0.0931	0.0532	0.4047	40.47
-0.0676	0.0525	0.4301	43.01
-0.0410	0.0516	0.4568	45.68
-0.0130	0.0506	0.4848	48.48
0.0163	0.0493	0.5141	51.41
0.0470	0.0478	0.5449	54.49
0.0793	0.0459	0.5772	57.72
0.1131	0.0437	0.6111	61.11
0.1486	0.0411	0.6466	64.66
0.1857	0.0381	0.6839	68.39
0.2247	0.0345	0.7229	72.29
0.2655	0.0303	0.7639	76.39
0.3082	0.0254	0.8068	80.68
0.3530	0.0197	0.8518	85.18
0.3999	0.0131	0.8989	89.89
0.4490	0.0054	0.9483	94.83
0.5003	-0.0035	1.0000	100.00

## ANNEXE D

### D.1 Estimation de $\varepsilon$ le long du profil

On peut estimer, en première approximation, que la traînée du profil est due à la dissipation turbulente et négliger la dissipation visqueuse.

On connaît, par nos mesures, le coefficient de traînée du profil :

$$C_x = \frac{D}{1/2 \rho U_\infty^2 S} \quad (\text{D.1})$$

La puissance dissipée peut donc se calculer comme le produit de cette traînée par la vitesse le référence amont :

$$P = D \cdot U_\infty = \frac{1}{2} C_x \rho U_\infty^3 S \quad (\text{D.2})$$

La puissance dissipée par unité d'envergure s'exprime sous la forme :

$$P' = \frac{1}{2} C_x \rho U_\infty^3 L \quad (\text{D.3})$$

On peut alors écrire que la dissipation turbulente est la puissance dissipée par unité de masse qui a l'expression :

$$\varepsilon = \frac{P'}{\rho V'} \quad \text{avec } V' = L \overline{\delta} \quad (\text{D.4})$$

$\overline{\delta}$  étant l'épaisseur moyenne de la couche-limite. En introduisant dans cette expression de la puissance dissipée par unité d'envergure, on obtient la valeur de la dissipation turbulente le long du profil :

$$\varepsilon = \frac{1/2 C_x \rho U_\infty^3 L}{\rho L \overline{\delta}} = \frac{1/2 C_x \rho U_\infty^3}{\overline{\delta}} \quad (\text{D.5})$$

### Forme adimensionnelle

Afin d'introduire ce résultat comme valeur initial pour le calcul à l'aide du logiciel FIDAP, il faut exprimer la dissipation turbulente sous forme adimensionnelle. Cette dissipation s'écrit traditionnellement sous la forme :

$$\varepsilon = \rho C_{\mu} \frac{k^2}{\mu_t} \quad (D.6)$$

L'énergie cinétique de la turbulence s'exprimant, sous forme adimensionnelle comme  $k^* = \frac{k}{U^2}$ , la dissipation turbulente peut alors s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{\rho L U_{\infty}}{\mu_t} C_{\mu} k^{*2} \frac{U_{\infty}^3}{L} = Re_t C_{\mu} k^{*2} \frac{U_{\infty}^3}{L} \quad (D.7)$$

La dissipation turbulente sous forme adimensionnelle s'écrit, au vu de ce que nous venons d'établir, comme :

$$\boxed{\varepsilon^* = \frac{\varepsilon \cdot L}{U_{\infty}^3}} \quad (D.8)$$

La dissipation turbulente le long d'un profil donnée en fonction du coefficient de traînée et de l'épaisseur moyenne de la couche-limite, peut alors s'écrire, sous forme adimensionnelle :

$$\varepsilon^* = 0.5 C_x \frac{L}{\delta} \quad (D.9)$$

Dans le cas d'une plaque plane, en écoulement turbulent, l'épaisseur relative de la couche-limite a pour expression :

$$\frac{\delta_{\infty}}{x} = 0.370 Re_x^{-1/5} \quad (D.10)$$

En utilisant cette approximation pour calculer la dissipation turbulente sous forme adimensionnelle, on obtient :

$$\varepsilon^* \approx C_x \cdot Re^{1/5} \quad (D.11)$$

## D.2 Application numérique

Dans notre cas, la valeur du coefficient de traînée du profil mesuré est de 0.02 pour un nombre de Reynolds de  $2 \cdot 10^6$ . Ceci nous donne une dissipation turbulente adimensionnelle moyenne le long du profil de :

$$\boxed{\varepsilon^* = 0.36}$$



## ANNEXE E

## E.1 Rotation des vecteurs

Afin d'augmenter la précision de la mesure de la vitesse faite à l'aide de l'anémomètre Laser-Doppler, elle est effectuée dans un repère placé à 45 degrés de l'écoulement moyen. De plus, le décalage en fréquence induisant un défilement des franges du système de mesure, les composantes de la mesure Laser ne sont pas dans un repère directe. Ces deux raisons nous ont amenés à présenter ici la transformation géométrique appliquée aux vecteurs de la mesure pour les obtenir dans un repère liée à la veine d'essai.

La Figure E.1 reproduit ce changement de repère. Les axes étoilés indiquent les axes de la mesure, les autres étant les axes de la veine d'essai. Le calage des axes de mesure à 45 degrés des axes de la veine est effectué en tentant d'égaliser les deux composantes de la vitesse mesurée par l'anémomètre. Cette mesure est faite à l'entrée de la veine où la direction de la vitesse est supposée être dirigée selon l'axe principale de celle-ci. Pour obtenir cette égalité, le système optique de l'anémomètre est tourné par pas successifs, ce qui a pour conséquence de faire tourner les axes de la mesure autour de son axe de focalisation. La précision de cette méthode n'étant pas très grande, nous avons introduit un angle de correction constant  $\alpha_0$  correspondant à l'erreur entre les 45 degrés théoriques et la direction réelle des axes de mesure dans le repère de la veine.

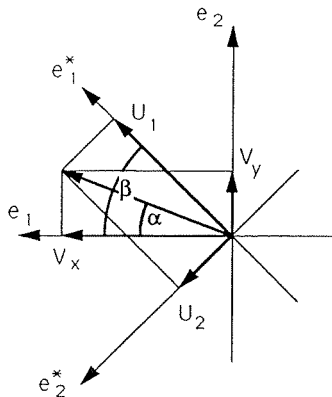


Figure E.1 : Position du repère de la mesure Laser par rapport au repère lié à la veine d'essai.

Appelons l'angle réel des axes de mesure dans le repère de la veine  $\beta$ , qui est donné par :

$$\beta = 45^\circ + \alpha_0 \quad (\text{E.1})$$

La transformation géométrique qui permet d'obtenir les composantes de la vitesse dans le repère de la veine en fonction des composantes mesurées est donnée par :

$$\begin{aligned} V_x &= U_1 \cdot \cos \beta + U_2 \cdot \sin \beta \\ V_y &= U_1 \cdot \sin \beta - U_2 \cdot \cos \beta \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

L'angle de la vitesse est alors calculé dans le repère de la veine comme :

$$\alpha = \arctg \left( \frac{V_y}{V_x} \right) \quad (\text{E.3})$$

## E.2 Rotation des tenseurs

De manière identique à la rotation des vecteurs, on est amené à calculer les tenseurs dans le repère de la veine d'essai en fonction de leurs composantes mesurées dans le repère de l'anémomètre Laser-Doppler.

Soit  $C^*$ , un tenseur dans le repère de mesure donné par :

$$C^* = \begin{pmatrix} \overline{u_1^2} & \overline{u_1 u_2} \\ \overline{u_1 u_2} & \overline{u_2^2} \end{pmatrix} \quad (\text{E.4})$$

et  $C$ , le tenseur correspondant dans le repère de la veine, donné par :

$$C = \begin{pmatrix} \overline{v_x^2} & \overline{v_x v_y} \\ \overline{v_x v_y} & \overline{v_y^2} \end{pmatrix} \quad (\text{E.5})$$

on calcule ce dernier par rotation tensorielle donnée, selon Hinze, par :

$$C = \sum_k \sum_l C_{kl}^* \cdot e_{ik} \cdot e_{jl} \quad (\text{E.6})$$

où  $e_{ik}$  et  $e_{jl}$  sont les cosinus-directeurs de cette rotation. Si l'on applique cette transformation aux différents éléments de ces tenseurs, on obtient :

$$\begin{aligned} \overline{v_x^2} &= \overline{u_1^2} \cdot e_{11} \cdot e_{11} + \overline{u_1 u_2} \cdot e_{11} \cdot e_{12} + \overline{u_1 u_2} \cdot e_{12} \cdot e_{11} + \overline{u_2^2} \cdot e_{12} \cdot e_{12} \\ \overline{v_x v_y} &= \overline{u_1^2} \cdot e_{11} \cdot e_{21} + \overline{u_1 u_2} \cdot e_{11} \cdot e_{22} + \overline{u_1 u_2} \cdot e_{12} \cdot e_{21} + \overline{u_2^2} \cdot e_{12} \cdot e_{22} \\ \overline{v_y^2} &= \overline{u_1^2} \cdot e_{21} \cdot e_{21} + \overline{u_1 u_2} \cdot e_{21} \cdot e_{22} + \overline{u_1 u_2} \cdot e_{22} \cdot e_{21} + \overline{u_2^2} \cdot e_{22} \cdot e_{22} \end{aligned} \quad (\text{E.7})$$

où les cosinus-directeurs ont pour valeur :

$$\begin{aligned}
 e_{11} &= \cos(e_1, e_1^*) = \cos \beta \\
 e_{12} &= \cos(e_1, e_2^*) = \sin \beta \\
 e_{21} &= \cos(e_2, e_1^*) = \sin \beta \\
 e_{22} &= \cos(e_2, e_2^*) = -\cos \beta
 \end{aligned}
 \tag{E.8}$$

En introduisant la valeur de ces cosinus-directeurs dans les formules de transformation E.7, on obtient :

$$\begin{aligned}
 \overline{v_x^2} &= \overline{u_1^2} \cdot \cos^2 \beta + 2 \cdot \overline{u_1 u_2} \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta + \overline{u_2^2} \cdot \sin^2 \beta \\
 \overline{v_x v_y} &= \overline{u_1^2} \cdot \cos \beta \cdot \sin \beta + \overline{u_1 u_2} \cdot (\sin^2 \beta - \cos^2 \beta) - \overline{u_2^2} \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta \\
 \overline{v_y^2} &= \overline{u_1^2} \cdot \sin^2 \beta - 2 \cdot \overline{u_1 u_2} \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta + \overline{u_2^2} \cdot \cos^2 \beta
 \end{aligned}
 \tag{E.9}$$

On peut vérifier ces formules en appliquant la rotation vectorielle E.2 à chacune des composantes de ces corrélations doubles. Par exemple, pour la corrélation croisée, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 \overline{v_x v_y} &= \overline{(u_1 \cos \beta + u_2 \sin \beta)(u_1 \sin \beta - u_2 \cos \beta)} \\
 &= \overline{u_1^2} \cdot \cos \beta \cdot \sin \beta - \overline{u_2^2} \cdot \cos \beta \cdot \sin \beta + \overline{u_1 u_2} \cdot (\sin^2 \beta - \cos^2 \beta)
 \end{aligned}
 \tag{E.10}$$

On retrouve bien la formule exposée sous E.7. Ces diverses transformations permettent également de calculer l'angle principal du tenseur. Cet angle, que nous nommerons  $\varphi$ , correspond à la rotation qu'il faut appliquer au repère afin d'obtenir une corrélation croisée  $\overline{v_x v_y}$  qui s'annule. Suivant les équations E.7, on peut poser :

$$\begin{aligned}
 0 &= (\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}) \cdot \cos \beta \cdot \sin \beta + \overline{u_1 u_2} \cdot (\sin^2 \beta - \cos^2 \beta) \\
 &= (\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}) \cdot \frac{1}{2} \sin(2\beta) - \overline{u_1 u_2} \cdot \cos(2\beta)
 \end{aligned}
 \tag{E.11}$$

On obtient ainsi comme angle principale du tenseur, dans le repère de mesure :

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left( \frac{2 \cdot \overline{u_1 u_2}}{\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}} \right)
 \tag{E.12}$$



## ANNEXE F

### F.1 Fichier d'entrée pour le pré-processeur FIPREP

Nous présentons ci-après le listing du fichier d'entrée (FIINP) pour le pré-processeur FIPREP. A partir de ce fichier, le pré-processeur crée le maillage, impose les restrictions des degrés de liberté aux frontières, ainsi que les conditions initiales, et génère le fichier d'entrée pour le processeur FIDAP. C'est également à l'aide de ce fichier que l'on définit le type de solveur utilisé pour résoudre l'équation de Navier-Stokes.

Le maillage est construit à partir d'éléments quadratiques à quatre noeuds (QUAD, NODES=4) sur lesquels des fonctions élémentaires sont utilisées. Des éléments spéciaux sont utilisés aux parois solides (BOUNDARY, FACE) permettant d'y appliquer une loi de paroi (WALL) à la fois pour les composantes de la vitesse et le valeur k (KINETIC) et  $\epsilon$  (DISSIPATION) du modèle de turbulence (K.E) utilisé. En fonction de l'adimensionnalisation des équations choisie, la densité (DENSITY) est également à l'unité et la viscosité (VISCOSITY) à l'inverse du nombre de Reynolds.

Le solveur choisi ici est la méthode de substitution successives (Méthode de Picard). Un total de 80 itérations (S.S. = 80) est requis, en utilisant un facteur de relaxation de 0.5 (ACCF = 0.5) et une méthode de pénalité (PENALTY) pour résoudre la pression. La vitesse initiale donnée est le résultat du calcul de l'écoulement par l'équation de Stokes. Les valeurs initiales de l'énergie cinétique de la turbulence et de la dissipation sont données constantes sur tout le domaine et égales aux valeurs à l'entrée de la veine.

Le contour du profil (CURVE) est défini à l'aide d'un fichier annexe FISPLN (INPUT=1) contenant 100 points pour définir l'intrados et 100 autres points pour l'extrados. L'utilisation d'un fichier annexe permet de modifier aisément le type, ainsi que l'incidence du profil.

### F.2 Listing du fichier FIINP

```
*TITLE
FLOW AROUND A CAVITATING PROFILE (2.5 DEG.) (Re= 2.e06) (27)
*FIMESH (2-D, IMAX=7, JMAX=15)
EXPI
/1 2 3 4 5 6 7
/ 5 30 5
1 0 6 0 36 0 41
EXPJ
/1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15
/ 20 50 15 2 15 50 20
1 0 21 0 71 0 86 0 88 0 103 0 153 0 173
POINT
1 5 3 1 -.4995241 2.1809693E-02
101 5 13 1 -.4995241 2.1809693E-02
/111 5 4 1 -.1510321 5.4515630E-02
```

EPFL-IMHEF

2	5	5	1	0.5003229	-3.4986248e-03
3	7	5	1	0.4993781	-2.180966E-02
4	7	7	1	3.0	0.00
5	3	7	1	3.0	0.6
6	1	7	1	3.0	0.75
7	1	1	1	-3.0	0.75
8	3	1	1	-3.0	0.6
9	3	15	1	-3.0	-0.6
10	1	15	1	-3.0	-0.75
11	1	9	1	3.0	-0.75
12	3	9	1	3.0	-0.6
13	7	9	1	3.0	0.00
14	7	11	1	0.4993781	-2.180966E-02
15	5	11	1	0.4987240	-4.0120699E-02
201	5	15	1	-3.0	0.0
20	5	1	1	-3.0	0.0
21	5	7	1	3.0	3.00E-02
22	5	9	1	3.0	-3.00E-02
/211	3	4	1	-.1510321	0.75
221	3	3	1	-1.00	0.60
222	3	5	1	0.75	0.60
223	3	11	1	0.75	-0.60
224	3	13	1	-1.00	-0.60
225	1	3	1	-1.00	0.75
226	1	5	1	0.75	0.75
227	1	11	1	0.75	-0.75
228	1	13	1	-1.00	-0.75

LINE

/IPS	IPF	RATIO	IRAT
2	3		
3	4	0.0025	1
4	21		
21	5	1.1	0
6	5	0.01	1
222	5	0.04	1
222	221		
221	8	0.04	1
226	6	0.04	1
226	225		
225	7	0.04	1
7	8	0.01	1
20	8	1.1	0
1	20	0.0025	1
2	21	0.0025	1
10	9	0.01	1
228	10	0.04	1
228	227		
227	11	0.04	1
224	9	0.04	1
224	223		
223	12	0.04	1
11	12	0.01	1
22	12	1.1	0
22	13		
14	13	0.0025	1
14	15		
101	201	0.0025	1
201	9	1.1	0
15	22	0.0025	1
1	221	0.0025	1
101	224	0.0025	1
2	222	0.0025	1
15	223	0.0025	1

```

228 224 0.01 1
227 223 0.01 1
225 221 0.01 1
226 222 0.01 1
101 224 0.0025 1
1 221 0.0025 1
2 222 0.0025 1
15 223 0.0025 1
CURVE (INPUT=1,PRINT=1)
1 2 100 0.005 1 0.005
CURVE (INPUT=1,PRINT=1)
101 15 100 0.005 1 0.005
SURFACE
4 2
21 7
13 15
22 10
MERGE
3 4 14 13
20 1 201 101
/ definition des elements
ELEMENTS (QUAD,NODES=4)
4 2
21 7
13 15
22 10
ELEMENTS (BOUNDARY,FACE)
/Bord de fuite
2 3
14 15
ELEMENTS (BOUNDARY,FACE)
/Extrados
1 2
ELEMENTS (BOUNDARY,FACE)
/Intrados
15 101
ELEMENTS (BOUNDARY,FACE)
/Bord superieur et inferieur de la veine
6 7
10 11
BCNODE (VELO)
1 2 0.
15 101 0.
2 3 0.
14 15 0.
6 7 0.
10 11 0.
BCNODE (UX)
8 20 1.
201 9 1.
8 7 1.
9 10 1.
BCNODE (UY)
7 8 0.
8 20 0.
201 9 0.
9 10 0.
BCNODE (DISS)
7 8 0.05
8 20 0.05
201 9 0.05
9 10 0.05
BCNODE (KINE)

```

EPFL-IMHEF

```

7  8  0.005
8  20 0.005
201 9  0.005
9  10 0.005
END
*PROBLEM (NONLINEAR, TURBULENT)
*OPTIONS (UPWINDING)
*EXECUTION (NEWJOB)
*DENSITY (CONSTANT=1.)
*VISCOSITY (K.E., CLIP=1.E6)
5.E-7
*SOLUTION (S.S.=80, ACCF=.5, VELCONV=0.001)
*PRESSURE (PENALTY=1.E-06)
*ICNODE (VELOCITY, STOKES)
*ICNODE (KINETIC, CONSTANT=0.005)
*ICNODE (DISSIPATION, CONSTANT=0.05)
*POSTPROCESS
*NODES (FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=1, FLUID, QUAD, NODES=4, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=2, FLUID, QUAD, NODES=4, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=3, FLUID, QUAD, NODES=4, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=4, FLUID, QUAD, NODES=4, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=5, WALL, NODES=2, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=6, WALL, NODES=2, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=7, WALL, NODES=2, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=8, WALL, NODES=2, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=9, WALL, NODES=2, FIMESH)
*ELEMENTS (GROUP=10, WALL, NODES=2, FIMESH)
*RENUMBER (PROFILE)
*END

```



## CURRICULUM VITÆ

**Philippe Dupont**

de nationalité suisse

né le 8 mai 1958 à Fribourg (Suisse).

Adresse privée : 14b, Ch. du Croset  
 CH-1024 ECUBLENS (SUISSE)  
 Téléphone prof. : (+41) 21 693 36 44  
 Téléphone privé : (+41) 21 691 60 28

Parents : Marie-Hélène et Eric Dupont  
 Situation familiale : Marié le 19 juillet 1988 avec Pascale Godel à Nyon  
 1 enfant

## FORMATION

1965-1968 École primaire à Nyon  
 1968-1975 Collège secondaire à Nyon  
**1975** Obtention du certificat d'études secondaires en division scientifique  
 1975-1978 Gymnase de la Cité à Lausanne, section scientifique  
**1978** Obtention du baccalauréat ès sciences mention Mathématiques-sciences  
 1978-1984 École Polytechnique Fédérale de Lausanne, section Mécanique, orientation thermique  
 1985 Stage de formation (Bobst SA, Lausanne)  
**1984** Obtention du diplôme d'ingénieur mécanicien EPFL  
 1986-1987 Cours de 3<sup>ème</sup> cycle intitulé "Équations différentielles ordinaires et aux dérivées partielles : théorie et méthodes numériques" donné au département de mathématique de l'école polytechnique de Lausanne  
**1987** Obtention du certificat de formation postgrade en mathématiques appliquées

## EXPERIENCES PROFESSIONNELLES

1984-1990 Assistant-doctorant à l'institut de machines hydrauliques et de mécanique des fluides de l'école polytechnique de Lausanne. Responsabilité dans la mise en route d'un tunnel de cavitation à grande vitesse et de son instrumentation (processus contrôlés par ordinateur, anémométrie laser-Doppler,...). Travaux sur différents mandats industriels. Calcul d'écoulements à l'aide d'un code Navier-Stokes (FIDAP).

1991 Du 1er mars au 31 août, engagé par l'École Nationale Supérieure des Techniques Avancées (ENSTA) pour travailler comme ingénieur de recherche à l'École Navale de Lanvéoc-Poulmic (France)





